

Лабораторная работа № 1-17

ТЕПЛОЕМКОСТЬ МЕТАЛЛОВ

Цель работы

Экспериментальная проверка закона Дюлонга и Пти.

Теоретическое введение

Теплоёмкость – это такая характеристика вещества, которая показывает, сколько надо подвести к нему или забрать от него тепла, чтобы изменить его температуру на некоторую величину. Иначе говоря, ее можно определить как

$$C = \frac{\delta Q}{dT}, \frac{\text{Дж}}{\text{К}}. \quad (1)$$

Различают следующие виды теплоемкостей:

для единицы количества вещества, ее называют удельной (к 1 кг вещества — массовой);

отнесенная к молю — мольной (молярной);

к единице объема — объемной.

Соответственно единицами теплоемкости служат Дж/(кг·К), Дж/(моль·К).

Поскольку теплота Q не является функцией состояния тела, то есть зависит не только от начального и конечного состояний (в частности, от их температуры), но и от способа, которым был осуществлён процесс перехода между ними, то важно – как происходит нагревание тела. Так, для термодинамической системы, состояние которой определяется параметрами P , V и T , различают теплоемкость при постоянном объеме C_v и постоянном давлении C_p .

Из 1-го начала термодинамики следует, что

$$\delta Q = dU + PdV, \quad (2)$$

где U — внутренняя энергия.

Если нагревать вещество при постоянном давлении часть теплоты идёт на совершение работы расширения тела, а часть — на увеличение его внутренней энергии, тогда как при нагревании при постоянном объёме вся теплота расходуется только на

увеличение внутренней энергии тела. А это значит, что C_p всегда больше, чем C_v . Для твердых тел при малых изменениях температуры объем не претерпевает заметных изменений. Поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать только теплоемкость при постоянном объеме

$$C_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_v. \quad (3)$$

Согласно классической теории теплоемкость различных веществ не зависит от температуры, а эксперименты показывают, что это не так. Кроме того, классическая теория теплоемкости твердых тел дает для металлов и неметаллов разное значение теплоемкости, так как для проводников кроме теплоемкости кристаллической решетки следует учитывать теплоемкость электронного газа. Это значит, что для проводников теплоемкость должна быть в полтора раза больше, чем для диэлектриков, что не соответствует эксперименту.

Гармоническое приближение

Колебания кристаллической решётки, (один из основных видов внутренних движений твердого тела), когда составляющие его структурные частицы (атомы, ионы, молекулы) колеблются около положений равновесия — узлов кристаллической решётки. Амплитуда колебаний тем больше, чем выше температура, но всегда существенно меньше, чем постоянная решётки. Когда амплитуда достигает некоторого критического значения, кристаллическая структура разрушается, начинается процесс плавления. Наоборот, при понижении температуры амплитуда колебаний уменьшается. Однако полное прекращение колебаний запрещено законами квантовой механики. При $T = 0 \text{ K}$ атомы совершают так называемые нулевые колебания.

Представление кристалла в виде совокупности частиц, связанных квази-упругими силами, называется гармоническим приближением. В такой системе могут распространяться упругие волны разной длины. При длинах волн λ , больших, чем межатомные расстояния (малые частоты колебаний), гармоническое приближение даёт

те же результаты, что и модель кристалла как сплошной упругой среды. Для высоких частот, когда длина волны сопоставима с межатомными расстояниями, начинает сказываться дискретность атомной структура кристалла, при низких температурах проявляются квантовые эффекты.

Найдем среднюю энергию одномерного гармонического осциллятора, находящегося в тепловом равновесии со своим окружением. Относительная вероятность того, что осциллятор имеет полную энергию E при температуре T , определяется больцмановским фактором $\exp(-E/kT)$, поэтому его средняя энергия находится путем интегрирования выражения $E \cdot \exp(-E/kT)$ по всем возможным энергиям и последующего деления результата на интеграл от $\exp(-E/kT)$ для нормировки.

Полная энергия осциллятора в любой момент времени есть сумма мгновенных значений его кинетической и потенциальной энергий

$$E = \frac{mv^2}{2} + \frac{Kx^2}{2}, \quad (4)$$

где v – скорость частицы, а x – ее смещение из положения равновесия, $k = 1,38 \times 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана, K – коэффициент жесткости, m – масса.

Тогда средняя энергия гармонического осциллятора E_{cp} будет определяться следующим выражением:

$$E_{cp} = \frac{\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left(\frac{mv^2}{2} + \frac{Kx^2}{2} \right) \exp \left[- \left(\frac{mv^2 + Kx^2}{2kT} \right) \right] dv dx}{\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \exp \left[- \left(\frac{mv^2 + Kx^2}{2kT} \right) \right] dv dx}. \quad (5)$$

Учтя определенную симметрию в подынтегральном выражении можно сделать следующую замену:

$$y^2 = mv^2/2kT, \quad z^2 = Kx^2/2kT, \quad v^2 = 2kTy^2/m, \quad dv = (2kT/m)^{1/2} dy, \quad x^2 = 2kTz^2/K, \quad dx = (2kT/K)^{1/2} dz.$$

С учетом этих замен выражение (5) принимает следующий вид:

$$E_{cp} = \frac{kT \int_0^{\infty} y^2 \exp(-y^2) dy}{\int_0^{\infty} \exp(-y^2) dy} + \frac{kT \int_0^{\infty} z^2 \exp(-z^2) dz}{\int_0^{\infty} \exp(-z^2) dz} \quad (6)$$

Поскольку $\int_0^{\infty} f^2 \exp(-f^2) df = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$ и $\int_0^{\infty} \exp(-f^2) df = \sqrt{\pi}$ средняя энергия

гармонического осциллятора будет равна

$$E_{cp} = \frac{kT}{2} + \frac{kT}{2} = kT. \quad (7)$$

Напомним, что обычная частица с одной степенью свободы имеет в среднем энергию, равную $kT/2$. Поэтому наш результат можно истолковать как указание на то, что гармонический осциллятор одного измерения имеет две степени свободы, что связано с тем, что осциллятор характеризуется и потенциальной и кинетической энергией.

Классические теории теплоемкости.

Начнем с газа. Внутренняя энергия идеального газа складывается из кинетической энергии молекул, и для одного моля равна $U = iN_0kT/2$, где i — число степеней свободы молекулы, т. к. средняя кинетическая энергия, приходящаяся на одну поступательную или вращательную степень свободы молекулы, равна $kT/2$ согласно закону равнораспределения энергии по степеням свободы. Его теплоемкость C_v :

$$C_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_v = \frac{iNk}{2}. \quad (8)$$

Внутренняя энергия твердого тела есть энергия колебаний атомов, из которых построено вещество, поэтому мы могли бы определить теплоемкость вещества непосредственно с помощью результатов, полученных выше. Средняя тепловая энергия такого атома есть $3kT$, так как для колебания в каждом направлении $E_{cp} = kT$. Моль твердого вещества содержит атомы в количестве $N_0 = N_A$, где N_A число Авогадро, и его полная энергия U при температуре T согласно этому равна

$$U = 3N_0kT = 3RT,$$

где $R = N_0 k = 8,31 \text{ Дж}/(\text{моль}\cdot\text{К})$ есть универсальная газовая постоянная. Тогда теплоемкость при постоянном объеме будет согласно (3):

$$C_V = 3R = 24,93 \text{ Дж}/(\text{моль}\cdot\text{К}) \quad (9)$$

В 1819 г. французские учёные П. Дюлонг и А. Пти обнаружили эмпирически, что действительно $C_V = 3R$ для большинства твердых тел при комнатной температуре, и приведенный выше результат получил в их честь название **закона Дюлонга и Пти**.

Свой закон они сформулировали так: *произведение теплоемкости химически простых тел на их атомные веса равно постоянной величине*. Свои эксперименты они проводили в очень узком диапазоне температур: $0^\circ - 10^\circ\text{C}$. А его теоретическое обоснование стало возможным спустя более пятидесяти лет, после создания молекулярно-кинетической теории строения вещества.

Однако закон Дюлонга и Пти нарушается, например, для бора, бериллия и углерода (в виде алмаза), для которых при комнатной температуре $C_V = 13,82, 16,08$ и $6,10 \text{ Дж}/(\text{моль}\cdot\text{К})$ соответственно. Более того, теплоемкости, всех твердых тел резко падают при низких температурах и стремятся к нулю, когда T приближается к 0 К .

Квантовая теория Дебая

В 1912 г. голландский физик Петер Дебай попытался учесть связь между атомами в результате их движения. Для этого он предложил рассматривать твердое вещество как сплошное упругое тело. В такой модели предполагается, что внутренняя энергия твердого вещества связывается не с колебаниями отдельных атомов, а со стоячими упругими волнами. Согласно гипотезе квантово-волнового дуализма квант колебательной энергии твердого тела – фонон можно представить в виде частицы с дискретным спектром энергии. Фонон перемещается со скоростью звука, так как именно звуковые волны являются по своей природе упругими.

Число возможных упругих стоячих волн любого вида с длинами волн от λ до $\lambda + d\lambda$ можно оценить исходя из следующих рассуждений.

Предположим, что наше твердое тело куб со стороной L . Тогда, для возникновения стоячих волн вдоль направлений x , y и z совпадающими с ребрами куба соответственно длины волн должны быть таковы чтобы

$$\begin{aligned} j_x &= 2L/\lambda = 1, 2, 3, \dots; \\ j_y &= 2L/\lambda = 1, 2, 3, \dots; \\ j_z &= 2L/\lambda = 1, 2, 3, \dots, \end{aligned}$$

где j_x, j_y и j_z – число стоячих волн в направлении x, y и z соответственно.

Тогда для стоячей волны в любом направлении должно быть справедливо условие

$$j^2 = j_x^2 + j_y^2 + j_z^2 = (2L/\lambda)^2.$$

Представим себе j -пространство с координатными осями j_x, j_y и j_z . Общее число длин волн между λ и $\lambda + d\lambda$ равно числу точек в j -пространстве, расстояние от которых до начала координат лежат между j и $j + dj$. Объем шарового слоя радиусом j и толщиной dj равен $4\pi j^2 dj$. Но нас интересует лишь один октант этого слоя, включающий положительные значения j_x, j_y, j_z . Тогда

$$N(j)dj = \left(\frac{1}{8}\right)4\pi j^2 dj.$$

Учтя, что $j = 2L/\lambda$, и $dj = -(2L/\lambda^2)d\lambda$, имеем $N(\lambda)d\lambda = 4\pi L^3 d\lambda/\lambda^4$. Теперь, для того чтобы найти число стоячих волн на единицу объема $n(\lambda)$ нужно разделить общее число $N(\lambda)$ на объем нашего куба L^3 . Отсюда

$$n(\lambda)d\lambda = \frac{N(\lambda)d\lambda}{L^3} = \frac{4\pi d\lambda}{\lambda^4}. \quad (10)$$

Будучи выражена через частоту ν , эта формула приобретает вид

$$n(\nu)d\nu = 4\pi\nu^2 d\nu/\nu^3,$$

где ν — скорость упругих волн. (Для простоты мы не учитываем здесь то, что в разных направлениях скорость волн может быть разной).

По аналогии с излучением черного тела Дебай предполагал, что средняя энергия E_{cp} , приходящаяся на одну стоячую волну, определяется выражением:

$$E_{cp} = \frac{h\nu}{\exp \frac{h\nu}{kT} - 1}. \quad (11)$$

Энергия, которой обладают волны с частотами от ν до $\nu + d\nu$, таким образом, есть $n(\nu)E_{cp}d\nu$. Если объем моля данного твердого вещества равен V_0 , то вся заключающаяся в нем энергия есть

$$U = V_0 \int_0^{\nu_m} n(\nu)E_{cp}d\nu = 4\pi V_0 \left(\frac{1}{\nu_l^3} + \frac{2}{\nu_t^3} \right) \int_0^{\nu_m} \frac{h\nu^3 d\nu}{\exp \frac{h\nu}{kT} - 1}. \quad (12)$$

Можно ввести некоторую *характеристическую дебаевскую температуру* Θ как $\Theta = h\nu_m/k$.

Здесь удобно перейти от переменной ν к безразмерной величине $x = h\nu/kT$.

После подстановки x и θ в (12) получим

$$U = \frac{9RT^4}{\Theta^3} \int_0^{\frac{\Theta}{T}} \frac{x^3 dx}{\exp x - 1}. \quad (13)$$

Следовательно, формула Дебая для теплоемкости твердого тела при постоянном объеме будет иметь вид

$$C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = 9R \left(\frac{T}{\Theta} \right)^3 \int_0^{\frac{\Theta}{T}} \frac{x^4 \exp x dx}{(\exp x - 1)^2}. \quad (14)$$

Уравнение (14) дает теплоемкость как функцию (T/Θ) (рис. 1).

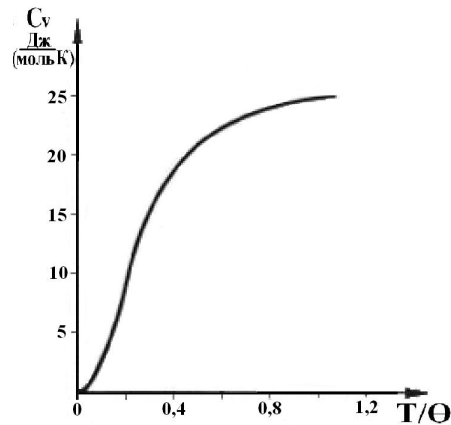


Рис. 1 Молярная теплоемкость твердого тела в соответствии с приближением Дебая.

Проверим поведение дебаевского выражения для C_V в обоих предельных температурных случаях, чтобы увидеть, согласуется ли оно с тем, что $C_V \rightarrow 3R$ при больших T и что $C_V \sim T^3$, когда температура T мала. Когда T велика, Θ/T очень мало и $\exp(\Theta/T) \sim 1 + \Theta/T$. Значит,

$$\frac{\Theta}{T} \frac{1}{\exp \frac{\Theta}{T} - 1} \approx \frac{\Theta}{T} \frac{1}{1 + \frac{\Theta}{T} - 1} \approx 1. \quad (15)$$

Далее, поскольку $x = h\nu/kT$, x тоже мало, когда T велика, и $\exp x \sim 1 + x$. Следовательно,

$$\frac{x^3}{\exp x - 1} \approx \frac{x^3}{1 + x - 1} = x^2 \text{ и}$$

$$\int_0^{\frac{\Theta}{T}} \frac{x^3 dx}{\exp x - 1} \approx \int_0^{\frac{\Theta}{T}} x^2 dx = \frac{1}{3} \left(\frac{\Theta}{T} \right)^3. \quad (16)$$

Таким образом, имеем

$$C_V = 9R \left[4 \left(\frac{T}{\Theta} \right)^3 \frac{1}{3} \left(\frac{\Theta}{T} \right)^3 - 1 \right] = 9R \left(\frac{4}{3} - 1 \right) = 3R \quad (17)$$

при $T \gg \Theta$, что совпадает с законом Дюлонга и Пти.

При очень низких температурах ($\Theta/T \rightarrow \infty$) верхний предел интегрирования в формуле (13), ввиду быстрой сходимости интеграла, можно заменить на ∞ . Интеграл $\int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{\exp x - 1} = \frac{\pi^4}{15}$. Тогда

$$C_V \approx 9R \left[4 \left(\frac{T}{\Theta} \right)^3 \left(\frac{\pi^4}{15} \right) \right] = \left(\frac{12T^3}{5} \right) \frac{\pi^4 R}{\Theta^3} \quad \text{при } T \ll \Theta. \quad (18)$$

Таким образом, дебаевская теория дает наблюдаемую зависимость C_V от T^3 при низких температурах.

Температура Дебая даёт удобный масштаб температуры: величина $k\Theta$ представляет собой максимальный квант энергии, способный возбудить колебания решётки. Температура Дебая отделяет низкотемпературную область, где проявляются квантовые эффекты и где необходимо пользоваться квантовой статистикой, от высокотемпературной, где справедлива классическая статистическая механика. Таким образом, при температурах $T \gg \Theta$ (классическая область) теплоёмкость твердого тела описывается законом Дюлонга и Пти; при $T \ll \Theta$ (квантовая область) — выполняется закон теплоёмкости Дебая. Температура Дебая зависит от упругих свойств кристалла (см. табл. 1).

Таблица 1. Дебаевские температуры некоторых веществ

Вещество	Θ , К
Алюминий	419
Медь	335
Железо	462
Цинк	100

Электронная теплоемкость

В типичном металле каждый атом отдает один электрон в пользу общего «электронного газа», поэтому в одном моле металла находится N_0 свободных электронов. Следовательно, молярная теплоемкость электронов должна составлять $C_{Ve} = (\partial U / \partial T)_V = 3R/2$ и общая теплоемкость металла должна равняться $C_V \sim 3R + 3R/2 = 9R/2$.

В действительности же, $C_V \sim 3R$ при высоких температурах, откуда мы заключаем, что свободные электроны на самом деле не влияют на теплоемкость. Причина этого лежит в квантовых свойствах электронов в твердом теле. Газ электронов подчиняется принципу Паули, согласно которому две тождественные частицы с полуцелым спином (а у электронов спин равен $1/2$) не могут одновременно находиться в одном состоянии. При низких температурах электроны занимают все энергетические состояния от нуля до некоторой энергии ϵ_F , называемой энергией Ферми, а все состояния выше пусты.

В табл. 2 даны энергии Ферми для некоторых металлов.

Таблица 2. Энергия Ферми некоторых металлов

Металл	ϵ_F , эВ	Металл	ϵ_F , эВ ¹
Цезий Cs	1,53	Золото Au	5,54
Натрий Na	3,12	Медь Cu	7,04
Литий Li	4,72	Цинк Zn	11,0
Серебро Ag	5,51	Алюминий Al	11,8

Так как энергии Ферми для металлов обычно составляют несколько электрон-вольт, то средние энергии электронов в металлах при 0 К имеют тот же порядок величины. Напомним, что температура частицы, энергия которой 1 эВ, равна 11600 К.

Если нагреть твердое тело, то только те электроны приобретут дополнительную энергию, которые отстоят по энергии от уровня Ферми на величину, лежащую примерно в пределах kT .

Электроны меньшей энергии не могут больше поглощать энергию, так как состояния над ними уже заполнены и невероятно, чтобы электрон с энергией (скажем, на 0,5 эВ ниже ϵ_F) мог перескочить через лежащие выше заполненные состояния в ближайшее свободное состояние, если энергия kT при комнатной температуре составляет всего 0,025 эВ.

¹ 1 эВ = $1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж.

При комнатной температуре величина kT/ε_F для металлов, перечисленных в табл. 2, лежит в пределах от 0,016 для цезия до 0,0021 для алюминия, поэтому коэффициент перед R несравненно меньше классического, равного $3/2$. Преобладание теплоемкости решетки C_V над электронной теплоемкостью проявляется в широком диапазоне температур. Однако при очень низких температурах C_{Ve} становится важной, так как C_V пропорциональна T^3 , когда $T \ll \theta$, в то время как C_{Ve} пропорциональна T . При очень высоких температурах C_V выходит на постоянный уровень $\sim 3R$, но C_{Ve} продолжает расти и вклад C_{Ve} в общую теплоемкость может стать ощутимым. Однако, задолго до того, как начинает выполняться условие $C_{Ve} > C_V$, наступает плавление.

Описание экспериментальной установки

Общий вид установки представлен на рис.2.

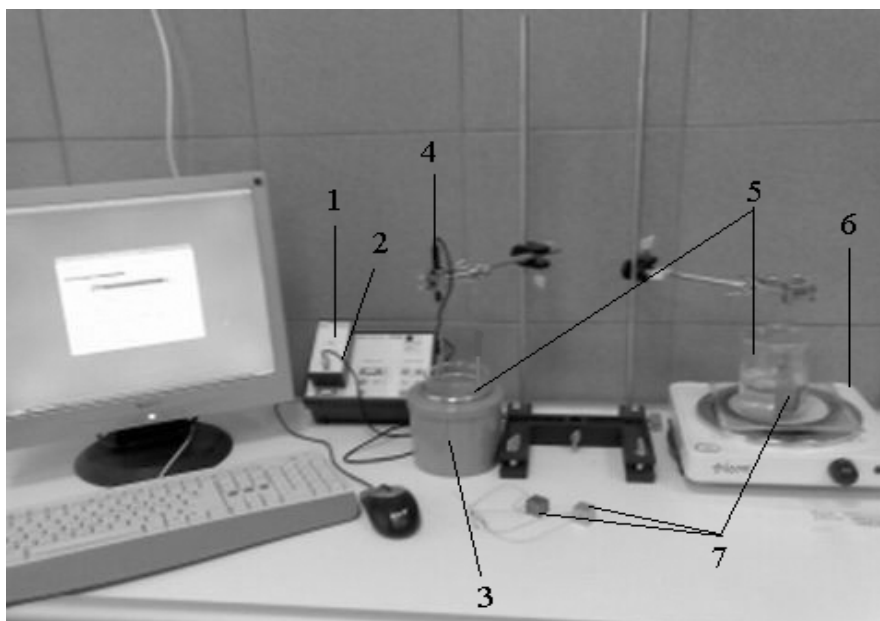


Рис. 2. Общий вид установки.

1-Электронный блок; 2-кабель термометр-термопара; 3-корпус калориметра; 4-термометр-термопара; 5-стеклянные емкости; 6-электроплитка; 7-металлические образцы.

Калориметр 4 заполняется водой известной массы и температуры. Металлические образцы 7 нагревают в кипящей воде. Они подвешиваются на толстой нити, чтобы их легко было достать из воды и не обжечься. Температуру в калориметре измеряют с помощью термометра-термопары 4, а результаты измерений вводятся в компьютер с помощью электронного блока «Собра 3». Нагретые образцы помещают в калориметр, заполненный водой при комнатной температуре. Теплоемкость образца определяется по повышению температуры воды.

Таблица 3. Технические данные приборов и измерительных устройств.

№№ п/п	Название прибора	Пределы измерений	Число делений	Цена деления	Класс точности	Абсолютная приборная погрешность
--------	------------------	-------------------	---------------	--------------	----------------	----------------------------------

1	Измеритель температуры					
2	Стеклоанная емкость с делениями для определения объема (массы) воды					
3	Весы для определения массы образцов					

Порядок выполнения работы

При выполнении работы необходимо строго соблюдать правила техники безопасности и охраны труда, установленные на рабочем месте студента в лаборатории. К работе с установкой допускаются лица, ознакомленные с ее устройством и принципом действия.

Внимание. В данной работе используется кипящая вода. Следует проявлять особую осторожность при обращении с ней.

Заполните стеклянную емкость 200 г водой (m_1) при комнатной температуре и вставьте ее в корпус калориметра. Подсоедините кабель термометра-термопары с портом модуля Cobra3. Привяжите к каждой металлической призме нитку.

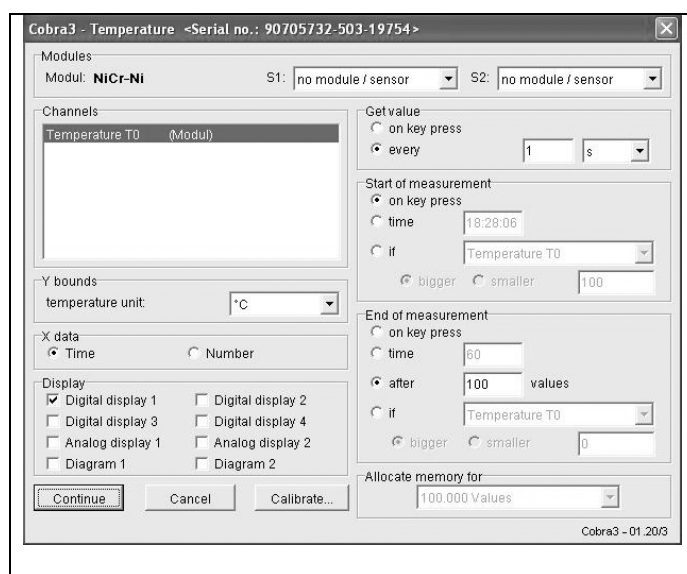


Рис. 3. Окно «Cobra3»

Заполните вторую стеклянную емкость более чем на половину водой и поставьте на электрическую плитку. Поворотом тумблера расположенного на ее передней панели включите ее. Опустите в воду два вида призм, которые указаны в индивидуальном задании, используя универсальный

зажим, чтобы избежать касания металлические образцов дна и стенок сосуда.

Включите компьютер. Нажмите на его рабочем столе иконку (желтая буква m) «Cobra 3». Выберите установки в открывшемся окне согласно рис. 3.

Доведите воду с металлическими образцами до кипения. Поместите термометр-термопару в кипящую воду для калибровки.

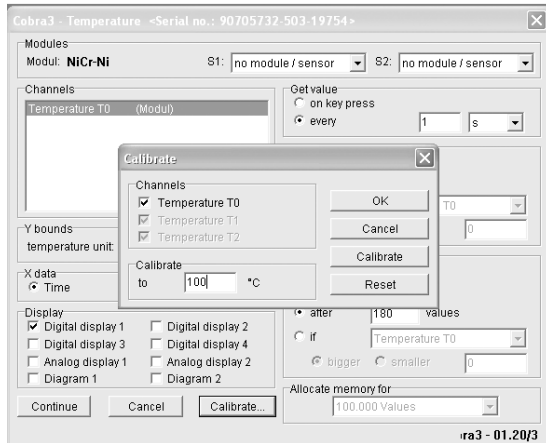


Рис. 4. Параметры измерения

Для калибровки нажмите кнопку «**Calibrate**». В появившемся окне нажмите кнопку «**OK**». Появится новое окно (рис.4.). В нем выставите 100°C, подождите 30 секунд и нажмите кнопку «**OK**». Окно калибровки исчезнет, а термометр-термопара будет откалиброван. После этого поместите термометр-термопару в калориметр. Нажмите в окне «Cobra 3» кнопку «**Continue**». Откроется окно, показанное на рис. 5. Цифры показывают температуру воды в калориметре.

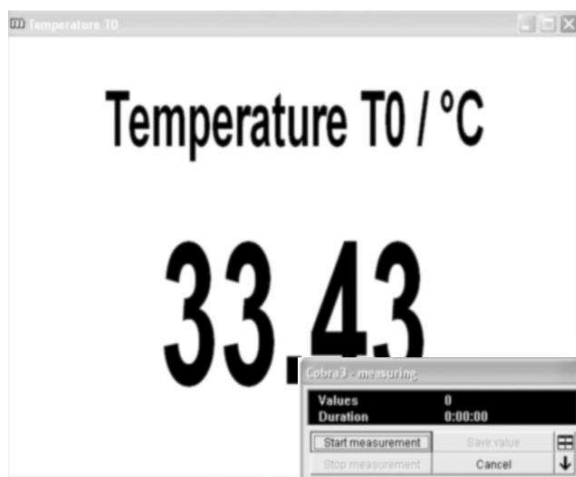


Рис. 5. Начало измерения

Возьмите один металлический образец из кипящей воды. Дайте стечь с него воде и быстро, поместите его в калориметр. Подождите приблизительно 5 секунд и нажатие кнопки «**Start measurement**». (В окне, показанном в нижней части рис. 5.) После этого изменение температуры будет

запоминаться компьютером. Приблизительно через 60-100 секунд нажмите кнопку «**Stop measurement**» и на экране компьютера будет показана зависимость температуры от времени (рис.6 а, б, в). Повторите процедуру для другого металлического образца. Перед выполнением каждого нового измерения, меняйте воду в калориметре на новую.

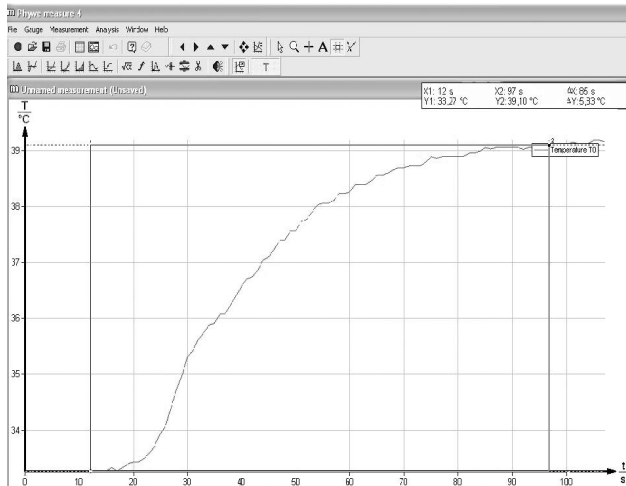


Рис. 6а. Изменение температуры в калориметре с 200-ми граммами воды (при комнатной температуре) при помещение в него 180-граммового латунного образца нагретого до 100° С.

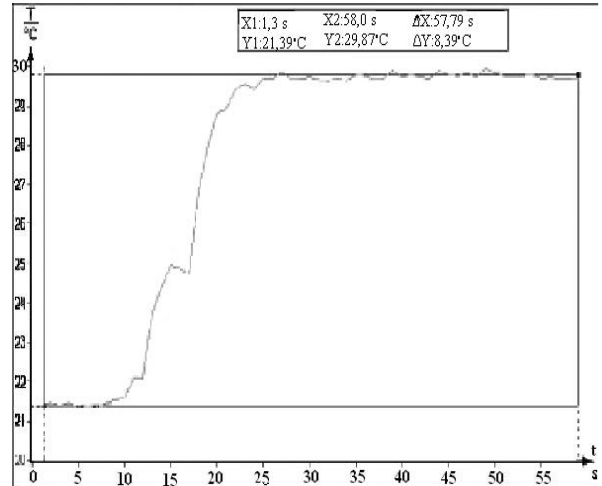


Рис. 6б. Изменение температуры в калориметре с 200-ми граммами воды (при комнатной температуре) при помещение в него 120-граммового алюминиевого образца нагретого до 100° С.

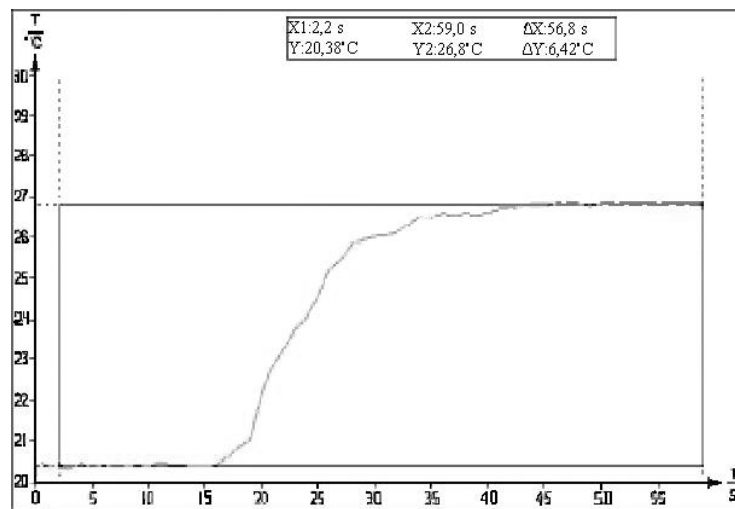


Рис. 6в. Изменение температуры в калориметре с 200-ми граммами воды (при комнатной температуре) при помещение в него 180-граммового железного образца нагретого до 100° С.

Обработка результатов измерений

Удельную теплоемкость твердого тела можно определить из следующего соотношения:

$$C_V = \Delta Q / (\Delta T \cdot m),$$

где ΔQ – количество теплоты, поглощенное образцом при его нагревании на ΔT градусов, m – масса образца.

Если известно, в каком температурном диапазоне будут проводиться измерения, то можно в этом диапазоне найти теплоемкость калориметра. Затем, когда будем производить измерения с заполненным калориметром, будем знать, какая часть из общего тепла идет на нагрев собственно калориметра, а какая – на нагрев воды и металлического образца.

В данной работе использован следующий принцип измерения удельной теплоемкости. В калориметр заливается определенная масса воды при комнатной температуре T_1 . Затем в нее помещается нагретый до температуры T_2 ($\sim 100^\circ \text{C}$) образец, теплоемкость которого мы хотим узнать. В результате температура в калориметре примет значение T . Можно составить уравнение энергетического баланса:

$$Q_{\text{обр1}} + Q_{\text{воды1}} + Q_{\text{кал1}} = Q_{\text{обр2}} + Q_{\text{воды2}} + Q_{\text{кал2}}$$

$$Q = C_{\text{в}}mT$$

$$c_i m_i T_2 + c_{\text{в}} m_{\text{в}} T_1 + C T_1 = c_i m_i T + c_{\text{в}} m_{\text{в}} T + C T$$

Тогда теплоемкость калориметра можно определить по формуле:

$$C = \frac{c_i m_i (T_2 - T) + c_{\text{в}} m_{\text{в}} (T_1 - T)}{T - T_1} \quad (19)$$

Для нахождения удельной теплоемкости материала образца получим следующее выражение:

$$c_i = \frac{(c_{\text{в}} m_{\text{в}} + C)(T - T_1)}{m_i (T_2 - T)} \quad (20)$$

где $c_{\text{в}} = 4.19 \text{ Дж/кг}\cdot\text{К}$ – удельная теплоемкость воды, $m_{\text{в}} = 0,200 \text{ кг}$ – масса воды, m_i – масса образцов алюминиевого $m_1 = 0,120 \text{ кг}$, железного $m_2 = 0,180 \text{ кг}$, латунного $m_3 = 0,180 \text{ кг}$; соответственно c_i – удельная теплоемкость алюминия (c_1), железа (c_2) или латуни (c_3). При вычислении теплоемкости калориметра по формуле (19) используют, известные из литературы значения удельной теплоемкости металла из таблицы 4. При вычислении удельной теплоемкости металла по формуле (20) для повышения точности

измерений используют значение теплоемкости калориметра $C = 80$ Дж/К. (Сравните с полученным значением C из эксперимента.)

Выбирают соответствующий масштаб для температурной оси, приспособив «варианты показа» («display options») в меню «измерения» («measurement»). Увеличив график до полного экрана, измеряют и используют функцию «измерить» («measure»), чтобы определить температуру начала T_1 и T температуры смеси с помощью линий курсора (Рис. 6.а.).

Результаты всех измерений и вычислений записываются в табл. 4.

Табл. 4. Результаты измерений и вычислений

	Алюминий	Железо	Латунь
T_1 (°C)			
T (°C)			
$T - T_1$ (K)			
$T_2 - T$ (K)			
c_i (Дж/кг·К) (из литературы)	910	450	380
c_{im} (Дж/кг·К) (измеренная)			
C_m (Дж/(моль·К) (измеренная)			

Величина молярной теплоемкости следующая из закона Дюлонга и Пти $C_m = 24.93$ Дж/(моль·К).

Погрешности измерений. Погрешность измерения массы составляет 0,005 кг, погрешность измерения температуры составляет $0,1^\circ$ С. Кроме приборных погрешностей есть погрешности, возникающие в результате проведения эксперимента. Реальная температура металлического образца при помещении его в воду в калориметре отличается от температуры кипения воды, принимаемой за 100 С. Когда образец извлекается из кипятка, его температура начинает уменьшаться за счет излучения, за счет конвекции и за счет испарения остатков воды с его поверхности. Рассчитать точно эти потери затруднительно. Поэтому изменение температуры можно оценить из модельного эксперимента, который дал понижение температуры за 2 минуты на 10° С. В среднем образец можно перенести из кипятка в калориметр за 15-20

с. Т.е. относительная погрешность измерения составит 2%. Чем дальше идет перенос образца из кипятка в калориметр, тем больше будет эта погрешность.

Итак, относительная погрешность измерения ε будет:

$$\varepsilon = \frac{\Delta C}{C} = \sqrt{\left(\frac{\Delta m}{m}\right)^2 + 3\left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2 + \left(\frac{1,5}{80}\right)^2}$$

Полученное значение теплоемкости будет $C = C_m \pm \Delta C$

Библиографический список

а) основной

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 3. — М.: Астрель, 2001 - с. 27-29; 56-65.
2. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 5. — М.: Астрель, 2001 - с. 181-193; 200-208; 224-229.

б) дополнительный

3. Капуткин Д.Е. Шустиков А.Г. Физика. Обработка результатов измерений при выполнении лабораторных работ: Учеб. Пособие М.: МИСиС. 2007. 108 с.

Контрольные вопросы

1. Что такое теплоемкость вещества?
2. Чему равна теплоемкость металлов согласно классической теории?
3. О чем гласит закон Дюлонга и Пти?
4. Из чего, в основном, складывается внутренняя энергия твердого тела?
5. Что такое температура Дебая?
6. Как через температуру Дебая определяется граница применимости квантовой статистики и классической?
7. Почему в данной работе можно не учитывать электронную теплоемкость металлов при вычислении их теплоемкости?

Индивидуальные задания

Задание 1

1. Сформулируйте основные положения, из которых получается классическое определение теплоемкости твердых тел. Оцените из классических представлений вклад в общую теплоемкость твердого тела теплоемкости электронов проводимости.

2. Определить теплоемкость калориметра с помощью алюминиевых образцов известной теплоемкости.

3. Определите удельную теплоемкость железного образца и сравните полученный результат с законом Дюлонга и Пти. Обсудите причины расхождения полученных результатов.

Задание 2

1. Сформулируйте основные положения, на которых строится вывод теплоемкости твердого тела в теории Дебая. Покажите, что при высоких температурах она приводит к классическому результату.

2. Определите теплоемкость калориметра с помощью алюминиевых образцов известной теплоемкости.

3. Определите удельную теплоемкость латунного образца и сравните полученный результат с законом Дюлонга и Пти. Обсудите причины расхождения полученных результатов.

Задание 3

1. Сформулируйте основные положения квантовой теории электронной теплоемкости в твердых телах. Дайте сравнение значениям теплоемкости электронов следующим из классической теории и квантовой.

2. Определить теплоемкость калориметра с помощью железных образцов известной теплоемкости.

3. Определите удельной теплоемкости алюминиевого образца и сравните полученный результат с законом Дюлонга и Пти. Обсудите причины расхождения полученных результатов.

Задание 4

1. При каких условиях можно применять закон Дюлонга и Пти.
2. Определить теплоемкость калориметра с помощью железных образцов известной теплоемкости.
3. Определите удельной теплоемкости латунного образца и сравните полученный результат с законом Дюлонга и Пти. Обсудите причины расхождения полученных результатов.