

КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР
**ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ**
ИМ. Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

**ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ ТЕПЛОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ
И ТЕОРИИ ТЕПЛООБМЕНА**

ТРУДЫ ВНИИМ

ВЫПУСК 35 (95)

«СТАНДАРТГИЗ»

МОСКВА — ЛЕНИНГРАД
1958

1958г

35 (95)



КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
при СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

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

ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ ТЕПЛОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ
И ТЕОРИИ ТЕПЛООБМЕНА

ТРУДЫ ВНИИМ

ВЫПУСК 35 (95)

Под редакцией

проф.

Г. М. КОНДРАТЬЕВА

БИБЛИОТЕКА
Всесоюзного научно-исследова-
тельского института метрологии
имени Д. И. Менделеева

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО СТАНДАРТОВ
„СТАНДАРТГИЗ“

МОСКВА — ЛЕНИНГРАД
1958

me 11885^a
(взвеш.)

Настоящий сборник содержит материалы оригинальных исследований в области температурных и тепловых измерений, а также в области аналитической теории тепла.

Предназначен для научных работников и работников заводских лабораторий.

(12/11/58)
1958.11.11
ЖК

Ответственный редактор
директор ВНИИМ докт. техн. наук проф. В. О. АРУТЮНОВ

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящий сборник содержит труды сотрудников тепловых лабораторий ВНИИМ, ХГИМИП и Свердловского филиала ВНИИМ, относящиеся к различным областям термометрии, пирометрии и теории теплопроводности.

Первый раздел сборника посвящен работам эталонного характера и содержит статьи Ф. З. Алневой и Б. Н. Олейника, в которых описана техника эксперимента, разработанная во ВНИИМ для осуществления тройных точек двух веществ, первая из которых имеет особое метрологическое значение как основная точка абсолютной термодинамической шкалы с одной точкой, принятой X Генеральной конференцией по мерам и весам. Результаты исследований, изложенные во второй статье Ф. З. Алневой, представляют особый интерес. Эта статья связана с важным вопросом, касающимся изменения «Положения о международной шкале температур», а именно — исключения точки кипения серы из числа первичных репер и замены ее точкой затвердевания цинка. Четвертая работа первого раздела — А. Н. Гордова, И. И. Киренкова и Э. А. Лапиной — представляет собой первый шаг в новом направлении техники эксперимента — применение объективного фотоэлектрического метода в эталонных работах, охватывающих участок международной шкалы температур. Здесь до сих пор применяется визуальный метод.

Ко второму разделу отнесены работы, в которых изложены результаты новых исследований по усовершенствованию аппаратуры, служащей для поверок и сличений, и по созданию новых методов и экспериментальных средств для этой же цели.

Поскольку важную роль в этом вопросе играет стабильность и однородность материалов, применяемых в образцовых приборах, в этот раздел включены статьи И. И. Киренкова и Н. Н. Эргардт по термопарам. Характер 5 остальных статей (В. Е. Финкельштейна, Э. А. Лапиной, трех авторов — В. В. Кандыбы, В. Е. Финкельштейна и Е. С. Шпигельман, — А. И. Рудной и второй группы трех авторов — А. Н. Гордова, Г. А. Крахмальниковой, Н. Н. Эргардт) явствует из их названий; в частности, эти исследования расширяют область высокотемпературных излучений.

Институты Комитета стандартов, мер и измерительных приборов разрабатывают и некоторые методы промышленных измерений температур, что является хорошим подспорьем в узкометрологических эталонных работах, так как и те и другие задачи имеют общие черты — их совместное решение приводит к полезным обобщениям. Эти работы включены в третий раздел: работа двух авторов, З. Д. Бострем и А. И. Рудной, работа

одного автора, А. И. Рудной, охватывающие интервал $100 \rightarrow 900^\circ \text{C}$, и работа И. И. Киренкова, имеющая общий характер и направленная на удовлетворение запросов практики.

В основании многих тепловых измерений лежит теория теплообмена; немаловажное значение имеет она и для узких метрологических работ по температурам, да и по другим основным физическим величинам, на что нам уже неоднократно приходилось указывать. Поэтому и чисто теоретические исследования по теплопроводности имеют важное значение для практики. Эти исследования составляют содержание четвертого раздела сборника. Здесь фигурирует статья Б. Н. Олейника и статья А. Н. Гордова.

Изложенное в первой статье оригинальное исследование заставляет по-новому рассматривать вопрос о наступлении регулярного теплового режима в однородных телах и приводит к конкретным выводам. Во второй, обширной, статье А. Н. Гордова трактуется интересный в практическом отношении и до сих пор почти не ставившийся вопрос о температурных полях простейших однородных тел при переменных внешних условиях. Оба автора свои теоретические исследования облекли в форму, пригодную для практических приложений.

Г. М. Кондратьев

ОСУЩЕСТВЛЕНИЕ ТРОЙНОЙ ТОЧКИ ВОДЫ И ИССЛЕДОВАНИЕ ЕЕ ВОСПРОИЗВОДИМОСТИ

Как известно, нуль международной температурной шкалы практически осуществляется посредством точки плавления льда. Погрешность воспроизведения этой точки в среднем составляет $\pm (0,001 \div 0,002)^\circ\text{C}$, причем в отдельных лабораториях значение этой погрешности может несколько выходить за указанные пределы. С прогрессом науки и техники повысились требования к точности температурных измерений и, в частности, к воспроизводимости нулевой точки температурной шкалы. Поэтому IX Генеральная конференция по мерам и весам, состоявшаяся в 1948 г., рекомендовала осуществлять нулевую точку шкалы при помощи тройной точки воды, которой приписано численное значение $0,0100^\circ\text{C}$.

По своей физической сущности тройная точка воды отличается от других реперных точек температурной шкалы, поскольку представляет собой температуру равновесия не двух, а трех фаз вещества. Исследования, проведенные в зарубежных лабораториях Мозером, Стимсоном, Барбером, показывают, что стабильность этой температуры находится в пределах $\pm (0,5 \div 1) 10^{-4}^\circ\text{C}$.

В лаборатории средних температур ВНИИМ тройная точка воды была осуществлена и исследована в течение 1954—1955 гг.

Техника эксперимента

На рисунке дана схема сосуда, в котором осуществлена тройная точка воды. В сосуд, предварительно обработав его хромовой смесью, водой, паром, заливали до самого верха дистиллированную воду третьей перегонки, после чего откачивали избыток воды. В процессе откачки воду в сосуде нагревали до кипения. При таком способе откачки, продолжавшейся 1,5—2 час., вместе с водой удаляется и воздух. При откачке без кипения воды получается заниженное значение тройной точки, что, по-видимому, указывает на наличие в сосуде остатков воздуха с растворенным в нем углекислым газом, тогда как интенсивное кипение воды

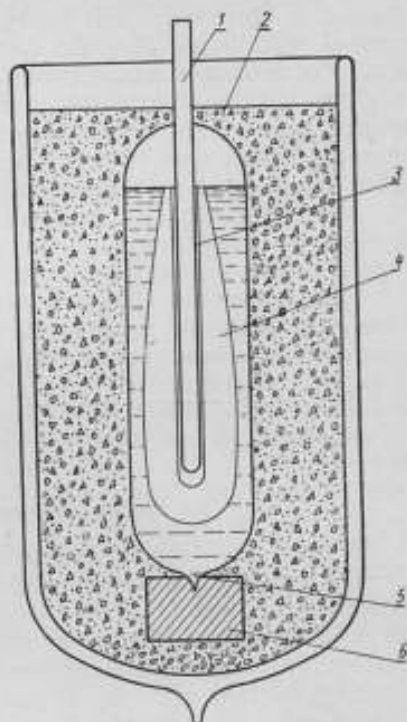


Схема сосуда тройной точки воды:

1 — внутренняя трубка для ввода термометра; 2 — охлаждающая ванна; 3 — водяной зазор; 4 — льдиная рубашка; 5 — отогреватель; 6 — охранное кольцо.

в сосуде способствует удалению остатков углекислого газа. При этом в сосуде имеется две фазы: вода — пар. Для получения третьей фазы — льда в колодец сосуда насыпали растертую в порошок твердую углекислоту. Образование слоя льда — ледяной рубашки — вокруг колодца происходит очень быстро. Применяя несложные приемы с поворачиванием сосуда в процессе его «замораживания», можно получить ледяную рубашку любой высоты и формы. При работе с платиновыми термометрами обычно мы применяли конусообразную, а для ртутных термометров цилиндрическую форму ледяной рубашки, верхний край которой находится выше уровня воды. Необходимость применения разных форм ледяных рубашек вызывается следующей причиной.

В первом случае происходящее в процессе работы таяние льда в верхней части сосуда не влияет на результат измерения благодаря значительной глубине погружения платиновых термометров. Глубина погружения (только до отсчитываемого деления) ртутного термометра мала, поэтому необходимо наличие высокого уровня и толстой стенки верхней части ледяной рубашки. Ртутный термометр мы погружали в сосуд так, чтобы нулевой штрих выступал над поверхностью льда на 4—5 мм. В процессе работы часть сосуда тройной точки, выступающая над охлаждающей ванной, нагревалась (см. рисунок), лед слегка подтаивал, и его уровень несколько снижался. Соответственно этому несколько глубже мы погружали и исследуемый термометр. Толстый слой ледяного покрытия и его высокий уровень обеспечивают возможность хранения тройной точки воды в пригодном для работы состоянии в течение недели или даже больше. Отсчет производили с двух сторон через зрительную длиннофокусную трубу, благодаря чему отпадала необходимость в создании защиты выступающей части термометра от теплового воздействия наблюдателя.

При отсчитывании термометр устанавливали так, чтобы исключить ошибку от параллакса. Контролем служило отсутствие видимой кривизны штрихов вблизи нулевого деления шкалы.

При измерении сопротивления платинового термометра мы применяли низкоомный потенциометр Диссельхорста. Образцовой служила десятиомная марганцовая катушка сопротивления, нуль-прибором — гальванометр, имеющий постоянную $0,2 \cdot 10^{-6}$ в. В целях улучшения теплообмена между тройной точкой и термометром в колодец наливалась ртуть, охлажденная до температуры, близкой к 0° .

Исследование тройной точки воды

В процессе осуществления тройной точки воды возникают погрешности электрических измерений и погрешности теплового и физико-химического характера. Первые — погрешности электрических измерений — могут быть обусловлены нестабильностью сопротивления платинового термометра, сопротивления декад потенциометра, образцовой катушки и погрешностью отсчета; вторые — погрешности тепловых измерений — могут возникать вследствие недостаточной чистоты воды, зависящей от содержания примесей, оставшихся после очистки, углекислого газа, растворенного в воде, выщелачивания стекла, а также недостаточно интенсивного теплообмена между сосудом и термометром, содержания в воде D_2O (тяжелой воды). Тройная точка тяжелой воды, как известно, находится при $3,82^\circ C$. Лаборатория не имела возможности экспериментально исследовать влияние вариаций изотопического состава воды на воспроизводимость тройной точки. Следует полагать, что это влияние не будет сколько-нибудь заметным, так как вследствие непрерывного кругооборота воды в природе установился однородный изотопический ее состав, по крайней мере в поверхностных слоях водных бассейнов.

Хеннинг считает, что концентрация D_2O в воде из природных источников меняется в пределах от 1 части на 5600 до 1 части на 8900. Возможное изменение тройной точки воды для этих пределов оценивается

в $0,0002^{\circ}\text{C}$. Очевидно, при существующей в настоящее время точности термометрических измерений можно не учитывать влияния присутствия тяжелой воды.

Исследование остальных источников погрешностей физико-химического характера показало невозможность численной оценки каждого фактора из-за значительного влияния погрешностей электрических измерений. В качестве примера приведем результаты опыта по исследованию влияния сорта стекла. Известно, что при длительном хранении в стеклянном сосуде дистиллированная вода может быть загрязнена щелочью, выделяемой стеклянными стенками. Оценка влияния выщелачивания стекла представляет интерес с той точки зрения, что при отсутствии этого влияния сосуд, в котором осуществлена тройная точка воды, может служить в течение многих лет. Влияние выщелачивания могло быть обнаружено путем сравнения численного значения тройной точки, хранящейся в одном и том же сосуде в течение длительного времени, со значением ее в свежесделанном сосуде. Такое сравнение было проведено в 1954 г., причем «старая» вода хранилась в запаянном сосуде в течение пяти лет. После измерения ее тройной точки вода была заменена свежей, для которой также измеряли тройную точку. Результаты опыта (табл. 1) показывают, что никакого закономерного изменения значения тройной точки в зависимости от срока пребывания воды в сосуде не наблюдается.

Таблица 1

Сопротивление термометра № 51-11, ом — сосуд № 1	
Заполнение — в 1950 г. Измерение — в 1954 г.	Заполнение — в 1954 г. Измерение — в 1954 г.
9,46564	9,46561
9,46559	9,46563
9,46560	9,46561

В связи с тем, что погрешности, возникающие при измерении электрического сопротивления термометра, погруженного в тройную точку воды, являются преобладающими, рассмотрим более подробно основные из них.

Электроизмерительная аппаратура в ее теперешнем виде позволяет производить измерения температуры с погрешностью отсчета, соответствующей $\pm 2 \cdot 10^{-4}^{\circ}\text{C}$.

Нестабильность сопротивления декад потенциометра не влияет на результат измерений при условии, что термометр имеет сопротивление, близкое к сопротивлению образцовой катушки. В наших исследованиях были использованы платиновые термометры, так же как и образцовые катушки, с номинальным значением сопротивления при 0° в 10 ом.

Произвести оценку нестабильности сопротивления платинового термометра за какой-либо период времени оказалось затруднительным, так как это сопротивление измеряется методом сравнения с сопротивлением образцовой катушки, которое недостаточно стабильно, что и показали относительные измерения. Приведем несколько примеров. В лаборатории была произведена градуировка трех термометров сопротивления в различных сосудах тройной точки воды на протяжении года. Все измерения производились на одной и той же компенсационной установке с применением одной и той же образцовой катушки сопротивления. Оказалось, что все три термометра в течение года уменьшили свое сопротивление практически на одну и ту же величину. Маловероятно наличие каких-либо факторов, которые в равной мере и одновременно повлияли бы на стабильность сопротивлений платины всех трех термометров, так как эти термометры применялись для измерения температуры только вблизи 0° . Следовательно, кажущееся изменение сопротивления следует припи-

сать только недоверности значения сопротивлений образцово-
катушки, применявшейся при этих измерениях.

В табл. 2 приведены результаты измерений, полученные с двумя
разными образцовыми катушками, одновременно поверенными в лабора-
тории электрических мер в ноябре 1955 г. Через несколько дней после
получения образцовых катушек из поверки были измерены сопротивления
двух термометров методом одновременного сравнения падения напряже-
ния на зажимах каждого термометра с падением напряжения на зажимах
обеих катушек. Из таблицы видно, что в зависимости от применяемой
образцовой катушки при восьми независимых измерениях получены по
два значения сопротивления термометров, отличающихся между собой
в среднем на $7 \cdot 10^{-5}$ ом. В температурном выражении это составляет
 $0,0018^\circ \text{C}$.

Таблица 2

№ катушки	Сопротивление термометра № 51-13, ом				
	001562 345	10,08398 10,08391	10,08396 10,08389	10,08397 10,08389	10,08399 10,08392
ΔR	0,00007	0,00007	0,00008	0,00007	0,00008
	Сопротивление термометра № 51-7, ом				
001562 345	9,33786 9,33781	9,33789 9,33780	9,33759 9,33753		
ΔR	0,00005	0,00009	0,00006		

Таким образом, при использовании существующей нестабильной
электронизмерительной аппаратуры значительная погрешность электри-
ческих измерений не позволяет на основании только их результатов прави-
льно судить о воспроизводимости тройной точки воды в течение дли-
тельного времени.

Экспериментальное изучение стабильности тройной точки воды уда-
лось провести косвенно при помощи одновременных измерений разными
термометрами в разных сосудах, т. е. измерений, длившихся короткое
время. Для этого два или три термометра сопротивления мы погружали
в два или три разных сосуда с тройной точкой. Сопротивления всех тер-
мометров были измеряемы одновременно, путем сравнения падения напря-
жения на каждом из них с падением напряжения на зажимах образцовой
катушки сопротивления. Затем в сосудах термометры переставлялись
и снова производились измерения. Таким образом, тройную точку, осу-
ществленную в разных сосудах, мы измеряли в течение короткого про-
межутка времени (около одного часа) одним и тем же термометром. Как
правило, получались очень близкие значения сопротивления термометра,
что, очевидно, было бы невозможным в случае нестабильности реперы.
Из табл. 3, где представлены результаты проведения такого эксперимента,
видно, что стабильность тройной точки воды находится в пределах
 $\pm 2 \cdot 10^{-4}^\circ \text{C}$. Если не исключать погрешность от непостоянства сопро-
тивления образцовой катушки, то стабильность тройной точки характери-
зуется средней квадратичной погрешностью воспроизведения $\pm 2 \cdot 10^{-3}^\circ \text{C}$.

Таблица 3

№ сосуда	Сопротивление термометров, ом		
	№ 51-7	№ 51-11	№ 51-13
22	9,33789	9,46556	10,08393
20	9,33788	9,46557	10,08392
Среднее	9,33788	9,46556	10,08392
20	9,33785		10,08391
22	9,33785		10,08392
Среднее	9,33785		10,08392
2	9,33778		10,08393
14	9,33779		10,08395
7	9,33778		10,08392
19	9,33778		10,08395
20	9,33779		10,08394
Среднее	$9,33778 \pm 0,5 \cdot 10^{-5}$		$10,08394 \pm 1,3 \cdot 10^{-5}$
7	9,33782		
20	9,33780		
14	9,33780		
19	9,33782		
Среднее	$9,33781 \pm 1,1 \cdot 10^{-5}$		
7	9,33783		10,08394
	9,33783		10,08394
12	9,33784		10,08395
	9,33785		10,08395
13	9,33784		10,08393
	9,33783		10,08393
Среднее	$9,33784 \pm 0,8 \cdot 10^{-5}$		$10,08394 \pm 0,9 \cdot 10^{-5}$

$$\Delta R = \pm 0,9 \cdot 10^{-5} \text{ ом} \quad \Delta t = \pm 2 \cdot 10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}$$

Измерение температурного интервала между тройной точкой воды и точкой плавления льда

Измерение температурного интервала между тройной точкой воды и температурой плавления льда было произведено по следующей методике. Сопротивление платинового термометра, погруженного в ледяную рубашку, было измерено вначале, когда вода находилась только под давлением своего собственного пара, а затем под давлением атмосферы. Для проведения опыта были изготовлены два сосуда, которые в верхней части имели дополнительные трубки с запаянным концом. Сосуды заполнялись и запаивались обычным способом. Измерения были произведены с помощью пяти платиновых термометров сопротивления в различные дни. При измерении температуры ледяной рубашки, находящейся под давлением паров воды, дополнительные трубки у сосудов оставляли запаянными. Затем эти трубки отламывали и измеряли температуру той же ледяной рубашки при атмосферном давлении. Измерения производились в сосуде № 10 с термометрами сопротивления № 51-7, 51-11 и 51-13 (первый опыт, табл. 4) и в сосуде № 11 с термометрами № 51-7 и 51-13 (опыт второй). Для сравнения был проведен третий опыт, несколько отличающийся от первых двух. Одновременно заморозили три сосуда: сосуд № 7, применяемый для обычных измерений тройной точки воды, и сосуды № 10 и 11 с отломанными дополнительными трубками. Для всех трех сосу-

Таблица 4

Сосуд № 10, 1-й опыт			
№ термометра сопротивления	51-11 $\left(\frac{dR}{dt}\right)_{t=0} = -0,008 \frac{\text{ом}}{\text{град}}$	51-7 $\left(\frac{dR}{dt}\right)_{t=0} = -0,037 \frac{\text{ом}}{\text{град}}$	51-13 $\left(\frac{dR}{dt}\right)_{t=0} = -0,040 \frac{\text{ом}}{\text{град}}$
$R_{\text{тр}}, \text{ом}$	9,46542	9,33780	10,08390
$R_0, \text{ом}$	9,46516	9,33753	10,08363
$\Delta R, \text{ом}$	0,00026	0,00027	0,00027
$\Delta t, \text{град}$	0,0068	0,0073	0,0068
$p, \text{мм рт. ст.}$	738	738	738
$\Delta t, \text{град}$	0,0071	0,0076	0,0071
Сосуд № 11, 2-й опыт			
№ термометра сопротивления	51-7 $\left(\frac{dR}{dt}\right)_{t=0} = -0,037 \frac{\text{ом}}{\text{град}}$	51-13 $\left(\frac{dR}{dt}\right)_{t=0} = -0,040 \frac{\text{ом}}{\text{град}}$	
$R_{\text{тр}}, \text{ом}$	9,33780	10,08390	
$R_0, \text{ом}$	9,33753	10,08362	
$\Delta R, \text{ом}$	0,00027	0,00028	
$\Delta t, \text{град}$	0,0073	0,0070	
$p, \text{мм рт. ст.}$	740	740	
$\Delta t, \text{град}$	0,0076	0,0073	
Сосуды № 10, 11 и 7, 3-й опыт			
№ термометра сопротивления	51-1 $\left(\frac{dR}{dt}\right)_{t=0} = -0,047 \frac{\text{ом}}{\text{град}}$	3 $\left(\frac{dR}{dt}\right)_{t=0} = -0,045 \frac{\text{ом}}{\text{град}}$	51-13 $\left(\frac{dR}{dt}\right)_{t=0} = -0,040 \frac{\text{ом}}{\text{град}}$
$R_{\text{тр}}, \text{ом}$ сосуд № 7	11,95439	11,42058	10,08393
$R_0, \text{ом}$ " № 10	11,95407	11,42026	10,08364
$R_0, \text{ом}$ " № 11	11,95404	11,42022	10,08364
Среднее $R_0, \text{ом}$	11,95405	11,42024	10,08364
$\Delta R, \text{ом}$	0,00034	0,00034	0,00029
$\Delta t, \text{град}$	0,0072	0,0075	0,0073
$p, \text{мм рт. ст.}$	755	755	755
$\Delta t, \text{град}$	0,0073	0,0076	0,0073

дов были получены обычные ледяные рубашки (однако тройная точка воды была осуществлена только в сосуде № 7, а в сосудах № 10 и 11 осуществлена температура плавления льда, не насыщенного воздухом). При замораживании сосудов № 10 и 11 их не переворачивали и тщательно следили за тем, чтобы вода в сосудах через открытые отверстия не загрязнялась. Из табл. 4 видно, что понижение точки плавления льда при повышении давления до одной нормальной атмосферы в среднем составляет $0,0074^\circ \text{C}$. Так как нормальная точка плавления льда относится к воде, насыщенной воздухом, то для получения тройной точки воды следует учесть понижение точки плавления, обусловленное отсутствием растворенного воздуха. Эта поправка по литературным данным равна $0,0024^\circ \text{C}$. Таким образом, значение тройной точки воды равно $+0,0098 \pm \pm 0,0002^\circ \text{C}$. Это значение удовлетворительно согласуется с величиной $+0,0099^\circ \text{C}$, вычисленной по общеизвестной формуле, выражающей зависимость тройной точки воды от атмосферного давления и состава растворенного в воде воздуха.

ЛИТЕРАТУРА

1. Moser H., Ann. d. Phys., Bd. 1, 1929, S. 341.
2. Henning F., Temperaturmessung, Leipzig, 1955.
3. Burgess A. K., J. Res. Bur. Stand., v. 1, 1928, p. 635.
4. Beattie J., Tzu-Ching Huang, Benedict M., Proc. Am. Acad. Arts Sci., v. 72, 1938, p. 137—155.
5. British Journal of Applied Physics, v. 5, № 1, 1954.

ТРОЙНАЯ ТОЧКА БЕНЗОЙНОЙ КИСЛОТЫ — ВТОРИЧНАЯ РЕПЕРНАЯ ТОЧКА ТЕМПЕРАТУРНОЙ ШКАЛЫ

В соответствии с поверочной схемой передача температурной шкалы с помощью платиновых термометров сопротивления в области от 0 до 630° С должна осуществляться следующим образом. Платиновые термометры сопротивления — рабочие эталоны градуируются в первичных реперных точках: плавления льда, кипения воды и кипения серы. Затем температурная шкала должна быть передана образцовым платиновым термометрам сопротивления. Однако в поверочной схеме не предусмотрены определенные вторичные реперные точки.

Для передачи температурной шкалы от рабочих эталонных платиновых термометров сопротивления к образцовым можно ввести в поверочную схему следующие реперные точки: первичную — точку плавления льда или тройную точку воды, и вторичные — тройную точку бензойной кислоты ($t = 122,36^\circ \text{C}$) и точку затвердевания цинка ($t = 419,5^\circ \text{C}$).

Точка затвердевания цинка является более удобной при осуществлении, чем близкая к ней принятая за первичную точка кипения серы, температура которой зависит от атмосферного давления.

Аналогичное преимущество имеет тройная точка бензойной кислоты перед точкой кипения воды, для которой $\left(\frac{dt}{dp}\right)_{t=100^\circ \text{C}} = \frac{1}{27}$ град/мм рт. ст.

Осуществляя эталонный метод передачи шкалы, т. е. градуируя рабочие эталоны в точке 100° С, давление измеряют с точностью $\pm(0,003 \div 0,005)$ мм рт. ст., что соответствует погрешности при определении температуры $\pm(0,0001 \div 0,0002)^\circ \text{C}$. В этом случае применяется точный барометр с интерференционным отсчетом. В большинстве тепловых лабораторий для измерений атмосферного давления применяют чашечный барометр; точность определения давления с его помощью не превышает величины $\pm 0,2$ мм рт. ст., что соответствует погрешности определения температуры в этой точке $\pm 0,0074^\circ \text{C}$.

Чистота кислоты. Бензойная кислота обладает физико-химическими свойствами, необходимыми для реперной точки [1]: кристаллизация жидкой кислоты происходит со значительной скоростью; переход жидкости осуществляется только в одну кристаллическую форму; скрытая теплота фазового перехода имеет большую величину; кислота может быть получена достаточной чистоты.

Применявшаяся нами кислота изготовлена в химической лаборатории ВНИИМ. В качестве исходного материала была использована техническая кислота, очистка которой производилась путем двукратной возгонки при температуре 195—205° С и остаточном давлении 100 мм рт. ст. Чистота бензойной кислоты определена по минеральным остаткам при сжигании и по количеству примесей неокислотного характера. В результате двукратной возгонки примеси минерального характера снизились с 0,2 до 0,001%, а количество примесей неокислотного харак-

тера — с 0,6 до 0,004%. Суммарное количество примесей может быть оценено величиной 0,005%.

При осуществлении вторичной реперной точки чистота вещества не играет столь большой роли, как при воспроизведении первичных репер, например тройной точки воды или точки кипения серы. Поэтому нет необходимости добиваться в этом случае предельно возможной чистоты кислоты. Тем не менее следует учитывать, что большое количество примесей может значительно нарушать стабильность реперной точки.

Изготовление сосудов для осуществления тройной точки бензойной кислоты. Сосуд для осуществления тройной точки бензойной кислоты представляет собой стеклянную трубку диаметром 45—50 мм и длиной 300 мм с колодцем *K* — каналом для термометра сопротивления (см. рисунок). Сосуд заполняется так, что в верхней части остается пространство около 50 см³, насыщенное парами кислоты. Количество кислоты в сосуде составляет 400—450 г. Сосуды изготовлены из химически стойкого стекла № 29. Из заполненных кислотой сосудов с помощью форвакуумного насоса удален воздух. Вместе с воздухом удалялась и влага, которая снижает температуру тройной точки. Жидкая кислота, насыщенная воздухом с нормальным содержанием паров воды, имеет температуру затвердевания на 0,05 °С ниже, чем в случае их отсутствия. Откачка воздуха из сосуда производилась до полного затвердевания кислоты.



Сосуд с бензойной кислотой

Метод воспроизведения тройной точки. Изучение температуры тройной точки бензойной кислоты было проведено с помощью платиновых термометров сопротивления № 51-3, 51-4 и 51-7 типа Стрелкова; они имеют температурные коэффициенты 0,003925, 0,003924₆ и 0,003924₆ 1/град. соответственно.

Сопротивление термометров сравнивалось на компенсационной установке с сопротивлением образцовой катушки № 7, для которой $R_{20} = 10,01949$ ом.

При измерениях в тройной точке бензойной кислоты отсчеты на декадах потенциометра для термометра всегда отличаются от отсчетов для десятиомной катушки, так как сопротивления применявшихся нами термометров при этой температуре составляют 13,8—17,3 ом. Это приводит к возникновению погрешностей из-за нестабильности сопротивлений катушек потенциометра. В целях устранения указанных погрешностей Ф. З. Алиевой была предложена новая марганциновая мера с номиналом $R_0 = 14$ ом.

Новая мера № 14-М выполнена в виде термометра сопротивления: марганциновая проволока навита на фарфоровый каркас, длиной 60 мм; токовые и потенциальные выводы изготовлены из меди; чувствительный элемент помещен в защитную трубку из молибденового стекла, которая заполнена гелием. Мера термостатирована при температуре тройной точки воды.

Перед измерением температуры тройной точки необходимо провести следующие подготовительные операции.

Сосуд с кислотой следует разогреть в печи до 130—140° С; нагрев кислоты выше 150° С не рекомендуется вследствие ее термического разложения на воду и ангидрид, что приводит к снижению температуры тройной точки. Сосуд с жидкой кислотой охлаждается в воздухе до того момента, когда по всему объему начнут образовываться кристаллы твердой кислоты.

Сохранение температуры тройной точки в течение одного часа и больше достигается тем, что ампулу с кислотой заворачивают

в мягкую ткань и помещают в сосуд Дьюара, предварительно разогретый.

В каждом отдельном случае нет необходимости получать всю кривую изменения температуры. Если экспериментально определить время установления стабильного участка температурной остановки, то в дальнейшем можно наблюдать эту температуру, начиная с определенного момента времени. Практически это время составляет 40—50 мин.

Погрешность воспроизведения тройной точки. Погрешность, возникающая при осуществлении тройной точки бензойной кислоты, определяется стабильностью температуры реперной точки и погрешностью воспроизведения некоторого постоянного сигнала с помощью электрической измерительной установки.

Стабильность температуры тройной точки бензойной кислоты зависит в основном:

- а) от количества примесей, растворяющихся в жидкой фазе;
- б) от температуры перегрева выше точки плавления;
- в) от длительности выдержки кислоты при температуре выше точки плавления.

Состав примесей в кислоте, находящейся в сосуде, трудно оценить количественно. Поэтому только абсолютные значения температуры тройной точки позволяют сравнивать по количеству примесей кислоту в отдельных сосудах. В табл. 1 приведены значения температуры тройной точки кислоты t °C для различных сосудов. Для сосудов с кислотой, полученной при двух возгонах, температура тройной точки находится в пределах $122,345 \pm 122,360$ °C.

Таблица 1

№ сосуда	Число измерений	Температура t , °C	Погрешность $\pm \Delta t \cdot 10^4$, °C
11	7	122,355	24
3	6	122,349	11
4	3	122,360	—
6	6	122,353	22
7	3	122,349	—
8	5	122,346	—
13	8	122,345	13
14	6	122,351	25

Можно полагать, что стабильность кислоты в пределах погрешностей опыта не зависит от количества примесей. Это положение подтверждается тем, что воспроизводимость тройной точки, осуществленной в сосудах с кислотой различной чистоты, не зависит от абсолютного значения температуры. Действительно, для сосуда № 15 воспроизводимость составляет $\Delta t = \pm 0,0009$ °C, а температура $t = 122,335$ °C, тогда как для сосуда № 14 воспроизводимость значительно ниже ($\Delta t = \pm 0,0025$ °C), а температура выше ($t = 122,351$ °C).

При подготовке к измерениям сосуд с кислотой следует подогревать при температуре 130—140° C, но не выше 150° C. Придерживаясь указанной рекомендации, можно исключить погрешность, возникающую вследствие снижения температуры за счет ангидрида кислоты и воды.

И, наконец, из-за конечной длительности разогрева сосуда с кислотой возникает погрешность, величину которой можно определить. Из анализа данных, приведенных в работе Шваба и Вичерса [2], видно, что изменение температуры тройной точки в зависимости от времени нагревания можно приблизительно оценивать величиной 0,0003 град/час. для $t = 131,6$ °C. Следовательно, зная время нагрева, можно исключить указанную погрешность.

Таким образом, стабильность бензойной кислоты удовлетворяет требованиям, которые предъявляются к реперным точкам.

Таблица 2

№ сосуда	11		12		13		14	
	14-М	7	14-М	7	14-М	7	14-М	7
№ катушки	13,80611	13,80612	13,80610	13,80605	13,80574	13,80574	13,80613	13,80611
	13,80622	13,80621	13,80610	13,80612	13,80574	13,80572	13,80600	13,80590
	13,80627	13,80618	13,80610	13,80608	13,80575	13,80582	13,80609	13,80597
	13,80623	13,80612	13,80610	13,80602	13,80576	13,80572	13,80605	13,80597
	13,80614	13,80606	13,80609	13,80599	13,80571	13,80566	13,80592	13,80590
	13,80609	13,80600	13,80605	13,80601	13,80573	13,80569	13,80592	13,80590
	13,80608	13,80607	13,80606	13,80599	13,80577	13,80573	13,80586	13,80585
			13,80597	13,80590	13,80575	13,80572		
			13,80600	13,80596				
			13,80599	13,80594				
		13,80601	13,80603					
Среднее	13,80616	13,80611	13,80605	13,80601	13,80574	13,80573	13,80601	13,80595
Средняя квадратичная погрешность, ом	$7,6 \cdot 10^{-5}$	$8,5 \cdot 10^{-5}$	$5,1 \cdot 10^{-5}$	$1,9 \cdot 10^{-5}$	$1,9 \cdot 10^{-5}$	$4,6 \cdot 10^{-5}$	$13,3 \cdot 10^{-5}$	$9,1 \cdot 10^{-5}$
Средняя квадратичная погрешность, °С	0,0021	0,0024	0,0014	0,0017	0,0006	0,0013	0,0029	0,0025

Значение сопротивлений термометра № 51-7,
ом

Стабильность тройной точки бензойной кислоты примерно такая же, как тройной точки воды [2], и может быть оценена величиной $\Delta t = \pm 0,0002^\circ \text{C}$.

Погрешность воспроизведения постоянного сигнала с помощью электроизмерительной установки определяется:

а) чувствительностью установки;

б) стабильностью образцовых катушки сопротивления и катушек потенциометра.

Погрешность единичного отсчета при измерении температуры 122°C достигает $\pm 0,001^\circ \text{C}$, а средняя квадратичная погрешность одного измерения, состоящего из десяти отсчетов, снижается до величины $\pm 0,0005^\circ \text{C}$. Приведенные цифры характеризуют чувствительность компенсационной установки (гальванометра).

Основная погрешность, возникающая при измерении температуры тройной точки бензойной кислоты, определяется нестабильностью образцовой катушки сопротивления и катушек потенциометра. Это положение подтверждается воспроизводимостью значений сопротивления в различных сосудах.

В табл. 2 приведены величины сопротивлений термометра № 51-7, вычисленные при сравнении с образцовой катушкой № 7 и с мерой № 14-М для опытов с четырьмя сосудами, в которых осуществлена тройная точка бензойной кислоты.

Как видно из табл. 1 и 2, наилучшая воспроизводимость составляет величину $\pm 0,0005^\circ \text{C}$. В среднем за месячный период измерений погрешность воспроизведения достигает значения $\pm 0,002^\circ \text{C}$. Если учесть погрешность градуировки платинового термометра сопротивления — рабочего эталона в первичных реперных точках, то оказывается, что абсолютное значение температуры тройной точки бензойной кислоты определяется с погрешностью $\pm 0,003^\circ \text{C}$.

Таким образом, приведенные в статье результаты изучения воспроизводимости температуры тройной точки бензойной кислоты позволяют сделать вывод о возможности применения этой точки в качестве вторичной реперной точки температурной шкалы.

В выполнении настоящей работы принимал участие Н. З. Долгий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Schwab F., Wichers E., J. Res. NBS, v. 25, 1940, p. 747.
2. Schwab F., Wichers E., J. Res. NBS, v. 34, 1945, p. 333.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОСПРОИЗВОДИМОСТИ ТЕМПЕРАТУРЫ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ ЦИНКА

При воспроизведении международной температурной шкалы в области средних температур две реперные точки из трех, а именно 0° и 100° С, обеспечивают достаточно высокую точность измерений. Однако третья репера — температура кипения серы — по своей физической сущности не может быть воспроизведена с погрешностью меньшей, чем $0,001^{\circ}$ С. При этом равновесное состояние, воспроизводимое с такой погрешностью, наступает не сразу после начала кипения, а лишь спустя 24 часа [1]. Естественно, что в лабораториях трудно создать такие условия, при которых для ежедневной практики пользовались бы точкой серы только после суточного кипения. Поэтому она обычно воспроизводится с большей погрешностью, доходящей до $\pm (0,01 \div 0,02)^{\circ}$ С. Указанный недостаток третьей реперы и преимущества точек затвердевания чистых металлов навели на мысль о пересмотре этой реперной точки. Целесообразнее всего, очевидно, было исследовать температуру затвердевания цинка, поскольку по своему значению она близка к температуре кипения серы, а опыт практического использования этой точки в качестве вторичной реперы показал, что она хорошо воспроизводима и стабильна.

На заседании Консультативного комитета по термометрии в 1952 г. представитель советской делегации профессор А. К. Колосов внес соответствующее предложение, одобренное Комитетом. Комитет, кроме того, нашел весьма желательным, чтобы наиболее крупные метрологические лаборатории провели необходимые исследования стабильности температуры затвердевания цинка.

В настоящее время указанным вопросом занимаются National Research Council в Канаде и термометрическая лаборатория ВНИИМ в СССР.

Работы во ВНИИМ проводились в таком направлении, чтобы можно было сделать вывод о целесообразности отказа от точки кипения серы, как первичной реперы, и замены этой точки температурой затвердевания цинка.

Правильное решение поставленного вопроса могло быть обеспечено при условии использования для эксперимента образцов цинка высокой чистоты, проведения измерений с минимальным значением погрешностей и исследования влияния образцов цинка различного месторождения на температуру затвердевания.

На заседании Консультативного комитета по термометрии, состоявшемся в 1954 г., где было принято решение о проведении работ по исследованию «цинковой» точки, профессор Г. М. Кондратьев и представитель Канады нашли целесообразным для полноты исследования провести обмен образцами цинка. В соответствии с этим из Канады в 1955 г. были получены два образца цинка высокой чистоты. В свою очередь ВНИИМ направил в Канаду также два образца цинка высокой чистоты, полученные в химической лаборатории ВНИИМ. Таким образом, для проведения

исследований лаборатория располагала образцами цинка различного месторождения.

Для осуществления температуры затвердевания цинка необходимы нагревательная печь, тигель, платиновый термометр сопротивления и электронизмерительная аппаратура.

В качестве нагревательной печи мы использовали вертикальную шахтную печь. На фарфоровую трубу с внутренним диаметром 50 мм и высотой 600 мм были намотаны две обмотки из нихромовой проволоки: первая обмотка была уложена равномерно по всей длине трубы, верхняя ее часть была обернута асбестовым листом, поверх которого помещена вторая (верхняя) обмотка. Режим печи мы подбирали экспериментально. Распределение температуры печи по длине фарфоровой трубы показано на рис. 1.

Для экспериментов применялась также и печь другой конструкции, с массивным медным блоком (рис. 2). Распределение температуры по ее трубе показано на рис. 3. Как видно из рисунков, температурное поле и той и другой печи равномерно на протяжении большого участка. Эта равномерность находится в пределах $\pm 0,2^\circ \text{C}$. Тигли, подставки и крышки были изготовлены по специальному заказу из графита высокой чистоты с наименьшим количеством различных примесей (зольность не более 0,003%). Кроме того, в лаборатории были созданы такие условия, при которых в процессе работы сохранялась первоначальная чистота цинка.

Для работы по определению температуры затвердевания тигель с цинком помещают в участок печи с наиболее равномерной температурой.

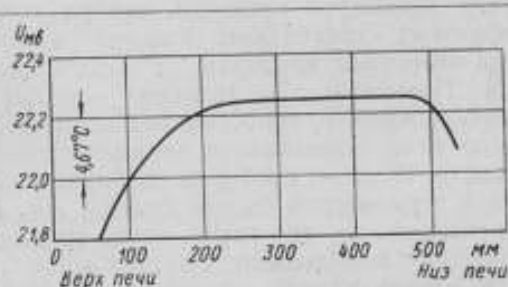


Рис. 1. Распределение температурного поля печи с двумя обмотками

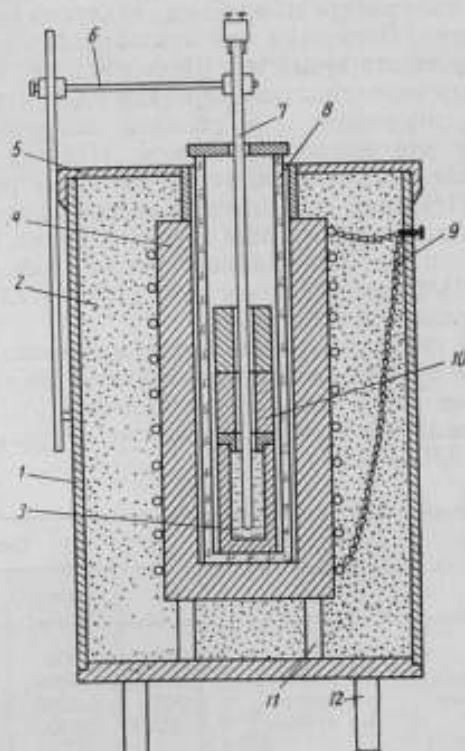


Рис. 2. Печь с медным блоком (схема):

1 — наружный корпус; 2 — теплоизоляционная засыпка; 3 — графитовый тигель с цинком; 4 — красно-медный блок; 5 — крышка печи; 6 — держатель термометра; 7 — термометр сопротивления; 8 — внутренняя труба; 9 — выходы нагревательной обмотки; 10 — графитовый стакан; 11 — стойки красно-медного блока; 12 — ножки печи.

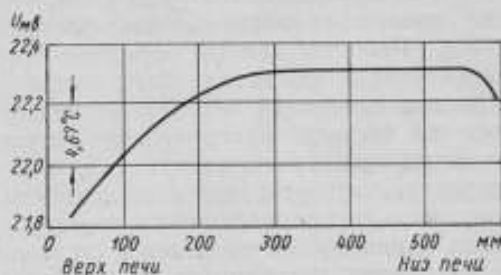


Рис. 3. Распределение температурного поля печи с медным блоком.

Тигель закрывают крышкой, поверх которой устанавливают несколько графитовых стаканчиков. Крышка и стаканчики имеют отверстия для ввода кварцевой пробирки, служащей для погружения в расплавленный цинк. Термометр сопротивления помещают в кварцевую пробирку, так как погружать его в собственном защитном чехле в расплавленный металл опасно из-за возможности механического повреждения чувствительного элемента. Размеры пробирки подбирают такими, чтобы зазор между стенками и термометром был не более 1 мм. Пробирку погружают в металл коаксиально до дна тигля, затем приподнимают на 1—2 см, после чего закрепляют неподвижно. Опустив в пробирку термометр и присоединив его к измерительной установке, расплавленный металл охлаждают до температуры, на несколько градусов превышающей температуру затвердевания. Затем металл выдерживают в течение 15—20 мин. при постоянной температуре и, наконец, медленно охлаждают до температуры затвердевания. Выдержка при постоянной температуре производится для того, чтобы за это время вся масса металла, а также погруженный в него термометр сопротивления приняли одну и ту же температуру; при охлаждении, следующем за выдержкой, нагревательный ток печи сильно уменьшают или выключают совсем. Навеска цинка в 1000—1100 г плавится в тигле, имеющем длину 180 мм и внутренний диаметр 40 мм.

Изучение погрешности воспроизведения температуры затвердевания осуществлялось на семи образцах цинка. Первый образец цинка марки ЦВ получен с Усть-Каменогорского завода. В химической лаборатории ВНИИМ этот исходный цинк подвергали очистке методом фракционной дистилляции в вакууме.

С целью получения цинка максимальной чистоты химическая лаборатория производила неоднократную дистилляцию. Образцы цинка, полученные после каждой дистилляции (состав примесей различных образцов приведен в табл. 1), были исследованы в термометрической лаборатории ВНИИМ.

Таблица 1

Образцы цинка		Содержание примесей в %					
		Pb	Fe	Cl	Cu	Sn	Всего
Отечественные	1-й возгон	0,003	0,002	0,001	0,001	—	0,007
	2-й возгон	0,001	0,0005	0,0005	0,00005	—	0,002
	3-й возгон	0,0001	0,0002	0,00005	0,00003	—	0,0004
	4-й возгон	0,00002	0,00002	0,00001	0,000001	0,000002	0,00005
Канадские	Марки CP	0,0001	0,0004	0,00005	0,00005	0,00005	0,0006
	Марки SP	0,0002	—	0,00005	—	Следы	0,0002

Примечание. Данные по отечественным образцам получены в оптической лаборатории ВНИИМ; данные по образцам из Канады — фирмой Нью Джерси, США.

Суть эксперимента состояла в том, что при температуре затвердевания цинка измеряли сопротивление платинового термометра сопротивления R_{Zn} . Работа с данным образцом продолжалась 10—15 дней, причем в течение одного дня металл плавил только один раз. В табл. 2 приведены результаты измерений четырех отечественных образцов цинка, отличающихся по чистоте. Рассмотрение полученных значений сопротивлений термометра дало возможность судить о погрешности воспроизведения температуры затвердевания в зависимости от чистоты образца. Из табл. 2 видно, что воспроизводимость температуры затвердевания исходного образца цинка весьма невелика и составляет $\pm 0,0077$ °C. Первый возгон уже уменьшает погрешность воспроизведения до $\pm 0,0012$ °C. Воспроизводимость цинка второго возгона находится в пределах $\pm 0,0007$ °C. Третий и четвертый возгоны цинка дают минимальную погрешность вос-

Таблица 2

Сопротивление платиновых термометров сопротивлений R_{Zn} , ом

№ опыта	№ 51-11		№ 51-9		№ 51-13		№ 51-11		№ 51-13		№ 51-10		№ 51-10		№ 51-13		
	Образец знака до отжига				1-й вольт		2-й вольт		3-й вольт		4-й вольт		Марка СР		Марка СР		
1	24,29415	25,87605	25,88142	24,29471	25,88191	25,88124	25,88189	25,88121									
2	24,29390	25,87589	25,88136	24,29467	25,88195	25,88128	25,88191	25,88119									
3	24,29401	25,87602	25,88143	24,29472	25,88194	25,88126	25,88195	25,88121									
4	24,29467	25,87654	25,88134	24,29467	25,88191	25,88124	25,88192	25,88118									
5	24,29457	25,87646	25,88134	24,29469	25,88195	25,88125	25,88192	25,88123									
6	24,29448	25,87622	25,88141	24,29472	25,88192	—	25,88192	25,88124									
7	24,29463	25,87593	—	—	25,88192	—	25,88192	25,88124									
8	24,29464	25,87593	—	—	25,88195	—	25,88192	25,88125									
9	24,29467	25,87610	—	—	—	—	—	—									
10	24,29451	25,87620	—	—	—	—	—	—									
11	24,29459	25,87654	—	—	—	—	—	—									
12	24,29466	25,87640	—	—	—	—	—	—									
13	24,29469	—	—	—	—	—	—	—									
14	24,29457	—	—	—	—	—	—	—									
R_{cp}	24,29448	25,87619	25,88138	24,29470	25,88193	25,88125	25,88192	25,88122									
ΔR	$\pm 26,2 \cdot 10^{-4}$	$\pm 26,0 \cdot 10^{-6}$	$\pm 4,1 \cdot 10^{-3}$	$\pm 2,2 \cdot 10^{-3}$	$\pm 1,7 \cdot 10^{-6}$	$\pm 1,7 \cdot 10^{-6}$	$\pm 1,7 \cdot 10^{-6}$	$\pm 2,2 \cdot 10^{-4}$									
$\Delta t^{\circ}C$	$\pm 0,0075$	$\pm 0,0079$	$\pm 0,0012$	$\pm 0,0007$	$\pm 0,0005$	$\pm 0,0005$	$\pm 0,0005$	$\pm 0,0007$									

произведения, равную $\pm 0,0005$ °С. Для цинка марки СР погрешность составляет $\pm 0,0005$ °С, а для цинка марки SP $\pm 0,0007$ °С.

Точка кипения серы воспроизводится со значительной погрешностью вследствие присущих этой точке недостатков, из которых главными являются: зависимость от атмосферного давления (приблизительно 10^{-4} °С на 1 мм рт. ст.) и крайне медленная стабилизация температуры, наступающая только после продолжительного кипения.

Влияние атмосферного давления на температуру цинка очень незначительно — в 10 000 раз меньше, чем влияние на температуру кипения серы (10^{-4} °С на 1 см рт. ст.).

Воспроизводимость той или иной реперы прежде всего зависит от стабильности температуры равновесия двух фаз выбранного чистого вещества.

Опыт показал, что равновесное состояние между жидкой, твердой и газообразной фазами воды (тройная точка) стабильно в пределах $\pm 0,0002$ °С; между жидкой серой и ее парами — в пределах $\pm 0,005$ °С* и, наконец, между жидкой и твердой фазами цинка — в пределах $\pm 0,0005$ °С.

Погрешности, возникающие при осуществлении температуры затвердевания цинка, могут быть разделены на две основные группы — погрешности электрических измерений, связанные с измерением сопротивления платинового термометра, погруженного в цинк, и погрешности тепловых измерений. Вторая группа погрешностей обусловлена неравномерностью температурного поля нагревательной печи, влиянием глубины погружения термометра, чистоты металла и т. д.

Анализ погрешностей электрических измерений может быть произведен путем рассмотрения формулы, по которой определяется сопротивление термометра R_t :

$$R_t = R_N \frac{U_t}{U_N}, \quad (1)$$

где R_N — сопротивление образцовой катушки сопротивления (его значение устанавливается по свидетельству, выданному лабораторией эталонов электрических единиц; значение R_N , определяемое во время сличения с высокой точностью (0,0002%), впоследствии оказывается весьма нестабильным и в течение года может изменяться на 0,001—0,003%);

U_N и U_t — падения напряжений на зажимах образцовой катушки и термометра сопротивления, измеряемые на 5-декадном потенциометре Диссельхорста с применением гальванометра с постоянной C_g , равной $(0,7 \pm 0,25) \cdot 10^{-6}$ в.

Достоверность значений U_N и U_t зависит от точности отсчетов, определяемой, главным образом, чувствительностью гальванометра, и от достоверности поправок к потенциометру, поверку которого производит лаборатория электрических измерений ВНИИМ.

Погрешность определения поправок к потенциометру в соответствии с данными лаборатории электрических измерений составляет 0,002—0,003%. Будем считать, что вся эта погрешность может быть отнесена только к первой декаде потенциометра, а погрешностью остальных декад можно пренебречь.

Определим относительную погрешность электрических измерений, с которой производится градуировка 10-омного платинового термометра сопротивления в основных реперных точках, если в качестве образцовой меры в схему включается обычная 10-омная катушка сопротивления.

Согласно закону накопления эта погрешность будет определяться по формуле:

$$\frac{\Delta R_t}{R_t} = \sqrt{\left(\frac{\Delta R_N}{R_N}\right)^2 + \left(\frac{\Delta U_t}{U_t}\right)^2 + \left(\frac{\Delta U_N}{U_N}\right)^2}. \quad (2)$$

* Измерения производились в начальной стадии кипения серы.

В этой формуле значение погрешностей для разных репер будет различно. При градуировке термометра в точке 0°C , т. е. при измерении сопротивления в 10 ом , значения падения напряжений на термометре и на образцовой катушке совпадают в первой декаде. Следовательно, для U_t и U_N будет вводиться одна и та же поправка потенциометра, найденная с погрешностью, одинаковой по величине и знаку. Поэтому значения относительных погрешностей измерения U_t и U_N будут равны $\frac{\Delta U_t}{U_t} = \frac{\Delta U_N}{U_N}$; тогда $\frac{\Delta R_t}{R_t} = \frac{\Delta R_N}{R_N}$, т. е. относительная погрешность определения R_t зависит только от стабильности образцовой катушки сопротивления. Поскольку $\frac{\Delta R_N}{R_N} = 3 \cdot 10^{-5}$, то и $\frac{\Delta R_t}{R_t} = 3 \cdot 10^{-5}$. При измерениях в других реперных точках — кипения воды, серы и затвердевания цинка — сопротивление 10-омного термометра принимает значения, соответственно равные 14 , 27 и 26 ом . В этом случае значения поправок потенциометра для U_N и U_t будут отличаться уже в первой декаде, а следовательно, погрешность их определения может иметь не только разную абсолютную величину, но и разные знаки. Тогда $\frac{\Delta R_t}{R_t}$ определяется только по уравнению (2). При подстановке в это уравнение численных значений относительных погрешностей измерения падений напряжений и погрешности образцовой катушки $\frac{\Delta R_t}{R_t}$ получается равным $5 \cdot 10^{-5}$.

Отсюда видно, что для уменьшения погрешности измерения R_t необходимо применять образцовые меры с номинальным значением, равным значению сопротивления термометра, которое он принимает в данной репере. Тогда погрешность определения сопротивления термометра во всех первичных реперах и исследуемой температуре затвердевания цинка будет зависеть только от стабильности сопротивления образцовой меры. Но стабильность обычных образцовых манганиновых катушек, как известно, неудовлетворительна. И если не создать новых стабильных мер, то в области платиновой термометрии не может быть решена ни одна задача, связанная с точными температурными измерениями. Следовательно, для решения проблемы уменьшения погрешности измерения R_t важно не только приблизить значения образцовой меры к измеряемому сопротивлению, но и повысить их стабильность.

Создание стабильных мер электрического сопротивления является совершенно самостоятельной и весьма серьезной проблемой, которая не может быть решена в полной мере попутно с другими вопросами, связанными, например, с температурными измерениями. Тем не менее термометрическая лаборатория добилась в этом направлении определенных успехов, позволивших, в конечном итоге, дать правильную оценку воспроизводимости температуры затвердевания цинка. В лаборатории были созданы новые образцовые меры электрического сопротивления, стабильность которых изучалась в течение двухлетнего периода.

Данные эксперимента показывают, что новые меры более стабильны, чем образцовые катушки сопротивления. Для создания новых мер требовалось решить задачи, связанные с выбором материала, температурного режима и конструкции. Считая наиболее целесообразным производить выбор материала на основе экспериментальных исследований, мы сочли необходимым изготовить меры из трех разных сортов проволоки: манганина, золото-хромового сплава и платины. Для новых мер сопротивления применялась в качестве термостата тройная точка воды; выбор конструкции электрической меры был предрешен размерами сосуда для тройной точки воды: новые меры конструктивно идентичны термометрам сопротивления. Были изготовлены двенадцать мер электрического сопротивления с номинальным значением в 10 , 14 , 26 и 27 ом по три экземпляра каждого номинала: из манганина, золото-хромового сплава и платины.

Полученный экспериментальный материал весьма убедительно характеризует преимущество новых мер перед образцовыми катушками сопротивления.

В настоящей статье приводятся не все результаты работы данного направления, а только те, которые связаны непосредственно с вопросом исследования воспроизводимости температуры затвердевания цинка.

Приведем результаты измерений сопротивления платинового термометра при температуре затвердевания различных образцов цинка, когда в цепь термометра сопротивления последовательно включали и новые 26-омные меры и 10-омную образцовую катушку сопротивления. За время температурной остановки одновременно измерялось падение напряжения на зажимах всех трех указанных приборов. Полученные данные указаны в табл. 3. Как видим, погрешность измерения сопротивления, найденного по образцовой катушке, достигает $\pm 18 \cdot 10^{-5}$ ом, в то время как по новым мерам она не превышает $\pm 4 \cdot 10^{-5}$ ом.

Сопротивление термометра № 51-13 R_{Zn} , ом

Таблица 3

Период времени	№ опыта	По 10-омной образцовой катушке сопротивления № 7	По 26-омной манганиновой мере	По 26-омной золото-хромовой мере
1	1	25,88215	25,88189	
	2	25,88232	25,88191	
	3	25,88212	25,88195	
	4	25,88211	25,88192	
	5	25,88191	25,88192	
	6	25,88195	25,88192	
	7	25,88198	25,88192	
	8	25,88174	25,88184	
$R_{cp} \pm \Delta R$		$25,88204 \pm 18 \cdot 10^{-5}$	$25,88191 \pm 3 \cdot 10^{-5}$	
2	1	25,88176	25,88176	
	2	25,88168	25,88175	
	3	25,88180	25,88178	
	4	25,88167	25,88174	
	5	25,88169	25,88174	
	6	25,88179	25,88174	
	7	25,88173	25,88173	
$R_{cp} \pm \Delta R$		$25,88172 \pm 5 \cdot 10^{-5}$	$25,88175 \pm 2 \cdot 10^{-5}$	
3	1	25,88141		25,88124
	2	25,88108		25,88132
	3	25,88102		25,88135
	4	25,88126		25,88131
	5	25,88123		25,88128
	6	25,88115		25,88126
	7	25,88111		25,88124
	8	25,88147		25,88125
$R_{cp} \pm \Delta R$		$25,88122 \pm 15 \cdot 10^{-5}$		$25,88128 \pm 4 \cdot 10^{-5}$
4	1	25,88100	25,88121	25,88121
	2	25,88107	25,88122	25,88119
	3	25,88114	25,88122	25,88121
	4	25,88110	25,88125	25,88121
	5	25,88120		25,88118
	6	25,88126		25,88123
	7	25,88109		25,88124
	8			25,88126
	9			25,88130
	10			25,88131
	11			25,88125
$R_{cp} \pm \Delta R$		$25,88114 \pm 9 \cdot 10^{-5}$	$15,88122 \pm 1 \cdot 10^{-4}$	$25,88124 \pm 4 \cdot 10^{-5}$

Следует заметить, что работа с цинком позволила произвести весьма интересное наблюдение. Как известно, точность измерений в области средних температур довольно низка, например, в точке плавления льда она составляет $\pm(0,002 \pm 0,003)$ °C. В нашей статье «Осуществление тройной точки воды и исследование ее воспроизводимости» (в настоящем сборнике, стр. 5) было показано что, работы, связанные с изучением стабильности тройной точки воды, дали возможность установить, что причиной указанной погрешности в точке 0° является главным образом значительная величина погрешностей электрических измерений. Такой вывод в прошлом был сделан только благодаря наличию высокостабильной реперы — тройной точки воды — и проведению относительных измерений. В настоящее время осуществление второй высокостабильной реперной точки — температуры затвердевания цинка, практически не зависящей от барометрического давления, дало возможность установить, что основной составляющей погрешностей электрических измерений является нестабильность сопротивления не только марганцовых образцовых катушек, но и платиновых термометров.

Приводим данные, подтверждающие этот вывод.

Таблица 4

Период времени	№ опыта	Сопротивление термометра № 51-13, ом		$\frac{R_{Zn}}{R_{TP}}$
		R_{Zn}	R_{TP}	
1	1	25,88189	10,08389	2,566657
	2	25,88191	10,08390	2,566657
	3	25,88195	10,08388	2,566666
	4	25,88192	10,08388	2,566663
	5	25,88192	10,08387	2,566665
	6	25,88192	10,08387	2,566665
	7	25,88192	10,08384	2,566673
В среднем за период		25,88192	10,08387	$2,566665 \pm 6 \cdot 10^{-6}$
2	1	25,88176	10,08380	2,566667
	2	25,88175	10,08378	2,566671
	3	25,88178	10,08378	2,566674
	4	25,88174	10,08382	2,566660
	5	25,88174	10,08385	2,566653
	6	25,88174	10,08382	2,566660
	7	25,88173	10,08380	2,566664
В среднем за период		25,88175	10,08381	$2,566664 \pm 7 \cdot 10^{-6}$
3	1	25,88201	10,08389	2,566669
	2	25,88201	10,08391	2,566664
	3	25,88194	10,08389	2,566662
	4	25,88192	10,08386	2,566667
	5	25,88191	10,08385	2,566669
В среднем за период		25,88196	10,08388	$2,566666 \pm 3 \cdot 10^{-6}$

В процессе проведения экспериментов было установлено, что сопротивление данного платинового термометра при температуре затвердевания цинка сохраняется стабильным в течение нескольких дней, затем внезапно изменяется на довольно ощутимую величину. С целью выявления причины такого «скачка» сопротивления термометра, после каждого измерения в цинковой точке производили измерения в тройной точке воды. В табл. 4 приводятся данные наблюдений над изменением сопротивления термометра № 51-13 при температуре затвердевания одного и того же образца цинка в продолжение одного месяца. В течение первой недели сопротивление термометра остается более или менее стабильным;

оно отличается от среднего значения не более чем на $3 \cdot 10^{-5}$ ом. Затем происходит «скачок» и получаемое новое значение сопротивления также в течение некоторого времени остается постоянным, однако через несколько дней снова изменяется. Полученные средние значения каждого периода времени отличаются между собой на $17 \cdot 10^{-5}$ ом, а каждое отдельное сопротивление внутри данного периода отличается от среднего значения не более чем на $(3 \div 4) \cdot 10^{-5}$ ом. Но одновременно с изменением в точке затвердевания цинка сопротивление термометра изменяется также и в тройной точке воды. Именно это обстоятельство и позволяет сделать весьма существенный и интересный вывод. Изменение сопротивления термометра обусловлено явлениями электрическими и не вызвано какими-либо нестабильностями тепловых процессов, протекающих в затвердевающем образце цинка. Действительно, отношения $\frac{R_{Zn}}{R_{Tp}}$, где R_{Tp} — сопротивление термометра в тройной точке воды, R_{Zn} — в точке затвердевания цинка, за три периода времени составляют 2,566665; 2,566664 и 2,566666, т. е. эти отношения совпадают в пределах погрешности измерений.

Значения R_{Zn} и R_{Tp} , приведенные в табл. 4, получены при использовании разных образцовых мер сопротивления: для R_{Zn} — 26-омная золото-хромовая мера, для R_{Tp} — 10-омная марганциновая мера сопротивления. Этот факт указывает на важное обстоятельство: причиной изменения сопротивления термометра является не только нестабильность образцовой меры, но и нестабильность сопротивления самого термометра. Таким образом, проведенные нами эксперименты позволяют сделать второй вывод: изменение сопротивления термометра из-за его нестабильности может быть значительным и достигает величины в $20 \cdot 10^{-5}$ ом, что эквивалентно изменению температуры $0,005$ °C. Эта нестабильность не будет выражена такой значительной цифрой, если исходить не из максимальных изменений, а оценивать их по средней квадратичной погрешности, которая и принята нами для характеристики воспроизводимости той или иной величины. Следует заметить, что эксперимент был проведен только с одним платиновым термометром; вполне возможно, что другие термометры могут оказаться несколько более стабильными. Попутно также отметим, что нестабильность сопротивления платинового термометра, по-видимому, не является таким фактором, который нельзя было бы преодолеть. Вполне возможно, что для повышения стабильности термометра необходимо внести дополнительные приемы в технологию его изготовления, например, «холодную обработку», о которой указывает Макларен в своей статье [2]. Этим вопросом лаборатория будет подробно заниматься в дальнейшем. Нет смысла более подробно анализировать и отдельно оценивать в данной работе нестабильность термометров сопротивления, ибо основная задача сводится к оценке воспроизводимости температуры затвердевания цинка. А для этой цели необходимо измерять $\frac{R_{Zn}}{R_{Tp}}$, а не R_{Zn} . Результаты измерений в соответствии с этим и показывают, что температура затвердевания цинка стабильна в пределах достаточно высокой точности и вариации сопротивления термометра ни в какой мере не означают вариаций температуры. Следует все же напомнить, что изменение отношения $\frac{R_{Zn}}{R_{Tp}}$ не исключает погрешности от нестабильности образцовой катушки, если в период измерений R_{Zn} и R_{Tp} в схему были включены разные и притом нестабильные катушки сопротивления. Характерно, что погрешность измерения $\frac{R_{Zn}}{R_{Tp}}$ за первые два периода времени (табл. 4) больше, чем за последнее время, когда в измерениях R_{Tp} мы использовали не образцовую катушку сопротивления, а новую марганциновую 10-омную меру. Для сравнения с данными табл. 4 в табл. 5 приведем результаты измерений $\frac{R_s}{R_{Tp}}$. В данном случае значительная часть погреш-

Таблица 5

№ опыта	Термометр № 51-7			Термометр № 51-13		
	Сопротивление, ом		$\frac{R_z}{R_{TP}}$	Сопротивление, ом		$\frac{R_z}{R_{TP}}$
	R_z	R_{TP}		R_z	R_{TP}	
1	24,79014	9,33782	2,654810	26,76056	10,08396	2,653775
2	24,79005	9,33778	2,654822	26,75970	10,08388	2,653711
3	24,79120	9,33788	2,654907	26,76047	10,08379	2,653811
4	24,79100	9,33792	2,654874	26,76059	10,08378	2,653825
5	—	—	—	26,76022	10,08376	2,653794
Среднее	24,79060	9,33785	$2,654871 \pm \pm 49 \cdot 10^{-6}$	26,76031	10,08383	$2,653783 \pm \pm 44 \cdot 10^{-6}$

ности, без сомнения, возникает вследствие нестабильности температуры кипения серы.

Сведение погрешностей тепловых измерений к достаточному минимуму не представляло особых затруднений, так как этот вопрос связан в основном с экспериментальным выбором рациональных условий для осуществления температуры затвердевания цинка. Тем не менее, именно эта работа явилась наиболее трудоемкой в экспериментальном отношении. Прежде чем удалось добиться почти такой же стабильности температуры затвердевания цинка, как и тройной точки воды, было проведено множество исследований, связанных с подбором температурного поля печи, глубины погружения термометра в тигель с металлом, размера навески цинка и т. д., учитывая, что при практическом осуществлении температуры затвердевания цинка, так же как и любой другой реперы, может всегда иметь место некоторая невоспроизводимость условий опыта. Для оценки влияния этой невоспроизводимости на стабильность температуры затвердевания, цинка проводили измерения при условиях опыта, значительно отличающихся от принятых для регулярной работы. Например, выдержка перед температурной остановкой при одном опыте длилась 1 час, при другом — 15 мин.; перед началом затвердевания нагревательный ток печи либо снижали до 4—5 а, либо выключали совсем; термометр сопротивления, погруженный в тигель, приподнимали от дна то на 1 см, то на 4 см; измерения проводили в печи с медным блоком или в вышеупомянутой печи с двумя обмотками; меняли навеску цинка и т. д.

Все эти эксперименты показали, что изменения условий опыта не влияют на воспроизводимость и значение температуры затвердевания цинка; лишь в отдельных случаях уменьшают площадку затвердевания. Но если принять во внимание, что при обычных условиях опыта она длится 35—40 мин., то некоторое ее уменьшение не может иметь особого значения.

В лаборатории было определено значение температуры затвердевания образца цинка третьего возгона с помощью четырех платиновых термометров сопротивления, градуированных в точках плавления льда (с применением тройной точки воды), кипения воды и серы. Полученное значение найдено равным $419,504 \pm 0,004^\circ \text{C}$. Значительная погрешность определения температуры затвердевания цинка является следствием значительной погрешности градуировки термометра в точке кипения серы. Определение значения температуры затвердевания цинка, полученного из Канады, а также всех исследуемых отечественных образцов мы произвели путем сопоставления значений измеренного отношения $\frac{R_{Zn}}{R_{TP}}$

(табл. 6) для всех этих образцов с $\frac{R_{Zn}}{R_{TP}}$ для цинка третьего возгона. Как видим, значения указанных отношений совпадают в пределах погрешности измерений, что свидетельствует о равенстве температур затвердевания.

Лишь для цинка 1-го возгона имеем заниженное значение отношения $\frac{R_{Zn}}{R_{тр}}$, что может свидетельствовать о недостаточной чистоте образца. В Канаде для образца марки SP получено значение $419, 505 \pm 0,003^\circ \text{C}$. Следовательно, опыт показал, что температура затвердевания цинка не зависит от его месторождения.

Таблица 6

Образцы цинка		Сопротивление термометра № 51-13, ом		$\frac{R_{Zn}}{R_{тр}}$
		R_{Zn}	$R_{тр}$	
Отечест- венные	1-й возгон	25,88137	10,08389	2,566643
	2-й возгон	25,88140	10,08369	2,566662
	3-й возгон	25,88182	10,08383	2,566667
	4-й возгон	25,88137	10,08363	2,566665
Канад- ские	Марки CP	25,88187	10,08385	2,566665
	Марки SP	25,88120	10,08359	2,566664

Проведенная работа позволяет сделать вывод, о том, что международная температурная шкала в области средних температур может быть воспроизведена с большой точностью, если вместо температуры кипения серы в качестве одной из первичных репер применять температуру затвердевания цинка.

ЛИТЕРАТУРА

1. McLaren E. H., *Journal of Applied Physics*, v. 25, № 6, 1954, p. 808.
2. McLaren E. H., *Canadian Journal of Physics*, № 1, 1957, p. 78-90.
3. McLaren E. H., *Procès-Verbaux des seances*, т. XXIV, 1955, p. T152 — T165.

А. Н. Гордов, И. И. Киренков, Э. А. Лапина

СЛИЧЕНИЕ ЛАМП ПО ЦВЕТОВЫМ ТЕМПЕРАТУРАМ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Построение температурной шкалы выше 1063 °С и градуировка образцовых пирометров и излучателей до настоящего времени везде производятся методом визуальной оптической пирометрии. Основным источником погрешности такой градуировки является порог контрастной чувствительности человеческого глаза. При этом погрешность градуировки как образцовых, так и технических яркостных пирометров составляет величину одного порядка с их собственной инструментальной погрешностью и часто даже превышает ее [1]. Погрешность градуировки образцовых излучателей на цветовую температуру больше, чем погрешность градуировки на яркостную [2].

Разработанные в последнее время фотоэлектрические цветовые пирометры [3] обладают значительно меньшими по сравнению с визуальными приборами инструментальными погрешностями. Поэтому в связи с серийным изготовлением этих приборов весьма остро встал вопрос о создании для них образцовой аппаратуры, обладающей повышенной против прежнего точностью.

Харьковским государственным институтом мер и измерительных приборов создана фотоэлектрическая спектро-пирометрическая установка СПК-1, позволяющая нулевым модуляционным методом [4, 5] сличать температурные лампы по их яркости. В лаборатории высоких температур ВНИИМ при создании образцовой аппаратуры для цветовой пирометрии было решено разработать методику применения установки СПК-1 для сличения ламп также по цветовым температурам, с целью повышения точности и единообразия градуировки образцовых температурных ламп, предназначенных для поверки цветовых пирометров.

Установка СПК-1 устроена следующим образом.

На концах оптической скамьи устанавливаются две сличаемые температурные лампы. Излучение ламп улавливается и направляется на входную щель монохроматора с помощью «внешней оптической системы», расположенной между лампами в средней части оптической скамьи. Внешняя оптическая система состоит: из двух симметрично расположенных объективов, воспринимающих излучение от ламп; двух отражающих призм, поворачивающих пучок света к щели монохроматора, и модулятора. Модулятор представляет собой равнобедренную отклоняющую призму малого размера (толщина 0,5 мм), укрепленную на струне. Струна, соединенная электрически со схемой струнного генератора, во время работы установки колеблется вместе с призмой (частота 860 гц и амплитуда 0,3 мм). При этом призма пропускает во входную щель монохроматора свет от двух ламп поочередно, с частотой чередования 860 гц.

Модулятор преобразует излучение ламп таким образом, что выходящий из него световой поток содержит переменную составляющую с амплитудой, пропорциональной разности яркостей сравниваемых ламп.

Пройдя монохроматор, модулированный световой поток попадает на катод фотоумножителя. Переменная составляющая фототока также пропорциональна разности сравниваемых яркостей. Эта составляющая после усиления узкополосным усилителем подается на синхронный детектор, управляемый тем же генератором, который приводит в движение модулятор.

На выходе синхронного детектора включен магнитоэлектрический нуль-прибор — указатель равенства яркостей. Знак напряжения на выходе синхронного детектора зависит от фазы переменной составляющей фототока. Поэтому стрелка указателя отклоняется вправо или влево в зависимости от того, который из сравниваемых источников ярче. Наблюдатель, работающий на установке, поддерживает ток одной из ламп постоянным по показаниям потенциометра, а ток второй лампы регулирует, добываясь нулевого положения стрелки указателя, которое свидетельствует о равенстве яркостей, после чего тем же потенциометром измеряет полученный ток второй лампы.

Для исключения влияния несимметричных потерь света в деталях внешней оптической системы вся она вместе с модулятором может поворачиваться на 180° вокруг оси, совпадающей с оптической осью коллиматора монохроматора и с центром входной щели. При такой «перекладке» все детали двух половин внешней оптической системы меняются местами и систематическая погрешность, вызванная несимметричностью потерь света в правой и левой части внешней оптики, должна исключаться. Результаты сличения ламп при двух положениях внешней оптической системы усредняются.

Следует отметить, что за границей также ведутся разработки фотоэлектрических методов измерений высоких температур при эталонных работах [6]. Однако, судя по опубликованным данным, в СССР (ХГИМИП и ВНИИМ) такие работы достигли большего развития.

Разработка методики сличения

Основные достоинства принципа действия и конструкции установки СПК-1, позволяющие рассчитывать на повышение точности измерений при эталонных работах, следующие:

1. Объективность измерения, т. е. полное устранение влияния индивидуальных свойств зрения наблюдателя.
2. Существенное — в среднем в 10 — 15 раз — снижение порога контрастной чувствительности по сравнению с визуальным измерением.
3. Применение нулевого модуляционного метода для устранения всякого влияния нестабильности фотоэлемента и всей электронной схемы.
4. Одинаковое освещение катода обеими сличаемыми лампами в целях устранения влияния неоднородности чувствительности фотокатода.
5. Применение монохроматора с большой светосилой и высокой разрешающей способностью, позволяющего работать в любых участках видимой области спектра.

Для выбора методики сличения температурных ламп по цветовым температурам на установке СПК-1 был выполнен ряд пробных сличений ламп при различных температурах, в лучах разных длин волн и с варьированием других деталей техники эксперимента.

В результате этих исследований было установлено следующее.

1. Электрическая схема установки СПК-1 работает стабильно. Каких-либо ложных отклонений стрелки индикатора равенства яркостей, при отсутствии переменной составляющей светового потока, не наблюдается. После устранения возникающих иногда неисправностей или нарушений настройки электрической схемы стабильность работы установки полностью восстанавливается.

2. Напряжение, подаваемое на фотоумножитель, оказывает некоторое влияние на результаты уравнивания яркостей. Максимальная величина обнаруженного влияния $\sim \pm 1^\circ \text{C}$ при изменении напряжения на 20%.

Для уменьшения этого влияния при каждой переключке внешней оптической системы, а также перестановке ламп поддерживалось постоянным напряжение на ФЭУ с точностью порядка $\pm 1\%$. Соответствующая погрешность уравнивания яркости, по-видимому, меньше $\pm 0,1^\circ\text{C}$. При переходе от одной температуры к другой напряжение на ФЭУ может быть изменено без потери точности.

3. Переключка внешней оптической системы и перестановка ламп позволяют вполне удовлетворительно исключить влияние неидентичности двух оптических каналов установки.

4. Одним из существенных источников погрешности сличения ламп на установке СПК-1 является неточность наводки оптической системы на выбранный рабочий участок ленты лампы. Влияние этой неточности наводки связано с наличием градиента температуры по ленте, наблюдаемого на всех границах рабочего участка ленты. Поэтому целесообразно так строить методику сличения ламп по цветовым температурам, чтобы погрешности, зависящие от установки ламп и от оптической системы СПК-1, не изменялись по величине и знаку при измерениях в лучах всех используемых длин волн. Тогда при расчете цветовых температур по яркостным указанным погрешности не будут возрастать, как это происходит при переменной величине погрешностей. В связи с этим была принята следующая методика сличения ламп по цветовым температурам на установке СПК-1.

После установки ламп на оптической скамье и наводки на них оптической системы производится уравнивание яркостей с измерением силы тока обеих ламп в лучах всех выбранных длин волн поочередно, без переключки внешней оптической системы и без перестановки ламп. Затем, после переключки внешней оптической системы и проверки (с корректировкой) наводки ее на лампы, измерения в лучах всех длин волн повторяются. Далее производится перестановка ламп, и все измерения, с переключкой внешней оптики, повторяются еще раз. Между измерениями в лучах различных длин волн никаких изменений установки, наводки или фокусировки, а также чистки оптических поверхностей не производится, с тем чтобы влияние наводки и установки ламп, изменения температуры помещения и ослабления света оптическими деталями сохраняло свою величину и знак при уравнивании яркостей в лучах всех выбранных длин волн. При такой методике в случае преобладания погрешностей, зависящих от установки ламп и от оптической системы, искажение этими погрешностями вычисленных значений цветовой температуры оказывается наименьшим.

Эта методика измерений, целесообразность которой была проверена экспериментально, была принята для сличения температурных ламп по цветовым температурам на установке СПК-1.

Результаты измерения обрабатывались следующим образом: по экспериментально найденным значениям силы тока, соответствующим равенству яркостей сравниваемых ламп в различных длинах волн, производится расчет разности цветовых температур двух ламп.

Это различие цветовых температур ламп приводит к необходимости изменения силы тока в одной из ламп при изменении длины волны лучей, в которых сравниваются яркости этих ламп. Это изменение силы тока, необходимое для восстановления равенства яркостей ламп при смене длины волны, может быть пересчитано на изменение яркостной температуры лампы и позволяет вычислить разность цветовых температур сличаемых ламп по формуле:

$$|\Delta T_c = \frac{T_c^2}{S^2} \cdot \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot \Delta S = k \Delta S,$$

где T_c — цветовая температура сличаемых ламп;

ΔT_c — искомая разность цветовых температур двух ламп;

S — яркостная температура ламп;

ΔS — изменение яркостной температуры одной из ламп, необходимое для уравнивания яркостей при смене длины волны;
 λ_1 и λ_2 — длины волн лучей, в которых производится измерение.
 Эта формула получена путем дифференцирования уравнения

Таблица 1

Цветовая температура сличаемых ламп $T_c, ^\circ\text{C}$	Коэффициент k
1400	4,4
1600	5,0
1800	5,2
1900	5,4
2100	5,5
2300	5,60
2400	5,70
2500	5,80
2600	5,95
2700	6,10
2800	6,20
2900	6,30
3000	6,40

$$\frac{1}{T_c} = \frac{\frac{1}{S_1 \lambda_1} - \frac{1}{S_2 \lambda_2}}{\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}}$$

В табл. 1 приведены значения коэффициента k для ламп с вольфрамовой лентой в зависимости от цветовой температуры. Этот коэффициент может быть применен для любой пары длин волн: 0,48 и 0,60 мк; 0,52 и 0,65 мк; 0,55 и 0,69 мк, по которым рассчитывались разности цветных температур.

Расчет разности цветных температур производился для трех комбинаций $\lambda_1 - \lambda_2$, затем три значения ΔT_c усреднялись. Сравнивались между собой лампы с вольфрамовой лентой. Различия в цветных температурах таких ламп обычно составляет $\pm(5 \div 10)^\circ\text{C}$ и не превышает $\pm(30 \div 40)^\circ\text{C}$. Поэтому переход от экспериментально найденных значений ΔS к разнице в цветных температурах вполне допустимо производить по формулам, полученным путем дифференцирования.

Создание группы эталонных и образцовых ламп

Было создано три группы эталонных и образцовых ламп, предназначенных для хранения и передачи цветовой температуры. Первая группа — для интервала температуры $1400 \div 1800^\circ\text{C}$, вторая — для интервала $1900 \div 2500^\circ\text{C}$ и третья — для интервала $2500 \div 2800^\circ\text{C}$. Первая группа состоит из трех эталонных ламп, двух образцовых ламп 1-го разряда и двух образцовых ламп 2-го разряда. Вторая группа построена аналогично. Третья группа состоит из трех ламп 1-го разряда и двух ламп 2-го разряда. Отсутствие эталонных ламп в этой группе связано с тем, что температурные лампы не могут длительное время стабильно работать при $T_c = 2800^\circ\text{C}$.

Все температурные лампы, использованные в качестве эталонных или образцовых, были предварительно проверены на однородность температурного поля ленты в рабочем ее участке. Для обеспечения достаточной надежности измерения малых разностей температур, характеризующих это температурное поле, измерения были выполнены на установке СПК-1.

Степень неоднородности температурного поля ламп определялась по изменению измеряемой на СПК-1 яркости, возникающему при смещении лампы в плоскости, перпендикулярной оптической оси установки, на 0,4—0,5 мм для ламп типов ЛТ-1 и ЛТ-2 и на 0,2—0,4 мм для ламп типа ЛТ-3. Уравнивание яркостей при исследовании температурного поля производилось с одной установки ламп, без перекладки внешней оптической системы и без перестановки ламп.

Однородность температурного поля ламп, выбранных для временного эталона, характеризуется изменением яркостной температуры, не превышающим, как правило, $\pm 1^\circ$ при смещении рабочего участка ленты на 0,3—0,5 мм при цветовой температуре 1400°C .

Такое же предварительное исследование однородности температурного поля применялось при подготовке образцовых температурных ламп.

Температурные лампы, выбранные для временного эталона (или 1-го разряда в интервале температур $2500 \pm 2800^\circ \text{C}$), были градуированы по цветовым температурам с помощью спектрального пирометра обычным, визуальным методом [2, 7], а затем сличены между собой фотоэлектрическим методом на установке СПК-1. Сличение производилось по описанной выше методике, в лучах тех же длин волн, которые применялись при градуировке ламп с помощью спектрального пирометра, и при тех же значениях силы тока.

Данные градуировки ламп, выполненной с помощью спектрального пирометра, были исправлены по результатам их сличения на установке СПК-1. Поправки вычислялись так, чтобы разность цветовых температур ламп при данных силах тока соответствовала результатам их сличения на установке СПК-1, а сумма трех поправок для каждой трех ламп, сличаемых при данной температуре, была равна нулю. Последнее требование было введено для того, чтобы не возникало систематических отклонений градуировки ламп от переданной лампам градуировки спектрального пирометра. Таким образом были созданы три группы эталонных ламп.

По этим лампам, играющим роль временного эталона цветовой температуры, отградуирован ряд образцовых ламп 1-го и 2-го разряда. Градуировка выполнена путем сличения ламп с эталонными также фотоэлектрическим методом на установке СПК-1, по методике, описанной выше. Образцовые лампы 2-го разряда, градуированные на цветовые температуры, применяются для поверочных работ как во ВНИИМ, так и в организациях приборостроительной промышленности и АН СССР.

Погрешности сличения

Источники возможных погрешностей сличения ламп по цветовым температурам на установке СПК-1 следующие:

- 1) порог чувствительности фотоэлектрической схемы;
- 2) ложные отклонения индикатора равенства яркостей при равенстве световых потоков на ФЭУ;
- 3) неполное исключение неидентичности обоих оптических каналов установки;
- 4) неточность наводки оптической системы на выбранный участок ленты лампы;
- 5) нестабильность яркости лампы при постоянной силе тока.

Проведенные исследования дают возможность по экспериментальным данным оценить суммарную погрешность сличения ламп, а также дают некоторое представление и о влиянии отдельных источников погрешностей. Изучение и анализ этих источников погрешностей имеет большое значение для дальнейшего развития фотоэлектрических методов измерения. Ниже рассматривается характер перечисленных источников погрешностей на основе опыта настоящей работы.

1. Порог чувствительности, определяемый как погрешность ряда последовательно выполненных уравниваний яркостей ламп и зависящий от уровня помех, главным образом флуктуаций фототока, в среднем составляет величину, несколько меньшую $\pm 0,1^\circ \text{C}$. Соответствующая погрешность сличения по цветовым температурам равна приблизительно $\pm 0,5^\circ \text{C}$.

2. Ложные отклонения указателя равенства яркостей при равенстве световых потоков на ФЭУ в чистом виде отсутствуют. При непосредственном освещении фотоумножителя, помимо модулятора, т. е. световым потоком без переменной составляющей с частотой, равной частоте модуляции, даже при фототоке, достигающем предельного значения, отклонения указателя равенства яркостей, выходящие за пределы порога чувствительности, отсутствуют полностью.

Однако, как было замечено, величина напряжения, подаваемого на ФЭУ, оказывает некоторое влияние на результаты уравнивания яркостей.

Это влияние напряжения на ФЭУ объясняется, по-видимому, тем, что распределение освещенности на поверхности фотокатода несколько различается при освещении фотокатода правой и левой лампой, что может также зависеть от местных неоднородностей оптических деталей (пузырей и др.). Учитывая сильную зависимость у ФЭУ распределения чувствительности по катоду от напряжения, можно объяснить наблюдаемый эффект.

Очевидно, что погрешность, вызванную влиянием напряжения на ФЭУ, следует скорее отнести не к неправильной работе фотоэлектрической схемы, а к влиянию неидентичности двух оптических каналов установки.

Как сказано выше, была найдена методика выбора напряжения ФЭУ, при которой без ущерба для чувствительности и без перегрузки ФЭУ рассматриваемая погрешность не превышает $\pm 0,1^\circ \text{C}$, что при пересчете на погрешность сличения по цветовым температурам составляет около $\pm 0,5^\circ \text{C}$.

3. Для изучения влияния неидентичности оптических каналов установки рассмотрим влияние перестановки ламп на результаты их сличения. Соответствующие экспериментальные данные, полученные при сличении эталонных ламп, сведены в табл. 2.

Таблица 2

Цветовая температура, $^\circ\text{C}$	Группы ламп										
	1-я				2-я				3-я		
	1400	1500	1650	1800	1900	2100	2300	2500	2500	2670	2800
Расхождение результатов сличения, наблюдаемое при перестановке ламп, $^\circ\text{C}$	+1,4	+1,2	-1,1	-2,3	-1,5	-6,2	-2,8	-0,1	-22	+30	-25
	-1,4	+2,3	+0,3	+0,4	+1,2	-4,6	-4,9	-3,3	-15	-18	-20
	-1,3	-0,4	0,0	-1,1	-0,8	+1,0	-1,3	+1,1	-14	-14	-15

Здесь приведены результаты сличения трех ламп попарно при каждом из выбранных значений температуры.

Перед цифрами поставлен знак + в тех случаях, когда лампе при установке ее на левой стороне оптической скамьи в результате сличения приписана более высокая цветовая температура, чем при ее установке на правой стороне.

Для первой группы ламп (сличенных при температурах $1400 \div 1800^\circ \text{C}$) среднее расхождение результатов при перестановке ламп составило $-0,2^\circ \text{C}$, для второй группы ламп ($1900 \div 2500^\circ \text{C}$) $-1,7^\circ \text{C}$ и для третьей группы ламп ($2500 \div 2800^\circ \text{C}$) -12°C . Эти цифры указывают на неполноту исключения несимметричности оптических деталей при переключке внешней оптической системы.

Неполное исключение несимметричности в этих условиях может быть вызвано следующими причинами:

а) вследствие неточного совпадения оси вращения внешней оптической системы при ее переключке с оптической осью коллиматора монохроматора смещаются используемые участки ее оптических деталей (линз и призмы);

б) после переключки внешней оптической системы каждая ее деталь проектируется на катод ФЭУ не в прежнем положении, а в повернутом на 180° вокруг оптической оси.

По-видимому, применение перестановки ламп позволяет существенно уменьшить влияние несимметричности оптических деталей.

4. Неточность наводки оптической системы на выбранный участок лампы в соединении с наличием температурного поля лампы существенно влияет на погрешность сличения. Для снижения этой погрешности необ-

ходимо улучшать как систему наводки, так и однородность температуры ленты.

Неточность повторной наводки оптической системы на рабочий участок ленты лампы зависит от следующих причин:

нерезкости фокусировки изображения ленты на плоскость щели; неточной установки лампы на скамье — ее поворот в плоскости, перпендикулярной оптической оси;

неточной фиксации симметричного положения выбранного участка изображения ленты относительно щели, осуществляемой по отсчетным линиям, нанесенным на щели и на окулярной шкалке установочного микроскопа;

неточности повторной установки амплитуды колебаний струны; неточности юстировки положения равновесия струны.

Ориентировочно можно считать, что наводка изображения рабочего участка ленты на щель осуществляется с погрешностью $\pm 0,1$ мм в плоскости щели, что соответствует $\pm 0,25$ мм в плоскости ленты лампы. Выше описана методика сличения ламп по цветовым температурам, при которой эта погрешность не возрастает при пересчете с яркостной на цветовую температуру.

5. Погрешность, вызываемая влиянием на яркость лампы изменений ее наклона и температуры помещения, в настоящей работе отдельно не учитывалась и не изучалась, хотя и оказала безусловное влияние на величину суммарной погрешности сличения ламп. Характер этого влияния близок к рассмотренному выше влиянию температурного поля.

Влияние условий работы на температуру ленты лампы изучалось ранее [8], причем теория явления проверялась визуальными измерениями. Применение установки СПК-1 открывает возможности для более точного исследования.

Полная погрешность сличения температурных ламп по цветовым температурам может быть рассчитана на основании экспериментального материала двумя путями:

а) по расхождению результатов сличения при перестановке ламп;

б) по суммарной погрешности кругового сличения, представляющей собой невязку, обнаруживаемую после сличения трех эталонных ламп попарно при каждой температуре.

Соответствующие цифровые данные, полученные экспериментально, приведены в табл. 2 и 3.

Таблица 3

	Группы ламп										
	1-я				2-я				3-я		
Цветовая температура, °С	1400	1500	1650	1800	1900	2100	2300	2500	2500	2650	2850
Суммарная погрешность кругового сличения (невязка), °С	3,6	0,7	0,7	0,9	6,5	1,7	3,9	3,4	5,4	6,3	7,4

Обработка результатов, приведенных в табл. 2 и 3, производилась отдельно для интервала температур 1400 — 1800° С (лампы с обозначениями № 717, 738 и 753), отдельно для интервала 1900 — 2500° С (лампы с обозначениями № Э-44, Э-290, Э-412) и отдельно для интервала 2500 — 2800° С (лампы с обозначениями № Э-84, Э-86 и Э-87).

При расчете средней квадратичной погрешности учитывалось, что расхождение результатов сличения, наблюдаемое при перестановке ламп, складывается из погрешности двух сличений при двух положениях ламп. Поэтому при расчете среднего квадрата знаменатель был взят равным удвоенному числу усредняемых цифр, т. е. квадратичная погрешность

бралась уменьшенной на $\sqrt{2}$. Точно так же погрешность кругового сличения складывается из погрешностей трех последовательных сличений; для этого случая при расчете среднего квадрата знаменатель был взят равным утроенному числу усредняемых цифр, т. е. квадратичная погрешность бралась уменьшенной на $\sqrt{3}$. Результаты расчетов приведены в табл. 4.

Таблица 4

Средняя квадратичная погрешность в °С единичного сличения ламп на цветовой температуре на установке СПК-1				
Метод расчета	Для интервала температур			
	1400 + 1800° С	1900 + 2500° С	2500 + 2800° С	
По расхождениям при перестановке ламп	без учета среднего расхождения	1,0	2,2	15
	с учетом среднего расхождения	0,9	1,8	8
По погрешности кругового сличения	1,1	2,4	3,7	

Значения погрешностей, полученные по двумя экспериментальным источникам, для первой и второй группы ламп совпадают удовлетворительно, хотя теоретически они не вполне равноценны. Для третьей группы ламп расчет погрешности единичного сличения по погрешности кругового сличения или по расхождениям при перестановке ламп дает несколько различные результаты. Это может быть вызвано пониженной стабильностью работы ламп при температурах выше 2500° С.

Таким образом, средняя квадратичная погрешность сличения ламп по цветовым температурам на установке СПК-1 составляет около $\pm 1^\circ\text{C}$ для интервала температур 1400 + 1800° С (лампы № 717, 738 и 753), около $\pm (2 + 2,5)^\circ\text{C}$ для интервала 1900 + 2500° С (лампы № Э-44, Э-290 и Э-412) и $\pm (4 + 8)^\circ\text{C}$ для интервала 2500 + 2800° С (лампы № Э-84, Э-86 и Э-87).

Эти значения погрешностей следует рассматривать как предварительные. Погрешности сличения ламп на установке СПК-1 подлежат дальнейшему изучению.

По эталонным температурным лампам, предназначенным для хранения полученной шкалы цветовой температуры, градуируются на установке СПК-1 образцовые температурные лампы 1-го разряда. Образцовые лампы 2-го разряда, предназначенные непосредственно для градуировки и проверки цветowych пирометров, сличаются с образцовыми лампами 1-го разряда также на установке СПК-1. Погрешности каждого такого сличения равны погрешности сличения эталонных ламп между собой.

Для расчета возможного расхождения между градуировками двух образцовых ламп 2-го разряда следует квадратично сложить погрешности последовательной градуировки трех ламп. Результаты такого сложения, характеризующие единообразие градуировки образцовых ламп 2-го разряда на цветовой температуры, приведены в табл. 5.

Таблица 5

Единообразие градуировки образцовых ламп 2-го разряда	
Цветовая температура, °С	Возможные расхождения градуировки, °С
1400 + 2000	± 2
2000 + 2500	± 4
2500 + 2800	$\pm (6 + 10)$

Расчетные значения погрешностей, приведенные в табл. 5, подтверждаются экспериментально. Сличение между собой на установке СПК-1 ламп 2-го разряда, градуированных независимо по разным лампам 1-го разряда, подтверждает расчетные значения погрешностей. Такое сличение ламп 2-го разряда всех трех групп многократно производилось для контроля надежности градуировки.

Результаты сличения по цветовым температурам ламп на установке СПК-1, описанные в настоящей работе, указывают на существенное повышение точности пирометрических измерений, реально достигнутое благодаря применению фотоэлектрического метода.

В настройке фотоэлектрической части аппаратуры и устранении неисправностей принимал участие К. Г. Тараянц. В сличении ламп фотоэлектрическим методом принимали участие М. Э. Ратнер, З. У. Заборовская, Г. А. Крахмальникова и В. И. Зенько.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гордов А. Н., Киренков И. И. и Лапина Э. А., «Измерительная техника», № 2, 1955.
2. Лапина Э. А., Труды ВНИИМ, вып. 25 (85), 1955, стр. 66.
3. Свет Д. Я. и Липин Е. С., «Приборостроение», № 12, 1956.
4. Кандыба В. В. и Ковалевский В. А., ДАН СССР, т. 108, № 4, 1956, стр. 633.
5. Ковалевский В. А., Иоссельсон Г. А. и Кандыба В. В., «Измерительная техника», № 2, 1956.
6. Wissenschaftliche Abhandlungen der Physikalische-Technische Bundesanstalt, Bd. 6, 1954, Tl. 1, S. 50, § 165; Bd. 7, 1955, Tl. 1, S. 28, § 173.
7. Лапина Э. А., Труды ВНИИМ, вып. 25 (85), 1955, стр. 54.
8. Гордов А. Н., Труды ВНИИМ, вып. 5 (65), 1949, стр. 66.

О ПОСТРОЕНИИ ШКАЛЫ ОПТИЧЕСКОГО ПИРОМЕТРА В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР

Согласно положению о «Международной температурной шкале» [1] температура t выше точки затвердевания золота определяется следующей формулой:

$$\frac{J_t}{J_{Au}} = \frac{e^{C_2/\lambda(t+T_0)} - 1}{e^{C_2/\lambda(T_{Au}+T_0)} - 1}, \quad (1)$$

где J_t и J_{Au} — энергии излучения при длине волны λ в интервале длин волн, равном единице, за единицу времени на единицу поверхности черного тела соответственно при температуре t и при температуре затвердевания золота;

C_2 — константа, равная $1,438 \text{ см} \cdot \text{град}$;

T_0 — температура плавления льда, выраженная в градусах Кельвина;

λ — длина волны видимой части спектра;

e — основание натуральных логарифмов.

Если температура измеряется в градусах Кельвина, то основное уравнение можно записать в виде:

$$\frac{J_t}{J_{Au}} = \frac{e^{C_2/\lambda T_{Au}} - 1}{e^{C_2/\lambda T} - 1}, \quad (1a)$$

где T_{Au} — температура затвердевания золота, выраженная в градусах Кельвина.

На практике обычно не измеряют отношение интенсивностей излучений двух тел, как это требует уравнение (1), а с помощью поглотителя, пропускание которого τ' определяется отдельно, уравнивают интенсивность излучения тела, имеющего температуру T , с интенсивностью излучения черного тела, имеющего известную температуру T_0 . Тогда T может быть вычислено на основании уравнения

$$(e^{C_2/\lambda T} - 1)^{-1} \cdot \tau' = (e^{C_2/\lambda T_0} - 1)^{-1}, \quad (2)$$

которое легко выводится из формулы (1). Если светофильтр пирометра пропускает не монохроматический световой поток, как это предполагается при выводе уравнения (2), а целую спектральную область, то температуру T находят на основании уравнения

$$\int_0^{\infty} b_{\lambda, T} \tau' \tau_{\lambda} d\lambda = \int_0^{\infty} b_{\lambda, T_0} \tau_{\lambda} d\lambda, \quad (3)$$

где $b_{\lambda, T}$ — спектральная яркость черного тела при температуре T ;

b_{λ, T_0} — то же, при температуре T_0 ;

τ'_{λ} — коэффициент пропускания поглощающего стекла для света длины волны λ ;

τ_{λ} — то же, для красного стекла;

v_{λ} — относительная спектральная чувствительность глаза.

Уравнение (3) является естественным обобщением уравнения (2). Оно выводится из того условия, что, если при данном токе в нити пирометр без поглотителя показывает температуру T_0 , то после введения поглотителя исчезновение нити получится при абсолютной температуре T визулируемого черного тела. Поэтому величину T_0 , связанную с T уравнением (3), часто называют кажущейся яркостной температурой, соответствующей измеряемой температуре T . Этим определением в дальнейшем будем пользоваться и мы.

Задача расширения температурной шкалы сводится в основном к нахождению зависимости между T и T_0 , так как зависимость между силой тока пирометрической лампочки и T_0 находится при построении шкалы нижнего предела измерений пирометра.

При низких температурах, когда зависимость между яркостью и температурой с достаточной степенью точности описывается уравнением Вина

$$b_{\lambda, T} = C_1 \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T}, \quad (4)$$

интегральное уравнение (3) может быть заменено уравнением

$$\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} = -\frac{\lambda_{T_0, T}}{C_2} \ln \tau_T \quad (5)$$

(где $\lambda_{T_0, T}$ — эффективная длина волны при экстраполяции от T_0 до T , а τ_T — суммарный коэффициент пропускания поглощающего стекла, соединенного с красным стеклом, для излучения черного тела при температуре T) и решено методом последовательных приближений [2].

Уравнение (5) справедливо, однако, только тогда, когда зависимость между яркостью и температурой достаточно точно описывается уравнением Вина [3, 4], т. е. при низких температурах (ниже 3000°K). Поэтому прежде чем расширять температурную шкалу в область более высоких температур, необходимо выяснить, какой имеет вид зависимость между T и T_0 в общем случае и, следовательно, какие параметры должны быть экспериментально определены (или вычислены) для того, чтобы можно было практически выполнить расширение шкалы пирометра.

Прежде чем приступить к выводу основного уравнения, уточним те понятия и определения, которые будут нами при этом использованы. Это уточнение тем более необходимо, что и при низких температурах разные авторы дают разные определения и пирометрического ослабления и эффективной длины волны. Так, например, одни авторы [3] пирометрическим ослаблением называют выражение, находящееся в правой части уравнения (5), а другие [4] — выражение, находящееся в левой части этого уравнения. При низких температурах эти оба определения [в силу равенства (5)] эквивалентны, но при высоких температурах величины, определяемые тем и другим способом, будут значительно отличаться.

То же самое имеет место и для эффективной длины волны. Иногда она определяется [2] как длина волны, при которой отношение монохроматических яркостей, соответствующих температурам T_0 и T , равно отношению интегральных светимостей (оцениваемых по общему воздействию светового потока на глаз) для тех же температур, измеренных с помощью красного фильтра пирометра. Определенная таким образом величина λ_e может быть измерена экспериментально с помощью спектропирометра [2], или вычислена на основании уравнения

$$\frac{\int_0^\infty b_{\lambda, T}^* v_\lambda \tau_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty b_{\lambda, T_0}^* v_\lambda \tau_\lambda d\lambda} = \frac{b_{\lambda_e, T}^*}{b_{\lambda_e, T_0}^*}, \quad (6)$$

Иногда, однако, эффективную длину волны определяют не с помощью общего уравнения (6), а с помощью частного уравнения, получающегося при подстановке в уравнение (6) величин b_{λ, T_0}^* и $b_{\lambda, T}^*$ из формулы (4)

$$\frac{\int_0^{\infty} \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T} v_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T_0} v_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda} = e^{-\frac{C_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right)}. \quad (7)$$

Такое определение дает, например, В. Ф. Форсайт [5]. Очевидно, что при высоких температурах уравнения (6) и (7) определяют разные величины.

Существуют и другие определения пирометрического ослабления и эффективной длины волны, при которых эти величины рассматриваются не как характеристики одного только пирометра, а как характеристики процесса измерения с помощью этого пирометра температур нечерных тел [4].

Для того чтобы не было в дальнейшем никаких неясностей, мы примем следующее определение:

Пирометрическим ослаблением, соответствующим температуре T_0 , называется величина, определяемая уравнением

$$A = A(T_0) = \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}, \quad (8)$$

при условии, что T_0 связано с T уравнением

$$\int_0^{\infty} \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T'} v_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda = \int_0^{\infty} \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T_0} v_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda, \quad (9)$$

Этим, чисто формальным, определением пирометрического ослабления мы будем пользоваться при любых температурах, независимо от того, насколько велика при температуре T погрешность формулы Вина и какой физический смысл имеют величины T_0 и T , входящие в уравнения (8) и (9).

Заметим, что, если T_0 , входящее в левую часть уравнения (9), есть кажущаяся яркостная температура, то T , входящее в правую часть этого уравнения, в общем случае отлично от истинной температуры, так как при высоких температурах уравнение (9) не совпадает с уравнением (3). Если же T в правой части уравнения (9) есть истинная температура визуруемого черного тела, то T_0 , входящее в левую часть этого уравнения, по той же причине будет отлично от кажущейся яркостной температуры. Поэтому в тех случаях, когда нам придется одновременно рассматривать уравнения (3) и (9), мы будем, чтобы не было недоразумений, называть переменную, входящую в левую часть уравнения (9), редуцированной температурой и обозначать ее символом T^* . Но это потребует только при промежуточных вычислениях, так как в окончательный вывод войдет пирометрическое ослабление, соответствующее кажущейся яркостной температуре.

Эффективной длиной волны в интервале температур (T' , T'') мы будем называть при любых значениях величин T' и T'' величину $\lambda_{T', T''}$, определяемую уравнением

$$\frac{\int_0^{\infty} \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T'} v_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T''} v_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda} = e^{-\frac{C_2}{\lambda_{T', T''}} \left(\frac{1}{T'} - \frac{1}{T''} \right)}, \quad (10)$$

Выбор указанных определений обусловлен тем, что, как будет показано ниже, пользуясь определенными таким образом величинами $A(T_0)$ и $\lambda_{T', T''}$ легко рассчитать высокотемпературную шкалу пирометра.

Кроме того, при низких температурах данные определения совпадают с обычными определениями этих величин*.

Найдем зависимость между измеряемой температурой T и кажущейся яркостной температурой T_0 в общем случае, когда

$$b_{\lambda, T}^* = C_1 \lambda^{-5} (e^{C_2/\lambda T} - 1)^{-1}, \quad (11)$$

т. е. решим уравнение (3) в общем виде.

Заметим, что и в этом случае можно считать, что

$$b_{\lambda, T_0}^* = C_1 \cdot \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T_0}, \quad (12)$$

так как при температурах меньших 1700°K (максимальная температура нити пирометрической лампочки) и $\lambda \approx 0,65 \text{ мк}$ погрешность уравнения (12) пренебрежимо мала (меньше $0,01^\circ \text{K}$).

Будем искать решение уравнения

$$\int_0^\infty \lambda^{-5} (e^{C_2/\lambda T} - 1)^{-1} \tau_\lambda' \nu_\lambda \tau_\lambda d\lambda = \int_0^\infty \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T_0} \nu_\lambda \tau_\lambda d\lambda \quad (13)$$

методом последовательных приближений. При этом за первое приближение удобно взять величину T_w , определяемую следующим образом: T_w есть температура, которую имело бы воображаемое тело, подчиняющееся закону Вина и дающее световой поток, воздействие которого на глаз (после прохождения света через пирометр, снабженный поглотителем) равнялось бы воздействию на глаз излучения черного тела, имеющего температуру T .

Если, кроме того, отдельно определить разность между истинной температурой T и T_w

$$\Delta T = T - T_w, \quad (14)$$

то истинную температуру уже не трудно вычислить по формуле

$$T = T_w + \Delta T. \quad (15)$$

Преимущество метода последовательных приближений заключается в том, что величину T_w очень легко определить по заданному T_0 , а поправку ΔT можно вычислять очень приближенно, так как $\Delta T \ll T$ при $T < 10\,000^\circ \text{K}$.

Из данного определения величины T_w следует, что

$$\int_0^\infty \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T_w} \tau_\lambda' \nu_\lambda \tau_\lambda d\lambda = \int_0^\infty \lambda^{-5} (e^{C_2/\lambda T} - 1)^{-1} \tau_\lambda' \nu_\lambda \tau_\lambda d\lambda. \quad (16)$$

Сравнение уравнения (16) с уравнением (13) дает

$$\int_0^\infty \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T_w} \tau_\lambda' \nu_\lambda \tau_\lambda d\lambda = \int_0^\infty \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T_0} \nu_\lambda \tau_\lambda d\lambda. \quad (17)$$

Следовательно, кажущаяся яркостная температура T_0 , соответствующая измеряемой температуре T , является в то же время редуцированной температурой, соответствующей вспомогательной величине T_w . Отсюда, а также из формул (8) и (9) следует, что T_0 и T_w связаны соотношением

$$\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_w} = A(T_0), \quad (18)$$

где $A(T_0)$ — пирометрическое ослабление, соответствующее кажущейся яркостной температуре T_0 .

* Метод простого измерения величины $A(T_0)$ рассматривается в статье, стр. 44. В данной статье мы будем считать, что $A(T_0)$ есть известная функция от переменной T_0 .

Уравнение (18) дает возможность легко определить величину T_w^* , так как $A(T_0)$ есть известная функция от T_0 (метод определения $A(T_0)$, как мы уже говорили, будет рассмотрен нами отдельно).

Найдем поправку ΔT . Для этого разложим $(e^{C_2/\lambda T} - 1)^{-1}$ в ряд

$$(e^{C_2/\lambda T} - 1)^{-1} = e^{-C_2/\lambda T} \cdot \frac{1}{1 - e^{-C_2/\lambda T}} = \sum_{n=1}^{\infty} e^{-n \frac{C_2}{\lambda T}} \quad (19)$$

и подставим его в уравнение (16).

При этом получим

$$\int_0^{\infty} \lambda^{-s} e^{-C_2/\lambda T} \cdot \tau_{\lambda}^* v_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda = \sum_{n=1}^{\infty} \lambda^{-s} e^{-C_2/\lambda \left(\frac{T}{n}\right)} \cdot \tau_{\lambda}^* v_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda \quad (20)$$

Для любого значения переменной T' можно написать равенство

$$\int_0^{\infty} \lambda^{-s} e^{-C_2/\lambda T'} \cdot \tau_{\lambda}^* v_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda = \int_0^{\infty} \lambda^{-s} e^{-C_2/\lambda T''} \cdot v_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda, \quad (21)$$

где T'' — редуцированная температура, соответствующая T' .

Поэтому равенство (20) можно переписать в виде

$$\int_0^{\infty} \lambda^{-s} e^{-C_2/\lambda T_w^*} v_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda = \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^{\infty} \lambda^{-s} e^{-C_2/\lambda T_n^*} v_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda, \quad (22)$$

где T_w^* — редуцированная температура, соответствующая T_w [в силу выражения (17) $T_w = T_0$];

T_n^* — редуцированная температура, соответствующая температуре $T_n = \frac{T}{n}$.

$$\begin{aligned} \frac{1}{T_w^*} - \frac{1}{T_w} &= A(T_w^*) \\ \frac{1}{T_n^*} - \frac{1}{T_n} &= A(T_n^*) \cdot (n = 1, 2, 3, \dots) \end{aligned} \quad (23)$$

Разделив уравнение (22) на

$$\int_0^{\infty} \lambda^{-s} e^{-C_2/\lambda T_1^*} v_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda \quad (24)$$

и воспользовавшись определением эффективной длины волны по формуле (10), получаем

$$e^{-\frac{C_2}{\lambda T_w^* T_1^*} \left(\frac{1}{T_w^*} - \frac{1}{T_1^*}\right)} = \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{C_2}{\lambda T_n^* T_1^*} \left(\frac{1}{T_n^*} - \frac{1}{T_1^*}\right)}. \quad (25)$$

Уравнение (25) связывает редуцированные температуры T_w^* и T_1^* , причем все остальные величины, входящие в него, можно считать известными, так как эффективные длины волны, соответствующие редуцированным, т. е. низким температурам, можно определить обычными способами.

Найдя зависимость между T_1^* и T_w^* , уже нетрудно, используя уравнения (23), найти зависимость между T и T_0 . Таким образом, уравнения (23)

* Все T_n^* могут быть выражены через T_1^* на основании уравнений (23), так как A предполагается известной функцией от температуры.

и (25) дают возможность в самом общем случае найти зависимость между измеряемой температурой T и кажущейся яркостной температурой T_w .

Вычисления значительно упрощаются, если измеряемая температура не превосходит $10\,000^\circ\text{C}$, так как каждый последующий член ряда, находящегося в правой части уравнения (25), значительно меньше предыдущего*. Поэтому без большой погрешности можно заменить все эффективные длины волн, входящие в этот ряд, через эффективную длину волны λ_{T_w, T_1} , входящую во второй член ряда (первый тождественно равен единице).

Уравнение (25) можно упростить еще более, если использовать то обстоятельство, что относительное изменение пирометрического ослабления всегда невелико (не превышает $1-2\%$). Это дает возможность положить в первом приближении $A = \text{const}$, откуда следует, что в том же приближении

$$\frac{1}{T_w} - \frac{1}{T_1} = \left(\frac{1}{T_w} + A\right) - \left(\frac{1}{T} + A\right) = \frac{1}{T_w} - \frac{1}{T}$$

$$\frac{1}{T_n} - \frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_n} - \frac{1}{T} = \frac{n-1}{T} \cdot (n=1, 2, \dots) \quad (26)$$

Подставив уравнение (26) в (25) и суммируя ряд, получаем

$$e^{\frac{C_2}{\lambda_{T_w, T_1} T_w} \left(\frac{1}{T_w} - \frac{1}{T}\right)} = 1 - e^{-\frac{C_2}{\lambda_{T_w, T_1} T} \cdot \frac{1}{T}} \quad (27)$$

Оценим погрешность, возникающую при использовании сделанных выше предположений. Прежде всего заметим, что при этом изменялась главным образом правая часть уравнения (25), так как, во-первых, только в нее входили те эффективные длины волн, которые мы заменили через λ_{T_w, T_1} и, во-вторых, первое из равенства (26) выполняется лучше, чем второе, так как даже $\frac{T}{2}$ значительно больше отличается от T , чем T_w . Поэтому для оценки погрешности достаточно определить, как изменится разность $(T - T_w)$, входящая в левую часть уравнения (25), если правая часть этого уравнения изменяется из-за сделанных упрощений на некоторую величину ε , и оценить величину ε . Несложные вычисления дают, что погрешность равна

$$\delta(T - T_w) = -\varepsilon \cdot \frac{\lambda_0}{C_2} T^2 \cdot e^{\frac{C_2}{\lambda_0} \left(\frac{1}{T_w} - \frac{1}{T}\right)}, \quad (28)$$

причем $\lambda_0 = \lambda_{T_w, T_1}$.

Так как при $T < 10000^\circ\text{K}$

$$e^{\frac{C_2}{\lambda_0} \left(\frac{1}{T_w} - \frac{1}{T}\right)} \simeq 1 \quad (29)$$

(как это следует из данных приведенной ниже таблицы), то с достаточной точностью можно написать

$$\delta(T - T_w) = -\varepsilon \frac{\lambda}{C_2} T^2. \quad (30)$$

Расчет показывает, что если изменение пирометрического ослабления составляет 1% , то величина ε не превосходит $0,002$; изменение же эффективной длины волны приводит к еще меньшим значениям ε , так как изме-

* Каждый последующий член ряда в $e^{-C_2/\lambda T}$ раз меньше предыдущего, причем $e^{-C_2/\lambda T}$ даже при $T = 10\,000^\circ\text{K}$ составляет не менее 10 .

няемое пиromетрическое ослабление входит уже во второй член ряда, а изменяемая эффективная длина волны только в третий.

Подставляя $\varepsilon = 0,002$ в уравнение (29), получаем, что даже при $T = 10\,000^\circ\text{K}$ и возможном изменении пиromетрического ослабления на 1% погрешность определения ΔT по уравнению (27) составляет около 10°K .*

При $T = 10\,000^\circ\text{K}$ и $A = 520$ микро (что необходимо для экстраполяции до $10\,000^\circ\text{K}$) T_1 , T_w и T_2 равны, соответственно, 1613, 1628 и 1388°K , т. е. отличаются не более чем на 230°K . Изменение эффективной длины волны в таком интервале температур никогда не превышает $0,005\text{ мк}$, поэтому можно положить, что

$$\lambda_{T_w, T_1} = \lambda_{T_2, T_1} = \lambda_{T_0} \quad (31)$$

где λ_{T_0} — предельная эффективная длина волны при кажущейся яркостной температуре T_0 .

Подставляя равенство (31) в уравнение (27), получаем окончательное уравнение

$$e^{C_2/\lambda_{T_0} T_w} = e^{C_2/\lambda_{T_0} T} - 1, \quad (32)$$

дающее зависимость между T и T_w .

Оценка погрешности подстановки равенства (31) в уравнение (27) может быть сделана тем же способом, который был использован выше. Расчет показывает, что эта погрешность не превышает 10°K при температуре $10\,000^\circ\text{K}$. Таким образом, суммарная погрешность уравнения (32) не превосходит 20°K при температуре $10\,000^\circ\text{K}$, причем она быстро уменьшается при уменьшении температуры. Следовательно, точность уравнения (32) вполне достаточна, причем, если когда-нибудь возникнет необходимость более точно рассчитывать температурную шкалу, то это можно будет сделать на основании более сложного, но зато совершенно точного уравнения (25).

Уравнение (32) подобно уравнению, выведенному другими авторами в случае применения монохроматического светофильтра [2]. Однако при использовании уравнения (32) нужно иметь в виду, что это сходство является внешним, так как, хотя поправка ΔT находится для высокой температуры, λ_{T_0} , входящая в уравнение (32), есть предельная эффективная длина волны одного только красного светофильтра и не при измеряемой температуре T , а при соответствующей ей кажущейся яркостной температуре T_0 , т. е. при температуре меньшей 1400°C .

При температуре меньшей 6000°K уравнение для ΔT может быть упрощено еще более. Для этого перепишем уравнение (32) в виде

$$e^{C_2/\lambda_{T_0} T} - e^{C_2/\lambda_{T_0} T_w} = \left| \frac{\partial}{\partial T} (e^{C_2/\lambda T}) \right| (T - T_w) = 1, \quad (33)$$

откуда

$$\Delta T = T - T_w = - \frac{\lambda_{T_0}}{C_2} T^2 \cdot e^{-C_2/\lambda_{T_0} T}. \quad (34)$$

Погрешность приближенного уравнения (34) меньше 1°K при $T < 6000^\circ\text{K}$, но при более высоких температурах она быстро растет, достигая приблизительно 100°K при $T = 10\,000^\circ\text{K}$.

Таким образом, мы получили следующий метод расчета высокотемпературной шкалы пиromетра. На основании уравнения

$$\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_w} = A(T_0)$$

* В нашем пиromетре изменение пиromетрического ослабления меньше 0,1%.

Где $A(T_0)$ — пирометрическое ослабление, соответствующее кажущейся яркостной температуре T_0] находится приближенное значение измеряемой температуры. К полученной величине T_w прибавляется поправка

$$\Delta T = T - T_w,$$

вычисленная на основании уравнения

$$e^{C_2/\lambda_{T_w} \cdot T_w} = e^{C_2/\lambda_{T_0} \cdot T} - 1,$$

в котором λ_{T_0} — предельная эффективная длина волны одного красного светофильтра пирометра при кажущейся яркостной температуре T_0 .

Значения поправок при $\lambda_{T_0} = 0,665 \text{ мк}$ приведены в таблице.

$T, ^\circ K$	3000	4000	5000	6000	7000	8000	9000	10 000	11 000
$T_w, ^\circ K$	3000	3996	4987	5955	6900	7810	8685	9 525	10 310
$T - T_w, ^\circ K$	-0,5	-4	-13	-45	-100	-190	-315	-475	-690

Найдя зависимость между T_0 и T , уже не трудно найти зависимость между T и силой тока пирометрической лампочки I , т. е. построить градуировочную кривую пирометра, так как зависимость между I и T_0 находится при построении основной градуировочной кривой пирометра (в пределах $900 \div 1400^\circ C$).

ЛИТЕРАТУРА

1. «Международная температурная шкала 1948 г.», Сб. «Методы измерения температуры» ч. I, ИЛ, М., 1954.
2. Рыбо Г., Оптическая пирометрия. ГТТИ, М.-Л., 1934.
3. Лапина Э. А., Труды ВНИИМ, вып. 9 (69), 1950, стр. 87.
4. Методы измерения температуры в промышленности, под ред. А. Н. Гордова, Металлургиздат, М., 1952.
5. Форсайт В. Ф., Сб. «Методы измерения температуры», ч. II, ИЛ, М., 1954, стр. 378.

**МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ПИРОМЕТРИЧЕСКОГО ОСЛАБЛЕНИЯ
ПОГЛОТИТЕЛЯ, СЛУЖАЩЕГО ДЛЯ РАСШИРЕНИЯ ШКАЛЫ
ОПТИЧЕСКОГО ПИРОМЕТРА В ОБЛАСТЬ ОЧЕНЬ ВЫСОКИХ
ТЕМПЕРАТУР**

В тех случаях, когда строить высокотемпературную шкалу пирометра сличением с другим (образцовым) прибором невозможно или затруднительно, шкала рассчитывается теоретически на основании данных о величине пирометрического ослабления используемого поглощающего стекла.

К такому методу построения шкалы приходится прибегать прежде всего при расширении шкалы эталонного пирометра в область очень высоких температур (выше 3000°C), когда невозможно использовать вращающиеся секторные диски. Кроме того, этим методом обычно строятся шкалы и других пирометров, предназначенных для измерения температур более высоких, чем 2500°C , поскольку при таких температурах трудно проводить сличение двух пирометров из-за невозможности использовать температурную лампу в качестве излучателя.

Величина пирометрического ослабления A определяется наиболее надежно из экспериментальных данных путем измерения оптическим пирометром с исследуемым поглощающим стеклом кажущейся яркостной температуры T_0 черного тела, имеющего известную температуру T .

Однако именно в тех случаях, когда точное измерение величины A представляет наибольший интерес, такой метод ее измерения не применим. Действительно, в первом из указанных выше случаев невозможно измерять температуру T , так как шкала эталонного пирометра еще только должна быть расширена до такой температуры; во втором случае нет источника света, на котором возможно легко произвести измерение величины A . Поэтому в этих двух случаях приходится или рассчитывать величину пирометрического ослабления теоретически, на основании данных о пропускании красного и поглощающего стекол, или пользоваться значением пирометрического ослабления, измеренным при более низкой температуре.

Первый метод слишком сложен, чтобы его можно было использовать при градуировке каких-либо других пирометров кроме эталонных. Для эталонных же работ он недостаточно точен, особенно если экстраполяция производится до очень высоких температур с помощью очень плотных поглотителей [1]. Второй метод очень прост, но связан с тем, что пирометрическое ослабление, измеренное при одной температуре T_1 , используется для расширения шкалы до значительно более высокой температуры T_2 , хотя хорошо известно, что в общем случае величина пирометрического ослабления изменяется при изменении температуры [2, 3].

Ввиду этого иногда прибегают к комбинированию обоих указанных методов: при низкой температуре T_1 экспериментально определяют пирометрическое ослабление A_1 , после чего к полученной величине прибавляют вычисленное тем или иным способом изменение пирометрического ослабления при изменении температуры. В результате получается вели-

чина пирометрического ослабления, соответствующая высокой температуре T_2 [4]. Такой метод, по-видимому, дает более точное значение пирометрического ослабления, чем чисто теоретический расчет, но он связан с рядом неудобств. Он очень сложен, приводит к накоплению погрешностей, так как искомая величина находится в результате нескольких операций, и т. д.

Из всего сказанного выше следует, что необходимо разработать такой метод, который дал бы возможность экспериментально — сличением пирометра с градуированным источником света, работающим при низкой температуре T_1 , — определять пирометрическое ослабление поглотителя, соответствующее любой интересующей нас высокой температуре T_2 . Такой метод дал бы возможность определять пирометрическое ослабление поглотителя, соответствующее высокой температуре, с такой же простотой и точностью, как пирометрическое ослабление, соответствующее низкой температуре (ниже 2500°C), причем он был бы одинаково пригоден как для расширения шкалы эталонного прибора, так и для градуировки всех остальных приборов. Обоснование такого метода приводится ниже.

Вывод основного уравнения

Общее определение понятия пирометрического ослабления было дано в предыдущей статье и там же было показано, как, используя величину A , можно построить высокотемпературную шкалу пирометра*. Рассмотрим, как можно найти величину пирометрического ослабления, соответствующую кажущейся яркостной температуре T_0 **.

Пирометрическое ослабление поглотителя пирометра при измерении некоторой высокой температуры T_2 , которой соответствует кажущаяся яркостная температура T_{0_2} , определяется равенством

$$A(T_{0_2}) = \frac{1}{T_{0_2}} - \frac{1}{T_{w_2}}, \quad (1)$$

где T_{w_2} — некоторая вспомогательная величина (первое приближение к T_2), связанная с T_0 , уравнением

$$\int_0^\infty \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T_{w_2}} \cdot \tau'_\lambda \tau_\lambda v_\lambda d\lambda = \int_0^\infty \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T_{0_2}} \cdot v_\lambda \tau_\lambda d\lambda, \quad (2)$$

здесь τ'_λ — коэффициент пропускания поглощающего стекла для света длины волны λ ;

τ_λ — то же для красного стекла;

v_λ — относительная спектральная чувствительность глаза.

При другой, более низкой измеряемой температуре T_1 , которой соответствует кажущаяся яркостная температура T_{0_1} , пирометрическое ослабление $A(T_{0_1})$ определяется совместным решением двух уравнений, аналогичных уравнениям (1) и (2):

$$A(T_{0_1}) = \frac{1}{T_{0_1}} - \frac{1}{T_{w_1}}, \quad (3)$$

$$\int_0^\infty \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T_{w_1}} \cdot \tau'_\lambda v_\lambda \tau_\lambda d\lambda = \int_0^\infty \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T_{0_1}} \cdot v_\lambda \tau_\lambda d\lambda. \quad (4)$$

Из приведенных уравнений видно, что пирометрическое ослабление зависит не только от пропускания поглотителя и температуры, но и от пропускания красного светофильтра пирометра.

* См. статью настоящего сборника, стр. 36.

** Кажущаяся яркостная температура T_0 связана однозначной зависимостью с измеряемой температурой T , поэтому пирометрическое ослабление является однозначной функцией от измеряемой температуры. Однако при расчетах удобнее за независимую переменную взять не T , а T_0 и рассматривать T и A как функции от T_0 .

Представим себе, что на окуляр исследуемого пирометра надета окулярная насадка (о. н.) с цветным стеклом, коэффициент пропускания которого для света длины волны λ связан с λ уравнением

$$\tau_{\lambda, \text{о.н.}} = \varepsilon \cdot e^{C_2 \alpha / \lambda} \quad (5)$$

(где ε и α — некоторые положительные постоянные) так, что общий коэффициент пропускания получающегося составного светофильтра окуляра пирометра для света длины волны λ станет равным

$$\tau_{\lambda} \cdot \tau_{\lambda, \text{о.н.}} = \tau_{\lambda} \cdot \varepsilon \cdot e^{C_2 \alpha / \lambda}. \quad (6)$$

Найдем пирометрическое ослабление для такого пирометра, соответствующее кажущейся яркостной температуре T_{0_1} . В этом случае пирометрическое ослабление равно

$$A'(T_{0_1}) = \frac{1}{T_{0_1}} - \frac{1}{T_{w_1}}, \quad (7)$$

где T_{w_1} — новое значение вспомогательной величины T_w , связанное с T_{0_1} уравнением

$$\int_0^{\infty} \lambda^{-5} e^{-C_2 / \lambda T_{w_1}} \cdot \tau_{\lambda} \cdot \nu_{\lambda} \cdot \tau_{\lambda} \cdot e^{C_2 \alpha / \lambda} d\lambda = \int_0^{\infty} \lambda^{-5} e^{-C_2 / \lambda T_{0_1}} \nu_{\lambda} \tau_{\lambda} e^{C_2 \alpha / \lambda} d\lambda. \quad (8)$$

Предположим, что

$$\frac{1}{T_{0_2}} = \frac{1}{T_{0_1}} - \alpha. \quad (9)$$

Тогда правые части уравнений (8) и (2) тождественны, поэтому и левые части этих уравнений должны быть равными. Это возможно в том и только в том случае, если

$$-\frac{1}{T_{w_2}} = -\frac{1}{T_{w_1}} + \alpha, \quad (10)$$

т. е. если

$$\frac{1}{T_{w_2}} = \frac{1}{T_{w_1}} - \left(\frac{1}{T_{0_2}} - \frac{1}{T_{0_1}} \right). \quad (11)$$

Подставляя $\frac{1}{T_{w_2}}$ из уравнения (11) в уравнение (7), получаем

$$A'(T_{0_1}) = \frac{1}{T_{0_1}} - \frac{1}{T_{w_2}} = \frac{1}{T_{0_1}} - \frac{1}{T_{w_1}} + \left(\frac{1}{T_{0_2}} - \frac{1}{T_{0_1}} \right) = \frac{1}{T_{0_2}} - \frac{1}{T_{w_1}} = A(T_{0_2}). \quad (12)$$

Таким образом, искомое пирометрическое ослабление $A(T_{0_2})$, соответствующее кажущейся яркостной температуре T_{0_2} , равно той величине пирометрического ослабления, которая получится при кажущейся яркостной температуре T_{0_1} , если на окуляр пирометра надеть насадку с цветным стеклом, удовлетворяющим условию

$$\tau_{\lambda, \text{о.н.}} = \varepsilon \cdot e^{C_2 \alpha / \lambda} = \varepsilon \cdot e^{-C_2 \alpha / \lambda \left(\frac{1}{T_{0_2}} - \frac{1}{T_{0_1}} \right)}. \quad (13)$$

Тот факт, что пирометрическое ослабление, соответствующее (при выполнении определенных условий) низкой температуре, равно пирометрическому ослаблению, соответствующему высокой температуре, значительно облегчает измерение величины пирометрического ослабления, используемой при расширении шкалы пирометра в область высоких температур, по следующим основным причинам.

1. Все измерения можно производить, визируя источник света, температура которого равна минимальной измеряемой с помощью данного

поглотителя температуре. Поэтому величину пирометрического ослабления, соответствующую экстраполяции до очень высокой температуры, можно измерять, используя в качестве излучателя обычную температурную лампу. Только в редких случаях (когда шкалу нужно продолжить выше 6000°C) может потребоваться другой излучатель.

2. Температура излучателя может быть измерена эталонным методом с помощью вращающихся секторных дисков, или с помощью пирометра, градуированного эталонным методом до 2500°C , если шкала строится до 6000°C , или до 3500°C , если шкала строится до $10\,000^{\circ}\text{C}$.

3. Упрощается вычисление пирометрического ослабления на основании экспериментально измеренных данных. Действительно, при эксперименте находится величина кажущейся яркостной температуры T_0 , соответствующая температуре визируемого тела T . Зависимость между T и T_0 приведена в уравнении

$$\int_0^{\infty} \lambda^{-5} (e^{C_2/\lambda T} - 1)^{-1} \cdot \tau_{\lambda} \cdot v_{\lambda} \cdot \tau_{\lambda} \cdot d\lambda = \int_0^{\infty} \lambda^{-5} (e^{C_2/\lambda T_0} - 1)^{-1} \cdot v_{\lambda} \tau_{\lambda} \cdot d\lambda. \quad (14)$$

В уравнение же для пирометрического ослабления входят величины, связанные уравнением (2). Уравнения (2) и (14) совпадают только при низких температурах, при которых можно пренебречь погрешностью формулы Вина. Поэтому только в том случае, когда температура источника света меньше 3000°K можно вычислять пирометрическое ослабление по формуле

$$A = \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}, \quad (15)$$

где T — действительная температура, соответствующая кажущейся яркостной температуре T_0 .

При более высоких температурах в уравнение (15) нужно было бы подставлять не действительное значение температуры T , а вспомогательную величину T_w (зависимость между T_w и T была рассмотрена ранее *), т. е. поступать прямо противоположно тому, что делается при построении высокотемпературной шкалы по известному значению [5]. В нашем случае никаких поправок в уравнение (15) вводить не надо, так как даже при расширении шкалы до 6000°C используется нагреватель, температура которого не превышает 2600°C . Только при расширении шкалы до $10\,000^{\circ}\text{C}$ с использованием в качестве излучателя угольной дуги (3500°C) можно учитывать, что T_w на 2°C больше чем T , причем эта поправка изменяет A всего на 0,06 пир.

Измерение кажущейся яркостной температуры

Из сказанного выше следует, что для определения величины пирометрического ослабления нужно измерить градуируемым пирометром кажущуюся яркостную температуру T_0 черного тела, действительная температура которого равна T . Так как температура T невысока, то измерение ее не представляет трудностей и мы не будем останавливаться на этом вопросе.

Рассмотрим более сложный вопрос об определении величины кажущейся яркостной температуры, измеряемой пирометром, на окуляр которого надета окулярная насадка с цветным стеклом. Большая сложность этого вопроса обусловлена тем, что зависимость между силой тока пирометрической лампочки I и кажущейся яркостной температурой T_0 , т. е. температурой черного тела, на фоне которого исчезает нить, изменяется при изменении красного светофильтра пирометра, из-за различия спектров излучений черного тела и серой вольфрамовой нити пирометрической лампочки.

* См. статью настоящего сборника, стр. 36.

Оценим величину этого изменения при введении в окуляр пирометра указанного выше цветного стекла.

В момент исчезновения нити пирометрической лампочки на фоне черного тела, имеющего температуру T_0 , выполняется равенство

$$\varepsilon_c \int_0^{\infty} \lambda^{-5} e^{C_2/\lambda T_c} \cdot v_\lambda \cdot \tau_\lambda \cdot d\lambda = \varepsilon_0 \int_0^{\infty} \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T_0} \cdot v_\lambda \cdot \tau_\lambda \cdot d\lambda, \quad (16)$$

где T_c — цветовая температура нити пирометрической лампочки;
 ε_c — цветовая испускательная способность вольфрама ($\varepsilon_c \approx 0,39$);
 ε_0 — суммарный коэффициент пропускания всех оптических деталей, находящихся между черным телом и нитью пирометрической лампочки.

Так как между черным телом и нитью пирометрической лампочки нет никаких цветных стекол (поглотитель выведен), то ε_0 не зависит от λ , причем ε_0 не может быть больше 0,84, так как на указанном пути световой поток встречает по крайней мере четыре отражающих поверхности (объектив и баллон лампочки).

Разделив обе части уравнения (16) на

$$\int_0^{\infty} \lambda^{-5} \cdot e^{-C_2/\lambda T_0} \cdot v_\lambda \tau_\lambda \cdot d\lambda \quad (17)$$

и воспользовавшись определением эффективной длины волны, получаем

$$\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_c} = - \frac{\lambda_{T_0, T_c}}{C_2} \ln \frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_0}, \quad (18)$$

где λ_{T_0, T_c} — эффективная длина волны красного светофильтра пирометра в интервале температур $T_0 \div T_c$.

Если в окуляр пирометра ввести добавочное стекло, пропускание которого описывается формулой (5), и визировать черное тело, имеющее такую температуру T_0' , чтобы ток пирометрической лампочки остался таким же, как в предыдущем случае [при выводе уравнения (8)], то имеет место равенство, аналогичное равенству (16)

$$\varepsilon_c \cdot \varepsilon \cdot \int_0^{\infty} \lambda^{-5} \cdot e^{-C_2/\lambda T_c} \cdot v_\lambda \tau_\lambda e^{C_2 \alpha/\lambda} d\lambda = \varepsilon_0 \varepsilon \int_0^{\infty} \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T_0'} \cdot v_\lambda \tau_\lambda e^{C_2 \alpha/\lambda} d\lambda, \quad (19)$$

или

$$\varepsilon_c \int_0^{\infty} \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T_c} v_\lambda \tau_\lambda d\lambda = \varepsilon_0 \int_0^{\infty} \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T_0'} v_\lambda \tau_\lambda d\lambda, \quad (20)$$

где

$$\frac{1}{T_c} = \frac{1}{T_c} - \alpha \quad \text{и} \quad \frac{1}{T_0'} = \frac{1}{T_0} - \alpha. \quad (21)$$

Преобразуя уравнение (20) так же, как уравнение (16), получаем

$$\frac{1}{T_0'} - \frac{1}{T_c} = - \frac{\lambda_{T_0', T_c}}{C_2} \ln \frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_0}, \quad (22)$$

где λ_{T_0', T_c} — эффективная длина волны красного светофильтра пирометра в интервале температур $T_0' \div T_c$.

Подставляя уравнение (21) в уравнение (22), можно переписать последнее в виде

$$\frac{1}{T_0'} - \frac{1}{T_c} = -\frac{\lambda_{T_0', T_c}}{C_2} \ln \frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_0}. \quad (23)$$

Вычитая из равенства (18) уравнение (23), получаем окончательно

$$\frac{1}{T_0'} - \frac{1}{T_0} \approx \frac{T_0' - T_0}{T_0^2} = -\frac{1}{C_2} (\lambda_{T_0, T_c} - \lambda_{T_0', T_c}) \ln \frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_0}. \quad (24)$$

Уравнение (24) дает изменение кажущейся яркостной температуры, происходящее при неизменной силе тока пирометрической лампочки вследствие надевания окулярной насадки с цветным стеклом.

Оценим это изменение, положив $\varepsilon_c = 0,39$; $\varepsilon_0 = 0,86$; $T_0 = 1200^\circ \text{K}$, $(\lambda_{T_0, T_c} - \lambda_{T_0', T_c}) = 0,01 \text{ мк}$. Последняя величина, несомненно, сильно завышена. Подстановка указанных величин в уравнение (24) дает

$$T_0' - T_0 = 0,5^\circ \text{K}.$$

Отсюда видно, что если при градуировке пирометра не требуется особая точность (например, при градуировке рабочих приборов), то изменением зависимости между кажущейся яркостной температурой и силой тока пирометрической лампочки можно пренебречь и определить кажущуюся яркостную температуру по основной градуировочной кривой пирометра в интервале $900 \div 1400^\circ \text{C}$, не считаясь с тем, надета или не надета окулярная насадка с добавочным стеклом.

Если же нужно построить шкалу пирометра со всей возможной тщательностью, то это изменение должно быть учтено.

Предположим, что для пирометра без окулярной насадки известна зависимость между силой тока I пирометрической лампочки и кажущейся яркостной температурой T_0

$$T_0 = f_0(I). \quad (25)$$

Найдем зависимость между T_0' и I , т. е. $T_0' = f_1(I)$, при надетой окулярной насадке. Это можно сделать следующим образом. Пусть при визировании черного тела (например, температурной лампы со стеклом ПС-5 [5]), имеющего температуру T_0 , ток пирометрической лампочки будет I_0 при использовании одного красного светофильтра пирометра и I_1 при надетой окулярной насадке. При температурах, близких к T_0 , разность

$$\Delta I = I_1 - I_0 \quad (26)$$

может считаться постоянной величиной. Поэтому при изменении температуры в небольшом интервале можно считать, что

$$f_1(I) = f_0(I - \Delta I), \quad (27)$$

причем $\Delta I = \text{const}$.

Отсюда, как легко видеть, получается

$$f_1(I) = f_0(I) - \frac{df_0(I)}{dI} \Delta I \quad (28)$$

или

$$T_0' = T_0 - \frac{dT_0}{dI} \Delta I, \quad (29)$$

где T_0' — кажущаяся яркостная температура при надетой окулярной насадке с цветным стеклом;

T_0 — температура, вычисленная по основной шкале пирометра;

ΔI — разность сил тока пирометрической лампочки при визировании с окулярной насадкой и без нее черного тела, температура которого близка к T_0 .

Таким образом, измерив при одной какой-нибудь температуре T_0 разность ΔI , уже не трудно вычислить кажущуюся яркостную температуру по силе тока пирометрической лампочки (при этом, конечно, кажущаяся яркостная температура должна быть близка к T_0).

Цветные светофильтры для окулярных насадок

Пропускание цветного стекла окулярной насадки, как это видно из уравнений (5) и (9), не зависит от пропусканий красного и поглощающего стекол пирометра, а однозначно определяется кажущимися яркостными температурами T_{0_1} и T_{0_2} . Пределы изменения величины кажущейся яркостной температуры в любом случае, т. е. при построении любой шкалы пирометра, ограничены интервалом $900 \div 1400^\circ \text{C}$, так как именно в этом интервале изменяется температура нити пирометрической лампочки. Один набор сине-зеленых светофильтров дает возможность производить полное изучение любых поглотителей, независимо от их плотности. При этом, конечно, чем плотней изучаемый поглотитель, тем больше должна быть температура источника света, используемого при измерении пирометрического ослабления.

Таким образом, для построения любых шкал любых пирометров нужно иметь всего несколько цветных стекол, удовлетворяющих уравнению (13).

Оптическая плотность D_λ и показатель поглощения E_λ для света длины волны λ таких стекол, как легко видеть, должны удовлетворять уравнению

$$D_\lambda = E_\lambda \cdot l = -\lg \varepsilon + \frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_{0_2}} - \frac{1}{T_{0_1}} \right) \lg e, \quad (30)$$

где l — толщина стекла (в мм).

Из уравнения (30) видно, что если условие (13) выполняется для какой-нибудь одной пары температур T_{0_1} и T_{0_2} при некоторой толщине стекла l_0 , то его можно удовлетворить и для любой другой пары температур, выбрав соответствующим образом толщину стекла. Следовательно, все добавочные стекла, служащие для измерения пирометрических ослаблений, соответствующих различным температурам, могут быть сделаны из стекла одной марки. Если же используются светофильтры, склеенные из нескольких стекол, то отношение толщин этих стекол должно быть постоянной величиной, не зависящей от общей плотности светофильтра, т. е. от величин T_{0_1} и T_{0_2} .

Так как по условию $T_{0_2} > T_{0_1}$, то уравнение (30) может быть записано в виде

$$D_\lambda = a - \left(\frac{1}{\lambda} \right) b, \quad (31)$$

где

$$a = -\lg \varepsilon > 0$$

и

$$b = -c_2 \cdot \lg e \left(\frac{1}{T_{0_2}} - \frac{1}{T_{0_1}} \right) > 0.$$

Следовательно, если выполняется условие (31), то на графике, изображающем зависимость D_λ от $\frac{1}{\lambda}$, должна получиться прямая линия.

Из рис. 1 видно, что при $0,62 \text{ мк} < \lambda < 0,70 \text{ мк}$ условию (31) достаточно хорошо удовлетворяют сине-зеленые стекла марок СЗС-7, СЗС-17 и СЗС-5. При $\lambda = 0,70 \text{ мк}$ оптическая плотность стекол марок СЗС-7 и СЗС-17 меньше чем нужно, а оптическая плотность стекла марки СЗС-5 больше, чем это требуется. Поэтому, склеив стекло марки СЗС-5 со стеклом марки СЗС-7 (или СЗС-17) соответствующей толщины, можно получить свето-

фильтр, который, как видно из рис. 2, хорошо удовлетворяет уравнению (31) в интервале $0,62 \text{ мк} \leq \lambda \leq 0,75 \text{ мк}$, т. е. во всем интересующем нас интервале.

Плотности добавочных стекол, а следовательно и их толщины, можно подобрать на основании уравнения, получающегося из выражения (31)

$$D_{\lambda_1} - D_{\lambda_2} = C_2 \cdot \lg e \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \left(\frac{1}{T_{0_2}} - \frac{1}{T_{0_1}} \right). \quad (32)$$

здесь λ_1 и λ_2 — две длины волны в интервале $0,62 - 0,75 \text{ мк}$;

D_{λ_1} и D_{λ_2} — оптические плотности при этих длинах волн.

В табл. 1 приведены толщины стекол двух наборов светофильтров, позволяющих при производстве измерений при кажущейся яркостной температуре $t_{0_1} = 900^\circ \text{С}$, получать пирометрические ослабления, соответствующие кажущимся яркостным температурам t_{0_2} , равным 1000, 1100, 1200, 1300, 1400 $^\circ \text{С}$. Оба набора совершенно равноценны с точки

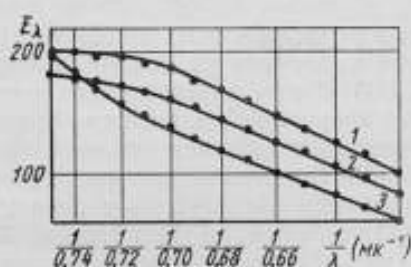


Рис. 1. Кривая зависимости оптической плотности от $\frac{1}{\lambda}$:

1 — стекло марки СЗС-17; 2 — стекло марки СЗС-7; 3 — стекло марки СЗС-5.

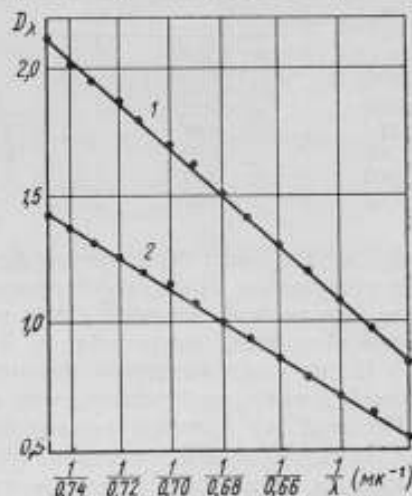


Рис. 2. Кривая зависимости оптической плотности от $\frac{1}{\lambda}$ для составных стекол:

1 — стекла марок СЗС-5 (2 мм) + СЗС-7 (2,15 мм); 2 — стекла марок СЗС-5 (2 мм) + СЗС-17 (3,18 мм).

зрения их использования и отличаются только марками стекол, из которых сделаны светофильтры: светофильтры первого набора сделаны из стекол марок СЗС-5 и СЗС-17, второго — из стекол марок СЗС-5 и СЗС-7.

При использовании окулярных насадок с указанными в табл. 1 светофильтрами не только изменяется спектр светового потока, но и довольно значительно ослабляется его интенсивность (до 3 раз). Это может затруднить фотометрирование, если мала светосила пирометра. Поэтому в ряде случаев может оказаться более выгодным производить измерения не при яркостной температуре 900°С , а при 1000°С , хотя в последнем случае пирометрическое ослабление будет измерено не во всем интервале кажу-

Таблица 1

$t_{0_2}, ^\circ\text{С}$	Толщины стекол набора 1, мм		Толщины стекол набора 2, мм	
	СЗС-5	СЗС-17	СЗС-5	СЗС-7
1000	0,26	0,42	0,18	0,20
1100	0,48	0,78	0,34	0,37
1200	0,68	1,07	0,47	0,51
1300	0,85	1,36	0,59	0,64
1400	1,00	1,60	0,70	0,75

щихся яркостных температур, который может быть использован (выпадает участок $900 \div 1000^\circ\text{C}$). Толщины необходимых в этом случае стекол приведены в табл. 2. Заметим, что, если к набору, указанному в табл. 2, добавить светофильтр, указанный в первом столбце табл. 1, то получится набор светофильтров, достаточный для измерения пирометрического ослабления во всем интервале температур. Действительно, если сложить первый светофильтр из набора 1 с каким-нибудь светофильтром из набора 2, соответствующим некоторой температуре T_{0_1} , то получится соответствующий этой же температуре светофильтр из набора 1.

Таблица 2

$T_0, ^\circ\text{C}$	Толщины стекол набора 1, мм		Толщины стекол набора 2, мм	
	СЗС-5	СЗС-17	СЗС-5	СЗС-7
1100	0,22	0,36	0,16	0,17
1200	0,42	0,67	0,29	0,31
1300	0,59	0,94	0,41	0,44
1400	0,74	1,18	0,52	0,55

Во время измерений нет необходимости выдерживать точно то значение кажущейся яркостной температуры, на которое рассчитано цветное стекло окулярной насадки (например, 900°C при использовании светофильтров, приведенных в табл. 1). Вполне допустимы отклонения порядка $5-10^\circ\text{C}$, так как изменением пирометрического ослабления при изменении кажущейся яркостной температуры на $5-10^\circ\text{C}$ всегда можно пренебречь.

По этой же причине полное исследование поглотителя с помощью нескольких окулярных насадок может быть проведено при неизменной температуре визируемого черного тела, что упрощает эксперимент, хотя толщины стекол, приведенные в табл. 1 и 2, были найдены при предположении, что во время измерений остается неизменной не действительная температура визируемого черного тела, а кажущаяся яркостная температура.*

Таблица 3

$t_0, ^\circ\text{C}$	$t, ^\circ\text{C}$	$t_{\text{ист}}, ^\circ\text{C}$	$t_0, ^\circ\text{C}$	$t, ^\circ\text{C}$	$t_{\text{ист}}, ^\circ\text{C}$
1000	3000	1755	900	3000	1510
1000	4000	2100	900	4000	1775
1000	5000	2380	900	5000	1975
1000	6000	2600	900	6000	2140
1000	10000	3200	900	10000	2550

В табл. 3 указаны температуры источников излучения, необходимых для измерения пирометрических ослаблений поглотителей, расширяющих шкалу пирометра до $3000, 4000, 5000, 6000$ и $10\,000^\circ\text{C}$. Эти температуры $T_{\text{ист}}$ получены на основании уравнения

$$\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_{\text{ист}}} = A, \quad (33)$$

где T_0 — кажущаяся яркостная температура, при которой производится измерение;

* Следовательно, изменяется действительная температура T черного тела. Это предположение было сделано только для облегчения составления таблиц, так как в этом случае из двух переменных T_{0_2} и T_{0_1} изменяется только одна. В случае необходимости величина T_{0_2} может быть вычислена совершенно точно по измеренному значению T_{0_1} и наклону прямой, характеризующей использованное цветное стекло.

A — величина пирометрического ослабления поглотителя (приблизительная), определяемая тем условием, что максимальной температуре T , измеряемой по данной шкале, соответствует наибольшая возможная кажущаяся яркостная температура (1400°C).

В этой таблице t_0 — кажущаяся яркостная температура, при которой производится исследование поглотителя, t — максимальная температура, которую можно измерить, используя исследуемый поглотитель, а $t_{\text{ист.}}$ — температура источника света, который нужно использовать для исследования указанного поглотителя.

Оценка погрешности метода

Предлагаемый метод измерения пирометрического ослабления A (T_0), соответствующего высокой (т. е. близкой к 1400°C) кажущейся яркостной температуре, сводится к тому, что при более низкой кажущейся яркостной температуре T_0 , и, следовательно, при низкой температуре визируемого черного тела, измеряется величина пирометрического ослабления A пирометра с окулярной насадкой, причем предполагается, что измеренное таким образом A равно искомой величине A (T_0).

Общая погрешность определения A (T_0) в этом случае состоит из двух частных погрешностей:

а) погрешности экспериментального определения пирометрического ослабления пирометра с окулярной насадкой, т. е. A ;

б) погрешности, связанной с тем, что равенство $A = A$ (T_0), положенное в основу метода, выполняется не абсолютно точно, даже в том случае, когда величина A определена совершенно точно.

Первая погрешность есть просто погрешность определения величины пирометрического ослабления поглотителя при сличении пирометра с градуированным источником света. Так как в этом случае

$$A = \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}, \quad (34)$$

(где T — действительная температура визируемого источника света, а T_0 — его кажущаяся яркостная температура), то погрешность измерения A не трудно определить, зная погрешность измерения температур T и T_0 и учитывая серость используемого излучателя*. Так как T , входящее в уравнение (34), невелико, то оценка величины погрешности, возникающей при измерении A , получается точно таким образом, как оценка величины погрешности определения пирометрического ослабления поглотителя, используемого для расширения шкалы пирометра до невысоких температур, т. е. известным способом. Поэтому мы не будем останавливаться на этом вопросе. Заметим, только, что в погрешность определения кажущейся яркостной температуры T_0 входит не только погрешность градуировки основной шкалы пирометра, но и погрешность, связанная с определением изменения зависимости между силой тока и кажущейся яркостной температурой при надевании на окуляр пирометра насадки с цветным стеклом. Эта погрешность (средняя квадратичная) равна

$$\sigma_1(T_0) = \frac{dT_0}{dI} \sigma(\Delta I), \quad (35)$$

где $\sigma(\Delta I)$ — средняя квадратичная погрешность определения разности сил тока пирометрической лампочки при визировании одного и того же черного тела, имеющего температуру T_0 , с окулярной насадкой и без нее.

Рассмотрим более подробно вторую погрешность, которая одна только является специфической погрешностью предлагаемого метода.

* Чтобы избавиться от погрешности, связанной с серостью излучателя, желательно всегда, когда это только возможно, использовать в качестве излучателя температурную лампу со стеклом ПС-5 [5].

При доказательстве равенства (12) никаких упрощений или допущений не делалось. Поэтому наш вывод является совершенно строгим, если используемое цветное стекло удовлетворяет уравнению (13). Однако на практике цветное стекло удовлетворяет условию (13) с большим или меньшим приближением. Оценим величину получающейся из-за этого погрешности. Для этого вычислим разность пирометрических ослаблений, получающихся при использовании окулярной насадки с цветным стеклом, точно удовлетворяющим условию (13), т. е. стеклом, коэффициент пропускания которого описывается уравнением

$$\tau_{\lambda_{0.н}} = \varepsilon \cdot e^{C_2/\lambda}, \quad (36)$$

и при использовании окулярной насадки с цветным стеклом, только приближенно удовлетворяющим условию (13), т. е. стеклом, коэффициент пропускания которого равен

$$\varepsilon \cdot e^{C_2/\lambda} e^{-\beta\lambda} = \tau_{\lambda_{0.н}} e^{-\beta\lambda}. \quad (37)$$

причем $\tau_{\lambda_{0.н}}$ в уравнении (37) то же что и в уравнении (36)*.

Так как первая величина равна пирометрическому ослаблению, соответствующему T_0 , то разность указанных пирометрических ослаблений равна погрешности определения величины A (T_0), происходящей из-за неточного выполнения условия (13).

Представим себе, что при визировании черного тела, имеющего температуру T' , в окуляр пирометра сначала вводится стекло, удовлетворяющее условию (36), а потом стекло, удовлетворяющее условию (37). Пусть в первом случае получится яркостная температура T_0 , а во втором — T_0' . Во время первого эксперимента имеет место равенство**

$$\int_0^{\infty} \lambda^{-5} e^{C_2/\lambda T'} \tau_{\lambda} v_{\lambda} \tau_{\lambda_{0.н}} d\lambda = \int_0^{\infty} \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T_0} v_{\lambda} \tau_{\lambda} \tau_{\lambda_{0.н}} d\lambda; \quad (39)$$

во время второго — равенство

$$\int_0^{\infty} \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T'} \tau_{\lambda} v_{\lambda} \tau_{\lambda_{0.н}} e^{-\beta\lambda} d\lambda = \int_0^{\infty} \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T_0'} v_{\lambda} \tau_{\lambda} \tau_{\lambda_{0.н}} e^{-\beta\lambda} d\lambda. \quad (40)$$

Вычитая из равенства (40) уравнение (39), получаем

$$\int_0^{\infty} \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T'} \tau_{\lambda} v_{\lambda} \tau_{\lambda_{0.н}} (e^{-\beta\lambda} - 1) d\lambda = \int_0^{\infty} \lambda^{-5} \left(e^{-C_2/\lambda T_0'} e^{-\beta\lambda} - e^{-C_2/\lambda T_0} \right) v_{\lambda} \tau_{\lambda} \tau_{\lambda_{0.н}} d\lambda. \quad (41)$$

причем, как легко видеть, при $|\beta\lambda| \ll 1$

$$e^{-\beta\lambda} - 1 = -\beta\lambda. \quad (42)$$

* Оптические плотности первого и второго стекол описываются уравнениями

$$\left. \begin{aligned} D_{\lambda}' &= -\lg \varepsilon - \left(\frac{1}{\lambda} \right) \pi \lg e \\ D_{\lambda}'' &= -\lg \varepsilon - \left(\frac{1}{\lambda} \right) \pi \lg e + \beta\lambda \lg e \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

** Температура T' визированного тела всегда меньше 3500°C , а обычно меньше 2600°C , поэтому можно использовать уравнение Вина.

и

$$e^{-C_2/\lambda T_0'} e^{-\beta_\lambda} - e^{-C_2/\lambda T_0''} = \frac{\partial}{\partial T} (e^{-C_2/\lambda T} e^{\beta_\lambda}) \left| (T_0'' - T_0') + \frac{\partial}{\partial \beta_\lambda} (e^{-C_2/\lambda T} e^{\beta_\lambda}) \right| \times \\ \times (-\beta_\lambda) = \left[\frac{C_2}{(\lambda T_0')^2} (T_0'' - T_0') - \beta_\lambda \right] e^{-C_2/\lambda T_0'} \quad (43)$$

при $T = T_0'$, $\beta_\lambda = 0$.Подставляя уравнения (42) и (43) в уравнение (41) и введя новые переменные T и T_0 , определяемые равенствами

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T'} - \alpha \quad (44)$$

и

$$\frac{1}{T_0} = \frac{1}{T_0'} - \alpha, \quad (45)$$

получаем уравнение для разности $(T_0'' - T_0')$ следующего вида:

$$\frac{T_0'' - T_0'}{T_0'^2} = \frac{1}{C_2} \frac{\int_0^\infty \lambda^{-5} [\tau_\lambda' - e^{-C_2 A / \lambda}] e^{-C_2 / \lambda T} \beta_\lambda v_\lambda \tau_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty \lambda^{-5} e^{-C_2 / \lambda T_0'} \frac{1}{\lambda} v_\lambda \tau_\lambda d\lambda} \quad (46)$$

причем

$$A = \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} = \frac{1}{T_0'} - \frac{1}{T'}, \quad (47)$$

т. е. равно пирометрическому ослаблению исследуемого пирометра.

Разделив числитель и знаменатель уравнения (46) на

$$\int_0^\infty \lambda^{-5} e^{-C_2 / \lambda T_0'} v_\lambda \tau_\lambda d\lambda \quad (48)$$

и воспользовавшись определением эффективной длины волны красного светофильтра пирометра $\lambda_{T_0'}$, получаем окончательно уравнение

$$\Delta A = \frac{T_0'' - T_0'}{(T_0')^2} = \frac{\lambda_{T_0'}}{C_2} \frac{\int_0^\infty \lambda^{-5} (\tau_\lambda' - e^{-C_2 A / \lambda}) e^{-C_2 / \lambda T} v_\lambda \tau_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty \lambda^{-5} e^{-C_2 / \lambda T_0'} v_\lambda \tau_\lambda d\lambda} \quad (49)$$

в котором ΔA есть искомая разность пирометрических ослаблений, получающихся при использовании указанных выше окулярных насадок, так как

$$\Delta A = \left(\frac{1}{T_0''} - \frac{1}{T'} \right) - \left(\frac{1}{T_0'} - \frac{1}{T'} \right) = \frac{1}{T_0''} - \frac{1}{(T_0')^2} \approx \frac{T_0'' - T_0'}{(T_0')^2} \quad (50)$$

Из уравнения (49) видно, что погрешность ΔA очень мала, так как выражение, стоящее в скобках, мало при λ близком к эффективной длине волны, а произведение $v_\lambda \tau_\lambda$ мало, если λ заметно отличается от эффективной длины волны.

Особенно мала погрешность в тех случаях, когда поглотитель близок к «идеальному», так как для «идеального» поглотителя, как известно [6], имеет место равенство

$$\tau_{\lambda}^i = e^{-C_2 A / \lambda}, \quad (51)$$

причем $A = \text{const}$, вследствие чего для «идеального» поглотителя разность ΔA тождественно равна нулю.

Оценим величину погрешности в общем случае, когда поглотитель отличается от «идеального». Такую оценку можно получить по крайней мере двумя способами. Во-первых, заменив разность в числителе уравнения (49) суммой, раскрыв скобки и воспользовавшись равенством (38), можно легко получить верхнюю оценку модуля ΔA в виде

$$|\Delta A| < \frac{\lambda_{r_2}}{C_2} |\beta_{\lambda}|_{\max} \approx 100 \cdot |\beta_{\lambda}|_{\max}, \quad (52)$$

где $|\beta_{\lambda}|_{\max}$ — максимальное значение модуля β_{λ} в интервале $0,62 \div 0,75 \text{ мк}$. Из рис. 2 видно, что $\Delta A < 1$ пико, причем оценка сильно завышена.

Для получения второй оценки заметим, что если $\beta_{\lambda} \equiv 1$, т. е. если цветное стекло окулярной насадки точно удовлетворяет условию (15), то $\Delta A = 0$. Поэтому кривые τ_{λ} и $e^{-\frac{C_2}{\lambda} A}$ пересекаются хотя бы в одной точке, так как без этого функция

$$f(\lambda) = \tau_{\lambda} - e^{-\frac{C_2}{\lambda} A} \quad (53)$$



Рис. 3. График зависимости между оптической плотностью и $\frac{1}{\lambda}$.

не могла бы изменять знак (при изменении λ), а это является необходимым условием того, чтобы при $\beta_{\lambda} = 1$ получалось $\Delta A = 0$. Предположим для простоты, что $f(\lambda)$ обращается в нуль только в одной точке. Это упрощает дальнейшие рассуждения, но не уменьшает их общности, тем более,

что чем дальше отстоят друг от друга кривые τ_{λ} и $e^{-\frac{C_2}{\lambda} A}$, тем больше исследуемый поглотитель отличается от «идеального» и тем больше погрешность ΔA .

Если поглотитель нейтрально серый, $f(\lambda) = 0$ при λ равном эффективной длине волны; в других случаях $f(\lambda) = 0$ при нескольких других значениях $\lambda = \lambda_0$, но и тогда λ_0 близко к эффективной длине волны $\lambda_{\text{эфф}}$ (иначе не выполнится равенство $\Delta A = 0$ при $\beta_{\lambda} \equiv 1$). Пусть при $\lambda > \lambda_0$ $f(\lambda) < 0$, а при $\lambda < \lambda_0$ $f(\lambda) > 0$.

Представим себе, что на графике (рис. 3), изображающем зависимость между оптической плотностью D_{λ} сине-зеленого стекла окулярной насадки и $\frac{1}{\lambda}$ (кривая l), проведены две хорды m и n , которые в точке B (при $\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_0}$) пересекают кривую l таким образом, что все точки кривой оказываются заключенными между ними (или между продолжениями этих хорд).

Если бы при измерении пирометрического ослабления использовалась окулярная насадка, изображаемая прямой m , то получилось бы пирометрическое ослабление $A(T_{0,m})$, соответствующее кажущейся ярко-

* Можно предположить и наоборот, что $f(\lambda) > 0$ при $\lambda > \lambda_0$ и $f(\lambda) < 0$ при $\lambda < \lambda_0$. В обоих случаях получится один и тот же результат, так как для вывода требуется только, чтобы $f(\lambda)$ меняло знак в некоторой точке $\lambda = \lambda_0$. Поэтому вывод, который мы получим, является совершенно общим.

стной температуре T_{0m} , которую можно легко определить, измерив наклон прямой m . Если бы использовалась окулярная насадка, изображаемая прямой n , то получилось бы пиromетрическое ослабление, соответствующее некоторой другой кажущейся яркостной температуре T_{0n} , т. е. $A(T_{0n})$ *. Но на самом деле используется окулярная насадка, изображаемая кривой l , и получается некоторая величина A . Легко видеть, что разность между A и $A(T_{0m})$ отрицательна, так как разность ординат кривой l и прямой m , а следовательно и β_λ , положительна при $\frac{1}{\lambda} < \frac{1}{\lambda_0}$ и отрицательна при $\frac{1}{\lambda} > \frac{1}{\lambda_0}$, а это совместно с условием (37) приводит к тому, что интеграл, входящий в числитель уравнения (49), для ΔA — отрицателен. Аналогичным образом можно показать, что разность между A и $A(T_{0n})$ — положительна. Отсюда сразу получаются три важных следствия.

1. Величина пиromетрического ослабления, получающаяся при использовании окулярной насадки со стеклом, оптическая плотность которого изображена кривой l (рис. 3), лежит между величинами пиromетрического ослабления, которые мы получили бы, используя стекла, изображаемые прямыми m и n . Другими словами, полученное пиromетрическое ослабление A заключено между близкими величинами $A(T_{0n})$ и $A(T_{0m})$, причем значения AT_{0n} и AT_{0m} определяются через T_{0i} и углы наклона соответствующих прямых.

2. Температура T_{0s} , которой мы приписываем с помощью окулярной насадки l определенную величину пиromетрического ослабления, очевидно, также заключена между температурами T_{0m} и T_{0n} , так как она определяется через прямую аппроксимирующую кривую l . Поэтому мы можем утверждать, что модуль погрешности определения величины $A(T_{0s})$ во всяком случае меньше, чем модуль разности $A(T_{0m}) - A(T_{0n})$. Это дает возможность, оценив порядок величины изменения $A(T_0)$ при изменении температуры (в результате экспериментов с несколькими окулярными насадками различной плотности) и величину разности $(T_{0m} - T_{0n})$, сразу же оценить порядок погрешности, возникающей при измерении $A(T_{0s})$.

3. Разность $(T_{0m} - T_{0n})$, как легко видеть, пропорциональна углу между хордами m и n . Верхняя оценка угла γ может быть легко получена, если из всех пар хорд, пересекающих l вблизи $\frac{1}{\lambda_0}$ указанным выше способом, выбрать пару, образующую наибольший угол γ_{\max} . Тогда $\gamma < \gamma_{\max}$, поэтому верхняя оценка погрешности может быть получена без решения уравнения $f(\lambda) = 0$, определяющего положение точки $\beta(\frac{1}{\lambda_0})$ на кривой l .

Указанный метод оценки погрешности особенно удобен в том случае, когда результаты измерений с различными цветными стеклами дают $A = \text{const}$. Тогда сразу же получается, что и погрешность равна нулю, так как $A(T_{0m}) - A(T_{0n}) = 0$.

Но даже в том случае, когда $A \neq \text{const}$, погрешность метода очень мала, так как из рис. 2 видно, что кривая, изображающая цветное стекло, очень близка к прямой n , следовательно, угол между прямыми m и n мал. Подсчет показывает, что для цветных стекол, приведенных в табл. 1 и 2, T_{0m} отличается от T_{0n} меньше, чем на 10 °С. Изменением пиromетрического ослабления в таком малом интервале можно пренебречь. Поэтому можно считать, что погрешность, связанная с неточным выполнением условия (13), в любом случае пренебрежимо мала. По этой же причине лючень

* Предполагается, что в обоих случаях кажущаяся яркостная температура источника одна и та же, равная T_{0i} .

медленного изменения $A(T_0)$ пренебрежимо мала погрешность, связанная с неточным проведением прямой, изображающей зависимость $D_\lambda = D_\lambda \left(\frac{1}{\lambda} \right)$, через экспериментальные точки, а также погрешность, связанная с тем, что при определении пиromетрического ослабления не выдерживается точно то значение температуры, на которое рассчитано цветное стекло окулярной насадки.

Итак, мы узнали, что погрешность метода, связанная с использованием окулярных насадок с цветными стеклами, пренебрежимо мала. Погрешность измерения пиromетрического ослабления, соответствующего высокой измеряемой температуре, равна погрешности измерения величины пиromетрического ослабления пиromетра при низкой температуре (при температуре визируемого источника света).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате изложенного мы получили следующий метод измерения величины пиromетрического ослабления поглотителя, соответствующего высокой измеряемой температуре, т. е. высокой кажущейся яркостной температуре.

На окуляр пиromетра надевается окулярная насадка с цветным стеклом, коэффициент пропускания которого для света длины волны λ удовлетворяет условию

$$\tau_{\lambda, \text{ок}} = \text{const} \cdot e^{C_2/\lambda}.$$

В этих условиях измеряется кажущаяся яркостная температура T_{0_1} черного тела (или температурной лампы со стеклом ПС-5), действительная температура которого T_1 определяется образцовым оптическим пиromетром. После этого по формуле

$$A = \frac{1}{T_{0_1}} - \frac{1}{T_1}$$

вычисляется величина пиromетрического ослабления пиromетра с окулярной насадкой.

Полученное значение A равно пиromетрическому ослаблению пиromетра при кажущейся яркостной температуре T_{0_1} , связанной с T_0 , уравнением

$$\frac{1}{T_{0_1}} = \frac{1}{T_0} - \alpha.$$

Таким образом, мы получаем возможность, имея излучатель, нагретый только до температуры T_1 , и образцовый пиromетр, градуированный также только для температуры T_1 , измерить пиromетрическое ослабление, которое нужно использовать при расширении шкалы градуируемого пиromетра до температур значительно более высоких, чем T_1 . Это позволяет значительно облегчить построение высокотемпературной шкалы пиromетра и повысить точность такого построения.

Описанный метод может быть с успехом применен при решении и некоторых других задач, кроме построения высокотемпературной шкалы пиromетра. Так, например, в ряде случаев не требуется знать точную величину пиromетрического ослабления поглотителя, но нужно с возможно большей точностью определить величину изменения пиromетрического ослабления при изменении температуры. Это имеет место, например, при выборе материала для изготовления поглотителей пиromетров, так как желательно выбрать такой материал, чтобы пиromетрическое ослабление было постоянным.

При измерении пиromетрического ослабления по описанному выше методу изменение пиromетрического ослабления может быть найдено на основании очевидного равенства

$$\delta A = A(T_{0_1}) - A(T_0) = \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_1} \right) - \left(\frac{1}{T_{0_1}} - \frac{1}{T_1} \right) = \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_{0_1}} \approx \frac{T_{0_1} - T_0}{(T_0)^2}.$$

Из этого уравнения видно, что погрешность определения δA значительно меньше погрешностей определения величин $A(T_{0_2})$ и $A(T_{0_1})$, так как она зависит только от погрешности определения разности близких величин (T_{0_2} и T_{0_1}). Практически погрешность определения δA зависит только от случайных погрешностей, возникающих во время фотометрирования.

Кроме того, эта погрешность не зависит от толщины и плотности исследуемого поглотителя, так как от плотности поглотителя зависит только температура T излучателя, который нужно использовать при эксперименте, а в уравнение для δA значение T не входит. Этим указанный метод отличается от всех остальных методов исследования δA , погрешность которых (в лучшем случае) пропорциональна плотности стекла.

Из сказанного, между прочим, следует, что можно очень просто проверить, выполнено или не выполнено условие $A = \text{const}$. Для того, чтобы проверить выполнение этого условия, нужно добиться исчезновения нити пирометрической лампочки на фоне черного тела, надеть окулярную насадку с цветным стеклом и посмотреть (не изменяя силы тока пирометрической лампочки), не нарушилось ли фотометрическое равновесие. Если фотометрическое равновесие не нарушится, то можно будет сделать вывод, что $T = T_{0_1}$, т. е. что $\delta A = 0$.

Погрешность этого вывода в указанном случае не превосходит 1 пирометрической единицы. Она обуславливается, во-первых, тем, что не учитывается изменение зависимости между кажущейся яркостной температурой и силой тока пирометрической лампочки при использовании окулярной насадки, и, во-вторых, тем, что различие между величинами T_0 и T_{0_1} обнаруживается путем однократного, а не многократного фотометрирования, как это обычно делается.

Когда в качестве поглотителя используется вращающийся секторный поглотитель, то возможно очень просто измерить изменение эффективной длины волны красного светофильтра пирометра при изменении температуры. Действительно, для нейтрально серого поглотителя с пропусканием, равным τ ,

$$A(T_{0_1}) = -\frac{\lambda_{T_{0_1}} \tau_1}{C_2} \ln \tau$$

и

$$A(T_{0_2}) = -\frac{\lambda_{T_{0_2}} \tau_2}{C_2} \ln \tau.$$

Подставляя $A(T_{0_1})$ и $A(T_{0_2})$ в уравнение для δA , получаем равенство

$$\frac{T_{0_2} - T_{0_1}}{(T_{0_1})^2} = \frac{1}{C_2} (\lambda_{T_{0_1}} \tau_1 - \lambda_{T_{0_2}} \tau_2) \ln \tau,$$

которое дает возможность легко вычислить изменение эффективной длины волны. Точность такого определения, как это следует из сказанного раньше, обуславливается исключительно случайными погрешностями фотометрирования при определении величин T_0 и T_{0_1} и не зависит ни от каких систематических погрешностей.

Использование описанного в статье метода дало возможность расширить шкалу пирометра ЭОП-51М № 1 ХГИМИП до 6000 и 10 000° С.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гордов А. Н., Труды ВНИИМ, вып. 9 (69), 1950, стр. 5.
2. Рыбо Г., Оптическая пирометрия, ГТИ, М.—Л., 1934.
3. Форсайт В. Ф., Сб. «Методы измерения температуры», ч. II, ИЛ, М., 1954, стр. 378.
4. Лапина Э. А., Труды ВНИИМ, вып. 9 (69), 1950, стр. 87.
5. Гордов А. Н., Киреев И. И. и Лапина Э. А., «Измерительная техника», № 2, 1955, стр. 46.
6. Крам Л. И. и Юрьев М. А., «Точная индустрия», № 9 и 10, 1935.

В. Е. Финкельштейн, Е. С. Шпигельман, В. В. Кандыба

РАСШИРЕНИЕ ШКАЛЫ ПИРОМЕТРА ЭОП-51М ДО 6000 И 10 000° С

Эталонный оптический пирометр ЭОП-51М, созданный в Харьковском институте мер и измерительных приборов, первоначально был градуирован до 4000° С [1, 2, 3].

Впоследствии его шкала была расширена до более высоких температур (6000 ± 10 000° С).

Для этого пирометр был снабжен двумя новыми поглотителями. Первый поглотитель, расширяющий шкалу до 6000° С, отличается от обычных поглотителей (служащих для расширения шкалы до 2000 и 3000° С) тем, что он имеет гораздо большие размеры и устанавливается не перед пирометрической лампочкой (как это обычно делается), а перед объективом. Это изменение вызвано тем, что, если светосила пирометра велика *, то при измерении высоких температур (выше 3200° С) происходит значительное нагревание поглотителя, расположенного вблизи пирометрической лампочки, т. е. вблизи фокуса объектива пирометра. Это нагревание достигает (по нашим данным) 50° С при измерении температуры положительного кратера угольной дуги (3500° С) и превышает 100° С при измерении температуры Солнца (яркостная температура Солнца около 5000° С). Такое нагревание поглотителя недопустимо, так как при этом происходит значительное изменение его пропускания [4]. Поглотитель же, надетый на объектив пирометра, нагревается значительно меньше, так как плотность потока световой энергии обратно пропорциональна диаметру пучка световых лучей, а диаметр объектива примерно в 100 раз больше размеров изображения визируемого объекта, образованного объективом пирометра в плоскости нити пирометрической лампочки **.

Поглотитель, расширяющий шкалу до 10 000° С, состоит из комбинации упомянутых выше большого светофильтра, служащего для расширения шкалы до 6000° С, и небольшого добавочного поглотителя (толщиной 1 мм), который устанавливается перед пирометрической лампочкой во вращающейся обойме, содержащей также поглотителя, расширяющие шкалу до 2000 и 3000° С. Такое сложное устройство «десяти тысячного» поглотителя объясняется тем, что при высоких температурах обычно бывает трудно поддерживать достаточное постоянство температуры источника света. Поэтому при градуировке пирометра желательно непрерывно чередовать отсчеты по градуируемой («десяти тысячной») шкале с отсчетами по ранее градуированной «шестидесяти тысячной» шкале. Для этого нужно иметь возможность быстро заменять один поглотитель другим. Делать

* Объектив пирометра ЭОП-51М имеет светосилу 1 : 3 при диаметре 80 мм.

** При работе с пирометром ЭОП-51М достаточно, чтобы размеры и изображения объекта, образованного объективом, были не менее 0,3 мм, так как толщина нити пирометрической лампочки равна 0,1 мм. Если нагретое тело велико и размеры его изображения превышают 1 мм, то в случае необходимости можно установить экран, закрывающий все части нагретого тела, кроме того небольшого участка, температура которого измеряется.

такую замену, снимая один поглотитель и надевая другой, — неудобно. В нашем же случае переход от одной шкалы к другой осуществляется простым вращением обоймы с добавочным поглотителем. Основной поглотитель, надетый на тубус пирометра, при этом трогать не нужно.

Оба поглотителя были изготовлены из пурпурного стекла сорта ПС-2 одной и той же варки. Толщина большого поглотителя была 4,71 мм, малого — 1 мм. Пирометрическое ослабление большого поглотителя было равно $430,7 \cdot 10^{-6}$ 1/град., малого — $87,7 \cdot 10^{-6}$ 1/град. Таким образом, общее пирометрическое ослабление поглотителя, служащего для расширения шкалы до $10\ 000^\circ\text{C}$, равно $518,4 \cdot 10^{-6}$ 1/град.

Ширина температурного интервала, в котором можно производить измерения используя один и тот же поглотитель (или одну и ту же комбинацию двух поглотителей), определяется тем условием, что минимальная кажущаяся яркостная температура должна быть не ниже 900°C , а максимальная — не выше 1400°C *. Исходя из этого условия, можно вычислить, что «шеститысячный» поглотитель дает возможность измерять температуру в интервале $2100 \div 6000^\circ\text{C}$, а «десятитысячный» — в интервале $2600 \div 10\ 000^\circ\text{C}$.

Как легко заметить, минимальные температуры, которые можно измерять с помощью указанных стеклянных поглотителей, меньше максимальной температуры, измеряемой пирометром при эталонных работах, выполняемых с помощью вращающихся секторных поглотителей. Это обстоятельство дало возможность произвести расширение шкалы пирометра ЭОП-51М тем методом [5], теоретические основы которого описаны в других статьях, помещенных в настоящем сборнике **.

При этом для расширения шкалы пирометра ЭОП-51М нужно было решить следующие задачи:

1. Найти величину изменения пирометрического ослабления поглотителей при изменении кажущейся яркостной температуры:

$$\delta A = A(T_0^*) - A(T_0^*), \quad (1)$$

2. Определить величину пирометрического ослабления «шеститысячного» поглотителя при какой-нибудь одной температуре, т. е. определить $A(T_0^*)$.

3. Определить величину пирометрического ослабления «десятитысячного» поглотителя при какой-нибудь одной температуре.

4. Найти величину поправок, связанных с неточностью формулы Винна в области высоких температур.

Ниже излагаются результаты, полученные при решении указанных задач.

Определение зависимости пирометрического ослабления поглотителей пирометра ЭОП-51М от кажущейся яркостной температуры

При исследовании поглотителя нами были использованы шесть светофильтров, изготовленных из синие-зеленых стекол различных сортов. Это было сделано ради того, чтобы еще раз показать, что не совсем точное выполнение условия

$$D_\lambda = a - \frac{b}{\lambda} \quad (2)$$

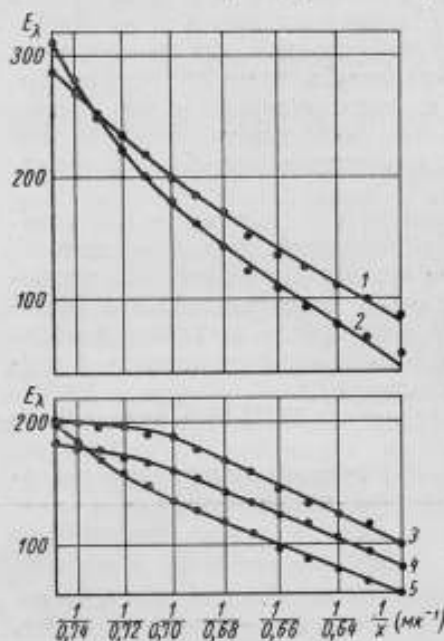
не влияет на результаты измерения δA . Пять светофильтров изготавливались из стекла какой-либо одной марки (СЗС-17; СЗС-7; СЗС-5; СЗС-15; СЗС-14), а шестой — был составлен, т. е. был получен путем комбиниро-

* Эти пределы определяются, в частности, тем, что основная шкала эталонного пирометра ВНИИМ охватывает интервал температур $900 \div 1400^\circ\text{C}$.

** См. статьи настоящего сборника, стр. 36 и 44.

вания стекол СЗС-5 и СЗС-17 соответствующей толщины. На рисунке приведены кривые, изображающие зависимость коэффициентов пропускания указанных стекол от длины волны λ . Величины E_λ даны в относительных единицах. Чтобы получить действительное значение E нужно умножить ординату на $\frac{1}{1000}$ для стекла СЗС-17, на $\frac{1}{300}$ для стекла СЗС-7, на $\frac{1}{500}$ для стекла СЗС-5 и на $\frac{1}{2000}$ для стекла СЗС-15 и СЗС-14.

Комбинированный светофильтр почти совершенно точно удовлетворяет уравнению (2); соответствующая кривая уже была приведена. Толщины всех светофильтров подбирались таким образом, чтобы, производя



Кривые зависимости коэффициентов пропускания различных стекол от длины волны:

1 — стекло марки СЗС-15; 2 — стекло марки СЗС-14; 3 — стекло марки СЗС-17; 4 — стекло марки СЗС-7; 5 — стекло марки СЗС-5.

Пусть при фотометрировании черного тела, имеющего температуру T , сила тока в пирометрической лампочке при введенном добавочном окулярном сине-зеленом светофильтре равна I' , а при выведении этого светофильтра равна I .

Легко показать, что

$$T'_0 - T_0 = [(I' - I) - \Delta I_0] \cdot \frac{dT_0}{dI}, \quad (4)$$

где ΔI_0 — поправка, равная разности сил токов, измеренных при визировании черного тела, имеющего температуру T (или немного отличающуюся от нее), с использованием и без использования сине-зеленого светофильтра**.

$\frac{dT_0}{dI}$ — производная от температуры по току (при температуре T_0), определяемая по основной градуировочной кривой исследуемого пирометра (в пределах $900 \div 1400^\circ \text{C}$).

* При этих измерениях вводится поглотитель, служащий для расширения шкалы пирометра.

** При измерении поправки ΔI_0 поглощающее стекло, разумеется, выводится.

измерения при кажущейся яркостной температуре $950 \div 980^\circ \text{C}$, можно было получить величину пирометрического ослабления, соответствующую кажущейся яркостной температуре порядка 1400°C , т. е. чтобы в результате измерений получилась величина максимального изменения пирометрического ослабления A . Изменение A равно

$$\delta A = \frac{T'_0 - T_0}{(T_0)^2}, \quad (3)$$

где T'_0 и T_0 — кажущиеся яркостные температуры, измеренные с окулярной насадкой и без нее при визировании черного тела, имеющего температуру T , соответствующую T_0 .

При исследовании «шеститысячного» поглотителя в качестве излучателя использовалась температурная лампа, закрытая светофильтром, сделанным из стекла ПС-5 толщиной в 5 мм. Во время измерений $T \approx 2400^\circ \text{C}$, а $T_0 \approx 970^\circ \text{C}$.

Разность $(T'_0 - T_0)$ можно определить, измеряя силу тока в пирометрической лампочке.

Подставляя уравнение (4) в уравнение (3), получаем изменение A , т. е.

$$\delta A = -\frac{1}{T_0^2} [(I' - I) - \Delta I_0] \frac{dT_0}{dT}, \quad (5)$$

Средняя квадратичная погрешность измерения δA по этому методу, как легко видеть, равна

$$\sigma(\delta A) = \frac{1}{T_0^2} \left(\frac{dT_0}{dT} \right) \cdot \sqrt{\sigma^2(I' - I) + \sigma^2(\Delta I_0)}, \quad (6)$$

где $\sigma(I' - I)$ и $\sigma(\Delta I_0)$ — средние квадратичные погрешности измерения разности $(I' - I)$ и поправки ΔI , зависящие только от случайных погрешностей, происходящих при фотометрировании; [систематические ошибки при измерении величин I' и I сокращаются при вычислении разности $(I' - I)$, ввиду близости I' и I . То же имеет место при вычислении ΔI_0].

Результаты измерений, произведенных при определении «шеститысячного» поглотителя, приведены в табл. 1.

Таблица 1

Тип светофильтра	$I, \text{а}$	$I', \text{а}$	$\frac{I' - I}{\text{а}}$	$\frac{\sigma(I' - I)}{\text{а}} \cdot 10^3$	$\frac{\Delta I_0 \cdot 10^3}{\text{а}}$	$\frac{\sigma(\Delta I_0) \times 10^3}{\text{а}}$	$\delta A, \text{пиро}$	$\sigma(\delta A), \text{пиро}$
СЗС-17	0,32235	0,32232	-3	16	-8	10	-0,13	0,49
СЗС-7	0,32221	0,32239	+18	27	+1	13	-0,48	0,80
СЗС-5	0,32222	0,32204	-18	14	-21	11	-0,06	0,49
СЗС-15	0,32198	0,32181	-17	12	-8	12	+0,23	0,46
СЗС-14	0,32191	0,32173	-18	13	+1	9	+0,49	0,44
СЗС-17 + СЗС-5	0,32297	0,32293	-4	21	+13	15	+0,48	0,64

Из таблицы видно, что измеренные значения имеют разные знаки, причем их абсолютные величины только в двух случаях из шести немного превосходят вероятную погрешность измерения.

Все шесть измерений (произведенных с использованием различных сине-зеленых светофильтров) можно рассматривать, как независимые измерения одной и той же величины δA . Поэтому за действительное значение δA можно принять среднее из всех значений, полученных при отдельных измерениях, а за оценку достоверности этой величины принять среднюю квадратичную погрешность определения среднего.

Используя данные табл. 1, получаем, что δA равно $+0,08 \cdot 10^{-6} / \text{град}$, а средняя квадратичная погрешность определения δA равна $\sigma(\delta A) = 0,25 \cdot 10^{-6} / \text{град}$. Так как $\sigma(\delta A) \gg |\delta A|$, то мы можем (не уменьшая точности построения шкалы) принять, что у «шеститысячного» поглотителя

$$\delta A_{6000} = 0, \quad (7)$$

причем средняя квадратичная погрешность равенства (7) не превышает $\sigma(\delta A) = 0,3 \cdot 10^{-6} / \text{град}$.

Отдельное экспериментальное исследование изменения величины пирометрического ослабления «десятитысячного» поглотителя не производилось, так как в этом не было необходимости. Действительно, уже раньше было показано, что величина A поглотителя, близкого к «идеальному» (у которого $\delta A \approx 0$), прямопропорциональна толщине стекла [6]. Так как толщина «десятитысячного» поглотителя всего на 20% больше толщины «шеститысячного», то из этого следует, что и у «десятитысячного» поглотителя изменение величины пирометрического ослабления много меньше экспериментальной погрешности, возникающей при определении δA . Поэтому для «десятитысячного» поглотителя можно считать, что $\delta A_{10000} = 0$.

Измерение величины пирометрического ослабления поглотителя, служащего при экстраполяции до 6000° С

Величина пирометрического ослабления поглотителя, служащего для экстраполяции до 6000° С, определялась при визировании температурной лампы, закрытой светофильтром, сделанным из стекла ПС-5, и имеющей яркостную температуру T . Как известно, излучение такого источника в интервале длин волн 0,62 ÷ 0,75 мк почти тождественно с излучением черного тела, имеющего ту же яркостную температуру [7].

Величина A вычислялась по формуле

$$A_{6000} = \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}. \quad (8)$$

Средняя квадратичная погрешность определения A_{6000} может быть найдена по формуле

$$\sigma(A_{6000}) = \sqrt{\frac{1}{T^4} [\sigma_1^2(T) + \sigma_2^2(T)] + \frac{1}{T_0^4} [\sigma_1^2(T_0) + \sigma_2^2(T_0)]}, \quad (9)$$

где $\sigma_1(T)$ — средняя квадратичная погрешность построения шкалы эталонного пирометра ВНИИМ (относительно термодинамической шкалы температур) при температуре T ;

$\sigma_2(T)$ — средняя квадратичная погрешность фотометрирования для пирометра ВНИИМ при температуре T ;

$\sigma_1(T_0)$ — средняя квадратичная погрешность построения шкалы пирометра ЭОП-51М при температуре T_0 ;

$\sigma_2(T_0)$ — средняя квадратичная погрешность фотометрирования для пирометра ЭОП-51М при температуре T_0 .

В нашем случае $T \approx 2670^\circ \text{ К}$, $T_0 \approx 1250^\circ \text{ К}$. В этих условиях $\sigma_1(T)$ по данным ВНИИМ [8], равно $4,6^\circ \text{ К}$; $\sigma_2(T)$ для среднего из серии десяти измерений равно $1,4^\circ \text{ К}$ [4]; $\sigma_1(T_0)$ равно $1,3^\circ \text{ К}$; $\sigma_2(T_0)$ для среднего из серии десяти измерений равно $0,3^\circ \text{ К}$.

Подставляя указанные значения в формулу (9), получаем, что средняя квадратичная погрешность определения пирометрического ослабления «шеститысячного» поглотителя при температуре 2400° С (соответствующая кажущаяся яркостная температура — 970° С) равна $0,95 \times 10^{-6}$ 1/град.

Погрешность определения величины пирометрического ослабления поглотителя, которая соответствует любой другой температуре, состоит из погрешности определения A при кажущейся яркостной температуре 970° С и погрешности определения λA . Последняя величина, как уже было показано, равна $0,3 \cdot 10^{-6}$ 1/град, поэтому общая средняя квадратичная погрешность определения A_{6000} при любой температуре равна $1,0 \cdot 10^{-6}$ 1/град, т. е. $0,2\%$.

Из приведенных выше данных видно, что точность определения A зависит прежде всего от величины $\sigma_1(T)$ и $\sigma_1(T_0)$, т. е. от погрешности построения шкалы пирометра ВНИИМ и погрешности построения основной шкалы поверяемого пирометра. Если не учитывать этих погрешностей, то средняя квадратичная погрешность определения A составляла бы всего $0,35 \cdot 10^{-6}$ 1/град, т. е. была бы в три раза меньше.

Определение пирометрического ослабления поглотителя, служащего для экстраполяции до 10 000° С

Минимальная температура, которую можно измерить, используя «десятитысячный» поглотитель, равна 2600° С . При такой температуре уже практически невозможно применять в качестве излучателя температурную лампу со стеклом ПС-5. Поэтому при измерении пирометрического ослабления «десятитысячного» поглотителя в качестве источника света использовалась стабильная электрическая дуга, конструкция кото-

рой была разработана старшим научным сотрудником ВНИСИ канд. техн. наук Н. В. Чернышевой.

Дуговой излучатель представлял собой систему трех электродов — положительного (из спектрально чистого графита) и двух отрицательных (обычные электроды с фитилями). Отрицательные электроды располагались перпендикулярно положительному таким образом, что между собой они образовывали угол 120° . Дуга питалась от большой аккумуляторной батареи напряжением 120 в (последовательно с каждым отрицательным электродом было включено соответствующее нагрузочное сопротивление). Сила тока в каждой из цепей была около 5,5 а, причем изменение силы тока на $\pm 0,5$ а не изменяло яркости положительного кратера (изменялись только его размеры). В связи с этим специальная стабилизация тока не применялась. Диаметр светящегося кратера был около двух миллиметров, что вполне достаточно для точного фотометрирования оптическим пирометром.

Величина пирометрического ослабления «десятитысячного» поглотителя измерялась тем же способом, что величина пирометрического ослабления «шеститысячного» поглотителя; только измерение яркостной температуры источника света производилось не эталонным пирометром ВНИИМ, а самим пирометром ЭОП-51М, так как шкала его предварительно была уже расширена до 6000°C .

Если во время измерения температуры визируемого тела T постоянна, то имеет место равенство, вытекающее из определения величины пирометрического ослабления

$$A_{10000}(T_0') - A_{6000}(T_0') = \left(\frac{1}{T_0'} - \frac{1}{T_w'} \right) - \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_w} \right), \quad (10)$$

где T_0' и T_0 — кажущиеся яркостные температуры, получающиеся при введении «десятитысячного» и «шеститысячного» поглотителей;

T_w' и T_w — «виновские» температуры, соответствующие в тех же условиях, действительной температуре T .

При температуре 3500°C можно считать, что

$$\frac{1}{T_w'} - \frac{1}{T_w} = 0. \quad (11)$$

Действительно, разности $(T - T_w')$ и $(T - T_w)$ определяются уравнениями

$$\left. \begin{aligned} e^{c_2 T_w' / \lambda T_0'} &= e^{c_2 T / \lambda T_0' - 1} \\ e^{c_2 T_w / \lambda T_0} &= e^{c_2 T / \lambda T_0 - 1} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

где $\lambda_{T_0'}$ и λ_{T_0} — предельные эффективные длины волн красного светофильтра при температурах T_0' и T_0 .

Так как при температуре 3500°C величина разности $(T - T_w)$ составляет всего несколько градусов, то изменением величины T_w , происходящим при небольшом изменении λ_{T_0} можно пренебречь, что и доказывает справедливость равенства (11). Получаемая при этом погрешность составляет всего около $0,01 \cdot 10^{-8}$ 1/град.

* λ_{T_0} изменяется не более чем на 1–2%.

Таким образом, $A_{10\,000}$ можно вычислить по простой формуле

$$A_{10\,000} = A_{8000} + \left(\frac{1}{T_0''} - \frac{1}{T_0'} \right) \cdot \quad (13)$$

При измерении разности $\left(\frac{1}{T_0''} - \frac{1}{T_0'} \right)$ непрерывно чередовались измерения величин T_0'' и T_0' , чтобы полученные средние значения величин T_0'' и T_0' действительно соответствовали одному и тому же T , как это предполагалось при выводе уравнения (13).

Всего для каждого поглотителя было сделано по десять серий измерений, причем каждая серия состояла из пяти отсчетов.

Результаты измерений приведены в табл. 2

Таблица 2

Серия	$t_0' \text{ } ^\circ\text{C}$	$t_0'' \text{ } ^\circ\text{C}$	$\left(\frac{1}{T_0''} - \frac{1}{T_0'} \right) \cdot 10^4 \text{ 1/град}$
1	1161,6	1002,0	87,36
2	1160,9	1001,7	87,13
3	1159,4	1000,0	87,42
4	1159,7	1000,2	87,42
5	1159,1	1000,1	87,23
6	1160,6	1000,3	87,48
7	1161,1	1000,1	87,70
8	1159,2	998,3	88,24
9	1160,3	999,6	88,10
10	1162,6	1000,8	88,54
Среднее	1160,3	1000,3	87,68

Общая величина пирометрического ослабления «десяти тысячного» поглотителя равна $(430,7 + 87,7) \cdot 10^{-6} \text{ 1/град.} = 518,4 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{град}}$.

Общая погрешность определения пирометрического ослабления поглотителя, служащего для экстраполяции до $10\,000^\circ \text{C}$, состоит из следующих частных погрешностей:

а) погрешности определения A_{8000} (средняя квадратичная величина этой погрешности $\sigma_1 = 1,0 \cdot 10^{-6} \text{ 1/град}$);

б) случайной погрешности, связанной с фотометрированием (из данных табл. 2 легко получить, что средняя квадратичная величина этой погрешности равна $0,16 \cdot 10^{-6} \text{ 1/град}$);

в) погрешности определения величин T_0'' и T_0' по шкале нижнего предела измерений пирометра ЭОП-51М (так как средняя квадратичная погрешность построения основной шкалы пирометра равна $1,3^\circ \text{C}$, то соответствующая средняя квадратичная погрешность определения $A_{10\,000}$ равна $\sigma_2 = 1,0 \cdot 10^{-6} \text{ 1/град}$);

г) погрешности, связанной с тем, что при определении разности $A_{10\,000} - A_{8000}$ используется серый излучатель — кратер угольной дуги. Оценим величину этой погрешности.

В моменты исчезновения нити пирометрической лампочки на фоне визуруемого серого источника излучения (в данном случае положительного кратера угольной дуги**) имеют место равенства

$$e_c \int_0^\infty b_{\lambda, T_c}^* \tau_{\lambda} v_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda = \int_0^\infty b_{\lambda, T_0}^* v_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda \quad (15)$$

* В нашем случае пирометрическое ослабление не зависит от температуры T_0 , поэтому разность $A_{10\,000}(T_0'') - A_{8000}(T_0')$ равна просто $A_{10\,000} - A_{8000}$.

** При определении A_{8000} эту погрешность можно не учитывать, так как излучение температурной лампы со стеклом ПС-5 очень близко к излучению черного тела.

и

$$\varepsilon_c \int_0^{\infty} b_{\lambda, T_c}^* \cdot \tau_{\lambda}^{\prime} v_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda = \int_0^{\infty} b_{\lambda, T_0}^* v_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda, \quad (16)$$

где T_c — цветовая температура источника излучения;

ε_c — цветовая испускательная способность этого источника;

τ_{λ} — коэффициент пропускания «десятитысячного» поглотителя для света длины волны λ ;

τ_{λ}^{\prime} — то же для «шеститысячного» поглотителя.

Введем вспомогательные величины T_1^{\prime} и T_1^* , определяемые равенствами

$$\varepsilon_c \int_0^{\infty} b_{\lambda, T_1^*}^* v_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda = \int_0^{\infty} b_{\lambda, T_0}^* v_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda \quad (17)$$

и

$$\varepsilon_c \int_0^{\infty} b_{\lambda, T_1^{\prime}}^* v_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda = \int_0^{\infty} b_{\lambda, T_0}^* v_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda. \quad (18)$$

Используя равенства (17) и (18), уравнения (15) и (16) можно переписать в виде

$$\int_0^{\infty} b_{\lambda, T_c}^* \cdot \tau_{\lambda}^{\prime} v_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda = \int_0^{\infty} b_{\lambda, T_1^*}^* v_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda \quad (19)$$

и

$$\int_0^{\infty} b_{\lambda, T_c}^* \cdot \tau_{\lambda}^{\prime} v_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda = \int_0^{\infty} b_{\lambda, T_1^{\prime}}^* v_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda. \quad (20)$$

Легко видеть, что уравнения (19) и (20) определяют пирометрические ослабления «шеститысячного» и «десятитысячного» поглотителей при измерении температуры T_c . Повторяя сделанные ранее рассуждения и используя то обстоятельство, что в нашем случае пирометрическое ослабление не зависит от температуры, получаем

$$A_{10\,000} - A_{8000} = \frac{1}{T_1^*} - \frac{1}{T_1^{\prime}}. \quad (21)$$

Уравнения (17) и (18) по форме тождественны уравнениям, определяющим пирометрическое ослабление нейтрально-серого поглотителя с коэффициентом пропускания ε_c при кажущихся яркостных температурах T_0^{\prime} — T_0^* . Следовательно,

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{T_0^*} - \frac{1}{T_1^*} &= -\frac{\lambda_{T_0^*, T_1^*}}{C_2} \ln \varepsilon_c \\ \frac{1}{T_0^{\prime}} - \frac{1}{T_1^{\prime}} &= -\frac{\lambda_{T_0^{\prime}, T_1^{\prime}}}{C_2} \ln \varepsilon_c \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

где $\lambda_{T_0^*, T_1^*}$ и $\lambda_{T_0^{\prime}, T_1^{\prime}}$ — эффективные длины волн красного светофильтра пирометра в интервалах температур (T_0^*, T_1^*) и $(T_0^{\prime}, T_1^{\prime})$.

Подставляя уравнение (22) в уравнение (21), получаем

$$A_{10\,000} - A_{6000} = \left(\frac{1}{T_0''} - \frac{1}{T_0'} \right) + \frac{\left(\frac{\lambda}{T_0'' T_1''} - \frac{\lambda}{T_0' T_1'} \right)}{C_2} \ln \varepsilon_c \quad (23)$$

Левая часть уравнения (23) есть искомая разность пирометрических ослаблений. Первое слагаемое в правой части есть та величина, которая при описанных выше измерениях принималась за действительное значение разности ($A_{10\,000} - A_{6000}$). Второе слагаемое — есть погрешность, возникающая при таком допущении. Оценим величину этой погрешности. Для угольной дуги ε_c не меньше, чем 0,84 [8]. Изменение эффективной длины волны при изменении кажущейся яркостной температуры от 1000 до 1160° С по самым завышенным оценкам не превышает 0,003 мк [9]. Поэтому величина второго слагаемого, т. е. погрешность, не превышает $0,02 \cdot 10^{-6}$ 1/град., и ею можно пренебречь.

Итак, мы получаем, что средняя квадратичная погрешность измерения $A_{10\,000}$ при температуре 3500° С равна

$$\sigma'(A_{10\,000}) = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2} = 1,45 \cdot 10^{-6} \text{ 1/град.} \quad (24)$$

Погрешность же определения $A_{10\,000}$, соответствующего любой температуре, равна

$$\sigma(A_{10\,000}) = \sqrt{[\sigma'(A_{10\,000})]^2 + \sigma^2(\delta A)} = 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ 1/град.} \quad (25)$$

Построение высокотемпературных шкал пирометра ЭОП-51М

Построение высокотемпературной шкалы пирометра ЭОП-51М производилось следующим образом. По основной градуировочной кривой пирометра находилось значение кажущейся яркостной температуры T_0 , соответствующее некоторой силе тока пирометрической лампочки I . Далее, на основании уравнения

$$\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_w} = A_{6000} \quad (26)$$

(где A_{6000} — предварительно измеренная величина пирометрического ослабления поглотителя) находилось приближенное значение измеряемой температуры, обозначаемой T_w . К полученному значению T_w прибавлялась поправка $T - T_w$, вычисленная на основании уравнения (12)*, в результате чего получалось точное значение измеряемой температуры, соответствующее данной силе тока пирометрической лампочки I .

Указанные построения были произведены для различных значений I , в результате чего была найдена зависимость измеряемой температуры T от силы тока пирометрической лампочки I , т. е. было произведено расширение шкалы пирометра до 6000° С.

Аналогичным путем было произведено расширение шкалы пирометра до 10 000° С, только в этом случае в уравнение (26) вместо A_{6000} подставлялось $A_{10\,000}$.

Погрешность построения высокотемпературных шкал пирометра, очевидно, состоит из следующих частных погрешностей:

а) погрешности построения основной шкалы пирометра (средняя квадратичная величина этой погрешности равна 1,3° С);

б) погрешности измерения величины пирометрического ослабления поглотителя

$$[\sigma(A_{6000}) = 1,0 \cdot 10^{-6} \text{ 1/град.}, \sigma(A_{10\,000}) = 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ 1/град.}];$$

в) погрешности определения поправки $\Delta T = T - T_w$, обусловленной неточностью определения эффективной длины волны.

* Значение этих поправок дано в статье настоящего сборника, стр. 44.

Величину погрешности δT_w можно найти, если продифференцировать уравнение (12) по λ , считая $T = \text{const}$. В результате получается

$$\delta T_w = \frac{\delta \lambda}{\lambda} \left(1 + \frac{C_2}{\lambda T} \right) \cdot \Delta T, \quad (27)$$

где $\delta \lambda$ — погрешность определения эффективной длины волны, входящей в уравнение (12).

Так как погрешность определения эффективной длины волны не превосходит 0,005 мк, то погрешность определения поправки ΔT не превосходит 3° С при 6000° С и 20° С при 10 000° С.

Суммируя указанные выше погрешности как случайные величины, получаем, что средняя квадратичная погрешность построения шкалы пирометра с помощью «шеститысячного» поглотителя равна 50° С при температуре 6000° С, а средняя квадратичная погрешность построения шкалы с помощью «десятитысячного» поглотителя равна 160° С при температуре 10 000° С.

Полученные оценки, вероятно, очень завышены, так как при их вычислении предполагалось, что все частные погрешности, возникающие при расширении шкалы пирометра (погрешность построения основной шкалы пирометра, погрешности измерения величин A_{6000} и $A_{10\,000} - A_{6000}$) являются независимыми случайными величинами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кандыба В. В., «Заводская лаборатория», № 6, 1953, стр. 745.
2. Кандыба В. В., «Заводская лаборатория», № 1, 1956, стр. 116.
3. Кандыба В. В., «Измерительная техника», № 1, 1956, стр. 36.
4. Гордов А. Н., Труды ВНИИМ, вып. 9 (69), 1950, стр. 5.
5. Финкельштейн В. Е., «Измерительная техника», № 4, 1956, стр. 31.
6. Шлигельман Е. С., «Измерительная техника», № 6, 1956, стр. 37.
7. Гордов А. Н., Кирикнов И. И. и Лавина Э. А., «Измерительная техника», № 2, 1955.
8. Макферсон Х. Г., Сб. «Методы измерения температуры», ч. II, ИЛ, М., 1954, стр. 413.
9. Рибо Г., Оптическая пирометрия, ГТИ, М.-Л., 1934.

ПРИМЕНЕНИЕ ДУГОВОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ ДЛЯ ПОВЕРКИ ОПТИЧЕСКИХ ПИРОМЕТРОВ ВЫШЕ 2000° С

Для поверки оптических пирометров в интервале 2000—3500° С за последние годы предложен ряд новых методов, позволяющих изучить зависимость величины пирометрического ослабления поглощающего стекла пирометра от температуры излучателя. Все предложенные методы обладают общими дефектами — трудоемкостью определения величины пирометрического ослабления и необходимостью применения расчета для градуировки и поверки шкалы пирометра выше 2000° С.

В связи с тем, что перед приборостроительной промышленностью стоит задача массового выпуска оптических пирометров для измерения температуры выше 2000° С, следовало разработать метод непосредственной поверки оптических пирометров до 3200 ÷ 3500° С по образцовому пирометру или по образцовому источнику излучения.

Для этого была изучена возможность применения для градуировки и поверки оптических пирометров угольной дуги, яркостная температура кратера которой достигает 3500° С.

Свойства дугового излучателя как стандартного источника постоянной температуры неоднократно исследовались, при этом изучалась двухэлектродная и трехэлектродная [1, 2, 3] угольная дуга. В определенных условиях часть торцевой поверхности кратера анода простой спокойной угольной дуги нагрета до постоянной температуры; постоянство и воспроизводимость температуры кратера спокойной дуги определяются сохранением на поверхности кратера температуры сублимации углерода.

Согласно литературным данным, при соблюдении ряда условий можно с помощью дугового излучателя получить источник с постоянным, в пределах $\pm 15^\circ$, значением яркостной температуры. Следует отметить, что вопрос о стабильности температуры дугового излучателя во времени специально не изучался, несмотря на то, что это свойство дугового излучателя является важным при оценке возможности применения его для поверки и градуировки оптических пирометров.

Подробный анализ результатов измерения яркостной температуры дуги в различных лабораториях произвел Венсел [1]; он показал, что если результаты измерений различных авторов отнести к единой температурной шкале (значение температуры плавления золота — 1063° С и значение C_2 — 1,432 см·град), то среднее взвешенное значение яркостной температуры окажется равным $3820 \pm 15^\circ$ К, что при пересчете на $C_2 = 1,438$ см·град дает 3790° К.

Дуговой излучатель системы ВНИСИ

Для непосредственной поверки оптических пирометров выше 2000° С во Всесоюзном научно-исследовательском светотехническом институте (ВНИСИ) по заказу и техническим условиям ГСОКБ и ВНИИМ был сконструирован и изготовлен дуговой излучатель (рис. 1). Кроме того,

по техническим условиям ВНИИМ заводом «Эталон» изготовлена установка с секторными дисками с переменным углом раскрытия.

Для повышения стабильности режима горения дуги, а следовательно стабильности ее температуры во времени, в установке ВНИСИ вместо обычной дуги с двумя электродами применена трехэлектродная угольная дуга. Дуговая лампа состоит из двух катодов, угол между которыми порядка 100° . Указанное взаимное расположение электродов обеспечивает

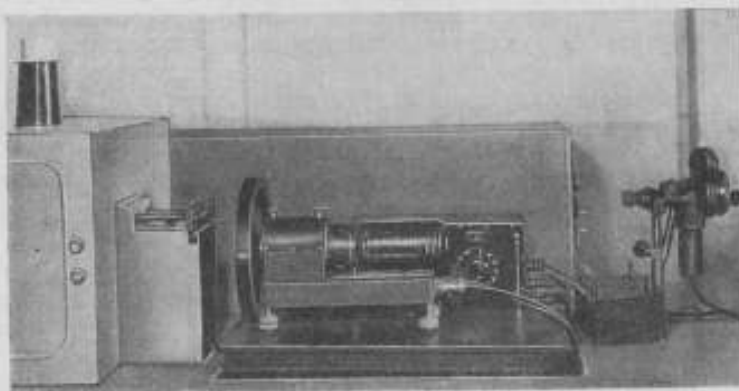


Рис. 1. Установка с дуговым излучателем для непосредственной проверки оптических пирометров.

увеличенный размер пятна постоянной яркости по сравнению с обычной двухэлектродной дугой. Для анода применяются спектрально чистые однородные угли, в качестве катодов — угли марки Экстра-К с чисто углеродистым фитилем. Двухкатодная дуга имеет две отдельные параллельные электрические цепи. В цепи каждого катода включено балластное сопротивление, амперметр и вольтметр. Дуговой излучатель рассчитан на питание дуги от источника постоянного тока напряжением 120 в; напряжение на каждой из дуг порядка 50 в.

Для того, чтобы надежно производить проверку рабочих оптических пирометров, необходимо иметь источник излучения диаметром около 5 мм. Участок анода с равномерной яркостью не превышает 1 мм^2 . Поэтому в конструкции излучателя ВНИСИ предусмотрена оптическая система, дающая действительное увеличенное изображение кратера дуги. Оптическая система представляет собой два тубуса, с двумя линзами в каждом, угол между осями которых составляет 9° . Тубусы дают действительное изображение кратера с пятикратным увеличением.

Секторная установка (рис. 2) смонтирована на отдельной подставке; она состоит из секторного диска с переменным углом раскрытия; мотора, на оси которого укреплен секторный диск, регулировочного автотрансформатора, служащего для изменения числа оборотов, и тахометра. Углы раскрытия секторного диска регулируются и могут быть установлены с точностью до $0,1^\circ$; установка располагается перед оптической системой таким образом, чтобы световые пучки, исходящие из обоих тубусов, попа-

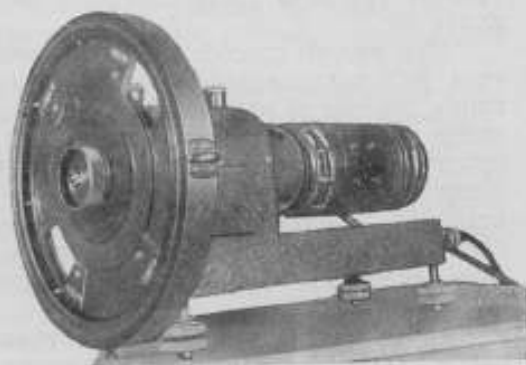


Рис. 2. Установка с секторным диском

дали в прорезь диска. Секторная установка предназначена для уменьшения яркостной температуры дугового излучателя. Она позволяет понижать яркостную температуру дугового излучателя до 2000°C .

Изучение свойств дугового излучателя

Для того чтобы использовать вновь созданную установку для непосредственной проверки оптических пирометров, необходимо было предварительно изучить следующие свойства дугового излучателя:

- 1) стабильность яркостной температуры излучателя во времени;
- 2) идентичность излучения в двух световых пучках, в которых производится сравнение показаний образцового и поверяемого пирометров; равномерность яркости обоих полей;
- 3) яркостную и цветовую температуры излучателя; цветовой коэффициент черноты излучения ϵ_c .

Изучение стабильности температуры дуги. Стабильность яркостной температуры дугового излучателя во времени проверялась двумя способами: визуально — с помощью эталонного оптического пирометра типа АП-1 (с лампочкой А-2), и объективным методом — с помощью цветового фотоэлектрического пирометра типа ЦЭП-2М.

При первом способе пирометр типа АП-1 устанавливался перед излучателем и визирувался на действительное изображение кратера дуги, создаваемое оптической системой. Нить пирометрической лампочки располагалась в центре изображения. В течение нескольких дней производились измерения яркостной температуры дуги. При этом многократно сменялись углы анода и катодов и изменялась юстировка дуги относительно оптической системы, вызванная сменой углей. Нестабильность яркостной температуры дугового излучателя во времени была оценена по средней квадратичной погрешности измерения его температуры. Эта величина, как следует из данных измерений, равна $\pm(12 \div 13)^{\circ}\text{C}$, при яркостной температуре 3340°C . Наибольший разброс значений температуры составляет 50° .

При втором способе для определения стабильности дугового излучателя был использован метод, исключающий погрешность фотометрирования, вносимую применением оптического пирометра. Для этого применялся объективный фотоэлектрический цветовой пирометр типа ЦЭП-2М, причем было сделано предположение, что изменение как яркостной, так и цветовой температуры кратера дуги вызывается только изменением его истинной температуры. Следовательно, изменение показаний ЦЭП-2М, реагирующего на изменение цветовой температуры, будет характеризовать также нестабильность и яркостной температуры дугового излучателя во времени.

Так как верхний предел измерения температуры с помощью ЦЭП-2М равен 2000°C , а цветовая температура дугового излучателя близка к 3500°C , то для понижения цветовой температуры перед излучателем была установлена группа светофильтров, понижающих его цветовую температуру до 1600°C . Цветовая температура регистрировалась ЦЭП-2М в течение 8 час.

В течение этого времени ЦЭП-2М три раза снимался и заново устанавливался перед дуговым излучателем; при этом, в связи с изменением установки, несколько менялись показания ЦЭП-2М. Резкие изменения температуры излучателя во всех случаях совпадают с моментом регулировки положения углей и вызваны нарушением режима горения углей.

По кривым на диаграммной бумаге были определены показания ЦЭП-2М через равные промежутки времени (7,5 сек.). По этим данным определена средняя квадратичная погрешность единичного измерения температуры и максимальный разброс показаний в течение одной серии.

Нестабильность температуры дугового излучателя на основании измерений его температуры с помощью ЦЭП-2М, так же как в случае применения пирометра АП-1, характеризуется величиной σ , которая для 1600°C равна $\pm 3,5^\circ\text{C}$ и соответственно для температуры 3500°C равна $\pm 14^\circ\text{C}$. Максимальный разброс показаний равен 25° .

При оценке величины нестабильности температуры дугового излучателя двумя методами значения нестабильности яркостной температуры несколько преувеличены: в первом случае — за счет фотометрической погрешности, а во втором случае — за счет искажений, вносимых самим ЦЭП-2М. Поставить эксперимент, из которого можно было бы в чистом виде определить нестабильность температуры дугового излучателя, не представляется возможным, поэтому в дальнейших расчетах приняты эти, может быть, несколько преувеличенные значения для нестабильности температуры дугового излучателя.

Значения нестабильности яркостной температуры дугового излучателя приведены в табл. 1.

Таблица 1

Яркостная температура дугового излучателя при ослаблении ее секторным диском, $^\circ\text{C}$	Величина нестабильности температуры, $^\circ\text{C}$
2000	± 5
2500	± 8
3000	± 11
3200	± 13

Изучение идентичности яркостной температуры дугового излучателя при наблюдении через две оптические системы. Как уже указывалось выше, конструкция оптической системы излучателя предусматривает получение двух действительных изображений участка кратера дуги, на одно из которых визируется образцовый, а на другое — поверяемый пирометры.

Необходимо было убедиться в том, что яркостная температура дуги имеет одно и то же значение при измерении ее через две разные оптические системы. Для этого перед дуговым излучателем устанавливались два оптических пирометра и два наблюдателя одновременно производили многократные уравнивания яркости нити пирометра и изображения кратера дуги. Третий наблюдатель измерял на потенциометре силу тока поочередно в пирометрических лампочках обоих пирометров. Затем пирометры менялись местами. В результате этих измерений было установлено, что яркостная температура дугового излучателя, измеренная через правый и левый тубусы, совпадает в пределах величины нестабильности температуры дугового излучателя.

Кроме изучения идентичности значений яркостной температуры дугового излучателя, было проверено распределение яркости в различных участках изображения кратера. Было найдено, что яркость изображения остается постоянной в пределах контрастной чувствительности глаза.

Измерение цветовой и яркостной температур и цветовой излучательной способности дугового излучателя. Для того, чтобы использовать дуговой излучатель для поверки пирометров, необходимо знать, в какой мере его излучение близко к излучению черного тела. Яркостная температура дугового излучателя измерялась эталонным оптическим пирометром. В результате многократных уравниваний яркости нити пирометрической лампочки и яркости изображения дуги при наблюдениях через правый и левый тубусы для силы тока пирометрической лампочки А-2 получено значение $0,22071 a$. Яркостная температура дугового излучателя ВНИСИ,

вычисленная по данным градуировки эталонного пирометра, составляет $3344 \pm 14^\circ \text{C}$. По литературным данным [1], яркостная температура дуги при $C_2 = 1,438 \text{ см} \cdot \text{град}$ составляет $3517 \pm 15^\circ \text{C}$. Отличие наших данных от приведенных в литературе объясняется тем, что в нашем случае, в отличие от других, измерения произведены через оптическую систему, содержащую четыре отражающие поверхности. В этом случае понижение температуры, вызванное оптической системой, будет равно $\sim 120^\circ$ [пирометрическое ослабление оптической системы равно $(9 \pm 0,5) \cdot 10^{-4} \text{ 1/град}$].

Кроме того, наши данные следует пересчитать в связи с уточнением значения эффективной длины волны, принятой при воспроизведении международной температурной шкалы в 1950 г., осуществленном с помощью оптического пирометра типа АП-1. Поправка для температур 3500°C равна $+30^\circ \text{C}$ [4].

Таким образом, яркостная температура дуги с учетом поправок равна при $C_2 = 1,438 \text{ см} \cdot \text{град}$ 3494°C , что удовлетворительно совпадает с данными Венцела, 3517°C , особенно если принять во внимание, что случайная погрешность измерения температуры дуги с помощью пирометра (средняя квадратичная) составляет $\pm 10^\circ \text{C}$ [5].

Цветовая температура дугового излучателя измерялась с помощью спектрального пирометра по методу красно-синего отношения [6]. Перед дуговым излучателем был установлен секторный диск для понижения яркостной температуры до 2500°C — верхнего предела измерения спектрального пирометра.

По данным измерения яркостной температуры и градуировочным таблицам спектрального пирометра, по методике, разработанной в лаборатории высоких температур ВНИИМ [6], были произведены вычисления цветовой температуры и цветовой излучательной способности дугового излучателя; полученные значения помещены в табл. 2.

Таблица 2

	I опыт	II опыт	Среднее
Цветовая температура, $^\circ \text{K}$	3800	3780	3790
Цветовая излучательная способность	0,78	0,79	0,79

Результаты наших измерений вполне удовлетворительно совпадают с литературными данными (3860°K и 0,80) [1]. Расхождение в 70° не превышает предельной погрешности измерения цветовой температуры с помощью спектрального пирометра [6].

Подбор корригирующих светофильтров к дуговому излучателю

Для получения правильных результатов при непосредственной проверке оптических пирометров по излучателю, имеющему яркостную температуру выше 2000°C , необходимо, чтобы излучатель по свойствам своего излучения был близок к черному телу. Как показано в ряде работ лаборатории высоких температур [7], в этом случае вполне достаточным является выполнение следующего условия: яркостная и цветовая температуры излучателя в интервале длин волн $0,6 \div 0,7 \text{ мк}$ должны совпадать в пределах $\pm 50 \div \pm 100^\circ$.

Дуговой излучатель должен служить образцовым излучателем для проверки оптических пирометров в интервале от 2000 до $3200\text{--}3300^\circ \text{C}$. Для этого с помощью секторной установки с переменным углом раскрытия его яркостная температура понижается от 3340 до 2000°C . Для соответственного понижения цветовой температуры по методике, предложенной в 1954 г. [7], были подобраны 8 корригирующих стекол, снижающих цветовую температуру от 3500 до 2000°C .

Корректирующие светофильтры были изготовлены из цветных стекол сорта ПС-5 и ПС-9.

С помощью спектрального пирометра были произведены измерения цветовой температуры дуги с корректирующими светофильтрами разной толщины. Для этого измерения яркостной температуры произведены для трех значений длины волны: 0,60, 0,65 и 0,69 мк. Расчет цветовой температуры произведен для трех комбинаций длин волн: $0,60 \pm 0,65$; $0,65 \pm 0,69$ и $0,60 \pm 0,69$ мк согласно методике ВНИИМ [7].

В табл. 3 указаны выбранные стекла и температура, для которой эти стекла предназначены.

Из данных табл. 3 видно, что корректирующие стекла обеспечивают для дугового излучателя совпадение яркостной и цветовой температур в пределах $\pm 100^\circ$ в интервале от 2000 до 3300° С.

Таблица 3

Сорт стекла	Толщина мм	Яркостные температу- ры, при которых стекло применяется, °С	Цветовая темпера- тура, °С	Разность между яркостной и цвето- вой температурой, °С
ПС-9	0,5	2000; 2100	2040	-40; +60
ПС-5 № 1	1,5	}	2205	-5; +95
ПС-5 № 2	5			
ПС-5 № 1	3	}	2415	-15; +85
ПС-5 № 1	5			
ПС-5 № 2	5	2600; 2700	2630	-30; +70
ПС-5 № 1	5	2800; 2900	2820	-20; +80
ПС-5 № 1	3	3000	2970	- +30
ПС-5 № 1	1,5	3100; 3200	3145	-45; +55
ПС-5 № 1	0,5	3300	3290	- +10

Градуировка дугового излучателя на яркостную температуру

В связи с тем, что дуговой излучатель обладает достаточно стабильной яркостной температурой, представляется возможным при проверке с его помощью оптических пирометров отказаться от применения образцового оптического пирометра. В этом случае можно пользоваться дуговым излучателем как образцовым градуированным источником излучения подобно тому, как это делается в поверочной практике в случае применения температурной лампы.

Чтобы использовать дуговой излучатель в качестве образцового источника излучения, необходимо воспроизводить с его помощью яркостные температуры в интервале 2000 \pm 3300° С, соответствующие целым сотням градусов или близкие к ним.

Как уже указывалось, для понижения яркостной температуры дугового излучателя предназначен секторный диск с переменным углом раскрытия. Углы раскрытия, обеспечивающие нужные значения яркостной температуры, были подобраны экспериментально.

Для температур 2900 \pm 3300° С вместо изготовленной секторной установки, с помощью которой нельзя получить угол раскрытия больше 90°, были использованы нейтральные поглотители, представляющие собой набор тонких пластинок из белого стекла. Производились многократные измерения яркостной температуры дугового излучателя при установке перед ним кассеты с корректирующими светофильтрами и секторного диска с подобранными значениями углов раскрытия.

В табл. 4 приведены данные градуировки дугового излучателя на яркостную температуру. С помощью этой таблицы дуговой излучатель может быть использован в качестве образцового прибора, воспроизводящего яркостную температуру от 2000 до 3300° С при градуировке и поверке рабочих пирометров.

Погрешность воспроизведения яркостной температуры с помощью дугового излучателя складывается из нестабильности температуры самого дугового излучателя и погрешности его градуировки с помощью образцового оптического пирометра 1-го разряда. Необходимость применения

Таблица 4

Угол раскрытия диска, град.	N нейтрального поглотителя	Яркостная температура, °C
13,5	—	1955
20,5	—	2105
22,5	—	2195
32,5	—	2310
38,0	—	2400
51,5	—	2500
56,5	—	2605
73,3	—	2700
85,1	—	2800
—	1	2895
—	2	3005
—	3	3090
—	4	3170
—	5	3275

последнего для градуировки дугового излучателя вытекает из поверочной схемы, согласно которой проверка образцовых приборов, применяемых

Таблица 5

Яркостная температура T , °C	Погрешность воспроизведения яркостной температуры ΔT , °C
2000	±6
2500	±9
3000	±13
3200	±15

для проверки рабочих пирометров (температурных ламп 2-го разряда или образцовых пирометров 2-го разряда), производится образцовым пирометром 1-го разряда.

Погрешность воспроизведения яркостной температуры с помощью дугового излучателя указана в табл. 5.

Была проверена надежность градуировки излучателя и возможность пользоваться данными его градуировки в течение длительного времени. Для этого через два месяца, в течение которых дуговой излучатель интенсивно работал, вновь была произведена его градуировка с помощью эталонного оптического пирометра.

Таблица 6

Температура по данным градуировки, °C	Температура по данным повторной градуировки после двух месяцев интенсивной работы излучателя, °C	Отклонение от данных градуировки, °C
1995	2004	+9
2105	2117	+12
2195	2197	+2
2310	2313	+3
2400	2409	+9
2500	2501	+1
2605	2608	+3
2700	2707	+7
2800	2802	+2
2895	2893	-2
3005	3010	+5
3090	3094	+4
3170	3162	-8
3275	3264	-11

В табл. 6 приведены данные градуировки пирометра после интенсивной двухмесячной работы.

Данные повторной градуировки дугового излучателя после продолжительной работы подтверждают правильность приведенной выше оценки погрешности воспроизведения яркостной температуры с помощью дугового излучателя.

Экспериментальная градуировка и поверка рабочих оптических пирометров с помощью дугового излучателя

Для того чтобы оценить погрешность непосредственной градуировки и поверки оптических пирометров по дуговому излучателю, с его помощью была произведена градуировка четырех оптических пирометров. Для градуировки были выбраны следующие приборы: два прибора типа ОППИР с пределами измерения $1400 \div 3000^\circ\text{C}$ и один прибор фирмы Сименс с пределами измерения $1400 \div 3000^\circ\text{C}$. Четвертый прибор — эталонный оптический пирометр лаборатории высоких температур типа АП-1, в котором вместо поглощающего стекла ПС-2 вводилось поглощающее стекло сорта СЗС-3. Для этого стекла, как следует теоретически и определено экспериментально, имеет место зависимость величины пирометрического ослабления от измеряемой температуры.

Все четыре прибора были предварительно градуированы расчетным путем в интервале $2000 \div 3000^\circ\text{C}$ по методике, учитывающей зависимость величины пирометрического ослабления стекла А от измеряемой температуры.

В табл. 7 приведены расхождения в данных градуировки в $^\circ\text{C}$ и в значениях величины пирометрического ослабления поглощающих стекол А, обнаруженные при градуировке четырех пирометров двумя методами.

Таблица 7

t, $^\circ\text{C}$	Расхождение в результатах градуировки, $^\circ\text{C}$				Расхождение в значениях величины А, $1 \cdot 10^{-4}$ /град			
	АП-1	Приборы			АП-1	Приборы		
		ОППИР-00	Сименс			ОППИР-00	Сименс	
		0,15074	0,4675	276176		0,15074	0,4675	276176
2000	-14	0	0	-7	+2,8	0	0	+1,4
2100	-13	-7	0	-6	+2,4	+1,2	0	+0,9
2200	-4	+2	+11	-11	-0,7	-0,5	-2,3	+1,6
2300	+6	+2	+10	0	-0,9	-0,5	-1,8	0
2400	-17	+4	+1	0	+2,4	-0,5	-0,1	0
2500	+5	-5	-1	+2	-0,7	+0,1	+0,1	-0,3
2600	-3	-6	-6	-12	+0,4	+0,7	+0,8	+1,2
2700	-1	-13	+4	-16	+0,1	+1,4	-0,4	+1,9
2800	-	-8	+6	-8	-	+1,0	-0,5	+0,8
2900	+3	-16	-12	-12	-0,3	+1,6	+1,2	+1,1
3000	-17	-7	-22	-	+1,6	+0,6	+1,7	-
3100	+8	-	-	-	-0,7	-	-	-
3200	-1	-	-	-	+0,1	-	-	-
Среднее по всему интервалу температур	-3,5	-5,4	-1,0	-7	-0,6	+0,6	-0,1	+0,7

Сравнение результатов градуировки четырех пирометров двумя методами позволяет сделать следующие выводы.

1. Результаты градуировки рабочих пирометров с помощью дугового излучателя совпадают с результатами их градуировки расчетным путем в пределах $\pm 15^\circ\text{C}$ в интервале от 2000 до 3000°C (среднее квадратичное значение расхождений результатов градуировки для четырех приборов).

2. Указанное совпадение результатов градуировки имеет место как для приборов, у которых A — величина постоянная, так и для приборов, у которых A зависит от измеряемой температуры.

3. Значения величины пирометрического ослабления, полученные с помощью дугового излучателя, совпадают в пределах $\pm(1,7 \cdot 10^{-4})$ 1/град. (среднее квадратичное расхождение в величине A для четырех приборов) со значениями этой величины, полученными с помощью температурной лампы со стеклом ПС-5 и набора стекол СЗС-17.

4. Сравнение результатов поверки четырех пирометров двумя методами показывает, что между результатами поверки, полученными расчетным путем и с помощью дугового излучателя, систематические расхождения не превышают случайной погрешности поверки.

Погрешности градуировки и поверки рабочих оптических пирометров с помощью дугового излучателя

Погрешность градуировки оптических пирометров по дуговому излучателю складывается из погрешности воспроизведения яркостной температуры с помощью дугового излучателя и погрешности, возникающей в процессе градуировки данного прибора.

В результате подробного рассмотрения отдельных частных погрешностей для погрешности градуировки технических оптических пирометров получены значения, приведенные в табл. 8.

Таблица 8

Температура t , °C	Погрешность градуировки Δt , °C
2000	± 8
2500	± 10
3000	± 14
3200	± 16

При оценке погрешности градуировки, приведенной в табл. 8, исключена погрешность, вносимая показывающим прибором.

Следует указать, что средняя квадратичная погрешность градуировки технических оптических пирометров по методике, предложенной ВНИИМ в 1955 г., при 3200°C составляет $\pm 16^\circ\text{C}$. Погрешность градуировки таких приборов по методике ХГИМИП, разработанной в 1956 г., может быть оценена такой же величиной.

Даже в том случае, когда в качестве ослабляющих светофильтров для рабочих пирометров будут применяться стекла, для которых величина пирометрического ослабления является постоянной и не зависит от измеряемой температуры, погрешность градуировки рабочих оптических пирометров расчетным путем при 3200°C не может быть меньше, чем 12 — 15° .

Сравнение метода непосредственной поверки рабочих пирометров с помощью дугового излучателя с методами, предложенными ранее во ВНИИМ и в ХГИМИП, показывает, что новый метод не дает преимуществ в точности поверки. Основным его достоинством является упрощение и ускорение процесса поверки и повышение ее надежности.

Для поверки рабочего пирометра по методике ХГИМИП или ВНИИМ необходимо определить величину пирометрического ослабления поглощающего стекла при 2000° и затем экспериментально найти зависимость этой величины от измеряемой температуры. Далее необходимо произвести тщательную градуировку шкалы пирометра в интервале 900 — 1400°C . Только после этих трудоемких операций возможно осуществить расчет данных градуировки прибора выше 2000°C .

Применение дугового излучателя позволит свести поверку к одной операции сравнения яркости пирометрической лампочки и дугового

излучателя в интервале $2000 \div 3200^\circ \text{C}$. Производить градуировку пирометра в интервале $900 \div 1400^\circ \text{C}$, так же как и определение величины A , не требуется.

Уменьшение числа операций, необходимых при поверке, и ускорение всего процесса градуировки и поверки является весьма существенным при массовом производстве пирометров, предназначенных для измерения температуры в интервале $2000 \div 3200^\circ \text{C}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Mac-Pherson, Temperature, its Measurement and Control in Science in Industry, v. 1, p. 1141—1149, 1941, Reinhold Publishing Corporation.
2. Федоров А. И., Сб. «Измерение температур пламени», Оборонгиз, 1954.
3. Корякин Н. А., Проекторы, Госэнергоиздат, 1944.
4. Лапина Э. А., Канд. диссертация, ВНИИМ, 1953.
5. Лапина Э. А., Труды ВНИИМ, вып. 9 (69), 1950, стр. 87.
6. Лапина Э. А., Труды ВНИИМ, вып. 25 (85), 1955, стр. 66.
7. Гордов А. Н., Киренков И. И., Лапина Э. А., «Измерительная техника», № 2, 1955.

ПОВЕРКА РАДИАЦИОННЫХ ПИРОМЕТРОВ В ИНТЕРВАЛЕ $100 \div 900^\circ \text{C}$

Для градуировки радиационных пирометров необходимы излучатели, максимально приближающиеся к абсолютно черным.

Поскольку угол раскрытия этих пирометров и, в частности, пирометра типа РПЗ-3, предложенного нами для измерения температур от 100 до 900°C , значителен, излучатели должны иметь большие размеры визируемой поверхности и вместе с тем должны обладать равномерно нагретыми стенками.

Из практики градуировки приборов для измерения высоких температур известно, что можно применить излучатели в виде полости, погруженной в равномерно нагретую среду (например, в ванну с расплавленными металлами и солями), и в виде трубчатой электронагревательной печи.

Погрешность воспроизведения температуры черного тела излучателя зависит от степени равномерности нагрева стенок, от погрешности градуировок термопары или термометра, используемых для измерения температуры излучателя. Излучателю в виде полости свойственны, кроме того, погрешности из-за наличия отверстия и толщины стенок.

Нами были изготовлены и исследованы излучатели обоих видов. Диаметр выходного отверстия излучателей выбран равным 56 мм, расстояние между выходным отверстием и визируемой стенкой — 220 мм.

Равномерный нагрев полости соляного термостата, заполненного смесью солей азотнокислого натрия и азотнокислого калия, достигался интенсивным перемешиванием расплавленной соли. Диапазон рабочих температур составил $300 \div 600^\circ \text{C}$. Равномерный нагрев стенок полости трубчатой печи, схематично представленной на рис. 1, обеспечивался с помощью трех электронагревательных обмоток. Основная обмотка расположена по всей длине и рассчитана на потребление мощности 1 кВт. Одна из дополнительных обмоток, рассчитанная на потребление мощности $0,5$ кВт, расположена около выходного отверстия излучателя, вторая — с расчетом на потребление мощности $0,2$ кВт — помещена с противоположного (по отношению к выходному отверстию) конца.

Контроль равномерности нагрева стенок осуществлялся термопарой, а при 900°C — оптическим пирометром. Соотношение мощностей, потребляемых тремя электронагревательными обмотками, при котором достигается равномерный нагрев стенок печи, оказалось одинаковым для всего рабочего диапазона температур $100 \div 900^\circ \text{C}$ и равным $1 : 4 : 7$.

Температура визируемой полости в обоих излучателях измерялась термопарой второго разряда.

* См. статью настоящего сборника, стр. 108.

Наибольшие возможные погрешности воспроизведения температуры черного тела излучателями оказались равными: излучателем погружения $\pm 1,7^\circ$ и излучателем в виде трубчатой печи $\pm 1,3^\circ$.

Излучатель трубчатого типа имеет значительные преимущества перед излучателем в виде соляного термостата: воспроизводит температуру в более широком интервале температур и с большей точностью, прост в изготовлении и обращении.

В настоящее время градуировку пирометров мы проводим по излучателю в виде трубчатой печи.

Телескоп рефракторного типа устанавливается перед излучателем на расстоянии, при котором теплоприемная пластинка полностью перекрывается изображением излучающей поверхности.

Телескоп рефлекторного типа устанавливается перед излучателем так, чтобы полностью заполнялся излучением телесный угол телескопа, определяемый линейным углом 2θ (рис. 2). Лучи, составляющие с оптической осью угол больше 2θ , в основном поглотятся вычерненными стенками массивного корпуса и тубуса.

Если диаметр излучающей поверхности равен D , телескоп можно устанавливать от излучателя на расстоянии, не большем L (рис. 2).

Величина L определяется из соотношения

$$\frac{D}{d} = \frac{L+l}{l},$$

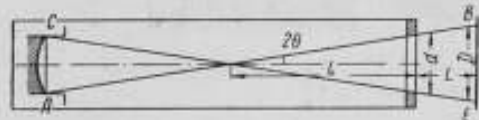


Рис. 2. Геометрический ход лучей в телескопе рефлекторного типа.

где d — диаметр отверстия входной диафрагмы, в мм;

l — расстояние от точки пересечения лучей AB и CE до центра отверстия входной диафрагмы, в мм.

В случае градуировки пирометра РПЗ-3, когда параметры телескопа ($l = 100$ мм, $d = 30$ мм) подобраны для проведения измерений в температурном интервале $100 \div 400^\circ \text{C}$, максимально возможное расстояние L определится из выражения

$$L = 3,3(D - 30) \text{ мм.}$$

Для предела измерения $300 \div 900^\circ \text{C}$ ($l = 50$ мм и $d = 10$ мм)

$$L = 5(D - 10) \text{ мм.}$$

В эксплуатационных условиях телескоп следует устанавливать на таком же расстоянии, на каком он устанавливается при градуировке.

При проверке телескопа определяется соответствие показаний пирометра данным градуировочных таблиц.

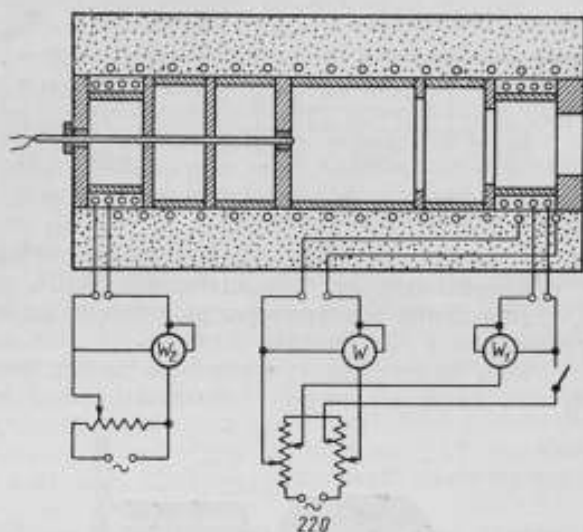


Рис. 1. Схема модели черного тела (в разрезе) с включенными регулирующими температуру устройствами и приборам.

Пирометры зарубежных конструкций (например, фирмы Лидс и Нор-труп) имеют индивидуальные градуировочные кривые. Их поверка осуществляется непосредственно по черному телу.

Пирометр РПЗ-3 имеет стандартную градуировочную характеристику, представленную в следующей таблице.

$t, ^\circ\text{C}$		100	200	300	400	500	600	700	800	900
Т. э. д. с. мм	$L=70 \text{ мм}$	0,80	2,75	5,88	11,2	—	—	—	—	—
	$L=180 \text{ мм}$	—	—	0,98	1,83	3,11	4,91	7,34	10,5	14,5

Градуировка пирометров проводится на круглых сотнях градусов с отклонениями, не превышающими $\pm 10^\circ$.

Изменение температуры излучателя во время измерений не должно превышать 1°C в течение 5 мин.

Для ускорения градуировки телескопов с малоселективной оптической системой можно применить метод экстраполяции*. При этом

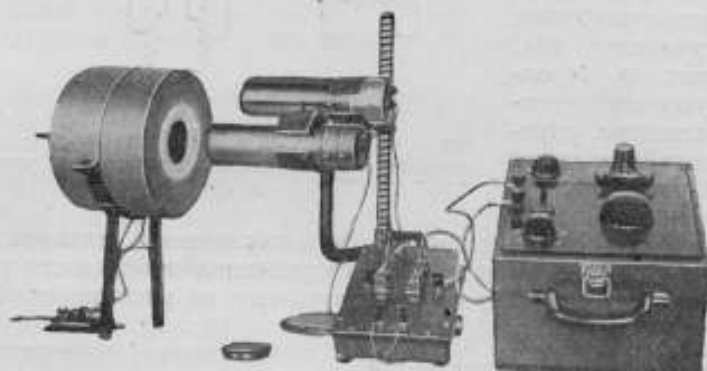


Рис. 3. Внешний вид установки по поверке радиационных пирометров методом сравнения.

методе модель черного тела нагревается до температуры верхнего предела измерения пирометра. Более низкие температуры воспроизводятся с помощью вращающихся секторных дисков, установленных перед моделью черного тела.

Периодическую поверку телескопов, как показала практика, можно проводить методом сравнения с однотипным телескопом, отградуированным по черному телу. В качестве излучателя в этом случае служит равномерно нагретая окисленная поверхность стального диска диаметром, равным диаметру отверстия модели черного тела; диск помещается, например, в торцевой части трубчатой электронагревательной печи с регулируемой температурой (рис. 3).

Во время градуировок и поверок температура корпуса не должна отклоняться от 20°C больше, чем на $\pm 5^\circ$. Выдержка обоих телескопов перед излучателем должна быть одинаковой и составлять от 10 сек. до 3 мин.

Наибольшая возможная погрешность градуировки телескопа (с учетом погрешности воспроизведения температуры моделью черного тела,

* Гордов А. Н., Рудная А. И., Ускоренный метод градуировки радиационных пирометров, «Измерительная техника», 1957 г., № 1.

погрешностей из-за неточности визирования и из-за отклонения температуры корпуса телескопа на $\pm 5^\circ$ от нормальной) составляет $\pm 3,2^\circ$.

При градуировке пирометров по черному телу необходимо оценивать следующие дополнительные погрешности: от изменения расстояния между телескопом и излучателем, от изменения направления визирования телескопа с горизонтального на вертикальное, или наоборот, и от значительных изменений температуры корпуса.

Погрешность, связанная с изменением расстояния, обусловлена поглощением радиации средой и изменением условий теплообмена между телескопом и излучателем. Погрешность от изменения направления визирования телескопа вызывается попаданием в той или иной мере в телескоп конвективных потоков воздуха и изменением температурного поля термодатчика. Погрешность от изменений температуры корпуса связана с изменением количества поглощенной пирометром лучистой энергии при одной и той же температуре излучателя и с изменением лучистого теплообмена, между стенками телескопа и термодатчиком. Нами проведена оценка дополнительных погрешностей пирометра РПЗ-3.

Приближение телескопа к излучателю на каждые 10 см в пределах расстояния вызывает увеличение показаний на $2,5^\circ$. Изменение направления телескопа с горизонтального на вертикальное (при визировании сверху вниз) приводит к увеличению показаний. Величина дополнительной погрешности равна $+10^\circ$ на нижнем и $+20^\circ$ на верхнем пределах измерений. Повышение температуры корпуса влечет за собой понижение показаний пирометра. Изменение температуры корпуса на $\pm 10^\circ$ приводит к погрешностям на нижнем и верхнем пределах измерений, соответственно равным $\pm 5^\circ$ и $\pm 1^\circ$.

При использовании пирометра в условиях, отличных от градуировочных, указанные погрешности должны учитываться.

В Свердловском филиале ВНИИМ на основе разработанной методики и по описанному здесь излучателю осуществляется градуировка в интервале температур $100 \div 900^\circ\text{C}$ пирометров любой конструкции при угле раскрытия телескопа, не большем 17° . Кроме того, производится поверка пирометров РПЗ-3 и исследование их на стабильность показаний в зависимости от времени промышленной эксплуатации. На предприятиях поверка пирометров РПЗ-3 осуществляется методом сравнения с пирометром, поверенным по модели черного тела.

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ОДНОРОДНОСТИ ТЕРМОПАР ПРИ ТОЧНЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ

Известно, что всякое изменение градуировочной характеристики термопары при ее эксплуатации неразрывно связано с появлением неоднородности электродов и, следовательно, с потерей точности термопары как измерительного прибора. Переградуировка такой термопары принципиально не может восстановить ее точности, поэтому очень существенно иметь возможность своевременно поверить электроды термопары на однородность.

Методика поверки термопары при малом ее погружении (меньшем, чем при эксплуатации), предложенная и разработанная Н. Н. Эргардт, решает этот вопрос для технических термопар, т. е. для большинства практически важных случаев. Однако при применении термопар для точных измерений метод малого погружения нельзя считать вполне удовлетворительным. Точность термопары при индивидуальной градуировке в значительной степени определяется точностью этой градуировки. Погрешность градуировки термопар методом малого погружения больше погрешности обычной градуировки образцовых термопар в печах с равномерной температурой. Поэтому, если однородность точной термопары контролируется методом малого погружения, то предельно возможная ее погрешность возрастает.

Кроме того, метод малого погружения не применим, если с целью восстановления однородности термопары ее отжигают, что практикуется иногда и для технических платиnorodий-платиновых термопар.

Непосредственное измерение паразитных э. д. с., вызванных неоднородностью электродов, с помощью разного рода «точечных» печей также нельзя в настоящее время считать полностью разработанным, так как все эти методы обладают рядом недостатков: они слишком трудоемки, не дают достаточной точности, приводят к разрушению термопары или, наконец, обладают одновременно несколькими из указанных недостатков.

Таким образом, вопрос об определении неоднородности термопар при точных измерениях нельзя считать полностью решенным.

Ниже приводится методика измерения неоднородности термопар, предназначенная главным образом для эталонных и поверочных работ, но применимая и для других случаев. Отметим, что при точных измерениях участок термопары вблизи ее рабочего конца располагается обычно в зоне относительно однородной температуры, а большие градиенты температуры наблюдаются только на некотором расстоянии от спая.

Внешне, по расположению аппаратуры, новый метод несколько напоминает метод бесконтактной «точечной» печи. Однако в этом случае вместо «точечной» печи применяется достаточно длинная трубчатая печь малого диаметра, желательнее с возможно большим участком равномерной температуры. Изучаемый термоэлектрод, бывший в употреблении, пропускают сквозь эту печь, после чего измеряют э. д. с. между его термостатирован-

ными концами. Электрод при измерении должен быть установлен в печи неподвижно таким образом, чтобы все участки проволоки, находившиеся при эксплуатации в области больших градиентов температуры, располагались теперь в области достаточно однородной температуры. При этом из печи (из области однородной температуры) должны выступать: с одной стороны — свободный конец термопары, не подвергавшийся при эксплуатации действию высоких температур, с другой — рабочий конец термопары, подвергавшийся прежде воздействию наиболее высокой температуры, приблизительно одинаковой вдоль всей длины выступающей теперь части электрода.

При таком расположении электрода в печи развиваемая им э. д. с. неоднородности определяется только свойствами двух его концов, выступающих из области однородной температуры испытательной печи. Термоэлектродные свойства одного конца остались такими же, какие были у испытуемого электрода до его эксплуатации, у другого — термоэлектрические свойства наиболее отличаются от первоначальных. Измеряемая в этих условиях э. д. с. неоднородности представляет собой максимальное изменение э. д. с. термопары с испытуемым электродом, которое может возникнуть вследствие его неоднородности при изменении глубины погружения термопары.

Таким образом, по предлагаемому методу измеряется максимальная погрешность, которая может возникнуть вследствие неоднородности изучаемого электрода. Изменение градуировки рабочего конца термопары измеряется при этом не как разность двух значений градуировки, как обычно, а непосредственно, благодаря чему повышается точность измерения этой величины и сильно снижаются требования к точности электрических измерений и к точности поддержания постоянства температуры испытательной печи.

Применимость предлагаемого метода зависит от условий предшествующей эксплуатации термопары. Э. д. с., измеренная этим методом, не будет равна максимальной возможной погрешности от неоднородности, если износ средней части электрода между рабочим и свободным концом больше износа рабочего конца; это может возникнуть, если при предшествующей эксплуатации нагрев средней части термопары систематически был значительно выше нагрева рабочего конца или если средняя часть была плохо защищена от загрязнений. Однако такие условия встречаются редко, особенно при точных измерениях.

Рассматриваемый метод предполагает, что неоднородность выступающей из испытательной печи части проволоки вблизи рабочего конца электрода не имеет значения. Это справедливо, если при дальнейшей эксплуатации участок проволоки вблизи рабочего конца будет находиться в области равномерной температуры, что обычно и имеет место и является необходимым условием точных измерений, в частности эталонных и поверочных работ. При технических измерениях разности температур вблизи рабочего конца в большинстве случаев так же значительно меньше, чем в месте выхода термопары из печи. Кроме того, при соблюдении этих условий во время предшествующей эксплуатации испытуемого электрода (независимо от последующей эксплуатации) можно ожидать сравнительно равномерного износа его участка вблизи рабочего конца и отсутствия в этом участке существенных местных неоднородностей. Сочетание этих двух обстоятельств позволяет считать несущественным влияние неоднородности участка электродов вблизи рабочего конца даже для большинства технических измерений.

То условие, что участок электрода вблизи рабочего конца не проходит испытания, может, с одной стороны, в некоторых случаях ограничить применимость метода, и с другой — обуславливает определенные размеры и расположение испытательной аппаратуры. Испытательная печь должна иметь малые внутренний и внешний диаметры, чтобы участок, в котором обеспечивается равномерная температура, подходил близко к торцу печи

и чтобы можно было близко к ней установить термостат малого размера для поддержания температуры конца электрода.

Следует ожидать, что применительно к эталонным и поверочным работам, а также во многих других случаях при точных и технических измерениях, рассматриваемый метод позволит судить о максимальной возможной погрешности, вносимой неоднородностью электродов применяемых термопар.

Также целесообразно применять этот метод при испытаниях новых термоэлектродов на стабильность э. д. с. Испытуемый электрод одним участком погружается в печь, где создаются необходимые для испытания условия, а другой участок электрода остается снаружи. После выдерживания электрода в таком положении в течение требуемого времени его извлекают из печи и по описанной выше методике производят измерения э. д. с., возникающей между участками проволоки, подвергшимися и не подвергавшимся испытанию. Такое непосредственное определение изменения э. д. с. электрода после испытания значительно легче может обеспечить требуемую точность, чем обычно применяемые методы.

НЕКОТОРЫЕ ДАННЫЕ О СТАБИЛЬНОСТИ ПЛАТИНОРОДИЙ-ПЛАТИНОВЫХ ТЕРМОПАР

Наиболее точные измерения температуры в промышленности в области 300—1600° С производятся платинородий-платиновыми термопарами. При своевременной и правильно проведенной поверке рабочие платинородий-платиновые термопары обеспечивают предельную погрешность измерения температуры в интервале 300 ÷ 1100° С порядка $\pm 1 \div \pm 2^\circ \text{С}$ [1], а в интервале 1100 ÷ 1600° С порядка $\pm 10 \div \pm 12^\circ \text{С}$ (в указанные погрешности не входит погрешность измерительного прибора).

Приведенные величины погрешностей действительны лишь при условии, что в процессе эксплуатации не происходит изменения термоэлектрических свойств электродов термопары. Практика же показывает, что в процессе работы в результате воздействия высоких температур, окружающей среды и неизбежного загрязнения, возникает неоднородность электродов, вследствие чего электроды термопары меняют свои термоэлектрические характеристики. При этом изменяется начальная градуировочная характеристика термопары и увеличивается погрешность измерения температуры.

Хотя лаборатория высоких температур ВНИИМ и не ставила задачи исследования стабильности рабочих платинородий-платиновых термопар, но некоторые данные были получены из наблюдений за состоянием образцовых термопар 1-го разряда, изготовленных и градуированных во ВНИИМ в 1954 г. Принимая во внимание важность данного вопроса, мы и сообщаем здесь эти результаты.

В приводимых ниже данных термопары, изготовленные из платины, чистота которой характеризуется отношением $\frac{R_{100}}{R_0} > 1,392$, обозначены индексом СЭ и Б. Платинородий этих термопар (90% Pt и 10% Rh) изготовлен на основе той же платины. Термопары, изготовленные из платины, характеризующейся отношением $\frac{R_{100}}{R_0} = 1,391_8$, и платинородия с содержанием 9,98% родия на основе этой же платины, обозначены индексом СЛ.

Градуировка термопар производилась во ВНИИМ в 1954 г. эталонным методом по температурам затвердевания металлов с погрешностями, приведенными в табл. 1.

При градуировке электроды термопар были армированы кварцем, при эксплуатации — кварцем или фарфором. Градуировка термопар и поверка их на стабильность осуществляются в печах с рабочим пространством, ограниченным фарфоровой трубой.

В течение 1955 и 1956 гг. часть термопар поступила во ВНИИМ для переградуировки. При этом оказалось, что квадратичные погрешности градуировки несколько возросли, как можно видеть из сопоставления

Таблица 1

Температура затвердевания металлов t , °C	419,6	630,5	1083,1
Квадратичная погрешность ряда измерений σ , °C	$\pm 0,08$	$\pm 0,09$	$\pm 0,10$
Квадратичная погрешность результата измерений с учетом ограниченного числа их ($n > 4$) s , °C	$\pm 0,04$	$\pm 0,05$	$\pm 0,06$

табл. 1 и 2. В табл. 2 приведены результаты статической обработки данных вторичной градуировки термомпар.

Таблица 2

Температура затвердевания металлов t , °C	419,6	630,5	1083,1
Квадратичная погрешность ряда измерений σ , °C	$\pm 0,10$	$\pm 0,10$	$\pm 0,15$
Квадратичная погрешность результата измерений с учетом ограниченного числа их ($n > 4$) s , °C	$\pm 0,06$	$\pm 0,06$	$\pm 0,09$

Как известно [2], при первичной градуировке образцовых термомпар 1-го разряда эталонным методом производится проверка стабильности их т. э. д. с. (неоднородности их термоэлектродов) путем взаимного сличения т. э. д. с. нескольких термомпар в горизонтальной печи. Температурное поле применяемой горизонтальной печи существенно отличается от температурных полей шахтных печей, используемых при градуировке образцовых термомпар по металлам. Градулируемой термомпаре присваивается 1-й разряд лишь в том случае, если величина т. э. д. с., измеренная при градуировке по металлам, не отличается от величины т. э. д. с., полученной сличением, более чем на 2—3 мкв (погрешность определения т. э. д. с. термомпары методом сличения). При повторных градуировках образцовых термомпар также проводился контроль однородности их термоэлектродов взаимным сличением т. э. д. с. термомпар. Оказалось, что после вторичной градуировки для большинства термомпар величина т. э. д. с., определенная при градуировке по металлам, отличается от величины т. э. д. с., полученной сличением при температуре около 1100° C, на 4—5 мкв.

Следовательно, увеличение погрешности градуировки образцовых термомпар объясняется тем, что их рабочий участок стал менее однородным.

Исследованные нами образцовые термомпары 1-го разряда во время эксплуатации находились в самых различных условиях в течение 1—3 лет. Проанализируем сохранность их градуировки. В табл. 3 приведены результаты первичной градуировки термомпар и изменение ее при повторных градуировках.

К сожалению, не представлялось возможным точно установить количество часов работы каждой термомпары. Известно, что в ряде лабораторий термомпары используются исключительно для поверки образцовых термомпар 2-го разряда. В некоторых контрольных лабораториях и в институтах этими термомпарами пользуются только изредка. Во ВНИИМ в течение года образцовые термомпары 1-го разряда получают тепловую нагрузку порядка 130—150 час. каждая. Однако, несмотря на различные условия и длительность эксплуатации, у 44 из 51 термомпары, за которыми велось наблюдение (см. табл. 3), изменение градуировочных характеристик

Таблица 3

№ п/п	Принадлежность	№ территории	Реперные точки											
			fZn = 419,6					fSb = 830,5					fCa = 1(63,4)	
			1954	1955	1956	1954	1955	1956	1954	1955	1956	1956		
Изменение т. э. д. с. в мкм по отношению к 1954 г.														
1	ВНИИМ	СЗ-1	3,442	0	0	5,545	-1	10,559	+1	10,559	+5			
2	ВНИИМ	СЗ-2	3,442	+1	0	5,546	0	10,559	+1	10,559	+1			
3	Горьковская ГКЛ	СЗ-3	3,444	-5	-5	5,546	-4	10,565	-2	10,565	-4			
4	ХГИМИП	СЗ-4	3,444	0	-1	5,548	+2	10,569	+1	10,569	+1			
5	Свердловский филиал ВНИИМ	СЗ-5	3,443	-3	-2	5,548	-6	10,568	-10	10,568	-2			
6	Львовская ГКЛ	СЗ-9	3,443	0	0	5,544	+3	10,563	+3	10,563	-			
7	Свердловский филиал ВНИИМ	СЗ-10	3,443	-	-2	5,546	-	10,562	-	10,562	-2			
8	ХГИМИП	СЗ-11	3,443	0	0	5,547	+1	10,564	+3	10,564	+2			
9	Куйбышевская ГКЛ	СЗ-12	3,442	+1	-	5,548	-3	10,565	-13	10,565	-			
10	Львовская ГКЛ	СЗ-13	3,444	0	-	5,548	+1	10,568	+3	10,568	-			
11	Киевская ГКЛ	СЗ-15	3,443	-2	-	5,547	+1	10,566	+3	10,566	-			
12	Ростовская ГКЛ	СЗ-16	3,443	-	0	5,548	-	10,566	+3	10,566	-2			
13	Азербайджанская ГКЛ	СЗ-18	3,444	-5	-	5,548	-5	10,573	-11	10,573	-			
14	Кировская ГКЛ	СЗ-19	3,444	0	-	5,546	+2	10,564	-1	10,564	-			
15	Минская ГКЛ	СЗ-20	3,443	0	-3	5,546	+2	10,564	-1	10,564	+3			
16	Кемеровская ГКЛ	СЗ-21	3,444	0	-	5,546	+1	10,568	+5	10,568	-			
17	Краснодарская ГКЛ	СЗ-22	3,444	-	-1	5,546	-	10,561	-	10,561	-4			
18	Свердловский филиал ВНИИМ	СЗ-23	3,444	-1	-1	5,547	0	10,564	-4	10,564	-2			
19	Грузинская ГКЛ	СЗ-24	3,443	0	-	5,545	+1	10,560	+4	10,560	-			
20	Ивановская ГКЛ	СЗ-25	3,443	0	0	5,546	0	10,561	+4	10,561	+5			
21	Латвийская ГКЛ	СЗ-27	3,443	-	-1	5,548	-	10,567	-4	10,567	+1			
22	НГИМИП	СЗ-31	3,441	0	-	5,543	+1	10,556	+9	10,556	+1			
23	НГИМИП	СЗ-32	3,443	0	0	5,545	+4	10,562	-2	10,562	+3			
24	Калужская ГКЛ	СЗ-33	-	3,441	0	-	5,544	5,544	10,558	10,558	+7			
25	Ленинградская ГКЛ	СЗ-36	3,441	+1	-1	5,544	-1	10,549	+3	10,549	+3			

№ п/п	Принадлежность	№ термопары	Реперные точки										
			t _{Zn} = 416,6					t _{Sb} = 630,5					t _{Cu} = 1083,1
			1964	1955	1956	1964	1955	1956	1964	1955	1956	1964	1955
26	Ленинградская ГКЛ	СЭ-37	3,442	+1	-1	5,542	+3	0	10,545	-4	1956	1956	1956
27	ВНИИМ	СЭ-40	-	3,440	-5	-	5,545	+4	-	10,564	0	1956	1956
28	Ленинградская ГКЛ	СЭ-41	3,442	0	0	5,544	0	-3	10,550	+6	1956	1956	1956
29	Удмуртская ГКЛ	СЭ-42	-	3,443	-2	-	5,544	-1	-	10,545	-2	1956	1956
30	ВНИИК	СЭ-43	-	3,443	-2	-	5,544	-1	-	10,552	-2	1956	1956
31	Челябинская ГКЛ	СЭ-45	-	3,442	+3	-	5,543	+7	-	10,557	+13	1956	1956
32	ВНИИМ	СЭ-49	3,443	+1	+1	5,548	+2	+1	10,568	+4	1956	1956	1956
33	ВНИИМ	СЭ-54	3,444	0	0	5,548	+2	0	10,568	+2	1956	1956	1956
34	ВНИИМ	СЭ-55	3,444	0	0	5,549	-3	-2	10,564	+4	1956	1956	1956
35	Пензенская ГКЛ	СЭ-57	-	3,444	0	-	5,548	0	-	10,561	+3	1956	1956
36	Воронежская ГКЛ	СЭ-58	-	3,444	0	-	5,549	-1	-	10,558	0	1956	1956
37	Свердловский филиал ВНИИМ	СЭ-59	-	3,444	0	-	5,548	0	-	10,558	+8	1956	1956
38	Кировская ГКЛ	СЭ-61	-	3,445	-1	-	5,548	-1	-	10,565	+1	1956	1956
39	Тульская ГКЛ	СЭ-64	-	3,442	0	-	5,544	0	-	10,555	+6	1956	1956
40	ХГИМИП	СЭ-65	-	3,444	-2	-	5,546	0	-	10,553	0	1956	1956
41	Казанская ГКЛ	СЭ-66	-	3,443	0	-	5,546	0	-	10,554	-6	1956	1956
42	ВНИИК	СЭ-67	-	3,444	-1	-	5,547	-2	-	10,556	-2	1956	1956
43	Омская ГКЛ	СЭ-72	-	3,444	-1	-	5,548	-1	-	10,561	+5	1956	1956
44	Саратовская ГКЛ	СЭ-85	-	3,445	-2	-	5,550	-3	-	10,561	-1	1956	1956
45	Ярославская ГКЛ	СЭ-86	-	3,444	+1	-	5,548	0	-	10,559	+11	1956	1956
46	ВНИИК	СЭ-87	-	3,444	0	-	5,548	-1	-	10,561	0	1956	1956
47	Свердловский филиал ВНИИМ	Б-6	-	3,436	0	-	5,536	0	-	10,548	+3	1956	1956
48	Свердловский филиал ВНИИМ	2-54с	3,443	0	+1	5,547	+2	0	10,552	+17	1956	1956	1956
49	ВНИИМ	СЛ-1	3,429	0	0	5,531	-2	0	10,561	0	1956	1956	1956
50	ВНИИМ	СЛ-2	3,429	+1	+1	5,532	-1	-1	10,560	-3	1956	1956	1956
51	ВНИИМ	СЛ-3	3,430	0,0	0	5,531	-2	0,0	10,560	-5	1956	1956	1956

в течение 2—3 лет не превышает 6 *мкв* при температуре затвердевания меди. Изменение градуировки в указанных пределах произошло, по-видимому, вследствие неоднородности электродов, о чем свидетельствуют возросшие разности между результатами градуировок, полученными в шахтных и горизонтальных печах. Согласно инструкции 161-54 изменения градуировочных характеристик образцовых термомпар 1-го разряда в течение одного года не должны превышать 10 *мкв* при температуре 1100° С.

Таким образом, платинородий-платиновые термомпары, изготовленные из материалов повышенной чистоты, как правило, могут служить в качестве образцовых термомпар 1-го разряда в области температур 300 ÷ ÷ 1100° С в течение трех лет без существенного изменения градуировочной характеристики. Контрольные поверки термомпар достаточно производить один раз в год.

ЛИТЕРАТУРА

1. Методы измерения температуры в промышленности, под ред. А. Н. Гордова, Металлургиздат, М., 1952.
2. Эргардт Н. Н., «Измерительная техника», № 2, 1956.

А. Н. Гордов, Г. А. Крахмальникова, Н. Н. Эргардт

ГОРИЗОНТАЛЬНАЯ ПЕЧЬ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ТЕМПЕРАТУР ДО 1500° С В ВОЗДУШНОМ РАБОЧЕМ ПРОСТРАНСТВЕ

Измерение температур расплавленных металлов, в частности стали (1500—1600° С), производится в основном платинородий-платиновыми термопарами. Градуировка рабочих термопар, применяемых для этой цели, до 1300° С осуществляется с помощью платинородий-платиновых термопар 2-го разряда. Величина т. э. д. с. рабочих платинородий-платиновых термопар при температурах выше 1100° С определяется экстраполяцией по квадратичной формуле, что увеличивает погрешность их градуировки в области 1300 ÷ 1600° С до $\pm 4 \div \pm 6^\circ \text{С}$. Погрешность измерения температур в интервале 1300 ÷ 1600° С этими термопарами составляет $\pm 10 \div \pm 12^\circ \text{С}$, что не удовлетворяет требованиям промышленности, особенно при выпуске специальных высоколегированных сталей.

Осуществление непосредственной градуировки рабочих платинородий-платиновых термопар до 1500° С затруднялось до сего времени из-за отсутствия печей, удовлетворяющих требованиям инструкции по поверке рабочих термопар № 163-54. В связи с этим ВНИИМ поставил перед собой задачу создания горизонтальной печи, обеспечивающей температуру рабочего пространства до 1500° С и могущей служить для градуировки термопар методом сличения.

К нагревательной печи для градуировки термопар из благородных металлов предъявляются следующие основные требования.

1. Рабочее пространство печи должно быть изолировано от металлических загрязнений как в холодном, так и в нагретом состоянии.
2. Керамика, создающая рабочее пространство, не должна загрязнять электродов термопар и должна быть возможно менее газопроницаемой.
3. Температура рабочего пространства печи должна плавно регулироваться в пределах 300 ÷ 1500° С.
4. В центральной части рабочего пространства должен быть участок с равномерной температурой ($\pm 5^\circ \text{С}$), протяженностью не менее 6 см.
5. Внутри рабочего пространства должна быть окислительная или нейтральная атмосфера.

Конструкция описываемой печи предложена А. Н. Гордовым и Г. С. Поповым. Разработка конструкции производилась КБ ВНИИМ. Доработка конструкции в процессе изготовления печи и испытания вспомогательных устройств осуществлялись Г. А. Крахмальниковой. Испытания печи на пригодность для градуировки рабочих платинородий-платиновых термопар выполнялись Н. Н. Эргардт. Работа проводилась под общим руководством А. Н. Гордова.

Конструкция печи

Схематическое устройство печи представлено на рис. 1. Основу ее составляют две коаксиально расположенные трубы из огнеупорного материала. Внутренняя труба, являющаяся рабочей камерой, изготовлена

из окиси алюминия. Наружная труба 2 изготовлена из окиси бериллия и несет на себе нагревательную обмотку 3. Последняя выполнена из молибденовой проволоки сечением около $2,0 \text{ мм}^2$. Мощность нагревателя 5 квт. Питание печи производится от сети переменного тока напряжением 220 в с регулировкой, позволяющей плавно изменять температуру рабочего пространства.

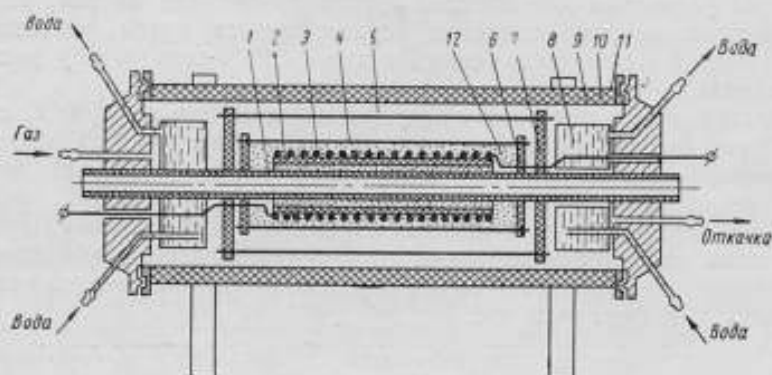


Рис. 1. Схема печи для проверки термомпар до 1500°C .

Концентрично нагревателю установлены два цилиндрических стальных экрана 4, 5. Центрировка продольных экранов осуществляется дисками (6 и 7) из окиси алюминия. Охлаждение уплотнений на концах

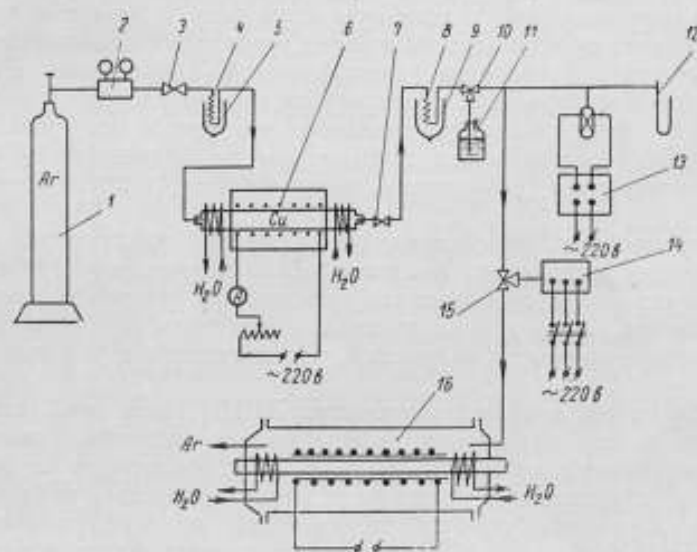


Рис. 2. Схема питания установки для проверки термомпар до 1500°C :

1 — баллон с техническим аргонном; 2 — редуктор; 3 и 7 — краны проходные; 4 и 5 — амески, в которых предусмотрены конденсационные карманы для паров воды; 6 и 9 — сосуды Дьюара с сухим льдом; 6 — герметичная печь с медной стружкой; 10 и 13 — краны трехходовые; 11 — силника Дрек-сея с пирогаллалом для контроля чистоты аргона; 12 — ртутный мановакуумметр; 13 — термомпарный вакуумметр типа ВТ-2; 14 — форвакуумный насос; 16 — печь, на 1500°C .

рабочей камеры производится двумя холодильниками 8. Пространство между трубой 1 и экраном 4 заполнено теплоизолирующим материалом 12 (окись алюминия). Наружная оболочка печи изготовлена из стальной трубы 9, поверх которой намотан асбестовый шнур 10, закрытый стальным кожухом 11. Поскольку нагревательная обмотка печи изготовлена из молибдена, окисляющегося при нагреве, то она вместе со стальными экранами помещена в герметической корпус и работает в атмосфере

инертного газа (аргона), подаваемого под избыточным давлением в 0,02 *ати*.

В связи с тем, что для заполнения печи применяется технический аргон, содержащий влагу и кислород, окисляющие при нагреве экраны и обмотку печи, возникла необходимость в создании по возможности простой установки для очистки аргона от этих вредных примесей.

Схема установки для очистки аргона изображена на рис. 2.

Контроль работы установки осуществляется путем помещения за печью с медной стружкой склянки Дрекслея с 50%-ным по весу раствором пирогаллола.

Порядок пуска печи для градуировки термопар до 1500° С следующий. Перед пуском установки для очистки аргона (рис. 2) вся система откачивается форвакуумным насосом 14 через кран 15 до 0,1—0,15 мм рт. ст.; печь 6 с медной стружкой нагревается до 800° С, после чего медленным потоком аргон подается из баллона 1 в систему. Давление внутри печи доводится до избыточного, по крайней мере, в 0,02 *ати*, после чего начинается нагрев печи таким образом, чтобы она достигла температуры 1500° С в течение 2 час.

Испытание печи

Поверка рабочих термопар, согласно инструкции 163-54, производится в горизонтальной печи, обеспечивающей равенство температур рабочих концов поверяемых термопар в пределах десятых долей градуса, для осуществления чего колебания температуры в центре печи (± 3 см) не должны превышать $\pm 5^\circ$ С. Изоляция электродов и керамика не должны загрязнять платинородий-платиновую термопару в процессе поверки.

Для удовлетворения первого из этих требований с помощью платинородий-платиновой термопары, армированной кварцевыми соломками, было изучено распределение температуры внутри рабочего пространства исследуемой печи. Было установлено, что вдоль оси печи на расстоянии около 7 см колебания температуры не превышают $\pm 4^\circ$ С, что вполне удовлетворяет требованиям, предъявляемым к печам аналогичного типа.

Испытуемая печь использовалась также для градуировки термопар по оптическому пирометру. Большая длина рабочего пространства печи при малом его диаметре позволяет производить измерения температуры рабочих концов термопары оптическим пирометром без введения поправок на нечерноту полости излучения, что значительно упрощает процесс поверки.

В лаборатории высоких температур ВНИИМ эта печь использовалась также и при проведении работы по исследованию влияния материала армирующей керамики на т. э. д. с. электродов с различным процентным содержанием платины и родия. Известно, что работа платинородий-платиновых термопар в изоляции из окиси алюминия при температуре 1400° С около 12 час. вызывает изменение их градуировочных характеристик в пределах $4 \div 7^\circ$ С. Примененная в испытуемой печи керамика из окиси алюминия за время поверки термопар не вызывает существенного их загрязнения. Недостатком изделий из окиси алюминия является их плохая термостойкость. Однако плавная регулировка нагрева в испытуемой печи позволяет производить поверку без нарушения целостности трубы, образующей рабочее пространство печи.

На основании проведенных испытаний печи с воздушным рабочим пространством, нагреваемым до 1500° С, и ее эксплуатации в лаборатории высоких температур ВНИИМ можно сделать вывод, что печь с молибденовым нагревателем, находящимся в атмосфере очищенного аргона, может служить для градуировки рабочих платинородий-платиновых термопар до 1500° С. Печь может использоваться также для проведения различных исследований при высоких температурах.

А. И. Рудная, З. Д. Бострем

РАДИАЦИОННЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ В ИНТЕРВАЛЕ 100 ÷ 900° С

За последние годы в промышленности резко возросла необходимость в точном измерении температуры металлических поверхностей в интервале температур 100 ÷ 900° С бесконтактным методом.

При радиационном способе измерения температуры переход от указываемой пирометром температуры к истинной возможен лишь в случае, если известны суммарные коэффициенты излучения в нормальном направлении (измерения ведутся, как правило, в направлении, перпендикулярном к поверхности) и известны температурные пределы и условия, при которых они сохраняют постоянное значение.

Знание условий постоянства излучательной способности необходимо также и при градуировке пирометра по физическому телу (изделию или заготовке).

Определению суммарных коэффициентов излучения (с. к. и.) поверхностей посвящено довольно большое число работ.

Сводные данные величин с. к. и. (в нормальном направлении) различных материалов при различных температурах, полученных разными методами и приборами, приведены в работах Адамса, Михеева, Шмидта и Фуртмана [1, 2, 3]. Из более поздних работ следует отметить работу Гесса [4] по определению с. к. и. лаков и красок.

Однако имеющиеся в литературе сведения по излучательным способностям тел являются далеко не полными. Отсутствуют данные зависимости с. к. и. от времени нагрева; мало изучено влияние присадок к металлам и сплавам на излучательную способность поверхности; не указываются условия, при которых с. к. и. становятся однозначной функцией температуры, т. е. не зависящими от термических и иных воздействий, которым подвергается поверхность.

В настоящей работе изложены результаты исследований излучательной способности ряда материалов, а именно сталей различных марок и некоторых цветных металлов. Эти исследования проводились с целью выявления возможности применения радиационного метода измерения температуры в ряде необходимых для промышленности случаев.

Методика определения суммарных коэффициентов излучения поверхностей

Суммарный коэффициент излучения ϵ_2 связан с действительной температурой t (°С) и радиационной t_1 °С выражением

$$\epsilon_2 = \frac{(t_1 + 273)^4 - (t_2 + 273)^4}{(t + 273)^4 - (t_2 + 273)^4} \quad (1)$$

где t_2 — температура (°С) окружающей нагретое тело среды.

Наибольшая трудность при определении излучательной способности заключается в осуществлении равномерного нагрева испытуемого образца и в определении действительной температуры поверхности.

Из работ предшествующих исследований и предварительных наших исследований следовало, что наибольшая равномерность нагрева может быть достигнута с помощью печей сопротивлений.

Определение излучательной способности металлических поверхностей производилось нами на установке, схематически представленной на рис. 1. Установка состоит из электронагревательной печи 1, термопары 8, термостата 7, телескопа радиационного пирометра 4, двухпозиционного переключателя 5 и компенсатора 6.

В печи установлен массивный никелевый блок 2, имеющий в торце с наружной стороны выточку, в которую помещается образец исследуемого металла. С помощью этого блока обеспечивается равномерный нагрев образца 3.

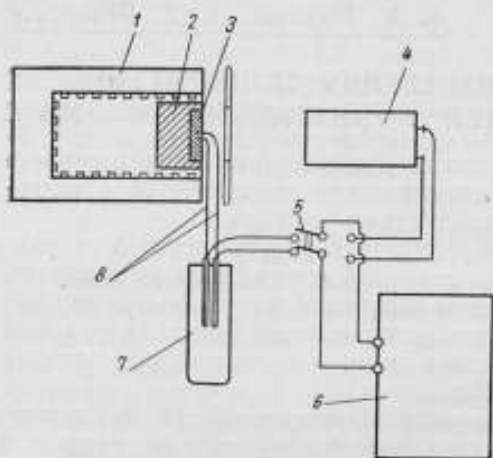


Рис. 1. Схема установки для определения излучательной способности поверхностей.

рительно шлифованную, полированную, окисленную при определенной температуре. Радиационная температура измерялась с помощью радиационного пирометра типа РПЗ-3 с золоченым зеркалом (см. статью А. И. Рудной «Радиационный пирометр для измерения температуры, поверхностей в интервале $100 \div 900^\circ \text{C}$ », (стр. 108 настоящего сборника).

В качестве контрольного прибора применялся пирометр со стальным зеркалом. Измерение т. э. д. с. пирометра проводилось на компенсаторе 2-го класса.

Радиационные пирометры были отградуированы по модели черного тела по принятой методике.

Температура корпуса пирометров во время измерений выдерживалась равной $20 \pm 2^\circ \text{C}$. Регулирование температуры корпуса осуществлялось проточной водой с помощью термостата типа ТС-15 и начиналось за 15 мин. до измерений.

Температура образцов металла измерялась платинородий-платиновой термопарой с диаметрами электродов 0,1 мм, отградуированной по термопаре 1-го разряда. Измерение т. э. д. с. термопары осуществлялось на том же компенсаторе, в котором измерялась т. э. д. с. пирометров. Термопара устанавливалась в канале (диаметр 1,8 мм, глубина 15 мм), высверленном по радиусу параллельно испытуемой поверхности на расстоянии 3 мм от нее. Электроды термопар изолировались двухканальной фарфоровой трубкой диаметром 1,2 мм.

Для перехода от показаний термопары к действительной температуре поверхности металла необходимо учитывать наличие перепада температуры по толщине образца. Были определены градиенты температуры по образцу одной марки стали (50), и полученные результаты распространены на все исследуемые марки сталей. Величина градиентов Δt в зависимости от температуры образца представлена в табл. 1.

Диаметр испытуемых образцов выбран равным диаметру выходного отверстия модели черного тела, описанной в статье А. И. Рудной «Проверка радиационных пирометров в интервале $100 \div 900^\circ \text{C}$ » (стр. 80 настоящего сборника). При этом условии телескоп пирометра можно устанавливать на таком же расстоянии от печи, как и при градуировке по модели черного тела. Испытания проводились на достаточно толстых образцах (от 7 до 10 мм), что определялось необходимостью равномерного их нагрева.

Испытуемые образцы имели

различную поверхность предва-

рированную, полированную, окис-

ленную при определенной

температуре. Радиационная

температура измерялась с

помощью радиационного

пирометра типа РПЗ-3 с

золоченым зеркалом (см.

статью А. И. Рудной «Ради-

Таблица 1

$t, ^\circ\text{C}$	300	400	500	600	700	800	900
$\Delta t, \frac{\text{град}}{\text{мм}}$	0,5	0,6	0,9	1,5	2,2	3,0	4,3

Было изучено также распределение температуры в образцах из цветных металлов. Температурный градиент в град/мм при температуре 700°C равен: у меди 0,2; у латуни марок Л62 и ЛО 70-1 0,4; у мельхиора 1,0; у никеля 1,2.

Оценка погрешности определения с. к. н. с использованием формулы (1) привела к выводу, что относительное значение наибольшей возможной погрешности $\left(\frac{\Delta s_{\text{н}}}{s_{\text{н}}}\right) \cdot 100\%$ определения с. к. н. составляет при температуре $300^\circ\text{C} \pm 2,3\%$, при $700^\circ\text{C} \pm 1,2$.

Суммарные коэффициенты излучения поверхностей

На рис. 2, 3, 4, 5 и 6 представлены результаты определений с. к. н. предварительно шлифованной поверхности сталей 50, 33ХНЗМА, 4Х8В2, ЭИ481, 1Х18Н9Т и цветных металлов и сплавов — меди М2, латуни ЛО 70-1, Л62, мельхиора и никеля — в зависимости от температуры

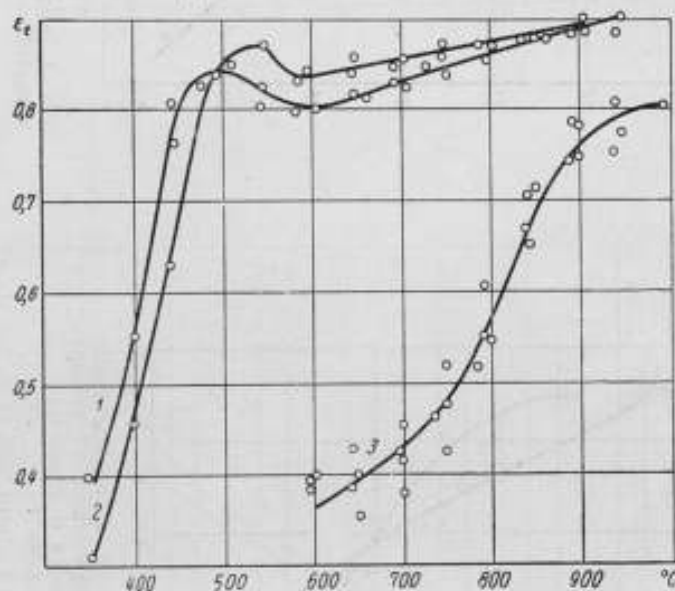


Рис. 2. Зависимость с. к. н. предварительно шлифованной поверхности сталей от температуры, повышающейся со скоростью 100 град./час.: 1 — ст. 50; 2 — 33ХНЗМА; 3 — 1Х18Н9Т.

в процессе их равномерного нагрева со скоростью 100 град/час, начиная от 20°C .

Каждая кривая является результатом трех независимых измерений. Как видно, с. к. н. углеродистой и малолегированной сталей, начиная с 400°C и выше, быстро возрастает, достигая максимума при 500°C . Затем с. к. н. убывает и вновь, начиная с 650°C , очень медленно возрастает. При температуре 900°C с. к. н. достигает значения, близкого к 0,9. Определение с. к. н. при температурах выше 800°C проводилось после удаления с поверхности легко отслаивающейся окалины.

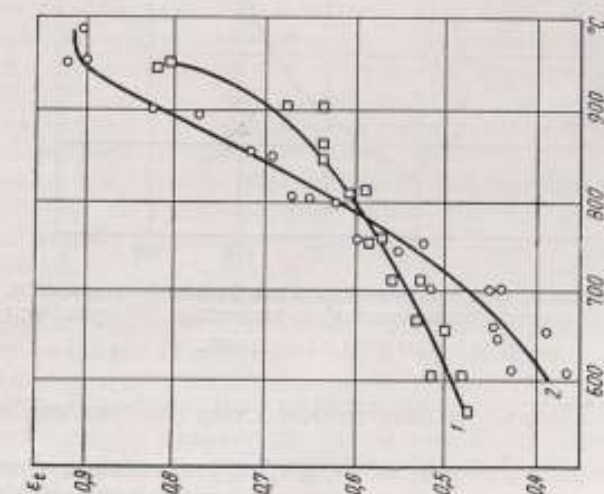


Рис. 3. Зависимость с. к. и. предварительно шлифованной поверхности сталей от температуры, повышающейся со скоростью 100 град./час.:
1 — 4Х8В2; 2 — 3Н481.

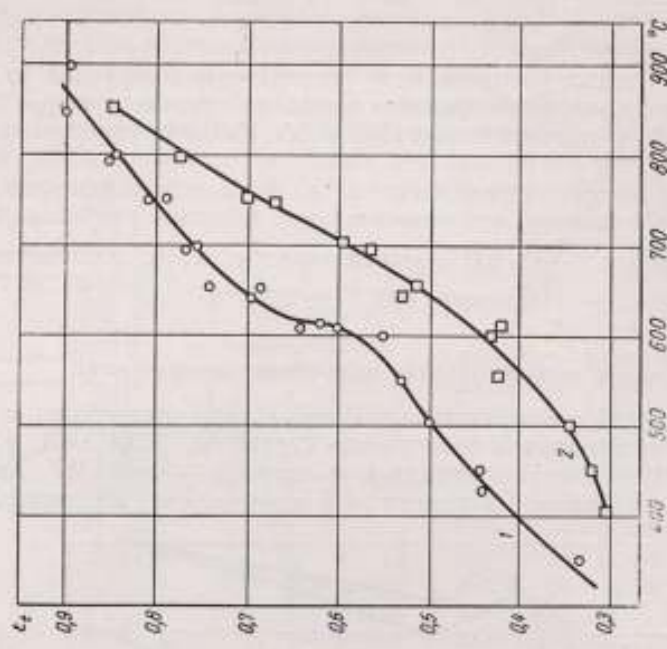


Рис. 4. Зависимость с. к. и. предварительно шлифованной поверхности меди и латуни от температуры, повышающейся со скоростью 100 град./час.:
1 — медь М2; 2 — латунь ЛЮ 70-1.

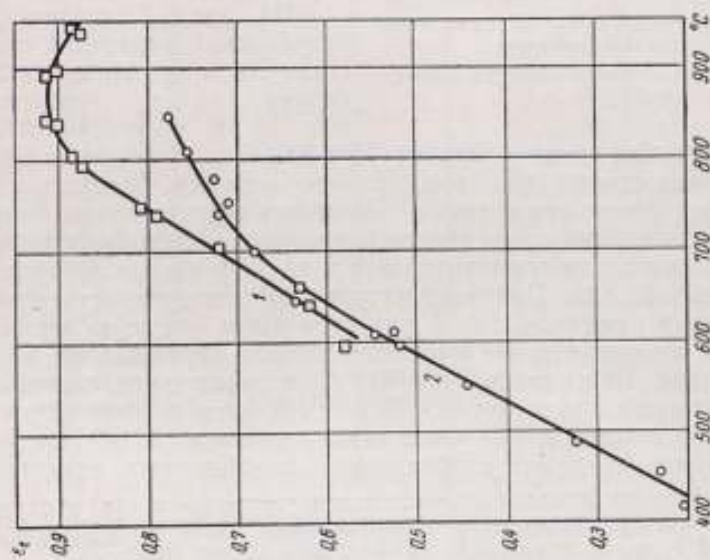


Рис. 5. Зависимость с. к. и. предварительно шлифованной поверхности латуни и свинца от температуры, повышающейся со скоростью 100 град./час.: 1 — медь; 2 — латунь 1662.

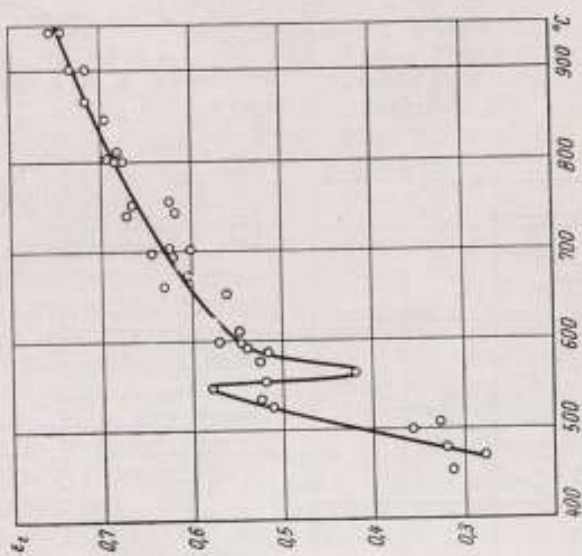


Рис. 6. Зависимость с. к. и. предварительно шлифованной поверхности никеля от температуры, повышающейся со скоростью 100 град./час.

С. к. и. высоколегированных сталей в отличие от с. к. и. сталей 50, 33ХНЗМА медленно повышаются вплоть до 700° С. Затем следует резкое повышение коэффициента, завершающееся его стабилизацией при 1000° С.

Зависимость с. к. и. поверхности цветных металлов и сплавов от равномерно повышающейся температуры своеобразна для каждого металла. У латуни с. к. и. монотонно увеличивается.

У меди имеет место резкое увеличение с. к. и. при 600° С. У никеля выявлено резкое уменьшение с. к. и. при 500° С и последующее увеличение при 507° С. (Аномальный характер изменения с. к. и. никеля впервые заметила Каганович [7]). У мельхиора монотонный рост с. к. и., наблюдающийся до 900° С, сменяется понижением при более высоких температурах.

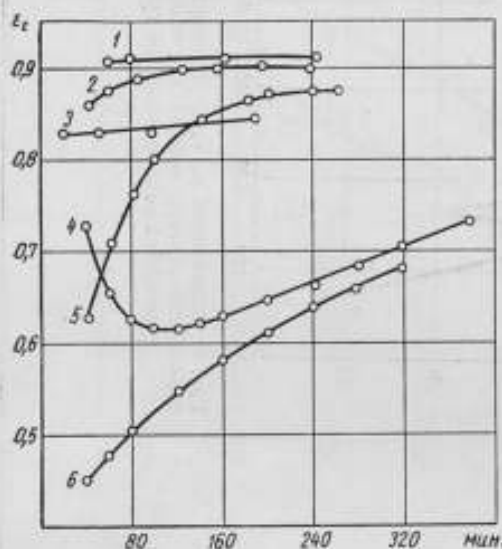


Рис. 7. Зависимость с. к. и. предварительно шлифованной поверхности стали 50 от времени нагрева при температурах:

1 — 800° С; 2 — 700° С; 3 — 500° С; 4 — 550° С; 5 — 600° С; 6 — 400° С.

растает с увеличением времени нагрева. При 500° С с. к. и. уже за первые 10 мин. нагрева достигает довольно высокого значения, близкого к 0,8, а с дальнейшим увеличением времени повышается незначительно. Поверхность покрывается тонким слоем окисла бурого цвета, состоящим из мельчайших частиц, плотно прилегающих друг к другу и придающих поверхности «бархатистый» вид. При температуре 550° С поверхность металла приобретает серый оттенок. С. к. и. при этом имеет меньшую величину, чем при 500° С, а с увеличением выдержки сначала резко падает, а затем вновь повышается. При температуре 600° С излучательная способность увеличивается так же, как и при 400° С, но с той лишь разницей, что уже после 4-часового нагрева имеет место стабилизация с. к. и. При более высоких температурах время стабилизации коэффициента значительно сокращается.

Полученные результаты подтверждают наличие аномального характера изменений с. к. и. стали 50, выявленного ранее (рис. 2).

Исследования излучательной способности стали 50 проведены также на образцах с полированной поверхностью. Характер изменения с. к. и. в зависимости от времени нагрева полированной и шероховатой поверхностей одинаков, однако возрастание с. к. и. при температурах до 700° С протекает на полированных поверхностях медленнее. При температурах выше 700° С обработка поверхности уже не оказывает влияния на величину с. к. и.

Из приведенных результатов исследований видно что с. к. и. металлических поверхностей непостоянен и повышается преимущественно с ростом температуры и с увеличением времени нагрева.

Немонотонный характер изменения с. к. и. выявлен у углеродистой и малоуглеродистой сталей и у никеля.

Для выяснения влияния на излучательную способность поверхности отдельно как температуры, так и времени нагрева были определены с. к. и. ряда металлов и сплавов в зависимости от времени нагрева при постоянных значениях температуры.

На рис. 7 представлены результаты определений с. к. и. стали 50, проведенных на 2 образцах. При температуре 400° С с. к. и. монотонно воз-

Эксперименты по определению с. к. и. были проведены на малолегированных сталях 35ХМ; 18ХНВА; 33ХНЗМА и ШХ15ГС при 700°С. Испытанию подвергались два образца каждой марки. Результаты представлены на рис. 8. С. к. и. этих сталей принимает стабильное значение уже за первые 10—20 мин. нагрева, т. е. значительно быстрее, чем у углеродистых сталей. Быстрая стабилизация с. к. и. стали 33ХНЗМА была нами замечена ранее (рис. 2). Стабилизация с. к. и. стали достигается при температурах выше 600°С после появления на поверхности достаточно прочного слоя окислов (окалина) толщиной не менее 0,01 мм. Чем выше температура, тем скорее нарастает этот слой и наступает стабилизация с. к. и.

Результаты определения с. к. и. шлифованной поверхности и высоколегированных сталей 4Х8В2, 1Х18Н9Т, ЭИ481 при ряде постоянных температур (зависимость с. к. и. от времени нагрева) представлены на рис. 9, 10, 11. Образец каждой марки испытывался трикратно. Стабилизация с. к. и. наступает при температурах выше 900°С в течение первого часа нагрева. Величина с. к. и. достигает значений 0,90—0,95.

Рис. 8. Зависимость с. к. и. предварительно шлифованной поверхности малолегированных сталей от времени нагрева при 700°С.

Условные обозначения: ● — 35ХМ; □ — 18ХНВА; × — 33ХНЗМА; ○ — ШХ15ГС.

Результаты подобных экспериментов, проведенных с цветными металлами и сплавами — М2, Л62, ЛО 70-1, мельхиором представлены на рис. 12, 13, 14 и 15.

Нами также были изучены изменения с. к. и. окисленных поверхностей углеродистых и малолегированных сталей. В этом случае определение с. к. и. проводилось на образцах, у которых с. к. и. поверхности после предварительного нагрева при температурах выше 600°С достигали определенных и стабильных (при данной температуре независимых от времени нагрева) значений.

Полученные результаты представлены на рис. 16. Сопоставление данных рис. 16 и рис. 7 показывает, что с. к. и., определенные после нагрева до 800°С и последующего охлаждения, совпадают со стабилизированными значениями с. к. и., полученными при каждой данной температуре.

Рис. 9. Зависимость с. к. и. предварительно шлифованной поверхности стали 4Х8В2 от времени нагрева при температурах:

1 — 350°С; 2 — 900°С; 3 — 800°С.

Результаты измерений с. к. и. окисленных стальных поверхностей представлены в виде табл. 2.

Таблица 2

$t, ^\circ\text{C}$	300	400	500	600	700	800
ϵ_f	0,86	0,87	0,88	0,89	0,90	0,91

Поправки к показаниям радиационного пирометра в диапазоне 300 — 700° С, обусловленные нечерной поверхностью сталей, представленных на рис. 16, составляют 20—25°.

Уменьшение с. к. и. с понижением температуры наблюдается и у окисленных поверхностей латуни Л62, ЛО 70-1 и мельхиора (рис. 17, 18, 19). Определить с. к. и. окисленной поверхности меди с понижением температуры не удалось из-за разрушения окисла.

Разрушение окисла наблюдается также у латуни и мельхиора; однако это имеет место только при резком их охлаждении.

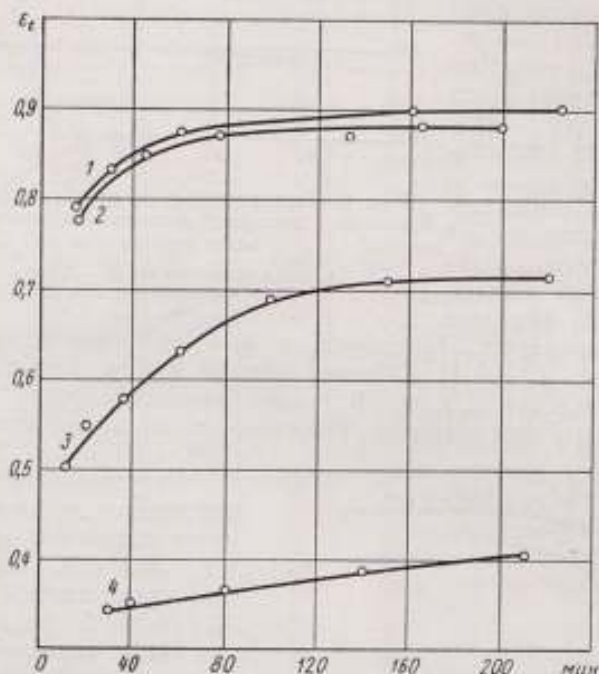


Рис. 10. Зависимость с. к. и. предварительно шлифованной поверхности стали 1Х18Н9Т от времени нагрева при температурах:

1 — 950° С; 2 — 900° С; 3 — 800° С; 4 — 700° С.

Как видно из результатов, представленных на рис. 12—15, 17—19, каждой температуре поверхности меди, латуни, мельхиора соответствует свое значение с. к. и. и при охлаждении поверхности с. к. и. не повторяет значений, достигнутых при первоначальном нагреве до данной температуры. Это затрудняет проведение измерений температуры радиационным методом и позволяет говорить лишь о возможности применения этого метода для контроля температуры деталей в серийном потоке при условии, если все детали после механической обработки нагревались в течение одного и того же времени.

Из полученных результатов наиболее ценным для практики измерения температуры радиационным методом является выявление особого характера стабилизации с. к. и. углеродистых и малолегированных сталей, у которых устанавливается однозначная и определенная зависимость с. к. и. от температуры. Это дает возможность проведения измерений температуры радиационным методом в промышленных условиях.

Очень важно оценить возможность применения радиационного метода измерений температуры листов в процессе прокатки и слитков после литья. Для этого проводились исследования излучательной способности образцов, поверхность которых была идентична поверхности изделия в процессе технологического нагрева.

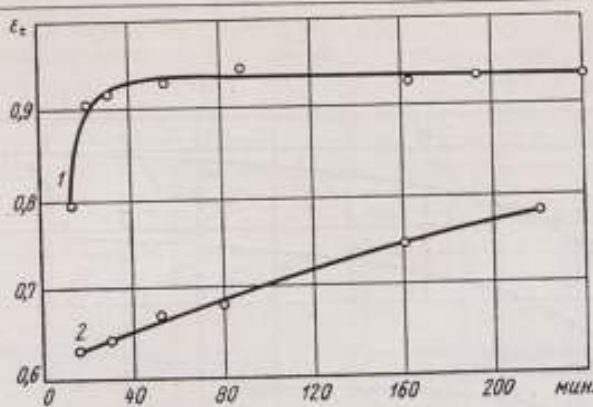


Рис. 11. Зависимость с. к. и. предварительно шлифованной поверхности стали ЭИ481 от времени нагрева при температурах: 1 — 900° С; 2 — 800° С.

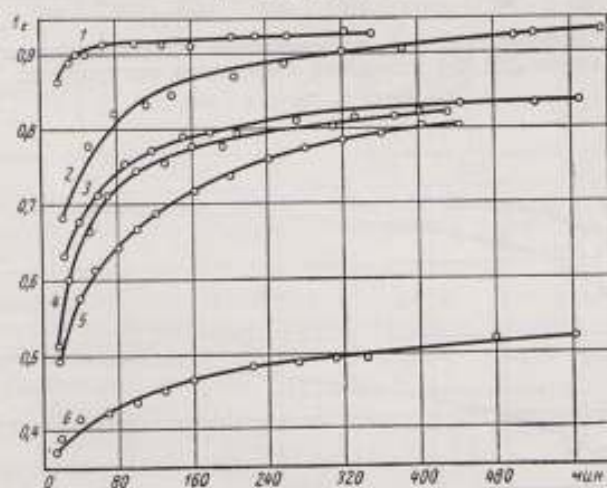


Рис. 12. Зависимость с. к. и. предварительно шлифованной поверхности меди М2 от времени нагрева при температурах: 1 — 800° С; 2 — 750° С; 3 — 700° С; 4 — 650° С; 5 — 620° С; 6 — 550° С.

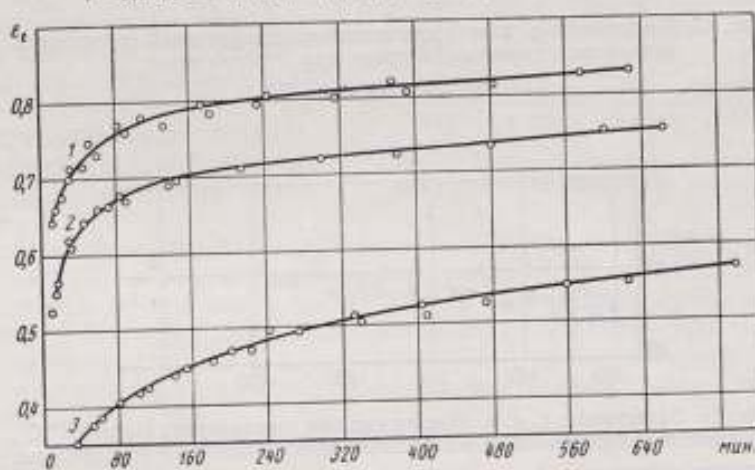


Рис. 13. Зависимость с. к. и. предварительно шлифованной поверхности латуни Л62 от времени нагрева при температурах: 1 — 750° С; 2 — 700° С; 3 — 550° С.

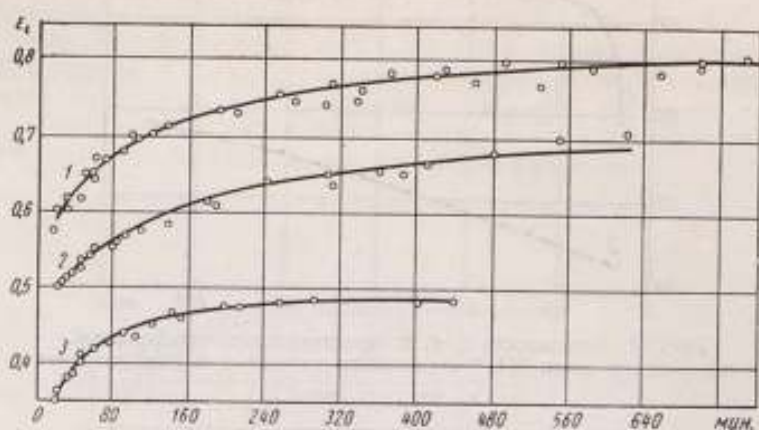


Рис. 14. Зависимость с. к. в. предварительно шлифованной поверхности латуни ЛО 70-1 от времени нагрева при температурах:
1 — 750° С; 2 — 700° С; 3 — 550° С.

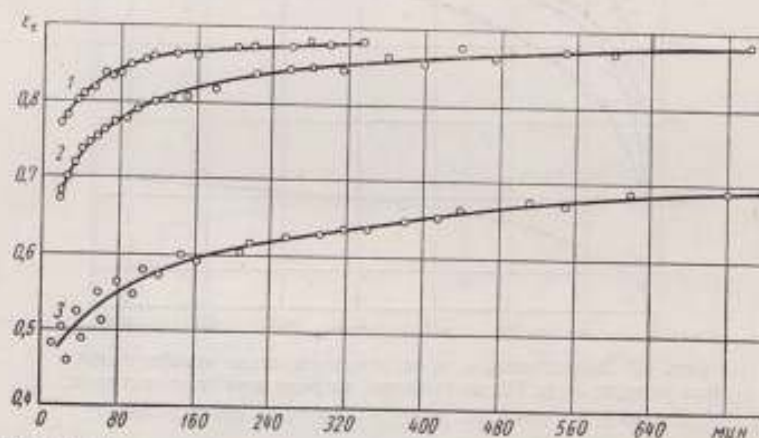


Рис. 15. Зависимость с. к. в. предварительно шлифованной поверхности мельхиора от времени нагрева при температурах:
1 — 750° С; 2 — 700° С; 3 — 650° С.

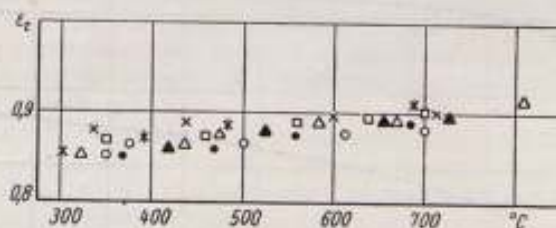


Рис. 16. Зависимость с. к. в. окисленных при температурах выше 600° С поверхностей углеродистых и малолегированных сталей от температуры.
Условные обозначения: Δ — сталь 50; * — сталь 15; ● — 35ХМ; □ — 18ХНВА;
× — 33ХНМА; ○ — ШХ15ГС; ▲ — динамная.

Для решения задачи — применения радиационного пирометра в условиях прокатного производства — проводились определения с. к. и. образцов, выполненных из заготовок, прошедших прокатку и затем охлажденных. В этом случае поверхность образца имела окисел, соответствующий температуре, задаваемой по технологии. Испытанию подвергались стали 15, 50, 7, Х05, 30Т. Полученные значения с. к. и. совпали со значениями, представленными в табл. 2.

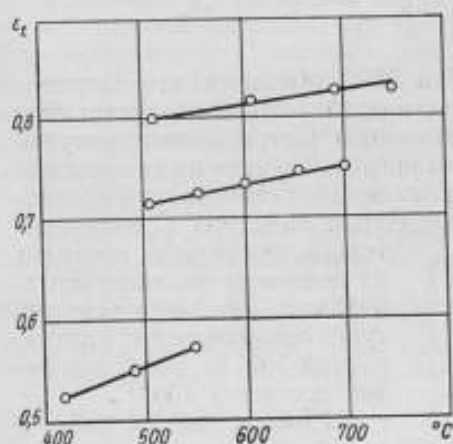


Рис. 17. Зависимость с. к. и. окисленной поверхности латуни Л62 от температуры.

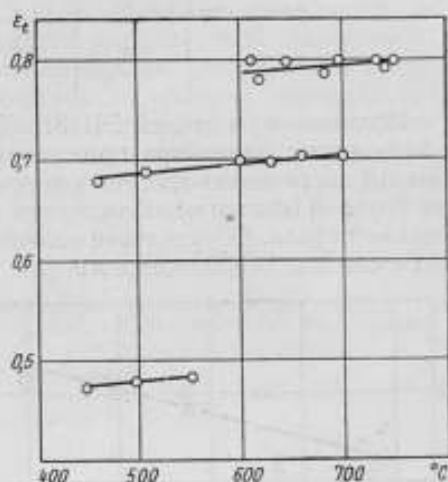


Рис. 18. Зависимость с. к. и. окисленной поверхности латуни ЛО 70-1 от температуры.

Для решения другой технической задачи — установления возможности применения радиационного пирометра для измерения температуры слитков во время высвобождения из изложниц — были проведены исследования излучательной способности литой поверхности.

Изложницы для получения промышленного слитка и миниатюрная изложница для получения образца одновременно наполнялись расплавленным металлом*.

Для получения поверхности слитка-образца, идентичной поверхности промышленного слитка, внутренние стенки изложниц обрабатывались одинаково. Образец в изложнице охлаждался до комнатной температуры.

Испытанию подвергались малолегированные стали 18ХНВА, 37ХНЗА, 36Г2С, 30ХГСА и высоколегированные стали Х25Т, ЭИ481, ЭИ72. Образцы из малолегированных сталей быстро нагревались до температуры, при которой освобождаются промышленные слитки (700 + 900°C) и затем охлаждались. Измерение с. к. и. проводилось при охлаждении образца. Результаты испытаний малолегированных сталей представлены на рис. 20 и в табл. 3.

Поправка к показаниям пирометра в диапазоне 500 — 900°C составит 40 + 20°C.

Поверхность образца, нагретого до 500°C (а равно поверхность после освобождения промышленного слитка при этой температуре), имеет низкий

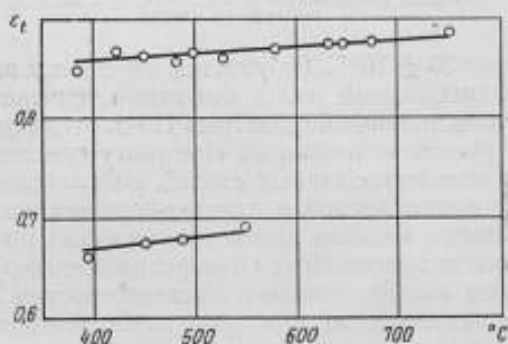


Рис. 19. Зависимость с. к. и. окисленной поверхности мельниора от температуры.

* Изготовление образцов проведено Златоустовским металлургическим заводом.

и нестабильный с. к. и. Для определения действительной температуры поверхности пирометром необходимо в его показания вводить поправку, доходящую до 60°C .

Таблица 3

$t, ^\circ\text{C}$	500	600	700	800	900
ϵ_t	0,8 ₃	0,8 ₄	0,8 ₅	0,9 ₀	0,9 ₂

Исследования сталей ЭИ481, Х25Т и ЭИ72 показали, что поправка к показаниям пирометра принимает значение $40 \pm 20^\circ\text{C}$ в случае, если образцы нагревались до температуры $900 \pm 1000^\circ\text{C}$, т. е. до температуры, при которой обычно освобождаются промышленные слитки из высоколегированной стали. Определение радиационным методом температуры поверхности слитка, освобожденного при температурах ниже 900°C , затруднительно, поскольку поправка на нечерноту является нестабильной. Так, при температуре освобождения слитка, равной 500°C , поправка может достигать 100°C .

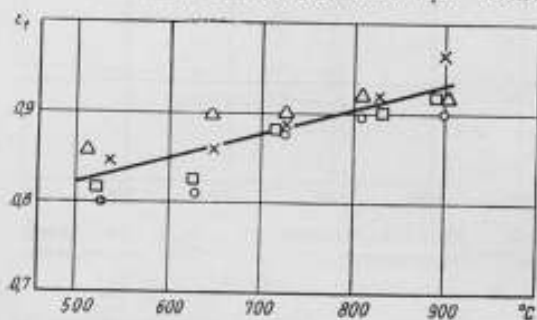


Рис. 20. С. к. и. литой поверхности сталей в зависимости от температуры.

Условные обозначения: Δ — 37ХН3А; \times — 30ХГСА; \square — 18ХНВА; \circ — 36Г2С.

Приведенные в табл. 3 значения с. к. и. несколько отличаются от значений с. к. и. табл. 2. Из этих данных следует, что поправка к показаниям пирометра, предназначенного для измерения температуры поверхности при прокатке и после литья в интервале $500 \pm 900^\circ\text{C}$, состав-

ляет $30 \pm 10^\circ\text{C}$. Результаты описанных исследований позволили применить радиационный метод измерения температуры в промышленных условиях. Радиационные пирометры РПЗ-3, отградуированные по черному излучателю с учетом поправки на нечерноту окисленных поверхностей углеродистых и малолегированных сталей, использованы: а) для уточнения технологии прокатки листов и для периодического контроля температуры прокатаемого металла при всех операциях прокатки на Северском металлургическом заводе; б) для измерения температуры стальных слитков на Уральском заводе тяжелого машиностроения и Златоустовском металлургическом заводе; в) для измерения температуры паровозных бандажей на Свердловском паровозоремонтном заводе [8], в колесных мастерских Свердловской ж. д., в вагонных мастерских ст. Свердловск-Сортировочная.

Кроме этого, пирометр использован в исследовательских отделах Уральского политехнического института и Уральского института металлов при изучении температурного режима охлаждения деталей, при измерении температуры бочек жестепрокатных валков и пр.

Предприятия, пользующиеся пирометрами РПЗ-3, ставят вопрос о серийном изготовлении телескопов как для стационарной их установки совместно с милливольтметрами или электронными потенциометрами, так и для использования их в качестве переносных совместно с милливольтметрами, укрепленными на держателе телескопов.

ВЫВОДЫ

1. Радиационный метод измерения температуры можно применять в случае, если известны с. к. и. поверхностей в зависимости от температуры и времени нагрева.

2. Лабораторные исследования и промышленные испытания показали возможность применения радиационного метода измерения температуры поверхностей изделий из углеродистых и малолегированных сталей в процессе прокатки, во время освобождения слитков из изложниц и нагрузки в нагревательные колодцы или печи, в процессе нагрева литых изделий (например, бандажей перед насадкой на колесные центры) и др.

3. Пирометр суммарной радиации можно применять: для изучения распределения температуры по поверхности изделий, как подвижных, так и неподвижных, например вращающихся валков, стенок печей и др.; для определения суммарных коэффициентов излучения поверхностей при температурах от 100 до 900° С и выше; для выявления физико-химических превращений, происходящих на поверхности в процессе ее нагрева, подобных превращениям, выявленным у сталей и никеля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Mc. Adams W., Heat Transmission, Ed. 2, 1942.
2. Михеев М. А., Основы теплопередачи, Госэнергоиздат, М.-Л., 1949.
3. Schmidt H. и Furthmann E., Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung zu Düsseldorf, Bd. 10, 1928, S. 225.
4. Hesse F. E., Instrumentation, v. 3, № 5, 1945.
5. Kabanowicz M., Lincei Rend Bd. 30 (2), № 5, 1921, S. 132—137.
6. Рудная А. И., «Техника железных дорог» № 6, 1953.

А. И. Рудная

РАДИАЦИОННЫЙ ПИРОМЕТР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТЕЙ В ИНТЕРВАЛЕ $100 \div 900^\circ \text{C}$

Металлургические, машиностроительные предприятия и предприятия ж.-д. транспорта нуждаются в измерениях температуры поверхностей в интервале $100 \div 900^\circ \text{C}$ стальных слитков, пакетов, балок, изложниц, паровозных бандажей и пр.

Измерение температуры поверхностей с помощью контактной термопары не приводит к удовлетворительным результатам из-за большой ее термической инерционности и ненадежности показаний, обусловленной непостоянством контакта рабочего спая с поверхностью. Встречаются серьезные затруднения при попытках применить контактную термопару для измерения температуры профильтрованных поверхностей (например, слитков) и движущихся поверхностей (например, валков, изделий на движущемся конвейере).

Нами разработан и исследован высокочувствительный быстродействующий радиационный пирометр, нашедший применение на многих предприятиях и в научно-исследовательских лабораториях для измерения температуры поверхностей окисленных стальных изделий в интервале $100 \div 900^\circ \text{C}$ и для определения излучательной способности металлических поверхностей.

Высокую чувствительность пирометра при малой интенсивности излучения в области температур $100 \div 900^\circ \text{C}$ удалось достигнуть путем тщательного подбора всех его параметров: длины телескопа, диаметров диафрагм, формы зеркальной поверхности, диаметра приемной пластинки, длины и материала термоэлектродов, числа термопар.

Расчет геометрических параметров телескопа

Основными элементами телескопа являются термоэлектрический приемник, металлическое зеркало и трубка (тубус) с диафрагмами.

Выбор размеров тубуса затрудняется необходимостью выполнения противоречивых требований. С одной стороны, угол раскрытия $4\theta_1$ (рис. 1) должен быть малым, с тем, чтобы полнее осуществить концентрацию энергии на приемной пластинке и уменьшить попадание в телескоп конвективных потоков воздуха. С другой стороны, этот угол должен быть достаточно большим, чтобы можно было достичь высокой чувствительности прибора при применении термоприемников больших размеров. Изготовление последних значительно проще.

В результате проведенного нами анализа оказалось, что наиболее приемлемыми размерами тубуса являются: длина — 200 мм и диаметр отверстий диафрагм не более 30 мм. Угол раскрытия в этом случае не превышает 17° , что дает возможность устанавливать телескоп на значительном расстоянии от излучателя.

В телескопе могут быть применены цилиндрические, конические, сферические и параболические зеркала. А. Н. Бойко в своих приборах для измерения температуры до 100°C использовал цилиндрические и конические зеркала [1].

Эти приборы из-за большого угла раскрытия необходимо очень близко подносить к объекту измерения. Во избежание перегрева корпуса при температурах излучателя выше 100°C целесообразно применить параболические или сферические зеркала.

Построением кружков наименьшего рассеяния для телескопов со сферическим и параболическим зеркалами нами выявлено, что параболическое зеркало не имеет преимуществ перед сферическим с точки зрения наилучшей концентрации энергии, излучаемой близко лежащими боль-

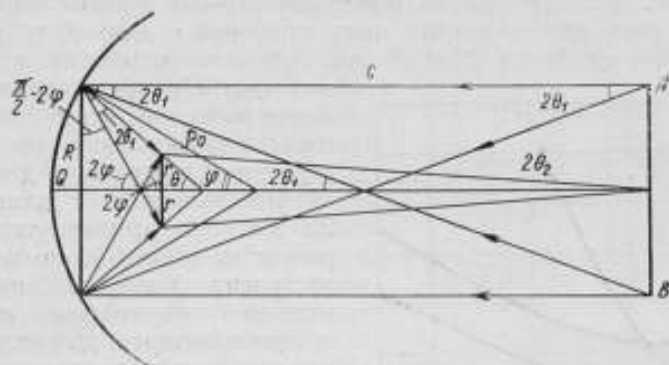


Рис. 1. Определение размеров кружка наименьшего рассеяния (наименьшего размера изображения).

шими телами. Изготовление сферических зеркал и расчет их параметров проще, чем параболических, поэтому в построенных нами приборах применяются зеркала сферической формы.

Для получения высокочувствительного пирометра с заданными размерами длины и диаметров диафрагм тубуса необходимо найти радиус кривизны зеркала, при котором радиус кружка наименьшего рассеяния имеет минимальный размер.

На рис. 1 $AB = D = 2R$ — диаметр диафрагм телескопа и диаметр зеркала; l — длина тубуса; ρ_0 — радиус кривизны зеркала; r — радиус кружка наименьшего рассеяния; 4θ — угол раскрытия телескопа.

Рассмотрение геометрического хода лучей и несложные расчеты приводят к выражению

$$\frac{r}{R} = \frac{\sin 2\theta_1}{\sin 2(2\varphi - \theta_1)}, \quad (1)$$

в котором углы θ и φ определяются из параметров телескопа и зеркала:

$$\sin 2\theta_1 = \frac{2R}{\sqrt{l^2 + 4R^2}}, \quad (2)$$

$$\sin \varphi = \frac{R}{\rho_0}. \quad (3)$$

Таким образом, выражение (1) связывает между собой параметры r и ρ_0 .

Найдем угол φ , а затем из равенства (3) определим ρ_0 , для которого выполняется условие минимума радиуса кружка наименьшего рассеяния. Продифференцировав в равенстве (1) r по φ и приравняв полученное выражение нулю, получим:

$$\varphi_m = \frac{\frac{\pi}{2} + 2\theta_1}{4}$$

Подставив φ_m в равенство (3), найдем радиус кривизны зеркала, при котором радиус кружка наименьшего рассеяния имеет минимальное значение:

$$\rho_{0,m} = \frac{R}{\sin\left(\frac{\frac{\pi}{2} + 2\theta_1}{4}\right)} \quad (4)$$

Величина этого кружка определяется из выражения (1) после подстановки вместо ρ_0 его значения из равенства (4):

$$r_m = R \sin 2\theta_1 \quad (5)$$

На рис. 2 построены по формулам (1)–(3) кривые зависимости r от ρ_0 для двух изготовленных нами приборов с длиной тубуса 200 мм и диаметрами диафрагм 20 и 30 мм. Здесь же приведена кривая $r_m = F(\rho_{0,m}, D)$, представляющая собой

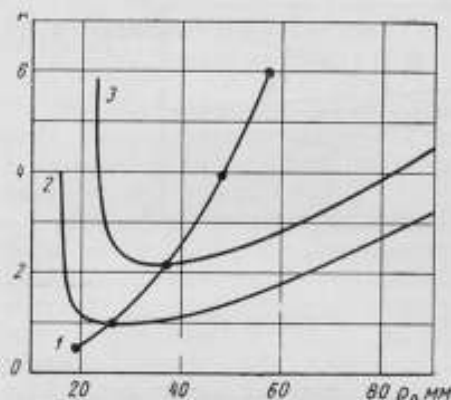


Рис. 2. Кривые для определения минимального радиуса r_m кружка наименьшего рассеяния в зависимости от радиуса кривизны ρ_0 зеркала:

1 — кривая $r_m = F(\rho_{0,m}, D)$; 2 — кривая для прибора с диаметром диафрагмы $D = 20$ мм; 3 — кривая для прибора с диаметром диафрагмы $D = 30$ мм.

геометрическое место точек минимума кривых типа $r = f(\rho_0)$, построенных для разных диаметров диафрагм телескопа с длиной тубуса 200 мм. Эта кривая, так же как и равенства (4) и (5), по которым она построена, позволяет найти оптимальные параметры пирометров, предназначенных для измерений в разных температурных интервалах.

Если один и тот же прибор служит для измерения в различных температурных интервалах, причем для перехода от одного предела измерения к другому изменяется угол раскрытия прибора (диаметр диафрагм телескопа), то радиус кривизны зеркала должен быть выбран таким, чтобы условие наилучшей концентрации лучистой энергии выполнялось для каждого предела более или менее удовлетворительно. Так, если один

и тот же прибор применяется с диафрагмами $D = 30$ мм и $D = 20$ мм, то радиус кривизны зеркала должен быть взят равным примерно 30 мм.

В случае, если диаметр приемной пластинки выбран равным диаметру кружка наименьшего рассеяния, то весь поток собирается приемной пластинкой и можно ожидать высокую чувствительность пирометра. Увеличение размера приемной пластинки приведет к уменьшению показаний из-за отвода тепла от облучаемой части пластинки к ее краям.

Уменьшение размера пластинки должно приводить, с одной стороны, к уменьшению показаний из-за уменьшения общего количества воспринимаемой приемной пластинкой энергии и, с другой стороны, к увеличению показаний из-за большей концентрации потока в центральной части изображения, чем у краев. При очень малых размерах приемных пластинок показания прибора будут понижаться, поскольку, несмотря на уменьшение количества поглощаемой приемной пластинкой энергии, расход тепла теплопроводностью по электродам остается почти постоянным.

С целью экспериментального подбора параметров приемной пластинки были изготовлены 2 термоприемника с 4 и 5 термопарами из хромеля и копеля (диаметр электродов 0,03 мм, длина электродов 13 мм).

В термоприемниках к рабочим концам термопар наклеивались поочередно приемные пластинки радиусами 1,4; 1,3; 1,0 и 0,75 мм. Термоприемник, несущий одну из указанных приемных пластинок, юстировался

в телескопе; телескоп настраивался на максимальное показание по модели черного тела при температуре 315°C .

На рис. 3, а представлены кривые, изображающие зависимость максимально возможного значения т. э. д. с., развиваемого термоприемниками, от величины радиуса приемной пластинки для термоприемников с четырьмя (кривая 1) и с пятью (кривая 2) термопарами, а на рис. 3, б — те же зависимости, но для т. э. д. с., приходящейся на одну термопару. Эти данные говорят о том, что показания прибора с приемными пластинками диаметром, меньшим $2r_m$, больше, чем с пластинкой диаметром $2r_m$, но на незначительную величину. Увеличение показаний прибора практически прекращается с приемной пластинкой диаметром 1,5 мм.

Таким образом, при выборе размеров приемной пластинки необходимо руководствоваться тем, чтобы радиус приемной пластинки: 1) был согласован с размерами телескопа и радиусом кривизны зеркала; 2) не превышал радиуса кружка наименьшего рассеяния; 3) мог быть значительно уменьшен с целью повышения чувствительности и понижения термической инерции телескопа. Однако применение очень малых приемных пластинок нецелесообразно, поскольку малейшие перекосы зеркала по отношению к оси тубуса будут затруднять юстировку пирометра на нужное показание и сложность изготовления таких термоприемников значительно возрастет.

Выбор материалов для изготовления телескопа

Корпус и диафрагмы телескопа должны изготавливаться из хорошо проводящего тепло материала и располагаться так, чтобы влияние непостоянства нагрева этих деталей на показания прибора было минимальным. Внутренние стенки телескопа, кроме зеркала, должны быть вычерненными для более полного поглощения попадающей на них радиации.

К материалу для изготовления зеркала и приемной пластинки предъявляются требования, обусловленные необходимостью получения прибора высокочувствительного, а также обладающего незначительным избирательным поглощением. Коэффициент поглощения приемной пластинки и коэффициент отражения зеркала не должны зависеть от длины волны.

Надлежащим образом вычерненная поверхность приемной пластинки со стороны, обращенной к зеркалу, платиновой чернью, камфарной или ламповой сажой обладает сравнительно высоким и мало меняющимся с длиной волны коэффициентом поглощения [2]. Следовательно, избирательное поглощение телескопа в основном определяется зеркальной поверхностью.

Наиболее высоким и постоянным коэффициентом отражения обладает полированная металлическая поверхность. Зависимость величины этого коэффициента от длины волны у различных металлов неодинакова. Заслуживают рассмотрения зеркала позолоченные, стальные и никелевые, как наиболее отвечающие поставленным нами требованиям. Используя величины спектральных коэффициентов отражения этих металлов при нормальной температуре, мы провели расчеты суммарных коэффициентов отражения зеркал по отношению к излучению черного тела при темпе-

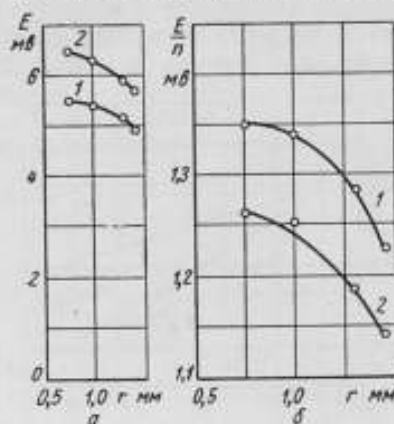


Рис. 3. Зависимость т. э. д. с., развиваемой термоприемником телескопа при температуре излучателя 315°C , от радиуса r приемной пластинки:

а — кривые для максимально возможного значения т. э. д. с., развиваемого термоприемниками; б — кривые для т. э. д. с., приходящейся на одну термопару; 1 — для термоприемников с количеством термопар $n = 4$; 2 — для термоприемников с количеством термопар $n = 5$.

ратурах от 293 до 1000° К. Данные расчета представлены на рис. 4. Как видно, наибольшим и мало меняющимся с температурой коэффициентом отражения обладает золоченое зеркало. Коэффициент отражения стального зеркала меньше коэффициента отражения золоченого зеркала при температуре черного тела 100° С на 5% и при температуре 1000° С — на 10%, а следовательно, и т. э. д. с. пирометра со стальным зеркалом будет на столько же меньше т. э. д. с. пирометра с золоченым зеркалом. Это уменьшение показаний не является существенным и учитывается градуировкой. Изменение коэффициента отражения стального зеркала не приведет к погрешностям при измерении температуры окисленных поверхностей, являющихся, как правило, серыми. Таким образом, хотя применение золоченого зеркала и приводит к лучшему результату однако при массовом применении пирометра для измерения температуры окисленных металлических поверхностей вполне можно рекомендовать телескопы с простыми в изготовлении и дешевыми стальными зеркалами. В производственных условиях эксплуатации пирометра измерение т. э. д. с., развиваемой термоприемником, удобно проводить потенциометром или милливольтметром на 10 ÷ 15 мв.

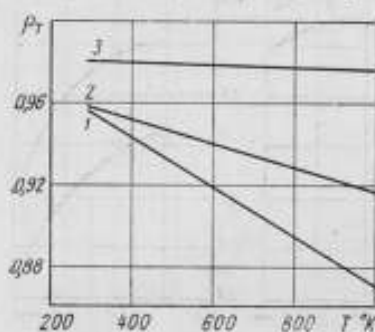


Рис. 4. Зависимость коэффициентов отражения зеркал от температуры абсолютно черного тела:

1 — кривая для стального зеркала;
2 — кривая для никелевого зеркала;
3 — кривая для золоченого зеркала.

T_3 — температура свободных концов термобатарей;

n — число термопар;

m — средняя величина т. э. д. с. термопары при разности температур рабочего и свободного концов в 1° С, в интервале 0—100° С.

Поскольку разность $T_2 - T_3$ мала, а количество термопар, которое может быть установлено в термоприемнике, ограничено, необходимо, чтобы термопары термоприемника обладали высокой термоэлектрической чувствительностью.

В случае применения телескопа в паре с милливольтметром следует подбирать термопары со сравнительно небольшим электрическим сопротивлением.

Кроме этих условий, термопары должны обладать постоянством развиваемой т. э. д. с., прочностью и стойкостью к воздействию окружающей среды.

Наиболее полно отвечают поставленным требованиям хромель-копелевые термопары. Экспериментальные данные показывают, что термоэлектродную проволоку можно взять диаметром 0,03 ÷ 0,07 мм. При этом она достаточно прочна, а изготовленные из нее термоприемники термически малонерционны.

Выбор числа термопар и длины термоэлектродов в термоприемнике

После того, как все принятые меры, способствующие повышению чувствительности пирометра, не приведут к нужному значению т. э. д. с. (10 ÷ 15 мв), можно идти по пути увеличения термопар в термоприемнике.

Повышение чувствительности за счет увеличения числа термопар является крайней мерой, поскольку это приводит: а) к увеличению оттока тепла от приемной пластинки по термоэлектродам и, как следствие, к понижению температуры приемной пластинки; в этом случае на показания прибора оказывают большее влияние изменения температуры корпуса;

б) к повышению сопротивления термодатчика, что невыгодно, если для измерения т. э. д. с. применяется милливольтметр.

Мы провели экспериментальное изучение зависимости показаний пирометра от количества термопар в термодатчике на четырех термодатчиках из марганец-константановых термопар (№ 13, 14, 15, 16), с количеством термопар 1, 4, 8 и 12 шт. (диаметр электродов 0,03 мм, длина электродов 12 мм, диаметр приемной пластинки 2,8 мм), и на трех термодатчиках из хромель-копелевых термопар (№ 10, 11, 12), с количеством термопар 1, 4 и 8 шт. (диаметр электродов 0,07 мм, длина электродов 9 мм и диаметр приемной пластинки 2,8 мм).

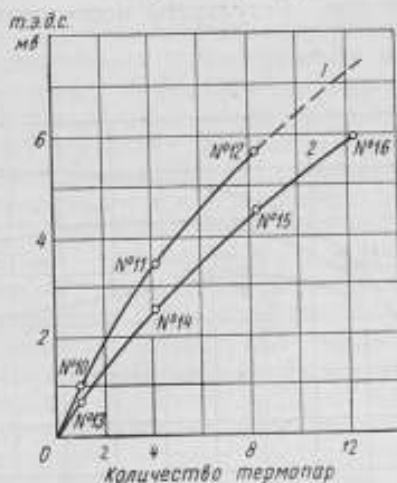


Рис. 5. Зависимость т. э. д. с. пирометра от количества термопар в термодатчике:

1 — кривая для трех термодатчиков с указанными номерами из хромель-копелевых термопар; 2 — кривая для четырех термодатчиков с указанными номерами из марганец-константановых термопар.

Зависимость т. э. д. с., развиваемой пирометром (с диафрагмой 30 мм)

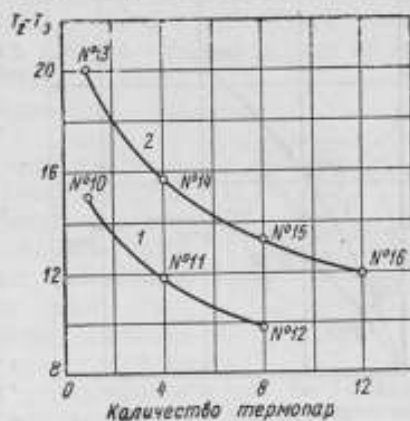


Рис. 6. Зависимость разности температур между рабочими и свободными концами термопар термодатчика от количества термопар:

1 — кривая для трех термодатчиков из хромель-копелевых термопар; 2 — кривая для четырех термодатчиков из марганец-константановых термопар.

при температуре 315° С, от количества термопар в термодатчике представлена на рис. 5. С увеличением числа термопар величина т. э. д. с. возрастает, но скорость ее нарастания замедляется.

Кривые рис. 6, полученные из данных рис. 5 с использованием равенства (6), дают объяснение этому явлению. С увеличением числа термопар уменьшается перепад температуры между рабочими и свободными концами термопар за счет увеличения оттока тепла по электродам.

На основании данных рис. 5 выполнен рис. 7, на котором представлены зависимости показаний милливольтметра от числа термопар в термодатчике.

Величина U вычислена по формуле

$$U = \frac{E \cdot R_r}{R_r + nR_T}$$

где E — т. э. д. с. пирометра;

R_r — сопротивление милливольтметра (150 ом);

nR_T — сопротивление термопар.

Кривая 1 (рис. 7) не имеет максимума, но он должен появиться при увеличении числа термопар. Кривая 2 имеет максимум при числе термопар, равном 9—10. Дальнейшее увеличение числа термопар в термодатчике приводит не к увеличению, а к уменьшению показаний прибора.

Описанные исследования и опыт конструирования термодатчиков позволяют сделать следующие выводы.

1. Количество термопар в термоприемнике должно быть по возможности минимальным с тем, чтобы температура приемной пластинки была достаточно высокой.

2. Т. э. д. с., развиваемая термоприемником, должна быть достаточной для измерения температуры техническим потенциометром или стрелочным милливольтметром на 10—15 мв. Для этого число термопар должно быть равно 5 — при применении хромель-копелевых термопар с электродами диаметром 0,03 мм — и 8 — при применении хромель-копелевых термопар с электродами диаметром 0,07 мм.

Для изготовления высокочувствительного пирометра немаловажное значение играет выбор длины электродов. Результаты исследования

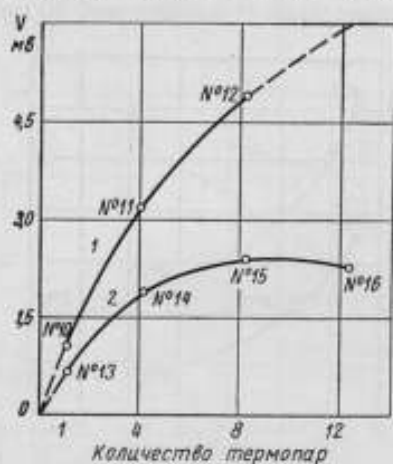


Рис. 7. Зависимость показаний милливольтметра ($R_r = 150$ ом) от количества термопар в термоприемнике:

1 — кривая для трех термоприемников из хромель-копелевых термопар; 2 — кривая для четырех термоприемников из манганил-константановых термопар.

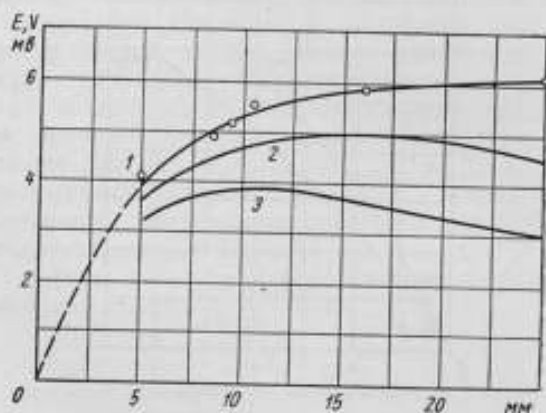


Рис. 8. Зависимость т. э. д. с., развиваемой термоприемниками, и падения напряжения на зажимах гальванометров от длины электродов:

1 — кривая зависимости т. э. д. с., (E); 2 — кривая падения напряжения (U) на зажимах гальванометров сопротивлением $R_r = 150$ ом; 3 — кривая падения напряжения (U) на зажимах гальванометров сопротивлением $R_r = 50$ ом.

зависимости показаний пирометра (с диафрагмой 30 мм) от длины термоэлектродов хромель-копелевых термопар в термоприемнике (число термопар 8 шт., диаметр электродов 0,07 мм, диаметр приемной пластинки 2,8 мм), представленные на рис. 8, показывают, что длина термоэлектродов должна быть равна 8—10 мм; уменьшение длины электродов приводит к резкому падению т. э. д. с. пирометра, а увеличение их длины дает практически ничтожное приращение т. э. д. с. Если телескоп применяется с милливольтметром, то увеличение длины электродов, а следовательно, и электрического сопротивления цепи может даже привести к уменьшению показаний пирометра.

При применении более тонких электродов их длина может быть значительно меньшей.

В телескопе с диафрагмами 30 мм и длиной электродов термоприемника 8—10 мм свободные концы термопар не могут находиться в тепловом контакте с корпусом. В этом случае термопары термоприемника должны иметь одинаковую длину. Несоблюдение такого условия приводит к погрешности, проявляющейся при повороте трубки около оси (трубка расположена в горизонтальной плоскости), обусловленной наличием в приборе температурного градиента по вертикали.

Изменения показаний пирометра при указанном повороте ничтожно малы в случае, если электроды диаметром 0,07 мм имеют длину, равную $7,0 \pm 0,5$ мм.

Особенно сильно изменяются показания пирометра от поворота около оси в случае, когда телескоп снабжен термоприемником с неравными по длине и слишком короткими термопарами. Так, например, показания пирометра с термоприемником из хромель-копелевых термопар в количестве 8 шт. (длина электродов термопар 4 ± 1 мм, диаметр электродов 0,07 мм) в различных положениях телескопа относительно оси изменяются в пределах 5°C при температуре 315°C .

Тепловая инерционность телескопа

Использованные при экспериментальных работах термоприемники с различными параметрами были исследованы на тепловую инерционность. Тепловую инерционность термоприемников можно определить методом регулярного теплового режима. Однако следует учитывать, что на величину постоянной отставания может оказать влияние электромеханическая инерция гальванометра, используемого при испытаниях.

Для определения постоянных отставания телескопов, особенно телескопов с малым временем установления показаний, необходимо подбирать соответствующие гальванометры. Влияние инерции гальванометра пренебрежимо мало в случае, если время установления показаний гальванометра после мгновенного включения э. д. с. постоянного значения не превышает времени протекания иррегулярного теплового режима, предшествующего наступлению регулярного теплового режима. Для практики очень важно определить время, после которого показания пирометра достигают 98% от установившегося значения температуры (начальное показание пирометра нулевое). Определения велись с помощью гальванометра типа «Мультифлекс» в режиме, близком к критическому. Время установления его показаний после включения постоянной э. д. с. не превышало 1 сек. Результаты измерений представлены в табл. 1.

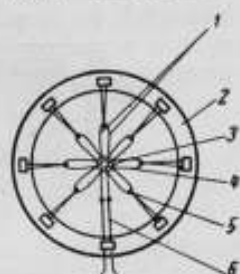


Рис. 9. Термоприемник телескопа модели РПЗ-3 (схема):

1 — термопара; 2 — каркас; 3 — приемная пластинка; 4 — рабочий конец; 5 — свободный конец; 6 — выводы.

Таблица 1

Диаметр электродов, мм	Диаметр приемной пластинки, мм	Число термопар	Время, сек.
0,07	2,8÷3,5	8	7÷10
0,07	2,0÷2,8	8	6÷7
0,05	1,7	5	5
0,03 ₅	1,7	5	4
0,03 ₅	1,5	4	3

Во всех встречавшихся нам случаях применения радиационного метода измерений температуры вполне удовлетворительным по инерционности и развиваемой т. э. д. с. оказались термоприемники со следующими параметрами: диаметр электродов 0,07 мм, диаметр приемной пластинки 2,0 мм, число термопар 8 шт.

В телескопе модели РПЗ-3 установлены термоприемники указанных параметров. Схематически внешний вид термоприемника представлен на рис. 9. Технология изготовления термоприемника приведена в одной из ранее опубликованных статей автора [3].

Конструктивное оформление пирометра РПЗ-3

Основными деталями телескопа являются корпус с зеркалом и термоприемником и тубус (рис. 10).

Корпус представляет собой трубку с толстыми стенками из латуни или алюминия. Внутренний диаметр трубки — 30 мм. В трубке помещается сферическое из нержавеющей стали зеркало с радиусом кривизны 30 мм. Зеркало можно плавно перемещать по оси с помощью полуконус и гайки. Около зеркала устанавливается термоприемник. Теплоприемная пластинка располагается на оптической оси от центра сферической поверхности на расстоянии, равном половине радиуса кривизны зеркала.

В первых вариантах конструкции пирометра диаметр открытой для лучей зеркальной поверхности определялся диаметром тонкой диафрагмы, располагаемой вблизи термоприемника. Исследованиями прибора уста-

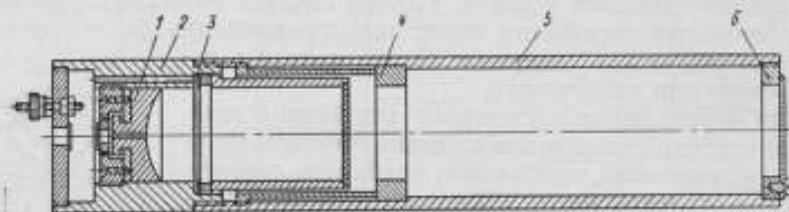


Рис. 10. Телескоп модели РПЗ-3 (схема):

1 — сферическое зеркало; 2 — корпус; 3 — термоприемник; 4 — диафрагма; 5 — тубус; 6 — входная диафрагма.

новлено, что изменения показаний пирометра с расстоянием тем меньше, чем массивнее диафрагма около зеркала. В телескопе описываемой модели (РПЗ-3) роль диафрагм около зеркала выполняют стенки массивного корпуса, а уменьшение угла раскрытия осуществляется заменой входной диафрагмы диафрагмой с меньшим отверстием.

Стенки и диафрагмы телескопов вычернены смесью сажи с клеем БФ. Возможно чернение и другими составами и красками, но слой краски должен быть очень тонким, а поверхность — матовой, имеющей высокий коэффициент поглощения. Наружная поверхность телескопа полирована, что уменьшает его нагревание излучателем.

Для вывода проводников от термобатарей в стенках корпуса высверлены два канала диаметром по 3 мм, в которые вставлены изоляционные хлорвиниловые трубки.

Термоприемник укладывается в корпус телескопа, центрируется относительно отверстия входной диафрагмы и закрепляется неподвижно относительно корпуса. Контроль правильности расположения термоприемника проводится визуальным наблюдением приемной пластинки через отверстие в клеммной панели и зеркале прибора.

Экспериментами установлено, что телескоп РПЗ-3 с любыми из термоприемников, изготовленных по единой технологии, после настройки на максимальное показание обладает градуировочными характеристиками, различающимися между собой не более чем на $\pm 10^\circ$.

Юстировка прибора на нужное показание осуществляется во время визирования телескопа на излучатель путем плавного перемещения зеркала по оси.

Телескопом пирометра, у которого диаметр отверстия входной диафрагмы равен диаметру зеркала, могут осуществляться измерения от 100 до 400° С; телескопом, имеющим отверстие входной диафрагмы 10 мм, — от 400 до 900° С.

Градуировочная характеристика телескопа РПЗ-3 представлена в виде табл. 2.

Таблица 2

t, °C		100	200	300	400	500	600	700	800	900
Т. э. д. с., мм	Диаметр диафрагмы 30 мм	0,80	2,75	5,88	11,2	—	—	—	—	—
	Диаметр диафрагмы 10 мм	—	—	0,98	1,83	3,11	4,91	7,34	10,5	14,5

Филналом ВНИИМ в содружестве с рядом предприятий изготовлена партия пирометров РПЗ-3 в количестве 20 шт. Проведена юстировка теле-скопов до получения одинаковых показаний, их градуировка по черному телу и окисленной стальной поверхности в условиях нагрева, близких к производственным. Непрерывное применение пирометров на предприятиях в течение 1—3 лет показывает их полную пригодность для измерения температуры стальных слитков, прокатываемого металла, паровозных бандажей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бойко А. Н., Труды ВНИИМ, вып. 4 (59), 1947, стр. 31.
2. Рибо Г., Оптическая пирометрия, ГТТИ, М.—Л., 1934.
3. Рудная А. И., Сборник «Информационные материалы по рационализации средств и методов поверки мер и измерительных приборов», изд. Главной палаты мер и измерительных приборов СССР, М. 1954, стр. 105.

МЕТОД ОСУЩЕСТВЛЕНИЯ ШКАЛЫ ЦВЕТОВЫХ ТЕМПЕРАТУР

Шкала цветовых температур осуществляется в пирометрии обычно на основе шкалы яркостных температур, воспроизводимой по «Положению о международной температурной шкале» [1, 2]. Для этого перехода измеряют яркостные температуры градуируемого излучателя (температурной лампы) в лучах нескольких (не менее двух) длин волны, после чего его цветовую температуру определяют расчетом, осуществляемым в пределах применимости закона Вина по формуле

$$\frac{1}{T_c} = \frac{\frac{1}{S_1 \lambda_1} - \frac{1}{S_2 \lambda_2}}{\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}}, \quad (1)$$

где T_c — искомая цветовая температура излучателя;

S_1 и S_2 — его яркостные температуры в лучах длин волны λ_1 и λ_2 .

Непосредственное осуществление шкалы цветовых температур путем экспериментальной экстраполяции ее значений от температуры затвердевания золота на основе закона Планка не практикуется и методы такой экстраполяции не разработаны. Однако в настоящее время, в связи с распространяющимся в пирометрической практике применением цветовых пирометров [3], вопросы точности построения и передачи шкалы температур приобретают особую остроту и актуальность, что делает уместной постановку вопроса о непосредственном осуществлении шкалы цветовых температур.

Для постановки такого эксперимента можно использовать поглощающее устройство какого-либо типа из числа применяемых для построения шкалы яркостных температур. Поглощающее устройство следует при этом использовать не для изменения яркости излучателя, а для изменения в заданное число раз красно-синего отношения, т. е. отношения интенсивностей его излучения в лучах двух длин волны.

Из законов излучения черного тела известно, что красно-синее отношение изменяется с изменением температуры в меньшей степени, чем интенсивность монохроматического излучения. Это обстоятельство может облегчить осуществление шкалы цветовых температур, особенно при применении фотозлектрического метода измерения [4, 5], когда метод секторных дисков [6] неприменим, а метод удвоения яркостей приводит к техническим затруднениям при многократном увеличении яркости, связанным со сложностью юстировки аппаратуры и трудоемкостью измерений. Эти условия необходимо учитывать при составлении методики построения температурной шкалы, рассчитанной на применение фотозлектрического метода сравнения яркостей и на необходимость градуировки ламп и пирометров на цветовые температуры. Ниже описана такая методика.

Образцовая температурная лампа, предназначенная для воспроизведения шкалы цветových температур, должна быть предварительно отградуирована в исходной точке температурной шкалы (например, 1063° С) на цветовую температуру или на яркостные температуры в лучах двух длин волн. Эта лампа снабжается диафрагмой, позволяющей неселективно изменять ее световой поток при неизменном накале. Вторая температурная лампа — вспомогательная — снабжается устройством для удвоения яркостей. Это устройство представляет собой несложную систему полупрозрачных зеркал, позволяющих разделить излучение вспомогательной лампы на два пучка, а затем вновь соединить оба пучка в один. Юстировочные приспособления позволяют добиться равенства интенсивностей обоих пучков, а специальная заслонка позволяет перекрывать любой из них или пропускать оба пучка, причем в последнем случае яркость суммарного пучка удваивается.

Яркосты обеих ламп — основной и вспомогательной — сравниваются между собой фотоэлектрическим методом [4, 5]. Сначала при открытой диафрагме с яркостью основной лампы при ее накале, соответствующем температуре 1063° С, сравнивается яркость вспомогательной лампы в лучах двух длин волн поочередно, при включении каждого из двух пучков света от вспомогательной лампы в отдельности. Затем, для получения нового значения цветовой температуры, накал основной лампы повышается. При этом одновременно прикрывается ее диафрагма таким образом, чтобы интенсивность ее излучения в лучах с большей длиной волны (красных) оставалась неизменной, что контролируется сравнением с вспомогательной лампой. Это повышение накала основной лампы и закрытие ее диафрагмы продолжается до тех пор, пока интенсивность ее излучения в лучах с меньшей длиной волны (синих) увеличится вдвое, т. е. пока эта интенсивность сравняется с интенсивностью синих лучей от вспомогательной лампы, при одновременном открытии обоих пучков. Такое изменение накала основной лампы соответствует изменению красно-синего отношения в два раза. Таким же образом можно получить новые значения цветовой температуры основной лампы, соответствующие изменению красно-синего отношения в любое число раз.

Формула для расчета искомой цветовой температуры основной лампы, градуируемой рассматриваемым методом, может быть легко получена из следующих соображений.

В пределах применимости закона Вина отношение спектральных яркостей тела с цветовой температурой T_c в лучах двух длин волн (красно-синее отношение) равно

$$N = \frac{\lambda_1^{-5}}{\lambda_2^{-5}} \cdot e^{-\frac{C_2}{T_c} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)}, \quad (2)$$

Отношение двух чисел N , соответствующих разным цветовым температурам, равно

$$L = \frac{N_c}{N_0} = e^{-C_2 \left(\frac{1}{T_c} - \frac{1}{T_0} \right) \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)}, \quad (3)$$

откуда

$$\frac{1}{T_c} = \frac{1}{T_0} - \frac{\ln L}{C_2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)}, \quad (4)$$

где T_c — искомая цветовая температура;
 T_0 — исходная температура (1063° С);
 C_2 — постоянная излучения, равная 1,438 см·град;
 λ_1 и λ_2 — длины волн лучей, в которых производились измерения;
 L — число, выражающее кратность изменения красно-синего отношения.

В полученное таким путем значение цветовой температуры остается, как обычно, внести поправку, учитывающую расхождение между формулами Вина и Планка.

Формула (4) позволяет вычислять значение цветовой температуры, которое следует приписать градуируемой лампе после градуировки по описанной выше методике. При этом погрешность градуировки определяется, как обычно, погрешностями величин, входящих в правую часть формулы [4].

Погрешность величины L , выражающей изменение красно-синего отношения, складывается главным образом из фотометрических погрешностей, возникающих при двух уравниваниях яркостей (две области спектра) при исходной температуре T_0 и двух уравниваниях яркостей при экстраполируемой температуре T_c .

Погрешность градуировки путем перехода к цветовой температуре от двух яркостных температур, в соответствии с формулой (1), связана с выполнением такого же числа аналогичных фотометрических операций. Можно показать, что, так как формулы (1) и (4) основаны на законе Вина, то при равных относительных погрешностях фотометрических измерений, погрешность результата градуировки будет одинаковой при применении как первого, так и второго метода. То же относится к погрешностям, связанным с неточным значением величин C_2 , T_0 , λ_1 и λ_2 .

Таким образом, рассматриваемый порядок осуществления температурной шкалы сам по себе не дает повышения точности по сравнению с существующими методами. Однако этот метод обеспечивает существенное повышение точности температурной шкалы, благодаря тому, что все измерения могут при этом быть выполнены фотоэлектрическим методом, при наименьшей трудоемкости юстировочных и измерительных операций.

ЛИТЕРАТУРА

1. Международная температурная шкала 1948 г., Сборник «Методы измерения температуры», ч. I, ИЛ, М., 1954.
2. Лапина Э. А., Труды ВНИИМ, вып. 25 (85), 1955, стр. 66.
3. Свет Д. Я., «Приборостроение», № 8, 1956.
4. Кандыба В. В. и Ковалевский В. А., ДАН, т. XXXI, № 6, 1956.
5. Ковалевский В. А., Кандыба В. В. и Иосельсон Г. И., «Измерительная техника», № 3, 1956.
6. Рибо Г., Оптическая пирометрия, ГТТИ, М.—Л., 1934.

РЕГУЛЯРИЗАЦИЯ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ

Тепловые инерционные свойства любого тела принято характеризовать константой термической инерции, по величине которой можно судить о скорости восприятия телом температуры окружающей среды. Однако константа термической инерции не полностью определяет инерционные свойства тел. Одной из существенных характеристик тепловой инерции является время иррегулярного режима тела. Это время зависит от условий теплообмена тела с окружающей средой, от его тепловых свойств, геометрической формы и размеров.

Вопросу об изучении длительности иррегулярного режима посвящены только работы проф. Г. М. Кондратьева [1] и Г. Н. Дульнева [2], в которых авторы рассматривают закономерности перехода в регулярный режим первого рода. Основное внимание они уделяют влиянию темпа охлаждения на продолжительность иррегулярного режима.

Как показано в настоящей работе, длительность иррегулярного режима зависит также и от координат рассматриваемой точки. Теоретическое изучение этого вопроса позволило нам определить последовательность вступления в регулярный режим отдельных точек изотопных тел различной геометрической формы.

Г. М. Кондратьев ввел общее понятие о регулярном тепловом режиме системы [1]. Оно заключается в том, что регулярным режимом следует называть такое изменение температурного поля системы, когда тепловой режим может быть математически описан простым законом.

Если температура среды t постоянна, то изменение температуры любой точки системы $u(x, y, z, \tau)$ происходит по экспоненте:

$$\vartheta(x, y, z, \tau) = u(x, y, z, \tau) - t = AU(x, y, z)e^{-m\tau},$$

где A — постоянная величина;
 $U(x, y, z)$ — функция координат;
 m — темп охлаждения;
 τ — время.

Это — регулярный режим первого рода.

При изменении температуры среды по линейному закону признак регуляризации будет заключаться в том, что разность температур среды $t(\tau)$ и любой точки системы $u(x, y, z, \tau)$ остается постоянной величиной:

$$t(\tau) - u(x, y, z, \tau) = \text{const.}$$

Это — регулярный режим второго рода.

Пусть температура среды изменяется по экспоненте

$$t(\tau) = t_m - (t_m - t_0)e^{-k\tau},$$

где t_m — температура среды при $\tau \rightarrow \infty$;
 t_0 — начальная температура среды;
 k — постоянная величина.

В этом случае, в свете обобщения Г. М. Кондратьева, признак регуляризации будет состоять в том, что температура любой точки системы должна изменяться также по экспоненте вида

$$u(x, y, z, \tau) = t_m - f(x, y, z) e^{-k\tau}.$$

Рассмотрим теперь вопрос о закономерностях вступления в регулярный режим отдельных точек исследуемого тела.

Регулярный режим первого рода

Общее решение задачи охлаждения по закону конвективного теплообмена для тел простейшей формы (неограниченная пластина, неограниченный цилиндр и шар) в среде с постоянной температурой имеет следующий вид [3]:

$$\Theta(\rho, \tau) = \frac{\theta(\rho, \tau)}{\theta_0} = \sum_{i=1}^{\infty} \Theta_i(\rho, \tau) = \sum_{i=1}^{\infty} A(\omega_i) U(\rho, \omega_i) e^{-\omega_i^2 Fo}, \quad (1)$$

где $\Theta(\rho, \tau) = u(\rho, \tau) - t$; $\theta_0 = u_0 - t$; $u_0 = \text{const}$;

$u(\rho, \tau)$ — температура в точке $\rho = \frac{r}{R}$;

$2R$ — толщина пластины, диаметр цилиндра или шара;

r — координата тела;

t — температура среды;

ω_i — параметр, зависящий от величины критерия Bi ; $\omega_i < \omega_{i+1}$.

Функция $U(\rho, \omega_i)$ имеет следующие значения:

$$\left. \begin{array}{l} \text{для шара} \\ \text{для неограниченного цилиндра} \\ \text{для неограниченной пластины} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \sin(\rho \omega_i) / \rho \omega_i \\ J_0(\rho \omega_i) \\ \cos(\rho \omega_i) \end{array} \quad (2)$$

Процесс регуляризации будет состоять в том, что температура рассматриваемой точки тела станет изменяться по простому экспоненциальному закону в соответствии с первым членом ряда (1).

Последовательность вступления в регулярный режим отдельных точек тела может быть определена из рассмотрения параметра

$$M(\rho, Bi, Fo) = \frac{\sum_{i=2}^{\infty} \Theta_i(\rho, \tau)}{\Theta_1(\rho, \tau)}.$$

Если же провести анализ, сравнивая величину $M(\rho, Bi, Fo)$ с этим же параметром для одной из выбранных нами точек тела (например, для центральной точки $\rho = 0$), то получим выражение, которое будет определять последовательность вступления в регулярный режим первого рода точек рассматриваемого тела:

$$Rr(\rho, Bi, Fo) = \left| \frac{M(\rho, Bi, Fo)}{M(0, Bi, Fo)} \right| = \left| \frac{\Theta_1(0, \tau) \cdot \sum_{i=2}^{\infty} \Theta_i(\rho, \tau)}{\Theta_1(\rho, \tau) \cdot \sum_{i=2}^{\infty} \Theta_i(0, \tau)} \right| \quad (3)$$

Через сравнительно небольшой промежуток времени, когда еще не наступил регулярный режим ни в одной точке тела, можно пренебречь членами ряда (1), начиная с $i = 3$, тогда выражение (3) будет иметь вид:

$$Rr(\rho, Bi) = \left| \frac{\Theta_1(0, \tau) \Theta_2(\rho, \tau)}{\Theta_1(\rho, \tau) \Theta_2(0, \tau)} \right| = \left| \frac{U(\rho, \omega_2)}{U(\rho, \omega_1)} \right|. \quad (4)$$

$Rr(\rho, Bi)$ — это критерий последовательности вступления в регулярный режим отдельных точек тела или «критерий регулярного режима».

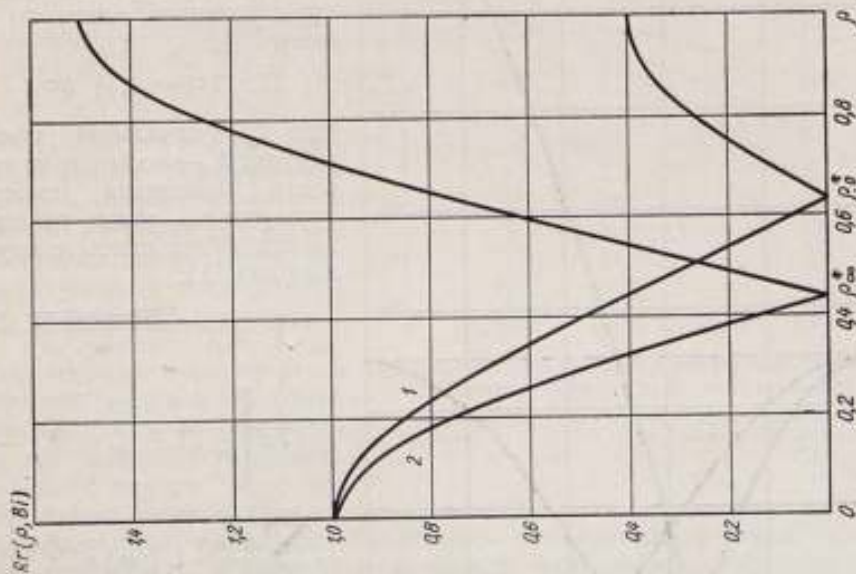


Рис. 2. Последовательность вступления в регулярный режим первого рода точек неограниченного цилиндра:

1 — при $Bi = 0$; 2 — при $Bi = \infty$.

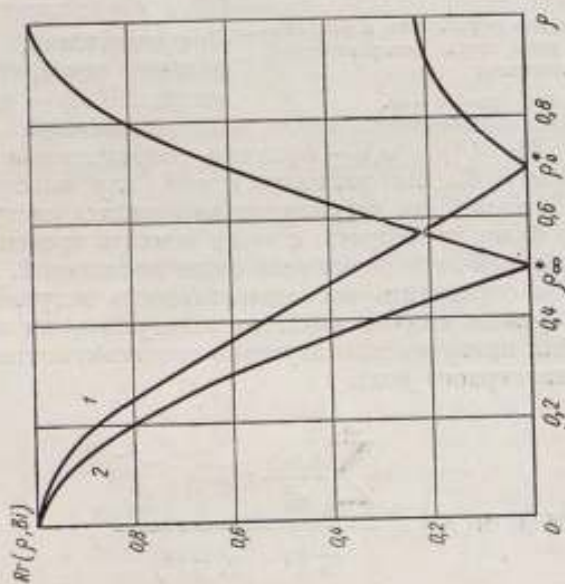


Рис. 1. Последовательность вступления в регулярный режим первого рода точек шара:

1 — при $Bi = 0$; 2 — при $Bi = \infty$.

На рис. 1, 2, 3 приведены значения критерия $Rr(\rho, Bi)$, вычисленные по формуле (4) для двух предельных величин критерия $Bi(0$ и $\infty)$. Из графиков следует, что в теле существуют такие точки поверхности $\rho = \rho^*$, которые вступают в регулярный режим раньше всех остальных. Назовем поверхность $\rho = \rho^*$ «регулярной» поверхностью; ей соответствует критерий $Rr = 0$. Положение регулярной поверхности зависит от величины Bi .

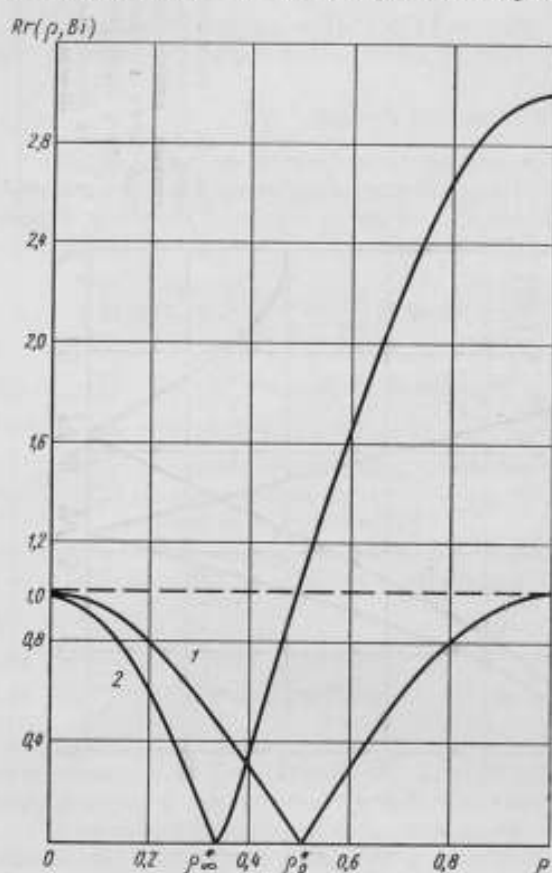


Рис. 3. Последовательность вступления в регулярный режим первого рода точек неограниченной пластины:

1 — при $Bi = 0$; 2 — при $Bi = \infty$.

тела и величины Bi ; $U(\rho, \omega_i)$ — функции, определяемые соотношением (2), для шара $n = 6$, для цилиндра $n = 4$, для пластины $n = 2$.

Из равенства (5) видно, что регуляризация процесса наступит тогда, когда рядом можно будет пренебречь: с этого момента времени разность температур среды и какой-либо точки тела будет постоянной.

Для того, чтобы определить последовательность вступления точек тела в регулярный режим второго рода, воспользуемся тем же методом анализа, который был применен при изучении закономерностей перехода в регулярный режим первого рода.

В этом случае

$$M(\rho, Bi, Fo) = \frac{\sum_{i=1}^{\infty} \frac{A(\omega_i)}{\omega_i^2} U(\rho \omega_i) e^{-\omega_i^2 Fo}}{\frac{1}{n} \left(1 + \frac{2}{Bi} - \rho^2 \right)}$$

и

$$Rr(\rho, Bi, Fo) = \left| \frac{M(\rho, Bi, Fo)}{M(0, Bi, Fo)} \right| =$$

Регулярный режим второго рода

При изменении температуры внешней среды по закону

$$t(\tau) = t_0 + b\tau$$

(где t_0 — начальная температура; b — постоянная скорость изменения температуры среды) общее решение задачи будет иметь следующий вид [3]:

$$\Theta(\rho, \tau) = \frac{t(\tau) - u(\rho, \tau)}{t_0} = Pd \left[\frac{1}{n} \left(1 + \frac{2}{Bi} - \rho^2 \right) - \sum_{i=1}^{\infty} \frac{A(\omega_i)}{\omega_i^2} U(\rho \omega_i) e^{-\omega_i^2 Fo} \right], (5)$$

где $Pd = \frac{bR^2}{at_0}$ — критерий Предводителя; a — коэффициент теплопроводности; $A(\omega_i)$ — коэффициенты, зависящие от формы

$$= \frac{1 + \frac{2}{Bi} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{A(\omega_i)}{\omega_i^2} U(\rho, \omega_i) e^{-\omega_i^2 Fo}}{1 + \frac{2}{Bi} - \rho^2 \sum_{i=1}^{\infty} \frac{A(\omega_i)}{\omega_i^2} e^{-\omega_i^2 Fo}} \quad (6)$$

Из соотношения (6) видно, что с течением времени критерий $Rr(\rho, Bi, Fo)$ изменяется, но с того момента, когда в числителе и знаменателе членами ряда, начиная со второго, можно пренебречь, выражение (6) примет следующий вид:

$$Rr(\rho, Bi) = \frac{U(\rho, \omega_1)}{1 - \frac{\rho^2}{2} \frac{1}{1 + \frac{2}{Bi}}} \quad (7)$$

На рис. 4 в соответствии с выражением (7) изображена последовательность вступления в регулярный режим различных точек шара, неограниченного цилиндра и неограниченной пластины.

Из графиков рис. 4 следует, что в отличие от регулярного режима первого рода (рис. 1, 2, 3), где регулярная поверхность всегда находится внутри тела, при регулярном режиме второго рода, независимо от величины критерия Bi , регулярная поверхность совпадает с поверхностью тела. Центры рассматриваемых тел вступают в регулярный режим позже всех точек. При небольших значениях критерия Bi все точки тела входят в регулярный режим практически одновременно. С увеличением критерия время иррегулярного режима уменьшается. Точки шара вступают в регулярный режим раньше, чем соответствующие точки цилиндра, а точки цилиндра — раньше, чем пластины.

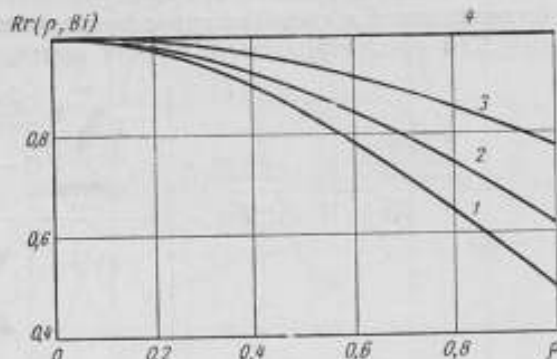


Рис. 4. Последовательность вступления в регулярный режим второго рода отдельных точек:

1 — шара при $Bi = \infty$; 2 — цилиндра при $Bi = \infty$; 3 — пластины при $Bi = \infty$; 4 — шара, цилиндра и пластины при $Bi = 0$.

Экспоненциальное изменение температуры среды

Если температура среды изменяется по экспоненциальному закону

$$t(\tau) = t_m - (t_m - t_0) e^{-k\tau},$$

то общее решение задачи будет иметь вид [3]:

$$\Theta(\rho, \tau) = \frac{t_m - u(\rho, \tau)}{t_m - t_0} = \frac{U(\sqrt{Pd}\rho)}{f(Bi, Pd)} e^{-Pd \cdot Fo} + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{A(\omega_i)}{1 - \frac{\rho^2}{Pd}} \frac{U(\rho\omega_i)}{\omega_i^2} e^{-\omega_i^2 Fo} \quad (8)$$

где $Pd = \frac{kR^2}{a}$ — критерий Предводителя; функция $f(Bi, Pd)$ имеет следующее значение:

для шара

$$\frac{1}{Bi} [(Bi - 1) \cdot \sin \sqrt{Pd} + \sqrt{Pd} \cdot \cos \sqrt{Pd}];$$

для цилиндра

$$J_0(\sqrt{Pd}) - \frac{1}{Bi} \cdot \sqrt{Pd} \cdot J_1(\sqrt{Pd});$$

для пластины

$$\cos \sqrt{Pd} - \frac{1}{Bi} \cdot \sqrt{Pd} \cdot \sin \sqrt{Pd};$$

$U(\sqrt{Pd}\rho)$ и $U(\rho\omega_i)$ определяются выражениями (2).

Из решения (8) видно, что регулярный режим наступает тогда, когда рядом можно пренебречь по сравнению с первым членом уравнения: с этого момента времени температура любой точки тела будет изменяться по экспоненте в соответствии с изменением температуры внешней среды.

Для рассматриваемого случая критерий регулярного режима равен

$$Rr(\rho, Bi, Pd, Fo) = \frac{\sum_{i=1}^{\infty} \frac{A(\omega_i)}{\omega_i^2} U(\rho\omega_i) e^{-\omega_i^2 Fo}}{U(\sqrt{Pd}\rho) \sum_{i=1}^{\infty} \frac{A(\omega_i)}{\omega_i^2} e^{-\omega_i^2 Fo}} \quad (9)$$

С течением времени критерий $Rr(\rho, Bi, Pd, Fo)$ изменяется. Однако с некоторого момента времени в числителе и знаменателе членами ряда, начиная со второго, можно пренебречь и тогда соотношение (9) будет иметь следующий вид:

$$Rr(\rho, Bi, Pd) = \left| \frac{U(\rho\omega_1)}{U(\sqrt{Pd}\rho)} \right| \quad (10)$$

Числитель выражения (10) является монотонно убывающей функцией аргумента для $0 < Bi < \infty$. Это следует из соотношения (2). Аргумент функции знаменателя в равенстве (10) в зависимости от значений критерия Pd может принимать любые значения в пределах от 0 до ∞ , поэтому $U(\sqrt{Pd}\rho)$ является периодической функцией ρ или $\sqrt{Pd}\rho$.

Из выражения (10) следует, что при значениях $Pd < \omega_1^2$ функция $U(\sqrt{Pd}\rho) > U(\rho\omega_1)$ и для $0 < Bi < \infty$ критерий $Rr(\rho, Bi, Pd) < 1$, т. е. все точки вступают в регулярный режим раньше, чем центр тела. Сравнивая соотношения (7) и (10), можно заключить, что для значений критерия Предводителя $0 < Pd < \omega_1^2$ последовательность наступления регулярного режима отдельных точек примерно такая же, как и в случае линейного изменения температуры среды (рис. 2).

При значениях $Pd > \omega_1^2$ знаменатель выражения (10) для некоторых точек ρ_n может быть равен нулю, что соответствует $Rr = \infty$. Это означает, что точки ρ_n вообще не входят в регулярный режим. И чем больше величина Pd , тем больше таких особых точек. Действительно, если $(U\sqrt{Pd}\rho) = 0$, то, например, для пластины имеем

$$\cos(\sqrt{Pd}\rho) = 0 \quad \text{и} \quad \rho_n = \frac{2n-1}{\sqrt{Pd}} \cdot \frac{\pi}{2}$$

где $n = 1, 2, 3, \dots, m$.

Для $\sqrt{Pd} = \frac{\pi}{2}$ имеем $\rho_1 = 1$: поверхность пластины не входит в регулярный режим. Если $\sqrt{Pd} = \frac{3}{2}\pi$, то $\rho_1 = 1/3$ и $\rho_2 = 1$: поверхность

не входит в регулярный режим и точки плоскости $\rho_1 = 1/3$. При $Pd \rightarrow \infty$ число особых точек $m \rightarrow \infty$: тело вообще не входит в регулярный режим. Полученный результат можно объяснить следующим образом. При большой скорости изменения температуры внешней среды ($Pd \rightarrow \infty$) через небольшой промежуток времени температура ее станет почти равной t_m , а точки тела не успевают войти в регулярный режим. Следовательно, нагревание тела будет происходить в условиях постоянной температуры среды $t = t_m$. В этом случае изменение температуры тела математически будет описываться рядом соотношения (8). С течением времени членами ряда в соотношении (8), начиная с $i = 2$, можно пренебречь и температура тела будет изменяться по экспоненциальному закону.

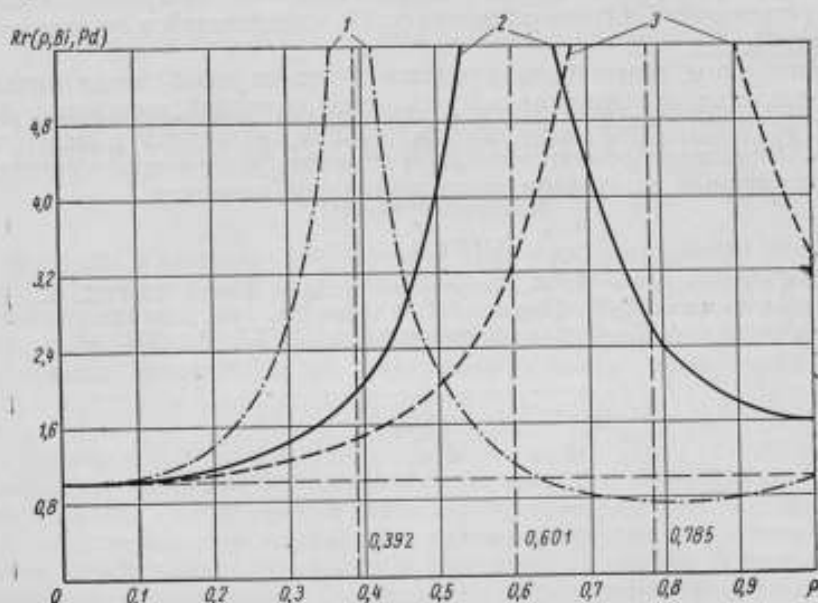


Рис. 5. Последовательность вступления в регулярный режим при $Bi = 1$ и $Pd = 16$:

1 — пластины; 2 — цилиндра; 3 — шара.

На рис. 5 показана последовательность вступления в регулярный режим отдельных точек шара, неограниченного цилиндра и неограниченной пластины для значений критерия Предводителя $Pd > \omega_1^2$. В каждом из рассматриваемых тел для критерия $Pd = 16$ при $Bi = 1$ существует такая поверхность, точки которой вообще не вступают в регулярный режим (для шара — это точки поверхности $\rho_n = 0,785$, для цилиндра $0,601$ и для пластины $0,392$).

Таким образом, в зависимости от условий теплообмена (Bi) и от интенсивности изменения температуры внешней среды (Pd) точки тела или все вступают в регулярный режим ($Pd < \omega_1^2$), или для некоторых из них регулярный режим вовсе не наступает ($Pd > \omega_1^2$). Температура таких особых точек не следует закону изменения температуры среды [в этом случае в уравнении (7) первый член равен нулю], а изменяется по закону регулярного режима первого рода $[\Theta(\rho_n, \tau) \sim e^{-\omega_1^2 Fo}]$. Число 'особых точек возрастает с увеличением критерия Pd , и при $Pd \gg \omega_1^2$ практически все точки тела вступают в регулярный режим первого рода.

В тех случаях, когда $\omega_1 < Pd < \omega_2^2$ и

$$\frac{U(\sqrt{Pd} \cdot \rho)}{f(Bi, Pd)} > \frac{A(\omega_2)}{1 - \frac{\omega_2^2}{Pd}} \cdot U(\omega_2 \rho),$$

критерий регулярного режима вычисляется по следующей формуле:

$$Rr(\rho, Bi, Pd) = \left| \frac{U(\sqrt{Pd} \cdot \rho)}{U(\omega_1 \cdot \rho)} \right|,$$

а для $Pd > \omega_2^2$ по соотношению (4).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный метод анализа тепловых процессов с помощью критерия регулярного режима позволяет определить последовательность вступления в регулярный режим точек различных тел, которые охлаждаются (или нагреваются) в среде с температурой, изменяющейся по какому-либо закону.

Этот метод может быть применен в тех случаях, когда начальное распределение температуры тела является функцией координат. Кроме того, не исключается возможность анализа систем тел с источниками тепла. Аналогично решается задача о тепловом режиме тела с равномерно распределенным источником тепла постоянной мощности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кондратьев Г. М., Регулярный тепловой режим, ГИТТЛ, М., 1954.
2. Дульнев Г. Н., Сборник ЛИТМО, вып. 20, 1956, стр. 125.
3. Лыков А. В., Теория теплопроводности, ГИТТЛ, М., 1952.

ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ ТЕЛ В УСЛОВИЯХ ПЕРЕМЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ СРЕДЫ И МЕНЯЮЩЕЙСЯ ТЕПЛОТДАЧИ

Общие положения

Вопросы изменения температуры тела при погружении его в среду с постоянной температурой в условиях постоянной теплоотдачи рассматривались многими авторами и детально разбираются в монографии проф. Г. М. Кондратьева [1]. Решение задач о температурном поле тел в условиях меняющейся по различным законам температуры среды, но при постоянной теплоотдаче дано в книге акад. А. В. Лыкова [2]. Однако практика современных тепловых исследований настоятельно требует решения задач о температурном поле тел не только при меняющейся температуре среды, но и меняющейся со временем теплоотдаче. Решение этих вопросов важно прежде всего потому, что надежность результатов измерений температур жидкостей и газов определяется условиями теплообмена между термодатчиком и окружающей средой. Температурный режим термодатчика, находящегося в условиях переменной теплоотдачи, до сего времени оставался не исследованным ни теоретически, ни экспериментально.

В связи с этим автор поставил перед собой задачу — провести теоретическое исследование вопроса о нагревании или охлаждении тел при переменных внешних условиях (переменной температуре среды и меняющемся со временем коэффициенте теплоотдачи). Решение задачи поставленной получить в общем виде для любой точки тела. Это дает возможность изучить закономерности изменения со временем температурного поля тел.

Однако столь общее решение может быть получено для некоторых конкретных однородных тел (цилиндр, шар, пластина), что не является ограничением областей применения полученных решений, так как метод Вейника [3] позволяет с известным приближением распространить решения тепловой задачи для тел простейших форм на тела более сложных конфигураций, но также однородных по своим тепловым свойствам.

Для краткости изложения приведем здесь только исследование решения задачи для цилиндра. Цилиндр рассматривается как неограниченный, так как при значительной его длине торцевым эффектом можно пренебречь. Очевидно, что излагаемый ниже метод решения задачи может быть с тем же успехом применен к таким телам, как шар, пластина, куб, параллелепипед.

Для решения поставленной задачи воспользуемся операционным исчислением в той его форме, которая основана на нахождении изображения $L[s]$ от функции $f(\tau)$ с помощью преобразования Лапласа

$$L[s] = \int_0^{\infty} f(\tau) e^{-s\tau} d\tau, \quad (1)$$

Тогда общее решение задачи в зависимости от характера изменения со временем коэффициента теплоотдачи может быть получено путем применения одной из двух следующих теорем операционного исчисления:

$$\frac{\partial^n L[s]}{\partial s^n} = (-1)^n \int_0^{\infty} \tau^n e^{-s\tau} f(\tau) d\tau \quad (2)$$

$$L[s-c] = \int_0^{\infty} e^{c\tau} f(\tau) e^{-s\tau} d\tau. \quad (3)$$

Применение теоремы (2) позволяет решить задачу в тех случаях, когда закон изменения со временем коэффициента теплоотдачи может быть представлен в форме полинома с положительными показателями степени при τ .

Теорема (3), обычно называемая «теоремой смещения», позволяет получить решение задачи в тех случаях, когда изменение со временем коэффициента теплоотдачи может быть характеризовано выражением, состоящим из суммы экспоненциальных функций времени. Частным случаем являются гармонические колебания коэффициента теплоотдачи. Что касается характера изменения со временем температуры среды, то выбранный метод решения задачи накладывает одно ограничение, заключающееся в том, что функция, определяющая изменение температуры, должна иметь изображение.

Перейдем к решению конкретных задач о нагревании (охлаждении) неограниченного цилиндра при переменных внешних условиях.

1. Температурное поле цилиндра при температуре среды и теплоотдаче, являющихся линейными функциями времени

Задача сводится к решению дифференциального уравнения

$$\frac{\partial \Theta(r, \tau)}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 \Theta(r, \tau)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \Theta(r, \tau)}{\partial r} \right) \quad (1, 1)$$

с начальным условием

$$\Theta(r, 0) = \Theta_0, \quad (1, 2)$$

граничным условием

$$\left[\frac{\partial \Theta(r, \tau)}{\partial r} \right]_{r=R} - (h_0 + b\tau) [t_0 + v\tau - \Theta(R, \tau)] = 0 \quad (1, 3)$$

и условием симметричности теплового потока

$$\left[\frac{\partial \Theta(r, \tau)}{\partial r} \right]_{r=0} = 0. \quad (1, 4)$$

В этих выражениях приняты следующие обозначения:

$\Theta(r, \tau)$ — температура однородного неограниченного цилиндра в точке, находящейся на расстоянии r от оси, в момент времени τ ;

R — радиус цилиндра;

a — коэффициент температуропроводности его материала;

h_0 — отношение начального значения коэффициента теплоотдачи к коэффициенту теплопроводности материала цилиндра;

b — отношение скорости изменения коэффициента теплоотдачи к коэффициенту теплопроводности материала цилиндра;

t_0 — температура среды в момент времени $\tau = 0$;

v — скорость изменения температуры среды.

Заметим, что в зависимости от характера изменения теплоотдачи величина b может быть как положительной, так и отрицательной. Однако во втором случае справедливость полученных решений должна быть, естественно, ограничена таким моментом времени τ , для которого еще сохраняется неравенство $h_0 + b\tau > 0$, так как отрицательное значение коэффициента теплоотдачи не имеет смысла.

Переходя к изображениям и принимая во внимание условие (1, 2), получим дифференциальное уравнение (1, 1) в виде

$$\Theta''(r, s) + \frac{1}{r} \Theta'(r, s) - \frac{s}{a} \left[\Theta(r, s) - \frac{\Theta_0}{s} \right] = 0. \quad (1, 5)$$

Решением уравнения (1, 5) является выражение

$$\Theta(r, s) = \frac{\Theta_0}{s} + C I_0 \left(r \sqrt{\frac{s}{a}} \right). \quad (1, 6)$$

Для перевода граничного условия (1, 3) в изображения воспользуемся теоремой (2). Тогда вместо (1, 3) получим выражение

$$\left[\frac{\partial \Theta(r, s)}{\partial r} \right]_R - \frac{h_0 t_0}{s} - \frac{1}{s^2} (h_0 v + t_0 b) - 2 \frac{bv}{s^2} + h_0 \Theta(R, s) - b \frac{\partial \Theta(R, s)}{\partial s} = 0. \quad (1, 7)$$

Выражение (1, 7) с помощью (1, 6) позволяет определить постоянную интегрирования C . Решение задачи в изображениях имеет вид

$$\begin{aligned} \Theta(r, s) - \frac{\Theta_0}{s} &= \frac{[(t_0 - \Theta_0) h_0 s^2 + [h_0 v + b(t_0 - \Theta_0)] s + 2bv] I_0 \left(r \sqrt{\frac{s}{a}} \right)}{s^2 \left[h_0 J_0 \left(R \sqrt{\frac{s}{a}} \right) + \sqrt{\frac{s}{a}} I_1 \left(R \sqrt{\frac{s}{a}} \right) \left(1 - \frac{bR}{2s} \right) \right]} = \\ &= \frac{\Phi(s)}{s^2 \varphi(s)}. \end{aligned} \quad (1, 8)$$

Как числитель, так и знаменатель этой дроби могут быть представлены в виде полиномов, причем полином в знаменателе оказывается более высокой степени, чем полином в числителе. Следовательно, к выражению (1, 8) может быть применена теорема разложения.

Знаменатель выражения (1, 8) имеет корни:

1) $s_1 = 0$ (трехкратный корень);

2) бесконечное множество корней $s_n = -\frac{\mu_n^2 a}{R^2}$, где μ_n — корни трансцендентного уравнения

$$h_0 R J_0(\mu) = \mu J_1(\mu) \left(1 + \frac{bR^2}{2\mu^2 a} \right). \quad (1, 9)$$

По теореме разложения для кратных корней имеем

$$\begin{aligned} \lim_{s \rightarrow 0} \left[\frac{d^2}{ds^2} \left(e^{s\tau} \frac{\Phi(s)}{\varphi(s)} \right) \right] &= \frac{1}{[\varphi(0)]^2} \{ \tau^2 \Phi(0) [\varphi(0)]^2 + \\ &+ 2\tau \varphi(0) [\varphi(0) \Phi'(0) - \Phi(0) \varphi'(0)] + \varphi(0) [\varphi(0) \Phi''(0) - \\ &- 2\varphi'(0) \Phi'(0) - \Phi(0) \varphi''(0)] + 2\Phi(0) [\varphi'(0)]^2 \}. \end{aligned}$$

Для функций $\Phi(0)$ и $\varphi(0)$ и их производных имеем следующие выражения:

$$\Phi(0) = 2bv; \quad \Phi'(0) = h_0 v + b(t_0 - \Theta_0) + bv \frac{r^2}{2a};$$

$$\Phi''(0) = 2h_0(t_0 - \Theta_0) = [h_0 v + b(t_0 - \Theta_0)] \frac{r^2}{2a} + \frac{bv r^4}{16a^2};$$

$$\varphi(0) = h_0; \quad \varphi'(0) = \frac{R}{2a} \left[1 + \frac{h_0 R}{2} \right]; \quad \varphi''(0) = \frac{R^2}{8a^2} \left[1 + \frac{h_0 R}{4} \right].$$

Таким образом, переходя от изображения к оригиналу функции, получим общее решение задачи в виде

$$\begin{aligned} \Theta(r, \tau) = & t_0 + v\tau^2 \frac{b}{h_0} + \left[v + \frac{b}{h_0} (t_0 - \Theta_0) \right] \left[\tau - \frac{R^2}{4a} \left(1 + \frac{2}{h_0 R} - \frac{r^2}{R^2} \right) \right] - \\ & - \frac{bvR^2}{2h_0 a} \left(1 + \frac{2}{h_0 R} - \frac{r^2}{R^2} \right) \left[\tau - \frac{R^2}{4a} \left(1 + \frac{2}{h_0 R} \right) \right] - \frac{bvR^4}{32h_0 a^2} \left(1 + \frac{4}{h_0 R} - \frac{r^4}{R^4} \right) - \\ & - 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\left\{ (t_0 - \Theta_0) h_0 R - \frac{R^2}{\mu_n^2 a} [h_0 R v + bR(t_0 - \Theta_0)] + \frac{2bR^2 v}{\mu_n^4 a^2} \right\} J_0 \left(\mu_n \frac{r}{R} \right) e^{-\frac{\mu_n^2}{R^2} \tau}}{\mu_n^2 J_0(\mu_n) \left(1 + \frac{bR^2}{2a\mu_n^2} \right) + \mu_n J_1(\mu_n) \left(h_0 R - \frac{bR^2}{a\mu_n^2} \right)}. \end{aligned} \quad (I, 10)$$

Для удобства анализа полученное решение сопоставим с известным выражением [2] для температурного поля неограниченного цилиндра при постоянной теплоотдаче и линейно меняющейся температуре среды. Это выражение непосредственно вытекает из (I, 10) при $b = 0$:

$$\begin{aligned} \Theta(r, \tau) = & t_0 + v\tau + \frac{vR^2}{4a} \left[1 + \frac{2}{hR} - \frac{r^2}{R^2} \right] - \\ & - 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{hR \left(t_0 - \Theta_0 - \frac{R^2 v}{\nu_n^2} \right) J_0 \left(\nu_n \frac{r}{R} \right) e^{-\frac{\nu_n^2}{R^2} \tau}}{J_0(\nu_n) (\nu_n^2 + h^2 R^2)}, \end{aligned} \quad (I, 11)$$

где ν — корень уравнения

$$hR J_0(\nu) = \nu J_1(\nu). \quad (I, 12)$$

Наибольший интерес представляет сравнение выражений (I, 10) и (I, 11) для так называемого «квазистационарного» режима нагрева, наступающего через некоторое время после начала процесса. Математически наступление квазистационарного режима характеризуется тем, что, начиная с некоторого значения τ , суммы бесконечных рядов в (I, 10) и (I, 11) становятся исчезающе малыми и при рассмотрении дальнейшего процесса ими можно пренебречь.

Как вытекает из уравнения (I, 11), при постоянной теплоотдаче ($b = 0$) в квазистационарном режиме между температурой $\Theta(r, \tau)$ тела в данной его точке и температурой среды $t = t_0 + v\tau$ устанавливается постоянная разность, пропорциональная скорости изменения температуры. Кроме того, в этих условиях распределение температуры вдоль радиуса цилиндра подчиняется квадратичному закону. При теплоотдаче, меняющейся со временем по линейному закону, как это вытекает из выражения (I, 10), оба эти положения теряют силу.

Действительно, в квазистационарном режиме при температуре среды и теплоотдаче, меняющихся по линейному закону, температура тела связана с временем квадратичной зависимостью. Следовательно, разность температур тела и среды не остается постоянной, а непременно меняется, возрастая при $b < 0$ и убывая при $b > 0$.

Общий характер изменения температуры тела в этих случаях показан на рис. 1.

Теоретически интересна возможность возникновения при $b > 0$ максимума разности температур $t - \Theta(r, \tau)$, показанного на рис. 1. С другой стороны, при линейно меняющейся теплоотдаче распределение температуры вдоль радиуса цилиндра в квазистационарном режиме харак-

теризуется не квадратичным законом, а законом четвертой степени радиуса*.

Такой характер распределения температуры вдоль радиуса цилиндра для $b > 0$ и $b < 0$ показан на рис. 2.

Из этого можно прийти к заключению, что метод определения коэффициентов температуропроводности материалов при линейном изменении температуры среды, описанный А. В. Лыковым [2] и предусматривающий справедливость квадратичного распределения температуры вдоль радиуса

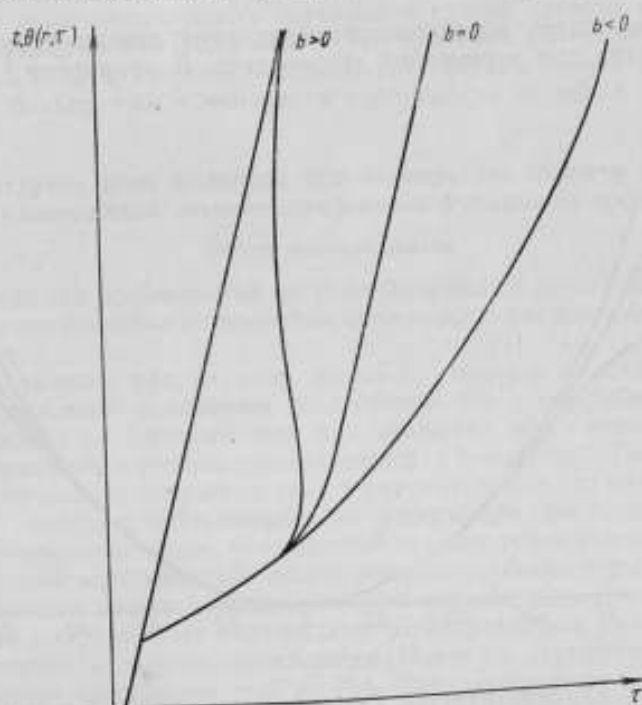


Рис. 1.

цилиндра, применим только в условиях постоянства коэффициента теплоотдачи.

Разберем еще один частный случай изменения температуры цилиндра при линейно меняющемся коэффициенте теплоотдачи, но при постоянной температуре среды. Решение для этого случая получим из (1, 10), полагая $v = 0$,

$$\Theta(r, \tau) = t_0 + \frac{b}{h_0} (t_0 - \Theta_0) \left[\tau - \frac{R^2}{4a} \left(1 + \frac{2}{h_0 R} - \frac{r^2}{R^2} \right) \right] - 2(t_0 - \Theta_0) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\left(h_0 R - \frac{bR^2}{a\mu_n^2} \right) J_1(\mu_n) J_0\left(\mu_n \frac{r}{R}\right) e^{-\frac{\mu_n^2 a}{R^2} \tau}}{\mu_n \left[h_0 R J_0^2(\mu_n) + \left(h_0 R - \frac{bR^2}{a\mu_n^2} \right) J_1^2(\mu_n) \right]}. \quad (1, 13)$$

Следовательно, при постоянной температуре среды, но линейно изменяющемся коэффициенте теплоотдачи экспоненциальный характер изме-

* Можно показать, что если зависимость коэффициента теплоотдачи от времени может быть представлена полиномом степени n , а температура среды — полиномом степени m , то изменение температуры тела в квазистационарном режиме будет характеризоваться полиномом степени $n + m$.

нения температуры тела в регулярном режиме искажается членом, величина которого линейно меняется со временем и квадратично для различных точек вдоль радиуса. Поэтому при переменной теплоотдаче должна отсутствовать в чистом виде стадия регулярного режима. В этом заключается наиболее естественное объяснение часто наблюдаемого [4] искривления графиков охлаждения тел, построенных в полулогарифмическом масштабе. Заметим также, что в этом случае квазистационарная стадия отсутствует как не имеющая физического смысла и процесс ограничивается переходной стадией.

Проведем теперь исследование переходной стадии процесса нагревания цилиндра при переменной теплоотдаче. В уравнении (1, 13) пере-

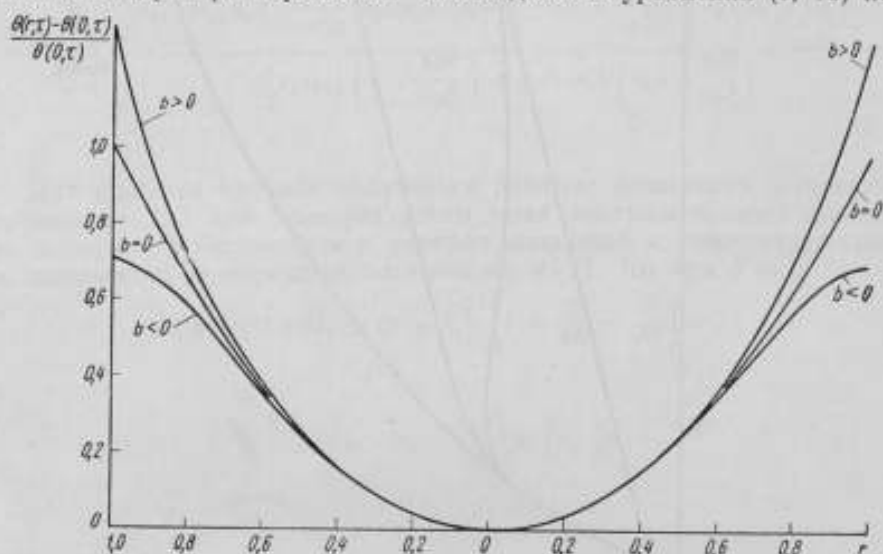


Рис. 2.

ходная стадия характеризуется суммой бесконечно убывающего ряда. Степень убывания этой суммы со временем определяется величиной корней μ_n , входящих в показатели степеней экспоненциальных функций времени. Поэтому для выявления особенностей протекания процесса в переходной стадии необходимо исследовать степень различия корней μ_n , определяемых уравнением (1, 9), и корней ν_n , определяемых уравнением (1, 12), при одних и тех же значениях критерия Био h_0R .

Числовой расчет показывает, что при $b > 0$ имеет место неравенство $\mu_n < \nu_n$. При $b < 0$ имеет место обратное неравенство $\mu_n > \nu_n$. О степени различия первых корней μ_1 и ν_1 , при $b > 0$, можно судить по данным табл. 1.

Таблица 1

h_0R	0,1		1,0		10
$\frac{bR^2}{a}$	0,01	0,02	0,1	0,2	1,0
ν_1	0,442		1,255		2,18
μ_1	0,430	0,419	1,228	1,190	2,13

При $hR \rightarrow \infty$, $\mu_1 \rightarrow \nu_1$

Что касается корней μ_n второго порядка и выше, то их числовые значения практически не отличаются от соответствующих корней ν_n для одних и тех же значений критерия Био h_0R .

Так различие μ_2 и ν_2 составляет сотые доли процента для средних значений hR . Это объясняется тем, что по мере возрастания порядка корней μ_n их числовые значения быстро увеличиваются и, следовательно, быстро уменьшается значимость второго числа в скобке правой части формулы (I, 9), определяющего степень расхождений корней μ_n и ν_n . Так как величина первого корня μ_1 в выражении (I, 10) определяет момент наступления квазистационарного состояния процесса нагрева или охлаждения тела, то приходим к следующему выводу. При линейно меняющейся теплоотдаче продолжительность переходной стадии зависит от величины изменения критерия Био (величины bR) со временем. По сравнению с условиями при $b = 0$ длительность переходной стадии может быть в этом случае как больше так и меньше, в зависимости от знака величины b .

II. Температурное поле цилиндра при температуре среды и теплоотдаче, являющихся экспоненциальными функциями времени

Общее решение задачи

Исследование особенностей нагрева (или охлаждения) тел при экспоненциально меняющейся со временем теплоотдаче представляет несомненный интерес.

Можно указать ряд случаев, когда приходится практически встречаться с подобными условиями теплообмена тел с окружающей средой. Таковы условия охлаждения тела при движении его в среде с экспоненциально меняющейся плотностью (например, в атмосфере). Таковы условия изменения теплового состояния тела в результате его теплообмена с потоком газа, свободно истекающего из резервуара постоянного объема.

Можно показать также, что обычный процесс теплообмена тела с неподвижной средой в большом интервале температур более строго может быть описан решением задачи в предположении экспоненциально меняющегося со временем коэффициента теплоотдачи. Действительно, принято считать, что применимость закона охлаждения Ньютона ограничивается узким температурным интервалом $\approx 5^\circ \text{C}$ [8]. При расширении температурного интервала постоянство коэффициента теплоотдачи нарушается и, как показывают экспериментальные исследования [9], эта величина может быть признана в первом приближении линейно зависящей от разности температур тела и среды. Но, так как эта разность в процессе нагрева (или охлаждения) тела меняется в общих чертах по экспоненциальному закону, то при изменении температуры тела в широком диапазоне правильнее рассматривать коэффициент теплоотдачи как экспоненциальную функцию времени.

При нахождении общего решения задачи о температурном поле цилиндра в условиях экспоненциально меняющейся теплоотдачи можно было бы задаться произвольным законом изменения температуры среды. Но по аналогии с другими рассмотренными в данной работе случаями проведено решение задачи для одного и того же закона изменения температуры среды и коэффициента теплоотдачи, в данном случае экспоненциального.

Таким образом, предположим, что

$$\left. \begin{aligned} h &= h_k + (h_0 - h_k) e^{-kt} \\ t &= t_k + (t_0 - t_k) e^{-ct} \end{aligned} \right\} \quad (\text{II, 1})$$

где индексы k и 0 обозначают конечные и начальные значения величин.

Так как исходное дифференциальное уравнение и начальное условие одни и те же, что и в задаче, разобранный в разделе I, то частное решение задачи в изображениях можно сразу написать в виде

$$\Theta(r, s) = \frac{\Theta_0}{s} + CI_0 \left(r \sqrt{\frac{s}{a}} \right). \quad (\text{I, 6})$$

Определение постоянной интегрирования производим на основании граничного условия

$$\left[\frac{\partial \Theta(r, \tau)}{\partial r} \right]_{r=R} - h [t - \Theta(R, \tau)] = 0. \quad (\text{II, 2})$$

Однако использование этого граничного условия в сочетании с функциями, определенными выражениями (II, 1), возможно путем перевода его в изображения с помощью теоремы смещения (3). Производя эти преобразования, найдем выражение для определения постоянной C

$$C \left[\sqrt{\frac{s}{a}} I_1 \left(R \sqrt{\frac{s}{a}} \right) + h_x I_0 \left(R \sqrt{\frac{s}{a}} \right) + (h_0 - h_x) I_0 \left(R \sqrt{\frac{s+k}{a}} \right) \right] = \\ = h_x \frac{t_x - \Theta_0}{s} + \frac{h_x (t_0 - t_x)}{s+x} + (h_0 - h_x) \frac{t_x - \Theta_0}{s+k} + \frac{(t_0 - t_x)(h_0 - h_x)}{s+x+k}.$$

Получим следующее решение задачи в изображениях:

$$\Theta(r, s) = \frac{\Theta_0}{s} + \{ h_x (t_x - \Theta_0) (s+x)(s+k)(s+x+k) + \\ + h_x (t_0 - t_x) s(s+k)(s+x+k) + (h_0 - h_x) (t_x - \Theta_0) s(s+x)(s+x+k) + \\ + (t_0 - t_x)(h_0 - h_x) s(s+x)(s+k) \} I_0 \left(\sqrt{\frac{s}{a}} r \right) \times \\ \times \left\{ s(s+x)(s+k)(s+k+x) \left[\sqrt{\frac{s}{a}} I_1 \left(R \sqrt{\frac{s}{a}} \right) + h_x I_0 \left(R \sqrt{\frac{s}{a}} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + (h_0 - h_x) I_0 \left(R \sqrt{\frac{s+k}{a}} \right) \right] \right\}^{-1}. \quad (\text{II, 13})$$

Это выражение удовлетворяет требованиям теоремы разложения. Знаменатель этого выражения имеет корни $s_1 = 0$; $s_2 = -x$; $s_3 = -k$; $s_4 = -x - k$ и бесчисленное множество корней вида $s_n = \frac{-\mu_n^2 a}{R^2}$, где μ_n — корни трансцендентного уравнения

$$\left. \begin{aligned} h_x R J_0(\mu) - \mu J_1(\mu) - (h_0 - h_x) R J_0(\sqrt{\mu^2 - k^2}) \\ \left(K^2 = \frac{K}{a} R^2; \quad L^2 = \frac{x}{a} R^2 \right) \end{aligned} \right\} \quad (\text{II, 4})$$

Поэтому, переходя от изображений к оригиналам функций, получим общее решение задачи

$$\Theta(r, \tau) = t_x - \frac{h_x R (t_0 - t_x) J_0 \left(L \frac{r}{R} \right) e^{-x\tau}}{h_x R J_0(L) - L J_1(L) + (h_0 - h_x) R J_0(\sqrt{L^2 - K^2})} - \\ - \frac{R (h_0 - h_x) (t_x - \Theta_0) J_0 \left(K \frac{r}{R} \right) e^{-k\tau}}{h_x R J_0(K) - K J_1(K) + (h_0 - h_x) R} - \\ - \frac{(t_0 - t_x)(h_0 - h_x) R J_0 \left(\frac{r}{R} \sqrt{L^2 + K^2} \right) e^{-(k+x)\tau}}{h_x R J_0(\sqrt{L^2 + K^2}) - (\sqrt{L^2 + K^2}) J_1(\sqrt{L^2 + K^2}) + (h_0 - h_x) R J_0(L)} + \\ + 2h_x R (t_x - \Theta_0) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0 \left(\mu_n \frac{r}{R} \right) e^{-\frac{\mu_n^2 a}{R^2} \tau}}{\mu_n^2 M_n}$$

$$\begin{aligned}
& -2h_x R (t_0 - t_x) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0\left(\mu_n \frac{r}{R}\right) e^{-\frac{\mu_n^2 a}{R^2} \tau}}{(L^2 - \mu_n^2) M_n} \\
& -2(h_0 - h_x) R (t_x - \Theta_0) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0\left(\mu_n \frac{r}{R}\right) e^{-\frac{\mu_n^2 a}{R^2} \tau}}{(K^2 - \mu_n^2) M_n} \\
& -2(h_0 - h_x) R (t_0 - t_x) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0\left(\mu_n \frac{r}{R}\right) e^{-\frac{\mu_n^2 a}{R^2} \tau}}{(K^2 + L^2 - \mu_n^2) M_n}, \quad (II, 5)
\end{aligned}$$

где

$$M_n = J_0(\mu_n) + \frac{h_x R}{\mu_n} J_1(\mu_n) + \frac{(h_0 - h_x) R}{V \mu_n^2 - K^2} J_1(V \mu_n^2 - K^2).$$

Из этого общего решения задачи прежде всего вытекает, что при экспоненциально меняющихся температуре среды и теплоотдаче, даже в квазистационарной части процесса, изменение температуры тела происходит по сложному закону, определяющемуся суммой трех экспоненциальных функций с различными показателями степени. Следовательно, кривая нагрева тела в квазистационарной стадии процесса принципиально не может характеризовать кривую изменения температуры среды. Поэтому при измерении с высокой точностью экспоненциально меняющихся температур необходимо обратить внимание на искажения результатов измерения, вызванные изменением коэффициента теплоотдачи.

Исследование общего вида решения (II, 5) достаточно сложно. Поэтому мы ограничимся рассмотрением некоторых частных случаев.

Изменение температуры среды и критерия Био происходят по одинаковому закону. Этот случай характеризуется равенством $k = \chi$. Тогда для квазистационарной стадии процесса будем иметь

$$\begin{aligned}
\Theta(r, \tau) = t_x & - \frac{[h_x R (t_0 - t_x) + (t_x - \Theta_0) (h_0 - h_x)] J_0\left(K \frac{r}{R}\right) e^{-k\tau}}{h_x R J_0(K) - K J_1(K) + (h_0 - h_x) R} \\
& - \frac{(t_0 - t_x) (h_0 - h_x) R J_0\left(\frac{r}{R} K \sqrt{2}\right) e^{-2k\tau}}{h_x R J_0(K \sqrt{2}) - K \sqrt{2} J_1(K \sqrt{2}) + (h_0 - h_x) R J_0(K)}. \quad (II, 6)
\end{aligned}$$

Таким образом, для этого случая кривая нагрева тела может быть представлена суммой двух экспоненциальных функций с кратными показателями степеней.

Температура среды постоянна. Для этого случая при $t_x = t_0$ имеем:

$$\begin{aligned}
\Theta(r, \tau) = t_0 - (t_0 - \Theta_0) & \left\{ \frac{(h_0 - h_x) R J_0\left(K \frac{r}{R}\right) e^{-k\tau}}{h_x R J_0(K) - K J_1(K) + (h_x - h_0) R} + \right. \\
& + 2(h_0 - h_x) R \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0\left(\mu_n \frac{r}{R}\right) e^{-\frac{\mu_n^2 a}{R^2} \tau}}{(K^2 - \mu_n^2) M_n} \\
& \left. - 2h_x R \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0\left(\mu_n \frac{r}{R}\right) e^{-\frac{\mu_n^2 a}{R^2} \tau}}{\mu_n^2 M_n} \right\}. \quad (II, 7)
\end{aligned}$$

Таким образом, при постоянной температуре среды изменение температуры тела в регулярном режиме совершается по кривой, являющейся результатом наложения на экспоненциальную кривую нагрева тела при постоянной теплоотдаче экспоненциальной кривой изменения теплоотдачи. Коэффициенты при членах, характеризующих эти экспоненты, определяющие их масштаб, зависят от термической инерции тела.

Теплоотдача не зависит от времени. В этом случае $h_n = h_0 = h$ и из (II, 5) непосредственно получаем, что

$$\begin{aligned} \Theta(r, \tau) = & t_{\infty} - hR \left\{ \frac{(t_0 - t_{\infty}) J_0 \left(L \frac{r}{R} \right) e^{-\kappa \tau}}{hR J_0(L) - LJ_1(L)} + \right. \\ & + 2(t_0 - t_{\infty}) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0 \left(\nu_n \frac{r}{R} \right) e^{-\frac{\nu_n^2 a}{R^2} \tau}}{(L^2 - \nu_n^2) N_n} - 2(t_{\infty} - \Theta_0) \times \\ & \left. \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0 \left(\nu_n \frac{r}{R} \right) e^{-\frac{\nu_n^2 a}{R^2} \tau}}{\nu_n^2 N_n} \right\}, \end{aligned} \quad (\text{II, 8})$$

где

$$N_n = J_0(\nu_n) + \frac{hR}{\nu_n} J_1(\nu_n),$$

а ν_n — корни уравнения II, 12].

Аналогичное выражение для этого частного случая было в свое время найдено А. В. Лыковым [2]. Обратим теперь внимание на следующее обстоятельство. Найдем выражение для производной по времени от средней объемной температуры тела $\Theta(\tau)$ в квазистационарном процессе при линейном изменении температуры среды и теплоотдачи. Далее, найдем аналогичное выражение для производной по времени от температуры среды. В случае, если температура среды изменяется линейно, эта производная равна v . Если теперь при $\Theta_0 = t_0$ найти отношение этих двух выражений, т. е. найти $\frac{\partial \Theta(\tau)}{\partial t}$, то получим, что производная линейно связана с функцией, определяющей изменение со временем критерия Био

$$\frac{\partial \Theta(\tau)}{\partial t} = \frac{1}{h_0 R} (h_0 R + bR\tau - bR\varepsilon_2),$$

где ε_2 — постоянная термической инерции тела в условиях регулярного режима 2-го рода.

Аналогичный характер имеет выражение производной от температуры тела по температуре среды в случае применения экспоненциальных законов изменения температуры среды и теплоотдачи.

Можно показать, что для монотонного изменения со временем температуры среды и теплоотдачи в общем виде будет справедливо выражение

$$\frac{\partial \Theta(\tau)}{\partial t} = A + Bf_1(\tau),$$

где $f_1(\tau)$ — функция, выражающая изменение со временем критерия Био; A и B — постоянные относительно времени величины, рассчитываемые для тела данной формы, размеров и тепловых свойств и для данных характеров изменений температуры среды и теплоотдачи.

Указанное соотношение позволяет путем измерения температуры тела определять изменения температуры среды в условиях переменной теплоотдачи.

Исследование переходного процесса в условиях экспоненциально меняющихся температуры среды и теплоотдачи не представляет большого интереса, так как в этом случае нельзя установить достаточно четкую границу между переходной стадией и квазистационарным состоянием. Однако уравнение (II, 4) показывает, что так же, как и в случае линейно меняющейся теплоотдачи, возрастание коэффициента теплоотдачи приводит к уменьшению числовых значений корней μ_n и, наоборот, уменьшение теплоотдачи приведет к их увеличению.

III. Коэффициент теплоотдачи и температура среды являются гармоническими функциями времени

Исследование этого случая представляет значительный практический интерес. Так, например, при измерении пульсирующих температур газового потока на выходе двигателей внутреннего сгорания широкое распространение получил метод тонких цилиндрических проволочек. Регистрируя мгновенные значения сопротивлений таких проволочек, можно определить как средний уровень их температуры, так и амплитуду ее колебаний. Однако определение этих характеристик самого газового потока возможно только при учете термической инерции применяемых проволочек. Этот учет до сего времени производится, исходя из предположения постоянства коэффициента теплоотдачи на поверхности цилиндрической проволочки. Такое предположение мало приемлемо, так как одновременно с пульсациями температуры газового потока обычно имеют место синхронные пульсации его скорости, а следовательно, и коэффициента теплоотдачи.

В качестве примера можно привести также многочисленные способы автоматического регулирования температур, в которых зачастую одновременно с гармоническим изменением температуры среды имеют место изменения коэффициента теплоотдачи.

Поэтому возникает необходимость в решении общей задачи о температурном поле тела (например, цилиндрического) при одновременных гармонических колебаниях коэффициента теплоотдачи и температуры внешней среды. Очевидно, что решение такой задачи может быть применено и для исследования теплового состояния тел при более сложных периодических изменениях теплоотдачи и температуры среды, если эти изменения могут быть разложены в соответствующий ряд Фурье.

Для решения данной задачи предположим, что температура среды подчиняется уравнению

$$t = t_{cp} + A_1 \cos \omega \tau. \quad (III, 1)$$

Точно так же будем рассматривать критерий Био, подчиняющимся уравнению

$$hR = h_0 R + A_2 R \cos \omega \tau. \quad (III, 2)$$

Таким образом, рассмотрим сначала случай, когда имеют место синхронные и синфазные колебания температуры среды и теплоотдачи. Задача сводится, следовательно, к решению дифференциального уравнения (I, 1) при начальном условии

$$\theta(r, 0) = \theta_0 = t_{cp} \quad (III, 3)$$

и граничных условиях

$$\left[\frac{\partial \theta(r, \tau)}{\partial r} \right]_{r=0} = 0 \quad (III, 4)$$

$$\left[\frac{\partial \theta(r, \tau)}{\partial r} \right]_{r=R} - (h_0 + A_2 \cos \omega \tau) [t_{cp} + A_1 \cos \omega \tau - \theta(R, \tau)] = 0. \quad (III, 5)$$

Решение уравнения (I, 1) в изображениях с учетом уравнений (III, 3) и (III, 4), как известно из предыдущих глав, имеет вид

$$\Theta(r, s) = \frac{t_{cp}}{s} + CI_0\left(r \sqrt{\frac{s}{a}}\right). \quad (III, 6)$$

Для перевода в изображения граничного условия (III, 5) воспользуемся, формулой

$$\cos \omega \tau = \frac{1}{2} (e^{i\omega \tau} + e^{-i\omega \tau}).$$

Тогда становится возможным применение теоремы смещения и граничное условие (III, 5), представленное в изображениях, примет вид

$$\Theta(R, s) - \frac{h_0 t_{cp}}{s} - \frac{s(h_0 A_1 + t_{cp} A_2)}{s^2 + \omega^2} - A_1 A_2 \frac{s^2 + 2\omega^2}{s(s^2 + 4\omega^2)} + \\ + h_0 \Theta(R, s) + \frac{A_2}{2} [\Theta(R, s - i\omega) + \Theta(R, s + i\omega)] = 0. \quad (III, 7)$$

Выражения (III, 6) и (III, 7) позволяют определить величину произвольной постоянной интегрирования, и тогда решение задачи в изображениях будет иметь вид

$$\Theta(r, s) = \frac{t_{cp}}{s} + \left\{ A_1 [h_0 R s^2 (s^2 + 4\omega^2) + A_2 R (s^2 + \omega^2) (s^2 + 2\omega^2)] I_0\left(r \sqrt{\frac{s}{a}}\right) \right\} \times \\ \times \left\{ s (s^2 + \omega^2) (s^2 + 4\omega^2) \left[R \sqrt{\frac{s}{a}} I_1\left(R \sqrt{\frac{s}{a}}\right) + h_0 R I_0\left(R \sqrt{\frac{s}{a}}\right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{A_2 R}{2} \left\{ I_0\left(R \sqrt{\frac{s-i\omega}{a}}\right) + I_0\left(R \sqrt{\frac{s+i\omega}{a}}\right) \right\} \right] \right\}^{-1}. \quad (III, 8)$$

Дробное выражение в правой части (III, 8) имеет полюсы: $s_1 = 0$; $s_2 = i\omega$; $s_3 = -i\omega$; $s_4 = 2i\omega$; $s_5 = -2i\omega$ и бесчисленное множество полюсов вида $s_n = \frac{-\mu_n^2 a}{R^2}$, где μ_n — корни трансцендентного уравнения

$$h_0 R J_0(\mu) = \mu J_1(\mu) + \frac{A_2 R}{2} [J_0(\sqrt{\mu^2 + iH^2 R^2}) + J_0(\sqrt{\mu^2 - iH^2 R^2})] \quad (III, 9)$$

при

$$H = \sqrt{\frac{\omega}{a}}.$$

Переход к оригиналу функции дает для первого члена решения значение, равное t_{cp} . С помощью первого полюса s_1 получим выражение для второго члена решения

$$M_1 = \frac{A_1 A_2 R}{2 (h_0 R + A_2 R \operatorname{ber} HR)}. \quad (III, 10)$$

Третий член решения с помощью полюсов s_2 и s_3 после ряда преобразований получаем в виде

$$M_2 = A_1 h_0 R (\operatorname{ber}^2 Hr + \operatorname{bei}^2 Hr)^{\frac{1}{2}} \times \\ \times \left\{ \left[h_0 R \operatorname{ber} HR + HR \operatorname{ber}' HR + \frac{A_2 R}{2} (1 + \operatorname{ber} \sqrt{2} HR) \right]^2 + \right.$$

$$+ \left[h_0 R \operatorname{ber} HR + HR \operatorname{bei}' HR + \frac{A_2 R}{2} \operatorname{ber} \sqrt{2} HR \right]^2 \Bigg)^{-\frac{1}{2}} \times \\ \times \cos(\omega\tau - \varphi_1) = N_2 \cos(\omega\tau - \varphi_1), \quad (\text{III, 11})$$

причем

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \left\{ \operatorname{ber} Hr (h_0 R \operatorname{ber} HR + HR \operatorname{bei}' HR) - \right. \\ \left. - \operatorname{bei} Hr (h_0 R \operatorname{ber} HR + HR \operatorname{ber}' HR) + \right. \\ \left. + \frac{A_2 R}{2} [(1 + \operatorname{ber} \sqrt{2} HR) \operatorname{ber}' HR + \operatorname{bei} \sqrt{2} HR \operatorname{bei}' HR] \right\} \times \\ \times \left\{ \operatorname{ber} Hr (h_0 R \operatorname{ber} HR + HR \operatorname{ber}' HR) + \operatorname{bei} Hr (h_0 R \operatorname{ber} HR + HR \operatorname{bei}' HR) + \right. \\ \left. + \frac{A_2 R}{2} [(1 + \operatorname{ber} \sqrt{2} HR) \operatorname{bei}' HR - \operatorname{bei} \sqrt{2} HR \operatorname{ber}' HR] \right\}^{-1}. \quad (\text{III, 12})$$

Четвертый член решения с помощью полюсов s_4 и s_5 получим в виде

$$M_3 = \frac{1}{2} A_1 A_2 R h_0 R \left[\operatorname{ber}^2 \sqrt{2} Hr + \operatorname{bei}^2 \sqrt{2} Hr \right]^{\frac{1}{2}} \times \\ \times \left\{ h_0 R \operatorname{ber} \sqrt{2} HR + \sqrt{2} HR \operatorname{ber}' HR + \frac{A_2 R}{2} (\operatorname{ber} HR + \operatorname{ber} \sqrt{3} HR) \right\}^2 + \\ + \left[h_0 R \operatorname{bei} \sqrt{2} HR + \sqrt{2} HR \operatorname{bei}' \sqrt{2} HR + \right. \\ \left. + \frac{A_2 R}{2} (\operatorname{bei} HR + \operatorname{bei} \sqrt{3} HR) \right]^2 \Bigg)^{-\frac{1}{2}} \times \\ \times \cos(2\omega\tau - \varphi_2) = N_3 \cos(2\omega\tau - \varphi_2), \quad (\text{III, 13})$$

причем

$$\operatorname{tg} \varphi_2 = \left\{ \operatorname{ber} \sqrt{2} Hr (h_0 R \operatorname{ber} \sqrt{2} HR + \sqrt{2} HR \operatorname{bei}' \sqrt{2} HR) - \right. \\ \left. - \operatorname{bei} \sqrt{2} Hr (h_0 R \operatorname{ber} \sqrt{2} HR + \sqrt{2} HR \operatorname{ber}' \sqrt{2} HR) + \right. \\ \left. + \frac{A_2 R}{2} [(\operatorname{ber} HR + \operatorname{ber} \sqrt{3} HR) \operatorname{ber}' \sqrt{2} HR + \right. \\ \left. + (\operatorname{bei} HR + \operatorname{bei} \sqrt{3} HR) \operatorname{bei}' \sqrt{2} HR] \right\} \left\{ \operatorname{ber} \sqrt{2} Hr (h_0 R \operatorname{ber} \sqrt{2} HR + \right. \\ \left. + \sqrt{2} HR \operatorname{ber}' \sqrt{2} HR) + \operatorname{bei} \sqrt{2} Hr (h_0 R \operatorname{ber} \sqrt{2} HR + \right. \\ \left. + \sqrt{2} HR \operatorname{bei}' \sqrt{2} HR) + \frac{A_2 R}{2} [(\operatorname{ber} HR + \operatorname{ber} \sqrt{3} HR) \operatorname{bei}' \sqrt{2} HR - \right. \\ \left. - (\operatorname{bei} HR + \operatorname{bei} \sqrt{3} HR) \operatorname{ber}' \sqrt{2} HR] \right\}^{-1}. \quad (\text{III, 14})$$

Наконец, бесчисленное множество полюсов s_n дает последний член решения в виде суммы бесконечного ряда

$$M_4 = -2A_1 \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\left[h_0 R \frac{\mu_n^2}{\mu_n^4 + H^2 R^2} + \frac{A_2 R}{\mu_n^2} \cdot \frac{\mu_n^4 + 2H^2 R^2}{\mu_n^4 + 4H^2 R^2} \right] J_0 \left(\mu_n \frac{r}{R} \right) e^{-\frac{\mu_n^2 z}{R^2}}}{J_0(\mu_n) + h_0 R J_1(\mu_n) + \frac{A_2 R}{2} \left[\frac{J_1(\sqrt{\mu_n^2 + iH^2 R^2})}{\sqrt{\mu_n^2 + iH^2 R^2}} + \frac{J_1(\sqrt{\mu_n^2 - iH^2 R^2})}{\sqrt{\mu_n^2 - iH^2 R^2}} \right]} \quad (III, 15)$$

Таким образом, имеем $\Theta(r, \tau) = t_{cp} + M_1 + M_2 + M_3 + M_4$.

Заметим, что формулы с (III, 10) по (III, 14) получены с применением следующих известных соотношений:

$$I_0(x\sqrt{\pm i}) = \text{ber } x \pm i \text{ bei } x;$$

$$I_1(x\sqrt{\pm i}) = \sqrt{\mp i} (\text{ber}' x \pm i \text{bei}' x).$$

Функции $\text{ber } x$ и $\text{bei } x$ — так называемые функции Томсона — табулированы [10], и их использование не встречает затруднений.

Перейдем к исследованию полученного общего решения задачи и его частных случаев.

Рассмотрение общего решения задачи для квазистационарного состояния ($M_4 = 0$) приводит к двум принципиально новым выводам [11].

1. При синхронных и синфазных колебаниях температуры внешней среды и теплоотдачи средняя температура любой точки неограниченного цилиндра отличается от средней температуры среды на величину, определяемую членом M_1 . Следовательно, измерение периодически меняющихся температур газового потока с пульсирующими скоростями без учета влияния изменения коэффициента теплоотдачи приводит к возникновению систематической погрешности, определяемой величиной M_1 . Не помещая здесь весь вывод, укажем, что решение аналогичной задачи для синхронных, но асинфазных (с разностью фаз φ_0) колебаний температуры внешней среды и теплоотдачи приводит к выражению

$$M_1 = \frac{A_1 A_2 R \cos \varphi_0}{2 [h_0 R + A_2 R (\cos \varphi_0 \text{ber } HR - \sin \varphi_0 \text{bei } HR)]}. \quad (III, 16)$$

Таким образом, смещение среднего уровня температуры любой точки цилиндра относительно среднего уровня температуры среды обращается в нуль только при разности фаз $\varphi_0 = \pm \frac{\pi}{2}$. Во всех остальных случаях средняя температура цилиндра не будет равна средней температуре среды.

В связи с этим необходимо отметить, что колебания температуры газового потока передаются вдоль потока со скоростью движения газа, а колебания коэффициента теплоотдачи — со скоростью звука. Поэтому, так как в большинстве случаев эти скорости не равны, то разность фаз φ_0 меняется вдоль потока и, следовательно, погрешность измерения средней температуры газа с помощью цилиндрического термодатчика будет зависеть от выбора места установки термодатчика.

Произведем оценку порядка величины M_1 хотя бы в наиболее простом случае при синхронных колебаниях. При движениях газа, наблюдающихся, например, при выхлопе, критерий Био периодически меняется от нуля до своего максимального значения $h_0 R + A_2 R$. Поэтому для данного случая можно приближенно положить $A_2 R \approx h_0 R$. Так как при малых радиусах цилиндра функция $\text{ber } HR$ практически равна единице, то, как это вытекает из формулы (III, 10), величина M_1 может достигать 25% от вели-

чны амплитуды A_1 колебаний температуры газового потока. Это уже настолько большая величина, что недоучет ее может привести к весьма значительным погрешностям измерения температуры газа.

Возможно, что этим и объясняется часто наблюдаемое расхождение данных термодинамического расчета процесса сгорания в двигателях с данными непосредственного измерения температур выхлопных газов.

Физическое объяснение описанного явления очень простое. Действительно, при синхронных и синфазных колебаниях температуры внешней среды и теплоотдачи, в первую половину цикла вследствие одновременного повышения температуры среды и теплоотдачи тело испытывает значительный нагрев, который не компенсируется во вторую половину цикла охлаждением при пониженной теплоотдаче. В результате этого перегрева тела и недостаточного его охлаждения средний уровень температуры тела оказывается выше среднего уровня температуры среды.

Наоборот, если колебания температуры среды и коэффициента теплоотдачи находятся в противофазе ($\varphi_0 = \pi$), то в первую половину цикла тело получает недостаточный нагрев, а во вторую — значительное охлаждение. В этом случае, как это следует из формулы (III, 16), должно иметь место занижение температуры тела по отношению к температуре среды (член M_1 — отрицателен).

Из формулы (III, 10) вытекает еще одно очень важное обстоятельство. Заметим, прежде всего, что при значениях аргумента HR в пределах от 0 до 1 функция $\text{ber } HR$ может быть принята равной единице ($\text{ber } 0 = 1$, $\text{ber } 1 = 0,984$). Тогда, замечая, что $h_0 = \frac{\alpha_0}{\lambda}$ и $A_2 = \frac{\Delta\alpha}{\lambda}$ (где $\Delta\alpha$ — амплитуда колебания коэффициента теплоотдачи), из формулы (III, 10) непосредственно получим

$$M_1 \approx \frac{A_1 \Delta\alpha}{2(\alpha_0 + \Delta\alpha)} = \frac{A_1 \frac{\Delta\alpha}{\alpha_0}}{2\left(1 + \frac{\Delta\alpha}{\alpha_0}\right)}, \quad (\text{III, 10}')$$

т. е. величина M_1 практически не зависит от радиуса цилиндра и его тепловых характеристик, а определяется только величинами амплитуды колебания температуры среды и относительной амплитудой колебания коэффициента теплоотдачи. Очевидно, что неравенство температур тела и среды не является специфической особенностью цилиндрической формы, но в той или иной степени должно наблюдаться у тел любой формы.

2. Как это вытекает из формул (III, 11) и (III, 13), кривая изменения температуры является в каждом цикле данной точки цилиндра результатом наложения двух гармоник с кратными частотами и различными амплитудами.

В результате такого наложения, даже при синусоидальных законах изменения температуры среды и коэффициента теплоотдачи, изменение температуры любой точки цилиндра выражается несимметричной кривой.

Форма этой кривой меняется по мере проникновения температурной волны вглубь цилиндра. Действительно, если амплитуда первой гармоники по мере уменьшения расстояния данной точки цилиндра от его оси убывает пропорционально

$$\sqrt{\text{ber}^2 Hr + \text{bei}^2 Hr},$$

то амплитуда второй гармоники убывает значительно быстрее, пропорционально

$$\sqrt{\text{ber}^2 \sqrt{2} Hr + \text{bei}^2 \sqrt{2} Hr}.$$

Для иллюстрации различия скоростей убывания этих функций в табл. 2 приведены значения отношения этих функций в зависимости от значений аргумента Hr .

Hr	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0
$\frac{\sqrt{\text{ber}^2 \sqrt{2}Hr + \text{bei}^2 \sqrt{2}Hr}}{\sqrt{\text{ber}^2 Hr + \text{bei}^2 Hr}}$	0,996	0,96	0,84	0,69	0,57	0,49	0,42	0,37	0,32	0,28

Таким образом, по мере уменьшения Hr от 5 до 0 амплитуда второй гармоники возрастает почти в три с половиной раза быстрее, чем амплитуда первой гармоники. В соответствии с этим, по мере проникновения температурной волны внутрь цилиндра, уменьшаются те искажения синусоидальной формы температурной кривой, которые вызываются наличием второй гармоники.

Из частных случаев решения задачи для измерения температур газового потока наибольший интерес представляет выражение для средней объемной температуры неограниченного цилиндра в квазистационарном режиме. В этом выражении два первых члена тождественны с двумя первыми членами общего решения. Поэтому приведенные выше выводы о смещении среднего уровня температуры цилиндра относительно среднего уровня температуры среды полностью относятся и к средней объемной температуре. Третий член выражения для средней объемной температуры будет иметь вид

$$\bar{M}_2 = \bar{N}_2 \cos(\omega\tau - \bar{\varphi}_1), \quad (III, 17)$$

где

$$\bar{N}_2 = \frac{2A_1 h_0 R}{HR} (\text{ber}'^2 HR + \text{bei}'^2 HR)^{1/2} \left\{ \left[h_0 R \text{ber} HR + HR \text{ber}' HR + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{2} A_2 R (1 + \text{ber} \sqrt{2} HR) \right]^2 + \left[h_0 R \text{bei} HR + HR \text{bei}' HR + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{2} A_2 R \text{bei} \sqrt{2} HR \right]^2 \right\}^{-1/2};$$

при этом

$$\text{tg} \bar{\varphi}_1 = \left\{ HR (\text{ber}'^2 HR \text{bei}'^2 HR) + h_0 R (\text{bei} HR \text{bei}' HR + \text{ber} HR \text{ber}' HR) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} A_2 R [(1 + \text{ber} \sqrt{2} HR) \text{ber}' HR + \text{bei} \sqrt{2} HR \text{bei}' HR] \right\} \times \\ \times \left\{ h_0 R (\text{ber} HR \text{bei}' HR - \text{bei} HR \text{ber}' HR) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} A_2 R [(1 + \text{ber} \sqrt{2} HR) \text{bei}' HR - \text{bei} \sqrt{2} HR \text{ber}' HR] \right\}^{-1}. \quad (III, 18)$$

Точно также четвертый член выражения для средней объемной температуры цилиндра примет вид

$$\bar{M}_3 = \bar{N}_3 \cos(2\omega\tau - \bar{\varphi}_2), \quad (III, 19)$$

где

$$\bar{N}_3 = \frac{A_1 h_0 R A_2 R}{\sqrt{2} HR} (\text{ber}'^2 \sqrt{2} HR + \text{bei}'^2 \sqrt{2} HR)^{1/2} \times \\ \times \left\{ \left[h_0 R \text{ber} \sqrt{2} HR + \sqrt{2} HR \text{ber}' \sqrt{2} HR + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{2} A_2 R (\text{ber} HR + \text{ber} \sqrt{3} HR) \right]^2 + \left[h_0 R \text{bei} \sqrt{2} HR + \right. \right. \\ \left. \left. + \sqrt{2} HR \text{bei}' \sqrt{2} HR + \frac{1}{2} A_2 R (\text{bei} HR + \text{bei} \sqrt{3} HR) \right]^2 \right\}^{-1/2};$$

при этом

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \bar{\varphi}_2 = & \left\{ \sqrt{2}HR (\operatorname{ber}'^2 \sqrt{2}HR + \operatorname{bei}'^2 \sqrt{2}HR) + \right. \\ & + h_0R (\operatorname{bei} \sqrt{2}HR \operatorname{bei}' \sqrt{2}HR + \operatorname{ber} \sqrt{2}HR \operatorname{ber}' \sqrt{2}HR) + \\ & + \frac{1}{2} A_2R [(\operatorname{ber} HR + \operatorname{ber} \sqrt{3}HR) \operatorname{ber}' \sqrt{2}HR + \\ & + (\operatorname{bei} HR + \operatorname{bei} \sqrt{3}HR) \operatorname{bei}' \sqrt{2}HR] \left. \right\} \left\{ h_0R (\operatorname{ber} \sqrt{2}HR \operatorname{bei}' \sqrt{2}HR - \right. \\ & - \operatorname{bei} \sqrt{2}HR \operatorname{ber}' \sqrt{2}HR) + \frac{1}{2} A_2R [(\operatorname{ber} HR + \operatorname{ber} \sqrt{3}HR) \operatorname{bei}' \sqrt{2}HR - \\ & \left. - (\operatorname{bei} HR + \operatorname{bei} \sqrt{3}HR) \operatorname{ber}' \sqrt{2}HR] \right\}^{-1}. \quad (III, 20) \end{aligned}$$

Использование для значений $x < 1,5$ асимптотических разложений

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{ber} x &= 1 - \frac{x^4}{2^4} + \frac{x^8}{2^8 (4!)^2} - \dots \\ \operatorname{bei} x &= \frac{x^2}{2^2} - \frac{x^6}{2^6 (3!)^2} + \frac{x^{10}}{2^{10} (5!)^2} - \dots \\ \operatorname{ber}' x &= -\frac{x^3}{2^4} + \frac{x^7}{2^7 3!4!} - \frac{x^{11}}{2^{11} 5!6!} + \dots \\ \operatorname{bei}' x &= \frac{x}{2} - \frac{x^5}{2^5 2!3!} + \frac{x^9}{2^9 4!5!} - \dots \end{aligned} \right\} \quad (III, 21)$$

дает возможность найти приближенные соотношения

$$\frac{\bar{N}_3}{\bar{N}_2} \simeq \frac{A_2 R}{2}; \quad \operatorname{tg} \bar{\varphi}_2 \simeq 2 \operatorname{tg} \bar{\varphi}_1.$$

Значительный практический интерес представляет решение задачи о распространении температурных волн в цилиндре при постоянной теплоотдаче. Такое решение имеется в книге Лыкова А. В. [2], однако там оно дано в настолько общей форме, что исследование его затруднительно.

Решение такой задачи, естественно, вытекает из общего решения, определенного выражениями (III, 10), (III, 11), (III, 13), (III, 15), в которых следует для этого частного случая положить $A_2 = 0$. Тогда получим [12]:

$$\begin{aligned} \Theta(r, z) = & t_{cp} + A_1 hR \times \\ & \times \sqrt{\frac{\operatorname{ber}^2 Hr + \operatorname{bei}^2 Hr}{(hR \operatorname{ber} HR + HR \operatorname{ber}' HR)^2 + (hR \operatorname{bei} HR + HR \operatorname{bei}' HR)^2}} \cos(\omega z - \varphi_r) - \\ & - 2A_1 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{hR \gamma_n^2 J_0\left(\gamma_n \frac{r}{R}\right) e^{-\frac{\gamma_n^2 z}{R^2}}}{(\gamma_n^4 + H^4 R^4) [J_0(\gamma_n) + hR J_1(\gamma_n)]}. \quad (III, 22) \end{aligned}$$

причем

$$\operatorname{tg} \varphi_r = \frac{\operatorname{ber} Hr (hR \operatorname{bei} HR + HR \operatorname{bei}' HR) - \operatorname{bei} Hr (hR \operatorname{ber} HR + HR \operatorname{ber}' HR)}{\operatorname{ber} Hr (hR \operatorname{ber} HR + HR \operatorname{ber}' HR) + \operatorname{bei} Hr (hR \operatorname{bei} HR + HR \operatorname{bei}' HR)}.$$

Особый интерес представляет исследование условий распространения в цилиндре установившихся температурных волн. Для этого случая сумма бесконечного ряда в выражении (III, 22) обращается в нуль. Ниже и рассматривается этот частный случай.

Отметим прежде всего следующее существенное обстоятельство: из выражения (III, 22) непосредственно вытекает, что величина амплитуды колебания температуры в любой точке цилиндра пропорциональна величине критерия Био hR , а следовательно, и коэффициенту теплоотдачи среды α .

Исследование закономерностей изменения амплитуды колебания температуры всего цилиндра в целом и в различных его точках представляет одну из задач, существенных для практики автоматического регулирования температур технологических процессов. Действительно, современная технология производства некоторых сплавов требует жесткого соблюдения постоянства температуры слитков в процессе их гомогенизации.

О величине амплитуды колебания температуры в печи обычно судят по записям самописцев, которые регистрируют всегда заниженную в той или иной степени величину этой амплитуды, вследствие наличия термической инерции датчика (термоприемника, помещенного в печи). Слитки, находящиеся в рабочем пространстве печи и подвергающиеся гомогенизации, в зависимости от своих размеров и тепловых свойств испытывают колебания температуры с амплитудой, существенно отличающейся от амплитуды колебания температуры печи, а следовательно, и от амплитуды, зарегистрированной самописцем. Для оценки соотношений этих амплитуд может быть использована формула (III, 22) и приведенные ниже, вытекающие из нее выражения.

Весьма существенным является выражение для колебания температуры на оси цилиндра. Его можно легко получить, полагая, что в выражении (III, 22) $r = 0$,

$$\Theta(0, \tau) - t_{cp} = \frac{A_1 h R}{\sqrt{(hR \operatorname{ber} HR + HR \operatorname{ber}' HR)^2 + (hR \operatorname{bei} HR + HR \operatorname{bei}' HR)^2}} \times \\ \times \cos(\omega\tau - \varphi_0) = A_1 A_0 \cos(\omega\tau - \varphi_0), \quad (\text{III, 23})$$

причем

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{hR \operatorname{bei} HR + HR \operatorname{bei}' HR}{hR \operatorname{ber} HR + HR \operatorname{ber}' HR}.$$

Отношение выражений A_r и A_0 для установившихся колебаний температуры внутри цилиндра, имеет вид

$$\frac{A_r}{A_0} = \sqrt{\operatorname{ber}^2 Hr + \operatorname{bei}^2 Hr}. \quad (\text{III, 24})$$

Выражение (III, 24), по нашему мнению, представляет значительный интерес. Оно характеризует степень затухания температурных волн по мере проникновения их в толщу однородного цилиндра. Выражение (III, 24) показывает, что отношение амплитуды колебания температуры в некоторой точке цилиндра, находящейся на расстоянии r от его оси, к амплитуде на самой оси цилиндра совершенно не зависит от условий теплоотдачи на поверхности (от величины критерия Био), а определяется достаточно простой комбинацией табличных функций [10] только произведения Hr .

Характер этой зависимости представлен в табл. 3.

Таблица 3

Hr	0,5	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\frac{A_r}{A_0}$	1,00	1,01	1,23	2,06	3,44	6,23	11,5	21,5	40,8	78,0	150

Из этой таблицы следует, что зависимость отношения $\frac{A_r}{A_0}$ от величины HR имеет монотонный характер. При больших значениях HR это отношение очень быстро возрастает, что соответствует быстрому гашению температурных волн большой частоты.

Выражение (III, 24) или табл. 3 могут быть положены в основу нового метода экспериментального определения коэффициента температуропроводности твердых тел. Действительно, подвергая цилиндр, изготовленный из испытуемого материала, действию колебаний температуры среды с частотой ω и измеряя отношение амплитуд тепловых волн на оси цилиндра и на расстоянии r от оси, можно без труда определить величину H , а следовательно, и величину коэффициента температуропроводности a материала цилиндра. Необходимо только задать такую частоту колебаний температуры среды, чтобы произведение HR было достаточно большим.

Этот метод представляется заманчивым и в том отношении, что он позволяет осуществлять определения коэффициента температуропроводности тел при различных температурах.

По предложению автора этот метод был подвергнут экспериментальной проверке В. А. Москалевым [17] в его дипломной работе (ЛИТМО).

Полагая в (III, 22) $r = R$, получим выражение для установившихся колебаний температуры на поверхности цилиндра

$$\Theta(R, \tau) - t_{cp} = A_1 h R \sqrt{\frac{\text{ber}^2 HR + \text{bei}^2 HR}{(hR \text{ber} HR + HR \text{ber}' HR)^2 + (hR \text{bei} HR + HR \text{bei}' HR)^2}} \times \\ \times \cos(\omega\tau - \varphi_s) = A_1 A_R \cos(\omega\tau - \varphi_s), \quad (\text{III, 25})$$

причем

$$\text{ctg} \varphi_s = \frac{\text{ber} HR \text{ber}' HR + \text{bei} HR \text{bei}' HR}{\text{ber} HR \text{bei}' HR - \text{bei} HR \text{ber}' HR} + \frac{hR}{HR} \times \\ \times \frac{\text{ber}^2 HR + \text{bei}^2 HR}{\text{ber} HR \text{bei}' HR - \text{bei} HR \text{ber}' HR} \quad (\text{III, 26})$$

или

$$\text{ctg} \varphi_s = f_1(HR) + hR f_2(HR).$$

При беспредельном повышении HR функции $f_1(HR)$ и $f_2(HR)$ стремятся к своим предельным значениям

$$\lim_{HR \rightarrow \infty} f_1(HR) = 1; \quad \lim_{HR \rightarrow \infty} f_2(HR) = 0.$$

Таким образом, для любых конечных значений критерия Био сдвиг фазы на поверхности цилиндра стремится к своему предельному значению

$$\lim_{HR \rightarrow \infty} \varphi_s = \frac{\pi}{4}.$$

Кроме того, из (III, 26) непосредственно вытекает, что

$$\lim_{HR \rightarrow 0} \text{ctg} \varphi_s = f_1(HR); \quad \lim_{HR \rightarrow \infty} \varphi_s = 0.$$

Отношение выражений (III, 25) и (III, 23) дает

$$\frac{A_R}{A_0} = \sqrt{\text{ber}^2 HR + \text{bei}^2 HR}. \quad (\text{III, 27})$$

Следовательно, измерив амплитуду колебаний температуры на оси цилиндра и зная HR , можно с помощью выражения (III, 27) без труда определить амплитуду колебания температуры на поверхности цилиндра, т. е. величину, непосредственное измерение которой сопряжено с некоторыми экспериментальными трудностями.

Для средней объемной температуры однородного цилиндра будем иметь

$$\Theta(\tau) - t_{cp} = A_1 A_0 \cos(\omega\tau - \varphi_0), \quad (III, 28)$$

где

$$A_0 = \frac{2hR}{HR} \sqrt{\frac{\text{ber}^2 HR + \text{bei}^2 HR}{(hR \text{ber} HR + HR \text{ber}' HR)^2 + (hR \text{bei} HR + HR \text{bei}' HR)^2}};$$

$$\text{tg } \varphi_0 = \frac{\text{ber} HR \text{ber}' HR + \text{bei} HR \text{bei}' HR}{\text{ber} HR \text{bei}' HR - \text{bei} HR \text{ber}' HR} + \frac{HR}{hR} \times$$

$$\times \frac{\text{ber}^2 HR + \text{bei}^2 HR}{\text{ber} HR \text{bei}' HR - \text{bei} HR \text{ber}' HR} \quad (III, 29)^*$$

или

$$\text{tg } \varphi_0 = f_1(HR) + \frac{1}{hR} f_2(HR),$$

где

$$f_1(HR) = \frac{HR(\text{ber}^2 HR + \text{bei}^2 HR)}{\text{ber} HR \text{bei}' HR - \text{bei} HR \text{ber}' HR}.$$

Из выражения (III, 29) вытекает, что $f_1(HR)$ представляет собой предельное значение, к которому стремится $\text{tg } \varphi_0$ при безграничном возрастании hR .

С другой стороны, при беспредельном возрастании HR $f_2(HR)$ стремится к бесконечности и, так как hR всегда имеет конечные значения, то

$$\lim_{HR \rightarrow \infty} \varphi_0 = \frac{\pi}{2}.$$

При беспредельном возрастании критерия Био величина A_0 стремится к пределу

$$\lim_{hR \rightarrow \infty} A_0 = \frac{2}{HR} \sqrt{\frac{\text{ber}^2 HR + \text{bei}^2 HR}{\text{ber}^2 HR + \text{bei}^2 HR}}.$$

Из выражений (III, 28) и (III, 23) получаем

$$\frac{A_0}{A_0} = \frac{2}{HR} \sqrt{\text{ber}^2 HR + \text{bei}^2 HR}. \quad (III, 30)$$

Так как в данном случае отрицательное значение корня не имеет смысла, то отношение этих амплитуд однозначно определяется только величиной критерия HR . Числовое выражение зависимости отношения $\frac{A_0}{A_0}$ от HR представлено в табл. 4.

Таблица 4

HR	0,5	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\frac{A_0}{A_0}$	1,00	1,00	1,04	1,20	1,64	2,32	3,62	5,86	9,8	16,7	28,9

Следовательно, измерив амплитуду колебания температуры на оси цилиндра A_0 и зная величину HR , можно с помощью формулы (III, 30) или табл. 4 определить амплитуду колебания средней объемной температуры цилиндра A_0 .

Представляет интерес численный расчет изменений A_0 в функции от HR при различных значениях критерия hR . Результаты такого расчета, проведенного по формуле (III, 28), даны в табл. 5.

* Интересно отметить аналогично полученного выражения для $\text{tg } \varphi_0$ через функции $\text{ber } x$ и $\text{bei } x$ с тем, которое было выведено Томсоном [13] при рассмотрении прохождения синусоидального электрического тока по цилиндрическому проводу.

Таблица 5

$\begin{matrix} HR \\ \backslash \\ hR \end{matrix}$	0,5	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0,1	0,744	0,194	0,0485	0,0196	0,0123	0,0079	0,0055	0,0041	0,0031	0,0024	0,0079
0,5	0,962	0,662	0,217	0,0987	0,0572	0,0378	0,0262	0,0196	0,0150	0,0119	0,0090
1,0	0,980	0,844	0,369	0,178	0,105	0,0695	0,0494	0,0369	0,0286	0,0228	0,0171
2,0	0,992	0,932	0,546	0,289	0,178	0,122	0,0880	0,0668	0,0525	0,0402	0,0325
3,0	0,999	0,955	0,636	0,358	0,228	0,160	0,118	0,0908	0,0722	0,0583	0,0455
5,0	1,000	0,970	0,715	0,440	0,292	0,201	0,162	0,127	0,103	0,085	0,067
10,0	1,000	0,981	0,785	0,520	0,364	0,276	0,218	0,178	0,148	0,125	0,106
∞	1,000	0,988	0,845	0,615	0,463	0,372	0,314	0,271	0,238	0,214	0,193

Табл. 5 может быть полезна, например, для оценки степени влияния термической инерции термоприемника при измерении амплитуды пульсирующих колебаний температуры в условиях постоянной теплоотдачи. Кроме того, данные табл. 5 могут быть использованы для расчета допустимых колебаний температуры в печи при ее автоматическом регулировании с целью обеспечения заданной допустимой амплитуды колебаний средней объемной температуры цилиндрических деталей, подвергающихся термической обработке.

Выражения (III, 29) и (III, 30) для амплитуды и угла сдвига фазы колебаний средней объемной температуры цилиндра учитывают неравномерное распределение температуры по сечению цилиндра. Поэтому большой практический интерес представляет количественная оценка отклонений от выражений (III, 29) и (III, 30) формул, при выводе которых предполагалось, что распределение температуры по сечению цилиндра равномерно. Такое количественное сравнение тем более важно сделать, что последние формулы получили широкое применение для учета термической инерции тел при измерении гармонически меняющихся температур и возникает необходимость установить границы их применимости.

В одной из работ проф. Кондратьева Г. М. [7] было показано, что если пренебречь неравномерностью распределения температуры по сечению тела, то колебания температуры тела могут быть представлены выражением

$$\Theta - t_{cp} = A_1 \cos \varphi \cos(\omega t - \varphi), \quad (\text{III, 31})$$

причем

$$\operatorname{tg} \varphi = \varepsilon \omega, \quad (\text{III, 32})$$

где ε — постоянная термической инерции тела.

При переменной температуре среды выражения (III, 31) и (III, 32) могут быть признаны справедливыми, строго говоря, только в этом случае, если отсутствует теплоотдача на поверхности тела ($hR = 0$), что практически не бывает.

Путем простых преобразований из выражения (III, 29) получаем

$$\cos \varphi_0 = \frac{hR (\operatorname{ber} HR \operatorname{bei}' HR - \operatorname{bei} HR \operatorname{ber}' HR)}{\sqrt{(\operatorname{ber}'^2 HR + \operatorname{bei}'^2 HR) [(hR \operatorname{ber} HR + HR \operatorname{ber}' HR)^2 + (hR \operatorname{bei} HR + HR \operatorname{bei}' HR)^2]}}$$

Тогда для отношений амплитуд A_0 и $\cos \varphi_0$ из выражения (III, 28) будем иметь

$$\frac{A_0}{\cos \varphi_0} = \frac{2 (\operatorname{ber}'^2 HR + \operatorname{bei}'^2 HR)}{hR (\operatorname{ber} HR \operatorname{bei}' HR - \operatorname{bei} HR \operatorname{ber}' HR)} = \frac{2}{H^2 R^2} \hat{I}_3(HR), \quad (\text{III, 33})$$

Величины этого отношения в функции HR представлены в табл. 6.

Таблица 6

HR	0.5	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\frac{A_p}{\cos \varphi_0}$	1,00	1,00	0,93	0,69	0,58	0,49	0,42	0,36	0,32	0,29	0,26

Из формулы (III, 33) и табл. 6 вытекают следующие два обстоятельства: 1) степень применимости выражения (III, 31) не зависит от внешних условий теплоотдачи, т. е. от величины критерия Био; 2) если ограничиться точностью определения амплитуд в 7%, то область применимости уравнения (III, 31) распространяется до $HR = 2$.

Можно показать, что того же порядка отклонения получаются для отношений $\frac{A_0}{\cos \varphi_0}$ и $\frac{A_R}{\cos \varphi_R}$. Однако в этих случаях возникает зависи-

мость отклонений от величины критерия Био. Чем больше величина критерия Био, тем уже границы применимости уравнения (III, 31).

Поэтому приходится констатировать, что различные автоматические устройства [14], предназначенные для автоматической компенсации влияния термической инерции термоприемников при измерении пульсирующих температур и исходящие из справедливости выражения (III, 31) при больших значениях HR не отвечают своему назначению.

Для более наглядной иллюстрации характера отклонений

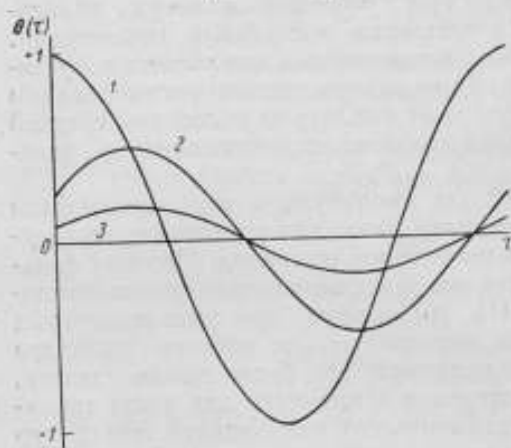


Рис. 3.

приближенного выражения (III, 31) от более точного выражения (III, 28) приведем рис. 3. На этом рисунке кривая 1 представляет гармоническое колебание температуры среды, масштаб амплитуды которых принят за единицу. Кривая 2 построена по уравнению (III, 31), причем принято $\varphi = 60^\circ$, что соответствует $HR = 10$ и $hR = 18$. Наконец, кривая 3 удовлетворяет уравнению (III, 28) при тех же значениях критериев hR и HR .

На рис. 3 видно, что кривая 1 пересекает кривую 2 в экстремальных точках последней. Вследствие более сильного снижения амплитуды, вычисленной по уравнению (III, 28), кривая 3 пересекается кривой 1 не в экстремальных точках, а после прохождения их.

Укажем, что характер этих отклонений был подтвержден экспериментально Ярышевым Н. А. [15].

Проведем теперь исследование выражения (III, 29). Используем для функции $\text{ber } x$ первые два члена ее разложения (III, 21), а для функций $\text{bei } x$, $\text{ber}' x$ и $\text{bei}' x$ — первые члены их разложений.

Подставив эти члены в выражение (III, 29), получим

$$\text{tg } \varphi_0 \approx \omega \left(\frac{R^2}{8a} + \frac{c\gamma R}{2s} \right) \left(1 - \frac{H^4 R^4}{2s^2} \right).$$

Заметим, что выражение, стоящее в первой скобке правой части последнего равенства, является ничем иным, как постоянной термической инерции

цилиндра в условиях регулярного теплового режима второго рода [5]. Поэтому можно написать

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = \omega \varepsilon_2 \left(1 - \frac{H^4 R^4}{2^6} \right). \quad (\text{III}, 34)$$

Установившиеся в теле температурные волны по предложению Иванова [16] целесообразно называть регулярным тепловым режимом 3-го рода. В этих условиях характер влияния термической инерции тела на изменения его температуры существенно отличается от характера влияния термической инерции тела при регулярных режимах 1-го и 2-го рода.

В связи с этим нам представляется необходимым ввести понятие постоянной термической инерции тел в условиях регулярного теплового режима 3-го рода.

Постоянной термической инерции ε_3 3-го рода, по нашему мнению, целесообразно считать коэффициент пропорциональности в выражении тангенса смещения фазы колебаний средней объемной температуры, т. е.

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = \varepsilon_3 \omega.$$

Для цилиндра при $HR < 2$ будем иметь

$$\varepsilon_3 = \varepsilon_2 \left(1 - \frac{H^4 R^4}{2^6} \right). \quad (\text{III}, 35)$$

Второй член в этой скобке всегда будет отрицательным и, следовательно, всегда будет иметь место соотношение $\varepsilon_3 < \varepsilon_2$. С другой стороны, в нашей работе [5] было показано, что $\varepsilon_2 < \varepsilon_1$, поэтому приходим к заключению, что $\varepsilon_1 > \varepsilon_3 < \varepsilon_2$.

Рассмотрим наконец, переходный процесс изменения температуры тела при одновременных колебаниях температуры среды и коэффициента теплоотдачи.

Рассмотрим трансцендентное уравнение (III, 9), определяющее величину корней μ_n , которые, в свою очередь, определяют скорость убывания со временем, членов ряда (III, 15), характеризующего длительность переходной стадии процесса. Используя асимптотические разложения функций Бесселя, можно показать, что если принять

$$\frac{H^4 R^4}{2^6} \left(1 - \frac{\mu^2}{12} \right) \ll 1,$$

то трансцендентное уравнение (III, 9) может быть представлено в виде

$$(h_0 R - A_2 R) J_0(\mu) = \mu J_1(\mu).$$

Следовательно, при $A_2 R \neq 0$, корни μ_n всегда будут меньше соответствующих корней ν_n (при $A_2 R = 0$) и переходный режим будет проходить тем медленнее обычного регулярного режима 1-го рода, чем больше $A_2 R$.

ВЫВОДЫ

В итоге проведенного теоретического исследования нами достигнуты следующие основные результаты.

1. Получены три общих решения задачи о температурном поле тела (в частном случае цилиндрического) при теплоотдаче и температуре среды, меняющихся по линейному, экспоненциальному и гармоническому законам.

2. Исследование полученных общих решений показало, что в условиях переменной теплоотдачи изменение показаний термометрического приемника принципиально неправильно отражает ход изменения температуры среды.

3. Выведено выражение, позволяющее определить скорость изменения температуры среды по скорости изменения температуры термометрического и по функции, выражающей изменение теплоотдачи со временем.

4. Показано, что длительность переходной стадии процесса зависит от знака и величины скорости изменения теплоотдачи.

5. При синхронных синусоидальных колебаниях температуры среды и теплоотдачи кривая изменения температуры тела (термоприемника) является суммой двух гармоник с кратными частотами.

6. Средняя температура тела отличается от среднего уровня температуры среды, причем величина их разности пропорциональна произведению амплитуд колебаний температуры среды и теплоотдачи, косинуса разности фаз этих колебаний и практически не зависит от размеров и тепловых свойств тела. Эта разность может достигать 25% амплитуды колебания температуры среды.

7. Показано, что переходная стадия процесса протекает тем медленнее, чем больше амплитуда колебания критерия Био.

8. Исследовано температурное поле тела (неограниченного цилиндра) в условиях регулярного режима 3-го рода (при постоянной теплоотдаче). Установлены границы применимости широко используемой формулы для учета термической инерции при гармонических колебаниях температуры, выведенной в предположении однородного распределения температуры по сечению тела. Введено понятие термической инерции тела при регулярном тепловом режиме 3-го рода. Выведены формулы, позволяющие определить амплитуды колебания температуры на поверхности цилиндра и его средней объемной температуры по амплитуде колебания температуры на оси цилиндра.

9. Предложен новый метод определения температуропроводности твердых тел в широком диапазоне температур.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кондратьев Г. М., Регулярный тепловой режим, ГИТТЛ, М., 1954.
2. Лыков А. В., Теория теплопроводности, ГИТТЛ, М., 1952.
3. Вейник А. И., ЖТФ, т. XX вып. 11, 1950, стр. 295.
4. Левин Г. М., ЖТФ, т. XXIV, вып. 2, 1954, стр. 348.
5. Гордов А. Н., Труды ВНИИМ, вып. 25 (85), 1955, стр. 99.
6. Кондратьев Г. М., Труды ВИС, вып. 10 (26), 1936, стр. 37.
7. Кондратьев Г. М., Труды ВНИИМ, вып. 2 (47), 1941, стр. 52.
8. Кирпичев М. В., Михеев М. А., Эйгенсон Л. С., Теплопередача, Энергоиздат, 1940.
9. Семяшкин Э. М., Сб. работ СНО ЛИТМО, вып. 8, 1953.
10. Двайт Г., Таблица интегралов, ГИИЛ, 1948.
11. Гордов А. Н., «Прикладная математика и механика», вып. 2, 1955.
12. Гордов А. Н., ЖТФ, т. XXV, вып. 8, 1955, стр. 1444.
13. Карслоу Х. и Егер Д., Операционные методы в прикладной математике, ГИИЛ, 1948.
14. Турчин А. М., Измерение неэлектрических величин электрическими методами, Госэнергоиздат, 1951.
15. Ярышев Н. А., Сб. ЛИТМО, вып. 12, 1954.
16. Иванцов Г. П., ЖТФ, т. IV, вып. 3, 1934, стр. 1432.
17. Москален В. А., Сб. ЛИТМО, вып. 21, 1957.

Э. Н. Родигина, К. З. Гомельский, В. Ф. Лугинина

О СПОСОБЕ УЧЕТА ТЕПЛОВЫХ ПОТЕРЬ ОБРАЗЦА ПРИ СБРАСЫВАНИИ В КАЛОРИМЕТРИЧЕСКОМ МЕТОДЕ СМЕШЕНИЯ

Классическая схема метода смешения при высоких температурах до настоящего времени остается достаточно надежной и поэтому широко применяется. При температурах выше 300—400°С теплотери образца при его падении из высокотемпературного термостата в калориметр становятся существенным источником погрешностей. Очень многие старые работы, где не учитывались теплотери ампулы при падении, в особенности при исследовании веществ с малым объемным теплосодержанием [1, 2, 3], в значительной степени обесценены этой ошибкой.

Заслуживают внимания два способа исключения погрешностей, связанных с охлаждением образца.

1. Применение промежуточного приемного сосуда [4]. При осуществлении этого метода встречаются слишком большие технические трудности, и он здесь рассматриваться не будет.

2. Учет теплотери с помощью опытов с пустой ампулой. Образец при опытах помещают в ампулу, а при расчетах в качестве эффективного теплосодержания ампулы используют количество тепла, воспринятое калориметром при сбрасывании в него пустой ампулы, нагретой в тех же условиях до той же температуры. Таким образом, не нужно заранее знать теплосодержание материала ампулы, и полученное значение теплосодержания образца будет в значительной степени свободно от рассматриваемой погрешности. Это последнее заключение справедливо постольку, поскольку теплотери пустой ампулы и ампулы с образцом одинаковы.

Очевидно, что температура падающей пустой ампулы будет соответственно ниже, чем температура ампулы с образцом, т. е. теплотери пустой ампулы будут несколько меньше. В настоящей статье дается оценка возникающих вследствие этого обстоятельства остаточных погрешностей.

Кроме того, оказалось возможным получить достаточно точные данные о величинах теплотери. При использовании этих данных поправка может быть введена расчетным путем.

Установка

Измерения производились на калориметрической установке, включавшей в себя два массивных калориметра (с тепловым значением 300 кал/град и 2000 кал/град) и два термостата для нагревания образца. Один термостат (печь) — для температур до 900°С, второй — для температур от 900 до 1500°С; последний термостат и относящаяся к нему часть установки, а также градуировка его описаны в статье Родигиной и Гомельского [5]. Термостат до 900°С схематически изображен на рис. 1. Для контроля разности температур между центральным и малыми никелевыми блоками служат две дифференциальные хромель-алюмелевые термопары,

спай которых укреплены на торцах блоков. Температура центрального блока измеряется платиновым термометром сопротивления или платинородий-платиновой термопарой (в зависимости от области температур). Спай платинородий-платиновой термопары прикреплен к платиновой пластинке, плотно входящей в защитную пробирку. Параметры жарового пространства и блоков выбраны так, чтобы в рабочем режиме термостата обеспечить достаточную глубину погружения измерителя температуры и устранить влияние лучистого теплообмена ампулы с холодными частями термостата. Ампула укрепляется, как показано на рис. 2. Сбрасывание ампулы в калориметр происходит при переплавлении электрическим током нихромовой перемычки, на которой висит ампула.

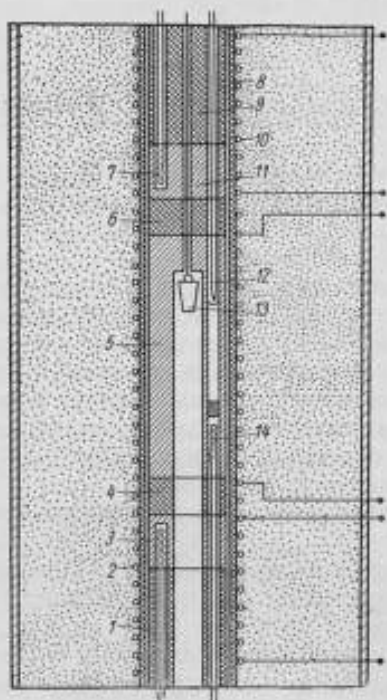


Рис. 1. Высокотемпературный термостат: 1, 9 — керамические цилиндры; 2, 7, 14 — малые нагреватели; 3, 11 — малые никелевые блоки; 4, 10 — керамические прокладки; 5 — центральный блок; 6 — жаровая труба; 10 — нихромовая обмотка; 12 — измеритель температуры; 13 — ампула.

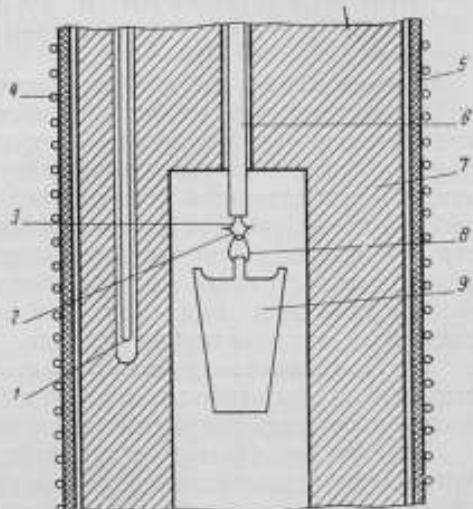


Рис. 2. Крепление ампулы в термостате:

1 — измеритель температуры; 2 — нихромовая перемычка; 3 — нихромовые электроды; 4 — обмотка; 5 — жаровая труба; 6 — фарфоровая трубка; 7 — центральный блок; 8 — подвеска; 9 — ампула.

Соответствующим подбором мощностей нагревателей перепад температур между торцом центрального и торцами малых блоков сводят к величинам порядка 1°C . Это гарантирует малую величину вертикальной составляющей градиента температуры в центральном блоке. Наблюдения при изменении глубины погружения измерителя температуры и расчеты показали, что вертикальный градиент в этих условиях не превосходит $0,02 \text{ град/см}$. Колебания температуры центрального блока не больше $\pm 0,025^\circ$ при температурах до 400°C и $\pm 0,1^\circ$ при более высоких температурах. Что касается горизонтальной составляющей градиента температуры, то было установлено, что ее величина не больше величины вертикальной составляющей. Измерители температуры, помимо обычной градуировки, градуировались в рабочем положении в установке. При этом чувствительный элемент образцового прибора помещался внутрь ампулки, аналогично применяемой при измерениях, и укреплялся на обычном месте в центральном блоке термостата. Результаты такого сличения подтвердили, что температурное поле термостата достаточно однородно, и дали возможность оценить влияние колебания температуры на результаты измерений. При описываемых исследованиях применялись

ампулы из чистой платины или из сплава платины с 20% родия. Размеры и форма ампулы соответствуют выработанным практикой для работы в окислительной атмосфере. Ампулы имеют форму усеченного конуса, диаметр верхнего основания 15 мм, нижнего — 12 мм, высота 25 мм, толщина стенок от 0,1 до 0,2 мм. Некоторые ампулы снабжены съемной крышкой, у других — крышка герметично приварена к ампуле и снабжена капилляром для заполнения.

Для определения теплотерьер в области температур ниже 500° С потребовалось обеспечить калориметрическую чувствительность (разрешающую способность) порядка 0,05 кал. Чтобы удовлетворить этим требованиям, нужно поддерживать температуру изотермической оболочки калориметров постоянной, с колебаниями не больше $\pm 0,001^\circ$. Температура измерительных сопротивлений моста для термометра сопротивления калориметра поддерживалась постоянной до $\pm 0,01^\circ$. При градуировке калориметров, которая производилась с помощью электрического нагревателя, было определено влияние формы кривой главного периода на результат. Это влияние вообще не превосходит нескольких сотых процента и почти полностью элиминируется даже при сравнительно грубом сходе кривой главного периода при градуировке и при опыте.

Определение эффективного теплосодержания ампул

Падение ампулы в калориметр можно рассматривать как свободное. Осложняющим обстоятельством могло явиться движение ампулы внутри трубы: в начале — в печи, дальше — в приемной трубе калориметра. Поскольку ампула падает строго по оси трубы и зазор между ней и стенками равен 10 мм, несомненно, что торможение будет несущественным. Это заключение, вероятно, справедливо и в применении к движению ампулы в печи, так как в начале пути скорость падения мала, хотя при высоких температурах вязкость воздуха больше.

В табл. 1 приведены результаты определений эффективного теплосодержания платиновых ампул, в табл. 2 — платинородиевых ампул при различных температурах. В результаты измерений внесены поправки на теплосодержание воздуха, находящегося в ампулах, и в ряде случаев на теплоту от брызг никромовой или платиновой перемычки. Суммарная величина поправок не превосходит 0,2 кал.

Таблица 1

Эффективное теплосодержание платиновой ампулы $H_{эфф}$ (без капилляра)
 Время падения ампулы $\tau = 0,18$ сек.
 Площадь поверхности ампулы $S = 18,9$ см²

Дата	Температура ампулы в печи θ , °С	Температура ампулы в калориметре t , °С	Масса ампулы, г	$H_{эфф}$, кал
29/V — 54 г.	86,17	19,68	5,4386	11,44
1/III — 55 г.	107,34	19,67	7,3575	20,30
2/III — 55 г.	116,92	19,66	7,3575	22,73
9/III — 55 г.	196,54	19,67	7,3485	41,71
5/III — 55 г.	197,07	19,74	8,7978	50,19
3/VI — 54 г.	199,19	19,76	5,4387	31,54
3/VI — 54 г.	199,88	19,76	5,4388	31,33
4/VI — 54 г.	286,43	19,81	5,4369	47,24
4/VI — 54 г.	289,88	19,81	5,4370	47,92
24/III — 55 г.	292,76	19,83	8,7980	78,01
24/III — 55 г.	294,16	19,84	8,7981	78,54
26/II — 55 г.	310,18	19,83	7,3575	69,05
22/V — 54 г.	398,0	20,0	5,4386	67,55
22/V — 54 г.	398,5	20,0	5,4386	67,63
24/II — 54 г.	404,1	19,87	7,3574	92,45
18/II — 55 г.	482,3	19,94	7,3572	112,05
19/II — 55 г.	494,1	19,94	7,3572	115,24
18/V — 54 г.	500,6	20,0	5,4595	86,63

Дата	Температура ампулы в печи θ , °C	Температура ампулы в калориметре t , °C	Масса ампулы, г	$H_{эфф}$, кал
13/V — 54 г.	597,1	20,0	5,4632	104,84
13/V — 54 г.	598,4	20,1	5,4632	105,98
22/IV — 55 г.	604,9	19,67	8,7988	172,81*
22/IV — 55 г.	609,4	19,66	8,7986	173,99*
22/IV — 55 г.	610,6	19,67	8,7988	174,97*
9/IV — 55 г.	701,0	19,72	8,7993	201,46*
15/V — 54 г.	702,9	20,1	5,4626	124,92
14/V — 55 г.	703,9	19,68	8,7983	203,89*
15/V — 54 г.	705,6	20,1	5,4626	125,47
20/V — 57 г.	799,3	20,2	5,4395	143,24
20/V — 57 г.	800,0	20,2	5,4395	143,37*
20/IV — 55 г.	848,3	19,62	8,7979	248,44
20/IV — 55 г.	850,5	19,70	8,7990	249,80*
20/IV — 55 г.	853,4	19,70	8,7987	250,65*
15/IV — 55 г.	854,7	19,72	8,7983	251,95*
27/VIII — 53 г.	1082,0	20,0	5,7736	213,70*
11/VII — 53 г.	1154,3	19,9	5,8056	230,07*
13/VIII — 53 г.	1158,2	19,9	5,7940	231,47*
28/IX — 53 г.	1207,9	19,7	5,7351	238,26*
19/VIII — 53 г.	1333,5	25,4	5,7752	263,49*
26/IX — 53 г.	1347,9	19,7	5,7347	265,22*
18/VIII — 53 г.	1352,9	25,3	5,7752	266,39*
26/IX — 53 г.	1381,0	19,7	5,7346	270,12*
25/IX — 53 г.	1471,1	19,7	5,7465	289,79*

Примечания.

1. Применялся калориметр с тепловым значением 300 кал/град, с порогом чувствительности 0,05 кал. Расстояние от выхода термостата до входа в калориметр 30 см.

2. В опытах, отмеченных звездочкой, применялся калориметр с тепловым значением 2000 кал/град с порогом чувствительности 0,5—0,3 кал.

3. 1 кал = 4,1841 дж.

Таблица 2

Эффективное теплосодержание ампулы из сплава 80% платины и 20% родия $H_{эфф}$ (с капилляром)

Масса ампулы 7,4194 г

$\tau = 0,18$ сек.

$S = 22,0$ см²

Дата	θ , °C	t , °C	$H_{эфф}$, кал
17/VI—55 г.	99,71	24,83	20,77
17/VI—55 г.	100,12	24,80	20,73
17/VI—55 г.	100,98	24,83	20,85
15/IX—55 г.	202,49	19,78	51,39
15/IX—55 г.	204,35	19,82	52,51
16/VI—55 г.	296,35	24,98	76,58
16/VI—55 г.	296,53	25,01	76,35
16/VI—55 г.	296,76	24,98	76,81
11/X — 55 г.	399,82	19,96	109,88
11/X — 55 г.	399,93	19,97	110,00
14/X — 55 г.	498,4	20,11	139,90
14/X — 55 г.	502,9	20,07	140,70
14/X — 55 г.	506,3	20,06	141,88
18/X — 55 г.	601,7	20,14	171,42
18/X — 55 г.	604,4	20,15	172,04
24/X — 55 г.	696,1	20,19	200,57
24/X — 55 г.	697,8	20,23	200,48
29/X — 55 г.	851,1	20,30	249,81

Примечания.

1. Применялся калориметр с тепловым значением 300 кал/град и с порогом чувствительности 0,05 кал. Расстояние от выхода термостата до входа в калориметр 30 см.

2. 1 кал = 4,1841 дж.

Нужно отметить, что эффективное теплосодержание ампул включает: теплоту, переданную ампуле при переплавлении перемычки; энергию удара ампулы о калориметр; теплоту, выделяющуюся при движении крышки калориметра, и т. д. Влияние этих факторов — не больше порога чувствительности. Что касается радиации печи в калориметр, когда заслонки водяных экранов открыты для пролета ампулы, то эта величина того же порядка. (Все эти влияния воспроизводятся при опытах с пустой и наполненной ампулами, т. е. в значительной степени элиминируются).

Оценка действительной величины теплотер

Как указано выше, источником погрешностей при рассматриваемом методе является разница между теплотерями пустой ампулы и ампулы с образцом. Оценку этих погрешностей можно произвести различными способами. Поскольку приходится иметь дело с величинами, очень близкими по порядку к погрешностям измерений, экспериментальные и расчетные приемы сопоставляются для взаимной проверки.

1. Если обозначить через Δt снижение температуры поверхности пустой ампулы при падении из печи до входа в калориметр, то можно принять

$$\Delta t(\Theta) = \frac{q(\Theta)}{MC(\Theta)}. \quad (1)$$

Здесь q — разность между теплосодержанием ампулы и непосредственно измеренным (эффективным) теплосодержанием; Θ — начальная температура ампулы; M — масса ампулы; C — теплоемкость ампулы. Когда падает ампула, содержащая образец, изменение ее поверхностной температуры, очевидно, меньше. Следовательно, Δt может рассматриваться как верхняя граница разности поверхностных температур при входе в калориметр пустой и нагруженной ампул, имевших одинаковую начальную температуру.

Для расчета q [в формуле (1)] данные по теплосодержанию платины и родия [6].

Из многочисленных измерений теплосодержания платины наиболее полными являются измерения Егера и Уайта [6].

Предельную погрешность этих данных можно оценить величиной 0,3% для температур ниже золотой точки. При более высоких температурах методика Егера, вероятно, обеспечивала точность в 1%. При учете погрешностей измерения эффективного теплосодержания и учета точности табличных данных для теплосодержания материала ампулы получаем, например, что неопределенность для величины q при температуре 1000°С не должна превосходить 0,8 кал, т. е. при $\Theta = 1000^\circ\text{C}$ Δt приблизительно равно 15°С ($\pm 3^\circ$).

Для обычно применяемых параметров образцов теплотерии составляют величину порядка 0,5—1,0% от теплосодержания.

Были найдены значения q для температур от 100 до 1500°С (табл. 3 и 4). На одну кривую легли результаты, полученные с ампулами различного теплосодержания (см. табл. 1). Это свидетельствует о том, что кривая во всяком случае правильно передает зависимость теплотерии от температуры.

Эффективные теплотерии ампулы из платины

Таблица 3

$\tau = 0,18$ сек.
 $S = 18,9$ см²

$\Theta, ^\circ\text{C}$	$q, \text{ кал}$	$\Theta, ^\circ\text{C}$	$q, \text{ кал}$	$\Theta, ^\circ\text{C}$	$q, \text{ кал}$	$\Theta, ^\circ\text{C}$	$q, \text{ кал}$
100	0,1	400	0,38	700	1,63	1200	5,6
150	0,1	450	0,57	750	1,90	1250	7,1
200	0,12	500	0,72	800	2,18	1300	7,9
250	0,17	550	0,91	850	2,50	1350	11,1
300	0,19	600	1,12	1100	3,9	1400	13,3
350	0,26	650	1,34	1150	4,6	1450	15,5

Таблица 4
Эффективные теплотери ампулы из сплава 20% родия и 80% платины

$\tau = 0,18$ сек.
 $S \approx 22,0$ см²

$\theta, ^\circ\text{C}$	$q, \text{ кал}$	$\theta, ^\circ\text{C}$	$q, \text{ кал}$	$\theta, ^\circ\text{C}$	$q, \text{ кал}$	$\theta, ^\circ\text{C}$	$q, \text{ кал}$
100	0,1	300	0,12	500	0,29	700	1,82
150	0,1	350	0,12	550	0,48	750	2,38
200	0,1	400	0,14	600	0,74	800	3,02
250	0,12	450	0,19	650	1,29	850	3,54

2. Чтобы найти выражение для q другим способом в функции поверхностной температуры, были использованы данные о полусферической испускательной способности платины [7].

Поверхность ампулы составляет 18,9 см², время падения от выхода из печи до калориметра 0,18 сек. На основании этих данных для радиационной части теплотери ампулы было получено следующее приближенное выражение:

$$q_{\text{излуч}} = 17,2 \cdot 10^{-16} T_s^5 - 4,7 \cdot 10^{-12} T_s^4 \quad (2)$$

Здесь T_s — средняя за время падения поверхностная температура ампулы;

$$T_s \approx \theta + 273^\circ - \frac{1}{2} \Delta t; \quad (3)$$

$T_1 = 293^\circ \text{K}$. Для разности $q - q_{\text{излуч}}$ была предположена прямая пропорциональность $T_s - T_1$. Методом наименьших квадратов множитель пропорциональности был найден равным $6,9 \cdot 10^{-4} \text{ кал/град}$.

Разумеется, величина разности $q - q_{\text{излуч}}$ определяется не только конвективными теплотериями ампулы, но, в частности, и погрешностями исходных данных. Впрочем, эта величина при температурах выше 300° составит небольшую долю от q . Кроме того, можно отметить, что указанное выше значение коэффициента пропорциональности приводит к значению коэффициента теплоотдачи $2 \cdot 10^{-4} \text{ кал/см}^2 \text{ сек} \cdot \text{град}$. И если пренебречь нестационарностью процесса и другими осложняющими обстоятельствами, то рассматриваемому случаю можно дать значение критерия $Re = 0,25 \cdot 10^4$. Используя далее известные зависимости [8] и принимая угол атаки примерно 4 град. (конусность ампулы), находим для значения коэффициента теплоотдачи величину $2,1 \cdot 10^{-4} \text{ кал/см}^2 \text{ сек} \cdot \text{град}$.

Такое совпадение до некоторой степени случайно, но оно может рассматриваться как подтверждение правильности определения порядка величины.*

В конечном счете для q оказалось возможным использовать выражение

$$q = [5,5 \cdot 10^{-16} T_s^5 + 2 \cdot 10^{-4} (T_s - T_1) - 1,37 \cdot 10^{-12} T_1^4] \cdot S \tau, \quad (4)$$

где S — поверхность ампулы, τ — время падения ампулы от выхода из печи до входа в калориметр. Среднее квадратичное отклонение экспериментальных данных от кривой уравнения (4) — 0,2 кал.

3. Можно написать:

$$\bar{q} - q < [5,5 \cdot 10^{-16} (\theta + 273)^5 + 2 \cdot 10^{-4} (\theta + 273 - T_1) - 1,37 \cdot 10^{-12} T_1^4] \times \\ \times S \tau - [5,5 \cdot 10^{-16} T_s^5 + 2 \cdot 10^{-4} (T - T_1) - 1,37 \cdot 10^{-12} T_1^4] S \tau. \quad (5)$$

Здесь \bar{q} — теплотери нагруженной ампулы. Эта оценка основана на следующих положениях:

* К аналогичным результатам для работы в атмосфере гелия пришли Джиннингс и сотрудники [9].

а) коэффициенты формулы (4) определяются, главным образом, формой и состоянием поверхности ампулы, т. е. эта формула должна быть применима для пустой и для нагруженной ампулы;

б) если пренебречь изменением температуры поверхности нагруженной ампулы при падении, то правая часть неравенства лишь увеличится.

Из формулы (5) или из формулы (1) выводим, что верхняя граница для разности теплотерь нагруженной и пустой ампул при 800° С получается равной 0,1 кал.

Следует подчеркнуть, что указанная выше неопределенность в получении действительного значения q не играет роли при оценке порядка близости теплотерь пустой ампулы и ампулы с образцом.

Действительно, соответствующая неопределенность коэффициентов формулы (4) не может существенно изменить полученную оценку. Таким образом, если теплосодержание образца будет по крайней мере в пять раз больше теплосодержания ампулы, то остаточная погрешность не превысит 0,01—0,02%.

Опыты, проведенные при различных массах образца в ампуле, подтвердили правильность приведенных оценок. Для ампул из платинородневого сплава результаты получаются примерно такие же.

Применение полученных результатов

Проведенное исследование дает основание считать, что учет теплотерь на различных установках при падении образца может быть осуществлен без экспериментального определения эффективного теплосодержания по всей интересующей области температур для каждой примененной ампулы. В связи с изложенным предлагаются два способа использования приведенных результатов.

Во-первых, при других размерах применяемых ампул можно простым пересчетом сглаженных величин q , приведенных в табл. 3 и 4, получить данные, нужные для работы с соответствующей калориметрической установкой.

Этот расчет проводят, принимая, что q пропорционально S и τ . Затем эффективное теплосодержание для платиновых ампул может быть найдено по формуле

$$H_{эфф}(\theta, t_1) = (0,031701 + 0,03164 \cdot 10^{-4}\theta) (\theta - t_1) M - q(\theta). \quad (6)$$

В этой формуле θ — температура ампулы в печи; t_1 — конечная температура образца в калориметре; M — масса ампулы. Уравнение (6) применимо, если $400^\circ\text{C} \leq \theta \leq 1450^\circ\text{C}$, а если $100^\circ\text{C} \leq \theta \leq 400^\circ\text{C}$, вычисление ведется по формуле

$$H_{эфф}(\theta, t_1) = c(\theta)(\theta - t_1) M - q(\theta), \quad (7)$$

c берется из табл. 5.

В обоих случаях $19,5^\circ\text{C} \leq t_1 \leq 25^\circ\text{C}$, а температура воздуха в помещении $20 \pm 5^\circ\text{C}$.

Для платинородневых ампул, для расчета эффективных теплосодержаний, следует применять правило аддитивности:

$$H_{эфф} = H_{Рг} + H_{Рн} - q(\theta). \quad (8)$$

В этой формуле

$$H_{Рн} = 0,2 [0,05893t + 0,00533 \cdot 10^{-2}t^2 + 0,009248 \cdot 10^{-4}t^3 - 0,0044105t^4]_t^{\theta} M.$$

Таблица 5

$\theta, ^\circ\text{C}$	$c,$ кал/град
100	0,03187
150	0,03207
200	0,03228
250	0,03245
300	0,03264
350	0,03280
400	0,03296

При $\theta > 400^\circ \text{C}$

$$H_{Pt} = 0,8 [0,031701 + 0,031641 \cdot 10^{-4}\theta] (\theta - t_1) M;$$

при $100^\circ \text{C} < \theta < 400^\circ \text{C}$

$$H_{Pt} = 0,8\bar{c}(\theta) (\theta - t_1) M$$

$\bar{c}(\theta)$ берется из табл. 5); M — масса ампулы; $q(\theta)$ даны в табл. 4.

Начиная с 600°C , окисление вызывает заметное изменение поверхности платинородиевого сплава. Приведенные в табл. 4 значения $q(\theta)$ определены для ампул, которые не нагреваясь находились при неизменной температуре θ в течение 30 мин. Пока не удалось установить, как влияет окисление родия на величину теплотеря.

Во-вторых, приведенные выше результаты можно использовать для выравнивания экспериментально полученных значений эффективного теплосодержания ампул. На график наносится разность между экспериментальными данными и величинами, найденными по вышеприведенным рекомендациям. Указанные разности должны мало изменяться с температурой и дадут гладкую кривую.

Этот способ может оказаться полезным для ампул из платинородиевых сплавов. Его можно сопоставить с известными способами оценки термодинамических функций [10]. Следовательно, можно будет обойтись небольшим числом экспериментов.

Все сказанное, конечно, нельзя применять к ампулам с очень тонкими стенками. Для таких ампул необходимы другие методы.

ВЫВОДЫ

1. Элиминирование теплотеря образца может быть выполнено достаточно надежно на основании эффективных теплосодержаний ампул.

2. Предложены таблицы для определения эффективного теплосодержания ампул. С помощью этих таблиц можно находить эффективное теплосодержание с помощью расчета, что значительно уменьшит необходимое количество опытов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Крестовников А. и Каретников Г., «Редкие металлы», № 4, 1935, стр. 35.
2. Ляшенко В. С., «Металлург», № 11, 1935, стр. 85.
3. Magnus A. и Holzmann H., Ann.-Phys., F. 4, Bd. 31, 1910, S. 597.
4. Magnus A., Ann. Phys., F. 5, Bd. 3, 1929, S. 585.
5. Родигина Э. Н. и Гомельский К. З., Ж.Ф.Х., т. XXIX, вып. 6, 1955.
6. Славинский М. П., Физико-химические свойства элементов, Metallurgizdat, 1952.
7. Рибо Г., Оптическая пирометрия, ГТИ, М. — Л., 1934.
8. Михеев М. А., Основы теплопередачи, Госэнергоиздат, М. — Л., 1947.
9. Gittings D. C., Douglas T. B., Ball A. F., J. Research NBS, v. 45, № 1, 1950, p. 23.
10. Кубашевский О. и Эванс Э., Термохимия в металлургии, ИЛ, М., 1954.

ЩЕЛЕВИДНОЕ МАКСИМАЛЬНОЕ ПРИСПОСОБЛЕНИЕ ДЛЯ РТУТНЫХ СТЕКЛЯННЫХ МЕДИЦИНСКИХ ТЕРМОМЕТРОВ

Для удержания столбика ртути в измерительном капилляре ртутные стеклянные максимальные термометры имеют в соединительном капилляре специальное приспособление, которое обычно называют максимальным приспособлением.

Наиболее распространенными максимальными приспособлениями являются: 1) штифт — стеклянный стерженек (имеющий вид усеченного конуса), вставленный своим тонким концом в овальный канал соединительного капилляра и впаянный другим концом в дно резервуара термометра, и 2) щель — сужение канала соединительного капилляра.

В СССР применение штифта имеет значительную давность, а щель лишь недавно внедрена в производство. Это объясняется тем, что изготовление щели вручную более сложно, чем изготовление и вставка штифта. Теперь, когда проводится интенсивная механизация стеклодувных операций, щелевидное приспособление полностью вытеснило штифтовое, так как конструирование машин для производства щелей — вполне реальная и выполнимая задача, а механизация изготовления и вставки штифта встречает значительные трудности.

Кроме того, максимальные термометры с щелевидным приспособлением при повторных поверках дают лучшее совпадение показаний, чем термометры со штифтом.

Действие максимальных термометров основано на упругости поверхностной пленки, образующейся возле максимального приспособления.

Поверхностную пленку часто сравнивают с резиновой перепонкой, но такое сравнение, при более глубоком изучении вопроса, едва ли может быть оправдано. При растягивании резиновой перепонки силы, оказывающие сопротивление растяжению, возрастают с увеличением растягивающих сил и равновесие наступает только тогда, когда сила упругости делается равной растягивающей силе.

У чистой жидкости величина поверхностного натяжения не увеличивается при растяжении, и если растягивающая сила хотя бы на бесконечно малую величину превышает силу поверхностного натяжения, то она может растянуть поверхность жидкости как угодно далеко, а равновесие этих двух сил не будет достигнуто. Это обстоятельство значительно упрощает расчеты, связанные с максимальным приспособлением.

Следует отметить, что устойчивое равновесие, невозможное в случае применения чистой жидкости, возможно, когда в жидкости растворены поверхностно-активные вещества (например, ртуть «тянется», когда она загрязнена).

Таким образом, причиной брака, называемого «слабый максимум», очень часто является загрязнение ртути.

Оценка пригодности максимальных медицинских термометров базируется на двух основных требованиях:

1. Ртуть должна сбрасываться до отметки 35°C на центрифуге, имеющей $R = 235$ мм при угловой скорости, равной 428 об/мин. Если после центрифугирования мениск ртути в измерительном капилляре располагается выше отметки 35°C , то такой термометр бракуется, как имеющий «тупой максимум».

2. Столбик ртути не должен опускаться при извлечении максимального термометра из водяного термостата, нагретого до 41°C . Если термометр не удовлетворяет этому условию, то его бракуют по причине «слабого максимума».

Эти требования, связанные исключительно с эксплуатацией термометров, определяют основные параметры конструкции максимальных приспособлений.



Рис. 1.

Цель настоящей работы — выявить основные физические законы, определяющие работу максимального щелевидного приспособления, а также выяснить характерные размеры его.

Для того, чтобы найти параметры допустимо узкой щели, рассмотрим предельное условие равновесия всех сил, действующих на площадку s во время центрифугирования (где s — площадь сечения столбика ртути в самой узкой части щели плоскостью, перпендикулярной стенкам капилляра).

Предположим, что равновесие достигается при положении верхнего мениска ртути у отметки 35°C по шкале термометра.

Сила F , стремящаяся продавить ртуть через щель, складывается из двух сил — капиллярного давления P , вызванного верхним мениском и отнесенного к площади сечения s , и центробежной силы Φ .

Капиллярное давление P может быть представлено в виде суммы двух давлений

$$P = \kappa + p, \quad (1)$$

где κ — капиллярное давление на плоской поверхности;

p — добавочное давление, вызванное искривлением поверхности мениска.

Давление p зависит от кривизны поверхности и величины поверхностного натяжения

$$p = \sigma \left(\frac{1}{r'} + \frac{1}{r''} \right), \quad (2)$$

где r' и r'' — радиусы кривизны главных сечений поверхности.

Если сечение канала капилляра имеет форму круга, то мениск ртути имеет форму сферы, и формула (2) примет вид

$$p = \frac{2\sigma}{r},$$

где r — радиус сферы.

Подсчитаем значение r для мениска ртути, находящегося в измерительном капилляре с радиусом r_1 .

Для жидкости, находящейся в капиллярной трубке, известен угол α .

Для ртути и стекла наблюдается тупой угол α , называемый краевым углом (рис. 1).

Величина его зависит от температуры и для 20°C равна приблизительно 128° .

Так как центрифугирование производят при комнатной температуре, то в дальнейших расчетах будем считать $\alpha = 128^{\circ}$.

Из рис. 2 нетрудно видеть, что радиус сферы r и радиус канала капилляра r_1 связаны между собой следующей зависимостью:

$$r = \frac{r_1}{\sin(\alpha - 90^{\circ})}.$$

Для нашего случая

$$r = \frac{r_1}{\sin 38^\circ}. \quad (3)$$

Следовательно,

$$\rho = \frac{2\sigma \sin(\alpha - 90^\circ)}{r_1}$$

или

$$\rho = \frac{2\sigma \sin 38^\circ}{r_1}$$

Величина σ , имеющая размерность дина/см, также зависит от температуры; для границы ртуть — вакуум при 20°C

$$\sigma = 472 \text{ дина/см.}$$

Подсчитаем величину центробежной силы Φ . Рассмотрим некоторый элемент столбика ртути dm , находящийся над щелью

$$dm = \delta s dR,$$

где δ — плотность ртути;

dR — длина рассматриваемого элемента.

На элемент dm действует центробежная сила

$$d\Phi = 4\pi^2 n^2 R dm$$

или

$$d\Phi = 4\pi^2 n^2 s \delta R dR,$$

где R — расстояние от центра центрифуги;

n — число оборотов центрифуги в 1 сек.

Но тогда центробежная сила Φ , определяющая связанную с центрифугированием нагрузку на площадь сечения столба ртути в щели, при положении верхнего мениска у деления 35° может быть записана следующим образом:

$$\Phi = \int_{R_0-l}^{R_0} d\Phi = 4\pi^2 n^2 s \delta \int_{R_0-l}^{R_0} R dR,$$

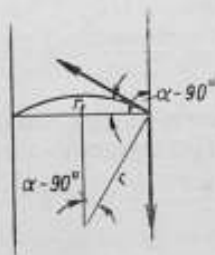


Рис. 2.



Рис. 3.

где R_0 — расстояние от центра центрифуги до щели;

l — расстояние от щели до отметки 35°C .

Или, как нетрудно видеть,

$$\Phi = 2\pi^2 n^2 s \delta (2R_0 - l) l. \quad (5)$$

Следовательно, сила \bar{F} , стремящаяся протолкнуть ртуть через щель, окончательно может быть записана так

$$\bar{F} = ks + \frac{2\sigma \sin 38^\circ}{r_1} s + 2\pi^2 n^2 s \delta (2R_0 - l) ls. \quad (6)$$

Мы рассматриваем предельное положение равновесия, т. е. тот случай, когда дальнейшее увеличение \bar{F} , хотя бы на бесконечно малую величину, вызовет «выстреливание» капли.

Оценим величину силы \bar{F} , противодействующей продавливанию ртути через щель. Поверхность ртути у щели представляет собой поверхность постоянной кривизны для любой точки на поверхности ртути

$$\left(\frac{1}{r'} + \frac{1}{r''}\right) = \text{const.}$$

Продавливание ртути происходит через наиболее широкую часть щели — там образуется капля, которая, достигнув некоторых предельных размеров, «выстреливается» за щель.

Не совершая существенной ошибки, мы можем считать, что сечение капли плоскостью, перпендикулярной стенкам капилляра и проходящей через самое узкое место щели, есть окружность с радиусом r_2 , равным половине ширины щели.

Следовательно, вместо величины $\left(\frac{1}{r'} + \frac{1}{r''}\right)$ можно взять согласно формуле (3) $\frac{2 \sin 38^\circ}{r_2}$.

Так как сила \underline{F} целиком определяется капиллярным давлением, то

$$\underline{F} = \kappa s + \frac{2\sigma \sin 38^\circ}{r_2} s. \quad (7)$$

Ясно, что

$$\max \left(\frac{1}{r'} + \frac{1}{r''} \right) = \frac{2}{\frac{r_2}{\sin 38^\circ}}$$

Дальнейшее увеличение кривизны, связанное с продавливанием ртути через щель, повлечет за собой образование и «выстреливание» капли.

Таким образом, значение \underline{F} в выражении (7) является наибольшим из возможных.

Мы предполагаем, что выполнены условия предельного равновесия, т. е. $\bar{F} + \underline{F} = 0$, и дальнейшее увеличение силы приведет к продавливанию ртути через щель.

Силы \bar{F} и \underline{F} направлены в противоположные стороны, следовательно, согласно формулам (6) и (7)

$$\kappa s + \frac{2\sigma \sin 38^\circ}{r_1} \cdot s + \Phi = \kappa s + \frac{2\sigma \sin 38^\circ}{r_2} s.$$

Подставляя вместо Φ ее значение из выражения (5) и сокращая левую и правую части на s , получим

$$\frac{2\sigma \sin 38^\circ}{r_1} + 2\pi^2 n^2 \delta (2R_0 - l) l = \frac{2\sigma}{r_2} \sin 38^\circ$$

или

$$r_2 = \frac{r_1}{1 + \frac{\pi^2 n^2 \delta (2R_0 - l) l r_1}{\sigma \sin 38^\circ}}.$$

Так как ширина щели $A = 2r_2$, то

$$A = \frac{2r_1}{1 + \frac{\pi^2 n^2 \delta (2R_0 - l) l r_1}{\sigma \sin 38^\circ}}. \quad (8)$$

Из формулы (8) следует:

а) для того чтобы медицинский термометр не был «тугой», ширина щели не должна быть меньше 0,012 мм (предполагаем, что расстояние от щели до деления 35° не меньше 15 мм, а диаметр измерительного канала капилляра может быть от 0,038 до 0,074 мм);

б) минимальная допустимая ширина щели в значительной мере зависит от расстояния щели до отметки 35° . Если это расстояние увеличить с 15 до 25 мм, то допустимая ширина щели уменьшится с 0,012 до 0,008 мм.

При исследовании термометров, у которых ртуть сбрасывается до отметки 35° , вычисленные значения ширины щели практически совпадают с величинами, полученными путем замера щели под микроскопом.

При определении параметров щели, влияющих на «слабый максимум», рассуждения, аналогичные изложенным, не могут решить вопроса, так как существенную роль играют условия, которые необходимо создать для мгновенного разрыва столба ртути. Для удержания же столба ртути нужна щель, по размерам незначительно отличающаяся от величины канала в измерительном капилляре; это легко доказать, если повторить проделанные вычисления, заменив центробежную силу силой давления ртути, заполняющей капилляр до отметки 41°C .

Действительно, при минимальном размере диаметра измерительного канала капилляра, равном $0,038\text{ мм}$, столбик ртути мог бы быть удержан щелью, имеющей ширину примерно $0,032\text{ мм}$, а при максимальном размере диаметра канала измерительного капилляра, равном $0,074\text{ мм}$, — щелью с шириной около $0,052\text{ мм}$.

Форма щели и ее конус по высоте капилляра дают возможность определить параметры, влияющие на «слабый максимум». По форме щель должна иметь хотя бы один острый конец. В этом случае как бы велики ни были силы, проталкивающие ртуть через щель, последняя целиком не заполняется ртутью. У острого конца всегда имеется мениск ртути и как только добавочные силы перестают действовать или их усилия становятся меньше усилий, которые связаны с поверхностной энергией мениска, расположенного у острого конца щели, то происходит разрыв столба ртути.

Если же щель не имеет острого конца, то при нагревании термометра мы не будем наблюдать «выстреливания» каплей, ртуть потечет через щель, целиком заполняя ее; при окончании нагревания и при последующем медленном охлаждении резервуара термометра не произойдет разрыва столбика ртути и лишь при резком охлаждении или сотрясении термометра столбик ртути разорвется у щели.

В этом случае даже термометры, имеющие очень узкую щель, при медленном и осторожном охлаждении будут давать приспускание столбика ртути, т. е. они будут забракованы по причине «слабого максимума».

На рис. 4 приведены формы сечений щелей, встречающихся в максимальных медицинских термометрах.

Щели формы 1 и 2 характерны для термометров отечественного производства; формы щелей 3 и 4 — можно наблюдать у образцов термометров иностранного происхождения, причем щели формы 2 и 4 обычно очень узкие.

Замечено, что чем медленнее охлаждать термометр, тем больше опустится столбик ртути, т. е. в термометрах со «слабым максимумом» не наблюдается мгновенного разрыва столба ртути — ртуть «тянется» через щель в резервуар. Это может произойти при загрязнении ртути; неудачная конструкция максимального приспособления так же может послужить причиной этого вида брака, так как малая протяженность щели по длине капилляра и отсутствие острого конца повлекут за собой приспускание столбика ртути.

Так как устанавливать температурный режим охлаждения при браковке на «слабый максимум» едва ли имеет смысл, то необходимо гарантировать разрыв столбика ртути после окончания нагревания термометра устройством самого максимального приспособления.

Для этого щель, кроме наличия острого конца, должна быть такой, чтобы мениски ртути при вертикальном положении нагретого до 41°C термометра не могли соприкоснуться (рис. 5).

Для определения условия, гарантирующего разрыв столбика ртути у щели, будем считать:

1) положение нижнего мениска ртути таково, что малейшее нагревание резервуара термометра повлечет за собой «выстреливание» капли;

2) расположение верхнего мениска у щели зависит от величины канала измерительного капилляра. Напомним, что для наименьшего из допустимых

размеров диаметра канала мениск расположится у сечения щели, имеющего ширину около 0,032 мм, а для большего — около 0,052 мм.

Оценим высоты h_2 и h_3 прогиба капель (рис. 6).
Очевидно, что

$$h_3 = r - r_3 \operatorname{ctg}(\alpha - 90^\circ);$$

здесь r_3 — половина ширины сечения щели, где остановился нижний мениск.

Подставив вместо r его значения из формулы (3), получим

$$h_3 = \frac{r_3}{\sin(\alpha - 90^\circ)} [1 - \cos(\alpha - 90^\circ)].$$

Аналогично для верхнего мениска можно получить

$$h_2 = \frac{r_2}{\sin(\alpha - 90^\circ)} [1 - \cos(\alpha - 90^\circ)],$$



Рис. 4.



Рис. 5.

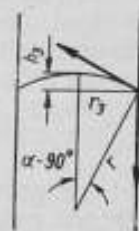


Рис. 6.

здесь r_2 — половина ширины сечения щели у места, где остановился верхний мениск.

Проверка происходит при 41° С, и можно считать, что $\alpha = 120^\circ$. Тогда расстояние ε между самым узким местом щели с сечением, где устанавливается мениск, препятствующий проникновению ртути в основной резервуар термометра, должно быть больше $h_2 + h_3$

$$\varepsilon > h_2 + h_3 \approx 0,3(r_2 + r_3). \quad (9)$$

Полученная оценка справедлива для идеально чистой ртути, поэтому практически целесообразно ее несколько изменить. Например, если задаться $\varepsilon > 0,1$ мм, то мы будем гарантированы (при наличии, конечно, острого конца щели) от брака «слабый максимум» по вине конструкции максимального приспособления.

Значительное увеличение ε нежелательно, так как это может повести к ухудшению сбрасывания столбика ртути от руки.

Изготовленная в производстве щель должна нормально работать при любом измерительном капилляре из допустимых ($0,019 \text{ мм} < r_1 < 0,037 \text{ мм}$), но тогда необходимо потребовать, чтобы расстояние от сечения, имеющего наименьшую ширину, до сечения щели с шириной, равной 0,032 мм, было не менее 0,1 мм.

Очевидно, что для максимальных медицинских термометров верхняя граница ширины щели A должна быть 0,032 мм.

Ранее мы получили, что $A < 0,012$ мм, следовательно

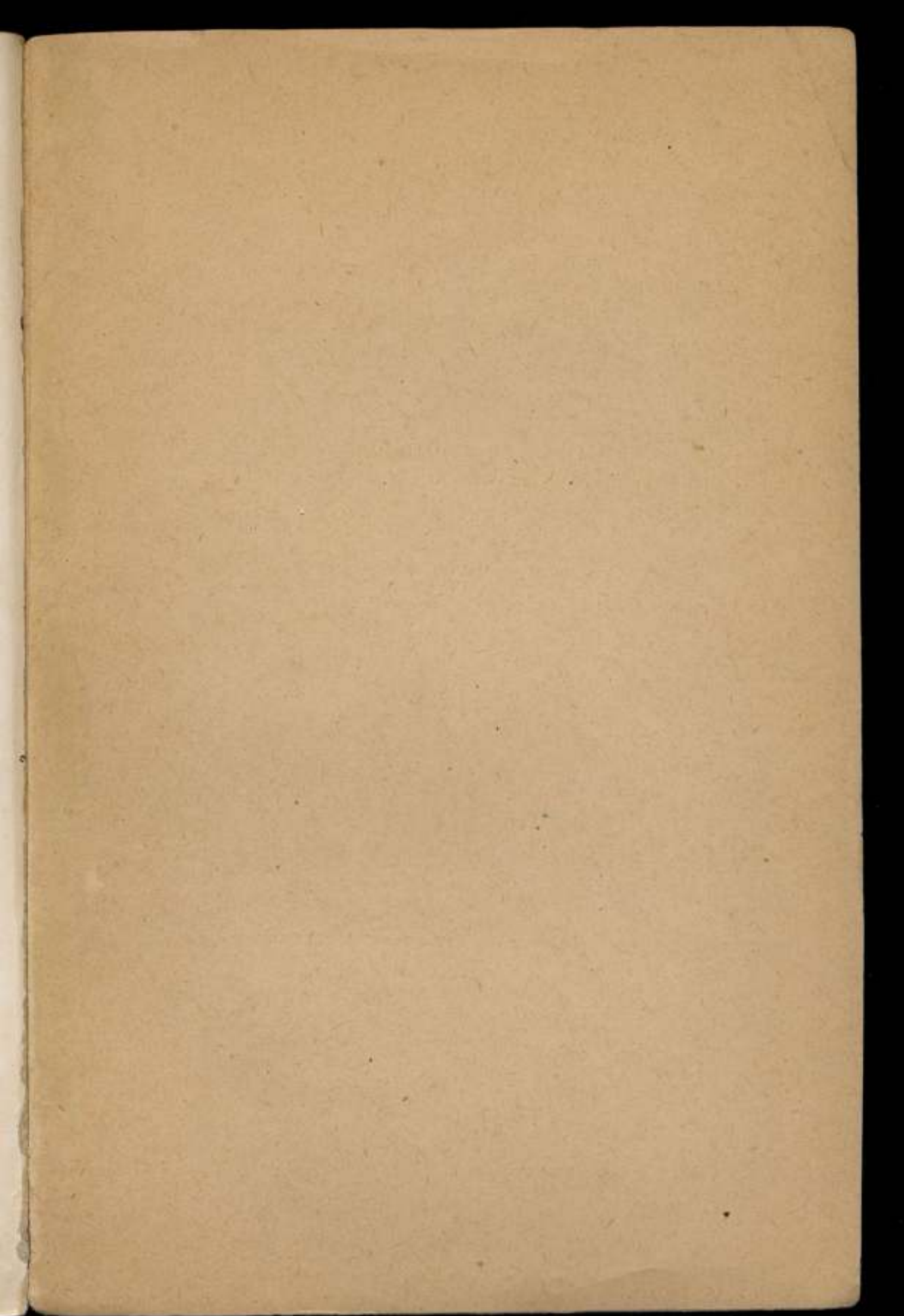
$$0,012 \text{ мм} < A < 0,032 \text{ мм}. \quad (10)$$

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Предисловие	3
Ф. З. Алиева. Осуществление тройной точки воды и исследование ее воспроизводимости	5
Б. Н. Олейник. Тройная точка бензойной кислоты — вторичная реперная точка температурной шкалы	11
Ф. З. Алиева. Исследование воспроизводимости температуры затвердевания цинка	16
А. Н. Гордов, И. И. Киренков, Э. А. Лапина. Сравнение ламп по цветовым температурам фотозлектрическим методом	27
В. Е. Фикельштейн. О построении шкалы оптического пирометра в области высоких температур	36
В. Е. Фикельштейн. Метод измерения пирометрического ослабления поглотителя, служащего для расширения шкалы оптического пирометра в область очень высоких температур	44
В. Е. Фикельштейн, Е. С. Шпигельман, В. В. Кандыба. Расширение шкалы пирометра ЭОП-51М до 6000 и 10 000° С	60
Э. А. Лапина. Применение дугового излучателя для проверки оптических пирометров выше 2000° С	70
А. И. Рудная. Проверка радиационных пирометров в интервале 100 + 900° С	80
И. И. Киренков. Об определении однородности термопар при точных измерениях	84
Н. Н. Эргардт. Некоторые данные о стабильности платинородий-платиновых термопар	87
А. Н. Гордов, Г. А. Крахмальникова, Н. Н. Эргардт. Горизонтальная печь для получения температур до 1500° С в воздушном рабочем пространстве	92
А. И. Рудная, З. Д. Бострем. Радиационный метод измерения температуры металлических поверхностей в интервале 100 + 900° С	95
А. И. Рудная. Радиационный пирометр для измерения температуры поверхностей в интервале 100 + 900° С	108
И. И. Киренков. Метод осуществления шкалы цветовых температур	118
Б. Н. Олейник. Регуляризация тепловых процессов	121
А. Н. Гордов. Температурное поле тел в условиях переменной температуры среды и меняющейся теплоотдачи	129
Э. Н. Родигина, К. З. Гомельский, В. Ф. Лугинина. О способе учета тепловых потерь образца при сбрасывании в калориметрическом методе смещения	153
В. П. Простяков. Щелевидное максимальное приспособление для ртутных стеклянных медицинских термометров	161

Стандартно. Подписано в печать 20/X 1958 г. Объем 10,5 п. л. М-48058 Тираж 1000 экз.
Зак. 181.

Типография № 6 УПП Ленсовнархоза. Ленинград, ул. Моисеевко, 10





5 р. 25 к.