

Предисловие	3
Основные условные обозначения	4
<b>Глава I. Методы измерения тепловых потоков</b>	<b>5</b>
1. Использование энергии изменения агрегатного состояния	5
2. Жидкостно-энтальпийный метод	9
3. Электрометрический метод	11
4. Дилато-резистометрические и термоэлектрические методы	13
5. Эвапорографический метод	18
6. Пневматический и оптический методы	20
7. Инерционные тепломеры	22
8. Приборы, основанные на фотоэлектрических и радиометрических эффектах	25
9. Компенсационные радиометры	28
10. Метод вспомогательной стенки	33
11. Тепломеры с поперечной составляющей потока	38
12. Аналитические методы	42
13. Пирозлектрические тепломеры	44
<b>Глава II. Одиночные датчики теплового потока</b>	<b>48</b>
1. Конструкции одиночных датчиков теплового потока (о. д. т. п.) и общие вопросы их изготовления	48
2. Особенности образования сигнала в о. д. т. п. при неравномерном распределении измеряемого потока	51
3. Помехи и шумы в сигналах о. д. т. п.	63
4. Учет искажений, вносимых в измерения наличием датчиков	66
5. Особенности измерения нестационарных потоков	69
6. Технология изготовления серийных о. д. т. п.	79
<b>Глава III. Батарейные датчики</b>	<b>83</b>
1. Конструкции б. д. т. п. и общие вопросы их изготовления	84
2. Оптимизация конструктивных параметров для галетных и сеточных датчиков	87
3. Оптимизация конструктивных параметров для гальванических слоистых датчиков	90
4. Теория подобия и расчетные формулы	95
5. Технология изготовления слоистых датчиков	100
6. Теория косослойных датчиков	103
<b>Глава IV. Абсолютные градуировочные измерения лучистых потоков при низких и умеренных температурах (<math>\pm 200^\circ\text{C}</math>)</b>	<b>111</b>
1. Излучатели потоков низкой интенсивности	111
2. Излучатели потоков высокой интенсивности	113

3. Компенсационные радиометры . . . . .	117
4. Инерционные радиометры . . . . .	124
5. Абсолютные компенсационные радиометры с энергетическим замещением . . . . .	126
6. Методика радиационной градуировки . . . . .	128

**Глава V. Градуировочные измерения кондуктивных потоков при низких и умеренных температурах ( $\pm 200^\circ \text{C}$ ) . . . . .** 130

1. Электрические калориметры с компенсационной изоляцией . . . . .	130
2. Контактные термоэлектрические калориметры с замещением . . . . .	133
3. Двойной калориметр . . . . .	135

**Глава VI. Градуировка при высоких температурах (до  $600^\circ \text{C}$ ) . . . . .** 138

1. Принцип действия градуировочного столбика . . . . .	138
2. Стейд для высокотемпературной градуировки в вакууме . . . . .	140
3. Теория теплопроводности для столбика. Потери на рассеяние . . . . .	144
4. Методика высокотемпературной градуировки . . . . .	149

**Глава VII. Производные приборы и некоторые случаи применения теплотрии в научно-исследовательской практике . . . . .** 152

1. Измерители теплотерь ИТП . . . . .	153
2. Приборы для определения коэффициента теплопроводности . . . . .	154
3. Определение конвективных и лучистых составляющих сложного теплообмена . . . . .	162
4. Микрокалориметрия . . . . .	165
5. Применение теплотрических датчиков в радиационной пирометрии . . . . .	168
6. Теплотрические определения свойств в нестационарных режимах . . . . .	171
7. Прямое применение датчиков . . . . .	174

Измерение плотности тепловых потоков приобретает важное значение для большинства экспериментальных исследований и технологических процессов. Успехи в создании новой аппаратуры и методик неизменно способствовали появлению новых задач, а решение этих задач ставило новые требования к аппаратуре и теории. Такая «цепная реакция» привела к возникновению самостоятельной отрасли измерительной техники — теплотрии, такому же фундаментальному методу экспериментальной физики, как термо-, электро- и магнитометрия, спектроскопия и ядерная дозиметрия.

Теплотрия объединяет в себе методы и средства получения экспериментальной информации о плотности тепловых потоков. Теплотрические средства применяются не только для исследования, но и для контроля и регулирования процессов в самых различных областях народного хозяйства.

Обычно исследователи и практики пользовались теплотрией в качестве вспомогательного средства, что приводило к распылению усилий и нерациональному использованию времени при частом повторении разработок. Поэтому еще в 1955 г. автор данной монографии начал систематизировать накопленный опыт с целью подготовки основ для разработки специальных методов теоретических и экспериментальных исследований, приближающихся по своей унификации, например, к методам электрических измерений. Результаты обобщения заимствованного и собственного опыта, накопленного к 1964 г., составили предмет изложения в монографии «Техника теплотехнического эксперимента», написанной автором совместно с В. Г. Федоровым. В сокращенном варианте эти материалы вошли в справочное руководство «Тепловые и температурные измерения», изданное в 1965 г. Обе книги, судя по полученным письмам и ссылкам в публикациях, одобрены научно-технической общественностью.

По сравнению с предыдущими изданиями в данной книге существенно пересмотрена и обновлена обзорная часть, заново описаны оригинальные исследования. За истекшие шесть лет значительно пополнился арсенал теплотрической аппаратуры, расширен температурный диапазон измерений, обеспеченных надежной градуировкой ( $80\text{—}870^\circ\text{K}$ ), увеличено число абсолютных градуировочных устройств, повышена точность измерений.

Параллельно с экспериментальными исследованиями и технологическими разработками проведен теоретический анализ комплекса явлений теплопроводности и термоэлектричества, открывший возможности определения целесообразных форм конструкций и определяющий рациональные направления поиска. Эксплуатационные характеристики чувствительных элементов подтверждают развитую теорию.

Для одиночных датчиков при нагрузках, изменяющихся в пространстве и времени, разработана теория, устанавливающая меру соответствия вырабатываемого сигнала измеряемому потоку. Все размеры датчиков оптимизированы,

На основании анализа свойств батарейных датчиков различных типов (слоистые, галетные, спиральные) разработана теория подобию, позволившая получить обобщенные зависимости и вывести расчетные формулы.

На основе предложенных датчиков создано и внедрено 36 типов производных приборов для непосредственных измерений теплопотерь, определения теплопроводности, радиационной пирометрии, медико-биологических и технологических calorиметрических исследований, дозиметрии в атомных реакторах и т. п. Эти приборы широко применяются в исследовательской и промышленной практике. Их использование позволяет сократить теплопотери, снизить расходы теплоизоляции, определить теплофизические свойства новых веществ, правильно оценить статьи теплового баланса в теплоэнергетических и холодильных установках, эффективно контролировать и автоматизировать новые технологические процессы и т. п.

Информация, полученная с помощью теплотрических устройств, не ограничивается явлениями переноса тепла. Так, например, обнаружена корреляция между теплопроводностью и прочностью стеклопластиков, которая дает возможность проводить неразрушающие испытания. При испытаниях стеклопластиков на усталость оказалось, что в широком диапазоне энергии рассеяния единичного цикла не зависит от рабочего напряжения. Обобщение таких опытов должно способствовать развитию самостоятельного направления исследований — теплоточной дефектоскопии.

Все оригинальные результаты, описанные в данной монографии, были получены сотрудниками Лаборатории методов тепловых измерений Института технической теплофизики АН УССР, которой руководил автор с момента ее образования. Среди них прежде всего хотелось бы отметить В. Г. Федорова, А. Д. Лебедева, Т. Г. Грищенко, Н. Н. Горшунову, Г. Н. Пашковскую, Л. В. Мосейчук, С. Т. Глоzman, Л. А. Лукашевич, С. А. Сажину. Автор считает своим долгом выразить всем им самую искреннюю признательность.

## ОСНОВНЫЕ УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

$A, B, b, C, D, k, k_1, k_2, k_3$ — коэффициенты, постоянные;	$q$ — плотность теплового потока;
$\alpha$ — коэффициент температуропроводности, коэффициенты поглощения (с индексами);	$\alpha$ — геометрический угол, коэффициент теплоотдачи, термозлектрический коэффициент Зеебека;
$f$ — площадь сечения;	$\Delta, \delta$ — толщина;
$f_k$ — площадь датчика;	$\epsilon$ — степень излучения;
$e$ — электродвижущая сила;	$\lambda$ — коэффициент теплопроводности;
$l$ — длина;	$\mu$ — постоянная времени;
$R$ — электрическое или термическое сопротивление;	$\pi$ — коэффициент Пельтье, отношение длины окружности к диаметру;
$T, t$ — температура;	$\rho$ — удельное электрическое сопротивление;
$I$ — сила электрического тока;	$\sigma$ — постоянная Стефана, механическое напряжение;
$i$ — плотность электрического тока;	$\theta$ — безразмерная температура, геометрический угол;
$P$ — мощность;	$\tau$ — время;
$p$ — периметр, давление;	$\bar{\tau} = \frac{a\tau}{l^2}$ — безразмерное время.
$x, y, z, \xi, \eta, \zeta$ — пространственные координаты;	
$x, \varphi, \psi$ — безразмерные координаты;	
$Q$ — тепловой поток;	

## МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ

Цель этой главы — дать информацию о развитии основных идей существующих методов и приборов для измерения тепловых потоков. Области познания, для которых актуальны тепловые измерения, чрезвычайно разнообразны. Геотермические исследования районов от вечной мерзлоты до вулканов; актинометрические исследования Земли, Солнца, дальних звезд; теплотрия организмов, органов и тканей в биологии и медицине; различные технические и физические тепловые измерения вплоть до измерений в атомных реакторах и на космических кораблях — вот далеко не полный перечень областей, где теплотрия играет существенную роль.

Разным областям познания свойственны специфические, отличные друг от друга, методы и стили. Поэтому принятая классификация носит в значительной мере условный характер. Часть сведений приведена конспективно.

Основное внимание уделено приборам и методам, по отношению к которым изложение последующих глав имеет наибольшую преемственность. В особенности это касается компенсационных методов и метода вспомогательной стенки, на которых базируется содержание последующих глав.

Косвенным измерениям в различных самостоятельных областях, например методам инфракрасной техники, уделено меньше внимания. Наконец, в самой сжатой форме рассмотрены технические вопросы применения приборов.

### 1. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭНЕРГИИ ИЗМЕНЕНИЯ АГРЕГАТНОГО СОСТОЯНИЯ

Калориметрические измерения позволяют определять энергии изменений агрегатных состояний в широком диапазоне физических параметров с точностью не хуже 1%.

Для физических экспериментов особенно удобны превращения твердой фазы в жидкую и обратно. Линия таких переходов для

большинства веществ обычно значительно удалена от тройной точки и совпадает с изотермой, а энергии сжатия для твердых и жидких сред пренебрежимо малы. Поэтому энергия агрегатного превращения практически не зависит от давления. Это обстоятельство было замечено еще Лавуазье и Лапласом, которые более 150 лет назад предложили ледяной калориметр, усовершенствованный в дальнейшем Бунзеном.

Теплометрические элементы, в основу которых положена конструктивная схема калориметра Бунзена, находят широкое применение и в настоящее время. Примером может служить пиргелиометр Ф. Е. Волошина [178], представленный на рис. 1.

На этом же принципе основан прибор для определения теплопроводности, в котором тепло подводится к образцу и отводится от него с помощью эвтектических растворов солей [105]. По количеству образовавшегося при плавлении рассола судят о количестве тепла, прошедшего через образец. Соответствующим подбором состава растворенных веществ и растворителей можно варьировать среднюю температуру исследуемого образца в достаточно широких пределах.

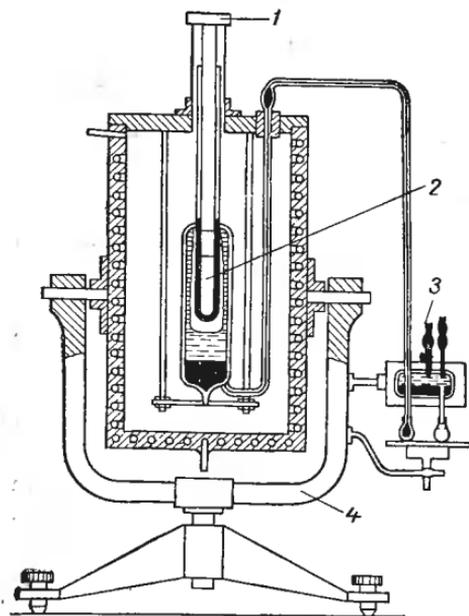


Рис. 1. Пиргелиометр Ф. Е. Волошина:

1 — приемная диафрагма; 2 — камера Бунзена; 3 — мерное устройство; 4 — параллактический штатив.

По количеству стаявшего или сублимировавшего вещества удобно судить также о величине тепловых потоков при конвективном теплообмене. Г. Н. Кружилин и В. А. Шваб описывают опыты Клейна, в которых локальные тепловые потоки при обдувании воздухом ледяных цилиндров определялись по количеству растаявшего льда [146, 147]. В воздухе часть образовавшейся жидкости успевает испариться; установить величину этой части очень трудно. Поэтому результаты Клейна нельзя использовать при определении теплоотдачи от неизменных поверхностей (например, металлических цилиндров).

Теплоотдача к плавким цилиндрам от большого объема жидкости (вода, бензол, этилен-гликоль) была исследована А. Г. Ткачевым [221]. При обработке экспериментальных данных он не учел возможности изменения удельных потоков по периметру обтекаемого тела. Испарение с поверхности было исключено. Появ-

ление жидкой фазы во внимание не принималось. Для горизонтальных цилиндров расхождение получилось наибольшим.

По-видимому, теплоту плавления можно рекомендовать использовать в спокойных условиях измерения малых эффектов (устройства Лавуазье — Лапласа, Бунзена, Волошина, Душина — Николаевского). В тех же случаях, когда на теплопередачу накладывается неконтролируемый массоперенос (Клейн, Ткачев), использование теплоты плавления может дать лишь качественные результаты.

Преимущества метода определения количества энергии по количеству испарившейся или сконденсировавшейся жидкости обусловлены физическим свойством веществ сохранять изобаричность при изотермичности и наоборот. Благодаря этому, поддерживая сравнительно простыми методами одинаковое давление, можно добиться идентичности температур, что позволяет создать разделительные перегородки с нулевым тепловым потоком, т. е. изоляторы, близкие к идеальным.

Одна из первых удачных попыток создания парового калориметра описана в [8]. Для определения теплоемкости различных тел, в частности металлов и сплавов, взвешенное заранее тело длительно прогревали в высококипящей жидкости, а затем быстро перекладывали в сосуд с низкокипящей жидкостью, находящейся при температуре кипения. В качестве низкокипящих жидкостей использовались этиловый эфир и уксусный альдегид. О тепловом эффекте охлаждения испытуемого тела судили по объему испарившейся жидкости.

В 1887 г. Бунзен предложил паровой калориметр, в котором тепловой эффект нагревания определялся по количеству сконденсировавшейся на теле жидкости.

Метод использования теплоты парообразования находит широкое применение в настоящее время. Нормированный подвод энергии обеспечивается обычно конденсацией пара. Для измерения среднего теплового потока исследуемый участок заключают в два коаксиальных металлических кожуха. Оба кожуха питают слегка перегретым паром с одинаковым давлением; поэтому стенки внутреннего кожуха оказываются изотермичными и не пропускают тепла. Единственным потребителем энергии в этом случае является исследуемая труба, расположенная во внутреннем кожухе. Конденсат с нее отводится отдельно и подлежит измерению. По количеству конденсата при известных параметрах пара судят о тепловом потоке.

Перегрев пара на несколько градусов исключает возможность попадания в кожухи жидкой фазы. Потери через конструктивные элементы за счет теплопроводности определяются в опытах «холостого хода» установки. Такая схема была использована при исследовании теплоотдачи к воздуху внутри длинной трубы [229] и при изучении теплообмена при кипении на плоских плитах, обогреваемых изнутри конденсирующимся паром [212].

Затруднения возникали вследствие необходимости секционирования парового обогревателя для получения локальных характеристик. Дрю и Райен [146], изучая теплоотдачу от поверхности цилиндра, поперечно обдуваемого воздухом, разделяли внутреннюю полость цилиндра на отсеки и измеряли расход конденсата из каждого отсека отдельно. Им удалось получить осредненные на достаточно больших площадях значения потоков. Аналогичные методы применялись и другими исследователями [15, 97, 99, 276].

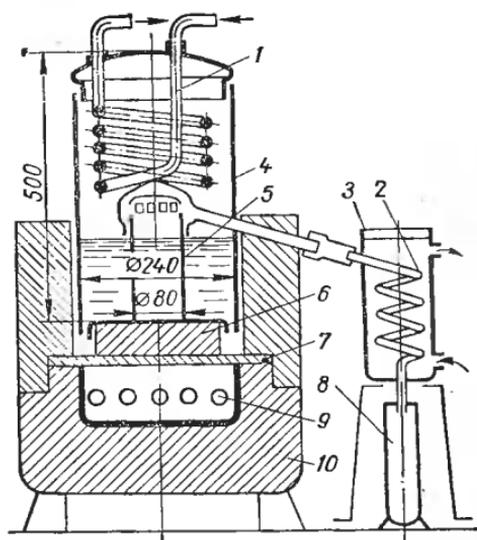


Рис. 2. Паровой тепломер для определения теплопроводности:

1 — внутренний змеевик; 2 — выносной змеевик; 3 — сосуд выносного змеевика; 4 — кожух прибора; 5 — центральный сосуд; 6 — испытуемый образец; 7 — горячая плита; 8 — мензурка; 9 — силикатный нагреватель; 10 — теплоизоляция.

Измерение теплового потока по количеству испарившейся жидкости используется в описанном в работе [237] приборе для определения коэффициента теплопроводности по методу пластины (рис. 2). Холодильником в приборе служит кожух 4, заполненный кипящей жидкостью. Центральный сосуд 5 имеет отдельный отвод пара, который направляется в выносной змеевик 2. Объем образующегося конденсата измеряется мензуркой 8. Пар из кольцевой (охранной) части сосуда конденсируется на охлаждаемом змеевике 1 в верхней части сосуда. Аналогичная установка была предложена для определения коэффициентов теплопроводности вакуумных различных механических на-

изоляционных материалов при грузах [90].

Подобная же методика использовалась при исследовании интенсификации теплообмена в трубе за счет возмущающих воздушный поток вставок и изучении теплоотдачи от воздуха к трубе в случае больших скоростей [99, 107].

Количество испарившейся жидкости учитывалось либо по расходу питательной жидкости, либо по расходу жидкости, сконденсированной из пара.

Погрешность измерений тепловых потоков методом использования энергии превращений агрегатных состояний обычно не превышает 5%. При калориметрических измерениях удается иногда снизить погрешность до 1%.

## 2. ЖИДКОСТНО-ЭНТАЛЬПИЙНЫЙ МЕТОД

Этот метод основан на том, что под действием измеряемого теплового потока изменяется теплосодержание жидкости, охлаждающей приемный орган. Он применяется так же часто, как описанный в предыдущем параграфе. Отличие их в том, что для определения изменения интегрального теплосодержания кроме расхода охлаждающей среды необходимо измерять изменение

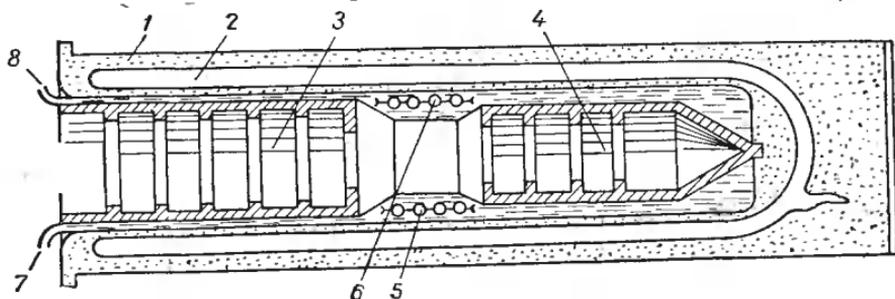


Рис. 3. Водоструйный пиргелиометр Ч. Г. Аббота:

1 — корпус прибора; 2 — сосуд Дьюара; 3 — калибровочная часть; 4 — приемно-поглощающая часть; 5 — термометрическое устройство на входе; 6 — термометрическое устройство на выходе; 7 — вход охлаждающей воды; 8 — выход охлаждающей воды.

температуры. Последнее связано с большими трудностями: там, где подводится (или отводится) измеряемое тепло, температура неизбежно распределена неравномерно в охлаждающей среде; если же среда успевает достаточно хорошо перемешаться, — влияют потери и возмущения.

При измерении лучистой энергии в атмосфере применяется так называемый водоструйный актинометр, предложенный в 1900 г. В. А. Михельсоном и разработанный в 1905 г. Ч. Г. Абботом (рис. 3). Приемник выполнен в виде полый конической модели абсолютно черного тела, омываемой водой. Для уменьшения погрешностей измерения температура охлаждающей воды поддерживается на уровне температуры окружающего воздуха.

В США и странах Латинской Америки водоструйный прибор считается абсолютным, и с ним сравниваются все актинометрические приборы. О точности таких измерений, проводимых с обычной для астрономов аккуратностью, можно судить по следующей цитате [10]: «Так называемая проверенная Смитсоновская шкала 1913 года, базирующаяся на измерениях двумя абсолютными приборами — водоструйным и водостойным пиргелиометрами, — давала примерно на 2,5% завышенные значения, что было установлено Абботом и Олдричем на новом электрокомпенсационном пиргелиометре в 1932 г. Сравнение с данными компенсационного пиргелиометра Ангстрема показывает еще большую разницу, однако здесь следует учесть поправку на теплопроводность в пиргелиометре Ангстрема. После учета поправки эта разница составит 2,3—2,4%. Измерения другими видами абсолютных

приборов дают такие же значения поправки. Таким образом, данные Смитсоновской шкалы 1913 г. в настоящее время должны быть уменьшены на 2,4%».

Тем не менее измерения Олдрича и Гувера, проведенные в 1952 г., отличаются от данных 1913 г. лишь на 1,8%. В 1956 г. в Давосе была принята «Международная пиргелиометрическая шкала 1956», согласно которой данные первоначальной шкалы

Ангстрема должны быть увеличены на 1,5% (поправка на теплопроводность), а данные Смитсоновской шкалы 1913 г. уменьшены на 2%.

Следовательно, объединенные усилия всех актинометристов при большом числе приборов и наблюдений, проводимых на многих обсерваториях мира в течение более чем столетия, позволили довести точность измерения лучистого падающего потока до 0,5%. Более точные данные приняты по соглашению. В технических измерениях погрешности рассматриваемого метода обычно значительно, иногда на порядок, выше. Рассмотрим некоторые примеры.

Для исследования теплоотдачи от струи горячего газа к охлаждаемой плите при различных условиях натекания струи К. П. Перри [304] использовал

миниатюрный водяной калориметр, схема которого представлена на рис. 4.

Обдуваемая горячей струей плита охлаждалась проточной водой. Собственно тепломер (металлическая пробка диаметром 16,5 мм) вставлялся в отверстие в плите на слюдяной теплоизоляционной прокладке толщиной 0,1 мм. Повышение температуры воды, охлаждающей тепломер, измерялось хромель-константановой батареей из 40 термопар. В стандартной медь-константановой термопаре медь была заменена хромелем для уменьшения утечек тепла. Корпус тепломера изготовлялся из акрилатного пластика — перспекса, плохо проводящего тепло. Достоинство устройства заключается в том, что температура поверхности тепломера не отличается от температуры соседних участков плиты. Следовательно, тепломер не вносит возмущений в тепловую и гидродинамическую картину исследуемого явления.

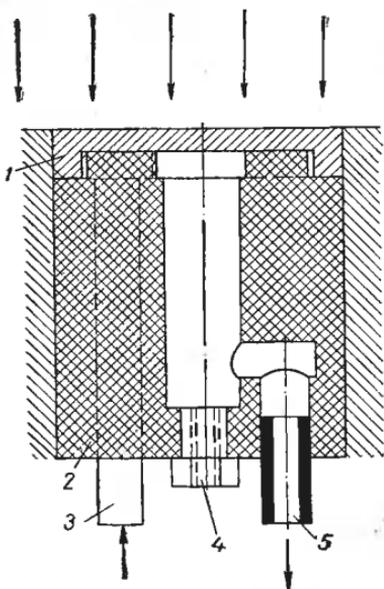


Рис. 4. Схема водоструйного тепломера Перри:

1 — приемная пластинка; 2 — корпус тепломера; 3 — входной патрубок охлаждающей воды; 4 — сальник дифференциальной термопары; 5 — выходной патрубок охлаждающей воды.

При исследовании теплоотдачи от горячего воздуха к охлаждаемой трубе в случае больших дозвуковых скоростей В. Л. Лельчук измерял ход температуры охлаждающей воды вдоль трубы и по значению производной судил о местной теплоотдаче [154]. Для лучшего перемешивания в воду вдувался сжатый воздух. Тепловой баланс сводился с погрешностью до  $\pm 5\%$ . Принимая во внимание тяжелые условия эксперимента, точность измерений нужно считать высокой.

Для проверки аналитического метода расчета потоков по показаниям двух термопар, заделанных на разной глубине в стенке сопла ракетного двигателя, при определении тепловых потоков около  $10^5$  вт/м<sup>2</sup> А. Витте и Е. Харпер использовали устройство, аналогичное тепломеру Перри [332]. Тепломеры представляли собой медные вкладыши с оболочками из полиэфирной смолы, обеспечивающими организованное течение охлаждающей среды. Расход воды через каждый тепломер измерялся укороченным кавитационным соплом Вентури, а повышение температуры — хромель-константановыми дифференциальными термопарами.

Водоструйные приборы для различных целей применяли В. С. Дверняков, В. В. Пасичный [100], С. С. Филимонов, Б. А. Хрусталеv и В. Н. Адрианов [228], А. Б. Виллауби [330] и др.

### 3. ЭЛЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД

В экспериментальной практике часто используют электронагревательные устройства. Достоинства их заключаются в простоте регулирования, компактности и высокой точности измерений подводимой энергии. Для создания контролируемого теплового потока на исследуемом участке поверхности необходима надежная изоляция, которую можно получить, применяя охранные и компенсационные нагреватели. Организация эффективного контроля утечек тепла усложняет эксперимент и делает установку громоздкой.

Одно из первых удачных предложений принадлежит М. В. Кирпичеву [129]. При изучении теплоотдачи от поперечно обдуваемого цилиндра он плотно располагал по образующим ряд платиновых полосок. Каждая полоска одновременно выполняла роль нагревателя, тепломера и термометра сопротивления. Поскольку цилиндр полностью окружен нагревателями, утечкой тепла от полосок в тело цилиндра-основы можно пренебречь.

Аналогичные измерения были проведены А. С. Синельниковым и А. С. Чащихиным, которые обкладывали фарфоровые цилиндры нихромовыми полосами [207].

При изучении местной теплоотдачи от пластины к воздуху в случае больших дозвуковых скоростей Б. С. Петухов, А. А. Детлаф и В. В. Кириллов на каркас из дельта-древесины наматывали тонкую (0,25 мм) константановую ленту шириной 10 мм [180].

Зазор (0,5 мм) между витками заполнялся зубным цементом. К ленте с помощью тонкого слоя изолирующего клея БФ-2 приклеплялись медь-константановые термопары. Об удельной мощности судили по величине тока, проходящего через ленту, и по снижению напряжения. Благодаря тому, что удельное электрическое сопротивление константана не зависит от температуры, снижение напряжения достаточно было измерять только в двух

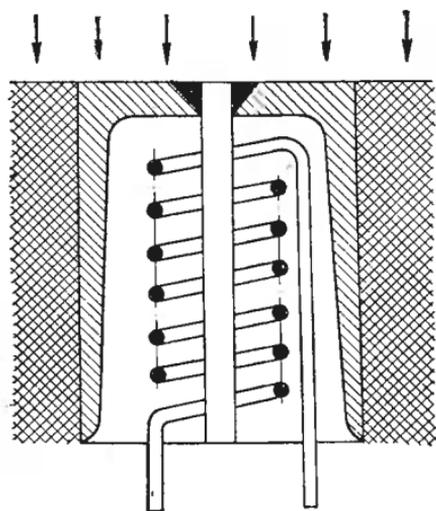


Рис. 5. Электротепломер Л. А. Кузнецова.

точках. Теплопроводностью ленты пренебрегали. Погрешности измерений не превышали  $\pm 2\%$ . Из всех рассмотренных этот способ измерений наиболее надежен.

Исследуя теплоотдачу от обода быстровращающегося диска к воздуху, острыми струями обдувавшему диск, Л. А. Кузнецов применил миниатюрный электрический нагреватель, изображенный на рис. 5 [151]. В медный патрон диаметром 10 мм по центру вварен константановый стержень, вокруг которого в изоляционной массе заформован электрический нагреватель. От константанового стержня и медного патрона отходят соответствующие одноименные провода термопары, измеря-

ющей температуру обдуваемой поверхности. Патрон запрессован в плиту из теплоизоляционного материала, однако потери оказались настолько большими, что их пришлось определять в опытах «холостого хода» как функцию температуры тепломера.

При изучении теплоотдачи в элементах различных машин подобные измерения были проведены Т. Г. Сергиевской [204], В. А. Мальцевым [158], Р. А. Себаном [315] и другими исследователями. Для измерения местной теплоотдачи от равномерно обогреваемой сферы к вынужденному потоку Браун, Питтс и Лепперт [35] собирали модели сфер из отдельно обогреваемых секций. Сфера состоит из одиннадцати медных сегментов одинаковой высоты (3,2 мм), разделенных тефлоновыми прокладками толщиной 0,25 мм. Нихромовые нагревательные спирали изолированы окисью магния и уложены в трубки из нержавеющей стали. Нагреватели плотно уложены в кольцевые пазы в каждом сегменте и между собой соединены последовательно. Мощности нагревательных элементов в сегментах одинаковы, что при одинаковых боковых поверхностях сегментов обуславливает постоянство снимаемого с поверхности сферы потока (температурным влиянием на электрическое сопротивление авторы пренебрегали). Для определения локальных значений коэффициентов теплоот-

дачи в каждый сегмент вмонтирована железо-константановая термопара. Схема измерения э. д. с. позволяет включить каждую термопару навстречу термопаре, измеряющей температуру набегающего потока. Интервал потоков составлял  $(2,2 \div 12) \cdot 10^4$  вт/м<sup>2</sup>. В большинстве опытов погрешность за счет осевого перетока тепла не превышала 5% и лишь в отдельных случаях доходила до 15% (при малых значениях числа Рейнольдса).

Нормированные по мощности электрические нагреватели применяются при измерении теплопроводности в нескольких метрологически узаконенных методах [186], в методах А. Б. Голованова [90], Е. С. Платунова и В. В. Курепина [184], Б. Н. Олейника, Т. З. Чадович, Ю. А. Кириченко [175], В. Г. Шатенштейна [239] и т. д.

Как правило, электрометрические устройства применяются также в компенсационных схемах, рассмотренных в параграфе 9 данной главы.

#### 4. ДИЛАТО-РЕЗИСТОМЕТРИЧЕСКИЕ И ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ

В 1800 г. В. Гершель при исследованиях распределения плотности падающей энергии в солнечном спектре использовал высокочувствительный ртутный термометр [210].

В 1825 г. Д. Гершель для измерения солнечной радиации использовал черненный резервуар ртутного термометра — это устройство, по-видимому, следует считать первым пиргелиометром.

В дальнейшем Араго и Дэви [9, 13] предложили конструкцию пиргелиометра, в основу которого были положены два термометра, отличающиеся друг от друга тем, что резервуар одного был зачернен, а второго — оставался блестящим. Резервуары располагались рядом, измерительные столбики направлены вниз. Оба резервуара одновременно экспонировались под измеряемым радиационным потоком. О величине потока судили по разности измерений показаний термометров, возникающей при экспозиции.

Прибор Араго — Дэви удобен и прост настолько, что он находит применение и в настоящее время [119, 120, 196]. Н. Н. Калитин придал резервуарам термометров форму полусфер. Капилляры выходят из резервуаров со сферической стороны, а плоские круглые части резервуаров служат приемными площадками. Рамка с термометрами устанавливается на параллактическом штативе.

Для приема излучения Пулье сконструировал заполненную водой металлическую емкость с зачерненным дном, в которую вставлен ртутный термометр [209]. По времени экспозиции и степени нагрева устройства судили о величине потока. Усовершенствованные Абботом подобные пиргелиометры эффективно применяются в западной полушарии до настоящего времени.

В актинометре Аббота приемник падающей энергии представляет собой массивное серебряное тело [120]. Его объем сведен к минимуму, необходимому для расположения резервуара ртутного термометра. Для лучшего контакта полость, в которой располагается шарик термометра, заливается ртутью, а чтобы ртуть не растворяла серебро, термометр и ртуть располагают в железной капсуле, наглухо запрессованной в серебряное приемное тело.

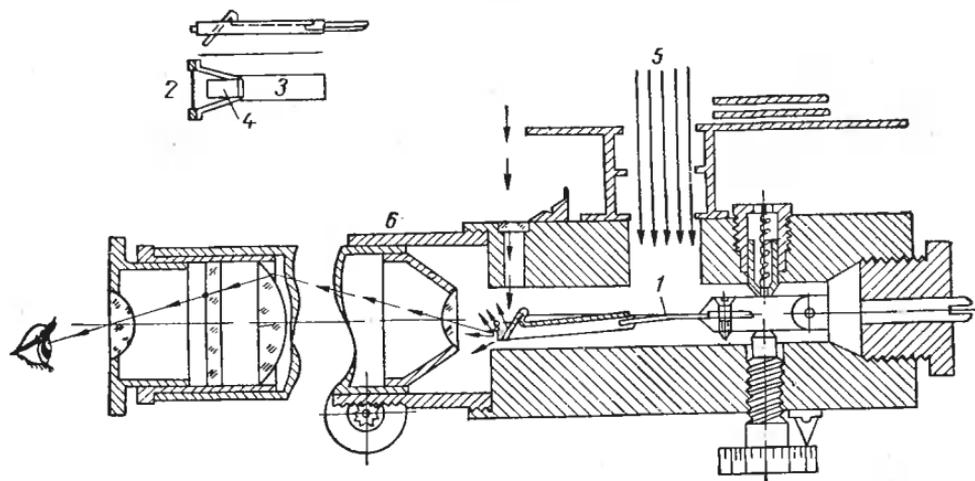


Рис. 6. Актинометр В. А. Михельсона:

1 — биметаллическая пластинка; 2 — кварцевая нить; 3 — удлинитель; 4 — отражающий экран; 5 — приемное окно; 6 — микроскоп.

Серебряный диск, массивная бленда с несколькими диафрагмами и специальный угловой термометр устанавливаются на параллактическом штативе.

В качестве термометрических приемных органов радиометров с успехом применялись и другие дилатометрические системы, нашедшие применение в промышленных термометрах.

Довольно широко, особенно в СССР, используется биметаллический актинометр, предложенный В. А. Михельсоном [168] и в дальнейшем усовершенствованный его учениками и продолжателями [120, 246]. Основой прибора (рис. 6) является тонкая (несколько десятков микрометров) биметаллическая (инвар-железо) пластинка 1, расположенная в медном цилиндре с окном 5, через которое производят экспозицию. Пластинка одной стороной жестко закрепляется на корпусе, а на другой стороне крепится коробчатого сечения удлинитель 3, выдавленный из алюминиевой фольги толщиной около 10 мкм. Приемная пластина чернится одним из принятых способов [18]. На конце удлинитель имеет беленный магниезий кривой экран 4 и кварцевую нить 2. При экспозиции биметаллическая пластинка нагревается и ее изгиб регистрируется по смещению кварцевой нити в поле закреплен-

ного в медном корпусе микроскопа 6. Теория радиометра В. А. Михельсона разработана С. И. Савиновым [198].

К. Бюттнер [255] разработал вариант актинометра Михельсона, в котором консоль с приемной биметаллической пластинкой содержит еще два биметаллических участка, расположенных при экспозиции в тени и компенсирующих прогиб приемной пластины при изменении температуры актинометра в целом. Схема температурной компенсации актинометра Бюттнера использована в актинографе Новогрудского [246].

Расширение монометаллической пластинки использовано в актинометре Н. Н. Калитина [118], схематически изображенном на рис. 7. На инваровой стойке закрепляется черенная константановая ленточка. В средней части эта ленточка оттягивается в сторону пружиной. При повышении температуры ленточки увеличивается ее стрелка провисания под действием оттягивающего усилия пружины. Изменение стрелки провисания регистрируется индикатором. Ленточка крепится на изоляторах, благодаря чему прибор можно градуировать по мощности пропускаемого через нее электрического тока. При малой толщине ленточки концевые эффекты за счет теплопроводности незначительны. На этом же принципе построен монометаллический актинограф В. Д. Третьякова [222].

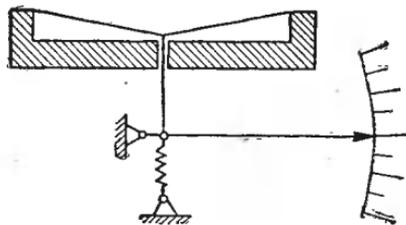


Рис. 7. Схема монометаллического актинометра Н. Н. Калитина.

С появлением термопар размеры приемных тел радиометров значительно уменьшились. Сечение электродов было постепенно доведено до нескольких квадратных микрометров, при этом инерционность термопар стала измеряться в микросекундах. Последовательное соединение термопар в так называемые термостолбики и значительное усовершенствование гальванометров позволили повысить чувствительность приборов.

Термоэлектрические чувствительные элементы широко применяются в радиометрии [120, 126, 246]. В частности, в актинометрии используется прибор С. И. Савинова [197], при измерении тепловых потоков, протекающих через стенки камер сгорания в ракетных двигателях,— радиометры Д. П. Селлерса [200], Г. Е. Ожигова, В. Г. Смирнова, Ю. А. Соковишина [173] и др.

Обычно приемные пластинки чернят, однако в некоторых случаях величина измеряемого потока настолько велика, что его поглощение и отвод затруднены. Для уменьшения поглощения приемник иногда выполняют с высокой отражательной способностью.

В качестве примера можно назвать калориметр Н. И. Алексеева и Л. М. Шестопалова [16] для измерения энергии лазерных лучей.

В 1887 г. Бойс предложил замкнуть накоротко термоэлектрический контур и, поместив его в магнитное поле, использовать в качестве рамки гальванометра [8, 210]. Схематический чертеж такого устройства, названного автором микрорадиометром, приведен на рис. 8. Рамка подвешена на кварцевой нити, которая при одинаковой прочности значительно эластичнее, чем металлические подвески гальванометров. Благодаря снижению величины электрического сопротивления до минимума, микрорадиометр при одинаковой площади приемной пластины обладает наивысшей чувствительностью из известных в настоящее время приборов. Большая инерционность и капризность прибора в обращении, а также сложная технология изготовления ограничивают его широкое применение.

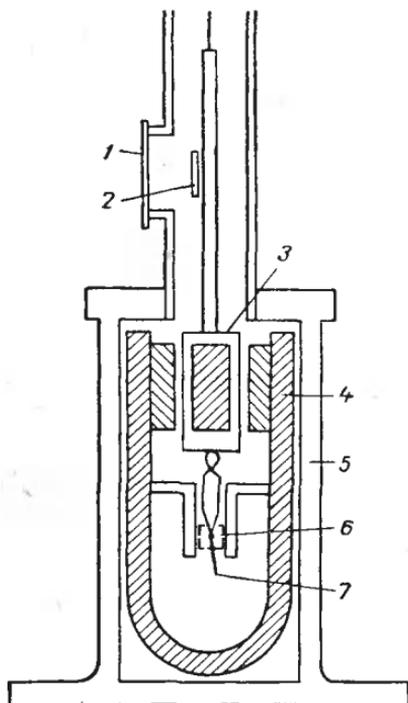


Рис. 8. Микрорадиометр Бойса:

1 — окно; 2 — зеркало; 3 — контур-рамка; 4 — магнит; 5 — корпус; 6 — приемная площадка; 7 — термоспай.

Увеличением чувствительности зеркального гальванометра за счет фокусирования зайчика на вторичном дифференциальном термоэлементе Молль и Бюргер в 1925 г. добились эквивалентной чувствительности прибора около  $10^{-11}$  а/мм при сопротивлении рамки около 100 ом [289—293]. В дальнейшем эта идея была использована в фотокомпенсационных усилителях, которыми в настоящее время снабжаются все наиболее чувствительные серийные электрические приборы.

Для регистрации мощных длинноволновых потоков в волноводах применяются термоэлектрические и калориметрические

серийные устройства. Полные и детальные описания конструкций термоэлементов приведены в монографии Р. Смита, Ф. Джонса и Р. Чесмера [210] и обстоятельных статьях Л. Гайлинга [268] и Р. Стэйра [317].

В сообщениях Р. В. Вольфа [333], Р. Г. Вайта [329] и М. Киммитта [127] приведены обстоятельные библиографические данные по чувствительным элементам инфракрасных систем обнаружения.

Радиометрическая система, в которой изменение температуры под действием измеряемого излучения регистрируется с помощью термометра сопротивления, называется, по предложению Лангеля, болометром [139].

Наряду с термоэлектрическими системами успешно применяются термометры сопротивления и в определенных диапазонах температур метрологически дублируют практическую температурную шкалу. Поскольку чувствительность их достаточна для регистрации изменения температуры меньше 0,001 град, они широко используются в радиометрических и особенно спектрометрических системах [161, 162, 166, 230]. Появление термисторов значительно упростило задачу создания широкополосных радиометрических устройств [322].

За последнее время в физике твердого тела наметились пути сознательного управления свойствами веществ. В качестве примера можно привести термисторы, температурный коэффициент которых почти на порядок больше, чем у проволочных сопротивлений [211, 213].

В случае независимого регулирования связи сопротивления с температурой возникает возможность применения болометрических температурных усилителей.

Уравнение теплового баланса болометрического элемента в вакууме имеет следующий вид:

$$P_{э.п} + P_{изм} = k(T^4 - T_0^4), \quad (1.1)$$

где  $P_{э.п}$  — электрические потери;  $P_{изм}$  — измеряемая мощность поглощенного излучения;  $T_0$  — температура окружения.

Обычно значения электрических потерь стремятся, по возможности, свести к минимуму. Мощность электрических потерь  $P_{э.п}$  расходуется на повышение температуры приемника. Если выделяемые мощности представлены известным образом в измеряемом параметре, то добавочный нагрев можно рассматривать как своеобразное тепловое усиление сигнала.

При наличии материала, для которого в некотором диапазоне рабочих температур сопротивление аппроксимируется уравнением

$$R = k_1 T^4 - A, \quad (1.2)$$

можно подобрать такие значения тока  $I_0$  и температуры окружения  $T_0$ , чтобы соблюдалось равенство

$$I_0^2 R = k(T^4 - T_0^4). \quad (1.3)$$

В таком случае при значении тока приемника  $I = I_0$  его температура будет неопределенной. При  $I > I_0$  система неустойчива по температуре и лавинообразно разогревается до разрушения или начала отклонения от зависимости (1.2). Если  $I < I_0$ , система становится устойчивой и способной воспринимать в радиометрическом болометре некоторую добавочную (измеряемую) мощность. При малой разнице  $I_0 - I$  небольшая мощность, воспринимаемая чувствительным элементом, вызывает значительные изменения его температуры и сопротивления. Малому измеряемому

сигналу соответствует значительный, но ограниченный, нагрев приемника за счет электрических потерь. К сожалению, уравнение (I.2) может соблюдаться лишь в очень узком диапазоне температур, поэтому такие усилительные схемы пока не нашли практического применения.

## 5. ЭВАПОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД

Одна из первых попыток получения изображений в инфракрасном освещении эвапографическим методом была успешно осуществлена М. Черни [259]. Для опытов Черни характерна глубокая продуманность и простота аппаратуры (рис. 9). Рабочая камера образуется в стеклянной трубе 2

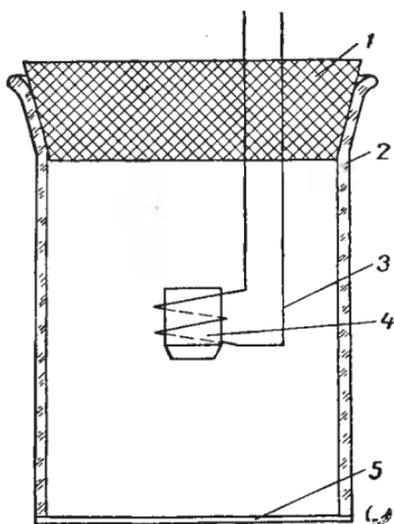


Рис. 9. Инфракрасная камера М. Черни:

1 — пробка; 2 — стеклянная труба; 3 — нагревательная спираль; 4 — испарительный сосуд; 5 — приемная мембрана.

диаметром 50 мм и длиной 150 мм. Верхний край трубки на горелке разделяется под корковую пробку 1, нижний — заполировывается и на нем крепится целлулоидная мембрана 5 толщиной 0,5 мкм, покрытая снизу скипидарной сажой по методу Рубенса—Гофмана.

В камере на нагревательной спирали 3 подвешена миниатюрная стеклянная пробирка 4, заполненная камфарным маслом, нафталином или каким-либо тяжелым углеводородом.

Для подготовки камеры включают нагревательную спираль 3. Заполняющий пробирку углеводород плавится, постепенно испаряется и оседает тонким слоем на стенках камеры и целлулоидной мембране 5.

Нагрев пробирки прекращают, когда оседающий белый матовый слой равномерно подавит собственную интерференционную картину пленки.

При экспонировании изображения на черненую сторону пленки с обратной стороны пленки сублимирует камфара со скоростью, пропорциональной энергетической освещенности участка. Таким образом были получены первые долговременные видимые изображения предметов в инфракрасном освещении.

В своих работах М. Черни ссылается на Д. Гершеля, получившего в 1840 г. видимое изображение картины в инфракрасном освещении путем экспонирования ее на фильтровальную бумагу, пропитанную этиловым спиртом, который испаряется быстрее с более освещенных мест.

Техника изготовления черненных сажей целлулоидных пленок по методу Рубенса—Гофмана, согласно описанию М. Черни [258], состоит в следующем. Пленку получают, выливая цапонлак на воду, от температуры которой зависит толщина пленки. С воды пленку снимают с помощью стеклянной плитки так, чтобы между плиткой и пленкой осталась прослойка воды без пузырей, а края свисали. Затем пленку коптят в скипидарном пламени. Водная прослойка между пленкой и стеклом способствует охлаждению, необходимому для оседания сажи. Равномерность толщины сажевого покрытия контролируется визуально, а абсолютная толщина определяется по эталонным образцам. Дубликаты образцов растворяются в ацетоне, а отделенная сажа взвешивается.

М. Черни определил спектральную проницаемость покрытых сажей целлулоидных пленок [258]. Например, для случая покрытия с плотностью  $34,2 \text{ мг/дм}^2$  имеет место следующий спектр пропускания:

Длина волны, <i>мкм</i>	0,9	4,4	52	92
Проницаемость, %	0,0	1,8	50,7	67,7

При увеличении плотности сажевого покрытия увеличивается и длина волны, начиная с которой пропускание существенно увеличивается. Черни указывает на возможность получения узкополосного инфракрасного изображения с помощью светофильтра, состоящего из двух пленок с различной плотностью сажевого покрытия. Коротковолновую часть снимает первая пленка, а длинноволновую, после узкой поглощенной полосы, пропускает вторая.

В дальнейшем по принципу устройства М. Черни был построен ряд приборов ночного видения в инфракрасном освещении [160, 163] и приборов для спектрального анализа длинноволнового излучения [102, 211, 224]. Чувствительным элементом в них также является тончайшая черненная целлулоидная мембрана, помещенная в камеру с давлением около  $1 \text{ н/м}^2$ . Давление в камере определяется режимом масляного испарителя. Толщина масляной пленки на целлулоидной мембране зависит от давления масляных паров в камере эвапорографа и энергетической освещенности участка мембраны. Для визуального наблюдения картин, экспонированных в инфракрасном освещении, масляную пленку освещают «холодным» видимым светом. Разрешающая способность доходит до 14 линий на  $1 \text{ мм}$  при разности температур, равной  $10 \text{ град}$ . По цветам интерференционных полей можно с большой точностью судить об энергетической освещенности участка, а значит, и плотности падающей энергии. Некоторые предварительно возбужденные люминофоры под действием инфракрасного излучения начинают светиться в видимой части спектра. Это свойство было положено в основу метаскопа [145, 160] и может быть применено для сравнительных оценок потоков длинноволновой энергии.

## 6. ПНЕВМАТИЧЕСКИЙ И ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОДЫ

В основу приборов пневматического метода положены газовые термометры, которые обладают наивысшей чувствительностью и точностью измерений [186, 274].

В отличие от метрологических газовых термометров объемы приемных камер пневматических индикаторов лучистой энергии

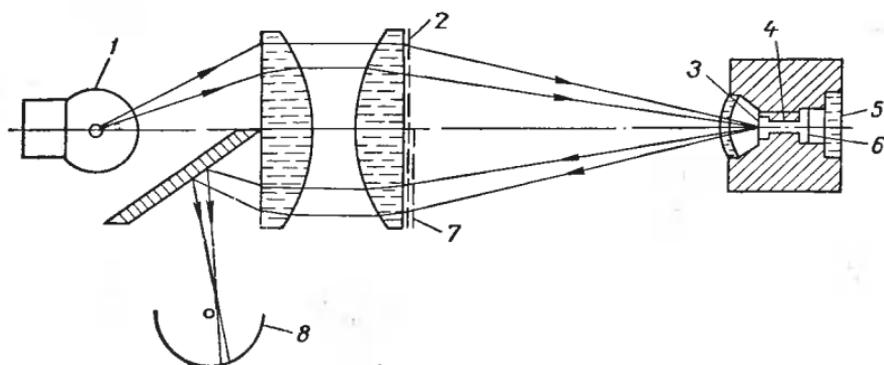


Рис. 10. Схема элемента Голея:

1 — источник света; 2, 7 — решетки; 3, 6 — мембраны; 4 — канал; 5 — окно; 8 — фотоэлемент.

обычно не превышают  $1 \text{ см}^3$ , а интегральная теплоемкость равна  $10^{-3} \text{ дж/град}$ . Такие малые значения соответствуют теплоемкости тончайших ( $0,02\text{—}0,05 \text{ мкм}$ ) пленочных ограждений рабочих объемов и позволяют при больших значениях потоков добиваться снижения постоянной времени до миллисекунд. Чувствительность по температуре может быть доведена до  $10^{-5} \text{ град}$ . При проектировании прибора на длительные экспозиции порядка  $100 \text{ сек}$  это дает возможность регистрировать предельно малые потоки порядка  $10^{-10} \text{ вт}$ .

Газы поглощают лучистую энергию лишь в узких полосах спектра. Для расширения спектра поглощения в приемную камеру заполняют ворсистым поглотителем (тончайшим пухом растительного или животного происхождения) и последующей термообработкой добиваются его обугливания. Такой угольный «пух» при умеренной теплоемкости обладает значительной поглощательной способностью и его присутствие больше повышает чувствительность, чем инерционность прибора.

В широко известном элементе Голея дифференциальные термометрические функции выполняют две газовые полости, объемом около  $3 \text{ мм}^3$  каждая, соединенные между собой каналом настолько большого сечения, чтобы его гидравлическое сопротивление не оказывало заметного влияния, а объем по сравнению с рабочими камерами был мал (рис. 10) [102, 210].

Приемная камера закрыта черненой мембраной 6. Измеряемое излучение проходит через галитовое (каменная соль) окно 5, по-

глощается мембраной *б* и нагревает вместе с мембраной заключенный в приемной камере газ. Нагретый газ, расширяясь, вызывает прогиб зеркальной мембраны *з*.

Сведения о конструкции мембран разноречивы. Индикаторная мембрана представляет собой коллодиевую пленку толщиной  $0,01 \text{ мкм}$ , алюминированную таким слоем, чтобы сопротивление единицы площади составляло  $270 \text{ ом}$ . При этом она остается гибкой и достаточно отражает свет. Приемная мембрана — тоже коллодиевая и покрыта сурьмяной чернью.

Для устранения влияния медленного изменения атмосферного давления полости прибора соединяются с атмосферой капилляром настолько малого сечения, что рабочее давление в камерах за время измерения может снизиться на пренебрежимо малую величину.

Система фотопневматического усиления устроена так, что при плоской зеркальной мембране свет, проходящий от источника *1* через конденсор и просветы в решетке *2*, отразившись от мембраны *з*, попадает на «прутья» решетки *7* и не достигает фотоэлемента *8*. Частота решетки — 8 линий на  $1 \text{ мм}$ . При самых незначительных искривлениях зеркальной мембраны отраженные ею полосы света начинают проходить сквозь решетку *7* к фотоэлементу, ток которого регистрируется самопишущим прибором.

Сведения об изготовленных элементах Голея ограничены. С достаточной уверенностью можно утверждать, что на них зарегистрирована пороговая чувствительность около  $2 \cdot 10^{-9} \text{ вт}$  при разрешающей частоте около  $30 \text{ гц}$ . Приводимые данные о чувствительности в  $10^{-10} \text{ вт}$  при частоте  $2 \text{ кгц}$  недостоверны и, видимо, получены в результате последовательного наложения экстраполяций, при которых, как известно, информационная энтропия значительно возрастает. Аналогично построены приемники излучения ОАП-1, ОАП-2, ОАП-4.

Упрощенную конструкцию пневматического приемника предложили А. А. Сивков и В. В. Гуд [206] (рис. 11). Лучистая энергия нагревает поглощающее тело *5*, а за ним и воздух в камере *3*, который, расширяясь, давит на мембрану *4*. Это приводит к изменению электрического сопротивления тензометрической фольги *б*.

Первый прибор по рабочим параметрам значительно уступал

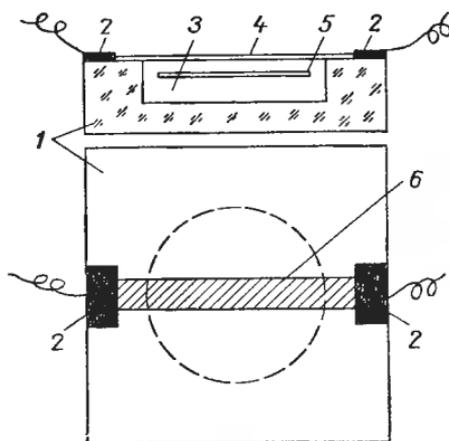


Рис. 11. Пневмоприемник лучистой энергии А. А. Сивкова и В. В. Гуда:

1 — стеклянный корпус; 2 — электроды; 3 — рабочая камера; 4 — мембрана; 5 — поглотитель; 6 — тензометрическая фольга.

серийным ОАП. Тем не менее можно понять надежду авторов на возможное улучшение всех характеристик, в частности за счет сочетания тензометрического эффекта с болометрическим в наносимой на мембрану полоске. Эффективность использования рабочего объема в этом приборе должна быть выше, чем в элементе Голея.

В пневматических приемниках с увеличением чувствительности возрастает и постоянная времени. Для этих приемников соотношения между чувствительностью и инерционностью были детально исследованы Н. А. Панкратовым [176].

Оптический метод исследования, предложенный Э. Шмидтом и осуществленный В. С. Жуковским, А. В. Киреевым и Л. П. Шамшевым [108], лишь косвенно напоминает описанные выше. При распространении света в однородной по составу среде его скорость зависит от оптической плотности среды, которая в свою очередь является функцией массовой плотности, а значит, температуры и давления. При наличии градиента массовой плотности всякий световой луч, не параллельный вектору градиента плотности, искривляется в сторону увеличения плотности среды.

Во всех случаях конвективного теплообмена в непосредственной близости к поверхности теплоотдачи существует ламинарный подслой, в котором передача тепла осуществляется за счет теплопроводности. При малых проекциях градиента давления на перпендикуляр к теплообменной поверхности градиент относительной плотности будет равен по величине градиенту относительной температуры, но противоположен по направлению.

Исследуемый сравнительно короткий цилиндр освещался узким кольцевым пучком параллельных лучей света. Отклонение лучей фиксировалось на пленке, достаточно удаленной от выходного (для световых лучей) торца цилиндра. Угол отклонения луча на выходе пропорционален градиенту температуры в подслое, а следовательно, и тепловому потоку, проходящему через поверхность цилиндра на данной образующей. Измерение получается корректным, если лучи не выходят за пределы ламинарного подслоя и если области торцовых возмущений невелики. Действительно, тепловой баланс хорошо сводился лишь при малых потоках. При больших потоках тепловой баланс в значительной мере не вязался. Это объясняется тем, что большим потокам соответствует ранний выход луча из пограничного подслоя в область пониженного градиента плотности.

## 7. ИНЕРЦИОННЫЕ ТЕПЛОМЕРЫ

Первые калориметрические приборы (Лавуазье, Лапласа, Бунзена и др.) были предназначены для определения теплоемкости по количеству выделяемого тепла и изменению температуры. Наличие сведений о теплоемкости позволяет измерять количество

поглощенного или потерянного тепла по изменению температуры измерительного тела. Для актинометрических целей такой прибор впервые применил Д. Гершель [1, 9], а затем Аббот разработал приборы, находящие применение до настоящего времени [126, 246].

Для оценки напряженности полей тепловых потоков в топках паровых котлов М. В. Кирпичев и Г. М. Кондратьев разработали довольно простое устройство, состоящее из массивного медного цилиндра с заделанной в него термопарой. Количество усвоенного блоком тепла измерялось по времени прогрева цилиндра в определенном интервале температур при известной теплоемкости блока. В дальнейшем подобное устройство использовалось Бауэком и Трингом [250], а Р. Газе заменил цилиндрическую форму приемника потока шаровой.

Недостаток описанных приемников состоит в том, что с их помощью нельзя определить направление вектора измеряемой величины. Поэтому И. Казанцев для измерения полусферического излучения в аналогичном медном цилиндре оставлял черным только один торец. Все остальные поверхности цилиндра были изолированы от корпуса воздушным зазором.

Тепломеры И. Казанцева [236] широко используются при исследовании промышленных печей. Особенно эффективное применение для них нашел В. С. Кочо [143], предложивший одновременно проводить измерение двумя радиометрами, имеющими различные степени поглощения воспринимающих поверхностей. Это позволяет приближенно оценить конвективную и лучистую составляющие теплообмена в предположении отсутствия взаимного влияния.

Для измерения потоков до  $250 \cdot 10^3$  вт/м<sup>2</sup> при температуре приемника до 600° С Моляр [285] использовал инерционный теплоприемник, изготовленный из технически чистого золота. Выбор золота был обусловлен его коррозионной стойкостью, высокой отражательной способностью и теплопроводностью. Приемник (рис. 12) представляет собой диск диаметром 25 мм и толщиной 4 мм. Облучаемая сторона чернится краской с высокой степенью черноты, способной работать вплоть до 800° С, остальные две поверхности отполированы для снижения радиационных потерь и натекания тепла. Диск укреплен в позолоченной впадине массивного нихралевого блока на трех платинородиевых стержнях диаметром 0,5 мм. Зазор между диском и блоком составляет

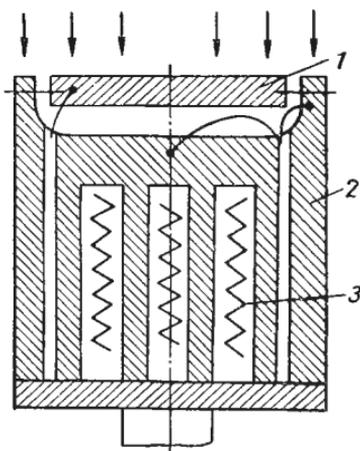


Рис. 12. Инерционный тепломер Моляра:

1 — приемное тело; 2 — корпус; 3 — нагреватель.

1,5 мм. В нихралевом блоке расположен нагреватель, с помощью которого за некоторое время перед экспозицией блок нагревается до предполагаемой температуры. Благодаря этому в начале экспозиции приемный диск менее нагрет, чем корпус. Во время экспозиции регистрируется ход изменения абсолютной температуры диска и разности между температурами нихралевого блока и диска. Отсчет производится в момент, когда температура диска равна температуре блока, что должно свидетельствовать об отсутствии теплопотерь.

Результирующий поток, представляющий разность воспринимаемого и излучаемого приемной поверхностью потоков, определяется как произведение массовой теплоемкости приемного диска, отнесенной к единице площади, на производную от температуры диска по времени в момент отсчета. Последнюю определяют графически, проводя касательную к графику хода температуры:

$$q = k \frac{dt}{d\tau} . \quad (1.4)$$

Коэффициент прибора  $k$  линейно зависит от температуры и для названных размеров приемника ( $d=25$  мм,  $\delta=4$  мм) при  $0^\circ\text{C}$  составляет  $0,241 \text{ дж/м}^2 \cdot \text{град}$ , а при  $600^\circ\text{C}$  —  $0,250 \text{ дж/м}^2 \cdot \text{град}$ . Погрешность измерений, по предположению Моляра, составляет 5—10%.

Аналогичный по конструкции инерционный приемник описан в обзорной статье Ф. К. Стемпела и Д. Л. Рэлла [318]. Применение двух датчиков с разной степенью поглощения позволило им разделить конвективную и радиационную составляющие воспринимаемого потока.

Моран располагал медный блок в обойме сложной конфигурации, выточенной из плавленого кварца [294]. Ход температуры измерялся термопарой, зачеканенной в блок. Ее сигнал регистрировался самописцем как при экспозиции, так и при остывании. Последнее было необходимо для определения потерь, которые добавлялись к величине потока, вычисляемой по формуле (1.4).

Мюзил запатентовал устройство для измерения потоков до  $10^7 \text{ вт/м}^2$ , в котором использовалась инерция приемной пластинки после кратковременного прекращения охлаждения [296].

В ударных трубах длительность этапов изучаемых процессов составляет приблизительно  $10^{-4} \text{ сек}$ . При этом толщина приемного инерционного органа должна быть порядка  $10^{-2} \text{ мм}$ . Роуз и Старк [311] для таких измерений пользовались термометрами сопротивления в виде тонких (около 0,03 мм) платиновых пленок, нанесенных на пирексовое основание. Поглощенное тепло расходуется, главным образом, на повышение температуры пленки, о чем судят по изменению ее сопротивления. Поправка на утечку тепла определяется из решения уравнения теплопроводности для полуограниченного пирексового массива при граничных условиях четвертого рода в зависимости от толщины и материала на-

несенной пленки с учетом времени экспозиции. Утечка тепла в отдельных случаях достигает 10% измеряемой величины.

С другой стороны, инерционность платиновой пленки снижает скорость изменения ее температуры по сравнению с соседними участками чистого стекла и этим вносит значительные помехи в изучаемый процесс теплообмена. Экспериментально очень трудно устранить или учесть возмущающее влияние металлической пленки. Поэтому Т. Спринкс [316] определял поправку на влияние местной неизотермичности поверхности, частично занятой датчиком, из приближенного решения уравнений пограничного слоя с учетом возмущающего влияния этой неизотермичности.

## 8. ПРИБОРЫ, ОСНОВАННЫЕ НА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И РАДИОМЕТРИЧЕСКОМ ЭФФЕКТАХ

Для приборов, основанных на фотоэлектрических эффектах, характерен непосредственный переход лучистой энергии фотонов в энергию освобождаемых электронов. Поскольку природа гаммы явлений, сопровождающих такое превращение, значительно отличается от природы лучистого теплообмена, приемники этой группы мало используются для теплотемпературных измерений. Главным их недостатком является большая спектральная неоднородность чувствительности.

Практическое применение находят приемники, использующие следующие эффекты:

а) внешний фотоэлектрический эффект, при котором поглощение фотона тонкой металлической пленкой сопровождается эмиссией электрона в прилежащее вакуумированное или разреженно заполненное пространство;

б) внутренний фотоэлектрический эффект, при котором поглощение квантов излучения сопровождается выделением свободных электронов, способных накапливаться внутри твердого тела в виде заметной разницы электрических потенциалов;

в) внутренний фотоэлектрический эффект, сопровождающийся заметным изменением электрического сопротивления.

Элементом всех трех подгрупп свойственна селективность восприятия, поэтому они, как правило, применяются с узкополосными светофильтрами, как это имеет место, например, в серийных пирометрах ФЭП-3 и ФЭП-4.

В последние 20—30 лет наиболее широко применяются элементы третьей подгруппы, основанные на использовании эффекта фотосопротивления. В отдельных случаях удавалось получать достаточно широкополосные приемники [305]. В настоящее время найдены составы, эффективно реагирующие на излучение при длине волны больше 10 мкм. Правда, при этом приходится применять глубокое охлаждение до температур кипения азота, водорода, а иногда и гелия [102, 210, 211, 213].

Пороговая чувствительность фотоспротивлений к монохроматическому излучению на два порядка выше, чем у термостолбиков и болометров, а постоянная времени измеряется микро-секундами. Так, сернистосвинцовые фотоспротивления имеют пороговую чувствительность, достигающую до  $10^{-14}$  вт при колебании сигнала с частотой в полосе от 1 до 17 гц.

Поэтому фотоспротивления применяются наиболее часто для измерения предельно малых потоков, когда чувствительность приемного элемента становится главным требуемым свойством [102, 163, 210, 211, 332].

Первоначально в приборах радиометрической подгруппы о плотности лучистой энергии предполагали судить по оказываемому давлению на поглощающее или отражающее препятствие. Явление светового давления было замечено И. Кеплером в связи с расположением кометных хвостов при движении около Солнца. В 1874 г. В. Крукс сконструировал крутильные весы, на плечах которых симметрично относительно оси располагались одинаковые слюдяные пластинки, с одной стороны напыленные отражающим алюминием, с другой — черненные, видимо, сурьмой. Пластинки располагались так, что при экспозиции одна из них воспринимала лучи черной стороной, другая — блестящей. Действительное усилие оказалось направленным в обратную, против ожидаемого, сторону и по величине было значительно больше предсказанного теорией.

В 1899 г. П. Н. Лебедеву удалось измерить действительное значение светового давления. До тех пор, пока приходилось иметь дело со сравнительно слабыми плотностями энергий, конструкции приборов с использованием светового давления оказывались неудачными. Только после появления оптических квантовых генераторов (лазеров) применение пондеромоторного эффекта оказалось настолько эффективным, что удалось, даже не прибегая к вакуумированию, создать крутильные весы, измеряющие энергию светового пучка. Радиометрический же эффект до сих пор не получил исчерпывающего количественного объяснения и приобрел значение самостоятельной задачи, которой занимались многие известные физики.

М. Кнудсен разработал кинетическую теорию для газа в полостях, размеры которых соизмеримы или меньше длины свободного пробега молекул [280]. Это привело его к открытию градиента давления в мелкопористых телах, совпадающего по направлению с градиентом температуры. Новый эффект позволил Кнудсену впервые дать качественное объяснение появлению радиометрического момента.

Обычно рабочее коромысло радиометра располагается в вакуумированном пространстве. Между крылом и окошком, через которое проходит измеряемый лучистый поток, образуется полость. Для случая, когда длина пробега молекул велика по сравнению с расстоянием между крылом и окошком, Кнудсен разра-

ботал теорию, аналогичную теории эффекта в пористых телах. При отсутствии промежуточных столкновений молекулы, отраженные от более нагретой стороны пластины, несут некоторый избыточный импульс по сравнению с молекулами, отраженными от более холодной стороны. Черная сторона крыла при облучении оказывается более нагретой, и поэтому давление на нее больше, чем на блестящую. Из этой теории следует, что сила, действующая на крыло, прямо пропорциональна его площади и образующейся на крыльях разности температур. Теоретические данные относительно хорошо совпадают с результатами измерений при давлении до  $0,3 \text{ н/м}^2$  и расстоянии между пластинами больше  $0,1 \text{ мм}$ .

Для случая промежуточных столкновений П. Дебай разработал [260] теорию, совпадающую с результатами измерений при более высоких давлениях.

Пытаясь объяснить ряд экспериментальных фактов, А. Эйнштейн [261] теоретически определил, что на единицу длины периметра крыла радиометра должна действовать сила

$$N = \frac{1}{2} p \frac{\lambda^2}{T} \frac{dT}{dx}, \quad (1.5)$$

где  $x$  — направление, перпендикулярное к плоскости крыла, а величина свободного пробега  $\lambda$  соизмерима с толщиной пластинки и мала относительно поперечных ее размеров;  $p$  — давление среды, окружающей крыло радиометра.

В дальнейшем эта теория была экспериментально проверена П. Шмудде [314] с помощью системы весов, крылышки которых имели одинаковые площади и разные периметры.

До сих пор полная ясность в количественных проявлениях радиометрического эффекта отсутствует. Тем не менее результаты измерений многих исследователей достаточно хорошо совпадают между собой.

При большом давлении среда начинает вести себя как континуум, в котором, естественно, давление во всех точках сосуда одинаково.

В связи с постоянством радиометрического усилия при фиксированном давлении в течение длительного времени многие физики пытались применить описанное устройство для измерения величины падающего радиационного потока. Конструктивно приборы делали либо в виде крутильных весов, в которых радиометрический момент закручивал упругую кварцевую нить, и по углу поворота судили об измеряемой величине, либо в виде свободно опертой на острие турбинки с черно-блестящими крыльями, скорость вращения которой пропорциональна плотности падающего потока. Ряд чисто практических трудностей, в частности зависимость давления в сосуде от температуры стенок,

препятствовал созданию приборов такого типа, удовлетворяющих элементарным требованиям по точности, чувствительности и повторимости результатов измерений.

## 9. КОМПЕНСАЦИОННЫЕ РАДИОМЕТРЫ

Компенсационные приборы можно классифицировать на одно- и двухэлементные. Чаще всего тепловая компенсация осуществляется с помощью электрического нагрева. В одноэлементных приборах посредством компенсационного нагрева осуществляется периодическая градуировка элемента, чувствительного к измеряемому потоку. При далекой аналогии эти приборы подобны пружинным весам, периодически поверяемым по эталонным гилям.

Двухэлементные радиометры созданы на основе дифференциального калориметра. Чувствительное звено позволяет контролировать идентичность подвода энергии. Один из элементов воспринимает измеряемый поток, второй — компенсационный электрический нагрев. Принципиальная основа этих приборов такая же, как и двухплечих рычажных весов, поэтому многие положения теории взвешивания [103, 165] применимы к измерениям с помощью компенсационных приборов так же, как к мостовым и компенсационным электрическим измерениям [123].

Типичным двухэлементным прибором является пиргелиометр К. Ангстрема [248]. Общий вид и электрическая схема прибора показаны на рис. 13. Приемником измеряемой радиации служит одна из манганиновых пластинок 1 или 2. Размеры пластинок обычно  $19 \times 2 \times 0,02$  мм<sup>3</sup>. Креятся они на тоководах в эбонитовой рамке 3 и со стороны, обращенной к источнику излучения, зачернены поверх платиновой черни сажей толщиной не более 0,01 мм. С задней, неосвещенной, стороны к каждой пластинке на изоляционном лаке наклеиваются спаи дифференциальной термодпары. В некоторых случаях спаи термодпары привариваются к медным полоскам, которые приклеиваются к манганиновым пластинкам. Пластины вместе с рамкой 3 крепятся на эбонитовом корпусе 8 с помощью тоководных стержней и располагаются в трубчатом медном кожухе 14. С приемной стороны кожух закрыт медной рамкой 15 с двумя щелевидными отверстиями размером  $23 \times 5$  мм<sup>2</sup>. Расстояние между рамкой и приемными пластинами превышает 50 мм. Поскольку размеры щелей рамки больше размеров приемных пластин, прибор имеет допуск по углу установки при измерении по вертикали  $13^\circ$  и по горизонтали  $5^\circ$ . В некоторых случаях рамки делаются с меньшими допусками. За рамкой 15 находится затвор, управляемый крючком 18. С помощью затвора можно открыть доступ измеряемому потоку одновременно на обе приемные пластины либо на каждую из них отдельно. Для балансных испытаний необходимо закрывать обе пластины общей крышкой.

Ток дифференциальной термопары контролируется гальванометром 22. В классическом варианте применяется всего одна пара спаев, поэтому чувствительность гальванометра должна быть достаточно высокой.

Силовое питание пиргелиометра осуществляется от аккумулятора или сухого элемента. Разность потенциалов на пластинках должна быть значительно меньше величины э. д. с. батареи. По-

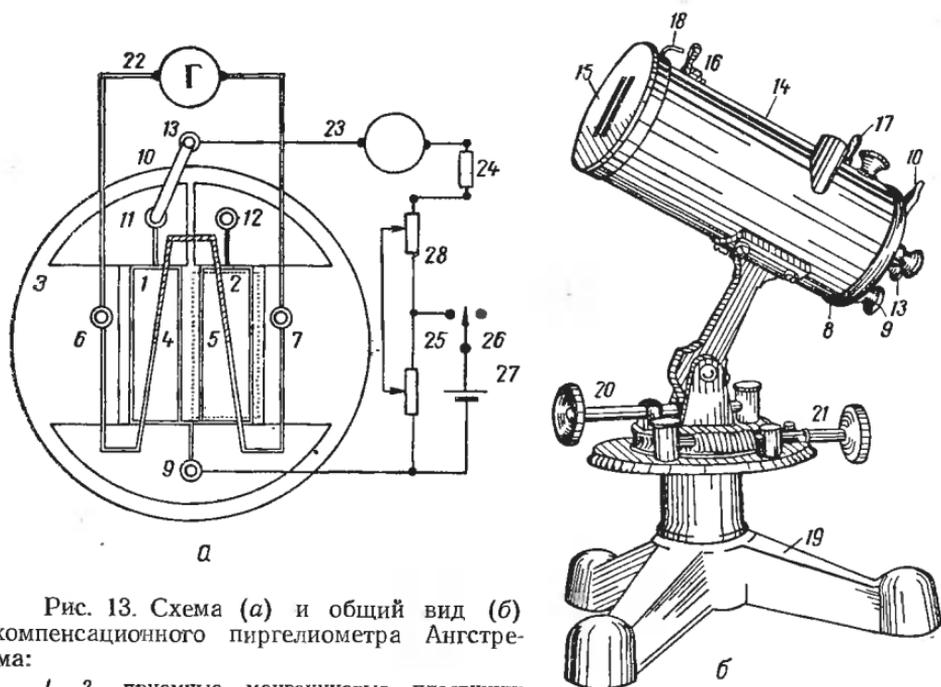


Рис. 13. Схема (а) и общий вид (б) компенсационного пиргелиометра Ангстрема:

1, 2 — приемные манганиновые пластинки; 3 — эбонитовая рамка; 4, 5 — спай дифференциальной термопары; 6, 7 — клеммы цепи дифференциальной термопары; 8 — эбонитовый корпус; 9 — общая силовая клемма; 10 — переключатель; 11, 12, 13 — ламели переключателя; 14 — трубчатый кожух; 15 — щиток; 16, 17 — прицельное устройство прибора; 18 — крючок затвора щитка; 19 — штатив; 20, 21 — установочные механизмы; 22 — гальванометр; 23 — амперметр; 24 — балластное сопротивление; 25, 26 — выключатель; 27 — батарея; 28 — регулировочный реостат.

этому для предохранения от пережога в цепь включается балластное сопротивление 24. Компенсационный нагрев регулируется двойным реостатом 28.

Измерения производят, систематически чередуя пластины. При расхождении в измерениях между пластинами (допускается лишь в четвертом знаке) результатом считается среднее арифметическое.

Для ускорения измерений применяют неполную компенсацию, предварительно определив цену деления гальванометра в небалансе. При последующих измерениях вносят соответствующую поправку, пропорциональную отклонению гальванометра в момент отсчета. В этом случае также принято чередовать пластинки.

Компенсирующую мощность измеряют с большой точностью. С помощью мостовых приборов и образцовых сопротивлений погрешность в определении мощности нагрева пластинки может быть снижена до 0,01%. Значительно труднее проконтролировать геометрические размеры пластинок и идентичность тепловых условий их работы. В частности, обнаруженная в 1914 г. К. Ангстремом неидентичность условий отвода теплопроводностью

энергии, подводимой радиационным и электрическим путем, приводила к ошибке в 1,5% [10].

Аналогичные компенсационные приборы были разработаны для измерения радиации Земли (пиргеометр с четырьмя пластинками), а также рассеянной и суммарной радиации атмосферы (пиранометр). В дальнейшем они были несколько усовершенствованы многочисленными учениками и последователями К. Ангстрема.

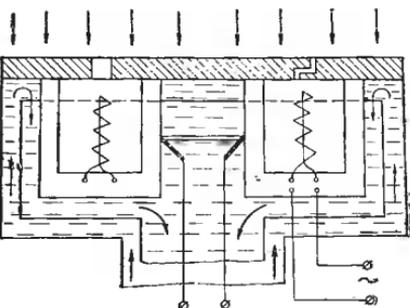


Рис. 14. Схема радиометра Д. Т. Кокорева.

Для увеличения чувствительности Ф. Е. Волошин предложил в пиргелиометре Ангстрема увеличить число спаев дифференциальной термопары до 3—4.

Применительно к теплотехническим радиационным измерениям по схеме Ангстрема, но в специфическом конструктивном оформлении, автор данной монографии разработал радиометр для измерения потоков до  $20 \text{ кВт/м}^2$  [51]. На этом же принципе построен радиометр Д. Т. Кокорева [134]. Две полые камеры (рис. 14), выдавленные из медной фольги, размещаются внутри латунных стаканчиков, которые снаружи охлаждаются протоочной водой. Головки дифференциальной термопары заделываются на стенках внутренних медных камер. Лучистый поток попадает в одну из камер через относительно малое отверстие в массивной водоохлаждаемой перегородке. Компенсационные электронагреватели в виде спиралей помещаются внутри камер. Для компенсации конвективных составляющих вторая камера сообщается с окружающим пространством через коленчатый канал.

Радиометр градуируется путем облучения плоским черным нагревателем с известными размерами и температурой. Плотность падающего потока рассчитывается по температурам излучателя и приемника с учетом геометрических факторов и степеней черноты. По существу здесь не использована возможность компенсационного принципа, так как замена местами и ролями камер, а также проверка идентичности не предусмотрены. Условия вентиляции рабочей и компенсационной камер неодинаковы. Тем не менее энергетический баланс сводится с точностью до 5,8%. Погрешность измерений, видимо, такого же порядка.

Для измерения мощных потоков (до  $12 \cdot 10^6 \text{ вт/м}^2$ ) А. Б. Вил-

лауби предложил конструкцию радиометра с двумя полыми моделями абсолютно черного тела [330]. На рис. 15 приведен схематический чертеж одной из них. Камера образована массивным пустотелым медным цилиндром с винтовыми канавками внутри для спирали электронагревателя и снаружи — для протока воды. С одной стороны цилиндр закрыт водоохлаждаемым конусом, с другой — массивной, отдельно охлаждаемой диафрагмой. Охлаждающая вода из общего

бачка с постоянным уровнем перед камерами разделяется на две одинаковые по расходу струи. После камер вода проходит через стеклянные трубки, в стенки которых заделано по четыре спая дифференциальной термоэлектрической батареи. Таким образом, радиационный и электрический нагрев балансируются по температуре воды на выходе. В результате испытаний на идентичность камер было обнаружено заметное расхождение между их показаниями при измерении одинакового потока. В связи с большой инерцией массивных камер продолжительность каждого цикла измерений (двумя камерами) достигает 15 мин. Значение потока принимается равным среднему квадратическому из измеренных. Предполагаемая ошибка не превышает  $\pm 2\%$ .

Одноэлементные компенсационные тепломеры значительно проще, но менее точны. Типичным представителем таких приборов является тепломер ОРГРЭС (трест «Организация работ на государственных электрических станциях»), разработанный И. Я. Залкиндом, А. В. Ананьиним, И. М. Кормером [109, 110] (рис. 16). Этот прибор предназначен для измерения теплоотдачи с поверхности за счет свободной или слабофорсированной конвекции. Корпус чувствительного элемента устроен так, что площадь боковой поверхности его за пределами центральной выемки равна площади нижней поверхности, прикладываемой к источнику измеряемого потока. В центральную выемку последовательными слоями между двумя плоскими термометрами сопротивления  $I$  закладываются прокладка  $\delta$  и плоский нагреватель 2.

В рабочем режиме вариацией мощности нагревателя добиваются того, чтобы поток через теплоизоляцию был равен нулю, о чем судят по балансу моста, в плечи которого включены термометры сопротивления. Поскольку корпус прибора выполнен из

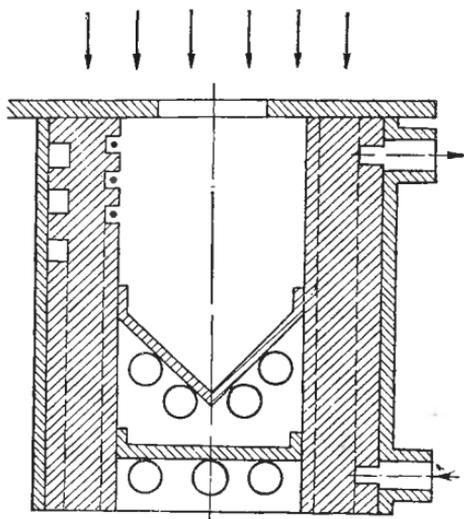


Рис. 15. Камера компенсационного радиометра А. Б. Виллауби.

материала с высокой теплопроводностью (алюминий), воспринимающее снизу тепло без существенных термических сопротивлений передается охлаждающей среде через боковые поверхности. Поэтому вся энергия нагревателя передается через известную площадь центральной выемки в корпусе. Методика расчета таких тепломеров была разработана Д. М. Дудником [104].

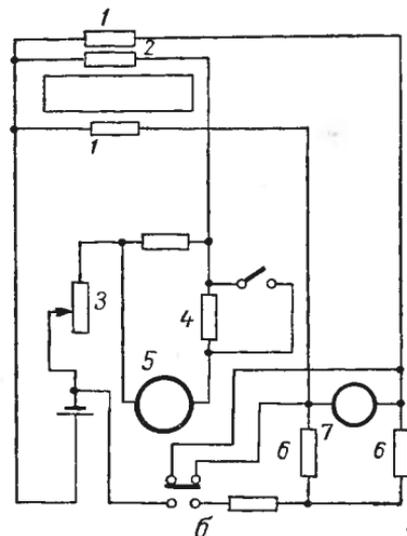
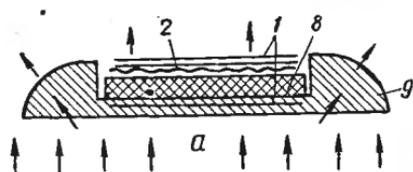


Рис. 16. Конструктивная (а) и электрическая (б) схемы тепломера ОРГРЭС:

1 — термометр сопротивления; 2 — нагреватель; 3 — реостат нагревателя; 4 — сопротивление для изменения пределов отсчета; 5 — миллиамперметр; 6 — сопротивление мостовой схемы; 7 — нуль-прибор; 8 — теплоизоляционная прокладка; 9 — корпус тепломера.

В приборе ОРГРЭС есть спорные моменты, однако в целом он удовлетворяет техническим требованиям и прошел государственные испытания во Всесоюзном научно-исследовательском институте метрологии им. Д. И. Менделеева (ВНИИМ). В настоящее время такие приборы изготавливаются сериями по несколько сот штук в год для контроля качества теплоизоляции. Похожий прибор был запатентован в США П. Сторком [319] только в 1963 г.

В качестве частного применения описанного тепломера [110] предложен прибор для определения теплопроводности методом стационарного потока.

В подобном приборе Г. Г. Счастливым [217, 218] добавил еще один нагреватель, расположив его под изолирующей прослойкой (рис. 17). Это позволило измерять тепловой поток от верхнего нагревателя в случае отсутствия или недостаточности основного потока от тела, на которое датчик наложен. Температура измерялась терморезисторами. Приборы были использованы для определения локальных коэффициентов теплоотдачи к охлаждающей среде

в каналах электрических машин без учета неизотермичности теплоотдающей поверхности. Такой прием, по-видимому, можно применять лишь при выяснении сравнительной эффективности теплоотдающих поверхностей.

В. А. Мальцев использовал подобные системы при продувках холодных моделей роторов электромашин [158].

При измерении тепловых потоков необходимо стремиться к тому, чтобы тепловые условия на участке, занятом тепломером, были такими же, как и до его наложения.

Компенсационные тепломеры, особенно двухэлементные, являются абсолютными приборами наивысшей точности измерения. В связи с этим метод компенсации неоднократно применялся при создании абсолютных приборов, по которым градуировались серийные датчики теплового потока (см. гл. IV). По чувствитель-

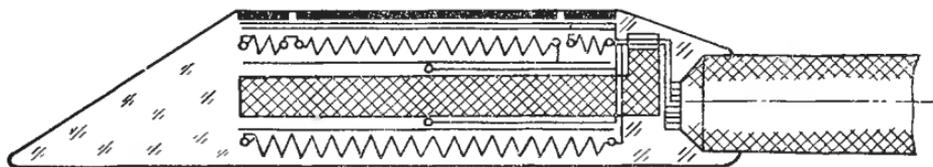


Рис. 17. Тепломер Г. Г. Счастливого.

ности же они, как правило, значительно уступают термоэлектрическим, фотоэлектрическим и пневматическим приборам, а также болометрам.

## 10. МЕТОД ВСПОМОГАТЕЛЬНОЙ СТЕНКИ

Суть метода заключается в том, что на пути измеряемого потока располагается стенка с известной теплопроводностью. Остается определить перепад температуры и вычислить поток по уравнению

$$q = \lambda \frac{\Delta t}{\delta}. \quad (1.6)$$

Как обычно, эффект присутствия измерительного органа желательно свести к минимуму, поэтому вспомогательная стенка, по возможности, не должна быть дополнительной, как ее иногда называют. В тех же случаях, когда дополнительное сопротивление неизбежно, необходимо знать не только абсолютную величину, но и его долю в суммарном тепловом сопротивлении цепи, проводящей измеряемый поток.

Одним из первых теплотрических приборов, основанных на принципе использования вспомогательной стенки и доведенных до серийного производства, является ленточный тепломер Э. Шмидта [313]. Он широко применяется и в настоящее время для измерения теплотерь через теплоизоляцию. Для изготовления тепломера Э. Шмидта используют резиновую ленту длиной 600—650 мм, шириной 60—70 мм и толщиной 3—5 мм. На обеих поверхностях ленты последовательно располагают около 200 спав батареи дифференциальных термопар. После этого поверхность покрывают миллиметровым слоем сырой резины и вулканизируют. Вывод токоъемных проводников осуществляется через заделанные в резину клеммы. На малых торцах лента имеет приспособления, с помощью которых «пояс» с натягом кре-

пится на выпуклой поверхности изоляции. В связи с громоздкостью и большой инерционностью «поясов» они неудобны в работе. При одинаковых безразмерных величинах времени  $\tau$  время фактического выхода на режим измерения «поясами» на два порядка больше, чем у слоистых датчиков (см. гл. III), и на четыре порядка больше, чем у одиночных (см. гл. II). Тем не менее ими широко пользуются.

Аналогичны по идее, но несколько отличаются по конструкции тепломеры, разработанные в Ленинградском технологическом институте холодильной промышленности. Здесь батарея из 600—900 пар спаев крепится в резиновом диске диаметром 300 мм и толщиной 6 мм. Благодаря увеличению числа спаев чувствительность в 2—3 раза выше, чем у «поясов» Шмидта.

В Московском институте «Теплопроект» разработаны диски-тепломеры диаметром 60—90 мм и толщиной 3—8 мм для измерения потоков до 1000 вт/м<sup>2</sup>. Число спаев термопар увеличено до 1500—2000 шт., а сами термопары изготовлены гальваническим способом. Вспомогательная стенка набиралась из паронитовых брусков, обвитых константаном, каждый виток которого наполовину омеднен. Набор брусков клеивался между двумя тонкими (1 мм) паронитовыми дисками. Развиваемый таким датчиком сигнал подавался на стрелочный милливольтметр.

Фирма «Бекман и Вайтли» [287] производит датчики теплового потока, отличающиеся от описанных меньшей толщиной. Габариты датчика 115×115×1,5 мм<sup>3</sup>; термопара константан—серебряный константан; чувствительность прибора — 19 вт/м<sup>2</sup>·мв.

Фирма «Джойс и Лэбл» с 1956 г. выпускает тепломеры двух типоразмеров — диаметром 50 и 100 мм [288]. В этих тепломерах каркас медь-константановой термопары и оболочка всего датчика были сделаны из полиэтилена. В связи с применением полиэтилена температура датчика не превышает 70° С. Такой же тепломер диаметром около 300 мм был применен в приборах для определения теплопроводности влажных изоляционных материалов [278]. Для этих же целей была использована конструкция, сотканная из полосок асбестового картона (основа) и ленточных термобатарей (уток) [302]. Для изготовления термобатареи применялась биметаллическая медь-константановая полоска, последовательно подрезанная то со стороны меди, то со стороны константана. Толщина полоски 0,08 мм, ширина — 0,6 мм. Снаружи «ткань» обкладывалась асбестовой бумагой, пропитывалась фенольными смолами и с нагревом прессовалась. Таким образом, получалась плита размером 300×300 мм<sup>2</sup>, по прочности и внешнему виду близкая к асботекстолиту. В центральной части плиты находился измерительный участок размером 150×150 мм<sup>2</sup>, имеющий около 200 спаев термобатареи.

Подобную теплотрическую ткань (стеклотканевую ленту с биметаллической разрезанной полоской) использовали Лоутон

и сотрудники [283] в конструкции калориметра для определения теплоотдачи и теплопродукции животных (рис. 18). Толщина стеклотканевых лент составляла 0,4 мм, суммарная толщина теплометрической оболочки — около 1 мм. Благодаря большой площади и малой толщине ткани, покрывающей всю внутреннюю поверхность камеры калориметра, авторам удалось получить высокую чувствительность прибора при малой инерционности.

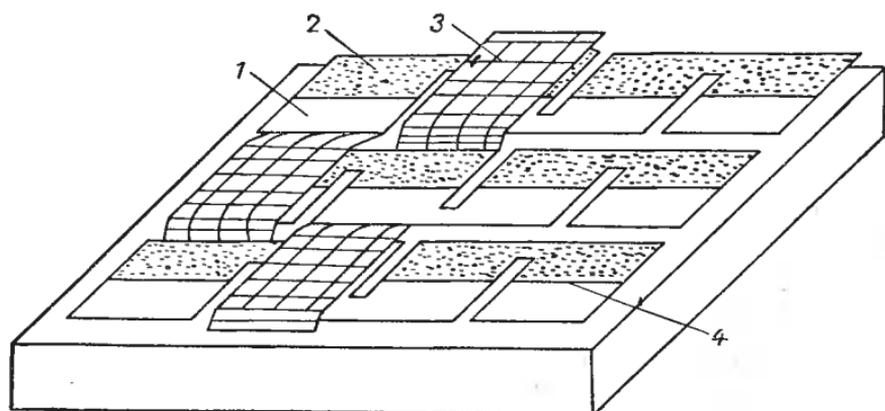


Рис. 18. Тканый тепломер Лоутона:

1 — медь; 2 — константан; 3 — стеклотканевая лента; 4 — линия спая меди с константаном.

Для измерения тепловых потоков со дна водоемов был создан и использован тепломер со вспомогательной стенкой из полиметилметакрилата [136]. Теплопроводность полиметилметакрилата близка к теплопроводности льда, его электроизоляционные, технологические и эксплуатационные свойства вполне удовлетворительны. Поэтому такие датчики применяются для измерений тепловых потоков в районах вечной мерзлоты и повышенной вулканической активности [111, 112, 188].

С целью устранения возмущений, вносимых присутствием тепломера, В. В. Шабанов и Е. П. Галямин предложили подбирать для вспомогательной стенки материал, обладающий дисперсностью, пористостью и теплопроводностью, близкими к этим же характеристикам почвы, в которой предполагается проводить измерения [238]. Ю. Л. Розеншток и М. А. Каганов предложили вспомогательную стенку делать составной из материалов, контрастных по теплопроводности, с тем, чтобы вариацией толщин компонент добиться теплопроводности, одинаковой с теплопроводностью окружения [194].

Исследования тепло- и массообмена в почве необходимы для выяснения ряда важных вопросов агрономии. В связи с этим было создано несколько конструкций тепломеров применительно к специфическим условиям опытов. В 1950 г. такие измерения были проведены Э. Л. Диконом, а в 1955 г. Л. Г. Моррисом и сот-

рудниками [295]. Последние, в частности, создавали тепломеры по методу вспомогательной стенки с термометрами сопротивления из никелевой проволоки. Для повышения водостойкости датчик несколько раз покрывали хлористой медью и аралдитом. В США подобное устройство было запатентовано Ваттсом [328].

Для биоклиматических исследований в почве часто применяют батарейные термоэлектрические датчики с промежуточной стенкой, выполненной из стекла, например тепломеры Шэкке [312],

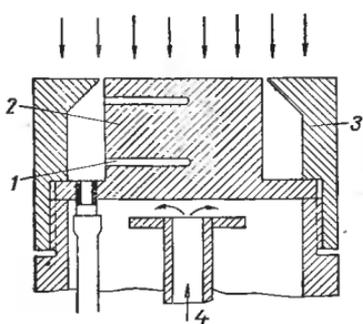


Рис. 19. Тепломер ВНИИМТа:

1 — отверстия для термодатчика; 2 — приемный блок; 3 — бленда.

Франзиллы и Гувилы [264]. Чувствительность этих датчиков около  $3 \times 10^{-6}$  в·м<sup>2</sup>/вт. В. Вармбт обвивал подушечку из стеклоткани частично медненным константаном, пропитывал аралдитом и обертывал алюминиевой фольгой [325—327]. В. Вармбт предполагал, что пропитанная аралдитом стеклоткань имеет теплопроводность такую же, как почва. Для влагопроницаемости по полю датчика прокалывалось несколько отверстий, пока аралдит не до конца затвердел.

Аналогичные приборы, описанные рядом авторов, позволили в значительной мере выяснить картину тепло- и влагообмена в почвенном слое и взаимодействие через поверхность с прилегающей атмосферой в различные времена года и суток [254, 262, 267, 281, 324].

Измерение перепада температур связано со значительными затруднениями, обусловленными неопределенностью термических сопротивлений элементов, сопряженных со вспомогательной стенкой. При измерении больших плотностей потока вспомогательную стенку делают металлической. На рис. 19 показан радиометр ВНИИМТа (Всесоюзный научно-исследовательский институт металлургической теплотехники) с кондуктивным отводом тепла [236]. Медный или стальной блок 2 цилиндрической формы с одного торца подвергается облучению, с другого — охлаждению проточной водой. По оси блока через боковые сверления 1 закладываются термодатчики. От боковых теплопритоков приемное тело защищено блендой 3.

Расчетное определение измеряемого потока ненадежно. Градуировка по абсолютным приборам позволяет повысить точность измерений и упростить конструкции приборов. В градуируемых термозондах обычно применяют однопроводные термодатчики, используя в качестве промежуточного электрода дифференциальной термодатчик материал приемного блока.

Для измерения результирующих потоков в мартеновских печах сотрудники ВНИИМТа разработали зонд с двумя направлен-

ными в противоположные стороны приемниками [236]. Для увеличения чувствительности при измерении малых потоков приемное тело было выполнено из двух частей с внутренней выточкой.

При использовании термопар в качестве индикаторов разности температур заманчиво объединить функции вспомогательной стенки с функциями промежуточного термоэлектрода дифференциальной термопары [49, 113, 262, 271]. Например, Э. Л. Дикон для измерения тепловых потоков в почве использовал в качестве материала для среднего слоя вспомогательной стенки литой висмут. Конструктивная особенность этого датчика — выделение центральной измерительной части с помощью тонкого слоя изоляции. Висмут обладает большим термоэлектрическим коэффициентом и малой теплопроводностью, большей, однако, чем у почвы. Недостатком является зависимость термоэлектрического коэффициента висмута от температуры. Поэтому такой датчик можно рекомендовать для использования только в узком диапазоне температур, в котором проведена градуировка. Это же относится и к тепломеру Г. Фалькенберга, где вместо висмута был использован сплав Вуда [262]. У датчиков Э. Л. Дикона и Г. Фалькенберга градуировочные характеристики отличались от расчетных на 30%, что можно объяснить значительным влиянием примесей на термоэлектрические свойства сплавов висмута.

В качестве материала для промежуточной стенки Хэтфилд и Вилкинс использовали сплавы технически чистого (99,6—99,9%) теллура с медью и серебром [271]. В интервале температур 15—100° С наиболее пригодным оказался сплав, состоящий из двух частей теллура и одной части чистого серебра. Такие датчики в дальнейшем изготавливались фирмами «Джойс и Лэбл» [287] и «Нейшл инструмент лэйбораторис» [272]. В чистом теллуре [211] термоэлектрический коэффициент в зависимости от температуры дважды меняет знак, приобретая максимальное значение (800 мкв/град) в интервале 100—200° К.

Недостаток сплавов с полупроводниковыми компонентами — заметная зависимость значения термоэлектрического коэффициента от температуры. Материалы термоэлектродов стандартных термопар менее чувствительны, но более стабильны, и поэтому нашли широкое применение.

При измерении потоков большой плотности И. Вролик использовал в качестве вспомогательной стенки медный блок с константовыми токосъемными пластинами [46].

В качестве чувствительного элемента радиометра полного излучения А. А. Пискунов и И. Н. Эльке применили одинарный хромелевый стержень с копелевыми токосъемными проводками [182].

Новые материалы для тепломеров необходимо искать не только среди проводников и полупроводников, но и среди изоля-

торов, особенно плохих изоляторов (полуизоляторов). Хорошие изоляторы ( $\text{BeO}$ ,  $\text{MgO}$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и др.) использовать не имеет смысла, так как их высокое электрическое сопротивление ограничивает возможности измерения сигнала.

Таблица 1

Состав материала стенки	Температура на гранях образца, °C		Ток короткого замыкания, мА	Термоэлектрический коэффициент, мкВ/град	Мощность резжма короткого замыкания, вт	Толщина образца, мм
	верхняя	нижняя				
$\text{CdO}$	595	9	200	-84	0,01000	2,7
$\text{Sr}_2\text{O}_3$	752	84	1,2	437	0,00040	2,0
$\text{V}_2\text{O}_5$	595	19	0,18	-652	0,00007	3,6
$\text{Co}_3\text{O}_4$	747	54	13	290	0,00300	2,0
$\text{CuO}$	767	80	16	276	0,00300	2,0
$\text{NiO}$	750	57	2,7	180	0,00300	2,0
$\text{Sr}_2\text{O}_3 + 10\% \text{ CuO}$	640	255	0,84	150	0,00050	2,3
$\text{V}_2\text{O}_5 + 20\% \text{ CuO}$	570	20	15	-180	0,00150	2,0
$\text{CdO} + 50\% \text{ MgO}$ (несеребряный)	752	48	470	-159	0,05000	2,0
$\text{CdO} + 50\% \text{ MgO}$ (серебряный)	750	42	1970	-154	0,21500	2,0
$\text{Co}_3\text{O}_4 + 10\% \text{ CuO} + 5\% \text{ Bi}_2\text{O}_3$	759	67	710	311	0,15800	2,1
$\text{Co}_3\text{O}_4 + 10\% \text{ CuO} + 5\% \text{ Bi}_2\text{O}_3 + 2\% \text{ Ta}_2\text{O}_5 + 2\% \text{ MgO}$	751	51	2550	234	0,41800	2,1

В табл. 1 по измерениям Фишера и сотрудников [263] приведены характеристики ряда окислов и их смесей. Из табл. 1 видно, что некоторые смеси с большими значениями тока короткого замыкания вполне могут быть применены для промежуточной стенки. В тех случаях, когда величина термического сопротивления датчиков не имеет значения, они будут развивать сигналы, превышающие сигналы датчиков, выполненных из других материалов. Недостаток полуизоляторов заключается в высоком термическом сопротивлении и зависимости термических свойств от температуры. Поэтому полупроводники и полуизоляторы практически не находят применения в теплоизмерительных элементах.

#### 11. ТЕПЛОМЕРЫ С ПОПЕРЕЧНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ПОТОКА

В этих приборах воспринятый поток полностью или частично проходит через вспомогательный орган, изменяя свое первоначальное направление. Конструкции таких приборов были описаны Р. Гардоном [265, 266], А. С. Сергеевым [202, 203], Стемплом [318].

Схема прибора Р. Гардона представлена на рис. 20. Отверстие в медном блоке 2 закрыто константановой пластиной 1, припаянной по периферии к блоку. Энергия, воспринимаемая кон-

стантановой фольгой, частично растекается радиально к медному блоку, а частично теряется в окружающей среде. Горячий спай образуется в центре пластинки с припаянной медной проволокой 3. Толщина константановой пластинки обычно меньше 0,3 мм. Поэтому стационарный режим наступает сравнительно быстро. График изменения температуры по радиусу фольги представлен в правой части рис. 20. Максимальная температура  $t_1$  соответствует центру, а минимальная  $t_2$  — блоку. С помощью дифференциальной термопары, составленной из медной центральной проволоки, константановой фольги и медного блока, измеряется разность температур  $\Delta t = t_1 - t_2$ , по величине которой судят об интенсивности воспринимаемого потока энергии. В работе [265] приведено решение уравнения теплопроводности для фольги при условии постоянства воспринимаемого потока  $q$  по радиусу фольги. В результате были получены следующие выражения для чувствительности и инерционности датчика:

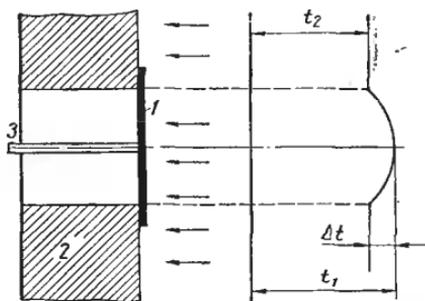


Рис. 20. Схема датчика Р. Гардона:

1 — приемная пластина; 2 — медный блок; 3 — токосъемный проводник.

$$\frac{e}{q} = a \frac{R^2}{\delta}; \quad \tau = a_1 R^2, \quad (I.7)$$

где  $R$  и  $\delta$  — размеры рабочего участка фольги;  $a$  и  $a_1$  — постоянные датчика.

Гардон нашел величины постоянных  $a$  и  $a_1$  и построил номограмму решения уравнений (I.7).

Рабочая температура термомеров ограничивается температурой размягчения используемых припоев. С повышением температуры нарушается линейность зависимости между падающим потоком и сигналом. Поэтому значение верхнего предела измерений целесообразно повышать за счет увеличения толщины фольги, стремясь к тому, чтобы величина лучистой составляющей в отводе тепла от фольги была малой по сравнению с кондуктивной и конвективной.

На основании справочных данных Р. Гардон также нашел, что для пары медь-константан зависимость разности термоэлектрических коэффициентов от температуры практически полностью компенсируется зависимостью теплопроводности константана от температуры. Таким образом, датчик получается нечувствительным к уровню температуры, при которой производится измерение.

С помощью таких датчиков Р. Гардон измерял потоки мощностью  $(0,02 \div 4) \cdot 10^6$  вт/м<sup>2</sup>. Результаты измерений тепловых по-

токов от нагретой плиты, обдуваемой воздухом, который выходит из отверстий диаметром 3,2 мм, расположенных в коридорном порядке с шагом 50,8 мм, со скоростью, соответствующей расходу 0,2 кг/сек на 1 м<sup>2</sup> площади плиты, приведены на рис. 21 [266].

Обычно размеры датчиков с фольговым диском невелики (диаметр отверстия в блоке часто меньше 1 мм). Выполнить их строго

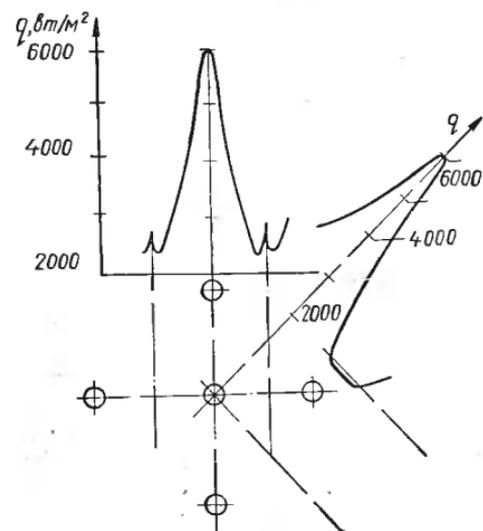


Рис. 21. Результаты измерений тепловых потоков датчиком Р. Гардона при обдуве пластины струями.

идентичными между собой трудно. Отклонение действительных свойств датчиков от расчетных достигает 30%, в связи с чем каждый датчик нуждается в индивидуальной градуировке.

Часть тепла, теряемого в окружающее пространство, мала по сравнению с переданным по фольге за счет теплопроводности, поэтому при измерении радиационных потоков нет необходимости в вакуумировании, что значительно упрощает проведение экспериментов. Обычно при радиометрических измерениях датчик окружают экраном, снижающим бесполезные поглощения энергии медным блоком и защищающим фольгу от механических повреждений.

При кратковременных измерениях ограничиваются отводом тепла за счет инерции блока, которая на много порядков выше тепловой инерции фольги. В случае длительных измерений больших потоков применяют охлаждение блока проточной водой. Такое охлаждение применял Г. Г. Блау для определения теплопроводности окиси циркония при температурах выше 1000 °С. Ф. Стампел [310, 318] указывает на возможность разделения лучистой и конвективной составляющих с помощью двух датчиков, один из которых воспринимает падающий поток непосредственно, а второй защищен сапфировым окном, предохраняемым от перегрева газовой пленкой.

Для увеличения величины сигнала радиометры с круглой фольгой можно включать последовательно. При этом медный охлаждаемый блок, естественно, должен быть разделен на электрически изолированные секции. Так, А. С. Сергеев предложил радиометр из шести последовательно соединенных секций [202]. Этот радиометр был усовершенствован за счет установки устройства на одной из секций заслонки, поворотом которой можно регулировать выходной сигнал и, таким образом, при градуировках поддерживать чувствительность устройства на постоянном уровне [203].

Оригинальный прибор поперечного типа для измерения сравнительно малых лучистых потоков был сконструирован и изготовлен Б. Г. Танмором [323] (рис. 22). Прибор этот применялся для исследования лучистого теплообмена между строениями и окружающей средой. На перспексовой пластинке размером  $85 \times 50 \times 3$  мм навита гальваническая батарейная термопара, причем спаи расположены на узких торцах пластины. Подготов-

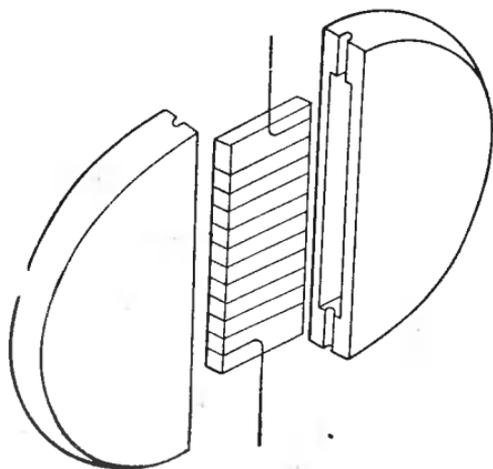


Рис. 22. Радиометр Б. Г. Танмора.

ленная таким образом пластина вставляется в углубления в медных полудисках (рис. 22). Углубления в каждом полудиске размером  $85 \times 26 \times 6$  мм предварительно заливаются расплавленным парафином, в который погружается пластинка из перспекса с навитыми термопарами. Тонкий слой парафина изолирует полудиски друг от друга. Токосъемные проводники выводятся через отверстия с обеих сторон диска. Каждый полу-

диск собирается на припое из двух одинаковых половин, в которых выфрезерованы полости. Одна торцовая сторона каждого полудиска полируется, золотится и снова полируется, а вторая зачерняется каким-либо из известных способов. Диск собирается так, что каждая его плоскость получается наполовину отражающей и наполовину поглощающей излучение. Диск укрепляется на четырех струнах в обойме большого диаметра.

Разная степень черноты полудисков при экспозиции под измеряемым потоком обуславливает разность температур, регистрируемую батарейей дифференциальных термопар. Сигнал последней и служит мерой результирующего потока.

Радиометр с моделью абсолютно черного тела и поперечным измерительным органом разработан

И. Д. Семикина, В. С. Костогрызова, О. Л. Цыганкова:

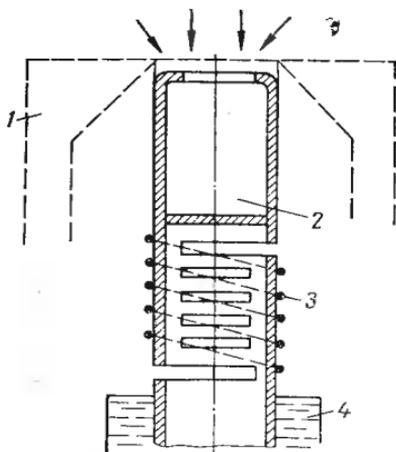


Рис. 23. Радиометр И. Д. Семикина, В. С. Костогрызова, О. Л. Цыганкова:

1 — ограждающая бленда; 2 — приемник в виде модели абсолютно черного тела; 3 — батарея дифференциальных термопар; 4 — рубашка охлаждения.

И. Д. Семикиным, В. С. Костогрызовым и О. Л. Цыганковым [201] (рис. 23). Приемник в виде модели абсолютно черного тела конструктивно вписывается в конец латунной трубы и прячется в ограждающий кожух. В нижней части труба охлаждается водой, циркулирующей в рубашке. В промежутке между приемником и стоком труба разрезается так, что воспринимаемый тепловой поток оттесняется сначала влево, затем по окружности переходит к правой части и передается охлаждающей воде.

На среднюю часть промежуточного тела навита гальваническая дифференциальная термopара, регистрирующая поперечный температурный напор. Описанному радиометру присущи отсутствие селективности и достаточно высокая для промышленных измерений чувствительность.

Нелинейность побочных потерь и теплофизических свойств элементов устройства приводят к зависимости чувствительности и точности измерений от температуры охлаждающей воды и окружающего воздуха.

Для уменьшения погрешностей измерения в этом приборе необходимо поддерживать температуру охлаждающей воды на уровне температуры окружающего воздуха, а проводящую теплотрубку выполнить из константана.

Простой в изготовлении малоинерционный термоэлектрический приемник лучистой энергии был предложен С. Е. Буравым [37].

## 12. АНАЛИТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ

Применительно к явлениям теплопроводности дифференциальное уравнение, граничные и начальные условия однозначно описывают температуру данного тела в любой точке в произвольный момент времени. В силу однозначности такой связи знание температуры, например, в двух точках в произвольные моменты времени позволяет определить граничные условия по одному из параметров (например, потоку или температуре на границах). Такой подход в решении обычно принято называть обратной задачей теплопроводности [219].

По значениям температуры в двух точках реконструируют температурное поле  $k$ -мерного тела, имеющего полость, и по нему определяют величины тепловых потоков, которыми обменивается тело с внешней средой, и значения коэффициентов теплообмена. Одновременно можно вычислить коэффициенты тепло- и теплопроводности материалов, заполняющих исследуемую область.

Для практической оценки эффективности этого метода рассмотрим статью Р. Х. Муллахметова и Е. А. Хорн [170].

Для неограниченной пластины уравнение теплопроводности имеет следующий вид:

$$\frac{\partial t(x, \tau)}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t(x, \tau)}{\partial x^2}. \quad (I.8)$$

Граничные условия определяются тем, что температура поверхности  $t(x_0, \tau)$  измеряется в экспериментах, а на середине пластины вследствие симметрии тепловых воздействий

$$\frac{\partial t(0, \tau)}{\partial x} = 0. \quad (I.9)$$

Отсчет координаты  $x$  ведется от середины пластины.

В начальный момент времени температура пластины во всех точках одинакова и от нее в дальнейшем отсчитываются все температуры  $t(x, 0) = 0$ .

Искомый поток на внешних границах пластины находят в виде полинома

$$q(\tau) = \sum_0^m A_i \tau^i. \quad (I.10)$$

Применяя принцип суперпозиции, температуру в любой точке можно представить в виде суммы результатов частных воздействий каждого из слагаемых полинома (I. 10):

$$t(x, \tau) = \sum_0^m A_i T_i(x, \tau). \quad (I.11)$$

Пользуясь формулой разложения, Р. Х. Муллахметов и Е. А. Хорн находят расчетные формулы для  $T_i(x, \tau)$  при  $i=0, 1, 2, 3$ . Имея  $m+1$  результатов измерений, можно составить столько же уравнений (I.11) и найти  $m+1$  коэффициентов  $A_i$ .

При абсолютно точных измерениях и  $m \rightarrow \infty$  решение получается вполне строгим.

Практически же результаты измерений содержат некоторые погрешности, а число измерений ограничено. Для того чтобы найденное решение было наиболее вероятным, авторы работы [170] требуют, чтобы сумма квадратов разностей между искомым решением и результатами измерений была минимальной (способ наименьших квадратов). Из составленных нормальных уравнений вычисляют коэффициенты  $A_i$ , а затем, дифференцируя температуру по координате, находят уравнение для потока.

Подобным методом А. Витте и Е. Харпер определяли потоки, воспринимаемые стенками различных участков неохлаждаемых камер сгорания и сопел ракетных двигателей [332]. В характерные места камер и сопел заделывалось по две термодпары, показания которых непрерывно регистрировались. Ближний к поверхности

спай был углублен на 0,5 мм. Задача была принята одномерной. Распределение температуры аппроксимировалось полиномом пятой степени. Методика аналитической обработки данных измерений и программа счета на электронно-счетной машине IBM-7090 были разработаны В. Б. Поуэллом и сотрудниками [306, 307].

Измерения проводились на соплах с отношением площади выходного сечения к минимальной 20 : 1 и рабочим давлением в камере сгорания от 0,7 до 2,0 Мн/м<sup>2</sup>. Тяга доходила до 25 кН. В качестве топлива использовалась стехиометрическая смесь гидразина с перекисью азота. Для проверки метода проводились одновременные измерения потока с помощью водоструйного калориметра, подобного тепломеру Перри [304]. Результаты измерений удовлетворительно совпадали. Авторы не приводят численной оценки возможных погрешностей.

В подобных случаях многие исследователи пользовались фольговыми и тонкопленочными термометрами сопротивления, закрепленными на поверхности полуограниченного тела [19, 172, 270]. Для увеличения чувствительности экспозиции периодически прерывались. Иногда оказывается целесообразным пользоваться методами аналогий [62].

Буссинеск [253], развивая в решении уравнения теплопроводности идеи Фурье, показал, что общее решение может быть представлено в виде ряда

$$t = \sum_{i=0}^{\infty} A_i U_i e^{-m_i \tau}, \quad (1.12)$$

где  $U_i$  — функции координаты точки с температурой  $t$ .

Поскольку с возрастанием времени  $\tau$  сумма членов ряда после первого быстро убывает и становится малой, во многих случаях важен только первый член в разложении (1.12). Режимы, при которых это справедливо, были обстоятельно исследованы Г. М. Кондратьевым [137, 138] и названы регулярными.

### 13. ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТЕПЛОМЕРЫ

Пироэлектричеством называется состояние электрической полярности, обусловленное изменением температуры и совпадающее с оптической полярностью. Впервые это явление наблюдалось на минералах группы турмалина, для которых главная ось симметрии кристаллов является главной пироэлектрической осью. Изменение температуры на 1 град по этой оси приводит к появлению заряда до  $10^{-5}$  к/м<sup>2</sup>.

Квантовая теория пироэлектричества была разработана М. Борном [252].

Различают первичный эффект, наблюдаемый на кристаллах, принудительно лишенных возможности термически расширяться, и вторичный, наблюдаемый в свободных кристаллах [303]. Первичный эффект имеет в своей основе пьезоэлектрическую природу и пропорционален квадрату абсолютной температуры. Природа вторичного эффекта самостоятельна, и он пропорционален четвертой степени температуры. С помощью пироэлектричества была осуществлена регистрация изменения температуры на 0,01 град [13].

Чувствительные элементы, основанные на пироэлектричестве, реагируют на изменение температуры под действием измеряемого излучения. Они обычно представляют собой пластину из пироэлектрического материала, покрытую с двух сторон тончайшими металлическими обкладками, выполняющими роль токосъемных электродов (рис. 24). Развиваемый таким устройством ток

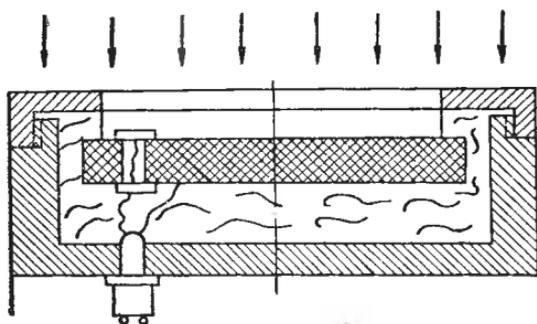


Рис. 24. Пироэлектрический радиометр.

тончайшими металлическими обкладками, выполняющими роль токосъемных электродов (рис. 24). Развиваемый таким устройством ток

$$I = \gamma \frac{q}{\delta_{ср}},$$

где коэффициент пропорциональности  $\gamma$  зависит от температуры и лишь в сравнительно узком диапазоне может быть принят постоянным.

Б. Мейтс и Т. Пёрлс применяли пироэлектрические тепломеры для определения теплового воздействия на окружающие предметы ракет типа «Полярис» во время взлета [171]. Чувствительный элемент (диаметр 100 мм, толщина 5 мм) помещен в металлический корпус на подушках из стекловаты, предохраняющих от ударов, вибраций и теплопотерь. В качестве материала используется поляризованная керамика из окиси титаната бария и цирконат-титаната свинца. Для окиси титаната бария рабочая температура не должна превышать 90° С, а для цирконат-титаната свинца — 300° С. Увеличение значения пироэлектрического коэффициента с ростом температуры, по мнению авторов работы [171], компенсируется увеличением тепловых потерь на приемной поверхности за счет обратной радиации и конвекции. Погрешность прибора не превышает  $\pm 10\%$ .

Подобное, но миниатюрное устройство было использовано для измерения энергии излучения лазеров [20].

Радиометрические свойства пироэлектрических кристаллов детально исследовали Л. С. Кременчукский, А. Ф. Мальнев и В. Б. Самойлов [144]. Исследованные элементы представляли со-

бой пластины из окиси титаната бария и пластинок триглицин-сульфата в виде монокристаллов и керамических пластинок толщиной  $100 \pm 3$  мкм и площадью  $100$  мм<sup>2</sup>. На токосъемные электроды в вакууме напылялось серебро толщиной  $0,1$  мкм, приемный электрод для получения равномерной спектральной характеристики покрывался золотой чернью [18, 214]. Зональная чувствительность прибора определялась измерением пирозлектрического эффекта при падении светового луча-зонда, диаметр которого варьировался, начиная от  $0,15$  мм, в сторону увеличения. При траверсировании приемников лучом малого диаметра была обнаружена неравномерность значений пирозлектрического коэффициента, доходящая у монокристаллов до  $75\%$ . У керамик неравномерность меньше, чем у монокристаллов. При увеличении диаметра луча до  $1$  мм неравномерность снижалась до  $3\%$ .

\* \* \*

Рассмотренные выше методы базируются на сравнительно небольшом количестве физических явлений. Поиски новых методов измерения направлены главным образом на привлечение не использованных ранее эффектов [279, 324].

В диэлектрическом болометре [324] пленка из целлулоида (способ ее изготовления описан в параграфе 5 данной главы) напыляется в вакууме с обеих сторон слоем золота толщиной около  $0,1$  мкм. Полученный таким образом конденсатор экспонируют под падающим потоком. Свое название приборы получили в связи с использованием в них зависимости диэлектрической проницаемости от температуры. При экспозиции под измеряемым потоком изменяется электрическая емкость чувствительного элемента. В этом смысле очень перспективны сегнетозлектрики, а также новые полимерные материалы, имеющие резко выраженную температурную зависимость диэлектрической проницаемости.

Сегнетозлектрические пленки, получаемые на фольговых поверхностях электролитических конденсаторов, механически непрочны. В таком приемнике корректная экспозиция через электролит или металл, несущий диэлектрическую пленку, затруднена.

Среди известного многообразия полупроводниковых термисторов в особую группу могут быть выделены ферритовые термисторы, термочувствительные не только по электрическому сопротивлению, но и по магнитной проницаемости [30]. Такие чувствительные элементы уже применяются для измерений падающего потока в диапазоне СВЧ [29], и нет никаких причин, препятствующих расширению диапазона до инфракрасных и оптических частот.

Для диэлектрических и ферритовых датчиков характерна вариация реактивных составляющих сопротивлений, для измерения которых разработаны высокоэффективные методы [123].

Сравнительно много измерений проводится при гигиенических и физиологических исследованиях [43, 96]. В ряде случаев при из-

мерениях теплопроводности тканей зондовым методом по относительному изменению теплопроводности удавалось судить об относительном изменении кровотока, что в свою очередь давало информацию о физиологическом режиме жизнедеятельности органа и организма в целом [251, 269, 275, 284].

С целью регистрации слабых потоков от работающих транзисторов авторы работы [21] воспользовались ярко выраженной зависимостью скорости проявления засвеченной фотоэмульсии от температуры, при которой происходит проявление. На основе термочувствительности химических реакций, видимо, можно создать очень чувствительные и точные приборы для измерения лучистых тепловых потоков.

В заключение можно утверждать, что измерение плотности тепловых потоков актуально для подавляющего большинства научных исследований и технологических процессов. Информация, которую приносят такие измерения, интересна как в первичном виде, так, очень часто, и в косвенных, вторичных проявлениях. Развитие методов тепловых измерений, все возрастающая потребность в них науки и производства позволяют выделить эти методы в самостоятельную отрасль — теплометрию.

Основной задачей теплометрии является создание миниатюрных датчиков плотности теплового потока с высокой локальностью измерений, малым термическим сопротивлением, высокой чувствительностью и хорошей воспроизводимостью измерений, обеспеченных надежной абсолютной градуировкой.

## ОДИНОЧНЫЕ ДАТЧИКИ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА

Низкая чувствительность одиночных датчиков в значительной мере компенсируется простотой конструкции, надежностью и стабильностью. Сочетание этих качеств привело к тому, что применение таких датчиков связано с высокофорсированным теплообменом, характерным для многих областей техники.

Описываемые датчики в основном предназначены для измерения потоков с плотностью  $10^3$ — $10^6$  вт/м<sup>2</sup>. Нижний предел плотности обусловлен чувствительностью электрических приборов, верхний — возможностями корректной градуировки. Если допустима экстраполяция градуировки, то одиночные датчики вообще не имеют верхней границы по величине измеряемого потока.

В данной главе изложены общие конструктивные и технологические особенности одиночных датчиков, а также проведен анализ природы сигнала датчика при неравномерном распределении измеряемого потока по полю датчика.

Для группы явлений, природа которых не настолько выяснена, чтобы количественно учесть их влияние, дан качественный анализ и намечены пути уменьшения помех.

Доказано, что шумы на электронном и молекулярном уровнях не оказывают влияния на результаты измерений. Поскольку для практики измерений важно знать величину искажений, вносимых наличием датчиков, приведены формулы для определения соответствующих поправок. Описаны особенности измерения нестационарных потоков.

### 1. КОНСТРУКЦИИ ОДИНОЧНЫХ ДАТЧИКОВ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА (О. Д. Т. П.) И ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ИХ ИЗГОТОВЛЕНИЯ

Одиночный датчик представляет собой своеобразную сплюсненную дифференциальную термопару, промежуточный термоэлектрод которой служит вспомогательной стенкой (рис. 25). При

расположении датчика на изотермической поверхности исследуемого тела на гранях промежуточного слоя толщиной  $\delta_2$  возникает разность температур, пропорциональная пронизывающему его измеряемому потоку. Эта разность температур вызывает соответствующую термо-э. д. с., которая токосъемными проводами подается на измерительный прибор. Теоретическая величина сигнала датчика  $e$ , соответствующая некоторому потоку  $q$ , может быть определена по формуле

$$e = \frac{(\alpha_1 - \alpha_2) \delta_2}{\lambda} q, \quad (\text{II.1})$$

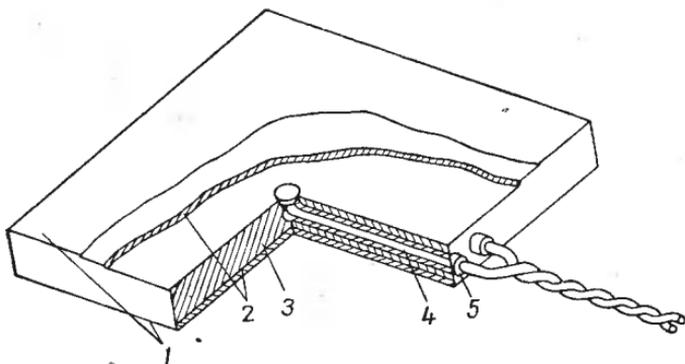


Рис. 25. Одиночный датчик теплового потока:

1 — никелевое покрытие; 2 — медные термоэлектроды; 3 — промежуточный термоэлектрод; 4 — токосъемные провода; 5 — изоляционные втулки.

откуда чувствительность датчика

$$\frac{e}{q} = \frac{(\alpha_1 - \alpha_2) \delta_2}{\lambda}. \quad (\text{II.2})$$

Поскольку все величины в правой части равенства (II.2) зависят от температуры, чувствительность также должна быть функцией температуры.

При выборе материалов для датчиков был проведен анализ свойств различных термоэлектродных материалов. Результаты расчетов по литературным данным [7, 11] приведены на рис. 26, на котором по оси абсцисс отложена рабочая температура датчика, а по оси ординат — изменение рабочего коэффициента, отнесенного к его значению при  $50^\circ \text{C}$ . Под рабочим коэффициентом здесь и ниже подразумевается величина, обратная чувствительности, т. е. поток, вызывающий сигнал, равный 1 в:

$$k = \frac{q}{e}. \quad (\text{II.3})$$

Как видно из графика, наиболее перспективны пары медь-константан [265] и особенно константан-нихром. Изменения теп-

лофизических характеристик оказались такими, что получалась почти полная взаимная компенсация влияния изменения теплопроводности и термоэлектрических свойств. По справочным данным (см. рис. 26) такая полная компенсация не имеет места. Причина, видимо, лежит в значительном разбросе свойств материалов в различных образцах.

В первых сериях медь-константановые датчики изготовлялись круглыми. Заготовки штамповались из листового материала: константановые чистые круги толщиной 0,6 мм, медные круги толщиной 0,1 мм с токосъемными выступами (рис. 27). Токосъемные провода приваривались к выступам на медных пластинах. Затем токосъемные пластины на конденсаторной сварочной машине приваривались к основной. Для измерений при высоких температурах около 40 датчиков было изготовлено с токосъемными пластинами и проводами из платины.

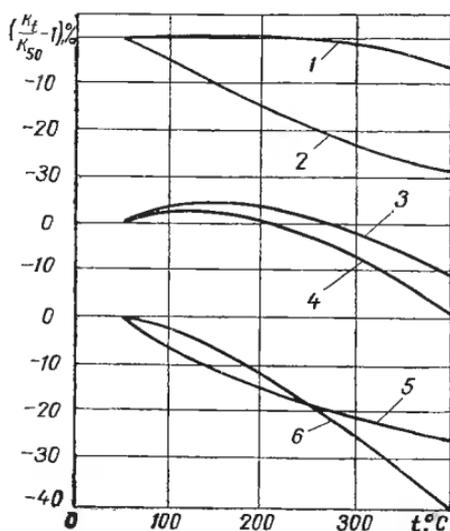


Рис. 26. Зависимость рабочих коэффициентов датчиков от температуры (по справочным данным):

1 — константан-нихром; 2 — никель-нихром; 3 — медь-константан; 4 — нихром-константан; 5 — алюмель-хромель; 6 — железо-константан.

ку. В опытах регистрировали температуру воды и сигнал датчика. Результаты многократных измерений, полученные на раз-

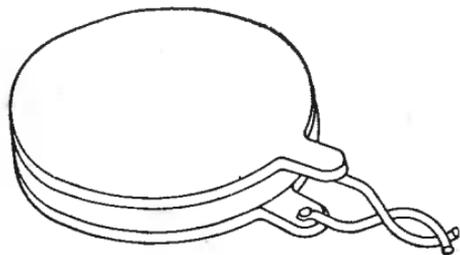


Рис. 27. Круглый датчик с токосъемными выступами.

Недостаток датчиков со съемом сигнала на периферии — большой разброс в данных последовательно проводимых градуировок. Особенно показателен следующий опыт. Датчик описанной конструкции был припаян ко дну открытого сосуда, который заливали холодной водой и ставили на разогретую электрическую плитку.

Результаты многократных измерений, полученные на раз-

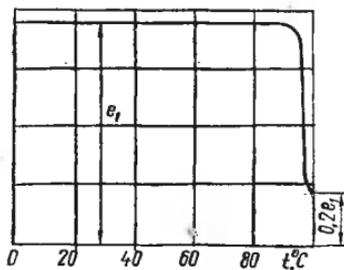


Рис. 28. График изменения показаний датчика с периферийным токосъемом при закипании жидкости.

ных датчиках, приведены на рис. 28. При закипании воды величина сигнала датчика снижалась, как правило, до  $1/5$  первоначального значения, в то время как плотность теплового потока сохранялась на прежнем уровне. Причина такого значительного уменьшения величины сигнала заключается в том, что в месте выхода нижнего выступа и по всему периметру датчика образуется прямоугольная впадина, в которой чередуются различные по химической активности материалы (жест, припой, медь, константан). Здесь имеются благоприятные условия для развития центров парообразования, интенсивно отводящих тепло. Вблизи нижнего выступа и по периметру отбор тепла в жидкость происходил с нижней токосъемной пластины, минуя промежуточную. Таким образом, измеряемый поток в незначительной мере участвует в выработке сигнала датчика. Результаты опытов показали необходимость проведения детального теоретического анализа комплекса тепловых и термоэлектрических явлений для определения целесообразных путей конструирования монолитных датчиков.

## 2. ОСОБЕННОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ СИГНАЛА В О. Д. Т. П. ПРИ НЕРАВНОМЕРНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ИЗМЕРЯЕМОГО ПОТОКА

В практике измерений часто встречаются случаи, когда даже при малых размерах датчика эпюра измеряемого потока оказывается неравномерной (например, распределение потоков на поперечно обдуваемом цилиндре или сфере).

Перекосы приводят к неравномерности распределения термо-э. д. с., генерируемой на средней пластине пронизывающим ее потоком, что вызывает появление короткозамкнутых контуров электрического тока с соответствующими снижениями величины электрических потенциалов. Последние неразличимо накладываются на термо-э. д. с., генерируемую потоком в месте крепления токосъемных проводников. В связи с этим задача сводится к установлению величины возмущения, вызванного наложенной разностью электрических потенциалов в короткозамкнутых контурах, и определению зоны и характера влияния местного возмущения малой протяженности.

Решение этих двух задач позволяет ответить на ряд вопросов, в частности о целесообразных размерах датчика, в котором сигнал в центральной части свободен от влияния возмущений, неизбежных на краях.

Для установления качественной картины распределения изотерм и линий теплового тока были проведены измерения на электротепловых моделях на интеграторе Фильчакова — Паншина ЭГДА-9/61.

Поскольку в рабочих условиях датчик обычно располагается по изотермической поверхности, при исследованиях на моделях с достаточным основанием можно потребовать, чтобы одна из

граней датчика (верхняя или нижняя) была изотермичной, т. е. эквипотенциальной. На противоположной грани условие II рода заменено условием I рода по методике, подобной предложенной в работе [242] для перехода от условий III рода к условию I рода. Для этого на поверхность модели наклеивается рассеченная параллельными разрезами область такой геометрии, чтобы при наложенной разности потенциалов сопротивления полос моделировали граничные условия.

Полученные на бумажных моделях результаты можно рассматривать лишь как первое приближение. Дело в том, что неоднородность бумаги моделей приводит к заметным местным нарушениям. Решения уточнялись по методике, принятой в теории потенциальных течений. Она основана на свойстве ортогональности линий тока и эквипотенциалей (Коши—Римана):

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0; \quad \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = 0; \quad (\text{II.4})$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \pm \frac{\partial \psi}{\partial y}; \quad \frac{\partial \psi}{\partial x} = \mp \frac{\partial \varphi}{\partial y}.$$

где  $\varphi$  и  $\psi$  — функция тока и потенциал.

Эпюры полей температур и тепловых потоков, полученные для линейного и параболического законов распределения поступающего потока, приведены на рис. 29 и 30. Аппроксимирующие свойства прямой и параболы широко используются в приближенном анализе. Как видно из полученных эпюр полей, горизонтальные компоненты потоков составляют не более 16% максимального значения вертикальных.

Следует обратить внимание на то, что горизонтальная составляющая сама по себе не вырабатывает на датчике сигнала и, таким образом, не является прямым источником помехи в сигнале. Она косвенно влияет на изменение вертикальных проекций тепловых потоков.

При малых углах, когда в разложениях тригонометрических функций в ряды можно ограничиться первыми членами,

$$\frac{1 - \cos \alpha}{\operatorname{tg} \alpha} \approx \frac{\alpha}{2}. \quad (\text{II.5})$$

Следовательно, вертикальные проекции теплового потока, вырабатывающие сигналы, могут изменяться не более чем на 1,5% максимального изменения потока по датчику.

Благодаря возможности проводить локализованные измерения с помощью миниатюрных датчиков вариации измеряемого потока по датчику обычно значительно меньше среднего значения измеряемого параметра, к которому, в конечном счете, должна быть отнесена погрешность измерения.

Таким образом, при анализе можно ограничиться одномерной неоднородностью измеряемого потока и принять во внимание тепло- и электропроводность только в актуальном для измеряемого потока направлении — перпендикулярном к плоскости датчика. В этом случае промежуточная пластина может быть представлена как сплошной набор тонких стержней, тепло- и электроизолированных друг от друга по высоте и соединенных друг с другом токосъемными пластинами.

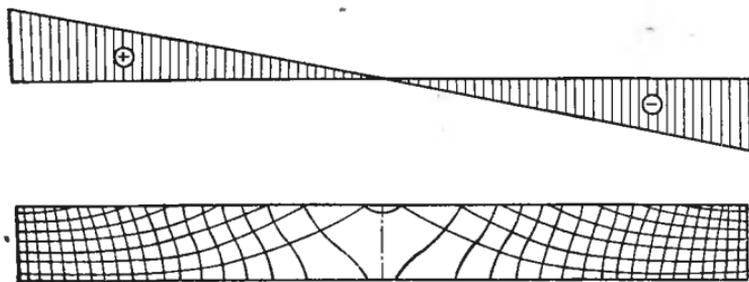


Рис. 29. Эпюра поля потоков и температур при линейном изменении потока вдоль датчика.

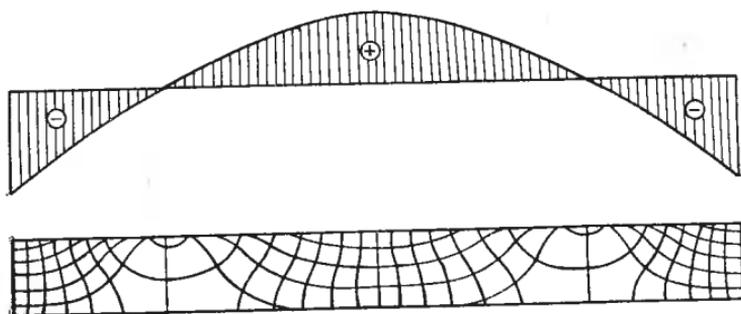


Рис. 30. Эпюра поля потоков и температур при параболическом изменении потока вдоль датчика.

При определении электропроводности в тонкой токосъемной пластине достаточно учесть величину сопротивления протеканию электрического тока только вдоль пластины и пренебречь величиной поперечного сопротивления. Последнее объясняется тем, что в токосъемных пластинах толщина отличается от длины на два порядка, а это приводит к соответствующему отличию в продольном и поперечном электрическом сопротивлениях на четыре порядка. Обозначения описанной модели приведены на рис. 31. В направлении, перпендикулярном к плоскости рисунка, размер принят равным единице.

Изменение потока по датчику не ограничено, но, естественно, должно быть задано как функция координаты  $x$ . Распределение

падающего потока несколько смягчается за счет теплопроводности в крайних пластинах датчика. На образование сигнала влияет распределение потока на промежуточной пластине, которое в дальнейшем и принимается во внимание. Переход от распределения потока, падающего на внешнюю поверхность, к распределению в промежуточной пластине может быть получен в аналитическом виде методами теории теплопроводности [124] или

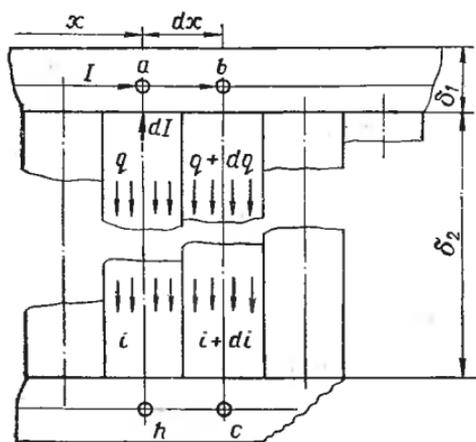


Рис. 31. Модель о. д. т. п.

с помощью аналоговых средств [131] при графическом или численном задании условий.

Для вывода дифференциального уравнения, описывающего закономерности образования термоэлектрического сигнала в о. д. т. п., рассмотрим контур  $a-b-c-h$ , состоящий из двух соседних столбиков промежуточного слоя, замыкаемых сопряженными участками токосъемных пластин (см. рис. 31).

При толщине  $\delta_2 = 0,9$  мм собственное удельное сопротивление медь-константанового

датчика составляет около  $5 \cdot 10^{-6}$  ом  $\cdot$  см<sup>2</sup>. Эта расчетная величина совпадает с результатами прямых измерений падения напряжения на датчиках при пропускании через них больших электрических токов (1—10 а). Совпадение расчетных данных с результатами измерений свидетельствует о хорошем контакте между токосъемной и промежуточной пластинами и практически полном отсутствии контактных сопротивлений. Значение эффективного суммарного сопротивления проводов, выводящих сигнал, и измерительного прибора (нагрузки) обычно превышает 10 ом. Таким образом, для датчика площадью 1 см<sup>2</sup> значения сопротивлений отличаются более чем на шесть порядков. В связи с этим в проводимом исследовании больших короткозамкнутых термотоков величину тока нагрузки можно не учитывать.

По первому закону Кирхгофа в каждом вертикальном сечении ток в нижней пластине должен быть равен по величине и противоположен по направлению току в верхней пластине.

Изменение величины тока вдоль пластины может происходить только вследствие утечек тока в промежуточную пластину с плотностью

$$i = - \frac{dI}{dx}. \quad (II.6)$$

В каждом сечении воспринятый тепловой поток передается благодаря теплопроводности и эффекту Пельтье [39, 89, 135]:

$$q = \frac{\lambda_2}{\delta_2} \Delta t + \pi i = \frac{\lambda_2}{\delta_2} \Delta t + (\alpha_1 - \alpha_2) T i, \quad (\text{II.7})$$

откуда

$$\Delta t = \frac{\delta_2}{\lambda_2} [q - (\alpha_1 - \alpha_2) T i]. \quad (\text{II.8})$$

Возникающая под действием этой разности температур термо-э. д. с. Зеебека

$$e = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\lambda_2} \delta_2 [q - (\alpha_1 - \alpha_2) T i]. \quad (\text{II.9})$$

Согласно второму закону Кирхгофа для контура  $a - b - c - h$

$$2I \frac{e_1}{\delta_1} dx + e_2 \delta_2 di = (\alpha_1 - \alpha_2) \frac{\delta_2}{\lambda_2} [dq - (\alpha_1 - \alpha_2) T di], \quad (\text{II.10})$$

откуда, принимая во внимание равенство (II.6), получаем

$$-\frac{d^2 I}{dx^2} + I \frac{2}{\delta_1 \delta_2 \left[ \frac{e_2}{e_1} + \frac{(\alpha_1 - \alpha_2)^2 T}{e_1 \lambda_2} \right]} = \frac{(\alpha_1 - \alpha_2) \frac{dq}{dx}}{e_1 \lambda_1 \left[ \frac{e_2}{e_1} + \frac{(\alpha_1 - \alpha_2)^2 T}{e_1 \lambda_2} \right]}. \quad (\text{II.11})$$

Введем безразмерные величины

$$\kappa = \frac{x}{\delta_2}; \quad k_\delta = \frac{\delta_2}{\delta_1}; \quad k_e = \frac{e_2}{e_1}; \quad \gamma = \frac{(\alpha_1 - \alpha_2)^2 T}{e_2 \lambda_2};$$

$$I = \frac{I}{I_0}; \quad \bar{q} = \frac{q}{q_0}; \quad L = \frac{l}{\delta_2}; \quad i = \frac{i \delta_2}{I_0}$$

и запишем уравнение (II.11) в безразмерной форме:

$$-\frac{d^2 I}{d\kappa^2} + 2I \frac{k_\delta}{k_e (1 + \gamma)} = \frac{d\bar{q}}{d\kappa} \cdot \frac{q_0 (\alpha_1 - \alpha_2) \delta_2}{I_0 \lambda_2 e_2 (1 + \gamma)}. \quad (\text{II.12})$$

Если значение  $I_0$  выбрать равным значению тока короткозамкнутого датчика, нагруженного потоком  $q_0$ , то второй множитель в правой части выражения (II.12) будет равен единице:

$$\frac{q_0 (\alpha_1 - \alpha_2) \delta_2}{I_0 \lambda_2 e_2 (1 + \gamma)} = 1. \quad (\text{II.13})$$

Обозначив

$$\frac{2k_\delta}{k_e (1 + \gamma)} = k^2$$

и подставив вместе с равенством (II.13) в выражение (II.12), получим

$$\frac{d^2 \mathbf{I}}{d\kappa^2} - k^2 \mathbf{I} = - \frac{d\bar{q}}{d\kappa}. \quad (\text{II.14})$$

Общий интеграл уравнения (II.14) имеет следующий вид:

$$\mathbf{I}(\kappa) = C_1 e^{k\kappa} + C_2 e^{-k\kappa} - \frac{e^{k\kappa}}{2k} \int_a^\kappa \frac{d\bar{q}}{d\xi} e^{-k\xi} d\xi + \frac{e^{-k\kappa}}{2k} \int_a^\kappa \frac{d\bar{q}}{d\xi} e^{k\xi} d\xi. \quad (\text{II.15})$$

Здесь выбор нижнего предела интегрирования ничем не ограничен. При  $a=0$  выкладки и вычисления получаются наиболее простыми.

Значения постоянных  $C_1$  и  $C_2$  находим из следующих граничных условий. По концам датчика при  $\kappa=0$  и  $\kappa=L$  по первому закону Кирхгофа

$$\mathbf{I}(0) = \mathbf{I}(L) = 0.$$

Из первого условия определяем, что  $C_2 = -C_1$ , а из второго, что

$$C_1 = \frac{1}{e^{kL} - e^{-kL}} \left[ \frac{e^{kL}}{2k} \int_0^L \frac{d\bar{q}}{d\xi} e^{-k\xi} d\xi - \frac{e^{-kL}}{2k} \int_0^L \frac{d\bar{q}}{d\xi} e^{k\xi} d\xi \right]. \quad (\text{II.16})$$

Подставляя полученные значения постоянных в равенство (II.15), находим решение уравнения (II.14) применительно к граничным условиям датчика:

$$\begin{aligned} \mathbf{I}(\kappa) = & \frac{e^{-k\kappa}}{2k} \int_0^\kappa \frac{d\bar{q}}{d\xi} e^{k\xi} d\xi - \frac{e^{k\kappa}}{2k} \int_0^\kappa \frac{d\bar{q}}{d\xi} e^{-k\xi} d\xi + \\ & + \frac{\text{sh } k\kappa}{\text{sh } kL} \left[ \frac{e^{kL}}{2k} \int_0^L \frac{d\bar{q}}{d\xi} e^{-k\xi} d\xi - \frac{e^{-kL}}{2k} \int_0^L \frac{d\bar{q}}{d\xi} e^{k\xi} d\xi \right]. \quad (\text{II.17}) \end{aligned}$$

Решение сохраняет свое значение при замене  $\kappa$  на  $(L-\kappa)$ , т. е. не зависит от направления отсчета координаты текущего сечения от края датчика.

Значения поперечной плотности тока получают дифференцированием уравнения (II.17) по  $\kappa$ . Общее выражение для плотности тока в промежуточной пластине громоздко и поэтому приводится лишь для рассматриваемых ниже частных случаев.

1. При равномерной тепловой нагрузке датчика ( $q = \text{const}$ ;  $\frac{d\bar{q}}{d\kappa} = 0$ ;  $\mathbf{I}(\kappa) = 0$ ;  $\mathbf{i}(\kappa) = 0$ ) отсутствуют какие бы то ни было электрические возмущения. Сигнал одинаков по всему полю датчика и соответствует равномерному измеряемому потоку.

2. Поток линейно изменяется в пределах датчика:

$$\bar{q} = 1 + mx; \quad \frac{d\bar{q}}{dx} = m. \quad (\text{II.18})$$

В этом случае ток в съемной пластине

$$I(x) = \frac{m}{k^2} \left[ \frac{\text{ch } kL - 1}{\text{sh } kL} \text{sh } kx - \text{ch } kx + 1 \right], \quad (\text{II.19})$$

а плотность тока

$$i(x) = \frac{m}{k} \left[ \frac{1 - \text{ch } kL}{\text{sh } kL} \text{ch } kx + \text{sh } kx \right]. \quad (\text{II.20})$$

Графические интерпретации уравнений (II.18) — (II.20), представленные на рис. 32, как и все аналогичные последующие, построены в предположении  $k=1$ , что близко к реальным условиям.

Следует отметить, что возмущения при линейном характере изменения потока проявляются только по краям датчика. В средней части достаточно большого датчика линейное изменение измеряемого потока возмущений не вносит. В неограниченном по координате  $x$  датчике возмущения отсутствуют — в съемных проводах регистрируется сигнал, соответствующий потоку в месте крепления.

3. Случай, когда измеряемый поток в пределах датчика изменяется по закону квадратной параболы, интересен в связи с тем, что параболы хорошо аппроксимируют разнообразные монотонные функции.

Положим, что

$$\bar{q}(x) = 1 + a \left[ 1 - \frac{4}{L^2} \left( x - \frac{L}{2} \right)^2 \right]. \quad (\text{II.21})$$

Тогда

$$\frac{d\bar{q}(x)}{dx} = - \frac{8a}{L^2} \left( x - \frac{L}{2} \right). \quad (\text{II.22})$$

Подставляя уравнение (II.22) в (II.17), получаем

$$I(x) = \frac{4a}{kL^2} \left\{ \frac{\text{sh } kx}{\text{sh } kL} \left[ e^{-kL} \int_0^L \left( x - \frac{L}{2} \right) e^{kx} dx - e^{kL} \int_0^L \left( x - \frac{L}{2} \right) e^{-kx} dx \right] + \right. \\ \left. + e^{kx} \int_0^x \left( \xi - \frac{L}{2} \right) e^{-k\xi} d\xi - e^{-kx} \int_0^x \left( \xi - \frac{L}{2} \right) e^{k\xi} d\xi \right\}, \quad (\text{II.23})$$

откуда путем интегрирования и упрощений найдем значение тока в сечениях съемных пластин

$$I(x) = \frac{8a}{k^2 L} \left[ \frac{\operatorname{sh} k \frac{x}{2}}{\operatorname{sh} k \frac{L}{2}} \operatorname{ch} k \left( \frac{L}{2} - \frac{x}{2} \right) - \frac{x}{L} \right] \quad (\text{II.24})$$

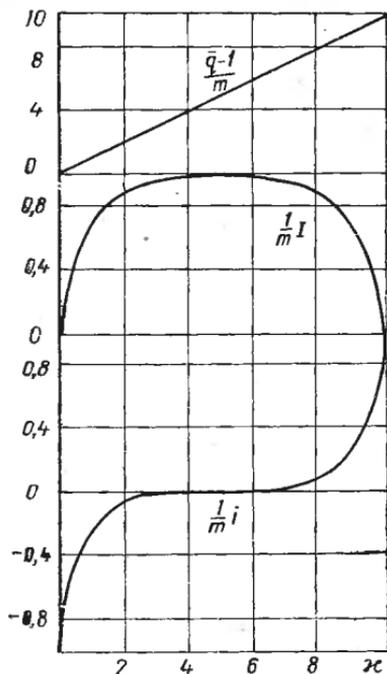


Рис. 32. Эпюры токов датчика при линейном изменении потока.

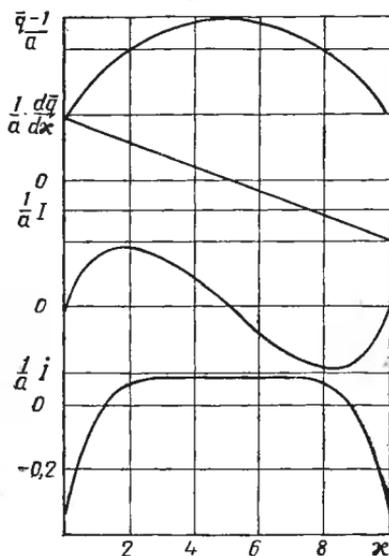


Рис. 33. Эпюры токов датчика при параболическом изменении потока.

и плотность тока в промежуточной пластине

$$i(x) = \frac{8a}{k^2 L} \left[ \frac{1}{L} - \frac{k \operatorname{ch} \left( x - \frac{L}{2} \right)}{2 \operatorname{sh} k \frac{L}{2}} \right] \quad (\text{II.25})$$

Эпюры токов для случая симметричной параболы в соответствии с уравнениями (II.21), (II.24) и (II.25) приведены на рис. 33.

Поскольку явления тепло- и электропроводности, а также термоэлектрические обладают свойством суперпозиции, то, комбинируя два полученных решения, можно аппроксимировать ими в значительном диапазоне различные практические случаи.

4. Для дальнейшего изложения и решения ряда практических вопросов рассмотрим случай ступенчатого перехода от одного постоянного значения потока к другому. Достаточно большим числом таких ступенек можно эффективно аппроксимировать произвольное распределение потока по датчику. Одновременно решение для этого случая позволит оценить характер и область влияния местного возмущения. При одной ступени условие аппроксимации можно записать следующим образом:

$$\bar{q}(x) = \bar{q}_1 \text{ при } 0 \leq x < x_1; \quad (\text{II.26})$$

$$\bar{q}(x) = \bar{q}_2 \text{ при } x_1 < x \leq L.$$

Воспользуемся обычным для  $\delta$ -функции разложением в ряд Фурье [220]. В связи с тем, что область перехода беспредельно убывает, можно ограничиться только первым членом этого разложения и считать, что переход происходит по синусоиде на участке от  $x_1 - \varepsilon$  до  $x_1 + \varepsilon$ :

$$\bar{q}(x) = \frac{\bar{q}_1 + \bar{q}_2}{2} + \frac{\bar{q}_2 - \bar{q}_1}{2} \sin\left(\frac{x - x_1}{\varepsilon} \cdot \frac{\pi}{2}\right); \quad (\text{II.27})$$

$$\frac{d\bar{q}(x)}{dx} = \frac{\bar{q}_2 - \bar{q}_1}{2} \cdot \frac{\pi}{2\varepsilon} \cos\left(\frac{x - x_1}{\varepsilon} \cdot \frac{\pi}{2}\right),$$

причем  $\varepsilon$  может принимать значения как угодно малые. За пределами  $x \pm \varepsilon$  величины потоков по условию постоянны, а производные равны нулю. Принимая это во внимание, рассмотрим интегралы, входящие в уравнение (II.17):

$$\int_0^L \frac{d\bar{q}(x)}{dx} e^{kx} dx = \int_0^{x_1 - \varepsilon} \frac{d\bar{q}(x)}{dx} e^{kx} dx + \int_{x_1 - \varepsilon}^{x_1 + \varepsilon} \frac{d\bar{q}(x)}{dx} e^{kx} dx + \int_{x_1 + \varepsilon}^L \frac{d\bar{q}(x)}{dx} e^{kx} dx. \quad (\text{II.28})$$

В правой части в первом и третьем членах подынтегральные функции равны нулю. Следовательно, при любом как угодно малом значении  $\varepsilon$

$$\int_0^L \frac{d\bar{q}(x)}{dx} e^{kx} dx = \frac{\bar{q}_2 - \bar{q}_1}{2} e^{kx_1} \int_{x_1 - \varepsilon}^{x_1 + \varepsilon} \frac{\pi}{2\varepsilon} \cos\left(\frac{x - x_1}{\varepsilon} \cdot \frac{\pi}{2}\right) dx = (\bar{q}_2 - \bar{q}_1) e^{kx_1}. \quad (\text{II.29})$$

Аналогичным образом легко найти, что

$$\int_0^L \frac{d\bar{q}(x)}{dx} e^{-kx} dx = (\bar{q}_2 - \bar{q}_1) e^{-kx_1},$$

ПОСКОЛЬКУ

$$\int_0^{\kappa} \frac{d\bar{q}(\xi)}{d\xi} e^{\pm k\xi} d\xi = 0 \text{ при } \kappa < \kappa_1; \quad (\text{II.30})$$

$$\int_0^{\kappa} \frac{d\bar{q}(\xi)}{d\xi} e^{\pm k\xi} d\xi = (\bar{q}_2 - \bar{q}_1) e^{\pm k\kappa_1} \text{ при } \kappa > \kappa_1. \quad (\text{II.31})$$

Подставляя выражения (II.29)—(II.31) в (II.17), после сокращений для условий ступенчатого перехода находим значение тока в съемных пластинах

$$I(\kappa < \kappa_1) = \frac{\bar{q}_2 - \bar{q}_1}{k} \cdot \frac{\text{sh } k(L - \kappa_1)}{\text{sh } kL} \text{sh } k\kappa; \quad (\text{II.32})$$

$$I(\kappa > \kappa_1) = \frac{\bar{q}_2 - \bar{q}_1}{k} \cdot \frac{\text{sh } k\kappa_1}{\text{sh } kL} \text{sh } k(L - \kappa)$$

и плотности тока в промежуточной пластине

$$i(\kappa < \kappa_1) = -(\bar{q}_2 - \bar{q}_1) \frac{\text{sh } k(L - \kappa_1)}{\text{sh } kL} \text{ch } k\kappa; \quad (\text{II.33})$$

$$i(\kappa > \kappa_1) = (\bar{q}_2 - \bar{q}_1) \frac{\text{sh } k\kappa_1}{\text{sh } kL} \text{ch } k(L - \kappa).$$

Графическая интерпретация изложенного представлена на рис. 34.

5. Рассмотрим две ступени перехода между тремя значениями постоянных потоков  $\bar{q}_1$ ,  $\bar{q}_2$  и  $\bar{q}_3$ . Координату второй ступени обозначим  $\kappa_2$ . Пусть  $\kappa_2 > \kappa_1$ . Для изолированного воздействия второго скачка по аналогии с уравнениями (II.32) и (II.33) можно записать:

$$\left. \begin{aligned} I(\kappa < \kappa_2) &= \frac{\bar{q}_3 - \bar{q}_2}{k} \cdot \frac{\text{sh } k(L - \kappa_2)}{\text{sh } kL} \text{sh } k\kappa; \\ I(\kappa > \kappa_2) &= \frac{\bar{q}_3 - \bar{q}_2}{k} \cdot \frac{\text{sh } k\kappa_2}{\text{sh } kL} \text{sh } k(L - \kappa); \\ i(\kappa < \kappa_2) &= -(\bar{q}_3 - \bar{q}_2) \frac{\text{sh } k(L - \kappa_2)}{\text{sh } kL} \text{ch } k\kappa; \\ i(\kappa > \kappa_2) &= (\bar{q}_3 - \bar{q}_2) \frac{\text{sh } k\kappa_2}{\text{sh } kL} \text{ch } k(L - \kappa). \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.34})$$

На основании свойства суперпозиции при совместном воздействии двух ступеней решения можно представить в виде суммы частных решений:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{I}(\kappa < \kappa_1 < \kappa_2) &= \frac{\text{sh } k\kappa}{k \text{ sh } kL} [(\bar{q}_2 - \bar{q}_1) \text{sh } k(L - \kappa_1) + \\
 &\quad + (\bar{q}_3 - \bar{q}_2) \text{sh } k(L - \kappa_2)]; \\
 \mathbf{i}(\kappa < \kappa_1 < \kappa_2) &= -\frac{\text{ch } k\kappa}{\text{sh } kL} [(\bar{q}_2 - \bar{q}_1) \text{sh } k(L - \kappa_1) + \\
 &\quad + (\bar{q}_3 - \bar{q}_2) \text{sh } k(L - \kappa_2)]; \\
 \mathbf{I}(\kappa_1 < \kappa < \kappa_2) &= \frac{\text{sh } k(L - \kappa)}{k \text{ sh } kL} (\bar{q}_2 - \bar{q}_1) \text{sh } k\kappa_1 + \\
 &\quad + \frac{\text{sh } k\kappa}{k \text{ sh } kL} (\bar{q}_3 - \bar{q}_2) \text{sh } k(L - \kappa_2); \\
 \mathbf{i}(\kappa_1 < \kappa < \kappa_2) &= \frac{\text{ch } k(L - \kappa)}{\text{sh } kL} (\bar{q}_2 - \bar{q}_1) \text{sh } k\kappa_1 - \\
 &\quad - \frac{\text{ch } k\kappa}{\text{sh } kL} (\bar{q}_3 - \bar{q}_2) \text{sh } k(L - \kappa_2); \\
 \mathbf{I}(\kappa_1 < \kappa_2 < \kappa) &= \frac{\text{sh } k(L - \kappa)}{k \text{ sh } kL} [(\bar{q}_2 - \bar{q}_1) \text{sh } k\kappa_1 + \\
 &\quad + (\bar{q}_3 - \bar{q}_2) \text{sh } k\kappa_2]; \\
 \mathbf{i}(\kappa_1 < \kappa_2 < \kappa) &= \frac{\text{ch } k(L - \kappa)}{\text{sh } kL} [(\bar{q}_2 - \bar{q}_1) \text{sh } k\kappa_1 + \\
 &\quad + (\bar{q}_3 - \bar{q}_2) \text{sh } k\kappa_2].
 \end{aligned}
 \tag{II.35}$$

6. По индукции можно вывести рекуррентные соотношения для произвольного участка между  $(m-1)$ -м и  $m$ -м скачками при общем числе скачков  $p$ :

$$\begin{aligned}
 \mathbf{I}(\kappa_{m-1} < \kappa < \kappa_m) &= \frac{\text{sh } k(L - \kappa)}{k \text{ sh } kL} \sum_1^{m-1} (\bar{q}_{i+1} - \bar{q}_i) \text{sh } k\kappa_i + \\
 &\quad + \frac{\text{sh } k\kappa}{k \text{ sh } kL} \sum_m^p (\bar{q}_{i+1} - \bar{q}_i) \text{sh } k(L - \kappa_i); \\
 \mathbf{i}(\kappa_{m-1} < \kappa < \kappa_m) &= \frac{\text{ch } k(L - \kappa)}{\text{sh } kL} \sum_1^{m-1} (\bar{q}_{i+1} - \bar{q}_i) \text{sh } k\kappa_i -
 \end{aligned}
 \tag{II.36}$$

$$-\frac{\operatorname{ch} kx}{\operatorname{sh} kL} \sum_m^p (\bar{q}_{i+1} - \bar{q}_i) \operatorname{sh} k(L - x_i).$$

7. Частным из рассмотренных случаев видом нагрузки является местное возмущение на участке малой протяженности. Для измерительной практики наиболее интересен случай расположения местного возмущения у края датчика. В численном примере, для которого построены графики рис. 35, область возмуще-

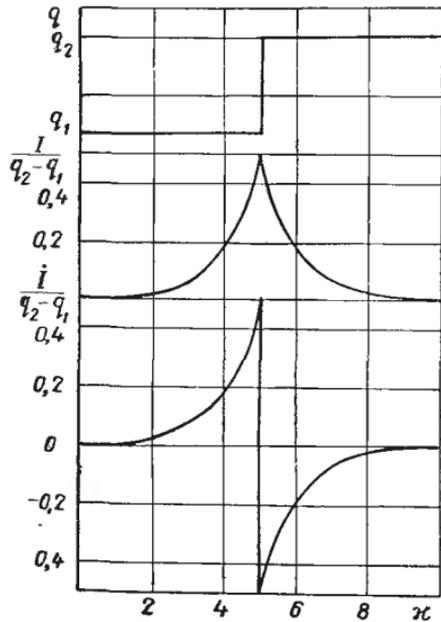


Рис. 34. Эпюры токов датчика при ступенчатом изменении потока.

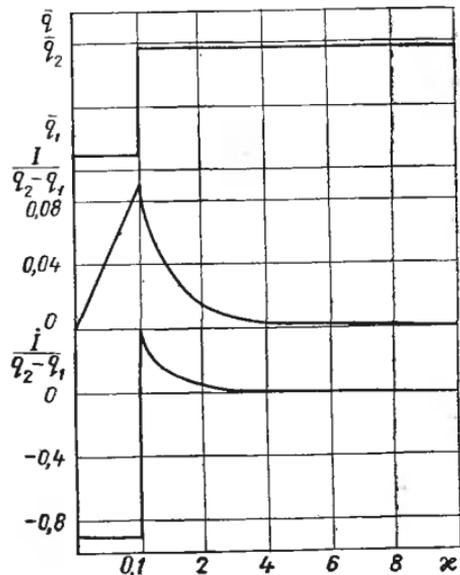


Рис. 35. Эпюры токов датчика при краевом тепловом возмущении.

ния ограничена значением  $x = (0 \div 0,1) \delta_2$ , т. е. в обозначениях уравнений (II.32) и (II.33)  $x_1 = 0,1$ ,  $k = 1$ . Масштаб относительных длин в области возмущения для ясности выбран на порядок больше, чем для всего поля датчика. При малых аргументах плотность тока в промежуточной пластине в области возмущения остается практически неизменной. Величина тока в съемной пластине нарастает линейно.

Как видно из графика рис. 35, по мере удаления от места возмущения индуцированные помехой плотности поперечных токов быстро убывают. На графике трудно проследить изменения остаточных возмущений, поэтому они приведены ниже:

$x$	0,1	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0
$\frac{i(x)}{q_2 - q_1}$	0,092	0,037	0,0136	0,0050	0,0018	0,00070	0,00025
$\frac{i(x)}{i_{\max}}, \%$	100	40,5	14,9	5,5	1,96	0,8	0,3

При выбранных размерах датчика с относительным расстоянием центральных выводов от края, равным  $\kappa=5$ , к токосъемным проводникам дойдет лишь 0,8% первоначального возмущения. Видимо, дальнейшее увеличение размеров датчика в направлении  $x$  уже нецелесообразно. В связи с изложенным становится понятным значительное сокращение возмущающих влияний, наблюдавшееся при переносе места крепления съемных проводников с края датчика в центр.

Рассмотренными выше методами при заданном характере распределения потока по датчику можно найти плотность поперечного электрического тока в любой точке датчика, в частности в месте крепления токосъемных проводников. По закону Кирхгофа поперечный ток будет ослаблять или усиливать рабочий сигнал датчика. При известных для места крепления проводников потоке  $q$  и поперечном токе  $i$  эффективное значение снимаемого сигнала датчика

$$e_{\text{эфф}} = \frac{q}{k_{\text{д}}} + \delta_2 Q_2 i, \quad (\text{II.37})$$

где положительными приняты направления, показанные на рис. 31.

### 3. ПОМЕХИ И ШУМЫ В СИГНАЛАХ О. Д. Т. П.

Рабочие коэффициенты малогабаритных о. д. т. п. имеют значения, близкие к  $500 \cdot 10^6 \text{ вт/м}^2 \cdot \text{в}$ . При измерении потоков в диапазоне  $10^3$ — $10^6 \text{ вт/м}^2$  сигнал датчика изменяется приблизительно от 2 до  $2 \cdot 10^3 \text{ мкв}$ , что соответствует 0,05—50 град разности температур на промежуточном слое. Вдоль съемных проводов изменение температуры, как правило, бывает значительно больше. При всех известных методах уменьшения помех [205] в измерительных схемах наиболее радикально, видимо, подавление причин помех в датчиках.

Согласно ГОСТам 1790-63 и 6916-54, погрешность термопар из стандартных термоэлектродов может превышать 1% измеряемой величины. Это обусловлено главным образом негомогенностью материалов как от партии к партии, так и в пределах одного отрезка провода [91].

Как и в термопарах, в о. д. т. п. источник помех — разность температур вдоль термоэлектродов. Отличие же состоит в том, что в термопарах рабочий сигнал и помехи возникают обычно по одной и той же причине, а в датчиках причиной сигнала является измеряемый поток, не обусловленный разностью температур вдоль токосъемных электродов.

Как правило, разность температур на датчике иногда на несколько порядков меньше разности температур на съемных проводниках. Поэтому при одинаковых допусках на погрешности из-

мерений требования к гомогенности термоэлектродов должны быть значительно выше для датчиков, чем для термопар.

С целью выяснения вопроса о пригодности стандартных термоэлектродов для токосъемных проводников о. д. т. п. была проведена проверка на гомогенность по обычной методике [92, 190]. При этом было обнаружено, что проволоки из чистых металлов имеют значительно лучшую термоэлектрическую гомогенность, чем сплавы. Наивысшей гомогенностью обладают чистые платина (99,99%) и серебро (99,9%), а также электротехническая проводниковая медь (ГОСТ 2112-62). В сплавах же, включая и стандартные термоэлектродные, помехи, как правило, на порядок выше, чем в чистых металлах. Кроме названных выше, мы не располагали другими чистыми металлами. Исследованные никель и железо имели более 1% примесей и по гомогенности находились между сплавами и чистыми металлами. По-видимому, можно ожидать, что все чистые металлы будут обладать высокой гомогенностью.

Требования к промежуточному термоэлектроду обычные, поэтому его можно изготавливать из сплавов.

Все изложенное о требованиях по гомогенности к материалам датчиков справедливо и для материалов дифференциальных термопар, применяемых для измерения малых разностей температур. Следует заметить, что принятая в СССР система подбора стандартных термоэлектродов уступает принятой в странах Западной Европы (Англия, Франция, ФРГ). У нас только в ТПП используется чистая платина, во всех же остальных парах оба термоэлектрода — сплавные, а в качестве стандартных не принят ни один из благородных чистых металлов (медь, железо, никель). Во Франции, например, в большинстве термопар присутствует чистый термоэлектрод: медь-константан, железо-константан, никель-нихром [286]. Последний по составу соответствует нашему хромелю.

В связи с низкой гомогенностью всех сплавных проводов, и в частности стандартных термоэлектродов, для токосъемных проводников датчиков обычно применяются только проволоки из чистой платины и электротехнической меди. Даже при температуре датчика около 600°С для серийного о. д. т. п. помеха от негомогенности меди может привести к ошибке в измеряемом потоке не более чем на 30—40 вт/м<sup>2</sup>.

Одним из основных источников стационарных помех в сигнале могут служить возмущения и неоднородность в измеряемом потоке (см. параграф 2 данной главы).

При температуре, отличной от 0°К, все физические параметры датчика претерпевают флуктуационные изменения. Применительно к о. д. т. п. это должно привести к статистической вариации рабочего сигнала датчика. В различных случаях измерительной практики уровень этих шумов определяет возможность аппаратуры. В частности, при комнатной температуре (20°С) в

металлах величина флуктуационного потока электронов доходит до  $10^{13}$   $a/cm^2$  [243]. В среднем этот колоссальный ток (существующие приборы в состоянии измерить лишь миллиардные его доли), с точностью до считанных электронов в секунду, полностью уравнивается противоположным для каждой площадки током (заряд электрона  $e=1,6 \cdot 10^{-19}$   $a \cdot сек$ ).

Квазистационарное в среднем равновесие нарушается в силу квантового характера обмена энергией между частицами материала датчика. При формальном анализе флуктуационная природа сигнала проявляется, с одной стороны, в неоднородности дифференциальных уравнений, с другой — в неоднородности граничных условий. Даже если бы была уверенность в правильности основных представлений, из которых выводятся дифференциальные уравнения и формулируются граничные условия, то их решение пришлось бы ограничивать рядом упрощающих допущений [167]. Поэтому остановимся лишь на оценке частотного спектра флуктуационного сигнала в условиях, имеющих место в о. д. т. п., подобно тому, как это сделал Рытов для металлических проводников [195].

Предполагается, что период флуктуационных колебаний имеет порядок времени свободного пробега электронов в металле [5], а это время в среднем равно отношению средней длины свободного пробега  $s$  к тепловой скорости электронов  $v$ :

$$\tau = \frac{s}{v}. \quad (II.38)$$

Значения величин, входящих в уравнение (II.38), в обычных условиях тепловых экспериментов имеют порядок соответственно  $s \approx 10^{-8}$   $м$  и  $v = 10^6$   $м/сек$ . Следовательно, период флуктуаций электрического сигнала датчика за счет тепловой флуктуации электронов имеет порядок  $\tau \approx 10^{-14}$   $сек$ . Таким образом, электронную флуктуацию можно не принимать во внимание, поскольку в обычных технических измерениях постоянная времени системы измеряется целыми секундами и лишь в исключительных случаях доходит до  $10^{-4}$   $сек$ .

Следующей причиной флуктуаций сигнала может быть флуктуация местной температуры в точках съема сигнала в датчике. Для обычных термоэлектродных материалов Гайлинг [268], исходя из Максвеллова закона распределения, нашел такое минимальное значение регистрируемого сигнала, которое не превышало по величине шумовой эффект. Для термоэлектрического приемника площадью  $1$   $мм^2$   $P_{\min} = 0,5 \cdot 10^{-10}$   $вт$ . Эти данные хорошо согласуются с результатами измерений Фелльже. Для датчика площадью  $1$   $см^2$ , принимая во внимание, что минимальная мощность прямо пропорциональна корню квадратному из площади датчика, найдем, что поток, приведенный к шумовому сигналу, не превышает  $q_{\text{шум}} = 0,5 \cdot 10^{-5}$   $вт/м^2$ .

Все приведенные суждения не отличаются строгостью постановки вопроса и поэтому позволяют определить лишь порядок искомой величины.

#### 4. УЧЕТ ИСКАЖЕНИЙ, ВНОСИМЫХ В ИЗМЕРЕНИЯ НАЛИЧИЕМ ДАТЧИКОВ

Обычно предполагается, что наличие датчика не вносит заметных искажений в величины измеряемого потока. Для этого все теплофизические характеристики (суммарные термические сопротивления, коэффициенты поглощения и излучения и т. п.) на пути потока при внесении датчика должны оставаться неизменными. Часто, однако, такие условия оказываются невыполнимыми, и приходится мириться с вносимыми искажениями, учитывая их с помощью соответствующих поправок.

Ниже приведены необходимые соотношения между истинным и измеряемым параметрами в наиболее характерных случаях измерений.

**Датчик расположен в бесконечном массиве.** При сопоставлении результатов измерений на плоских электротепловых моделях (плоская задача) с итогами расчета методом конечных разностей для осесимметричных случаев (пространственная задача) было получено достаточно хорошее взаимное соответствие [62]. В связи с этим в дальнейшем концентрирующее (или рассеивающее) влияние датчика исследовалось только на плоских электротепловых моделях, изготовленных из электропроводной бумаги, на интеграторе Фильчакова — Панчишина типа ЭГДА-9/61 методом ортогонального обращения функций тока в потенциал и потенциала в функцию тока.

При сборке бумажных деталей моделей на электропроводном клее получался большой разброс точек. Поскольку в рассматриваемых задачах требуемая точность значительно выше, чем это принято в ЭГДА, пришлось отказаться от применения электропроводных клеев, неизбежно вносящих неконтролируемые неоднородности в исследуемые поля. Для уменьшения влияния местных неоднородностей, свойственных бумаге, модели собирались из нескольких слоев, различно ориентированных относительно направления полос исходного материала. Однако главной причиной неоднородности оставалось применение клея.

Решение было найдено благодаря использованию обычных дробин, покрытых тонким слоем электроизоляции. Слой такой дроби, насыпанной на смонтированную без клея модель, не изменяет местных условий проводимости и незначительно затрудняет измерение. За счет силы тяжести дробь равномерно сжимает отдельные элементы модели, обеспечивая надежный электрический контакт без нарушения полей сопротивлений. Все измерения дали хорошее повторение и взаимное согласование результатов.

Зависимость поправочного коэффициента  $k = \frac{q_{изм}}{q}$  от отношения теплопроводностей датчика и массива при различных относительных размерах датчика приведена на рис. 36.

Под поправочным коэффициентом  $k$  следует понимать относительное увеличение плотности линий тока, вызываемое установкой датчика.

Датчик расположен на поверхности полуограниченного тела. Вследствие симметрии полей температур и потоков в массиве полученные результаты применимы для случая расположения

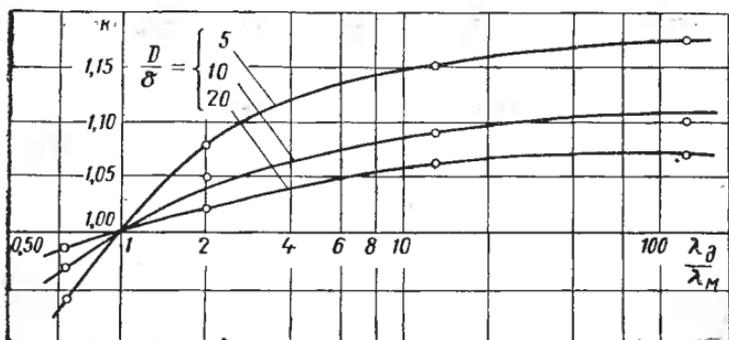


Рис. 36. Зависимость коэффициента концентрации потока датчиком, расположенным в массиве, от относительной теплопроводности и относительных размеров датчика.

датчика на поверхности полуограниченного тела при граничном условии первого рода. При этом одинаковым условиям соответствуют датчики, толщина которых составляет половину тех, для которых построен график рис. 36.

Датчик расположен на поверхности теплообменника. При исследовании конвективного теплообмена датчики обычно располагаются на поверхности стенки, и это вызывает местное увеличение термического сопротивления, приводящее к искажению поля тепловых потоков.

В теплообменниках на плоских и криволинейных стенках такие характеристики, как полный температурный напор и термические сопротивления элементов, можно считать независимыми от факта установки датчика. При этом в соответствии с аналогом закона Ома величина поправки должна быть равна отношению соответствующих суммарных термических сопротивлений:

$$k = \frac{q_{изм}}{q} = \frac{R_{сист}}{R_{сист} + R_d} \quad (II.39)$$

Здесь, как и прежде, величина поправки представляет собой отношение измеренного датчиком и зарегистрированного посредством сигнала потока к истинному потоку, который имел бы место при отсутствии возмущающего действия датчика.

Используя основное уравнение (II.39), легко найти значения поправочных коэффициентов для различных характерных случаев расположения датчиков в установках промышленной теплоэнергетики:

для плоской стенки

$$k = \frac{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_{ст}}{\lambda_{ст}} + \frac{1}{\alpha_2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_{ст}}{\lambda_{ст}} + \frac{1}{\alpha_2} + \frac{\delta_д}{\lambda_д}}; \quad (\text{II.40})$$

для цилиндрической стенки при датчике, расположенном снаружи,

$$k = \frac{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda_{ст}} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda_{ст}} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2\lambda_д} \ln \frac{d_2 + 2\delta_д}{d_2} + \frac{1}{\alpha_2 (d_2 + 2\delta_д)}}; \quad (\text{II.41})$$

для цилиндрической стенки при датчике, расположенном внутри.

$$k = \frac{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda_{ст}} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}}{\frac{1}{\alpha_1 (d_1 - 2\delta_д)} + \frac{1}{2\lambda_д} \ln \frac{d_1}{d_1 - 2\delta_д} + \frac{1}{2\lambda_{ст}} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}}; \quad (\text{II.42})$$

для сферической стенки при датчике, расположенном снаружи,

$$k = \frac{\frac{1}{\alpha_1 d_1^2} + \frac{1}{2\lambda_{ст}} \left( \frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2} \right) + \frac{1}{\alpha_2 d_2^2}}{\frac{1}{\alpha_1 d_1^2} + \frac{1}{2\lambda_{ст}} \left( \frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2} \right) + \frac{1}{\lambda_д} \cdot \frac{\delta_д}{d_2 (d_2 + 2\delta_д)} + \frac{1}{\alpha_2 (d_2 + 2\delta_д)^2}}; \quad (\text{II.43})$$

для сферической стенки при датчике, расположенном внутри,

$$k = \frac{\frac{1}{\alpha_1 d_1^2} + \frac{1}{2\lambda_{ст}} \left( \frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2} \right) + \frac{1}{\alpha_2 d_2^2}}{\frac{1}{\alpha_1 (d_1 - 2\delta_д)^2} + \frac{1}{\lambda_д} \cdot \frac{\delta_д}{d_1 (d_1 - 2\delta_д)} + \frac{1}{2\lambda_{ст}} \left( \frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2} \right) + \frac{1}{\alpha_2 d_2^2}}. \quad (\text{II.44})$$

Для эквивалентности условий протекания лучистых составляющих измеряемых потоков необходимо, чтобы датчики имели степень черноты, равную таковой для стенки в месте установки датчика. Отличие поверхностных свойств датчиков позволяет разделить конвективные и лучистые составляющие в сложном теплообмене (см. параграф 3 гл. VII).

## 5. ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПОТОКОВ

Задача измерения тепловых потоков датчиками состоит в установлении взаимосвязи между измеряемым потоком и вырабатываемым сигналом. Датчик, естественно, реагирует на пронизывающий его поток, поэтому влияние присутствия датчика на измеряемый поток должно быть сведено в минимум. Степень поглощения или излучения измерительного элемента должна быть такой же, как воспринимающей поверхности, а суммарное термическое сопротивление в цепи теплового потока должно оставаться неизменным (см. параграф 4 данной главы). Однако даже при полном сохранении идентичности граничных условий сигнал датчика может заметно отличаться от сигнала, который при стационарных условиях градуировки соответствует равномерному измеряемому потоку.

В линейном варианте предполагается независимость тепловых свойств ( $\lambda_i = \text{const}$ ,  $a_i = \text{const}$ ) и значения коэффициента теплоотдачи на поверхности  $x = \delta_2$  от температуры. Отсчет координаты  $x$  ведется от плоскости контакта между пластинами в сторону, обозначенную индексом 2 (см. рис. 38).

Рассматриваемое явление описывается одномерным уравнением теплопроводности:

$$\frac{\partial t(x, \tau)}{\partial \tau} = a_i \frac{\partial^2 t(x, \tau)}{\partial x^2} \quad (i = 1, 2), \quad (\text{II.45})$$

где коэффициент температуропроводности выбирается в зависимости от области, к которой применяется уравнение теплопроводности ( $a_1$  или  $a_2$ ).

В соответствии с изложенным граничные условия могут быть записаны в виде:

$$\frac{\partial t(-\delta_1, \tau)}{\partial x} = -\frac{1}{\lambda_1} q(\tau); \quad \frac{\partial t(\delta_2, \tau)}{\partial x} = -\frac{\alpha_2}{\lambda_2} [t(\delta_2, \tau) - t_0(\tau)]; \quad (\text{II.46})$$

$$t(0-0, \tau) = t(0+0, \tau); \quad \frac{\partial t(0-0, \tau)}{\partial x} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \cdot \frac{\partial t(0+0, \tau)}{\partial x}.$$

Для удобства и краткости последующих выкладок воспользуемся операционным преобразованием по Лапласу. В изображениях из уравнения (II.45) и условий (II.46) получим

$$\frac{d^2 T(q_i, s)}{dq_i^2} - \frac{s\delta_i^2}{a_i} T(q_i, s) = 0; \quad q_i = \frac{x}{\delta_i} \quad (i = 1, 2); \quad (\text{II.47})$$

$$\frac{dT(-1, s)}{dq_1} = -\frac{\delta_1}{\lambda_1} Q(s); \quad \frac{dT(0-0, s)}{dq_1} = \frac{\lambda_2 \delta_1}{\lambda_1 \delta_2} \cdot \frac{dT(0+0, s)}{dq_2}; \quad (\text{II.48})$$

$$T(0 - 0, s) = T(0 + 0, s); \quad \frac{dT(1, s)}{d\rho_2} = -\frac{\alpha\delta_2}{\lambda_2} [T(1, s) - T_0(s)], \quad (\text{II.48})$$

где  $T(\rho_i, s) = \int_0^{\infty} t(\rho_i, \tau) e^{-s\tau} d\tau = L[t(\rho_i, \tau)]$  — изображение температуры  $t(\rho_i, \tau)$ ;  $Q(s) = L[q(\tau)]$ ,  $T_0(s) = L[t_0(\tau)]$  — изображения потока  $q(\tau)$  и температуры  $t_0(\tau)$ :

Уравнения и граничные условия приведены к безразмерным координатам, причем в каждой области (1 и 2) координаты отнесены к соответствующей толщине пластины.

Решения уравнений (II.47) имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} T(\rho_1, s) &= A_1 \operatorname{sh} \beta_1 \rho_1 + B_1 \operatorname{ch} \beta_1 \rho_1; \\ T(\rho_2, s) &= A_2 \operatorname{sh} \beta_2 \rho_2 + B_2 \operatorname{ch} \beta_2 \rho_2, \end{aligned} \quad (\text{II.49})$$

$$\text{где } \beta_1^2 = \frac{s\delta_1^2}{a_1}; \quad \beta_2^2 = \frac{s\delta_2^2}{a_2}.$$

Исходя из принятого предположения о линейности условий, решения (II.49) можно выразить через передаточные функции:

$$\begin{aligned} T(\rho_1, s) &= Y_q(\rho_1, s) Q(s) + Y_t(\rho_1, s) T_0(s); \\ T(\rho_2, s) &= Y_q(\rho_2, s) Q(s) + Y_t(\rho_2, s) T_0(s), \end{aligned} \quad (\text{II.50})$$

где  $Y_q$  и  $Y_t$  — передаточные функции, связывающие изображения температуры в теле с изображениями тепловых потоков  $Q(s)$  и, соответственно, изображениями температур среды  $T_0(s)$ .

Исследуя нестационарные условия, целесообразно применять метод Н. А. Ярышева, позволяющий в принципиальном плане решить задачу при произвольном изменении во времени как поступающих потоков, так и граничных температур [245].

Среди разнообразных условий измерения технический смысл имеют следующие случаи:

измеряемый (положительный или отрицательный) поток воспринимается датчиком, расположенным на поверхности полуграниченного тела (рис. 37, а);

часть теплообменной стенки заменена датчиком (рис. 37, б);

датчик, расположенный на участке теплообменной поверхности, воспринимает регистрируемый поток, проходящий далее через стенку и отводимый с интенсивностью  $\alpha$  к среде с температурой  $t_0(\tau)$  (рис. 37, в);

измеряемый поток сначала пронизывает несущую стенку, а затем через датчик переходит к омывающей среде (рис. 37, г).

В общем случае измеряемый поток  $q(\tau)$  и температура  $t_0(\tau)$  воспринимающей среды являются произвольно заданными функциями времени.

Все перечисленные варианты могут быть приведены к частным решениям задачи теплопроводности для двухслойной стенки. При оценке эффектов нестационарности, учитывая результа-

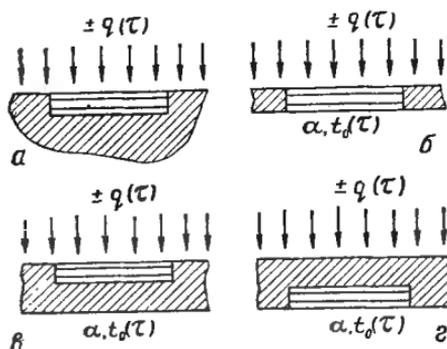


Рис. 37. Схематическое представление различных случаев работы датчиков.

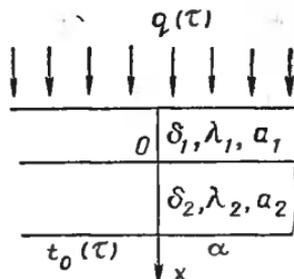


Рис. 38. Модель двухслойной стенки.

ты, приведенные в параграфе 2 данной главы, можно пренебречь искажениями на периферических областях датчиков и считать их бесконечными пластинами, такими же, как и несущая стенка (рис. 38).

Подставляя выражения (II.49) и (II.50) в (II.48), получаем:

$$\left. \begin{aligned}
 Y_q(q_1, s) &= \frac{\delta_1}{\lambda_1 \Delta} [\beta_2 (\text{ch} \beta_2 \text{ch} \beta_1 q_1 - \kappa \text{sh} \beta_2 \text{sh} \beta_1 q_1) + \\
 &\quad + \zeta_2 (\text{sh} \beta_2 \text{ch} \beta_1 q_1 - \kappa \text{ch} \beta_2 \text{sh} \beta_1 q_1)]; \\
 Y_q(q_2, s) &= \frac{\delta_1}{\lambda_1 \Delta} [\beta_2 \text{ch} \beta_2 (1 - q_2) + \zeta_2 \text{sh} \beta_2 (1 - q_2)]; \\
 Y_t(q_1, s) &= -\frac{\kappa \zeta_2 \beta_1}{\Delta} \text{ch} \beta_1 (1 + q_1); \\
 Y_t(q_2, s) &= \frac{\zeta_2 \beta_1}{\Delta} [\text{sh} \beta_1 \text{sh} \beta_2 q_2 + \kappa \text{ch} \beta_1 \text{ch} \beta_2 q_2],
 \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.51})$$

где  $\Delta = \beta_1 [\beta_2 (\text{sh} \beta_1 \text{ch} \beta_2 + \kappa \text{sh} \beta_2 \text{ch} \beta_1) + \zeta_2 (\text{sh} \beta_1 \text{sh} \beta_2 + \kappa \text{ch} \beta_1 \text{ch} \beta_2)];$

$$\frac{\beta_2}{\beta_1} = \eta; \quad \frac{\lambda_2 c_2 \gamma_2}{\lambda_1 c_1 \gamma_1} = \kappa^2; \quad \frac{\alpha \delta_2}{\lambda_2} = \zeta_2.$$

Из решений (II.51) можно определить, в частности, значения передаточных функций для рассмотренных выше случаев.

Случаю рис. 37, а соответствует безграничное увеличение толщины несущей датчик пластины ( $\delta_2 \rightarrow \infty$ ). При этом одновременно безгранично увеличиваются значения  $\eta$  и  $\zeta_2$ . После простых преобразований и сокращений из системы уравнений (II.51) для датчика, расположенного на полуограниченном теле, найдем

$$Y_q(q_1, s) = \frac{\delta_1}{\lambda_1 \beta_1} \cdot \frac{\text{ch } \beta_1 \rho_1 - \kappa \text{sh } \beta_1 \rho_1}{\text{sh } \beta_1 + \kappa \text{ch } \beta_1};$$

$$Y_t(q_1, s) = 0.$$
(II.52)

Случаю рис. 37, б соответствует предельное убывание толщины несущей стенки к нулю ( $\delta_2 \rightarrow 0$ ). При этом значения  $\eta$  и  $\zeta_2$  также убывают к нулю.

В результате из системы уравнений (II.51) для теплообменной поверхности, выполняющей функции датчика, учитывая, что  $\zeta_2 \frac{\kappa}{\eta} = \zeta_1 = \frac{\alpha \delta_1}{\lambda_1}$ , получаем следующие передаточные функции:

$$Y_q(q_1, s) = \frac{\delta_1}{\lambda_1} \cdot \frac{\beta_1 \text{ch } \beta_1 \rho_1 - \zeta_1 \text{sh } \beta_1 \rho_1}{\beta_1 (\beta_1 \text{sh } \beta_1 + \zeta_1 \text{ch } \beta_1)};$$
(II.53)

$$Y_t(q_1, s) = \frac{\zeta_1 \text{ch } \beta_1 (1 + \rho_1)}{\beta_1 \text{sh } \beta_1 + \zeta_1 \text{ch } \beta_1}.$$

Наконец, для случая рис. 37, в применимы вторые из каждой пары соотношений (II.51).

Частные случаи уравнений (II.52) и (II.53) совпадают с решениями Н. А. Ярышева [245], полученными в индивидуальных выводах для однослойной стенки и пластины, приложенной к полуограниченному телу. Приведенная методика вывода в общем виде с переходами к частным случаям представляется более универсальной.

Описанные решения позволяют оценить влияющие на измерения факторы и классифицировать их по степени важности.

Собственно датчик — это трехслойная стенка, которая в совокупности с несущим элементом должна образовать четырехкомпонентную систему. В одномерном представлении уравнение теплопроводности сохранится в виде (II.45), а граничные условия подобны (II.46). Метод построения решения прозрачен, однако настолько громоздок, что смысловое углубление результатов не оправдывает средств, которыми они могут быть получены. Влияние присутствия токоъемных пластин можно приближенно оценить с помощью более простых соотношений, полученных в предыдущем параграфе.

Рассмотрим случай, когда датчик расположен на полуограниченном массиве, имеющем теплофизические характеристики

промежуточной пластины датчика. Влиянием токосъемных пластин в первом приближении можно пренебречь. При этом теплопроводность в датчике описывается уравнением (II.52).

Для оценки влияния нестационарности режима достаточно сравнить поток, входящий в пластину, с потоком, покидающим ее на противоположной грани. Требования к величине отношения этих потоков в соответствии с теоремой единственности можно формулировать как в оригиналах, так и в изображениях. Последнее значительно удобнее, хотя и содержит определенную незавершенность для окончательной численной оценки.

Производная по координате от передаточной функции от потока к температуре является мерой изображения местного теплового потока. Поэтому из уравнения (II.52) можно получить отношение изображений потоков

$$\frac{Q(0, s)}{Q(-1, s)} = -\frac{\lambda_1}{\delta_1} \left[ \frac{dY_q(\xi_1, s)}{d\xi_1} \right]_{\xi_1=0} = \frac{1}{\operatorname{ch} \beta_1 + \frac{1}{\kappa} \operatorname{sh} \beta_1}. \quad (\text{II.54})$$

При измерениях часто необходимо знать меру соответствия величины выходного сигнала чувствительного органа или системы в целом его установившемуся значению, что не следует, однако, ограничивать случаем измерения постоянного потока. Значение правой части уравнения (II.54) должно быть близко к единице, чему соответствуют малые значения  $\beta_1$ . При этом в разложениях гиперболических функций можно ограничиться первыми членами:

$$\frac{Q(0, s)}{Q(-1, s)} \approx \frac{1}{1 + \frac{1}{\kappa} \beta_1}. \quad (\text{II.55})$$

Таким образом, мера идентичной теплотметрической нестационарности пластины, наложенной на полуограниченное тело, в изображениях определяется отношением  $\frac{\beta_1}{\kappa}$ . При переходе к оригиналам, поскольку в преобразовании Лапласа произведение  $s\tau$  должно сохраниться безразмерным, критерием оценки нестационарности в первом приближении служит выражение

$$\frac{a_1 \tau}{\delta_1^2} \kappa^2 = \bar{\tau} \kappa^2. \quad (\text{II.56})$$

Для описанных выше медь-константановых датчиков при одинаковых значениях критериев  $\bar{\tau} \kappa^2$  собственные времена, характеризующие инерционность крайних и средних пластин, отличаются на два порядка. В связи с этим эффектом присутствия токосъемных пластин можно пренебречь и принимать во внимание только среднюю пластину.

Передаточные функции от теплового потока и температуры среды к сигналу датчика во всех рассмотренных случаях при постоянстве термоэлектрических коэффициентов и коэффициентов теплопроводности равны разности соответствующих передаточных функций по температуре при координатах приемной и отдающей граней датчика:

$$Z_q(s) = (\alpha_1 - \alpha_2) [Y_q(-1, s) - Y_q(0, s)]; \quad (II.57)$$

$$Z_t(s) = (\alpha_1 - \alpha_2) [Y_t(-1, s) - Y_t(0, s)],$$

где  $Z_q(s)$  — передаточная функция от потока к сигналу датчика;  $Z_t(s)$  — передаточная функция от температуры среды к сигналу датчика.

Для датчика, расположенного на полуограниченном теле, из уравнений (II.52) и (II.57) найдем

$$Z_q(s) = \frac{1}{k_d \beta_1} \cdot \frac{\text{ch } \beta_1 - 1 + \kappa \text{ sh } \beta_1}{\text{sh } \beta_1 + \kappa \text{ ch } \beta_1}, \quad (II.58)$$

где  $k_d = \frac{(\alpha_1 - \alpha_2) \delta_1}{\lambda_1}$  — коэффициент датчика, численно равный стационарному потоку, вызывающему единичную э. д. с. датчика.

Обратные преобразования для отыскания оригиналов — значений э. д. с. датчика можно проводить для конкретных случаев задания функций  $q(\tau)$ , описывающих изменения измеряемых потоков во времени. В частности, при внезапно начатой экспозиции постоянным потоком

$$q(\tau) = q_0 = \text{const}; \quad (II.59)$$

$$Q(s) = \frac{q_0}{s}.$$

Принимая во внимание уравнения (II.58) и (II.59), изменение э. д. с. датчика можно определить так:

$$\Delta u = L^{-1} [Z_q(s) Q(s)], \quad (II.60)$$

где  $L^{-1}$  — обратное преобразование Лапласа.

Для пластины на полуограниченном теле такие преобразования легко получить для следующих частных случаев.

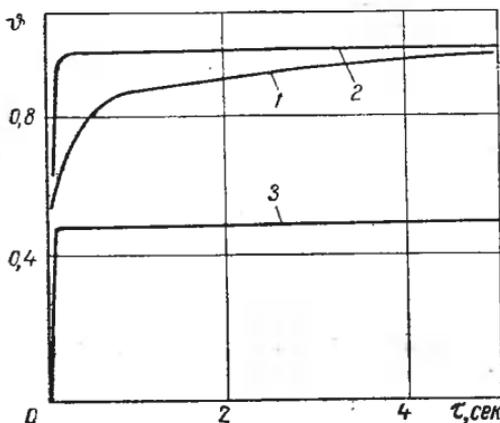
1. Теплофизические свойства датчика совпадают с таковыми полуограниченного тела ( $\kappa = 1$ ):

$$\Delta u(\tau) = \frac{q_0}{k_d} \left\{ \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\tau^{\frac{3}{2}}} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{1}{4\tau}\right) \right] + \text{erfc} \frac{1}{2\tau^{\frac{1}{2}}} \right\}. \quad (II.61)$$

2. Несущая поверхность является идеальным проводником ( $\kappa \rightarrow \infty$ ):

$$\Delta u(\tau) = \frac{q_0}{k_{\pi}} \left[ 1 - \frac{8}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)^2} \exp\left(-\frac{\pi^2(2n-1)^2 \tau}{4}\right) \right]. \quad (\text{II.62})$$

3. Несущая поверхность является изолятором ( $\kappa \rightarrow 0$ ):



$$\Delta u(\tau) = \frac{1}{2} \frac{q_0}{k_{\pi}} \left\{ 1 - \frac{8}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)^2} \times \right. \\ \left. \times \exp[-\pi^2(2n-1)^2 \tau] \right\}. \quad (\text{II.63})$$

Графически значения  $\vartheta = \Delta u(\tau) \frac{k_{\pi}}{q_0}$ , соответствующие уравнениям (II.61)—(II.63) для серийного датчика, приведены на графике рис. 39.

При убывании к нулю толщины несущей стенки (см. рис. 37, б) передаточные функции от измеряемого потока и температуры среды к

сигналу датчика определяются из уравнений (II.53) и (II.57):

$$Z_a(s) = \frac{1}{k_{\pi}} \cdot \frac{\beta_1 (\text{ch } \beta_1 - 1) + \zeta_1 \text{sh } \beta_1}{\beta_1 (\beta_1 \text{sh } \beta_1 + \zeta_1 \text{ch } \beta_1)}; \quad (\text{II.64})$$

$$Z_t(s) = \frac{\zeta_1 (1 - \text{ch } \beta_1)}{\beta_1 \text{sh } \beta_1 + \zeta_1 \text{ch } \beta_1}.$$

В вариантах двойной стенки (см. рис. 37, в и г) для передаточных функций (II.57), учитывая выражение (II.51), получаем

$$\left. \begin{aligned} Z_{q_1}(s) &= \frac{1}{k_{\pi} \Delta} [(\beta_2 \text{ch } \beta_2 + \zeta_2 \text{sh } \beta_2) (\text{ch } \beta_1 - 1) + \kappa (\beta_2 \text{sh } \beta_2 + \\ &\quad + \zeta_2 \text{ch } \beta_2) \text{sh } \beta_1]; \\ Z_{q_2}(s) &= \frac{\eta}{\kappa k_{\pi} \Delta} [\beta_2 (\text{ch } \beta_2 - 1) + \zeta_2 \text{sh } \beta_2]; \\ Z_{t_1}(s) &= - \frac{\kappa \zeta_2 \beta_1 (\alpha_1 - \alpha_2)}{\Delta} (\text{ch } \beta_1 - 1); \\ Z_{t_2}(s) &= - \frac{\zeta_2 \beta_1 (\alpha_1 - \alpha_2)}{\Delta} [\text{sh } \beta_1 \text{sh } \beta_2 + \kappa \text{ch } \beta_1 (\text{ch } \beta_2 - 1)]. \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.65})$$

В случае произвольно заданных  $q(\tau)$  и  $t_0(\tau)$  их изображения  $Q(s)$  и  $T_0(s)$  известны, а величина э. д. с. определится из очевидного символического уравнения

$$u(\tau) = L^{-1} [Z_q(s) Q(s) + Z_t(s) T_0(s)]. \quad (\text{II.66})$$

Для обратного преобразования (II.66) не всегда удастся найти точные значения, как это было сделано для трех случаев расположения датчика на полуограниченном теле. Если же точное преобразование неизвестно, можно воспользоваться любым из способов получения асимптотических значений [2]. Эти операции требуют определенной осторожности, так как не всякие асимптотические и даже сходящиеся разложения обязательно приводят к справедливым результатам. Хотя из теоремы Лерха и следует, что приближенным изображениям соответствуют приближенные оригиналы, мера такого соответствия не установлена. Поэтому каждое решение целесообразно сводить к частным случаям, имеющим точные решения, или иметь представительное подтверждение соответствия решений для каждой группы.

Для рациональных алгебраических функций удобно пользоваться теоремой о разложениях Ващенко — Захарченко (Хевисайда), а для периодических, видимо, более удобны родственные преобразования Фурье или Гильберта.

Таким образом, в любой постановке полное решение задачи не встречает принципиальных трудностей. Громоздкость вычислений теперь, благодаря успехам в создании и разработке быстродействующих устройств дискретного счета, уже не может быть существенным препятствием. Перейдем к анализу частных случаев.

В разложениях числителя и знаменателя передаточных функций (II.64) и (II.65) ограничимся в первом приближении первыми степенями параметра  $s$ . Тогда передаточные функции можно представить в виде следующих рациональных дробей:

$$Z_q(s) \approx k \frac{s+n}{s+M}; \quad Z_t(s) \approx K \frac{s+N}{s+M}. \quad (\text{II.67})$$

Применительно к однослойной стенке-датчику передаточные функции описываются уравнениями (II.64), значения коэффициентов в приближенных разложениях (II.67) будут:

$$k = \frac{1}{3k_d} \cdot \frac{3 + \xi_1}{2 + \xi_1}; \quad n = \frac{a_1}{\delta_1^2} \cdot \frac{6\xi_1}{3 + \xi_1};$$

$$K = -\frac{\xi_1}{2 + \xi_1}; \quad N = 0; \quad M = \frac{a_1}{\delta_1^2} \cdot \frac{2\xi_1}{2 + \xi_1}. \quad (\text{II.68})$$

Аналогично для двухслойной стенки в уравнениях (II.65) примем допустимым разложения в числителе и знаменателе передаточных функций ограничить первой степенью параметра  $s$ , т. е.

$$Z_{q1}(s) \approx k_1 \frac{s + n_1}{s + M_1}; \quad Z_{q2}(s) \approx k_2 \frac{s + n_2}{s + M_1}; \quad (II.69)$$

$$Z_{t1}(s) \approx K_1 \frac{s + N_1}{s + M_1}; \quad Z_{t2}(s) = K_2 \frac{s + N_2}{s + M_1},$$

откуда

$$\left. \begin{aligned} M_1 &= \frac{a_1}{\delta_1^2} \cdot \frac{\zeta_2 \kappa}{P}; & k_1 &= \frac{\eta}{2k_R P} \left[ 1 + \zeta_2 + \kappa \eta (2 + \zeta_2) + \frac{\kappa \zeta_2}{3\eta} \right]; \\ n_1 &= \frac{a_1}{\delta_1^2 \eta} \cdot \frac{2\zeta_2 \kappa}{1 + \zeta_2 + \kappa \eta (2 + \zeta_2) + \frac{\kappa \zeta_2}{3\eta}}; \\ k_2 &= \frac{\eta^3}{2k_R P} \left( 1 + \frac{\zeta_2}{3} \right); & n_2 &= 2 \frac{a_1}{\delta_1^2 \eta^2} \cdot \frac{3\zeta_2}{3 + \zeta_2}; \\ K_1 &= - \frac{\kappa \zeta_2 (\alpha_1 - \alpha_2)}{2P}; & N_1 &= 0; \\ K_2 &= - \frac{\zeta_2 \eta (2 + \kappa \eta) (\alpha_1 - \alpha_2)}{2P}; & N_2 &= 0, \end{aligned} \right\} (II.70)$$

где

$$P = \eta (1 + \kappa \eta) + \zeta_2 \left[ \eta + \frac{1}{2} \kappa (1 + \eta^2) \right].$$

Если температура охлаждающей среды постоянна и равна начальной температуре измерительной системы, с которой начинается внезапная экспозиция постоянным тепловым потоком, то  $q(\tau) = q_0$ ;  $t_0(\tau) = 0$ , а их изображения

$$Q(s) = \frac{q_0}{s}; \quad T_0(s) = 0. \quad (II.71)$$

Учитывая систему уравнений (II.70) и подставляя выражения (II.67) — (II.69) и (II.71) в (II.66), найдем ходы сигналов датчиков во времени для случаев, представленных на рис. 37, б:

$$\Delta u(\tau)_\sigma = q_0 \left[ \frac{1}{k_R} (1 - e^{-M\tau}) + k e^{-M\tau} \right]; \quad (II.72)$$

$$\left. \frac{\Delta u(\tau)}{\Delta u(\infty)} \right|_\sigma = 1 - (1 - k k_R) e^{-M\tau}; \quad (II.73)$$

на рис. 37, в:

$$\Delta u(\tau)|_e = q_0 \left[ \frac{1}{k_R} (1 - e^{-M_1 \tau}) + k_1 e^{-M_1 \tau} \right]; \quad (\text{II.74})$$

$$\frac{\Delta u(\tau)}{\Delta u(\infty)} \Big|_e = 1 - (1 - k_1 k_R) e^{-M_1 \tau}; \quad (\text{II.75})$$

на рис. 37, г:

$$\Delta u(\tau)|_e = q_0 \left[ \frac{1}{k_R} (1 - e^{-M_1 \tau}) + k_2 e^{-M_1 \tau} \right]; \quad (\text{II.76})$$

$$\frac{\Delta u(\tau)}{\Delta u(\infty)} \Big|_e = 1 - (1 - k_2 k_R) e^{-M_1 \tau}. \quad (\text{II.77})$$

Выражения (II.61) — (II.63), (II.72) — (II.77) устанавливают взаимосвязь между измеренными и истинными значениями тепловых потоков в переходном режиме в различных практически важных случаях. Следует, однако, иметь в виду, что при выводе уравнений (II.72) — (II.77) предполагались малые значения параметра  $s$ , чему соответствуют значения времени, достаточно большие, чтобы процесс можно было рассматривать как регулярный режим второго рода.

Из полученных уравнений можно определить инерционность при различных условиях работы датчиков: постоянная времени равна величине, обратной  $M$  или  $M_1$ . Учитывая соответствующие уравнения в системах (II.68) и (II.70), легко найти зависимость инерционности датчика от таких параметров, как собственные времена датчика  $\frac{\delta_1^2}{a_1}$  и несущей стенки  $\frac{\delta_2^2}{a_2}$ , их отношения  $\eta$ , критериев Био  $\zeta_1$  и  $\zeta_2$  и отношения тепловоспринимающих способностей  $\kappa$ .

Значения безразмерных постоянных времени для случаев, приведенных на рис. 37, б,

$$\frac{a_1}{M_1 \delta_1^2} = \frac{2 + \zeta_1}{2\zeta_1}; \quad (\text{II.78})$$

на рис. 37, в

$$\frac{a_1}{M_1 \delta_1^2} = \frac{\eta(1 + \kappa\eta) + \zeta_2 \left[ \eta + \frac{1}{2} \kappa(1 + \eta^2) \right]}{\zeta_2 \kappa}; \quad (\text{II.79})$$

на рис. 37, г

$$\frac{a_2}{M_1 \delta_2^2} = \frac{\eta(1 + \kappa\eta) + \zeta_2 \left[ \eta + \frac{1}{2} \kappa(1 + \eta^2) \right]}{\eta^2 \zeta_2 \kappa}. \quad (\text{II.80})$$

В частности, для серийного одиночного медь-константанового датчика ( $a_1 = 7 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/сек;  $\delta_1 = 10^{-3}$  м) при  $\zeta_1 = \zeta_2 = 0,05$  ( $\alpha =$

= 1000  $\text{вт/м}^2 \cdot \text{град}$ ) для случая рис. 37, в постоянная времени равна 3 сек. При расположении такого датчика на поверхности стенки с такими же, как у датчика, характеристиками ( $\eta = 1$ ;  $\kappa = 1$ ) постоянная времени увеличивается до 6 сек.

## 6. ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ СЕРИЙНЫХ О. Д. Т. П.

При разработке технологии изготовления серийных о. д. т. п. стремились создать унитарные взаимозаменяемые датчики. Почти одинакового эффекта удалось добиться в сварном и гальваническом вариантах. Предпочтение, видимо, нужно отдать последнему.

Процесс изготовления сварных датчиков включает следующие основные операции: заготовка и обработка токосъемных медных электродов-пластин; изготовление и обработка промежуточных константановых электродов; подготовка токосъемных проводов и приварка их к пластинам; приварка одной токосъемной пластины к промежуточному электроду; заполнение канала для вывода проводов изоляционной термостойкой массой и приварка второй пластины; внешняя обработка для снятия дефектов сварки, заусенцев и декоративная полировка; никелирование.

Заготовка медных и константановых пластин заключается в отжиге соответствующего листового материала, прокатке его на вальцах до требуемого размера и штамповке. Затем в константановых пластинах в центре сверлится отверстие диаметром 0,8 мм и прорезается канал для вывода токосъемных проводников. Полученные изделия зачищаются от заусенцев, рихтуются, отжигаются, травятся в соляной и азотной кислотах, промываются и сушатся. Константановые пластины шлифуются на станке, обеспечивающем чистоту обработки поверхности не хуже 10-го класса. Одной стороной константановые пластинки наклеиваются на полированный диск из плавленого кварца. Диск крепится в специальном устройстве, обеспечивающем параллельность поверхностей кварцевого и рабочего чугунного дисков при сложном относительном движении. Чугунный диск обливается водой, содержащей абразивные присадки. После обработки одной стороны пластинки переворачиваются и обрабатывается вторая сторона. Одновременно обрабатывается около 50 пластинок. Точность обработки для всего комплекта не ниже 10 мкм.

Для изготовления токосъемных проводников используются стандартные медные провода в эмалевой изоляции диаметром 0,20 мм. Длина проводов 1,5—2 м.

Концы проводов на длине 3 мм аккуратно зачищаются от изоляции и сворачиваются в петельку диаметром 0,6 мм. Подготовленные медные и константановые пластины и концы проводов протравливаются в слабом растворе серной кислоты, промыва-

ются водой, этиловым спиртом или четыреххлористым углеродом и поступают на сварку. Наиболее капризна сварка медного провода с медной пластиной. Удовлетворительные результаты получаются на серебряных, вольфрамовых и молибденовых электродах-прижимах. Тщательность зачистки контактов и подготовки свариваемых изделий имеет большое значение. Тем не менее брак в сварке меди с медью достигает 80%.

Медную пластину с приваренным проводом накладывают на константановую так, чтобы петелька провода попала в центральное сверление, а провод — в канал. Сварку начинают с центра, обходят по краю прорези последовательными переходами с шагом около 1 мм и постепенно приближаются к периферии заготовки. В заключение по краю проваривают дважды.

После приварки первой медной пластины прорезь в константановой заполняется силикатным бетоном [215]. Заполнитель изолирует отводящий провод от пластин и фиксирует его, предохраняя место сварки от изгибов. Последнее важно в связи с ненадежностью сварки меди с медью. Приварка второй пластины аналогична приварке первой. После этого заполняют остальную часть канала силикатным бетоном. В сваренном датчике на внешних рабочих поверхностях от сварки остаются неглубокие оспины. Для устранения дефектов сварки и обеспечения идентичности размеров рабочие поверхности датчиков шлифуют, а боковые зачищают. Отполированные датчики никелируют для защиты от коррозии. Толщина готовых датчиков колеблется в пределах 0,85—0,95 мм.

При последовательных градуировках сварные датчики показали значительный (до  $\pm 30\%$ ) разброс и изменение градуировочных характеристик со временем. Наиболее существенный недостаток обусловлен неоднородностью приварки медных пластин к константановой. В результате на переходе между металлами возникает дополнительное термическое сопротивление, неодинаковое в разных датчиках и изменяющееся по величине со временем. Устранить этот недостаток можно при гальваническом нанесении токосъемных пластин. Изменение технологии потребовало некоторого изменения конструкции: вывод проводов осуществлен через сверления в теле промежуточного термоэлектрода (рис. 40).

Процесс изготовления гальванических о. д. т. п. можно разделить на следующие операции: заготовка пластин для промежуточного термоэлектрода; сверление отверстий в теле константановой пластины от края к середине; сверление поперечных отверстий; зенковка устьев поперечных отверстий; заделка съемных проводов; окончательная шлифовка промежуточного термоэлектрода; гальваническое нанесение токосъемных пластин; механическая обработка избытков гальванического осаждения; шлифовка и полировка внешних поверхностей датчиков; гальваническое нанесение защитного покрытия.

Заготовка константановых пластин для гальванических датчиков в общих чертах не отличается от описанной заготовки для сварных. В готовом изделии их толщина обычно равна 0,95 мм с допуском  $\pm 14$  мкм.

Отверстия сверлятся в специальном кондукторе, обеспечивающем попарную встречу отверстий в теле пластины. В серийных датчиках с толщиной промежуточной пластины  $\delta_2 = 0,95$  мм диа-

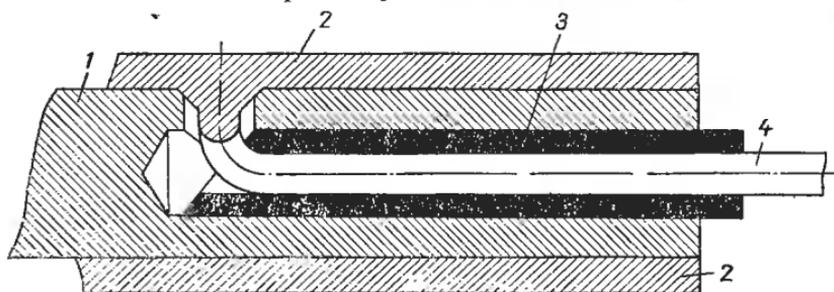


Рис. 40. Схема гальванического о. д. т. п.:

1 — промежуточная пластина; 2 — токосъемная пластина; 3 — изоляционная втулка; 4 — термоэлектрод.

метр продольных отверстий равен 0,65 мм. При размере датчика  $10 \times 10$  мм<sup>2</sup> глубина продольных сверлений равна 5,5 мм. Диаметр поперечных сверлений выбирается несколько меньшим — 0,55 мм. Это связано с тем, что при несовпадении осей сверлений (а это неизбежно) сверло при входе во встречное отверстие цепляется краем и ломается. При уменьшении диаметра сверла вероятность поломки уменьшается. Тем не менее на коротких поперечных отверстиях сверла ломаются чаще, чем на длинных продольных.

Поперечные отверстия раззенковываются зенкером под углом  $120^\circ$  на глубину 0,1 мм.

Токосъемные проводники заготавливаются из медного провода марки ПЭЛ диаметром 0,2—0,25 мм и длиной 1,5—2 м. Один конец провода зачищается, второй продевается сначала через кварцевую втулку, а затем через сверление в константановой пластине. На продетом конце провод оплавливается в шарик диаметром 0,8—0,9 мм. Для оплавления продетый конец погружают в ванночку из графитового порошка и пропускают через провод ток, подобно тому, как это делается при изготовлении термопар [66]. При оплавлении изоляционная эмаль обгорает на расстоянии 2—2,5 мм от шарика. Шарик протравливают в серной кислоте с примесью азотной, промывают и сушат в струе теплого воздуха.

Техника вытягивания изоляционных трубочек описана в работе [214]. Кварцевые трубочки труднее вытягивать, чем стеклянные, зато они более прочны и удобны в последующем обращении. Заготовки длиной 200 мм калибруются по внутреннему и наружному диаметрам.

Один конец трубочки на алмазном круге срезается под углом около  $45^\circ$ . Трубочка вставляется в специальную оправку и от нее отламывается втулка длиной 5 мм.

На проводе втулка смазывается силикатным или органическим клеем и при нужной ориентации косо́го среза вдвигается в сверление в константановой пластине до упора.

Протравленный шарик за провод втягивается в зенковку, вдавливается с небольшой остаточной деформацией специальной струбциной и несколькими разрядами на конденсаторной сварочной машине приваривается к пластине. Аналогичные операции производят и на другой стороне пластины.

Выступающие части медных шариков снимаются на торцовом алмазном круге. После доводочной шлифовки заготовки датчиков поступают на меднение. Технология меднения и никелирования обычная. Перед началом нанесения гальванических покрытий на короткий промежуток времени включается обратный ток. Для проверки прочности гальванических покрытий образцы сгибались под углом  $180^\circ$  и выпрямлялись. При этом наблюдался разлом константана на сверлениях, медное же покрытие не отслаивалось.

Применение алмазного инструмента позволяет настолько тщательно обрабатывать поверхности, что готовые датчики можно притиркой «приклеивать» друг к другу подобно плиткам Иогансона. При такой обработке исключается возможность перекосов измеряемого потока из-за неравномерности термического сопротивления датчика.

## БАТАРЕЙНЫЕ ДАТЧИКИ

Существенный недостаток одиночных датчиков заключается в их низкой чувствительности. Рабочие коэффициенты монолитных одиночных датчиков толщиной 1 мм в среднем имеют значение около  $500 \cdot 10^6$  вт/м<sup>2</sup> · в. В наиболее чувствительных серийных измерительных приборах (Ф-18, Ф-116, В-1-4, В-2-11) на нижнем пределе шкалы рассчитаны на измерение 1,5—10 мкв.

В названных приборах практически предельно использованы современные возможности усиления сигналов постоянного тока. В уникальных приборах, требующих тщательной изоляции от внешних влияний или глубокого охлаждения, достигнута чувствительность на один-два порядка выше. В связи с этим нижний предел измерения тепловых потоков одиночными датчиками лежит, видимо, около 200 вт/м<sup>2</sup>.

В технике и окружающей нас природе возникает надобность в измерении значительно меньших величин. Так, например, поток через перегородки между холодильными камерами редко превышает 1 вт/м<sup>2</sup>, а геотермический поток в среднем составляет около 0,03 вт/м<sup>2</sup> и в отдельных районах снижается более чем на порядок. Все это приводит к необходимости увеличения чувствительности на 4—5 порядков. Наиболее простое решение задачи состоит в соединении одиночных элементов в последовательные батареи. Получаемые таким образом датчики называются батарейными (б. д. т. п.).

После краткого освещения общих конструктивных и технологических особенностей в данной главе приведены результаты теоретических исследований оптимальных характеристик датчиков. На основании развитой теории подобия выведены расчетные формулы. Кратко описаны основные технологические процессы серийного производства б. д. т. п. В заключение приведена теория косослойного батарейного датчика, открывающая далеко идущее направление работ в теплотри.

## 1. КОНСТРУКЦИИ Б. Д. Т. П. И ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ИХ ИЗГОТОВЛЕНИЯ

Основная идея устройства теплотрической батареи состоит в том, что элементы включены параллельно по измеряемому потоку и последовательно по генерируемому сигналу. В одном из первых датчиков (1962 г.) элементы представляли одиночные датчики с размерами  $2 \times 2 \times 1$  мм<sup>3</sup>. Крайние слои элементов изготов-

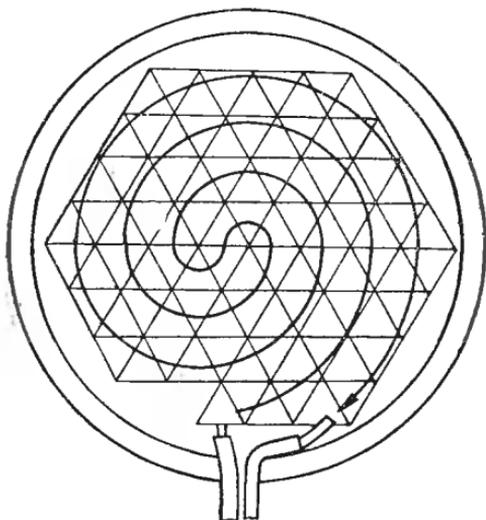


Рис. 41. Схема соединения треугольных элементов в круглом б. д. т. п.

лялись из медной фольги толщиной 0,1 мм. Промежуточные пластины штамповались из константановой ленты. Промежутки и зазоры между элементами заполнялись изоляционной массой, сверху и снизу батареи для изоляции прокладывались тонкие слюдяные листочки. Чувствительные элементы закладывались в металлический корпус из нержавеющей стали, который закрывался крышкой, привариваемой к корпусу. Из технологических соображений более удобными оказались круглые корпуса. Около ста таких датчиков было изготовлено для различных организаций.

Число элементов в таких датчиках, названных галетными, доходило до 114, что позволило увеличить чувствительность по сравнению с одиночным датчиком на два порядка [61]. В круглых корпусах значительно более компактно укладываются треугольные элементы (рис. 41). В последнее время такие конструкции мало применяются, так как разработаны более эффективные варианты.

При дальнейшем увеличении чувствительности за счет числа элементов необходимо уменьшать их поперечные сечения. В этом случае значительно изменяется отношение высоты элемента к поперечному размеру. Такие системы могут работать только в батареях, где соседние элементы выполняют друг для друга функции охранных устройств, а число краевых элементов относительно невелико.

Одна из попыток состояла в простом уменьшении поперечных размеров элементов галетного датчика до 0,1 мм. Места соединения термоэлектродов располагались в двух параллельных плоскостях.

Благодаря относительно высокой теплопроводности, термоэлектроды проводят почти весь поток, поэтому показания датчика, в отличие от термостолбика, меньше зависят от условий охлаждения холодных спаев. От ленточных тепломеров, например тепломеров Шмидта, такие датчики, как и одиночные, отличаются тем, что вспомогательную стенку в них в основном образуют материалы термоэлектродов. Поэтому они более компактны, имеют значительно меньшее термическое сопротивление и, тем не менее, как правило, более чувствительны.

Теоретически на каждом квадратном сантиметре может уложиться более  $10^4$  проводников диаметром  $0,1$  мм, что соответствует  $5\,000$  парных элементов. Практически число элементов в серийном производстве незначительно превышает  $1000$  шт/см<sup>2</sup> и лишь при особенно тщательном исполнении удавалось довести до  $2000$  шт/см<sup>2</sup>. Чувствительность б. д. т. п. по сравнению с о. д. т. п. повышается за счет увеличения числа пар спаев и концентрации потока [256].

В готовом изделии датчик должен представлять плотно уложенную систему из множества проволочек, сваренных по концам в строгом порядке чередования материалов. Каждая допущенная в последовательности сварки ошибка приводит к перемене знака полярности сигнала, развиваемого последующей частью батареи. Достаточно один раз ошибиться в середине батареи, чтобы чувствительность всей системы стала близкой к нулю. При большом числе элементов даже незначительная вероятность ошибки в последовательности соединения элементов лишает работу смысла.

Последовательное соединение коротких отрезков ( $1$  мм) различных материалов удобно выполнять в сетке, тканной из парных термоэлектродных проволок так, чтобы одна из них шла на основу, а другая — на уток. Места пересечения проволок свариваются. Затем из сетки вырезаются полосы таким образом, чтобы они состояли из последовательно чередующихся отрезков парных электродов. Ленточка-лесенка изолируется и сжимается так, что отрезки приобретают поперечную ориентацию. Ленточки свариваются по нескольку штук, укладываются в плотный пакет ряд к ряду и прессуются. В плане батарея получается квадратной. После прессовки заготовка заливается эпоксидной смолой или керамической массой и подвергается термообработке [60].

Недостаток такого датчика состоит в том, что оператор должен несколько раз обращать внимание на каждый спай. В связи с этим производство б. д. т. п. чрезвычайно трудоемко, утомительно и малопродуктивно.

Применение гальванических термопар значительно упрощает технологию изготовления б. д. т. п. при несущественном ослаблении чувствительности.

По первой технологии чувствительные элементы датчиков изготавливались в виде винтовых пружинки с наружным диаметром около 1 мм, навитых из константановой проволоки диаметром 0,1 мм. Половина каждого витка меднилась. После меднения пружина покрывалась изоляционным лаком и один из свободных концов проволоки продевался через внутреннюю полость пружинки. При этом выводные провода оказывались вместе, что упрощало монтаж. В датчике пружинка укладывалась по спирали таким образом, чтобы места переходов медненных полувитков к немедненным располагались в верхней и нижней плоскостях датчика. В связи с характером укладки элементов датчики получили название спиральных [59]. Датчик закладывался в металлический корпус и заливался различными отвердевающими массами.

Недостатки спиральных датчиков заключаются в низкой плотности заполнения пространства, занятого чувствительными элементами, в связи с чем термическое сопротивление датчиков сравнительно велико, а также в том, что при меднении эластичных пружинки и последующей их укладке в батарею возникают большие технологические трудности.

Устранение названных недостатков при сохранении преимуществ получено в слоистых датчиках, технология изготовления которых приведена в параграфе 5 данной главы. Безусловное преимущество слоистых датчиков по сравнению с датчиками из сеток состоит в том, что внимание операторов уже не должно отвлекаться на отдельных элементах.

В ряде случаев чувствительность слоистого датчика оказывается с избытком достаточной. При этом эффективно используются металлические батарейные датчики с малым термическим сопротивлением. В металлическом корпусе диаметром 30 мм выточен кольцевой канал диаметром 20 мм, глубиной 2 мм и шириной 1,5 мм. Стенки канала изолируются высокотемпературной эмалью. Чувствительный элемент, закладываемый в канал, аналогичен заготовке для слоистого датчика. Обычно в качестве основы применяется хромель или нихром с никелевым гальваническим покрытием.

В зависимости от величины требуемого термического сопротивления корпуса изготавливаются из меди, латуни или нержавеющей стали.

Применительно к условиям работы электролизеров для получения щелочных и щелочноземельных металлов был разработан, изготовлен в нескольких экземплярах и испытан в рабочих условиях специальный круглый алундовый датчик [81]. Отличительной его особенностью является то, что в нем использована «вспомогательная» стенка в виде цилиндра, по образующей которого с двух сторон нанесены «горячие» и «холодные» спай дифференциальной термопары. Если тепловой поток пронизывает «вспомогательную» стенку таким образом, что он имеет

составляющую, перпендикулярную к оси цилиндра, то на образующих цилиндра в плоскости вектора теплового потока образуется некоторая разность температур. Эта разность будет прямо пропорциональна величине нормальной составляющей теплового потока и может быть измерена с помощью батарейной дифференциальной термопары, спаи которой расположены на диаметрально противоположных образующих. Термоэлектроды закладываются в канавку на цилиндрической поверхности так, чтобы поверхность цилиндра с заложённой термопарой была гладкой. Выходной сигнал системы, состоящей из цилиндрического вспомогательного тела с батарейной термопарой, прямо пропорционален величине составляющей теплового потока, нормальной к оси цилиндра, и поэтому система может служить датчиком теплового потока.

При измерении теплового потока алундовый датчик плотно закладывают в массив, в котором необходимо произвести измерение потока. Благодаря круговой цилиндрической форме такой датчик можно поворачивать вокруг оси. Когда плоскость спаев батарейной термопары совпадает с плоскостью вектора теплового потока, значение сигнала достигнет максимальной величины. Таким образом, датчик позволяет определить не только значение нормальной проекции, но и направление и величину максимального значения нормальной составляющей теплового потока.

Все компоненты в пространстве вектора теплового потока можно измерить с помощью трех описанных выше датчиков со взаимно перпендикулярными осями.

Спираль термопары изготавливается гальваническим осаждением парного материала на намотанную основу (например, никель на хромель или нихром) либо предварительной сваркой заготовок для спирали из кусков расчетной длины парных термоэлектродов.

Для защиты от агрессивной галоидной атмосферы подготовленный стержень с дифференциальной термопарой на загустевшем шликере вставляется в алундовый чехол и после сушки обжигается.

Градуировка производится в стенке пустотелого графитового цилиндра в условиях, близких к натурным в электролизере. При измерениях установку датчика по потоку производили поворотом вокруг оси.

## **2. ОПТИМИЗАЦИЯ КОНСТРУКТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ ГАЛЕТНЫХ И СЕТОЧНЫХ ДАТЧИКОВ**

Одиночный элемент, многократно повторяемый последовательным соединением в электрической цепи для образования батарейного датчика, представляет собой изображённую на рис. 42 комбинацию из нисходящей и восходящей ветвей.

Предполагается, что области мест спаев настолько малы, что их влиянием можно пренебречь. Часть измеряемого потока те-

чет по изоляции, находящейся в промежутках между столбиками. Суммарная площадь сечения изоляции мало зависит от соотношения между сечениями ветвей. Доля потока, приходящаяся на изоляцию, мала, поэтому ее изменение можно не принимать во внимание.

Эффекты Пельтье и Томсона не зависят ни от сечений, ни от периметров термоэлектродов. Оба эффекта прямо пропорциональны силе тока. Ниже рассматриваются условия максимального выхода по электрической мощности, чему соответствует максимум генерируемого тока. Величина тока вблизи максимума изменяется незначительно, а при максимуме изменение тока равно нулю. Следовательно, влиянием эффектов Пельтье и Томсона можно также пренебречь.

Величина электрического сопротивления согласованной нагрузки, как известно, равна сопротивлению генерирующего устройства. В данном случае сопротивление нагрузки, приходящееся на отдельный рассматриваемый элемент, состоящий из двух ветвей, должно быть равно собственному суммарному сопротивлению этих ветвей. Задача сводится к определению отношения между сечениями нисходящей и восходящей ветвей, соответствующего максимальной мощности, развиваемой на регистрирующем приборе.

В качестве единицы измерения площади примем сумму площадей сечений нисходящей и восходящей ветвей. Площадь сечения нисходящей ветви обозначим как искомую величину —  $x$ ; тогда на сечение восходящей ветви приходится величина  $1-x$ .

Поскольку высота обеих ветвей  $\delta$  и их температурные перепады одинаковы, величина протекающего через пару ветвей потока

$$q = [\lambda_1 x + \lambda_2 (1-x)] \frac{\Delta t}{\delta}, \quad (\text{III.1})$$

откуда

$$\Delta t = \frac{q\delta}{\lambda_1 x + \lambda_2 - \lambda_2 x}.$$

Электродвижущая сила элемента при таких условиях

$$e = (\alpha_1 - \alpha_2) \Delta t = \frac{(\alpha_1 - \alpha_2) q\delta}{\lambda_1 x + \lambda_2 - \lambda_2 x}. \quad (\text{III.2})$$

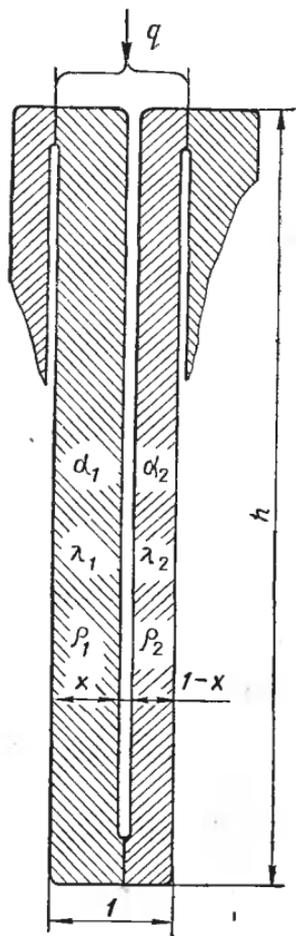


Рис. 42. Схема элемента галетного батарейного датчика.

Собственное (внутреннее) электрическое сопротивление элемента

$$R_3 = e_1 \frac{\delta}{x} + e_2 \frac{\delta}{1-x} = \delta \frac{e_1 - e_1 x + e_2 x}{x - x^2}. \quad (\text{III.3})$$

При согласованной нагрузке сопротивление цепи равно  $2R_3$ , а ток, проходящий при этом через прибор,

$$I = \frac{q(\alpha_1 - \alpha_2)}{2} \cdot \frac{x(1-x)}{[\lambda_1 x + \lambda_2(1-x)][e_2 x + e_1(1-x)]}. \quad (\text{III.4})$$

Исследуя уравнение (III.4) на максимум  $I$  по  $x$ , найдем, что он имеет место при условии

$$\left(1 - \frac{\lambda_1 e_2}{\lambda_2 e_1}\right) x^2 - 2x + 1 = 0, \quad (\text{III.5})$$

которому соответствуют корни

$$x_1 = \left[1 - \left(\frac{\lambda_1 e_2}{\lambda_2 e_1}\right)^{\frac{1}{2}}\right]^{-1}, \quad (\text{III.6})$$

$$x_2 = \left[1 + \left(\frac{\lambda_1 e_2}{\lambda_2 e_1}\right)^{\frac{1}{2}}\right]^{-1}. \quad (\text{III.7})$$

Оба корня симметричны относительно индексов, т. е.

$$x_i \left(\frac{\lambda_1 e_2}{\lambda_2 e_1}\right) = 1 - x_i \left(\frac{\lambda_2 e_1}{\lambda_1 e_2}\right), \quad (\text{III.8})$$

где  $i=1$  или  $2$ .

Безразмерный аргумент  $\frac{\lambda_1 e_2}{\lambda_2 e_1}$  может быть только положительным, поэтому оба корня уравнения (III.5) вещественны.

При положительных аргументах первый корень имеет две области существования:  $1 < x_1 < \infty$  и  $0 > x_1 > -\infty$ . В обеих областях значения корня лишены смысла.

Таким образом, практическое применение имеет лишь второй корень (III.7).

Необходимые для последующих расчетов и выкладок сведения о тепловых, электрических и термоэлектрических свойствах применяемых материалов приведены в табл. 2.

Если значения аргумента  $\frac{\lambda_1 e_2}{\lambda_2 e_1}$  малы, целесообразно пользоваться уравнением (III.8), при одинаковых погрешностях счета результат вычисления получается более точным.

Т а б л и ц а 2

Материалы	$\sigma$ , мкв/град	$\lambda$ , вт/м·град	$\rho \times 10^8$ , ом·м
Серебро	7,5	420	1,7
Медь	7,5	380	1,8
Золото	7,8	310	2,5
Железо	20	70	12
Никель	15	87	8
Сурьма	49	18	49
Висмут	-73	8	130
Платина	0	70	12
Германий	340	60	$0,9 \cdot 10^5$
Кремний	-415	80	$1,0 \cdot 10^5$
Теллур	500	1,5	$1,6 \cdot 10^5$
Константан	-35	25	48
Копель	-40	23	50
Хромель	28	19	76
Нихром	11,5	14	103
Платинородий (10% Rh)	6,5	38	20,5
Алюмель	-13	28	32

Ниже приведены оптимальные соотношения сечений для наиболее распространенных термоэлектродных материалов (порядок наименований соответствует индексам):

Материалы	$f_2/f_1$   <sub>опт</sub>
Серебро-константан	0,044
Медь-константан	0,047
Хромель-алюмель	0,650
Хромель-никель	0,870
Нихром-константан	0,660
Железо-константан	0,230
Никель-нихром	0,100
Платина-платинородий (10% Rh)	0,360

В идеальном случае измерений по компенсационной схеме эффективное сопротивление нагрузки безгранично возра-

стает, а ток, проходящий через источник э. д. с., должен быть равен нулю. Согласованное с нагрузкой сопротивление датчика также должно безгранично увеличиваться. При таких идеальных условиях задача оптимизации вырождается.

Практически же компенсационная система обладает определенным эффективным сопротивлением, зависящим от зоны нечувствительности нуль-гальванометра. Поэтому уравнение (III.7) оказывается справедливым и для такого метода измерений.

### 3. ОПТИМИЗАЦИЯ КОНСТРУКТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ ГАЛЬВАНИЧЕСКИХ СЛОИСТЫХ ДАТЧИКОВ

Несколько иначе дело обстоит с датчиками, изготавливаемыми гальваническим способом, технология которых описана в параграфе 5 данной главы.

Специфические особенности технологии изготовления обуславливают постоянство площади сечения основной проволоки. Для исследования оптимальных соотношений в таких датчиках необходима информация о термоэлектрических свойствах проволок, электролитически покрытых парным термоэлектродным материалом. Дифференциальные батарейные термопары, составленные из гальванически покрытых участков термоэлектрода в паре с непокрытыми участками, имеют ряд очевидных преимуществ и нашли достаточно широкое применение. Одно из первых исследований гальванических термопар было предпринято Вильсоном и Эппс [331]. Сначала авторы исходили из того, что при относи-

тельно малом электрическом сопротивлении гальванически наносимого материала влияние основы будет несущественным. Результаты опытов, в которых чистый константановый провод образовывал термопару со своим продолжением, гальванически покрытым толстым слоем меди, показали, что термо-э. д. с. такой термопары практически не отличается от термо-э. д. с. медь-константановой термопары. В опытах же с константаном, покрытым железом и, особенно, сурьмой, наблюдались заметные отклонения: термо-э. д. с. была ниже ожидаемой. Авторы работы [331] выяснили, что в биметаллической части гальванических термопар при наличии продольной составляющей температурного градиента возникают короткозамкнутые токовые контуры. Для выяснения природы этих короткозамкнутых токов и определения их количественного эффекта Вильсон и Эппс поставили следующий остроумный опыт.

Две полоски (медная и константановая), полученные прокаткой проволоки диаметром около 0,7 мм, отжигались, зачищались, протравливались и после наложения друг на друга спаивались на коротком участке в средней части.

Измерение производилось на деревянном цилиндре, по образующей которого в прорезанный канал был заложен нагревательный стержень, создававший область горячих спаев. Полоски по окружности за счет натяжения ленточки прижимались к поверхности цилиндра таким образом, чтобы место спая располагалось около нагревательного стержня. С одной стороны медная и константановая полоски, начиная от места спая, изолировались друг от друга на всем протяжении. Ими как медь-константановой термопарой пользовались для измерения температуры области горячих спаев.

С другой стороны медная полоска доходила только до области холодных спаев. Здесь в интервале между областями горячих и холодных спаев полоски могли быть коммутированы двумя способами. При первом — они накладывались одна на другую, образуя непрерывный контакт между собой и моделируя биметаллический термоэлектрод. При втором — в интервале между областями горячих и холодных спаев между полосками закладывалась тонкая конденсаторная бумага, обеспечивавшая надежную электрическую изоляцию при сравнительно хорошем тепловом контакте. Бумажная изоляция делалась немного короче медной полоски, благодаря чему кончик медной полоски снова входил в контакт к константановой. Сигналом второй термопары являлась разность потенциалов между константановыми ветвями.

Результаты многократных измерений показали, что наличие изоляции во всем интервале между горячим и холодным спаями не оказывает влияния на термо-э. д. с. составного термоэлектрода. Отсюда следует вывод о возможности замены биметаллического термоэлектрода эквивалентной системой из двух проводни-

ков с такими же сечением, длиной, удельным электрическим сопротивлением и термоэлектрическими коэффициентами, как у основного и гальванически наносимого термоэлектродов.

В эквивалентной системе проводники, моделирующие биметаллический участок, должны быть соединены лишь по концам. Такую систему легко рассчитать по законам Кирхгофа и найти все термоэлектрические характеристики.

Если индексами 1 и 2 соответственно обозначить характеристики основного и наносимого материалов, то для термоэлектрического коэффициента биметаллического участка можно записать следующее уравнение [64, 68]:

$$\alpha_{\text{бм}} = \alpha_1 - \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{1 + \frac{\rho_2 f_1}{\rho_1 f_2}} \quad (\text{III.9})$$

В дальнейшем свойства гальванических термопар неоднократно были предметом исследований ряда авторов. В отечественной литературе лучшее исследование принадлежит С. А. Сухову, С. Я. Кадлецу и Г. Д. Павлюку [216]. В связи с актуальностью вопроса автор данной монографии провел большую серию измерений для проверки свойств биметаллических гальванических термоэлектродов. Такие термоэлектроды получались гальваническим меднением константановых и копелевых основ. Диаметры основ варьировались в интервале 0,1—1,0 мм, относительные площади сечений покрытия — от 0 до 0,5. Результаты измерений в пределах возможной точности подтвердили уравнение (III.9).

Аналогично тому, как это описано в параграфе 2 данной главы, рассмотрим единичный элемент, состоящий из восходящей и нисходящей ветвей. Одна из ветвей представляет собой основной проводник, вторая — гальванически покрытый участок.

Если через такой элемент проходит тепловой поток  $Q$ , то на нём возникает разность температур

$$\Delta t = \frac{Q\delta}{2\lambda_1 f_1 + \lambda_2 f_2 + \lambda_3 f_3}, \quad (\text{III.10})$$

где индексы 1, 2 и 3 соответственно обозначают основной материал проволоки, гальванически наносимый материал и изоляционную промежуточную массу.

Для развиваемой элементом термо-э. д. с., учитывая уравнение (III.9), можно записать следующее:

$$e = \frac{Q\delta(\alpha_1 - \alpha_2)}{(2\lambda_1 f_1 + \lambda_2 f_2 + \lambda_3 f_3) \left(1 + \frac{\rho_2 f_1}{\rho_1 f_2}\right)} \quad (\text{III.11})$$

Когда измерение сигнала производится в компенсационной схеме, сила тока через датчик равна нулю, а электрическое со-

противление не влияет на величину генерируемого сигнала. Для этих условий, исследуя выражение (III.11) на максимум по отношению  $\frac{f_2}{f_1}$ , находим оптимальное значение сечения покрытия:

$$\left. \frac{f_2}{f_1} \right|_e = \left[ \frac{Q_2 \lambda_1}{Q_1 \lambda_2} \left( 2 + \frac{\lambda_3 f_3}{\lambda_1 f_1} \right) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (\text{III.12})$$

В тех же случаях, когда датчик работает на согласованную нагрузку, оптимальное отношение площади сечения гальванического покрытия к сечению основы следует подбирать с учетом влияния толщины покрытий на собственное электрическое сопротивление датчика.

Сопротивление тех же ветвей элементарного датчика

$$R_3 = \frac{\delta Q_1}{f_1} \cdot \frac{2 + \frac{Q_1 f_2}{Q_2 f_1}}{1 + \frac{Q_1 f_2}{Q_2 f_1}}. \quad (\text{III.13})$$

При согласованной нагрузке суммарное электрическое сопротивление цепи должно вдвое превосходить сопротивление датчика. Принимая во внимание уравнения (III.11) и (III.13), определяем ток датчика:

$$I = \frac{e}{2R_3} = \frac{Q(\alpha_1 - \alpha_2)}{2\lambda_1 Q_2} \cdot \frac{\frac{f_2}{f_1}}{\left( 2 + \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \cdot \frac{f_2}{f_1} + \frac{\lambda_3}{\lambda_1} \cdot \frac{f_3}{f_1} \right) \left( 2 + \frac{Q_1 f_2}{Q_2 f_1} \right)}. \quad (\text{III.14})$$

Исследуя полученное в уравнении (III.14) значение тока на максимум по  $\frac{f_2}{f_1}$ , находим, что в этом случае оптимальное отношение сечений

$$\left. \frac{f_2}{f_1} \right|_I = \left[ 2 \frac{Q_2 \lambda_1}{Q_1 \lambda_2} \left( 2 + \frac{\lambda_3 f_3}{\lambda_1 f_1} \right) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (\text{III.15})$$

Из сравнения уравнений (III.12) и (III.15) видно, что при согласованной нагрузке толщина покрытия должна быть в  $\sqrt{2}$  раз больше, чем в предельном случае измерения с несогласованно высокоомной нагрузкой на выходе.

Было интересно проверить полученные зависимости экспериментально. Такие измерения неоднократно повторялись и всегда наблюдалось соответствие оптимального режима гальванического покрытия уравнению (III.12).

При одинаковой плотности укладки элементов и постоянной толщине слоистого датчика для э. д. с. одиночного элемента из выражения (III.11) можно получить:

$$e = C\Phi \frac{\delta q}{\left(2 + \frac{\lambda_2 f_2}{\lambda_1 f_1} + \frac{\lambda_3 f_3}{\lambda_1 f_1}\right) \left(1 + \frac{Q_2 f_1}{Q_1 f_2}\right)}, \quad (\text{III.16})$$

где  $C = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\lambda_1}$ ;  $\Phi = \frac{2f_1 + f_2 + f_3}{f_1}$ .

Принимая во внимание, что число элементов в датчике равно отношению площади всего датчика  $f_d$  к площади элемента  $2f_1 + f_2 + f_3$ , для рабочего коэффициента датчика из уравнения (III.16) находим:

$$k_d = \frac{1}{C} \left(2 + \frac{\lambda_2 f_2}{\lambda_1 f_1} + \frac{\lambda_3 f_3}{\lambda_1 f_1}\right) \left(1 + \frac{Q_2 f_1}{Q_1 f_2}\right) \frac{f_1}{f_d \delta}. \quad (\text{III.17})$$

В связи с тем что для большинства практических случаев значения  $f_2/f_1$  вблизи оптимального мало по сравнению с 2 и  $f_3/f_1$  в уравнении (III.17), можно пренебречь влиянием значения  $f_2$  на  $f_3$ .

Измерения проводились на серийных слоистых датчиках со следующими характеристиками:  $\delta = 1,2 \cdot 10^{-3}$  м;  $\lambda_1 = 25$  вт/м·град;  $\lambda_2 = 380$  вт/м·град;  $\lambda_3 = 0,3$  вт/м·град;  $Q_1 = 0,48 \cdot 10^{-6}$  ом·м;  $Q_2 = 0,018 \cdot 10^{-6}$  ом·м;  $\alpha_1 - \alpha_2 = 43 \cdot 10^{-6}$  в/град;  $f_1 = 0,8 \cdot 10^{-8}$  м<sup>2</sup>.

При серийной плотности укладки около 1000 пар спаев на квадратный сантиметр и унифицированном размере датчика  $17 \times 17$  мм<sup>2</sup> для датчиков с описанными характеристиками уравнение (III.17) может быть записано в следующей сокращенной форме:

$$k_d = 13,4 \cdot 10^3 \left(2,7 + 15,2 \frac{f_2}{f_1} + 0,08 \frac{f_1}{f_2}\right). \quad (\text{III.18})$$

На графике рис. 43 точками нанесены измеренные значения рабочих коэффициентов датчиков при различных относительных толщинах гальванического покрытия, а кривая построена по уравнению (III.18). Экспериментальные результаты вполне удовлетворительно совпадают с теоретическими. Разброс точек объясняется большим числом факторов, влияющих на отдельные этапы технологического процесса изготовления датчиков. При  $\frac{f_2}{f_1} > 0,04$  дисперсия результатов измерений относительно теоретической кривой равна 0,0068, что соответствует средней квадратической ошибке в 8%. Уравнение (III.15) экспериментально не проверялось, поскольку оно выведено на тех же основаниях, что и (III.12), а техника его проверки значительно сложнее.

Как видно из рис. 43, при относительной толщине покрытия, меньше оптимальной, чувствительность датчика резко снижается, в то время как при увеличении после оптимального значения имеет место постепенное падение чувствительности. В связи с этим и принимая во внимание условия работы, которым соответствует уравнение (III.15), а также возможность уменьшения толщины покрытия за счет коррозии, рабочую толщину покрытия

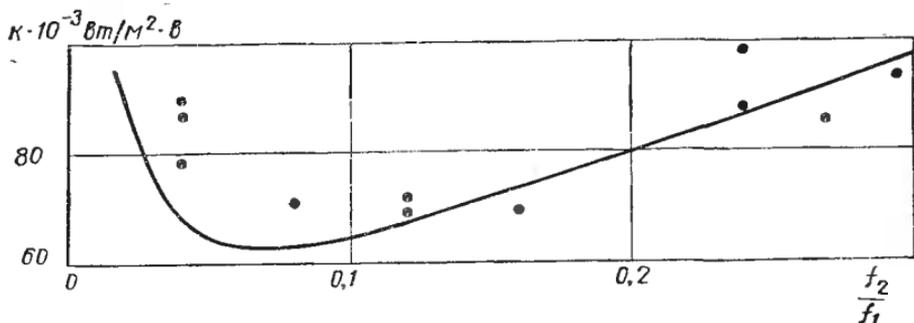


Рис. 43. Зависимость коэффициента слоистого датчика от относительной толщины гальванического покрытия.

нужно выбирать на 50% выше, чем следует из уравнения (III.12). В частности, для серийных слоистых датчиков, изготовляемых из константановой проволоки диаметром 100 мкм, толщина меднения выбирается равной 3—3,5 мкм. Ниже приведены оптимальные значения сечений гальванических покрытий для различных пар материалов при измерении в компенсационных схемах, рассчитанные по формуле (III.12). Первым назван материал основы, вторым — парный материал гальванического покрытия. Поправка на теплопроводность заполнителя во внимание не принята:

Материалы	$\frac{f_2}{f_1}  _{e}$	Материалы	$\frac{f_2}{f_1}  _{e}$
Константан-серебро	0,065	Нихром-никель	0,158
Константан-медь	0,070	Хромель-никель	0,21
Копель-серебро	0,061	Хромель-висмут	2,85
Копель-медь	0,066	Платинородий-платина	0,79
Копель-золото	0,086	Алюмель-сурьма	2,18
Копель-сурьма	1,58	Копель-теллур	> 200
Алюмель-железо	0,55	Копель-германий	> 30
Копель-железо	0,40	Хромель-кремний	> 20

#### 4. ТЕОРИЯ ПОДОБИЯ И РАСЧЕТНЫЕ ФОРМУЛЫ

Из изложенного выше можно сделать ряд общих выводов, определяющих основные принципы конструирования гальванических батарейных датчиков подобно тому, как это делается, например, применительно к струйным гидравлическим машинам.

Геометрически подобными, естественно, считаются такие датчики, у которых отношение любого из размеров одного датчика (обозначаемого индексом  $m$ ) к соответствующему размеру другого ( $n$ ) является величиной постоянной. Материалы, из которых изготовлены датчики, также предполагаются одинаковыми.

Поскольку сигнал каждого элемента при фиксированном значении измеряемого потока пропорционален его высоте  $\delta$  (III.16), э. д. с., развиваемые подобными датчиками, пропорциональны их линейным размерам:

$$\frac{e_m}{e_n} = \frac{\delta_m}{\delta_n}. \quad (\text{III.19})$$

Сопротивление элемента прямо пропорционально его высоте и обратно пропорционально площади сечения, т. е. квадрату диаметра проволоки. Суммарный эффект состоит в том, что электрические сопротивления обратно пропорциональны геометрическим размерам:

$$\frac{R_m}{R_n} = \frac{\delta_n}{\delta_m}. \quad (\text{III.20})$$

При согласованных нагрузках токи в цепях измерений должны быть прямо пропорциональны как э. д. с., так и проводимостям датчиков. В результате из уравнений (III.19) и (III.20) следует, что токи датчиков прямо пропорциональны квадратам характерных размеров:

$$\frac{I_m}{I_n} = \left( \frac{\delta_m}{\delta_n} \right)^2, \quad (\text{III.21})$$

а развиваемые мощности — их кубам:

$$\frac{P_m}{P_n} = \left( \frac{\delta_m}{\delta_n} \right)^3. \quad (\text{III.22})$$

Мощность измеряемого потока прямо пропорциональна площади датчика, а площадь датчика — квадрату линейных размеров. Следовательно, к. п. д. датчиков прямо пропорциональны их масштабам:

$$\frac{\eta_m}{\eta_n} = \frac{\delta_m}{\delta_n}. \quad (\text{III.23})$$

Выражение (III.23) находится в соответствии с результатами анализа элементарного цикла Карно, поскольку температурные перепады также прямо пропорциональны линейным размерам.

При неизменных внешних размерах датчика можно изменять его внутренние размеры с сохранением геометрического подо-

бия в сечениях. Высота отдельных элементов предполагается неизменной, как и общая высота датчика. В качестве аргумента возьмем число элементов, составляющих батарею. Развиваемая датчиком э. д. с. и суммарная длина элементов прямо пропорциональны числу элементов. Сечение элемента и сила тока обратно пропорциональны числу элементов, а сопротивление прямо пропорционально квадрату числа элементов. Мощность и к. п. д. датчика при неизменных внешних размерах и вариации внутренних размеров при сохранении геометрического подобия остаются неизменными. Мощность при этом прямо пропорциональна объему датчика, а к. п. д.— его высоте.

Дальнейшие вариации конструктивных элементов возможны за счет изменения внешней геометрии (толщины, площади) при неизменной геометрии внутренних сечений. При изменении общих внешних размеров э. д. с. и мощность датчика прямо, а сопротивление обратно пропорциональны объему. Величина тока датчика при согласованной нагрузке не зависит от таких внешних преобразований. Коэффициент полезного действия по-прежнему прямо пропорционален высоте  $\delta$  и не зависит от площади.

При густой укладке изменение формпараметра ( $\Phi < 20$ ) практически перестает влиять на долю потока, проходящую через межвитковое изоляционное заполнение. Таким образом, при сохранении внешних размеров датчика и несущего сечения проволоки  $f_1$  величина э. д. с. датчика несущественно зависит от формпараметра; сопротивление прямо, а мощность, ток и к. п. д. обратно пропорциональны числу элементов. Зависимость термического сопротивления от формпараметра близка к обратной пропорциональности. Поскольку термическое сопротивление определяет степень возмущения, вносимого измерительным органом, следует стремиться получить минимальное значение формпараметра, допустимое из технологических условий.

Вообще при вариации формпараметра в значительной мере теряется смысловое содержание тезиса о подобии. Поэтому целесообразно сравнивать датчики с одинаковыми значениями формпараметров. Величина, обратная формпараметру, однозначно определяет совершенство технологии.

Конструкторам обычно известны условия, в которых должен работать создаваемый прибор. Применительно к д. т. п. условия характеризуются измеряемым потоком и прибором, применяемым для измерения электрического сигнала. Эти условия определяют требуемые значения рабочего коэффициента датчика  $k_d$  и его электрическое сопротивление  $R_3$ . Задача состоит в определении всех конструктивных элементов датчика, который обладал бы необходимыми характеристиками.

Выражение для коэффициента датчика (III.17) можно переписать в следующем виде:

$$k_d = \frac{A}{C\Phi} \cdot \frac{1}{z\delta}, \quad (\text{III.24})$$

где  $A = \left(2 + \frac{\lambda_2 f_2}{\lambda_1 f_1} + \frac{\lambda_3 f_3}{\lambda_1 f_1}\right) \left(1 + \frac{Q_2 f_1}{Q_1 f_2}\right)$ ;  $z = \frac{f_{\text{г}}}{2f_1 + f_2 + f_3}$  — число элементов в датчике.

Важной характеристикой, также необходимой для согласования элементов измерительной цепи, является электрическое сопротивление датчика. Принимая во внимание уравнение (III.13), сопротивление целого датчика можно представить в виде произведения сопротивления одного элемента на число элементов

Таблица 3 в датчике:

Наименование пары	$A$	$B$	$C \times 10^6$
Константан-медь	4,86	1,35	1,72
Константан-серебро	4,94	1,35	1,72
Копель-медь	4,93	1,35	2,07
Копель-серебро	4,85	1,36	2,07
Копель-железо	5,30	1,37	2,61
Нихром-никель	4,58	1,33	1,89
Хромель-никель	4,58	1,33	2,27
Платинородий-платина	6,19	1,43	0,17
Алюмель-железо	5,80	1,40	1,18
Алюмель-сурьма	5,98	1,41	2,21

$$R_g = \frac{\delta Q_1}{f_1} Bz, \quad (\text{III.25})$$

где

$$B = \frac{2 + \frac{Q_1 f_2}{Q_2 f_1}}{1 + \frac{Q_1 f_2}{Q_2 f_1}}$$

Для геометрически подобных датчиков постоянство коэффициентов  $A$  и  $B$  в выражениях (III.24) и (III.25) очевидно. Важно, что даже для больших отклонений от законов подобия, но при сохранении оптимальных значений отношений металлических сечений (уравнения (III.12) или (III.15)) величина  $A$  изменяется незначительно, а  $B$  остается постоянной. При изменении аргументов в пределах, имеющих практический смысл, значение отношения  $\frac{\lambda_3 f_3}{\lambda_1 f_1}$  остается малым

по сравнению с  $2 + \frac{\lambda_2 f_2}{\lambda_1 f_1}$ , а все остальные члены этих уравнений зависят только от величины отношения металлических сечений и теплофизических характеристик металлов.

Таким образом, для любой пары термоэлектродных материалов значения  $A$ ,  $B$  и  $C$  (уравнение (III.16)) могут быть заранее определены. Для перспективных пар значения этих коэффициентов приведены в табл. 3. Оптимальные значения относительных сечений определяются по уравнению (III.15).

Задача согласования нагрузок в случае идеальной компенсации теряет смысл, а практическая схема, в которой тепловой поток измеряется потенциометром, может быть приведена к системе с фиксированным сопротивлением большого числа элементов.

В серийном производстве значение формпараметра может быть сравнительно легко выдержано около 12—13; при особой тщательности изготовления датчика его значение можно снизить до 6—7.

Исключая из уравнений (III.24) и (III.25) произведение  $z\delta$ , можно найти сначала требуемый диаметр проволоки

$$d = \left( \frac{4AB\rho_1}{\pi C\Phi R_3 k_d} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (\text{III.26})$$

а затем необходимое для обеспечения требуемых коэффициента  $k_d$  и сопротивления  $R_3$  значение произведения  $z\delta$ :

$$z\delta = \frac{A}{k_d C\Phi}. \quad (\text{III.27})$$

Если принять, что диаметр датчика  $D$  в 20 — 40 раз превышает его высоту  $\delta$ , т. е.

$$\frac{D}{\delta} = \frac{d\sqrt{\pi z\Phi}}{\delta} = 20 \div 40, \quad (\text{III.28})$$

и подставить уравнения (III.26) и (III.27) в (III.28), можно найти

$$z = (5 \div 7) \left( \frac{AR_3}{BC\Phi^2 \rho_1 k_d} \right)^{\frac{1}{3}};$$

$$\delta = (0,22 \div 0,14) \frac{A^{\frac{2}{3}} B^{\frac{1}{3}} \rho_1^{\frac{1}{3}}}{C^{\frac{2}{3}} \Phi^{\frac{1}{3}} R_3^{\frac{1}{3}} k_d^{\frac{2}{3}}}. \quad (\text{III.29})$$

Поскольку значения  $A$ ,  $B$  и  $\Phi$  изменяются в сравнительно узких пределах, для приближенных расчетов выражения (III.26) — (III.28) можно упростить:

$$\left. \begin{aligned} d &= 0,85 \sqrt{\frac{\rho_1}{Ck_d R_3}}; \\ \delta &= 0,24 \sqrt[3]{\frac{\rho_1}{C^2 k_d^2 R_3}}; \\ z &= 1,7 \sqrt[3]{\frac{R_3}{C\rho_1 k_d}}; \\ D &= 3,1d\sqrt{z}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.30})$$

## 5. ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ СЛОИСТЫХ ДАТЧИКОВ

В настоящее время гальванические слоистые датчики изготавливаются навивкой проволоки-основы на растворимую целлулоидную ленту. В качестве исходного материала для целлулоидных оправок используется нитроцеллюлозная кордовая киноплёнка шириной 35 мм, толщиной 0,17 мм. Специальным вальцовым ножом за один проход ленты по бокам отрезаются полосы с перфорацией, а средняя часть распускается на 20 одинаковых полосок шириной 1 мм. Обычно для распуска берут ленту длиной 20 м. Полученные полоски последовательно склеиваются киноклеем и наматываются на катушку для магнитофонной ленты, вмещающую около 400 м.

Для датчиков большей толщины средняя часть ленты распускается на более широкие полоски.

Станок для навивки проволоки на целлулоидную полоску подобен станкам для обмотки проводов проводом нитяной изоляцией. Подача полоски осуществляется резиновыми вальцами от моторчика Уоррена через редуктор с переменным передаточным отношением.

Проволока наматывается со шпульки, вращающейся равномерно вокруг целлулоидной полоски, медленно перемещающейся через пустотелую ось. Шаг навивки выбирается равным 1,5—2 диаметрам проволоки. Длина непрерывно навитой заготовки (15—25 м) ограничивается емкостью шпульки. Производительность станка — около 5 м полоски в час.

После навивки для уменьшения упругой раскрутки заготовка прокатывается между валками ручного прокатного станка, а затем для удобства хранения наматывается на катушку.

По мере надобности от заготовки отрезаются куски требуемой длины. Для датчиков размером  $17 \times 17$  мм<sup>2</sup> длина отрезаемой заготовки равна 600 мм, что соответствует  $(3 \div 3,5) \cdot 10^3$  пар элементарных спаев.

Пооперационный контроль на всех дальнейших этапах осуществляется главным образом по электрическому сопротивлению навитой проволоки. Значения сопротивлений регистрируются в паспорте датчика.

С одной стороны отрезок полоски дважды покрывается цинком (ГОСТ 5236-50), просушивается в течение часа после каждого покрытия и устанавливается на специальной рамке для меднения. На рамке полоска опускается в гальваническую ванну. Осаждение меди производится в соответствии с рекомендациями руководств по гальваностегии [27]. При меднении в кислом электролите целесообразно добавлять в ванну около 1% этилового спирта, что значительно улучшает плотность и прочность покрытия. Толщина покрытия выбирается в соответствии с расчетными рекомендациями (см. параграф 3 данной главы).

Для константанового провода диаметром 0,1 мм толщина покрытия равна 3—3,5 мкм.

Качество осадков из цианистых электролитов выше, чем из кислых, но их применение связано с повышенной токсичностью производства.

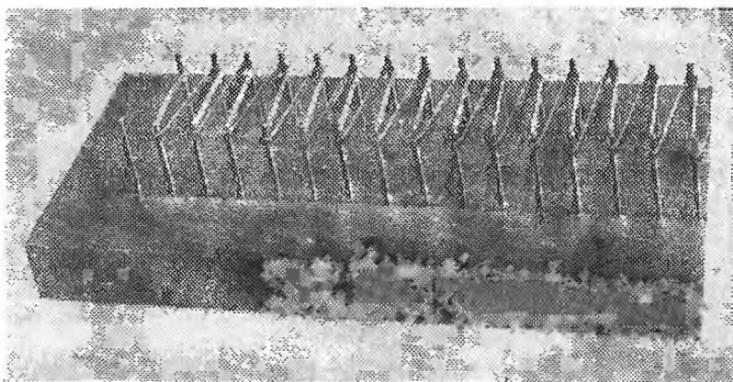


Рис. 44. Гребенка для формирования и сушки заготовок для слоистого датчика.

После меднения целлулоидная основа и цапонлак растворяются в ацетоне, спираль покрывается лаком АК-20 и выдерживается на воздухе при комнатной температуре в течение 3—5 мин. Покрытая лаком спираль выкладывается по ломаной линии на специальной гребенке (рис. 44), помещается в сушильный шкаф и выдерживается при температуре 80—90°С в течение 2 ч. В зависимости от требуемых размеров датчиков используются различные по ширине гребенки.

После полимеризации лака ломаная спираль смазывается смешанной с отвердителем эпоксидной смолой, укладывается во фторопластовую прессформу (рис. 45), сжимается со всех сторон, вместе с прессформой нагревается в термостате до 100°С, выдерживается в течение 2 ч и остывает

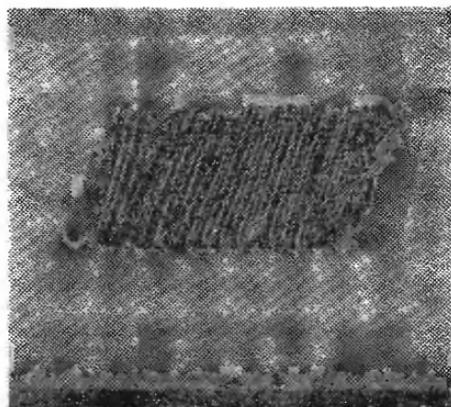


Рис. 45. Фторопластовая прессформа для «камушков».

на воздухе до комнатной температуры. В результате получается плотный слоистый прямоугольный параллелепипед—«камушек».

Качество «камушков» оценивается на градуировочном ради-

ационном стенде, где определяется предварительное значение рабочего коэффициента датчика.

В дальнейшем полученное изделие можно использовать в виде полуфабриката — «камушка» для различных целей, применительно к местным условиям. Чаще всего «камушки» монтируются в кольцо из нержавеющей стали (рис. 46) с внутренней

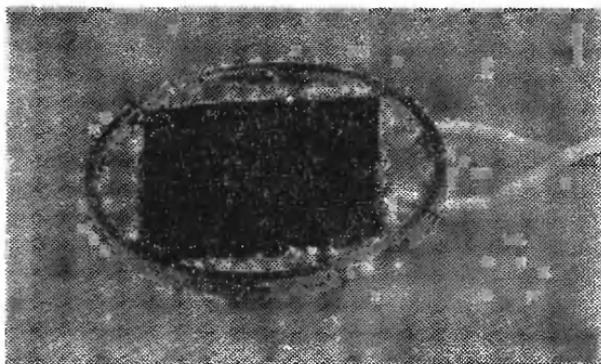


Рис. 46. Предварительный монтаж «камушка» в кольцо перед заливкой эпоксидной смолой.

проточкой и заливаются эпоксидной смолой, в которую для повышения степени поглощения добавлена ламповая сажа. В готовом виде такой датчик представлен на рис. 47.

Изготовленные по описанной технологии с применением эпоксидной смолы марки ЭД-4 датчики могут работать при температурах до  $100^{\circ}\text{C}$ . При использовании смолы ЭД-6 и фураново-эпоксидной смолы марки ФАЭД-13 рабочая температура датчика может быть повышена соответственно до 120 и  $150^{\circ}\text{C}$ . Номинальные верхние температурные пределы для этих смол на  $30\text{--}40^{\circ}\text{C}$  выше.

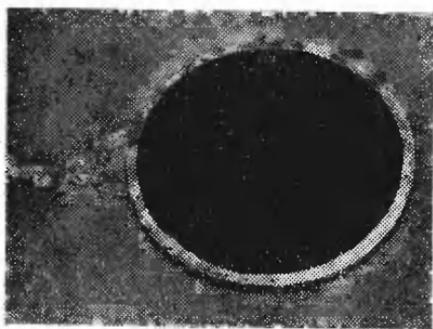


Рис. 47. Общий вид готового датчика толщиной 1,5 мм.

Для работы при температурах до  $300^{\circ}\text{C}$  медно-константановые заготовки после изоляции лаком АК-20 заливаются эмалью, способной выдерживать более высокие тем-

пературы. Лак при термообработке эмали выгорает.

Эмали, не доведенные до состояния глазури, газопроницаемы. Поэтому при температурах выше  $300^{\circ}\text{C}$  начинается активное окисление медного покрытия, приводящее к быстрому изменению градуировочной характеристики датчика.

При температурах до  $700^{\circ}\text{C}$  в качестве основы рекомендуется применять хромелевую проволоку, а покрытие — никелевое. В случае высоких температур сроки службы датчиков сокращаются до десятков часов. Измерения на натриевых электролизерах, проведенные на Березниковском титано-магниево-комбинате, показали, что датчики без изменения характеристик выдерживали до 1000 измерений и выходили из строя главным образом из-за механических повреждений.

## Б. ТЕОРИЯ КОСОСЛОЙНЫХ ДАТЧИКОВ

Чувствительный элемент косослойного датчика представляет собой пластинку, состоящую из последовательно чередующихся слоев парных термоэлектродных материалов (например, меди с константаном). Слои располагаются косо под углом  $20\text{--}45^{\circ}$  к базовой поверхности, на которой датчик устанавливается (рис. 48).

Когда измеряемый тепловой поток пронизывает датчик, между верхней и нижней его плоскостями возникает разность температур, возбуждающая термо-э. д. с., способную накапливаться вдоль ленточки датчика. Благодаря этому датчик такой конструкции пригоден для измерения тепловых потоков [268].

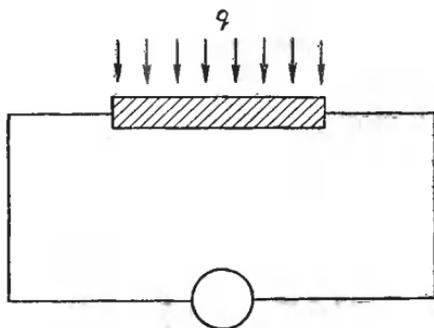


Рис. 48. Схема косослойного датчика.

В горизонтальном направлении (вдоль базовой поверхности) отдельные элементы датчика включаются последовательно, что приводит к суммированию сигнала. Поэтому датчик может быть отнесен к группе батарейных.

Качественная и, в достаточной мере, количественная картина распределения линий тока и изотерм была получена на электроинтеграторе типа ЭГДА-9-61 [229, 241, 242].

На рис. 49 приведено распределение эквипотенциалей и линий тока для медь-константановых датчиков с отношением толщин слоев константана к толщинам слоев меди, равным соответственно 16 и 8. Угол наклона слоев принят равным  $45^{\circ}$ . Граничные условия на нижней базовой грани первого рода, на верхней — второго. Это соответствует случаю использования датчика в качестве приемника лучистой энергии (например, в пирометре) с закреплением его на поверхности полугограниченного массива с большей теплопроводностью.

Вследствие неоднородности бумаги эквипотенциальные линии

на модели получались с неровностями, не свойственными решению уравнения Лапласа для кусочно-равномерных областей — моделей косослойных датчиков. Полученные на электроинтеграторе поля корригировались последовательными приближениями с использованием условия Коши—Римана подобно тому, как это производится в гидромеханике при построении решений для различных случаев потенциальных течений [189]. Длина модели вы-

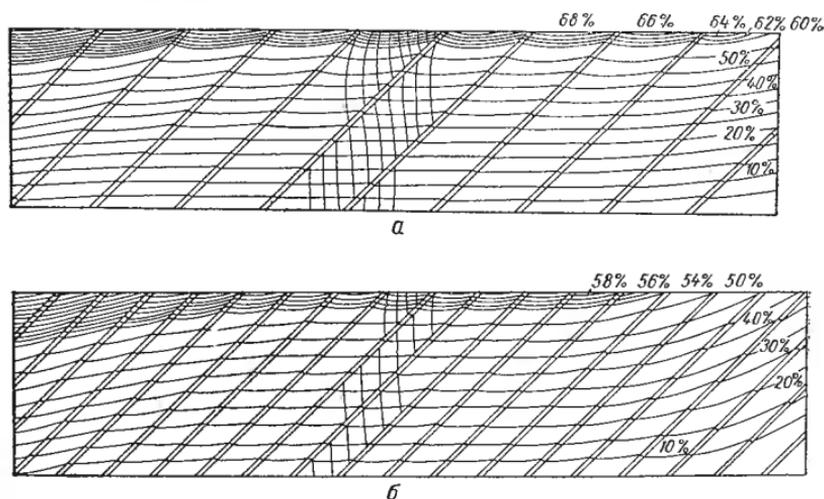


Рис. 49. Распределение изотерм и линий тока в косослойном датчике при

$$k_{\lambda} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = 0,07, k_Q = \frac{Q_2}{Q_1} = 29, k_{\delta} = \frac{\delta_2}{\delta_1} = 16 \text{ (a) и } k_{\lambda} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = 0,07, \\ k_Q = \frac{Q_2}{Q_1} = 29, k_{\delta} = 8 \text{ (б).}$$

биралась такой, что дальнейшее ее увеличение не изменяло картины полей в средней части.

Во всех случаях косослойная конструкция способствует сшиванию линий тока в направлении наклона слоев. Это вызывает искажения на концевых участках. При принятой ориентации слоев датчиков в левой части поля получается сгущение, а в правой — разрежение линий тока.

Размер области таких концевых возмущений равен толщине датчика. Как видно из рис. 49, на удалении в две толщины датчика краевое возмущение уже не заметно. На этом же рисунке хорошо видны области перестроения линий тока на верхней и нижней гранях. Равномерно падающий поток концентрируется в более проводящих слоях. В слоях с меньшей теплопроводностью по мере углубления потока в тело датчика линии тока и изотермы разрежаются, чему соответствует положительная кривизна эквипотенциалей. В слоях с большей проводимостью должно наблюдаться обратное явление, однако масштаб модели не позволяет наблюдать его.

Область перестроения линий тока определяется толщиной слоя с меньшей проводимостью. На глубине, превышающей эту толщину, поле становится равномерным, эквипотенциали в пределах участков с одинаковой проводимостью выпрямляются. На границах между слоями эквипотенциали и линии тока претерпевают излом.

Задача о теплопроводности в косослойном датчике является частным случаем задачи о теплопроводности в анизотропных средах, типичными примерами которых, кроме искусственных слоистых композиций, являются многие кристаллы и естественные слоистые образования (древесина, осадочные сланцевые породы и др.).

Аппарат аналитического исследования в этой области благодаря Г. Лямэ, Г. Стоксу, В. Рентгену, Т. Буссинеску [124] доведен до такого совершенства, что в течение почти столетия он практически не изменился.

Основное обобщающее предположение теории теплопроводности анизотропных тел заключается в том, что каждый компонент вектора теплового потока в точке является линейной функцией всех компонентов температурного градиента в этой точке, т. е.

$$\left. \begin{aligned} -q_1 &= \lambda_{11} \frac{\partial t}{\partial x_1} + \lambda_{12} \frac{\partial t}{\partial x_2} + \lambda_{13} \frac{\partial t}{\partial x_3}; \\ -q_2 &= \lambda_{21} \frac{\partial t}{\partial x_1} + \lambda_{22} \frac{\partial t}{\partial x_2} + \lambda_{23} \frac{\partial t}{\partial x_3}; \\ -q_3 &= \lambda_{31} \frac{\partial t}{\partial x_1} + \lambda_{32} \frac{\partial t}{\partial x_2} + \lambda_{33} \frac{\partial t}{\partial x_3}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.31})$$

где в индексах 1 обозначает  $x$  или  $\xi$ ; 2 —  $y$  или  $\eta$ ; 3 —  $z$  или  $\zeta$ .

Величины теплопроводности  $\lambda_{rs}$  являются компонентами тензора второго ранга. Для дальнейшего изложения важен пересчет компонентов тензора теплопроводности из одной системы прямолинейных координат в другую. Направляющие косинусы между осями обозначены в матрице:

Оси	$x$	$y$	$z$
$\xi$	$\alpha_{11}$	$\alpha_{12}$	$\alpha_{13}$
$\eta$	$\alpha_{21}$	$\alpha_{22}$	$\alpha_{23}$
$\zeta$	$\alpha_{31}$	$\alpha_{32}$	$\alpha_{33}$

где  $\alpha_{11} = \cos(x, \xi)$ ,  $\alpha_{21} = \cos(x, \eta)$  и т. д.

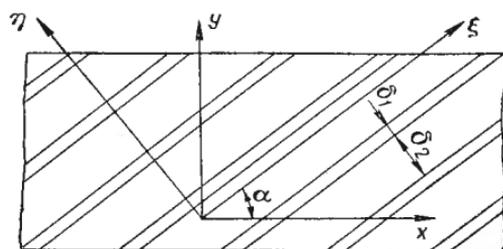


Рис. 50. Обозначение размеров и осей в косослойном датчике.

Основные формулы для преобразования компонентов тензора при переходе из одной системы координат в другую можно записать в следующем виде [142]:

$$\lambda'_{kl} = \sum_{r=1}^3 \sum_{s=1}^3 \alpha_{kr} \alpha_{ls} \lambda_{rs}. \quad (\text{III.32})$$

Применительно к косослойному датчику в приведенную систему могут быть внесены значительные упрощения.

Поля потоков и температур датчика можно рассматривать в двумерной системе координат (рис. 50). Поскольку обе системы координат ортогональны и расположены в одной плоскости, число направляющих косинусов сводится к двум:  $\cos \alpha$  и

$\cos \left( \frac{\pi}{2} + \alpha \right)$ . В качестве исходной примем систему  $\xi-\eta$ . Для нее все перекрестные коэффициенты теплопроводности равны нулю:  $\lambda_{\xi\eta} = \lambda_{\eta\xi} = 0$ ; отличными от нуля остаются только главные коэффициенты теплопроводности.

Принимая поле теплового потока неразрывным при стационарном режиме, находим главные теплопроводности

$$\lambda_{\xi} = \frac{\lambda_1 \delta_1 + \lambda_2 \delta_2}{\delta_1 + \delta_2}; \quad (\text{III.33})$$

$$\lambda_{\eta} = \frac{\lambda_1 \lambda_2 (\delta_1 + \delta_2)}{\delta_1 \lambda_2 + \delta_2 \lambda_1}$$

или, переходя к безразмерным значениям  $k_{\delta} = \frac{\delta_2}{\delta_1}$  и  $k_{\lambda} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1}$ ,

$$\lambda_{\xi} = \lambda_1 k_{\xi} \quad \text{и} \quad \lambda_{\eta} = \lambda_1 k_{\eta}, \quad (\text{III.34})$$

где

$$k_{\xi} = \frac{1 + k_{\lambda} k_{\delta}}{1 + k_{\delta}}; \quad k_{\eta} = \frac{1 + k_{\delta}}{1 + \frac{k_{\delta}}{k_{\lambda}}}.$$

Если за исходную систему выбрана такая, в которой коэффициенты теплопроводности по осям координат являются главными, как это имеет место в системе  $\xi-\eta$ , то все исходные перекрестные теплопроводности становятся равными нулю. В таком случае формула (III.32) упрощается:

$$\lambda'_{kl} = \alpha_{k1} \alpha_{l1} \lambda_{11} + \alpha_{k2} \alpha_{l2} \lambda_{22}, \quad (\text{III.35})$$

откуда получим

$$\left. \begin{aligned} \lambda_{11} &= \lambda_{xx} = \lambda_1 (k_{\xi} \cos^2 \alpha + k_{\eta} \sin^2 \alpha); \\ \lambda_{22} &= \lambda_{yy} = \lambda_1 (k_{\xi} \sin^2 \alpha + k_{\eta} \cos^2 \alpha); \\ \lambda_{12} &= \lambda_{21} = \lambda_{xy} = \lambda_{yx} = \frac{\lambda_1}{2} \sin 2\alpha (k_{\xi} - k_{\eta}). \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.36})$$

Формулы для температуропроводности аналогичны формулам для теплопроводности. Соответствующие проекции тепловых потоков определяются по уравнению (III.31) с учетом (III.36).

Векторная диаграмма тепловых потоков в принятых координатных системах изображена на рис. 51.

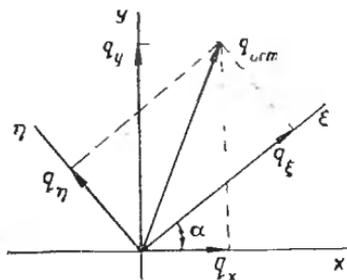


Рис. 51. Векторная диаграмма потоков.

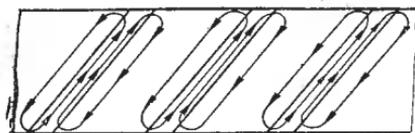


Рис. 52. Схема короткозамкнутых токовых контуров.

В пределах датчика поток скашивается (в сторону наклона слоев) и благодаря этому его плотность вырастает. Составляющая потока по оси  $y$  равна воспринимаемому датчиком потоку.

Вектор температурного градиента, в отличие от главного вектора потока, совпадает с осью  $y$ . Разность температур между концами полосок металла, образующих датчик, приводит к возникновению короткозамкнутых токовых контуров, обусловленных наличием термо-э. д. с. (рис. 52). По своей природе они подобны токам в биметаллических гальванических термопарах, описанных в параграфе 3 данной главы. Значение термоэлектрического коэффициента биметаллической композиции вдоль слоев определяется уравнением (III.9). При поперечном проходе теплового потока в косослойном датчике происходит продольное накопление термо-э. д. с. Для исследования величины этой э. д. с. можно рассматривать продольные переходы в виде ступенчатых: сначала перпендикулярно слоям, а затем вдоль слоев.

Выберем материал, обозначаемый индексом 1, в качестве базового, т. е. такого, из которого выполнены съемники сигнала с концов косослойного датчика.

Значение термоэлектрического коэффициента при поперечном переходе определяется из соотношения

$$(\alpha_1 - \alpha_2)_\perp = (\alpha_1 - \alpha_2) \frac{k_\delta}{k_\delta + k_\lambda}, \quad (\text{III.37})$$

которое легко получить, исключив температурные перепады на базовых слоях  $\delta_1$ , не участвующих в выработке термо-э. д. с.

Если перпендикулярный переход совпадает с положительной проекцией градиента температур, то последующий параллельный слоям переход будет происходить против соответствующей про-

екции градиента. Неравенство значений термоэлектрических коэффициентов в перпендикулярном и продольном направлениях в слоистой композиции — единственная формальная причина возникновения сигнала в косослойном датчике.

Для рассматриваемого случая разность между температурами верхней и нижней граней датчика

$$\Delta t = \frac{q\Delta}{\lambda_{yy}} = \frac{q\Delta}{\lambda_1 (k_{\xi} \sin^2 \alpha + k_{\eta} \cos^2 \alpha)}. \quad (\text{III.38})$$

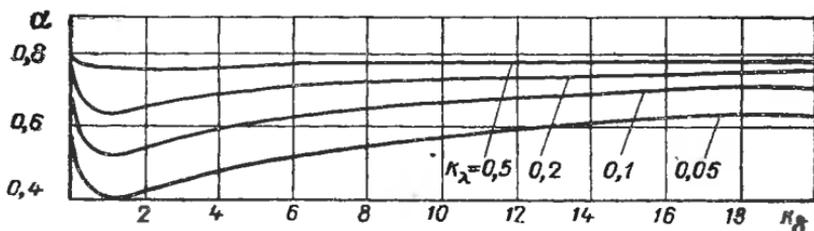


Рис. 53. Зависимость величины оптимального угла наклона слоев датчика от его конструктивных параметров.

Сигнал в промежутке, равном одной паре переходов, составляет

$$e_{\text{ед}} = \frac{q(\alpha_1 - \alpha_2)\Delta}{\lambda_1 (k_{\xi} \sin^2 \alpha + k_{\eta} \cos^2 \alpha)} \left( \frac{k_{\delta}}{k_{\delta} + k_{\rho}} - \frac{k_{\delta}}{k_{\delta} + k_{\lambda}} \right). \quad (\text{III.39})$$

Для получения сигнала, развиваемого единицей длины датчика, разделим правую часть уравнения (III.39) на длину участка парного перехода, равную  $\frac{\Delta}{\sin \alpha \cos \alpha}$ . Тогда

$$\frac{e}{l} = q \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\lambda_1} \left( \frac{k_{\delta}}{k_{\delta} + k_{\rho}} - \frac{k_{\delta}}{k_{\delta} + k_{\lambda}} \right) \frac{1}{k_{\xi} \operatorname{tg} \alpha + k_{\eta} \operatorname{ctg} \alpha}. \quad (\text{III.40})$$

Характерно, что сигнал, развиваемый единицей длины датчика, не зависит от его толщины. Это открывает принципиальную возможность неограниченно снижать инерционность датчика за счет уменьшения его толщины, не снижая чувствительности [268].

Из уравнения (III.40) видно, что чувствительность получается максимальной при минимальном значении суммы  $k_{\xi} \operatorname{tg} \alpha + k_{\eta} \operatorname{ctg} \alpha$ , чему соответствует

$$\operatorname{tg}^2 \alpha_{\text{опт}} = \frac{k_{\eta}}{k_{\xi}} \quad \text{или} \quad \alpha_{\text{опт}} = \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{k_{\eta}}{k_{\xi}}}. \quad (\text{III.41})$$

Из анализа выражения (III.34) следует, что  $\frac{k_{\eta}}{k_{\xi}} \leq 1$ , следовательно,  $\alpha_{\text{опт}} \leq \frac{\pi}{4}$ . На рис. 53 построены значения  $\alpha_{\text{опт}}$  при

различных  $k_\delta$  и  $k_\lambda$ . Как видно из рис. 53, с рекомендацией Гайлинга ( $\alpha_{\text{опт}} = \frac{\pi}{4}$ ) совпадают лишь предельные значения при  $k_\delta=0$ ;  $k_\delta = \infty$ ;  $k_\lambda=1$ . Два первые значения соответствуют монолитным массивам, неспособным давать какой бы то ни было сигнал. При  $k_\lambda=1$  сигнал отличается от нуля только, если  $k_\rho \neq 1$ . Поскольку закон Видемана — Франца приближенно соблюдается

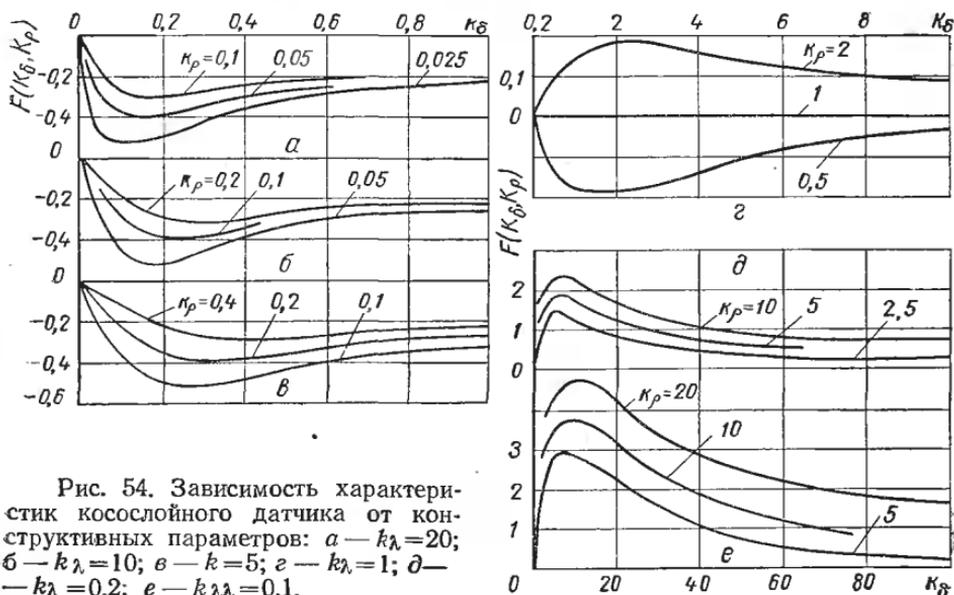


Рис. 54. Зависимость характеристик косослойного датчика от конструктивных параметров: а —  $k_\lambda=20$ ; б —  $k_\lambda=10$ ; в —  $k_\lambda=5$ ; г —  $k_\lambda=1$ ; д —  $k_\lambda=0,2$ ; е —  $k_\lambda=0,1$ .

во всех металлах, при  $k_\lambda=1$  величина  $k_\rho$  не может существенно отличаться от единицы. Поэтому в последнем случае значение сигнала косослойного датчика близко к нулю.

Для всех реальных случаев оптимальные значения угла  $\alpha_{\text{опт}} < \frac{\pi}{4}$  и при контрастных по теплопроводности и электропроводности материалах, перспективных для изготовления косослойных датчиков, достигают значения  $0,4$  ( $23^\circ$ ).

Подставляя уравнение (III.31) в (III.40), находим

$$\frac{e}{l} = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2\lambda_1} qF(k_\delta, k_\rho, k_\lambda), \quad (\text{III.42})$$

где

$$F(k_\delta, k_\rho, k_\lambda) = \frac{k_\delta(k_\lambda - k_\rho)}{(k_\delta + k_\rho)(k_\delta + k_\lambda)} \sqrt{\frac{k_\delta + k_\lambda}{1 + k_\delta k_\lambda} \cdot \frac{1}{k_\lambda}}. \quad (\text{III.43})$$

На рис. 54 показаны графики зависимостей функции  $F(k_\delta, k_\rho, k_\lambda)$  от всех ее аргументов. По этим графикам можно судить о влиянии отдельных конструктивных факторов и найти оптимальные соотношения.

Области табулирования функции  $F(k_{\delta}, k_{\rho}, k_{\lambda})$  были выбраны с учетом возможных для металлов отступлений от закона Видемана—Франца.

Резюмируя, можно утверждать следующее: удельный сигнал датчика Гайлинга не зависит от его толщины; в датчиках с отношениями теплопроводностей, равными отношениям электрических сопротивлений, сигнал не накапливается по длине — датчик не работает; максимальные значения сигналов свойственны контрастным парам материалов с большими значениями относительных тепло- и электропроводностей; для всех конструктивных характеристик косослойных датчиков существуют оптимальные соотношения.

## АБСОЛЮТНЫЕ ГРАДУИРОВОЧНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ЛУЧИСТЫХ ПОТОКОВ ПРИ НИЗКИХ И УМЕРЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ ( $\pm 200^\circ \text{C}$ )

Градуировка прибора, в конечном счете, сводится к измерению эталонированного параметра. Из трех классификационных видов теплообмена — конвекции, кондукции и лучеиспускания — последний поддается наиболее точному эталонированию.

Градуировка датчиков радиационным способом состоит, с одной стороны, в обеспечении нормированного стабильного лучистого потока, с другой — в метрологической информации об этом потоке.

При разработке излучателей умеренной плотности использованы стандартные осветительные и инфракрасные лампы, для больших плотностей потоков — зеркальные модели черного тела с нагревателями из графита и карбида кремния.

Разработанные конструкции абсолютных радиометров основаны на актинометрах Ангстрема, инерционных радиометрах и приборах с компенсацией последовательным замещением. Все они приспособлены к условиям градуировки датчиков при различных плотностях измеряемых потоков.

\* В заключение данной главы изложена методика градуировки серийных датчиков радиационным способом.

### 1. ИЗЛУЧАТЕЛИ ПОТОКОВ НИЗКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

Современная теория лучистого теплообмена располагает средствами расчета потока, который в определенных геометрических и температурных условиях при известных степенях черноты падает на градуируемый прибор. Система логических предпосылок формально получается замкнутой, однако некоторые ее элементы обоснованы недостаточно. Многие авторы, не имея лучших возможностей, прибегали к такой методике.

Не доверяя геометрическим расчетам, Н. Хэйджер использовал модели абсолютно черных тел в виде полых изотермических конусов, устанавливаемых вблизи приемных поверхностей градуируемых радиометров [232, 233]. Однако и в этом случае нет

уверенности в правильности градуировки. Поэтому целесообразнее одновременно измерять потоки абсолютным и градуируемым приборами, поставленными в одинаковые условия по геометрии и степени черноты. Степень черноты проще сделать для двух предметов одинаковой, чем определить ее абсолютное значение. Отпадает также необходимость контроля спектрального состава.

В качестве излучателей малых потоков автор данной монографии использовал осветительные лампы накаливания общего назначения (ГОСТ 2239-60), а для потоков до  $10 \text{ квт/м}^2$  — промышленные лампы для инфракрасной сушки типа ЗС.

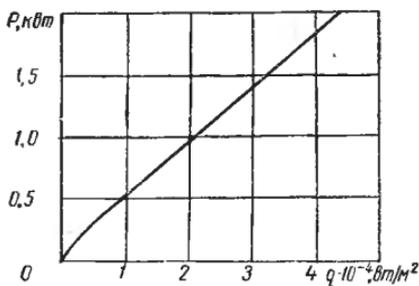


Рис. 55. Характеристика кварцевого излучателя из двух ламп НИК-220-1000.

Существенный недостаток ламп с вольфрамовой нитью состоит в том, что в районе оптического изображения спирали резко изменяется величина падающего потока. Для выравнивания плотности в осветительной технике на пути падающего потока ставят одно или несколько матовых стекол.

В теплотрической градуировке этим приемом пользовался Моляр [285]. Этот прием неизбежно связан с большими потерями энергии вследствие поглощения в стекле и загрязнений.

Для получения чистой малопоглощающей матовой поверхности баллон лампы покрывается тонким слоем мелких кристалликов галита ( $\text{NaCl}$ ). Технология покрытия сравнительно проста: концентрированный раствор химически чистой соли в дистиллированной воде наносится пульверизатором на поверхность баллона лампы, работающей в режиме примерно сорокапроцентной нагрузки.

Результаты испытаний показали, что на площадке диаметром до  $50 \text{ мм}$  при расстоянии от нити накаливания, равном  $200 \text{ мм}$ , неравномерность падающего потока не хуже  $1\%$ , а плотность потоков можно довести до  $10 \text{ квт/м}^2$ . Такие же потоки были получены в муфельной печи при значительно больших затратах материалов, энергии и времени [50, 51].

Освоенные в промышленном производстве лампы типа НИК-220-1000 удобно использовать для создания потоков до  $60 \text{ квт/м}^2$ . Они стойки к «тепловым ударам» (раскаленную лампу можно обливать водой) и допускают кратковременные перегрузки удвоенной мощностью (до  $2 \text{ квт}$ ).

С целью получения направленного потока две лампы НИК-220-1000 располагали внутри медного охлаждаемого отражателя. Характеристика такого устройства по потоку на рас-

стоянии 100 мм от плоскости осей трубок ламп приведена на рис. 55.

При уплотненном наборе ламп НИК-220-1000 в сплошную панель в режиме кратковременного форсажа можно получить потоки до 200 кВт/м<sup>2</sup>.

Хотя собственная инерционность электрических ламп с вольфрамовыми нитями измеряется секундами, описанные выше устройства в связи с прогревом зеркал и сопряженных деталей фактически выходят на стационарный режим в течение 5—10 мин.

## 2. ИЗЛУЧАТЕЛИ ПОТОКОВ ВЫСОКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

Для получения потоков плотностью более 200 кВт/м<sup>2</sup> не существует стандартной серийной аппаратуры.

В 1961 г. в Лаборатории методов тепловых измерений (ЛМТИ) был разработан излучатель потоков с плотностью до 300 кВт/м<sup>2</sup>, предназначенный для градуировки различных тепломеров и термометрических устройств [32, 58, 69]. Он отличается малой инерционностью и высокой стабильностью. В качестве материала излучателя выбран графит. В окислительной среде уже при температуре 800°С графит начинает активно выгорать. В качестве защиты применено покрытие графита слоем карбида кремния толщиной около 1 мм. Для этого изделия окунают в шликер из смеси карборунда, кремния и глицерина и после сушки подвергают термообработке в нейтральной атмосфере. Детально технология силицирования разработана в Институте проблем материаловедения АН УССР Г. Г. Гнесиным.

В окислительной атмосфере углерод и кремний из карбида кремния выгорают с выделением углекислого газа и образованием на поверхности стойкой защитной пленки в виде той или иной модификации кремнезема.

Излучатель изготавливается в виде полусферической чаши диаметром, втрое превышающим диаметр амбразуры печи. Продольное сечение печи (вариант I) представлено на рис. 56.

Электроэнергией нагреватель питается от сварочного трансформатора через латунные водоохлаждаемые штуцеры. Сопротивление элемента в готовом виде равно приблизительно 0,1 ом.

При выборе теплоизоляции, снижающей температуру от 1600—2000°С до 20—30°С, производились сравнительные расчеты конструктивных вариантов. Лучше других оказалась холодная отражательная изоляция. Медные стенки, окружающие нагреватель, изнутри отполированы и позолочены, а снаружи хромированы. В теле стенок предусмотрены каналы для протока охлаждающей воды. Конструктивно изоляция оформляется в виде полусферы, закрываемой передней стенкой с амбразурой.

Для определения оптимального зазора между зеркалом и нагревателем были проведены вариантыные расчеты теплопере-

дачи через сферическую газовую прослойку за счет радиации и теплопроводности.

В системе охлаждения предусмотрена блокировка, включающая аварийный сигнал и выключающая печь при недопустимом снижении давления охлаждающей воды.

Нестабильность излучателя зависит только от колебаний напряжения в электросети. Старение нагревательных элементов

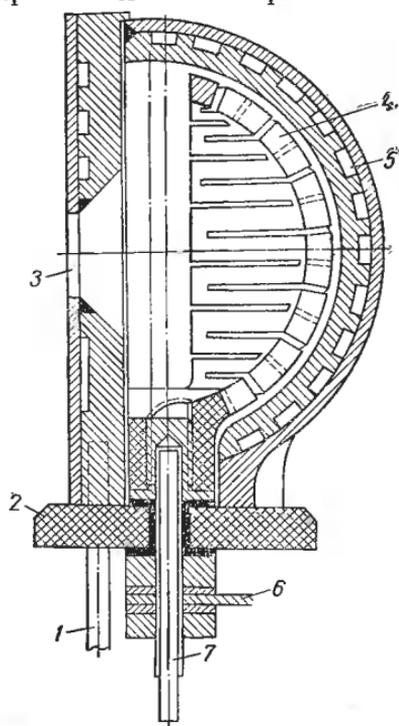


Рис. 56. Малоинерционная печь (вариант I):

1, 7 — подвод охлаждающей воды; 2 — монтажная плита; 3 — амбразура; 4 — нагревательный элемент; 5 — каналы охлаждения; 6 — токоподводящие шины.

В природе кремнезем встречается чаще всего в виде кварца — прозрачного или окрашенного кристаллического минерала тригональной системы с плотностью  $2,655 \text{ г/см}^3$ . При повышении температуры его физические свойства претерпевают ряд изменений, из которых наиболее существен переход из  $\alpha$ -состояния в  $\beta$  при  $572 \pm 5^\circ \text{С}$  с уменьшением плотности на 2%.

В дальнейшем при  $867^\circ$  кварц переходит в  $\beta$ -тридимит ромбической системы с уменьшением плотности на 15%; при  $1470^\circ \text{С}$  происходит переход в  $\beta$ -кristобалит с увеличением плотности на 3%.

Переходы кварц-тридимит, тридимит-кristобалит и все обратные формы превращений совершаются замедленно. Факторы,

невелико — после 200 ч эксплуатации сопротивление повышается на 8%. При амбразуре диаметром 50 мм к. п. д. излучателя равен приблизительно 25%. С увеличением диаметра амбразуры до 100 мм к. п. д. увеличивается до 60%, однако плотность излучаемого потока несколько снижается и появляется неравномерность поля потоков у краев. Результаты обмера поля потоков для печи с амбразурой диаметром 50 мм представлены на рис. 57.

Недостаток силицированных нагревателей заключается в том, что они быстро выходят из строя, работая при температурах ниже  $1400^\circ \text{С}$ .

Защитная способность покрывающей пленки так же своеобразна, как многие другие свойства кремнезема. П. Бриджмен и его ученики изучили свойства кремнезема при давлениях до  $1,8 \times 10^{10} \text{ н/м}^2$  и температурах до  $2000^\circ \text{С}$ . Однако многие сведения о свойствах кремнезема при обычных условиях противоречивы.

влияющие на их скорость, неизвестны. Все три основные кристаллические формы существуют при низких температурах и наблюдаются при температурах, превышающих соответствующие критические значения переходов.

Температуры плавления каждой из форм индивидуальны: по одним источникам кварц не плавится [42], а по другим при быстром нагреве его температура плавления равна  $1550^{\circ}\text{C}$  [1]; тридимит плавится при  $1670 \pm 10^{\circ}\text{C}$ , а кристобалит — при  $1710 \pm 10^{\circ}\text{C}$ .

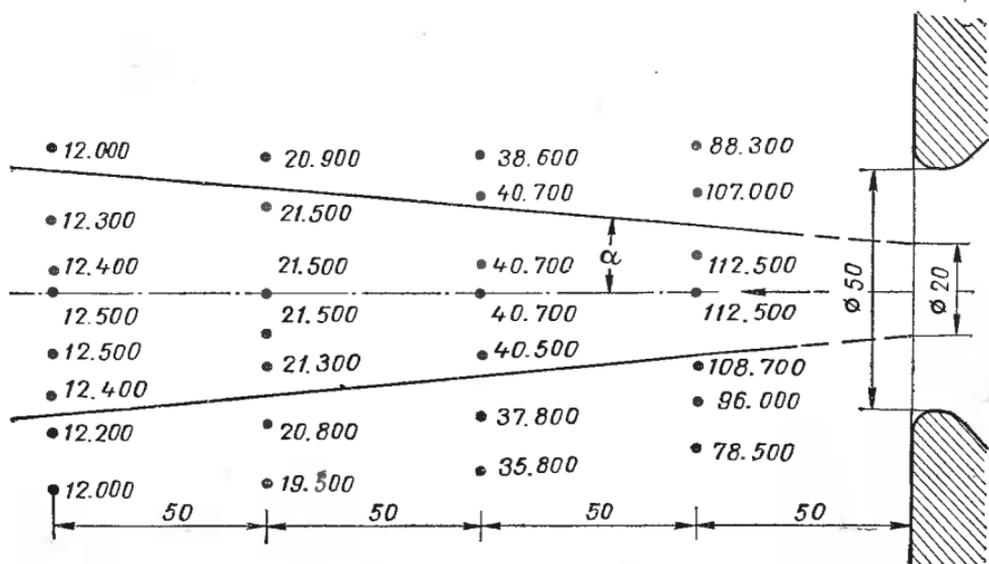


Рис. 57. Поле потоков в печи варианта I.

В литературе нет сведений о сохранении в жидкости информации о том, из какой кристаллической формы она получена, а без этого нельзя понять особенностей существования жидкого кремнезема в диапазоне  $1550\text{—}1710^{\circ}\text{C}$ . В связи с этим кристаллические формы двуокиси кремния представляют собой интересный объект для исследования теплофизических свойств в указанном промежутке температур.

В технике применяется аморфный кремнезем — кварцевое стекло или плавленый кварц, обладающий едва ли не самым малым коэффициентом температурного расширения ( $0,42 \times 10^{-6} \text{ град}^{-1}$ ) и плавящийся при  $1620^{\circ}\text{C}$ .

Расплавленный кремнезем закипает лишь при  $2590^{\circ}\text{C}$ , но уже после  $1600^{\circ}\text{C}$  скорость испарения заметно увеличивается с повышением температуры.

Даже из твердого состояния при  $1600^{\circ}\text{C}$  сублимация происходит настолько быстро, что нагревательный элемент может простоять лишь 3—5 ч. В диапазоне  $1400\text{—}1550^{\circ}\text{C}$  нагреватели работали более чем по 300 ч каждый, причем число включений превышало 100.

При остывании после выключения (в интервале 900—800° С) слышно звонкое потрескивание покрытия графита. Если при последующих включениях температура нагревателя превышает 1400° С, видимо, происходит «залечивание» трещин в твердом состоянии, и нагреватель может длительно работать. Треск нагревателя можно объяснить частичным или полным превращением тридимита в кварц, сопровождающимся большим изменением плотности.

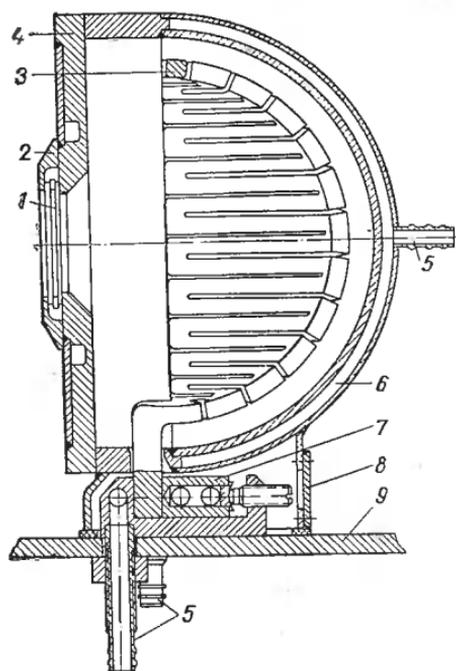


Рис. 58. Малоинерционная печь (вариант II):

1 — кварцевое окно; 2 — кожух газового охлаждения окна; 3 — нагреватель; 4 — передняя стенка; 5 — штуцера охлаждения; 6 — сферическое зеркало; 7 — зажим-токоподвод; 8 — крышка; 9 — монтажная плита.

расплавлен чистый корунд (2050° С) [72]. Из расчетов, подтвержденных опытами на малой модели, следует, что в случае увеличения размеров таких печей температуру нагрева объектов в агрессивных средах ( $O_2$ ,  $HCl$ ,  $HF$ ) можно довести до 2600° С.

При разработке мощных излучателей конструкторы часто исходят из ложной предпосылки о том, что с помощью рефлектора можно получить пучок лучей, плотность потока которых мало зависит от расстояния излучающей системы до воспринимающего тела. В связи с этим создалось ошибочное мнение, что плотность падающего потока можно увеличить путем удаления излучателей с рефлекторами и увеличения их числа. В ошибочности этого пути легко убедиться из формулы Манжена—Чиколева: плотность потока, падающего на оптическое изображение источника, обратно

В печи, построенной по варианту II, отражательная изоляция уплотнена, а амбразура закрыта кварцевым стеклом (рис. 58). Внутренний объем печи заполняется аргоном. При этом отпадает надобность в специальной обработке нагревателей и температуру последних можно существенно повысить.

Такая печь была рассчитана на потоки свыше 1000 квт/м<sup>2</sup>, однако до расчетной мощности не была доведена в связи с подгоранием уплотнения на кварцевом окошке. Мощность полученных потоков превышала 500 квт/м<sup>2</sup>.

Для выращивания монокристаллов тугоплавких окислов и их термообработки была построена радиационная печь с теплопрозрачными охлаждаемыми перегородками, в которой в атмосфере кислорода был

пропорциональна квадрату его удаления от линзы или зеркала.

Поверхность вольфрамовой спирали излучает поток с плотностью около  $2 \cdot 10^6$  вт/м<sup>2</sup>; законы геометрической оптики дают возможность получить в изображении до 30% этого потока. Практически в изображении, видимо, можно получить немногим больше 10% плотности потока источника, чему соответствует 200 квт/м<sup>2</sup>.

В ксеновых лампах, разработанных Московским заводом электровакуумных приборов, черная плазма имеет температуру, достигающую до 6000° К. По спектральному составу излучение этих ламп близко к солнечному. Плотность излучения с поверхности плазмы этих ламп может достигать до  $80 \cdot 10^6$  вт/м<sup>2</sup>, что позволяет в оптических системах с большой светосилой получить в изображении плотность потока до  $10 \cdot 10^6$  вт/м<sup>2</sup>.

Интересно отметить, что на построенном в 1747 г. Г. Бюффонном приборе, в котором солнечные зайчики от 168 зеркал размером  $150 \times 200$  мм<sup>2</sup> направлялись на мишень, удаленную на 47 м, плотность потока доходила до  $50 \cdot 10^3$  вт/м<sup>2</sup> [208].

Таким образом, с помощью стандартных излучателей накаливания, серийно изготавливаемых промышленностью, можно получать равномерные стабильные потоки, плотность которых плавно регулируется в диапазоне от 0 до 200 квт/м<sup>2</sup>. В специально разработанных устройствах накаливания можно получать плотности потоков до 500—1000 квт/м<sup>2</sup>. В изображениях плотной плазмы, в ее естественном состоянии (Солнце) или получаемой искусственно, плотности падающих потоков могут быть увеличены на порядок.

### 3. КОМПЕНСАЦИОННЫЕ РАДИОМЕТРЫ

При разработке радиометров использована идея построения компенсационных приборов Ангстрема (см. параграф 9 гл. I). Первая конструкция радиометра (1957 г.) была рассчитана на измерение потоков до 20 квт/м<sup>2</sup> [51]. Измерительные пластины, сделанные из манганиновых полос, размером  $40 \times 10 \times 0,05$  мм<sup>3</sup>, закреплялись на медных вилках, через зубья которых осуществлялось питание постоянным током от аккумулятора. Мощность регулировалась с помощью двойного реостата.

Пластины вместе с вилками крепились в массивном медном блоке так, чтобы их лицевые черненые поверхности выступали из амбразур, обращенных в противоположные стороны. Таким образом, когда одна из пластин обогревается измеряемым радиационным потоком, вторая находится в тени. Пластины и блок охлаждаются за счет свободной конвекции.

Для измерения потоков мощностью до 300 квт/м<sup>2</sup> в 1961 г. была разработана конструкция радиометра, основанная на принудительном охлаждении рабочих пластин [55, 57, 71] (рис. 59). Чувствительными элементами головки компенсационного радио-

метра являются нихромовые пластины 1, края которых закреплены в токоподводящих шинах 2. Тепло, поступающее на пластины в виде лучистой или электрической энергии, отводится от внутренних поверхностей пластин за счет форсированной конвекции воздухом. Последний подается нагнетателем в канал, образованный шинами, с напором около  $10^4$  н/м<sup>2</sup>, чему соответствует теоретическая скорость течения до 120 м/сек. Действительная скорость течения воздуха в самом узком месте на уровне рабочих пластин достигает 100 м/сек. В средней части каждой пластины закреплены спаи дифференциальной термопары 3, контролирующей идентичность тепловых условий.

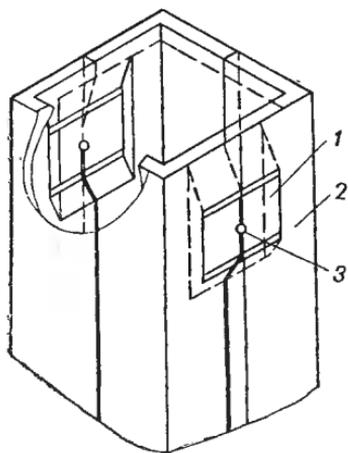


Рис. 59. Головка компенсационного радиометра:

1 — рабочая пластина; 2 — шина; 3 — спай термопары.

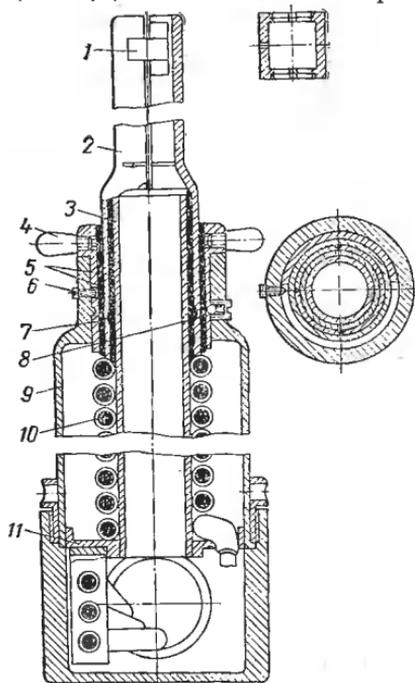


Рис. 60. Продольное сечение компенсационного радиометра:

1 — рабочая пластина; 2 — шины; 3 — внутренняя втулка; 4 — ручка; 5 — изоляционные втулки; 6 — стопорный винт; 7 — внешняя втулка; 8 — фиксатор; 9 — стойка; 10 — провода питания; 11 — центрирующий диск.

На рис. 60 представлено продольное сечение этого радиометра. В верхней части головки шины 2 образуют канал квадратного сечения, постепенно переходящий в нижней части в канал круглого сечения. Такая конфигурация шин обусловлена тем, что при работе радиометра необходимо менять местами облучаемую и теневую пластины, что легко осуществляется поворотом головки вокруг оси симметрии ручкой 4. Внутренние размеры квадратного канала в верхней части головки составляют  $22 \times 22$  мм<sup>2</sup>. Снаружи шины отполированы и позолочены для уменьшения нагрева за счет поглощенной радиации. По образующей канала шины разделены изолирующими слюдяными прокладками толщиной 0,5 мм.

В верхней части головки радиометра в шинах прорезаны окна для радиометрических пластин размером  $16 \times 8 \times 0,2$  мм<sup>3</sup>. Конец пластин заправлены в прорезанные в шинах пазы и тщательно впаяны. Поскольку излишки припоя на пластинах могут привести к неидентичности граничных условий, они тщательно снимаются сначала механически, а затем электролитическим растворением. Наружные стороны пластин покрыты сажевой чернью. В нижней части головки радиометра медные шины зажаты между цилиндрическими эбонитовыми и стальными втулками 3, 5 и 7. В сборе шины и втулки образуют единую систему, которую можно поворачивать вокруг оси симметрии. Шариковый фиксатор 8 фиксирует поворотную систему в трех положениях, отличающихся на четверть оборота. Винт 6 исключает продольные перемещения и ограничивает поворот вокруг оси более чем наполоборота.

Радиометрическая пластина — наиболее ответственный элемент прибора. Поэтому все конструктивные размеры как пластины, так и всех сопрягаемых деталей выбраны на основании обстоятельного анализа и вариантных расчетов.

При тщательном изготовлении единственным источником погрешности метода может быть только неидентичность в условиях подвода энергии.

Рабочая пластина нагревается лучистым потоком через чернящее покрытие, а компенсационная пластина — электрическим током во всем объеме. Отводится тепло, в основном, с внутренней обдуваемой стороны. При этом тепловой поток рабочей пластины преодолевает термические сопротивления чернящего покрытия, собственно пластины и теплоотдаче от обдуваемой поверхности. Поток же компенсационной пластины преодолевает лишь около половины сопротивления пластины и полное сопротивление теплоотдаче.

Для получения достаточной идентичности условий работы пластины величина термического сопротивления чернящего покрытия и собственно пластины должна быть мала по сравнению с сопротивлением теплоотдаче.

При максимальном обдуве измеренный коэффициент теплоотдачи с внутренней стороны пластины был равен  $780 \text{ вт/м}^2 \cdot \text{град}$ . Действительное значение должно быть несколько меньше, поскольку часть тепла отводится теплопроводностью в несущие шины.

При идентичности условий отношение суммарных термических сопротивлений обеих пластин должно мало отличаться от единицы:

$$\frac{\frac{\delta_{\text{ч.п}}}{\lambda_{\text{ч.п}}} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}{\frac{1}{2} \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} = 1 + \Delta. \quad (\text{IV.1})$$

Установлено, что степень черноты покрытия перестает изменяться при  $\delta_{\text{ч.п}} \geq 8$  мкм.

Если  $\delta_{ч.п} < 4$  мкм, покрытие оказывается в какой-то мере теплопрозрачным, и количество поглощенной лучистой энергии начинает зависеть от толщины. Значение коэффициента теплопроводности покрытия  $\lambda_{ч.п}$  может быть равным  $1$  вт/м·град. Для никромовой пластины  $\delta_{ч.п} = 0,2$  мм,  $\lambda = 20$  вт/м·град. Для приведенных значений коэффициент неидентичности  $\Delta$  в уравнении (IV.1) равен 1%.

В актинометрических компенсационных устройствах Ангстрема теплоотдача происходит посредством свободной конвекции и ее термическое сопротивление на два порядка выше.

При изготовлении деталей и монтаже прибора неизбежны отклонения, приводящие к нарушению симметрии. Поэтому конструктивные элементы прибора целесообразно выбирать таким образом, чтобы влияние допущенных погрешностей на результаты измерений было малым.

Возможная неидентичность заделки концов рабочих пластин может привести к фиктивному балансу при измерениях. Размеры пластин необходимо выбирать такими, чтобы влияние заделок концов на температуру в средней части было несущественным. Пластина представляет собой равномерно обогреваемый стержень с отводом тепла с поверхности за счет конвекции и в места крепления — теплопроводностью. Уравнение теплопроводности для такого случая имеет следующий вид:

$$\frac{d}{dx} \left( \delta \lambda \frac{dt}{dx} \right) + W - \alpha_2 t = 0, \quad (IV.2)$$

где  $W$  — мощность, подводимая к единице площади стержня; отсчет температуры  $t$  ведется от температуры охлаждающего воздуха.

Граничные условия в местах крепления при  $x=0$ ,  $x=l$  и на середине пластины при  $x = \frac{l}{2}$  будут соответственно

$$t = 0; \quad (IV.3)$$

$$\frac{dt}{dx} = 0.$$

Если пренебречь влиянием температуры на коэффициент теплопроводности, уравнение (IV.2) можно привести к безразмерному виду

$$\frac{d^2 \vartheta}{dx^2} - k^2 (\vartheta - 1) = 0, \quad (IV.4)$$

где

$$\vartheta = \frac{t \alpha_2}{W}; \quad \kappa = \frac{x}{l}; \quad k^2 = \frac{\alpha_2 l^2}{\lambda \delta}$$

и граничные условия

$$\text{при } \kappa = 0 \text{ и } \kappa = 1 \quad \vartheta = 0, \quad (IV.5)$$

$$\text{при } \kappa = \frac{1}{2} \quad \frac{d\vartheta}{dx} = 0.$$

При условиях (IV.5) общее решение уравнения (IV.4) имеет вид

$$1 - \vartheta = \frac{e^{kx}}{1 + e^k} + \frac{e^{-kx}}{1 + e^{-k}}. \quad (IV.6)$$

Для середины пластин, где крепятся головки дифференциальной термопары,  $\kappa = \frac{1}{2}$ , и формула (IV.6) принимает вид:

$$\vartheta_m = 1 - \operatorname{sch} \frac{k}{2}. \quad (IV.7)$$

Чтобы влияние концевых заделок пластины на температуру в середине было несущественным, величина  $k$ , как видно из формулы (IV.7), должна быть достаточно большой. Если, например,  $1 - \vartheta_m = 0,03$ , то самое сильное возмущение на одном конце пластины или на обоих ее концах приведет к изменению температуры середины пластины не более чем на 3%. Этому соответствует значение  $k=7$ , выбранное за основу при определении конструктивных размеров описываемого радиометра.

Фактические условия заделки могут несущественно отличаться от идеальных, поэтому ожидаемое отклонение должно быть значительно меньше названной цифры (3%).

Одним из источников погрешностей может быть также неидентичность закрепления головок дифференциальной термопары на рабочих пластинах. Термопары изготавливаются из хромелевой и алюмелевой проволоки диаметром 0,15 мм. Сварка производится в тигле, заполненном графитным порошком, по технологии, достаточно широко описанной в ряде изданий (например, [66]). После отжига места спаев зачищаются и термоэлектроды вытягиваются так, чтобы один из них представлял собой прямое продолжение второго. Затем место спая прокатывается на вальцах или расклепывается до толщины 0,03 мм.

Полученная ленточка обкладывается слюдяными чешуйками толщиной 10 мкм и приклеивается к поверхности рабочей пластины радиометра. При этом суммарное сопротивление переходу тепла от пластины к спаю термопар не превышает 5% сопротивления последующего перехода при теплоотдаче к охлаждающему потоку.

Для уменьшения оттока тепла через термоэлектроды их необходимо располагать по изотермической линии, т. е. поперек пластин. Тем не менее, поскольку поперечный размер пластины ограничен, отток тепла может иметь место, и задача состоит в том,

чтобы найти размеры термоэлектродов, при которых влияние их не будет выходить за допустимые пределы.

При составлении уравнения теплопроводности для термоэлектрода необходимо учесть приток тепла через электрическую изоляцию между пластиной и электродом, а также отдачу тепла обдуваемому воздуху. В приближенной оценке задачу можно рассматривать как одномерную, температуры охлаждающего воздуха  $t_2$  и пластины, на которую наклеен термоэлектрод,  $t_1$  считать постоянными. Зависимостью теплопроводности термоэлектрода от температуры можно также пренебречь.

В этом случае безразмерное уравнение теплопроводности для термоэлектрода принимает вид

$$\frac{d^2\vartheta}{dx^2} - k_1^2\vartheta = -k_2.$$

Здесь  $\vartheta = \frac{t}{t_1}$  — текущая температура термоэлектрода в сечении с координатой  $x$ , отнесенная к температуре пластины  $t_1 = \text{const}$ ; отсчет всех температур ведется от температуры охлаждающего воздуха, т. е.  $t_2 = 0$ ;  $x = \frac{x}{l}$ ;

$$k_1^2 = \frac{(\alpha_1 + \alpha_2)l^2}{\delta\lambda}; \quad k_2 = \frac{\alpha_1 l^2}{\delta\lambda},$$

где  $\alpha_1$  — условный коэффициент теплоотдачи от пластины к термоэлектроду;  $\alpha_2$  — коэффициент теплоотдачи от электрода к охлаждающему воздуху;  $l$  — ширина пластины.

Уравнение это идентично решенным ранее уравнениям (II.11) и (IV.4). При постоянной правой части оно соответствует случаю, приведенному в параграфе 2 гл. II. Как видно из рис. 33, при значении  $k_1 > 7$  краевые возмущения практически уже не достигают середины пластины ( $x = 1/2$ ;  $k_1 x = 3,5$ ).

На пластине радиометра, замеренная величина коэффициента теплоотдачи  $\alpha = 780 \text{ вт/м}^2 \cdot \text{град}$ . Этому значению, при условии подавления возмущений, соответствует толщина термоэлектрода  $\delta \leq 0,07 \text{ мм}$ .

При монтаже приборов необходимо обратить внимание на идентичность измерительных плечей, которая контролируется в опытах с одновременным электрическим обогревом обеих пластин. При этом погрешность измерений должна быть такого порядка, как в пиргелиометрах Ангстрема, т. е. не должна превышать 1% измеряемой величины.

Черная поверхность приемной пластины воспринимает не всю энергию падающего потока. Степень черноты покрытия, определяемая с погрешностью 1—2%, равна 0,93—0,95, что нужно учитывать при абсолютных измерениях. При относительных же

измерениях, когда приемные пластины радиометра и градуируемые датчики покрываются одинаковым чернением, последнее обстоятельство не имеет значения.

Радиометр питается от сети через стабилизатор, систему регулирующих автотрансформаторов и селеновый выпрямитель по шестифазной схеме выпрямления.



Рис. 61. Общий вид радиометра.

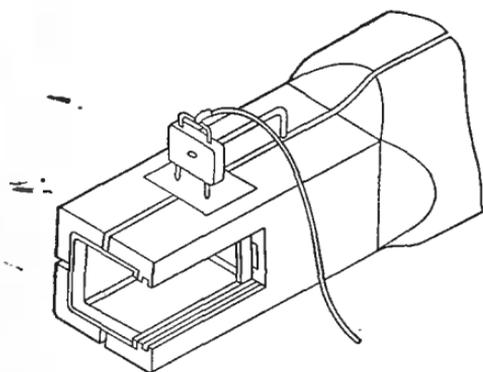


Рис. 62. Головка радиометра с вилочками для контроля падения напряжения.

Сила тока, протекающего через пластины, измеряется с помощью калиброванных шунтов. Несколько сложнее дело обстоит с определением удельного падения напряжения, зависящего у нихрома также и от температуры.

В более нагретой средней части пластины плотность выделения электрической мощности больше, чем по краям. Поэтому падение напряжения замеряется на коротком участке в средней почти изотермической части пластины с помощью специальных вилочек с базой около 4 мм. Расстояние между иглами определяется с точностью до 0,01 мм на микроскопе с микрометрическим столом.

Внешний вид описанного радиометра, установленного на координатнике около радиационной печи, показан на рис. 61. Головка радиометра с установленными на ней вилочками для контроля падения напряжения представлена на рис. 62.

Окончательно после монтажа идентичность пластин радиометра проверяется в режиме самоградуировки, когда обе пластины обогреваются только электрическим током. Для обеспечения самоградуировки необходимы автономные системы питания и измерения для каждой пластины. При тщательном исполнении расхождение между плотностями потоков на пластинах в режиме самоградуировки при балансе не превышает 1%. Интересно, что раз-

ность мощности между пластинами с возрастанием мощности несколько раз меняет знак.

На одной из граней головки радиометра предусмотрено гнездо для кассеты, в которую устанавливается градуируемый датчик.

#### 4. ИНЕРЦИОННЫЕ РАДИОМЕТРЫ

Основным элементом инерционного радиометра для измерения потоков с большими плотностями является массивный медный цилиндр, один торец которого подвергается облучению [53]. Все остальные поверхности теплоизолированы (рис. 63, 64). Для определения хода температуры в блок заделаны шесть хромель-алюмелевых термопар диаметром 0,15 мм. Один из спаев находится на глубине, равной  $\frac{1}{\sqrt{3}}$  высоты цилиндра. При постоянной плот-

ности воспринимаемого потока ход температуры в этой точке совпадает с ходом среднеинтегральной по блоку температуры [150]. Ход температуры блока регистрируется электронным самопишущим потенциометром.

Боковая поверхность и задний торец блока тщательно отполированы и хромированы. При возможности их следует золотить. Стоимость позолоты невелика, а качество изоляции и стабильность свойств изоляции при этом значительно возрастают.

Вокруг блока размещается алюминиевая «рюмка» с зазором 1 мм. Диаметр приемной площадки блока выбран равным диаметру амбразуры излучателя. Благодаря этому боковые поверхности «рюмки» скрыты от излучения. Внутренняя и внешняя поверхности «рюмки» отполированы. «Рюмка» крепится в центре несущего кольца шестью стальными струнами диаметром 0,2 мм. Медный блок опирается на острие иглы, закрепленной в дне «рюмки», и растянута на трех струнах. Электроды термопар выведены через сверление в ножке «рюмки».

Масса блока  $M$  определяется его взвешиванием перед монтажом, теплоемкость  $c$  — по таблицам [6, 11, 12].

Для определения теплотерь после записи кривой хода температуры блока во время экспозиции записывается кривая хода температуры при охлаждении  $t_{\text{ох}}$  с сохранением всех остальных условий такими же, какими они были во время экспозиции. Величина потока определяется по формуле

$$q = \frac{Mc}{f} \left( \frac{dt_{\text{н}}}{d\tau} - \frac{dt_{\text{ох}}}{d\tau} \right), \quad (\text{IV.8})$$

в которой значения производных взяты при одинаковых температурах  $t_{\text{н}} = t_{\text{ох}}$  графическим дифференцированием записей само-

писца либо с помощью специальных устройств [235]. Обычно потери составляют не более 10% измеряемого потока.

Для сравнения инерционного радиометра с компенсационным он устанавливался на координатнике последнего таким образом, чтобы простым поворотом можно было менять радиометры местами в течение 1 сек. Приемные поверхности обоих приборов

одновременно покрывались чернью одинакового состава. Расхождение в результатах измерений при больших потоках не превышало 2%. При потоках меньше  $20 \text{ квт/м}^2$  оно достигало 5% и было вызвано, главным образом, погрешностью инерционного прибора: дифференцирование экспериментальных данных всегда приводит к значительному увеличению погрешностей.

Инерционным радиометром измерялись потоки до 300

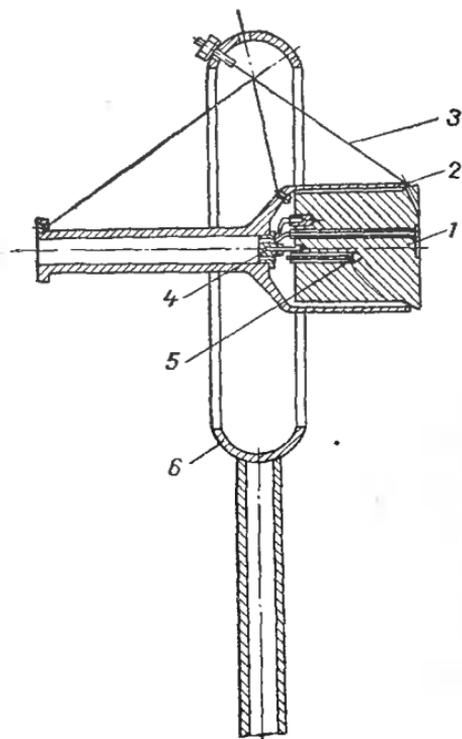


Рис. 63. Инерционный радиометр:

1 — блок; 2 — защитная «кромка»; 3 — струны; 4 — игла; 5 — термопары; 6 — несущее кольцо.

превышает названную величину. Чтобы измерить потоки мощностью свыше  $600 \text{ квт/м}^2$ , необходим ряд переделок.

Для измерения потоков до  $2 \text{ квт/м}^2$  разработан подобный радиометр с относительно малой массой приемного тела [84].

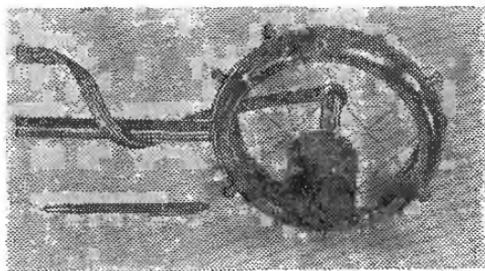


Рис. 64. Общий вид инерционного радиометра.

$\text{квт/м}^2$ , причем имелась полная возможность измерять потоки, мощность которых в два раза

## 5. АБСОЛЮТНЫЕ КОМПЕНСАЦИОННЫЕ РАДИОМЕТРЫ С ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ ЗАМЕЩЕНИЕМ

Одним из недостатков радиометров, построенных по схеме Ангстрема, является низкая чувствительность дифференциальной термопары. Ф. Е. Волошин [178] увеличил число спаев до четырех, что незначительно повысило чувствительность термопары.

Кардинальное улучшение достигается применением в качестве

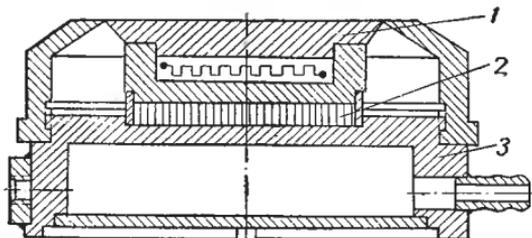


Рис. 65. Схема абсолютного радиометра с энергетическим замещением:

1 — приемник излучения; 2 — слоистый датчик; 3 — охлаждаемый корпус.

чувствительных элементов слоистых датчиков теплового потока, в которых число пар спаев на три порядка превышает названные цифры. Схема такого прибора представлена на рис. 65 [74].

Приемник излучения изготовлен из материала с высокой теплопроводностью (меди) и смонтирован на охлаждаемом

корпусе так, что поглощаемая энергия неизбежно проходит через датчик.

Термическое сопротивление отводу поглощенного тепла у датчика на два порядка выше, чем у приемного тела. Поэтому практически безразлично, в какое место приемного тела подведена измеряемая энергия — обстоятельство, позволяющее взаимно замещать поглощенную лучистую энергию энергией электрического нагревателя. Основная идея и конструктивная разработка прибора принадлежат В. Г. Карпенко.

В приемное тел вмонтирован нагреватель, мощность которого измеряется с высокой точностью, обычной для электрических измерений. Зазор между приемным телом и экранирующей блендой равен приблизительно 0,3 мм. Чтобы радиационный поток, проникающий через этот зазор (его площадь доходит до 2% воспринимающей), миновал приемное тело, поверхность последнего отполирована и позолочена, а остальные поверхности полости под блендой зачернены. Благодаря этому подтекание тепла к приемному телу через зазор, видимо, не превышает 0,2% измеряемой величины.

Диаметр приемной поверхности измеряется микрометром три раза под углами в  $60^\circ$ , и ее площадь определяется по среднему арифметическому значению. Корпус и бленда изготовлены также из меди, их внешние поверхности отполированы для уменьшения поглощения. Поскольку корпус охлаждается водой с температурой, равной температуре окружающего воздуха, погрешности, вносимые конвекцией и фоновым излучением, сводятся к минимуму.

Такие радиометры выпускаются в двух модификациях: одна с плоской приемной поверхностью, вторая — с зубчатой V-образной.

Между коэффициентами поглощения плоской ( $a_{\text{п}}$ ) и V-образной зубчатой ( $a_{\text{з}}$ ) поверхностями существует подтвержденная экспериментально зависимость Псарутакаса [309]:

$$a_{\text{з}} = \left[ 1 + \left( \frac{1}{a_{\text{п}}} - 1 \right) \sin \frac{\vartheta}{2} \right]^{-1}, \quad (\text{IV.9})$$

где  $\vartheta$  — угол между сторонами зубьев.

Рабочие коэффициенты зубчатого и плоского радиометров при измерении ими падающего радиационного потока  $q_{\text{п}}$  будут

$$k_{\text{з}} = \frac{q_{\text{п}} a_{\text{з}}}{e_{\text{з}}}; \quad (\text{IV.10})$$

$$k_{\text{п}} = \frac{q_{\text{п}} a_{\text{п}}}{e_{\text{п}}}, \quad (\text{IV.11})$$

а их значения, с погрешностью, не превышающей 1%, определяются в опытах, когда поглощающее тело получает энергию от встроенного электрического нагревателя.

Разделив уравнение (IV.10) на (IV.11), найдем, что

$$\frac{a_{\text{з}}}{a_{\text{п}}} = \frac{k_{\text{з}} e_{\text{з}}}{k_{\text{п}} e_{\text{п}}}. \quad (\text{IV.12})$$

Решая совместно уравнения (IV.9) и (IV.12), получаем

$$a_{\text{з}} = \frac{1 - \frac{k_{\text{з}} e_{\text{з}}}{k_{\text{п}} e_{\text{п}}} \sin \frac{\vartheta}{2}}{1 - \sin \frac{\vartheta}{2}}; \quad (\text{IV.13})$$

$$a_{\text{п}} = \frac{\frac{k_{\text{п}} e_{\text{п}}}{k_{\text{з}} e_{\text{з}}} - \sin \frac{\vartheta}{2}}{1 - \sin \frac{\vartheta}{2}}.$$

Таким образом, экспонируя под одинаковым падающим потоком плоский и зубчатый радиометры, имеющие одинаковые покрытия приемных поверхностей, можно определить их степени поглощения и величину падающего потока. Для черненных покрытий величина эффективной степени поглощения настолько приближается к единице, что приемную поверхность зубчатого радиометра можно считать удовлетворительной моделью абсолютно черного тела [132, 133].

При покрытии поверхности сажевой краской со степенью поглощения  $a_{\text{п}}=0,95$  зубчатая поверхность поглощает более 99% падающей энергии. Погрешность в 1% можно либо учесть, либо

пренебречь ею, полагая, что зубчатая поверхность воспринимает весь падающий поток.

Плоским радиометром измеряют воспринимаемый поток, что позволяет вычислить степень поглощения лакокрасочных покрытий, фольговых и пленочных материалов нанесением их на приемную поверхность [87].

Для проверки этого типа абсолютных приборов на Киевской геофизической обсерватории в 1968 г. были проведены испытания, при которых сравнивались результаты одновременных измерений солнечной активности с помощью описанного радиометра замещения и образцового пиргелиометра Ангстрема. Радиометр всегда показывал бóльшую величину измеряемого потока, чем пиргелиометр, разница между величинами не превышала 1%.

## 6. МЕТОДИКА РАДИАЦИОННОЙ ГРАДУИРОВКИ

Основная задача методики состоит в том, чтобы обеспечить условия, при которых градуирующий поток полностью проходит через датчик. Для этого приемную сторону каждого датчика необходимо покрывать такой же чернью, какой зачернен образцовый радиометр. На Загорском оптико-механическом заводе применяют, например, следующий состав черни («марка черного тела»): клей конторский силикатный (90 г) смешивается с тщательно просеянной, подсушенной ламповой сажой (10 г).

Поглощенное тепло должно отводиться так, чтобы не менее 99% теплового потока пронизывало датчик.

При градуировке в компенсационном радиометре (см. параграф 3 данной главы) датчик заформовывается в фарфоровую плитку, толщина которой равна толщине датчика. Фарфоровые плитки изготавливаются так же, как керамические художественные изделия, — осаждением из шликера на гипсовой форме. Датчик прижимается к сухой гипсовой форме и из пипетки заливается фарфоровым шликером. Перед началом заливки вокруг датчика пинцетом укладывается колечко из марлевой нитки (корпии), чтобы при высыхании и усадке плитка не растрескивалась. В верхней части в месте выхода проводов датчика в плитке предусмотрен утолщенный рант для компенсации ослабления прочности проводами датчика и удобства манипуляций при градуировке.

Гипсовые формы отливаются по металлической модели. Готовые фарфоровые плитки получают с допуском около 0,2 мм, что обеспечивает им плотную посадку в окно на холостой грани головки радиометра. Датчик располагается на такой же высоте, как рабочая и компенсационная пластины радиометра.

С помощью координатника радиометра можно устанавливать головку в десяти фиксированных точках с шагом 50 мм против амбразуры источника излучения. Поворотом головки вокруг собственной оси в течение 1 сек можно менять экспозиции пластин

радиометра и градуируемого датчика. С внутренней стороны датчик открыт охлаждающему воздушному потоку так же, как и пластины радиометра.

В случае градуировки по плоскому радиометру окрашенный датчик притирается на вакуумной смазке (рамзай) к поверхности медного холодильника, по конструкции подобного корпусу радио-

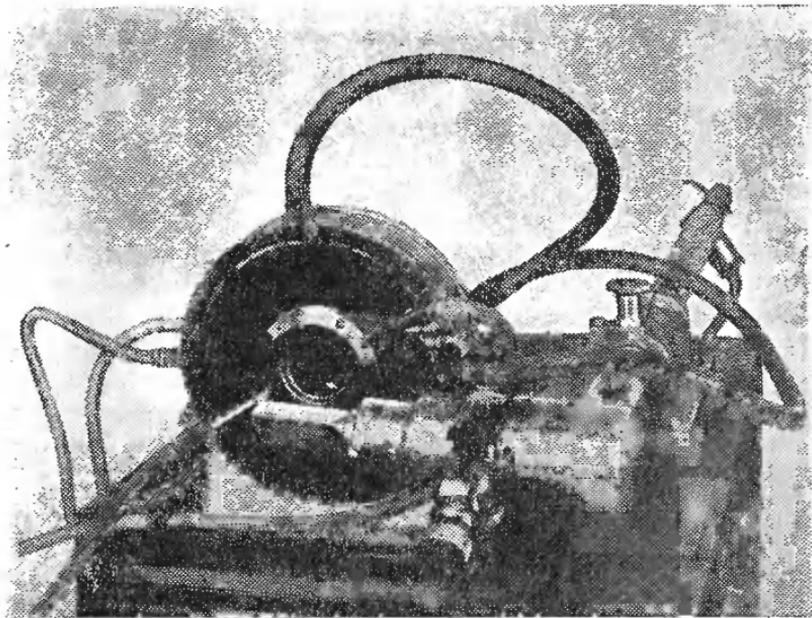


Рис. 66. Стенд для радиационной градуировки.

метра и охлаждаемого водой с температурой, равной температуре окружающего воздуха.

Электрический сигнал датчика во всех случаях регистрируется потенциометром. Рабочие коэффициенты определяются как отношение градуирующего потока к э. д. с., развиваемой датчиком.

Общий вид устройства для радиационной градуировки представлен на рис. 66.

Все описанные устройства показали хорошее соответствие результатов.

## ГРАДУИРОВОЧНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ КОНДУКТИВНЫХ ПОТОКОВ ПРИ НИЗКИХ И УМЕРЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ ( $\pm 200^\circ \text{C}$ )

Среди разнообразных систем для градуировки датчиков теплового потока после радиационных наиболее перспективными являются кондуктивные. Описанные выше градуировочные абсолютные приборы имеют недостатки, которые в некоторой мере устранены в кондуктивных. В частности, проще осуществляются и контролируются потоки с плотностью более  $150 \text{ кВт/м}^2$ .

Независимая вариация потоков и рабочих температур здесь также легче выполняема. Сочетание различных независимых методов градуировки делает достоверными результаты измерений. Это особенно важно в связи с тем, что в теплотриии чрезвычайно трудно полностью учесть все причины погрешностей.

Для получения калиброванного кондуктивного потока разработаны три группы приборов, в одной из которых электрический нагреватель, выполненный из хорошего проводника тепла, прижимается к градуируемому датчику и со всех остальных сторон окружается изоляцией с компенсационным обогревом. При этом потери могут быть сведены до пренебрежимо малой величины.

Во второй группе приборов удалось получить эффективное замещение измеряемой энергии электрической, поддающейся более точному контролю.

К третьей группе относится прибор, представляющий собой совмещение двух систем с электрическим замещением, собранных по дифференциальной схеме, причем градуируемый датчик располагается на стыке систем.

### 1. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КАЛОРИМЕТРЫ С КОМПЕНСАЦИОННОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ

Принципиальная схема такого калориметра представлена на рис. 67. Подлежащий градуировке датчик теплового потока размещается между сердечником источника тепла и холодильником. В установившемся тепловом режиме подводимая к сердечнику

мощность полностью (без потерь) должна отводиться через датчик к холодильнику. Для предотвращения утечек тепла медный блок 5, выполняющий функции адиабатической оболочки, поддерживается при температуре, равной температуре центрального нагревателя. Температура блока 5 регулируется автоматически с помощью терморегулятора электронного потенциометра ЭПД-12. В качестве нуль-индикатора, контролирующего отсутствие утечек тепла и дающего командный сигнал на потенциометр, используется чувствительный элемент серийного слоистого датчика-тепломера (см. гл. III).

Элемент нагревается до  $120^{\circ}\text{C}$ , деформируется на цилиндрической оправке и после охлаждения размещается в кольцевом зазоре между блоками 1 и 5. Большое число термоспаев в индикаторе-тепломере позволяет поддерживать температурный перепад между центральным и охранным блоками около  $0,01$  град. При этом тепловые потери (положительные или отрицательные) не превышают  $0,1-0,2\%$  мощности, подводимой к центральному сердечнику.

Контактные поверхности сердечника и холодильника имеют размеры, соответствующие рабочим плоскостям датчика. При градуировке особое внимание должно быть обращено на качество обработки и сборки соприкасающихся поверхностей, поскольку искажение поля теплового потока при контактном подводе энергии может привести к погрешностям градуировки. Кроме того, качество контакта сказывается и на тепловой инерции системы.

Постоянная времени калориметра для датчиков с размерами  $10 \times 10 \times 1$  мм<sup>3</sup> при градуировке на медном холодильнике обычно не превышает 200 сек.

Температура датчика при градуировке принимается равной средней арифметической из показаний термопар, расположенных в сердечнике нагревателя и холодильнике вблизи сопряженных с датчиком поверхностей.

Калориметры с компенсационной изоляцией использовались как для градуировки отдельных датчиков, так и для градуировки

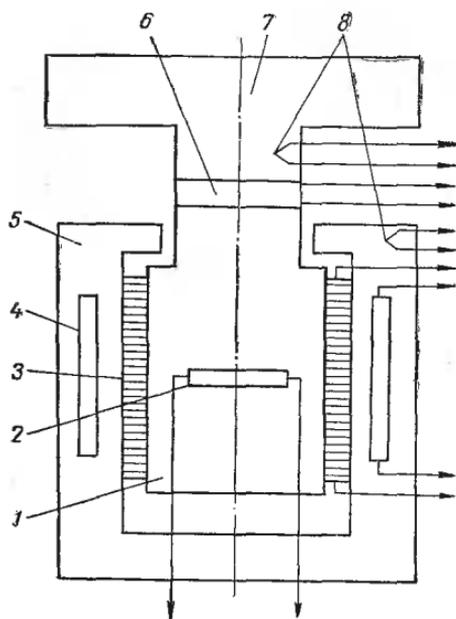


Рис. 67. Схема калориметра с компенсационной изоляцией:

1 — сердечник; 2 — нагревательный элемент; 3 — индикатор-тепломер; 4, 5 — охранный блок с нагревателем; 6 — градуируемый датчик; 7 — холодильник; 8 — термопары.

датчиков, заделанных в изделия [83]. Типичная характеристика одного из датчиков, полученная на таком калориметре, приведена на рис. 68.

Компенсационный калориметр, аналогичный по схеме, но в ином конструктивном исполнении, разработанный для градуировки высокочувствительных батарейных датчиков теплового

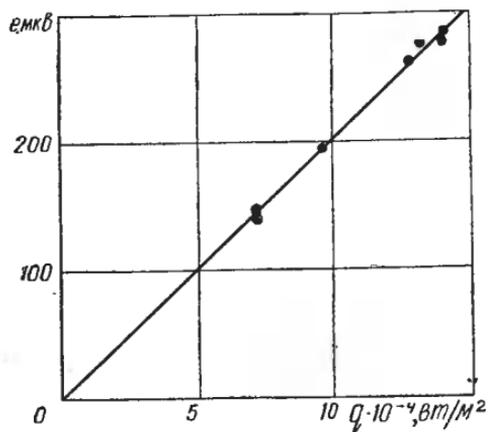


Рис. 68. Типичная градуировочная характеристика одиночного датчика, полученная на устройстве с компенсационной изоляцией.

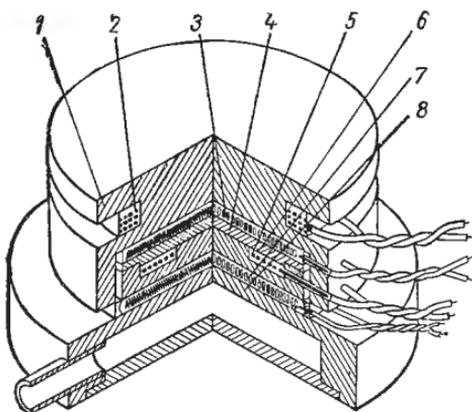


Рис. 69. Малогабаритный калориметр для градуировки слоистых датчиков:

1 — охранный кожух; 2 — компенсационный нагреватель; 3 — индикатор-тепломер; 4, 6 — элементы корпуса центрального нагревателя; 5 — центральный нагреватель; 7 — градуируемый датчик; 8 — холодильник.

потока, представлен на рис. 69. Для конструкции этого прибора характерно чередование материалов с высокой и низкой теплопроводностью.

Значительная часть зазора между теплозащитным охранным кожухом и корпусом центрального нагревателя заполнена индикатором-тепломером, выполненным в виде серийного слоистого датчика теплового потока.

Компенсационный нагреватель собран из двух обмоток, мощность одной из них вручную устанавливается при настройке нагревателя так, чтобы она с небольшим недостатком покрывала значение мощности потерь на рассеяние. Вторая же нагревательная обмотка питается с пропусками от системы автоматического регулирования, поддерживающей значение сигнала индикатора тепломера около нуля. Температура регулируется стандартным электронным потенциометром ЭПД-12. Режим работы подбирается так, чтобы энергия положительных потоков, проходящих через индикатор, была равна энергии отрицательных, а амплитудная мощность потерь, чередующихся с притоками, не превышала 5% мощности центрального нагревателя. Поскольку идентичность притоков и потерь контролируется с точностью не хуже 10%, мож-

но ожидать, что в системе величина неучтенной потери будет не более 0,5%.

Большая часть погрешностей обусловлена неравномерностями местных плотностей потоков в градуируемом датчике. Поэтому при повторных градуировках с перестановками датчиков получалось расхождение результатов, доходившее до 1,4%.

Градуируемый батарейный датчик, как и в калориметре для одиночных датчиков, располагается между корпусом центрального нагревателя и холодильником.

Преимуществом электрических калориметров с компенсационной изоляцией является их простота и независимость показаний от граничных условий, особенно при больших тепловых потоках, пронизывающих датчик. Они, в определенном смысле, являются абсолютными, не нуждаются в градуировке и с успехом могут применяться для градуировки не только высокочувствительных батарейных, но и низкочувствительных одиночных датчиков.

На калориметрах с компенсацией легко варьировать температуру градуировки, верхний предел которой доходит до 350—400° С, что обусловлено термостойкостью и термопрочностью деталей.

Для определения изменения значений коэффициентов датчиков при изменении температуры в диапазоне от —180 до 100° С такой калориметр ставится на металлический стержень-холодильник и помещается в сосуд Дьюара с жидким азотом. По мере выкипания азота термическое сопротивление стержня-холодильника увеличивается и повышается температура градуировки. После испарения всего азота градуировка продолжается в режиме монотонного нагрева. Тепло, аккумулированное в теле датчика и центрального нагревателя, учитывается по скорости возрастания температуры.

При градуировках в диапазоне от 0 до 100° С не были обнаружены изменения значений коэффициентов слоистых датчиков. При повышении и особенно понижении температуры за указанные пределы наблюдается заметное повышение значений рабочих коэффициентов.

## **2. КОНТАКТНЫЕ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КАЛОРИМЕТРЫ С ЗАМЕЩЕНИЕМ**

Для низкотемпературной контактной градуировки датчиков разработана серия термоэлектрических калориметров, которые по принципу действия аналогичны описанному в параграфе 5 гл. IV абсолютному компенсационному (рис. 70).

Размеры приемника и термобатареи элемента 5 подбираются из расчета требуемой чувствительности и инерционности калориметра. Корпус калориметра удобно охлаждать водой с темпера-

турой, равной температуре окружающей среды. Термическое сопротивление стоку тепла через чувствительный элемент на два-три порядка меньше термического сопротивления теплоотдаче свободной конвекцией. Поэтому при малых разностях между тем-

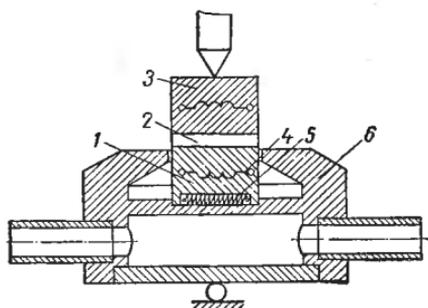


Рис. 70. Схема контактного градуировочного устройства с замещением:

1 — приемное тело; 2 — градуируемый датчик; 3 — источник тепла; 4 — нагреватель замещения; 5 — чувствительный элемент; 6 — корпус холодильника.

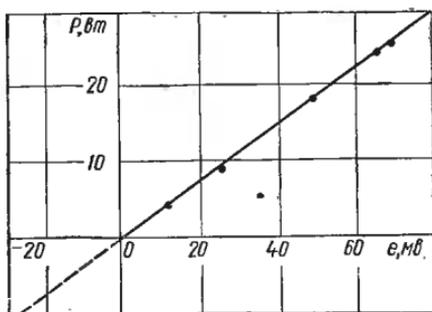


Рис. 71. Градуировочная характеристика калориметра с замещением.

пературами окружающей среды и охлаждающей воды утечками тепла можно пренебречь.

Для градуировки калориметра строят зависимость сигнала чувствительного элемента от мощности нагревателя приемника тепловой энергии при установившихся режимах. Нагреватель 3 при этом работает на малых мощностях, что позволяет на градуируемом датчике в каждом режиме получать нулевой сигнал. Типичная низкотемпературная градуировочная характеристика приведена на рис. 71.

Результаты измерений ложатся около прямой, проходящей через начало координат, с разбросом не более 0,5%. Таким образом, с большой точностью устанавливается однозначная зависимость между сигналом чувствительного элемента и подводимой к приемнику мощностью.

При большом значении теплопроводности приемного тела чувствительный элемент калориметра одинаково реагирует как на энергию, поступающую от нагревателя замещения, так и на энергию, протекающую через градуируемый датчик. Это дает возможность по построенной характеристике определить величину потока, пронизывающего градуируемый датчик, в следующих случаях.

1. При выключенном нагревателе замещения весь поток, регистрируемый сигналом чувствительного элемента, протекает через градуируемый датчик и вычисляется по построенной ранее характеристике, располагающейся в первом квадранте.

2. При замене нагревателя холодильником сигналы градуируемого датчика и чувствительного элемента калориметра ме-

няют знак; протекающий через датчик поток определяется по экстраполированному продолжению характеристики в третьем квадранте.

3. В обоих предыдущих случаях может оказаться удобным подводить к нагревателю замещения некоторую положительную мощность, величину которой необходимо вычесть из значения, соответствующего сигналу чувствительного элемента, найденного по характеристике или ее продолжению в третьем квадранте. Другие варианты практически не интересны.

В третьем случае калориметр работает в режиме избыточного одновременного замещения и, таким образом, служит калиброванным источником дополнительной тепловой энергии.

Такие устройства неоднократно применялись при градуировке одиночных и батарейных датчиков, непосредственно закрепленных на изделии (рис. 72).

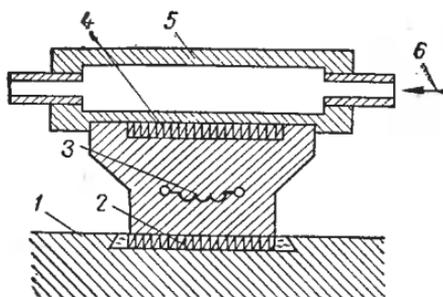


Рис. 72. Схема расположения элементов при градуировке датчиков, закрепленных на изделии:

1 — изделие; 2 — градуируемый датчик; 3 — нагреватель калориметра; 4 — чувствительный элемент калориметра; 5 — холодильник; 6 — охлаждающая вода.

### 3. ДВОЙНОЙ КАЛОРИМЕТР

На основании приведенных выше первого и третьего режимных вариантов построен двойной термоэлектрический калориметр, который был разработан для контактной градуировки датчиков при температурах до  $400^{\circ}\text{C}$ . По существу в нем собрано два калориметра с замещением, причем один из них работает в режиме источника, а другой — приемника энергии, пронизывающей градуируемый датчик (рис. 73).

Для расширения температурного диапазона градуировок между сердечником 4 и чувствительным элементом 2 помещена прокладка 3 с относительно большим термическим сопротивлением, изготовленная из жаростойкого бетона.

В одиночном калориметре при переходе из режима замещения в режим градуировки значительно изменяется поле тепловых потоков в промежутке между градуируемым датчиком 2 и чувствительным элементом 4 (см. рис. 72).

Поскольку величина теплопроводности приемного тела ограничена, трудно обосновать полную идентичность тепловых полей в этих режимах за пределами приемного тела, в частности, в градуируемом датчике 2 и чувствительном элементе 4. Такая неидентичность наиболее резко должна проявиться при переходе калориметра из режима стока в режим источника.

С помощью двойного калориметра можно экспериментально определить степень несовершенства каждого из двух составляющих калориметров. При наличии существенных внутренних сопротивлений при измерениях одинакового по величине потока в режимах источника и стока показания калориметров должны отличаться друг от друга. Во всех проведенных измерениях эта

разница не превышала разброса точек от градуировочной кривой.

Градуировку можно вести обоими калориметрами, однако обычно после проверки на обращение режима работают только на одном.

Градуировочная характеристика, представленная на рис. 74, отличается от прямой. Это обусловлено повышением температуры приемного тела при возрастании мощности, передаваемой через прокладку 3 (см. рис. 73), и, следовательно, увеличением потерь на лучеиспускание.

Плотность теплового потока, пронизывающего градуируемый датчик, определяется как разность между общей регистрируемой чувствительным элементом отдачи тепла от приемника  $P_0$  и тепловыделением встроенного нагревателя  $P_B$ , отнесенная к площади датчика:

$$q = \frac{P_0 - P_B}{f_d} \quad (V.1)$$

Рис. 73. Двойной термоэлектрический калориметр:

1 — холодильник; 2 — чувствительный элемент; 3 — прокладка; 4 — сердечник с нагревателем; 5 — градуируемый датчик.

Рис. 74. Градуировочная характеристика двойного калориметра.

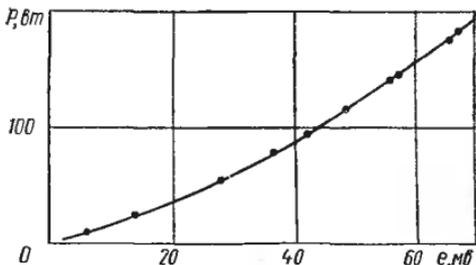


Рис. 74. Градуировочная характеристика двойного калориметра.

Величина  $P_0$  находится по градуировочной характеристике (см. рис. 74), а  $P_B$  — по показаниям ваттметра, включенного в цепь нагревателя.

В приемных телах верхнего и нижнего калориметров для измерения их температур зачеканены хромель-алюмелевые термопары. Температура датчика принимается равной средней арифметической между температурами приемных тел верхнего и нижнего калориметров.

С помощью описанного устройства градуировались медь-константановые о. д. т. п. в атмосфере воздуха при температурах до  $300^{\circ}\text{C}$ . При более высоких температурах наблюдалось интенсивное окисление меди, и датчики быстро выходили из строя.

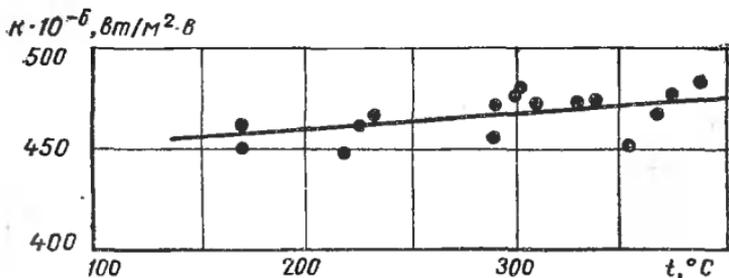


Рис. 75. Температурная характеристика медь-константанового датчика.

В дальнейшем была сделана попытка использовать двойной калориметр для градуировки при более высоких температурах в защитной атмосфере аргона. Однако медные провода и детали начинали быстро окисляться, что, видимо, связано с неплотностями в системе охлаждения и загрязнением аргона. Поскольку устранить причины неполадок не удалось, ограничились результатами градуировок при температурах до  $380^{\circ}\text{C}$ .

Результаты градуировки одного из медь-константановых датчиков приведены на рис. 75.

## ГРАДУИРОВКА ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ (ДО 600° С)

Из анализа природы сигнала термоэлектрических датчиков теплового потока следует, что их чувствительность должна зависеть от температуры. Поэтому, естественно, появилась задача о независимой градуировке в широком диапазоне температур. Практически необходимость в ее решении возникла в 1965 г. в связи с разработкой ряда новых источников электрической энергии и исследованием высокотемпературных электролизеров с расплавленными солями.

В одном из вариантов предполагалось создавать эталонированный тепловой поток бомбардировкой градуируемого датчика встречными электронными пучками с отводом тепла за счет излучения. К сожалению, эта попытка оказалась безуспешной.

Второй вариант — использование двойного калориметра, описанного в предыдущей главе, позволил довести температуру градуировки до 380° С.

Наконец, третий вариант — применение контактного столбика из высокотемпературных нагревателей — дало возможность довести градуировку до 600° С.

### 1. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ГРАДУИРОВОЧНОГО СТОЛБИКА

Градуировочный столбик состоит из последовательно чередующихся датчиков и нагревателей, мощность которых может быть измерена с достаточной точностью. Проекция нагревателя на плоскость датчика не должна выходить за пределы последнего, чтобы нагреватели не могли «видеть» друг друга и обмен энергией между ними мог происходить только через градуируемые датчики (рис. 76 и 77).

Внешняя поверхность каждого нагревателя состоит из торцовых поверхностей, закрытых градуируемыми датчиками, и боковой поверхности, через которую происходит рассеяние энергии во внешнюю среду. При градуировке в вакууме с остаточным давле-



## 2. СТЕНД ДЛЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ГРАДУИРОВКИ В ВАКУУМЕ

Стенд разработан универсальным для проведения на нем опытов с сильноточным (1000 а) нагревом до высоких (2700° С) температур в условиях вакуума при остаточном давлении до  $10^{-4}$  н/м<sup>2</sup>. Емкость рабочей камеры под стеклянным колпаком равна

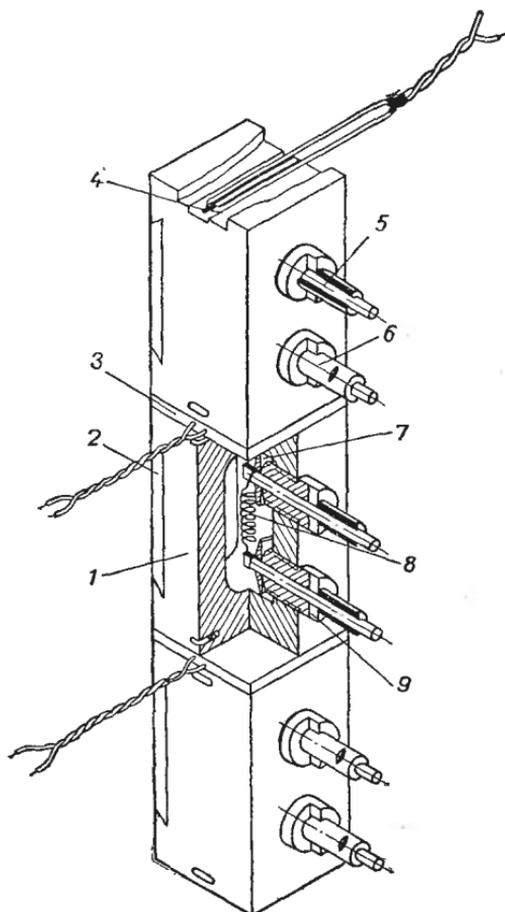


Рис. 76. Общий вид градуировочного столбика:

1 — корпус; 2 — крышка; 3 — датчик; 4 — термопара; 5 — токоввод нагревателя; 6 — ступенчатая втулка; 7 — отражательный щиток; 8 — спираль; 9 — изолятор.

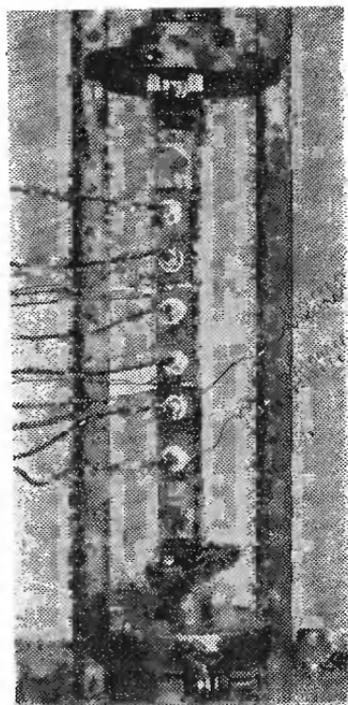


Рис. 77. Общий вид столбика в зажимном приспособлении.

0,15 м<sup>3</sup>. В опытах, имеющих отношение к теме изложения, возможности стенда использовались лишь частично.

Центральным узлом стенда является стальная хромированная плита, установленная на подставке, сваренной из стальных уголков. Верхняя поверхность подставки используется для размещения измерительной и вспомогательной аппаратуры. В плите пре-

дусмотрены отверстия для четырех сильноточных и двух групповых слаботочных гермовводов по 27 линий в каждом.

К нижней стороне плиты на фланце крепится диффузионный насос типа ВА-05. Форвакуум обеспечивается насосом типа ВН-2. Давление под колпаком контролируется стандартным измерительным устройством ВИТ-1А.

Сверху плита закрывается стеклянным колпаком, залитым на эпоксидной смоле в массивный стальной хромированный фланец. Снаружи колпак защищен стальной решеткой, за которую фланец вместе с колпаком подвешивается на тросе через Г-образную стойку к противовесу. Посредством клинового стопора противовес можно отключать от колпака в положении, когда прокладки фланца прилегают к поверхности плиты. Вес колпака и фланца обеспечивает первоначальный прижим и соответствующее уплотнение в начале эвакуации внутреннего пространства.

Детали и узлы, работающие в вакууме, монтируются в соответствии с рекомендациями, приведенными в литературе по вакуумной технике [98, 106, 249].

Измерительный столбик собирается в зажимном приспособлении (рис. 77 и 78). Прижим осуществляется винтом, ввинчиваемым в графитную гайку-архитрав. Верхний пояс соединяется с основанием с помощью тяг с помощью тяг, по которым скользит ползун, перемещаемый винтом.

Во всех нагруженных сопряжениях, чтобы избежать диффузионной сварки, был исключен прямой контакт металла с металлом [116, 117]. В связи с этим архитрав был выполнен из графита, и в ползун запрессован графитовый вкладыш 4. В дальнейшем выяснилось, что для исключения прихватывания достаточно было натереть сопрягаемые поверхности графитом.

Детали столбика 7, 8, 9, 10 прижимаются ползуном 6 к опоре 11, покоящейся на эластичных шайбах из вакуумной резины, переложённых металлическими шайбами. Основание устанавливается на монтажную плиту с помощью трех регулируемых опорных винтов так, чтобы тяги 3 стояли вертикально. Благодаря эластич-

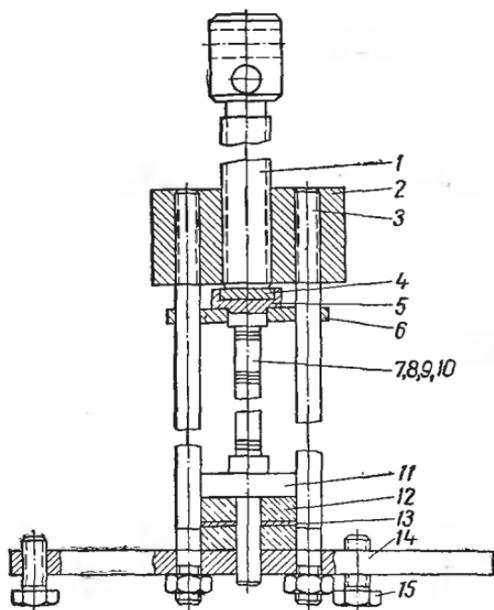


Рис. 78. Зажимное приспособление для градуировочного столбика:

1 — винт; 2 — гайка-архитрав; 3 — тяги; 4 — вкладыш; 5 — подпятник; 6 — ползун; 7, 8, 9, 10 — детали столбика; 11 — нижняя опора; 12 — эластичные шайбы; 13 — жесткая шайба; 14 — основание; 15 — опорные винты.

ности опоры при нагреве столбика в деталях устройства практически не возникают дополнительные усилия.

Для контроля сжимающего усилия высота эластичной опоры непрерывно измеряется индикатором часового типа с ценой деления 0,01 мм. В предварительных опытах индикатор был проградуирован по усилиям, имеющим место в системе. Обычно нагреватели работают при усилии около 1000 н (100 кгГ).

Для защиты резиновых шайб от перегрева нижняя опора соединена с основанием тепловым шунтом в виде шины, набранной из полос медной фольги.

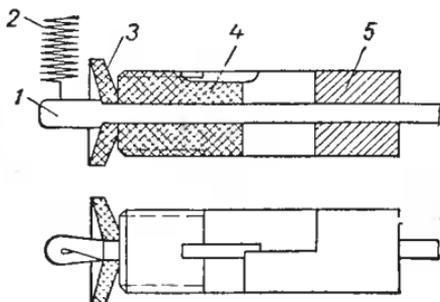


Рис. 79. Двойной изолятор:

1 — токоввод; 2 — спираль; 3 — дисковый отражательный изолятор; 4 — цилиндрический изолятор; 5 — ступенчатая втулка.

В наладочных опытах долго не удавалось получить равномерное прилегание датчиков по всей поверхности. Объясняется это тем, что допуск на непараллельность рабочих торцов нагревателей достигал 100 мкм, т. е. на два порядка превышал значение возможных упругих деформаций нагревателей под сжимающим усилием. Применение поворотных опор в виде шариков позволило

эффективно решить задачу. При выбранных допусках практическое отклонение осевой линии сжатия от центров датчиков не превышало 0,3 мм и было обусловлено, главным образом, погрешностями монтажа нагревателей и датчиков в столбике (сдвиги). Свобода концов обеспечивала свободу прилегания по всем контактным плоскостям сопряжения элементов столбика.

Наиболее существенной деталью столбика является нагреватель. Высокие тепловые нагрузки (больше 50 Вт/см<sup>3</sup>) при температуре выше 600°С создавали определенные трудности. Увеличение габаритов нагревателя и снижение рабочей температуры лишало работу смысла. Удовлетворительное решение удалось получить лишь в третьей конструктивной попытке. Хотя в научном эксперименте безуспешная попытка не менее поучительна, чем успешная, ограничимся здесь описанием лишь последнего варианта.

Основное отличие нагревателей, собранных в столбик (см. рис. 76) от предыдущих конструкций состоит в том, что в качестве материала корпусов вместо меди выбран графит. Крышка не доходит до торцовых поверхностей (они полностью относятся к корпусу) и поэтому все детали при подготовке можно подвергать окончательной обработке. Схема устройства тоководных изоляторов приведена на рис. 79.

В первых конструкциях конденсация металлов на изоляторе приводила к быстрому падению сопротивления. В принятом варианте в промежутке между дисковым и основным изоляторами

интенсивность оседания проводящих покрытий значительно ниже, чем на открытых поверхностях.

В качестве материала для изоляторов выбран пиррофиллит [321]. Он легко обрабатывается в сыром виде всеми известными способами. После нагревания до  $1100^{\circ}\text{C}$  по прочности и изоляционным свойствам он не уступает обожженному фарфору. Наравне с тальком, пиррофиллит целесообразно использовать как поделочный материал для изготовления изоляторов.

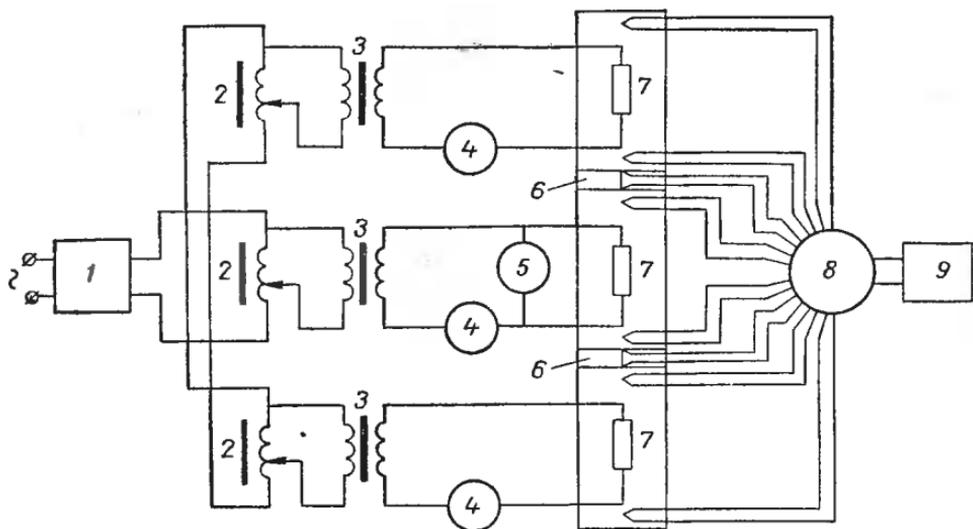


Рис. 80. Электрическая схема вакуумного стенда для градуировки датчиков в столбике:

1 — стабилизатор напряжения; 2 — автотрансформаторы; 3 — разделительные трансформаторы; 4 — амперметры; 5 — вольтметр; 6 — градуируемые датчики; 7 — спирали накаливания; 8 — переключатель; 9 — потенциометр.

Сначала в изоляторах предусматривались специальные стопоры против проворачивания при возможном ослаблении натяга между корпусом и изолятором по резьбе. Такое ослабление наблюдалось сравнительно редко, что, по-видимому, связано с постепенным увеличением размеров пиррофиллитовых изделий при последовательном прокаливании. Иногда все же ослабление наступает и ликвидировать его можно следующими двумя способами:

1) наращиванием графита в месте контакта из 40%-ной глюкозы. Покрытие глюкозой повторяется 3—4 раза. Изолятор при этом плотно склеивается с корпусом. В дальнейшем при нагревании в вакууме глюкоза расщепляется и остается ноздреватый кокс, хорошо сцепляющийся с шероховатыми поверхностями изолятора и корпуса.

Свойство глюкозы при нагревании в вакууме коксоваться с образованием беззольного углеграфита неоднократно использовалось нами в экспериментах. В частности, спай термопар

(см. рис. 76) в полостях корпуса замазывались густой замазкой, состоящей из мелкоистолченного малозольного графита и 40%-ной глюкозы;

2) наращиванием изолятора за счет обмазки шликером эмали (например, Ц-5). Эмаль проникает в зазор и при обжиге схватывается с изолятором и корпусом, надежно закрепляя резьбовое соединение.

Для предотвращения поворота токоввода на выступающей части изолятора сделан уступ, в который входит выступ на втулке 5, обжимаемой на никелевом токовводе 1 (см. рис. 79). Спираль в токовводе крепится так же, как в электролампах в загибе расплющенного токоввода на  $180^\circ$ .

Нагреватель к цепи присоединяется с помощью миниатюрных штепсельных разъемов. Электрическая схема измерительных цепей и питания нагревателей столбика представлена на рис. 80. Нагреватели питаются от сети переменного тока через стабилизатор и общий регулировочный автотрансформатор, после которого цепь питания разветвляется на автотрансформаторы индивидуального регулирования мощностей нагревателей. Далее напряжение подается через разделительные понижающие трансформаторы, амперметры или токовые катушки ваттметров и вакуумплотные проходы к спиральям нагревателей.

Сигналы датчиков и термопар через групповой гермоввод и переключатель подаются на потенциометр Р-307.

### 3. ТЕОРИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ДЛЯ СТОЛБИКА. ПОТЕРИ НА РАССЕЯНИЕ

В принятой конструкции вся подводимая к нагревателю энергия от спирали передается корпусу и крышке за счет лучеиспускания. Лишь незначительная часть передается через токовводы теплопроводностью. В простейшем представлении можно принять поглощаемую корпусом мощность  $P$  равномерно распределенной по его длине  $l$  интенсивностью

$$q_{\text{п}} = \frac{P}{l}. \quad (\text{VI.3})$$

Если предположить, что поперечная теплопроводность столбика бесконечно велика, то рассматриваемый случай может быть сведен к одномерной задаче [124].

При проведении опытов в вакууме внешняя поверхность столбика может терять энергию только за счет лучеиспускания с интенсивностью

$$q_{\text{б.п}} = p\varepsilon\sigma(T^4 - T_{\text{ок}}^4), \quad (\text{VI.4})$$

где  $p$  — периметр сечения;  $T_{\text{ок}}$  — эффективная температура окружения. Принятая модель создана с упрощающими отступлениями

ми. Наиболее существенные из них связаны с допущением одномерности задачи и равномерности распределения подводимой энергии по длине нагревателя.

Уравнение теплопроводности для стационарного режима нагревателя столбика имеет вид:

$$f_{\text{д}} \lambda \frac{d^2 T}{dx^2} - p \epsilon \sigma (T^4 - T_{\text{ок}}^4) + q_{\text{п}} = 0. \quad (\text{VI.5})$$

В общем случае из этого уравнения можно составить интегральное уравнение теплового баланса отрезка столбика в промежутке  $0 - x$ :

$$-f_{\text{д}} \lambda \frac{dT}{dx} = \int_0^x q_{\text{п}} dx - \int_0^x p \epsilon \sigma (T^4 - T_{\text{ок}}^4) dx + q_0 f_{\text{д}}. \quad (\text{VI.6})$$

Левая часть выражения (VI.6) представляет тепловой поток, пронизывающий сечение  $f_{\text{д}}$  с продольной координатой  $x$ ; правая

$\int_0^x q_{\text{п}} dx$  — тепловую мощность, подводимую на участке  $0 - x$ ;

$\int_0^x p \epsilon \sigma (T^4 - T_{\text{ок}}^4) dx$  — мощность, рассеиваемую за счет боковых потерь;  $q_0 f_{\text{д}}$  — поток, протекающий через сечение, от которого ведется отсчет координаты  $x$ .

Если в некотором фиксированном сечении поместить градуируемый датчик, то задача сведется к определению правой части уравнения (VI.6). Режим градуировки в столбике удобно поддерживать при  $q_0 = 0$ . Тогда главная часть задачи сводится к нахождению мощности боковых потерь

$$Q_{\text{б.п}} = \int_0^l p \epsilon \sigma (T^4 - T_{\text{ок}}^4) dx. \quad (\text{VI.7})$$

Здесь наиболее существенно знание распределения  $T = f(x)$ .

Пренебрежение изменением температуры вдоль нагревателя привело к заметным ошибкам, которые обнаружили в опытах.

Уравнение теплопроводности (VI.5) можно переписать в следующем виде:

$$\frac{d^2 T}{dx^2} - a T^4 + b = 0, \quad (\text{VI.8})$$

где

$$a = \frac{p \epsilon \sigma}{f_{\text{д}} \lambda}; \quad b = \frac{p \epsilon \sigma T_{\text{ок}}^4}{f_{\text{д}} \lambda} + \frac{q_{\text{п}}}{f_{\text{д}} \lambda}.$$

При граничных условиях

$$\begin{aligned} x = 0 & \quad T = T_{1-0}; \\ x = l & \quad T = T_l \end{aligned} \quad (\text{VI.9})$$

решение уравнения (VI.8) имеет вид

$$x = \int_{T_{1-0}}^T [a_1(T^5 - T_l^5) - b_1(T - T_l)]^{-\frac{1}{2}} dT, \quad (\text{VI.10})$$

где

$$a_1 = \frac{2p\epsilon\sigma}{5f_d\lambda}; \quad b_1 = \frac{q_{\text{п}}}{f_d\lambda} + \frac{2p\epsilon\sigma T_{\text{ок}}^4}{f_d\lambda}.$$

Соответственно при  $x=l$

$$l = \int_{T_{1-0}}^{T_l} [a_1(T^5 - T_l^5) - b_1(T - T_l)]^{-\frac{1}{2}} dT. \quad (\text{VI.11})$$

Принципиально при известной геометрии столбика ( $p, f_d, l$ ), его свойствах ( $\lambda, \epsilon$ ), внешних и внутренних граничных условиях ( $q_{\text{п}}, T_{\text{ок}}, T_{1-0}$ ) из уравнения (VI.11) можно найти значение  $T_l$ , а из уравнения (VI.10) — температуру в любом сечении с координатой  $x$ .

Однако интегралы (VI.10 и (VI.11) не удается выразить посредством элементарных функций. Задача слишком узка для введения еще одной специальной функции, но имеет довольно широкое прикладное значение [277, 282, 287, 297, 308].

В работе [277] детально рассмотрены вопросы, связанные с распределением температуры в стержнях, обогреваемых электрическим током в вакууме, в широком диапазоне конструктивных параметров. Подобно многим предшественникам авторы работы [277] разлагают подинтегральную функцию в ряды; им удалось разделить стержень на характерные области, для которых найдены быстро сходящиеся разложения. В работе [277] приведены интересные результаты собственных измерений авторов, которые убедительно оправдывают допущения, сделанные ради упрощения задачи.

Следуя Джайну и Кришнану, введем понятие максимальной температуры  $T_{\text{max}}$ , до которой может нагреться стержень в средней части при бесконечном увеличении его длины. В этом случае вся энергия нагрева пойдет на компенсацию потерь в окружающую среду. Таким образом, температура  $T_{\text{max}}$  однозначно характеризует возможности нагрева в данных условиях. По определению

$$q_{\text{п}} = p\epsilon\sigma(T_{\text{max}}^4 - T_{\text{ок}}^4).$$

Принимая во внимание, что  $b_1 = 5a_1 T_{\max}^4$ , и обозначая  $T_l - T = t$ , из уравнения (VI.10) получаем

$$x \sqrt{a_1} = \int_t^{t_1} [5(T_{\max}^4 - T_l^4)t + 10T_l^3 t^2 - 10T_l^2 t^3 + 5T_l t^4 - t^5]^{-\frac{1}{2}} dt$$

или

$$x_1 [5a_1(T_{\max}^4 - T_l^4)]^{\frac{1}{2}} = \int_0^t t^{-\frac{1}{2}} (1+y)^{-\frac{1}{2}} dt, \quad (\text{VI.12})$$

где

$$x_1 = l - x, \quad y = \frac{2T_l^3 t}{T_{\max}^4 - T_l^4} \left[ 1 - \frac{t}{T_l} + \frac{t^2}{2T_l^2} - \frac{t^3}{10T_l^3} \right].$$

Поскольку в наших условиях  $T_l > t$  и  $T_{\max} - T_l \gg t$ , величина  $y$  должна быть всегда положительной, но существенно меньше единицы. При этом разложение для  $(1+y)^{-\frac{1}{2}}$  будет быстросходящимся. Интегрируя выражение (VI.12), находим

$$x_1 [5a_1(T_{\max}^4 - T_l^4)]^{\frac{1}{2}} = 2\sqrt{t} (1-s), \quad (\text{VI.13})$$

где

$$s = \frac{1}{2\sqrt{t}} \left[ \int_0^t \frac{1}{2} t^{-\frac{1}{2}} y dt - \int_0^t \frac{3}{8} t^{-\frac{1}{2}} y^2 dt + \int_0^t \frac{5}{16} t^{-\frac{1}{2}} y^3 dt + \dots \right].$$

На графике рис. 81 построена эта функция, приведенная к безразмерному аргументу  $\frac{t}{t_{\text{кр}}}$ , где  $t_{\text{кр}} = \frac{T_{\max}^4 - T_l^4}{2T_l^3}$ .

В используемом нами диапазоне  $0 < \frac{t}{t_{\text{кр}}} < 0,2$  значение суммы  $s$  не превосходит 0,03. В связи с этим в рассматриваемом случае можно пренебречь величиной  $s$ , малой по сравнению с единицей. Тогда из уравнения (VI.13) получим

$$x_1^2 = \frac{4t}{5a_1(T_{\max}^4 - T_l^4)}$$

или

$$t = \frac{5}{4} a_1 (T_{\max}^4 - T_l^4) x_1^2 = Ax_1^2. \quad (\text{VI.14})$$

Важно, что ход температуры вдоль стержня хорошо аппроксимируется квадратной параболой и для полноты информации достаточно знания трех параметров (температур в трех сечениях, температур в двух сечениях и производной в одном из них и т. п.).

Случай, когда вершина параболы температурной кривой лежит на одном из датчиков, соответствует градуировке с экспериментальным исключением коэффициента этого датчика из системы уравнений (VI.2) приведением величины его сигнала к нулю.

Минимальное число нагревателей, при котором еще возможно независимое ре-

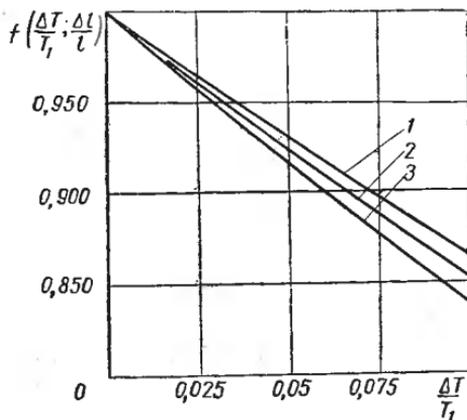


Рис. 82. График функции поправки  $f\left(\frac{\Delta T}{T_1}; \frac{\Delta l}{l}\right)$ :

$$1 - \frac{\Delta l}{l} = 0,05; \quad 2 - \frac{\Delta l}{l} = 0,1, \\ 3 - \frac{\Delta l}{l} = 0,15.$$

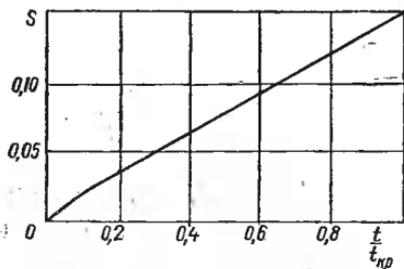


Рис. 81. График функции  $s\left(\frac{t}{t_{кр}}\right)$ .

гулирование температуры и потока, равно трем.

Обозначим через  $\Delta l$  глубину заделки термопар от торца нагревателя; через  $T_1$  и  $T_2$  — температуры, измеряемые термопарами  $T_1 - T_2 = \Delta T$ .

Согласно выражению (VI.14)

$$T_1 = T_l - A\Delta l^2; \quad T_2 = T_l - A(l - \Delta l)^2.$$

откуда

$$T = T_1 \left\{ 1 + \frac{\Delta T}{T_1} \cdot \frac{1}{1 - 2 \frac{\Delta l}{l}} \left[ \left( \frac{\Delta l}{l} \right)^2 - \left( \frac{x_1}{l} \right)^2 \right] \right\}.$$

В дальнейшем произведениями, содержащими  $\frac{\Delta T}{T}$  и  $\frac{\Delta l}{l}$  три или больше раз, можно пренебречь. Физически это равносильно предположению о том, что  $T_l = T_1$ . Практически значение  $\frac{\Delta l}{l}$  и, особенно,  $\frac{\Delta T}{T}$  меньше 0,1. Следовательно, погрешность, если предположить, что  $T_1 = T_l$ , не может превышать 0,1%.

В связи с этим можно принять

$$T = T_1 \left[ 1 - \frac{\Delta T}{T_1} \cdot \frac{1}{1 - 2 \frac{\Delta l}{l}} \left( \frac{x_1}{l} \right)^2 \right]. \quad (\text{VI.15})$$

Подставляя выражение (VI.15) в уравнение (VI.7) и пренебрегая по-прежнему произведениями трех и более относительно малых величин, находим

$$Q_{\text{б.п}} = f\left(\frac{\Delta T}{T_1}; \frac{\Delta l}{l}\right) \int_0^l p \varepsilon \sigma T_1^4 dx - \int_0^l p \varepsilon \sigma T_{\text{ок}}^4 dx, \quad (\text{VI.16})$$

где

$$f\left(\frac{\Delta T}{T_1}; \frac{\Delta l}{l}\right) = 1 - \frac{4}{3} \frac{\Delta T}{T_1} \left(1 + 2 \frac{\Delta l}{l}\right) + \frac{6}{5} \left(\frac{\Delta T}{T_1}\right)^2. \quad (\text{VI.17})$$

Здесь функция  $f\left(\frac{\Delta T}{T_1}; \frac{\Delta l}{l}\right)$  может быть легко протабулирована. Для случаев, имеющих практический смысл, значения ее приведены на графике рис. 82.

Вторым интегралом в уравнении (VI.16), как правило, можно пренебречь. Взять же первый интеграл трудно, так как вблизи изоляторов и тоководов существенно страдает определенность подынтегрального выражения, в частности произведения  $p\varepsilon$ . Эту неопределенность легко обойти непосредственным измерением боковых потерь  $Q_{\text{х.х}}$  в опытах «холостого хода», под которым понимается режим, когда оба граничащих с нагревателем датчика показывают нулевой поток. При этом измеряемая мощность нагревателя полностью расходуется на компенсацию боковых потерь, а функция поправки  $f\left(\frac{\Delta T}{T_1}; \frac{\Delta l}{l}\right) = 1$ .

Таким образом, боковые потери

$$Q_{\text{б.п}} = f\left(\frac{\Delta T}{T_1}; \frac{\Delta l}{l}\right) Q_{\text{х.х}}(T_1) \quad (\text{VI.18})$$

могут быть определены измерениями на «холостом ходе» при различных температурах нагревателя.

#### 4. МЕТОДИКА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ГРАДУИРОВКИ

В простейшем случае градуировочный столбик набирается из трех нагревателей, разделенных двумя датчиками. В предварительных опытах по нескольким точкам строится характеристика «холостого хода» центрального нагревателя. Практически как в режимах «холостого хода», так и при градуировке трудно выдерживать режимы работы крайних нагревателей такими, чтобы сигналы датчиков были точно равны нулю. Поэтому приходится мириться с наличием некоторых малых сигналов, измерять их значения и вносить поправку на сток или приток тепла, пользуясь в первом приближении рабочими коэффициентами, полученными ранее при холодных градуировках. Во втором и последующих приближениях можно более точно учесть температурную зависимость коэффициентов датчиков, однако надобность в этом

при малых остаточных потоках отпадает, так как второе приближение уже не отличается от первого. Это связано с тем, что погрешность в малой поправке не может сильно влиять на результат.

Важная причина систематических погрешностей — дрейф нуля гальванометра, вызванный неравномерным прогревом деталей рамки за счет освещения поворотного зеркальца. Для знакомства с этим явлением достаточно включить освещение зайчика на электрически заарретированном гальванометре, например типа М195/2, и понаблюдать за поведением зайчика в течение двух-трех часов. На некоторых приборах дрейф доходит до 15 делений шкалы, что соответствует появлению в цепи измерений постоянной э. д. с. около 7 мкв, которой нельзя пренебречь. Недостаток этот свойственен как новым гальванометрам, так и, в значительной большей мере, прошедшим повторную пайку подвесок рамки при ремонте.

В одной сборке последовательно проводится градуировка двух датчиков. При нагреве датчики настолько выходят из строя, что пригодны для длительной работы только в этой единственной сборке. В связи с этим представительно градуируются только отобранные из партии датчики.

Режим градуировки организован так, что величина потока, проходящего через один из датчиков, близка к нулю; такой датчик назван «холостым» в отличие от градуируемого, через который идет основной поток.

Из теплового баланса следует, что мощность, пронизывающая градуируемый датчик,

$$P_{гр} = P_n + f_d k_x e_x - P_p, \quad (VI.19)$$

где  $P_n$  — мощность нагревателя;  $f_d k_x e_x$  — мощность притока через «холостой» датчик;  $P_p$  — мощность рассеяния, определяемая по экспериментально полученной графической зависимости боковых потерь от температуры при изотермическом режиме ( $P_{x,x}$ ) с учетом поправки на неизотермичность:

$$P_p = f\left(\frac{\Delta T}{T_1}; \frac{\Delta l}{l}\right) P_{x,x}. \quad (VI.20)$$

В соответствии с изложенным в параграфе 3 данной главы при определении  $P_{x,x}$  по графику в качестве аргумента выбирается показание термпары ( $T_1$ ), расположенной вблизи «холостого» датчика.

Поправка на неизотермичность  $f\left(\frac{\Delta T}{T_1}; \frac{\Delta l}{l}\right)$  определяется в зависимости от относительной разности температур на нагревателе  $\left(\frac{\Delta T}{T_1}\right)$  и относительной координаты заделки спаев термпар от бли-

жайших рабочих плоскостей  $\left(\frac{\Delta l}{l}\right)$  по формуле (VI.17) или по графику рис. 82.

Температура градуируемого датчика в каждом режиме принимается равной средней арифметической из показаний ближайших к нему термопар в верхнем и нижнем нагревателях. В даль-

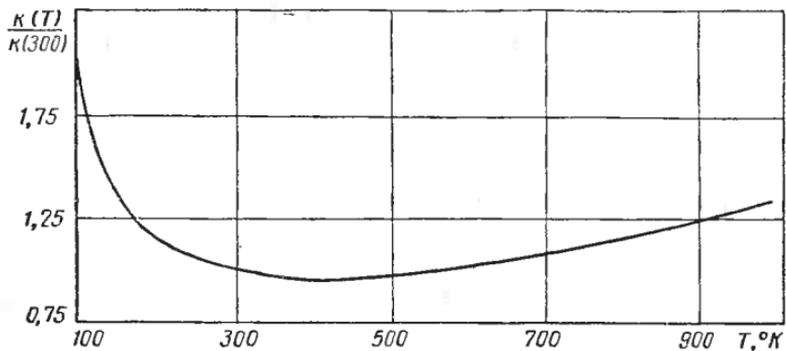


Рис. 83. Температурная характеристика медь-константановых датчиков.

нейшем рабочий коэффициент датчика при заданной температуре можно найти по выражению

$$k_d = \frac{P_{rp}}{I_d e_d} \quad (\text{VI.21})$$

Расчетные зависимости, построенные по табличным данным, приведены на рис. 26.

При градуировке в столбике при низких температурах потоки получаются малыми и погрешности измерений возрастают. Используя результаты расчетов, проведенных по таблицам, и измерений на двойном калориметре (см. параграф 3 гл. V), можно сделать вывод о том, что в интервале  $0-200^\circ\text{C}$  имеет место незначительное уменьшение значений рабочих коэффициентов медь-константановых датчиков с последующим их возрастанием.

На рис. 83 на основании данных параграфов 1 и 3 гл. V и данного параграфа построена температурная зависимость относительного изменения рабочего коэффициента медь-константановых датчиков в диапазоне от  $-180$  до  $600^\circ\text{C}$ .

## ПРОИЗВОДНЫЕ ПРИБОРЫ И НЕКОТОРЫЕ СЛУЧАИ ПРИМЕНЕНИЯ ТЕПЛОМЕТРИИ В НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ ПРАКТИКЕ

Решение ряда вопросов теории и технологии изготовления описанных выше датчиков создало возможности разработки производных приборов специального назначения. Хотя область применения каждого из них ограничена, общий диапазон их использования достаточно широк.

Использование слоистых б. д. т. п. по их прямому назначению привело к созданию серии эффективных измерителей теплопотерь, которые нашли широкое применение в промышленности и энергетике.

Непосредственное измерение значений местных потоков позволяет значительно упростить технику определения коэффициентов теплопроводности. На основании обобщения опыта работы макетов, в которых каждая из величин, определяющих теплопроводность, получалась прямым измерением, был создан и выпускается малыми сериями новый прибор для нахождения теплопроводности изоляционных и строительных материалов.

Частично или полностью замкнутые теплотрические поверхности дают возможность измерять энергетические эффекты различных явлений. На этой основе был разработан калориметр для медико-биологических исследований и так называемый термодивергатор — калориметрический вариант дозиметра для измерения энергии поглощения ядерных излучений в атомных реакторах.

Применительно к нестационарным режимам работы теплоизолирующих ограждений тепломеры позволяют создать систему для прямого измерения их эффективной теплопроводности и теплоемкости в рабочих условиях.

Миниатюрные слоистые теплотрические конструкции применяются в качестве чувствительных элементов пирометрических устройств, используемых в промышленности для измерения, контроля и автоматического регулирования.

Во всех описанных в данной главе приборах и методах унифицированные теплотрические элементы позволили упростить измерения, сделав их в то же время более надежными и точными.

## 1. ИЗМЕРИТЕЛИ ТЕПЛОПOTЕРЬ (ИТП)

После разработки технологии серийного производства слоистых б. д. т. п. появилась возможность широко внедрять их в различных отраслях народного хозяйства.

Одним из наиболее перспективных применений батарейных датчиков в теплоэнергетике может явиться прибор для контроля потерь через теплоизоляцию трубопроводов, энергетических установок, технологических устройств и т. п.

Ежегодно в мире добывается около 3 млн. т асбеста, 0,5 млн. т вермикулита, 0,2 млн. т магнезии, производится до 3 млн. т минерального волокна, 0,5 млн. т перлита и керамзита. На долю

СССР приходится  $\frac{1}{4} - \frac{1}{6}$  названных количеств, и эти показатели

непрерывно растут. Основная масса перечисленных материалов используется для теплоизоляции. Между тем информация о ее работе крайне ограничена низкой оперативностью имеющихся приборов. Поэтому создание на базе слоистых датчиков оперативного прибора для измерения теплопотерь — актуальная задача [52, 63, 67].

Серийный слоистый датчик размерами  $17 \times 17 \times 1$  мм<sup>3</sup> имеет следующие характеристики:

Рабочий коэффициент $k_d$ , $вт/м^2 \cdot в$ . . . . .	50 000
Омическое сопротивление $R_o$ , $ом$ . . . . .	300
Термическое сопротивление $R_T$ , $м^2 \cdot град/вт$ . . . . .	0,001
Постоянная времени $\mu$ , $сек$ . . . . .	15

С внешней поверхности теплоизоляции тепло обычно отводится за счет свободной конвекции с термическим сопротивлением около  $0,1 м^2 \cdot град/вт$ ; сопротивление самой изоляции обычно на один-два порядка выше. В таких условиях собственным термическим сопротивлением датчика можно пренебречь.

При малом термическом сопротивлении цепи теплового потока эффект наличия теплотеметрического датчика можно учесть по методике, описанной в параграфе 4 гл. II.

В силу специфики рабочих условий прибор должен быть неприхотливым, не должен бояться сырости, загрязнений, перегревов и переохлаждений. Такими свойствами в значительной мере обладают все приборы серии ИТП.

В ИТП-3, ИТП-4 и ИТП-4А применены сравнительно грубые показывающие электрические приборы типа М-24 с подвеской подвижной системы на кернах. Недостаток чувствительности показывающего прибора компенсируется встроенным транзисторным усилителем, собранным по двухкаскадной дифференциальной схеме. Усилитель питается от сменной стандартной батареи КБСЛ-0,5 или встроенной аккумуляторной батареи, обеспечивающей непрерывную работу усилителя в течение 10 ч. В приборах

ИТП-4 и ИТП-4А зарядные устройства вмонтированы в корпусах. Аккумуляторы заряжаются от осветительной сети.

В измерителях ИТП-5 использованы более чувствительные датчики и показывающие приборы. Благодаря повышенной чувствительности элементов отпала необходимость в применении усилителей и соответствующей системы питания. Кроме того, в приборах ИТП-5 применена система аттенюации для изменения

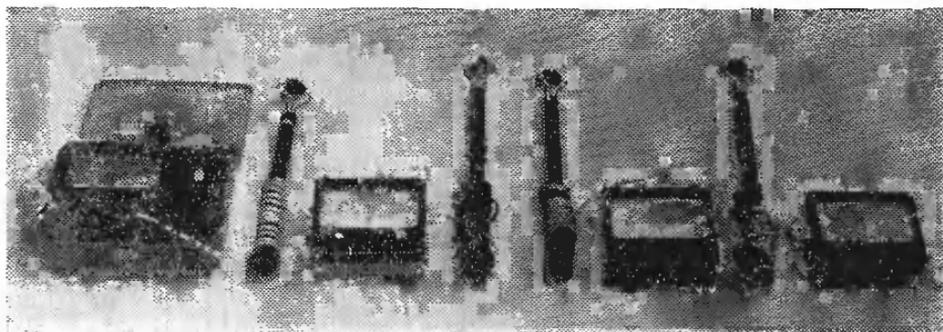


Рис. 84. Внешний вид приборов серии ИТП.

диапазонов измеряемых плотностей теплотерь (1000, 2000 и 5000  $вт/м^2$ ). Для удобства измерений датчик закреплен на телескопическом раздвижном жезле, длина которого может ступенчато варьироваться от 300 до 900 мм.

Усовершенствование модификаций приборов для измерения теплотерь продолжается.

Оперативный контроль качества теплоизоляции способствует, с одной стороны, целесообразному использованию дорогостоящих материалов, с другой — экономии тепла, а значит, и топлива.

Внешний вид приборов ИТП-4 и ИТП-4А приведен на рис. 84.

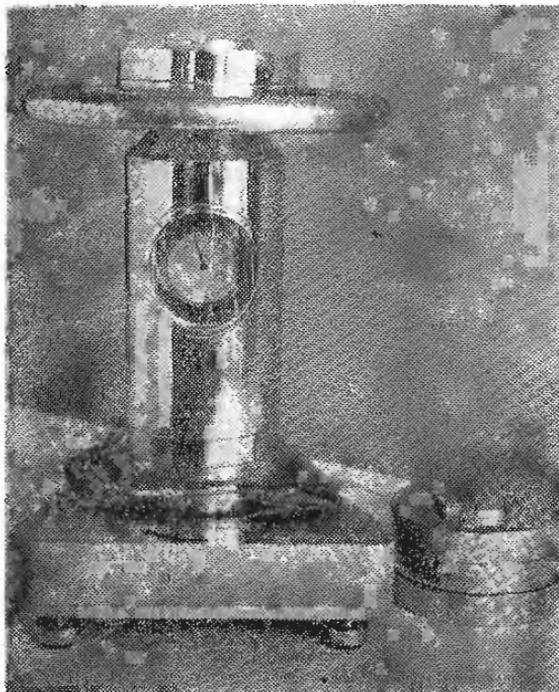
## 2. ПРИБОРЫ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

Под коэффициентом теплопроводности понимается отношение плотности теплового потока к напряженности температурного поля:

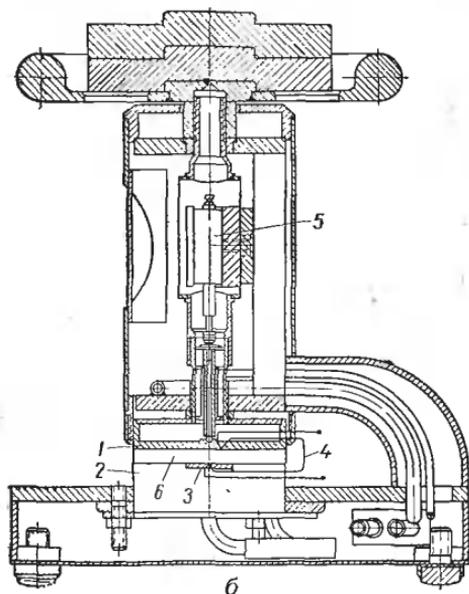
$$\lambda = \frac{q}{-\text{grad } t} . \quad (\text{VII.1})$$

Использование теплотрических датчиков дает возможность непосредственно определить числитель в уравнении (VII.1), что значительно упрощает аппаратную часть определения коэффициента теплопроводности.

Первое предельно простое устройство для определения коэффициента теплопроводности было испытано в 1963 г. На нем были проведены исследования зависимости теплопроводности от температуры для стальфоли и пеносила [62]:



*a*



*б*

Рис. 85. Общий вид (*a*) и конструктивная схема (*б*) серийного прибора для определения коэффициента теплопроводности:

1 — нагреватель; 2 — холодильник; 3 — датчик теплового потока; 4 — термопары; 5 — индикатор толщины образца, 6 — образец.

для стальфоли

$$\lambda = 0,044 + 0,000056 t; \quad (\text{VII.2})$$

для пеносила

$$\lambda = 0,175 + 0,00045 t. \quad (\text{VII.2a})$$

В дальнейшем прибор был усовершенствован с приспособлением методики к массовым измерениям [77, 85, 191]. Прибор предназначался для определения коэффициентов теплопроводности твердых тел, жидкостей и газов методом плоской пластины. Действие прибора основано на непосредственных измерениях пронизывающего образец теплового потока, разности температур между плоскостями испытуемого материала и его толщины (рис. 85).

Тепловой поток измеряется с помощью малогабаритного плоского высокочувствительного датчика, размещенного в средней части плоскости холодильника. Это позволяет не только значительно упростить технику эксперимента, но и отказаться от обычных охраняемых калориметров или компенсационных нагревателей, поскольку датчик непосредственно регистрирует тепловые потоки, пронизывающие образец испытуемого материала.

В качестве регистрирующего сигналы датчика

и термопар прибора используется обычный высокоомный потенциометр типа Р-307.

Ниже приведена техническая характеристика прибора для определения коэффициента теплопроводности:

Пределы измерений,	
<i>вт/м·град</i> . . . . .	0,02— 5
Толщина образцов, <i>мм</i> . . . . .	0,2 — 10
Диапазон температур, °С	20 —100
Погрешность измерения, %	± 5
Время выхода прибора на режим, <i>мин</i> . . . . .	60
Общий вес прибора, <i>кг</i> . . . . .	17

Слоистый датчик приклеивается к холодильнику на эпоксидной смоле, а затем вся лицевая поверхность его с помощью специальной обечайки заливается такой же смолой. После затвердевания смолы лицевая поверхность тщательно обрабатывается сначала вручную, а затем на шлифовальном станке. В первых образцах для измерения разности температур в поверхности холодильника и нагревателя монтировались термопары [70]. Несмотря на тщательность обработки контакт с образцом не получался надежным, поэтому в дальнейшем термопары заделывались в эластичные резиновые прокладки, накладываемые на образец с двух сторон. Для измерений на сыпучих, жидких и газообразных телах прежний способ крепления термопар в теле холодильника и нагревателя оказался в достаточной мере эффективным.

Нагреватель представляет собой массивное медное тело с канавками, в которые на шамотно-каолиновой замазке уложена нихромовая спираль.

Результаты многократных проверок показали корректность измерения теплового потока слоистым датчиком. Поэтому прибор градуируется не по эталонам, как первоначально предполагалось и осуществлялось, а путем прямой радиометрической градуировки по методике, описанной в параграфе 6 гл. IV. В связи с этим измерения теплопроводности носят абсолютный характер.

Для измерения напряженности температурного поля поверхности образцов тщательно подготавливаются шлифовкой граней на плоскошлифовальном станке. Спаи и электроды термопар раскалываются до толщины не более 0,05 мм и заделываются в лист из эластичной резины так, чтобы место спая лежало на поверхности в центральной части. При зажиме между резиновыми листами обеспечивается хороший контакт спая термопары с поверхностью испытуемого образца [175].

Проверка прибора проводилась систематически на образцах различной толщины из плавленого кварца и полиметилметакрилата. Эти материалы различными авторами рекомендуются как эталонные [115, 186].

В табл. 4 приведены результаты наших измерений теплопроводности плавленого кварца и полиметилметакрилата в сопоставлении с данными различных источников. Данные таблицы свидетельствуют о достоверности измерений на разработанном приборе.

Таблица 4

Источник	Температура $t$ , °C	Теплопроводность $\lambda$ , <i>вт/м-град</i>
Полиметилметакрилат		
[4]	20	0,184
[45]	—	0,197
[174]	—	0,177+0,00007 $t$
[186]	—	0,18+3,3·10 <sup>-4</sup>
[40]	0—50	0,197—0,198
Наши измерения	20—40	0,180±0,006
Плавленый кварц		
[4]	0—100	1,35—1,42
[45]	14	1,19
[45]	42	1,17
[101]	—	1,38+0,0016 $t$
Наши измерения	20—40	1,21±0,01

Благодаря экспозиции на выставках и описанию в печати прибор стал широко известен [77, 79, 85]. По запросам различных организаций в ЛМТИ было проведено около 1000 измерений бо-

Таблица 5

Материал	Температура $t$ , °C	Теплопроводность $\lambda$ , <i>вт/м-град</i>	Примечание
Электрокартон	28	0,15	ГОСТ 2824-60
Электронит	30	0,31	Пропитан лаком ПФЛ-86
Пленкоасбокартон	30	0,12	
Пленкоасбокартон	30	0,15	Пропитан лаком КП-18
Пленка «Лумиррор»	27	0,11	$z > 15$ ; $\delta = 0,05$ мм
Терэфталатная пленка	30	0,13	Фирма «Melinex», $\delta = 0,05$ мм
Асбокартон	35	0,31	Электротехнический
Стеклолакоткань ЛСБ	35	0,21	ГОСТ 10156-61
Стеклолакоткань ЛСК	35	0,20	То же
Стеклолакоткань ЛСЭ	35	0,18	То же
Стекломиканит Г2ФГП	30	0,15	
Эскапон	40	0,21	
Прессшпан	40	0,16	
Гетинакс	40	0,28	
Текстолит	40	0,34	
Стеклотекстолит	40	0,32	Электротехнический

лее чем на 100 образцах новых материалов и комбинированных покрытий.

В табл. 5 приведены результаты измерения ряда электроизоляционных материалов, применяемых в промышленности.

В электромашиностроении изоляционные материалы используются в комбинациях между собой и с пропитками различными лаками. Измеренные значения эффективных теплопроводностей для таких композиций приведены в табл. 6.

Таблица 6

Состав композиции	Температура $t, ^\circ\text{C}$	Теплопроводность $\lambda, \text{вт/м}\cdot\text{град}$	Примечание
Электрокартон + пленка «Лумиррор»	30	0,13	Пропитан лаком ПФЛ-8в
Стекломиканит Г2ФГП ( $\delta=1 \text{ мм}$ ) + +стеклолакоткань ЛСБ (1 слой)	35	0,13	Пропитан лаком МГМ-8
Стекломиканит Г2ФГП ( $\delta=1 \text{ мм}$ ) + +стеклолакоткань ЛСК (1 слой)	35	0,09	Пропитан лаком К-47-к
Стекломиканит Г2ФГП ( $\delta=4 \text{ мм}$ ) + +стеклолакоткань ЛСЭ (1 слой)	35	0,11	Пропитан лаком ПФЛ-8в
Электронит ( $\delta=0,3 \text{ мм}$ ) + стеклослюдинит ( $\delta=0,2 \text{ мм}$ ) + стеклолакоткань ЛСБ ( $\delta=0,15 \text{ мм}$ )	39	0,19	Пропитан лаком 321-Т
Электрокартон ( $\delta=0,3 \text{ мм}$ ) + лавсан ( $\delta=0,05 \text{ мм}$ )	40	0,12	То же
Микалента ЛМ-4 ( $0,17 \times 23 \text{ мм}^2$ ) 7 слоев в полнахлеста склеено лаком БТ-95	40	0,17	Изоляционная обмотка
Стеглослюдинитовая лента ( $0,13 \times 20 \text{ мм}^2$ ) 9 слоев в полнахлеста склеено лаком 88	40	0,19	То же
Электрокартон ЭВ ( $\delta=0,1 \text{ мм}$ ) + миканит ГФС ( $\delta=0,2 \text{ мм}$ ) + стеклолакоткань ЛСБ	40	0,20	Пропитан лаком 321-Т

Сотрудники Харьковского авиационного института предложили весьма перспективный электромашиностроительный материал: ферромагнитную диэлектрическую массу (ФМДМ), представляющую собой магнитопроводящий мелкодисперсный наполнитель, связанный фураново-эпоксидной смолой [31]. Эпоксидная смола обволакивает связываемые зерна порошков и обеспечивает хорошие изоляционные свойства массы в целом. Сочетание повышенной относительной магнитной проницаемости (около 80) с хорошими электроизоляционными свойствами (приблизительно  $10^3 \text{ ом}\cdot\text{м}$ ), высокими прочностью ( $\sigma_b=10^4 \text{ н/см}^2$ ), термостойкостью (до  $180^\circ\text{C}$ ) и теплопроводностью (до  $0,7 \text{ вт/м}\cdot\text{град}$ ) обуславливает широкое применение ФМДМ в качестве соединительных и замыкающих деталей магнитопроводов.

Результаты измерений теплопроводности ФМДМ различных составов приведены в табл. 7, где обозначено: ПЭПА — полиэтиленполиамин; ФАЭД — фураново-эпоксидная смола; ГМДМ —

отвердитель	Компоненты*			Толщина образца, мм	Теплопроводность $\lambda$ , <i>вт/м·град</i>		
	весовых частей	наполни- тель	весовых частей		1 серия измерений	2 серия измерений	Среднее значение
ПЭПА	10	—	—	5,20	0,205	0,204	0,20
ПЭПА	15	—	—	4,05	0,199	0,196	0,20
ПЭПА	10	НБ	10	5,85	0,271	0,266	0,27
ПЭПА	10	НБ	15	6,30	0,303	—	0,30
ПЭПА	10	НБ	20	6,45	0,407	0,408	0,41
ГМДМ**	10	—	—	5,20	0,207	0,206	0,21
ГМДМ**	15	—	—	5,70	0,210	0,202	0,21
ГМДМ***	10	—	—	5,48	0,212	0,201	0,21
ГМДМ***	15	—	—	3,10	0,168	0,168	0,17
ГМДМ**	15	ПЖ2М2	250	5,80	0,540	0,557	0,55
ГМДМ***	15	ПЖ2М2	250	3,98	0,610	0,593	0,60
ГМДМ**	15	ПЖ2М2	250	3,30	0,657	0,645	0,65
ГМДМ***	15	ПЖ2М2	250	4,05	0,688	0,675	0,68

\* Весовое содержание ФАЭД во всех композициях принято за 100.

\*\* Спиртовой раствор.

\*\*\* Расплав.

гексаметилендиамин; ПЖ2М2 — порошок железный; НБ — порошок нитрида бора.

По предложениям сотрудников Днепропетровского и Донецкого горных институтов были проведены серии измерений теплопроводности образцов осадочных пород Донбасса, результаты которых приведены в табл. 8.

Таблица 8

Порода	Температура $t$ , °С	Теплопровод- ность $\lambda$ , <i>вт/м·град</i>
Песчаник кварцевый среднезернистый, содержит до 15% мусковита, сидерита и обломков аргиллита	31	1,72
Песчаник крупнозернистый, состоит из кварца и обломков кремнистых пород на известково-глинистом цементе	32	1,80
Песчаник серый разномзернистый, плохоотсортированный	30	1,50
Песчаник Никитского ртутного месторождения	30	2,80
Алевролит темно-серый, содержит ориентированные включения мелкочешуйчатого мусковита	31	2,70
Мрамор белый массивной текстуры	34	1,75
Мрамор серый массивной текстуры	35	1,85
Аргиллит темно-серый плотный	32	1,13
Бетон (цемент + крупнозернистый песок, 1:2,8) воздушно-сухой	33	0,80
То же, высушенный при 100°С	33	0,60

Подобным измерениям подвергались также многие материалы с известными свойствами. Наши данные согласуются с приведенными в литературе. Исключение составила мягкая сухая

Таблица 9

Материал	Температура $t, ^\circ\text{C}$	Теплопроводность $\lambda, \text{вт/м}\cdot\text{град}$
Мебельные плиты из пенополиоксида и наполнителя (опилки) в отношении 1 : 1	30	0,12
Ткань Петрянова	35	0,035—0,045
Карборундовая композиция на связке Б1 [130]	42	1,26
Отвержденный порошок — связка ПБ (ГОСТ 3552-63)	40	0,23
Связка № 1 (на основе алюминия) [130]	40	0,80
Связка БР (ПБ + резиновая мука)	30	0,24

хромовая кожа; для которой измеренное значение теплопроводности составило  $\lambda = 0,07 \div 0,08 \text{ вт/м}\cdot\text{град}$ . Табличные данные [3, 4] заметно выше и, видимо, относятся к более плотной коже.

Измеренные коэффициенты теплопроводности несистемных материалов приведены в табл. 9.

Зависимость теплопроводности двух видов стеклопластиковой электроизоляции от температуры приведена на рис. 86. Для полипропилена обнаружена практически линейная зависимость теплопроводности от содержания обычно применяемого наполнителя — силиката кальция (рис. 87).

Ряд физических свойств веществ имеет общую природу и поэтому не удивительно, что они находятся во взаимной связи [192, 226]. По предложению и при участии В. Ф. Зинченко мы провели определение корреляции между теплопроводностью и пределом прочности стеклопластиков на эпоксидной смоле при различном содержании связующего ( $d$ ). На существование такой

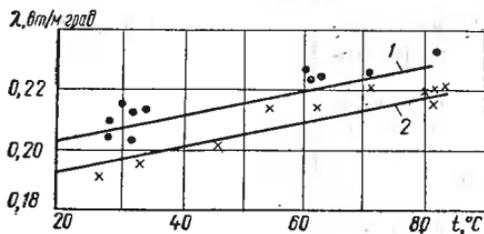


Рис. 86. Зависимость теплопроводности стеклопластиковой электроизоляции от температуры:

1 — связующее ЭК-20; 2 — связующее ЭД-6.

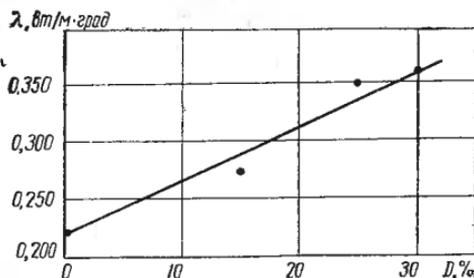


Рис. 87. Зависимость теплопроводности полипропилена от содержания наполнителя — силиката кальция.

зависимости указывал Н. А. Крылов [149]. Результаты измерений, проведенных на 24-слойных образцах, приведены на рис. 88.

Аналогичные зависимости были получены и для образцов иных толщин, однако при снижении толщины до 10 слоев (2,5 мм) корреляция становится плохо выраженной. Это, видимо, объясняется тем, что с уменьшением толщины относительное влияние краевых эффектов начинает возрастать. Общее число измерений,

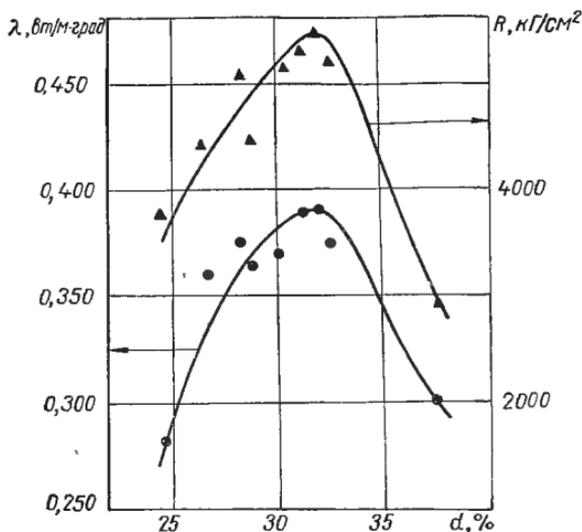


Рис. 88. Корреляция между теплопроводностью и прочностью на изгиб 24-слойного стеклопластика при различном содержании связующего.

подтверждающих полученную корреляцию, превышает 1000. Большинство из них получены в Институте механики полимеров АН ЛатвССР В. Ф. Зинченко.

Обнаруженная между теплопроводностью и пределом прочности стеклопластиков корреляция позволяет определять прочностные свойства непосредственно в изделиях без изъятия образцов. Подобные корреляции следует рассматривать как первичные применения теплотметрической дефектоскопии.

В системах, предназначенных для определения коэффициентов теплопроводности, теплотметрические датчики применяются не только для измерения плотности теплового потока, но и градиента температурного поля в исследуемом теле. Наиболее просто это осуществлено в специальном приборе, используемом для нахождения теплопроводности жидкостей в полевых условиях (рис. 89).

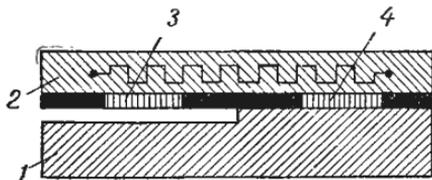


Рис. 89. Схема прибора для определения теплопроводности жидкости:

1 — приемник тепла; 2 — источник тепла; 3 — датчик разности температур; 4 — датчик плотности теплового потока.

Датчики включены по мостовой схеме и установлены между двумя плоскими телами, обладающими большой теплопроводностью. В верхнее тело вмонтирован электрический нагреватель, при включении которого, несмотря на значительные потери в окружающую среду, между приемником 1 и источником 2 устанавливается некоторая разность температур. Последняя обеспечивает перетекание тепла от верхнего тела к нижнему двумя параллельными путями: через первый датчик 3, контактирующий с обоими телами, а также через второй датчик 4 и зазор, заполненный испытываемой жидкостью.

Величины потоков, проходящих через датчики, прямо пропорциональны разности температур между телами и обратно пропорциональны термическим сопротивлениям соответствующих цепей тепловых потоков:

$$q_1 = k_1 e_1 = \frac{\Delta t}{R_1}; \quad q_2 = k_2 e_2 = \frac{\Delta t}{R_2 + \frac{\delta}{\lambda}}. \quad (\text{VII.3})$$

Исключая  $\Delta t$ , находим, что значение теплопроводности жидкости, заполняющей зазор, является однозначной функцией отношения э. д. с. датчиков:

$$\lambda = \frac{\delta}{\frac{R_1 e_1 k_1}{e_2 k_2} - R_2} = \frac{A}{\frac{e_1}{e_2} - B}, \quad (\text{VII.4})$$

где постоянные прибора  $A$  и  $B$  определяются по результатам измерения на эталонных жидкостях.

### 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНВЕКТИВНЫХ И ЛУЧИСТЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ СЛОЖНОГО ТЕПЛООБМЕНА

Передачи тепла кондукцией и конвекцией настолько тесно связаны друг с другом, что разделить их иногда очень трудно. Это объясняется общностью начал изучаемых явлений. В то же время природа лучеиспускания в значительной мере отлична от теплопроводности и конвекции, и поэтому его долю в общей теплопередаче целесообразно рассматривать отдельно.

Одну из первых попыток в этом направлении сделал Нуссельт, моделировавший теплопередачу в рабочих камерах двигателей внутреннего сгорания на сферических калориметрических бомбах разного диаметра при различных степенях черноты внутренних поверхностей [300]. В дальнейшем методика тепловых измерений на поверхностях с различной поглощательной способностью применительно к мартеновским печам была развита В. С. Кочо [143], а для топочных устройств котельных агрегатов С. С. Филимоновым, Б. А. Хрустальевым и В. Н. Адриановым [228]. Наличие ком-

пактных теплотметрических датчиков с высокой чувствительностью позволяет усовершенствовать эту методику.

В большинстве известных методов исследования теплопередачи о плотностях тепловых потоков судят косвенно по результатам измерений других параметров, главным образом температур. Эффективная теплотметрическая аппаратура позволяет по значениям тепловых потоков определять все остальные величины, характеризующие теплопередачу. В принципе, для получения полной информации можно обойтись измерениями одних лишь плотностей потоков. Естественно, для получения дополнительной информации необходимо иметь дополнительные источники — датчики, показания которых линейно не связаны между собой.

В общем случае измеряемая некоторым  $i$ -м датчиком плотность теплового потока

$$q_i = q_{ki} + A_{1i}q_n - q_{оби} \quad (\text{VII.5})$$

где  $q_{ki}$  — конвективная доля измеряемого данным датчиком потока;  $A_{1i}$  — степень черноты его приемной поверхности;  $q_n$  — величина падающего лучистого потока;  $q_{оби}$  — собственное излучение с приемной поверхности данного датчика.

Положительным принято такое направление потока, когда тепло воспринимается стенкой.

Каждому из основных уравнений вида (VII.5) соответствуют следующие дополнительные:

$$q_{ki} = \alpha [T_{cp} - T_i]; \quad (\text{VII.6})$$

$$q_{оби} = \varepsilon_{1i} \sigma T_i^4; \quad (\text{VII.7})$$

$$q_i = \frac{1}{R_i} (T_i - T_n), \quad (\text{VII.8})$$

где  $T_{cp}$  — температура омывающей среды;  $T_i$  — температура воспринимающей поверхности данного датчика;  $R_i$  — термическое сопротивление датчика.

Обычно температура поверхности  $T_n$ , на которую наложен датчик, является функцией измеряемого потока и может быть задана в аналитическом виде. Эта зависимость дает еще по одному уравнению системы. Для простоты остановимся на частном случае расположения датчиков на поверхности, выполненной из материала с высокой теплопроводностью, когда можно принять  $T_n = \text{idem}$ .

В систему из четырех уравнений входят 11 величин. Из них только три могут быть получены в предварительных градуировках ( $A_{1i}$ ,  $\varepsilon_{1i}$ ,  $R_i$ ). Следовательно, для получения полной информации не хватает сведений о четырех величинах, которые можно найти только путем измерения. При наличии одного тепломера ( $i=1$ ) должны быть замерены еще три параметра, например  $T_n$ ,  $T_{cp}$  и  $q_n$ .

Привлечение к измерениям каждого дополнительного теплотметрического датчика приводит к появлению четырех дополнительных уравнений и только трех добавочных неизвестных. Предполагается, что такие величины, как  $\alpha$ ,  $T_{cp}$ ,  $T_n$  и  $q_n$ , остаются одинаковыми для всех датчиков. Важно, чтобы показания датчиков не были связаны между собой линейно, т. е. не следует повторять датчики с одинаковыми степенями поглощения, излучения и термическими сопротивлениями. Введение каждого дополнительного датчика позволяет исключить одно из прямых измерений какого-либо иного параметра. Таким образом, можно обойтись только тепловыми измерениями, по которым расчетным путем можно определить все температуры, компоненты сложного теплообмена и коэффициент теплоотдачи. Целесообразно сочетать теплотметрические датчики с другими измерительными приборами.

Для аппаратурного осуществления метода были созданы отдельные датчики с различными фиксированными степенями поглощения, а также двух-, трех- и четырехсекционные датчики, два из которых схематически представлены на рис. 90. Каждая секция отличается от соседних либо степенью поглощения, либо термическим сопротивлением. Поскольку при решении систем вида (VII.5) — (VII.8) измеренные значения потоков вычитаются, секции включены навстречу друг другу для того, чтобы можно было непосредственно измерять разностный сигнал. Поскольку все секции одного комплексного датчика для прямого измерения разностного сигнала должны иметь строго одинаковую чувствительность, что выполнить довольно трудно, измерения проводятся с помощью отдельных датчиков с характеристиками, исключающими возможность линейной связи показаний в выбранных условиях измерений.

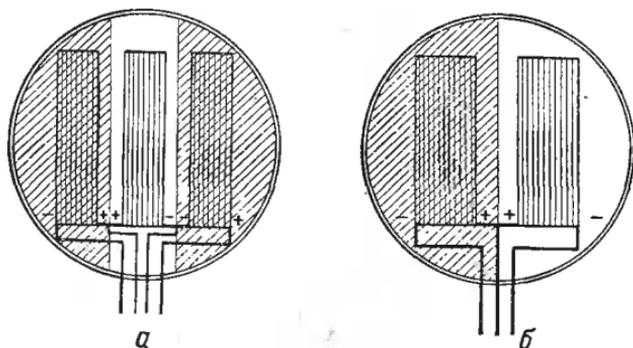


Рис. 90. Схемы трех- (а) и двухсекционных (б) совмещенных датчиков.

Поверхности с высокой степенью поглощения получают при использовании сажевых красок. Если рецепты красок одинаковы, степени поглощения достаточно хорошо повторяются.

Для поверхностей с малым поглощением были испытаны фольговые покрытия датчиков золотом, серебром, алюминием,

латунью, бронзой и никелем. Первоначальные степени поглощения располагались в порядке, в котором эти материалы перечислены. В соответствии с табличными данными лучшее отражение получалось на золотых, серебряных и алюминиевых поверхностях, однако в эксплуатационных условиях они быстро теряли свои первоначальные качества. Наиболее устойчивы значения поверхностных свойств у никелевой фольги.

В порядке внедрения изложенной методики разделения составляющих сложного теплообмена была проведена большая серия измерений при выпечке натуральных изделий в промышленных хлебопекарных печах различных типов [89, 155, 156]. Датчики вдавливались в поверхность теста в начале опыта и в течение всего процесса выпечки давали полную информацию о ходе теплопередачи. Такие измерения в хлебопечении были произведены впервые, и это дало возможность специалистам сделать заключения об отдельных этапах технологического процесса.

#### 4. МИКРОКАЛОРИМЕТРИЯ

В 1923 г. А. Тиан предложил конструкцию калориметра, в котором благодаря компенсации эффектами Пельтье и Джоуля—Ленца успешно удавалось измерять тепловую мощность изучаемого процесса. По существу регистрировалась производная по времени от калориметрического эффекта. Устройство следовало бы назвать дифференциальным калориметром, однако такое название было уже использовано, и поэтому приняли менее соответствующее — микрокалориметр.

Измерения производного параметра получили широкое развитие в работах последователей А. Тиана [121, 320]. Работам по микрокалориметрии значительное внимание уделяется в США, Канаде и Франции. Усилиями учеников А. Тиана и Э. Кальве в Марселе создан специальный центр по исследованиям в области микрокалориметрии и термохимии. В СССР работы в этом направлении получили название термографической калориметрии [14, 23—26, 28, 54, 56, 122, 193, 244].

В наиболее чувствительных устройствах абсолютная ошибка измерений не превышает 1 мквт [121]. Для целей микрокалориметрии удобно пользоваться полностью или частично замкнутыми оболочками из серийных или специально подготовленных датчиков. В случае замкнутой теплотметрической оболочки мощность, выделяемая во внутреннем объеме, связана с плотностью теплового потока, рабочим коэффициентом датчика и развиваемой им э. д. с. следующими соотношениями:

$$P = qf_d = k_d ef_d \quad (\text{VII.9})$$

Характерно, что для выбранных типа и элементарных размеров  $k_d f_d = k_k = \text{const}$  и не зависит от площади датчика. Для опи-

саных выше слоистых медь-копелевых датчиков при толщине датчика 1 мм и диаметре проволоки 0,1 мм  $k_k \approx 15 \text{ вт/в}$ .

Если погрешность наиболее чувствительных приборов (М-195, Ф-116) равна 0,1—0,2 мкв, то на серийных слоистых датчиках можно ожидать абсолютной погрешности измерений около 3—4 мквт. В параграфе 4 гл. III описаны пути, которыми можно добиться увеличения чувствительности датчиков.

Значительный интерес представляло проведение непосредственных измерений статей теплового баланса отдельных органов. Наиболее удобным в этом отношении органом является почка. На кафедре нормальной физиологии Киевского мединститута (КМИ) впервые удалось составить полные тепловые балансы почки кошки при различных режимных условиях [14]. В острых опытах теплотеметрические датчики пришивались к различным участкам поверхности почки. Всего проведено свыше 200 опытов, в результате которых составлены полные энергетические балансы почки при введении в организм питуитрина, мочевины, аскорбиновой и дегидроаскорбиновой кислот. Около 90% выделяющейся в почке тепловой энергии уносится кровью, 8—10% отводится за счет теплопроводности и лишь 1—2% — с продуктами жизнедеятельности организма. Характерно наличие транзитного через почку теплового потока от расположенной вблизи печени — органа с большим тепловыделением.

В Институте физиологии АН УССР на основании теплотеметрических измерений с помощью миниатюрного датчика определена количественная зависимость между эффективной теплопроводностью ткани почки и кровотоком [47, 48]. Более 70 острых опытов были проведены на кошках и кроликах как косвенным сопоставлением данных термоэлектрических измерений с прямыми методами регистрации кровотока, так и в прямых опытах с перфузией (прокачкой) кровью изолированного органа *in situ* насосом с калиброванной в зависимости от числа оборотов производительностью.

Такие же измерения были проведены на селезенке, тонком кишечнике, печени, коже и мышцах конечностей. На основании полученных данных об изменении эффективной теплопроводности с ритмом перфузии построены кривые взаимной зависимости этих величин для каждого органа.

Применительно к организму человека острые опыты, естественно, исключаются. Однако по поверхностным измерениям можно получить теплотеметрию организма в целом. На воздухе такие измерения оказались малоэффективными в связи с большим влиянием на граничные условия теплообмена случайных факторов (сквозняки, солнечная радиация и т. п.).

В воде же влияние граничных условий значительно более ограничено. Специальными измерениями поверхностным термометром сопротивления было установлено, что уже через 60 сек после погружения температура поверхности кожи пловца практи-

чески не отличается от температуры воды. В основных опытах на различные участки тела пловца наклеивался датчик теплового потока, показания которого через проводниковый фал длиной 20 м подавались на прибор М95. На основании измерений, проведенных более чем на 30 пловцах при температуре воды от 15 до 27° С, оказалось возможным сделать следующие заключения:

а) в момент погружения пловца при нестационарном режиме охлаждения теплотери пропорциональны начальной разности между температурами поверхности кожи и воды и в некоторых случаях превышают 10 квт;

б) выход на стационарный режим отдачи тепла происходит в течение 7—10 мин; плотность стационарного потока потерь находится в диапазоне 250—800 вт/м<sup>2</sup> и зависит от температуры воды, толщины подкожного жирового покрова и личных нервно-психических качеств испытуемого;

в) при одинаковых условиях (температура воды, упитанность) величины плотности теплотери могут отличаться более чем в два раза; лицам холерического темперамента свойственна большая склонность к теплоотдаче; тренированные пловцы меньше склонны к теплотериям;

г) на основании теплотрии можно производить объективно обоснованный отбор лиц, преимущественно пригодных для спортивных и профессиональных занятий, при которых неизбежно систематическое или случайное длительное пребывание в воде (например, морская авиация, водолазное дело и т. п.);

д) при увеличении физической нагрузки стационарная теплоотдача возрастает на 30—50%; скорость буксировки неподвижного пловца на отдачу тепла влияния не оказывает.

Для исследований отдельных органов животных на основе серийных слоистых датчиков был изготовлен двойной микрокалориметр (рис. 91). Объект исследования помещался в гильзу диаметром 12 мм и длиной 80 мм. Через утолщение, расположенное в средней части гильзы, происходит контролируемый сток тепла в приемный вкладыш и массивный корпус через датчик и коническую втулку. Чувствительный элемент набран из трех серийных слоистых датчиков, соединенных по сигналу последовательно.

В промежутках между датчиками просверлены отверстия и нарезана резьба, в которую вворачиваются тепловые шунты, проводящие часть потока мимо датчиков.

Благодаря резьбе можно в широком диапазоне и с большой точностью регулировать значение термического сопротивления тепловых шунтов.

Во внешней части цепи датчика каждого микрокалориметра установлен электрический переменный шунт, позволяющий регулировать чувствительность системы датчиков независимо от их термического сопротивления. Такая система дает возможность независимо регулировать чувствительность и инерционность каж-

дого микрокалориметра и, таким образом, с большой точностью устанавливать эти характеристики для обоих микрокалориметров одинаковыми.

Оба элемента располагаются в симметричных углублениях в массивном (40 кг) блоке, теплоизолированном снаружи. Все детали изготовлены из меди, а места контактов для уменьшения термических сопротивлений тщательно притерты и смазаны.

В описанном исполнении чувствительность микрокалориметра можно регулировать в пределах (10—40)  $10^{-3}$  в/вт, а постоянную времени — 120—300 сек.

Прибор предназначен для калориметрических и микрокалориметрических измерений в прямых, дифференциальных и компенсационных режимах. Отрицательная термоэлектрическая компенсация за счет эффекта Пельтье практически не предусмотрена.

В случае надобности она может быть заменена положительной компенсацией за счет эффекта Джоуля—Ленца в дифференциальном режиме при неизотермическом процессе.

Описанный микрокалориметр после предварительных испытаний передан кафедре нормальной физиологии КМИ (Н. И. Путилин), где используется для исследований динамики энергетического баланса при статической и динамической работе мышц лягушки.

Один из методов дозиметрии ионизирующих излучений состоит в измерении тепловой мощности дозы, поглощенной образцом. Чаще всего пользуются упрощенными калориметрическими системами, а для определения мощности графически дифференцируют кривую хода энерговыделения в образце по времени [36]. Классические микрокалориметры из-за громоздкости применяются редко.

Весьма эффективными оказались замкнутые теплотметрические оболочки, во внутренней полости которых располагаются облучаемые образцы (С. С. Огородник, А. В. Никонов).

К началу 1969 г. были освоены в производстве четыре типа тепловых ядерных дозиметров, общее число таких установок, работающих в различных организациях, превышает 40 шт.

## **5. ПРИМЕНЕНИЕ ТЕПЛОМЕТРИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ В РАДИАЦИОННОЙ ПИРОМЕТРИИ**

По существу чувствительные элементы приборов радиационной пирометрии являются теплотметрическими датчиками [199]. Поэтому естественной была попытка применения разработанных конструкций чувствительных элементов в пирометрии.

В первом из этой серии приборов круглый слоистый датчик диаметром 10 мм монтируется на медной пробке, вворачиваемой в корпус прибора [66, 80] (рис. 92).

Для увеличения степени поглощения внутренней полости и уменьшения влияния возможной конвекции в корпусе пирометра выточен ряд диафрагм. Вся поверхность внутренней полости, включая датчик, чернится «маркой черного тела». Изображение

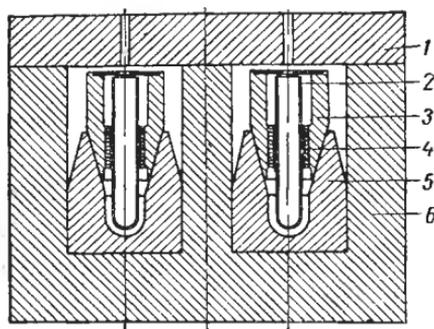


Рис. 91. Схема двойного микрокалориметра на слоистых датчиках:

1 — крышка; 2 — гильза; 3 — коническая втулка; 4 — чувствительный элемент; 5 — приемный вкладыш; 6 — корпус.

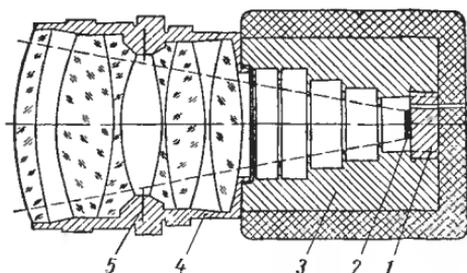


Рис. 92. Конструктивная схема радиометрического пирометра со слоистым датчиком:

1 — медная пробка; 2 — датчик; 3 — корпус; 4 — объектив; 5 — диафрагма.

излучающего предмета на датчике получается с помощью стандартных объективов «Гелиос-40» или «Юпитер-6». Наружная поверхность медного корпуса для предохранения от внешних тепловых возмущений защищена изоляцией.

Результаты длительных испытаний показали, что аппарат работает стабильно. При измерении излучения лампочки накаливания прибор четко реагировал на малейшее (0,1%) изменение напряжения питания. Такая система, видимо, может оказаться полезной для измерения падения напряжения в цепях переменного тока. Градуировка системы с большой точностью может быть осуществлена на постоянном токе.

Во многих случаях промышленной и исследовательской практики возникает надобность в бесконтактном измерении температуры полупрозрачных газов, их эффективных поглощательной и излучательной способностей, а также ряда лучистых характеристик различных твердых и газообразных объектов. Обычно в таких измерениях применяют стандартные радиационные пирометры, обладающие рядом недостатков: громоздкостью, чувствительностью к неизбежным загрязнениям элементов оптических систем, селективностью восприятия, сложностью изготовления и эксплуатации, высокой стоимостью и т. п.

В Институте газа АН УССР разработан узкоугольный радиометр-зонд полного излучения [181] (рис. 93). Полный лучистый тепловой поток от измеряемого объекта воспринимается

слоистым датчиком 3, который располагается на торце массивной медной пробки 4. Характерной особенностью прибора является то, что в нем отсутствуют какие-либо конденсорные элементы (линзы или зеркала). В качестве оптической системы, ограничивающей угол видения датчика, используется диафрагмирующее устройство 1. Для предотвращения попадания горячих газов, конденсации водяных паров и загрязнения твердыми частицами внутренней полости радиометра применен воздушный затвор (продувка передней части диафрагмирующего устройства через систему отверстий). Проводники от датчика выведены ко вторичному прибору по внутренней трубке 7, через которую подается продувочный воздух. Радиометр наводится на объект измерения с помощью створного прицельного устройства 5. Охлаждающая вода подводится и отводится через штуцера 6.

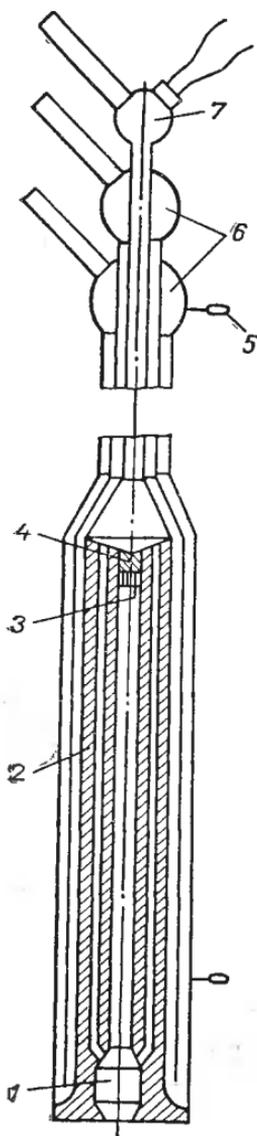


Рис. 93. Схема узкоугольного радиометра-зонда:

1 — входная диафрагма; 2 — корпус с воздушными каналами; 3 — датчик; 4 — пробка; 5 — визирное устройство; 6 — штуцера охлаждающей воды; 7 — трубка затвора воздуха.

В связи с отсутствием конденсорных элементов спектральный состав воспринимаемого лучистого потока не искажается, прибор прост в изготовлении и эксплуатации, не требует юстировки, не нуждается в температурных компенсационных устройствах, почти не чувствителен к загрязнениям. Благодаря системе обдува и водяному охлаждению прибор может работать в агрессивных средах. Радиометр-зонд имеет небольшие поперечные размеры (диаметр 30 мм) и, по необходимости, любую длину и конфигурацию несущей штанги (от 0,250 м до нескольких метров). Поэтому его можно использовать для измерений в труднодоступных местах, вводить в печь внутрь пламени, использовать вблизи объекта электроннолучевой плавки металлов. В качестве вторичного прибора можно применять любой показывающий или регистрирующий потенциометр, серийно выпускаемый промышленностью (ЭПП, ПСР, Н-373 и др.).

При измерении температур поверхностей, излучательная способность которых неизвестна, к концу прибора крепится полужамкнутая насадка, изготовленная из материала с высокой отражательной способностью по схеме, предложенной Т. Ландом

и Р. Барбером [92]. Ниже приведена техническая характеристика радиометра-зонда:

Чувствительность, $вт/м^2 \cdot в$ . . . . .	570 · 10 <sup>6</sup>
Угол раскрытия . . . . .	1 : 12 или 5°
Минимальный размер площади визирования, $мм^2$ . . . . .	12 × 12
Инерционность, $сек$ . . . . .	10—15
Диаметр, $мм$ . . . . .	30
Длина, $м$ . . . . .	0,25—4
Вес (в зависимости от длины несущей штанги), $кг$ . . . . .	от 0,3
Расход охлаждающей воды, $см^3/сек$ . . . . .	2—10
Давление воздуха для продувки, $н/м^2$ . . . . .	(1—5) · 10 <sup>3</sup>

Применительно к условиям стекольной промышленности был разработан ряд аналогичных приборов специального назначения для измерения температур прокатных валков, стеклянной ленты, стеклянной ванны, свода печи и газовых факелов и т. п. Нечувствительность к загрязнениям позволяет устанавливать эти приборы в непосредственной близости к точкам с контрольными параметрами. Сигналы датчиков подаются на электронно-счетную машину, контролирующую режим работы всего технологического комплекса.

Представляется интересным совмещение узкого длинного слоистого датчика с системой щелевых диафрагм [88, 141]. Такое устройство поляризовано по чувствительности и вырабатывает минимальный сигнал при совпадении плоскостей датчика и щелевой диафрагмы с нормалью к изотерме на неизотермическом излучателе.

## 6. ТЕПЛОМЕТРИЧЕСКИЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СВОЙСТВ В НЕСТАЦИОНАРНЫХ РЕЖИМАХ

Ряд методов определения теплофизических характеристик основан на использовании решений задач нестационарной теплопроводности [38, 44, 157, 164]. Некоторые из них позволяют определять теплофизические характеристики горных пород, строительных материалов и т. п. *in situ*, не прибегая к извлечению материала и изготовлению образцов [169].

В физической постановке рассматриваемую задачу можно представить следующим образом. Некоторое ограниченное тело, обладающее большой тепло- и температуропроводностью, с начальной температурой  $T_0$  через теплотметрический датчик приводится в соприкосновение с испытуемым массивом (полуограниченное тело). Температура массива  $t(r, \tau)$  в начальный момент предполагается одинаковой и, естественно, отличающейся от температуры пробного тела  $t(r, 0) \neq T_0$ . Если отсчет вести от начальной температуры массива, то  $t(r, 0) = 0$ . После соприкосновения температуры выравниваются со скоростью, зависящей от теплофизических характеристик испытуемого массива. Если прене-

бречь теплообменом на свободных (несоприкасающихся) поверхностях тел, дифференциальное уравнение теплопроводности для рассматриваемого случая можно записать так:

$$\frac{\partial t(r, \tau)}{\partial \tau} = a \left[ \frac{\partial^2 t(r, \tau)}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{\partial t(r, \tau)}{\partial r} \right] \quad (\text{VII.10})$$

при граничных условиях

$$t(R, \tau) = T(\tau); \quad \lambda f \frac{\partial t(R, \tau)}{\partial r} = c \frac{dT(\tau)}{d\tau}. \quad (\text{VII.11})$$

Решения уравнений (VII.10) имеют следующий вид:

$$\frac{t(R, \tau)}{T_0} = \frac{\beta}{\beta - \alpha} \exp(\beta^2 a \tau) \operatorname{erfc}(\beta \sqrt{a \tau}) - \frac{\alpha}{\beta - \alpha} \exp(\alpha^2 a \tau) \operatorname{erfc}(\alpha \sqrt{a \tau}); \quad (\text{VII.12})$$

$$-\frac{\partial t(R, \tau)}{\partial r} \cdot \frac{R}{T_0} = \frac{R}{\sqrt{\pi a \tau}} + \alpha(\alpha R - 1) \exp(\alpha^2 a \tau) \operatorname{erfc}(\alpha \sqrt{a \tau}) - \\ - \beta(\beta R - 1) \exp(\beta^2 a \tau) \operatorname{erfc}(\beta \sqrt{a \tau}).$$

Для удобства в практических измерениях выражения (VII.12) протабулированы и для них построены графики, приведенные на рис. 94. В каждом опыте для определения теплопроводности и температуропроводности достаточно дважды измерить температуры и потоки.

В этих же опытах можно определять и теплоемкость, но это нерационально, так как для ее измерения существуют более совершенные методы.

Возможности локальной теплотметрии позволяют также эффективно определять интегральные теплофизические характеристики сложных теплоизолирующих ограждений в натуральных условиях. В отдельных случаях (например, для теплотметрии ограждений, набитых волокнистым или пористым сыпучим материалом) описываемая ниже методика представляется едва ли не единственным эффективным средством [76]. Сначала выбирается участок сложного ограждения, на котором тепловой поток нормален к внешней и внутренней поверхностям ограждения. Эта операция осуществляется с помощью двух датчиков теплового потока, устанавливаемых на одной нормали по обе стороны стенки. Об отсутствии перетекания

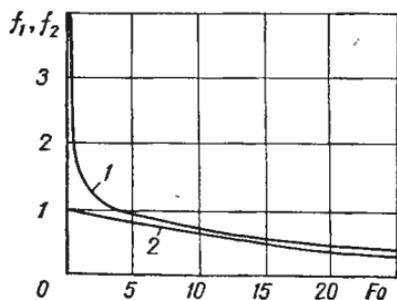


Рис. 94. График функций

$$\frac{\partial t}{\partial r} \cdot \frac{R}{T_0} = f_1(\tau) \text{ (кривая 1)}$$

$$\text{и } \frac{t}{T_0} = f_2(\tau) \text{ (кривая 2).}$$

тепла вдоль стенки судят по равенству показаний наружного и внутреннего датчиков при установившемся режиме. Затем путем нарушения стационарных условий создается переходной режим, в котором и определяется эффективная теплоемкость ограждения по изменениям теплосодержания ограждения и его температуры.

Изменение теплосодержания устанавливается на основании записи показаний  $q_1$  и  $q_2$  датчиков, расположенных с разных сторон ограждения,

$$Q = \int_{\tau_1}^{\tau_2} (q_1 - q_2) d\tau. \quad (\text{VII.13})$$

Практически интеграл (VII.13) определяется планиметрированием площади, ограниченной кривыми  $q_1(\tau)$  и  $q_2(\tau)$  (рис. 95).

Эффективная объемная теплоемкость вычисляется по известной формуле:

$$c_{\text{эфф}} = \frac{Q}{\delta \Delta t}. \quad (\text{VII.14})$$

Обычно в формулах вида (VII.14) изменение температуры принято брать осредненным таким образом, чтобы скалярная по существу величина теплоемкости не зависела от направления теплового воздействия. Для удобства измерений, обработки экспериментальных данных и расчетов целесообразно изменение теплосодержания относить к изменению температуры на поверхности ограждения. Интересно отметить, что для несимметричных по расположению компонентов ограждений такая эффективная теплоемкость может существенно зависеть от того, на какой сто-

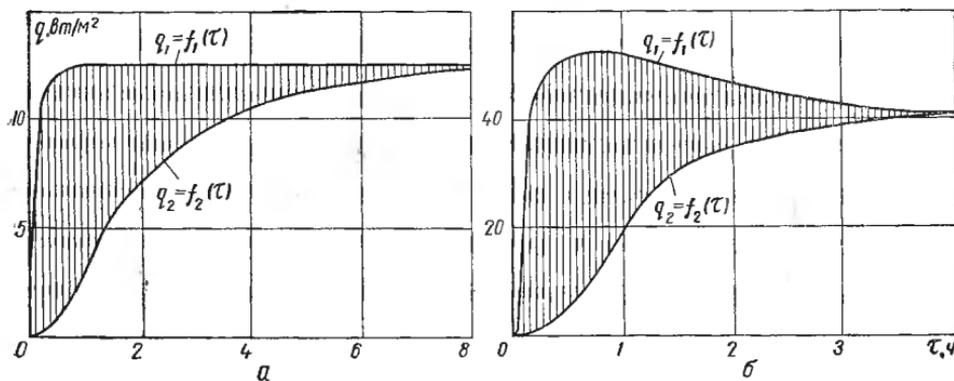


Рис. 95. Теплотрическая характеристика переходного режима ограждения при постоянных мощностях (а) и температуре (б) возмущения.

роне произведено тепловое воздействие на изоляцию. В частности, для дверцы домашнего холодильника теплоемкость при воздействии снаружи (изменение температуры помещения) оказывается примерно на 50% выше, чем при воздействии изнутри (из-

менение режима работы холодильного агрегата) [76, 82]. Теплопроводность ограждения определяется в установившемся режиме по формуле (VII.1). Результаты измерений для стенок бытовых холодильников приведены в табл. 10.

Таблица 10

Компоненты ограждения	$\delta, м$	$t_{огр}, ^\circ C$	$Q, кдэс/м^2$	$\epsilon_{эфф}, кдэс/м^2 \cdot град$	$\lambda, вт/м \cdot град$
Стиропор (45 кг/м <sup>3</sup> )	0,07	35	77	107	0,056
Сополимер СНП	0,003	10	175	148	0,042
Стиропор (35 кг/м <sup>3</sup> )	0,077				
Сополимер СНП	0,002	40	116	155	0,054
Стекловата	0,054				
Сталь	0,001				
Сополимер СНП	0,003	12	182	356	0,042
Стиропор (35 кг/м <sup>3</sup> )	0,026				
Сталь	0,001				

## 7. ПРЯМОЕ ПРИМЕНЕНИЕ ДАТЧИКОВ

Кроме описанных выше приборов, в ЛМТИ были разработаны системы для исследований закономерностей теплообмена в устройствах и процессах новой техники. Краткие сообщения о некоторых из таких разработок представляют содержание настоящего, заключительного параграфа.

В отделах теплопроводности и динамики тепловых процессов ИТТФ одиночные и батарейные д. т. п. применяются для исследования теплоотдачи через поверхности, ограничивающие межлопаточные каналы сверху и снизу. Здесь явление теплоотдачи в значительной мере осложнено наличием так называемого парного вихря.

Для исследований, проводимых в отделе горения и двухфазных неизотермических систем ИТТФ АН УССР, секции слоистого датчика вмонтированы в поверхности обогреваемых изнутри сфер. С помощью таких устройств была измерена теплоотдача от сферы к кипящему слою. Исследования продолжаются и результаты их частично опубликованы [22]. В этом же отделе для измерения радиационных характеристик муфельных нагревателей созданы зонды с различно ориентированными теплотрическими приемными поверхностями.

Довольно широко используется конструкция, в основу которой положен компактный холодильник, на торцовой поверхности несущий слоистый датчик. Таких устройств было изготовлено более сорока. Они применялись в отделе тепломассообмена ИТТФ АН УССР, отделе промышленной теплотехники Института газа АН УССР и лаборатории теплофизики Научно-исследователь-

ского института строительного производства (НИИСП) для определения радиационных характеристик инфракрасных сушильных устройств с беспламенным сжиганием газа.

Применение тепломеров значительно упростило проведение следующих работ:

а) балансных испытаний промышленных электролизеров для получения щелочных металлов; в связи с высокой рабочей температурой (до  $800^{\circ}\text{C}$ ) для этих опытов были изготовлены нихром-никелевые слоистые датчики с эмалевой заливкой;

б) с 1965 г. в натуральных условиях исследуются процессы старения теплоизоляции теплосетей, зарытых в землю;

в) исследований теплоотдачи от нагретых стенок к вязко-сыпучим материалам (например, подсолнечному, арахисовому и др. жмыхам);

г) исследований лучистых характеристик низкотемпературных электрических излучателей и на базе слоистого б. д. т. п. разработку нового прибора для таких исследований.

На одном из подобных исследований — изучение теплообмена при снятии гололедных покрытий на грунте и дорогах — остановимся более подробно. Вопрос этот особенно актуален для аэродромов, где гололедные образования значительно усложняют эксплуатацию взлетно-посадочных полос (ВПП). Обычно при гололеде ВПП обдувают теплой струей от реактивного двигателя, устанавливаемого на самоходном шасси. При обдуве практически прозрачной струей с температурой ниже  $1000^{\circ}\text{C}$  корка льда тает только с поверхности, а испарение значительно уменьшает тепловую эффективность мероприятия. В районах с неустойчивыми метеорологическими условиями борьба с гололедом иногда становится предметом непрерывной заботы, причем расходы топлива измеряются сотнями тонн в сутки.

Было замечено, что в солнечные дни корка легко отделяется от бетона и в твердом состоянии сдувается с ВПП. Таяние и испарение уменьшаются, а производительность системы очистки возрастает в несколько раз. В связи с этим в Рижской лаборатории Государственного научно-исследовательского института гражданской авиации (А. А. Могутов) был разработан способ, предусматривающий комбинацию струйного воздействия с обработкой поверхности коротковолновым тепловым излуче-

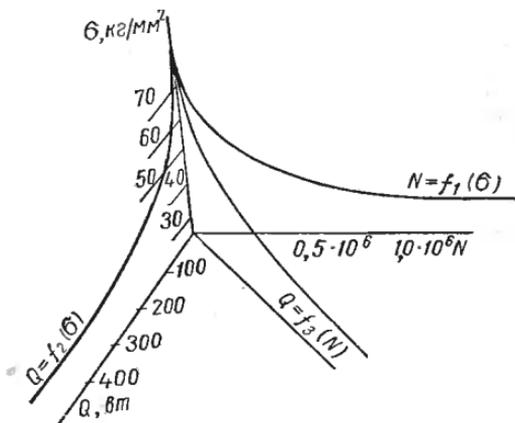


Рис. 96. Результаты теплотрии теплопотерь при испытаниях стеклопластиков на усталость.

нием, для которого ледяная корка в значительной степени прозрачна. На границе между льдом и бетоном значительная часть лучистой энергии поглощается, лед подтаивает, легко срывается и уносится газозооушной струей.

Благодаря применению элементов слоистых б. д. т. п. удалось в натуральных условиях определить лучистые характеристики гололедных покрытий на бетонных основаниях, детально исследовать все статьи тепловых балансов, найти оптимальные режимы работы и составить методику теплового расчета необходимых агрегатов.

В Институте проблем литья АН УССР с помощью теплотрической аппаратуры были исследованы процессы разлики и формирования стальных слитков. На основе слоистого датчика было разработано устройство для замера теплопотерь с зеркала металла в прибылях крупных кузнечных слитков. Результаты измерений позволили установить закономерности тепловой работы прибыли и найти пути улучшения условий формирования слитков. Партия одиночных датчиков установлена также на ряде наиболее напряженных элементов агрегата для непрерывной разлики стали.

В Институте механики АН УССР на образцы, подвергаемые усталостному разрушению, прикреплялись теплотрические датчики. В результате удалось непосредственно измерить энергию диссипации (рис. 96).

Здесь по осям координат отложены: максимальное напряжение в цикле  $\sigma_{\max}$ , число циклов до разрушения образца  $N$ , суммарная за время испытания теплопотеря  $Q$ .

Пространственная кривая представляет собой геометрическое место точек, в которых происходило разрушение образцов. Заслуживает внимания проекция этой кривой на плоскость  $Q-N$ . Как видно из графика, она получается прямой, а это значит, что энергия рассеяния в одном цикле не зависит от величины напряжения, до которого нагружался образец.

В Киевском технологическом институте пищевой промышленности, УкрНИИмясомолпроме и ряде других организаций В. Г. Федоровым начаты исследования по теплотрии процессов холодильной и тепловой обработки пищевых продуктов в условиях хранения и переработки.

В Калининградском технологическом институте рыбной промышленности на кафедре холодильных установок (В. И. Карпов) в поддоны для сублимационной сушки были заделаны слоистые датчики и, таким образом, исследованы тепловой баланс и температурный режим этого нового перспективного вида сушки.

Рассмотренные примеры не исчерпывают действительных и перспективных возможностей теплотрии. Опыт показывает прогрессирующие тенденции как в постановке новых задач, так и в решениях.

1. Большая Советская Энциклопедия. Изд. 2-е. БСЭ, М., 1949—1958.
2. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. «Наука», М., 1968.
3. Энциклопедический справочник, т. 4. «Машиностроение», М., 1947.
4. Справочник машиностроителя, т. II. Машгиз, М., 1960.
5. Физический энциклопедический словарь. ГНИ «Советская энциклопедия», М., 1960—1966.
6. Чайлдс У. Физические постоянные. Физматгиз, М., 1961.
7. Чиркин В. С. Теплофизические свойства материалов ядерной техники. Атомиздат, М., 1968.
8. Der Grosse Brockhaus. 15 Aufl. Leipzig, 1929—1933.
9. Encyclopaedia Britannica. Chicago — London — Toronto, 1957.
10. Handbuch der Physik. Springer — Verlag, 1956—1961.
11. Handbook of thermophysical properties of solid materials. Vol. 1—5, Oxford, London, New-York, Paris, Pergamon Press, 1962.
12. Landolt — Börnstein. Physikalisch — chemische Tabellen. 5 Auflage. Springer — Verlag, Berlin, 1936.
13. McGraw — Hill Encyclopedia of Science and Technology. USA, McGraw — Hill Book Company, 1960.
14. Айдаралиев А. А., Геращенко О. А., Путилін М. І. Методика теплотричних досліджень органів і тканин.—ДАН УРСР. Сер. Б, 1968, 12.
15. Аладьев И. Т. Экспериментальное определение локальных и средних коэффициентов теплоотдачи при турбулентном течении в трубах.—Изв. АН СССР, ОТН, 1951, 11.
16. Алексеев Н. И., Шестопапов Л. М. Оптический зеркальный калориметр.—ПТЭ, 1968, 1.
17. Амирханов Х. И., Керимов А. М. Исследование теплоемкости воды и водяного пара вблизи пограничной кривой, включая критическую область.—Теплоэнергетика, 1957, 9.
18. Ангерер Э. Техника физического эксперимента. Физматгиз, М., 1962.
19. Армистед Р., Кэйес Д. Пленочный датчик для изучения турбулентности вблизи стенки.—ПНИ, 1968, 1.
20. Астаймер Р. В., Бакли Р. Е. Пирозлектрический калориметр для измерения энергии и мощности излучения лазеров.—ПНИ, 1967, 12.
21. Бабикова Ю. Ф. и др. Регистрация тепловых полей в полупроводниковых приборах при помощи фотоэмульсии.—ПТЭ, 1968, 1.
22. Бабуха Г. Л. и др. Экспериментальное исследование теплообмена между погруженными поверхностями и фонтанирующим слоем.—В кн.: Тепло и массперенос, «Наука и техника», Минск, 1968.
23. Барский Ю. П., Фридман Н. Г., Иваницкая Р. Б. Термографическая калориметрия в простейшем оформлении.—В кн.: Труды 1-го совещания по термографии. Изд-во АН СССР, М.—Л., 1955.

24. Барский Ю. П. Теория диатермических тепловых измерений в нестационарных температурных условиях.— В кн.: Труды НИИСтройкерамики, вып. 18. Госстройиздат, М., 1961.
25. Барский Ю. П. Метод и прибор для одновременного измерения теплофизических коэффициентов и тепловых эффектов фазовых превращений в широком температурном диапазоне.— В кн.: Труды НИИСтройкерамики, вып. 20. Госстройиздат, М., 1962.
26. Барский Ю. П. Определение теплоемкости и тепловых эффектов с помощью теплового анализа.— В кн.: Труды НИИСтройкерамики, вып. 20. Госстройиздат, М., 1962.
27. Бахвалов Г. Р., Бирган Л. Н., Лабутин В. П. Справочник гальваностега. Металлургиздат, М., 1954.
28. Берг Л. Г. Введение в термографию. «Наука», М., 1969.
29. Богданов Г. Б. Возможности ферритов в решении проблем техники измерений.— Измерительная техника, 1963, 1.
30. Богданов Г. Б., Бокринская А. А. Ферритовые термисторы. «Техника», К., 1964.
31. Борзяк Ю. Г. и др. Ферромагнитная диэлектрическая масса. Авт. свид. № 169706 (Бюллетень изобретений, 1965, 7).
32. Боровиков С. И., Геращенко О. А., Федоров В. Г. Радиційна піч.— В кн.: Теплообмін та гідродинаміка, 24. Вид-во АН УРСР, К., 1962.
33. Борхерт Р., Юбитц В. Техника инфракрасного нагрева. Госэнергоиздат, М.—Л., 1963.
34. Бочаров В. В., Катулин В. А., Смирнов В. Г. Калориметры для измерения коротких световых импульсов с малой энергией.— ПТЭ, 1967, 1.
35. Браун, Питтс, Лепперт. Теплоотдача при вынужденной конвекции от равномерно нагретой сферы.— Труды АОИМ—Теплопередача, (Серия С), 1962, 84, 2.
36. Брикман Б. А. и др. Калориметрическая дозиметрия смешанного излучения реактора ВВР-Ц.— В кн.: Труды 2-го координационного совещания по дозиметрии больших доз. «Фан», Ташкент, 1966.
37. Буравой С. Е. Малонерционный радиационный тепломер. Изв. вузов. Приборостроение, 1967, 10, 2.
38. Буравой С. Е., Платунов Е. С., Шрамко Ю. П. Методы исследования теплофизических свойств твердых материалов в режиме монотонного изменения температуры.— В кн.: Тепло- и массоперенос, 7. «Наука и техника», Минск, 1968.
39. Бурштейн А. И. Физические основы расчета полупроводниковых термоэлектрических устройств. Физматгиз, М., 1962.
40. Васильев Л. Л., Фрайман Ю. Е. Теплофизические свойства плохих проводников тепла. «Наука и техника», Минск, 1967.
41. Векшинский С. А. Новый метод металлографического исследования сплавов. Гостехиздат, М.—Л., 1944.
42. Винчелл А. Оптическая минералогия. ИЛ, М., 1954.
43. Витте Н. К. Тепловой обмен человека и его гигиеническое значение. Госмедиздат, К., 1956.
44. Волохов Г. М. Обоснование некоторых методов определения теплофизических характеристик на основе анализа двумерных температурных полей.— В кн.: Тепло- и массоперенос, 7, «Наука и техника», Минск, 1968.
45. Воронкова Е. М. и др. Оптические материалы для инфракрасной техники. «Наука», М., 1965.
46. Вролик И. Приемник теплового потока для ракетного двигателя.— В кн.: Измерение нестационарных температур и тепловых потоков. «Мир», М., 1966.
47. Вишати́на О. І. та ін. Про кількісну оцінку змін тканини кровоструменя, що реєструється термоелектричним методом.— Фізіологічний журнал, 1968, XIV, 1.
48. Вышати́на А. И., Геращенко О. А. О возможности количественной оценки изменений тканевого кровотока термоэлектрическим методом.— В кн.: Физиология сердечного выброса. «Наукова думка», К., 1968.

49. Геращенко О. А. Создание датчика теплового потока. Удостоверение о регистрации № 5552 с приоритетом 5 февраля 1957 г. Комитет по делам изобретений и открытий при СМ СССР.
50. Геращенко О. А., Федоров В. Г. Прибор для измерения локальных тепловых потоков.— Теплоэнергетика, 1958, 6.
51. Геращенко О. А., Федоров В. Г. Датчик теплового потока. Передовой научно-технический и производственный опыт, № П-58-80/3. ВИНТИ, М., 1958.
52. Геращенко О. А., Федоров В. Г. До питання про дослідження теплообміну між стінкою і зернистим матеріалом.— У кн.: Збірник праць ІТЕ, 16, Вид-во АН УРСР, К., 1959.
53. Геращенко О. А., Федоров В. Г. Прибор для измерения локальных значений мощных тепловых потоков. Автоматика и приборостроение, № А-28 (173). ИТИ, К., 1961.
54. Геращенко О. А., Хризман С. С., Дехтяренко П. И., Карпенко В. П. К выбору схемы автоматического регулирования дифференциального калориметра.— В кн.: Вопросы магнитных измерений. Изд-во АН УССР, К., 1961.
55. Геращенко О. А., Федоров В. Г. Прибор для измерения лучистых тепловых потоков большой интенсивности. Передовой научно-технический и производственный опыт, № П-62-45/4. ГОСИНТИ, М., 1962.
56. Геращенко О. А., Дехтяренко П. И., Карпенко В. П. Анализ схем автоматического регулирования дифференциального калориметра.— В кн.: Новые методы и аппаратура для испытания ферромагнитных материалов, вып. 64 (124). Стандартгиз, М., 1962.
57. Геращенко О. А., Федоров В. Г. Компенсационный радиометр.— Автоматика и приборостроение, 1962, 2.
58. Геращенко О. А., Федоров В. Г. Малоинерционный излучатель мощных тепловых потоков.— Автоматика и приборостроение, 1962, 2.
59. Геращенко О. А., Федоров В. Г. Спиральный датчик теплового потока. Передовой научно-технический и производственный опыт, № 26-64-1028/54. ГОСИНТИ, М., 1964.
60. Геращенко О. А., Лебедев А. Д., Федоров В. Г. Слоистый датчик теплового потока. Передовой научно-технический и производственный опыт, № 26-64-1162/57. ГОСИНТИ, М., 1964.
61. Геращенко О. А., Федоров В. Г. Галетные датчики теплового потока. Передовой научно-технический и производственный опыт, № 26-64-1029/55. ГОСИНТИ, М., 1964.
62. Геращенко О. А., Федоров В. Г. Техника теплотехнического эксперимента. «Наукова думка», К., 1964.
63. Геращенко О. А., Дехтяренко П. И., Карпенко В. П., Хризман С. С. Автоматический дифференциальный калориметр для магнитных измерений в широком диапазоне частот.— В кн.: Автоматический контроль и методы электрических измерений, 2. Изд-во СО АН СССР, Новосибирск, 1964.
64. Геращенко О. А., Ионова Н. Н. Исследование т. э. д. с. гальванических термопар.— В кн.: Автоматический контроль и методы электрических измерений, 2. Изд-во СО АН СССР, Новосибирск, 1965.
65. Геращенко О. А., Федоров В. Г. Термоэлектрические измерительные элементы теплового потока.— В кн.: Автоматический контроль и методы электрических измерений, 2. Изд-во СО АН СССР, Новосибирск, 1965.
66. Геращенко О. А., Федоров В. Г. Тепловые и температурные измерения. Справочное руководство. «Наукова думка», К., 1965.
67. Геращенко О. А., Федоров В. Г. Исследование высокотемпературных процессов с помощью датчиков теплового потока.— В кн.: Экспериментальная техника и методы высокотемпературных измерений. «Наука», М., 1966.
68. Геращенко О. А., Ионова Н. Н. Термо-э. д. с. гальванических термопар.— Измерительная техника, 1966, 1.
69. Геращенко О. А., Федоров В. Г. Радиационная печь для темпера-

тур до 1700° С с безынерционной отражательной изоляцией.— В кн.: Экспериментальная техника и методы высокотемпературных измерений. «Наука», М., 1966.

70. Геращенко О. А., Ионовна Н. Н. Новый прибор для определения коэффициентов теплопроводности.— В кн.: Теплофизические свойства веществ. «Наукова думка», К., 1966.
71. Геращенко О. А., Федоров В. Г. Абсолютные приборы для измерения лучистых потоков большой интенсивности.— В кн.: Экспериментальная техника и методы высокотемпературных измерений. «Наука», М., 1966.
72. Геращенко О. А. и др. Высокотемпературная электрическая печь. Авт. свид. № 180271 (Бюлл. изобр., 1966, 7).
73. Геращенко О. А. О величине сигнала косослойной давача теплинского тока. Сборник радова ЮРЕМА-67, Загреб, 1967.
74. Геращенко О. А., Карпенко В. Г., Сажина С. А. Определение поглощательной способности методом двух радиометров и тепломера.— Энергетика и электрофикация, 1968, 1 (37).
75. Геращенко О. А., Карпенко В. Г., Чимисов Ю. М. Особенности применения датчиков теплового потока.— В кн.: Тепло- и массоперенос, 7. «Наука и техника», Минск, 1968.
76. Геращенко О. А., Грищенко Т. Г., Пилипенко А. М., Федоров В. Г. Теплометрическое определение теплофизических характеристик.— В кн.: Тепло- и массоперенос, 7. «Наука и техника», Минск, 1968.
77. Геращенко О. А., Грищенко Т. Г., Ролик А. И., Яковлев А. И. Теплопроводность ферромагнитной диэлектрической массы с наполнителями.— Электротехническая промышленность, вып. 308. 1968.
78. Геращенко О. А., Карпенко В. Г., Чимисов Ю. М. Учет влияния термического сопротивления датчика при измерении конвективных тепловых потоков.— В кн.: Конвективный теплообмен. «Наукова думка», К., 1968.
79. Геращенко О. А., Яковлев А. И., Грищенко Т. Г. Теплопроводность изоляционных материалов.— Энергетика и электрификация, 1968, 4/40.
80. Геращенко О. А. Некоторые вопросы применения теплометрических методов. Сборник радова Юрема-68, Загреб, 1968.
81. Геращенко О. А., Дмитриев В. И. Датчик теплового потока. Авт. свид. № 218493 (Бюллетень изобретений, 1968, 17).
82. Геращенко О. А., Федоров В. Г., Пилипенко А. М. Способ определения теплоемкости изоляционных ограничений. Авт. свид. № 215564 (Бюллетень изобретений, 1968, 13).
83. Геращенко О. А., Карпенко В. Г., Татариннов Э. А. Адиабатический калориметр для контактной градуировки датчиков теплового потока.— В кн.: Теплофизика и теплотехника, 16. «Наукова думка», К., 1968.
84. Геращенко О. А., Карпенко В. Г., Чимисов Ю. М. Инерционный радиометр для измерения лучистых тепловых потоков.— В кн.: Вопросы технической теплофизики. «Наукова думка», К., 1968.
85. Геращенко О. А., Грищенко Т. Г. Определение теплопроводности новых материалов.— В кн.: Вопросы технической теплофизики. «Наукова думка», К., 1968.
86. Геращенко О. А., Карпенко В. Г., Горшунова Н. Н. Раздельное измерение лучистой и конвективной составляющих теплового потока с помощью датчика теплового потока.— В кн.: Вопросы технической теплофизики. «Наукова думка», К., 1968.
87. Геращенко О. А., Карпенко В. Г., Сажина С. А. Определение поглощательной способности методом двух радиометров и тепломера.— В кн.: Вопросы технической теплофизики. «Наукова думка», К., 1968.
88. Геращенко О. А. и др. Способ определения направления изотермических линий, вектора теплового потока и градиента температурного поля неизотермических объектов. Авт. свид. № 246120 (Бюлл. изобр., 1969, 20).

89. Г е р а щ е н к о О. А., Л и с о в е н к о А. Т., К а р п е н к о В. Г. Датчик теплового потока. Авт. свид. № 243902 (Бюллетень изобретений, 1969, 17).
90. Г о л о в а н о в А. Б. Способ определения коэффициентов теплопроводности изоляционных материалов при различных механических нагрузках и устройство для его осуществления. Авт. свид. № 162688 (Бюллетень изобретений, 1964, 10).
91. Г о р д о в А. Н., Э р г а р д т Н. Н. О некоторых источниках ошибок измерения температур с помощью термопар.— Заводская лаборатория, 1958, 12.
92. Г о р д о в А. Н. Основы пиromетрии. «Металлургия», Л.—М., 1964.
93. Г р и ш и н В. А. Метод текущей компенсации в тепловых измерениях и его теория.— ИФЖ, 1966, 4, 10.
94. Г р и ш и н В. А. Тепловые измерения методом текущей компенсации.— В кн.: Тепло- и массоперенос, 1. Изд-во АН БССР, Минск, 1962.
95. Г р и ш и н В. А. Компенсационный способ определения локального коэффициента теплопроводности. Авт. свид. № 183436 (Бюлл. изобр., 1966, 13).
96. Г у м е н е р П. И. Изучение терморегуляции в гигиене и физиологии труда. Медгиз, М., 1962.
97. Г у т а р е в В. В. Теплообмен в начальном участке прямой трубы при различных формах входа.— В кн.: Труды Московского института химического машиностроения, 15, 1. Связьиздат, М., 1958.
98. Г у т р и А., У о к е р л и н г Р. Вакуумное оборудование и вакуумная техника. ИЛ, М., 1951.
99. Г у х м а н А. А., И л ю х и н Н. В. Основы учения о теплообмене при больших скоростях. Mashgiz, М., 1951.
100. Д в е р н я к о в В. С., П а с і ч н и й В. В. Визначення параметрів спеціальної геліоустановки (СГУ).— ДАН УРСР, 1966, 6.
101. Д е в я т к о в а Е. Д. и др. Плавленый кварц как образцовый материал при измерении теплопроводности.— Физика твердого тела, 1960, 2, 4.
102. Д ж е м и с о н Дж. Э. и др. Физика и техника инфракрасного излучения. «Советское радио», М., 1965.
103. Д о б р о х о т о в А. Н. Рычажные весы. Изд. 2-е. Mashgiz, М.—Л., 1939.
104. Д у д н и к Д. М. Расчеты малоинерционного измерителя тепловых потоков.— В кн.: Труды Одесского технологического института пищевой и холодильной промышленности, 2. Облиздат, Одесса, 1962.
105. Д у ш и н И. Ф., Н и к о л а е в с к и й А. П. Способ определения теплопроводности материалов. Авт. свид. № 76265 (Свод изобретений, 1949, 8).
106. Д э ш м а н С. Научные основы вакуумной техники. «Мир», М., 1964.
107. Е р м о л и н В. К. Интенсификация конвективного теплообмена в трубе в условиях закрученного потока.— ИФЖ, 1960, 11.
108. Ж у к о в с к и й В. С., К и р е е в А. В., Ш а м ш е в Л. П. Оптический метод исследования распределения коэффициента теплоотдачи в вынужденном потоке.— ЖТФ, 1934, 4, 10.
109. З а л к и н д И. Я., А н а н ь и н А. В., К о р м е р И. М. Малоинерционный тепломер ОРГРЭС.— Теплоэнергетика, 1960, 7.
110. З а л к и н д И. Я. и др. Прибор для определения коэффициентов теплопроводности методом стационарного потока. Авт. свид. № 160341 (Бюллетень изобретений, 1964, 3).
111. И в а н о в Н. С. Тепломерные установки для полевых исследований.— В кн.: Тепло- и массообмен в почвах и горных породах. Изд-во АН СССР, М., 1961.
112. И в а н о в Н. С. Методы измерения тепловых потоков в горных породах.— В кн.: Тепло- и массоперенос в мерзлых почвах и горных породах. Изд-во АН СССР, М., 1961.
113. И в а н ц о в Г. П. Теплообмен между слитком и изложницей. Metallurgizdat, М., 1951.
114. И о р д а н и ш в и л и Е. К. Термоэлектрические источники питания. «Советское радио», М., 1968.

115. Ипатов Ю. С. и др. Приборы для измерения теплопроводности.— В кн.: Исследования в области тепловых и температурных измерений, вып. 63 (123). Стандартиздат, М.—Л., 1962.
116. Казаков Н. Ф. Диффузионная сварка в вакууме металлов, сплавов и неметаллических материалов. Изд. МВО, М., 1965.
117. Казаков Н. Ф. Диффузионная сварка в вакууме. «Знание», М., 1966.
118. Калитин Н. Н. Новый тип актиометра для измерения напряжения солнечных радиаций.— Метеорологический вестник, 1927, 1.
119. Калитин Н. Н. Новый тип актиометра Араго — Дэви.— Метеорологический вестник, 1927, 5.
120. Калитин Н. Н. Актиометрия. Гидрометеоиздат, Л.—М., 1938.
121. Кальве Э., Прат А. Микрокалориметрия. ИЛ, М., 1963.
122. Капустинский А. Ф., Барский Ю. П. Термографическая калориметрия.— В кн.: Труды 1-го совещания по термографии, Изд-во АН СССР, М.—Л., 1955.
123. Карандеев К. Б., Штамбергер Г. А. Обобщенная теория мостовых цепей переменного тока. СО АН СССР, Новосибирск, 1961.
124. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. «Наука», М., 1964.
125. Кац Н. В. Металлизация распылением. Изд. Харьковского дома техники, 1940.
126. Кедров Иванский В. Н., Стернзат М. С. Метеорологические приборы. Гидрометеоиздат, Л., 1953.
127. Киммитт М., Приор А., Робертс В. Измерения в далекой ИК области.— В кн.: Диагностика плазмы. «Мир», М., 1967.
128. Кинци Ф., Соса С. Характеристики выходного напряжения датчиков осевого теплового потока.— ПНИ, 1966, 5.
129. Кирпичев М. В. Исследование теплопередачи в отдельных местах цилиндрического тела в потоке воздуха.— В кн.: Труды Ленинградской физико-технической лаборатории, вып. 2, Лениздат, Л., 1926.
130. Ковалев С. Н. и др. Абразивный инструмент из синтетических алмазов. «Техніка», К., 1966.
131. Коздоба Л. А. Электромоделирование температурных полей в деталях судовых энергетических установок. «Судостроение», Л., 1964.
132. Козырев Б. П., Бузников А. А. Многокамерное черное тело.— Изв. ЛЭТИ, вып. 15, 1966.
133. Козырев Б. П., Бузников А. А. Модель черного тела. Авт. свид. № 164077 (Бюллетень изобретений, 1964, 14).
134. Кокорев Д. Т. Компенсационный радиометр.— В кн.: Вопросы теплопередачи и методы определения теплофизических характеристик. Труды МИХМ, 15. Связьиздат, М., 1958.
135. Коленко Е. А. Термоэлектрические охлаждающие приборы. «Наука», Л., 1967.
136. Колесников А. Г., Сперанская А. А. Прибор для определения тепловых потоков. Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1958, 11.
137. Кондратьев Г. М. Приборы для скоростного определения тепловых свойств материалов. Машгиз, М.—Л., 1949.
138. Кондратьев Г. М. Регулярный тепловой режим. Гостехиздат, М., 1953.
139. Конозенко И. Д., Заика Ж. А. Приборы инфракрасной радиометрии на основе полупроводниковых болометров. «Наукова думка», К., 1969.
140. Кононко В. П. и др. Радиационный пирометр рефлекторного типа. Информационное письмо № 12 (99). «Наукова думка», К., 1967.
141. Кононко В. П. и др. Радиационный пирометр для измерения температуры неизотермических объектов. Авт. свид. № 219247 (Бюллетень изобр., 1968, 18).
142. Кочин Н. Е. Векторное исчисление и начала тензорного исчисления. Изд-во АН СССР, М., 1951.
143. Кочо В. С. Исследование теплообмена в рабочем пространстве мартеновской печи.— Сталь, 1950, 3.

144. Кременчугский Л. С., Мальнев А. Ф., Самойлов В. Б. Пирозлектрический приемник излучения большой площади.— ПТЭ, 1966, 6.
145. Криксунов Л. З., Усольцев И. Ф. Инфракрасные системы обнаружения, пеленгации и автоматического сопровождения движущихся объектов. «Советское радио», М., 1968.
146. Кружилин Г. Н., Шваб В. А. Новый метод определения поля коэффициента теплоотдачи на поверхности тела, омываемого потоком жидкости.— ЖТФ, 1935, 5, 3.
147. Кружилин Г. Н., Шваб В. А. Исследование  $\alpha$ -поля на поверхности круглого цилиндра, омываемого поперечным потоком воздуха.— ЖТФ, 1935, 5, 4.
148. Крылов А. Н. О некоторых дифференциальных уравнениях математической физики. Гостехиздат, М.—Л., 1950.
149. Крылов Н. А. Радиотехнические методы контроля качества железобетона. Стройиздат, Л.—М., 1966.
150. Кудрявцев Е. В., Чакалев К. Н., Шумаков Н. В. Нестационарный теплообмен. Изд-во АН СССР, М., 1961.
151. Кузнецов Л. А. Теплоотдача круглой струи воздуха, вытекающей в щель.— Энергомашиностроение, 1959, 11.
152. Лебедев П. Д. Сушка инфракрасными лучами. Госэнергоиздат. М., 1955.
153. Леконт Ж. Инфракрасное излучение. ГИФМЛ, М., 1958.
154. Лельчук В. Л. Теплообмен и гидравлическое сопротивление при течи с большими скоростями.— ЖТФ, 1939, 9, 9.
155. Лисовенко А. Т. и др. Исследования теплового режима рабочей камеры хлебопекарной печи.— Хлебопекарная и кондитерская промышленность, 1967, 12.
156. Лисовенко О. Т. та ін. Роль променистого та конвективного теплообміну в тупикових та наскрізних конвейєрних хлібопекарних печах.— У кн.: 34-а наукова конференція. Изд. КТИПП, К., 1968.
157. Лыков А. В. и др. Метод и установка для комплексного исследования теплофизических характеристик материалов в широком диапазоне температур.— В кн.: Тепло- и массоперенос, 7. «Наука и техника», Минск, 1968.
158. Мальцев В. А. Исследование движения газов и теплоотдачи во вращающихся роторах.— Вестник электропромышленности, 1962, 11.
159. Манко Г. Пайка и припой. «Машиностроение», М., 1968.
160. Марголин И. А., Румянцев Н. П. Основы инфракрасной техники. Воениздат, М., 1957.
161. Марков М. Н. Усилительное устройство для инфракрасного спектрофотометра.— ЖТФ, 1954, 24, 10.
162. Марков М. Н. Боллометры из сплава Вi с Рb.— ДАН СССР, 1956, 108, 3.
163. Марков М. Н. Приемники инфракрасного излучения. «Наука», М., 1968.
164. Меерович И. Г., Керцелли И. Ю. Нестационарный метод измерения контактных термических сопротивлений и коэффициентов теплопроводности.— В кн.: Тепло- и массоперенос, 7. «Наука и техника», Минск, 1968.
165. Менделеев Д. И. О приемах точных взвешиваний. Сочинения, 22. Изд-во АН СССР, Л.—М., 1950.
166. Мирлин Д. Н. Полупроводниковые болометры.— В кн.: Полупроводники в науке и технике, 1. Изд-во АН СССР, М.—Л., 1957.
167. Мирлин Д. Н. Электрические флуктуации в полупроводниках.— В кн.: Полупроводники в науке и технике, 2. Изд-во АН СССР, М.—Л., 1958.
168. Михельсон В. А. Новый актинометр В. А. Михельсона.— Метеорологический вестник, 1908, 18, 4.
169. Морачевский И. И., Спектор Б. В., Рязанцев В. И. Метод и прибор для определения теплофизических характеристик материалов без взятия пробы.— В кн.: Тепло- и массоперенос, 1. Изд-во АН БССР, Минск, 1962.
170. Муллахметов Р. Х., Хорн Е. А. Решение обратной задачи теплопроводности для случая неограниченной пластины методом наименьших

- квадратов.— В кн.: Гидроаэродинамика, вып. 5, Изд-во Харьковского государственного университета, Харьков, 1967.
171. Мэйтс Б., Перлс Т. Датчик для измерения тепловой мощности.— ПНИ, 1961, 32, 3.
  172. Нереле, Сти克福д. Тонкопленочный датчик лучистого теплового потока.— Ракетная техника и космонавтика, 1964, 2, 9.
  173. Ожигов Г. Е., Смирнов В. Г., Соковишин Ю. А. Изготовление термостолбика и метод экспериментального определения его постоянной времени.— ИФЖ, 1961, 4, 10.
  174. Олейник Б. Н. Работы в области измерения тепловых величин.— В кн.: Научно-исследовательские работы в области метрологии, вып. 76 (136). Стандартгиз, М.—Л., 1965.
  175. Олейник Б. Н., Чадович Т. З., Кириченко Ю. А. Устройство для определения коэффициента теплопроводности. Авт. свид. № 156323 (Бюллетень изобретений, 1963, 15).
  176. Панкратов Н. А. О соотношении удельной и пороговой чувствительности камеры неселективного оптико-акустического приемника с его постоянной времени.— Оптико-механическая промышленность, 1957, 2.
  177. Перелешина А. П. О результатах экспериментального исследования термо-э. д. с. в термисторах.— ИФЖ, 1960, 4.
  178. Перрен де Бришамбо Ш. Солнечное излучение и радиационный обмен в атмосфере. «Мир», М., 1966.
  179. Петухов Б. С. Опытное изучение процессов теплопередачи. Госэнергоиздат, М.—Л., 1952.
  180. Петухов Б. С., Детлаф А. А., Кириллов В. В. Экспериментальное исследование местной теплоотдачи пластины в дозвуковом турбулентном потоке воздуха.— ЖТФ, 1954, 24, 10.
  181. Пикашов В. С. и др. Узкоугольный радиометр-зонд полного излучения.— ТФВТ, 1969, 2.
  182. Пискунов А. А., Эльке И. Н. Тепломер полного излучения.— Сталь, 1964, 8.
  183. Платен Б. Многопоршневой аппарат высокого давления и высоких температур.— В кн.: Современная техника сверхвысоких давлений. «Мир», М., 1964.
  184. Платунов Е. С., Курепин В. В. Устройство для скоростного измерения коэффициентов теплопроводности материалов в диапазоне температур — от 150 до 400° С. Авт. свид. № 168500 (Бюллетень изобретений, 1965, 4).
  185. Платунов Е. С., Курепин В. В. Способ определения теплофизических характеристик материалов. Авт. свид. № 219259 (Бюллетень изобретений, 1968, 18).
  186. Поверка приборов для температурных и тепловых измерений. Стандартгиз, М., 1965.
  187. Поль Р. В. Введение в физику, т. 1, 2, 3. Физматгиз, М., 1957—1965.
  188. Поляк Б. Г. Геотермические особенности современного вулканизма. «Наука», М., 1966.
  189. Прандтль Л. Гидроаэромеханика, ИЛ, М., 1949.
  190. Преображенский В. П. Теплотехнические измерения и приборы. Госэнергоиздат, М.—Л., 1953.
  191. Прибор для определения коэффициентов теплопроводности (ИТТФ АН УССР). Приборы для научных исследований, т. VI, «Наука», М., 1967.
  192. Ржевский В. В., Новик Г. Я. Взаимная связь физических свойств горных пород.— В кн.: Физика горных пород и процессов, 55. «Недра», М., 1967.
  193. Ривин О. В. Калориметрические определения на основе измерения тепловых потоков.— В кн.: Ученые записки Казахского университета, 30. Изд-во КазГУ, Алма-Ата, 1957.
  194. Розеншток Ю. Л., Каганов М. А. Устройство для измерения тепловых потоков. Авт. свид. № 162981 (Бюллетень изобретений, 1964, 11).

195. Рытов С. М. Теория электрических флуктуаций и теплового излучения. Изд-во АН СССР, М., 1953.
196. Савинов С. И. Актинометр Араго-Дэви.— Метеорологический вестник, 1928, 7.
197. Савинов С. И. Термоэлектрический актинометр Савинова.— Метеорологический вестник, 1928, 11.
198. Савинов С. И. К теории пластинчатого актинометра Михельсона.— В кн.: Труды главной геофизической обсерватории, вып. 14 (76). Гидрометеоздат, Л., 1949.
199. Свет Д. Я. Объективные методы высокотемпературной пирометрии при непрерывном спектре излучения. «Наука», М., 1968.
200. Селлерс Д. П. Термопарные приемники для оценки локальных коэффициентов теплоотдачи в ракетных двигателях.— В кн.: Измерение нестационарных температур и тепловых потоков. «Мир», М., 1966.
201. Семикин И. Д., Костокрызов В. С., Цыганков О. Л. Новый прибор для измерения тепловых потоков излучения.— Автоматика и приборостроение, 1961, 2.
202. Сергеев А. С. Устройство для измерения теплового потока. Авт. свид. № 125927 (Бюллетень изобретений, 1960, 3).
203. Сергеев А. С. Устройство для измерения теплового потока. Авт. свид. № 185094 (Бюллетень изобретений, 1966, 16).
204. Сергиевская Т. Г. Теплоотдача статора электрической машины.— Вестник электропромышленности, 1962, 11.
205. Серьезнов А. Н., Цапенко М. П. Методы уменьшения влияния погрешностей в термоэлектрических цепях. «Энергия», М., 1968.
206. Сивков А. А., Гуд В. В. Пневматический приемник лучистой энергии с тензометрическим датчиком.— ПТЭ, 1967, 1.
207. Синельников А. С., Чащихин А. С. Теплоотдача круглого цилиндра в зависимости от угла атаки.— ЖТФ, 1932, 2, 9—10.
208. Слюсарев Г. Г. О возможном и невозможном в оптике. Физматгиз, М., 1960.
209. Смирнов Д. А. К вопросу о выборе лучшего актинометра.— Метеорологический вестник, 1908, 18, 9.
210. Смит Р., Джонс Ф., Чесмер Р. Обнаружение и измерение инфракрасного излучения. ИЛ, М., 1959.
211. Смит Р. Полупроводники. ИЛ, М., 1962.
212. Стерман Л. С., Стюшин Н. Г. Влияние скорости циркуляции на теплообмен при кипении.— В кн.: Теплопередача и аэрогидродинамика, 21, вып. 5. Госэнергоиздат, Л., 1951.
213. Стельбанс Л. С. Физика полупроводников. «Сов. радио», М., 1967.
214. Стронг Д. Техника физического эксперимента. Лениздат, Л., 1948.
215. Субботкин М. И., Курицына Ю. С. Кислотоупорные бетоны и растворы. Стройиздат, М., 1967.
216. Сухов С. А., Кадлец С. Я., Павлюк Г. Д. Исследование электролитической термопары.— Измерительная техника, 1959, 1.
217. Счастливый Г. Г. Устройство для определения локальных коэффициентов теплоотдачи. Авт. свид. № 147009 (Бюллетень изобретений, 1962, 9).
218. Счастливый Г. Г. Нагревание закрытых асинхронных электродвигателей. «Наукова думка», К., 1966.
219. Темкин А. Г. Обратные задачи теплопроводности.— ИФЖ, 1961, 4, 10.
220. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. «Наука», М., 1966.
221. Ткачев А. Г. Опытное исследование теплообмена при плавлении.— В кн.: Вопросы теплообмена при изменении агрегатного состояния вещества. ГЭИ, М.—Л., 1953.
222. Третьяков В. Д. Монометаллический актинограф.— В кн.: Труды Главной геофизической обсерватории, 5(67). Гидрометеоздат, Л., 1947.
223. Усов П. Г., Попова Г. Н., Воронова Н. Ф. Маложелезистый талк Алгуйского месторождения.— В кн.: Изв. Томского политехнического института, 148. Изд. ТПИ, Томск, 1967.

224. Фаерман Г. П., Синцов В. Н., Попова К. Б. Эвапорография.— Оптико-механическая промышленность, 1962, 11.
225. Федоров В. Г., Геращенко О. А. Датчик для измерения локальных тепловых потоков. Авт. свид. № 159048 (Бюллетень изобретений, 1963, 23).
226. Федосеев Г. П. Связи диэлектрических и механических свойств в микселе.— В кн.: Труды ГИПРОНИИ Неметаллурод, вып. 3. Стройиздат, М., 1968.
227. Федотьев Н. П. Электролитические сплавы. Машгиз, М.—Л., 1962.
228. Филимонов С. С., Хрусталева Б. А., Адрианов В. Н. Измерение конвективной и лучистой составляющих методом двух радиометров.— В кн.: Конвективный и лучистый теплообмен. Изд-во АН СССР, М., 1960.
229. Фильчаков П. Ф., Панчишин В. И. Интеграторы ЭГДА. Изд-во АН УССР, К., 1961.
230. Фингерсон Л., Блэкшир П. Приемник теплового потока для динамических измерений в высокотемпературных газах.— В кн.: Измерение нестационарных температур и тепловых потоков. «Мир», М., 1966.
231. Фиикельштейн И. Д. Пер. Тальк. Промстройиздат, М., 1952.
232. Хейджер Н. Абсолютный дифференциальный радиометр.— ПНИ, 1963, 9.
233. Хейджер Н. Тонкопленочный измеритель теплового потока.— ПНИ, 1965, 11.
234. Цоглин Ю. Л. и др. Абсолютная дозиметрия реакторных излучений в активной зоне реактора и вблизи нее.— В кн.: Труды 2-го координационного совещания по дозиметрии больших доз. Ташкент, «ФАН», 1966.
235. Червенка. Прибор для непрерывного дифференцирования экспериментальных кривых.— ПНИ, 1966, 5.
236. Черноголов А. И. Приборы для измерения потоков тепла в высокотемпературных печах.— Заводская лаборатория, 1949, 15, 2.
237. Чиркин В. С. Теплопроводность промышленных материалов, Машгиз, М., 1962.
238. Шабанов В. В., Галямин Е. П. Тепломер для определения тепловых потоков в почве. Авт. свид. № 147819 (Бюлл. изобр., 1962, 11).
239. Шатенштейн В. Г. Способ градуировки тепломеров и устройство для его осуществления. Авт. свид. № 163395 (Бюллетень изобретений, 1964, 12).
240. Шатенштейн В. Г. Градуировка высокотемпературных тепломеров в лабораторной установке.— Заводская лаборатория, 1965, 31, 1.
241. Швец И. Т., Геращенко О. А., Дыбан Е. П. Исследование температурных полей в зоне хвостовиков рабочих лопаток турбин на электрических моделях.— Теплоэнергетика, 1957, 7.
242. Швец И. Т., Дыбан Е. П., Геращенко О. А. Исследование температурных полей в ободах роторов турбин методом электротепловой аналогии.— В кн.: Труды Ин-та теплоэнергетики АН УССР, 14. Изд-во АН УССР, К., 1958.
243. Юм-Розери В. Атомная теория для металлургов. Металлургиздат, М., 1955.
244. Ягфаров М. Ш., Берг Л. Г. Принципы сравнительного термографического метода одновременного определения теплоемкости, теплопроводности и тепловых эффектов.— В кн.: Труды 2-го совещания по термографии. Изд-во АН СССР, Казань, 1961.
245. Ярышев Н. А. Теоретические основы измерения нестационарных температур. «Энергия», Л., 1967.
246. Янишевский Ю. Д. Акцинометрические приборы и методы наблюдений. Гидрометеонздат, Л., 1957.
247. Alpher R., Gamow G., Herman R. Thermal cosmic radiation and the formation of protogalaxies.— Proc. of the Nat. Acad. of Sci. of the USA, 1967, 58, 6.
248. Angström K. Über die absolute Bestimmung der Wärme mit elektrischen Kontrastionspyrheliometer.— Wied. Ann. der Physik. 1899, 67.
249. Ardenne M. von. Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Ultramikroskopie. Berlin, Deut. Verl. d. Wissenschaften. 1956, Bd. 2.

250. Bauek R. H., Thring M. W. A heat-flow meter for use in furnaces.— J. Iron a. Steel Inst, 1946, 153, 1.
251. Bennet S. H., Sweet W. H., Bassett D. L. A heated Thermocouple Flowmeter.— Journ. Clin. Invest, 1944, 23.
252. Born M. On quantum theory of pyroelectricity.— Rev. mod. phys. 1945, 17, 2—3.
253. Boussinesq T. V. Theorie analytique de la chaleur. Paris, 1901.
254. Bracht J. Über die Wärmeleitfähigkeit des Erdbodens und Schnees und der Wärmeumsatz im Erdboden.— Veröffentl. Geophys. Inst. d. Univ. Leipzig, 1949, 14.
255. Büttner K. Physikalische Bioklimatologie.— Probleme d. kosm. Physik, 18, Berlin, 1938.
256. Cermak I. Termoelectricki snimač tepelného toku.—Automatisace», 1958, 10.
257. Cox M. Thermal and Electrical conductivities of tungsten and tantalum.— Phys. Rev., 1943, 64, 7, 8.
258. Czerny M. Messung im Rotationsspektrum des HCl im langwelligen Ultrarot.— Zschr. für Phys., 1926, Bd. 34, H. 3.
259. Czerny M. Über Photographie in Ultraroten.— Zschr. f. Phys., 1929, Bd. 53, H. 1.
260. Debye P. Die Berechnung der Molekulardimensionen aus Radiometerbeobachtungen.— Phys. Zschr., 1910, Bd. 11, 24.
261. Einstein A. Zur Theorie der Radiometerkräfte.— Zschr. f. Phys. 1924, Bd. 27, H. 1.
262. Falkenberg G. Apparat zur Bestimmung des momentanen nächtlichen Wärmeaustausch zwischen Erde und Luft.— Meteor. Zschr., 1930, 47.
263. Fischer F., Dehn K., Sutmänn H. Über die Steigerung der Thermokräfte von Oxygen durch Verwendung von Mehrstoffoxyden.— Ann. d. Phys., 1932, 5 Folge, Bd. 15, H. 5—6.
264. Fransilla M., Huovila S. On the measurement of the heat flux into the soil. Geophysika (Helsinki), 1957, 5.
265. Gardon R. An instrument for the direct measurement of the intense thermal radiation.— RSI, 1953, 24, 5.
266. Gardon R. A transducer for the measurement of heatflow rate.— Transact. ASME (Ser. C), 1960, 82, 5.
267. Geiger R. Das Klima der bodennahen Luftschicht. 3 Aufl. F. Vieweg u. Sohn, 1950.
268. Geiling L. Das Thermoelement als Strahlungsmesser. Zschr. f. angew. Phys., 1951, Bd. 3, 12.
269. Gibbs F. A. A thermoelectric blood flow recorder in the form of a needle.— Proc. Soc. Exper. Biol. Med., 1933, 31.
270. Hardy R. G., Paddock D. A. A new thermal radiative flux gage. «ISA—Transact», 1967, 6, 1.
271. Hatfield H. S., Wilkins F. I. A new heat-flow meter.— J. Sci. Instr., 1950, 27, 1.
272. Heat-flow detector.— RSI, 1956, 26, 2.
273. Hencky K. Die wirtschaftliche Fortleitung und Verteilung von Dampf auf grosse Entfernungen.— VDI — Zschr. 1925, Bd. 69, 16.
274. Henning F. Temperaturmessung. Leipzig, Joh. Ambrosius Verl. 1955.
275. Hensel H. Ein Strömungskalorimeter für beliebige Körperstellen. Zschr. ges. exper. Med., 1951, 117.
276. Hool J. N. Local coefficients of skin friction and heat transfer for turbulent boundary layers in two-dimensional diffusors.— Aeronaut. Res. Council. Report and Memoranda, London, Oxf. Univ., 1957.
277. Jain S. C., Krishnan K. S. The distribution of temperature along a thin rod electrically heated in vacuo.— Proc. Roy. Soc., I. Theoretical 1954, 222, 1149, II—IV. Theoretical and experimental, 1954, v. 225, No. 1160, pp. 1—32. V. Time lag. 1955, v. 227, No. 1169, pp. 141—154. VI. End losses. 1955, v. 229, No. 1179, pp. 439—444.
278. Jespersen H. B. Die Wärmeleitung der feuchten Stoffe und ihre Ermittlung.— Gesundheits — Ingenieur, 1953, Bd. 74.

279. Jones R. C. Phenomenological description of the response and detecting ability of radiation detectors.—*Proc. IRE*, 1959, 47, 9.
280. Knudsen M. Ein absolutes Manometer. «*Ann. d. Physik*», Bd. 32, H. 4, Nr. 9, 1910.
281. Koitzsch R. Versuche zur Bestimmung des Wassergehaltes des Erdbodens auf thermischer Grundlage.—*Abh. des Meteor. und Hydr. Dienstes. d. DDR*, 1960, Bd. 8, Nr. 54.
282. Langmuir I. Incandescent lamps and tungsten.—*The collected works*, 2. London, Pergamon Press, Oxf., 1960.
283. Lawton R. W., Prouty L. R., Hardy J. D. A calorimeter for rapid determination of heat loss and heat production in laboratory animals. *RSI*, 1954, 25, 4.
284. Levy L., Graichen H., Stolwijk J., Calabresi M. Evaluation of local tissue blood flow by continuous direct measurement of thermal conductivity.—*J. of appl. Physiology* 1967, 22, 5.
285. Maulard J.—*Mesure des flux theriniques eleves moyens d'etalonage*.—*Rech. aeronaut*, 1963, 93.
286. MECI. Tables de conversion pour thermocouples normalises. Paris. 1962.
287. Measuring heat flow detectors for attachment to any material.—*Engineering*, 1954, 178, 4615.
288. Measuring the flow of heat.—*Engineering*, 1956, 181, 4707.
289. Moll W. J. H., Burger H. C. Das Thermorelais.—*Zschr. f. Phys.*, 1925, Bd. 34.
290. Moll W. J. H., Burger H. C. Empfindlichkeit und Leistungsfähigkeit eines Galvanometers.—*Zschr. f. Phys.*, 1925, Bd. 34.
291. Moll W. J. H., Burger H. C. The Thermo-relay.—*Phil. Mag.*, 1925, 50, 6.
292. Moll W. J. H., Burger H. C. The sensitivity of galvanometer and its amplification.—*Phil. Mag.*, 1925, 50, ser. 6.
293. Moll W. J. H., Burger H. C. A new Vacuum Thermoelement.—*Phil. Mag.*, 1925, 50, ser. 6.
294. Moran J. P. Radiant energy measurement.—*Instrum. and Control Syst.*, 1965, 38, 7.
295. Morris L. G., Trickett E. S., Mouldsley L. J. The measurement of heat flow on soil with reference to glasshouse heating. Wrest Park, Nation. Inst. of agricult. engineering, 1955.
296. Musial N. T. Heat flux measuring device.—U. S. Patent No. 3123996 «*Off. Gas*», 1964, 800, 2.
297. Nagai M. Graphical solution of linear heat flow with radiation. *Journ. Phys. Soc. Japan*, 1956, 11, 3.
298. Niedziałek B., Chomiak J. Prosta metoda pomiaru temperatury powierzchni za pomoc czujnikow promieniowania calkowitego.—*Prace Instytutu Lotnictwa*, 1967, 31.
299. Nunner W. Wärmeübergang und Druckabfall in rauhen Röhren.—*VDI—Forschungsheft*, 1950, Bd. 22, 455.
300. Nusselt W. Der Wärmeübergang in der Verbrennungskraftmaschine.—*VDI—Zschr.*, 1925, Bd. 67, 28.
301. Ostwald—Luther. *Physikochemische Messungen*. Leipzig. Akad. Verlagsgesellsch., 1925. 4. Ausg.
302. Pellán C. M., Bradley C. B. A rapid heat-flow meter thermal conductivity apparatus.—*Res. a. Stand.*, 1962, 2, 7.
303. Perls T. A., Dieselt T. J., Dubrov W. I. Primary pyroelectricity in barium titanate ceramics. *J. Appl. Phys.*, 1958, 29, 9.
304. Perry K. P. Heat transfer by convection from a hot gas jet to a plane surface.—*Proc. Inst. Mech. Engrs.*, 1954, 168, 30.
305. Petritz R. L. Fundamentals of infrared detectors.—*Proc. IRE*, 1959, 47, 9.
306. Powell W. B., Howell G. W., Irving J. P. A method for the determination of local transient heat flux in uncooled rocket motors.—*Jet Propulsion Lab. T. R.*, 32—257. Pasadena, Calif., 1962.

307. Powell W. B., Price T. A method for the determination of local heat flux from transient temperature measurements.— ISA Trans., 1964, 3, 3.
308. Prescott C. H., Hincke W. B. The true temperature scale of carbon.— Phys. Rev., 1928, 31, 1.
309. Psarouthakis J. Apparent thermal emissivity from surfaces with multiple V-shaped grooves.— AIAA — Journal, 1963, 1, 8.
310. Rail D., Stempel F. A discussion of the standardized procedure for calibrating heat flux transducers.— 19th Annual ISA Conf. Proc., New-York, 1964, 19, 2.
311. Rose P. H., Stark W. J. Stagnation point heat transfer measurement in dissociated air.— JAS, 1958, 25, 2.
312. Schäcke H. Experimentelle Bestimmung der Kondensationsmenge auf Wänden.— Gesundheits — Ingenieur, 1953, 74.
313. Schmidt E. Ein neuer Wärmeflussmesser und seine praktische Bedeutung in der Wärmeschutztechnik.— Mitt. Forschungswissens für Wärmeschutz., München, 1923.
314. Schmudde P. Radometerwirkung an dünnen Platten von verschiedener Temperatur bei hohen Drucken. (Prüfung der Einsteinschen Theorie).— Zschr. f. Phys., 1930, Bd. 53, H. 5.
315. Seban R. A. The influence of free stream turbulence on the local heat transfer from cylinders.— Transact. ASME., Ser. C, 1960, 82, 2.
316. Sprinks T. Influence of calorimeter heat transfer gages on aerodynamic heating.— AIAA — Journ., 1963, 1, 2.
317. Stair R., Schneider W., Waters W., Jackson J. Some factors affecting the sensitivity and spectral response of thermoelectric (radiometric) detectors.— Appl. Optics, 1965, 4, 6.
318. Stempel F. C., Rail D. L. Direct heat transfer measurements.— ISA — Journ., 1964, 11, 4.
319. Storke P. Heat transfer measuring apparatus. USA Patent No. 3256734.
320. Swietoslowski W. Microcalorimetry, N.-Y., Reinhold, 1946.
321. Taggart A. F. Handbook of mineral dressing ores and industrial minerals. N.-Y. — London, J. Willey, 1960.
322. Treharne R. W., Trolander H. W. Wavelength — independent direct reading radiometer.— Journ. Sci. Instr., 1965, 42, 9.
323. Tunmore B. G. A simple radiometer for the measurement of radiative heat exchange between buildings and the environment.— Journ. Sci. Instr., 1962, 39, 5.
324. De Waard R., Wormser E. M. Description and Properties of various thermal detectors.— Proc. IRE, 1959, 47, 9.
325. Warmbt W. Wärmeabgabemessungen für physiologische Zwecke unter Verwendung von Folienwärmestrommessern.— Zschr. ges. inn. Med. u. Grenzgeb., 1963, 19.
326. Warmbt W. Vergleichende Untersuchung mit Wärmestrommessern zur Bestimmung von Momentanwerten der Abkühlungsgrößen.— Zschr. f. angew. Meteor., 1961, 4.
327. Warmbt W. Über die Verwendung des Wärmestrom — Messverfahrens in der Bioklimatologie.— Wiss. Zschr. f. techn. Univ. Dresden, 1964, 13, 5.
328. Watts D. Heat flux responsive device. USA — Patent No. 3238775.— Official Gazette, 1966, March 8.
329. White R. G. Handbook of industrial infrared analysis. N.-Y., Plenum Press, 1964.
330. Willaughby A. B. Absolute water flow calorimeter for measurement of intense beams of radiant energy.— RSI, 1954, 25, 7.
331. Wilson W. H., Epps T. D. The construction of thermocouples by electrodeposition.— Phys. Soc. Proc., 1921, 32, part. 5.
332. Witte A., Harper E. Experimental investigation of heat transfer in rocket thrust chambers.— AIAA — Journ., 1963, 1, 2.
333. Wolf R. W. A selected bibliography on IR techniques and applications.— Proc. IRE, 1959, 47, 9.

УДК 536.6

В монографии приведены основные сведения по теории, конструкциям и применению устройств для измерения тепловых потоков в широком диапазоне плотностей и температур. Значительную часть составляют результаты исследований в новой области измерений — теплотрии.

Предназначена для научных работников и инженеров, работающих в различных областях народного хозяйства. Может служить в качестве учебного пособия для студентов старших курсов вузов соответствующих специальностей.

Ответственный редактор

канд. техн. наук В. Г. Федоров

Рецензенты:

д-р техн. наук Л. А. Коздоба

канд. техн. наук И. А. Недужий

Редакция технической литературы

Зав. редакцией В. Д. Навроцкая