

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 1 — 1966

УДК 536.212.08

Л. П. ФИЛИПОВ, Р. П. ЮРЧАК

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА РАДИАЛЬНЫХ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ВОЛН ДЛЯ КОМПЛЕКСНОГО ИЗМЕРЕНИЯ ТЕПЛОВЫХ СВОЙСТВ ТВЕРДЫХ И ЖИДКИХ МЕТАЛЛОВ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ *

Описано использование метода радиальных температурных волн для комплексного измерения тепловых свойств твердых и жидких металлов при высоких температурах (теплопроводности, температуропроводности и теплоемкости).

Среди разнообразных способов измерения тепловых свойств веществ особую ценность представляют комплексные методы, т. е. методы, позволяющие определить в одном эксперименте всю совокупность основных тепловых параметров: теплопроводность, теплоемкость, температуропроводность. Большие возможности для создания таких методов открываются при использовании регулярного теплового режима третьего рода, установившегося периодического процесса [1]. Основное преимущество регулярного режима третьего рода заключается в том, что этот режим дает значительно большее количество информации о тепловых свойствах системы, чем иные нестационарные процессы. Действительно, источниками информации в этом случае являются: пространственное изменение постоянной составляющей температуры исследуемого тела, амплитуды и фазы переменных составляющих (гармоник температурных колебаний) и их пространственное изменение, частотная зависимость амплитуд и фаз переменных составляющих. Помимо этого, использование периодического процесса обеспечивает естественное многократное повторение измерений [1]. В данном сообщении мы изложим опыт осуществления одного из комплексных методов измерений, основанных на использовании регулярного режима третьего рода — метода радиальных температурных волн.

Сущность описываемого метода заключается в следующем. Боковая поверхность цилиндра из исследуемого металла (или тонкостенного металлического тигля с жидким металлом) подвергается электронной бомбардировке, мощность которой периодически изменяется во времени. В одной из точек образца имеется термopара, измеряющая периодическое изменение температуры. Знание переменной составляющей

* Работа доложена и рекомендована к опубликованию на Всесоюзной конференции по теплофизическим свойствам веществ. (Одесса, 1964 г.).

щей мощности электронного нагрева, амплитуды пульсации температуры и разности фаз между колебаниями мощности и температуры оказывается достаточным для определения теплопроводности, теплоемкости и температуропроводности изучаемого вещества.

Возможны две разновидности рассматриваемого метода — с внутренним и наружным нагревом. В первом случае нагреву подвергается внешняя поверхность цилиндрического образца; во втором случае используется нагрев внутренней поверхности полого цилиндра. Рассмотрим сначала первую из этих разновидностей. Решение задачи о пространственно-временном распределении температуры в сплошном бесконечно-длинном цилиндре, на поверхности которого действует периодический, гармонический поверхностный источник тепла:

$$q = q_0(1 + me^{-i\omega t}) \quad (1)$$

(m — коэффициент модуляции, ω — частота) и имеет место теплообмен излучением и внешними телами (в том числе и с катодом, эмитирующим электроны), дано в работе [2]. В регулярной стадии процесса, когда начальные условия не играют роли, решение для переменной составляющей температуры имеет вид

$$\vartheta(r) = \frac{q_0 m I_0 \left(\sqrt{i \frac{\omega}{a}} r \right)}{\lambda \sqrt{i \frac{\omega}{a}} I_1 \left(\sqrt{i \frac{\omega}{a}} R \right) - 4\sigma (\varepsilon\varphi + \varepsilon'\varphi') \theta^3 I_0 \left(\sqrt{i \frac{\omega}{a}} R \right)}, \quad (2)$$

где a — температуропроводность,

$$a = \frac{\lambda}{c\rho}, \quad (3)$$

λ — теплопроводность, c — теплоемкость, ρ — плотность, I_0 , I_1 — функции Бесселя 1-го рода нулевого и первого порядка, R — радиус цилиндра, σ — константа закона Стефана — Больцмана, ε и ε' — приведенные степени черноты для теплообмена образец-катод и образец стенки камеры, φ и φ' — коэффициенты облученности. Это выражение получено в предположении, что амплитуда колебаний температуры $|\vartheta|$ значительно меньше средней температуры образца θ

$$\frac{|\vartheta|}{\theta} \ll 1. \quad (4)$$

Как будет показано ниже, условие (4) не накладывает сколько-нибудь существенного ограничения на эксперимент. Помимо (4), при выводе (2) сделано еще одно предположение: что пульсация температуры катода мало влияет на результат. Оценка погрешности, вносимой за счет этого условия, дана ниже применительно к конкретным условиям описываемого эксперимента.

Для амплитуды пульсации температуры на оси образца из (2) получается формула

$$|\vartheta| = \frac{q_0 m R}{\lambda} \cdot F_1(\kappa)(1 - \xi), \quad (5)$$

где

$$F_1(\kappa) = \frac{1}{\kappa \sqrt{B_3^2(\kappa) + B_4^2(\kappa)}}, \quad (6)$$

$$B_3(x) + iB_4(x) = \sqrt{i} I_1(x), \quad (7)$$

$$x = \sqrt{\frac{\omega}{a}} R, \quad (8)$$

$$\xi = -\alpha \frac{B_3(x) \cdot B_1(x) + B_2(x) \cdot B_4(x)}{B_3^2(x) + B_4^2(x)}, \quad (9)$$

$$\alpha = \frac{4\sigma(\varepsilon\varphi + \varepsilon'\varphi')}{\lambda \sqrt{\frac{\omega}{a}}}. \quad (10)$$

При выводе (5) учтено, что безразмерный параметр α , как показывают оценки, приведенные ниже, является малым по сравнению с единицей

$$\alpha \ll 1, \quad (11)$$

что дает возможность пренебречь в (5) членами α выше первой, а величину ξ рассматривать как малую поправку.

Для фазы колебаний температуры на оси цилиндра (разности фаз между периодическим изменением мощности и пульсацией температуры) из (2) следует формула

$$\operatorname{tg} \varphi = F_2(x)(1 - \xi), \quad (12)$$

$$F_2(x) = -\frac{B_4(x)}{B_3(x)}, \quad (13)$$

$$\xi = -\alpha \frac{B_2(x)B_3(x) - B_1(x) \cdot B_4(x)}{B_3(x) \cdot B_4(x)}, \quad (14)$$

величина ξ здесь, как и ξ в (5), играет роль малой поправки. Из формулы (12) следует, что величина разности фаз φ позволяет однозначным образом (с точностью до малой поправки) определить температуропроводности образца a . Знание a в свою очередь позволяет найти функцию F_1 в формуле (5) и с ее помощью определить теплопроводность λ по результатам измерения амплитуды пульсации температуры $|\Phi|$ и переменной составляющей мощности q_0 .

Наконец, объемная теплоемкость $c\rho$ может быть найдена, исходя из (3), по полученным a и λ . В этом заключается сущность рассматриваемого комплексного метода измерений тепловых свойств. Важно подчеркнуть при этом, что для измерений достаточно использования информации от единственного датчика температуры — термпары на оси исследуемого цилиндра.

Проведем анализ условий эксперимента. Кривая зависимости $\varphi(x)$ изображена на рис. 1. Из характера этой зависимости видно, что по мере роста x увеличивается точность определения x , если абсолютная погрешность определения x остается приблизительно одинаковой. С другой стороны, из рассмотрения рис. 2, где изображена зависимость $F_1(x)$, видно, что по мере роста x происходит существенное уменьшение амплитуды измеренного сигнала $|\Phi|$, что скажется на точности измерения $|\Phi|$ и φ . Для выявления области оптимальных значений x целесообразно представить формулу (5) в несколько ином виде

$$|\Phi| = \frac{2q_0 m}{\omega c\rho R} \cdot F_3(x)(1 - \xi), \quad (15)$$

$F_3(x) = \frac{x}{2\sqrt{B_3^2 + B_4^2}}$ также изображена на рис. 2.

Можно видеть, что в том же диапазоне изменения κ функция F_3 ведет себя значительно более плавно, чем F_1 . При достаточно малых κ , F_3 мало отличается от своего предельного значения, равного единице (случай однородного нагрева тела). Использование для измерений значений κ , при которых F_3 сравнительно близко к единице, имеет существенное преимущество, заключающееся в том, что из (15) при этом может быть определена теплоемкость независимо (или почти независимо) от

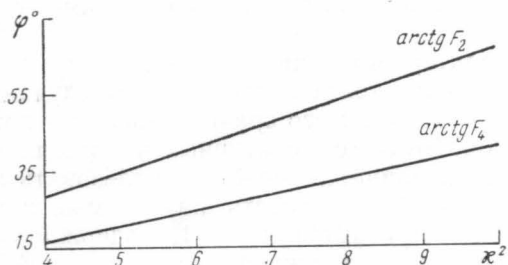


Рис. 1

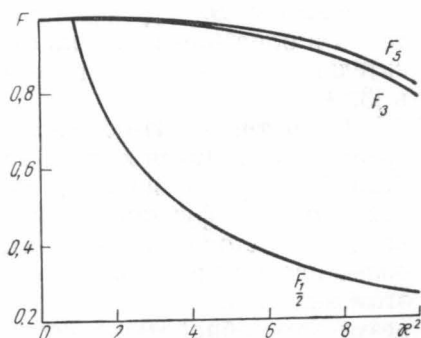


Рис. 2

измерений температуропроводности. Значения κ , при которых F_3 сравнительно близко к единице и в то же время достаточно большая (порядка $30-60^\circ$ разности фаз), лежат в пределах 2—3. Для этого диапазона изменений κ абсолютная погрешность в определении разности фаз $\Delta\varphi=0,5^\circ$ (что является практически реальным) дает погрешность в определении κ , как это следует из рис. 1, в пределах 1—2%. Погрешность в определении величины F_3 за счет такой неточности в определении κ при этом будет находиться в пределах 0,02—0,25%, т. е. практически не будет сказываться на точности определения c_p .

Частоты колебаний температуры, соответствующие интервалу от 2 до 3 для практически реальных значений R 0,5—1 см и диапазона температуропроводности a от 0,3 до 0,1 см²/сек (твердые и жидкие металлы), лежат в диапазоне 0,4—2,7 гц (периоды от 2,5—до 15 сек). Для таких частот $|\Phi|$ по порядку величины составляет градусы или доли градуса при средних температурах θ порядка 1000°. Условие (4), таким образом, оказывается всегда выполненным. Точно также является выполненным и условие (11). Так, для температур $\sim 1000^\circ\text{C}$ и периодов от 10 до 30 секунд и $(\varepsilon\varphi + \varepsilon'\varphi') \simeq 1$ величина a лежит в пределах $(1,5-2,5) \cdot 10^{-2}$.

Установка для комплексных измерений тепловых свойств с помощью рассматриваемого варианта мало отличается от установки, созданной для измерения теплоемкости методом электронного нагрева [2, 4].

Исследуемый образец диаметром 10—15 мм и длиной 40—50 мм помещался по оси цилиндрической вольфрамовой спирали, нагреваемой путем пропускания через нее переменного тока. В сверление диаметром 1,2 мм на оси образца вводилась термопара (хромель—алюмель, диаметр 0,2 мм), привариваемая к образцу. Провода термопары были изолированы фарфоровой соложкой. Для предотвращения проникновения анодного тока на выводы термопары через участок соложки, находящейся при высокой температуре, поверх соложки была одета метал-

лическая трубка, подходившая вплотную к образцу, но не имевшая с ним электрического контакта. Трубка соединялась с землей.

Образец заземлялся, на спираль-катод подавался отрицательный потенциал, периодически включаемый и выключаемый с помощью прерывателя. Переменная составляющая термоэлектродвижущей силы термопары усиливалась фотоэлектрическим усилителем и записывалась на ленте самопишущего потенциометра ЭПП-09. На этой же ленте с помощью реле наносились отметки включения и выключения анодного напряжения. Электронный ток и напряжение между катодом-нагревателем и образцом измерялись приборами класса 0,5. Подробности относительно прерывателя и регистрирующей части установки имеются в [3, 4].

Несмотря на П-образный характер модуляции электронного нагрева, регистрируемые кривые изменения температуры во всех случаях были близкими к синусоидальным, что связано со сравнительно сильной зависимостью функции F_1 от κ . Обработка температурных кривых проводилась методом 12 ординат, хотя в принципе можно использовать и более простые приближенные методы. Стабильность получаемых при этом значений амплитуд и фаз иллюстрируется табл. 1, содержащей результаты обработки 5 последовательно записанных периодов колебаний температуры.

Таблица 1

Результаты измерения амплитуды и фазы для 5 последовательных периодов изменения температуры

Параметры	Периоды					Среднее значение	Макс. отклон., %	Средн. отклон., %
	1	2	3	4	5			
$ \Phi $, мм	82,5	82,1	83,2	82,8	83,5	82,9	1	0,5
Φ° , град	30	29,35	29,45	30,15	30,30	30	1	0,7

Из таблицы видно, что амплитуды могли быть определены в данном случае с погрешностью 1%, а фаза с абсолютной погрешностью $\approx 0,5^\circ$. Эти цифры являются типичными для всех экспериментов, осуществленных этим методом.

Погрешность $0,5^\circ$ в определении разности фаз согласно сделанным выше оценкам позволяет определить величину κ с точностью 1—2%.

Так как $a = \frac{\omega}{\kappa^2} R^2$, погрешность в определении температуропроводности

будет складываться из удвоенной погрешности в определении κ , удвоенной погрешности определения R и погрешности определения ω . Последними погрешностями можно, однако, пренебречь в сравнении с погрешностью определения κ . Таким образом, максимальная ошибка измерения температуропроводности не должна превышать 2—4%.

Относительная погрешность определения объемной теплоемкости согласно формуле (15) определяется суммой относительных ошибок нахождения $|\Phi|$, q_0 , ω , R и F_3 ($m=1$). Погрешность за счет F_3 согласно оценкам, сделанным выше, не превосходит 0,25%. Погрешности ω , R составляют доли процента. Точность измерения $|\Phi|$, как было показано, 1%. Величина q_0 в наших измерениях была известна с точностью 1%. К этим ошибкам должна быть прибавлена погрешность за счет конечной длины цилиндра, которая согласно [2] составляет $\approx 0,5\%$. Таким образом, максимальная погрешность в определении теплоемкости состав-

ляла $\approx 3\%$. В соответствии с полученными оценками погрешность значений теплопроводности не должна превышать 5—7%.

Обработка результатов измерений проводилась по формулам (12) и (15). При этом учитывалась поправка на теплообмен излучением; ее значение обычно не превышало 0,8%. При определении теплопроводности вносилась также поправка на инерционность регистрирующей схемы, определенная из экспериментально найденной фазовой характеристики. Эта поправка составляла $\approx 4\%$. Оценка роли других второстепенных факторов таких, как неточность положения термопары и др., привела к выводу об отсутствии практической необходимости их учета. Пренебрежимо малой оказывается и роль пульсации температуры катода — ее учет дает величину, являющуюся малой долей от поправки на излучение [2].

При экспериментальном изучении рассматриваемой методики основное внимание было уделено проверке воспроизводимости результатов при возможно более широком варьировании условий эксперимента и режима работы установки. В частности, были проведены измерения для образцов различных геометрических размеров и для катодов разной конфигурации, при различных периодах температурных колебаний различных анодных напряжениях, различных температурах катода и т. п. Результаты одного из типичных экспериментов такого рода приведены в табл. 2 (измерения железа Армо состава: С—0,015%, Si—0,18%, Mn—0,17%, S—0,025%, P—0,006%; $t_c = 870^\circ\text{C}$).

Таблица 2

Результаты измерений тепловых свойств Армо—железа. (Внешний вариант метода $t_c = 870^\circ\text{C}$)

Период нагрева τ , сек	Периодически изменяющаяся мощность q , вт	Температуропроводность a , см ² /сек	Теплоемкость, c , $\frac{\text{кал}}{\text{г град}}$
13,2	24,4	0,0535	0,185
	51,4	0,0528	0,188
26,4	24,4	0,0540	0,192
	51,7	0,0537	0,194
Среднее значение		0,0525	0,190
Макс. откл., %		2,7	2,7
Литературные данные		0,051 [5]	0,133 [6]

Таблица иллюстрирует хорошую воспроизводимость результатов в различных условиях так же, как и согласие получаемых данных с табличными. Во всех случаях отклонение результатов от среднего значения лежит в пределах найденной выше максимальной погрешности измерений.

Вышеизложенное, а также конкретный опыт использования этой методики свидетельствуют в пользу того, что рассматриваемым методом можно получать достоверные значения теплопроводности, теплоемкости и температуропроводности металлов при температурах порядка 1000° С. Использование этой методики для более высоких температур требует использования, находящегося снаружи катода дополнительного нагревателя, повышающего среднюю температуру образца. При этом нагреватель должен быть электрически изолирован от катода или же должен иметь равный ему высокий отрицательный потенциал. Как то, так и другое практически неудобно. Более радикальным решением этого вопроса является использование иного варианта методики — уже упоминавшегося способа внутреннего нагрева. В этом варианте исследуемым образцом является полый цилиндр, внутри которого помещается катод. Измеряемой температурой при этом является температура внешней поверхности цилиндра, что позволяет использовать для ее регистрации как термопары, так и в принципе средства оптической пирометрии. При необходимости увеличить среднюю температуру образца по сравнению с разогревом изнутри достаточно поместить образец внутри цилиндрического нагревателя, находящегося под нулевым потенциалом. Приступим к описанию этого второго варианта методики.

Решение задачи для установившихся колебаний температуры в полом бесконечном цилиндре с радиусами R_1 и R_2 , происходящих за счет действия на поверхности R_1 переменного источника тепла (1) в условиях, когда справедливо неравенство (4) имеет вид [2]

$$\vartheta = \frac{q_0 m}{\lambda \sqrt{\frac{\omega}{a}} \sqrt{i}} \frac{[\sqrt{i} \mathcal{H}_1(z_2) - \alpha \mathcal{H}_0(z)] I_0(z) - [\sqrt{i} I_1(z_2) - \alpha I_0(z_2)] \mathcal{H}_0(z)}{\{I_1(z_1) [\sqrt{i} \mathcal{H}_1(z_2) - \alpha \mathcal{H}_0(z_2)] - \mathcal{H}_1(z_1) [\sqrt{i} I_1(z_2) - \alpha I_0(z_2)]\}} \quad (16)$$

Здесь $\mathcal{H}_0(z) = \mathcal{H}_0^{(1)}(z)$ и $\mathcal{H}_1(z) = \mathcal{H}_1^{(1)}(z)$ — функции Ханкеля, $z_1 = \sqrt{i \frac{\omega}{a}} R_1$, $z_2 = \sqrt{i \frac{\omega}{a}} R_2$. При выводе (16) учтена роль пульсации температуры катода, которая для случая, когда катод является малоинерционным, почти полностью компенсирует изменение теплообмена излучением на внутренней поверхности цилиндра.

Для амплитуды пульсации температуры на внешней поверхности цилиндра (16) с учетом (11) получается формула

$$|\vartheta| = \frac{2q_0 m}{\pi \omega r c R_2 \sqrt{\Phi_1^2 + \Phi_2^2}} (1 - \eta) = \frac{Q_0 m}{M c \omega} F_4 (1 - \eta), \quad (17)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= -B_3(\kappa_2) D_3(\kappa_1) + B_3(\kappa_1) D_3(\kappa_2) - B_4(\kappa_1) D_4(\kappa_2) + B_4(\kappa_2) D_4(\kappa_1), \\ \Phi_2 &= -B_3(\kappa_2) D_4(\kappa_1) + B_3(\kappa_1) D_4(\kappa_2) - B_4(\kappa_2) D_3(\kappa_1) + B_4(\kappa_2) D_3(\kappa_1). \end{aligned} \quad (18)$$

$$B_1 + iB_2 = I_0(\sqrt{i} \kappa), \quad D_1 + iD_2 = H_0(\sqrt{i} \kappa), \quad D_3 + iD_4 = \sqrt{i} H_1(\sqrt{i} \kappa),$$

$$\kappa_1 = \sqrt{\frac{\omega}{a}} R_1, \quad \kappa_2 = \sqrt{\frac{\omega}{a}} R_2. \quad (19)$$

Поправка на излучение η имеет вид

$$\eta = -\alpha \frac{\Phi_1 \Phi_3 - \Phi_1 \Phi_4}{\Phi_1^2 + \Phi_2^2}, \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \Phi_3 &= -B_1(\kappa_2)D_3(\kappa_1) + B_3(\kappa_1)D_1(\kappa_2) - B_4(\kappa_1)D_2(\kappa_2) + B_2(\kappa_2)D_4(\kappa_1), \\ \Phi_4 &= -B_1(\kappa_2)D_4(\kappa_1) + B_4(\kappa_1)D_1(\kappa_2) - B_2(\kappa_2)D_3(\kappa_1) + B_3(\kappa_1)D_2(\kappa_2). \end{aligned} \quad (21)$$

Формула (17) по своему смыслу и структуре аналогична формуле (15) для случая внешнего нагрева. Отличие заключается в том, что множитель F_4 так же, как и величина η , является функциями двух переменных κ_2 и R_2/R_1 . Существенно, однако, что и в этом случае величина F_4 не очень сильно отличается от единицы для достаточно больших величин κ_2 , что делает определение теплоемкости по формуле (17) мало связанным с определением температуропроводности. Одна из типичных кривых $F_4(\kappa_2)$ ($R_2/R_1=3$) приведена на рис. 2.

Для фазы колебаний температуры на поверхности цилиндра из (16) получаем формулу

$$\operatorname{tg} \varphi = F_5(1 - \nu), \quad (22)$$

$$\text{где } F_5 = \frac{\Phi_1}{\Phi_2}, \quad (23)$$

а поправка на излучение ϑ равна

$$\vartheta = -\alpha \frac{\Phi_2\Phi_3 - \Phi_1\Phi_4}{\Phi_1\Phi_2}. \quad (24)$$

Для фиксированного отношения R_2/R_1 фаза колебаний температуры является однозначной (с точностью до ϑ) функцией κ_2 , т. е. в конечном счете однозначной функцией температуропроводности. Одна из типичных кривых семейства $\varphi(\kappa_2, R_2/R_1)$, ($R_2/R_1=3$) приведена на рис. 1. Можно видеть, что крутизна этой кривой того же порядка, что и для варианта внешнего нагрева. Для оптимального диапазона значений $\kappa=2,2-3,2$ (он несколько сдвинут в сторону больших величин κ в связи с более пологой зависимостью $F_4(\kappa)$), погрешность в определении величины κ , соответствующая абсолютной погрешности определения φ в $0,5^\circ$, лежит в пределах от 1,5 до 2,5. В соответствии с этим максимальная ошибка в значениях температуропроводности равняется 3—5%. Что касается погрешности определения теплоемкости, то в силу слабой зависимости (17) от a , она как во внешнем варианте метода, определяется в основном погрешностями измерений q_0 и $|\vartheta|$ и не превосходит 3%.

При осуществлении внутреннего варианта метода катод представлял собой вольфрамовую спираль, намотанную на керамическом каркасе или вольфрамовую нить, натянутую по оси цилиндра. Датчик температуры — термопара приваривалась к внешней поверхности цилиндра. При работе с жидкими металлами использовался танталовый тигель (диаметр 23,7 мм, толщина стенок 0,1 мм): внутрь тигля вставлялась танталовая трубка диаметром 8 мм с катодом внутри. Внутренняя трубка центрировалась шайбами из танталовой жести (толщиной 0,1 мм), расположенными на расстоянии, равном приблизительно 10 мм друг от друга. Эти шайбы одновременно способствовали предотвращению конвективного перемешивания металла за счет вертикальных градиентов температуры в тигле. При обработке результатов для жидких металлов вносились поправки на толщину стенок тигля: их величина составляла 0,8% для данных температуропроводности и 2% для теплоемкости.

При изучении данного варианта метода было осуществлено варьирование тех же условий эксперимента, что и в варианте с наружным нагревом: изменение геометрии образцов, периода и мощности нагрева. Помимо этого, проверена воспроизводимость результатов при различ-

ном (по высоте и по окружности) расположении термопар. В табл. 3 и 4 приведены типичные результаты, полученные для твердого (железо Армо 630° С) и жидкого (свинец 635° С) металлов.

Таблица 3

Результаты измерений тепловых свойств Армо—железа. (Внутренний вариант метода $t_c = 630^\circ \text{C}$.)

Период нагрева τ , сек	Периодически изменяющаяся мощность q , вт	Температуропроводность a , см ² /сек	Теплоемкость c , $\frac{\text{кал}}{\text{г град}}$
13,2	24,4	0,0538	0,185
	51,7	0,0540	0,187
2,64	24,4	0,0549	0,189
	51,7	0,0536	0,191
Среднее значение		0,0540	0,188
Макс. откл. %		2,5	2
Литературные данные		0,057 [5]	0,185 [6]

Таблица 4

Результаты опробования метода комплексных измерений тепловых свойств для жидкого свинца ($t_c = 635^\circ$)

Период нагрева τ , сек	Периодически изменяющаяся мощность q , вт	Температуропроводность a , см ² /сек	Теплоемкость c , $\frac{\text{кал}}{\text{г град}}$
13,2	12,9	0,107	0,0338
	24,0	0,104	0,0336
26,4	12,9	0,105	0,0352
	24,0	0,109	0,0346
Среднее значение		0,106	0,0342
Макс. отклонение, %		3	2,6
Литературные данные		0,107 [7]	0,0366 [6]

Приведенные таблицы хорошо иллюстрируют воспроизводимость как температуропроводности, так и теплоемкости.

Внутренний вариант описанного метода в настоящее время успешно используется для систематических измерений тепловых свойств жидких металлов в широкой области температур.

ЛИТЕРАТУРА

1. Филиппов Л. П. ТВТ, № 5, 1964.
2. Филиппов Л. П., Юрчак Р. П. ТВТ, № 6, 1965.
3. Юрчак Р. П., Филиппов Л. П. «Инженерно-физический журн.», № 4, 1964.
4. Юрчак Р. П., Филиппов Л. П. «Заводск. лаборат.», № 6, 1965.
5. Abeles B., Cody G. D. J. Appl. Phys., 31, 1585, 1960.
6. Klinkhard H. Ann. der Phys., 84, 167, 1927.
7. Юрчак Р. П., Филиппов Л. П. ТВТ, № 5, 1964.

Поступила в редакцию
3. 11 1964 г.

Кафедра
молекулярной физики