

Министерство народного образования БССР
БЕЛОРУССКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Кафедра физики

МЕТОДИЧЕСКОЕ ПОСОБИЕ

по самостоятельному изучению темы
„Теплоемкость многоатомных газов“
для студентов строительных специальностей
всех видов обучения

Минск 1991

А.А.Баранов, А.П.Каравай, П.Г.Кучин, В.Ф.Фролкинко

В работе изложена теория теплопроводимости многоатомных газов. Оговорена неоднозначность кинетической теории теплоемкостей. Для метода определения соотношения теплоемкостей C_p/C_v для двух случаев адиабатического расширения.

Рецензент И.А.Светлов

Состояние термодинамической системы. Термодинамический процесс

Термодинамика изучает процессы, связанные с превращением энергии из одного вида в другой, и характеризует эти превращения с количественной стороны.

Совокупность микроскопических тел, обменивающихся энергией как между собой, так и с внешней средой, называется термодинамической системой. Примером термодинамической системы может служить калория и находящаяся в ней в соприкосновении с ней. В равновесии, система может состоять из одного твердого, жидкого или газообразного тела.

Термодинамическая система может находиться в разных состояниях, отличающихся температурой, давлением, объемом, плотностью и т.д. Такие величины, характеризующие состояние системы, называются параметрами системы, если для них неопределены значения хотя бы одного термодинамического параметра.

Если значения всех термодинамических параметров постоянны во времени, то такое состояние называется состоянием равновесия. Стационарное состояние называется равновесием, если это неизменность во времени не обусловлена протеканием каких-либо процессов во времени по отношению к данной системе телам.

Состояние, в котором хотя бы один из параметров не имеет определенного значения, называется неравновесием.

Переход системы из одного состояния в другое называется переходом системы из одного состояния в другое состояние. Такой переход всегда связан с нарушением равновесия системы. Рассмотрим связанное примером. Пусть в герметизированном сосуде, закрытом поршнем, находится в равновесном состоянии газ. При снятии груза повышается давление в первую очередь в области поршня. Находясь в равновесии с давлением газа, поршень выдвигается наружу. Если давление поршня очень медленно, то быстрее выдвигается наружу значительная часть газа, следовательно, процесс выдвигания поршня будет иметь в каждый момент времени определенное значение. Следовательно, очень медленный (квазистатический) процесс выдвигания поршня является равновесным.

Равновесное состояние на диаграмме изображалось точкой, а равновесный процесс — непрерывной линией.

Внутренняя энергия термодинамической системы.
Работа газа при изменении его объема. Первое
начало термодинамики

Внутренняя энергия термодинамической системы.
Работа газа при изменении его объема. Первое
начало термодинамики

Внутренняя энергия термодинамической системы.
Работа газа при изменении его объема. Первое
начало термодинамики

Внутренняя энергия термодинамической системы.
Работа газа при изменении его объема. Первое
начало термодинамики

Внутренняя энергия термодинамической системы.
Работа газа при изменении его объема. Первое
начало термодинамики

4

закон Ньютона: система совершает над внешней телом работу $A = -\Delta U$.

Совокупность микроскопических процессов, приводящих к передаче энергии от одной термодинамической системы к другой, носит название теплоты Q .

Теплопередача осуществляется путем конвекции, теплопроводности, излучения. Количество энергии, переданное от системы к системе путем теплопередачи, определяется количеством теплоты Q .

Рассмотрим газ, находящийся под поршнем в цилиндрическом сосуде (рис. 1). Газ, расширяясь, производит работу над поршнем $\delta A = p \delta V$, прогибает над ним работу $\delta A = F \delta l = p S \delta l = p \delta V$, где S - площадь поршня, δV - изменение объема системы. Итак,

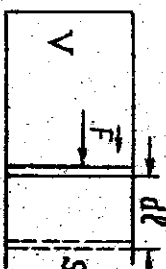


Рис. 1

Полную работу A , совершаемую газом при изменении его объема от V_1 до V_2 , назовем путем интегрирования равенства (1):

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV. \quad (2)$$

Согласно уравнению состояния газа p зависит не только от V , но и от температуры газа T . Меняя в ходе процесса различные образцы температуры, можно перевести систему из начального состояния в конечное бесчисленным множеством способов. Каждому из этих способов будет соответствовать свое значение полной работы (2). Таким образом, работа A не определяется значением начального и конечного состояний системы, ее величина зависит от способа перехода системы из начального состояния в конечное. Про величину такого рода говорят, что они являются функциями процесса. Не только понятие работы, но и понятие теплоты имеют смысл в описании процесса. Малые количества теплоты и работы обозначают через δQ и δA , углы подчеркивают, что эти величины зависят от пути процесса (не являются полными дифференциалами).

5

Из закона сохранения энергии следует, что при переходе тела из состояния 1 в состояние 2 изменение внутренней энергии системы $\Delta U = U_2 - U_1$, должно быть равно сумме работы A' , совершаемой над системой внешними силами, и количества теплоты Q , сообщаемой системе.

$$\Delta U = A' + Q, \quad (3)$$

Учитывая, что $A = -A'$, формулу (3) перепишем

$$Q = \Delta U + A. \quad (4)$$

Это уравнение является математической записью первого закона термодинамики, которое можно сформулировать так: теплота, сообщаемая системе, расходуется на работу внешних сил и на изменение внутренней энергии системы. Если $\delta Q > 0$ - система получает тепло, если $\delta Q < 0$ - система отдает тепло.

Для малого изменения состояния системы первое термодинамическое уравнение можно записать в виде

$$\delta Q = dU + \delta A. \quad (5)$$

Заметим, что в (5) все три слагаемые могут быть положительными или отрицательными, либо равны нулю. При $\delta A > 0$ система совершает работу над внешним телом, при $\delta A < 0$ внешнее тело совершает работу над системой. При $\delta A = 0$ работа не совершается. Если $\delta Q > 0$ - система получает тепло, если $\delta Q < 0$ - система отдает тепло.

Если в результате термодинамического процесса система переходит в состояние 2 из состояния 1, то $\Delta U = U_2 - U_1$, согласно (4)

$$A = Q - \Delta U.$$

Если $\Delta U = 0$ и $Q = 0$, то $A = 0$. Это означает, что в равновесии процесс не происходит, следовательно, процесс обратим. Если $\Delta U = 0$ и $A = 0$, то $Q = 0$. Это означает, что в равновесии процесс не происходит, следовательно, процесс обратим.

Внутренняя энергия идеального газа

Газ называется идеальным, если взаимодействия между молекулами пренебрежимо мало, молекулы лишь упруго сталкиваются друг с другом и соответственно объемом молекул можно пренебречь. Для идеального газа внутренняя энергия складывается только из кинетической энергии всех его молекул. Вязкий реальный газ при достаточном разрежении близок по своим свойствам к идеальному. Например, водород и гелий при комнатной температуре и атмосферном давлении очень мало отличаются от идеального газа.

Среднюю кинетическую энергию молекул идеального газа определим из уравнения основного уравнения молекулярно-кинетической теории с уравнением Клапейрона-Менделеева.

Основное уравнение молекулярно-кинетической теории углубляется связь между давлением газа P и средней кинетической энергией поступательного движения молекул $\langle \epsilon \rangle$.

$$P = \frac{2}{3} n \langle \epsilon \rangle, \quad (6)$$

где n - число молекул в единице объема газа, т.е. концентрация. Уравнение соотношения давления и температуры, т.е. уравнение Клапейрона-Менделеева имеет вид

$$P V = \frac{m}{M} R T, \quad (7)$$

где m - масса газа; M - масса моля, которая численно равна молекулярному весу; $R = 8,31 \text{ Дж/моль} \cdot \text{К}$ - универсальная газовая постоянная, которая связана с постоянной Больцмана $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$ и числом Авогадро $N_A = 6,023 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$ соотношением

$$R = k \cdot N_A.$$

Уравнение (7) запишем для одного моля газа:

$$P V_M = R T.$$

Из последнего уравнения найдем давление P :

$$P = \frac{k N_A T}{V_M} = \frac{M_A k T}{V_M} = n k T. \quad (8)$$

Остатки уравнения (6) и (8), подставив

Откуда

$$\frac{3}{2} n < \epsilon > = n k T,$$

$$< \epsilon > = \frac{3}{2} k T.$$

Согласно (9) абсолютная температура пропорциональна средней кинетической энергии поступательного движения молекул. Следовательно (9) выдает молекулярно-кинетической омило абсолютной температуры T : температура газа есть количественная мера энергии теплового движения молекул.

Кроме средней кинетической энергии поступательного движения молекулы идеального газа обладает также средней кинетической энергией вращательного движения.

Для учета средней кинетической энергии вращательного движения следует ввести число степеней свободы.

Условно степень свободы молекулы называется число независимых координат, определяющих положение молекулы в пространстве. Положение молекулы в пространстве (рис. 2)

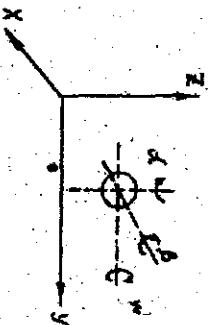


Рис. 2

определяется шестью независимыми координатами: тремя линейными (x, y, z) и тремя угловыми (α, β, γ). Следовательно, число степеней свободы произвольно для каждой молекулы в пространстве равно шести: три поступательных и три вращательных.

Ввиду полной хаотичности движения молекулы все виды их движения одинаково вероятны. Поэтому на каждую степень свободы молекулы приходится в среднем одна калория энергии. Это положение получило название теоремы Больцмана. Молекулы одноатомного газа, например, гелия, можно представить как материальную точку, вращение которой вокруг обозначенных осей не изменит ее положения в пространстве. Поэтому на вращательное движение такой молекулы приходится бесконечно малая энергия. Следовательно, одноатомной молекуле соответствует три поступательные степени свободы:

$$< \epsilon > = \frac{3}{2} k T = \frac{m v_x^2}{2} = \frac{m v_y^2}{2} = \frac{m v_z^2}{2}.$$

Так как

$$\frac{m v_x^2}{2} = \frac{m v_y^2}{2} = \frac{m v_z^2}{2} = \frac{1}{3} \frac{m v^2}{2} = \frac{1}{2} k T,$$

то теорему Больцмана можно уточнить: на каждую степень свободы молекулы приходится в среднем одна калория энергии, равная $\frac{1}{2} k T$. Эта формулировка получила название закона равнораспределения энергии по степеням свободы молекулы.

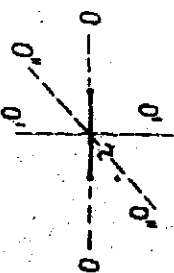


Рис. 3

Молекулы двуатомного газа типа кислорода можно представить как систему жестко связанных атомов о постоянной длине расстояния r между ними (рис. 3). Вращательные степени свободы соответствуют вращению вокруг осей $O'O'_1$ и $O'O'_2$, вращение же вокруг оси $O'O'_3$ не приводит к изменению положения молекулы в пространстве. Поэтому имеем

$$< \epsilon > = < \epsilon_{n1} > + < \epsilon_{n2} > = 3 \cdot \frac{1}{2} k T + 2 \cdot \frac{1}{2} k T = \frac{5}{2} k T.$$

В действительности расстояние r не является постоянным, и двуатомная молекула может иметь дополнительные степени свободы, обусловленные внутренними колебательными движениями:

$$< \epsilon_{кол} > = < \epsilon_{кин} > + < \epsilon_{потен} > = \frac{1}{2} k T + \frac{1}{2} k T = k T.$$

Следовательно, имеем

$$< \epsilon > = < \epsilon_{n1} > + < \epsilon_{n2} > + < \epsilon_{кол} > = 3 \cdot \frac{1}{2} k T + 2 \cdot \frac{1}{2} k T + 2 \cdot \frac{1}{2} k T = \frac{7}{2} k T.$$

Таким образом, средняя энергия молекулы равна

$$< \epsilon > = \frac{1}{2} k T, \quad (10)$$

где $\frac{1}{2}$ - сумма числа поступательных, числа вращательных и упругого числа колебательных степеней свободы молекулы.

Теперь можно определить внутреннюю энергию одного моля идеального газа, учитывая (10):

$$U_M = M_A \cdot \langle \epsilon \rangle = \frac{1}{2} M_A k T,$$

и в соответствии с равенством $R = k \cdot M_A$ получаем

$$U_M = \frac{1}{2} R T.$$

Соответственно для любой массы m идеального газа внутренняя энергия

$$U = \frac{m}{M} \cdot \frac{1}{2} R T. \quad (11)$$

Теплоемкость многоатомных газов. Недостаточность классической теории теплоемкостей

Удельной теплоемкости в зависимости от температуры теплоемкости, которое нужно сообщить единице массы вещества и нагревания его на 1 К , т.е.

$$C_{\text{уд}} = \frac{1}{m} \frac{\delta Q}{dT}, \quad [C_{\text{уд}}] = \text{Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}). \quad (12)$$

Модифицированное уравнение состояния называется количеством теплоты, необходимым для нагревания одного моля вещества на 1 К , т.е.

$$C = \frac{M}{m} \frac{\delta Q}{dT}, \quad [C] = \text{Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К}). \quad (13)$$

Величины $C_{\text{уд}}$ и C связаны соотношением $C = M C_{\text{уд}}$.

Так как теплота Q не является функцией состояния, то теплоемкость зависит от вида процесса, при котором нагревается вещество. Для газа наибольший интерес представляли два случая, когда его нагревали при постоянном объеме или при постоянном давлении. В первом случае говорят о теплоемкости при постоянном объеме, втором — о теплоемкости при постоянном давлении.

Если нагревание газа происходит при $V = \text{const}$, то газ совершает работу над внешними телами (см. формулу (1)), и вся $\delta Q = dU$. Тогда коэффициент теплоемкости газ при постоянном объеме (11) и (13) равен

$$C = \frac{1}{2} R.$$

Если газ нагревается при $p = \text{const}$, то

$$C_p = \frac{M}{m} \left(\frac{dU}{dT} + \frac{\delta A}{dT} \right) = \frac{M}{m} \frac{dU}{dT} + \frac{M}{m} p \frac{dV}{dT}.$$

Так как U не зависит от вида процесса, то первое слагаемое равно C_V . Второе слагаемое преобразуем, проинтегрировав уравнение Менделеева-Клапейрона при $p = \text{const}$: $p dV = \frac{M}{m} R dT$. В результате получаем, что

$$C_p = C_V + R. \quad (15)$$

Это выражение называется уравнением Майера. Из него, в частности, вытекает, что универсальная газовая постоянная численно равна работе, совершаемой одним молем газа при изобарическом нагревании его на 1 К .

С учетом (14) выражение (15) для C_p можно представить в виде

$$C_p = \frac{i+2}{2} R. \quad (16)$$

Из приведенной выше классической теории теплоемкости, в основе которой лежит закон о равномерном распределении энергии по степеням свободы для идеального газа, вытекают следующие: 1) величины C_V и C_p для газов зависят лишь от числа степеней свободы молекул независимо от рода газа и критичности; 2) теплоемкости не зависят от температуры.

Анализ экспериментальных данных показывает, что для всех веществ, в том числе и для газов, теплоемкость зависит от температуры. Так, при достаточно низких температурах теплоемкость кислорода удваивается с понижением температуры и стремится к нулю при $T \rightarrow 0$. Лишь для одноатомных газов выводы классической теории теплоемкости хорошо согласуются с опытом в широком интервале температур.

Особенно разительным становится расхождение между теорией и экспериментом, если обратиться к рис. 4, на котором представлена экспериментальная зависимость молярной теплоемкости водорода (H_2) от температуры. Видно, что при низких температурах $C_V = \frac{3}{2} R$, при средних температурах $C_V = \frac{5}{2} R$ и лишь при очень высоких температурах C_V достигает расчетного значения $C_V = \frac{7}{2} R$.

Полное объяснение экспериментальных данных по теплоемкости дается квантовой теорией теплоемкости газов. Согласно квантовой

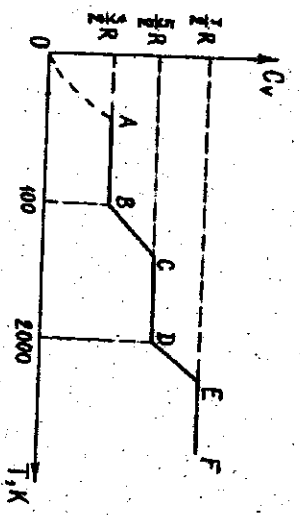


Рис. 4

ли значительной энергии для колебательного движения много больше чем для вращательного движения. Энергия, связанная с этими видами движения, может изменяться только скачками. Энергия же поступательного движения молекулы не квантуется и может изменяться непрерывно, сколь угодно малыми порциями.

Подвижная часть молекул газа обладает энергией, близкой средней энергии $\langle \epsilon \rangle$, которая имеет значение порциика kT (ср. (10)). Изменение энергии молекул происходит в процессе их соударения друг с другом или со стенками сосуда. В том случае, когда передается в этик соударениях энергия малые интервала между уровнями энергии вращательного движения $\Delta \epsilon$ вращательного движения молекул возмущается не может, и молекулы вращательного движения ведут себя как одноатомные. Именно так и происходит в молекулах низкого температур (участок AB на рис. 4). В точке B средняя энергия молекул $\langle \epsilon \rangle$ уже достаточна для возбуждения их вращательного движения. При повышении температуры и соответствующего увеличения $\langle \epsilon \rangle$ все большая часть молекул возмущается во вращательное движение (участок BC). Участок CD соответствует ситуации, когда все молекулы участвуют во вращательном движении. При дальнейшем повышении температуры величина $\langle \epsilon \rangle$ становится сравнимой величиной интервала между уровнями энергии колебательного движения $\Delta \epsilon$ колебаний и начинают возбуждаться колебания молекул (участок DE). Наконец, при $\epsilon \approx \epsilon_0$ соответствует тому, что все молекулы участвуют в колебательном движении.

Таким образом, при низких температурах теплоемкость газа обусловлена только поступательными степенями свободы, при средних

(колебаниях) - поступательными и вращательными степенями свободы; при высоких температурах вклад в теплоемкость дают поступательные, вращательные и колебательные степени свободы.

Адиабатический процесс

Адиабатический процесс - это процесс, при котором теплообмена нет. В идеальном газе адиабатический процесс происходит, когда газ расширяется или сжимается так быстро, что теплообмена нет. В идеальном газе адиабатический процесс описывается уравнением $pV^\gamma = \text{const}$. Для адиабатического процесса справедливо соотношение $p_1 V_1^\gamma = p_2 V_2^\gamma$. Вывод этого соотношения основан на первом законе термодинамики для адиабатического процесса. Так как в адиабатическом процессе нет теплообмена, то изменение внутренней энергии газа равно работе, совершенной над газом или газом.

Из первого закона термодинамики для адиабатического процесса следует, что $\delta A = -dU$, т.е. работа совершается за счет изменения внутренней энергии системы. Из соотношения $\delta A = -dU$ и формул (I), (II) и (14) следует, что

$$pdV = -\frac{m}{M} C_V dT. \quad (17)$$

Дифференцируя уравнение Менделеева-Клапейрона, получим

$$pdV + V dp = \frac{m}{M} R dt.$$

Разделив левую и правую части последнего уравнения соответственно на левую и правую части уравнения (17), получим:

$$-\frac{R}{C_V} = -\frac{C_p - C_V}{C_V}. \quad \text{Разделив переменные в последнем уравнении,}$$

$$\text{будем иметь } \frac{dp}{p} = -\gamma \frac{dV}{V}, \text{ где показатель адиабаты}$$

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V}. \quad \text{Интегрируя это уравнение в пределах от } p_1 \text{ до } p_2 \text{ и от } V_1 \text{ до } V_2, \text{ получим } \ln(p_2/p_1) = -\gamma \ln(V_2/V_1). \quad \text{Потенцируя последнее выражение, получим } p_2/p_1 = (V_2/V_1)^\gamma \text{ или}$$

$$p_1 V_1^{\gamma} = p_2 V_2^{\gamma}$$

Так как соотношения 1 и 2 являются произвольными, то из (18) следует что

$$p V^{\gamma} = \text{const.}$$

Выражение (19) есть уравнение адиабаты идеального газа или уравнение Пуассона. Поскольку $\gamma > 1$, то диаграмма адиабатического процесса переменных p, V изображается кривой, похожей на изотерму, но с более крутым углом (рис. 5). Это объясняется тем, что, напичивая при адиабатическом сжатии 1-2, увеличивается давление газа обусловлено не только уменьшением его объема, как в изотермическом сжатии, но и понижением температуры.



Рис. 5

В общей теории газовых процессов изотермический, изобарический, изохорический и адиабатический процессы тропичными называются процесс, протекающий при постоянной температуре.

Аналогично уравнению адиабаты выводится уравнение политропы которое в переменных (p, V) имеет вид

$$p V^n = \text{const.}$$

Здесь n - показатель политропы, равный

$$n = \frac{C - C_p}{C - C_v}$$

где C - коэффициент теплоемкости вещества $C = \text{const.}$

Важные частные случаи политропного процесса адиабатического газа в координатах (p, V) и соответствующие значения теплоемкостей приведены в табл. I.

Т а б л и ц а I

Значение показателя политропы	Уравнение процесса	Название процесса	Найденная теплоемкость
0	$p = \text{const}$	изобарический	$C_p = C_v + R$
1/2	$p V^{1/2} = \text{const}$		$C_p + R$
1	$p V = \text{const}$	изотермический	$\pm \infty$
$\gamma = \frac{C_p}{C_v}$	$p V^{\gamma} = \text{const}$	адиабатический	0
2	$p V^2 = \text{const}$		$C_v - R$
∞	$V = \text{const}$	изохорический	C_v

Определение отношения C_p/C_v для воздуха методом адиабатического расширения

Прибор для осуществления адиабатического расширения воздуха (рис. 6) представляет собой баллон с насосом, манометром и двумя кранами K_1 и K_2 . Первоначально воздух находится при атмосферном давлении P_0 и температуре T_0 . Давление мгновенно внутри баллона доводится до величины P_1 , ограничивая эту поверхность изобарическим путем. В результате в эту оболочку, будет достигнуто расширение и сжатие, совершая работу



Рис. 6

В баллон при открытом кране K_1 и закрытом кране K_2 с помощью насоса подается дополнительное количество воздуха. Далее кран K_1 закрывается. Через некоторое время температура воздуха в баллоне выравнивается с температурой окружающего воздуха T_0 (это отвечает прекращению изменения показаний манометра). После этого манометром измеряется давление P_1 воздуха в баллоне. Объем баллонной порции газа обозначим через V_1 . Затем на короткое время открывают кран K_2 , в результате че-

то давление воздуха в баллоне, а значит и выделенной порции, он нивелируется с атмосферным давлением P_0 . При этом воздух расширяется и давление окружающей среды понижается до значения T . Такой факт переходом можно считать адиабатическим (рис. 7, кривая 1-2).

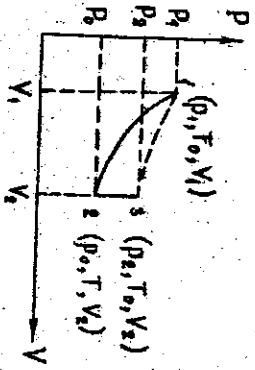


Рис. 7

После края K_2 закрутка и воздух в баллоне, а значит расширяется порция газа постепенно нагревается до температуры T_0 окружающей среды. Через некоторое время, когда прекратится изменение показаний манометра, измерят давление воздуха P_2 . Объем расширившейся порции газа будет V_2 , а температура T_0 (рис. 2-3).

Итак, имея, следовательно три состояния воздуха внутри расширяющейся оболочки (рис. 7):

- 1 состояние: P_1, T_0, V_1 ;
- 2 состояние: P_0, T, V_3 ;
- 3 состояние: P_2, T_0, V_2 .

Из состояния 1 в состояние 2 газ переходит адиабатически, в этом состоянии (10) имеем

$$P_1 V_1^\gamma = P_0 V_3^\gamma \quad (2)$$

В состоянии 1 и состоянии 3 газ имеет одинаковую температуру, поэтому

$$P_1 V_1 = P_2 V_2 \quad (2)$$

Возведем уравнение (2) в степень γ и разделив его по частям, уравнение (20). Тогда получим

$$\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^\gamma = \frac{P_0}{P_1} \quad (2)$$

прологарифмировав (23), имеем

$$\gamma = \frac{\ln \frac{P_0}{P_1}}{\ln \frac{P_2}{P_1}} \quad (23)$$

Расчетную формулу (23) для малых изменений давления можно упростить.

Давление P_1 представим в виде

$$P_1 = P_0 + \alpha h_1, \quad (24)$$

где P_0 - атмосферное давление, h_1 - высота уртовой жидкости в колонна манометра после накачивания воздуха и баллона, α - коэффициент перехода от произвольных делений шкалы к единицам давления. Аналогично имеем

$$P_2 = P_0 + \alpha h_2, \quad (25)$$

где h_2 - высота уртовой жидкости в колонна манометра после выпуска воздуха из баллона. Давление P_0 в выражении (23) - (25) можно исключить.

$$P_0 = P_1 - \alpha h_1; \quad P_2 = P_0 + \alpha h_2 = P_1 - \alpha(h_2 - h_1). \quad (26)$$

Подставив (26) в (23), получим

$$\gamma = \frac{\ln \frac{P_1 - \alpha h_1}{P_1}}{\ln \frac{P_1 - \alpha(h_2 - h_1)}{P_1}} = \frac{\ln \left(1 - \frac{\alpha h_1}{P_1}\right)}{\ln \left(1 - \frac{\alpha(h_2 - h_1)}{P_1}\right)}. \quad (27)$$

Из математики известно, что выражение $\ln(1-x) \approx -x$ при малых значениях x . Величины $\frac{\alpha h_1}{P_1}$ и $\frac{\alpha(h_2 - h_1)}{P_1}$ в выражении (27) малы. С учетом указанного приближения получаем из (27) расчетную формулу для определения показателя адиабаты γ в данной работе:

$$\gamma = \frac{h_1}{h_2 - h_1}. \quad (28)$$

Контрольные вопросы

1. Термодинамическая система. Параметры состояния. Термодинамический процесс.
2. Внутренняя энергия термодинамической системы.
3. Работа газа при изменении его объема.
4. Первое начало термодинамики.
5. Основное уравнение молекулярно-кинетической теории и уравнение Клапейрона-Менделеева.
6. Внутренняя энергия идеального газа.
7. Удельная и молярная теплоемкость газа.
8. Уравнение Майера.
9. Наисогласность классической теории теплоемкости.
10. Адиабатический процесс. Политропный процесс.
11. Выход уравнения Пуассона.
12. Вывод рабочих формул.

Интература

1. Детлаф А.А., Яворский В.М. Курс физики. - М Высшая школа, 1989. - 608 с.
2. Трофимова Г.И. Курс физики. - М.: Высшая школа, 1986. - 432 с.
3. Сивухин Д.В. Курс общей физики. - М.: Наука, 1975. - Т.2. - 562 с.

Содержание

Состояние термодинамической системы. Термодинамический процесс.....	3
Внутренняя энергия термодинамической системы. Работа при изменении его объема. Первое начало термодинамики.....	4
Внутренняя энергия идеального газа.....	7
Теплоемкость молекул газа. Наисогласность классической теории теплоемкостей.....	10
Адиабатический процесс.....	13
Получение соотношения C_p/C_v для азота методом измерения отношения C_p/C_v для азота.....	15
Адиабатическое расширение.....	18
И т е р а т у р а.....	18