

ВСЕСОЮЗНЫЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ
ИМЕНИ Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

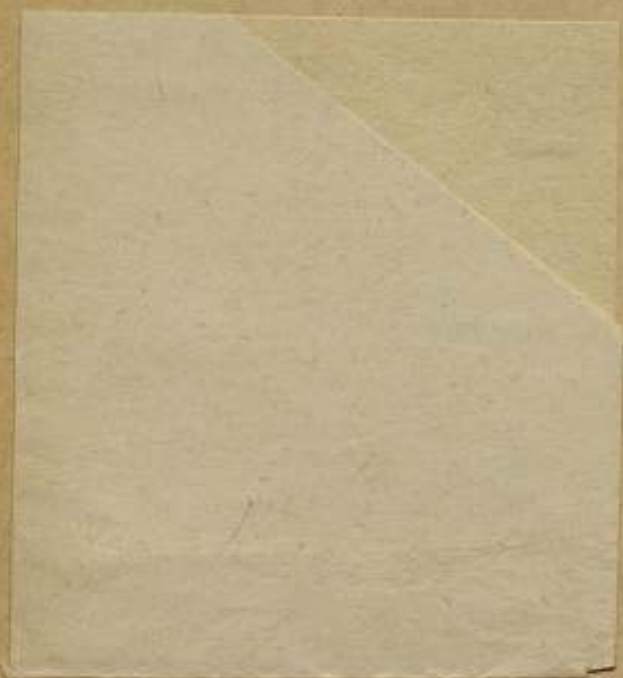
Справ.

ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ
ИЗМЕРЕНИЙ

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

ВЫПУСК 171 (231)





ВСЕСОЮЗНЫЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ
имени Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ
ИЗМЕРЕНИЙ

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

Выпуск 171 (231)

Под редакцией И. И. Киренкова



«ЭНЕРГИЯ»
Ленинградское отделение
1975

м 16327

Температурная метрология не может удовлетворить потребностей народного хозяйства без непрерывного развития. Необходимо усовершенствование эталонов единицы температуры — кельвина, расширение диапазонов их действия, разработка принципиально новых эталонов, а также всестороннее развитие образцовых средств и методов. При этом любое усовершенствование эталонов или образцовой аппаратуры неукоснительно требует всестороннего исследования физических явлений, сопровождающих действие прибора. Такому изучению характеристик измерительных приборов и процессов их действия посвящена большая часть сборника (статьи И. И. Киренкова, Г. С. Амброка и А. Н. Чаркина, Г. Н. Бражниченко, Г. А. Крахмальникова, Э. А. Лапиной, О. М. Жагулло, Г. С. Амброка и др.). В этих статьях рассматриваются приборы, охватывающие большой диапазон температур и широкую область применения — от верячного эталона до промышленных термометров и пирометров. Во многих работах освещаются вопросы достигнутой точности эталонов, проблемы ее повышения, пути разработки новых эталонов и расширения диапазонов применения температурных эталонов (статьи Ф. Э. Алеевой, И. И. Киренкова, Г. Н. Бражниченко и Н. Л. Гоголева, Э. А. Лапиной, Л. И. Ошариной, А. Х. Фаиса и др.).

Наконец, группа статей (О. М. Жагулло, А. С. Угюнка, К. Г. Черкасовой и др.) посвящена погрешностям измерения температуры в особых условиях с характерными для каждого случая затруднениями. Интерес представляют также вопросы разработки новых излучателей, новой аппаратуры эталонного назначения и некоторые теоретические вопросы температурной метрологии.

Настоящий сборник несомненно представит интерес для метрологов, работающих в области температурной метрологии, а также специалистов, связанных в своей деятельности с вопросами температурного контроля.

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ
ТЕМПЕРАТУРНОЙ ШКАЛЫ

В октябре 1968 г. по решению 13-й Генеральной конференции по мерам и весам утверждена новая Международная практическая температурная шкала (МПТШ-68). Эта новая шкала, основанная на исследованиях термодинамической шкалы, выполненных главным образом с помощью газовых термометров, значительно приблизилась к термодинамической шкале, по сравнению с прежней практической шкалой МПТШ-48.

Принятие МПТШ-68 заставляет по-новому подойти к выбору путей и методов дальнейших исследований термодинамической температурной шкалы, а также пересмотреть требования к таким исследованиям.

Газотермометрические исследования, предшествовавшие утверждению МПТШ-68 и послужившие для ее обоснования, проводились в ряде стран, имеющих метрологические лаборатории, специализирующиеся по точной термометрии. В области температур выше 0°C МПШТ-68 основана на измерениях, выполненных в СССР, ФРГ и США. Данные, полученные в Японии, не были учтены при установлении новой шкалы по просьбе авторов, которые пожелали повторить свои измерения на усовершенствованной аппаратуре. Измерения в СССР проводились с 1959 до 1966 г.

Термодинамическая температура ряда реперных точек в диапазоне от тройной точки воды до точки золота измерена с помощью газового термометра № 3 (ВНИИМ). Этот термометр, работающий по принципу постоянной плотности газа, оснащен кварцевым резервуаром размером 150—160 см³ и ртутным манометром с емкостной фиксацией уровня ртути. Манометр соединен с резервуаром через разделительную камеру, представляющую собой мембранный дифференциальный манометр. Измерения проводились во время фазового перехода при прямом погружении резервуара в чистый металл, окружающий резервуар слоем не менее 20 мм. В точке золота применялся также газовый термометр № 1 (ВНИИМ), работающий также по принципу постоянной плотности газа.

В ФРГ (ПТВ, Брауншвейг) измерения проводились с 1957 до 1967 г. Здесь применялся газовый термометр нового типа, работающий по методу постоянной температуры резервуара, предложенному Мозером, Томасом и Отто. Измерения также производились при прямом погружении резервуара в чистый металл при фазовом равновесии, в диапазоне от точки олова до точки золота.

При установлении МПТШ-68 были использованы также некоторые измерения, выполненные Битти в США (Массачусетский технологический институт). Эти измерения были исправлены на принятое в 1954 г. значение тройной точки воды (273,16 К) и на новые значения виральных коэффициентов и коэффициентов расширения.

Газотермометрические измерения в области ниже 0°C также проводились в ряде стран: СССР (ВНИИФТРИ), в США (Национальное Бюро Стандартов и Пенсильванский государственный университет), Англии (Национальная физическая лаборатория) и Канаде (Национальный исследовательский центр). Эти измерения позволили не только уточнить практическую шкалу в области температур от точки таяния льда до точки кипения кислорода (90,188 К), но и расширить диапазон МПТШ до тройной точки водорода (13,81 К). Результаты всех этих измерений, как правило, удовлетворительно согласуются между собой и подтверждают необходимость корректировки практической шкалы. Расхождения между новой практической и термодинамической шкалой в диапазоне, например, выше 300°C уменьшились в 5—10 раз.

Следует считать, что газотермометрические исследования, закончившиеся утверждением шкалы МПТШ-68, обеспечивают в настоящее время применимость этой шкалы для всех практических измерений температуры, включая точные измерения при теплофизических исследованиях. В период, предшествовавший утверждению новой шкалы, каждый новый экспериментальный результат, развивающий это направление, естественно, представлял несомненную научную и практическую ценность.

Как правило, пересматривалась температурная практическая шкала за последнее время приблизительно один раз в 20 лет. Имеются тенденции к сокращению этого срока. Так, за время между 1948 и 1968 гг. шкала МПТШ-48 два раза подвергалась некоторым уточнениям: в 1954 г. была принята термодинамическая температурная шкала с одной реализуемой опорной точкой, а в 1960 г.— принята новая редакция, предусматривающая некоторые изменения методов воспроизведения МПТШ. Поэтому очередной пересмотр МПТШ возможен ранее обычного срока, тем более, что в отдельных областях шкалы осталась некоторая неуверенность в принятых числовых значениях. Так, например, в различных странах имел место ощутимый разброс результатов измерений в точке кипения кислорода.

Однако новая шкала МПТШ-68 несомненно будет применяться несколько лет; частые изменения практической температурной шкалы нежелательны по следующим причинам. Во-первых, они приводят к затруднениям при градуировке и переградуировке точных измерительных приборов и сравнении результатов измерений, выполненных в разное время. Во-вторых, в силу единства температурной шкалы отдельные ее участки нельзя уточнить независимо: все участки шкалы должны быть согласованы между собой во избежание наломов производных и роста погрешностей на участках, прилегающих к уточняемым. Это указывает на целесообразность пересмотра шкалы только при уверенности в существенном повышении ее точности, а также на необходимость большого объема прецизионных научных исследований в широком диапазоне.

Следовательно, очередному уточнению МПТШ неизбежно должны предшествовать такие исследования термодинамической температурной шкалы, которые способны обеспечить существенное повышение точности по сравнению со шкалой МПТШ-68 и охватить широкий температурный диапазон.

Как было указано выше, в период подготовки шкалы МПТШ-68 каждый новый результат газотермометрических исследований представлял большую научную ценность и имел большое практическое значение для установления новой шкалы. Теперь же, когда новый пересмотр шкалы предстоит не скоро, следует пересмотреть актуальность различных методов очередных газотермометрических исследований.

Новые измерения, если их выполнить теми же методами и на том же уровне точности, какие применялись для установления шкалы МПТШ-68, смогут лишь в той или иной степени подтвердить эту шкалу, но вряд ли смогут дать ценный материал для предстоящих уточнений. Поэтому, учитывая трудоемкость газотермометрических исследований, целесообразность их продолжения прежними методами можно поставить во многих случаях под сомнение. И наоборот, особую актуальность для предстоящих в дальнейшем уточнений МПТШ приобретает разработка новых методов измерения термо-

динамических температур, позволяющих получить качественно новые метрологические результаты.

Известно, что газотермометрическим исследованиям присущи систематические погрешности, возникающие от целого ряда причин физического характера. В первую очередь, к ним относятся: неоднородность температурного поля термостата; неточные значения виртуальных коэффициентов, неточное значение теплового расширения резервуара и другие неучитываемые изменения его размеров; влияние предного пространства; влияние примесей к рабочему газу, оставшихся после его очистки или попадающих из аппаратуры газового термометра; конденсация примесей при низких температурах; термомолекулярные разности давлений; переменная сорбция газа стенками резервуара; диффузия и утечка газа; ошибки измерения давления газа.

Обычно газовому термометру свойственны почти все перечисленные источники систематических погрешностей. При этом не исключена возможность, что некоторые систематические погрешности вошли с одним знаком в большинство результатов газотермометрических исследований, по которым строилась МПТШ-68, и что таким образом эта шкала содержит систематические погрешности, присущие современной газовой термометрии. В связи с этим основная задача дальнейшего развития исследований термодинамической температурной шкалы состоит в разработке новых методов измерения, направленных на исключение систематических погрешностей газовой термометрии. Кроме того, остается в силе задача повышения инструментальной точности термометров, необходимой для исследования систематических погрешностей.

Разработанный во ВНИИМ новый метод газовой термометрии, метод двух резервуаров имеет преимущество перед существующими методами в части исключения погрешностей от загрязнения и диффузии рабочего газа, от конденсации примесей при низких температурах, от сорбции газа стенками резервуара, от неточного знания виртуальных коэффициентов и от термомолекулярных явлений. Этот метод осуществлен при реконструкции газового термометра № 3 (ВНИИМ), причем была сохранена возможность измерений прежним методом — методом постоянной плотности газа. Пробные измерения температуры кипения кислорода двумя методами показали реальную возможность выявления систематических погрешностей классической газовой термометрии, их количественного определения и исключения.

Дальнейшее развитие и совершенствование метода двух резервуаров и других новых методов несомненно является актуальным направлением развития газовой термометрии на современном этапе.

Другим перспективным направлением исследований термодинамической температурной шкалы является разработка и совершенствование новых методов построения этой шкалы, не связанных с газовой термометрией. Известно, что в США при построении шкалы низких температур, несмотря на их некоторое систематическое расхождение, кроме результатов, полученных методами газовой термометрии, были частично учтены измерения, выполненные с помощью «акустического интерферометра», действие которого основано на температурной зависимости скорости звука в газообразном гелии. Во ВНИИМ разработан оригинальный электроакустический термометр, основанный также на температурной зависимости скорости звука, но работающий по схеме генератора с самовозбуждением, с акустической обратной связью; частота генерируемых колебаний зависит от скорости звука в резонаторе и является мерой термодинамической температуры.

Во ВНИИМ разработан импульсный термозумовой термометр, действие которого основано на возникновении в активном сопротивлении электрических флуктуаций, зависящих от термодинамической температуры по закону Найквиста. В отличие от известных термометров этого принципа действия, схема данного термометра основана на счете шумовых электрических импульсов, превышающих произвольно задаваемый порог дискриминации в узком диапазоне частот. Такая схема дает импульсному термозумовому термометру существенное преимущество в инструментальной точности. Кроме

того, во ВНИИМ разработан термометр, основанный на температурной зависимости ядерного квадрупольного резонанса. Этот термометр в будущем может быть применен для измерения термодинамических температур.

Развитие и совершенствование новых методов измерения термодинамических температур и повышение инструментальной точности термометров с тем, чтобы воспроизводимость их показаний соответствовала требованиям современной термометрии, открывает весьма широкий путь исследований термодинамической температурной шкалы. Прямое или косвенное сравнение показаний этих термометров с газовым термометром обеспечивает неограниченные перспективы изучения систематических погрешностей и повышения точности термодинамической температурной шкалы.

С помощью газового термометра ВНИИМ, реконструированного применительно к измерениям по методу двух резервуаров, можно определять числовые значения вириальных коэффициентов рабочего газа. Повышение точности определения вириальных коэффициентов, а также коэффициентов расширения материалов, применяемых в точной термометрии, имеет также большое значение для дальнейших исследований термодинамической температурной шкалы.

Поступила в редакцию 14/II 1974 г.

УДК 536.53.089.6

Ф. Э. АЛЛЕВА
ВНИИМ

О ТОЧНОСТИ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ЭТАЛОНОВ СРЕДНИХ ТЕМПЕРАТУР В СТРАНАХ СЭВ

В течение 1967 г. проведены взаимные сличения эталонных термометров сопротивления стран-участниц СЭВ* в реперных точках Международной практической температурной шкалы (МПТШ) — тройной точке воды, точках кипения воды, затвердевания цинка, кипения кислорода (в СССР и ГДР), затвердевания сурьмы, серебра и золота.

Основная цель работы — определение степени единства в масштабе стран СЭВ эталонов температурной шкалы в диапазоне 0—1063°С, где эта шкала воспроизводится эталонными термометрами сопротивления и термометрами национальных лабораторий. Этой цели было подчинено взаимное ознакомление специалистов национальных лабораторий с методами и практическими приемами решения научных и технических вопросов метрологии температурных измерений и обмен опытом. Методическое руководство и организация работ была поручена термометрической лаборатории ВНИИМ.

Сличение эталонных термометров сопротивления для средних температур в ряде стран (США, Англии, СССР, Японии, Австралии, Канаде, Голландии и ФРГ) было выполнено в период 1952—1959 гг. Для сличения трех термометров сопротивления (Англии, США и СССР) были выбраны тройная точка и точка кипения воды.

По результатам этих сличений были сделаны следующие выводы:

- 1) основной интервал международной шкалы температур воспроизводится с погрешностью, не превышающей $\pm 0,001^\circ\text{C}$ [1];
- 2) проведение важных экспериментальных исследований в области платиновой термометрии способствовало обмену опытом.

Кроме того, было показано, что работа осуществляется в лабораториях, техника и точность измерений в которых, по-видимому, находится прибли-

* В международных сличениях от СССР приняли участие М. С. Гаврилова, И. И. Кириков, И. А. Скосарева, В. П. Чекулзев и др.

зительно на одном уровне, и что результаты сличений во ВНИИМ за 1959 г. отличаются от результатов ИФЛ за 1958 г. по трем термометрам в среднем не более, чем на $\pm 0,0005^\circ \text{C}$ [2].

Отличия международных сличений 1967 г. от предыдущих сличений состояло в том, что в состав постоянных точек были включены температура затвердевания цинка, сурьмы, серебра и золота и кипения кислорода, а в состав сличаемых приборов — термометры сопротивления и термометры каждой страны.

При составлении программы сличений 1967 г. было учтено, что стабильность термометрических приборов зависит от времени эксплуатации при высоких (предельных) температурах. Эта зависимость особенно неблагоприятна для эталонных термометров*. Поэтому с целью ограничения их износа и возможной потери стабильности предусматривались измерения с термометрами только в трех странах: в собственной, ведущей лабораториях и дополнительно в одной из стран-участниц по графику. Это позволило провести взаимное сличение термометров в полном объеме путем сравнения отклонений термо-э. д. с. каждой термометры от результатов измерений в лаборатории ведущей страны.

Сличение термометров сопротивления производилось в следующем порядке. Термометры стран-участниц градуировались в собственной лаборатории и лаборатории СССР. Термометры сопротивления ведущей страны (СССР) градуировались в своей лаборатории и в каждой лаборатории страны-участницы.

Сличение всех термометров сопротивления в каждой стране было бы интересным, но оно не предусматривалось из-за чрезмерного объема работы. Участники считали, что сличение двух термометров в своей и ведущей странах достаточно для суждения об обеспечении единства температурных измерений.

Программой предусматривалась возможность факультативной работы с двумя приборами от каждой страны.

Основные результаты измерений в различных странах были получены с помощью следующих эталонных термометров сопротивления:

- в НРБ — собственного термометра 1129 и 9 от СССР;
- в ВНР — собственных термометров 193 796 и 193 798, которые в СССР не были привезены, и термометра 3 от СССР;
- в ГДР — собственного термометра 89 и 9 (факультативно), 8 от СССР;
- в ПНР — собственного термометра 170 206 и 9 от СССР;
- в СССР — собственных — 3, 8 и 9; от ЧССР — 186 668 и 193 844; ГДР — 89; ПНР — 170 206; НРБ — 1129; ВНР — 193 797 и 1051;
- в ЧССР — собственного термометра 193 844 и термометра 3 от СССР.

В шести странах произведено взаимное сличение десяти эталонных термометров сопротивления и получено 144 усредненных градуировочных значений (при двух измерительных токах) в четырех реперных точках.

Для анализа оценки степени совпадения результатов взаимных сличений в данной реперной точке составлены табл. 1, 2 и 3, характеризующие отклонение результатов измерений в данной стране от результатов каждой страны-участницы, а также от среднего результата по всем странам; в скобках приводятся обратные значения этих отклонений.

Величины расхождений рассчитывали двумя способами: первый заключается в прямом сравнении градуировочных данных одного и того же термометра в двух странах; по второму способу расхождения между сопротивлениями термометров в двух странах рассчитывались косвенным путем как разность между расхождениями этих стран с данными СССР, полученными по двум разным термометрам.

Как следует из данных табл. 1—3, в большинстве случаев оба способа дают близкие значения, что также характеризует воспроизводимость

* Для эталонных термометров сопротивления температура затвердевания цинка не является предельной.

Таблица 1

Страна	$\Delta R_{cp} \cdot 10^6 \text{ Ом}; I = 0$					Среднее	
	СССР	ЧССР	НРБ	ПНР	ГДР	$\Delta R_{cp} \cdot 10^6 \text{ Ом}$	$\Delta t_{cp}, ^\circ\text{C}$
СССР	—	0	-5	+2	-1	-1 (+1)	-0,0002 (+0,0002)
ЧССР	0	—	-5*	+2*	-1*	-1 (+1)	+0,0002 (-0,0002)
НРБ	$\frac{+5+5}{2} = +5$	+5*	—	+11	+3	+6 (-6)	+0,0015 (-0,0015)
ПНР	$\frac{-5+3}{2} = -2$	-2*	-11; -7*	—	-8	-6 (+6)	-0,0015 (+0,0015)
ГДР	$\frac{+2+1}{2} = +1$	+1*	-3; -4*	+8; +3*	—	+7 (-7)	+0,0017 (-0,0017)
					Среднее:	± 5	$\pm 0,0012$

Примечание. В табл. 1-3 звездочкой отмечены значения, полученные косвенным способом.

Таблица 2

Страна	$\Delta R_{100} \cdot 10^6 \text{ Ом}; I = 0$				Среднее	
	СССР	ЧССР	НРБ	ГДР	$\Delta R_{cp} \cdot 10^6 \text{ Ом}$	$\Delta t_{cp}, ^\circ\text{C}$
СССР	—	+10	-3	-10	-1	-0,0003 (+0,0003)
ЧССР	$\frac{+5-24}{2} = -10$	—	-13*	-20*	-14	-0,0035 (+0,0035)
НРБ	$\frac{-3+9}{2} = +3$	+13*	—	-13	+1	+0,0003 (-0,0003)
ГДР	+10	+20*	+13; +7*	—	+14	+0,0035 (-0,0035)
				Среднее:	± 10	$\pm 0,0025$

результатов измерений. Ощутимая разность этих двух способов наблюдается только при больших отклонениях и связана, вероятно, с несколькими неустойчивыми результатами измерений в одной из двух стран.

Наибольшее совпадение результатов измерений между странами достигнуто в тройной точке воды. Так, значение ΔR_{cp} (см. табл. 1) в среднем по всем странам составляет $\pm 0,0012^\circ\text{C}$. В точке кипения воды (см. табл. 2) эта характеристика равна $\pm 0,0025^\circ\text{C}$, а в точке затвердевания цинка (см. табл. 3) — $\pm 0,0023^\circ\text{C}$ (без результатов ВНР).

Сличение эталонных термометров сопротивления в точке кипения кислорода выполнено только в ГДР и СССР. Установлено, что результаты

Таблица 3

Страна	$\Delta R_{20} \cdot 10^6 \text{ Ом}; I=0$					Среднее	
	СССР	ЧССР	НРБ	ПНР	ГДР	$\Delta R_{\text{ср}} \cdot 10^6 \text{ Ом}$	$\Delta t_{\text{ср}} \cdot ^\circ\text{C}$
СССР	—	+9	+29	-8	+18	+10	+0,0025 (-0,0025)
ЧССР	$\frac{+37+19}{2} = -9$	—	-11*	-17*	+9*	-2	-0,0005 (+0,0005)
НРБ	-20	-11*	—	-10	-2	-11	-0,0028 (+0,0028)
ПНР	$\frac{-10+26}{2} = +8$	+17*	+10	—	+8	+11	+0,0028 (-0,0028)
ГДР	-18	-9*	+2; -2*	-8; -25*	—	-8	-0,0020 (+0,0020)
				Среднее:		± 9	$\pm 0,0023$

градуировки термометра 9 совпадают больше, чем термометров 8 и 89 (расхождение менее $0,01^\circ\text{C}$). По двум последним термометрам расхождение носит систематический характер и несколько превышает $0,02^\circ\text{C}$.

Сличение термометров

Для сличения были использованы следующие эталонные термометры:
 в ГДР — собственная термометра 84—67, от ЧССР — 101/67, от СССР — 2—64; 4—64;
 в НРБ — собственная термометра 0054;
 в ВНР — собственные термометры 99 849 и 33 598/3, от ГДР — 84—67;
 в ПНР — собственная термометра УМ-32, от ВНР — 33 598/3;
 в СССР — собственные термометры 2—64, 3—64 и 4—64, от НРБ — 0054, от ВНР — 99 849 и 33 598/3, от ГДР — 84—67, от ПНР — УМ-32 и от ЧССР — 101/67.

Таблица 4

Отклонения показаний эталонных термометров в данной стране от показаний в СССР

Страна	Число измерений n	Отклонение Δe , мкВ	Среднее квадратическое отклонение $\pm \sigma$, мкВ
ГДР	12	-0,5	0,7
ЧССР	8	-0,8	1,5
ВНР	6	-0,9	1,7
ПНР	6	-1,6	2,8
НРБ	3	-1,3	3,0
Среднее:		-1,0	1,9

Результаты сличений эталонных термомпар стран-участниц, приведенные в табл. 4, характеризуются отклонением $\Delta\epsilon$ от усредненного значения термо-э. д. с. (по всем странам) данной термомпары от термо-э. д. с. полученной в СССР; средней квадратической погрешностью σ определения этих отклонений; числом выполненных измерений n в данной стране. Отклонения $\Delta\epsilon$ мы отнесли к показаниям термомпар в СССР, так как только в СССР градуировались все термомпары. Из анализа данных табл. 4 следует, что в среднем по всем странам и во всех реперных точках расхождение градуировочных значений эталонных термомпар составляет приблизительно 1 мкВ (с учетом весов измерений). Погрешность градуировки термомпар в данной стране была приблизительно одинакова для всех постоянных точек, что и было учтено при определении погрешности взаимных сличений термомпар. Эта погрешность по всем точкам и странам в среднем составляет 1,9 мкВ.

Из 60 измерений только в нескольких получены высокие расхождения (от 2,5 до 5 мкВ), например в ЧССР — по термомпаре УМ-32 в точке затвердевания сурьмы; в ВНР — по термомпаре 84—67 в точке затвердевания серебра; в НРБ — по термомпаре 0054 в точке затвердевания серебра; в ПНР — по термомпаре 38 598/3 в точках затвердевания сурьмы, серебра и золота (в последней точке также и по термомпаре УМ-32).

Степень совпадения результатов измерений ГДР и СССР в целом по 12 измерениям достаточно высокая (в среднем 0,5 мкВ) и только в одном случае расхождение достигает 1,9 мкВ (по термомпаре 84—67).

Указанные выше значительные расхождения, по-видимому, могут быть объяснены следующими соображениями.

По ВНР. В точках затвердевания сурьмы и золота по двум термомпарам, а также в точке затвердевания серебра по термомпаре 99 849 получены незначительные отклонения $\Delta\epsilon$. Следовательно, можно полагать, что точность эталонных работ в области термоэлектрической термометрии в ВНР находится на высоком метрологическом уровне. Сравнительно большое расхождение результатов измерений в ВНР с данными ГДР и СССР для термомпары 84—67 в точке затвердевания серебра можно объяснить недостаточной защитой металла от окисления в момент сличения указанной термомпары.

По НРБ. В двух постоянных точках из трех получены приемлемые результаты и только в точке затвердевания серебра имеет место значительное отклонение. Здесь так же, как и в ВНР, можно предположить окисление серебра.

По ЧССР. Результаты семи измерений в ЧССР совпадают с данными СССР и ГДР в среднем в пределах $\pm 0,05^\circ\text{C}$. Заниженное значение термо-э. д. с. термомпары УМ-32 в точке затвердевания сурьмы, по-видимому, является случайным промахом.

По ПНР. Согласно эскизу, представленному в отчете ПНР, массивный графитовый блок, служащий для выравнивания температурного поля, распространяется до верхнего торца печи. Такая конструкция, по нашему мнению, способствует не выравниванию, а нарушению температурного поля. По-видимому, именно по этой причине в ПНР получены заниженные значения термо-э. д. с. термомпар.

По результатам всей работы сделаны следующие основные выводы.

Средства и методы воспроизведения МПТШ различаются в странах СЭВ незначительно. Применяемая в национальных лабораториях аппаратура для воспроизведения постоянных точек, конструкции эталонных термометров сопротивления и термомпар, а также электронизмерительная аппаратура в основном обеспечивают воспроизведение МПТШ в диапазоне $0-1063^\circ\text{C}$ с требуемой для нужд народного хозяйства своей страны точностью.

Взаимные сличения эталонных термометров и термомпар позволили установить степень единства температурной шкалы в диапазоне $0-1063^\circ\text{C}$ в масштабе стран СЭВ. Повышение точности оказалось возможным в результате изучения условий экспериментирования, применяемых при эталонных работах, взаимных консультаций по методическим вопросам. Это может быть полезно также для дальнейшего усовершенствования и повышения

точности эталонных работ в странах СЭВ. В 1972 г. сличения эталонных термометров сопротивления и термопар стран СЭВ были выполнены повторно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Barber C. R., Hall J. A. Comité International des Poids et Mesures. Comité Consultatif de thermométrie, 5-e Session 1958, Paris, 1959, T. 35—41.
2. Алнева Ф. З. Международные сличения термометров сопротивления. — Труды ВНИИМ, 1961, вып. 51 (111), с. 49—66.

Поступила в редакцию 14/II 1974 г.

УДК 536.532.089.6

И. И. КИРЕНКОВ
ВНИИМ

НЕКОТОРЫЕ ЗАКОНЫ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ

Первый закон Термоэлектрической неоднородностью принято называть пространственную неоднородность термоэлектрических свойств по длине электрода термопары. Э. д. с. Томсона, развиваемая на элементарном участке электрода, пропорциональна градиенту температуры dT/dl на этом участке:

$$de = \sigma \frac{\partial T}{\partial l} dl. \quad (1)$$

Коэффициент пропорциональности σ , зависящий от свойства материала электрода, будем называть коэффициентом Томсона. Полная э. д. с. термопары, рассматриваемая как функция э. д. с. Томсона, может быть выражена интегралом

$$e = \int_{l=0}^{l=L} (\sigma_a - \sigma_b) \frac{\partial T}{\partial l} dl, \quad (2)$$

где L — длина термопары; σ_a и σ_b — коэффициенты Томсона двух ее электродов.

Если коэффициенты Томсона обоих электродов однозначно связаны с температурой, то интеграл (2) удобно представлять в таком виде:

$$e = \int_{T_1}^{T_2} (\sigma_a - \sigma_b) dT. \quad (3)$$

Так как в этом случае подынтегральное выражение является функцией одной переменной, то интеграл (3) имеет однозначное решение, которое после подстановки пределов интегрирования примет вид

$$e = f_2(T_2) - f_1(T_1). \quad (4)$$

Выражение (4) представляет собой градуировочную характеристику термопары в обычной форме. На такой градуировочной характеристике основаны градуировочные таблицы термопары, в которых ее э. д. с. приводится как функция температуры рабочего конца при фиксированной температуре свободных концов, а также общезвестные правила учета температуры свободных концов.

В случае термопары с ощутимой неоднородностью стройность этой картины нарушается. Коэффициенты Томсона электродов такой термопары уже не однозначно связаны с температурой, а несколько различны для разных участков электродов. В этом случае значение интеграла (2) не яв-

ляется однозначной функцией температуры. Этот интеграл при неизменных температурах T_1 и T_2 может принимать различные значения в зависимости от того, как сочетаются между собой множители $(\sigma_1 - \sigma_2)$ и dT/dl подынтегрального выражения, т. е. э. д. с. такой термопары зависит не только от температур T_1 и T_2 , но и от распределения градиентов температуры вдоль электродов. А так как учесть распределение градиентов температуры и их сочетание с неоднородностью электродов при эксплуатации термопары, как правило, невозможно, то это неизбежно приводит к ограничению точности измерения температуры. Отсюда следует первый закон термоэлектрической неоднородности: точность термопары лимитируется неоднородностью ее электродов. Хотя этот закон общеизвестен, однако его анализ приводит к некоторым заключениям, далеко не всегда учитываемым при практическом применении термопар.

Следует отметить, что если причиной возникновения термо-э. д. с. считать э. д. с. Зеебека, то ввиду ее физической связи с э. д. с. Томсона такое рассмотрение приводит к тем же заключениям. Поэтому все изложенные выше и последующие выводы сохраняют силу независимо от реального механизма возникновения термо-э. д. с.

Будем рассматривать термопару как преобразователь температуры в электрический сигнал с целью измерения температуры, с учетом первого закона. Тогда она должна быть классифицирована как распределенный интегрирующий преобразователь, в каждом элементе которого возникает сигнал, пропорциональный градиенту температуры, а общее интегральное действие всех участков термоэлектродов приводит к возникновению сигнала, зависящего от температуры спаев. Поэтому чувствительным элементом термопары, качество которого определяет точность измерения (точность преобразования сигналов), следует считать не спай термопары, а ее электроды. Известно, что конструкция спаев термопары (в широких пределах вариаций этих конструкций и условий измерения) никак не влияет на показания термопары.

Заметим, что при рассмотрении тепловых погрешностей, зависящих от условий теплообмена термопары, чувствительным элементом термопары следует считать ее спай. Показания термопары в пределах ее инструментальной точности определяются температурой спаев, являющейся пределом интегрирования элементарных э. д. с. Томсона. Поэтому величина тепловых погрешностей зависит от того, в какой мере удается при эксперименте привести спай в тепловое равновесие с объектом измерения. При рассмотрении инструментальных погрешностей термопары, ее чувствительным элементом следует считать электроды, свойства и условия работы которых определяют величину этих инструментальных погрешностей.

По характеру термоэлектрических неоднородностей их часто делят на две группы: протяженная неоднородность и местная или локальная неоднородность [1, 2]. Согласно теории случайных величин эти группы неоднородности отличаются друг от друга различной пространственной частотой. Такой статистический подход к оценке погрешностей от местных неоднородностей [3, 4] является, по-видимому, наиболее перспективным, хотя в настоящее время рекомендации по его практическому применению еще отсутствуют. Возможно, что эта перспективность распространится также и на оценку влияния протяженной неоднородности технологического происхождения, т. е. возникающей при изготовлении термоэлектродов.

Из опыта ВНИИМ и других метрологических лабораторий известно, что предельная точность, достижимая при индивидуальной градуировке хромель-алюмелевых термопар, составляет около 0,2 или 0,3% от разности температур вдоль ее электродов и лимитируется в основном местными неоднородностями хромелевого электрода. Для термопар медь — константан соответствующая предельная точность составляет приблизительно 0,02 или 0,05% от разности температур вдоль электродов, для платинородий-платиновых — около 0,01—0,02%. Эти цифры можно отнести к новым термопарам при условии, что при изготовлении, градуировке и монтаже они не будут подвергаться механическим деформациям, которые из-за местного наклепа увели-

чивают местную неоднородность. Влияние наклепа в некоторых случаях можно ослабить отжигом смонтированной термопары. Требуемый режим отжига для разных термопар различен. Общим правилом является требование равномерного отжига всей рабочей части термопары, которая при последующей эксплуатации может находиться в области градиентов температуры, и отсутствие деформаций после отжига.

Следствием первого закона является также и нецелесообразность индивидуальной градуировки новых термопар. Предельная точность будет достигнута, если изготовить группу термопар из одной партии (одной пары бухт) термоэлектродного материала, установить общую градуировочную характеристику этой партии материала и принять ее для всех термопар этой партии. Обнаруживаемый при этом разброс градуировок отдельных термопар следует считать характеристикой предельной точности всех термопар из этой партии материала.

Второй закон. Между протяженной и местной неоднородностями существует принципиальное различие, не учитываемое теорией случайных функций. Протяженная неоднородность, возникающая в результате эксплуатации термопары при высоких температурах (а иногда — и в других условиях), не имеет случайного характера. Наибольшее изменение термоэлектрических свойств (коэффициента Томсона) происходит обычно вблизи рабочего конца термопары, на участке, находящемся при эксплуатации при наиболее высокой температуре. В средней части электродов всегда существует участок, работающий при температуре ниже максимальной, где изменения термоэлектрических свойств слабее. И, наконец, участок вблизи свободного конца, находившийся при эксплуатации снаружи высокотемпературного объекта (печи) и не подвергавшийся действию высоких температур, как правило, сохраняет термоэлектрические свойства неизменными. Поэтому всякое изменение градуировочной характеристики термопары, возникающее в результате ее эксплуатации и обнаруживаемое, например, при периодических поверках, относится не ко всей термопаре в целом. Оно касается участка термопары вблизи рабочего конца и не затрагивает участок, прилегающих к ее свободным концам. Поэтому в результате такого изменения свойства термопары при эксплуатации неизбежно возникает термоэлектрическая неоднородность. Вызываемая ею погрешность зависит от распределения градиентов температуры вдоль электродов при последующей эксплуатации термопары.

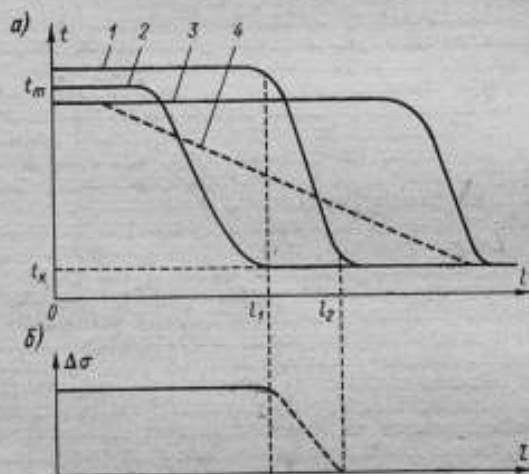
Отсюда следует второй закон термоэлектрической неоднородности: термопара, изменившая свои свойства при эксплуатации, теряет точность и не поддается переградуировке. Поясним действие этого закона на примере. Предположим, что термопара эксплуатировалась в температурном поле 1 (рис. а) и изменила свои показания, что обнаружилось при ее поверке. Это изменение показаний можно трактовать как изменение э. д. с. Томсона, изображенное на рис. б. Так как на участке $0-l_1$ температура электродов была однородной (равной t_m), то на всем этом участке можно ожидать одинаковое изменение $\Delta\sigma$ коэффициента Томсона, если пренебречь возможными изменениями местных неоднородностей. На участке $l_1 > l_2$ при комнатной температуре t_n изменения коэффициента Томсона отсутствуют. На промежуточном участке $l_1 < l < l_2$ существует какой-то градиент термоэлектрических свойств, изображенный на рис. б пунктиром, о распределении которого обычная поверка термопары никаких данных не дает.

Допустим, что после поверки термопара эксплуатируется в температурном поле 2 (см. рисунок). Тогда вся область градиентов температуры охватывается участком электродов $0-l_1$, где существует изменение э. д. с. Томсона $\Delta\sigma$, обнаруженное при поверке термопары. Поэтому здесь можно вполне обоснованно пользоваться исправленной характеристикой термопары, полученной при поверке.

Рассмотрим другой случай, когда та же термопара, первоначально работавшая в температурном поле 1 и изменившая свои показания, после поверки эксплуатируется в температурном поле, изображенном на рис. а кривой 3. В этом случае весь участок электродов $0-l_2$, находившийся ранее

при высоких температурах, располагается в области равномерной температуры t_m и не влияет на разнравимую термопарой э. д. с. Величина этой э. д. с. определяется участком электродов $l > l_2$, ранее находившимся снаружи при низкой температуре, а теперь расположенном в зоне градиентов температуры. В связи с тем, что термоэлектрические свойства этого участка не изменились, то поправки, установленные при поверке термопары, вводить не следует; необходимо использовать первоначальную градуировку термопары без учета результатов ее поверки после эксплуатации в температурном поле I .

Таким образом, в зависимости от глубины погружения, в одних случаях следует вводить поправку, в других — не следует, т. е. термопара потеряла точность. Еще большая неопределенность поправок возникает, если термопара после поверки должна применяться в температурном поле I , или



если она снова устанавливается в температурное поле I . В этих случаях часть области градиентов температуры воздействует на участки электродов с изменившимися свойствами, а часть — на участки с неизменными свойствами. Поправки в этих случаях определить невозможно. Если учесть, что обычно распределение градиентов температуры вдоль электродов при эксплуатации практически неизвестно, то и использование данных переградуировки термопары следует считать невозможным. В соответствии со вторым законом термоэлектрической неоднородности потеря точности термопарой, изменившей свою градуировку, неизбежна. Очевидно, что все это относится к любым случаям изменения свойств термопары в эксплуатации, независимо от характера температурного поля. Любая переградуировка термопары после изменения ее свойств в результате эксплуатации не имеет смысла, а возможная дополнительная погрешность от неоднородности всегда равна максимальному изменению градуировочной характеристики.

Эксплуатация эталонных и образцовых термопар проводится частично с учетом второго закона термоэлектрической неоднородности. Термопары, показания которых изменились на определенную величину по сравнению с первоначальными, выводятся из состава образцовых или понижаются в разряде.

В редких случаях можно избежать потери точности термопары при изменении ее свойств, если поверку термопары произвести непосредственно на месте ее установки в рабочих условиях, без изменения ее монтажа. Обязательным условием такой поверки является высокая устойчивость темпера-

турного поля объекта, в котором работает термопара. Эта поверка, выполняемая обычно методом постоянных точек фазовых превращений, трудоемка и требует тщательного экспериментирования. Степень восстановления точности термопары, достижимая в данном случае, определяется стабильностью температурного поля объекта.

Следует отметить, что эксплуатация термопар, при которой небольшой участок электродов вблизи рабочего конца периодически отрезается, после чего спай возобновляется, несколько способствует сохранению стабильности градуировочной характеристики благодаря постепенному обновлению рабочего участка.

Еще одно следствие второго закона: если поверка термопары связана с ее демонтажом и последующим монтажом, вызывающим ощутимые механические деформации термоэлектродов, то она, как правило, имеет только познавательный смысл: для точности последующей эксплуатации лучше заменить такую термопару новой.

Третий закон термоэлектрической неоднородности — это применение второго закона к поверке термопар, бывших в эксплуатации.

Рассмотрим снова термопару (см. рисунок), работавшую длительное время в температурном поле 1 и после этого поступившую в поверку. Если такую термопару ввести в температурное поле 3, то рабочими участками термопары, в которых возникает э. д. с. Томсона, станут области электродов, не работавшие ранее, и показания термопары останутся прежними, независимо от износа участков, прилегающих к рабочему концу. Следовательно, поверка такой термопары в температурном поле 3 недопустима: она не позволит обнаружить, изменились ли свойства термоэлектродов вблизи рабочего конца, и, следовательно, не достигнет цели.

Если термопару, работавшую в поле 1 и изменившую свои свойства, поверить в температурном поле 2, то такая поверка полностью себя оправдывает, так как в этом поле термо-э. д. с. будет возникать на участках термопары, ранее работавших и имеющих наибольший износ.

Отсюда следует третий закон термоэлектрической неоднородности: при поверке термопары, бывшей в эксплуатации, глубина погружения должна быть заведомо меньше глубины ее погружения при предшествующей эксплуатации. На этом принципе основан, например, предложенный Н. Н. Эргардт [5] способ поверки технических термопар методом малого погружения.

Следует отметить, что требования третьего закона термоэлектрической неоднородности часто вступают в противоречие с требованиями точности поверки ввиду прямо противоположных требований к глубине погружения поверяемой термопары в термостат любого типа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гордов А. Н. Основы пирометрии. М., «Металлургия», 1971. 446 с.
2. Фаянс А. X. и Тартаковский Д. Ф. Термоэлектрическая пирометрия. М., 1966. 55 с.
3. Тартаковский Д. Ф. Расчет погрешности термопары от термоэлектрической неоднородности ее электродов. — Труды ВНИИМ, 1969, вып. 105 (165), с. 107—114.
4. Иванова А. Г., Тартаковский Д. Ф., Шокина И. В. Анализ спектральных характеристик термоэлектрической неоднородности. — Труды ВНИИМ, вып. 131 (191), 1972, с. 38—42.
5. Эргардт Н. Н. Новый метод градуировки термопар. — «Измерительная техника», 1957, № 6, с. 58—60.

Поступила в редакцию 14/II 1974 г.

ПОЛУЧЕНИЕ ЗАДАННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ТЕМПЕРАТУРЫ ПО ДЛИНЕ ЛЕНТЫ, НАГРЕВАЕМОЙ ТОКОМ

Для многих теплофизических экспериментов, в частности для ленточных источников излучения (температурных ламп), требуется возможно больший участок рабочей поверхности с постоянной температурой от центральной части ленты до токоподводов. Равномерное распределение температуры вдоль ленты конечной длины можно получить различными способами, так, например, путем изменения ширины ленты (и одновременно плотности тока) вблизи токоподводов. В статье приводится расчет необходимого профиля ленты. Уравнение теплового баланса ленты, нагреваемой электрическим током при лучистом теплообмене, можно представить в виде:

$$\frac{d}{dx} \left[\lambda \delta h(x) \frac{dT(x)}{dx} \right] = 2\epsilon \sigma h(x) T^4(x) - \frac{I^2 \rho}{h(x) \delta} \quad (1)$$

Здесь λ — коэффициент теплопроводности; δ — постоянная толщина ленты; $h(x)$ — искомая ширина ленты; $T(x)$ — заданное распределение температуры; ϵ — степень черноты; σ — константа излучения; I — сила тока; ρ — удельное сопротивление; координата x направлена вдоль ленты.

Левая часть уравнения (1) характеризует поток тепла по ленте; первый член правой части определяет лучистый теплообмен с двух сторон ленты, а второй — тепловыделение в сечении ленты.

Для того чтобы получить профиль изменения ширины ленты, необходимо задаться законом изменения температуры вблизи токоподводов. Примем следующее выражение для изменения температуры

$$T(x) = m - n \exp(-kx) \quad (2)$$

При $x=0$ $m-n=T(0)$ — заданная температура у токоподвода; при больших x $m=T(\infty)$ — температура в центральной части ленты. Значение множителя k можно выбрать таким, чтобы на заданном расстоянии от токоподвода температура мало отличалась от $m-T(\infty)$. Задача сводится к подбору такого профиля ленты, чтобы выполнялось условие (2). Для этого решаем уравнение (1) относительно $h(x)$, подставив в него $T(x)$ из (2). Произведя преобразования, получим

$$h \frac{dh}{dx} + \left\{ -k - \frac{2\epsilon \sigma [m - n \exp(-kx)]^4}{\lambda \delta} \right\} h^2 = - \frac{I^2 \rho}{\lambda \delta^2 k n \exp(-kx)} \quad (3)$$

Так как решение этого уравнения в данной форме затруднительно ввиду того, что коэффициенты при больших x стремятся к бесконечности, введем новую переменную $\xi = \exp(kx)$. Кроме того, для приведения уравнения (3) к линейному произведем замену $z = h^2$. Тогда его можно переписать в таком виде

$$\frac{dz}{d\xi} - \left[\frac{1}{\xi} \left(2 - \frac{16\epsilon \sigma m^4}{\lambda \delta k^2} \right) + \frac{4\epsilon \sigma m^4}{\lambda \delta k^2 n} \right] z = - \frac{2I^2 \rho}{\lambda \delta^2 k^2 n} \quad (4)$$

При этом множитель $[m - n \exp(-kx)]^4$ в коэффициенте уравнения (3) представлен в виде ряда и отброшены члены второго порядка малости. Для уравнения (4) примем следующие обозначения:

$$a = \frac{4\epsilon \sigma m^4}{\lambda \delta k^2 n}; \quad b = 2 - \frac{16\epsilon \sigma m^4}{\lambda \delta k^2}; \quad Q = \frac{2I^2 \rho}{\lambda \delta^2 k^2 n} \quad (5)$$

Решение уравнения (4), конечное при $x \rightarrow \infty$, имеет вид [1]:

$$z = Q \xi^b e^{a\xi} \int_{\xi}^{\infty} x^{-b} e^{-ax} dx. \quad (6)$$

При больших ξ выражение (6) стремится к неопределенности вида $\infty \cdot 0$. Раскрывая эту неопределенность по правилу Лопитала, находим

$$z = \frac{Q}{a \left(\frac{b}{\xi a} + 1 \right)}. \quad (6a)$$

Или при $\xi \rightarrow \infty$

$$Q = z_{\infty} a. \quad (7)$$

Подставляя это значение Q в выражение (6a) и учитывая $z = h^2$, получим формулу для ширины ленты, справедливую при больших ξ

$$h = \frac{h_{\infty}}{\sqrt{\frac{b}{\xi a} + 1}}. \quad (8)$$

Аналогичным образом из (6) будем иметь общее выражение для ширины ленты

$$h = h_{\infty} \sqrt{a \xi^b e^{a\xi} \int_{\xi}^{\infty} x^{-b} e^{-ax} dx}. \quad (9)$$

Рассмотрим пример расчета профиля для никелевой ленты толщиной $\delta = 3 \cdot 10^{-4}$ м. Физические характеристики никеля следующие: $\epsilon = 0,5$ — окисленный никель, $\lambda = 59$ Вт/м·К. Примем в центральной части ленты температуру $T(\infty) = m = 1300$ К и приведем расчет для двух значений температур у токоподводов $T(0) = 600$ К и $T(0) = 300$ К, чему соответствуют, согласно выражению (2), $n = 700$ К и $n = 1000$ К. Если считать, что на расстоянии l от токоподвода температура должна отличаться на 0,001 К от m , то значение множителя k можно найти, используя выражение (2)

$$K = \frac{2,3}{l} \left(3 - \lg \frac{m}{n} \right).$$

Пусть $l = 10^{-2}$ м. Тогда для $T(0) = 600$ К получим из последнего выражения $k = 626$ м $^{-1}$ и для $T(0) = 300$ К $k = 656$ м $^{-1}$. Используя эти значения, а также выражение (5), получим для $T(0) = 600$ К $a = 0,0585$, а для $T(0) = 300$ К $a = 0,037$. В рассматриваемом примере для двух значений температур $T(0)$ вычитаемое в выражении (5) для b более, чем на порядок отличается от двух, поэтому для упрощения примем $b = 2$. В этом случае формулу (9) можно преобразовать, вычислив по частям интеграл под корнем

$$h = h_{\infty} a \xi - (a \xi)^2 e^{a\xi} \int_{a\xi}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx. \quad (10)$$

Интеграл, входящий в эту формулу, табулирован [2].

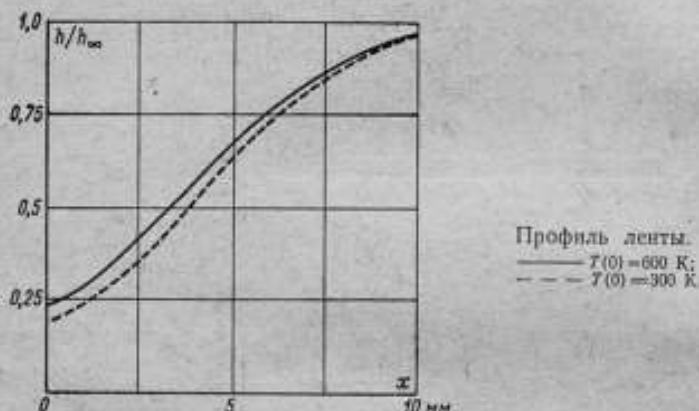
Результаты расчета профиля ленты по формуле (10) для двух значений температуры $T(0)$ приведены на рисунке. Начиная от $x = 6 \cdot 10^{-3}$ м, расчет производится по формуле (8), так как при больших $\xi = \exp(kx)$ в формуле (10) приходится вычислять разность двух близких больших величин. Как



видно, для двух значений температур у токоподводов 600 и 300 К характер изменения профиля ленты изменяется незначительно.

Ширину центральной части ленты h_∞ можно найти из выражений (5) и (7)

$$h_\infty = \sqrt{\frac{Q}{a}} = \sqrt{\frac{I^2 \rho}{2\epsilon\sigma\delta T_\infty^4}}$$



ЛИТЕРАТУРА

1. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. Госуд. изд-во физ.-матем. литер., М., 1961, 703 с.
2. Янке Е. и Эмде Ф. Таблицы функций. Госуд. изд-во физ.-матем. литер., М., 1959, 420 с.

Поступила в редакцию 14/11 1974 г.

УДК 535.231.5

Г. И. БРАЖНИЧЕНКО, В. А. ЧИСТЯКОВ
 ВНИИМ

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ НАГРЕВА СТенок ПОЛОСТИ НА КОЭФФИЦИЕНТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ НЕКОТОРЫХ МОДЕЛЕЙ АБСОЛЮТНО ЧЕРНЫХ ТЕЛ

В работе [1] получены поправки к расчетным спектральным и интегральным коэффициентам излучения шаровой и цилиндрической моделей абсолютно черных тел, учитывающие неоднородность нагрева стенок полостей, в предположении линейного закона изменения температуры от задней стенки моделей до отверстия. Однако в большинстве случаев закон изменения температуры от задней стенки до отверстия сильно отличается от линейного, что приводит к значительным погрешностям при вычислении поправок по формулам работы [1].

Предложено разбивать полость от задней стенки до отверстия на ряд участков, считая закон изменения температуры в пределах каждого участка линейным. Причем количество участков может быть выбрано небольшим.

Поправки к расчетным интегральным и спектральным коэффициентам излучения шаровой и цилиндрической моделей абсолютно черных тел вычисляются на основании общей теории [1] в предположении вышеуказанного закона изменения температуры от задней стенки до отверстия.

Поправка для коэффициента излучения шаровой модели абсолютно черного тела при неравномерном нагреве стенок полости

Поправка к расчетному спектральному коэффициенту излучения задней стенки шаровой модели абсолютно черного тела при диффузном отражении определяется по формуле [1]

$$\Delta \epsilon_{\lambda} = \frac{(1 - \epsilon_{\lambda}) \epsilon_{\lambda}}{1 - \frac{1}{2} (1 - \epsilon_{\lambda}) (1 + \sqrt{1 - 1/k^2})} \cdot \frac{1}{2} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\arccos 1/k} \left[\frac{e^{\epsilon_{\lambda} \lambda T_0} - 1}{e^{\epsilon_{\lambda} \lambda T(\theta)} - 1} - 1 \right] \times \cos \theta d\theta, \quad (1)$$

где ϵ_{λ} — спектральный коэффициент излучения стенок полости; k — отношение диаметра сферы к диаметру отверстия; T_0 — температура задней стенки модели; $T(\theta)$ — температура стенки полости с координатой θ (рис. 1).

Разбиваем сферу (рис. 1) от задней стенки до отверстия на m участков. Тогда интеграл в правой части выражения (1) можно представить в виде суммы интегралов по m участкам. В этом случае выражение (1) запишем в таком виде:

$$\Delta \epsilon_{\lambda} = \frac{(1 - \epsilon_{\lambda}) \epsilon_{\lambda}}{1 - \frac{1}{2} (1 - \epsilon_{\lambda}) (1 + \sqrt{1 - 1/k^2})} \cdot \frac{1}{2} \sum_{n=1}^m \int_{\theta_{n-1}}^{\theta_n} \left[\frac{e^{\epsilon_{\lambda} \lambda T_0} - 1}{e^{\epsilon_{\lambda} \lambda T(\theta)} - 1} - 1 \right] \times \cos \theta d\theta, \quad (2)$$

где θ_n и θ_{n-1} — координаты границ n -го участка.

Считаем, что на каждом n участке сферы температура изменяется по линейному закону относительно оси сферы, проходящей через центр отверстия. Такой закон изменения температуры на каждом n участке сферы имеет вид

$$T(\theta) = T(\theta_{n-1}) + [T(\theta_n) - T(\theta_{n-1})] \frac{\sin \theta - \sin \theta_{n-1}}{\sin \theta_n - \sin \theta_{n-1}}, \quad (3)$$

где $T(\theta_{n-1})$ и $T(\theta_n)$ — температуры участков полости с координатами θ_{n-1} и θ_n соответственно.

Введем для упрощения следующие обозначения:

$$[e^{\epsilon_{\lambda} \lambda T(\theta)} - 1]^{-1} = R_{\lambda}(\theta); \quad [e^{\epsilon_{\lambda} \lambda T_0} - 1]^{-1} = R_{\lambda}(\theta_0). \quad (4)$$

Если предположить, что величина $T(\theta_n) - T_0$ достаточно мала при любых n от 1 до m , то, учитывая (4), уравнение (2) можно представить в виде

$$\Delta \epsilon_{\lambda} = \frac{(1 - \epsilon_{\lambda}) \epsilon_{\lambda}}{2 \left[1 - \frac{1}{2} (1 - \epsilon_{\lambda}) (1 + \sqrt{1 - 1/k^2}) \right]} \times \times \frac{dR_{\lambda}(\theta)}{R_{\lambda}(\theta_0)} \Big|_{T_0} \sum_{n=1}^m \int_{\theta_{n-1}}^{\theta_n} [T(\theta) - T_0] \cos \theta d\theta. \quad (5)$$

Подставляя (3) в (5) и преобразуя (5) с учетом (4), получим

$$\Delta \epsilon_{\lambda} = \frac{(1 - \epsilon_{\lambda}) \epsilon_{\lambda}}{2 \left[1 - \frac{1}{2} (1 - \epsilon_{\lambda}) (1 + \sqrt{1 - 1/k^2}) \right]} \cdot \frac{c_2}{\lambda T_0^2 (e^{c_2/\lambda T_0} - 1)} \times \\ \times \sum_{n=1}^m (\sin \theta_n - \sin \theta_{n-1}) \left\{ \frac{1}{2} [T(\theta_n) + T(\theta_{n-1})] - T_0 \right\}. \quad (6)$$

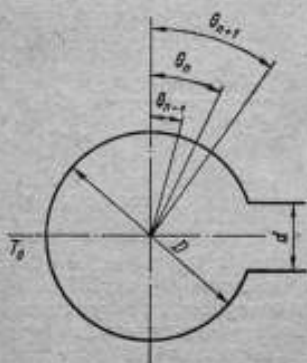


Рис. 1. Сферическая полость.

Выражение для поправки к расчетному интегральному коэффициенту излучения задней стенки шаровой модели абсолютно черного тела имеет вид [1]

$$\Delta \epsilon = \frac{(1 - \epsilon) \epsilon}{1 - \frac{1}{2} (1 - \epsilon) (1 + \sqrt{1 - 1/k^2})} \cdot \frac{1}{2} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\arccos 1/k} \frac{T^4(\theta) - T_0^4}{T_0^4} \cos \theta d\theta, \quad (7)$$

где ϵ — интегральный коэффициент излучения стенок полости.

По аналогии с предыдущими расчетами представим интеграл в правой части выражения (7) в виде суммы интегралов по l участкам:

$$\Delta \epsilon = \frac{(1 - \epsilon) \epsilon}{2 \left[1 - \frac{1}{2} (1 - \epsilon) (1 + \sqrt{1 - 1/k^2}) \right]} \times \\ \times \sum_{n=1}^m \int_{\theta_{n-1}}^{\theta_n} \frac{T^4(\theta) - T_0^4}{T_0^4} \cos \theta d\theta. \quad (8)$$

В предположении малости $T(\theta_n) - T_0$ для любых l выражение (8) примет вид

$$\Delta \epsilon = \frac{2(1 - \epsilon) \epsilon}{T_0 \left[1 - \frac{1}{2} (1 - \epsilon) (1 + \sqrt{1 - 1/k^2}) \right]} \sum_{n=1}^m \int_{\theta_{n-1}}^{\theta_n} [T(\theta) - T_0] \cos \theta d\theta. \quad (9)$$

После подстановки (3) в (9) и упрощений окончательно получим

$$\Delta \epsilon = \frac{2(1 - \epsilon) \epsilon}{T_0 \left[1 - \frac{1}{2} (1 - \epsilon) (1 + \sqrt{1 - 1/k^2}) \right]} \times \\ \times \sum_{n=1}^m (\sin \theta_n - \sin \theta_{n-1}) \left\{ \frac{1}{2} [T(\theta_n) + T(\theta_{n-1})] - T_0 \right\}. \quad (10)$$

Если закон изменения температуры от задней стенки до отверстия — линейный вдоль оси полости, то выражения (6) и (10) будут иметь вид:

$$\Delta \varepsilon_\lambda = \frac{(1 - \varepsilon_\lambda) \varepsilon_\lambda c_2 (1 + \sqrt{1 - 1/k^2})}{4\lambda \left[1 - \frac{1}{2} (1 - \varepsilon_\lambda) (1 + \sqrt{1 - 1/k^2}) \right] T_0 (e^{\varepsilon_\lambda \lambda T_0} - 1)} \cdot \frac{\Delta T}{T_0};$$

$$\Delta \varepsilon = \frac{(1 - \varepsilon) \varepsilon (1 + \sqrt{1 - 1/k^2})}{1 - \frac{1}{2} (1 - \varepsilon) (1 + \sqrt{1 - 1/k^2})} \cdot \frac{\Delta T}{T_0}; \quad (11)$$

При большом k выражения (11) упрощаются:

$$\Delta \varepsilon_\lambda = \frac{1}{2} (1 - \varepsilon_\lambda) \cdot \frac{c_2}{\lambda T_0 (e^{\varepsilon_\lambda \lambda T_0} - 1)} \cdot \frac{\Delta T}{T_0};$$

$$\Delta \varepsilon = 2(1 - \varepsilon) \frac{\Delta T}{T_0},$$

где

$$\Delta T = T - T_0.$$

Полученные формулы позволяют рассчитать с достаточной для измерительной практики точностью поправку к коэффициенту черноты излучения шаровых моделей черных тел при линейном или произвольном законе изменения температуры по поверхности сферы.

Поправки для коэффициента черноты излучения цилиндрической модели абсолютно черного тела, имеющей малое выходное отверстие

Рассмотрим излучение дна цилиндрической полости, имеющей диффузное отражение стенок и выходное отверстие, радиус которого r_0 меньше радиуса R цилиндра (рис. 2). В этом случае изменение яркости ΔB элемента внутренней поверхности элемента $d\sigma$ такой полости, по сравнению с равномерно нагретой полостью, вызванное дополнительным излучением других ее участков, выражается уравнением [1]

$$\Delta B = \frac{1 - \varepsilon}{\pi} \left[\Delta B_s d\Omega_\sigma^s + \frac{(1 - \varepsilon)^2}{\varepsilon} \cdot \frac{\Delta \Omega_\sigma}{S_{отв} \pi} \right] \Delta B_s dS, \quad (12)$$

где ΔB_s — изменение яркости элементарной площадки полости dS ввиду того, что ее температура отличается от температуры площадки $d\sigma$; ε — коэффициент черноты стенок полости; $d\Omega_\sigma^s$ и $\Delta \Omega_\sigma$ — телесные углы, под которыми с площадки $d\sigma$ полости видны площадка dS и отверстие полости; $S_{отв}$ — площадь отверстия полости.

Предполагается, что температура T_0 дна полости, на которое осуществляется визирование приборов, постоянна на всей поверхности дна.

Первый член правой части уравнения (12) характеризует изменение яркости площадки полости $d\sigma$, вызванное однократным отражением от нее излучения других участков полости, второй член учитывает все последующие отражения.

В отличие от работы [1], где рассматривался случай цилиндрической модели с радиусом выходного отверстия, равным радиусу цилиндра, каждый член уравнения (12) примет несколько иной вид. Это объясняется дополнительным изменением яркости дна полости на величину

$$\Delta B^0 = \Delta B_1^0 + \Delta B_2^0, \quad (13)$$

вызванным соответственно однократным и многократным отражением излучения передней стенки полости, в которой находится выходное отверстие модели.

Изменение яркости ΔB_1^0 дна модели за счет однократного отражения излучения передней стенки выражается, согласно [2], соотношением вида

$$\Delta B_1^0 = \varepsilon (1 - \varepsilon) \frac{1}{S_R r_0} \int_{r_0}^R \Delta B_{\text{пер}}(r) \frac{\partial}{\partial r} [S_r k_{r-R}] dr, \quad (14)$$

где $\Delta B_r(r) = \varepsilon \Delta B_{\text{пер}}(r)$; $\Delta B_r(r) = B^0(r) - B(r)$; $B^0(r)$ — яркость передней стенки в случае равномерно нагретой модели; $B(r)$ — реальная яркость передней стенки; $S_n = \pi R^2$ — площадь дна; $S_r = \pi r^2$ — площадь диска радиуса r на передней стенке; k_{r-R} — коэффициент облученности между дисками радиусом r и R соответственно.

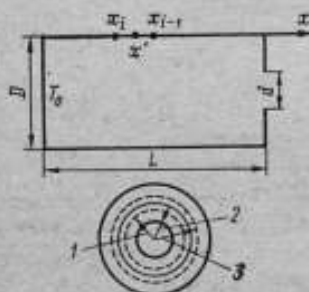


Рис. 2. Цилиндрическая полость.

1 — радиус r_{j-1} ; 2 — радиус r_j ; 3 — радиус r_{j+1} ;
 T_d — температура дна.

Используя для k_{r-R} выражение [2]

$$k_{r-R} = \frac{r^2 + R^2 + L^2 - \sqrt{(R^2 + r^2 + L^2)^2 - 4R^2r^2}}{2r^2}, \quad (15)$$

где L — длина цилиндра, получим

$$\Delta B_1^0 = \varepsilon (1 - \varepsilon) \frac{1}{R^2 r_0} \int_{r_0}^R \Delta B_{\text{пер}}(r) \left[1 - \frac{r^2 - R^2 + L^2}{\sqrt{(R^2 + r^2 + L^2)^2 - 4R^2r^2}} \right] r dr. \quad (16)$$

Для цилиндра с выходным отверстием радиуса r_0

$$\frac{\Delta \Omega_\sigma}{\pi} = \frac{r_0^2}{L^2}; \quad dS = 2\pi r dr. \quad (17)$$

Вводя безразмерные переменные

$$x' = \frac{x}{D}; \quad k = \frac{L}{D}; \quad D = 2R; \quad r' = \frac{r}{r_0}; \quad t = \frac{R}{r_0}. \quad (18)$$

и используя результаты работы [1], получим в случае неравномерно нагретой цилиндрической полости с малым выходным отверстием выражение для изменения яркости дна цилиндра в виде

$$\Delta B = \varepsilon (1 - \varepsilon) \left\{ \int_0^k \Delta B_{\text{пер}}(x') \left[\frac{2(2x'^2 + 1)}{\sqrt{1 + x'^2}} - 4x' + \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon k^2} \right] dx' - \right. \\ \left. - \frac{1}{t^2} \int_1^t \Delta B_{\text{пер}}(r') \left[\frac{4t^2 k^2 - t^2 + r'^2}{\sqrt{(t^2 + 4t^2 k^2 + r'^2)^2 - 4t^2 r'^2}} - \frac{1 - \varepsilon}{2\varepsilon k^2} - 1 \right] r' dr' \right\}. \quad (19)$$

Отсюда изменение коэффициента черноты для цилиндрической полости при ее неравномерном нагреве по сравнению с коэффициентом черноты равномерно нагретой полости будет

$$\Delta B_{\lambda} = \varepsilon (1 - \varepsilon) \left\{ \int_0^k \frac{\Delta B_{\text{чгр}}(x')}{B_{\text{чгр}}(T_0)} \left[\frac{2(2x'^2 + 1)}{\sqrt{1 + x'^2}} - 4x' + \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon k^2} \right] dx' + \right. \\ \left. + \frac{1}{l^2} \int_1^l \frac{\Delta B_{\text{чгр}}(r')}{B_{\text{чгр}}(T_0)} \left[1 - \frac{4l^2 k^2 - l^2 + r'^2}{\sqrt{(l^2 + 4l^2 k^2 + r'^2)^2 - 4l^2 r'^2}} + \frac{1 - \varepsilon}{2\varepsilon k^2} \right] r' dr' \right\}. \quad (20)$$

Подставив в формулу (20) вместо $\Delta B_{\text{чгр}}(x')$, $\Delta B_{\text{чгр}}(r')$, $B_{\text{чгр}}(T_0)$ их выражения по формулам Планка и Стефана — Больцмана, получим поправки для спектральных и интегральных коэффициентов черноты излучения для цилиндрической полости с малым выходным отверстием и произвольным законом изменения температуры боковой $T(x')$ и передней $T(r')$ стенок в виде

$$\Delta \varepsilon_{\lambda} = \varepsilon (1 - \varepsilon) \left\{ \int_0^k \frac{T^4(x') - T_0^4}{T_0^4} \left[\frac{2(2x'^2 + 1)}{\sqrt{1 + x'^2}} - 4x' + \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon k^2} \right] dx' + \right. \\ \left. + \frac{1}{l^2} \int_1^l \frac{T^4(r') - T_0^4}{T_0^4} \left[1 - \frac{4l^2 k^2 - l^2 + r'^2}{\sqrt{(l^2 + 4l^2 k^2 + r'^2)^2 - 4l^2 r'^2}} + \frac{1 - \varepsilon}{2\varepsilon k^2} \right] r' dr' \right\}; \quad (21)$$

$$\Delta \varepsilon_{\lambda d} = \varepsilon_{\lambda} (1 - \varepsilon_{\lambda}) \left\{ \int_0^k \left[\frac{e^{c_0/\lambda T_0} - 1}{e^{c_0/\lambda T(x')} - 1} - 1 \right] \left[\frac{2(2x'^2 + 1)}{\sqrt{1 + x'^2}} - 4x' + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1 - \varepsilon_{\lambda}}{\varepsilon_{\lambda} k^2} \right] dx' + \frac{1}{l^2} \int_1^l \left[\frac{e^{c_0/\lambda T_0} - 1}{e^{c_0/\lambda T(r')} - 1} - 1 \right] \times \right. \\ \left. \times \left[1 - \frac{4l^2 k^2 - l^2 + r'^2}{\sqrt{(l^2 + 4l^2 k^2 + r'^2)^2 - 4l^2 r'^2}} + \frac{1 - \varepsilon_{\lambda}}{2\varepsilon_{\lambda} k^2} \right] r' dr' \right\}. \quad (22)$$

Для обычной цилиндрической полости и линейного закона изменения температуры $T(x')$ формулы (21) и (22) совпадают с формулами, полученными в работе [1]. Там же для разных значений ε , k и коэффициента линейности функции $T(x') = f(x')$ на основе «Алгола-60» составлена программа, позволяющая рассчитать полные коэффициенты черноты цилиндра.

Как и в случае шара, разобьем боковую и переднюю стенки цилиндра на m и n участков (рис. 2). Если при этом считать, что на каждом из этих участков температура изменится по линейному закону вида

$$T(x') = T(x'_{i-1}) + [T(x'_i) - T(x'_{i-1})] \cdot \frac{x' - x'_{i-1}}{x'_i - x'_{i-1}};$$

$$T(r') = T(r'_{j-1}) + [T(r'_j) - T(r'_{j-1})] \cdot \frac{r' - r'_{j-1}}{r'_j - r'_{j-1}};$$

где $T(x'_i)$, $T(x'_{i-1})$, $T(r'_j)$, $T(r'_{j-1})$ — температура участков боковой и передней стенок цилиндра с координатами x'_i , x'_{i-1} , r'_j , r'_{j-1} , а разности температур $T(x'_i) - T_0$ и $T(r'_j) - T_0$ — малы при любых i и j , то интегралы в (21) и (22) можно заменить суммами. При этом для $\Delta \varepsilon_{\lambda}$ и $\Delta \varepsilon_{\lambda \Delta}$ получаем следующие выражения:

$$\begin{aligned} \Delta \varepsilon_{\lambda} = & \varepsilon (1 - \varepsilon) \frac{4}{T_0} \left\{ \sum_{i=1}^m \left[[T(x'_{i-1}) - T_0] [2x' \sqrt{1+x'^2} - 2x'^2 + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon k^2} x'] \right]_{x'_{i-1}}^{x'_i} + \frac{T(x'_i) - T(x'_{i-1})}{x'_i - x'_{i-1}} \left[\frac{4}{3} \sqrt{(1+x'^2)^3} - 2\sqrt{1+x'^2} - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{4}{3} x'^3 + \frac{1-\varepsilon}{2\varepsilon k^2} x'^2 - x'_{i-1} \left(2x' \sqrt{1+x'^2} - 2x'^2 + \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon k^2} x' \right) \right]_{x'_{i-1}}^{x'_i} \right\} + \\ & + \frac{1}{\varepsilon^2} \sum_{j=1}^n \left\{ \frac{1}{2} [T(r'_{j-1}) - T_0] [r'^2 - \sqrt{(l^2 + 4l^2 k^2 + r'^2)^2 - 4l^2 r'^2} + \right. \\ & \left. + \frac{1-\varepsilon}{2\varepsilon k^2} r'^2] \right]_{r'_{j-1}}^{r'_j} + \frac{T(r'_j) - T(r'_{j-1})}{r'_j - r'_{j-1}} \times \\ & \times \left[\frac{r'^3}{3} - \int_{r'_{j-1}}^{r'_j} \frac{4l^2 k^2 - l^2 + r'^2}{\sqrt{(l^2 + 4l^2 k^2 + r'^2)^2 - 4l^2 r'^2}} r'^2 dr' + \right. \\ & \left. + \frac{1-\varepsilon}{6\varepsilon k^2} r'^3 - \frac{1}{2} r'_{j-1} \left(r'^2 - \sqrt{(l^2 + 4l^2 k^2 + r'^2)^2 - 4l^2 r'^2} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{1-\varepsilon}{2\varepsilon k^2} r'^2 \right) \right]_{r'_{j-1}}^{r'_j} \right\}; \quad (23) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta \varepsilon_{\lambda \Delta} = & \varepsilon_{\lambda} (1 - \varepsilon_{\lambda}) \frac{c_2}{\lambda T_0^2 (e^{c_2/\lambda T_0} - 1)} \left\{ \sum_{i=1}^m [T(x'_{i-1}) - T_0] \times \right. \\ & \times \left[2x' \sqrt{1+x'^2} - 2x'^2 + \frac{1-\varepsilon_{\lambda}}{\varepsilon_{\lambda} k^2} x'] \right]_{x'_{i-1}}^{x'_i} + \frac{T(x'_i) - T(x'_{i-1})}{x'_i - x'_{i-1}} \times \\ & \times \left[\frac{4}{3} \sqrt{(1+x'^2)^3} - 2\sqrt{1+x'^2} - \frac{4}{3} x'^3 + \frac{1-\varepsilon_{\lambda}}{2\varepsilon_{\lambda} k^2} x'^2 - \right. \\ & \left. - x'_{i-1} \left(2x' \sqrt{1+x'^2} - 2x'^2 + \frac{1-\varepsilon_{\lambda}}{\varepsilon_{\lambda} k^2} x' \right) \right]_{x'_{i-1}}^{x'_i} \right\} + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{t^2} \sum_{j=1}^n \left\{ \frac{1}{2} [T(r'_{j-1}) - T_0] \left[r'^2 - \sqrt{(t^2 + 4t^2k^2 + r'^2)^2 - 4t^2r'^2} + \right. \right. \\
& \quad \left. \left. + \frac{1 - \varepsilon_\lambda}{2\varepsilon_\lambda k^2} r'^2 \right]_{r'_{j-1}}^{r'_j} + \frac{T(r'_j) - T(r'_{j-1})}{r'_j - r'_{j-1}} \times \right. \\
& \quad \times \left[\frac{r'^2}{3} - \int_{r'_{j-1}}^{r'_j} \frac{4t^2k^2 - t^2 + r'^2}{\sqrt{(t^2 + 4t^2k^2 + r'^2)^2 - 4t^2r'^2}} r'^2 dr' + \right. \\
& \quad \left. \left. + \frac{1 - \varepsilon_\lambda}{6\varepsilon_\lambda k^2} r'^2 - \frac{r'_{j-1}}{2} \left(r'^2 - \sqrt{(t^2 + 4t^2k^2 + r'^2)^2 - 4t^2r'^2} + \right. \right. \right. \\
& \quad \left. \left. \left. + \frac{1 - \varepsilon_\lambda}{2\varepsilon_\lambda k^2} r'^2 \right) \right]_{r'_{j-1}}^{r'_j} \right\}. \quad (24)
\end{aligned}$$

В выражениях (23) и (24) интегралы могут быть преобразованы к интегралам типа эллиптических.

Если закон изменения температуры T_x боковой стенки от дна полости до ее передней стенки считать линейным вдоль оси полости, а температуру T_r передней стенки постоянной, но отличной от температуры боковой стенки, то выражения (23) и (24) значительно упрощаются:

$$\begin{aligned}
\Delta \varepsilon_d = \varepsilon (1 - \varepsilon) & \left\{ \frac{4\Delta T}{kT_0} \left[\frac{2}{3} \sqrt{1 + k^2(2k^2 + 1)} + \frac{2}{3} - \frac{4}{3}k^2 + \frac{1 - \varepsilon}{2\varepsilon} \right] + \right. \\
& \left. + \frac{1}{2t^2} \left[\frac{T_r^2}{T_0^2} - 1 \right] \left[t^2 - 1 - 4t^2k \sqrt{1 + k^2} + \sqrt{(t^2 + 4t^2k^2 + 1)^2 - 4t^2} + \right. \right. \\
& \quad \left. \left. + \frac{1 - \varepsilon}{2\varepsilon k^2} (t^2 - 1) \right] \right\}; \quad (25)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Delta \varepsilon_{\lambda_d} = \varepsilon_\lambda (1 - \varepsilon_\lambda) & \left\{ \frac{c_p \Delta T}{\lambda T_0^2 k (e^{\varepsilon_\lambda \lambda T_0} - 1)} \left[\frac{2}{3} \sqrt{1 + k^2(2k^2 + 1)} + \frac{2}{3} - \right. \right. \\
& \left. \left. - \frac{4}{3}k^2 + \frac{1 - \varepsilon_\lambda}{2\varepsilon_\lambda} \right] + \frac{1}{2t^2} \left[\frac{e^{\varepsilon_\lambda \lambda T_r} - 1}{e^{\varepsilon_\lambda \lambda T_0} - 1} - 1 \right] \left[t^2 - 1 - 4t^2k \sqrt{1 + k^2} + \right. \right. \\
& \quad \left. \left. + \sqrt{(t^2 + 4t^2k^2 + 1)^2 - 4t^2} + \frac{1 - \varepsilon_\lambda}{2\varepsilon_\lambda k^2} (t^2 - 1) \right] \right\}. \quad (26)
\end{aligned}$$

Один из случаев применения полученных уравнений, когда температура боковой стенки постоянна и равна температуре T_0 дна, а температура передней стенки также постоянна, но отличается от температуры дна на величину ΔT . Тогда формула (25) будет иметь вид

$$\begin{aligned}
\Delta \varepsilon_d = \frac{2\varepsilon(1 - \varepsilon)}{t^2} & \left[t^2 - 1 - 4t^2k \sqrt{1 + k^2} + \sqrt{(t^2 + 4t^2k^2 + 1)^2 - 4t^2} + \right. \\
& \left. + \frac{1 - \varepsilon}{2\varepsilon k^2} (t^2 - 1) \right] \frac{\Delta T}{T_0}. \quad (27)
\end{aligned}$$

Такой случай возникает, например, когда передняя стенка представляет собой диафрагму — экран, температура которой устанавливается в результате теплообмена излучением с остальными стенками полости и с наружными холодными телами. В таблице приведены результаты расчетов по формуле (27) для значений $\Delta T/T_0 = 5\%$.

t	k	ε				
		0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
2	3	0,0021	0,0017	0,0012	0,0008	0,0005
	4	0,0012	0,0010	0,0008	0,0006	0,0004
	5	0,0006	0,0005	0,0004	0,0003	0,0003
4	3	0,0026	0,0021	0,0016	0,0010	0,0006
	4	0,0015	0,0012	0,0009	0,0007	0,0005
	5	0,0009	0,0007	0,0005	0,0004	0,0004

ЛИТЕРАТУРА

1. Чистяков В. А. Расчет влияния неоднородности нагрева полости на коэффициент излучения некоторых моделей черного тела.— Труды метрологических институтов СССР, вып. 105 (165), 1969, с. 197—204.
2. Брамсон А. М. Инфракрасное излучение нагретых тел. «Наука», 1964, 305 с.

Поступила в редакцию 14/II 1974 г.

УДК 536.521 : 535.243

Г. И. БРАЖНИЧЕНКО, Ю. Б. БЕСПАЛОВ, Н. Л. ГОГОЛЕВ
ВНИИМ

БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЙ СПЕКТРОПИРОМЕТР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ИМПУЛЬСНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Главной задачей метрологии в области температурных измерений является построение и поддержание Международной практической температурной шкалы (МПТШ).

Во ВНИИМ в течение 1963—1970 гг. разработаны теоретические основы построения температурной шкалы в новой для оптической пирометрии области плазменных температур, описываемой законом излучения Планка [1, 2, 3], создан быстродействующий фотоэлектрический спектропирометр ИПСП-1 [4], позволивший провести исследование излучения импульсного плазменного источника [5, 6] и измерить его температуру ~ 40000 К с предельной погрешностью, не превышающей 3% [7]. Для дальнейшего повышения точности воспроизведения температурной шкалы необходимо продолжать работу по усовершенствованию оптической аппаратуры.

Основным недостатком спектропирометра ИПСП-1 является двухканальность его оптической системы до приемника излучения, приводящая, во-первых, к дополнительному источнику погрешностей из-за разного пропускания оптических ветвей, и, во-вторых, к невозможности применения вместо интерференционных светофильтров монохроматора, что в конечном итоге также увеличивает погрешность измерения из-за более грубого определения эффективной длины волны спектропирометра.

Во ВНИИМ разработан новый быстродействующий фотоэлектрический спектрофотометр ИПСП-2 с одноканальной оптической системой. Принцип действия этого спектрофотометра основан на сравнении импульсов от исследуемого плазменного источника, яркость которого ослаблена поглощающим фильтром, с двумя различающимися на известную величину импульсами от одного и того же источника сравнения непрерывного действия. Специальное устройство спектрофотометра совмещает оптические оси световых

Рис. 1. Блок-схема спектрофотометра ИПСП-2.

1 — источник сравнения; 2 — импульсный источник; 3 — диск-объектор; 4 — фотоэлемент; 5 — монохроматор; 6 — ФЭУ; 7 — зарядное устройство; 8 — блок питания; 9 — усилитель; 10 — электронный затвор; 11 — ограничитель; 12 — осциллограф; 13 — устройство запуска источника; 14 — формирователь задержки; 15 — система синхронизации; 16 — потенциометр; 17 — источник постоянного тока; 18 — образцовая катушка сопротивления.

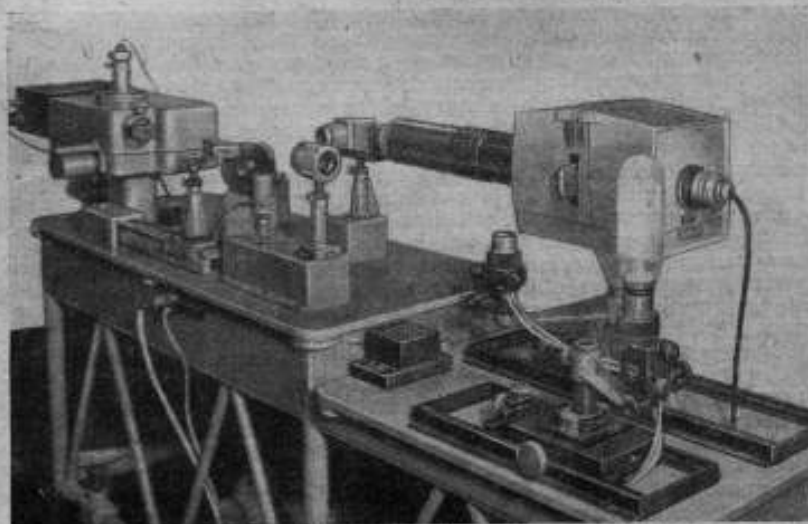
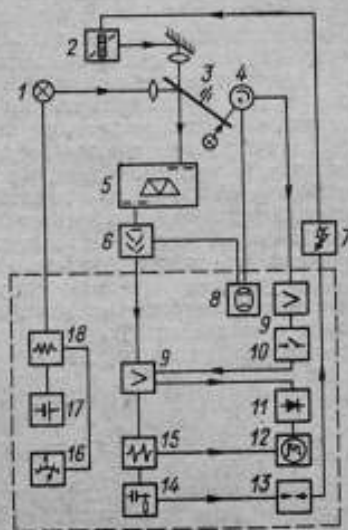


Рис. 2. Оптическая часть спектрофотометра.

пучков и разделяет их во времени таким образом, что импульс от исследуемого плазменного источника попадает на фотоприемник в промежутке между импульсами от источника сравнения. Блок — схема нового спектропирометра представлена на рис. 1.

Спектропирометр ИПСП-2 состоит из оптической и электронно-измерительной частей. Оптическая часть представляет собой стол (рис. 2), на котором размещены оптическая система с касетой для набора поглощающих пирометрических светофильтров, диск-объектор специальной конструкции, служащий для совмещения оптических осей сравниваемых световых потоков и разделения этих потоков во времени, двойной монохроматор, фотоголовка с устройством для установки фотоумножителей различных типов, направляющие для перемещения кареток с температурной лампой — источником сравнения и исследуемым плазменным источником и устройство для запуска электронного затвора спектропирометра.

Электронно-измерительная часть спектропирометра расположена в измерительном стенде, в котором размещены основные узлы электронной схемы управления, включающей основной электронный блок БЭ-1 управления работой спектропирометра и электронный осциллограф С1-4 с тубусом для фотографирования осциллограмм и измерительные приборы как самого спектропирометра, так и исследуемого плазменного источника ЭВ-45.

Для устранения влияния электромагнитных наводок от исследуемого плазменного источника на измерительную и электронную аппаратуру и его шумового воздействия на оператора оптико-механическая часть спектропирометра размещается в специальном экранированном и звукоизолированном помещении.

Оптическая система спектропирометра

Назначение и взаимодействие всех деталей оптической системы можно проследить по схеме (рис. 3). Световые пучки от источника сравнения 1 (температурной лампы типа Сп-10-300) и исследуемого плазменного источника 2, яркость которого ослаблена до яркости источника сравнения поглощающими светофильтрами 15, проецируются с помощью объективов 3 и 13 и зеркала 14 в плоскость диска-объектора 6, сводящего оси обоих пучков и разделяющего во времени попадание их на фотоумножитель. Далее оба световых пучка по одному и тому же пути с помощью зеркала 4 и объектива 5 фокусируются в плоскости входной щели 8 двойного монохроматора 9, которая служит полевой диафрагмой спектропирометра.

После монохроматизации сравниваемые световые потоки попадают на фотоэлектрический преобразователь (ФЭУ) 12 фотоголовки спектропирометра, перед фотокатодом которого устанавливается апертурная диафрагма 11 прибора. Коллективы 7 и 10 сопрягают апертуры объектива 5, коллиматорного и камерного объективов монохроматора с диафрагмой 11. Объективы 13 и 3 дают в плоскости диска-объектора уменьшенные в три раза изображения светящихся объектов, а объектив 5 вновь увеличивает их до первоначальных размеров. Все объективы и зеркала можно смещать вдоль оптической оси, что обеспечивает быструю и удобную юстировку оптической системы.

Объективы оптической системы — ахроматические, двухкомпонентной склейки из плавленого кварца и фтористого лития, причем оба компонента объективов 3 и 13 изготавливались из одной и той же заготовки.

Зеркальные покрытия диска-объектора 6 и зеркала 14 идентичны; это устраняет несимметрию оптических ветвей из-за разницы коэффициентов отражения и степени поляризации сравниваемых световых потоков.

Так же, как и в спектропирометре ИПСП-1, диск-объектор совмещает оптические оси сравниваемых световых потоков, создает опорные импульсы от источника сравнения и разделяет их и импульс от плазменного источника во времени, запускает электронный затвор спектропирометра, выделяющий из непрерывной последовательности опорных импульсов источника сравне-

ния только два импульса, синхронизированных во времени с импульсом плазменного источника.

На диске имеются два зеркала с разными коэффициентами отражения, преломляющими ось светового потока от источника сравнения, и отверстие, в которое проходит световой поток от плазменного источника. Щель длиной

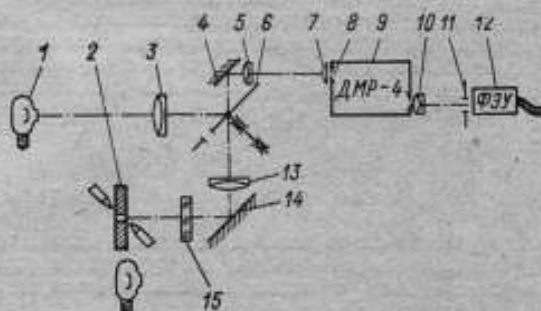


Рис. 3. Оптическая схема спектропирометра ИПСП-2.

5 мм служит для пропускания света на фотозащитное устройство запуска электронного затвора спектропирометра.

Размеры и размещение зеркал и отверстия на диске выбраны такими, чтобы: 1) электронный затвор открывался за 200 мкс до появления первого опорного импульса; 2) длительность опорных импульсов составляла 400 мкс; 3) длительность между опорными импульсами составляла 900 ± 1000 мкс; 4) начало запуска плазменного источника сдвинуто относительно конца первого опорного импульса примерно на 100 мкс.

При вращении диска-обтюратора излучение источника сравнения, отразившись от первого зеркала, создает на экране осциллографа первый опорный импульс (рис. 4). Передний фронт этого импульса с помощью системы синхронизации запускает импульсный плазменный источник. В этот момент на пути его светового потока оказывается отверстие диска-обтюратора, и на экране осциллографа появляется измеряемый импульс. По окончании плазменного разряда на пути светового потока от источника сравнения оказывается второе зеркало с меньшим, чем у первого, коэффициентом отражения, и на экране осциллографа появляется второй опорный импульс, но несколько меньший по амплитуде. Задний фронт этого опорного импульса закрывает электронный затвор спектропирометра, предотвращая тем самым последующую регистрацию опорных импульсов. Зная температуру источника сравнения, соответствующую первому опорному импульсу, и разность температур между опорными импульсами, легко рассчитать температуру плазменного источника.

Для устранения биения и колебательного движения диска в спектрометре предусмотрена система механической развязки вала диска с валом мотора типа Г-33, а сам диск сбалансирован относительно оси вращения.

Благодаря применению диска-обтюратора оптическая схема спектропирометра (от диска-обтюратора до фотоприемника) стала одноканальной, что позволило использовать для монохроматизации излучения стандартный двойной

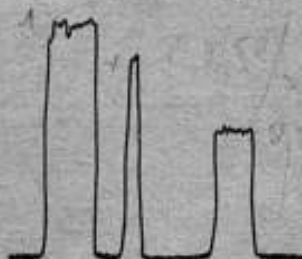


Рис. 4. Осциллограмма для расчета температуры исследуемого источника

призмный монохроматор типа ДМР-4, работающий в области спектра 250—1200 нм. Этот же диапазон обеспечивает и оптика пирометра. Ввиду того, что исследуемые плазменные излучатели имеют тело свечения, обладающее осевой симметрией температурного поля, в плоскости входной щели монохроматора устанавливается пластина с набором круглых полевых диафрагм. Набор дает возможность производить исследование температурного поля плазменного разряда по методике, предложенной в работе [6].

На крышке монохроматора рядом со средней щелью устанавливается специальное устройство обратного луча*, которое служит для юстировки оптической системы спектропирометра и установки сравниваемых источников в правильное положение, особенно при работе в ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра.

Поглощающие пирометрические светофильтры

Яркость исследуемого импульсного плазменного источника ослабляется поглощающими светофильтрами примерно до уровня яркости источника сравнения. В пирометрической практике наибольшее распространение получили стеклянные поглощающие светофильтры, коэффициент пропускания которых удовлетворяет критерию Фута [8]. Эти светофильтры были использованы при исследовании плазменного излучателя в видимом диапазоне длины волн 500—700 нм на спектропирометре ИПСП-1 [6].

Однако применение таких светофильтров для всего рабочего интервала нового спектропирометра ИПСП-2 встретило непреодолимые трудности, вызванные тем, что выпускаемые цветные стекла не обладают подходящими коэффициентами пропускания. Невозможным оказался и подбор светофильтров с нужным коэффициентом пропускания путем комбинации нескольких стекол с различными спектральными характеристиками.

Все это привело к тому, что в спектропирометре ИПСП-2 для разных участков рабочего диапазона длины волн были применены различные поглощающие светофильтры. Так, для видимого диапазона 500—700 нм применялись светофильтры, удовлетворяющие критерию Фута, изготовленные из стекол марок НС-13, ОС-6, склеенных канадским балзамом. Для каждой рабочей длины волны спектрального диапазона 700—1100 нм подбирался светофильтр с нейтральной спектральной характеристикой, склеенный из стекол одинаковой толщины марок ТС-7 и ЖЭС-9.

В ультрафиолетовой области спектра 300—400 нм в качестве фильтра использовались стекла ОС-6, а для длины волны 450 нм — фильтр из стекла НС-13, причем все эти фильтры в пределах узкого (порядка 20—25 нм) рабочего спектрального интервала обладали нейтральным коэффициентом пропускания. В спектральном интервале 450—1100 нм все поглощающие светофильтры состояли из двух одинаковых частей, в области длины волн 300—450 нм — из четырех частей. Такое деление фильтров на части вызвано тем, что для ослабления яркости исследуемого плазменного излучателя (с температурой 40 000 К) до яркости температурной лампы ($T \sim 2200$ К) требуется светофильтр с пирометрическим ослаблением порядка $400 \div 450 \cdot 10^{-6} 1/K$, а величина пирометрического ослабления, определяемая в настоящее время с наименьшей относительной погрешностью, не превышает $200 \cdot 10^{-6} 1/K$ в видимом и инфракрасном диапазоне длины волн и $100 \cdot 10^{-6} 1/K$ в ультрафиолетовой области спектра.

Электронное устройство спектропирометра

Электронное устройство спектропирометра ИПСП-2 такое же, как и у спектропирометра ИПСП-1 [4]. Оно служит для: 1) преобразования световых импульсов от сравниваемых источников в электрические; 2) выделе-

* Это устройство разработано во ВНИИМ Е. К. Королевой.

ния из непрерывной последовательности пар импульсов от источников сравнения одной пары, синхронизированной с импульсом от исследуемого излучателя; 3) запуска разряда импульсного плазменного источника с определенным запаздыванием во времени по отношению к первому опорному импульсу; 4) запись сравниваемых импульсов на экране осциллографа с последующим фотографированием; 5) синхронизации запуска развертки луча осциллографа, при которой можно наблюдать сравниваемые импульсы одновременно.

Электронное устройство выполнено в виде трех отдельных блоков: фотоголовки, расположенной непосредственно на оптическом столе, основного электронного блока БЭ-1, в котором размещены электронный затвор спектропирометра, системы запуска разряда плазменного источника и синхронизации осциллографа, все источники питания электронной схемы пирометра и осциллографа типа С1-4.

Остановимся подробнее на фотоголовке, так как описание остальных узлов можно найти в литературе о спектропирометре ИПСП-1 [4].

Фотоголовка устанавливается на пути световых пучков, выходящих из монохроматора, на специальном подвижном столике, имеющем юстировочное устройство. Она состоит из экранирующего наружного и внутреннего корпусов. В передней части наружного корпуса имеется телескопический тубус, предотвращающий попадание рассеянного света на фотоумножитель, перед катодом которого укрепляется апертурная диафрагма спектропирометра. Внутренний корпус служит для монтажа электронной схемы фотоголовки.

Фотоумножители различных типов устанавливаются в специальные панели с собранными на них соответствующими делителями. Специальное устройство, закрепленное на внутреннем корпусе, позволяет производить быструю смену фотоумножителей различных типов вместе с панелями.

Для обеспечения возможности работы спектропирометра ИПСП-2 во всем его рабочем спектральном интервале 200—1200 нм были использованы фотоумножители следующих типов: ФЭУ-71, ФЭУ-51 — для области спектра 200—650 нм и ФЭУ-62 — для спектрального интервала 650—1200 нм.

Исследование спектропирометра

Чувствительность фотоэлектрического спектропирометра зависит от температуры сравниваемых излучателей, ширины входной и выходной щелей монохроматора, входной апертуры пирометра, напряжения питания фотоумножителей, типа и качества фотоумножителя, рабочей длины волны. Поэтому можно лишь указать максимальную чувствительность при определенной температуре, ширине щелей и длине волны. Чувствительность спектропирометра ИПСП-2 определялась экспериментально в условиях его обычной работы, т. е. для диаметра полевой диафрагмы, равного 0,8 мм, и температуры источника сравнения (температурной лампы), равной 2273 К. Ширину выходной щели и напряжения питания ФЭУ подбирали с учетом получения оптимальной чувствительности для данной длины волны при минимальном размахе шумов на вершинах импульсов. При этом наибольшая ширина рабочего спектрального интервала не превышала 30 нм.

Как показали исследования, в спектральном интервале 250—1100 нм при полосе пропускания ~ 20 нм порог чувствительности спектропирометра ИПСП-2 составляет 1,0—1,5 К, что в пересчете на температуру плазменного источника 40000 К составляет величину порядка 140 К.

Воспроизводимость результатов измерения на спектропирометре исследовалась обычным многократным сравнением температурных ламп, отградуированных методом сличения с эталонами на эталонной установке ВНИИМ. Результаты такого сличения воспроизводятся с погрешностью $\pm 1-2$ К.

Для предотвращения попадания на ФЭУ рассеянного света от плазменного источника в спектропирометре ИПСП-2 предусмотрен такой же, как в пирометре ИПСП-1, телескопический тубус, один конец которого закрепляется на корпусе разрядной камеры плазменного источника, а другой —

на патрубке кассеты поглощающих фильтров. Камера, как обычно, закрывается светонепроницаемым чехлом.

Влияние рассеянного света на внешней оптической системе и монохроматоре находится вне пределов чувствительности спектропирометра.

Заключение

Во ВНИИМ изготовлен и введен в эксплуатацию новый фотоэлектрический спектропирометр ИПСП-2. Принцип действия его основан на сравнении импульса исследуемого источника, яркость которого ослаблена поглощающим светофильтром, с двумя опорными импульсами от источника сравнения, отличающимися на известную величину. Излучение исследуемого объекта фиксируется во всем рабочем спектральном интервале фотоумножителями различных типов. Выделение рабочего участка спектра осуществляется двойным призменным монохроматором типа ДМР-4, который позволяет работать в спектральной области 250—1100 нм. Порог чувствительности спектропирометра равен 150 К при температуре порядка 40000 К.

Испытания показали, что спектропирометр обладает хорошей чувствительностью и воспроизводимостью результатов измерения и может быть использован для метрологических работ в области оптической пирометрии плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Киренков И. И. Метод осуществления температурной шкалы выше 10000°С. Труды ВНИИМ, 1962, вып. 63(123), с. 162—164.
2. Бражниченко Г. Н., Киренков И. И. Метод расчета эффективной длины волны с учетом формулы Планка. Труды институтов Комитета стандартов, 1966, вып. 87(147), с. 70—74.
3. Бражниченко Г. Н. Применение пирометрических светофильтров, удовлетворяющих критерию Фука, для измерения высоких температур. — «Измерительная техника», 1967, № 12, с. 17—19.
4. Амброк Г. С., Беспалов Ю. Б., Бражниченко Г. Н. и др. Фотоэлектрическая спектропирометрическая установка ИПСП-1 для измерения температуры плазменных источников. Труды метрологических институтов СССР, 1969, вып. 105(165), с. 33—48.
5. Огуриова Н. Н., Подмошневский И. В., Демидов М. И. Импульсный источник света с излучением, подобным излучению абсолютно черного тела при температуре 40000°С. — «Оптико-механическая промышленность», 1960, № 1, с. 5—8.
6. Амброк Г. С., Бражниченко Г. Н., Киренков И. И. Метрологические исследования излучения импульсного плазменного источника типа ЭВ—45. Труды метрологических институтов СССР, 1969, вып. 105(165), с. 53—67.
7. Бражниченко Г. Н. Погрешности измерения температуры плазменных источников на новом спектропирометре типа ИПСП-1 ВНИИМ. Труды метрологических институтов СССР, 1969, вып. 105(165), с. 49—52.
8. Foote P. D., Mohler F. L., Fairchild C. O. The proper type of absorption glass for an optical pyrometer. Wash. Acad. Sciences, 1917, v. VII, N 18, pp. 33—55.

Поступила в редакцию 14/II 1974 г.

УДК 536.521 : 535.243

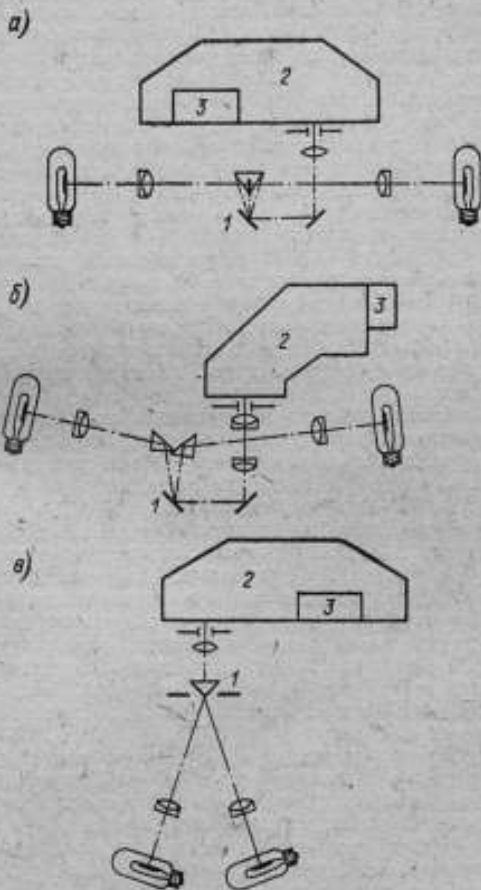
Г. А. КРАХМАЛЬНИКОВА
ВНИИМ

ИССЛЕДОВАНИЕ РАССЕЯННОГО СВЕТА В ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СПЕКТРОПИРОМЕТРАХ

Известно, что рассеянный свет, возникающий в оптической системе спектропирометра, может вызывать ощутимые погрешности при точных измерениях температур оптическими методами, в частности, при осуществле-

нии и передаче шкалы высоких температур [1, 2]. Для оценки погрешностей температурной шкалы большое значение имеет исследование этой погрешности и совершенствование методики измерений и конструкции аппаратуры.

Настоящая работа посвящена исследованию рассеянного света, образующегося во внешней (по отношению к монохроматору) оптической системе фотоэлектрических пирометров СПК-3, СП-4К и СПКУ. Эта система совмещает изображения рабочих участков сравниваемых излучателей на



Оптические схемы внешней оптики фотоэлектрических спектропирометров.

1 — модулятор; 2 — монохроматор; 3 — фоточувствительный элемент.

модуляторе и проектирует их на входную щель монохроматора, являющуюся диафрагмой поля зрения. Боковые нерабочие участки излучателей не проектируются на входную щель. Однако рассеянный свет от боковых участков излучателя, который может образоваться только во внешней оптической системе, попадая в щель, приводит к погрешности, зависящей от интенсивности излучения боковых нерабочих участков излучателя. Эта погрешность возникает, главным образом, при сличении излучателей разных конструкций, например, при градуировке температурной лампы по модели черного тела или при сличении температурных ламп с лентами разной ширины.

Оптические схемы исследованных пирометров изображены на рисунке. Описания этих приборов даны в работах [3—5].

Рассмотрим основные источники рассеянного света во внешней оптической системе этих приборов. Интенсивность рассеянного света от входного объектива, по-видимому, мала ввиду простоты его конструкции, легкости очистки от запыления и большого расстояния до последующих оптических деталей. Поворачивающие призмы в приборах СП-4К и СПК-3 (см. рис. а и б), расположенные близко к зеркалу модулятора, могут давать ощутимый рассеянный свет, особенно при запылении или плохом качестве поверхностей и разделительных ребер. Зеркало модулятора и поворачивающее зеркало в этих приборах также могут давать рассеянный свет. В приборе СПКУ (рис. в) поворачивающие призмы отсутствуют. Если рассматривать зеркало модулятора как предварительную диафрагму поля зрения, то становится очевидным, что рассеянный свет от этих зеркал может вызывать погрешности только при неполном перекрытии зеркала модулятора изображениями излучателей, имеющими равномерную яркость. То же относится к рассеянному свету, образуемому в промежуточном объективе, проектирующем зеркало модулятора в плоскости входной щели монохроматора. Интенсивность рассеянного света, который может появиться в этом объективе, зависит от его конструкции (в приборах СП-4К и СПКУ объектив имеет одну линзу, в СПК-3 — шесть линз).

В приборе СПКУ для уменьшения рассеянного света перед модулятором установлена предварительная диафрагма поля зрения. Рассеянный свет может возникать на ребре по периметру этой диафрагмы, на призме модулятора и на линзе промежуточного объектива. Этот свет также может вызывать соответствующую погрешность только при неполном перекрытии предварительной диафрагмы изображениями излучателей, имеющими равномерную яркость.

Для проведения эксперимента по обнаружению рассеянного света и количественной его оценке на одной стороне оптической скамьи строили промежуточное изображение излучателя, которое проектировалось внешней оптической системой на модулятор и входную щель. Влияние рассеянного света определяли четырьмя способами:

- 1) в плоскости промежуточного изображения устанавливали (а затем снимали) диафрагму, пропускающую лучи только от центральной части излучателя и диафрагмирующую излучение боковых участков. Разность показаний прибора при наличии и отсутствии диафрагмы позволяет судить о влиянии рассеянного света от боковых участков излучателя;
- 2) в плоскости промежуточного изображения излучателя устанавливали экран — зачерненный кружок, пропускающий только излучения боковых участков излучателя [1]. Второй объектив внешней оптической системы закрывали. При наличии рассеянного света стрелка указателя отклонялась в зависимости от его величины;
- 3) в плоскости промежуточного изображения устанавливали целевую диафрагму. Изменяя раскрытие этой диафрагмы, можно было имитировать различную ширину ленты одной лампы при постоянной ширине ленты другой лампы и неизменных остальных условиях;
- 4) такое же «изменение ширины ленты» осуществляли с двух сторон оптической схемы одновременно. Это дает возможность судить о несимметрии рассеянного света.

В результате установлено, что изменение рассеянного света неустойчиво и зависит от условий эксперимента. Это свидетельствует о возникновении рассеянного света от разных точек поверхности боковых участков излучателей и приводит к выводу о невозможности введения каких-либо поправок. Существенной разницы в результатах экспериментов по четырем перечисленным выше способам обнаружено не было.

По сравнению с другими способами, эксперимент с зачерненным кружком, как правило, показывает повышенное влияние рассеянного света, что может быть объяснено наложением дифракционных явлений либо другими оптическими явлениями (частичной прозрачностью кружка, его нерезкой фокусировкой и т. д.). Эксперимент с двусторонним диафрагмированием обычно показывает уменьшенное влияние; это объясняется частичной компенсацией

влияния рассеянного света от двух излучателей. Однако различия между результатами экспериментов незначительны. Вместе с тем, установлено, что влияние рассеянного света в разных спектропирометрах различно.

В таблице приведены погрешности от рассеянного света, усредненные для каждого спектропирометра по всем видам экспериментов. Испытаниям подвергались два пирометра типа СПК-3 (№ 1 и 2), СП-4К и СПКУ.

Положение изображения относительно «предварительной диафрагмы поля зрения»	Погрешности от рассеянного света, К			
	СП-4К	СПКУ	СПК-3	
			№ 1	№ 2
Средняя квадратическая погрешность				
Не перекрывает	0,25	0,3	3,0	2,0
Перекрывает	0,2	0,15	0,4	0,3
Максимальная погрешность				
Не перекрывает	0,6	0,4	6,0	8,0
Перекрывает	0,5	0,2	0,6	0,7

При обработке результатов эксперименты были разбиты на две группы:

- 1) когда рабочим участком излучателя считался участок, целиком перекрывающий «предварительную диафрагму поля зрения» прибора — зеркало модулятора в пирометрах СПК-3 и СП-4К или диафрагму в приборе СПКУ. Боковые участки проектировались целиком вне «предварительной диафрагмы»;
- 2) когда основной участок излучателя не полностью перекрывал «предварительную диафрагму», а боковые участки, от которых изучался рассеянный свет, частично проектировались на эту диафрагму.

Результаты этих двух экспериментов в таблице даны отдельно. Входная щель монохроматора во всех случаях была перекрыта основным рабочим участком излучателя, и боковые участки на нее не проектировались. Обнаружено, что если «предварительная диафрагма» перекрыта изображением рабочего участка с чрезмерно малым запасом (менее 0,1 мм), то результаты будут близки (с учетом разброса) к случаю с не полностью перекрытой диафрагмой. Это можно объяснить или нечеткой фокусировкой и дифракционными явлениями, или мелкими ошибками (неточные оценки размеров изображений). Поэтому при расчете такие случаи были отнесены к группе экспериментов с неполным перекрытием «предварительной диафрагмы поля зрения». Расчет производился по измерениям, число которых составляло от 5 до 20.

По данным таблицы можно сделать следующие выводы. Во внешней оптической системе спектропирометра СПК-3 образуется больше рассеянного света, чем в остальных изученных приборах. Повышенная интенсивность рассеянного света в приборе СПК-3 наблюдается особенно тогда, когда изображения рабочего участка излучателя не полностью перекрывает зеркало модулятора. Это можно объяснить более узкой видикатрисой рассеяния, а также тем, что повышенное рассеяние света в СПК-3 происходит главным образом на зеркале модулятора или на деталях, расположенных между этим зеркалом и входной щелью монохроматора.

Влияние рассеянного света существенно уменьшается, если рабочие участки сравниваемых излучателей полностью (с запасом) будут перекрывать зеркало модулятора. Однако и при этом условии различия между приборами сохраняются. Введение каких-либо поправок, учитывающих влияние рассеянного света, невозможно.

При измерениях на спектропирометрах во всех случаях следует обеспечивать полное перекрытие предварительной диафрагмы поля зрения или зеркала модулятора рабочим участком излучателя.

Результаты экспериментов могут быть полезны как при выборе методики экспериментов при измерениях на фотоэлектрических спектропирометрах, так и для совершенствования конструкции спектропирометров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Киренков И. И. Влияние рассеянного света в оптических устройствах точной пирометрии. Труды институтов Комитета, 1963, вып. 71(131), с. 85—91.
2. Крахмальникова Г. А. Построение температурной шкалы фотоэлектрическим методом в широком спектральном интервале. Труды институтов Комитета, 1963, вып. 71(131), с. 46—62.
3. Киренков И. И., Крахмальникова Г. А. Спектропирометрическая установка для построения температурной шкалы фотоэлектрическим методом. Труды институтов Комитета, 1963, вып. 71(131), с. 30—46.
4. Киренков И. И., Крахмальникова Г. А., Королева Е. А. и др. Новый эталонный спектропирометр. Труды метрологических институтов СССР, 1969, вып. 105(165), с. 24—33.
5. Ковалевский В. А., Боярский Л. А. Объективный спектропирометр СПК-2.— «Измерительная техника», 1958, № 6, с. 25.

Поступила в редакцию 14/II 1974 г.

УДК 536.521.3

Э. А. ЛАПИНА
ВНИИМ

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНЫХ ДЛИН ВОЛН ВИЗУАЛЬНЫХ ЯРКОСТНЫХ ПИРОМЕТРОВ, ИСПОЛЬЗУЮЩИХ ОБЛАСТЬ СПЕКТРА, БЛИЗКУЮ К 0,52 мкм

В некоторых отечественных визуальных яркостных пирометрах предусмотрено применение двух светофильтров, с помощью которых выделяется сравнительно узкий спектральный интервал и обеспечивается измерение яркостной температуры при двух значениях длины волны.

Один из светофильтров готовится из красного стекла КС-15 толщиной около 2 мм и выделяет в сочетании с кривой видности глаза спектральный интервал от 0,6 до 0,7 мкм. В качестве второго светофильтра используется стекло СЗС-9 толщиной около 3 мм, выделяющее спектральный интервал от 0,35 до 0,6 мкм [1].

Эффективные длины волн для обоих интервалов обычно рассчитываются классическим методом [2] по коэффициенту пропускания светофильтров в соответствии с их каталожными данными. В процессе выпуска приборов, а также при их поверке необходимо контролировать эффективную длину волны, отклонения от ее номинального значения.

Для контроля эффективных длин волн яркостных пирометров разработан метод пересекающихся характеристик и созданы образцовые излучатели, необходимые для определения эффективных длин волн, близких к 0,65 мкм [3, 4]. В настоящее время этот метод предложен для определения эффективных длин волн яркостных пирометров, близких к 0,52 мкм. Он заключается в измерении с помощью испытуемого прибора яркостной температуры двух специально выбранных селективных источников излучения. Источники выбраны таким образом, что яркостная температура у одного из источников уменьшается, а у другого увеличивается при возрастании длины волны; при одном значении длины волны λ_e , близком к ожидаемому значению эффективной длины волны пирометра, их яркостные температуры равны.

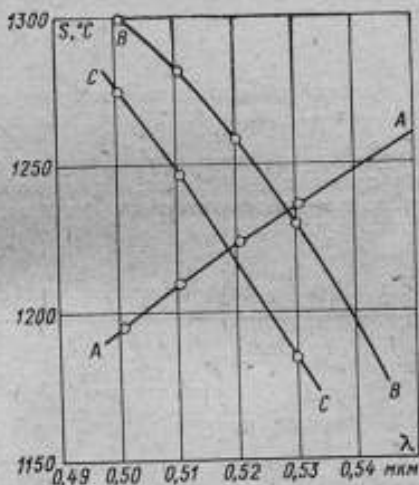
Если показания пирометра равны при поочередном визировании этих двух излучателей, то его эффективная длина волны совпадает со значением λ_0 . Если показания пирометра изменяются при замене источников на величину ΔS , то эффективная длина волны пирометра будет

$$\lambda_{эф} = \lambda_0 + k \Delta S. \quad (1)$$

Здесь

$$k = \frac{\tau_0 \tau_0'}{S_0^2 \lambda_0} \cdot \frac{1}{\frac{\partial \tau_0'}{\partial \lambda} - \frac{\partial \tau_0}{\partial \lambda}}; \quad (2)$$

τ_0 — коэффициент пропускания обоих светофильтров при длине волны λ_0 , соответствующей равенству яркостных температур источников S_0 ; $\frac{\partial \tau_0'}{\partial \lambda}$ и $\frac{\partial \tau_0}{\partial \lambda}$



— скорость изменения спектральных коэффициентов пропускания двух светофильтров при изменении длины волны.

Формула (2) — приближенная и справедлива, если зависимость τ_λ от λ выбранных светофильтров близка к линейной. Коэффициент k зависит от спектральных характеристик выбранных светофильтров и от уровня яркости источника; он может быть рассчитан из экспериментально устанавливаемой зависимости S_λ от λ каждого из источников. Анализ погрешностей этого метода определения $\lambda_{эф}$, выполненный для узкой области спектра [3], показал, что погрешность определения $\lambda_{эф}$ не превышает $\pm 0,005$ мкм; это допустимо для технических яркостных пирометров и, следовательно, дает возможность оценки $\lambda_{эф}$ без предварительных измерений спектрального коэффициента пропускания светофильтра.

Селективными излучателями служит температурная ленточная вольфрамовая лампа, поддерживаемая при постоянной силе тока, перед которой поочередно устанавливаются один светофильтр из стекла ОС-5 толщиной 2,2 мм и второй — из стекла СЗС-20 толщиной 3,0 мм или один из стекла ОС-5 той же толщины, а второй — из стекла СЗС-20 толщиной 4,70 мм. Зависимость яркостной температуры этих источников от длины волны установлена с помощью образцового визуального пирометра СП-1 [4] и представлена на рисунке и в табл. 1.

Таблица 1

Яркостная температура лампы СИ-10-300 и № 24 (в °С) при токе 14,13А в зависимости от длины волны при установке перед лампой различных светофильтров

λ , мкм	Стекло		
	ОС-5 толщиной 3,20 мм (кривая А)	СЗС-20 толщиной 3,03 мм (кривая В)	СЗС-20 толщиной 4,70 мм (кривая С)
0,5008	1196,4	1299,9	1275,2
0,5108	1210,0	1281,6	1247,5
0,5208	1224,3	1259,6	1215,7
0,5306	1236,9	1230,6	1174,5
0,5404	1248,9	1195,4	1125,5

Длина волны λ_0 , при которой яркостные температуры источников совпадают для источников А и С, равна 0,519 мкм, для источников А и В — 0,529 мкм.

Значения λ_0 , полученные из экспериментально найденной зависимости $S_\lambda = f(\lambda)$ источников в пределах $\pm 0,001$ мкм, совпадают со значением длины волны, отвечающей равенству спектральных коэффициентов пропускания стекла, измеренных на спектрофотометре СФ-14.

Таблица 2

Зависимость $\lambda_{эф}$ от экспериментального значения ΔS

ΔS , °С для источни- ков А и В	$\lambda_{эф}$, мкм	$ k = \frac{\Delta S}{\Delta \lambda}$ в °С на 0,001 мкм	ΔS , °С для источни- ков А и С	$\lambda_{эф}$, мкм	$ k = \frac{\Delta S}{\Delta \lambda}$ в °С на 0,001 мкм
-45,5	0,518		-41,5	0,510	4,3
-38,0	0,520	3,8	-33,0	0,512	4,5
-30,0	0,522	4,0	-24,0	0,514	5,0
-22,0	0,524	4,0	-14,0	0,516	4,5
-13,5	0,526	3,3	-5,0	0,518	5,0
-5,0	0,528	4,2	0	0,519	5,0
0	0,529	5,0	+5,0	0,520	5,0
+3,0	0,530	3,0	+15,0	0,522	5,2
+12,5	0,532	4,7	+25,0	0,524	5,2
+22,0	0,534	4,7	+36,0	0,526	5,2
+31,0	0,536	4,3	+46,5	0,528	

По данным табл. 1 рассчитано значение $\lambda_{0.4}$ приборов в зависимости от измеренного значения ΔS и определен коэффициент k . Результаты расчетов приведены в табл. 2.

Знак ΔS выбран условно, а именно: если показания окажутся более высокими при визиравании лампы со стеклом ОС-5, то ΔS имеет знак «плюс», если показания будут более высокими при визиравании лампы со стеклом СЗС-9, то ΔS имеет знак «минус». Среднее значение k для источников А и В равно $4,1^\circ\text{C}$ на $0,001$ мкм и для источников А и С — $4,9^\circ\text{C}$ на $0,001$ мкм. Как видно из табл. 2, изменения коэффициента k в зависимости от λ в рассмотренном интервале длин волн малы и могут быть объяснены погрешностями измерения яркостной температуры визуальным методом.

Следует указать, что величины $\frac{dT_{\lambda}}{d\lambda}$ стекла СЗС-20 и ОС-5 для указанной выше толщины мало изменяются в интервале длин волн $0,46$ — $0,54$ мкм. Источники излучения, аттестованные описанным выше методом, эксплуатируются приборостроительными организациями для определения эффективных длин волн выпускаемых визуальных яркостных пирометров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коган А. В., Друк Р. В. Расчет эффективных длин волн визуальных пирометров в зеленой части спектра. — «Приборостроение», 1964, № 2, с. 4—8.
2. Рибо Г. Оптическая пирометрия. ОНТИ, 1934, 455 с.
3. Киренков И. И., Лапина Э. А. Новый метод определения эффективных длин волн визуальных и фотоэлектрических пирометров. — «Измерительная техника», 1959, № 4, с. 25—29.
4. Киренков И. И. О погрешности метода перебегающих характеристик. Труды ВНИИМ, 1966, вып. 84(144), с. 48—51.
5. Лапина Э. А. Воспроизведение МПТШ с помощью спектрального пирометра. Труды ВНИИМ, 1955 г. вып. 25(85), с. 54—56.

Поступила в редакцию 14/II 1974 г.

УДК 536.521.3.089.6

Э. А. ЛАПИНА
ВНИИМ

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЛАМП С ВОЛЬФРАМОВОЙ ЛЕНТОЙ ДЛЯ СЛИЧЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ШКАЛ И ПОКАЗАНИЙ ЯРКОСТНЫХ ПИРОМЕТРОВ

Для точного воспроизведения Международной практической температурной шкалы МПТШ по излучению во многих национальных метрологических институтах используются фотоэлектрические спекропирометры.

Прецизионный спекропирометр СП-4К применен во ВНИИМ для построения МПТШ по излучению в спектральном интервале $0,47$ — 1 мкм [1]. С помощью фотоэлектрических пирометров в Национальном Бюро стандартов (США) [2], в ЦТБ (ФРГ) [3], в институте метрологии Д. Колонетти (Италия) [4] осуществлена МПТШ по излучению при длине волны, близкой к $0,65$ мкм. По излучению в инфракрасной области спектра воспроизведена МПТШ в НФЛ (Англия) [5] и в Утрехтском институте в Голландии [6]; во ВНИИМ построена МПТШ по излучению в спектральном интервале $0,9$ — $2,2$ мкм с помощью инфракрасного спекропирометра [7].

Применение множества интерполяционных приборов разного принципа действия и конструкции и использование различных областей спектра и спектральных интервалов разной ширины вызывает необходимость сличения температурных шкал, осуществленных этими приборами.

Сличение температурных шкал, воспроизводимых по законам излучения, неоднократно проводилось с помощью температурных ламп с вольфрамовыми лентами [8, 9]. В видимой части спектра при ширине спектральных интервалов порядка 0,1—0,2 мкм и более излучение вольфрамовой лампы с высокой степенью точности характеризуется значением единой цветовой температуры [10]. Поэтому температуры, измеренные каждым прибором, характеризуются эффективной длиной волны, вычисляемой по уравнению [11]

$$\lambda_{\Phi} = \frac{c_2 \left(\frac{1}{T_c} - \frac{1}{S} \right)}{\frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b_{\lambda S}^0 \psi(\lambda) d\lambda}{\ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1}} - \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b_{\lambda T_c}^0 \psi(\lambda) d\lambda}{\ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1}}} \quad (1)$$

Здесь T_c — цветовая температура ламп; S — яркостная температура ламп; $\psi(\lambda)$ — аппаратная функция пирометра; $\psi(\lambda) = \tau_{\lambda} v_{\lambda}$,

где v_{λ} — спектральная чувствительность приемника излучения; τ_{λ} — коэффициент пропускания оптической системы пирометра; λ_1 и λ_2 — граничные значения длин волн, при которых $\psi(\lambda)$ отлична от нуля.

Сличение показаний S_1 и S_2 сравниваемых приборов производится по формуле

$$\frac{1}{S_1} - \frac{1}{S_2} = \frac{\lambda_{\Phi 1} \ln \epsilon_1}{c_2} - \frac{\lambda_{\Phi 2} \ln \epsilon_2}{c_2} \quad (2)$$

где ϵ_1 и ϵ_2 — спектральные коэффициенты черноты излучения вольфрамовой лампы при значениях $\lambda_{\Phi 1}$ и $\lambda_{\Phi 2}$.

Формулы (1) и (2) могут применяться только при использовании формулы Вина и при наличии у источника излучения единой цветовой температуры в рабочем участке спектра пирометра. При переходе к инфракрасной области спектра даже в прецизионных приборах ширина спектральных интервалов достигает 0,1—0,15 мкм и более. Излучение вольфрама при длине волны, большей 1 мкм, нельзя характеризовать единой цветовой температурой [12] и, кроме того, становится неравномерной замена уравнения Планка уравнением Вина.

Для сличения температурных шкал с помощью ламп предлагается в этом случае отказаться от расчета длины волны, к которой нужно относить измеренную каждым из пирометров яркостную температуру. Взамен этого следует рассчитать истинную температуру лампы, соответствующую одним и тем же значениям яркостной температуры, измеренным сравниваемыми пирометрами. По уравнениям

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} e_{\lambda} b_{\lambda T_{H1}}^0 \psi_1(\lambda) d\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b_{\lambda S}^0 \psi_1(\lambda) d\lambda \quad (3)$$

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} e_{\lambda} b_{\lambda T_{H2}}^0 \psi_2(\lambda) d\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b_{\lambda S}^0 \psi_2(\lambda) d\lambda \quad (3a)$$

где ψ_1 и ψ_2 — аппаратные функции сравниваемых приборов λ_1 , λ_2 и λ_3 , λ_4 — границы рабочих участков спектра.

Для решения этих уравнений применительно к лампе с вольфрамовой лентой, значения e_{λ} в зависимости от длины волны и температуры достаточно хорошо известны из литературных данных [13—15], а ψ_1 и ψ_2 поддаются экспериментальному определению. Вычисленная из этих уравнений разность истинных температур лампы ΔT_{H} , соответствующая одинаковым значениям S , сравнивается с экспериментально установленной разностью ΔT_{H} . Последняя

устанавливается по разности токов I_1 и I_2 , найденных при градуировке ламп и соответствующих равным S .

Предлагаемая новая методика применена во ВНИИМ при сличении двух прецизионных пирометров СП-4К и ИКП-57, с помощью которых воспроизведена МПТШ по излучению при длине волны, близкой к 1 мкм. В этих приборах выделение спектральных интервалов производится с помощью монохроматоров; в пирометре СП-4К приемником излучения служит фотоумножитель типа ФЭУ-22, а в пирометре ИКП-57 — сернисто-свинцовое фотосопротивление типа 7АН. Ширина спектрального интервала у пирометра СП-4К составляет 0,070 мкм, у пирометра ИКП-57 — 0,145 мкм.

Методом численного интегрирования были рассчитаны величины интегралов для различных значений $T_{\text{н1}}$ и S в интервале 1000—1800К: для пирометра СП-4К

$$L_1 = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon_{\lambda} b_{\lambda}^0 T_{\text{н1}} \psi(\lambda) d\lambda; \quad L_2 = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b_{\lambda}^0 S \psi_1(\lambda) d\lambda;$$

для пирометра ИКП-57

$$L_3 = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon_{\lambda} b_{\lambda}^0 T_{\text{н2}} \psi_2(\lambda) d\lambda; \quad L_4 = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b_{\lambda}^0 S \psi_2(\lambda) d\lambda.$$

Результаты вычислений в относительных единицах приведены в табл. 1.

Таблица 1

Прибор	Температура, К				
	1000	1200	1400	1600	1800
СП-4К					
L_1	0,03312	0,36797	2,07684	7,48476	20,46408
L_2	0,01371	0,14894	0,84096	2,48476	7,57845
ИКП-57					
L_3	0,54730	5,82366	31,80899	113,72433	307,51062
L_4	0,21290	2,33563	12,53641	44,09889	117,73782

По данным этой таблицы графическим методом для каждого из приборов определены значения S и $T_{\text{н}}$ (в К), при которых $L_1=L_2$ и $L_3=L_4$ (см. табл. 2).

Таблица 2

Пирометр СП-4К		Пирометр ИКП-57		$T_{\text{н2}} - T_{\text{н1}}$
S	$T_{\text{н1}}$	S	$T_{\text{н2}}$	
1000	1066	1000	1071	+5
1100	1176	1100	1183	+7
1200	1295	1200	1300	+5
1300	1413	1300	1421	+7
1400	1540	1400	1545	+5
1500	1670	1500	1676	+6

Таким образом, при сличении показаний пирометров СП-4К и ИКП-57 путем измерения яркостной температуры вольфрамовой лампы по излучению вблизи 1 мкм одним и тем же значениям яркостной температуры соответствуют различные истинные температуры, и, следовательно, токи через лампу

при равенстве яркостных температур должны различаться. При этом истинная температура лампы будет более высокой при измерении пирометром ИКП-57. Превышение истинной температуры составляет приблизительно 6К в интервале 1000—1500 К.

Температурная лампа типа СИ-10-300 № 11 была градуирована на яркостную температуру в спектральном интервале вблизи 1 мкм с помощью пирометров ИКП-57 и СП-4К. Оказалось, что одному и тому же значению яркостной температуры соответствуют различные силы тока в лампе, а при одинаковом значении тока в лампе яркостная температура, измеренная пирометром СП-4К, на 10—12 К выше температуры, измеренной пирометром ИКП-57 в интервале от 1100 до 1300° С. Часть этой разности, по-видимому, связана с различием аппаратных функций пирометров и особенностью излучения ламп; разница в показаниях пирометров порядка 5К обусловлена систематическими и случайными погрешностями градуировки пирометров и ламп. Исследование будет продолжено. Возможно, потребуются дальнейшее совершенствование новой методики, например, путем замены идеализированных аппаратных функций индивидуальными спектральными характеристиками пирометров и ламп.

Если, как обычно, значения яркостных температур, измеренные каждым из приборов, отнести к предельным значениям длины волны, то яркостные температуры лампы будут различаться на 1,6 К при 1100° С и 2,2 К при 1300° С. Возможно, применение предлагаемой методики расчета позволит использовать лампы с вольфрамовой лентой в качестве образцовых излучателей для проверки и градуировки пирометров частичного излучения, работающих в близкой инфракрасной области спектра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Киренков И. И., Крахмальникова Г. А. Спектропирометрическая установка для построения температурной шкалы фотоэлектрическим методом. Труды института Комитета, 1963, вып. 71(131), М.—Л., Стандартгиз.
2. Lee R. D. The NBS photoelectric pyrometer and its use in realizing the IPTS above 1063° C.— "Metrologia", 1966, v. 2, N 4, pp. 150—162.
3. Kunz H. Zur Darstellung der Temperaturskala mit photoelectrischen gilichlichtpyrometern.— "Metrologia", 1969, N 3, pp. 88—102.
4. Lanza F., Perissi R., Ricolfi T. Realization of the International practical temperature scale above the gold point, 5th Symposium on Temperature, June, 1971, Washington.
5. Hall J. A. The Radiation Scale of Temperature between 175° C and 1063° C.— "Metrologia", 1965, N 1, pp. 140—153.
6. Heusinkveld W. A. Determination of the Differences between the Thermodynamic and Practical Temperature Scale in the Range 630 to 1063° C from Radiation Measurements.— "Metrologia", 1968, v. 2, N 2, pp. 9—15.
7. Лалина Э. А. Метод и аппаратура для осуществления МПТШ с помощью инфракрасного излучения. Труды ВНИИМ, 1963, вып. 71(131), с. 62—71.
8. Киренков И. И., Крахмальникова Г. А. Лампы национальной физической лаборатории и международное сличение температурных шкал. Труды ВНИИМ, 1969, вып. 105(165), с. 125—139.
9. Kostkowski, etc. Intercomparison of the IPTS 1968 above 1064° C by four National Laboratories. Fifth Symposium on temperature, Washington, June, 1971.
10. Карташевская В. Е. Осуществление образцовой лампы для распределения лучистой мощности в области видимого спектра. Труды ВНИИМ, 1949, вып. 8(68) с. 3—45.
11. Рибо Г. Оптическая пирометрия. ГТТИ, 1934, 456 с.
12. Лалина Э. А. Метод оценки образцовых излучателей, предназначенных для передачи значения цветовой температуры в заданном спектральном интервале. Труды ВНИИМ, 1972, вып. 131(191), с. 92—104.
13. De Vos. A new determination of the emissivity of tungston ribbon.— "Physica", 1954, v. XX, October, pp. 90—114.

14. Larrabee R. D. Spectral Emissivity of Tungsten.— „J. Opt. Soc. Amer.“, 1959, v. 49, pp. 619—630.

15. Латыев Л. Н. Экспериментальное определение излучательной способности вольфрама в видимой области спектра в диапазоне 2600° К.— «Теплофизика высоких температур», 1969, № 4, с. 666—673.

Поступила в редакцию 14/II 1974 г.

УДК 535.281.5

Л. И. ОШАРИНА
ВНИИМ

О НОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЯХ ДЛЯ ТОЧНОЙ ПИРОМЕТРИИ

Для метрологических работ в области оптической пирометрии в качестве эталонного и образцового излучателя широко применяется газонаполненная температурная вольфрамовая ленточная лампа типа Си-10-300. С развитием фотоэлектрических методов измерений обнаружился недостаток этого излучателя, обусловленные сравнительно невысокой стабильностью и особенностями спектральных характеристик ленточного вольфрама, заключающиеся в резких и незакономерных отступлениях от свойства черного тела. В видимой части спектра эти отступления имеют некоторую плавность, ослабляющую их вредное действие, однако цветовая температура вольфрама при постоянном накале различается на 2—3% при изменении эффективных длин волн даже в пределах видимой области.

В инфракрасной и ультрафиолетовой областях спектра зависимость цветовой температуры от свойств ленточного вольфрама настолько велика, что применение для этой цели ламп Си-10-300 в качестве эталонных и образцовых практически невозможно.

При анализе нестабильности температурных ленточных ламп следует различать:

1) необратимые изменения градуировочных характеристик, возникающие в процессе эксплуатации ламп при высоких температурах;

2) обратимые изменения (колебания) градуировочных характеристик, возникающие от изменения условий применения и от других причин.

При работе ламп типа Си-10-300 до 1600° С необратимые изменения невелики; они значительно возрастают при работе до 2500° С.

Обратимые, кратковременные колебания градуировочных характеристик ламп типа Си-10-300 велики (1—2 К при 1200—1400° С) и лимитируют точность любых измерений. По-видимому, одной из основных причин такого рода нестабильности является неустойчивость конвективного теплообмена внутри баллона. Для устранения указанных недостатков ламп типа Си-10-300, лимитирующих точность, и являющихся основными источниками погрешности при измерениях фотоэлектрическим методом, было признано целесообразным исследовать возможности снижения этих погрешностей при применении вакуумных ленточных ламп и трубчатых ламп (ламповых моделей черного тела).

Температурные ленточные лампы. Во ВНИИМ проведены исследования газонаполненных ламп Си-10-300 и изготовленных на их основе вакуумных ленточных ламп. Исследования проводились на фотоэлектрических компараторах СП-4К [1] и СПКУ [2], действие которых основано на пульсовом модуляционном методе.

Важной характеристикой стабильности температурных ламп является степень независимости их градуировочных характеристик от изменения внешних условий — температуры окружающего воздуха и условий теплоотдачи.

Эксперименты по изменению теплоотдачи путем обдува всей лампы либо покоя или баллона (без определения коэффициента теплоотдачи) позволили определить устойчивость вакуумных и газонаполненных ламп с изменением

внешних тепловых условий. Установлено, что влияние теплоотдачи, а следовательно и температуры, на показания вакуумных ламп слабее влияния на показания газонаполненных ламп в 3—15 раз в зависимости от условий эксперимента и уровня яркостной температуры. Кроме того, вакуумные лампы обладают большей тепловой инерцией. Так, для выхода вакуумной лампы на стабилизированный режим работы требуется 2—3 ч. с воспроизводимостью яркостной температуры при постоянной силе тока 0,2 К (вместо 20—30 мин для газонаполненной). Кривые выхода ламп на стабилизированный режим представлены на рис. 1. Сравнивая кривые 1 и 2, видим, что у последней отсутствует стабильный уровень температуры во времени при постоянной силе тока; этот разброс составляет 1—2 К.



Рис. 1. Изменение яркостной температуры ламп в зависимости от времени при постоянной силе тока.
1 — вакуумная лампа; 2 — газонаполненная лампа.

Для уменьшения тепловой инерции вакуумных ламп было предложено скачкообразное включение ламп для выхода их на стабилизированный режим работы. Эксперимент заключался в следующем: вначале включали лампу — тару, через 1,5 ч. — исследуемую лампу, после чего уравнивали яркости обеих ламп (процесс уравнивания составлял 1—2 мин.). Затем повышали силу тока исследуемой лампы на 1 А, через 3—5 мин. снижали на 1 А, уравнивали яркости и каждую минуту производили отсчеты. Всего проведено 11 серий измерений. Эксперимент проводился с вакуумными лампами № 18 и 20, подготовленными для работ по передаче размера Кельвина в точке золота. Установлено, что при скачкообразном включении лампа выходит на стабилизированный режим работы через 11—15 мин. с воспроизводимостью яркостной температуры при постоянной силе тока в 0,03 К. Такой режим следует рекомендовать для работы с вакуумными лампами, так как он позволит ускорить процесс измерений и избежать затруднений, связанных с увеличением нагрузки ламп, вызванной их инерционностью.

Трубчатые лампы или ламповые модели черного тела. Вольфрамовые ленточные лампы по своим спектральным характеристикам являются вполне удовлетворительными излучателями для воспроизведения яркостной температуры в узкой области спектра любой части видимого и инфракрасного диапазона, а цветовой температуры — в видимом спектре. Однако при работах по воспроизведению яркостных, и особенно цветowych температур в широких спектральных интервалах, эти лампы в силу особен-

ностей спектральных характеристик вольфрама не обеспечивают требуемой точности.

Применение излучателей, по спектральной характеристике близких к черному телу, позволит повысить точность и надежность эталонов яркостных и цветовых температур и образцовых излучателей, предназначенных для градуировки и поверки пирометров в широкой области спектра.

Во ВНИИМ при проведении международных сличений температурных шкал в точке плавления золота в 1967 г. [3] были исследованы две ламповые модели черного тела разработки Барбера и Кэна (Англия). Конструкция этих ламп [4], представляющая собой упрощенную модель черного тела, исключает влияние нестабильности структуры поверхности ленточного вольфрама, применяемого для температурных ламп.

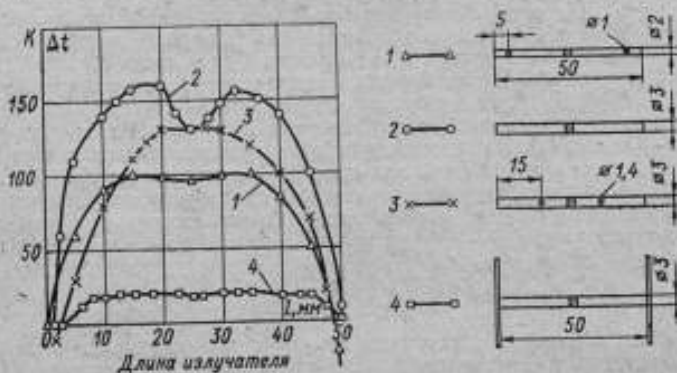


Рис. 2. Распределение температур вдоль излучателя ламповых моделей черного тела.

1 — лампы Барбера — Кэна; отечественные образцы; 2 — трубчатая с вольфрамовой пробкой без диафрагм; 3 — трубчатая с вольфрамовой пробкой и диафрагмами; 4 — трубчатая с лепестковыми амортизаторами и вольфрамовой пробкой.

Как показали исследования, конструкция лампы Барбера и Кэна не решает полностью задачу создания излучателей повышенной точности из-за недостатков, связанных с неоднородностью температурного поля излучающей полости — значительных градиентов температур по длине тела накала и по проволоочной пробке, расположенной внутри тела накала. Наличие этих градиентов температуры приводит к различным показаниям пирометров при равной апертуре в зависимости от конструкций оптической системы и, следовательно, к невозможности сличения пирометров с разными апертурами.

Исследования отечественных образцов трубчатых ламп показали, что они обладают улучшенной равномерностью распределения температуры вдоль тела накала; это имеет значение для однородности температуры стенок излучающей полости и для улучшения воспроизводимости результатов измерения при новой установке ламп и на различных приборах.

Исследовались лампы двух типов — трубчатые (излучатель — трубка) и трубчатые с лепестковыми амортизаторами [5]. Последние отличаются тем, что внутри стеклянного баллона размещено тело накала, разрезанное с обоих концов на лепестки, загнутые под углом 90° , такая конструкция увеличивает длину тела накала при той же апертуре и создает дополнительный прогрев на концах трубки, это и улучшает равномерность температурного поля.

При исследовании ламповых моделей черного тела было определено влияние угла поворота трубки — излучателя относительно оси спектропирометра на градуировку ламп: в пределах $\pm 1^\circ$ относительно жестко фиксированного положения изменение температуры составляет от 0 до 1°C . При

проведении этого эксперимента каждый раз возвращались к положению лампы, принятому за нулевое; получено 21 значение силы тока для каждой лампы; средняя квадратическая погрешность ряда для каждой лампы составляет 0,7 К. При новой установке лампы из-за сложности оценки субъективным методом совпадения оси лампы и пирометра возникает погрешность, достигающая иногда $1-2 \lambda$.

В течение 60 ч. исследовалась стабильность градуировочных характеристик трех ламп с лепестковыми амортизаторами при определенной температуре. Было проведено 20 серий измерений при сохранении неизменной юстировки ламп относительно оптической оси пирометра. Измерения показали, что стабильность градуировочных характеристик составляет 0,5 К.

На рис. 2 представлены кривые распределения температур вдоль излучателя для четырех образцов ламповых моделей черного тела (лампы Барбера — Квинна, трубчатой с лепестковыми амортизаторами, трубчатой с диафрагмами диаметром 1,4 мм и трубчатой без диафрагм, внутри каждой из которых расположена пробка из вольфрамовой проволоки).

Как видно, наиболее равномерное распределение температуры (± 2 К на длине 30 мм) наблюдалось у ламп с лепестковыми амортизаторами.

По три лампы каждого типа были отградуированы в диапазоне длин волн 470—700 нм. Из анализа данных градуировки, представленных в таблице, следует, что спектральный ход яркостной температуры $S=f(\lambda)$ соответствует степени черноты $\epsilon=0,85$ и является вполне удовлетворительным, принимая во внимание наличие стеклянного баллона. Расчет ϵ производился на основании соотношения

$$\ln \epsilon = \frac{\Delta \lambda}{c_2} \left(\frac{1}{S_1} - \frac{1}{S_2} \right),$$

где S_1 и S_2 — яркостные температуры при двух значениях длин волн λ_1 и λ_2 , разность между которыми равна $\Delta \lambda$. Это выражение будет справедливо, если пренебречь зависимостью ϵ от длины волны. В этом предварительном эксперименте не соблюдались строго время выдержки, условия теплоотдачи и стабильность установки. Этим можно объяснить разброс данных в таблице, содержащих градуировочные характеристики, составляющий 2—4 К.

№ лампы	Возникновение	Сила тока I , А	Яркостная температура, °С					
			470 нм	500 нм	550 нм	600 нм	656,3 нм	700 нм
Лампы трубчатые								
2	На торец	25,059	1400,2	1398,2	1392,9	1389,9	1384,0	1377,9
	На диафрагму	25,059	1402,1	1397,7	1392,5	1389,6	1383,0	1376,3
4	На торец	14,206	979,0	976,6	973,0	974,9	973,5	969,1
	На диафрагму	14,206	985,1	984,2	981,2	979,0	983,0	981,4
5	На торец	25,985	1346,5	1346,0	1343,5	1344,5	1344,2	1342,5
	Между торцом и перегородкой	25,985	1348,0	1340,0	1344,2	1344,2	1343,5	1342,5
	На перегородку	25,985	1350,0	1348,5	1346,2	1347,0	1346,8	1346,0
Лампы трубчатые с лепестковыми амортизаторами								
11	На торец	16,036	1063,0	1061,2	1060,2	1060,8	1059,5	1058,4
	На пробку	16,036	1062,2	1059,5	1061,5	1059,4	1059,1	1057,0
12	На торец	19,525	1212,7	1210,8	1206,5	1206,7	1204,7	1202,0
	На пробку	19,525	1210,4	1208,2	1206,2	1206,4	1206,1	1203,2
13	На торец	19,954	1117,8	1116,8	1115,7	1115,0	1115,2	1114,2
	На пробку	19,954	1117,4	1116,5	1115,5	1114,5	1115,5	1113,2

Опытные образцы исследованных излучателей уже нашли применение в метрологической практике: вакуумные ленточные лампы используются в со-

ставе первичного эталона при воспроизведении точки золота, а трубчатые лампы — при испытаниях и градуировке новых типов яркостных и цветовых пирометров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Крахмальникова Г. А., Кириков И. И. Спектропирометрическая установка ВНИИМ. — «Измерительная техника», 1962, № 5, с. 18—19.
2. Кириков И. И., Королева Е. А., Крахмальникова Г. А. и др. Новый эталонный спектропирометр. Труды метрологических институтов СССР, 1969, вып. 105(165), с. 24—32.
3. Кириков И. И., Крахмальникова Г. А. Лампы НФЛ (Англия) и международные сличения температурных шкал. Труды метрологических институтов СССР, 1969, вып. 105(165), с. 125—134.
4. Quinn T. I., Barber C. R. A Lamp as a Periodic Source of near Black Body Radiation for Precise Pyrometry until 2700°C. — „Metrologia“, 1967, N 3, pp. 19.
5. Свет Д. Я., Вдовин Н. С., Абрамович Б. А. Новые ламповые источники черного излучения — «Теплофизика высоких температур», 1972, № 2, с. 434—436.

Поступила в редакцию 14/II 1974 г.

УДК 536.531:621.315.613.7

А. Х. ФАЙНС, О. С. ЕФИМОВА
ВНИИМ

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ТЕРМОМЕТРЫ СОПРОТИВЛЕНИЯ С КВАРЦЕВЫМИ ОБОЛОЧКАМИ ДЛЯ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ И ПЕРЕДАЧИ МПТШ

В настоящее время воспроизведение температурной шкалы в диапазоне 630—1064°С в соответствии с Положением о Международной практической температурной шкале производится с помощью эталонных термпар с погрешностью не менее $\pm 0,1^\circ\text{C}$. Однако на современном уровне развития науки и техники необходимо увеличение точности измерений в указанном диапазоне, по крайней мере, в два—три раза. Это обеспечит, например, точность индивидуальной градуировки термпар по образцовым приборам первого разряда, приблизительно равную предельно достижимой точности термпар. В связи с этим в различных метрологических лабораториях мира в течение длительного времени ведутся интенсивные исследования возможности расширения области применения платиновых термометров сопротивления до 1064°С. Трудности, которые при этом возникают, заключаются, во-первых, в том, что необходимо создать высокоточные термометры сопротивления, способные длительно эксплуатироваться в указанном диапазоне температур, и, во-вторых, разработать удобную для практики методику точной интерполяции значений температуры по сопротивлению платинового термометра.

В области разработки высокоточных высокотемпературных термометров сопротивления (ВТС) во ВНИИМ получены определенные результаты [1].

Авторами разработана также практическая температурная шкала в диапазоне 630—1064°С с использованием ВТС в качестве интерполяционных приборов [2]. Применение этих ВТС и методики интерполяции позволило поднять точность воспроизведения и передачи МПТШ в указанном диапазоне по меньшей мере в три раза.

Однако в процессе исследований установлено, что ВТС с платиновой оболочкой обладают рядом недостатков, к наиболее существенным из которых следует отнести:

- 1) недостаточно высокую стабильность;
- 2) недостаточно высокое номинальное электрическое сопротивление;

При изготовлении термометров была применена наиболее проверенная и отработанная конструкция чувствительного элемента. Поэтому было решено использовать геликондальный кварцевый каркас, герметичную конструкцию оболочки с заполнением сухим воздухом при давлении 500 мм рт. ст. при комнатной температуре и диаметре проволоки чувствительного элемента 0,4 мм. При длине чувствительного элемента около 40 мм удалось получить номинальное сопротивление термометра в пределах 0,5—0,7 Ом. Такое сопротивление является оптимальным и обуславливается как погрешностями, связанными с шунтирующим влиянием изоляции каркаса при температурах 1000—1100°С, так и длиной каркаса и диаметром проволоки (увеличение длины чувствительного элемента сверх 40 мм нежелательно также, как и уменьшение диаметра проволоки вследствие большого влияния загрязнения и уменьшения механической прочности).

Погрешность, вызванная шунтирующим влиянием изоляции каркаса термометра, может быть вычислена по формуле [3]

$$\Delta R_t = \frac{R_i^2}{R_m},$$

где R_t — сопротивление термометра; R_m — переменное электрическое сопротивление изоляции каркаса.

При температуре 1100°С погрешность будет эквивалентна 0,0004°С. С учетом перечисленных выше соображений авторы разработали новые высокотемпературные термометры (№ 110, 120, 711, 712, 713), которые были изготовлены на заводе «Эталон» Э. В. Ловцюзом с соблюдением всех требований технологии.

Стабильность термометров исследовалась с целью определения воспроизводимости их показаний после циклических воздействий высоких температур (имитация градуировки термометра при температуре затвердевания золота). Работа сводилась к измерению сопротивления чувствительного элемента термометра при температуре тройной точки воды после имитации градуировки. Кроме того, термометры периодически градуировались при температуре затвердевания олова и в точке кипения воды.

Нагревание и охлаждение термометров проводилось с учетом требований, исключающих появление наклепа вследствие «закалки». На рисунке приведены результаты исследования этих ВТС. Как показали исследования, отжиг при температуре 1080°С обеспечивает стабилизацию сопротивления термометров. Кроме того, очевидно, что термометрические свойства новых термометров не уступают свойствам платино-сапфировых термометров. Это позволило перейти на кварцевые ВТС, с помощью которых удалось поднять точность измерений и одновременно снизить в несколько раз стоимость и трудоемкость их изготовления.

После окончания исследования стабильности ВТС была произведена их градуировка в постоянных точках МПТШ. В табл. 1 приведены данные градуировки ВТС и расчета их сопротивления при температуре затвердевания сурьмы и серебра с использованием разработанной ранее методики [2].

Сопротивления термометров в точках серебра и золота получены по измерениям, каждое из которых состоит из 1—5 циклов затвердевания, причем термометры работали при температурах вблизи точек серебра и золота в течение 1—5 ч. Как видно, расхождение между измеренными и вычисленными значениями не превышает 0,02°С.

В работе Шаттла [4] приводятся результаты градуировки ряда ВТС, изготовленных в Великобритании. По этим данным и указанной выше методике были вычислены сопротивления термометров в точках сурьмы и серебра. Расхождения между измеренными и вычисленными значениями, как видно из данных табл. 2, составляют не более 0,03°С; это еще раз подтверждает выводы работы [2] о том, что предложенная авторами методика интерполяции позволяет измерять температуру в диапазоне 630—1080°С с погрешностью не более $\pm 0,03^\circ\text{C}$.

Градуировка высокотемпературных термометров

№ термометра	Данные				
	R_{Tp} , Ом	R_{100, R_s}	R_{Sb} , Ом	R_{Zn} , Ом	R_{Ag} , Ом
110	0,582823	1,392701	1,911803	1,497106	—
120	0,539776	1,392664	1,770107	1,386305	2,312918
711	0,663319	1,392689	2,175793	1,704041	2,843116
712	0,675324	1,392656	2,214726	1,734520	2,894038
713	0,649896	1,392714	2,131623	1,669396	2,785463

Таблица 2

Разность между температурой затвердевания, измеренной с помощью ВТС, и температурой, вычисленной по градуировке ВТС в точках затвердевания цинка и золота: $\Delta t = t_{изм} - t_{расч}$

Термометр	Точка затвердевания сурьмы				Точка затвердевания серебра			
	первая гра-дуировка	вторая гра-дуировка	третья гра-дуировка	среднее	первая гра-дуировка	вторая гра-дуировка	третья гра-дуировка	среднее
E058	+0,025	+0,019	+0,025	+0,023	+0,007	-0,013	-0,013	-0,006
E059	+0,021	+0,025	+0,025	+0,023	+0,020	-0,003	-0,019	-0,001
E061	+0,012	+0,020	+0,018	+0,016	-0,030	-0,032	-0,032	-0,031
E062	+0,018	-0,011	—	+0,004	-0,013	-0,038	—	-0,025
E063	+0,024	+0,024	+0,008	+0,018	+0,003	-0,021	-0,031	-0,016
Среднее:				+0,017				-0,016

Примечание. Измерения производились с помощью термометров фирмы «Ролемаунт», градуированных в точках: 0° С, олова, цинка, сурьмы, серебра и золота.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алиева Ф. З., Чекулаев В. П. Низкоомный платиновый термометр сопротивления для высоких температур. Труды ВНИИМ, 1966, вып. 87(147), Стандартгиз, с. 16—21.
2. Фаис А. Х., Алиева Ф. З., Ефимова О. С. О способе измерения температуры с помощью высокотемпературных платиновых термометров в диапазоне (419,58—1064,43)° С.— «Измерительная техника», 1968, № 12, с. 45—47.
3. Curtis D. J. and Thomas C. J. Long Term Stability and Performance of Platinum Resistance Thermometers for use to 1063° С.— «Metrologia», 1968, v. 4, N. 4, October, pp. 184—190.
4. Paper R3-10, Chattle, Presented at fifth symposium on temperature, Washington, June, 1971, 15 p.

Поступила в редакцию 14/II 1974 г.

Таблица 1

сопротивления с кварцевым каркасом

измерений			Расчетные данные			
R_{Zn} , Ом	R_{Au} , Ом	R_{Zn} , Ом	R_{Sb} , Ом	R_{Ag} , Ом	Δt_{Sb} , °С	Δt_{Ag} , °С
—	2,664068	1,497062	1,911565	—	0,017	—
1,386333	2,466859	1,386307	1,770084	2,312915	0,010	0,001
1,709994	3,032414	1,704041	2,175796	2,843102	-0,001	0,006
1,734523	3,086654	1,734520	2,214720	2,894039	0,002	0,000
1,669411	2,970837	1,669396	2,131582	2,785452	0,016	0,004
Среднее					+0,009	+0,002

УДК 536.531:669.231

И. С. ГАВРИЛОВА, В. П. ЧЕКУЛАЕВ, И. Г. ЦЫРЛИНА
ВНИИМ

РАЗРАБОТКА, ИЗГОТОВЛЕНИЕ И АТТЕСТАЦИЯ ПЛАТИНОВЫХ ТЕРМОМЕТРОВ СОПРОТИВЛЕНИЯ НОВОЙ КОНСТРУКЦИИ

Рабочие эталоны — платиновые термометры сопротивления — служат для определения температуры затвердевания металлов — вторичных постоянных точек МПТШ и для передачи значения МПТШ образцовым приборам 1-го разряда, а также приборам высокой точности.

Эксплуатация термометрической лабораторией 25-омных термометров сопротивления на базе термометров конструкции П. Г. Стрелкова показала, что термометры по истечении определенного срока службы (около 350 ч) теряют стабильность. Как известно, в указанных термометрах спираль чувствительного элемента, лежащая в пазах геликонда, закреплена в верхней части и опирается на нижнюю часть геликонда.

В связи с тем, что при длительной эксплуатации эталонные термометры сопротивления неизбежно теряют стабильность и перестают удовлетворять современным требованиям, предъявляемым к эталонным приборам, была разработана конструкция, обеспечивающая наибольший срок службы термометров сопротивления. Особенность этой конструкции состоит в том, что на ребре геликонда в двух местах, равномерно удаленных от его торцов, привариваются кварцевые перемычки диаметром 0,2 мм, на которые свободно подвешиваются витки платиновой спирали, и вес спирали чувствительного элемента распределяется на четыре точки.

Геликондальный каркас термометра изготавливается из плавленого кварца, чувствительный элемент — из платины Pt10 диаметром 0,07 мм, выводы — из платины Pt11 диаметром 0,4 мм, длиной 550 мм изолированы друг от друга соломкой из плавленого кварца.

Чувствительные элементы термометров подвергаются первоначальной стабилизации до сборки термометра, которая заключается в отжиге геликондальных кварцевых каркасов с уложенными в их пазах чувствительными элементами при температуре 700° С в кислородном дутье. Чувствительные элементы с выводами помещаются в герметизированную кварцевую пробирку, заполненную сухим воздухом.

После сборки изготовленные платиновые термометры подвергаются последующей температурной тренировке — отжигу при температуре 560° С

в течение 4 ч. с медленным охлаждением до комнатной температуры и при температуре 450°С, имитирующей температуру плавления цинка, в течение 1 ч. Отжиг чередуется с измерением сопротивления термометров в тройной точке воды.

Стабилизация считается достигнутой в том случае, когда изменение сопротивления термометра в тройной точке воды $\Delta R_{\text{тер}}$ после отжига при температурах 450 и 100°С не превышает величины, эквивалентной 0,001°С. После стабилизации термометр подлежит градуировке в реперных точках.

Градуировка термометров сопротивления в интервале 0—630°С осуществляется с помощью потенциометра Р-348 и образцовых катушек сопротивления 1-го разряда [3] в первичных постоянных точках МПТШ: тройной точке воды, точке кипения воды и в точке затвердевания цинка. Градуировка производится при токе, равном 2 мА.

Тройная точка воды. В качестве основной постоянной точки МПТШ с 1954 г. применяется тройная точка воды, стабильная в пределах $\pm(1 \pm 2) \cdot 10^{-4}$ °С. Такая стабильность возможна при соблюдении условий, указанных в инструкции 156—60, а также достаточной выдержки во времени термометра в сосуде тройной точки воды (не менее 20 мин.) и уменьшения, по возможности, теплоотвода по стенкам защитного колодца термометра. Это достигается уменьшением внутреннего диаметра колодца сосуда, т. е. уменьшением зазора между термометром и стенками сосуда, достаточной глубиной сосуда тройной точки воды — не менее 300 мм, заполнением колодца сосуда предварительно охлажденной жидкостью, предпочтительно ртутью для улучшения теплового контакта термометра с тройной точкой воды [5].

Сопротивление новых термометров эталонного назначения в тройной точке воды воспроизводится с погрешностью, не превышающей (в тепловом эквиваленте) $\pm 0,0009$ °С.

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

В кипятильнике используется дистиллированная вода электропроводностью не выше $5 \cdot 10^{-8}$ Ом⁻¹ см⁻¹. Кипятильник соединен с маностатом и барометром в одну герметическую систему. За период измерения температура газа в маностате остается постоянной в пределах $\pm 0,001$ °С. Градиент температуры в рабочем пространстве кипятильника не превышает $3 \cdot 10^{-3}$ °С/м. Благодаря этому при изменении глубины погружения термометра на 50 мм и изменении мощности кипятильника на 10% обеспечивается постоянство показаний термометра в пределах $\pm 0,0004$ °С. Давление паров воды измеряется при помощи точного ртутного барометра с интерференционным отсчетом, установленного в термостатированной комнате с автоматической регулировкой температуры. Погрешность измерения давления барометром равна $\pm(0,4 \pm 0,5)$ н/м², что соответствует погрешности измерения температуры не более $\pm 0,0002$ °С. За время измерения давления температура ртути барометра остается постоянной в пределах $\pm 0,015$ °С. Стабильность температуры равновесия между водой и паром обеспечивается в пределах $\pm(2 \pm 3) \cdot 10^{-4}$ °С [7]. Погрешность воспроизведения R_{100} новых термометров составляет не более $\pm 0,0015$ °С.

Точка затвердевания олова. В соответствии с «Положением о МПТШ-68» в качестве реперной точки (наравне с точкой кипения воды) разрешено применять точку затвердевания олова. В работе [4] приводится описание аппаратуры для осуществления точки затвердевания олова и методика расчета R_{100} по измеренным $R_{\text{тер}}$, R_{Sn} и R_{Zn} . При наличии аппаратуры для воспроизведения и R_{120} , и R_{Sn} можно применить одну из указанных точек для контроля другой постоянной точки.

Точка затвердевания цинка осуществляется в шахтной печи, в которую устанавливают тигель из графита зольностью 0,001%. Для поддержания равномерного температурного поля печь для плавки цинка снабжена массивным медным блоком и устройствами для точной регулировки тока в трех обмотках.

Печь обеспечивает стабильность температуры равновесия между твердым и жидким цинком в пределах $\pm(3\div4)\cdot 10^{-4}$ °C. Это достигается созданием однородного поля температур в рабочем пространстве печи с градиентом, не превышающим $3\cdot 10^{-1}$ °C/м, и применением образца цинка чистотой 99,9998% [6]. Погрешность воспроизведения R_{Zn} не превышает $\pm 0,0018$ °C.

Основные параметры термометров. Градуировка термометров эталонного назначения в трех реперных точках (не считая градуировки в точке затвердевания олова, так как она производилась только для проверки R_{100}) показала, что их сопротивление воспроизводится с погрешностью, не превышающей величин, указанных в табл. 1. Основные параметры термометров приведены в табл. 2.

Таблица 1

№ термометра	Отклонение от среднего арифметического для термометров эталонного назначения в тепловом эквиваленте, \pm °C			№ термометра	Отклонение от среднего арифметического для термометров эталонного назначения в тепловом эквиваленте, \pm °C		
	ΔR_{Tp}	ΔR_{100}	ΔR_{Zn}		ΔR_{Tp}	ΔR_{100}	ΔR_{Zn}
101	0,0002	0,0012	0,0002	128	0,0008	0,0002	0,0005
120	0,0001	0,0003	—	102	0,0006	0,0007	0,0004
125	0,0003	0,0006	0,0008	105	0,0007	0,0005	0,0018
126	0,0002	0,0009	0,0002	141	0,0005	0,0002	0,0009
132	0,0001	0,0009	0,0002	121	0,0009	0,0013	0,0011
113	0,0006	0,0009	0,0011	127	0,0004	0,0015	0,0001
117	0,0006	0,0006	0,0007	130	0,0005	0,0007	0,0002

Анализируя градуировочные значения аттестованных термометров, можно прийти к выводу, что: 1) у всех термометров отношение $R_{100}/R_0 > 1,3925$; 2) коэффициент B лежит в пределах $(0,5857 \pm 0,0008) \cdot 10^{-6}$ °C⁻²; 3) изменение показаний термометров эталонного назначения в тройной точке воды после градуировки в точке кипения воды и в точке затвердевания цинка не превышает $\pm 0,0009$ °C.

Таблица 2

№ термометра	R_p Ом	$\alpha \cdot 10^{-3}$, °C ⁻¹	R_{Zn}/R_0	$B \cdot 10^{-7}$, °C ⁻²
101	24,95772	3,92557	2,568371	-5,8600
120	24,97754	3,92592	2,568536	-5,8585
125	25,21250	3,92610	2,568576	-5,8523
126	25,13131	3,92606	2,568572	-5,6601
132	24,81011	3,92604	2,568545	-5,8616
105	25,10878	3,92685	2,568772	-5,8595
102	25,31196	3,92661	2,568685	-5,8600
141	25,17332	3,92634	2,568542	-5,8623
117	25,08802	3,92672	2,568743	-5,8592
113	25,17211	3,92674	2,568709	-5,8624
128	25,45830	3,92661	2,568682	-5,8602
121	25,39801	3,92679	2,568728	-5,8625
127	24,90581	3,92666	2,568646	-5,8646
130	25,32309	3,92646	2,568601	-5,8616

Из изложенного выше следует, что термометры удовлетворяют критериям как МПТШ-48 (редакция 1960 г.), так МПТШ-68 и в будущем могут быть представлены на утверждение в качестве рабочих эталонов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фаис А. Х. Точки затвердевания олова и кадмия как постоянные точки МПТШ. Труды ВНИИМ, 1966, вып. 87(147), Стандартгиз, с. 32—37.
2. Фаис А. Х. К расчету процесса теплообмена при осуществлении постоянных точек МПТШ. Труды метрологических институтов СССР, 1969, вып. 105(165), Стандартгиз, с. 146—156.
3. Алиева Ф. З., Гаврилова И. С. Электрические измерения в точной термометрии. Труды ВНИИМ, 1972, вып. 131(191), Изд-во стандартов, с. 11—18.
4. Гаврилова И. С., Фаис А. Х. Применение точки затвердевания олова для градуировки эталонных и образцовых термометров. Труды ВНИИМ, 1972, вып. 131(191), Стандартгиз, с. 19—23.
5. Алиева Ф. З. Осуществление тройной точки воды и исследование ее воспроизводимости. Труды ВНИИМ, 1958, вып. 35(95), Стандартгиз, с. 5—10.
6. Алиева Ф. З. Исследования воспроизведения температуры затвердевания цинка. Труды ВНИИМ, 1958, вып. 35(95), Стандартгиз, с. 26—30.
7. Алиева Ф. З., Чекулаев В. П. Аппаратура для осуществления точки кипения воды. Труды ВНИИМ, 1961, вып. 51(111), Стандартгиз, с. 35—40.

Поступила в редакцию 14/II 1974 г.

УДК 536.531:621.38

А. В. САВАТЕЕВ, Ю. Д. БАРОНЕНКОВА
ВНИИМ

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ШУМА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ С ЦЕЛЬЮ ИЗМЕРЕНИЯ ИХ СОБСТВЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Градуировка высокоомных термометров сопротивления методом импульсного шумового термометра основывается на том, что градуируемое термосопротивление является источником только теплового (найквистовского) шума даже в случае протекания через него (в соответствии с принятой схемой его включения во входную цепь предусилителя импульсного шумового термометра [1]) сеточного тока первой усилительной радиолампы. Однако известно [2], что в полупроводниках при протекании через них тока возникают дополнительные компоненты шума: генерационно-рекомбинационный, дробовой и фликкер-шум, которые при таком методе градуировки становятся источником положительной систематической погрешности ΔT в определении температуры градуируемого полупроводникового термосопротивления.

В настоящей работе сделана попытка оценить эту погрешность путем сравнения уровней вышеназванных компонентов шума с тепловым и определить допустимые падения напряжения на градуируемом термосопротивлении, при которых возможно измерение его температуры по предложенной методике с наперед заданной погрешностью.

Приведенные в статье расчеты справедливы для однородных полупроводников, т. е. таких, у которых нет внутренних p - n переходов, а контакты не обладают выпрямляющими свойствами. В противном случае основная часть шума генерировалась бы в этих переходах и контактах. Такого рода однородные полупроводниковые сопротивления обычно изготавливаются из монокристаллов германия, выращенных с добавками мышьяка, галлия, цинка или других легирующих примесей, и широко используются в качестве низкотемпературных (ниже 20 К) термометров сопротивления со значениями сопротивлений в диапазоне 10^4 — 10^7 Ом [3].

Рассмотрим вышеназванные компоненты избыточного шума, полагая их статистически независимыми [4], а для сравнения их уровней с уровнем тепло-

вого шума при измеряемой температуре воспользуемся понятием относительной шумовой температуры [4]

$$t_{ш} = W(f) \frac{R}{4kT}, \quad (1)$$

где $W(f)$ — спектральная плотность флуктуаций тока данного компонента избыточного шума; $4kT/R$ — спектральная плотность флуктуаций тока теплового шума; R , T — значения сопротивления и температуры полупроводникового термометра сопротивления; $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — постоянная Больцмана.

Согласно данным работы [2], спектральная плотность флуктуаций тока генерационно-рекомбинационного шума (когда флуктуации тока, протекающего через полупроводник, вызваны флуктуациями числа свободных носителей заряда вследствие их генерации и рекомбинации) определяется выражением

$$W(f)_{г-р} = 4I_0^2 \frac{\overline{\Delta N^2}}{N^2} \cdot \frac{\tau_0}{1 + (\omega\tau_0)^2}, \quad (2)$$

Тогда относительная шумовая температура генерационно-рекомбинационного шума

$$t_{ш.г-р} = \frac{I_0^2 R}{kT} \cdot \frac{\overline{\Delta N^2}}{N^2} \cdot \frac{\tau_0}{1 + (\omega\tau_0)^2}, \quad (3)$$

где I_0 — сила тока, протекающего через полупроводник; N — среднее число свободных носителей заряда; $\overline{\Delta N^2}$ — дисперсия их числа; τ_0 — время жизни свободных носителей заряда; $\omega = 2\pi f$ — круговая частота, на которой ведется измерение шума.

Дисперсия числа свободных носителей $\overline{\Delta N^2}$ изучалась многими авторами [4, 5], из которых наиболее полное и достоверное исследование этого вопроса с помощью статистического метода принадлежит Берджесу. Для интересующего нас случая примесного полупроводника n -типа при низких температурах он нашел, что $\overline{\Delta N^2} = \frac{N}{2}$ и поэтому

$$t_{ш.г-р} = \frac{I_0^2 R}{2kTN} \cdot \frac{\tau_0}{1 + (\omega\tau_0)^2}. \quad (3a)$$

Количественный анализ этой формулы осложняется тем, что входящие в нее величины R , N , τ_0 являются характерными параметрами конкретного полупроводникового сопротивления и, кроме того, зависят от температуры. Для R и N всегда можно получить определенные сведения как о числовых значениях, так и о температурной зависимости. Этого нельзя сказать о τ_0 , поскольку время жизни является структурным фактором и зависит от наличия дислокаций, их соотношения с концентрацией примесей; на него также влияет прилипаие и поверхностная рекомбинация. В связи с этим значения τ_0 могут изменяться в широких пределах, обычно 10^{-4} — 10^{-8} с. [6—9, 13, 14]. Поэтому уместно сделать оценку по максимальной величине шума, который будет наблюдаться при изменении τ_0 в вышеуказанных пределах.

При заданной рабочей частоте ω множитель $\frac{\tau_0}{1 + (\omega\tau_0)^2} = \max = 1/2\omega$,

когда $\tau_0 = 1/\omega$, при $\tau_0 \neq 1/\omega$ множитель $\frac{\tau_0}{1 + (\omega\tau_0)^2} < 1/2\omega$. Поэтому становится возможной следующая оценка

$$t_{ш.г-р} < \frac{I_0^2 \cdot R}{4kTN} \cdot \frac{1}{\omega}. \quad (3б)$$

Самая низкая из используемых рабочих частот в соответствии с ранее предложенной методикой $f=16$ кГц или $\frac{1}{\omega}=10^{-5}$ с. Таким образом, в вышеуказанном интервале значений τ_0 будет справедливой оценка $t_{ш, r-p}$ по формуле (36) вне зависимости от температуры.

Поскольку здесь рассматриваем примесный полупроводник n -типа при низких температурах, то можно считать, что его проводимость σ полностью определяется носителями одного сорта — электронами, и потому $\sigma=eN\mu$ (где e — заряд электрона, μ — подвижность свободных носителей). Так как $R=\frac{d^2}{\sigma}=\frac{d^2}{eN\mu}$ (где d — толщина полупроводника между электродами), то $N=\frac{d^2}{e\mu R}$, и формула (36) примет вид

$$t_{ш, r-p} < \frac{e\mu (I_0 R)^2}{4k\omega T d^2} \quad (4)$$

Принимая во внимание пропорциональность спектральной плотности теплового шума измеряемой температуре, можно относительную шумовую температуру $t_{ш}$ любого компонента избыточного шума рассматривать как относительную погрешность измерения температуры термосопротивления шумовым методом, т. е. считать $t_{ш}=\frac{\Delta T}{T}$. Тогда из (4) для оценки систематической погрешности, вызванной наличием генерационно-рекомбинационного шума, получим

$$(\Delta T)_{r-p} < \frac{e\mu (I_0 R)^2}{4k\omega d^2} \quad (5)$$

Таким образом, для любого полупроводникового термосопротивления, если известны μ и d , можно при заданной погрешности измерения его температуры оценить допустимое падение напряжения на нем $U_0=I_0 R$ от внешнего источника и наоборот.

При рассмотрении генерационно-рекомбинационного шума предполагалось, что время жизни свободных носителей заряда меньше времени их дрейфа от одного электрода к другому. Если же время жизни τ_0 превосходит время дрейфа $\tau_{др}$, то вследствие флуктуаций эмиссии свободных носителей у электродов полупроводникового сопротивления возникает, подобному тому, как это имеет место в вакуумных лампах, дробовой шум [5], спектральная плотность тока которого

$$W(\bar{f})_{др} = 2eI_0 \frac{\sin^2(\omega\tau_{др}/2)}{(\omega\tau_{др}/2)^2} \quad (6)$$

причем

$$\tau_{др} = \frac{d}{v_{др}} = \frac{d}{\mu E} = \frac{d^2}{\mu I_0 R} \quad (7)$$

где $v_{др}$ — скорость дрейфа свободных носителей заряда под действием электрического поля напряженностью E . Очевидно, роль дробового шума будет возрастать по мере уменьшения размеров термосопротивления (d) и увеличения падения напряжения на нем $U_0=I_0 R$. Так, если через сопротивление порядка 10^7 Ом и толщиной около 0,5 мм протекает ток 10^{-5} А, причем подвижность носителей 5 м²/В·с, то время дрейфа $\tau_{др}=5 \cdot 10^{-8}$ с, что значительно меньше обычного времени жизни $\tau_0=10^{-4}-10^{-6}$ с; в этом случае дробовым шумом пренебречь нельзя.

Аналогичным образом (как и для генерационно-рекомбинационного шума) получим выражение для второй составляющей систематической погрешности

$$(\Delta T)_{др} = \frac{\pi}{2k} I_0 R \frac{\sin^2(\omega\tau_{др}/2)}{(\omega\tau_{др}/2)^2} \quad (8)$$

С учетом (7) и того, что $\sin^2(\omega\tau_{др}/2) \leq 1$, формула (8) принимает удобный для последующего количественного анализа вид

$$(\Delta T)_{др} \leq \frac{2e\mu^2(I_0 R)^2}{k\omega^2 d^4} \quad (9)$$

Фликкер-шум, так же как и рассмотренный выше генерационно-рекомбинационный, вызывается флуктуациями числа свободных носителей заряда, но значительно более медленными. К наиболее типичным свойствам фликкер-шума относятся:

- 1) частотная зависимость спектральной плотности шума согласно закону $1/f$;
- 2) слабая зависимость уровня шума от температуры и возрастание его с увеличением сопротивления;
- 3) сильное влияние на уровень шума состояния и размера поверхности полупроводникового материала сопротивления, вследствие чего фликкер-шум может иногда превосходить даже генерационно-рекомбинационный шум.

В настоящее время еще нет полной теории фликкер-шума. Наилучшим образом эти особенности фликкер-шума трактует линейная теория Мак-Уортера [2], однако эта теория, не нашедшая практического применения, позволяет сделать ориентировочные оценки. В ее основе лежит предположение о том, что на поверхности полупроводника существуют области генерации (либо убыли) основных носителей, характеризующиеся постоянными во времени, различающимися до 10^9 раз. За счет этих областей, называемых «поверхностными ловушками», и происходят флуктуации числа носителей при приближении последних к ним. Спектральная плотность флуктуаций тока по Мак-Уортеру [3]

$$W(f)_{фа} = \frac{n_0 c d}{f \ln(\tau_2/\tau_1)} \cdot \left(\frac{eU_0}{d^2}\right)^2 \cdot [(\mu_p + \mu_n)M - \mu_{FE}]^2 \quad (10)$$

Здесь n_0 — эффективное число электронов на единицу площади, взаимодействующих с поверхностными ловушками в пределах этой площади; оно зависит от радиуса действия ловушек L и концентрации электронов вблизи поверхности, которую мы можем принять равной объемной концентрации $\frac{N}{V}$ в толще

материала полупроводника; V — объем полупроводника, так что $n_0 = \frac{L}{V} N$;

c — периметр поперечного сечения образца; $\tau_2 + \tau_1$ — пределы изменений постоянных времени, которыми характеризуются различные области поверхности полупроводника. Обычно $\frac{\tau_2}{\tau_1} \approx 10^9$ и не зависит от температуры, так что

$\ln(\tau_2/\tau_1) \approx 20$; μ_n , μ_p — подвижности электронов и дырок; μ_{FE} — подвижность основных носителей заряда вблизи поверхности полупроводника и при взаимодействии с ловушками зависит от окружающей среды, но при расчетах ее можно принять равной μ_n — подвижности носителей в толще материала; M — среднее число дырок, генерируемых в процессе захвата одного электрона поверхностной ловушкой, равное общему числу дырок в образце, разделенному на эффективное число носителей, участвующих в процессе захвата.

Поскольку в сильно легированных образцах, с которыми мы имеем дело, число дырок мало, то $M \approx 10^{-2}$, так что слагаемыми $(\mu_p + \mu_n)M$ в уравнении (10) можно пренебречь.

С учетом сделанных оценок формула (10) примет вид

$$W(f)_{\text{фл}} = \frac{N\mu^2 e^2 L}{20f} \cdot \frac{c}{S} \cdot \frac{(I_0 R)^2}{d^4} \quad (11)$$

где S — площадь поперечного сечения полупроводника.

По аналогии с оценками $(\Delta T)_{r-p}$ и $(\Delta T)_{др}$, а также с учетом соотношения $\frac{N e \mu}{d^3} = \frac{1}{R}$ получим выражение для третьей составляющей систематической погрешности измерения температуры, обусловленной существованием фликкер-шума

$$(\Delta T)_{\text{фл}} = \frac{c}{80k} L \frac{\mu c}{fS} \cdot \left(\frac{I_0 R}{d} \right)^2 \quad (12)$$

В эту формулу входит параметр L — эффективный радиус действия поверхностных ловушек, сильно зависящий от окружающей среды вследствие ее влияния на энергию этих ловушек. Поэтому для точной оценки $(\Delta T)_{\text{фл}}$ по формуле (12) необходимы данные по L для конкретной среды. Обычно принимают $L = 10^{-7}$ м (это позволяет приписывать элементу поверхности 10^{-14} м² свою, независимую от соседнего элемента, постоянную времени, что лежит в основе теории фликкер-шума Мак-Уортера). Тогда

$$(\Delta T)_{\text{фл}} = 1,25 \cdot 10^{-9} \frac{c}{k} \cdot \frac{\mu c}{fS} \cdot \frac{(I_0 R)^2}{(d)} \quad (12a)$$

Формулы (5), (9) и (12) являются решением поставленной задачи в общем виде, т. е. вне зависимости от конструкции и материала градуируемого полупроводникового термометра сопротивления. Для числовой оценки полученных составляющих систематической погрешности ΔT необходимо располагать геометрическими (d, v) и электрическими (R, μ) параметрами конкретного термосопротивления, так же как и значением силы тока I_0 . Такую оценку произведем для имеющегося в нашем распоряжении миниатюрного полупроводникового термометра сопротивления, разработанного в ИПАН УССР [15]; материал его — германий, легированный сурьмой, с сурьмой в качестве компенсирующей примеси, толщина $d \approx 3 \cdot 10^{-4}$ м, диаметр поперечного сечения около $6 \cdot 10^{-4}$ м. Ниже даны значения R этого термометра для разных температур:

T, K	$R, \text{ Ом}$
20	14
10	105
4	$9,1 \cdot 10^3$
2	$7,75 \cdot 10^3$

Сведениями о подвижности носителей тока μ мы не располагаем, но согласно теории [11] для германия с концентрацией примесей около 10^{22} м⁻³ (обычно создаваемой при изготовлении полупроводниковых термометров сопротивления) можно рассчитать, что $\mu \approx 5$ м²/В·с при 20 К и $\mu \approx 1,8$ м²/В·с при 10 К. Считая, что при $T < 10$ К μ не зависит от температуры (это имеет место при достаточно низких температурах), для последующих оценок примем в качестве минимально возможного $\mu \approx 1,8$ м²/В·с, тем самым оценка составляющих систематической погрешности ΔT будет завышена.

С учетом всех этих данных и значения рабочей частоты $f = 15$ кГц формулы для составляющих погрешности примут вид:

$$(\Delta T)_{r-p} < 6 \cdot 10^4 (I_0 R)^2;$$

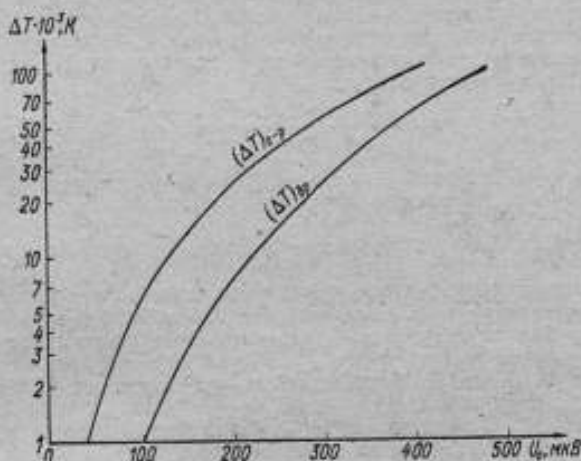
$$(\Delta T)_{др} < 9,3 \cdot 10^4 (I_0 R)^2;$$

$$(\Delta T)_{\text{фл}} \approx 1,2 \cdot 10^2 (I_0 R)^2.$$

Наглядное представление о числовых значениях в зависимости от падения напряжения на градуируемом термосопротивлении первых двух погреш-

ностей и их относительном вкладе в суммарную систематическую погрешность дает рисунок. Как видно, $(\Delta T)_{\text{д.р.}}$ в несколько раз меньше $(\Delta T)_{\text{г-р}}$. Составляющая $(\Delta T)_{\text{ф.ш}}$ на рабочих частотах $f \geq 16$ кГц столь мала ($(\Delta T)_{\text{ф.ш}}(\Delta T)_{\text{г-р}} \leq 2 \cdot 10^{-4}$), что ею можно пренебречь, несмотря на возможные вариации ее значения на 2—3 порядка из-за сильного влияния внешней среды на значение эффективного радиуса действия L поверхностных ловушек. Это подтверждается экспериментальными данными [3, 6, 15].

Таким образом, основным источником систематической погрешности ΔT при измерении температуры градуируемого термосопротивления будет генерационно-рекомбинационный шум, и поэтому для априорной оценки ΔT можно воспользоваться соответствующей кривой (см. рисунок), определяя допустимое падение напряжения на градуируемом термосопротивлении.



Представляет интерес оценка допустимого падения напряжения (протекающего через градуируемый полупроводниковый термометр сопротивления тока) с учетом того, что обусловленная этим фактом систематическая погрешность ΔT не превышала бы минимально возможной случайной погрешности импульсного шумового термометра $\theta_{\text{min opt}}$, значения которой приведены ниже [11].

$T, \text{ K}$	$\theta_{\text{min opt}}, \text{ K}$
20	$6 \cdot 10^{-3}$
10	$4 \cdot 10^{-3}$
4	$2 \cdot 10^{-3}$
2	$1,5 \cdot 10^{-3}$

В таблице даны значения допустимых падений напряжения и сил протекающего через градуируемое термосопротивление тока при условии $(\Delta T)_{\text{г-р}} = \theta_{\text{min opt}}$.

$T, \text{ K}$	20	10	4	2
$U_{\text{доп}}, \text{ мВ}$	100	80	57	50
$I_{\text{о доп}}, \text{ нА}$	7100	760	6,3	$6,5 \cdot 10^{-2}$

Приведенные выше оценки являются завышенными из-за неточного значения μ и особенно τ_e , которое с понижением температуры может измениться в 100 раз. Вследствие этого при очень низких температурах (2—4К) $(\Delta T)_{\text{г-р}}$ окажется во много раз меньше оценки по формуле (13). Следовательно, возрастут в несколько раз допустимые значения падения напряжения и токов. Сеточные токи обычных усилительных радиоламп не бывают меньше 10^{-9} А, что при $U_{\text{дод}} \geq 100$ мкВ эквивалентно требованию, чтобы сопротивление градуируемого полупроводникового термосопротивления существенно не превышало 100—200 кОм. В противном случае (для мегомных термосопротивлений) потребуются иная, по сравнению с принятой в импульсном шумовом термометре, схема включения термосопротивления во входную цепь усилительного тракта.

Как показало теоретическое исследование, методом импульсного шумового термометра с высокой точностью могут быть проградуированы любые полупроводниковые сопротивления с номинальными значениями в пределах 2—200 кОм, несмотря на возникающий при этом избыточный токовый шум, свойственный всем полупроводникам.

ЛИТЕРАТУРА

1. Саватеев А. В. Новый вариант импульсного шумового термометра для водородно-гелиевых температур.— Труды метрологических институтов СССР, 1969, вып. 105(165), с. 18—23.
2. Ван-дер-Зил А. Флуктуационные явления в полупроводниках. И.—Л., 1961, 232 с.
3. Блейкмор. Германий как материал для термометрии низких температур.— «Приборы для научных исследований», 1962, т. 33, № 1, с. 115—121.
4. Ван-дер-Зил А. Флуктуации в радиотехнике и физике. Госэнергоиздат, 1958, 295 с.
5. Sautter D. Noise in Semiconductors.— „Progress in semiconductors“, London, 1960, v. 4, pp. 125—154.
6. Crawford W., Dunlap. Impurities in Germanium.— „Progress in semiconductors“, London, v. 2, 1957, pp. 165—178.
7. Battey J. H., Baem R. M. Carrier Capture Probabilities in Nickel Doped Germanium.— „Phys. Rev.“, 1955, v. 100, pp. 1634—1637.
8. Ransom P., Rose F. On the Relation between the Sum of Donor and Acceptor Concentration and Lifetime in Single Crystal Germanium.— „Proc. Phys. Soc.“, 1954, v. 67, N 8, 416 B, pp. 646—650.
9. Fan H., Navon D., Gebbil H. Recombination and Drapping of Carriers in Germanium.— „Physica“, 1954, v. 20, pp. 855—872.
10. Стильбанс Л. С. Физика полупроводников. «Советское радио», 1967, 451 с.
11. Саватеев А. В. Предельная точность импульсной шумовой термометрии и оптимальные параметры импульсного шумового термометра.— Труды метрологических институтов СССР, 1969, вып. 105(165), с. 9—17.
12. Кауфман С. А., Куликов К. М. Сечение захвата дырок ионами ртути и цинка в германии.— «Физика твердого тела», т. 7, 1965, с. 3132—3134.
13. Карпова Л. В., Калашников С. Г. Время жизни электронов и дырок в сильно легированном германии.— «Физика твердого тела», 1963, т. 5, вып. 1, с. 301—308.
14. Елисеев И. Е., Калашников С. Г. О рекомбинационных свойствах никеля в германии.— «Физика твердого тела», 1963, т. 5, вып. 1, с. 320—326.
15. Зарубин Л. И., Немиш И. Ю. Миниатюрный термометр сопротивления на 1,3—300 К.— «Приборы и техника эксперимента», 1971, № 4, 260 с.

Поступила в редакцию 14/II 1974 г.

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР ПО ИНФРАКРАСНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ В УЗКОМ СПЕКТРАЛЬНОМ ИНТЕРВАЛЕ

Образцовая аппаратура обеспечивает измерение температуры в инфракрасной области спектра $400\text{--}1000^\circ\text{C}$ в диапазоне длин волн $0,8\text{--}2,2$ мкм. Для выполнения ряда метрологических работ и построения температурной шкалы необходимо расширить как спектральный, так и температурный интервал при измерении температуры в инфракрасной области спектра. В связи с этим был изготовлен макет спектропирометра, позволяющий измерять температуру от 200°C и выше в диапазоне длин волн $2,2\text{--}5$ мкм.

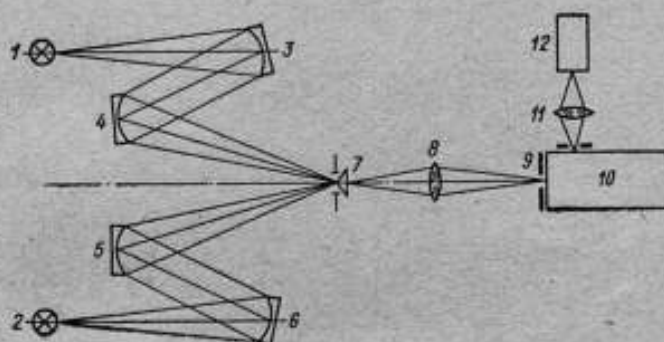


Рис. 1. Оптическая схема спектропирометра

Основные принципы конструкции макета спектропирометра аналогичны принятым в установках СПК-1, созданных в ХГНИИМ [1], и СПКУ, разработанной во ВНИИМ [2]. Спектропирометр состоит из системы внешней оптики, монохроматора и электронной части. Принцип действия пирометра основан на нулевом модуляционном методе уравнивания яркостей. Оптическая схема прибора представлена на рис. 1.

Изображение температурных ламп 1, 2 (типа СИ-10-300 с сапфировыми окнами) проектируется с помощью четырех внеосевых параболических зеркал 3, 4, 5, 6 на бипризму 7 модулятора, выполненную из сапфира, прозрачного в широкой области спектра $0,25\text{--}5$ мкм, с размерами $2,5 \times 4,5 \times 0,5$ и углами при основании 12° . Световые пучки, прошедшие через модулятор, поступают на линзу 8 (из фтористого лития), которая проектирует совмещенное изображение ламп температурных в плоскости входной щели 9 монохроматора 10. В спектропирометре применен призмный монохроматор от спектрометра ИКС-12 с диспергирующей призмой фтористого лития. Монохроматор с такой призмой позволяет работать в интервале длин волн $2,2\text{--}5,5$ мкм, при этом линейная дисперсия составляет $0,035$ мкм/мм.

С учетом характера излучения тел при температуре 200°C и поставленной задачи необходимо выбрать приемник, обладающий чувствительностью к длинам волн $2\text{--}5$ мкм. С этой целью было исследовано несколько типов охлаждаемых фоторезисторов, а именно: фоторезистор из антимонида индия, приемник типа «Свод» — фоторезистор из германия легированного золотом и фоторезистор из теллуристого свинца. Экспериментально установлено, что указанным требованиям наилучшим образом удовлетворяет охлаждаемый

фоторезистор из теллуристого свинца, спектральная чувствительность которого охватывает область спектра 1—5,5 мкм.

Для уменьшения теплового фона фоторезистор применялся с охлаждаемыми диафрагмами.

Излучение сравниваемых источников попадает на модулятор, затем на фоторезистор — от каждого из источников попеременно; при равенстве их яркостей на выходе приемника отсутствует переменная составляющая фототока. При неравных яркостях источников фототок имеет переменную составляющую с частотой, равной частоте модуляции. Эта переменная составляющая с сопротивления нагрузки через разделительный конденсатор С1 поступает на вход предварительного усилителя (рис. 2), в котором применены малошумящие триоды. Первый каскад собран по схеме катодного повторителя.

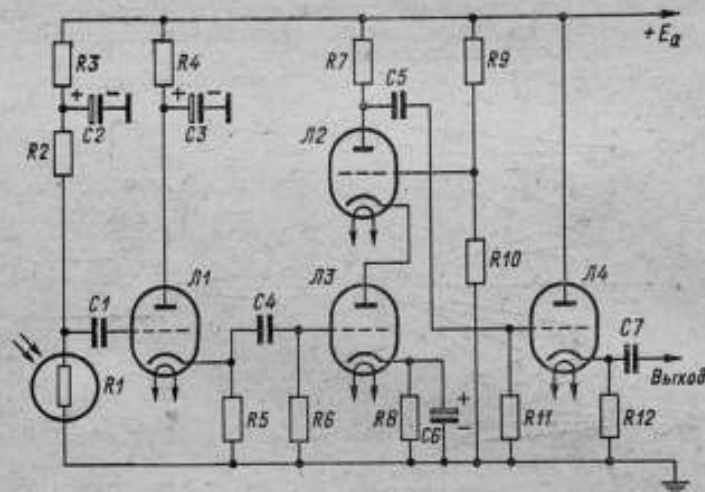


Рис. 2. Схема предварительного усилителя

теля Л1 (6С15П) для согласования высокоомного приемника излучения с усилительной схемой; второй — по схеме каскадного усилителя Л2 — Л3 (6С3П; 6С4П). Для согласования и уменьшения наводок третий каскад предварительного усилителя также собран по схеме катодного повторителя. Л4 (6Ж1П), сигнал с которого с помощью гибкого кабеля подается на основной селективный усилитель, а затем — на синхронный детектор. Регистрирующий прибор расположен на передней панели синхронного детектора. В качестве основного селективного усилителя и синхронного детектора применены серийно выпускаемые селективный микровольметр типа У2—6 и синхронный детектор СД—1.

Одним из основных параметров спектропирометра данного типа является пороговая чувствительность. При испытаниях за порог чувствительности принималась величина в градусах Цельсия, соответствующая смещению стрелки показывающего прибора на величину, равную среднему смещению, вызванному шумами. При измерении порога чувствительности входная и выходная щель была равна 0,9 мм, что соответствует спектральному интервалу около 32 нм. Величина порога чувствительности приведена в табл. 1.

Следует заметить, что порог чувствительности действующего спектропирометра ИКП—57 на нижнем температурном пределе (400°С) при длине волны 2,2 мкм составляет 0,4°С.

Градуировка спектропирометра по модели черного тела. При построении температурной шкалы от 200°С и выше по инфра-

Порог чувствительности (ϵ °С)

$T, ^\circ\text{C}$	Длина волн, мкм					
	2,2	3,2	3,5	3,8	4,1	4,5
200	—	0,30	0,20	0,16	0,17	0,24
300	0,25	0,08	0,07	0,10	0,12	0,20

красному излучению необходимо установить зависимость силы тока в температурной лампе от яркостной температуры и длины волны. Для проведения градуировки в интервале длин волн 2,2—4,5 мкм было изготовлено малога-

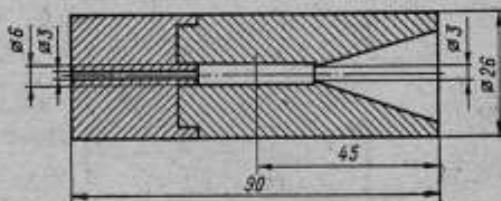


Рис. 3. Модель черного тела

баритное черное тело с регулируемой температурой, так как конструкция внешней оптики (короткофокусные параболические зеркала) не позволяла воспользоваться имеющимися моделями черного тела.

Модель черного тела выполнена в виде составного никелевого блока (рис. 3) длиной 90 мм, наружным диаметром 26 мм; размеры непосредственно излучающей полости: длина 30 мм, диаметр 6 мм, отверстие полости 3 мм. Блок помещен в горизонтальную печь длиной 21 см и наружным диаметром 5 см, имеющую две обмотки. Температура черного тела определялась платинородий-платиновой термомпарой. При тщательном выборе режима питания печи было получено достаточно однородное температурное поле в зоне модели черного тела.

По формуле и методика, разработанной Квинном [3], для выполненной модели был подсчитан коэффициент излучения

$$\epsilon = 1 - \frac{\rho a^2}{D^2} - \rho^2 a^2 J'_2,$$

где ρ — отражательная способность никеля (0,6 по [4]); a — отношение диаметра отверстия к диаметру полости черного тела; D — отношение длины к радиусу полости черного тела; J'_2 — значение интеграла, табулированного Квинном.

Подставляя соответствующие значения в формулу, получим

$$\epsilon = 1 - \frac{0,6 \cdot 0,25}{100} - 0,36 \cdot 0,25 \cdot 0,0031 = 0,9982.$$

С помощью разработанного макета пирометра была выполнена градуировка лампы с сапфировым окном по модели черного тела в области спектра

2,2—4,5 мкм. Результаты градуировки для двух температур приведены в табл. 2.

Таблица 2

Длина волны λ , мкм	Показание термопары э. д. с., мВ	Температура, $^{\circ}\text{C}$	Ток в лампе, Λ
2,2	—	—	—
	2,449	315,02	5,086
3,2	1,691	230,08	5,109
	2,448	315,01	5,567
3,5	1,692	230,09	5,215
	2,450	315,03	5,741
3,8	1,694	230,10	5,318
	2,449	315,02	5,938
4,1	1,694	230,10	5,433
	2,447	315,00	6,182
4,5	1,693	230,00	5,614
	2,447	315,00	6,356

Примечание. В числителе приведена градуировка температурной лампы при $T = 230^{\circ}\text{C}$, а в знаменателе — при $T = 315^{\circ}\text{C}$.

Как показали испытания, макет спектропиromетра обладает хорошей чувствительностью на нижнем пределе температурного интервала в различных длинах волн. Результаты опытной градуировки подтверждают возможность его применения для градуировки излучателей на яркостные температуры вплоть до 200°C в узких спектральных участках в инфракрасном диапазоне 2—5 мкм.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ковалевский В. А., Носельсон П. А., Кандыба В. В. Объективная спектропиromетрическая установка СПК-1.— «Измерительная техника», 1956, № 2, с. 16—20.
2. Киренков И. И. и др. Новый эталонный спектропиromетр. Труды метрологических институтов СССР, 1969, вып. 105(165), М.—Л., Стандартгиз, с. 24—33.
3. Quinn T. J. The calculation of the emissivity of cylindrical cavities giving near black-body radiation.— „British Journal of Applied Physics“, 1967, v. 18, N 8, pp. 1105—1113.
4. Брамсон М. А. Справочные таблицы по инфракрасному излучению нагретых тел. М., «Наука», 1964, 500 с.
5. Топорец А. С. Монохроматоры. М., Гостехиздат, 1955, 350 с.

Поступила в редакцию 14/II 1974 г.

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕМПЕРАТУРНОГО КОНТРОЛЯ
ОКСИДНЫХ КАТОДОВ

Разработка новых типов катодов, применяемых в электроннолакуумной технике, требует надежного температурного контроля, так как температура катода связана с такими его основными свойствами, как эмиссионная способность и долговечность. Измерение температуры катодов не может быть осуществлено контактными методами, поскольку катоды находятся в эвакуированных баллонах. В данном случае следует воспользоваться тепловым излучением катода как источником информации о его температуре.

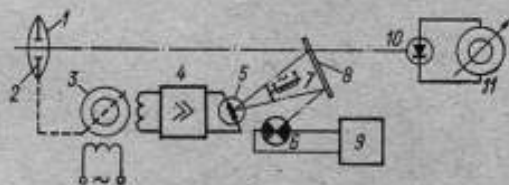


Рис. 1. Структурная схема пирометра спектрального отношения «Спектроприр-1».

1 — объектив; 2 — диафрагма; 3 — реверсивный двигатель; 4 — усилитель; 5 — PbS — фотосопротивление с Ge-фильтром; 6 — лампа сравнения СЦ-70; 7 — префильтр дифракционного типа; 8 — интерференционный фильтр; 9 — стабилизатор; 10 — Ge-фотодиод; 11 — микроамперметр М-56.

Обычно для измерения температуры катодов используют оптические микропирометры, нижний предел измерения которых составляет $700\text{--}800^\circ\text{C}$ (по яркостной температуре), а то время как диапазон рабочих температур катодов охватывает диапазон $600\text{--}1000^\circ\text{C}$, причем рабочая температура катодов имеет тенденцию к снижению. Использовать существующие фотоэлектрические пирометры невозможно из-за их большого коэффициента ангармонизации. Наиболее подходящим в этом смысле является визуальный пирометр с электронно-оптическим преобразователем ВИМП-015 [1], имеющий предел измерения 400°C . Но любой из этих пирометров, поскольку они измеряют энергетическую температуру [2], будет иметь значительную методическую погрешность, что не позволяет правильно сравнить различные типы катодов между собой. Этот недостаток может быть устранен с помощью цветового метода, поскольку, несмотря на низкую излучательную способность оксида, цветовая температура в отличие от энергетической может оказаться равной или близкой к истинной температуре покрытия.

В Ленинградском ГСРБ СКА для этой цели разработан пирометр спектрального отношения «Спектроприр-1» [3, 4], построенный по двухканальной схеме (рис. 1). Оптическое и спектральное разделение потоков излучения осуществляется с помощью светоделительного интерференционного фильтра с границей деления $1,8\text{ мкм}$. Излучение до $1,8\text{ мкм}$ пропускается фильтром, далее $1,8\text{ мкм}$ — отражается. В пропускающем канале приемника излучения используется германиевый фотодиод ФД-3, в отражающем — сернисто-свинцовое фотосопротивление 8АН. Прибор построен по схеме стабилизации одного из потоков в общем канале. Фотосопротивление включено на вход усилителя следящей системы, которая через реверсивный двигатель управляет диафрагмой объектива, поддерживая падающий на фотосопротивление поток постоянным. В качестве элемента, задающего необходимый уровень потока,

используется пирометрическая лампочка СЦ-76, питаемая от стабилизатора тока. При этом поток, падающий на фотодиод, и, следовательно, электрический сигнал с фотодиода определяются цветовой температурой объекта. Прибором, измеряющим этот сигнал, служит микроамперметр М-95. С помощью такого пирометра во ВНИИМ были проведены измерения температуры различных образцов оксидных покрытий катодов. Эти образцы (рис. 2) представляют собой металлическую трубку (кери) из никеля или молибдена длиной 150 мм и диаметром 5,4 мм с нанесенным на внешнюю поверхность трубки слоем оксида. Стенка трубки (в центральной части) имеет отверстие диаметром 1,5—2 мм, позволяющее визировать внутреннюю полость трубки. По своим свойствам полость близка к черному телу и, следовательно, условные температуры полости близки к истинной температуре внутренней поверхности трубки. Трубка помещена в вакуулируемый стеклянный баллон и нагревается электрическим током. Исследованные образцы различались со-

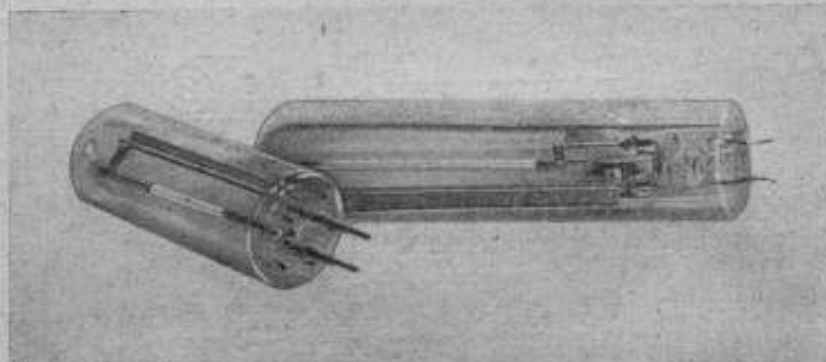


Рис. 2. Образцы оксидных катодов

ставом покрытия, методом нанесения покрытия, толщиной покрытия и материалом керна (см. табл. 1). С помощью пирометра «Спектропир-1» измерялась температура полости трубки $T_{пол}$ и цветовая температура поверхности оксидного покрытия $T_{ц.пок}$. Измерения температуры поверхности производились на расстоянии 1—1,5 мм от края отверстия полости, ниже и выше отверстия. Нагрев образцов осуществлялся переменным и постоянным током. На рис. 3 представлены зависимости $T_{ц.пок} = f(T_{пол})$ для некоторых образцов.

По результатам измерений исследуемые образцы можно разделить на две характерные группы:

1) образцы, у которых разность температур полости и поверхности (ΔT) невелика и постоянна в исследуемом диапазоне температур оксидной поверхности 600—1000° С;

2) образцы, у которых разность температур (ΔT) относительно велика и непостоянна в этом диапазоне температур.

К первой группе следует отнести образцы № 10, 5, 7, для них ΔT составит 0; 15; 25 К соответственно.

Нулевая разность температур для образца № 10 означает, что измеряемые $T_{пол}$ и $T_{ц.пок}$ совпадают в пределах погрешности измерительного прибора (см. рис. 3). Ко второй группе оксидных катодов относятся образцы № 4, 6, 11, 15, 43. Разность температур ΔT у этой группы катодов изменяется от 40—60 до 60—90 К в диапазоне температур полости 600—1000° С. В табл. 2 приведены значения ΔT для образцов этой группы.

Таким образом, если считать температуру полости $T_{пол}$ действительной температурой оксидного покрытия (что в первом приближении вполне до-

Таблица 1

№ образца	Покрытие	Способ нанесения покрытия	Толщина покрытия, мкм	Материал зерна
5	Тройной состав из оксидов щелочно-земельных элементов (Ba, Sr, Ca) O	Пulьверизация	50—70	Молибден
7	То же	То же	100—120	Никель
10	Тройной состав из оксидов щелочно-земельных элементов с мелкодисперсным никелем (15%) из формиата никеля	Катофорез	25—30 (плотность 2 г/см ³)	То же
4	Тройной состав из оксидов щелочно-земельных элементов (Ba, Sr, Ca) O	Пulьверизация	100—120	Молибден
6	То же	То же	100—120	То же
43	»	»	40	Никель
11	»	Катофорез	25—30 (плотность 2 г/см ³)	То же
15	»	То же	40	»

Таблица 2

№ образца	$T_{пол}, ^\circ C$				
	600	700	800	900	1000
	$\Delta T, K$				
4	38	48	58	67,5	78
6					
ниже отверстия	37,5	47	56,5	66,5	77
выше отверстия	47	56,5	66,5	76	86,5
43	46,5	57,5	67,5	77,5	87,5
15	40	45	50	55	60
11	57	62	67	72	77

Примечание. Температура поверхности образца № 6 ниже отверстия полости была выше температуры остальной поверхности образца (на вид верхняя часть — более темная, нижняя — заметно красноватого цвета).

пустимо), то ΔT будет представлять методическую погрешность измерения температуры оксида с помощью пирометра «Спектропир-1».

Для сравнения приведем разность ΔT между температурой полости и температурой поверхности оксидного покрытия, измеренной яркостным визуальным пирометром. Результаты получены с помощью образцового оптического пирометра АП-1 ($\lambda_{эфф} = 0,659$ мкм). Для образца № 7 при температуре полости 798 и 1062 К ΔT составило соответственно 52 и 96 К; для образца № 6 результаты приведены в табл. 3. Как видно, для оптического пирометра ΔT практически одинакова для образцов первой и второй групп.

Образец № 6	$T_{\text{пол.}} \text{ } ^\circ\text{C}$			
	812	882	972	1006
	$\Delta T, \text{ K}$			
Ниже отверстия полости	59	78	96,5	107,5
Выше отверстия полости	70	84	99,5	109,5

Зная величину яркостной и истинной температуры, можно оценить излучательную способность оксидного покрытия. Следует лишь уточнить температуру полости трубки, так как измерения температуры полости с помощью

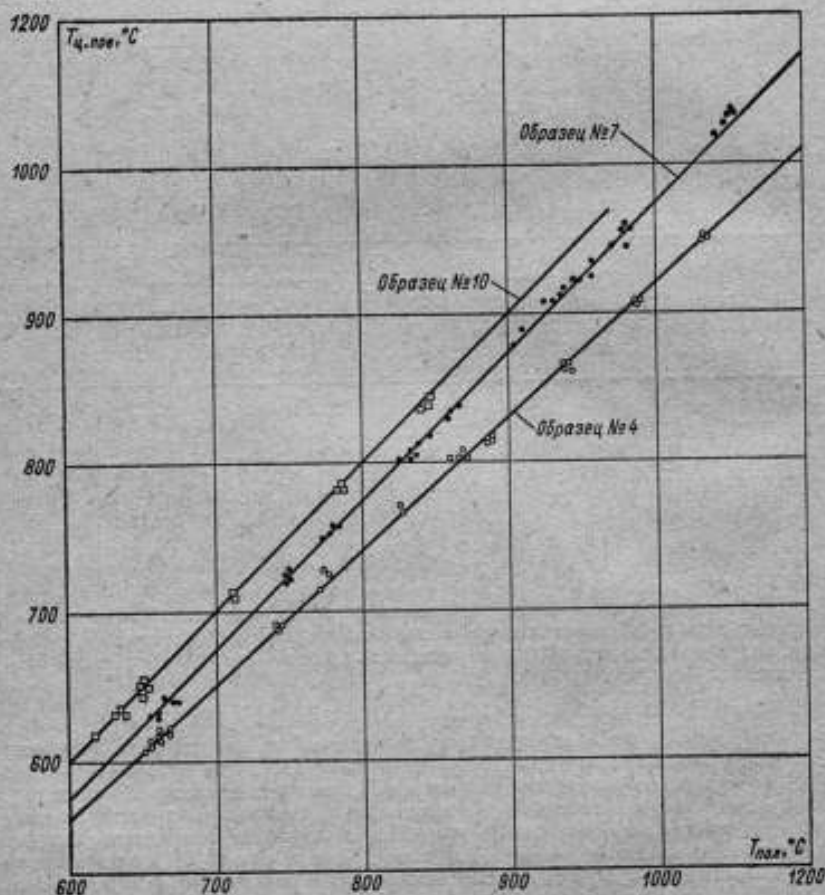


Рис. 3. Зависимости $T_{\text{ц.поев.}} = f(T_{\text{пол.}})$.

цветового и яркостного пирометров дают систематическое расхождение 12—20 К в диапазоне 700—1000°С. Подобное расхождение объясняется несовершенством полости трубки как черного излучателя. Поскольку коэффициент черноты излучения такой полости меньше единицы (по нашим подсчетам примерно 0,92), то показания яркостного пирометра будут несколько ниже действительной температуры полости. В то же время «металлический» характер излучения материала трубки приводит к тому, что показания пирометра спектрального отношения будут выше истинной температуры. Поэтому наиболее вероятная действительная температура полости находится между показаниями цветового и яркостного пирометров. На рис. 4 приведены

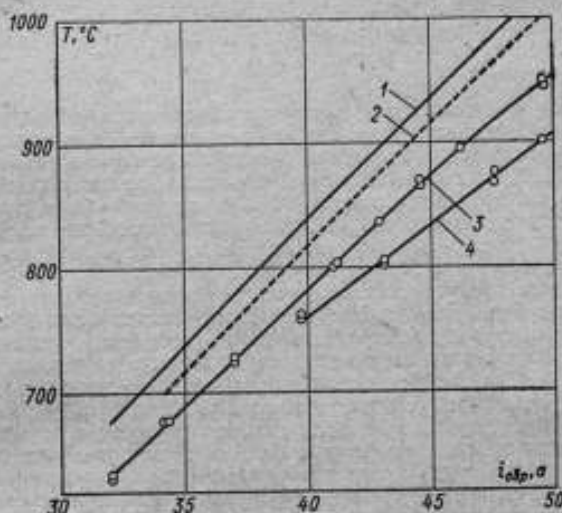


Рис. 4. Зависимость температуры полости и поверхности образца № 6 от величины нагревающего тока. 1 — наиболее вероятная температура полости образца; 2 — предполагаемая температура оксидного покрытия образца; 3 — цветовая температура поверхности образца; 4 — яркостная температура поверхности образца в $\lambda = 0,659 \text{ мкм}$.

зависимости температуры полости трубки и ее оксидного покрытия от величины нагревающего тока для образца № 6.

Таким образом, если принять за истинную температуру оксидного покрытия наиболее вероятную температуру полости трубки, то величина излучательной способности (ϵ') составит в диапазоне температуры полости 800—1000°С для этого образца 0,26—0,21. Но действительная температура оксидного покрытия, по-видимому, будет несколько ниже температуры полости, так как теплопроводность оксида низка.

На основании проведенного эксперимента можно сделать некоторые заключения о величине этого расхождения. В табл. 4 приведены данные об излучательной способности некоторых образцов, заимствованные из работы [5], для спектрального интервала, соответствующего рабочей области пирометра «Спектропир-1».

Таким образом, можно предположить, что цветовая температура покрытия образцов № 5 и 7 соответствует (очень близка) истинной температуре этого покрытия. Расхождение между $T_{\text{покр}}$ и $T_{\text{пол}}$ для этих образцов объясняется перепадом температур вследствие плохой теплопроводности покрытия. Величина этого расхождения качественно правильно отражает влияние толщины покрытия. Нулевая поправка для образца № 10, по-видимому,

Таблица 4

№ образца	Толщина покрытия, мкм	Материал зерна	λ, мкм		
			1,25	1,65	2,2
5	50—70	Молибден	0,39	0,40	0,40
7	100—120	Никель	0,30	0,28	0,29
4	100—120	Молибден	0,15	0,16	0,19
6	100—120	»	0,28	0,30	0,35

вызывается тем, что теплопроводность покрытия этого образца вследствие включений частиц мелкодисперсного никеля весьма велика по сравнению с покрытием других образцов. Если учесть поправку на теплопроводность для образца № 6, т. е. предположить, что действительная температура оксидного покрытия приблизительно на 20 К ниже наиболее вероятной температуры полости, то излучательная способность оксидного покрытия будет равна 0,32—0,23, что удовлетворительно согласуется с литературными данными [6].

В заключение следует отметить, что для измерения истинной температуры оксидного покрытия катодов первой группы применим метод спектрального отношения и приборы, реализующие этот метод, такие как «Спектропир-1». Для измерения истинной температуры катодов второй группы метод спектрального отношения не применим, так как цветовая температура оксидного покрытия будет заметно отличаться от истинной.

Поскольку разбраковывать катоды на две группы не представляется возможным, то можно высказать предположение о том, что для обоих типов катодов окажется пригоден метод двойного спектрального отношения [7], который позволяет измерить истинную температуру как при селективном, так и неселективном характере излучения поверхности. Несмотря на то, что пирометр двойного спектрального отношения несомненно сложнее обычного цветового пирометра, но его применение в данном случае может быть оправдано. Возможные схемы построения такого рода пирометров предложены в работе [8, 9]. Были сделаны первые попытки использовать подобный прибор для измерения температуры различных керамик [10].

ЛИТЕРАТУРА

1. Коган А. В. Микропирометр с электронно-оптическим преобразователем.— «Измерительная техника», 1967, 12, с. 19—21.
2. Жагулло О. М. Понятие условной температуры в современной пирометрии.— «Теплофизика высоких температур», 1970, т. 8, № 5, с. 1260—1264.
3. Негруцак В. Т., Россикова Н. В., Трубицин Е. В. О некоторых системах пирометров спектрального отношения.— «Приборы и системы управления», 1967, № 7, с. 46—48.
4. Негруцак В. Т., Трубицин Е. В., Россикова Н. В. Новые пирометры спектрального отношения.— «Приборы и системы управления», 1971, № 2, с. 53—55.
5. Лапина Э. А., Пархоменко В. С., Чистякова М. А. Применение методов цветной пирометрии для измерения температуры оксидных катодов. Изв. АН СССР. Серия физическая, 1964, т. XXVIII, № 8, с. 1367—1372.
6. Герман Г., Вагнер В. Оксидный катод. Гостехиздат, 1949.
7. Жагулло О. М. Метод пирометрии двойного спектрального отношения.— «Теплофизика высоких температур», 1972, т. 10, № 3, с. 622—628.
8. Вилейшис А. И. Трехцветовой пирометр. Авт. свид. № 267127. ОИПОТЗ, 1970, № 12.

9. Жагулло О. М. Пирометр двойного спектрального отношения. Авторский свид. № 270296, ОИПОТЗ, 1970, № 16.

10. Вилейнис А. И., Амбразевичус А. Б. Измерение температур различных керамик с помощью трехцветного автоматического пирометра. В сб.: «Механика». Вильнюс, 1970, с. 380—384.

Поступила в редакцию 14/II 1974 г.

УДК 536.21:621.794.61

Г. С. АМБРОК, О. М. ЖАГУЛЛО
ВНИИМ

О ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ОКСИДНОГО ПОКРЫТИЯ КАТОДОВ

Вопрос теплопроводности оксидных катодов, которые широко применяются в электровакуумных приборах, рассматривается многими авторами [1], но тем не менее приводимые ими данные различаются более чем на три порядка. В связи с этим определение теплопроводности оксидного покрытия становится актуальной проблемой, а для температурного контроля покрытия катодов приобретает принципиальное значение. В свою очередь температурный контроль весьма важен не только при массовом производстве электровакуумных приборов, но и при разработке новых типов катодов, так как температура связана с такими важнейшими свойствами катода, как его эмиссионная способность и долговечность.

Ряд авторов [2—5], основываясь на измерениях теплопроводности оксидного покрытия (κ), утверждают, что температуру оксида невозможно измерить пирометрическими методами. Действительно, результаты их измерений дают столь низкие значения κ , что разность между температурой зерна и поверхности оксидного покрытия должна составлять сотни градусов, в то время как пирометрические измерения дают температуру поверхности, близкую к температуре зерна. Это и приводит к мысли о прозрачности оксида. Однако эти соображения могли бы быть правомерны лишь в том случае, если бы значения теплопроводности оксида у различных авторов хорошо совпадали между собой. Поскольку же данные существенно различаются, уверенно говорить о значительном расхождении между температурами зерна и оксидного покрытия нельзя, а следовательно, вряд ли можно отрицать и пирометрические методы.

В связи с этим интерес представляют результаты измерений температуры оксидного покрытия катодов с помощью пирометра спектрального отношения типа «Спектропир—1*», проведенные во ВНИИМ. Оказалось, что для некоторых из исследованных образцов (№ 5 и 7) можно было определить разность между действительными температурами зерна и оксидного покрытия. Для ряда образцов группы ранее определялась их излучательная способность в интервале 0,8—2,2 мкм [6]. По данным этой работы образцы № 5 и 7 в диапазоне 1,25—2,2 мкм, который соответствует рабочему спектральному интервалу пирометра «Спектропир-1», обладают неселективным излучением, и поэтому измеренная цветовая температура поверхности покрытия этих образцов будет соответствовать (близка) ее действительной температуре. Характерным для этих образцов является то, что разность температур (ΔT) зерна и поверхности оксида во всем диапазоне температур зерна 600—1000° С была постоянной и небольшой по величине (см. таблицу), в то время как для всех остальных образцов эта разность значительно больше и непостоянна по величине. Таким образом, можно предположить, что

* Подробно об этом см. статью О. М. Жагулло «Некоторые вопросы температурного контроля оксидных катодов» в настоящем сборнике, стр. 65.

причиной этого расхождения между температурами зерна и покрытием является теплопроводность оксидного покрытия.

№ образца	Покрытие	Способ нанесения покрытия	Толщина покрытия, мкм	Материал зерна	$\Delta T, K$
7	Тройной состав из оксидов щелочно-земельных элементов 50% BaO + 43 + 45% SrO + 7 + 5% CaO	Пулверизация	100—120	Никель	25
5	То же	То же	50—70	Молибден	15
10	Тройной состав из оксидов щелочно-земельных элементов с дисперсным никелем (15%) из формата никеля	Катофорез	25—30 (2 г/см ²)	Никель	0

Величина этого расхождения качественно правильно отражает влияние толщины покрытия, причем нулевая разность для образца № 10 объясняется тем, что теплопроводность оксида вследствие мелкодисперсных частиц никеля весьма велика.

Таким образом, зная перепад температур ΔT , подводимую мощность и размеры образцов, можно определить теплопроводность оксидного покрытия.

Исследованные образцы представляют собой металлические трубки с нанесенным на их внешнюю поверхность слоем оксида; стенка трубки (примерно в центральной части) имеет отверстие диаметром 1,5—2 мм, позволяющее визировать внутреннюю полость трубки. Ниже приводится расчет теплопроводности оксида, выполненный для образца № 7. Длина трубки этого образца 137 мм, диаметр 5 мм; длина трубки, покрытой оксидом, равна 107 мм.

Расчет производился для случая, когда температура поверхности оксида составляет 1000 K; этой температуре соответствует сила тока, протекающего через трубку, 32,5 А при падении напряжения на ней 2,1 В.

Тепловой поток, прошедший через цилиндрический оксидный слой,

$$Q = IU - Q_{\text{пот.}}$$

где $Q_{\text{пот.}}$ — потери на излучение с торцов трубки и потери теплопроводностью через траверсы.

Оценим потери тепла через траверсы. Для этого рассмотрим уравнение теплового баланса трубки, нагреваемой током,

$$\frac{d^2T}{dx^2} = mT^4 - n, \quad (1)$$

где $m = \epsilon\sigma/\delta x$; $n = I^2\rho/(\pi d\delta)^2 x$; ϵ — интегральная степень черноты оксида; δ — толщина стенки трубки; σ — константа суммарного излучения; x — коэффициент теплопроводности; ρ — удельное сопротивление; d — диаметр трубки; x — текущая координата вдоль трубки.

Обозначим:

$$-\frac{dT}{dx} = \rho; \quad \frac{d^2T}{dx^2} = -\rho \frac{d\rho}{dT} \quad (2)$$

и подставим в уравнение (1). Тогда

$$p \frac{dp}{dT} = \kappa - mT^4.$$

Принтегрируем последнее уравнение в пределах от T_T до T_{max}

$$p = \sqrt{2\kappa(T_{max} - T_T) - \frac{2}{5}m(T_{max}^5 - T_T^5)}. \quad (3)$$

Здесь T_{max} — максимальная температура в центре трубки; T_T — температура в месте крепления трубки к траверзам.

Умножив выражение (3) на $rd\delta$ и произведя несложные преобразования, получим выражение для теплового потока, направленного к траверзам,

$$Q_{тр} = \sqrt{\frac{2S\kappa}{l}(T_{max} - T_T) \left[W - \frac{1}{5}F\epsilon\delta \frac{T_{max}^5 - T_T^5}{T_{max} - T_T} \right]}. \quad (4)$$

где l — длина трубки; $S = \pi d\delta$ — сечение керна; $F = \pi dl$ — поверхность трубки; W — мощность, выделяемая на длине l . Рассчитаем потери тепла через траверзы для $S = 0,876 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$, $F = 2,15 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2$, $\kappa_{Ni} = 68 \text{ Вт/м} \cdot \text{К}$, $W = 68,3 \text{ Вт}$, $l = 137 \text{ мм}$, $\epsilon = 0,3$, $T_{max} = 1000 \text{ К}$ и $T_T = 500, 400, 300 \text{ К}$. Результаты расчета для этих температур траверзы дают соответственно следующие значения тепловых потоков: $Q_{тр} = 4,6; 5,0; 5,65 \text{ Вт}$.

Потери на излучение из торцовых отверстий трубок (считая излучение черным) и на излучение с непокрытых оксидом концов трубок составляют величину порядка 6 Вт. Таким образом, общее количество тепла, теряемое помимо оксидного покрытия, составляет приблизительно 11 Вт, а тепловой поток, прошедший через цилиндрический оксидный слой,

$$Q = W - Q_{пот} = 57,3 \text{ Вт}.$$

При этом коэффициент теплопроводности

$$\kappa = \frac{Qh}{\Delta T F_{окс}} = \frac{57,3 \cdot 10^{-4}}{25 \cdot 1,68 \cdot 10^{-3}} = 1,36 \cdot 10^{-1} \text{ Вт/м} \cdot \text{К}.$$

где h — толщина оксидного покрытия; ΔT — перепад температур в слое оксида; $F_{окс}$ — площадь поверхности оксидного покрытия.

Безусловно, полученное значение κ оксида не следует считать точным, однако и определение порядка величины, как будет показано ниже, чрезвычайно важно.

Сравнение результатов авторов с литературными данными показывает, что значение κ для 1000 К весьма хорошо совпадает с данными Клаузинга и Людвиг [7] (их среднее значение $\kappa = 1,4 \cdot 10^{-1} \text{ Вт/м} \cdot \text{К}$ для диапазона 1000—1400 К). Пенджелли для 1000 К приводит значение $\kappa = 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/м} \cdot \text{К}$ [8], а Сеплайс и Джонс — $0,83 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/м} \cdot \text{К}$ [9]. Ф. А. Чудновский приводит для тех же условий значение $\kappa = 4 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/м} \cdot \text{К}$ [4].

Если принять коэффициент теплопроводности по данным А. Ф. Чудновского, то перепад температур в нашем случае должен был бы составить

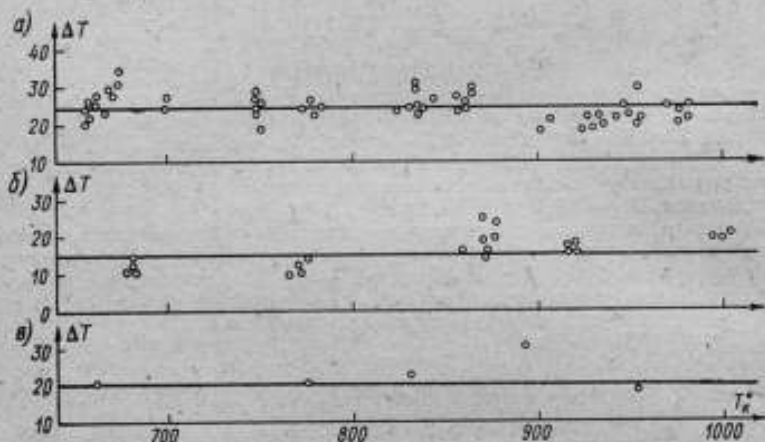
$$\Delta T = \frac{Qh}{\kappa F_{окс}} = \frac{57,3 \cdot 10^{-4}}{4 \cdot 10^{-3} \cdot 1,68 \cdot 10^{-3}} = 850 \text{ К}.$$

Такой перепад естественно нереален. Это прежде всего вызывает сомнение в значении коэффициента теплопроводности, полученного в работах [4, 8, 9]. Для всех этих работ характерно применение метода «сэндвича», при котором излучаемый оксидный слой зажат между двумя металлическими кернами. Для открытой поверхности оксида, которая имеет место в реальных катодах, результаты резко ниже. Значения κ оксида в нашем случае и совпадающие данные Клаузинга и Людвиг относятся к открытой поверхно-

сти оксида. По данным этих же авторов [7] температурный перепад для различных толщин оксидного слоя на никелевом керне имеет следующие значения

h , мкм	ΔT , К
42	12
72	20
84	23
98	38
247	65
441	116

Перепад температур представляет собой разность между действительными температурами зерна в том случае, когда он нагревается электрическим током и извне через оксид. Эти значения ΔT весьма сходны с нашими результа-



Перепад температуры между зерном и поверхностью оксида (ΔT) в зависимости от температуры зерна T_k .
 а — образец № 7; б — образец № 5 — по данным настоящей работы (T_k в °С);
 в — по данным работы [10] (T_k в °К)

тами. Заметим, что результаты измерения перепада температуры в оксидном слое, полученные Ф. А. Чудновским и др. [10] для открытого слоя оксида ($h=50$ мкм), также прекрасно совпадают с нашими результатами.

На рисунке приведены результаты измерений, выполненных во ВНИИМ, и данные работы [10], в которой температура массивного никелевого зерна диода измерялась термпарой, а температура поверхности — по токам задержки. Эти данные резко расходятся с данными работы [4] по теплопроводности оксида, если не иметь в виду, что λ в ней получены для случая «сэндвича». Б. Я. Мойжес и Э. М. Шер также считают данные для случая «сэндвича» не применимыми к открытой поверхности [11], но убедительного объяснения этого факта не дают. Неприменимость этих результатов для реальных катодов ставит под сомнение целесообразность методики «сэндвича» и, следовательно, приводит к отрицанию пирометрических методов температурного контроля на основе этой методики. Несмотря на то, что с помощью модели прозрачного катода весьма просто объясняются противоречия между результатами пирометрических измерений и измерений λ оксида методом «сэндвича», по мнению авторов, не следует недооценивать собственного излучения оксида, как это сделано в работах [3, 4]. Так, ряд авторов [7] считают слой оксида толщиной 0,2 мм абсолютно непрозрачным, а в инфракрас-

ной области это справедливо и для более тонких слоев. Интересна в этом отношении данная работа [3]. Если предположить, что оксид прозрачен для излучения металлического ядра, то излучение катода должно иметь «металлический» характер, т. е. функция $\epsilon(\lambda)$ должна убывать с увеличением λ . Однако результаты измерений в этой работе указывают на то, что функция $\epsilon(\lambda)$ уже для слоев толщиной 30 мкм имеет возрастающий характер, т. е. излучение явно «дielekтрическое». Лишь для катодов с толщиной оксида 15 мкм характерно «металлическое» излучение. Измеренная нами цветовая температура поверхности оказалась ниже истинной температуры ядра (кроме случая металлизированного катода), тогда как при «металлическом» характере излучения цветовая температура должна быть выше действительной. Толщина оксидного слоя у образцов была 30—100 мкм.

Проследим, как согласуется прозрачность оксидного покрытия с данными о коэффициенте рассеяния [3]. Эти данные при заданной температуре ядра T позволяют рассчитать яркостную температуру поверхности оксидного покрытия в различных длинах волн и затем сравнить расчетные данные с экспериментом. Зная коэффициент излучения ядра ϵ_λ и коэффициент рассеяния γ , можно определить яркостную температуру поверхности оксида, используя для учета влияния γ закон Бугера

$$1/T_N = 1/T - \lambda (\ln \epsilon_\lambda - \gamma h) / C_2 \quad (5)$$

Произведем необходимые расчеты для образца № 7. По данным работы [6], значение яркостной температуры поверхности оксида в длине волны 2,2 мкм составляет 629° С для действительной температуры ядра 764° С.

Для той же температуры ядра яркостная температура поверхности оксида, рассчитанная по формуле (5) при $\epsilon_{N1} = 0,2$ и $\gamma = 200 \text{ см}^{-1}$ [3], будет 386° С. Такой же расчет произведем в длине волны 0,659 мкм, при $\epsilon_{N1} = 0,4$ и $\gamma = 500 \text{ см}^{-1}$ [3]. Для температуры ядра 1067° С расчетное значение $T_N = 710^\circ \text{С}$, а измеренное $T_N = 966^\circ \text{С}$.

Таким образом, значения T_N , рассчитанные по γ , приведенным в работе [3], плохо согласуются с экспериментальными данными и теорией прозрачности оксидного покрытия. Возможно, это расхождение связано с тем, что поглощения в оксидном слое не учитывались. Следовательно, вопрос о прозрачности оксида весьма сложен и решение его возможно путем прямых измерений — просвечиванием слоя оксида, нанесенного на какую-либо прозрачную подложку.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сергеев О. А., Чистяков Ю. А. Измерение теплопроводности тонких слоев твердых веществ. «Труды метрологических институтов СССР», 1969, вып. 111(171), с. 40—53.
2. Юриш А. Е., Мойжес Б. Я., Сорокин О. В., Чудновский Ф. А. О распределении температуры в оксидном покрытии катода. — «Радиотехника и электроника», 1964, т. IX, № 8, с. 1447—1457.
3. Лапина Э. А., Чудновский Ф. А. Спектральная излучательная способность оксидного катода. — «Теплофизика высоких температур», 1965, т. 3, № 5, с. 686—690.
4. Чудновский Ф. А. Исследование коэффициента теплопроводности оксидных покрытий катодов. — «Инженерно-физический журнал», 1966, т. 8, № 1, с. 106—114.
5. Мойжес Б. Я., Петров И. Н., Сорокин О. В., Шер Э. М. Измерение теплопроводности оксидного покрытия. — «Радиотехника и электроника», 1966, т. XI, № 9, с. 1674—1681.
6. Лапина Э. А., Пархоменко В. С., Чистякова М. А. Применение методов цветной пирометрии для измерения температуры оксидных катодов. «Известия АН СССР. Серия физическая», 1964, т. XXVIII, № 8, с. 1367—1372.
7. Clausng P., Ludwig I. B. Über die Gesamtstrahlung von Oxydkathoden. — „Physica“, 1933, XIII. D. 24, pp. 193—205.

8. Pengelly A. E. Heat transfer through oxide—cathode materials.— „Brit. J. Appl. Phys.“, 1955, v. 6, N 1, pp. 18—20.

9. Surplice N. A., Jones R. P. The thermal conductivity of alkaline earth oxides.— „Brit. J. Appl. Phys.“, 1963, v. 14, N 10, p. 720—722.

10. Поряш А. Е., Мойжес Б. Я., Нилов О. М., Чудновский Ф. А. Импульсная эмиссия и тепловой режим оксидного катода.— «Радиотехника и электроника», 1965, т. X, № 6, с. 1088—1093.

11. Мойжес Б. Я., Шер Э. М. Методика зондов для исследования работы выхода и электропроводности оксидного катода.— «Электронное приборостроение», 1967, вып. 3, с. 89—108.

Поступила в редакцию 14/II 1974 г.

УДК 535.232.6.082.6

К. Г. ЧЕРКАСОВА, Е. В. ХОВАНСКАЯ, Ф. Т. АНУЧИНА
ВНИИМ

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КОНТРОЛИРУЕМОГО ОБЪЕКТА НА ПОКАЗАНИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО ТЕРМОПРИЕМНИКА

Показания термодатчиков, предназначенных для измерения температуры поверхности твердых тел, в значительной степени зависят от материала и качества обработки поверхностей контролируемых объектов.

В работе [1] описан метод градуировки поверхностного термодатчика, позволяющий получить данные о его градуировочной характеристике $R_{ie} = f(t)$, определенной методом погружения, и значения поправок на эту характеристику, обусловленных спецификой его работы и определенных на поверхности массивной плиты из нержавеющей стали с чистой обработкой $\nabla 9$. Кроме того, данный метод градуировки дает возможность определить одну из основных характеристик конструкции термодатчика и условий его теплообмена с окружающей средой — значение его тепловой проводимости Λ при нормальных условиях теплообмена (естественная конвекция, температура окружающей среды $20 \pm 2^\circ \text{C}$) и температуре поверхности 30°C .

При эксплуатации термодатчика в условиях, отличных от градуировочных, поправки принимают новые значения. Аналитические зависимости [1, 2, 3, 4] позволяют пересчитать поправки, полученные при градуировке на стальной плите, для новых условий эксплуатации термодатчика. Для удобства пересчета полную поправку на показания поверхностных термодатчиков целесообразно разбить на две составляющие: Δt_1 — искажение температурного поля тела и Δt_2 — перепад температуры на тепловом сопротивлении контакта между чувствительным элементом термодатчика и поверхностью детали.

Рассмотрим зависимость отдельных составляющих поправок от материала контролируемого объекта. Величина искажения температурного поля определяется по формуле [3]

$$\Delta t_1 = \frac{\Lambda - \alpha \sigma}{\Lambda_0 + \Lambda} \theta_n, \quad (1)$$

где Λ — суммарный коэффициент тепловой проводимости термодатчика и контакта;

$$\frac{1}{\Lambda} = \frac{1}{\Lambda_k} + \frac{1}{\Lambda_T};$$

α — коэффициент теплообмена с окружающей средой; σ — площадь теплового контакта термодатчика с контролируемой поверхностью; θ_n — избыточная неискаженная температура поверхности; Λ_0 — тепловая проводимость плиты.

Эта поправка изменяется с изменением значения полной тепловой проводимости объекта Λ_0 , находящейся в прямой зависимости от коэффициента теплопроводности материала объекта λ_0 . Полная тепловая проводимость массивного тела [3]

$$\Lambda_0 = \frac{3}{8} \pi^2 r \lambda_0 \quad (2)$$

для объектов, являющихся полупространством по отношению к термодатчику (т. е. размеры объекта достаточно велики, чтобы искажения температурного поля, вносимые термодатчиком, не достигали противоположных сторон объекта) или

$$\Lambda_0 = 2\pi\lambda_0\delta\mu \frac{K_1(\mu)}{K_0(\mu)} \quad (2a)$$

для тонких пластин [5]

Здесь δ — толщина пластины;

$$\mu = \sqrt{\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{\lambda_0 \delta}} r;$$

α_1, α_2 — коэффициенты теплообмена с обеих сторон пластины; r — радиус теплового контакта термодатчика с поверхностью; $K_0(\mu), K_1(\mu)$ — модифицированные функции Бесселя второго рода первого и нулевого порядков.

Вычислив по формуле (2) тепловую проводимость детали, температуру поверхности которой необходимо измерить, и подставив это значение в (1) получаем поправку Δt_1 на искажение термометром температурного поля детали.

Вторая составляющая поправка на показания поверхностного термодатчика, обусловленная состоянием теплового контакта между чувствительным элементом термодатчика и контролируемой поверхностью, определяется по формуле [2]

$$\Delta t_2 = \frac{\Lambda_T (\theta_n - \Delta t_1)}{\Lambda_K + \Lambda_T} \quad (3)$$

где Λ_K — тепловая проводимость термодатчика, определенная при его градуировке;

Λ_T — тепловая проводимость контакта между чувствительным элементом термодатчика и поверхностью контролируемого объекта.

Как видно, материал контролируемой поверхности косвенным образом влияет на поправку Δt_2 . Это влияние определяется качеством теплового контакта между термодатчиком и контролируемой поверхностью.

В связи с тем, что не всегда известно качество обработки контролируемой поверхности и не всегда можно оценить его с точки зрения чистоты обработки (например, поверхность пористых материалов, окисленная и т. д.), за основную характеристику качества обработки поверхности удобно принимать значение тепловой проводимости контакта между рабочей поверхностью термодатчика и контролируемой Λ_K . Тепловая проводимость контакта Λ_K определяется с помощью термодатчика специальной конструкции (см. рис. 1). Показатель тепловой инерции такого термодатчика, установленного на нагретой поверхности, может быть определен экспериментально при его нагреве по закону регулярного режима 1-го рода.

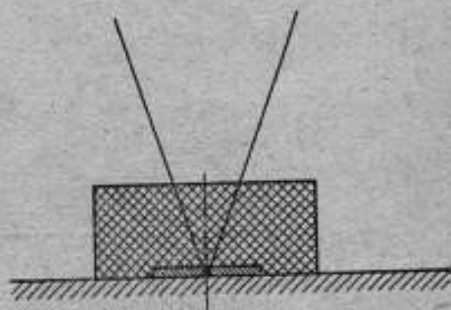


Рис. 1.

Зная постоянную тепловой инерции ϵ термодатчика, несложно вычислить тепловое контактное сопротивление между рабочей поверхностью термодатчика и поверхностью исследуемого тела, т. е.

$$R_k = \frac{S\epsilon}{C},$$

где S — площадь поверхности металлического диска термодатчика; C — полная теплоемкость термодатчика.

Таким образом, при измерении температуры поверхности детали, чистота обработки которой отличается от образцовой поверхности, предварительно определяется контактное тепловое сопротивление между рабочей поверхностью термодатчика и контролируемой поверхностью. Затем по формуле (3) рассчитывается вторая составляющая поправки Δt_2 на показания применяе-

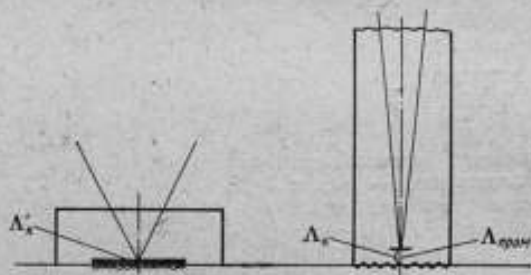


Рис. 2.

мого поверхностного термометра. При этом тепловая контактная проводимость термометра

$$\Lambda_k = \frac{\sigma}{R_k}$$

Нередко чувствительный элемент термодатчика расположен вне его рабочей плоскости. В таких случаях необходимо учитывать дополнительное тепловое сопротивление между его чувствительным элементом и рабочей поверхностью. Это сопротивление может быть найдено с помощью термометра (см. рис. 1). Действительно, при градуировке исследуемого термометра на образцовой поверхности определяется [1, 2] тепловая проводимость контакта Λ_k между чувствительным элементом и образцовой поверхностью. При градуировке на образцовой поверхности термометра определяется также тепловая проводимость контакта Λ_k между рабочей поверхностью термометра (чувствительный элемент термометра расположен в ее рабочей плоскости) и образцовой поверхностью. Ввиду того, что рабочие поверхности термометра и градуируемого термодатчика имеют высокую чистоту обработки, разность между тепловыми сопротивлениями термометра и исследуемого термодатчика даст искомое промежуточное сопротивление между чувствительным элементом термодатчика и его рабочей поверхностью (или промежуточную тепловую проводимость $\Lambda_{пром}$ (см. рис. 2), т. е.

$$\frac{1}{\Lambda_{пром}} = \frac{1}{\Lambda_k} - \frac{1}{\Lambda_k'}$$

При вычислении поправок на показания поверхностного термодатчика необходимо учитывать промежуточную проводимость $\Lambda_{пром}$, определенную

при его градуировке. В этом случае в формуле (3) тепловая проводимость контакта

$$\Lambda_{к.з} = \frac{\Lambda_{к.з} \cdot \Lambda_{пром}}{\Lambda_{к.з} + \Lambda_{пром}}$$

(Индекс «з» обозначает тепловую проводимость контакта, соответствующую условиям эксплуатации термоприемника).

Таким образом, при наличии теплофизических характеристик термоприемника, определенных при его градуировке в нормальных окружающих условиях с помощью уравнений (1) — (3) и термоприемника специальной конструкции, можно вычислить поправки, относящиеся к работе термоприемника на поверхностях деталей, изготовленных из различного материала. Для этой цели необходимо знать коэффициент теплопроводности материала детали, коэффициент теплообмена поверхности детали в окружающей среде и тепловую проводимость контакта между поверхностью детали и чувствительным элементом термоприемника.

ЛИТЕРАТУРА

1. Киренков И. И., Черкасова К. Г. К вопросу о градуировке поверхностных термоприемников. Труды метрологических институтов СССР, вып. 131(191), 1972, с. 24—32.
2. Черкасова К. Г. Градуировка термоприемников температуры поверхности твердого тела по двум точкам. Труды метрологических институтов СССР, вып. 131(191), 1972, с. 32—38.
3. Ярышев Н. А. Теоретические основы измерения нестационарных температур. «Энергия», 1967, 200 с.
4. Гордов А. Н. Основы пирометрии. «Металлургия», 1971, 446 с.
5. Шнейдер П. Инженерные проблемы теплопроводности. Изд-во иностр. лит-ры, 1960, 478 с.

Поступила в редакцию 14/II 1974 г.

УДК 536.421

А. С. УТЕНОК
ВНИИМ

УСТРОЙСТВО ДЛЯ КОНТРОЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИХ ТЕПЛООБМЕННИКАХ

Для управления, поддержания тепловых режимов и регистрации превышения предельно допустимых температур в промышленных энергетических установках, содержащих теплообменные контуры с жидкими металлами, широко применяются сигнализаторы температуры. Разнообразие схемных и конструктивных решений [1] сигнализаторов позволяет осуществлять теплотехнический контроль установок в широком диапазоне температур.

В ряде случаев сигнализация температуры в пределах 700—1000°С осложняется агрессивным воздействием среды, газовой коррозией и вакуумом [2, 3]. Применение первичного измерительного преобразователя, основанного на шунтирующем действии парожидкостной смеси кипящей электропроводной жидкости, может повысить надежность теплотехнического контроля и увеличить гарантийный срок службы сигнализаторов температуры.

На рис. 1 представлена схема первичного измерительного преобразователя сигнализатора температуры. Герметичный вакуумированный сосуд 1 с двойными стенками, заполненный частично жидкостью 2, размещен в зоне

контролируемой температуры на основании 3. Падение напряжения на корпусе сосуда сравнивается с падением напряжения на опорном сопротивлении 4 с помощью измерительной схемы. Все элементы преобразователя выполнены из нержавеющей стали Х18Н9Т, стойкой в среде щелочных металлов. Для экспериментальной проверки сосуд заполняется щелочными металлами (К и Na) в различном процентном соотношении. По своим конструктивным особенностям сигнализатор температуры аналогичен «тепловым трубкам», которые широко используются для съема и передачи больших тепловых мощностей [4, 5]. При кипении жидкости в сосуде в зоне нагрева образуется повышенное давление, под действием которого пар устремляется в верхнюю часть сосуда, где конденсируется, и в виде конденсата под действием силы тяжести стекает обратно в зону нагрева. Процесс кипения опробованных щелочных металлов сопровождается бурным пенообразованием.

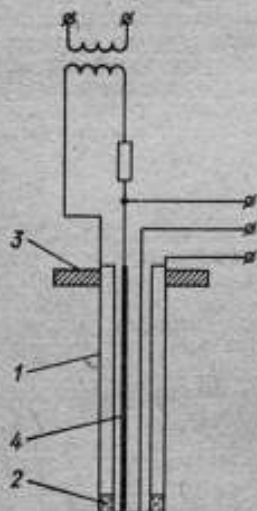


Рис. 1. Конструктивная схема сигнализатора температуры.

Скачкообразное уменьшение падения напряжения на корпусе сосуда (рис. 2) вызвано увеличением эффективной площади сечения стенок сосуда вследствие образования пленки конденсата, изменением удельной электропроводности парожидкостной фазы внутри сосуда за счет электропроводности пара и бурного пенообразования.

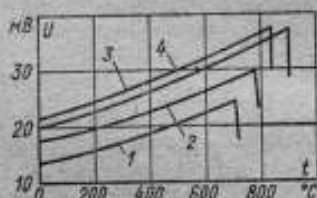


Рис. 2. Статическая характеристика сосуда с жидкостью при $P=2 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст.

1 — калий; 2 — калий (78%), натрий (22%); 3 — натрий; 4 — калий (54%), натрий (44%).

При заданных геометрических размерах сосуда и величине протекающего тока I падение напряжения U на корпусе сосуда в момент кипения жидкости будет зависеть от проводимости сосуда

$$G_{\text{кп}} = G_{\text{ст}} + G_{\text{конд}} + G_{\text{пар}} + G_{\text{пен}}$$

где $G_{\text{ст}}$ — проводимость материала корпуса сосуда; $G_{\text{конд}}$ — проводимость жидкости; $G_{\text{пар}}$, $G_{\text{пен}}$ — проводимости пара и пенной фазы.

Экспериментально установлено, что скачкообразное уменьшение сопротивления корпуса сосуда с щелочными металлами и их сплавами при температурах, несколько превышающих температуру кипения, составляло 20—24%. Заметим, что доля шунтирования корпуса сосуда за счет объемного расширения жидкости мала, если заполнение сосуда жидкостью осуществляется не более, чем на 10% его объема.

Соответствие появления скачкообразного уменьшения сопротивления сосуда температуре жидкости в нем проверялось хромель — алюмельовыми термомпарами, закрепленными на стенке сосуда по периметру. Момент скачкообразного уменьшения сопротивления корпуса сосуда происходит на

10—15°С выше температуры кипения щелочных металлов при нормальном атмосферном давлении. Перегрев жидкости в вакууме вызван уменьшением количества центров парообразования согласно закону Генри и качественно согласуется с опытными данными работ [6, 7]. По сравнению с этими данными некоторое завышение температуры перегрева жидкости объясняется хорошим смачиванием шероховатостей и неровностей внутренней поверхности корпуса сосуда и степенью вакуумирования сосуда до $2 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст., что увеличило общий перегрев жидкости. При температуре ва 5—10°С выше температуры кипения жидкости наблюдалось неустойчивое флуктуационное кипение жидкости в сосуде, сопровождающееся периодическим снижением температуры корпуса сосуда на 20—25°С, бурным кипением жидкости и микровзрывами. При дальнейшем подъеме температуры такой период неустойчивого кипения (период запуска) прекращался, процесс кипения стабилизировался и сопротивление сосуда уменьшалось.

Сигнализируемая температура $t_{\text{сигн}}$, а следовательно, и выбор жидкости сигнализатора определяются из условия

$$t_{\text{сигн}} > t_{\text{кип}} + \Delta t,$$

где $t_{\text{кип}}$ — температура кипения жидкости при нормальных условиях; Δt — температура перегрева жидкости в вакууме, определяемая при градуировке.

Воспроизводимость температуры сигнализации в пределах 770—900°С близка к погрешности контрольных термомпар и была не более 0,7%. Следует отметить, что рабочая температура 900°С не является предельной для сигнализаторов, основанных на шунтирующем действии кипящих электропроводных жидкостей. Температурный предел таких сигнализаторов будет ограничен температурой плавления корпуса трубки.

Временная нестабильность сигнализатора температуры возникает в результате изменения отношения сопротивления сосуда к опорному сопротивлению и изменения состава заполняющей жидкости. Наиболее сильное влияние на стабильность воспроизведения температуры оказывает изменение состава жидкости вследствие образования окислов щелочного металла при взаимодействии его с материалом сосуда и смещения точки кипения. Материал сосуда должен выбираться с учетом длительной стойкости его в щелочном металле. Подробные рекомендации по стойкости материалов в среде щелочных металлов даны в работах [2, 3]. Изменение отношения сопротивления корпуса сосуда преобразователя к опорному сопротивлению не влияет на воспроизводимость температуры, так как оно происходит из-за рекристаллизации материала, газовой коррозии, концентрационного переноса массы, воздействия вакуума, которые могут изменить отношение в пределах 5%; это значительно ниже скачка сопротивления при срабатывании сигнализатора температуры.

К преимуществам рассматриваемого сигнализатора температуры помимо простоты, высокой надежности и чувствительности при его применении на жидкометаллических теплообменниках следует отнести также общность его технологии изготовления и условий эксплуатации с теплообменниками. Например, выбор конструкционных материалов, стойких в контролируемой среде, и герметизация сигнализатора температуры может производиться так же как и для теплообменников.

Экспериментальная проверка сигнализатора температуры проводилась в течение 550 ч. в калий-натриевой эвтектике и ее парах. За этот период эксплуатации сигнализатора температуры отказов не наблюдалось, а погрешность воспроизведения температуры находилась в пределах погрешности контрольных термомпар.

Выводы

1. Шунтирующее действие паро-жидкостной смеси кипящих электропроводных жидкостей может быть использовано для сигнализации температуры в широком диапазоне при длительном агрессивном воздействии контролируемой среды.

2. Стабильность показаний сигнализатора температуры определяется стойкостью его материала в заполняющей сосуд жидкости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Агейкин Д. И., Костина Е. Н., Кузнецова Н. Н. Датчики контроля и регулирования. М. «Машиностроение», 1965, 928 с.
2. Перельман Р. Г. Проектирование и эксплуатация жидкометаллических систем. М., Атомиздат, 1968, 259 с.
3. Андреев П. А., Канаев А. А., Федорович Е. Д. Жидкометаллические теплоносители ядерных реакторов. Л., Судпромгиз, 1959, 384 с.
4. Термоэмиссионное преобразование энергии. Пер. с англ., под ред. Д. В. Каретникова, Р. Я. Кучерова, И. С. Мосевичкого, М., Атомиздат, 1971, 394 с.
5. Grover G. M., et al. Structures of High Thermal Conductance. — „Journal of Applied Physics“, 1964, v. 35, N 6, pp. 1990—1991.
6. Четветкин А. В. Высокотемпературные теплоносители. М., «Энергия», 1971, 386 с.
7. Субботин В. И., Иванковский М. И., Арнольдзон М. И. Физико-химические основы применения жидкометаллических теплоносителей. М., Атомиздат, 1970, 315 с.

Поступила в редакцию 14/II 1974 г.

УДК 533.6.082.6.024

В. К. ЗЕЛЕНЮК, А. И. ПОПОВ, Д. Ф. ТАРТАКОВСКИЙ
ВНИИМ

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ТЕМПЕРАТУРНОЙ КОМПЕНСАЦИИ ТЕРМОАНЕМОМЕТРА ПОСТОЯННОГО ТОКА

При теплофизических исследованиях широкое применение находит термоанемометрическая аппаратура. Обычно в качестве термоприемников в ней используются тонкие нагреваемые измерительным током проволочки или металлические пленки, нанесенные на хорошо обтекаемую подложку из электроизоляционного материала.

Рассмотрим влияние изменения температуры потока на точность измерения скорости термоанемометром постоянного тока.

Изменение температуры потока вызывает изменение сопротивления термоприемника и коэффициента теплоотдачи и, следовательно, связанных с ним градуировочных коэффициентов в уравнении теплового баланса термоприемника. Можно показать, что для воздушных и водных потоков вторая составляющая погрешности не менее чем на порядок меньше первой, и поэтому в дальнейшем ею можно пренебречь.

Теплообмен термоприемника с потоком описывается уравнением [1]:

$$I^2 R_g = (R_g - R_{cp}) (A + B\sqrt{V}), \quad (1)$$

где V — скорость потока; I — электрический ток, протекающий через термоприемник; R_g — сопротивление термоприемника, перегретого относительно температуры среды T_{cp} ; R_{cp} — сопротивление термоприемника при температуре среды; A , B — коэффициенты, зависящие от теплофизических параметров термоприемника и потока, определяемые градуировкой.

Дифференцируя уравнение (1), получим погрешность измерения средней скорости, вызванную приращением температуры потока на величину θ в виде

$$v_m = - \frac{2(A + B\sqrt{V})\sqrt{V}}{B} \cdot \frac{R_{cp} - R_0}{a R_{cp}} \cdot \frac{\theta}{T_{cp}}. \quad (2)$$

Здесь R_0 — сопротивление термоприемника при 0°C ; $a = \frac{R_g - R_{cp}}{R_{cp}}$ — коэффициент перегрева.

Чтобы уменьшить влияние температуры потока, обычно используется так называемый компенсационный термодатчик, включаемый в смежное с рабочим плечо мостовой измерительной схемы. Этот термодатчик, обладая большой теплоотдающей поверхностью, работает без перегрева и реагирует только на изменение температуры потока. Однако из-за различия динамических характеристик рабочего и компенсационного термодатчиков возникает динамическая погрешность схемы температурной компенсации.

Рассмотрим эффективность температурной компенсации для проволочных и пленочных термодатчиков при двух видах изменения температуры потока: ступенчатом и гармоническом.

Ступенчатое изменение температуры потока

Возможен случай, когда измерение средней скорости производится в потоке с постоянной температурой (при которой градуирован термоанемометр), а затем температура потока внезапно изменяется на величину θ .

Для проволочных термодатчиков в потоке постоянной скорости приращение температуры термодатчиков (t_p и t_k) может быть найдено путем решения дифференциальных уравнений теплообмена:

$$C_p \frac{dt_p}{dt} - \alpha_p F_p (\theta - t_p) = I^2 R_{op} \beta t_p;$$

$$C_k \frac{dt_k}{dt} - \alpha_k F_k (\theta - t_k) = 0.$$

Это решение имеет вид

$$t_p(\tau) = (1 + a) \theta (1 - e^{-\tau/\epsilon_p}); \quad (3)$$

$$t_k(\tau) = \theta (1 - e^{-\tau/\epsilon_k}). \quad (4)$$

Здесь C — теплоемкость проволоки; F — площадь поверхности теплообмена; β — температурный коэффициент сопротивления материала проволоки;

$$\epsilon_p = \frac{(1 + a) c \gamma r_p}{2 \alpha_p}; \quad \epsilon_k = \frac{c \gamma r_k}{2 \alpha_k}.$$

где c, γ — удельные теплоемкость и плотность материала термодатчика; r — радиус проволоки. Индекс «р» относится к рабочему термодатчику, «к» — к компенсационному.

В результате на выходе моста появится напряжение разбаланса

$$\Delta U = U_0 K \beta \theta R_{ок} R_1 (e^{-\tau/\epsilon_k} - e^{-\tau/\epsilon_p}), \quad (5)$$

где U_0 — напряжение питания моста; K — коэффициент, зависящий от соотношения плеч моста.

Это же напряжение разбаланса моста может быть вызвано и изменением скорости потока на величину v :

$$\Delta U = -U_0 K \frac{B}{2\sqrt{V}(A + B\sqrt{V})} \cdot \frac{a R_{cp} T_{cp} \beta}{(R_{cp} - R_{op})} R_{ок} R_1 v. \quad (6)$$

Приравнявая (5) и (6), получим, что ступенчатое изменение температуры потока на величину θ может быть ошибочно принято за изменение скорости

$$v = - \frac{2\sqrt{V}(A + B\sqrt{V})(R_{cp} - R_{op})}{a R_{cp} B} \cdot \frac{\theta}{T_{cp}} (e^{-\tau/\epsilon_k} - e^{-\tau/\epsilon_p}). \quad (7)$$

Изменение температуры пленочных термодатчиков, обусловленное ступенчатым изменением температуры потока, может быть найдено из решения дифференциального уравнения теплопроводности при граничном условии III рода [2]:

$$t_p(\tau) = (1+a)\theta \left(1 - e^{-\tau/N_p} \operatorname{erfc} \sqrt{\frac{\tau}{N_p}} \right); \quad (8)$$

$$t_k(\tau) = \theta \left(1 - e^{-\tau/N_k} \operatorname{erfc} \sqrt{\frac{\tau}{N_k}} \right); \quad (9)$$

$$\text{где } N_p = \frac{(1+a)^2 \lambda c \gamma}{\alpha_b^2}; \quad N_k = \frac{\lambda c \gamma}{\alpha_b^2};$$

λ — коэффициент теплопроводности материала термодатчика.

Как и в случае с проволоочными термодатчиками, ступенчатое изменение температуры потока ошибочно может быть принято за изменение скорости:

$$v = - \frac{2\sqrt{V}(A+B\sqrt{V})(R_{cp}-R_{op})}{aR_{cp}B} \cdot \frac{\theta}{T_{cp}} \times \\ \times \left(e^{-\frac{\tau}{N_k}} \operatorname{erfc} \sqrt{\frac{\tau}{N_k}} - e^{-\frac{\tau}{N_p}} \operatorname{erfc} \sqrt{\frac{\tau}{N_p}} \right); \quad (10)$$

При ступенчатом изменении температуры динамическая погрешность проявляется лишь в переходном режиме и существует до тех пор, пока оба термодатчика не достигнут теплового равновесия. Разделив соотношения (7) и (10) на v_m , найденное из (2) (при отсутствии компенсационного термодатчика) и обозначив отношение v/v_m через δ , будем иметь для схемы температурной компенсации:

с проволоочными термодатчиками

$$\delta_{np} = e^{-\frac{\tau}{n\epsilon_p}} - e^{-\frac{\tau}{\epsilon_p}}, \quad (11)$$

$$\text{где } n = \frac{\epsilon_k}{\epsilon_p};$$

с пленочными термодатчиками

$$\delta_{пл} = e^{-\frac{\tau}{nN_p}} \operatorname{erfc} \sqrt{\frac{\tau}{nN_p}} - e^{-\frac{\tau}{N_p}} \operatorname{erfc} \sqrt{\frac{\tau}{N_p}}, \quad (12)$$

$$\text{где } n = \frac{N_k}{N_p}.$$

Величина $1-\delta$ характеризует эффективность схемы температурной компенсации. При отсутствии температурной компенсации $1-\delta=0$, в случае полной компенсации $1-\delta=1$. На рис. 1 и 2 представлена зависимость δ от относительного времени $\frac{\tau}{\epsilon_p}$ и $\frac{\tau}{N_p}$ при различных отношениях n для проволоочных и пленочных термодатчиков. Как видно, погрешность от неравенства динамических характеристик рабочего и компенсационного термодатчиков меньше для пленочных термодатчиков, однако продолжительность ее существования для них гораздо больше, чем для проволоочных.

Изменение температуры потока по гармоническому закону

Если температура потока изменяется по гармоническому закону

$$T_{cp}(\tau) = T_{cp} + \theta \cos \omega \tau, \quad (13)$$

то переменная составляющая температуры проволочных терморезисторов будет также изменяться по гармоническому закону

$$t_p(\tau) = \frac{(1+a)\theta}{\sqrt{1+\varepsilon_p^2\omega^2}} \cos(\omega\tau - \varphi_p), \quad \varphi_p = \arctg(-\varepsilon_p\omega); \quad (14)$$

$$t_k(\tau) = \frac{\theta}{\sqrt{1+\varepsilon_k^2\omega^2}} \cos(\omega\tau - \varphi_k), \quad \varphi_k = \arctg(-\varepsilon_k\omega). \quad (15)$$

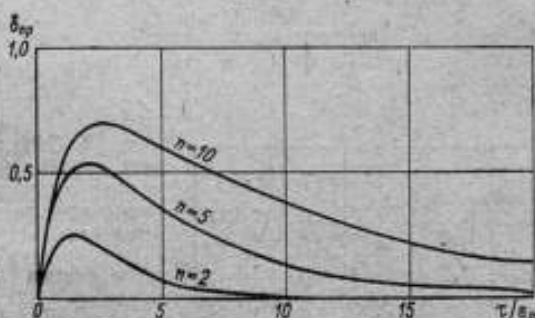


Рис. 1. Эффективность схемы температурной компенсации с проволочными терморезисторами при ступенчатом изменении температуры потока

$$\left(n = \frac{\varepsilon_k}{\varepsilon_p} \right),$$

Возникающее при этом напряжение разбаланса моста может быть истолковано как гармоническое изменение скорости потока с той же частотой ω и амплитудой

$$v = - \frac{2\sqrt{V}(A+B\sqrt{V})(R_{cp}-R_{op})}{aR_{cp}B} \cdot \frac{\theta}{T_{cp}} \frac{(n-1)\varepsilon_p\omega}{\sqrt{1+n^2\varepsilon_p^2\omega^2}} \quad (16)$$

Для пленочных терморезисторов переменная составляющая будет [3]

$$t_p(\tau) = \frac{(1+a)\theta}{\sqrt{1+\sqrt{2}\omega N_p + \omega N_p}} \cos(\omega\tau - \varphi_p),$$

$$\varphi_p = \arctg\left(-\frac{1}{1+\sqrt{\frac{2}{\omega N_p}}}\right); \quad (17)$$

$$t_k(\tau) = \frac{\theta}{\sqrt{1+\sqrt{2}\omega N_k + \omega N_k}} \cos(\omega\tau - \varphi_k),$$

$$\varphi_k = \arctg\left(-\frac{1}{1+\sqrt{\frac{2}{\omega N_k}}}\right); \quad (18)$$

а возникающее при этом напряжение разбаланса моста эквивалентно гармоническим колебаниям скорости с амплитудой

$$v = - \frac{2\sqrt{V}(A + B\sqrt{V})(R_{cp} - R_{op})}{aR_{cp}B} \cdot \frac{\theta}{T_{cp}} \times \frac{(V(n-1)V N_p \omega)}{V \sqrt{1 + \sqrt{2n\omega N_p} + n\omega N_p}} \quad (19)$$

Взяв отношение $\Delta = \frac{v}{v_m}$ (v_m — погрешность при отсутствии компенсационного термодатчика), будем иметь для схемы температурной компенсации с проволочными термодатчиками

$$\Delta_{np} = \frac{(n-1) \varepsilon_p \omega}{V \sqrt{1 + n^2 \varepsilon_p^2 \omega^2}} \quad (20)$$

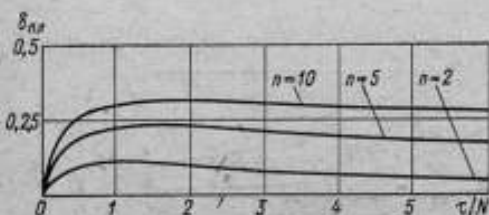


Рис. 2. Эффективность схемы температурной компенсации с пленочными термодатчиками при ступенчатом изменении температуры

$$\text{потока } \left(n = \frac{N_k}{N_p} \right)$$

с пленочными термодатчиками

$$\Delta_{np} = \frac{(V(n-1)V N_p \omega)}{V \sqrt{1 + \sqrt{2n\omega N_p} + n\omega N_p}} \quad (21)$$

График зависимости Δ при различных значениях отношения n от относительной частоты ($\varepsilon_p \omega$ и $N_p \omega$) представлен на рис. 3, 4. Как видно, температурная компенсация в схеме с пленочными термодатчиками более эффективна.

При экспериментальной проверке соотношения (20) рабочий и компенсационный термодатчики из вольфрамовой проволоки диаметром 5 и 20 мкм и длиной 1 мм помещались в аэродинамическую трубу замкнутого типа, в которой создавались турбулентные пульсации температуры. Коэффициент перегрева рабочего термодатчика был выбран $a=0,10$, а амплитуда пульсаций температуры потока θ составляла 0,6 град. Производилось измерение спектра пульсаций, регистрируемых термоанемометром в диапазоне частот 100—3000 Гц. Последовательность эксперимента такова:

- определение спектра пульсаций скорости U_θ с помощью рабочего термодатчика (при выключенном нагревателе);
- определение результирующего спектра при наличии пульсаций скорости и температуры $U_\theta + \theta$ (при включенном нагревателе);
- определение результирующего спектра $U_\theta + \theta$ при наличии схемы температурной компенсации.

Средняя скорость и температура потока оставались неизменными и составляли 15 м/с и 20°С.

По результатам измерений рассчитывался спектр температурных пульсаций $U_\theta = \sqrt{U_{\theta+\theta}^2 - U_\theta^2}$ для схемы с температурной компенсацией и без нее. Отношение этих спектров Δ_{np} показано на рис. 3 (кривая 4). Пунктиром изображена кривая, рассчитанная по уравнению (20). Необходимые для

расчета параметры ε_n и ε_p , найденные экспериментально, соответственно равны $1,5 \cdot 10^{-3}$ с и $0,2 \cdot 10^{-3}$ с. Как видно, экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетными.

Формулы, полученные для расчета эффективности температурной компенсации термоанемометра постоянного тока, могут быть также использо-

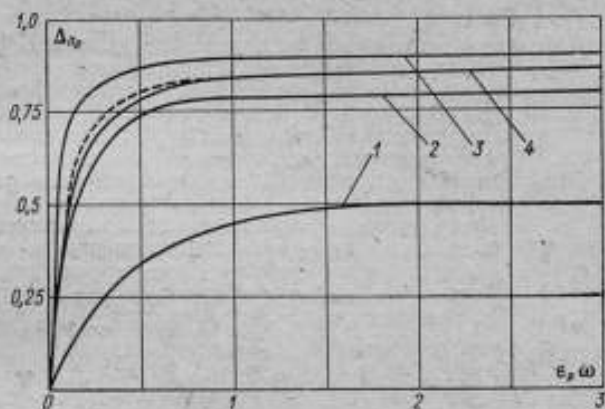


Рис. 3. Эффективность схемы температурной компенсации с проволочными термодатчиками при изменении температуры потока по гармоническому закону. 1 — при $n=2$; 2 — $n=5$; 3 — $n=10$; 4 — экспериментальная кривая.

ваны для расчета динамических характеристик мостовых неуравновешенных схем с термоэлементами сопротивления, применяемыми для измерения разности температур.

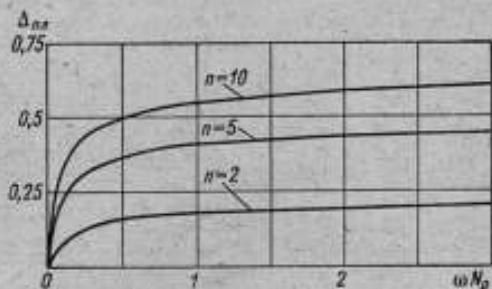


Рис. 4. Эффективность схемы температурной компенсации с пленочными термодатчиками при изменении температуры по гармоническому закону.

ваны для расчета динамических характеристик мостовых неуравновешенных схем с термоэлементами сопротивления, применяемыми для измерения разности температур.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хинце И. О. Турбулентность. Физматгиз, 1962, 680 с.
2. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М., «Высшая школа», 1967, 600 с.
3. Ярышев Н. А. Теоретические основы измерения нестационарных температур. Л., «Энергия», 1967, 300 с.

Поступила в редакцию 14/11 1974 г.

ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕПЛОТЕХНИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ АГРЕССИВНЫХ СРЕД

Контролируемая среда оказывает влияние на измерительные преобразователи и снижает точность и надежность измерительного комплекса. Это влияние на измерительные элементы приборов теплотехнического контроля наиболее отчетливо можно проследить при исследовании, например, электроконтактного уровнемера жидкого металла (рис. 1). Его конструктивная схема содержит шунтируемый жидким металлом трубчатый чувствительный элемент 1, сопротивление $r_{\text{тр}}$ которого сравнивается с сопротивлением стержня 2 ($R_{\text{ст}}$). Потенциальные и токовые выводы 3 первичного преобразователя уровнемера залиты изолирующим и цементирующим составом и объединены во внешний жаростойкий кабель. Фланец 4 преобразователя служит для установки его в бак. Характеристику уровнемера представим в виде [4]:

$$h = H \left(1 - K \frac{r_{\text{тр}}}{R_{\text{ст}}} \right), \quad (1)$$

где H — длина трубчатого элемента; K — коэффициент пропорциональности.

Величина h , показывающая высоту уровня щелочного металла относительно места установки преобразователя, при известных H и K зависит от стабильности отношения $r_{\text{тр}}/R_{\text{ст}}$.

Рис. 1. Конструктивная схема уровнемера.

Сопротивление $r_{\text{тр}}$ будет изменяться вследствие газовой коррозии, изменения структуры сплава под воздействием температуры, растворения наружной поверхности трубы в щелочном металле (термический и изотермический перенос массы) и проникновения жидкого металла внутрь материала. Сопротивление стержня $R_{\text{ст}}$ нестабильно из-за газовой коррозии и изменения структуры материала под воздействием температуры. Если все элементы преобразователя выполнить из одинакового материала, то погрешность от газовой коррозии и воздействия щелочного металла при температуре появляется в основном вследствие изменения геометрических размеров трубчатого элемента и стержня.

Для ослабления влияния газовой коррозии необходимо тщательно выбирать материал для преобразователя, применять защитные электропроводящие покрытия, производить специальную термомеханическую обработку, конструировать преобразователь с учетом возможной коррозии. Однако эти меры не обеспечивают полной защиты преобразователя уровнемера от газовой коррозии. При наличии внешних дестабилизирующих воздействий уравнение (1) можно представить в таком виде.

$$h + \Delta h = (H + \Delta H) \left(1 - K \frac{r_{\text{тр}} + \Delta r_{\text{тр}}}{R_{\text{ст}} + \Delta R_{\text{ст}}} \right). \quad (2)$$

Преобразуя выражение (2) с учетом (1), запишем

$$\frac{\Delta h}{H} = \frac{\Delta H}{H} \left[1 - \frac{H-h}{H \left(1 + \frac{\Delta R_{\text{ст}}}{R_{\text{ст}}} \right)} \right] + \frac{H-h}{H \left(1 + \frac{\Delta R_{\text{ст}}}{R_{\text{ст}}} \right)} \times \left(\frac{\Delta R_{\text{ст}}}{R_{\text{ст}}} - \frac{\Delta r_{\text{тр}}}{r_{\text{тр}}} \right). \quad (3)$$

Полагая в (3) $\Delta H=0$, ввиду малости изменения длины трубы, получим выражение для расчета погрешности от газовой коррозии:

$$\delta_{г.к} = \frac{H-h}{H \left(1 + \frac{\Delta R_{оп}}{R_{по}} \right)} \left(\frac{\Delta R_{оп}}{R_{по}} - \frac{\Delta r_{тр}}{r_{тр}} \right). \quad (4)$$

С учетом геометрических размеров элементов уровнемера погрешность от газовой коррозии

$$\delta_{г.к} = \frac{H-h}{H} \left[\frac{4(d-\sigma)}{d^2} - \frac{1}{t} \right] \sigma, \quad (5)$$

где d — диаметр опорного стержня; t — толщина стенки трубчатого элемента; σ — глубина газовой коррозии. Если преобразователь не полностью залит

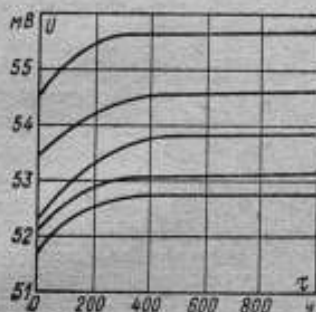


Рис. 2. Влияние газовой коррозии на образцы с Al_2O_3 при $800^\circ C$.

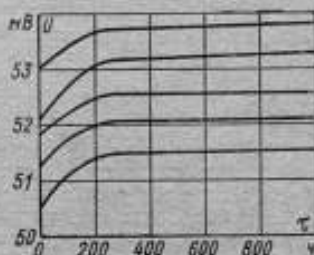


Рис. 3. Влияние газовой коррозии на образцы с ПФ-1/23-К и АСФ-3 при $800^\circ C$.

металлом, трубчатый элемент подвержен газовой коррозии в большей степени, так как она протекает и по внутренней и по наружной поверхности.

Теоретический расчет погрешности от газовой коррозии не дает полного представления об изменении электросопротивления материала, из которого изготовлены элементы преобразователя уровня. Чтобы определить влияние газовой коррозии на электросопротивление нержавеющей стали Х18Н9Т был поставлен опыт на специальных образцах, защищенных цементующим составом. Испытывались два способа защиты от газовой коррозии. В первом случае образец защищался цементом на основе Al_2O_3 , который одновременно служит и для изоляции и фиксации деталей уровнемера. Во втором случае на образец были нанесены поочередно два состава — для защиты от газовой коррозии и для фиксации выводов. При раздельном нанесении защитных составов использовались органосиликатный материал ПФ-1/23-К — для антикоррозионной защиты и алюмосиликатный АСФ-3 — для фиксации выводов. Материал ПФ-1/23-К при толщинах 0,5—1,0 мм не дает большой усадки и обладает хорошей адгезией со сталью Х18Н9Т. Материал АСФ-3 имеет хорошие цементующие свойства и химически нейтрален к органосиликатным материалам.

На рис. 2 представлены кривые изменения сопротивления образцов в зависимости от времени, защищенных цементом на основе Al_2O_3 , а на рис. 3 — аналогичные зависимости, полученные при защите образцов материалов ПФ-1/23-К и АСФ-3.

Как видно, стабилизация электросопротивления при двухкомпонентной защите происходит через 150—200 ч, тогда как стабилизация при использовании Al_2O_3 наступает через 300 ч.

Стабильность показаний уровнемера в среде щелочных металлов определяется степенью воздействия их на конструкционные материалы преобразователя. Хорошая коррозионная стойкость достигается при скорости коррозии, меньшей 0,025 мм/год, ограниченная — при 0,025—0,25 мм/год и плохая — при скорости коррозии более 0,25 мм/год [1]. Даже при скорости коррозии 0,025 мм/год погрешность уровнемера от нестабильности может составлять значительную величину и будет определяться длиной участка трубы, подверженной действию щелочного металла, и изменением сопротивления $r_{\text{тр}}$, вызванным уменьшением площади трубы

$$\delta_{\text{н}} = \frac{h}{H} \left(\frac{\Delta r_{\text{тр}}}{r_{\text{тр}}} \right) \quad (6)$$

При $\rho_{\text{тр}} = \text{const}$ формула (6) примет вид

$$\delta_{\text{н}} = \frac{h}{H} \left(\frac{\Delta S_{\text{тр}}}{S_{\text{тр}}} \right)$$

Или, выразив $S_{\text{тр}}$ и $\Delta S_{\text{тр}}$ через геометрические размеры $d_{\text{тр}}$, t и глубину коррозии в агрессивной среде σ_1 , будем иметь

$$\delta_{\text{н}} = \frac{h}{H} \frac{d_{\text{тр}} - \sigma_1}{(d_{\text{тр}} - t)t} \sigma_1 \quad (7)$$

Защиту преобразователя от коррозии в щелочном металле трудно осуществить, и поэтому в уровнемере использовалась нержавеющая сталь аустенитного класса, обладающая высокой стойкостью в щелочных металлах [1]. Необходимо также учитывать увеличение скорости коррозии от содержания кислорода в щелочном металле [2, 3]. Так, например, скорость растворения железа в щелочном металле при температуре 450°С увеличивается в 16 раз при изменении содержания кислорода от 0,01 до 0,04%. При испытанных уровнемерах в неочищенном эвтектическом сплаве К—Na при 600°С на его поверхности были обнаружены рыхлые осадки окислов, а при температурах, больших 600°С, окислы осаждались в виде пленки. Рост скорости коррозии с увеличением содержания кислорода объясняется в работе [2] наличием в щелочном металле метастабильных полиоксидов ($\text{M}_2\text{O} \cdot \text{M}_2\text{O}_2$, где М — щелочной металл), а в работе [3] — участием в реакции химически активной (для растворения железа) ионной формы кислорода. Поэтому в промышленных энергетических установках, как правило, производится очистка жидкометаллического теплоносителя.

Эксплуатация уровнемера при температуре 600—800°С в установке с жидким натрием и содержанием кислорода не выше $5 \cdot 10^{-3}\%$ веса показала эффективность его защиты от воздействия газовой коррозии и щелочного металла.

ЛИТЕРАТУРА

1. Химушин Ф. Ф. Жаропрочные стали и сплавы. М., «Металлургия» 1969, 749 с.
2. Тугоплавные металлы в новой технике. Пер. с англ. Под ред. К. И. Портного и Б. Г. Арабаева. М., «Мир», 1969, 382 с.
3. Жидкие металлы. Сборник под ред. П. Л. Кириллова, В. И. Субботина, П. А. Ушакова. М., Атомиздат, 1967, 321 с.
4. Васильев О. П., Галактионов В. В., Паскарь Б. Л., Утенюк А. С. Электроконтактный уровнемер для жидких металлов. Труды ЦКТИ им. И. И. Ползунова, 1972, вып. 113, Л., с. 80—85.

Поступила в редакцию 14/II 1974 г.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ ПРОПУСКАНИЯ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОКНАХ АТМОСФЕРНОГО СПЕКТРА НА ПРИЗЕМНЫХ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ТРАССАХ

Решение ряда проблемных задач метеорологии, геофизики и климатологии в настоящее время тесно связано с радиационными измерениями в ИК-области спектра через атмосферу Земли [1]. Для успешного решения этих задач необходимы точные количественные характеристики влияния атмосферы на распространение излучения. Существуют также задачи прикладного характера, связанные с определением оптических характеристик удаленных источников теплового излучения, распространяющегося в приземном слое атмосферы. На горизонтальных трассах большой протяженности перенос теплового излучения в приземном слое атмосферы происходит в основном только в окнах атмосферного спектра [2], вследствие чего большой интерес представляют данные об интегральном пропускании окон. В этом случае, кроме ослабления потока, вызываемого молекулярным поглощением в окнах атмосферного спектра, существенное влияние на пропускание оказывает замутнение атмосферы.

Молекулярная составляющая интегрального пропускания в окнах может быть получена путем приближенного расчета (в предположении однородности трассы) по известным экспериментальным данным спектрального пропускания для заданного количества паров воды на трассе. Применительно к реальной атмосфере учет влияния замутнения на пропускание путем расчета является еще нерешенной задачей, так как в подавляющем большинстве случаев характеристика частиц на трассе не известна.

Имеющиеся в литературе данные о коэффициентах аэрозольного ослабления реальной атмосферы относятся к ближней ИК-области спектра, но для проведения статистического анализа этого недостаточно [3]. Попытки прогнозирования прозрачности атмосферы в ИК-области спектра по измерениям прозрачности в видимой области не дают положительных результатов из-за того, что нет однозначной связи между метеорологической дальностью видимости и прозрачностью атмосферы в ИК-области спектра. Поскольку в настоящее время отсутствует метод учета влияния замутнения атмосферы при прогнозировании пропускания атмосферы в ИК-области спектра, возникает необходимость в непосредственных измерениях пропускания в окнах атмосферного спектра при различных метеорологических условиях. В литературе практически отсутствуют сведения о таких измерениях, и поэтому представляет интерес методика измерений пропускания в окнах на горизонтальных трассах в приземном слое атмосферы.

Авторами разработан метод, основанный на измерении лучистого потока точечного источника в приземном слое атмосферы, с помощью градуированного радиометра. Точечным источником служит прожектор, находящийся на большом удалении от радиометра. Сохранность градуировки радиометра контролируется в процессе измерений с помощью модели абсолютно черного тела (АЧТ), встроенный в радиометр. Для сравнения измеренных значений пропускания с расчетным значением молекулярной составляющей пропускания в качестве излучателя в прожекторе применена модель АЧТ с известными характеристиками. Чтобы исключить влияние излучения фона, как естественного, так и приборного, модуляция лучистого потока осуществляется в прожекторе.

Прогнозирование пропускания в окнах ИК-области атмосферного спектра в приземном слое атмосферы должно базироваться на измерениях пропускания на горизонтальных трассах протяженностью не менее 5—6 км. При этом, как показывают результаты расчетов, зеркальные объективы большого диаметра нужны не только для прожектора, но и для радиометра — даже

при применении высокочувствительных тепловых приемников, таких как БСГ-2 с чувствительностью порядка 1500 В/вт. Для экспериментальных исследований был применен радиометр, объектив которого имел диаметр входного зрачка $D=500$ мм, а наименьший угловой размер поля зрения системы $\Delta\varphi=10^{-2}$ рад. При градуировке радиометра по вынесенному точечному источнику расстояние L , на котором должен быть выставлен точечный источник, определяется из известного условия [4]

$$\frac{D}{L} < \varphi\Delta. \quad (1)$$

Как видно, при малом угловом поле зрения и большом диаметре входного зрачка должны быть большие расстояния до точечного источника, что вызывает затруднения при градуировке радиометра даже в полевых условиях. В рассматриваемом случае расстояние до точечного источника

$$L > \frac{D}{\Delta\varphi} = \frac{0,5}{10^{-3}} = 500 \text{ м.}$$

Это расстояние может быть существенно уменьшено путем диафрагмирования объектива. Если d — диаметр входного зрачка диафрагмированного объектива, то расстояние до точечного источника может быть уменьшено в D/d раз и определится из условия

$$L_d > \frac{d}{\Delta\varphi}. \quad (2)$$

В данном случае применена диафрагма со световым отверстием $d=50$ мм, что позволило уменьшить расстояние в 10 раз и провести градуировку на расстоянии $L_d \geq 50$ м. Однако следует иметь в виду, что диафрагмирование объектива может изменить светораспределение в кружке рассеяния, при этом изменится распределение энергии в плоскости установки приемника.

Влияние изменения светораспределения на градуировку можно учесть путем измерения сигнала U_d при диафрагмированном зрачке и сигнала U_D при полном зрачке от точечного источника, находящегося на расстоянии, определенном условием (1). Отношение измеренных сигналов равно отношению эффективной площади входного зрачка $q_{\text{эф}}$ при наличии диафрагмы к эффективной площади $Q_{\text{эф}}$ полного зрачка при условии линейности характеристики приемно-регистрирующей системы, т. е.

$$\frac{U_d}{U_D} = \frac{q_{\text{эф}}}{Q_{\text{эф}}}. \quad (3)$$

При градуировке радиометра точечным источником служил прожектор, на выходном зрачке которого ставились различные диафрагмы. Световое отверстие диафрагмированного прожектора d_n всегда удовлетворяло условию точечности источника

$$\frac{d_n}{L_d} < \Delta\varphi. \quad (4)$$

При этом расстояние L_d должно быть больше, чем дистанция формирования пучка лучей прожектора. При различных диафрагмах на выходном зрачке прожектора сигнал при градуировке U_r является функцией силы излучения диафрагмированного зрачка прожектора I_n а

$$U_r = k \frac{I_n d}{L_d^2} q_{\text{эф}}, \quad (5)$$

где k — коэффициент преобразования.

Сигнал от прожектора, установленного на дистанции L , равен

$$U_n = k\tau_a \frac{I_n}{L^2} Q_{\text{эф}}, \quad (6)$$

где I_n — сила излучения прожектора; τ_a — пропускание атмосферы в спектральной области, выделяемой фильтром.

При условии равенства сигналов определяем пропускание атмосферы по формуле

$$\bar{\tau}_a = \frac{I_{nd}}{I_n} \frac{L^2}{L_d^2} \frac{q_{\text{эф}}}{Q_{\text{эф}}}. \quad (7)$$

Отношение силы излучения диафрагмированного прожектора к силе излучения прожектора без диафрагмы определялось экспериментально. В конструкции радиометра предусмотрена возможность измерений энергетической освещенности в плоскости установки приемника без объектива радиометра. Относительные измерения освещенностей, создаваемых диафрагмированным прожектором и прожектором без диафрагмы, на соответствующих расстояниях, когда можно пренебречь поглощением в атмосфере, позволило определить отношение сил излучений, входящих в формулу (7). Средняя квадратическая суммарная погрешность пропускания будет содержать погрешность измерения сигнала, которая определяется отношением шумового сигнала аппаратуры U_m к измеряемому сигналу U_n .

$$\sqrt{\left(\frac{\delta\bar{\tau}_a}{\bar{\tau}_a}\right)^2} \approx \sqrt{\left(\frac{U_m}{U_n}\right)^2 + c^2},$$

где c^2 — сумма всех прочих погрешностей (согласно произведенной оценке она будет не меньше 8–10% для $\sqrt{c^2}$).

Величина измеряемого сигнала U_n , согласно (6), зависит от пропускания, и поэтому погрешность пропускания зависит от величины пропускания. Для измерения пропускания в широких пределах его значений необходимо, чтобы первый член суммы под корнем был мал по сравнению со вторым.

При хорошей дальности видимости и трассе протяженностью 5–6 км можно обеспечить отношение сигнала к шуму порядка 50. При плохих погодных условиях можно ожидать уменьшения пропускания в несколько раз, однако это не вызовет существенного увеличения погрешности при определении величины пропускания.

Разработанный метод может быть применен для проведения систематических измерений пропускания с целью создания метода прогнозирования пропускания теплового излучения в приземном слое атмосферы в окнах атмосферного спектра, а также для решения задач прикладного характера.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кондратьев К. Я. Метеорологические спутники. ГИМИЗ, 1963, 120 с.
2. Зуев В. Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. «Советское радио», 1970, 300 с.
3. Андреев С. Д., Ивлев Л. С., Яценко Е. Л. Оптические характеристики атмосферного азрозоля в ближней ИК-области спектра. — «Проблемы физики атмосферы», 1971, вып. 9, изд. ЛГУ, с. 48–57.
4. Лазарев А. И. Градуировка телерадиометров. — «Оптико-механическая промышленность», 1970, № 1, с. 10–13.

Поступила в редакцию 14/11 1974 г.

СОДЕРЖАНИЕ

<ul style="list-style-type: none"> ✓ И. И. Киренков. Современные проблемы термодинамической температурной шкалы ✓ Ф. З. Алиева. О точности воспроизведения эталонов средних температур в странах СЭВ ✓ И. И. Киренков. Некоторые законы термоэлектрической неоднородности ✓ Г. С. Амброк и А. И. Чаркин. Получение заданного распределения температуры по длине ленты, нагреваемой током ✓ Г. Н. Бражниченко, В. А. Чистяков. Влияние неоднородности нагрева стенок полости на коэффициенты излучения некоторых моделей абсолютно черного тела ✓ Г. Н. Бражниченко, Ю. Б. Беспалов, Н. Л. Гоголев. Быстродействующий спектропирометр для измерения температуры импульсных плазменных излучателей ✓ Г. А. Крахмальникова. Исследование рассеянного света в фотоэлектрических спектропирометрах ✓ Э. А. Лапина. Методика определения эффективных длин волны визуальных яркостных пирометров, использующих область спектра, близкую к 0,52 мкм ✓ Э. А. Лапина. Применение температурных ламп с вольфрамовой лентой для сличения температурных шкал и показаний яркостных пирометров ✓ Л. И. Ошарина. О новых излучателях для точной пирометрии ✓ А. Х. Фаянс и О. С. Ефимова. Высокотемпературные термометры сопротивления с кварцевыми оболочками для воспроизведения и передачи МПТШ ✓ И. С. Гаврилова, В. П. Чекулаев, Н. Г. Цырлина. Разработка, изготовление и аттестация платиновых термометров сопротивления новой конструкции ✓ А. В. Саватеев и Ю. Д. Бароненкова. О возможности использования шума полупроводниковых сопротивлений с целью измерения их собственной температуры ✓ В. И. Угольников. О возможности измерения низких температур по инфракрасному излучению в узком спектральном интервале ✓ О. М. Жагулло. Некоторые вопросы температурного контроля оксидных катодов ✓ Г. С. Амброк и О. М. Жагулло. О теплопроводности оксидного покрытия катодов ✓ К. Г. Черкасова, Е. В. Хованская и Ф. Т. Анучина. Учет влияния теплофизических свойств контролируемого объекта на показания поверхностного термоприемника ✓ А. С. Утенюк. Устройство для контроля температуры в жидкометаллических теплообменниках ✓ В. К. Зеленюк, А. И. Попов, Д. Ф. Тартаковский. Эффективность температурной компенсации термоэлемента постоянного тока ✓ А. С. Утенюк. Особенности измерения теплотехнических параметров агрессивных сред ✓ В. В. Бабушкин, А. К. Вишневецкий, Ю. В. Носков, В. А. Чистяков. Методика измерений пропускания теплового излучения в окнах атмосферного спектра на приземных горизонтальных трассах Рефераты публикуемых статей 	<ul style="list-style-type: none"> 3 6 11 16 18 26 32 36 39 43 47 51 54 61 65 71 76 79 82 88 91 95
--	--

РЕФЕРАТЫ ПУБЛИКУЕМЫХ СТАТЕЙ

УДК 536.5.081.3(100)

Современные проблемы термодинамической температурной шкалы. Киренков И. И. — «Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 171 (231), с. 3—5.

Обсуждается состояние в области исследований термодинамической температурной шкалы, сложившееся после утверждения МПТШ-68. Рассматривается целесообразность и актуальность различных путей дальнейшего исследования термодинамической шкалы на современном этапе.

УДК 536.53.089.6

О точности воспроизведения эталонов средних температур в странах СЭВ. Алиева Ф. З. — «Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 171 (231), с. 6—11.

Приведены результаты международного сличения эталонных термометров сопротивления и термомпар, выполненного в странах СЭВ в 1967 г. Показано, что состояние эталонов в основном удовлетворяет требованиям точности измерений температуры в каждой стране. Табл. 4. Библ. 2 назв.

УДК 536.532.089.6

Некоторые законы термоэлектрической неоднородности. Киренков И. И. — «Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 171 (231), с. 11—15.

Рассматриваются вопросы термоэлектрической неоднородности термомпар, главным образом связанные с износом термомпары при ее эксплуатации, и даются некоторые рекомендации по учету этих явлений при проверке термомпар, что может иметь значение при эксплуатации термомпар и при их метрологическом контроле. Илл. 1. Библ. 3 назв.

УДК 536.587

Получение заданного распределения температуры по длине ленты, нагреваемой током. Амброк Г. С., Чаркин А. Н. — «Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 171 (231), с. 15—18.

Излагается методика расчета профиля ленты, нагреваемой током, для получения заданного распределения температуры по ее длине, в частности постоянной температуры, в условиях лучистого теплообмена. Такое распределение температуры необходимо в ленточных источниках излучения (температурных лампах). Илл. 1. Библ. 2.

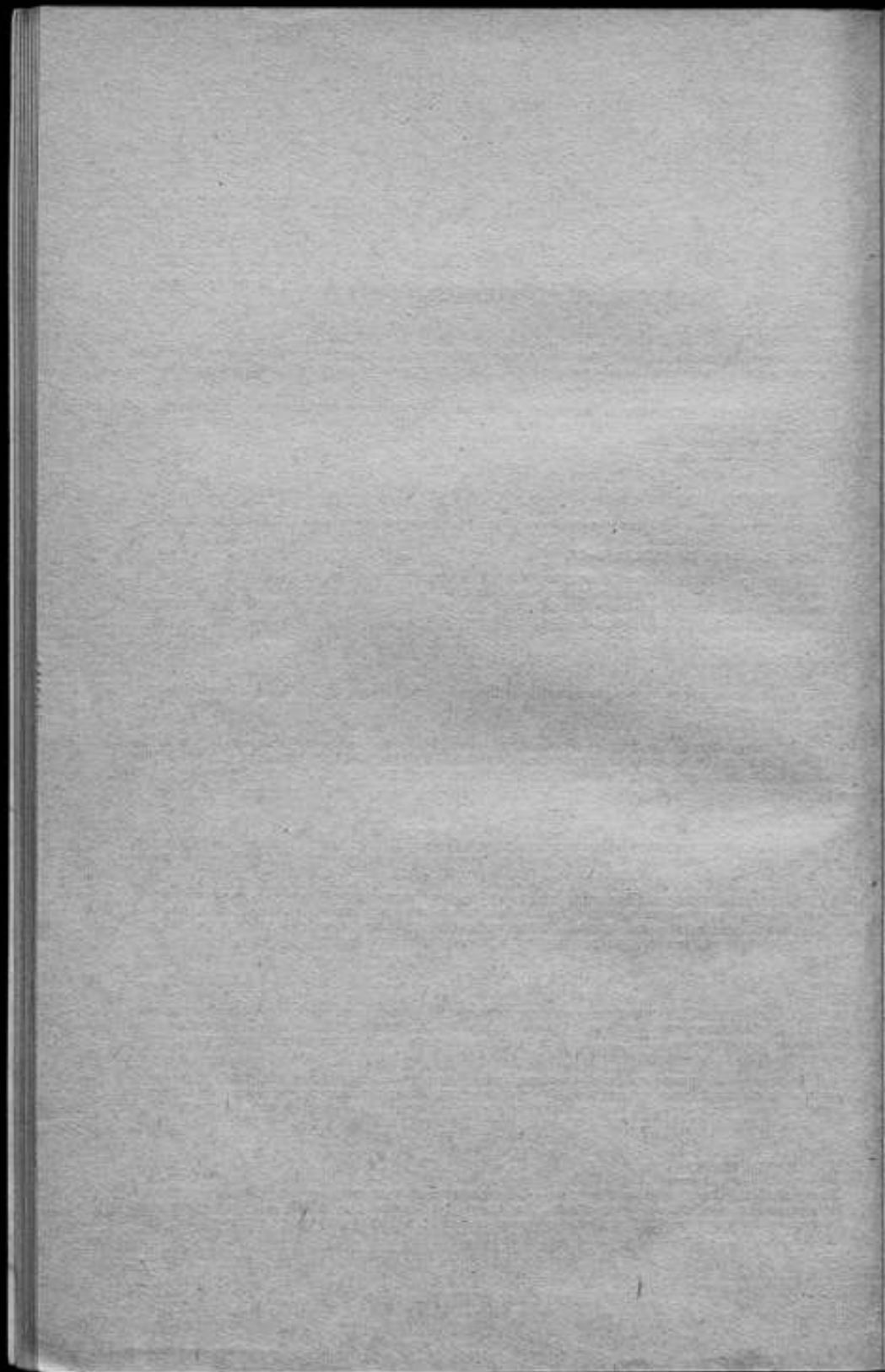
УДК 536.231.5

Влияние неоднородности нагрева стенок полости на коэффициенты излучения некоторых моделей абсолютно черных тел. Бражинченко Г. Н., Чистиков В. А. — «Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 171 (231), с. 18—26.

Рассмотрены поправки к расчетным коэффициентам излучения шаровой и цилиндрической моделей абсолютно черных тел, учитывающие неоднородность нагрева стенок полости при произвольном законе изменения температуры от задней стенки модели до отверстия. Табл. 1. Илл. 2. Библ. 2 назв.

УДК 536.821 : 635.243

Быстродействующий спектропирометр для измерений температуры импульсных плазменных излучателей. Бражинченко Г. Н., Беспалов Ю. Б., Гоголев Н. Л. — «Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 171 (231), с. 26—32.



Рассматривается быстродействующий фотоэлектрический спектропирометр ВНИИМ, предназначенный для измерения температуры импульсных источников излучения высокой яркости. Постоянная времени спектропирометра $\sim 5 \cdot 10^{-2}$ с, порог чувствительности порядка 200 К при температуре исследуемого источника ~ 4000 К. Спектропирометр обеспечивает измерение температуры импульсных излучателей ~ 4000 К с предельной погрешностью, не превышающей 1,8% в диапазоне длин волн 500–1000 нм и 3–4% — в диапазоне 300–500 нм.

Даны описание, принцип действия, результаты исследования работы спектропирометра. Илл. 4. Библ. 6 назв.

УДК 536.821 : 535.243

Исследование рассеянного света в фотоэлектрических спектропирометрах. Крахмальникова Г. А. — «Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 171 (231), с. 32–36.

Рассматриваются эксперименты по определению рассеянного света во внешней оптической системе фотоэлектрических спектропирометров трех типов: СПК-3, СП-4К и СПКУ. Результаты выполненных измерений могут быть использованы при выборе методики экспериментов при измерениях на спектропирометрах и при совершенствовании их конструкции. Величина средней квадратической погрешности от рассеянного света составляет 0,15–3,0° С.

УДК 536.521.3

Методика определения эффективных длин волн яркостных яркостных пирометров, использующих область спектра, близкую к 0,52 мкм. Лапина Э. А. — «Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 171 (231), с. 36–38.

Описывается установка для измерения эффективных длин волн яркостных пирометров методом пересекающихся характеристик. В новой установке светофильтра подобраны для значения эффективной длины волны, близкой к 0,52 мкм. Табл. 2. Илл. 1. Библ. 5 назв.

УДК 536.521.3.089.6

Применение температурных ламп с вольфрамовой лентой для сличения температурных шкал и показаний яркостных пирометров. Лапина Э. А. — «Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 171 (231), с. 38–43.

Рассмотрена возможность применения температурных ламп с вольфрамовой лентой для сличения температурных шкал, воспроизводимых с помощью различных пирометров. Предложена методика сличения показаний яркостных пирометров с различными аппаратными функциями при учете влияния аппаратных функций приборов; приведен численный пример такого сличения. Табл. 2. Библ. 15 назв.

УДК 536.231.5

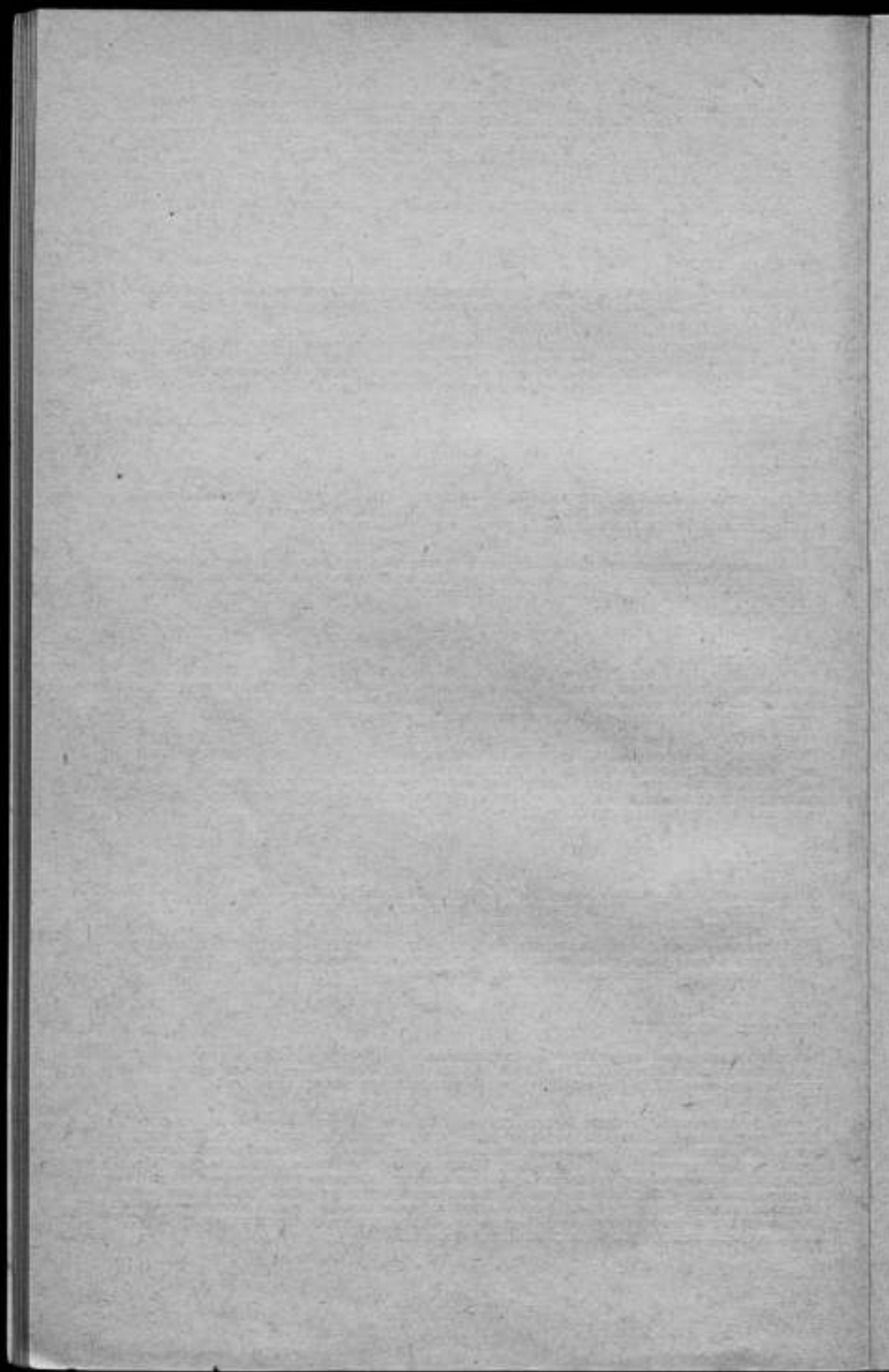
О новых излучателях для точной пирометрии. Ошарина Л. И. — «Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 171 (231), с. 43–47.

Приведены результаты исследований новых излучателей — вакуумных температурных ламп и ламповых моделей черного тела, предназначенных для метрологических работ в области высоких температур. Табл. 1. Илл. 2. Библ. 5 назв.

УДК 536.531 : 621.315.613.7

Высокотемпературные термометры сопротивления с кварцевыми оболочками для воспроизведения и передачи МПТШ. А. Х. Фаисс, О. С. Ефимова — «Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 171 (231), с. 47–51.

Рассматриваются свойства новых высокотемпературных термометров сопротивления (ВТС) с кварцевой оболочкой, разработанных и исследованных во ВНИИМ. Эти термометры обладают целым рядом преимуществ по сравнению с ранее разработанными термометрами с платиновой оболочкой. Использование указанных термометров в качестве интерполяционных приборов позволяет поднять точность измерений температуры в диапазоне 600–1100° С в три раза. Приводятся также результаты применения новой методики интерполяции температуры применительно к данным градуировок ряда ВТС, изготовленных в Великобритании. Полученная в этом случае точность передачи МПТШ лежит в пределах $\pm 0,03^\circ$ С. Табл. 2. Илл. 1. Библ. 4 назв.



УДК 536.531 : 669.231

Разработка, изготовление и аттестация платиновых термометров сопротивления новой конструкции. Гаврилова Н. С., Чекулаев В. П., Цыряна Н. Г. — «Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 171 (231), с. 51—54.

Описан новый вариант конструкции термометра с дополнительными крепящими приспособлениями, обеспечивающими стабильность термометров.

Приведены характеристики воспроизведения МПТШ с помощью реперных точек. Указаны достигнутые величины точностей в этих точках при градуировке эталонных термометров. Табл. 2. Библи. 7 назв.

УДК 536.531 : 621.38

О возможности использования шума полупроводниковых сопротивлений с целью измерения их собственной температуры. Бароненкова Ю. Д., Саватеев А. В. — «Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 171 (231), с. 54—60.

Рассматриваются различные компоненты шума полупроводниковых термометров сопротивления (ПТС). Оценивается влияние этих компонент на погрешность градуировки ПТС методом шумового термометра. Илл. 1. Библи. 15 назв.

УДК 536.521 : 535.243-15

О возможности измерения низких температур по инфракрасному излучению в узком спектральном интервале. Угольников В. И. — «Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 171 (231), с. 61—64.

Произведен выбор метода и конструкции спектропиометра для измерения температуры слабо нагретых тел в узком спектральном интервале. На основании экспериментальных данных определен тип приемника излучения.

Исследована чувствительность спектропиометра на нижнем пределе температурного интервала в различных длинах волны.

Выполнена градуировка температурной лампы по изготовленной модели черного тела в области длин волны 2,2—4,5 мкм. Табл. 2. Илл. 3. Библи. 5 назв.

УДК 536.521 : 535.243

Некоторые вопросы температурного контроля оксидных катодов. Жагулло О. М. — «Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 171 (231), с. 65—71.

Приводятся результаты изучения возможности применения параметров спектрального отношения типа «Спектролар-1» для измерения температуры оксидного покрытия катодов, широко применяемых в электронвакуумной технике.

Сравниваются методические погрешности пиометра спектрального отношения «Спектролар-1» и оптического пиометра с исчезающей нитью. Табл. 3. Илл. 4. Библи. 10.

УДК 536.21 : 621.794.01

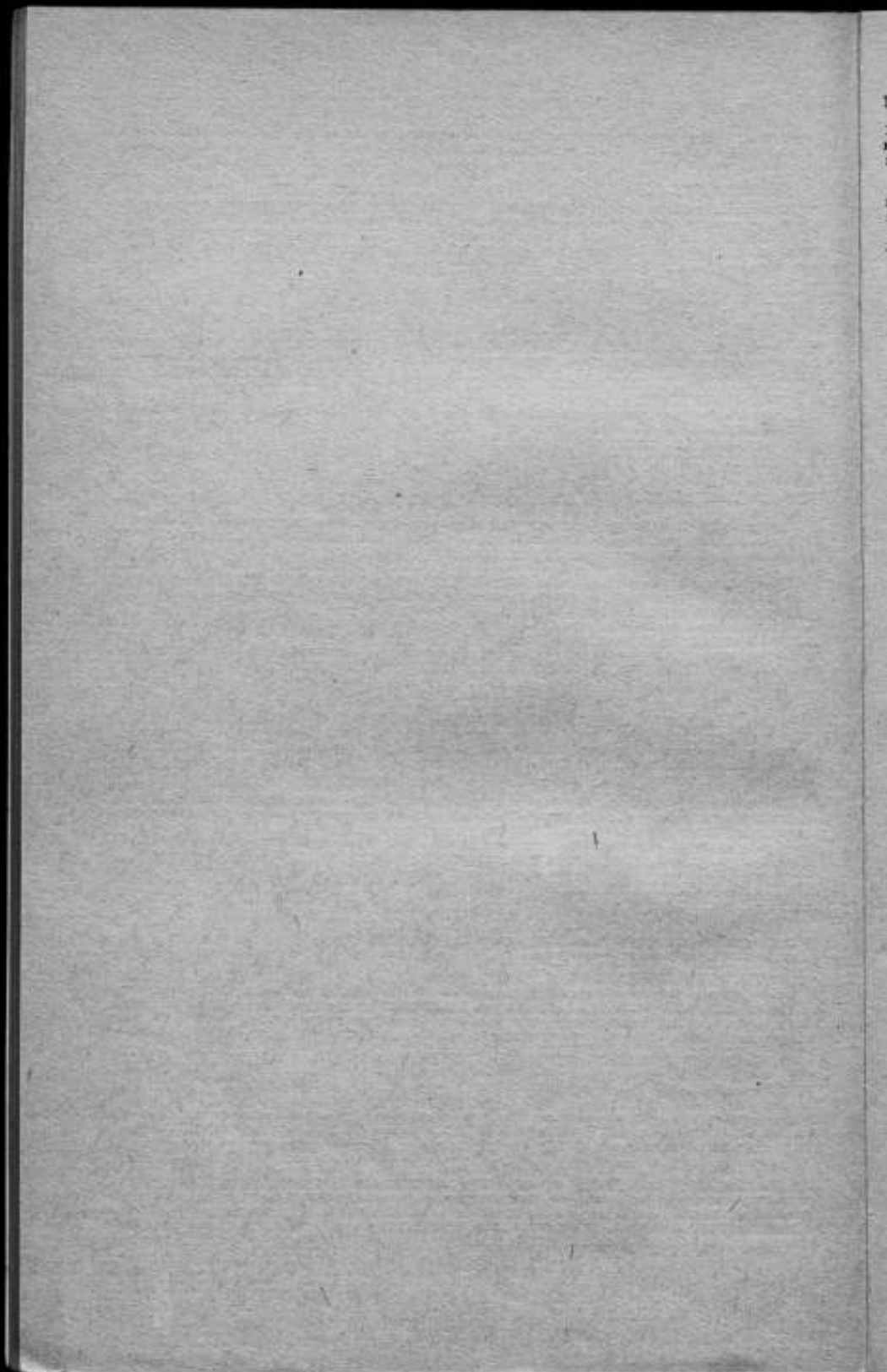
О теплопроводности оксидного покрытия катодов. Амброк Г. С., Жагулло О. М. — «Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 171 (231), с. 71—76.

Приводится расчет эффективной теплопроводности оксида на основании результатов температурных измерений, проведенных во ВНИИМ. Полученные значения теплопроводности сравниваются с литературными данными. Высказываются соображения о причинах расхождения различных экспериментальных данных. Табл. 1. Илл. 1. Библи. 11 назв.

УДК 535.232.6.082.6

Учет влияния теплофизических свойств контролируемого объекта на показания поверхностного термометрички. Черкасова К. Г., Хованская Е. В., Анучина Ф. Т. — «Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 171 (231), с. 76—79.

Рассмотрена зависимость показаний поверхностных термометричек от условий их эксплуатации, в частности, от материала и чистоты обработки поверхности контролируемых объектов. Приведены аналитические зависимости для пересчета поправок на показания поверхностного термометрички, полученных при его градуировке, к новым условиям теплообмена. Илл. 2. Библи. 5 назв.



УДК 536.421

Устройство для контроля температуры в жидкометаллических теплообменниках. Утепов А. С. — «Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 117 (231), с. 79—82.

Дано качественное обоснование и проведена экспериментальная проверка возможности использования шунтирующего действия парожидкостной смеси кипящих электропроводных жидкостей для сигнализации температуры.

Приведены конструктивная и принципиальная схемы сигнализатора температуры для установок с жидкими металлами. Представлены результаты испытаний. Илл. 2. Библи. 7 назв.

УДК 533.6.082.6.024

Эффективность температурной компенсации термоанемометра постоянного тока. Зеленин В. К., Попов А. И., Тартаковский Д. Ф. — «Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 711 (231), с. 82—87.

Рассмотрено поведение схемы температурной компенсации термоанемометра постоянного тока с проволоочными и пленочными терморезисторами при ступенчатом и гармоническом изменении температуры потока. Полученные расчетные соотношения подтверждены экспериментально. Илл. 4. Библи. 3 назв.

УДК 536.5 : 620.193.4

Особенности измерения теплотехнических параметров агрессивных сред. Утепов А. С. — «Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 171 (231), с. 88—90.

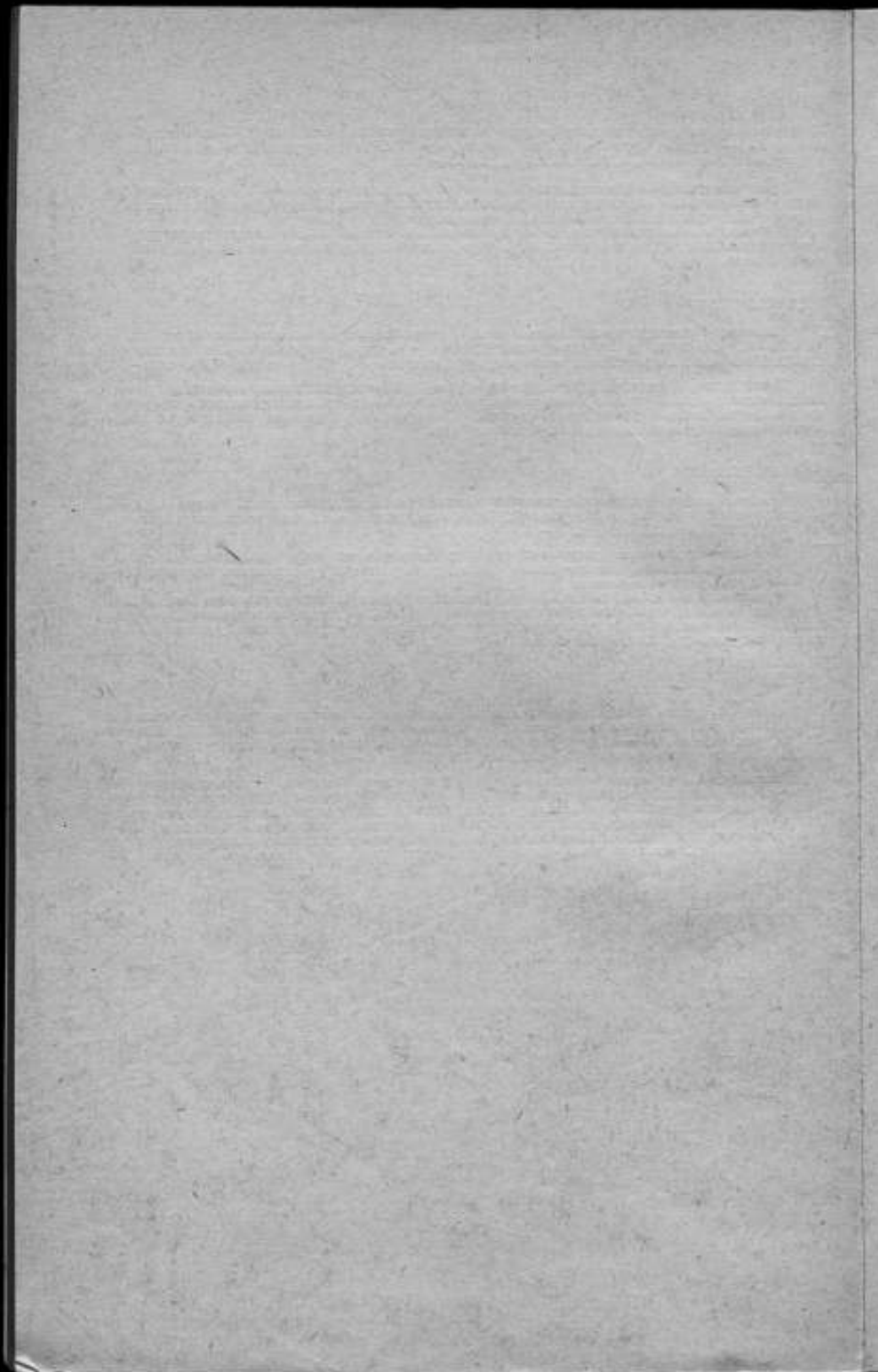
Рассмотрены влияние дестабилизирующих факторов на работоспособность электроконтактного уровнемера, используемого при высоких температурах в теплообменных конструкциях с щелочными металлами.

Приведена методика расчета погрешностей преобразователя уровнемера от газовой коррозии и агрессивного воздействия щелочного металла. Проанализированы конструктивные и технологические приемы защиты элементов преобразователя уровнемера от газовой коррозии. Илл. 3. Библи. 4 назв.

УДК 536.214.4 : 535.232.6

Методика измерений пропускания теплового излучения в окнах атмосферного спектра на приземных горизонтальных трассах. Бабушкин В. В., Вишняцкий А. К., Носков Ю. В., Чистяков В. А. — «Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений», 1975, вып. 171 (231), с. 91—93.

Рассмотрена методика измерений пропускания атмосферы на приземных трассах в окнах инфракрасной области атмосферного спектра. Измерение пропускания осуществляется по односторонней схеме с помощью радиометра, градуированного по вынесенному точечному источнику. Для градуировки радиометра с малым угловым полем зрения и большим диаметром входного зрачка по точечному источнику предложен метод, позволяющий существенно уменьшить расстояние до точечного источника. Библи. 4.



ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ
Труды метрологических институтов СССР
Выпуск 171 (231)

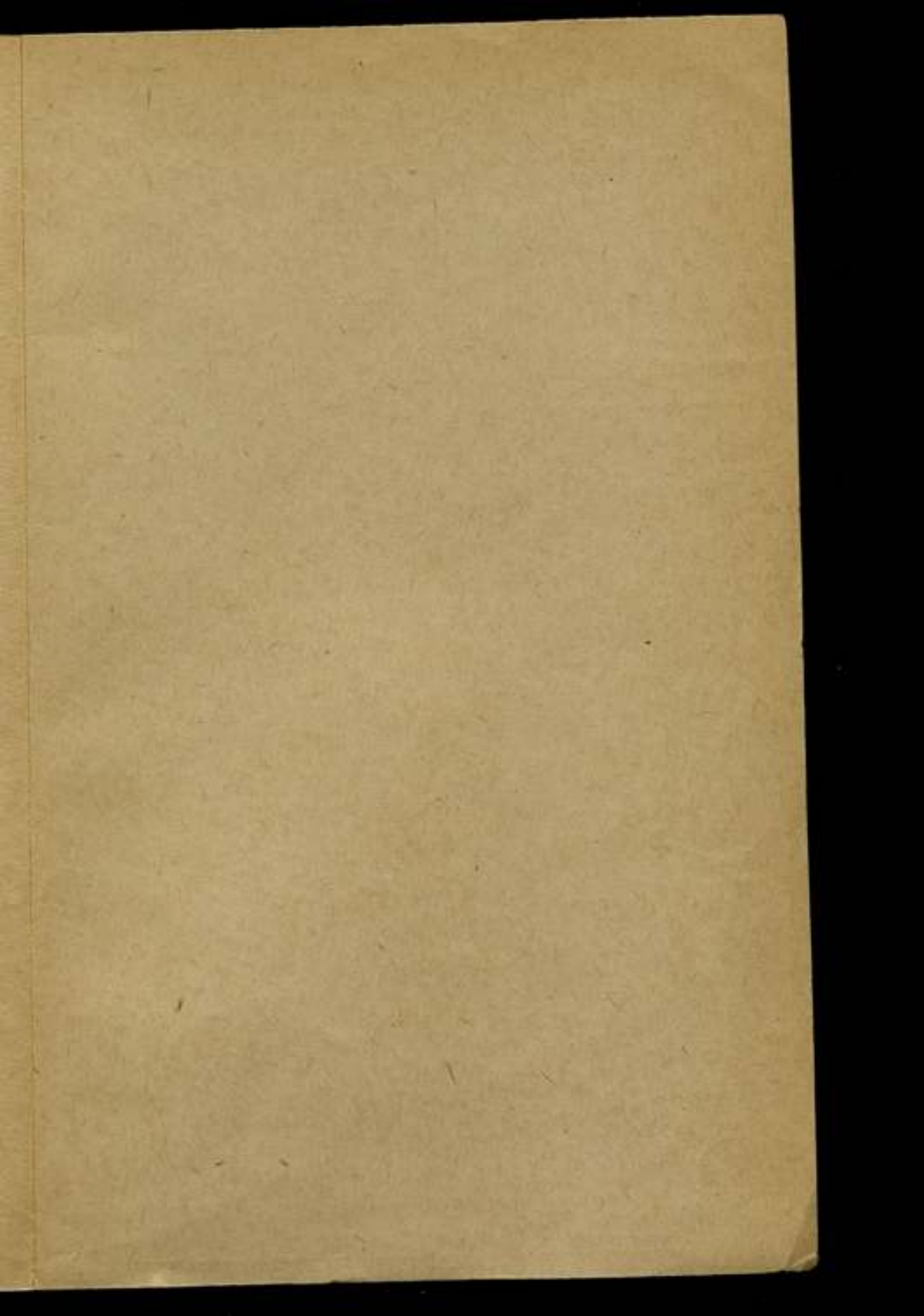
Редактор **И. А. Шайкевич**
Технический редактор **Е. А. Хмелинская**
Корректор **А. Ф. Кузнецова**

Сдано в набор 20/XI 1974 г. Подписано к печати 12/III 1975 г. М-23665. Формат 60×90¹/₈.
Бумага типографская № 3. Печ. л. 6,5 Уч.-изд. л. 8,86. Тираж 1000 экз. Заказ № 2540.
Цена 89 коп.

Ленинградское отделение издательства «Энергия».
192041, Ленинград, Марсово поле, 1.

Ленинградская типография № 4 Союзполиграфпрома при Государственном комитете Со-
вета Министров СССР по делам издательства, полиграфии и книжной торговли, 196126, Ле-
нинград, Ф-126, Социалистическая ул., 14.

ДЛЯ ЗАМЕТОК



Цена 89 коп.