

7790 научно-иссл. и др.
метрологии
КОМИТЕТ ПО ДЕЛАМ МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СНК СССР

ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО - ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
МЕТРОЛОГИИ — ВНИИМ

53

1-188

В кн. 2 (47)

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ТЕПЛОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

ИЗДАНИЕ ВНИИМ
ЛЕНИНГРАД—1941

32
488

Д В П

КОМИТЕТ ПО ДЕЛАМ МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИВОРОВ
ПРИ СНК СССР

ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
МЕТРОЛОГИИ

СБОРНИК ТРУДОВ

Выпуск 2 (47)

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ТЕПЛОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Под редакцией
проф. Г. М. Кондратьева

80805
8080

151934

98,07

Республіканська
наукова-технічна
бібліотека

ИЗДАНИЕ ВНИИМ
ЛЕНИНГРАД — 1941

Республіканська
наукова-технічна
бібліотека

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр
В. И. Парвицкий. Экстраполяция температур от точки плавления золота при помощи оптического пирометра и установление шкалы высоких температур от 1063 до 3000° С.	3
А. В. Тархова. Термический гистерезис и тепловое расширение отечественного термометрического стекла для термометров до +360° .	37
Г. М. Кондратьев. О некоторых типичных проявлениях тепловой инерции.	52

ЭК

ши
чес
ног
Вп
изм
дан
шко
ние

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Стр.	Строка	Напечатано	Следует	По чьей вине
6	24 сверху	$h = 6,607 \times 10^{-27}$	$h = 6,607 \times 10^{-27}$	автора
10	2 снизу	(рис. 5)	(рис. 3)	автора
11	1 сверху	(рис. 6)	(рис. 4)	автора
17	23	$\lambda = 6,5599 \mu$	$\lambda = 6599 \mu$	автора
18	9 снизу	в функции	в функции λ	автора
19	1	$\frac{r}{n_0}$	$\frac{r}{n_0}$	автора
32	2 сверху	$\frac{dT}{d\tau}$	$\frac{dT}{dt}$	автора
49	табл. 7, стр. 5	3,463	4,463	автора
50	10 сверху	выше	в табл. 9	техн. редактора

Зак. 7897

гру
[2]
раз

В. И. ПАРВИЦКИЙ

**ЭКСТРАПОЛЯЦИЯ ТЕМПЕРАТУР ОТ ТОЧКИ ПЛАВЛЕНИЯ
ЗОЛОТА ПРИ ПОМОЩИ ОПТИЧЕСКОГО ПИРОМЕТРА
И УСТАНОВЛЕНИЕ ШКАЛЫ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР
ОТ 1063 до 3000° С**

Введение

Вопрос измерения температур выше 1100° С, представляющий чрезвычайный интерес для научных исследований и технического прогресса, являлся в конце прошлого и начале нынешнего столетия далеко нерешенным из-за его большой трудности. Вплоть до 1910 г. наиболее совершенным инструментом для измерения высоких температур считался газовый термометр, дающий возможность удобного перехода к термодинамической шкале температур и поэтому имевший исключительное значение для установления практической шкалы температур.

Однако, работа с газовым термометром при высоких температурах сопряжена со столь значительными экспериментальными трудностями, что ошибки, подчас трудно учитываемые, порочат результат измерения. Примером могут служить очень тщательные эксперименты Дей и Сосмана [1] по определению температуры плавления палладия, численное значение которой было найдено равным $1549^{\circ} \pm 2^{\circ} \text{С}$. Впоследствии оказалось, что это величина не согласуется с позднейшими определениями, давшими цифру 1555°С , и должна быть отвергнута.

Начиная с 1911 г. применение газового термометра в качестве эталонного и измерение температур посредством его в области выше 1100° С были оставлены, как совершенно ненадежные. К этому времени законы излучения черного тела получили уже многочисленные экспериментальные подтверждения, и поэтому большинство исследователей утвердилось в мнении, что только на основании указанных законов возможна точная экстраполяция термодинамической шкалы к высоким температурам. Действительно, закон Вина (1893 г.) и в особенности закон Планка (1900 г.) дали столь блестящее согласие с опытом, что трудно было сомневаться в их строгой справедливости. Бердж [2] привел данные вычислений постоянной Планка h , исходя из различных физических явлений, как то:

1. постоянной интегрального излучения $\sigma = 5,72 \cdot 10^{-12}$
2. постоянной излучения $C_2 = 14330$ микрон-град
3. формулы Бора для постоянной Ридберга
4. формулы Эйнштейна (фото-эффект)
5. границы сплошного рентгеновского спектра
6. потенциалов ионизации

 $h \times 10^{-27}$

6,550
6,557
6,542
6,578
6,555
6,579

Среднее 6,554

Хорошее согласие между собой этих цифр служит прекрасным подтверждением незыблемости закона Планка. Формула распределения энергии в спектре черного тела, предложенная Планком

$$J_{\lambda T} = C_1 \lambda^{-5} \left(e^{-\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1}$$

в области видимого спектра и при температурах, не превышающих 3500°K , без существенного ущерба для точности может быть заменена формулой Вина

Таблица 1

Разность температур, вычисленных по формуле Планка, $T_{\text{П}}$ и по формуле Вина, $T_{\text{В}}$, для $\lambda = 0,665 \mu$

$T^\circ \text{K}$	λT см-град	$T_{\text{П}} - T_{\text{В}}$ в градусах
2000	0,133	< 0,01
2500	0,166	0,05
3000	0,199	0,3
3500	0,233	1,5
4000	0,266	4,5
4500	0,299	8,5
5000	0,332	15,5

$$J_{\lambda T} = C_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}}$$

Расхождение между обеими формулами иллюстрировано табл. 1.

Исходя из возможности этой замены, вся практическая пирометрия пользуется более простой формулой Вина.

В период времени с 1916 по 1929 гг. методика экстраполяции высоких температур на основании формулы Вина была подробно разработана немецкими и главным образом американскими исследователями, и к настоящему времени оптическая пирометрия представляет собой отдел метрологии, обоснованный со всей возможной тщательностью.

Принцип экстраполяции температур основан на измерении отношения энергий монохроматического излучения черного тела при двух абсолютных температурах T_0 и T , из которых T_0 должна быть известна.¹ По формуле Вина имеем:

$$R_0 = C_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T_0}} \text{ и } R = C_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}}$$

¹ Символу T_0 в оптической пирометрии придают не тот смысл, как в общей термометрии, где под T_0 понимают температуру плавления льда, рассчитанную по шкале Кельвина. Однако, ввиду того, что применение T_0 в смысле, указанном В. И. Парвицким, является общепринятым в оптической пирометрии, мы не сочли уместным вводить какое-либо новое обозначение. *Ред.*

где λ — длина волны монохроматического излучения, $\mathfrak{M}$ и $\mathfrak{M}_0$ — его энергия при температурах T_0 и T . Отсюда получаем основное уравнение оптической пирометрии:

$$\ln \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{M}_0} = -\frac{C_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right), \quad (1)$$

служащее для экстраполяции от температуры T_0 к более высокой температуре T . Вопрос об измерении величин, входящих в формулу (1), будет в дальнейшем подробно рассмотрен, а теперь необходимо остановиться на постоянной излучения C_2 , точная величина которой имеет существеннейшее значение для точности экстраполирования температуры.

Измерения постоянной C_2 выполнялись многочисленными авторами на протяжении свыше 20 лет (1899—1920). Результаты измерений обнаружили недостаточное для целей точной пирометрии согласие. Вследствии этого значения для C_2 , принятые метрологическими учреждениями различных государств, расходились между собой, а поэтому и шкалы высоких температур были различными.

Начиная с 1916 г. Германский физико-технический государственный институт принял значение $C_2 = 1,430$ см-град; в то же время США (Бюро стандартов) до 1923 г. пользовались величиной $C_2 = 1,435$, а с 1923 г. перешли на значение 1,433 см-град.

Экстраполирование температур с применением различных значений постоянной C_2 , указанных выше, может повести к значительным расхождениям в определении температуры T . Так при замене $C_2 = 1,430$ на $C_2 = 1,432$, экстраполяция к $T_0 = 2000^\circ \text{K}$ дает расхождение в $1^\circ,5$.

Назревшая необходимость в унификации шкал была удовлетворена в 1927 г. VII Международной генеральной конференцией по мерам и весам, которая приняла значение $C_2 = 1,432$ см-град, на основании последних наиболее точных работ Кобленца [3].

Положение о международной температурной шкале, принятое VII Международной генеральной конференцией по мерам и весам в 1927 г. легализует измерение температур на основании законов излучения черного тела и кладет начало новой эпохе — эпохе оптического измерения температур. Постановление конференции, касающееся температур выше температуры плавления золота, дословно следующее:

«Выше точки плавления золота температура t определяется отношением интенсивности J_λ видимых монохроматических лучей длины волны λ , испускаемых черным телом при температуре t , к интенсивности лучей той же длины волны, испускаемых черным телом в точке плавления золота. Формула:

$$\ln \frac{J_\lambda}{J_\lambda} = \frac{C_2}{\lambda} \left(\frac{1}{1336} - \frac{1}{t + 273} \right), \quad (1')$$

в которой величина $C_2 = 1,432$ см-град, служит для определения t , когда $(t + 273)^\circ$ меньше $0,3$ см-град.¹

Заметим, что формулы (1) и (1'), в первую из которых входят энергетические величины, а во вторую — световые, переходят одна в другую, если лучистый поток выразить в световых единицах (вводя видимость монохроматического пучка). Поэтому в дальнейшем мы имеем право в основном уравнении (1') под I понимать световые величины, так же как заменить отношение $\frac{I}{I_0}$ в (1) отношением световых величин.

ВНИИМ (в то время Главная Палата мер и весов) постановлением метрологического совета от 21 марта 1929 г. принял положение о международной температурной шкале, как основу для своих работ по установлению шкалы температур, в частности и в интересующей нас области высоких температур.

Не лишено интереса отметить, что величина постоянной излучения может быть вычислена из теоретической формулы Планка, согласно которой $C = \frac{hc}{k}$, где h — постоянная Планка, c — скорость света в пустоте и k — постоянная Больцмана. В связи с изменением величины заряда электрона ($e = 4,803 \times 10^{-10}$ э.гсе) постоянная Больцмана получила значение $k = 1,3804 \times 10^{-16}$ э.град⁻¹ ($R = 8,3128 \times 10^7$ э.град⁻¹ моль⁻¹, $N = 6,0221 \times 10^{23}$ моль⁻¹).

Исходя из значения скорости света $C = 2,99776 \times 10^{10}$ см/сек⁻¹ и постоянной Планка $h = 6,607 \times 10^{-27}$ э.град, величина $C_2 = \frac{hc}{k} = 1,435$ см-град.

То обстоятельство, что постоянная излучения получает значение большее принятого на VII Международной генеральной конференции по мерам и весам, в последние годы подтверждается разнообразными теоретическими и экспериментальными соображениями.

Критический обзор наименее вероятного значения постоянной излучения C_2 к началу 1939 г. содержится в статье Вензеля (Wensel).

На основании выводов, сделанных в указанной статье Вензеля (Wensel), в которой автор приходит к значению $1,436$ см-град, Бюро стандартов США вносит предложение об изменении значения C_2 с $1,432$ на $1,436$ см-град, обоснованное в Tentative Draft of „The International Temperature Scale of 1939“.

Основные приборы, применяемые при экстраполяции к высоким температурам

Лаконичность цитированного выше постановления конференции, отсутствие указаний на тип экстраполирующего инструмента и методику измерений, могут дать повод к различным

¹ Предел применимости формулы Вина см. табл. 1.

толкованиям этой части текста Положения о международной шкале температур.

В самом деле, если под I (intensité) в (1') понимать „силу света“, то мы приходим к выводу, что экстраполяцию следует производить с помощью фотометра, в частности спектрофотометра; если же под I понимать яркость, то следует применить пирометр с исчезающей нитью, как инострант, измеряющий яркость излучающей поверхности. Совершенно очевидно, что обе интерпретации одинаково законны, так как обе величины— и сила света и яркость, для обозначения которых мы в дальнейшем будем употреблять буквы b и B (см. стр. 15), друг другу пропорциональны, а в уравнение (1') входит их отношение.

Таким образом необходимо сразу же признать теоретическое равноправие пирометров с фотометрами в качестве экстраполирующих инструментов.

Очевидно, что при установлении шкалы выбор инструмента определяется его качествами, обеспечивающими методу наибольшую возможную точность. Из пирометрических инструментов на ряду с спектрофотометрами могут быть предложены спектропирометр (по Генингу) и пирометр с исчезающей нитью накала и стеклянным фильтром. Что касается первых двух, несомненное преимущество в смысле точности имеет спектрофотометр, хотя у него и есть свои недостатки, которых лишен спектропирометр.

Обратимся к рассмотрению пирометра с исчезающей нитью, в котором спектральное разложение света отсутствует. Этот тип пирометра имеет преимущество перед всеми приборами со спектральным разложением света, благодаря значительно большей светосиле. Кроме того, в таком пирометре возможно получение больших увеличений источника и значительной разрешающей способности окуляра, что особенно важно при точном уравнивании яркости нити с яркостью фона. Одним из наиболее важных достоинств современного оптического пирометра является возможность конструкции такой оптической системы, при которой получается идеальное исчезновение нити пирометрической лампочки на фоне излучателя. Оптический пирометр, построенный с учетом этих возможностей, обеспечивает точность в 0,2%, недостижимую при пользовании спектральными приборами.

При всех своих достоинствах, однако, оптический пирометр имеет и крупный недостаток, отсутствующий у спектральных приборов— в нем „монохроматизация“ света, поступающего в глаз наблюдателя, осуществляется стеклянным фильтром. Как известно, современные стеклянные фильтры, даже самые лучшие, пропускают значительную полосу длин волн света и потому возникает вопрос, какую же из этих длин волн мы должны вводить в формулу (1') при экстраполяции с подобным фильтром. Эта проблема была решена в период с 1915 по 1929 гг.— главным образом, американскими исследователями, которые ввели понятие об „эффективной“ или „действующей“ длине

волны $0,65\mu$, равна, очевидно, 25μ что при увеличении микроскопа (с окуляром № 5), равном 20, и диаметром нити, равным 45μ ,

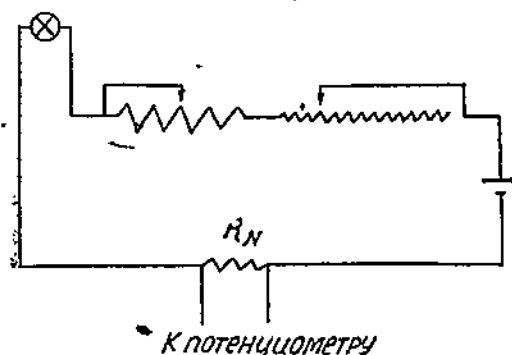


Рис. 4.

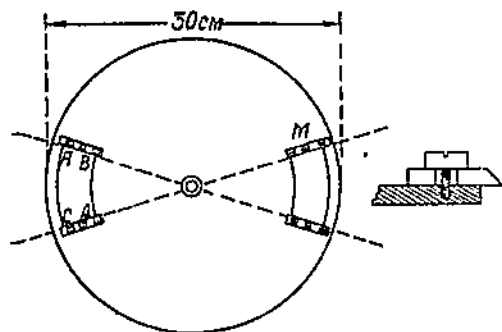


Рис. 5.

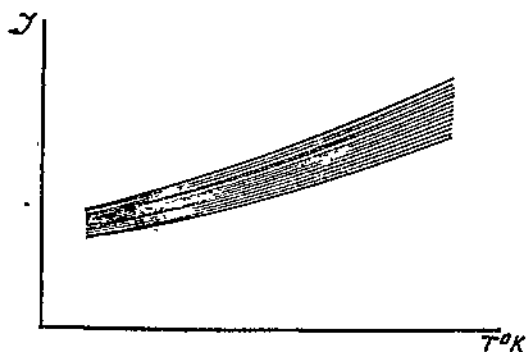


Рис. 6.

дает возможность различать все детали нити. Общее увеличение инструмента (с окуляром № 5) равно 40 и позволяет без труда измерять температуры очень малых источников (порядка $50-100\mu$). Окулярный микроскоп M входит в трубу E , зажимаемую штативным кольцом m . Перемещение микроскопа в кольце m и передвижение окуляра кремальерой r позволяют произвести фокусировку нити пирометрической лампочки L , помещенной в особом кожухе N , в котором на подъемном столике S монтирован ламповый патрон C (см. рис. 2). Маловольтная лампочка (рабочее напряжение ≤ 4 в) имеет баллон со шлифованными плоскопараллельными стенками, через которые визируются нить и изображение источника. Плоскопараллельность стенок баллона очень существенна, так как позволяет получить неискаженные изображения нити и устранить мешающие рефлексы (рис. 4). Вольфрамовая нить лампочки имеет форму, показанную на рис. 5. Диаметр ее равен 45μ . Чтобы выделить определенный рабочий участок нити лампочки, а также для удобства наводки, в окуляр

помещена пленка дымчатой желатины с круглым прорезом посредине и расчерченной сеткой (рис. 5). Питание лампочки производится от 4-вольтового аккумулятора. Для изме-

рения тока накала лампочки в схему (рис. 6) введены два реостата — для грубой и для тонкой регулировки. Последний представляет собой курбельный, ступенчатый реостат общим сопротивлением в 1Ω , разделенный на 50 равных частей, имеющих выводы к верхним контактам. Таким образом сопротивление ступени равно $0,02\Omega$. Подобное устройство обеспечивает плавный подход к границам исчезновения нити снизу и сверху и определение середины, соответствующей фотометрическому равновесию. Изме-

рение силы тока, протекающего по нити лампочки, производится потенциометрическим методом, для чего в схему (рис. 6) введено нормальное сопротивление $R = 0,1\Omega$ (действительно, значение его $R_{20}^{\circ} = 0,0999776\Omega$). Пятикурбельный потенциометр фирмы Гартман и Браун с зеркальным гальва-

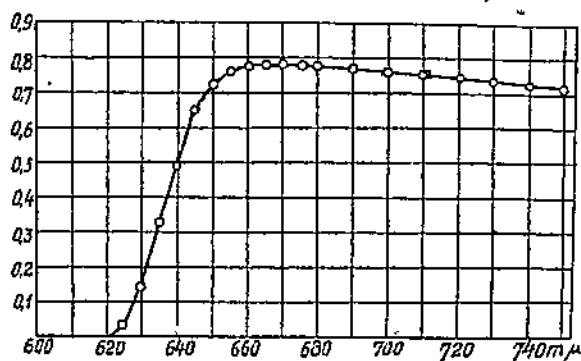


Рис. 7.

нометром чувствительностью 3×10^{-9} в качестве нуль-инструмента дает возможность измерить падение напряжения на нормальном сопротивлении с точностью до $1\mu V$ или силы тока, проходящего через нормальное сопротивление, с точностью до сотых тысяч долей ампера. Нормальные сопротивления, употребляемые в установке, равно как и нормальный элемент за № 112, — выверены Эталоной электрической лабораторией, ВНИИМа. Вся электроизмерительная установка вынесена в отдельную комнату, смежную с той, в которой установлены оптические пирометры.

Фиксация яркости черного тела при температуре затвердевания золота

Фиксация яркости черного тела при температуре затвердевания золота была осуществлена Лабораторией высоких температур ВНИИМа в 1933 г. [6]. Фиксация производилась с помощью описанного выше пирометра с пирометрической лампочкой А—1 и стеклянным красным фильтром фирмы Корнинг (Corning) толщиной в 4,00 мм, который употребляется и в описываемой работе. Сила тока, питающего нить лампы А-1 и дающего яркость, соответствующую яркости черного тела при температуре затвердевания золота, была получена равной $0,12991 A$. Чтобы обеспечить хранение „золотой точки“, эта яркость была перенесена на пирометрические лампочки А-2 и G-1 и тем-

пературные лампы с широкой вольфрамовой лентой, $\Phi-6$ и $\Phi-2$. Силы токов этих ламп, дающие яркость черного тела (с тем же самым фильтром) при температуре затвердевания золота даны в следующей табличке:

A-2	0,15288	a
G-1	0,26433	.
$\Phi-6$	5,6655	.
$\Phi-2$	5,7067	.

Основным эталоном-хранителем „золотой точки“ является лампа $\Phi-6$ и эталоны-свидетели лампочки G-1 и A-1, которые не накаливаются выше цветовой температуры 1420°K (соответствующей черной температуре 1336°K для вольфрама и длины волны $0,66\mu$). Точность установления „золотой точки“ в температурном выражении может быть оценена, на основании нашей работы 1933 г., в $0,^{\circ}2$ для лампочки A-2, которая употреблялась и в указанной выше работе. Значения силы тока лампочки A-2, соответствующие „золотой точке“, неоднократно сравнивались в продолжении работы с силами тока остальных четырех ламп, причем постоянство ее оказалось совершенно удовлетворительным, как видно из табл. 2, где i обозначает силу тока, питающего пирометрическую лампочку.

Таблица 2

Время поверки	Среднее значение i силы тока A-2, соответств. яркости черного тела для „золотой точки“
октябрь 1934 г.	0,15289 a
ноябрь 1934 .	0,15288 .
январь 1935 .	0,15290 .
май 1935 .	0,15291 .
декабрь 1935 .	0,15289 .
апрель 1936 .	0,15289 .
январь 1937 .	0,15287 .
сентябрь 1937 .	0,15290 .
январь 1938 .	0,15286 .

Согласно положения о международной шкале, за исходную температуру T_0 при экстраполяции высоких температур принимается температура затвердевания золота (1336°K). Крайняя трудность поддержания этой температуры, во всех опытах строго равной 1336°K , вызывает необходимость учесть отклонения от этого значения, что достигается путем определения значения производной $\frac{di}{dt}$ для данной лампочки вблизи 1336°K . Для лампочки A-2 $\frac{di}{dt}$ было най-

дено равным $0,000230 \text{ A}/^{\circ}\text{C}$ с непосредственными промерами на малом черном теле, контролируемом платина-платинородиевой термопарой C-10, градуировка которой была произведена согласно положения о международной температурной шкале, по точкам сурьмы, серебра и золота с применением интерполяционной формулы $e = a + bt + ct^2$.

Секторные диски

Для осуществления экстраполяции от температуры T_0 к температуре T необходимо при помощи какого-либо поглощающего приспособления уменьшить спектральную яркость черного

тела при температуре T до яркости черного тела с температурой T_0 (формула 1). Из всех известных поглощающих систем наибольшей точностью обладают секторные диски, главное преимущество которых заключается в их совершенной неселективности и возможности очень точного измерения коэффициента пропускания. Набор из шести секторных дисков с постоянными угловыми раскрытиями, принадлежащих Лаборатории высоких температур, был изготовлен заводом "Эталон".

Принцип конструкции дисков частично заимствован из работы Кеди [7] и в основном сводится к следующему. Диски диаметром 30 см изготовлены из листового алюминия толщиной в 3 мм (рис. 5).

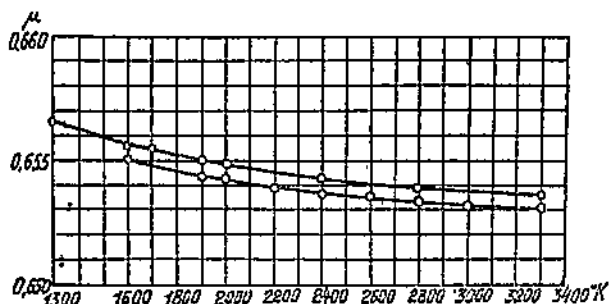


Рис. 8.

Диски диаметром 30 см изготовлены из листового алюминия толщиной в 3 мм (рис. 5).

В центре диска укреплена втулка, в которую проходит ось.

На расстоянии 9,8 см от центра прорезаны два диаметрально противоположные сектора $ABCD$. Ограничителями угла служат стальные щеки M со шлифованными скошенными краями. Щеки прикреплены к диску при помощи трех винтов. Для удобства точного установления угла, проходные дыры под винты в щеках сделаны со значительным люфтом, как это показано на рис. 5 (профиль). Устанавливая такой сектор на пути лучей источника так, чтобы конус лучей проходил в секторе диска, и заставляя диск вращаться с числом оборотов в минуту, превосходящим 2000, согласно закона Тальбота [8], имеем коэффициент пропускания диска

$$\tau = \frac{\alpha}{360},$$

где α — сумма углов двух раскрытий.

Таким образом для определения τ необходимо иметь точное значение углов раскрытий. Измерение углов на круговой дели-

Таблица 3

№ диска	Измеренная сумма углов, в градусах	Ошибка измерения
6	72,006	$\pm 0,002$
5	24,002	$\pm 0,002$
4	12,023	$\pm 0,002$
3	6,000	$\pm 0,002$
2	3,006	$\pm 0,002$
1	1,998	$\pm 0,002$

тельной машине в Эталонной лаборатории мер длины согласно удостоверений за № 11365, 11366, 11367, 11368, 11369, 11370 дало результаты, указанные в табл. 3.

При экстраполяции к высоким температурам необходимо помещать секторные диски между лампочкой пирометра и измеряемым источником. Как по-

казали Гайд, Кеди и Форзайс, [9] местонахождение секторного диска имеет чрезвычайно большое значение, особенно при изменении температур небольших источников излучения. При помещении диска перед объективом возникают сильные дифракционные эффекты, искажающие измерение; наилучшим положением секторного диска, согласно работ указанных авторов, надо считать место вблизи пирометрической лампочки. В конструкции нашего пирометра предусмотрено значительное пространство (см. рис. 2) между кожухом лампы и трубой инструмента, в котором свободно может вращаться секторный диск. В отношении монтажа секторных дисков, как показал наш опыт, можно с уверенностью утверждать, что при точных измерениях невозможно монтировать диски на штативах, стоящих на одном столе с пирометром.

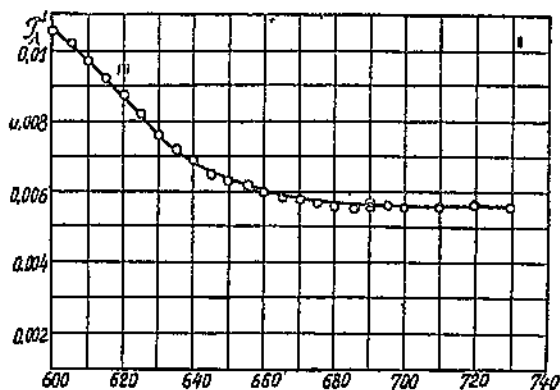


Рис. 9.

Вибрации, производимые мотором, раскачивают лампочки и делают невозможными сколько-нибудь точные измерения. Поэтому было применено следующее устройство. Во внутренних каналах двух массивных железных колонн, прикрепленных фланцами к потолку, вставлена П-образная стальная штанга. На горизонтальной части находится муфта с вилкой, несущая подшипники, и ось, на которую надеваются секторные диски. Муфта может закрепляться зажимным болтом в любом месте горизонтальной части штанги в зависимости от положения и типа пирометра, находящегося на скамье. Диски приводятся во вращение мотором постоянного тока, укрепленным на той же самой муфте. Передача вращения осуществляется гибким валом. Стол со скамьей и пирометрами покоится на двутавровых железных балках, заделанных в фундамент. Таким образом пирометры оказываются разобщенными от системы секторных дисков и никакие вибрации во время работы дисков на скамью не передаются. Подобный монтаж секторных дисков, произведенный осенью 1934 г., обеспечил возможность приступить к точным измерениям.

Не лишено интереса отметить, что городское движение вызывает значительное сотрясение нити пирометрической лампочки, так что для наиболее точных измерений приходилось выбирать вечерние и ночные часы, когда городское движение значительно сокращается.

Действующая длина волны стеклянного фильтра

При употреблении оптического пирометра, снабженного стеклянным фильтром, в качестве экстраполирующего инструмента, необходимо знать точную величину действующей (или эффективной) длины волны.

Правильное определение понятия о действующей длине волны стеклянного фильтра было впервые дано в работе Гайда, Кеди и Форзайса [9], согласно которой действующая длина волны определяется как длина волны, при которой отношение значений спектральной яркости источника при двух соответствующих температурах равно отношению суммарных яркостей, проходящих через фильтр пирометра и поступающих в глаз наблюдателя при тех же самых температурах.

Действительно, обозначая через B_0 суммарную яркость черного тела при температуре T_0 , имеем

$$B_0 = \int_0^{\infty} b_{\lambda T_0} K_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda,$$

где $b_{\lambda T_0}$ — спектральная яркость, соответствующая длине волны λ и температуре T_0 ; K_{λ} — относительная видимость монохроматического света длины волны λ и τ_{λ} — коэффициент пропускания света длины волны λ фильтра. Аналогично предыдущему для экстраполируемой температуры T черного тела можем написать

$$B = \int_0^{\infty} b_{\lambda T} K_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda.$$

Здесь B и $b_{\lambda T}$ соответствуют температуре T_0 .
Отсюда получаем

$$\frac{B_0}{B} = \frac{\int_0^{\infty} b_{\lambda T_0} K_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} b_{\lambda T} K_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda}. \quad (2)$$

Для того, чтобы имело место соотношение

$$\frac{B_0}{B} = \frac{b_{\lambda T_0}}{b_{\lambda T}} = \tau,$$

где τ — коэффициент пропускания неселективного поглощающего приспособления, например секторного диска, необходимо подобрать значение длины волны $\lambda = \lambda_e$ так, чтобы удовлетворялось равенство:

$$\frac{\int_0^{\infty} b_{\lambda T_0} K_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} b_{\lambda T} K_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda} = \frac{b_{\lambda_e T_0}}{b_{\lambda_e T}}. \quad (3)$$

Таким образом на основании формул (2) и (3) действующая длина волны фильтра λ_e определяется равенством¹:

$$\lambda_e = \frac{C_2 \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right)}{\ln \frac{B}{B_0}}. \quad (4)$$

Нахождение λ_e по формуле (4) возможно двумя способами: 1) прямым экспериментом и 2) расчетом на основании характеристики спектральной прозрачности фильтра. Оба эти способа были применены в настоящей работе.

Непосредственное экспериментальное определение λ_e было произведено с малым черным телом для экстраполяции от точки золота к 1500° K, 1600° K и 1700° K. Для нахождения отношения $\frac{B}{B_0}$ служил описанный выше образцовый оптический пирометр с фильтром Корнинга толщиной 4,00 мм и секторные диски № 6, 5 и 4. Те же самые диски применялись и для нахождения отношения $\frac{b_{\lambda T}}{b_{\lambda T_0}}$, которое определялось помощью спектропирометра фирмы Шмидт и Генч [10].

Перед измерениями предварительно была тщательно выверена дисперсия призмы спектропирометра и значения λ в зависимости от показания барабана p интерполированы по формуле Гартмана. Затем силы токов пирометрических лампочек в обоих пирометрах были установлены на соответствие яркости нити с яркостью черного тела при температуре плавления золота. Силы токов получили следующие значения:

Оптический пирометр, фильтр Корнинга, $e = 4,00$ мм,
Лампочка А-2 $i = 0,15288$ а
Спектропирометр $\lambda = 0,6599 \mu$, лампочка
№ 1681 $i = 0,25749$ а

Кроме того была изучена зависимость изменения силы тока в лампочке № 1681 спектропирометра от изменения длины волны для температуры затвердевания золота. Эта зависимость представлена в табл. 4.

Таблица 4
Зависимость i от λ для лампы № 1681 и для $T = 1336^\circ \text{K}$

λ , в микро- нах	i , в амперах	λ , в микро- нах	i , в амперах
0,6599	0,25740	0,6570	0,25739
0,6590	0,25746	0,6560	0,25735
0,6580	0,25742	0,6550	0,25732

¹ В (1) дробь $\frac{B_{\lambda T}}{B_{\lambda T_0}}$ можно заменить дробью $\frac{b_{\lambda T}}{b_{\lambda T_0}}$ (см. выше).

Пирометры устанавливались на подвижной платформе, прикрепленной к фотометрической скамье. Перед ними находилось черное тело, покоящееся на подъемном столике. Простым передвижением платформы достигалась установка того или иного пирометра на пути конуса лучей, исходящего от черного тела. Секторные диски также перемещались на горизонтальной штанге и занимали наимыгоднейшее для каждого пирометра место.¹

Эксперимент происходил следующим образом. Устанавливалась сила тока в пирометрической лампочке А-2 оптического пирометра, соответствующая „золотой точке“. Затем черное тело доводилось до экстраполируемой (для данного диска) температуры и длительно выдерживалось при этой температуре. Для удобного контроля над изменением температуры черного тела в него вводилась платина—платинородиевая термопара. По установлении неизменного режима черного тела² производилось тщательное определение значения T_0 на оптическом пирометре.

Затем платформа передвигалась и устанавливался спектропирометр, на котором также определялось значение T_0 (с тем же диском). Очевидно, при равенстве длин волн для обоих пирометров значение T_0 должно быть одинаково в том и в другом случае. При $\lambda = 0,5599\mu$ спектропирометра, однако, это равенство не было соблюдено и значение T_0 оказалось равным $1336^{\circ},0\text{K}$, в то время как для оптического пирометра $T_0 = 1337^{\circ},1\text{K}$.

Уменьшая длину волны спектропирометра,³ последовательными измерениями, устанавливали равенство T_0 для оптического пирометра и спектропирометра.

Применяя описанный выше способ в случае экстраполяции к трем температурам, определяемым тремя различными дисками, были получены следующие значения $\lambda = \lambda_e$:

для экстраполяции от 1335°K	1500°K	$\lambda_e = 0,6561\mu$
„ „ „ „ „	1600°K	$\lambda_e = 0,6558\mu$
„ „ „ „ „	1700°K	$\lambda_e = 0,6557\mu$

Из этих трех определений заметно уже уменьшение λ_e с повышением температуры черного тела, которое обуславливается смещением максимума в спектре излучателя к более коротким длинам волн.

Определение действующей длины волны при экстраполяции к еще более высоким температурам затруднено из-за отсутствия вполне удовлетворительной конструкции черного тела.⁴

¹ См. стр. 14.

² Питание черного тела производилось от отдельной вполне изолированной аккумуляторной батареи напряжением 120 в.

³ См. табл. 4.

⁴ Исключая ванны с затвердевающими металлами, например, платина, родий, иридий и т. д., эксперименты с которыми также представляют большие трудности.

Прямое экспериментальное определение действующей длины волны было нами предпринято с целью сравнения с результатами, полученными при помощи второго метода, являющегося общепризнанным, более точным и употребляющимся при самых тонких пирометрических работах.

Второй метод вычисления действующей длины волны по спектральной пропускности фильтра заключается в вычислении значений интегралов, входящих в формулу (2).

Вследствие того, что математический вид подынтегральных функций неизвестен, вычисление значения этих интегралов возможно лишь методами приближенного интегрирования.

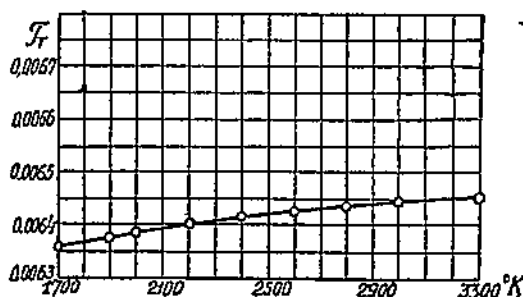


Рис. 10.

Прежде всего обратимся к рассмотрению функции K_λ и τ_λ .

K_λ представляет относительную видимость как функцию λ или чувствительность глаза к спектральным цветам.

В 1924 г. Международным конгрессом по электричеству были приняты в качестве нормальных значения относительной видимости,

основанные на работах Гибсона и Тиндала [11].

В употреблении этих данных относительной видимости, введенных для среднего глаза, несомненно, лежит источник ошибок, который до некоторой степени порождает ценность второго метода определения действующей длины волны.

В ценной и интересной работе Ферчайльда, Гувера и Питерса [12], касающейся определения температуры плавления палладия, значения относительной видимости были специально проверены Гибсоном для одного наблюдателя (Ферчайльда). На основании этих значений была вычислена действующая длина волны, и тот же наблюдатель провел всю работу по фотометрированию. Несомненно, указанный прием является самым надежным, однако, промер значений относительной видимости сложен и непосилен для нашей лаборатории.

Таким образом приходилось делать предположение, что глаза наших наблюдателей нормальны и соответствуют „среднему глазу“ Гибсона и Тиндала.

Величины спектральной пропускности τ_λ в функции для стеклянного фильтра Корнингга толщиной в 4,00 мм были непосредственно измерены при помощи спектропирометра. Методика этих измерений (описание которой отсутствует в пирометрической литературе) была специально для этой цели разработана [13] и вкратце сводится к следующему.

Пирометрическая лампочка спектропирометра градуировалась перед черным телом через каждые 5 мμ в области возможного пропускания красного фильтра, т. е. от 600 до 700 мμ.

В результате градуировки было получено семейство кривых, представляющих зависимость силы тока лампочки от температуры черного тела T (см. рис. 6).

Затем через каждые 5 мк перед лентой температурной лампы определялись черные температуры T_0 и T соответствующие пирометру с фильтром и без фильтра. Значение $\tau_\lambda = \frac{B_0}{B}$ вычислялось по формуле (1).¹ Серия сделанных измерений дала спектральную пропускательность фильтра, показанную на рис. 7 (см. также табл. 5).

Влияние температуры фильтра [14] на спектральную пропускательность, а также, очевидно, и на действующую длину волны мы устранили, поместив фильтр на все время измерений в специальную термостатную водяную ванну, показанную на рис. 2 (V). Через ванну непрерывно протекала вода, подводимая от Дьюаровского сосуда, прикрепленного к одной из потолочных колонн дисковой установки. Температура фильтра во все время работы поддерживалась равной 20° С.

Для $b_{\lambda T}$ были вычислены относительные значения по формуле Вина, в которой постоянная C_1 была принята за единицу, а $C_2 = 1,432$ см-град.

Все данные, касающиеся K_λ , τ_λ (стекло Коринга толщины 4,00 мм) и $b_{\lambda T}$ для различных температур, а также окончательные значения B сведены в табл. 5.

Вычисление интегралов формулы (2) производилось тремя приближенными способами интегрирования: 1) планиметрированием пло-

щадей кривых $b_{\lambda T}$, 2) суммированием $\sum_{\lambda=0,615}^{\lambda=0,750} b_{\lambda T}$

применяя спектральные участки шириной в 5 мк, 3) при помощи формулы приближенного интегрирования Симпсона

$$\int_{\lambda=0,615}^{\lambda=0,750} b_{\lambda T} d\lambda \cong \frac{h}{6} [(y_0 + y_n) + 4(y_1 + y_3 + \dots) + 2(y_2 + y_4 + \dots)].$$

Второй и третий способы интегрирования дают одинаковые результаты вычисления действующей длины волны (разница составляет около 0,00001 м, что выходит за пределы точности измерений).

Первый способ дает расхождение с остальными на величины до $\pm 0,0005$ м, что может быть объяснено грубостью планметра. В основу всех дальнейших расчетов положен третий способ.

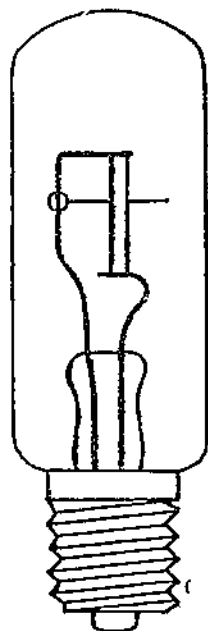


Рис. 11.

¹ Заменяя в ней $\frac{r}{R_0}$ через $\frac{B}{B_0}$.

Относительные спектральные яркости черного тела для температур от 1300

λ мк	K_λ	τ_λ	$K_\lambda \cdot \tau_\lambda$	$B_{1300^\circ K} \times 10^{-8}$	$B_{1600^\circ K} \times 10^{-7}$	$B_{1700^\circ K} \times 10^{-6}$	$B_{1900^\circ K} \times 10^{-6}$
615	0,441	0,000	0,000	18,92	54,38	12,80	54,12
620	0,381	0,005	0,001905	20,99	58,72	13,73	57,36
625	0,322	0,031	0,009982	23,24	63,31	14,70	60,74
630	0,265	0,128	0,033920	25,69	68,18	15,72	64,22
635	0,216	0,317	0,068472	28,34	73,29	16,79	67,83
640	0,175	0,494	0,086450	31,21	78,67	17,91	71,56
645	0,138	0,642	0,088596	34,30	84,34	19,07	75,42
650	0,107	0,723	0,077361	37,63	90,27	20,29	79,39
655	0,082	0,758	0,062156	41,22	96,51	21,56	83,46
660	0,061	0,773	0,047153	45,07	103,06	22,88	87,68
665	0,045	0,781	0,035145	49,21	109,95	24,25	92,00
670	0,032	0,783	0,025056	53,64	117,04	25,68	96,44
675	0,023	0,783	0,018009	58,37	124,47	27,16	100,99
680	0,017	0,783	0,013311	63,43	132,24	28,68	105,67
685	0,012	0,780	0,009360	68,82	140,33	30,27	110,44
690	0,0082	0,776	0,006363	74,56	148,78	31,90	115,33
695	0,006	0,773	0,004638	80,68	157,54	33,60	120,33
700	0,0041	0,770	0,003157	87,16	166,65	35,35	125,46
705	0,003	0,765	0,002295	94,05	176,06	37,15	130,66
710	0,0021	0,761	0,001598	101,3	185,83	39,01	135,99
715	0,0016	0,756	0,001209	109,1	195,96	40,92	141,44
720	0,00105	0,752	0,000790	117,2	206,46	42,89	146,97
725	0,00075	0,748	0,000561	125,8	217,27	44,92	152,58
730	0,00052	0,744	0,000387	135	228,45	46,99	158,34
735	0,00037	0,739	0,000273	144	240,03	49,12	164,16
740	0,00025	0,735	0,000184	155	251,90	51,32	170,03
745	0,00018	0,730	0,000131	165	264,13	53,55	176,04
750	0,00012	0,725	0,000087	176	276,75	55,85	182,14

до 3300° К и фильтра Корнинга толщиной 4,00 мм; $C_2 = 1,432$ см-град.

$B \ 2000^\circ K \times 10^{-6}$	$B \ 2200^\circ K \times 10^{-5}$	$B \ 2400^\circ K \times 10^{-5}$	$B \ 2600^\circ K \times 10^{-4}$	$B \ 2800^\circ K \times 10^{-4}$	$B \ 3000^\circ K \times 10^{-4}$	$B \ 3300^\circ K \times 10^{-4}$
99,87	28,65	69,52	14,66	27,80	48,40	98,02
105,35	30,10	72,20	15,14	28,55	49,48	99,64
111,02	31,46	74,90	15,61	29,29	50,55	101,23
116,81	32,83	77,66	16,09	30,04	51,62	102,78
122,80	34,23	80,43	16,57	30,78	52,67	104,31
128,94	35,65	83,21	17,05	31,52	53,70	105,81
135,27	37,11	86,04	17,53	32,25	54,73	107,25
141,76	38,59	88,88	18,01	32,99	55,74	108,68
148,39	40,09	91,75	18,49	33,71	56,74	110,05
155,20	41,61	94,64	18,97	34,43	57,71	111,40
162,14	43,15	97,54	19,45	35,15	58,69	112,72
169,25	44,13	100,46	19,93	35,85	59,64	113,98
176,51	46,30	103,41	20,41	36,56	60,57	115,21
183,89	47,90	106,35	20,89	37,25	61,50	116,43
191,45	49,51	109,30	21,36	37,93	62,41	117,59
199,14	51,15	112,21	21,83	38,61	63,29	118,70
206,95	52,80	115,26	22,30	39,29	64,16	119,81
214,93	54,46	118,22	22,77	39,95	65,01	120,87
223,03	56,15	121,19	23,24	40,60	65,85	121,86
231,26	57,84	124,17	23,70	41,25	66,67	122,86
239,59	59,55	127,13	24,16	41,89	67,48	123,78
248,05	61,25	130,12	24,61	42,50	68,26	124,69
256,63	62,98	133,08	25,06	43,12	69,02	125,58
265,27	64,71	136,05	25,51	43,73	69,76	126,41
274,07	66,45	138,99	25,95	44,33	70,48	127,22
282,97	68,19	141,95	26,39	44,91	71,19	127,98
291,96	69,96	144,88	26,82	45,48	71,88	128,71
301,02	71,71	147,77	27,25	46,05	72,56	129,39

λ μ	K_λ	τ_λ	$K_\lambda \cdot \tau_\lambda$	$B_{1300^\circ K} \times 10^{-9}$	$\frac{B}{\lambda} \times 10^{-9}$	$B_{1600^\circ K} \times 10^{-8}$	$\frac{B}{\lambda} \times 10^{-9}$	$B_{1700^\circ K} \times 10^{-8}$
615	0,441	0,000	0,000	0	0	0	0	0
620	0,381	0,005	0,001905	0,40	0,65	1,12	1,81	2,61
625	0,322	0,031	0,009982	2,32	3,71	6,32	10,11	14,67
630	0,265	0,128	0,033920	8,71	13,83	23,13	36,71	53,32
635	0,216	0,317	0,068472	19,40	30,55	50,18	79,02	114,96
640	0,175	0,494	0,086450	26,98	42,16	68,01	106,26	154,83
645	0,138	0,642	0,088596	30,39	47,12	74,72	115,84	168,95
650	0,107	0,723	0,077361	29,11	44,78	69,83	107,43	156,97
655	0,082	0,758	0,062156	25,62	39,11	59,99	91,58	134,01
660	0,061	0,773	0,047153	21,25	32,20	48,60	73,42	107,89
665	0,045	0,781	0,035145	17,29	26,00	38,64	58,11	85,23
670	0,032	0,783	0,025056	13,44	20,06	29,33	43,78	64,24
675	0,023	0,783	0,018009	10,51	15,57	22,42	33,21	48,91
680	0,017	0,783	0,013311	8,44	12,41	17,60	25,88	38,18
685	0,012	0,780	0,009360	6,44	9,40	13,13	19,17	28,33
690	0,0082	0,776	0,006363	4,74	6,87	9,47	13,72	20,30
695	0,006	0,773	0,004638	3,74	5,38	7,31	10,52	15,58
700	0,0041	0,770	0,003157	2,75	3,93	5,26	7,51	11,16
705	0,003	0,765	0,002295	2,16	3,06	4,04	5,73	8,53
710	0,0021	0,761	0,001598	1,62	2,28	2,97	4,18	6,23
715	0,0016	0,756	0,001209	1,32	1,85	2,37	3,31	4,95
720	0,00105	0,752	0,000790	0,93	1,29	1,68	2,26	3,39
725	0,00075	0,748	0,000561	0,71	0,98	1,22	1,68	2,52
730	0,00052	0,744	0,000387	0,52	0,71	0,88	1,21	1,82
735	0,00037	0,739	0,000273	0,39	0,53	0,66	0,90	1,34
740	0,00025	0,735	0,000184	0,28	0,38	0,46	0,62	0,94
745	0,00018	0,730	0,000131	0,22	0,30	0,35	0,47	0,70
750	0,00012	0,725	0,000087	0,15	0,20	0,24	0,32	0,49
—	—	—	—	239,83	365,31	559,88	854,76	1251,15

$B\ 1900^{\circ}K \times 10^{-7}$	$B\ 2000^{\circ}K \times 10^{-7}$	$B\ 2200^{\circ}K \times 10^{-6}$	$B\ 2400^{\circ}K \times 10^{-6}$	$B\ 2600^{\circ}K \times 10^{-5}$	$B\ 2800^{\circ}K \times 10^{-5}$	$B\ 3000^{\circ}K \times 10^{-5}$	$B\ 3300^{\circ}K \times 10^{-5}$
0	0	0	0	0	0	0	0
1,09	2,01	0,57	1,37	0,29	0,54	0,94	1,90
6,06	11,08	3,14	7,48	1,56	2,92	5,05	10,10
21,78	39,62	11,14	26,34	5,47	10,19	17,51	34,86
46,44	84,08	23,44	55,07	11,35	21,07	36,06	71,43
61,86	111,47	30,82	71,93	14,74	27,25	46,42	91,47
66,82	119,84	32,88	76,23	15,53	28,57	48,49	95,02
61,42	109,67	29,85	68,76	13,93	25,52	43,12	84,07
51,88	92,23	24,92	57,03	11,49	20,95	35,27	68,40
41,34	73,18	19,62	44,63	8,94	16,23	27,21	52,53
32,33	56,98	15,17	34,28	6,83	12,35	20,63	39,61
24,16	42,41	11,06	25,17	4,99	8,98	14,94	28,56
18,19	31,79	8,34	18,62	3,67	6,58	10,91	20,75
14,07	24,48	6,37	14,16	2,78	4,96	8,19	15,50
10,34	17,92	4,63	10,23	2,00	3,55	5,84	11,01
7,34	12,67	3,25	7,14	1,39	2,46	4,03	7,55
5,58	9,60	2,45	5,35	1,03	1,82	2,97	5,56
3,96	6,79	1,72	3,73	0,72	1,26	2,05	3,81
3,00	5,12	1,29	2,78	0,53	0,93	1,51	2,80
2,17	3,70	0,92	1,98	0,38	0,66	1,07	1,93
1,71	2,90	0,72	1,54	0,29	0,51	0,81	1,50
1,16	1,96	0,48	1,03	0,19	0,33	0,54	0,99
0,86	1,44	0,35	0,75	0,14	0,24	0,39	0,70
0,61	1,03	0,25	0,53	0,10	0,17	0,27	0,49
0,45	0,75	0,18	0,40	0,07	0,12	0,19	0,35
0,31	0,52	0,13	0,26	0,05	0,08	0,13	0,23
0,23	0,38	0,09	0,19	0,04	0,06	0,09	0,17
0,16	0,26	0,06	0,13	0,02	0,04	0,06	0,11
485,32	863,88	233,83	537,11	108,52	198,34	334,69	651,40

Результаты определения отношения $\frac{B}{B_0}$ и вычисления действующей длины волны по формуле (4) даны в табл. 6.

Таблица 6

Значение λ_e для экстраполяции от температуры $T_0 = 1336^\circ\text{K}$ до различных температур

Экстраполируемая температура в $^\circ\text{K}$	$\frac{B}{B_0}$	$\ln \frac{B}{B_0}$	λ_e микроны
1600	23,3455	3,15043	0,6556
1700	52,1682	3,95451	0,6554
1900	202,367	5,31013	0,6551
2000	360,213	5,88676	0,6549

Переноса начальную температуру от точки золота до 1600°K и, тем самым, повышая предел измерения, получаем значение действующей длины волны (табл. 7) при экстраполировании к более высоким температурам.

Таблица 7

Значение λ_e при экстраполяции от 1600°K к другим температурам

Экстраполируемая температура в $^\circ\text{K}$	$\frac{B}{B_0}$	$\ln \frac{B}{B_0}$	λ_e микроны
1900	8,6683	2,15970	0,6544
2000	15,4297	2,73634	0,6542
2200	41,7643	3,73207	0,6540
2400	95,9331	4,56370	0,6537
2600	193,827	5,26704	0,6535
2800	354,254	5,87006	0,6534
3000	597,789	6,39331	0,6533
3300	1163,46	7,05926	0,6531

Для полноты картины необходимо было подсчитать предельные действующие длины волн для начальных температур, что и выполнено было по формуле Фута [15]:

$$\lambda_e = \frac{\int_0^\infty b_{\lambda T} K_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda}{\int_0^\infty \frac{b_{\lambda T} K_{\lambda} \tau_{\lambda}}{\lambda} \cdot d\lambda} \quad (5)$$

Вычисление значения интеграла в знаменателе было произведено только что описанным способом. Значения предельных действующих длин волн — для температур 1300°K и 1600°K — были найдены соответственно равными $0,6565\text{ }\mu$ и $0,6550\text{ }\mu$. Наглядная картина изменения λ_e с температурой черного тела дана на рис. 8.

Как видно из сопоставления результатов измерений по первому и второму методам, значения действующей длины волны согласуются между собой с удовлетворительной точностью. Метод второй — расчета действующей длины волны на основании кривой спектральной пропускания — имеет несомненные преимущества, во-первых, уже потому, что позволяет рассчитать λ_e для сколь угодно высоких температур. Однако это не единственное его преимущество. Этот метод точнее, чем метод прямого эксперимента, как это видно из следующих соображений.

При экстраполяции от 1300°K к 1700°K ошибка $\Delta T = \pm 0,2^{\circ}$ в определении T_0 дает ошибку для λ_e равную $\pm 0,0004\text{ }\mu$.¹ Точность $\pm 0,2$ нормальная для оптического пирометра, является для спектропирометра недостижимой. Точность спектропирометра может быть оценена в $\pm 0,5$, что приводит к ошибкам $\Delta \lambda_e$ порядка $0,001\text{ }\mu$. В то же время такая же ошибка $\Delta T = \pm 0,5$ при измерении спектральной пропускания вызывает ошибку $\Delta \tau = \pm 0,0025$ (вычислялось для среднего $\tau = 0,4$). Колебание значений τ в пределах 0,5% ничтожно влияет на расчет действующей длины волны и ошибка $\Delta \lambda_e$ в этом случае не превышает $\pm 0,0003\text{ }\mu$.

Преимущество второго метода несомненно и результаты определения действующей длины волны по этому методу должны быть положены в основу экстраполяции к высоким температурам. Необходимо отметить, что, очевидно, соображения, подобные здесь приведенным, заставили американских и английских исследователей в последних работах, связанных с определением температуры плавления палладия, платины, родия и иридия, вычислять действующую длину волны фильтра на основании спектральной пропускания.¹

Поглощающее стекло

Наивысшая температура, которая может быть получена при помощи неселективных поглотителей, каковыми являются секторные диски, не очень высока, как это усматривается из формулы (1): имея τ диска равным $0,00555$, принимая $T_0 = 1600^{\circ}\text{K}$ и $\lambda_e = 0,6535\text{ }\mu$, получаем по этим данным для экстраполированной температуры T только 2580°K .

Получение более высоких температур при помощи секторных дисков связано с уменьшением углового раскрытия, что, в свою очередь, ведет к потере точности в определении коэффи-

¹ См. анализ ошибок.

циента пропускания, а также к появлению диффракционных эффектов, сильно понижающих точность измерений.

Как это установлено практикой, угловое раскрытие 1° (сумма углов 2°) является предельным для дисков диаметром 30 см. Таким образом для повышения предела экстраполяции остаются два пути: или повышение начальной температуры T_0 или же применение селективных поглотителей, например, окрашенных стекол. Первый путь приходится отвергнуть, так как повышение T_0 , связанное с повышением температуры нити пирометрической лампочки, не может быть очень высоким (не выше 1700°K) без вреда для постоянства лампочки. Кроме того, наилучшими для фотометрирования являются условия, соответствующие яркости черного тела вблизи 1600°K , так что и с этой точки зрения дальнейшее повышение T_0 нежелательно. Второй путь экстраполяции при помощи поглощающих стекол имеет одно несомненное преимущество: величина τ в этом случае без труда может быть получена сколь угодно малой, что дает возможность экстраполировать температуры сколь угодно большие. Этот способ экстраполяции был бы идеальным, если бы не было известно, что все современные поглощающие стекла не обладают некоторой избирательностью поглощения при различных длинах волн падающего на них света. Избирательность поглощения стекла в функции длины волны ведет к изменению действующего коэффициента пропускания с повышением температуры черного тела (см. стр. 17). Следовательно, для применения поглощающего стекла при точных экстраполяциях необходимо детально изучить изменение значений действующего τ поглощающего стекла определенной толщины, в функции температуры черного тела.

И здесь, как и в случае нахождения действующей длины волны — возможны два метода решения задачи: при помощи кривой спектральной пропускваемости и прямым экспериментом. Оба эти приема были использованы в настоящей работе.

Суммарные яркости, исходящие от нити лампочки пирометра (T_0) и черного тела (T) с применением поглощающего стекла при фотометрическом равновесии одинаковы; это может быть выражено равенством:

$$\int_0^\infty b_{\lambda T} k_{\lambda} \tau_{\lambda}' d\lambda = \int_0^\infty b_{\lambda T_0} k_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda = B_0. \quad (6)$$

где τ_{λ}' — спектральная пропускваемость поглощающего стекла. Действующая величина τ коэффициента пропускваемости поглощающего стекла для температуры черного тела T^1 определится как отношение яркости, наблюдаемой через систему — погло-

¹ Мы применяем обозначение τ_T для поглощающего стекла; под буквой τ будем здесь понимать коэффициент пропускания секторного диска.

щающее стекло плюс фильтр к яркости, наблюдаемой только через один фильтр, а отсюда получается для τ :

$$\tau_T = \frac{\int_0^\infty b_{\lambda T} K_{\lambda} \tau_{\lambda}' d\lambda}{\int_0^\infty b_{\lambda T} K_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda}. \quad (7)$$

Заменяя интеграл в числителе этой дроби равным ему интегралом равенства (6), получаем

$$\frac{B_0}{B} = \frac{\int_0^\infty b_{\lambda T_0} K_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda}{\int_0^\infty b_{\lambda T} K_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda} = \frac{b_{\lambda_c T_0}}{b_{\lambda_c T}}.$$

Таким образом мы приходим к формуле (3), выведенной для секторных дисков, а это в свою очередь приводит к весьма важному положению, что применяемое поглощающее приспособление, каковы бы ни были его свойства, не меняет действующей длины волны стеклянного фильтра.

Это чрезвычайно важное, но в то же время и дискуссионное положение дано было Форзайсом [16]. Гофман [17] в работе по исследованию иенских поглощающих стекол приходит к противоположному выводу: действующая длина волны фильтра меняется от присоединения поглощающего стекла, меняется также и характер зависимости λ_c от температуры черного тела; в то же время коэффициент пропускания поглощающего стекла остается величиной постоянной. Мы видим, что оба толкования явления приводят к идентичным результатам. Положение, высказанное Форзайсом, связано с технически более простыми операциями, поэтому из него мы и исходим в настоящей работе.

Спектральная пропускательность τ_{λ}' измерялась аналогичным фильтру способом с той разницей, что температура источника (ленточной лампы) была значительно выше. Результаты измерения τ_{λ}' приведены на рис. 9 и в табл. 10.

Вычисления интегралов формулой (7), определяющей действующий коэффициент пропускания τ_T для данной температуры произведены способами, описанными выше (стр. 19). Все данные, необходимые для вычисления τ_T , приведены в табл. 10. Значения τ_T , соответствующие экстраполируемым температурам, приведены в табл. 8 и на рис. 10.

Таблица 8
Значение коэффициента пропускания τ_T стекла Корнинга толщиной 1,75 мм

Температура в °К	τ_T по спектр. пропускаем.	τ_T прямым эксперим.
1700	0,00637	0,00635—0,00638
1900	0,00638	0,00638—0,00639
2000	0,00639	0,00637—0,00640
2200	0,00640	0,00639—0,00640
2400	0,00642	
2600	0,00643	
2800	0,00644	
3000	0,00645	
3300	0,00646	

Сравнение кривой спектральной пропускемости поглощающего стекла Корнинга толщиной 1,75 мм, употребляемого в нашем пирометре, с аналогичными данными для стекол той же фирмы и иенских стекол прежних варок, показывают его выдающиеся качества. Изменения τ_λ в функции λ сравнительно очень невелико, что обуславливает небольшое изменение в τ_T и характеризуется уменьшением пропускемости с увеличением длины волны. Однако, этот тип стекла не удовлетворяет условию, указанному Футом, Молером и Ферчайльдом [18], которое гласит, что

$$\lambda_e \cdot \ln \tau_T = \text{const.}$$

При соблюдении этого условия очевидно разность обратных величин температур $\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} = \text{const}$ не зависит от экстраполируемой температуры черного тела.

Практически это условие было выполнено Ферчайльдом, Гувером и Петерсом, которые применили комбинацию из трех поглощающих стекол различных марок и различных толщин. Наше стекло удовлетворяет приведенному выше условию лишь приближенно, как это видно из табл. 9.

Таблица 9

$T^\circ \text{ K}$	$\lambda_e \ln \tau_T$	$T^\circ \text{ K}$	$\lambda_e \ln \tau_T$
1700	3,315	2600	3,300
2000	3,309	2900	3,298
2300	3,305	3200	3,296

Определение коэффициента пропускания τ_T прямым экспериментом, т. е. непосредственным сравнением с секторным диском производилось перед нечерным излучателем, которым служила лампа с вольфрамовой лентой (рис. 15).

В этом случае экстраполяция должна быть произведена между цветовыми температурами по формуле

$$\ln \frac{1}{\tau_T} = \frac{C_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_{c_0}} - \frac{1}{T_c} \right). \quad (8)$$

Цветовые температуры были найдены по черным температурам на основании наших прежних работ по определению цветовой температуры вольфрама [20].

Измерения велись с секторным диском № 1, значение τ которого (0,00555) близко к значению коэффициента пропускания τ_T поглощающего стекла.

Цветовой температура T_c выводилась на основании расчета с диском, в то время, как T_{c_0} определялась поглощающим стеклом. В графе 3-й табл. 8 приведены значения τ_T стекла, найденные этим способом.

Таблица 10

-Относительные спектральные яркости черного тела для температур от 1700° К до 3300° К и τ_{λ} поглощающего стекла Корнинга толщиной 1,75 мм + фильтр Корнинга толщиной 4,00 мм

λ	$B' 1700^{\circ} \text{K} \times 10^{-8}$	$B' 1900^{\circ} \text{K} \times 10^{-7}$	$B' 2100^{\circ} \text{K} \times 10^{-7}$	$B' 2200^{\circ} \text{K} \times 10^{-6}$	$B' 2400^{\circ} \text{K} \times 10^{-6}$	$B' 2600^{\circ} \text{K} \times 10^{-5}$	$B' 2800^{\circ} \text{K} \times 10^{-5}$	$B' 3000^{\circ} \text{K} \times 10^{-5}$	$B' 3300^{\circ} \text{K} \times 10^{-5}$
0,00930	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,00877	0,023	0,009	0,018	0,005	0,012	0,003	0,005	0,008	0,017
0,00817	0,119	0,049	0,090	0,026	0,061	0,013	0,024	0,041	0,083
0,00768	0,409	0,167	0,304	0,085	0,202	0,042	0,078	0,134	0,268
0,00721	0,829	0,335	0,606	0,169	0,397	0,082	0,152	0,260	0,515
0,00687	1,064	0,425	0,766	0,212	0,494	0,101	0,187	0,319	0,628
0,00655	1,107	0,437	0,785	0,215	0,499	0,102	0,187	0,318	0,622
0,00631	0,990	0,387	0,692	0,188	0,434	0,088	0,161	0,272	0,530
0,00611	0,819	0,317	0,563	0,152	0,348	0,070	0,128	0,215	0,418
0,00598	0,645	0,247	0,437	0,117	0,267	0,053	0,097	0,163	0,314
0,00585	0,499	0,189	0,333	0,089	0,201	0,040	0,072	0,121	0,232
0,00575	0,370	0,139	0,244	0,063	0,145	0,028	0,052	0,086	0,164
0,00569	0,278	0,103	0,181	0,047	0,106	0,021	0,037	0,062	0,118
0,00567	0,216	0,079	0,139	0,036	0,080	0,016	0,028	0,046	0,088
0,00566	0,160	0,059	0,101	0,026	0,058	0,011	0,020	0,033	0,062
0,00566	0,115	0,041	0,072	0,018	0,040	0,008	0,014	0,023	0,043
0,00566	0,088	0,031	0,054	0,014	0,030	0,006	0,010	0,017	0,031
0,00566	0,063	0,022	0,033	0,010	0,021	0,004	0,007	0,012	0,021
0,00566	0,048	0,017	0,029	0,007	0,016	0,003	0,005	0,009	0,016
0,00566	0,035	0,012	0,021	0,005	0,011	0,002	0,004	0,006	0,011
0,00566	0,028	0,010	0,016	0,004	0,009	0,0017	0,003	0,005	0,009
0,00566	0,019	0,007	0,011	0,003	0,006	0,0011	0,002	0,003	0,006
0,00566	0,014	0,005	0,008	0,002	0,004	0,0008	0,002	0,002	0,004
0,00566	0,010	0,003	0,006	0,0014	0,003	0,0006	0,001	0,0016	0,003
0,00566	0,007	0,003	0,004	0,0010	0,002	0,0004	0,001	0,0011	0,002
0,00566	0,005	0,002	0,003	0,0008	0,0015	0,0003	0,0005	0,0008	0,0013
0,00566	0,004	0,001	0,002	0,0005	0,0011	0,0003	0,0004	0,0005	0,0010
0,00566	0,003	0,001	0,001	0,0004	0,0008	0,0002	0,0003	0,0004	0,0007
	7,967	3,097	5,524	1,497	3,449	0,698	1,278	2,159	4,208

Колебания коэффициента пропускания в этом случае могут быть объяснены сравнительно малой точностью определения цветовой температуры источника, однако средняя величина хорошо совпадает с вычисленной на основании спектральной пропускания стекла.

Как и в случае фильтра и на том же основании (стр. 25) приходится первый метод нахождения τ предпочесть второму. Зависимость τ от температуры фильтра специально не изучалась, однако на основании работ Форзайса [21] можно с уверенностью утверждать, что изменение коэффициента пропускания с температурой стекла, ничтожно, так как изменение τ в функции λ сравнительно очень мало.

В продолжении всех экспериментов, однако, температура стекла непрерывно контролировалась и поддерживалась равной 20°.

Экстраполяция и градуировка

На основании всех данных, приведенных выше можно высчитать экстраполируемые температуры от температуры затвердевания золота, а также и от одной из экстраполированных температур, которую можно назвать температурой перехода. Температура перехода должна удовлетворять следующим требованиям: 1) она не должна быть очень высока, так как иначе величина накала пирометрической лампочки будет выше допустимых пределов и 2) условия фотометрирования надо сделать оптимальными, т. е. яркость не должна быть слишком большой, утомляющей глаз наблюдателя.

Наилучшие условия получаются при температуре, близкой к 1600° K. Вследствие этого для температуры перехода должен быть применен диск № 5. В табл. 11 показаны возможные экстраполируемые температуры при исходной температуре $T_0 = 1336^\circ \text{K}$ и $T_0 = 1601,2^\circ \text{K}$.

Таблица 11
Экстраполированные температуры T при помощи оптического пирометра и набора секторных дисков с постоянным открытием и стеклянным фильтром Корнингга толщиной 4,0 мм

$T_0^\circ \text{K}$	№ диска	$-\ln \tau$	λ_e	$T^\circ \text{K}$	ΔT
1336,0	6	1,60936	0,6559	1481,9	$\pm 0,4$
	5	2,70801	0,6556	1601,2	$\pm 0,5$
	4	3,39933	0,6554	1686,6	$\pm 0,6$
	3	4,09439	0,6552	1782,0	$\pm 0,8$
	2	4,78554	0,6551	1888,3	$\pm 1,0$
	1	5,19401	0,6549	1957,1	$\pm 1,5$
1601,2	6	1,60936	0,6546	1815,0	$\pm 1,0$
	5	2,70801	0,6542	1996,7	$\pm 1,3$
	4	3,39933	0,6541	2131,0	$\pm 2,0$
	3	4,09439	0,6538	2285,3	$\pm 2,5$
	2	4,78554	0,6536	2462,4	$\pm 3,0$
	1	5,19401	0,6535	2580,7	$\pm 4,0$

Последняя достижимая температура по табл. 11 равна 2580°,7 К. Дальнейшая экстраполяция возможна только при комбинации — секторные диски + поглощающее стекло.

Применяя те же рассуждения, как на стр. 27, получим и для этого случая аналогичную (7) формулу

$$\tau \cdot \tau_T = \frac{\int_0^{\infty} b_{\lambda T} K_{\lambda} \tau_{\lambda} \tau_{\lambda}' d\lambda}{\int_0^{\infty} b_{\lambda T} K_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda},$$

в которой τ — коэффициент пропускания секторного диска, τ_{λ}' — коэффициент спектральной пропускваемости поглощающего стекла и τ_T — действующий коэффициент пропускания поглощающего стекла для температуры черного тела T .

В табл. 12 приведены значения экстраполированных температур при помощи секторного диска и поглощающего стекла.

Таблица 12

Экстраполированные температуры T при помощи оптического пирометра, фильтра Корнинга толщиной 8 мм, поглощающего стекла Корнинга толщиной 1,75 мм и набора секторных дисков.

T_0 °K	№ диска	τ	τ_T	$\tau\tau_T$	$-\ln \tau \cdot \tau_T$	λ_c	T °K	ΔT
1336,0	4	0,03340	0,00640	0,00215	8,44494	0,6593	2780	± 5
1336,0	3	0,01667	0,00645	0,000108	9,13811	0,6591	3050	± 6
1601,2	6	0,20002	0,00645	0,00129	6,65317	0,6579	3136	± 5
1836,0	2	0,00835	0,00646	0,0000539	9,82848	0,6588	3375	± 8

Таким образом система — секторный диск + поглощающее стекло дает возможность легко получить температуру 3375° К.

Любопытно отметить, что поглощающее стекло с диском № 1 при экстраполяции от $T_0 = 1601^{\circ},2$ К дает температуры порядка 6300° К.

Полученная шкала температур была нами фиксирована на двух лампах: температурной — Ф-2 и пирометрической — А-2. Так как экспериментально трудно осуществить уравнение яркостей помощью изменения тока, питающего излучатель (черное тело или температурная лампа), то при градуировке применялась следующая методика.

Ток в пирометрической лампочке устанавливался на „золотую точку“. Затем давалось вращение секторному диску и производилось приблизительное уравнивание яркости нити пирометрической лампочки с яркостью изображения излучателя. После продолжительного выдерживания излучателя при найденном режиме производилось окончательное фотометрирование при помощи пирометрической лампочки. В результате измерения ток накала пирометрической лампочки не был равен току, соответствующему „золотой точке“.

Для нахождения температуры T , таким образом необходимо точное знание величины $\frac{d\epsilon}{dT}$, которая, как указывалось выше, для температур 1336°K и 1601°K, была найдена соответственно равной 0,000230 A/°C и 0,000273 A/°C.

При градуировке лампочки А-2 в качестве излучателя было использовано малое черное тело и самый процесс градуировки состоял в уравнивании яркостей А-2 и черного тела с диском и без него. Само собой разумеется, что для сохранения постоянства лампочки А-2 ее градуировка была ограничена температурой 1687°K.

Градуировка температурной лампы Ф-2 производилась при помощи лампочки А-2 с использованием только „золотой точки“. Результаты градуировки даны в табл. 13 и 14.

Таблица 13

Значение силы тока питающего лампочку А-2 в зависимости от температуры T

$T^{\circ} K$	i
1336,0	0,15288 α
1481,2	0,18848 „
1601,8	0,22094 „
1687,1	0,24603 „

Таблица 14

Значения силы тока i в зависимости от температуры T для температурной лампы Ф-2 с фильтром Коринга толщиной 4,00 мм

$T^{\circ} K$	i ампер	$T^{\circ} K$	i ампер
1336,0	5,7067	1886,8	9,4360
1481,6	6,4944	1955,4	10,0262
1600,9	7,2537	1966,8	10,3843
1687,4	7,8645	2129,4	11,5070
1780,9	8,5810	2283,7	13,060
1813,0	8,8312		

Значения силы тока были интерполированы в зависимости от температуры по формулам:

$$i_{A-2} = -0,275116 + 0,56245 \times 10^{-3} T - 0,29887 \times 10^{-6} T^2 + 0,8807 \times 10^{-10} T^3. \quad (9)$$

$$i_{\Phi-2} = -7,58339 - 8,78107 \times 10^{-3} T + 6,35238 \times 10^{-6} T^2 - 6,22098 \times 10^{-10} T^3 \text{ в пределах } 1336-1687^{\circ} K.$$

$$i_{\Phi-2} = 19,69215 - 2,93701 \times 10^{-2} T + 1,80355 \times 10^{-5} T^2 - 2,83512 \times 10^{-9} T^3 \text{ в пределах } 1687-2000^{\circ} K.$$

Анализ ошибок

Точность, с которой получается экстраполируемая температура T , очевидно, определяется ошибками результата измерений величин, входящих в основную формулу (1), а именно коэффициента пропускания τ ,¹ действующей длины волны λ_e и темпе-

¹ Который равен $\frac{B_0}{B} = \frac{\Re_0}{\Re}$.

ратуры затвердевания золота T_0 (или температуры перехода). О точности, с которой известна постоянная C_2 мы здесь говорить не будем; ее значение фиксировано международным соглашением о температурной шкале и принимается нами, как одно из данных, определяющих эту шкалу.

Очевидно, что ошибка в экстраполируемой температуре T равна, в самом неблагоприятном случае, сумме ошибок результатов измерений указанных трех величин, т. е.

$$\Delta T = \Delta T_0 + \Delta T_{\lambda_e} + \Delta T_{\tau}. \quad (11)$$

Ради удобства перепишем формулу (11) в виде

$$-\ln \tau = \frac{C_2}{\lambda_e} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right)$$

и для нахождения ошибок ΔT_0 , ΔT_{λ_e} и ΔT_{τ} составим частные дифференциалы от T по независимым переменным T_0 , λ_e , τ ; тогда получим и соответствующие ошибки:

$$(\Delta T)_{T_0} = \frac{T^2}{T_0^2} \cdot \Delta T_0 \quad (12)$$

$$(\Delta T)_{\lambda_e} = \frac{T(T - T_0)}{T_0 \lambda_e} \cdot \Delta \lambda_e \quad (13)$$

$$(\Delta T)_{\tau} = \frac{\lambda_e T^2}{\tau C_2} \cdot \Delta \tau. \quad (14)$$

Абсолютные значения исходных погрешностей ΔT_0 , $\Delta \lambda_e$ и $\Delta \tau$ определялись обработкой рядов измерений, причем под этими погрешностями следует подразумевать вероятные погрешности результата ряда измерений, определяемые согласно соотношений $\Delta x = 0,845A$, где A — средняя арифметическая погрешность результата данного ряда измерений.

Таким образом были получены

$$\Delta T_0 = \pm 0^\circ,2;$$

$$\Delta \lambda_e = \pm 0,0003\mu;$$

$$\Delta \tau = \pm 0,000006;$$

$$\Delta \tau_T = \pm 0,00001;$$

$$\Delta T_0' = \pm 0^\circ,5.$$

Результаты вычисления ΔT по формуле (11) приведены в табл. 11 и 12.

Сравнение температурных шкал

После осуществления во ВНИИМ шкалы высоких температур, установленной согласно Положения о шкале, принятой VII Генеральной конференцией по мерам и весам, необходимо было сравнить эту шкалу со шкалами метрологических лабораторий других стран.

Это сравнение, с нашей точки зрения, должно преследовать цель выявления недостатков Положения о шкале в той его части, которая относится к температурам выше точки затвердевания золота.

В лаборатории высоких температур ВНИИМ представлены шкалы следующих метрологических лабораторий различных стран:

1) Бюро стандартов США — оптическим пирометром, лампочкой А-1, фильтром Корнинга толщиной 4,0 мм и поглощающим стеклом толщиной 1,75 мм. Последние — фильтр и поглощающее стекло — изучены в настоящей работе;

2) пирометрической лаборатории при Страсбургском университете — двумя температурными, вакуумными лампами Ф-6 и Ф-2 с накаливаемой широкой (3 мм) вольфрамовой лентой и одним стеклянным фильтром, при котором эти лампы градуировались во Франции;

3) Германского государственного физико-технического института — двумя температурными, газополными лампами фирмы Osram P.T.R. 1674 и P.T.R. 1684 с широкой вольфрамовой полосой (рис. 11).

Последние лампы, по существу очень слабо представляют собой шкалу Германии, так как в сертификатах P.T.R., приложенных к лампам, нет указания на применявшуюся при градуировке действующую длину волны, и Физико-технический институт не приложил к лампам образец стеклянного фильтра. Таким образом ценность этих ламп ничтожна, и сравнение шкал дает только ориентировочные результаты. Не лишено интереса отметить, что в германских лампах P.T.R. 1674 и P.T.R. 1684, температура, отсчитываемая по ленте на высоте отметки, в сильнейшей степени зависит от направления питающего лампу постоянного тока. Для характеристики наблюдающихся расхождений ниже приведены разности отсчитываемых температур при перемене направления питающего тока:

°C	P.T.R 1674	P.T.R 1684
800	16°	13°
1100	8°	7°
1400	1°	2°

Явление зависимости температуры данного участка ленты от направления постоянного тока в газополных лампах, вероятно, надо приписать эффекту Томсона.

Постоянство указанных ламп также можно подвергнуть сомнению, так как при повторной градуировке их в Германии,

силы токов, соответствующие определяемым температурам, сильно изменили свое значение.

Все сказанное относительно германских ламп совершенно неприложимо к лампам, французским (фирма неизвестна, но предполагается Philips), которые по нашим наблюдениям обла- дают очень хорошим постоянством и совершенной независимос- тью от направления питающего тока. Фильтр, присланный с лампами, толщиной 3,03 мм (фирма неизвестна, вероятно Иена), изучался нами методом сравнения, причем полученные значения действующей длины волны очень близки к значению λ_e фильтра Корнинга, и разности лежат в пределах погрешностей измерений.

Переходим к лампам, полученным из США. У нас имелась возможность самого детального сличения градуировки лам- почки А-1, произведенной в Бюро стандартов США с градуи- ровкой лампочки А-2, для которой имеется формула (9), вы- численная на основании установленной нами шкалы. Значения силы тока лампочки А-1 в зависимости от температуры были, на основании данных сертификата Бюро стандартов, выражены формулой

$$i_{A-1} = 0,10348 - 1,31545 \times 10^{-3} T + \\ + 0,114127 \times 10^{-6} T^2 - 0,457755 \times 10^{-12} T^3,$$

которая применима в пределах от 900 до 1400° С.

Выше 1400° С сравнение производилось при помощи изучен- ного в настоящей работе поглощающего стекла (табл. 9).

Данные сравнения шкал приведены в табл. 15, 16, 17.

Таблица 15

Сравнение температурной шкалы ВНИИМ со шкалой Бюро стандартов США по лампам А-1 и А-2

Без поглощающего стекла			С поглощающим стеклом		
темп. T°K по А-2 ВНИИМ	темп. T°K по А-1 B.S.	ΔT	темп. T°K по А-2 ВНИИМ	темп. T°K по А-1 B.S.	ΔT
1336,0	1335,7	+ 0,3	1703,0	1703,5	- 0,5
1400,0	1400,2	- 0,2	1912,0	1913,0	- 1,0
1450,0	1450,0	0	2008,0	2008,5	- 0,5
1500,0	1499,6	+ 0,4	2151,0	2151,0	0
1550,0	1549,9	+ 0,1	2305,0	2305,8	- 0,8
1600,0	1600,3	- 0,3			
1673,0	1673,2	- 0,2			

Таким образом результаты сравнения, приведенные в ука- занных таблицах, оказываются совершенно удовлетворительными, исключение представляет французская лампа Ф-2, которая дала

расхождение $T = -4^{\circ},3$ с нашей шкалой, при достаточно низкой температуре. Трудно найти объяснение этой разницы, потому что сравнение производилось при температурах, которые в сертификате указаны, как найденные экспериментально.

Таблица 16

Сравнение температурной шкалы ВНИИМ со шкалой пирометрической лаборатории при Страсбургском университете по лампам Ф-2 и А-2

Темп. $^{\circ}\text{K}$ для Ф-2 (Франция)	Темп. $^{\circ}\text{K}$ по А-2 ВНИИМ	ΔT
1432,0	1432,0	0
1525,5	1524,0	-1,5
1628,3	1624,0	-4,3
1759,0	1759,0	0
1915,0	1915,0	0
2094,0	2094,0	0

Таблица 17

Сравнение температурной шкалы ВНИИМ со шкалой Физико-технического института (Германия) по лампам Р.Т.Р. 1674 и ВНИИМ А-2

Темп. $^{\circ}\text{K}$ по А-2 ВНИИМ	Темп. $^{\circ}\text{K}$ по 1674 (Германия)	ΔT
1336,7	1335,4	+1,3
1479,8	1482,0	-2,2
1602,0	1603,0	-1,0
1688,2	1689,0	-0,8
1782,9	1784,0	-1,1
1959,0	1960,5	-1,5
2280,7	2282,5	-1,8

ЛИТЕРАТУРА

- 1) Day a. Sosman, Americ. S. Sc. 29, 99, 1910.
- 2) Birge, „The Phys. Rev. Supplement“ 1,1, 1929.
- 3) Coblentz, „Bur. Stand. Bull.“ 17,3, 1920.
- 4) Worthing a. Forsythe, „Phys. Rev.“ 4,162, 1914.
- 5) Fairchild a. Hoover, „S. Opt. of America“ 7, 543, 1923.
- 6) Божовский и Парвицкий, „Работы по термометрии“ № 132
- г. Ж. „Техфизика“, IV, вып. 7, 1934 г.
- 7) Cady, Trans Jll. Eng. 16, 138, 1921.
- 8) Talbot, „Phil. Mag.“ 5, 34, 1834.
- 9) Hyde, Cady and Forsythe, Astroph. Journ. S., 42, 303, 1915.
- 10) Henning, „Zts. Instrum.“ 30, 61, 1910.
- См. также В. Н. Парвицкий, Сборник „Тепловые измерения“, Стандартгиз, 1934, стр. 55.
- 11) Gibson a. Tindall, „Bur. Stand. Sc. Pap.“ N 475.
- 12) Fairchild, Hoover, and Peters, „Bur. Stand. I. of Research“, 2, 951, 1929.
- 13) В. И. Парвицкий. Измерение спектральной прозрачности фильтров при помощи спектропирометра. Рукопись.
- 14) Hyde, Cady a. Forsythe, „Astroph. Journ.“. 42, 294, 1915.
- 15) Foote, „Bur. Stand. Bull.“ 12, 482, 1916.
- 16) Forsythe, „Phys. Rev.“ 13, 144, 1919.
- 17) Hoffman, „Zeitschr. f. Phys.“ 17, 1, 1923.
- 18) Foote, Mohler a. Fairchild, „J. Wash. Acad.“ 7, 545, 1917.
- 19) Fairchild, Hoover a. Peters, Bur. Stand. „J. of Research“ 2, 931, 1929.
- 20) В. И. Парвицкий, „Тепловые измерения“, Стандартгиз, 1934, стр. 61—62.
- 21) Forsythe, Symposium on pyrometry, 316, 1920.

А. В. ТАРХОВА

ТЕРМИЧЕСКИЙ ГИСТЕРЕЗИС И ТЕПЛОВОЕ РАСШИРЕНИЕ ОТЕЧЕСТВЕННОГО ТЕРМОМЕТРИЧЕСКОГО СТЕКЛА ДЛЯ ТЕРМОМЕТРОВ ДО $+360^{\circ}$

(Предварительное сообщение)

Одним из наиболее удобных в смысле обращения и наиболее простых по устройству приборов для измерения температуры является ртутно-стеклянный термометр, до настоящего времени широко применяемый в науке и промышленности для точных и технических измерений. Постоянство показаний ртутно-стеклянного термометра и верхняя температурная граница его применения в весьма значительной степени зависят от сорта стекла, из которого изготовлен термометр, и от предварительной термической обработки прибора или полузаготовки.

Особенное значение оба эти обстоятельства приобретают при изготовлении высокоградусных термометров, т. е. термометров для температур выше $200-300^{\circ}$.

Серийное производство их до сих пор еще не может считаться вполне освоенным нашей приборостроительной промышленностью, и стекла, применяющиеся для изготовления высокоградусных и прочих термометров, не являются еще достаточно изученными, в частности, коэффициент расширения отечественных термометрических стекол определен лишь для незначительного температурного интервала ($20, 100^{\circ}$).

Настоящая статья преследует цель сообщить результаты некоторых исследований, относящихся к наиболее распространенному отечественному стеклу, выполненных автором в Термометрической лаборатории ВНИИМа в 1938 г. Обширность вопроса не позволила в течение небольшого времени дать его полное, окончательное, решение, а потому излагаемые ниже результаты исследований следует рассматривать, как предварительные; в дальнейшем, по мере совершенствования измерительной стороны, они подлежат пополнению и уточнению.

Пригодное для изготовления точных и высокоградусных термометров стекло должно обладать следующими свойствами: 1) допускать возможность применения однообразного метода отжига, необходимого для устранения векового поднятия нулевой точки; 2) иметь небольшой коэффициент расширения, что является необходимым условием для малой величины депрессии; 3) депрессия должна иметь незначительную величину и

скорость ее полного исчезновения после любой температуры не должна превышать нескольких (3—7) дней.

Всеми этими свойствами обладает термометрическое иенское стекло сорта 16^{III}, состав которого разработан в Германии в восьмидесятых годах прошлого столетия. Отсюда это стекло экспортировалось в другие страны и повсюду получило весьма широкое распространение.

Изучение свойств термометрических иенских стекол ведется в течение многих лет выдающимися физиками Западной Европы и Америки; Хольборн (Holborn), Вие (Wiebe), Отто (Otto), Дэй (Day), Грюнейзен (Grüneisen), Кесом (Keesom), Найес (Noyes) и др., но до сих пор еще не вполне закончено для всего температурного интервала, в котором применяются термометры, изготовленные из стекол этих сортов. Кроме иенского стекла 16^{III} и почти одновременно с ним изобретенного стекла 59^{III}, в Германии в настоящее время вырабатываются и другие высокосортные термометрические стекла: 2954^{III}, Супремаксглас (Supremaxglas) и пр. В нашей стране, где производство термометрических стекол получило должное развитие лишь после Великой Октябрьской социалистической революции, вполне освоено изготовление стекол типа иенских 16^{III} и 59^{III}, химический состав которых соответствует германским, весьма незначительно отличаясь от них.

Главными производителями термометрических стекол в нашей промышленности являются завод „Дружная горка“ в Ленинградской области и Сходненский завод в Московской области.

Химические составы стекол типа иенского 16^{III}, выпускаемые этими заводами, весьма мало различаются между собой,

как видно из табл. 1, составленной по данным заводов Сходненского и „Дружная горка“.

Расчетный химический состав стекла типа иенского 59^{III}, по данным завода „Дружная горка“, приводим в табл. 2.

Таблица 1

Компоненты	Стекло завода „Дружная горка“	Стекло Сходненского завода
SiO ₂	67,5	+ 0,6 67,3 — 0,5
Al ₂ O ₃	2,5	2,5 ± 0,3
B ₂ O ₃	2,0	+ 0,2 2,0 — 0,3
CaO	7,0	+ 0,4 7,0 — 0,6
ZnO	7,0	+ 0,4 7,0 — 0,5
Na ₂ O	14,0	+ 0,3 14,0 — 0,5
Mn ₂ O ₄	—	0,2 ± 0,26

Примечание. В составе стекла допускается присутствие в общей сумме не более 0,7% следующих компонентов: Mn₂O₄, SO₃ и Fe₂O₃.

Таблица 2

Компоненты	Процентный состав
SiO ₂	72,0
Al ₂ O ₃	5,0
B ₂ O ₃	12,0
Na ₂ O ₂	11,0

Стекло типа иенского 16^{III} применяется для изготовления термометров от -200 до $+360^{\circ}\text{C}$, согласно ОСТ 40117, а типа 59^{III} — для термометров до $+450^{\circ}\text{C}$.

Изучение явлений термического гистерезиса на термометрах, поступающих в проверку, ведется в Термометрической лаборатории ВНИИМа систематически уже в течение ряда лет. Частично эти данные опубликованы в статье В. А. Яковлевой „Термометрическое стекло, изготавливаемое в СССР“, помещенной в сборнике „Тепловые измерения“ 1934 г., а частично хранятся в архиве лаборатории.

В настоящей работе приведены данные о явлениях термического гистерезиса, изучавшихся на толстостенных капиллярах из термометрического стекла 16^{III}, представленных заводами „Дружная горка“ и Сходненским.

Работа проводилась на установке, состоявшей: 1) из электрической печи, в которой производились отжиг и нагревание стержней до требуемой температуры и 2) из оптических приспособлений для измерения удлинения стержней при нагревании

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

1. Устройство печи

Сконструированная в лаборатории специальная горизонтальная электрическая печь состоит из массивного медного блока длиной в 50 см и диаметром 9 см, со сквозным каналом — диаметром 1,8 см для помещения стержней. Ось канала совпадает с осью цилиндра. Нагревательная обмотка блока, выполненная в лаборатории, разделена на 3 секции, причем первая и третья секции нагревают концы блока, на протяжении 12 см каждая, а центральная секция обвивает среднюю часть блока на протяжении 26 см. При нагревании первая и третья секции включаются последовательно, а вторая — самостоятельно. Такое устройство нагревателя дает возможность компенсировать теплотери по торцам блока усиленной подачей электроэнергии в первую и третью секции и способствует выравниванию температуры вдоль канала. Для уменьшения потери тепла радиацией торцы блока покрыты алюминиевой фольгой по асбесту.

Медный блок, на который навита нагревательная обмотка помещен в металлический кожух (диаметром в 30 см), а промежуточное пространство между стенками кожуха и блоком для тепловой изоляции засыпано порошком жженой магнезии.

Устройство печи изображено на рис. 2, где представлена подробная схема всей установки. Весьма тщательное изучение теплового режима печи дало возможность установить оптимальное соотношение между силой тока, подаваемого в среднюю и крайние обмотки, для поддержания наиболее равномерной температуры канала.

Результаты исследования приведены в табл. 3.

Таблица 3

Температура в центре печи в °C (Int.)	Сила тока, в амперах	
	средняя секция сопр. 19,5 Ω	крайние секции сопр. 16,7 Ω
100	0,5	0,8
150	0,6	1,2
200	1,1	2,4
250	1,6	2,8
300	2,1	3,15
350	2,6	3,8
400	2,9	4,8
450	3,9	5,0
500	4,0	5,2

2. Измерение температуры стержня при нагревании

Измерение температуры стеклянного стержня производилось с помощью термопар из хромель-копеля, дающих большую электродвижущую силу и весьма незначительно меняющих свои показания при повторных нагреваниях, как показали предыдущие исследования их в Термометрической лаборатории ВНИИМа.

Возникающая ТЭДС регистрировалась гальванометром типа Дебрэ д'Арсовваля с подвесной системой, изготовления мастерских Ленэнерго: до 230° без добавочного сопротивления и свыше 230° с добавочным сопротивлением в 3000 Ω. Температура холодных спаев равнялась 0°С.

Результаты градуировки 5 термопар приведены в табл. 4, где в первой графе помещена температура, а в остальных графах — соответствующие отсчеты по шкале гальванометра, имевшей 160 делений.

Таблица 4

t °C	Термопары					Примечание
	№ 1	№ 2	№ 3	№ 4	№ 5	
100	66,1	65,4	66,8	65,0	66,2	Без добавочного сопротивления
153	104,1	103,0	105,2	102,4	104,2	
225	159,5	159,0	159,7	155,1	159,5	
228	61,3	61,0	61,7	59,1	61,4	
278,5	74,2	73,5	74,9	73,2	74,3	
300	82,3	81,7	83,1	81,3	82,4	Добавочное сопротивление в 3000Ω
368	103,3	102,5	104,2	102,0	103,4	
425	121,9	121,2	122,7	120,6	122,0	
508	147,3	146,6	148,0	145,7	147,3	

Этим способом температура стержня в данной точке могла быть измерена с точностью до $0^{\circ},3\text{C}$ в интервале от 20 до 230° и с точностью до $0^{\circ},7\text{C}$ — свыше 230°C .

Необходимым условием правильного измерения температуры в данном случае является тесное соприкосновение обнаженного термоспая со стержнем, поэтому во время опытов горячие спай термопар прикреплялись к стержню асбестовыми нитями.

В первоначальных опытах горячие спай размещались вдоль стержня. Вследствие симметричности обмотки предполагалось, что температура в точках, равноотстоящих от торцов печи, одинакова. За среднюю температуру стержня принималось среднее арифметическое из показаний термопар.

Такой способ определения средней температуры стержня вполне удовлетворителен при опытах по отжигу стекла, но опыты по измерению линейного коэффициента расширения требуют более точного определения средней температуры стержня.

Наблюдения показали, что на расстоянии 28 см от центра печи температура внутри канала начинает резко падать, и компенсировать это падение усилением подачи тока в крайние обмотки печи не удастся, так как усиление нагревания вызывает повышение температуры и в средней части печи. Для подробного изучения распределения температуры вдоль стержня тонкий термоспай из спаянных встык хромелевой и копелевой проволок вводился в канал капилляра, и температура измерялась через один сантиметр на всем протяжении канала. Температура середины стержня во время опыта определялась с помощью термопары, горячий спай которой был на наружной поверхности стержня в центре печи. Такие наблюдения были проведены при пяти различных температурных режимах: 100, 200, 300, 400 и 500°C .

Таблица 5

Расстояние вправо, в см	Температура в центре, в $^{\circ}\text{C}$					Расстояние вправо, в см	Температура в центре, в $^{\circ}\text{C}$				
	100	200	300	400	500		100	200	300	400	500
28	-79,4	-167,0	-257,4	-348,0	-434,0	13	0,0	+1,2	+2,0	+2,0	+0,5
27	-69,5	-155,0	-242,8	-315,5	-373,0	12	+0,1	+1,0	+2,0	+2,0	+0,5
26	-51,4	-123,0	-179,0	-225,6	-265,0	11	0,0	+0,9	+1,9	+2,0	+0,4
25	-25,4	-66,0	-84,0	-80,0	-98,0	10	0,0	+0,7	+1,8	+2,0	+0,3
24	-6,4	-7,0	-26,1	-15,5	-30,0	9	+0,5	+0,7	+1,6	+2,0	+0,5
23	-2,4	-1,7	-13,2	-2,6	-15,0	8	+0,3	+0,7	+1,5	+2,0	+0,7
22	-1,0	0,0	2,0	0,5	-10,0	7	+0,3	+0,7	+1,5	+2,0	+0,6
21	-0,2	+0,7	+0,7	+0,5	-8,0	6	+0,3	+0,6	+1,5	+2,0	+0,4
20	0,0	+0,8	+1,0	+0,5	-2,8	5	+0,3	+0,6	+1,5	+1,8	+0,5
19	+0,3	+1,1	+1,3	+1,0	-2,4	4	+0,2	+0,5	+1,8	+1,5	+0,7
18	+0,5	+1,3	+1,3	+1,7	-0,6	3	+0,2	+0,3	+1,2	+1,5	+0,3
17	+0,5	+1,2	+1,7	+1,9	-0,1	2	0,0	0,0	+0,2	+1,3	+0,3
16	+0,5	+1,4	+2,0	+2,0	+0,2	1	0,0	0,0	+0,2	+1,3	+0,7
15	0,0	+1,6	+2,0	+2,0	+0,4						
14	0,0	+1,4	+2,0	+2,0	+0,6						

Полученные экспериментальные данные приведены в табл. 5 и 6, где указаны значения разности между температурой в данной точке и температурой в середине стержня; расстояния точки от центра приведены в первой графе таблицы.

Таблица 6

Расстояние влево, в см	Температура в центре, в °C					Расстояние влево, в см	Температура в центре, в °C				
	100	200	300	400	500		100	200	300	400	500
28	-78,0	-165,9	-261,0	-337,0	-422,7	13	-0,6	-0,7	+0,3	+0,5	-1,7
27	-69,5	-156,0	-236,0	-302,0	-380,0	12	0,0	-0,7	+0,3	+1,0	-1,5
26	-50,0	-126,0	-180,7	-235,0	-275,0	11	+0,2	-0,7	+0,5	+1,5	-1,0
25	-24,0	-63,0	-82,4	-83,0	-105,4	10	+0,2	-0,2	+0,5	+1,8	-1,0
24	-6,0	-6,0	-28,1	-27,0	-36,0	9	+0,2	+0,4	+0,8	+1,8	-1,0
23	-2,0	-2,7	-11,2	-20,0	-18,0	8	+0,1	+0,4	+1,0	+1,5	-0,8
22	-1,0	-1,2	-3,0	-4,3	-10,0	7	+0,1	+0,4	+0,5	+0,8	-0,2
21	-0,9	-1,3	-2,1	-3,8	-6,5	6	0,0	+0,4	+0,5	+0,8	-0,2
20	-0,9	-1,2	-2,2	-2,9	-6,2	5	0,0	+0,3	+0,3	+0,3	-0,7
19	-0,9	-1,2	-2,0	-3,0	-5,7	4	0,0	+0,3	+0,2	+0,2	-0,7
18	-0,9	-1,3	-1,3	-1,5	-4,0	3	0,0	0,0	+0,2	+0,2	-0,7
17	-0,9	-1,3	-1,3	-1,5	-3,2	2	0,0	0,0	+0,2	+0,2	+0,5
16	-0,8	-1,4	-0,9	-1,4	-2,5	1	0,0	0,0	0,0	+0,2	+0,5
15	-0,8	-1,5	-0,5	-0,6	-2,2						
14	-0,6	-1,1	-0,1	-0,0	-2,0						

Интересно отметить, что, несмотря на симметричность обмоток, понижение температуры от центра печи к ее торцам не совсем одинаково для правой и левой сторон печи.

3. Измерение линейного расширения стержня

Примененный метод измерения состоял в том, что при помощи микроскопов, наведенных на штрихи, нанесенные на выступающих концах стеклянного стержня, нагревающегося в печи, определялось удлинение его вследствие нагревания, вызывающее перемещение штрихов в поле зрения. Метод этот имеет то преимущество, что он является абсолютным методом измерения. Хольборн и Отто (Holborn и Otto) [1] в своих опытах по исследованию иенских термометрических стекол определяли удлинение стержней из сравнений с кварцевым dilatометром.

При создании установки был использован находящийся в лаборатории старый катетометр Фусса (Fuess), снабженный двумя микроскопами. Он был помещен параллельно печи в горизонтальном положении на подставке специальной конструкции так, что расстояние между осями катетометра и канала печи равнялось 49 см. Измерения производились с помощью двух длиннофокусных микроскопов с окулярными микрометренными

винтами. Цена деления микрометричного диска для одного микроскопа равнялась $4,33 \mu$, а для другого $4,16 \mu$. Такое увеличение вполне удовлетворяло требуемой точности.

Вследствие того, что микроскопы могли свободно перемещаться вдоль катетометра, и в то же время их легко можно было закрепить неподвижно в любом месте шкалы, измерение расстояния между штрихами, нанесенными на концах стержня, производилось путем отсчитывания по шкале катетометра расстояния между осями микроскопов, наведенных на штрихи.

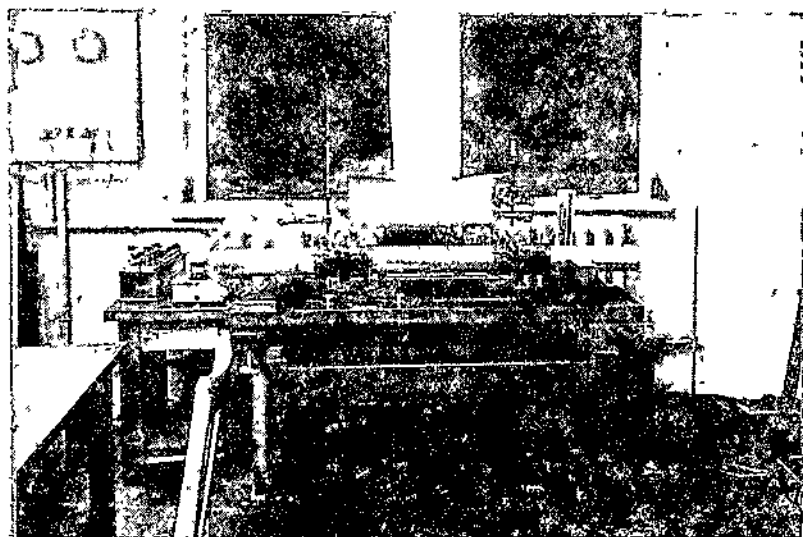


Рис. 1.

Этот способ определения расчетной длины стержня давал среднюю квадратичную погрешность в $0,03 \text{ мм}$.

Штрихи, на которые фиксировались микроскопы, были нанесены на стержне крестообразно на расстоянии 1 см от конца его, т. е. приблизительно на 1 см от торца печи.

На рис. 1 дан общий вид установки, а на рис. 2 представлена подробная ее схема.

ВЕДЕНИЕ ОПЫТОВ

При установлении метода отжига стекла данного сорта необходимо разрешить три вопроса: 1) каков должен быть высший предельный нагрев; 2) какова должна быть его продолжительность; 3) какой должен быть темп охлаждения.

Предлагались и применялись различные методы, описания которых мы здесь не будем давать. Заметим, что Холборн и Отто в результате исследования германских термометрических иенских стекол выработали режим старения стекла 16^{III} и 59^{III} ,

требующий наименьшей затраты времени. Этот метод в несколько измененном виде был применен нами для стекол отечественного производства. Применительно к стеклу типа 16^{III} он состоял в следующем. Капилляр в течение 2 час. нагревал-

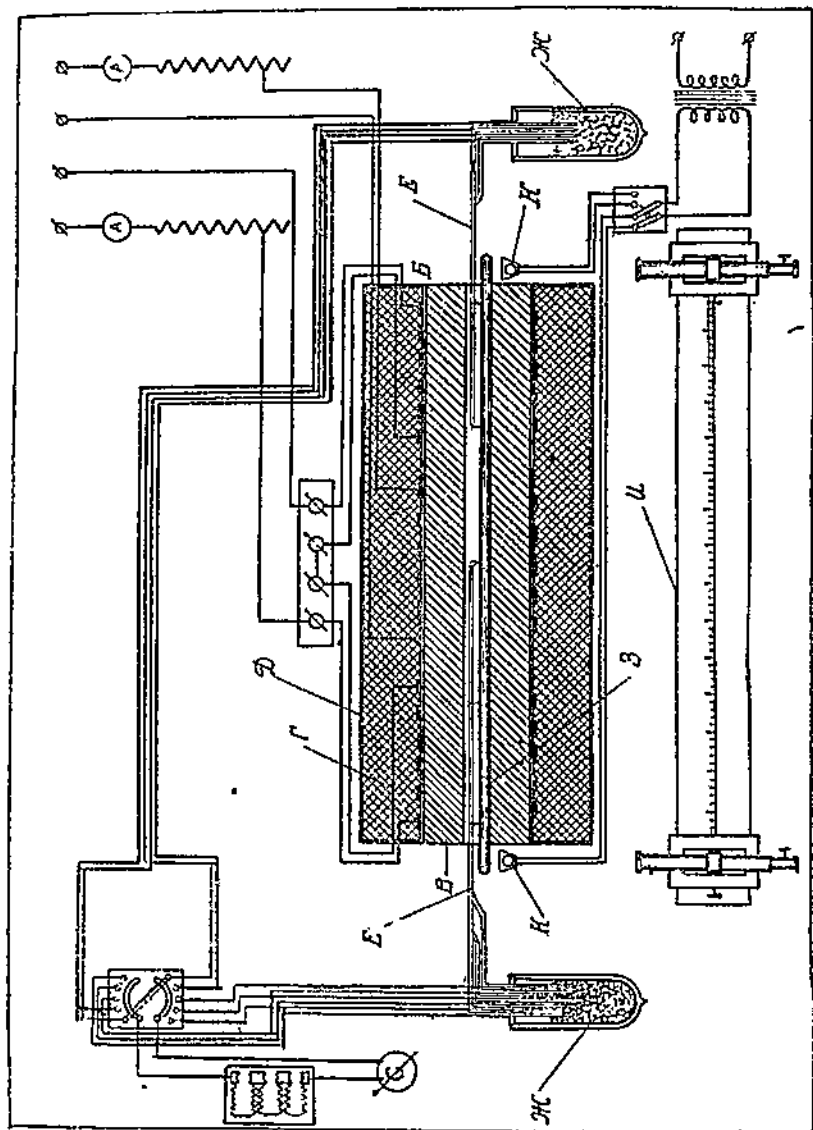


Рис. 2.

ся до температуры 540° и, без выдерживания его при этой температуре, охлаждался до 480°. Это охлаждение длилось 5 час. После этого печь выключалась и стержни медленно остывали в ней до комнатной температуры.

Режим примененного отжига изображен на рис. 3.

После такого отжига длина стержней уменьшилась в среднем на 0,18%. Эта величина, конечно, ниже той, которая получилась бы, если бы весь стержень находился во время опыта при одной и той же температуре и концы его не выступали бы из печи. Тем не менее этот метод отжига оказался вполне удовлетворительным, ибо повторные нагревания стержней до 500° не вызывали укорачивания, а наоборот наблюдалось некоторое удлинение, как результат депрессии, исчезавшей в течение 6—7 дней.

При определении линейного расширения наблюдения производились над уже состаренными стеклянными капиллярами, помещенными в канал печи и нагреваемыми от 20 до 500° С. Наблюдаемые удлинения измерялись через каждые 100° С.

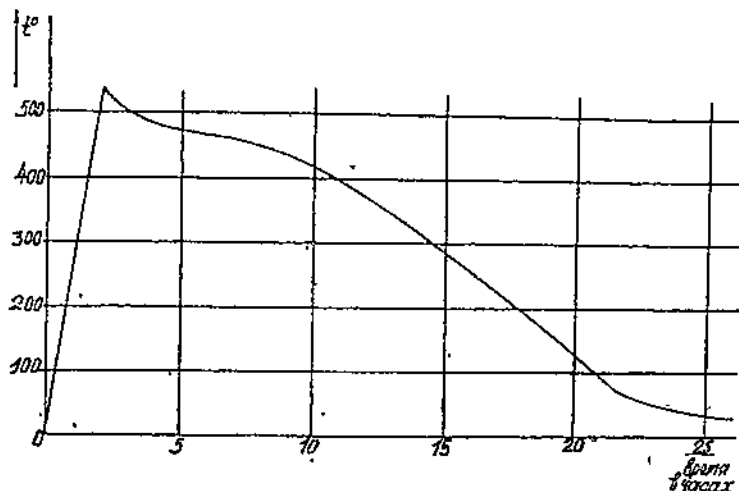


Рис. 3.

Затруднения возникали при определении средней температуры стержня, к которой следует отнести наблюдаемое его удлинение.

При обработке опытных данных средняя температура стержня вычислялась двумя способами: 1) как арифметическое среднее из цифр, приведенных в таблицах 5 и 6, 2) и на основании следующего теоретического расчета.

Предположим, что распределение температур вдоль стержня симметрично и может быть представлено ломаной линией, как показано на рис. 4.

t_N обозначает начальную температуру. (В наших опытах она равнялась комнатной температуре около 20°.) $\vartheta = t - t_N$ представляет некоторую функцию от x , т. е. функцию расстояния от середины. Обозначим через l_t длину стержня при условии, что все его точки имеют одну и ту же температуру; l_x — длину стержня в том случае, когда $t = f(x)$; следовательно $l_x \neq l_t$.

Линейный коэффициент расширения определяется следующей формулой

$$\alpha = \frac{1}{l_N} \cdot \frac{dl}{dt}$$

Для упрощения вычислений вводим величину нулевой размерности k , определенную равенством:

$$k = \frac{l_x - l_N}{l_x} \quad (*)$$

Величина l_x определяется из опыта для каждого температурного предела нагревания; l_N измеряется перед началом опы-

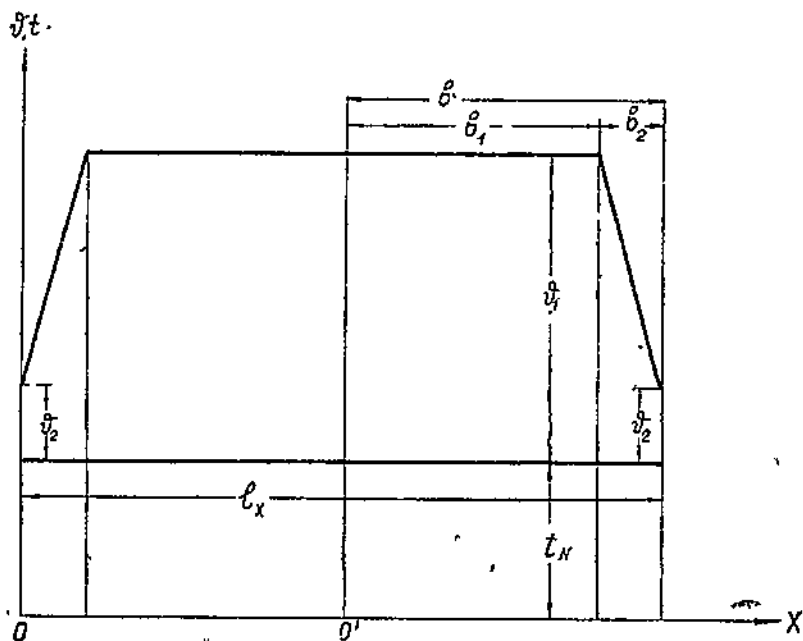


Рис. 4.

та. Отсюда легко вычислить k . (Нельзя считать k равным отношению удлинению, так как вообще $l_x \neq l_0$).

Разность $l_x - l_N$ может быть представлена так:

$$l_x - l_N = \int_0^{l_x} dx \int_{t_N}^t \alpha dt. \quad (1)$$

Подставляя ϑ вместо t , получим

$$l_x - l_N = \int_0^{l_x} dx \int_0^{\vartheta} \alpha d\vartheta, \quad (2)$$

где ϑ является функцией x .

(На рис. 4 б представлено в виде трапециoidalной функции от x ; из него ясен смысл обозначений b, b_1, b_2).

Сделаем простейшее предположение относительно зависимости α от ϑ , а именно, что это линейная функция ϑ , и напомним α в виде:

$$\alpha = A + 2B\vartheta, \quad .$$

тогда

$$\int_0^{\vartheta} \alpha d\vartheta = A\vartheta + B\vartheta^2. \quad (3)$$

Подставляя в уравнение (2), получим:

$$L_x k = A \int_0^{l_x} \vartheta dx + B \int_0^{l_x} \vartheta^2 dx. \quad (4)$$

Из рис. 4 видно, что $b = b_1 + b_2$ и $\frac{l_x}{2} = b$. Переносим начало координат в точку O^1 , находящуюся на расстоянии l_x от конца стержня O , тогда $x^1 = x - b$, и преобразуем интегралы в правой части уравнения (4); имеем вообще

$$\int_0^{l_x} \vartheta^n(x) dx = \int_b^{+b} [\vartheta(x')]^n dx' = 2 \int_0^b [\vartheta(x')]^n dx' \quad (5)$$

при всяком n в силу симметричного вида кривой температур. Из чертежа видно, что

$$\vartheta = \vartheta_1 - \frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{b_2} (x - b_1)$$

— наклонная прямая.

Обозначая $\frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{b_2}$ через m и подставляя в уравнение (5), получим:

$$\int_0^{l_x} [\vartheta(x)]^n dx = 2 \left[b_1 \vartheta_1^n + \int_0^{b_2} (\vartheta - mx)^n dx \right]. \quad (6)$$

Применяя уравнение (6) к случаям $n=1$ и $n=2$, получаем

$$\left. \begin{aligned} \int_0^{l_x} \vartheta dx &= 2 \left(b_1 \vartheta_1 + b_2 \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{2} \right) \\ \int_0^{l_x} \vartheta^2 dx &= 2 \left\{ b_1 \vartheta_1^2 + b_2 \left[\vartheta_1 \vartheta_2 + \frac{1}{3} (\vartheta_1 - \vartheta_2)^2 \right] \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Для определения k получаем на основании (4) и (7) следующее уравнение:

$$k = A \left[(1 - \varepsilon) \vartheta_1 + \varepsilon \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{2} \right] + B \left[(1 - \varepsilon) \vartheta_1^2 + \varepsilon (\vartheta_1 \vartheta_2 + \frac{1}{3} (\vartheta_1 - \vartheta_2)^2) \right], \quad (8)$$

где буквой ε обозначена дробь $\varepsilon = \frac{b_2}{\frac{1}{2} l_x}$; очевидно, что

$$\frac{b_1}{\frac{1}{2} l_x} = 1 - \varepsilon.$$

Упрощая формулу (8) и обозначая коэффициенты при A и B через P и Q , получаем для k следующее выражение:

$$k = AP + BQ,$$

где

$$P = \vartheta_1 - \varepsilon \frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{2}$$

и

$$Q = \vartheta_1^2 - \varepsilon \frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{2} (2\vartheta_1 + \vartheta_2)$$

(9)

Коэффициенты A и B могут быть определены из уравнений:

$$k' = AP' + BQ', \quad (10)$$

$$k'' = AP'' + BQ'',$$

где k' и k'' вычисляются по формуле (*) на основании опытных данных, относящихся к двум различным температурным пределам нагревания, что и отмечено значками при букве k .

Вопрос о том, к какой температуре следует отнести наблюдаемое удлинение стержня, которое в силу (*) равно kl_x , сводится к решению уравнения

$$k = A\vartheta + B\vartheta^2 \quad (11)$$

относительно ϑ . Это и будет искомая средняя температура. Таков второй способ ее вычисления, требующий измерения температур только в 5 или даже в 3 точках, тогда как по первому способу необходимо произвести замеры свыше, чем в 50 точках.

Полученные расхождения при вычислении средней температуры ϑ по первому и второму способу не превышают 2—3% во всем интервале температур от 20 до 500° С.

Результаты опытов по определению линейного коэффициента расширения представлены в табл. 7 и 8, где приведены числен-

ные значения линейного расширения Δl , отнесенные к одному метру для температурного интервала между 20° и температурой t° .

Таблица 7
Стекло Сходненского за-
вода типа иенского 16^{III}

$t^\circ \text{C}$	$\Delta l \cdot 10^3$
100	0,663
200	1,563
300	2,541
400	3,651
470	3,463

Таблица 8
Стекло завода „Дружная
Горка“ типа иенского
16^{III}

$t^\circ \text{C}$	$\Delta l \cdot 10^3$
100	0,626
200	1,463
300	2,374
400	3,363
470	4,226

Кривые, выражающие зависимость между средней температурой стеклянного стержня и его удлинением Δl , изображены на рис. 5 и 6. Эти кривые второго порядка могут быть выражены уравнением общего вида:

$$l = l_N + l_N (a\vartheta + b\vartheta^2),$$

где ϑ обозначает разность температур между некоторой температурой t в интервале от 20 до 470°C и начальной температурой $t_N = 20^\circ$, к которой относительно длины стержня l_N .

В результате обработки данных табл. 7 для стекла Сходненского завода было получено следующее уравнение, выражающее зависимость между линейным расширением и температурой нагревания

$$l = l_N + l_N (788,3\vartheta + 0,438\vartheta^2) \cdot 10^{-8} \quad (12)$$

для температурного интервала от 20 до 470° .

Для стекла завода „Дружная Горка“ обработка результатов, приведенных в табл. 8, дала следующее уравнение:

$$l = l_N + l_N (742,2\vartheta + 0,406\vartheta^2) \cdot 10^{-8}. \quad (13)$$

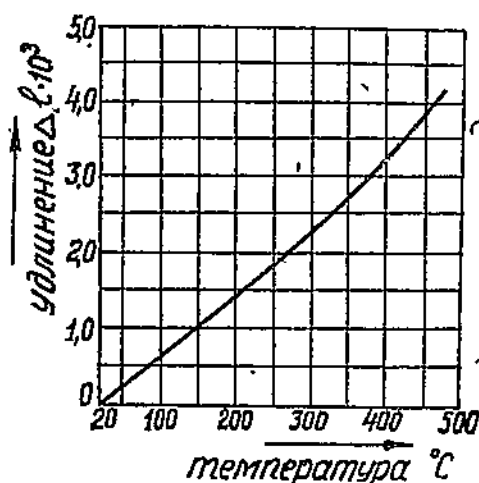


Рис. 5.

Из уравнений (12) и (13) следует, что коэффициент линейного расширения в интервале от 20 до 100° С для сходненского стекла равно $8,32 \cdot 10^{-6}$ м, а для стекла завода „Дружная Горка“ $7,82 \cdot 10^{-6}$ м.

В иностранной литературе имеются следующие данные для аналогичного термометрического стекла, полученные разными физиками в том же температурном интервале.

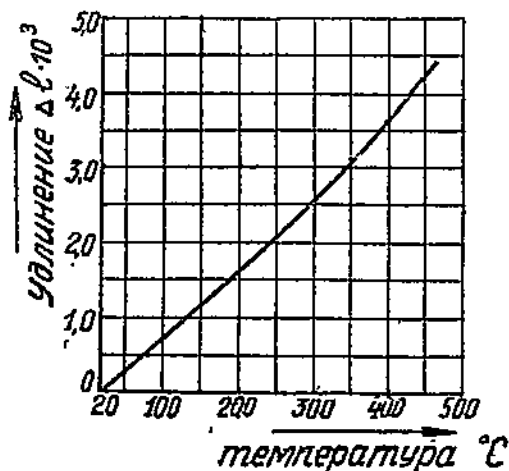


Рис. 6.

Как видно из приведенных выше данных, численные значения линейного расширения отечественных стекол не совпадают с данными для оригинального иенского стекла 16^{III}.

Расхождение может быть объяснено отсутствием полного тождества шихты отечественной и германской. Это подкрепляется литературными указаниями на то, что, помимо соблюдения химического состава, при варке стекла необходим подбор сырья еще и по физическим признакам.

Кроме указанной выше причины, расхождение результатов зависит до известной степени от несовершенства существующей установки, на которой не могла быть достигнута высокая точность измерений. Тем не менее настоящее исследование оказалось полезным, ибо позволило установить простой процесс отжига отечественного стекла типа 16^{III} и вполне подтвердило правильность избранной нами методики определения его коэффициента термического расширения, причем впервые в СССР получены цифровые данные относительно его величины при высоких температурах — вплоть до 500°. В процессе исследования намечался и путь создания более совершенной установки, которую предполагено изготовить в ближайшее время. Нелишне отметить преимущество разработанного нами метода: он позволяет экспериментировать с образцами промышленного типа. Те стержни, с которыми проводились опи-

Таблица 9

Автор	Δl , в м
Winkelmann	0,000813
Van-Agt u. Kam.-Onnes	0,000793
Keesom u. Bijl	0,000793
M. Thiesen, K. Scheel u. Sell	0,000808
Holborn, Grünelsen u. Scheel	0,000807

санные здесь опыты, отобранные из валовой продукции и точнее характеризуют ее качество, чем образцы, изготовленные специально для лабораторных опытов.

ЛИТЕРАТУРА

- 1) Hovestadt, Jenaer Glas. 1900.
- 2) L. Holborn und Grüneisen, Über die Ausdehnung von Porzellan und Glas in hoher Temperatur, „Ann. d. Phys.“, 1900, стр. 505.
- 3) Dickinson, H. Heat Treatment of High Temperature Mercurial Thermometer, „Scientific Papers of the B. of St.“, № 32, 1906.
- 4) Peters a. Cragoe, Measurement on the Thermal Dilation of glass at High Temperature, „Journal of the Optical Society“, 4, 1920.
- 5) L. Holborn и J. Otto, Über die Alterung von Thermogläsern, „Z. S. f. Instrumentenkunde“, 1926.
- 6) Rencker Edouard, Point de transformation et ramolissement des verres, „C. R.“, 1933, t. 197, стр. 1049.
- 7) Noyes Bradford, Effect of Aging Thermometer glasses, „Journ. of the Optical Society“, 1938, v. 28, № 2, стр. 48.
- 8) Holborn u Day, Über die Ausdehnung einiger Metalle in hoher Temperatur, „Ann. d. Phys“, 1901, B. 4, стр. 104.

О НЕКОТОРЫХ ТИПИЧНЫХ ПРОЯВЛЕНИЯХ ТЕПЛОВОЙ ИНЕРЦИИ

1. Соображения общего характера

Под тепловой или термической инерцией какой-либо системы (например, прибора) мы подразумеваем ее свойство принимать температуру окружающей среды не мгновенно, а до истечения некоторого конечного промежутка времени. В зависимости от температурного режима среды тепловая инерция системы проявляется различным образом; здесь будут рассмотрены те проявления ее, которые соответствуют трем простым типичным видам температурного режима: 1) случай постоянства температуры среды, 2) простейший случай ее монотонного изменения, а именно — возрастание или убывание со временем по линейному закону и 3) простейший случай колебаний температуры среды, а именно — колебание ее около постоянного значения по закону синусоиды.

Первые два случая уже давно служили предметом теоретических и, преимущественно, экспериментальных исследований, третий случай изучен мало, особенно с теоретической стороны [1]. В настоящей работе, в § 1—4, мы будем придерживаться обычной трактовки задачи, причем полученное при этом решение следует рассматривать, как первое приближение, а затем — в § 5—12 — попытаемся более глубоко проанализировать физическую сторону вопроса.

Обозначим буквой τ время, буквой t температуру среды, которая вообще есть функция времени τ (за исключением первого случая, когда $t = \text{const}$), буквой θ — среднюю температуру системы¹⁾. Каким способом получается ее усреднение, мы здесь не будем уточнять; этим займемся дальше — в § 8.

Рассмотрим, на какую величину $d\theta$ изменится температура системы θ в течение бесконечно малого промежутка времени $d\tau$. Естественно, что это изменение тем больше, чем интенсивней теплообмен между системой и средой; теплообмен же в свою

¹⁾ Под словом система здесь понимается совокупность твердых и жидких или газообразных тел, заключенная в общую жесткую оболочку. Предполагается, что передача тепла и температуры в жидких и газообразных частях системы либо следует закону передачи тепла в твердых телах, либо происходит так интенсивно, что обеспечивается равномерность температуры в каждой из этих частей.

очередь, тем больше, чем больше абсолютное значение разности температур $\theta - t$ между системой и средой. В первом приближении можно считать, что эти величины связаны простой пропорциональностью. Отсюда получается:

$$d\theta = m(\theta - t) d\tau. \quad (1)$$

Величины $d\theta$ и $\theta - t$ противоположных знаков; поэтому в (1) m — число всегда положительное. Из (1) получается дифференциальное уравнение:

$$\frac{d\theta}{d\tau} + m \cdot \theta - m \cdot t = 0. \quad (2)$$

Если считать здесь t известной функцией τ , то уравнение (2) легко интегрируется и его общий интеграл напишется в форме:

$$\theta = e^{-\varphi} \left(D + \int e^{\varphi} \cdot m \cdot t \cdot d\tau \right), \quad (3)$$

где D — постоянная интегрирования, а φ — функция, получающаяся как неопределенный интеграл от m по τ :

$$\varphi = \int m d\tau. \quad (4)$$

Предыдущее рассуждение проведено в самом общем предположении, — что m является функцией времени, т. е., что условия теплообмена с течением времени меняются. Примером может служить охлаждение нагретого тела в потоке газа с пульсирующей скоростью. Такие случаи мы оставим в стороне; чтобы не усложнять чрезмерно явление термической инерции, здесь ограничимся лишь исследованием того, каким образом характер температурного режима, т. е. закон изменения t со временем, отражается на виде θ , рассматриваемой, как функция времени. Итак, пусть, в первом приближении, m — число постоянное. Общее решение задачи (3) примет вид

$$\theta = e^{-m\tau} \left(D + m \int e^{m\tau} \cdot t \cdot d\tau \right) \quad (5)$$

(ибо $\varphi = m\tau$).

Отнесем его к трем, интересующим нас, частным случаям, указанным вначале. При этом, наряду с m введем новую величину k , полагая

$$k = \frac{1}{m}. \quad (6)$$

Величиной k пользовался Гарпер (Harper), а также Гильом, Тизен (Guillaume, Thiesen) и др. в своих исследованиях по отставанию термометров [2]. Автор наряду с k пользуется числом m , играющим большую роль в его теории регулярного режима, теснейшим образом связанной, как будет видно далее, с вопросами термической инерции.

2. Первый типичный случай — установление режима

$$t = \text{const.}$$

В этом случае из (5) получаем

$$\theta - t = (\theta_0 - t) e^{-m(\tau - \tau_0)^2} \quad (7)$$

или

$$\frac{\theta - t}{\theta_0 - t} = e^{-\frac{\tau - \tau_0}{k}}. \quad (8)$$

Здесь θ_0 — значение температуры системы в начальный момент времени τ_0 . Из (8) следует наглядная интерпретация величины k : если так выбрать момент времени $\tau = \tau_1$, чтобы $\tau_1 - \tau_0$ было равно k , то для этого момента времени будет

$$\frac{\theta_1 - t}{\theta_0 - t} = e^{-1} = \frac{1}{e} \approx \frac{1}{2,718} \approx 0,4,$$

ибо

$$\tau_1 - \tau_0 = k.$$

Следовательно, k есть тот промежуток времени, в течение которого разность температур системы и среды упадет до $\frac{1}{e} \approx 0,4$ доли ее первоначального значения, т. е. того значения, которое она имела в начальный момент.

Та же формула (8) позволяет подсчитать „время установления“ (Einstellungszeit) системы, т. е. то время, отсчитанное от начального момента, по истечении которого система примет температуру окружающей среды. Теоретически это время равно бесконечности; практически же оно найдется из условия, что разность температур системы и среды становится неуловимой для наших инструментов, т. е. меньше по абсолютному значению положительного числа ε , наперед заданного. Если время установления назвать z , то оно найдется из равенства

$$z = k \ln \frac{(\theta_0 - t)}{\varepsilon}. \quad (9)$$

3. Второй типичный случай — линейное изменение температуры среды

Пусть температура среды t меняется со временем по линейному закону:

$$t = t_0 + r(\tau - \tau_0). \quad (10)$$

Здесь t_0 — температура среды в момент времени τ_0 , r — постоянное число (положительное или отрицательное), характеризующее скорость ее возрастания или убывания.

¹ e — основание натуральных логарифмов; $e = 2,718 \dots$

В этом случае общее решение (5) принимает вид

$$\Theta - t = -rk + (\Theta_0 - t_0 + rk)e^{-m(\tau - \tau_0)}. \quad (11)$$

Второй член в правой части этого равенства быстро убывает, со временем и характеризует скорость установления режима; по истечении достаточного времени он делается исчезающе-мал по сравнению с первым членом, который характеризует установившийся режим. Таким образом, получается чрезвычайно простое равенство

$$\Theta - t = -rk. \quad (12)$$

Следовательно, температура системы Θ изображается прямой, параллельной прямой (10), т. е. сдвинутой относительно (10); система „отстает“ от среды на постоянную величину, равную k . Графическая интерпретация очевидна.

4. Третий типичный случай — пульсация температуры среды по закону простого гармонического колебания

В этом случае t может быть представлено следующей формулой:

$$t = t_{cp} + a \cos\left(\frac{\pi \tau}{T}\right). \quad (13)$$

Здесь t_{cp} — средняя температура среды, остающаяся постоянной, T — период полного колебания, a — амплитуда колебания разности $t - t_{cp}$.

Общее решение задачи (5) в силу (13) представится в виде

$$\Theta = De^{-m\tau} + t_{cp} + a.m.e^{-m\tau} \int_0^{\tau} e^{m\tau} \cos(\omega\tau) d\tau. \quad (14)$$

Здесь буквой ω обозначена частота колебаний, так что:

$$\omega = \frac{1}{T}. \quad (15)$$

Относя (14) к начальному моменту времени $\tau = 0$ и обозначая величину Θ для этого момента символом Θ_0 , получим: $\Theta_0 = D + t_{cp}$. Поэтому (14) можно написать в таком виде:

$$\begin{aligned} \Theta - t_{cp} &= (\Theta_0 - t_{cp})e^{-m\tau} + \\ &+ a.m.e^{-m\tau} \int_0^{\tau} e^{m\tau} \cos(\omega\tau) d\tau. \end{aligned} \quad (16)$$

Как и в предыдущем случае, рассмотрим отдельно первое и второе слагаемые правой части уравнения (16): первое быстро

стремится к нулю и совершенно нехарактерно для данного режима, тогда как второе выражает колебание разности $\Theta - t_{\text{ср}}$; поэтому, когда пройдет продолжительное время, изменение температуры системы будет выражаться только вторым слагаемым, показывающим, как реагирует система на пульсации температуры среды:

$$\frac{\Theta - t_{\text{ср}}}{a} = m \cdot e^{-m\tau} \int_0^{\tau} e^{m\tau} \cos(\omega\tau) d\tau. \quad (17)$$

Преобразуем крайне неудобное выражение (17), для чего выразим время τ в периодах и долях периода T колебаний температуры t :

$$\tau = NT + \eta T. \quad (18)$$

Здесь N — весьма большое целое положительное число, а η — число, всегда лежащее между 0 и 1. Разобьем интеграл в правой части (17) на сумму $N+1$ интегралов, а именно

$$\int_0^{\tau} = \sum_{i=0}^{i=N-1} \int_{iT}^{(i+1)T} \dots + \int_{NT}^{NT+\eta T} \dots$$

Произведем в i -том интеграле замену переменной τ на x по формуле

$$\tau = iT + xT;$$

получится

$$\begin{aligned} \int_{iT}^{(i+1)T} e^{m\tau} \cos(\omega\tau) d\tau &= T e^{miT} \int_0^1 e^{mxT} \cos(2\pi x) dx, \\ \int_{NT}^{NT+\eta T} \dots &= T e^{mNT} \int_0^{\eta} e^{mxT} \cos(2\pi x) dx \end{aligned}$$

(следует вспомнить, что $\omega T = 1$ в силу (15)).

Вводя обозначение:

$$\left. \begin{aligned} \varphi(\eta) &= \int_0^{\eta} e^{mxT} \cos(2\pi x) dx, \\ e^{mT} &= A, \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

можем представить интеграл в правой части (17) в следующем виде:

$$\int_0^{\tau} \dots = T \left\{ (A^0 + A^1 + A^2 + \dots + A^{N-1}) \varphi(1) + A^N \varphi(\eta) \right\},$$

а выражение $e^{-m\tau}$ — в виде $A^{-N-\eta}$. Отсюда получится

$$\frac{\Theta - t_{\text{ср}}}{a} = mT \left\{ \frac{A^N - 1}{A - 1} \cdot A^{-N} \varphi(1) + \varphi(\eta) \right\} \cdot A^{-\eta}.$$

Нас интересуют лишь колебания температуры Θ , которые в чистом виде получатся при достаточно большом τ , другими словами при весьма большом N . А тогда в предыдущем уравнении $N \rightarrow \infty$ и оно обращается в следующее:

$$\frac{\Theta - t_{cp}}{a} = mT \left\{ \frac{1}{A-1} \varphi(1) + \varphi(\eta) \right\} A^{-\eta}. \quad (20)$$

Интеграл в (19) легко выражается в элементарных функциях посредством формулы:

$$\int_0^{\pi} e^{nx} \cos x dx = \frac{e^{n\pi} (n \cos x + \sin x) - n}{n^2 + 1}.$$

Согласно ей мы находим

$$\varphi(\eta) = \frac{e^{b\eta} (b \cos 2\pi\eta + 2\pi \sin 2\pi\eta) - b}{b^2 + 4\pi^2},$$

вводя для краткости обозначение

$$b = mT. \quad (21)$$

Отсюда получится последовательно:

$$\begin{aligned} \frac{\Theta - t_{cp}}{a} &= b e^{-b\eta} \cdot \frac{\varphi(1) - \varphi(\eta) + e^b \cdot \varphi(\eta)}{e^b - 1}; \\ \varphi(1) - \varphi(\eta) &= \frac{b e^b - e^{b\eta} (b \cos 2\pi\eta + 2\pi \sin 2\pi\eta)}{b^2 + 4\pi^2}; \\ e^b \varphi(\eta) &= \frac{e^b \cdot e^{b\eta} (b \cos 2\pi\eta + 2\pi \sin 2\pi\eta) - b e^b}{b^2 + 4\pi^2} \end{aligned}$$

и после сокращения на $e^b - 1 = A - 1$:

$$\frac{\Theta - t_{cp}}{a} = b \cdot \frac{b \cos (2\pi\eta) + 2\pi \sin (2\pi\eta)}{b^2 + 4\pi^2}. \quad (22)$$

Эта чрезвычайно простая формула показывает, что Θ совершает простое гармоническое колебание того же периода, как и температура среды t . При этом разность $\Theta - t_{cp}$, выраженная в долях амплитуды ее колебаний, т. е. $\frac{\Theta - t_{cp}}{a}$, является функцией только двух параметров нулевой размерности: 1) η , т. е. времени и 2) числа $b = \frac{T}{k}$ [в силу (21) и (6)]. Колебание Θ может быть представлено еще нагляднее, если ввести

новый параметр β , определяя его однозначно, как $\arctg \frac{2\pi}{b}$, т. е. полагая

$$\frac{2\pi}{mT} = \frac{2\pi}{b} = \operatorname{tg} \beta. \quad (23)$$

Тогда получается очень простая формула:

$$\frac{\theta - t_{cp}}{a} = \cos \beta \cdot \cos (2\pi\eta - \beta). \quad (24)$$

Следовательно, колебания, совершаемые температурной разностью $\theta - t_{cp}$, имеют амплитуду, уменьшенную по сравнению с амплитудой a колебаний разности $t - t_{cp}$, в отношении $\cos \beta : 1$, сдвиг же по фазе, в радианной мере, равен β и, следовательно, всегда заключен между 0 и $\frac{\pi}{2}$.

На рис. 1, 2, 3 представлены разобранные здесь три типичных случая. На последнем рисунке по оси абсцисс отложено не самое время τ , а параметр $x = \frac{2\pi}{T} \cdot \tau$, а по оси орди-

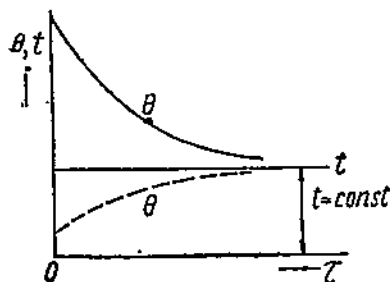


Рис. 1.

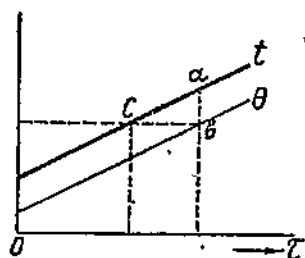


Рис. 2.

$$ab = rk; \frac{ab}{bc} = r; bc = k.$$

нат $y = \frac{\theta - t_{cp}}{a}$. Очевидно, что x отличается от $2\pi\eta$ на целое число 2π . Поэтому (24) можно написать в виде:

$$\left. \begin{aligned} y &= \cos \beta \cdot \cos (x - \beta) \\ \cos \beta &= \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2\pi}{mT}\right)^2}} \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

Огибающая кривых (25) состоит из двух синусоидальных кривых, выражающихся уравнением

$$y = \frac{\cos x \pm 1}{2}. \quad (26)$$

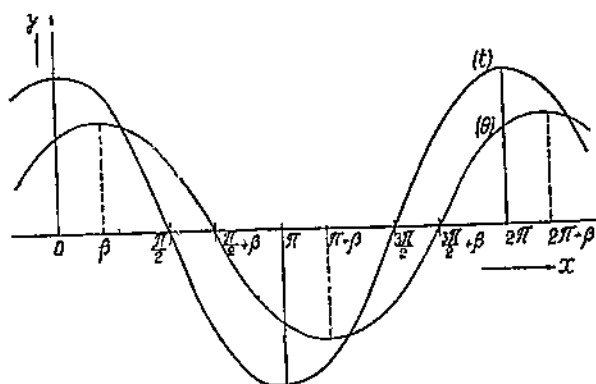


Рис. 3.

$$x = \frac{2\pi\tau}{T}; \quad \frac{t - t_{cp}}{a} = \cos x.$$

$$y = \frac{\theta - t_{cp}}{a} = \cos \beta \cos (x - \beta).$$

$$\cos \beta = \frac{1}{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{2\pi}{mT}\right)^2}}.$$

5. Роль физических и геометрических свойств системы и внешних условий

Предыдущие рассуждения имеют формальный характер и не вскрывают физической стороны вопроса, к рассмотрению которой мы сейчас перейдем. Вопрос оказывается чрезвычайно сложным, ибо число m или k является функцией многих параметров. Тем не менее, без него обойтись во многих случаях невозможно; например, в термометрии им исключительно и пользуются, к сожалению, не подвергая вопрос более глубокому анализу. Так поступают метрологи вроде Гильома, Уайта (Guillaume, White) и друг., так поступают чистые техники. Таким образом приходят к представлению о тепловой инерции термометра, как о величине, свойственной только самому прибору, роль же окружающей среды почти игнорируют. Опыт правильной постановки вопроса содержится в одной из предыдущих статей автора [3], где он трактуется с точки зрения термометрии.

В настоящей статье мы рассматриваем задачу в более широком аспекте.

Будем идти в порядке постепенности, начав с более простых случаев. Во всех случаях введем коэффициент теплоотдачи на границе между системой и средой и обозначим его α .

6. Равномерное распределение температур внутри системы

Самое простое предположение относительно системы заключается в том, что ее части состоят из металлов или из жидкостей с относительно интенсивной циркуляцией; этим обеспечивается равномерное распределение температур по всей системе. Такое состояние не может иметь места при весьма больших значениях коэффициента теплоотдачи α и при больших размерах системы, так как при этих последних условиях даже хорошая теплопроводность металлов оказывается недостаточной для выравнивания температур внутри системы. Наоборот, при малых значениях α и малых размерах системы теплообмен с окружающей средой — по крайней мере до известных пределов — протекает неинтенсивно и температуры внутри нее в каждый данный момент времени могут незначительно отличаться между собой, хотя бы в состав системы входили „средние“ проводники тепла. Следовательно, довольно часто возможны такие условия опыта, при которых сделанное нами предположение оправдывается. Им можно всегда воспользоваться для предварительной оценки инерции и, как мы сейчас увидим, для выяснения некоторых влияющих на нее параметров. Обозначим C_i теплоемкость (полную) какой-либо i -той части системы, C — теплоемкость системы в целом, S — ее полную наружную поверхность¹.

Изменение температуры системы $d\theta$ за элемент времени $d\tau$ вызовет изменение запаса ее тепловой энергии на $-Cd\theta$. Это тепло будет приобретено окружающей средой (или, наоборот, отдано ею системе) через поверхность S ; введя α , можем выразить приобретенное средой тепло в виде:

$$\alpha S(\theta - t) \cdot d\tau.$$

Приравняв оба эти выражения, получаем уравнение того же вида, как уравнение (1), или его следствие (2), причем следует лишь положить

$$m = \alpha \cdot \frac{S}{C}. \quad (28)$$

Чтобы еще подробнее выяснить физический смысл числа m , представим его иначе. Введем число

$$\Phi = \frac{C}{S}, \quad (29)$$

и назовем его „тепловой фактор системы“. Это число определяется исключительно физическими и геометрическими свой-

¹ В системе могут быть и внутренние поверхности — в том случае, если в ней есть полости, заполненные жидкостью или газом.

ствами самой системы безотносительно к внешней среде. Из (28) получим:

$$m = \frac{\alpha}{\Phi}. \quad (30)$$

Следовательно, m зависит от двух величин и равно их отношению: от числа α , выражающего воздействие внешней среды на систему, и от Φ , характеризующего тепловую инертность системы самой по себе. Фактору Φ можно дать следующую интерпретацию: Φ равно количеству тепловой энергии (выраженному, например, в грамм-калориях), прошедшему через единицу наружной поверхности S системы (например, через 1 кв. см ее), если система охладилась на один градус (1°C).

В частном случае, когда система сводится к однородному изотропному телу, видимая плотность которого равна γ , и теплоемкость вещества которого равна c , получается

$$\Phi = c\gamma \frac{V}{S}. \quad (31)$$

Здесь V — объем тела. В силу известной теоремы геометрии о свойстве шара можно заключить, что из всех тел данного объема V шар обладает наибольшей термической инертностью, ибо для него $\frac{V}{S}$ максимум.

Если наравне с α ввести величину $R_{\text{пов}}$, определяя ее, как

$$R_{\text{пов}} = \frac{1}{\alpha} \quad (32)$$

и называя „тепловым сопротивлением поверхности S “, то можно еще написать равенство

$$k = R_{\text{пов}} \cdot \Phi. \quad (33)$$

Итак, тепловая инерция, характеризующаяся числом k , равна произведению двух величин: теплового сопротивления поверхности S и теплового фактора системы Φ .

7. Неравномерное распределение температур внутри системы

Приложение теории регулярного режима

Этот общий случай, в противоположность предыдущему, чрезвычайно сложен и до сих пор почти не рассматривался с физической точки зрения. Поэтому, здесь даже отсутствует точное определение основного понятия „термическая инерция“, если не считать формального определения, приведенного выше и страдающего существенной неполнотой, так как в нем нет указания на то, каким способом получается усредненная температура Θ . Однако, опираясь на развитую автором теорию

регулярного режима, основы которой кратко изложены в одной из работ автора [4] можно для некоторых частных видов рассматриваемого здесь весьма общего случая дать точное определение понятия термической инерции.

Эти частные виды сейчас и будут разобраны.

8. Простое охлаждение (или нагревание) системы

Поставим следующие граничные условия:

1) Температура окружающей среды, т. е. t — постоянная:

$$t = \text{const.} \quad (34)$$

2) Условия теплоотдачи на наружной поверхности S системы тоже постоянны, т. е. не меняются с течением времени:

$$\alpha = \text{const.} \quad (35)$$

Заметим теперь же, что α вообще может быть функцией координат точек поверхности S , другими словами „ α = поле“ может и не быть равномерным. Обозначим буквой u температуру в любой точке системы. Если $u > t$ — для определенности, этот случай мы рассмотрим, хотя совершенно те же рассуждения относятся и к предположению $u < t$, — то протекающий в системе процесс сводится к рассеянию тепловой энергии системы во внешнюю среду: такой процесс принято называть „простым охлаждением системы“, так как здесь граничные условия — простейшие из возможных.

Очевидно, что рассматриваемое явление то же, которое фигурировало в начале наших рассуждений в § 2 под заголовком „Первый типичный случай“.

Теперь сделаем попытку физически обосновать число m .

Как известно из теории регулярного режима, при только что указанных условиях имеет место весьма общая теорема, заключающаяся в следующем.

По истечении достаточного времени процесс регуляризуется: изменение температуры u в любой, какой угодно, точке M системы, будет подчинено одному и тому же закону, а именно, простейшему экспоненциальному (7) или (8), причем число m будет одно и то же для всех точек системы. Влияние случайных резких неравномерностей, вроде местных перегревов или охлаждений, которые могли быть в начале, будет таким образом сглажено; число m будет зависеть от физических свойств веществ, из которых состоят отдельные части системы, от их формы и расположения и от α = поля на поверхности S . Аналитически разность $u - t$ будет выражаться формулой

$$u - t = A U e^{-m \tau}, \quad (36)$$

где A — постоянная, т. е. число, не зависящее ни от координат, ни от времени, U — функция координат точки M . Уравнение (36) гласит, что

$$\ln |u - t| = -m\tau + \text{const.} \quad (37)$$

Оно по форме одинаково с уравнением

$$\ln |\theta - t| = -m\tau + \text{const.}, \quad (38)$$

которое является следствием (7).

Однако, там — в (7) — величина θ имеет определенный физический смысл лишь при условии равномерного распределения температур в системе (как разъяснено в § 6), здесь же — в (37) — никаких ограничений на систему не накладывается. Отсюда

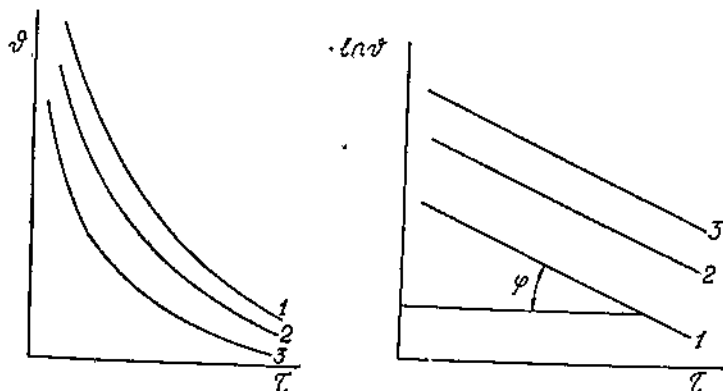


Рис. 4. $\lg \varphi = m$

следует, что число m характеризует быстроту установления температуры всей системы, как одного целого. Его можно назвать „темпом охлаждения системы“. Обратную величину k [см. (6)] мы назовем „термической инерцией системы“. По наступлении регулярного режима кривые изменения разностей температур u и t для всех точек системы, построенные в полулогарифмической анаморфозе, т. е. в виде $\ln |u - t| = \text{funkt. } \tau$ обратятся в семейство параллельных прямых, как показано на рис. 4. Общий их наклон и есть число m .

Изложенная здесь теорема, устанавливающая универсальность экспоненциального закона, вполне выясняет физический смысл коэффициента m и доставляет удобный графический способ простого и точного его нахождения из экспериментальных данных [4].

9. Простое охлаждение (или нагревание) однородного изотропного тела

Большой практический интерес представляет случай, являющийся частным случаем предыдущего, а именно тот случай, когда система сводится к одному однородному и изотропному телу (любой формы).

На основе той же теории регулярного режима автор установил закон зависимости термической инерции κ простого тела от внешних условий и от физических и геометрических свойств тела; с точки зрения термической инерции он может быть формулирован следующим образом.

Термическая инерция κ любого тела равна частному от деления его фактора Φ (см. выше) на произведение из коэффициента теплоотдачи α на число Ψ нулевой размерности, лежащее между 0 и 1 и представляющее собою убывающую функцию критерия Нуссельта. При возрастании α до бесконечности, произведение $\alpha\Psi$ стремится к пределу, не равному нулю или бесконечности. Другими словами, мы имеем

$$\kappa = \frac{\Phi}{\alpha\Psi} \quad (39),$$

где

$$0 \leq \Psi \leq 1$$

$$\lim_{\alpha \rightarrow \infty} \alpha\Psi = B \quad (40)$$

и

$$\alpha \rightarrow \infty$$

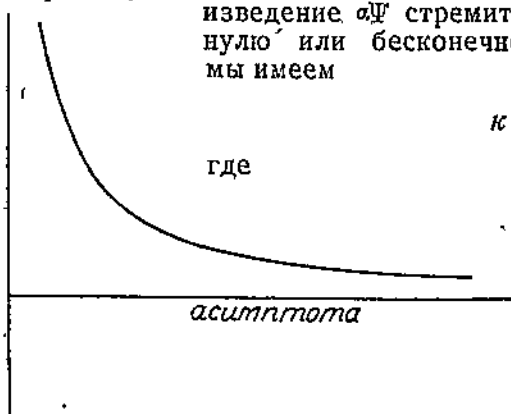


Рис. 5.

где B — число, не равное нулю и не равное бесконечности.

Графически это изображено на рис. 5. Из него видно, что

κ , рассматриваемое, как функция α , представится гиперболообразной кривой, имеющей одной из своих асимптот прямую, параллельную α — оси, но с этой осью несовпадающую, ибо предельное значение κ , соответствующее $\alpha \rightarrow \infty$, в силу предыдущей теоремы никогда не равно нулю.

Кривая рис. 5 изображает общий закон термической инерции, верный для всех тел при всех значениях α . Поэтому мы ей присвоили название: „характеристическая кривая тепловой инерции“.

Для тел простой формы, например, шара или цилиндра, характеристическая кривая может быть построена на основании вычислений; для тел любой формы она находится из экспериментальных данных.

10. Обобщение предыдущих теорем на случай любой системы

Соображения теоретического характера и опыт указывают на то, что выведенный нами для простых тел закон изменения термической инерции в зависимости от α , изображаемый характеристической кривой, сохраняет силу для любых систем, какого бы сложного состава и формы они ни были. Матема-

тическое решение задачи представляет настолько серьезные затруднения, что вопрос об аналитической форме закона следует пока считать открытым. Одна из возможных его форм может быть дава на основании некоторых соображений физического характера, для чего мы вернемся к случаю, рассмотренному в § 9, и сравним его со случаем, рассмотренным в § 6, причем предположим, что указанная там система сводится к одному, хорошо проводящему тепло, телу. Тогда единственная разница между формулами (39) и (33), которая может быть написана в виде

$$\kappa = \frac{\Phi}{\alpha}, \quad (33')$$

будет состоять в наличии числа Ψ в (39). В термометрическом смысле случаи § 9 и § 6 отличаются лишь тем, что в одном из них распределение температур равномерное, в другом — нет. Это-то различие и выражается коэффициентом Ψ , который равен отношению средней поверхностной температуры тела к его средней объемной температуре (если температуру t окружающей среды условно считать равной нулю): при равномерном распределении температур (случай § 6) $\Psi = 1$, вообще же $\Psi < 1$ и стремится к нулю по мере неограниченного возрастания α ¹. Это позволяет рассматривать формулу (39), как скорректированную формулу (33') или (33): если бы тело было хорошо проводящим, последняя формула выражала бы истинное положение вещей, несовершенная же тепловая проводимость тела замедляет темп его охлаждения, так что его инерция κ должна быть больше той, которую дает формула (33), т. е.

$$\kappa > \frac{\Phi}{\alpha}.$$

Ясно — физически, — что, чем интенсивнее теплообмен тела со средой, т. е. чем больше α , тем сильнее κ будет отличаться от Φ/α , ибо при возрастании α уменьшается скачок температуры на границе тела со средой, а, следовательно, возрастает неравномерность распределения температур в теле. Поэтому истинное κ получится, если ввести в знаменатель правой части формулы (33') число $\Psi < 1$, причем Ψ тем сильнее отличается от 1, чем больше α . Эти рассуждения, правильность которых в случае однородного изотропного тела обосновывается теорией регулярного режима, могут быть по аналогии перенесены и на самый общий случай — на какую-угодно систему: корректируя формулу (30), действительную при условии равномерности температурного поля системы, или ее иную форму — формулу (33') — путем введения в знаменатель множителя Ψ , учитывающего отклонение поля температур от равномерного, — мы переходим к формуле (39), в которой под Φ следует понимать уже тепловой фактор системы, т. е. величину, определяемую равен-

¹ Эти свойства функции Ψ вытекают из теории регулярного режима.

ством (29), причем C дано формулой (27). Следовательно, (39) может рассматриваться, как универсальное выражение для инерции системы в случае простого охлаждения. Но указать физический смысл числа $\mathcal{U}$ мы в настоящее время можем лишь при простейшем мыслимом составе системы (см. § 9); установить этот смысл в общем случае § 10 — теория пока бессильна: даже случаи охлаждения двусоставных тел, рассмотренные автором, связаны с громоздкими математическими операциями, не имеющими ясного физического смысла.

11. О двух других типичных случаях проявления тепловой инерции

В обобщенном виде

В предыдущих § 8, 9, 10 был рассмотрен первый типичный случай, причем теория регулярного режима позволила нам исследовать его несколько глубже, чем в § 2, где содержится элементарнейшая трактовка задачи.

Спрашивается, нельзя ли подвергнуть подобному же анализу и два других типичных случая в предположении, что система состоит из „неметаллических“ тел, — лучше сказать, что распределение температур в ней далеко от равномерного. На этот вопрос в настоящее время приходится ответить отрицательно: математическая сложность задачи до сих пор мешает дать ее решение, достаточно обоснованное и вместе с тем нечрезмерно сложное, приемлемое для практических приложений. Таким образом, мы еще не в состоянии придать определенный физический смысл букве Θ , входящей в формулы § 3 и 4, коль скоро распределение температур в системе неравномерное.

В качестве одного из мыслимых приближенных решений задачи можно предложить следующее. Будем в этих формулах под Θ понимать среднюю объемную температуру системы, число же m , в них фигурирующее, определим из опыта, проведенного в условиях первого типичного случая и притом так, чтобы α было одинаковым для обоих случаев. Этим вкладывается определенный физический смысл в формулы § 3 и 4, причем учитывается и неравномерность температурного поля системы.

Однако, это решение задачи нуждается еще в обосновании.

12. Ньютонов закон охлаждения и его роль в предыдущей теории

Рассуждения, проведенные в § 5—11, в неявном виде содержат некоторую предпосылку, известную под названием „Ньютонова закона охлаждения“. Он может быть сформулирован следующим образом: коэффициент пропорциональности α в выражении для элементарного количества тепловой энергии

$$dq = \alpha (\Theta_s - t) \cdot dS \cdot d\tau,$$

прошедшей через элемент dS наружной поверхности системы за элемент времени dt , есть величина постоянная, т. е. не зависит от температур Θ_s — элемента поверхности и t — окружающей среды. Постоянство α далеко не всегда оправдывается в действительности, а поэтому наши выводы имеют характер условный: они верны постолько, поскольку закон Ньютона правильно изображает явления, происходящие на границе между системой и средой, — явления весьма сложные и вообще не поддающиеся простому описанию. Теория теплового подобия, которая в СССР с большим успехом разработана академиком М. В. Кирпичевым и его школой, позволяет во многих случаях, имеющих достаточно общий характер, установить, от каких параметров зависит α . Из этой теории и из экспериментов вытекает, что приписывание коэффициенту α постоянства должно быть рассматриваемо, как первое приближение к истине. Тем не менее, оно является совершенно необходимым и в аналитической теории тепла и в теплофизике, потому что лишь, принимая α постоянным, удастся хотя-бы частично преодолеть математические трудности различных, относящихся сюда, задач.

Заметим, что опыты над тепловой инерцией термометров подтверждают допустимость предположения о постоянстве α ; весьма часто кривая охлаждения следует экспоненциальному закону (8) или прямолинейному (37) и (38), а этого не может быть, если α зависит от разности $\Theta - t$ или $u - t$. Заметим также, что при малых величинах разностей между температурами точек системы и температурой окружающей среды закон Ньютона с достаточной точностью отражает истинную картину граничных явлений.

Критике закона Ньютона уделяется довольно большое внимание в периодической научно-технической литературе и в учении о теплообмене; к ним мы и отсылаем читателя; здесь же закон рассматривается, как удобная форма граничных условий, причем α есть численная характеристика интенсивности теплообмена между системой и средой и учитывает суммарно все параметры, влияющие на теплообмен, в частности радиацию.

13. Приложение вышеизложенной теории в термометрии

Приемник любого измерителя температуры представляет собою более или менее сложную систему (в том смысле, как это слово было употреблено в § 1), и к нему применимы все предыдущие выводы. Отсюда возникает та трактовка задачи о тепловой инерции термометра, которой мы придерживались в статье „Отставание термометров и измерение нестационарных температур“ („Труды ВИМС“, вып. 10 (26), 1936, сборник статей „Тепловые исследования и измерения“).

Настоящая статья естественно позволяет несколько расширить и углубить вопрос, так как здесь рассмотрен (в § 4) случай пульсаций температуры, не затронутый там, и введено в § 6 и 7 новое понятие о „тепловом факторе“, позволяющее

хотя бы в первом приближении разделить два эффекта: влияние внешних условий α и влияние свойств самого приемника Φ . Таким образом, здесь более подробно выясняется физический смысл „константы отставания κ “¹. Особый интерес представляет формула (39), содержащая новую величину Ψ , и (40). Обобщение их на случай любого тела, данное в § 10, указывает, что: 1) „характеристическая кривая“ всегда имеет один и тот же вид, представленный на рис. 5, и 2) вследствие наличия асимптоты, несовпадающей с α -осью, никогда константа отставания не будет равна нулю: никаким изменением внешних условий нельзя достичь полного ее исчезновения.

Предыдущая теория и анализ явления заставляют по-новому подойти к вопросу о проверке термометров и о технических условиях на них в том случае, если заведомо известно, что термометры будут применяться для измерения нестационарных температур. В этом случае обязательно испытание термометра на его „термическую инерцию“, очевидно сводящееся либо к построению всей характеристической кривой инерции, либо к построению ее участка или даже нахождению одной ее точки.² Необходимость построения всей кривой возникает, когда термометр применяется в весьма разнообразных условиях, т. е. при весьма различных α .

„Испытание на инерцию“ или „на отставание“ производится путем снятия полулогарифмической кривой охлаждения, как это описано в упомянутом выше сборнике в статьях автора и В. А. Яковлевой. Вопрос построения характеристической кривой инерции уже сложнее, так как для его решения требуется знание коэффициента теплоотдачи α ; это, в свою очередь, требует постановки особого эксперимента. Отсюда возникает необходимость исследований, имеющих целью определить численное значение коэффициента теплоотдачи приемников употребительных в практике приборов в условиях, копирующих эксплуатационные условия, — задача, которая пока еще и не ставилась, несмотря на то, что необходимость постановки ее очевидна, как только мы переходим к вопросу об измерении нестационарных температур.

14. Приложение теории в других областях метрологии

Поведение любого прибора или установки в значительной степени зависит от температурного режима среды, в которой он находится, и от условий на границе между ним и этой средой, т. е. от α . При переменном температурном режиме среды, например, при внезапном изменении ее температуры, тепловая инерция прибора задерживает выравнивание его средней температуры с температурой среды и вызывает неравномерность в распределении температур по отдельным частям прибора. Возникающую

¹ В нашей, ранее цитированной статье, она обозначена буквой λ .

² В примитивной форме такое испытание производится только при проверке максимальных медицинских термометров на „чувствительность“.

в силу этого ошибку можно количественно оценить или сделать неощутимой, пользуясь формулами и руководясь соображениями, изложенными в § 2—11 настоящей статьи.

Приведем, в качестве примера, следующий случай. Производится измерение электрической емкости конденсатора при помощи установки, которая по условиям измерения может находиться при различных температурах. Спрашивается: сколько времени необходимо выдерживать конденсатор после быстрого перехода от одной температуры к другой, чтобы можно было считать его температуру установившейся в момент измерения. Этот вопрос решается посредством формул § 2 или § 10.

Второй пример — расчет влияния колебаний температуры помещения на находящиеся в нем измерительные приборы; для расчета следует воспользоваться формулами, выведенными в § 4, число же m или k , в них фигурирующее, оценить, руководствуясь соображением, высказанным в § 10 и 11, применив формулы § 6 и 9.

При исследованиях температурных коэффициентов приборов, когда прибор помещается в воздушную термо-камеру, его тепловая инерция является зачастую весьма неприятным фактором, так как из-за нее значительно возрастает время выверки прибора. Для сокращения времени можно применить мероприятия, позволяющие увеличить величину теплоотдачи α от воздуха камеры к прибору; это достигается посредством искусственной циркуляции воздуха. Чтобы судить о том, насколько эффективен и, следовательно, целесообразен может оказаться этот прием в данном конкретном случае, следует для него оценить α и рассчитать соответствующее k при разных α , на основе выведенных здесь формул.

Температура является той физической величиной, влияние которой почти универсально, и ее неизбежно приходится учитывать почти при всех измерениях; но особенное значение она приобретает в тонких метрологических исследованиях, ставящих своей целью достижение предельной точности [5]. Одно из необходимых для этого условий, как нам представляется, состоит в самом тщательном исследовании температурного поля среды, которой окружен подлежащий измерениям объект, далее, температурного поля объекта и, наконец, в оценке коэффициента теплоотдачи α от среды к объекту. Развитая в этой статье теория позволит вывести заключение об отставании температуры этого последнего от температуры среды, а отсюда, далее, оценить количественно влияние отставания на точность измерений.

Наличие ничтожных температурных градиентов и невозможность совершенной тепловой изоляции ограничивают предел достижимой точности измерений. Примером могут служить исследования эталонов метра: пока речь идет о точности порядка сотых долей микрона и одной десятой микрона, обычно употребляемые метрологами приемы учета температурного влияния оказываются достаточными; но как только ставят себе цель —

еще больше улучшить точность, сталкиваются с необходимостью по-иному ставить вопрос о тепловом режиме самого эталона, учитывая уже и режим окружающей среды и явления теплообмена между ним и средой, другими словами, задача чистой метрологии сводится в значительной степени к задаче о теплообмене. Настоящая статья показывает, в каком направлении следует вести исследования для решения вопросов подобного рода.

Изложенная выше теория не должна рассматриваться, как вполне законченная: это лишь первое приближение, в котором не все стороны проблемы были затронуты. Так, например, осталось неучтенным влияние на термическую инерцию выступающих частей системы, тепловых «мостиков», создаваемых опорами и т. п. Эти вопросы представляют большой практический интерес и должны быть предметом дальнейших исследований. Теоретическое решение небольшой аналогичной задачи, — а именно, задачи о влиянии стержня палочного термометра на его отставание, — дано в одной из статей следующего сборника.

ЛИТЕРАТУРА

1. Третий случай довольно поверхностно рассмотрен в краткой статье Lieneweg, Anzeigedampfung von Thermometern bei zeitlichen Temperaturänderungen, Arch. für techn. Messen (ATM)*. Lief. 89 Bl. T-141, 154, 1938.

2. Harper, Thermometrie Lang., Bull. Bur. St.* 8, 658, 1912. Guillaume, Traité de la Thermométrie de précision*, 1889.

3. Г. М. Кондратьев, «Отставание термометров и измерение нестационарных температур», Труды ВИМСа, вып. 10 (26), сборник «Тепловые измерения и исследования», 1936.

4. Г. М. Кондратьев, Монография «Испытания на теплопроводность по методу регулярного режима», стр. 20—22.

5. Ср. замечание Boutry, La Technique Moderne, tome XXX, n° 12, 15, VI, 1938, стр. 2.

Примечание. Иностранная литература по вопросам термической инерции довольно обширна, но мы ограничились здесь цитированием нескольких типичных работ, характеризующих направление экспериментальных исследований в данной области.

Отв. редактор Г. М. Крупицкий

Подписано к печати 15/II 1941 г.

Печ. л. 48/8.

Уч.-авт. л. 5,7.

Тираж 1000 экз.

М. 34828.

Заказ № 7897.

Тип. арт. «Сов. Печатник». Ленинград, Моховая, 40.

ТРУДЫ ВНИИМ

1. Микроанометры, анемометры, № 20 (36), под ред. проф. *Доброхотова А. Н.*, ц. 5 р.
2. Электрические исследования и измерения, № 21 (37), под ред. проф. *Маренина Н. А.*, ц. 4 р.
3. Исследования в области измерения длин, № 22 (38), под ред. проф. *Барина В. А.*, ц. 10 р.
4. Исследования в области свето-измерительных ламп и световых измерений, № 23 (39) под ред. проф. *Тиходеева П. М.*, ц. 12 р.
5. Исследования в области электрических измерений, № 24 (40), под ред. проф. *Маренина Н. А.*, ц. 10 р.
6. Исследования в области рентгенометрии, № 25 (41), под ред. проф. *Поройкова И. В.*, ц. 4 р.
7. Исследования в области радиологии, № 26 (42), под ред. проф. *Боговяленского Л. Н.*, ц. 4. 50 к.
8. Магнитные исследования и измерения, № 1 (43), под ред. проф. *Шрамкова Е. Г.*, ц. 8 р.
9. Механические измерения, № 2 (44), под ред. проф. *Доброхотова А. Н.*, ц. 5 р.
10. Высокочастотные исследования и измерения, под ред. проф. *Кляндского Г. А.*, ц. 7 р.
11. Потенциометры, *Кротова В. И.* Монография, ц. 9 р. 75 к.
12. Эталон времени. *Россовская В. А.* Монография.
13. Современное состояние эталонов длины и методы точного измерения длины. Проф. *Барин В. А.* Монография.
14. Краткий обзор важнейших научно-исследовательских работ лабораторий ВНИИМ (бесплатно).

В ПЕЧАТИ

1. Исследования в области термометрии, под ред. проф. *Кондратьева Г. М.*
2. Исследования в области химии, под ред. проф. *Липина С. В.*
3. Исследования в области оптических измерений, под ред. действ. члена *Романовой М. Ф.*
4. Точные измерения в машино- и приборостроении, под ред. проф. *Барина В. А.*
5. Исследования в области измерения длин и качества обработки поверхностей.
6. Новый световой эталон, под ред. проф. *Тиходеева П. М.*
7. Исследования в области механических измерений, под ред. проф. *Петрова В. П.*
8. Исследования в области рентгенометрии и электроизмерений, под ред. проф. *Карандеева К. Б.*
9. Введение в теорию ампервесов. Проф. *Залуцкий Л. В.* Монография

Заказы на сборники и отчеты о научно-исследовательских работах, указанных в вышедшем из печати „Кратком обзоре важнейших научно-исследовательских работ лабораторий ВНИИМ“, направлять в Ленинград, 5, Международный пр., 19, Планово-производственный отдел ВНИИМ.

ЦЕНА 4 руб.

1941

- 151434 - ✓

RLST



0000000364684

СКЛАД ИЗДАНИЙ:
Ленинград. Международный пр., д. 19, ВНИИМ