

Московский государственный технический университет  
им. Н.Э. Баумана  
Н.А. Гладков, О.С. Литвинов

## ИЗУЧЕНИЕ ЭНТРОПИИ ТВЕРДОГО ТЕЛА НА ПРИМЕРЕ НАГРЕВАНИЯ И ПЛАВЛЕНИЯ ОЛОВА

*Методические указания к лабораторной работе МТ-5  
по курсу общей физики*  
Под редакцией М.А. Яковлева  
Москва, 2006

Изложена теория перехода вещества из одного агрегатного состояния в другое. Изучено изменение энтропии, сопровождающее эти переходы. На примере олова экспериментально исследовано изменение энтропии, сопровождающее нагревание вещества и его плавление. Для студентов 1-го курса МГТУ им. Н.Э. Баумана.

**Цель работы** - определение изменения энтропии при фазовом переходе первого рода на примере плавления олова.

### 1. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

В природе вещества существуют в различных состояниях: твердом, жидком, газообразном, а также в виде ионизованных атомов и молекул, или, в более общем случае, в виде среды заряженных частиц (например, электронов), называемой плазмой. В физике перечисленные выше состояния называют агрегатными состояниями вещества. При определенных внешних воздействиях, например при нагревании, или при некоторых внутренних процессах (протекании химических или биологических реакций) вещество может переходить из одного агрегатного состояния в другое. Процесс перехода из одного агрегатного состояния в другое сопровождается изменением структуры расположения атомов и молекул вещества, взаимодействием между ними, определяющими прочность вещества и другие физико-химические параметры. В результате перехода может выделяться или поглощаться теплота, как это имеет место, например, при таянии льда, испарении воды при ее переходе из твердого состояния в жидкое и соответственно из жидкого в газообразное. Вот почему во время перехода из одного агрегатного состояния в другое вещество может находиться одновременно в двух состояниях. Впрочем, не исключаются ситуации, когда при переходах возможно существование вещества одновременно не в двух агрегатных состояниях, а в трех. Поэтому обычно говорят о фазе состояния вещества, понимая под этим макроскопически однородную часть вещества, находящуюся в определенном агрегатном состоянии и отделенную от других частей границей раздела.

Примером двухфазной системы является содержащаяся в закрытом сосуде вода, над поверхностью которой находится некоторое количество воздуха и водяных паров. Если же в сосуде одновременно в воде плавают кусочки льда, рассматриваемая система является трехфазной.

Когда вещество существует одновременно в нескольких фазах, имеет место динамическое равновесие между этими фазами в том смысле, что скорости превращения одной фазы в другую и обратно равны друг другу. Для рассматриваемого выше примера воды, находящейся в закрытом сосуде, это означает, что число молекул воды, пересекающих границу раздела между водой и воздухом, равно числу молекул водяного пара, пересекающих границу в обратном направлении.

При нарушении условий равновесия, например при подводе теплоты от внешнего источника, преобладающим становится процесс испарения молекул воды, в результате которого количество воды в закрытом сосуде будет уменьшаться.

Переходы из одного агрегатного состояния в другое называют фазовыми переходами первого рода. Однако существуют фазовые переходы, при которых не происходит изменения

агрегатного состояния вещества. В результате такого рода фазовых переходов одновременно могут сосуществовать две фазы, отличающиеся, например, модификациями кристаллической решетки. Явление возможного сосуществования твердого вещества в различных модификациях называют полиморфизмом. Состояния вещества с различными кристаллическими модификациями могут переходить друг в друга в результате полиморфных превращений. Примерами полиморфных превращений являются переход жидкого гелия I в гелий II и обратно при низких температурах, переход веществ в сверхпроводящее состояние, переход ферромагнетиков в парамагнетики при температуре выше точки Кюри и др. Такие фазовые переходы называют фазовыми переходами второго рода. Изучение их более сложно, чем изучение фазовых переходов первого рода.

В связи с изучением в данной лабораторной работе изменения энтропии олова будет интересным указать, что олову также присущ полиморфизм. Олово существует в двух модификациях: обычное, или белое, олово и порошкообразное серое олово. При температуре выше  $18^{\circ}\text{C}$  устойчивой модификацией является белое олово, а при температуре меньше  $18^{\circ}\text{C}$  - серое олово. После сильного мороза при потеплении предметы, изготовленные из белого олова, могут в результате полиморфного превращения перейти в серое, при наличии зародышей альтернативной кристаллической модификации. В обычных условиях зародышей серого олова в белом олове нет. Однако в условиях достаточно низких температур зародыши серого олова начинают самопроизвольно появляться в белом. С ростом температуры, например в результате потепления, скорость перехода серого олова в белое начинает возрастать и достигает своего максимального значения при  $0^{\circ}\text{C}$ , из-за чего оловянный слиток может рассыпаться в порошок. Это явление получило название «оловянной чумы».

В истории человечества известны случаи, когда «оловянная чума» приводила к трагикомическим, а иногда и к трагическим последствиям.

Так, после одной из суровых зим в конце XIX в. в Петербурге на складе военной амуниции, где хранился запас оловянных солдатских пуговиц, после потепления несколько пуговиц потемнело. В этих пуговицах в результате полиморфного превращения начали появляться зародыши серого олова. «Зараженные» пуговицы передавали «заболевание» соседним, и через несколько дней весь запас пуговиц превратился в кучу серого порошка!

История с трагическим концом произошла в прошлом веке с антарктической экспедицией Р. Скотта (1868-1912), когда из-за «оловянной чумы» произошло разрушение оловянной тары с горючим. Достигнув Южного полюса, полярники не смогли вернуться на базу и погибли!

Фазовый переход первого рода представляет собой изменение состояния вещества, сопровождающееся поглощением или выделением некоторого количества скрытой теплоты и изменением удельного объема вещества. С точки зрения молекулярно кинетической теории выделение или поглощение тепловой энергии связано с изменением состояния движения атомов и молекул вещества в результате фазового перехода первого рода. Так, для плавления вещества, в результате которого оно перейдет из кристаллической в жидкую фазу, требуется некоторое количество теплоты, расходуемой на разрушение кристалла, т. е. ослабление межатомных связей и, в конечном счете, увеличение кинетической энергии атомов вещества, переходящего в жидкую фазу. При обратном процессе отвердевания или кристаллизации вещества и его переходе из жидкой фазы в твердую, кинетическая энергия теплового движения атомов в жидкости уменьшается и, в результате, выделяется теплота, называемая скрытой теплотой плавления вещества.

При фазовом переходе первого рода температура самого вещества остается постоянной в процессе перехода и зависит от давления.

Для того чтобы расплавить некоторую массу  $m$  вещества, находящуюся уже при температуре плавления  $T_{\text{пл}}$ , необходимо затратить количество теплоты

$$Q_{\text{пл}} = \lambda m \quad (1)$$

где  $\lambda$  - удельная теплота плавления данного вещества.

Одним из параметров, определяющих состояние вещества в различных фазах: твердой, жидкой или газообразной, - является энтропия. С помощью энтропии можно оценить степень упорядоченности структуры вещества [1]. Чем больше упорядоченность структуры

вещества, т. е. чем меньше хаотичность движения составляющих его частей, тем меньше энтропия. Упорядоченность твердого кристаллического вещества, имеющего строгую периодическую структуру расположения атомов и ионов в узлах кристаллической решетки, больше, чем упорядоченность этого же вещества в жидком состоянии; соответственно, энтропия вещества в жидком состоянии будет больше, чем энтропия этого вещества в твердом состоянии.

Энтропия  $S$  впервые была использована в физике в качестве функции состояния термодинамической системы (ТС) [1]; дифференциал ее  $dS$  при обратимом процессе определяется отношением количества теплоты  $\delta Q$ , сообщенного системе, к абсолютной температуре  $T$  системы, при которой эта теплота была получена:

$$dS = \delta Q/T. \quad (2)$$

Выражение (2) определяет энтропию как приведенную теплоту. В самом деле, изменение энтропии численно равно количеству теплоты, приходящемуся на единицу изменения температуры ТС.

Рассмотрим конечное изменение энтропии  $\Delta S_{12}$  ТС при ее переходе из некоторого начального состояния 1 в конечное состояние 2, осуществляемое с помощью некоторого процесса, в течение которого может изменяться давление в ТС, ее температура, объем, а также подводиться или отводиться теплота. Предположим, что изменения перечисленных параметров системы протекают достаточно медленно, так что ее переход из начального состояния в конечное можно представить в виде последовательной смены равновесных состояний, в течение каждого из которых температура системы не меняется. Конечно, температура следующего состояния может отличаться от температуры предыдущего, а может и не отличаться - это зависит от характера процесса. Так, температура не изменяется, при изотермическом процессе, а при адиабатическом процессе изменяется. В таком случае, интегрируя выражение (2), можно рассчитать конечное изменение энтропии  $\Delta S_{12}$  при переходе ТС из состояния 1 в состояние 2 по формуле

$$\Delta S_{12} = \int_1^2 dS = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T}. \quad (3)$$

Рассмотрим обратный переход ТС из состояния 2 в состояние 1. С помощью приведенных выше рассуждений найдем соответствующее этому переходу изменение энтропии  $\Delta S_{21}$ :

$$\Delta S_{21} = \int_2^1 dS = \int_2^1 \frac{\delta Q}{T}. \quad (3a)$$

Два последовательных процесса перехода: из состояния 1 в состояние 2 и обратно вместе представляют собой циклический процесс. В термодинамике доказывается, что для циклического процесса выполняется неравенство Клаузиуса.

$$\oint_{1 \rightarrow 2 \rightarrow 1} \frac{\delta Q}{T} \leq 0, \quad (4)$$

в соответствии с которым сумма приведенных количеств теплоты в замкнутом цикле не может быть больше нуля.

Для обратимых циклических процессов нестрогое неравенство (4) переходит в равенство

$$\oint_{1 \rightarrow 2 \rightarrow 1} \frac{\delta Q}{T} = 0. \quad (4a)$$

Оно показывает, что если рассматриваемый выше циклический процесс обратим, то изменение энтропии системы  $\Delta S$  в этом цикле равно нулю:

$$\Delta S = \Delta S_{12} + \Delta S_{21} = 0. \quad (4б)$$

Итак, изменение энтропии ТС в ходе циклической смены ее состояний позволяет различать обратимые и необратимые процессы.

Дифференциальное соотношение (2) и следующее из него интегральное выражение

(3) используются в физике для определения термодинамической энтропии. Оба эти соотношения позволяют утверждать, что для обратимых процессов изменение энтропии ТС между двумя последовательными бесконечно мало отличающимися друг от друга состояниями системы не зависит от того, с помощью каких процессов осуществляется переход в эти состояния. На математическом языке данное свойство изменения энтропии системы означает, что бесконечно малое приращение энтропии в этом случае является полным дифференциалом

$$dS = \lim_{1 \rightarrow 2} \Delta S_{12}.$$

Понятие необратимости процесса изменения состояния системы имеет статистический смысл и связано со вторым законом термодинамики. В качестве иллюстрации его рассмотрим сосуд, разделенный перегородкой на две равные части, в одной из которых находится газ, а в другой газа нет. Если убрать перегородку, то газ распределится поровну между двумя частями сосуда так, что вероятности нахождения любой из молекул в каждом из этих объемов будут одинаковы. Необходимо заметить, что самопроизвольный переход всех молекул газа в одну из этих равных частей сосуда имеет чрезвычайно малую вероятность, тем меньшую, чем больше молекул газа находится в сосуде.

Назовем состояние, при котором каждая молекула газа может находиться в любой из частей сосуда с одинаковой вероятностью, равновесным. В момент устранения перегородки газ переходит из равновесного состояния в неравновесное. В итоге, когда газ занимает обе части сосуда, его состояние вновь становится равновесным. После этого переход всех молекул газа в одну из частей сосуда возможен только в случае внешнего воздействия на газ, например с помощью поршня.

В этом и есть смысл второго начала термодинамики, согласно которому ТС самопроизвольно переходит из неравновесного состояния в равновесное, а обратный процесс возможен только при внешних воздействиях на систему.

Таким образом, можно считать процесс необратимым, если вероятность его протекания в обратном направлении во много раз меньше вероятности протекания в прямом направлении.

Направление самопроизвольного протекания процесса определяет изменение энтропии. Так, наиболее вероятному равновесному состоянию ТС соответствует максимальное значение энтропии по сравнению со значением неравновесного.

Для того чтобы проиллюстрировать эту идею, рассмотрим сосуд объемом  $V_0$ , внутри которого находится  $N$  молекул идеального газа. Далее будем использовать геометрическую интерпретацию вероятности. Поскольку «сбор» всех молекул в объеме  $V$  представляет собой совокупность независимых событий, каждое из которых определяется состоянием движения той или иной молекулы в объеме  $V$ , то вероятность обнаружить все молекулы в объеме  $V$  будет равна произведению вероятностей попадания каждой молекулы в этот объем.

Вероятность  $P(N)$  обнаружить все  $N$  молекул в некотором объеме  $V < V_0$  равна:

$$P(N) = \left( \frac{V}{V_0} \right)^N. \quad (5)$$

Если молекулы могут находиться в объемах  $V_1$  и  $V_2$  то, очевидно, отношение вероятностей того, что молекулы можно найти в указанных объемах, определится выражением

$$\frac{P_2}{P_1} = \left( \frac{V_2}{V_1} \right)^N. \quad (5a)$$

Пусть переход газа из состояния с объемом  $V_1$  к состоянию с объемом  $V_2$  происходит при изотермическом процессе, для которого количество сообщенной теплоты  $\delta Q$  равно совершенной газом работе  $\delta A$ :

$$\delta Q = \delta A = \frac{M}{\mu} \frac{RT}{V} dV, \quad (6)$$

где  $M$  - масса газа;  $\mu$  - молярная масса газа;  $R$  - универсальная газовая постоянная.

С помощью выражения (3) находим изменение энтропии  $\Delta S$  при переходе газа из состояния с объемом  $V_1$  к состоянию с объемом  $V_2$ :

$$\Delta S = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} = \frac{MR}{\mu} \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = k \ln \left( \frac{V_2}{V_1} \right)^N. \quad (6a)$$

где  $k=1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К - постоянная Больцмана.

Учитывая выражение (5a), получаем искомое выражение для изменения энтропии

$$\Delta S = k \ln \left( \frac{V_2}{V_1} \right)^N. \quad (6b)$$

Отсюда следует, что при переходе ТС в состояние, которому свойственна большая вероятность, ее энтропия увеличивается!

Для расчета вероятности нахождения термодинамической системы в том или ином состоянии используют понятие статистического веса состояния  $G$ . По определению М.Планка, статистический вес состояния ТС равен количеству микросостояний, с помощью которых может быть реализовано данное состояние. Очевидно, статистический вес состояния  $G$  термодинамической системы пропорционален вероятности  $P$  нахождения термодинамической системы в этом состоянии.

Тогда из формулы (6b) следует выражение, определяющее значение статистической энтропии:

$$\Delta S = k \ln G. \quad (7)$$

Статистическая энтропия, определяемая выражением (7), дает однозначное определение энтропии системы, согласующееся с третьим началом термодинамики, и пригодно для расчета энтропии неравновесных систем.

В качестве примера рассчитаем статистический вес системы  $N$  одинаковых частиц, которые могут находиться в  $K$  дискретных состояниях, так что в каждом из состояний имеется соответственно  $N_1, N_2, \dots, N_K$  частиц. Тогда для расчета статистического веса состояния термодинамической системы, состоящей из  $N = N_1 + N_2 + \dots + N_K$  частиц, надо рассчитать число различных способов, с помощью которых эти частицы могут быть размещены по  $K$  состояниям. Число всевозможных перестановок  $Tr_N$  среди  $N$  одинаковых частиц определяется известной из комбинаторики формулой

$$Tr_N = N! = N \cdot (N-1) \cdot (N-2) \cdot \dots \cdot 2 \cdot 1.$$

Из этого числа размещений необходимо исключить одинаковые, отличающиеся друг от друга лишь порядком следования частиц, находящиеся в одном каком-то конкретном состоянии. Из  $N_1$  частиц, находящихся в первом состоянии, число одинаковых размещений равно числу всевозможных перестановок  $Tr_1$  среди  $N_1$ :

$$Tr_1 = N_1!$$

Рассуждая аналогичным образом, получим, что число одинаковых размещений частиц во втором состоянии  $Tr_2 = N_2!$ , в третьем –  $Tr_3 = N_3!$  и, наконец в  $K$ -м –  $Tr_K = N_K!$  Исключив одинаковые состояния макросистемы, состоящей из  $N$  одинаковых частиц, каждая из которых может находиться в одном из  $K$  дискретных состояний, получим искомую величину статистического веса:

$$G = \frac{N!}{N_1! N_2! \dots N_K!}. \quad (7a)$$

В частном случае, когда все частицы находятся в одном состоянии, статистический вес системы  $G=1$ , а статистическая энтропия принимает минимально возможное значение  $S=0$ .

Процесс плавления вещества как фазовый процесс первого рода протекает при постоянной температуре  $T = T_{пл}$ . По этой причине процесс плавления вещества относится к классу изотермических. Из формулы (3) найдем изменение энтропии  $\Delta S_{пл}$  при плавлении вещества:

$$\Delta S_{пл} = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T_{пл}} = \frac{Q}{T_{пл}}. \quad (8)$$

Для того чтобы расплавить вещество, находящееся в начальном состоянии при температуре  $T_0$ , отличающейся от температуры плавления  $T_{пл}$ , его нужно нагреть, сообщая при этом веществу некоторое количество теплоты  $Q_0$ . Как известно, для изменения температуры вещества на  $dT$  ему нужно сообщить некоторое количество теплоты  $\delta Q$ , определяемое из выражения

$$\delta Q = c \cdot m \cdot dT \quad (9)$$

где  $c$  - удельная теплоемкость вещества.

С помощью выражения (9) найдем изменение энтропии  $\Delta S_0$  вещества в процессе изменения температуры вещества на величину  $\Delta T = T_{пл} - T_0$  из формулы (3):

$$\Delta S_0 = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} = cm \int_{T_0}^{T_{пл}} \frac{dT}{T} = cm \ln \left( \frac{T_{пл}}{T_0} \right). \quad (10)$$

Из определения энтропии следует, что в процессе нагрева вещества и его плавления изменение энтропии  $\Delta S$  вещества равно сумме изменений энтропии при нагреве и плавлении:

$$\Delta S = \Delta S_0 + \Delta S_{пл} = cm \ln \left( \frac{T_{пл}}{T_0} \right) + \frac{Q}{T_{пл}}. \quad (11)$$

Выражение (11) может быть использовано для экспериментального определения изменения энтропии олова при его нагревании и плавлении после измерения температур  $T_0$  и  $T_{пл}$ .

В заключение рассмотрим способ определения теплоемкости олова. В 1819 г. физики Дюлонг (1795-1838) и Пти (1791-1820) установили эмпирическое правило для расчета теплоемкостей любых твердых тел, в соответствии с которым произведение удельной теплоемкости химического элемента и его молярной массы приблизительно одинаково для всех твердых тел и равно  $3R \approx 24,9 \text{ Дж}/(\text{К} \cdot \text{моль})$ . Для того чтобы в этом убедиться, необходимо вспомнить, что одной из форм существования твердых тел является кристаллическая. В кристаллах металлов атомы располагаются в узлах кристаллической решетки и совершают тепловые колебания. Полагая амплитуду тепловых колебаний атомов достаточно малой, можно считать эти колебания гармоническими. При гармонических колебаниях энергия колебаний  $\epsilon_{\text{кол}}$  складывается из кинетической  $\epsilon_{\text{кин}}$  и потенциальной  $\epsilon_{\text{пот}}$ , значение каждой из которых равно  $0,5kT$ , и, таким образом,

$$\epsilon_{\text{кол}} = \epsilon_{\text{кин}} + \epsilon_{\text{пот}} = kT.$$

Если учесть, что каждый из атомов обладает тремя колебательными степенями свободы, то средняя колебательная энергия атома

$$\epsilon_{\text{кол, ат}} = 3kT.$$

Принимая во внимание это соотношение, можно найти среднюю колебательную энергию одного моля вещества

$$\epsilon_{\mu} = N_{av} kT = 3RT.$$

где  $N_{av} = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$  - число Авогадро.

С учетом теплового характера колебаний атомов в узлах кристаллической решетки, найденная величина средней колебательной энергии атомов представляет собой внутреннюю энергию  $U_{\mu}$  одного моля атомов рассматриваемого вещества. Найдем внутреннюю энергию  $U_{e0}$  единицы массы вещества (в системе СИ - это 1 кг):

$$U_{e0} = 3RT/\mu,$$

где  $\mu$  - молярная масса рассматриваемого вещества.

Для твердого вещества при изменении температуры можно пренебречь изменением его объема. По этой причине теплоемкость единицы массы твердого вещества (удельную теплоемкость) можно рассчитать по формуле

$$c = \delta Q_{e0}/dT = dU_{e0}/dT = 3R/\mu,$$

где  $Q_{ed}$  - теплота, передаваемая единице объема рассматриваемого вещества.

Отсюда следует сформулированное выше правило Дюлонга-Пти для расчета удельной теплоемкости атомов твердого вещества.

Используемая в выражении (11) удельная теплоемкость олова, рассчитанная согласно закону Дюлонга - Пти, равна

$$c = 3R/\mu_{\text{ол.}}$$

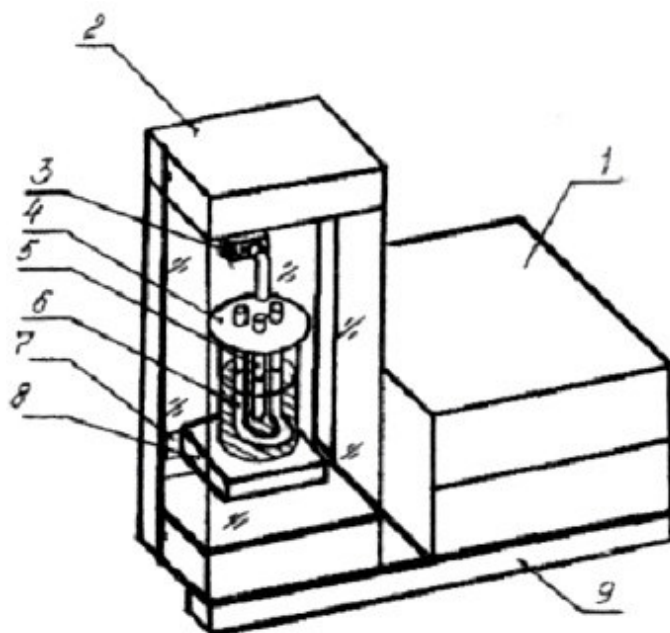
При подстановке в это выражение значений молярной массы олова  $\mu_{\text{ол}} = 119 \cdot 10^{-3}$  кг/моль и постоянной  $R = 8,31$  Дж/К получим

$$c = 210 \text{ Дж/кг.}$$

Это значение согласуется со значением теплоемкости олова, полученным опытным путем.

### ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

**Экспериментальная установка.** Для измерения изменения энтропии вещества при его плавлении используют экспериментальную установку ФПТ1-11, общий вид которой представлен на рисунке.



Установка ФПТ1-11

1 - блок приборов контроля и управления нагревом вещества; 2 - блок приборов для измерения температуры вещества; 3 - разъем; 4 - тигель с исследуемым материалом; 5 - датчик температуры; 6 - нагреватель; 7 - цифровой контроллер для измерения температуры; 8 - кронштейн; 9 - стойка

В качестве исследуемого вещества выбрано олово. Нагревание олова происходит в тигле 4 с помощью электрического нагревателя 6, источник питания которого располагается в блоке приборов контроля и управления нагревом вещества 1. Температура олова измеряется цифровым термометром 7, соединенным с датчиком температуры 5. В состав установки входит секундомер, запускаемый автоматически при включении нагревателя; с помощью секундомера можно измерять время нагрева вещества.

#### Порядок проведения работы.

1. Включить тумблер «Сеть» установки и измерить начальную температуру олова ( $T_0$ ).
2. Установить значение напряжения 10 В, а значение тока 2 А.
3. Одновременно с включением установки включить нагреватель и запустить хронометр. Хронометр используют только для измерения времени! Через каждую минуту измерять температуру олова. Измерения температуры олова проводить до тех пор, пока его температура

не достигнет сначала постоянной величины  $T_{пл}$ , затем начнет увеличиваться до температуры  $T = 300\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Время нагревания олова до температуры плавления примерно 20 мин. Результаты измерений надо занести в таблицу.

Время $t$ , мин	Температура нагревания $T_{нагр}$	Температура охлаждения $T_{охл}$	Температура плавления при нагреве	Температура плавления при охлаждении
1				
2				
...				

4. Вывести регулятор нагрева в крайнее левое положение. Выключить нагреватель и провести через каждую минуту измерения температуры олова при охлаждении и при остывании. Результаты измерений занести в таблицу. Измерения температуры олова проводить до тех пор, пока его температура не достигнет сначала постоянной величины  $T_{пл}$ , затем начнет уменьшаться. Выключить установку ФПТ1-11 тумблером «Сеть».

#### Обработка результатов измерений.

1. По результатам измерений построить график зависимости температуры олова при его нагревании  $T_{нагр}$  от времени  $t$ .
2. По результатам измерений на том же самом графике, где изображена зависимость  $T_{нагр}=f(t)$ , построить график зависимости температуры олова при остывании  $T_{остыв}$  от времени  $t$ .
3. Определить температуры двух параллельных оси времени участков полученных выше графических зависимостей  $T=f(t)$  и по их среднему значению найти температуру плавления олова.
4. По формуле (7) найти изменение энтропии во время нагревания и плавления олова. Удельную теплоту плавления олова положить равной  $\lambda = 60,2\text{ кДж/кг}$ , удельную теплоемкость олова -  $c = 210\text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$ , массу олова -  $m = 0,150\text{ кг}$ .
5. Оценить погрешность результатов измерений по методике, известной по лабораторной работе М-1. Принять погрешность измерения температуры  $\Delta T = 2\text{ К}$ .

#### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.

1. Что такое фазовый переход первого рода?
2. Что определяет энтропия?
3. Чему равно изменение энтропии при изотермическом и адиабатическом процессах?
4. Получите формулу, используемую для расчета энтропии в данной работе.
5. На чем основан метод определения изменения энтропии при нагревании и плавлении олова в данной работе?
6. До какой температуры следует нагревать олово в тигле при выполнении эксперимента?
7. Почему после того, как температура олова при плавлении была постоянной, она повышается снова, если нагреватель не выключать?
8. Каковы основные погрешности данного метода измерения энтропии при плавлении олова?

#### Список литературы.

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики: В 5 т. Т. 2: Термодинамика и молекулярная физика. М.: Наука, 2001.
2. Савельев И.В. Курс общей физики: В 5 кн. Кн. 3: Молекулярная физика и термодинамика. М.: Наука, 1998.
3. Матвеев А.К Молекулярная физика. М.: Наука, 1981.
4. Глаголев К.В., Морозов А.Н. Физическая термодинамика. Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2004.