

Федеральное агентство по образованию
Московский инженерно-физический институт
(государственный университет)

Г. Н. Елманов, М. Т. Зуев, Е. А. Смирнов

ТЕПЛОЕМКОСТЬ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

Лабораторный практикум

Рекомендовано УМО
«Ядерная физика и технологии»
в качестве учебного пособия для студентов
высших учебных заведений

Москва 2007

УДК 669.017(076.5)

ББК 34.2я7

Е 52

Елманов Г.Н., Зуев М.Т., Смирнов Е.А. Теплоемкость металлов и сплавов: Лабораторный практикум. М.: МИФИ, 2007. – 32 с.

В пособии излагаются основы теории теплоемкости твердых тел и содержится описание лабораторной работы по измерению теплоемкости металлов.

Предназначено для студентов МИФИ, обучающихся по специальностям «Физика металлов» и «Физика конденсированного состояния». Используется в дисциплинах «Физические свойства твердых тел» и «Материалы с особыми физическими свойствами».

Пособие подготовлено в рамках Инновационной образовательной программы.

Рецензент канд. физ.-мат. наук, доц. Ю.Н. Девятко

© *Московский инженерно-физический институт
(государственный университет), 2007*

ISBN 978-5-7262-0806-0

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|---|-----------|
| ВВЕДЕНИЕ | 4 |
| ЦЕЛЬ РАБОТЫ | 4 |
| 1. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ТЕПЛОЕМКОСТИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ | 4 |
| 1.1. ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ... | 4 |
| 1.2. ТЕПЛОЕМКОСТЬ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ | 6 |
| 1.2.1. <i>Понятия о нормальных колебаниях кристаллической</i> | |
| <i>решетки и фонах.....</i> | <i>6</i> |
| 1.2.2. <i>Закон Дюлонга и Пти</i> | <i>10</i> |
| 1.2.3. <i>Модель Эйнштейна</i> | <i>11</i> |
| 1.2.4. <i>Модель Дебая</i> | <i>12</i> |
| 1.2.5. <i>Ангармонизм колебаний</i> | <i>16</i> |
| 1.3. ТЕПЛОЕМКОСТЬ ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ В МЕТАЛЛАХ..... | 17 |
| 1.4. ВАКАНСИОННЫЙ ВКЛАД В ТЕПЛОЕМКОСТЬ..... | 18 |
| 1.5. ИЗМЕНЕНИЕ ТЕПЛОЕМКОСТИ ПРИ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ..... | 18 |
| 2. МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОЕМКОСТИ..... | 20 |
| 3. СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ | 21 |
| 3.1. ЛАБОРАТОРНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕПЛОЕМКОСТИ | 21 |
| 3.2. ОБРАЗЦЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕПЛОЕМКОСТИ | 26 |
| 3.3. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ | 27 |
| 3.3.1. <i>Подготовка к выполнению работы</i> | <i>27</i> |
| 3.3.2. <i>Работа на установке</i> | <i>27</i> |
| 3.3.3. <i>Обработка результатов измерений</i> | <i>29</i> |
| 3.3.4. <i>Оформление отчета по работе.....</i> | <i>29</i> |
| 4. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ..... | 30 |
| 4.1. ВОПРОСЫ ВХОДНОГО КОНТРОЛЯ | 30 |
| 4.2. ВОПРОСЫ ВЫХОДНОГО КОНТРОЛЯ..... | 30 |
| <i>СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ</i> | <i>30</i> |
| <i>ПРИЛОЖЕНИЕ.....</i> | <i>31</i> |

ВВЕДЕНИЕ

Теплоемкость представляет собой одно из важнейших физических свойств твердого тела, характеризующее изменение состояния вещества с температурой. Изучение теплоемкости является одним из основных методов исследования структурных и фазовых превращений в сплавах. Из температурной зависимости теплоемкости можно определить другие физические характеристики твердого тела: температуру и тип фазового превращения, температуру Дебая, энергию образования вакансий, коэффициент электронной теплоемкости и др. Знание теплоемкости необходимо для проведения теплофизических расчетов.

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Целью работы является изучение одного из методов определения теплоемкости – метода трехкратного нагрева и определение удельной теплоемкости различных металлических материалов в диапазоне температур 20 – 120 °С.

1. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ТЕПЛОЕМКОСТИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

1.1. Основные определения и термодинамические представления

Как известно из термодинамики, *теплоемкость C есть отношение некоторого количества теплоты δQ , поглощенной системой, к изменению температуры системы dT , вызванному этой теплотой:*

$$C \equiv \frac{\delta Q}{dT}. \quad (1)$$

Теплоемкость единицы массы вещества называют *удельной теплоемкостью*, а одного моля – *атомной* или *мольной теплоемкостью*.

Воспользовавшись выражением первого закона термодинамики: $\delta Q = dU + \delta W$, где dU – изменение внутренней энергии, а δW – бесконечно малое количество работы, совершаемое системой над окружающей средой, а также учитывая, что $\delta W = pdV$ и, следовательно, $\delta Q = dU + pdV$, получаем

$$\frac{\delta Q}{dT} = \frac{dU}{dT} + p \frac{dV}{dT}.$$

При условии постоянства объема ($V = \text{const}$) из (1) получается выражение для теплоемкости при постоянном объеме

$$C_V = \left(\frac{\delta Q}{dT} \right)_V = \left(\frac{dU}{dT} \right)_V, \quad (2)$$

характеризующей таким образом изменение внутренней энергии тела с температурой. Так как по определению *энтальпия* или *теплосодержание* $H = U + pV$, а $dH = dU + pdV + Vdp = \delta Q + Vdp$, то $\delta Q = \delta H - Vdp$ и

$$\frac{\delta Q}{dT} = \frac{dH}{dT} - V \frac{dp}{dT}.$$

При условии постоянства давления ($p = \text{const}$) получается выражение для теплоемкости при постоянном давлении

$$C_p = \left(\frac{\delta Q}{dT} \right)_p = \left(\frac{dH}{dT} \right)_p. \quad (3)$$

Для твердых тел экспериментально измеряется теплоемкость постоянном давлении C_p , так как на практике легче определять изменение энтальпии.

Используя обычные термодинамические соотношения, легко установить связь между C_p и C_V :

$$C_p = C_V + \frac{\beta^2 TV}{K}, \quad (4)$$

где $\beta \equiv \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$ и $K \equiv -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T$ – соответственно коэффициенты

объемного термического расширения и всестороннего изотермического сжатия (сжимаемости).

Для оценки принимается, что $C_p \approx C_V(1 + 10^{-4}T)$, т.е. при низких температурах разность $C_p - C_V$ очень мала и возрастает с температурой. Поэтому для качественных оценок теплоемкости C_V , являющейся одним из важнейших термодинамических свойств твердого тела, можно использовать экспериментальные табличные значения C_p .

Рассмотрим, из каких составляющих складывается внутренняя энергия кристалла и, соответственно, теплоемкость.

1.2. Теплоемкость кристаллической решетки

1.2.1. Понятия о нормальных колебаниях кристаллической решетки и фононах

Основной вклад во внутреннюю энергию вносит энергия тепловых колебаний атомов (ионов) около средних положений равновесия. Составляющая теплоемкости, обусловленная этим процессом, называется *решеточной теплоемкостью*.

Вместо того, чтобы описывать индивидуальные колебания частиц, рассматривают их коллективное движение в кристалле, как в пространственно упорядоченной системе. Такое коллективное движение называется *нормальным колебанием* решетки. Число нормальных колебаний, которое может возникнуть в решетке, равно числу степеней свободы частиц кристалла, т. е. $3N$ (N – число частиц, образующих кристалл).

На рис. 1, а показана одномерная модель твердого тела – линейная цепочка атомов, отстоящих на расстоянии a друг от друга и способных колебаться в направлении, перпендикулярном длине цепочки.

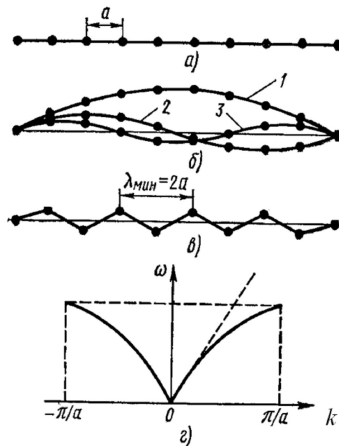


Рис. 1. Колебания одномерной цепочки однородных атомов

Такую цепочку можно трактовать как струну. Если концы цепочки закреплены, то основное колебание, отвечающее самой низкой частоте ω_{\min} , соответствует возникновению стоячей волны с узлами на концах (рис. 1, б; кривая 1). Следующему колебанию

отвечает стоячая волна с узлами не только на концах, но и на середине цепочки (кривая 2). Третьему колебанию, или, как говорят, третьей гармонике, соответствует стоячая волна с двумя узлами, делящая цепочку на три равных части (кривая 3), и т.д. Очевидно, что самая короткая длина волны, которая может образоваться в такой цепочке, равна удвоенному расстоянию между атомами цепочки (рис. 1, в):

$$\lambda_{\min} = 2a.$$

Ей отвечает максимальная частота ω_{\max} , связанная с длиной волны λ_{\min} следующим соотношением:

$$\omega_{\max} = 2\pi v / \lambda_{\min} = \pi v_{\text{зв}} / a, \quad (5)$$

где $v_{\text{зв}}$ – скорость распространения волн (звука) в цепочке.

Эта частота является константой материала и определяется межатомным расстоянием и скоростью распространения нормальных колебаний. Если принять $a = 3,6 \cdot 10^{-10}$ м (постоянная решетки меди) и $v_{\text{зв}} = 3550$ м/с (скорость звука в меди), то $\omega_{\max} \approx 3 \cdot 10^{13}$ с⁻¹.

Для характеристики волновых процессов удобно пользоваться волновым вектором \vec{k} , по направлению совпадающим с направлением распространения колебаний и по модулю равным

$$k = 2\pi / \lambda = \omega / v_{\text{зв}} \quad \text{или} \quad \omega = kv_{\text{зв}}. \quad (6)$$

Фазовая скорость $v_{\text{зв}}$, входящая в (2), сама является функцией волнового вектора k и для линейной цепочки упруго связанных атомов выражается следующим соотношением:

$$v_{\text{зв}} = v_0 \frac{\sin(ka/2)}{ka/2},$$

где v_0 – скорость распространения колебаний в упругой непрерывной струне, для которой $a = 0$.

На рис. 1, г показана зависимость частоты нормальных колебаний, возникающих в линейной цепочке однородных атомов, от волнового вектора \vec{k} . При возрастании k от 0 до π/a частота нормальных колебаний увеличивается и при $k = \pi/a$, т. е. при $\lambda = 2a$, достигает максимального значения, равного $\omega_{\max} = \pi v_{\text{зв}} / a$. Подобного рода кривые, выражающие зависимость частоты колебаний от волнового вектора (длины волны), называются *дисперсионными кривыми*.

Рассмотрим теперь цепочку, состоящую из атомов двух сортов (тяжелых и легких с массами M и m), правильно чередующихся друг за другом (рис. 2, а). В такой цепочке возможно появление двух типов нормальных колебаний, показанных на рис. 2, б, в. Колебания на рис. 2, б ничем не отличаются от колебаний однородной цепочки: соседние атомы колеблются практически в одной фазе и при $k = 0$ $\omega_{\text{ак}} = 0$. Такие колебания называются *акустическими*, так как они включают весь спектр звуковых колебаний цепочки. Они играют основную роль в определении тепловых свойств кристаллов (теплоемкости, теплопроводности и термического расширения).

В случае нормальных колебаний, показанных на рис. 2, в, соседние атомы колеблются в противоположных фазах. Эти колебания можно рассматривать как колебания друг относительно друга двух подрешеток из однородных атомов, вставленных одна в другую. Их называют *оптическими* колебаниями, так как они играют основную роль в процессах взаимодействия света с кристаллом.

Дисперсионные кривые для акустических (кривая 1) и оптических (кривая 2) нормальных колебаний цепочки, состоящей из двух сортов атомов приведены на рис. 2, г. В то время как для акустических колебаний частота растет с ростом волнового вектора и достигает максимального значения $k_{\text{max}} = \pi/(2a)$, для оптических колебаний ω_{max} имеет место при $k = 0$.

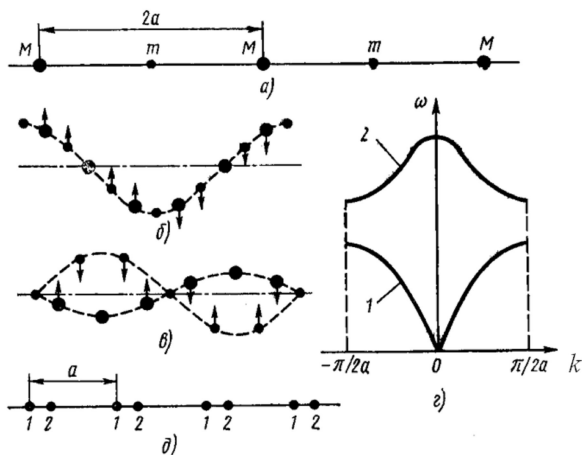


Рис. 2. Колебания одномерной цепочки разнородных атомов

Оптические колебания возникают не только в цепочке, состоящей из разнородных атомов, но и в том случае, когда цепочка состоит из двух и более простых цепочек, составленных из одинаковых атомов и вставленных друг в друга, как показано на рис. 2, д. Для реальных трехмерных объектов оптические колебания характерны для кристаллических тел со сложной кристаллической решеткой.

Каждое нормальное колебание несет с собой энергию и импульс. В теории колебаний доказывается, что энергия нормального колебания решетки равна энергии осциллятора, имеющего массу, равную массе колеблющихся атомов, и колеблющегося с частотой, равной частоте нормального колебания. Такие осцилляторы называются нормальными.

Полная энергия кристалла, состоящего из N атомов, совершающих связанные колебания, равна энергии $3N$ независимых нормальных линейных гармонических осцилляторов. В этом смысле система из N связанно колеблющихся атомов эквивалентна набору из $3N$ нормальных осцилляторов, и задача об определении средней энергии такой системы сводится к более простой задаче об определении средней энергии нормальных осцилляторов.

Следует подчеркнуть, что нормальные осцилляторы не имеют ничего общего с реальными атомами, кроме одинаковой массы. Каждый осциллятор представляет одно из нормальных колебаний решетки, в котором участвуют все атомы кристалла, совершая его с одной и той же частотой ν .

Энергия квантового осциллятора определяется следующим соотношением:

$$E_n = (n + 1/2)h\nu, \quad (7)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$ – квантовое число.

Минимальная порция энергии, которую может поглотить или испустить решетка при тепловых колебаниях, равна $\varepsilon_\phi = h\nu$. Эту порцию, или квант энергии, тепловых колебаний решетки называют *фононом*. Тогда поле упругих волн, заполняющих кристалл, можно трактовать как газ, образованный квантами нормальных колебаний решетки – фононами, обладающими энергией $\varepsilon_\phi = h\nu$ и импульсом $p_\phi = h\nu/v_{зв}$, где $v_{зв}$ – скорость звука.

С этой точки зрения нагретый кристалл можно уподобить ящику, заполненному фононным газом. Фононы описываются той же функцией *распределения Бозе-Эйнштейна*, что и фотоны:

$$f(E) = \frac{1}{e^{\varepsilon_{\phi}/kT} - 1} = \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (8)$$

В зависимости от степени возбуждения нормального колебания оно может «испускать» то или иное число одинаковых фононов. Так, если нормальное колебание возбуждено до 3-го уровня, то его энергия $E_3 = (3 + 1/2)h\nu$; это означает, что данное колебание «пордило» три одинаковых фонона с энергией $\varepsilon_{\phi} = h\nu$ каждый.

Согласно определению, функция распределения $f(E)$ выражает среднее число фононов, обладающих энергией $\varepsilon_{\phi} = h\nu$. Поэтому среднюю энергию $\bar{E}_{н.к}$ возбужденного нормального колебания, имеющего частоту ν можно определить как

$$\bar{E}_{н.к} = h\nu \cdot f(E) = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (9)$$

1.2.2. Закон Дюлонга и Пти

В 1918 г. французские физики *П. Дюлонг* и *А. Пти* экспериментально установили закон, согласно которому теплоемкость всех твердых тел при достаточно высоких температурах есть величина постоянная, не зависящая от температуры и составляющая величину порядка 25 Дж/(моль·К). Объяснение этому факту легко устанавливается в рамках *классической статистической механики*, согласно которой для систем частиц с гармоническим взаимодействием средняя полная энергия *гармонического осциллятора* составляет kT на одну степень свободы. Поскольку один атом обладает тремя степенями свободы, то внутренняя энергия кристалла из N атомов равна:

$$U_{\text{реш}} = 3NkT. \quad (10)$$

Таким образом, классическая теория дает для решеточной теплоемкости одного моля кристаллического вещества

$$C_V = 3R \approx 25 \text{ Дж/(моль·К)}, \quad (11)$$

что находится в хорошем согласии с экспериментальным законом Дюлонга и Пти. При низких температурах теплоемкость твердых

тел резко уменьшается (ниже значения $3R$) и закон Дюлонга и Пти не выполняется. Объяснение этому явлению было дано Эйнштейном (1907 г.) и Дебаем (1912 г.), использовавшими для описания решеточной теплоемкости в широком интервале температур квантомеханический подход.

1.2.3. Модель Эйнштейна

В модели Эйнштейна учитываются только оптические ветви, причем полагается, что частоты оптических ветвей не зависят от волнового вектора \vec{k} и равны некоторой частоте ν_E .

В модели Дебая все ветви колебательного спектра заменяются тремя ветвями с одним и тем же линейным законом дисперсии $\omega = v_{\text{зв}} k$, характерным для акустических ветвей.

Согласно модели Эйнштейна тепловые свойства решетки, состоящей из N колеблющихся атомов, можно представить как свойства системы из $3N$ независимых одномерных гармонических осцилляторов, имеющих одну и ту же собственную частоту ν_E . Тогда в соответствии с выражением (9) все эти осцилляторы имеют среднюю энергию

$$\bar{E} = \frac{h\nu_E}{e^{h\nu_E/kT} - 1}. \quad (12)$$

При высоких температурах $kT \gg h\nu$, и знаменатель можно разложить в ряд:

$$e^{h\nu/kT} - 1 \approx 1 + \frac{h\nu}{kT} + \dots - 1 \approx \frac{h\nu}{kT}$$

и, следовательно, $\bar{E} \cong kT$, а внутренняя энергия кристалла $U \cong 3N\bar{E} = 3NkT$.

Таким образом, при высоких температурах из закона распределения Планка-Эйнштейна следует, что средняя энергия гармонического осциллятора близка к классическому значению kT и, следовательно, значение теплоемкости соответствует закону Дюлонга и Пти (11).

Абсолютно новым результатом является применение (12) к случаю низких температур, т.е. $kT \ll h\nu$. В этом случае $e^{h\nu/kT} \gg 1$, и для средней энергий получаем

$$\bar{E} \cong h\nu e^{-h\nu/kT}$$

Следовательно, при $T \rightarrow 0$ теплоемкость системы $3N$ гармонических осцилляторов стремится к нулю по закону:

$$C_V = \frac{\partial(3N\bar{E})}{\partial T} \cong 3R \left(\frac{h\nu}{kT} \right)^2 e^{-h\nu/kT}. \quad (13)$$

Это хорошо описывает факт резкого уменьшения теплоемкости при надлежащем подборе частоты осциллятора ν , однако спад теплоемкости по закону (13) с доминирующим в пределе экспоненциальным множителем оказывается еще более резким, подтверждается экспериментом, который дает для решеточного вклада в теплоемкость закон $C_V \sim T^3$.

Результаты модели Эйнштейна удобно обсуждать, пользуясь представлениями о некоторой характеристической температуре θ_E , при которой начинается быстрый спад теплоемкости и которая называется *температурой Эйнштейна* и определяется соотношением

$$k\theta_E = h\nu. \quad (14)$$

Ограниченность модели Эйнштейна состоит в том, что его предположение о равенстве частот всех осцилляторов в твердом теле является слишком приближенным. Однако *главное достижение модели* заключается в том, что колебания механических осцилляторов нужно квантовать так же, как Планк квантовал осцилляторы излучения. Важная роль модели Эйнштейна также заключается в возможности ее использования для аппроксимации оптических ветвей фононного спектра твердого тела. Кроме того, эта модель применяется для описания колебательной составляющей теплоемкости газов.

1.2.4. Модель Дебая

Представление в модели Эйнштейна атомов как независимых осцилляторов, колеблющихся с одинаковой частотой, является чрезмерно упрощенным. В действительности атомы кристалла не совершают независимых колебаний, и спектр содержит бесконечно большое число частот. Этот факт учитывается в модели Дебая.

Если предположить, что в интервале частот от ν до $\nu+d\nu$ имеется $g(\nu)d\nu$ нормальных колебаний, где $g(\nu)$ – функция распределения нормальных колебаний по частотам, то умножая число нор-

мальных колебаний на среднюю энергию $\bar{E}_{\text{н.к}}$ нормального колебания (9), получим суммарную энергию нормальных колебаний решетки, заключенных в данном интервале частот:

$$dU_{\text{реш}} = \bar{E}_{\text{н.к}} g(\nu) d\nu = \frac{h\nu g(\nu) d\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}.$$

Проинтегрировав это выражение по всему спектру нормальных колебаний, получим энергию тепловых колебаний решетки твердого тела:

$$U_{\text{реш}} = \int_0^{\infty} \bar{E}_{\text{н.к}} g(\nu) d\nu = \int_0^{\infty} \frac{h\nu g(\nu) d\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (15)$$

Дебай предложил трактовать *частотный спектр* $g(\nu)$ реального твердого тела как спектр однородной упругой среды, но при этом считать, что число нормальных колебаний не бесконечно, а равно числу степеней свободы $3N$. По этой причине Дебай предложил обрезать спектр на некоторой предельной максимальной частоте ν_{max} , определяемой из условия, что полное число нормальных колебаний равно $3N$.

Основной задачей в модели Дебая является установление вида функции $g(\nu)$. Если число нормальных колебаний линейной цепочки атомов с длиной волны, равной или большей λ , равно, очевидно, $n = 2L/\lambda$, где L – длина цепочки, то аналогичным образом число стоячих волн трехмерном кристалле объемом V должно быть $n \sim V/\lambda^3 \sim \nu^3$. Отсюда число нормальных колебаний в интервале частот от ν до $\nu+d\nu$ составляет $g(\nu)d\nu = dn = A\nu^2 d\nu$, где A – константа, а

$$g(\nu) = A\nu^2. \quad (16)$$

Так как общее число нормальных колебаний, которое может возникнуть в решетке, равно $3N$, то $g(\nu)$ должно удовлетворять условию нормировки:

$$\int_0^{\nu_{\text{max}}} g(\nu) d\nu = 3N \quad \text{или} \quad A \int_0^{\nu_{\text{max}}} \nu^2 d\nu = 3N, \quad \text{откуда} \quad A = \frac{9N}{\nu_{\text{max}}^3}.$$

Таким образом, функция распределения $g(\nu)$ в теории Дебая имеет вид

$$\begin{cases} g(\nu) = \frac{9N}{\nu_{\max}^3} \nu^2 & \text{при } \nu \leq \nu_{\max}; \\ g(\nu) = 0 & \text{при } \nu > \nu_{\max}. \end{cases} \quad (17)$$

Подставляя (17) в (16), получаем для энергии решетки

$$U_{\text{реш}} = \frac{9Nh}{\nu_{\max}^3} \int_0^{\nu_{\max}} \frac{\nu^3 d\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (18)$$

Обозначая $x = \frac{h\nu}{kT}$, получим

$$U_{\text{реш}} = 9NkT \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3 \int_0^{x_{\max}} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}, \quad (19)$$

где $x_{\max} = \frac{h\nu_{\max}}{kT} = \frac{\theta_D}{T}$. Величина $\theta_D = \frac{h\nu_{\max}}{k}$, называется *характеристической температурой Дебая*. В качестве примера в нижеприведенной таблице даны характеристические температуры для некоторых химических элементов и соединений.

Таблица

Характеристические температуры Дебая
для некоторых химических элементов и соединений

| Вещество | Pb | Mo | C (алмаз) | Si | Ge | NaCl | KCl | KBr | CaF ₂ |
|---------------|------|-----|--------------|-----|-----|------|-----|-----|------------------|
| θ_D, K | 94,5 | 425 | 1910 | 658 | 366 | 320 | 227 | 174 | 474 |

Дифференцированием (19) получаем выражение для теплоемкости:

$$C_V = \frac{\partial U_{\text{реш}}}{\partial T} = 9R \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3 \int_0^{x_{\max}} \frac{x^4 e^x dx}{(e^x - 1)^2}. \quad (20)$$

При высоких температурах ($T > \theta_D$) знаменатель под интегралом в (19) можно разложить в ряд и, ограничиваясь первым членом разложения, считать $e^x - 1 \approx x$. Это приводит к значению $U_{\text{реш}} = 3RT$ и соответственно закону Дюлонга и Пти (11) для теплоемкости.

При низких температурах ($T \ll \theta_D$) $x_{\max} \rightarrow \infty$ и интеграл

$$\int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi^4}{15}.$$

Для этого случая теплоемкость решетки

$$C_V = \frac{\partial U_{\text{реш}}}{\partial T} = \frac{12}{5} \pi^4 R \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3. \quad (21)$$

Эта приближенная зависимость в области низких температур известна как закон T^3 Дебая. Полученная по теории Дебая зависимость теплоемкости от приведенной температуры T/θ_D хорошо соответствуют эксперименту (рис. 3).

Некоторое несоответствие теории Дебая с экспериментом имеет место для твердых тел со сложными решетками, так как в этом случае функция распределения $g(\nu)$ имеет сложный вид, сильно отличающийся от (16).

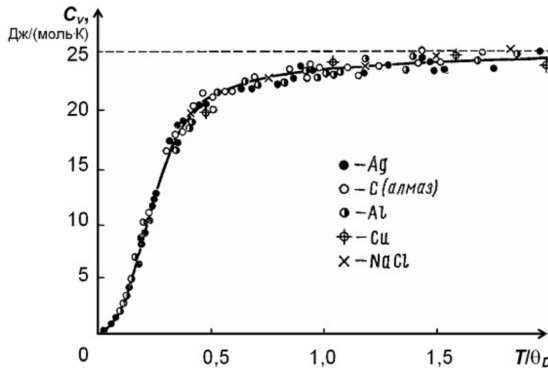


Рис. 3. Теоретическая кривая зависимости теплоемкости твердых тел от приведенной температуры в сравнении с экспериментальными данными

Для оценки значения температуры Дебая можно использовать полуэмпирическую формулу Линдемана, связывающую эту температуру с температурой плавления $T_{\text{пл}}$, атомной массой A и атомным объемом V металла:

$$\theta_D = 137 \sqrt{\frac{T_{\text{пл}}}{AV^{2/3}}}. \quad (22)$$

1.2.5. Ангармонизм колебаний

Изложенный выше анализ проблемы тепловых колебаний атомов и теплоемкости решетки проведен в *гармоническом приближении*, согласно которому силы, возникающие при смещении атома из положения равновесия, пропорциональны смещению, а потенциальная энергия смещенной частицы пропорциональна квадрату смещения. Однако это справедливо только при малой энергии колебаний, т.е. при достаточно низких температурах. С повышением температуры становится существенным ангармонический характер колебаний, обусловленный асимметрией кривой зависимости энергии взаимодействия частиц от расстояния между ними. Учет ангармонизма колебаний атомов приводит к поправкам к теплоемкости при высоких температурах. При низких температурах эти поправки малы и практически не влияют на наблюдаемую теплоемкость. Ангармонический характер колебаний атомов подтверждается наличием теплового расширения твердых тел, описываемого с помощью сохранения членов третьего и более высоких порядков в разложении потенциальной энергии решетки $U(x)$ относительно смещений атомов x :

$$U(x) = ax^2 - bx^3 - cx^4,$$

где a , b и c – положительные константы. Член при x^3 описывает асимметрию взаимного отталкивания атомов, член при x^4 – сглаживание колебаний при больших амплитудах.

Учет ангармонизма колебаний атомов в узлах кристаллической решетки приводит к следующему выражению для теплоемкости:

$$C_V = 3R \left[1 + kT \left(\frac{3c}{2a^2} + \frac{15b^2}{8a^3} \right) \right]. \quad (23)$$

Из (23) видно, что ангармонические члены в (3.185) приводят к появлению добавочного члена в формуле Дюлонга и Пти, линейно зависящего от T . Заметим, что этот добавочный член мал по сравнению с $3R$.

1.3. Теплоемкость электронов проводимости в металлах

Если бы электроны вели себя как свободные классические частицы, то их энергия была бы равна $\frac{3}{2}NkT$, а их вклад в теплоемкость составлял бы $\frac{3}{2}Nk$, где N – полное число электронов. Однако, эксперименты показывали, что электронный вклад в теплоемкость при комнатной температуре составляет обычно не более 0,01 от этой величины. Противоречие было устранено лишь после открытия принципа Паули и функции распределения Ферми. В рамках квантовой теории тепловое возбуждение испытывают лишь электроны, находящиеся в состояниях с энергиями в интервале kT вблизи уровня Ферми $E_F = kT_F$ (где T_F – температура Ферми). Тогда тепловое возбуждение при повышении температуры от 0 до T может испытывать лишь часть их порядка $\sim T/T_F$, так как приблизительно именно такая их доля обладает энергиями в интервале kT в верхней части энергетического распределения. Каждый из $N \cdot (T/T_F)$ электронов обладает приобретенной тепловой энергией порядка kT , а полная энергия ΔE теплового возбуждения электронов составляет величину порядка $\Delta E \approx N \cdot (T/T_F) \cdot kT$. Электронную теплоемкость $C_V^{\text{эл}}$ получаем, дифференцируя энергию по температуре:

$$C_V^{\text{эл}} = \frac{\partial \Delta E}{\partial T} \approx Nk \frac{T}{T_F} . \quad (24)$$

Отсюда следует, что *электронная теплоемкость линейно зависит от температуры* в полном соответствии с экспериментом. С учетом того, что температура Ферми $T_F \sim 5 \cdot 10^4$ К, оценим величину электронной теплоемкости для одновалентных металлов. Величина $C_V^{\text{эл}}$ при комнатной температуре получается примерно в сто раз меньше классического значения $(3/2)R$.

Более строгий расчет приводит к следующему выражению для электронной теплоемкости:

$$C_V^{\text{эл}} = \pi^2 Nk \frac{kT}{2E_F} = \frac{1}{2} \pi^2 R \frac{T}{T_F} = \gamma T . \quad (25)$$

Коэффициент γ называется *коэффициентом электронной теплоемкости*.

При достаточно низких температурах электронная доля теплоемкости становится больше доли решетки, так как последняя изменяется по закону T^3 (рис. 4). В результате ниже некоторой температуры электронный вклад в теплоемкость металлов будет всегда преобладать.

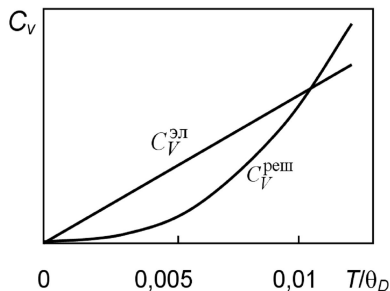


Рис. 4. Вклады электронной и решеточной теплоемкости при низких температурах

1.4. Вакансионный вклад в теплоемкость

При высоких температурах заметный вклад в теплоемкость твердых тел вносят образующиеся равновесные вакансии, поскольку увеличение их концентрации с повышением температуры требует дополнительной затраты энергии. Так как равновесная концентрация вакансий $n_{\text{вак}}$ определяется уравнением

$$n_{\text{вак}} = A \exp(-U_{\text{вак}} / RT),$$

где энтропийный множитель $A = \exp(-S / RT)$, $U_{\text{вак}}$ – энергия образования вакансий, то дополнительная энтальпия

$$H_{\text{вак}} = U_{\text{вак}} A \exp(-U_{\text{вак}} / RT).$$

После дифференцирования получаем окончательное выражение для вакансионного вклада в теплоемкость:

$$C_p^{\text{вак}} = \left(\frac{\partial H_{\text{вак}}}{\partial T} \right)_p = \frac{U_{\text{вак}}^2}{RT^2} A \exp(-U_{\text{вак}} / RT). \quad (26)$$

Вакансионный вклад в суммарную теплоемкость при температурах близких к температуре плавления может достигать 15%.

1.5. Изменение теплоемкости при фазовых превращениях

В соответствии с общепринятой классификацией фазовых превращений, к *фазовым превращениям первого рода* относятся переходы, при которых скачкообразно изменяются первые производ-

ные свободной энергии по температуре и давлению, т.е. энтропия S и объем V :

$$S = -\left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_p; V = \left(\frac{\partial G}{\partial P}\right)_T. \quad (27)$$

Со скачком энтропии $\Delta S_{\text{пр}}$ связана теплота фазового перехода $\Delta H_{\text{пр}} = T_{\text{пр}}\Delta S_{\text{пр}}$, выделяющаяся или поглощающаяся при переходе первого рода. Такие превращения протекают при постоянной температуре и для них характерно наличие границы раздела фаз. К фазовым превращениям этого типа относятся плавление (кристаллизация), испарение (сублимация, конденсация), полиморфные превращения в кристаллических веществах.

Фазовыми превращениями второго рода являются переходы, при которых первые производные G по T и p остаются непрерывными, тогда как вторые производные по этим переменным испытывают скачкообразное изменение. К ним, прежде всего, относится теплоемкость, определяемая выражением

$$C_p = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_p = T\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_p = -T\left(\frac{\partial^2 G}{\partial T^2}\right)_p. \quad (28)$$

К фазовым превращениям второго рода, испытывающим скачок теплоемкости, относятся, например, некоторые переходы «порядок – беспорядок» в сплавах, переходы из ферромагнитного в парамагнитное состояние, сверхпроводящий переход.

На рис. 5 приведена экспериментальная кривая зависимости теплоемкости железа от температуры, на которой скачок теплоемкости в точке Кюри при $T_K = 1042$ К и разрывы при 1184 К, ($\alpha \rightarrow \gamma$ полиморфное превращение) и при 1665 К ($\gamma \rightarrow \delta$ превращение) соответствуют переходам II и I рода соответственно.

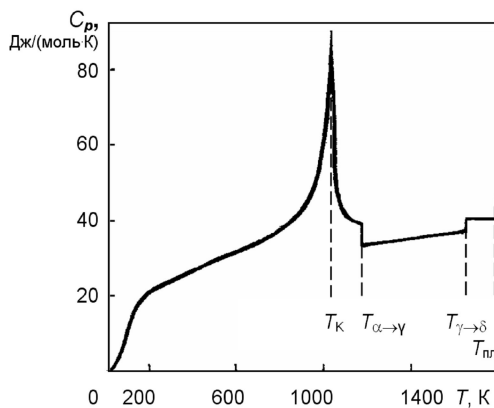


Рис. 5. Температурная зависимость теплоемкости железа

2. МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОЕМКОСТИ

В настоящей работе для определения теплоемкости C исследуемого металлического образца в интервале температур от комнатной до $120\text{ }^\circ\text{C}$ используется *метод трехкратного нагрева*.

На первом этапе работы проводят двукратный нагрев установки без образца (иногда это называют измерением с пустым тиглем).

Первый нагрев производят рекомендованной (из предварительных экспериментов) мощностью W_1 , подавая на нагреватель напряжение $U_1 = \sqrt{W_1 R}$, где R – сопротивление нагревателя. При нагреве измеряют температуру печи T , фактическое напряжение U_1 и ток I_1 ; с помощью секундомера фиксируют моменты времени, в которые температура печи достигает заданные значения (например, 40, 60, 80 и $100\text{ }^\circ\text{C}$). Если обозначить среднюю теплоемкость всей нагреваемой системы в выбранном небольшом интервале температур как C_1 , а тепловые потери – как W'_1 , то можно записать следующее уравнение:

$$(W_1 - W'_1)\Delta\tau_1 = C_1\Delta T, \quad (29)$$

где W_1 – фактическая мощность нагрева ($W_1 = U_1 I_1$), $\Delta\tau_1$ – интервал времени, за который система прошла при нагреве интервал температур ΔT (например, от 40 до $60\text{ }^\circ\text{C}$).

Второй нагрев после предварительного охлаждения системы осуществляют в том же интервале температур рекомендованной мощностью $W_2 > W_1$ (при этом $U_2 = \sqrt{W_2 R}$), фиксируя те же параметры (T , U_2 , I_2 , τ). Этому нагреву будет соответствовать уравнение

$$(W_2 - W'_2)\Delta\tau_2 = C_1\Delta T, \quad (30)$$

где $\Delta\tau_2$ – интервал времени, за который система прошла при втором нагреве тот же интервал температур, что и при первом нагреве. Полагая, что для одного и того же интервала температур (например, от 40 до $60\text{ }^\circ\text{C}$) мощность потерь $W'_1 = W'_2 = W'$, из уравнений (29) и (30) находим W' :

$$W' = (W_1\Delta\tau_1 - W_2\Delta\tau_2)/(\Delta\tau_1 - \Delta\tau_2). \quad (31)$$

Зная W' , можно найти теплоемкость C_1 системы без образца в исследованном интервале температур как среднее из уравнений (29) и (30):

$$C_1 = 0,5(U_1 I_1 - W') \Delta \tau_1 \Delta T^{-1} + 0,5(U_2 I_2 - W') \Delta \tau_2 \Delta T^{-1}. \quad (32)$$

На втором этапе работы нагрев установки проводят вместе с исследуемым образцом. Так как мощность потерь системы без образца W' определена, то для нахождения теплоемкости C_2 системы с образцом достаточно одного цикла нагрева рекомендованной мощностью $W_3 = U_3 I_3$ (где $U_3 = \sqrt{W_3 R}$) в том же интервале температур, в котором проводился двукратный нагрев системы без образца. Этому нагреву соответствует уравнение

$$(W_3 - W') \Delta \tau_3 = C_2 \Delta T, \quad (33)$$

из которого находим теплоемкость C_2 системы с образцом

$$C_2 = (U_3 I_3 - W') \Delta \tau_3 \Delta T^{-1}. \quad (34)$$

Зная теплоемкость системы с образцом (C_2) и без образца (C_1) в исследованном температурном интервале находим из закона аддитивности среднюю теплоемкость C образца в этом интервале

$$C = C_2 - C_1. \quad (35)$$

Зная массу m исследуемого образца, можно определить удельную теплоемкость c материала, из которого сделан образец, в упомянутом выше температурном интервале

$$c = C/m = (C_2 - C_1)/m. \quad (36)$$

3. СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

3.1. Лабораторная установка для измерения теплоемкости

Лабораторная установка для измерения теплоемкости металлов создана на базе лабораторного комплекса, разработанного и выпускаемого НТЦ «Владис». В стандартной универсальной комплектации этот комплекс обозначается как ЛКТ-8 (рис. 6); в комплектации для измерения теплоемкости – как ЛКТ-8Э.

В этом случае комплекс содержит только один функциональный модуль «печь-термостат» (рис. 6, поз. 4), а вместо модуля «теплопроводность металлов» установлен мультиметр VC-97. В таком варианте он рассматривается, как лабораторная установка для измерения теплоемкости металлов в интервале температур от комнатной до 120 °С. В контексте настоящей работы под металла-

ми понимаются как чистые металлы, так и сплавы, имеющие металлическую проводимость.

Схематический чертеж (вид с боку без образца и теплоизолирующего кожуха) и внешний вид модуля «печь–термостат» с установленным в теплоизолирующем кожухе образцом показаны на рис. 7 и 8.

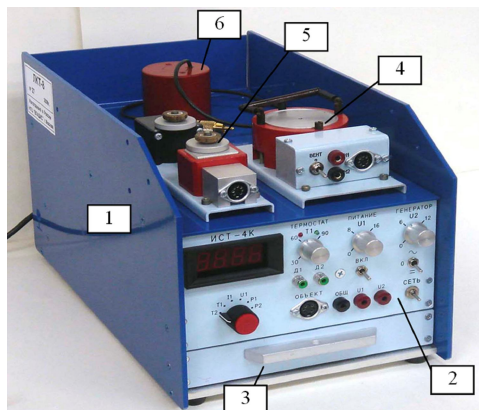


Рис. 6. Лабораторный комплекс ЛКТ–8 в универсальной комплектации (без внешних соединительных проводов и исследуемых образцов):

- 1 – каркас; 2 – блок ИСТ–4К; 3 – выдвижная приборная ячейка, содержащая мультиметр М–838 и часы–секундомер; 4 – модуль «печь–термостат»; 5 – модуль «теплопроводность металлов»; 6 – модуль «балластный калориметр». Модули 5 и 6 в установке для измерения теплоемкости отсутствуют

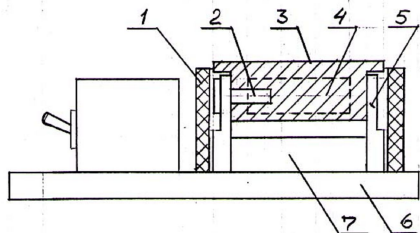


Рис. 7. Схематический чертеж конструкции модуля «печь–термостат»

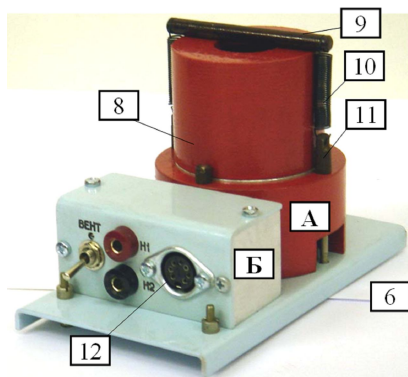


Рис. 8. Внешний вид модуля «печь–термостат»

Модуль «печь–термостат» состоит из собственно печи–термостата (А) и вспомогательного электрического блока (Б), смонтированных на общем основании 6. Двойное название модуля объясняется тем, что он не только обеспечивает нагрев образца от комнатной температуры до любой установленной на термостате температуры, не превышающей 120 °С, но и исключает перегрев образца свыше установленного значения, термостатируя его при этой температуре.

Печь–термостат (рис. 7) состоит из плиты 3, установленной на основании 6 на ножках 5, и окруженной теплоизолирующим кожухом 1. В плиту встроены нагреватель 4 и терморезистивный датчик 2 температуры (в дальнейшем обозначаемый как Д1). Сопротивление датчика равно 1000 ± 1 Ом при температуре 0 °С; оно линейно растет с ростом температуры с коэффициентом 3,75 Ом/град. Многофункциональный блок ИСТ–4К (рис. 6, поз. 2) создает в датчике постоянный ток около 1 мА и по напряжению на датчике определяет его температуру T_1 .

При нагреве с образцом исследуемый образец устанавливается на плите 3, на него надевается теплоизолирующий кожух 8. Образец прижимается к плите 3 стержнем 9 с помощью двух пружин 10. Пружины прицеплены к двум штырям 11 и при необходимости могут быть сняты (рис. 8).

Для подачи напряжения и измерения необходимых параметров (падение напряжения на нагревателе, ток через нагреватель и температура образца) модуль «печь–термостат» через разъем 12 (рис. 8) подключается к комбинированному (многофункциональному) блоку ИСТ–4К (рис. 6 поз. 2) через разъем «ОБЪЕКТ», используя специальный кабель СШ7–СШ7. В подключенном состоянии плита 3 может охлаждаться вентилятором 7 (вкл/выкл тумблером «ВЕНТ» на блоке Б).

Гнезда «Н1» и «Н2» на вспомогательном электрическом блоке Б (рис. 8) подсоединены к нагревателю 4 и используются для измерения падения напряжения на нагревателе внешним мультиметром VC–97 при необходимости более точного определения выделяемой в нагревателе мощности (измерительная система блока ИСТ–4К не учитывает падение напряжения на подводящих проводах, что приводит к небольшой погрешности в определении мощности). Максимальное напряжение питания нагревателя 20 В; мак-

симальная мощность ≈ 40 Вт; сопротивление нагревателя при комнатной температуре 11,1 Ом.

Внешний вид передней панели блока ИСТ–4К без внешних соединительных кабелей/проводов показан на рис. 6 и отдельно на рис. 9 (на этом рисунке в гнездо Д1 вставлена заглушка).

Блок ИСТ–4К обеспечивает:

1. Электропитание нагревателя постоянным током I_1 .
2. Измерение постоянного напряжения U_1 питания нагревателя ($U_1 \leq 20$ В) и постоянного тока I_1 через нагреватель ($I_1 \leq 2$ А).
3. Регулирование напряжения U_1 питания нагревателя в диапазоне 0–20 В.
4. Измерение температуры T_1 терморезистивного датчика Д1 ($T_1 \leq 120$ °С).
5. Блокировку нагревателя 4 при $T_1 > 120$ °С или при обрыве цепи датчика Д1.
6. Электропитание вентилятора 7 и вспомогательных элементов/схем самой системы.
7. Ограничение выходного тока источника питания.



Рис. 9. Передняя панель комбинированного блока ИСТ–4К

На передней панели блока ИСТ–4К расположены следующие элементы схемы и органы управления.

«СЕТЬ» – общий тумблер включения питания лабораторной установки (сеть 220 В, 50 Гц). Тумблер расположен непосредственно под надписью «СЕТЬ». При включении сетевого питания светятся дисплей Н1 и индикаторы термостата Т1.

«Н1» – четырехразрядный цифровой дисплей. Его свечение свидетельствует о включении питания прибора. Интерпретация показаний дисплея определяется положением ручки переключателя видов измерений «S1».

При установлении (переключении) ручки «S1» в положение T1 к измерительной системе блока ИСТ-4К подключается терморезистивный датчик D1 и на цифровом дисплее H1 (см. рис. 9) регистрируется его температура T1 в °C с разрешением 0,1 °C, которая соответствует температуре плиты и исследуемого образца.

При установке (переключении) ручки «S1» в положение U1 измеряется постоянное напряжение (в В) питания нагревателя с разрешением 10 мВ и предельной погрешностью $\Delta U = 0,02U + 20$ мВ; а в положении I1 измеряется постоянный ток (в мА) питания нагревателя (знак минус следует игнорировать) с разрешением 1 мА и предельной погрешностью $\Delta I = 0,02I + 4$ мА, что позволяет определить подводимую к образцу мощность ($W = U1 \cdot I1$).

Внимание: Ручку переключателя видов измерений «S1» в положение P1, P2 и T2 не устанавливать (в настоящей работе эти позиции не используются).

«ПИТАНИЕ U1» (см. переднюю панель на рис. 6 и 9) – источник питания нагревателя 4 (рис. 7) с блоком управления/регулирования. Источник питания с блоком регулирования включается в работу тумблером под надписью «ВКЛ», при этом нагреватель 4 подключается к регулируемому источнику питания U1. Блок позволяет регулировать постоянное напряжение U1 питания нагревателя 4 в пределах 0?20 В. Напряжение U1 измеряется измерительной системой блока ИСТ-4К, результат отображается на цифровом дисплее H1 (переключатель «S1» в положении U1).

«ТЕРМОСТАТ T1» – блок ограничителя температуры T1 датчика D1 или регулятор температуры T1. Если в процессе нагрева температура T1 датчика D1 приблизится к установленному на этом блоке значению температуры T1_{уст.}, то регулирующая система блока ИСТ-4К снизит напряжение питания U1 до уровня, обеспечивающего поддержание установленной температуры T1_{уст.} (режим термостатирования), а если температура T1 датчика D1 заметно превысит установленное значение T1_{уст.}, то система блока ИСТ-4К отключит нагреватель 4. Если $T1 < T1_{уст.}$, то на передней панели светится зеленый индикатор справа от надписи T1; если $T1 > T1_{уст.}$, то светится красный индикатор слева от надписи T1. В режиме термостатирования светятся оба индикатора. Отсутствие датчика D1 измерительная система интерпретирует как за пределами высокую температуру T1 и отключает питание нагревателя 4.

Внимание: Генератор U_2 , тумблер включения/выключения переменного (\approx) или постоянного ($=$) напряжения U_2 , гнездо U_2 и входы для внешних датчиков температуры (гнезда типа «Тюльпан») D_1 и D_2 в работе по определению теплоемкости не используются.

В комплектацию лабораторной установки для измерения теплоемкости металлов ЛКТ–8Э входят также электронные часы, которые могут работать в режиме секундомера.

3.2. Образцы для измерения теплоемкости

Образцы для измерения теплоемкости представляют собой металлические цилиндры размером (ориентировочно) диаметром $d = 48$ мм и высотой $h = 40$ мм. Для возможности установки внешней термопары имеется вертикальный канал диаметром 2,8 мм глубиной 27 мм. На верхней плоскости образцов нанесена маркировка в виде букв, которым соответствуют следующие металлы:

А. *Алюминиевый деформируемый сплав Д16* (дуралюмин). Состав (мас.%): Al + (3,8–4,9)% Cu + (1,2–1,8)% Mg + (0,3–0,9)% Mn.

Структура дуралюмина в отожженном (состаренном) состоянии состоит из твердого раствора на основе алюминия (α -фаза) и включений различных интерметаллических соединений. Для Д16 основной упрочняющей фазой является S -фаза (Al_2CuMg).

Л. *Латунь свинцовистая марки ЛС59–1*, относящаяся к классу ($\alpha+\beta$) – латуней.

Состав (мас.%): (57–60)% Cu + (37–42)% Zn + (0,8–1,9)% Pb.

Структура двухфазная: $\alpha+\beta$. α -фаза – твердый раствор цинка в меди; β -фаза – твердый раствор на базе соединения CuZn с электронным типом связи (3/2). Температура упорядочения ≈ 460 °С.

С. *Углеродистая доэвтектоидная сталь – Ст.45*. Состав (мас.%): Fe + (0,4–0,5)% C + (0,5–0,8)% Mn + (0,17–0,37)% Si.

Структура в равновесном состоянии состоит из феррита и перлита или, принимая во внимание строение перлита, это феррито–цементитная смесь. Цементит Fe_3C обладает металлической проводимостью.

Могут использоваться образцы и из других металлов. В этом случае их марку и состав сообщает ведущий занятия. Каждый студент проводит измерения только на одном образце.

3.3. Порядок выполнения работы

3.3.1. Подготовка к выполнению работы

1. Внимательно прочитать настоящее учебное пособие, усвоить сущность используемого метода и последовательность выполнения работы.

2. Подготовиться к ответам на вопросы входного контроля.

3. Подготовить необходимые бланки для заполнения таблиц П.1 и П.2 (см. приложение), содержащие название таблиц и все записи, расположенные под таблицами. Рекомендуется сделать это заблаговременно, расположив их на 1 странице.

3.3.2. Работа на установке

1. Установить на плиту 3 печи–термостата (рис. 7) теплоизолирующий кожух 8 и прижать его к плите 3 стержнем 9 (рис. 8).

2. Исходя из рекомендованной мощности W_1 для первого нагрева системы без образца (см. рекомендации под табл. П.1), рассчитать напряжение U_1 , которое необходимо подать на нагреватель 4 ($R_n = 11,1 \text{ Ом}$). Значение U_1 записать под табл. П.1.

3. Регулятор термостата Т1 установить в положение, соответствующее максимальной температуре ($120 \text{ }^\circ\text{C}$).

4. Включить тумблер сетевого питания СЕТЬ (рис. 9).

5. Убедиться, что часы работают в режиме секундомера.

6. Включить источник питания нагревателя ПИТАНИЕ U_1 , переведя тумблер под ним в положение ВКЛ.

7. Переведя ручку переключателя видов измерения «S1» в положение U_1 , регулятором U_1 источника питания нагревателя установить на дисплее Н1 рассчитанное значение U_1 при первом нагреве, U_2 и U_3 при втором и третьем нагреве.

8. Перевести ручку переключателя «S1» в положение Т1.

9. Записать показания секундомера τ_1 при первом нагреве, τ_2 и τ_3 при втором и третьем нагреве, когда температура Т1 печи–термостата достигнет значений 40,0; 60,0; 80,0 и 100,0 $^\circ\text{C}$; а при температурах ≈ 50 ; 70 и 90 $^\circ\text{C}$ измерить и записать U_1 и I_1 при первом нагреве, U_2 и I_2 , U_3 и I_3 при втором и третьем нагреве соответственно. При измерении U_1 , U_2 и U_3 ручка переключателя «S1» устанавливается в положение U_1 , а при измерении I_1 , I_2 и I_3 – в положении П.

10. При $T_1 = 100\text{ }^\circ\text{C}$ регулятор источника питания нагревателя ПИТАНИЕ U1 установить в положение 0 и включить вентилятор тумблером ВЕНТ на вспомогательном блоке питания Б печи–термостата. Эту операцию необходимо делать после каждого нагрева.

11. Исходя из рекомендованной мощности W_2 для второго нагрева системы без образца (см. рекомендации под табл. П.1 приложения), рассчитать напряжение U_2 , которое необходимо подать на нагреватель 4. Значение U_2 записать под табл. П.1 приложения.

12. После охлаждения печи–термостата до температуры порядка $29\text{--}30\text{ }^\circ\text{C}$, выключить вентилятор, подать на нагреватель рассчитанное напряжение U_2 и проделать все те же операции, как и при первом нагреве (см. п.п. 8–10), заноса результаты в табл. П.1 приложения.

13. После очередного (второго) охлаждения печи–термостата до температуры $29\text{--}30\text{ }^\circ\text{C}$, выключить вентилятор, снять с плиты 3 печи–термостата (рис. 7) теплоизолирующий кожух 8, установить на плиту 3 исследуемый образец, закрыть его теплоизолирующим кожухом 8 и прижать к плите 3 стержнем 9.

14. Исходя из рекомендованной мощности W_3 для третьего нагрева системы с образцом (см. рекомендации под табл. П.2), рассчитать напряжение U_3 , которое необходимо подать на нагреватель 4. Значение U_3 записать под табл. П.2 приложения.

15. Подать на нагреватель рассчитанное напряжение U_3 и проделать все те же операции, как и при первом нагреве (см. п.п. 8–10), заноса результаты в табл. 2П приложения.

16. После последнего (третьего) охлаждения печи–термостата до температуры $\sim 35\text{ }^\circ\text{C}$ (для ускорения охлаждения можно снять теплозащитный кожух 8), выключить вентилятор, выключить тумблер под регулятором U1 блока питания нагревателя и выключить общий тумблер питания лабораторной установки, расположенный под надписью СЕТЬ.

17. Закончив работу на установке, подписать у ведущего занятия лист с табл. П.1 и П.2.

3.3.3. Обработка результатов измерений

1. При проведении расчетов под таблицами П.1 и П.2 из приложения для рассчитываемого параметра должна быть записана сначала расчетная формула в общем виде, потом формула с подставленными численными значениями, их размерностями, переводными коэффициентами (если это необходимо) и дан ответ (результат вычислений) с требуемой размерностью.

2. Рассчитать по формуле (31) мощность потерь W' и по уравнению (32) теплоемкость C_1 системы без образца для всех использованных интервалов температуры.

Полностью заполнить табл. П.1. Привести (записать) пример расчета W' и C_1 для *одного* заданного интервала температур.

3. Рассчитать по формуле (34) теплоемкость C_2 системы с образцом и по формуле (36) удельную теплоемкость c материала, из которого сделан образец, для всех использованных интервалов температур. Полностью заполнить табл. П.2. Привести (записать) пример расчета C_2 и c для того же интервала температур.

3.3.4. Оформление отчета по работе

По результатам выполненной работы необходимо подготовить отчет. Отчет должен содержать:

- титульный лист, подписанный студентом;
- описание цели работы;
- оформленные (заполненные) табл. П.1 и табл. П.2;
- примеры расчетов W' , C_1 , C_2 , c с учетом требований, приведенных в 3.3.3;
- оценочный расчет характеристической температуры Дебая по формуле (22);
- заключение.

Примечание. В отчет, оформленный с использованием компьютера, в обязательном порядке должны входить таблицы с первичными данными, подписанные ведущим занятия. Допускается рукописный вариант отчета, но без использования карандаша для записей и таблиц. Рекомендуемый формат А4.

4. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

4.1. Вопросы входного контроля

1. Какие существуют основные экспериментальные методики определения теплоемкости твердых тел?
2. В чем сущность метода трехкратного нагрева? В какой области температур может использоваться этот метод?
3. Как теплоемкость твердых тел зависит от температуры?
4. В чем причины изменения теплоемкости с температурой?

4.2. Вопросы выходного контроля

1. Что такое нормальные колебания?
2. В чем заключаются причины существования акустической и оптической мод колебаний в твердых телах?
3. Чем отличаются теории теплоемкости Дебая и Эйнштейна? Для каких случаев они применимы?
4. Почему теплоемкость твердых тел, обладающих сложной кристаллической решеткой, хуже описывается теорией Дебая по сравнению с телами с простой решеткой?
5. Почему бериллий и алмаз имеют при комнатной температуре низкие значения теплоемкости (заметно меньше $3R$).
6. Какие физические характеристики материалов связаны с теплоемкостью?
7. Какими физическими характеристиками материалов можно определить по результатам определения вакансионного и электронного вкладов в теплоемкость?
8. Для каких веществ и при каких температурах наблюдаются наибольшие отклонения теплоемкости от расчетной теплоемкости по модели Дебая?

Список рекомендуемой литературы

1. Лившиц Б.В., Крапошин В.С., Линецкий Я.Л. Физические свойства металлов и сплавов. Изд. 2-е, перераб. и доп. М.: Металлургия, 1980.
2. Смирнов Е.А., Соколов Н.А., Яковлев Е.И. Физические свойства металлов и сплавов. Учебное пособие. М.: МИФИ, 1992.
3. Нечаев В.В., Елманов Г.Н. Термодинамические расчеты металлургических процессов. М.: МИФИ, 2001.

Приложение

Студент (Фамилия И.О.), гр. _____

Таблица П.1

Определение мощности потерь W' и теплоемкости C_1 системы без образца

| $T1,$ °C | $\tau_1,$ м-с | $\tau_2,$ м-с | $U_1,$ В | $I_1,$ мА | $W_1,$ Вт | $\Delta\tau_1,$ с | $U_2,$ В | $I_2,$ мА | $W_2,$ Вт | $\Delta\tau_2,$ с | $W',$ Вт | $C_1,$ Дж/К |
|-------------|------------------|------------------|-------------|--------------|--------------|----------------------|-------------|--------------|--------------|----------------------|-------------|----------------|
| 40 | | | | | | | | | | | | |
| 60 | | | | | | | | | | | | |
| 80 | | | | | | | | | | | | |
| 100 | | | | | | | | | | | | |

Примечание: (м-с) – минуты-секунды.

Рекомендации:

- при первом нагреве $W_1 \approx 15$ Вт; $U_1 = (W_1 R)^{1/2} = \underline{\hspace{2cm}}$.
- при втором нагреве $W_2 \approx 25$ Вт; $U_2 = (W_2 R)^{1/2} = \underline{\hspace{2cm}}$.

Пример расчета мощности потерь для заданного интервала температур:

$$W' (\text{ }^\circ\text{C}) = (W_1 \Delta\tau_1 - W_2 \Delta\tau_2) / (\Delta\tau_1 - \Delta\tau_2) = \underline{\hspace{2cm}}.$$

Пример расчета теплоемкости C_1 системы без образца для того же интервала температур:

$$C_1 (\text{ }^\circ\text{C}) = 0,5(W_1 - W') \Delta\tau_1 / \Delta T + 0,5(W_2 - W') \Delta\tau_2 / \Delta T = \underline{\hspace{2cm}}.$$

Таблица П.2

Определение теплоемкости C_2 системы с образцом
и удельной теплоемкости c материала образца (_____) массой $m = \underline{\hspace{2cm}}$

| $T1,$ °C | $\tau_3,$ м-с | $U_3,$ В | $I_3,$ А | $W_3,$ Вт | $\Delta\tau_3,$ с | $C_2,$ Дж/К | $c_{\text{эсп.}},$ Дж/г·К | $c_{\text{справ.}},$ Дж/г·К |
|-------------|------------------|-------------|-------------|--------------|----------------------|----------------|------------------------------|--------------------------------|
| 40 | | | | | | | | |
| 60 | | | | | | | | |
| 80 | | | | | | | | |
| 100 | | | | | | | | |

Рекомендации: при третьем нагреве $W_3 \approx 35$ Вт, $U_3 = (W_3 R)^{1/2} = \underline{\hspace{2cm}}$.

Пример расчета теплоемкости C_2 системы с образцом в заданном интервале температур $C_2 (\text{ }^\circ\text{C}) = (W_3 - W') \Delta\tau_3 / \Delta T = \underline{\hspace{2cm}}$.

Пример расчета удельной теплоемкости c материала исследованного образца:

$$c (\text{ }^\circ\text{C}) = (C_2 - C_1) / m = \underline{\hspace{2cm}}.$$

Геннадий Николаевич Елманов
Михаил Тимофеевич Зуев
Евгений Александрович Смирнов

ТЕПЛОЕМКОСТЬ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ
Лабораторный практикум

Редактор Л.М. Бурлакова

Подписано в печать 09.11.2007 Формат 60x84 1/16.
Печ.л. 2,0 Уч.-изд.л. 2,0 Тираж 150 экз.
Изд. № 3/16. Заказ № 0-607

Московский инженерно-физический институт
(государственный университет).
115409, Москва, Каширское ш., д.31.

Типография издательства «Тривант».
г. Троицк Московской области