

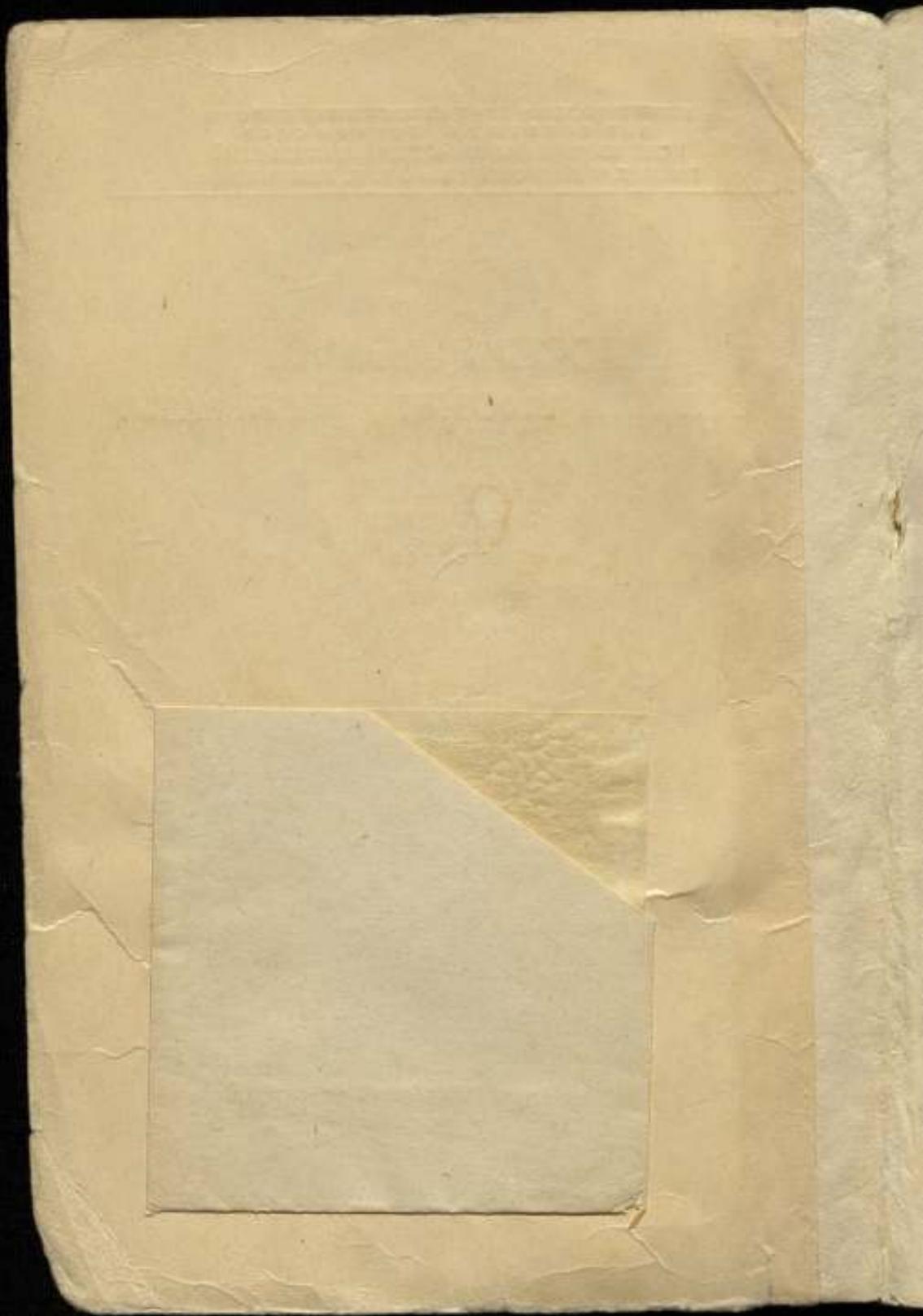
КОМИТЕТ ПО ДЕЛАМ МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР
ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ им. Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

ИССЛЕДОВАНИЯ ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР

ТРУДЫ ВНИИМ

ВЫПУСК 9 (69)

ЛЕНИНГРАД
1950



КОМИТЕТ ПО ДЕЛАМ МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР
ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ им. Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР

ТРУДЫ ВНИИМ

ВЫПУСК 9 (69)

Под редакцией
проф. Г. М. Кондратьева

ЛЕНИНГРАД
1950

m-10357

UNIVERSITY OF TORONTO
LIBRARY

1200

1900

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА

Статьи настоящего сборника имеют двойное значение: во-первых, они являются новым вкладом Лаборатории высоких температур в метрологию тепловых измерений и, во-вторых, они содержат перспективы дальнейшего уточнения всех вообще температурных измерений в области, преимущественно, высоких температур.

Статья А. Н. Гордова „О точности воспроизведения термодинамической шкалы в области выше 1063°C^* — основная в сборнике — важна не только с точки зрения метрологии; рассматриваемая в ней проблема является самой насущной проблемой современной пирометрии, так как точностью воспроизведения термодинамической шкалы определяется наивысшая достижимая точность пирометрических измерений; в то же время требования, предъявляемые современной техникой к точности, неуклонно возрастают. А. Н. Гордов подробно и глубоко изучает многочисленные факторы физического характера, обуславливающие воспроизводимость термодинамической шкалы методами оптической пирометрии, вскрывая попутно необоснованность некоторых выводов Национального бюро стандартов США. При решении этой сложной проблемы автор использует результаты собственных оригинальных исследований и результаты работ Лаборатории высоких температур ВНИИМ. Данная статья тесно связана со статьей того же автора „О точности воспроизведения термодинамической шкалы температур в области $660-1063^{\circ}\text{C}^*$, помещенной в вып. 5 (65) „Трудов ВНИИМ“, представляя собою естественное продолжение последней.

В статье Э. А. Лапиной „Воспроизведение международной температурной шкалы до 4000°C^* “ содержится описание работ автора по осуществлению международной шкалы температур выше 2000°C , что в СССР выполнено впервые. Здесь был применен метод одного поглощающего стекла (отечественного производства), причем, вопреки мнению иностранных исследователей, доказана полная возможность использования этого

метода. Тщательно проведенный анализ ошибок разработанного метода построения шкалы до 4000°C дал результаты, практически совпадающие с теми, которые были получены в других работах Лаборатории высоких температур ВНИИМ.

Статья И. И. Киренкова „Измерение температур светящихся пламен“ посвящена чрезвычайно актуальному вопросу, который служит предметом многочисленных исследований как в СССР, так и за границей. Критический обзор различных методов измерения был дан автором в его предыдущей статье „Измерение температур пламен“, помещенной в вып. 5 (65) „Трудов ВНИИМ“. В настоящей статье главное внимание обращено на исследование источников ошибок, присущих методу лучеиспускания и поглощения. И. И. Киренков предложил существенное видоизменение этого метода, вернее сказать новый оригинальный метод. Установленные автором закономерности дают возможность рассчитать величины погрешностей метода при различных значениях коэффициента поглощения пламени.

Две статьи Т. М. Бродович касаются вопроса, имеющего общее значение в термометрии и до сих пор еще недостаточно изученного, — о влиянии инерции приборов на точность измерений.

В статье „Роль инерции измерителей температуры при их эталонировании“ впервые в научной литературе поставлена и успешно разрешена задача о влиянии термической инерции термоприемника на результаты его эталонирования по постоянным точкам. Здесь автор умело приложил современную теорию теплообмена и установил минимальную длительность затвердевания, необходимую для обеспечения требуемой точности измерений.

В статье „Характеристические кривые отставания измерителей температуры“ Т. М. Бродович сообщает результаты своих экспериментальных исследований по термической инерции и произведенную ею математическую обработку этих результатов на основе теории регулярного режима. Новизна постановки задачи и выводов автора о характере зависимости постоянной термической инерции от коэффициента теплоотдачи придадут статье особый интерес. Этими исследованиями намечаются пути повышения точности температурных измерений.

Г. М. Кондратьев

А. Н. ГОРДОВ

О ТОЧНОСТИ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ ШКАЛЫ ТЕМПЕРАТУР В ОБЛАСТИ ВЫШЕ 1063° С *

1. СПОСОБ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ШКАЛЫ

„Положение о международной температурной шкале“ [2] предусматривает для этого участка следующий способ воспроизведения:

„Выше точки затвердевания золота температура определяется отношением силы света I_2 видимых монохроматических лучей длины волны λ , испускаемых черным телом при температуре t , к силе света I_1 лучей той же длины волны, испускаемых черным телом при температуре затвердевания золота.

Формула

$$\ln \frac{I_2}{I_1} = \frac{C_2}{\lambda} \left(\frac{1}{1336} - \frac{1}{t+273} \right), \quad (1)$$

в которой величина C_2 равна 1,432 см·град, служит для определения t , когда $(t+273)\lambda$ меньше 0,3 см·град*.

Из этого определения вытекает, что построение шкалы температур выше точки затвердевания золота основывается на оптическом методе, причем для измерения температур используются свойства лучеиспускания тел.

Область измерительной техники, быстро развивающейся с начала XX века, разработавшая основные принципы, аппаратуру и методы измерения температур тел путем использования свойств их излучения, получила название „оптической пирометрии“.

Идея использования излучения тел для определения их температуры возникла еще до открытия законов излучения черного тела. В 1863 г. была указана возможность определения

* Эта статья является продолжением работы автора „О точности воспроизведения термодинамической шкалы температур в области от 660 до 1063° С“ [1].

температуры тел при помощи фотометрического измерения их излучения в красной части видимого спектра. Эта мысль была применена в 1892 г. при осуществлении конструкции первого оптического пирометра. Измерение температуры с помощью этого прибора состояло в уравнивании яркостей в красном свете двух полей сравнения, из которых одно освещалось источником сравнения (пламенной горелкой), а второе—источником излучения, температура которого измерялась. Яркость этого второго поля сравнения градуировалась при помощи диафрагмы с переменным раскрытием, помещенным на пути лучей. Степень раскрытия диафрагмы фиксировалась на шкале, и, произведя градуировку этой шкалы, можно было по ней отсчитать температуру источника.

Этот оптический пирометр скоро был вытеснен более совершенными конструкциями и представляет сейчас только исторический интерес.

Научную основу оптической пирометрии составили основные законы излучения черного тела: закон Стефана о зависимости величины интегрального излучения тела от его температуры (1879), который позднее (в 1884 г.) был теоретически обоснован для черного тела Больцманом на основе законов термодинамики; уравнение спектрального распределения энергии излучения черного тела Вина (1893) и уравнение Планка, выведенное путем сочетания законов термодинамики и теории квантов (1900).

Использование закона Стефана-Больцмана, с первого взгляда, открывает большие возможности для измерения температуры излучающих тел, так как не требует для этой цели знания величины постоянной излучения σ . Действительно, если через T обозначить абсолютную температуру черного тела, а через T_0 —абсолютную температуру окружающих его тел, то количество энергии, излучаемой единицей поверхности черного тела в полусфере в единицу времени, выразится равенством:

$$Q = \sigma (T^4 - T_0^4).$$

Применение этого выражения для измерения температур сводится к тому, что определяется величина отношения $\frac{Q_2}{Q_1}$, где Q_1 —количество энергии, излучаемое черным телом при некоторой фиксированной и хорошо известной температуре T_1 , а Q_2 —количество энергии, излучаемое при неизвестной температуре T_2 . Тогда по измеренной величине этого отношения получим

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{T_2^4 - T_0^4}{T_1^4 - T_0^4}.$$

т. е. при таком методе исключается необходимость знания постоянной σ . Однако практика показала, что измерение интегральной энергии излучения связано с большими ошибками, следовательно, применяя закон Стефана-Больцмана, большой точности измерения температур нельзя добиться.

Значительно более свободным от экспериментальных ошибок оказалось применение для измерения температур уравнения Вина:

$$I_{\lambda, T} = C_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}}, \quad (2)$$

справедливого только для излучения абсолютно черного тела. В этом случае, определение неизвестной температуры T_2 , исходя из фиксированной температуры T_1 , сводится также к измерению отношения $\frac{I_{\lambda, T_2}}{I_{\lambda, T_1}}$, которое в узких участках спектра может быть выполнено значительно надежнее, чем в интегральном спектре. Для этого отношения имеем:

$$\frac{I_{\lambda, T_2}}{I_{\lambda, T_1}} = e^{\frac{C_2}{\lambda T_1} - \frac{C_2}{\lambda T_2}}, \quad (2')$$

или

$$\lg \frac{I_{\lambda, T_2}}{I_{\lambda, T_1}} = \frac{C_2}{\lambda} \lg e \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right), \quad (3)$$

что равносильно формуле (1).

Уравнение (3) создало базу для развития оптических методов измерения температур.

В 1901—1903 гг. была разработана конструкция монохроматического оптического пирометра с исчезающей нитью. Первоначальная модель этого пирометра отличалась от современных тем, что ослабление яркости источника излучения при его высоких температурах достигалось не с помощью поглощающего стекла, а путем двух поглощающих зеркал, устанавливаемых перед объективом и вызывающих двукратное отражение светового луча с частичным ослаблением. В остальном же принцип, положенный в основу конструкции оптического пирометра с исчезающей нитью, сохранился неизменным до настоящего времени. Созданию прецизионного прибора из оптического пирометра с исчезающей нитью в значительной степени содействовали исследования по устранению дифракционных явлений по краям изображения нити лампочки сравнения пирометра.

Систематическое изложение результатов исследований по разработке теоретических основ оптической пирометрии дано в известной книге Рибо [3].

Все эти исследования создали предпосылки широкого применения уравнения (3), основанного на формуле Вина, для измерения высоких температур оптическими методами.

Различные экспериментальные определения величины C_2 , входящей в уравнение (3), давали разные ее значения и потому до 1927 г. в США, Англии и Франции применяли значение $C_2 = 1,435 \text{ см} \cdot \text{град}$, а в Германии $1,433 \text{ см} \cdot \text{град}$; только в 1927 г. „Положением о международной температурной шкале“ установлено единое для всех стран значение $C_2 = 1,432 \text{ см} \cdot \text{град}$.

Уравнение Вина получило такое широкое применение, главным образом, благодаря своей простоте. Действительно, уравнение Планка имеет вид:

$$I_{\lambda, T} = C_1 \lambda^{-5} \left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1}, \quad (4)$$

$$C_1 = 2\pi hc^2, \quad C_2 = \frac{Nhc}{R},$$

где

h —постоянная Планка;

c —скорость света;

N —постоянная Авогадро;

R —универсальная газовая постоянная.

На основании уравнения (4) для отношения наблюдаемых яркостей черного тела при температурах T_1 и T_2 получим

$$\frac{I_{\lambda, T_2}}{I_{\lambda, T_1}} = \frac{e^{\frac{C_2}{\lambda T_1}} - 1}{e^{\frac{C_2}{\lambda T_2}} - 1}, \quad (5)$$

выражение значительно более сложное и менее удобное для применения, чем уравнение (3).

Многочисленными экспериментальными проверками уравнений (3) и (4) было установлено, что первое дает отклонения от опытных данных о свойствах излучения черного тела, причем эти отклонения тем больше, чем больше произведение λT . Что же касается уравнения (4), то эксперименты не смогли обнаружить каких-либо его отклонений, превышающих ошибки измерений. Поэтому в 1939 г. Консультативным комитетом по термометрии было рекомендовано при измерении высоких температур пользоваться формулой (5).

Воспроизведение термодинамической шкалы температур на основании законов излучения черного тела имеет ряд существенных преимуществ перед остальными способами, предусмотренными „Положением“ для участков шкалы до 1063°C .

Действительно, современное состояние знаний позволяет считать, что с помощью уравнения Планка можно точно воспроизвести термодинамическую шкалу и, следовательно, нет необходимости использовать в некоторой степени условные эмпирические формулы, характеризующие термометрические свойства, как это, например, приходилось делать для участка шкалы 660—1063° С.

Кроме того, для построения шкалы высоких температур на основании законов излучения черного тела необходимо и достаточно иметь только одну реперную точку, надежно определенную в термодинамической шкале методами газовой термометрии. При этой надежно определенной температуре T_1 в уравнении (5) за основу „оптической“ шкалы нужно взять яркость абсолютно черного тела I_{λ, T_1} для данной длины волны λ .

В качестве такой исходной температуры „Положением“ избрана температура затвердевания чистого золота.

Наконец, быстрое изменение яркости черного тела при изменении его температуры дает возможность ожидать точного определения температуры путем измерения яркости.

Дифференцируя уравнение (2) по T , получим

$$\frac{\Delta I_{\lambda}}{I_{\lambda}} = \frac{C_2}{\lambda T} \cdot \frac{\Delta T}{T} \quad (6)$$

и, следовательно, для $\lambda = 0,65 \mu$ при $T = 1000^{\circ}$ К будем иметь изменения яркости в 20 раз более быстрые, чем изменения температуры. При $T = 3000^{\circ}$ К это соотношение уменьшается до 8, но все же остается достаточно большим.

Весьма существенно также и то обстоятельство, что участок шкалы выше точки затвердевания золота, воспроизводимый с помощью законов излучения, не имеет верхнего предела. Температура в 10 000° С измеряется теми же методами, как и температура в 1500° С.

Однако на точность воспроизведения температурной шкалы выше 1063° методами современной оптической пирометрии влияет ряд факторов. Некоторые из этих факторов подверглись исследованию в упоминавшейся выше работе Рибо. Но исследование возможных ошибок воспроизведения температурной шкалы выше 1063° С в различных ее точках с учетом всех влияющих факторов до сего времени проведено не было. Эту задачу и поставил перед собой автор.

2. РАСХОЖДЕНИЯ МЕЖДУ ШКАЛОЙ 1927/1933 гг. И ШКАЛОЙ 1939 г.

Необходимо прежде всего установить величины расхождений, возникающих при переходе от способа построения шкалы, предусмотренного „Положением“ 1927/1933 гг., к способу,

предусмотренному „Положением“, рекомендованным Консультативным комитетом по термометрии в 1939 г.

Температуры T_w , рассчитанные по формуле (3), отличаются от температур T_p , вычисленных по уравнению (5). Тем самым температуры T_w отклоняются от термодинамической шкалы, причем эти отклонения тем больше, чем выше температура и больше λ . Степень расхождений между уравнениями (3) и (5) исследована многими авторами, но для полноты изложения мы считаем нужным привести их и здесь.

Приравняв правые части равенств (2') и (5), имеем

$$\frac{e^{\frac{C_2}{\lambda T_1}}}{e^{\frac{C_2}{\lambda T_1}} - 1} = \frac{e^{\frac{C_2}{\lambda T_{2w}}}}{e^{\frac{C_2}{\lambda T_{2p}}}} - 1$$

Измерение температур методами оптической пирометрии принято производить, принимая $T_1 = 1336^\circ \text{K}$. Подставляя это значение в левую часть последнего равенства, легко убедиться, что для $\lambda = 0,65 \mu$ и $C_2 = 1,432 \text{ см} \cdot \text{град}$ она равна единице с точностью до $3 \cdot 10^{-7}$. Поэтому можно написать, что

$$e^{\frac{C_2}{\lambda T_w}} = e^{\frac{C_2}{\lambda T_p}} - 1. \quad (7)$$

По этой формуле можно рассчитать величины $t_w = T_w - 273$ при различных значениях температур $t_p = T_p - 273$ по термодинамической шкале. Результат этого расчета приведен в табл. 1 для $\lambda = 0,65 \mu$ и $C_2 = 1,432 \text{ см} \cdot \text{град}$.

При расчете температур до 2000°C с точностью до $0,01^\circ \text{C}$

Таблица 1

$t_p, ^\circ \text{C}$	$t_w, ^\circ \text{C}$	$t_p - t_w, ^\circ \text{C}$
2000	2000,01	-0,01
2500	2500,12	-0,12
3000	3000,57	-0,57
3500	3501,88	-1,88
4000	4004,8	-4,80
4500	4510,3	-10,3
5000	5019,6	-19,6
5500	5533,9	-33,9
6000	6053,0	-53,0

можно пользоваться более удобной формулой (3). Из табл. 1 вытекает, что температуры выше 2000°C , вычисленные по формуле (3), оказываются систематически завышенными, причем для очень высоких температур расхождения становятся весьма ощутимыми. Поэтому измерение температур выше 2000°C методами оптической пирометрии может производиться только с использованием уравнения (5).

Формулы (3) и (5), употребляемые для определения температур выше точки затвердевания золота, предусматривают выражение температур в абсолютной шкале, которая связана со стоградусной шкалой соотношением:

$$T = T_0 + t, \quad (8)$$

где T_0 — температура таяния льда, отсчитанная в градусах стоградусной шкалы от абсолютного нуля температур. Но значение основной реперной точки оптической термометрии — температуры затвердевания золота — установлено „Положением“ в градусах стоградусной шкалы $t = 1063^{\circ}$. Поэтому для определения T в формулах (3) и (5) с помощью соотношения (8) необходимо знание T_0 .

Наиболее точные определения величины T_0 , проведенные рядом авторов, дают значения, отличающиеся друг от друга в сотых долях градуса. Проанализировав эти результаты, Консультативный комитет по термометрии в 1939 г. рекомендовал пользоваться значением

$$T = 273,15 \pm 0,02^{\circ}.$$

Следовательно, для T_1 необходимо принимать значение $T_1 = 1336,15^{\circ}$.

Рассчитаем отклонения, возникающие при различных температурах в связи с изменением $T_1 = 1336^{\circ}\text{K}$, предусмотренного „Положением“ 1927/1933 гг., на $T_1 = 1336,15^{\circ}\text{K}$, рекомендованное в 1939 г.

Для этой цели, дифференцируя уравнение (5) по T_1 и T_2 , получим

$$\frac{\frac{C_2}{e^{\lambda T_1}} \cdot \frac{\Delta T_1}{T_1}}{e^{\lambda T_1} - 1} = \frac{\frac{C_1}{e^{\lambda T_2}} \cdot \frac{\Delta T_2}{T_2}}{e^{\lambda T_2} - 1}$$

Дробь

$$\frac{\frac{C_1}{e^{\lambda T_1}}}{e^{\lambda T_1} - 1},$$

как было указано, с точностью до $3 \cdot 10^{-7}$ может быть принята равной единице. Что касается аналогичной дроби в правой части последнего равенства, то ее обозначим через $\Phi(T_2)$, т. е.

$$\Phi(T_2) = \frac{C_2}{e^{\lambda T_2} - 1}, \quad (9)$$

и тогда получим

$$\Delta T_2 = \frac{T_2}{T_1} \cdot \frac{\Delta T_1}{\Phi(T_2)}. \quad (10)$$

С помощью формулы (10) рассчитаны величины ΔT_2 для различных температур при $\Delta T_1 = 0,15 \pm 0,02^\circ$, $\lambda = 0,65 \text{ р}$, $C_2 = 1,4320 \text{ см} \cdot \text{град}$ (см. табл. 2).

Таблица 2

$t, ^\circ\text{C}$	ΔT_2	$t, ^\circ\text{C}$	ΔT_2
1300	$0,21 \pm 0,03$	3500	$1,19 \pm 0,16$
1500	$0,26 \pm 0,04$	4000	$1,53 \pm 0,20$
1800	$0,36 \pm 0,05$	4500	$1,90 \pm 0,25$
2000	$0,44 \pm 0,06$	5000	$2,30 \pm 0,31$
2500	$0,65 \pm 0,09$	5500	$2,74 \pm 0,37$
3000	$0,90 \pm 0,12$	6000	$3,22 \pm 0,44$

В то время как применение формулы (3) дает завышенные значения температур, использование для исходной температуры затвердевания золота значения $T_1 = 1336^\circ\text{K}$ вместо более правильного $T_1 = 1336,15 \pm 0,02^\circ\text{K}$ приводит к заниженным значениям. Объединяя расхождения при различных температурах, показанные в табл. 1 и 2, получим величины поправок, которые необходимо придать к шкале высоких температур, предусмотренной „Положением“ 1927/1933 гг., для приведения к шкале, рекомендованной Консультативным комитетом в 1939 г. Эти величины поправок для различных температур даны в табл. 3.

Таблица 3

$t, ^\circ\text{C}$	Поправка	$t, ^\circ\text{C}$	Поправка
1300	$+0,21 \pm 0,03$	3500	$-0,69 \pm 0,16$
1500	$+0,26 \pm 0,04$	4000	$-3,27 \pm 0,20$
1800	$+0,36 \pm 0,05$	4500	$-8,40 \pm 0,25$
2000	$+0,43 \pm 0,06$	5000	$-17,30 \pm 0,31$
2500	$+0,53 \pm 0,09$	5500	$-31,16 \pm 0,37$
3000	$+0,33 \pm 0,12$	6000	$-49,78 \pm 0,44$

3. ОШИБКИ, СВЯЗАННЫЕ С ОСУЩЕСТВЛЕНИЕМ ЗОЛОТОЙ ТОЧКИ

Прежде чем перейти к рассмотрению всего комплекса ошибок, связанных с осуществлением яркости черного тела при температуре затвердевания чистого золота и определением силы тока в нити лампочки эталонного оптического пирометра, вызывающего ее яркость, равную яркости черного тела в золотой точке, необходимо критически проанализировать надежность различных способов осуществления золотой точки. К этому анализу мы и переходим.

а) Метод плавления проволоочки

Этот метод предусматривает фиксирование яркости черного тела в тот момент, когда расплавится небольшая золотая проволоочка, укрепленная между термоэлектродами платинородий-платиновой термпары, помещенной внутри полости черного тела. Переплавление проволоочки вызывает обрыв цепи термпары и определяет собой момент измерений яркости.

Преимуществом этого метода является возможность использования горизонтального черного тела и визирования оптического пирометра непосредственно на его полость без применения промежуточных оптических приспособлений (например, призмы в случае тигельного метода).

Кроме того, метод плавления проволоочки требует для своего осуществления небольшого количества золота. Но это обстоятельство может быть отнесено и к недостаткам метода, так как увеличивает опасность загрязнения всей применяющейся массы металла.

К недостаткам же метода плавления проволоочки нужно отнести ряд обстоятельств, которые последовательно разберем ниже.

1. Влияние отверстия визирования. Этот недостаток (необходимость создания отверстия визирования в полости черного тела) не является особенностью только метода плавления проволоочки, а присущ всем методам, связанным с экспериментальным осуществлением модели "абсолютно черного тела". Влияние отверстия сказывается в том, что часть лучей, излучаемых внутренними стенками полости, может выходить через него, и, следовательно, вследствие потери энергии на излучение, температура полости будет ниже той теоретической температуры, которая при прочих равных условиях наблюдалась бы внутри полости при отсутствии отверстия визирования.

Это снижение температуры ΔT черного тела будет тем больше, чем больше отличается от единицы коэффициент поглощения всей полости.

Несложными рассуждениями можно показать, что коэффициент поглощения α полости будет равен

$$\alpha = 1 - \rho \frac{\Omega}{\pi} - \rho^2 \frac{\Omega}{\pi} - \dots = 1 - \frac{\Omega}{\pi} \rho [1 + \rho + \rho^2 + \dots], \quad (11)$$

где ρ — коэффициент отражения внутренней поверхности полости, а Ω — телесный угол, под которым рассматривается отверстие визирования из центра участка внутренней поверхности полости, находящегося против отверстия.

Так как $1 > \rho > 0$, то ряд, стоящий в квадратных скобках последнего выражения, представляет собой бесконечно убывающую геометрическую прогрессию, сумма которой равна

$$\frac{1}{1-\rho}.$$

Следовательно, коэффициент поглощения полости будет равен

$$\alpha = 1 - \frac{\rho}{1-\rho} \cdot \frac{\Omega}{\pi}. \quad (12)$$

Обычно, считая, что коэффициент отражения внутренней поверхности полости достаточно мал, в выражении (11) пренебрегают всеми членами, начиная с третьего, и приближенно принимают

$$\alpha = 1 - \rho \frac{\Omega}{\pi}. \quad (12')$$

В случае применения фарфоровой полости без чернения внутренних стенок $\rho = 0,5$. Принимая для такой полости $\Omega = 0,01$, получим по формуле (12) $\alpha = 0,9968$, а по формуле (12') $\alpha = 0,9984$.

В результате выхода через отверстие части излучения, яркость полости окажется ниже на ΔB яркости черного тела при той же температуре. Исходя из формулы (12), можно написать

$$\frac{\Delta B}{B} = \frac{\rho}{1-\rho} \cdot \frac{\Omega}{\pi}.$$

Принимая во внимание формулу (6), получим

$$\Delta T = \frac{\lambda T^2}{C_2} \cdot \frac{\Delta B}{B} = \frac{\lambda T^2}{C_2} \cdot \frac{\rho}{1-\rho} \cdot \frac{\Omega}{\pi}. \quad (13)$$

Используя же формулу (12'), мы имеем бы

$$\Delta T = \frac{\lambda T^2}{C_2} \rho \frac{\Omega}{\pi}. \quad (13')$$

Определим порядок величины поправки на нечерноту визируемой полости.

Полагая $T_1 = 1336^\circ \text{K}$, $\rho = 0,5$, $\Omega = 0,01$, $\chi = 0,65 \mu$ и $C_2 = 1,432 \text{ см} \cdot \text{град}$, получим для золотой точки по формуле (13) $\Delta T = 0,26^\circ$, а по формуле (13') $\Delta T = 0,13^\circ$. Разница — заметная, и для определения такой важной величины, как температура плавления золота, не следовало бы пользоваться приближенной формулой (12').

Величина поправки на нечерноту полости в рассмотренном примере получилась довольно ощутительной. Правда, нами взят невыгодный случай — малое ρ , который обычно не встречается у горизонтальных печей, применяемых для метода

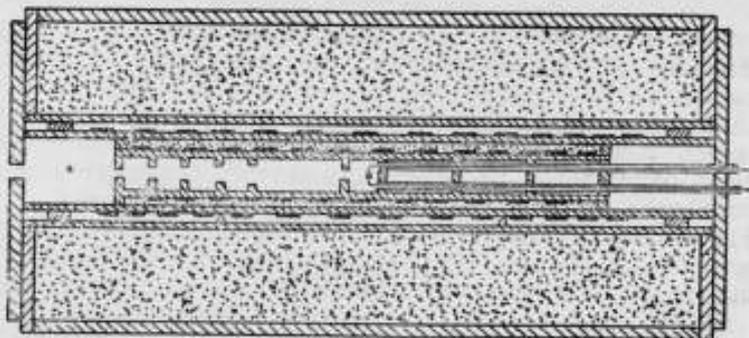


Рис. 1.

плавления проволочки, так как в них полость визируемая обычно делается зачерненной изнутри. Но к тигельному методу, осуществляемому с помощью фарфоровой модели, приведенный выше пример вполне применим. Вычисленные поправки на нечерноту визируемой полости для данной конкретной горизонтальной трубчатой печи, приспособленной под черное тело и используемой для метода плавления проволочки, становится довольно затруднительным и дает ненадежные результаты в том случае, если не приняты специальные меры к обеспечению равномерности температуры вдоль всей печи.

В распространенной конструкции горизонтальное трубчатое черное тело (рис. 1) имеет внутри с одной стороны ряд диафрагм, диаметр отверстий которых уменьшается в направлении конца печи, а с другой — симметрично расположенные перегородки с отверстиями, сквозь которые пропускаются термоэлектроды термомпары.

Нагрев печи для плавления золота обычно осуществляется нагревательным элементом, состоящим из платиновой проволоки, спирально наматываемой на внутреннюю фарфоровую трубу. Обмотка включается в электрическую цепь, сила тока в которой регулируется для создания нужного режима нагрева или охлаждения.

Иногда спиральная обмотка заменяется сплошной трубой из платиновой фольги. Но в обоих этих случаях интенсивная теплоотдача у торцов печи приводит к тому, что по мере удаления от центра температура стенок печи все более и более падает. Вследствие этого диафрагмы, вставленные в горизонтальную трубу, будут иметь различную температуру, и поэтому определение телесного угла выхода лучей, столь простое в случае сферической излучающей полости, становится весьма сложным и ненадежным. В связи с этим возникает и неопределенность в расчете поправки на нечерноту излучающей полости.

Для уменьшения температурного градиента вдоль трубы делались попытки увеличения ее длины и защиты от интенсивного охлаждения на концах с помощью тепловой изоляции. Однако этот способ не дал существенных результатов.

Некоторые авторы использовали горизонтальные печи с нагревательными элементами из платиновой трубы, имеющей по длине различную толщину стенок. В других случаях вокруг платиновой трубы помещали дополнительную платиновую обмотку, витки которой были растянуты в середине печи и сжаты к концам. Ток, питающий эту дополнительную обмотку, регулировался отдельно.

Наилучшие результаты были получены с печью аналогичной конструкции. Тщательно подбирая силу тока в основной и двух дополнительных обмотках, можно получить однородную температуру с точностью до $\pm 0,2^\circ \text{C}$ на протяжении 12 см длины печи.

Изготовление такой печи и налаживание ее режима требует большой затраты времени и сил, вряд ли оправдывающей себя, так как другие источники погрешностей метода плавления проволоки сводят на нет достигнутые успехи в этой области.

2. Влияние перегрева стенок печи. Перегородка печи, на которую визируется нить пирометрической лампочки, обычно делается из огнеупорного материала, чаще всего из фарфора или массы Марквардта с последующим чернением. Следовательно, теплопроводность ее невелика. Поэтому, сколь медленно ни производился бы подъем температуры в печи при подходе к точке плавления золота, всегда темпе-

ратура центра перегородки, в которую помещается терморпара с золотой перемычкой, будет ниже температуры боковых стенок полости.

Нагревание золотой проволоочки осуществляется, главным образом, путем излучения, и это приводит к тому, что, даже при очень медленном повышении температуры печи, проволоочка расплавляется раньше того, как перегородка, на которую визируется нить пирометрической лампочки, примет температуру плавления золота. Следовательно, сила тока в пирометрической лампочке при достижении фотометрического равновесия ее нити и центра перегородки, на который производится визирувание, будет соответствовать не температуре плавления золота, а другой, более низкой температуре.

Предположим, что боковые стенки камеры и задняя перегородка изготовлены из одного материала и, следовательно, имеют один и тот же коэффициент поглощения.

Температура центра перегородки будет T , а боковых стенок $T + \Delta T$. Следовательно, в единицу времени центральная часть задней перегородки излучает в полусферу количество лучистой энергии равное σT^4 , а в отверстие камеры

$$\sigma T^4 \frac{\Omega}{\pi}. \quad (14)$$

С другой стороны, центральная область перегородки получает от окружающих стенок количество энергии

$$\sigma [(T + \Delta T)^4 - T^4]$$

или

$$4\sigma T^3 \Delta T + 6\sigma T^2 (\Delta T)^2 + 4\sigma T (\Delta T)^3 + \sigma (\Delta T)^4.$$

Так как величина ΔT мала, то в последнем выражении можно отбросить члены, содержащие ΔT в степени второй и выше, и можно принять, что поглощенная центральной областью перегородки энергия равна

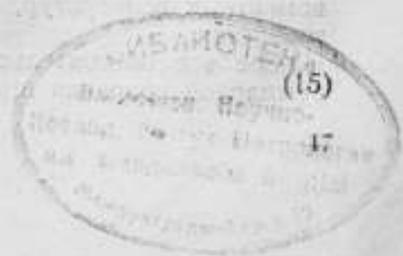
$$4\sigma T^3 \Delta T.$$

Но так как эта величина должна компенсировать потерю на излучение, определяемую выражением (14), имеем

$$\sigma T^4 \frac{\Omega}{\pi} = 4\sigma T^3 \Delta T$$

или

$$\Delta T = \frac{\Omega}{\pi} \cdot \frac{T}{4}. \quad (15)$$



С помощью уравнения (15) можно определить влияние перегрева боковых стенок на величину излучения, исходящего от центральной области перегородки, на которую визируется нить оптического пирометра. Это излучение складывается из собственного излучения $\alpha\sigma T^4$ и отраженного излучения боковых стенок $\rho\sigma(T+\Delta T)^4$. Наблюдаемую же яркость перегородки можно отождествить с яркостью черного тела при температуре $T+\Delta T'$ или написать:

$$\alpha\sigma T^4 + \rho\sigma(T+\Delta T)^4 = \sigma(T+\Delta T')^4.$$

Пренебрегая членами разложения, содержащими ΔT и $\Delta T'$ во второй и выше степенях, и учитывая, что $\rho + \alpha = 1$, получим окончательно

$$\Delta T' = \rho\Delta T = \rho \frac{\Omega}{\pi} \cdot \frac{T}{4}. \quad (16)$$

Определим порядок величины $\Delta T'$, полагая, как и в предыдущем примере, $\Omega = 0,01$, $\rho = 0,5$ и $T = 1336^\circ\text{K}$. Получим $\Delta T' = 0,53^\circ\text{C}$.

В то время как поправка $\Delta T'$ положительна, поправка ΔT , определяемая уравнением (13), отрицательна, и потому они частично компенсируют друг друга, но суммарная положительная поправка все же остается довольно большой. Интересно отметить, что при переходе к реперным точкам с более высокой температурой суммарная положительная поправка уменьшается вследствие того, что отрицательная поправка пропорциональна квадрату абсолютной температуры, а положительная слагающая поправки пропорциональна ее первой степени.

Нужно сказать, что расчет поправки $\Delta T'$ проведен на основании допущения, что коэффициент теплопроводности перегородки равен нулю. Это, конечно, не соответствует действительности. Кроме того, при выводе поправки $\Delta T'$ был принят ряд других упрощающих предположений.

Наконец, в формулы (13) и (16) входят величины Ω и ρ . Определить телесный угол Ω выходного отверстия полости из геометрических соображений можно, конечно, довольно точно. Но вследствие наличия в трубчатой печи ряда диафрагм с различными температурами приходится пользоваться некоторым эффективным значением телесного угла, а точное нахождение этой величины довольно затруднительно. Что касается коэффициента отражения ρ , то его значение обычно берется для комнатных температур, а не для высоких температур, как это требуется.

Все эти обстоятельства приводят к тому, что о величине суммарной поправки температуры плавления золота по методу

плавления проволоочки можно судить с точностью, повидимому, порядка $\pm 0,2^\circ \text{C}$.

Укажем на другие факторы, влияющие на точность метода плавления проволоочки.

В случае медленного повышения температуры в печи при наступлении плавления золотой проволоочки, т. э. д. с. термопары устанавливается неизменной; строго говоря, уравнивание яркостей задней перегородки печи и нити лампочки оптического пирометра должно быть проведено именно в начале наступления этой площадки плавления. Практически это осуществить невозможно, потому что для проведения фотометрических измерений нужно затратить некоторое время, в течение которого температура в печи будет продолжать повышаться.

Для обеспечения надежности фотометрических измерений иногда применяется метод контрольной термопары, который, как известно [3], заключается в том, что в печи рядом с „плавящейся“ термопарой помещается обычная платинородий-платиновая термопара, т. э. д. с. которой измеряется в момент начала плавления золотого мостика основной термопары, затем в печи устанавливается режим, соответствующий т. э. д. с. контрольной термопары, и при строгом поддержании этого режима производятся все фотометрические измерения.

Метод контрольной термопары имеет слабое место. Измерение ее т. э. д. с. в момент начала плавления золотого мостика проводится при изменяющемся режиме печи, когда в ней нет установившегося равновесия; следовательно, между мостиком и рабочим концом контрольной термопары может иметь место ощутимая разность температур, и тогда установленный в печи режим не будет соответствовать температуре плавления золота.

Иногда отказываются от применения контрольной термопары и осуществляют довольно надежные измерения по методу плавления золотой проволоочки, проводя их в следующем порядке. Печь с вмонтированной в нее термопарой, снабженной золотым мостиком, стабилизировалась на $1-2^\circ$ ниже точки плавления золота, при этом измерялась т. э. д. с. термопары e_1 и проводились необходимые фотометрические измерения. Затем температура печи очень медленно повышалась и отмечалась т. э. д. с. e_0 термопары в момент начала плавления золотого мостика. Определение силы тока i в пирометрической лампочке, соответствующей яркости черного тела при температуре плавления золота, производилось по формуле

$$i = i_0 + (e_0 - e_1) \frac{di}{de}, \quad (17)$$

где i_0 — сила тока в пирометрической лампочке, измеренная в момент стабилизации печи.

В. Н. Божовский [7] применял аналогичный метод, определяя момент разрыва золотого мостика по отклонению зайчика гальванометра по шкале, заранее отградуированной в милливольтах. Этот же автор предложил надежный способ крепления золотого мостика. Конец двуканальной фарфоровой трубки, выводящей платиновый и платинородиевый электроды термопары, затачивался в виде лезвия, вокруг которого обводился золотой мост. В момент плавления золотая проволока под действием силы тяжести прижимается к лезвию и происходит разрыв.

Применение описанного выше способа осуществления золотой точки часто затрудняется отсутствием надежных данных о величинах производных, входящих в формулу (17).

Особенно это относится к величине $\frac{di}{dt}$, так как в случае нанесения золотой точки на данную лампочку при ее первом эталонировании, значение $\frac{di}{dt}$ для нее еще неизвестно и, только

проведя эталонирование, можно последовательными приближениями внести необходимые поправки. К этому нужно добавить еще, что при температуре плавления золота становится весьма ощутимой электропроводность фарфора или другого огнеупора, из которого изготовлена горизонтальная печь. Вследствие этого ток, питающий обмотку печи, проходит в цепь термопары и в потенциометрическую установку. Если же учесть, что для стабильности режима печи ее обмотка питается постоянным током от аккумуляторной батареи большой мощности, становится очевидным, что регулировка режима печи по т. э. д. с. смонтированной в нее термопары может привести к большим погрешностям. Во избежание их приходится тщательно изолировать полностью всю потенциометрическую установку.

Из всего сказанного выше вытекает, что метод плавления проволоки не может претендовать на большую точность. На практике же он весьма неудобен, так как, кроме соблюдения ряда предосторожностей, требует для осуществления каждой площадки плавления демонтажа термопары, приваривания золотого мостика и монтажа термопары в печь.

К недостаткам этого метода нужно отнести также и то, что он допускает осуществление только площадки плавления, температура которой, как указывалось ранее [1], значительно сильнее подвержена влиянию примесей металла, чем температура затвердевания.

б) Тигельный метод

Другой весьма распространенный метод осуществления золотой точки, получивший название „тигельного“, заключается в том, что в тигель с расплавленным золотом погружается модель черного тела, изображенная на рис. 2, изготовленная из огнеупорного материала, чаще всего из массы Марквардта. При затвердевании или плавлении золота в тигле внутри полости устанавливается термодинамическое равновесие и тогда, визируя сверху оптическим пирометром на отверстие полости, производят уравнивание яркостей.

При пользовании тигельным методом нет необходимости добиваться большой однородности температуры вдоль печи. Кроме того, так как все части излучающей полости находятся при одинаковой температуре, отпадает необходимость введения поправки, определяемой по формуле (16).

Но к остающейся второй поправке—на нечерноту излучения, прибавляется еще одна поправка, вызываемая толщиной в теплопроводностью стенок модели черного тела, погруженной в металл. Из простых геометрических соображений вытекает, что вследствие излучения через отверстие диаметра d полость внутреннего диаметра D теряет в единицу времени количество энергии, равное

$$\Delta Q_1 = \frac{\sigma T^4}{\pi} \cdot \frac{\pi d^2}{4} \cdot \frac{\pi D^2}{4 D^2} = \frac{\sigma T^4}{16} \cdot \frac{d^4}{D^2} = 3,5 \cdot 10^{-12} \frac{\text{вт}}{\text{см}^2 \cdot \text{град}^4}$$

где $\sigma = 5,7 \times 10^{-12} \frac{\text{вт}}{\text{см}^2 \cdot \text{град}^4}$.

С другой стороны, это количество энергии компенсируется потоком тепла сквозь стенки полости от металла:

$$\Delta Q_2 = \lambda \frac{\pi D^2}{4} \cdot \frac{\Delta T}{l}, \quad \left[\text{открыто?} \right]$$

где l —толщина стенок, а λ —их теплопроводность.

В момент установившегося теплового равновесия $\Delta Q_1 = \Delta Q_2$, и поэтому, приравняв правые части равенств, найдем:

$$\Delta T = \frac{\sigma l}{16 \lambda} \cdot T^4 \cdot \left(\frac{d}{D} \right)^4. \quad (18)$$

Определим порядок величины ΔT для полости с параметрами $d=0,4 \text{ см}$; $D=1,6 \text{ см}$; $l=0,2 \text{ см}$; $\lambda=0,01 \frac{\text{вт}}{\text{см} \cdot \text{град}}$.

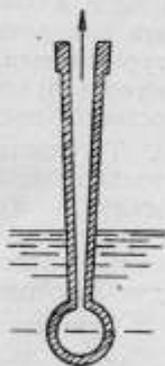


Рис. 2

Для температур затвердевания золота получим $\Delta T = +0,36^\circ \text{C}$, т. е. излучающая полость будет иметь яркостную температуру на $0,36^\circ \text{C}$ ниже, чем температура черного тела при затвердевании золота. Для уменьшения этой поправки полезно уменьшить диаметр d выходного отверстия. Принимая $d = 0,2 \text{ см}$ при тех же остальных параметрах, получим $\Delta T = +0,02^\circ \text{C}$.

Следовательно, для обеспечения надежной величины этой поправки необходимо возможно более точное измерение отношения $\frac{d}{D}$. Если измерение d можно произвести непосредственно, то для D этого нельзя сделать и потому приходится прибегать к косвенным методам, например, наполняют ртутью всю излучающую полость и весовым способом определяют объем, а затем диаметр излучающей полости. Тот факт, что эти измерения приходится выполнять при комнатной температуре модели черного тела, не играет роли, потому что в формулу (18) входит отношение величин d и D , а это отношение остается постоянным при различных температурах полости.

Тигельный метод для своего осуществления требует довольно большого количества золота (не менее $0,5 \text{ кг}$), что, пожалуй, можно отнести к его достоинствам, так как уменьшается вероятность быстрого загрязнения всей массы металла. Нужно также обратить внимание на чистоту материалов, применяемых для изготовления тигля и модели черного тела.

Существенным преимуществом тигельного метода по сравнению с методом плавления проволоочки является то, что, установив модель черного тела в тигле и меняя режим в печи, можно получить практически неограниченное количество площадок затвердевания и плавления, через небольшие интервалы времени следующих друг за другом. В практике Лаборатории высоких температур ВНИИМ были случаи, когда в течение одной ночи удавалось получить до 18 площадок плавления и затвердевания золота.

Кроме того, при соответствующей регулировке теплового режима печи можно получить площадки плавления и затвердевания значительной длительности, позволяющие произвести большое количество измерений силы тока в пирометрической лампочке после уравнивания яркости ее нити и яркости излучающей полости модели черного тела. Тщательной регулировкой режима печи автору удавалось добиться продолжительности площадок плавления или затвердевания до 40—45 минут.

Основным же преимуществом тигельного метода является то, что он позволяет непосредственно определять яркостную характеристику нити пирометрической лампочки по яркости

черного тела при температуре плавления и затвердевания золота. При этом очень важно, чтобы поле зрения оптического пирометра было полностью перекрыто изображением отверстия излучающей полости. Но так как размер выходного отверстия нежелательно делать большим (из соображений сохранения минимальной величины поправок на нечерноту излучения и теплопроводность стенок), увеличение оптического пирометра должно быть достаточно большим. В противном случае на качестве уравнивания яркости будет сказываться изменение яркости фона, окружающего изображение выходного отверстия излучающей полости. Обычно, это приводит к тому, что площадки затвердевания дают отсчеты силы тока в пирометрической лампочке, располагающиеся значительно ниже отсчетов, соответствующих площадкам плавления. Если бы скорость повышения температуры в печи при плавлении металла строго равнялась скорости ее понижения при затвердевании, среднее арифметическое из значений силы тока, полученных по площадкам плавления и затвердевания, дало бы величину, весьма близкую к истинному значению. Но такого равенства скоростей изменения температуры в печи не удастся получить, и потому среднее значение будет искаженным в той или иной степени.

В случае применения тигельного метода нужно также иметь в виду необходимость предварительного исследования вопроса о степени влияния термической инерции применяемой модели черного тела, погружаемой в тигель, на скорость установления в модели необходимой яркости. После определения для данной модели константы ее термической инерции должен быть произведен расчет времени установления ее показаний при заданной точности измерений [11]. Если это время окажется для данной модели черного тела достаточно малым по сравнению с длительностью площадки затвердевания металла, то такая модель может быть применена для осуществления золотой точки.

Несмотря на ряд достоинств, тигельный метод обладает одним довольно существенным недостатком. В подавляющем большинстве случаев оптический пирометр может быть установлен только так, чтобы направление визирования было горизонтальным. Тогда ось модели черного тела, погруженного в тигель с расплавленным металлом, и линия визирования оптического пирометра оказываются взаимно перпендикулярными. Поэтому для производства измерений приходится применять призму полного внутреннего отражения с последующим введением поправки на поглощение света в призме.

Экспериментальное определение поглощения призмы может быть произведено только с некоторой погрешностью, которая,

естественно, вызовет ошибку при введении редуции в результате измерения силы тока в пирометрической лампочке. Введение поправки на поглощение света в призме требует, кроме того, знания для данной пирометрической лампочки величины $\frac{dl}{dt}$, а это, как указывалось выше, не всегда возможно.

Иногда [7] при отсутствии специальной модели черного тела в расплавленное золото погружается тонкостенная узкая фарфоровая трубка, закрытая с нижнего конца. Внутрь этой трубки до ее дна вводится маленький никелевый стаканчик вверх доньшком, в котором имеется небольшое отверстие, являющееся источником черного излучения.

в) Метод горизонтального тигля

Была предложена и испытана конструкция тигля и излучающей полости, выточенных из одного куска графита. Эскизный чертеж этой конструкции представлен на рис. 3. Выходное отверстие излучающей полости ограничивается сменной диафрагмой.

Тигель, вмещающий 20—30 г золота, герметично закрывается с задней стороны завинчивающейся крышкой и устанавливается в середине трубчатой горизонтальной печи. К распределению температуры вдоль трубчатой печи в данном случае не предъявляются такие жесткие требования, как при методе плавления проволоочки. Однородность температуры здесь нужна на протяжении 2—3 см центрального участка печи, в которой располагается тигель.

Осуществление яркости черного тела при температуре плавления и затвердевания золота этим методом требует соблюдения некоторых предосторожностей.

При доступе воздуха к тиглю он быстро прогорает. Поэтому для создания в печи восстановительной атмосферы в задней стороне печи целесообразно установить ряд графитовых пробок, чередующихся с магниевой набивкой, для уменьшения отвода тепла от центральной зоны печи по теплопроводному графиту.

С передней же стороны печи симметрично устанавливаются графитовые диафрагмы. При такой конструкции печи наиболее подверженной прогоранию оказывается диафрагма, ограничивающая выходное отверстие излучающей полости. Ее, поэтому, выгодно делать сменной. При соблюдении этих

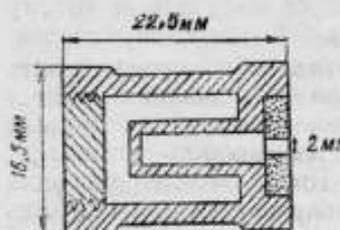


Рис. 3.

условий можно с одним тиглем получить несколько десятков плавок.

Количество золота, погружаемого в тигель, должно быть точно рассчитано по объему тигля с учетом коэффициентов расширения золота и графита. Излишек золота при повышении температуры приведет к разрушению тигля.

Из этих же соображений необходимо остерегаться большого перегрева печи.

Метод горизонтального тигля—наиболее совершенный из всех рассмотренных. При сохранении всех преимуществ тигельного метода, в этом методе исключается необходимость введения призмы полного внутреннего отражения, а вместе с тем и один из источников погрешностей.

Кроме того малый коэффициент отражения графита ($\rho=0,23$ для $\lambda=0,65 \mu$) приводит к тому, что поправка на нечерноту излучения графитовой полости становится весьма малой. Действительно, полагая глубину полости равной 20 мм, а диаметр выходного отверстия—2 мм, получим для золотой точки по формуле (13) $\Delta T=0,08^\circ$. Соответственно уменьшается и неопределенность этой поправки.

Однако наибольшее распространение получил тигельный метод, что, повидимому, обусловлено относительной простотой его осуществления. Так как нашей задачей является определение вероятных погрешностей построения шкалы температур в том виде, как оно обычно осуществляется, мы и будем ориентироваться на погрешности золотой точки, обусловленные именно тигельным методом. От суммы поправок, определяемых по формулам (13) и (18), нельзя ожидать большей точности, чем $\pm 0,1^\circ \text{C}$.

Исследования ослабления света при прохождении через объективную призму полного внутреннего отражения, проведенные в Лаборатории высоких температур [6] путем большого количества измерений, привели к значению, полученному с вероятной квадратичной ошибкой (выраженной в градусах температуры), равной $\pm 0,13^\circ \text{C}$. Уравнивание яркости нитей пирометрических лампочек и яркости черного тела при температуре затвердевания и плавления золота, проведенное в Лаборатории высоких температур на трех лампочках, по шести ступенькам на каждой, четырьмя наблюдателями, дало для каждой лампочки следующие вероятные квадратичные ошибки: $\pm 0,17$, $\pm 0,14$, $\pm 0,21^\circ \text{C}$.

Таким образом, можно считать, что вероятная квадратичная ошибка нанесения золотой точки на пирометрическую лампочку, обусловленная только погрешностями фотометрических измерений, равна $\pm 0,17^\circ \text{C}$. Следовательно, сум-

марная вероятная квадратичная ошибка эталонирования данной пирометрической лампочки определяется величиной $\sigma = 0,24^\circ \text{C}$.

4. ОШИБКИ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ДЕЙСТВУЮЩЕЙ ДЛИНЫ ВОЛНЫ

Какая бы формула излучения ни была положена в основу экстраполяции температур от точки затвердевания золота, необходимо знать длину волны, в которой проводились фотометрические измерения. Естественно, что некоторая ошибка в измерении длины волны применяемого светового луча должна вызвать ошибку в определении T_2 температуры с помощью формулы (3) или (5). Действительно, с помощью дифференцирования формулы (3) по λ и T получим:

$$\Delta T_2 = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \cdot \frac{T_2}{T_1} (T_2 - T_1). \quad (19)$$

Из этой формулы вытекает, что при экстраполяции от $T_1 = 1336^\circ \text{K}$ к $T_2 = 3000^\circ \text{K}$ ошибка в определении действующей длины волны в $\Delta \lambda = \pm 1 \text{ м}\mu$ при $\lambda = 650 \text{ м}\mu$ вызывает погрешность в температуре $\Delta T_2 = \pm 5,75^\circ \text{C}$.

Из этого примера ясно, насколько важно для оценки точности измерения температуры исследовать все вопросы, связанные с определениями действующей длины волны, и оценить возможные ошибки, возникающие при этих определениях.

Если бы при измерениях яркости черного тела удалось осуществить идеальную монохроматизацию света, т. е. выделить бесконечно узкий участок спектра, то ошибка определения действующей длины волны свелась бы к ошибке градуировки по длинам волн нашего спектрального прибора. Но так как получить идеальный монохроматический пучок не представляется возможным, то всегда приходится иметь дело с некоторым, более или менее узким, спектральным участком, который характеризуется определенной действующей (эффективной) длиной волны λ_e , используемой в формулах (3) или (5).

При использовании для построения шкалы температур спектрального пирометра удается оперировать с довольно узким участком спектра и погрешность $\Delta \lambda_e$ определяется в значительной степени погрешностью градуировки прибора по длинам волн. Но в этом случае ширина рабочего спектрального участка слишком велика для того, чтобы рассматривать выходящий световой пучок как монохроматический. В спектральном пирометре ширина действующего участка спектра определяется дисперсией призмы прибора и шириной его входной щели.

Правда, для спектропирометра разница между длиной волны λ_0 , соответствующей центру щели, и λ_s не велика. По расчетам Рыбо [3] при ширине щели в 0,02 мм $T_1 = 1300^\circ \text{K}$, $T_2 = 1800^\circ \text{K}$ и $\lambda_0 = 0,65 \mu$, $\lambda_s - \lambda_0 = 0,5 \mu$.

Погрешность же $\Delta \lambda_s$, возникающая вследствие неточности градуировки прибора по длинам волн, как это вытекает из практики Фотометрической лаборатории и Лаборатории высоких температур ВНИИМ, может быть оценена в среднем приблизительно в $\pm 1 \mu$.

Значительно сложнее обстоит дело с определением величины действующей длины волны λ_s для довольно широкого участка спектра, используемого в так называемых монохроматических точных пирометрах с исчезающей нитью, обычно употребляемых при построении шкалы высоких температур. Как известно, в этих приборах монохроматизация достигается введением между пирометрической лампочкой и окуляром красного стеклянного фильтра, обладающего крутой кривой пропускания и полностью поглощающего все лучи с малой длиной волны.

Так как формула (3) применяется при экстраполяции от определенной начальной температуры T_1 (например, температуры затвердевания золота) к ряду более высоких температур T_2 , то и подставляемое в формулу (3) значение λ_s должно быть отнесено к данным конкретным интервалам экстраполяции температур. Тогда из формулы (3) получаем выражение для λ_s , применяемое при экстраполяции от T_1 к T_2 :

$$\lambda_s = \frac{\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right) C_2 \lg e}{\lg \frac{I_{T_2}}{I_{T_1}}} \quad (20)$$

В этой формуле I_{T_1} и I_{T_2} — световые потоки, воспринимаемые глазом наблюдателя при рассматривании через красный фильтр черного тела соответственно с температурами T_1 и T_2 . Эти величины могут быть представлены следующими равенствами:

$$I_{T_1} = \int_0^{\infty} B_{\lambda, T_1} \cdot \sigma_{\lambda} \cdot \tau_{\lambda} d\lambda \quad (21')$$

и

$$I_{T_2} = \int_0^{\infty} B_{\lambda, T_2} \cdot \sigma_{\lambda} \cdot \tau_{\lambda} d\lambda, \quad (21'')$$

где B_{λ, T_1} и B_{λ, T_2} — спектральные яркости черного тела для его температур T_1 и T_2 , v_λ — относительная видимость нормального человеческого глаза, τ_λ — спектральный коэффициент пропускания красного фильтра.

Заметим, что для некоторых целей, помимо λ_T , отнесенной к определенному участку экстраполяции температур, необходимо знать ее значение при данной температуре, т. е. при $T_2 = T_1$. В этом случае уравнение (20) обращается в неопределенность; раскрывая ее, получим выражение для действующей длины волны λ_T при данной температуре, которую принято называть предельной:

$$\lambda_T = \frac{\int_0^\infty B_{\lambda, T} \cdot v_\lambda \cdot \tau_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty B_{\lambda, T} \cdot \frac{1}{\lambda} \cdot v_\lambda \cdot \tau_\lambda d\lambda} \quad (22)$$

Погрешность, с которой по формуле (20) может быть вычислена действующая длина волны красного фильтра оптического пирометра, зависит от ряда факторов; их последовательно мы рассмотрим ниже.

а) Надежность кривой относительной спектральной видности нормального человеческого глаза

Международным конгрессом по электричеству в 1924 г. за нормальные данные спектральной видности человеческого глаза были приняты результаты работы Джибсона и Тиндаля, осуществивших измерение спектральной видности глаз большого количества наблюдателей.

Однако, анализируя результаты этих измерений, легко заметить большое различие в спектральной видности глаз разных наблюдателей. Поэтому применяемые данные v_λ будут справедливы для средних кривых видности, полученных из большого количества наблюдений.

Для оценки степени достоверности своих средних данных названные авторы вычислили вероятные ошибки средней кривой для разных длин волн отдельно для группы „хороших“ наблюдателей и для группы „плохих“ наблюдателей. К „хорошим“ наблюдателям отнесены были те, которые дали согласующиеся результаты в различные дни; к плохим же — те, которые давали значительно расходящиеся результаты. Вычисленные

вероятные ошибки представлены авторами графически. Снятые с графика величины ошибки Δv_λ в долях максимальной видности для различных длин волны красной части спектра представлены в табл. 4.

Таблица 4

$\lambda_{\text{нр}}$	Δv_λ наблюдателей		$\lambda_{\text{нр}}$	Δv_λ наблюдателей	
	хороших	плохих		хороших	плохих
600	$\pm 0,005$	$\pm 0,014$	670	$\pm 0,0005$	$\pm 0,001$
610	0,005	0,013	680	0,0003	0,0006
620	0,004	0,011	690	0,0001	0,0003
630	0,003	0,008	700	—	0,0002
640	0,002	0,006	710	—	0,0001
650	0,001	0,003	720	—	0,0001
660	0,001	0,002	—	—	—

Вполне справедливо будет предположить, что в эталонных работах по построению шкалы температур принимают участие только те наблюдатели, которые приобрели необходимые навыки в фотометрических наблюдениях и обеспечивают удовлетворительную воспроизводимость результатов. Такие наблюдатели должны быть отнесены к разряду „хороших“ по указанной классификации.

Исходя из вероятных отклонений Δv_λ для „хороших“ наблюдателей, помещенных в табл. 4, можно легко получить и самые значения v_λ' , а затем, с помощью формул (20) и (21) рассчитать эффективные длины волны для различных интервалов экстраполяции температур.

Сравнивая полученные результаты с результатами подобных вычислений, проведенных с использованием данных спектральной чувствительности v_λ нормального человеческого глаза, получим вероятные отклонения $\Delta \lambda_1^1$, обусловленные вероятными отклонениями спектральной чувствительности глаз наблюдателей от нормальных значений v_λ . Эти вероятные отклонения $\Delta \lambda_1^1$ для случая экстраполяции от $T_1 = 1336^\circ \text{K}$ к различным T_2 приведены в табл. 5.

Необходимо отметить, что, строго говоря, величины вероятных отклонений $\Delta \lambda_1^1$ будут справедливы только в том случае,

если фотометрические измерения, как при осуществлении золотой точки, так и при проведении экстраполяции, выполнялись одними и теми же наблюдателями. Если же при осуществлении золотой точки принимали участие наблюдатели, обладающие

Таблица 5

$t, ^\circ\text{C}$	$\Delta\lambda'_s$	$t, ^\circ\text{C}$	$\Delta\lambda'_s$
1063°	$\pm 2,5 \text{ \AA}$	3000	$\pm 1,2 \text{ \AA}$
1300	$\pm 2,2$	3500	$\pm 1,0$
1500	$\pm 2,1$	4000	$\pm 0,9$
1800	$\pm 1,9$	4500	$\pm 0,8$
2000	$\pm 1,7$	5000	$\pm 0,7$
2500	$\pm 1,4$	5500	$\pm 0,7$
		6000	$\pm 0,6$

отклонением от нормальной кривой видности в одну сторону, а при экстраполяции—наблюдатели, обладающие отклонением от нормальной кривой видности в другую сторону, то вероятные отклонения $\Delta\lambda'_s$ могут принять значения вдвое большие, чем те, которые указаны в табл. 5.

б) Ненадежность коэффициентов спектральной прозрачности τ_s красного фильтра

Возможные ошибки, искажающие используемые при вычислении λ_s коэффициенты спектральной прозрачности красного фильтра оптического пирометра, возникают вследствие:

- 1) неточности градуировки по длинам волн установки, применяемой для измерения коэффициентов спектральной прозрачности красного фильтра;
- 2) ошибок измерений коэффициентов прозрачности в различных длинах волн;
- 3) изменения коэффициентов спектральной прозрачности красного фильтра.

Разберем последовательно влияние этих факторов.

Выше было указано, что ошибка в градуировке по длинам волн спектральной установки может быть в среднем принята равной $\pm 1,0 \text{ м\mu}$. Пользуясь кривой спектральной прозрачности красного фильтра, мы вычислили соответствующие изменения $\Delta\lambda'_s$, возникающие вследствие этой ошибки в эффективной длине волны. Оказалось, что $\Delta\lambda'_s$ —величина весьма устойчивая

для различных интервалов экстраполяции температур и равна приблизительно 0,7 мр.

По данным фотометрической лаборатории ВНИИМ, измерение коэффициентов спектральной прозрачности красного фильтра на установках этой лаборатории осуществляется с ошибкой порядка 1% в области максимальной прозрачности, 0,6% в средней части кривой и 0,3% в области максимальной прозрачности. Исходя из этих величин погрешности в измерении τ красного фильтра, нами были вычислены соответствующие отклонения $\Delta\lambda_0^{III}$ для различных интервалов температур экстраполяции и для ν_λ — величины спектральной чувствительности нормального человеческого глаза.

Эти вычисления показали, что λ_0^{III} равна приблизительно 0,2 Å для интервала экстраполяции 1063—1300°С и 0,1 Å для интервала 1063—2000°С.

Красные стеклянные светофильтры, окрашенные по всей массе, имеют довольно стабильные спектральные характеристики. В литературе мы не встречали указаний на то, что красные фильтры, изготовленные различными фирмами, с течением времени меняют свое пропускание.

Однако в зависимости от их температуры красные стеклянные фильтры весьма ощутимо меняют свою прозрачность в различной степени для разных длин волн. Это явление было замечено рядом авторов.

Приведем результаты тщательно проведенного исследования изменений спектральной прозрачности красного стекла F 4512. Красное стекло этой марки чаще других применяется в монохроматических оптических пирометрах.

На рис. 4 представлен экспериментально полученный ход τ_λ этого красного фильтра при различных его температурах. Из этого рисунка видно, что при повышении температуры красного фильтра кривая его спектральной прозрачности закономерно смещается в сторону длинноволновой границы видимого спектра. Такое смещение кривой пропускания не может не отразиться на величине действующей длины волны λ_0 . Действительно,

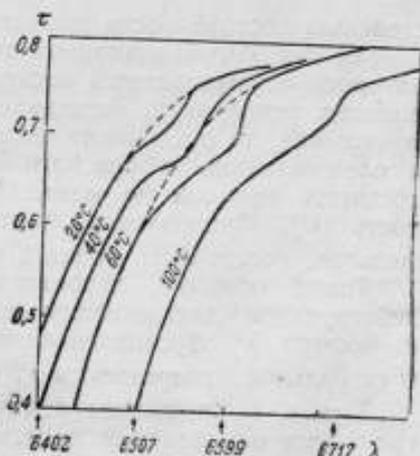


Рис. 4.

расчетное и прямое экспериментальное определение λ_0 для этого фильтра (красное стекло F 4512 толщиной 6 мм), при различных его температурах, приводит к следующим цифрам:

$t, ^\circ\text{C}$	λ_0
20	6552
50	6610
100	6661

Отсюда вытекает, что действующая длина волны красного стекла F 4512 меняется с температурой фильтра приблизительно по линейному закону. Величина же $\frac{d\lambda_0}{dt}$ может быть с большой степенью достоверности принята равной 1,4 Å/град.

Так как обычно эталонный оптический пирометр, с помощью которого осуществляется воспроизведение и хранение шкалы высоких температур, устанавливается не в термоконстантном помещении, то отклонения температуры окружающего воздуха, а следовательно и красного фильтра от нормальной могут достигать величин не менее $\pm 5^\circ\text{C}$. Следовательно, погрешность $\Delta\lambda_0^{\text{IV}}$, обусловленная колебаниями температуры красного фильтра, может быть принята равной $\pm 0,7$ мк.

Таким образом, вероятная погрешность в определении действующей длины волны монохроматического оптического пирометра $\Delta\lambda_0$, обусловленная неопределенностью коэффициентов спектральной прозрачности τ_0 , определится величиной ± 1 мк.

В табл. 6 приведены величины вероятной суммарной погрешности определения действующей длины волны красного фильтра для экстраполяции от точки затвердевания золота, возникающей как вследствие неопределенности кривой спектральной видности нормального человеческого глаза, так и вследствие ненадежности коэффициентов спектральной прозрачности τ_0 красного фильтра.

Таблица 6

$t, ^\circ\text{C}$	$\Delta\lambda_0, \text{Å}$	$t, ^\circ\text{C}$	$\Delta\lambda_0, \text{Å}$
1063	$\pm 10,2$	3000	$\pm 0,1$
1300	$\pm 10,2$	3500	$\pm 0,1$
1500	$\pm 10,2$	4000	$\pm 0,1$
1800	$\pm 10,2$	4500	$\pm 0,0$
2000	$\pm 10,2$	5000	$\pm 0,0$
2500	$\pm 10,1$	5500	$\pm 0,0$
		6000	$\pm 1,0$

Нужно заметить, что непосредственное экспериментальное определение λ_2 для данного интервала экстраполяции температур может быть проведено с ошибкой приблизительно той же величины. Однако путем увеличения количества измерений можно несколько снизить ошибку окончательного результата, и поэтому экспериментальное определение представляет некоторые преимущества. Кроме того, если эти измерения проводят те же наблюдатели, которые затем будут принимать участие в фотометрических измерениях при построении шкалы, — можно исключить индивидуальные отклонения кривой спектральной чувствительности глаз отдельных наблюдателей от нормальной кривой.

Исходя из табл. 6, с помощью формулы (19) можно рассчитать вероятные погрешности построения шкалы температур при экстраполяции от точки затвердевания золота, обусловленные неопределенностью принятого значения λ_2 .

Неопределенность в знании эффективной длины волны λ_2 может привести к весьма существенным погрешностям при измерении высоких температур.

Необходимо отметить, что большинство рассмотренных факторов, влияющих на точность определения величины λ_2 , довольно трудно поддается учету и в практике построения температурной шкалы обычно не учитывается. Следовательно, при использовании красного стекла для создания монохроматического пучка лучей величины погрешностей могут быть снижены только путем специальных мер, обеспечивающих повышение точности измерения отдельных величин, определяющих значение λ_2 .

Таковыми мерами могут быть повышение точности градуировки по длинам волн монохроматора, применяющегося для измерения спектрального пропускания красного фильтра, термостатирование помещения для эталонного оптического пирометра, исследование спектральной видности глаз наблюдателей, участвующих в измерениях.

Одной из главных причин возникновения значительной неопределенности в знании λ_2 является довольно большая ширина рабочего спектрального интервала, используемого с помощью красного фильтра. Поэтому нам представляется более целесообразным использовать в оптическом пирометре с исчезающей нитью интерференционный фильтр, который можно изготовить со спектральной шириной пропускания в 2—3 м μ . Такая комбинация весьма приблизит условия монохроматизации к спектральному пирометру, но будет обладать большей светосилой, чем этот последний.

5. ВЛИЯНИЕ РЕДУЦИРУЮЩЕЙ СИСТЕМЫ

При осуществлении экстраполяции температур вверх от температуры затвердевания золота приходится применять редуцирующие системы различной плотности для ослабления в нужном соотношении яркости источника излучения.

Существуют два вида редуцирующих систем:

1) неселективные системы, ослабляющие в одинаковой степени лучи всех длин волн спектра, и 2) селективные системы, ослабляющие разные длины волн спектра в различной степени.

а) Неселективные редуцирующие системы

Наиболее распространенной довольно совершенной неселективной системой являются секторные диски с различными углами раскрытия и поверхностями, покрытыми черной матовой краской.

Из других видов неселективных редуцирующих систем можно указать на нейтральные поглотители, представляющие собою плоскопараллельные стеклянные пластинки со слоем платины или сплавов 55% Al + 45% Sn или

75% Al + 25% Ni, нанесенным на них катодным распылением.

Применение этих двух сплавов в тонких пленках для создания неселективных поглотителей было впервые предложено и исследовано в Лаборатории высоких температур ВНИИМ в 1938 г.

Для характеристики поглотителя, полученного путем нанесения на стеклянную пластинку тонкого слоя сплава AlSn, на рис. 5 приведены его коэффициенты спектрального пропускания в красной области спектра. Из этого рисунка видно, что в диапазоне длин волн в 100 м μ логарифм пропускания этого фильтра меняется не больше чем на 0,01, что можно признать вполне удовлетворительным. Однако вопрос о стабильности таких поглотителей остается пока открытым. Этот вид неселективных поглотителей не получил еще применения, и из этой категории редуцирующих систем мы будем рассматривать только секторные диски.

Использование секторного диска в качестве нейтрального поглотителя основано на применении известного закона свето-

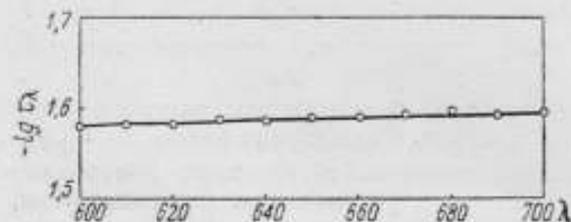


Рис. 5.

техники: „Если какая-нибудь точка сетчатой оболочки глаза получает раздражение от света, который испытывает правильные периодические изменения, и если продолжительность этих изменений достаточно коротка, то получаемое впечатление будет сплошным и идентичным тому, которое было бы произведено, если бы свет, испускаемый за время каждого периода, был равномерно распределен на всю продолжительность периода“ [3].

Так как интенсивность светового пучка, проходящего через быстро вращающийся секторный диск, будет пропорциональна сумме углов α раскрытий секторов этого диска, то по указанному закону пропускание данного секторного диска может быть найдено по формуле:

$$\tau = \frac{\alpha}{360}. \quad (23)$$

Однако эта формула будет справедлива только тогда, когда скорость вращения настолько велика, что совершенно исчезают мелькания. Возникновение мельканий сильно нарушает справедливость формулы (23), и недостаточная скорость вращения диска может служить весьма существенным источником ошибок.

Кроме того, неравномерность вращения диска может в некоторых случаях привести к возникновению погрешностей при применении формулы (23). Поэтому применение каких-либо передаточных устройств, не обеспечивающих постоянства скорости вращения диска, является недопустимым.

Опыт показывает, что при обеспечении указанных условий формула (23) дает точность, достижимую при современных фотометрических измерениях.

Для вычисления по формуле (23) пропускания τ данного секторного диска необходимо произвести измерение суммы углов α его раскрытий. Делительная круговая машина, имеющаяся в Лаборатории мер длины ВНИИМ, обеспечивает измерение углов с точностью до $\pm 5''$.

Исследуем вопрос о том, какую погрешность в определении экстраполируемой температуры вносит ошибка в $\pm 5''$, возникшая при измерении суммы углов раскрытий секторных дисков.

Заметим прежде всего, что дробь $\frac{I_{\lambda, T_2}}{I_{\lambda, T_1}}$, стоящая под знаком логарифма в левой части уравнения (3), представляет собой обратную величину пропускания τ применяемой редуцирующей системы. Поэтому уравнение (3) можно представить в виде:

$$\lg \tau = \frac{C_2 \lg e}{\lambda_s} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right). \quad (3')$$

Дифференцируя это последнее выражение по τ и T_2 , получим:

$$\Delta T_2 = \frac{\lambda_2 T_2^2}{C_2} \cdot \frac{\Delta \tau}{\tau} \quad (24)$$

Из формулы же (23) можно аналогичным путем получить, что $\frac{\Delta \tau}{\tau} = \frac{\Delta \alpha}{\alpha}$.

Следовательно,

$$\Delta T_2 = \frac{\lambda_2 T_2^2}{C_2} \cdot \frac{\Delta \alpha}{\alpha} \quad (24')$$

Таким образом, ошибка в определении экстраполируемой температуры прямо пропорциональна относительной ошибке в измерении углов раскрытий секторных дисков. Так как величина ошибки в $\Delta \alpha = \pm 5''$ будет одинаковой для любых значений α , то относительная ошибка $\frac{\Delta \alpha}{\alpha}$ будет меняться при переходе от одного секторного диска к другому на всем диапазоне построения „оптической“ шкалы температур.

Таблица 7

№ диска	α	τ	$\frac{5''}{\alpha}$	T_1	T_2	ΔT_2
6	72,000°	0,20000	$\pm 1,93 \cdot 10^{-5}$	1336	1481,9	$\pm 0,002$
5	23,972	0,06659	$5,73 \cdot 10^{-5}$	1336	1598,1	$\pm 0,007$
4	12,047	0,03346	$11,51 \cdot 10^{-5}$	1336	1686,6	0,013
3	6,000	0,01667	$23,14 \cdot 10^{-5}$	1336	182,0	0,03
2	3,022	0,008394	$45,80 \cdot 10^{-5}$	1336	1888,3	0,07
1	1,992	0,005533	$69,72 \cdot 10^{-5}$	1336	1957,1	0,12
6				1686,6	1925,3	0,003
5				1686,6	2131,5	0,014
4				1686,6	2286,0	0,03
3				1686,6	2465,6	0,07
2				1686,6	2672,0	0,15
1				1686,6	2875,1	0,25

Для осуществления экстраполяции температур выше золотой точки в Лаборатории высоких температур ВНИИМ имеется набор из шести секторных дисков, для которых мы и произведем расчет погрешностей по формуле (24'). Суммы углов

раскрытий этих дисков α , их пропускания τ и вычисленные величины относительной погрешности $\frac{5''}{\alpha}$ приведены в табл. 7. Там же даны температуры экстраполяции T_2 , достигаемые с этими дисками при температуре затвердевания золота $T_1 = 1336^\circ \text{K}$ и другой исходной температуре $T_1 = 1686,6^\circ \text{K}$.

Наконец, в последнем столбце табл. 7 даны вычисленные по формуле (24') величины погрешности ΔT_2 при $\lambda_0 = 0,65 \mu$, обусловленные возможной ошибкой $\pm 5''$ измерения сумм углов раскрытий секторных дисков.

Анализируя данные табл. 7, приходим к выводу, что при $\Delta \alpha = \pm 5''$ возникающей отсюда погрешностью в определении экстраполируемой температуры можно пренебречь во всех случаях, когда сумма углов раскрытия больше 2° . Если же сумма углов раскрытия меньше 2° , погрешность в экстраполируемой температуре достигает ощутимой величины. Из этого непосредственно вытекает тот существенный вывод, что необходимо избегать применения секторных дисков с очень малыми углами раскрытия. Такие углы раскрытия требуют более высокой точности их измерения, чем $\pm 5''$.

Исследуем теперь вопрос о влиянии окраски секторных дисков на величину их пропускания. Так как в современных конструкциях эталонных оптических пирометров секторные диски устанавливаются между пирометрической лампочкой и объективом в непосредственной близости к лампочке, то можно ожидать, что при значительном коэффициенте отражения передней поверхность диска, освещенная пирометрической лампочкой, будет создавать кажущееся увеличение яркости источника излучения, рассматриваемого через вращающийся диск.

Действительно, если источник излучения с яркостной температурой T_2 и яркостью b_{λ, T_2} рассматривается через вращающийся секторный диск с суммой углов раскрытия α и с коэффициентом отражения поверхности $\rho = 0$, то он будет иметь кажущуюся яркость, равную $\frac{\alpha}{360} b_{\lambda, T_2}$.

Если же передняя поверхность секторного диска имеет коэффициент отражения $\rho \neq 0$, то на яркость источника излучения накладывается дополнительная яркость, обусловленная освещением поверхности диска пирометрической лампочкой. Обозначим через L_{T_1} яркость идеально белой поверхности, расположенной в месте установки секторного диска и освещенной пирометрической лампочкой с яркостной температурой нити T_1 . Эта дополнительная яркость будет $\frac{360 - \alpha}{360} = \rho L$. Так как суммарная яркость глазом наблюдателя уравнивается

с яркостью нити пирометрической лампочки, то в момент измерения будет справедливо равенство:

$$\frac{\alpha}{360} b_{\lambda, T_2} + \frac{360-\alpha}{360} \rho L = b_{\lambda, T_1}'.$$

В условиях же идеально черной поверхности секторного диска при уравнивании яркостей будет:

$$\frac{\alpha}{360} b_{\lambda, T_2} = b_{\lambda, T_1}.$$

Вычитая второе из этих равенств из первого, получим:

$$b_{\lambda, T_1}' - b_{\lambda, T_1} = \Delta b_{\lambda, T_1} = \frac{360-\alpha}{360} \rho L. \quad (25)$$

С другой стороны, по формуле (2)

$$b_{\lambda, T_1} = C_1 \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{C_2}{\lambda T_1}},$$

откуда с помощью дифференцирования имеем

$$\frac{\Delta b_{\lambda, T_1}}{b_{\lambda, T_1}} = \frac{C_2}{\lambda_2} \cdot \frac{\Delta T_1}{T_1^2}$$

или

$$\Delta T_1 = \frac{\lambda_2}{C_2} \cdot T_1^2 \cdot \frac{\Delta b_{\lambda, T_1}}{b_{\lambda, T_1}}. \quad (26)$$

Для оценки порядка величины ΔT_1 в Фотометрической лаборатории ВНИИМ был исследован коэффициент отражения секторных дисков Лаборатории высоких температур и проделаны измерения освещенности от пирометрической лампочки эталонного пирометра в месте установки секторных дисков при различных яркостных температурах нити лампочки.

Измерение коэффициента отражения проводилось у двух секторных дисков в нескольких точках их поверхностей. При первых измерениях луч света падал нормально к поверхности исследуемого диска, а наблюдения производились под углом к нормали $\sim 15^\circ$. Средний коэффициент отражения в этом случае оказался равным 0,09.

При вторых же измерениях световой луч направлялся под тем же углом 15° к нормали, под которым производились и наблюдения отраженного луча. Вследствие наличия частичного зеркального отражения поверхности диска, эти измерения дали значительно больший коэффициент отражения, в среднем 0,30.

В обычных условиях секторный диск устанавливается так, что его поверхность перпендикулярна лучу зрения и, следова-

тельно, вполне возможно зеркальное отражение, при котором $\rho = 0,3$,

Освещенность в месте установки секторных дисков измерялась при яркостных температурах нити пирометрической лампочки $T_1 = 1336, 1473$ и 1673°K . Она оказалась соответственно равной $0,4, 2,5$ и $16,0$ люкс.

Используя эти исходные данные с помощью формул (25) и (26), произведем вычисление погрешности ΔT_1 в наиболее неблагоприятных случаях.

Это будет иметь место, когда экстраполяция производится с секторным диском, имеющим наименьшую сумму углов раскрытия, как, например, с диском № 1. Для экстраполяции с этим секторным диском от температуры затвердевания золота вычисления дают величину $\Delta T_1 = 0,007^\circ$, т. е. исчезающе малую. Если же экстраполяция с диском № 1 осуществляется от $T_1 = 1686,6^\circ\text{K}$, то $\Delta T_1 = 0,08^\circ$. Принимая во внимание формулу (10), получим для погрешности определения температуры $T_2 = 2815^\circ\text{K}$ $\Delta T_2 = 0,25^\circ$, — величину, учет которой уже желателен при построении температурной шкалы с помощью только секторных дисков.

Этот предельный наиболее неблагоприятный случай обычно не встречается в практике построения температурной шкалы, так как для предохранения пирометрической лампочки от сильного перекала уже для измерения температур выше 1673°K между лампочкой и источником излучения устанавливается поглощающее стекло и поэтому секторные диски применяются только для экстраполяции до 1673°K , а выше этой температуры шкала строится расчетным путем на базе нижнего участка с учетом пропускания поглощающего стекла. Однако этот способ обеспечивает довольно надежное построение температурной шкалы только до температур порядка 4300°K . Построение же шкалы температур до $5000-6000^\circ\text{K}$ требует применения комбинации поглощающего стекла и соответствующего секторного диска.

В некоторых конструкциях эталонных оптических пирометров поглощающее стекло устанавливается между пирометрической лампочкой и секторным диском. В этом случае поправка на освещенность поверхности секторного диска будет исчезающе мала на всем диапазоне температурной шкалы, так как свет от пирометрической лампочки попадает на секторный диск только сильно ослабленным при прохождении через поглощающее стекло.

Но можно встретить такие конструкции эталонных оптических пирометров, у которых секторный диск вводится между пирометрической лампочкой и поглощающим стеклом.

Применение таких приборов для измерения весьма высоких температур с помощью секторных дисков может привести к весьма ощутимым погрешностям.

Вследствие возможности учета характера этой погрешности, мы не включаем ее в группу случайных, определяющих точность построения шкалы температур, но считаем нужным указать на необходимость оценки порядка величины этого вида погрешности построения шкалы с помощью данного типа эталонного пирометра. Для уменьшения освещенности секторного диска было бы целесообразно максимально его удалить от пирометрической лампочки. Однако этого сделать нельзя по другим соображениям.

Рядом авторов было показано, что при установке секторного диска вблизи объектива возникают дифракционные явления, искажающие результаты измерений. При этом дифракция будет сильнее в том случае, если в момент прохождения мимо объектива щель сектора ориентирована параллельно визируемой ленте температурной лампы. Если же в момент прохождения щель ориентирована перпендикулярно ленте, дифракция меньше, но все же ощутима. При установке диска вблизи пирометрической лампочки дифракционные явления не наблюдаются и результат измерения не зависит от относительного расположения щели диска и ленты температурной лампы.

Это обстоятельство и не позволяет удалять секторный диск от пирометрической лампочки.

б) Селективные редуцирующие системы

Экстраполяция температур вверх от золотой точки может быть с успехом проведена путем применения вместо набора секторных дисков набора поглощающих стекол различных плотностей.

Такая редуцирующая система имеет свои преимущества и недостатки. К преимуществам ее нужно отнести то, что система поочередно вводимых поглощающих стекол может быть смонтирована достаточно компактно. Кроме того, наблюдения в этом случае проводятся в спокойной обстановке и внимание наблюдателя не отвлекается шумом быстро вращающегося секторного диска. Это, безусловно, немаловажный факт. Однако, как будет видно из дальнейшего анализа, набор поглощающих стекол не может обеспечить ту точность экстраполяции температур, которая достигается применением секторных дисков.

Использование поглощающих стекол в оптической пирометрии обуславливается также тем обстоятельством, что для обеспечения стабильности пирометрических лампочек эталонного пирометра их нити не подвергают накаливанию до яркост-

ных температур, превышающих температуру затвердевания палладия (1555°C), — чаще для большей их сохранности в качестве верхнего предела избирается яркостная температура в 1400°C . Воспроизведение же температурной шкалы на участке выше 1400°C осуществляется расчетом, для обеспечения надежности которого необходимо достаточно точное знание характеристик применяемого поглощающего стекла.

Исследование погрешностей воспроизведения температурной шкалы, обусловленных применением поглощающего стекла, мы будем проводить для двух существенно отличающихся случаев: 1) излучатель весьма близко воспроизводит условия излучения абсолютно черного тела; 2) излучатель дает селективное излучение, отличающееся от излучения абсолютно черного тела.

В качестве излучателя первого типа может быть применено либо трубчатое горизонтальное черное тело, изображенное на рис. 1 (стр. 15), либо температурная лампа, лента которой согнута в виде клина с углом при вершине около 10° . Измерения в Лаборатории высоких температур ВНИИМ показали, что коэффициент излучения вершины угла такого клина, изготовленного из вольфрамовой ленты, равен 0,98, что для данных целей можно признать вполне достаточным.

Примером излучателя второго типа может служить температурная лампа с плоской вольфрамовой лентой, являющаяся очень удобным прибором для воспроизведения яркостной температуры. Вопрос о точности воспроизведения яркостной температуры с помощью температурных ламп подвергался изучению в другой статье автора [10], и поэтому мы оставляем его в стороне.

Возвратимся к формуле (3') (см. стр. 35); ее можно представить в виде:

$$\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} = \frac{-\lambda_d \lg \epsilon}{C_2 \lambda g \epsilon} \quad (27)$$

Выражение, стоящее в правой части этого равенства, обычно называется пирометрическим ослаблением и его принято обозначать через A . Пирометрическое ослабление имеет размерность $[\text{град}^{-1}]$, и, по нашему мнению, было бы целесообразным установить для этой величины удобную единицу измерения. Довольно удобно в качестве такой единицы взять величину $1 \times 10^{-4} \cdot \text{град}^{-1}$ и дать ей наименование хотя бы „пиро“. Поэтому в дальнейшем мы и будем выражать пирометрическое ослабление в единицах пиро.

Поглощающее стекло может быть характеризовано зависимостью его спектрального пропускания τ_{λ} от длины волны и

его средним коэффициентом пропускания τ , либо его величиной пирометрического ослабления A .

Средний коэффициент пропускания поглощающего стекла определяется расчетным путем из следующего очевидного уравнения:

$$\tau_{T_2} = \frac{\int_0^{\infty} B_{\lambda, T_2} \cdot v_{\lambda} \cdot \tau'_{\lambda} \cdot d\lambda}{\int_0^{\infty} B_{\lambda, T_2} \cdot v_{\lambda} \cdot d\lambda} \quad (28)$$

где τ'_{λ} — спектральные коэффициенты пропускания красного фильтра. Тот или иной вид изменения спектральных коэффициентов пропускания поглощающего стекла с длиной волны определяет характер зависимости среднего τ от экстраполируемой температуры T_2 . Определив для данного поглощающего стекла вид зависимости его среднего τ от T_2 , можно использовать эти значения τ для расчета температур по формуле (27). Но так как пирометрическое ослабление поглощающего стекла меняется с температурой T_2 не только вследствие изменений τ , но и вследствие изменений λ_2 для различных интервалов экстраполяции температур, то было предложено для оптической пирометрии так подбирать поглощающие стекла, чтобы относительные изменения с температурой экстраполяции логарифма его среднего τ компенсировались относительными изменениями λ_2 , т. е. чтобы соблюдалось условие

$$\lambda_2 \lg \tau = \text{const} \quad (29)$$

на всем диапазоне экстраполяции температур, для которого предназначено данное поглощающее стекло. При соблюдении условия (29) пирометрическое ослабление поглощающего стекла становится независимым от экстраполируемой температуры, что весьма существенно.

Из имеющихся в литературе характеристик поглощающих стекол различных зарубежных фирм можно указать только на иенское стекло F 7839, хорошо (до 0,1%) удовлетворяющее условию (29) в интервале температур до 4000°C.

В СССР в 1935 г. Л. И. Крамп и М. А. Юрьев [8] осуществили теоретический расчет спектрального пропускания поглощающего стекла, удовлетворяющего условию (29). Изготовление такого типа поглощающих стекол было с успехом освоено, и стекла марки ПС-2 получили очень широкое распространение в отечественной приборостроительной промышленности для установки в технических оптических пирометрах.

Насколько хорошо удовлетворяет условию (29) система, состоящая из поглощающего стекла ПС-2 толщиной 2,88 мм и красного фильтра толщиной 4,0 мм, показывают данные, полученные в Лаборатории высоких температур ВНИИМ [5] при экстраполяции от $T_1 = 1336^\circ\text{K}$:

$T_1, ^\circ\text{K}$	$-\lambda_2 \lg \tau$	$T_2, ^\circ\text{K}$	$-\lambda_2 \lg \tau$
1600	1094,8	2400	1094,4
1900	1095,0	2400	1094,4
2200	1094,8	2800	1095,0

Эти цифры показывают, что в интервале температур от 1600 до 2800°K условие (29) для данной системы соблюдается с точностью до 0,05%.

Можно показать [3], что в случае применения в качестве излучателя абсолютно черного тела форма кривой спектрального пропускания поглощающего стекла, соединенного с красным фильтром, не меняет величины λ_2 красного фильтра и спектральное распределение пропускания поглощающего стекла определяет только зависимость его среднего τ от экстраполируемой температуры.

Поэтому для обеспечения соблюдения условия (29) необходимо не только подобрать поглощающее стекло с нужным видом кривой распределения коэффициентов пропускания по спектру, но и добиться того, чтобы изменение его τ с температурой должным образом согласовалось с изменением λ_2 красного фильтра. Следовательно, подбор системы поглощающее стекло + красный фильтр, удовлетворяющей условию (29) в широком диапазоне температур, задача нелегкая.

Система, хорошо удовлетворяющая условию (29) в данном температурном интервале, может давать существенные отклонения за его границами. Представляет интерес выяснить, в какой степени отклонение данной системы от условия (29) может сказаться на возникновении погрешности в определении температуры T_2 , осуществляемом в предположении его строгого соблюдения.

Предположим, что в интервале температур от T_1 до T_2 для данной системы красный фильтр + поглощающее стекло колебания произведения $\lambda_2 \lg \tau$ заключаются в пределах $\pm 0,1\%$. Из определения понятия пиromетрического ослабления в этом случае вытекает, что $\frac{\Delta A}{A} = 0,001$.

Подставляя пиromетрическое ослабление A в уравнение (27) вместо правой части его, получим:

$$\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} = A. \quad (30)$$

Путем дифференцирования из уравнения (30) получим:

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{T_1}{T_2} \cdot \frac{\Delta T_2}{T_2 - T_1}$$

или

$$\Delta T_2 = (T_2 - T_1) \frac{T_2}{T_1} \cdot \frac{\Delta A}{A}. \quad (31)$$

С помощью этой формулы легко найти, что при экстраполяции от $T_1 = 1336^\circ \text{K}$ к $T_2 = 2300^\circ \text{K}$ (полагая $\frac{\Delta A}{A} = 0,001$) $\Delta T_2 = 1,66^\circ$, а при $T_2 = 4300^\circ \text{K}$ $\Delta T_2 = 9,5^\circ$.

Так как добиться выполнения условия (29) в широком интервале температур с большей точностью, чем $0,1\%$, довольно трудно, то приходится придти к выводу, что для точных расчетов температур целесообразнее отказаться от одного значения пирометрического ослабления системы красный фильтр + поглощающее стекло, а находить это значение для каждого данного интервала экстраполяции. Для технических же оптических пирометров безусловно целесообразно подобрать поглощающие стекла, удовлетворяющие условию (29), и осуществлять расчет шкалы верхнего предела прибора, исходя из постоянного значения пирометрического ослабления.

Определение величины пирометрического ослабления поглощающего стекла в сочетании с данным красным фильтром может быть произведено двумя различными способами: расчетным путем и непосредственным измерением.

Расчет пирометрического ослабления осуществляется на основании значений среднего коэффициента пропускания τ , вычисляемого, в свою очередь, по формуле (28), исходя из результатов измерения спектральных коэффициентов поглощающего стекла. Так как величины коэффициентов спектрального пропускания τ , поглощающих стекол обычно весьма малы, то и ошибка в их измерении с помощью монохроматора или спектрофотометра может достигать $2-3\%$. А это приводит к недостаточно надежному определению величины пирометрического ослабления поглощающего стекла.

Но измерение спектральных коэффициентов пропускания поглощающего стекла с помощью монохроматора или спектрофотометра, не обеспечивая надежных результатов для определения абсолютных величин этих коэффициентов, позволяет довольно уверенно получить относительный ход их изменения по длинам волн, определяющий зависимость от T_2 среднего коэффициента пропускания τ .

Поэтому, если числовые расчеты нельзя признать пригодными для определения величины пирометрического ослабления

поглощающего стекла, то они совершенно необходимы для исследования его изменений с экстраполируемой температурой T_2 .

Абсолютная же величина пирометрического ослабления A поглощающего стекла получается довольно надежно из экспериментальных определений путем измерения оптическим пирометром температуры T_1 черного тела при визировании его через поглощающее стекло и T_2 — при визировании без поглощающего стекла. Тогда из этих двух измерений по формуле (30) определяется величина A .

Такое непосредственное определение пирометрического ослабления поглощающего стекла имеет еще и то преимущество перед расчетным, что при его осуществлении в условиях работы стекла учитывается возможный эффект увеличения яркости визируемого источника излучения за счет света, исходящего от пирометрической лампочки и отраженного от поверхностей поглощающего стекла. Опыт показывает, что такая дополнительная яркость может иметь весьма существенное значение.

В Лаборатории высоких температур ВНИИМ экспериментальным методом были проведены определения величин пирометрических ослаблений двух поглощающих стекол ПС-2, одного толщиной 2,88 мм, предназначенного для осуществления экстраполяции температур до 2000°C , и другого толщиной 4,0 мм, примененного для экстраполяции до 4000°C . Для первого поглощающего стекла из 21 серии измерений найдено $A = 172,02$ пиро со средней квадратичной ошибкой в 0,27 пиро. Для второго поглощающего стекла из 25 серий измерений найдено $A = 356,23$ пиро со средней квадратичной ошибкой в 0,52 пиро.

Исходя из количества серий измерений, использованных для получения каждой из этих ошибок, с помощью таблицы Романовского [9] найдем для вероятности, равной 50%, вероятную ошибку для пирометрического ослабления первого поглощающего стекла $\pm 0,19$ пиро, а для второго $\pm 0,36$ пиро. Следовательно, вероятная относительная погрешность значения A первого поглощающего стекла равна 0,11%, а второго — 0,10%.

Такое хорошее совпадение вероятных относительных погрешностей для обоих поглощающих стекол объясняется одинаковым методом измерения. Повидимому, относительную погрешность в 0,1% нужно считать предельной для экспериментального определения пирометрического ослабления современными методами температурных измерений. Увеличение количества серий не давало повышения точности. Поэтому величину вероятной ошибки $\frac{\Delta A}{A}$, равную 0,1%, можно положить в основу расчетов

погрешности построения участка шкалы выше 1400°C , обусловленной неопределенностью найденного экспериментального значения пирометрического ослабления применяемого поглощающего стекла.

Ошибки, вкрадывающиеся при экспериментальном определении величины пирометрического ослабления, не являются единственным источником погрешности построения температурной шкалы, связанным с введением в поле зрения поглощающего стекла. Даже при достаточно точном определении пирометрического ослабления нельзя быть уверенным в его неизменности.

В литературе нет указаний на обнаружение изменений с течением времени пропускания поглощающих стекол, окрашенных во всей массе. Поэтому здесь нет оснований ожидать ощутимых изменений. Но изменения пропускания различных типов поглощающих стекол, связанные с колебаниями окружающей температуры, замечались различными авторами.

Отечественное поглощающее стекло ПС-2 подверглось исследованию влияния окружающей температуры в Лаборатории высоких температур ВНИИМ в комбинации с красным фильтром. Для исследования из одного куска стекла ПС-2 были вырезаны две одинаковые круглые плоскопараллельные пластинки толщиной по 2,35 мм каждая. Одна из пластинок, вмонтированная в диафрагму, находилась при комнатной температуре (18°C), а вторая устанавливалась в специальную, герметически закрытую кювету, через которую пропускалась вода регулируемой температуры. Температура воды измерялась с помощью двух термодар, рабочие концы которых вводились внутрь резинового шланга до кюветы и позади нее. Температура поглощающего стекла принималась как среднее арифметическое из данных, полученных по одной и другой термодаре. С начала пропуска через систему горячей воды давалась выдержка для стабилизации теплового режима поглощающего стекла. Исследование влияния температуры поглощающего стекла на его пирометрическое ослабление проводилось разностным методом, т. е. находилось отклонение величины A одного поглощающего стекла, температура которого менялась, от A второго стекла, температура которого во все время измерений сохранялась постоянной (18°C). Такой метод позволил значительно повысить точность определений влияния температуры поглощающего стекла. Измерения проводились с помощью эталонного оптического пирометра Лаборатории, снабженного красным фильтром перед черным излучателем.

В результате измерений было установлено, что при изменении температуры поглощающего стекла ПС-2 на 62° его

пирометрическое ослабление увеличивается на 1,65 пиро; при $A=171,46$ пиро это составляет 0,96% или 0,016% на 1°C .

Отечественные поглощающие стекла ПС-2 обладают температурным коэффициентом того же порядка, что и распространенные заграничные образцы. Поэтому полученное нами значение температурного коэффициента в 0,016% на 1°C можно рассматривать как характеризующее поглощающие стекла, обычно применяющиеся при построении температурной шкалы.

Для оценки вероятной погрешности температурной шкалы примем $\pm 5^\circ\text{C}$ за наиболее вероятную величину колебания температуры помещения при отсутствии специального термостатирования. Тогда вероятные колебания пирометрического ослабления поглощающего стекла определяются величиной $\pm 0,08\%$.

Этот вид случайных погрешностей построения и применения температурной шкалы может быть устранен установкой эталонного оптического пирометра в термokonстантной комнате.

Ошибка же определения величины пирометрического ослабления поглощающего стекла также может быть с успехом устранена путем изменения способа воспроизведения шкалы высоких температур.

Целесообразное, по нашему мнению, изменение заключается в введении второй реперной точки.

Такая вторая реперная точка должна удовлетворять следующим требованиям:

1) температура реперной точки, выраженная в термодинамической шкале, должна быть найдена довольно надежно и, кроме того, должна быть достаточно высокой;

2) реперная точка должна легко и надежно воспроизводиться.

Этим требованиям полностью удовлетворяет температура затвердевания платины, включенная Консультативным комитетом по термометрии в 1939 г. в число вторичных реперных точек.

Платиновая реперная точка обладает рядом существенных достоинств.

1. Экспериментальными исследованиями было установлено отношение яркостей черного тела при температурах затвердевания золота и платины. Для температуры затвердевания золота было принято установленное значение -1063°C , а для температуры затвердевания платины (при $C_2=1,432$ см·град и $\lambda_2=0,6528 \mu$) было получено значение $1773,5 \pm 1^\circ\text{C}$. Исходя из этого результата, Консультативный комитет по термометрии в 1939 г. принял для платиновой реперной точки значение 1773°C .

Указанную величину неопределенности в $\pm 1^\circ\text{C}$ нужно рассматривать как вероятное отклонение полученного значения

от международной практической шкалы, а не от термодинамической. Действительно, учитывая, что неопределенность самой золотой точки в термодинамической шкале составляет $\pm 0,5^\circ \text{C}$, по формуле (10) получим возможное отклонение найденного значения от термодинамической шкалы в $\pm 1,18^\circ \text{C}$, что дает для суммарной вероятной погрешности значения платиновой точки $\pm 1,5^\circ \text{C}$ (принимая для C_2 фиксированное значение $1,432 \text{ см} \cdot \text{град}$).

2. Работами лауреатов Сталинской премии проф. П. М. Тиходеева, В. Е. Карташевской и А. М. Сабуренкова на базе платиновой точки создан новый световой эталон Советского Союза.

3. Существующие методы очистки платины дают возможность получить образцы ее весьма высокой степени чистоты.

4. Вследствие наличия у платины резко выраженного явления переохлаждения, фиксация начала площадки ее затвердевания осуществляется весьма надежно.

Способ построения шкалы высоких температур с использованием платиновой реперной точки может быть сведен к обычной экстраполяции температур от $T_1 = 2046^\circ \text{K}$ вверх и вниз до $T_2 = 1673^\circ \text{K}$, выполняемой с введенным в поле зрения эталонного оптического пирометра поглощающим стеклом. При этом величина пирометрического ослабления поглощающего стекла и ее возможные изменения с температурой экстраполяции автоматически учитываются градуировочной кривой данной эталонной пирометрической лампочки и ни в каких расчетах не будут фигурировать.

Производить экстраполяцию температур от платиновой точки до температур ниже $T_2 = 1673^\circ \text{K}$ нецелесообразно, так как в этом случае вследствие малой величины яркости источника излучения приходится выводить из поля зрения поглощающее стекло, а для продолжения шкалы вниз опять потребуется знание пирометрического ослабления поглощающего стекла.

Анализ ошибок [6] такого построения шкалы температур, выполненного в Лаборатории высоких температур ВНИИМ, показал, что воспроизведение участка шкалы от 1336 до 1673°K целесообразнее проводить, исходя из температуры затвердевания золота, используя платиновую точку для участка выше 1673°K .

Однако, как указывалось выше, значение температуры затвердевания платины в термодинамической шкале известно с неопределенностью в $\pm 1,5^\circ$. Эта неопределенность, естественно, вызовет некоторые вероятные отклонения от термодинамической шкалы температур, экстраполированных от платиновой точки.

Из сравнения этих отклонений и отклонений шкалы, построенной на базе золотой точки, вытекает, что температуры, экстраполированные от платиновой точки, имеют несколько

большую величину вероятных отклонений от термодинамической шкалы, чем температуры, экстраполированные от золотой точки. Но если учесть, что способ построения шкалы на основе платиновой точки совершенно исключает весьма существенные дополнительные погрешности, связанные с неопределенностями пирометрического ослабления поглощающего стекла, — выгоды этого нового способа становятся очевидными. Несомненно, что погрешности, связанные с изменением пропускания поглощающего стекла, вызванные колебаниями температуры самого стекла, должны отразиться и на точности построения шкалы по платиновой точке. Однако, более детальный анализ ошибок, проведенный в конце этой работы с учетом вероятной неточности C_2 , приводит к несколько другим выводам.

Вместо платины в качестве второй реперной точки оптической пирометрии можно было бы использовать температуру затвердевания палладия (1555°C). Но эта точка ниже платиновой больше, чем на 200° , и, следовательно, ее использование менее желательно. С другой стороны, температура затвердевания палладия может быть применена в качестве контрольной точки для определения взаимной увязки двух участков шкалы: одного, построенного на золотой точке, а второго — на платиновой.

Перейдем теперь к вопросу о погрешностях построения температурной шкалы, осуществляемой с использованием селективного излучателя в виде температурной лампы с плоской вольфрамовой лентой. Теория, в которую мы не будем здесь вдаваться, приводит к выводу, что в этом случае действующая длина волны λ , оптического пирометра определяется для системы красный фильтр + применяемое поглощающее стекло. При этом в экстраполяции от яркостной температуры T_1 к яркостной температуре T_2 действующая длина волны λ , берется такой, как если бы экстраполяция проводилась от яркостной температуры T_1 к цветовой температуре селективного излучателя T_{sc} . Так как кривые спектрального пропускания поглощающих стекол, применяющихся в оптической пирометрии, довольно пологие и относительная погрешность их измерения с помощью монохроматора или спектрофотометра приблизительно одинакова на всем рабочем участке (620—730 м μ), то наложение поглощающего стекла на красный фильтр ощутимо не изменит ту точность, с которой определяется λ , для одного красного фильтра.

Сложнее обстоит дело с определением цветовой температуры вольфрама. Как известно, соотношение между яркостной температурой источника T и его цветовой температурой T_c определяется выражением:

$$\ln \frac{1}{\epsilon_c} = \frac{C_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_c} \right), \quad (32)$$

где ϵ_c — цветовая испускательная способность нечерного тела. Измерения цветовой излучательной способности вольфрама при различных его температурах проделаны с точностью до 0,002. Эти определения ϵ_c проводились на очень хорошо полированных образцах металла, причем было замечено, что при ухудшении качества поверхности излучательная способность довольно значительно увеличивается.

С другой стороны, исследования установили закономерное нарушение качества поверхности вольфрамовой ленты температурной лампы с течением времени ее эксплуатации. Это явление происходит вследствие постепенного распыления вольфрама при высоких температурах. Следовательно, расчет цветных температур селективного излучателя в виде вольфрамовой ленты температурной лампы на основании известных данных о цветовой излучательной способности вольфрама может быть справедливым лишь для только что изготовленных ламп. Но всякая температурная лампа для обеспечения стабильности ее работы требует предварительного отжига, во время которого неизбежно ухудшение качества поверхности ленты. Поэтому, строго говоря, следовало бы производить вычисления цветных температур по цветовым излучательным способностям, определяемым каждый раз для данной температурной лампы. Такая операция чрезвычайно усложнила бы весь процесс. Но невыполнение этого условия приведет к возникновению источника ошибок, определить порядок величины которых не представляется возможным.

Поэтому приходим к заключению, что для повышения точности воспроизведения шкалы высоких температур необходимо отказаться от использования селективного излучателя и осуществлять построение шкалы только с применением черного тела.

6. ВЛИЯНИЕ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ПРИНЯТОГО ЗНАЧЕНИЯ ПОСТОЯННОЙ C_2

Неопределенность, с которой в настоящее время известно значение постоянной C_2 , играет весьма большую роль в оценке точности построения температурной шкалы методами оптической пирометрии. Действительно, путем дифференцирования уравнения (3) по C_2 и T_2 можно показать, что погрешность ΔT_2 , возникающая при определении экстраполированной температуры T_2 только вследствие неопределенности C_2 , может быть найдена по формуле:

$$\Delta T_2 = \frac{\Delta C_2}{C_2} \cdot \frac{T_2}{T_1} (T_2 - T_1). \quad (33)$$

Если положить, что относительная ошибка $\frac{\Delta C_2}{C_2}$ составляет $\pm 0,001$ и что экстраполяция производится от температуры затвердевания золота $T_1 = 1336^\circ \text{K}$, то при $T_2 = 3000^\circ \text{K}$ $\Delta T_2 = \pm 3,7^\circ$, а при $T_2 = 4000^\circ \text{K}$ $\Delta T_2 = \pm 8^\circ$.

Влияние неопределенности в знании величины C_2 становится еще более ощутимым, если учесть, что относительная погрешность $\frac{\Delta C_2}{C_2}$, как будет видно из дальнейшего изложения, значительно превосходит 0,001.

Такой неопределенностью и важностью этой величины и можно объяснить то, что экспериментальному определению постоянной C_2 и попыткам ее определения по другим, экспериментально же найденным величинам посвящено весьма большое количество работ [12]. Мы вкратце изложим применявшиеся до настоящего времени методы определения C_2 , наиболее важные результаты этих определений, и проведем критическую оценку вероятных погрешностей.

Методы, применявшиеся для определения значения C_2 , можно разбить на 4 основные группы:

- 1) использование результатов измерений распределения энергии в спектре абсолютно черного тела;
- 2) использование значения постоянной σ Стефана-Больцмана;
- 3) использование результатов применения газовой термометрии и оптической пирометрии;
- 4) определение C_2 , исходя из значений некоторых атомных констант.

а) Определение постоянной C_2 по распределению энергии в спектре абсолютно черного тела

Использование данных, характеризующих распределение энергии в спектре абсолютно черного тела, может быть произведено двумя методами.

Первый из этих методов заключается в том, что определяют отношение энергий E_1 и E_2 излучения черного тела при его температурах T_1 и T_2 , производя измерения в одном и том же узком спектральном интервале, характеризуемом длиной волны λ .

Тогда, применяя формулу (3), можно показать, что

$$C_2 = \frac{\lambda T_1 T_2}{T_2 - T_1} \ln \frac{E_2}{E_1}. \quad (34)$$

Экстраполяция от температуры T_1 к температуре T_2 может быть осуществлена с помощью закона Стефана-Больцмана, что, как указывалось ранее, устраняет неопределенность

в знании постоянной излучения σ . Однако, точное измерение интегрального излучения черного тела связано с преодолением весьма значительных экспериментальных трудностей, и потому результат не может претендовать на большую точность.

Вследствие этого обычно для определения величины C_2 применяется второй из этих методов, основанный на измерении длины волны, соответствующей максимуму кривой распределения энергии в спектре черного тела.

Решение на максимум относительно λ уравнения (4) позволяет показать, что длина волны λ_m , соответствующая максимуму кривой распределения энергии в спектре черного тела, связана с C_2 соотношением:

$$C_2 = \alpha \lambda_m T, \quad (35)$$

где α является корнем трансцендентного уравнения

$$\alpha \frac{e^\alpha}{e^\alpha - 1} = 5$$

и равно 4,9651. Следовательно,

$$C_2 = 4,9651 \lambda_m T. \quad (35')$$

Таким образом, достаточно надежно измерить λ_m при данной температуре черного тела T для обеспечения надежного определения C_2 . Однако непосредственное определение λ_m не дает уверенности в надежности получаемого результата, так как в точке максимума кривая излучения обладает небольшой кривизной.

Для того чтобы избежать этой неопределенности, некоторые авторы поступают следующим образом: измеряется максимальная энергия E_m на кривой излучения черного тела при температуре T и энергия E того же излучателя длины волны λ . Тогда с помощью уравнения (4) без труда найдем:

$$\frac{E}{E_m} = \left(\frac{\lambda_m}{\lambda}\right)^5 \frac{e^\alpha - 1}{e^{\frac{\alpha \lambda_m}{\lambda}} - 1},$$

где $\alpha = 4,9651$.

Из этого уравнения графическим путем определяется $\frac{\lambda_m}{\lambda}$, а, следовательно, и λ_m .

Другие авторы, используя кривую распределения энергии в спектре черного тела, при определении значения C_2 исходят из так называемого метода равных ординат. Этот метод заключается в том, что определяются две длины волны λ_1 и λ_2

(расположенные по обе стороны от λ_m), при которых энергии излучения черного тела при данном T равны между собой. Тогда, допуская справедливость формулы (2), можно показать, что

$$C_2 = \frac{5 \lambda_1 \lambda_2 T \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1}}{\lambda_2 - \lambda_1}.$$

Не указывая точности определений C_2 каждым автором, приведем окончательные результаты, полученные различными исследователями, использовавшими кривые распределения энергии в спектре черного тела (табл. 8).

Таблица 8

Год	C_2 в см·град	Год	C_2 в см·град
1899—1901	1,436	1915	1,425
1899—1900	1,430	1917	1,439
1912	1,435	1922	1,432
1912	1,436	1922	1,427

Так как все эти измерения проводились одним и тем же методом использования кривой распределения энергии в спектре черного тела, — их можно считать приблизительно равноценными по точности и вывести среднее арифметическое для всей этой группы результатов. Это среднее значение C_2 оказывается равным 1,432 с вероятным квадратичным отклонением не менее $\pm 0,004$ см·град.

б) Определение C_2 , исходя из значения постоянной σ

Интегрируя уравнение (4) распределения энергии в спектре черного тела и сравнивая полученное выражение с законом Стефана-Больцмана, можно без труда получить соотношение между постоянной σ и постоянной C_2 :

$$C_2^4 = \frac{2 \pi^5 c^2 h}{15 \sigma}; \quad (36)$$

здесь c — скорость света в пустоте, равная по новейшим данным $(2,99776 \pm 0,00020) \cdot 10^{10}$ см·сек⁻¹;

h — постоянная Планка, по наиболее точным определениям равная $6,62 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек.

Подставив эти значения в формулу (36), получим

$$C_2 = 0,12482 \sigma^{\frac{1}{4}}. \quad (36')^*$$

Таким образом, зная величину σ , можно по формуле (36') получить значение постоянной C_2 .

В литературе имеется весьма большое количество работ, посвященных измерению величины σ . Однако только приблизительно с 1912 г. появляются работы, позволяющие оценить результат с точностью около 1%.

В табл. 9 приведены значения σ , полученные в результате наиболее тщательно проведенных экспериментов, и определенные нами по этим данным с помощью формулы (36') значения C_2 .

Таблица 9

Год	$\sigma \cdot 10^5$	Ошибка %	C_2	Год	$\sigma \cdot 10^5$	Ошибка %	C_2
1912—20	5,80	1	1,430	1923	5,764	0,5	1,432
1913	5,89	1	1,425	1924	5,795	0,5	1,430
1916	5,73	1	1,434	1928	5,735	0,5	1,434
1918	5,70	1	1,436	1928	5,771	0,5	1,432
1919	5,61	1	1,442	1933	5,774	0,5	1,432
1921	5,723	0,5	1,435	1929	5,79	1	1,430
1923	5,72	1	1,435				

Находя среднее взвешенное из всех этих значений C_2 , получим $1,432 \text{ см} \cdot \text{град}$ с вероятной квадратичной погрешностью не менее $\pm 0,002 \text{ см} \cdot \text{град}$.

в) Определение значения C_2 по данным оптической пирометрии и газового термометра

Этот метод основан на использовании уравнения (34), в котором с помощью монохроматического оптического пирометра определяется отношение яркостей $\frac{E_2}{E_1}$ черного тела в действующей длине волны λ . Вычисление C_2 из этого отношения, как показывает формула (34), возможно только в том случае, если известны температуры T_1 и T_2 черного тела.

* Вещель [12] для коэффициента этой формулы получил величину 0,12477, так как им было принято $h = 6,61 \cdot 10^{-27}$.

Для обеспечения большей надежности измерений целесообразно использовать температуры затвердевания чистых металлов, а значения этих последних могут быть приняты по результатам измерений с газовым термометром.

Из формулы (34) вытекает, что вычисленные с ее помощью значения C_2 будут тем надежнее, чем больше разность температур $T_2 - T_1$. Поэтому использование ранних измерений температур затвердевания серебра, золота и меди приводит к настолько сильному разбросу значений C_2 , что их нельзя считать в какой-либо степени характеризующими эту постоянную.

Измерения температур затвердевания, произведенные в 1912 г., дают для серебра — $960,2^\circ$, золота — $1062,6^\circ$, меди — $1082,8^\circ$, никеля — $1453,0^\circ$ и палладия — $1549,8^\circ$ С.

Исходя из измеренных монохроматическим оптическим пиетрометром отношений яркостей черного тела при температурах затвердевания этих металлов и температуры затвердевания золота, равной $1062,6^\circ$ С, получим следующие значения C_2 :

Ag — Au	1,434	Ni — Au	1,435
Cu — Au	1,429	Pd — Au	1,438

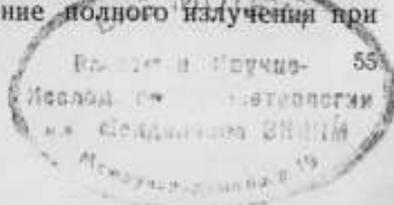
Среднее невзвешенное из этих значений дает $C_2 = 1,434$ см·град.

Количество этих определений C_2 настолько мало и разброс между ними настолько велик, что полученному среднему значению C_2 нельзя придавать большого веса.

Можно показать, что точность, достигаемая при применении газового термометра для измерения высоких температур, не может обеспечить надежного определения значения C_2 .

Действительно, из формулы (33) вытекает, что если при определении значения C_2 задаться погрешностью хотя бы в $0,001$ см·град, то температура затвердевания палладия должна быть измерена газовым термометром с точностью до $\pm 0,47^\circ$ С — точностью, пока еще не достигнутой при использовании газового термометра при этих температурах.

Укажем еще на одно применение уравнения (34) для определения C_2 из результатов непосредственных измерений. Рядом авторов было произведено измерение отношения полных излучений черного тела при температурах затвердевания палладия и золота. Это отношение было найдено равным 3,4226. Исходя из этой величины и принимая для температуры затвердевания золота 1063° С, получим для температуры затвердевания палладия значение $1549,5^\circ$ С. Для C_2 будем иметь в этом случае значение 1,439. Это значение не заслуживает большого доверия, так как измерение полного излучения при



современных методах не может претендовать на большую точность.

Описанными выше методами и результатами ограничиваются наиболее надежные определения C_2 , основанные на использовании данных, полученных до настоящего времени путем прямого эксперимента. Если исключить последнее значение, полученное из данных измерения полного излучения, как не внушающее большого доверия, то можно прийти к заключению, что наиболее надежные определения C_2 , основанные на использовании прямых экспериментальных данных, дают для этой постоянной значение 1,432—1,434 с вероятной погрешностью порядка $\pm 0,002 - \pm 0,004$ см·град.

Такая значительная величина неопределенности значения C_2 заставила искать косвенных способов ее определения путем использования других экспериментально найденных постоянных, связанных с C_2 определенными соотношениями.

г) Определение C_2 по значениям атомных постоянных

Определение C_2 с помощью других физических констант основано на применении одного из следующих равенств:

$$C_2 = \frac{ch}{K} = \frac{chN}{R} = \frac{cF}{R} \cdot \frac{h}{e} = K \cdot \frac{h}{e}, \quad (37)$$

где c — скорость света;

h — постоянная Планка;

N — число Авогадро;

R — газовая постоянная $= (8,3145 \pm 0,001) \cdot 10^7 \frac{\text{эрг}}{\text{град} \cdot \text{мол}}$;

F — число Фарадея $= (2,8926 \pm 0,0002) \cdot 10^{14} \frac{\text{CGSE}}{\text{мол}}$;

e — заряд электрона.

Подставляя известные значения этих величин, получим для коэффициента пропорциональности K значение $(1,0429 \pm \pm 0,0002) \cdot 10^{17}$.

Следовательно, можно написать:

$$C_2 = 1,0429 \cdot 10^{17} \frac{h}{e}. \quad (37')$$

Иначе говоря, для надежного определения значения C_2 необходимо иметь возможность с большой точностью измерить h и e или их отношение.

Некоторые методы (коротковолновая граница сплошного рентгеновского спектра, фотоэлектрический эффект и т. д.) дают непосредственно $\frac{h}{e}$. В других же случаях приходится

вычислять $\frac{h}{e}$ в зависимости от значений других атомных постоянных: заряда электрона e , удельного заряда e/m_0 и т. п.

Произведя вычисления по формуле (37'), исходя из значений $\frac{h}{e}$, найденных различными методами, Венцель [12] получил значения C_2 , приведенные в табл. 10.

Таблица 10

Метод	$\frac{h}{e} \cdot 10^{17}$	C_2	Вес
Потенциал ионизации	1,3753	1,4344	1
Фотоэлектрический эффект	1,3745	1,4336	3
X-лучи	1,3758	1,4350	5
Постоянная Ридберга	1,3787	1,4380	5
Дифракция электронов	1,3767	1,4359	2
Тонкая структура	(1,3783)	(1,4376)	0
Среднее взвешенное		1,4358	
Среднее отклонение		0,0014	

Это среднее взвешенное значение C_2 и явилось одним из главных аргументов для того, чтобы в 1939 г. на Консультативном комитете по термометрии Бюро стандартов США выступило с предложением об изменении ранее принятого значения $C_2 = 1,432$ на 1,436.

По нашему мнению, такое предложение является пока преждевременным и не вполне обоснованным по следующим соображениям. Венцель в той же статье справедливо указывает, что следует все полученные из экспериментов значения e/m_0 умножить на 136/137, что для C_2 , полученного из постоянной Ридберга, дало бы вместо 1,4380 значение 1,4344. В этом случае среднее взвешенное значение C_2 , выведенное из табл. 10, изменилось бы на 1,4346.

Далее, вызывает невольное недоумение тот факт, что в окончательной таблице Венцеля, в которой дается сводка всех средних значений C_2 , полученных различными экспериментальными методами, приводится значение, найденное из атомных констант ($C_2 = 1,4358$), с указанием его вероятной погрешности в виде среднего отклонения, найденного в табл. 10 ($\pm 0,001$). Поэтому на оценке величины вероятной погрешности значения C_2 , найденного из атомных констант, мы считаем необходимым остановиться более подробно.

Точность определения значения C_2 по атомным константам зависит, в первую очередь, от той точности, с которой тем или другим методом найдено отношение $\frac{h}{e}$. Те методы, которые дают непосредственно величину $\frac{h}{e}$ (коротковолновая граница сплошного рентгеновского спектра, фотоэлектрический эффект), являются как раз наиболее трудными с экспериментальной точки зрения. Поэтому еще трудно сказать, какой из методов прямого или косвенного определения отношения $\frac{h}{e}$ может дать более точные значения для C_2 .

Некоторые методы дают величины $\frac{h}{n}$ со значениями n , отличными от единицы. Поэтому, значения $\frac{h}{e}$, выведенные из этих экспериментов, содержат в себе не только ошибки определения h , но и ошибки определения заряда электрона e . Следовательно, при оценке точности определения C_2 нужно исходить из рассмотрения источников ошибок не одного, а нескольких видов экспериментов.

Венцель рассматривает значения C_2 , выведенные из различных определений $\frac{h}{e}$, e и e/m_0 , и приходит к выводу, что его истинное значение $C_2 = 1,436 \pm 0,001$ вместо 1,432, принятого ранее. Заметим, что только непосредственные определения из потенциала ионизации и фотоэлектрического эффекта дали значения 1,4344 и 1,4336, далеко выходящие за пределы указанной Венцелем неопределенности окончательного значения ($1,436 \pm \pm 0,001$) *см. град*. Все же другие методы вносят ошибки измерения других величин, таких как e , $\frac{h}{n}$, $\frac{e}{m_0}$, приводящие к наложению экспериментальных ошибок.

Вот интересное противоречие, которое вытекает из анализа данных, помещенных в статье Венцеля. На стр. 382 своей работы Венцель приводит наиболее надежные значения атомных констант: $e = (4,800 \pm 0,005) \cdot 10^{-10}$ и $h = (6,61 \pm 0,01) \cdot 10^{-27}$. Если даже предположить, что коэффициент в формуле (37') не вносит дополнительной погрешности, то прямое вычисление, сделанное, исходя из этих значений, дает $C_2 = 1,436$ с неопределенностью не менее $\pm 0,005$ *см. град*.

Аналогичные вычисления, примененные к различным методам, дают значительно меньшие области неопределенности, но все они превышают неопределенность окончательного значения, приведенного Венцелем.

Для определений C_2 , исходя из постоянной Ридберга, из которой $\frac{h}{e}$ находится по значениям e и $\frac{e}{m_0}$, получим $C_2 = (1,438 \pm 0,003)$ см·град.

Вычисление, примененное к методам с использованием X-лучей, при помощи которых определяется $h/e^{1/2}$, дает $C_2 = (1,435 \pm 0,003)$ см·град.

Методы электронной дифракции дают для C_2 значение $(1,436 \pm 0,004)$ см·град. Теоретическое же уравнение Эдингтона $137 = \frac{hc}{2\pi e^2}$ дает $C_2 = 1,4376 \pm 0,0015$. Этому последнему значению

Венцель не придает никакого веса, так как он считает, что теория, на которой базируется это уравнение, еще недостаточно проверена.

Исходя из этих цифр, приходим к заключению, что при современных методах измерения атомных констант выведенное из них значение C_2 может быть найдено только с вероятной погрешностью в $\pm 0,003$ см·град, т. е. с неопределенностью той же величины, что дают и другие, рассмотренные выше методы определения этой постоянной. Следовательно, в смысле точности определения значения C_2 методы использования атомных констант не представляют никаких преимуществ перед другими методами. Однако все вычисления значения C_2 на основании различных методов определения атомных констант довольно согласно показывают, что это значение, повидимому, несколько выше принятого $C_2 = 1,432$ см·град. Но здесь, все же, нужно иметь в виду, что определение C_2 по атомным константам является значительно более косвенным методом, чем описанные выше три других метода, которые дали значения, весьма близкие к принятому. Исходя из всего изложенного, нужно прийти к выводу, что в настоящее время еще нет убедительных мотивов к изменению принятого значения $C_2 = 1,432$ см·град.

В связи с этим можно указать еще на одно необоснованное предложение Бюро стандартов США. В своих предложениях Консультативному комитету по термометрии в 1948 г. Бюро стандартов рекомендовало изменить принятое значение C_2 на 1,438, указав при этом только, что это значение в настоящее время представляется наиболее надежным. В свете приведенного анализа такая аргументация звучит весьма неубедительно.

Не видя оснований к установлению какого-либо нового значения C_2 , мы вынуждены считать принятое значение $C_2 = 1,432$ см·град правильным. Для величины же вероятной погрешности этой постоянной примем значение $\pm 0,003$ см·град, вытекающее довольно согласно из анализа различных методов.

7. ВЛИЯНИЕ ПОГРЕШНОСТИ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Так как в оптической пирометрии в качестве измерительного инструмента применяется человеческий глаз, то при исследовании вопроса о погрешностях воспроизведения шкалы температур необходимо изучить те ошибки, которые вносятся особенностями глаза.

Исследования свойств человеческого глаза показывают, что если разность яркостей некоторого объекта и фона, на который он проектируется, становится ниже определенного предела, то глаз человека перестает различать эту разность и, следовательно, уравнивание яркостей с помощью глаза обладает некоторой предельной погрешностью, снизить которую при современных методах измерений не представляется возможным. Контрастная чувствительность человеческого глаза зависит как от яркости фона и объекта, так и от размеров объекта, его формы, цвета, и поэтому применять к оптической пирометрии без изменения выводы физиологической оптики о контрастной чувствительности глаза не представляется возможным. Полностью в данном случае применим только тот вывод физиологической оптики, что существует некоторая область яркостей, близкая к 0,065 стिल्ба, при которой контрастная чувствительность глаза будет максимальной. Этой области наиболее благоприятных условий измерений соответствуют наименьшие погрешности фотометрирования. Специфика уравнивания в красном свете яркости изображения тонкой нити пирометрической лампочки и фона, на который она проектируется, требует установления в оптической пирометрии своих норм точности измерений, отличных от фотометрических.

Рибо [3] в качестве предельной точности, обычно достижимой при уравнивании яркостей в оптической пирометрии, приводит величину в 0,5% от измеряемой яркости. Он указывает, что эта цифра может быть несколько снижена при измерениях, если между источником излучения и пирометрической лампочкой поместить плоскопараллельную стеклянную пластинку так, чтобы яркости нити и фона находились на одной и другой границах контраста. Тогда отсчет силы тока в пирометрической лампочке, соответствующий равенству яркостей, определится как среднее арифметическое из величины отсчетов в обоих этих положениях.

В Лаборатории высоких температур ВНИИМ в начале 1948 г. был разработан проект и проведены пробные испытания устройства, основанного на другом принципе и позволяющего повысить контрастную чувствительность глаза путем наблюдения движущихся изображений нити и фона.

Между объективом окулярного микроскопа и пирометриче-

ской лампочкой оптического пирометра вводилась тонкая плоско-параллельная стеклянная пластинка, которая покачивалась вокруг горизонтальной оси на угол $\pm 30-40^\circ$ с частотой порядка трех периодов в секунду. Периодически меняющийся угол преломления пластинки приводит к тому, что рассматриваемые через окуляр изображения нити и источника излучения совершают совместно вертикальные периодические колебания. Так как в случае наблюдения движущихся объектов контрастная чувствительность человеческого глаза резко повышается, то такое приспособление позволяет сильно сузить интервал неопределенности фотометрирования.

Однако описанные выше приспособления пока еще не вошли в повседневную практику работы с оптическими пирометрами высокой точности и достижимые с их помощью точности измерений не являются характерными для воспроизведения шкалы высоких температур. Поэтому для оценки точности воспроизведения шкалы температур выше 1063°C мы будем исходить из тех величин погрешностей фотометрирования, которые присущи прецизионным оптическим пирометрам без применения каких-либо дополнительных устройств, предназначенных для повышения точности измерения.

Для определения вероятных ошибок фотометрирования, присущих измерениям в условиях работы эталонного оптического пирометра Лаборатории высоких температур ВНИИМ, были обработаны многочисленные материалы, имеющиеся в Лаборатории, по измерению силы тока в эталонных пирометрических лампочках на площадках затвердевания чистого золота. Площадки затвердевания были использованы по той причине, что в этом случае обеспечивается постоянство яркости источника излучения в течение большого промежутка времени, позволяющего сделать большое количество отсчетов силы тока, и, следовательно, разброс отсчетов обуславливается только ошибками уравнивания яркостей. Продолжительность площадок затвердевания достигала 40—45 минут. Для обработки были использованы площадки с количеством отсчетов не менее 30.

В результате обработки большого количества площадок затвердевания было установлено, что вероятная квадратичная погрешность каждого отсчета эталонным оптическим пирометром на площадках затвердевания золота определяется величиной $\pm 1,15^\circ\text{C}$, а вероятная квадратичная погрешность среднего арифметического каждой площадки затвердевания золота определяется величиной в $\pm 0,2^\circ\text{C}$.

Из формулы (6) непосредственно вытекает, что

$$\frac{\Delta B}{B} = \frac{C_2}{\lambda} \cdot \frac{\Delta T}{T_2} \quad (38)$$

откуда для $T = 1336^\circ \text{K}$, $\lambda = 0,656 \mu$ и $C_2 = 1,422 \text{ см} \cdot \text{град}$ получаем относительную погрешность в измерении яркости $\frac{\Delta B}{B}$ для отдельных отсчетов в $\pm 0,6\%$, а для результата в $\pm 0,11\%$.

Интересно отметить, что последняя цифра полностью совпадает с полученной нами выше в § 5 относительной погрешностью определения пирометрического ослабления двух поглощающих стекол. Этот факт показывает, что, по видимому, $\pm 0,11\%$ является предельной величиной точности измерения яркости эталонным оптическим пирометром, которой можно добиться в Лаборатории высоких температур ВНИИМ.

Однако эта величина не характеризует той точности, с которой достигается результат определения силы тока в нити пирометрической лампочки в процессе экстраполяции температур. Практика показывает, что целесообразнее делать серии с небольшим количеством отсчетов (порядка пяти), во избежание утомления глаза, но с использованием нескольких наблюдателей.

Поэтому на основании богатого экспериментального материала, имеющегося в Лаборатории высоких температур ВНИИМ, были произведены подсчеты вероятных квадратичных погрешностей отдельного измерения и результата для серий, состоящих из пяти отсчетов, при температурах от 900 до 1400°C .

Результаты этого вычисления вероятных квадратичных погрешностей, выраженных как в градусах температуры, так и в процентах от измеряемой яркости, представлены в табл. 11.

Из табл. 11 отчетливо видно, что наибольшая точность уравнивания яркостей в эталонном оптическом пирометре дости-

Таблица 11

$t, ^\circ \text{C}$	Вероятная погрешность			
	измерений		результатов	
	$^\circ \text{C}$	$\frac{\Delta B}{B}, \%$	$^\circ \text{C}$	$\frac{\Delta B}{B}, \%$
900	$\pm 1,42$	$\pm 0,91$	$\pm 0,64$	$\pm 0,94$
1000	0,83	0,48	0,37	0,48
1100	0,70	0,81	0,32	0,37
1200	0,88	0,88	0,40	0,39
1300	0,99	0,97	0,49	0,44
1400	1,26	0,99	0,58	0,46

гается при яркостной температуре около 1100°С. При этой температуре вероятная погрешность результата, выраженная в процентах от измеряемой яркости, равна 0,37, что лишь немного превышает ту предельную погрешность, которая была выведена на основании обработки площадок затвердевания золота. Это показывает, что серия измерений, состоящая из пяти отсчетов, дает уже достаточно надежные данные.

Данные табл. 11 мы и положили в основу при определении величин погрешностей воспроизведения шкалы температур, возникающих в результате неизбежных ошибок при уравнивании яркостей нити пирометрической лампочки и источника излучения. Так как при экстраполяции к весьма высоким температурам яркостная температура нити пирометрической лампочки не поднимается выше 1400°С (для сохранения стабильности ее характеристик), а с помощью редуцирующих устройств понижается яркость источника излучения, то интервал 900—1400°С, в котором ход изменения ошибок с температурой определен довольно надежно, может быть использован для оценки погрешностей измерений до весьма высоких температур.

Расчет вероятных погрешностей ΔT проводится по преобразованной формуле (38):

$$\Delta T = \frac{\lambda}{C_2} T^2 \cdot \frac{\Delta B}{B}; \quad (38')$$

его результаты приведены в табл. 12.

Расчеты проводились для $\lambda = 0,656 \mu$, $C_2 = 1,432 \text{ см} \cdot \text{град}$ и для случая экстраполяции температур с помощью поглощающего стекла с пирометрическим ослаблением, равным 356 пиро.

Таблица 12

$t, ^\circ\text{C}$	ΔT	$t, ^\circ\text{C}$	ΔT
1300	$\pm 0,51$	3500	$\pm 2,84$
1500	1,64	4000	3,85
1800	1,80	4500	4,79
2000	1,36	5000	5,88
2500	1,29	5500	7,05
3000	2,02	6000	8,32

Так как при яркостных температурах источника излучения, превышающих 4000°C , при наблюдении через это поглощающее стекло кажущаяся яркостная температура будет превышать 1400°C , т. е. будет находиться в области, для которой нами не были найдены ошибки измерения яркости $\frac{\Delta B}{B}$, то для четырех последних точек табл. 12 при расчете были взяты ошибки $\frac{\Delta B}{B}=0,46$. Некоторая неправильность в ходе вероятных погрешностей, замечаемая в табл. 12 на участке от 1800 до 3000°C , объясняется тем, что при повышении температуры в этой области, соответствующей наблюдению через поглощающее стекло, кажущиеся яркостные температуры переходят от 900°C с большой ошибкой $\frac{\Delta B}{B}$ к 1300°C с малой ошибкой $\frac{\Delta B}{B}$. Таким образом, из табл. 12 вытекает, что с помощью поглощающего стекла с пирометрическим ослаблением в 356 пирометрическое измерение яркостной температуры в 2500°C осуществляется точнее, чем измерение температуры в 1800°C .

Наконец, так как в основу расчетов погрешностей, содержащихся в табл. 11, положены серии измерений, состоящих из пяти отсчетов, то приходим к выводу, что такое количество отсчетов может обеспечить результат с погрешностью, не превышающей 2° в диапазоне температур до 3000°C .

8. ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОМЕЩЕНИЯ НА ТЕМПЕРАТУРУ НИТИ ПИРОМЕТРИЧЕСКОЙ ЛАМПОЧКИ

Исследуем теперь вопрос о влиянии возможных колебаний температуры помещения на температуру нити пирометрической лампочки эталонного оптического пирометра. Если помещение, в котором установлен эталонный оптический пирометр, специально не термостатировано, в нем возможны значительные колебания температуры, а эти колебания, как можно ожидать, должны сказаться на температуре нити пирометрической лампочки.

Пирометрические лампочки, применяющиеся в эталонных оптических пирометрах для обеспечения стабильности их яркостных характеристик, обычно делаются вакуумными с длинными и тонкими нитями накаливания, позволяющими выделить по их длине значительную зону однородной температуры.

Для средней, рабочей, зоны такой нити можно написать следующее уравнение теплового баланса:

$$p_r r^2 = A(T^4 - \theta^4), \quad (39)$$

где ρ_T —удельное сопротивление вольфрама при истинной температуре нити T ;

i —плотность тока, протекающего через нить;

θ —абсолютная температура тел, окружающих пирометрическую лампочку, или, что то же самое, температура помещения.

При изменении θ должен нарушаться тепловой баланс, а это, в свою очередь, вызовет изменение температуры T нити. Но так как удельное сопротивление вольфрама зависит от T , то можно ожидать при этом и некоторого изменения ρ_T . Это изменение ρ_T не может быть большим и не должно ощутимо нарушить постоянство плотности тока i , которую поэтому мы будем рассматривать не зависящей от θ . Из уравнения (39) получим:

$$\frac{d\rho_T}{\rho_T} = \frac{4TdT}{T^4 - \theta^4} - \frac{4\theta^3 d\theta}{T^4 - \theta^4}.$$

С другой стороны, известно, что в небольших пределах изменения температур зависимость удельного сопротивления вольфрама от температуры можно представить формулой

$$\rho_T = \beta T^\beta,$$

где

$$\beta = 1,2;$$

откуда

$$\frac{d\rho_T}{\rho_T} = \beta \frac{dT}{T}.$$

Поэтому

$$\beta \frac{dT}{T} = \frac{4TdT}{T^4 - \theta^4} - \frac{4\theta^3 d\theta}{T^4 - \theta^4}.$$

Из этого выражения имеем:

$$\frac{2,8 T^4 + 1,2 \theta^4}{T} \cdot dT = 4 \theta^3 d\theta.$$

Так как второй член левой части исчезающе мал по сравнению с первым членом, то окончательно получим:

$$\Delta T = \frac{4\theta^2 \Delta\theta}{2,8 T^2} \quad (40)$$

Эта формула и будет нами использована для определения изменения ΔT температуры нити пирометрической лампочки в зависимости от колебаний $\Delta\theta$ температуры помещения.

Так же, как и ранее, примем за наиболее вероятную величину колебаний температуры помещения $\Delta\theta = \pm 5^\circ \text{C}$. Тогда (при $\theta = 293^\circ \text{K}$) для температуры затвердевания золота будем иметь $\Delta T = \pm 0,08^\circ \text{C}$; эта величина не настолько мала, чтобы ею можно было пренебречь. Действительно, погрешность в $\pm 0,08^\circ$ в исходной точке шкалы вызовет при высоких температурах ощутимые величины вероятных погрешностей.

9. ТОЧНОСТЬ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ ШКАЛЫ ТЕМПЕРАТУР ОТ 1063°C И ВЫШЕ

Исходя из результатов проведенного выше анализа погрешностей отдельных величин, в той или иной степени влияющих на точность воспроизведения температурной шкалы, можно произвести определение тех величин вероятных ошибок, с которыми обычно осуществляется это воспроизведение на различных участках шкалы.

Однако произвести для этой цели обычное квадратичное суммирование отдельных вероятных погрешностей, приведенных выше, было бы неправильно. Если бы процесс экстраполяции температур от 1063°C к температурам порядка 4000 — 5000°C проводился одним способом, тогда бы, действительно, определение ошибки построения шкалы в данной ее точке сводилось к суммированию отдельных составляющих. Но на практике, как уже неоднократно указывалось выше, из соображений сохранения стабильности характеристики эталонных пирометрических лампочек, построение шкалы осуществляется, по крайней мере, в два приема. Сначала с помощью секторных дисков проводится построение нижнего участка шкалы от золотой точки до 1400°C , затем, исходя из известной величины пирометрического ослабления поглощающего стекла, на базе этого нижнего участка шкалы с помощью формулы (30), а для температур выше 2500°C с помощью формулы (5), осуществляется расчет верхнего участка шкалы. Нужно заметить, что для прак-

тических целей построение нижнего участка шкалы приходится проводить не только вверх от золотой точки, но и на некотором участке вниз от нее до температуры приблизительно 900°C . Такой способ воспроизведения шкалы температур приводит к тому, что ошибка воспроизведения в данной точке верхнего участка шкалы складывается из ошибки воспроизведения в соответствующей точке нижнего участка и ошибок, связанных с экспериментальным определением пирометрического ослабления поглощающего стекла и возможных колебаний этой величины.

Для того, чтобы яснее была картина возникновения отдельных ошибок при воспроизведении нижнего участка шкалы, опишем вкратце процесс этого воспроизведения с указанием всех возникающих при этом ошибок.

Первый этап эталонирования данной пирометрической лампочки состоит в определении силы тока, обеспечивающей накал ее нити до яркостной температуры, равной температуре затвердевания чистого золота.

В § 3 было указано, что на основании опыта Лаборатории высоких температур ВНИИМ температура затвердевания золота (1063°C) может быть характеризована средним значением силы тока в пирометрической лампочке с вероятной ошибкой в $\pm 0,24^{\circ}\text{C}$. Эта величина определилась в результате наложения следующих ошибок: 1) ошибки уравнивания яркостей нити лампочки и черного тела при температуре затвердевания золота; 2) ошибки определения ослабления призмы полного внутреннего отражения и 3) неточности определения поправки на черноту излучающей полости и недостаточную теплопроводность ее стенок.

Нужно заметить, что температура нетермостатированного помещения, в котором установлен эталонный оптический пирометр, при проведении процесса экстраполяции может отличаться на $\pm 5^{\circ}\text{C}$ от той температуры, при которой осуществлялось „нанесение золотой точки“. Такое колебание температуры помещения, как это было показано в предыдущем параграфе, приводит к возникновению дополнительной погрешности в $\pm 0,08^{\circ}\text{C}$.

Наконец, поскольку в этом параграфе речь идет о точности воспроизведения термодинамической шкалы температур, необходимо учесть неопределенность в $\pm 0,02^{\circ}\text{C}$ в знании абсолютной температуры таяния льда и, что самое главное, неопределенность в $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$ в знании температуры затвердевания золота.

Учитывая эти величины, приходим к выводу, что среднее значение силы тока в эталонной пирометрической лампочке

может характеризовать абсолютную температуру затвердевания золота с вероятной погрешностью в $\pm 0,56^\circ \text{C}$.

Дальнейший процесс эталонирования данной пирометрической лампочки ведется следующим образом. В пирометрической лампочке устанавливается сила тока, соответствующая золотой точке. Вводится секторный диск, например № 6 (см. табл. 7), и температура излучателя (черное тело) повышается до тех пор, пока не наступит равенство яркостей изображений источника излучения и нити пирометрической лампочки.

Естественно, что это равенство яркостей может быть установлено только с ошибкой фотометрирования, которая для яркостной температуры нити в 1063°C по табл. 11 определяется равной $\pm 0,34^\circ \text{C}$. Следовательно, яркость изображения источника излучения, рассматриваемого через вращающийся диск, будет равна яркости черного тела при температуре затвердевания золота с вероятной ошибкой $\pm \sqrt{0,56^2 + 0,34^2} = \pm 0,66^\circ \text{C}$.

Далее, при неизменной яркости источника излучения из поля зрения оптического пирометра выводится секторный диск и сила тока в пирометрической лампочке повышается до тех пор, пока яркость изображения ее нити не уравнивается с яркостью изображения источника излучения, рассматриваемого без диска. Но ошибка в установке яркости источника излучения с секторным диском в $\pm 0,66^\circ \text{C}$ приведет, в случае рассматривания этого источника без диска, к значительно большей ошибке, которая по формуле (10) получается равной $\pm 0,81^\circ \text{C}$ (принимая для диска № 6 $T_2 = 1481,9^\circ \text{K}$ — см. табл. 7).

При уравнивании яркостей изображений нити лампочки и источника излучения, рассматриваемого без диска, возникает опять ошибка фотометрирования, которая для этой яркостной температуры по табл. 11 оказывается равной $\pm 0,41^\circ \text{C}$. Следовательно, измеренная в этом случае сила тока в пирометрической лампочке может характеризовать яркостную температуру ($1481,9^\circ \text{K}$) с вероятной ошибкой в $\pm 0,91^\circ$.

Но сама величина приписываемой температуры T_2 , определяемой по формуле (27), может быть вычислена тоже только с некоторой ошибкой, вследствие наличия ошибок в определении величин λ_2 , C_2 и τ , характеризующих пирометрическое ослабление секторного диска. Исходя из неопределенности $\Delta \lambda_2 = \pm 10,2 \text{ \AA}$ (табл. 6), по формуле (19) для $\lambda = 0,656 \mu$, $T_1 = 1336,15^\circ$ и $T_2 = 1481,9^\circ \text{K}$ получим обусловленную только этим фактором вероятную ошибку $\pm 0,25^\circ \text{C}$. Неопределенность $\Delta C_2 = \pm 0,003 \text{ см град}$ дает по формуле (33) вероятную ошибку в $\pm 0,34^\circ \text{C}$. Неопределенность величины τ секторного

диска приводит к исчезающе малой ошибке в $\pm 0,002^\circ \text{C}$ (см. табл. 7).*

Следовательно, вероятная ошибка вычисления температуры $T_2 = 1481,9^\circ$ определится величиной $\pm 0,42^\circ \text{C}$, а окончательная ошибка эталонирования пирометрической лампочки выразится в этом случае величиной $\pm 1,00^\circ \text{C}$.

Аналогичные рассуждения были применены при расчете ошибок воспроизведения термодинамической шкалы с использованием других секторных дисков, охватывающих весь нижний участок. Из табл. 7 видно, что для охвата всего участка шкалы от 1063 до 1400°C из имеющегося в распоряжении Лаборатории высоких температур набора секторных дисков могут быть использованы три: №№ 6, 5 и 4. Полученные таким образом три значения силы тока в данной лампочке в сочетании с исходным значением силы тока при температуре затвердевания золота дают возможность получить четыре коэффициента кубической интерполяционной формулы вида:

$$i = a + bt + ct^2 + dt^3, \quad (41)$$

обычно применяющейся для характеристики изменения силы тока лампочки в зависимости от яркостной температуры ее нити. Для построения участка шкалы ниже температуры затвердевания золота до температуры 900°C из имеющегося набора можно было бы ограничиться только двумя дисками №№ 6 и 5, но тогда нельзя было бы составить для этого участка интерполяционное кубическое уравнение, а замена его графическим методом интерполяции привела бы к возникновению в промежуточных точках дополнительных, трудно учитываемых, ошибок. Поэтому и для осуществления участка шкалы $900-1063^\circ \text{C}$ приходится использовать те же три секторных диска №№ 6, 5 и 4.

Сам процесс эталонирования данной пирометрической лампочки на участке $900-1063^\circ \text{C}$ проводится аналогично тому, как было описано выше для участка $1063-1400^\circ \text{C}$, с той лишь разницей, что в этом случае источник излучения все время поддерживается при постоянной температуре, равной температуре затвердевания золота, установленной с помощью пирометрической лампочки.

* Тот факт, что расчет нами ведется по формулам ошибок, выведенным исходя из уравнения Вина, а не Планка, не имеет существенного значения. Вычисление этих ошибок по громоздким выражениям, полученным из уравнения Планка, не внесло бы в результат ощутимых изменений.

Результат расчета вероятных ошибок воспроизведения термодинамической шкалы по всем шести экстраполированным точкам приведен в табл. 13.

Диски

Таблица 13

$t, ^\circ\text{C}$	Δt	$t, ^\circ\text{C}$	Δt
833,8	$\pm 1,18$	1208,9	$\pm 1,00$
874,8	$\pm 0,99$	1325,1	$\pm 1,28$
944,4	$\pm 0,76$	1413,6	$\pm 1,67$
1063,0	$\pm 0,56$		

Расчет вероятных ошибок воспроизведения термодинамической шкалы температур на участке выше 1400°C , используемом с поглощающим стеклом, будем проводить, исходя из данных упоминавшегося уже ранее поглощающего стекла ПС-2 толщиной 4,0 мм. [5]

Как указано было ранее, для этого поглощающего стекла экспериментально найденное пиromетрическое ослабление оказалось равным 356,29 пире. Так как воспроизведение температурной шкалы выше 1400°C осуществляется расчетным путем, нами были вычислены (с учетом отклонения уравнения Вина от уравнения Планка) исходные температуры T_1 формулы (30), с помощью которых при данной величине $A=356,29$ пире можно определить заданные температуры T_2 верхнего участка шкалы. Результаты вычисления соответствующих исходных температур θ в $^\circ\text{C}$ приведены в табл. 14.

Стекло ПС-2, толщина 4 мм

Таблица 14

$t, ^\circ\text{C}$	$\theta, ^\circ\text{C}$	$t, ^\circ\text{C}$	$\theta, ^\circ\text{C}$
1800	919,3	3000	1238,2
2000	982,9	3500	1337,0
2500	1121,9	3950	1414,0

Исходя из метода воспроизведения температурной шкалы, можно прийти к заключению, что вероятная ошибка этого воспроизведения для участка выше 1400°C будет складываться из трех составляющих: 1) ошибки $(\Delta T_2)_1$, обусловленной погрешностью воспроизведения участка шкалы $1063-1400^\circ\text{C}$ в данной

его точке; 2) ошибки $(\Delta T_2)_2$, возникающей вследствие некоторой неточности определения величины пирометрического ослабления применяемого поглощающего стекла и 3) ошибки $(\Delta T_2)_3$, обусловленной изменениями пирометрического ослабления поглощающего стекла вследствие возможных колебаний температуры помещения, в котором установлен эталонный оптический пирометр.

Рассчитаем каждую из этих ошибок.

Ошибка $(\Delta T_2)_1$ определяется по формуле (10) в зависимости от ошибки ΔT , соответствующей точки нижнего участка шкалы. Если на верхнем участке шкалы ограничиться вычислением вероятных ошибок в шести точках температуры, приведенных в табл. 14, то исходными температурами для этих экстраполированных точек будут соответствующие значения θ табл. 14. Однако для этих значений исходных температур θ нам неизвестны ошибки воспроизведения нижнего участка шкалы, так как ошибки, помещенные в табл. 13, относятся к другим значениям температур. Это затруднение можно было бы обойти, применив обычную линейную интерполяцию, но такой способ в данном случае не допустим, так как ошибки воспроизведения шкалы, найденные для четырех ее точек в случае применения кубической интерполяционной формулы, не будут равномерно распределяться в промежуточных точках шкалы. В этом мы уже могли убедиться, исследуя распределение ошибок вдоль термоэлектрического участка шкалы в предыдущей нашей работе [1]. Поэтому мы считаем необходимым применить здесь функции влияния $\varphi'(t)$, [4] выведенные нами для случая кубической интерполяционной формулы.

Шесть экстраполированных значений температур, приведенных в табл. 14, в сочетании с золотой точкой позволяют составить два интерполяционных уравнения для двух участков шкалы, примыкающих друг к другу в точке затвердевания золота — один от 900 до 1063° С, а второй от 1063 до 1400° С. Преобразовывая эти два уравнения, можно написать:

для участка 900—1063° С

$$i = \varphi_1'(t) i_1 + \varphi_2'(t) i_2 + \varphi_3'(t) i_3 + \varphi_4'(t) i_4 \quad (42)$$

и для участка 1063—1400° С

$$i = \varphi_5'(t) i_5 + \varphi_6'(t) i_6 + \varphi_7'(t) i_7 + \varphi_8'(t) i_8, \quad (42')$$

где i_1, i_2, \dots, i_8 — средние значения силы тока в данной пирометрической лампочке и экстраполированных точках шкалы

(см. табл. 13), причем $i_4 = i_5$ — значение силы тока в золотой точке;

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1'(t) &= \frac{(t-t_2)(t-t_3)(t-t_4)}{(t_1-t_2)(t_1-t_3)(t_1-t_4)} \\ \varphi_2'(t) &= \frac{(t-t_1)(t-t_3)(t-t_4)}{(t_2-t_1)(t_2-t_3)(t_2-t_4)} \\ \varphi_3'(t) &= \frac{(t-t_1)(t-t_2)(t-t_4)}{(t_3-t_1)(t_3-t_2)(t_3-t_4)} \\ \varphi_4'(t) &= \frac{(t-t_1)(t-t_2)(t-t_3)}{(t_4-t_1)(t_4-t_2)(t_4-t_3)} \end{aligned} \right\} (43)$$

$$\left. \begin{aligned} \varphi_5'(t) &= \frac{(t-t_6)(t-t_7)(t-t_8)}{(t_5-t_6)(t_5-t_7)(t_5-t_8)} \\ \varphi_6'(t) &= \frac{(t-t_5)(t-t_7)(t-t_8)}{(t_6-t_5)(t_6-t_7)(t_6-t_8)} \\ \varphi_7'(t) &= \frac{(t-t_5)(t-t_6)(t-t_8)}{(t_7-t_5)(t_7-t_6)(t_7-t_8)} \\ \varphi_8'(t) &= \frac{(t-t_5)(t-t_6)(t-t_7)}{(t_8-t_5)(t_8-t_6)(t_8-t_7)} \end{aligned} \right\} (43')$$

$$\begin{aligned} t_1 &= 833,8^\circ \text{C} & t_5 &= 1063,0^\circ \text{C} \\ t_2 &= 874,3 & t_6 &= 1258,9 \\ t_3 &= 944,4 & t_7 &= 1325,1 \\ t_4 &= 1063,0 & t_8 &= 1413,6 \end{aligned}$$

Далее можно показать, что ошибка ΔT_1 воспроизведения шкалы в данной ее точке определяется формулой: для участка 900—1063° C

$$\Delta T_1 = [-\varphi_1'(t)] \Delta t_1 + [-\varphi_2'(t)] \Delta t_2 + [-\varphi_3'(t)] \Delta t_3 + [-\varphi_4'(t)] \Delta t_4 \quad (44)$$

и для участка 1063—1400° C

$$\Delta T_1 = [-\varphi_5'(t)] \Delta t_5 + [-\varphi_6'(t)] \Delta t_6 + [-\varphi_7'(t)] \Delta t_7 + [-\varphi_8'(t)] \Delta t_8 \quad (44')$$

Ошибки $\Delta t_1, \Delta t_2, \dots, \Delta t_8$ указаны в табл. 13, причем $\Delta t_4 = \Delta t_5$.

По формулам (44) и (44') с помощью уравнений (43) и (43') были вычислены величины ошибок ΔT_1 для шести точек шкалы $t = \theta$ (табл. 14).

Так как в формулах (44) и (44') различные сочетания знаков Δt приводят к разным значениям поправок ΔT_1 , то были произведены расчеты для всех 16 возможных комбинаций знаков Δt и, исходя из результатов этих расчетов, были найдены

вероятные значения ошибок ΔT_1 ; другими словами, метод вычисления вероятных значений ΔT_1 был тот же, что и применявшийся для расчета аналогичных величин в случае термоэлектрического участка шкалы [1]. Найденные таким способом вероятные значения ошибок ΔT_1 приведены в табл. 15.

Таблица 15

$\theta, ^\circ\text{C}$	ΔT_1	$\theta, ^\circ\text{C}$	ΔT_1
919,3	$\pm 0,61$	1238,2	$\pm 0,77$
982,9	$\pm 1,15$	1337,0	$\pm 1,29$
1121,9	$\pm 1,05$	1414,0	$\pm 1,67$

С первого взгляда кажется несколько парадоксальным тот факт, что точка $919,3^\circ\text{C}$, более удаленная от температуры затвердевания золота, чем точка $982,9$, получается с меньшей погрешностью, чем эта последняя. Точно так же более удаленная точка $1238,2^\circ\text{C}$ получается с меньшей погрешностью, чем точка $1121,9$. Это является результатом неравномерного распределения ошибок эталонирования в случае применения в качестве интерполяционной формулы кубического уравнения (41). Тот же результат можно получить и аналитическим путем. Действительно, решив уравнение (44), а затем и (44') на минимум, получим, что для участка $900-1063^\circ\text{C}$ наименьшая погрешность воспроизведения падает на температуру $916,6^\circ\text{C}$, а для участка $1063-1400^\circ\text{C}$ — на $1256,2^\circ\text{C}$.

Исходя из величин вероятных ошибок ΔT_1 , приведенных в табл. 15, можно по формуле (10) рассчитать ошибки $(\Delta T_2)_1$. Результат этого расчета приведен в табл. 16.

Таблица 16

$t, ^\circ\text{C}$	$(\Delta T_2)_1$	$(\Delta T_2)_2$	$(\Delta T_2)_3$	ΔT_2
1800	$\pm 1,84$	$\pm 1,58$	$\pm 1,22$	$\pm 2,68$
2000	$\pm 3,76$	$\pm 1,84$	$\pm 1,47$	$\pm 4,44$
2500	$\pm 4,14$	$\pm 2,74$	$\pm 2,19$	$\pm 5,43$
3000	$\pm 3,60$	$\pm 3,82$	$\pm 3,05$	$\pm 6,07$
3500	$\pm 7,03$	$\pm 5,07$	$\pm 4,06$	$\pm 9,57$
4000 (3950)	$\pm 10,49$	$\pm 6,35$	$\pm 5,08$	$\pm 13,30$

Вычисление ошибки $(\Delta T_2)_2$ проводилось с помощью формулы (31), в которой для относительной ошибки определения пирометрического ослабления поглощающего стекла $\frac{\Delta A}{A}$ принималось значение $\pm 0,1\%$, $T = \theta + 273,15^\circ$ [так же, как и при вычислении ошибки $(\Delta T_2)_1$]. Результаты вычисления приведены в табл. 16.

Наконец, в табл. 16 приведены вероятные ошибки $(\Delta T_2)_3$, обусловленные изменением пирометрического ослабления поглощающего стекла при колебаниях температуры помещения в пределах $\pm 5^\circ \text{C}$. Расчет этих значений $(\Delta T_2)_3$ осуществлялся также с помощью формулы (31), причем температурный коэффициент пирометрического ослабления отечественного поглощающего стекла был принят равным $0,016\%$ на 1°C . В последнем же столбце табл. 16 приведены окончательные результаты исследования—вероятные ошибки воспроизведения термодинамической шкалы температур на участке ее выше 1400°C . Вероятные же ошибки воспроизведения термодинамической шкалы на участке ниже 1400°C характеризуются числами табл. 13 и 15. Ошибки, приведенные в табл. 15, имеют довольно неправильный ход, который определяется выбранными соотношениями угловых раскрытий используемых секторных дисков, и поэтому, если взять другие углы, чем те, которые имели секторные диски Лаборатории высоких температур, то можно получить другое распределение ошибок вдоль этого участка шкалы. Порядок же вероятных ошибок воспроизведения этого участка не может измениться, и он определяется довольно надежными числами табл. 13.

Перераспределение ошибок на участке ниже 1400°C , естественно, вызовет некоторое изменение ошибок и на участке выше 1400°C , но порядок величины этих ошибок при этом не может измениться. Точно так же замена применяемого поглощающего стекла существенно не может сказаться на величине этих ошибок, так как использованная нами величина относительной ошибки определения пирометрического ослабления довольно стабильно соблюдается у различных поглощающих стекол.

10. ТОЧНОСТЬ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ МЕЖДУНАРОДНОЙ ШКАЛЫ ТЕМПЕРАТУР НА УЧАСТКЕ ОТ 1063°C И ВЫШЕ

Совершенно так же, как это было сделано в предыдущем параграфе, проведен расчет вероятных ошибок воспроизведения международной шкалы температур на участках от 900 до 1063°C и выше 1400°C .

Сила тока в данной пирометрической лампочке воспроизводит яркостную температуру ее нити, равную температуре затвердевания золота в этом случае с точностью в $\pm \sqrt{0,24^2 + 0,08^2} = 0,25^\circ \text{C}$ (без учета неопределенности золотой точки в $\pm 0,5^\circ \text{C}$). Не учитывая также влияния неопределенности C_p , получим вероятные ошибки воспроизведения участка до 1400°C , представленные в табл. 17.

Таблица 17

$t, ^\circ\text{C}$	Δt	$t, ^\circ\text{C}$	Δt
833,8	$\pm 1,07$	1208,9	$\pm 0,71$
874,3	$\pm 0,86$	1251,1	$\pm 0,93$
944,4	$\pm 0,59$	1413,6	$\pm 1,13$
1063,0	$\pm 0,25$		

Вероятные же ошибки ΔT_1 воспроизведения того же участка шкалы в промежуточных точках, соответствующих исходным значениям температур θ для расчета верхней шкалы, приведены в табл. 18.

Таблица 18

$\theta, ^\circ\text{C}$	ΔT_1	$\theta, ^\circ\text{C}$	ΔT_1
919,3	$\pm 0,51$	1278,2	$\pm 0,55$
982,9	$\pm 0,96$	1337,0	$\pm 0,93$
1121,9	$\pm 0,73$	1414,0	$\pm 1,13$

Результаты вычисления вероятных ошибок ΔT_2 воспроизведения международной температурной шкалы на ее участке выше 1400°C даны в табл. 19.

Таблица 19

$t, ^\circ\text{C}$	$(\Delta T_2)_1$	$(\Delta T_2)_2$	$(\Delta T_2)_3$	ΔT_2
1800	$\pm 1,54$	$\pm 1,53$	$\pm 1,22$	$\pm 2,49$
2000	$\pm 3,14$	$\pm 1,84$	$\pm 1,47$	$\pm 3,93$
2500	$\pm 2,88$	$\pm 2,74$	$\pm 2,19$	$\pm 5,13$
3000	$\pm 2,52$	$\pm 3,82$	$\pm 3,05$	$\pm 5,50$
3500	$\pm 5,10$	$\pm 5,07$	$\pm 4,06$	$\pm 8,26$
4000 (3950)	$\pm 7,10$	$\pm 6,35$	$\pm 5,08$	$\pm 10,80$

Сравнивая последние столбцы табл. 16 и 19, приходим к выводу, что при существующем методе воспроизведения шкалы высоких температур ошибки этого воспроизведения, в общей сложности, становятся настолько большими, что в них теряется влияние тех значительных неопределенностей, которые имеются в знании основных величин, характеризующих приближение международной шкалы температур к термодинамической. Неопределенности значения C_2 и температуры затвердевания золота в термодинамической шкале, из-за накопления влияний других источников ошибок, не создают большой разницы в точности воспроизведения международной и термодинамической шкал высоких температур. Вероятные ошибки воспроизведения той и другой шкал настолько велики, что невольно возникает вопрос о необходимости разработки способов, обеспечивающих возможность их снижения.

Первым таким способом нам представляется установка эталонного оптического пирометра в термоконстантном помещении, причем предполагается, что в этом помещении осуществляется не только весь процесс эталонирования прибора, но и его дальнейшее использование.

Термоконстантность помещения позволяет исключить три источника ошибок: 1) колебания яркостной температуры нити пирометрической лампочки (вблизи золотой точки эти колебания составляют $\pm 0,08^\circ \text{C}$); 2) изменение эффективной длины волны красного фильтра (0,7 μ); 3) изменение величины пирометрического ослабления поглощающего стекла ($\frac{\Delta A}{A} = 0,08\%$).

Кроме этих ошибок, влияющих на воспроизводимость температурной шкалы, термоконстантность помещения позволит значительно точнее осуществлять передачу температурной шкалы к образцовым приборам. Как известно, наиболее распространенными образцовыми приборами для правильного воспроизведения яркостных температур являются образцовые температурные лампы 1-го разряда. Однако, как это было с несомненностью доказано рядом исследований [10], при неизменной силе тока в цепи лампы яркостная температура ее ленты весьма ощутимо зависит от температуры окружающего помещения и поэтому в помещении с меняющейся температурой при помощи температурных ламп нельзя добиться высокой степени воспроизводимости яркостной температуры. Но так как этот источник ошибок относится не к воспроизведению шкалы температур, а к ее дальнейшему использованию, — он и не включен в наше рассмотрение.

Исключение первых двух указанных источников ошибок приводит к тому, что вероятные ошибки воспроизведения

участка шкалы до 1400°С будут выражаться числами, приведенными в табл. 20.

Таблица 20

$t, ^\circ\text{C}$	Δt	$t, ^\circ\text{C}$	Δt
833,8	$\pm 1,03$	1208,9	$\pm 0,66$
874,2	$\pm 0,85$	1325,1	$\pm 0,86$
944,4	$\pm 0,58$	1413,6	$\pm 1,02$
1063,0	$\pm 0,24$		

Полученные значения ΔT_1 для промежуточных точек этого участка приведены в табл. 21.

Таблица 21

$\theta, ^\circ\text{C}$	ΔT_1	$\theta, ^\circ\text{C}$	ΔT_1
919,3	$\pm 0,50$	1238,2	$\pm 0,51$
982,9	$\pm 0,95$	1337,0	$\pm 0,86$
1121,9	$\pm 0,68$	1414,0	$\pm 1,02$

Наконец, расчет вероятных ошибок ΔT_2 воспроизведения международной шкалы для участка выше 1400°С в условиях термоконстантного помещения (исключая температурный коэффициент пропускания поглощающего стекла) дает значения, приведенные в табл. 22.

Таблица 22

$t, ^\circ\text{C}$	$(\Delta T_2)_1$	$(\Delta T_2)_2$	ΔT_2
1800	$\pm 1,51$	$\pm 1,53$	$\pm 2,15$
2000	$\pm 3,10$	$\pm 1,84$	$\pm 3,60$
2500	$\pm 2,68$	$\pm 2,74$	$\pm 3,83$
3000	$\pm 2,38$	$\pm 3,82$	$\pm 4,50$
3500	$\pm 4,62$	$\pm 5,07$	$\pm 6,86$
4000(3950)	$\pm 6,38$	$\pm 6,35$	$\pm 9,00$

Нужно признать, что термоконстантность помещения дает ощутимое снижение вероятных ошибок воспроизведения международной температурной шкалы на участке высоких температур, но все же эти ошибки остаются еще достаточно большими. Может возникнуть соображение, что такие большие вероят-

ные ошибки воспроизведения международной шкалы температур на участке ее выше 1400°C обусловлены выбранным нами методом—применением одного поглощающего стекла весьма большой оптической плотности ($A=356$ пиро). Известно, например, что Рибо [3] не считает целесообразным применение поглощающего стекла с оптической плотностью больше 2, что соответствует $A=211$ пиро. Но так как такое поглощающее стекло не может обеспечить экстраполяцию температур выше $2000\text{--}2200^{\circ}\text{C}$, то воспроизведение шкалы выше этого предела приходится осуществлять с помощью комбинации: поглощающее стекло + секторные диски. Такое воспроизведение шкалы было осуществлено, например, в Лаборатории высоких температур ВНИИМ в 1936 г.

Но известны также работы, в которых воспроизведение шкалы было доведено даже до 6000°C с помощью только поглощающего стекла. Поэтому мы считаем целесообразным проверить основательность мнения Рибо и сравнить полученные выше выводы о точности воспроизведения температурной шкалы с помощью поглощающего стекла с исследованием точности аналогичного воспроизведения, проведенного с помощью комбинации поглощающего стекла небольшой плотности и секторных дисков.

Для сравнимости результатов расчет вероятных ошибок воспроизведения международной шкалы будем проводить для тех же ее точек $t(^{\circ}\text{C})$, для которых указаны ошибки в табл. 22.

Для расчета используем данные второго упоминавшегося ранее стекла ПС-2 ($A=172,02$ пиро) и набора секторных дисков (табл. 7)

При таком способе воспроизведения вся „оптическая“ шкала разделяется на три участка: 1) участок от 900 до 1400°C — он воспроизводится без применения поглощающего стекла путем проведения экстраполяции от температуры затвердевания золота с помощью секторных дисков; 2) участок $1400\text{--}2000^{\circ}\text{C}$ осуществляется расчетным путем на базе первого участка и данных только указанного выше поглощающего стекла ПС-2; 3) участок $2000\text{--}4000^{\circ}\text{C}$ воспроизводится на основании второго участка и данных секторных дисков.

Для того, чтобы охватить весь участок $2000\text{--}4000^{\circ}\text{C}$, достаточно применить только два секторных диска №№ 2 и 4. Применяя их в том порядке, как это указано в табл. 23, получим соответствующие температуры θ' второго участка, приведенные в третьем столбце той же таблицы. Исходными же температурами для получения значений θ' с поглощающим стеклом, обладающим $A=172,02$ пиро, будут температуры θ первого участка, приведенные в последнем столбце табл. 23.

Таблица 23

$t, ^\circ\text{C}$	№ диска	$\theta', ^\circ\text{C}$	$\theta, ^\circ\text{C}$
2000	4	1407,8	1030,8
2500	2	1455,8	1059,6
3000	2	1638,0	1165,2
3500	2	1798,6	1254,3
4000	2	1942,5	1330,8

Следовательно, первоначально необходимо определить вероятные ошибки воспроизведения первого участка в точках θ . Будем рассматривать воспроизведение международной шкалы температур в условиях термоконстантного помещения, т. е. за основу примем ошибки воспроизведения первого участка, приведенные в табл. 20. Тогда исходным температурам θ первого участка будут соответствовать следующие вероятные ошибки воспроизведения ΔT_1 (см. табл. 24).

Таблица 24

$\theta, ^\circ\text{C}$	ΔT_1	$\theta', ^\circ\text{C}$	ΔT_1
1030,8	$\pm 0,97$	1254,3	$\pm 0,47$
1059,6	$\pm 0,25$	1330,8	$\pm 0,86$
1165,2	$\pm 0,77$		

Ошибки воспроизведения второго участка $(\Delta T_1)_2$, вычисленные, исходя из этих значений ΔT_1 , с учетом $\frac{\Delta A}{A}$ поглощающего стекла, равного 0,1%, представлены в табл. 25.

Таблица 25

$\theta', ^\circ\text{C}$	$(\Delta T_1)_2$	$\theta', ^\circ\text{C}$	$(\Delta T_1)_2$
1407,8	$\pm 1,68$	1798,6	$\pm 1,14$
1455,8	$\pm 0,68$	1942,5	$\pm 1,83$
1638,0	$\pm 1,50$		

Наконец, вероятные ошибки ΔT_2 воспроизведения третьего участка шкалы, осуществляемого с помощью секторных дисков на базе второго участка, приведены в табл. 26.

Таблица 26

$t, ^\circ\text{C}$	ΔT_2	$t, ^\circ\text{C}$	ΔT_2
2000	$\pm 3,08$	3500	$\pm 3,78$
2500	$\pm 1,75$	4000	$\pm 6,84$
3000	$\pm 4,26$		

Сравнивая значения вероятных ошибок ΔT_2 воспроизведения шкалы высоких температур, приведенные в табл. 22 и 26, можно прийти к следующим выводам. При температурах 2500 и 3500°С в последнем случае ошибки ΔT_2 получились значительно ниже тех, которые для этих же температур приведены в табл. 22; это произошло потому, что соответствующие им исходные температуры θ случайно практически совпали с точками первого участка шкалы, обладающими наименьшими ошибками воспроизведения. Поэтому ошибки ΔT_2 воспроизведения температур 2500 и 3500°С, указанные в табл. 26, не могут характеризовать данный метод воспроизведения и должны быть исключены из рассмотрения. Что же касается ошибок воспроизведения ΔT_2 в остальных точках шкалы, полученных для комбинации поглощающее стекло + секторные диски, то они оказываются, действительно, несколько ниже, чем ошибки, характеризующие точность воспроизведения шкалы с помощью только одного поглощающего стекла большой оптической плотности. Однако получающаяся разница не настолько велика, чтобы можно было вывести заключение о явном преимуществе второго метода; скорее можно говорить об их приблизительной равноценности. Если же учесть те неудобства, которые возникают при использовании шкалы, воспроизведенной этим вторым методом, выражающиеся в необходимости всегда работать с секторными дисками, то можно прийти к выводу, что предпочтение должно быть отдано методу воспроизведения шкалы, базирующемуся на использовании одного поглощающего стекла большой оптической плотности.

Используя данные таблиц 20, 21 и 24, а также результаты расчета некоторых дополнительных точек, можно составить ясную картину распределения ошибок воспроизведения шкалы вдоль всего участка 500—1400°С. Это распределение ошибок

представлено на рис. 6. На кривой этого рисунка ясно выражены два минимума, расположенные по обе стороны от золотой точки и в точности предсказанные ранее аналитическим исследованием уравнений (44) и (44'). Естественно, возникает вопрос: нельзя ли так подобрать углы раскрытия секторных дисков, чтобы избавиться от подобного неравномерного распределения ошибок воспроизведения шкалы. Анализ показывает, что только в том случае, если ошибки Δt воспроизведения шкалы будут одинаковыми по величине на всем участке от 1063 до 1400° С, т. е. если $\Delta t_1 = \Delta t_2 = \Delta t_3 = \Delta t_4 = \Delta t$, то и во всех промежуточных точках шкалы ошибка воспроизведения будет равна Δt . Однако в случае воспроизведения „оптической“ шкалы ошибки быстро возрастают по мере удаления от исходной температуры

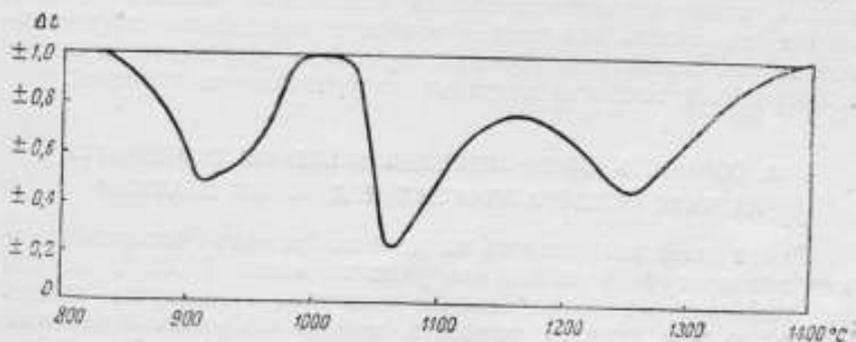


Рис. 6.

и всегда $|\Delta t_1| < |\Delta t_2| < |\Delta t_3| < |\Delta t_4|$. Поэтому единственно, что можно рекомендовать, это так подбирать углы раскрытия секторных дисков, чтобы обеспечивалось равенство интервалов $t_2 - t_1$, $t_3 - t_2$, $t_4 - t_3$.

Если $t_1 = 1063$, а $t_4 = 1414$, то t_2 должно быть равно 1180, а $t_3 = 1297$. Это можно обеспечить, имея секторные диски с суммой углов раскрытия, соответственно равной 96,5 и 31,1°.

Подводя итог изложенного, можно прийти к следующему заключению. Существующими способами воспроизведения международной температурной шкалы можно добиться точности только порядка $\pm 4^\circ$ при 2000° С и $\pm 11^\circ$ при 4000° С. Термостатирование с погрешностью, в котором эталонируется и эксплуатируется эталонный оптический пирометр, позволит снизить ошибку воспроизведения шкалы до 3—3,5° при 2000° С и 7—9° при 4000° С.

Нужна ли еще большая точность воспроизведения шкалы высоких температур, чем та, которая сейчас достигается? На

этот вопрос можно ответить только утвердительно. Действительно, некоторые области техники уже в настоящее время требуют измерения температур порядка 3000—3500° С с точностью, по крайней мере, до $\pm 1\%$. Если учесть неизбежное накопление погрешностей, возникающее при передаче шкалы от эталонного оптического пирометра к рабочим приборам, а также и то обстоятельство, что ряд других факторов влияет на точность измерений таких высоких температур в тех специфических условиях, в которых приходится их проводить, — станет ясной необходимость дальнейшего повышения точности воспроизведения шкалы температур.

При существующем способе воспроизведения международной температурной шкалы на базе температуры затвердевания золота, кроме термостатирования помещения, можно указать на необходимость повышения точности определения эффективной длины волны монохроматизирующего устройства, а также и повышение точности визуального уравнивания яркостей.

11. ТОЧНОСТЬ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ШКАЛЫ ТЕМПЕРАТУР НА БАЗЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ ПЛАТИНЫ

Ранее нами указывалось на целесообразность воспроизведения температурной шкалы на участке выше 1400° С, исходя из температуры затвердевания платины. Исследуем теперь вопрос о том, какую точность можно получить подобным способом. Расчеты будем проводить для случая установки эталонного оптического пирометра в термоконстантном помещении. В этих условиях пирометрическое ослабление применяемого поглощающего стекла можно считать неизменным. Применяемое поглощающее стекло должно обладать пирометрическим ослаблением порядка 300 пире для того, чтобы рассматриваемая через него яркость черного тела при температуре затвердевания платины была бы в области яркостей, удобной для фотометрических измерений. В этих условиях, как показали результаты обработки уравнивания яркостей по четырем площадкам затвердевания платины, выполненного с помощью эталонного оптического пирометра Лаборатории высоких температур на установке, предоставленной Фотометрической лабораторией, вероятная фотометрическая ошибка составляет $\pm 0,19^\circ$ С. К этому нужно еще прибавить неточность в знании поправки на нечерноту излучателя в $\pm 0,1^\circ$ С и ошибку в знании пирометрического ослабления применяемой объективной призмы полного внутреннего отражения, которая при температуре затвердевания платины будет равна $\pm 0,31^\circ$ С. Поэтому вероятная ошибка эталонирования данной пирометрической лампочки при темпера-

туре затвердевания платины определяется величиной в $\pm 0,38^\circ \text{C}$. Воспроизведение шкалы температур на базе платиновой точки осуществляется с введенным поглощающим стеклом по той же методике, которая была описана выше для воспроизведения шкалы на базе температуры затвердевания золота.

Однако для воспроизведения участка шкалы ниже 1773°C до 1400°C из имеющегося набора секторных дисков можно использовать только один (№ 6). Другие же применяемые секторные диски должны обладать суммой углов раскрытия: один $\alpha = 180^\circ$, а второй $\alpha = 34^\circ$.

Тогда с помощью этих трех секторных дисков, полагая $T_1 = 2046^\circ \text{K}$, получим следующие экстраполированные температуры $T_2 = 1921,5, 1781,4$ и $1673,3^\circ \text{K}$, расположенные довольно равномерно вдоль участка $1773-1400^\circ \text{C}$. При уравнивании яркостей нити лампочки и источника излучения с такими температурами через поглощающее стекло с пирометрическим ослаблением $A = 300$ пиро нить пирометрической лампочки будет иметь яркостную температуру θ , соответственно равную $945,9, 887,2$ и $841,1^\circ \text{C}$.

С помощью интерполирования и некоторого экстраполирования данных табл. 11 соответственно получим для этих температур следующие вероятные погрешности $\frac{\Delta B}{B}$ равные $\pm 0,50, \pm 1,00, \pm 1,20$, что при температурах T_2 дает ошибки фотометрических измерений в $\pm 1,24, \pm 1,46, \pm 1,54^\circ \text{C}$ при ошибке нанесения платиновой точки на излучатель в $\pm 0,76^\circ \text{C}$.

Ошибки в определении температур T_2 при экстраполяции от $T_1 = 2046^\circ \text{K}$, вызванные неопределенностью в знании действующей длины волны λ_2 в условиях термостатного помещения выразятся соответственно величинами в $\pm 0,13, \pm 0,26$ и $\pm 0,34^\circ \text{C}$.

Исходя из всех этих данных, получим величины вероятных ошибок воспроизведения температурной шкалы на участке $1773-1400^\circ \text{C}$, показанные в табл. 27.

Таблица 27

$t, ^\circ \text{C}$	1773	1648,5	1508,4	1400,3
ΔT_2	$\pm 0,38$	$\pm 1,50$	$\pm 1,51$	$\pm 1,47$

При воспроизведении температурной шкалы на базе платиновой точки в области температур выше 1773°C могут встретиться трудности, связанные с осуществлением черного излучателя для таких высоких температур, поскольку применение клиновидной лампы ограничивается областью до $2500-2600^\circ \text{K}$. Это затруднение может быть устранено путем применения в качестве излучателя кратера угольной вольтовой дуги, яркостная

температура которого регулируется с помощью поглощающего клина. В этом случае непосредственное воспроизведение температурной шкалы от платиновой точки до 4000°C не вызывает затруднений и ее экстраполированные точки T_2 определяются имеющимся набором секторных дисков.

Набор секторных дисков, характеризуемый данными табл. 7, позволяет получить, полагая $T_1=2046^{\circ}\text{K}$, экстраполированные температуры T_2 , приведенные в табл. 28.

Таблица 28

T_1 , °K	№ диска	T_2 , °K	θ , °C	T_1 , °K	№ диска	T_2 , °K	θ , °C
2046	6	2411,3	112 ⁸ ,2	2046	3	3311,3	1388,1
2046	5	2736,3	1252,7	2046	2	3676,5	1475,2
2046	4	3000,8	1305,7	2046	1	3984,1	1543,8

В табл. 28 даны соответствующие яркостные температуры θ нити лампочки при уравнивании ее яркости с яркостью источника излучения температуры T_2 , рассматриваемого через поглощающее стекло с $A=300$ пирро. Последние два значения θ превышают 1400°C , что, как указывалось выше, нежелательно с точки зрения сохранения стабильности характеристики данной пирометрической лампочки. Однако наивысшая из величин θ не превышает температуры затвердевания палладия (1555°C), считающейся предельной для яркостных температур нити пирометрической лампочки. Учитывая этот факт, а также то обстоятельство, что в области температур выше 3500°C температурная шкала в настоящее время используется весьма редко, можно допустить такой небольшой перекал нити пирометрической лампочки.

Результаты вычисления вероятных ошибок ΔT_2 воспроизведения участка шкалы выше 1773°C , осуществляемого на базе платиновой точки, приведены в табл. 29.

Таблица 29

t , °C	ΔT_2	t , °C	ΔT_2
1773	$\pm 0,38$	3038,3	$\pm 4,24$
2138,3	$\pm 1,89$	3403,5	$\pm 5,54$
2463,3	$\pm 2,55$	3711,1	$\pm 6,82$
2727,5	$\pm 3,28$		

Сравнивая эти данные с вероятными ошибками воспроизведения международной температурной шкалы, осуществляемого также в термokonстантном помещении, приведенными в табл. 22, приходим к выводу, что воспроизведение температурной шкалы на участке выше 1400°C на базе платиновой точки позволяет несколько повысить точность воспроизведения. Однако очень большого эффекта это не дает.

Таким образом, из рассмотрения различных способов воспроизведения шкалы высоких температур вытекает заключение, что в настоящее время можно говорить о воспроизводимости температурной шкалы в области 2000°C только с точностью $\pm 2-3^{\circ}$, а в области 4000°C — с точностью $7-9^{\circ}\text{C}$.

Расчет ошибок воспроизведения шкалы температур на базе платиновой точки был проведен в предположении, что температура затвердевания платины является величиной строго фиксированной (1773°C) и $C_2 = 1,432 \text{ см}\cdot\text{град}$. Если же произвести вычисление вероятных ошибок воспроизведения термодинамической шкалы, то картина существенно меняется. Действительно, принятое значение температуры затвердевания платины было получено методами оптической пирометрии при фиксированном значении $C_2 = 1,432 \text{ см}\cdot\text{град}$. Если же учесть вероятную ошибку в значении величины C_2 в $\pm 0,003 \text{ см}\cdot\text{град}$, а также ошибки измерения температуры затвердевания платины ($\pm 1^{\circ}$) и неопределенность золотой точки ($\pm 0,5^{\circ}$), то получим, что вероятная ошибка в знании температуры затвердевания платины в термодинамической шкале определится величиной в $\pm 5,22^{\circ}$.

Тогда воспроизводимость термодинамической шкалы, осуществляемой на базе платиновой точки, будет характеризоваться числами, приведенными в табл. 30.

Таблица 30

$t, ^{\circ}\text{C}$	ΔT_2	$t, ^{\circ}\text{C}$	ΔT_2
1773	$\pm 5,24$	3038,3	$\pm 14,26$
2138,3	$\pm 7,47$	3403,5	$\pm 17,62$
2463,3	$\pm 9,63$	3711,1	$\pm 20,83$
2727,5	$\pm 11,70$		

Следовательно, до тех пор, пока не будет произведено более надежное определение температуры затвердевания платины, с точки зрения воспроизводимости термодинамической шкалы несомненное преимущество представляет шкала, осуществленная на базе температуры затвердевания золота.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Гордов. Труды ВНИИМ, 5(65), 1949.
2. ОСТ 6954. Международная температурная шкала.
3. Г. Рибо. Оптическая пирометрия. ОНТИ, 1934.
4. Б. И. Пилипчук. Труды ВНИИМ, 4(64), 1948.
5. Э. А. Ланина. Воспроизведение международной температурной шкалы до 4000°С (статья в этом сборнике, см. стр. 87).
6. А. Н. Гордов, Э. А. Ланина и Т. Г. Диомидова. Труды ВНИИМ, 5(65), 1949.
7. В. Н. Божовский. Журн. техн. физики, 4, 1413 (1934).
8. Л. И. Крамп и М. А. Юрьев. Точная индустрия, 9, 10 (1935).
9. В. И. Романовский. Основные задачи теории ошибок, ОГИЗ, 1947.
10. А. Н. Гордов. Труды ВНИИМ, 5(65), 1949.
11. Т. М. Бродович. Роль тепловой изоляции при эталонировании измерителей температуры (статья в этом сборнике, см. стр. 102).
12. Wenzel. Journ. of Res. Bur. Stds., 22, 375 (1939).

Э. А. ЛАПИНА

ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ МЕЖДУНАРОДНОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ШКАЛЫ до 4000° С

Современная наука и техника часто имеют дело с температурами, лежащими выше 2000° С. С развитием двигателей внутреннего сгорания и появлением новых типов тепловых двигателей—реактивных, турбогенераторных, газотурбинных возникла необходимость достаточно точного измерения температур выше 2000° С. Температуры пламен, знание которых имеет важное значение при исследовании теплового процесса двигателя, часто достигают 3000—3500° С. Для градуировки приборов, с помощью которых можно измерять температуры выше 2000° С, в настоящее время изготавливаются температурные лампы различных типов, воспроизводящие температуры до 2500° С.

Для того, чтобы создать возможность точного измерения температуры в области 2000—4000° С, нужно было продолжить ранее выполненное воспроизведение международной температурной шкалы в указанной области.

Настоящая работа представляет собой описание воспроизведения международной температурной шкалы в области от 2000 до 4000° С, осуществленного в Лаборатории высоких температур ВНИИМ в 1948 г.

1. ВЫБОР МЕТОДА ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ МЕЖДУНАРОДНОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ШКАЛЫ В ОБЛАСТИ ОТ 2000 ДО 4000° С

Воспроизведение международной температурной шкалы от точки затвердевания золота (1063° С) до любых вышележащих температур производится методами оптической пирометрии на основании законов излучения черного тела.

Температура выше точки затвердевания золота определяется согласно „Положению о Международной температурной шкале“ 1939 г. по формуле:

$$\frac{I_t}{I_{1063,15}} = \frac{e^{\frac{C_2}{1330,15 \lambda} - 1}}{e^{(\frac{C_2}{t + 273,15}) \lambda} - 1} \quad (1)$$

Здесь $I_{1063,15}$ и I_t — спектральная яркость черного тела при температуре затвердевания золота и при экстраполируемой температуре;

C_2 — постоянная, равная 1,432 см·град;

λ — длина волны видимого спектра, см.

Для области температур до 3000° С эта формула упрощается. Спектральная яркость черного тела может быть с достаточной точностью выражена формулой Вина вместо формулы Планка, применявшейся ранее. В этом случае экстраполируемая температура может быть определена из формулы:

$$\ln \frac{I_{\lambda, T}}{I_{\lambda, T_0}} = \frac{C_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \quad (2)$$

Эталонный оптический монохроматический пирометр Лаборатории высоких температур позволяет весьма точно выполнить эту экстраполяцию. Процесс экстраполяции температурной шкалы подробно описан в работе А. Н. Гордова, Э. А. Лапиной, Т. Г. Диомидовой [1].

В качестве ослабляющего устройства могут быть применены различные системы. Удобным неселективным редуцирующим устройством является, как известно, вращающийся секторный диск, применение которого основано на законе Тальбота. Вследствие того, что ослабление секторного диска необходимо знать с большой точностью, секторный диск должен иметь постоянный угол раскрытия. Преимуществом секторных дисков перед другими редуцирующими устройствами является их неселективность при ослаблении света любой длины волны и сохранение характера падающего света (например, в отношении его поляризации). Для того, чтобы обеспечить нужную точность в измерении угла раскрытия диска, последний должен иметь величину не менее 1°. Это ограничивает применение диска при экстраполяции к температурам, лежащим выше 2000° С. Так, с помощью диска, угол раскрытия которого равен 1° ($\tau = \frac{2\pi}{2\pi} = \frac{1}{180}$), даже если в качестве начальной температуры взять 1400° С, можно получить экстраполированную температуру не выше 2300° С. Кроме того, недостатком секторных дисков при их практиче-

ском применении является необходимость очень устойчивых креплений к ним для уничтожения вибраций, мешающих фотометрическим измерениям.

В качестве ослабляющего устройства может быть применена система николей. Достоинством такой системы является возможность получения непрерывно меняющегося коэффициента пропускания.

Если в качестве источника излучения используют черное тело (свет которого, как известно, не поляризован) и сравниваемые пучки на своем пути не претерпевают отражений, то примененные системы николей дает правильный результат. Если же источником излучения служит нить или лента накаливания, то вследствие частичной поляризации испускаемого лентой или нитью света применение системы николей приведет к неправильным результатам.

В качестве ослабляющих устройств могут быть также использованы диафрагма и абсорбирующий клин.

Весьма удобным для практических целей оказывается применение в качестве ослабляющего приспособления стеклянного поглотителя. Применяемые в оптической пирометрии так называемые нейтральные стекла не являются строго нейтральными, а имеют селективное поглощение, что заставляет подходить к выбору применяемого фильтра с осторожностью.

В 1938 г. в Лаборатории высоких температур ВНИИМ были изготовлены неселективные стеклянные поглотители в виде нанесенных на стекло тонких металлических пленок из олова и алюминия, однако не было исследовано сохранение постоянства оптических характеристик этих пленок в течение длительного периода времени. За последние годы наша промышленность освоила изготовление специальных поглощающих стекол ПС-2 с предварительно рассчитанной кривой поглощения, вид которой делает стекла этого сорта пригодными для целей оптической пирометрии [2]. Несмотря на то, что наличие селективного поглощения изготавливаемых нейтральных стекол приводит к значительному усложнению расчетов при воспроизведении температурной шкалы, применение последних более удобно и надежно, чем использование других систем, особенно при экстраполяции к высоким температурам (выше 2000°C).

При экстраполяции к температурам выше 2000°C можно использовать комбинированные редуцирующие устройства, например: одновременно секторный диск и стеклянный поглотитель. На основании теоретического расчета суммарного пропускания системы, состоящей из секторного диска и нейтрального поглотителя, в период с 1933 по 1936 гг. в Лаборатории высоких температур ВНИИМ было осуществлено воспроизведение между-

народной шкалы температур до 3000° [3]. При этом суммарное пропускание системы, состоящей из поглощающего стекла и секторного диска, для данной длины волны рассматривалось, как произведение спектральных пропусканий диска и стеклянного поглотителя, взятых в отдельности.

Форсайтом [4] были произведены измерения температур в области около 6000° С с помощью двух стеклянных поглотителей. Суммарное пропускание системы вычислялось, как произведение спектральных пропусканий каждого из стекол. При таком методе подсчета суммарного пропускания системы не принимается во внимание наличие многократных отражений между поверхностями стеклянных поглотителей, что приводит к значительной ошибке в определении общего спектрального пропускания системы.

Для того, чтобы по возможности исключить влияние многократных отражений и воспроизвести температурную шкалу с наибольшей точностью и практической простотой, Лаборатория высоких температур использовала в качестве редуцирующего устройства стеклянный поглотитель из стекла ПС-2 толщиной 4 мм. Воспроизведение температурной шкалы в области от 2000 до 4000° С произведено по ранее описанному методу [1]. В качестве источника излучения использовался нечерный излучатель—вольфрамовая лампа. Для экспериментального определения величины пирометрического ослабления был использован черный излучатель—лампа с клиновидной лентой.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГЛОЩАЮЩЕГО СТЕКЛА

Как уже указывалось, для осуществления международной температурной шкалы от 2000 до 4000° С Лабораторией высоких температур было использовано отечественное стекло ПС-2 толщиной 4 мм. Пропускание этого поглотителя было исследовано в Фотометрической лаборатории ВНИИМ в области от 610 до 720 мμ. Результаты исследования приведены в табл. 1.

Таблица 1

Длина волны мμ	Коэффициент спектрального пропускания	Длина волны мμ	Коэффициент спектрального пропускания
610	0,00038	670	0,00049
620	0,00038	680	0,00056
630	0,00038	690	0,00067
640	0,00038	700	0,00071
650	0,00039	710	0,00091
660	0,00041	720	0,00110

Как видно из табл. 1, величина спектрального пропускания возрастает с увеличением длины волны.

При исследовании редуцирующей системы для характеристики вызываемого ею ослабления в оптической пирометрии обычно рассматривается так называемое пирометрическое ослабление системы, величина которого определяется формулой:

$$A = \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}, \quad (3)$$

где T_0 — кажущаяся яркостная температура, наблюдаемая при введении поглощающего стекла;

T — действительная яркостная температура источника.

При использовании формулы Вина величина A соответственно равна

$$A = - \frac{\lambda_2 \lg \tau}{C_2 \lg e}, \quad (4)$$

где λ_2 — эффективная длина волны, в свете которой произведена экстраполяция;

τ — действующий коэффициент пропускания поглощающего стекла;

C_2 — постоянная формулы Вина — Планка.

На основании (3) и (4) величина A , являющаяся основной для характеристики редуцирующего устройства, может быть определена экспериментально (3) и вычислена теоретически (4).

Если экстраполяция производится по нечерному излучению, то λ_2 , входящая в формулу (4), определяется для участка температур от начальной температуры T_0 не до T (температуры экстраполяции), а до T_c . Здесь T_c — цветовая температура служащего для экстраполяции источника излучения, соответствующая его яркостной температуре T .

В формулу (4), на основании которой может быть вычислена величина A , входят величины λ_2 и $\lg \tau$. В том случае, когда экстраполяция к высоким температурам производится по черному излучателю, λ_2 имеет физический смысл эффективной длины волны красного фильтра для области температур от T_0 до T и определяется формулой:

$$\lambda_2 = \frac{C_2 \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \lg e}{\int_0^{\infty} B_{\lambda, T} k_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda} ; \quad (5)$$

$$\lg \frac{\int_0^{\infty} B_{\lambda, T} k_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} B_{\lambda, T_c} k_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda}$$

здесь $B_{\lambda, T}$ и B_{λ, T_0} — спектральные яркости черного тела при температурах T и T_0 для длины волны λ ;
 k_λ — фактор видности глаза;
 τ_λ — спектральная пропусксаемость красного фильтра для длины волны λ .

Так как в Лаборатории высоких температур воспроизведение температурной шкалы было произведено по нечерному излучателю — вольфрамовой ленточной температурной лампе — и примененное стекло ПС-2 обладает селективным поглощением, то λ_0 приобретает иной физический смысл [5]; λ_0' в этом случае есть эффективная длина волны системы красного и ослабляющего стекл, действующая от температуры T_0 до T_e , определенной выше.

Величина λ_0' вычисляется по формуле:

$$\lambda_0' = \frac{C_2 \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_e} \right) \lg e}{\frac{\int_0^\infty B_{\lambda, T_e} k_\lambda \tau_\lambda \tau'_\lambda d\lambda}{\lg \frac{\infty}{\infty}} \frac{\int_0^\infty B_{\lambda, T_0} k_\lambda \tau_\lambda \tau'_\lambda d\lambda}{\lg \frac{\infty}{\infty}}}, \quad (6)$$

где B_{λ, T_e} , B_{λ, T_0} , τ_λ и k_λ имеют тот же смысл, что и в формуле (5);
 τ'_λ — спектральная пропусксаемость ослабляющего стекла для длины волны λ .

Разность величин λ_0' и λ_0 может быть вычислена из соотношения

$$\frac{\lambda_0' - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{\Delta\tau}{\text{Coig } \epsilon_e},$$

где $\Delta\tau$ — разница в величине действующего коэффициента пропускания для ослабляющего стекла, взятая при температурах T и T_e , а ϵ_e — цветовая испускательная способность источника [5].

Величина $\frac{I_{\lambda, T}}{I_{\lambda, T_0}}$, входящая в формулу (2), представляет собой действующий коэффициент пропускания системы из красного и ослабляющего стекл. τ_T определяется формулой:

$$\tau_T = \frac{\int_0^\infty B_{\lambda, T} k_\lambda \tau'_\lambda \tau_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty B_{\lambda, T_0} k_\lambda \tau_\lambda d\lambda}. \quad (7)$$

Для того, чтобы величина пиromетрического ослабления поглощающего стекла сохранялась постоянной в разных участках температурной шкалы, необходимо, как это видно из формулы (4), чтобы произведение $\lambda_s \lg \tau$ было величиной постоянной. Колебания в величине A не должны превышать 0,1%. Экспериментальное определение величины пиromетрического ослабления для области 2000—4000°С может быть произведено, как описано ниже.

С помощью эталонного оптического пиromетра измеряют яркостную температуру источника, яркость которого ослаблена хорошо изученным редуцирующим устройством.

Затем измеряют эталонным оптическим пиromетром яркостную температуру при введении излучаемого редуцирующего устройства.

Зная величину A редуцирующего устройства, примененного для первого ослабления яркости источника, определяют действительную яркостную температуру последнего.

Пользуясь формулой (3), вычисляют значение A исследуемого поглощающего стекла. Если бы используемый лабораторией высоких температур стеклянный поглотитель не обладал селективным поглощением, то экспериментальное определение величины A для него возможно было бы производить как по черному, так и по нечерному излучателю. Вследствие наличия селективного поглощения у стекла ПС-2 экспериментальное определение A было произведено, как уже указывалось, по черному излучателю; в качестве последнего была использована лампа с клиновидной лентой.

3. ВЫЧИСЛЕНИЕ ПИРОМЕТРИЧЕСКОГО ОСЛАБЛЕНИЯ ПОГЛОЩАЮЩЕГО СТЕКЛА ПС-2 ПО СПЕКТРАЛЬНОЙ КРИВОЙ ПРОПУСКАНИЯ

Для вычисления λ_s' по формуле (6) необходимо было рассчитать значения спектральных яркостей черного тела от 2000 до 4000°С при значении $C_2 = 1,432 \text{ см} \cdot \text{град}$. Начиная с температуры 3000°С, вычисление значения $B_{\lambda, T}$ было произведено по формуле Планка. В табл. 2 приводятся рассчитанные значения $B_{\lambda, T}$ для температур от 3000 до 4000°К.

На основании табл. 1 и 2 были вычислены λ_s' и τ_T по формулам (6) и (7).

Далее было проверено постоянство произведения $\lambda_s' \lg \tau_T$ в области температур от 2000 до 4000°К.

Таблица 2

λ , м μ	$B_{\lambda, T} \cdot 10^{-4}$ при температуре $^{\circ}\text{K}$			
	3000	3300	3600	4000
620	49,55	99,63	178,78	340,02
630	51,67	102,92	182,78	344,27
640	53,76	105,94	186,99	347,80
650	55,81	108,80	190,46	350,83
660	57,78	111,52	193,12	353,67
670	59,71	114,12	196,04	355,85
680	61,60	116,62	198,84	357,39
690	63,41	118,92	201,09	358,81
700	65,09	121,12	203,17	359,86
710	66,75	123,10	204,44	359,92
720	68,38	124,99	206,83	360,63

В табл. 3 приведены полученные значения λ'_s , τ_T и $\lambda'_s \lg \tau_T$ для системы красного фильтра и поглощающего стекла ПС-2 толщиной 4 мм.

Таблица 3

T , $^{\circ}\text{K}$	λ'_s , м μ	$\tau_T \cdot 10^{-4}$	$\lg \tau_T \cdot \lambda'_s \cdot 10^{-4}$, м μ
2000	657,9	4,2850	-2215,8
2200	657,8	4,2656	-2216,8
2400	657,4	4,2510	-2216,4
2600	657,2	4,2435	-2216,2
2800	657,1	4,2271	-2217,0
3000	656,8	4,2184	-2216,6
3300	656,6	4,2074	-2216,7
3600	656,3	4,1967	-2216,2
4000	656,0	4,1888	-2215,9

Наибольшие отклонения между значениями произведения $\lg \tau_T \lambda'_s$, как это видно из табл. 3, равно $1,2 \cdot 10^{-4}$ м μ , что составляет $\sim 0,06\%$.

Затем были вычислены значения величины пиromетрического ослабления при различных температурах. Полученные значения приведены в табл. 4.

Таблица 4

$T, ^\circ\text{K}$	$A, \text{пиро}$	$T, ^\circ\text{K}$	$A, \text{пиро}$
2000	356,28	3000	356,42
2200	356,45	3300	356,43
2400	356,39	3600	356,38
2800	356,49	4000	356,30

Как видно из табл. 4, изменения величины A с температурой, как это и должно быть, очень невелики: максимальное изменение A составляет 0,06%.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ ПИРОМЕТРИЧЕСКОГО ОСЛАБЛЕНИЯ

При определении величины пиromетрического ослабления стекла ПС-2 экспериментальным путем яркостная температура источника, входящая в формулу (3), определялась следующими способами:

- 1) с помощью стеклянного поглотителя №1, применяемого до 2000° С;
- 2) путем одновременного использования стеклянного поглотителя №1 и диска №3;
- 3) с помощью диска №1;
- 4) с помощью диска №3.

Характеристики упомянутых дисков и поглотителя №1 известны [1].

Всего было выполнено 22 серии наблюдений при различных яркостных температурах источника от 2150 до 2760° К. В качестве источника излучения была использована лампа с клиновидной лентой, являющаяся черным излучателем.

Результаты экспериментального определения величины пиromетрического ослабления стекла ПС-2 приведены в табл. 5.

Среднее значение величины A оказалось равным 356,29 пиро. Средняя квадратичная погрешность определения величины пиromетрического ослабления равна 0,48 пиро, вероятная ошибка 0,35 пиро, что составляет 0,09%.

Таблица 5

Способ определения действительной яркостной температуры источника	Температура °К	A, микро
Стеклоплатный поглотитель № 1	2197	358,94
Стеклоплатный поглотитель № 1	2197	355,36
Диск № 3	2197	353,94
Диск № 3	2197	358,98
Стеклоплатный поглотитель № 1 и диск № 3	2197	361,07
Стеклоплатный поглотитель № 1 и диск № 3	2197	355,67
Диск № 1	2200	350,76
Диск № 1	2200	353,73
Диск № 1 и стеклоплатный поглотитель № 1	2760	356,72
Диск № 3 и стеклоплатный поглотитель № 1	2760	356,09
Диск № 3 и стеклоплатный поглотитель № 1	2760	354,21
Диск № 1	2150	356,19
Диск № 1	2150	357,05
Диск № 1	2150	356,74
Диск № 1	2150	356,48
Стеклоплатный поглотитель № 1	2440	355,62
Стеклоплатный поглотитель № 1	2440	358,55
Стеклоплатный поглотитель № 1	2440	359,39
Стеклоплатный поглотитель № 1	2440	359,95
Стеклоплатный поглотитель № 1	2440	354,58
Стеклоплатный поглотитель № 1	2440	355,49
Стеклоплатный поглотитель № 1	2440	354,94

5. ПОСТРОЕНИЕ МЕЖДУНАРОДНОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ШКАЛЫ ОТ 2000 ДО 4000° С С ПОМОЩЬЮ ПИРОМЕТРИЧЕСКОЙ ЛАМПОЧКИ А-2

Экстраполяция к температурам от 2000 до 4000° С была произведена с помощью формулы, являющейся следствием закона Вина. Как известно, применение этой формулы, начиная от 3000° С и выше, приводит к неправильным значениям экстраполируемой температуры. Поэтому в области выше 3000° С спектральная яркость черного тела вычислялась по формуле Планка, кроме того учитывалась поправка, которую необходимо внести в экстраполируемую температуру, вследствие того, что использована формула Вина вместо формулы Планка.

В табл. 6 приведены величины ошибок, возникающих при таких определениях температуры.

Таблица 6

Температуры в °К, вычисленные по формуле Вина	Поправка
2500	-0,05
3000	-0,3
3500	-1,5
4000	-4,5
4500	-8,5

На основании данных табл. 6 были рассчитаны поправки через каждые 100° для температур от 2700 до 4000° С.

В табл. 7 приведены значения полученных поправок.

Таблица 7

$t, ^\circ\text{C}$	Поправка	$t, ^\circ\text{C}$	Поправка
2700	-0,3	3400	-2,6
2800	-0,4	3500	-3,2
2900	-0,6	3600	-3,6
3000	-0,8	3700	-4,3
3100	-1,2	3800	-5,0
3200	-1,5	3900	-5,7
3300	-2,0	4000	-6,5

На основании формулы (3), пользуясь значением величины пирометрического ослабления A , полученным из экспериментальных данных, и учитывая поправки, которые должны быть введены согласно табл. 7, были рассчитаны значения силы тока в пирометрической лампочке А-2 для температур от 1800 до 4000° С через каждые 100°. При этом были использованы результаты работы Лаборатории высоких температур ВНИИМ по воспроизведению международной температурной шкалы от 900 до 1400° С.

В табл. 8 приведены результаты расчетов.

Таблица 8

$t, ^\circ\text{C}$	I в A абс.	$t, ^\circ\text{C}$	I в A абс.	$t, ^\circ\text{C}$	I в A абс.
1800	0,12422	2600	0,17296	3400	0,21795
1900	0,13029	2700	0,17904	3500	0,22339
2000	0,13629	2800	0,18496	3600	0,22856
2100	0,14233	2900	0,19048	3700	0,23367
2200	0,14845	3000	0,19614	3800	0,23874
2300	0,15451	3100	0,20186	3900	0,24367
2400	0,16066	3200	0,20718	4000	0,24858
2500	0,16676	3300	0,21265		

6. АНАЛИЗ ПОГРЕШНОСТИ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ МЕЖДУНАРОДНОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ШКАЛЫ В ОБЛАСТИ ОТ 2000 ДО 4000°С

Как уже указывалось, экстраполяция к температурам от 2000 до 4000°С была выполнена на основании формулы (8). Из нее следует, что погрешность воспроизведенной области температур определяется погрешностью в построении шкалы в области от 900 до 1400°С и погрешностью экспериментального определения A (при этом мы не принимаем во внимание влияния изменения температуры помещения, в котором производится экстраполяция температурной шкалы).

Таким образом:

$$[\Delta T]^2 = [\Delta AT^2]^2 + \left[\Delta T_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^2 \right]^2. \quad (8)$$

Здесь ΔT — средняя квадратичная погрешность воспроизведения температурной шкалы от 2000 до 4000°С;

ΔA — средняя квадратичная погрешность экспериментального определения пирометрического ослабления;

ΔT_0 — средняя квадратичная погрешность воспроизведения температурной шкалы в той точке между 900 и 1400°С, от которой производится экстраполяция к температуре T по формуле (3).

Подробный анализ погрешности воспроизведения температурной шкалы в области от 900 до 1400°С приведен в работе А. Н. Гордова [6].

На основании данных этой работы погрешность воспроизведения международной шкалы в области от 900 до 1400°С складывается из следующих частей:

1) погрешности, вызываемой ошибкой воспроизведения золотой точки (последняя определяется ошибкой уравнивания яркости пирометрической лампочки с яркостью черного тела при температуре затвердевания золота), ошибкой определения величины ослабления яркости, вносимой применяемой обычно стеклянной призмой, и ошибкой определения черноты источника:

$$\Delta T_1 = \Delta T_{\text{зол.}} \left[\frac{T'}{T_{\text{зол.}}} \right]^2,$$

где $\Delta T_{\text{зол.}}$ — погрешность воспроизведения золотой точки;
 T' — температура, к которой производится экстраполяция в области от 900 до 1400° С;

2) погрешности, вызываемой ошибкой определения λ , красного фильтра:

$$\Delta T_2 = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \left(\frac{T' - T_{\text{зол.}}}{T_{\text{зол.}}} \right);$$

здесь смысл обозначений $T_{\text{зол.}}$ и T' тот же, что и в предыдущем пункте;

3) погрешности, вызываемой ошибкой фотометрирования:

$$\Delta T_3 = \frac{\Delta B}{B} \frac{T'^2}{\lambda} C_2,$$

где B — яркость фотометрируемого источника;

T' — температура, к которой производится экстраполяция в области от 900 до 1400° С;

C_2 — постоянная формулы Винса — Планка.

Ошибка фотометрирования должна быть учтена дважды в связи с методикой воспроизведения международной температурной шкалы, примененной в Лаборатории высоких температур ВНИИМ [1]. Приближенно это может быть сделано простым удвоением величины ΔT_3 .

На основании приведенных формул была рассчитана погрешность построения международной температурной шкалы в области от 900 до 1400° С через каждые 100°. В табл. 9 приведены значения величины вероятной ошибки построения температурной шкалы в области от 00 до 1400° С. Значения величин $\Delta T_{\text{зол.}} = \pm 0,24^\circ$, $\Delta \lambda = \pm 10 \text{ \AA}$, $\frac{\Delta B}{B} = 0,11\%$ получены на основании обработки результатов измерений Лаборатории высоких температур [1].

Таблица 9

$t, ^\circ\text{C}$	Вероятная погрешность от золотой точки $^\circ\text{C}$	Вероятная погрешность от λ $^\circ\text{C}$	Вероятная ошибка фотометрирования $^\circ\text{C}$	Суммарная вероятная погрешность воспроизведения международной температурной шкалы в области от 900°C до 1400°C
900	0,18	0,22	0,64	0,94
1000	0,22	0,09	0,37	0,57
1100	0,25	0,06	0,32	0,52
1200	0,29	0,23	0,40	0,68
1300	0,33	0,48	0,49	0,91
1400	0,38	0,71	0,58	1,14

Пользуясь данными табл. 9 и значением ΔA , найденным экспериментально, по формуле (8) была рассчитана вероятная погрешность воспроизведения международной температурной шкалы в области от 1800 до 4000°C . Результаты этого расчета приведены в табл. 10.

Таблица 10

$t, ^\circ\text{C}$	Вероятная погрешность $^\circ\text{C}$	$t, ^\circ\text{C}$	Вероятная погрешность $^\circ\text{C}$
1800	2,5	3000	5,2
2000	2,7	3200	6,0
2200	2,7	3400	6,9
2400	3,2	3600	7,9
2600	3,7	3800	9,1
2800	4,4	4000	9,8

Как уже указывалось, при оценке погрешности ΔT воспроизведения международной температурной шкалы нами не учтено влияние изменения температуры в помещении, где производятся опыты. Однако экспериментальное определение величины пирометрического ослабления применяемого поглощающего стекла было произведено при разных температурах помещения, так что влияние изменения температуры помещения автоматически учтено при определении величины A .

При использовании воспроизведенной международной шкалы для градуировки приборов I разряда, например температурных ламп, к погрешности воспроизведения международной температурной шкалы прибавляется еще ошибка фотометрирования.

Сходимость температурных шкал в области от 2000 до 4000° С, построенных с помощью стекла ПС-2 толщиной 4 мм при $A=356,29$ и стекла ПС-2, у которого $A=174,04$ пиро, и диска № 3, у которого $A=186,59$ пиро, была проверена при измерении температуры кратера вольтовой дуги. При измерении первым способом температура кратера вольтовой дуги оказалась равной 3533° С, а при измерении вторым способом — 3532° С. Такая хорошая сходимость результатов измерений безусловно случайна.

С помощью стекла ПС-2 ($A = 356,29$ пиро) и набора секторных дисков, имеющихся в Лаборатории высоких температур ВНИИМ, можно измерять температуры значительно более высокие, чем 4000° С; конечно, погрешность измерений при этом довольно быстро возрастает: так для 6000° С она достигает уже $\pm 25^\circ$ С.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Гордов, Э. А. Лапина, Т. Г. Диомидова. Воспроизведение международной температурной шкалы по точкам золота и платины. Труды ВНИИМ, 5 (65), 1949.
2. Л. И. Крамп, М. И. Юрьев. Точная индустрия, 10 (1935).
3. Труды ВНИИМ, 2 (47), 1941.
4. Forsythe. Measurement of radiant Energy, 1936.
5. Т. Рибо. Оптическая пирометрия. ОНТИ, 1934.
6. А. Н. Гордов. О точности воспроизведения термодинамической шкалы температур в области выше 1063° С (статья в этом сборнике, см. стр. 5).



Г. М. БРОДОВИЧ

РОЛЬ ТЕПЛОВОЙ ИНЕРЦИИ ПРИ ЭТАЛОНИРОВАНИИ ИЗМЕРИТЕЛЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Температуры затвердевания чистых металлов получили широкое применение в качестве репер как в метрологических работах, так и в заводской практике при градуировке термомпар.

Прежде чем рассматривать роль термической инерции градуируемых термомпар или применяемых термометров сопротивления, необходимо выяснить, как можно ориентировочно оценить длину горизонтальной площадки на графике охлаждения расплавленного металла или, иными словами, как оценить длительность процесса затвердевания определенной навески данного металла при принятых условиях.

Попытаемся найти зависимость между длиной площадки, с одной стороны, и физическими свойствами употребляемого металла, размерами тигля и температурным режимом печи, с другой. Надо, однако, заметить, что как применяемые металлы и размеры употребляемых тиглей, так и конструкции и температурные режимы печей чрезвычайно разнообразны. Температурное поле печей не поддается поэтому общему точному определению.

Сложность задачи вынуждает нас ограничиться рассмотрением некоторого идеализированного случая, делая ряд допущений. В общих чертах режим работы при определении температур затвердевания устанавливается обычно следующей: расплавленный металл охлаждается до температуры, на несколько градусов превышающей температуру затвердевания; затем его выдерживают в течение нескольких минут при постоянной температуре и, наконец, металл медленно охлаждается (со скоростью 3—4° С в минуту) до температуры затвердевания.

Выдержка при постоянной температуре производится для того, чтобы за это время распределение температур в металлической ванне стало, по возможности, равномерным, т. е. чтобы вся масса металла, а также погруженная в него термомпара или

термометр сопротивления приняли одну и ту же температуру. При охлаждении, следующем за выдержкой, нагревательный ток печи или сильно уменьшают, или вовсе выключают. Температура остывающей печи будет при этом стремиться к температуре окружающего пространства или к какой-то температуре, при которой печь вступит в тепловое равновесие с окружающей средой по экспоненциальному закону, как всякое тело, охлаждающееся в среде с постоянной температурой. Однако охлаждение печи идет медленно, а время, за которое весь металл успевает затвердеть, очень мало по сравнению со временем, необходимым для полного охлаждения печи. Поэтому можно с достаточной точностью считать, что температура внутри печи за это, сравнительно небольшое, время изменяется по линейному закону, т. е. положить

$$t_e = t_{e_0} + r\tau, \quad (1)$$

где t_e — температура печи в каждый данный момент;
 t_{e_0} — температура печи в начальный момент времени;
 r — скорость изменения температуры;
 τ — время.

При этом мы делаем еще одно допущение, считая распределение температуры в воздухе печи, окружающем металл, равномерным.

Линейное изменение температуры воздуха, окружающего металл, обуславливает линейное изменение температуры металла до начала его затвердевания [1]. При этом, как известно из теории регулярного режима [2], металл в своем охлаждении будет отставать от окружающей среды на величину $r \cdot \frac{1}{m_{\text{мет.}}}$, где r — скорость изменения температуры среды, $m_{\text{мет.}}$ — темп охлаждения металла, определяемый уравнением:

$$m_{\text{мет.}} = \frac{k S \psi}{g c},$$

где k — коэффициент теплопередачи;
 S — площадь поверхности металла;
 g — навеска;
 c — удельная теплоемкость данного металла;
 ψ — отношение средней поверхностной температуры металла к его средней объемной температуре.

Влиянием тигля на темп охлаждения пренебрегаем. В силу большой теплопроводности металла, а также принимая во внимание предшествовавшую выдержку его при постоянной

температуре, можно считать, что $\psi = 1$; тогда уравнение (2) примет вид:

$$m_{\text{мет.}} = \frac{kS}{gc}. \quad (3)$$

Охлаждение внутреннего пространства печи и находящегося в нем металла изображено на рис. 1, где прямая $A'B'$ представляет температуру воздуха печи, а ломаная ABC —температуру металла. Отрезки AA' и BB' , равные между собой, определяют отставание температуры охлаждающегося жидкого металла от температуры воздуха печи.

На участке BC , т. е. во время затвердевания металла, последний находится в тепловом равновесии с окружающей его

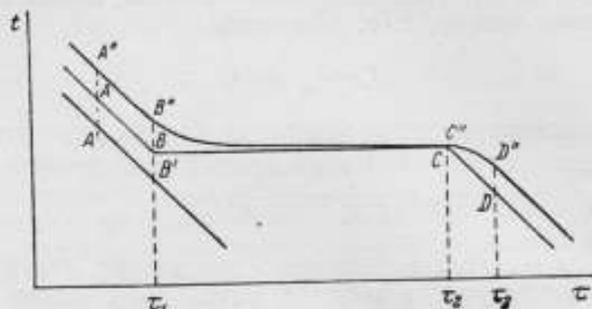


Рис. 1. Отставание при эталонировании термпар по температурам затвердевания чистых металлов.

средой, и его тепловой баланс может быть в каждый данный момент представлен уравнением

$$\rho dg_{\tau} = kS(t_{\text{в}} - t_{\text{с}}) d\tau, \quad (4)$$

где ρ —скрытая теплота затвердевания данного металла;
 $t_{\text{с}}$ —температура его затвердевания;
 dg_{τ} —прирост твердой фазы за время $d\tau$;
 остальные буквы имеют смысл, указанный выше.

Подставим в уравнение (4) значение $t_{\text{с}}$ из уравнения (1). Тогда будем иметь:

$$\rho dg_{\tau} = kS(t_{\text{в}} - t_{\text{с}} - r\tau) d\tau. \quad (5)$$

Проинтегрируем выражение (5) от $\tau = \tau_1$ до $\tau = \tau_2$, полагая $\tau_1 = 0$, т. е. начиная счет времени с момента начала затвердевания металла. Интегрирование дает:

$$\rho g_{\tau} = kS(t_{\text{в}} - t_{\text{с}})z - \frac{1}{2}kSr z^2 + B, \quad (6)$$

где $z = \tau_2 - \tau_1$,

B —постоянная интегрирования.

Для определения B воспользуемся начальным условием ($z=0, g_T=0$), выражающим тот факт, что в начальный момент времени количество твердого металла было равно нулю. Подставляя начальные условия в уравнение (6), находим, что $B=0$.

Тогда длина площадки затвердевания z определится из уравнения

$$z^2 - 2 \frac{t_2 - t_{e0}}{r} z + 2 \frac{\rho g}{kSr} = 0. \quad (7)$$

Но t_{e0} — это температура воздуха печи в момент $\tau = \tau_1$, и для разности $t_2 - t_{e0}$, изображенной на рис. 1 отрезком BB' , можно написать $t_2 - t_{e0} = r \cdot \frac{1}{m_{мет}}$ или, принимая во внимание (3),

$$t_2 - t_{e0} = r \frac{gc}{kS}. \quad (8)$$

Подставляя найденное значение $t_2 - t_{e0}$ в уравнение (7), будем иметь

$$z^2 - 2 \frac{cg}{kS} z + 2 \frac{\rho g}{kSr} = 0,$$

откуда

$$z = \frac{gc}{kS} + \sqrt{\frac{g^2 c^2}{k^2 S^2} - 2 \frac{\rho g}{kSr}}. \quad (9)$$

Знак минус перед корнем в формуле (9) отбрасываем, так как второй член (при $r < 0$) значительно больше первого и мы получили бы отрицательное значение для длины площадки z , что лишено физического смысла.

Как видно из формулы (9), длина площадки затвердевания тем больше, чем больше навеска металла, чем больше его теплоемкость и теплота затвердевания и чем меньше коэффициент теплоотдачи, площадь поверхности металла и скорость охлаждения среды.

Определим теперь длину площадки для некоторых употребительных металлов, соответствующую условиям, обычным для эталонных работ [3], [4]. Применяемые обычно в лабораторной практике тиглы имеют внутренний диаметр 3 см и внутреннюю высоту 15 см при толщине стенок в 1 см; глубину металлической ванны примем равной 14 см. Тогда объем, занимаемый металлом, будет равен $V = 98,8 \text{ см}^3$; площадь боковой поверхности $S = 132 \text{ см}^2$; площадь торцевой поверхности $S_T = 7,1 \text{ см}^2$. Коэффициент теплоотдачи с учетом радиации примем равным $\alpha = 35 \frac{\text{ккал}}{\text{м}^2 \cdot \text{час} \cdot ^\circ\text{C}} \approx 9,7 \cdot 10^{-4} \frac{\text{кал}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot ^\circ\text{C}}$.

Тогда коэффициент теплопередачи k^* с погонного сантиметра боковой поверхности определится по уравнению:

$$\frac{1}{k^*} = \frac{1}{\alpha d_2} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1},$$

где d_1 и d_2 — внутренний и наружный диаметры тигля;
 λ — коэффициент теплопроводности вещества, из которого изготовлен тигель (в нашем случае — графита).

Принимая $\lambda = 39 \frac{\text{ккал}}{\text{м.час.}^\circ\text{C}} = 1,08 \frac{\text{ккал}}{\text{см.сек.}^\circ\text{C}}$, находим $k^* = 4,85 \cdot 10^{-3} \frac{\text{ккал}}{\text{см.сек.}^\circ\text{C}}$.

Отсюда коэффициент теплопередачи с квадратного сантиметра боковой поверхности $k = \frac{k^*}{d_1} = 1,62 \cdot 10^{-3} \frac{\text{ккал}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек.}^\circ\text{C}}$.

Исследования показывают, что цилиндр, у которого отношение высоты к диаметру больше, чем 2,5, ведет себя в тепловом отношении, как цилиндр бесконечной длины. В нашем случае отношение высоты металлической ванны к ее диаметру равно приблизительно 4,7, а отношение площади боковой поверхности к площади торца $\frac{S}{S_T} = \frac{132}{7,1} = 18$. Кроме того, оба торца значительно лучше теплоизолированы, чем боковая поверхность. Поэтому мы в дальнейшем пренебрежем теплоотдачей с торцов и будем учитывать только теплоотдачу с боковой поверхности.

Итак, принимаем $k = 1,62 \cdot 10^{-3} \frac{\text{ккал}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек.}^\circ\text{C}}$;

$$S = 132 \text{ см}^2; V = 98,8 \text{ см}^3.$$

Определим длину площадки для кадмия, цинка и сурьмы. И использованные при расчетах данные о свойствах этих металлов приведены в табл. 1.

Таблица 1

Наименование металла	Теплоемкость c кал/г.°C	Теплота плавления p кал/г	Объемный вес γ г/см ³	Навеска металла g г
Кадмий	0,056	11	8,64	850
Цинк	0,09	25	6,5	642
Сурьма	0,05	39	6,67	660

Результаты вычисления длины площадок в зависимости от скорости охлаждения r по формуле (9) представлены в табл. 2.

Таблица 2

Наименование металла	Длина площадки затвердевания z мин.		
	$r = 3^\circ \text{C/мин.}$	$r = 4^\circ \text{C/мин.}$	$r = 5^\circ \text{C/мин.}$
Кадмий	25,9	23,1	21,2
Цинк	33,6	29,8	27,2
Сурьма	39,0	33,7	30,7

По данным Лаборатории высоких температур ВНИИМ, наблюдаемая на практике длина площадок для кадмия и цинка равна 12—15 мин., а в отдельных случаях до 20—22 минут, для сурьмы 15—20 мин., а в отдельных случаях до 30 минут.

Расхождение расчетных и опытных данных можно объяснить, во-первых, тем, что при выводе уравнения (9) нами не учитывался отток тепла по выступающей части измерителя температуры, по коробчатым графитовым диафрагмам, на которых устанавливается тигель, и по таким же диафрагмам, прикрывающим тигель (так как это представляет весьма большую трудность), и, во-вторых, теми допущениями, о которых говорилось выше. Кроме того, следует учитывать отсутствие достаточно надежных данных о тепловых свойствах металлов. Большую роль играет также правильный выбор режима печи. Некоторое укорочение площадки затвердевания, как будет видно из дальнейшего, обуславливается термической инерцией измерителя температуры.

К оценке роли термической инерции при определении температур затвердевания мы и перейдем.

Термопара или термометр сопротивления погружается в расплавленный металл, когда температура последнего превышает точку затвердевания на несколько десятков градусов, и затем охлаждается вместе с металлом. Вместе с ним они проходят выдержку при постоянной температуре несколькими градусами выше температуры затвердевания. Линейное изменение температуры металла после этой выдержки определяет линейное изменение температуры погруженных в него термопары или термометра сопротивления вплоть до начала затвердевания металла. Разность температур термометра t_T и металла $t_{\text{мет.}}$

остаётся в течение этого промежутка времени постоянной и равной $t_r - t_{мет.} = r\varepsilon$, где ε — константа отставания измерителя температуры.

С момента $\tau = \tau_1$, когда металл начинает затвердевать, температура его становится неизменной и дальнейшее охлаждение термометра или платинового термометра происходит в среде с постоянной температурой. Охлаждение измерителя температуры представлено на рис. 1 кривой $A^*B^*C^*D^*$.

Интересно выяснить, успевает ли измеритель температуры принять температуру затвердевающего металла с погрешностью, не превышающей погрешности измерения, которую можно принять равной $0,01^\circ\text{C}$.

С момента времени $\tau = \tau_1$ температура охлаждающегося термометра стремится к температуре металла по экспоненциальному закону, показания его сначала быстро, а затем все медленнее „подползают“ к температуре затвердевания, что может быть выражено уравнением

$$(t_r - t_s) = (t_{r_0} - t_s) e^{-m(\tau - \tau_1)}, \quad (10)$$

где $(t_r - t_s)$ — разность температур термометра и металла,
 $(t_{r_0} - t_s)$ — начальное значение этой разности при $\tau = \tau_1$,
 m — темп охлаждения измерителя температуры.

Но разность $(t_{r_0} - t_s)$, изображаемая на рис. 1 отрезком BB^* , определяется уравнением

$$t_{r_0} - t_s = r\varepsilon. \quad (11)$$

Подставляя это выражение в уравнение (10), получим

$$t_r - t_s = r\varepsilon e^{-\frac{1}{\tau}(\tau - \tau_1)}. \quad (12)$$

Полагая $t_r - t_s = 0,01^\circ\text{C}$, находим, согласно общеизвестному уравнению [1], для времени установления показаний термометра z_1 уравнение

$$z_1 = \varepsilon \ln \frac{r\varepsilon}{0,01}. \quad (13)$$

Из уравнения (13) видим, что время установления определяется скоростью охлаждения, предшествовавшей затвердеванию металла, и константой отставания измерителя температуры.

Как показывают измерения константы отставания обычно армированной платиновой термометры, в условиях весьма большого значения коэффициента теплоотдачи, что соответствует рассматриваемому случаю, может быть принято $\varepsilon = 18$ сек.

Соответствующее значение константы отставания платинового термометра сопротивления может быть принято $\varepsilon_{\infty} = 60$ сек.

Результаты подсчета времени установления показаний термopары и термометра сопротивления с точностью до $0,01^{\circ}\text{C}$ при различных значениях скорости охлаждения представлены в табл. 3.

Таблица 3

Измеритель температуры	Время установления τ_1 , мин.		
	$r = 3^{\circ}\text{C/мин.}$	$r = 4^{\circ}\text{C/мин.}$	$r = 5^{\circ}\text{C/мин.}$
Термопара $\varepsilon_{\infty} = 18$ сек. . .	1,35	1,44	1,5
Термометр сопротивления $\varepsilon_{\infty} = 60$ сек.	5,8	6	6,2

Из табл. 3 видно, что термопара будет давать показания, совпадающие с температурой затвердевания, с точностью в $0,01^{\circ}\text{C}$, спустя сравнительно небольшое время, не превышающее при обычных условиях эксперимента 1,5 мин. Термометр сопротивления при тех же условиях дает показания, верные до $0,01^{\circ}\text{C}$, спустя значительно большее время, равное в среднем 6 минутам. Однако время установления как термопары, так и термометра сопротивления настолько меньше площадки затвердевания металла, что можно с уверенностью утверждать, что как термопара, так и термометр сопротивления успевают с достаточной точностью принять температуру затвердевающего металла задолго до окончания процесса затвердевания.

С момента $\tau = \tau_2$, как только весь металл затвердеет, температура его перестает быть постоянной и начинает понижаться; условия охлаждения термометра, который на участке τ_1, τ_2 „подползал“ к постоянной температуре среды, изменяются. В новых условиях охлаждение измерителя температуры будет происходить уже по другому закону. С момента $\tau = \tau_2$ показания термометра начинают „догонять“ изменяющуюся температуру остывающего металла.

Если изменение температуры металла вновь будет происходить по линейному закону, то через время, равное времени установления, температура термометра будет так же изменяться по линейному закону и показания его будут отличаться от температуры металла на величину $r\varepsilon$, изображаемую на рис. 1 отрезком DD' . Таким образом влияние термической инерции измерителя температуры проявляется при определении темпе-

ратур затвердевания только в сравнительно небольшом укорочении площадки затвердевания, не искажая самой температуры затвердевания. Необходимо, однако, отметить, что приведенные выше значения длины площадок z и времени установления z_1 справедливы при указанных размерах тигля и температурных режимах. Применение малых навесок при значительных скоростях охлаждения может вызвать такое укорочение площадки затвердевания, что либо измеритель температуры не успеет принять температуру металла, либо площадка настолько сократится, что оказывается невозможным произвести достаточное количество отсчетов.

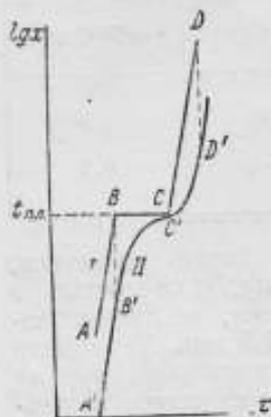


Рис. 2. Отставание при определении температур плавления металлов по малым навескам.

Отставание показаний измерителя температуры при применении малых навесок иллюстрируется рис. 2, где кривая I представляет изменение температуры металла, а кривая II — изменение показаний измерителя температуры.

О значении температуры затвердевания $t_з$ в случае кривых такого вида судят по ординате точки перегиба C'. Однако в тех случаях когда измеритель температуры не успевает принять температуру затвердевания, отрезок CC' на рис. 2 не равен нулю, ордината точки C' уже не может служить для определения температуры $t_з$, и отпадает всякая возможность точного ее определения.

Это особенно важно учитывать при работе с платиновым термометром сопротивления в точке затвердевания сурьмы, так как время его установления сравнительно велико.

Выясним теперь, какую роль играет термическая инерция термометров сопротивления при эталонировании их в точках плавления льда и кипения воды и серы.

В этих случаях измерения производятся в условиях, обеспечивающих весьма большое значение коэффициента теплоотдачи α и, следовательно, значения константы отставания ϵ , близкие к ϵ_∞ [5].

Требуемая „Положением о шкале“ 1933 г. точность воспроизведения точек 0 и 100° С составляет 0,001° С. Вычислим время z установления показаний термометра сопротивления с указанной точностью. Положив $\theta - t = 0,001^\circ \text{C}$ и $\epsilon = 60$ сек., получим

$$z = 60 \ln \frac{\theta_0 - t}{0,001}. \quad (14)$$

При эталонировании в точке 0°C можно считать, что $\theta_0 - t = 20^{\circ}\text{C}$, а в точке 100°C $\theta_0 - t = 80^{\circ}\text{C}$. Тогда в первом случае (0°C) для времени установления находим $z_1 = 10$ мин. 55 сек., а во втором (100°C) $z_2 = 11$ мин. 18 сек.

Точность воспроизведения точки кипения серы, согласно „Положению о шкале“ 1933 г., составляет $0,01^{\circ}\text{C}$. В этом случае для времени установления имеем

$$z = f_0 \ln \frac{\theta_0 - t}{0,01}. \quad (15)$$

Принимая $\theta_0 - t = 425^{\circ}\text{C}$, находим $z_3 = 10$ мин. 45 сек.

Согласно общепринятой методике, термометр до начала эталонирования выдерживается во льду или в парах воды или серы около получаса.

Поэтому, даже принимая во внимание то обстоятельство, что уравнения (14) и (15) дают лишь приближенное значение времени установления, можно утверждать, что к моменту начала эталонирования термометр успевает принять температуру среды с требуемой точностью.

Следовательно, вводить в этих случаях поправки на отставание нет никакой необходимости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Кондратьев. Труды ВНИИМ, 2 (47), 1941.
2. Г. М. Кондратьев. Труды ВИМС, 10 (26), 1936.
3. А. С. Аржанов. Журнал технической физики, II, 3—4 (1932).
4. Инструкция 25—40 Комитета по делам мер и измерительных приборов при СНК СССР, 1941.
5. Т. М. Бродович. Характеристические кривые отставания измерителей температуры (статья в этом сборнике, см. стр. 112).

Т. М. БРОДОВИЧ

ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИЕ КРИВЫЕ ОТСТАВАНИЯ ИЗМЕРИТЕЛЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

В многочисленных работах, посвященных исследованию термической инерции, определялись константы отставания термометров различных типов в средах разной плотности при различных условиях перемешивания.

Результаты этих исследований показали, что константа отставания ϵ данного термометра различна в разных средах, а для каждой данной среды ϵ убывает с увеличением скорости перемешивания. Однако отставание в плотной, но слабо перемешиваемой среде зачастую оказывается большим, чем в среде менее плотной, но энергично перемешиваемой.

Таким образом, каждое из этих исследований давало материал только для характеристики поведения термометра в данной среде при данных условиях перемешивания, но на основании их не представлялось возможным сделать общий вывод относительно того, какой закономерности подчиняется и каким параметром однозначно определяется инерция измерителей температуры.

Указания на то, в каком направлении следует вести исследования, чтобы найти эту закономерность, дает разработанная Г. М. Кондратьевым [1] [2] теория регулярного режима, устанавливающая связь между константой отставания ϵ и коэффициентом теплоотдачи α . Коэффициент теплоотдачи, будучи функцией плотности среды, ее теплоемкости, теплопроводности, вязкости и скорости ее движения, численно выражает величину общего теплового воздействия среды на термометр, обусловленного совокупным влиянием всех свойств среды, и, следовательно, представляет собой как раз такую величину, которой однозначно определяется отставание каждого данного термометра в данной среде. Согласно теории регулярного режима, величины ϵ и α связаны между собой уравнением

$$\epsilon = \frac{\Phi}{\alpha\psi}. \quad (1)$$

$$\text{Здесь } \Phi = \frac{C}{S},$$

где C —теплоемкость термодатчика;

S —площадь его наружной поверхности;

ψ —функция α , численное значение которой лежит между 0 и 1.

Уравнение (1) показывает, что кривая зависимости ψ от α или „характеристическая кривая отставания“ должна иметь вид гиперболы.

Однако определение численного значения величины Φ , постоянной для каждого данного термометра, чрезвычайно затруднительно в силу сложности строения термодатчиков термометров. Еще большие затруднения представляет определение значения величины ψ , которая может быть вычислена только в некоторых, особо простых случаях. Поэтому теория регулярного режима указывает лишь характер зависимости ψ от α , но нахождение уравнения характеристических кривых отставания аналитическим путем не представляется возможным.

Нами были построены характеристические кривые отставания нескольких типичных термометров на основании экспериментальных данных, что дало возможность проверить справедливость выводов теории регулярного режима относительно характера этих кривых и найти их уравнения.

Для построения характеристических кривых отставания необходимо производить совместное определение константы отставания исследуемого термометра в данной среде и коэффициента теплоотдачи.

Определение константы отставания ψ производилось нами методом Г. М. Кондратьева. В основе этого метода лежит тот факт, что с момента наступления регулярного режима охлаждения (или нагревания) термометра в среде с постоянной температурой t изменение со временем температуры u любой точки термодатчика определяется тем же постоянным числом $m = \frac{1}{\tau}$, каким определяется изменение со временем средней объемной температуры его θ , обуславливающей показания термометра.

Следовательно, для определения константы отставания можно воспользоваться полулогарифмическим графиком изменения со временем разности температур $\vartheta = u - t$, построенным для любой точки термодатчика термометра. Для измерения этой разности ϑ пользуются дифференциальной термопарой, помещая один ее спай внутри термодатчика в точке, выбор которой диктуется только соображениями удобства, а другой—в какой-либо точке среды, окружающей термометр; термопара при-

соединяется к зеркальному гальванометру. Способ введения термопары ясен из рис. 1 и 2.

На основании анализа градуировочных кривых различных термопар и принципа конструкции зеркального гальванометра можно прийти к выводу, что при разности температур порядка нескольких градусов и даже нескольких десятков градусов

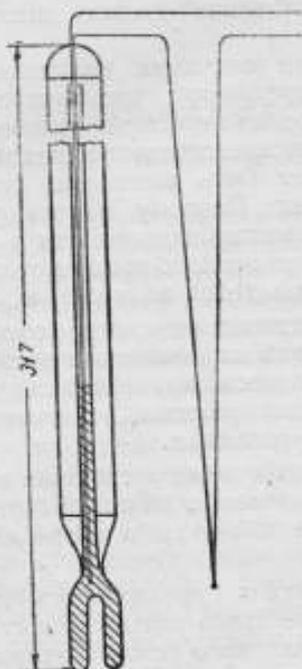


Рис. 1. Спиртовый минимальный термометр.

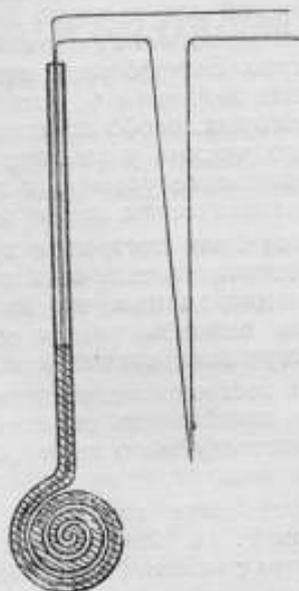


Рис. 2. Спиральный спиртовый термометр.

можно с достаточной точностью считать, что отклонение зайчика гальванометра пропорционально разности температур ϑ , какими бы из употребительных металлов ни пользоваться для изготовления применяемой термопары. Таким образом, можно считать, что $\vartheta = kx$, где x — отклонение зайчика гальванометра, k — коэффициент пропорциональности.

Отсюда: $\frac{\vartheta_1}{\vartheta_2} = \frac{x_1}{x_2}$, где ϑ_1 и x_1 — значения разности температур $\vartheta = u - t$ и отклонения зайчика гальванометра в момент τ_1 ; ϑ_2 и x_2 — значения тех же величин в момент времени τ_2 .

Следовательно, обычно применяемая для определения константы отставания формула $\epsilon = \frac{\tau_2 - \tau_1}{\ln \vartheta_1 - \ln \vartheta_2}$ может быть заменена формулой

$$\epsilon = \frac{\tau_2 - \tau_1}{\ln x_1 - \ln x_2}. \quad (2)$$

Из этой формулы видим, что градуировать применяемую термопару нет никакой необходимости.

Изложенный метод имеет ряд существенных преимуществ перед общепринятым методом, а именно: он дает возможность определять константу отставания любого—как градуированного, так и не градуированного термометра; в ряде случаев, например при определении константы отставания термометров сопротивления, он освобождает от необходимости пользоваться сложной электронизмерительной аппаратурой, которая требует каждый раз затраты значительного времени и делает невозможным производство достаточного числа точных отсчетов при быстроменяющейся температуре; кроме того, этим методом определяется только термическая составляющая инерции, являвшаяся предметом нашего исследования.

Теоретическим основанием нашей работы служит теория регулярного режима, одной из предпосылок которой является отсутствие внутри термоприемника и на его поверхности каких-либо источников тепла. Поэтому определение константы отставания производилось нами всегда при охлаждении термометров, ибо при нагревании термометра в воздушной среде, имеющей более высокую температуру, на поверхности его происходит конденсация влаги воздуха, что сопряжено с выделением теплоты испарения; поверхность термоприемника термометра служит в этом случае дополнительным источником тепла, исключаяющим или сильно задерживающим регуляризацию процесса.

Коэффициент теплоотдачи α мы определяли следующим методом: в латунную пробирку, диаметром 10 мм и длиной 200 мм, помещали электрический нагреватель, с помощью которого создавалась небольшая разность температур ϑ_1 между температурой пробирки t_1 и температурой среды t . Эта разность температур $\vartheta_1 = t_1 - t$ измерялась дифференциальной термопарой, один из спаев которой был прижат к внутренней поверхности пробирки, а другой помещен в среде, окружающей пробирку. Спустя несколько минут после начала нагревания пробирки между нею и средой устанавливается тепловое равновесие. Тогда можно считать, что количество тепла Q_1 , выделяемое нагревателем в единицу времени, равно количеству тепла Q_2 ,

уносимому в единицу времени с поверхности пробирки окружающей ее средой.

Для количества тепла Q_1 и Q_2 имеем:

$$Q_1 = 0,24 I^2 R,$$

$$Q_2 = \alpha \vartheta_1 F,$$

где I — сила тока, идущего по нагревателю;

R — сопротивление нагревателя;

α — коэффициент теплоотдачи;

ϑ_1 — разность температур пробирки и среды;

F — площадь поверхности пробирки.

Отсюда

$$\alpha = \frac{0,24 I^2 R}{\vartheta_1 F}. \quad (3)$$

При определении коэффициента теплоотдачи α мы предварительно находили сопротивление нагревателя R и вычисляли площадь поверхности F ; затем в каждой данной среде измеряли разность температур ϑ_1 и силу тока I ; вносили поправку к сопротивлению R на температуру нагревателя и, наконец, по уравнению (3) вычисляли значение коэффициента теплоотдачи α .

В качестве среды, обеспечивающей наименьшее значение коэффициента теплоотдачи из всех представляющих практический интерес, была использована камера спокойного воздуха, представляющая собой куб с металлическими стенками, ребро которого равно 60 см. Стенки камеры, за исключением одной, покрыты войлоком; одна из стенок застеклена, что позволяет производить визуальные наблюдения. Значения коэффициента теплоотдачи порядка нескольких десятков технических единиц получались с помощью аэродинамической трубы. Затем измерения производились в спокойной воде и в ледяной ванне, что обеспечивало большое (а в последнем случае практически бесконечно большое) значение коэффициента теплоотдачи.

Объектами наблюдений служили следующие 5 термометров:

- 1) платиновый термометр сопротивления эталонного типа № 21;
- 2) ртутно-стеклянный термометр со вложенной шкалой № 775; диаметр резервуара 0,9 см, длина резервуара 2,8 см, общая длина термометра 50 см; диаметр стержня 1,4 см;
- 3) спиртовой термометр палочного типа с шаровым резервуаром; диаметр резервуара 2,2 см; диаметр стержня 0,9 см; общая длина термометра 32 см;
- 4) спиртовой минимальный термометр № 21691, размеры его ясны из рис. 1;

5) спиртовой термометр со спиралевидным резервуаром, изготовленный из стеклянной трубки диаметром 0,7 см (см. рис. 2).

Результаты исследования представлены в виде характеристических кривых отставания на рис. 3 и 4.

Для всех исследованных термометров константа отставания ε убывает с увеличением коэффициента теплоотдачи α сначала весьма быстро, а затем все медленнее, стремясь к определенному пределу ε_0 , соответствующему практически бесконечно

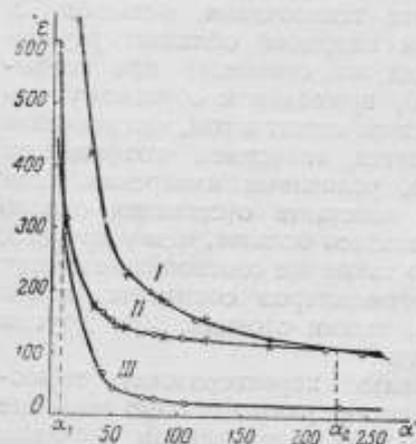


Рис. 3. Характеристические кривые отставания спиртовых термометров.

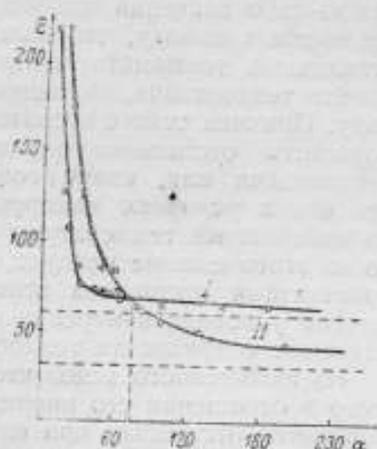


Рис. 4. Характеристические кривые отставания:

I — платинового термометра сопротивления; II — ртутно-стеклянного термометра со вложенной шкалой.

большому значению α , что находится в полном соответствии с теорией регулярного режима.

Из рис. 3 видно, что характеристические кривые минимального спиртового термометра и спиртового термометра с шаровым резервуаром пересекаются при $\alpha = 225^*$ и что, следовательно, при $\alpha < 225$ большей инерцией обладает термометр с шаровым резервуаром, а при $\alpha > 225$, наоборот, большей инерцией обладает минимальный термометр. Точно так же из рис. 4 видно, что характеристические кривые термометра

* Здесь, как и в дальнейшем, коэффициент теплоотдачи выражен в технических единицах $\left(\frac{\text{ккал}}{\text{м}^2 \cdot \text{час} \cdot ^\circ\text{C}} \right)$.

сопротивления и ртутно-стеклянного термометра тоже пересекаются. Точка пересечения этих кривых соответствует $\alpha = 75$. Значит, при $\alpha < 75$ большей константой отставания обладает ртутно-стеклянный термометр, а при $\alpha > 75$ константа отставания его меньше, чем у термометра сопротивления.

Этот замечательный факт приводит нас к выводу, что, сравнивая два измерителя температуры в отношении их отставания, не всегда можно сказать, что один из них более инерционен, чем другой. Так, сравнивая исследованные нами термометр сопротивления и ртутно-стеклянный термометр при каком-либо значении коэффициента теплоотдачи, меньшем 75, приходим к выводу, что большей инерцией обладает ртутно-стеклянный термометр; производя же сравнения при коэффициенте теплоотдачи, большем 75, приходим к обратному выводу. Причина такого несоответствия лежит в том, что значение константы отставания определяется значением коэффициента теплоотдачи или, иначе говоря, условиями измерения. Если при одних условиях измерения константа отставания одного из измерителей температуры оказалась больше, чем у другого, то из этого еще не следует, что такое же соотношение между константами отставания этих термометров сохранится и при других условиях измерения или, иными словами, при другом значении коэффициента теплоотдачи.

Из изложенного ясно, что нельзя характеризовать термометр в отношении его инерционности, указывая одно значение константы отставания при каком-либо определенном значении коэффициента теплоотдачи, ибо оно не определяет значений константы отставания при других величинах коэффициента теплоотдачи.

Исчерпывающую характеристику поведения измерителя температуры дает только характеристическая кривая отставания. Поэтому большой интерес представляет отыскание уравнения этой кривой.

Наиболее простой вид функции f в уравнении $\varepsilon = f(\alpha)$, удовлетворяющий общему виду характеристической кривой, будет $\varepsilon = \varepsilon_{\infty} + A\alpha^{-n}$.

Тогда

$$\varepsilon = \varepsilon_{\infty} + A\alpha^{-n}$$

или

$$\varepsilon - \varepsilon_{\infty} = A\alpha^{-n}. \quad (4)$$

Логарифмируя (4), получаем:

$$\lg(\varepsilon - \varepsilon_{\infty}) = \lg A - n \lg \alpha. \quad (5)$$

Отсюда следует, что если наше предположение относительно вида зависимости ε от α верно, то в логарифмической анамор-

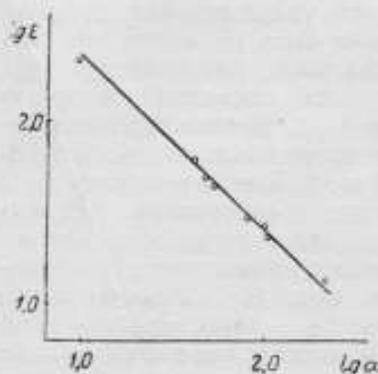


Рис. 5. График $\lg \varepsilon = f(\lg \alpha)$ для спиртового минимального термометра.

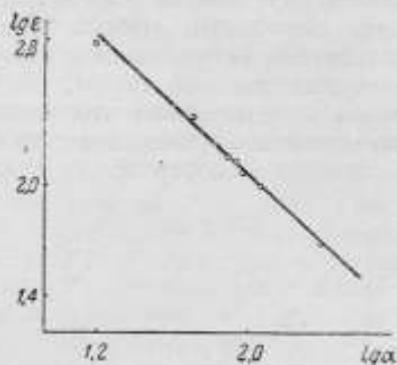


Рис. 6. График $\lg \varepsilon = f(\lg \alpha)$ для шарового спиртового термометра.

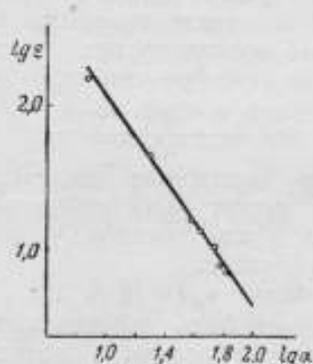


Рис. 7. График $\lg \varepsilon = f(\lg \alpha)$ для термометра сопротивления.

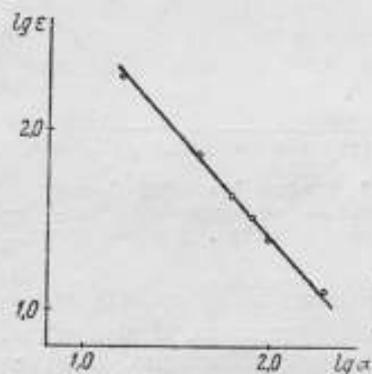


Рис. 8. График $\lg \varepsilon = f(\lg \alpha)$ для грунто-стеклянного термометра № 775.

фозе характеристические кривые отставания должны превратиться в прямые.

Для проверки правильности этого предположения нами были вычислены значения $\lg \alpha$ и соответствующие значения $\lg(\varepsilon - \varepsilon_{\infty})$ и построены графики $\lg(\varepsilon - \varepsilon_{\infty}) = f(\lg \alpha)$ для исследованных термометров (рис. 5—9).

Как видно из рис. 5—9, для всех исследованных термометров, за исключением спиртового термометра со спиральным резервуаром, экспериментальные данные в логарифмической анаморфозе вполне удовлетворительно укладываются на прямую. Некоторый разброс точек может быть объяснен тем, что вследствие непостоянства напряжения тока, питающего мотор аэродинамической трубы, режим работы последней зачастую внезапно изменялся, что, в свою очередь, вызывало изменение значения коэффициента теплоотдачи. В результате получалось некоторое несоответствие значений коэффициента теплоотдачи и

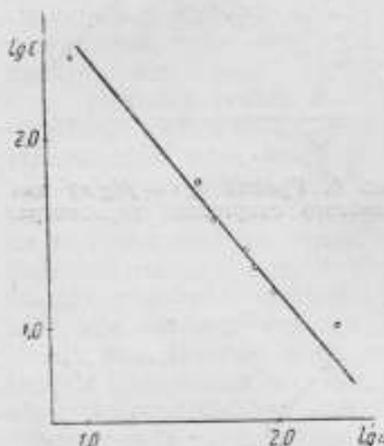


Рис. 9. График $\lg \varepsilon = f(\lg x)$ для спиртового термометра.

константы отставания. Однако разброс этот незначителен и не исключает возможности проведения прямой. Следовательно, уравнение характеристической кривой отставания в общем виде с достаточной точностью может быть представлено уравнением (4).

Для определения численного значения постоянных A и n в уравнениях характеристических кривых исследованных термометров воспользуемся уравнением (5). Преобразуем его к виду

$$n = \frac{\lg A - \lg(\varepsilon - \varepsilon_0)}{\lg \alpha}. \quad (6)$$

Это выражение показывает, что n может быть найдено как тангенс угла наклона прямой к оси абсцисс.

Полагая в (5) $\lg \alpha = 0$, получаем $\lg(\varepsilon - \varepsilon_0) = \lg A$.

Следовательно, коэффициент A может быть найден по значению его логарифма, определяющегося величиной отрезка, отсекаемого прямой на оси ординат.

Принимая во внимание изложенное, из графиков рис. 5—8 находим уравнения характеристических кривых исследованных термометров.

Для спиртового минимального термометра имеем:

$$\varepsilon = 100 + 200 \cdot \alpha^{-0,865}; \quad (7)$$

для спиртового термометра с шаровым резервуаром:

$$\varepsilon = 58 + 661 \cdot \alpha^{-0,87}; \quad (8)$$

для платинового термометра сопротивления:

$$\varepsilon = 60,5 + 450 \cdot \alpha^{-1,39}; \quad (9)$$

для ртутно-стеклянного термометра:

$$\varepsilon = 32 + 3990 \cdot \alpha^{-1,1}. \quad (10)$$

Найти уравнение характеристической кривой для термометра со спиральным резервуаром нам не удалось, так как на графике $\lg(\varepsilon - \varepsilon_{\infty}) = f(\lg \alpha)$, построенном для этого термометра, точки не укладываются на прямую. Это вызвано, очевидно, тем, что определение коэффициента теплоотдачи производилось нами с помощью цилиндрической латунной пробирки и перенесение полученных для нее значений коэффициента теплоотдачи на термометр со спиральным резервуаром не оправдано.

Для проверки правильности найденных уравнений (7)–(10) нами были вычислены по ним значения константы отставания, соответствующие произвольно заданным значениям коэффициента теплоотдачи, которые были затем нанесены в виде крестиков на характеристические кривые отставания, построенные по экспериментальным данным. Из рис. 3 и 4 видно, что точки, полученные вычислением по уравнениям (7)–(10), вполне удовлетворительно укладываются на характеристические кривые, что может служить доказательством правильности этих уравнений.

Найденное нами уравнение характеристической кривой находится в полном соответствии с теорией регулярного режима. Действительно, теория регулярного режима устанавливает связь между безразмерными критериями Нуссельта и Кондратьева, которая может быть выражена уравнением:

$$z = \varphi(p), \quad (11)$$

где z — критерий Нуссельта;

p — критерий Кондратьева.

Значение критерия Нуссельта определяется уравнением

$$z = \frac{\alpha L_0}{\lambda}, \quad (12)$$

где α — коэффициент теплоотдачи;

L_0 — главный размер тела (например у шара — радиус);

λ — коэффициент теплопроводности.

Из уравнения (12) видно, что z , будучи пропорционально коэффициенту теплоотдачи α и постоянной величине $\frac{L_0}{\lambda}$, может служить мерой коэффициента теплоотдачи.

Функция $\varphi(\rho)$ для шара имеет вид $\varphi(\rho) = 1 - \rho \operatorname{ctg} \rho$. Отсюда, принимая во внимание выражение (11), имеем

$$\bar{z} = 1 - \rho \operatorname{ctg} \rho. \quad (13)$$

Критерий Коנדратьева определяется равенством

$$\rho = L_0 \sqrt{\frac{m}{a}},$$

где L_0 — главный размер тела;
 m — темп охлаждения;
 a — температуропроводность.
 Отсюда

$$\rho^2 = L_0^2 \cdot \frac{1}{a \varepsilon}, \quad (15)$$

где ε — константа отставания.
 Обозначим

$$\frac{a \varepsilon}{L_0^2} = E.$$

Тогда

$$E = \frac{1}{\rho^2}, \quad (16)$$

где E — величина пропорциональная константе отставания ε и могущая поэтому служить мерой ε .

Из изложенного ясно, что график $\bar{z} = f(E)$ должен представлять собою не что иное, как характеристическую кривую отставания, построенную в каком-то определенном масштабе, ибо по осям откладываются величины \bar{z} и E , пропорциональные коэффициенту теплоотдачи и константе отставания.

Воспользовавшись уравнениями (14) и (16), мы построили характеристическую кривую отставания для шара, представленную на рис. 10.

Если найденное нами уравнение характеристической кривой отставания правильно, то ему должна удовлетворять и эта кривая; иначе говоря, уравнение этой кривой должно иметь вид:

$$E = E_{\infty} + A \bar{z}^{-n}, \quad (17)$$

где E_{∞} — значение величины E , соответствующее бесконечно большому значению \bar{z} или, что то же самое, бесконечно большому значению коэффициента теплоотдачи.

В логарифмической анаморфозе построенная нами кривая должна перейти в прямую. Для проверки этого предположения, задавая определенные значения критерию p (от 0,7 до 2,1), мы вычислили по уравнениям (13) и (16) соответствующие значения E и z . Заметив, что с возрастанием z значение критерия p стремится к определенному пределу, численно равному π , и

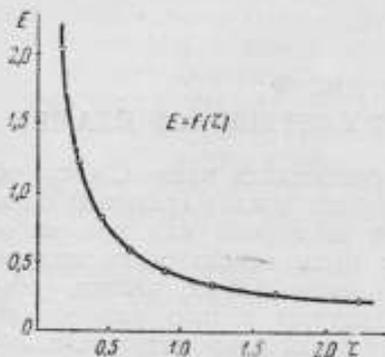


Рис. 10. Характеристическая кривая отставания шара.

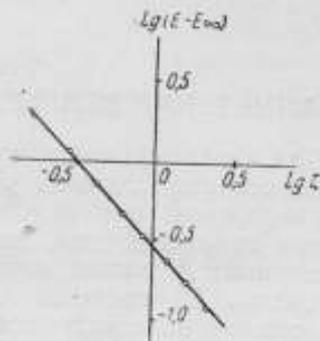


Рис. 11. Логарифмическая анаморфоза характеристической кривой отставания шара.

что, следовательно, $E_{\infty} = \frac{1}{\pi^2} \approx 0,1$, мы нашли соответствующие значения $\lg(E - E_{\infty})$ и $\lg z$.

Кривая зависимости $\lg(E - E_{\infty})$ от $\lg z$ представлена на рис. 11.

Из рис. 10 и 11 видим, что связь между величинами E и z , действительно, может быть выражена уравнением (17), — это служит подтверждением правильности найденного нами уравнения характеристических кривых отставания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Кондратьев. Испытание материалов на теплопроводность по методам регулярного режима. Стандартгиз, 1936.
2. Г. М. Кондратьев. Труды ВНИИМ, 2 (47), 1941.

И. И. КИРЕНКОВ

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУР СВЕТЯЩИХСЯ ПЛАМЕН

Для измерения температур светящихся пламен, часто образующихся при сгорании различных топлив (главным образом углеводородов) при недостатке кислорода или при недостаточном перемешивании, может быть использовано излучение взвешенных в таком пламени раскаленных частиц (обычно углерода). Определение температуры такого пламени непосредственно по показаниям оптического пирометра, т. е. по яркостной температуре, невозможно без одновременного измерения коэффициента излучения пламени. Введение поправки на коэффициент излучения по отдельным проводимым заранее экспериментам, как это принято при измерении температур твердых тел, в случае пламен неприемлемо вследствие нестабильности и обычно низкой величины коэффициента излучения пламен.

Коэффициент излучения светящихся пламен зависит от концентрации взвешенных в нем частиц углерода, от толщины пламени, а также от длины волны.

Для измерения температур светящихся пламен по излучению взвешенных частиц, имеющему характер сплошного спектра, могут быть применены два метода: метод цветовой температуры и метод лучеиспускания и поглощения.

Измерение температур светящихся пламен методом цветовой пирометрии принципиально ничем не отличается от измерения цветовой температуры любых излучателей. Теория и практика этого метода довольно широко освещены в литературе.

Метод лучеиспускания и поглощения, предложенный около 50 лет назад [1], применяется реже; очень мало его исследований опубликовано. Между тем этот метод, имеющий в некоторых случаях ряд преимуществ (высокая точность, простота эксперимента и аппаратуры), заслуживает более широкого распространения.

Целью настоящей статьи является оценка применимости и точности, а также анализ техники измерения температур светящихся пламен методом лучеиспускания и поглощения.

1. ОПИСАНИЕ МЕТОДА ЛУЧЕИСПУСКАНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ

Метод лучеиспускания и поглощения дает возможность осуществить оптическое измерение температур светящихся пламен с одновременным введением поправки на коэффициент излучения. По этому методу вспомогательный источник света, например вольфрамовая ленточная лампа, визируется оптическим монохроматическим пирометром сквозь исследуемое пламя. Накал ленточной лампы регулируется таким образом, чтобы ее яркостная температура, измеренная непосредственно, без пламени, была равна яркостной температуре, измеренной сквозь пламя. Оба измерения производятся одним оптическим пирометром, т. е. в лучах одной и той же длины волны. Можно показать, что если пламя удовлетворяет закону Кирхгофа, то полученная яркостная температура равна истинной температуре пламени.

Равенство яркостей лампы, измеренных сквозь пламя и без него, может быть выражено уравнением:

$$b_3 = b_1 + b_2(1 - \alpha_\lambda) = b_2, \quad (1)$$

где b_1 — собственная яркость пламени;

b_2 — яркость ленточной лампы;

b_3 — яркость этой лампы при визировании сквозь пламя;

α_λ — коэффициент поглощения пламени.

Непосредственно из этого равенства можно получить:

$$\frac{b_1}{\alpha_\lambda} = b_x = b_2,$$

где b_x — яркость черного тела при температуре пламени.

Если пламя удовлетворяет закону Кирхгофа, то последнее равенство возможно только при условии

$$T_x = T_2,$$

где T_x — температура пламени;

T_2 — яркостная температура лампы.

Приведенный вывод справедлив в предположении, что отражением (рассеянием) света от пламени можно пренебречь. Если коэффициент отражения следует учесть, то нужно ввести поправку следующего вида:

$$b'_1 = \left(1 + \frac{r_\lambda}{\alpha_\lambda}\right) b_1,$$

где b'_1 — яркость пламени с учетом поправки на коэффициент отражения r_λ .

Коэффициент отражения светящихся пламен имеет в видимом спектре величину порядка 1%.

Излучение светящихся пламен с высокой точностью удовлетворяет закону Кирхгофа. Это излучение практически никогда не имеет полностью характера сплошного спектра, свойственного твердому телу. Газы пламени накладывают на этот сплошной спектр собственное излучение, имеющее, как известно, вид атомных линий и молекулярных полос. Это излучение также в основном подчиняется закону Кирхгофа, кроме некоторых линий и полос люминесцентного происхождения, наблюдающихся иногда в зоне интенсивной химической реакции, как, например, в видимой части спектра—полосы C_2 в синей и зеленой области. В светящихся пламенах люминесценция выражена слабо и вносимая ею погрешность для этих пламен мала. В красной области спектра люминесценция обычно отсутствует. Спектральные линии и полосы теплового происхо-

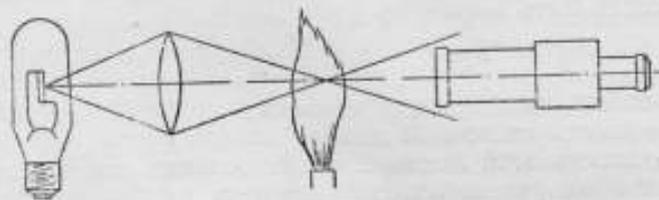


Рис. 1.

ждения, удовлетворяющие закону Кирхгофа, естественно, не вносят погрешности при измерении по методу лучеиспускания и поглощения.

Для постановки эксперимента на пламя с помощью линзы проектируют изображение ленты лампы и это изображение рассматривают сквозь пламя оптическим монохроматическим пирометром (см. рис. 1). Меняя накал ленточной лампы, снимают кривую зависимости получаемой яркостной температуры от силы тока в нити лампы. Эту кривую сравнивают с аналогичной кривой градуировки лампы, снятой при отсутствии пламени. Точка пересечения этих двух кривых дает истинную температуру пламени.

По другому варианту эксперимента излучение вольфрамовой лампы разделяется на два пучка призмами полного внутреннего отражения; с помощью двух линз образуют изображения нити лампы, одно на пламени, другое вне его; затем снова соединяют два луча света в оптическом монохроматическом пирометре с исчезающей нитью (см. рис. 2). Таким образом, в поле зрения пирометра наблюдают одновременно два изо-

бражения, яркость которых уравнивается изменением накала ленточной лампы, и полученную яркостную температуру измеряют с помощью исчезающей нити этого же пирометра.

В обоих случаях необходимо внести поправки на поглощение света оптическими деталями таким образом, чтобы яркостную температуру изображения нити лампы на пламени сравнить с яркостной температурой этого же изображения при отсутствии пламени. Первый вариант методики принципиально допускает измерения без конденсорной линзы, но обычно эта линза вводится для удобства измерения—для увеличения размера изображения ленты лампы в плоскости нити пирометра.

Нами в 1947 г. предложена иная методика измерения по методу лучеиспускания и поглощения, позволяющая обходиться без операции выравнивания яркостей. По этой методике рас-

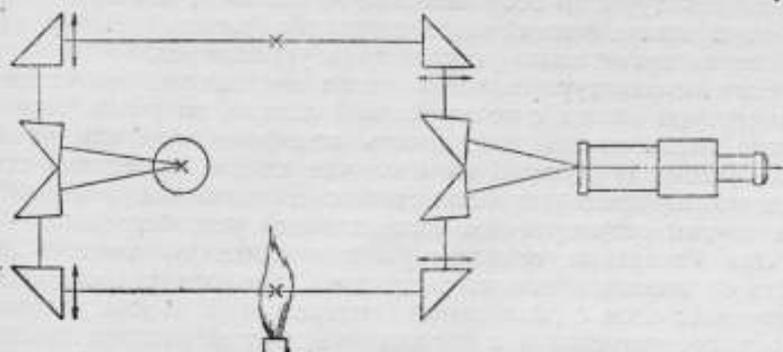


Рис. 2.

положение аппаратуры сохраняется таким же, как на рис. 1. Включается накал ленты лампы, приблизительно соответствующий ожидаемой температуре пламени в пределах $\pm 200 \rightarrow 300^\circ \text{C}$. Яркостная температура лампы T_2 определяется, как и прежде, по силе тока. Оптическим пирометром производится измерение яркостной температуры пламени T_1 (рядом с изображением ленты лампы), а также яркостной температуры ленты лампы сквозь пламя— T_3 .

Легко показать, что по трем измеренным температурам T_1 , T_2 и T_3 можно определить температуру пламени при помощи формулы:

$$\frac{1}{T_x} = \frac{1}{T_2} + \frac{\lambda}{C_2} \ln \beta, \quad (2)$$

где T_x —температура пламени,

$$\beta = \frac{b_2 + b_3 - b_1}{b_1}, \quad (3)$$

а b_1 , b_2 и b_n —относительные значения яркостей, соответствующих измеренным температурам T_1 , T_2 и T_n . Эти значения яркостей могут быть вычислены по формуле:

$$\ln b = \frac{C_2}{\lambda T}.$$

При такой постановке эксперимента оптический пирометр используется как яркомер и может быть с успехом заменен яркомером, градуированным непосредственно в стильбах, причем процесс последующих вычислений соответственно упрощается.

Приведенные выражения без труда выводятся из формулы Вина и из закона Кирхгофа в приведенной выше форме. Расчет температуры по этой методике не сложнее, чем по первому из двух приведенных выше вариантов, между тем процесс измерения значительно ускоряется и упрощается.

Если температура пламени выше максимально допустимой температуры лампы с вольфрамовой лентой, то вместо лампы можно использовать поверхность вольфрамового или угольного электрода дуги. В этом случае вместо изменения силы тока можно применить ослабление света поглощающим клином или другим регулируемым поглощающим устройством.

При измерении температуры неоднородного пламени луч света от вспомогательного источника, проходя сквозь пламя, пересекает слои с различными температурами. В этих условиях метод лучеиспускания и поглощения дает некоторое среднее значение температуры между максимальной и минимальной температурами пламени на пути луча. Преобладающее влияние на показания прибора оказывают наиболее горячие участки, вследствие большой интенсивности излучения, а также участки, расположенные ближе к наблюдателю, вследствие частичного поглощения ими излучения от более удаленных слоев.

Открытые светящиеся пламена, часто образующиеся при горении органических соединений в воздухе, имеют иногда максимальную температуру около наружной поверхности пламени вследствие догорания углерода при соприкосновении с атмосферным воздухом. Измеренная методом лучеиспускания и поглощения "оптическая" температура такого пламени получается близкой к его максимальной температуре. В случае светящегося пламени в двигателях и других установках, в которых пламя закрыто от атмосферного воздуха стенками камеры сгорания, а также в открытых пламенах, являющихся светящимися не от бедности кислородом, а от недостаточного перемешивания, максимальная температура образуется в центре пламени вследствие передачи тепла от периферийных участков

пламени к охлаждаемым стенкам или к атмосферному воздуху. В этом случае „оптическая“ температура получается близкой к арифметическому среднему температур отдельных участков пламени вдоль измерительного луча.

При измерении методом лученспускания и поглощения температур пламен в двигателях камера сгорания снабжается с противоположных сторон двумя окнами, закрытыми кварцем. Против одного окна устанавливается вспомогательная лампа, обычно снабженная линзой для удобства измерений, а через другое окно производится измерение с помощью оптического пирометра.

Метод лученспускания и поглощения является весьма точным методом измерения температур пламен, но его применение ограничено светящимися пламенами. При понижении коэффициента излучения пламени точность измерения его температуры этим методом, как будет показано ниже, падает вследствие роста фотометрических погрешностей.

Непосредственное измерение температуры пламени оптическим пирометром без внесения поправки на коэффициент излучения допустимо только в очень больших по размерам светящихся пламенах в случае их полной непрозрачности, в чем необходимо убедиться. Практически такая возможность иногда встречается в случае больших промышленных печей и котельных топков, работающих на тяжелых горючих, как мазут, пылевидное топливо и т. п.

2. ТЕМПЕРАТУРА ИЗЛУЧАЮЩИХ ЧАСТИЦ В СВЕТЯЩИХСЯ ПЛАМЕНАХ

Для обоснования возможности использования излучения сплошного спектра для измерения температур светящихся пламен необходимо убедиться в равенстве температур газов пламени и излучающих частиц, используемых для измерения.

Вопрос о температуре взвешенных частиц углерода в светящемся пламени был подробно рассмотрен Шаком [2]. Как показали исследования В. Я. Лихушина, выводы Шака, ошибочные в отношении спектрального распределения излучения взвешенных частиц углерода (что имеет значение для цветового метода), в части приближенного вычисления температуры взвешенных частиц дают правильный порядок величины.

Для вычисления разности температур между газами пламени и взвешенными в них частицами необходимо, как обычно, рассмотреть энергетический баланс взвешенных частиц, получающих энергию от газов пламени путем конвекции и излучающих энергию в окружающее пространство. Особенность

данного энергетического баланса, заключающаяся в необычных для аналогичных расчетов численных значениях рассматриваемых величин, вызывается крайне малыми размерами взвешенных частиц.

По данным Ангстрема, средний размер частиц углерода, взвешенных в углеводородном пламени, не превышает 0,3 μ . Это подтверждено многочисленными более поздними экспериментами, показавшими, что размеры взвешенных частиц углерода в пламени не превышают 0,1—0,2 μ .

Эти данные, естественно, нельзя распространить на пламена, образующиеся при горении пылевидного топлива, так как в таких пламенах излучающие твердые частицы могут иметь более крупные размеры, зависящие от степени дисперсности топлива. Однако, на случай пламен, получаемых сжиганием жидкого топлива, даже распыляемого в виде сравнительно крупных капель, эти данные могут быть распространены, так как жидкие топлива обычно не могут излучать, не испаряясь, вследствие низкой температуры кипения; излучают в этом случае взвешенные частицы углерода, образующиеся в пламени, окружающем капли горючего.

Из теории теплообмена известно, что коэффициент теплоотдачи α между твердым телом и жидкой или газовой средой при малых размерах твердого тела (критерий Грасгофа $Gr \leq 0,14$) выражается формулой [3]:

$$\alpha = \frac{c}{d} \quad (4)$$

где d —определяющий размер твердого тела;

c —постоянный коэффициент, зависящий от условий теплоотдачи.

Вследствие весьма малых размеров взвешенных в пламени частиц, их коэффициент теплоотдачи получает большое значение. Считая $\alpha \cong 100$ ккал/м²·час·°С при $d = 0,1$ мм, что приблизительно соответствует опытным данным Л. С. Эйгенсона [3], получаем по формуле (4) для рассматриваемого случая ($d = 0,2—0,3 \mu$) значение коэффициента теплоотдачи порядка $\alpha = 30\ 000—50\ 000$ ккал/м²·час·°С.

По измерениям оптических свойств осаждаемого из пламени углерода Шак [2] определил, что коэффициент суммарного излучения взвешенных частиц углерода в пламени не превышает 5,5%. Расчет дает это значение коэффициента излучения в случае шарообразных частиц диаметром 0,3 μ . Это значение следует считать максимальным, так как для всякой другой формы частиц коэффициент излучения имеет меньшую величину.

Уравнение теплового баланса излучающих частиц можно, как обычно, представить в виде:

$$\alpha \cdot \Delta T = \epsilon \sigma (T^4 - T_0^4), \quad (5)$$

где α — коэффициент теплоотдачи;

ϵ — коэффициент суммарного излучения;

σ — постоянная закона Стефана-Больцмана;

ΔT — искомая разность температур газов пламени и взвешенных в нем частиц углерода;

T — температура взвешенных частиц;

T_0 — температура окружающих тел.

Подстановка в это уравнение приведенных выше значений α и ϵ дает $\Delta T \approx 1^\circ \text{C}$ при $T = 2000^\circ \text{K}$ и $\Delta T \approx 5^\circ \text{C}$ при $T = 3000^\circ \text{K}$.

Естественно, что этот расчет нельзя считать точным, вследствие сугубо ориентировочного вычисления величин, входящих в выражение (5); однако подобного рода расчет дает правильный порядок величины температуры взвешенных в пламени частиц углерода.

Поэтому можно считать, что в пределах точности измерений температура светящихся пламен равна температуре взвешенных в пламени частиц углерода. На этом заключении основано измерение температур пламен как методом цветовой пирометрии, так и методом лучеиспускания и поглощения.

3. СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫЕ ПОГРЕШНОСТИ

Систематические погрешности метода лучеиспускания и поглощения происходят, как обычно, от неточной градуировки аппаратуры и от неточного внесения необходимых поправок.

Основные источники систематических погрешностей следующие:

1) погрешности градуировки вспомогательного источника света и отсчета его яркостной температуры;

2) неточный учет зависимости показаний от используемой длины волны;

3) неточный учет поглощения света в оптических деталях аппаратуры;

4) неправильная или неточная юстировка оптических деталей.

Легко показать, что погрешности градуировки вспомогательного источника света вызывают погрешности определения измеряемой температуры пламени той же величины и знака.

При применении ленточной лампы и при правильной ее установке, как показали наши эксперименты и, главным образом, эксперименты А. Н. Гордова и В. И. Сунгурова, погрешности, вносимые неточностью градуировки, обычно незначительны и ими можно пренебречь.

Однако следует отметить, что лампы с вольфрамовой лентой отличаются значительной неравномерностью температуры вдоль ленты. Поэтому визирование не на тот участок ленты, по которому производилась градуировка (обычно отмечен индексом), может привести к значительному повышению погрешности измерения. Это особенно относится к лампам с вертикальной лентой, у которых часто расположение индекса не совпадает с положением максимума температуры. В этом отношении большую надежность обеспечивают лампы конструкции А. Н. Гордова [4], имеющие достаточно равномерную яркость по всей плоскости ленты. Удобны также лампы конструкции Г. С. Попова, у которых открытым и доступным для наблюдения является только средний участок ленты, обладающий обычно достаточно равномерной яркостью (кроме узких краевых участков).

Обычно ленточные лампы с горизонтальной лентой допускают при измерении отклонение места визирования от индекса вдоль ленты на ± 3 мм, а лампы с вертикальной лентой — на $\pm 1-2$ мм. Соответствующая погрешность при этом не превышает $\pm 10^\circ\text{C}$. Для точных работ можно рекомендовать индивидуальную проверку используемой лампы в этом отношении.

Влиянием наклона ленточной лампы и поворота ее вокруг вертикальной оси на небольшой угол ($\pm 5-10^\circ$) и распределением температур поперек ленты при измерении температур пламен можно пренебречь. Для исключения влияния тепловой инерции лампы ее необходимо после включения выдерживать при температуре, близкой к той, при которой производится измерение ($\pm 100-150^\circ\text{C}$) в течение 3-5 минут.

При использовании дуговых источников света соответствующая погрешность зависит от стабильности температуры и расположения кратера дуги. Обычно при работе с дугой каждый раз после основных отсчетов для измерения температуры пламени производится с помощью оптического пирометра измерение яркостной температуры кратера дуги при установленных поглощающих устройствах, применявшихся при основных отсчетах. Соответствующая погрешность зависит от стабильности дуги в промежутки времени между этими измерениями, а также от погрешности оптического пирометра.

Относительная сложность и ненадежность работы с дуговыми источниками света позволяет подчеркнуть ценность упомянутой выше лампы Г. С. Попова, допускающей работу до яркостной температуры, равной 2500°C .

При работе с ленточной лампой определение ее температуры производится не оптическим пирометром, а — удобнее и

точнее—по силе тока накала с использованием предварительной градуировки лампы. Изменение температуры на 10°C вызывается изменением силы тока на $0,6-0,8\%$ от измеряемого значения. Поэтому использование амперметра класса $0,5$ с рационально выбранным пределом измерений обеспечивает обычно вполне достаточную точность измерения.

При использовании оптического пирометра возможно расхождение между его эффективной длиной волны и длиной волны пирометра, по которому производилась градуировка ленточной лампы. Так как расхождение эффективных длин волн различных пирометров с красным светофильтром обычно находится в пределах $\pm 0,01\mu$, то возникающая при этом погрешность не превышает нескольких градусов и может быть отброшена. Погрешность градуировки оптического пирометра в этом случае, как и в предыдущем погрешность градуировки лампы, вызывает погрешность измерения той же величины и знака.

Как было указано выше, при отсчете яркостной температуры ленточной лампы по силе тока необходимо вносить поправку на поглощение света в оптических деталях, расположенных между лампой и пламенем. Поправка определяется по уравнению, основанному на формуле Вина:

$$\frac{1}{T'} - \frac{1}{T} = -\frac{\lambda}{C_2} \ln \tau, \quad (6)$$

где T — температура, определяемая по силе тока;

T' — исправленное значение температуры;

τ — пропускательность оптических деталей.

Для определения погрешности, возникающей при неточном определении τ , преобразуем формулу (6) следующим образом:

$$T' - T = -\frac{TT\lambda}{C_2} \ln \tau \approx -\frac{T^2\lambda}{C_2} \ln \tau,$$

откуда получаем искомую погрешность:

$$\delta T = -\frac{T^2\lambda}{C_2} \cdot \frac{\delta \tau}{\tau}. \quad (7)$$

При определении температуры вспомогательного источника не по силе тока, а по показаниям оптического пирометра, естественно, следует вносить поправку на поглощение света оптическими деталями, расположенными между пирометром и пламенем. В этом случае, по сравнению с предыдущими, поправка меняет знак.

В табл. 1 приведены значения погрешностей, вычисленные по формуле (7) при $\lambda=0,65\mu$ для двух значений $\frac{\delta \tau}{\tau}$.

Таблица 1

$\delta T, ^\circ\text{C}$		
$T, ^\circ\text{K}$ \diagdown	$\frac{\delta\tau}{\tau}$	$\delta\%$
	10%	3%
1000	4	1
1500	9	3
2000	16	5
2500	26	8
3000	37	11

Из приведенных в табл. 1 значений видно, что определение пропускания оптических деталей с погрешностью $\pm 3\%$, вполне допустимо. При определении поправки на поглощение распространенным в пирометрии методом — путем определения так называемого пирометрического ослабления оптических деталей, равного $A = -\frac{\lambda}{C_2} \ln \tau = \frac{1}{T'} - \frac{1}{T}$, можно показать, что допустимая погрешность определения пирометрического ослабления может быть принята равной $\delta A \approx 1 - 2 \cdot 10^{-6} \frac{1}{^\circ\text{K}}$.

Отсюда, если поглощающие детали состоят, как часто бывает, из одной стеклянной линзы, ее пропускание можно принять [5] равной 90%, или ее пирометрическое ослабление равным $4 \cdot 10^{-6} \frac{1}{^\circ\text{K}}$. Естественным, что эти значения справедливы при отсутствии загрязнения оптических поверхностей.

Загрязнения оптических деталей следует избегать вследствие роста трудно учитываемых погрешностей. Если избежать загрязнения не удастся, то следует каждый раз измерять с указанной выше точностью пирометрическое ослабление загрязненных оптических деталей, расположенных между лампой и пламенем и использованных для основных отсчетов, или проводить определение яркостной температуры лампы не по силе тока, а оптическим пирометром сквозь установленные между лампой и пламенем оптические детали, как рекомендовалось выше при использовании дуговых источников света.

Кроме наличия поглощения, оптические детали могут вызвать погрешность измерения в случае виньетирования светового потока от лампы. Очевидно, что для правильности результатов измерения необходимо, чтобы выходной угол оптической системы был одинаковым как для излучения пламени, так и

для излучения лампы. Определить величину поправки, которую следует вносить при виньетировании, практически весьма затруднительно. Поэтому следует виньетирование исключить при постановке эксперимента.

Следует заметить, что при применении метода лучеиспускания и поглощения юстировать оптические детали весьма легко (по сравнению, например, с известным методом обращения спектральных линий), так как все неправильности юстировки ясно видны в поле зрения оптического пирометра.

4. СЛУЧАЙНЫЕ ПОГРЕШНОСТИ

Случайные погрешности фотометрического происхождения, свойственные методу лучеиспускания и поглощения, могут быть легко рассчитаны из условий уравнивания яркостей. Учитывая наличие порога контрастной чувствительности глаза, можно на основании уравнения (1) написать:

$$b_1 - b_2 = b_1 - b_2 x_\lambda = (b_1 - b_2) x_\lambda,$$

откуда получаем:

$$\frac{\delta b_x}{b_x} = \frac{\delta b_1}{b_1} \cdot \frac{1}{x_\lambda}. \quad (8)$$

В дальнейшем, оценивая погрешности, необходимо учесть, что при постановке рассматриваемого измерения по оптической схеме, приведенной на рис. 2, оптические детали на пути двух пучков лучей имеют всегда, вообще говоря, неравное поглощение. Поэтому после сборки оптической схемы в поле зрения пирометра при отсутствии пламени наблюдаются два поля сравнения неодинаковой яркости. Уравнивание пропускаемости двух оптических каналов производят экспериментально подбором оптических деталей, руководствуясь картиной, наблюдаемой в поле зрения оптического пирометра. При этом, естественно, получается некоторая неточность, соответствующая порогу контрастной чувствительности, наличие которой влияет на точность последующих измерений.

Поэтому в уравнении (8) фотометрическую погрешность $\frac{\delta b_1}{b_1}$ следует удвоить или, точнее (если применить правило квадратичного сложения погрешностей), умножить на $\sqrt{2}$. Уравнение (8) с учетом этой добавочной погрешности принимает вид:

$$\frac{\delta b_x}{b_x} = \frac{\sqrt{2}}{x_\lambda} \cdot \frac{\delta b_1}{b_1}. \quad (9)$$

Подставляя это выражение в уравнение (7)

$$\delta_b T = \frac{\lambda T^2 \delta b}{C_2 b},$$

получаем:

$$\delta_b T_x = \sqrt{2} \frac{\lambda T_x^2}{C_2 a_\lambda} \cdot \frac{\delta b}{b}. \quad (10)$$

Уравнение (10) выражает зависимость случайных погрешностей измерения температур пламен методом лучеиспускания

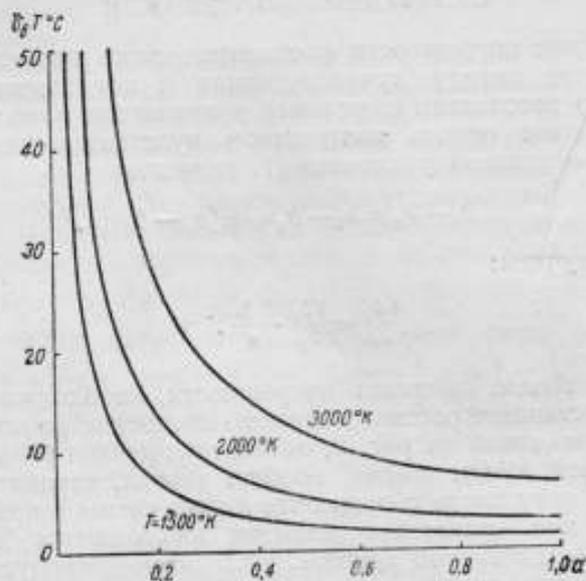


Рис. 3.

и поглощения от основных условий измерения при постановке эксперимента по способу выравнивания яркостей.

Как известно, порог контрастной чувствительности глаза, выражаемый отношением изменения яркости, лежащего на пределе различимости, к абсолютному значению измеряемой яркости, составляет при световых измерениях около 0,5—2% [6]. При тщательных измерениях с помощью оптического пирометра обычно наблюдается порог чувствительности порядка 1%.

На рис. 3 приведены кривые погрешностей, вычисленные по формуле (10) для $T_x = 2000$ и $T_x = 3000^\circ\text{K}$ и для $\frac{\delta b}{b} = 0,01$. Резкое возрастание погрешностей измерения при малых зна-

чениях α_λ указывает на неприменимость метода лучеиспускания и поглощения для несветящихся и слабосветящихся пламен ($\alpha_\lambda < 0,1$), вследствие резкого повышения фотометрических погрешностей.

Очевидно, что при постановке измерений методом лучеиспускания и поглощения по другому, описанному выше способу — путем построения двух градуировочных кривых — погрешности измерения, как систематические, так и случайные, будут иметь такой же характер, так как в обоих случаях измерения состоят из аналогичных операций и одинаковым образом зависят от рассмотренных источников погрешностей.

5. ПОГРЕШНОСТИ МЕТОДА ЛУЧЕИСПУСКАНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ ПРИ ИЗМЕРЕНИЯХ БЕЗ ВЫРАВНИВАНИЯ ЯРКОСТЕЙ

Выше была описана методика измерения температур светящихся пламен, позволяющая обходиться без операции выравнивания яркостей. Ввиду принципиально новой зависимости между измеряемыми значениями яркостей и величиной искомой температуры, предложенный метод нуждается в отдельном анализе инструментальных погрешностей как случайных, так и систематических.

Так, например, влияние погрешности определения яркостной температуры T_2 в рассматриваемом случае, в отличие от методов, рассмотренных выше, описывается, как легко показать дифференцированием формулы (2), следующим выражением:

$$\delta_{T_2} T_x = \delta T_2 \cdot \frac{T_x^2}{T_2^2}. \quad (11)$$

Согласно рекомендуемой выше методике, величине T_2 следует перед измерением дать значение, близкое к ожидаемому значению T_x . Так как, вследствие специфических свойств пламен, их температура обычно бывает известна заранее с точностью по крайней мере $\pm 10\%$, то можно считать, что отношение T_x/T_2 не очень сильно отличается от единицы. Поэтому все указанные выше требования к точности определения T_2 сохраняют силу.

Влияние неточного знания длины волны при рассматриваемом измерении резко отличается от рассмотренных выше случаев, так как соотношение между яркостью и соответствующей температурой зависит от используемой длины волны. Из формулы (2) легко определить погрешность измерения, вызы-

ваемую неточным знанием эффективной длины волны используемого пирометра:

$$\delta_{\lambda} T_x = -T_x^2 \frac{\ln \beta}{C_2} \cdot \delta \lambda$$

или

$$\frac{\delta_{\lambda} T_x}{T_x} = \left(\frac{T_x}{T_2} - 1 \right) \frac{\delta \lambda}{\lambda}. \quad (12)$$

Необходимо заметить, что выражение (12) не охватывает полностью влияния погрешности определения действующей длины волны. Определение переходного коэффициента β по измерению трех значений яркости b_1 , b_2 и b_3 требует, при употреблении оптического пирометра, перевода показаний пирометра (в °C) в относительные значения яркостей. При использовании яркомера последний должен быть снабжен монохроматическим светофильтром (желательно красным пирометрическим) с известным значением эффективной длины волны, причем, естественно, яркомер должен быть градуирован с установленным светофильтром. Ввиду малого распространения такого рода яркомеров и сравнительно большого распространения оптических пирометров, градуированных на яркостные температуры, необходимо учесть погрешность, возникающую вследствие неточного знания эффективной длины волны пирометра при переводе его показаний в соответствующие значения яркости.

Между погрешностями определений яркости и длины волны, исходя из формулы Вина, можно установить следующую зависимость:

$$\frac{\delta_{\lambda} b}{b} = \frac{C_2}{\lambda T} \cdot \frac{\delta \lambda}{\lambda} - 5 \frac{\delta \lambda}{\lambda}. \quad (13)$$

По приведенному выше определению коэффициента β (3) можно установить влияние погрешности измерения яркостей b_1 , b_2 и b_3 на погрешность определения β :

$$\frac{\delta \beta}{\beta} = \frac{\delta b_2 - \delta b_3}{b_1 + b_2 - b_3} - \frac{\delta b_1}{b_1} \cdot \frac{b_2 - b_3}{b_1 + b_2 - b_3}. \quad (14)$$

Учитывая уравнение (3), а также:

$$\frac{b_1 + b_2 - b_3}{b_2} = \alpha_{\lambda}, \quad (15)$$

где α_{λ} — коэффициент поглощения исследуемого пламени, можно выражение (14) преобразовать к виду:

$$\frac{\delta \beta}{\beta} = \frac{\delta b_2}{b_2} \cdot \frac{1}{\alpha_{\lambda}} - \frac{\delta b_3}{b_3} \left(\frac{1}{\alpha_{\lambda}} + \frac{1}{\beta} - 1 \right) + \frac{\delta b_1}{b_1} \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right). \quad (16)$$

Зависимость между погрешностями определений β и T_x может быть найдена по выражению (2):

$$\frac{\delta_\beta T_x}{T_x} = \frac{\lambda T_x}{C_2} \cdot \frac{\delta\beta}{\beta} \quad (17)$$

Уравнение (17) после подстановок выражений (16) и (13) должно быть сложено с уравнением (12) для получения уравнения суммарной погрешности, вызываемой неточным знанием длины волны. Указанные действия приводят к такому выражению:

$$\frac{\delta_\lambda T_x}{T_x} = T_x \left[\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) + \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_3} \right) \frac{1}{\alpha_\lambda} + \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_3} \right) \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right) \right] \frac{\delta\lambda}{\lambda} \quad (18)$$

Из уравнений (13), (15) и из формулы Вина можно получить:

$$\begin{aligned} \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_3} &= \frac{\lambda}{C_2} \ln \frac{1}{\beta}, \\ \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_3} &= \frac{\lambda}{C_2} \ln \left[1 + \alpha_\lambda \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right) \right], \\ \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_3} &= \frac{\lambda}{C_2} \ln \left[1 + \beta \left(\frac{1}{\alpha_\lambda} - 1 \right) \right]. \end{aligned}$$

Подстановка этих выражений в уравнение (18) позволяет исключить из него температуры T_1 , T_2 и T_3 и тем самым привести его к виду, удобному для количественных расчетов:

$$\begin{aligned} \frac{\delta_\lambda T_x}{T_x} &= \frac{\lambda T_x}{C_2} \left\{ \ln \frac{1}{\beta} + \frac{1}{\alpha_\lambda} \ln \left[1 + \alpha_\lambda \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right) \right] + \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right) \ln \left[1 + \beta \left(\frac{1}{\alpha_\lambda} - 1 \right) \right] \right\} \frac{\delta\lambda}{\lambda}. \quad (19) \end{aligned}$$

В табл. 2 приведены некоторые расчеты погрешностей, произведенные по формуле (19).

Таблица 2

Погрешности от неточного знания эффективной длины волны пирометра при $\delta\lambda/\lambda = 0,5\%$; $\delta_\lambda T_x$ в $^\circ\text{C}$

$\beta \backslash \alpha_\lambda$	$T_x = 2000^\circ\text{K}$			$T_x = 3000^\circ\text{K}$		
	0,5	0,1	0,01	0,5	0,1	0,01
10	-5,1	-6,4	-8,7	-11,6	-14,4	-19,6
5	-3,6	-4,8	-6,8	-8,2	-10,8	-15,3
2	-1,5	-2,6	-3,5	-3,1	-5,5	-7,6
1	0	0	0	0	0	0
0,5	1,8	3,0	5,3	3,9	6,7	11,8
0,2	4,0	8,2	16,4	9,0	18,1	37,3
0,1	5,9	13,3	29,1	13,0	29,8	63,3

Оптические пирометры с красным светофильтром редко обладают эффективной длиной волны, выходящей из пределов 0,65—0,655 μ . Поэтому во всех случаях, когда длина волны пирометра с красным фильтром неизвестна, ее можно принять равной 0,652—0,655 μ с вероятной погрешностью порядка 0,5%.

Приведенные в табл. 2 значения для случая $\alpha_\lambda = 0,01$ представляют лишь теоретический интерес, так как пламена со столь низким коэффициентом лучеиспускания могут быть отнесены к несветящимся. Рассмотрение остальных данных табл. 2 показывает, что при $\delta\lambda/\lambda$, не превышающем 0,5% (т. е. в случае обычно применяемых оптических пирометров с красным светофильтром), погрешности, вносимые неопределенностью эффективной длины волны, в случае светящихся пламен являются невысокими. При измерении высокотемпературных пламен (порядка 3000° K) со сравнительно низким значением α_λ (порядка 0,1) следует избегать значений β , сильно отличающихся от единицы.

Совершенно очевидно, что требования к юстировке оптической аппаратуры в рассматриваемом случае носят такой же характер, как и при измерениях по способу уравнивания яркостей, и все имеющие значение недостатки юстировки в обоих случаях одинаково легко устраняются.

Случайные погрешности этого метода могут быть рассмотрены при помощи полученной выше формулы (16).

При рассмотрении случайных погрешностей можно считать, что относительные погрешности измерения всех трех яркостей равны между собой:

$$\left| \frac{\delta b_1}{b_1} \right| = \left| \frac{\delta b_2}{b_2} \right| = \left| \frac{\delta b_3}{b_3} \right| = \frac{\delta b}{b}.$$

Квадратичное сложение погрешностей и подстановка полученного выражения в формулу (17) дает:

$$\frac{\delta_b T_x}{T_x} = \frac{\lambda T_x}{C_2} \cdot \frac{\sqrt{2}}{\alpha_\lambda} \sqrt{1 + \alpha_\lambda \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right) + \alpha_\lambda^2 \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right)^2} \cdot \frac{\delta b}{b}. \quad (20)$$

В табл. 3 и на кривых рис. 4 приведены некоторые значения погрешностей, рассчитанные по уравнению (20).

Из табл. 3 и рис. 4 видно, что погрешности измерений, вызванные фотометрическими погрешностями, имеют при $\beta > 0,5$ ту же величину, что и при измерениях по способу уравнивания яркостей. При $\beta < 0,5$ погрешности измерения возрастают, что накладывает определенное требование на технику эксперимента.

Таблица 3

Фотометрические погрешности при $\delta b/b = 0,01$
($\delta_b T_x$ в °С)

β \ α_λ	$T_x = 2000^\circ \text{K}$			$T_x = 300,0^\circ \text{K}$		
	1,0	0,2	0,1	1,0	0,2	0,1
10	2,4	11,8	25	5	26	55
5	2,4	12	25	5	27	55
2	2,5	12,2	25	5	28	56
1	2,5	13	26	6	29	57
0,5	4,4	14,5	27	10	32	60
0,2	11,5	20	32	26	45	70
0,1	24,5	31	40	55	70	95

Как видно из приведенных данных, метод лучеиспускания и поглощения является простым и надежным методом измерения температур светящихся пламен, обеспечивающим точность

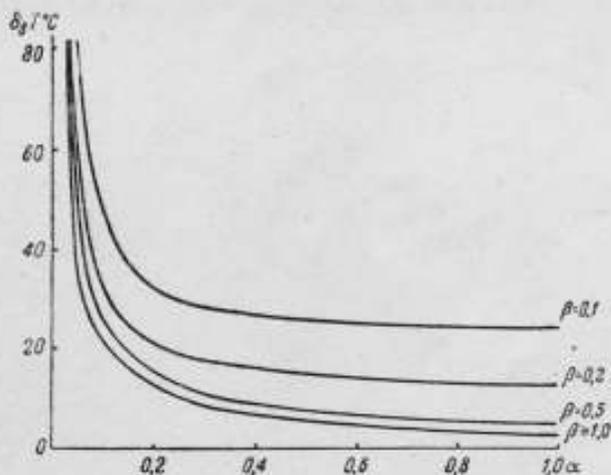


Рис. 4.

измерения порядка нескольких десятков градусов. При исследовании пламен, развивающих температуры ниже 2000°K , точность измерения соответственно повышается. По результатам экспериментов Лаборатории высоких температур ВНИИМ при применении рассматриваемого метода к керосино-воздушному

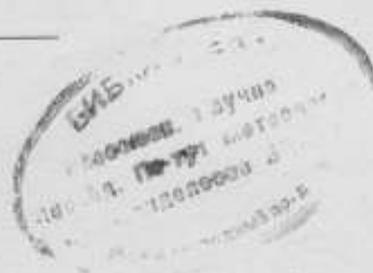
пламени с температурой около 1500°K , при коэффициенте излучения пламени в пределах $0,35 < \alpha_{\lambda} < 0,9$ погрешность измерения при тщательной постановке эксперимента и учета систематических погрешностей составляет величину порядка 10°C . Существенным достоинством метода является упомянутая выше простота техники эксперимента и применяемой аппаратуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Рибо. Оптическая пирометрия, ГТТИ, 1934.
2. Schack, Zs. f. t. Phys. 10, 1925.
3. М. В. Кирпичев, М. А. Михеев, Л. С. Эйгенсон. Теплопередача. ГЭИ, 1940.
4. А. Н. Гордов. Труды ВНИИМ, вып. 5 (65), 1949 г.
5. Г. Г. Слюсарев. Справочник оптика-механика, ОНТИ, 1936.
6. П. М. Тиходеев. Световые измерения в светотехнике, ОНТИ, 1936.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
А. Н. Гордов. О точности воспроизведения термодинамической шкалы температур в области выше 1063°C	5
Э. А. Лапина. Воспроизведение международной температурной шкалы до 4000°C	87
Т. М. Бродович. Роль тепловой инерции при эталонировании измерителей температуры	102
Т. М. Бродович. Характеристические кривые отставания измерителей температуры	112
И. И. Киренков. Измерение температур светящихся пламен	124



пламени с темпе-
лучения пламени
мерения при ти
систематических
рядка 10° С. С
упомянутая выш
мой аппаратуры.

1. Г. Рибо. С
2. Schack, Z
3. М. В. Кир
передача. ГЭИ, 194
4. А. Н. Гор
5. Г. Г. Слю
6. П. М. Тих

Отв. редактор проф. *Б. М. Яновский* Технич. редактор *Е. Я.*

Сдано в набор 17/X 1949 г. Подписано к печати 26/XII 1949 г. М
Формат бумаги 60 × 9 2/16 Печ. листов 9. Уч.-авт
Тираж 1200 экз. Заказ № 1340

Типография № 3 Управления издательств и полиграфии Исл
Ленгорсовета

E. B.

N
-ant

Ho

Цена 9 руб.

Склад Изданий
Ленинград, Международный пр., 19. ВНИИМ