

30)
КОМИТЕТ ПО ДЕЛАМ МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СНК СССР
ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ

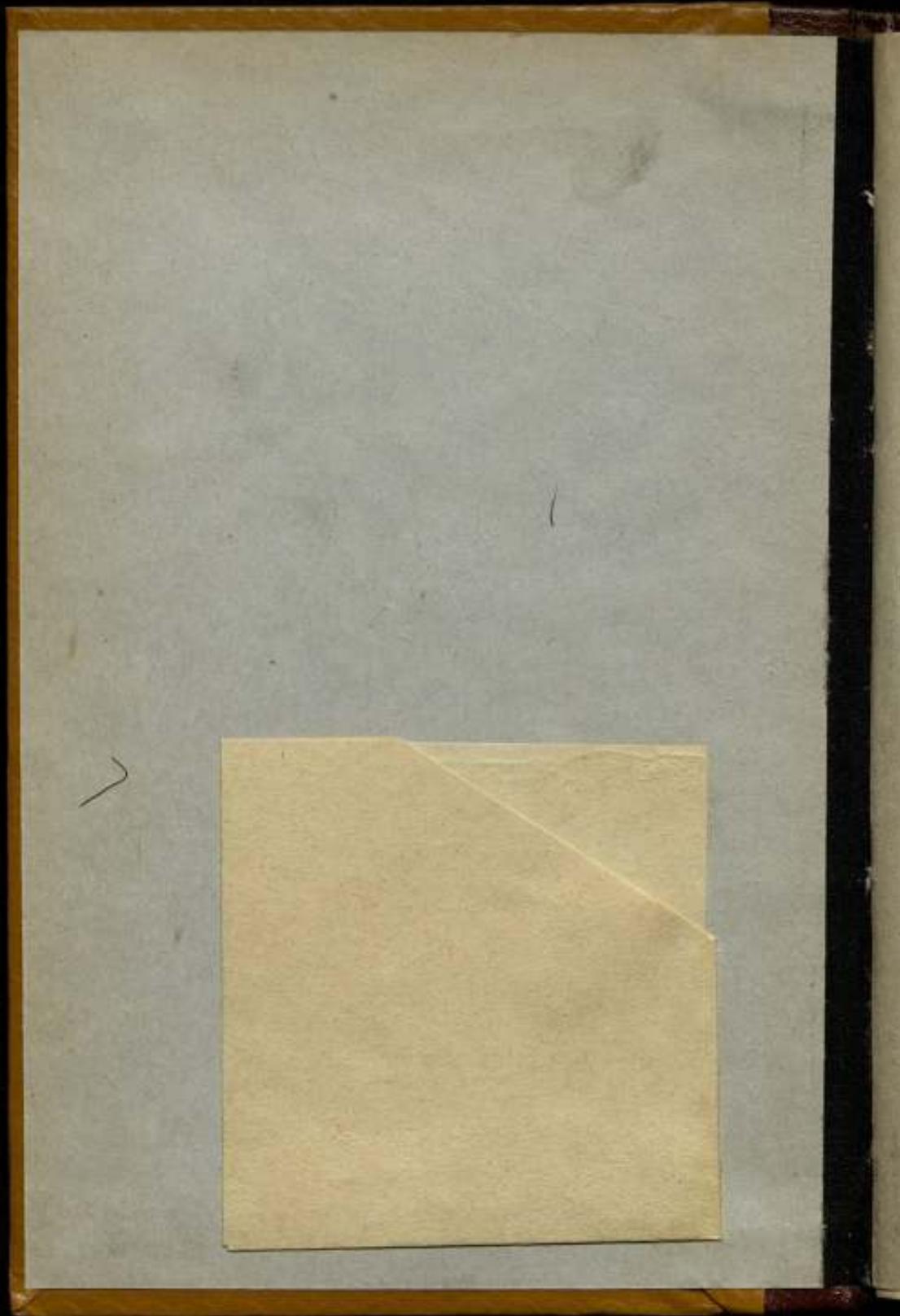
16 МАЯ 1941

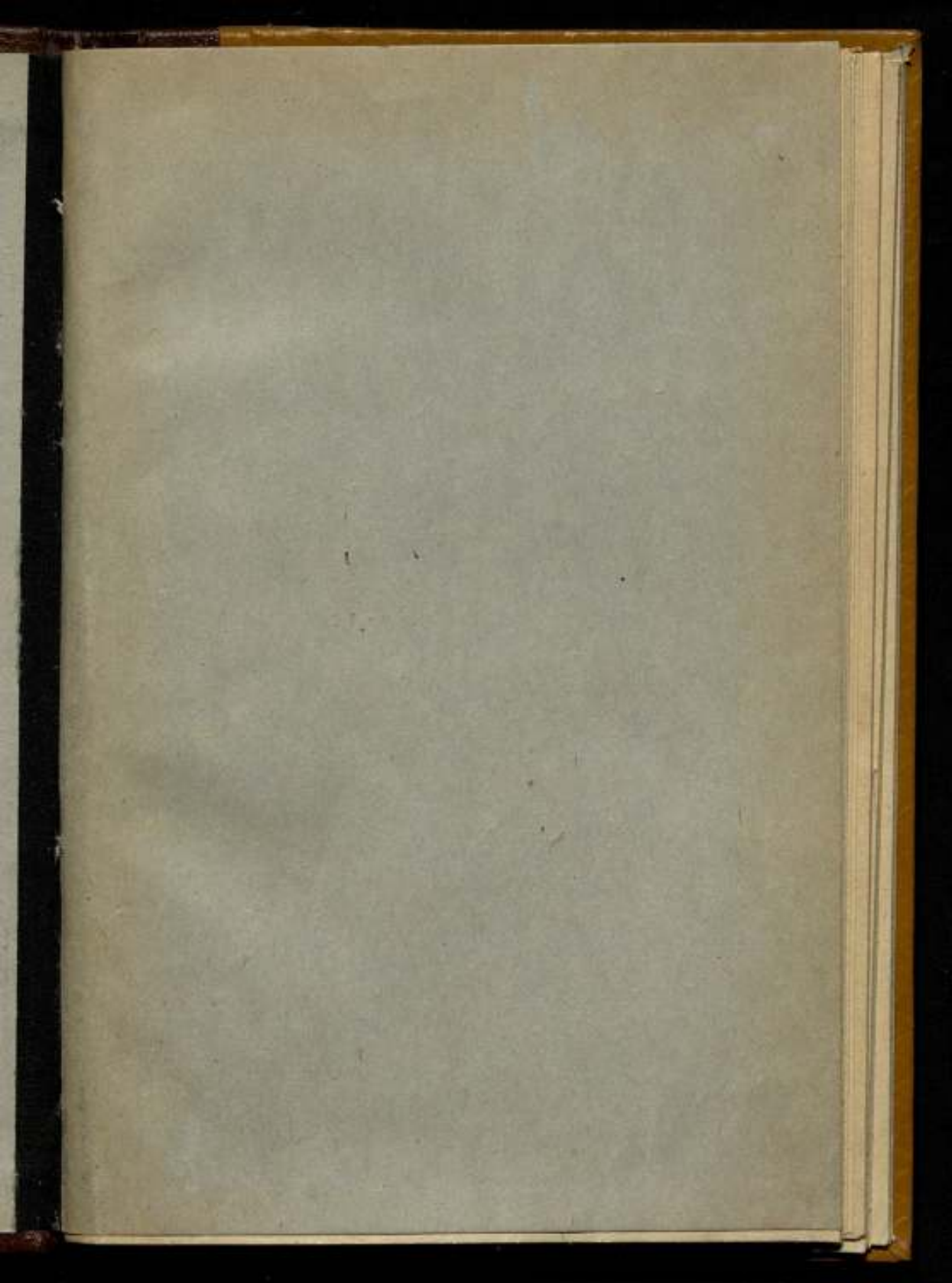
ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ТЕРМОМЕТРИИ

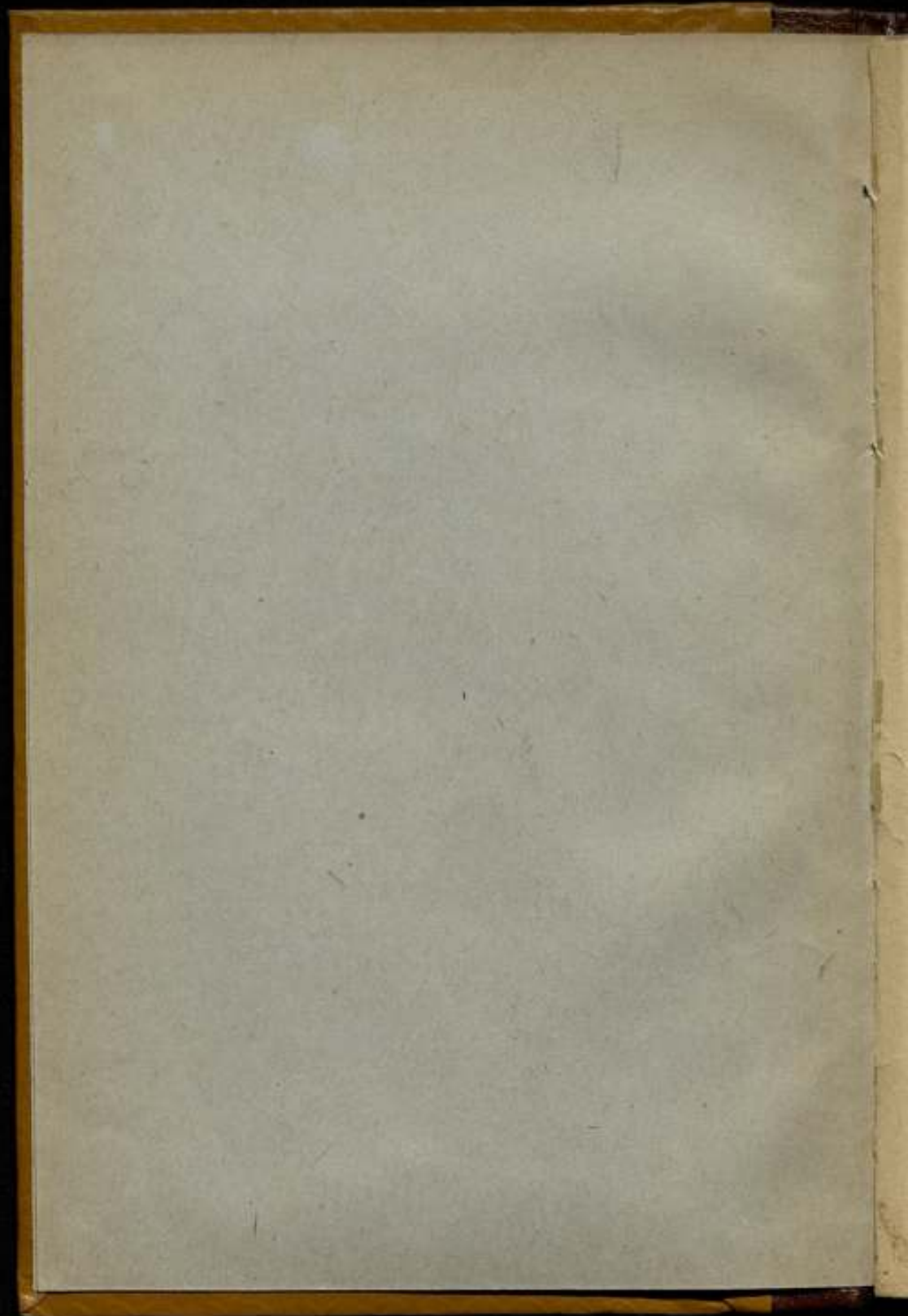
*
и 5(50)



ИЗДАНИЕ ВНИИМ
ЛЕНИНГРАД—1941







КОМИТЕТ ПО ДЕЛАМ МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СНК СССР
ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ

СБОРНИК ТРУДОВ

Выпуск 5 (50)

м 5844

ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ ТЕРМОМЕТРИИ

Под редакцией
проф. Г. М. КОНДРАТЬЕВА



ИЗДАНИЕ ВНИИМ
ЛЕНИНГРАД—1941

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
В. И. Парвицкий. Измерение спектральной пропускности фильтров и поглощающих стекол, употребляющихся в оптической пирометрии, при помощи спектрального пирометра	3
Г. М. Кондратьев. Регулярное охлаждение двухсоставного цилиндра (теория и практические приложения).	14
Г. М. Кондратьев. К вопросу о влиянии стержня термометра на его отставание	26
Ф. С. Мороз. Криостат для температур от 0 до -180° С с фотоэлектрическим терморегулятором.	32
И. Р. Ленин. Термометр давления насыщенных паров кислорода	43

В. И. ПАРВИЦКИЙ

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПРОПУСКАЕМОСТИ ФИЛЬТРОВ И ПОГЛОЩАЮЩИХ СТЕКОЛ, УПОТРЕБЛЯЮЩИХСЯ В ОПТИЧЕСКОЙ ПИРОМЕТРИИ, ПРИ ПОМОЩИ СПЕКТРАЛЬНОГО ПИРОМЕТРА

Измерение спектральной пропускания фильтров и поглощающих стекол оптических пирометров, необходимое для определения действующей длины волны и действующих коэффициентов пропускания производится обычно с помощью спектрофотометров преимущественно поляризационного типа. В настоящей работе излагается метод определения указанной величины посредством спектропирометра, позволяющий пирометрической лаборатории быть независимой от фотометрической аппаратуры. Немаловажным является и то обстоятельство, что применение спектропирометра, фиксирующего яркость визируемой поверхности источника излучения, дает возможность без труда производить измерения коэффициентов пропускания очень темных поглощающих стекол с точностью, вполне удовлетворяющей оптическую пирометрию. Эту задачу спектрофотометрия решает с большим трудом, даже при небольшой точности измерений.

Благодаря возможности производить измерения, описанные в настоящей работе, с помощью спектропирометра, этот прибор становится универсальным, особенно если принять во внимание его большую ценность в деле прямого экспериментального определения действующей длины волны пирометрических фильтров.

Сравнительное изучение результатов измерения, полученных описываемыми здесь методами и с помощью поляризационного спектрофотометра, приводит к выводу, что точность пирометрических измерений в данном случае выше спектрофотометрических. Это обуславливается двумя основными причинами: 1) независимостью спектропирометрических измерений от наличия поляризованного света и 2) большей относительной точностью установления фотометрического равновесия для всех длин волн рабочего диапазона. Действительно, произведенное во ВНИИМе вычисление действующей длины волны красного пирометрического фильтра на основе результатов измерений спектральных пропусканий, произведенных при помощи спектрофотометров типа Кениг-Мартенса, дало значение для действующей длины волны фильтра слишком низкое и расходящееся с прямым экспериментальным определением более, чем на 0,006 μ . Невозможность дальнейшего уточнения спектрофотометрических измерений побудила автора разработать методы измерения спектральной пропускания при помощи спектропирометра.

Принципиальная возможность измерений подобного рода не является новостью, однако отсутствие подробных литературных данных по этому

вопросу заставило произвести всестороннее исследование разнообразных моментов, сюда относящихся.

Коэффициент пропускемости для данной длины волны равен отношению яркости источника излучения при длине волны λ , наблюдаемой через фильтр, к яркости того же источника при той же длине волны λ . Так как спектральная яркость источника связана с его температурой формулой Вина-Планка, дающей распределение энергии в спектре черного тела, то коэффициент пропускемости фильтра можно выразить через температуры, измеряя яркости источника с фильтром и без него. Действительно, обозначая через T_1 абсолютную температуру источника излучения, измеренную без фильтра, через T_2 — абсолютную температуру, измеренную с фильтром — имеем два аналогичных друг другу уравнения:

$$b_{\lambda T_1} = c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T_1}}, \quad (1)$$

$$b_{\lambda T_2} = c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T_2}}, \quad (2)$$

где $b_{\lambda T_1}$ и $b_{\lambda T_2}$ — спектральные яркости источника, соответствующие температурам T_1 и T_2 и длине волны λ .

Из (1) и (2) получаем:

$$\ln \frac{b_{\lambda T_1}}{b_{\lambda T_2}} = \frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right),$$

откуда, обозначив коэффициент пропускемости

$$\tau_\lambda = \frac{b_{\lambda T_2}}{b_{\lambda T_1}}, \quad (3)$$

имеем:

$$-\ln \tau_\lambda = \frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right). \quad (4)$$

Таким образом для определения τ_λ , как это вытекает из формулы (4), необходимо измерить величины T_1 , T_2 и λ .

Измерения температур T_1 и T_2 связаны с известными трудностями, так как формула Вина-Планка применима только к „черному“ излучению, а потому градуировка вольфрамовой нити пирометрической лампочки, не обладающей достаточной „чернотой“, должна зависеть от длины волны. Отсюда возникает необходимость градуировки лампочки на черные температуры для различных длин волн.

Так как диапазон длин волн, в пределах которого производится исследование любого пирометрического стекла, составляет приблизительно 150 μ (от 600 до 750 μ), а для точных измерений необходимо производить промеры τ_λ через каждые 5 μ , то нам необходимо было произвести градуировку лампочки спектропирометра в зависимости от силы тока на черные температуры для 31 длины волны через каждые 5 μ в промежутке температур от 1000 до 1400°С.

Результат градуировки представлен графиком (рис. 1).

Для измерения длины волны λ , барабан спектропирометра типа Геннинга фирмы „Шмидт и Генч“ (рис. 2) был проградуирован на

длины волн по спектру неона, богатому линиями в промежутке от 600 до 750 мμ.

Для интерполяции показаний барабана применялась формула Гартмана, постоянные A и B которой были определены по линиям спектра неона:

$$p = A + \frac{B}{\lambda - \lambda_0} = 2682 + \frac{335,8}{\lambda - 0,2260}$$

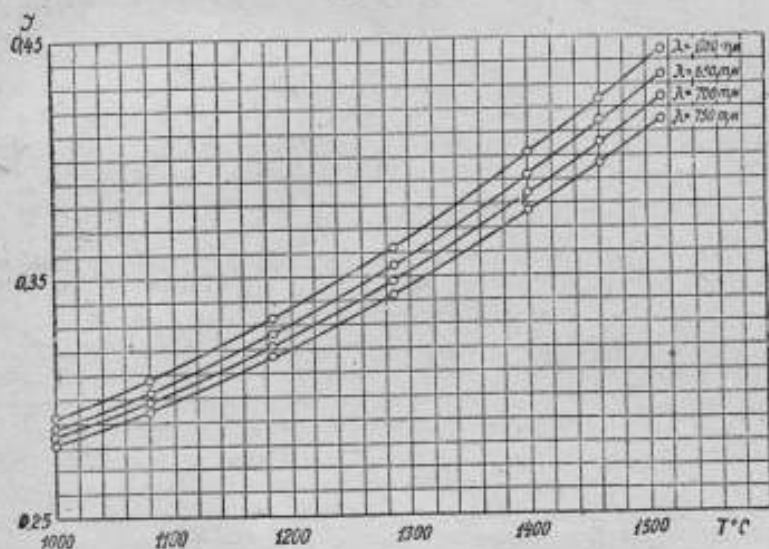


Рис. 1.

Изложенный выше способ измерения τ при помощи спектропирометра не является самым точным и единственным возможным. Можно указать и второй способ — оперативно значительно более простой и точный и потому принятый нами в настоящее время в качестве рабочего метода.

По существу он заключается в том, что лампочка спектропирометра непосредственно градуируется на τ в зависимости от силы питающего ее тока для различных длин волн по секторным дискам.

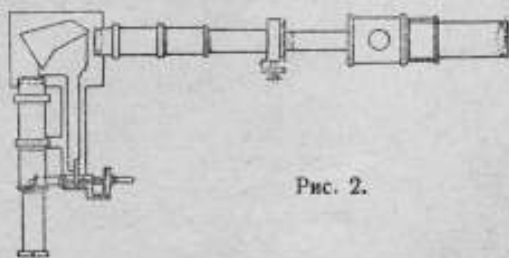


Рис. 2.

Необходимо отметить, что в этом случае весьма важно поддерживать строгое постоянство температуры источника (ленточная лампа), для которой осуществлена градуировка.

Автором была произведена градуировка специальной лампочки спектропирометра для τ от 0,5 до 0,005 по восьми секторным дискам с постоянными угловыми раскрытиями, имеющимися в распоряжении ла-

боратории. Температура ленты лампы при градуировке была равна 1900°K .

Результат такой градуировки представлен графиком (рис. 3), из которого дана зависимость силы тока от $-\ln \tau$.

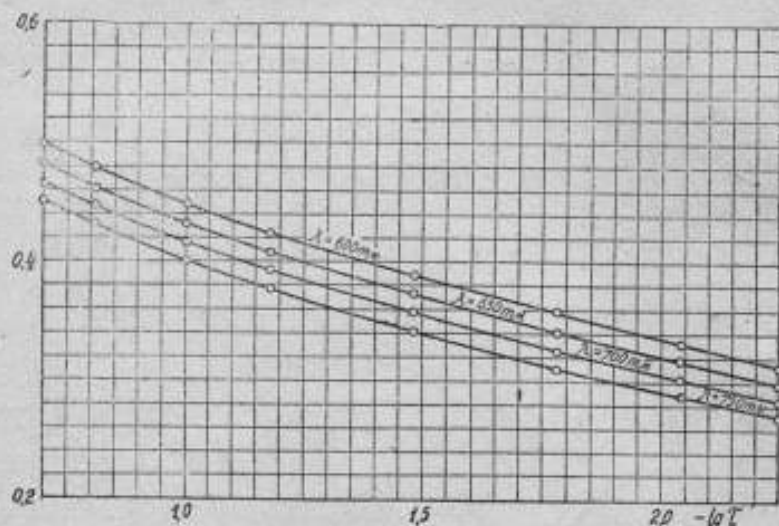


Рис. 3.

Интерполяция между экспериментально найденными точками выполнялась графически и аналитически.

Нетрудно видеть, что график должен содержать то же число градуировочных кривых, как и в первом методе; однако, преимущества второго метода совершенно ясны.

Во-первых, здесь при определении коэффициента пропускания фильтра или поглощающего стекла, производится одно установление фотометрического равновесия накаленной нити на фоне излучателя, а не два, как в первом методе.

Во-вторых, τ находится непосредственно по градуировочной кривой или вычисляется по интерполяционной формуле, а не по формуле (3), что сопряжено с нарастанием погрешностей.

Измерение τ вышеописанными методами производилось следующим образом.



Рис. 4.

Спектрометр устанавливался на специальной платформе, покоящейся на массивной скамье. Перед ним находилась температурная лампа (рис. 4), служившая источником излучения; на середину ленты лампы проектировалась нить спектропирометрической лампочки. Температурная лампа питалась от изолированной батареи аккумуляторов, большой емкости, напряжением в 10 в, и выдерживалась, при указанной выше для данного метода температуре, не менее 1 часа перед началом измерений. Постоян-

ство силы тока в лампе контролировалось потенциметрически, что обеспечивало контроль постоянства в пределах тысячных долей ампера.

Исследуемый фильтр помещался в держателе перед кожухом лампочки спектропиromетра.

Пронаведя установку барабана на заданную длину волны, измеряли силу тока в пиromетрической лампочке, соответствующую яркости ленты температурной лампы, визируемой с фильтром и без него. Для устранения влияния рассеянного света внутри прибора перед окулярной щелью устанавливался красный фильтр Иена F 4512 толщиной 0,5 мм.

Необходимо отметить чрезвычайное значение, для успешности установления фотометрического равновесия, ширины объективной и окулярной щелей прибора, а также ограничения высоты объективной щели специальной поперечной диафрагмой. Оптимальные значения ширины их устанавливались экспериментально и были соответственно равны 0,3 и 0,5 мм.

Значения температур T_1 и T_2 определялись по градуировочной таблице или графику. Для первого метода вычисление велось по формуле (4), для второго — значение τ_λ определялось непосредственно по градуировочной кривой.

При определении длины волны вносилась поправка на ширину щелей спектропиromетра и чувствительность глаза к спектральным цветам, так как эта последняя величина является функцией длины волны.

Таким образом действующая длина волны λ_e должна несколько отличаться от длины волны λ_0 , отсчитываемой непосредственно по барабану спектропиromетра и соответствующей геометрической середине спектральной полосы, пропускаемой прибором через окулярную щель.

Очевидно, что разность $\lambda_e - \lambda_0$ будет тем больше, чем шире пропускаемая прибором спектральная полоса, в свою очередь пропорциональная ширине щелей спектропиromетра.

Действующая длина волны λ_e определяется из основного пиromетрического уравнения, в силу которого

$$\lambda_e = \frac{C_2 \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right)}{\ln \frac{B}{B_0}} = \frac{C_2 \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right)}{\ln N} \quad (5)$$

Здесь B_0 и B — интегральные яркости, соответствующие температурам T_0 и T источника, воспринимаемые глазом наблюдателя; они определяются равенствами:

$$\left. \begin{aligned} B_0 &= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b_{\lambda T_0} K_\lambda \tau_\lambda d\lambda \\ B &= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b_{\lambda T} K_\lambda \tau_\lambda d\lambda \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Следовательно

$$N = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b_{\lambda T} K_\lambda \tau_\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b_{\lambda T_0} K_\lambda \tau_\lambda d\lambda} \quad (7)$$

где K_{λ} — относительная видность для длины волны λ и τ_{λ} — коэффициент пропускваемости прибора для той же длины волны λ .

Для λ_0 будет иметь место формула, аналогичная формуле (5):

$$\lambda_0 = \frac{C_2 \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right)}{\ln \frac{B'}{B_0'}} = \frac{C_2 \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right)}{\ln N_0}, \quad (8)$$

где

$$\left. \begin{aligned} B_0' &= b_{\lambda_0} \tau_0 K_{\lambda_0} \tau_{\lambda_0} \\ B' &= b_{\lambda} \tau K_{\lambda} \tau_{\lambda} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

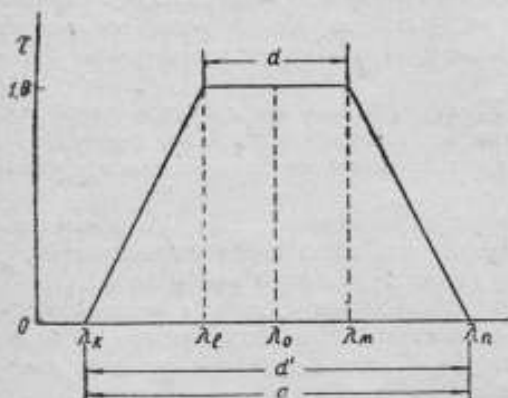


Рис. 5.

и следовательно

$$N_0 = \frac{b_{\lambda_0} \tau}{b_{\lambda_0} \tau_0}. \quad (10)$$

Взяв отношение λ_e и λ_0 , получаем из (5) и (8):

$$\frac{\lambda_e}{\lambda_0} = \frac{\ln N_0}{\ln N},$$

и отсюда

$$\lambda_e - \lambda_0 = \frac{\ln N_0 - \ln N}{\ln N} \lambda_0.$$

Функциональная зависимость коэффициента пропускваемости спектрометра от длины волны $\tau = f(\lambda)$, для

данного случая, когда ширина щели объектива d меньше ширины щели окуляра d' , изображена на рис. 5.

На участке от λ_0 до $\lambda_l = \lambda_m = \lambda_e$, коэффициент пропускваемости $\tau_{\lambda} = 1$.

Так как ширина щели невелика, от $\lambda_l = \lambda_m = \lambda_0 \pm \frac{da}{2d'} = \lambda_l$ до $\lambda_l = \lambda_k = \lambda_n$ (рис. 5), то коэффициент пропускваемости прибора выразится

$$\tau_{\lambda} = \frac{2(\lambda_l - \lambda_n) d'}{(d' - d) a} = \frac{2(\lambda_l - \lambda_k) d'}{(d' - d) a}, \quad (12)$$

где a — спектральная ширина окулярной щели.

Отношение яркостей N [7] для практического вычисления, может быть представлено в виде:

$$N = \frac{\sum_{i=k}^{i=n} b_{\lambda_i} \tau K_{\lambda_i} \tau_{\lambda_i}}{\sum_{i=k}^{i=n} b_{\lambda_i} \tau_0 K_{\lambda_i} \tau_{\lambda_i}} = \frac{b_{\lambda_e} \tau}{b_{\lambda_0} \tau_0} \cdot \frac{\sum_{i=k}^{i=n} \frac{b_{\lambda_i} \tau}{b_{\lambda_0} \tau} K_{\lambda_i} \tau_{\lambda_i}}{\sum_{i=k}^{i=n} \frac{b_{\lambda_i} \tau_0}{b_{\lambda_0} \tau_0} K_{\lambda_i} \tau_{\lambda_i}}, \quad (13)$$

Очевидно, что для вычисления необходимо знание относительного распределения энергии в спектре источника при температурах T_0 и T .

При указанной выше ширине щелей спектропирометра и температурах источника $T_0 = 1200^\circ \text{K}$ и $T = 1700^\circ \text{K}$ $\lambda_e - \lambda_0 = +0,3$ мк.

При измерениях по второму методу вводить поправку на ширину щелей и относительную видимость нет необходимости, если соблюдать неперенное условие сохранения ширины щелей прибора такой же, как и при градуировке.

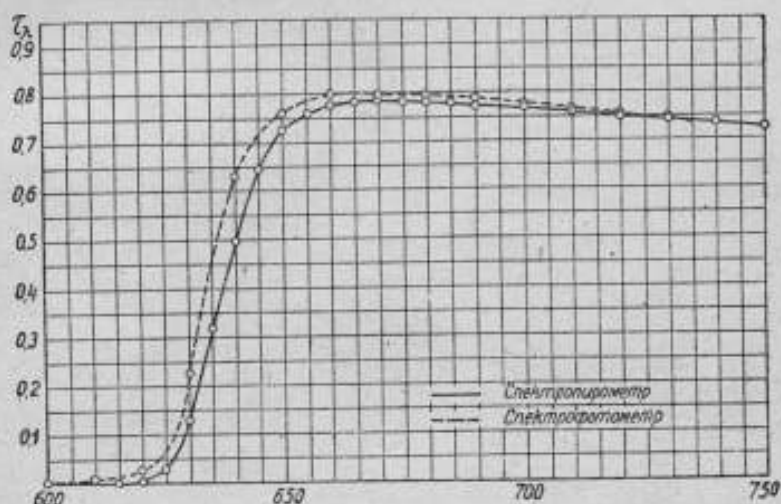


Рис. 6.

Измерения, принятыми нами методами, спектральных пропусканий фильтра Корнинга толщиной 4,00 мк, на который уже имелись фотометрические данные, привело к результату, резко отличающемуся от характеристики, снятой помощью спектрофотометра (рис. 6).

Расчет действующей длины волны фильтра на основе новой снятой спектропирометром характеристики дал прекрасное согласие с длиной волны λ_e , полученной прямым экспериментом, как это видно из следующего сопоставления:

хорошее совпадение значений λ_e , найденных двумя различными способами, подтверждает правильность измерений спектральных коэффициентов пропускания при помощи спектропирометра.

Для дальнейшей проверки точности наших методов, детальному исследованию были подвергнуты 3 красных фильтра и 5 поглощающих стекол. Для исследованных объектов значения λ_e и τ_λ , полученные прямым экспериментом, хорошо совпадают со значениями, вычисленными на основании спектропирометрических данных.

Действующая длина волны λ_e фильтра в микронах, полученная

прямым экспериментом	из данных спектропирометра	из данных спектрофотометра
0,6570	0,6565	0,6503

Два экземпляра поглощающих стекол, принадлежащие заводу-изготовителю, были отправлены в Государственный оптический институт для снятия спектральной характеристики на спектрофотометрах.

Приводимая ниже таблица показывает удовлетворительное согласие измерений, произведенных во ВНИИМе и в ГОИ.

λ_e	Поглощающее стекло № 531		Поглощающее стекло № 17537	
	спектропи- рометр ВНИИМ	спектро- фотометр ГОИ	спектропи- рометр ВНИИМ	спектро- фотометр ГОИ
600	—	—	—	—
620	0,024	0,021	0,0520	0,0513
630	0,026	0,025	0,0521	0,0516
640	0,029	0,028	0,0524	0,0521
650	0,034	0,033	0,0529	0,0525
660	0,043	0,042	0,0532	0,0529
670	0,063	0,063	0,0535	0,0533
680	0,091	0,095	0,0538	0,0536
690	0,125	—	0,0540	—
700	0,164	—	0,0542	—
710	0,192	—	0,0544	—
720	0,214	—	0,0544	—
730	0,228	—	0,0546	—
740	—	—	0,0547	—

Анализ ошибок двух описанных здесь методов измерения коэффициента пропускания выясняет их основное преимущество — полную независимость спектропиromетрических измерений от поляризованного света источника, а также от абсолютного значения его температуры.

Первое обстоятельство должно быть отнесено к принципиальной конструкции прибора, второе объясняется относительностью измерений и постоянством действующей длины волны спектропиromетра, обусловленной спектральным разложением света.

Первый метод

Ошибка определения τ_2 зависит от исходных ошибок измерения T_1 , T_2 и λ .

Обращаясь к уравнению (4) и взяв частный дифференциал τ_2 по температуре T (где $T = T_1$ или T_2), получаем:

$$\frac{\Delta \tau_2}{\tau_2} = \frac{C_2 \Delta T}{\lambda T^2} \quad (14)$$

Полагая $\Delta T = 0,5$ (эта погрешность выведена на основании обработки рядов измерений), $\lambda = 0,65 \mu$ и $T = 1600^\circ K$, имеем $\frac{\Delta \tau_2}{\tau_2} = 0,0017$ или

удвоенная относительная ошибка (два измерения температуры) $\frac{\Delta\tau_1}{\tau_1} = 0,0034$.

Взяв, далее, частный дифференциал τ_1 по λ , получаем:

$$\frac{\Delta\tau_1}{\tau_1} = \frac{C_2 T_1 - T_2}{\lambda_2 T_2 \cdot T_1} \Delta\lambda. \quad (15)$$

Полагая $\lambda = 0,65 \mu$, $\Delta\lambda = 0,0005 \mu$, (вероятная ошибка отсчета), $T_2 = 1600^\circ K$ и $T_1 = 1550^\circ K$, имеем:

$$\frac{\Delta\tau_1}{\tau_1} = 0,00013.$$

При измерении температуры T_1 приходится пользоваться секторными дисками, что вызывает дополнительную погрешность, которую нетрудно оценить. Перепишем уравнение (14) в следующем виде:

$$\Delta T_1 = \frac{\lambda T_1^2}{\tau C_2} \Delta\tau.$$

Максимальное значение $\Delta\tau$, т. е. максимальная возможная ошибка в определении коэффициента пропускания секторного диска равна 0,000006. Полагая $\lambda = 0,65 \mu$, $T_1 = 1800^\circ$ и $\tau = 0,05$, получим $\Delta T_1 = 0^\circ,03$. Столь малая ошибка практически не влияет на результат вычисления $\Delta\tau_1$ по формуле (14).

Таким образом, в этом методе определения τ_1 поглощающего стекла средней прозрачности, порядок относительной ошибки останется прежний — 0,4%. При определении τ_1 густых поглощающих стекол, для которых τ_1 — величина порядка 0,005 и ниже, ошибка ΔT_1 достигает десятых долей градуса и относительная ошибка в определении τ_1 может повыситься до 1%.

Второй метод

На погрешность измерения τ_1 по второму методу влияют следующие основные факторы: 1) ошибка при установлении фотометрического равновесия; 2) ошибка в определении длины волны; 3) ошибка в измерении τ секторного диска; 4) возможность вариации температуры ленточной лампы во время измерений и 5) ошибки в градуировке пирометрической лампочки. (Последний пункт по существу сводится к первому.)

Максимальная возможная ошибка в установлении фотометрического равновесия единичного измерения выведена нами экспериментально и оценивается в $\pm 0,0005 \text{ \AA}$. Для ряда наблюдений она может быть значительно снижена, как это имеет место при градуировке (пункт 5-й), наибольшая возможная ошибка которой в среднем равна 0,00015 \AA .

Ошибка в определении длины волны та же, что и для 1-го метода измерений, т. е. 0,0005 μ .

Ошибка в измерении τ секторного диска (пункт 3-й) может быть оценена в 0,000006 на основании промеров угловых раскрытий на делительной машине. Что касается ошибки, значащейся в пункте 1-м, то необходимо заметить, что вариация температуры ленточной лампы может составлять немногие десятые доли градуса, а это не сказывается сколь-нибудь заметным образом на измерениях.

Для получения общей ошибки $\Delta\tau_\lambda$ необходимо, очевидно, в каждом отдельном случае определить численные значения дробей $\frac{\Delta\tau_\lambda}{\Delta I}$ и $\frac{\Delta\tau_\lambda}{\Delta\lambda}$ и затем суммировать ошибки, указанные в отдельных пунктах.

Так как значение $\frac{\Delta\tau_\lambda}{\Delta I}$ непостоянно для различных τ и уменьшается с уменьшением τ , величина относительной ошибки варьируется от 0,005 до 0,01.

Необходимо здесь же сделать оговорку, что выведенные выше величины ошибки измерения τ_λ относятся к пределам длины волны от 620 до 720 $\mu\mu$ в случае измерений τ_λ фильтров и от 600 до 720 $\mu\mu$ в случае поглощающих стекол.

В интервале длин волн 720—750 $\mu\mu$ точность несколько понижается, так как чувствительность глаза на этом участке очень мала.

Такое же понижение точности измерений имеет место в случае промеров фильтров вне указанных пределов, так как коэффициенты пропускания пирометрических фильтров в пределах длин волн 600—620 $\mu\mu$ очень малы, приближаясь для хороших фильтров к 0 при 600 $\mu\mu$.

Для сравнительной оценки спектропирометрических и спектрофотометрических методов найденные здесь ошибки необходимо сравнить с ошибками в определении той же величины τ_λ при помощи спектрофотометра типа Кениг-Мартенса, наиболее распространенного в лабораторной практике.

Как известно, коэффициент пропускания при измерениях поляризационными спектрофотометрами определяется следующим выражением:

$$\tau_\lambda = \frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2}, \quad (16)$$

где α_1 и α_2 — углы поворота николя при помещении исследуемого предмета последовательно перед обоими щелями спектрофотометра.

Из (16) получаем следующее значение относительной ошибки измерения τ_λ :

$$\frac{\Delta\tau_\lambda}{\tau_\lambda} = \frac{\Delta\alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_1 \cdot \cos^2 \alpha_1} + \frac{\Delta\alpha_2}{\operatorname{tg} \alpha_2 \cdot \cos^2 \alpha_2}, \quad (17)$$

полагая для $\tau_\lambda = 0,05$ $\Delta\alpha_1$ и $\Delta\alpha_2$ равными $\pm 0,002$ радиана, имеем в самом благоприятном случае

$$\frac{\Delta\tau_\lambda}{\tau_\lambda} = 0,02.$$

Для более прозрачных сред (τ_λ порядка 0,5) ошибка понижается до 0,008, но зато при измерениях коэффициентов пропускания более густых поглотителей (порядок $\tau_\lambda = 0,005$), часто применяющихся в пирометрии, ошибки значительно превышают 2% и измерения становятся совершенно неудовлетворительными.¹

¹ Для повышения точности обычно ставят какой-либо поглотитель, τ которого хорошо известно и порядок которого близок к τ_λ исследуемого предмета, перед другой щелью спектрофотометра. Этот прием позволяет держать угол поворота николя в оптимальных пределах, однако общие условия работы остаются трудными, так как невозможно иметь (при малых τ) яркость полей сравнения достаточной.

Мы не учитываем другие многочисленные экспериментальные факторы, которые, очевидно, могут только увеличить ошибку результата.¹ К ним относится частично поляризованный свет источника.

Все изложенное выше дает возможность произвести оценку точности измерений τ различными методами.

Результаты этой оценки представлены в следующей таблице:

Порядок τ_{λ}	Ошибка в измерениях спектропирометром, в %		Ошибка в измерениях спектрофотометром, в %
	1-й метод	2-й метод	
0,5	0,5 — 0,7	0,5 — 0,6	0,5 — 0,8
0,06	0,7 — 0,9	0,5 — 0,8	1,5 — 2,0
0,005	0,9 — 1,5	0,7 — 1,0	4,0 и выше

Учитывая, в дополнение к сравнению основных ошибок, что значительно меньшее количество экспериментальных факторов (поляризованный свет, поправки на ширину щелей и т. д.) влияет на точность спектропирометрических измерений по сравнению с спектрофотометрическими, очевидно, следует отдать первым предпочтение, в особенности при измерениях поглотителей малой прозрачности.

¹ Здесь не затронут вопрос об ошибках определения длины волны спектрофотометра. Вообще установка длины волны на спектрофотометре Кеннг-Мартенса может быть сделана точнее нежели на спектропирометре типа Гешинга, так как угол дисперсий призмы спектрофотометра значительно больше. Однако, необходимость получения достаточной яркости полей сравнения заставляет устанавливать щели значительно шире, нежели в спектропирометрических измерениях. В этом случае совершенно необходимо вводить поправку на ширину щелей и относительную видность.

от
те

с
0,1

чи
72
по

та

ме
ск
оч

фс
с
фс
то

ши

гд
ме
ре

по
в

до
гу
ме
со

ро
пе
по
ют
не

Г. М. КОНДРАТЬЕВ

РЕГУЛЯРНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ ДВУХСОСТАВНОГО ЦИЛИНДРА

(Теория и практические приложения)

Задача, которой посвящена настоящая статья, имеет двойкий интерес: 1) чисто методический, ибо она является хорошей иллюстрацией применения общих выводов теории регулярного режима к частным случаям охлаждения „составных тел“, до сих пор еще, сколько известно автору, не изученным, и 2) практический, так как она позволяет решить некоторые вопросы о теплопередаче, важные для практики.

Соответственно этому наша статья разбита на две части: теоретическую и практическую.

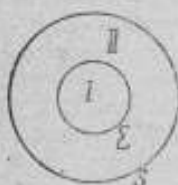


Рис. 1.

Возможны четыре различных вида двухсоставного цилиндрического тела (рис. 1). В первом случае внутренняя часть *I* состоит из плохого проводника тепла, наружная — *II* — из металла, во втором — наоборот; в третьем случае обе части цилиндрического тела — из плохих проводников тепла; наконец, в четвертом случае — они из металла.

Мы ограничимся здесь рассмотрением только первых двух видов двухсоставного цилиндра: третий не представляет еще пока практического интереса; четвертый весьма прост, так как здесь дело сводится к охлаждению тела равномерной температуры.

Будем считать, что цилиндры *I* и *II* коаксиальны и неограниченно простираются в обе стороны. Решение задачи при более общих предположениях связано с большими математическими трудностями и в данный момент не может быть представлено в форме, пригодной для практических приложений; поэтому от такой, более общей, постановки задачи мы вынуждены отказаться.

1. Регулярное охлаждение двухсоставного цилиндра первого вида (ядро — из теплоизолятора, оболочка — из металла)

Пусть цилиндры *I* и *II* плотно, без зазора, соприкасаются между собой по поверхности Σ . Наружнюю поверхность обозначим *S*, радиусы внутренний и наружный R_1 и R_2 , дробь

$$\frac{R_1}{R_2} = k. \quad (1)$$

Далее пусть будет λ , c , a , γ — теплопроводность, теплоемкость, температуропроводность и видимая плотность теплоизолятора (в данном

случае это — тело I); c', γ' — теплоемкость и плотность металла (в данном случае это — тело II); t — температура окружающей среды; α — коэффициент теплоотдачи на поверхности S ; ϑ' — абсолютное значение разности между температурой в какой-либо точке M термозолятора I и температурой t ; ϑ'' — абсолютное значение разности температур металла II и среды; C — полная теплоемкость отсека цилиндра I , имеющего длину, равную единице, C' — полная теплоемкость такого же единичного отсека цилиндра II (рис. 2).

Из теории регулярного режима известно, что ϑ' и ϑ'' должны иметь следующий вид:

$$\vartheta' = A' U' e^{-mz}, \quad \vartheta'' = A'' U'' e^{-mz}. \quad (2)$$

Здесь U' и U'' — основные гармонические функции задачи. В § 12 монографии [1] автора выводится уравнение общего характера

$$\alpha S U''_{\text{ср}} = m \left(\frac{A'}{A''} U'_{\text{ср}} \cdot C + U''_{\text{ср}} \cdot C' \right), \quad (3)$$

которое имеет место для двухсоставного тела любой формы в предположении, что простое тело I со всех сторон окружено простым телом II . Так расположены цилиндры I и II во всех видах нашего двухсоставного цилиндра; следовательно, уравнение (3) и в нашем случае справедливо. Входящие в него буквы U со знаками сверху и снизу имеют следующий смысл: $U''_{\text{ср}}$ — усредненное по поверхности S значение основной гармонической функции U'' ; $U'_{\text{ср}}$ и $U''_{\text{ср}}$ — усредненные значения функций U' и U'' , причем усреднение производится по объемам: для первой функции по объему тела I , для второй — по объему тела II .

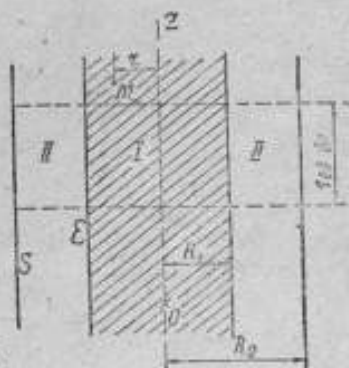


Рис. 2.

Чтобы определить вид функции U , заметим, что в силу сделанных нами предположений о неограниченном простирании цилиндра и абсолютно симметричном расположении его частей I и II , на температуре в точке M , равной $\vartheta' + t$, не будет сказываться влияние торцов и координаты z , она будет функцией только одной цилиндрической координаты r , т. е. расстояния от оси цилиндра OZ и времени τ . А если так, то дифференциальный параметр Лапласа $\Delta_2 U$ приобретает особо простой вид, и для U' мы получаем простое дифференциальное уравнение:

$$\frac{d^2 U}{dr^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{dU}{dr} + \mu^2 \cdot U = 0. \quad (4)$$

Здесь μ^2 обозначает постоянную величину:

$$\mu^2 = \frac{m}{\alpha} \quad (5)$$

(m — «темп охлаждения» — число существенно положительное).

Общий интеграл уравнения (4), как известно из теории Бесселевых функций, будет линейная форма от $J_0(\mu r)$ и $Y_0(\mu r)$, где символами J_0 и Y_0 обозначены цилиндрические функции первого рода нулевого порядка. Не нарушая общности, можно считать

$$U'(\mu r) = J_0(\mu r) + \sigma Y_0(\mu r),$$

где σ — произвольная, пока, постоянная.

Эту форму функция U' имеет при всех значениях r от $r=R$ до $r=0$. Но так как при $r \rightarrow 0$ функция $Y_0(\mu r)$ бесконечно возрастает, то в выражении для U' постоянная σ должна быть равна нулю, иначе оно приводит к абсурдному заключению о наличии бесконечных температур на оси OZ цилиндра. Итак,

$$U'(\mu r) = J_0(\mu r).$$

Так как тело II — металл, то θ'' не должно зависеть от координат, т. е. во второй из формул (2) следует считать U'' постоянным; не нарушая общности, можно положить $U''(\mu r) = 1$.

Пользуясь этими выражениями для U' и U'' , легко вычислить усредненные их значения, входящие в уравнение (3), отнеся его к единичному отсеку. Мы имеем:

$$U'_{\text{ср}} = 1, \quad U''_{\text{ср}} = 1.$$

$$U'_{\text{ср}} = \frac{\int_V U' dV}{V'}$$

Объем $V' = \pi R_1^2 \cdot 1$; $dV' = 2\pi r dr \cdot 1$.

Поэтому

$$U'_{\text{ср}} = \frac{\int_0^{R_1} 2\pi r \cdot J_0(\mu r) dr}{\pi R_1^2} = \frac{2 \int_0^{\mu R_1} x J_0(x) dx}{R_1^2 \mu^2}$$

Из определения Бесселевых функций $J_0(x)$ и $J_1(x)$ можно вывести, что

$$\int_0^x x J_0(x) dx = x J_1(x).$$

Введем еще обозначение

$$\rho = \mu R_1.$$

Тогда

$$U'_{\text{ср}} = \frac{2J_1(\rho)}{\rho}.$$

После этого уравнение (3) переписывается в следующем виде для данного случая:

$$\alpha S = m \left[\frac{A'}{A''} \cdot C \cdot \frac{2J_1(\rho)}{\rho} + C' \right]. \quad (3^*)$$

Теперь примем во внимание условия на поверхности Σ — раздела между телами I и II ; условие плотного их касания равносильно условию отсутствия температурного скачка на Σ , т. е.

$$\theta' \Big|_{\text{на пов. } \Sigma} = \theta'' \Big|_{\text{на пов. } \Sigma},$$

или

$$\vartheta' |_{r=R_1} = \vartheta'' \text{ при всяком } \tau,$$

или

$$A'U' |_{r=R_1} = A''U'' = A''.$$

Это значит, в силу обозначения (6), что

$$A'J_0(p) = A''.$$

Подставляя в (3*) получаемое отсюда отношение $\frac{A'}{A''}$, приводим (3*) к виду:

$$\alpha = m \cdot \frac{C}{S} \cdot \frac{2J_1(p)}{pJ_0(p)} + m \frac{C}{S}.$$

В первом члене правой части заменим $\frac{C}{S}$ через равное ему выражение

$$\frac{C}{S} = \frac{\pi R_1^2 c \gamma}{2\pi R_1} = \frac{1}{2} R_1 c \gamma,$$

а m через $a \cdot \frac{p^2}{R_1^2}$ [следствие обозначений (5) и (6)]; тогда получится:

$$\alpha = \frac{\lambda}{R_1} f(p) + m \frac{C}{S}. \quad (7)$$

Здесь под $f(p)$ следует понимать функцию

$$f(p) = \frac{pJ_1(p)}{J_0(p)}, \quad (8)$$

где p — параметр нулевой размерности, определяемый равенством (6) или

$$p = R_1 \sqrt{\frac{m}{a}}. \quad (9)$$

Уравнению (7) можно придать еще иной вид:

$$\lambda = \frac{\alpha R_1}{f(p)} \left(1 - \frac{m}{a} \cdot \frac{C}{S} \right). \quad (7')$$

Из рассмотренного здесь двухсоставного цилиндра можно получить сплошной металлический цилиндр, как предельный случай, соответствующий условию $k \rightarrow 0$; нетрудно видеть, что тогда $p \rightarrow 0$; для малых же значений p приближенно $f(p) = \frac{p^2}{2} + \frac{p^4}{16}$. Отсюда следует, что первый член в правой части уравнения (7) стремится к нулю, и само уравнение обращается в следующее:

$$\alpha = m \frac{C}{S},$$

соответствующее случаю металлического цилиндра. Заметим, что в (7) и (7') под C и S можно понимать теплоемкость металлической части и наружную поверхность не только единичного отсека цилиндра, но отсека любой длины.



2. Регулярное охлаждение двухсоставного цилиндра второго вида (ядро металлическое, оболочка из термозолатора)

Теперь предположим, что внутренняя часть цилиндра состоит из металла *I*, а наружная — из термозолатора *II*, как показано на рис. 3. Оба цилиндра — коаксиальные; по поверхности раздела Σ они плотно, без зазоров, соприкасаются между собой.

Сохраним обозначения § 1, т. е. обозначим: теплопроводность, теплоемкость, температуропроводность и объемный вес тела *II* буквами λ, c, a, γ ; теплоемкость и объемный вес или плотность металла *I* — буквами c', γ' .

Далее пусть будет: ϑ' — разность (абсолютная) между температурой металла *I* и наружной средой; ϑ'' — разность (абсолютная) между температурой в какой-либо точке термозолатора *II* и наружной средой;

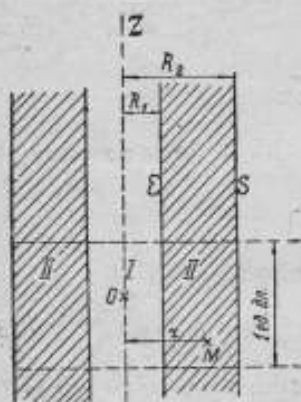


Рис. 3.

C' — полная теплоемкость отсека цилиндра *I*, имеющего длину равную единице длины; ϑ' и ϑ'' поперечному выражаются формулами (2).

Внутренний цилиндр — из металла, а поэтому распределение температур в нем равномерное, так что U' не должно зависеть от координат; очевидно, что, не нарушая общности, можем положить $U' = 1$. Вид функции U'' можно определить на основании тех же соображений, которыми мы руководились в § 1, в отношении функции U' : как там U' , так здесь U'' находится из дифференциального уравнения (4), общий интеграл которого имеет вид

$$U = Z_0(\mu r),$$

где под μ разумеется неизвестная величина, определяемая поперечному равенством (5).

Под Z мы будем понимать, без нарушения общности, не общий интеграл (4), а функцию μr , определяемую равенством

$$Z_0(\mu r) = J_0(\mu r) + cY_0(\mu r). \quad (10)$$

Здесь c — постоянная, которую надо определить. Итак, мы получили:

$$\left. \begin{aligned} U' &= 1 \\ U'' &= Z_0(\mu r). \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Выразим аналитически условия на границах.

Во-первых, условие отсутствия температурного скачка на поверхности Σ , т. е. плотного касания термозолатора и металла, приводит к равенству:

$$\vartheta' |_{\Sigma} = \vartheta'' |_{\Sigma}$$

при всяком z , или

$$A'' U'' |_{r=R_1} = A'.$$

Отсюда, в силу (11), получим

$$A'' Z_0(\rho) = A', \quad (12)$$

введя то же обозначение (6), как в § 1.

Во-вторых, условие на поверхности S (так называемый „Ньютонов закон охлаждения“) аналитически изображается так:

$$\left(\frac{\partial \vartheta''}{\partial r} + h \vartheta'' \right)_{r=R_2} = 0$$

при всяком τ .

Здесь направление r взято от оси цилиндра наружу, так что оно совпадает с внешней нормалью к S . Под h понимается, как всегда, дробь

$$h = \frac{\alpha}{\lambda}. \quad (13)$$

Это равенство, в силу (10) и (2), переписется в следующем виде:

$$[Z_0'(\mu r) \cdot \mu + h Z_0(\mu r)]_{r=R_2} = 0.$$

Его можно написать иначе, а именно

$$-Z_0'(q) \cdot \mu = h Z_0(q), \quad (14)$$

введя обозначение

$$q = \mu R_2. \quad (15)$$

Наконец, воспользовавшись равенством (6) и вспомнив, что по определению цилиндрических функций

$$-Z'(x) = Z_1(x),$$

можно представить (14) в виде

$$\rho Z_1(q) = R_2 h Z_0(q). \quad (16)$$

Применим теперь закон сохранения энергии: выразим аналитически, что количество тепловой энергии, потерянное за элемент времени $d\tau$ единичным отсеком цилиндра I , теплоемкость которого равна C' , равно количеству тепла, прошедшему за это время через боковую поверхность Σ этого отсека и отданному цилиндру II . Получаем: для первого количества тепла выражение

$$C' d\vartheta',$$

так как распределение температур в нем равномерное; для второго количества тепла, на основании гипотезы Фурье, выражение

$$\lambda \cdot \left(\frac{\partial \vartheta''}{\partial r} \right)_{r=R} \cdot 1 \cdot 2\pi R_1 \cdot d\tau.$$

Отсюда равенство:

$$C' d\vartheta' = \lambda \left(\frac{\partial \vartheta''}{\partial r} \right)_{r=R} \cdot 2\pi R_1 \cdot d\tau.$$

Заменим здесь

$$\frac{d\vartheta'}{d\tau} = -A' \cdot m \cdot e^{-m\tau}, \quad \vartheta'' = A'' Z_0(\mu r) e^{-m\tau}$$

$$C' = c' \gamma' \pi R_1^2;$$

тогда предыдущее равенство примет вид:

$$-\frac{A'}{A''} \cdot m \cdot c' \gamma' \cdot R_1 = 2\lambda \mu Z'(\mu R_1).$$

Заметим, что в силу (12)

$$\frac{A'}{A''} = Z_0(p),$$

на основе (9):

$$m = a \cdot \frac{p^2}{R_1^2},$$

в силу определения температуропроводности

$$\frac{a}{\lambda} = \frac{1}{c\gamma}.$$

Тогда из предыдущего равенства получится

$$\frac{pZ_0(p)}{Z_1(p)} = \frac{c\gamma}{\frac{1}{2}c'\gamma'} \quad (17)$$

Уравнения (16) и (17) содержат решение задачи о регулярном охлаждении рассматриваемого цилиндра; исключив из них σ , получим уравнение, в которое входят: 1) числа p и q , определяемые равенствами

$$p = R_1 \sqrt{\frac{m}{a}}, \quad q = R_2 \sqrt{\frac{m}{a}}, \quad (18)$$

$$p = kq,$$

2) критерий Нуссельта, или α , и

3) параметры, определяющие размеры цилиндра и физические свойства вещества, из которых он состоит.

Это уравнение дает m , как неявную функцию критерия Нуссельта и упомянутых параметров.

Для возможности практических приложений теории следует на самом деле произвести только что указанные выкладки. Напишем уравнения (16) и (17) в развернутом виде, принимая при этом во внимание, что в силу вышепринятых обозначений

$$Z_0(x) = J_0(x) + \sigma \Upsilon(x),$$

$$Z_1(x) = J_1(x) + \sigma \Upsilon_1(x).$$

Получаем:

$$\begin{cases} pJ_1(q) + p\sigma\Upsilon_1(q) - R_1 h J_0(q) - \sigma R_1 h \Upsilon_0(q) = 0, \\ \beta J_1(p) + \beta\sigma\Upsilon(p) - pJ_0(p) - p\sigma\Upsilon_0(p) = 0, \end{cases}$$

где β обозначает отношение

$$\frac{c\gamma}{\frac{1}{2}c'\gamma'} = \beta. \quad (19)$$

Исключая σ , получим:

$$\frac{\beta}{p} = \frac{Nu \begin{vmatrix} A, A_1 \\ G, G_1 \end{vmatrix} + p \begin{vmatrix} B_1, A \\ H, G \end{vmatrix}}{Nu \begin{vmatrix} B, A_1 \\ H, G_1 \end{vmatrix} + p \begin{vmatrix} B_1, B \\ H_1, H \end{vmatrix}} \quad (20)$$

Здесь для простоты введены следующие новые обозначения:

$$\left. \begin{aligned} A &= J_0(p), \quad B = J_1(p), \quad G = Y_0(p), \quad H = Y_1(p) \\ A_1 &= J_0(q), \quad B_1 = J_1(q), \quad G_1 = Y_0(q), \quad H_1 = Y_1(q) \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Под символом Nu понимается критерий Нуссельта

$$Nu = R_1 h = \frac{\alpha R_1}{\lambda}. \quad (22)$$

Рассмотрим еще важный частный случай: $Nu \rightarrow \infty$ или $\alpha \rightarrow \infty$. В этом случае из (20) следует

$$\beta = p \cdot \frac{AG_1 - A_1G}{BG_1 - A_1H} = p \frac{J_0(p)Y_0(q) - J_0(q)Y_0(p)}{J_1(p)Y_0(q) - J_0(q)Y_1(p)}. \quad (23)$$

3. Цилиндрический альфакалориметр

Изложенная в § 1 теория позволила значительно улучшить конструкцию калориметра Кирпичева-Кондратьева, предназначенного для определения коэффициента теплоотдачи в водотрубных котлах. Первоначально приемник этого альфакалориметра изготовлялся в виде сплошного железного цилиндра $\varnothing \approx 44$ мм, что влекло за собой крайнее увеличение веса прибора и затрудняло обращение с ним. Естественно, возникла мысль изготовить приемник в виде отсека железной трубы, заполненной легким и достаточно стойким против нагревания материалом, физические константы которого хорошо известны и мало подвержены колебаниям. В качестве наполнителя нами был избран шамот определенного гранулометрического состава. Удельная теплоемкость этого материала обладает хорошим постоянством и достаточно изучена, причем результаты определения теплоемкости c у нас, в Союзе ССР (во Всесоюзном институте огнеупоров), в Германии и в США находятся в хорошем согласии. Температуропроводность a и теплопроводность λ являются функциями видимой плотности γ , которая, в свою очередь, определяется пористостью и структурой. Шамот был взят в виде зерен. При тщательном просеивании легко получить материал с определенными тепловыми константами λ , a . Он и был нами применен при конструировании альфакалориметра, употреблявшегося в 1935 г. при испытаниях котлов Шатурской электростанции. Для расчета α посредством этого альфакалориметра потребовалось дополнить и обобщить первоначальную теорию этого прибора [2], что, очевидно, свелось к постановке задачи о регулярном охлаждении двухсоставного цилиндра первого вида (см. рис. 1). Коэффициент α вычисляется по формуле (7) § 1, которой можно придать следующий вид:

$$\alpha = Ef(B\sqrt{m}) + mF. \quad (24)$$

Величины B , E , F являются константами данного прибора и определяются равенствами

$$B = \frac{R_1}{V a}, \quad E = \frac{\lambda}{R_1}, \quad F = \frac{C}{S}. \quad (25)$$

Таким образом B и E зависят от свойств наполнителя и от внутреннего радиуса приемника; для их вычисления следует знать a , λ , R_1 .

Константа F зависит только от размеров и теплоемкости металлической части приемника. Для ее нахождения следует взвесить металлическую оболочку калориметра; обозначая вес ее P , находим $C' = Pc'$. Здесь c' предположено известным. S — наружная поверхность — вычисляется на основании результатов обмера наружного диаметра и высоты приемника прибора. Коэффициенты B , E , F несколько изменяются в зависимости от того, при каких температурах приходится применять прибор, так как λ , a , c' зависят от температуры.

На деталях конструкции альфакалориметра Киричева-Кондратьева мы здесь не останавливаемся, так как он уже описан в литературе. Заметим лишь, что изложенная теория позволяет рассчитывать и проектировать и иные альфакалориметры цилиндрической формы, в соответствии с теми или иными требованиями, выдвигаемыми практикой.

Совершенно подобным же образом можно построить альфакалориметр, исходя из теории регулярного охлаждения двухсоставного цилиндра второго вида. Для этого следует воспользоваться уравнением (20); решив его относительно Nu , получим

$$Nu = \frac{\alpha R_1}{\lambda} = p \frac{\beta (HB_1 - BH_1) - p (GB_1 - AH_1)}{p (AG_1 - GA_1) - \beta (BG_1 - HA_1)} \quad (20^*)$$

Предположим, что известны все тепловые величины, которыми характеризуются материалы, входящие в состав альфакалориметра, и его радиусы R_1 , R_2 . При этом предположим, что длина его настолько велика по сравнению с R_2 , что практически ее можно считать бесконечной. Для этого следует взять отношение диаметра, т. е. $2R_2$, к длине порядка $1/8 - 1/10$. Тогда, произведя наблюдения над охлаждением калориметра и подсчитав m обычным способом, можно найти из (20*) искомое α .

Примечание. При конструктивном оформлении приемника необходимо внутреннюю часть его совершенно разобщить от исследуемой среды, снабдив торцы накладками из термозолатора (например, того самого, из которого изготовлена наружная часть приемника — „оболочка“).

Этот вид альфакалориметра удобен для измерения больших величин теплоотдачи, когда α — число порядка сотен (выражая его в единицах $\frac{\text{к-кал}}{\text{м}^2 \times \text{час} \times \text{град}}$). Таким образом, его можно применить для исследования коэффициентов теплоотдачи цилиндров в различных средах при различных скоростях, а также в свободном потоке. Этот вопрос, несмотря на большое количество работ, ему посвященных, до сего времени не может считаться окончательно разрешенным. Цилиндрические альфакалориметры первого и второго вида, здесь описанные, представляют простое орудие для исследований этого рода.

Так как альфакалориметр второго вида до сих пор на практике еще не применялся, мы приведем здесь результаты одного из опытов над макетом прибора, выполненных А. В. Тарховой. Это даст указания о том, каким образом можно оформить изложенную выше идею.

Макетом прибора служила толстостенная пробирка из кварцевого стекла завода им. Ломоносова, внутренний и наружный радиусы которой были равны

$$R_1 = 0,725 \text{ см} \quad \text{и} \quad R_2 = 1,29 \text{ см.}$$

Длина пробирки составляла 15 см. Мы ее наполнили ртутью, в которую был помещен спай дифференциальной терморпары; другой ее спай находился в исследуемой среде и мгновенно принимал ее температуру t .

Физические константы кварцевого стекла по предварительным исследованиям равны:

$$c = 0,175 \frac{\text{к-кал}}{\text{кг} \times \text{град}},$$

$$\lambda = 1,1 \frac{\text{к-кал}}{\text{м} \times \text{час} \times \text{град}}, \quad a = 29,6 \cdot 10^{-4} \frac{\text{м}^2}{\text{час}},$$

$$\gamma = 2120 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$$

для температур вблизи 0° . Ртуть при тех же температурах имеет теплоемкость $c' = 0,033$ и плотность $\gamma' = 13600$.

Опыт производился в смеси мелко-тертого льда с водой, так что во время опыта пробирка (герметически закрытая пробкой) была со всех сторон окружена водой, не подвергавшейся принудительной циркуляции и сохранявшей постоянно температуру 0° . Константа прибора β по (19) будет $\beta = 1,65$.

Опыт дал $m = 45,8 \frac{1}{\text{час}}$. Отсюда, по (18), находим

$$p = 0,725 \sqrt{\frac{458}{296}} = 0,9; \quad q = 1,29 \sqrt{\frac{458}{296}} = 1,6.$$

Пользуясь таблицами цилиндрических функций¹, вычисляем числа A , A_1 и пр.:

$A = 0,8075$	$B = 0,406$	$G = 0,1025$	$H = -1,324$
$A_1 = 0,4554$	$B_1 = 0,57$	$G_1 = 0,713$	$H_1 = -0,48$

$$HB_1 - BH_1 = -0,560; \quad GB_1 - AH_1 = 0,446$$

$$AG_1 - GA_1 = 0,529; \quad BG_1 - HA_1 = 0,893.$$

По (20*) находим $Nu = 1,2$ и поэтому

$$\alpha = \frac{1,2 \cdot 1,1}{0,725} \cdot 100 = 183 \frac{\text{к-кал}}{\text{м}^2 \times \text{час} \times \text{град}}.$$

4. Применение теории, изложенной в § 1 и 2, к испытаниям термоизоляторов на теплопроводность по методам регулярного режима

Теория двухсоставного цилиндра первого вида имеет двойное значение в этой методике: во-первых, она позволяет ввести поправку на оболочку для цилиндрического ламбдакалориметра; во-вторых, она позволяет обобщить теорию „метода двух точек“ [3] на тот, практически

¹ См. труд Р. О. Кузьмина, Бесселевы функции, ОНТИ, 1933. или *Funktionentafeln*, Teubner, 1923.

важный, случай, когда исследуемый материал заключен в металлическую оболочку.

В самом деле, из формул § 1 вытекает, что отношение температур $\frac{\theta_1}{\theta_2}$ двух точек, из которых одна, первая, находится внутри термоизолятора, а другая, вторая, на границе его с оболочкой или на самой оболочке, будет выражаться следующим образом:

$$\frac{\theta_1}{\theta_2} = \frac{A' U' (r_1) e^{-m r_1}}{A'' e^{-m r_2}}$$

где r_1 — радиус-вектор 1-й точки; так как

$$\frac{A'}{A''} = \frac{1}{J_0(p)}$$

где $p = \mu R_1$ (см. § 1), то предыдущее выражение сводится к

$$\frac{\theta_1}{\theta_2} = \frac{J_0(\mu r_1)}{J_0(p)} = \frac{J_0\left(p \frac{r_1}{R_1}\right)}{J_0(p)}$$



Рис. 4.
1 — ртуть,
2 — термоизолятор.

1 Если точку 1-ю взять на оси цилиндра, получим

$$\frac{\theta_1}{\theta_2} = \frac{1}{J_0(p)}$$

2 т. е. то же самое выражение, которое мы имели бы, если бы оболочка отсутствовала. Следовательно, наличие оболочки сказывается лишь на m : эта величина уменьшается.

Теория двухсоставного цилиндра второго вида может служить основой нового метода определения теплопроводности некоторых материалов, в частности стекол, кварца и т. п.

Для этого образец материала изготавливают в виде полого, длинного цилиндра, например — пробирки, как изображено на рис. 4. Внутреннюю полость его заполняют хорошо проводящим тепло веществом, например — металлом, ртутью и т. п. (при наличии мешалки можно налить во внутрь и воду). Пробирку погружают в жидкую среду, имеющую температуру $t = \text{const}$, энергично размешиваемую, так что можно считать α на поверхности практически бесконечным, т. е. Nu порядка 8—10 или более.

Предположим, что известны теплоемкости и плотности материала испытываемого (c, γ) и металла (c', γ'). Тогда, в силу (19), будет известно и β . Из опыта над охлаждением мы находим m , а из уравнения (23) — параметр q . В самом деле, это уравнение можно переписать следующим образом:

$$\beta = kq \cdot \frac{J_0(kq) Y_0(q) - J_0(q) Y_0(kq)}{J_1(kq) Y_0(q) - J_0(q) Y_1(kq)}$$

При заданном β получается уравнение относительно q . Зная q и m из (18), найдем

$$q = \left(\frac{R_2}{q} \right)^2 \cdot m.$$

Когда скоро известны a , c , γ , получаем $\lambda = ac\gamma$.

Эта методика в экспериментальном отношении представляет особые удобства при исследовании стекол, для большинства которых теплоемкость c известна.

ЛИТЕРАТУРА

- 1) Г. М. Кондратьев, Испытание материалов на теплопроводность по методам регулярного режима, Стандартгиз, 1936.
 - 2) Г. М. Кондратьев, Калориметр Кирпичева-Кондратьева, "Точная Индустрия" № 9, 1935.
 - 3) Г. М. Кондратьев, Теория "метода двух точек" и его практическое приложение, "Труды института огнеупоров", вып. XVI, 1937, стр. 97—106.
-

К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ СТЕРЖНЯ ТЕРМОМЕТРА НА ЕГО ОТСТАВАНИЕ

Вопрос о влиянии выступающих частей термометра на точность измерения температуры уже подвергался исследованиям, которые в некоторых, важных для практики, случаях привели к решению, правда, приближенному, нуждающемуся еще в дальнейшем уточнении, но все же до некоторой степени удовлетворяющему требованиям практической метрологии. Эти случаи — наиболее простые из возможных: 1) выступающий столбик стеклянного жидкостного (в частности, ртутного) термометра и 2) металлическая оправа какого-либо технического термометра (ртутно-стеклянного или электрического). При этом предполагается, что поле температур остается постоянным во времени. Вопрос же о влиянии выступающих частей термометра для тех случаев практики, когда поле температур системы „измеряемая среда плюс термометр“ уже не является стационарным, до сего дня не был рассмотрен, более того: даже не был поставлен. Между тем наличие выступающей части прибора является в этих случаях новым фактором особого рода, усложняющим явление теплообмена между средой и приемником прибора и приносящим свою долю в погрешность измерения температур; поэтому необходимы исследования и в этом направлении.

Этот эффект, который заранее можно предвидеть, был обнаружен еще в 1912 г. Харпером (Harper) в Бюро стандартов США, при исследованиях Бекмановских термометров, затем сотрудниками Термометрической лаборатории ВНИИМа В. А. Яковлевой и А. В. Тарховой в 1935—1936 гг. при исследованиях термической инерции термометров [1]. Весьма интересно и важно для метрологии температурных измерений исследовать хотя бы простейшие случаи подобного рода. Это позволит наметить пути решения и более сложных задач, в которых и геометрическая форма и граничные условия уже не могут быть сведены к простым элементарным характеристикам. Эти сложные случаи выдвигаются практикой технических измерений. Данное исследование представляет собою опыт применения методов, разработанных теплофизикой, к теоретическому решению простейшей в метрологическом отношении небольшой частной задачи — о влиянии стержня палочного термометра на его константу отставания.

Здесь дано лишь теоретическое решение задачи, на основе развитой автором теории регулярного режима охлаждения. Экспериментальное исследование намечено в ближайшее время.

Ценность теоретического решения — в том, что оно указывает, какие факторы и в каком направлении влияют на инерцию термометра и как их влияние количественно оценить.

Стеклянный жидкостный термометр можно приближенно рассматривать, как тело составное, — из двух различных частей: тела A , которое мы условно назовем „резервуаром“, и тела B — „стержня“. Резервуар будем предполагать состоящим из „металла“, т. е. будем считать его вещество настолько хорошо тепло- и температуропроводящим, что распределение температур в нем для любого момента времени следует считать равномерным. Наоборот, стержень B состоит из „термоизолятора“, т. е. вещества, для которого тепло- и температуропроводность относительно невелики, так что распределение температур в нем неравномерно (рис. 1).

Предположим, что вся система $A+B$ нагрета (вообще говоря, неравномерно) и охлаждается при граничных условиях:

$$\alpha = \text{const}, \alpha' = \text{const}, t = \text{const}. \quad (1)$$

Здесь α — коэффициент теплоотдачи на границе между A и окружающей средой, α' — на границе между B и средой. Вообще $\alpha' \neq \alpha$; t — температура окружающей среды.

Применим к части B системы уравнение стержня, а ко всей системе — основную теорему теории регулярного режима в том обобщенном виде, который дан автором. Получим следующее.

Температура u в любой точке стержня, находящейся в расстоянии z от начала координат O , выбранном, как показано на рис. 1, должна удовлетворять известному уравнению для нестационарного теплового состояния стержня, которое мы изобразим так:

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = a' \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - b(u - t). \quad (2)$$

Здесь буквой a' обозначена температуропроводность вещества стержня, а под b разумеется величина, имеющая равномерность $\frac{1}{\text{ед. вр.}}$, определяемая формулой:

$$b = \frac{\alpha' p}{c' \gamma' \sigma}, \quad (3)$$

p — периметр поперечного сечения стержня, σ — площадь поперечного сечения, c' и γ' — теплоемкость и плотность вещества стержня. Его теплопроводность обозначим λ' . Заметим, что

$$\lambda' = a' c' \gamma'. \quad (4)$$

Буквой τ обозначено время. Длину стержня обозначим Z .

Из определения понятия „стержень“ вытекает, что 1) дробь $\frac{p}{Z}$ — величина малая и 2) можно считать распределение температур в любом поперечном сечении равномерным. Следовательно, u — функция только z и τ .

Применяя к системе вышеупомянутую теорему [2], находим, что

$$u - t = Ue^{-mz}, \quad (5)$$

где U — функция только z для стержня и сводится к постоянной для

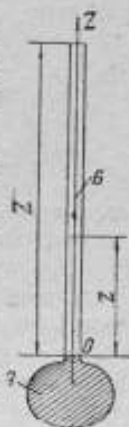


Рис. 1.

резервуара А. Эту постоянную обозначим M , а температуру резервуара — θ . Итак,

$$\theta - t = Me^{-mz}. \quad (6)$$

Для определения вида функции U , вспомним, что выражение (5) должно удовлетворять уравнению в частных производных (2). Подстановка (5) во (2) дает

$$(b - m)U = a'U''.$$

Из физических соображений нетрудно видеть, что $b - m$ должно быть > 0 (ибо предположение $b - m < 0$ при дальнейших выкладках приведет к несообразности). Обозначим

$$\frac{b - m}{a'} = \mu^2. \quad (7)$$



Рис. 2.

Тогда для U имеем

$$U = Ae^{-\mu z} + Be^{\mu z}. \quad (8)$$

A и B — произвольные постоянные.

Для полного решения задачи необходимо вычислить величины: A , B , M , μ или m (α и a' должны считаться заданными).

Если же ставится задача об определении термической инерции, то достаточно знать лишь m [3]. Поэтому исключим все неизвестные, кроме m . Это легко сделать, дав математическую интерпретацию процессу охлаждения системы и ее отдельных частей.

Обозначим буквой C полную теплоемкость резервуара, буквой S — полную его поверхность. Тогда поверхность, омываемая средой — воздухом, будет $S - \sigma$ (рис. 2).

Напишем граничные условия для места раздела тел A и B .

Первое условие выражает отсутствие температурного скачка и имеет вид

$$u - t|_{z=0} = \theta - t$$

при всяком τ , т. е. в силу (8) и (6):

$$A + B = M. \quad (9)$$

Второе является переводом на язык анализа того факта, что теплопотеря стержня в среду за элемент времени $d\tau$ (выраженная посредством a') равна понижению его средней температуры, которую мы обозначим θ' , умноженному на теплоемкость, минус тепло, получаемое им в месте раздела от резервуара А. Это запишется так:

$$\left(\int_0^z a' p \cdot U e^{-mz} \cdot dz \right) d\tau = -\sigma Z \cdot c' \gamma' \cdot d\theta' - \left[-\sigma \lambda' \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{z=0} \right] d\tau. \quad (10)$$

Для вычисления средней объемной температуры θ' имеем

$$\theta' - t = \frac{\int_0^z (u - t) \sigma dz}{Z_0} = \frac{e^{-mz}}{Z} \cdot \int_0^z U dz$$

или, вводя обозначения

$$\left. \begin{aligned} e^{-sz} &= X, \quad e^{sz} = Y \\ F &= A - B - AX + BY, \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

получаем

$$\theta - t = \frac{F}{Z\mu} e^{-mz}.$$

Аналогично представится интеграл в левой части (10). Отсюда уравнение (10) (по сокращении на $e^{-mz} dz$) переписывается так:

$$\alpha' p \cdot \frac{F}{\mu} = \sigma \cdot \epsilon' \gamma' \cdot m \cdot \frac{F}{\mu} + \sigma \lambda' \mu (B - A).$$

Откуда, на основании уравнений (3), (4), (7), получится очень простое выражение

$$B - A = F. \quad (12)$$

Для получения еще одного уравнения, связывающего A, B, M, m , напишем в аналитической форме закон сохранения энергии для всей системы за элемент времени $d\tau$, т. е. что убыль тепловой энергии ее равна полному тепловому потоку через всю теплоотдающую наружу поверхность:

$$\left. \begin{aligned} -C'd\theta' - \sigma Z \cdot \epsilon' \gamma' \cdot d\theta' &= \alpha(S - \sigma)(\theta - t) d\tau + \\ + \left(\int_0^z \alpha' p \cdot dz \cdot (u - t) \right) d\tau. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Используя уравнения (5), (8) и пр., преобразуем (13) к виду:

$$M[Cm - \alpha(S - \sigma)] = F\sigma\lambda'\mu. \quad (14)$$

Уравнения (9), (12), (14) представляют систему линейных однородных уравнений относительно A, B, M , следовательно необходимым условием их совместности является равенство нулю определителя этой системы. Таким образом существует равенство, откуда исключаются A, B, M . Его без труда находим чисто алгебраическим путем; оно имеет вид:

$$\frac{\alpha\lambda'\mu - \beta}{\sigma\lambda'\mu + \beta} = \frac{X - 2}{Y - 2}. \quad (15)$$

Здесь для краткости введено обозначение:

$$\alpha(S - \sigma) - Cm = \beta. \quad (16)$$

Очевидно, что (15) является уравнением, определяющим искомое μ или, что то же, m , как функцию 1) внешних условий, т. е. α и α' , 2) геометрических свойств системы, 3) физических свойств материалов ее составных частей.

Практически важен случай, когда $Z \rightarrow \infty$, под него подходят все применяемые на практике, даже наиболее короткие, термометры. Очевидно, что тогда $X \rightarrow 0, Y \rightarrow \infty$, вследствие чего числитель дроби в левой части (15) также должен стремиться к нулю. Получается:

$$\alpha\lambda'\mu - \beta = 0$$

или

$$\sigma \lambda' \mu = \alpha (S - \sigma) - C m. \quad (17)$$

Формула в этом виде уже пригодна для практических приложений. С этой целью ей можно придать следующую форму:

$$\alpha \left(1 - \frac{\sigma}{S}\right) = m \cdot \frac{C}{S} + \varepsilon. \quad (18)$$

Здесь ε и $\frac{\sigma}{S}$ — поправочные члены, которыми и учитывается влияние стержня на темп охлаждения; при этом

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{S} \sqrt{\lambda' \left(\alpha' \cdot \frac{p}{\sigma} - c' \gamma' m\right)}. \quad (19)$$

При отсутствии стержня получается очевидная формула

$$\alpha = m_0 \cdot \frac{C}{S}, \quad (20)$$

соответствующая условию $\frac{\sigma}{S} = 0$ и $\varepsilon = 0$; значение m нами в этом случае обозначено через m_0 . Отсюда видно, что $m_0 > m$, другими словами наличие стержня из плохо-проводящего материала замедляет темп охлаждения прибора, повышая его инерцию.

Поэтому, наблюдая инерцию палочного термометра в воздушной среде, мы, строго говоря, наблюдаем инерцию приемника — резервуара — не в чистом виде, а искаженную влиянием стержня.

Приведенные выше рассуждения и выводы относятся к резервуарам любой формы; поперечное сечение стержня также, вообще говоря, произвольно. Особенно заметен рассмотренный эффект должен быть в палочных термометрах с цилиндрическим тонким резервуаром, диаметр которого почти равен наружному диаметру капилляра (рис. 3).

Для термометров такой формы можно считать $\alpha' = \alpha$, и формула (17) приобретает вид:

$$m \cdot c \gamma = \alpha \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{L}\right) - \frac{1}{L} \sqrt{\lambda' \left(\frac{2\alpha'}{r} - m c' \gamma'\right)}. \quad (21)$$

Здесь r — радиус капилляра, L — длина резервуара.

Формула (21) удобна для экспериментальной проверки изложенной теории.

Точно также удобна формула для термометра с шаровым резервуаром, а именно:

$$\alpha \left[1 - \left(\frac{r}{D}\right)^2\right] - \sqrt{\lambda' \left(\frac{2\alpha'}{r} - m c' \gamma'\right)} \cdot \left(\frac{r}{D}\right)^2 = \frac{D}{6} c \gamma m, \quad (22)$$

где D — диаметр резервуара (рис. 4).



Рис. 3.



Рис. 4.

Обработка некоторых опытных данных показывает, что не во всех случаях практики можно пренебречь эффектом стержня. Отсюда получается заключение, касающееся стандартизации нового ката-термометра шаровой формы [4]: так как этот прибор с точки зрения теплофизики — не что иное, как термометр с большой, искусственно созданной инерцией, величина которой и служит мерой охлаждающей силы среды, — то при его стандартизации следует предусмотреть и допуск на внешний диаметр капилляра, — обстоятельство, которое на первый взгляд не имеет особого значения, но согласно изложенному выше должно быть учтено. Таков конкретный пример одного из возможных приложений данной здесь теории.

ЛИТЕРАТУРА

- 1) Сборник „Тепловые исследования и измерения“, „Труды ВИМС“, вып. 10 (26) 1936, стр. 64 — 65 и 78 — 79.
- 2) Г. М. Кондратьев, „Испытание на теплопроводность по методам регулярного режима“, Стандартгиз, 1936, стр. 18.
- 3) Г. М. Кондратьев, „Отставание термометров и измерение нестационарных температур“, Сборник „Тепловые исследования и измерения“, 1936, стр. 39.
- 4) Г. М. Кондратьев, Сборник „Труды Ленинградского института гигиены труда и профессиональных заболеваний“, вып. XXIII, 1936, стр. 60 — 61.

КРИСТАТ ДЛЯ ТЕМПЕРАТУР ОТ 0 ДО -180°C С ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ТЕРМОРЕГУЛЯТОРОМ

Многочисленные физические, физико-химические и другие исследования нуждаются в поддержании последовательного ряда температур от 0 до -180°C , при которых изучается то или иное явление. Криостаты, применяемые для этой цели, отличаются большим разнообразием конструкций и способов охлаждения. Не останавливаясь на подробном обзоре существующих типов криостатов [1, 2], укажем только, что все описанные в литературе криостаты можно разделить на восемь основных классов.

I. Криостаты, основанные на явлениях кипения жидкостей при атмосферном давлении или при пониженных давлениях, поддерживаемых насосами.

II. Криостаты для получения и поддержания постоянных низких температур посредством криогидратных смесей, например, применение смесей снега с солями и кислотами.

III. Криостаты для использования постоянных температур плавления некоторых веществ, например: ртуть ($-38^{\circ},87$), ацетон ($-97^{\circ},5$), сероуглерод (-112°), хлор-бензол ($-45^{\circ},1$), хлороформ ($-63^{\circ},7$), толуол (-95°), этиловый эфир ($-123^{\circ},6$) и т. д.

IV. Блок-криостаты, основанные на охлаждении теплоизолированного металлического блока определенной формы, который является средой криостата; в этом случае не требуется мешалки.

V. Жидкостные или газообразные (жидкость или газ обычно перемешиваются мешалками) ванны, охлаждаемые непрерывным поступлением жидкого или твердого хладагента в холодильник, погруженный в ванну.

VI. Криостаты, охлаждаемые жидким или твердым хладагентом с тем отличием, что теплообмен между хладагентом и средой криостата осуществляется через какую-либо прослойку, теплопроводность которой можно изменять, регулируя тем самым охлаждение.

VII. Газопроточные криостаты, охлаждаемые непрерывным потоком охлажденного каким-либо хладагентом газа; чаще всего применяется сжатый воздух в баллонах.

VIII. Криостаты, охлаждаемые непосредственно какой-либо холодильной машиной.

В большинстве криостатов ограничиваются точностью поддержания температуры $\pm 0^{\circ},1\text{C}$. В некоторых достигают точности $0^{\circ},05$ и даже $0^{\circ},01\text{C}$. Однако, для ряда исследований требуется регулирование температуры с такой точностью, при которой отклонения температуры от заданного значения не превышали бы $0,002-0^{\circ},001\text{C}$. Особенно

большое значение имеют такие криостаты для решения ряда метрологических задач. Для точного терморегулирования очевидно необходим соответственный терморегулятор, который реагировал бы на столь малые изменения температуры. Но этого недостаточно. Наибольшая устойчивость и точность терморегулирования достигается в таких криостатах, в которых, помимо высокой точности терморегулятора, охлаждение с течением времени почти не изменяется. Криостаты с устойчивым охлаждением относятся к VI и VII классам. Из криостатов VI класса в качестве примера можно привести криостат, построенный Скоттом (Scott) и Брайкуайдом (Brickweade) в Американском Бюро стандартов в 1931 г. [4]. В этом криостате ванной служит цилиндрический сосуд Дьюара, в эвакуированном пространстве (между двойными стенками) которого можно изменять давление воздуха, изменяя тем самым теплопроводность этого воздушного слоя. Такая ванна погружается в другой цилиндрический сосуд Дьюара, заполненный жидким воздухом. Если уровень жидкого воздуха и теплопроводность воздушного слоя с течением времени остаются постоянными, то охлаждение становится неизменным. В этом случае при помощи многоспайной термопары может быть достигнута точность терморегулирования $\pm 0,001$ С.

В криостатах VII класса (газопроточные криостаты) постоянство охлаждения достигается пропусканием охлажденного воздуха по змеевикам, погруженным в ванну. Если пропускаемый газ все время охлаждается до одной и той же температуры и протекает при неизменном давлении, то охлаждение с течением времени будет оставаться строго неизменным. Таким способом удастся получить устойчивое терморегулирование при помощи высокоточных терморегуляторов. Подробное описание газопроточных криостатов можно найти в работах [3] и [5].

Несмотря на значительные преимущества криостатов VI и VII классов, они имеют и отрицательные стороны, заключающиеся в конструктивной сложности подобных устройств, вследствие чего и не получили еще широкого распространения. Чаще применяются криостаты V класса, охлаждение которых производится непрерывным потоком жидкого воздуха, пропускаемого по змеевику, погруженному в жидкость криостата. Широкое распространение этого типа криостатов объясняется их сравнительно простой конструкцией. Правда, в криостатах этого класса устойчивое прецизионное терморегулирование затруднено тем, что величина потока жидкого воздуха под влиянием многих факторов изменяется с течением времени, что может повести к нарушению работы терморегулятора. Тем не менее, во многих случаях, когда не требуется оставлять криостат на продолжительное время без надзора экспериментатора, такое терморегулирование осуществимо и в применении к указанному классу криостатов.

В описываемом ниже криостате с целью повышения точности терморегулирования применен термометр сопротивления с фотоэлектрическим устройством для включения и выключения электрического нагревателя.

1. Описание криостата

В качестве ванны криостата служит стеклянный цилиндрический сосуд Дьюара D_1 (рис. 1), емкостью в 3 л, заполняемый чистым спиртом для работы до -100° С и петролевым эфиром — до -150° С. Пере-

мешивание жидкости в ванне производится пропеллерной 4-лопастной мешалкой, которая вращается в латунном цилиндре *A*, прогоняя жидкость снизу вверх между витками охлаждающего змеевика *S*. Цилиндр *A* покрыт тонким слоем бакелитовой изоляции, на которую навит нагреватель *H*, схематически изображенный на рис. 1. Сосуд Дьюара *D*₁ закрыт тонкой резиновой крышкой и помещен внутри деревянного кожуха, на который навинчивается толстая крышка с пробковой теплоизоляцией. Цилиндр *A* при помощи трех ножек из слоновой кости (на чертеже не изображены) прикреплен к крышке и при снятии крышки вынимается из сосуда Дьюара *D*₁. Эксцентрическое расположение ме-

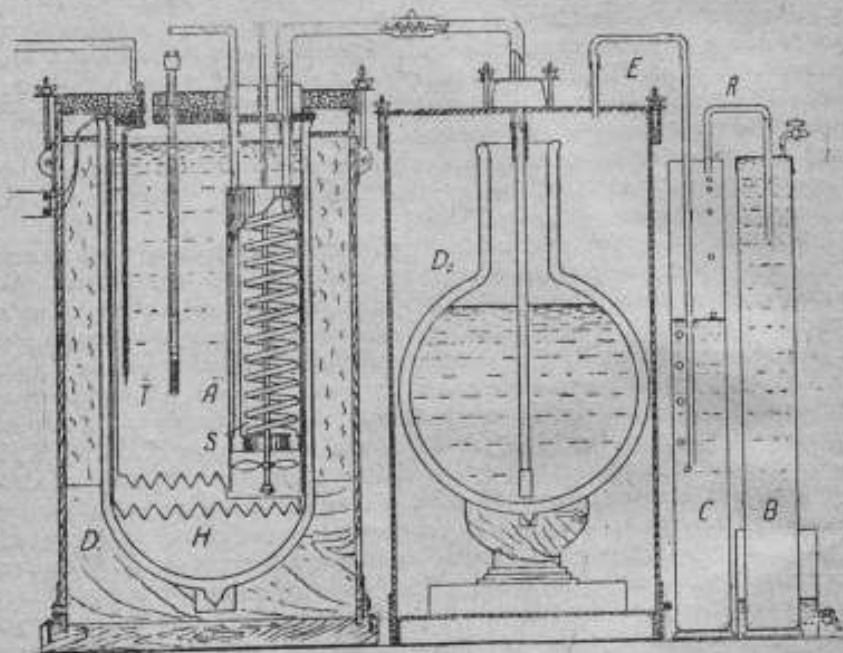


Рис. 1.

шалки в сосуде *D*₁ вызвано стремлением к увеличению полезного объема ванны.

Опыт показал, что охладитель в виде обыкновенного змеевика *S* создает значительное затруднение перемешиванию жидкости, особенно в связи с увеличением вязкости жидкостей при низких температурах. Оказалось более рациональным применение охладителя в виде полой продолговатой коробки, имеющей дугообразное поперечное сечение (рис. 2). Из двух впаянных в коробку трубок, одна входит глубоко вниз, не достигая 4 см до дна, и служит для вливания жидкого воздуха, вторая введена в коробку всего на 2 см ее длины и предназначена для выхода паров воздуха наружу. Благодаря такой форме охладителя, помещаемого в цилиндр *A*, перемешивание жидкости резко улучшается. При скорости мешалки в 500 оборотов в минуту и при средней вязкости

жидкости температурный градиент в жидкости по высоте не превышает $0^{\circ},0001$ С на 1 см.

Легкая воспламеняемость жидкостей — спирта, петролейного эфира, пентана, служащих для наполнения ванны, вызывает необходимость принимать меры против возможного взрыва. С этой целью охладитель криостата каждый раз перед началом работы проверяется в целях обнаружения течи, так как малейшая течь может повести к насыщению жидкости криостата кислородом, что представляет большую опасность при наличии в жидкости электрического нагревателя.

2. Охлаждение

Поток жидкого воздуха поступает в охладитель из сосуда Дьюара D_2 под давлением газообразного воздуха в герметически закрытом резервуаре, образующимся за счет частичного испарения жидкого воздуха в том же сосуде D_2 . Постоянство давления в сосуде D_2 поддерживается тем, что трубка E погружена в воду на определенную глубину и излишек газа выходит наружу через эту трубку. Чтобы предварительно охладить ванну до требуемой температуры, трубку E погружают в воду на наибольшую глубину, благодаря чему создают довольно большой поток жидкого воздуха. В течение 1 часа удается довести температуру ванны от 0 до -140° С. После такого предварительного охлаждения постепенным подниманием трубки E подбирают величину потока жидкого воздуха, достаточную для компенсации того количества тепла, которое поступает в ванну из окружающей среды. Если h — глубина погружения трубки E , ρ — плотность воды, h_1 — высота, на которую жидкий воздух поднимается прежде, чем попасть в змеевик, и ρ_1 — плотность жидкого воздуха, то величина потока жидкого воздуха будет пропорциональна разности $h\rho - h_1\rho_1$. Вследствие изменения с течением времени величин h_1 и ρ_1 поток жидкого воздуха при постоянном погружении трубки E будет уменьшаться. Для компенсации понижения уровня жидкого воздуха в сосуд C при помощи сифона R все время добавляется вода (несколько капель в минуту). Такой способ компенсации изменения величины h_1 дает хорошие результаты только в том случае, если сосуд Дьюара D_2 имеет цилиндрическую форму. Однако, изменение плотности ρ_1 ничем не компенсируется и величина потока жидкого воздуха не может продолжительное время оставаться неизменной. Это обстоятельство больше всего затрудняет получение устойчивых температур, близких к комнатным, так как в этом случае разность $h\rho - h_1\rho_1$ достигает значения в 0,5 — 1 см водяного столба и уже незначительные изменения h или h_1 нарушают стабильность охлаждения. Для лучшей стабилизации охлаждения приходится прибегать к различным способам увеличения разности $h\rho - h_1\rho_1$. Но несмотря на все эти приемы, поддерживать температуру неизменной даже в течение непродолжительного времени не удается с точ-

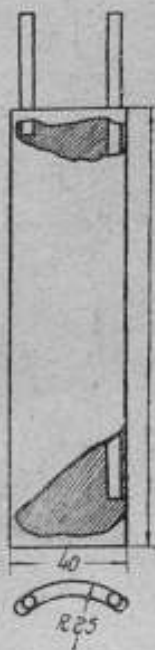


Рис. 2.

ностью большей, чем $0,2 - 0,3$ С. Поэтому, без применения терморегулятора такой криостат может служить только для работ, не требующих точного поддержания температуры.

3. Фотоэлектрический терморегулятор

Общий принцип автоматического терморегулирования состоит в том, что ванна, в которой фиксируется постоянная температура, связана каким-либо автоматическим устройством с источником энергии так, что

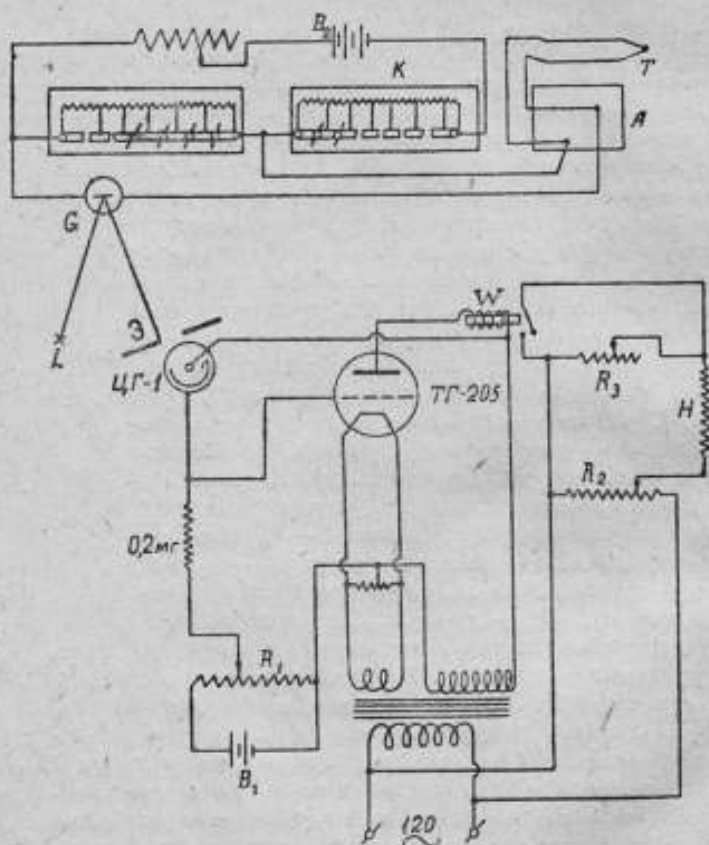


Рис. 3. Схема фотоэлектрического терморегулятора.

всякий раз, когда температура ванны переходит через заданное значение, приток энергии в ванну увеличивается или уменьшается. Такими устройствами являются автоматические терморегуляторы. Изменение величины энергии, вводимой в ванну, может быть либо непрерывным, когда приток энергии изменяется пропорционально температуре, либо прерывистым или дискретным, если подача энергии осуществляется путем включения или выключения источника энергии в зависимости от значения температуры ванны, фиксируемой терморегулирующим термометром. В боль-

шинстве случаев применяют терморегуляторы дискретного действия и в качестве источника энергии в криостатах, как правило, служит электрический нагреватель.

Наиболее простыми и распространенными терморегуляторами являются ртутные, толуоловые и газовые. Однако, несмотря на их сравнительную простоту, применение их для прецизионного терморегулирования становится затруднительным, вследствие больших размеров термочувствительных резервуаров и связанной с этим большой термической инерции. Вместе с тем, точность регулирования все же остается ограниченной, так как в этом случае термическую инерцию регулирующего термометра не удается свести к необходимому минимальному значению. Поэтому, в последнее время получили широкое распространение фотоэлектрические терморегуляторы, в которых индикаторами температуры служат чувствительные многоспайные термопары (до 10 спаев) и термометры сопротивления.

Принципиальная схема фотоэлектрического терморегулятора, применяемого автором, изображена на рис. 3. Из двух магазинов сопротивлений составлен простой потенциометр K , на котором при помощи аккумуляторной батареи B_2 компенсируется ЭДС термопары T , погруженной в среду криостата. Луч света, отраженный от зеркала гальванометра C , попадает на шкалу \mathcal{E} , на которой получается, таким образом, изображение накаленной нити лампочки (автомобильного типа).

После того как ванна предварительно была охлаждена до требуемой температуры, устанавливают надлежащей величины стабильный поток жидкого воздуха, служащий для поддержания температуры. Величина этого потока подбирается так, чтобы по истечении большого промежутка времени температура ванны устанавливалась несколько ниже температуры регулирования. При понижении температуры ванны зайчик гальванометра будет медленно двигаться по шкале и через некоторое время попадет в "окно", вырезанное в шкале перед фотоэлементом. Попадание зайчика в фотоэлемент вызывает срабатывание реле W ; реостат R_2 будет замкнут на-коротко. Вследствие этого ток в нагревателе увеличивается, температура ванны повышается и зайчик выйдет из "окна". Вслед за этим температура снова начнет понижаться, и т. д. В результате устанавливаются колебания зайчика около грани "окна".

Для терморегулирования практически оказалось более удобным применение термометра сопротивления, включаемого в обычный мост Витстона (завода "Эталон"). Для уменьшения инерции термометров сопротивления, были испробованы различные конструкции, изображенные на рис. 4. Предпочтение следует отдать первому варианту, как наиболее простому и удобному. Сопротивление из медной проволоки в 30Ω навивается на слюдяную полоску (0,1 мм толщины) и прикрывается с обеих сторон

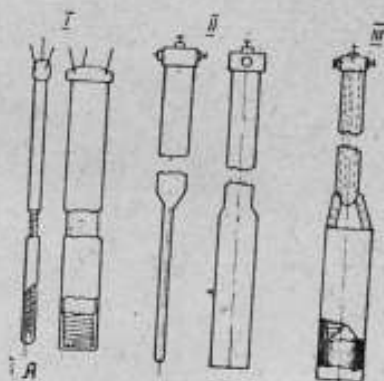


Рис. 4.

тонкими слюдяными полосками, толщиной не более 0,05 мм. Все это вместе вдевается в тонкостенный плоский футляр из листовой фосфористой бронзы.

Осветитель и фотозлемент смонтированы на одной общей подставке, изображенной на рис. 5. Четыре направляющих рейки 5 служат для передвижения двух салазок. Осветитель 12 и цилиндрическая коробка

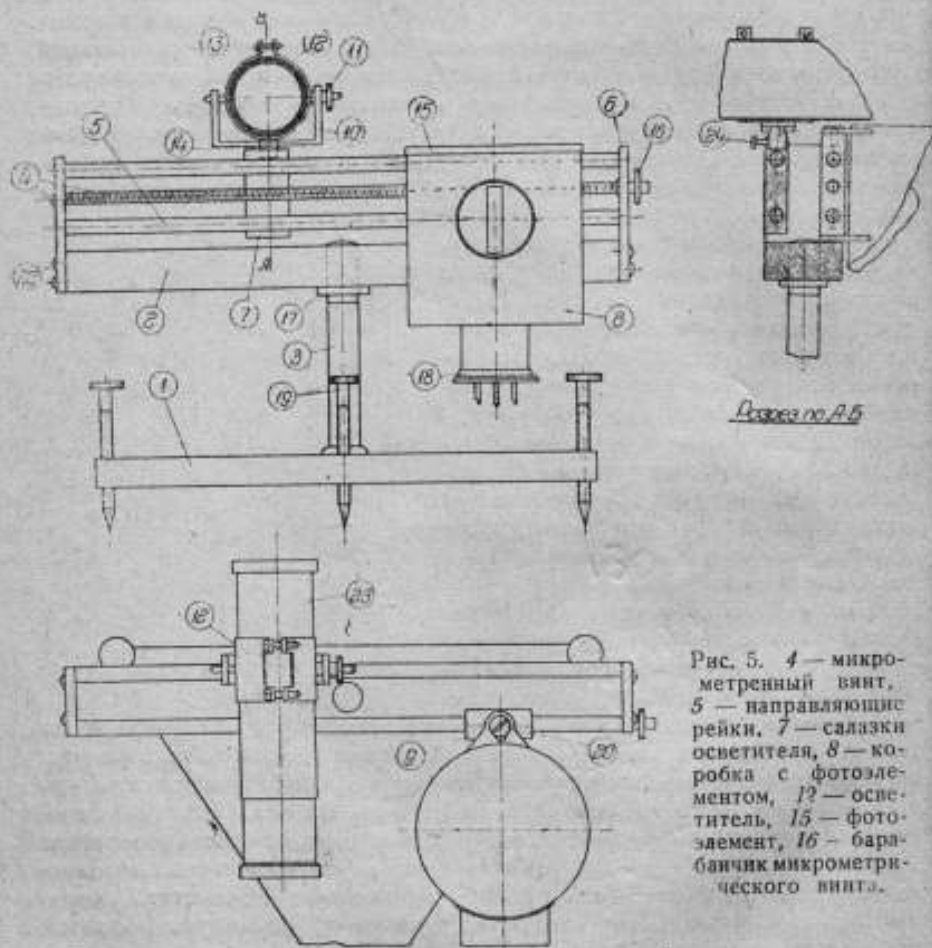


Рис. 5. 4 — микрометрический винт, 5 — направляющие рейки, 7 — салазки осветителя, 8 — коробка с фотозлементом, 12 — осветитель, 15 — фотозлемент, 16 — барабаник микрометрического винта.

для фотозлемента 15 укреплены на отдельных салазках и могут свободно перемещаться по направляющим рейкам. Благодаря микрометричному винту 4, фотозлемент можно перемещать в небольших пределах, устанавливая требуемое значение регулируемой температуры с большой точностью. Осветитель взят типа, обычно применяемого для шкал зеркальных гальванометров с объективным отсчетом. Изготовление специальной оптической системы, которая давала бы очень узкую световую полосу при большом расстоянии шкалы от зеркала гальванометра, стоило бы очень дорого. Кроме того, опыт показывает, что в этом нет необходи-

мости, так как колебания температуры, происходящие в результате инерции термометра, не позволяют использовать всю его чувствительность. Фотоэлемент и регулирующий гальванометр устанавливаются при помощи двух отдельных кронштейнов на капитальной стене в расстоянии 1,5 м друг от друга.

4. Усилитель фототоков

Обычно для усиления фототоков в фотоэлектрических терморегуляторах применяют ламповые усилители на сопротивлениях. Такой усилитель получается довольно сложным, так как кроме усилительных ламп требуется выпрямитель переменного тока. Но так как в нашем случае нет необходимости в прямолинейной зависимости тока реле от освещенности фотоэлемента, то представлялось возможным применение тиратронных схем. Последние настолько просты, что даже малоквалифицированный работник может собрать и пустить в действие такой усилитель в течение двух-трех часов. Тиратронные схемы не нуждаются не только в выпрямителях, но, во многих случаях, и в повышающих электрическое напряжение трансформаторах.

Одна из наиболее простых тиратронных схем представлена на рис. 3.

В работе эта схема обнаружила существенные недостатки, не позволяющие получить надежного срабатывания реле. В результате испытания нескольких тиратронных схем наилучшую устойчивость в работе обнаружила схема, представленная на рис. 6. Вследствие того, что световой луч в нашем случае не может иметь значительной мощности, для лучшей работы усилителя анодное напряжение повышается при помощи трансформатора до 250 в. Для получения подходящего напряжения может быть приспособлен любой имеющийся в распоряжении трансформатор из типов, применяемых в радиосвязи. Для накала катода тиратрона применен понижающий трансформатор 120/4—6—12 в завода „Динамо“ имени Кирова (от игрушечного мотора).

В этой схеме, в отличие от схемы рис. 3, усиление производится по методу фазового сдвига, разработанного Хелом. Сущность такого усиления состоит в том, что напряжения на сетке и на аноде тиратрона не совпадают по фазе вследствие наличия в цепи сетки емкости и сопротивления. Фотоэлемент можно рассматривать, как переменное омическое сопротивление, зависящее от освещенности. Подбором соответствующую величину емкости C , можно достигнуть одновременного появления максимума положительного напряжения на аноде и максимума

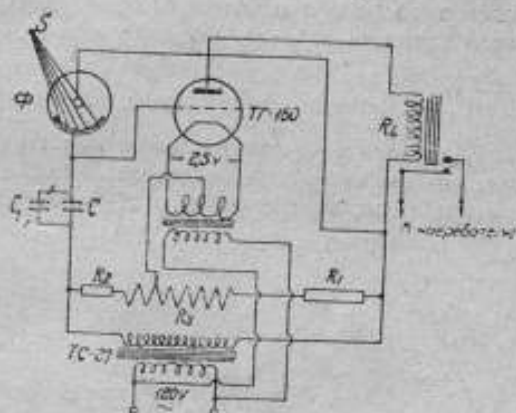


Рис. 6.

отрицательного напряжения на сетке при затемненном фотоземеле. В этом случае ток в тиратроне отсутствует. Если теперь увеличивать освещенность фотоземеля (сопротивление уменьшается), то в результате изменения омического сопротивления в цепи сетки, сдвиг фаз между напряжением на аноде и на сетке тиратрона также изменится, и тиратрон будет зажигаться в течение некоторых долей полупериода положительного анодного напряжения. Таким образом, в зависимости от освещенности фотоземеля, эффективная сила тока в тиратроне будет изменяться более или менее плавно.

Рабочий ток тиратрона типа ТГ-160 равен $0,3 \text{ а}$, а для срабатывания реле необходим ток всего $0,03 \text{ а}$. Такой большой запас мощности тиратрона также является его достоинством. Это обстоятельство в некоторых случаях позволяет производить нагрев ванны непосредственно током тиратрона и отпадает необходимость вводить промежуточное реле, увеличивающее инерцию терморегулятора.

5. Колебания температуры ванны при терморегулировании

Колебания температуры ванны при терморегулировании обусловлены тем, что мы имеем ряд последовательных включений и выключений тока в нагревателе, вследствие чего температура в течение некоторого времени повышается, затем,

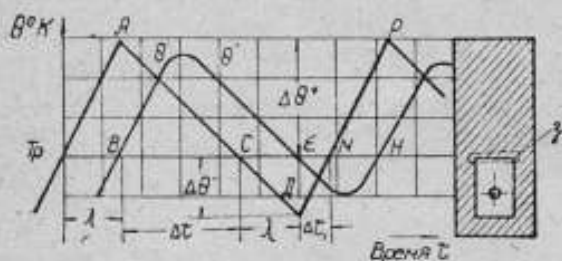


Рис. 7.

после выключения понижается и т. д. Колебания температуры ванны и термометра изображены на рис. 7. Здесь θ — переменная температура ванны и θ' — переменная температура регулирующего термометра. Отрезки, из которых составлены эти зигзаги, представляют собой отрезки кривых охлаждения и нагрева ванны, но так как колебания обычно не велики, то эти отрезки можно считать прямолинейными.

На рис. 7 по оси абсцисс отложено время и по оси ординат — температура. Заданная температура регулирования T_p , изображенная в виде прямой, соответствует такому положению светового зайчика ϵ (изображен пунктиром), когда происходит включение или выключение нагревателя, т. е. когда зайчик находится на грани «окна» фотоземеля. Величина отставания термометра λ для случая изменяющейся температуры среды, в которую погружен этот термометр, определяется, как разность (выраженная в секундах) между временем, протекшим до момента, когда температура среды достигает какого-либо значения, и временем, когда термометр покажет эту температуру. При этом предполагается, что температура среды изменяется во времени по линейному закону и термометр продолжительное время находится в теплообмене со средой. В результате такого отставания показаний термометра от истинной температуры ванны в те моменты, когда регулирующий термо-

метр фиксирует заданное значение температуры T_p , температура ванны уже имеет значения либо на величину $\Delta\theta^+$ выше T_p , либо на величину $\Delta\theta^-$ ниже заданного значения. Отклонения $\Delta\theta^+$ и $\Delta\theta^-$ могут со временем меняться: если $\Delta\theta^+$ увеличивается, то $\Delta\theta^-$ уменьшается и наоборот, сумма же этих отклонений $\Delta\theta^{\pm} = \Delta\theta^+ + \Delta\theta^-$ остается неизменной. Таким образом, значение T_p имеет возможность смещаться только в пределах величины $\Delta\theta^{\pm}$.

Автор установил следующую зависимость величины $\Delta\theta^{\pm}$ от некоторых величин, характеризующих ванну и терморегулятор [3].

$$\Delta\theta^{\pm} = \frac{\lambda K}{C} \Delta T.$$

Здесь λ — константа отставания регулирующего термометра; K — коэффициент, характеризующий теплообмен ванны с окружающей средой и численно обозначающий количество тепла, поступающее в ванну из окружающей среды в единицу времени при температурном перепаде в 1°C ; C — общая теплоемкость ванны, т. е. количество тепла, необходимое для повышения температуры ванны на 1°C и ΔT — колебания температуры ванны, которые имели бы место без терморегулирования. Величина ΔT обусловлена колебаниями температуры окружающей среды и неравномерностью поступления жидкого воздуха в холодильник.

Из вышеприведенной формулы можно сделать следующие заключения.

1. Чем лучше теплоизолирована ванна от окружающей среды и чем больше общая ее теплоемкость, тем большей точности регулирования можно достигнуть при прочих равных условиях.

2. Терморегулятор, имеющий одно и то же значение константы отставания λ , в ваннах с различными K и C будет давать различную точность регулирования.

3. Регулирование температуры при помощи терморегулятора дискретного действия сводится к уменьшению величины колебаний температуры ΔT , которые имели бы место без терморегулирования, в $\frac{C}{\lambda K}$ раз. При этом, если λ или K равны нулю, то точность регулирования будет определяться только той точностью, с которой регулирующий термометр в состоянии фиксировать температуру. И наоборот, если величина $\frac{\lambda K}{C}$ достигает значения, равного единице, то терморегулирование теряет всякий смысл, так как колебания температуры при терморегулировании $\Delta\theta^{\pm}$ будут равны тем колебаниям, которые имели бы место без терморегулирования, т. е. $\Delta\theta^{\pm} = \Delta T$.

В нашем случае мы имели: $\Delta T = 4^\circ$, $\lambda = 6$ сек, $K = 0,05$ кал/сек-град, и $C = 1500$ кал/град, тогда

$$\Delta\theta^{\pm} = \frac{\lambda K}{C} \Delta T = \frac{6 \cdot 0,05 \cdot 4}{1500} \approx 0^\circ,001 \text{ C.}$$

В действительности колебания температуры в ванне при терморегулировании были несколько больше $0^\circ,001 \text{ C}$. Однако, при тщательном

полюборе избыточного охлаждения, а, следовательно, соответственного нагрева, удавалось получать регулирование с точностью до $0,001^{\circ}\text{C}$ в течение 20—30 мин. Таким образом, продолжительное время удерживать температуру со всей возможной точностью без подрегулировки реостатом невозможно, так как условия охлаждения с течением времени изменяются. При менее тщательной настройке терморегулятора обеспечивается точность поддержания температуры $\pm 0,002^{\circ}\text{C}$ в течение 1—2 час.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Шатенштейн, „Журнал технической физики“, том IV, вып. 4, 1934, стр. 700.
2. А. И. Шатенштейн, Сжиженные газы, как растворители, 1939, стр. 30—63.
3. Ф. С. Мороз, Методы криостатирования температур от 0 до -180°C . (Диссертация — размножена на машинке), ВНИИМ, Ленинград, 1939.
4. Scott and Brickwedde, *Vir. of St.* 6, 401—10, 1931.
5. М. Федорова и Г. Шепелев, „Журнал технической физики“, том VIII, вып. 18, 1938.

И. Р. ЛЕПИН

ТЕРМОМЕТР ДАВЛЕНИЯ НАСЫЩЕННЫХ ПАРОВ КИСЛОРОДА

Термометр давления насыщенных паров кислорода применяется, согласно положению о международной температурной шкале, для эталонирования платиновых термометров сопротивления в точке кипения кислорода.

Несмотря на довольно широкое распространение, которое кислородный термометр получил за последние годы, имеющийся в иностранной литературе материал скуден и разбросан по отдельным статьям. В отечественной литературе вопрос о конструктивном оформлении термометра и его применении вовсе не освещен. Настоящая статья имеет целью восполнить этот пробел. Одновременно в статье дается описание термометра № 4 давления насыщенных паров кислорода, построенного в термометрической лаборатории ВНИИМа, и ванны, применяемой для градуировки термометров сопротивления. В соответствии со стоящими перед лабораторией задачами термометр рассчитан на измерение максимально возможного интервала температур и в этом отношении отстает от некоторых иностранных образцов.

Устройство термометров давления насыщенных паров основано на известном свойстве насыщенных паров чистого вещества принимать при данной температуре вполне определенные и воспроизводимые значения упругости. Применение термометра давления насыщенных паров кислорода в точной метрологии обусловлено, между прочим, значительным изменением упругости насыщенных паров кислорода при изменении температуры около точки его кипения под нормальным атмосферным давлением. Это обеспечивает достаточную точность измерений и высокую чувствительность прибора: изменение упругости паров кислорода равняется, примерно, 78 мм рт. ст. на 1°С изменения температуры. Определение температуры посредством кислородного термометра сводится к измерению упругости насыщенных паров кислорода, соприкасающихся в замкнутом пространстве с его жидкой фазой, и к вычислению соответствующих значений температуры по имеющимся эмпирическим формулам.

Конструктивно прибор в основных своих частях представляет собою лабораторную установку для экспериментального определения значений температуры t по упругости насыщенных паров p статическим методом. Установка, разработанная автором настоящей статьи, изображена на рис. 1.

Небольшой стеклянный полый шарик A (диаметром 6 мм) соединен посредством стеклянного капилляра B (диаметром 2,5 мм) через ампулу C с левым коленом ртутного манометра M . Отросток D служит для наполнения термометра кислородом. Через D шарик A и возможно большая часть манометрической трубки была при изготовлении прибора наполнена

под небольшим избыточным давлением химически чистым кислородом, после чего отрезок *D* был запаян. При работе прибора резервуар термометра (шарик *A*) вместо с градуируемыми приборами вводится в ванну, имеющую постоянную температуру, близкую к температуре кипения кислорода под нормальным атмосферным давлением.

Остальная часть прибора, включающая ртутный манометр, находится при комнатной температуре. После введения шарика в ванну кислород

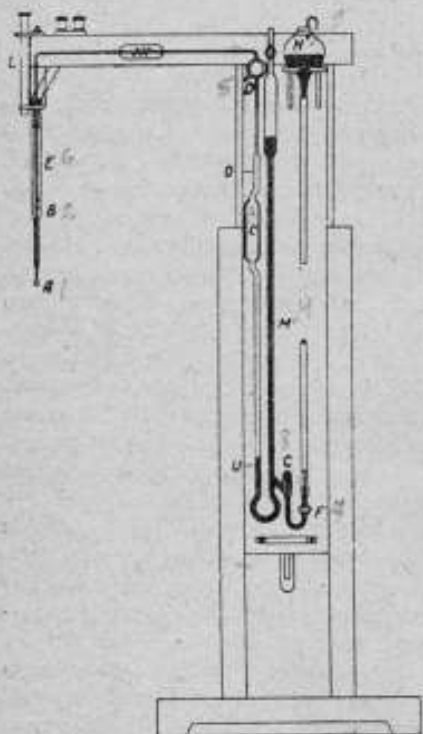


Рис. 1.

кислорода будет соответствовать уже не температуре ванны, а температуре наиболее холодных частей прибора. Поэтому, во избежание влияния местного понижения температуры отдельных частей прибора, на капилляр *B* одета защитная рубашка *E*, в той его части, которая при работе прибора проходит через поверхностный слой наполняющей ванну жидкости (жидкого кислорода). В самом деле, здесь, вследствие интенсивного испарения жидкости, можно ожидать некоторого понижения температуры по сравнению с температурой ванны. Появление более низких температур в остальных частях исключается само собою.

Правое колено манометрической трубки *M*, при давлениях кислорода, близких к нормальному, соединяется с атмосферой или же с маностатом, при малых же значениях упругости паров кислорода — с вакуумным ртутным насосом. Вообще, давление на ртуть в правом колене подби-

внутри шарика начнет конденсироваться на внутренней его поверхности, а также на нижней погруженной в ванну части капилляра *B*. В шарике *A* будет, таким образом, находиться жидкий кислород; пространство над его свободной поверхностью будет заполнено насыщенными парами кислорода, причем распределение температур во всей системе не будет равномерным. Как известно, в таком случае упругость паров во всем пространстве принимает значение, соответствующее наиболее низкой температуре. Поэтому, образование жидкой фазы будет продолжаться до тех пор, пока упругость паров во всем замкнутом пространстве над ртутью не примет значения, отвечающего температуре ванны, как наиболее низкой. Она такой и будет, но лишь при условии, что в упомянутом выше замкнутом пространстве, образованном шариком *A*, капилляром *B* и верхней частью трубки *M*, заполненной насыщенными парами кислорода, температура нигде не опустится ниже температуры самой ванны, так как в противном случае упругость паров

рается так, чтобы производить измерение упругости паров кислорода возможно более короткими столбиками ртути. Для этого излишек ртути на время работы прибора удаляется через кран *F*, сообщающийся через ловушку *G* посредством резиновой трубки с шаром *H*.

Разность уровней ртути в манометре определяется катетометром или, без особенного ущерба для точности результата, отсчитывается по шкале¹, монтированной под трубками манометра *M* на подставке прибора. Конструкция этой подставки допускает перемещение прибора по вертикали в любое требуемое при опыте положение. *L* — держатель платинового термометра сопротивления.

Следует заметить, что экспериментаторы не сразу пришли к мысли о необходимости защиты вертикального участка капилляра от переохлаждения по поверхности раздела между наполнителем ванны и находящейся над ним атмосферой. А. Шток (A. Stock) и К. Нильсен (C. Nielsen), которым мы обязаны идеей прибора и которые дали первое его описание (1906), обходят молчанием этот вопрос. Каммерлинг-Оннес (H. Kammerlingh-Ohnes) и Браак (Braak), при исследовании в 1908 г. зависимости давления насыщенных паров кислорода от температуры, пользовались паровым термометром, в котором проходящая через поверхность раздела часть капилляра уже окружена медной защитной рубашкой. А. Тил (A. Thiel) и Е. Каспар (E. Caspar), работавшие с термометром насыщенных паров CO_2 (в 1913 г.), и немного позднее П. Г. Кат (P. G. Cath) (в 1918 г.) уже прямо указывают, что паровой термометр в той форме, в какой он дан первоначальными его авторами, непригоден для точных измерений, и снабжают прибор защитной рубашкой.

Е. Каспар и А. Тил с той же целью снабжают проходящую через поверхность раздела часть капилляра стеклянной трубкой, а Кат сохраняет конструкцию Каммерлинг-Оннеса и Браака. (Мимоходом заметим, что в этой конструкции стеклянный шарик термометра соединен с манометром гибким стальным капилляром.)

Несмотря на это, ряд авторов, работавших с кислородным термометром, до последнего времени придерживался первоначальной формы, которую дали термометру Шток и Нильсен. Так, например, Ф. Геннинг (F. Henning) и другие сотрудники PTR² во время своих работ до 1932 г. применяли термометр давления, лишенный защитной рубашки. То же мы видим и у Шиничи Аояма (Shinichi Aoyama) и Эйзо Кандо (Eizō Kando) (1935).

Влияние поверхностного охлаждения все же велико³ и с ним, безусловно, необходимо считаться, поскольку имеется в виду достижение предельной точности.

¹ Шкала на рисунке не изображена.

² Германский физико-технический институт.

³ Это хорошо иллюстрирует следующий опыт. Если посредством резиновой трубки продуть пространство над поверхностью жидкого кислорода в сосуде Дьюара, в который одновременно погружены капилляры двух кислородных термометров, из которых один снабжен защитной рубашкой, то термометр, лишенный защитной рубашки, сразу же отметит резкое понижение температуры (до $0,3-0,4^\circ\text{C}$), тогда как показания второго термометра, снабженного защитной рубашкой, не меняются.

На рис. 2 изображены различные виды защитной рубашки: 1 — резервуар термометра по Штоку и Нильсену (1906), 2 — медная рубашка по Каммерлинг-Оннесу и Брауку, 3 — вакуумная защитная рубашка, предложенная Гейзе (Heuse) и Отто (Otto) (в PTR в 1931 г.), примененная также в настоящее время (в 1939 г.) Бутри (Boutry) в Laboratoire d'Essais, 4 — защитная рубашка с электрическим подогревом, предложенная автором (ВНИИМ, 1937 г.). Конструкции 3 и 4 защитных рубашек по опытам автора равноценны.

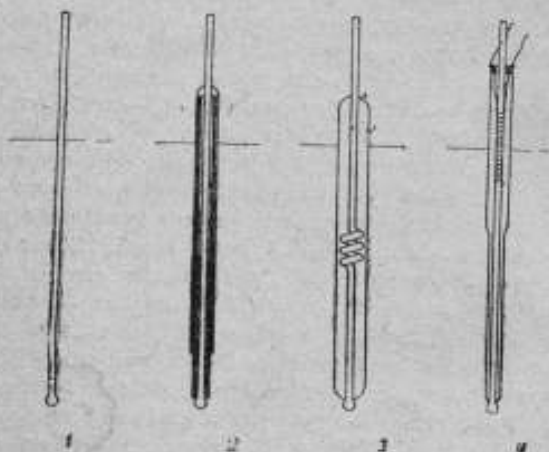


Рис. 2.

Существенное значение для правильного воспроизведения реперных точек температурной шкалы имеет чистота применяемого вещества, в данном случае кислорода. Химически чистый кислород наиболее просто

можно получить разложением перманганата калия при нагревании его в пустоте.

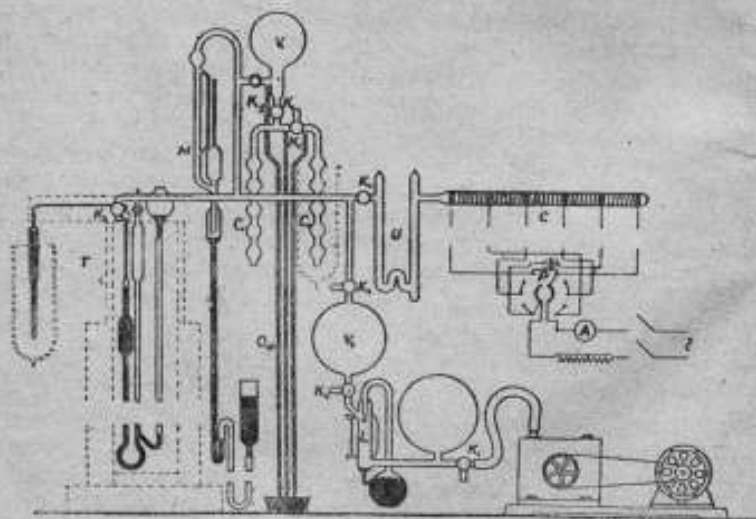


Рис. 3.

Схема, примененная для наполнения чистым кислородом термометра № 4, изображена на рис. 3 и 4.

Здесь приняты следующие обозначения: *G* — газогенераторная трубка,

U — трубка с химическими поглотителями воды и углекислоты, C_1 и C_2 — конденсаторы, V_1 — резервуар для газообразного кислорода, M — манометр Мак-Леода, L — конденсационный ртутный насос Ленгмюра, T — термометр давления насыщенных паров кислорода, O_1 , O_2 и O_3 — манометры и ограничители давления, V_2 — вспомогательный резервуар, служащий для удаления кислорода из схемы (наличие его в схеме позволяет избежать вывода кислорода через масляный насос), K_1, K_2, \dots, K_8 — вакуумные краны.

Вся установка после изготовления была тщательно просушена и проверена на отсутствие течи. Затем газогенераторная трубка G и верхние концы U -образной поглотительной трубки были отрезаны.

Газогенераторная трубка заполнялась обезпыленным и просушенным перманганатом калия.

В одно из колен трубки U был помещен фосфорный ангидрид, в другое — натронная известь.

После присоединения трубок G и U кран K_4 был перекрыт и в схеме был получен вакуум порядка 10^{-4} мм рт. ст. Откачка трубок G и U производилась отдельно (при перекрытых кранах K_3 и K_8). Во время откачки газогенераторная трубка подогревалась до температуры, близкой к 100°C . По достижении в ней вакуума порядка $5 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. кран K_8 перекрывался. Вскоре после перекрытия крана K_8 давление начало нарастать за счет выделения сорбированных газов из кристаллов перманганата и из химпоглотителей. Откачка трубок G и U возобновлялась несколько раз до тех пор, пока давление порядка $5 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. не перестало заметно возрастать за период около 3 час.

После повторной откачки остальной части установки было принято, что необходимая эвакуация газа достигнута и что можно перейти к разложению перманганата калия. Температура в секциях трубчатой печи, окружавшей трубку G , постепенно поднималась до начала выде-

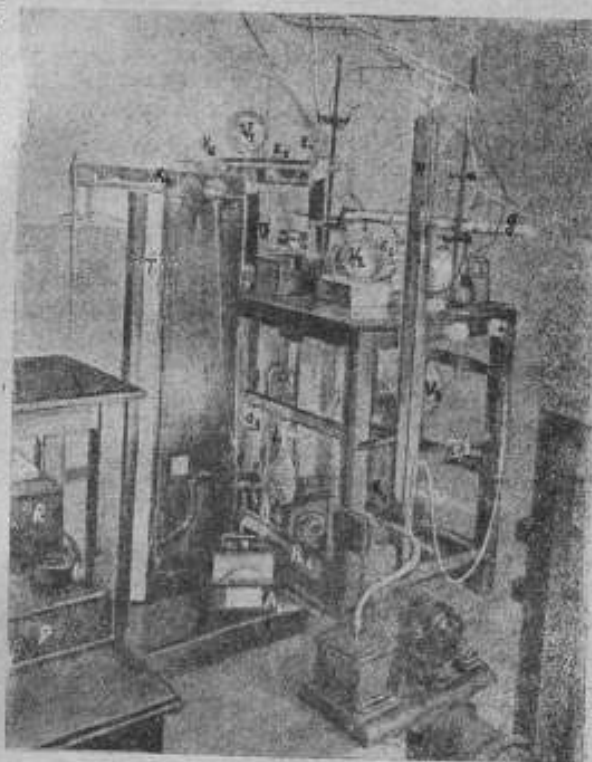


Рис. 4.

ления кислорода ($\sim 240^\circ\text{C}$) и поддерживалась далее на этом уровне. При этом условии разложение перманганата калия идет очень медленно. Выделяющийся кислород сжижался в конденсаторе C_2 при температуре около -184°C под давлением около 684 мм рт. ст. Кран K_4 по окончании разложения немедленно был закрыт. При указанной температуре водород, аргон, окись углерода и, главное, азот, загрязняющие кислород, находятся в газообразном состоянии (мы пренебрегаем теми количествами этих газов, которые могут раствориться в самом жидком кислороде). Атмосфера над жидким кислородом в конденсаторе C_2 удалялась из схемы. Этим мы в известной степени освобождались от возможных примесей перечисленных газов с более низкой точкой кипения.

Далее, около 0,9 кислорода, собранного в конденсаторе C_2 , переводилось в конденсатор C_1 , после этого кран K_7 перекрывался и остаток кислорода уходил через ограничитель O_3 . Затем под конденсатор C_2 подводился стакан с подогретой до $+100^\circ\text{C}$ водой. При этой температуре конденсатор C_2 откачивался (соединение кранов K_7 и K_2 вакуумной резиной на рис. 3 не показано). После двукратного повторения этой процедуры давление оставшегося в схеме газообразного кислорода было понижено до 730 мм рт. ст. Прежде чем начать наполнение термометра, оба конденсатора C_1 и C_2 были помещены в жидкий кислород. При температуре жидкого кислорода и давлении 730 мм газообразный кислород в схеме не может еще сжиматься. На стенках конденсатора должны осесть возможные примеси с более высокой температурой кипения. После 16-часового вымораживания кран K_3 был перекрыт и мы перешли к наполнению жидким кислородом шарика термометра. Перед этой операцией весь термометр был вновь откачен; место будущей отпайки при этом прогревалось стеклодувной горелкой до $250-300^\circ$ для удаления окклюдированных в стекле газов. Вслед за этой подготовкой термометра к отпайке под шарик термометра был подведен сосуд Дьюара с жидким воздухом и в шарике был получен жидкий кислород в количестве, несколько превышающем требуемое по расчету. Для удаления избытка кислорода создавалось пониженное давление в пространстве между кранами K_3 , K_4 , K_5 и K_6 ; заменяя сосуд Дьюара с жидким воздухом сосудом с кислородом, и открывая кран K_6 , можно было уменьшать малыми порциями количество кислорода в термометре. По достижении расчетного количества жидкого кислорода в шарике термометра соединительная трубка между шариком D (см. рис. 1) и краном K_8 (рис. 3) была перепаяна.

Для контроля чистоты введенного в термометр кислорода определяется парциальное давление остаточных газов дифференциальным способом. Этот способ сводится к измерению упругости паров при двух различных, максимально отличающихся между собою значениях занимаемого ими объема, при одной и той же температуре ванны. При этом мы принимаем, что парциальное давление кислорода, зависящее от температуры ванны, сохраняется постоянным, тогда как парциальное давление остаточных газов, следуя закону Клапейрона, дает некоторую разность в величине измеренных по манометру значений давления.

Обозначая через V_0 и V_u объемы, занимаемые газом при положении мениска ртути у верхней и нижней отметок O и U (см. рис. 1), через p_0 и p_u парциальное давление остаточных газов при этих же положе-

ниях мениска ртути, через P_o и P_{nr} величины давлений, измеренных по манометру при обеих установках уровня ртути, имеем при постоянной во время наблюдения упругости насыщенных паров кислорода:

$$P_o - P_{nr} = p_o - p_{nr}$$

$$p_o \cdot V_o = p_{nr} \cdot V_{nr}$$

или

$$\frac{P_o}{P_{nr}} = \frac{V_{nr}}{V_o}$$

откуда

$$P_o = P_{max} = \frac{k}{k-1} \Delta p, \quad (1)$$

где

$$\Delta p = P_o - P_{nr}$$

а введенная в это выражение величина $k = \frac{V_o}{V_{nr}}$ известна; она экспериментально определяется до заполнения термометра.

Формула (1) дает возможность сделать некоторое заключение о содержании остаточных газов в кислороде по величине Δp . Для четырех термометров, построенных в лаборатории ВНИИМа, Δp лежало ниже предела точности наблюдений.

Заметим, что за счет окклюдированных в стекле и привносимых ртутью газов влияние газовых примесей со временем может возрасти, а потому исследование чистоты кислорода должно производиться периодически. Для одного термометра величина Δp возросла за 1½ года его работы до 0,4 мм, что потребовало нового наполнения кислородом. О появлении примесей посторонних газов в кислороде в этом случае можно было судить и по тому продолжительному времени (5—6 мин), которое требовалось, чтобы показания термометра установились.

Определение чистоты кислорода по указанному методу требует безусловной уверенности в том, что температура шарика термометра сохраняется во время опыта постоянной. Эта неизменность температуры контролировалась нами посредством термопары, тщательно изученной в смысле ее постоянства. Для лучшего теплового контакта ее рабочего спая с шариком термометра давления, он вместе с шариком термометра вмораживался в небольшой ртутный блок ($\varnothing = 30$ мм, $h = 40$ мм). (Принимая, что наибольшая ошибка, которая могла быть допущена нами в определении разности давлений при испытании чистоты кислорода по указанному методу не превышала 0,05 мм, и что максимальные температурные колебания в ртутном блоке, которые могли остаться незамеченными, не превышали 0° 002 С, можно заключить, что погрешность определения температуры посредством построенного нами термометра № 4, обусловленная наличием посторонних газов, не превышала 0° 003 С.)

Заметим еще, что точность этого метода тем выше, чем больше отношение объемов k . Увеличение этого отношения было достигнуто тем, что в левое колено манометрической трубки введено расширение С.

Для термометров, которыми мы пользовались, величина k лежит в пределах от 3 до 15. При слишком больших значениях коэффициента k

термометр становится более инертным. Принципиально для вновь наполненного термометра возможна более строгая оценка влияния загрязнения кислорода на точность определения температуры. В частности в работах Шепхеда (Shepherd) (Бюро стандартов США), который определял молярные концентрации примесей, применяя метод, не требующий безусловного постоянства температуры и, основываясь на законах Рауля, вычислил изменение упругости насыщенных паров кислорода, обусловленное примесями посторонних газов; у него оно не превышает 0,01 мм рт. ст., чему соответствует погрешность в определении температуры в $0^{\circ},0001$ С. Однако, опыт работы термометрической лаборатории ВНИИМа по градуировке различных приборов путем сравнения с кислородным термометром, построенным лабораторией впервые в 1935 г., показывает, что наибольший источник погрешностей в определении температур, близких к точке кипения кислорода, по кислородному термометру лежит не в чистоте кислорода, а в непостоянстве температуры ванны и недостаточном равномерном и постоянном распределении температуры в ней.

Кислородный термометр давления в первую очередь предназначен для весьма точного измерения стационарных температур в интервале, смежном с точкой кипения кислорода под нормальным атмосферным давлением. Распространение области применения термометра на более низкие температуры ограничивается недостаточным количеством точных данных о зависимости давления насыщенных паров кислорода для температур ниже -184° С. Вместе с тем с понижением температуры довольно быстро падает величина $\frac{dp}{dt}$. При $t = -205^{\circ}$ С она составляет всего только 7 мм на 1° , вследствие чего измерения температуры посредством термометра давления насыщенных паров кислорода при более низких температурах значительно теряет в своей точности. В этом случае рациональнее заменить наполнитель термометра другим, имеющим более низкую точку кипения (азотом, окисью углерода или др.).

Согласно положению о международной температурной шкале, температуре равновесия между жидким и газообразным кислородом при нормальном атмосферном давлении приписано значение

$$t_{760} = -182,97^{\circ}\text{С.}$$

Вычисление температуры при значениях давления, отличающихся от нормального, производится по формуле

$$t_p = t_{760} + 0,0126 (p - 760) - 6,5 \cdot 10^{-6} (p - 760)^2. \quad (2)$$

Формула (2) действительна в пределах изменения давления от 680 до 780 мм рт. ст. (или, соответственно, T от $-184,02$ до $-182^{\circ},73$ С) и верна до нескольких тысячных градуса.¹

При необходимости использовать кислородный термометр для измерения более низких температур приходится обращаться к эмпирическим формулам различных авторов. В качестве таковой приводим формулу

¹ Указание на точность формулы (2) мы заимствовали из «Проекта положения о международной шкале температур 1939 г.», принятого Консультативным комитетом по термометрии в июле 1939 г.

Генинга (PTR. 1936), действительную в температурном интервале от -183 до -205°C :

$$\lg p = 379,91/T - 0,0096219 T + 1,75 \lg T + 4,53939,$$

где $T = t + 273,16$.

Эта формула хорошо согласуется с данными других авторов.

Точность измерения стационарных температур термометром давления — в предположении абсолютной точности реперной точки кипения кислорода и отсутствия примесей в кислороде — всецело зависит от точности примененного способа измерения давления; чувствительность прибора легко может быть доведена до $0^{\circ},001$ и выше. Основными поправками, которые при этом необходимо вводить, являются: 1) поправка на внешнее барометрическое давление, 2) поправка на температуру ртути и шкалы, 3) поправка на напряжение силы тяжести, 4) поправка на капиллярное понижение ртути (при малых диаметрах трубок манометра).

На точности определения температуры отражается наличие примесей посторонних газов, которые с течением времени появляются в термометре, как было указано выше. Поправку, этим обусловленную, мы не вводим, предпочитая взамен этого производить наполнение чистым кислородом всякий раз, как будет обнаружено его, хотя бы и незначительное, загрязнение.

Во время эталонирования необходимо обеспечить хорошее постоянство температуры ванны, в которой находятся кислородный термометр и эта-

Таблица 1
Температура насыщенных паров кислорода при давлениях от 680 до 780 мм рт. ст.
 $t_p = -182,97 + 0,0126(p - 760) - 6,5 \cdot 10^{-6}(p - 760)^2$

	Давление паров, в миллиметрах ртутного столба										
	680	690	700	710	720	730	740	750	760	770	780
0	-184,020	-183,884	-183,749	-183,616	-183,484	-183,354	-183,225	-183,097	-182,97	-182,845	-182,721
1	006	870	735	603	471	341	212	84	957	832	—
2	-183,992	857	723	590	458	328	199	71	945	820	—
3	979	843	709	577	445	315	186	58	932	807	—
4	965	830	696	563	432	302	173	46	920	795	—
5	952	816	683	550	419	289	160	33	907	782	—
6	934	803	669	537	406	276	148	20	895	770	—
7	924	790	656	524	393	263	135	08	882	758	—
8	911	776	643	511	380	250	122	—	870	745	—
9	897	763	630	498	367	237	109	—	857	733	—

лонированный платиновый термометр сопротивления. При этом необходимо учесть некоторые особенности процесса кипения технически чистого кислорода, которым мы пользуемся для наполнения ванны. Температура технически чистого кислорода вследствие примесей посторонних газов, главным образом азота и аргона, должна лежать ниже температуры кипения чистого кислорода. По исследованиям Бэли (Baly) температура кипения понижается, примерно, на $0^{\circ},1\text{C}$ на каждые $0,4\%$ содержания азота в жидком кислороде и, таким образом, мы должны были бы наблюдать для нашего кислорода (получаемого с завода) температуру, более низкую — приблизительно на 1°C , чем у чистого кислорода. В действительности же наблюдается, что кислород в сосуде Дьюара имеет температуру более высокую, обычно на $0,1-0^{\circ},2\text{C}$, чем температура кипения чистого вещества при имеющемся атмосферном давлении. Температура кислорода при этом не остается постоянной, она подвержена колебаниям в сторону и повышения и понижения; иногда температура как будто устанавливается на 5—10 мин., но потом снова делается неустойчивой: ход температуры не имеет закономерного характера. Таким образом в кислороде, предоставленном самому себе, происходит задержка кипения, обуславливающая перегрев жидкости.

Гидростатическое давление жидкого кислорода по сравнению с упругостью его насыщенного пара даже на небольшом расстоянии от поверхности достаточно велико, чем и затрудняется образование пузырьков пара внутри и создаются благоприятные условия для перегрева кислорода. Введение в ванну небольших кусочков некоторых твердых веществ вызывает более или менее интенсивное вскипание жидкости, сопровождающееся падением температуры. Нижние слои несколько теплее; наибольшие температурные перепады внутри кислорода в цилиндрическом сосуде объемом в 3—4 л не превышают, по нашим измерениям, $0^{\circ},04\text{C}$. Наличие температурных перепадов и неупорядоченный характер изменения температуры исключают применение не перемешиваемых ванн для точных работ.

Если перемешивать кислород, то наблюдается сначала быстрое, а потом замедленное понижение температуры. При этом ход температуры не всегда равномерен. В отдельных, более редких случаях, наблюдается даже небольшое повышение ее. Чаще, однако, наблюдается понижение температуры на 2—3 сотых градуса за время, необходимое для выполнения электрических измерений, т. е. 20—30 мин. При интенсивном перемешивании кислорода, сопровождающимся заметным волнением на его поверхности, эффект поверхностного охлаждения должен сказываться более резко и повлечь за собою понижение температуры уже во всем объеме ванны, что мы и наблюдаем. Поэтому, казалось бы, представляется целесообразным провести опыты в закрытой, герметизованной ванне, в которой состав атмосферы, находящейся над жидкостью, более соответствовал бы составу самой жидкости. Сложность такого устройства заставила нас, однако, в настоящее время отказаться от его осуществления и мы работаем с открытой ванной, используя для стабилизации температуры то обстоятельство, что при подливании кислорода температура в ванне всегда быстро повышается.

Устройство ванны (рис. 5) заключается в следующем. Эксцентрично по отношению к оси цилиндрического сосуда Дьюара ($\varnothing = 94, h = 300 \text{ мм}$)

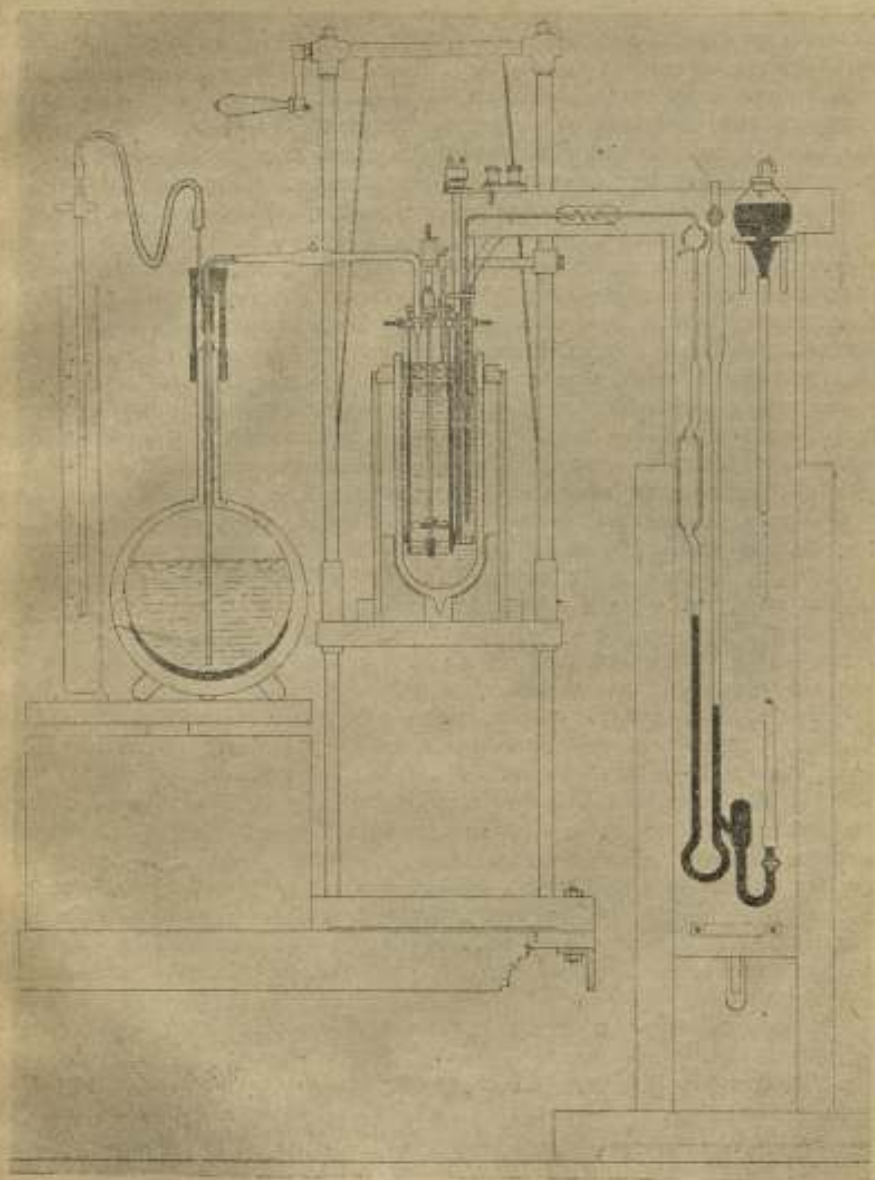


Рис. 5.

на трех тонких стальных держателях закреплен массивный латунный цилиндр. По оси цилиндра проходит вал пропеллерной мешалки, лопасти которой расположены в нижней части цилиндра. На последнем эксцентрично по отношению к валу одет на специальных держателях цилиндр из тонкой медной сетки (\varnothing 89 мм). Широкая часть серповидного зазора между сеткой и внутренним цилиндром является рабочим пространством ванны (сетчатый цилиндр предназначен для ограждения градуируемых приборов от осколков стекла в случае самопроизвольного разрыва сосуда Дьюара). Наполненный жидким кислородом сосуд Дьюара подводится снизу под мешалку посредством подъемного устройства. При этом сетчатый цилиндр располагается концентрично с сосудом Дьюара.

Как сказано выше, при перемешивании температура медленно опускается. Одновременно происходит и понижение уровня кислорода в ванне вследствие его испарения. Для стабилизации температуры в ванну посредством сифонной Дьюаровской трубки непрерывно подливается кислород из запасного сосуда. Конец сифонной трубки свисает над ванной. Для получения равномерного и в то же время весьма слабого потока кислорода в свисающий над ванной конец сифонной трубки вставляется кусок изолированного медного проводника. Вследствие явления волосности это простое приспособление обеспечивает равномерность потока при тех небольших изменениях его величины, с которыми приходится иметь дело. По нижней, оголенной от изоляции, части проволоки кислород стекает мельчайшими каплями; меняя высоту падения капелек через атмосферу, можно добиться для определенного числа оборотов мешалки того, что при неизменном уровне кислорода температура 30—40 мин. остается постоянной в пределах нескольких тысячных градуса. Таким образом, стабилизация температуры сводится к поддержанию постоянного уровня жидкости в ванне. Подбор надлежащей скорости подливания жидкого кислорода в ванну осуществляется простым изменением давления в запасном сосуде Дьюара (что легко может быть автоматизировано).

Для контроля неизменности уровня мы пользуемся термопарой непосредственно присоединенной к стрелочному гальванометру. Спай термопары при работе мешалки касается кислорода в ванне. При понижении уровня жидкости в ванне спай окажется в газообразной атмосфере, что будет сразу обнаружено по уменьшению показаний гальванометра. Для достижения прежнего уровня достаточно увеличить на несколько миллиметров глубину погружения трубки ограничителя давления в запасном сосуде Дьюара.

Применяемый нами метод стабилизации температуры существенно улучшает ее постоянство.

Непрерывное подливание кислорода помимо стабилизации температуры позволяет вести эксперимент в течение длительного времени при неизменных условиях.

Для иллюстрации работы ванны приводим данные, полученные при градуировке платинового термометра сопротивления (с малой константой отставания).

Сконструированный нами термометр давления насыщенных паров кислорода и описание ванны были применены для эталонирования эталонных платиновых термометров сопротивления лаборатории в точке кипения

ния кислорода.* Достигнутая точность оказалась вполне удовлетворительной, причем результаты нашего эталонирования оказались близкими к данным эталонирования тех-же термометров в PTR и в Бюро стандартов США. Описание опытов, связанных с эталонированием платиновых тер-

Таблица 2

τ время (мин.)	R сопротивление термометра (ом)	δ отклонения от средней темпера- туры, вычислен- ные по показаниям термометра со- противления ($^{\circ}\text{C}$)	p Показания кисло- родного термоме- тра (мм)
0	6,1643 ₅	+ 0,0000	- 18,8
10	6,1642 ₀	- 0,0015	- 18,7
11	6,1643 ₀	- 0,0005	- 18,7
13	6,1643 ₁	- 0,0003	- 18,7
16	6,1644 ₀	+ 0,0005	- 18,7
19	6,1644 ₇	+ 0,0011	- 18,7
25	6,1644 ₅	+ 0,0009	- 18,7
Среднее . . . 6,1643 ₅		$\frac{\Sigma(\delta)}{n} = 0,0007$	

мометров сопротивления в реперной точке кипения кислорода, а равно и более общий вопрос о воспроизведении во ВНИИМе международной шкалы температур в области ниже 0° , составят предмет особой статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Stock u. C. Nielsen, Dampfdruckthermometer, „Ber. d. D. Chem. Ges.“, 2, 2066, 1906.
2. P. G. Cath, On the measurment of very low temperatures, Vapour pressures of oxygen and nitrogen for obtaining fixed points on the temperature scale below 0°C , „Comm. of the Ph. Lab. of Leiden“, N. 1523, 1918.
3. A. Thiel u. E. Caspar, Ueber die Temperatur von Kältebädern mit festen Kohlendioxyd, „Z. f. Physik. Chem.“, 1914, 86, 257.
4. F. Henning, Die Fixierung d. Temperaturskala zwischen 0 und -193° , „Ann. d. Ph.“ 40, 635, 1913 u. 43, 282, 1914.
5. F. Henning u. Heuse, Eine neue Bestimmung der normalen Siedepunkte von Sauerstoff, Sticstoff und Wasserstoff, „Z. f. Phys.“, 23, 105, 1924.
6. F. Henning u. J. Otto, Dampfdruckkurven und Tripelpunkte in Temperaturgebiet von 14 bis 90° abs., „Wiss. Abh. d. PTR“, XX, 185, 1936.
7. G. A. Boutry, La mesure de haute precision et les besoins de l'industrie moderne, Laboratoire d'Essais, „Publication“, N 36, 1938.
8. Heuse u. Otto, Eine neue Bestimmung von Fixpunkten unterhalb 0° in Verbindung mit Tensions und Widerstandsthermometern, „Ann. d. Phys.“ (5), 14, 185, 1932 (2) u. (5), 9, 496, 1931 (4).
9. Shinichi Aoyama u. Eizô Kanda, Determination of fixed points in the low temperature with a hydrogen thermometer, „Bull. of the Chem. Soc. of Japan“, Tohoku, vol. 10, N. 10, p. 4, 1935.
10. H. Siemens, Ueber Dampfdruckmessungen und Thermometer bei tiefen Temperaturen, „Ann. d. Ph.“, 4, 871, 1913.



11. F. Henning u. A. Stock, Ueber die Sättigungsdrucke einiger Dämpfe zwischen -10 und -181° , „Z. f. Phys.“, Bd. 4, 226, 1921.
12. Stock, Dampfdruckthermometer, „Z. f. Elektrochemie“, Bd. 29, 354, 1923.
13. Положение о международной температурной шкале, „Труды VIII Конгр. по мерам и весам“, 1933.
14. Baly E. C. C., On the distillation of liquid air and the composition of the gaseous and liquid phases, „Phil. Mag.“ 49, 517—529, 1900.
15. Dr. H. Kammerlinga-Onnes & Dr. C. Braak, On the measurement of very low temperatures; On the standardizing of temperatures by means of boiling points of pure substances, „Comm. of the Ph. Lab. of Leiden“, N. 107a, 1908.
16. M. Shepherd, E. B. Weaver u. S. F. Pickering, Preparation of oxygen of high purity, „J. of Research“, N. B. of St., Vol. 22, № 3, 1939.

Отв. редактор Г. М. Крупицкий

М 36358. Подписано к печ. 20/II 1941 г. Печ. л. 3,5, 53 тыс. тип. знаков в печ. л.
Лит. л. 4,7. Формат бум. 60×92 см. Тираж 1000 экз. Заказ № 7103. Цена 5 руб.

1-й тип. Машгиза НКТП, Ленинград, ул. Моисеенко, 10.

ИЗДАНИЯ 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. *Меремина Н. А.*, ц. 4 р.
3. Исследования в области измерения длины. № 22(38), под ред. проф. *Баранова 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. *Меремина Н. А.*, ц. 10 р.
6. Исследования в области рентгенометрии. № 25(41), под ред. проф. *Тиходеева П. М.*, ц. 4 р.
7. Исследования в области радиологии. № 25(42), под ред. проф. *Боговая Н. А.*, ц. 50 к.
8. Магнитные измерения и измерения. № 1(43) под ред. проф. *Шрамкина А. А.*, ц. 4 р.
9. Механические измерения. № 2(44), под ред. проф. *Доброхотова А. Н.*, ц. 5 р.
10. Высокочастотные исследования и измерения, под ред. проф. *Кьяндера В. А.*, ц. 10 р.
11. Потенциометрическая метрография, *Кротова В. И.*, ц. 9 р. 75 к.
12. Эталонная метрография, *Россовская В. А.*, ц. 1 р.
13. Современные методы эталонов длины и методы точного измерения длины. Методы точных измерений. Проф. *Баранов В. А.*, ц. 11 р.
14. Краткий обзор важнейших научно-исследовательских работ лабораторий ВНИИМ (по измерениям длины и качества обработки поверхностей). Под ред. проф. *Баранова В. А.*
15. Температурные измерения под ред. проф. *Кондратьева Г. М.*
16. Исследования в области химии, под ред. проф. *Липина С. В.*
17. Исследования в области оптических измерений, под ред. а. чл. *Романовой Н. Ф.*
18. Точные измерения в приборостроении и машиностроении, под ред. проф. *Баранова В. А.*
19. Исследования в области тепловых измерений, под ред. проф. *Кондратьева Г. М.*

В ПЕЧАТИ

1. Новый световой эталон, под ред. проф. *Тиходеева П. М.*
2. Исследования в области механических измерений, под ред. проф. *Петрова В. П.*
3. Исследования в области рентгенометрии и электронизмерений, под ред. проф. *Карандеева К. Б.*

Заявки 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-производств. отд. ВНИИМа.

Цена 4 руб.

СКЛАД ИЗДАНИЙ:

Ленинград. Международный проспект, № 19. ВНИИМ

