

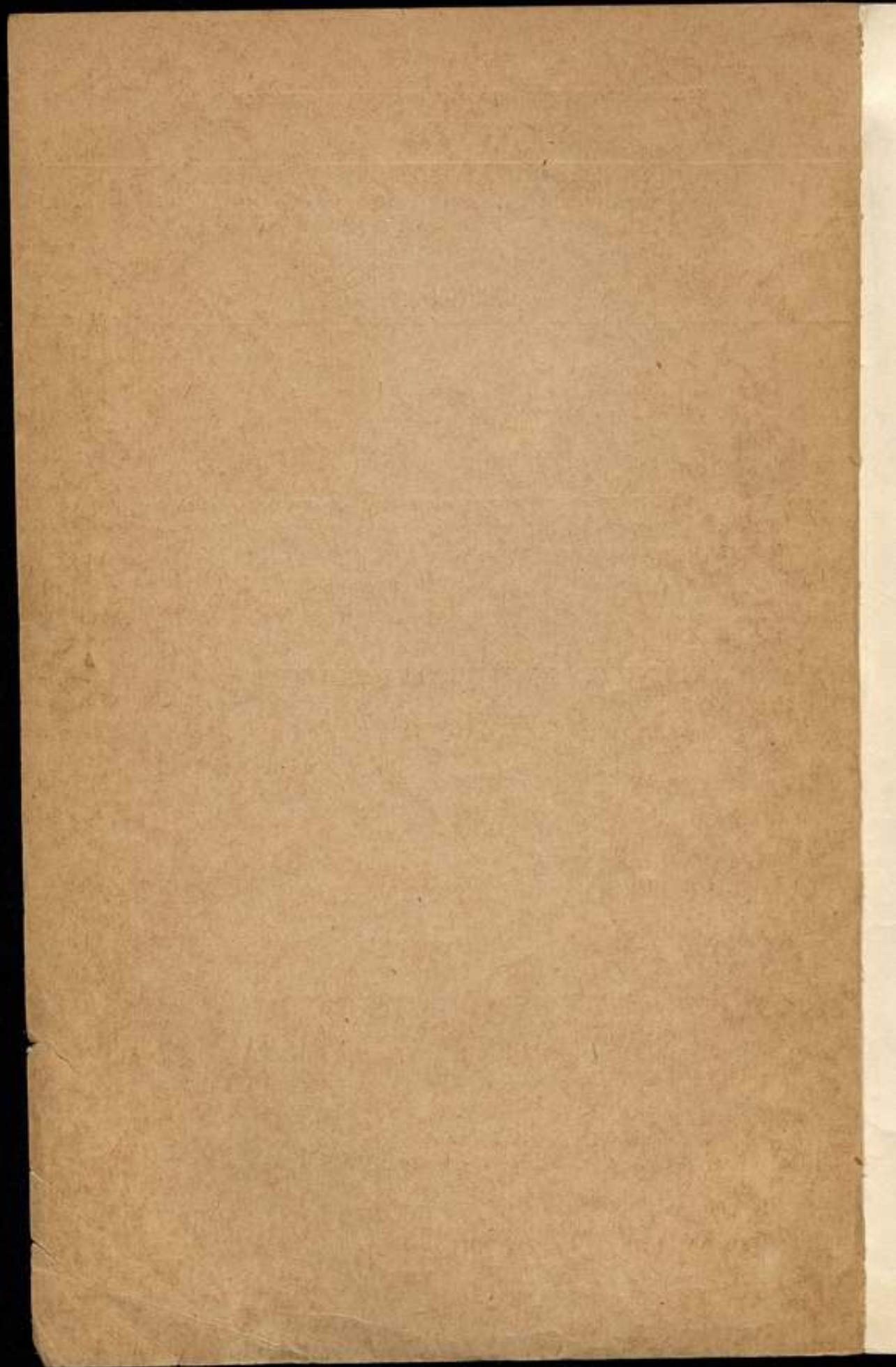
КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ  
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

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

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ  
ТЕМПЕРАТУРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

ТРУДЫ ИНСТИТУТОВ КОМИТЕТА  
ВЫПУСК 87 (147)





КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР \*И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ  
при СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

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

# ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

ТРУДЫ ИНСТИТУТОВ КОМИТЕТА

ВЫПУСК 87(147)

Под редакцией  
к. т. н. И. И. КИРЕНКОВА



ИЗДАТЕЛЬСТВО КОМИТЕТА СТАНДАРТОВ, МЕР  
И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ при СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР  
Москва — 1966

ж 13519 а

Редакционный совет

П. Н. Агалецкий, Н. Н. Александрова, В. О. Арутюнов,  
С. В. Горбачевич, Е. Ф. Долинский, М. К. Жоховский,  
Л. М. Закс, В. В. Кандыба, Л. К. Каяк, Н. И. Киренков,  
Д. К. Коллеров, Е. Т. Чернышев, К. П. Широков,  
Е. Г. Шрамков, Б. М. Яновский

Ответственный редактор

д-р техн. наук проф. **В. О. АРУТЮНОВ**

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Большая часть публикуемых в настоящем сборнике статей посвящена состоянию эталонов температурной шкалы и путям их развития. Четкое определение и точное экспериментальное осуществление температурной шкалы является необходимым условием обеспечения единства, точности, научных основ и возможности дальнейшего совершенствования температурных измерений. Сравнение отечественной температурной метрологии с метрологией передовых зарубежных стран показывает, что советская температурная метрология отличается высокой степенью самостоятельности. Во ВНИИМ и во ВНИИФТРИ ведутся активные работы по исследованию термодинамической температурной шкалы и получены надежные, точные результаты в широком диапазоне температур от 10 до 1337°К. Так же широко проводятся разработки и исследования принципиально новых методов построения термодинамической шкалы, включая измерения более низких температур. Международная практическая температурная шкала (МПТШ) во всем ее диапазоне осуществляется в СССР совершенно самостоятельно, причем в этой работе активно участвуют также другие институты Комитета: ХГИМИП, НГИМИП, Свердловский филиал ВНИИМ. Благодаря этому большая часть основных эталонов и эталонных установок основана на оригинальной методике и конструкциях, имеющих ряд неоспоримых преимуществ перед зарубежными. Сюда относятся в первую очередь платиновые термометры сопротивления конструкции П. Г. Стрелкова, обладающие в настоящее время весьма высокими метрологическими свойствами; фотоэлектрические пирометры ХГИМИП и ВНИИМ, позволившие отечественной метрологии (в отличие от зарубежной) перейти с визуального на фотоэлектрический метод построения шкалы высоких температур; целый ряд термостатных и криостатных устройств для осуществления реперных точек и для других метрологических исследований и много других разработок, широко внедренных в метрологическую практику. Благодаря этим исследованиям и разработкам СССР, по сравнению с другими странами, имеет возможность в минимальной степени импортировать температурную шкалу.

В публикуемых в настоящем сборнике работах особое внимание уделяется вопросам достигнутой точности и исследованию источников погрешностей.

При всех тепловых измерениях, как и при многих других видах измерений, систематические погрешности, как правило, преобладают над случайными. Поэтому, с одной стороны, оказывается бесполезным как тщательный математический анализ случайных погрешностей, так и накопление больших рядов измерений, необходимых для такого анализа. С другой стороны, изучение и степень исключения систематических погрешностей во многих случаях лимитируется значением случайных погрешностей. Поэтому в практике тепловых измерений ВНИИМ обычно считается необоснованной оценка случайных погрешностей теплового метрологического эксперимента по рассчитанным методами математической статистики погрешности результата. Более правильно в этих условиях, по-видимому, вести эти расчеты на основе погрешности ряда измерений, характеризующей чувствительность метода и возможность изучения систематических погрешностей. По этим причинам обычно предельная погрешность результата измерений принимается равной средней квадратической погрешности ряда измерений.

При всех тепловых метрологических измерениях, в частности, при изучении эталонов, число измерений, как правило, значительно больше пяти. Это практикуется, в первую очередь, для изучения влияния возможных вариаций условий эксперимента на его результат.

Такой метод оценки погрешности результата при метрологических работах принят, в частности, в статьях Ф. З. Алиевой и Г. А. Крахмальниковой, в которых описывается состояние эталонов МПТШ для температур выше 0°C. Несомненный интерес представляют также другие статьи сборника, посвященные разработке и исследованию новых термостатных устройств, новой высокоточной аппаратуры эталонного назначения, а также некоторых теоретических вопросов метрологии высоких и низких температур.

Редактор

## СОСТОЯНИЕ ЭТАЛОНОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУР В ОБЛАСТИ $0 \div 1063$ С

*Приводится описание аппаратуры и приборов, служащих для воспроизведения во ВНИИМ Международной практической температурной шкалы (МПТШ) в интервале температур  $0 \div 1063$  С.*

Первичный эталон в области измерения температур  $0 \div 1063$ °С определяется как «совокупность аппаратуры и методики воспроизведения Международной практической температурной шкалы (МПТШ)». Эта шкала от 0°С до точки затвердевания золота основана на пяти воспроизводимых при помощи эталонных приборов температурах (первичные постоянные точки), для которых установлена зависимость между их показаниями и измеряемой температурой в промежутках между этими постоянными точками.

Остановимся кратко на описании аппаратуры и приборов, которые служат для воспроизведения первичных постоянных точек во ВНИИМ.

### Постоянные точки

Тройная точка воды. В качестве основной постоянной точки МПТШ выбрана тройная точка воды, так как из всех существующих температур она наиболее стабильна и легко воспроизводима. Для нее принято числовое значение  $+0,01$ °С.

Тройная точка воды применяется во ВНИИМ с 1954 г. Методика осуществления ее включает:

- 1) подготовительные работы, в которые входят получение бидистиллята воды и изготовление заготовок сосудов из пирекса, стекла № 29 или № 23. Удельная электропроводность применяемой дистиллированной воды должна быть не выше  $1,5 \cdot 10^{-6} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ ;
- 2) заполнение, откачка и запайка сосудов тройной точки воды;
- 3) получение третьей фазы — ледяной рубашки и подготовка сосуда к измерению.

Воспроизводимость тройной точки воды приблизительно за 6 месяцев в среднем по 5 эталонным термометрам равна  $\pm 0,3 \cdot 10^{-3}$  град (табл. 1). Тройная точка воды стабильна в пределах  $\pm (1 \div 2) \cdot 10^{-4}$  град.

Составляющие погрешности воспроизведения этой точки изучены подробно [1].

Таблица 1

Сопротивление (ом) платиновых термометров в тройной точке воды

	ПТ-10-5	ПТ-10-8	ПТ-10-14	ПТ-25-20	ПТ-25-21
	10,22934	10,22933	10,22528	25,65929	25,66183
	31	38	30	29	86
	31	33	30	29	86
	35	32	30	29	88
	35	33	31	32	88
	30	33	30	32	88
	34	33	28	29	
	34		28	29	
				29	
				32	
				32	
Среднее	10,22933	10,22934	10,22529	25,65930	25,66187
Средняя квадратичная погрешность ряда:					
$10^{-5}$ ом	$\pm 2$	$\pm 2$	$\pm 1$	$\pm 1$	$\pm 2$
$10^{-3}$ град	$\pm 0,5$	$\pm 0,5$	$\pm 0,2$	$\pm 0,1$	$\pm 0,2$
В среднем по пяти термометрам $\pm 0,3 \cdot 10^{-3}$ град					

Во ВНИИМ для практической работы при эталонных измерениях в постоянном обращении имеется не менее трех сосудов тройной точки воды.

Точка кипения воды имеет высокую стабильность. Точность ее воспроизведения в настоящее время удовлетворяет требованиям, предъявляемым к точностям температурных измерений при эталонных работах.

В 1957 г. была изготовлена новая аппаратура для осуществления точки  $100^{\circ}\text{C}$ , обеспечивающая кипение воды в кипятильнике при строго фиксированном давлении, не зависящем от атмосферного.

В 1962 г. изготовлен и введен в действие водяной кипятильник новой конструкции. Корпус его латунный, внутри луженый, снаружи защищен экранами из полированной латуни. Внизу по центру расположен нагреватель, над ним — пучок серебряных проволочек, который страхует от всплесков при кипении воды и попадания ее брызг на чувствительный элемент термометра.

Выше крышки кипятильника находится холодильник, в плоскости которого пары полностью конденсируются, и образовавшаяся вода стекает по его стенкам. Для погружения термометров имеются специальные составные гильзы, нижняя часть их для обеспечения хорошего теплового контакта сделана из серебра, а верхняя для уменьшения теплоотвода — из нейзильбера. Для уменьшения излучения тепла гильзы снабжены конусообразными экранами. В кипятильнике используется дистиллированная вода электропроводностью не выше  $5 \cdot 10^{-6} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ , что предохраняет водяной пар от загрязнения. Кипятильник соединен с маностатом и барометром в одну герметическую систему. Режим нагревания его подбирают таким образом, чтобы интерференционная картина, наблюдаемая на эталонном барометре, и сопротивление платинового термометра во время кипения воды оставались стабильными.



Градиент температуры в рабочем пространстве кипятильника не превышает  $1 \cdot 10^{-4}$  град/см. Благодаря этому при изменении глубины погружения термометра на 50 мм и мощности кипятильника на 10% обеспечивается постоянство показаний термометра в пределах  $\pm 0,0004$  град.

Маностат служит для поддержания давления паров воды постоянным и не зависящим от атмосферного. Он представляет собой снабженный пробковой изоляцией цилиндр (с воздухом или инертным газом) емкостью приблизительно 90 л. Для уменьшения влияния колебаний температуры внешней среды на давление газа в маностате цилиндр помещен в бак с водой емкостью около 100 л. За период измерения температура газа в маностате остается постоянной в пределах  $\pm 0,001$  град.

Давление паров воды измеряется при помощи точного ртутного барометра с интерференционным отсчетом [2], установленного в термостатированной комнате с автоматической регулировкой температуры. Погрешность измерения давления барометром равна  $\pm (0,4 - 0,5)$  н/м<sup>2</sup>, что соответствует погрешности измерения температуры менее  $\pm 0,0002$  град. За время измерения давления температура ртути барометра остается постоянной в пределах  $\pm 0,015^\circ\text{C}$ .

Стабильность температуры равновесия между водой и ее паром обеспечивается в пределах  $\pm (2 - 3) \cdot 10^{-4}$  град.

О воспроизводимости точки кипения воды можно судить по данным табл. 2. В среднем по четырем термометрам сопротивления эта погрешность (приблизительно за 6 месяцев) не превышает  $\pm 1,1 \cdot 10^{-3}$  град.

3-4 МК

Таблица 2

Сопротивление (ом) платиновых термометров в точке кипения воды

	ПТ-10-3	ПТ-10-13	ПТ-10-15	ПТ-25-20
	14,24488	14,24383	14,24766	35,73093
	91	87	63	89
	97	76	72	91
	92	89	72	90
	87	84	76	99
	89	75	74	105
	91	88	72	104
		88		84
				85
				76
				91
				99
				92
Среднее	14,24491	14,24384	14,24771	35,73093
Средняя квадратичная погрешность ряда:				
$10^{-5}$ ом	$\pm 3$	$\pm 6$	$\pm 5$	$\pm 8$
$10^{-3}$ град	$\pm 0,7$	$\pm 1,5$	$\pm 1,2$	$\pm 0,8$
	В среднем по четырем термометрам $1,1 \cdot 10^{-3}$ град			

Точка затвердевания цинка. В положении о МПТШ рекомендуется применение точки затвердевания цинка взамен точки кипения серы при нормальном атмосферном давлении. Для осуществления

точки кипения серы, так же как и для точки кипения воды, требуется громоздкая аппаратура. Кроме того, точка кипения серы воспроизводится с большой погрешностью. Поэтому во ВНИИМ ею не пользуются, заменив точкой затвердевания цинка высокой чистоты (в некоторых странах, в том числе в США, используют точку кипения серы).

Точку затвердевания цинка осуществляют в шахтной печи, в которую устанавливают тигель из графита высокой чистоты. Для поддержания равномерного температурного поля печь снабжена массивным медным блоком и устройствами для точной регулировки тока в трех обмотках.

Печь для плавки цинка обеспечивает стабильность температуры равновесия между твердым и жидким цинком в пределах  $\pm (3-4) \cdot 10^{-4}$  град и воспроизводимость приблизительно в течение 6 месяцев  $0,9 \cdot 10^{-3}$  град (табл. 3). Это достигается созданием однородного поля температур в рабочем пространстве печи с градиентом, не превышающим  $3 \cdot 10^{-2}$  град/см, и применением образца цинка чистотой 99,9998%.

Таблица 3

Сопротивление (ом) платиновых термометров в точке затвердевания цинка

	ПТ-10-3	ПТ-10-13	ПТ-10-14	ПТ-25-20
	26,27231	26,27010	26,26096	65,89600
	34	6994	99	583
	36	7002	97	603
	33	7002	91	590
	36	7008	99	596
	30	6994	—	598
Среднее	26,27233	26,27002	26,26096	65,89595
Средняя квадратичная погрешность ряда:				
$10^{-5}$ ом	$\pm 2,5$	$\pm 7$	$\pm 3$	$\pm 7$
$10^{-3}$ град	$\pm 0,6$	$\pm 1,7$	$\pm 0,7$	$\pm 0,7$
	В среднем по четырем термометрам $\pm 0,9 \cdot 10^{-3}$ град			

Точка затвердевания серебра и золота. Постоянные точки затвердевания серебра (960,8°C межд.) и золота (1063,0°C межд.) осуществляют в шахтных печах. Рабочее пространство печи представляет собой трубу диаметром 50—55 мм и длиной 500 мм, с нагревателем из нихромовой ленты (7×0,2 мм). Трубу (из фарфора или непрозрачного кварца) с нагревателем вставляют в охранную фарфоровую трубу большего диаметра. Зазор между трубами облегчает смену нагревателя. Охранная труба помещена в железный кожух. Пространство между ними заполнено теплоизоляционным материалом. Снизу печь закрывают, чтобы избежать подсоса воздуха, вызывающего быстрое горение графитовых тиглей. После смены нагревателя необходимо выбрать участок температурного поля длиной 150—200 мм с градиентом температуры, не превышающим 0,2—0,3 град/см, куда помещают тигель с металлом [3].

Для получения точки затвердевания серебра применяют образец весом 840 г чистотой 99,999%, а для точки затвердевания золота — образец весом 1500 г также чистотой не ниже 99,999%.

Тигли для металлов, изготовленные из чистого графита (зольность не более 0,005%), имеют внутренний диаметр 30—35 мм, толщину стенок 5—10 мм, высоту 180—200 мм.

Печи для плавки серебра и золота обеспечивают постоянство температуры затвердевания в пределах  $\pm 0,03$  град, причем воспроизводимость точек затвердевания этих металлов с помощью платинородий-платиновых термпар составляет  $\pm (0,05—0,08)$  град.

Постоянная точка затвердевания сурьмы ( $630,5^\circ\text{C}$ ) является не первичной, а вторичной постоянной точкой МПТШ, и ее числовое значение определяют эталонным платиновым термометром сопротивления.

Точка затвердевания сурьмы осуществляется в такой же шахтной печи, которую применяют для точек серебра и золота. Воспроизводимость точки затвердевания сурьмы при помощи платинородий-платиновой термпары равна  $\pm (0,04—0,06)$  град.

### Платиновые термометры сопротивления

В 1950 г. в качестве рабочих эталонов были утверждены платиновые термометры сопротивления № 4 и № 16, изготовленные в ХГИМИП. На их фарфоровом каркасе крестообразного сечения бифилярно намотана платиновая проволока диаметром 0,1 мм, к концам которой приварены по два платиновых вывода.

Ежегодная градуировка этих термометров в постоянных точках до 1958 г. показала, что их стабильность не удовлетворяет предъявляемым к ним требованиям. Поэтому во ВНИИМ изучали платиновые термометры конструкции П. Г. Стрелкова с целью утверждения их в качестве новых эталонов. Оказалось, что по стабильности они также не обеспечивают требуемой точности.

В течение 1959—1960 гг. во ВНИИМ создано 15 новых термометров сопротивления. В них, так же как и в конструкции П. Г. Стрелкова, на кварцевый геликоидальный каркас монтируют платиновую спираль.

Для термометра сопротивлением 10 ом при  $0^\circ\text{C}$  применяют проволоку диаметром 0,1 мм, а 25 ом — 0,07 мм. Четыре вывода (токовые и потенциальные), проходящие внутри пробирки термометра, сделаны из платиновой проволоки диаметром 0,3 мм и длиной 500 мм и изолированы друг от друга соломкой из плавленного кварца. Защитным чехлом термометра служит пробирка также из плавленного кварца длиной 550 мм, внутренним диаметром 3,5—4 мм и наружным — около 5 мм. Для улучшения условий теплообмена между чувствительным элементом и измеряемой средой термометры заполнены гелием, содержащим около 10% кислорода.

Конструкция термометров предусматривает возможность регулировки их сопротивления с точностью  $\pm 0,1\%$ . Номинальные значения сопротивления термометров близки к значению сопротивления образцовых мер. Исследование показало, что наиболее стабильны термометры ПТ № 3, 8, 12, 13, 20, 23 и 26.

В положении о МПТШ 1948 г. (редакция 1960 г.) рекомендуются следующие критерии для эталонных платиновых термометров сопротивления:

1) для отношения сопротивления в точке кипения воды  $R_{100}$  к сопротивлению в точке таяния льда  $R_0$  (рассчитываемому по данным эксперимента с тройной точкой воды):

$$R_{100}/R_0 \geq 1,3920;$$

2) для коэффициента  $B$  уравнения платинового термометра сопротивления

$$B = -(0,5857 \pm 0,001) \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-2};$$

3) изменение показаний термометра в тройной точке воды после градуировки в трех постоянных точках не должно превышать  $0,001 \text{ град}$ .

Соответствие эталонных термометров ВНИИМ критериям МПТШ видно из табл. 4.

Таблица 4

Номера термометров	$R_{20}/R_0$	$B, \text{град}^{-2} \cdot 10^{-7}$	$\Delta t, \text{град}$
3	1,392606	-5,8501	0,0001
8	550	8502	02
12	608	8473	20*
13	585	8508	01
20	571	8517	01
23	589	8517	01
26	616	8507	01

\* Для термометра № 12  $\Delta t$  соответствует изменению его показаний в тройной точке воды после работы в точке затвердевания сурьмы.

О стабильности эталонного термометра сопротивления № 12, предназначенного для определения температуры затвердевания сурьмы ( $t_{\text{сб}}$ ), можно судить по данным табл. 5. Изменение сопротивления термометра в тройной точке воды, измеренное после каждой выдержки при температурах, близких к  $t_{\text{сб}}$ , достигает  $19 \cdot 10^{-5} \text{ ом}$  ( $0,005 \text{ град}$ ). В связи с этим его градуировку периодически возобновляют. Указанная стабильность термометра для определения  $t_{\text{сб}}$  вполне достаточна.

Рабочие эталоны (платиновые термометры сопротивления) служат для определения температуры затвердевания металлов — вторичных постоянных точек МПТШ — и для передачи значения МПТШ на образцовые приборы 1-го разряда, а также на рабочие приборы высокой точности.

### Электронизмерительная аппаратура

Поскольку температурный коэффициент сопротивления платиновой проволоки равен  $3,9 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$ , то для измерения температуры с помощью платинового термометра сопротивления с точностью  $1 \cdot 10^{-4} \text{ град}$  необходимо измерить его сопротивление с относительной точностью порядка  $(2-3) \cdot 10^{-7}$ .

Во ВНИИМ применяются два метода измерения сопротивления платиновых термометров сопротивления — компенсационный и мостовой.

Компенсационный метод. Требуемая точность измерения сопротивления этим методом достигается при применении: а) компенсатора наивысшего класса типа Р308; б) специальных мер сопротивления, кратных 10, вместо обычных образцовых катушек сопротивления; в) гальванометра с постоянной по напряжению не более  $0,5-10^{-6} \text{ в/мм}$  и периодом колебаний не более  $10 \text{ сек}$ .

Во ВНИИМ разработаны и применяются золото-хромовые меры сопротивления. В основу их создания положена идея термостатива-

ния проволоки с низким температурным коэффициентом при стабильной температуре. Такой стабильной температурой является тройная точка воды, которая и служит в этом случае термостатом. Очень важ-

Таблица 5

Дата 1963 г.	Выдержка		$R_{тр}$ , ом
	при темпе- ратуре, °C	продолжи- тельность, ч	
12/II	660	3	—
13/II	—	—	10,22586
22/II	700	5	—
26/II	—	—	10,22594
7/III	660	3	—
8/III	—	—	10,22601
12/III	419,505	1	—
14/III	—	—	10,22582
15/III	419,505	1	—
16/III	—	—	10,22579
19/III	660	3	—
20/III	—	—	10,22595
22/III	630,5*	1	10,22578
23/III	—	—	10,22578
3/VII	630,5**	1	—
29/X	—	—	10,22591

\*  $R_{Sb} = 33,50179$ .  
 \*\*  $R_{Sb} = 33,50177$ .

ным обстоятельством является то, что золото-хромовые меры имеют номинальные значения, близкие к сопротивлению платиновых термометров в каждой постоянной точке. Это позволяет исключить погрешность компенсатора.

Применение компенсационного метода дополнительно требует независимого точного измерения сопротивления золото-хромовых мер сопротивления.

Мостовой метод. В настоящее время применяются две мостовые установки: мост МКС-1 и мост Смита. Мост МКС-1 при разработке не предназначался для использования в области термометрии. Его основное назначение — измерение сопротивлений, кратных 10 в широком диапазоне, в то время как сопротивления платиновых термометров не бывают кратными 10 и находятся в пределах 0,1—100 ом. Возможность использования моста для термометрии с достаточно высокой точностью была получена благодаря применению специальных блоков сопротивления, включаемых в схему моста в качестве его основных плеч. Описание моста и элементов, входящих в его схему (блок сопротивлений, магазин и мера отношений), приведено в работе [4]. Следует отметить, что несовершенство изготовления некоторых узлов мостовой установки и неудачный подбор материалов для контактных устройств часто приводит к быстрому их износу. Поэтому ухудшается воспроизводимость результатов измерения.

Полученный из Англии в 1963 г. мост Смита обеспечивает ту же точность измерений, что и мост МКС-1, но дает более высокую воспроизводимость. Он является частным случаем классического двойного моста Томсона, предназначенного для измерения малых сопротивлений.

Наличие моста Смита, моста МКС-1 и компенсатора с комплектом золото-хромовых мер позволяет осуществлять сравнительные измерения сопротивления платиновых термометров и повышает надежность их результатов. Благодаря этому погрешность измерения электрического сопротивления в настоящее время не превышает  $(2-3) \cdot 10^{-7}$ , что составляет около  $1 \cdot 10^{-7}$  град.

Для измерения температуры с помощью термопар с погрешностью  $\pm 0,01$  град необходимо измерять т.э.д.с. с погрешностью  $\pm 0,1$  мкв. Требуемая точность достигается при использовании потенциометров Диссельхорста, нормального элемента 1-го класса и гальванометра с постоянной  $1 \cdot 10^{-7}$  в/мм.

### Платинородий-платиновые термопары

В 1957 г. в качестве рабочих эталонов были утверждены платинородий-платиновые термопары № СВ-1, СВ-2, СВ-5, СВ-7, СЭ-49. Вследствие износа стабильность этих термопар ухудшилась. Поэтому в 1963 г. были подготовлены термопары из новых термоэлектродов, очищенных и отожженных электрическим током, согласно инструкции № 161—60.

Конструкция новых термопар несколько отличается от принятой ранее и повышает их механическую прочность. Для изоляции термоэлектродов термопар применены двухканальные фарфоровые трубки длиной 500 мм, предварительно очищенные кипячением в 30%-й азотной кислоте, многократным кипячением в дистиллированной воде и сушкой в вакууме при  $t=500^\circ\text{C}$  в течение 6 ч. Армированные термопары отожжены в горизонтальной печи при  $t=1100^\circ\text{C}$  в течение 2 ч. Рабочий спай термопары спрятан в пазу керамической трубки, свободные концы с соединительными медными проводами помещены в стеклянные пробирки и спаяны оловом.

Для исследования стабильности термопары отжигали в шахтной печи при температуре  $1100^\circ\text{C}$ . Показания термопар периодически (табл. 6) проверяли при температуре затвердевания сурьмы ( $630,5^\circ\text{C}$ ).

Таблица 6

Т. э. д. с. (мкв) термопар при $t_{\text{СВ}}$						Отжиг, ч
1-64	2-64	3-64	4-64	5-64	6-64	
5538,0	5539,3	5538,2	5538,6	5537,5	5539,5	До отжига
8,7	9,7	8,8	—	—	—	3
—	—	—	9,0	7,8	9,7	6
8,3	9,9	8,2	—	—	—	9
—	—	—	9,6	8,2	9,4	12
—	9,7	—	—	7,8	9,4	18
7,9	—	—	—	—	—	21

Как видно из табл. 6, изменения т.э.д.с. термопар в зависимости от времени отжига находятся в пределах погрешности измерения и не

Таблица 7

Результаты градуировки термонар (т. э. д. с. в микровольтах)

Постоянная точка	1-64	2-64	3-64	4-64	5-64	6-64
Cd	2510,0	2510,7	2510,7	2510,8	2509,2	2510,7
	08,4	09,4	09,5	09,3	08,7	09,9
	09,0	08,8	09,3	09,4	08,3	09,5
	10,1	10,2	09,4	10,1	09,5	09,8
	09,2	09,8	09,0	09,7	08,8	10,0
	$2509,3 \pm 0,7$	$2509,6 \pm 0,8$	$2509,6 \pm 0,7$	$2509,9 \pm 0,6$	$2508,9 \pm 0,4$	$2510,0 \pm 0,4$
Zn	3435,6	3437,7	3437,6	3437,1	3437,0	3436,8
	7,2	7,7	8,2	7,4	7,1	8,0
	6,7	8,5	8,1	8,3	7,6	6,9
	7,0	8,7	7,9	8,5	7,5	8,3
	6,9	8,2	8,5	8,4	7,8	8,4
	$3436,7 \pm 0,2$	$3438,2 \pm 0,5$	$3438,1 \pm 0,4$	$3437,9 \pm 0,7$	$3437,4 \pm 0,4$	$3437,7 \pm 0,8$
Sb	5537,9	5538,8	5538,2	5538,7	5537,5	5538,7
	8,1	9,3	8,2	8,6	7,4	9,8
	8,1	9,7	9,8	9,0	7,8	9,5
	8,0	8,9	9,0	9,6	7,8	9,7
	8,3	9,6	8,2	8,8	8,4	9,4
	$5538,1 \pm 0,6$	$5539,3 \pm 0,4$	$5538,7 \pm 0,7$	$5538,9 \pm 0,4$	$5537,8 \pm 0,4$	$5539,4 \pm 0,4$
Ag	9122,7	9126,4	9124,2	9125,8	9125,2	9124,8
	4,1	6,3	5,2	6,2	5,4	4,0
	2,4	5,5	5,4	5,0	4,7	5,0
	3,4	6,4	6,0	6,4	5,2	4,9
	2,9	6,4	5,3	6,1	4,6	5,1
	$9123,1 \pm 0,7$	$9126,2 \pm 0,4$	$9125,2 \pm 0,7$	$9125,9 \pm 0,5$	$9125,0 \pm 0,4$	$9124,8 \pm 0,5$
Au	10304,5	10307,9	10307,9	10307,7	10306,2	10305,8
	3,2	8,4	7,1	7,1	7,7	6,1
	4,9	7,9	8,2	7,1	8,0	6,9
	5,3	9,6	9,0	8,9	7,8	7,5
	5,3	9,4	9,0	8,7	8,1	7,0
	$10304,6 \pm 0,9$	$10308,6 \pm 0,8$	$10308,2 \pm 0,2$	$10307,9 \pm 0,9$	$10307,6 \pm 0,7$	$10306,7 \pm 0,7$
Cu	10541,3	10546,2	10546,0	10545,9	10545,4	10544,6
	1,9	5,6	7,1	5,2	6,0	3,4
	3,2	6,8	6,2	6,4	6,2	4,7
	3,3	6,8	6,1	6,5	5,3	5,2
	3,1	5,6	6,3	5,8	5,4	4,9
	$10542,6 \pm 0,9$	$10546,2 \pm 0,6$	$10546,3 \pm 0,5$	$10546,0 \pm 0,5$	$10545,7 \pm 0,4$	$10544,6 \pm 0,7$

Примечание. Полуторным даны средние значения т. э. д. с. и средние квадратичные погрешности измерений в постоянных точках.

имеют систематического характера. Постоянная точка сурьмы воспроизводится в среднем для 5 термомпар с погрешностью  $\pm 0,4$  мкв ( $0,04$  град), что свидетельствует о высокой их стабильности.

В табл. 7 приведены результаты градуировки эталонных термомпар за май—сентябрь 1964 г. и значения средних квадратичных погрешностей ряда измерений их т.э.д.с. в постоянных точках. Из таблицы видно, что эта погрешность меньше  $0,1$  град. Однако указанные значения получены при постоянной глубине погружения и градуировке термомпар в одной и той же шахтной печи с данным металлом, когда распределение температуры вдоль термоэлектродов при каждой градуировке одинаково. При изменении этих условий указанная погрешность из-за неоднородности термомпар может быть более высокой (до  $0,1$ — $0,2$  град). В настоящее время погрешность из-за неоднородности термомпар не поддается точному определению.

По результатам эталонирования термомпар было оценено их соответствие следующим критериям МПТШ 1948 г. (редакция 1960 г.):

- 1)  $\frac{R_{100}}{R_0} \geq 1,3920$  для платиновой ветви;
- 2)  $E_{Au} = 10300 \pm 50$  мкв;
- 3)  $E_{Au} - E_{Ag} = 1183 + 0,158 (E_{Au} - 10300) \pm 4$  мкв;
- 4)  $E_{Au} - E_{Sb} = 4766 + 0,631 (E_{Au} - 10300) \pm 8$  мкв.

Для платиновой ветви использована проволока, имеющая отношение  $R_{100}/R_0 = 1,3923$ , т.е. материал, удовлетворяющий первому критерию. Значение т.э.д.с. любой из термомпар в точке золота  $E_{Au} = 10300 \pm \pm 9$  мкв, что удовлетворяет второму критерию. Отклонения (в мкв) от критериев третьего и четвертого для каждой из термомпар приведены в табл. 8.

Таблица 8

Термомпара	Отклонение (мкв) свойств эталонных термомпар от международных критериев	
	третьего	четвертого
1-64	-2,3	-2,7
2-64	-2,0	-2,4
3-64	-1,3	-1,5
4-64	-2,6	-2,0
5-64	-2,0	-1,2
6-64	-2,2	-3,1

Таким образом, новые эталонные термомпары обладают высокой стабильностью и удовлетворяют критериям МПТШ.

#### Заключение

В состав первичного эталона, определяемого как «совокупность аппаратуры и методики воспроизведения МПТШ в диапазоне  $0$ — $1063^\circ$ », входят:

- 1) сосуды тройной точки воды;
- 2) водяной кипятыльник, маностат, ртутный барометр с интерференционным отсчетом уровня ртути;
- 3) шахтная печь для плавки цинка, образец цинка чистотой  $99,9998\%$ , весом  $2$  кг, тигель из графита зольностью  $0,001\%$ ;



4) шахтная печь для плавки серебра, образец серебра чистотой 99,999%, весом 840 г, тигель из графита зольностью 0,005%;

5) шахтная печь для плавки золота, образец золота чистотой 99,999%, весом 1500 г, тигель из графита зольностью 0,005%;

6) мост Смита;

7) платиновые термометры сопротивления ПТ-3, ПТ-8, ПТ-12, ПТ-13, ПТ-20, ПТ-23, ПТ-26;

8) платинородий-платиновые термопары № 1-64, 2-64, 3-64, 4-64, 5-64, 6-64.

Погрешность воспроизведения первичных постоянных точек МПТШ в диапазоне  $0 \div 1063^\circ\text{C}$  составляет в тройной точке воды  $\pm 0,0002$  град; в точке кипения воды  $\pm 0,0007$ , в точке затвердевания цинка  $\pm 0,0005$ ; в точках затвердевания серебра и золота  $\pm 0,1$ .

Погрешность передачи значения МПТШ в интервалах между первичными постоянными точками в термостатах с регулируемой температурой составляет (град):

а) в случае передачи при помощи эталонных платиновых термометров сопротивления (при условии периодической градуировки их в первичных точках):

$\pm(0,002-0,004)$	в диапазоне	$0 \div 100^\circ\text{C}$ ,
$\pm(0,004-0,020)$	"	$100 \div 300^\circ\text{C}$ ,
$\pm(0,02-0,10)$	"	$300 \div 600^\circ\text{C}$ ;

б) в случае эталонных платинородий-платиновых термопар (при условии периодической градуировки в первичных постоянных точках):

$\pm(0,2-0,3)$	в диапазоне	$419 \div 630^\circ\text{C}$ ,
$\pm(0,3-0,4)$	"	$630 \div 960^\circ\text{C}$ ,
$\pm(0,4-0,6)$	"	$960 \div 1063^\circ\text{C}$ ,
$\pm(0,8-1,0)$	"	$1063 \div 1400^\circ\text{C}$ .

Точность передачи значения МПТШ в верхнем пределе рассматриваемого участка уже не удовлетворяет требованиям ряда отраслей современной науки и техники. Поэтому в настоящее время проводятся исследования по замене эталонных платинородий-платиновых термопар низкоомными платиновыми высокотемпературными термометрами сопротивления. Такая замена позволит повысить точность измерения температуры в диапазоне  $400 \div 1063^\circ\text{C}$  приблизительно в 10 раз.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Алиева Ф. З., Фаянс А. Х. Погрешности воспроизведения тройной точки воды. «Труды институтов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов», вып. 63 (123). М.-Л., Стандартгиз, 1962.

2. Алиева Ф. З., Чекулаев В. П. Аппаратура для осуществления точки кипения воды. «Труды институтов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов», вып. 51 (111). М.-Л., Стандартгиз, 1961.

3. Эргардт Н. Н. Воспроизведение и передача с помощью термопар температурной шкалы в области  $300-1063^\circ\text{C}$ . «Труды институтов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов», вып. 51 (111). М.-Л., Стандартгиз, 1961.

4. Шигорин В. П., Войчинская И. В. Применение компаратора МКС-1 для точных температурных измерений. «Измерительная техника», 1962, № 4.

Поступила в редакцию  
13.VI 1964 г.

НИЗКООМНЫЙ ПЛАТИНОВЫЙ ТЕРМОМЕТР  
СОПРОТИВЛЕНИЯ ДЛЯ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР

Описана конструкция новых платиновых высокотемпературных термометров сопротивления национальных метрологических лабораторий Советского Союза, Японии, Англии и США.

Точность воспроизведения Международной практической температурной шкалы (МПТШ) в области 400—1063°C с помощью термопар составляет в лучшем случае 0,1 град, а погрешность ее передачи превышает 0,1—0,2 град. Такая точность измерения температуры не удовлетворяет требованиям ряда отраслей современной науки. Как известно, повысить точность измерения высоких температур термопарами в настоящее время не представляется возможным из-за термоэлектрической неоднородности термоэлектродов.

Как показано в работах [1—5], не исключена возможность применения вместо термопар низкоомных термометров сопротивления специальной конструкции. В метрологических лабораториях Советского Союза, Англии, США и Японии в последние годы созданы новые платиновые термометры сопротивления, предназначенные для измерения высоких температур. Остановимся кратко на их описании.

Термометр НИЛМ Японии [4] (рис. 1) имеет чувствительный элемент 4, состоящий из одной спирали, намотанной вокруг двух тонких трубок 5 из окиси алюминия высокой чистоты. Спираль изготовлена из платиновой проволоки диаметром 0,5 мм. Температурный коэффициент сопротивления платины 0,003927 град<sup>-1</sup>.

Чехлом служит трубка 3 диаметром 8 мм и длиной 600—800 мм также из окиси алюминия. Выводы термометра 1 изготовлены из платиновой проволоки диаметром 0,5 мм; по длине выводов установлено 7 дисков 2 из чистой окиси алюминия. Номинальное сопротивление термометра 0,13 ом при 0°C.

За 107 ч непрерывного нагревания при 1040°C показания термометра сопротивления в тройной точке воды изменились на 0,004 град, что эквивалентно изменению их в точке золота на 0,03 град.

Термометр НФЛ Англии [4] (рис. 2). Материалом для каркаса и чехла служит рекристаллизованная окись алюминия высокой чистоты. Чувствительный

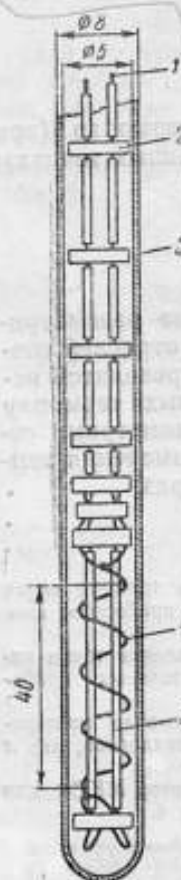


Рис. 1. Термометр НИЛМ Японии

элемент 2 изготовлен из платиновой проволоки диаметром 0,3 мм с температурным коэффициентом сопротивления  $\alpha = 0,003926 \text{ град}^{-1}$ .

Каркас термометра представляет собой четыре трубочки 4 диаметром по 0,8 мм из окиси алюминия, вставленные в отверстия дисков 3, служащих для их крепления. На каждую трубочку надевается спираль из платиновой проволоки. Таким образом, чувствительный элемент состоит из четырех спиралей. Выводы 5 термометра изготовлены из платиновой проволоки диаметром 0,3 мм и от места соединения с чувствительным элементом проходят внутри трубочки 4, образуя петлю 1. Диаметр чехла термометра 8 мм. В головке термометра имеется кремниевая масса, служащая для поглощения влаги. Номинальное сопротивление термометра больше 1 ом.

Термометр не герметизируют; это, по наблюдению авторов, обеспечивает большую стабильность, чем в случае герметизации в воздушной среде при уменьшенном давлении ( $1/3 \text{ атм}$ ) или в среде инертного газа (азот, аргон, гелий).

В Национальной физической лаборатории Англии изготовлены четыре таких термометра. Их отжигали несколько часов при  $1100^\circ\text{C}$ , затем чередовали нагревание при  $1063^\circ\text{C}$  в течение часа с измерением сопротивления  $R_0$ . Оказалось, что два из них стабильны в пределах  $0,002 \text{ град}$ .

Чувствительные элементы термометра НБЭ США [5] сделаны из фиброплатины и обычной платины, каркас — из сапфира, чехлы — из фарфора, окиси кремния, платины, окиси алюминия. Изготовлено шесть термометров, часть из них герметизирована.

Исследования показали, что фарфоровый чехол сильно загрязняет платину, чехлы из окиси алюминия и из платины дают хорошие результаты, а из окиси кремния пригодны только до  $800^\circ\text{C}$ . Фиброплатина, даже имеющая температурный коэффициент сопротивления  $\alpha$  ниже коэффициента обычной платины, более предпочтительна. Влияние герметизации до конца не выяснено. Установлено только, что в термометр не должна попадать влага и элементы, загрязняющие платину.

Каркас термометра ВНИИМ [6] собран из трех лейкосапфировых шайб 1 (рис. 3), имеющих по семь отверстий и стянутых платиновой проволокой 10 (диаметр 0,5 мм и длина 45 мм), на концах которой образованы корольки 2. Проволока проходит через центральное отверстие и для изоляции ее и обеспечения необходимого расстояния между шайбами применены втулки 6 из лейкосапфира. Через остальные шесть отверстий шайб протянута платиновая проволока (диаметр 0,4 мм) чувствительного элемента 9. К ее концам приварены по два платиновых вывода 3 диаметром 0,5 мм. Выводы также изолированы втулками 6 из лейкосапфира. По длине выводов установлены шесть шайб 7. Чувствительный элемент термометра показан на рис. 4. Вся конструкция помещена в платиновую пробирку 8 длиной 500 мм, диаметром 8 мм, толщиной стенки 0,4 мм. Пробирка 8 герметично приварена к стеклянной трубке 5, через которую проходят платиновые выводы к головке термо-

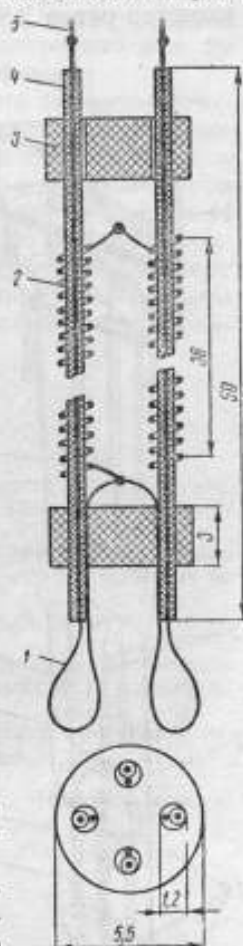


Рис. 2. Термометр НФЛ Англии



метра 4. Термометр промыт так же, как и обычные термометры, высушен под откачкой при температуре  $600^{\circ}\text{C}$  и заполнен гелием, содержащим некоторое количество кислорода. Давление гелия при этой температуре равно приблизительно  $1 \cdot 10^6 \text{ н/м}^2$  ( $1 \text{ кгс/см}^2$ ).

Температурный коэффициент сопротивления  $\alpha$  изготовленного термометра равен  $3,927 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$ . После первого отжига при температуре  $t = 1080-1090^{\circ}\text{C}$  в течение 13 ч коэффициент  $\alpha$  понизился до  $3,925 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$  и при дальнейшем исследовании стабильности изменялся незначительно.

Градуировку термометра при температурах затвердевания металлов (кадмия, цинка, сурьмы, серебра и золота) чередовали с градуировкой в тройной точке воды. При этом были проведены эксперименты для определения влияния длительного воздействия высокой температуры и резкого охлаждения термометра до комнатной температуры при извлечении его из расплавленного металла.

Изменение сопротивления термометра в тройной точке воды, измеренного до и после непрерывной выдерж-

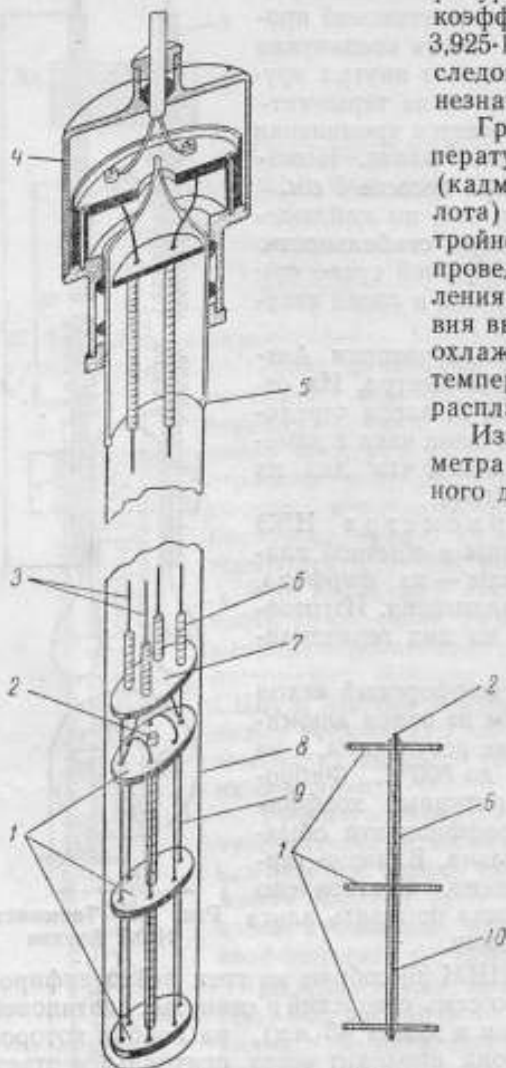


Рис. 3. Термометр ВНИИМ

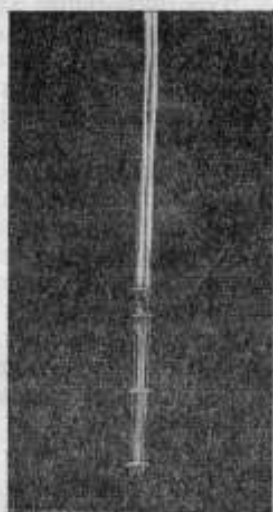


Рис. 4. Схема чувствительного элемента ВНИИМ

ки при  $t = 1080-1090^{\circ}\text{C}$  в течение 100 ч, эквивалентно изменению температуры на  $0,001 \text{ град}$ .

В другом эксперименте термометр быстро извлекали из расплавленного золота, резко охлаждали до комнатной температуры и измеряли сопротивление в тройной точке воды. При этом сопротивление термометра возросло на  $0,02-0,03 \text{ град}$ . В дальнейшем термометр извлекали из расплавленного металла, но оставляли над тиглем внутри медленно

остывающей печи. Сопротивление термометра в тройной точке воды измеряли после 20 ч остывания до комнатной температуры. Повторяемость значения сопротивления была эквивалентна 0,001—0,002 град.

По результатам пробных измерений можно сделать вывод о том, что погрешность воспроизведения постоянных точек затвердевания сурьмы, серебра и золота при помощи термометров сопротивления по крайней мере на один порядок меньше, чем с термопарами.

Таким образом, появляется перспектива повышения точности измерения температуры в интервале 630—1063°C подготовленными национальными метрологическими лабораториями высокотемпературными термометрами сопротивления. Для этой цели вслед за исследованием стабильности термометра и погрешностей воспроизведения постоянных точек при его помощи необходимо выполнить работу по выбору и анализу методов градуировки высокотемпературного термометра, выбору реперных точек и области температур, где он будет являться эталоном (предположительно 419—1063 или 630—1063°C), и методов интерполяции показаний между реперными точками.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Moser H. *Annalen die Physik*, Bd. 6, 1930, S. 852.
2. Алнева Ф. З. Применение вакуумных термометров сопротивления для воспроизведения Международной температурной шкалы в области 630—1063°C. «Труды ВНИИМ», вып. 25 (85), М.-Л., Стандартгиз, 1955.
3. Nakaja S. et Ughijame H. *Thermometrie des hautes temperatures a l'aide du thermometre a resistance de platine Procès-Verbaux 6 session comité consultatif de thermométrie*, 1962.
4. Barber A. Platinum resistance thermometer for use at high temperatures, *J. of Scientific Instrument*, v. 38, January 1961, p. 17.
5. Evans I. P. and Burns G. W. A Study of Stability of High Temperature Platinum Resistance Thermometers. «Temperature, Its Measurement and Control in Science and Industry», v. 3, 1962, p. 313.
6. Алнева Ф. З. Новый платиновый термометр сопротивления для точного измерения высоких температур. «Измерительная техника», 1964, № 6.

Поступила в редакцию  
3/IX 1965 г.

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ ДИЛАТОМЕТР  
ВНИИМ ДИ-2

*Приводится описание конструкции усовершенствованного интерференционного dilatометра ДИ-2 ВНИИМ, предназначенного для определения абсолютным методом температурных коэффициентов удлинения различных материалов в интервале 20–800°С.*

Создание новых машин, агрегатов и приборов во всех областях народного хозяйства немислимо без знания достоверных значений характеристик материалов и веществ. Отсутствие единых методов определения характеристик материалов, а также метрологического анализа полученных экспериментальных результатов привело к тому, что числовые характеристики одних и тех же материалов, приведенные в различных литературных источниках, сильно разнятся.

Одной из важных проблем проектирования в точном приборостроении и станкостроении является учет термических деформаций деталей и узлов, возникающих из-за неравенства их температурных коэффициентов удлинения  $\alpha$  при изменении температурных условий в процессе эксплуатации. Точность учета термических деформаций в значительной мере зависит от точности определения  $\alpha$ .

В настоящее время в лабораториях заводов и научно-исследовательских институтов существует большое разнообразие методов и приборов для определения  $\alpha$ . Дилатометры, большинство которых изготовлено за границей, практически не проверяют, а следовательно, единство дилатометрических измерений не обеспечивается. Это единство измерений в стране возможно гарантировать, если в институтах Комитета стандартов, мер и измерительных приборов.

а) создать высокоточные дилатометры, позволяющие определять  $\alpha$  абсолютным методом с погрешностью не более  $\pm 5 \cdot 10^{-8}$  град<sup>-1</sup>;

б) разработать методику и создать средства проверки относительных дилатометров, применяемых как в системе Комитета, так и на различных предприятиях.

Как сообщалось ранее [1], в 1961 г. во ВНИИМ был создан интерференционный дилатометр ДИ-1 для определения температурных коэффициентов удлинения материалов абсолютным методом в интервале температур 20–800°С. Исследования этого дилатометра показали, что имеется возможность после усовершенствования его конструкции снизить погрешность определения температурных коэффициентов удлинения.

В построенном для этой цели новом дилатометре ДИ-2 (рис. 1–3) длина образца также измеряется абсолютным интерференционным методом после длительной выдержки при каждой из температур. Темпер-

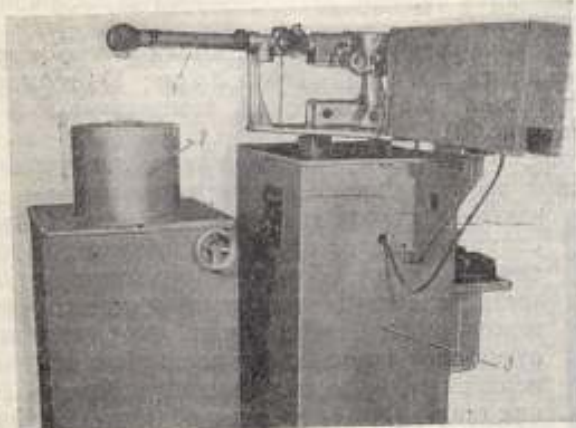
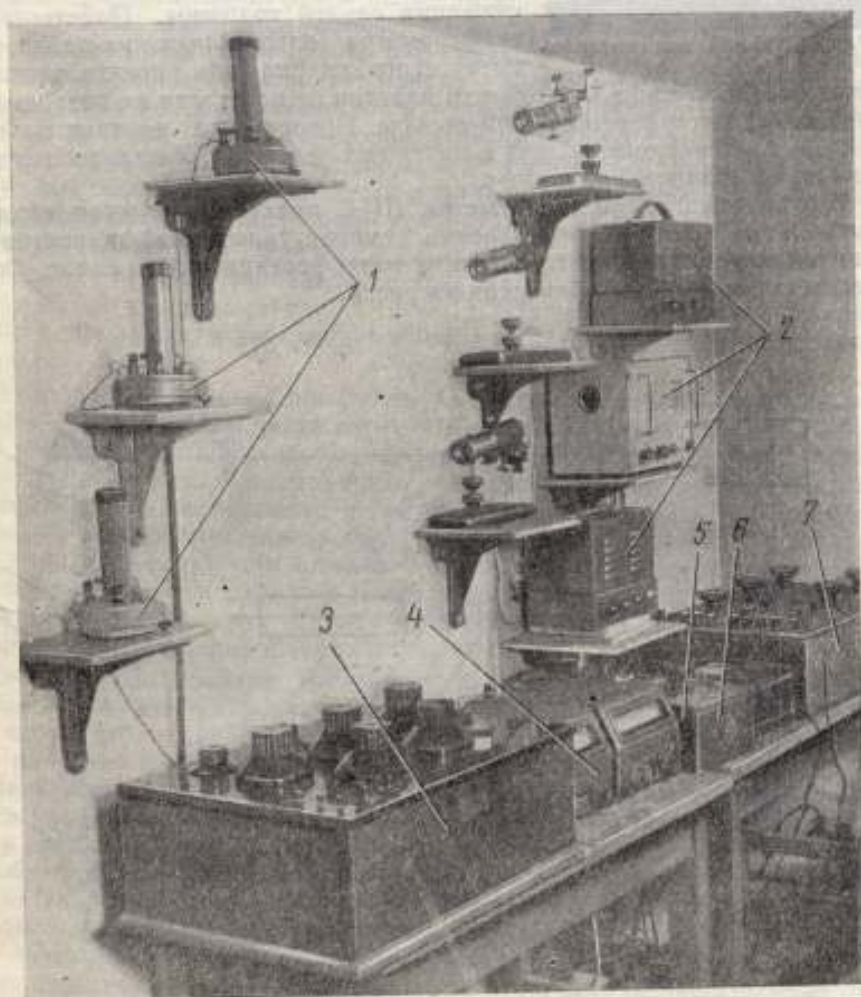


Рис. 1. Общий вид  
интерференционного  
дилатометра ДИ-2

Рис. 2. Общий вид  
терморегуляторов и  
устройства для изме-  
рения температуры



ратура печи, в которой установлен образец, поддерживается постоянной с помощью терморегуляторов.

Прибор состоит из следующих основных частей: коллиматора и зрительной трубы 1, печи-термостата 2 и стола-стенда 3 (рис. 1), терморегуляторов 1, 2 и 7 и устройства для измерения температуры 3—6 (рис. 2) и интерферометра (рис. 3).

Интерферометр (рис. 3) устроен так же, как в dilatометре ДИ-1. Он представляет собой две пластины 1 и 3, между которыми за-



Рис. 3. Общий вид интерферометра

ключен испытуемый образец 2. Образец соприкасается с каждой из пластин в трех точках. Длину образца определяют по разности хода двух интерферирующих пучков монохроматического света, отражающихся от нижней поверхности верхней пластины и верхней поверхности нижней пластины. Так как опорные поверхности образца непараллельны между собой, то наблюдается интерференция равной толщины. Пластины интерферометра изготовляют из плавленного оптического кварца или ирикса высокого

качества. Отклонение поверхности пластин от плоскости не должно превышать 0,1 интерференционной полосы. Поверхности верхних пластин должны быть наклонены друг к другу под углом  $20'$ . У нижних пластин одну из поверхностей матируют.

В оптической схеме dilatометра ДИ-2 предусматривается возможность применения при определении температурных коэффициентов удлинений двунаправленного счетчика интерференционных полос. Оптическая схема прибора приведена на рис. 4.

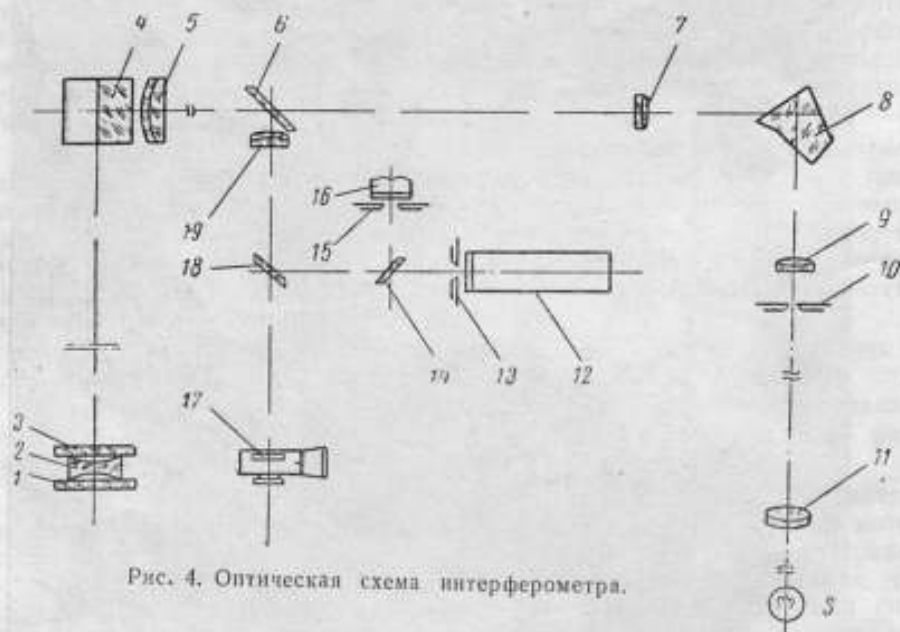


Рис. 4. Оптическая схема интерферометра.

Источник монохроматического света  $S$  через конденсор 11 освещает щель монохроматора 10, установленную в фокусе коллиматора 9. Пучок



света, пройдя дисперсионную призму 8, попадает в объектив 7 выходной трубы монохроматора. Объектив собирает лучи в плоскости щели, прорезанной в плоскопараллельной пластине 6 и расположенной в фокусе объектива 5. Пройдя объектив 5, пучок попадает на призму 4, которая направляет его на образец 2, заключенный между двумя пластинами 1 и 3 интерферометра. Часть пучка отражается от нижней поверхности пластины 3, вторая часть пучка проходит пластину 3 и отражается от ее верхней поверхности. Эти два пучка, имея разность хода, равную удвоенной длине образца, интерферируют. Далее лучи направляются призмой 4 в объектив 5. Пучок света, выходящий из объектива 5, фокусируется объективом 19. Изображение интерференционной картины рассматривается через окуляр-микроскоп 17. Для возможности применения двунаправленного счетчика интерференционных полос на пути лучей, идущих из объектива 19, может быть установлено зеркало 18 с 90%-ным серебрением. В этом случае 90% света зеркало 18 направляет на зеркало 14, а 10% его попадает в окуляр-микроскоп 17. Зеркало 14 с полупрозрачным серебрением делит падающий на него свет на два пучка, которые затем направляются на фотоумножители 12 и 16. Перед фотоумножителями установлены регулируемые щели 13 и 15. Разделение света зеркалом 18 позволяет наряду с работой счетчика непрерывно наблюдать за интерференционной картиной в период нагрева образца. После включения терморегуляторов и стабилизации температуры счетчик полос отключают, выводят зеркало 18 и измеряют длину образца по методу совпадения дробных частей порядков интерференции [2]. В качестве источников света могут быть использованы лампы Cd и Cd<sup>114</sup>.

Коллиматор и отсчетная труба смонтированы на общем основании, которое установлено на трех опорных регулируемых винтах на специальном столе-стенде 3 (рис. 1). Верхнюю платформу стенда можно перемещать в двух взаимно-перпендикулярных направлениях в небольших пределах.

Исследуемый образец помещают на кварцевый столик 1, который находится в центральной части печи-термостата (рис. 5).

В новом варианте установки кварцевый столик неподвижен, а перемещается печь. Такая конструкция дилатометра более удобна, так как позволяет вести непрерывное наблюдение за образцом в процессе его установки и облегчает настройку прибора. При установке образца 11 печь находится в крайнем нижнем положении, как показано на рис. 5. Затем ее приводят в рабочее положение, и образец будет находиться примерно в центре печи. Сверху печь закрывается крышкой с двумя прозрачными кварцевыми экранами.

Столик 1 дилатометра изготовлен в виде кварцевой толстостенной трубки 2, которая закреплена в подпятнике 9 массивного основания так, чтобы верхняя поверхность столика, на которую помещают нижнюю пластину интерферометра, была горизонтальна.

Печь устанавливают на платформу 8, которая перемещается по четырем направляющим стойкам 7 с помощью цепной передачи, приводимой в движение маховиком 3. Как и в дилатометре ДИ-1, печь имеет три обмотки. Основная обмотка, расположенная в специально нарезанных на кварцевой трубе 5 пазах по всей высоте печи, изготовлена из нихромовой проволоки  $\varnothing 1,2$  мм (общее сопротивление 25 ом) и рассчитана на напряжение 220 в и ток 9 а. Основная обмотка предназначена для создания заданной температуры печи. Две дополнительные обмотки, расположенные на концах трубки 6 из шамота, служат для получения равномерного температурного поля по высоте печи. Обмотки, рассчитанные на напряжение 220 в и ток до 4 а, изготовлены из прово-

локи  $\varnothing 0,6$  мм и каждая имеет сопротивление 50 ом. Питаются все обмотки через стабилизатор напряжения С-3С, который стабилизирует напряжение с погрешностью  $\pm 1\%$ .

Температуру образца измеряют двумя платинородий-платиновыми термопарами 10, которые вводят через отверстия в кварцевом столике и нижней интерференционной пластине в отверстие, имеющееся в образце. Чувствительные элементы термопар расположены внутри образца на различной высоте, свободные концы их помещают в сосуд Дьюара с тающим льдом. Термопары градуируют по эталонным приборам ВНИИМ. Т. э. д. с. термопар измеряют на потенциометре ПМС-48 с погрешностью порядка 0,1 мкв.

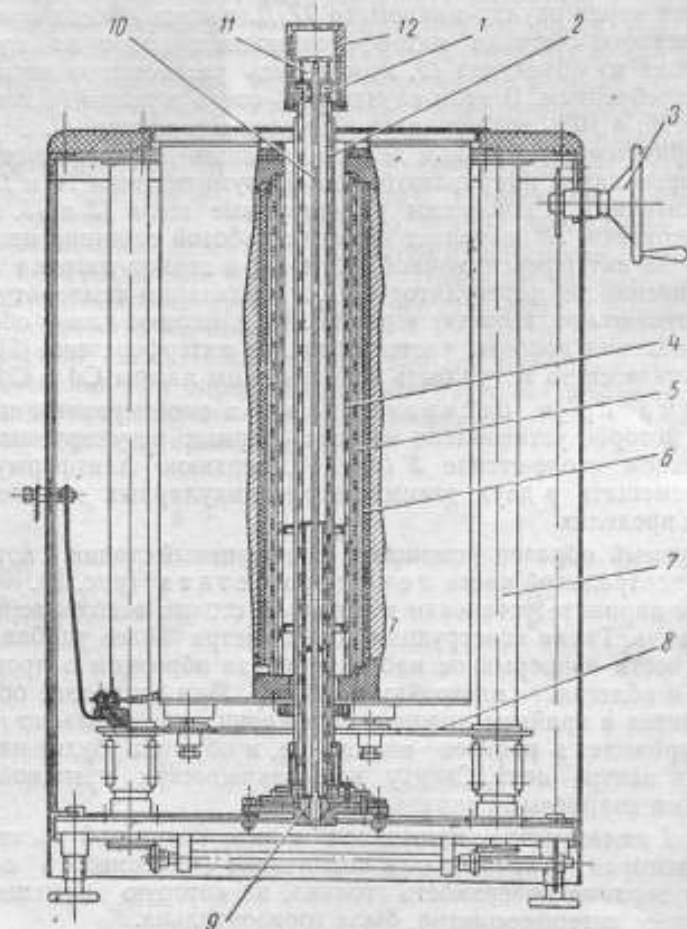


Рис. 5. Схема печи-термостата

Можно считать, что погрешность измерения температуры в нашем случае составляет 0,05% от перепада температуры вдоль электродов термопары.

Постоянный температурный режим в печи-термостате обеспечивают терморегуляторы, управляющие работой всех обмоток.

В отличие от дилатометра ДИ-1 датчиком терморегулятора, управляющего работой основной обмотки, является платиновый термометр сопротивления, изготовленный из платиновой проволоки  $\varnothing 0,45$  мм. Проволока термометра уложена в винтовую канавку, нарезанную в средней

части на наружной поверхности внутренней трубы 4 (рис. 5) на длине 150 мм. Термометр измеряет среднеинтегральную температуру прилегающего к нему объема печи. Он включен в одно из плеч моста МОД-54 (рис. 6). В диагональ моста включен гальванометр, световое пятно ко-

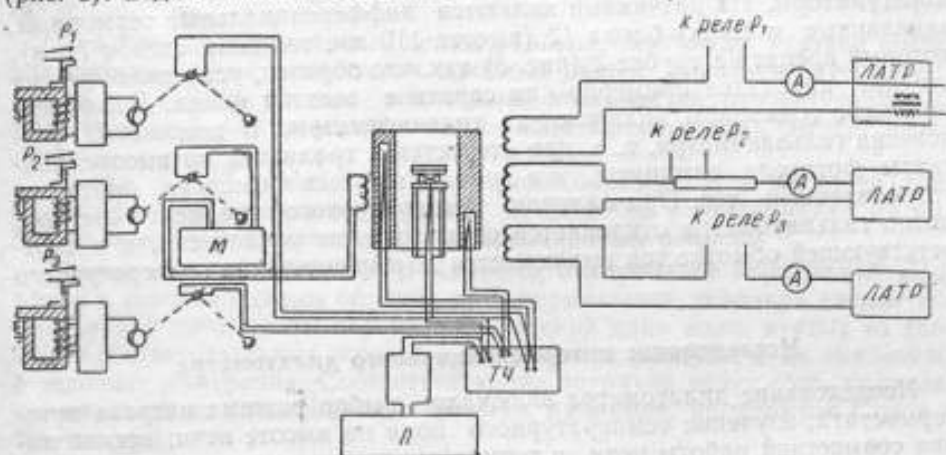


Рис. 6. Общая схема терморегулирования:

ТЧ—тройная точка или лед; П—потенциометр ПМС-48; М—мост МОД-54;  $P_1, P_2, P_3$ —реле—220 в; А—амперметр

торого освещает фотосопротивление, входящее в схему фотореле, состоящего из лампы и электромагнитных реле (рис. 7). В зависи-

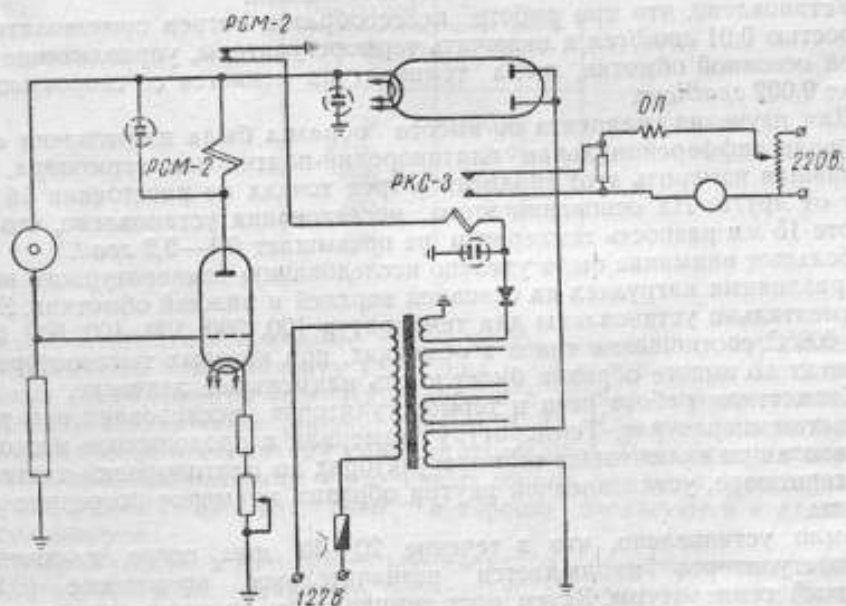


Рис. 7. Схема двухпозиционного терморегулятора:

РСМ-2 и РКЗ-3—реле; ОП—основная обмотка печи

мости от разбаланса моста МОД-54 фотореле вводит или выводит добавочное сопротивление в цепи обмотки печи.

Таким образом, температура регулируется по методу двухпозиционного регулирования неполным притоком. Такой метод в отличие от ре-

гулирования полным притоком позволяет подобрать добавочное сопротивление и снизить до минимума колебания температуры образца.

Работой верхнего и нижнего нагревателей управляют такие же терморегуляторы. Их датчиками являются дифференциальные термопары, заделанные в стенку блока 12 (высота 110 мм, толщина стенок 7 мм), который крепят на трубке 2 (рис. 5) так, что образец, установленный на столике, находится примерно на середине высоты блока. Дифференциальные термопары включают на гальванометры. В положении равновесия гальванометра, т. е. при отсутствии градиента по высоте, контакты фотореле замкнуты, и в дополнительных обмотках протекает установленный ток. При наличии температурного градиента световое пятно гальванометра отклоняется от положения равновесия, и в соответствующей обмотке ток выключается до выравнивания температурного поля.

### Исследование интерференционного dilatометра

Исследование dilatометра включало: выбор режима нагрева печи-термостата; изучение температурного поля по высоте печи; исследование совместной работы печи и терморегуляторов; определение погрешности измерения длины образца при различных температурах; экспериментальное изучение погрешности определения температурного коэффициента удлинения  $\alpha$ .

При опробовании печи были сняты графики изменения температуры печи во времени в зоне расположения образца для различных токов в цепи основной обмотки. Эти данные дают возможность выбирать ток основной обмотки в соответствии с требованиями.

Установлено, что при работе целесообразно нагрев производить со скоростью 0,01 град/сек и включать терморегуляторы, управляющие работой основной обмотки, когда температура меняется со скоростью не более 0,002 град/сек.

Для изучения градиента по высоте образца была изготовлена специальная дифференциальная платинородий-платиновая термопара, позволившая измерить этот градиент в трех точках на расстоянии 15 мм друг от друга. На основании этого исследования установлено, что на высоте 15 мм разность температур не превышает 0,1—0,2 град.

Большое внимание было уделено исследованию температурного поля при различных нагрузках на основной верхней и нижней обмотках. Экспериментально установлены для температур 100, 200, 300, 400, 500, 600, 700, 800°C соотношения токов в обмотках, при которых температурный градиент по высоте образца будет иметь наименьшее значение.

Совместная работа печи и терморегуляторов исследована при различных температурах. Температуру измеряли в продолжение нескольких часов при включенных терморегуляторах по платинородий-платиновой термопаре, установленной внутри образца примерно посредине его высоты.

Было установлено, что в течение 20—30 мин после включения терморегуляторов наблюдается незначительное повышение (0,2—0,4 град) температуры. Затем рост температуры прекращается, причем колебания ее не превосходят  $\pm 0,01$  град при 100—200°C и  $\pm 0,05$  град—при температурах выше 300°C.

Чтобы измерить длину образца на dilatометре ДИ-2 при начальной температуре, необходимо определить порядок интерференции, соответствующий этой длине при данной температуре. Точно определить его возможно, если длина образца предварительно измерена с погрешностью порядка  $\pm 2$  мкм. Для такого измерения применен прибор ИКПВ. Об-

разец в этом приборе помещают между двумя плоско-параллельными пластинами. Размеры этих пластин определяют заранее с погрешностью 0,05 мкм. Отклонение их от плоско-параллельности составляет 0,05 полосы.

Для точного определения длины образца, как было указано выше, применяется метод совпадения дробных частей порядков интерференции. Суть метода состоит в измерении этих частей относительно выбранной метки для различных длин волны используемых спектральных линий.

Метку удобнее выбирать на самом образце. Для большей точности при отсчете нить окулярного микрометра устанавливают на выбранную метку параллельно интерференционным полосам.

Длину образца измеряют в условиях, отличных от нормальных. Поэтому в значение длины образца при нормальных условиях вводят поправку для того, чтобы перейти от значений длин волны, взятых из таблиц и соответствующих нормальной плотности воздуха, к их значениям в условиях измерения. Соответствующие поправки могут быть вычислены по одной из дисперсионных формул, например, по формуле Сирса и Барелла [3].

Поправки, вычисленные по этой формуле, при температурах, значительно отличающихся от 20°C, вносят погрешность в измерение длины образца порядка  $(2-5) \cdot 10^{-7}$  [4, 5].

В результате исследования установлены предельные погрешности измерения длины образца на усовершенствованном интерференционном dilatометре при различных температурах (см. таблицу).

Температура при измерении длины образца, °C	Предельная погрешность измерения, мкм
20	0,01
100	0,01
200	0,01
600	0,05
800	0,10

С целью экспериментального исследования погрешности определения температурного коэффициента удлинения  $\alpha$  на dilatометре ДИ-2 были найдены коэффициенты нескольких образцов (инвар, монокристаллическая  $Al_2O_3$ , органическое стекло, стекло ЗС-4). Для каждого материала  $\alpha$  определено несколькими сериями измерений. Расхождения между результатами, полученными в различных сериях для одного материала, не превышали  $(3-4) \cdot 10^{-8}$  град<sup>-1</sup> и хорошо согласуются с данными других авторов.

Таким образом, в результате исследования интерференционного dilatометра ДИ-2, позволяющего определить абсолютным методом температурные коэффициенты удлинения различных материалов в интервале 20-800°C, было установлено:

1. При работе терморегуляторов колебания температуры в зоне образца не превышают  $\pm 0,01$  град до 200°C и  $\pm 0,05$  град для температур от 200 до 800°C.

2. Разность температур по высоте образца (15 мм) не более 0,1 град при температурах до 200°C и 0,2 град при 200-800°C.

3. Погрешность определения температурного коэффициента удлинения на интерференционном dilatометре ДИ-2 не превосходит  $\pm 3 \cdot 10^{-8} \text{ град}^{-1}$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Королева А. Н. Интерференционный dilatометр. Труды институтов Комитета стандартов, вып. 71 (131). М.-Л., Стандартгиз, 1963.
2. Романова М. Ф. Интерференция света и ее применение. ОНТИ, 1937.
3. Sears J. E., Barret H. Procès-verbaux des Séances, Comité International des Poids et mesures, XVIII, 2 série, 1937, p. 94.
4. Merrit G. E. The Interference method of measuring thermal expansion, J. Res. NBS, v. 10, № 1, 1933.
5. Kishii T. The Precise measurement of the Thermal Expansion Coefficient of Glass by Interferometric Dilatometer, Travaux du 4-e Congrès international du verre, Paris, impr., Chaix, 1957.

Поступила в редакцию  
28/VI 1965 г.

## О ПОСТОЯННЫХ ТОЧКАХ КАДМИЯ, ОЛОВА И ИНДИЯ

*Обсуждаются вопросы, связанные с применением постоянных точек индия, олова и кадмия, направленные на повышение точности воспроизведения и передачи Международной практической шкалы температур (МПТШ).*

Известно, что в ряде отраслей науки и техники должна быть обеспечена наиболее высокая точность измерения температуры в области 0—630°С. В настоящее время становятся весьма важными не только высокая воспроизводимость МПТШ и обеспечение передачи ее значений с достаточной точностью, но и необходимость приближения МПТШ к термодинамической шкале температур, возникающая при решении некоторых задач физики.

В этой связи перед температурной метрологией в рассматриваемой области стоит ряд задач, в том числе:

- 1) усовершенствование метода воспроизведения постоянных точек МПТШ;
- 2) контроль точности воспроизведения МПТШ между основными постоянными точками;
- 3) определение степени приближения МПТШ к термодинамической шкале.

В решении этих задач существенное значение имеют новые постоянные точки, точность воспроизведения которых находится на одном или более высоком уровне с точностью первичных постоянных точек МПТШ.

Как известно, в положение о МПТШ в 1948 и 1960 гг. были внесены некоторые уточнения и изменения, в значительной степени относящиеся к первичным постоянным точкам МПТШ в рассматриваемой области температур. В результате пересмотра этого положения точки плавления льда и кипения серы заменены более легко воспроизводимыми тройной точкой воды и температурой затвердевания цинка соответственно.

В настоящее время дискутируется вопрос о возможности замены точки кипения воды постоянной точкой, основанной на фазовом переходе жидкий металл — твердый металл, что дало бы возможность значительно упростить аппаратуру и повысить стабильность этой первичной постоянной точки.

При анализе точности температурной шкалы нельзя ограничиваться рассмотрением только первичных постоянных точек, не придавая должного значения совпадению показаний эталонных приборов в промежутках между ними. Сличение приборов, служащих для передачи МПТШ в температурных интервалах между первичными постоянными точками, также может быть выполнено с наивысшей точностью при температуре фазового перехода чистых металлов. Как известно, такое сличение обыч-

но осуществляется в термостатах с регулируемой температурой. Известно также, что одним из основных требований, предъявляемых к точности сличения приборов, является высокая однородность температурного поля термостата. Это поле, а следовательно, и точность сличения в существующих термостатах (жидкостных, воздушных или с применением металлического блока) зависят от их конструкции, выбора теплоносителя, расположения источников нагрева и охлаждения, условий перемешивания и т. п. Но при этом невозможно создать температурное поле такой однородности, которая обеспечивается при фазовом превращении чистых веществ.

Наконец, для рассмотрения вопроса о расхождении термодинамической и Международной шкалы очень важно иметь ряд хорошо воспроизводимых постоянных точек.

Оценка разности между температурой фазового перехода чистого металла по МПТШ и термодинамической шкале, найденной с помощью газового термометра, дает предпосылки для анализа и, если потребуется, для замены состава первичных постоянных точек или методов интерполяции температуры между ними. При этом большое значение имеют выполненные во ВНИИМ с помощью газового термометра измерения термодинамических температур точек олова и кадмия [1].

В течение ряда лет деятельность ВНИИМ была направлена на повышение точности воспроизведения МПТШ в указанной области. Задача была решена благодаря замене постоянных точек плавления льда и кипения серы соответственно тройной точкой воды и точкой затвердевания цинка, созданию серии новых стабильных платиновых термометров сопротивления, повышению точности электрических измерений и разработке целой серии новых термостатов [2—8]. В результате этих работ:

1) повышена точность измерения температуры, в частности, в области  $400^{\circ}\text{C}$  более чем в 10 раз;

2) стала не нужна громоздкая и сложная аппаратура, необходимая для измерения давления паров кипящей серы.

Для дальнейшего повышения точности измерения температуры производилось исследование стабильности и воспроизводимости фазового перехода чистых металлов. С этой целью в течение 2—3 лет исследования приняты в положении о МПТШ в качестве вторичных точки затвердевания индия ( $156^{\circ}\text{C}$ ), олова ( $231^{\circ}\text{C}$ ) и кадмия ( $321^{\circ}\text{C}$ ), довольно равномерно располагающиеся в промежутке  $0-419,5^{\circ}\text{C}$ . Точки затвердевания индия и олова можно рассматривать как постоянные для возможной замены точки кипения воды.

Как известно, точка кипения воды принципиально воспроизводится с достаточно высокой точностью (в этом она отличается от точки кипения серы). Но для измерения давления паров воды применяется такая же громоздкая и сложная аппаратура, от которой для области  $400^{\circ}\text{C}$  удалось отказаться вместе с точкой кипения серы. На практике каждый узел этой аппаратуры может являться источником значительных погрешностей.

Точка затвердевания индия довольно близка к точке кипения воды ( $156^{\circ}\text{C}$ ). В то же время влияние атмосферного давления на точки затвердевания металлов очень мало. Кроме того, результаты данной работы показали, что температура затвердевания индия имеет высокую стабильность.

Точка затвердевания олова также характеризуется высокой стабильностью и воспроизводимостью, но отличается от точки индия тем, что ее значение ( $231^{\circ}\text{C}$ ) находится почти в середине между 0 и  $419^{\circ}\text{C}$ .

Дополнительно к двум указанным точкам исследована температура



затвердевания кадмия, которая также представляет несомненный интерес с указанных выше позиций.

Для изучения постоянных точек индия, кадмия и олова изготовлена специальная экспериментальная аппаратура, главными частями которой являются масляная установка для плавки индия и олова и блочная печь для плавки кадмия. При изготовлении этой аппаратуры основное внимание было уделено созданию в рабочем пространстве равномерного температурного поля.

Постоянные точки исследованы с помощью трех 25-омных герметизированных платиновых термометров сопротивления высокой стабильности. Сопротивление платиновых термометров было измерено как на потенциометре Диссельхорста с группой золото-хромовых мер сопротивления, так и на мосте МКС-1 и частично на термометрическом мосте Смита. Точность всей электроизмерительной аппаратуры позволила измерить температуру постоянных точек с внесенной погрешностью, не превышающей  $\pm 0,0001$  град.

Высокая чистота металлов, выбранные режимы процессов затвердевания в термостатах, обеспечивающие равномерность температурного поля, позволили определить погрешность из-за нестабильности и воспроизводимости температуры затвердевания: для индия  $\pm 0,0002$ , олова  $\pm 0,0003$  и кадмия  $\pm 0,0003$  град.

Таким образом, можно констатировать, что по стабильности и воспроизводимости температуры затвердевания индия, кадмия и олова высокой чистоты не уступают первичным постоянным точкам кипения воды и затвердевания цинка.

Это открывает перспективу для исследований, направленных на решение перечисленных выше задач.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кирикков И. И., Гордов А. Н., Израилов К. С., Дийков У. В. Новые измерения термодинамических температур реперных точек олова, кадмия, цинка золота. «Измерительная техника», 1962, № 9.
2. Алиева Ф. З. Масляный термостат. «Новые научно-исследовательские работы по метрологии, Информационный сборник», № 3, М.-Л., Стандартгиз, 1964.
3. Фаянс А. Х. Оловянный термостат. «Труды институтов Госкомитета стандартов, мер и измерительных приборов», вып. 84 (146). М.-Л., Издательство стандартов, 1965.
4. Алиева Ф. З., Чекулаев В. П. О конструктивных особенностях термометров сопротивления. «Труды институтов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов», вып. 63 (123). М.-Л., Стандартгиз, 1962.
5. Алиева Ф. З. Повышение точности измерений на компенсаторе при использовании золото-хромовых мер сопротивления. «Труды институтов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов», вып. 63 (123). М.-Л., Стандартгиз, 1962.
6. Алиева Ф. З. Осуществление тройной точки воды и исследование ее стабильности. «Труды ВНИИМ», вып. 35 (95). М.-Л., Стандартгиз, 1958.
7. Алиева Ф. З. Исследование воспроизводимости температуры затвердевания цинка. «Труды ВНИИМ», вып. 35 (95). М.-Л., Стандартгиз, 1958.
8. Фаянс А. Х. Термостатные установки для изучения постоянных точек МПТШ. «Новые научно-исследовательские работы по метрологии. Информационный сборник», № 3, Стандартгиз, 1964.

Поступила в редакцию  
29/1 1965 г.

ТОЧКИ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ КАДМИЯ И ОЛОВА  
КАК ПОСТОЯННЫЕ ТОЧКИ МПТШ

*Приведены описание методики и данные о погрешностях воспроизведения постоянных точек Международной практической температурной шкалы — точек затвердевания олова и кадмия.*

Для применения постоянных точек Международной практической температурной шкалы (МПТШ) на базе чистых металлов с целью эталонирования платиновых термометров сопротивления необходимо отработать требования к образцовым металлам и методике работы с ними в соответствии с высокой разрешающей способностью термометров сопротивления (0,0001 град).

В ряде опубликованных работ освещаются различные проблемы применения чистых металлов для получения постоянных точек температурной шкалы. Так, например, в работах [1—3] приведены результаты измерения термодинамических температур фазовых переходов некоторых чистых металлов с помощью газового термометра. В работе [4] рассмотрены многие вопросы, связанные с плавлением и затвердеванием однокомпонентных систем; описана методика проведения процесса кристаллизации олова различной чистоты и подробно изложены способы определения ликвидации примесей.

Во ВНИИМ была выдвинута конкретная метрологическая задача: выработать такие конструктивные и методические приемы, которые обеспечили бы наибольшую стабильность и воспроизводимость температуры затвердевания олова и кадмия. При этом необходимо было добиться таких точностей, при которых погрешности не превышали бы погрешностей первичных постоянных точек МПТШ [5].

С этой целью выявлены основные факторы, влияющие на температуру фазового перехода и приняты меры к их учету или устранению. К этим факторам в первую очередь следует отнести:

- 1) обеспечение чистоты исходных материалов;
- 2) тепловой режим термостата и методику осуществления фазового перехода;
- 3) влияние изменения внешнего давления.

В работе использованы образцы чистого олова, полученные от Новосибирского оловозавода, и образцы чистого кадмия, изготовленные во ВНИИМ.

По данным изготовителя олово после зонного рафинирования имело следующие примеси в основном веществе (%):

сурьма $4 \cdot 10^{-5}$	никель $4 \cdot 10^{-6}$	серебро $3,7 \cdot 10^{-7}$
железо $1 \cdot 10^{-4}$	кобальт $1 \cdot 10^{-5}$	золото $1 \cdot 10^{-5}$
медь $3 \cdot 10^{-5}$	фосфор $3 \cdot 10^{-4}$	висмут $5 \cdot 10^{-6}$
свинец $6 \cdot 10^{-6}$	мышьяк $1 \cdot 10^{-4}$	галлий $4 \cdot 10^{-5}$
кремний $5 \cdot 10^{-4}$	цинк $2 \cdot 10^{-4}$	алюминий $3 \cdot 10^{-4}$

Таким образом, образцы содержали около 99,998% олова. В основном веществе кадмия находились следующие примеси: медь ( $5 \cdot 10^{-6}$ %), железо ( $5 \cdot 10^{-6}$ %), серебро ( $1 \cdot 10^{-6}$ %), т. е. в образце было 99,9999% кадмия.

Анализ изотопического состава образцов кадмия на спектрометре МИ-1305 дал следующие результаты:

$Cd^{106} - (1,28 \pm 0,02) \%$	$Cd^{112} - (24,25 \pm 0,05) \%$
$Cd^{108} - (0,88 \pm 0,01) \%$	$Cd^{113} - (12,23 \pm 0,03) \%$
$Cd^{110} - (12,49 \pm 0,02) \%$	$Cd^{114} - (28,64 \pm 0,03) \%$
$Cd^{111} - (12,89 \pm 0,03) \%$	$Cd^{116} - (7,34 \pm 0,01) \%$

Как видим, состав образца кадмия был очень близок к средним табличным значениям. Аналогичные результаты были получены и при анализе олова.

В работе с чистым оловом и кадмием применяли тигли, крышки и другие детали — из графита марки ОС4-МГ. По данным изготовители в основном веществе графита ОС4-МГ класса В-3 содержались следующие примеси: алюминий ( $3 \cdot 10^{-5}$ %), магний ( $3 \cdot 10^{-6}$ %), марганец ( $3 \cdot 10^{-5}$ %), бор ( $1 \cdot 10^{-5}$ %), железо ( $3 \cdot 10^{-5}$ %), медь ( $1 \cdot 10^{-5}$ %). Зольность графита не превышала  $1 \cdot 10^{-3}$ %, т. е. он содержал более 99,999% углерода.

В настоящей работе были применены тигли новой конструкции (рис. 1). Ее особенностью является наличие центрального колодца из графита (наружный диаметр 19 мм), изготовленного вместе с тиглем; центральный канал имеет диаметр 9 мм. Новые тигли позволяют отказаться от применения охранных кварцевых пробирок, и преимущества их по сравнению с обычно применяемыми заключаются в следующем:

- 1) при всех измерениях сохраняется стабильность геометрического положения чувствительного элемента термометра;
- 2) тепловое сопротивление графитовых стенок центрального колодца в несколько раз меньше теплового сопротивления стенок обычно применяемой кварцевой пробирки;
- 3) металл находится в непосредственном контакте только с чистым графитом, причем уменьшается возможность загрязнения металла.

Недостаток нового тигля заключается в том, что центральный колодец, сделанный вместе с тиглем, имеет хороший тепловой контакт с его дном и медным блоком [6]. Поэтому возникает опасение, что в центральном колодце может появиться тепловой поток, который исказит тепловой режим чувствительного элемента термометра. Для уменьшения этого потока применяют тигель со специальным глухим отверстием (рис. 1), уменьшающим сечение центрального колодца в нижней части, и чувствительный элемент термометра располагают на расстоянии 30—40 мм от дна тигля.

Чистый металл в тигле представляет собой сильно разбавленный раствор, в состав которого входят различные элементы. Примеси к основному веществу в своей сложной совокупности обычно понижают температуру фазового перехода сплава. Поэтому при нагревании твердого сплава начинает плавиться раствор, более богатый примесями, а

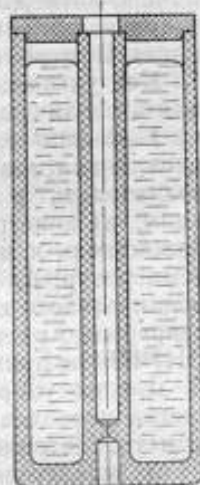


Рис. 1. Схема тигля новой конструкции

затем постепенно по мере перехода обогащенного примесью вещества в жидкое состояние процентное содержание примеси в основном веществе падает, и температура фазового перехода повышается. Этим объясняется рост сопротивления термометра, наблюдаемый во время площадки плавления недостаточно чистого металла.

При обратном процессе, наоборот, сначала затвердевает наиболее чистое вещество и лишь в конце площадки начинает кристаллизоваться сплав с повышенным содержанием примесей. Поэтому примеси могут исказить конец площадки затвердевания. Однако следует отметить, что тепловые погрешности, связанные с теплообменом термометра, могут иметь почти такой же характер, что затрудняет экспериментальное исследование стабильности площадок.

Известны следующие методы [4] охлаждения и затвердевания жидкого металла при осуществлении реперных точек: 1) свободное и 2) принудительное затвердевание путем погружения в тигель: а) кристаллов твердого металла, б) охлажденного термометра, в) охлажденного стержня, а затем термометра, а также г) извлечение из термостата на определенное время гильзы с тиглем.

При свободном затвердевании температуру в термостате снижают с той или иной скоростью до температуры ниже точки затвердевания, после чего должен начинаться фазовый переход жидкий металл—твердый металл. Но так как чистый металл имеет свойство переохлаждаться, начало затвердевания задерживается, продолжительность площадки затвердевания сокращается, что вызывается увеличением отвода тепла от тигля. В этом заключается недостаток свободного затвердевания.

Как указано выше, принудительное затвердевание можно осуществлять различными методами. В случае погружения в переохлажденный на 1—2 град жидкий металл кусочков твердого металла образуются центры кристаллизации и начинается затвердевание. Этот метод трудно реализовать в термометрической практике по следующим соображениям: а) конструктивно сложно осуществить приспособление для забрасывания кристаллов твердого металла в тигель, не нарушая поле температур; б) при этой методике необходим непрерывный расход дополнительного количества металла, вследствие чего уровень его в тигле непрерывно растет. В связи с этими недостатками данная методика во ВНИИМ не применяется.

Для индуцированного затвердевания можно погружать в тигель со слегка переохлажденным металлом предварительно охлажденный термометр. Методика имеет следующие недостатки:

а) вследствие малой теплоемкости термометра его местное воздействие на жидкий металл с образованием центров кристаллизации незначительно;

б) термометр не может быть использован немедленно для измерения температуры в металле вследствие инерции системы.

Но этот метод будет обладать и некоторыми положительными качествами, если в канал тигля на короткое время ввести охлажденный металлический стержень, а затем термометр. Подбирая стержень достаточной теплоемкости, можно вызвать образование необходимых центров кристаллизации. По этой методике в нашей работе осуществляли индуцированное затвердевание кадмия.

Существует еще один метод принудительного затвердевания, при котором тигель с металлом выводят из термостата и выдерживают при необходимой температуре и определенных условиях теплообмена. При этом может быть использована масляная термостатная установка [6] для плавки олова. В ней тигель с металлом помещен в гильзу, которую можно быстро извлекать и устанавливать обратно в приспособление.

Как показал эксперимент, наиболее приемлема следующая последовательность операций при принудительном затвердевании методом извлечения тигля:

а) температуру в термостате снижают постепенно на 1—2 град ниже точки затвердевания металла и поддерживают на этом уровне в течение всего процесса;

б) гильзу с тиглем быстро извлекают из установки и выдерживают некоторое время при комнатной температуре, а затем устанавливают на место.

Во время всего процесса затвердевания термометр должен оставаться в полости тигля, что дает возможность вести непрерывно измерения.

Изложенная методика принудительного затвердевания металла является результатом многочисленных экспериментальных исследований.

Следует отметить, что в случае применения двух рассматриваемых методов индуцированного затвердевания центры кристаллизации образуются в различных участках металла (на периферии или в центре) и теоретически это может влиять на конфигурацию температурного поля.

Внешнее давление является одним из факторов, которые могут влиять на воспроизводимость фазового перехода чистого металла.

По литературным данным, температура плавления кадмия возрастает с повышением давления. Так, например, по некоторым источникам при повышении давления на  $13\,300 \text{ н/м}^2$  (100 мм рт. ст.) температура фазового перехода кадмия повышается приблизительно на 0,001 град.

В нашей работе экспериментально определено влияние давления на температуру фазового перехода кадмия в атмосфере чистого аргона. В соответствии с указанными выше данными было установлено, что с ростом давления на  $13\,000 \text{ н/м}^2$  (50—100 мм рт. ст.) замечается некоторая тенденция к повышению температуры фазового перехода, однако выделить числовое изменение температуры на фоне других погрешностей не удалось.

Изучение и учет многих факторов, влияющих на воспроизводимость точек плавления и затвердевания чистых металлов, позволили измерить с максимальной возможной точностью сопротивления платиновых термометров во время фазовых переходов. При этом были использованы тщательно стабилизированные термометры и электроизмерительная аппаратура высокой точности. Результаты этих измерений приведены в табл. 1 и 2.

В табл. 1 приведены результаты измерений термометром ПТ10 № 3 температуры свободного затвердевания и плавления олова при различных температурных режимах. Из таблицы видна тенденция к повышению воспроизводимости результатов измерений при использовании методики принудительного затвердевания. Как показал опыт, наилучшую воспроизводимость удалось получить при извлечении гильзы с тиглем из термостата на 30 сек.

На рис. 2 представлены кривые плавления и затвердевания олова с наименьшим отклонением от среднего значения (около 0,0005 град), полученные при температуре масла в термостате 228°C и принудительном затвердевании (30 сек).

Методику индуцированного затвердевания чистого кадмия отрабатывали на блочной печи с заполнением аргоном. При этом использовали метод погружения в канал тигля латунного стержня диаметром 8 мм и длиной 500 мм. Одновременно вели наблюдения с целью подобрать наиболее рациональный температурный режим в печи в период затвердевания (табл. 2). Для сравнения в этой же таблице приведены данные о подборе режима при плавлении. Чувствительность термомет-

ра при опытах была около 0,04 ом/град. Из таблицы видно, что имеется тенденция к улучшению воспроизводимости результатов измерения при

Таблица 1

Плавление олова		Затвердевание олова		
$R_{Sn}$ , ом	Температура масла, °C	$R_{Sn}$ , ом	Температура масла, °C	Время выдержки гильзы на воздухе, сек
		Без индуцированного затвердевания		
19,35899	250	19,35888	224	0
97	248	80	2	0
—	—	92	3	0
88	246	82	5	0
		Индуцирование методом извлечения		
19,35901	251	19,35892	9	15
897	243	82	8	60
82	242	82	9	45
—	—	88	9	30
82	247	88	8	30
90	245	90	8	30

прочих равных условиях, когда для индуцированного затвердевания в канал тигля на 30 сек погружается латунный стержень.

Данные табл. 1 и 2 показывают, что достигнута воспроизводимость температур затвердевания олова и кадмия в пределах десятитысячных долей градуса.

Проведенные исследования позволили заключить, что температуры затвердевания олова и кадмия являются высокостабильными постоянными точками. Достигнутая воспроизводимость их позволяет с высокой точностью поставить как работы по определению температуры затвердевания указанных металлов, так и дальнейшие метрологические исследования с применением этих точек для передачи МПТШ.

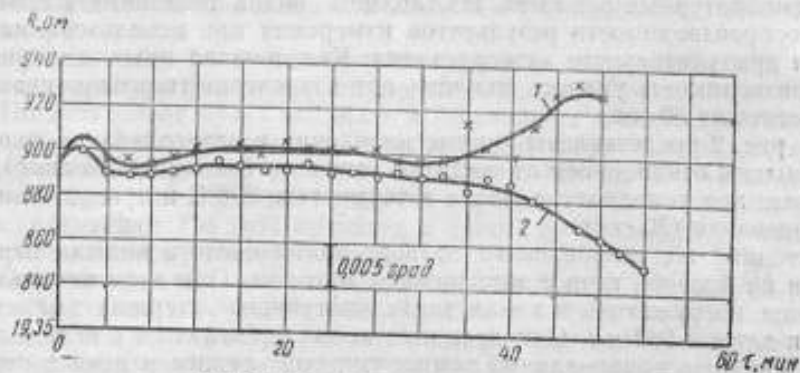


Рис. 2. Кривые плавления и затвердевания олова: 1—плавление (в масле, 237°C), 2—затвердевание (в масле, 228°C)

Таблица 2

Термометр ПТ-10, номер	Плавление кадмия		Затвердевание кадмия		Способ	
	$R_{Cd}$ , ом	Темпе- ратура в печи, °C	$R_{Cd}$ , ом	Темпе- ратура в печи, °C	Индукцион- ная затверде- вания	Измерения сопротивления
13	22,69451	332	22,69442	312	Без индукционирования	Потенциометр
13	40	325	33	13	.	.
13	—	—	38	14	.	.
13	38	328	26	15	.	.
13	—	—	35	18	Стержень на 30 сек	.
13	—	—	33	18	То же	.
13	47	331	35	19	.	.
13	48	340	32	18	.	Мост МКС-1
13	—	—	32	16	.	.
13	45	335	31	17	.	.
8	20	338	07	14	.	.
8	28	341	06	17	.	.
3	22,69623	340	22,69609	16	.	.
3	30	338	08	15	.	.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Киренков И. И., Гордов А. Н., Израилов К. С., Дийков У. В. Новые измерения термодинамических температур реперных точек олова, кадмия, цинка и золота. «Измерительная техника», 1962, № 9.
2. Oishi, Awano, Moshizuki, Gof the Phys. Soc. of Japan, v. 11, 1956.
3. Дийков У. В. Термостаты для газотермических измерений. «Информационный сборник», № 3, М.-Л., Стандартгиз, 1964.
4. McLaren E. H. The freezing points of high purity metals as precision temperature Standarts. Canadian J. Phys., v. 35, 1957, p. 1096.
5. Алиева Ф. З. Исследование воспроизводимости температуры затвердевания цинка. «Труды ВНИИМ», вып. 35 (95). М.-Л., Стандартгиз, 1958.
6. Фаянс А. X. Термостатные устройства для изучения постоянных точек МПТШ. «Новые научно-исследовательские работы по метрологии. Информационный сборник», № 3. М.-Л., Стандартгиз, 1964.

Поступил в редакцию  
26/III 1965 г.

ОБРАЗЦОВЫЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ  
ТЕРМОПАРЫ

*Описана методика передачи МПТШ в интервале температур 900—1800°C с помощью платинородиевых термопар ПР 30/6 и результаты их исследования.*

Действовавшая ранее система передачи МПТШ в интервале 900—1800°C с помощью высокотемпературных термопар была удовлетворительной лишь на первом этапе. Однако при этом применялась громоздкая аппаратура, а погрешность градуировки термопар методом малого погружения при температурах, близких к точке затвердевания платины, достигала  $\pm 30$  град. В связи с повышением требований к точности высокотемпературных измерений и развитием термоэлектрического приборостроения, перед ВНИИМ была поставлена задача повысить точность передачи МПТШ и разработать новую простую методику и аппаратуру для градуировки высокотемпературных термопар, а также создать образцовые термопары. При решении этой задачи были применены три способа градуировки термопар: по образцовому оптическому пирометру при помощи модели черного тела; методом плавления малых образцов чистых металлов, сличением термопар между собой. Кроме того, при температурах до 1100°C применяли тигельный метод градуировки при помощи чистых металлов.

Известен большой ряд применяемых для высокотемпературных измерений платинородиевых термопар с различным содержанием родия в термоэлектродах [1]. При выборе наиболее приемлемой в качестве образцовой признана термопара, один электрод которой состоит из платины с 30% родия, а другой — с 6% родия (ПР 30/6). Эта термопара широко применяется в промышленности, а ее термоэлектроды (в отличие от термопар с электродами другого состава) комплектуют и серийно выпускают заводы-изготовители. Термопара ПР 30/6 наиболее изучена и для нее составлена стандартная градуировочная таблица ГОСТ 3044—61, введенная в действие с 1 января 1962 г. В рассматриваемом температурном диапазоне платинородиевые термопары с другим содержанием родия не имеют существенных преимуществ перед термопарой ПР 30/6.

Для экспериментального исследования было изготовлено 15 таких термопар из одной и той же пары бухт термоэлектродной проволоки. Способ очистки, отжига и сварки термопар приведен в работе [2]. Для изоляции термоэлектродов применяли двухканальные трубки из окиси алюминия Харьковского завода огнеупорных материалов. Предварительно трубки очищали от возможных загрязнений последовательным кипячением в 30%-й соляной кислоте, дистиллированной воде и сушкой в вакууме при 500°C.



Специальная конструкция образцовых термопар ПР 30/6 (рис. 1), обеспечивает достаточную их механическую прочность. Свободные концы термопары, соединенные с медными соединительными проводами, имеющими на другом конце клеммы, впаивлены в небольшое количество олова, находящееся в стеклянных пробирках. Такая конструкция тер-

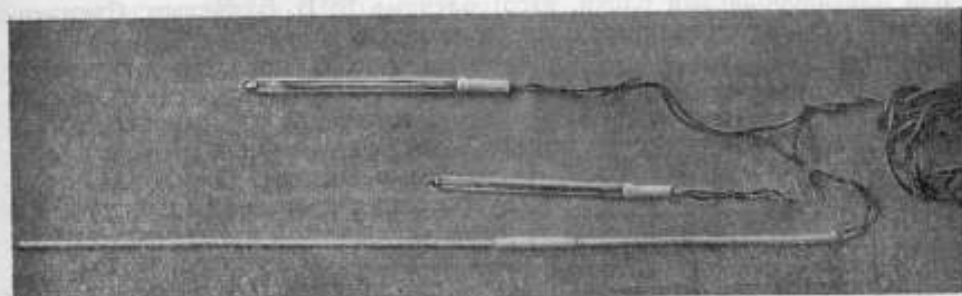


Рис. 1. Образцовый термопара ПР 30/6

мопар позволяет помещать их свободные концы в сосуды с тающим льдом или с водой комнатной температуры (т. э. д. с., возникающая в интервале температур  $0 \div 30^{\circ}\text{C}$ , достаточно мала и ею можно пренебречь).

#### Градуировка термопар

При градуировке термопар в диапазоне  $900\text{--}1800^{\circ}\text{C}$  использован метод сличения с образцовым оптическим пирометром типа ОП-48; общий вид установки представлен на рис. 2. В указанном диапазоне термопары градуированы через каждые  $100\text{ град}$ .

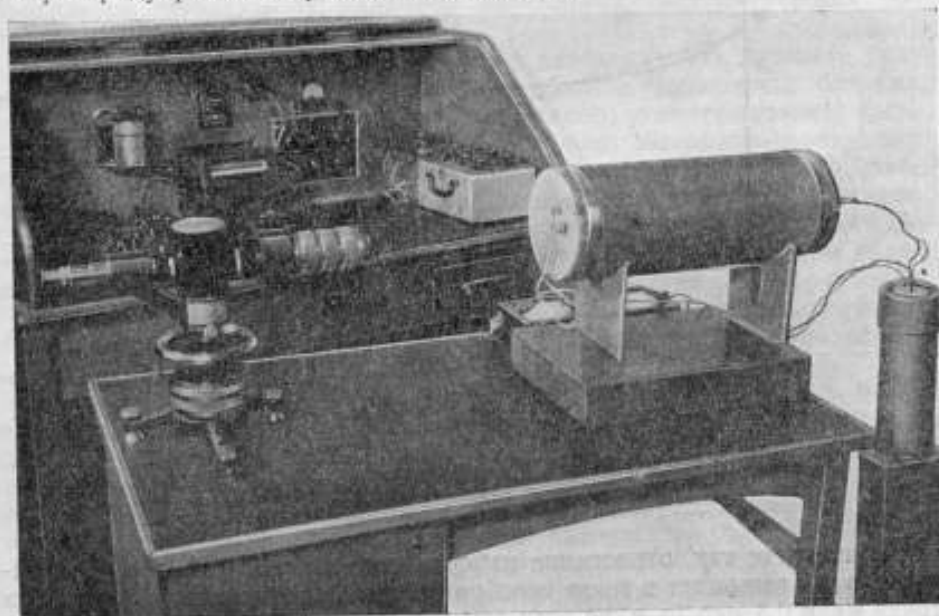


Рис. 2. Установка для градуировки высокотемпературных термопар 1-го разряда

При градуировке в рабочее пространство печи [3] с наименьшим градиентом температур устанавливали модель черного тела. Внутри модели с одной стороны ее помещали поверяемую термопару, а на полость модели с другой стороны визировали образцовый оптический пирометр 1-го разряда. В качестве модели черного тела применяли платиновый или платинородиевый блоки, изготовленные Б. В. Блиновым. Схематический разрез такого блока показан на рис. 3.

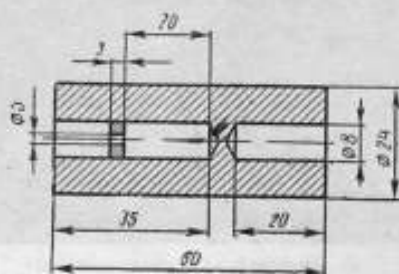


Рис. 3. Разрез блока

На рис. 4 показано отклонение осредненной градуировочной кривой (для 5 термопар) от кривой по ГОСТ 3044—61, совмещенной в данном случае с осью абсцисс. Отклонение градуировочных кривых каждой термопары от осредненной находится в пределах погрешностей измерений температуры по оптическому пирометру.

Полученные градуировочные кривые термопар в нижнем пределе температур были проверены применяемым для эталонных работ независимым тигельным методом, т. е. по точкам затвердевания металлов (серебра, золота, меди). Двукратная градуировка всех термопар выполнена с высо-

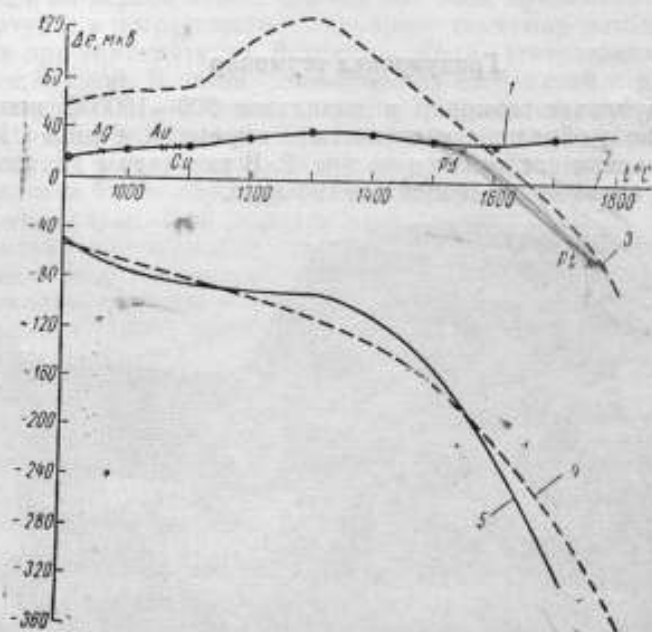


Рис. 4. Градуировочные кривые термопар ПР 30/6:

1—ВНИИМ (по оптическому пирометру); 2—ГОСТ 3044—61; 3—по данным А. А. Рузницкого; 4—по стандартным данным ГДР; 5—то же, США

кой точностью; так, отклонение измеренного значения т. э. д. с. от осредненного не превышает в точке серебра 0,4 мкВ, в точке золота 0,2 мкВ, в точке меди 0,3 мкВ (т. е. во всех случаях много меньше 0,1 град).

Анализ градуировочных значений термопар, полученных двумя независимыми методами, показывает, что в области температур 900—1100°C они совпадают в пределах 0,2—0,4 град.

Результаты градуировки термопар по оптическому пирометру при температурах выше 1100°C сравнивали с результатами градуировки методом плавления малых образцов палладия и платины высокой чистоты на спае термопары [4]. Температурам плавления указанных металлов приписывались значения, рекомендованные в положении о МПТШ, т. е. соответственно 1552 и 1769°C.

Сравнение значений т. э. д. с. в точке палладия, полученных методом плавления малого образца металла на спае термопар  $e_{Pd}$  и оптическим методом ( $e_0$ ) показывает, что значение разности  $\Delta e_{Pd} = e_0 - e_{Pd}$  для всех термопар находится в пределах  $\pm 10$  мкв ( $\pm 1$  град). Для точки платины получено в среднем  $\Delta e_{Pt} = 84$  мкв, что соответствует  $\sim 7$  град. Для температуры, близкой к 1800°C, расхождение в 7 град не так велико, но оно воспроизводится со средней квадратичной погрешностью  $\pm 4$  град и всегда имеет положительный знак.

Для термопар ПР 30/6 опубликованы градуировочные таблицы [5—7]. В интервале температур 1600—1800°C градуировочные кривые, соответствующие этим таблицам (рис. 4, кривые 3—5), по характеру сходны между собой, но отличаются от кривой, построенной по ГОСТ 3044—61. Как видно на рисунке, все три кривые резко уходят вниз в области температур 1500—1600°C и максимально расходятся с кривой стандарта в верхнем пределе температур. В то же время кривая 1, полученная во ВНИИМ по оптическому пирометру, согласуется с ГОСТ 3044—61 в пределах погрешностей измерений во всем диапазоне температур. При этом экспериментальные точки затвердевания и плавления металлов лежат на кривой 1, исключая точку плавления платины, которая на графике находится приблизительно на 10 град ниже экстраполированного участка этой кривой, что согласуется с характером кривых 3—5. Такое несоответствие ГОСТ и экспериментальных данных в точке платины, полученной методом плавления малых образцов металлов на спае термопар, объясняется, по-видимому, наличием неучтенных систематических погрешностей в эксперименте.

Указанное обстоятельство приводит к необходимости уточнить градуировочную кривую термопар ПР 30/6 в области температур, близких к температуре плавления платины. После такого уточнения может быть рассмотрен вопрос о возможности градуировки высокотемпературных термопар одним из наиболее простых, надежных и хорошо воспроизводимых — методом плавления малых образцов металла с применением соответствующей интерполяционной формулы. Таким образом, ближайшей задачей ВНИИМ является указанное уточнение температуры вблизи точки платины и выбор и исследование интерполяционной формулы.

Дополнительно к приведенным исследованиям термопары, отградуированные ранее по оптическому пирометру, были многократно сличены между собой.

В таблице показаны (в микровольтах) разности  $\Delta e_c$  т. э. д. с., полученные при сличении отдельных термопар между собой, а также те разности  $\Delta e_0$ , которые следовало ожидать, учитывая градуировочные значения, полученные по оптическому пирометру. Сравнение значений  $\Delta e_0$  и  $\Delta e_c$  показывает, что расхождение между ними не превышает погрешностей измерения температуры при помощи оптического пирометра (2—3 град). Следует отметить, кроме того, что погрешность сличения высокотемпературных термопар в исследуемом диапазоне температур меньше погрешности их градуировки по оптическому пирометру. В нижнем пределе температур она меньше 0,5 град, а в верхнем — меньше 1 град.

В диапазоне 900—1800°C термопары целесообразно градуировать по оптическому пирометру через 100 град. Расчет с использованием экспе-

риментальных данных показал, что в этом интервале интерполяция градуировочных значений возможна по линейному закону. При этом погрешность линейной интерполяции в интервале температур 200 град составляет 20—30 мкв, или приблизительно 2—3 град.

$t^{\circ}\text{C}$	$\Delta e_0 - e_0 - e_{10}$		$\Delta e_0 - e_0 - e_5$		$\Delta e_0 - e_0 - e_2$		$\Delta e_0 - e_0 - e_1$		$\Delta e_{10} - e_{10} - e_0$	
	$\Delta e_c$	$\Delta e_0$	$\Delta e_c$	$\Delta e_0$	$\Delta e_c$	$\Delta e_0$	$\Delta e_c$	$\Delta e_0$	$\Delta e_c$	$\Delta e_0$
900	-4	+6	-4	-4	-2	-2	+2	+2	+2	-8
1000	-4	-7	-5	-5	-0	+10	+5	+15	+4	+17
1100	-5	+4	-5	+4	-2	+12	+3	+8	+3	+8
1200	-7	-5	-8	-6	-4	-2	+4	+4	+3	+3
1300	-10	-	-11	-23	-6	-7	+5	-1	+4	-
1400	-11	-9	-14	-3	-8	+9	+6	+14	+3	+18
1500	-10	-6	-13	-4	-9	+19	+4	+23	+1	+25
1600	-15	-6	-19	-5	-14	+19	+5	+14	+1	+3
1700	-23	-19	-25	-11	-21	+9	+4	+10	+2	+28

Исследование стабильности высокотемпературных термопар в воздушной среде при использовании керамики из окиси алюминия показало, что изменение т. э. д. с. термопар не превысило следующих значений:

10 мкв (1 град)	при работе	150—200 ч	в диапазоне	900—1800°C
72 " (6 " )	"	100 "	"	1500—1600°C
166 " (14 " )	"	60 "	"	1600—1800°C

Необходимо отметить, что эти изменения в диапазоне 900—1800°C относятся к условиям работы термопар в процессе всего цикла градуировки (для сравнительно кратковременного пребывания при верхнем пределе температур). Результат этого эксперимента согласуется с данными работы [5], в которой показано, что т. э. д. с. термопары ПР 30/6 за 100 ч эксплуатации при  $t = 1550^{\circ}\text{C}$  изменяются на 7,7 град, тогда как для платинородий-платиновой термопары это изменение составляет 22,6 град. Таким образом, термопары ПР 30/6 обладают более высокой стабильностью при работе в области температур выше 1200°C, чем платинородий-платиновые термопары ПП.

Результат исследования термопар типа ПР 30/6 показывает, что с их помощью простым и надежным методом может быть осуществлена передача значений МПТШ в интервале температур 900—1800°C с погрешностью, не превышающей  $\pm(2-3)$  град, по следующей схеме.

Градуируют по образцовому оптическому пирометру образцовые термопары ПР 30/6 1-го разряда. В постоянных точках затвердевания серебра, золота, меди и плавления палладия и платины производят контрольную градуировку.

Сличают с образцовыми термопарами 1-го разряда образцовые термопары 2-го разряда, которые служат для градуировки методом сличения образцовых термопар 3-го разряда, а также рабочих высокотемпературных термопар платиновой группы.

Градуировочные характеристики термопар ПР 30/6 в интервале температур 1600—1800°C подлежат уточнению.

Экспериментальная часть работы по исследованию термопар ПР 30/6 выполнена К. Г. Черкасовой и Н. С. Васильевой.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Рудницкий А. А. Термопары для измерения высоких температур. «Труды совещания по экспериментальной технике и методам исследований при высоких температурах». Изд. АН СССР, 1959.
2. Эргардт Н. Н. Воспроизведение и передача с помощью термопар шкалы в области 300—1063°C. «Труды институтов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов», вып. 51 (111). М.-Л., Стандартгиз, 1961.
3. Фаянс А. Х., Черкасова К. Г. Двухмоточная печь для градуировки высокотемпературных термопар. «Труды институтов Госкомитета стандартов, мер и измерительных приборов», вып. 84 (144). М.-Л., Издательство стандартов, 1965.
4. Брагин Б. К. Градуировка благородных термопар в точке палладия. «Измерительная техника», 1960, № 12.
5. Рудницкий А. А., Тюрин И. И. Исследование в области изыскания сплавов для высокотемпературных термопар. «Неорганическая химия», 1956, № 1.
6. Caldwell F. R. Thermocouple materials. «Temperature, its measurement and control», v. 3, part 2, 1962.
7. Obrowski W., Prinz W. «Archiv für das Eisenhüttenwesen», Januar, 1962.

Поступила в редакцию  
29/X 1966 г.

**ИНТЕРПОЛЯЦИЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ  
ЯДЕРНОГО КВАДРУПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА  $\text{Cl}^{35}$   
В ИНТЕРВАЛЕ ОТ  $0^\circ\text{C}$  ДО  $-200^\circ\text{C}$** 

*Обосновывается вывод эмпирической формулы для температурной зависимости частоты ядерного квадрупольного резонанса (ЯКР) в кристаллах хлората калия в интервале от  $0^\circ\text{C}$  до  $-200^\circ\text{C}$ . Приводятся результаты экспериментальной проверки этой формулы на ядерном квадрупольном термометре. Сопоставляются теоретическая и эмпирическая формулы для температурной зависимости ЯКР в хлорате калия.*

Осуществить абсолютные высокоточные измерения температуры на основе использования эффекта температурной зависимости частоты ЯКР в настоящее время еще не представляется возможным. Это обусловлено отсутствием необходимых теоретических и экспериментальных данных, определяющих общие закономерности тепловых деформаций кристаллических решеток применительно к любым типам кристаллов. При теоретическом определении зависимости частоты ЯКР от температуры сущность явления характеризуется только приближенно, что не может обеспечить точность воспроизведения шкалы, необходимую при современных абсолютных измерениях температуры. Однако это обстоятельство не исключает в принципе возможность использования ЯКР и для абсолютных измерений температуры после того, как будет найдена новая, более точная формула температурной зависимости ЯКР и методика определения констант, входящих в нее. В связи с этим оказалось целесообразным на данном этапе работы ограничиться использованием эффекта температурной зависимости ЯКР для создания высокостабильного термометра с предварительной градуировкой его по другим эталонным приборам. Стабильность такого термометра и точности, достигаемые при измерениях температуры в различных условиях, были достаточно подробно исследованы [1—4]. Результаты показали, что ядерный квадрупольный термометр можно успешно использовать для хранения и воспроизведения низкотемпературной шкалы в широком температурном интервале. С этой целью во ВНИИМ была определена частота ЯКР  $\text{Cl}^{35}$  в кристаллах  $\text{KClO}_3$  при шести различных значениях температуры в интервале от  $0^\circ\text{C}$  до  $-196^\circ\text{C}$ . В каждой точке указанного интервала температуру контролировали платиновым термометром сопротивления № 4, градуированным в точке кипения кислорода ВНИИМ. Частоту ЯКР измеряли радиоспектрометром ВНИИМ с точностью порядка  $\pm 15$  гц, что соответствует в температурном эквиваленте  $0,005$  град [2, 5]. Средняя квадратичная погрешность результатов неоднократных повторных

измерений частоты ЯКР сериями по 10 измерений в каждой точке в разное время (12 мая 1962 г. — 10 февраля 1964 г.) составляет около  $\pm 10$  гц и даже меньше. На основании наиболее достоверных данных, полученных для точек с температурами 0, -78, -182,97 и -195,056°C была рассчитана эмпирическая формула, выражающая температурную зависимость частоты ЯКР в поликристаллическом хлорате калия.

t, °C	Значение частоты ЯКР, гц		Расхождение экспериментального значения с расчетным, гц	Нестабильность температурного поля, °C
	экспериментальное	расчетное		
0	28 213 340	28 213 340	0	0,001
-40,5	398 080	398 289	209	0,05
-78	557 853	557 853	0	0,001
-157	843 831	844 242	411	0,2
-182,97	920 145	920 141	4	0,001
-195,056	951 928	951 921	7	0,001

Эмпирическая формула ядерного квадрупольного термометра представлена полиномом третьей степени и обеспечивает воспроизведение реперных точек практической шкалы температуры с точностью до тысячных долей градуса. Формула имеет вид:

$$\nu = 28\,213\,340 + 0,0089928t^3 - 2,92905t^2 - 4\,700t, \quad (1)$$

где:

- $\nu$  — частота ЯКР, гц,
- $t$  — температура, °C.

Использование эмпирической формулы для выражения температурной зависимости частоты ЯКР в соответствии с экспериментальными данными [2] обеспечивает воспроизведение низкотемпературной шкалы от 0°C до -200°C с точностью выше 0,005 град (при чувствительности термометра в этом интервале 5500–2500 гц/град). В таблице приводятся результаты сопоставления расчетных значений частоты ЯКР с экспериментальными.

Сравнительно большое расхождение расчетных и экспериментальных значений частоты ЯКР, полученное при измерениях в некоторых точках, соответствующих температурам -40,5°C и -157°C, обусловлено нестабильностью температурного поля. В этих точках (кипения и замерзания фреона-12) не удается обеспечить необходимое постоянство температуры во времени, что влечет за собой снижение точности контрольных измерений по платиновому термометру сопротивления и приводит к появлению дополнительной погрешности за счет тепловой инерции кристаллов в измерительном элементе ядерного квадрупольного термометра. Однако и в этом случае полученные экспериментальные значения частоты ЯКР отличаются от расчетных на величины, не превышающие суммарной погрешности измерений в условиях нестабильного температурного поля. Поэтому можно полагать, что выведенная эмпирическая формула достаточно верно описывает ход температурной зависимости частоты ЯКР в хлорате калия во всем заданном интервале температур.

Большой интерес представляет сопоставление полученных экспериментальных результатов с данными расчета температурной зависимости ЯКР по теоретической формуле [4]. В этой формуле

$$\nu_T = 29\,037\,800 - 440\,903 (e^{91/T} - 1)^{-1}, \quad (2)$$

где:

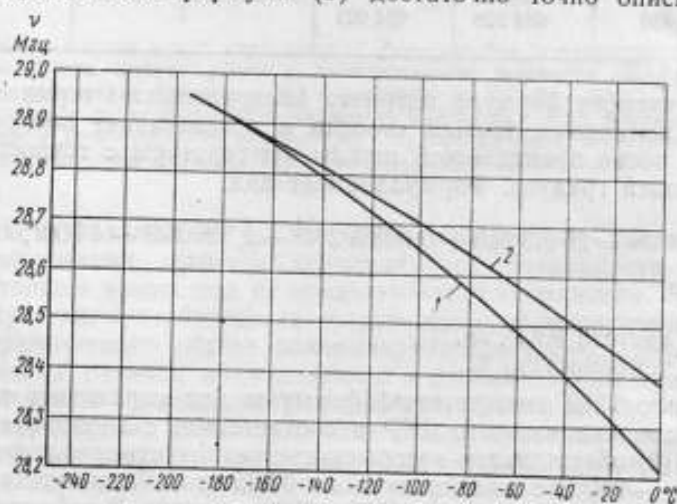
$\nu_T$  — частота ЯКР, гц,

$T$  — температура кристалла, °К.

Для температуры Дебая  $\Theta$  было принято числовое значение 141.

Результаты сопоставления эмпирической (1) и теоретической (2) кривых температурной зависимости ЯКР изображены на рисунке, который наглядно показывает, что расхождение между кривыми в области более низких температур уменьшается. Этого и следовало ожидать, так как одной из главных предпосылок, положенных в основу вывода формулы (2), является пренебрежение учетом тепловых деформаций кристаллической решетки.

В области температур, лежащей ниже  $-190^\circ\text{C}$ , влияние тепловых деформаций кристаллической решетки на частоту ЯКР действительно мало и теоретическая формула (2) достаточно точно описывает ход



Зависимость частоты ЯКР от температуры, рассчитанная:  
1 — по эмпирической и 2 — по теоретической формулам

процесса. При более высоких температурах эта формула неприменима, так как расхождение расчетных и экспериментальных данных резко увеличивается. Поэтому для перекрытия всего интервала низких температур до  $10 \div 15^\circ\text{K}$  можно рекомендовать применение двух расчетных формул для частоты ЯКР: эмпирической до  $-200^\circ\text{C}$  и теоретической ниже  $-190^\circ\text{C}$ . В интервале от  $-200^\circ\text{C}$  до  $-190^\circ\text{C}$  обе кривые практически сливаются.

В заключение можно сделать вывод, что в настоящее время ВНИИМ располагает высокостабильным ядерным квадрупольным термометром, не требующим повторных градуировок, в котором ядра  $\text{Cl}^{35}$  в кристалле  $\text{KClO}_3$  являются хранителем реперных точек температурной шкалы с точностью лучшей, чем  $\pm 0,005$  град. Кроме того, сопоставление теоретической зависимости ЯКР от температуры с эмпирической формулой дает обнадеживающие результаты, полезные для проведения дальнейших работ по разработке методики абсолютных измерений температуры на основе ядерного квадрупольного резонанса.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Бродский А. Д., Соловьев В. И. О возможности воспроизведения температурной шкалы на основе ядерного квадрупольного резонанса. «Труды института Комитета стандартов, мер и измерительных приборов», вып. 63 (123). М.-Л., Стандартгиз, 1962.

2. Бродский А. Д., Соловьев В. И. Осуществление реперных точек температурной шкалы методом ядерного квадрупольного резонанса. «Измерительная техника», 1962, № 9.

3. Соловьев В. И., Бродский А. Д. Измерение температуры по ядерному квадрупольному резонансу. ПТЭ, 1962, № 2.

4. Vanier G. Canad. J. Phys., v. 38, 1960, p. 1397.

5. Гречишкин В. С., Соффер. Аппаратура для наблюдения ядерного квадрупольного резонанса. ПТЭ, 1964, № 1.

Поступила в редакцию  
26/X 1964 г.

## ЭТАЛОНЫ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР

*Дано описание эталонных приборов для измерений высоких температур, разработанных и изученных при построении температурной шкалы фотоэлектрическим методом.*

Переход на фотоэлектрические методы измерения при эталонных работах является для всей оптической пирометрии актуальной задачей, возникшей в последние годы главным образом в связи с разработкой и распространением новых типов технических фотоэлектрических пирометров.

В области высоких температур, т. е. выше  $1063^{\circ}\text{C}$  (межд.), в ряде стран проводятся работы по переходу с визуального метода осуществления температурной шкалы на объективный фотоэлектрический. Советский Союз первым начал эти работы (ХГИМИП) [1—3] и построил ряд фотоэлектрических спектропирометрических установок разной конструкции, основанных на нулевом модуляционном методе фотоэлектрических измерений. Для экстраполяции значений температурной шкалы выше  $1063^{\circ}\text{C}$  (межд.) во ВНИИМ разработана установка СП-4К с двойным монохроматором [4, 5]. При помощи нее осуществлена температурная шкала в области  $1063\text{—}2500^{\circ}\text{C}$  в широком спектральном интервале [6].

В Англии, ФРГ, США, Австралии в настоящее время также разрабатывается фотоэлектрическая аппаратура и исследуются фотоэлектрические методы построения температурной шкалы. В этих странах созданы предназначенные для метрологических работ по оптической пирометрии фотоэлектрические установки, основанные на разных принципах действия и обладающие различной степенью совершенства. Однако ни в одной из зарубежных стран работы не доведены до стадии осуществления температурной шкалы фотоэлектрическим методом. Применение этого метода при осуществлении температурной шкалы имеет неоспоримые преимущества. Этот метод

- 1) исключает субъективные свойства наблюдателя;
- 2) повышает чувствительность;
- 3) обеспечивает расширение спектрального диапазона за пределы видимой части спектра;
- 4) дает возможность использовать узкие спектральные интервалы и тем самым точно определять эффективную длину волны;
- 5) неограниченно повышает верхний предел температурной шкалы.

Система эталонов, воспроизводящих и обеспечивающих передачу шкалы высоких температур фотоэлектрическими методами, по предварительной классификации построена следующим образом.

Первичным эталоном, предназначенным для воспроизведения и хранения температурной шкалы и основанным на физической константе (температуре затвердевания золота), является комплекс эталонного оборудования, в состав которого входят:

- 1) модель черного тела при температуре затвердевания золота, являющейся исходной реперной точкой шкалы высоких температур;

- 2) спектропирометрическая установка СП-4К;
- 3) зеркальное устройство для удвоения яркостей, позволяющее экстраполировать температурную шкалу по закону Планка;
- 4) поглощающие светофильтры для расширения предела измерения температур от 1600 до 2500°C;
- 5) две группы температурных ламп, градуированных в лучах волны длиной 470–1000 нм: одна группа — в точке 1063°C, другая — от 1063 до 2500°C.

Вторичными эталонами, предназначенными для хранения и передачи температурной шкалы, являются температурные лампы, градуированные по лампам первичного эталона на установке СП-4К. В состав вторичных эталонов входят эталоны-копии и рабочие эталоны.

#### Модель черного тела при температуре затвердевания золота

Для осуществления температуры затвердевания золота была изготовлена горизонтальная двухобмоточная печь [6] с однородностью температурного поля  $\pm 1^\circ\text{C}$  на длине 100 мм. Такая однородность достигну-

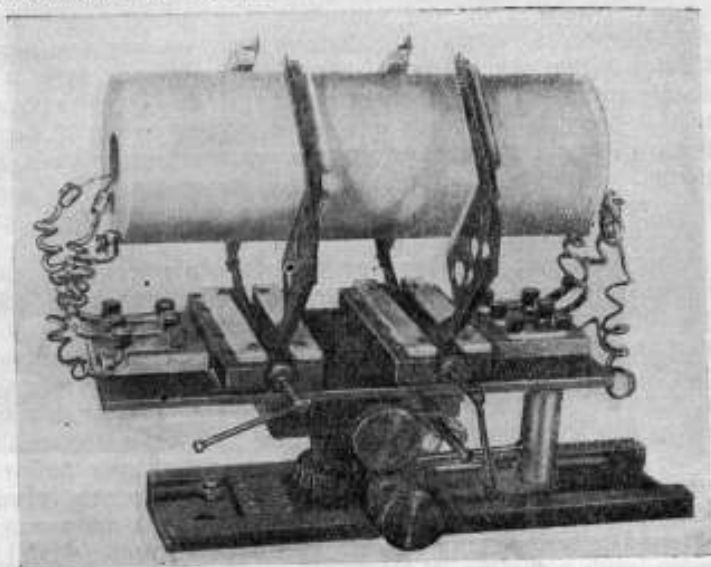


Рис. 1. Горизонтальная двухобмоточная печь

та благодаря конструктивным особенностям печи и отдельной регулировке мощности независимых секций нагревателя. Тигель, являющийся излучателем и позволяющий осуществлять модель черного тела, устанавливают в печи (рис. 1) в области наименьшего градиента температур. При градуировке ламп используют две модели [7] черного тела: малую и удлиненную (рис. 2).

Золото для эталонных работ по измерению высоких температур специально очищают в химической лаборатории ВНИИМ до содержания примесей в нем около 0,0002%. Зольность графита, из которого изготавливают модели черного тела, не должна превышать 0,03%.

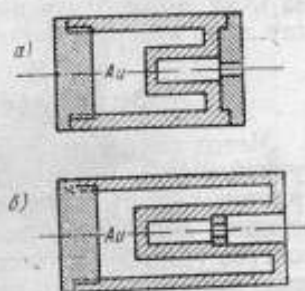


Рис. 2. Модели черного тела:  
а — малая, б — удлиненная

Для заполнения тигля малой модели требуется 125 г золота, для «удлиненной» — около 180 г. Поправка на неполноту излучения и теплообмен полости модели составляет  $\pm 0,2$  град и определяется с погрешностью  $\pm 0,1$  град.

### Спектропирометрическая установка СП-4К

Для основных метрологических работ в области высоких температур предназначена спектропирометрическая установка СП-4К. Основные принципы конструкции ее — общие с созданными в ХГИМИП установками типа СПК, действие которых основано на нулевом модуляционном методе уравнивания яркостей.

В установке СП-4К применен двойной монохроматор. Это исключает влияние рассеянного света и позволяет радикально решить вопрос о точности определения эффективной длины волны. В конструкции деталей внешней оптической системы предусмотрено существенное ослабление рассеянного света [8]. Конструкция фотоячеек обеспечивает надежный контроль юстировки фотоумножителя и быструю его смену.

Установка разделена на две части: 1) электрическую и 2) оптическую. В электрическую часть (рис. 3) входят усилительно-детекторное устройство, все источники питания схемы, реостаты для ламп и электроизмерительные приборы, а в оптическую (рис. 4) — оптическая скамья, монохроматор, система внешней оптики с модулятором и фотоячейка. Такое разделение существенно улучшило условия эксперимента и облегчило юстировку как самой установки, так и монтируемых на скамье ламп, печей, устройства для удвоения яркостей и других оптических деталей.

Двойной монохроматор позволяет работать в интервале длин волн 470–1000 нм. При этом линейная дисперсия составляет 36–27 нм/мм. Градуируют монохроматор по спектрам водорода, ртути, гелия и криптона при ширине щелей 0,1–0,2 мм. В установке СП-4К применен модулятор с колеблющимся зеркальцем, подобным зеркальцу магнито-электрического шлейфа. Исследование установки показало, что порог чувствительности ее составляет 0,02–0,05 град для всей области спектра при температуре 1063°C. Электрическая часть установки работает стабильно. Стрелка индикатора равенства яркостей при отсутствии переменной составляющей светового потока не дает каких-либо ложных отклонений. Напряжение, подаваемое на фотоумножитель (ФЭУ), оказывает незначительное влияние. Колебания напряжения на ФЭУ в пределах  $\pm 1\%$  вызывают погрешность уравнивания яркостей менее  $\pm 0,1$  град. При переходе от одной температуры к другой напряжение на ФЭУ может быть изменено без потери точности. Результаты сличения ламп воспроизводятся с погрешностью  $\pm (0,1 \div 0,4)$  град.

### Зеркальное устройство для удвоения яркостей

Метод секторных дисков, применяемый для экстраполяции температурной шкалы при визуальных измерениях, неприменим при фотоэлектрических [9]. Новый метод экстраполяции основан на принципе суперпозиции. Для его реализации во ВНИИМ разработано зеркальное устройство (рис. 5) [9, 6], основными частями которого являются два полупрозрачных зеркала. Одно из них разделяет излучение лампы на два пучка, которые снова соединяются вместе при помощи второго полупрозрачного зеркала. Заслонками можно перекрывать полностью любой из двух пучков или пропускать оба одновременно в один из объективов

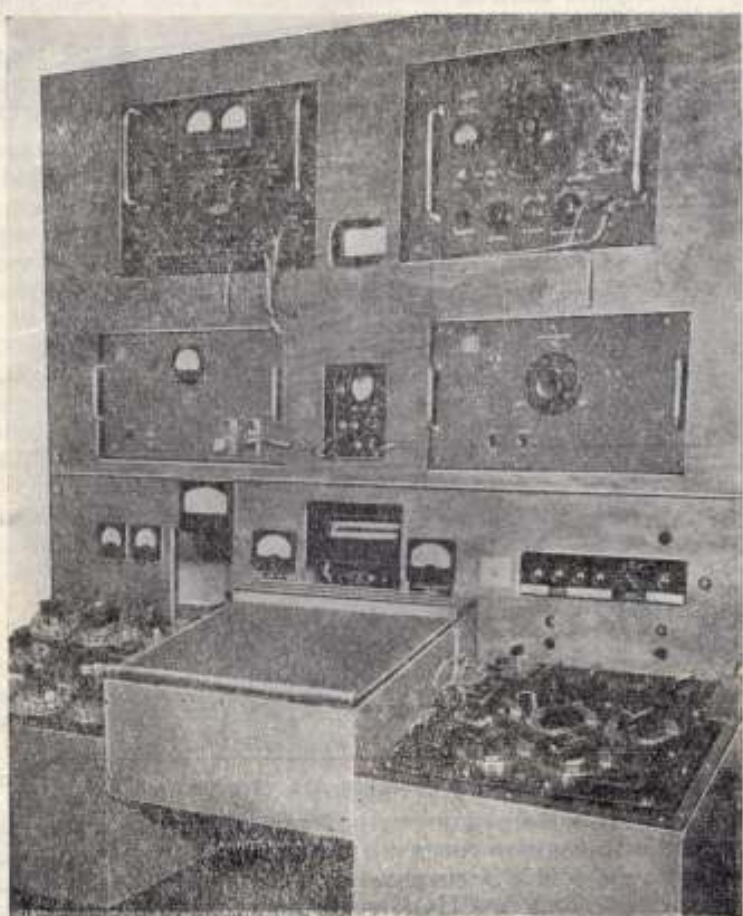


Рис. 3. Стенд спектрофотометра СП-4К

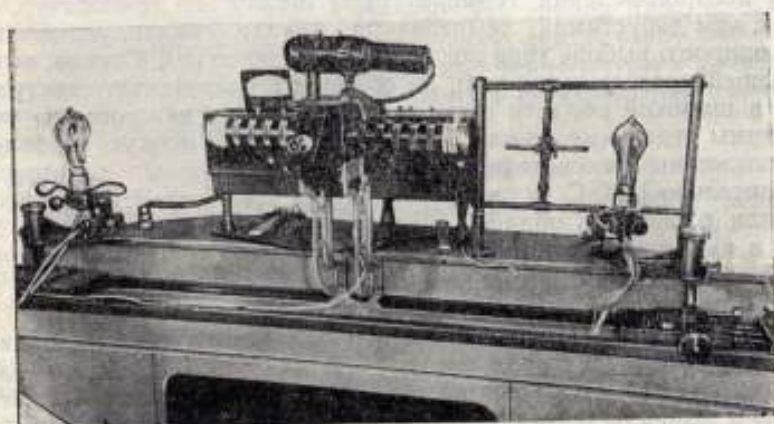


Рис. 4. Оптическая часть спектрофотометра СП-4К

внешней оптической системы спектропирометра. Для регулирования яркости пучков служат оптические клинья. Устройство обеспечивает высокую точность удвоения яркостей.

Для достижения предельной температуры, до которой желательно градуировать лампу, яркость ее удваивают последовательно несколько раз. Температуру градуируемой лампы, возрастающую ступенями при удвоении ее яркости, рассчитывают по формуле Планка.

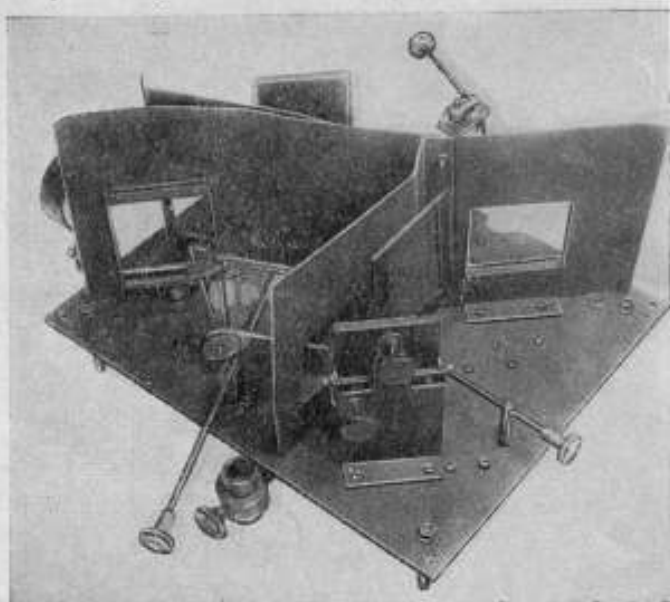


Рис. 5. Зеркальное устройство для удвоения яркостей

При разработке конструкции устройства обращено особое внимание на исключение рассеянного света [8], который может привести к погрешности удвоения яркостей. Экспериментальная проверка показала, что в пределах чувствительности СП-4К такого рассеянного света нет.

#### Поглощающие светофильтры

При воспроизведении температурной шкалы до температур, более высоких, чем допустимая температура накала градуируемой лампы, возник вопрос о выборе типа поглощающих стекол [10]. Стекла, выпускаемые нашей промышленностью, не обладают плавностью спектральной кривой в широкой области спектра. Поэтому для каждого его участка необходимы отдельные стекла. Чтобы обеспечить высокую стабильность ламп, поглощающие светофильтры применяют, начиная с температуры приблизительно  $1600^{\circ}\text{C}$  (и около  $1400^{\circ}\text{C}$  для  $1000\text{ мкм}$ ). Эти светофильтры позволили расширить область градуировки эталонных ламп до  $2400\text{--}2600^{\circ}\text{C}$  в видимой области спектра и до  $2000^{\circ}\text{C}$  в ближайшей инфракрасной области и обеспечивают возможность передачи значений температурной шкалы до  $6000^{\circ}\text{C}$  и выше.

Для длин волн  $470, 550, 600\text{ мкм}$  использованы в качестве ослабляющих светофильтры из стекла марки ТС-2, для  $656, 700, 750\text{ мкм}$  — из стекла марок НС-13 и ПС-2, для волны  $1000\text{ мкм}$  — из стекла СС-5. Эти светофильтры выбраны по результатам испытаний как наилучшим образом удовлетворяющие требованию независимости пирометрического ослабления от измеряемой температуры.

## Температурные лампы

В связи с нестабильностью характеристик ламп типа ЛТ-1 и ЛТ-3 на Московском электроламповом заводе по инициативе ВНИИМ была разработана температурная лампа новой конструкции типа СИ-10-300 (рис. 6).

Все лампы, отобранные для аттестации в качестве эталонных, были предварительно отождествлены, проверены на однородность температурного поля ленты в рабочем ее участке и на стабильность градуировки.

В состав первичного эталона входят две группы температурных ламп. Лампы первой группы (№ 58, 64, 67) градуированы в области спектра  $470 \div 1000$  нм фотоэлектрическим методом по модели абсолютно черного тела при температуре равновесия между твердым и жидким золотом.

Лампы второй группы (№ 57, 59, 79) градуированы фотоэлектрическим методом в той же области спектра на яркостные температуры в диапазоне  $1063 - 1600^\circ\text{C}$ . Градуировка произведена по законам излучения абсолютно черного тела с помощью устройства для удвоения яркостей.

### Эталон-копии

Эталон-копии состоят из двух групп температурных ламп, по три в каждой. При градуировке ламп вторичного эталона в диапазоне температур выше  $1600^\circ\text{C}$  применяли поглощающие светофильтры.

В первую группу входят лампы (№ 106, 198, 200), градуированные в красных лучах ( $\lambda = 656,3$  нм) в диапазоне температур  $1063 \div 2000^\circ\text{C}$  с интервалами в  $100$  град путем сличения с лампами первичного эталона на установке СП-4К. Эта группа ламп вторичного эталона служит для проверки градуированных на яркостные температуры в красных лучах рабочих эталонов ВНИИМ и институтов Комитета.

Во вторую группу эталонов-копий входят лампы (№ 74, 199, 504), градуированные в диапазоне температур  $1063 \div 2500^\circ\text{C}$  в лучах с эффективной длиной волны  $470-1000$  нм. Эта группа ламп предназначена для проверки градуированных на цветовую температуру рабочих эталонов, для градуировки ламп на яркостные температуры в широком спектральном диапазоне и для исследования спектральных характеристик образцовых излучателей.

### Рабочие эталоны, градуированные на яркостную температуру

Значение шкалы температур в интервале  $900-2000^\circ\text{C}$  передается от эталонов ВНИИМ к оптическим пирометрам 1-го разряда с помощью набора эталонных температурных ламп.

Методика градуировки этих ламп визуальным методом разработана в 1953 г., и тогда же были проградуированы пять наборов ламп, утвержденных в 1957 г. ученым советом ВНИИМ в качестве рабочих эталонов. Эти наборы были переданы институтам Комитета, имеющим образцовые пирометры 1-го разряда: Свердловскому филиалу ВНИИМ, ХГИМИП, ВНИИК, НГИМИП. Наборы состояли из трех температурных ламп, градуированных: 1) при  $1063^\circ\text{C}$ , 2) при  $1063^\circ\text{C}$  и в интервале

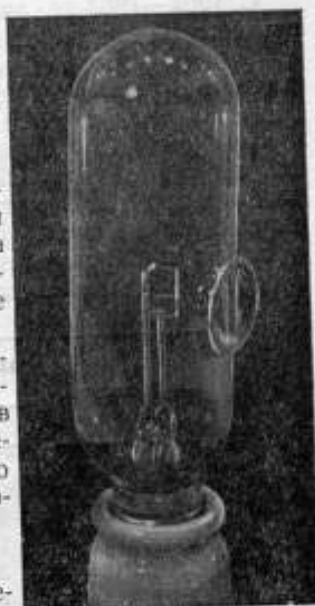


Рис. 6. Температурная лампа СИ-10-300

900 ÷ 1400°C через 100 град и 3) в интервале 1400 ÷ 2000°C через 100 град и при 1063°C. Для передачи шкалы в интервале 900 ÷ 1400°C использовали лампы типа ЛТ-1, выше 1400°C — типа ЛТ-3, которые в 1960—1963 гг. были заменены лампами типа СИ-10-300.

С 1962—1963 гг. лампы — рабочие эталоны — градуируют фотоэлектрическим методом на установках СП-4К или СПК-1.

Лампы, применяемые в интервале 1400 ÷ 2000°C, снабжены цветным светофильтром типа ПС-5, с помощью которого излучение вольфрамовой ленты в интервале длин волн 600—700 нм приближается к излучению черного тела. Последнее обстоятельство позволяет с помощью такой лампы поверять образцовые оптические пирометры не исследуя дополнительно, выполняется ли условие Фура для поглощающих стекол пирометра. В табл. 1 приведен перечень температурных ламп, входящих в состав наборов институтов Комитета и ВНИИМ, а также: время введения лампы в эксплуатацию.

Таблица 1

Институт	Номера и диапазон градуировки ламп, входящих в состав наборов институтов		
	1063°C	900—1400°C и 1063°C	1400—2000°C и 1063°C
Свердловский филиал ВНИИМ	667 (1954)	821 (1965)	71 (1961)
НГИМИП	965 (1961)	584 (1954)	204 (1962)
ХГИМИП	564 (1954)	588 (1954)	92 (1965)
ВНИИК	664 (1955)	716 (1955)	68 (1961)
ВНИИМ	—	1002 (1959)	1 (1960)
ВНИИМ	503 (1960)	922 (1959)	196 (1961)
Калужская ГКЛ	—	36 (1964)	268 (1964)
Завод „Калуга-прибор“	—	998 (1964)	10 (1964)

Примечание. В скобках указан год введения лампы в эксплуатацию.

#### Рабочие эталоны, градуированные на цветовую температуру

Для расчета шкалы цветовых температур была использована группа вторичных эталонов (№ 74, 199, 504), отградуированных в лучах восьми длин волн.

По этим лампам фотоэлектрическим методом были градуированы на цветовую температуру в диапазоне 1200 ÷ 2800°C три набора эталонных температурных ламп (рабочие эталоны): № 1236, 1239, 1279 (1-й набор); № 1240, 197, 1169 (2-й набор) и № 1275, 207, 1203 (3-й набор). При градуировке пользовались методикой, описанной в работе [11].

Для проверки результатов градуировки этих наборов была использована лампа № 518. Ее отградуировали на цветовую температуру 1200 ÷ 2600°C по новым лампам (№ 1236, 1239 и 1279), а также сравнили с эталонами № 753, 70, 62, градуированными визуальным методом. На рис. 7 представлены кривые интерполяционной разности  $\Delta t$  между градуировками лампы № 518 по новым и старым эталонам и квадратичной кривой, рассчитанной для интерполяции значений температурной шкалы.

#### Точность эталонов высоких температур

Большой экспериментальный материал, накопленный при градуировке эталонных ламп, обеспечил возможность детально анализировать погрешности построения температурной шкалы. Для этого были, в част-



ности, использованы результаты многократных взаимных сличений нескольких групп эталонных ламп, независимо градуированных фотоэлектрическим методом в различных спектральных и температурных диапазонах при построении температурной шкалы. Такое сличение, выполняемое также фотоэлектрическим методом, дает возможность, с одной стороны, надежно определить случайную погрешность их градуировки и, с другой стороны, снизить эту погрешность путем усреднения результатов градуировки по данным взаимного сличения.

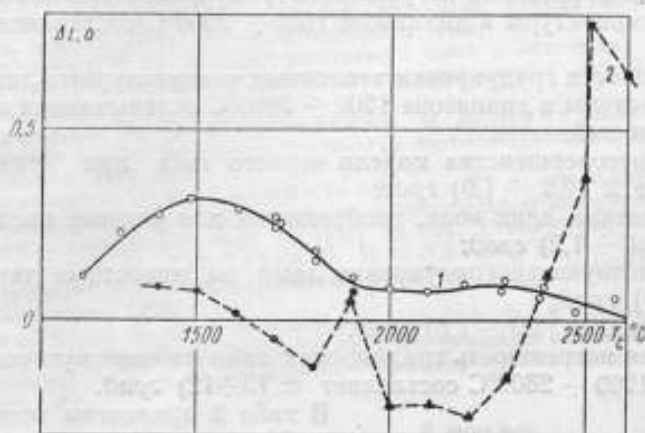


Рис. 7. Отклонение градуировки лампы № 518 от квадратичной кривой:  
Градуировка по новым (1) и старым (2) эталонам

Установлено, что абсолютное значение случайных погрешностей при фотоэлектрических измерениях не проявляет явной тенденции к росту при повышении измеряемой температуры, как при визуальных измерениях. Это связано с тем, что порог чувствительности фотоэлектрической аппаратуры в первом приближении характеризуется постоянной абсолютной погрешностью уравнивания яркостей, а порог контрастной чувствительности глаза — постоянной относительной погрешностью.

При точных измерениях высоких температур нулевым фотоэлектрическим методом основным источником погрешностей после исключения порога контрастной чувствительности глаза и проведения перечисленных выше исследований является нестабильность температурных ламп, используемых в качестве эталонов — хранителей температурной шкалы.

Следует различать два вида нестабильности температурных ламп:

- 1) необратимые изменения градуировочных характеристик ламп, возникающие в процессе эксплуатации при высоких температурах;
- 2) колебания градуировочных характеристик, возникающие при изменении условий применения ламп.

На установке типа СП-4К были изучены следующие виды погрешностей:

1. Погрешность градуировки эталонных ламп при температуре равновесия между твердым и жидким золотом, предельное значение которой равно  $\pm 0,3$  град [12].
2. Основные погрешности построения температурной шкалы фотоэлектрическим методом в области  $1063 \div 1600^\circ\text{C}$  и градуировки эталонов яркостной температуры в диапазоне спектра  $470 \div 750$  нм, суммарное предельное значение которых составляет  $\pm (0,3 \div 0,8)$  град [12].

3. Погрешности эталонных температурных ламп в интервале яркостных температур  $1600 \div 2500^\circ\text{C}$ , где применяются поглощающие светофильтры, обусловленные:

- а) погрешностью градуировки в золотой точке  $\pm (0,5 \div 1,2)$  град;
- б) погрешностью из-за неточного определения эффективной длины волны  $\pm (0,4 \div 1,5)$  град;
- в) случайными погрешностями определения широметрического ослабления светофильтров — предельная погрешность  $\pm (1,0 \div 1,7)$  град.

Суммарная предельная погрешность градуировки эталонных ламп на яркостные температуры в диапазоне  $1600 \div 2500^\circ\text{C}$  составляет  $\pm (0,8 \div 2,5)$  град.

4. Погрешности градуировки эталонных температурных ламп на цветные температуры в диапазоне  $1200 \div 2800^\circ\text{C}$  складываются из следующих погрешностей:

- а) из-за несовершенства модели черного тела при градуировке в золотой точке  $\pm (0,2 \div 1,0)$  град;
- б) определения длин волн, необходимых для расчета цветных температур  $\pm (0,1 \div 1,2)$  град;
- в) предшествующей градуировки ламп на яркостные температуры  $\pm (2,6 \div 12,0)$  град;
- г) случайных  $\pm (0,9 \div 1,6)$  град.

Суммарная погрешность градуировки ламп на цветовую температуру в диапазоне  $1200 \div 2800^\circ\text{C}$  составляет  $\pm (3 \div 12)$  град.

Таблица 2

T°С (меж.)	Погрешности градуировки эталонов на температуру, град			
	яркостную		цветовую	
	фотоэлектрический метод	визуальный	фотоэлектрический метод	визуальный
1063	0,3	0,65	—	—
1200	0,5	—	2,7	—
1400	0,6	1,7	3,0	5
1600	0,8	—	3,9	—
1800	1,4	3,1	4,7	—
2000	1,6	—	6,0	14
2300	2,1	6,3	8,0	—
2500	2,5	6,9	10,0	32
2800	—	—	12,0	39

В табл 2 приведены значения суммарной погрешности эталонов температурной шкалы.

Результаты работы по построению шкалы высоких температур фотоэлектрическим методом внедрены в метрологическую практику. Начиная с 1962 г. градуировка и поверка рабочих эталонов, принадлежащих институтам Комитета стандартов, мер и измерительных приборов, а также во многих случаях образцовых температурных ламп I-го разряда и рабочих ламп осуществляется во ВНИИМ фотоэлектрическим методом сличением с новыми эталонами. Это обеспечивает применение новых эталонов температурной шкалы на всей территории страны.

Таким образом во ВНИИМ созданы и введены в эксплуатацию новые эталоны температур, градуированные

фотоэлектрическим методом. При этом точность эталонов повышена в 3—5 раз.

В работе принимали участие: И. И. Киренков (постановка задачи и обсуждение экспериментов и результатов), Л. И. Ошарина и А. А. Сеньченкова (выполнение измерений и расчетов), В. И. Угольников (наладка аппаратуры).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кандыба В. В., Ковалевский В. А. Фотоэлектрический спектрофотометр высокой точности, ДАН СССР, 1956, т. 2, стр. 108.
2. Ковалевский В. А., Иоссельсон Г. Л., Кандыба В. В. Объективная спектрофотометрическая установка СПК-1, «Измерительная техника», 1956, № 2.

3. Финкельштейн В. Е., Старунов Н. Г. Спектропирометр для измерения температуры по монохроматическому инфракрасному излучению. ПТЭ, 1960, № 3.
4. Кириков И. И., Крахмальникова Г. А. Спектропирометрическая установка для построения температурной шкалы фотоэлектрическим методом. «Труды институтов Комитета стандартов», вып. 71 (131). М.—Л., Стандартгиз, 1963.
5. Крахмальникова Г. А., Кириков И. И. Спектропирометрическая установка ВНИИМ. «Измерительная техника», 1962, № 5.
6. Кириков И. И., Крахмальникова Г. А. Исследование фотоэлектрическим методом горизонтальной модели черного тела при температуре затвердевания золота. «Труды институтов Комитета стандартов», вып. 51 (111). М.—Л., Стандартгиз, 1961.
7. Крахмальникова Г. А. Построение температурной шкалы фотоэлектрическим методом в широком спектральном интервале. «Труды институтов Комитета стандартов», вып. 71 (131). М.—Л., Стандартгиз, 1963.
8. Кириков И. И. Влияние рассеянного света в оптических устройствах точной широметрии. «Труды институтов Комитета стандартов», вып. 71 (131). М.—Л., Стандартгиз, 1963.
9. Кириков И. И., Ковалевский В. А., Крахмальникова Г. А. Воспроизведение шкалы яркостных температур фотоэлектрическим методом. «Измерительная техника», 1960, № 2.
10. Кириков И. И., Крахмальникова Г. А. Поглощающие светофильтры для температурных измерений в широком спектральном интервале. «Труды институтов Комитета стандартов», вып. 71 (131). М.—Л., Стандартгиз, 1963.
11. Гордов А. Н., Кириков И. И. и Лапина Э. А. Сличение ламп по цветовым температурам фотоэлектрическим методом. «Труды ВНИИМ», вып. 35 (95). М.—Л., Стандартгиз, 1958.
12. Кириков И. И. и Крахмальникова Г. А. Исследование точности построения шкалы высоких температур фотоэлектрическим методом. «Новые научно-исследовательские работы по метрологии. Информационный сборник», № 3. М.—Л., Стандартгиз, 1964.

Поступила в редакцию  
8/VI 1964 г.

### НОВЫЕ РАСЧЕТНЫЕ ФОРМУЛЫ ОПТИЧЕСКОЙ ПИРОМЕТРИИ, ВЫТЕКАЮЩИЕ ИЗ ЗАКОНА ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАНКА

*Исходя из закона излучения Планка, получены новые формулы, связывающие истинную и цветовую температуры нечерного тела с его яркостной температурой, а также приближенные формулы, позволяющие рассчитать цветовую температуру этого тела по двум измеренным его яркостным температурам.*

Ввиду отличия излучения реальных тел от излучения абсолютно черного тела, яркость которого для данной длины волны  $\lambda$  меняется с температурой  $T$  по формуле Планка

$$E_{\lambda,T} = c_1 \lambda^{-5} [e^{c_2/\lambda T} - 1]^{-1}, \quad (1)$$

где:

$$c_1 = \text{const} = 3,7413 \cdot 10^{-16} \text{ вт} \cdot \text{м}^2,$$

$$c_2 = \text{const} = 14\,380 \text{ мкм} \cdot \text{град},$$

в метрологической и исследовательской практике введены условные температуры, находящиеся в определенной зависимости с истинной температурой тела, причем эта зависимость устанавливается через свойства реальных излучающих тел.

Отметим, что значение условной температуры тем больше отличается от значения истинной температуры, чем сильнее характер излучения реальных тел отличается от характера излучения абсолютно черного тела. В формулах, устанавливающих в настоящее время взаимосвязь истинной температуры реального тела с его условными температурами [1], вместо формулы Планка использована приближенная формула Вина

$$E_{\lambda,T} = c_1 \lambda^{-5} \exp \left[ - \frac{c_2}{\lambda T} \right], \quad (2)$$

которую можно с успехом применять лишь для видимой части спектра — до 2000—3000°К. Для ближней инфракрасной области спектра область применения формулы Вина ограничивается температурами порядка 800—1500°К.

Использование во многих задачах инфракрасной области спектра, а также резкое повышение верхнего предела измеряемых температур источников, излучение которых в большинстве случаев значительно отличается от излучения абсолютно черного тела, вызывает острую необходимость получения новых формул, связывающих истинную температуру реального тела с его условными температурами. Эти формулы должны исходить из формулы Планка и поэтому быть свободными от указанных выше ограничений.

### Яркостная температура

Яркостной температурой тела  $S$  в лучах с длиной волны  $\lambda$  называется такая температура абсолютно черного тела, при которой яркости обоих тел в свете одной и той же длины волны равны между собой.

Если через  $\varepsilon_{\lambda,T}$  обозначить коэффициент черноты излучения реального тела в лучах с длиной волны  $\lambda$ , находящегося при температуре  $T$ , то, исходя из определения яркостной температуры, имеем

$$\varepsilon_{\lambda,T} c_1 \lambda^{-5} (e^{c_2/\lambda T} - 1)^{-1} = c_1 \lambda^{-5} (e^{c_2/\lambda S} - 1)^{-1}. \quad (3)$$

Для некоторого практически важного диапазона температур и длин волн, когда  $\lambda T < 3000$  мкм·град, можно с успехом вместо формулы Планка (1) использовать формулу Вина (2). В этом случае легко получаем известную формулу

$$\frac{1}{S} - \frac{1}{T} = \frac{\lambda}{c_2} \ln \frac{1}{\varepsilon_{\lambda,T}}, \quad (4)$$

связывающую яркостную  $S$  и истинную  $T$  температуры реального тела через монохроматический коэффициент черноты излучения  $\varepsilon_{\lambda,T}$ . В общем же случае, когда нельзя пользоваться формулой Вина, необходимо исходить из уравнения [3]. Представим это уравнение в виде

$$\varepsilon_{\lambda,T} e^{c_2/\lambda S} - \varepsilon_{\lambda,T} = e^{c_2/\lambda T} - 1, \quad (5)$$

откуда следует

$$e^{c_2/\lambda T} = \varepsilon_{\lambda,T} e^{c_2/\lambda S} - \varepsilon_{\lambda,T} + 1 = e^{c_2/\lambda S} [\varepsilon_{\lambda,T} + (1 - \varepsilon_{\lambda,T}) e^{-c_2/\lambda S}]. \quad (6)$$

Логарифмируя обе части равенства (6), получим

$$\frac{c_2}{\lambda T} = \frac{c_2}{\lambda S} + \ln [\varepsilon_{\lambda,T} + (1 - \varepsilon_{\lambda,T}) e^{-c_2/\lambda S}]. \quad (7)$$

Отсюда находим формулу, связывающую яркостную и истинную температуры реального тела.

$$\frac{1}{S} - \frac{1}{T} = \frac{\lambda}{c_2} \ln \frac{1}{\varepsilon_{\lambda,T} + (1 - \varepsilon_{\lambda,T}) e^{-c_2/\lambda S}}. \quad (8)$$

С помощью рассуждений, аналогичных тем, которыми пользовались при выводе формулы (8), легко получить формулу, несколько отличную от (8), но связывающую те же температуры  $S$  и  $T$ .

Действительно, согласно формуле (5), имеем

$$\varepsilon_{\lambda,T} e^{c_2/\lambda S} = e^{c_2/\lambda T} + \varepsilon_{\lambda,T} - 1 = e^{c_2/\lambda T} [1 + \varepsilon_{\lambda,T} e^{-c_2/\lambda T} - e^{-c_2/\lambda T}]. \quad (9)$$

Логарифмируя обе части этого равенства, получим

$$\ln \varepsilon_{\lambda,T} + \frac{c_2}{\lambda S} = \frac{c_2}{\lambda T} + \ln [1 + \varepsilon_{\lambda,T} e^{-c_2/\lambda T} - e^{-c_2/\lambda T}],$$

откуда находим

$$\frac{1}{S} - \frac{1}{T} = \frac{\lambda}{c_2} \ln \frac{1 - (1 - \varepsilon_{\lambda,T}) e^{-c_2/\lambda T}}{\varepsilon_{\lambda,T}}. \quad (10)$$

В тех случаях, когда справедлива замена формулы Планка формулой Вина, выражения (8) и (10) переходят в (4).

Значение коэффициента черноты для всех реальных тел лежит в пределах  $0 < \varepsilon_{\lambda, T} < 1$ . Поэтому правые части формул (8) и (10) всегда положительны. Следовательно, для реальных тел яркостная температура  $S$  всегда меньше истинной температуры  $T$ , как следует и из формулы Вина.

Из формулы (10) вытекает следующий вывод. Если предположить, что  $\varepsilon_{\lambda, T} = \text{const}$ , то при увеличении температуры  $T$  источника разность обратных значений яркостной и истинной температур реального тела непрерывно уменьшается. При этом различие их хотя и растет, но значительно медленнее, чем по формуле (4), при получении которой исходили из закона излучения Вина.

### Цветовая температура

Рассмотрим так называемую цветовую температуру  $T_u$  реального тела, которая в некоторых случаях ближе к истинной температуре, чем яркостная.

Цветовая температура, по определению, принятому в пирометрии, — это такая температура абсолютно черного тела, при которой отношение яркостей монохроматических излучений для двух длин волн этого тела равно отношению яркостей монохроматических излучений реального тела для этих же длин волн.

Из определения цветовой температуры следует, что

$$\frac{c_1 \lambda_1^{-5} (e^{c_2/\lambda_1 T_u} - 1)^{-1}}{c_1 \lambda_2^{-5} (e^{c_2/\lambda_2 T_u} - 1)^{-1}} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \cdot \frac{c_1 \lambda_1^{-5} (e^{c_2/\lambda_1 T} - 1)^{-1}}{c_1 \lambda_2^{-5} (e^{c_2/\lambda_2 T} - 1)^{-1}}, \quad (11)$$

где  $\varepsilon_1 = \varepsilon_{\lambda_1, T}$ ,  $\varepsilon_2 = \varepsilon_{\lambda_2, T}$  — монохроматические коэффициенты черноты излучения реального тела для длины волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  соответственно.

В тех случаях, когда справедлива формула Вина, из равенства (11) вытекает следующая известная формула, связывающая истинную и цветовую температуры реального тела.

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{T_u} = \frac{\ln \varepsilon_1 - \ln \varepsilon_2}{c_2 \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)}, \quad (12)$$

Если пренебречь единицей в равенстве (11), что имеет место при выводе формулы (12), то это приведет к большой ошибке в случае измерения очень высоких температур или использования инфракрасной области спектра, чтобы избежать этого, надо исходить из точного равенства:

$$\frac{e^{c_2/\lambda_1 T_u} - 1}{e^{c_2/\lambda_2 T_u} - 1} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \cdot \frac{e^{c_2/\lambda_1 T} - 1}{e^{c_2/\lambda_2 T} - 1}. \quad (13)$$

Отсюда имеем

$$(e^{c_2/\lambda_2 T_u} - 1)(e^{c_2/\lambda_1 T} - 1) = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} (e^{c_2/\lambda_1 T_u} - 1)(e^{c_2/\lambda_2 T} - 1). \quad (14)$$

Это равенство с помощью ряда несложных преобразований можно привести к виду

$$e^{c_2/\lambda_2 T_u} (e^{c_2/\lambda_1 T} - 1) + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} e^{c_2/\lambda_1 T} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} e^{c_2/\lambda_1 T_u} (e^{c_2/\lambda_2 T} - 1) + e^{c_2/\lambda_2 T} + \left( \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} - 1 \right). \quad (15)$$

Вынося за скобку  $e^{\frac{c_2}{\lambda_2 T}}$  слева и  $e^{c_2/\lambda_1 T}$  справа, получаем

$$e^{c_2/\lambda_1 T} \left[ e^{c_2/\lambda_2} \left( \frac{1}{T_u} - \frac{1}{T} \right) (e^{c_2/\lambda_1 T} - 1) + \frac{c_1}{c_2} \right] = e^{c_2/\lambda_1 T} \left[ \frac{c_1}{c_2} e^{c_2/\lambda_2} \left( \frac{1}{T_u} - \frac{1}{T} \right) e^{c_2/\lambda_1 T} - 1 \right] + 1 + \frac{c_1}{c_2} - 1. \quad (16)$$

Принимая во внимание, что цветовая температура  $T_u$  незначительно отличается от истинной температуры  $T$ , имеем

$$e^{c_2/\lambda_1 T} \left[ \left[ 1 + \frac{c_2}{\lambda_2} \left( \frac{1}{T_u} - \frac{1}{T} \right) \right] (e^{c_2/\lambda_1 T} - 1) + \frac{c_1}{c_2} \right] = e^{c_2/\lambda_1 T} \left\{ \frac{c_1}{c_2} \left[ 1 + \frac{c_2}{\lambda_2} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left( \frac{1}{T_u} - \frac{1}{T} \right) \right] \cdot (e^{c_2/\lambda_1 T} - 1) + 1 \right\} + \left( \frac{c_1}{c_2} - 1 \right) \quad (17)$$

или

$$\frac{1}{T_u} - \frac{1}{T} = \frac{1}{c_2} \frac{\frac{c_1}{c_2} e^{c_2/\lambda_1 T} (e^{c_2/\lambda_2 T} - 1) - e^{c_2/\lambda_2 T} (e^{c_2/\lambda_1 T} - 1) -}{\frac{1}{\lambda_2} e^{c_2/\lambda_2 T} (e^{c_2/\lambda_1 T} - 1) -} \\ - \left( \frac{c_1}{c_2} e^{c_2/\lambda_2 T} - e^{c_2/\lambda_1 T} \right) + \frac{c_1}{c_2} - 1 \\ - \frac{c_1}{c_2} \cdot \frac{1}{\lambda_1} e^{c_2/\lambda_1 T} (e^{c_2/\lambda_2 T} - 1)} \quad (18)$$

Формула (18) связывает истинную и цветовую температуры реального тела через монохроматические коэффициенты черноты излучения  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  этого тела в лучах с длиной волны  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ .

Рассуждая аналогично, легко получить формулу, позволяющую рассчитать истинную температуру реального тела, если известны его цветовая температура и два коэффициента  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$ .

$$\frac{1}{T_u} - \frac{1}{T} = \frac{\frac{c_1}{c_2} e^{c_2/\lambda_2 T_u} (e^{c_2/\lambda_1 T_u} - 1) - e^{c_2/\lambda_1 T_u} (e^{c_2/\lambda_2 T_u} - 1) -}{c_2 \left[ \frac{c_1}{c_2} e^{c_2/\lambda_2 T_u} (e^{c_2/\lambda_1 T_u} - 1) - \right.} \\ \left. - \left( \frac{c_1}{c_2} e^{c_2/\lambda_1 T_u} - e^{c_2/\lambda_2 T_u} \right) + \frac{c_1}{c_2} - 1 \right.} \\ \left. - \frac{1}{\lambda_1} e^{c_2/\lambda_1 T_u} (e^{c_2/\lambda_2 T_u} - 1) \right]} \quad (19)$$

Заметим, что при выводе формул (18) и (19) мы воспользовались некоторым приближением в разложении экспоненциальной функции вида  $\exp \left[ \frac{c_2}{\lambda} \left( \frac{1}{T_u} - \frac{1}{T} \right) \right]$  в ряд, используя тот факт, что в большинстве случаев цветовая температура  $T_u$  реального тела незначительно отличается от его истинной температуры. Такое приближение позволяет рассчитывать истинную температуру с точностью до 1%, если выполняется условие

$$\frac{c_2}{2\lambda^2} \left( \frac{1}{T_u} - \frac{1}{T} \right)^2 \\ e^{c_2/\lambda} \left( \frac{1}{T_u} - \frac{1}{T} \right) \leq 0,01. \quad (20)$$

Следует заметить, что, несмотря на указанное выше ограничение, формулы (18) и (19) должны найти широкое применение в метрологической практике, так как при большом различии истинной и цветовой температур применение цветового метода вообще нецелесообразно.

Очевидно, что у «серых» тел, для которых в данном спектральном участке коэффициент черноты излучения не меняется ( $\epsilon_1 \approx \epsilon_2$ ) с длиной волны, правая часть равенств (18) и (19) обращается в нуль и, следовательно, цветовая температура  $T_u$  таких тел равна их истинной температуре.

Иногда свойства излучения реального тела характеризуют с помощью так называемого цветового коэффициента черноты излучения  $\epsilon_u$ , который определяется по формуле

$$\epsilon_u = \frac{E_{\lambda, T}}{E_{\lambda, T_u}} = \left( \frac{e^{c_2/\lambda S} - 1}{e^{c_2/\lambda T_u} - 1} \right)^{-1}. \quad (21)$$

Используя те же преобразования, которые применялись при выводе формул (8) и (10), легко находим две формулы, связывающие цветовую  $T_u$  и яркостную  $S$  температуры реального тела через цветовой коэффициент черноты излучения:

$$\frac{1}{S} - \frac{1}{T_u} = \frac{\lambda}{c_2} \ln \frac{1}{\epsilon_u + (1 - \epsilon_u) e^{-c_2/\lambda S}}. \quad (22)$$

$$\frac{1}{S} - \frac{1}{T_u} = \frac{\lambda}{c_2} \ln \frac{1 - (1 - \epsilon_u) e^{-c_2/\lambda T_u}}{\epsilon_u}. \quad (23)$$

Обе эти формулы в случае, когда справедлив закон излучения Вина, переходят в известную формулу, связывающую цветовую и яркостную температуры нечерного тела,

$$\frac{1}{S} - \frac{1}{T_u} = \frac{\lambda}{c_2} \ln \frac{1}{\epsilon_u}. \quad (24)$$

В отличие от формулы (24), из которой следует линейная зависимость обратной величины яркостной температуры  $S$  от длины волны  $\lambda$  при постоянстве значений  $T_u$  и  $\epsilon_u$  внутри некоторого спектрального интервала, формулы (22) и (23) не дают такого простого закона изменения величины  $S^{-1}$  в зависимости от длины волны. Кроме того, формулы (22) и (23) указывают еще на тот важный факт, что при постоянстве  $\epsilon_u$  внутри любого спектрального интервала с ростом температуры наблюдается уменьшение разности между обратными величинами яркостной  $S$  и цветовой  $T_u$  температурами реального тела.

До настоящего времени в метрологической практике числовое значение цветовой температуры находят по формуле

$$\frac{1}{T_u} = \frac{\frac{1}{S_1 \lambda_1} - \frac{1}{S_2 \lambda_2}}{\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}}. \quad (25)$$

где  $S_1$  и  $S_2$  — яркостные температуры тела, измеренные в лучах с длиной волны  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  соответственно. К сожалению, область применения этой простой формулы ограничена приближенностью формулы Вина, с помощью которой она выведена.

В литературе [2] имеется лишь одно описание метода расчета цветовой температуры по двум яркостным, основанного на формуле Планка и



поэтому свободного от ограничений, связанных с неточностью формулы Вина. Однако этот метод также имеет ряд существенных недостатков. Действительно, используемая в нем формула для расчета цветовой температуры, не может рассматриваться как конечная, так как неизвестная величина входит в нее в неявном виде.

Предлагаемый метод расчета цветových температур, лишенный указанных недостатков, основан на том, что яркостные температуры  $S_1$  и  $S_2$  рассчитываются по формуле Планка. Эти температуры измеряются непосредственно заранее градуированными яркостными пирометрами.

Отношение спектральных яркостей нечерного тела может быть выражено через измеренные или вычисленные в соответствии с формулой Планка для излучения с длиной волны  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  яркостные температуры  $S'_1$  и  $S'_2$  в виде

$$\frac{I_1}{I_2} = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^5 \cdot \frac{e^{c_2/\lambda_2 S'_2} - 1}{e^{c_2/\lambda_1 S'_1} - 1}, \quad (26)$$

где  $S'_1$  и  $S'_2$  — яркостные температуры нечерного тела.

Это же отношение  $I_1/I_2$  выражается через цветовую температуру тела  $T_u$  в виде

$$\frac{I_1}{I_2} = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^5 \cdot \frac{e^{c_2/\lambda_2 T_u} - 1}{e^{c_2/\lambda_1 T_u} - 1}. \quad (27)$$

Приравняв правые части равенств (26) и (27), находим

$$\frac{e^{c_2/\lambda_2 S'_2} - 1}{e^{c_2/\lambda_1 S'_1} - 1} = \frac{e^{c_2/\lambda_2 T_u} - 1}{e^{c_2/\lambda_1 T_u} - 1}. \quad (28)$$

Это равенство нетрудно привести к виду

$$e^{c_2/\lambda_2 S'_2} \left[ e^{-\frac{c_2}{\lambda_2} \left( \frac{1}{T_u} - \frac{1}{S'_2} \right)} (e^{c_2/\lambda_1 S'_1} - 1) + 1 \right] = e^{c_2/\lambda_1 S'_1} \left[ e^{-\frac{c_2}{\lambda_1} \left( \frac{1}{T_u} - \frac{1}{S'_1} \right)} (e^{c_2/\lambda_2 S'_2} - 1) + 1 \right]. \quad (29)$$

Разлагая в ряд  $\exp \frac{c_2}{\lambda_i} \left( \frac{1}{T_u} - \frac{1}{S'_i} \right)$ , где  $i = 1, 2$ , и ограничиваясь вторым членом разложения, получим

$$e^{c_2/\lambda_2 S'_2} \left\{ \left[ 1 + \frac{c_2}{\lambda_2} \left( \frac{1}{T_u} - \frac{1}{S'_2} \right) \right] (e^{c_2/\lambda_1 S'_1} - 1) + 1 \right\} = e^{c_2/\lambda_1 S'_1} \left\{ \left[ 1 + \frac{c_2}{\lambda_1} \left( \frac{1}{T_u} - \frac{1}{S'_1} \right) \right] (e^{c_2/\lambda_2 S'_2} - 1) + 1 \right\}. \quad (30)$$

Отсюда находим

$$\frac{1}{T_u} = \frac{\frac{e^{c_2/\lambda_1 S'_1}}{\lambda_1 S'_1} - \frac{e^{c_2/\lambda_2 S'_2}}{\lambda_2 S'_2} + \frac{e^{c_2/\lambda_2 S'_2} e^{c_2/\lambda_1 S'_1}}{\lambda_2 S'_2} - \frac{e^{c_2/\lambda_1 S'_1} e^{c_2/\lambda_2 S'_2}}{\lambda_1 S'_1}}{\frac{e^{c_2/\lambda_1 S'_1}}{\lambda_1} - \frac{e^{c_2/\lambda_2 S'_2}}{\lambda_2} + \frac{e^{c_2/\lambda_2 S'_2} e^{c_2/\lambda_1 S'_1}}{\lambda_2} - \frac{e^{c_2/\lambda_1 S'_1} e^{c_2/\lambda_2 S'_2}}{\lambda_1}}}{\lambda_1} \cdot (31)$$

Разделив числитель и знаменатель на  $e^{c_2/\lambda_1 S'_1} \cdot e^{c_2/\lambda_2 S'_2}$ , получим

следующую формулу для расчета цветовой температуры с учетом закона излучения Планка

$$\frac{1}{T_u} = \frac{\frac{1}{\lambda_1 S_1} - \frac{1}{\lambda_2 S_2} + \frac{e^{-c_1/\lambda_1 S_1}}{\lambda_2 S_2} - \frac{e^{-c_1/\lambda_2 S_1}}{\lambda_1 S_1}}{\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} + \frac{e^{-c_2/\lambda_1 S_1}}{\lambda_2} - \frac{e^{-c_2/\lambda_2 S_1}}{\lambda_1}} \quad (32)$$

Формула (32) дает возможность рассчитать цветные температуры с точностью до 1%, если выполняется условие

$$\frac{c_i^2}{2\lambda_i^2} \left( \frac{1}{T_u} - \frac{1}{S_i} \right)^2 - \frac{c_2}{e^{\lambda_i}} \left( \frac{1}{T_u} - \frac{1}{S_i} \right) \leq 0,01; \quad i=1,2. \quad (33)$$

Если условие (33) не выполняется, то для расчета цветовой температуры необходимо использовать формулу:

$$\frac{1}{T_u} = \frac{-B + \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}, \quad (34)$$

$$A = \frac{c_2^2}{2} \left[ \frac{1}{\lambda_1^2} e^{c_1/\lambda_1 S_1} (e^{c_2/\lambda_1 S_1} - 1) - \frac{1}{\lambda_1^2} e^{c_2/\lambda_1 S_1} (e^{c_1/\lambda_1 S_1} - 1) \right];$$

$$B = c_2 \left( \frac{1}{\lambda_2} e^{c_1/\lambda_2 S_1} (e^{c_2/\lambda_2 S_1} - 1) \left( 1 - \frac{c_2}{\lambda_2 S_2} \right) - \frac{1}{\lambda_1} e^{c_1/\lambda_1 S_1} (e^{c_2/\lambda_1 S_1} - 1) \left( 1 - \frac{c_2}{\lambda_1 S_1} \right) \right);$$

$$C = e^{c_2/\lambda_2 S_1} (e^{c_1/\lambda_2 S_1} - 1) \frac{c_2}{\lambda_2 S_2} \left( 1 - \frac{c_2}{\lambda_2 S_2} \right) - e^{c_1/\lambda_1 S_1} (e^{c_2/\lambda_1 S_1} - 1) \times \frac{c_2}{\lambda_1 S_1} \left( 1 - \frac{c_2}{\lambda_1 S_1} \right). \quad (35)$$

Формула (34) получена из равенства (29), причем выражение  $\exp \left[ \frac{c_2}{\lambda_i} \left( \frac{1}{T_u} - \frac{1}{S_i} \right) \right]$  было разложено в ряд и представлено с точностью до 3-го члена разложения включительно.

Несмотря на кажущуюся громоздкость формулы (34), расчеты по ней цветовой температуры не представляют особой трудности. Эта формула обеспечивает точность расчета до 1% при выполнении условия

$$\frac{c_i^2}{6\lambda_i^2} \left( \frac{1}{T_u} - \frac{1}{S_i} \right)^2 - \frac{e^{c_2/\lambda_i}}{e^{c_1/\lambda_i}} \left( \frac{1}{T_u} - \frac{1}{S_i} \right) \leq 0,01; \quad i=1,2. \quad (36)$$

Нетрудно заметить, что для тех случаев, когда справедлив закон излучения Вина, формулы (32) и (34) переходят в известную формулу (25).

## Выводы

1. Исходя из закона излучения Планка, получены:

а) точные формулы (8) и (10), позволяющие рассчитать истинную температуру нечерного тела по его яркостной температуре и коэффициенту черноты излучения;

б) формулы (22) и (23), позволяющие рассчитать цветовую температуру этого тела по его яркостной температуре и цветовому коэффициенту черноты излучения;

в) приближенные формулы (12) и (19), связывающие истинную и цветовую температуры реального тела через монохроматические коэффициенты черноты излучения;

г) приближенные формулы (32) и (34), обеспечивающие расчет цветовой температуры нечерного тела с требуемой точностью и строгостью по двум измеренным яркостным температурам этого тела.

2. Применять полученные формулы для обеспечения точности расчетов  $\pm 1$  град необходимо, начиная с  $\lambda T = 2000$  мкм · град и для  $\pm 50$  град, начиная с  $\lambda T = 4000$  мкм · град.

3. Формулы, выражающие связь между истинной и яркостной, а также между яркостной и цветовой температурами, позволили сделать заключение об уменьшении разности обратных величин этих температур с ростом температуры исследуемого источника, что не следует из формул, основанных на законе Вина.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Рибо Г. Оптическая пирометрия, М.—Л., ОНТИ, 1933.
2. Киренков И. И., Лапина Э. А. Расчет цветовой температуры по формуле Планка. «Труды институтов Комитета стандартов», вып. 71 (131), М.—Л., Стандартиз, 1963.

Поступила в редакцию  
10/V 1965 г.

### УСТАНОВКА УРПД-2 ДЛЯ ПОВЕРКИ РАДИАЦИОННЫХ ПИРОМЕТРОВ В ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР 100—2500°C

*Сообщается об установке для проверки телескопов радиационных пирометров с нижним пределом 100°C.*

Для градуировки и сличения телескопов радиационных пирометров наибольшее распространение получила установка УРПД-1[1]. Источником излучения в ней является кинопроекционная лампа с конденсорными линзами из стекла К8, которую визируют одновременно двумя телескопами — образцовым и поверяемым. Электрические цепи телескопов включены встречно и разность их т. э. д. с. измеряют с помощью потенциометра. На установках УРПД-1 можно поверять все телескопы для диапазона температур 600—2500°C (модификаций РС-25, РС-20, РК-15, типа ТЕРА-50, а также ПРК и РП).

В настоящее время начат выпуск телескопов типа ТЕРА-50 новой модификации Р5 для диапазона температур 100—500°C, для проверки которых установки УРПД-1 непригодны.

Спектральное распределение энергии, излучаемой нагретым телом, как известно, зависит от температуры. Длина волны  $\lambda_{\max}$ , соответствующая наиболее интенсивному излучению абсолютно черного тела при данной температуре  $T$  (по шкале длин волн), может быть определена по закону Вина — Голицина

$$\lambda_{\max} T = \text{const} \approx 2900 \text{ мкм} \cdot \text{град},$$

что для температуры 100°C дает  $\lambda_{\max} = 7,7 \text{ мкм}$ , а для 500°C будет  $\lambda_{\max} = 3,7 \text{ мкм}$ .

Стекло, из которого изготовлены конденсорные линзы установки УРПД-1 и баллон кинопроекционной лампы, практически не пропускают излучение с длиной волны более 2,6 мкм. Излучательная способность вольфрамовой нити лампы также падает при указанных температурах [2, 3].

Во ВНИИМ была разработана новая установка для проверки радиационных пирометров, в которой вместо вольфрамовой лампы можно вставлять силитовый стержень, а конденсорные линзы изготовлены из фтористого лития, хорошо пропускающего инфракрасное излучение. Расчет этих конденсоров показал, что диаметр линз установки УРПД-1 может быть уменьшен с 90 до 50—60 мм, так как при коэффициентах визирования 1/20 и 1/16 у поверяемых телескопов такой размер линз достаточен для заполнения изображением излучателя поля зрения телескопа. Это обстоятельство было проверено следующим опытом. При обычном сличении двух телескопов перед одним из них на одной из конденсорных

линз излучателя устанавливали ограничивающую диафрагму с диаметром 50 мм, а другой телескоп визирует конденсор без диафрагмы. Когда снимали диафрагму перед первым телескопом, то измеряемая разность т. э. д. с. обоих телескопов не изменялась.

При диаметре линз 50 мм объектив телескопа полностью перекрывается изображением источника более четким, чем при больших линзах. Поэтому во всех вновь выпускаемых заводом «Эталон» установках предусмотрены конденсорные линзы малого диаметра. Весьма существенно уменьшение диаметра линз при использовании фтористого лития.

Новые установки УРПД-2, являющиеся модификацией установки УРПД-1, служат для поверки радиационных пирометров дифференциальным методом сличения и позволяют распространить его на поверку телескопов при температуре от 100 до 500°C. В случае такой поверки кинопроекционную лампу заменяют расположенным вертикально силитовым стержнем диаметром 8 мм. Излучательная способность силита (карбида кремния) очень высока, и максимум ее лежит в области длины волн 8—9 мкм.

На рис. 1 приведены кривые радиационной температуры источника излучения УРПД-2, измеренной с помощью телескопов модификации Р5

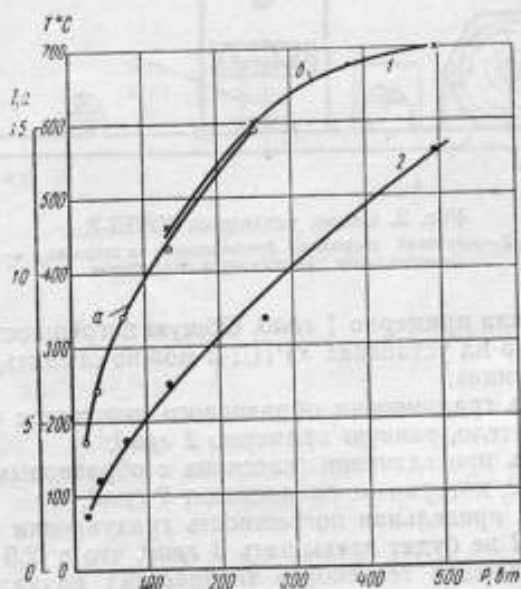


Рис. 1. Температурная и энергетическая характеристики установки УРПД-2:

1 — температура, измеренная радиационными пирометрами Р5 (участок а) и РК15 (участок б); 2 — зависимость от мощности тока, проходящего через силитовый стержень.

(участок а) и модификации РК15 (участок б) в зависимости от мощности  $P$ , потребляемой установкой.

На этом же рисунке приведена кривая зависимости от потребляемой мощности проходящего через силитовый стержень тока  $I$ .

Сопоставляя эти две кривые, легко увидеть, что при радиационной температуре 500°C потребляемая мощность составляет 180 вт, а ток, проходящий через стержень, не превосходит 7,5 а. Таким образом, в установке УРПД-2 можно использовать такой же регулятор напряже-

ния РНО-250-2, который использован в установке УРПД-1. Вентилятор установки при этом отключается.

На новой установке УРПД-2 с силитовым излучателем и линзами из фтористого лития были сличены телескопы типа Р5, предварительно отградуированные на печи, моделирующей черное тело. Отклонение результатов, полученных на установке типа УРПД-2, от результатов градуировки на печи не превосходило  $2-3^{\circ}\text{C}$ .

Для определения воспроизводимости результатов поверки многократно сличали одни и те же телескопы. Средняя квадратичная погрешность

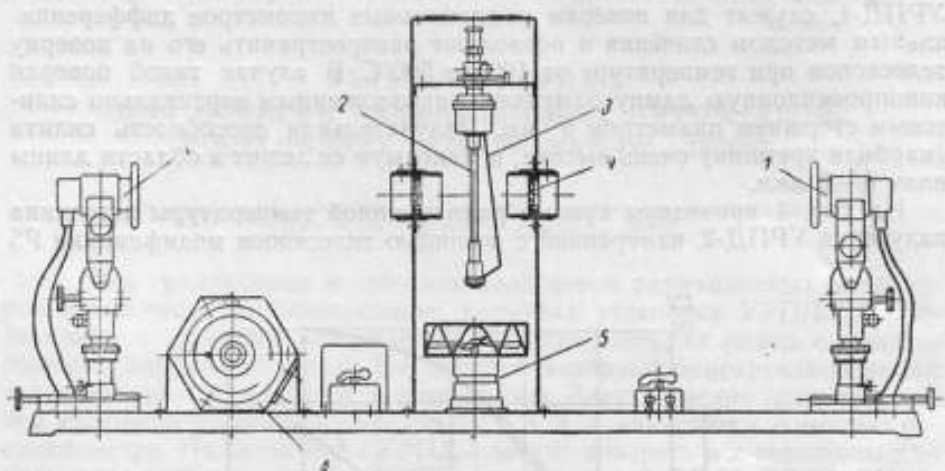


Рис. 2. Схема установки УРПД-2:

1—сличаемые телескопы; 2—силитовый стержень; 3—токопровод к стержню; 4—конденсорные линзы; 5—вентилятор; 6—регулятор напряжения

сличения составляла примерно  $1 \text{ град}$ . Общую погрешность градуировки телескопов типа Р5 на установке УРПД-2 можно оценить, учитывая следующие составляющие:

а) погрешность градуировки образцового пирометра на печи, моделирующей черное тело, равную примерно  $2 \text{ град}$ ;

б) погрешность при сличении телескопа с образцовым прибором на установке УРПД-2, которая не превосходит  $2 \text{ град}$ .

Следовательно, предельная погрешность градуировки телескопов на установке УРПД-2 не будет превышать  $3 \text{ град}$ , что в 2,5 раза меньше допустимой погрешности телескопов технических радиационных пирометров типа Р5. Разработанная установка УРПД-2 позволяет таким образом поверять и градуировать телескопы типов ТЕРА-50 модификации Р5 с необходимой точностью.

Силитовый излучатель в установке УРПД-2 снабжен двумя зажимами для подвода напряжения к его концам, его вставляют в патрон, который пригоден также для кинопроекционной лампы. Это позволяет заменять низкотемпературный излучатель высокотемпературным. Конденсорные линзы из фтористого лития можно тоже заменять обычными стеклянными, так как их крепят в съемных втулках, вставляемых в ободки, укрепленные на корпусе излучателя (рис. 2). Таким образом, на установке УРПД-2 с кинопроекционной лампой и стеклянной оптикой можно производить все те же поверки, что и на УРПД-1.

Разработанная во ВНИИМ установка УРПД-2 с двумя сменными излучателями — силитовым стержнем и кинопроекционной лампой — и

конденсорными линзами из фтористого лития позволяет использовать дифференциальный метод сличения телескопов радиационных пирометров с нижним пределом 100°C.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Каяндер М. С. Дифференциальная установка для сличения радиационных пирометров. «Измерительная техника», 1961, № 2.
2. Брамсон М. А. Инфракрасное излучение нагретых тел. «Наука», 1964.
3. Свет. Температурное излучение металлов и некоторых веществ. «Металлургия», 1964.

Поступила в редакцию  
26/III 1965 г.

МЕТОД РАСЧЕТА ЭФФЕКТИВНОЙ ДЛИНЫ ВОЛНЫ  
С УЧЕТОМ ФОРМУЛЫ ПЛАНКА

*Изложен метод расчета эффективной длины волны оптического пирометра с учетом селективности потерь света в его оптической системе, индивидуальной спектральной характеристики лучеприемника и неравномерности дисперсии монохроматора при сколь угодно высокой температуре исследуемого источника и для любой области спектра.*

В оптической пирометрии одной из трудностей, с которыми приходится сталкиваться при измерении высоких температур, является необходимость определять эффективную длину волны  $\lambda_e$  эталонного пирометра. Особенно важна точность определения ее при измерениях температур, при которых требуется заменить формулу Вина формулой Планка.

Значение  $\lambda_e$  следует определять с точностью до  $5 \cdot 10^{-4}$  мкм, хотя используемый спектральный интервал, который обеспечивает достаточную чувствительность, составляет несколько сотых долей микрометра.

Эффективную длину волны выбирают так [1], чтобы отношение монохроматических яркостей  $\theta_i$  черного тела в лучах волны с этой длиной было равно отношению световых потоков  $L_1$  и  $L_2$ , используемых в пирометре,

$$\left(\frac{\theta_1}{\theta_2}\right)_{\lambda_e} = \frac{L_1}{L_2}. \quad (1)$$

В работе [2] для учета селективности потерь света монохроматора и неравномерности его дисперсии предложено значение световых потоков  $L_i$  вычислять по приближенной формуле

$$L = \alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\theta_{\lambda,T} \tau'_{\lambda} \tau''_{\lambda} W_{\lambda}}{D_{\lambda}} d\lambda, \quad (2)$$

где:

- $\alpha$  — постоянная величина;
- $\tau'_{\lambda}$  — составляющая коэффициента пропускания оптической системы пирометра; зависящая от селективности потерь света;
- $\tau''_{\lambda}$  — составляющая коэффициента пропускания, зависящая от дисперсии и раскрытия щелей монохроматора;
- $W_{\lambda}$  — спектральная характеристика лучеприемника;
- $D_{\lambda}$  — линейная дисперсия монохроматора.

При этом пределы интегрирования  $\lambda_1, \lambda_2$  определяются выбранным спектральным интервалом.

При использовании выражения (2) вычисление  $\lambda_e$  существенно упрощается, если спектральную характеристику применяемого в пирометре



фотоэлемента определять экспериментально с помощью изучаемого пи-рометра. В этом случае фототок фотоэлемента определяется по формуле

$$I_f = \frac{\beta \sigma_{\lambda} \tau'_{\lambda} W_{\lambda}}{D_{\lambda}}, \quad (3)$$

где  $\beta$  — коэффициент пропорциональности.

Чтобы определить эффективную длину волны  $\lambda_e$ , относящуюся к температуре, не равной температуре излучателя при определении спектральной характеристики, заменим формулу (2), согласно формуле (3), выражением

$$L_1 = c \int \frac{\sigma_1}{\sigma_0} I_f \tau'_{\lambda} d\lambda, \quad (4)$$

где  $\sigma_1$  и  $\sigma_0$  — яркость при требуемой и фактической температурах  $T_1$  и  $T_0$  соответственно.

При этом для связи яркости с температурой используется формула Вина.

Аналогичное выражение можно написать для потока от плазменного источника высокой температуры

$$L_2 = c \int \frac{\sigma_2}{\sigma_0} I_f \tau'_{\lambda} d\lambda. \quad (5)$$

В этой формуле яркость  $\sigma_2$ , в отличие от формулы в работе [2], связана с температурой формулой Планка.

Учитывая выражения (3) — (5) и ограничиваясь членами второго порядка малости, перепишем правую часть равенства (1) в следующем виде:

$$\left( \frac{\sigma_1}{\sigma_2} \right)_{\lambda_e} \approx \left( \frac{\sigma_1}{\sigma_2} \right)_{\lambda_0} \left[ 1 + \frac{a_1^2 + a_2^2}{12} (z_1^* - z_2^*) \right], \quad (6)$$

где  $\lambda_0$  — середина используемого интервала,

$$\left. \begin{aligned} z_1^* &= \gamma_1 + \delta' + \delta'' \gamma_1' \\ z_2^* &= \gamma_2 + \delta' + \delta'' \gamma_2' \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

$\gamma_1, \gamma_1', \gamma_2, \gamma_2', \delta', \delta''$  — коэффициенты разложения функций  $\sigma_1/\sigma_0, \sigma_2/\sigma_0, I_f$  в ряды по степеням  $\lambda - \lambda_0$ .

В данном случае множитель  $\tau'_{\lambda}$  представлен в виде симметричной относительно  $\lambda_0$  трапеции с основаниями

$$a_1 + a_2 \text{ и } a_1 - a_2.$$

Принимая во внимание значение коэффициентов  $\gamma_1, \gamma_1', \gamma_2, \gamma_2'$  и вводя обозначение  $A = e^{c_2/\lambda_0 T_2} - 1$ , будем иметь

$$\begin{aligned} z_1^* - z_2^* &= \frac{c_1^2}{2\lambda_0^2} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) - \frac{c_2^2}{\lambda_0^2 T_0} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) - \frac{c_2^2}{\lambda_0^2} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) - \\ &- \frac{c_1^2}{\lambda_0^2 T_0^2} \cdot \frac{1}{A} + \frac{c_2^2}{\lambda_0^2 T_0 T_2} \cdot \frac{1}{A} - \frac{c_2^2}{2\lambda_0^2 T_1^2} \cdot \frac{1}{A} - \frac{c_2^2}{2\lambda_0^2 T_2^2} \cdot \frac{A+1}{A^2} + \\ &+ \frac{c_1^2}{\lambda_0^2 T_2} \cdot \frac{1}{A} + \delta' \left[ \frac{c_2}{\lambda_0^2} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) - \frac{c_1^2}{\lambda_0^2} \cdot \frac{1}{T_2 A} \right] \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь  $c_2$  — вторая постоянная формулы Планка.  
Если учесть выражение (8), равенство (6) примет вид

$$\left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2}\right)_{\lambda_e} \approx \frac{A}{e^{c_2/\lambda_0 T_1}} \left\{ 1 + \frac{a_1^2 + a_2^2}{12} \left[ \frac{c_2^2}{2\lambda_0^2} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) - \frac{c_2^2}{\lambda_0^2 T_0} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) - \frac{c_2^2}{\lambda_0^2} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) - \frac{c_2^2}{\lambda_0^2 T_0^2} \cdot \frac{1}{A} + \frac{c_2^2}{\lambda_0^2 T_0 T_2} \cdot \frac{1}{A} - \frac{c_2^2}{2\lambda_0^2 T_2^2} \cdot \frac{1}{A^2} - \frac{c_2^2}{2\lambda_0^2 T_2^2} \cdot \frac{A+1}{A^2} + \frac{c_2}{\lambda_0 T_2} \cdot \frac{1}{A} + \delta' \left[ \frac{c_2}{\lambda_0} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) - \frac{c_2}{\lambda_0} \cdot \frac{1}{T_2} \cdot \frac{1}{A} \right] \right\} \quad (9)$$

Рассмотрим равенство

$$\left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2}\right)_{\lambda_e} = \frac{e^{c_2/\lambda_e T_2} - 1}{e^{c_2/\lambda_e T_1}} \quad (10)$$

Умножим и разделим его на множитель  $A/e^{c_2/\lambda_0 T_1}$ . Тогда получим

$$\left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2}\right)_{\lambda_e} = \frac{e^{c_2/\lambda_e T_2} - 1}{e^{c_2/\lambda_e T_1}} \cdot \frac{e^{c_2/\lambda_0 T_1}}{A} \cdot \frac{A}{e^{c_2/\lambda_0 T_1}}$$

Преобразуем первые два множителя правой части этого выражения к виду

$$\begin{aligned} \frac{e^{c_2/\lambda_e T_2} - 1}{e^{c_2/\lambda_e T_1}} \cdot \frac{e^{c_2/\lambda_0 T_1}}{e^{c_2/\lambda_e T_1} - 1} &= \frac{(e^{c_2/\lambda_e T_2} - 1) e^{-c_2/\lambda_0 T_2}}{e^{c_2/\lambda_e T_1} e^{-c_2/\lambda_0 T_1} (1 - e^{-c_2/\lambda_0 T_1})} = \\ &= \frac{e^{c_2 \left( \frac{1}{\lambda_e} - \frac{1}{\lambda_0} \right) \left( \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) - e^{-c_2/\lambda_0 T_2}}{1 - e^{-c_2/\lambda_0 T_1}} = \\ &= \frac{1 + c_2 \left( \frac{1}{\lambda_e} - \frac{1}{\lambda_0} \right) \left( \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) - e^{-c_2/\lambda_0 T_2} \left[ 1 - \frac{c_2}{T_1} \left( \frac{1}{\lambda_e} - \frac{1}{\lambda_0} \right) \right]}{1 - e^{-c_2/\lambda_0 T_1}} \quad (11) \end{aligned}$$

Подставляя формулу (11) в (10), получим

$$\left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2}\right)_{\lambda_e} = \left[ 1 + c_2 \left( \frac{1}{\lambda_e} - \frac{1}{\lambda_0} \right) \left( \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_1} \cdot \frac{1}{e^{c_2/\lambda_0 T_1}} \right) \frac{1}{1 - e^{-c_2/\lambda_0 T_1}} \right] \frac{A}{e^{c_2/\lambda_e T_1}} \quad (12)$$

Приравняв правые части равенств (12) и (9), получим следующую формулу для расчета эффективной длины волны  $\lambda_e$ :

$$\begin{aligned} \lambda_0 - \lambda_e &= \frac{A}{\left[ (A+1) \left( \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) + \frac{1}{T_1} \right]} \cdot \frac{a_1^2 + a_2^2}{12} \left\{ \frac{c_2^2}{2\lambda_0^2} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) - \right. \\ &- \frac{c_2}{\lambda_0 T_0} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) - \frac{1}{\lambda_0} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) - \frac{c_2}{\lambda_0 T_0} \cdot \frac{1}{A} + \frac{c_2}{\lambda_0 T_0 T_2} \cdot \frac{1}{A} - \\ &\left. - \frac{c_2}{2\lambda_0^2 T_2^2} \cdot \frac{1}{A^2} - \frac{c_2}{2\lambda_0^2 T_2^2} \cdot \frac{A+1}{A^2} + \frac{1}{\lambda_0 T_2} \cdot \frac{1}{A} + \delta' \left[ \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_2} \cdot \frac{1}{A} \right] \right\} \quad (13) \end{aligned}$$

Величина  $\delta'$  в этой формуле есть ни что иное как относительный наклон экспериментальной спектральной характеристики пирометра, снятой при постоянной ширине щелей и при цветовой температуре источника излучения, равной  $T_0$ , т. е.

$$\delta' = \frac{1}{I_0} \cdot \frac{dI}{d\lambda}$$

Легко видеть, что при температурах, для которых справедлива формула Вина, формула (13) переходит в известную формулу для расчета  $\lambda_e$  [2].

Вследствие того, что яркости высокотемпературного источника и источника сравнения меняются с температурой по разным законам, формула (13) дает значение предельной длины волны, отличное от формулы, полученной в работе [2]. Чтобы удовлетворить и этому условию, отбросим в формуле (13) слагаемые

$$\frac{c_2}{2\lambda_0^5 T_0^5} \cdot \frac{1}{A^2}, \quad \frac{c_2}{2\lambda_0^5 T_0^5} \cdot \frac{A+1}{A^2}, \quad \frac{1}{\lambda_0 T_0}, \quad \frac{1}{A}, \quad \frac{1}{T_0}, \quad \frac{1}{A}$$

Путем расчета было установлено, что если не учитывать эти слагаемые, то множитель, стоящий в фигурных скобках, меняется в формуле (13) меньше чем на 1%, что весьма слабо сказывается на поправке к  $\lambda_0$ .

Следовательно, вместо формулы (13) для расчета эффективной длины волны можно использовать приближенную формулу

$$\begin{aligned} \lambda_0 - \lambda_e = & \frac{A}{(A+1) \left( \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) + \frac{1}{T_1}} \cdot \frac{a_1^* + a_2^*}{12} \left\{ \frac{c_2}{2\lambda_0^5} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) - \right. \\ & - \frac{c_2}{\lambda_0^5 T_0^5} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) - \frac{1}{\lambda_0} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) - \frac{c_2}{\lambda_0^5 T_0^5} \cdot \frac{1}{A} + \frac{c_2}{\lambda_0^5 T_0 T_2} \cdot \frac{1}{A} + \\ & \left. + \delta' \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \right\} \end{aligned} \quad (14)$$

При выводе формулы (14) использована зависимость яркости  $v_1$  от температуры  $T_1$  по закону Вина. Поэтому она справедлива для расчета эффективной длины волны и лишь в видимой и ближней инфракрасной области спектра.

Чтобы получить формулу для расчета эффективной длины волны и для инфракрасной области спектра, необходимо для связи яркости  $v_1$  с температурой  $T_1$  использовать закон Планка.

Тогда, введя обозначение  $B = e^{c_2/\lambda_0 T_1} - 1$ , будем иметь

$$\lambda_0 - \lambda_e = \frac{\frac{a_1^* + a_2^*}{12} \cdot C}{\frac{A+1}{A} \cdot \frac{1}{T_2} - \frac{B+1}{B} \cdot \frac{1}{T_1} \cdot \left( 1 + \frac{c_2}{\lambda_0} \cdot \frac{a_1^* + a_2^*}{12} \cdot c \right)}, \quad (15)$$

где:

$$\begin{aligned}
 C = & \frac{c_2}{2\lambda_0^2} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) - \frac{c_2}{\lambda_0^2 T_0} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) - \frac{1}{\lambda_0} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) - \frac{c_2}{\lambda_0^2} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{B} - \right. \\
 & \left. - \frac{1}{T_2} \cdot \frac{1}{A} \right) - \frac{c_2}{\lambda_0^2 T_0} \left( \frac{1}{T_1} \cdot \frac{1}{B} - \frac{1}{T_2} \cdot \frac{1}{A} \right) + \frac{c_2}{2\lambda_0^2} \left( \frac{1}{T_1} \cdot \frac{1}{B^2} - \frac{1}{T_2} \cdot \frac{1}{A^2} \right) + \\
 & + \frac{c_2}{2\lambda_0^2} \cdot \left( \frac{1}{T_1} \cdot \frac{B+1}{B^2} - \frac{1}{T_2} \cdot \frac{A+1}{A^2} \right) - \frac{1}{\lambda_0} \left( \frac{1}{T_1} \cdot \frac{1}{B} - \frac{1}{T_2} \cdot \frac{1}{A} \right) + \\
 & + \delta' \left[ \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_1} \cdot \frac{1}{B} - \frac{1}{T_2} \cdot \frac{1}{A} \right]. \quad (16)
 \end{aligned}$$

Формула (15) автоматически переходит в известную формулу (2), полученную для случая, когда справедлив закон излучения Вина при  $T_1 = T_2 = T_0$ , а эффективная длина волны принимает предельное значение.

Формула (14) позволяет рассчитать эффективную длину волны оптического пирометра с учетом селективности потерь света в его оптической системе, индивидуальной спектральной характеристики фотозлемента и неравномерности дисперсии монохроматора при сколь угодно высокой температуре исследуемого источника для видимой и ближней инфракрасной областей спектра.

Формула (15) позволяет рассчитать эффективную длину волны с учетом тех же явлений при любых температурах исследуемого источника и для любой области спектра, где справедлив закон излучения Планка.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Рибо Г. Оптическая пирометрия. ОНТИ, 1933.
2. Кириков И. И. Новый метод расчета эффективной длины волны. «Труды институтов Комитета стандартов», вып. 71 (131). М.—Л., Стандартгиз, 1963.

Поступила в редакцию  
26/III 1966 г.

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие . . . . .	3
Алиева Ф. З. Состояние эталонов для измерения температур в области 0—1063°С . . . . .	5
Алиева Ф. З., Чекулаев В. П. Низкоомный платиновый термометр сопротив- ления для высоких температур . . . . .	16
Аматуни А. Н. Интерференционный dilatометр ВНИИМ ДИ-2 . . . . .	20
Алиева Ф. З. О постоянных точках кадмия, олова и индия . . . . .	29
Файнс А. Х. Точки затвердевания кадмия и олова как постоянные точки МПТШ : : : . . . . .	32
Алиева Ф. З. Образцовые высокотемпературные термометры . . . . .	38
Бродский А. Д., Соловьев В. И., Шуб Э. Т. Интерполяция температур- ной зависимости ядерного квадрупольного резонанса $^{135}\text{С}$ в интервале от 0°С до —200°С . . . . .	44
Крахмальникова Г. А. Эталоны высоких температур . . . . .	48
Бражниченко Г. Н. Новые расчетные формулы оптической пирометрии, вытекающие из закона излучения Планка . . . . .	58
Белюсова Г. В., Каяндер М. С. Установка УРПД-2 для проверки радиа- ционных пирометров в диапазоне температур 100—2500°С . . . . .	66
Бражниченко Г. Н., Киренков И. И. Метод расчета эффективной дли- ны волны с учетом формулы Планка . . . . .	70

**ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ  
ТЕМПЕРАТУРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ**

Труды институтов Комитета

Выпуск 87 (147)

Редактор *Н. Н. Александрова*  
Техн. редактор *К. М. Волчок*  
Корректор *А. П. Якуничкина*

Т-08289. Сдано в набор 17/1 1966 г.

Подписано в печать 9/VII 1966 г.

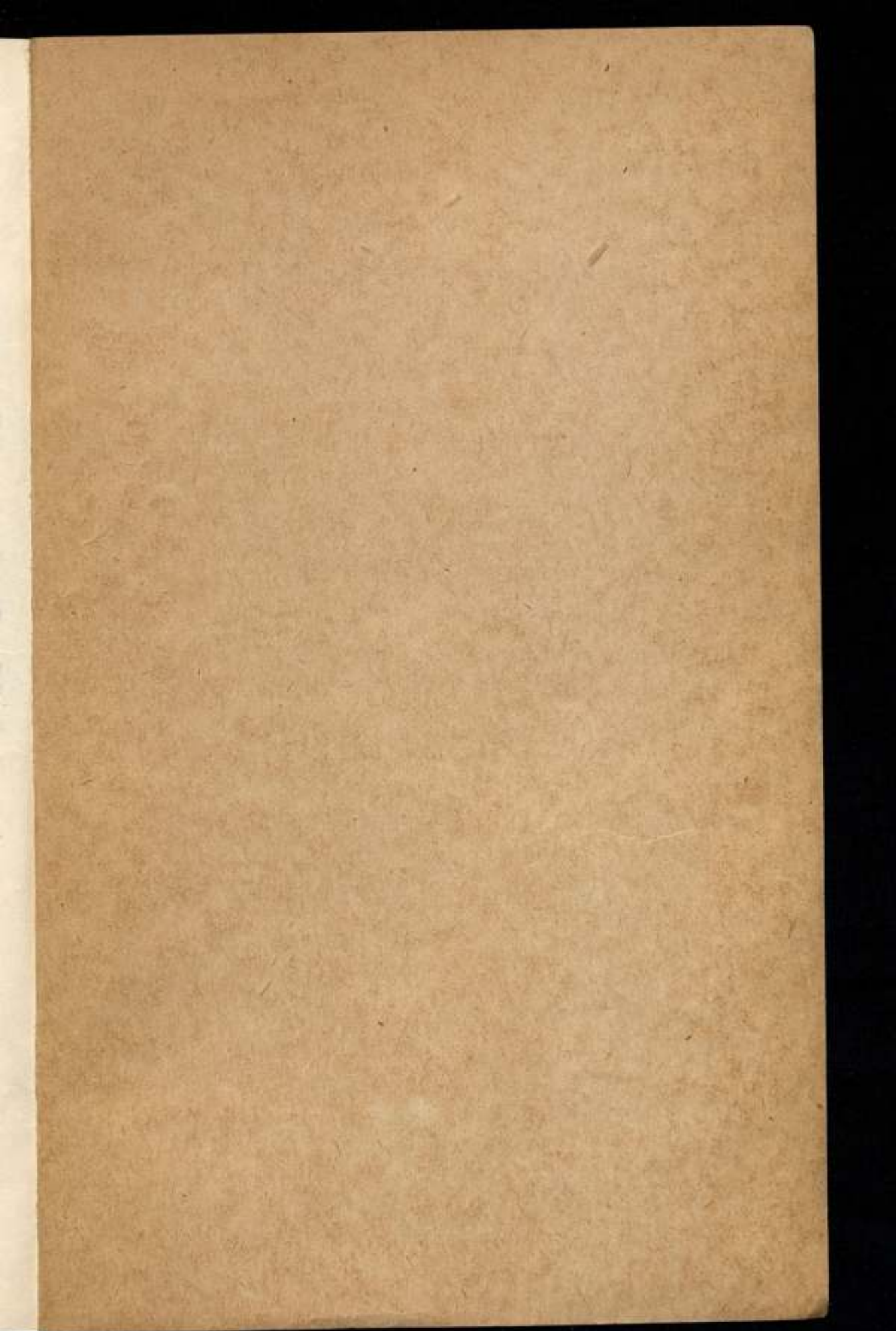
Формат бумаги 70×108<sup>1</sup>/<sub>16</sub>. 2,38 бум. л.

4,75 печ. л., 6,65 усл. п. л., 5,2 уч.-изд. л.

Тираж 2.000 экз. Цена 36 коп. Заказ 4.

Издательство стандартов,  
Москва, К-1, ул. Щусева, 4

Калужская обл. типография  
управления по печати облисполкома, пл. Ленина, 5.



Цена 36 коп.