УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

536.2

НАИБОЛЕЕ ВАЖНЫЕ ДОСТИЖЕНИЯ В ИЗУЧЕНИИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛОВ*)

Р. Поуэлл

Дан обзор последних результатов относительно теплопроводности металлов и методов ее измерения. В обзоре в первую очередь затронуты: 1) вопросы влияния размеров образца на электронную теплопроводность очень чистых металлов; 2) минимум в теплопроводности алюминия и некоторых других металлов при очень низких температурах; 3) высокотемпературная теплопроводность платины и увеличение функции Лоренца, в частности эксперименты Флинна и О Хагана³; 4) теплопроводнос ь жидких металлов и недавно поднятый вопрос о гораздо более заметном, чем предсказывается теорией, уменьшении функции Лоренца при повышении температуры; и, наконец, 5) результаты исследований по разработке в Центре исследований теплофизических явлений (ЦИТЯ) прямых электрических тепловых методов для измерения теплопроводности металлов при высоких температурах. Современная вычисли-тельная техника позволяет избавиться от многих ограничений и грубых аппроксимаций, присутствующих во многих существующих методах расчета; она предоставляет нии, присутопрукция во многия существующий погоды распонроводность из наблю-возможность с высокой степенью аккуратности рассчитать теплопроводность из наблю-даемых температурных зависимостей. При этом налицо и то преимущество, что для данного образца и экспериментальных условий можно количественно рассмотреть многие другие свойства при высоких температурах. По нашему мнению, несмотря на уже имеющиеся значительные достижения в исследовании теплопроводности, здесь все еще остается богатое поле работы, требующее дальнейших более прецизионных измерений.

1. ВВЕДЕНИЕ

1.1. Место процессов теплопереноса в современной технологии

Простое перечисление научных конференций по различным теплофизическим явлениям свидетельствует о возросшем интересе к этой области физики. Нам хотелось бы обратить внимание читателя данного обзора на следующие из них: США — Первая конференция по тепловому расширению, созванная Национальным бюро стандартов (Гейтерсберг, штат Мериленд); Четвертый симпозиум по теплофизическим свойствам, собираемый с трехлетним интервалом Американским объединением инженеров-механиков и Восьмая ежегодная конференция по теплопроводности, устраиваемая Центром исследований теплофизических явлений (ЦИТЯ); Западная Германия — Симпозиум по теплофизическим свойствам, организованный КГИДА (Консультативной группой по исследованиям и достижениям в аэронавтике), был проведен в Дюссельдорфе; Немецким керамическим обществом была организована конференция, проведенная

^{*)} R. W. Powell, Thermal Conductivity: A Review of Some Important Deve-lopments, Contemp. Phys. 10 (6), 579 (1969). Перевод В. К. Фединина. Автор статьи доктор Р. Поудля — сотрудник Центра исследований теплофизи-ческих явлений, Университет Пёди (Purdue), США.

¹⁰ уфн, т. 165, вып. 2

в Баден-Бадене и носившая название Европейской конференции по тепло физическим свойствам твердых тел при высоких температурах; Япония — Седьмая Международная конференция по свойствам пара; программа же Третьей конференции по теплофизическим явлениям в СССР содержала рефераты более 355 докладов, которые были на нее представлены.

Интересно отметить, что Первая Международная конференция по свойствам пара была проведена в 1929 г. в Лондоне. Таким образом, работа по изучению этого одного из состояний веществ продолжается почти половину века. Незатухающий интерес к тепловым свойствам веществ обусловливается не только желанием уточнить наши знания о поведении различных рабочих веществ в силовых и холодильных установках, но и той важной ролью, которую играют процессы теплопереноса в современной технологии. Временами требуется довести до минимума потери тепла, временами получить максимально возможную величину переноса тепла и, поскольку желательно удовлетворять этим требованиям в очень широком интервале температур от очень низких до весьма высоких, точное знание тепловых свойств в максимально широком температурном интервале становится весьма существенным.

1.2. Имеющиеся данные по теплопроводности и их оценка

В последние десять лет издательский отдел ЦИТЯ, публикующий книги отчетов под общей редакцией И. С. Тулукяна (1966 г. и ¹⁶ *)), много сделал для того, чтобы собрать самые существенные и необходимые теплофизические данные. Наряду с более ранними обсуждениями и подборкой данных, предпринятыми в ЦИТЯ по поручению Национального бюро стандартов Поуэллом, Хо и Лилеем в 1966 г. и в 1968 г.⁶; эта последняя подборка может быть использована исследователями и инженерами как справочник, содержащий наиболее проверенные значения различных величин, так и как каталог тех областей теплофизики, которые ждут дальнейшего экспериментального изучения.

Некие модификации графиков, построенных первоначально Поуэллом и Хо¹³ и Хо и Поуэллом⁵, могут быть использованы здесь как иллюстрации. Рис. 1, на котором сведены данные по теплопроводности титана. и является таким ярким и типичным примером. Около десяти наборов значений экспериментальных точек покрывают область температур от комнатной до 900° К. Наибольший разброс составляет, по-видимому, 60%. Один из этих наборов экспериментальных точек включает в себя значения, распространяющиеся до весьма высоких температур; эти точки вычислены из данных по термодиффузионным измерениям. Штриховая кривая проведена по наиболее вероятным значениям для данного металла; однако потребовалось много труда, чтобы составить представление о более детальном ходе теплопроводности, в частности в области, где титан претерпевает переход из α- в β-модификацию и где возможны различные аномалии. Относительно немного измерений было проведено при низких температурах, и можно ожидать, что, по мере того как для измерений будут доступны все более и более чистые образцы вещества, величина максимума будет увеличиваться.

На рис. 2 представлены диаграммы температурных интервалов для каждого элемента-металла, в которых либо измерена теплопроводность (черные полоски), либо могут быть проведены измерения (светлые

^{*)} Это издание содержит библиографию большинства работ, авторы которых указаны в данной статье, но которые не приведены в списке цитированной литературы.



Рис. 1. Теплопроводность титана.

1 — Розенберг (1955); 2 — Мендельсон и Розенберг (1952), 3, 4 — Микрюков (1957); 5 — Сильвермен (1953); 6 — Дим, Вуд и Лакс (1958); 7—9 — Лёвен (1956); 10—12 — Уайт и Вудс (1959); 13 — Гладун и Хольцхейзер (1964); 14—16 — Поуалл и Тай (1961а); 17 — Ригни и Бокшталер (1951); 18 — Кржижановский (1964); 19 — Рудкин, Паркер и Дженкинс (1963),

331



Рис. 2. Температурные интервалы возможного измерения теплопроводности металлов.

полоски). Мы можем, таким образом, сразу же представить себе, для каких металлов и в каких температурных областях требуется провести хотя бы предварительные измерения теплопроводности. Для многих читателей, по-видимому, явится сюрпризом как то, что в нашем рассмотрении нет информации о теплопроводности кальция, так и то, что к 1968 г. многие металлы с высокой температурой плавления оказались изученными всего лишь в одной четвертой части той температурной области, где измерения могли бы быть проведены. Сюда относятся такие важные металлы, как кобальт, иридий, марганец и рутений. Области, указанные на рис. 2, были оценены из электропроводности и функции Лоренца L, даваемой формулой $L = \lambda \rho T^{-1} = 2,443 \cdot 10^{-8} e^2 c p a \partial^{-2}$ K, где λ — теплопроводность,



теплопроводности неметаллов.

 ρ — электрическое сопротивление и T — температура в градусах Кельвина. Оценки для критических температур T_c различных металлов получены с помощью формулы Гроссе (1966), который вывел следующую простую зависимость:

$$(\sigma^* + b) (T^* + b) = a;$$
 (1)

здесь а и b постоянные, $\sigma^* = \sigma_T / \sigma_f$ и $T^* = (T - T_f) / (T_c - T_f)$, где σ_T и σ_f означают электропроводности расплавленного металла при температуре T и температуре плавления T_f соответственно.

На рис. З представлены диаграммы аналогичных температурных интервалов для теплопроводности неметаллов, причем углерод указав в трех модификациях: аморфной, типа алмаза и типа графита. Заметим, что для этих неэлектронных проводников сделано намного меньше оценок. Сходные оценки для иода в жидкой и парообразной фазах были сделаны Шефером и Тодосом (1959) в терминах общей корреляции приведенной теплопроводности для двухатомных газов как функции от приведенной температуры (т. е. λ_T/λ_c от T/T_c , где индекс *c* означает, что берутся данные в критической точке).

2. НАИБОЛЕЕ ВАЖНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ОТНОСИТЕЛЬНО ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛОВ

Естественным введением здесь могут служить обзоры, опубликованные в «Contemporary Physics» Таем (1965) и автором (1966). Ниже мы сосредоточим внимание на сравнительно недавних достижениях. Они касаются в основном теплопроводности металлов, и их можно условно разнести в пять температурных интервалов, если двигаться от низких температур к очень высоким температурам:

а) Доказательство влияния размеров образца, полученное из измерений теплопроводности металлов при гелиевых температурах.

б) Наблюдения на опыте минимума теплопроводности при температурах ниже комнатной для двух ничем не примечательных металлов, свойства которых, как полагалось, полностью описаны.

в) Монотонное возрастание функций Лоренца в некоторых переходных металлах.

г) Возможность малых функций Лоренца в некоторых расплавленных металлах.

д) Расчет на машине уравнения для высокотемпературных прямых электротепловых методов заметно увеличил охват этого метода и увеличил точность.

2.1. Сверхнизкие температуры

Теплопроводность металлов при температурах жидкого гелия, по всей вероятности, изучена намного тщательнее, чем в каком-либо другом температурном интервале. Это, во всяком случае, верно для основных сверхпроводящих элементов. При низких температурах теплопроводность всегда обнаруживает некоторый максимум величины λ_m при температуре T_m , при этом λ_m увеличивается, а T_m уменьшается с увеличением чистоты металла (см. рис. 1).

Анализ данных по низкотемпературной теплопроводности, проведенный в ЦИТЯ Цезерлияном (1963) и Цезерлияном и Тулукяном (1965а, b), показал, что они могут быть хорошо переданы следующей функцией:

$$\lambda^* = \left[\frac{1}{3} (T^*)^2 + \frac{2}{3} (T^*)\right]^{-1}, \qquad (2)$$

где $\lambda^* = \lambda/\lambda_m$ — приведенная теплопроводность — выражается в функции $T^* = T/T_m$ — приведенной температуры — по формуле (2).

Далее было показано, что в области $0 < T \leq 1.5 T_m$ λ дается формумулой

$$\lambda = (\boldsymbol{\alpha}' T^{n} + \boldsymbol{\beta} T^{-1})^{-1}, \tag{3}$$

где

$$\alpha' = \alpha'' \left(\beta/n\alpha''\right)^{a/m+1} \tag{4}$$

И

$$\boldsymbol{\beta} = \rho_0 \boldsymbol{L}_0^{-1}. \tag{5}$$

В этих уравнениях α", a, m, n — постоянные для выбранного металла, однако а' и в уменьшаются с увеличением чистоты металла; о -остаточное электрическое сопротивление, а L_0 — получаемая из теории процессов переноса функция Лоренца, 2,443 ·10⁻⁸ в²град⁻² К. Выпи-санные выше формулы оказались весьма полезными в различного рода оценках теплопроводности (см. также работу Поуэлла, Хо и Лилея 1966 г.) для образцов с известным ро. Большинство из этих ранних работ касались поликристаллических металлов, данные для монокристаллов цинка, однако, привели к выводу, что некоторые монокристаллы ведут себя отличным образом. Соответствующие данные для монокристаллов цинка нельзя рассматривать ортодоксально, применяя выписанные выше формулы ^{6,5}, по той причине, что кривые, полученные для направлений, параллельных и перпендикулярных гексагональной оси, пересекаются как выше, так и ниже T_m, в то время как уравнение (3) приводит к семейству непересекающихся кривых. По-видимому, каждому направлению в кристалле отвечают различные семейства кривых, общий ход которых зависит от степени чистоты кристалла.

О другом достижении, к более детальному обсуждению которого, по всей видимости, имеет смысл вернуться после того, как будут получены еще более чистые металлы, сообщили Баутон и Якуб¹, работавшие с монокристаллами галлия 99,9999%-ной чистоты. Их измерения позволяют заключить, что наблюдаемая теплопроводность зависела от размеров образца. То обстоятельство, что эффекты такого типа, обусловленные размерами образца, вполне могут иметь место в неметаллических кристаллах при достаточно низких температурах, является общеизвестным, поскольку еще Казимир (1938 г.) показал, что фононная или решеточная проводимость видоизменяется при учете отражения от границ. Упомянутая выше работа Баутона и Якуба¹, а также более раннее определение средней длины свободного пробега в Индии Олсеном и Уайдером ¹¹ позволяют предположить, что по мере того, как мы берем образец все более высокой степени чистоты, аналогичную модификацию претерпевает электронная теплопроводность.

2.2. Температурная область 78—373° К

а) Местонахождение минимума теплопроводности металлов ности. Все теоретические исследования по теплопроводности металлов [Вильсон (1936, 1953), Мэйкинсон (1938), Умеда и Ямамото (1949), Зондхеймер (1950, 1952)] привели к выводу, что примерно при температуре 0,20, где О — температура Дебая, на кривой теплопроводности должен иметь место минимум. Займан (1954) показал, что более точное рассмотрение позволяет заключить, что минимум оказывается всегда слабо выражен и положение его сдвигается в область более высоких температур (0,4—0,5)O, однако сам по себе он остался. Для натрия уменьшение составило бы всего 9%. Коллинз и Займан (1961), развивая эти идеи, пришли к заключению, что в некоторой определенной модели, постулируя достаточно большой вклад от процессов переброса в нормальное фонон-фононное рассеяние, можно добиться в конечном счете исчезновения минимума. На всем протяжении этого периода отсутствие экспериментальных подтверждений наличия подобного минимума давало обильную пищу для сомнения. В недавней книге Займан (1963) весьма категорично утверждает: «Подобный минимум никогда не будет обнаружен». Минимум теплопроводности, именно подобного типа для сплава алюминия с содержанием 98,17% Al (по разности), о котором сообщалось Пауэрсом, Циглером и Джонстоном (1951), во внимание не принимался, так же как и очень давние измерения Лиза (1908), выполненные на образцах, содержащих 99% этого металла. Пауэрс, Шварц и Джонстон (1951), по всей вероятности, обнаружили бы минимум и для чистого алюминия, если бы продолжили свои измерения до температур больше 250° К.

Реально же выяснилось, что основные измерения теплопроводности проводились в области от гелиевых температур до температур жидкого азота, в то время как большинство высокотемпературных измерений начиналось от комнатных температур порядка 320° К. Следовательно, в экспериментально обследованной области имелся зазор и не хватало измерений в области от 78° К до 320° К. На рис. 2 кое-где указаны щели именно в этой области, но даже там, где имеется сплошная заливка, на самом деле имелось очень немного экспериментальных точек. Так, например, на рис. 1 видно, что для титана в большей части этой области мы располагали всего лишь одной серией экспериментальных точек. Сообщение о наличии минимума в районе 210° К (или же 0,50), для чистого алюминия, сделанное Поуэллом, Таем и Вудманом (1965) на Третьем



Рис. 4. Теплопроводность алюминия и цинка. Алюминий: □ — Лиз (1908); ⊗ — Пауэрс, Шварц и Джонстон (1951); × — Пауэрс, циглер и Джонстон (1951); + — Поуэлл, Тай и Вудман (1965); — Флинн (1965); ○ — 9; ● — Уилкс (1968) и ¹⁷. Цинк: △ — Уилкс (1968) и ¹⁸.

симпозиуме по термофизическим свойствам (ASME), возродило интерес к этой до некоторой степени заброшенной области температур. На рис. 4 дана диаграмма этой кривой, там же помещены неопубликованные результаты измерений, проведенных в 1958 г. Флинном и сообщенных им во время дискуссии по нашей работе на Третьем симпозиуме (1965 г.), а также недавние экспериментальные результаты Мура, Мак-Элроя и Баризони⁹, Уилкса (1968) и ¹⁷. Вся совокупность этих данных не оставляет никаких сомнений, что ход кривой для алюминия обнаруживает немонотонное изменение в этой области температур. Данные получены для образцов различной степени чистоты и указывают на тенденцию температуры в минимуме увеличиваться с увеличением чистоты.

Эволюция в обследовании области необычного температурного изменения теплопроводности чистого алюминия представлена на рис. 5. Этот график в основных своих чертах был приведен в 1965 г. Поуэллом, Таем



Рис. 5. Теплопроводность алюминия высокой степени чистоты. ...данные справочника ЦИТЯ за 1962 г. (Тулукян, 1962); — данные справочника ЦИТН за 1966 г. (Поуэлл, Хо и Лилей (1966); Э — Пауэрс, Шварц и Джонстон (1951); — Хазе, Хейерберг и Валенхорст (1940); — Боде и Фриц (1958); +, О — Поуэлл, Тай и Вудман (1965).

и Вудманом, но здесь добавлены, по рекомендации ЦИТЯ, результаты последующих измерений Поуэлла, Хо и Лилея. Кривые, вошедшие в справочники 1962 и 1966 гг., дают хороший пример того направления, в котором необходимо зачастую видоизменять данные подобного типа. Каждая новая публикация, как это видно, приводила к корректировке в поведении кривой именно в сторону сближения с наиболее вероятной кривой.

Несколько неожиданным оказалось лишь то, что такое с необходимостью установленное лишь недавно видоизменение поведения кривой, описывающей существенное свойство металла, было обнаружено у такого широко распространенного металла, как алюминий.

Первые же измерения Уилкса, Поуэлла и Де-Витта¹⁸ выявили, что и кривая для цинка, возможно, обнаруживает такое немонотонное поведение. Результаты их также представлены на рис. 4, и они указывают. что цинк, по всей видимости, является следующим металлом, ожидающим подобного же изучения в этом температурном интервале. Поскольку цинк — металл с плотноупакованной гексагональной кристаллической структурой и, как известно, обладает анизотропией свойств проводимости, представляет интерес наряду с влиянием чистоты на форму кривой и температуру возможного наблюдаемого минимума исследовать влияние на них различного способа ориентации кристалла.

Другим металлом с возможным неглубоким минимумом на кривой теплопроводности, который усматривается из данных Мейсснера (1915). Каннулуика и Ло (1947), Каннулуика и Кармана (1951, 1952), Флинна и О'Хагана³, Мура, Мак-Элроя и Баризони⁹, является платина.

Эти минимумы располагаются в области от 195 до 295° К. Поуэлл, Тай и Вудман (1967) сообщили о неглубоком минимуме в этой же области у рутения. Можно обнаружить и другие металлы, ведущие себя сходным образом; среди них весьма похожее поведение можно ожидать у лантана, лития, ниобия, палладия, калия, натрия, тантала и ванадия.

б) Экспериментальные методы. Методы определения геплопроводности в этом температурном интервале были описаны Тайлером и Вильсоном (1953), Поуэллом, Таем и Вудманом (1963), Муром. Мак-Элроем и Грейвзом ¹⁰ и Уилксом (1968). Все исследователи использовали метод продольного теплового потока, модифицировав его в области низких температур тем или иным образом так, чтобы минимизировать и иметь возможность корректировать процессы теплопереноса, обусловленные измерением. Из методов, перечисленных выше, по-видимому.



Рис. 6. Аппаратура для измерения теплопроводности в области 79—273° К (в основном по схеме, предложенной Муром, Мак-Элроем и Грейвзом ¹⁰).

наиболее удобным оказался тот, который применялся Муром и его коллегами из Окриджской национальной лаборатории. На рис. 6 схематически дан вертикальный разрез этой аппаратуры.

Цилиндрический образец с диаметром основания 1 см и длиной 10 см показан вмонтированным внутрь откачанного объема с двойными стенками, который полностью погружен либо в ванну из жидкого азота или из смеси льда с водой, либо в какое-то иное охлаждаемое пространство. Стенки данного агрегата выполнены из тонкостенных труб меде-никелевой или нержавеющей стали, которые служат как подводами к вакуумному насосу откачки, так и проходной втулкой, через которую проходят все проводники термопар и токовые и потенциальные подводы. Блок, через который все эти проводники выводятся из системы, представляет собой заглушку типа, предложенного Вильсоном, которая, как нам представляется, удобна в таких системах. В этой съемной крышке диск, вырезанный из листа неопреновой резины, зажат между двумя дисками из тефлона. В каждом тефлоновом диске проткнуто *n* соосных отверстий, где *n* равно полному числу необходимых подводов. В эту крышку, когда она снята, свободные концы каждой проволочки продергиваются через резину в центре каждого отверстия в тефлоне. Такое продергивание наилучшим образом осуществляется, если проколоть резину раскаленным концом швейной иглы, к которой присоединена проволочка, и продернуть затем проволочку через маленькое цилиндрическое отверстие, которое образовалось. После того как все *n* проволочек продернуты таким образом, крышка затягивается болтами до тех пор, пока резина не оказывается сжатой настолько, чтобы образовалась воздухонепроницаемая заглушка.

Другая металлическая трубка, имеющая воздухонепроницаемые стыки, соединяет нижнюю сторону верхней внешней покрывающей пластины с верхней стороной металлической пластинки меньшего размера и образует камеру, которая может заполняться жидким азотом или же может быть нагрета независимо от остальной части установки. Этот подогрев достигается разогревом медного цилиндрика, на который намотана проволочка нагревательного элемента H_3 . Нижняя сторона этой металлической пластинки меньшего размера несет на себе прикрепленную болтами пластинку такого же размера, к которой крепится сам образец и его предохранительный контейнер.

Свободный конец образца несет на себе нагреватель H_1 . Этот нагреватель состоит из витой покрытой тонким слоем глазури никель-хромовой проволоки, соединенной с такой же медной проволокой, которая служит для подвода тока. После дальнейшей обработки глазурью внутренний обогреватель и конец цилиндра плотно закручиваются алюминиевой фольгой для того, чтобы уменьшить перенос тепла излучением. Свободный конец предохранительного контейнера разогревается витым обогреватель H_2 и также может быть закрыт алюминиевой фольгой.

Исследуемый образец и предохранительный контейнер имеют по три термопары. В качестве компонент термопар в данном случае удобно взять проволоки из очень тонкого хромеля-II и константана, а не комбинацию из более распространенных, по-видимому, меди и константана, поскольку при температурах жидкого азота отношение теплопроводностей меди и хромеля-II примерно 100:1 и ошибки температурных измерений возрастают, по-видимому, в той же пропорции. Две термопары привариваются к образцу на расстояниях порядка одного сантиметра, считая от верхнего его края и от нижнего нагревателя, и служат для измерения возникающего в цилиндре градиента температуры. Эти термопары пропущены через отверстия предохранительного контейнера, расположенные на том же уровне, что и точки сварки, составляя с ним температурное целое. Непосредственно вблизи этих областей присоединены две термопары предохранительного контейнера, и когда образец и контейнер имеют сравнимые температуры, поток тепла вдоль проводов термопар минимален. Для аналогичных целей к медным проводам обогревателя у точки выхода из предохранительной фольги подсоединена третья термопара образца, так что и провода, и термопара составляют температурное целое с соответствующей областью предохранительного контейнера, через которую проходят эти провода и к которой подсоединена последняя термопара. При условии, что сопротивление эффективной части обогревателя достаточно велико сравнительно с сопротивлением подводов, удобно подсоединить потенциальные подводы там же, где токовые подводы проходят через предохранительный контейнер.

Для того чтобы избежать необходимой многократной смены воздухонепроницаемых заглушек, внутри верхней пластины в тефлоновом пограничном кольце можно вмонтировать набор нейлоновых шайбочек. Это позволяет все провода от блока вильсоновой печатки подсоединить к преводам, идущим от образца и предохранительного контейнера.

Хотя предохранительный контейнер сам по себе частично предотвращает и регулирует тепловые потоки посредством излучения от образца или же к нему, желательно в качестве дополнительной предохранительной меры заполнить пространство между образцом и предохранительным контейнером и верхней плитой, к которой они крепятся, теплоизоляцией типа смятого картона или стеклянной ваты. Изоляция эта играет определенную роль при закрытой верхней плите.

Для измерений при очень низких температурах цилиндрик с нагревателем Н₃ убирается, так что при полном погружении всей аппаратуры в жидкий азот жидкость проникает внутрь верхней камеры подогрева. Измерения при более высоких температурах проводятся при таком положении этого цилиндрика, что камера изолирована от остального охлаждаемого пространства и попадание жидкости туда исключено. Подводимая к H_3 мощность сообщает внутренней камере желаемую температуру, при которой ведутся измерения и которая поддерживается постоянной. Стандартная процедура состоит в том, чтобы согласовать показания термопар на подогреваемом конце образца и контейнера, подводя соответствующую мощность к H₂. Когда достигается равновесие, для этого «изотермического» условия снимаются показания термопары. К H₁ подводится такая мощность, чтобы между двумя другими термопарами образца возникала разница температур порядка от 3 до 6° K, а H_2 вновь регулируется таким образом, чтобы соблюдалось примерное равенство условий между образцом и предохранительным контейнером.

Теплопроводность λ может быть рассчитана по формуле

$$\lambda = \frac{VIx}{A(T_1 - T_2)},\tag{6}$$

где V и I — падение потенциала и ток в обмотках нагревателя H_1 соответственно, A — площадь поперечного сечения образца, x — расстояние между двумя термопарами на образце, а разность температур $T_1 - T_2$ берется с учетом корректировки на величину разности температур при первоначальных «изотермических» условиях. Эта последняя процедура должна уничтожить различные паразитные тепловые токи, возникающие в системе из-за неоднородностей и температурных перепадов.

Точность определения теплопроводности вышеописанным методом наименьшая при наинизших температурах (\sim 78° K), где общая ошибка составляет величину меньше 2%.

Заметим, что коэффициент Зеебека S образца по отношению к металлам, образующим используемую термопару, можно без затруднений определить, беря дополнительный отсчет относительно двух таких проволочек. Если для константановой проволочки имеем падение потенциала $E_{\rm кон}$, то

$$S(obp/koh) = E_{KOH}/(T_1 - T_2),$$
(7)

где S (обр/кон) — коэффициент Зеебека образца по отношению к константану. Коэффициенты Зеебека обычно табулированы по отношению к платине: S (обр/Pt), но

$$S(\text{odp/Pt}) = S(\text{odp/koh}) + S(\text{koh/Pt}).$$
(8)

Могут быть также проведены измерения электрического сопротивления и определена величина электрического сопротивления р. Для этой цели надо подвести электрод к подогревателю конца образца и снять значения падения потенциала, использовав соответствующие термопары как потенциальные подводы, обращая направление измеряемого тока, можно уничтожить разность потенциалов, обусловленную температурой. Дополнительное знание полученных таким образом р и S для одного и того же материала весьма полезно при детальном обсуждении теплопроводности и поведения функции Лоренца.

2.3. Высокие температуры

а) Стандарты теплопроводности. Последние десять лет исследователи в области теплофизики прилагают много усилий для выявления стандартных эталонных материалов. Сплав «армко», свойства которого в области до 800° С были впервые промерены Поуэллом (1934) почти 35 лет назад, был приспособлен для этой цели очень многими исследователями. В основном применялся метод продольного потока, однако метод радиального потока имеет даже некоторые преимущества; см. для справок ⁴. В обзоре Поуэлла (1962) обсуждались результаты измерений теплопроводности сплава «армко» более чем семнадцатью исследователями и приводились наиболее вероятные результаты, точность которых в области до 600° С составляла $\pm 2\%$, а до 1000° С $\pm 5\%$. Заметим, что максимальное отличие от значений, полученных в 1934 г., для области 0—800° С составляло 1,5% при 100° С. Наиболее вероятным кандидатом сегодняшнего стандарта для области температур больше 2000° С по предварительным результатам может явиться вольфрам.

1) Перспективы платины: вопрос о ее функции Лоренца. Когда встал вопрос о металле, который было бы удобно применять в области температур свыше 800° С, внимание было привлечено к платине, экспериментально исследованной Поуэллом и Таем (1963), а с более общих точек зрения Слэком (1964). Очевидным преимуществом платины было повсеместно и хорошо оправданное ее применение в термопарах; доказали также свое значение платиновые термометры сопротивления, и интенсивно обсуждался в это время вопрос об использовании их при градуировке температурной шкалы до точки плавления золота (1064,43° С).

Измерения Поуэлла и Тая были выполнены методом, весьма близким к методу продольного теплового потока, сходным с тем, что был описан выше в разделе о низкотемпературных измерениях, с тем отличием, однако, что поток тепла определялся в терминах градиента, возникающего в бруске сплава «армко», стыкованном с платиновым цилиндром. Использованы были два образца: первый представлял собой цилиндр диаметром 0,635 см, второй — цилиндр примерно удвоенного диаметра. Полученные две серии результатов находились в хорошем согласии и указывали на уменьшение соответствующей функции Лоренца — факт, выявившийся в итоге этих измерений, — от значений, превышавших примерно на 10% теоретическое значение в области 0° С, до примерно теоретического значения при 1000° С. Настораживало то обстоятельство, что четыре из пяти процитированных выше экспериментальных данных свидетельствовали в иользу значений, примерно на 20% бо́льших.

Эта неопределенность ситуации побудила Флинна и О'Хагана³ (см. также и 1968 г.) предпринять один из наиболее интересных и тщательных экспериментов, проделанных до сих пор в этой области. Ниже мы дадим краткий обзор их работы, однако читатель, заинтересованный в более тщательном разборе вопроса, если он хочет проконсультироваться подробнее о деталях их установки и уяснить себе, насколько обязательным было проведенное там рассмотрение, выполненное с целью обнаружить возможные источники ошибок, должен обратиться к их оригинальным работам и к диссертации O'Xarana (1966).

2) Эксперимент Флинна и О'Хагана. На рис. 7 приведены экспериментальные данные по теплопроводности платины при температурах.



Рис. 7. Теплопроводность платины. ○ — Хольм и Штёрмер (1930); ▽ — Кришнан и Джейн (1954), Гопкинс (1957) (получены по L*)); △ — Гопкинс и Гриффит (1958) (получены по L*)); ④ — Микрюков (1959); □ — Боде (1961); ▲ — Катлер и др. (1961); ♦ — Поуалл и Тай (1965); ∨, ∧ — Мартин, Сайдлс и Данизльсон (1965, 1967) (получены по значениям α; > — Уилер (1965) (получены по значениям α**)); — — Лаубиц и Ван-дер-Меер (1966); — ³ (верхиня кривая по методу продольного потока, нижняя — по методу Кольрауща).

бо́льших, чем комнатная, полученные прежде, чем Флинн и О'Хаган начали планировать свой эксперимент. Сразу же бросается в глаза весьма нежелательное несоответствие друг другу этих результатов. Если отвлечься от измерений Кришнана и Джейна (1954), все другие измерения. использующие метод, существенным элементом которого был электриче ский разогрев образца платины, давали значения выше тех, которые получили Мартин, Сайдлс и Даниэльсон (1965, 1967) и Поуэлл и Тай (1963) без использования методики электрического подогрева. Результаты, полученные из термодиффузионных измерений Уилером (1965), также располагались ниже. Флинн и О'Хаган поставили своей целью определить. приводит ли использование методов электроподогрева для платины к результатам, которые отличны от результатов, полученных неэлектрическими методами. В трех работах, проведенных ранее: Хольма и Штёрмера (1930), Гопкинса (1957) и Катлера и др. (1961), использовалась модификация метода Кольрауша (necked-down-sample method), которая ука-

^{*)} Эти результаты получены по значениям функции Лоренца и являются приближенными значениями, поскольку величины о брались по данным Вайнса (1941), которые могут оказаться направленными для использованных Гопкинсом образцов.

^{**)} Измерения Уилера коэффициента термодиффузии α и взятые у Кубашевского и Эванса (1965) значения для теплоемкости согласуются с так выбранными значениям величины λ.

зывала, в каком направлении должна была быть проведена проверка метода электроподогрева. Флинн и О'Хаган предложили установку, в которой возможно было провести измерения на том же самом платиновом стержне одним из двух абсолютных методов: либо методом Кольрауша, либо методом продольного теплового потока. Они также нашли желательным применить при изучении платины термометры сопротивления как высокой степени чистоты, так и менее точные обычные термометры. Ранее сообщалось об измерениях с использованием лишь обычных коммерческих термометров.

Схематическое изображение их установки дано на рис. 8. Исследуемый цилиндрик был 2,04 см в диаметре и 18,4 см длиной. Не показана

нижняя подставка и металлический колокообразный контейнер общим диаметром 24 дюйма, позволяющий провести откачку и поддерживать атмосдавление неизменным. ферное Для ознакомления с деталями того, какие предосторожности были приняты, чтобы избежать возможных напряжений И перекосов, а также многочисленными обисточников суждениями возможных ошибок в обоих методах, рекомендуем обратиться к оригинальной публикации авторов.

Резюмируя, перечислим основные этапы, позволившие в рамках метода продольного теплового потока рассчитать теплопроводность при каждой температуре, если одновременно удовлетворить контрольным условиям (тестам): а) «изотермический» контроль, при котором мощность Q_2 равна нулю, а Q_1 регулируется таким образом, чтобы сообщить образцу одинаковую температуру при подходящих условиях на предохранительном контейнере; б) контроль «близких» градиентов, при котором соответствующим подбором величины мощности, генерируемой в Q_2 , добиваются желаемого продольного градиента в образце, и, наконец, в) контроль «далекими» градиентами, когда выполнены все манипуляции, приводящие к предыдущему условию б). Однако температура на предохранительном контейнере поддерживается более низкой, например на величину порядка 10°. По мере проведения тестов мощность в Q₃ контролируется автомати-



Рис. 8. Схема центральной секции установки Флинна и О'Хагана³.

А — образец платины; В —трубки молибдена, заполненные алюминиевой пудрой; С — пластинки меди, припаянные к В; D — блоки водяного охлаждения; G (д) — внутренний предохранительный контейнер из молибдена; G₀ — внешний предохранительный контейнер из люминия; I — алектроизоляции; Р — медные пластины, охлажденные водой; Q₁ — Q₇ — нагреватели; Z — охлаждаемая водой оболочка. Пространства между А — В и G₁, G₁ и G₀ и Z заполнены мелкой алюминиевой пудрой высокой степени чистоты. Х — термопары; V — контрольная пара; — витки нагревателя; О — проводки для водног охлаждаемия.

чески пропорциональным контролем, при котором сохраняются те же самые показания термопар T_{10} и T_{11} (с точностью $\pm 0.1^{\circ}$ K), что обеспечивает пренебрежимость переноса тепла поперек образца.

Наряду с измерениями, выполненными в соответствии с вышеописанной процедурой, были сделаны измерения с применением электрического метода. Чтобы поддерживать значения T_{10} и T_{11} близкими друг к другу и к температурам предохранительных контейнеров, контролировалась мощность, подводимая к нагревателям Q_2 и Q_3 и к окружающим их предохранительным контейнерам. Постоянные токи в 10, 58, 82 и 100 *а*, дававшие монотонное возрастание генерируемой мощности, пропускались через цилиндрик в положительном и отрицательном направлениях, и брались отсчеты термопар 9, 10, 11 и 12 и термопар на предохранительном контейнере между точками Q_5 и Q_6 . Необходимо было определить соответствующие падения потенциала V между верхними и нижними областями платинового стержня 10 и 11 и 9 и 12 соответственно. Если T_m максимальная температура в проводнике, а T_0 — температура точек, в которых измеряется V, то при условии отсутствия в этой области скрытых потерь тепла или электрической мощности имеем

$$V^{2} = 8 \int_{T_{0}}^{T_{m}} \lambda \rho \, dT = 8 \int_{0}^{\Phi_{m}} \lambda \rho \, d\Phi, \qquad (9)$$

где $\Phi = T - T_0$, $\Phi_m = T_m - T_0$.

Можно показать, что выражение (9) сводится к следующему:

где η_0 равно ($\beta_0 + \alpha_0$) — сумме температурных коэффициентов теплопроводности и электрического сопротивления, вычисленного при $\Phi = 0$, а все величины с индексом 0 суть значения при T_0 , взятые при изотермических условиях. Значение Φ_m , использованное в выражении (10), можно взять из измерений сопротивления, если воспользоваться соотношением

$$R_0/R = \frac{\beta_0 + \gamma_0}{\eta} \div \frac{\alpha_0 - \gamma_0}{\eta_0} \stackrel{\text{aretg} G}{=} , \qquad (11)$$

где уо — коэффициент линейного расширения,

$$G = 2\eta_0 \Phi_{m_3} \left(1 + \frac{\eta_0}{2} \Phi_m \right)^{1/2} .$$

Если берутся значения коэффициентов без учета того, что происходят какие-либо изменения размеров, — мы будем помечать соответствующие величины штрихом, — то имеем

$$R_0/R = \beta_0'/\eta_0' + \frac{\alpha_0}{\eta_0'} \frac{\operatorname{arctg} G}{G}$$
(12)

- соотношение, не требующее знания значения у.

Здесь мы вновь отсылаем читателя к оригинальной статье, где можно найти детальное обсуждение как этой, так и тех специфических поправок, которые необходимы при наличии небольших потерь тепла, обусловленных потоком тепла от образца к окружающему его изолирующему порошку.

В таблице приведены значения теплопроводности, полученные двумя методами для одного и того же образца платины.

Полный разброс в интервале от 373 до 1175° К можно оценить от 0,5 до 0,7% соответственно для метода продольного потока и от 1,6 до 1,7% для электрического метода. Поскольку полученные этими двумя методами результаты согласуются в пределах указанного коридора ошибок, проведенные исследования показали, что не существует большой разницы между результатами, полученными электрическими и неэлектрическими методами, по крайней мере в случае платины.

Сглаженные данные Флинна и О'Хагана для теплопроводности (*вт. м⁻¹ град⁻¹*К) с поправками на тепловое расширение и значения функции Лоренпа для коммерческой платины (*вт² град⁻²*К)

Темпера- тура, °К	Теплопроводность		Функция Лоренца × 108	
	Метод про- дольного потока	Электриче- ский метод	Метод про- дольного потока	Электриче- ский метод
373 573 773 973 1173	71,5 72,9 75,3 78,5 82,2	71,772,975,077,680,4	2,62 2,68 2,73 2,79 2,85	2,63 2,68 2,73 2,76 2,78

Две непрерывные кривые на рис. 7 представляют эти два набора величин. Они располагаются в промежуточной области между теми результатами, которые указывали на возрастание, и весьма близки к данным исследований Мартина, Сайдлса и Даниэльсона (1965), полученным из измерений термодиффузии. Значения коэффициента теплопроводности, о которых сообщили Лаубиц и Ван-дер-Меер (1966), в то время когда проводились эти исследования, изображены штриховой кривой. Они также подтверждают измерения Флинна и О'Хагана. Результаты Лаубица и Вандер-Меера относятся к более чистым образцам, и результаты эти позволяют заключить. что разнобой в ранее полученных и опубликованных значениях, по всей видимости, обусловлен экспериментальными недочетами, а не различием образцов.

Значения для функции Лоренца, приведенные в таблице, и данные рис. 9 позволяют теперь заключить, что фулкция Лоренца платины превышает теоретически рассчитанное значение во всем интервале температур.



Рис. 9. Функция Лоренца платины. - (твердая); × (жидкая) в возухе – Гопкинс (1957); († (твердая) в вакууме— Гопкинс и Гриффит (1958); О – метод продольного потока; Г – метод Кольрауша⁸.

Это превышение монотонно возрастает от 7% при 373° К до 15% при 1178° К и, согласно Гопкинсу (1957) и Гопкинсу и Гриффиту (1958), достигает 26% при 2000° К.

11 УФН, т. 105, вып. 2

Лаубиц и Ван-дер-Меер (1966) обсудили два альтернативных следствия такого поведения. Они предположили, что в высшей степени невероятно, чтобы решеточная компонента теплопроводности могла так сильно возрастать с температурой. Следовательно, возрастать должна электронная компонента. Как считают в настоящее время, последовательное увеличение функции Лоренца возможно тогда, когда энергия Ферми мала и можно надеяться, что малая энергия Ферми ответственна за некоторые отклонения от линейности (более медленный рост, нежели линейная функция), наблюдаемые для кривой электрического сопротивления платины в функции температуры. Стоит отметить, что есть металлы, кривая зависимости сопротивления которых от температуры имеет сходное поведение: ниобий, палладий, рений и тантал.

б) Теплопроводность расплавленных металлов. Большинство измерений теплопроводности расплавленных металлов было проведено методом, близким методу продольного потока тепла. Исследуемая жидкость помещалась внутрь тонкостенной кюветы металлического цилиндра, материал ее подбирался таким образом, чтобы он химически не реагировал с исследуемой жидкостью и, поскольку необходимо было вводить поправки на поток тепла внутри стенок, обладал известной величиной теплопроводности. Кювета обычно выполнялась в виде верхней половины цилиндра с диаметром порядка 1 дюйма. Нижняя часть служила измерителем потока тепла. Создавались условия, чтобы конвекция не влияла на измерения; при этом условия согласования достигались использованием предохранительного контейнера и подогрев осуществлялся сверху.

Метод продольного потока тепла был использован Ивингом, Грэндом и Миллером (1952) для расплавленного натрия и калия, Ивингом, Сиболдом, Грэндом и Миллером (1955) для ртути и двух калиево-натриевых сплавов, Поуэллом и Таем (1957) для жидкого свинца, висмута и свинцово-висмутовой эвтектики, а в 1961 г. для ртути, Куком (1964) для лития. Димом и Матоличем (1963) для натрия и Поуэллом, Таем и Меткалфом (1965) для алюминия и некоего алюминиевого сплава (номинально 95% Al, 4% Mg и 1% Mn). Вся совокупность этих результатов представлена на рис. 10, где λ построена в функции $T\rho^{-1}$. Прямая линия, проходящая через начало координат, построена по теоретической формуле

$$\lambda = 2,443 \cdot 10^{-8} T \rho^{-1} \tag{13}$$

и передает значение большинства из перечисленных результатов с точностью 6%. Исключения представляют собой результаты измерения теплопроводности на жидкой меди Филдхауза, Хаджа, Лэнга и Уотермана (1956) в области 1362-1761° К, Мак-Клелланда, Разора и Далина (1957) в области 1673—2500° К и Лакса и Дима (1958) в области 1456—1550° К. Данные этих исследователей, скомбинированные с результатами экстраполяции данных Ролла и Мотца¹⁴ по величине электрического сопротивления, попадают в область гораздо ниже прямой линии. При этом тот или иной выбор величины электрического сопротивления не может существенным образом влиять на положение выпадающих точек рис. 10. поскольку величины сопротивления, использованные здесь, отличаются от тех, которые приводятся в работе Мокровского и Регеля⁸, примерно на 5% при 1400° К и 1,2% при 2500°. Из данных Гопкинса (1957) и Гопкинса и Гриффита (1958) относительно поведения функции Лоренца. из-за отсутствия сведений о поведении электрического сопротивления. нельзя получить величины теплопроводности расплавленной платины, однако они должны были бы, очевидно, попасть на линию, располагающуюся на 25% выше, нежели теоретическая кривая для коэффициента теплопроводности (см. рис. 9). Как было указано во введении, Гроссе (1966 a, b), использовав предполагаемое постоянство теоретической (или близкой к ней) величины числа Лоренца, предсказал величины теплопроводности для различных металлов вплоть до их критических температур.

Сравнительно недавно появились сведения о некоторых озадачивающих результатах советских исследователей. Филиппов² в недавней публикации воспроизвел результаты Юрчака и Филиппова (1964), которые



Рис. 10. Сравнение результатов для расплавленных металлов с законом Видемана — Франца — Лоренца. ● — чистый Al: ■ — сплав Al — Поуглл и др. (1965); ▽ — 56.5% К.

43,5% Na. ▲ — 77% K, 23% Na — Иви	нг и др. (1955); 🛈 —
L1 — Кук (1964), Ga — Бригс (1957);	$-Pb + Bi, \times -Pb -$
Ві-эвтектика — Поуэлл и Тай (1957); С	— Hg — Поуэлл и Тай
(1961b), Дим и Матолич (1963); 1 - Cu *)) — Лакс и Дим (1958);
2 — Cu *) — Мак-Клелланд и др. (1957); -	-/- Cu *) - Филдхауз и
up. (1956); Pb, Sn - 2 ; -//- Cu	$, \dots Sb - 7; - \cdots - Ga - 10.$

указывают на то, что функции Лоренца олова и свинца уменьшаются с ростом температуры, становясь при 4000° К примерно равными 25, т. е. на 11% ниже соответствующего теоретического значения. Филиппов утверждает: «Согласно нашим наблюдениям подобное поведение числа Лоренца типично для жидких металлов, однако мы воздержимся в этой статье от дискуссии и каких-либо возможных истолкований этого явления».

Результаты эти, а также и ряд других, полученных Мардыкиным и Филипповым⁷ из измерений термодиффузии для меди и сурьмы и из термодиффузионных измерений Юрчака и Смирнова¹⁹ для галлия, при-

^{*)} Для значений ρ были произведены существенные экстраполяции по данным Ролла и Мотца ¹⁴; по этой причине положение приведенных точек не вполне определено.

ведены на рис. 10. Все они, как это видно, заметно отклоняются от принятой ранее зависимости от темцературы, описываемой прямой линией.

Стоит отметить, что метод Юрчака и Филиппова отличался от большинства других тем, что они использовали метод переменного состояния, в котором определялась термодиффузия в вертикальном столбе жидкости, содержащейся в танталовом сосуде с внутренним и внешними диаметрами 8 и 23.6 мм соответственно. Для предотвращения конвекции или же. во всяком случае, для минимизации ее использовался набор горизонтальных пластин тантала толщиною 0,1 мм, собранных в столбики высотой от 10 до 15 мм. Были использованы и внешний, и внутренний подогревы и щирокий интервал частот; были проделаны вычисления, использующие и значения наблюдаемых амплитуд температурных колебаний в двух точках, и значения разности фаз между ними, что дало возможность получить согласующиеся между собой результаты. Точность составила 4%. Поуэлл 12 предложил, чтобы этот метод был использован для металлов, которые обладают хорошо установленными значениями теплопроводности, таких, как патрий и ртуть. Юрчак и Смирнов использовали вариант метода Кольрауша, в котором два больших образца жидкого галлия были разделены огнеупорной керамикой, имеющей небольшое центральное отверстие, заполненное жидкостью, содержащей витки электрической цепи.

Встает естественный вопрос о потерях тепла от сжатия и их влиянии на данные, поскольку мы не можем их не принять во внимание; по всей видимости, такие потери тепла привели бы к увеличению числа Лоренца. как это обнаружили Гопкинс и Гриффит (1958), когда повторили свои измерения в атмосфере водорода. Ясно, что здесь имеется большое поле для исследований как теплопроводности жидких металлов, так и их электросопротивления, исследований, которые должны разрешить ряд недоуменных вопросов, поставленных в работах последних лет.

Для того чтобы использовать метод Кольрауша для определения функции Лоренца, эта величина, измеренная двумя методами Флинном и О'Хаганом³ и Гопкинсом (1957) для платины, представлена на рис. 9. Результаты Гопкинса получены для жидкой фазы, удерживаемой в таком состоянии расплава силами поверхностного натяжения. Данные его для твердой платины, по-видимому, должны заметно отличаться, исключая, возможно, области вблизи точки плавления. Данные по расплавленной платине не слишком отличаются от результатов, полученных из измерений Флинна и О'Хагана, в частности от результатов измерения методом продольного потока тепла. Методика Гопкинса снимает проблему взаимодействия между образцом и контейнером и заслуживает дальнейшей разработки как возможный инструмент получения величины теплопроводности и значений электрического сопротивления для расплавленных металлов при весьма высоких температурах.

в) Методы, использующие постоянный электрический разогрев. Существует много вариаций метода определения теплопроводности, в котором проводник электричества равномерно нагревается электрическим током. Две из них уже были упомянуты: это методика Кришнана и Джейна (1954) и частный случай метода Кольрауша (1899).

Уравнение в частных производных, описывающее поток тепла в цилиндрическом проводнике, в пренебрежении угловой зависимостью, запишется так:

$$\lambda \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right] + \frac{\partial \lambda}{\partial T} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)^2 \right] + \frac{1}{\rho} \left[\left(\frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial r} \right)^2 \right] - \mu \frac{I}{A} \frac{\partial T}{\partial x} = c_p \delta \frac{\partial T}{\partial t}.$$
(14)

Для длинного и тонкого образца оно сводится к

$$\lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \rho \frac{I^2}{A^2} + \frac{P_{\mathcal{E}\sigma}}{A} \left(T_0^4 - T^4\right) - \frac{\mu I}{A} \frac{dT}{dx} = c_p \delta \frac{\partial T}{\partial t}, \qquad (15)$$

где V — электрический потенциал, μ — коэффициент Томсона, I — ток, δ — плотность, P — периметр, ε — полная излучательная способность, σ — константа Стефана — Больцмана, c_p — теплоемкость и A — площадь поперечного сечения. Условия опыта формулировались обычно так, чтобы некоторыми членами можно было пренебречь, и во всех до сих пор проведенных исследованиях, о которых сообщалось в публикациях, пренебрегалось теплотой Томсона. Различные наименования вариаций этого метода отвечают тем изменениям в граничных условиях и тем аппроксимациям, которые были предложены и позволили получать решения уравнения в замкнутом виде. Рис. 11 отражает попытку обрисовать, каким



Рис. 11. Взаимосвязь между различными модификациями метода подогрева постоянным током.

образом многочисленные предложенные методы соотносятся друг с другом и с той или иной формой уравнения, получаемого, если ограничиться подогревом постоянным электрическим током.

Этот метод весьма перспективен для измерений теплопроводности до высоких температур и оценки многих приложений. К несчастью, опубликованные результаты обнаруживают значительный разброс. Типичным примером могут служить многочисленные результаты для платины, представленные на рис. 7. Так, например, при 1473° К значения Катлера и соавторов (1961) превышают результаты Кришнана и Джейна (1954) примерно на 78%. Такие значительные расхождения в основном обусловлены вариациями вида образца и должны быть отнесены в основном за счет той или иной экспериментальной методики.

В ЦИТЯ по инициативе Лаборатории материалов для авиации начаты исследования, в которых ставится задача четкого и критического изуче-

^{*)} Установившийся режим, нет угловой зависимости, пренебрегается теплотой Томсона.

ния этих методов. Первое сообщение Поуэлла, Де-Витта и Налбантяна (1967) содержит описание основной экспериментальной схемы, предназначенной для электрического подогрева хорошо контролируемым постоянным током различных пробных образцов максимальной длины в 14 дюймов, имеющих либо форму цилиндра, либо форму трубки. Второе сообщение Тейлора, Поуэлла, Налбантяна и Дэвиса (1968) и статья тех же авторов ¹⁵ содержат первые результаты.

Были изучены возможные ошибки, связанные с различными методами и приборами, используемыми для температурных измерений. Были оценены большие ошибки, которые могут иметь место в методах, использующих измерения на длинных и коротких образцах, обусловленные изменением излучательной способности образца, либо локального типа, либо по мере прохождения. Все образцы необходимо прогревать в атмосфере инертных газов до температур, больших, чем температуры, при которых проводятся измерения.

Численные расчеты и экспериментальные результаты в рамках очерченной выше методики привели к улучшенной математической схеме расчета, из которой совершенно определенно следовало, что каждый из методов, предложенных ранее, является некоторым приближением, в котором все выводы основывались на тех значениях температур, которые устанавливались вблизи оси образца. Это ограничение позволяло достаточно далеко продвинуться по пути численного анализа результатов. Вблизи же оси образца доминирует процесс переноса тепла излучением и лишь в более или менее удаленных от центра областях доля тепла, передаваемая по образцу непосредственно за счет теплопроводности, становится существенной.

Анализ с применением вычислительных машин позволил разобраться в наблюдениях, проводимых в далеких от оси образца областях и повысил точность результатов. Начинает играть существенную роль коэффициент Томсона, который также может быть определен. Описанный нами метод позволяет определить на одном и том же образце такие свойства, как теплопроводность, электрическое сопротивление (а следовательно, и функция Лоренца), полная излучательная способность и спектральное распределение излучения, тепловое расширение, коэффициент Зеебека, коэффициент Томсона, теплоемкость, а следовательно, и термодиффузия.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Отобранные и обсужденные в данном обзоре результаты свидетельствуют, что, несмотря на значительный объем исследований в области теплопроводности, все еще существует настоятельная необходимость более прецизионных измерений на многих материалах и в более широком интервале температур. Указаны некоторые проблемы, требующие дополнительного изучения, а оценка их и те ошибки, которые были допущены во многих ранних работах в этой области. бросают вызов новым исследователям и предостерегают их.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- R. I. Boughton, M. Yaqub, Phys. Rev. Lett. 20, 108 (1968).
 L. P. Filippov, Int. J. Heat Mass Transfer 11, 331 (1968).
 D. R. Flynn, M. E. O'Hagan, J. Res. NBS 71C, 255 (1967).
 W. Fulkerson, J. P. Moore, D. L. McElroy, J. Appl. Phys. 37, 2639 (1967). (1966).
- 5. C. Y. H o, R. W. P o w e l l, в сборнике Thermal Conductivity, Proceedings of the Seventh Conference (ed. by D. R. Flynn and B. A. Peavy, Jr.), NBS Special Publication 302, p. 33.

- 6. C. Y. Ho, R. W. Powell, P. E. Liley, NSRDS-NBS, No. 16, 1 (1968).
- 7. И. П. Мардыкин, Л. П. Филиппов, Физика и химия обработки материалов 1, 110 (1968).
- в. Н. П. Мокровский, А. Р. Регель, ЖЭТФ 23, 2121 (1953).
 9. J. Р. Мооге, D. L. МсЕІгоу, М. Вагізопі, частные сообщения Dr. McElroy, Oak Ridge National Laboratory, 1968 1969.
 10. J. Р. Мооге, D. L. МсЕІгоу, R. S. Graves, Canad. J. Phys. 45, 3849 (1967).
 11. J. L. Olsen, P. Wyder, Proc. 7th Int. Conf. Low. Temp. Phys., Toronto, Onta-
- rio (1960), 1961, p. 266.
- rio (1960), 1961, p. 266.
 R. W. Powell, в сборнике Thermal Conductivity. Proceedings of the Eighth Conference (ed. by C. Y. Ho and R. E. Taylor), New York, Plenum Press, 1969, p. 357.
 R. W. Powell, C. Y. Ho, cm. ⁵, p. 1.
 A. Roll, H. Motz, Zs. Metallkunde 48, 272 (1957).
 R. E. Taylor, R. W. Powell, F. Davis, M. Nalbantyan, cm. ¹², p. 339.
 Y. S. Touloukian (Ed.), TPRC Series on Thermophysical Properties of Matter, vols. 1--13, New York, Plenum Press, 1969.
 K. E. Wilkes, R. W. Powell, cm. ⁵, p. 293.
 K. E. Wilkes, R. W. Powell, D. P. De Witt, cm. ¹², p. 3.
 P. П. Юрчак, Б. Ш. Смирпов, ФТТ 10 (5), 1340 (1968).