

В. Н. ЗУБАРЕВ
А. А. АЛЕКСАНДРОВ
В. С. ОХОТИН

ПРАКТИКУМ ПО ТЕХНИЧЕСКОЙ ТЕРМОДИНАМИКЕ

ИЗДАНИЕ ТРЕТЬЕ,
ПЕРЕРАБОТАННОЕ

Допущено Министерством высшего и среднего специального образования СССР в качестве учебного пособия для студентов теплоэнергетических специальностей высших учебных заведений

МОСКВА ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ 1986

ББК 31.31

3-91

УДК 536.7(075.8)

Зубарев В. Н. и др.

3-91 **Практикум по технической термодинамике: Учеб. пособие для вузов/В. Н. Зубарев, А. А. Александров, В. С. Охотин. — 3-е изд., перераб. — М.: Энергоатомиздат, 1986. 304 с.: ил.**

Рассмотрены основы экспериментального исследования термодинамических свойств веществ и процессов, изучение которых проводится в лабораторных работах, предусмотренных учебными планами и программами курсов «Техническая термодинамика», «Термодинамика» и «Теплотехника» Приведены краткие сведения о средствах измерения и обработке результатов эксперимента с применением мини-ЭВМ Второе издание вышло в 1971 г В третьем издании большое внимание уделено вопросам автоматизации экспериментальных установок и математического моделирования

Для студентов и преподавателей энергетических и политехнических вузов

З 2303010000—070
051(01)—86 192—86

ББК 31.31

© Энергоатомиздат, 1986, с изменениями

ПРЕДИСЛОВИЕ К ТРЕТЬЕМУ ИЗДАНИЮ

Со времени выхода второго издания «Практикума по технической термодинамике» прошло более десяти лет. Развитие науки и техники, происшедшее за это время, не только сформулировало новые требования к подготовке инженера, но и существенно изменило возможности постановки и проведения лабораторных работ со студентами. Широкое распространение автоматических и полуавтоматических приборов, цифровых вольтметров, цифрорпечатающих устройств, систем сбора информации с исследуемого объекта, а также применение вычислительных машин разной мощности значительно изменило облик современных лабораторий.

Во многих вузах страны сейчас происходит модернизация лабораторий по технической термодинамике, а в некоторых вузах уже созданы лаборатории технической термодинамики, отвечающие современным требованиям.

Предлагаемое третье издание «Практикума по технической термодинамике» отражает эти тенденции.

Содержание и общая направленность лабораторных работ настоящего издания практически не изменились: это исследование термодинамических свойств веществ, процессов и циклов тепловых двигателей. Постановка многих лабораторных работ, как и ранее, базируется на применении первого и второго законов термодинамики. Однако само проведение лабораторных работ и обработка экспериментальных данных ведутся по-новому. В связи с этим третье издание пособия существенно изменилось по сравнению с предыдущими.

Как и два предыдущих издания, Практикум базируется прежде всего на опыте лаборатории технической термодинамики Московского ордена Ленина и ордена Октябрьской революции энергетического института. В лабораторных работах института широко применяются современные приборы и обработка экспериментальных данных на программируемых вычислительных машинах. Однако особенно необходимо отметить создание нового направления в

исследовании циклов — математического моделирования циклов, которое стало возможным благодаря применению вычислительных машин. Общее число лабораторных задач может быть здесь очень большим. И особенно важно то, что при математическом моделировании можно выполнять лабораторные работы, связанные с оптимизацией циклов любых тепловых двигателей и машин. В Практикуме подробно рассмотрены вопросы математического моделирования циклов и приводятся алгоритмы соответствующих лабораторных работ.

В целом можно констатировать, что третье издание Практикума содержит в себе весь прежний опыт проведения и организации лабораторных студенческих работ по технической термодинамике и дополнительно отражает новые тенденции в развитии лабораторий.

Третье издание Практикума помимо своей прямой задачи — служить пособием для студентов при проведении лабораторных работ — может быть полезно при создании современных лабораторий по технической термодинамике, а также может оказаться небезынтесным для инженеров и аспирантов.

Авторы

СВОЙСТВА РЕАЛЬНЫХ ВЕЩЕСТВ**1.1. ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ**

До того как приступить к исследованию вещества, каждый экспериментатор должен хотя бы в общих чертах представлять возможный характер поведения вещества во время опыта. Рассмотрение некоторых закономерностей изменения свойств чистых реальных веществ и представляет собой содержание этой главы.

Естественно, что до тех пор пока не проведено подробное исследование вещества, нельзя дать точные количественные характеристики его поведения. Однако качественно характер изменения свойств, как правило, для всех веществ подчиняется одним и тем же закономерностям. Так, нельзя заранее точно сказать, насколько изменится температура насыщения некоторого неисследованного вещества при возрастании давления, но можно сразу предположить, что она должна возрасти.

Знание общих закономерностей изменения свойств позволяет выбрать наиболее подходящий для данной области параметров способ исследования вещества, правильно сконструировать экспериментальную установку и, наконец, вынести первое суждение о правильности данных, полученных в результате эксперимента.

Известно, что для идеального газа справедливо уравнение состояния, имеющее вид:

$$pV = mR_{\mu}T/\mu, \quad (1.1)$$

где p — давление, Па ($\text{Н}/\text{м}^2$); V — объем, занимаемый газом, м^3 ; m — масса газа, кг; T — термодинамическая температура газа, К; R_{μ} — универсальная газовая постоянная, одинаковая для килограмм-моля любого газа и равная $8314,41 \text{ Дж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К})$ [1]; μ — масса килограмм-моля газа, $\text{кг}/\text{кмоль}$.

Если обозначить $R=R_m/\mu$ удельную газовую постоянную, то (1.1) для 1 кг газа можно записать так:

$$pv=RT, \quad (1.2)$$

где $v=V/m$ — удельный объем газа, $\text{м}^3/\text{кг}$.

Уравнение (1.1) получено в предположении, что между молекулами газа отсутствуют силы взаимодействия, и для описания поведения реальных газов оно применимо лишь в частном случае для газа, находящегося при невысоком давлении (1—3 МПа), вдали от области конденсации. В общем случае (1.1) неправильно отражает свойства реальных веществ не только в количественном, но и в качественном отношении.

Любое реальное вещество в зависимости от его параметров (например, температуры и давления) может находиться в виде газовой (паровой), жидкой или твердой фазы¹ и при изменении параметров переходить из одной фазы в другую. Этот процесс носит название *фазового перехода*. Существование таких переходов никоим образом не предсказывается уравнением (1.1).

На рис. 1.1 приведена характерная для реальных веществ p, v -диаграмма, включающая в себя область парообразования — фазового перехода вещества из жидкого

¹ Многие вещества в твердом состоянии могут иметь несколько фаз, отличающихся друг от друга строением кристаллической решетки.

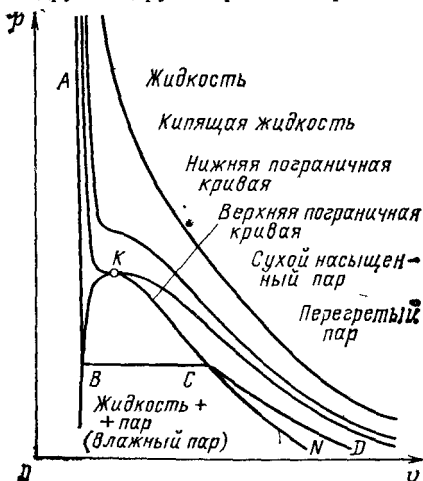


Рис. 1.1. p, v -диаграмма для реального газа

состояния в пар. Линия постоянной температуры — изотерма — представляет собой некоторую ломаную линию $ABCD$, имеющую прямолинейный участок BC , так как процесс парообразования (и обратный ему процесс конденсации) при постоянном давлении протекает без изменения температуры. Процесс парообразования происходит в результате подвода теплоты извне. Количество теплоты, необходимое для того, чтобы перевести 1 кг вещества из состояния кипящей жидкости (точка B) в состояние сухого насыщенного пара (точка C) в изобарном процессе, называют *теплотой парообразования* r .

Переход жидкости в пар происходит постепенно и для реальных веществ существует область, ограниченная верхней и нижней пограничными кривыми, где вещество находится одновременно в двух фазах — жидкой и паровой. Содержание сухого насыщенного пара в такой двухфазной смеси, называемой влажным насыщенным паром, принято характеризовать *степенью сухости*.

$$x = m'' / (m' + m''), \quad (1.3)$$

где m'' — количество сухого насыщенного пара во влажном паре, кг; m' — количество кипящей жидкости во влажном паре, кг.

Свойства влажного насыщенного пара можно определить по известным свойствам вещества на пограничных кривых, используя простые соотношения:

$$v_x = v'(1-x) + v''x; \quad (1.4)$$

$$h_x = h'(1-x) + h''x; \quad (1.5)$$

$$s_x = s'(1-x) + s''x, \quad (1.6)$$

где v_x , h_x , s_x — соответственно удельные объем, энтальпия и энтропия влажного пара; v' , h' , s' — удельные объем, энтальпия и энтропия кипящей жидкости; v'' , h'' , s'' — удельные объем, энтальпия и энтропия сухого насыщенного пара.

По мере роста давления, различие между удельными объемами кипящей жидкости v' и сухого насыщенного пара v'' уменьшается и, наконец, при некотором давлении они становятся равными. Такое состояние вещества назы-

вают критическим, а соответствующую точку на диаграмме (точку K на рис. 1.1) критической. Параметры вещества в этом состоянии называют критическими: критическое давление p_k , критическая температура T_k , критический удельный объем v_k . В критической точке теплота парообразования равна нулю, все свойства обеих фаз становятся тождественными и эта точка является верхней границей двухфазной области, где возможно равновесное сосуществование жидкости и пара. Значения критических параметров для некоторых веществ приведены в табл. 1.1.

Таблица 1.1. Критические параметры веществ

Вещество	Химическая формула	p_k , МПа	t_k , °C	v_k , 10 ³ м ³ /кг
Вода	H ₂ O	22,115	374,12	3,147
Азот	N ₂	3,400	-146,95	3,194
Кислород	O ₂	5,043	-118,57	2,29
Водород	H ₂	1,294	-240,2	32,26
Диоксид углерода	CO ₂	7,3834	31,05	2,137
Гелий	He	2,29	-267,96	14,43
Неон	Ne	2,653	-228,75	2,070
Аргон	Ar	4,898	-122,29	1,567
Криптон	Kr	5,496	-63,76	1,098
Ксенон	Xe	5,821	16,59	0,909
Оксид углерода	CO	3,50	-140	3,32
Оксид азота	NO	6,55	-93	1,9
Метан	CH ₄	4,626	-82,38	6,116
Этан	C ₂ H ₆	4,871	32,18	4,89
Пропан	C ₃ H ₈	4,25	96,84	4,44
Этилен	C ₂ H ₄	5,042	9,20	4,669
Аммиак	NH ₃	11,30	132,4	4,26
Фреон-12	CF ₂ Cl ₂	4,131	112,0	1,875
Фреон-13	CF ₃ Cl	3,87	28,78	1,808
Фреон-22	CHF ₂ Cl	4,989	96,0	2,015
Фреон-113	C ₂ F ₃ Cl ₃	3,415	214,1	1,735
Фреон-114	C ₂ F ₄ Cl ₂	3,275	80,0	1,715
Фреон-115	C ₂ F ₅ Cl	3,138	80,0	1,631
Метанол	CH ₃ OH	8,10	239,5	3,64
Этанол	C ₂ H ₅ OH	6,60	243,1	3,57
Бензол	C ₆ H ₆	4,92	289,45	3,29
Толуол	C ₇ H ₈	4,05	320,8	3,45

Проходящая через критическую точку изотерма является предельной изотермой двухфазной области, у которой прямолинейный участок вырождается в точку. Значит, точка K (рис. 1.1) является для критической изо-

термы точкой перегиба. Тогда для критической точки должны выполняться условия

$$(\partial p / \partial v)_{T_k} = 0; (\partial^2 p / \partial v^2)_{T_k} = 0. \quad (1.7)$$

С возрастанием температуры выше критической изо-термы постепенно принимают вид плавных кривых, напоми-нающих изотермы идеального газа.

Из рассмотрения p, v -диаграммы следует, что каж-дому давлению соответствует своя температура, при ко-торой возможно равновесное сосуществование кипящей жидкости и сухого насыщенного пара (температура насы-щения).

Зависимость между давлением насыщенного пара p_n и температурой насыщения T_n может быть представле-на в p, T -диаграмме некоторой линией, называемой *кри-вой насыщения*. Каждое вещество обладает своей, прису-щей только ему кривой насыщения. Однако характер ее для всех веществ аналогичен. В качестве примера на рис. 1.2 представлена кривая насыщения для воды.

Каждой точке кривой насыщения соответствует состоя-ние равновесия жидкой и паровой фаз. Оканчивается кри-вая критической точкой. Выше и ниже этой кривой фазо-вого равновесия расположены области однофазного со-стояния вещества, причем вещество в состояниях, соответ-ствующих точкам над кривой (точка A на рис. 1.3), на-ходится в жидкой фазе, а ниже кривой (точка D) — в со-стоянии паровой (газообразной) фазы. При изменении со-стояния вещества от A к D в точке B происходит разде-ление вещества на две фазы и постепенно вещество из одной фазы переходит в другую. Таким образом, фазовый переход, который в p, v -диаграмме изображается линией (прямая BC на рис. 1.1), в p, T -диаграмме изображается точкой. На кривой насыщения свойства вещества изменя-ются скачком: при давлении несколько выше давления насыщенного пара p_n вещество является жидкостью, при давлении немного ниже p_n — паром.

Необходимо подчеркнуть некоторую условность приме-няемых нами понятий «жидкость» и «газ» (пар). Напри-мер, осуществить переход из области E в область, которую мы называем областью газа, к состоянию L (рис. 1.3), ко-торое мы называем состоянием жидкости, можно по линии EFL , огибающей критическую точку. При этом будет про-исходить непрерывный переход от газа к жидкости, так как линия EFL нигде не попадает в область сосущество-

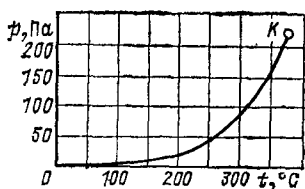


Рис. 1.2. Кривая насыщения для воды

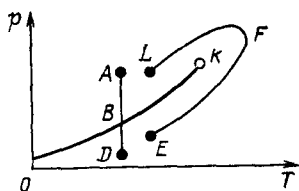


Рис. 1.3. Различные случаи фазовых переходов

вания двух фаз. Следовательно, вещество не будет во время перехода распадаться на две фазы, а останется однофазным. Некоторые особенности такого фазового перехода рассмотрены в § 1.9.

Таким образом, область, где возможно равновесное сосуществование жидкости и пара, ограничена. Выше критической точки нет границы, на которой скачком изменялись бы свойства вещества. Этот факт свидетельствует о том, что взаимодействия молекул в жидкости и в газе подчиняются общим закономерностям, отличаясь лишь количественными соотношениями. Отсюда, в свою очередь, можно сделать вывод, что принципиально возможно существование уравнения состояния, которое описывало бы свойства обеих фаз.

Из того, что сказано выше, следует, что критическую температуру можно определить как температуру, выше которой при любом давлении невозможно разделение вещества на две одновременно и равновесно существующие фазы — жидкость и газ, а критическое давление можно определить как давление, выше которого такое разделение невозможно при любой температуре.

До сих пор рассматривался лишь один из возможных фазовых переходов — жидкости в газ (пар), наиболее интересный для рассмотрения в технической термодинамике. Рассмотрим теперь некоторые вопросы, связанные с существованием других фазовых переходов.

На рис. 1.4 представлена p, t -диаграмма, на которой изображены линии фазового равновесия между твердой, жидкой и газообразной фазами для CO_2 . Такие диаграммы носят название фазовых диаграмм. Каждая точка кривых этих диаграмм соответствует состоянию равновесия двух фаз. В точках кривой $ТС$ равновесно существуют твердое тело и жидкость, и соответственно эту кривую называют *линией плавления* — фазового перехода из твердой фазы в жидкую. В точках кривой $ТК$ равновесно сосуществуют жидкость и пар (газ), и эта кривая

носит название *кривой парообразования* или *кривой насыщения*. Кривую OT , каждая точка которой соответствует равновесному сосуществованию твердого тела и газа, называют *кривой возгонки* или *сублимации* — фазового перехода из твердой фазы в газообразную. Все три линии переходов пересекаются в одной точке T , называемой *тройной точкой*. В состоянии вещества, соответствующем этой точке, в равновесии одновременно существуют три фазы — твердая, жидкая и газообразная. Такое состояние для каждого вещества осуществляется при единственных условиях (например, для CO_2 при давлении $5,186 \cdot 10^5$ Па и температуре $-56,57^\circ\text{C}$), и при малейшем изменении параметров постепенно исчезает одна из фаз. Поэтому состояния тройной точки различных веществ применяются при физико-химических экспериментах для весьма точного воспроизведения определенных температур. Так, тройная точка воды $T=273,16$ К принята в качестве основной реперной точки Международной практической температурной шкалы.

При параметрах, меньших параметров тройной точки, вещества могут существовать только в твердой или газообразной фазе. Например,

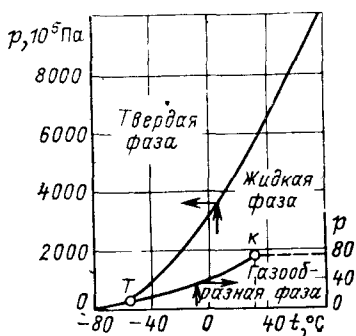


Рис. 14. Фазовая p, t -диаграмма для CO_2

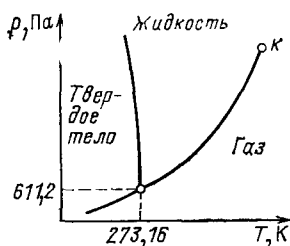


Рис. 15. Фазовая p, T -диаграмма для воды

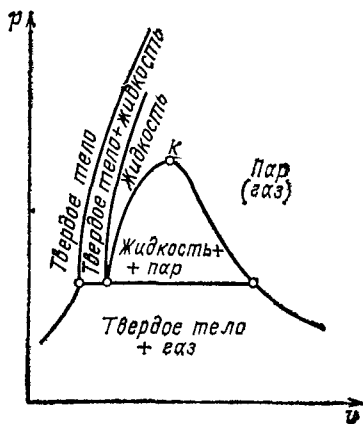


Рис. 16. Фазовая p, v -диаграмма

широкое применение диоксида углерода (CO_2) в качестве «сухого льда» основано на том, что при атмосферном давлении ($p=101\,325$ Па) твердый CO_2 возгоняется при температуре $-78,5^\circ\text{C}$ и превращается сразу в газ, минуя жидкое состояние.

Для большинства веществ с ростом давления температура плавления увеличивается, т. е. $(dP/dT)_{\text{пл}} > 0$ и кривая плавления составляет острый угол с осью температур, как показано на рис. 1.4 для CO_2 . Однако для нескольких так называемых аномальных веществ, например для воды, галлия и висмута, наблюдается понижение температуры плавления при увеличении давления, т. е. $(dp/dT)_{\text{пл}} < 0$, и кривая плавления расположена так, как показано на рис. 1.5, изображающем p, T -диаграмму для воды. Надо отметить, что для воды в твердом состоянии так же, как и для некоторых других веществ, существует несколько (шесть) кристаллических модификаций, т. е. несколько фаз. При этом указанная аномалия кривой плавления характерна лишь для льда, существующего до давления 204,7 МПа и -22°C .

На рис. 1.6 приведена фазовая диаграмма для нормального вещества в координатах p, v , на которой показаны области существования отдельных фаз. Области перехода одной фазы в другую являются двухфазными областями. Каждая из таких областей ограничена пограничными линиями. При этом, если для области парообразования имеется критическая точка, для перехода твердой фазы в жидкую критической точки нет или, по крайней мере, она экспериментально не обнаружена, несмотря на то, что опыты проводились до очень высоких давлений. Исходя из теоретических предпосылок, также трудно ожидать наличия критической точки при плавлении, так как характер взаимодействия молекул в кристаллической и жидкой фазах различен, и поэтому трудно предполагать, что возможен непрерывный переход одной из фаз в другую.

1.2. УРАВНЕНИЕ КЛАПЕЙРОНА — КЛАУЗИУСА

Все рассмотренные фазовые переходы имеют ту отличительную особенность, что при постоянном давлении они протекают при неизменной температуре и для их осуществления необходимо подвести (отвести) извне некоторое количество теплоты, которое называют *теплотой фазового перехода*. Для каждого из таких переходов справедливо уравнение Клапейрона — Клаузиуса

$$\frac{dp}{dT} = \frac{q_{\text{фаз.пер}}}{T\Delta v}, \quad (1.8)$$

где p и T — давление и температура, при которых происходит фазовый переход; $q_{\text{фаз.пер}}$ — удельная теплота данного фазового перехода; Δv — изменение удельного объема вещества при переходе из одной фазы в другую.

Величина dp/dT показывает, как меняется давление, при котором происходит фазовый переход, при изменении температуры, т. е. является производной от давления по температуре, взятой по кривой равновесия фаз.

Воспользовавшись (1.8), можно проанализировать ход кривых фазового равновесия в p, T -диаграмме.

При переходе вещества из жидкого состояния в пар теплота парообразования r положительна и удельный объем вещества увеличивается, т. е. $\Delta v = v'' - v' > 0$. Тогда из (1.8) следует, что $dp/dT_{\text{н}} > 0$, и кривая насыщения всегда образует положительный угол с осью температур, т. е. давление насыщенного пара с ростом температуры для всех веществ возрастает. Аналогичная зависимость будет и для перехода вещества из твердой фазы в газ, так как теплота сублимации положительна, а удельный объем газа всегда больше объема твердого вещества и, следовательно, $\Delta v = v^{\text{г}} - v^{\text{тв}} > 0$.

Подобной однозначной зависимости не наблюдается для перехода из твердой фазы в жидкую. Теплота плавления здесь также положительна, но объем вещества при плавлении может для одних веществ увеличиваться, а для других уменьшаться. Для большинства веществ объем при плавлении увеличивается и $\Delta v = v^{\text{ж}} - v^{\text{тв}} > 0$.

В этом случае $dp_{\text{пл}}/dT_{\text{пл}} > 0$ и кривая плавления составляет острый угол с осью температур, как показано на рис. 1.4 для CO_2 . Для этих веществ температура плавления с ростом давления увеличивается. Для некоторых же веществ, таких как вода, висмут и др., объем жидкости меньше объема твердого вещества (лед легче воды), т. е. $\Delta v = v^{\text{ж}} - v^{\text{тв}} < 0$.

Это обстоятельство вызывает аномалию кривой плавления, так как в этом случае $dp_{\text{пл}}/dT_{\text{пл}} < 0$, кривая плавления располагается в p, T -диаграмме так, как показано на рис. 1.5 для воды, и температура плавления понижается с ростом давления. Из сказанного выше следует простой способ, используя который можно определить, будет ли температура плавления вещества возрастать или падать с повышением давления. Если твердое тело плавает в своем расплаве, то с ростом давления температура плавления его будет понижаться, а если твердое тело тонет в своем расплаве — то повышаться.

Изменение объема Δv при переходе вещества из твердой фазы в жидкую обычно очень мало и незначительно меняется с ростом давления. Поэтому влияние давления на температуру плавления вещества также очень мало. Например, для воды при 0°C изменение объема Δv

составляет $0,051 \text{ см}^3/\text{г}$, а теплота плавления $\lambda=332,4 \text{ кДж/кг}$. При этих условиях для того, чтобы понизить температуру плавления льда на 1°C , требуется повысить давление до $13,2 \text{ МПа}$. Влияние давления на температуру насыщения значительно сильнее и, как видно из рис. 12, существенно зависит от температуры. Так, если для воды 20°C повышение температуры насыщения на 1°C происходит при изменении давления всего лишь на $0,15 \text{ кПа}$, то вблизи критической точки при температуре 373°C для этого необходимо изменить давление на 262 кПа .

Уравнение Клапейрона — Клаузиуса широко используется для вычисления термодинамических свойств веществ в области фазовых переходов и для обработки результатов эксперимента. Поясним это на примере фазового перехода из жидкости в пар, для которого уравнение Клапейрона — Клаузиуса можно записать:

$$\frac{dp_{\kappa}}{dT_{\kappa}} = \frac{r}{T(v'' - v')} \quad (1.9)$$

При низких давлениях чрезвычайно трудно экспериментально определить удельный объем сухого насыщенного пара v'' . Тогда, проведя исследование кривой насыщения, т. е. определив зависимость давления насыщения от температуры и измерив теплоту парообразования r , можно рассчитать величину $v'' - v'$ по (1.9). При высоких же давлениях затруднено точное измерение r , и она может быть вычислена по результатам исследования кривой насыщения и удельных объемов.

Кривая насыщения является важной характеристикой вещества, необходимой для расчета многих его термодинамических свойств. Для этой цели было бы наиболее удобно иметь ее аналитическое выражение. Такое выражение может быть получено на основании уравнения Клапейрона — Клаузиуса, однако для этого надо знать зависимость теплоты парообразования r и величины $v'' - v'$ от температуры. Обычно эти зависимости не известны, и для выяснения характера кривой насыщения прибегают к тем или иным упрощениям.

Наиболее простое выражение для кривой насыщения получится, если предположить, что в (1.9) теплота парообразования не зависит от температуры, удельный объем сухого насыщенного пара v'' можно выразить по уравнению идеального газа (1.2), а удельный объем жидкой фазы v' значительно меньше удельного объема паровой

фазы и им можно пренебречь. В этом случае из (1.9) получим:

$$\frac{dp_{\text{н}}}{dT_{\text{н}}} = \frac{rp}{RT_{\text{н}}^2},$$

или

$$\frac{d \ln p_{\text{н}}}{dT_{\text{н}}} = \frac{r}{RT_{\text{н}}^2}. \quad (1.10)$$

Интегрирование (1.10) дает выражение для кривой насыщения

$$\ln p_{\text{н}} = -r/(RT_{\text{н}}) + \text{const},$$

или

$$\lg p_{\text{н}} = A - B/T_{\text{н}}. \quad (1.11)$$

Предположения, принятые при выводе (1.11), справедливы только для области низких давлений, а теплота парообразования существенно зависит от температуры. Характер этой зависимости для всех веществ одинаков и для воды показан на рис. 1.7. Однако, несмотря на это, обработка экспериментальных данных для многих веществ показывает, что прямолинейность кривой насыщения в координатах $\lg p = 1/T$, вытекающая из (1.11), сохраняется в широком интервале давлений и отклонения наблюдаются лишь вблизи критической точки (рис. 1.8). Объясняется это тем, что погрешности, вызываемые несоответствием допущений, принятых при выводе (1.11), поведению реальных веществ, примерно компенсируют друг друга. Поэтому при обработке экспериментальных данных, полученных при исследовании кривых насыщения различных веществ, часто используют графики в координатах $\lg p = 1/T$, где кривая насыщения изображается прямой линией в широком интервале давлений, а при аналитическом описании кривой насыщения часто используют (1.11), коэффициенты A и B в котором определяются по экспериментальным данным

Следует отметить, что если уравнение кривой насыщения вида (1.11) применить для определения теплоты парообразования или определить ее по углу наклона экспериментальной кривой насыщения, построенной в координатах $\lg p = 1/T$, то полученное единственное значение теплоты парообразования будет страдать неопределенностью, так как невозможно указать, к какой температуре (или давлению) оно относится. Часто полученное таким образом значение рассматривают как приближенное значение теплоты парообразования при атмосферном давлении

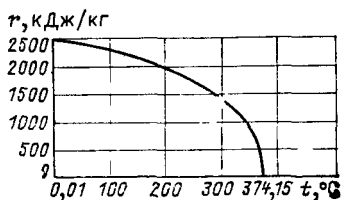
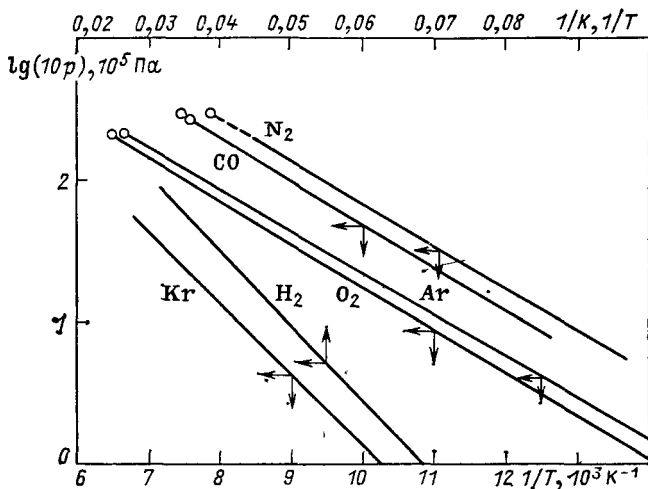


Рис. 1.7. Зависимость теплоты парообразования от температуры для воды

Рис. 1.8. Зависимость давления насыщенного пара от температуры для некоторых веществ



нии, где допущения, принятые при выводе (1.11), приблизительно выполняются.

Для аналитического описания кривой насыщения с достаточно высокой степенью точности во всем интервале давлений (температур) применяют выражения более сложные, чем (1.11). Формально более точное выражение для кривой насыщения можно получить, если при интегрировании (1.8) принять, что теплота парообразования является или линейной, или квадратической и т. д. функцией температуры. Так, зависимости теплоты парообразования от температуры вида

$$r = a + bT + cT^2 \quad (1.12)$$

соответствует выражение для кривой насыщения

$$\ln p_n = -\frac{a}{RT_n} + \frac{b}{R} \ln T_n + \frac{c}{R} T_n + \text{const},$$

или

$$\lg p_n = -A/T_n + B \lg T_n + cT_n + \text{const}. \quad (1.13)$$

При описании экспериментальных данных по исследованию кривой насыщения уравнением (1.13) числовые значения коэффициентов уравнения могут быть определены методом наименьших квадратов.

1.3. ИЗОХОРЫ И ИЗОБАРЫ РЕАЛЬНЫХ ВЕЩЕСТВ

Как было сказано выше, давление насыщенного пара и его температура однозначно определяют друг друга. Поэтому если в двухфазной области от состояния при давлении p_1 осуществить несколько различных процессов изменения состояния пара до одного и того же давления p_2 (рис. 1.9), то в конце каждого из этих процессов пар будет иметь одну и ту же температуру, и следовательно, изменение его температуры в каждом из этих процессов будет одинаковым. Так как подобное рассуждение справедливо и для случая, когда давления p_1 и p_2 различаются лишь на бесконечно малую величину dp , то можно прийти к выводу, что производные dp/dT в двухфазной области для любых процессов одинаковы и равны производной от давления по температуре на кривой насыщения, т. е.

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_h = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_s = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \frac{dp_{\text{н}}}{dT_{\text{н}}}. \quad (1.14)$$

Любой процесс, протекающий в двухфазной области, в p, T -диаграмме изображается линией, совпадающей с кривой насыщения. Рассмотрим в качестве примера процесс изохорного нагревания вещества, причем начальное состояние процесса находится в двухфазной области (точки a, e, c на рис. 1.10, a). До тех пор, пока процесс протекает в двухфазной области (участок ab изохоры I) давление вещества в каждой точке процесса равняется давлению насыщенного пара при соответствующей температуре (рис. 1.10, b). Если удельный объем вещества меньше критического (изохора I), то изохорное нагревание приводит к полной конденсации пара, в результате чего изохора в p, v -диаграмме пересекает нижнюю пограничную кривую.

При дальнейшем нагревании вещество будет находиться в однофазном — жидком — состоянии и зависимость между температурой и давлением примет характерный для жидкости вид — резкий рост давления при незначительном изменении температуры. Если же удельный объем веще-

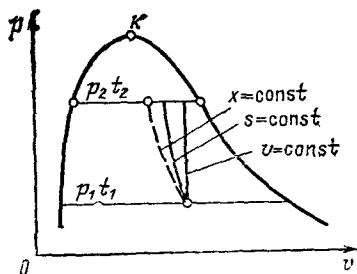
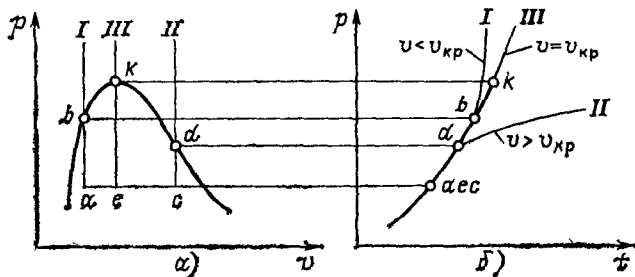


Рис. 1.9 Процессы изменения состояния вещества в двухфазной области

Рис 1.10. Различные случаи изохорного нагревания вещества



ства больше критического (изохора II), то изохора пересекает верхнюю пограничную кривую в точке d , т. е. вещество переходит в состояние перегретого пара (газа). Таким образом, в однофазной области изохоры для значений удельного объема, меньших критического, располагаются в p, t -диаграмме выше и левее кривой насыщения, а для значений, больших критического, — ниже и правее кривой насыщения. При изохорном же нагревании вещества, удельный объем которого равен критическому (изохора III), двухфазное состояние (участок ek) сохраняется вплоть до критической точки, где происходит переход вещества в однофазное состояние.

Согласно (1.14) в критической точке $(\partial p / \partial T)_{v_k} = dp_n / dT_n$, т. е. критическая изохора и кривая насыщения имеют в p, t -диаграмме общую касательную и критическая изохора в этой диаграмме является плавным продолжением кривой насыщения. Это условие используется для определения критического удельного объема вещества по экспериментальным данным.

На рис. 1.11 приведена p, t -диаграмма для воды и водяного пара. Из рисунка видно, что изохоры в этой диаграмме представляют собой плавные линии, близкие (особенно для малых удельных объемов) к прямым. Этот факт

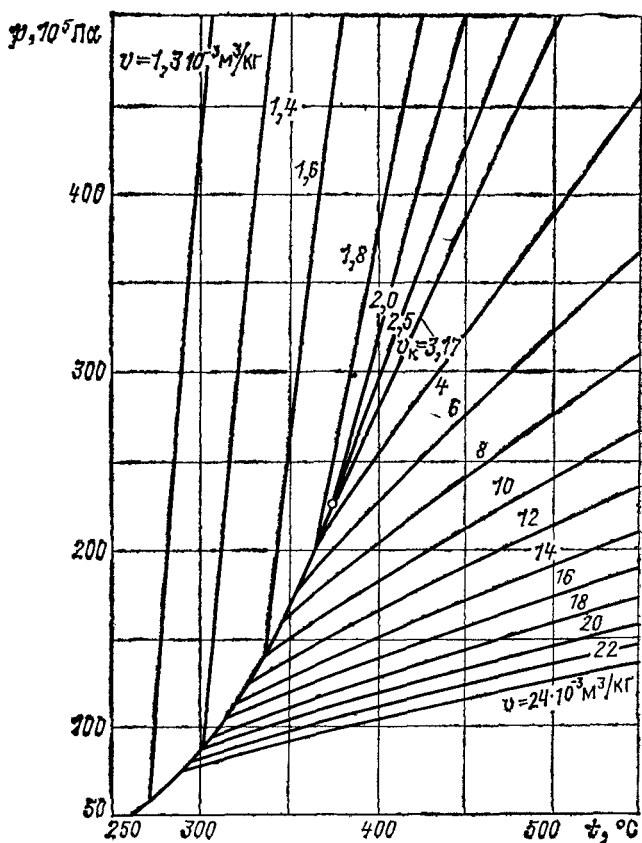


Рис. 1.11. Изохоры для воды и водяного пара в p, T -диаграмме

иногда используется для составления эмпирических уравнений состояния реальных веществ, так как такие линии сравнительно легко поддаются аналитическому описанию.

На рис. 1.12 представлены изобары воды и водяного пара в v, t -диаграмме. Для давлений, меньших критического, они имеют вид ломаных линий, так как в области парообразования характер изменения удельного объема резко отличается от такового для однофазных областей. Для давлений, больших критического, изобары имеют вид плавных линий, кривизна которых уменьшается по мере возрастания давления.

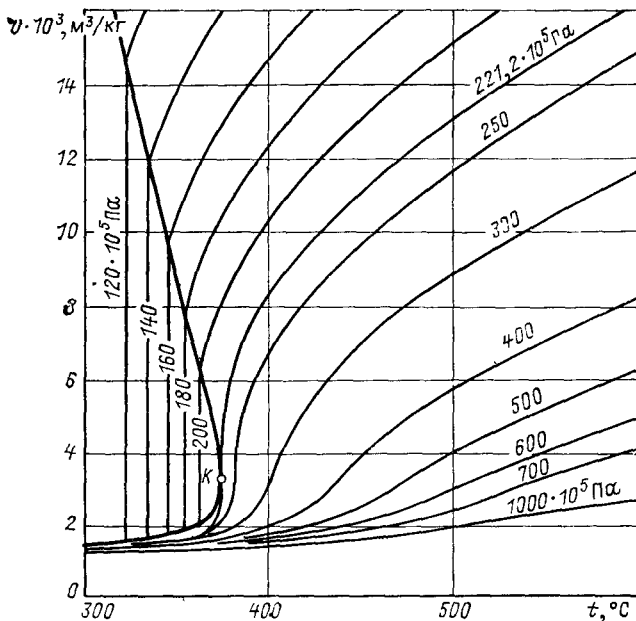


Рис. 1.12 Изобары для воды и водяного пара в p, T -диаграмме

1.4. ТЕРМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

Существование различных фаз у реальных веществ делает невозможным полное описание их поведения при помощи уравнения идеального газа. Но если даже ограничиться рассмотрением только области газа, то и в этом случае обнаружится, что поведение реальных газов значительно отклоняется от предписываемого уравнением (1.2).

Это можно проиллюстрировать следующим образом.

Для характеристики отклонений термических свойств реального газа от свойств идеального обычно применяют коэффициент сжимаемости z :

$$z = pv / (RT). \quad (1.15)$$

Из (1.2) следует, что для идеального газа при любых давлениях и температурах $z=1$. Если же для какого-либо реального газа на основании экспериментальных данных вычислить значения z , то отклонение их от единицы будет характеризовать отличие свойств данного газа от идеального.

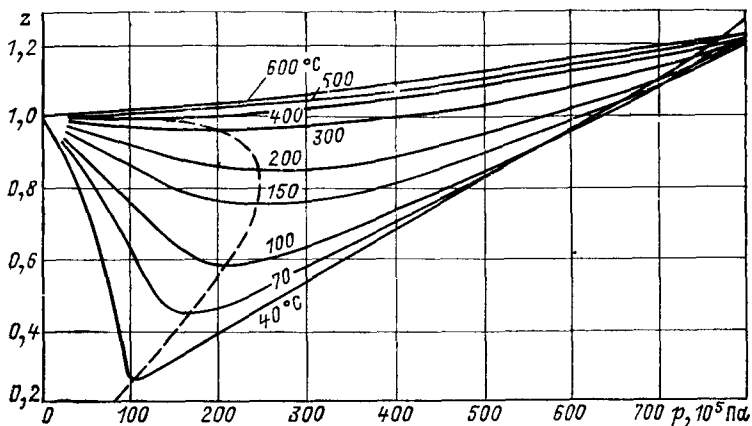


Рис. 1.13. z, p -диаграмма для CO_2

Представленная на рис. 1.13, z, p -диаграмма для CO_2 имеет вид, характерный для всех реальных газов. Как видно из этой диаграммы, отклонения свойств реального газа от идеального различны для разных областей параметров состояния и достигают максимального значения вблизи критической точки. Коэффициент сжимаемости в критической точке z_k для различных веществ лежит в пределах 0,23—0,33. При температурах от T_k до $T_B = (2 + 2,2)T_k$ все изотермы имеют минимум. Следовательно, в этой области при постоянной температуре отклонения от идеального газа с ростом давления вначале увеличиваются, а затем уменьшаются.

Точки минимума изотерм, удовлетворяющие условию $(\partial z / \partial p)_T = 0$, носят название *точек Бойля*. Линию, на которую ложатся все эти минимумы, называют *линией Бойля* (на рис. 1.13 показана штриховой линией). Характер этой линии таков, что давление в точке минимума изотерм с повышением температуры вначале увеличивается, а затем уменьшается. Температуру, при которой минимум изотерм совпадает с осью ординат ($p = 0$), называют *температурой Бойля* T_B . Выше температуры Бойля коэффициент сжимаемости реальных газов всегда больше единицы и при постоянной температуре всегда возрастает при увеличении давления. Следовательно, выше температуры Бойля плотность реального газа всегда меньше плотности идеального газа, находящегося при тех же параметрах.

Таким образом, рассмотренная z, p -диаграмма свидетельствует о том, что свойства реального газа могут очень сильно отличаться от свойств идеального. Столь большое несоответствие уравнения идеального газа (1.2) поведению реального газа объясняется тем, что при рассмотрении идеального газа принимается простейшая модель газа, молекулы которого являются материальными точками, т. е. имеют бесконечно малые размеры и не взаимодействуют друг с другом. В то же время ясно, что уравнение реального газа должно в той или иной форме учитывать конечные размеры молекул и силы взаимодействия между ними.

Характер зависимости потенциальной энергии взаимодействия молекул от расстояния между ними представлен на рис. 1.14. При небольших давлениях, т. е. при больших расстояниях между молекулами газа, силы притяжения, действующие между ними, очень малы и собственный объем молекул пренебрежимо мал по сравнению с объемом, занимаемым газом. Эти условия очень близки к условиям, принимаемым при выводе уравнения (1.2), а поэтому при очень малых давлениях свойства всех реальных газов стремятся к свойствам идеального газа. В z, p -диаграмме этот факт находит свое отражение в том, что все изотермы при уменьшении давления стремятся к линии $z=1$, соответствующей идеальному газу, и в пределе при $p=0$ все изотермы приходят в точку $z=1$.

С увеличением давления, т. е. при уменьшении расстояния между молекулами, силы притяжения между ними возрастают, из-за чего объем реального газа стано-

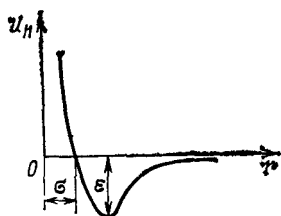


Рис 1.14. Зависимость потенциальной энергии от расстояния между молекулами

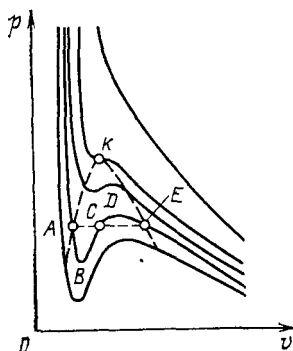


Рис 1.15. Изотермы уравнения Ван-дер-Ваальса

вится меньше, чем идеального. В z, p -диаграмме это соответствует области уменьшения коэффициента сжимаемости с ростом давления. При дальнейшем сближении молекул проявляются силы отталкивания, препятствующие уменьшению объема газа. Эти силы быстро возрастают с уменьшением расстояния между молекулами (рис. 1.14). Поэтому уменьшение объема реального газа по сравнению с идеальным происходит медленнее, так что при очень высоких давлениях объем реального газа становится больше, чем идеального. Именно это является причиной наличия минимумов на изотермах в z, p -диаграмме и дальнейшего возрастания коэффициента сжимаемости с ростом давления до значений больших, чем единица.

Простейшим уравнением реального газа, учитывающим как собственный объем молекул, так и силы взаимодействия между ними, является уравнение, предложенное в 1873 г. Ван-дер-Ваальсом:

$$(p + a/v^2)(v - b) = RT, \quad (1.16)$$

где a, b, R — постоянные, индивидуальные для каждого вещества.

Величина b является учетверенным собственным объемом молекул газа, а величина $a/v^2 = p_{\text{вн}}$ — внутренним давлением, обусловленным силами притяжения между молекулами. Как указывалось выше, эти силы зависят от расстояния между молекулами, а следовательно, от числа молекул, находящихся в единице объема, т. е. плотности газа.

Представляет большой интерес рассмотреть, насколько хорошо уравнение (1.16) передает основные свойства реальных газов.

Уравнение Ван-дер-Ваальса является уравнением третьей степени относительно объема. При его решении (определении v) в зависимости от температуры могут быть получены три действительных корня или один действительный и два комплексных. Изотермы, соответствующие (1.16), представлены на рис. 1.15. При сравнительно низких температурах изотермы имеют волнообразный участок $ABCDE$, который уменьшается с повышением температуры. Следовательно, с возрастанием температуры значения трех действительных корней уравнения сближаются. При некоторой температуре все три корня уравнения становятся одинаковыми, а максимум и минимум волнообразного участка совпадут, так как он вырождается в одну точку, которая явится точкой перегиба для изотермы.

Для того чтобы корни уравнения имели одинаковое значение, должны быть выполнены условия $(\partial p / \partial v)_T = 0$ и $(\partial^2 p / \partial v^2)_T = 0$. Но это совпадает с условиями (1.7), определяющими критическую точку. Значит, точка, где все три корня уравнения (1.16) совпадают, является критической точкой, а изотерма, проходящая через нее, соответствует критической температуре.

При температурах, выше критической, уравнение (1.16) имеет один действительный корень (два комплексных корня физического смысла не имеют), и поэтому изотермы имеют вид плавных непрерывно спадающих кривых.

Уравнение Ван-дер-Ваальса непосредственно не описывает фазовый переход при температурах ниже критической. Однако вид изотерм, соответствующих уравнению при этих температурах, косвенным образом указывает на существование такого перехода. Действительно, в этом случае на всех изотермах имеется участок, где $(\partial p / \partial v)_T > 0$ (участок BD , рис. 1.15). Но такие состояния являются термодинамически неустойчивыми, так как это означает, что при постоянной температуре с ростом давления увеличивается и объем вещества. Поэтому по достижении крайних точек этого участка вещество должно перейти в двухфазное состояние. Полученные таким образом границы двухфазной области, проходящие по максимумам и минимумам волнообразных участков изотерм, все же значительно отличаются от действительных.

Индивидуальные постоянные a , b , R уравнения Ван-дер-Ваальса, вообще говоря, нетрудно определить, если для данного вещества экспериментально измерены давление, температура и удельный объем хотя бы для трех состояний. Однако часто эти постоянные связываются с критическими параметрами вещества. Установить такую связь на первый взгляд нетрудно.

В критической точке справедливо уравнение (1.16). Кроме того, условия критической точки $(\partial p / \partial v)_{T_k} = 0$ и $(\partial^2 p / \partial v^2)_{T_k} = 0$ дают возможность получить после дифференцирования (1.16) еще два уравнения, связывающие критические параметры и постоянные уравнения Ван-дер-Ваальса. Таким образом, будет получена система трех уравнений с тремя неизвестными. Однако при решении этой системы надо учесть еще одно условие, вытекающее из общего требования к любому уравнению реального газа, заключающегося в том, что в предельном случае при бесконечно большом объеме уравнение должно переходить

в уравнение идеального газа. Уравнение (1.16) действительно переходит в уравнение $p v = RT$ при $v \rightarrow \infty$ (так как при этом $a/v^2 \rightarrow 0$ и $v \gg b$), если величина R является газовой постоянной для идеального газа. Следовательно, если R (в 1.16) считать постоянной, то ее значение должно быть равно $R = 8314,41/\mu$ Дж/(кг·К). В таком случае в полученной выше системе трех уравнений остаются лишь две определяемые величины — a и b . Это обстоятельство приводит к неопределенности вычисления постоянных уравнения (1.16) через критические параметры. В зависимости от того, какая пара параметров взята в качестве определяющих, получаются различные значения постоянных a и b . Наиболее часто в качестве определяющих принимают критическое давление p_k и критическую температуру T_k , так как обычно они известны с большей точностью, чем критический объем v_k :

$$a = 27R^2 T_k^2 / (64p_k); \quad b = RT_k / (8p_k). \quad (1.17)$$

В качестве примера в табл. 1.2 приведены значения постоянных уравнения Ван-дер-Ваальса для водяного пара, полученные при различном выборе определяющих па-

Таблица 1.2. Значения постоянных уравнения Ван-дер-Ваальса для водяного пара

Кривые на рис. 1.16	Определяющие параметры	R , Дж/(кг·К)	a , Н м ⁴ /кг ²	b , м ³ /кг
1	p_k, T_k	461,5	1700	0,001687
2	v_k, T_k	461,5	1095	0,001087
3	p_k, v_k	461,5	706	0,001087
4	p_k, v_k, T_k	297,2	706	0,001087

раметров. При этом в первых трех случаях газовая постоянная R принята по идеальному газу, а в четвертом определена через критические параметры:

$$R = \frac{8}{3} \frac{p_k v_k}{T_k}. \quad (1.18)$$

Следует отметить, что если газовая постоянная рассчитана по идеальному газу, то при любом выборе характерных параметров для определения постоянных критическая изотерма, рассчитанная по (1.16), не проходит через критическую точку (точка K на рис. 1.16). Этого положения можно избежать, если постоянную определить по (1.18), но тогда в предельном случае при $p \rightarrow 0$ уравнение (1.16) не переходит в уравнение идеального газа.

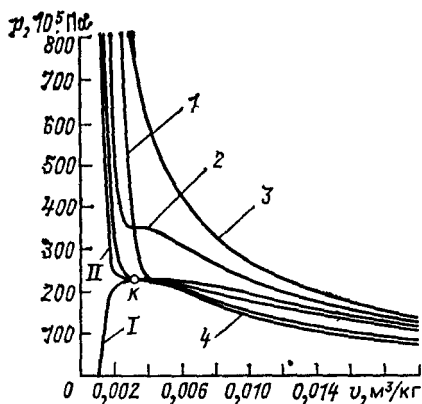


Рис. 116 Критическая изотерма для водяного пара, рассчитанная по уравнению Ван-дер-Ваальса (цифры у кривых соответствуют способу вычисления постоянных уравнения в табл. 12): I — пограничные кривые, II — действительная критическая изотерма

Таким образом, попытка определить постоянные уравнения (1.16) через критические параметры приводит к серьезным трудностям. Объясняется это тем, что, строго говоря, выражение (1.16) применимо в области невысоких давлений. Вблизи же критической точки (1.16) выполняется недостаточно точно и связывание постоянных этого уравнения с критическими параметрами физически мало обосновано.

Попытка точно описать свойства реальных газов с помощью простого уравнения (1.16) не привела к желаемым результатам. Сравнение значений, рассчитанных по (1.16), с экспериментальными данными показывает их большое расхождение, особенно при больших плотностях газа. Это говорит о том, что уравнение (1.16) только качественно отражает поведение веществ и для точных расчетов не пригодно. Поэтому в настоящее время уравнение Ван-дер-Ваальса не применяется для обработки и обобщения экспериментальных данных. Однако иногда, когда речь идет об анализе некоторых закономерностей поведения реальных газов, это уравнение применяют в силу его простоты для качественной оценки.

Для того чтобы улучшить описание экспериментально определенных свойств реальных газов, предпринимались попытки усовершенствовать (1.16). В частности, один из методов усовершенствования состоял в том, что коэффициенты a и b принимались не постоянными, а зависящими от температуры и плотности, но все эти попытки не привели к созданию уравнения состояния, надежно описывающего свойства реальных газов в широком диапазоне изменения параметров.

Неудачи создания общего уравнения состояния реального газа привели к появлению целого ряда эмпирических уравнений, пригодных для описания небольшой области состояния.

Некоторые из них содержат так же, как и уравнение Ван-дер-Ваальса, две константы, другие содержат большее число коэффициентов. С некоторыми из них можно ознакомиться в [2].

Большинство эмпирических уравнений описывает только экспериментальные данные, принятые за основу при составлении уравнения, и не допускает экстраполяции за пределы области эксперимента. Более того, нередко эмпирическое уравнение состояния и в пределах области его применения плохо описывает калорические свойства реального газа (энтальпию, теплоемкость и т. д.), связанные с термическими параметрами дифференциальными соотношениями (§ 1.6).

Вызвано это тем, что при составлении чисто эмпирических уравнений форма уравнения выбирается произвольно. Между тем одни и те же экспериментальные данные (например, по термическим свойствам) могут быть в пределах погрешности эксперимента описаны несколькими уравнениями различного вида. При экстраполяции по этим уравнениям за пределы области эксперимента будут получены значительно отличающиеся один от другого результаты. Да и внутри области эксперимента производные (особенно вторые), вычисленные по различным уравнениям, будут иметь разное значение и даже знак, что свидетельствует о том, что погрешность при вычислении калорических величин может быть большой. Поэтому для составления более или менее удовлетворительного эмпирического уравнения состояния необходимо иметь данные высокой точности в большом диапазоне температур и давлений, так как в этом случае взаимная увязка данных по различным пересекающимся линиям (например, по изотермам и изобарам) позволяет повысить надежность уравнения.

Из сказанного выше становится ясной важность разработки теории уравнения состояния, с помощью которой можно, пользуясь ограниченным числом опытных данных по некоторым (не обязательно термическим или калорическим) физическим свойствам вещества, составлять уравнение состояния или, по крайней мере, указывать вид уравнения для описания имеющихся экспериментальных данных.

В настоящее время теоретически обоснованным является уравнение состояния, представляющее собой разложение коэффициента сжимаемости z в бесконечный ряд по степеням плотности $1/v$:

$$z = \frac{pv}{RT} = 1 + \frac{B}{v} + \frac{C}{v^2} + \frac{D}{v^3} + \dots, \quad (1.19)$$

где B, C, D, \dots — соответственно второй, третий, четвертый и т. д. вириальные коэффициенты, учитывающие взаимодействие соответственно 2, 3, 4 и т. д. молекул.

Вириальные коэффициенты являются функциями лишь температуры и могут быть вычислены, если известна зависимость потенциальной энергии взаимодействия молекул U_n от расстояния между ними. Однако точный вид зависимости $U_n = f(r)$ (рис. 1.14) неизвестен, и практически применяют приближенные выражения, которые носят названия *потенциалов*. Так, для неполярных газов, таких как He, Ar, N₂ и др., часто применяют потенциал Леннарда-Джонса, предполагающий, что энергия отталкивания обратно пропорциональна двенадцатой степени расстояния, а энергия притяжения молекул обратно пропорциональна шестой степени расстояния между молекулами r :

$$U_n = 4\epsilon [(\sigma/r)^{12} - (\sigma/r)^6], \quad (1.20)$$

где σ — значение r , при котором $U_n = 0$; ϵ — максимальная энергия притяжения (глубина потенциальной ямы, рис. 1.14).

Кроме потенциала Леннарда-Джонса применяются другие потенциалы, каждый из которых применим для определенной группы веществ. Значения постоянных потенциалов для каждого газа могут быть определены по экспериментальным данным.

Вычисление вириальных коэффициентов даже для сравнительно простых потенциалов связано со значительными математическими трудностями. Поэтому обычно используют специальные таблицы приведенных значений вириальных коэффициентов, помещенные, например, в [3]. Характер изменения второго вириального коэффициента $B_{\text{отн}}$ от температуры показан на рис. 1.17, а третьего вириального коэффициента $C_{\text{отн}}$ — на рис. 1.18.

Применение потенциалов для обработки экспериментальных данных дает удовлетворительные результаты для одно- и некоторых двухатомных газов. Для газов с более сложными молекулами потенциалы в силу их приближенности не обеспечивают удовлетворительного описания действительного поведения газа в широком диапазоне

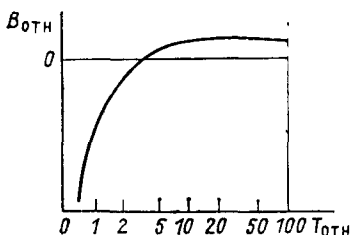


Рис. 1.17. Второй относительный вириальный коэффициент для потенциала Леннард-Джонса:

$T_{\text{отн}} = kT/\epsilon$ (k — постоянная Больцмана; $B_{\text{отн}} = B/b_0$ ($b_0 = 2\pi N\sigma^3/3$; N — число Авогадро)

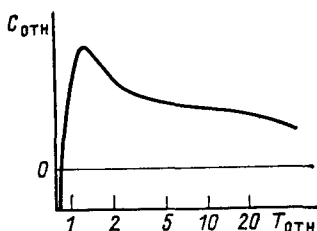


Рис. 1.18. Третий относительный вириальный коэффициент для потенциала Леннард-Джонса:

$C_{\text{отн}} = C/b_0^2$; b_0 , $T_{\text{отн}}$ — то же, что и на рис. 1.17

температур. Поэтому приходится или использовать различные значения постоянных потенциала при разных температурах, или даже применять различные потенциалы. Это обстоятельство усложняет обработку данных и ставит под сомнение возможность их экстраполяции.

Таким образом, уравнение (1.19) правильно передаст физическую картину поведения газов, но применение его для количественных расчетов затруднительно из-за незнания точного закона взаимодействия молекул и трудности вычисления вириальных коэффициентов. Поэтому возникает мысль о создании полуэмпирического уравнения состояния, в котором используется форма уравнения (1.19), но коэффициенты B , C ... не связываются с энергией взаимодействия молекул, а рассматриваются как эмпирические и определяются непосредственно по экспериментальным данным. Такое уравнение, называемое *уравнением состояния в вириальной форме*, применяют или в виде, совпадающем с (1.19), но с ограниченным числом членов, или в виде

$$z = pv/(RT) = 1 + B'p + C'p^2 + D'p^3 + \dots \quad (1.21)$$

Коэффициенты этих уравнений связаны между собой соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} B' &= B/RT; & C' &= (C - B^2)/(RT)^2; \\ D' &= (D - 3BC + 2B^3)/(RT)^3; \end{aligned} \right\} \quad (1.22)$$

С увеличением числа членов в (1.19) и (1.21) увеличивается предел применимости их по плотности (давлению). Однако следует иметь в виду, что с увеличением порядкового номера вириального коэффициента быстро возраста-

ет погрешность его определения по экспериментальным данным. Хорошие результаты достигаются при высоких температурах, где уравнение с тремя-четырьмя вириальными коэффициентами позволяет описать свойства газа в довольно широкой области давлений.

Ранее рассмотренное уравнение Ван-дер-Ваальса (1.16) может быть приведено к вириальной форме уравнения состояния (1.19). Действительно, если (1.16) переписать

$$pv = RTv/(v-b) - a/v,$$

а $v/(v-b)$ разложить в ряд Тейлора по степеням $1/v$

$$v/(v-b) = 1 + b/v + b^2/v^2 + b^3/v^3 + \dots,$$

то уравнение Ван-дер-Ваальса запишется так:

$$z = 1 + (b - a/RT)/v + b^2/v^2 + b^3/v^3 + \dots$$

Таким образом, согласно уравнению Ван-дер-Ваальса вириальные коэффициенты равны: $B = b - a/RT$; $C = b^2$; $D = b^3$.

Необходимо заметить, что второй вириальный коэффициент B , рассчитанный по уравнению Ван-дер-Ваальса так же, как и в действительности, отрицателен при низких температурах, растет с увеличением температуры и меняет свой знак при температуре Бойля T_B : $B = b - a/RT = 0$, $T_B = a/Rb$. При высоких температурах, правда, этот вириальный коэффициент продолжает расти, асимптотически приближаясь к b , в то время как эксперимент дает значение B , заниженное до нуля (рис. 1.17).

Третий, четвертый и последующие вириальные коэффициенты, рассчитанные по уравнению Ван-дер-Ваальса, — постоянные и не зависящие от температуры величины. Эксперимент дает более сложную зависимость этих коэффициентов от температуры (рис. 1.18).

Для определения вириальных коэффициентов используют различные методы. Рассмотрим кратко один из них — определение вириальных коэффициентов по результатам измерения удельных объемов газа.

Из (1.19) следует, что при $1/v \rightarrow 0$

$$\lim [\partial z / \partial (1/v)]_T = B, \quad (1.23)$$

т. е. тангенс угла наклона изотермы в координатах z , $1/v$ при очень малых плотностях равен второму вириальному коэффициенту (рис. 1.19). Отсюда видно, что для определения вириальных коэффициентов нужны прежде всего измерения в области больших удельных объемов (или

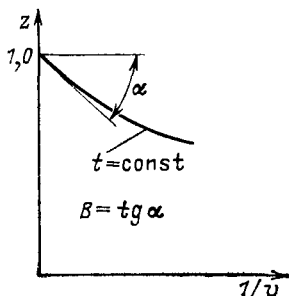


Рис. 1.19. Определение коэффициента B по экспериментальным данным

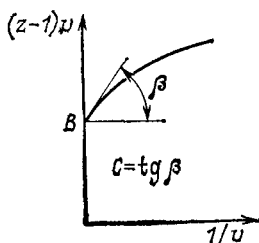


Рис. 1.20. Определение коэффициента C по экспериментальным данным

малых давлений). Такие измерения зачастую отсутствуют, но экстраполяция в область малых плотностей облегчается знанием того, что при $1/v \rightarrow 0$ $z=1$ (идеальный газ). Угол наклона изотермы можно определить или графически, построив ее в $z, 1/v$ -диаграмме, или аналитически по уравнению изотермы $z=f(1/v)$, описывающему экспериментальные данные. Последний метод лучше, так как в этом случае при использовании, например, метода наименьших квадратов объективно усредняются экспериментальные данные, всегда имеющие некоторый разброс.

После того как для некоторых температур определены значения второго вириального коэффициента B , можно для этих же температур определить значения третьего вириального коэффициента C , используя уравнение, вытекающее из (1.19):

$$(z-1)v = B + C/v + D/v^2. \quad (1.24)$$

Отсюда следует, что значение C равно тангенсу угла наклона изотермы в координатах $(z-1)v, 1/v$, если $1/v \rightarrow 0$,

$$\lim [\partial(z-1)v / \partial(1/v)]_T = C. \quad (1.25)$$

Таким образом, для определения C следует по экспериментальным значениям удельного объема рассчитать комплекс $(z-1)v$ и нанести его на график в зависимости от $1/v$ (рис. 1.20). Необходимая экстраполяция в область малых плотностей может быть легко осуществлена, так как из (1.24) следует, что при $1/v=0$ $(z-1)v=B$, причем значение B уже определено. Тангенс угла наклона этой линии, равный C , можно определить графически.

Последовательно применяя описанную выше процедуру, можно определить необходимое число вириальных коэффициентов. Однако следует заметить, что при обычной погрешности определения экспериментальных значений удельных объемов, равной $\pm 0,2\%$, уже при определении четвертого или пятого вириального коэффициента разброс точек на соответствующем графике становится очень большим, так что ста-

новится невозможно провести сколько-нибудь надежную усредняющую изотерму. Это и является пределом вириальных коэффициентов.

Полученные для определенных температур значения вириальных коэффициентов могут быть описаны уравнениями, представляющими их зависимости от температуры, т. е. уравнениями $B=f(T)$; $C=\varphi(T)$ и т. д. Коэффициенты этих уравнений определяют, как правило, методом наименьших квадратов.

Результаты некоторых работ показывают, что уравнение состояния в вириальной форме хорошо описывает исходные данные, обеспечивает согласованность термических и калорических значений и допускает некоторую экстраполяцию в область температур больших, чем достигнуты в эксперименте.

1.5. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ ПОДОБИЕ ВЕЩЕСТВ

До сих пор основным источником точных сведений о свойствах реальных веществ является эксперимент. Этот путь получения данных требует создания сложных установок и затраты большого количества времени. Поэтому подробные сведения собраны лишь для ограниченного числа веществ, наиболее важных для техники, таких как водяной пар, углекислый газ, азот и некоторые другие газы. Между тем круг веществ, представляющих интерес для техники, все более расширяется. Естественно, что возникает стремление использовать уже имеющиеся данные для предсказания, хотя бы приближенного, свойств малоизученных веществ, т. е. появляется необходимость сравнения свойств веществ.

Любое сравнение предполагает рассмотрение явлений в одинаковых условиях. Ясно, что при сопоставлении свойств веществ в качестве таких условий не могут быть приняты одинаковые параметры, так как, например, при одинаковых температуре и давлении различные вещества могут находиться в разных агрегатных состояниях. Физически подобными для всех веществ являются критические состояния. Поэтому параметры вещества в критическом состоянии p_k , v_k , T_k принимают за основу сравнения термодинамических свойств газов и жидкостей. Параметры вещества, отнесенные к параметрам в критическом состоянии, называют *приведенными*:

$$\pi = p/p_k; \tau = T/T_k; \varphi = v/v_k, \quad (1.26)$$

где π — приведенное давление; τ — приведенная температура; φ — приведенный удельный объем вещества.

Вещества, имеющие два одинаковых приведенных параметра, находятся в состояниях, пропорционально удаленных от своего критического состояния. В 1873 г. Ван-дер-Ваальс выдвинул утверждение, получившее название закона соответственных состояний: если вещества имеют два одинаковых приведенных параметра, то у них одинаков и третий приведенный параметр. Такие состояния веществ носят названия *соответственных*.

Если вещества подчиняются закону соответственных состояний, то их поведение описывается единым приведенным уравнением состояния, т. е. для них существует одинаковая зависимость вида $\varphi = f(\pi, \tau)$. Такое уравнение не содержит каких-либо постоянных, зависящих от природы вещества. Например, уравнение Ван-дер-Ваальса (1.16) можно, используя связь его постоянных с критическими параметрами, привести к безразмерному виду:

$$(\pi + 3/\varphi^2)(3\varphi - 1) = 8\tau.$$

Вещества, подчиняющиеся закону соответственных состояний, называют *термодинамически подобными*. Так как такие вещества подчиняются единому приведенному уравнению состояния, то для них можно построить единую π, φ -диаграмму, единую кривую насыщения $\pi_n = \hat{f}(\tau_n)$. Построив такие диаграммы для одного из исследованных веществ, можно было бы определять свойства малоблизученных веществ, если только для них известны критические параметры, даже не зная конкретного вида приведенного уравнения состояния.

Практически наиболее удобно применять закон соответственных состояний в виде зависимости $z = f(\pi, \tau)$, причем для расчетов можно применить z, π -диаграмму, это придаст им большую наглядность.

На рис. 1.21 показана полная z, π -диаграмма, а на рис. 1.22 — более подробно область газа этой диаграммы. Очевидно, что z, π -диаграмма подобна описанной выше z, p -диаграмме, так как отличается от нее лишь единицей давления — вместо измерения в паскалях применено измерение давления в долях критического давления. Строится эта диаграмма на основании наиболее надежных экспериментальных данных, полученных при исследовании различных веществ.

При анализе z, π -диаграммы в дополнение к отмеченным выше можно выявить еще некоторые общие свойства реальных веществ.

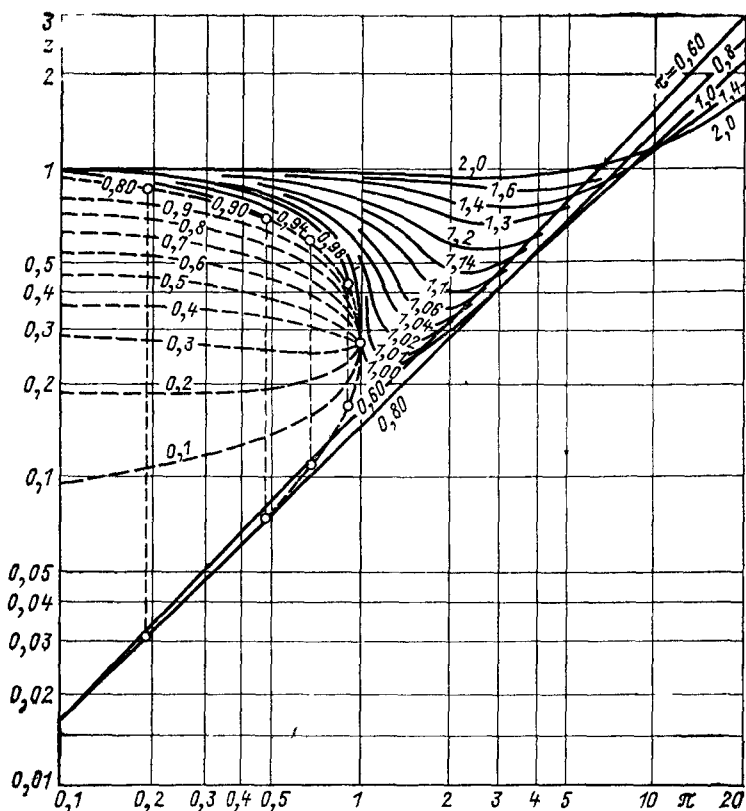


Рис. 1.21. z, π -диаграмма

Так, при давлении, большем чем $8 p_k (\pi > 8)$, плотность реального газа при любых температурах меньше плотности идеального газа при тех же параметрах, так как из рис. 1.21 следует, что коэффициент сжимаемости реального газа в этой области всегда больше единицы. Из рис. 1.21 видно также, что при $\pi = 10 \div 11$ существует область, где изотермы пересекаются.

z, π -диаграмма наглядно отображает общие свойства всех реальных веществ и может быть использована для расчета термодинамических свойств малоизученных веществ методом подобия. Например, удельный объем такого вещества при некоторых давлении p и температуре T можно определить следующим образом.

Зная критические параметры вещества, рассчитывают значения приведенных параметров $\pi = p/p_k$ и $\tau = T/T_k$. Да-

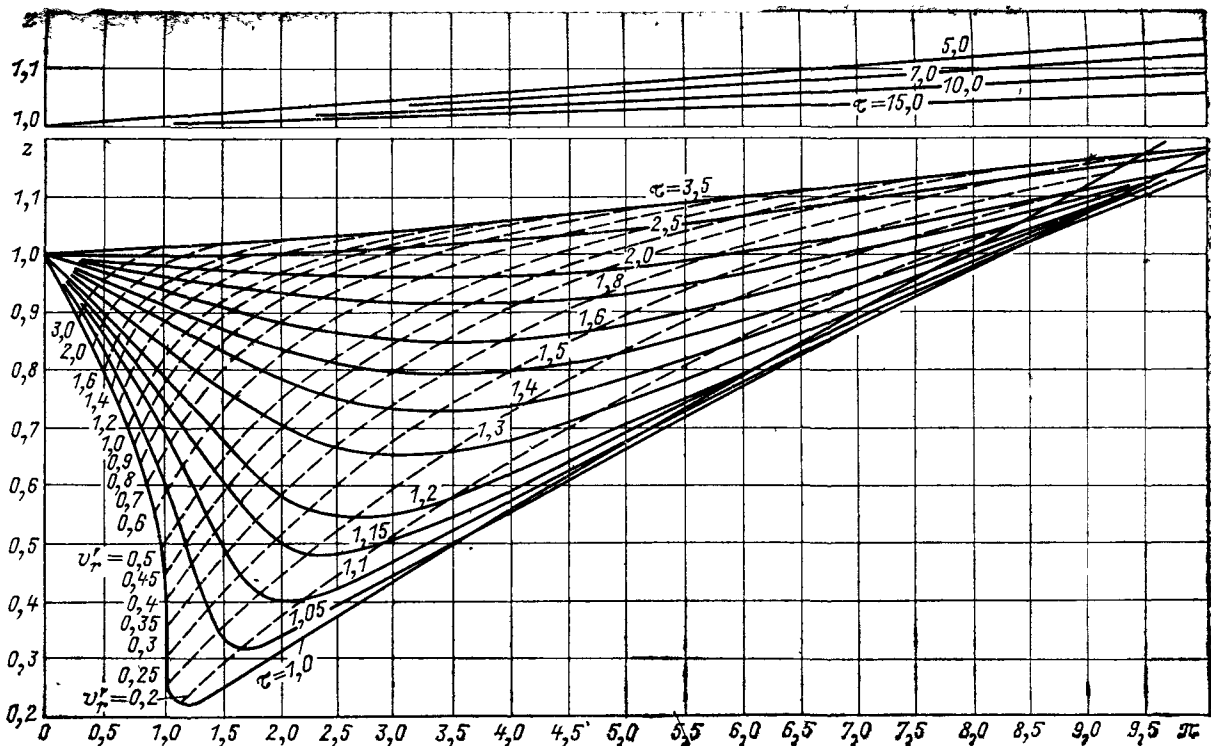


Рис. 1.22. z, λ -диаграмма для области газа

лее по z , π -диаграмме определяют коэффициент сжимаемости z при данных приведенных параметрах, а искомое значение удельного объема рассчитывают как $v = zRT/p$. Если в качестве одного из параметров задан удельный объем, то при расчете используют изохоры идеального приведенного объема $v'_r = p_k v / RT_k$, показанные на рис. 1.22.

Преимущество такого расчета заключается в том, что не используется критический объем вещества — величина, которая из всех критических параметров известна с наименьшей точностью, и, следовательно, точность в этом случае может быть выше, чем при расчете по приведенному объему.

Однако закон соответственных состояний выполняется лишь приближенно. Показать это можно на следующем примере. Так как из закона соответственных состояний следует, что значения коэффициента сжимаемости подобных веществ при одинаковых приведенных температуре и давлении τ и π должны быть равны, то, в частности, значение этого коэффициента в критической точке $z_k = p_k v_k / RT_k$ для всех веществ должно быть одинаково. В действительности же для реальных веществ значение этой величины не одинаково, а лежит в интервале 0,23—0,33, что свидетельствует о приближенном характере закона соответственных состояний. Этот закон лучше выполняется для газов в области высоких температур ($\tau > 1,2$) и хуже при приближении к двухфазной области и в области жидкости.

Для повышения точности расчетов свойств веществ методом термодинамического подобия было предложено

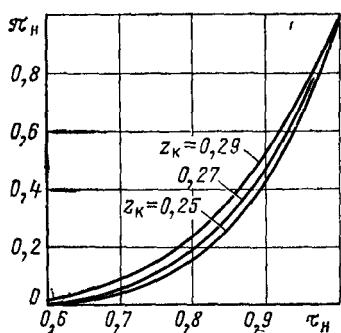


Рис. 1.23. Приведенные кривые насыщения для веществ с различными значениями z_k

дополнить закон соответственных состояний введением какого-либо третьего параметра. В качестве такой дополнительной величины в настоящее время чаще всего используется z_k , т. е. вещества считаются термодинамически подобными, если у них одинаковые значения z_k . Зависимость характера изменения свойств веществ от величины z_k подтверждается рис. 1.23, где представлены приведенные кривые насыщения для веществ с различными

z_k . Для сопоставления вещества с близкими значениями z_k (например, $z_k = 0,24 \div 0,26$) собирают в отдельные группы, внутри которых и применяют закон соответственных состояний.

Для повышения точности расчетов по методу термодинамического подобия можно пользоваться не графиком функции $z = f(\pi, \tau)$, т. е. z , π -диаграммой, а специальными обобщенными таблицами [4], где эта функция табулирована для нескольких групп веществ с различным значением z_k .

Удельный объем газа при помощи методов термодинамического подобия можно определить с погрешностью около 2% (при малых π несколько точнее), а для жидкости — с погрешностью около 3%, т. е. на порядок хуже, чем экспериментально. Большое число приближенных методов расчета свойств веществ описано в [5].

1.6. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ ТЕРМОДИНАМИКИ

Для того чтобы иметь полное представление о каком-либо реальном веществе, надо знать его удельный объем, энтальпию, теплоемкость и другие термодинамические свойства. Однако нет необходимости определять эти свойства экспериментально, так как все термодинамические свойства реальных веществ находятся в тесной взаимосвязи. Эта связь устанавливается так называемыми дифференциальными уравнениями термодинамики, полученными на основе ее первого и второго законов. Совокупность таких уравнений представляет собой мощную расчетную базу современной теплофизики. Здесь мы рассмотрим лишь некоторые из них, наиболее часто употребляемые при обработке и согласовании экспериментальных данных. Более подробные сведения о дифференциальных уравнениях термодинамики можно найти в [6].

В настоящее время как термические, так и калорические свойства веществ в идеальном газовом состоянии могут быть точно рассчитаны [7].

Любое же термодинамическое свойство реального вещества может быть представлено как свойство в идеальном газовом состоянии и некоторая поправка, учитывающая отличие реального газа от идеального (поправка на реальность). Например, при рассмотрении удельного объема такой поправкой, как было рассмотрено выше, является коэффициент сжимаемости z . Так как калорические свойства идеального газа являются функцией только тем-

пературы, то поправка на реальность для этих величин должна учитывать их зависимость от давления или объема вещества. Для разных пар независимых переменных (p, T или v, T) можно получить следующие выражения.

для внутренней энергии

$$\left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_T = -T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - p \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T; \quad (1.27)$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v - p; \quad (1.28)$$

для энтальпии

$$\left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T = v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p; \quad (1.29)$$

$$\left(\frac{\partial h}{\partial v}\right)_T = T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v + v \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T; \quad (1.30)$$

для энтропии

$$\left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T = - \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p; \quad (1.31)$$

$$\left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v; \quad (1.32)$$

для изобарной c_p и изохорной c_v теплоемкостей

$$\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T = -T \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)_p; \quad (1.33)$$

$$\left(\frac{\partial c_v}{\partial v}\right)_T = T \left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2}\right)_v; \quad (1.34)$$

для связи между этими теплоемкостями

$$c_p - c_v = -T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v^2 / \left(\frac{\partial v}{\partial v}\right)_T; \quad (1.35)$$

$$c_p - c_v = T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p^2 / \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T; \quad (1.36)$$

для определения дроссельного эффекта

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_h = \left[T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v \right] / c_p; \quad (1.37)$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_h = - \frac{T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v + v \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T}{c_v \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T - T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v^2}. \quad (1.38)$$

Выражения (1.27) — (1.38) позволяют при наличии экспериментальных данных по одному из свойств вещества определить остальные функции состояния и провести их согласование. Так, по результатам измерений удельных объемов v газа при высоких давлениях можно, используя (1.29), рассчитать энтальпию газа для исследованной области:

$$h(T, p) = h_1(T, p_1) + \int_{p_1}^p [v - T(\partial v / \partial T)_p] dp, \quad (1.39)$$

где $h(T, p)$ — энтальпия вещества при некоторых температуре T и давлении p ; $h_1(T, p_1)$ — энтальпия при той же температуре T и более низком давлении p_1 , для которого имеются надежные данные по энтальпии. В пределе может быть принято $p_1 = p_0 = 0$.

Тогда энтальпия h_0 соответствует энтальпии данного вещества в идеально газовом состоянии при температуре T и определяется по таблицам свойств идеальных газов, например [7].

Значение интеграла в (1.39) рассчитывается или аналитически, если экспериментальные данные описаны уравнением состояния, или при помощи графоаналитических методов.

Рассмотрим способ вычисления энтальпии, основанный на использовании экспериментальных данных по удельным объемам газа, описанных уравнением состояния в вириальной форме (1.21):

$$z = pv / (RT) = 1 + B'p + C'p^2 + D'p^3 + \dots$$

Так как

$$\left(\frac{\partial z}{\partial T}\right)_p = \frac{p}{RT} \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - \frac{pv}{RT^2} = \frac{p}{RT^2} \left[T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v \right], \quad (1.40)$$

то, сравнивая это выражение с (1.29), получаем:

$$\frac{1}{p} \left(\frac{\partial z}{\partial T}\right)_p = -\frac{1}{RT^2} \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T. \quad (1.41)$$

Отсюда для (1.21)

$$\left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T = -RT^2 \left(\frac{\partial B'}{\partial T} + \frac{dC'}{dT} p + \frac{dD'}{dT} p^2 + \dots \right). \quad (1.42)$$

Если в качестве опорного принять идеально газовое состояние при $p_0 = 0$, то значение энтальпии реального

газа при некотором давлении p можно вычислить так:

$$h(T, p) = h_0(T, p_0) + \int_{p_0}^p \left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T dp = h_0(T, p_0 = 0) - \int_0^p RT^2 \left(\frac{dB^*}{dT} + \frac{dC^*}{dT} p + \frac{dD^*}{dT} p^2 + \dots \right) dp;$$

интегрируя это выражение, получаем:

$$h = h_0 - RT^2 \frac{dB^*}{dT} p - \frac{1}{2} RT^2 \frac{dC^*}{dT} p^2 - \frac{1}{3} RT^2 \frac{dD^*}{dT} p^3 - \dots \quad (1.43)$$

Рассчитанное по (1.39) или (1.43) значение энтальпии должно совпасть с экспериментальными данными или с значениями, рассчитанными по другим свойствам, например по c_p . В этом и заключается согласование данных по различным свойствам вещества. Подобным же образом по p, v, T -данным можно рассчитать c_p , используя соотношение (1.33):

$$c_p(T, p) = c_{p_0}(T, p_0 = 0) - T \int_0^p \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \right)_p dp,$$

и, наоборот, по результатам измерения c_p или энтальпии можно, используя (1.29) и (1.33), рассчитать значения удельных объемов.

Знание дифференциальных уравнений термодинамики необходимо экспериментатору для того, чтобы в соответствии с задачей исследования вещества выбрать наиболее разумный план исследования с учетом разной сложности установок для измерения тех или иных свойств, точности получаемых данных и возможности расчета других свойств по полученным экспериментальным данным. После того, как получены экспериментальные результаты, дифференциальные уравнения позволяют проверить их термодинамическую согласованность с разнородными данными.

1.7. КАЛОРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

Теплоемкость реальных газов в отличие от идеальных зависит не только от температуры, но и от давления (или объема) газа. Графики зависимости изобарной теплоем-

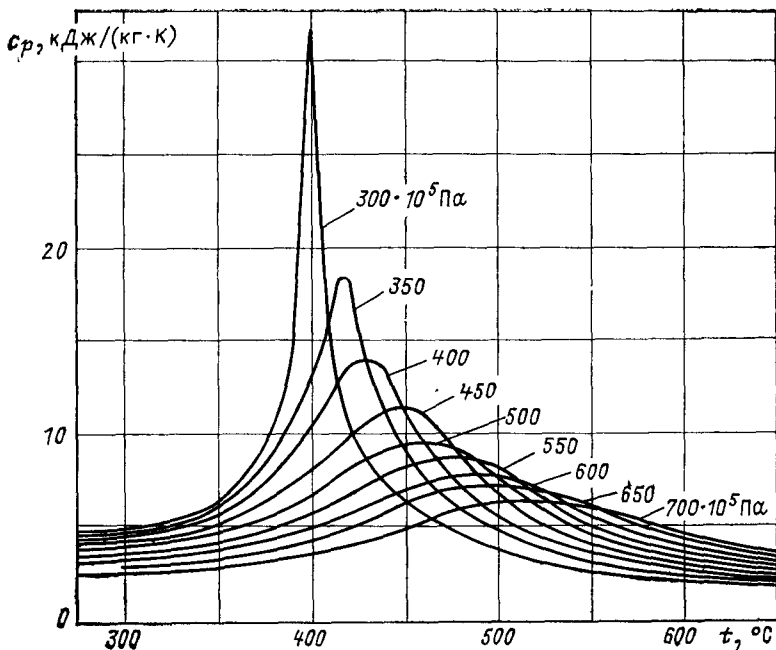


Рис. 1.24. Изобары теплоемкости c_p для водяного пара

кости c_p водяного пара от температуры и давления при ведены на рис. 1.24, из которого видно, что характер зависимости весьма сложен.

Теплоемкость жидкости возрастает с ростом температуры и уменьшается с повышением давления, в то время как для перегретого пара она увеличивается с повышением давления. Особенно сильное изменение c_p наблюдается в околокритической области, где изобары теплоемкости имеют пики, уменьшающиеся с ростом давления (рис. 1.25).

Температура, соответствующая максимальному значению c_p на изобаре, с ростом давления увеличивается. Максимумы значений c_p наблюдаются и на изотермах (рис. 1.26), причем их значение уменьшается с ростом температуры и они смещаются в сторону больших давлений.

Изохорная теплоемкость c_v в околокритической области также имеет максимумы на изотермах (рис. 1.27) и изобарах. Что же касается значения c_v в критической

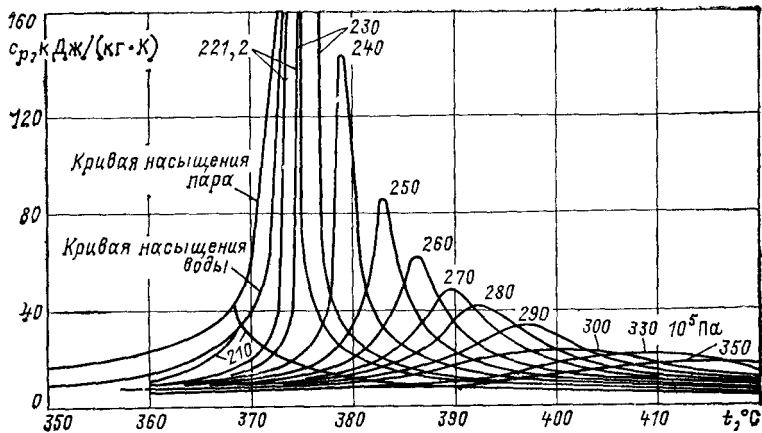


Рис 1 25. Изобары теплоемкости c_p для водяного пара в околокритической области

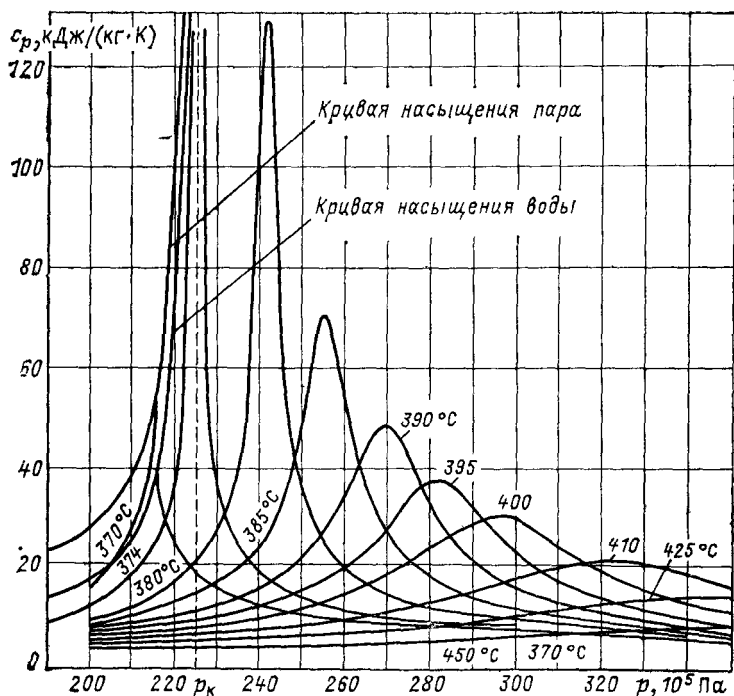


Рис 1 26. Изотермы теплоемкости c_p для водяного пара

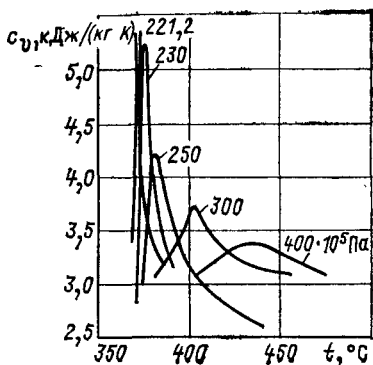


Рис 127 Изобары теплоемкости c_v для водяного пара

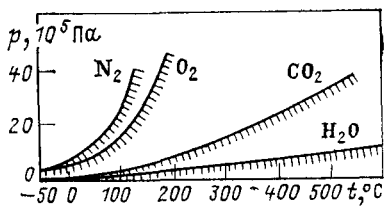


Рис 128 Пределы применения таблиц калорических свойств веществ в идеальном газовом состоянии

точке, то единого мнения о конечности или бесконечности изохорной теплоемкости в критической точке нет. К сожалению, ни эксперимент, ни термодинамический анализ не могут однозначно ответить на этот вопрос [6]

Подобный характер изменения c_p и c_v в околоскритической области наблюдается не только для водяного пара, но для всех реальных веществ. Только при температурах, значительно превышающих критическую, влияние давления на теплоемкость становится малым и ее зависимость от температуры приобретает монотонный характер, как и для идеального газа.

Описать аналитически зависимость теплоемкости реальных газов от параметров весьма трудно. Однако уравнение состояния, составленное по термическим данным, должно согласно (1.33) и (1.34) описывать поведение теплоемкости. Отсюда можно заключить, что точность, с которой уравнение состояния описывает изменение теплоемкости в околоскритической области, является строгой проверкой правильности его составления.

Многие технически важные газы, такие как гелий, азот, кислород и т. п., имеют низкую критическую температуру (см. табл. 11). Поэтому при температурах, при которых они обычно применяются в теплотехнике, они оказываются удаленными от критической области и отклонение калорических свойств этих газов от их свойств в идеальном газовом состоянии (т. е. влияние давления) начинает сказываться лишь при довольно высоких давлениях. На рис. 128 для некоторых газов приведены графики, показывающие предельные значения параметров, до которых калорические свойства этих газов можно с

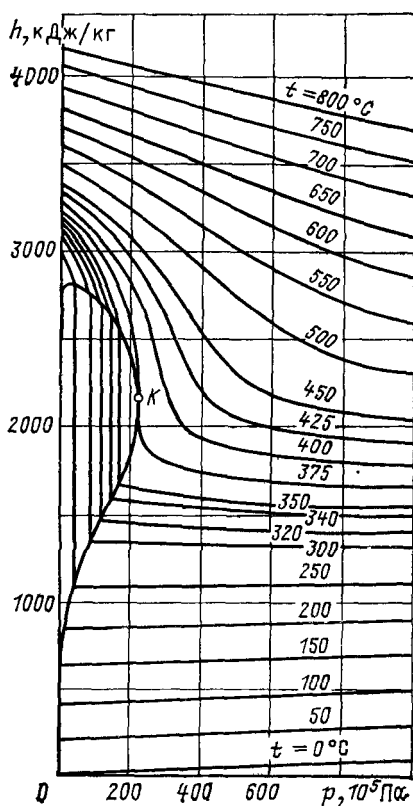


Рис 1.29 h, p -диаграмма для водяного пара

точностью 0,5% принимать не зависящими от давления и пользоваться значениями, рассчитанными для идеально газового состояния, приведенными в [7, 8].

Энтальпия реальных веществ также зависит не только от температуры, но и от давления (объема) вещества. При этом энтальпия жидкости с ростом давления изменяется мало.

Характер влияния давления на энтальпию наглядно показан на рис. 1.29, где в h, p -координатах изображены изотермы для водяного пара. Изотермы идеального газа изображались бы в этой диаграмме в виде горизонтальных прямых. Для реальных же веществ наблюдается существенное отклонение от такого изображения. Для жидкости при низких температурах энтальпия с повышением давления все время воз-

растает. При увеличении температуры характер изотерм изменяется — на них появляются минимумы. Для воды наименьшей температурой, при которой на изотерме существует минимум, совпадающий с кривой насыщения, является значение $t=247,4^\circ\text{C}$. С повышением температуры давление, при котором наблюдается минимум, быстро возрастает.

Слева от минимума при постоянной температуре энтальпия уменьшается при возрастании давления, т. е. $(\partial h/\partial p)_T < 0$, справа — увеличивается, т. е. $(\partial h/\partial p)_T > 0$. Точки минимумов, где $(\partial h/\partial p)_T = 0$, носят название *точек инверсии* (точки изменения знака). Уже при температуре $t=300^\circ\text{C}$ точке инверсии соответствует давление

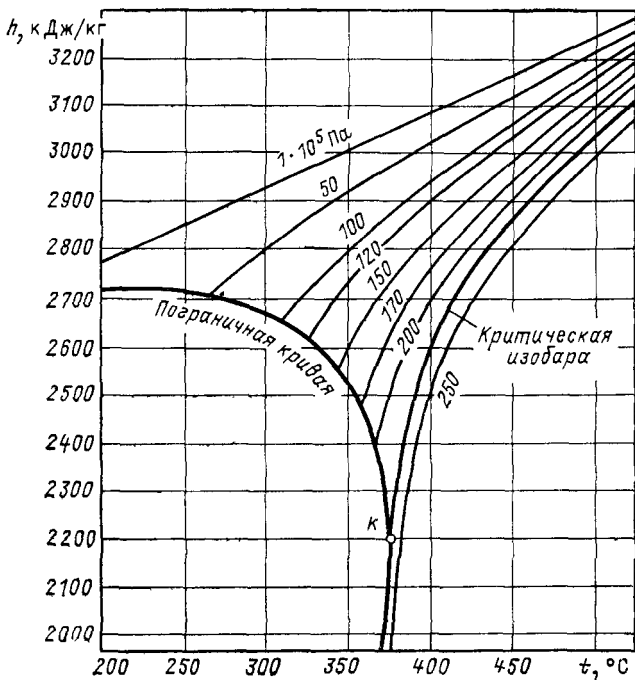


Рис. 130. h, t -диаграмма для водяного пара $600 \cdot 10^5$ Па. Поэтому можно считать, что при высоких температурах и давлениях, обычно применяемых к технике, энтальпия пара при постоянной температуре уменьшается с ростом давления.

Зависимость энтальпии реального газа от давления хорошо видна и на рис. 130, где в h, t -координатах представлены изодары для водяного пара.

Значения энтальпии реальных веществ могут быть рассчитаны на основании экспериментальных данных по удельным объемам и теплоемкости вещества. Так как энтальпия реального вещества — функция двух параметров, то

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T dp + \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p dT,$$

и энтальпию жидкости или газа при некоторых температуре T и давлении p , используя соотношение (1.29), можно выразить как

$$h(T, p) = h_0(T_0, p_0) + \int_{p_0}^p \left[v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right] dp + \int_{T_0}^T c_p dT, \quad (1.44)$$

При экспериментальном исследовании дроссельный эффект называют дифференциальным, если изменения температуры ΔT и давления Δp в процессе дросселирования малы по сравнению с абсолютными значениями этих величин, т. е. $\mu = (\Delta T / \Delta p)_h$.

Так как при дросселировании всегда $dp < 0$, то при $\mu > 0$ газ в процессе дросселирования охлаждается, а при $\mu < 0$ и $dT > 0$ — газ нагревается.

Используя связь между производными, выражение (1.29) можно записать в виде

$$\mu = \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_h = - \frac{(\partial h / \partial p)_T}{(\partial h / \partial T)_p} = \frac{T(\partial v / \partial T)_p - v}{c_p}. \quad (1.46)$$

Величина $(\partial h / \partial T)_p = c_p$ всегда положительна, поэтому знак μ всегда противоположен знаку $(\partial h / \partial p)_T$. Из рассмотрения h, p -диаграммы (рис. 1.29) следует, что в разных областях параметров знак $(\partial h / \partial p)_T$ может быть различен, а значит, и μ для данного вещества может иметь и положительное и отрицательное значение. Точки, где происходит изменение знака дроссельного эффекта ($\mu = 0$), называют *точками инверсии*, а их совокупность — *кривой инверсии*.

Так как $\mu = 0$ при $(\partial h / \partial p)_T = 0$, то точки инверсии совпадают с точками минимумов изотерм в h, p -диаграмме. Таким образом, кривая инверсии реального газа может быть построена или на основании экспериментальных данных по дроссельному эффекту, или на основании h, p -диаграммы, или по уравнению состояния газа, так как согласно (1.46) для кривой инверсии

$$T(\partial v / \partial T)_p - v = 0. \quad (1.47)$$

В p, T -координатах кривая инверсии, полученная по выражению (1.47) для газа, подчиняющегося уравнению Ван-дер-Ваальса (1.16), имеет вид показанной на рис. 1.32. Из рисунка следует, что изменение знака дроссельного эффекта имеет место только в некоторой определенной области параметров. При дросселировании же газа в области выше максимума кривой инверсии всегда будет наблюдаться повышение его температуры. То же самое можно сказать и об области высоких температур (правее кривой инверсии). Интересно выяснить расположение характерных точек кривой инверсии, в частности положение ее максимума.

Из (1.47) следует, что для максимума кривой инверсии $(\partial^2 v / \partial T^2)_p = 0$. Используя это условие совместно с

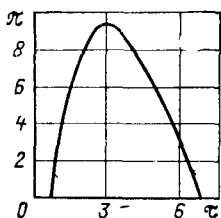


Рис 1.32 Кривая инверсии для газа, подчиняющегося уравнению Ван-дер-Ваальса (в приведенных координатах)

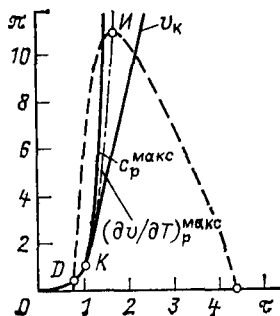


Рис 1.33 Кривая инверсии для воды в приведенных координатах

(1.16) и (1.47) получаем, что для газа, подчиняющегося уравнению Ван-дер-Ваальса, в точке максимума кривой инверсии $p_{и} = 9p_k$, $T_{и} = 3T_k$ и $v_{и} = v_k$. В точке пересечения правой ветви кривой инверсии с осью температур ($p=0$) $T = 6,75T_k$.

Однако как указывалось выше, выражение (1.16) количественно недостаточно хорошо передает свойства реальных газов и сравнение с экспериментальными данными показывает, что параметры точек максимума кривой инверсии должны быть скорректированы. Это становится ясным при анализе z, π -диаграммы (рис. 1.21). Действительно, так как по (1.40)

$$\left(\frac{\partial z}{\partial T}\right)_p = \frac{p}{RT^2} \left[T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v \right],$$

то из сравнения этого выражения с (1.47) следует, что на кривой инверсии $(\partial z / \partial T)_p = 0$ и в z, p -диаграмме бесконечно близкие изотермы должны пересекаться между собой по кривой инверсии.

В области максимума кривая инверсии имеет пологий участок и в z, π -диаграмме в некотором интервале температур изотермы пересекаются почти в одной точке при давлении, соответствующем максимуму кривой инверсии (рис. 1.21). Пересечение же изотерм происходит при давлении $\pi = 10,5 \div 11,3$ для различных веществ, и поэтому в среднем следует принять $p_{и} \approx 11p_k$ вместо полученных по (1.16) $p_{и} = 9p_k$. Подобным же образом из анализа сжимаемости различных веществ получено, что для максимума

кривой инверсии $v_n = 0,75v_k$ и $\tau_n/z_k = 6,72$, что для различных веществ соответствует $T_n = (1,62 \div 2,06)T_k$ (рис. 1.33). Кривая инверсии пересекает ось температур ($p=0$) при очень высокой температуре, и экспериментальных данных для ее определения в настоящее время недостаточно. Можно лишь заметить, что эта температура совпадает с температурой, при которой второй вириальный коэффициент B' достигает максимального значения. Действительно, из (1.42) следует, что при $p=0$ $(\partial h/\partial p)_T=0$ только при условии, что $dB'/dT=0$, т. е. в точке максимума второго вириального коэффициента. Ориентировочно можно принимать $T_0 = 18z_k T_k$. Следует отметить, что левая ветвь кривой инверсии доходит лишь до кривой насыщения, не пересекая ее. Так как для области насыщения по (1.14) $(\partial T/\partial p)_h = dT_n/dp_n$, то для всей двухфазной области $\mu > 0$ и инверсии здесь не может быть.

Из рис. 1.33 видно также, что область перегретого пара при параметрах, применяемых обычно в технике, располагается внутри кривой инверсии и, следовательно, при адиабатном дросселировании такой пар охлаждается.

При экспериментальном исследовании свойств реальных веществ применяется измерение как дифференциального, так и интегрального дроссельного эффекта. Проведение таких измерений в достаточно широкой области параметров позволяет построить h , T -диаграмму для вещества, определить его теплоемкость и, используя дифференциальные уравнения термодинамики, рассчитать другие калорические функции и удельные объемы. Данные по дроссельному эффекту совместно с данными по c_p вещества могут быть использованы для составления уравнения состояния.

1.9. ЗАКРИТИЧЕСКАЯ ОБЛАСТЬ

Область состояния вещества, находящегося в p , v -диаграмме выше критической точки, называют *закритической областью*. В v , T -диаграмме эта область расположена правее критической области, в p , T -диаграмме — правее и выше критической точки, примерно там, куда можно было бы мысленно продолжить кривую насыщения.

Закритическая область обладает весьма своеобразными свойствами, и ее следует рассмотреть более подробно.

Если нагревать любую жидкость при давлении ниже критического, то всегда можно указать ту температуру, при которой произойдет превращение жидкости в пар —

Это температура насыщения. Так, если представить на рис. 1.34 нагревание по изобаре AC , то можно с уверенностью сказать, что вещество в состоянии A — жидкость, в состоянии C — пар, превращение жидкости в пар происходит при температуре T_n (точка B ; в p, v -диаграмме она растягивается в линию $B'B''$).

Весьма характерно то, что, как указывалось выше, свойства вещества при пересечении кривой насыщения меняются скачкообразно с изменением температуры.

Что же происходит, если изобарически нагревать вещество при давлении выше критического (линия $A'C'$ на рис. 1.34)?

Можно утверждать, что в состоянии A' вещество представляет собой жидкость, а в состоянии C' — пар. Действительно, в состоянии A' вещество имеет малый удельный объем, очень малую сжимаемость (изотерма на рис. 1.34, б, проходящая через точку A' , если ее провести, — почти вертикальная линия). Все это характерно для жидкости.

В состоянии C' вещество обладает свойствами пара (газа), так как удельный объем и сжимаемость большие.

Рассмотрим, например, два состояния для воды, для которой критическое давление равно $221,2 \cdot 10^5$ Па.

Состояние A' выберем при давлении $p=300 \cdot 10^5$ Па и температуре $t=20^\circ\text{C}$. Вода в этом состоянии мало отличается от воды в обычных комнатных условиях. Состояние C' выберем при том же давлении, т. е. при $300 \cdot 10^5$ Па, и температуре $t=1500^\circ\text{C}$. В этом состоянии вещество является не только паром (газом), оно весьма близко к идеально газовому состоянию. Так, коэффициент сжимаемости для этого состояния вещества равен 1,01 (для идеального газа $z=1$). Величина, связанная с первой производной от коэффициента сжимаемости по давлению, — энтальпия равна 5908 кДж/кг, что всего лишь на 42 кДж/кг,

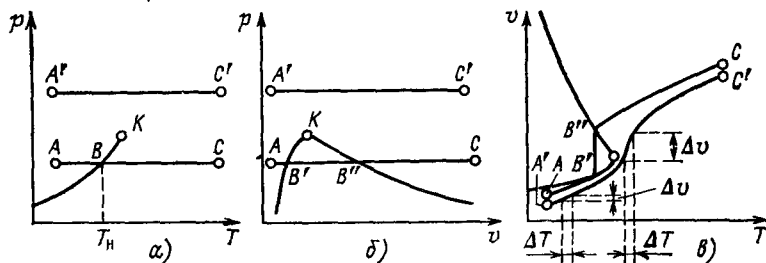


Рис. 1.34. Фазовый переход в докритической и закритической областях: а — p, T -диаграмма; б — p, v -диаграмма; в — v, T -диаграмма

или на 0,7%, отличается от энтальпии водяного пара в идеально газовом состоянии. Теплоемкость c_p в этом состоянии также всего лишь на несколько процентов отличается от c_{p0} в идеально газовом состоянии.

Итак, состояния A' и C' принципиально различные. Однако в процессе нагревания $A'C'$ нет скачкообразного изменения свойств вещества. Свойства вещества при нагревании при $p > p_k$ меняются непрерывно, постепенно, в процессе нагревания от A' до C' происходит постоянная потеря свойств жидкости и постепенное накапливание свойств пара. Однако самое важное заключается в том, что в этой постепенности, непрерывности есть определенная закономерность, которая как раз и наблюдается в закритической области и составляет своеобразие этой области.

Эта закономерность заключается в том, что «скорость» потери свойств жидкости (и накопления свойств пара) в процессе нагревания в различных областях различна. Она мала вблизи точек A' и C' , но где-то в середине этого отрезка — в закритической области — она резко возрастает. На каждой изобаре, подобной $A'C'$, можно указать точку, которая соответствует максимальной «скорости».

Различие «скоростей» потери свойств жидкости и накопления свойств пара очень хорошо видно в v, T -диаграмме (рис. 1.34, в). В процессе нагревания вещества от A' (малый удельный объем, жидкость) до C' (большой удельный объем, пар) скорость изменения объема различна.

Так, вблизи A' при нагревании на ΔT удельный объем меняется мало, а при нагревании в закритической области на ΔT объем меняется очень сильно.

Иными словами, производная $(\partial v / \partial T)_p$ в области жидкости и пара сравнительно невелика, а в закритической области эта производная резко возрастает, достигая в определенной точке максимума.

Производная $(\partial v / \partial T)_p$ определяет интенсивность изменения удельного объема с температурой в процессе $p = \text{const}$, но она определяет и скорость превращения из жидкости в пар при нагревании, так как для жидкости характерен малый удельный объем, а для пара — большой.

Подобно тому, как существует резкое увеличение скорости изменения удельного объема, в закритической области существуют аналогичные максимумы в «скоростях» роста многих термодинамических функций: энтальпии, внутренней энергии, термодинамического потенциала и

т. д. Аналогичным образом наблюдается увеличение скорости изменения вязкости и теплопроводности.

Основываясь на сказанном, можно утверждать, что в закритической области при изобарном нагревании развиваются явления, аналогичные тем, которые развиваются в области насыщения при $p < p_k$. Действительно, в области насыщения при нагревании в процессе $p = \text{const}$ происходит превращение жидкости в пар. В закритической области также происходит аналогичное превращение жидкости в пар, однако с существенными различиями: во-первых, в закритической области вещество не распадается на две фазы, во-вторых, эта область не имеет резких границ.

Можно указать еще на одну интересную аналогию области насыщения и закритической области, рассматривая тепловые явления в процессе превращения жидкости в пар.

Для того чтобы при докритическом давлении превратить жидкость в пар, необходимо затратить большое количество теплоты — теплоту парообразования. Таким образом, несмотря на то что температура в таком процессе не повышается, жидкость и пар как бы отделены «тепловым барьером», равным теплоте парообразования.

Определенная аналогия теплового барьера имеется и в закритической области. На рис. 1.35 изображена изобара c_p при закритическом давлении с известным своеобразным максимумом. Такой ход теплоемкости согласуется с резким увеличением скорости изменения термодинамических функций в закритической области — в данном случае энтальпии, так как $c_p = (\partial h / \partial T)_p$.

Ясно, что площадь под кривой $c_p = f(T)$, т. е. площадь $A'LC'edA'$ соответствует тому количеству теплоты, которую надо затратить в изобарном процессе для превращения вещества из состояния A' в состояние C' .

Эта теплота равняется, естественно, разности энтальпий $h_{C'} - h_{A'}$. Если на изобаре c_p не было бы максимума, то процесс проходил бы примерно по линии $A'MC'$ и тогда теплоты затрачивалось бы меньше (площадь $A'MC'edA'$). Наличие максимумов теплоемкости характерно именно для закритической области, в любой другой области состояния вещества они отсутствуют и наблюда-

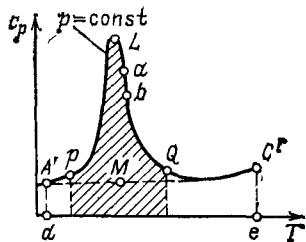


Рис. 1.35 Изобара теплоемкости c_p при закритическом давлении

ется плавное изменение теплоемкости (аналогично $A'MC'$).

Таким образом, наличие максимума теплоемкости в закритической области (или максимума $(\partial h/\partial T)_p$) приводит к дополнительной затрате теплоты в процессе нагревания вещества, и эта дополнительная теплота и является своеобразным тепловым барьером, разделяющим жидкость и пар в закритической области; она является некоторым аналогом теплоты парообразования.

Вполне естественно, что нельзя точно указать границы «пика теплоемкости», и поэтому нельзя точно определить значение этого «теплового барьера». На рис. 1.35 заштрихованная площадь равна тепловому барьеру, однако, естественно, положение точек p и Q строго определить невозможно.

На рис. 1.33 показаны линии, на которые ложатся значения максимумов $(\partial v/\partial T)_p$ и $c_p = (\partial h/\partial T)_p$. Как видно, эти линии не совпадают и это еще раз говорит о том, что в закритической области невозможно говорить о какой-то единой линии, разграничивающей область жидкости и пара. Можно лишь сказать, что над критической точкой имеется весьма широкая и размытая по очертаниям область, в которой происходит наиболее интенсивное превращение жидкости в пар.

Необходимо отметить, что наиболее интенсивно все эти явления развиваются при давлениях, не слишком сильно отличающихся от критического. Так, например, для водяного пара с критическим давлением $221,2 \cdot 10^5$ Па все эти «пики» очень резко выражены при давлениях от p_k до $300 \cdot 10^5$ Па. При давлении, например, $700 \cdot 10^5$ Па все эти явления сглаживаются, а при больших давлениях — проявляются очень слабо.

Таким образом, при $p > p_k$ следует признать существование жидкой фазы, фазы пара (газа) и промежуточной фазы¹ именно в той области, которую и называют закритической. Вещество в этой промежуточной фазе весьма своеобразно и сочетает в себе черты жидкости и пара.

Эти фазы существуют, но не могут сосуществовать, как, например, сосуществуют в равновесии при $p < p_k$ фазы жидкости и пара.

Весьма интересно рассмотрение явлений, происходящих в критической области, в отношении теории термодинамической устойчивости вещества [9]. Можно показать,

что устойчивость вещества в данном состоянии определяется двумя коэффициентами: — $(\partial p/\partial v)_T$ и $(\partial T/\partial s)_p$.

Эти коэффициенты показывают, как меняются экстенсивные параметры v и s (обобщенные координаты) под воздействием интенсивных параметров p и T (обобщенные силы).

Чтобы вещество находилось в устойчивом состоянии, необходимо соблюдение условий: — $(\partial p/\partial v)_T > 0$ и $(\partial T/\partial s)_p > 0$.

Действительно, если предположить обратное, например что $(\partial p/\partial v)_T > 0$, то это будет означать, что при небольшом уменьшении давления уменьшился бы и объем. Уменьшение объема, в свою очередь, приведет к новому уменьшению давления, и вещество в конце концов самопроизвольно сожмется, т. е. такое состояние вещества неустойчиво.

Если же говорить о количественных соотношениях, то очевидно, надо признать следующее: чем меньше меняется координата под воздействием силы, тем система более устойчива. Это относится к любым системам (например, механическим).

В применении к термодинамическому состоянию вещества следует считать, что чем больше величины — $(\partial p/\partial v)_T$ и $(\partial T/\partial s)_p$, тем более устойчиво состояние.

Например, состояние воды с этой точки зрения очень устойчиво. Действительно, на основании рассмотрения коэффициента — $(\partial p/\partial v)_T$ можно заметить, что при изменении действующей силы p удельный объем воды (координата) меняется очень мало; иными словами, сжимаемость жидкости (воды) очень мала. Таким образом, при воздействии силы (в данном случае давления) на жидкость жидкость интенсивно сопротивляется этому воздействию.

Если рассматривать с этой точки зрения процесс превращения жидкости в пар при $p < p_k$, то можно заметить, что вещество проходит через неустойчивое состояние. Действительно, во всей области насыщения — $(\partial p/\partial v)_T = 0$ и $(\partial T/\partial s)_p = 0$. В таком состоянии вещество уже неустойчиво, что и приводит к распаду вещества на две фазы: кипящую жидкость и насыщенный пар. Естественно, что в состояниях A (вода) и C (пар) (рис. 1.34) вещество устойчиво.

При превращении жидкости в пар при $p > p_k$ (линия $A'C'$ на рис. 1.34 и 1.35) наблюдается аналогия докритического парообразования. Эта аналогия (а вместе с тем и различие) состоит в том, что процесс превращения из

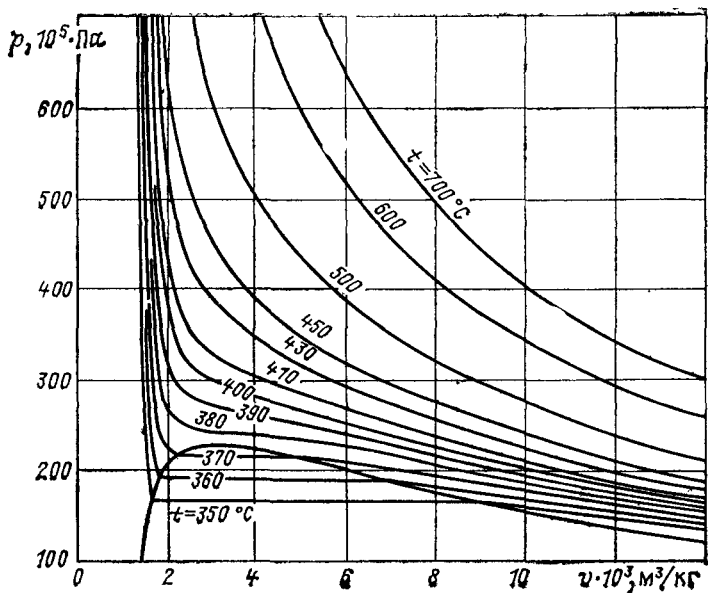


Рис. 136. p, v -диаграмма для водяного пара

жидкости в пар при $p > p_k$ проходит не через область неустойчивых состояний, а через область состояний пониженной устойчивости.

Действительно, рассмотрение хода изотерм в p, v -диаграмме (рис. 136) и изобар в T, s -диаграмме (рис. 137) показывает значительное уменьшение коэффициентов термодинамической устойчивости — $(\partial p / \partial v)_T$ и $(\partial T / \partial s)_p$ в закритической области.

Из этих диаграмм видно, что чем ближе состояние вещества к критическому, тем меньше значения коэффициентов устойчивости. Практически это будет означать, что, например, в отношении — $(\partial p / \partial v)_T$ даже небольшое изменение давления приводит к значительному изменению удельного объема, что и означает пониженную термодинамическую устойчивость вещества в закритическом состоянии.

Подробное рассмотрение поведения вещества в закритической области позволяет сделать некоторые интересные в отношении экспериментального исследования свойств веществ выводы.

Вследствие того, что в закритической области производные $(\partial v / \partial T)_p$, $(\partial c_p / \partial T)_p$, $(\partial h / \partial T)_p$ (и другие) очень

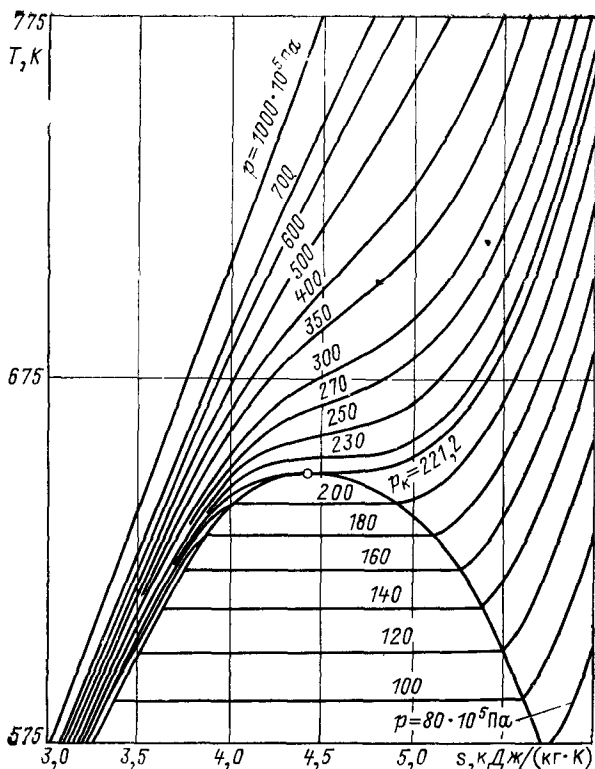


Рис. 1.37. T, s -диаграмма для водяного пара

велики, точность всех экспериментальных данных в закритической области резко снижается из-за увеличения погрешности отнесения (см. § 4.3). Этот факт можно проиллюстрировать на примере измерения c_p . Допустим, что экспериментально измеряется c_p в точке a , т. е. при температуре, соответствующей точке a (см. рис. 1.35). Однако при измерении температуры неизбежно вносится погрешность и вместо температуры точки a измеряется температура точки b . В результате получается, что измеренному значению теплоемкости в точке a приписывается температура точки b ; но, как видно из графика, c_p в точке b резко отличается от теплоемкости в точке a , что приводит к большой погрешности измеренной величины.

Практически здесь могут быть очень большие погрешности. Так, при измерении c_p при $231 \cdot 10 \text{ Па}$ и $t = 375^\circ \text{C}$ и

при измерении температуры с погрешностью $\pm 0,1^\circ\text{C}$ относительная погрешность отнесения равна

$$\delta c_p^{\text{отн}} = \frac{1}{c_p} \left(\frac{\partial c_p}{\partial T} \right)_p \Delta T \cdot 100 = \frac{1}{29,5} 17,7 \cdot 0,1 \cdot 100 = 6\%.$$

Естественно, к этой погрешности еще добавится аналогичная погрешность отнесения за счет погрешности измерения давления.

Все это показывает, что при измерениях в закритической области следует применять приборы максимальной точности.

Практически все же получается, что экспериментальные данные в закритической области имеют большую погрешность. Например, в результате различных прецизионных экспериментальных работ по определению удельного объема водяного пара экспериментальные данные расходятся в основном на $0,1$ — $0,2\%$, а в закритической области удельные объемы, определенные в тех же работах, различаются на 1 — 2% , а иногда и более.

ГЛАВА ВТОРАЯ

ИЗМЕРЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ

2.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Давление является термодинамическим параметром состояния системы (тела) и представляет собой силу, действующую по нормали к поверхности тела и отнесенную к единице площади этой поверхности.

Для измерения давления в экспериментальных установках используют различные типы манометров. Все манометры измеряют разность давлений. Если это различные и отличающиеся от атмосферного давления (например, в разных частях установки), то манометр называют *дифференциальным* (дифманометр). Если одно из давлений — давление окружающей среды (барометрическое давление B), то полное (абсолютное) давление p_a может быть рассчитано по измеренному значению избыточного (манометрического) давления $p_{\text{изб}}$:

$$p_a = p_{\text{изб}} + B \quad (2.1)$$

Формула (2.1) справедлива, если $p_a \geq B$. Если абсолютное давление p_a меньше барометрического давления, т. е. из-

меряется разрежение (вакуум), то прибор, называемый *вакуумметром*, измеряет разность $p_{\text{вак}} = B - p_a$. Отсюда

$$p_a = B - p_{\text{вак}}. \quad (2.2)$$

Возможен и третий случай, когда при измерении манометром разности давлений одно из давлений искусственно делается равным нулю путем вакуумирования соответствующей полости манометра. Такие манометры измеряют не избыточное, а абсолютное давление [величина B в формуле (2.1) равна нулю], и называют их поэтому *манометрами абсолютного давления*.

В настоящее время в лабораторной практике используются несколько единиц давления.

Нормативными документами [10, 11] предписывается обязательное применение единиц Международной системы измерений (СИ), в которой давление измеряется в паскалях

$$1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2 = 1 \text{ кг/(м} \cdot \text{с}^2).$$

Эта единица слишком мала для практического использования (она меньше атмосферного давления примерно в 100 000 раз), и поэтому чаще пользуются кило- и мегапаскалем: $1 \text{ кПа} = 10^3 \text{ Па}$, $1 \text{ МПа} = 10^6 \text{ Па}$. Иногда используют единицу давления — бар:

$$1 \text{ бар} = 10^5 \text{ Па}.$$

Ряд единиц давления:

$$\begin{aligned} 1 \text{ кгс/м}^2 &= 9,80665 \text{ Па}, \\ 1 \text{ техн. атм} &= 1 \text{ кгс/см}^2 = 0,980665 \text{ бар}, \\ 1 \text{ мм рт. ст.} &= 133,322 \text{ Па}, \\ 1 \text{ кгс/см}^2 &= 735,55 \text{ мм рт. ст.}, \\ 1 \text{ бар} &= 750,062 \text{ мм рт. ст.}, \\ 1 \text{ физ. атм} &= 760 \text{ мм рт. ст.}, \\ 1 \text{ мм вод. ст.} &= 9,80665 \text{ Па}, \\ 1 \text{ кгс/см}^2 &= 10 \text{ м вод. ст.}, \\ 1 \text{ бар} &= 10,1972 \text{ м вод. ст.} \end{aligned}$$

2.2. ЖИДКОСТНОЙ МАНОМЕТР

U-образный жидкостный манометр (рис. 2.1) является наиболее простым прибором для измерения небольших давлений. Избыточное давление $p_{\text{изб}}$ уравнивается столбом жидкости высотой H . Это давление может быть определено так:

$$p_{\text{изб}} = \frac{\text{сила}}{\text{площадь}} = \frac{Hsg\rho}{s} = Hg\rho, \quad (2.3)$$

где s — площадь сечения трубки; ρ — плотность манометрической жидкости; g — ускорение свободного падения,

Таким образом, схема измерения давления жидкостным манометром непосредственно следует из представления о давлении как о силе, приходящейся на единицу площади.

В качестве манометрических жидкостей чаще всего используют ртуть и дистиллированную воду. При точных измерениях давления необходимо учитывать изменение плотности жидкости от температуры и зависимость g от географической широты, а также изменение с температурой длины шкалы, по которой проводится отсчет высоты столба жидкости. Эти поправки составляют в сумме редко более 0,5% измеряемого давления. Расчетные формулы для этих поправок даны во многих работах, например в [12].

Кроме названных поправок, приходится учитывать давление, которое оказывает столб газа или жидкости высотой H , находящийся в левом колене трубки (рис. 2.1):

$$p_1 = H\rho_1 g,$$

где ρ_1 — плотность жидкости или газа в левом колене трубки.

Если диаметры трубок в левом и правом коленах U-образного манометра значительно различаются, то необходимо ввести поправку, учитывающую действие сил поверхностного натяжения (эффект капиллярности). Для опытного определения этой поправки нужно измерять разность уровней жидкости в U-образном манометре без действия избыточного давления (т. е. когда оба колена манометра сообщаются с атмосферой).

При изготовлении жидкостного манометра необходимо обратить внимание на чистоту трубки и применяемой манометрической жидкости.

U-образный жидкостный манометр (рис. 2.1) используется и для измерения вакуума. В этом случае манометрическая жидкость будет втягиваться внутрь сосуда, находящегося под вакуумом.

Абсолютная погрешность измерения давления жидкостными манометрами при визуальном определении положений уровня составляет 1—2 мм, что соответствует классу точности 0,1—0,2 (при $H=1$ м). Точность таких маномет-

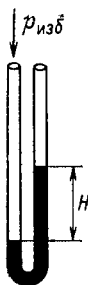


Рис. 2.1. Жидкостный манометр

ров может быть существенно повышена, если разницу высот H измерять специальным прибором, например вертикальным катетометром, абсолютная погрешность которого равна 0,01—0,02 мм.

U-образные манометры могут быть изготовлены самостоятельно: они подробно описаны в [12, 13].

Промышленностью выпускаются жидкостные дифманометры с ртутью в качестве манометрической жидкости на абсолютные давления до 15 МПа, которые можно применять как манометры избыточного давления с верхним пределом измерения $1,3 \cdot 10^5$ Па. Абсолютная погрешность измерения давления этими манометрами колеблется от 250 до 2000 Па.

2.3. ГРУЗОПОРШНЕВЫЕ МАНОМЕТРЫ

Эталонными образцовыми приборами для измерения избыточного давления до 600 МПа, а также абсолютного давления от 0,00027 до 0,4 МПа являются грузопоршневые манометры.

Согласно нормативным документам [14] манометры для измерения избыточных давлений до 600 МПа подразделяются на эталоны, образцовые и рабочие средства измерений. Наивысшую точность имеет государственный первичный эталон, который воспроизводит единицы давления со средним квадратическим относительным отклонением результата измерения, не превышающим $6 \cdot 10^{-6}$, при неисключенной систематической погрешности, не превышающей $4 \cdot 10^{-5}$. Среднее квадратическое относительное отклонение результата поверки эталона-копии не превышает $1 \cdot 10^{-5}$, а вторичного эталона — $2 \cdot 10^{-5}$. Образцовые средства измерения давлений делятся на 4 разряда:

класс точности манометров 1-го разряда—0,02; 2-го разряда—0,05, 3-го разряда—0,15, 0,2 и 0,25; 4-го разряда—0,4; 0,6; 1 Класс точности рабочих средств измерения—от 0,25 до 6.

Конструкция грузопоршневого манометра логически вытекает из определения давления как силы, приходящейся на единицу площади.

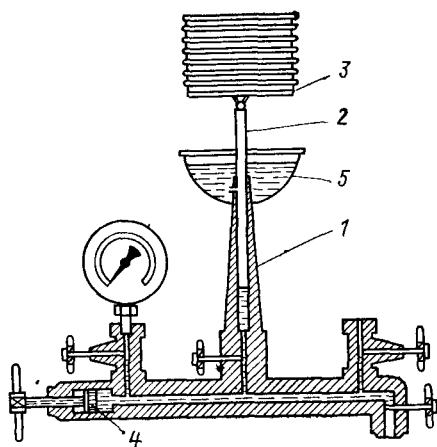


Рис. 2.2. Грузопоршневой манометр

Простейший, грузопоршневой манометр представлен на рис. 2.2. Рабочими частями манометра являются цилиндр 1 и поршень 2 с тарелкой 3, на которую может быть положен груз. Поршень хорошо пригнан к цилиндру, так что зазор между ними составляет 1—2 мкм. Под поршень манометра залито масло. Площадь поршня равна 1 см², поэтому каждый килограмм груза, положенный на тарелку манометра, создает давление масла 1 кгс/см². Для подачи масла служит винтовой пресс 4. Измерение давления проводится во время вращения поршня и тарелки с грузами; при этом небольшое количество масла вытекает через зазор между поршнем и цилиндром в чашку 5, обеспечивая надежную смазку трущихся поверхностей.

Грузы рассчитаны на нормальное ускорение свободного падения (9,8066 м/с²). При измерении давления в месте с другим ускорением свободного падения необходимо вводить поправку на ускорение свободного падения по формуле

$$\Delta p_g = p(g/9,8066 - 1),$$

где p — измеряемое давление; g — местное ускорение свободного падения, м/с².

Если измерения проводятся при температурах, заметно отклоняющихся от 20 °С, то должна вводиться еще одна поправка, которая связана с изменением эффективной площади поршня от температуры. Эта поправка вводится по формуле

$$\Delta p_t = p(\alpha_1 + \alpha_2)(20 - t),$$

где α_1 и α_2 — температурные коэффициенты линейного расширения материалов цилиндра и поршня, К⁻¹; t — температура окружающего воздуха, °С.

Значения коэффициентов α_1 и α_2 указываются в паспорте манометра. Температурная поправка обычно очень мала. Так, при $t = 30$ °С поправка Δp_t составляет всего лишь 0,02—0,03 %.

Отечественная промышленность выпускает ряд приборов такого типа:

грузопоршневой манометр избыточного давления МП-2,5 класса 0,02 для измерения избыточных давлений до 0,25 МПа;

грузопоршневые манометры избыточного давления МП-6 класса 0,02 и 0,05 для измерения избыточных давлений от 0,04 до 0,6 МПа;

грузопоршневые образцовые манометры МП-60М класса 0,02 и 0,05 для измерения избыточных давлений от 0,1 до 6,0 МПа. Эти манометры относятся к образцовым средствам измерения первого (класс 0,02) и второго (класс 0,05) разрядов.

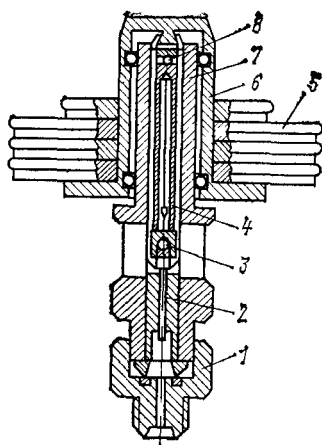


Рис 23 Грузопоршневой манометр конструкции П В Индрика

Грузопоршневые манометры для измерения более высоких давлений имеют несколько другую конструкцию. Поршень этих манометров имеет значительно меньший диаметр и соответственно меньшую длину; в некоторых манометрах применен гидравлический мультипликатор.

На рис. 2.3 изображена схема грузопоршневого манометра конструкции П. В. Индрика. В этом манометре применяется поршень 2 диаметром 2,5 мм. Грузы 5 лежат на стакане 6, который может вращаться в подшипниках вокруг неподвижной колонки 7.

Вес грузов и стакана передается на поршень 2 через трубку 4, причем трубка 4 соединяется со стаканом и поршнем посредством шариков 3. Во время измерения давления вращают грузы со стаканом, одновременно при этом вращаются трубка и поршень.

При помощи гайки 1 манометр подключается к системе высокого давления. Так как площадь поршня такого манометра составляет около $0,05 \text{ см}^2$, то каждый килограмм груза, положенный на тарелку, создает давление примерно 20 кгс/см^2 .

Манометры такого типа выпускаются с пределами измерения давления до 60 и до 250 МПа (МП-600 и МП 2500). Класс точности этих манометров — 0,05. Манометры выпускаются с соответствующими прессами и комплектом грузов.

При измерении давления манометром П. В. Индрика необходимо вводить те же поправки, что и для обычного поршневого манометра, а также поправку на изменение эффективной площади поршня в зависимости от давления.

Грузопоршневые манометры выпускаются и как манометры абсолютного давления с верхним пределом измеряемого абсолютного давления 0,13 МПа (МПА-12) и 0,4 МПа (МПА-13), которые относятся к образцовым манометрам абсолютного давления 2-го разряда [15]. Относительная погрешность определения давления такими приборами составляет 0,02 %.

Грузопоршневые манометры являются хорошими приборами для измерения давления с высокой степенью точности. В работе они надежны; постоянные манометров сохраняются неизменными в течение многих лет. Весьма подробно теория поршневых манометров изложена в [13].

Работа с грузопоршневыми манометрами должна проводиться все же достаточно тщательно. Применяемое масло (например, трансформаторное) должно быть чистым; механические загрязнения и примеси недопустимы, так как они могут привести к износу поршня и цилиндра. Поршневой манометр должен быть установлен строго вертикально. Отклонение поршня от вертикального положения на угол более $5'$ уже приводит к заметным погрешностям при измерении давления.

Грузопоршневой манометр имеет один существенный недостаток — хотя и небольшую, но неизбежную утечку масла через зазор между поршнем и цилиндром. Это обстоятельство необходимо учитывать при работе и особенно в тех случаях, когда важно сохранить постоянным количество исследуемого вещества в экспериментальной установке.

2.4. ДЕФОРМАЦИОННЫЕ МАНОМЕТРЫ

В практике измерения давления очень широкое применение нашли манометры, основанные на использовании упругой деформации чувствительного элемента. Существует несколько видов упругих чувствительных элементов: мембраны, сильфоны и трубчатые пружины. Такие манометры тарируются по поршневому манометру.

Наибольшее распространение получили *манометры прямого действия*, в которых перемещение чувствительного элемента вызывает перемещение стрелки прибора. В качестве примера на рис. 2.4 изображена принципиальная схема манометра прямого действия.

Чувствительным элементом этого прибора является трубчатая пружина — изогнутая стальная или латунная трубка 1. При помощи штуцера 3 манометр (т. е. трубка) присоединяется к сосуду, давление в котором необходимо измерить. Трубка имеет овальное сечение и при повышении давления разгибается. Конец трубки связан с передаточным механизмом 2 и стрелкой 4, которая поворачивается вокруг своей оси при повышении давления. Угол поворота стрелки почти линейно зависит от давления.

Такие манометры являются более простыми, однако и менее точными приборами по сравнению с грузопоршневыми манометрами. Лучшие из них — образцовые манометры 3-го разряда имеют класс точности 0,16 (т. е. максимальная погрешность при измерении давления составляет 0,16% номинального значения шкалы прибора).

В лабораторной практике могут найти применение образцовые манометры типа МО класса 0,16 и 0,25, выпускаемые отечественной промышленностью на верхние пределы измерения от 0,1 до 60 МПа.

В отличие от грузопоршневых манометров манометры типа МО компактны: если для размещения грузопоршневого манометра нужен специальный стол, то манометр типа МО диаметром 250 мм обычно крепится непосредственно на установке, так как его масса не превышает 6 кг.

Заслуживают внимания (особенно для учебных лабораторий) электроконтактные манометры, в которых происходит замыкание электрической цепи при достижении

Рис. 2.4. Манометр с трубчатой пружиной

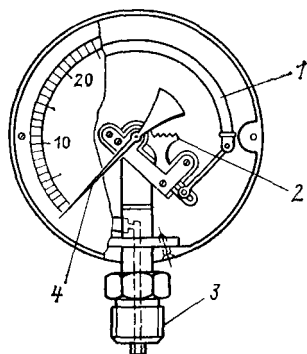
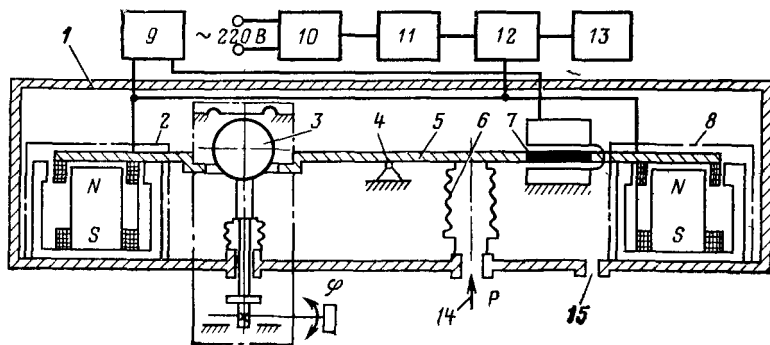


Рис. 2.5. Принципиальная схема преобразователя давлений ИПД



определенного давления. Такие манометры (типа ЭКМ, класс точности 2,5), выпускаемые с верхним пределом от 0,1 до 160 МПа, позволяют проводить автоматическое отключение экспериментальной установки при достижении предельного давления.

В последнее время в лабораторной практике все шире стали использоваться *деформационные манометры с электрическими преобразователями*. В этих манометрах упругая деформация чувствительного элемента преобразуется в электрический сигнал; меняется давление — меняется и электрический сигнал. Выходной электрический сигнал можно измерить соответствующим прибором (вольтметром или амперметром), можно подать его на графопостроитель, можно записать с помощью специального цифрпечатающего устройства (ЦПУ) и можно передать через соответствующий аналого-цифровой преобразователь (АЦП) в электронно-вычислительную машину (ЭВМ). Все это делает приборы этого класса чрезвычайно перспективными для лабораторий, тем более для учебных, так как позволяет представить полученную от прибора (в данном случае манометра) информацию практически в любом виде.

Наиболее точными из таких манометров являются приборы типа ИПД (электрические измерительные преобразователи давления). В комплекте с цифровым прибором они называются ИПДЦ.

Принцип действия ИПД основан на электрической силовой компенсации. В отличие от деформационных манометров прямого действия здесь небольшое (менее 1 мм) перемещение чувствительного элемента вызывает электрический сигнал и пропорциональное этому сигналу противодействие. Принципиальная схема преобразователя ИПД представлена на рис. 2.5.

Через разъем 14 преобразователь соединяется с системой, в которой необходимо измерить давление. Под действием давления чувствительный элемент — сильфон 6, закрепленный в корпусе 1, перемещает рычаг 5 вокруг оси 4 и связанный с ним плунжер индикатора рассогласования 7. Электрический сигнал переменного тока от индикатора рассогласования подается на вход блока усилителя 9. Выходной сигнал усилителя идет на обмотки катушек силовых механизмов 2 и 8 и одновременно на блок резисторов 12, с которого снимается выходной сигнал преобразователя. Преобразователь имеет устройство для настройки диапазона измерений 9, трансформатор 10, источник стабили-

зированной питания 11. Верхнее значение выходного сигнала блока резисторов 12 — 1 В или 10 В. Сопротивление вольтметра 13 должно быть больше 20 МОм (рекомендуется применять цифровой вольтметр Щ1413 или Щ1516). Преобразователи имеют для каждого предела измерений два калибровочных значения выходного сигнала: нижнее (при нулевом значении измеряемого давления) и верхнее (при нагружении рычажной системы 5 калибровочной массой 3). Калибровочные точки для каждого предела измерения даются в паспорте преобразователя.

Наличие герметичного корпуса 1 и разъема 15 позволяет использовать ИПД не только как манометр избыточного давления, но и как манометр абсолютного давления, вакуумметр и дифманометр.

Преобразователи ИПД (манометры для измерения давлений до $160 \cdot 10^5$ Па) выпускаются как однопредельные и многопредельные. Класс точности таких приборов — 0,06; 0,1; 0,15; 0,25. По уровню точности ИПД следует отнести к образцовым средствам измерения давления 3-го разряда, хотя они уже вплотную приблизились к образцовым манометрам 2-го разряда — грузопоршневым манометрам МП-6 и МП-60 класса 0,05. В отличие от грузопоршневых манометров ИПД регистрирует давление практически мгновенно. Кроме того, габаритные размеры ИПД меньше: высота — 235, ширина — 140, глубина — 457 мм; масса прибора составляет 12 или 18 кг в зависимости от модификации.

Широкое применение как в лабораториях, так и в промышленности находят (а в дальнейшем масштабы использования увеличатся) преобразователи давления с электрическим токовым выходным сигналом, входящие в общий комплекс унифицированной системы взаимозаменяемых компенсационных преобразователей Государственной системой промышленных приборов и средств автоматизации (ГСП).

ГСП унифицирует уровень входных и выходных сигналов и делится на три ветви, объединяющие приборы с пневматическим, электрическим постоянного и переменного тока и электрическими частотными сигналами. Диапазоны изменения этих сигналов устанавливаются соответствующими ГОСТ. Так, диапазон пневматического сигнала — $0,2—1$ кгс/см² (0,02—0,1 МПа); электрического (постоянного тока) — 0—5, 0—20; 0—100 мА или 0—10 В, переменного тока частотой 50 или 400 Гц — 0—1, 0—2, 1—3 В, электрического частотного — 1500—2500 и 4000—8000 Гц.

Выпускается несколько десятков различных преобразователей: манометры избыточного давления с верхним пределом от 40 до 10 000 кгс/см², вакуумметры, мановакуумметры, дифманометры, манометры абсолютного давления с верхним пределом от 600 до 25 кгс/см². Класс точности этих преобразователей зависит от типа преобразователя, предела измерений и колеблется от 0,6 до 1,5 [16].

Выпускаются также электрические измерительные преобразователи с компенсацией магнитных потоков. Принцип действия этих приборов основан на преобразовании перемещения чувствительного элемента в унифицированный сигнал постоянного тока (0—5, 0—20 и 4—20 мА) с помощью магнитомодуляционного преобразователя с компенсацией магнитных потоков. В результате перемещения чувствительного элемента и связанного с ним постоянного магнита происходит изменение магнитного потока в магнитопроводах магнитомодуляционного преобразователя, что приводит к возникновению сигнала рассогласования, который управляет выходным сигналом усилителя. Этот сигнал в виде постоянного тока подается на внешнюю нагрузку (измерение) и в линию обратной связи, где происходит компенсация магнитных потоков. Преобразователи такого типа выпускаются для измерения избыточных давлений (МПЭ, ММЭ) до 60 МПа (класс 0,6; 1,0); абсолютных давлений (МАДМЭ) до 0,06 МПа (класс 2,5), а также разности давлений (дифманометры) от 0—1 кПа до 0—1,6 МПа (класс 0,6; 1,0; 1,5) при максимальном давлении 40 МПа.

К преобразователям давления ГСП относятся дифференциально-трансформаторные электрические измерительные преобразователи с токовым выходным сигналом. Перемещение чувствительного элемента этого преобразователя и связанного с ним ферромагнитного сердечника приводит к увеличению электрического напряжения в одной обмотке и уменьшению на другой. Разность этих напряжений подается на фазочувствительный выпрямитель, а выходной сигнал постоянного напряжения преобразуется в токовый сигнал постоянного тока. Выпускаемые преобразователи такого типа (ММК, МПК, МП) предназначены для измерения избыточного давления до 160 МПа, класса 0,6; 1,0; 1,5.

В тензорезисторных преобразователях давления «Кристалл» и «Сапфир» избыточное давление вызывает деформацию сапфировой мембраны и выращенного на ней тензорезистора — пленки кремния, включенного в мостовую схему. Деформация мембраны приводит к изменению электрического сопротивления пленки кремния и появлению электрического сигнала в выходной диагонали моста, который усиливается до 0—5 мА. Выпускаемые преобразователи класса 0,6; 1,0; 1,5 служат для измерения избыточных давлений до 60 МПа.

Выходной сигнал преобразователя давлений (постоянный электрический ток 0—5, 0—20 или 4—20 мА) может быть непосредственно измерен миллиамперметром. Можно

замкнуть цепь постоянного тока (выход преобразователя) на нагрузочное сопротивление и измерить падение напряжения на этом сопротивлении вольтметром постоянного тока. В качестве вторичных приборов хорошо зарекомендовали себя цифровые вольтметры типа Ф 203 с верхними пределами измерений 1, 10, 100 и 1000 В.

Вторичным прибором может быть и графопостроитель типа Н306 (один из двух входных каналов). Графопостроитель Н306 имеет пределы регистрации по одному каналу от 2 мВ до 200 В; по другому — в полтора раза больше.

В лабораторной практике часто используются оригинальные конструкции специальных деформационных дифференциальных манометров с мембранами в качестве упругих чувствительных элементов.

На рис. 2.7 представлен разработанный в МЭИ мембранный дифференциальный манометр с ртутным мультипликатором. Он состоит из следующих основных деталей: собственно мембранный манометр 2 с мембраной 1, соединительная трубка 3 и окно из плексигласа 4 с внутренним сверлением. Полость под мембраной и соединительная трубка заполнены ртутью; ртуть доходит примерно до половины внутренней полости окна, и уровень ртути доступен визуальному наблюдению.

О перемещениях мембраны судят по перемещению уровня ртути в окне, при этом размеры мембраны и внутренней полости в окне выбраны таким образом, чтобы небольшому перемещению мембраны соответствовало заметное перемещение уровня ртути в окне (мультипликация). Такой манометр успешно применялся при измерении удельных объемов метилового спирта [17] и использовался как нуль-прибор в комбинации с поршневым манометром. Мультипликация была выбрана так, что при перемещении центра мембраны на 0,01 мм уровень ртути в окошке сдвигался на 1 мм. По условиям работы мембрана подвергалась многократной односторонней нагрузке до $200 \cdot 10^5$ Па, и при

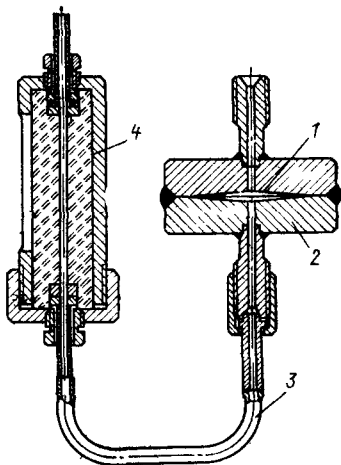


Рис. 2.7. Дифференциальный мембранный манометр с мультипликатором

этом после снятия нагрузки нулевое положение мембраны сохранялось с точностью, соответствующей давлению 100—150 Па. Манометр правой частью присоединялся к экспериментальной установке, а левой частью — к системе поршневого манометра.

Более полные сведения о деформационных манометрах можно найти в [12, 16].

2.5. СПЕЦИАЛЬНЫЕ МАНОМЕТРЫ

Помимо описанных выше приборов, для измерения давления существуют манометры других типов, применяемые в специальных случаях.

Для измерений очень высоких давлений (выше 200 МПа) применяются манганиновые манометры, где используется эффект изменения электрического сопротивления манганиновой проволоки от давления.

Для измерения быстро изменяющихся давлений могут быть выбраны пьезокварцевые манометры, где используется явление возникновения электрических зарядов при сжатии кварца. Для этой же цели используются тензометрические манометры; в этом случае тензометрический датчик наклеивается на трубку, давление в которой надо измерить. Применяются емкостные манометры, в которых прогиб мембраны, являющейся одной из обкладок электрического конденсатора, приводит к изменению емкости. Для измерения давления используют и оптические методы, например используется изменение интерференционной картины при деформации специальной мембраны.

Эти, а также некоторые другие типы манометров достаточно подробно описаны в [12, 18, 19].

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ

3.1. ГАЗОВЫЙ ТЕРМОМЕТР И МЕЖДУНАРОДНАЯ ПРАКТИЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУРНАЯ ШКАЛА

Температура есть мера интенсивности теплового движения молекул: ее численное значение однозначно связано с средней кинетической энергией молекул вещества. Для идеального газа (при не слишком низких температу-

гах) эта функциональная зависимость известна в виде

$$T = \frac{2}{3k} \frac{m\bar{\omega}^2}{2}, \quad (3.1)$$

где T — абсолютная температура; $m\bar{\omega}/2$ — средняя кинетическая энергия поступательного движения молекул.

Однако практически измерить кинетическую энергию непосредственно невозможно, и прибор, конструкция которого логически вытекала бы из определения температуры, в действительности создать нельзя. Поэтому для измерения температуры используют различные косвенные методы. Во всех этих методах используют зависимость каких-либо свойств вещества от температуры и по изменению этих свойств судят об изменении температуры.

Прибором, при помощи которого создана Международная практическая температурная шкала (МПТШ-68), является газовый термометр постоянного объема. Теоретической предпосылкой, позволяющей использовать газовый термометр для измерения температур, является наличие функциональной зависимости между давлением идеального газа, находящегося в сосуде с постоянным объемом, и абсолютной температурой

$$p_2/T_2 = p_1/T_1. \quad (3.2)$$

Использование любого другого свойства вещества, для которого заранее не известна зависимость от температуры, для создания температурной шкалы невозможно. Так, если пытаться создать температурную шкалу, используя свойство расширения ртути от температуры (ртутный термометр), то заранее, до установления температурной шкалы, не известно, как зависит коэффициент расширения ртути от температуры; поэтому использование этого свойства приведет к неизбежным ошибкам в температурной шкале (цена одного градуса будет различной при разных температурах, т. е. шкала будет неравномерной). Использование еще какого-либо свойства для построения температурной шкалы приведет к другим ошибкам. Эти шкалы, называемые эмпирическими, не будут совпадать.

Напротив, закон (3.2) для идеального газа теоретически может быть установлен на основании молекулярно-кинетической теории идеального газа до практического установления шкалы температур и благодаря этому может быть использован для создания температурной шкалы.

Температуру, определенную по строгим термодинамическим соотношениям, например (3.2), называют термо-

динамической температурой, а шкалу, созданную таким образом,— термодинамической температурной шкалой. Если же в основу температурной шкалы положены эмпирические закономерности, то такую шкалу называют практической температурной шкалой

Прежде чем проводить измерение температуры газовым термометром, необходимо выбрать единицы измерения и установить хотя бы две реперные точки.

Единицей температуры утвержден кельвин (К), который равен $1/273,16$ части термодинамической температуры тройной точки воды [11]. Таким образом, тройной точке воды предписано значение $273,16$ К (точно). Второй реперной точкой является точка абсолютного нуля температуры. Эти реперные точки — основа МПТШ-68.

Допускается [11, 20] применять также температуру Цельсия, определяемую выражением

$$t = T - 273,15. \quad (3.3)$$

Температура Кельвина выражается в кельвинах (например, $T = 300$ К), температура Цельсия — в градусах Цельсия (например, $t = 20$ °С).

Газовый термометр (рис. 3.1) имеет сосуд *A*, заполненный чаще всего гелием или водородом при небольшом давлении. К этому сосуду присоединен жидкостный ртутный манометр *B*. Сосуд *A* помещается в среду, температуру которой необходимо измерить. О температуре судят по давлению, измеряемому манометром; температура определяется из (3.2).

Газовый термометр тарируется по тройной точке воды ($T_0 = 273,16$ К). Для этого его помещают в специальные ванны, где реализовано существование всех трех фаз — льда, воды и пара. Давление газа p_0 в газовом термометре при этом несколько превышает атмосферное и точно измеряется жидкостным манометром по перепаду H_0 . Далее газовый термометр помещают в систему, где необходимо измерить температуру T . Допустим $T > T_0$, тогда давление газа в газовом термометре увеличится, уровень ртути в левом колене манометра опустится, а в правом поднимется. Чтобы обеспечить условие постоянства объема газа (3.2), через вентиль *D* в манометр подают ртуть, чтобы при каждом измерении ее уровень в левом колене находился на отметке *C*. Установившийся перепад H , соответствующий новому значению p , показан на рис 3.1. Температура определяется по (3.2): $T = T_0(p/p_0) =$

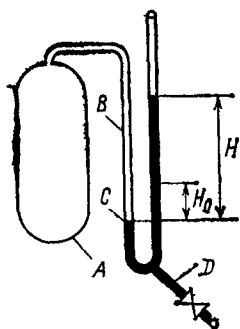


Рис 31 Принципиальная схема газового термометра.

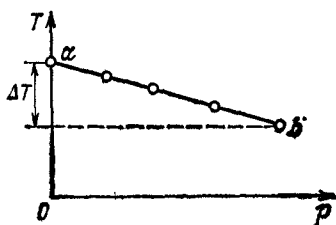


Рис 32. Определение поправки на неидеальность газа

$= 273,16(p/p_0)$, где p , p_0 — абсолютные давления, определяемые по перепадам H и H_0 и барометрическому давлению B по (2.1).

Так как в природе не существует идеальных газов, то при измерении температуры газовым термометром необходимо вводить поправку. Введение этой поправки основано на том, что свойства любого реального газа при давлении, стремящемся к нулю, приближаются к свойствам идеального газа. Для введения поправки на неидеальность газа поступают следующим образом. Одну и ту же температуру (например, температуру кипения воды) измеряют газовым термометром несколько раз при различных значениях начального давления газа в сосуде A термометра (чаще всего от $133 \cdot 10^5$ до 500 Па). При этом обнаруживается, что показания газового термометра немного зависят от давления газа (рис. 3.2); очевидно, правильный результат измерения можно найти, если эти показания экстраполировать на нулевое давление. Точка a на рис 3 2 показывает действительное значение измеряемой температуры, а значение ΔT указывает максимальную поправку при наивысшем давлении газа. Экстраполяция (т. е. проведение линии ab) проводится обычно аналитически [21]. Поправки для газовых термометров невелики и составляют обычно несколько сотых долей градуса.

Следует отметить, что, несмотря на принципиальную простоту, изготовление и использование газового термометра является чрезвычайно сложным, поэтому он непригоден для промышленных и даже для лабораторных измерений, но служит первичным прибором (согласно [22]), эталоном-свидетелем, при помощи которого созда-

ются и уточняются Международные практические температурные шкалы.

Своеобразными «хранителями» этой шкалы являются постоянные температуры фазового равновесия между двумя или тремя фазами чистого вещества: температуры кипения и затвердевания, температуры тройных точек. При помощи газового термометра тщательно измеряются эти температуры, им придаются численные значения, которые фиксируются в тексте международных практических температурных шкал. В настоящее время действует МПТШ—68, зафиксированная в нормативных документах [20]. В табл. 3.1 приведены значения основных реперных точек МПТШ—68.

Таблица 3.1. Основные реперные точки МПТШ—68 [20]

Равновесное состояние	$T_{\text{реп}}, \text{K}$	$t_{\text{реп}}, ^\circ\text{C}$
Тройная точка равновесного водорода	13,81	—259,34
Точка кипения равновесного водорода при давлении 33,330 кПа (250 мм рт. ст.)	17,042	—256,108
Точка кипения равновесного водорода	20,28	—252,87
То же неона	27,102	—246,048
Тройная точка кислорода	54,361	—218,789
Точка кипения кислорода	90,188	—182,962
Тройная точка воды	273,16	0,01
Точка кипения воды	373,15	100
Точка затвердевания цинка	692,73	419,58
То же серебра	1235,08	961,93
То же золота	1337,58	1064,43

Примечания 1 Значения температур даны для состояния равновесия при давлении, равном 101 325 Па (760 мм рт. ст.), за исключением тройных точек и точки 17,042 К

2 Состояние равновесия между твердой и жидкими фазами олова (точка затвердевания олова) имеет место при $t=231,9681^\circ\text{C}$ и может быть использовано вместо точки кипения воды

Кроме основных реперных точек в МПТШ—68 зафиксированы и вторичные реперные точки, приведенные в табл. 3.2.

В интервалах между температурами реперных точек интерполяцию осуществляют по формулам и таблицам, устанавливающим связь между показаниями эталонных приборов и значениями температуры [20]. Для этого вся область, охваченная МПТШ—68, делится на три интервала: от 13,81 до 903,89 К; от 903,89 до 1337,58 К и от 1337,58 до 6300 К.

1. Эталонным прибором для интервала температур от 13,81 до 903,89 К служит платиновый термометр сопротив-

Таблица 3.2. Вторичные реперные точки МПТШ — 68 [20]

Равновесное состояние	T_{eq}, K	$t_{\text{eq}}, ^\circ\text{C}$
Тройная точка нормального водорода	13,956	—259,194
Точка кипения нормального водорода	20,397	—252,753
Тройная точка неона	24,555	—248,595
То же азота	63,148	—210,002
Точка кипения азота	77,348	—195,802
Точка сублимации диоксида углерода	194,674	—78,476
Точка затвердевания ртути	234,238	—38,862
Точка замерзания воды	273,15	0
Тройная точка дифенильного эфира	300,02	26,87
То же бензойной кислоты	395,52	122,37
Точка затвердевания индия	429,784	156,634
То же висмута	544,592	271,442
„ „ кадмия	594,258	321,108
„ „ свинца	600,652	327,502
Точка кипения ртути	629,81	356,66
То же серы	717,824	444,674
Точка затвердевания эвтектического сплава	821,38	548,23
То же сурьмы	903,89	630,74
„ „ алюминия	933,52	660,37
„ „ меди	1357,6	1084,5
„ „ никеля	1728	1455
„ „ кобальта	1767	1494
„ „ палладия	1827	1554
„ „ платины	2045	1772
„ „ родия	2236	1963
„ „ иридия	2720	2447
Точка плавления вольфрама	3660	3387

ления. Чистота платины определяется отношением его электрических сопротивлений при 100 и 0 °C (373,15 и 273,15 K):

$$W(373,15) = R(373,15)/R(273,15) \geq 1,3925.$$

Для расчета температуры по платиновому термометру сопротивления весь интервал работы термометра сопротивления разбит на две области: до 0 °C и выше него.

а) Для области температур от 13,81 до 273,15 K температуру определяют с помощью формулы

$$W_T = W_{\text{ст}}(T) + \Delta W(T), \quad (3.4)$$

где $W_T = R(T)/[R(273,15)]$ — относительное сопротивление платинового термометра сопротивления; $R(T)$ и $R(273,15)$ — электрические сопротивления термометра при температу-

рах T и 273,15 К соответственно; $W_{ст}(T)$ — относительное сопротивление, соответствующее стандартной функции:

$$T = 273,15 + \sum_{i=1}^{20} A_i [\ln W_{ст}(T)]^i, \quad (3.5)$$

A_i — коэффициенты уравнения (3.5), приведенные в [20].

Поправки $\Delta W(T)$ определяются для каждого термометра как разность измеренных значений $W(T)$ и рассчитанных $W_{ст}(T)$ для всех основных реперных точек от 13,81 до 373,15 К. Для определения поправки $\Delta W(T)$ при промежуточных температурах используют четыре интерполяционные формулы для четырех температурных интервалов. Коэффициенты этих интерполяционных полиномов второй или третьей степени определяются по рассчитанным значениям $\Delta W(T)$ в основных реперных точках, а также из условия равенства производных $d\Delta W(T)/dT$ на стыке двух интерполяционных формул [20].

б) Для области от 0 до 630,74 °С температуру t в градусах Цельсия рассчитывают по уравнению

$$t = t' + 0,045 \left(\frac{t'}{100} \right) \left(\frac{t'}{100} - 1 \right) \left(\frac{t''}{419,58} - 1 \right) \left(\frac{t'}{630,74} - 1 \right), \quad (3.6)$$

где

$$t' = \frac{1}{\alpha} [W(t') - 1] + \delta \left(\frac{t'}{100} \right) \left(\frac{t'}{100} - 1 \right); \quad (3.7)$$

здесь $W(t') = R(t')/R(0^\circ\text{C})$, $R(t')$ и $R(0^\circ\text{C})$ — сопротивления термометра при температурах t' и 0°C соответственно; α и δ — константы, определяемые измерением сопротивления в тройной точке воды, точке кипения воды и точке затвердевания цинка.

Уравнение (3.7) эквивалентно уравнению

$$W(t') = 1 + At' + Bt'^2, \quad (3.8)$$

где $A = \alpha(1 + \delta/100)$; $B = -10^{-4}\alpha\delta$.

2. В интервале температур от 903,89 до 1337,58 К эталонным прибором для измерения температуры является платинородий-платиновый термоэлектрический термометр. Один электрод такой термопары изготовлен из платинородия (10% родия, 90% платины), а второй — из чистой платины, характеризующейся отношением $R_{100^\circ\text{C}}/R_{0^\circ\text{C}} \geq \geq 1,3920$.

ЭДС такой термопары, один спай которой находится при температуре 0°C , а другой — при температуре t , описывается уравнением

$$E = a + bt + ct^2. \quad (3.9)$$

Константы a , b и c уравнения (3.9) определяются по значениям ЭДС, полученным при температуре $630,74 \pm 0,2^\circ\text{C}$ и в точках затвердевания серебра и золота. Термопара должна быть такой, чтобы ЭДС, определенные в микровольтах, в этих точках $E(\text{Sb})$; $E(\text{Ag})$ и $E(\text{Au})$ удовлетворяли следующим условиям:

$$E(\text{Au}) = 10\,300 \pm 50;$$

$$E(\text{Au}) - E(\text{Ag}) = 1183 + 0,158[E(\text{Au}) - 10\,300] \pm 4;$$

$$E(\text{Au}) - E(\text{Sb}) = 4766 + 0,631[E(\text{Au}) - 10\,300] \pm 8.$$

3. При температурах от $1337,58$ до 6300 К температура определяется по зависимости спектральной плотности энергии излучения черного тела от температуры (опорной точкой здесь является точка затвердевания золота):

$$\frac{L_\lambda(T)}{L_\lambda[T(\text{Au})]} = \frac{\exp[c_2/\lambda T(\text{Au})] - 1}{\exp[c_2/\lambda T] - 1}, \quad (3.10)$$

где $L_\lambda(T)$, $L_\lambda[T(\text{Au})]$ — спектральные плотности энергии излучения черного тела при температурах T и $T(\text{Au}) = 1337,58$ К; λ — длина волны; $c_2 = 0,014388$ м·К.

Как уже отмечалось, уточнение практических температурных шкал ведется постоянно, чтобы приблизить практическую шкалу к истинной термодинамической. Анализируя различные экспериментальные данные, полученные в разное время, необходимо знать, какими температурными шкалами пользовались исследователи. Если обнаружится, что в работах использовались разные шкалы (например, МПТШ—48 и МПТШ—68), необходимо ввести коррекцию температуры в более ранних работах.

В табл. 3.3 приведены ориентировочные значения расхождений температур ($t_{68} - t_{48}$) в кельвинах по МПТШ—68 и МПТШ—48 [20].

После утверждения МПТШ—68 были выполнены некоторые исследования, уточняющие значения основных и вторичных реперных точек [23]. Например, уточнено, что температура кипения воды равна не 100°C , как значится в табл. 3.1, а $99,97^\circ\text{C}$. Обнаружены отклонения от МПТШ—68 в интервале температур от 725°C до точки затвердевания золота, при 800°C оно составило $0,7$ К.

Таблица 3.3. Ориентировочные значения расхождений температур ($t_{68} - t_{48}$) в кельвинах по МПТШ — 68 и МПТШ — 48 [20]

$t_{68}, ^\circ\text{C}$	0	-10	-20	-30	-40	-50	-60	-70	-80	-90	-100
-100	0,022	0,013	0,003	-0,006	-0,013	-0,013	-0,005	0,007	0,012	0,029	0,022
0	0,000	0,006	0,012	0,018	0,024	0,029	0,032	0,034	0,033		
$t_{68}, ^\circ\text{C}$	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
0	0,000	-0,004	-0,007	-0,009	-0,010	-0,010	-0,010	-0,008	-0,006	-0,003	0,000
100	0,000	0,004	0,007	0,012	0,016	0,020	0,025	0,029	0,034	0,033	0,043
200	0,043	0,047	0,051	0,054	0,058	0,061	0,064	0,067	0,069	0,071	0,073
300	0,073	0,074	0,075	0,076	0,077	0,077	0,077	0,077	0,077	0,076	0,076
400	0,076	0,075	0,075	0,075	0,074	0,074	0,074	0,075	0,076	0,077	0,079
500	0,079	0,082	0,085	0,089	0,094	0,100	0,108	0,116	0,126	0,137	0,150
600	0,150	0,165	0,182	0,200	0,230	0,250	0,280	0,310	0,340	0,360	0,390
700	0,390	0,420	0,450	0,470	0,500	0,530	0,560	0,580	0,610	0,640	0,670
800	0,670	0,700	0,720	0,750	0,780	0,810	0,840	0,870	0,890	0,920	0,950
900	0,950	0,980	1,010	1,040	1,070	1,100	1,120	1,150	1,180	1,210	1,240
1000	1,240	1,270	1,300	1,330	1,360	1,420	1,440	—	—	—	—
$t_{68}, ^\circ\text{C}$	0	100	200	300	400	500	600	700	800	900	1000
1000	1,240	1,500	1,700	1,800	2,000	2,200	2,400	2,600	2,800	3,000	3,200
2000	3,200	3,500	3,700	4,000	4,200	4,500	4,800	5,000	5,300	5,600	5,900
3000	5,900	6,200	6,500	6,900	7,200	7,500	7,900	8,200	8,600	9,000	9,300

Разность точек затвердевания золота и серебра оказалась на 0,15 К меньше, чем по МПТШ—68. Значительные отклонения зафиксированы при более высоких температурах: для точки затвердевания меди отклонение составляет +0,4 К, для точки затвердевания платины —4,1 К, для точки плавления вольфрама +35 К. Эти исследования должны через какое-то время привести к замене МПТШ—68 новой более точной практической температурной шкалой.

В заключение параграфа скажем несколько слов о применяемых за рубежом шкалах Фаренгейта ($t, ^\circ\text{F}$) и Ренкина ($t, ^\circ\text{R}$).

Фаренгейт в 1724 г. при создании жидкостного термометра в качестве реперных точек выбрал температуру таяния льда и температуру человеческой крови. Этот температурный интервал был разделен на 64 части (на 64 градуса Фаренгейта). Нуль своей шкалы Фаренгейт принял ниже точки таяния льда на значение, равное половине ранее взятого интервала, равного 64°F , т. е. на 32°F . Поэтому в шкале Фаренгейта температура таяния льда равна 32°F , а температура человеческой крови равна $32^\circ\text{F} + 64^\circ\text{F} = 96^\circ\text{F}$. Впоследствии было установлено, что точке кипения воды соответствует значение 212°F . Таким образом, интервал от точки плавления льда до точки кипения воды составляет 180°F . Поэтому формула для пересчета имеет вид

$$t\ ^\circ\text{C} = (t\ ^\circ\text{F} - 32) / 1,8.$$

Шкала Ренкина имеет такую же цену деления шкалы (1°R), что и шкала Фаренгейта (1°F), только начало отсчета выбрано при абсолютном нуле температур. Поэтому $T = T\ ^\circ\text{R} / 1,8$, где T — температура, К.

3.2. ОСНОВНЫЕ УСЛОВИЯ ПРАВИЛЬНОГО ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ

Каков бы ни был термометр, он всегда показывает свою собственную температуру. При измерении температуры жидкости или газа термометр должен быть установлен так, чтобы обеспечивалось полное равенство температур между термометром и исследуемой жидкостью (газом). Известны случаи, когда результаты различных научно-исследовательских работ были сведены на нет вследствие того, что исследователи не уделяли достаточного внимания правильной установке термометра, в результате чего воз-

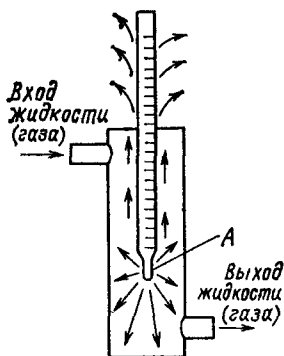


Рис. 3.3. Схема тепловых потерь термометра

никали очень большие погрешности в измерении температуры.

Разберем источники таких погрешностей.

На рис. 3.3 изображен термометр, установленный в потоке жидкости (газа). Если температура жидкости выше температуры окружающего воздуха, то температура чувствительной части термометра (в точке A) будет ниже температуры протекающей жидкости. Это произойдет вследствие двух причин. Во-первых, вдоль термометра отводится теплота, которая передается от верхней части термометра к окружающему воздуху (схематически это показано стрелками, направленными вверх). Во-вторых, так как стенки сосуда (камеры), в котором помещен термометр, имеют температуру ниже, чем температура протекающей жидкости, то от термометра излучением передается теплота более холодным стенкам (схематически это показано стрелками, расходящимися от точки A). При стационарном режиме устанавливаются определенные тепловые потоки: количество теплоты, переданное от жидкости к чувствительной части термометра, равно суммарному количеству теплоты, переданному вдоль термометра окружающему воздуху и отданному от термометра излучением. Если есть тепловой поток, то есть и разность температур, т. е. термометр показывает заниженную температуру (по сравнению с температурой жидкости).

Погрешность измерения температуры, вносимую вследствие излучения термометра, можно определить (лучше сказать, оценить) по формуле [12]:

$$T_{\text{ж}} - T_{\text{т}} = \frac{C_1}{\alpha} \left[\left(\frac{T_{\text{т}}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{\text{с}}}{100} \right)^4 \right], \quad (3.11)$$

а отвод теплоты вдоль термометра — по формуле [12]:

$$T_{\text{ж}} - T_{\text{т}} = (T_{\text{ж}} - T_0) / ch(l \sqrt{\alpha \pi d / (\lambda f)}), \quad (3.12)$$

где $T_{\text{ж}}$ — температура жидкости (газа); $T_{\text{т}}$ — температура чувствительной части термометра; C_1 — коэффициент из-

лучения термометра; α — коэффициент теплоотдачи жидкости; T_c — температура стенки камеры, в которой находится термометр; T_0 — температура термометра в месте, где он проходит через стенку камеры; l — глубина погружения термометра в поток; d — наружный диаметр термометра; λ — теплопроводность материала термометра; l — площадь поперечного сечения стенок термометра.

Полная погрешность измерения температуры, естественно, равняется сумме двух указанных выше погрешностей.

Эта погрешность будет меньше при больших коэффициентах теплоотдачи; таким образом, погрешности при измерении температуры газа будут значительно больше, чем при измерении температуры жидкости. В качестве примера можно привести такие данные [12]: если измеряется температура газа, протекающего с малой скоростью в неизолированном трубопроводе, то при температуре газа 250°C термометр покажет температуру на $10\text{--}20^\circ\text{C}$ ниже.

Для уменьшения погрешности при измерении температуры необходимо уменьшить тепловые потоки, о которых говорилось выше. Этого можно добиться различными способами. Например, можно наложить тепловую изоляцию на камеру, в которой находится термометр, а также на выступающую часть термометра, увеличить глубину погружения термометра, поставить один или несколько экранов между термометрами и стенкой камеры.

При очень точных измерениях, температуры приходится устанавливать охранный нагреватель на стенках камеры и во время измерений поддерживать температуру этого нагревателя, равной температуре протекающей жидкости.

В настоящей книге не описываются способы измерения температуры в потоке газа большой скорости. В термодинамических исследованиях при измерениях температуры в потоке газа (жидкости) обеспечивают небольшие скорости, так чтобы температура торможения мало отличалась от температуры потока. Разность этих температур можно определить по формуле ¹:

$$T_{\text{торм}} - T_{\text{пот}} = 0,5\omega^2/c_p, \quad (3.13)$$

где $T_{\text{торм}}$ — теоретическая температура торможения; $T_{\text{пот}}$ — температура потока; ω — скорость потока; c_p —

¹ Формула строго справедлива для идеального газа

удельная изобарная теплоемкость, данного газа (жидкости)

Следует заметить, что термометр, находящийся в потоке, показывает температуру, близкую к температуре торможения, но всегда меньше ее вследствие отдачи теплоты термометром проходящему газу. Иными словами, «восстановление» температуры получается неполное — практически восстанавливается приблизительно три четверти разности ($T_{\text{торм}} - T_{\text{пот}}$), вычисленной по (3.13).

Можно привести ориентировочные данные: если воздух движется со скоростью 5 м/с, то теоретическая температура торможения будет на $0,12^\circ\text{C}$ выше температуры потока; термометр покажет температуру на $3/4 \cdot 0,12 = 0,09^\circ\text{C}$ выше, чем температура потока.

3.3. СТЕКЛЯННЫЕ ЖИДКОСТНЫЕ ТЕРМОМЕТРЫ

Принцип действия стеклянных жидкостных термометров основан на различии теплового расширения термометрической жидкости и стекла термометра. Такие термометры применяются для измерения температур в интервале от -200 до $+750^\circ\text{C}$ [12]. Хотя для заполнения жидкостных термометров используются различные жидкости, наибольшее распространение получили ртутные термометры.

Среди ртутных термометров, выпускаемых промышленностью, в лабораториях могут найти применение термометры для точных измерений и так называемые лабораторные термометры [25].

Термометры для точных измерений [24] выпускаются для измерения температур в интервале от 0 до 500°C ; цена деления и погрешность измерения колеблются для различных термометров от 0,01 до $0,1^\circ\text{C}$

от 0 до 60°C	0,01 $^\circ\text{C}$
от 55 до 155°C	0,02 $^\circ\text{C}$
от 140 до 300°C	0,05 $^\circ\text{C}$
от 300 до 500°C	0,1 $^\circ\text{C}$

Лабораторные термометры [25] измеряют температуру от -30 до $+600^\circ\text{C}$ с погрешностью от 0,2 до 6°C

от -30 до 0°C	0,3; 1; 2 $^\circ\text{C}$
от 0 до 100°C	0,2; 1; 2 $^\circ\text{C}$
от 100 до 200°C	0,4; 1; 2 $^\circ\text{C}$
от 200 до 300°C	0,8; 1,5; 3; 4 $^\circ\text{C}$
от 400 до 500°C	5 $^\circ\text{C}$
от 500 до 600°C	6 $^\circ\text{C}$

В лабораториях, как правило, при температурах, превышающих 150—200 °С, ртутные термометры не применяют, а используют термоэлектрический термометр (термопару).

При точных измерениях температуры ртутными термометрами необходимо учитывать поправку на выступающий столбик ртути, поправку последней градуировки термометра, а также поправку, возникающую в случае изменения внешнего давления на термометр.

Поправка на выступающий столбик ртути. При градуировке ртутного термометра 1 (рис. 3.4, а) в термостате

(чаще всего жидкостном) по образцовому термометру 2 термометр 1 погружают в термостат так, чтобы столбик ртути мало выступал над крышкой термостата, т. е. чтобы вся ртуть находилась при измеряемой температуре среды. В процессе практического измерения температуры газа или жидкости, как правило, значительная часть столбика ртути находится в окружающем воздухе (рис. 3.4, б). Вследствие этого градуировки не соответствуют условиям измерения. Если измеряемая температура выше температуры окружающего воздуха, то выступающий столбик ртути, находясь при более низкой температуре, будет иметь несколько меньшую длину, чем в условиях тарировки, и термометр покажет, таким образом, заниженную температуру.

Поправка на выступающий столбик должна быть введена по формуле

$$\Delta T = \alpha_n (T_{от} - T_{ст}), \quad (3.14)$$

где $\alpha = 0,00016$ — видимый температурный коэффициент линейного расширения ртути в стекле, K^{-1} ; n — число градусов в выступающем столбике ртути; $T_{от}$ — температура, отчитанная по термометру; $T_{ст}$ — средняя температура выступающего столбика, которая определяется вспомогательным термометром 3, как показано на рис. 3.4, б.

При измерении невысоких температур поправка на выступающий столбик мала; наоборот, при измерении высо-

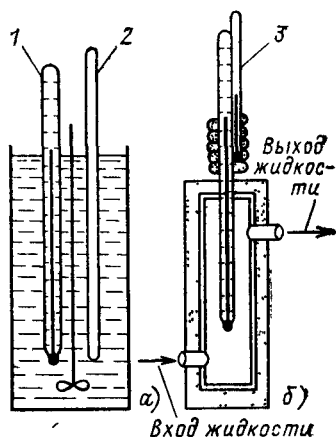


Рис 3.4. Различие условий измерений температур ртутным термометром при тарировке (а) и в эксперименте (б)

ких температур поправка становится большой; в этом случае поправку не удастся ввести достаточно точно, и это является одной из причин, ограничивающих использование ртутных термометров для измерения высоких температур.

Поправка градуировки термометра. При точных измерениях температуры необходимо учитывать, что с течением времени термометр изменяет свою градуировку вследствие естественного старения стекла, при котором в термометре изменяется объем ампулы с ртутью; сдвигается также и нулевая точка термометра (т. е. показание термометра при 0°C). Ртутные термометры в первые годы после изготовления обнаруживают наибольшую тенденцию к изменению градуировки. И, наоборот, «старые» термометры, изготовленные давно, отличаются стабильностью показаний. Тем не менее градуировка термометров (определение поправок показаниям термометра) должна проводиться регулярно.

Можно указать способ оценки градуировки термометра. Этот способ заключается в контроле нулевой точки. Для этого термометр опускают в сосуд Дьюара с хорошо измельченным льдом или снегом и отмечают показание. Если положение нулевой точки термометра не изменилось по сравнению с последней градуировкой, это является достаточной гарантией того, что и вся тарировка сохранилась.

При особо точных измерениях лабораторными термометрами с ценой деления $0,1^{\circ}\text{C}$ не следует ограничиваться в работе теми поправками, которые проверяющими организациями даются через 5°C , ибо в середине интервала между двумя точками градуировки поправка может оказаться резко отличающейся от поправок в точках градуировки термометра. Это может произойти потому, что капилляр, в котором находится ртуть, может иметь местное сужение или расширение. Для устранения этих погрешностей необходимо проводить градуировку по какому-либо эталонному прибору с интервалами, значительно меньшими, например через $0,5\text{—}1^{\circ}\text{C}$ (эталонным прибором в данном случае может служить платиновый термометр сопротивления).

Поправка на внешнее давление. Если ртутный термометр помещен в среду повышенного давления, то в результате сжатия шарика со ртутью градуировка будет изменяться. Поправки индивидуальны для каждого термометра и зависят не только от внешнего давления, но и от толщины стекла термометра и формы ампулы с ртутью. Такая поправка может быть весьма заметной для лабораторного

ртутного термометра, в этом легко убедиться следующим образом: если шарик ртутного термометра слегка сжать пальцами и затем отпустить, то будет видно удлинение и сокращение столбика ртути. Для ориентировки можно указать, что лабораторный ртутный термометр, поставленный в трубку с водопроводной водой ($p \approx 3 \cdot 10^5$ Па), вследствие сжатия шарика с ртутью показывает завышенное на 0,01—0,03 °С значение температуры

Таким образом, при желании точно измерить температуру ртутным термометром в общем случае необходимо ввести три поправки: последней тарировки $\Delta T_{\text{тар}}$, на выступающий столбик $\Delta T_{\text{в с}}$ и на сжатие шарика термометра внешним давлением $\Delta T_{\text{давл}}$. Действительная температура $T_{\text{д}}$ будет связана с температурой, непосредственно отсчитанной по термометру $T_{\text{от}}$, следующей формулой:

$$T_{\text{д}} = T_{\text{от}} + \Delta T_{\text{тар}} + \Delta T_{\text{в с}} + \Delta T_{\text{давл}}. \quad (3.15)$$

Приведенный материал показывает, что точное измерение температуры ртутным термометром — достаточно кропотливое дело. Тем не менее возможность непосредственного отсчета температуры и простота введения поправок делают термометр очень удобным для измерения невысоких температур.

Недостаток ртутных термометров — сравнительно большой размер термометра, следствием чего являются большая инерционность его, невозможность измерять температуру в данной точке, значительный отвод теплоты по термометру, а также невозможность представления показаний термометра в виде электрического сигнала.

Выпускаемые ртутные термометры классифицируют по точности измерения и интервалу измеряемых температур [22, 26]

образцовые термометры 1-го разряда для измерения температур от $-33,0$ до 0 °С с доверительной погрешностью $\Delta = 0,02$ К и от 0 до 600 °С с доверительной погрешностью $\Delta = 0,002$ — $0,2$ К при доверительной вероятности 0,95 (см. § 4.2);

образцовые термометры 2-го разряда для измерения температур от $-33,0$ до 0 °С с доверительной погрешностью $\Delta = 0,1$ К, для интервала температур от 0 до 150 °С с доверительной погрешностью $\Delta = 0,004$ — $0,1$ К и для интервала 0 — 600 °С с доверительной погрешностью $\Delta = 0,01$ — $1,0$ К при доверительной вероятности 0,95,

образцовые термометры 3-го разряда для измерения температур от 0 до 600 °С с доверительной погрешностью $\Delta = 0,03$ — $3,0$ К при доверительной вероятности 0,95,

рабочие термометры для измерения температур от $-33,0$ до 600 °С с абсолютной допустимой погрешностью (0,005—5,0 К)

3.4. ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТЕРМОМЕТРЫ

Термоэлектрические термометры (термопары) получили исключительно широкое распространение как в лабораторной практике, так и в промышленности.

Термопара представляет собой два разнородных проводника (провода различного материала), составляющих общую электрическую цепь (рис. 3.5). Если температуры мест соединений (спаев) проводников T и T_0 неодинаковы, то возникает термо-ЭДС и по цепи протекает ток. Термо-ЭДС тем больше, чем больше разность температур спаев. При этом температура в промежуточных точках проводников не оказывает влияния на значение ЭДС, если проводники однородны. По термо-ЭДС судят о температуре спаев.

Основное правило работы с термопарами (которое можно строго доказать) заключается в следующем: если в цепь термопары включен какой-либо третий однородный проводник, концы которого имеют одинаковую температуру, это не влияет на возникающую термо-ЭДС. Последнее дает возможность включать в цепь термопар прибор, измеряющий термо-ЭДС.

В соответствии с [27] электродами термопары служит проволока диаметром 0,1—3,2 мм.

В лабораторной практике нашли применение следующие термопары:

Платинородий-платиновая термопара. Материалом одного электрода этой термопары является сплав платины (90%) и родия (10%), другой — чистая платина. Такая термопара является рабочим эталоном, воспроизводящим единицу температуры — кельвин — в интервале от 630,74 до 1064,43 °С. Платинородий-платиновая термопара используется для измерения температуры в интервале от 0 до 1300 °С, а кратковременно — до 1600 °С.

Платинородиевая термопара. Материал одного электрода этой термопары — платинородий — сплав с содержанием 30% родия, а материал другого электрода — платинородий — с содержанием 6% родия. Такие термопары применяются для измерения температур от 300 до 1600 °С (кратковременно — до 1800 °С).

Вольфрамрениевая термопара. Электроды этой термопары изготовлены из сплава вольфрама и рения. В одном



Рис. 3.5 Термоэлектрическая цепь, состоящая из двух разнородных проводников

электроде содержание рения равно 5%, в другом — 20%. Эта термопара позволяет измерять наиболее высокие температуры — от 0 до 2200 °С, а кратковременно — до 2500 °С.

Хромель-алюмелевая термопара. В [27] предлагается другое название этой термопары: никель-хром-никель-алюминиевая. Одним электродом этой термопары является немагнитный сплав хромель Т (89% Ni+9,8% Cr+1,0% Fe+0,2% Mn), а другим — магнитный сплав алюмель (94% Ni+2% Al+2,5% Mn+1% Si+0,5 примеси). Эта термопара может быть использована для измерения температур в интервале от —200 до 1000 °С, а кратковременно — до 1300 °С. Необходимо помнить, что верхний предел измерения, указанный здесь, соответствует большому диаметру электродов (3,2 мм), которые в лабораториях практически не используются. Для термопары, изготовленной из более тонкой проволоки, верхний предел измерений должен быть снижен. Градуировка хромель-алюмелевой термопары приведена в табл. 3.4 по данным [28].

Хромель-копелевая термопара. Один из электродов этой термопары изготовлен из хромеля, а другой — из копеля (56% Cu+44% Ni). Термопара применяется для измерения температур от —50 до 600 °С, а кратковременно — до 800 °С. Хромель-копелевая термопара развивает наибольшую ЭДС из всех здесь перечисленных термопар. Более низкий температурный предел объясняется наличием в копеле меди, которая при высоких температурах окисляется.

При поверке термопары в ее паспорте указывается индивидуальная градуировка — зависимость $E(t)$ для поверяемой термопары. Эта зависимость дается обычно в форме таблиц. Далее необходимо рассчитать отклонения температуры Δt для исследуемой термопары и по стандартной градуировке [27 или 28] построить график отклонений $\Delta t = f(t)$. Температуру в опыте определяют по формуле

$$t = t_{ст}(E) + \Delta t, \quad (3.16)$$

где $t_{ст}(E)$ — температура, определенная по стандартной градуировке; Δt — поправка, характеризующая отличие индивидуальной градуировки от стандартной.

Кроме этих пяти термопар, серийно выпускаемых отечественной промышленностью, стандартом [27] предусмотрены еще четыре типа термопар, применяемых в странах — членах СЭВ в СССР пока не выпускаются:

Медь-копелевая термопара, предназначенная для работы в интервале температур от —200 до +100 °С.

88 Таблица 3.4. Термо-ЭДС хромель-алю мелевой термопары

Температура, °С	Термо-ЭДС, мВ									
-50	-1,889	-1,563	-1,600	-1,636	-1,673	-1,709	-1,745	-1,781	-1,817	-1,853
-40	-1,527	-1,193	-1,231	-1,268	-1,305	-1,342	-1,379	-1,416	-1,453	-1,490
-30	-1,156	-0,815	-0,853	-0,891	-0,929	-0,967	-1,005	-1,043	-1,081	-1,118
-20	-0,777	-0,431	-0,469	-0,508	-0,547	-0,585	-0,624	-0,662	-0,701	-0,739
-10	-0,392	-0,039	-0,079	-0,118	-0,157	-0,197	-0,236	-0,275	-0,314	-0,353
0	0,000	0,039	0,079	0,119	0,158	0,198	0,238	0,277	0,317	0,357
0	0,397	0,437	0,477	0,517	0,557	0,597	0,637	0,677	0,718	0,758
10	0,798	0,838	0,879	0,919	0,960	1,000	1,041	1,081	1,122	1,162
20	1,203	1,244	1,285	1,325	1,366	1,407	1,448	1,489	1,529	1,570
30	1,611	1,652	1,693	1,734	1,776	1,817	1,858	1,899	1,941	1,981
40	2,022	2,064	2,105	2,146	2,188	2,229	2,270	2,312	2,353	2,394
50	2,436	2,477	2,519	2,560	2,601	2,643	2,684	2,726	2,767	2,809
60	2,850	2,892	2,933	2,975	3,016	3,058	3,100	3,141	3,183	3,224
70	3,266	3,307	3,349	3,390	3,432	3,473	3,515	3,556	3,598	3,639
80	3,681	3,722	3,764	3,805	3,847	3,888	3,930	3,971	4,012	4,054
90	4,095	4,137	4,178	4,219	4,261	4,302	4,343	4,384	4,426	4,467
100	4,508	4,549	4,590	4,632	4,673	4,714	4,755	4,796	4,837	4,878
110	4,919	4,960	5,001	5,042	5,083	5,124	5,164	5,205	5,246	5,287
120	5,327	5,368	5,409	5,450	5,490	5,531	5,571	5,612	5,652	5,693
130	5,733	5,774	5,814	5,855	5,895	5,936	5,976	6,016	6,057	6,097
140	6,137	6,177	6,218	6,258	6,298	6,338	6,378	6,419	6,459	6,499
150	6,539	6,579	6,619	6,659	6,699	6,739	6,779	6,819	6,859	6,899
160	6,939	6,979	7,019	7,059	7,099	7,139	7,179	7,219	7,259	7,299
170	7,338	7,378	7,418	7,458	7,498	7,538	7,578	7,618	7,658	7,697
180	7,737	7,777	7,817	7,857	7,897	7,937	7,977	8,017	8,057	8,097
190	8,137	8,177	8,217	8,257	8,297	8,337	8,377	8,417	8,457	8,497
200	8,537	8,577	8,617	8,657	8,697	8,737	8,777	8,817	8,857	8,898

220	8,938	9,018	9,058	9,099	9,139	9,179	9,220	9,260	9,300
230	9,341	9,421	9,462	9,502	9,543	9,583	9,624	9,664	9,705
240	9,745	9,826	9,867	9,907	9,948	9,989	10,029	10,070	10,111
250	10,151	10,233	10,274	10,315	10,355	10,396	10,437	10,478	10,519
260	10,560	10,641	10,682	10,723	10,764	10,805	10,846	10,887	10,928
270	10,969	11,051	11,093	11,134	11,175	11,216	11,257	11,298	11,339
280	11,381	11,463	11,504	11,546	11,587	11,628	11,669	11,711	11,752
290	11,793	11,876	11,918	11,959	12,000	12,042	12,083	12,125	12,166
300	12,207	12,290	12,332	12,373	12,415	12,456	12,498	12,539	12,581
310	12,623	12,706	12,747	12,789	12,831	12,872	12,914	12,955	12,997
320	13,039	13,122	13,164	13,205	13,247	13,289	13,331	13,372	13,414
330	13,456	13,539	13,581	13,623	13,665	13,706	13,748	13,790	13,832
340	13,874	13,957	13,999	14,041	14,083	14,125	14,167	14,208	14,250
350	14,292	14,376	14,418	14,460	14,502	14,544	14,586	14,628	14,670
360	14,712	14,796	14,838	14,880	14,922	14,964	15,006	15,048	15,090
370	15,132	15,216	15,258	15,300	15,342	15,384	15,426	15,468	15,510
380	15,552	15,636	15,679	15,721	15,763	15,805	15,847	15,889	15,931
390	15,974	16,058	16,100	16,142	16,184	16,227	16,269	16,311	16,353
400	16,395	16,480	16,522	16,564	16,607	16,649	16,691	16,733	16,776
410	16,818	16,902	16,945	16,987	17,029	17,072	17,114	17,156	17,199
420	17,241	17,326	17,368	17,410	17,453	17,495	17,537	17,580	17,622
430	17,664	17,749	17,792	17,834	17,876	17,919	17,961	18,004	18,046
440	18,088	18,173	18,216	18,258	18,301	18,343	18,385	18,428	18,470
450	18,513	18,598	18,640	18,683	18,725	18,768	18,810	18,853	18,895
460	18,938	19,023	19,065	19,108	19,150	19,193	19,235	19,278	19,320
470	19,363	19,448	19,490	19,533	19,576	19,618	19,661	19,703	19,746
480	19,788	19,873	19,916	19,959	20,001	20,044	20,086	20,129	20,172
490	20,214	20,299	20,342	20,385	20,427	20,470	20,512	20,555	20,598
500	20,640	20,725	20,768	20,811	20,853	20,896	20,938	20,981	21,024
510	21,066	21,152	21,194	21,237	21,280	21,322	21,365	21,407	21,450
520	21,493	21,578	21,621	21,663	21,706	21,749	21,791	21,834	21,876
530	21,919	22,004	22,047	22,090	22,132	22,175	22,218	22,260	22,303
540	22,346	22,431	22,473	22,516	22,559	22,601	22,644	22,687	22,729

Температура, °С	Термо-ЭДС, мВ									
550	22,772	22,815	22,857	22,900	22,942	22,985	23,028	23,070	23,113	23,156
560	23,198	23,241	23,284	23,326	23,369	23,411	23,454	23,497	23,539	23,582
570	23,624	23,667	23,710	23,752	23,795	23,837	23,880	23,923	23,965	24,008
580	24,050	24,093	24,136	24,178	24,221	24,263	24,306	24,348	24,391	24,434
590	24,476	24,519	24,561	24,604	24,646	24,689	24,731	24,774	24,817	24,859
600	24,902	24,944	24,987	25,029	25,072	25,114	25,157	25,199	25,242	25,284
610	25,327	25,369	25,412	25,454	25,497	25,539	25,582	25,624	25,666	25,709
620	25,751	25,794	25,836	25,879	25,921	25,964	26,006	26,048	26,091	26,133
630	26,176	26,218	26,260	26,303	26,345	26,387	26,430	26,472	26,515	26,557
640	26,599	26,642	26,684	26,726	26,769	26,811	26,853	26,896	26,938	26,980
650	27,022	27,065	27,107	27,149	27,192	27,234	27,276	27,318	27,361	27,403
660	27,445	27,487	27,529	27,572	27,614	27,656	27,698	27,740	27,783	27,825
670	27,867	27,909	27,951	27,993	28,035	28,078	28,120	28,162	28,204	28,246
680	28,288	28,330	28,372	28,414	28,456	28,498	28,540	28,583	28,625	28,667
690	28,709	28,751	28,793	28,835	28,877	28,919	28,961	29,002	29,044	29,086
700	29,128	29,170	29,212	29,254	29,296	29,338	29,380	29,422	29,464	29,505
710	29,547	29,589	29,631	29,673	29,715	29,756	29,798	29,840	29,882	29,924
720	29,965	30,007	30,049	30,091	30,132	30,174	30,216	30,257	30,299	30,341
730	30,383	30,424	30,466	30,508	30,549	30,591	30,632	30,674	30,716	30,757
740	30,799	30,840	30,882	30,924	30,965	31,007	31,048	31,090	31,131	31,173
750	31,214	31,256	31,297	31,339	31,380	31,422	31,463	31,504	31,546	31,587
760	31,629	31,670	31,712	31,753	31,794	31,836	31,877	31,918	31,960	32,001
770	32,042	32,084	32,125	32,166	32,207	32,249	32,290	32,331	32,372	32,414
780	32,455	32,496	32,537	32,578	32,619	32,661	32,702	32,743	32,784	32,825
790	32,866	32,907	32,948	32,990	33,031	33,072	33,113	33,154	33,195	33,236
800	33,277	33,318	33,359	33,401	33,441	33,482	33,523	33,564	33,604	33,645
810	33,686	33,727	33,768	33,809	33,850	33,891	33,931	33,972	34,013	34,054
820	34,095	34,136	34,176	34,217	34,258	34,299	34,339	34,380	34,421	34,461

830	34,502	34,543	34,583	34,624	34,665	34,705	37,746	34,787	34,827	34,868
840	34,909	34,949	34,990	35,030	35,071	35,111	35,152	35,192	35,233	35,273
850	35,314	35,354	35,395	35,435	35,476	35,516	35,557	35,597	35,637	35,678
860	35,718	35,758	35,799	35,839	35,880	35,920	35,960	36,000	36,041	36,081
870	36,121	36,162	36,202	36,242	36,282	36,323	36,363	36,403	36,443	36,483
880	36,524	36,564	36,604	36,644	36,684	36,724	36,764	36,804	36,844	36,885
890	36,925	36,965	37,005	37,045	37,085	37,125	37,165	37,205	37,245	37,285
900	37,325	37,365	37,405	37,445	37,484	37,524	37,564	37,604	37,644	37,684
910	37,724	37,764	37,803	37,843	37,893	37,923	37,963	38,002	38,042	38,082
920	38,122	38,162	38,201	38,241	38,281	38,320	38,360	38,400	38,439	38,479
930	38,519	38,558	38,598	38,638	38,677	38,717	38,756	38,796	38,836	38,875
940	38,915	38,954	38,994	39,033	39,073	39,112	39,152	39,191	39,231	39,270
950	39,310	39,349	39,388	39,428	39,467	39,507	39,546	39,585	39,625	39,664
960	39,703	39,743	39,782	39,821	39,861	39,900	39,939	39,979	40,018	40,057
970	40,096	40,136	40,175	40,214	40,253	40,292	40,332	40,371	40,410	40,449
980	40,488	40,527	40,566	40,605	40,645	40,684	40,723	40,762	40,801	40,840
990	40,879	40,918	40,957	40,996	41,035	41,074	41,113	41,152	41,191	41,230
1000	41,269	41,308	40,347	41,385	41,424	41,463	41,502	41,541	41,580	41,619
1010	41,657	41,696	41,735	41,774	41,813	41,851	41,890	41,929	41,968	42,006
1020	42,045	42,084	42,123	42,161	42,200	42,239	42,277	42,316	42,355	42,393
1030	42,432	42,470	42,509	42,548	42,586	42,625	42,663	42,702	42,740	42,779
1040	42,817	42,856	42,894	42,933	42,971	43,010	43,048	43,087	43,125	43,164
1050	43,202	43,240	43,279	43,317	43,356	43,394	43,432	43,471	43,509	43,547
1060	43,585	43,624	43,662	43,700	43,739	43,777	43,815	43,853	43,891	43,930
1070	43,968	44,006	44,044	44,082	44,121	44,159	44,197	44,235	44,273	44,311
1080	44,349	44,387	44,425	44,463	44,501	44,539	44,577	44,615	44,653	44,691
1090	44,729	44,767	44,805	44,843	44,881	44,919	44,957	44,995	45,033	45,070
1100	45,108	45,146	45,184	45,222	45,260	45,297	45,335	45,373	45,411	45,448
1110	45,486	45,524	45,561	45,599	45,637	45,675	45,712	45,750	45,787	45,825
1120	45,863	45,900	45,938	45,975	46,013	46,051	46,088	46,126	46,163	46,201
1130	46,238	46,275	46,313	46,350	46,388	46,425	46,463	46,500	46,537	46,575
1140	46,612	46,649	46,687	46,724	46,761	46,799	46,836	46,873	46,910	46,948
1150	46,985	47,022	47,059	47,096	47,134	47,171	47,208	47,245	47,282	47,319

Термо-ЭДС, мВ

Температура, °С	47,356	47,393	47,430	47,467	47,504	47,541	47,578	47,615	47,652	47,689
1160	47,356	47,393	47,430	47,467	47,504	47,541	47,578	47,615	47,652	47,689
1170	47,726	47,763	47,800	47,837	47,874	47,911	47,948	47,985	48,021	48,058
1180	48,095	48,132	48,169	48,205	48,242	48,279	48,316	48,352	48,389	48,426
1190	48,462	48,499	48,536	48,572	48,609	48,645	48,682	48,718	48,755	48,792
1200	48,828	48,865	48,901	48,937	48,974	49,010	49,047	49,082	49,120	49,156
1210	49,192	49,229	49,265	49,301	49,338	49,374	49,410	49,446	49,483	49,519
1220	49,555	49,591	49,627	49,663	49,700	49,736	49,772	49,808	49,844	49,880
1230	49,916	49,952	49,988	50,024	50,060	50,096	50,132	50,168	50,204	50,240
1240	50,276	50,311	50,347	50,383	50,419	50,455	50,491	50,526	50,562	50,598
1250	50,633	50,669	50,705	50,741	50,776	50,812	50,847	50,883	50,919	50,954
1260	50,990	51,025	51,061	51,096	51,132	51,167	51,203	51,238	51,274	51,309
1270	51,344	51,380	51,415	51,450	51,486	51,521	51,556	51,592	51,627	51,662
1280	51,697	51,733	51,768	51,803	52,838	51,873	51,908	51,943	51,979	52,014
1290	52,049	52,084	52,119	52,154	52,189	52,224	52,259	52,294	52,329	51,364
1300	52,398	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Медь-медно-никелевая термопара (тип Т), предназначенная для работы в интервале температур от -200 до $+400$ °С.

Железомедно-никелевая термопара (тип J) для работы в интервале температур от -200 до $+700$ °С, а кратковременно — до 900 °С.

Никель-хром-медно-никелевая термопара (тип Е) для работы в интервале температур от -100 до 700 °С, а кратковременно — до 900 °С.

Для всех девяти термопар в [27] даны градуировочные таблицы $E(t)$ с шагом $\Delta t=5$ °С, а для шести термопар — интерполяционные уравнения $E(t)$.

При измерении температуры один спай цепи термопары, так называемый холодный спай, находится при 0 °С (в тающем льде в сосуде Дьюара), а другой — горячий — в среде, температуру которой надо измерить. Таблицы термо-ЭДС различных термопар составлены именно для случая, когда холодный спай находится при 0 °С. Если по каким-либо причинам не удастся поместить холодный спай в среду с температурой 0 °С и он находится при комнатной температуре (например, при 20 °С), то в этом случае возникающая термо-ЭДС соответствует разности температур горячего и холодного спаев и при определении температуры нужно ввести так называемую поправку на холодный спай. Для этого необходимо измеренную термо-ЭДС сложить с термо-ЭДС, соответствующей температуре холодного спая (20 °С), и по полученному значению определить температуру при помощи таблиц.

По схеме соединения различают термопары с одним и двумя холодными спаями.

Схема термопары с одним холодным спаем изображена на рис. 3.6,а. В эту схему не вводятся медные (соединительные) провода, и вся цепь выполняется из двух проводников (например, хромеля и алюмеля).

Схема с двумя холодными спаями представлена на рис. 3.6,б. Отличие этой схемы от первой заключается в том, что в цепь термопары вводятся медные провода; следст-

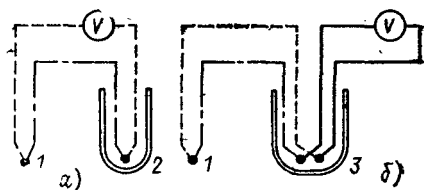


Рис. 3.6. Типы термопар:

1 — горячий спай; 2 — холодный спай; 3 — холодные спаи,
 — — — хромель; — — — — — алюмель; — — — — — медь

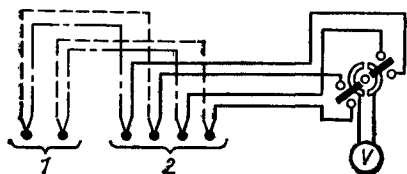


Рис. 3.7. Схема подключения двух термопар к измерительному прибору:

1 — горячие спаи; 2 — холодные спаи, — — — — хромель; - · - · - · - алюминий; — — — — медь

вие термостатирования концов медного провода возникающие термо-ЭДС точно такие же, как и в первой схеме. В лабораторной и производственной практике эта схема применяется часто, особенно при необходимости экономить материал, из которого изготовлена термопара.

На практике чаще всего приходится измерять температуры в нескольких местах; при этом возникает необходимость к одному измерительному прибору подключать несколько термопар. Типичная схема такого включения (для двух термопар) дана на рис. 3.7.

Иногда при подключении нескольких термопар к одному измерительному прибору применяют схему с единственным холодным спаем на все термопары [12]. При точных измерениях, когда каждая термопара градуирована индивидуально, все же следует предпочесть схему, изображенную на рис. 3.7.

Так как термо-ЭДС термопары зависит от температуры обоих спаев (горячего и холодного), то термопару часто применяют для измерения разности температур в двух точках — так называемая *дифференциальная термопара*. В этом случае в схеме отсутствует холодный спай и термо-ЭДС термопары соответствует разности температур. Схема дифференциальной термопары представлена на рис. 3.8,

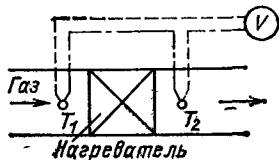


Рис. 3.8. Схема измерения разности температур газа при помощи дифференциальной термопары

— · — · — · — хромель, — — — — алюминий

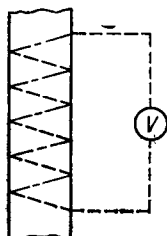


Рис. 3.9. Схема многоспайной дифференциальной термопары:

— · — · — · — хромель, — — — — алюминий

где термопарой измеряется изменение температуры газа $T_2 - T_1$ вследствие нагревания.

Если термо-ЭДС термопары мала для измерения ее на обычных приборах (например, при измерении небольшой разности температур), для ее увеличения используют так называемые *многоспайные термопары*.

Схема многослойной термопары представлена на рис. 3.9, где термопарой, состоящей из пяти спаев, измеряется небольшая разность температур в стенке. Получающаяся здесь термо-ЭДС в 5 раз больше, чем при измерении одной термопарой.

3.5. ИЗГОТОВЛЕНИЕ ТЕРМОПАР

В лабораторных условиях для изготовления термопар очень часто используют проволоки диаметром 0,5 мм. Применение проволок диаметром менее 0,2 мм нежелательно вследствие того, что в таких проволоках хуже обеспечивается однородность материала, что снижает точность измерения температуры. Применение проволок с диаметром более 1—1,5 мм заставляет опасаться увеличения отвода теплоты по проволокам, что также может повлиять на точность измерения температуры.

Горячий спай термопары изготавливают чаще всего сваркой проволок, выбранных для термопары (в этом смысле выражение «горячий спай» не совсем точно). Сварку удобно проводить угольными электродами, подавая на эти электроды напряжение 15—20 В (например, от лабораторного автотрансформатора). Во избежание окисления электродов сварку лучше проводить под слоем спирта.

Полученную термопару (пока еще с одним горячим спаем) необходимо отжечь всю целиком, а не только горячий спай. Отжиг термопар можно провести в печи в течение 1—2 ч при температуре несколько выше, чем та, при которой термопара будет работать. Неотожженная термопара хуже сохраняет свою характеристику.

Холодные спаи термопар обычно изготавливают непосредственно пайкой проволок (пайка оловом с канифолью). При измерениях холодные спаи термопар помещают в стеклянные, запаянные снизу трубки диаметром 3—4 мм и в таком виде опускают в сосуд Дьюара с тающим мелкоизмельченным льдом. Для лучшего теплового контакта трубки заполняют маслом или, еще лучше, в трубки заливают расплавленный парафин, который быстро застывает и

надежно удерживает холодный спай термопары в трубке.

Проволоки термопар на всем протяжении должны быть тщательно электрически изолированы. Если термопара используется для измерения высоких температур, то в качестве изоляции применяются фарфоровые трубки или соломки (одно- или двухканальные), а также кварцевые трубки. Та часть термопары, которая находится при температуре ниже 200°C , может быть успешно и очень удобно изолирована при помощи так называемого стеклянного чулка, сделанного из стеклоткани. Если термопара предназначена для работы в агрессивной среде, то горячий спай и прилегающие участки проволок термопары помещают в защитный чехол — запаивную с одной стороны трубку. Эта трубка может быть кварцевой или металлической.

Изготовленную термопару желательно проградуировать и установить отклонения термо-ЭДС от значений стандартных таблиц.

При тарировке термопар необходимо иметь в виду следующее. Как отмечалось выше, термо-ЭДС, развиваемая термопарой, зависит лишь от температур горячего и холодного спаев только для однородных электродов. Если есть (большая или меньшая) неоднородность термопарной проволоки, то результирующая ЭДС будет зависеть не только от температур горячего и холодного спаев, но и от распределения температур вдоль термопары. Из-за того что при градуировке и в эксперименте распределения температур по длине термопары разные, появляется дополнительная погрешность. Поэтому градуировку термопары лучше проводить в той же установке и в тех же условиях, какие будут и в эксперименте. Для этого в установку надо вместе с термопарой установить и образцовый платиновый термометр сопротивления (например, ПТС-10) и методом сличения в термостате провести градуировку.

Отечественная промышленность кроме проволоки для термопар выпускает также весьма удобные в эксперименте, так называемые *кабельные термопары*, т. е. термопары, вставленные в металлический чехол [29]. Выпускаются хромель-алюмелевые и хромель-копелевые термопары с диаметром электродов от 0,2 до 1,08 мм, наружный диаметр чехла (кабеля) при этом меняется от 1,0 до 6,0 мм, а толщина оболочки — от 0,15 до 0,75 мм. Металлический чехол изготавливается из нержавеющей и жаропрочной стали, и поэтому предельные температуры этих термопар не изменились.

3.6. ИЗМЕРЕНИЕ ТЕРМО-ЭДС ТЕРМОПАР

Для измерения термо-ЭДС термопар существует много схем. Все их можно условно разделить на две группы: обычные с милливольтметром и потенциометрические.

На рис. 3.10 изображена схема измерения термо-ЭДС термопары милливольтметром. По цепи идет ток, поэтому согласно закону Ома можно написать:

$$E = IR_T + IR_{вн}, \quad (3.17)$$

где E — термо-ЭДС термопары; I — сила тока в цепи; R_T — электрическое сопротивление проволок термопары; $R_{вн}$ — внутреннее сопротивление милливольтметра.

Очевидно, что при такой схеме милливольтметр измеряет не термо-ЭДС термопары, а лишь разность потенциалов на зажимах милливольтметра (между точками A и B), которая будет равна $IR_{вн}$, т. е. $IR_{вн} = E - IR_T$.

Таким образом, измеренная милливольтметром разность потенциалов будет всегда меньше термо-ЭДС термопары на значение падения напряжения в цепи термопары IR_T . Чем больше сопротивление проводов термопары R_T и сила тока I , тем больше погрешность. Для уменьшения этой погрешности стремятся выбирать внутреннее сопротивление милливольтметра наибольшим, а сопротивление проводов наименьшим. Однако полностью исключить погрешность таким способом невозможно. Учесть же ее не всегда бывает легко, так как сопротивление термопары R_T изменяется с температурой.

Выпускаемые милливольтметры имеют невысокий класс точности, что не позволяет использовать их для точного измерения температуры. Несмотря на это, в лабораторной практике нашли применение узкопрофильные милливольтметры типа МВУ-6 класса точности 0,5; 1,0 и 1,5. Эти милливольтметры входят в унифицированный комплекс аналоговых сигнализирующих контактных приборов (АСК) и в лабораторных установках могут выполнять две функции: показывать температуру (с невысокой точностью) и при достижении определенной температуры замыкать электрические контакты, связанные или с системой сигнализации

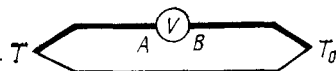


Рис. 3.10 Схема измерения показаний термопары с применением милливольтметра

(например, звуковой или световой), или с системой отключения установки от электросети.

Схема, подобная той, что изображена на рис. 3.10, может быть использована для измерения температуры, только вместо милливольтметра нужно установить усилитель напряжения постоянного тока. В качестве такого усилителя хорошо зарекомендовали себя усилители типа Ф7024 класса точности от 0,05 до 0,5 с выходным сигналом постоянного тока 0—10 В.

Установка такого усилителя увеличит погрешность измерения температуры, но ненамного. В пересчете на температуру дополнительная погрешность, вносимая усилителем, не превышает 0,5 °С. При измерении температуры термопарами из неблагородных материалов (хромель-копель, хромель-алюмель и т. п.) такая погрешность допустима, так как погрешность самой термопары при $t > 0$ °С заметно больше.

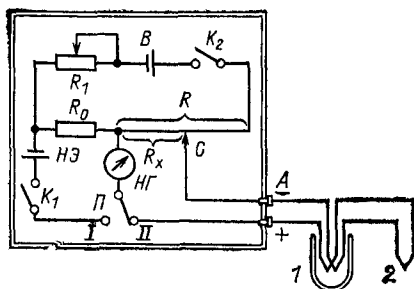
В случае применения усилителя вторичный прибор — вольтметр постоянного тока должен измерять напряжение постоянного тока до 10 В. Класс этого прибора должен быть достаточно высоким, чтобы не вносить дополнительной погрешности. Такими приборами могут служить вольтметры типа Щ1413 или Щ1516. Хорошо зарекомендовал себя в качестве вторичного прибора цифровой вольтметр типа Ф203, который вносит дополнительную погрешность $\Delta t = 0,35$ °С при $t = 100$ °С; $\Delta t = 0,5$ °С при $t = 250$ °С; $\Delta t = 1$ °С при $t = 500$ °С. В некоторых учебных лабораторных установках такая точность может быть вполне приемлемой.

Значительно точнее можно измерить термо-ЭДС термопары потенциометром. Схема измерения при этом остается прежней (рис. 3.10), только вместо милливольтметра включается потенциометр.

Принципиальное отличие потенциометра от милливольтметра или гальванометра заключается в том, что в момент измерения в цепи термопары отсутствует электрический ток ($I = 0$). Благодаря этому нет никакого падения напряжения вдоль цепи термопары и разность потенциалов на зажимах потенциометра равна термо-ЭДС термопары. Принцип устройства потенциометра заключается в следующем. В собственной электрической цепи этого прибора создается разность потенциалов ΔU , которую можно изменять и измерять. Эта разность потенциалов подбирается равной термо-ЭДС термопары и включается навстречу ей; при равенстве ΔU потенциометра и термо-ЭДС термопары ток в цепи термопары отсутствует, и это контролируется

Рис 311 Схема измерения термо-ЭДС при помощи потенциометра

1 — холодные спай, 2 — горячие спай



чувствительным нуль-гальванометром. Происходит, как говорят, компенсация термо-ЭДС термопары. В момент отсутствия тока производится отсчет падения напряжения в собственной цепи потенциометра, которое равно термо-ЭДС термопары.

Схема потенциометра в комбинации с термопарой представлена на рис. 3.11 (где собственно потенциометр заключен в рамку), а термопара подключается к потенциометру через зажимы А.

Разность потенциалов потенциометра, которая включается навстречу термо-ЭДС термопары, создается в потенциометре на участке R_x основной цепи прибора. Эта цепь состоит из гальванического элемента В, сопротивлений R_1 и R_0 и калиброванного измерительного сопротивления, по которому может перемещаться контакт С; по этой цепи непрерывно идет так называемый рабочий ток I.

Вспомогательная цепь потенциометра состоит из сопротивления R_0 , нормального гальванического элемента НЭ, нуль-гальванометра НГ и переключателей K_1 и П. Эта цепь служит для установления рабочего тока основной цепи потенциометра. Нуль-гальванометр НГ может подключаться либо к цепи термопар (положение II переключателя П), либо к этой вспомогательной цепи (положение I переключателя П).

При работе на потенциометре сила тока I в основной цепи потенциометра устанавливается всегда одна и та же. Установку рабочего тока основной цепи проводят перед началом измерения термо-ЭДС термопары. Для этого замыкают контакты K_2 и K_1 и переключатель П ставят в положение I. При этом ЭДС нормального элемента НЭ оказывается включенной навстречу падению напряжения IR_0 на сопротивлении R_0 основной цепи потенциометра. Далее изменяют регулировочное сопротивление R_1 так, чтобы нуль-гальванометр НГ показал отсутствие тока. При этом,

очевидно, $E_{\text{нэ}} = IR_0$. Так как ЭДС нормального элемента $E_{\text{нэ}}$ держится весьма стабильно¹, а сопротивление R_0 постоянно, то при такой операции всегда устанавливается одна и та же сила рабочего тока I основной цепи потенциометра (часто выбирают сопротивление так, чтобы сила тока I устанавливалась равной 10^{-4} А). После установления рабочего тока измеряют термо-ЭДС термопары.

При измерении термо-ЭДС термопары ключ K_2 замкнут, а переключатель Π поставлен в положение II . Тогда термо-ЭДС термопары E оказывается включенной навстречу падению напряжения в основной цепи потенциометра IR_x ; передвигая контакт C , можно добиться того, что нуль-гальванометр НГ покажет отсутствие тока в цепи термопары. Тогда, очевидно, $E = IR_x$. Сопротивление R_x известно по положению контакта C в момент компенсации термо-ЭДС; зная силу тока $I = E_{\text{нэ}}/R_0$, можно рассчитать термо-ЭДС термопары: $E = E_{\text{нэ}} R_x/R_0$.

Из этой формулы видно, что измеряемая термо-ЭДС однозначно зависит от сопротивления. Поэтому шкала потенциометра проградуирована не в омах, а непосредственно в милливольтгах. Никаких пересчетов делать не приходится, а измерение сводится лишь к отсчету термо-ЭДС по измерительным декадам потенциометра в момент компенсации.

Конструкционное выполнение потенциометров весьма разнообразно. Обычно измерительное сопротивление R_x (рис. 3.11) выполняется в виде магазина сопротивлений или в виде магазина сопротивлений в комбинации со струной, по которой можно передвигать контакт.

В учебных лабораториях широко используется переносной потенциометр ПП-63 класса точности 0,05, рассчитанный на диапазоны измерений 0—25, 0—50 и 0—100 мВ. Погрешность, вносимая таким потенциометром, не превышает нескольких десятых долей градуса.

Большая точность может быть обеспечена потенциометром Р363. Полуавтоматический потенциометр типа Р363 выпускается трех модификаций: Р363-1 (класс точности 0,001), Р363-2 (класс точности 0,002) и Р363-3 (класс точности 0,005). Такой потенциометр внесет в измерение температуры дополнительную погрешность, не превышающую нескольких тысячных долей градуса. Например, при измерении хромель-алюмелевой термопарой температуры $t = 100^\circ\text{C}$ погрешность, вносимая потенциометром Р363-1, равна $\Delta t = 0,002^\circ\text{C}$, а при $t = 500^\circ\text{C}$ $\Delta t = 0,006^\circ\text{C}$.

¹ Обычно применяемый ртутно-кадмиевый нормальный элемент при $t = 20^\circ\text{C}$ дает ЭДС, равную 1,0183 В

Если в обычных потенциометрах компенсация термо-ЭДС производится вручную, то в автоматических потенциометрах этот процесс автоматизирован.

В лабораториях нашли применение автоматические потенциометры типа КСП, которые осуществляют показание и запись одной или нескольких температур. Выпускаются также автоматические уравновешенные мосты типа КСМ и милливольтметры типа КСУ, аналогичные по функциональным возможностям и внешнему виду автоматическим потенциометрам КСП.

Для записи температуры и для построения каких-либо температурных зависимостей можно использовать двухкоординатный потенциометр-графопостроитель Н306. Применение графопостроителей усиливает наглядность полученной в процессе эксперимента информации. Особенно это важно в учебно-лабораторных установках.

Графопостроитель обеспечивает погрешность, равную 0,5 % предела регистрации, которая изменяется от 2 мВ до 300 В.

3.7. ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ТЕРМОПАРАМИ, ИЗГОТОВЛЕННЫМИ ИЗ НЕБЛАГОРОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

Изготовленную термопару, как правило, градуируют по каким-либо эталонным приборам. При калибровке термопар из благородных металлов организации, выполняющие такую работу, дают значения термо-ЭДС термопары с погрешностью 0,01 мВ, что для хромель-алюмелевой термопары соответствует погрешности 0,25 °С. На первый взгляд кажется, что такая термопара, поставленная на экспериментальную установку, при учете результатов градуировки дает возможность измерять температуру с погрешностью 0,3 °С. На самом деле погрешность измерения температуры во много раз больше, что объясняется в основном двумя свойствами, присущими любым термопарам и в особенности термопарам из благородных металлов.

Первая причина — неоднородность материала (провода) термопар. Выше было отмечено, что при однородности материала термопары на термо-ЭДС оказывают влияние только температуры горячего и холодного спаев. Однако при неоднородности материалов по всей длине проволоки термопары возникают дополнительные электродвижущие силы, причем их значение и направление зависят от температуры по всей длине термопары от горячего до холодного спаев. Можно представить себе, что вся проволока термопары является как бы непрерывной комбинацией мелких термопар, включенных в общую цепь.

Неоднородность материала термопар может быть связана с различием химического состава по длине проволоки. Эта неоднородность может увеличиваться, если в процессе изготовления на проволоку термопары попали какие-либо загрязнения; при нагревании до высокой температуры эти загрязнения дадут местные изменения химического состава проволоки. Резкие изгибы проволоки, узлы и другие механические напряжения, вызывающие наклеп, приводят к росту зерен металла проволоки в этих местах; такого рода неоднородность также вызывает появление дополнительных термо-ЭДС.

В условиях тарировки глубина погружения термопары и распределение температуры по всей проволоке одни, а в условиях работы на экспериментальной установке — другие. Следствием этого будут различные значения дополнительных термо-ЭДС, обусловленных неоднородностью материала проволок. Это означает, что градуировка термопары в условиях экспериментальной установки исказится. Поэтому при использовании значений термо-ЭДС, полученных при градуировке, определение температуры в условиях эксперимента будет проведено с погрешностью, знак и размер которой не всегда можно определить. Эта погрешность при высоких температурах (800—1000 °C) для хромель-алюмелевых термопар может достигать 2—3 °C [30]

Вторая причина снижения точности измерения температуры термопарами и особенно термопарами из неблагородных металлов связана с изменением характеристики термопары с течением времени, т. е. нестабильностью термопары.

Если термопара длительное время находится в воздухе при высокой температуре, то в горячем спае (и по всей длине проволоки) происходят процессы, приводящие к изменению химического состава металла (окисление, испарение какого-либо компонента из сплава, рост зерен и т. д.). В результате этого изменяется тарировочная кривая термопары, причем одни термопары увеличивают свою термо-ЭДС (например, хромель-алюмелевая), а другие уменьшают. Увеличение термо-ЭДС хромель-алюмелевой термопары после 1000 ч нагрева соответствует изменению температуры: при 649 °C — на 1, при 871 °C — на 3 и при 982 °C — на 4,5 °C [30].

Естественно, что если этот эффект не учитывать при проведении экспериментальных работ, то неизбежна погрешность при измерении температуры. Эту погрешность в

известной степени можно снизить достаточно частыми тарировками термопар.

Указанные две причины ставят границу точности при измерении температуры термопарами из неблагородных металлов. Даже если принять, что потенциометр, измеряющий термо-ЭДС термопар, не вносит никаких погрешностей, то и в этом случае при 400—500 °С вряд ли можно достичь погрешности измерения температуры меньше 1—1,5 °С, а при 800—900 °С — меньше 3—4 °С.

По этой причине в интервале температур от 273 до 1200 К термоэлектрические термометры — термопары из неблагородных материалов относят к рабочим средствам измерения.

В интервале температур от 73,15 до 273,15 К существуют образцовые медь-копелевые и медь-константановые термопары 2-го разряда, обеспечивающие доверительную погрешность¹ [26] $\Delta t = 0,1$ К при доверительной вероятности $P = 0,95$.

В интервале температур от 1200 до 2800 К существуют образцовые вольфрамрениевые термопары 2-го и 3-го разрядов, обеспечивающие доверительную погрешность соответственно $\Delta t = 0,8$ —11 К и $\Delta t = 2$ —17 К при доверительной вероятности $P = 0,95$ [22].

Для температур от 273 до 1200 К эталонные и образцовые термопары можно изготовить только из благородных металлов: платины и платинородия.

3.8. ПЛАТИНОРОДИЙ-ПЛАТИНОВАЯ ТЕРМОПАРА

В платинородий-платиновой термопаре один электрод изготавливается из чистой платины, а второй — из сплава платины и родия с содержанием 10% родия.

Платинородий-платиновая термопара является самой точной и служит для измерения температур до 1600 °С. Точность обеспечивается, во-первых, тем, что благородные металлы, из которых изготовлена эта термопара, можно получить в очень чистом виде; неоднородность материала проволок термопары и связанные с этим непроизводительные ЭДС меньше, чем у термопар с проволоками из неблагородных металлов; во-вторых, тем, что проволоки и горячий спай претерпевают сравнительно мало изменений в процессе работы и не окисляются. Поэтому характеристика такой термопары весьма стабильна.

Для этой термопары чаще всего используют платиновую и платинородиевую проволоку диаметром 0,5—0,6 мм. Чистота платиновой проволоки может быть оценена по изменению электрического сопротивления платины с температурой. Чем чище платина, тем больше увеличивается сопротивление. Для термопары необходимо использовать платиновую проволоку с характеристикой $R_{100}/R_0 \geq 1,391$ (где R_{100} и R_0 — электрические сопротивления определенного отрезка проволоки при 100 и 0 °С соответственно) [20].

При изготовлении хорошей платинородий-платиновой термопары должны быть соблюдены следующие условия, обеспечивающие минимальную неоднородность материала: максимальная чистота поверхности проволок, минимальная механическая деформация проволоки, равномерный отжиг всей термопары.

Для изготовления платинородий-платиновых термопар наивысшей точности в лаборатории высоких температур Всесоюзного научно-исследовательского института метрологии (ВНИИМ) имени Д. И. Менделеева (Ленинград) разработана подробная инструкция, основные положения которой кратко приведены ниже.

Выбранные отрезки платиновой и платинородиевой проволок, лишенные узлов, резких сгибов и других неровностей, кипятят в 50%-ном растворе соляной кислоты и после этого несколько раз кипятят и промывают в дистиллированной воде. После такой очистки к проволокам не прикасаются руками, а берут проволоку ватой, смоченной в этиловом спирте. Далее проволоки предварительно отжигают в течение 2 ч, пропуская по ним электрический ток так, чтобы проволоки нагрелись в воздухе до красного каления. После этого проводят сварку горячего спая постоянным током, причем положительным электродом должна быть термопара, а отрицательным — угольный стержень.

Готовую термопару с целью стабилизации материала отжигают в течение 15—18 ч в печи при температуре около 1100 °С, при этом поддерживают равномерную температуру в печи. Охлаждение после окончания отжига проводят медленно.

Термопару обязательно помещают в защитный чехол — закрытую со стороны горячего спая кварцевую или фарфоровую трубку диаметром 6—8 или 10 мм и длиной 500—550 мм. Проволоки термопар надежно закрепляют у открытого конца трубки, например в резиновой пробке.

На всем протяжении от горячего спая до пробки на проволоки должны быть надеты сплошные кварцевые или фар-

форовые трубки (а не составленные из отдельных кусков). Эти трубки обеспечивают надежную электрическую изоляцию и, кроме того, несколько снижают процесс испарения родия из платинородиевого электрода. Для сохранения характеристики термопары это очень важно, так как уменьшение содержания родия в платинородиевом электроде ведет к снижению термо-ЭДС термопары (процесс сублимации родия становится заметным при 1100 °С и выше).

Платинородий-платиновую термопару градуируют сличением ее показаний с показаниями образцовой термопары или по постоянным точкам затвердевания металлов [22]. При этом помимо основных реперных точек, применяемых для градуировки эталонных термопар (табл. 3.1), используют и вторичные реперные точки (табл. 3.2).

Для вычисления температуры по результатам тарировки составляется интерполяционное уравнение полиномиального типа или составляется таблица поправок к стандартной градуировке [27 или 28]. Температуру при этом способе рассчитывают по (3.16).

Точность измерения температуры платинородий-платиновыми термопарами зависит как от уровня температур, так и от степени неоднородности материала термопар, т. е. от качества термопары.

Согласно [22] существуют:

рабочие эталоны — платинородий-платиновые термопары, обеспечивающие среднее квадратическое отклонение результата измерений $S(T)=0,2\pm 0,25$ К в интервале температур 630,74—1064,43 °С, и платинородиевые термопары [$S(T)=0,3\pm 1,0$ К] в интервале от 1235,08 до 2042 К;

образцовые платинородий-платиновые термопары 1-го разряда с доверительной погрешностью $\Delta t=0,25\pm 0,6$ К при доверительной вероятности $P=0,95$ в интервале 300—1100 °С и платинородиевые термопары с доверительной погрешностью $\Delta t=0,5\pm 2,0$ К ($P=0,95$) в интервале от 1200 до 2042 К;

образцовые платинородий-платиновые термопары 2-го разряда с доверительной погрешностью $\Delta t=0,4\text{—}1,0$ К ($P=0,95$) в интервале 300—1200 °С и платинородиевые термопары с доверительной погрешностью $\Delta t=0,8\pm 4,0$ ($P=0,95$) в интервале от 1200 до 2073 К;

образцовые платинородий-платиновые термопары 3-го разряда с доверительной погрешностью $\Delta t=0,8\pm 2,0$ К ($P=0,95$) в интервале 300—1200 °С и платинородиевые термопары с доверительной погрешностью $\Delta t=1,2\pm 6,0$ К ($P=0,95$) в интервале от 1200 до 2073 К;

рабочие платинородий-платиновые термопары с абсолютной допустимой погрешностью $\Delta t=0,4\text{—}6,0$ К в интервале 300—1200 °С и пла-

тинородиевые термопары с абсолютной допустимой погрешностью $\Delta t = \pm 0,8 \pm 14$ К в интервале от 800 до 2100 К.

Измерение термо-ЭДС образцовых термопар рекомендуется осуществлять потенциометрами как наиболее точными приборами, чтобы не вносить в измерение дополнительных погрешностей.

3.9. ПЛАТИНОВЫЙ ТЕРМОМЕТР СОПРОТИВЛЕНИЯ

Платиновый термометр сопротивления является самым точным прибором для измерения температуры в интервале от 13,81 до 903,89 К. В последнее время он стал применяться и в промышленности.

В платиновом термометре сопротивления используется эффект увеличения сопротивления платиновой проволоки с повышением температуры. Платина особенно пригодна для изготовления такого термометра, так как, во-первых, платину можно получить высокой степени чистоты, а во-вторых, изменение сопротивления платины с изменением температуры достаточно велико.

Конструкция платинового термометра сопротивления представлена на рис. 3.12. Платиновая проволока 3 диаметром 0,05—0,1 мм, свитая в спираль, уложена на кварцевом каркасе 2 геликоидной формы. К концам спирали припаяны выводы 4 из платиновой проволоки (по два с каждого конца). Все устройство помещено в защитную кварцевую трубку 1. На верхнем конце трубки крепится так называемая головка термометра с четырьмя контактными винтами 5 (на рисунке показаны три), к которым снизу подходят четыре (показаны два) вывода от чувствительной части термометра.

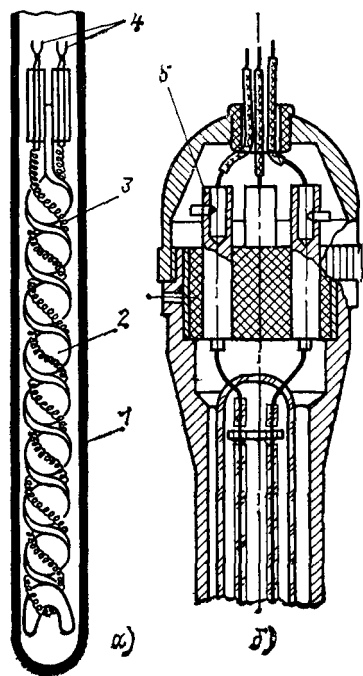
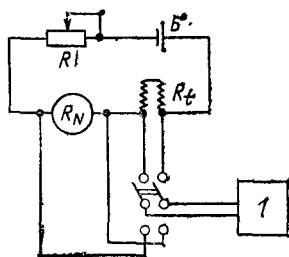


Рис. 3.12. Платиновый термометр сопротивления.

a — чувствительная часть, *б* — головка термометра; *1* — защитная кварцевая трубка, *2* — кварцевый каркас; *3* — спираль из платиновой проволоки; *4* — платиновые выводы; *5* — контактные винты

Рис. 3.13. Принципиальная схема измерения сопротивления платинового термометра с применением потенциометра



Сопротивление платинового термометра измеряют обычно потенциометрическим способом (принципиальная схема представлена на рис. 3.13).

Цепь термометра сопротивления состоит из источника тока B , регулировочного сопротивления R , образцового нормального сопротивления R_N и самого термометра R_t . Термометр имеет четыре вывода. В цепи термометра сопротивления обычно устанавливают ток I не более 1 мА. Для измерения сопротивления термометра потенциометром поочередно измеряют падение напряжения на термометре ΔU_t и на образцовом сопротивлении ΔU_N . Так как $\Delta U_t = IR_t$ и $\Delta U_N = IR_N$, то из этих двух уравнений получаем (сила тока одна и та же):

$$R_t = R_N \Delta U_t / \Delta U_N. \quad (3.18)$$

Далее легко можно рассчитать

$$W_t = R_t / R_0, \quad (3.19)$$

где W_t — отношение сопротивлений при измеряемой температуре t и $t = 0^\circ\text{C}$, по которому с помощью уравнений и таблиц определяется температура t .

Расчет температуры (в интервале от 0 до 630°C) по измеренному электрическому сопротивлению R_t (3.18) и W_t (3.19) проводится по (3.6) и (3.7). Коэффициенты α и δ , входящие в (3.7), берут из свидетельства термометра о поверке.

Для нахождения t' уравнение (3.7) решают методом итераций. Сначала, полагая второе слагаемое (3.7) равным нулю, определяют первое приближение t' . Затем, используя его, определяют по (3.7) второе приближение и т. д. Итерационный процесс вычисления t' сходится быстро, так как зависимость W_t от t близка к линейной, а уже первая итерация дает значение t' при линейной зависимости $W_t(t')$, проведенной через точки 0 и 100°C . Дей-

ствительно, из (3.7) видно, что при этих двух температурах второе слагаемое правой части (3.7) обращается в нуль. При этом

$$t' = (W(t') - 1) / \alpha,$$

отсюда

$$\alpha = (W_{100} - 1) / 100. \quad (3.20)$$

Таким образом, две основные характеристики платинового термометра сопротивления W_{100} и α связаны между собой простым соотношением (3.20) и находятся из опыта для температур 0 и 100 °С. Для определения второй константы δ нужно провести опыт еще при одной температуре.

Для интервала температур от 13,81 до 273,15 К температура определяется по стандартной функции $W_{ст}(T)$ [20], входящей в формулу (3.4):

$$W_{ст}(T) = W_T - \Delta W(T). \quad (3.21)$$

Поправка $\Delta W(T)$ к измеренному значению W_T приводится в таблице свидетельства термометра сопротивления о поверке.

Для измерения температуры с помощью платиновых термометров сопротивления собирают электрическую схему.

При сборке измерительной схемы необходимо учесть, что в цепи термометра могут возникать непроизводительные ЭДС, особенно в местах соединений разнородных металлов; это может привести к искажению результатов измерений сопротивления.

Так как при соединении медных проводов с платиновыми выводами термометра возникают значительные термо-ЭДС, которые будут зависеть от температуры, то места соединений меди и платины лучше отнести в область равномерной температуры (термостатировать, например, в сосуде Дьюара), а не присоединять медные провода к головке термометра. Такое соединение платины и меди в сосуде Дьюара показано на рис. 3.14.

Переключатели, применяемые в цепи должны по возможности давать наименьшие термо-ЭДС, их не следует помещать в местах резких изменений температур (например, около окон или нагревательных приборов).

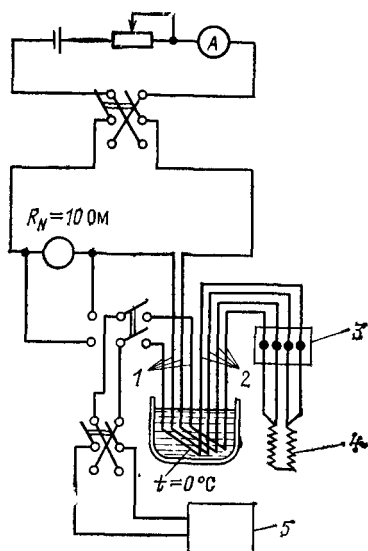


Рис. 3.14 Электрическая схема измерения сопротивления платинового термометра.

1 — медные провода, 2 — платина, 3 — головка термометра, 4 — термометр сопротивления, 5 — потенциометр

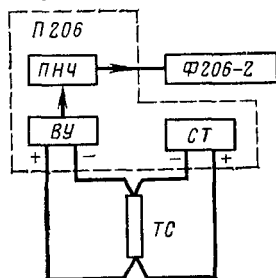


Рис. 3.15. Принципиальная схема измерения температуры термометром сопротивления в комплекте с частотно-цифровым прибором Ф206

Однако для полного исключения влияния термо-ЭДС необходимо изменять направление тока в цепи термометра и одновременно в цепи потенциометра и измерять падения напряжения на термометре и нормальном сопротивлении при прямом и обратном токе (всего четыре измерения). При расчете сопротивления термометра по (3.18) используют средние значения ΔU_t и ΔU_N , при прямом и обратном токе.

Полная электрическая схема, применяемая в лабораториях для измерения сопротивления термометра, представлена на рис. 3.14.

В некоторых потенциометрах еще предусмотрено изменение направления тока внутри самого потенциометра, и тогда для одного определения сопротивления термометра приходится делать восемь измерений на потенциометре; это, конечно, повышает точность измерений.

В цепи термометра сопротивления устанавливают силу тока не более 1 мА. Значительное увеличение силы тока по сравнению с установленной может привести к заметному нагреванию спирали термометра, что внесет погрешность в измерение температуры. Источники питания электрических цепей должны обеспечивать высокую стабильность.

В цепи термометра обычно применяется образцовое нормальное сопротивление R_N с номинальным значением

10 Ом. Оно также должно пройти государственную проверку, и, кроме того, при расчетах надо учесть, что значение его все же немного изменяется с температурой [обычно формула $R_N=f(t, \text{ }^\circ\text{C})$ дается в свидетельстве]. Поэтому при работе необходимо измерять ртутным термометром температуру нормального сопротивления или, что еще лучше, термостатировать нормальное сопротивление.

В лабораторных условиях рекомендуется периодически измерять сопротивление термометра R_0 при 0°C . Для определения R_0 термометр помещают в сосуд Дьюара с тающим льдом и измеряют его сопротивление. Однако чтобы получить правильное значение, необходимо тщательно (и не один раз) провести измерение.

Прежде всего надо обеспечить высокую чистоту льда (иначе температура тающего льда будет отличаться от 0°C). Лед должен быть приготовлен обязательно из дистиллированной воды и хорошо измельчен. В процессе приготовления ко льду нельзя прикасаться руками. Для изготовления такого льда можно применять ступку и пестик из нержавеющей стали (1X18H9T), причем в дне ступки просверливается большое количество отверстий диаметром 3—4 мм. Истолченный лед, провалившийся в отверстия, лопаточкой из нержавеющей стали (1X18H9T) может быть уложен в сосуд Дьюара.

Для градуировки используют сосуд Дьюара вместимостью 1 л, тщательно промытый дистиллятом. Лед должен быть уложен в сосуд равномерно (без «пустот»). Термометр сопротивления вставляется так, чтобы чувствительная часть находилась примерно в середине сосуда. Образующаяся при таянии льда вода стекает на дно сосуда; термометр не должен соприкасаться с ней.

Измерения R_0 надо проводить многократно, в течение нескольких часов, и только в случае повторения результатов полученные данные заслуживают внимания.

Для измерения температуры термометром сопротивления в комплекте с вторичным прибором — потенциометром — требуется время от нескольких десятков секунд в простых схемах (рис. 3.13) до нескольких минут в более сложных (рис. 3.14). Понятно, что это связано с достижением высокой точности измерения температуры. В лабораторной практике нередко (чаще в учебных лабораториях) встречаются задачи, когда необходимо результат

измерения температуры по возможности быстро вывести на регистрирующий (показывающий) прибор и в систему автоматики. При этом можно пойти и на некоторое ухудшение точности.

Таким прибором, позволяющим измерить температуру, измеряемую термометром сопротивления, является частотно-цифровой прибор Ф206, схема которого представлена на рис. 3.15. В состав частотно-цифрового прибора Ф206 входит преобразователь П206 и специализированный частотомер Ф206-2. В основу работы прибора заложен принцип преобразования измеряемого параметра в частоту и дальнейшего измерения этой частоты специализированным цифровым частотомером. Стабилизатор тока СТ в комплекте с термометром сопротивления ТС представляет собой преобразователь сопротивления — напряжение, который преобразует сопротивление ТС в пропорциональное напряжение.

Входное напряжение, снимаемое с ТС, подается на входное устройство ВУ, где усиливается по схеме модулятор — демодулятор. В преобразователе напряжение — частота ПНЧ осуществляется линейное преобразование напряжения в частоту выходных импульсов, которая регистрируется частотомером Ф206-2.

Частотно-цифровой прибор Ф206 выпускается 14 модификаций для измерения температуры в различных интервалах — от -200 до 650 °С для двух типов термометров сопротивления: платинового и медного. Погрешность измерения температуры зависит от типа прибора и колеблется от 0,2 до 1,3 °С.

Согласно ГОСТ [22, 26] платиновые термометры сопротивления классифицируют по точности и интервалу измеряемых температур следующим образом:

1. Платиновые термометры сопротивления для основных реперных точек, входящие в комплекс государственного первичного эталона единицы температуры в интервале от 13,81 до 1337,58 К. Государственный первичный эталон в интервале от 13,81 до 273,15 К обеспечивает воспроизведение единицы со средним квадратическим отклонением S_5 результата измерения температуры, не превышающим 0,001 К при пяти независимых наблюдениях и не исключенной систематической погрешности θ , не превышающей 0,003 К.

Для интервала температур от 273,15 до 1337,58 К государственный первичный эталон обеспечивает воспроизведение единицы температуры в реперных точках

Тройная точка воды . . . $T=273,16$ К; $S_5 \leq 0,0002$ К; $\theta \leq 0,0001$ К
Затвердевание олова . . . $T=505,1181$ К; $S_5 \leq 0,0003$ К; $\theta \leq 0,0002$ К

То же дичка	$T=692,73 \text{ K};$	$S_b \leq 0,0005 \text{ K};$	$\theta \leq 0,0002 \text{ K}$
То же серебра	$T=1235,08 \text{ K};$	$S_b \leq 0,02 \text{ K};$	$\theta \leq 0,005 \text{ K}$
То же золота	$T=1337,58 \text{ K};$	$S_b \leq 0,02 \text{ K};$	$\theta \leq 0,005 \text{ K}$

2 Платиновые термометры сопротивления — рабочие эталоны, имеющие средние квадратические отклонения результатов поверки S_n , не превышающие 0,002 К в интервале от 13,81 до 273,15 К, $S_n \leq \leq 0,001 \rightarrow 0,01 \text{ K}$ в интервале от 273,15 до 903,89 К, $S_n \leq 0,01 \rightarrow 0,06 \text{ K}$ в интервале от 692,73 до 1337,58 К.

3 Образцовые платиновые термометры сопротивления 1-го разряда, имеющие доверительную погрешность $\Delta=0,01 \text{ K}$ (при доверительной вероятности $P=0,95$) в интервале температур от 13,81 до 273,15 К и $\Delta=0,01 \rightarrow 0,03 \text{ K}$ в интервале от 273 до 903 К

4 Образцовые платиновые термометры сопротивления 2 го разряда, имеющие доверительную погрешность $\Delta=0,05 \text{ K}$ ($P=0,95$) в интервале температур от 13,81 до 273,15 К и $\Delta=0,03 \rightarrow 0,07 \text{ K}$ в интервале 273—903 К

5 Рабочие платиновые термометры сопротивления, имеющие в интервале температур от 13,81 до 273,15 К предел допустимой погрешности 0,15—1,0 К, а в интервале 273—1360 К — 0,002—2,0 К

Вместо платины в термометрах сопротивления можно применять и другие металлы или полупроводниковые материалы.

Германиевый термометр сопротивления является государственным специальным эталоном и воспроизводит единицу температуры в интервале от 4,5 до 13,81 К со средним квадратическим отклонением, не превышающим 0,001 К при неисключенной систематической погрешности, не превышающей 0,005 К [31] Аналогичные германиевые термометры сопротивления используются в качестве рабочих эталонов в интервале температур от 1,5 до 13,81 К, они имеют среднее квадратическое отклонение при поверке, не превышающее 0,002 К [32]

Термометры сопротивления, изготовленные из полупроводниковых материалов, применяют как образцовые средства измерения температур в интервале от 1,5 до 273,15 К Эти приборы имеют доверительную погрешность $\Delta=0,01 \text{ K}$ (при доверительной вероятности $P=0,95$) в интервале от 1,5 до 13,81 К и $\Delta=0,05 \text{ K}$ в интервале от 13,81 до 273,15 К Полупроводниковые термометры сопротивления являются рабочими средствами измерения температуры в интервале от 1,5 до 573 К и имеют предел допускаемой погрешности 0,1—2,0 К

Медные термометры сопротивления и термометры сопротивления из неблагородных материалов изготавливаются лишь как рабочие средства измерения с пределом допускаемой погрешности, не превышающим 0,1 К для интервала температур 13,81—273,15 К и 0,3—2,0 К для интервала температур 273—453 К

3.10. СПЕЦИАЛЬНЫЕ ТЕРМОМЕТРЫ

Описанные в предыдущих параграфах этой главы жидкостные, термоэлектрические термометры и термометры сопротивления нашли широкое применение в лабораториях для измерения температур в интервале от 1,5 до 2773 К. Для измерения очень низких и очень высоких температур используются специальные термометры.

Государственным специальным эталоном, предназначенным для воспроизведения и хранения единицы температуры в диапазоне от 0,8 до 4,2 К, является *гелиевый конденсационный термометр* [20]. Принцип действия этого термометра основан на зависимости давления насыщения от температуры равновесной системы жидкость — пар. Измерив давление двухфазной системы, можно по известной зависимости $T_n(p)$ определить температуру.

В гелиевом конденсационном термометре для измерения температур в интервале от 1,5 до 4,2 К используется изотоп ^4He , давление которого меняется при этом от $p_n = 400$ Па (при $T_n = 1,4652$ К) до $p_n = 750$ мм рт. ст. (при $T_n = 4,2009$ К). Эта зависимость приведена в таблице [20].

Для интервала температур от 0,8 до 1,5 К применяется термометр, использующий зависимость температуры насыщения от давления для изотопа ^3He . Эта зависимость [20] позволяет определить температуру системы жидкость — пар ^3He по измеренному давлению. Для ^3He при $T_n = 0,8$ К давление насыщения равно $p_n = 385,6$ Па, а при $T = 1,5$ К — $p_n = 6,776$ кПа.

Еще более низкие температуры (в интервале от 0,01 до 1,5 К) измеряют *термометром магнитной восприимчивости* [20]. Принцип действия этого термометра основан на зависимости магнитной восприимчивости церий-магниевого нитрата от температуры. Закон Кюри устанавливает пропорциональность магнитной восприимчивости обратной абсолютной температуре. Поэтому этот способ измерения температуры эффективен только при низких температурах. Так, при уменьшении температуры от 0,8 до 0,01 К магнитная восприимчивость возрастет в 80 раз.

Для измерения высоких температур обычно применяют *пирометры*. Принцип действия пирометров основан на формуле Планка — зависимости спектральной плотности энергии излучения черного тела от температуры и длины волны. Измерив плотность энергии черного тела при двух температурах — измеряемой T и температуре затвердевания золота $T_0 = 1337,58$ К (табл. 3.1) — при одной и той

же длине волны (обычно $\lambda=0,65$ мкм), можно, вычислив их отношение, определить температуру T [см. (3.10)]. Именно таким образом определяется практическая шкала температур от 1337,58 до 6300 К. Такие пирометры, основанные на зависимости энергии излучения от температуры при неизменной длине волны, называют *оптическими* или *фотоэлектрическими пирометрами*.

В видимой части спектра изменение температуры приводит к сдвигу максимума энергии излучения в область меньших длин волн, а следовательно, и к изменению цвета тела, температура которого измеряется. Это свойство (закон смещения Вина) реализуется в *цветовых пирометрах*, или *пирометрах спектрального отношения*.

В *пирометрах полного излучения* или *радиационных пирометрах* используется закон Стефана — Больцмана — закон пропорциональности интегральной (для всех длин волн) плотности энергии излучения абсолютной температуре в четвертой степени.

Температурная шкала *пирометра микроволнового излучения*, основанная на пропорциональной зависимости спектральной плотности энергии излучения черного тела от температуры T в микроволновом диапазоне излучения, устанавливается для диапазона температур от 6300 до 100 000 К [20]. Отношение спектральных плотностей энергий при двух температурах — измеряемой T и базовой T_0 равно отношению этих температур для длин волн, больших 1 мм. В качестве базовой выбирают температуру затвердевания золота $T_0=1337,58$ К.

Как отмечалось выше, точная термодинамическая шкала может быть получена только термометром, принцип действия которого основан на строгих термодинамических соотношениях. К таким термометрам относятся газовые (см. § 3.1) и акустические термометры.

Принцип действия *акустического термометра* основан на зависимости скорости звука в идеальном газе от температуры

$$a_0 = \sqrt{kRT}, \quad (3.22)$$

где a_0 — скорость звука в идеальном газе; $k=c_p/c_v$ — показатель адиабаты идеального газа (для одноатомного газа $k=5/3$); R — индивидуальная газовая постоянная; T — абсолютная температура.

Если термодинамическая поверхность реального газа

описывается уравнением состояния в вириальной форме (1.19), то скорость звука равна

$$a = \sqrt{RTc_p/c_v} \sqrt{1 + 2B/v + 3C/v^2 + \dots}, \quad (3.23)$$

где B , C — второй и третий вириальные коэффициенты; v — удельный объем газа.

Если измерять скорость звука при различных (но небольших) давлениях, то при экстраполяции на нулевое давление удельный объем v в (3.23) стремится к бесконечности, а отношение c_p/c_v — к показателю адиабаты идеального газа k . Поэтому

$$\lim_{p \rightarrow 0} a_s^* = a_0 = \sqrt{kRT}.$$

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

ПОГРЕШНОСТЬ ЭКСПЕРИМЕНТА

4.1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Для проведения экспериментальной работы по определению теплофизических свойств вещества не удастся создать прибор, на шкале которого можно было бы непосредственно отсчитывать искомую величину. При проведении такой работы, как правило, измеряют температуру, давление, массу вещества, расход, силу тока, напряжение и т. д., а определяемые теплофизические величины — удельный объем, энтальпию, теплоемкость и т. д. — рассчитывают по соответствующим формулам.

Так, изобарная теплоемкость вычисляется по формуле

$$c_p = Q / [m(T_2 - T_1)], \quad (4.1)$$

где теплота Q , количество вещества m и повышение температуры $T_2 - T_1$ вследствие подвода теплоты измеряются непосредственно в опыте.

Или, например, удельный объем v вещества вычисляется исходя из измеренного в опыте объема сосуда V , в котором находится вещество, и массы вещества m , т. е.

$$v = V/m. \quad (4.2)$$

Измерения, осуществляемые непосредственно при помощи приборов, называют *прямыми* измерениями. Если искомую величину вычисляют по результатам прямых измерений, то такое измерение называют *косвенным*.

В примерах, приведенных выше, определение массы и температуры осуществляется прямым измерением, а изобарной теплоемкости c_p и удельного объема v — косвенными измерениями.

Так как величины, входящие в правые части (4.1) и (4.2), измеряют с определенной точностью, то и получаемое в результате расчета интересующее нас значение (c_p или v) определяется также с определенной точностью. Это значит, что окончательный результат измерения, выраженный конкретным числом, содержит определенную погрешность.

Источники погрешности экспериментальных данных многочисленны, и здесь в первую очередь следует указать на имеющиеся всегда погрешности приборов, используемых при измерениях, несовершенство методики измерения, недостаточно строгое поддержание требуемого режима во время опыта, а также отдельные погрешности самого экспериментатора при работе на установке.

Если измеренное значение величины равно x , а истинное (нам неизвестное) есть $x_{\text{ист}}$, то под *абсолютной* погрешностью понимают разность этих величин $|x - x_{\text{ист}}|$. Так как истинное значение $x_{\text{ист}}$ нам не известно, то и погрешность, строго говоря, определить не представляется возможным. Поэтому вводится понятие *предела абсолютной погрешности* Δx , определяемой неравенством:

$$\Delta x \geq |x - x_{\text{ист}}|. \quad (4.3)$$

При этом истинное значение $x_{\text{ист}}$ окажется внутри интервала $\{x - \Delta x; x + \Delta x\}$.

Задача исследователя состоит в том, чтобы установить наименьшее, но удовлетворяющее условию (4.3) значение Δx , так как чрезмерно большие значения Δx обесценивают результаты эксперимента.

Проиллюстрируем сказанное на примере. Металлической линейкой с ценой деления 1 мм измерена длина образца $L = 500$ мм. Требуется определить минимальное значение предела абсолютной погрешности ΔL (0,5; 1 или 2 мм). Можно было бы заведомо точно сказать, что это значение лежит в интервале $\{400, 600\}$ мм, но вряд ли такая погрешность ($\Delta L = 100$ мм) может нас удовлетворить. Из паспорта на эту линейку следует, что $\Delta L = 1$ мм, т. е. истинное значение длины лежит в интервале $\{499, 501\}$ мм. Такое измерение, очевидно, более ценно

Кроме абсолютной погрешности $|x - x_{\text{ист}}|$ пользуются понятием *относительной* погрешности. Относительная

погрешность равна абсолютной погрешности, отнесенной к измеренной величине. Она выражается в долях $|(x-x_{\text{ист}})/x|$ или процентах $|(x-x_{\text{ист}})/x| \cdot 100$. Так как истинное значение измеряемой величины $x_{\text{ист}}$ нам не известно, то пользуются понятием предела относительной погрешности δx , который выражают в долях

$$\delta x = |\Delta x/x|, \quad (4.4)$$

или процентах

$$\delta x = |\Delta x/x| \cdot 100. \quad (4.5)$$

Как уже отмечалось, абсолютную и относительную погрешность нельзя рассчитать точно, можно лишь оценить предел абсолютной (или относительной) погрешности. Имея это в виду, нередко слово «предел» опускают и предел абсолютной или относительной погрешности, оцениваемый по (4.3) — (4.5), называют абсолютной, либо относительной погрешностью.

Погрешности измеряемых величин в зависимости от причин, их порождающих, разделяют на систематические, случайные и грубые.

Под *систематической погрешностью* понимается погрешность, постоянная или закономерно изменяющаяся при повторных измерениях одной и той же величины. Сюда относятся погрешности приборов и погрешности методики измерения. Так, если при измерении теплоемкости газа используется платиновый термометр сопротивления, отградуированный надлежащим образом, то при температуре около 500°C можно гарантировать точность измерения температуры $\pm 0,04^\circ\text{C}$. Это значит, что термометр сопротивления в комбинации со всеми приборами измерительной электрической схемы может постоянно завышать значение измеряемой температуры на $0,04^\circ\text{C}$, или, наоборот, постоянно при всех измерениях (при 500°C) давать заниженное значение температуры. При этом экспериментатор, естественно, не будет знать действительного значения измеряемой температуры; ему будет лишь известно, что отклонение измеренного значения температуры от истинного не превосходит $\pm 0,04^\circ\text{C}$.

Систематическая погрешность, присущая данному термометру, будет вносить систематическую погрешность в значение измеренной теплоемкости при 500°C , и эта погрешность сколько бы раз мы ни повторяли опыт, всегда будет существовать. Таким образом, экспериментатор не

сможет обнаружить эту систематическую погрешность из данных своего эксперимента.

Погрешность методики измерений и обработки данных также является систематической. Так, если при определении той же теплоемкости газа методика учета тепловых потерь принята такой, что учитываются не все тепловые потери, а лишь 90% их, то это, естественно, приведет к погрешности при определении теплоемкости. Естественно, что экспериментатор не знает о допущенной им погрешности при учете тепловых потерь, а в лучшем случае может оценить погрешность, с которой вводится поправка на тепловые потери.

Систематические погрешности могут быть обнаружены при сравнении экспериментальных данных, полученных на различных установках. Некоторые из них могут быть устранены введением соответствующих поправок, другие устранить невозможно.

Случайная погрешность вызывается случайными факторами, которые, действуя по-разному, могут привести к тому, что измеряемая величина может отличаться от истинной как по абсолютной величине, так и по знаку отклонения.

Случайная погрешность проявляется в так называемом разбросе экспериментальных данных. Это означает, что при многократном измерении одной и той же величины на одной и той же установке и теми же приборами (манометрами, термометрами и т. д.) получают несколько отличающиеся друг от друга значения.

Влияние случайных погрешностей на окончательный результат измерения можно значительно снизить, многократно повторяя измерения и выбирая в качестве окончательного среднее значение из многих полученных.

Полностью исключить случайные погрешности, т. е. полностью избавиться от разброса экспериментальных данных, невозможно; следует стремиться лишь к более строгому поддержанию режима при измерении и тщательному выполнению отсчетов по приборам с тем, чтобы уменьшить влияние случайных факторов на измеряемую величину.

Грубая погрешность — погрешность, существенно превышающая ожидаемую при данных условиях. Грубая погрешность обычно связана или с неисправностью приборов, или с невнимательностью экспериментатора. Например, записывая показания прибора, можно записать одну цифру вместо другой. При единичном измерении грубую

погрешность найти трудно. При многократных измерениях величина, имеющая грубую погрешность, легко определяется и, как правило, исключается из обработки результатов экспериментов.

4.2. ПОГРЕШНОСТЬ ПРЯМЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Прямое измерение — измерение, результат которого можно прочесть на шкале прибора. В качестве примера прямых измерений можно привести взвешивание на весах, измерение электрического напряжения вольтметром, измерение термо-ЭДС, развиваемой термопарой, потенциометром и т. п. Общая погрешность прямого измерения состоит из систематической и случайной погрешностей¹. Для уменьшения влияния случайных факторов и, следовательно, уменьшения случайной погрешности измерения проводят несколько раз. В результате этих единичных измерений получают n значений измеряемой величины: x_1, x_2, \dots, x_n . Окончательный результат прямого измерения $x_{\text{ср}}$ определяется как среднее арифметическое единичных измерений

$$x_{\text{ср}} = \sum_{i=1}^n x_i/n. \quad (4.6)$$

Значение случайной погрешности рассчитывают, используя математическую статистику и теорию вероятности [33, 34]. При этом измеряемые величины x_i рассматривают как случайные числа.

Так как измеряемые величины x_i являются случайными числами, то значения $x_{\text{ср}}$ (4.6) и случайные погрешности $\Delta x_{\text{случ}}$ (4.3) также являются случайными. Поэтому о значении погрешности $\Delta x_{\text{случ}}$ нужно говорить в сочетании с определенной вероятностью. Если значения погрешности Δx подчиняются нормальному (гауссовому) закону распределения, то появление значений x_i , близких к истинному значению $x_{\text{ист}}$, более вероятно; появление же значений x_i , далеких от $x_{\text{ист}}$, маловероятно². Если обозначить вероятность нахождения истинного значения $x_{\text{ист}}$ в интервале $\{x_{\text{ср}} - \Delta x_{\text{случ}}; x_{\text{ср}} + \Delta x_{\text{случ}}\}$ буквой P , то, очевидно, чем больше этот интервал, тем больше вероятность того, что истинное значение измеряемой величины окажется внутри

¹ Измерения, содержащие кроме случайной и систематической грубую погрешность, как уже отмечалось, исключаются из рассмотрения

² Предполагается, что измеряемая величина x имеет только случайную погрешность, а систематическая путем введения поправок сведена к нулю.

него. Интервал $\{x_{\text{ср}} - \Delta x_{\text{случ}}; x_{\text{ср}} + \Delta x_{\text{случ}}\}$ называют *доверительным интервалом*, а вероятность P — *доверительной вероятностью*

Для заданной доверительной вероятности P случайная погрешность $\Delta x_{\text{случ}}$, называемая *доверительной погрешностью*, рассчитывается по формуле

$$\Delta x_{\text{случ}} = t_P S_n, \quad (4.7)$$

где t_P — коэффициент Стьюдента, определяемый из табл. 4.1 по числу измерений n и принятой доверительной вероятности P .

Входящая в (4.7) величина S_n является оценкой среднего квадратического отклонения среднего значения измеряемой величины, определяемой по (4.6), от истинного значения.

$$S_n = \sqrt{\left[\sum_{i=1}^n (x_i - x_{\text{ср}})^2 \right] / [n(n-1)]}. \quad (4.8)$$

Из (4.7) видно, что среднее квадратическое отклонение равно случайной погрешности, если коэффициент Стьюдента $t_P = 1$. Такое значение коэффициента Стьюдента соответствует доверительной вероятности $P = 0,683$ и

Таблица 4.1 Коэффициент Стьюдента

$n-1$	P				
	0,90	0,95	0,98	0,99	0,997
1	6,31	12,71	31,8	63,7	235
2	2,92	4,30	6,96	9,92	19,2
3	2,35	3,18	4,54	5,84	9,2
4	2,13	2,78	3,75	4,60	6,6
5	2,02	2,57	3,36	4,03	5,5
6	1,94	2,45	3,14	3,71	4,9
7	1,90	2,36	3,00	3,50	4,5
8	1,86	2,31	2,90	3,36	4,3
9	1,83	2,26	2,82	3,25	4,1
10	1,81	2,23	2,76	3,17	3,9
11	1,80	2,20	2,72	3,11	3,8
12	1,78	2,18	2,68	3,06	3,8
13	1,77	2,16	2,65	3,01	3,7
14	1,76	2,14	2,62	2,98	3,7
15	1,75	2,13	2,60	2,95	3,6
20	1,72	2,09	2,53	2,84	3,4
30	1,70	2,04	2,46	2,75	3,3
40	1,68	2,02	2,42	2,70	3,2
50	1,68	2,01	2,41	2,68	3,2
100	1,66	1,98	2,38	2,63	3,1
∞	1,645	1,96	2,33	2,58	3,0

числу опытов $n \rightarrow \infty$. Большинство технических расчетов проводятся при доверительной вероятности $P=0,95$ и более, когда $t_P > 1$ (см. табл. 4.1). Поэтому, как правило, значение случайной погрешности $\Delta x_{\text{случ}}$ больше среднего квадратического отклонения S_n

Для примера найдем доверительный интервал и случайную погрешность длины образца при комнатной температуре, если при ее измерении вертикальным катетометром КМ-6 получены следующие 12 результатов (в миллиметрах); 82,341; 92,346; 82,340; 82,344; 82,350; 82,343; 82,345; 82,349; 82,345; 82,343; 82,339; 82,342.

Из сравнения всех 12 измерений видно, что второе измерение (92,346 мм) имеет заметно отличающееся от других измерений значение. Считая погрешность второго измерения длины грубой погрешностью, связанной с невнимательностью экспериментатора, исключаем его из рассмотрения. Для определения среднего значения длины используем 11 оставшихся значений:

$$x_{\text{ср}} = \sum_{i=1}^{11} x_i / 11 = 82,344 \text{ мм.}$$

Оценку среднего квадратического отклонения определим по (4.8):

$$S_n = \sqrt{\sum_{i=1}^{11} (x_i - 82,344)^2 / (11 \cdot 10)} \approx 0,001 \text{ мм.}$$

Для нахождения случайной погрешности зададимся доверительной вероятностью $P=0,95$. Тогда из табл. 4.1 по $P=0,95$ и $n-1=10$ находим $t_P=2,23$ и

$$\Delta x_{\text{случ}} = t_P S_n = 2,23 \cdot 0,001 \approx 0,002 \text{ мм.}$$

Таким образом, с вероятностью 0,95 длина образца равна $(82,344 \pm 0,002)$ мм или, что то же самое, с доверительной вероятностью 0,95 длина образца лежит в интервале $\{82,342; 82,346\}$ мм.

Если по каким-то причинам нас не устраивает доверительная вероятность 0,95 и требуется большая надежность (например, $P=0,99$), то возрастает случайная погрешность и доверительный интервал. При $P=0,99$ и $n-1=10$; $t_P=3,17$, $\Delta x_{\text{случ}} = t_P S_n = 3,17 \cdot 0,001 = 0,003$ мм, $x = (82,344 \pm 0,003)$ мм, а доверительный интервал $\{82,341; 82,347\}$ мм

Иногда при прямых измерениях встречаются случаи, когда показания прибора не меняются. Например, изме-

рение давления при изотермическом сжатии диоксида углерода (см. § 5.2) проводится только в равновесных состояниях, когда в пределах чувствительности приборов ни давление, ни объем системы не меняются. Многократные измерения давления приведут к записи одного и того же показания манометра. Так как разброса данных нет, то среднее квадратическое отклонение S_n и случайная погрешность $\Delta x_{\text{случ}}$ равны нулю, а погрешность измерения определяется систематической составляющей.

Систематическая погрешность прямых измерений определяется погрешностью прибора и несовершенством метода измерения. Систематическая погрешность прибора (инструментальная погрешность) определяется по формулам, которые даются в паспорте прибора. В том случае, когда такие формулы отсутствуют, пользуются классом точности прибора δ_k .

Класс точности прибора — это число, характеризующее погрешность прибора. Чем это число меньше, тем меньше инструментальная погрешность. В том случае, когда в паспорте отсутствует формула для определения погрешности, абсолютная погрешность такого прибора принимается постоянной и равной

$$\Delta x_{\text{сист}} = \delta_k X_{\text{макс}} / 100, \quad (4.9)$$

где $X_{\text{макс}}$ — максимальное оцифрованное деление шкалы прибора при работе на заданном диапазоне.

Из (4.9) видно, что в рассматриваемом случае (отсутствие формулы для расчета погрешности) класс точности прибора численно равен его относительной погрешности, выраженной в процентах, при измерении величины, соответствующей максимально оцифрованному делению. Относительную погрешность величины x , измеряемой прибором, найдем из (4.5) и (4.9):

$$\delta x_{\text{сист}} = 100 \Delta x_{\text{сист}} / x = \delta_k X_{\text{макс}} / x. \quad (4.10)$$

Из (4.10) видно, что погрешность измерения меньше, если показания прибора находятся в конце шкалы. Если же измеряемая величина x в несколько раз меньше $X_{\text{макс}}$, т. е. при измерении используется начало шкалы прибора, то относительная погрешность возрастает.

Рассмотрим в качестве примера измерение давления деформационным манометром с трубчатой пружиной (рис. 2.4) и шкалой, рассчитанной на 100 кгс/см²; класс точности такого прибора $\delta_k = 1$. Абсолютная погрешность (4.9) такого манометра не зависит от его показаний и

равна $\Delta p_{\text{сист}} = 1$ кгс/см². Относительная погрешность (4.10) зависит от показаний прибора: если измеряемое давление $p = 100$ кгс/см², то $\delta p_{\text{сист}} = 1\%$; если же $p = 25$ кгс/см², то $\delta p_{\text{сист}} = 4\%$; при $p = 10$ кгс/см² $\delta p_{\text{сист}} = 10\%$.

Дополнительную систематическую погрешность вносит также несовершенство метода измерения. Для примера рассмотрим определение массы образца взвешиванием его на аналитических весах. Если взвешивание проводить уравновешиванием образца, находящегося на одной чаше весов, разновесами на другой чаше, то такой метод вносит погрешность, связанную с неравноплечными весами. При взвешивании необходимо вводить поправку на различие выталкивающих сил (сил Архимеда) образца и разновесов. Для введения такой поправки требуется знание плотностей образца, разновесов и воздуха. Если какие-то из перечисленных факторов игнорируются, появляется систематическая составляющая погрешности. Иногда эту составляющую можно уменьшить введением соответствующих поправок на измеряемую величину, но некоторые из них до конца исключить не удастся. В рассмотренном примере для исключения влияния неравноплечных весов используют метод Д. И. Менделеева и вводят поправку на выталкивающую силу. Правда, полностью исключить погрешность, связанную с выталкивающей силой, невозможно, так как она рассчитывается не точно.

Таким образом, полная систематическая погрешность прямого измерения должна включать приборную погрешность и несколько составляющих, связанных с несовершенством методики измерения. Полная систематическая погрешность $\Delta x_{\text{сист}}$ рассчитывается по формуле [34]:

$$\Delta x_{\text{сист}} = k \sqrt{\sum_{i=1}^m \Delta x_{i, \text{сист}}^2}, \quad (4.11)$$

где $\Delta x_{i, \text{сист}}$ — составляющие систематической погрешности прямого измерения; k — коэффициент, определяемый принятой доверительной вероятностью P .

Для подавляющего большинства технических расчетов принимается $P = 0,95$, для которой $k = 1,1$. В некоторых случаях, когда требуется большая достоверность, принимается большая доверительная вероятность. При $P = 0,99$ коэффициент $k = 1,4$, если число суммируемых составляющих $m > 4$. Если $m \leq 4$, то значение k определяется по графику [34].

Прямые измерения, таким образом, характеризуются случайной погрешностью $\Delta x_{\text{случ}}$ или доверительным интервалом $\{x_{\text{ср}} - \Delta x_{\text{случ}}; x_{\text{ср}} + \Delta x_{\text{случ}}\}$, определяемым при выбранной P , а также неисключенной систематической погрешностью $\Delta x_{\text{сист}}$. Суммирование этих двух погрешностей проводят в соответствии с [34].

В том случае, когда систематическая погрешность пренебрежимо мала по сравнению со случайной [34] $\Delta x_{\text{сист}}/S_n < 0,8$, полная погрешность прямого измерения равна случайной погрешности $\Delta x = \Delta x_{\text{случ}}$.

Если случайной погрешностью можно пренебречь [34] $\Delta x_{\text{сист}}/S_n > 8$, то полная погрешность прямого измерения равна систематической погрешности $\Delta x = \Delta x_{\text{сист}}$.

Если ни той, ни другой составляющей погрешности пренебречь нельзя $0,8 < \Delta x_{\text{сист}}/S_n < 8$, то полная абсолютная погрешность прямого измерения определяется по эмпирической формуле, приведенной в [34]:

$$\Delta x = K S_{\Sigma}, \quad (4.12)$$

где

$$S_{\Sigma} = \sqrt{\sum_{i=1}^m \Delta x_{i, \text{сист}}^2 / 3 + S_n^2}; \quad (4.13)$$

$$K = \frac{\Delta x_{\text{случ}} + \Delta x_{\text{сист}}}{S_n + \sqrt{\sum_{i=1}^m \Delta x_{i, \text{сист}}^2 / 3}}, \quad (4.14)$$

здесь K — коэффициент, зависящий от соотношения случайной и неисключенной систематической погрешностей; S_{Σ} — оценка суммарного среднего квадратического отклонения результата прямого измерения; $\Delta x_{\text{сист}}$, $\Delta x_{i, \text{сист}}$ — полная систематическая погрешность прямого измерения и ее составляющие (4.11); S_n — оценка среднего квадратического отклонения результата прямого измерения (4.8); $\Delta x_{\text{случ}}$ — случайная погрешность прямого измерения (4.7).

4.3. СИСТЕМАТИЧЕСКАЯ И СЛУЧАЙНАЯ ПОГРЕШНОСТИ КОСВЕННО ИЗМЕРЯЕМОЙ ВЕЛИЧИНЫ

Косвенно измеряемая величина определяется вычислениями по результатам прямых измерений. Рассмотренные в § 4.1 определения изобарной теплоемкости c_p (4.1) и

удельного объема (4.2) представляет собой примеры величин, измеряемых косвенно, по результатам прямых измерений массы m , температуры T и т. п. Необходимо выяснить, как рассчитывается систематическая и случайная погрешности косвенно измеряемой величины, если известны погрешности прямых измерений.

Пусть искомая косвенно измеряемая величина W является функцией нескольких (допустим, трех) независимых переменных, измеряемых в опыте:

$$W = f(x, y, z). \quad (4.15)$$

Каждая из переменных x, y, z , определяемых прямым измерением, имеет свою систематическую и случайную погрешности.

Пусть $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ — систематические или случайные абсолютные погрешности результатов прямых измерений величин x, y, z .

Нахождение погрешности ΔW_x косвенно измеряемой величины, вызванной погрешностью Δx , проводится как вычисление изменения функции W (4.15) при изменении аргумента x на Δx :

$$\Delta W_x = (\partial W / \partial x) \Delta x. \quad (4.16)$$

Аналогично влияние Δy и Δz на W :

$$\Delta W_y = (\partial W / \partial y) \Delta y; \quad \Delta W_z = (\partial W / \partial z) \Delta z. \quad (4.17)$$

Формулы (4.16) и (4.17) справедливы в предположении, что в интервале $\{x - \Delta x; x + \Delta x\}$ производная $(\partial W / \partial x)$ не изменяется (или изменяется мало); аналогично и для переменных y и z . Это предположение вполне соответствует действительности, так как погрешности $\Delta x, \Delta y$ и Δz малы по сравнению с самими измеряемыми величинами x, y и z . Если в (4.16) и (4.17) $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ — систематические погрешности, то и вычисляемые по этим формулам $\Delta W_x, \Delta W_y, \Delta W_z$ — систематические погрешности. Если $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ — случайные погрешности, то $\Delta W_x, \Delta W_y, \Delta W_z$ тоже случайные погрешности.

Для нахождения абсолютной погрешности косвенно измеряемой величины W (4.15) запишем выражение полного дифференциала:

$$dW = \left(\frac{\partial W}{\partial x} \right) dx + \left(\frac{\partial W}{\partial y} \right) dy + \left(\frac{\partial W}{\partial z} \right) dz.$$

Заменяя бесконечно малые величины dW, dx, dy, dz конечными приращениями $\Delta W, \Delta x, \Delta y, \Delta z$, получаем

$$\Delta W = \left(\frac{\partial W}{\partial x}\right) \Delta x + \left(\frac{\partial W}{\partial y}\right) \Delta y + \left(\frac{\partial W}{\partial z}\right) \Delta z.$$

Понимая под абсолютной погрешностью косвенно измеряемой величины значение $|W_{\text{ист}} - W|$ и учитывая, что модуль суммы не превышает сумму модулей, получаем

$$\begin{aligned} \Delta W &= \left| \left(\frac{\partial W}{\partial x}\right) \Delta x + \left(\frac{\partial W}{\partial y}\right) \Delta y + \left(\frac{\partial W}{\partial z}\right) \Delta z \right| \leq \left| \frac{\partial W}{\partial x} \right| \Delta x + \\ &+ \left| \frac{\partial W}{\partial y} \right| \Delta y + \left| \frac{\partial W}{\partial z} \right| \Delta z; \\ \Delta W &\leq |\Delta W_x| + |\Delta W_y| + |\Delta W_z|. \end{aligned} \quad (4.18)$$

Из (4.18) видно, что погрешность косвенно измеряемой величины не может быть больше некоторого значения, которое следует считать предельной или максимальной погрешностью. Этот случай соответствует знаку равенства в (4.18). Смысл максимальной погрешности заключается в предположении, что, во-первых, все прямые измерения (x, y, z) , необходимые для расчета W , осуществляются с максимальной погрешностью, равной соответственно $\Delta x, \Delta y, \Delta z$, и, во-вторых, отклонения от истинного значения таковы, что их влияния суммируются. Очевидно, что такое событие маловероятно, а определенная из (4.18) погрешность является предельной (максимальной).

На самом деле, вполне вероятно, что в опыте отклонения результатов прямых измерений будут меньше их погрешности. Кроме того, не исключено, что эти отклонения будут частично компенсировать друг друга. Поэтому реальная погрешность косвенно измеряемой величины должна быть меньше максимальной погрешности. Очевидно, что эта погрешность должна оцениваться методами математической статистики и определяться не только характеристиками прямых измерений, но и выбранной доверительной вероятностью.

В настоящее время практикуется и первый способ, когда рассчитывается максимальная погрешность, и второй, в котором дается вероятностная оценка погрешности. Если первый способ дает предельное значение погрешности, то второй—более реально оценивает ее значение в соответствии с выбранной доверительной вероятностью. При $P=1$ вероятностная оценка погрешности совпадает с ее максимальным значением.

Рассмотрим отдельно расчет максимальной погрешности и вероятностную оценку погрешности.

Максимальная погрешность. Максимальную абсолютную погрешность получим, если в (4.18) оставим только знак равенства:

$$\Delta W_{\text{макс}} = \left| \frac{\partial W}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial W}{\partial y} \Delta y + \frac{\partial W}{\partial z} \Delta z \right|. \quad (4.19)$$

Максимальная относительная погрешность определяется делением (4.19) на косвенно определяемую величину (4.15):

$$\delta W_{\text{макс}} = \frac{\Delta W}{|W|} = \left| \frac{1}{W} \left(\frac{\partial W}{\partial x} \right) \Delta x + \frac{1}{W} \left(\frac{\partial W}{\partial y} \right) \Delta y + \frac{1}{W} \left(\frac{\partial W}{\partial z} \right) \Delta z \right|, \quad (4.20)$$

или, что то же самое,

$$\delta W_{\text{макс}} = \left| \frac{\partial \ln |W|}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial \ln |W|}{\partial y} \Delta y + \frac{\partial \ln |W|}{\partial z} \Delta z \right|. \quad (4.21)$$

Формулы (4.19) — (4.21) являются общими. По ним можно вычислить максимально возможную погрешность искомой величины W при любой функциональной зависимости $W = f(x, y, z)$. Для выражения $\delta W_{\text{макс}}$ в процентах результаты расчетов по (4.20) и (4.21) следует умножить на 100.

В дополнение к общей формуле рассмотрим несколько частных случаев.

Рассмотрим часто встречающийся случай, когда искомая величина определяется как произведение измеряемых величин x , y и z в различных степенях и постоянной A , т. е.

$$W = Ax^{\alpha}y^{\beta}z^{\gamma}, \quad (4.22)$$

причем α , β и γ могут быть любыми положительными или отрицательными числами. Заметим, что формула (4.22) охватывает случаи, описанные (4.1) и (4.2).

Для функциональной зависимости (4.22) можно получить более конкретное выражение для подсчета максимально возможной относительной погрешности величины W . Прологарифмируем (4.22):

$$\ln W = \ln A + \alpha \ln x + \beta \ln y + \gamma \ln z$$

и определим частные производные, входящие в (4.21),

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \ln W}{\partial x} &= \alpha/x; & \frac{\partial \ln W}{\partial y} &= \beta/y; \\ \frac{\partial \ln W}{\partial z} &= \gamma/z. \end{aligned} \right\} \quad (4.23)$$

Подставляя (4.23) в (4.21), получаем:

$$\delta W_{\text{макс}} = \left| \alpha \frac{\Delta x}{x} \right| + \left| \beta \frac{\Delta y}{y} \right| + \left| \gamma \frac{\Delta z}{z} \right|,$$

или с учетом (4.4)

$$\delta W_{\text{макс}} = |\alpha| \delta x + |\beta| \delta y + |\gamma| \delta z. \quad (4.24)$$

Если в (4.22) $\alpha = \beta = \gamma = 1$, т. е. имеет место перемножение или деление чисел, то результат расчета по (4.24) равен сумме относительных погрешностей.

Таким образом, максимальная относительная погрешность произведения или частного равна сумме относительных погрешностей исходных величин.

Разберем другой случай. Пусть результат определяется как сумма или разность нескольких величин:

$$W = x \pm y \pm z. \quad (4.25)$$

Частные производные, входящие в (4.19), равны единице, и поэтому максимальная абсолютная погрешность результата будет иметь вид:

$$\Delta W_{\text{макс}} = \Delta x + \Delta y + \Delta z. \quad (4.26)$$

Видим, что максимальная абсолютная погрешность суммы или разности равна сумме абсолютных погрешностей исходных величин.

Особо следует остановиться на частном случае, когда искомая величина W определяется как разность двух измеряемых в опыте величин:

$$W = x - y. \quad (4.27)$$

Если значения величин x и y близки друг к другу, то вследствие погрешности измерения этих величин искомое значение W может получиться с очень большой погрешностью, часто совершенно неприемлемой.

Пусть исходные величины, входящие в (4.27), равны: $x = 50$, $y = 45$, а их абсолютные погрешности одинаковы: $\Delta x = \Delta y = 1$. Относительные погрешности определяются по (4.5):

$$\delta x = (\Delta x/x) \cdot 100 = 2\%; \quad \delta y = (\Delta y/y) \cdot 100 = 2,2\%.$$

Результат, его абсолютную и относительную погрешности определим по (4.26), (4.27) и (4.5):

$$W = x - y = 50 - 45 = 5; \quad \Delta W_{\text{макс}} = \Delta x + \Delta y = 1 + 1 = 2;$$

$$\delta W_{\text{макс}} = (\Delta W_{\text{макс}}/W) \cdot 100 = \frac{2}{5} \cdot 100 = 40\%.$$

Таким образом, несмотря на то, что погрешность определения исходных величин x и y не так уж и велика (соответственно 2 и 2,2%), погрешность результата получается очень большой.

Приведенный пример показывает, что надо крайне осторожно прибегать к таким измерениям, при которых приходится вычитать близкие по значению числа.

Хотя рассчитываемую по (4.19) — (4.21) погрешность косвенно измеряемой величины и называют максимальной, все же она не является полной. Чтобы получить полную погрешность, необходимо еще учесть так называемую *погрешность отнесения*.

Смысл этой погрешности заключается в следующем. Любая искомая величина меняется с изменением параметров. Поэтому полученное в опыте значение величины необходимо измерить при каких-то определенных параметрах, т. е. как бы отнести ее к определенным параметрам. А так как сами эти параметры измеряются с определенной погрешностью, то это и вызывает погрешность отнесения.

Пусть, например, измеряется удельный объем газа при $t=400^\circ\text{C}$ и $p=300 \cdot 10^5$ Па, причем эти параметры измеряются с абсолютной погрешностью $\Delta t=0,03^\circ\text{C}$ и $\Delta p=0,15 \cdot 10^5$ Па. Следовательно, при проведении опыта температура может быть не 400°C , а, например (в худшем случае), $400,03^\circ\text{C}$, давление соответственно $299,85 \cdot 10^5$ Па. Экспериментатор же, получив значение удельного объема, приписывает его параметрам $t=400^\circ\text{C}$ и $p=300 \cdot 10^5$ Па, хотя на самом деле параметры в опыте другие и в пределах отклонений этих параметров удельный объем изменится. Это изменение будет зависеть от интенсивности изменения искомой величины под влиянием изменения температуры и давления (т. е. от значений частных производных).

Вследствие неточного измерения температуры может быть допущена максимальная абсолютная погрешность в измерении удельного объема, равная

$$\Delta v_T^{\text{отн}} = \left| \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right| \Delta T, \quad (4.28)$$

где ΔT — абсолютная погрешность измерения температуры; в рассматриваемом примере $\Delta T=0,03^\circ\text{C}$.

Относительную погрешность отнесения по температуре можно найти, разделив (4.28) на v :

$$\delta v_T^{\text{отн}} = \left| \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right| \Delta T. \quad (4.29)$$

Аналогично максимальная абсолютная погрешность отнесения по давлению равна

$$\Delta v_p^{\text{отн}} = |(\partial v / \partial p)_T| \Delta p, \quad (4.30)$$

а относительная погрешность отнесения по давлению

$$\delta v_p^{\text{отн}} = \left| \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T \right| \Delta p, \quad (4.31)$$

где Δp — абсолютная погрешность измерения давления; в рассматриваемом примере $\Delta p = 0,15 \cdot 10^5$ Па.

При измерении свойств многокомпонентных смесей и растворов необходимо учитывать погрешность отнесения по составу, т. е. учитывать погрешность определения концентрации каждого компонента системы. Так, при определении удельного объема бинарного раствора абсолютная и относительная погрешности отнесения по составу равны

$$\Delta v_c^{\text{отн}} = |(\partial v / \partial c)_{p, T}| \Delta c; \quad (4.32)$$

$$\delta v_c^{\text{отн}} = \left| \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial c} \right)_{p, T} \right| \Delta c, \quad (4.33)$$

где c — концентрация одного компонента раствора; Δc — абсолютная погрешность измерения концентрации.

Таким образом, для расчета полной максимально возможной абсолютной погрешности выражение (4.19) необходимо дополнить формулами типа (4.28), (4.30) и (4.32). При расчете относительной максимальной погрешности к (4.20) добавляются выражения типа (4.29), (4.31) и (4.33).

В этом случае максимальные абсолютные и относительные погрешности рассчитываются по формулам:

$$\Delta W_{\text{макс}} = \sum_{i=1}^m |(\partial W / \partial X_i)| \Delta X_i; \quad (4.34)$$

$$\delta W_{\text{макс}} = \sum_{i=1}^m \left| \frac{1}{W} \left(\frac{\partial W}{\partial X_i} \right) \right| \Delta X_i, \quad (4.35)$$

где X_i — исходные независимые величины, включая параметры отнесения, полученные в результате прямых измерений, от которых зависит W ; ΔX_i — абсолютные погрешности величин X_i , полученных в результате прямых измерений.

Как уже отмечалось выше, по (4.34) и (4.35) рассчитывают и систематическую, и случайную погрешности. Если под ΔX_i понимать систематические погрешности прямых измерений, то в результате расчета получаем систематическую погрешность косвенно измеряемой величины $\Delta W_{\text{макс}}^{\text{сист}}$. Если же в (4.34) подставить случайные погрешности прямых измерений, то в результате получим случайную погрешность косвенно измеряемой величины $\Delta W_{\text{макс}}^{\text{случ}}$.

Полная максимальная погрешность измерения величины W определится как сумма

$$\Delta W_{\text{макс}} = \Delta W_{\text{макс}}^{\text{сист}} + \Delta W_{\text{макс}}^{\text{случ}}. \quad (4.36)$$

Необходимо отметить некоторую условность термина «максимальная погрешность», применяемого к случайной погрешности $\Delta W_{\text{макс}}^{\text{случ}}$ и полной максимальной погрешности $\Delta W_{\text{макс}}$ (4.36). При вычислении $\Delta W_{\text{макс}}^{\text{случ}}$ используют случайные погрешности прямых измерений, полученные при заданной доверительной вероятности. Поэтому случайная погрешность косвенно определяемой величины $\Delta W_{\text{макс}}^{\text{случ}}$ имеет вероятностную оценку, равно как и $\Delta W_{\text{макс}}$ (4.36).

Вероятностная оценка погрешности. Как уже отмечалось выше, максимальная погрешность косвенно измеряемой величины представляет собой предельное значение погрешности. Вероятность того, что погрешность косвенного измерения равна максимальной, очень мала. Действительно, максимальная погрешность — это погрешность, соответствующая доверительной вероятности $P=1$. На практике обычно пользуются меньшим значением доверительной вероятности, чаще всего $P=0,95$. При таком значении P погрешность косвенно измеряемой величины меньше, чем максимальная погрешность. Этому случаю ($P < 1$) соответствует знак неравенства в (4.18).

При оценке совместного влияния ΔW_x , ΔW_y и ΔW_z , определяемых (4.16) и (4.17), необходимо задаться доверительной вероятностью и знать функцию распределения результатов прямых измерений x , y , z . Различный вид функций распределения прямых измерений приводит к различным формулам оценки погрешности косвенно измеряемой величины.

При расчете случайной погрешности предполагаем, что прямые измерения x , y , z , характеризующиеся случайными погрешностями $\Delta x_{\text{случ}}$, $\Delta y_{\text{случ}}$, $\Delta z_{\text{случ}}$, имеют нормальную (гауссову) или близкую к ней функцию распределе-

ния. При этом случайная погрешность косвенно измеряемой величины $W=f(x, y, z)$ определяется по формуле

$$(\Delta W_{\text{случ}})^2 = (\Delta W_{x, \text{случ}})^2 + (\Delta W_{y, \text{случ}})^2 + (\Delta W_{z, \text{случ}})^2;$$

$$\Delta W_{\text{случ}} = \sqrt{\left(\frac{\partial W}{\partial x} \Delta x_{\text{случ}}\right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial y} \Delta y_{\text{случ}}\right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial z} \Delta z_{\text{случ}}\right)^2}.$$

Обобщая эту формулу для произвольной функции $W=f(X_1, X_2, \dots, X_m)$, получаем:

$$\Delta W_{\text{случ}} = \sqrt{\sum_{i=1}^m [(\partial W / \partial X_i) \Delta X_{i, \text{случ}}]^2}; \quad (4.37)$$

$$\delta W_{\text{случ}} = \sqrt{\sum_{i=1}^m [(\partial W / \partial X_i) \Delta X_{i, \text{случ}} / W]^2}, \quad (4.38)$$

где X_i — результаты прямых измерений; $\Delta X_{i, \text{случ}}$ — случайная абсолютная погрешность результата прямых измерений.

Используя (4.37) или (4.38), необходимо помнить, что случайные погрешности прямых измерений $\Delta X_{i, \text{случ}}$ и случайная погрешность $\Delta W_{\text{случ}}$ рассчитываются для одного и того же значения доверительной вероятности, выбранной заранее (обычно $P=0,95$).

При вычислении систематической погрешности косвенно измеряемой величины необходимо иметь в виду, что у прямых измерений X_i , имеющих систематическую погрешность $\Delta X_{i, \text{сист}}$, — прямоугольная функция распределения. Это означает, что в интервале $\{X_i - \Delta X_{i, \text{сист}}; X_i + \Delta X_{i, \text{сист}}\}$ появление любых значений, в том числе и на границе интервала, имеет одинаковую вероятность. Если бы систематическая погрешность прямых измерений характеризовалась нормальной (гауссовой) функцией распределения, то формула для расчета систематической погрешности косвенно измеряемой величины была бы такой же, как и для случайной погрешности (4.37). Но так как при определении систематической погрешности мы имеем дело с прямоугольной функцией распределения, когда появление результата на границе интервала, столь же вероятно, что и в середине его, значение систематической погрешности должно быть больше, чем вычисляемое по (4.37):

$$\Delta W_{\text{сист}} = k \sqrt{\sum_{i=1}^m [(\partial W / \partial X_i) \Delta X_{i, \text{сист}}]^2}; \quad (4.39)$$

$$\delta W_{\text{сист}} = k \sqrt{\sum_{i=1}^m [(\partial W / \partial X_i) \Delta X_{i, \text{сист}} / W]^2}, \quad (4.40)$$

где X_i — результаты прямых измерений, включая параметры отнесения; $\Delta X_{i, \text{сист}}$ — систематическая погрешность результатов прямых измерений.

Коэффициент k зависит от принятой доверительной вероятности P : при $P=0,95$ $k=1,1$; если $P=0,99$, то при $m > 4$ $k=1,4$; если при $P=0,99$ число суммируемых членов $m \leq 4$, то значение k берется из графика [34].

Сравнивая максимальную погрешность (4.19) с вероятностной оценкой случайной (4.37) или систематической (4.39) погрешности, видим, что в первом случае мы складываем сами погрешности, а во втором — их квадраты. Рассмотрим два примера.

1. Если $W = Ax^{\alpha}y^{\beta}z^{\gamma}$ (4.22), то вероятностная оценка систематической погрешности равна

$$\delta W_{\text{сист}} = k \sqrt{(\alpha \delta x)^2 + (\beta \delta y)^2 + (\gamma \delta z)^2}, \quad (4.41)$$

где $\delta W_{\text{сист}}$ — систематическая относительная погрешность W ; δx , δy , δz — систематические относительные погрешности прямых измерений величин x , y , и z .

2. Для функции $W = x \pm y \pm z$ (4.25) вероятностная оценка систематической погрешности равна

$$\Delta W_{\text{сист}} = k \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2 + (\Delta z)^2}, \quad (4.42)$$

где $\Delta W_{\text{сист}}$ — систематическая абсолютная погрешность; Δx , Δy , Δz — систематические абсолютные погрешности прямых измерений величин x , y и z .

При вычислении погрешности косвенно измеряемой величины необходимо оговаривать, какая погрешность определяется: максимальная (4.19) или вероятностная [случайная (4.37) или систематическая (4.39)]. Различие в значениях погрешности может быть значительным. Покажем это на примере расчета систематической погрешности косвенно измеряемой величины.

Пусть результат измерения рассчитывается как произведение или частное прямых измерений, относительная систематическая погрешность которых одинакова и равна δX . В этом случае максимальная погрешность находится по формуле (4.24), в которой принимается $\alpha = \beta = \gamma$:

$$\delta W_{\text{макс}} = m \delta X, \quad (4.43)$$

где m — число прямых измерений.

При доверительной вероятности $P=0,95$, $k=1,1$ и из (4.41) получаем:

$$\delta W_{\text{сист}} = 1,1 \sqrt{m(\delta X)^2} = 1,1 \delta X \sqrt{m}. \quad (4.44)$$

Как видно из сравнения (4.43) и (4.44), максимальная погрешность больше вероятностной в $\sqrt{m}/1,1$ раз. Так, если $m=5$, то погрешности, рассчитанные по (4.43) и (4.44), различаются в 2 раза.

Суммирование случайной и систематической погрешностей косвенно измеряемой величины осуществляют обычно по формулам:

$$\Delta W = \sqrt{\Delta W_{\text{случ}}^2 + \Delta W_{\text{сист}}^2}, \quad (4.45)$$

где $\Delta W_{\text{случ}}$ — случайная погрешность косвенно измеряемой величины (4.37); $\Delta W_{\text{сист}}$ — систематическая погрешность косвенно измеряемой величины, включающая погрешность отнесения (4.39).

И та и другая погрешности должны определяться для одной и той же доверительной вероятности.

Необходимо отметить, что в опытах по определению термодинамических свойств веществ довольно часто измерения температуры, давления и другие прямые измерения осуществляют в состоянии, когда ни температура, ни давление не меняются. Тогда случайная погрешность равна нулю и расчет погрешности сводится только к расчету систематической погрешности (4.39).

Для примера определим максимальную погрешность и вероятностную оценку погрешности измерения изобарной теплоемкости c_p воздуха при невысокой температуре и атмосферном давлении методом точного калориметра. В этом методе c_p вычисляется по формуле (4.1), из которой следует, что в эксперименте необходимо измерить количество теплоты Q , подведенной к воздуху, массовый расход воздуха m , а также температуру воздуха до калориметра t_1 и после него t_2 . С целью снижения случайной погрешности в стационарном состоянии выполнено восемь серий измерений.

Количество подведенной от электрического нагревателя теплоты определяется по напряжению U и силе тока I . Напряжение измеряется вольтметром класса точности 0,1. Сила тока определяется по падению напряжения на образцовой катушке сопротивления. Считая погрешность электрического сопротивления образцовой катушки пренебрежимо малой по сравнению с погрешностью определения падения напряжения, принимаем относительную погрешность измерения силы тока такой же, как и погрешность измерения падения напряжения. Падение напряжения измеряется тем же самым вольтметром, что и напряжение U . Во

время измерения U и I показания прибора соответствовали примерно половине его шкалы.

В результате восьми измерений получено среднее значение напряжения $U=5,543$ В; разброс измеренных значений U характеризуется средним квадратическим отклонением $S_8(U)=0,0026$ В. Среднее значение силы тока при этом $I=5,494$ мА при среднем квадратическом отклонении $S_8(I)=0,00423$ мА.

Расход воздуха через установку определялся при помощи дроссельной диафрагмы с относительной погрешностью $\delta m=1\%$. Получено среднее значение расхода $m=3,164 \cdot 10^{-3}$ кг/с и среднее квадратическое отклонение $S_8(m)=0,016 \cdot 10^{-3}$ кг/с.

Температура воздуха на входе в калориметр и выходе из него измеряется ртутными термометрами с погрешностью $\Delta t=0,02$ °С. Средние значения температуры равны: $t_1=20,12$ °С; $t_2=29,65$ °С. Разброс температуры характеризуется средними квадратическими отклонениями $S_8(t_1)=0$; $S_8(t_2)=0,042$ °С.

Для расчета погрешности отнесения по температуре и давлению примем в соответствии с (4.29), (4.31):

$$\begin{aligned}(\partial c_p / \partial T)_p / c_p &= 0,0001 \text{ К}^{-1}; \\ (\partial c_p / \partial p)_T / c_p &= 0,016 \text{ МПа}^{-1},\end{aligned}$$

а давление воздуха в калориметре отличается от барометрического не более чем на 4 кПа.

Определим систематические и случайные погрешности прямых измерений. Так как при измерении напряжения и силы тока использовалась половина шкалы, то согласно (4.10) систематическая погрешность в 2 раза больше класса точности прибора:

$$\delta U_{\text{сист}}=0,1 \cdot 2=0,2\%; \quad \delta I_{\text{сист}}=0,1 \cdot 2=0,2\%.$$

Систематические погрешности m , t_1 и t_2 указаны: $\delta m_{\text{сист}}=1\%$; $\Delta t_1=0,02$ °С; $\Delta t_2=0,02$ °С.

Случайные погрешности определяем по (4.7) при выбранной доверительной вероятности $P=0,95$. Коэффициент Стьюдента берем из табл. 4.1 по $P=0,95$ и $n-1=7$; $t_P=2,36$:

$$\begin{aligned}\Delta U_{\text{случ}} &= t_P S_8(U) = 2,36 \cdot 0,0026 = 0,0061 \text{ В}; \quad \delta U_{\text{случ}} = 0,11\%; \\ \Delta I_{\text{случ}} &= t_P S_8(I) = 2,36 \cdot 0,0023 = 0,0054 \text{ мА}; \quad \delta I_{\text{случ}} = 0,10\%; \\ \Delta m_{\text{случ}} &= t_P S_8(m) = 2,36 \cdot 0,016 \cdot 10^{-3} = 0,038 \cdot 10^{-3} \text{ кг/с}; \quad \delta m_{\text{случ}} = 1,19\%; \\ \Delta t_{1,\text{случ}} &= t_P S_8(t_1) = 0; \\ \Delta t_{2,\text{случ}} &= t_P S_8(t_2) = 2,36 \cdot 0,042 = 0,10 \text{ °С}.\end{aligned}$$

В рассматриваемом примере изобарная теплоемкость рассчитывается по формуле

$$c_p = \frac{UI}{m(t_2 - t_1)} = \frac{5,543 \cdot 5,494 \cdot 10^{-3}}{3,164 \cdot 10^{-3} \cdot 9,53} = 1010 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}).$$

Определим слагаемые формул для расчета погрешности косвенно измеряемой величины

$$\left. \begin{aligned} \delta(c_p)_U &= (\partial c_p / \partial U) \Delta U / c_p = \varepsilon U; \\ \delta(c_p)_I &= (\partial c_p / \partial I) \Delta I / c_p = \delta I; \\ \delta(c_p)_m &= (\partial c_p / \partial m) \Delta m / c_p = -\delta m; \\ \delta(c_p)_{t_1} &= (\partial c_p / \partial t_1) \Delta t_1 / c_p = -\Delta t_1 / (t_1 - t_2); \\ \delta(c_p)_{t_2} &= (\partial c_p / \partial t_2) \Delta t_2 / c_p = \Delta t_2 / (t_1 - t_2); \\ \delta(c_p)_{t_1}^{\text{отн}} &= (\partial c_p / \partial t_1) \Delta t_1 / c_p; \\ \delta(c_p)_p^{\text{отн}} &= |\partial c_p / \partial p|_T \Delta p / c_p. \end{aligned} \right\} (4.40)$$

По (4.46) можно рассчитывать и систематическую, и случайную погрешности; в первом случае в правую часть (4.46) подставляем систематическую погрешность прямых измерений, во втором — случайную погрешность прямых измерений:

$$\begin{aligned} \delta(c_p)_U^{\text{сист}} &= 0,2\%; & \delta(c_p)_U^{\text{случ}} &= 0,11\%; \\ \delta(c_p)_I^{\text{сист}} &= 0,2\%; & \delta(c_p)_I^{\text{случ}} &= 0,10\%; \\ \delta(c_p)_m^{\text{сист}} &= 1,0\%; & \delta(c_p)_m^{\text{случ}} &= 1,19\%; \\ \delta(c_p)_{t_1}^{\text{сист}} &= (0,02/9,53) \cdot 100 = 0,21\%; & \delta(c_p)_{t_1}^{\text{случ}} &= 0; \\ \delta(c_p)_{t_2}^{\text{сист}} &= (0,02/9,53) \cdot 100 = 0,21\%; & \delta(c_p)_{t_2}^{\text{случ}} &= \\ \delta(c_p)_{t_1}^{\text{отн}} &= 0,0002\%; & &= (0,10/9,53) \cdot 100 = 1,05\%; \\ \delta(c_p)_p^{\text{отн}} &= 0,0064\%. \end{aligned}$$

Максимальная погрешность определяется по (4.35) и (4.36) суммированием всех рассчитанных составляющих:

$$\begin{aligned} \delta(c_p)_{\text{макс}}^{\text{сист}} &= \sum_6 |\delta(c_p)_i^{\text{сист}}| = 0,2 + 0,2 + 1,0 + 0,21 + 0,21 + \\ &+ 0,0002 + 0,0064 = 1,83\%; \\ \delta(c_p)_{\text{макс}}^{\text{случ}} &= \sum_4 |\delta(c_p)_i^{\text{случ}}| = 0,11 + 0,10 + 1,19 + 1,05 = 2,45\%; \\ \delta(c_p)_{\text{макс}} &= \delta(c_p)_{\text{макс}}^{\text{сист}} + \delta(c_p)_{\text{макс}}^{\text{случ}} = 4,3\%. \end{aligned}$$

При вероятностной оценке погрешности пользуемся формулами (4.38), (4.40) и (4.45). Для этого задаемся доверительной вероятностью

$P=0,95$, для которой $k=1,1$:

$$\delta(c_p)_{\text{сист}} = k \sqrt{\sum_{i=1}^6 [\delta(c_p)_i^{\text{сист}}]^2} =$$

$$= 1,1 \sqrt{0,2^2 + 0,2^2 + 1,0^2 + 0,21^2 + 0,21^2 + 0,0064^2 + 0,0001^2} = 1,19\%$$

$$\delta(c_p)_{\text{случ}} = \sqrt{\sum_{i=1}^4 [\delta(c_p)_i^{\text{случ}}]^2} = \sqrt{0,11^2 + 0,10^2 + 1,19^2 + 1,05^2} =$$

$$= 1,59\%$$

$$\delta(c_p) = \sqrt{[\delta(c_p)_{\text{сист}}]^2 + [\delta(c_p)_{\text{случ}}]^2} = \sqrt{1,19^2 + 1,59^2} = 2,0\%$$

Таким образом, с доверительной вероятностью 0,95 изобарная теплоемкость равна $1,01 \pm 0,02$ кДж/(кг·К). Табличное значение c_p воздуха при температуре 25 °С равно 1,004 кДж/(кг·К) и подтверждает правильность сделанной оценки погрешности.

ГЛАВА ПЯТАЯ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНЫХ ОБЪЕМОВ ЖИДКОСТЕЙ, ГАЗОВ И ПАРОВ

5.1. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ УДЕЛЬНОГО ОБЪЕМА ВЕЩЕСТВ

Методы экспериментального определения удельных объемов жидкостей, газов и паров весьма различны. Выбор того или иного метода определяется требуемой точностью получаемых экспериментальных значений, областью изменения параметров состояния, подлежащей исследованию, и индивидуальными свойствами исследуемого вещества. В частности, существенное значение имеет следующее: жидкостью или газом является исследуемое вещество при комнатных условиях.

В исследованиях, проводимых при давлениях выше атмосферного и повышенных температурах, наибольшее распространение получил метод пьезометров. Кратко суть его сводится к следующему.

По определению удельный объем, занимаемый 1 кг вещества при определенных давлении и температуре, есть

$$v = V/m, \quad (5.1)$$

где V — полный объем, занимаемый веществом при данных давлении и температуре; m — количество вещества в этом объеме.

Очевидно, что если каким-либо образом определить объем сосуда (пьезометра), в котором заключен газ при

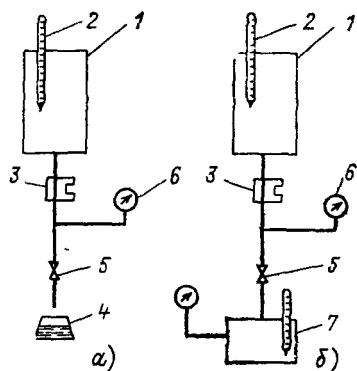


Рис. 5.1. Принципиальные схемы установок для определения удельных объемов методом пьезометра постоянного объема:

а — для веществ, находящихся при комнатных условиях в жидком состоянии; б — то же в газообразном состоянии

температуре и давлении опыта, и измерить или рассчитать количество вещества, находящегося при этом в пьезометре, то удельный объем может быть легко определен по (5.1).

Для получения серии опытных данных, включающих различные удельные объемы, очевидно, в ходе опытов необходимо изменять или объем пьезометра, или количество вещества, находящегося в нем. В зависимости от того, какой из этих способов применяется, различают методы пьезометра постоянного или переменного объема.

На рис. 5.1,а показана принципиальная схема установки, выполненной для измерений методом пьезометра постоянного объема удельных объемов жидкостей и паров веществ, находящихся при комнатных условиях в жидком состоянии.

Исследуемая жидкость или пар помещается в сосуде известного объема — пьезометре 1. Температура и давление вещества во время опыта измеряются соответственно термометром 2 и манометром 6. После того как зафиксированы давление и температура данного равновесного состояния вещества, открывают запорный вентиль 5 и исследуемое вещество, предварительно охлажденное в холодильнике 3, выпускается в бюкс 4. Взвесив бюкс на весах, можно определить количество выпущенной жидкости и по (5.1), вычислить ее удельный объем при параметрах опыта. Вещество в бюкс можно выпускать и по частям. При этом можно получить ряд равновесных состояний при различных параметрах (например, при одной температуре, но при разных давлениях).

На рис. 5.1,б показана принципиальная схема установки, выполненной также по методу пьезометра постоянного объема, но применяемой для определения удельных объемов газов, не конденсирующихся при комнатных условиях. Отличие этой системы от предыдущей заключается в способе определения количества вещества, выпускаемого

из пьезометра. Один из способов может состоять в том, что газ при низком давлении (близком к атмосферному) собирается в сосуде низкого давления 7, объем которого V_1 хорошо известен. Если измерить давление p_1 и температуру t_1 в этом сосуде, то, используя таблицы удельных объемов этого газа при низких давлениях и температурах, можно определить соответствующий им удельный объем v_1 . Используя этот удельный объем, можно по (5.1) определить количество вещества, выпущенного в сосуд низкого давления, и затем удельный объем газа при параметрах опыта. Если в сосуд низкого давления за один раз выпускается весь газ, находящийся в пьезометре, то объем газа при параметрах опыта равен:

$$v = v_1 V / V_1 = kv_1, \quad (5.2)$$

где V — объем пьезометра; V_1 — объем сосуда низкого давления; v_1 — удельный объем газа при низком давлении.

Удельный объем газа при параметрах опыта определяется, таким образом, через известный удельный объем при низких параметрах. Такой метод определения удельных объемов называется относительным.

Как видно из описания, в этом случае необходимо иметь данные по удельным объемам газа при низких температурах и давлениях. Этого можно избежать, если применить другой способ измерения количества газа.

При этом способе вместо сосуда низкого давления 7 к вентилю 5 присоединяется небольшая емкость, заполненная адсорбентом (например, активированным углем). Предварительно из емкости удаляют воздух, затем ее взвешивают. После открытия вентиля газ поступает в емкость, где адсорбируется на адсорбенте. Затем емкость отсоединяют и взвешивают на весах. Разность двух взвешиваний дает искомое количество газа.

Схема установки, работающей по методу пьезометра переменного объема, показана на рис. 5.2. Исследуемый газ заполняет стеклянный или кварцевый пьезометр 1, помещенный в термостат 2. При помощи винтового пресса 6 в пьезометр подается ртуть, которая сжимает газ. Температура термостата (газа) и давление ртути измеряются термометром 3 и манометром 5. Уровень ртути в пьезометре при различных давлениях определяется визуально или по замыканию электрических контактов 4. Количество газа, находящегося в пьезометре, не изменяется в течение всего опыта. Изменяется лишь его давление и занимаемый им объем.

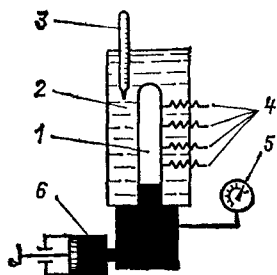


Рис. 5.2. Принципиальная схема установки для определения удельных объемов методом пьезометра переменного объема

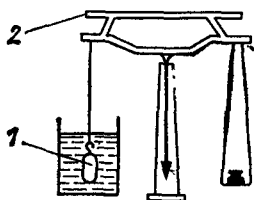


Рис. 5.3. Схема установки для определения плотности жидкости методом гидростатического взвешивания

Объемы пьезометра, соответствующие каждому положению ртути, измеряют при предварительной тарировке его. Количество газа можно определить по давлению, температуре и объему, которые он имел при первоначальном заполнении пьезометра (при этом предполагается, что свойства газа при параметрах заполнения хорошо известны). Определяемый удельный объем v газа при параметрах опыта может быть тогда рассчитан по (5.1) или по формуле, аналогичной (5.2):

$$v = v_1 V / V_1,$$

где V — объем, занимаемый газом при параметрах опыта; V_1 — объем, занимаемый газом при заполнении пьезометра; v_1 — удельный объем газа при параметрах заполнения.

Примером экспериментальной установки, выполненной по методу определения удельных объемов газа в пьезометре переменного объема, может служить установка для исследования диоксида углерода, описанная в работе № 1 (см. § 5.2).

При применении метода пьезометра опыт можно проводить и так, чтобы и объем пьезометра, и количество вещества, находящегося в нем, оставались постоянными, а изменялись только параметры (температура и давление) вещества. В этом случае в опыте фиксируется несколько равновесных состояний на одной изохоре.

Экспериментальная установка, на которой опыт проводится таким образом, подробно описана в работе № 2 (см. § 5.3), где она применена для исследования водяного пара.

Кроме метода пьезометров для определения удельных объемов (плотности) газов, жидкостей и паров как при комнатной, так и при повышенных температурах и давлениях применяется метод гидростатического взвешивания. Этот метод основан на том, что на поплавков, погруженный в исследуемое вещество, действует выталкивающая сила, пропорциональная плотности исследуемого вещества. При известном объеме поплавок эту силу можно определить, сравнив результаты взвешивания поплавка в воздухе и в исследуемом веществе. Взвешивание поплавка может проводиться как на рычажных, так и на пружинных (часто кварцевых) весах.

Схема установки, выполненной по методу гидростатического взвешивания, показана на рис. 5.3 применительно к определению плотности жидкости при атмосферном давлении.

Чтобы измерить плотность исследуемой жидкости, проводится трехкратное взвешивание стеклянного или кварцевого поплавка 1 на аналитических весах 2.

При первом взвешивании определяется масса поплавка в воздухе. Условие равновесия весов с учетом выталкивающей силы, действующей на поплавок со стороны воздуха, записывается следующим образом¹:

$$V\rho_{пг} - V\rho_{вг} = m_1g, \quad (5.3)$$

где V — объем поплавка; $\rho_{п}$ — плотность материала поплавка; $\rho_{в}$ — плотность воздуха; m — масса разновесок².

Далее проводится взвешивание поплавка в дистиллированной воде (или в другой жидкости, плотность которой известна), для которого справедливо

$$V\rho_{пг} - V\rho_{д.вг} = m_2g, \quad (5.4)$$

где $\rho_{д.в}$ — плотность дистиллированной воды; значения плотности воды при различных температурах приведены в [35].

Эти два взвешивания дают возможность определить объем поплавка. Решив, совместно уравнения (5.3) и (5.4), получим:

$$V = (m_1 - m_2) / (\rho_{д.в} - \rho_{в}). \quad (5.5)$$

¹ В этом и последующих уравнениях не учитывается выталкивающая сила воздуха, действующая на разновески и составляющая 0,015—0,02 % массы разновесок.

² В этом и последующих уравнениях индексы 1—3 соответствуют порядку взвешивания

Наконец, взвешивание поплавка в исследуемой жидкости позволяет определить ее плотность, так как в этом случае выполняется равенство

$$V\rho_{пг}-V\rho_{жg}=m_3g. \quad (5.6)$$

Решая (5.6) совместно с (5.3), получаем:

$$\rho_{ж}=(m_1-m_3)/V+\rho_{в}. \quad (5.7)$$

На взвешивании основан и другой метод, часто применяемый для точного определения плотности жидкостей при атмосферном давлении,—метод пикнометра. В этом случае используется специальный (часто стеклянный) сосуд—пикнометр. Как и в предыдущем методе, вначале взвешивают пустой пикнометр, затем заполненный до определенного уровня жидкостью с известной плотностью (дистиллированной водой или ртутью). Далее пикнометр заполняют исследуемой жидкостью и взвешивают в третий раз. По данным этих взвешиваний, составив (аналогично определению плотности жидкости методом гидростатического взвешивания) систему уравнений, рассчитывают плотность исследуемой жидкости.

Для измерения удельных объемов газов при повышенных температурах и давлениях довольно широкое распространение получил метод последовательных расширений. Схема установки для измерений этим методом показана на рис. 5.4.

Предварительно вакуумированные пьезометры 1 и 2 заполняют исследуемым газом через клапан В1. Далее закрывают клапан В2 на линии, соединяющей пьезометры, и в пьезометре 2 с помощью вакуумного насоса 4 создается глубокий вакуум.

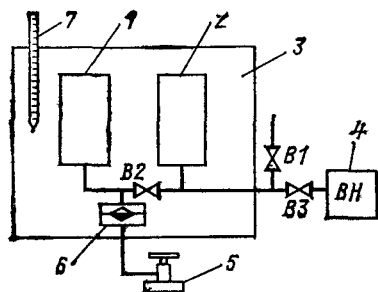


Рис 5.4 Схема установки для измерения удельных объемов газов методом последовательных расширений

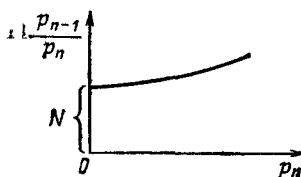


Рис. 5.5 Графический способ определения постоянной N

В термостате 3 устанавливают определенную температуру, которую в дальнейшем в течение всего опыта поддерживают постоянной. Измеряют температуру термометром 7.

По достижении равновесного состояния газа в пьезометре 1 измеряют его давление p_0 дифференциальным манометром 6 и грузопоршневым манометром 5.

Затем при закрытых клапанах $B1$ и $B3$ открывают клапан $B2$, и газ, заполнявший пьезометр 1, расширяясь, заполнит и пьезометр 2. Установившееся при этом давление p_1 вновь измеряют дифманометром и манометром.

В этом цикле расширений количество газа m осталось постоянным. Поэтому для начального и конечного состояний газа уравнения (1.15) можно записать:

$$p_0 V_1 = m_1 z_0 RT; \quad p_1 (V_1 + V_2) = m_1 z_1 RT,$$

где V_1 и V_2 — объемы пьезометров 1 и 2.

Обозначив $N = (V_1 + V_2) / V_1$, получим:

$$p_0 / p_1 = N z_0 / z_1;$$

$$p_0 / z_0 = N p_1 / z_1. \quad (5.8)$$

В дальнейшем опыт продолжают в том же порядке, т. е. закрывают клапан $B2$ и вакуумируют пьезометр 2; затем, открыв клапан $B2$, расширяют газ, находившийся в пьезометре 1, и измеряют его давление. Таким образом, расширение газа продолжают до тех пор, пока его давление не станет достаточно малым. Очевидно, что для второго цикла также можно записать:

$$p_1 V_1 = m_2 z_1 RT;$$

$$p_2 (V_1 + V_2) = m_2 z_2 RT;$$

отсюда $p_1 / p_2 = N z_1 / z_2$. Подставив это выражение в (5.8), получим $p_0 / z_0 = N^2 p_2 / z_2$.

В общем случае для n -го цикла эти выражения можно представить так:

$$p_{n-1} / p_n = N z_{n-1} / z_n, \quad (5.9)$$

$$p_0 / z_0 = N^n p_n / z_n. \quad (5.10)$$

Если расширение газа проводить до очень малых давлений (в пределе до $p \rightarrow 0$), то коэффициент сжимаемости газа будет стремиться к единице (см. § 1.4). Поэтому

$$\lim_{p \rightarrow 0} (p_{n-1}/p_n) = N.$$

Отсюда следует, что постоянную установки N можно определить, построив по измеренным в опыте значениям давления график (рис. 5.5) и экстраполируя его до давления $p=0$. Такую экстраполяцию можно выполнить не только графически, но и аналитически.

Из подобных же рассуждений следует, что для (5.10)

$$\lim_{p \rightarrow 0} (p_n N^n) = p_0/z_0.$$

Так как значение постоянной установки N теперь известно, то, построив по измеренным в опыте давлениям график $p_n N^n = f(p)$ (рис. 5.6) и экстраполируя его до давления $p=0$, можно найти величину p_0/z_0 и, следовательно, определить z_0 . Коэффициенты сжимаемости газа при всех других давлениях, измеренных в опыте, рассчитываются затем по (5.9). После этого по (1.15) рассчитывают и удельные объемы.

Как видно из описания, опыт, проводимый методом последовательных расширений, заключается в измерении нескольких давлений и точность полученных величин в основном определяется точностью измерения давления. Пользуясь этим методом, не нужно проводить предварительного определения объема пьезометров, а если они изготовлены из одинакового материала, то нет необходимости знать их температурный коэффициент объемного расширения, что существенно, например, при использовании метода пьезометра. Другой особенностью метода является отсутствие необходимости проводить определение количества исследуемого газа. Это дает методу последовательных расширений определенные преимущества перед другими методами в области невысоких давлений, так как в этом случае измерение количества газа трудно провести с высокой точностью. Отметим, что, как следует из § 1.4, именно эта область интересна для отыскания вириальных коэффициентов уравнения состояния.

Для измерения плотности жидкостей при атмосферном давлении и любых температурах, вплоть до очень высоких, можно применять простой метод — метод гидростатического давления. Схема установки для определения плотности по этому методу показана на рис. 5.7. В сосуд с исследуе-

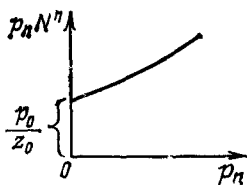


Рис. 5.6. Графический способ определения p_0/z_0

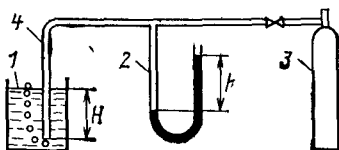


Рис 5.7. Схема установки для измерения плотности жидкости методом гидростатического давления

мой жидкостью 1 по трубке 4 подается из баллона 3 газ, не взаимодействующий с жидкостью. Давление газа в трубке измеряется жидкостным манометром 2. Избыточное давление газа в трубке равняется сумме гидростатического давления столба исследуемой жидкости и давления внутри образующегося при выходе из трубки 4 газового пузырька, обусловленного силами поверхностного натяжения жидкости:

$$\rho_m h g = \rho_{ж} H g + 2\sigma/r,$$

где ρ_m — плотность жидкости в манометре; $\rho_{ж}$ — плотность исследуемой жидкости; σ — коэффициент поверхностного натяжения исследуемой жидкости; r — радиус пузырька.

Второй член правой части этого равенства не зависит от глубины погружения трубки. Поэтому, чтобы не измерять H и избежать необходимость знать σ , нужно провести два измерения при погружении трубки на различную глубину (H_1 и H_2) или использовать вместо одной трубки две находящиеся на различной глубине и имеющие одинаковый диаметр. Расстояние между выходными концами этих трубок $H_1 - H_2$ может быть предварительно точно измерено, и плотность исследуемой жидкости определится как

$$\rho_{ж} = \rho_m (h_1 - h_2) / (H_1 - H_2).$$

Желающим ознакомиться с другими методами можно рекомендовать [16, 18].

5.2. РАБОТА № 1. ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗОТЕРМИЧЕСКОГО СЖАТИЯ РЕАЛЬНОГО ГАЗА И РАСЧЕТ ТАБЛИЦ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ CO_2

Содержание. Изучение закономерностей изменения состояния реальных веществ при изотермическом сжатии в области докритических и закритических температур. Со-

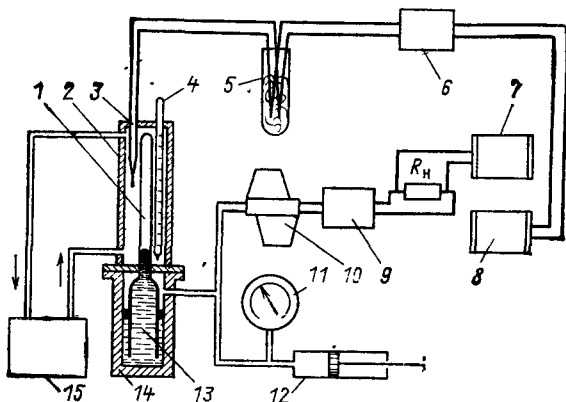


Рис. 5.8. Схема установки для изотермического сжатия диоксида углерода

ставление уравнения состояния по экспериментальным данным и расчет таблиц термодинамических свойств CO_2 .

Экспериментальная установка. Схема экспериментальной установки дана на рис. 5.8. Диоксид углерода находится в стеклянном капилляре 1, выдерживающем давление 7—10 МПа. К капилляру припаяна снизу стеклянная колба 13 с отверстием, через которое поступает ртуть и сжимает находящееся в капилляре исследуемое вещество. Ртуть залита в стальной сосуд 14, причем уровень ртути всегда выше отверстия. Передача давления на ртуть осуществляется с помощью масла, которое заполняет пространство над ртутью в сосуде. Масло сжимается прессом 12.

Давление масла (и одновременно CO_2 в капилляре) измеряется образцовым деформационным манометром прямого действия 11 и преобразователем давления 10 типа МП-Э2, который преобразует давление в электрический сигнал. Усилитель 9 усиливает и преобразует этот сигнал в постоянный электрический ток I , пропорциональный измеряемому давлению. Этот ток протекает во внешней измерительной цепи через нагрузочное сопротивление R_n . Падение напряжения на этом сопротивлении $U=IR_n$ измеряется цифровым вольтметром 7 типа Ф 203. Сопротивление R_n подобрано так, что цифровой вольтметр показывает абсолютное давление в выбранных единицах давления.

Для обеспечения изотермичности капилляр 1 помещен в прозрачный резервуар 2, выполненный из оргстекла, через который непрерывно протекает вода. В резервуар подается вода из водопроводной сети или из термостата 15; переключающий клапан на схеме не показан.

Благодаря принятой конструкции капилляра 1 и резервуара процесс сжатия диоксида углерода и происходящая при этом конденсация хорошо видны.

Температура воды в резервуаре измеряется лабораторным ртутным термометром 4; в равновесном состоянии температуры воды в резервуаре и исследуемого диоксида углерода равны. Возможно измерение температуры хромель-алюмелевой термопарой 3, холодный спай которой помещен в сосуд Дьюара 5 с тающим льдом. ЭДС термопары усиливается усилителем 6 и измеряется цифровым вольтметром 8 типа Ф203.

Для измерения объема CO_2 используется шкала термометра 4 или линейка. Объем измеряется при этом в условных единицах — длиной капилляра 1, занятого диоксидом углерода.

Проведение опыта. В процессе сжатия диоксида углерода при постоянной температуре измеряются объем (в условных единицах) и давление в равновесном состоянии.

В резервуар 2 необходимо подать воду из термостата и по термометру 4 наблюдать установление постоянного температурного режима.

После того как термометр покажет неизменность температуры резервуара во времени, можно приступить к измерениям. Для этого нужно записать давление в первом равновесном состоянии и объем диоксида углерода в условных единицах шкалы.

Начальное давление устанавливается в пределах 0,6—1 МПа так, чтобы уровень ртути в капилляре находился в начале шкалы линейки или термометра.

Далее, сжимая диоксид углерода прессом 12, фиксируем ряд равновесных состояний вплоть до максимального давления (приблизительно 9 МПа). Если опыт проводится при температуре ниже критической, то следует отметить начало и конец процесса конденсации. В этом процессе объем диоксида углерода изменяется при неизменном давлении, а образование новой фазы — жидкости — хорошо наблюдается визуально. Необходимо учитывать, что при сжатии температура диоксида углерода несколько повышается, поэтому после каждого изменения давления нужно выждать некоторое время для того, чтобы температура диоксида углерода вновь стала равной температуре в резервуаре 2. Восстановление прежней температуры происходит обычно в течение 0,5—2 мин; в это время давление и объем диоксида углерода немного изменяются. Поэтому измерять давление и объем надо после того, как эти величины установятся. Температуру воды в резервуаре 2 нужно записать до опыта и после него и в случае различия в обработке принимать среднее значение. После проведения опыта при одной температуре регулировкой термостата установить другую темпера-

туру и таким же образом провести следующий опыт. Для полного представления о свойствах реальных газов часть опытов следует провести при температурах ниже критической, а остальные — при температурах выше критической (критические параметры диоксида углерода: $p_k = -7,383$ МПа, $t_k = 31,05$ °С и $v_k = 0,00214$ м³/кг даны в табл. 5.1).

Таблица 5.1. Термодинамические свойства диоксида углерода в состоянии насыщения [36]

Т, К	р, 10 ⁵ Па	Удельный объем, м ³ /кг		Энтальпия, кДж/кг		Теплота парообразования, кДж/кг r
		v'	v''	h'	h''	
270	32,01	0,0010591	0,011337	494,9	735,7	240,8
272	33,77	0,0010716	0,010642	499,6	734,7	235,1
274	35,61	0,0010855	0,0099880	504,5	733,6	229,1
276	37,52	0,0011004	0,0093694	509,4	732,3	222,9
278	39,50	0,0011162	0,0087839	514,5	730,8	216,3
280	41,57	0,0011331	0,0082284	519,7	729,1	209,4
282	43,71	0,0011514	0,0077006	525,0	727,3	202,3
284	45,94	0,0011714	0,0071974	530,4	725,1	194,7
286	48,26	0,0011930	0,0067159	536,0	722,7	186,7
288	50,66	0,0012171	0,0062543	541,9	719,9	178,0
290	53,16	0,0012439	0,0058089	547,9	716,7	168,8
292	55,75	0,0012744	0,0053772	554,3	713,0	158,7
294	58,45	0,0013096	0,0049552	561,1	708,7	147,6
295	59,83	0,0013294	0,0047463	564,6	706,2	141,6
296	61,24	0,0013512	0,0045378	568,3	703,5	135,2
297	62,67	0,0013751	0,0043288	572,2	700,5	128,3
298	64,14	0,0014021	0,0041179	576,3	697,1	120,8
299	65,63	0,0014329	0,0039035	580,7	693,3	112,6
300	67,14	0,0014686	0,0036826	585,4	689,0	103,6
301	68,69	0,0015113	0,0034510	590,5	683,8	93,3
302	70,26	0,0015647	0,0032005	596,4	677,3	80,9
303	71,87	0,0016369	0,0029119	603,4	668,7	65,3
304,2	73,83	0,002137		634,0		0

Закончив проведение опытов, можно приступить к обработке полученных результатов. При расчете давления по показаниям манометра следует учесть поправки, приведенные в паспорте манометра и гидростатическое давление столбов ртути и масла.

Обработка результатов измерений. Основная цель обработки заключается в расчете таблиц термодинамических свойств (удельного объема, энтальпии, энтропии, изобарной теплоемкости) реального газа — диоксида

углерода по экспериментальным значениям p , v , t . В данной работе при проведении опытов измеряется лишь относительное изменение объема углекислого газа (в условных единицах). Абсолютное значение удельного объема $v = V/m$ непосредственно из опыта не может быть получено, так как не известны ни размеры капилляра, ни количество углекислого газа m , находящегося в нем. Однако важно отметить, что количество вещества, находящегося в капилляре, не изменяется в течение всех опытов.

Для определения численного значения удельного объема углекислого газа в каждом равновесном состоянии можно применить следующий способ. Если площадь сечения капилляра неизменна по всей его длине, то его объем V равен:

$$V = al, \quad (5.11)$$

где a — постоянная; l — длина капилляра, записываемая во время опыта в делениях условной шкалы. Тогда

$$v = V/m = al/m = kl, \quad (5.12)$$

где k — постоянная величина.

Величину k можно определить, воспользовавшись одним из первых измерений при длине капилляра l_0 . Так как в этом состоянии измерены температура и давление углекислого газа, то, воспользовавшись таблицами термодинамических свойств (табл. 5.2), можно определить удельный объем углекислого газа $v_{\text{табл}}$ при этих параметрах, а затем рассчитать k :

$$k = v_{\text{табл}}/l_0. \quad (5.13)$$

Расчет k следует провести по первым точкам нескольких изотерм и в дальнейшем использовать ее среднее значение. Затем по (5.12) провести расчет удельных объемов для всех измеренных в опыте состояний.

После того как по (5.12) рассчитаны значения удельного объема CO_2 для всех равновесных состояний, наблюдаемых в опыте, нужно построить изотермы диоксида углерода в p , v -координатах и провести пограничные кривые, используя данные опыта. Для температуры большей, чем критическая, для которой построена изотерма по опытным данным, следует построить изотерму идеального газа для сопоставления ее с действительной изотермой.

Далее возможно несколько вариантов использования результатов опыта для вычисления других термодинамических величин. Для некоторых расчетов рекомендуется

Таблица 5.2. Термодинамические свойства диоксида углерода в однофазной области [36]

Т, К	Удельный объем, м ³ /кг						
	Давление, МПа						
	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8
275	0,08313	0,06143	0,04838	0,03968	0,03346	0,02877	0,02511
280	0,08482	0,06274	0,04948	0,04063	0,03429	0,02953	0,02582
285	0,08651	0,06406	0,05058	0,04156	0,03512	0,03028	0,02651
290	0,08826	0,06536	0,05165	0,04250	0,03595	0,03103	0,02720
295	0,08993	0,06667	0,05274	0,04342	0,03676	0,03176	0,02786
300	0,09158	0,06798	0,05379	0,04433	0,03757	0,03248	0,02852
305	0,09328	0,06925	0,05485	0,04523	0,03836	0,03319	0,02917
310	0,09497	0,07057	0,05590	0,04613	0,03914	0,03390	0,02982
315	0,09662	0,07184	0,05695	0,04701	0,03992	0,03459	0,03045
320	0,09833	0,07310	0,05800	0,04789	0,04070	0,03529	0,03108

Продолжение табл. 5.2

Т, К	Давление, МПа						
	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	7,0	8,0
	275	0,02217	0,01316	0,001087	0,001078	0,001068	0,001059
280	0,02284	0,01373	0,008843	0,001120	0,001106	0,001094	0,001084
285	0,023485	0,01428	0,009430	0,001175	0,001154	0,001137	0,001123
290	0,02411	0,01479	0,009949	0,006729	0,001219	0,001192	0,001171
295	0,02474	0,01529	0,01042	0,007299	0,001328	0,001270	0,001234
300	0,02535	0,01577	0,01087	0,007784	0,005473	0,001416	0,001327
305	0,02595	0,01623	0,01129	0,008212	0,006008	0,004090	0,001521
310	0,02654	0,01668	0,01168	0,008605	0,006448	0,004737	0,003020
315	0,02712	0,01713	0,01207	0,008972	0,006833	0,005203	0,003817
320	0,02771	0,01756	0,01244	0,009319	0,007183	0,005593	0,004307

Продолжение табл. 5.2

Т, К	Энтальпия, кДж/кг									
	Давление, МПа									
	0	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8
275	790,04	783,2	782,1	780,9	779,7	778,4	775,9	773,3	770,6	767,8
280	794,15	787,6	786,5	785,4	784,2	783,0	780,6	778,1	775,6	773,0
285	798,29	792,0	790,9	789,8	788,7	787,6	785,3	783,0	780,6	778,1
290	802,45	796,4	795,4	794,3	793,3	792,2	790,0	787,8	785,5	783,2
295	806,64	800,8	799,8	798,8	797,8	796,8	794,7	792,6	790,4	782,2
300	810,86	805,3	804,3	803,3	802,4	801,4	799,4	797,3	795,2	793,1
305	815,10	809,7	808,8	807,8	806,9	805,9	804,0	802,1	800,1	798,1
310	819,37	814,1	813,2	812,3	811,4	810,5	808,7	806,8	804,9	803,0
315	823,67	818,6	817,8	816,9	816,0	815,1	813,2	811,5	809,7	807,9
320	827,98	823,1	822,3	821,4	820,6	819,7	818,0	816,3	814,5	812,7

Продолжение табл. 5.2

Т, К	Давление, МПа							
	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	7,0	8,0	9,0
275	764,8	747,9	506,5	505,4	504,5	503,7	503,1	502,5
280	770,2	754,7	733,5	518,3	516,9	515,7	514,7	513,9
285	775,5	761,2	742,8	532,4	530,2	528,5	527,0	525,8
290	780,7	767,5	751,1	727,8	545,3	542,4	540,2	538,4
295	785,9	773,4	758,6	739,2	564,5	558,6	554,9	552,1
300	791,0	779,3	765,7	748,8	724,8	580,7	572,2	567,5
305	796,0	784,9	772,4	757,3	737,9	706,4	597,5	586,0
310	801,0	790,5	778,8	765,9	748,5	725,9	683,3	613,2
315	806,0	796,0	785,0	772,5	757,8	739,4	713,4	667,5
320	810,9	801,4	791,0	779,5	766,2	750,4	730,5	702,8

Продолжение табл. 5.2

Энтропия, кДж/(кг·К)

Т, К	Давление, МПа							
	p_0	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8
275	4,7880	4,436	4,375	4,327	4,286	4,250	4,217	4,188
280	4,8028	4,452	4,392	4,344	4,303	4,268	4,236	4,206
285	4,8175	4,467	4,408	4,360	4,320	4,285	4,254	4,225
290	4,8320	4,483	4,423	4,376	4,336	4,302	4,271	4,243
295	4,8463	4,498	4,439	4,392	4,352	4,318	4,288	4,260
300	4,8604	4,513	4,454	4,407	4,368	4,334	4,304	4,276
305	4,8744	4,527	4,469	4,422	4,383	4,350	4,320	4,293
310	4,8883	4,542	4,483	4,437	4,398	4,365	4,335	4,308
315	4,9021	4,556	4,498	4,452	4,413	4,380	4,350	4,324
320	4,9157	4,570	4,512	4,466	4,428	4,395	4,365	4,339

Продолжение табл. 5.2

Т, К	Давление, МПа							
	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	7,0	8,0	9,0
275	4,160	4,036	3,130	3,122	3,115	3,108	3,102	3,096
280	4,179	4,061	3,946	3,169	3,160	3,152	3,144	3,137
285	4,198	4,084	3,979	3,219	3,207	3,197	3,188	3,180
290	4,217	4,106	4,007	3,899	3,260	3,246	3,234	3,224
295	4,234	4,126	4,033	3,938	3,326	3,301	3,284	3,271
300	4,251	4,146	4,057	3,970	3,868	3,375	3,342	3,322
305	4,268	4,165	4,079	3,998	3,911	3,791	3,426	3,384
310	4,284	4,183	4,100	4,023	3,946	3,854	3,704	3,472
315	4,300	4,200	4,119	4,047	3,975	3,898	3,801	3,645
320	4,315	4,217	4,138	4,068	4,001	3,932	3,855	3,756

Продолжение табл. 5.2

Изобарная теплоемкость, кДж/(кг К)								
Т, К	Давление, МПа							
	0	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8
275	0,8191	0,877	0,900	0,924	0,951	0,981	1,014	1,051
280	0,8245	0,878	0,898	0,921	0,945	0,971	1,000	1,032
285	0,8299	0,879	0,898	0,918	0,940	0,964	0,990	1,018
290	0,8352	0,881	0,898	0,917	0,937	0,958	0,981	1,006
295	0,8405	0,883	0,899	0,916	0,934	0,954	0,975	0,997
300	0,8457	0,886	0,900	0,916	0,933	0,951	0,970	0,990
305	0,8508	0,888	0,902	0,917	0,932	0,948	0,966	0,984
310	0,8559	0,891	0,904	0,917	0,932	0,947	0,963	0,980
315	0,8610	0,894	0,906	0,919	0,932	0,946	0,961	0,976
320	0,8660	0,898	0,909	0,921	0,933	0,946	0,960	0,974

Продолжение табл. 5.2

Т, К	Давление, МПа							
	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	7,0	8,0	9,0
275	1,093	1,422	2,559	2,466	2,393	2,332	2,281	2,237
280	1,068	1,333	2,008	2,674	2,555	2,462	2,389	2,328
285	1,049	1,268	1,736	3,040	2,810	2,653	2,538	2,448
290	1,034	1,218	1,568	2,567	3,290	2,964	2,761	2,618
295	1,021	1,180	1,454	2,064	4,733	3,591	3,135	2,874
300	1,011	1,150	1,371	1,795	3,012	5,924	3,926	3,310
305	1,004	1,125	1,310	1,627	2,313	5,207	7,229	4,237
310	0,998	1,106	1,262	1,510	1,968	3,097	9,987	7,497
315	0,993	1,090	1,225	1,426	1,758	2,406	4,122	10,372
320	0,989	1,077	1,195	1,362	1,618	2,050	2,903	4,929

использовать малые и микро-ЭВМ, в которые должны быть введены соответствующие программы.

Сравнение удельных объемов и вычисление теплоты парообразования. Необходимо сравнить две изотермы: изотерму, построенную по результатам эксперимента, и изотерму, рассчитанную по уравнению Ван-дер-Ваальса. Для расчета зависимости удельного объема от давления на изотерме для уравнения Ван-дер-Ваальса целесообразно воспользоваться программой № 1, предварительно введенной в ЭВМ.

Программа № 1. В программе предусмотрен расчет давления по уравнению Ван-дер-Ваальса (1.16) для диоксида углерода по задаваемым температуре T и удельному объему v . Для этого в память ЭВМ

введены следующие константы: удельная газовая постоянная $R = 8314,41/44,01 = 188,92$ Дж/(кг·К), константы уравнения Ван-дер-Ваальса, определенные из p_k и T_k для CO_2 : $a = 190,0$ Н·м⁴/кг²; $b = 0,000984$ м³/кг.

По программе № 1 требуется рассчитать давления (до 8 МПа) для максимальной и минимальной температур, исследованных в опыте. При расчете для докритической температуры особое внимание обратить на определение характерной для уравнения Ван-дер-Ваальса «петли» в области между левой и правой пограничными кривыми. Построить обе изотермы Ван-дер-Ваальса в p, v -координатах.

Далее следует сравнить давления насыщенного пара углекислого газа в опыте при различных температурах с табличными значениями и вычислить расхождение между ними. По данным опыта и параметрам критической точки для CO_2 ($p_k = 7,383$ МПа, $T_k = 304, 20$ К) построить кривую парообразования в p, T -координатах и для одной из температур рассчитать теплоту парообразования r , используя уравнение Клапейрона — Клаузиуса:

$$r = T(v'' - v') dp_n / dT_n.$$

Необходимые для расчета значения удельных объемов v'' и v' могут быть взяты из p, v -диаграммы, построенной по данным опыта, а производная dp_n/dT_n определяется тангенсом угла наклона касательной к кривой парообразования, проведенной в точке, соответствующей температуре T . Вычисленное значение теплоты парообразования необходимо сравнить с табличным (табл. 5.2).

— Составление уравнения состояния и расчет таблиц удельного объема диоксида углерода. Измерения удельных объемов, проведенные в данной работе, позволяют вычислить значения второго вириального коэффициента для углекислого газа и составить простейшее уравнение состояния реального газа (с одним вириальным коэффициентом) вида (1.21):

$$z = 1 + B'p.$$

Для реализации этого метода по экспериментальным данным необходимо вычислить значения коэффициента сжимаемости $z = pv/RT$, используя их, построить изотермы в z, p -диаграмме и экстраполировать их на нулевое давление, т. е. в точку с координатами $p = 0$ и $z = 1$ (см. рис. 1.13). Так как для (1.21)

$$\lim_{p \rightarrow 0} (dz/dp)_T = B', \quad (5.14)$$

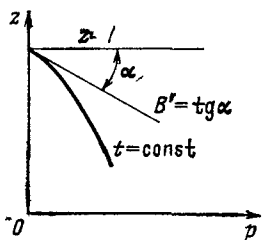


Рис. 5.9. Графический метод определения второго вириального коэффициента B'

величины B' от температуры. Установить вид этой зависимости можно из следующих предпосылок. Из рис. 1.17 видно, что при низких температурах зависимость второго вириального коэффициента B от $1/T$ близка к линейной, т. е.

$$B = A_1 - A_2/T.$$

Такой же вид зависимости $B = f(T)$ следует и из (1.16).

Коэффициенты B и B' связаны между собой соотношением (1.22), что позволяет принять следующий вид зависимости B' от температуры:

$$B' = a_1/T - a_2/T^2. \quad (5.15)$$

Коэффициенты a_1 и a_2 этой зависимости следует определить, выбрав из рассчитанных выше значений B' два значения при определенных температурах.

При этом целесообразно воспользоваться предварительно составленной программой № 2 расчета a_1 и a_2 .

Программа № 2. Константы a_1 и a_2 определяются из вириальных коэффициентов B_1' , B_3' , полученных при минимальной T_1 и максимальной T_3 температурах решением двух уравнений (5.15) с двумя неизвестными:

$$a_1 = \frac{B_1' - B_3' \cdot (T_3/T_1)^2}{(1 - T_3/T_1) T_1}; \quad a_2 = (a_1/T_3 - B_3') T_3^2.$$

После того как определены коэффициенты a_1 и a_2 , следует построить график зависимости $B' = f(t)$ в координатах B' , t , где нанести также и рассчитанные по опытным данным значения B' . Зависимость B' углекислого газа от температуры показана на рис. 5.10.

Таким образом, составленное по экспериментальным данным уравнение состояния углекислого газа для областей низких температур и давлений, имеет вид:

$$pv/RT = 1 + (a_1/T - a_2/T^2)p. \quad (5.16)$$

Используя это уравнение, можно рассчитать значения удельных объемов углекислого газа для круглых значений температуры (через 20 °С) и давления (от 0,1 МПа, через каждые 0,1 МПа, до 0,6 МПа или давления насыщенного пара) по уравнению

$$v = RT/p + R(a_1 - a_2/T). \quad (5.16a)$$

Для расчета табличных значений удельного объема диоксида углерода по (5.16a) целесообразно воспользоваться предварительно составленной программой № 3, введенной в ЭВМ.

Программа № 3. Программа вычисляет удельные объемы по (5.16a). Поэтому в качестве исходных данных вводятся константы a_1 и a_2 , найденные в программе № 2, значения температуры и давления, при которых необходимо найти v .

Рассчитанные значения удельных объемов нужно сравнить с табличными (табл. 5.2) и вычислить относительные расхождения между ними по формуле

$$\delta v = \frac{v_{\text{расч}} - v_{\text{табл}}}{v_{\text{табл}}} 100\%.$$

Далее, проверить возможность экстраполяции уравнения (5.16) в область высоких температур, для чего провести расчет удельных объемов при температурах на 20—40 °С больше, чем достигнутые в опыте, и также сравнить их с табличными значениями. Значительное расхождение между ними будет свидетельствовать о достижении предела применимости уравнения (5.16).

Уравнение состояния (5.16), полученное по результатам измерений удельных объемов, позволяет также вы-

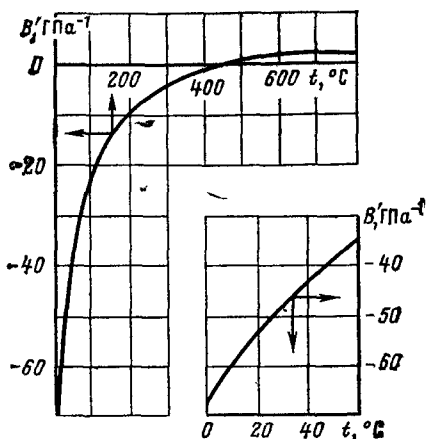


Рис. 5.10. Второй вириальный коэффициент B' для диоксида углерода

числить калорические функции диоксида углерода: энтальпию, энтропию, теплоемкость и т. п.

Расчет калорических свойств диоксида углерода. На основании дифференциальных уравнений термодинамики (см. § 1.6) было получено уравнение (1.43), позволяющее провести вычисление энтальпии реального газа, если для него известно уравнение состояния вида (1.21). Так как уравнение (5.16) содержит только один вириальный коэффициент B' , то для него уравнение (1.43) принимает вид:

$$h = h_0 - RT^2 p dB'/dT.$$

Используя уравнение (5.15), имеем:

$$dB'/dT = -a_1/T^2 + 2a_2/T^3$$

и окончательно получаем следующее уравнение для расчета энтальпии углекислого газа:

$$h = h_0 + Rp(a_1 - 2a_2/T). \quad (5.17)$$

Используя это уравнение, можно вычислить значение энтальпии для круглых значений температуры (через 20°C) и давления от 0,1 МПа (через 0,1 МПа, до 5 МПа или давления насыщенного пара). Необходимые для расчета значения энтальпии углекислого газа в идеальном газовом состоянии h_0 могут быть взяты из табл. 5.2. Вычисленные значения энтальпии следует сравнить с табличными.

Уравнение состояния (5.16) позволяет получить расчетное уравнение для вычисления энтропии диоксида углерода. Так как зависимость энтропии от давления выражается соотношением (1.31), то

$$s = s_0 + \int_{p_0}^p (-\partial v/\partial T)_p dp.$$

Подставляя сюда выражение для производной $(\partial v/\partial T)_p$ из (5.16а), получаем:

$$s = s_0 - R \ln(p/p_0) - a_2 R (p - p_0)/T^2. \quad (5.18)$$

По этому уравнению нужно вычислить значения энтропии диоксида углерода для круглых значений давления и температуры. При расчете можно воспользоваться значениями S_0 , приведенными в таблицах теплофизических свойств углекислого газа (табл. 5.2), где принято $p_0 = 0,101325$ Па.

Рассчитанные значения s следует сравнить с данными, приведенными в табл. 5.2.

Используя (5.16), можно оценить влияние давления на c_p диоксида углерода.

Согласно (1.33) разность c_p реального газа, находящегося при некотором давлении p , и его c_p при той же температуре, но в идеальном газовом состоянии ($p=0$) может быть найдена как

$$\Delta c_p = c_p - c_{p0} = -T \int_0^p (\partial^2 v / \partial T^2)_p dP, \quad (5.19)$$

отсюда, подставляя выражение для производной $(\partial^2 v / \partial T^2)$ из (5.16а), получаем:

$$c_p = c_{p0} + 2a_2 R p / T^2. \quad (5.20)$$

По этому уравнению нужно вычислить значение c_p для круглых значений температуры и давления. Изобарная теплоемкость в идеальном газовом состоянии c_{p0} , входящая в (5.20), берется из табл. 5.2 (графа при $p=0$).

Рассчитанные значения c_p необходимо сравнить с табличными (см. табл. 5.2).

Расчет энтальпии (5.17), энтропии (5.18) и изобарной теплоемкости (5.20) диоксида углерода целесообразно выполнять на ЭВМ, предварительно составив специальную программу (см. далее программу № 4). С этой целью предварительно необходимо получить уравнения, описывающие энтальпию, энтропию и изобарную теплоемкость в идеальном газовом состоянии ($h_0, s_0, c_{p,0}$) в зависимости от температуры. Для этого достаточно иметь температурную зависимость изобарной теплоемкости в идеальном газовом состоянии, а также значения энтальпии и энтропии при одной температуре, например при $t=0^\circ\text{C}$. Из [37] видно, что изобарная теплоемкость диоксида углерода в идеальном газовом состоянии в интервале температур от 0 до 60°C может быть описана линейной зависимостью от температуры:

$$c_{p0} = \alpha + \beta t, \quad (5.21)$$

где c_p — теплоемкость, кДж/(кг·К); t — температура, $^\circ\text{C}$; α, β — коэффициенты ($\alpha=0,8176$; $\beta=0,00103$).

Энтальпия в идеальном газовом состоянии h_0 определяется интегрированием (5.21):

$$h_0 = h_{00}(t_0) + \int_{t_0}^t c_{p0} dT = h_{00} + \alpha(t - t_0) + \beta(t^2 - t_0^2)/2.$$

Принимая $t_0 = 0^\circ\text{C}$, получаем:

$$h_0 = h_{00}(t_0 = 0^\circ\text{C}) + \alpha t + \beta t^2/2, \quad (5.22)$$

где h_0 — энтальпия, кДж/кг; t — температура, $^\circ\text{C}$; h_{00} (при $t_0 = 0^\circ\text{C}$) = 797,9 кДж/кг; α , β — коэффициенты те же, что и в (5.21).

Для расчета энтропии в идеальном газовом состоянии преобразуем (5.21):

$$c_{p0} = \alpha + \beta t = \alpha + \beta(T - 273,15) = (\alpha - 273,15\beta) + \beta T$$

и воспользуемся известным соотношением

$$\begin{aligned} s_0 &= s_{00}(T_0) + \int_{T_0}^T (c_{p0}/T) dT = \\ &= s_{00} + (\alpha - 273,15\beta) \ln(T/T_0) + \beta(T - T_0). \end{aligned}$$

Принимая $T_0 = 273,15 \text{ K} = 0^\circ\text{C}$, получаем

$$\begin{aligned} s_0 &= s_{00} + (\alpha - 273,15\beta) \times \\ &\times \ln(t + 273,15)/273,15 + \beta t, \end{aligned} \quad (5.23)$$

где s_0 — энтропия, кДж/(кг·К); t — температура, $^\circ\text{C}$; $s_{00} = 4,7824$; α , β — коэффициенты те же, что и в (5.21).

Программа № 4. Программа позволяет вычислить калорические свойства диоксида углерода (энтальпию, энтропию, изобарную теплоемкость) в области перегретого пара по заданным температуре и давлению. Расчет проводится по (5.17), (5.18) и (5.20). Необходимые для этого значения h_0 , кДж/кг, s_0 , кДж/(кг·К) и c_{p0} , кДж/(кг·К) вводятся в программу в соответствии с (5.21)–(5.23) как функции температуры t , $^\circ\text{C}$:

$$c_{p0} = 0,8176 + 0,00103 t;$$

$$h_0 = 787,9 + 0,8176t + 0,000515t^2;$$

$$s_0 = 4,7824 + 0,00103t + 0,5363 \ln \frac{t + 273,15}{273,15}$$

или как функции абсолютной температуры:

$$c_{p0} = 0,5363 + 0,00103 T;$$

$$h_0 = 603,0 + 0,5363T + 0,000515T^2;$$

$$s_0 = 4,5011 + 0,00103 T + 0,5363 \ln(T/273,15).$$

В программу необходимо ввести значения газовой постоянной диоксида углерода $R = 188,92$ Дж/(кг·К), $p_0 = 1,01325$ Па, а также константы a_1 и a_2 , полученные в программе № 2.

Составление описанных выше программ не должно вызывать затруднений, так как в них проводится прямой счет

по формулам. Особенности используемой ЭВМ проявляются в организации ввода и вывода информации. Ввод информации, независимо от типа ЭВМ, целесообразно осуществлять с клавиатуры. Вывод же информации возможен и на табло, и на дисплей, и на цифropечать (в зависимости от типа применяемой ЭВМ).

В том случае, если возможности ЭВМ позволяют, можно объединить некоторые программы: например, № 3 и 4; № 2, 3 и 4.

Расчет изотермического процесса, совершаемого реальным газом. Расчет проводится для двух изотерм: при минимальной и максимальной температурах, наблюдаемых в опыте.

Для каждой изотермы рассчитывается теплота процесса q , изменение внутренней энергии Δu и энтальпии Δh , работа расширения l :

$$q = T(s_2 - s_1);$$

$$\Delta h = h_2 - h_1;$$

$$\Delta u = u_2 - u_1 = (h_2 - h_1) - (p_2 v_2 - p_1 v_1);$$

$$l = q - \Delta u.$$

В качестве исходных данных для расчета принимаем температуру, измеренную в опыте, а также начальное и конечное давления. Необходимые для расчета значения h_1 , h_2 , s_1 , s_2 берем из табл. 5.2; v_1 , v_2 — из p , v -диаграммы.

Расчитанные значения необходимо сравнить с аналогичными, полученными для случая изотермического сжатия идеального газа. Как известно, внутренняя энергия и энтальпия идеального газа зависят только от температуры и поэтому в изотермическом процессе идеального газа $\Delta u = \Delta h = 0$. Теплота такого процесса равна работе расширения

$$q = l = RT \ln(p_1/p_2).$$

Оценка точности измерений. В соответствии с расчетными формулами (5.12) и (5.13) удельный объем определяется из соотношения

$$v = kl = v_{\text{табл}} l / l_0, \quad (5.24)$$

в котором l и l_0 — измеренные в опыте длины капилляра, заполненного CO_2 , а $v_{\text{табл}}$ — табличное значение удельного объема CO_2 при низких параметрах. Для функциональной

зависимости (5.24) максимальная относительная погрешность удельного объема имеет вид (4.24):

$$\delta v_{\text{макс}} = \delta v_{\text{табл}} + \delta l + \delta l_0,$$

а с учетом погрешностей отнесения по температуре (4.29) и давлению (4.31):

$$\delta v_{\text{макс}} = \delta v_{\text{табл}} + \delta l + \delta l_0 + (\partial v / \partial T)_p \Delta T / v + (\partial v / \partial p)_T \Delta p / v, \quad (5.25)$$

где $\delta v_{\text{табл}}$ — относительная погрешность табличных значений удельного объема, используемых при определении постоянной установки: она равна 0,2% в узле таблицы и может возрасти до 1% в состояниях между узлами при использовании линейной интерполяции; δl , δl_0 — относительная погрешность измерения длины капилляра в рассматриваемом (δl) и начальном (δl_0) состояниях; ΔT — абсолютная погрешность измерения температуры; Δp — абсолютная погрешность измерения давления.

Значения производных $(\partial v / \partial T)_p$ и $(\partial v / \partial p)_T$ необходимо рассчитать по табл. 5.2, заменяя бесконечно малые приращения конечными разностями.

Вероятностную оценку погрешности измерения удельного объема можно найти, если иметь в виду, что погрешности всех прямых измерений, входящие в (5.25), — это систематические погрешности. Тогда в соответствии с (4.41) для доверительной вероятности $P = 0,95$

$$\delta v = 1,1 \sqrt{(\delta v_{\text{табл}})^2 + (\delta l)^2 + (\delta l_0)^2 + [(\partial v / \partial T)_p \Delta T / v]^2 + [(\partial v / \partial p)_T \Delta p / v]^2}. \quad (5.26)$$

Для одного экспериментального значения удельного объема необходимо рассчитать либо максимальную погрешность (5.25), либо вероятностную оценку погрешности при доверительной вероятности $P = 0,95$ (5.26).

Методы повышения точности получаемых данных. Если описанная выше экспериментальная установка применяется для точного изучения p , v , T -зависимости или исследования кривой насыщения реальных газов, то необходимо иметь в виду ряд обстоятельств, которые позволят повысить точность полученных результатов.

При повышении температуры опыта увеличивается давление насыщенного пара ртути. Измеряемое в опыте давление фактически является суммой давления исследуемого вещества и давления пара ртути. Поэтому при высоких температурах следует вводить поправку на давление пара ртути. Сделать это, вообще говоря, не очень просто, так как

надо располагать зависимостью давления насыщенного пара ртути от температуры и учесть влияние на него общего давления.

При высоких давлениях следует учитывать изменения плотности ртути и масла с давлением. Однако это значение очень мало. Так, например, при 20°C при повышении давления до 10^3 Па плотность ртути увеличивается на $0,04\%$.

Для уменьшения погрешностей, связанных с неточностью измерения давления и температуры, следует руководствоваться рекомендациями, изложенными в гл. 2 и 3. В работах, требующих особой точности, вместо пружинного можно применить грузопоршневой манометр. При измерении температуры ртутным термометром необходимо вводить поправку на выступающий столбик и другие поправки, описанные в гл. 3. Применение вместо ртутного термометра платинового термометра сопротивления также позволит увеличить точность измерений.

5.3. РАБОТА № 2. ИЗОХОРНОЕ НАГРЕВАНИЕ ВОДЫ И ВОДЯНОГО ПАРА

Содержание. Изучение зависимости между давлением и температурой вещества в двух- и однофазной областях в процессе изохорного нагревания при значениях удельного объема меньше и больше критического.

Экспериментальный стенд. Для исследования изохорного процесса водяной пар нагревается в закрытом сосуде при постоянном объеме сосуда V . При нагревании масса вещества m также остается постоянной, и поэтому удельный объем $v = V/m$ неизменен $v = \text{const}$.

Во время опыта проводятся не только измерения, но и автоматическая запись изохорных процессов в p, t -координатах.

На стенде собраны две экспериментальные установки. В левой части стенда — установка для изохорного процесса при $v < v_k$, а в правой — для $v > v_k$. Конструкция установок одинакова. На приборном щите верхняя и нижняя группы приборов относятся соответственно к левой и правой установкам. Запись обоих изохорных процессов проводится на одном двухкоординатном потенциометре, стоящем на стенде.

Схема экспериментальной установки (одной из двух) на рис. 5.11.

Водяной пар находится в толстостенном сосуде 1, изготовленном из нержавеющей стали. Снаружи сосуд обогревается при помощи электрического нагревателя из нихромовой проволоки 2. Сосуд вместе с нагревателем снаружи покрыт асбестовой тепловой изоляцией 3 и помещен в металлический кожух 4. Для измерения температуры пара предусмотрена хромель-алюмелевая термопара 5, горячий спай ко-

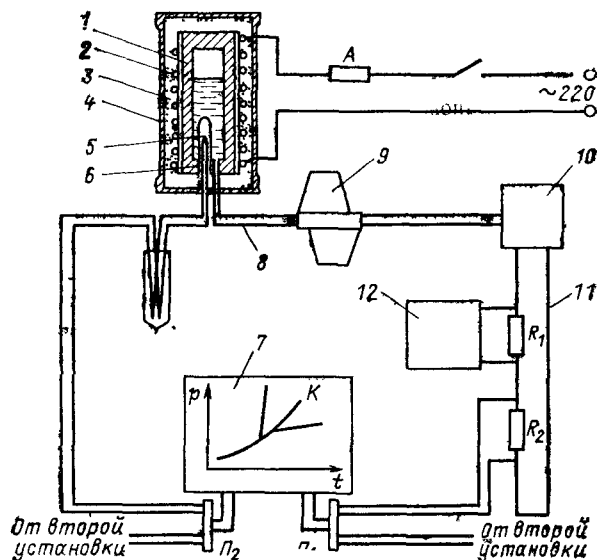


Рис 5.11 Схема установки для изучения процесса изохорного нагревания воды и водяного пара

торой помещен в гильзе 6, вваренной внутрь сосуда, а холодный спай находится в сосуде Дьюара с тающим льдом. ЭДС термопары подается через переключатель Π_2 на двухкоординатный автоматический потенциометр 7 типа Н-306, значение ЭДС определяет положение каретки потенциометра на оси абсцисс

Для измерения давления выведенная из сосуда 1 трубка 8 соединена с преобразователем давления 9, который давление преобразует в электрический сигнал. Усилитель 10 генерирует постоянный ток, пропорциональный давлению (при максимальном давлении, на которое рассчитаны датчики, генерируется ток 20 мА). Этот ток протекает во внешней цепи 11, что дает возможность при наличии сопротивлений R_1 и R_2 получить соответствующие падения напряжения ΔU на этих сопротивлениях. Падение напряжения с сопротивления R_2 подается через переключатель Π_1 на двухкоординатный потенциометр и это падение напряжения, пропорциональное давлению, определяет положение каретки потенциометра по оси ординат.

Таким образом, положение каретки потенциометра определяется давлением и температурой водяного пара в сосуде, что дает возможность в процессе нагревания вести непосредственно запись изохоры в p, t -координатах.

Для визуального измерения давления пара предусмотрен цифровой вольтметр 12 типа Ф203, расположенный на приборном щите; на вольт-

метр подается падение напряжения с сопротивления R_1 . Показания цифрового вольтметра 12 полностью соответствуют записываемому в данный момент времени давлению на двухкоординатном потенциометре.

Обе установки имеют одинаковые электрические схемы. Запись обеих изохор с установок ведется на одном двухкоординатном потенциометре попеременно с установок, для чего и предусмотрены переключатели $П_1$ и $П_2$. Эти переключатели собраны в единый блок. Переключатель имеет три позиции: левую, среднюю и правую. При включении в левое положение на потенциометр подаются сигналы температуры и давления с левой установки ($v < v_k$), при среднем положении переключателя сигнал нулевой, а при правом — сигнал температуры и давления подается с правой установки ($v > v_k$).

Проведение измерений. Включив электронагреватели обоих сосудов, начинают подогрев воды в них. При строгом проведении опыта следовало бы проводить запись показаний приборов при равновесном состоянии пара в сосуде. При этом следовало бы для каждой опытной точки, регулируя мощность электронагревателя, выждать, пока температура по всему объему станет одинаковой и, так же как и давление, неизменной в течение некоторого времени. Проведение такого опыта требует длительного времени, и поэтому нагревание ведут медленно, но непрерывно.

Количество воды, залитой в сосуд, различно. При этом оно выбрано так, чтобы в одном сосуде удельный объем был меньше критического объема водяного пара ($v_k = 0,00317 \text{ м}^3/\text{кг}$), а в другом сосуде — больше. Поэтому характер изменения давления и температуры в сосудах будет различен (см. рис. 1.10). Процесс нагревания следует ограничить для сосуда, где удельный объем воды меньше критического, максимальным давлением (около 25 МПа), а для сосуда, где удельный объем больше критического, — максимальной температурой (около 350 °С).

Благодаря двухкоординатному потенциометру в задачу экспериментатора входит попеременная запись одной и другой изохоры на одну p, t -диаграмму.

Так как в начальной стадии нагревания изохоры располагаются внутри двухфазной области (см. рис. 1.10), то, несмотря на очень большое различие в значениях удельных объемов на этих изохорах, в p, t -диаграмме (на потенциометре) точки обеих изохор должны с хорошей точностью ложиться на нанесенную ранее кривую насыщения. Это обстоятельство очень хорошо наблюдается в процессе эксперимента. При выходе изохор в однофазную область изохоры в p, t -диаграмме резко разойдутся. Все это необходимо зафиксировать и записать на потенциометре.

В установке с $v < v_k$ предусмотрена установка электроконтактного манометра (ЭКМ) на линии 8 (рис. 5.11), с помощью которого происходит отключение установки от электрической сети при достижении предельного давления (ЭКМ на рис. 5.11 не показан).

В установке с $v > v_k$ предусмотрено параллельное измерение ЭДС, развиваемой термопарой 5, узкопрофильным миддивольтметром (тип МВУ), с помощью которого установка отключится от электрической сети при достижении предельной температуры, равной 380°C (МВУ на рис. 5.11 не показан).

Полученная p, t -диаграмма с записанными изохорными процессами, аналогичная изображенной на рис. 1.10, б, используется для дальнейшей обработки.

Обработка экспериментальных данных. Обработка начинается с определения значений удельных объемов, соответствующих каждой изохоре.

Значение удельного объема определяется из данных проведенного эксперимента с помощью таблиц водяного пара [38]. Для этого необходимо выбрать на изохоре в однофазной области точку на кривой насыщения и по давлению и температуре в этой точке определить из таблиц удельный объем. Для повышения точности нужно повторить это определение, взяв несколько различных точек на изохоре (но не вблизи кривой насыщения, где неравновесный процесс нагревания оказывает большее влияние на результат эксперимента).

После того как определены значения удельного объема для каждой изохоры, можно найти количество воды, залитой в сосуд, если объемы сосудов V_1 и V_2 известны: $m_1 = V_1/v_1$; $m_2 = V_2/v_2$.

Для любой экспериментальной точки исследованных изохор, относящейся к двухфазной области, по (1.4) можно вычислить степень сухости пара x .

Используя полученный график, для одной из экспериментальных точек в области воды при давлении 10—20 МПа и для одной из точек в области перегретого пара можно рассчитать внутреннее давление, обусловленное взаимодействием молекул жидкости. Согласно (1.28) это давление равно:

$$p_{\text{вн}} = \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = -p + T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v.$$

Величину $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v$ при выбранном значении измеренного давления p можно определить графически по полученной p, t -диаграмме.

Далее рекомендуется определить, каково было бы это давление, если бы вода подчинялась уравнению Ван-дер-Ваальса, т. е. рассчитать значение a/v^2 и сравнить его с результатом, полученным по экспериментальным данным. Константы уравнения Ван-дер-Ваальса для воды приводятся в табл. 1.2.

Оценка точности результатов измерения. Для экспериментальной изохоры значение удельного объема определяется при помощи таблиц термодинамических свойств воды и водяного пара по измеренным параметрам некоторого состояния p и t . Поэтому максимальная относительная погрешность определения удельного объема в соответствии с (4.35) равна:

$$\delta v_{\text{макс}} = \delta v_{\text{табл}} + (\partial v / \partial T)_p \Delta T / v + (\partial v / \partial p)_T \Delta p / v, \quad (5.27)$$

где $\delta v_{\text{табл}}$ — относительная погрешность табличных значений удельного объема (ее можно принять равной 0,1%, т. е. 0,001); Δp , ΔT — абсолютные погрешности измерения давления и температуры,

Погрешность измерения температуры и давления прежде всего вызвана систематической погрешностью манометра и термометра и систематической погрешностью несовершенства метода измерения. Под несовершенством метода измерения подразумевается измерение в неравновесных состояниях. Кроме того, возможно влияние случайных факторов и появление случайной погрешности в определении температуры и давления. Определение удельного объема как среднего нескольких состояний уменьшает случайную погрешность. С учетом изложенных выше причин целесообразно принять $\Delta p = 0,1$ МПа, $\Delta T = 1 \div 2$ К.

Производные $(\partial v / \partial T)_p$ и $(\partial v / \partial p)_T$, входящие в (5.27), определяются по таблицам [38] методом конечных разностей.

При вероятностной оценке погрешности необходимо суммировать не сами погрешности, а их квадраты. Так, для доверительной вероятности $P = 0,95$

$$\delta v = 1,1 \sqrt{(\delta v_{\text{табл}})^2 + [(\partial v / \partial T)_p \Delta T / v]^2 + [(\partial v / \partial p)_T \Delta p / v]^2}. \quad (5.28)$$

Методы повышения точности экспериментальных данных. При анализе полученных результатов следует прежде всего отметить, что состояния, измеренные в каждом из сосудов, вообще говоря, не принадлежат одной и той же изохоре. Действительно, для того чтобы все зафиксированные в опыте состояния принадлежали одной и той же изохоре, нужно, чтобы было выполнено условие $v = V/m = \text{const}$.

Однако при проведении опыта ни объем сосуда V , ни количество исследуемого вещества в нем m не остаются постоянными. С ростом температуры и давления объем V увеличивается. При этом объем V при любой температуре и давлении может быть рассчитан, если известен объем сосуда при комнатных условиях V_{20} ($t=20^\circ\text{C}$ и $p=10^5$ Па) и свойства материала, из которого сосуд изготовлен:

$$V = V_{20} + \xi V_t + \xi V_p, \quad (5.29)$$

где ξV_t — поправка на увеличение объема вследствие термического расширения материала сосуда; ξV_p — поправка на изменение объема сосуда вследствие изотермической деформации его под действием давления.

Поправка на термическую деформацию может быть рассчитана по формуле

$$\xi V_t = V_{20} 3\alpha (t - 20), \quad (5.30)$$

где α — температурный коэффициент линейного расширения материала сосуда. Значения этого коэффициента для нержавеющей стали 1X18H9T следующие:

$t, ^\circ\text{C}$	100	200	300	400	500	600	700
$\alpha, 10^6 \text{ K}^{-1}$	17,06	17,31	17,60	17,88	18,21	18,56	18,90

Термическая деформация довольно значительна, и при температуре 350°C поправка составляет 1,9% объема сосуда при комнатной температуре.

Поправка на изотермическую деформацию сосуда ξV_p может быть вычислена по формуле Лове [37]. Эта поправка при давлении 25,0 МПа составляет около 0,05% объема при комнатной температуре и в данной работе может не приниматься во внимание.

Количество вещества, находящегося в сосуде, в течение опыта также не останется неизменным. Внутренняя полость сосуда соединена трубкой с пружинным образцовым манометром. Количество вещества (воды), которое находится в трубке манометра, изменяется при изменении давления. Поэтому во время опыта при возрастании давления часть вещества будет переходить из сосуда в трубку манометра. Эту поправку, т. е. изменение количества вещества, находящегося в сосуде при некотором давлении p , по сравнению с количеством вещества, находившимся в опорном состоянии при p_0 и $t_0 - \Delta t$, можно определить, проградуировав предварительно манометр.

Определив все указанные поправки, можно получить значение удельного объема, к которому относятся измеренные в опыте температура и давление:

$$v = V_{20} [1 + 3\alpha (t - 20)] / (m_0 + \Delta m),$$

где m_0 — количество вещества, находящегося в сосуде при параметрах некоторой точки, принятой, как описано выше, в качестве опорной:

$$m_0 = V_{20} [1 + 3\alpha (t_0 - 20)] / v_0,$$

отсюда получаем:

$$v = v_0 \frac{1 + 3\alpha (t - 20)}{[1 + 3\alpha (t_0 - 20)](1 + \Delta m/m_0)}$$

Теперь, чтобы по экспериментальным данным построить изохору, следует провести приведение измеренных в опыте параметров к одному и тому же значению удельного объема, например к v_0 .

Приведение можно осуществить двояко: или по давлению, или по температуре. Так, если в эксперименте зафиксировано состояние при параметрах v, p и t (рис. 5.12), то его можно привести к состояниям на изохоре v_0 , имеющим параметры p, t_{np} (точка 1) или p_{np}, t (точка 2). В первом случае осуществлено приведение по температуре, а во втором — по давлению. Значения приведенных параметров определяются по уравнениям:

$$p_{np} = p + (\partial p / \partial v)_T \Delta v;$$

$$t_{np} = t + (\partial T / \partial v)_p \Delta v,$$

где $\Delta v = v - v_0$.

Чтобы повысить точность измерения параметров (давления и температуры), следует отказаться от проведения опыта при непрерывном нагреве. Каждое состояние должно выдерживаться достаточно длительное время, чтобы была уверенность, что измеренные в опыте температура и давление действительно являются параметрами равновесного состояния. Достигнуть равномерности температуры по всему объему сосуда легче, если установку снабдить, кроме основного нагревателя, еще и вспомогательными торцевыми нагревателями.

Дальнейшего улучшения термостатирования можно добиться помещением пьезометра в медный термостат. Очень хорошая равномерность температуры по всему объему пьезометра может быть получена, если его поместить в жидкостный термостат с интенсивным перемешиванием жидкости.

Измерение температуры и давления должно быть проведено с учетом всех положений, высказанных в гл. 2 и 3. При точных измерениях могут быть применены более совершенные, чем описанные в настоящей работе, приборы. Например, вместо хромель-алюмелевой термопары можно применить платиновый термометр сопротивления в совокупности с потенциометром высокого класса.

Количество вещества, находящегося в пьезометре, можно определять не только расчетным относительным методом, как это описано в настоящей работе, но и взвешиванием воды перед заполнением пьезомет-

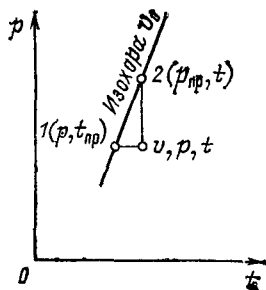


Рис. 5.12. Способы приведения опытных данных к одной изохоре

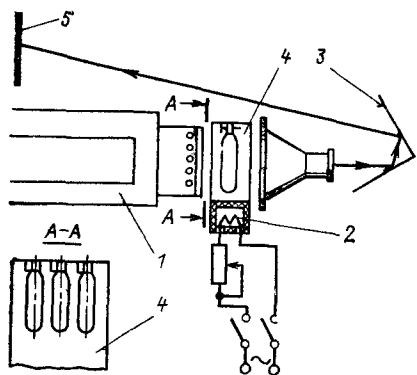


Рис. 5.13. Схема демонстрационной установки

Основной частью установки являются три стеклянные запаянные ампулы, заполненные эфиром — веществом, имеющим невысокие критические параметры. В ампулах находится жидкий эфир в равновесии со своим паром, причем ампулы заполнены с таким расчетом, чтобы в первой из них удельный объем эфира был меньше критического, во второй точно равен критическому и в третьей удельный объем был больше критического.

Ампулы с эфиром помещены в воздушный термостат 4, имеющий стеклянные переднюю и заднюю стенки. Термостат снабжен электрическим нагревателем 2. Изображение ампул при помощи проекционного фонаря 1 и зеркал 3 проецируется на экран 5.

При включении электрического нагревателя температура эфира в ампулах возрастает, причем все процессы, происходящие в ампулах, хорошо видны на экране.

В процессе изохорного нагревания двухфазной системы, состоящей из жидкости и насыщенного пара, будет происходить расширение жидкости и образование пара или его конденсация. В зависимости от первоначального заполнения сосуда, т. е. от удельного объема смеси, может преобладать один из этих процессов.

В первой ампуле с ростом температуры объем, занимаемый жидкой фазой, будет возрастать до тех пор, пока жидкость не заполнит всю ампулу. С этого момента в ампуле будет существовать лишь одна фаза. Если бы этот опыт сопровождался измерениями (как это происходит в основном опыте по изохорному нагреванию водяного пара), то, начиная с этого момента, наблюдалась бы зависимость между давлением и температурой, характерная для жидкости.

В третьей ампуле преобладающим процессом будет процесс парообразования. Поэтому в процессе нагревания количество жидкости бу-

ра. Однако в этом случае конструкция установки усложнится.

Дополнение к работе № 2. Если работа по изохорному нагреванию водяного пара используется для учебных целей, то ее проведение весьма желательно сопровождать показом небольшого опыта, который дает возможность визуально наблюдать процессы, протекающие при изохорном нагревании вещества в сосуде. Схема установки, используемой для этого демонстрационного опыта, показана на рис. 5.13.

дет уменьшаться до тех пор, пока вся ампула не будет заполнена паром. С этого момента начнется процесс перегрева пара, сопровождающийся характерной для него зависимостью между давлением и температурой.

Процессы, наблюдаемые в первой и третьей ампулах, соответствуют процессам, протекающим соответственно в первом и втором сосудах основной установки по изохорному нагреванию водяного пара.

Во второй ампуле, где удельный объем эфира равен критическому, будет происходить парообразование. За счет парообразования увеличивается плотность пара и уменьшается количество жидкости. Вместе с тем из-за термического расширения жидкости объем, занимаемый ею, должен увеличиваться. Поэтому мениск при нагревании практически не будет перемещаться по высоте ампулы. Когда температура станет равной критической (а следовательно, и давление будет равно критическому), граница раздела между жидкостью и паром исчезнет и весь объем будет заполнен однофазным веществом.

При охлаждении ампул начиная от температуры, превышающей критическую, можно наблюдать обратное протекание всех процессов, причем в ампуле, где удельный объем равен критическому, при прохождении критического состояния будет наблюдаться специфическое оптическое явление (так называемая опалесценция) и последующее распадение вещества на две фазы.

ГЛАВА ШЕСТАЯ

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ КОЛИЧЕСТВА ТЕПЛОТЫ, ЭНТАЛЬПИИ И ТЕПЛОЕМКОСТИ

6.1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ И ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ КАЛОРИМЕТРИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

В этом разделе описываются принципиальные стороны постановки и проведения калориметрического эксперимента применительно к измерению энтальпии вещества (жидкости, пара и т. д.) или его теплоемкости. Вопросы определения теплот сгорания, растворения, адсорбции здесь не рассматриваются.

Количество теплоты измеряется так же, как и энергия, в джоулях: $1 \text{ Дж} = 1 \text{ Н} \cdot \text{м} = 1 \text{ Вт} \cdot \text{с}$ (наряду с джоулями встречается ранее используемая единица теплоты — калория: $1 \text{ кал} = 4,1868 \text{ Дж}$).

Во многих случаях при определении теплоемкости или энтальпии вещества подвод теплоты осуществляется при помощи электрического нагревателя, питающегося от сети

постоянного или переменного тока. Количество теплоты Q , выделившееся за время τ , рассчитывается по формуле:

$$Q = W\tau, \quad (6.1)$$

где W — мощность электрического нагревателя.

Мощность электрического нагревателя может быть измерена ваттметром; сейчас имеются ваттметры класса 0,5 и даже 0,2. При необходимости повысить точность измерения мощности применяют схему с потенциометром. Эта электрическая схема в точности повторяет схему измерения сопротивления термометра сопротивлением (см. рис. 3.13), где вместо термометра ставится нагреватель. Питание электрического нагревателя проводится от мощной батареи аккумуляторов или от сети переменного тока через выпрямитель; так как сила тока в такой схеме весьма велика, то это надо учесть при выборе образцового сопротивления R_N . Измерение падения напряжения на образцовом сопротивлении дает возможность рассчитать силу тока I , проходящего через нагреватель; падение напряжения на самом нагревателе ΔU также измеряется потенциометром и мощность определяется как

$$W = IU. \quad (6.2)$$

Так как падение напряжения здесь велико, то часто приходится использовать высокоомный потенциометр с делителем напряжения.

Чаще всего калориметрический эксперимент ведется так, что к телу подводится определенное количество теплоты Q и измеряется повышение температуры Δt .

На рис. 6.1 схематично представлен калориметр для такого опыта. В калориметрическом сосуде 1 находится исследуемое вещество 2 (например, жидкость); количество вещества заранее известно; в калориметрическом сосуде размещаются термометр 3, электрический нагреватель 4 и мешалка 5. Для снижения тепловых потерь калориметр окружен теплоизоляционным слоем 6.

Теплоемкость c_p исследуемого вещества определяется по формуле

$$c_p = \frac{Q}{m(t_2 - t_1)}, \quad (6.3)$$

Рис. 6.1. Схема непроточного калориметра

где Q — количество теплоты, подве-

денное к исследуемому веществу; m — масса исследуемого вещества; $t_2 - t_1$ — изменение температуры исследуемого вещества.

В свою очередь количество теплоты, выделившейся в электрическом нагревателе, равно:

$$Q_{эл} = Q + Q_k + Q_{т.п}, \quad (6.4)$$

где Q_k — количество теплоты, расходуемое на нагревание деталей калориметра; $Q_{т.п}$ — тепловые потери.

С этим обстоятельством связаны первые две особенности постановки калориметрического эксперимента. Калориметр должен быть спроектирован так, чтобы значения Q_k и $Q_{т.п}$ были как можно меньше. Эти количества теплоты должны быть обязательно определены для данного калориметра специальными методами. Если же их не определять, то нельзя будет установить, насколько Q отличается от $Q_{эл}$, что приведет к значительным погрешностям при измерениях.

Разберем эти особенности несколько подробнее.

Учет теплоты, идущей на нагревание калориметра.

Предварительно определяют количество теплоты, необходимой для нагревания калориметра на 1°C . Эта величина называется постоянной калориметра A . Она представляет собой не что иное, как суммарную теплоемкость всех частей калориметра. Тогда теплота, приходящаяся на нагревание деталей калориметра в калориметрическом опыте, вычисляется как

$$Q_k = A(t_2 - t_1). \quad (6.5)$$

Наиболее простой способ определения постоянной калориметра — расчетный. Для этого необходимо взвесить все детали калориметра и, зная c_p материалов, из которых они изготовлены, провести расчет. Так, для калориметра, изображенного на рис. 6.1, постоянная рассчитывается по формуле

$$A = m_1 c_{p1} + m_3 c_{p3} + m_4 c_{p4} + m_5 c_{p5}, \quad (6.6)$$

где индексы 1—5 относятся к деталям калориметра (корпус калориметра, термометр, нагреватель, мешалка).

При расчете по (6.6) следует иметь в виду, что теплоемкость всех твердых веществ зависит от температуры, поэтому если калориметрический эксперимент проводится при различных, сильно различающихся температурах (на десятки и сотни градусов), то постоянную калориметра A приходится рассчитывать в зависимости от температуры. При высоких температурах A больше, чем при низких.

Расчет A по (6.6) не является точным. Основные погрешности возникают из-за того, что границы распространения теплоты по деталям калориметра точно определить нельзя. Например, неизвестно, насколько нагреются выступающие части термометра и мешалки и прогреется ли вся стенка корпуса калориметра или только часть ее. В настоящее время установилась такая практика: все металлические части калориметра учитываются полностью, а для неметаллических берется лишь та часть их, которая погружена в исследуемую жидкость. Кроме этих погрешностей, погрешности расчета A возникают вследствие неточности при взвешивании деталей и неточностей в табличных значениях теплоемкостей веществ, входящих в (6.6).

Вследствие неизбежных погрешностей при определении A весьма важно, чтобы суммарная погрешность была значительно меньше произведения $m_2 c_{p2}$, где m_2 — масса исследуемого вещества, а c_{p2} — его теплоемкость.

Другими словами, важно, чтобы из всего количества подведенной теплоты $Q_{эл}$ лишь небольшая часть шла на нагревание деталей калориметра (c_{p2} оценивается ориентировочно). Для этого калориметр и все его детали должны быть как можно легче.

Во всяком случае соотношение должно быть таким:

$$A < 0,2 m_2 c_{p2}. \quad (6.7)$$

Однако это условие не всегда можно выполнить. Например, известно, что очень долгое время не удавалось экспериментально определить изохорную теплоемкость c_v водяного пара при высоких давлениях и температурах ($p \approx 30$ МПа и $t \approx 500-600$ °С). Для измерения c_v при этих параметрах водяной пар должен быть заключен в стальной сосуд очень толстыми стенками. Вследствие большой массы этого сосуда получалось, что 80% подведенной теплоты уходило на нагревание стенок калориметра и лишь 20% — на нагревание пара (т. е. $A = 4m_{\text{пара}} c_{p, \text{пара}}$).

Так как теплоемкость стали при указанных высоких температурах известна лишь с погрешностью 2–3%, то при таком распределении теплоты теплоемкость пара c_v могла быть определена с погрешностью примерно 10%, что совершенно неудовлетворительно. Даже теоретический расчет c_v дает более точные значения. Только специальная аппаратура позволила экспериментально решить этот вопрос [39].

Постоянная калориметра A может быть определена и экспериментально, что позволяет получить более надежные значения.

Для экспериментального нахождения A проводят калориметрический опыт с хорошо изученным веществом (например, с водой, теплоемкость которой известна с очень высокой степенью точности).

Из данных этого опыта, комбинируя (6.3)—(6.5) и используя известное значение c_p воды, можно определить постоянную калориметра:

$$A = [Q_{эл} - Q_{т.п} - c_p m (t_2 - t_1)] / (t_2 - t_1), \quad (6.8)$$

здесь числитель представляет собой количество теплоты, подведенной к деталям калориметра, а знаменатель — повышение температуры.

Учет тепловых потерь $Q_{т.п}$ (6.8) определяется методом, описанным ниже.

Экспериментальный способ определения постоянной калориметра A , как более точный, чаще всего используется в практике.

Учет тепловых потерь. Конкретная формула расчета теплоемкости вещества по данным калориметрического опыта получается из комбинации формул (6.3)—(6.5):

$$c_p = [Q_{эл} - A(t_2 - t_1) - Q_{т.п}] / [m(t_2 - t_1)], \quad (6.9)$$

где $t_2 - t_1$ — действительное изменение температуры вещества в калориметрическом опыте.

Хотя справедливость формулы (6.9) не вызывает сомнений, расчет все же ведется не по ней и тепловые потери $Q_{т.п}$ не определяются.

Введение поправки на тепловые потери осуществляется тем, что вместо определения тепловых потерь калориметра $Q_{т.п}$ вычисляется такое изменение температуры в калориметрическом эксперименте $(t_2 - t_1)_0$, которое было бы при отсутствии тепловых потерь. Если по данным опыта вычислено значение $(t_2 - t_1)_0$, то формула для расчета теплоемкости будет иметь вид:

$$c_p = [Q_{эл} / (t_2 - t_1)_0 - A] / m. \quad (6.10)$$

Повышение температуры при отсутствии тепловых потерь $t_2 - t_1$ определяется из данных самого калориметрического опыта, точнее, из данных по изменению температуры в процессе охлаждения калориметра после окончания теплоподвода.

На рис. 6.2 представлено изменение температуры в калориметрическом опыте в зависимости от времени t .

До начала подвода теплоты температура исследуемого вещества, температура калориметра и температура окру-

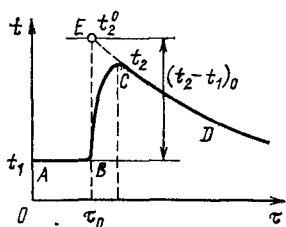


Рис. 6.2. Изменение температуры в течение calorиметрического опыта

жающей среды равны t_1 ; она может поддерживаться неизменной с высокой степенью точности (линия AB на рисунке). В момент времени τ_0 включается нагреватель calorиметра, температура в calorиметре возрастает, достигая значения t_2 (линия BC). После выключения нагревателя и достижения максимальной температуры t_2 начинается охлаждение calorиметра (кривая CD).

Тепловые потери calorиметра возникают сразу же после начала подвода теплоты. Чем больше нагревается calorиметр по сравнению с температурой окружающей среды t_1 , тем больше и потери теплоты. Если бы теплота подводилась мгновенно, то за такой бесконечно малый промежуток времени calorиметр вообще не имел бы потерь теплоты; тогда конечная температура была бы выше, чем действительная t_2 , и достигала значения t_2^0 , а процесс нагревания проходил бы по прямой BE с дальнейшим охлаждением calorиметра по линии ED . Требуется найти значение $(t_2 - t_1)_0$. Точка E определяется экстраполяцией кривой DC на момент времени τ_0 . Это можно сделать, так как закон охлаждения calorиметра (кривая CD или, как ее называют, кривая выбега) поддается математическому описанию.

Действительно, изменение температуры во времени пропорционально этой температуре (точнее, разности температур calorиметра и окружающей среды):

$$d(t - t_1) / d\tau = k(t - t_1); \quad (6.11)$$

где k — коэффициент пропорциональности.

Интегрирование этого уравнения дает известный экспоненциальный закон охлаждения тепла в среде постоянной температуры:

$$t - t_1 = \exp(k\tau). \quad (6.12)$$

Это уравнение описывает линию ED . При помощи уравнения находят температуру t_2^0 для момента времени τ_0 . Постоянную определяют по любой точке кривой CD . Найденное значение $t_2 - t_1$ и подставляют в (6.10).

Описанное определение тепловых потерь calorиметра

проводится как в обычном калориметрическом опыте, так и в опыте по определению постоянной калориметра A .

Изложенный здесь метод, хотя и часто употребляется, все же не является единственным [40].

Вполне естественно, что при конструировании калориметра следует стремиться к уменьшению тепловых потерь, т. е. применять наилучшие изолирующие материалы, ставить экраны и т. п.

Описанный выше калориметр с тепловыми потерями носит название неадиабатного калориметра.

Однако существуют калориметры, в которых вопрос тепловых потерь решается принципиально по-другому. Калориметр строится так, что тепловые потери полностью устраняются. Такой калориметр называют *адиабатным*.

Чтобы полностью ликвидировать тепловые потери, необходимо обеспечить равенство температур среды, окружающей калориметр в течение всего калориметрического опыта, и исследуемого вещества, т. е. чтобы закон изменения температуры исследуемого вещества при подводе теплоты точно соответствовал закону изменения температуры оболочки калориметра.

Для выполнения этого условия на калориметрическом сосуде 1 (см. рис. 6.1) устанавливается дополнительный нагреватель (чаще электрический). В момент включения основного нагревателя 4 включается и дополнительный, причем мощность его регулируется так, чтобы разность температур исследуемого вещества и внешней поверхности сосуда 1 все время была равна нулю. Для измерения этой разницы температур обычно ставят дифференциальные термопары.

Регулировку мощности дополнительного нагревателя обычно проводят вручную, но иногда ставят специальную следящую систему, которая автоматически поддерживает равенство температур исследуемого вещества и поверхности калориметрического сосуда.

Необходимо отметить одно обстоятельство, возникающее при работе с подобными адиабатными калориметрами.

Если термопара (или несколько термопар), измеряющая разность температур стенки и исследуемого вещества показывает отсутствие ЭДС, это еще не значит, что отсутствует разность температур; причиной может являться неоднородность материала термопар (см. § 3.7).

Кроме того, следует учесть, что температурное поле по стенке сосуда калориметра будет сложным; отдельные

участки могут быть нагреты больше или меньше по сравнению с местами установки дифференциальных термопар, вследствие чего будут возникать тепловые потоки и нарушится условие адиабатности. Оценку этих тепловых потоков можно провести при помощи обычных формул теплопередачи.

Измерение температуры. При проведении калориметрического опыта повышение температуры, как правило, небольшое (от 1 до 5 °С). Точное измерение такой небольшой разности температур требует особой тщательности. Измерение температуры t_1 обыкновенно несложно, что нельзя сказать про измерение t_2 . После подвода теплоты температура t_2 в калориметре изменяется во времени, и поэтому для правильного ее измерения термометр должен быть по возможности малоинерционным.

Кроме того, следует обратить внимание еще на одно обстоятельство. В некоторых конструкциях калориметров после подвода теплоты стенка калориметра оказывается нагретой меньше, чем исследуемое вещество в калориметре. В результате при измерении t_2 термометр не будет находиться в изотермических условиях: он будет нагрет больше, чем стенка. Следствием этого будет излучение термометра на стенку и неправильное измерение t_2 . Подобно такой эффект описан в § 3.2. Исключение его возможно установкой тонкостенных экранов. При невозможности этого следует вводить соответствующую поправку. Для оценки подобного эффекта можно привести такие данные. Если в калориметре газ при атмосферном давлении и температуре 200 °С в результате подвода теплоты нагревается на 5 °С, а стенка не прогреется совсем (крайний случай), то термометр, стоящий в калориметре, зафиксирует повышение температуры на 1—1,5% меньше, чем в действительности. Эта погрешность возрастает пропорционально кубу абсолютной температуры, при которой проводится опыт, и снижается при увеличении коэффициента теплоотдачи от вещества к термометру. Поэтому при измерениях с жидкостью этот эффект будет значительно меньше.

6.2. НЕПРОТОЧНЫЙ КАЛОРИМЕТР

В зависимости от того, в каком состоянии находится исследуемое вещество (газ, пар или жидкость), а также от того, при каких параметрах проводится измерение, проектируются калориметры различных типов. При этом раз-

личия в конструкциях калориметров определяются тем, каким образом решаются основные вопросы калориметрирования, изложенные в предыдущем параграфе. В случае измерения теплоемкости жидкости при атмосферном давлении наилучшим является обычный непроточный калориметр (см. § 6.1). Если температура, при которой проводится измерение (например, определение теплоемкости), выше комнатной, то весь калориметр помещают в термостат (жидкостный или массивный металлический, например, медный) и температуру в этом термостате поддерживают постоянной в течение всего опыта (в том случае, если калориметр неадиабатный).

Калориметрические измерения жидкостей при повышенном давлении также можно проводить в этом калориметре. В таком случае калориметр должен быть герметичным и выдерживать полное давление. Пространство над жидкостью заполняют газом, не реагирующим с исследуемой жидкостью. Таким способом определена теплоемкость жидкого этилового спирта [41]. При расчете теплоемкости в этом случае необходимо учитывать, что в значение постоянной калориметра A дополнительно войдет теплоемкость всего количества газа, заполняющего калориметр.

6.3. ПРОТОЧНЫЙ КАЛОРИМЕТР

Измерение теплоемкости и энтальпии газов и паров практически невозможно производить в калориметре, описанном выше, поскольку масса исследуемого газа, заполняющего калориметр, получается в таком случае небольшой и при подведении теплоты большая часть ее уходит на тепловые потери и нагревание деталей калориметра, особенно если измерения проводятся при небольшом давлении. Поэтому исследование тепловых свойств газов и паров, а также веществ, находящихся в закритическом состоянии, проводят в так называемых проточных калориметрах. Схема такого калориметра приведена на рис. 6.3. Исследуемое вещество непрерывно и с постоянным расходом m протекает через калориметр (при входе в калориметр измеряется его температура t_1), далее нагревателем I подводится теплота Q , после этого измеряется температура вещества t_2 .

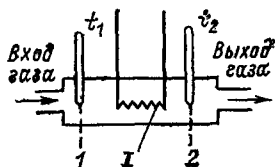


Рис. 6.3. Схема проточного калориметра

Основные уравнения. Чтобы получить формулы для расчета результатов исследований в проточном калориметре, необходимо воспользоваться уравнением первого начала термодинамики для потока вещества:

$$q = h_2 - h_1 + \omega_2^2/2 - \omega_1^2/2 + l_{\text{техн}}, \quad (6.13)$$

где q — подведенная теплота; h — энтальпия вещества; $\omega^2/2$ — кинетическая энергия 1 кг вещества; $l_{\text{техн}}$ — полезная работа в потоке.

Индексы 1 и 2 относятся к выбранным двум сечениям в потоке (например, сечениям 1 и 2 на рис. 6.3).

Если применить это уравнение для описания процессов в калориметре, то следует учесть, что полезная работа потоком в калориметре не совершается, т. е. $l_{\text{техн}} = 0$, и кроме того, в подавляющем большинстве случаев можно пренебречь разностью кинетических энергий вещества при входе в калориметр и выходе из него. Действительно, если предположим, что скорость газа (пара) в сечении 1 равна 10, а скорость в сечении 2 — 12 м/с, то получаем:

$\omega_2^2/2 - \omega_1^2/2 = 144/2 - 100/2 = 22$ Дж/кг = 0,022 кДж/кг, т. е. изменение кинетической энергии потока весьма мало и может не учитываться.

Уравнение (6.13) написано для того случая, когда калориметр расположен горизонтально, т. е. энергия вещества, связанная с уровнем расположения над горизонтом, одинакова и поэтому не учитывается. Однако и при вертикальном расположении калориметра разность этих энергий $gZ_2 - gZ_1$, где g — ускорение свободного падения, а Z — высота над горизонтом, ничтожна мала.

Тогда (6.13) приводится к виду:

$$q = h_2 - h_1, \text{ или } Q/m = h_2 - h_1, \quad (6.14)$$

где m — расход вещества, кг/с; Q — подводимая теплота, Дж/с (Вт).

Иными словами, подведенная в потоке вещества теплота равна разности энтальпий этого вещества. Последнее положение не зависит от того, насколько изменяется давление в потоке от сечения 1 до сечения 2. Важно только лишь, чтобы изменение кинетической энергии потока между этими состояниями было равно нулю либо пренебрежимо мало. Часто ставится задача определять разность энтальпий вещества; в этом случае формула (6.14) является основной. Следует заметить, что в этой формуле q (или Q) — теплота, подведенная непосредственно к протекающему веществу; она может быть меньше, чем полное ко-

личество теплоты, выделенное электрическим нагревателем, на значение тепловых потерь нагревателя $Q_{т.п.}$, и теплоты, идущей на нагревание деталей калориметра. Если учесть и эти количества теплоты, т. е.

$$Q_{эл} = Q + Q_{т.п.} + Q_k, \quad (6.15)$$

то уравнение (6.14) можно переписать следующим образом:

$$h_2 - h_1 = (Q_{эл} - Q_{т.п.} - Q_k). \quad (6.16)$$

Уравнение (6.16) является расчетным уравнением при определении изменения энтальпии вещества в проточном калориметре.

В общем случае энтальпия чистого вещества является функцией двух параметров и ее дифференциал равен:

$$dh = c_p dT + (\partial h / \partial p)_T dp. \quad (6.17)$$

Если в исследуемой области параметров для данного вещества $(\partial h / \partial p)_T = 0$ или пренебрежимо мала, то $dh = c_p dT$, а (6.14) превращается в формулу для расчета c_p исследуемого вещества:

$$c_p = q / (t_2 - t_1), \text{ или } c_p = Q / [m(t_2 - t_1)]. \quad (6.18)$$

В случае учета тепловых потерь и количества теплоты, идущей на нагревание деталей калориметра, из (6.16) получим формулу для расчета c_p :

$$c_p = (Q_{эл} - Q_{т.п.} - Q_k) / [m(t_2 - t_1)]. \quad (6.19)$$

Однако последней формулой редко удается воспользоваться. Для реальных веществ энтальпия заметно зависит от давления, и это обстоятельство приходится учитывать.

Если представить себе, что через калориметр (рис. 6.3) протекает исследуемое вещество, а теплота не подводится (нагреватель выключен, т. е. $q = 0$), то (6.14) примет вид:

$$h_1 = h_2. \quad (6.20)$$

Хотя энтальпия вещества на входе в калориметр и выходе из него одинакова, все же термометр в сечении 2 зафиксирует температуру, отличную от t_1 . Это видно из (6.17), так как при $dh = 0$ и $dp \neq 0$ следует, что $dt \neq 0$. Температура t_2 может быть как больше, так и меньше t_1 в зависимости от того, в какой области параметров проводятся измерения с данным веществом. Это изменение

температуры определяется дроссельным эффектом вещества (см. § 1.8) и согласно (1.45) может быть рассчитано:

$$\Delta t_{др} = \int_{P_1}^{P_2} \mu dp.$$

Если далее перейти к калориметрическому эксперименту, т. е. включить нагреватель в калориметре, то термометр в сечении 2 будет измерять температуру, значение которой определяется двумя причинами: подводом теплоты и дросселированием газа.

Однако в формулу для расчета c_p должна входить разность температур, получающаяся только лишь вследствие нагревания протекающего вещества, т. е. в расчетную формулу следует ввести поправку на дросселирование. Поэтому конкретная расчетная формула для определения c_p в проточном калориметре будет иметь вид:

$$c_p = \frac{Q_{эл} - Q_{т.п} - Q_k}{m[(t_2 - t_1) - \Delta t_{др}]} \quad (6.21)$$

В этой формуле t_1 и t_2 — температуры, показанные термометрами в калориметре (рис. 6.3), а $\Delta t_{др}$ — поправка на дросселирование.

Значение $\Delta t_{др}$ определяется, как указано выше, т. е. является изменением температуры вещества, протекающего через калориметр, в случае, когда теплота от нагревателя не подводится (нагреватель не включен).

Схема установки. Проточные калориметры значительно сложнее по своей конструкции, чем непроточные. При работе с такими калориметрами приходится измерять расход исследуемого вещества. Если вещество при комнатных условиях является жидкостью, то измерить расход можно простым взвешиванием вытекающей из калориметра жидкости. Если же исследуется газ, то точное измерение расхода газа уже само по себе является сложной задачей.

Для постоянного прокачивания вещества через калориметр требуются соответствующие насосы сложной конструкции.

Необходимо иметь систему довольно мощных нагревательных устройств (нечто вроде миннаторного прямооточного котла), где вещество будет подогреваться от комнатной до требуемой температуры t_1 , так чтобы в калориметр непрерывно поступал газ или пар одинаковой, строго постоянной температуры. Необходимо иметь возможность регулировать эту температуру.

Соответственно нагревателю в одной части установки в другой ее части устанавливаются холодильники, снижающие температуру вещества перед входом его в насос.

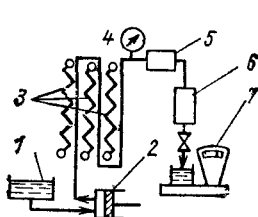


Рис. 6.4. Разомкнутая схема установки для измерения калорических свойств веществ методом протока

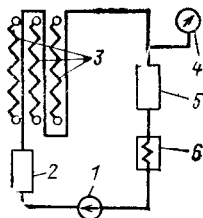


Рис. 6.5. Замкнутая схема установки для измерения калорических свойств веществ методом протока

Таким образом, кроме сложного калориметра, в такой экспериментальной установке появляется много дополнительных узлов, образующих соответствующий замкнутый или разомкнутый контур.

Схема установки с разомкнутым контуром представлена на рис. 6.4. Предполагается, что исследуемое вещество при комнатной температуре является жидкостью (вода, спирты, фреоны).

Исследуемое вещество из бака 1 насосом 2 подается в нагреватель 3 и калориметр 5. В насосе давление повышается от атмосферного до давления в опыте, которое измеряется манометром 4. В нагревателе исследуемое вещество нагревается до требуемой температуры. В холодильнике 6 вещество охлаждается до комнатной температуры и взвешивается на весах 7.

На рис. 6.5 представлена замкнутая схема, в которой насос 1 преодолевает только гидравлическое сопротивление всего контура. Расход вещества измеряется здесь при помощи калориметра-расходомера 2, работающего при комнатной температуре. В этом калориметре, как и обычно, подводится теплота и измеряется разность температур, а расход определяется при помощи уравнения (6.21) по известному значению теплоемкости вещества при комнатной температуре. Остальные элементы установки те же, что и на рис. 6.4.

Для большинства веществ теплоемкость при комнатной температуре и атмосферном давлении известна (или легко может быть определена), а поправку к значению теплоемкости на давление можно почти всегда рассчитывать по дифференциальным уравнениям (§ 1.6). Для некоторых веществ известны даже значения теплоемкости при различных (часто даже очень высоких) давлениях; в этом случае естественно не требуется дополнительных расчетов.

Учет тепловых потерь и теплоты, идущей на нагревание калориметра. В проточном калориметре основные вопросы, возникающие при калориметрировании, могут быть решены лучше, чем в непроточном.

Именно в таких калориметрах можно измерять теплоемкость газов и паров, т. е. веществ с малым значением теплоемкости в единице объема. Такая возможность появляется потому, что через калориметр можно пропускать очень большие количества вещества, увеличивая скорость, и поэтому доля теплоты, идущей на нагревание калориметра, и потери будут небольшими. Хотя они почти не будут зависеть от расхода вещества и в единицу времени будут оставаться почти неизменными, однако, в расчете на 1 кг проходящего вещества они будут тем меньше, чем больше его расход. Теоретически при бесконечно большом расходе пара или газа эти количества теплоты будут бесконечно малы.

Таким образом, увеличение расхода пара или газа через калориметр выгодно, однако пределом здесь должны являться определенные максимальные скорости движения вещества через калориметр. Если скорости слишком велики, то будет сказываться различие между температурой потока и температурой торможения (см. § 3.2). Практически выбирают скорости движения не более 10—15 м/с, а расходы вещества $(1 \rightarrow 5) \cdot 10^{-3}$ кг/с.

Выполняя проточный калориметр по принципу самоулавливания тепловых потерь, можно значительно уменьшить эти потери. Схема такого калориметра представлена на рис. 6.6. Весь калориметр помещен в термостат, схематически показанный на рисунке штриховой линией, где поддерживается температура t_1 , равная температуре входящего в калориметр вещества.

Таким образом, до включения нагревателя I никаких потерь теплоты нет. Тепловые потери возникнут после включения нагревателя, однако они будут в этом калориметре очень малы вследствие того, что исследуемое вещество движется в калориметре по соответствующим «ходам». Действительно, после включения нагревателя температура газа в точке B будет равна t_2 , а в точке C равна t_1 . От точки B сразу же начнет передаваться теплота к точке C , однако эта теплота, воспринятая газом в точке C , не уйдет из калориметра, а будет подведена потоком движущегося газа вновь к центру калориметра. В результате непрерывного движения газа его температура в точке C и везде вблизи корпуса калориметра будет близка к t_1 , и поэтому корпус калориметра, имея температуру, близкую к t_1 , будет терять очень мало теплоты (так как температура окружающего калориметр термостата также равна t_1). Исключением является гильза с термометром, где измеряется темпера-

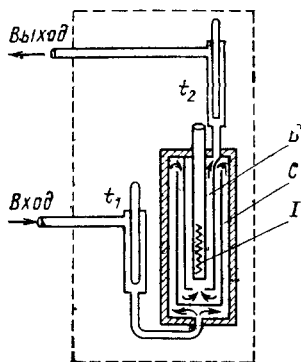


Рис. 6.6. Проточный калориметр с самоулавливанием тепловых потерь

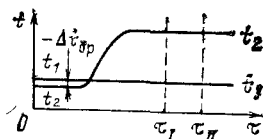


Рис. 6.7. Изменение температуры веществ во времени в проточном калориметре

тура газа t_2 на выходе. Здесь после включения нагревателя всегда будет разность температур $t_2 - t_1$ гильзы термометра и стенки термостата, что станет причиной тепловых потерь. Однако это лишь небольшая часть калориметра (поверхность невелика), и поэтому возникающие в этом месте тепловые потери будут невелики; кроме того, их можно существенно снизить применением соответствующих экранов и теплоизолирующих материалов; иногда на гильзу термометра ставят небольшой охранный нагреватель. Оставшиеся тепловые потери будут невелики, и учесть их можно либо расчетным, либо экспериментальным путем.

Если тепловые потери калориметра рассчитываются по законам теплопередачи, то следует заметить, что при температурах выше $400 - 500^\circ\text{C}$ особенно интенсивной становится передача теплоты излучением. Чаще всего тепловые потери учитываются экспериментально. Если конструируется адиабатный калориметр, то тепловые потери сводятся к нулю соответствующим регулированием охранных нагревателей на стенке термостата и гильзе термометра. Если же тепловые потери полностью не устранены, то используют несколько экспериментальных методов учета тепловых потерь.

Первый метод, ранее употреблявшийся особенно часто при определении теплоемкости c_p , заключается в исследовании кривой выбега калориметра, как это делается для непроточного калориметра; в этом случае в расчетной формуле (6.21) принимают $Q_{т.п} = 0$, но вместо действительно измеренной температуры t_2 в формулу подставляют то значение температуры на входе, которое было бы при отсутствии тепловых потерь; точно так, как это делается для непроточного калориметра (см. § 6.1).

При втором методе учета тепловых потерь в калориметре в тех местах, где возможны тепловые потери, устанавливаются тепломеры, при помощи которых и определяются тепловые потери.

Третий метод учета тепловых потерь заключается в следующем. Опыт по определению теплоемкости или разности энтальпий проводится 2 раза при различных расходах газа (пара) m через калориметр, но при одних и тех же параметрах исследуемого вещества в калориметре.

Принимая, что тепловые потери не зависят от расхода вещества через калориметр (что почти соответствует действительности), можно исключить их соответствующими расчетами. Так, если в калориметре определяется c_p вещества, то (6.21) можно записать 2 раза для двух различных опытов с расходами вещества m_m и m_b (индексы «м» и «б» относятся к меньшему или большему расходу соответственно):

$$\left. \begin{aligned} c_p &= \frac{Q_{эл\ м} - Q_{т\ п}}{m_m [(t_2 - t_1)_m - \Delta t_{др\ м}]}; \\ c_p &= \frac{Q_{эл\ б} - Q_{т\ п}}{m_b [(t_2 - t_1)_б - \Delta t_{др\ б}]} \end{aligned} \right\} \quad (6.22)$$

Из этих двух уравнений можно определить c_p , исключив $Q_{т.п.}$ При записи (6.22) принято, что теплота, идущая на нагревание самого калориметра Q_k , равна нулю, что часто выполняется при эксперименте. При постановке очень точных экспериментальных работ приходится все же учитывать зависимость тепловых потерь от расхода вещества через калориметр. Подробный анализ этого эффекта дан в [42].

При работе с проточными калориметрами измерение можно организовать так, что подведенная теплота $Q_{эл}$ совсем не будет расходоваться на нагревание деталей калориметра, т. е. эта величина полностью выпадет из расчетных формул (6.16) и (6.21). Для этого необходимо сделать следующее. После включения калориметрического нагревателя надо выждать такое время, чтобы температура вещества, выходящего из калориметра t_2 , установилась постоянной и дальше уже не изменялась (рис. 6.7). Тогда детали калориметра полностью прогреваются и подводимая в дальнейшем теплота $Q_{эл}$ будет расходоваться лишь на нагревание поступающего в калориметр вещества и на тепловые потери. При расчете теплоемкости или разности энтальпий по (6.16) и (6.21) величина Q_k действительно будет равна нулю, а в качестве разности температур $t_2 - t_1$ берут

значение тех измерений, где эта разность достаточно долго поддерживается без изменений (например, в момент времени τ_1 или τ_{11} на рис. 6.7) *.

Сразу же следует заметить, что добиться постоянства этой разности температур, возникающей после включения калориметрического нагревателя, не очень легко. Только в случае строгой стабильности расхода вещества, неизменности во времени мощности калориметрического нагревателя $Q_{эл}$, постоянства температуры вещества, входящего в калориметр, можно достичь устойчиво сохраняющейся разности температур в калориметре $t_2 - t_1$, и только при этом измерении будут надежны.

ГЛАВА СЕДЬМАЯ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ТЕПЛОЕМКОСТИ И ЭНТАЛЬПИИ ГАЗОВ И ПАРОВ

7.1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Как известно, теплоемкость реальных веществ зависит от вида процесса, в котором осуществляется подвод теплоты к веществу. В соответствии с этим различают несколько видов теплоемкости. Здесь приводятся некоторые лабораторные работы по определению изобарной теплоемкости c_p , экспериментальное измерение которой осуществляется наиболее просто, а практическое значение велико. Экспериментальное измерение изохорной теплоемкости c_v в силу ряда причин (см. § 6.1) является более сложным и проведено лишь для небольшого числа газов.

При известных c_p и p, v, T -зависимости для данного вещества значение c_v может быть рассчитано при помощи дифференциальных уравнений термодинамики.

Основными методами измерения теплоемкости жидкостей и газов являются: метод нагревания отдельной порции вещества и метод протока, подробно описанные в гл. 6. При этом для измерения теплоемкости при высоких давлениях и температурах наиболее часто применяется метод протока. Экспериментальная установка в этом случае должна иметь устройства (насос, парогенератор и т. д.), обеспечивающие стабильный поток проходящего через калориметр исследуемого вещества при высоких параметрах, и устройства для точного измерения расхода вещества. Создание этих и дру-

* На рис 67 показано также значение поправки на дросселирование со знаком минус

гих элементов установки сильно усложняется с повышением давления и температуры исследуемого вещества. С повышением температуры возрастают трудности предотвращения тепловых потерь калориметра или их измерения. Именно трудностью создания экспериментальных установок объясняется тот факт, что исследование теплоемкости веществ, как правило, проведено в гораздо более узкой области давлений и температур, чем исследование p , v , T -зависимости. Реально достигаемая точность экспериментальных данных по теплоемкости также меньше, чем точность измерения удельных объемов. Несмотря на это, исследование теплоемкости веществ представляет собой большой интерес.

Располагая подробными данными по удельным объемам вещества, можно, используя дифференциальные уравнения термодинамики, рассчитать значения его теплоемкости. При этом для определения зависимости теплоемкости от давления необходимо проводить операцию двукратного дифференцирования, точность которого обычно невелика и значения теплоемкости получены с большими погрешностями. Только имея уравнение состояния, описывающее с большой точностью p , v , T -данные в широком интервале параметров состояния, и проверив, что рассчитанные с его помощью значения теплоемкости согласуются с экспериментальными, можно считать такое уравнение надежным и вычислять по нему теплоемкость веществ для области высоких давлений, где нет экспериментальных данных.

Экспериментальное исследование теплоемкости веществ позволяет не только получить наиболее надежные данные по теплоемкости, но и рассчитать на их основе другие термодинамические свойства веществ, прежде всего энтальпию, а также проверить и уточнить уравнение состояния.

Для практических нужд наиболее важной калорической величиной является энтальпия вещества. Несмотря на то что ее значения также могут быть рассчитаны по дифференциальным уравнениям термодинамики на основании экспериментальных данных по удельным объемам или изобарной теплоемкости, все же наиболее точно величина энтальпии вещества может быть определена экспериментально. Один из методов непосредственного измерения энтальпии вещества рассматривается ниже.

7.2. РАБОТА № 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗОБАРНОЙ ТЕПЛОЕМКОСТИ ВОЗДУХА ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

Цель работы. Ознакомление с основными методами проведения калориметрического эксперимента.

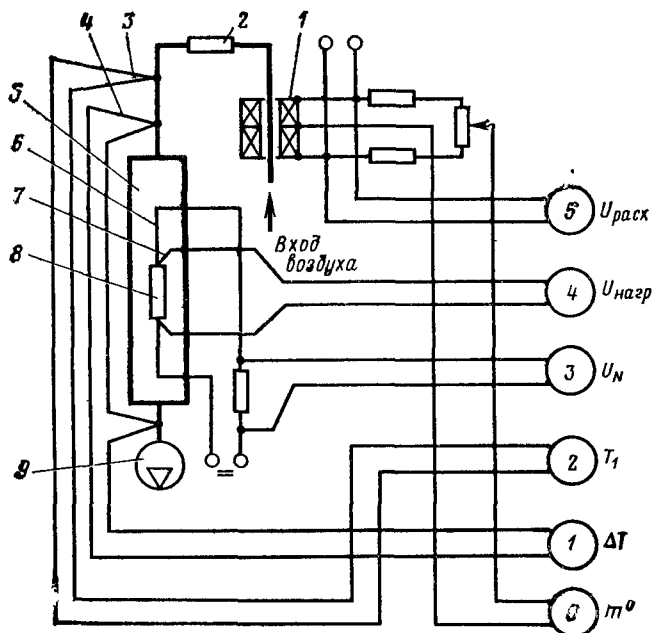


Рис. 7.1. Схема установки для измерения c_p воздуха

Содержание. Измерение средней изобарной теплоемкости воздуха в интервале температур от комнатной до 30—40°C методом потока.

Экспериментальная установка. В установке осуществляется измерение количества теплоты Q , которое необходимо подвести к известному количеству воздуха для того, чтобы повысить его температуру на некоторое точно измеряемое значение $t_2 - t_1$.

Измерение теплоемкости воздуха проводится в проточном калориметре 5 (рис. 7.1). Для уменьшения тепловых потерь в окружающую среду используется калориметр с самоулавливанием тепловых потерь, подробно рассмотренный в § 6.3 (см. рис. 6.6).

Как следует из первого закона термодинамики, для потока

$$q = h_2 - h_1 + (\omega_2^2 - \omega_1^2)/2 + g(X_2 - X_1) + l_{техн},$$

т. е. теплота, подведенная к потоку, равна разности энтальпий, если можно пренебречь изменением кинетической и потенциальной энергий потока, а техническая работа отсутствует. Поэтому для определения теплоемкости воздуха необходимо измерить теплоту, выделившуюся при работе нагревателя калориметра, и разность температур. Нагреватель 8 этого калориметра расположен в центре, а проток исследуемого

вещества во внешних каналах обеспечивает «самоулавливание» тепловых потерь. Нагреватель представляет собой нихромовую спираль с сопротивлением 30 Ом. Токвые 6 и потенциальные 7 выходы используются для измерения силы тока $I_{\text{нагр}}$ и падения напряжения $U_{\text{нагр}}$ на нагревателе. Сила тока $I_{\text{нагр}}$ определяется по падению напряжения U_N на эталонном сопротивлении R_N : $I_{\text{нагр}} = U_N/R_N$.

Температура газа на входе в калориметр измеряется хромель-копелевой термопарой 3, а повышение температуры газа в калориметре — шестиспайной дифференциальной термопарой 4. Холодный спай термопар помещен в сосуд Дьюара с тающим льдом. Для упрощения вычисления температуры градуировка этой термопары спрямлена в рабочем интервале температур от 290 до 310 К и представлена формулой

$$T = a + bE, \quad (7.1)$$

где T — температура, К; E — ЭДС, создаваемая хромель-копелевой термопарой, мВ; $a = 273,68$; $b = 15,151$.

Поток воздуха создается в установке вентилятором 9. Воздух поступает в установку из помещения лаборатории и проходит последовательно расходомер 1, теплообменник-радиатор 2, калориметр 5 и вентилятор 9.

Расходомер 1 представляет собой две катушки из медной проволоки, являющиеся плечами R_{t_1} и R_{t_2} электрической мостовой схемы и расположенные последовательно в воздушном тракте. При работе мостовой схемы (в отсутствие протока воздуха) вследствие выделения теплоты в катушках R_{t_1} и R_{t_2} вдоль трубки устанавливается параболическое распределение температуры и в исходном состоянии мостовая схема уравнивается. Под действием протока воздуха катушка R охлаждается более интенсивно, чем следующая по ходу газа R_{t_2} , в результате чего электрические сопротивления R_{t_1} и R_{t_2} изменяются, а в измерительной диагонали моста появляется напряжение разбаланса $\Delta U_{\text{расх}}$, зависящее от расхода воздуха. Величина $\Delta U_{\text{расх}}$ при изменении расхода m меняется нелинейно, тем не менее в рабочем интервале расходов эту зависимость можно линеаризовать:

$$m^0 = A + B \Delta U_{\text{расх}}. \quad (7.2)$$

Коэффициенты A и B зависят от конструкции расходомера, исследуемого газа, расхода m^0 и определены заранее в специальных тарировочных опытах.

В этих опытах устанавливается зависимость расхода m^0 от разбаланса мостовой схемы $\Delta U_{\text{расх}}$ для определенного значения напряжения питания расходомера $U^0_{\text{расх}}$. Если в калориметрическом опыте напряжение питания $U_{\text{расх}}$ несколько отличается от номинального $U^0_{\text{расх}}$, то расход воздуха нужно скорректировать:

$$m = m^0 U_{\text{расх}} / U^0_{\text{расх}}. \quad (7.3)$$

Чтобы ликвидировать влияние тепловыделения в расходомере и на работу калориметра 5, в схеме предусмотрен теплообменник-радиатор 2.

Питание нагревателя калориметра и катушек расходомера осуществляется от источника постоянного тока.

Таким образом, чтобы определить изобарную теплоемкость воздуха, необходимо измерить шесть величин, выводимых из установки в виде электрических сигналов милливольтового диапазона: расход воздуха m^0 , разность температур газа в калориметре ΔT , температуру воздуха перед калориметром T_1 , падение напряжения U_N на эталонном сопротивлении R_N , падение напряжения на нагревателе калориметра $U_{нагр}$, напряжение питания мостовой схемы $U_{расх}$.

Измерение всех этих электрических напряжений может быть осуществлено по-разному. Во-первых, можно установить шесть милливольтметров; во-вторых, можно измерять падения напряжения одним милливольтметром, предусмотрев для этого соответствующий переключатель. В данной лабораторной работе предусмотрено измерение всех показаний одним милливольтметром с автоматическим переключением с заданной частотой. Измерительная схема установки представлена на рис. 7.2.

Электрические сигналы по шести каналам поступают в коммутатор типа Ф-240, в котором происходит переключение каналов информации с частотой, задаваемой устройством сигналов времени типа Ф-260. Измерение электрического напряжения, поступающего по шести каналам, осуществляется милливольтметром постоянного тока типа Щ1413.

В связи с тем, что в этой установке все результаты прямых измерений преобразованы в электрический сигнал, появляется возможность передать эту информацию для дальнейшей обработки. В частности, возможна запись сигналов на диаграммной ленте автоматического прибора типа КСП (см. § 3.6) или цифровая запись результатов прямых измерений.

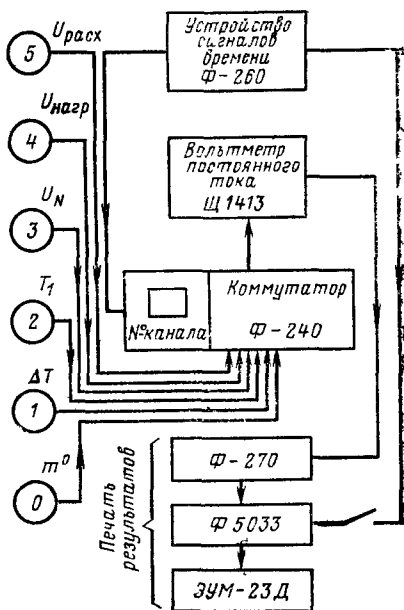


Рис. 7.2. Блок-схема измерительного комплекса экспериментальной установки по определению c_p воздуха

На рис. 7.2 показана схема, осуществляющая печать получаемой от установки информации. Для этого в схеме предусмотрены усилитель-согласователь Ф-270 и цифрорпечатающее устройство Ф5033К, состоящее из транскриптора Ф5033 и электроуправляемой пишущей машины ЭУМ-23Д. Печатаются результаты, поступившие по шести каналам, выраженные в милливольтгах, и номер канала.

Проведение опыта и обработка результатов измерений.

Перед проведением опыта необходимо установить на устройстве сигналов времени Ф-260 требуемую периодичность переключения каналов (рекомендуется $\tau=10$ с), а на коммутаторе Ф-240 — число используемых каналов. При отключенном вентиляторе необходимо включить питание расходомера и по истечении 10—15 мин убедиться, что $\Delta U_{\text{расх}}=0$ (канал 0), а $U_{\text{расх}}$ (канал 5) незначительно отличается от номинального значения $U^0_{\text{расх}}$, для которого получена градуировочная формула (7.2).

Собственно калориметрический опыт начинается включением вентилятора и нагревателя калориметра. Записав показания всех шести каналов по цифровому вольтметру Щ1413 или организовав запись на цифрорпечатающей машине ЭУМ-23Д, необходимо убедиться, что показания всех шести каналов не меняются во времени. Таким образом, в результате калориметрического опыта экспериментатор получает запись шести измеряемых величин в стационарном состоянии.

После этого необходимо перевести установку на другой температурный режим. Для этого в электрическую цепь нагревателя последовательно включается дополнительное сопротивление и калориметрический опыт повторяется при меньшей температуре T_2 .

Первичная обработка экспериментальных данных заключается в расшифровке электрических сигналов шести каналов.

Ориентировочное значение расхода воздуха m^0 можно рассчитать по формуле (7.2), используя для этого показания канала 0. Перепад температур ΔT в калориметре, измеряемый шестиспайной термопарой, рассчитывается из формулы (7.1)

$$\Delta T = bE_{\text{д.т}}/3, \quad (7.4)$$

где $E_{\text{д.т}}$ — ЭДС, создаваемая шестиспайной дифференциальной термопарой (канал 1).

Температура воздуха перед калориметром T_1 определяется по измеренной ЭДС $E_{\text{т}}$ (канал 2) по формуле (7.1).

Сила тока, проходящего через нагреватель калориметра, определяется по падению напряжения U_N (канал 3) на эталонном сопротивлении R_N :

$$I = U_N / R_N. \quad (7.5)$$

Для измерения напряжения (равного нескольким вольтам) на нагревателе и расходомере с помощью милливольтметра в схеме предусмотрен делитель напряжения, уменьшающий измеряемое напряжение в n раз (на рис. 7.2 не показан). Поэтому

$$U = nU_{\text{нагр}}; U_p = nU_{\text{расх}}, \quad (7.6)$$

где U , U_p — действительные напряжения питания нагревателя и расходомера; $U_{\text{нагр}}$, $U_{\text{расх}}$ — напряжения, измеренные милливольтметром (каналы 4, 5); n — коэффициент (в схеме, описанной здесь, $n=100$).

Зная действительное напряжение питания расходомера $U_{\text{расх}}$, необходимо определить действительный расход воздуха по (7.3). Зная количество теплоты, подведенной к потоку, и массовый расход воздуха, можно определить возрастание энтальпии воздуха в калориметре $h_2 - h_1$. В общем случае изменение энтальпии вещества определяется изменением двух параметров, например температуры и давления (6.17). Однако в силу того, что воздух при параметрах опыта можно считать идеальным газом, второе слагаемое (6.17) $(\partial h / \partial p)_T$ обращается в нуль и изменение энтальпии воздуха определяется простым соотношением $dh = c_p dT$. Поэтому изобарную теплоемкость воздуха определяем в соответствии с (6.18) по формуле

$$c_p = Q / (m \Delta T) = IU / (m \Delta T). \quad (7.7)$$

Нужно иметь в виду, что рассчитанная по (7.7) теплоемкость является средней теплоемкостью в интервале температур T_1 , $T_1 + \Delta T$. Поэтому, если эту теплоемкость рассматривать как истинную (имея в виду слабую ее зависимость от температуры), то ее надо относить к средней температуре $T_{\text{ср}} = (T_1 + T_2) / 2$.

По результатам опыта, считая воздух идеальным газом и воспользовавшись уравнением Майера, следует рассчитать изохорную теплоемкость:

$$c_v = c_p - R \quad (7.8)$$

и показатель адиабаты воздуха

$$k = c_p / c_v. \quad (7.9)$$

Полученные значения c_p , c_v и k для воздуха необходимо сравнить с табличными значениями [8], а отклонения выразить в процентах

$$\delta c_p = \frac{c_p - c_p^{\text{табл}}}{c_p^{\text{табл}}} 100; \quad \delta c_v = \frac{c_v - c_v^{\text{табл}}}{c_v^{\text{табл}}} 100;$$

$$\delta k = \frac{k - k^{\text{табл}}}{k^{\text{табл}}} 100.$$

Экспериментальное исследование теплоемкости газа позволяет вычислить на основе полученных данных его энтальпию и внутреннюю энергию. Если начало отсчета энтальпии, т. е. $h=0$, принять при температуре $T_0=273,15$ К, то значение энтальпии идеального газа может быть вычислено по формуле

$$h = \int_{T_0}^T c_p dT = c_p (T - 273,15). \quad (7.10)$$

По этому уравнению можно вычислить энтальпию воздуха при температуре t_2 на выходе из калориметра во время опыта, приняв в качестве c_p теплоемкость, полученную в опыте.

Оценка точности экспериментальных данных. Для расчетной формулы теплоемкости (7.7) максимальная относительная погрешность, включая погрешность отнесения по температуре, в соответствии с (4.35) составит:

$$\delta c_p = \delta I + \delta U + \delta m + \delta(\Delta T) + (dc_p/dT) \Delta t / c_p, \quad (7.11)$$

где δI , δU , δm , $\delta(\Delta T)$ — относительные погрешности измерения силы тока, напряжения, расхода и перепада температуры; $\Delta t = t \delta t$ — абсолютная погрешность измерения температуры.

Так как на данном стенде все измерения проводятся с помощью цифрового вольтметра ШЦ1413, то относительные погрешности δI , δU , δm , $\delta(\Delta T)$, $\delta(t)$ определяются в значительной степени погрешностью этого вольтметра, которая задается формулой

$$\delta U_x = \pm [0,05 + 0,02 (U_{\text{кон}}/U_x - 1)],$$

где δU_x — относительная погрешность вольтметра, %; U_x — измеренное напряжение, В; $U_{\text{кон}}$ — конечное значение установленного на приборе диапазона измерений (в нашем случае $U_{\text{кон}}=100$ мВ). Кроме погрешности цифрового вольтметра, необходимо учитывать погрешность собственно термопары и шестиспайной дифференциальной термопары,

которая в данной лабораторной работе может быть равной $\Delta(\Delta T) = \Delta(t_2 - t_1) = 0,5 \text{ K}$.

Значение производной dc_p/dT , необходимое для расчета погрешности отнесения (7.11), вследствие ее малости может быть принято в интервале температур от 0 до 100°C постоянным и рассчитано по таблице [8]: $(dc_p/dT) = 0,00007 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{K}^2)$.

При расчете погрешности необходимо иметь в виду, что формулой (7.11) не учтены методические погрешности. Так, метод проведения эксперимента и формула (7.11), по которой рассчитывается теплоемкость по измеренным в опыте значениям, предполагают отсутствие тепловых потерь в калориметре и отсутствие изменения температуры воздуха при дросселировании его в калориметре (см. § 6.3). Последнее предположение выполняется достаточно строго, так как воздух при атмосферном давлении весьма близок по своим свойствам к идеальному газу, для которого дроссельный эффект равен нулю. При проведении же точных исследований с другими газами (особенно при повышенных давлениях) поправка на дросселирование должна быть определена в предварительном опыте с выключенным калориметрическим нагревателем (см. § 6.3).

Тепловые потери из калориметра в окружающую среду имеют место, хотя они и незначительны вследствие ряда мер, предпринятых для их уменьшения, и низкой температуры опыта. Исключить влияние тепловых потерь методом проведения опытов при разных расходах воздуха (см. § 6.3) в данном случае трудно, так как для измерений на установке применены довольно грубые приборы и их погрешности, особенно погрешность измерения расхода, намного перекрывают погрешность, связанную с пренебрежением тепловыми потерями.

При любом точном измерении теплоемкости тепловые потери должны быть учтены одним из методов, описанных в § 6.3.

Методы повышения точности экспериментальных данных. При желании повысить точность полученных экспериментальных данных следует обратить внимание на повышение точности измерения всех величин, входящих в (7.11).

При проведении калориметрического эксперимента особенно тщательно должно быть продумано измерение разности температур $t_2 - t_1$ исследуемого вещества на выходе из калориметра и на входе в него. Трудность здесь обусловлена тем, что теплоемкость реальных веществ сильно изменяется с изменением температуры (см. рис. 1.25) и экспе-

риментальные значения c_p , полученные при значительном изменении температуры вещества в калориметре, отличаются от истинных значений c_p . Поэтому при точных измерениях теплоемкости опыты проводятся при повышении температуры на несколько градусов, а в области пиков теплоемкости — всего лишь на несколько десятых градуса. Провести же точное измерение такой малой разности температур довольно трудно, так как в этом случае сказывается малейшая нестабильность материала термопары и непроизводительная ЭДС, вызванные его неоднородностью. Измерение температуры вещества на входе в калориметр и выходе из него двумя отдельными приборами приводит к удвоению погрешности измерения разности температур, что особенно сильно сказывается при проведении опыта с малыми значениями $t_2 - t_1$ (при измерении истинной теплоемкости). Поэтому разность температур $t_2 - t_1$ чаще всего измеряют при помощи дифференциальных термопар, в основном многоспайных.

Для измерения малых разностей температур применяют многоспайные термопары из термоэлектродных материалов, обладающих наибольшей стабильностью и однородностью (платинородий-платиновые или платина — золото). Выбранный материал проверяют на однородность и при изготовлении термопар соблюдают все правила, изложенные в § 3.8. До проведения опытов термопары тщательно градуируют по термометру сопротивления.

Если же для измерения t_2 и t_1 применяют два отдельных прибора, то в качестве таковых используют точные платиновые термометры сопротивления, включаемые в потенциометрическую схему.

При измерении разности температур дифференциальной термопарой должна тщательно измеряться температура исследуемого вещества на входе в калориметр t_1 , так как погрешность при ее определении входит в погрешность отнесения полученных данных по температуре. Измерения этой температуры чаще всего проводят при помощи платинового термометра сопротивления, а иногда с помощью отпайки от дифференциальной термопары с соблюдением всех правил точного измерения температуры. Для уменьшения случайной погрешности должны быть приняты все меры к поддержанию постоянства температуры вещества на входе в калориметр во время опыта.

Изменение температуры исследуемого вещества при дросселировании его в калориметре $\Delta t_{др}$ зависит от дроссельного эффекта $\mu = (\partial T / \partial p)_h$ и от падения давления в калориметре.

Первая из этих величин изменяется в зависимости от параметров (температуры и давления) исследуемого вещества, а вторая — от конструкции калориметра и расхода вещества через него. Значит, при конструировании калориметра надо стремиться к уменьшению его гидравлического сопротивления. При проведении же опытов поправку на дросселирование приходится определять для всей области температур и давлений, подлежащей исследованию, и для каждого значения рас-

хода. Из (6.21) видно, что влияние погрешности определения поправки на дресселирование возрастает с уменьшением $t_2 - t_1$.

Чтобы получить достаточно высокую точность измерения электрических величин, нужно выбрать амперметр и вольтметр не только высокого класса точности, но и с такими пределами измерения, чтобы измеряемые в опыте величины были близки к пределу прибора. Наиболее высокая точность измерений может быть получена в случае применения потенциометрического метода с четырехпроводной схемой. Электрическая схема в этом случае аналогична схеме измерения сопротивления термометра сопротивления (см. рис. 3.14) с тем лишь отличием, что дополнительно используется делитель напряжения, так как падение напряжения на нагревателе составляет обычно несколько вольт и не может быть измерено на потенциометре. Большое внимание должно быть уделено обеспечению стабильности напряжения во время опыта, так как его колебания увеличивают случайную погрешность измерений. Поэтому при точных измерениях теплоемкости для питания калориметрического нагревателя применяют батарею аккумуляторов большой емкости.

Около половины погрешности полученного значения теплоемкости в данной работе обуславливается неточностью измерения расхода воздуха. Точное измерение вообще является трудной задачей и требует очень тщательной предварительной градуировки приборов. В некоторых случаях для измерений количества газа применяют метод заполнения газом известного объема, где, измерив его температуру и давление, можно рассчитать количество газа по p , v , T -данным. Довольно часто применяется также рассмотренный ниже калориметрический метод измерения расхода вещества.

В качестве примера ниже приводится описание экспериментальной установки для точных измерений c_p жидкостей и паров.

Экспериментальная установка для исследования c_p веществ при высоких температурах и давлениях. В течение ряда лет в ВТИ им. Ф. Э. Дзержинского проводятся исследования теплоемкости веществ при высоких давлениях и температурах. Измерения теплоемкости проводятся методом адиабатного проточного калориметра в замкнутой схеме циркуляции с калориметрическим измерением расхода вещества. На установках, выполненных по этому методу, была исследована теплоемкость воды и водяного пара, тяжелой воды, этилового спирта, углекислого газа [43—46].

Схема экспериментальной установки для измерения теплоемкости этилового спирта [45] представлена на рис. 7.3. Исследуемый этиловый спирт подается циркуляционным шестеренчатым насосом 3 в калориметрический расходомер 7 через змеевик 6, погруженный в водяной термостат 5 типа ТС-24 с автоматическим регулятором температуры, поддерживающий температуру спирта на входе в расходомер с погрешностью 0,005—0,01 °С. Из расходомера спирт поступает в межтруб-

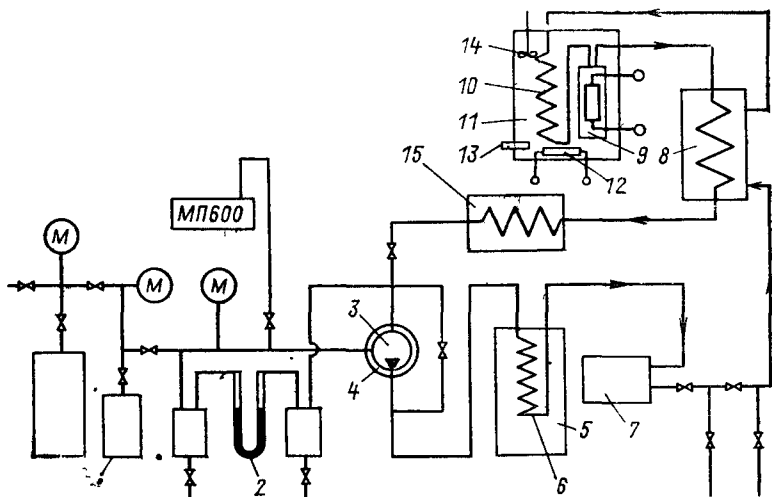


Рис. 7.3. Схема установки для измерения c_p веществ при высоких параметрах

ное пространство теплообменника 8, а затем в селитряный термостат 11.

Термостат состоит из двух сосудов, соединенных сверху и снизу патрубками. В малом сосуде смонтирован осевой насос 14, обеспечивающий интенсивную циркуляцию селитры, а в большом помещен стальной стакан, в котором находится основной измерительный калориметр 9. Термостат имеет электрический нагреватель 12, и температура селитры поддерживается с погрешностью $\pm 0,01^\circ\text{C}$ датчиком от термометра сопротивления 13.

Поступая в термостат, спирт проходит через погруженный в расплав селитры змеевик 10, где приобретает температуру, равную температуре селитры, а затем — в основной калориметр. Колебание температуры спирта на входе в основной калориметр при этом не превосходит $\pm 0,1^\circ\text{C}$. При такой схеме термостатирования среда, окружающая калориметр, имеет температуру, близкую к температуре вещества на входе в калориметр, что позволяет свести к минимуму тепловые потери калориметра. Из основного калориметра спирт попадает в трубки теплообменника, частично охлаждается встречным потоком спирта и затем после прохождения через холодильник 15 возвращается в циркуляционный насос.

Давление в установке создается азотом, который подается из теплового мультипликатора 1. Газ и исследуемое вещество разделяются ртутным затвором 2. Для измерения давления применяется грузопоршневой манометр МП-600 класса 0,05, который оставался вклю-

ченным в течение всего периода измерений на данной изобаре и по его показаниям регулировалось давление подачи или выпуском части азота.

Конструкции основного калориметра и калориметра-расходомера одинаковы. Калориметр выполнен из трубки внутренним диаметром 4 мм, согнутой в виде бифилярного змеевика; к концам трубки приварены гильзы, в которых размещаются спай семиспайной дифференциальной платинородий-платиновой (для основного калориметра) термопары, измеряющей повышенные температуры спирта в калориметре. Температура спирта на входе в калориметр измеряется при помощи малогабаритного платинового термометра сопротивления, размещающегося также во входной гильзе.

Внутри змеевика находится калориметрический нагреватель из нихромовой проволоки, навитой в виде спирали на кварцевый каркас.

В данном калориметре не применяется самоулавливание тепловых потерь, и поэтому при измерениях приходится определять тепловые потери калориметра. Для этого на змеевик надеты два медных цилиндра и в зазоре между ними смонтирована многоспайная (около 1000 спаев) хромель-алюмелевая дифференциальная термопара-тепломер. По ее показаниям на основании тарировки тепломера определяются суммарные тепловые потери калориметра. Так как калориметр помещается в термостате, имеющем такую же температуру, как и температура спирта на входе в калориметр, то тепловые потери невелики и составляют 0,5% подводимой в калориметр теплоты.

Питание калориметрических нагревателей калориметров осуществляется от электронного стабилизированного выпрямителя, построенного на базе промышленного выпрямителя У-1136, что позволило отказаться от громоздких аккумуляторных батарей. Такой выпрямитель позволяет получить стабильное (в пределах $\pm 0,01\%$) плавно регулируемое напряжение при малой (менее 0,01%) гармонической составляющей мощности нагревателя. Термо-ЭДС термопар измерялась компенсационным методом потенциометром ППТН-1 класса точности по группе А, а токи и падение напряжения в нагревателях калориметров — потенциометром Р-375 класса точности по группе А. Дифференциальные термопары градуировались сравнением их показаний с показаниями эталонного платинового термометра сопротивления в блочном и жидкостном термостатах.

Следует заметить, что в некоторых работах ВТИ применялась дифференциальная термопара платина—золото, обладающая большой термоэлектрической однородностью и стабильностью, меньшим сопротивлением и развивающая большую термо-ЭДС, чем термопара платинородий—платина. Такая термопара позволяет повысить точность измерения. Термопара платина—золото использовалась как семи- или шестиспайная в зависимости от того, какие термоэлектроды использовались в качестве выводных. Опыты показали, что при тща-

тельном изготовлении термопары и предотвращении ее деформаций при эксплуатации можно обеспечить совпадение разности температур, измеренной семью спаями с золотыми подводными проводами и шестью спаями с платиновыми подводными проводами с погрешностью до сотых долей процента.

Бессальниковый шестеренчатый циркуляционный насос вместе с асинхронным электродвигателем помещен в стакан 4, на внешнюю поверхность которого действует давление азота, равное давлению спирта в циркуляционном контуре. Таким образом, шестеренчатый насос разгружен от одностороннего давления. Асинхронный электродвигатель насоса обеспечивает достаточно высокую стабильность числа оборотов, что позволяет получить постоянный расход спирта в контуре (колебание расхода около 0,2%).

Измерение расхода спирта проводилось при помощи калориметра-расходомера (§ 6.3). Для этого должна быть известна теплоемкость спирта при давлении опыта и комнатной температуре.

Изменение температуры спирта в калориметре-расходомере измерялось пятиспайной хромель-алюмелевой термопарой. Для уменьшения теплообмена калориметра с окружающей средой он помещается в сосуд Дьюара, а средняя температура спирта в нем поддерживается близкой к комнатной температуре. При этом тепловые потери калориметра не превышают 0,2% подводимой теплоты.

Следует заметить, что в калориметре-расходомере измерения проводят при температурах, для которых имеются надежные данные о теплоемкости исследуемого вещества, не обязательно близких к комнатным. Например, при исследовании углекислого газа [46], для которого не имелось надежных данных о c_p при комнатной температуре и повышенных давлениях, измерение его расхода производилось при температурах около 300 °С, т. е. значительно более высоких, чем критическая температура углекислого газа. В этой области поправка к теплоемкости, обусловленная реальностью газа, сравнительно невелика и может быть достаточно точно рассчитана по уравнению состояния, составленному по надежным p , v , T -данным. Так как теплоемкость углекислого газа в идеально-газовом состоянии известна очень точно, то и теплоемкости реального углекислого газа при температурах, близких к 300 °С, будут достаточно точными и, следовательно, в этом случае обеспечится точное измерение расхода.

Опыты по измерению теплоемкости спирта проводились по изобарам. По достижении установившегося режима опытные значения измерялись в течение 20—40 мин с интервалом 2 мин. Изменение температуры спирта в основном калориметре составляло 2—7 °С, а в опытах вблизи максимумов теплоемкости — 0,3—0,6 °С. Одновременно с основными опытами на всех изобарах и во всем диапазоне исследованных температур проводились опыты с выключенным калориметрическим нагревателем с целью определения суммарной поправки на

дросселирование исследуемого вещества в калориметре и ЭДС, обусловленной неоднородностью подводящих проводов термодары.

Разброс экспериментальных данных, полученных на установке, относительно сглаживающих кривых лежит в пределах 0,2%. В таких же пределах лежит и воспроизводимость опытных данных. Максимальная погрешность опытных значений c_p составляет 1—1,5%, из которых, однако, 0,7—1,0% обусловлены незнанием точных значений теплоемкости спирта при комнатной температуре. Погрешность отнесения изменяется в зависимости от параметров от сотых долей процента до 0,3% (1% в области максимума теплоемкости на изобаре 7,35 МПа, близкой к критической).

На описанной установке были проведены исследования c_p этилового спирта при давлениях от 7,35 до 24,5 МПа в интервале 50—450 °С и углекислого газа при давлениях от 8,8 до 24,5 МПа в интервале 10—130 °С. Теплоемкость воды и водяного пара на аналогичной установке измерялась при давлениях до 100 МПа и температурах до 600 °С, включая околоскритическую область.

7.3. РАБОТА № 4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНТАЛЬПИИ ВОДЯНОГО ПАРА МЕТОДОМ КАЛОРИМЕТРИРОВАНИЯ И АДИАБАТНОГО ДРОССЕЛИРОВАНИЯ

Содержание работы. Определение энтальпии перегретого водяного пара при давлениях до 0,6 МПа и температурах 250—300 °С при помощи процесса адиабатного дросселирования его до атмосферного давления с последующим калориметрированием.

Экспериментальная установка. Методика исследования основана на том, что энтальпия вещества после адиабатного дросселирования равняется его энтальпии до дросселирования. Поэтому энтальпия пара, полученного при дросселировании исследуемого перегретого пара до атмосферного давления, равна искомой энтальпии исследуемого пара. Энтальпия пара при атмосферном давлении определяется методом калориметрирования.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 7.4. Из паровой магистрали, снабжаемой от отбора турбины ТЭЦ, водяной пар при давлении 0,4—0,6 МПа поступает в первую измерительную камеру установки 1. На трубе, подводящей пар к установке, расположен электрический нагреватель 2, при помощи которого можно водяной пар перегреть до 200—300 °С. В первой измерительной камере измеряются температура и давление исследуемого пара. Далее пар поступает в дроссельный вентиль 3, где и происходит его дросселирование до давления, близкого к атмосферному. Во второй¹ изме-

¹ Вторая измерительная камера используется при проведении работы № 5

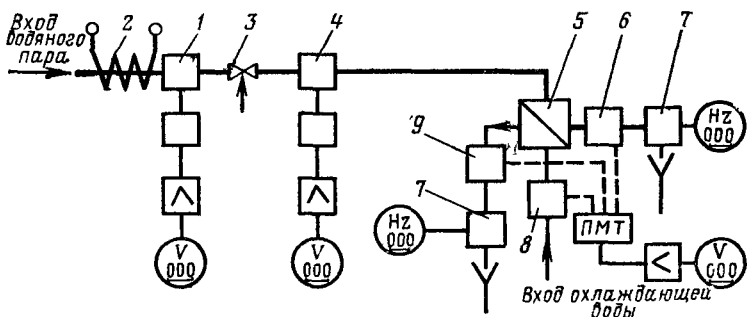


Рис. 7.4. Схема установки для измерения энтальпии водяного пара при помощи адиабатного дросселирования

рительной камере 4, расположенной за дроссельным вентиляем, измеряются температура и давление пара после дросселирования.

Из второй измерительной камеры водяной пар поступает в конденсатор-калориметр 5, где происходит конденсация пара и охлаждение получившегося конденсата до комнатной температуры; количество теплоты, отданной при этом паром, измеряется. Охлаждение и калориметрирование проводятся водопроводной водой.

Чтобы определить количество теплоты, полученной охлаждающей водой в калориметре, необходимо измерить расход воды и повышение ее температуры в калориметре.

Для измерения температуры конденсата в схеме предусмотрена измерительная камера 6, а для измерения температур охлаждающей воды — камеры 8 и 9. Температура пара, конденсата и охлаждающей воды измеряется медь-константановыми термопарами. Электрический сигнал от этих термопар поступает на переключатель термопар типа ПМТ и далее на усилитель типа Ф7024/3 или Ф7025М/3. Усиленное напряжение (0—10 В) измеряется цифровым вольтметром Ф203.

Давление измеряется до дросселя и после него (камеры 1 и 4 соответственно) преобразователями давления типа МС-32. Выходной сигнал преобразователя усиливается усилителем УП-20 таким образом, что сила тока усилителя пропорциональна измеряемому давлению. Замкнув выходную цепь УП-20 на электрическое сопротивление R , можно измерить падение напряжения на этом сопротивлении, пропорциональное давлению. Падение напряжения измеряется цифровым вольтметром Ф-203. Электрическое сопротивление подбирается таким образом, чтобы измеряемое напряжение численно равнялось давлению в выбранных единицах.

Для измерения расхода конденсата и охлаждающей воды в схеме предусмотрены две емкости 7, объем которых

известен. Перед измерением расхода конденсат и охлаждающая вода поступают в систему слива. Для измерения расхода нажатием кнопки на стенде замыкается специальная электрическая цепь и закрывается электромагнитный клапан на емкости-расходомере. При этом конденсат и охлаждающая вода начинают заполнять емкости. Одновременно с этим включаются два электронно-счетных секундомера типа ЧЗ-32. В момент, когда конденсат или охлаждающая вода полностью заполнят емкость, произойдет замыкание электрических контактов, находящихся в верхней части емкости, в результате чего секундомер ЧЗ-32 остановится. В результате экспериментатор получает два значения времени: τ_k — время, необходимое для заполнения емкости-расходомера объемом V_k конденсатом, и τ_b — время, необходимое для заполнения большей емкости охлаждающей водой. Расход при этом определяется так:

$$m_k = V_k \rho_k / \tau_k = k_k / \tau_k; \quad m_b = V_b \rho_b / \tau_b = k_b / \tau_b. \quad (7.12)$$

где m_k , m_b — расходы конденсата и охлаждающей воды; ρ_k , ρ_b — плотность конденсата и охлаждающей воды при атмосферном давлении и комнатной температуре.

Константы k_k и k_b , входящие в (7.12), определяются предварительной тарировкой. Для этого необходимо взвесить конденсат или охлаждающую воду, заполнившие емкости 7. Как видно из (7.12), константа k — это масса конденсата или охлаждающей воды, которую вмещают емкости, так что измеренные массы это и есть константы k_k и k_b .

Необходимо заметить, что все элементы установки, по которым проходит пар, для уменьшения тепловых потерь расположены как можно ближе друг к другу и защищены тепловой изоляцией. Вследствие этого процесс дросселирования можно считать адиабатным. Довольно большие скорости пара в измерительных камерах и дроссельном устройстве также способствуют адиабатности процесса.

Проведение опыта и обработка результатов наблюдений. Убедившись, что паровая линия от ТЭЦ открыта (манометр показывает некоторое избыточное давление пара в первой измерительной камере), можно привести установку в рабочее состояние.

Прежде всего следует полностью открыть кран, через который подается водопроводная вода в калориметр установки. После того как установится устойчивый ток воды через калориметр, можно начать пропуск пара. Первые порции пара вместе с водой, застоявшейся в трубках, будут проходить через установку с резкими толчками и колебани-

ями давления, поэтому в период пуска установки не следует сильно открывать дроссельный клапан. После установления спокойного течения пара через установку (что будет видно по давлению в измерительных камерах) надо постепенно открывать дроссельный клапан, следя за давлением во второй измерительной камере.

После того как будет установлен выбранный расход пара, необходимо включить электрический нагреватель на паровой линии. С этого момента нужно следить за температурой пара в первой измерительной камере. Регулируя мощность нагревателя, надо добиться постоянства температуры пара (для первого режима примерно $180\text{--}200^\circ\text{C}$).

Перед началом опыта следует отрегулировать (уменьшить) расход охлаждающей воды так, чтобы температура выходящей из калориметра воды была равна примерно $25\text{--}36^\circ\text{C}$.

Измерения можно начать после того, как установится выбранный тепловой режим установки; главными критериями этого будут служить постоянство температуры пара в первой измерительной камере (в пределах $\pm 1^\circ\text{C}$) и постоянство температуры выходящей из калориметра воды (с точностью $0,1\text{--}0,2^\circ\text{C}$).

Также необходимо установить нуль на секундомере ЧЗ-32, для этого нужно нажать на кнопку «Пуск» на лицевой панели прибора.

Опыт проводится в следующем порядке. Нажатием кнопки «Пуск установки» начинается измерение расхода конденсата и охлаждающей воды. В течение этого времени необходимо несколько раз записать показания приборов: давление и температуру пара (p_1, t_1) перед дроссельным клапаном, температуру конденсата t_k и охлаждающей воды на входе t' и выходе t'' из калориметра. После того как остановятся оба секундомера, необходимо записать их показания (τ_k и τ_b) и рассчитать расходы конденсата m_k и охлаждающей воды m_b по (7.12).

Второй раз опыт требуется провести при температуре пара $250\text{--}300^\circ\text{C}$, для чего необходимо увеличить мощность нагревателя. По установлении нового теплового режима установки опыт повторить.

После того как проведено измерение энтальпии водяного пара при двух различных температурах, работа заканчивается и установка выключается.

Прежде чем приступить к расчету энтальпии водяного пара по данным опыта, следует для каждого режима усреднить записанные значения измеряемых в опыте вели-

чин и в расчете использовать именно эти значения. Формулу для расчета энтальпии можно получить из (6.14). Считая в данном случае, что начальным является состояние водяного пара в первой измерительной камере при давлении p_1 и температуре t_1 , а конечным — состояние конденсата при атмосферном давлении и температуре t_k и тепловые потери отсутствуют, из уравнения первого закона термодинамики для потока получаем:

$$q = h_1 - h_k,$$

где q — количество теплоты, отданное 1 кг пара, проходящего через конденсатор-калориметр.

Так как это количество теплоты измеряется в опыте по нагреванию охлаждающей воды, то можно получить следующую расчетную формулу для определения энтальпии водяного пара через величины, измеряемые в опыте:

$$\left. \begin{aligned} m_k(h_1 - h_k) &= m_v(h'' - h'); \\ h_1 &= h_k + (h'' - h') m_v / m_k = h_k + c_{p,v}(t'' - t') m_v / m_k, \end{aligned} \right\} (7.13)$$

где m_v — расход охлаждающей воды; m_k — расход конденсата; $c_{p,v}$ — изобарная теплоемкость охлаждающей воды; h_k — энтальпия конденсата при атмосферном давлении и температуре t_k , берется из таблиц теплофизических свойств воды и водяного пара [38].

По (7.13) можно определить значения энтальпии водяного пара для каждого из опытов. Полученные таким образом экспериментальные значения энтальпии следует сравнить со значениями, приведенными в [38] для параметров пара, измеренных в первой измерительной камере (p_1, t_1). Процессы дросселирования и конденсации водяного пара, протекающие в установке, следует для наглядности схематически изобразить в h, s -; T, s - и h, p -диаграммах.

Точность экспериментальных данных. Полная максимальная абсолютная погрешность определения энтальпии (7.13) в соответствии с (4.34) может быть выражена так:

$$\begin{aligned} \Delta h_1 &= |(\partial h_1 / \partial h_k) \Delta h_k| + |(\partial h_1 / \partial m_v) \Delta m_v| + |(\partial h_1 / \partial m_k) \Delta m_k| + \\ &+ |(\partial h_1 / \partial c_{p,v}) \Delta c_{p,v}| + |(\partial h_1 / \partial t'') \Delta t''| + |(\partial h_1 / \partial t') \Delta t'| + \\ &+ |(\partial h / \partial T)_p \Delta t_1| + |(\partial h / \partial p)_T \Delta p|. \end{aligned} \quad (7.14)$$

Последние два слагаемые (7.14) — погрешности отнесения по температуре и давлению. Продифференцировав (7.13), получим:

$$\begin{aligned} \Delta h_1 &= \Delta h_k + (h_1 - h_k) [\delta m_v + \delta m_k + \delta c_{p,v} + \\ &+ (\Delta t' + \Delta t'') / (t'' - t')] + |(\partial h / \partial T)_p \Delta t_1| + |(\partial h / \partial p)_T \Delta p|. \end{aligned} \quad (7.15)$$

В (7.14) и (7.15) введены следующие обозначения: Δh_k — абсолютная погрешность определения энтальпии конденсата; $\Delta m_v, \Delta m_k$ ($\delta m_v, \delta m_k$) — абсолютные (относительные) погрешности определения расхода охлаждающей воды и конденсата; $\Delta c_{p,v}$ ($\delta c_{p,v}$) — абсолютная (относительная) погрешность изобарной теплоемкости охлаждающей воды; $\Delta t', \Delta t''$ — абсолютные погрешности измерения температуры охлаждающей воды на входе в калориметр и на выходе из него; $(\Delta t_1, \Delta p_1)$ — абсолютные погрешности определения температуры и давления исследуемого пара.

Рассмотрим влияние погрешности прямых измерений на погрешность определения энтальпии пара.

Погрешность энтальпии конденсата Δh_k определяется погрешностью табличных значений энтальпии жидкости [38] и погрешностью измерения температуры конденсата, т. е.

$$\Delta h_k = \Delta h_k^{\text{табл}} + (\partial h / \partial T)_p \Delta t_k. \quad (7.16)$$

При этом относительная погрешность табличных значений энтальпии $\delta h_k^{\text{табл}}$ достаточно мала и равна примерно 0,1%, что соответствует абсолютной погрешности $\Delta h_k^{\text{табл}} = = 0,1 + 0,15$ кДж/(кг·К). Для исследования других веществ надо располагать данными по энтальпии этих веществ в жидком состоянии при атмосферном давлении.

Погрешности расхода охлаждающей воды и конденсата определяются погрешностью определения массы жидкости и времени

$$\delta m_v = \delta k_v + \delta \tau_v; \quad \delta m_k = \delta k_k + \delta \tau_k. \quad (7.17)$$

Масса жидкости, равная константе k_v (или k_k), определяется предварительной градуировкой и зависит от способа взвешивания охлаждающей воды и конденсата. Кроме того, при точных измерениях необходимо учитывать зависимость k_v и k_k от плотности жидкости [см. (7.12)]. При этом константы определяются для каждого опыта по формулам:

$$k_k = V_k \rho_k; \quad k_v = V_v \rho_v,$$

а плотности ρ_k и ρ_v берутся из таблиц [38] по температурам t_k и t'' .

Погрешность измерения времени заполнения емкостей 7 (рис. 7.4) $\delta \tau_v$ и $\delta \tau_k$ определяется типом используемого секундомера. Как правило, эта величина намного меньше погрешности определения массы и поэтому при расчете по (7.17) не учитывается.

Погрешность значений теплоемкости охлаждающей воды $\delta c_{p,v}$ составляет около 0,1%. Однако здесь следует обратить внимание на то, что теплоемкость воды при атмосферном давлении несколько изменяется в зависимости от температуры. Так, при температуре 10 °C $c_{p,v}=4,192$, а при 20 °C соответственно $c_{p,v}=4,182$ кДж/(кг·К), т. е. изменение теплоемкости составляет 0,25 %. Поэтому при точном измерении энтальпии, если опыт проводится при значительном подогреве охлаждающей воды $t''-t'$, количество теплоты, полученной 1 кг охлаждающей воды, равно:

$$q_v = h_{2v} - h_{1v},$$

так как при этом учитывается изменение теплоемкости с температурой.

Погрешность измерения разности температур охлаждающей воды $t''-t'$ зависит от точности приборов, применяемых для измерения температур. Возможные способы увеличения этой точности подробно рассмотрены в гл. 3. В дополнение к этому следует указать, что конструкция калориметра должна гарантировать отсутствие тепловых потерь (притоков) к охлаждающей воде на участке от места измерения температуры до собственно калориметра, т. е. гарантировать, что изменение температуры охлаждающей воды $t''-t'$ вызвано только подводом теплоты от конденсирующегося пара. Такой калориметр показан на рис. 7.6. Для уменьшения же относительного значения этой погрешности выгодно проводить опыт при значительном подогреве охлаждающей воды $t''-t'$ в калориметре, так как эта разность стоит в знаменателе (7.15).

Два последних слагаемых в (7.14) и (7.15) представляют собой погрешности отнесения полученного значения энтальпии пара к температуре, давлению и определяются погрешностями измерения параметров пара в первой измерительной камере Δt_1 и Δp_1 . Погрешность измерения температуры и давления зависит от типа примененных приборов, и для ее уменьшения следует руководствоваться указаниями гл. 2 и 3.

Случайные погрешности измерения этих параметров зависят от колебания режима во время опыта; для снижения их следует проводить запись показаний приборов через небольшие промежутки времени и полученные значения усреднять.

Расчетная формула (7.13), используемая в настоящей работе для определения экспериментального значения энтальпии пара, не является строгой, так как она не учитывает

наличия тепловых потерь в установке. В действительности же на всех участках установки от места измерения температуры пара в первой измерительной камере до места измерения температуры конденсата имеются тепловые потери в окружающую среду, и поэтому количество теплоты, передаваемой паром охлаждающей воде, уменьшается на размер этих потерь. Следовательно, полученная таким образом энтальпия будет содержать систематическую погрешность, причем она никак не может быть обнаружена при данном методе проведения опыта и не учитывается (7.13).

Тепловые потери в установке существенно влияют на точность экспериментальных величин энтальпии (например, в установке, описанной в данной работе, тепловые потери достигают 20—40 кДж/кг) и при точных измерениях обязательно должны учитываться.

В качестве примера организации точных измерений энтальпии ниже рассматривается установка для измерения энтальпии водяного пара при высоких давлениях и температурах.

Установка для определения энтальпии водяного пара при давлениях до 50 МПа и температурах до 700 °С [47]. Для измерения энтальпии в этой установке также используется метод адиабатного дросселирования водяного пара до низкого давления с последующей его конденсацией в калориметре. Однако для возможности точного учета тепловых потерь в установке осуществлено раздвоение потока исследуемого пара. Схема установки представлена на рис. 75

Вода для питания установки готовится в дистилляционных аппаратах 1 и собирается в бачке 2. Из этой бачки, пройдя холодильник 3, вода поступает к двум плунжерным насосам высокого давления 4 суммарной подачей 14 л/ч. Насосы подают воду при высоком давлении через механический фильтр 5 в прямоточный электрокотел с секциями 6 и 7.

Первая секция 6 котла изготовлена из труб диаметром 4/6 мм. Температура воды на выходе из этой секции не превышает 200—250 °С. Вторая секция 7 котла изготовлена из труб диаметром 9/29 мм и рассчитана на работу при температурах до 700 °С.

Из электрокотла исследуемый пар поступает в измерительную камеру 8, где измеряются его температура и давление. Для измерения используется платиновый термометр сопротивления, находящийся внутри гильзы 10. Измерение давления проводится пружинным манометром 12 и поршневым манометром, периодически подключаемым при помощи вентилей 13. Сама камера 8 помещена в термостат 9 с внешним обогревом.

Из измерительной камеры водяной пар поступает в правую и левую симметричные части установки. В обеих частях установки пар

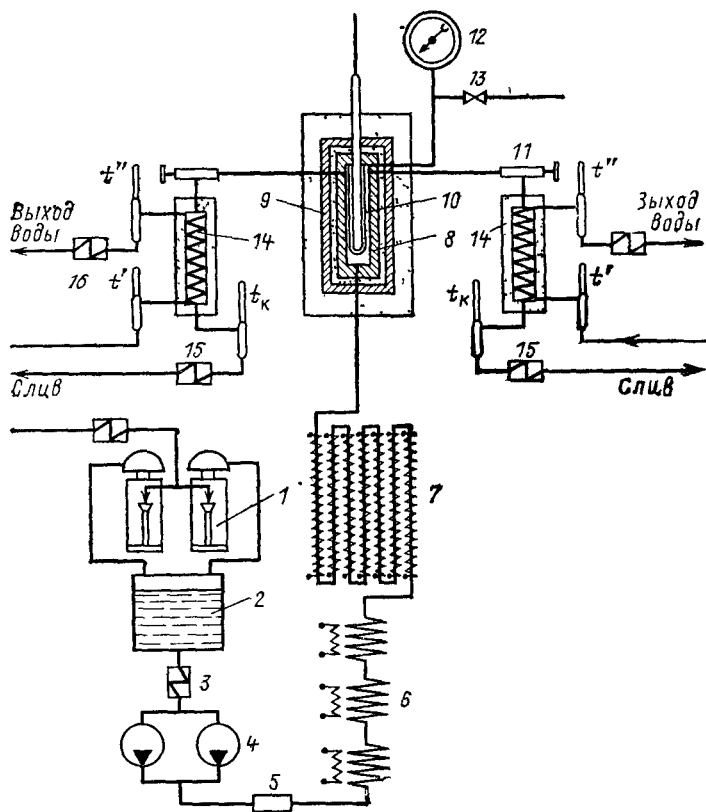


Рис. 75 Схема установки для измерения энтальпии водяного пара при высоких параметрах

проходит через дроссельные вентили 11 и при этом дросселируется до давления, близкого к атмосферному, после чего поступает в калориметры 14.

В калориметрах пар охлаждается и конденсируется за счет отдачи теплоты охлаждающей воде. Температуру конденсата, выходящего из калориметра, измеряют, а сам конденсат, предварительно охлажденный в холодильниках 15, собирают и взвешивают. Таким образом, в этом калориметре температура пара очень сильно изменяется (на 400—700 °С) и изменяется агрегатное состояние вещества. Тем не менее основные расчетные формулы, выведенные для проточных калориметров, справедливы и для этого случая, так как уравнение первого начала термодинамики (6.13), из которого эти формулы получены, не имеет ограничений. Количество теплоты, отданное паром,

определяется по повышению температуры охлаждающей воды $t''-t'$ и ее расходу. Охлаждающую воду, выходящую из калориметров и проходящую через холодильники 16, собирают и взвешивают.

Во время опыта дроссельные клапаны 11 открываются так, чтобы расход пара в одной части установки был вдвое больше, чем в другой. При одновременном калориметрировании при разных расходах водяного пара можно, записав уравнение (6.16) для двух расходов, учесть тепловые потери, существующие на участке от измерительной камеры до калориметров и тепловые потери самих калориметров.

Однако при проведении этой работы выяснилось, что нельзя считать тепловые потери независимыми от расхода пара, с ростом расхода пара через установку тепловые потери возрастают. Поэтому уравнения (6.16) должны быть записаны в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} h &= h_{\kappa^6} + \frac{Q^6}{m_{\kappa^6}} + \frac{Q_{\text{т.п}}^{\text{м}} (1 + \beta)}{m_{\kappa^6}}; \\ h &= h_{\kappa^{\text{м}}} + \frac{Q^{\text{м}}}{m_{\kappa^{\text{м}}}} + \frac{Q_{\text{т.п}}^{\text{м}}}{m_{\kappa^{\text{м}}}}, \end{aligned} \right\} \quad (7.18)$$

где β — коэффициент, учитывающий изменение тепловых потерь при изменении расхода пара:

$$\beta = (Q_{\text{т.п}}^6 - Q_{\text{т.п}}^{\text{м}}) / Q_{\text{т.п}}^{\text{м}},$$

здесь $Q_{\text{т.п}}^{\text{м}}$ и $Q_{\text{т.п}}^6$ — общие тепловые потери соответственно при меньшем и большем расходах.

На нагревание деталей калориметра теплота не расходуется, так как он работает в стационарном режиме, т. е. через калориметр непрерывно в течение длительного времени протекают пар и охлаждающая вода, так что температура пара, конденсата и охлаждающей воды не изменяются во времени.

Значение β в зависимости от параметров исследуемого пара находится в пределах 0,04—0,07 и рассчитывается, исходя из геометрической формы участка установки, его тепловой изоляции, температур стенки трубки и окружающего воздуха по обычным формулам теплопередачи. Несмотря на приближенность такого расчета, из-за малости величины β влияние погрешности расчета β на точность определения энтальпии пара очень мало.

Из уравнений (7.18) можно исключить тепловые потери и определить энтальпию исследуемого пара.

Конструкция калориметра этой установки показана на рис. 7.6. В калориметре применен способ самоулавливания тепловых потерь. Для исключения нагревания охлаждающей воды на входе от точки измерения температуры t' до входа ее в калориметр предусмотрено омывание этого участка трубки водой той же температуры, что и t' . Для более надежного измерения температуры выходящей охлаждающей

дей воды t'' эта вода после омывания термометра проходит по трубкам, окружающим место расположения термометра; такая конструкция создает изотермические условия для термометра t'' .

Для измерения температуры пара в измерительной камере применяли платиновый термометр сопротивления (для измерения температуры до 630°C) и платино-платинородиевую термопару для более высоких температур. Измерение сопротивления термометра

(или термо-ЭДС термопары) проводилось обычным потенциометрическим методом с применением потенциометра первого класса. Для измерения давления использовался грузопоршневой образцовый манометр второго разряда класса точности 0,05.

Для измерения температуры конденсата и температуры охлаждающей воды до калориметров и после них применялись ртутные термометры с ценой деления $0,1^\circ\text{C}$. Кроме ежегодной государственной проверки, эти термометры градуировались по термометру сопротивления. Для отсчета показаний термометров во время опытов и градуировок применялись специальные оптические отсчетные устройства, что повышало точность измерений. Тщательно учитывались поправки на выступающий столбик ртути и на сжатие шариков термометров (термометры установлены непосредственно в потоке охлаждающей воды). Все это дает возможность оценить точность измерения температуры в интервале $0,01\text{--}0,02^\circ\text{C}$. Так как при проведении опыта измеряемая разность температур охлаждающей воды составляла обычно $45\text{--}47^\circ\text{C}$, то, следовательно, погрешность ее измерения оценивается $0,05\text{--}0,07\%$.

В установке предусмотрено устройство, обеспечивающее одновременность начала и окончания сбора конденсата и охлаждающей воды. Погрешность взвешивания собранной воды составляет $0,01\%$.

После разогрева установки и выхода ее на рабочий режим проводился собственно опыт, длительность которого составляла 3—4 мин.

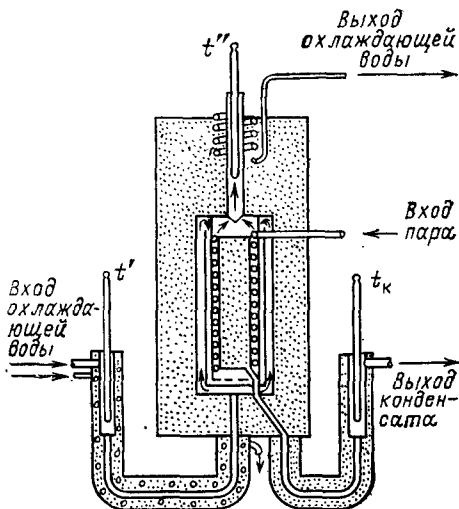


Рис. 7.6. Калориметр установки для измерения энтальпии водяного пара при высоких параметрах

В течение этого времени через каждые 5 с производилась запись всех измеряемых величин.

Для вычисления разброса экспериментальных значений опыт повторялся несколько раз. При этом для контроля влияния тепловых потерь периодически изменяли расход пара в левой и правой частях установки с большего на меньший и обратно.

Максимальная погрешность определения энтальпии водяного пара, полученная на данной установке, оценивается 6 кДж/кг.

7.4. РАБОТА № 5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СТЕПЕНИ СУХОСТИ ВОДЯНОГО ПАРА

Содержание работы. Определение степени сухости водяного пара в двух состояниях при давлениях до 0,6 МПа методом адиабатного дросселирования.

Экспериментальная установка и проведение опытов. Если известно давление влажного пара, то для полной характеристики его состояния (в том числе и для определения его степени сухости x) необходимо измерить какой-либо второй параметр пара, за исключением температуры. В настоящей работе в качестве такого второго параметра измеряется энтальпия влажного водяного пара.

Определение энтальпии влажного пара проводится так же, как и в работе № 4, т. е. исследуемый влажный пар адиабатно дросселируется до давления, близкого к атмосферному (энтальпия влажного пара до дросселирования и после него одинакова), и далее измеряется его энтальпия методом калориметрирования. Зная давление и энтальпию влажного пара, можно определить его степень сухости, используя (1.5) для энтальпии влажного пара или h , s -диаграмму.

Для определения степени сухости влажного пара используется та же экспериментальная установка, что и в работе № 4 (см. рис. 7.4). Порядок проведения опыта также аналогичен описанному в работе № 4 с тем лишь отличием, что в первом опыте данной работы не включается электрический нагреватель, расположенный на трубе, подводящей пар к первой измерительной камере.

Перед началом опыта необходимо убедиться по показаниям приборов, что поступающий в установку пар является влажным. Далее следует провести опыт точно так же, как и опыт по определению энтальпии перегретого пара. После окончания опыта следует включить электрический нагреватель и отрегулировать его мощность так, чтобы входящий в первую измерительную камеру пар был влажным, а после дросселирования (во второй измерительной камере) — становился перегретым. Убедиться в том, что установлен именно такой режим, можно по показаниям приборов, измеряющих давление и температуру пара в измерительных камерах. Для нахождения степени сухости пара в этом случае не следует прибегать к калориметрированию, а

измерив параметры пара до дросселирования и после него в первой и второй измерительной камерах, определить влажность водяного пара в первой измерительной камере по h, s -диаграмме. Во время опыта провести три серии измерений параметров пара в первой и второй измерительных камерах так, чтобы можно было получить три значения степени сухости пара.

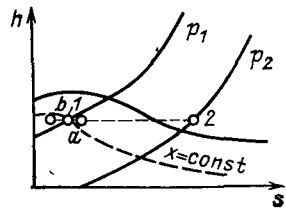


Рис. 7.7. К определению степени сухости водяного пара

Обработка результатов измерений и оценка точности полученных данных. По результатам измерений в проведенных опытах определяются два значения степени сухости водяного пара.

Для первого опыта по (7.13) рассчитывается энтальпия пара $h_{\text{пара}}$, после чего степень сухости может быть получена по h, s -диаграмме или по формуле:

$$x = (h_{\text{пара}} - h') / (h'' - h'), \quad (7.19)$$

где h'' и h' — энтальпии соответственно на верхней и нижней пограничных кривых при измеренном в опыте давлении p_1 в первой измерительной камере; значения h'' и h' берутся из таблиц термодинамических свойств водяного пара [38].

На рис. 7.7 показано определение степени сухости пара, исследуемого во втором опыте, при помощи h, s -диаграммы.

Точкой 2 обозначено состояние водяного пара за дроссельным вентиляем, которое определяется по давлению и температуре пара, измеренным во второй измерительной камере. Зная, что энтальпия при давлении p_1 равна энтальпии пара в состоянии 2, можно провести горизонтальную линию и определить на диаграмме состояние входящего пара (точка 1), после этого на диаграмме найти линию постоянной степени сухости, проходящую через точку 1.

Таким способом можно определить степень сухости пара для каждой из трех серий измерений и вычислить среднее арифметическое значение:

$$x = \Sigma x_i / 3.$$

Оценку точности полученного значения степени сухости можно произвести следующим образом.

Так как степень сухости x может быть представлена как функция двух параметров (давления и энтальпии),

т. е. $x=f(h, p_1)$, то согласно (4.35) относительная погрешность ее определения равна:

$$\delta x = (\partial x / \partial h)_{p_1} \Delta h / x + (\partial x / \partial p_1)_h \Delta p_1 / x, \quad (7.20)$$

где Δp_1 — абсолютная погрешность измерения давления; Δh — абсолютная погрешность измерения энтальпии, зависящая от метода определения энтальпии.

Например, для второго опыта, когда энтальпия пара определяется по данным измерений параметров пара во второй измерительной камере, на основании (4.34) можно получить:

$$\Delta h = (\partial h / \partial p_2)_{t_2} \Delta p_2 + (\partial h / \partial t_2)_{p_2} \Delta t_2,$$

где Δp_2 и Δt_2 — абсолютные погрешности измерения давления и температуры соответственно во второй измерительной камере.

Значения производных $(\partial x / \partial h)_{p_1}$, $(\partial x / \partial p_1)_h$, $(\partial h / \partial p_2)_{t_2}$ и $(\partial h / \partial t_2)_{p_2}$ можно определить при помощи h, s -диаграммы, заменив в них дифференциалы малыми конечными разностями, т. е. полагая, например (см. рис. 7.7),

$$(\partial x / \partial p_1)_h = (x_a - x_b) / (p_a - p_b).$$

ГЛАВА ВОСЬМАЯ

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ВО ВЛАЖНОМ ВОЗДУХЕ

8.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Влажным воздухом называют смесь сухого воздуха с водяным паром, а в наиболее общем случае — с водяным паром, капельками воды и кристаллами льда. В большинстве случаев, встречающихся в практической теплотехнике, смесь воздуха и водяного пара может рассматриваться как смесь идеальных газов. Последнее объясняется тем, что воздух находится при температурах, намного превышающих критическую, и его свойства до достаточно высоких давлений мало отличаются от свойств идеального газа.

Парциальное же давление водяного пара в смеси очень мало, вследствие чего его свойства при любых температурах близки к свойствам идеального газа (см., например, z, p -диаграмму реальных газов, рис. 1.22). Однако при

расчетах учитывается, что по достижении давления насыщения пар конденсируется.

Процессами, протекающими во влажном воздухе, рассматриваемыми в технической термодинамике, являются процессы сушки материалов, охлаждения газов в хвостовых поверхностях котлоагрегатов, сжатия воздуха в компрессорах и т. д. Во всех этих процессах количество сухого воздуха и его агрегатное состояние не изменяются, в то время как количество водяного пара, содержащегося в воздухе, может во время протекания процесса изменяться, пар может частично конденсироваться и, наоборот, вода испаряться. Эти обстоятельства обуславливают некоторые особенности исследования процессов, протекающих во влажном воздухе, по сравнению со смесями идеальных газов. В частности, при исследовании процессов влажного воздуха широко применяются графические методы.

Поскольку влажный воздух рассматривается как смесь идеальных газов, то к нему применим закон Дальтона, согласно которому каждый газ, входящий в смесь, находится под своим парциальным давлением, а сумма парциальных давлений компонентов равна давлению смеси

$$p_{вл} = p_v + p_n, \quad (8.1)$$

где $p_{вл}$ — давление влажного воздуха; p_v — парциальное давление сухого воздуха в смеси; p_n — парциальное давление водяного пара.

Парциальное давление водяного пара, находящегося во влажном воздухе при некоторой температуре, не может быть больше, чем давление насыщенного пара при данной температуре, так как при этом давлении пар начинает конденсироваться с выпадением капелек жидкости.

Следовательно, максимальное количество водяного пара, которое может находиться в 1 м^3 смеси, т. е. плотность водяного пара равна плотности сухого насыщенного пара ρ_n при данной температуре.

Относительной влажностью воздуха φ называют отношение плотности водяного пара при его парциальном давлении и температуре смеси к плотности сухого насыщенного пара при той же температуре:

$$\varphi = \rho_p / \rho_n. \quad (8.2)$$

Значение ρ_n в каждом случае может быть определено по таблицам термодинамических свойств водяного пара [38].

Относительную влажность выражают в долях согласно (8.2) или в процентах. Чтобы получить ϕ в процентах, выражение (8.2) следует умножить на 100.

Величина ϕ характеризует степень удаленности данного состояния влажного воздуха от состояния, в котором возможно выпадение капелек воды.

При принятом допущении, что водяной пар обладает свойствами идеального газа, относительная влажность может быть выражена через парциальные давления пара

$$\phi = p_{\text{п}}/p_{\text{н}}, \quad (8.3)$$

где $p_{\text{п}}$ — парциальное давление пара в смеси; $p_{\text{н}}$ — давление насыщенного пара при температуре влажного воздуха.

Величиной, широко применяемой в технических расчетах для характеристики состояния влажного воздуха, является влагосодержание.

Влагосодержанием d влажного воздуха называют количество воды (в виде пара и жидкости) в граммах, содержащееся в 1 кг сухого воздуха:

$$d = (m_{\text{п}} + m_{\text{ж}})/m_{\text{в}}. \quad (8.4)$$

Если влага содержится в воздухе только в виде пара (но не в виде жидкости), то влагосодержание воздуха:

$$d_{\text{п}} = m_{\text{п}}/m_{\text{в}}. \quad (8.5)$$

В этом случае влагосодержание связано с парциальным давлением водяного пара соотношением

$$d_{\text{п}} = 622 p_{\text{п}} / (p_{\text{вл}} - p_{\text{п}}). \quad (8.6)$$

Для удобства расчетов энтальпию влажного воздуха также относят к 1 кг сухого воздуха.

При принятом допущении об идеальности водяного пара и воздуха энтальпия влажного воздуха не зависит от давления и определяется по уравнению

$$h_{\text{вл}} = h_{\text{в}} + \frac{d_{\text{п}}}{1000} h_{\text{п}} + \frac{d_{\text{ж}}}{1000} h_{\text{ж}},$$

где $h_{\text{в}}$ — энтальпия сухого воздуха; $d_{\text{п}}$ и $d_{\text{ж}}$ — количество воды, содержащейся во влажном воздухе в виде пара и жидкости; $h_{\text{п}}$ — энтальпия водяного пара; $h_{\text{ж}}$ — энтальпия воды.

Для получения расчетной формулы, выражающей энтальпию влажного воздуха в зависимости от температуры,

выразим энтальпию компонентов через теплоемкость и температуру:

$$h_{в.л} = c_{p,в} t + \frac{d_{п}}{1000} (r_0 + c_{p,п} t) + \frac{d_{ж}}{1000} c_{p,ж} t, \quad (8.7)$$

где $c_{p,в} = 1,00$ кДж/(кг·К) — изобарная теплоемкость воздуха; $r_0 = 2501$ кДж/кг — теплота парообразования воды в тройной точке; $c_{p,п} = 1,92$ кДж/(кг·К) — изобарная теплоемкость водяного пара; $c_{p,ж} = 4,19$ кДж/(кг·К) — изобарная теплоемкость воды.

Подставив в (8.7) значения теплоемкостей, получим расчетную формулу для энтальпии влажного воздуха

$$h = t + \frac{d_{п}}{1000} (2501 + 1,92t) + 4,19 \frac{d_{ж}}{1000} t. \quad (8.8)$$

Уравнения (8.2)—(8.8) позволяют провести расчет процессов изменения состояния влажного воздуха. Однако расчеты значительно упрощаются и становятся нагляднее, если используются графические методы с применением h, d -диаграммы, которая строится на основании (8.1)—(8.7).

Для вычерчивания h, d -диаграммы необходимо выбрать давление влажного воздуха $p_{в.л}$. В большинстве случаев оно равно барометрическому давлению, которое, строго говоря, не постоянно и зависит от географических и метеорологических условий. В табл. 8.1 приведены средние зна-

Таблица 8.1. Средние значения барометрических давлений для различных городов СССР

Город	кПа (мм рт.ст)
Душанбе, Ереван	91,33(685)
Алма-Ата, Фрунзе, Чита	93,33(700)
Ташкент, Тбилиси	95,33(715)
Ашхабад, Краснодар, Красноярск	97,83(730)
Вильнюс, Горький, Иваново, Кемерово, Киев, Кишинев, Минск, Москва, Смоленск, Ульяновск	99,33(745)
Баку, Ленинград, Рига, Таллин	101,33(760)

чения барометрических давлений для различных городов СССР.

На рис 8.1 показана такая диаграмма для давления влажного воздуха $p_{в.л} = 99,33$ кПа, что соответствует среднему годовому значению барометрического давления в центральных районах СССР. По оси ординат диаграммы от-

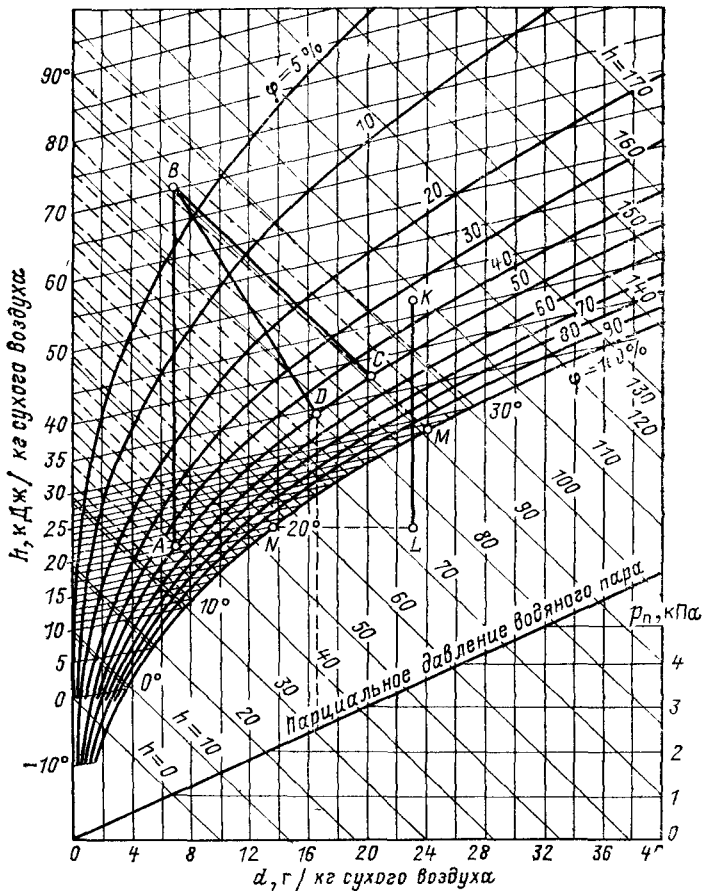


Рис. 8.1. h, d -диаграмма влажного воздуха

ложены значения энтальпии влажного воздуха h . По оси абсцисс, которая для лучшего использования площади диаграммы проведена под углом 135° к оси ординат, отложены значения влагосодержания d . Соответствующие точки спроектированы на горизонтальную (условную) ось.

На диаграмме нанесены идущие под углом 135° к оси ординат линии постоянной энтальпии h , вертикальные линии постоянного влагосодержания d , изотермы влажного воздуха и линии постоянной относительной влажности воздуха ϕ . Кривая $\phi=100\%$ является пограничной. В состо-

яниях, соответствующих точкам на этой кривой, парциальное давление водяного пара и его плотность достигают максимально возможных при данной температуре значений. Влажный воздух в таких состояниях называют *насыщенным*. Область над кривой $\varphi=100\%$ является областью *ненасыщенного* воздуха. В этой области в воздухе находится перегретый пар, парциальное давление и плотность которого меньше максимально возможных при данной температуре. Под кривой $\varphi=100\%$ расположена *область тумана*, т. е. таких состояний, когда в воздухе присутствуют и пар, и мельчайшие капельки жидкости (влажный пар).

На диаграмме штриховой линией нанесены также линии постоянной температуры мокрого термометра, под которой понимают температуру, приобретаемую водой, если поверхность ее обдувается потоком влажного ненасыщенного воздуха. Если поверхность воды обдувается потоком насыщенного воздуха, то температура воды совпадает с температурой воздуха. Поэтому на h, d -диаграмме изотермы сухого и мокрого термометров, соответствующие одному и тому же значению температуры, пересекаются на линии насыщенного воздуха, т. е. на линии $\varphi=100\%$.

В нижней части диаграммы построена линия парциального давления пара $p_n=f(d_n)$ по (8.6). Ось ординат для этого графика расположена на диаграмме справа.

В h, d -диаграмме наглядно изображаются основные процессы воздуха. В процессе нагревания влажного воздуха (например, в калорифере сушилки) влагосодержание его не изменяется. Поэтому в h, d -диаграмме (рис. 8.1) такой процесс изображается прямой линией $d=\text{const}$. Если точка A изображает состояние влажного воздуха перед подогревом, то, проведя вертикально вверх прямую линию $d=\text{const}$ до пересечения с изотермой, соответствующей температуре подогретого воздуха, получим точку B , которая определяет состояние влажного воздуха после подогрева.

Соответственно процесс охлаждения влажного воздуха изобразится прямой вертикальной линией, направленной вниз от начальной точки (линия KM). При этом может оказаться, что влажный воздух в процессе охлаждения становится насыщенным (точка M) и при дальнейшем охлаждении будут появляться капельки воды. Температуру, при которой в процессе охлаждения достигается состояние насыщенного воздуха (т. е. $\varphi=100\%$), называют *точкой росы*. При дальнейшем охлаждении ниже точки росы (точка

L) смесь будет содержать воду в виде сухого насыщенного пара в количестве $d_n = d_N$ и в виде жидкости в количестве $d_{ж} = d_L - d_N$.

Процесс сушки материалов воздухом в сушилке, не имеющей тепловых потерь, происходит при постоянной энтальпии влажного воздуха, отнесенной к 1 кг сухого воздуха¹. В h, d -диаграмме этот процесс изображается прямой линией $h = \text{const}$ (линия *BC*).

Если процесс сушки сопровождается тепловыми потерями, то он может быть условно изображен линией *BD*. При этом энтальпия влажного воздуха на выходе из сушилки уменьшится на размер тепловых потерь:

$$q_n = h_c - h_D. \quad (8.9)$$

8.2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ВЛАЖНОСТИ ВОЗДУХА

Наиболее часто состояние влажного воздуха задается двумя параметрами — его температурой и относительной влажностью. Если для измерения температуры воздуха могут быть использованы любые из обычных приборов, описанных в гл. 3 (ртутные термометры, термометры сопротивления, термопары), то для определения относительной влажности применяются специальные приборы — психрометры и гигрометры.

Психрометр (рис. 8.2) является наиболее распространенным прибором для определения относительной влажности воздуха. Он имеет два ртутных термометра — сухой 1 и мокрый 2, чувствительная часть которого обернута батистом, смачиваемым водой. При этом сухой термометр показывает действительную температуру воздуха, а мокрый — меньшую температуру вследствие испарения влаги, причем чем меньше относительная влажность воздуха, тем большее различие будет наблюдаться в показаниях сухого и мокрого термометров.

Рассмотрим процесс обтекания воздухом мокрого термометра (рис. 8.3). Влажный воздух (точка 1) при температуре t_c , обтекая смоченный батист 2, насыщается влагой и меняет свое состояние. Если процесс насыщения происходит без подвода теплоты, то адиабатный процесс совпадает с линией $h = \text{const}$ (рис. 8.3, б). При этом конечное состояние воздуха — точка 2s, температура мокрого термометра — температура в точке 2s. Если же в процессе насы-

¹ Это положение справедливо, если пренебречь энтальпией испаряемой жидкости.

щения воздуха влагой происходит подвод теплоты, то в процессе 1—2 (рис. 8.3,б) энтальпия возрастает и мокрый термометр покажет большую температуру $t_2 > t_{2s}$. Можно представить такой процесс насыщения воздуха влагой, при котором вследствие очень интенсивного теплообмена температура меняться не будет, т. е. температура мокрого термометра будет равна температуре сухого термометра — это процесс 1—2t на рис. 8.3,б. В таком гипотетическом процессе скорость обтекания воздухом мокрого термометра должна быть минимальной.

На практике пытаются осуществить процесс 1—2 наиболее близкий к адиабатному 1—2s. Для этого с помощью специального вентилятора (аспиратора) 3 (рис. 8.2) через 5 и 6 организуется поток воздуха, скорость которого вблизи чувствительного элемента термометра достигает 2 м/с. Привод вентилятора осуществляется при помощи пружинного механизма или миниатюрного электродвигателя. Для

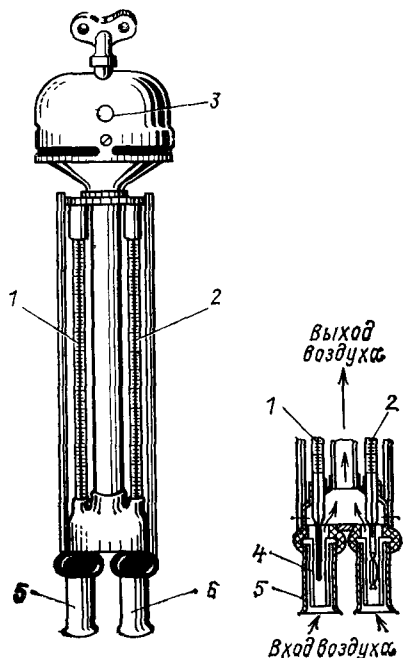


Рис. 8.2. Аспирационный психрометр

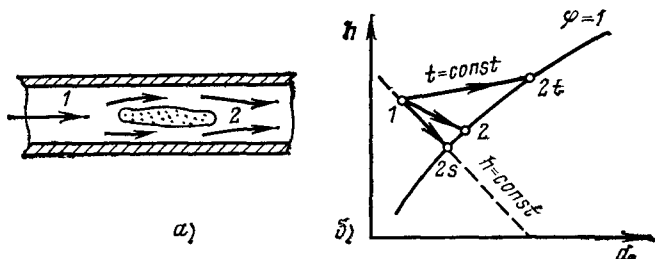


Рис. 8.3. Измерение температуры мокрым термометром:

а — процесс обтекания воздухом; б — процессы насыщения влагой в h, d -диаграмме

предотвращения притока теплоты чувствительная часть термометра экранируется трубками 4 и 5. Внешние поверхности всех металлических деталей психрометра никелированы и полированы.

При измерении относительной влажности воздуха за несколько минут до отсчета батист на чувствительной части мокрого термометра смачивается при помощи специальной резиновой груши. Затем заводится пружина, вентилятор начинает вращаться и создавать постоянный поток воздуха. При этом надо следить, чтобы входные концы трубок 4, куда засасывается исследуемый воздух, не были направлены на нагретые предметы или на открытую поверхность воды, так как в том и в другом случае измерение дает искаженные результаты.

Когда начинает работать вентилятор, температура мокрого термометра вследствие испарения воды на его чувствительной части начинает понижаться. Отсчет показаний по сухому и мокрому термометрам проводят в момент, когда температура мокрого термометра достигнет минимума.

Если бы процесс насыщения воздуха влагой совпадал с изоэнтальпной (процесс 1—2s на рис. 8.3,б), то, зная показания сухого и мокрого термометров ($t_c = t_1$; $t_m = t_{2s}$), можно было бы по h, d -диаграмме определить состояние влажного воздуха. Но так как действительный процесс насыщения 1—2 несколько отличается от адиабатного 1—2s, то для определения состояния влажного воздуха по показаниям сухого и мокрого термометров пользуются психрометрической формулой

$$p_p = p_{n,m} - AB(t_c - t_m), \quad (8.10)$$

где t_c — температура сухого термометра; t_m — температура мокрого термометра; p_p — парциальное давление водяного пара; $p_{n,m}$ — давление насыщения водяного пара при температуре t_m (определяется по таблицам [38]); B — барометрическое давление; A — психрометрический коэффициент.

Психрометрический коэффициент A зависит от скорости обтекания воздухом мокрого термометра: чем меньше скорость обтекания, тем коэффициент A больше; при скорости $\omega > 2$ м/с коэффициент A уменьшается незначительно (от $72 \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-1}$ при $\omega = 2$ м/с до $67 \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-1}$ при $\omega = 5$ м/с).

Рис. 8.4. Определение относительной влажности воздуха при помощи h, d -диаграммы

Рассчитав по (8.10) p_n , определим относительную влажность φ и влагосодержание d_n :

$$\varphi = p_n / p_n; \quad d_n = \\ = 622 p_n / (B - p_n),$$

где p_n — давление насыщения водяного пара при температуре сухого термометра t_c (определяется по таблицам [38]).

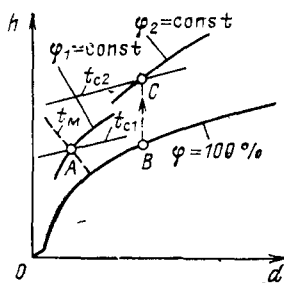
На практике часто пользуются графическим способом определения состояния влажного воздуха по показаниям психрометра. Для этого на h, d -диаграмме с помощью (8.10) строят изотерму мокрого термометра. Для этого при выбранном значении t_m находят $p_{n,m}$ и для нескольких значений t_c рассчитывают давление пара p_n (по 8.10). Именно так и построены изотермы мокрого термометра, изображенные на рис. 8.1 штриховой линией, которые слегка отклоняются от изоэнтальп.

Имея показания психрометра (t_c, t_m), легко определить состояние влажного воздуха. Для этого необходимо найти точку пересечения изотермы, соответствующей t_c , с изотермой, соответствующей t_m . Эта точка (точка А на рис. 8.4) и определит состояние влажного воздуха. Соответствующее значение относительной влажности может быть прочитано на диаграмме.

Относительную влажность воздуха можно определить и другим способом, основанным на измерении точки росы. Прибор, при помощи которого измеряется точка росы, — конденсационный гигрометр — показан на рис. 8.5.

Металлический тонкостенный цилиндр 6, имеющий тщательно отполированное дно 1, установлен на подставке 7. В цилиндр через трубку 5 заливается легкоиспаряемая жидкость (эфир). Температура эфира измеряется термометром 3. Дно цилиндра окружено полированным кольцом 2, которое крепится к цилиндру на теплоизоляционных прокладках.

Для определения точки росы через эфир при помощи груши 8 прокачивается воздух. Воздух поступает по трубке 4, опущенной почти до самого низа цилиндра 6, проходит через эфир и удаляется по трубке 5. При продувании воздуха эфир интенсивно испаряется и вследствие этого понижается его температура и температура цилиндра 6.



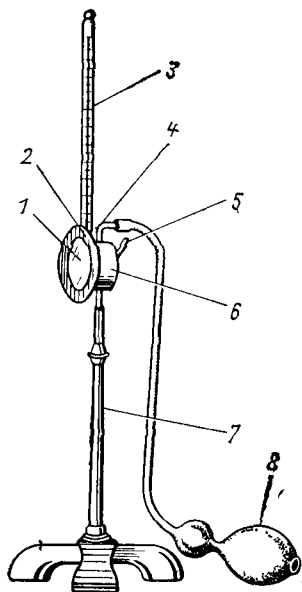


Рис. 8.5. Конденсационный
гигрометр

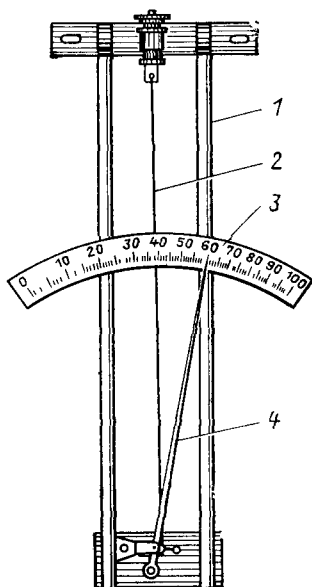


Рис. 8.6. Волосяной гигрометр

На наружной поверхности цилиндра охлаждается окружающий воздух. Так как охлаждение воздуха происходит при постоянном влагосодержании (процесс *КМ* на рис. 8.1), то при некоторой температуре количество пара, содержащегося в воздухе, становится равным максимально возможному, т. е. относительная влажность достигает 100%. При этом на полированной поверхности 1 начинают конденсироваться капельки воды. Температура, при которой наблюдается это явление, отмечается по термометру 3. Она и является температурой точки росы. Наличие около поверхности 1 неохлаждаемого кольца 2 помогает точнее определить момент конденсации паров по изменению блеска полированной поверхности.

По температуре точки росы, используя таблицы термодинамических свойств водяного пара, можно определить соответствующее ей давление насыщенного пара, которое и будет равно парциальному давлению водяного пара во влажном воздухе.

Относительную влажность можно рассчитать по (8.3), влагосодержание воздуха — по (8.6).

Относительная влажность и влагосодержание могут быть определены и при помощи h, d -диаграммы. Для этого на линии $\varphi=100\%$ следует найти точку с температурой, соответствующей измеренной температуре точки росы (точка B на рис. 8.4). Из этой точки вертикально вверх нужно провести прямую линию, соответствующую процессу нагревания (охлаждения) влажного воздуха при $d = \text{const}$. Точка пересечения этой линии с изотермой, соответствующей температуре влажного воздуха (точка C на рис. 8.4), определяет состояние влажного воздуха. Значения относительной влажности, влагосодержания ϵ , парциального давления могут быть прочитаны на диаграмме.

Для определения относительной влажности могут быть использованы гигрометры и других типов, в частности волосяной гигрометр (рис. 8.6). Этот прибор основан на свойстве человеческого волоса изменять свою длину при изменении относительной влажности воздуха.

Человеческий волос 2, предварительно специально обработанный для удаления жира, закрепляется верхним концом в рамке 1 прибора. Нижний конец волоса обертывают вокруг валика, на котором укреплен стрелка 4 с противовесом. При изменении длины волоса валик проворачивается и соответственно перемещается стрелка. Шкала 3 волосяного гигрометра неравномерная и градуируется непосредственно в процентах относительной влажности по показаниям психрометра или конденсационного гигрометра.

8.3. РАБОТА № 6. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ВО ВЛАЖНОМ ВОЗДУХЕ

Содержание работы. Изучение изменений состояния влажного воздуха в процессах, протекающих в сушильной установке.

Экспериментальная установка. Установка представляет собой модель сушильной установки, в которой сушильным агентом является комнатный воздух, а материалом, подвергаемым сушке, служит хлопчатобумажная ткань, смоченная водой.

Схема установки показана на рис. 8.7. Основными ее элементами являются калорифер и сушильная камера. В калорифере воздух до поступления в сушильную камеру нагревается для повышения его способности испарять влагу. В сушильной камере за счет подвода теплоты от нагретого воздуха вода, содержащаяся в материале, испаряется и уносится потоком воздуха.

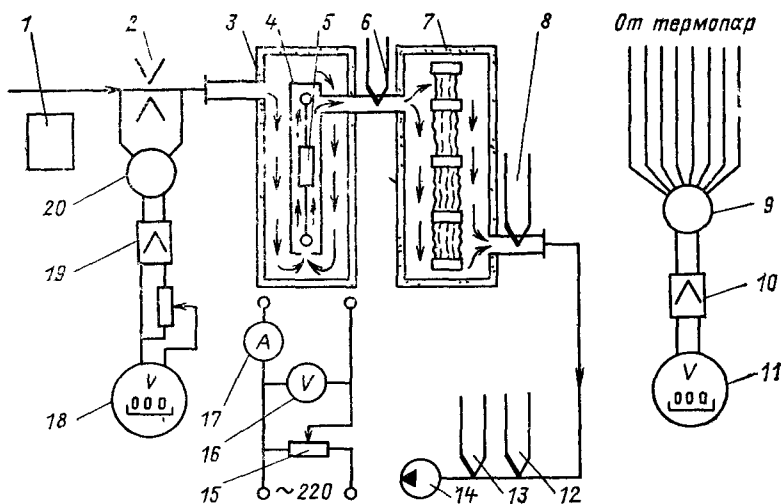


Рис. 87. Схема установки для исследования процессов, происходящих во влажном воздухе

Калорифер состоит из металлической трубы 3, внутри которой находится еще одна трубка 4. В этой трубке помещается электрический нагреватель 5, выполненный в виде нихромовой проволоки, намотанной на специальный каркас. Воздух, отсасываемый вентилятором 14, проходит через сужающее расходомерное устройство — диафрагму 2, перепад давления на которой измеряется дифференциальным манометром 20 типа ДМ-ЭР1. Выходной электрический сигнал дифференциального манометра усиливается усилителем 19 типа УП-20 с токовым выходным сигналом (0—5 мА) и далее измеряется цифровым вольтметром 18 типа Ф203. Подгоночное электрическое сопротивление в цепи усилителя УП-20 и вольтметра Ф203 отрегулировано таким образом, что напряжение 1 В, показываемое прибором, соответствует расходу воздуха $m=1$ г/с.

В калорифере воздух проходит по кольцевому пространству между трубками 3 и 4 и далее поднимается вверх, обтекая электронагреватель. Мощность, потребляемая электронагревателем, измеряется амперметром 17 и вольтметром 16 и может регулироваться автотрансформатором 15. Нагретый в калорифере воздух через соединительную трубу поступает в сушильную камеру 7.

В центре камеры помещена хлопчатобумажная ткань, подвергаемая сушке. Ткань разделена по высоте на четыре секции, и нижний конец каждой секции опущен в специальный стаканчик с водой, прикрепленный к центральному металлическому стержню. Во время опыта происходит постоянное увлажнение высушиваемого материала, что

обеспечивает стационарность процесса, протекающего в сушилке. Для уменьшения тепловых потерь сушильная камера покрыта слоем тепловой изоляции.

Состояние воздуха на входе в калорифер определяется психрометром 1, а температура после калорифера измеряется термопарой 6.

Температура воздуха после сушилки измеряется термопарой 8, а состояние воздуха в выходной трубке определяется по показаниям сухой 12 и мокрой 13 термопар. Все четыре хромель-алюмелевые термопары подсоединяются к переключателю 9. Электродвижущая сила, создаваемая термопарами, усиливается усилителем 10 типа Ф7025 и далее измеряется цифровым вольтметром 11 типа Ф-203.

Проведение опыта. Перед началом опыта следует заполнить стаканчики водой и увлажнить ткань сушильной камеры. После этого необходимо включить вентилятор и нагреватель калорифера. При помощи автотрансформатора нужно установить такую мощность нагревателя, чтобы температура за калориметром составляла примерно 70 °С.

Стационарный режим сушки характеризуется постоянством относительной влажности воздуха за сушилкой, поэтому следует сразу же начать ее определение сухой и мокрой термопарами. По показаниям этих термопар относительная влажность воздуха определяется по h, d -диаграмме. Если относительная влажность воздуха изменяется, то ее постоянства необходимо добиться регулировкой нагревателя.

В течение времени выхода на стационарный режим работы установки нужно измерить относительную влажность комнатного воздуха, поступающего в калорифер. Измерение проводится психрометром так, как описано в § 8.2.

После того как достигнуто практическое постоянство температуры воздуха за калорифером и относительной влажности за сушилкой, следует начать собственно опыт, который продолжается 15 мин.

В течение этих 15 мин необходимо записывать показания расхода воздуха, силу тока и напряжение нагревателя калорифера, а также показания четырех термопар.

Обработка результатов измерений. После окончания опыта следует вычислить средние за время опыта значения исследуемых величин. Затем на h, d -диаграмму нанести все процессы, протекающие в экспериментальной установке (рис. 8.8).

Состояние комнатного воздуха на входе в калорифер (точка 1 на рис. 8.8) определяется по показаниям психрометра. Процесс нагревания воздуха в калорифере продолжается до точки 2, определяемой измеренной в опыте температурой перед сушилкой. Состояние воздуха в выходной

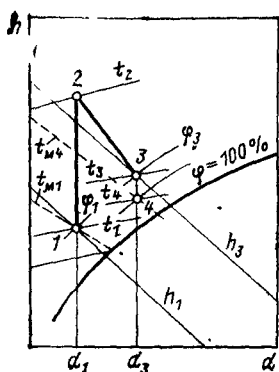


Рис. 8.8. Построение процессов влажного воздуха на h, d -диаграмме по результатам опыта

ний воздуха в точках 1 и 4. Количество же воздуха, прошедшего за время опыта через установку, можно рассчитать по формуле

$$m_{\text{возд}} = m_{\tau}, \quad (8.11)$$

где m — расход воздуха, измеренный в опыте, кг/с; τ — время опыта, с.

Парциальное давление водяного пара во влажном воздухе на входе в установку p_n может быть определено по (8.6). Для проверки расчета приближенное значение p_n можно определить непосредственно по кривой парциального давления пара, расположенной в нижней части h, d -диаграммы (h, d -диаграмма построена для $B=99,33$ кПа, в то время как в опыте атмосферное давление может быть несколько иным).

Общее количество влаги, испаренной из ткани, можно рассчитать по формуле

$$m_{\text{воды}} = 0,001 (d_4 - d_1) m_{\text{с.возд.}} \quad (8.12)$$

Массу сухого воздуха $m_{\text{с.возд.}}$, входящую в (8.12), можно принять равной массе влажного воздуха $m_{\text{возд.}}$, прошедшего через установку (8.11).

Для испарения количества влаги, равного $m_{\text{воды}}$ (8.12); к воздуху в калорифере подводится теплота в количестве

$$Q = m_{\text{с.возд.}} (h_2 - h_1). \quad (8.13)$$

Тепловые потери калорифера могут быть определены как разность количества теплоты $Q_{\text{изм}}$, выделяемого электронагревателем за время опыта, и количества теплоты Q , полученного воздухом в калорифере:

$$Q^{\text{к.пот}} = Q_{\text{изм}} - Q = 0,001IU\tau - Q, \quad (8.14)$$

где I — сила тока, А; U — напряжение, В.

Так как при отсутствии тепловых потерь в сушильной камере процесс сушки ткани протекает при постоянной энтальпии, то тепловые потери в сушильной камере за время опыта можно рассчитать по формуле

$$Q_{\text{пот}}^{\text{с.к.}} = m_{\text{с.возд}} (h_2 - h_1). \quad (8.15)$$

Действительное количество теплоты, затрачиваемое на 1 кг испаренной влаги в данной сушильной установке, равно:

$$q = \frac{Q_{\text{изм}}}{m_{\text{воды}}} = \frac{IU\tau}{(d_2 - d_1) m_{\text{с.возд}}}. \quad (8.16)$$

ГЛАВА ДЕВЯТАЯ

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА АДИАБАТНОГО ИСТЕЧЕНИЯ ВОДЯНОГО ПАРА

9.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Как известно, скорость адиабатного истечения газа или пара из сопла ω , м/с, может быть определена на основании первого закона термодинамики для потока (см. § 6.13):

$$\omega_2 = 44,72 \sqrt{h_0 - h_2}, \quad (9.1)$$

где h_0 и h_2 — значения энтальпии вещества во входном и выходном сечениях сопла соответственно, кДж/кг.

При выводе формулы (9.1) предполагается, что скорость потока перед соплом пренебрежимо мала ($\omega_0 \approx 0$), т. е. параметры потока перед соплом — это параметры торможения: энтальпия h_0 , давление p_0 и т. п.

Секундный расход газа (кг/с) или пара через сопло можно определить по уравнению неразрывности потока:

$$m = f_2 \omega_2 / v_2, \quad (9.2)$$

где f_2 — площадь выходного сечения сопла, м²; v_2 — удельный объем пара в выходном сечении сопла, м³/кг.

Для нахождения параметров h_2 и v_2 необходимо знать давление газа в выходном сечении сопла.

Давление в выходном сечении суживающегося сопла p_2 в общем случае может не совпадать с давлением среды $p_{ср}$, в которую истекает газ. Последнее объясняется тем, что в выходном сечении сопла может установиться скорость, равная скорости звука в данном газе (т. е. скорость распространения малых возмущений). Скорость потока газа, равную местной скорости звука в данном газе, называют *критической скоростью* $w_{кр}$, а параметры газа в сечении сопла, где установилась критическая скорость, называют *критическими*.

Если в выходном сечении суживающегося сопла поток достигает критической скорости, то установившиеся здесь критические параметры газа, в том числе критическое давление $p_{кр}$, останутся неизменными при дальнейшем понижении давления среды, куда происходит истечение.

Следовательно, неизменными останутся и скорость потока в выходном сечении, и секундный расход газа через сопло. На рис. 9.1 этому соответствует область $\beta = p_{ср}/p_0 < \beta_{кр}$, где $\beta_{кр} = p_{кр}/p_0$.

Если же поток газа не достиг критической скорости, то соответственно и давление в выходном сечении сопла еще не достигло критического значения, т. е. $p_2 > p_{кр}$, и равняется давлению среды. В этом случае при изменении давления среды в выходном сечении сопла изменяется давление газа так, что все время $p_2 = p_{ср}$, а значит, изменяют-

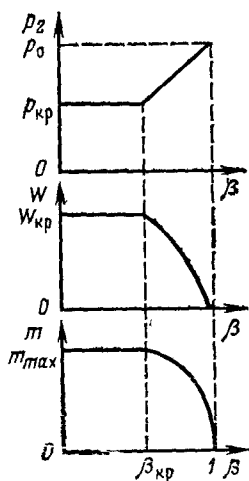


Рис. 9.1. График изменения скорости истечения и расхода газа для суживающегося сопла

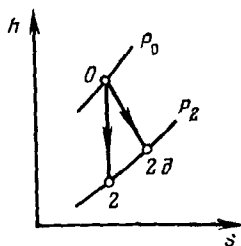


Рис. 9.2. Процесс истечения в h, s -диаграмме

ся и все остальные его параметры. Скорость и секундный расход газа при этом изменяются в соответствии с (9.1) и (9.2). На рис. 9.1 этому соответствует область $\beta > \beta_{кр}$.

Реальный процесс адиабатного истечения пара всегда сопровождается трением пара о стенки сопла. В силу необратимого характера такого процесса энтропия пара возрастает и действительное состояние его в выходном сечении сопла (точка 2д на рис. 9.2) отличается от такого для истечения без трения (точка 2). Тогда действительная скорость истечения пара из сопла может быть определена по формуле:

$$\omega_{2д} = 44,72 \sqrt{h_0 - h_{2д}}. \quad (9.3)$$

Степень приближения действительного процесса истечения к теоретическому обычно характеризуют коэффициентом скорости сопла φ , представляющим собой отношение действительной скорости истечения пара к теоретической:

$$\varphi = \omega_{2д} / \omega_2.$$

Отношение действительного расхода пара к теоретическому называют коэффициентом расхода μ :

$$\mu = m_{д} / m.$$

Коэффициент скорости сопла и коэффициент расхода, зависящие от конструкции сопла, степени чистоты его поверхности, определяются экспериментально.

Для различных сопел значения φ лежат в пределах 0,93—0,98, а μ имеет несколько меньшие значения.

9.2. РАБОТА № 7. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА АДИАБАТНОГО ИСТЕЧЕНИЯ ВОДЯНОГО ПАРА ЧЕРЕЗ СУЖИВАЮЩЕЕСЯ СОПЛО

Содержание работы. Исследование зависимости расхода водяного пара, вытекающего через суживающееся сопло, от давления за соплом. Определение коэффициента скорости сопла и коэффициента расхода.

Экспериментальная установка (рис. 9.3). В установку поступает водяной пар при давлении 0,4—0,6 МПа. Перед поступлением в установку пар перегревается до температуры примерно 250 °С при помощи электрических нагревателей, установленных на трубе, подводящей пар. Перегретый водяной пар поступает в измерительную камеру 2, где измеряются его параметры (давление p_1 и температура t_1) на входе в сопло 3. Для измерения давления используется преобразователь давления 8 типа МС-Э2, усилитель 9 типа УП-20 и циф-

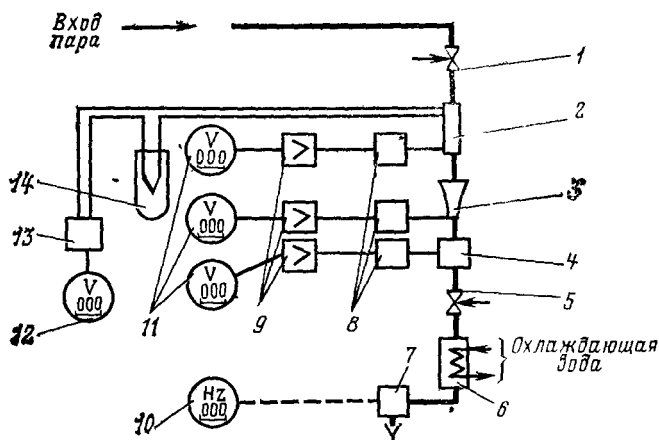


Рис. 9.3. Схема экспериментальной установки для исследования истечения водяного пара

ровой вольтметр 11 типа Ф203. Подгоночное сопротивление в выходной цепи усилителя 9 (на схеме не показано) установлено таким образом, чтобы измеренное вольтметром напряжение, равное $U=1$ В, соответствовало избыточному давлению $p=0,1$ МПа. Таким образом, вольтметр показывает избыточное давление.

Температура пара перед соплом t_1 измеряется в камере 2 хромель-алюмелевой термопарой, холодный спай которой опущен в сосуд Дьюара 14. Электродвижущая сила термопары измеряется цифровым вольтметром 12 типа Щ1312 в комплекте с преобразователем 13 типа П1312.

Давление пара, поступающего в установку, можно регулировать клапаном 1.

В установке происходит процесс истечения водяного пара через суживающееся сопло 3 в камеру 4. Так как скорости прохождения пара через сопло очень велики, то процесс истечения весьма близок к адиабатному.

В установке предусмотрено измерение давления пара p_2 в узком сечении суживающегося сопла 3 и давления $p_{ср}$ за соплом в камере 4. Эти давления измеряются так же, как и давление p_1 (рис. 9.3).

В камере 4, куда происходит истечение, можно устанавливать различные давления, изменяя проходные сечения для пара клапаном 5. Из камеры за соплом пар поступает в холодильник 6, где конденсируется. Образовавшийся конденсат свободно вытекает из трубки в слив или специальную емкость 7 для измерения расхода конденсата (пара). Расход пара измеряется следующим образом. При нажатии кнопки «Пуск установки» на стенде начинается заполнение емко-

сти 7 конденсатом и одновременно включается частотомер 10, который работает как электронный секундомер. В момент, когда конденсат полностью заполнит емкость 7, поплавков, находящийся в емкости, замыкает специальные электрические контакты. В результате этого останавливается секундомер 10, открывается нижний клапан емкости и конденсат вытекает из нее в течение нескольких секунд. Расход конденсата определяется по формуле

$$m_d = V\rho/\tau = k/\tau, \quad (9.4)$$

где V — объем емкости; ρ — плотность конденсата; τ — время заполнения емкости.

Константа k представляет собой массу конденсата, заполнившую емкость 7; k определяется предварительной тарировкой — взвешиванием. Значение k должно быть указано на стенде.

Проведение опыта и обработка результатов измерения. Проведение опыта на установке заключается в измерении параметров пара на входе в сопло, давлений в минимальном сечении и в камере за соплом и времени заполнения тарированной емкости.

Измерения проводятся при различных значениях $\beta = p_{ср}/p_0$, начиная с наименьшего и кончая $\beta \approx 0,96$. При этом, пренебрегая начальной скоростью, считают параметры пара перед соплом равными параметрам торможения: $p_0 = p_1$, $t_0 = t_1$, $h_0 = h_1$.

Поскольку во всем диапазоне изменений β необходимо иметь давление пара на входе в установку одинаковым, то перед началом опытов с помощью клапана 1 следует установить давление пара примерно на 10—20 кПа меньше максимального, чтобы на случай падения давления в паровой линии можно было, открывая клапан 1, восстановить давление пара.

Для проведения первого опыта необходимо полностью открыть клапан 5. Это будет соответствовать минимальному значению $\beta = p_{ср}/p_0$.

Первый опыт можно начать после того, как установится стационарный режим истечения. Главным критерием этого будет постоянство температуры пара на входе в установку t_1 в пределах 1—2°C, а давления $p_1^н$, $p_2^н$ и $p_{н\ ср}$, показываемые цифровыми вольтметрами, при этом не должны изменяться.

Опыт проводится следующим образом. Нажатием кнопки «пуск» на секундомере 10 осуществляется сброс показаний времени. Затем включается кнопка «Пуск установки» и начинается отсчет времени заполнения емкости-расходомера.

В течение всего времени τ заполнения конденсатом емкости-расходомера необходимо записывать через 0,5 мин температуру t_1 и давления p_1 , p_2 и $p_{\text{ср}}$. После остановки секундомера в журнал наблюдений записывается его показание τ , а значения t_1 , p_1 , p_2 и $p_{\text{ср}}$ усредняются.

Рассчитав из опыта $\beta = p_{\text{ср}}/p_0$, переходят к проведению опыта в другом режиме, при котором значение $\beta = p_{\text{ср}}/p_0$ на 0,1 больше, чем в предыдущем. Для этого, закрывая клапан 5, поднимают давление $p_{\text{ср}}$ в камере за соплом до значения, соответствующего новому значению β .

После того как установится новый стационарный режим, нужно провести второй опыт при новом режиме.

Затем можно перейти к третьему опыту, установив такое давление за соплом, чтобы значение β было большим, чем во втором опыте, вновь на 0,1. Подобным образом нужно провести последовательно несколько опытов при значениях β , отличающихся друг от друга на 0,1. Последний опыт следует провести при $\beta = 0,96$.

По окончании последнего опыта следует выключить установку и приступить к обработке полученных результатов. При обработке результатов измерений используют усредненные за время опыта значения t_1 , p_1 , p_2 , $p_{\text{ср}}$, а также τ . Параметры пара перед соплом считают при этом равными параметрам торможения: $p_1 = p_0$, $t_1 = t_0$.

Для каждого опыта необходимо рассчитать расход пара m_d по (9.4). После этого строятся графики зависимости расхода m_d от отношения давлений β и зависимости давления в узком сечении p_2 от давления за соплом $p_{\text{ср}}$.

По (9.1) и (9.2) следует определить расход водяного пара m_T через сопло для параметров, соответствующих одной экспериментальной точке при $\beta < \beta_{\text{кр}}$ и одной точке при $\beta > \beta_{\text{кр}}$, сравнить это значение с расходом пара, полученным в опыте. Далее нужно определить коэффициент расхода $\mu = m/m_T$.

Диаметр минимального сечения сопла, необходимый для расчета f_2 (9.2), должен быть указан на стенде или на чертеже сопла (см. рис. 9.5). При расчете удобно пользоваться h , s -диаграммой водяного пара в увеличенном по сравнению с обычным масштабе так, как это указано на рис. 9.2. В этом случае

$$\omega_2 = 44,72 \sqrt{h_0 - h_2}; \quad m = f_2 \omega_2 / v_2;$$

$$\mu = m_d / m,$$

где h_0 , h_2 , v_2 — энтальпии и удельный объем, которые берут

непосредственно из h, s -диаграммы; m — расход пара, определяемый по результатам эксперимента.

Необходимо помнить, что для $\beta < \beta_{кр}$ давление p_2 — это критическое давление $p_{кр}$; скорость истечения ω_2 — это критическая скорость $\omega_{кр}$, равная местной скорости звука, а расход m_2 — это максимальный расход $m_{макс}$ (см. рис. 9.1).

Далее нужно определить коэффициент скорости сопла $\varphi = \omega_{2д}/\omega_2$ для одной экспериментальной точки при $\beta < \beta_{кр}$ и для одной точки при $\beta > \beta_{кр}$. Теоретическая скорость истечения пара из сопла рассчитывается по (9.1). Расчет же действительной скорости истечения $\omega_{2д}$ приходится проводить подбором, так как действительное состояние пара в выходном сечении сопла (точка 2д на рис. 9.2) неизвестно. Для нахождения $\omega_{2д}$ можно воспользоваться уравнениями (9.3) и (9.2):

$$\omega_{2д} = 44,72 \sqrt{h_0' - h_{2д}}; \quad (9.5)$$

$$\omega_{2д} = m v_{2д} / f_2, \quad (9.6)$$

где $h_0, h_{2д}$ — энтальпии, кДж/кг; все остальные величины — в единицах СИ.

Значение $\omega_{2д}$ должно, естественно, получиться одним и тем же при расчете по каждому из этих уравнений. Значения $h_{2д}$ и $v_{2д}$ следует взять по h, s -диаграмме (здесь удобно пользоваться диаграммой в увеличенном масштабе). Но так как положение точки 2д на изобаре p_2 неизвестно, то ее надо выбирать на изобаре так, чтобы значение $\omega_{2д}$, рассчитанное по (9.5) и (9.6), получилось одинаковым. Для этого приходится несколько раз задаваться положением этой точки на изобаре p_2 и проводить расчет по (9.5) и (9.6).

После нахождения действительной скорости истечения рассчитывают коэффициент скорости сопла $\varphi = \omega_{2д}/\omega_2$.

9.3. РАБОТА № 8. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА АДИАБАТНОГО ИСТЕЧЕНИЯ ВОЗДУХА ЧЕРЕЗ СУЖИВАЮЩЕЕСЯ СОПЛО

Содержание работы. Исследование зависимости расхода воздуха, вытекающего через суживающееся сопло, от давления за соплом, Определение коэффициента скорости сопла и коэффициента расхода.

Экспериментальная установка. Схема экспериментальной установки для исследования истечения воздуха представлена на рис. 9.4. Перепад давления в сопловом канале создается вакуумным насосом 4. Воздух из помещения поступает через газовый счетчик-расхо-

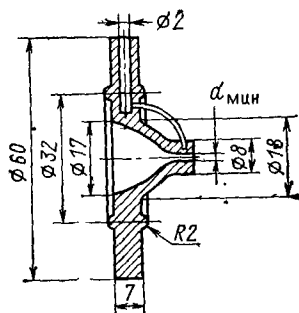
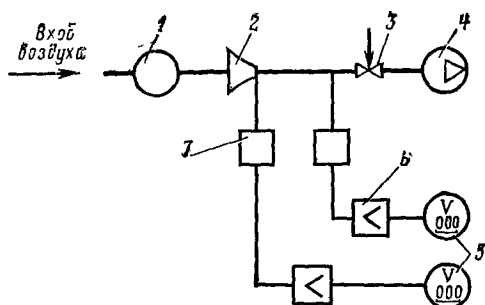


Рис. 9.4. Схема экспериментальной установки для исследования истечения воздуха

Рис. 9.5. Суживающееся сопло

домер 1 к суживающемуся соплу 2. В камере за соплом, куда происходит истечение, можно устанавливать различные давления ниже барометрического путем изменения проходного сечения для воздуха вентилем 3.

Для измерения давления используются преобразователи абсолютного давления 7 (МАС-Э1) в пределах 0—100 кПа в электрический сигнал. Преобразователи давления 7 соединены трубками с выходным (минимальным) сечением сопла и с камерой за соплом.

Электрические сигналы, усиленные усилителями 6 типа УП-20, измеряются цифровыми вольтметрами 5 типа Ф203. Электрические сопротивления в выходной цепи усилителя подбираются таким образом, чтобы вольтметры показывали напряжение, численно равное абсолютному давлению в выбранных единицах.

Давление воздуха на входе в сопло p_0 можно принять равным барометрическому $p_0=B$, так как гидравлическое сопротивление и скорость воздуха на участке перед соплом ничтожно малы (скорость воздуха не превышает 1 м/с).

За время эксперимента барометрическое давление практически остается постоянным, поэтому его можно измерить один раз перед началом опыта.

Температура воздуха t_1 , поступающего в установку, измеряется с помощью ртутного термометра, установленного на стенде. Так же как и давление, начальная температура равна температуре торможения $t_0=t_1$.

Так как скорости прохождения воздуха в сопловом канале достаточно велики, то процесс истечения можно считать весьма близким к адиабатному.

Чертеж суживающегося сопла представлен на рис. 9.5. Диаметр минимального сечения сопла указан на стенде установки.

Проведение опыта и обработка результатов измерения. Экспериментальное исследование процесса истечения за-

ключается в измерении действительного расхода воздуха при различных давлениях за соплом $p_{ср}$, т. е. при различных отношениях давлений $\beta = p_{ср}/p_0$, начиная с $\beta = 1$ и кончая наименьшим.

Перед началом опыта необходимо включить вакуумный насос 4 (рис. 9.4) при полностью закрытом клапане 3. В этом случае при отсутствии перепада давления в сопловом канале ($p_{ср} = p_2 = B$) расход воздуха, естественно, будет равен нулю ($m = 0$).

Затем следует плавно открыть клапан 3 так, чтобы давление в камере за соплом $p_{ср}$ было меньше барометрического B на 20—25 мм рт. ст. После того как установится стационарный режим истечения, характеризующийся постоянством давлений p_2 и $p_{ср}$, следует начать измерение расхода воздуха. Действительный объемный расход воздуха V_d , м³/с, определяется по разности показаний газового счетчика-расходомера за время $\tau = 3$ мин, фиксируемое секундомером.

Далее следует перейти к опыту на другом режиме, установив давление в камере за соплом $p_{ср} = 95$ кПа.

В каждом последующем опыте давление $p_{ср}$ необходимо уменьшать на 6 кПа. Последний опыт провести при полностью открытым клапане 3.

Анализируя полученные экспериментальные данные, можно заметить, что при уменьшении давления $p_{ср}$ расход постепенно возрастает и достигает максимума при $p_{ср} = p_2 = p_{кр}$. Дальнейшее понижение давления $p_{ср}$ не влияет на расход воздуха; расход V_d остается постоянным для всего интервала значений $\beta \leq \beta_{кр}$.

После окончания измерений на всех режимах провести обработку полученных в опытах данных в следующем порядке.

Сначала необходимо рассчитать значения $\beta = p_{ср}/p_0$ и действительный массовый расход воздуха. Значения m_d , кг/с, определяют по результатам измерений, считая воздух идеальным газом, по уравнению:

$$m_d = p_0 V_d / (RT_0), \quad (9.7)$$

где $p_0 = B$ — давление воздуха перед соплом, Па; T_0 — температура, К; R — газовая постоянная, Дж/(кг·К); V_d — действительный объемный расход воздуха, м³/с.

По полученным данным построить графики зависимости расхода воздуха m_d от отношения давлений $\beta = p_{ср}/p_0$ и зависимости давления в минимальном сечении p_2 от давления за соплом $p_{ср}$.

Далее следует определить критическое отношение давлений $\beta_{кр} = \rho_{кр}/\rho_0$ и сравнить его с рассчитанным по формуле

$$\beta_{кр} = [2/(k+1)]^{k/(k-1)}. \quad (9.8)$$

После этого нужно рассчитать коэффициент расхода $\mu = m_d/m_t$ и скоростной коэффициент $\varphi = \omega_{2д}/\omega_2$ для одного из режимов течения при $\beta > \beta_{кр}$ и для одного при $\beta < \beta_{кр}$ (для воздуха $\beta_{кр} = 0,528$). Для этого сначала рассчитывают обратимый адиабатный процесс расширения воздуха от давления p_0 (начальная температура t_0) до p_2 (процесс 1—2 на рис. 9.2):

$$\pi_{02} = \pi_{00} p_2 / p_0. \quad (9.9)$$

Значения π_{00} , входящие в (9.9), берутся из табл. 9.1.

Таблица 9.1. Термодинамические функции воздуха [8]

$t, ^\circ\text{C}$	$h, \text{кДж/кг}$	π_0	θ_0	$t, ^\circ\text{C}$	$h, \text{кДж/кг}$	π_0	θ_0
-35	238,14	0,6189	11 042	-5	268,21	0,9367	8215
-34	239,15	0,6280	10 927	-4	269,22	0,9490	8139
-33	240,15	0,6373	10 814	-3	270,22	0,9614	8064
-32	241,15	0,6466	10 702	-2	271,22	0,9739	7990
-31	242,15	0,6560	10 593	-1	272,22	0,9865	7917
-30	243,15	0,6655	10 484	0	273,23	0,9992	7845
-29	244,16	0,6751	10 378	1	274,23	1,0120	7774
-28	245,16	0,6848	10 273	2	275,23	1,0250	7703
-27	246,16	0,6946	10 169	3	276,24	1,0381	7634
-26	247,16	0,7045	10 067	4	277,24	1,0513	7565
-25	248,17	0,7145	9966	5	278,24	1,0646	7498
-24	249,17	0,7246	9866	6	279,24	1,0780	7431
-23	250,17	0,7349	9768	7	280,25	1,0916	7365
-22	251,17	0,7452	9672	8	281,25	1,1052	7300
-21	252,17	0,7556	9676	9	282,25	1,1190	7235
-20	253,18	0,7661	9482	10	283,26	1,1330	7172
-19	254,18	0,7767	9390	11	284,26	1,1470	7109
-18	255,18	0,7874	9298	12	285,26	1,1612	7047
-17	256,18	0,7983	9208	13	286,27	1,1755	6986
-16	257,19	0,8092	9119	14	287,27	1,1899	6925
-15	258,19	0,8203	9031	15	288,27	1,2045	6865
-14	259,19	0,8314	8945	16	289,28	1,2191	6806
-13	260,19	0,8427	8859	17	290,28	1,2339	6748
-12	261,20	0,8540	8775	18	291,28	1,2489	6690
-11	262,20	0,8655	8692	19	292,29	1,2639	6633
-10	263,20	0,8771	8609	20	293,29	1,2791	6577
-9	264,20	0,8888	8528	21	294,29	1,2944	6521
-8	265,21	0,9006	8448	22	295,30	1,3099	6466
-7	266,21	0,9125	8369	23	296,30	1,3255	6411
-6	267,21	0,9246	8292	24	297,30	1,3412	6358

Определив значение π_{02} , по табл. 9.1 находим температуру и энтальпию воздуха (t_2, h_2) в конце процесса расширения, по уравнению Клапейрона — Менделеева вычисляем удельный объем v_2 :

$$v_2 = RT_2 / \dot{p}_2, \quad (9.10)$$

а по (9.1) и (9.2) — теоретическая скорость и расход:

$$\omega_2 = 44,72 \sqrt{h_0 - h_2};$$

$$m_T = f_2 \omega_2 / v_2,$$

где f_2 — площадь минимального сечения сопла, определяемая по диаметру минимального сечения; h_0 — энтальпия воздуха перед соплом (находится по табл. 9.1).

Разделив действительный расход воздуха m_d (9.7) на теоретический m_T (9.2), получим коэффициент расхода $\mu = m_d / m_T$. Необходимо помнить, что в процессе расчета μ для режима, в котором $\beta < \beta_{кр}$, давление в минимальном сечении p_2 — это критическое давление $p_{кр} = p_0 \beta_{кр}$; скорость $\omega_{кр}$ — критическая скорость $\omega_{кр}$, совпадающая с местной скоростью звука, а расход m_T равен максимальному расходу $m_{макс}$ (см. рис. 9.1).

Для определения скоростного коэффициента сопла $\varphi = \omega_{2д} / \omega_2$ необходимо найти действительную скорость воздуха в узком сечении суживающегося сопла $\omega_{2д}$. Скорость $\omega_{2д}$ так же, как и в работе № 7, определяется из совместного решения двух уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \omega_{2д} &= 44,72 \sqrt{h_0 - h_{2д}}; \\ \omega_{2д} &= m_d v_{2д} / f_2. \end{aligned} \right\} \quad (9.11)$$

Необходимо подобрать такое значение действительной температуры $T_{2д}$ в минимальном сечении суживающегося сопла, чтобы расчет $\omega_{2д}$ по двум уравнениям (9.11) давал одинаковые результаты. Энтальпию $h_{2д}$ и удельный объем $v_{2д}$, входящие в (9.11), определяют по выбранной температуре $T_{2д}$; $h_{2д}$ — по табл. 9.1; $v_{2д}$ — по формуле: $v_{2д} = RT_{2д} / p_2$.

Систему уравнений (9.11) можно привести к квадратному уравнению, если предположить, что в исследуемом интервале температур изобарная теплоемкость не меняется $c_p = 1$ кДж/(кг·К):

$$AT_{2д}^2 + T_{2д} - T_0 = 0, \quad (9.12)$$

где $A = 41,18 (m_d / f_2 p_2)^2$; $T_{2д}, T_0$ — температура, К; m_d —

действительный расход воздуха, кг/с; f_2 — площадь минимального сечения сопла, м²; p_2 — абсолютное давление в минимальном сечении, Па.

Решив квадратное уравнение (9.12), найдем $T_{2д}$ и далее $h_{2д}$, $v_{2д}$ по одной из формул (9.11) и скоростной коэффициент сопла $\varphi = \omega_{2д}/\omega_2$.

ГЛАВА ДЕСЯТАЯ

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ЦИКЛОВ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

10.1. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

Исследование термодинамических циклов тепловых машин является основной задачей технической термодинамики. Однако провести подробное исследование цикла, установить его основные характеристики (работу, КПД) при изменении отдельных параметров на реальной установке можно лишь в ограниченных пределах. Поэтому при исследовании циклов энергетических установок вместо натуральных испытаний целесообразно использовать различные модели. Модели бывают разные; в зависимости от модели различают предметное, физическое, аналоговое и математическое моделирование.

При предметном моделировании исследование ведется на модели, воспроизводящей основные геометрические, физические и функциональные характеристики оригинала. На таких моделях изучают процессы, происходящие в оригинале — объекте исследования. Примером предметного моделирования являются стендовые испытания двигателей внутреннего сгорания, газотурбинных установок, различных типов холодильных установок и т. п. При этих испытаниях исследуются термодинамические циклы установок и их характеристики. Методика исследования циклов некоторых из перечисленных установок применительно к задачам учебных лабораторий подробно изложена в [37].

Если модель и моделируемый объект имеют одну и ту же физическую природу, то говорят о физическом моделировании. Физическое моделирование — наиболее широко используемый в настоящее время (особенно в учебных лабораториях) вид моделирования. Все лабораторные работы, помещенные в настоящем практикуме (см. гл. 5—9), представляют собой исследование физических моделей.

Аналоговое моделирование — это моделирование, основанное на аналогии (в более точных терминах — изоморфизме) явлений, имеющих различную физическую природу, но описываемых одинаковыми математическими уравнениями. Примером может служить аналогия процесса передачи теплоты теплопроводностью и процесса переноса электрического заряда в электропроводной среде: и то и другое явления описываются одним и тем же дифференциальным уравнением. Аналоговое моделирование осуществляется обычно на аналоговых вычислительных машинах (АВМ). Методика изучения тепловых явлений (в основном теплопроводности) в учебных лабораториях на аналоговых моделях изложена в [48]. В учебных лабораториях термодинамики аналоговое моделирование пока не используется.

Математическое моделирование — это приближенное описание каких-либо процессов, явлений, выраженное с помощью математической символики. Обычно это — определенная последовательность математических и логических операций, называемая программой. Вычисление по этой программе воспроизводит ход моделируемого процесса. Современная форма реализации математического моделирования — это моделирование на электронных вычислительных машинах (ЭВМ). Такие машины — своего рода чистые бланки, на которых может быть записано описание любого процесса в виде программы. Математическое моделирование, сводящее исследование различных процессов и явлений к математическим задачам, получило в последнее время в связи с появлением ЭВМ широкое распространение в науке и технике при исследовании широкого класса задач.

Имея в виду задачу исследования термодинамических циклов энергетических установок, сравним натурные исследования и различные виды моделирования. Несмотря на качественное различие объектов исследования, существует подобие структурных схем исследования, изображенных на рис. 10.1. Здесь показаны структурные схемы натурального эксперимента, физического и математического моделирования. В случае натурального эксперимента (рис. 10.1, а) объектом исследования служит действующая энергетическая установка. При физическом моделировании (рис. 10.1, б) объект исследования — экспериментальная установка, реализующая те же физические процессы, что и в натурном эксперименте. При математическом моделировании объект исследования заменяется ЭВМ.



Рис 101 Структурные схемы натурального эксперимента (а), физического (б) и математического (в) моделирования

При помощи пульта управления формируется сигнал, влияющий на объект исследования. Для определенности пусть это будет команда на частичное закрытие клапана, регулирующего расход рабочего тела перед турбиной паротурбинной установки. В натурном эксперименте это приведет к уменьшению давления и расхода пара, мощности и удельной работы турбины, увеличению конечной влажности. Вся эта информация передается на соответствующие показывающие и регистрирующие приборы.

В случае физического моделирования (рис. 10.1, б) картина повторяется: сигнал управления от пульта управления поступает в экспериментальную установку (происходит частичное закрытие регулирующего клапана), и далее реакция экспериментальной установки передается на регистрирующие приборы, аналогичные регистрирующим приборам в натурном эксперименте.

При математическом моделировании управляющий сигнал от пульта управления поступает в ЭВМ, где происходит управление работой математической программы. В результате вычислений по программе в регистратор поступает численная информация, аналогичная информации в натурном эксперименте и при физическом моделировании. Отличие заключается в том, что вместо закрытия регулирующего клапана здесь уменьшается один из входных параметров вычислительной программы — расход пара. Оперативное изменение входных параметров осуществляется или с клавиатуры устройства ввода ЭВМ или с помощью специального аналого-цифрового преобразователя (АЦП), позволяющего преобразовывать вводимую информацию.

Регистратором может служить либо цифropечатающее устройство ЭВМ, либо экран дисплея, либо специальный цифроаналоговый преобразователь (ЦАП), позволяющий измерить выходные сигналы обычными амперметрами или

вольтметрами так же, как и в случае натурального эксперимента.

В учебных лабораториях невозможно провести натурное исследование циклов паротурбинных установок — циклов тепловых (ТЭС) и атомных (АЭС) электростанций. Физическое моделирование работы ТЭС и АЭС в учебной лаборатории также невозможно, так как не удается создать маленькую турбину для лабораторий, у которой внутренний относительный КПД был бы таким же как у реальных турбин. Поэтому единственным реальным методом исследования циклов ТЭС и АЭС является метод математического моделирования. Кроме того, необходимо помнить, что при математическом моделировании резко расширяется число регулируемых параметров и диапазон их изменений. Например, в натурном эксперименте невозможно исследовать влияние типа турбины или размеров котельного агрегата на параметры установки, математическая модель позволяет это сделать; в натурном эксперименте нельзя создавать аварийные ситуации (слишком высокая температура пара перед турбиной или очень большая конечная влажность пара), математическая же модель позволяет «прочитать» любой (даже не реальный) режим работы.

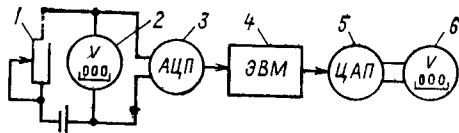
Математическое моделирование циклов можно осуществить на малых (настольных) ЭВМ, так как в учебных лабораториях технической термодинамики исследуется не вся тепловая (или атомная) станция, а только термодинамический цикл.

На рис. 10.2 приведена схема стенда, реализующего метод математического моделирования на ЭВМ, созданный в Московском энергетическом институте на кафедре теоретических основ теплотехники.

В ЭВМ типа Д-3-28 (позиция 4) поступает восемь входных сигналов по восьми каналам (на рис. 10.2 показан один канал).

Входной сигнал каждого канала представляет собой падение напряжения на резисторе 1, измеряемое цифровым вольтметром 2 типа Ф210. Напряжение численно равно моделируемому параметру. Аналоговый сигнал преобразуется в аналого-цифровом преобразователе 3 и поступает

Рис. 10.2. Принципиальная схема стенда, реализующего метод математического моделирования



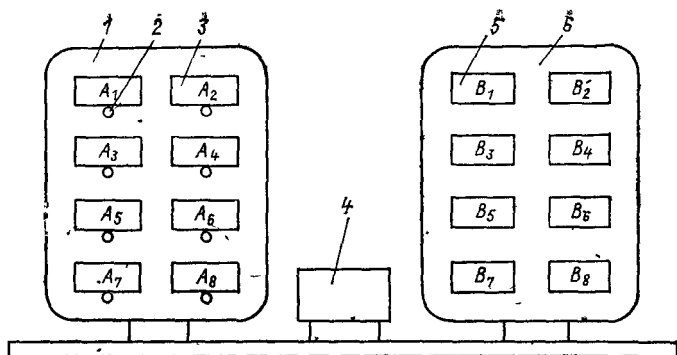


Рис. 10.3. Внешний вид стенда

в ЭВМ в виде входных параметров вычислительной программы. Вычислительная программа формирует восемь вычислительных величин и подает их на выход из ЭВМ. Каждый из восьми выходных сигналов, пройдя через цифроаналоговый преобразователь 5, регистрируется цифровым вольтметром 6 типа Ф210 (на рис. 10.2 показан один выходной канал).

Особенностью вычислительной программы является то обстоятельство, что по окончании вычислений по программе последний оператор возвращает ее к первому оператору и программа таким образом «зацикливается». В результате любое изменение входных параметров автоматически приводит к изменению выходных характеристик через некоторый промежуток времени, равный времени работы программы. Это время зависит от характера программы и типа ЭВМ и не должно превышать нескольких секунд.

Таким образом, внешне стенд (рис. 10.3) представляет собой пульт управления 1, на котором смонтированы восемь ручек резисторов 2, изменяющих входные параметры ($A_1—A_8$), и восемь цифровых вольтметров 3, измеряющих эти параметры. Восемь выходных параметров — характеристик цикла ($B_1—B_8$) — измеряются цифровыми вольтметрами 6, смонтированными на регистрирующей панели 5. Между пультом управления и регистрирующей панелью расположена ЭВМ 4.

Математическая модель термодинамических циклов энергетических установок представляет собой программу расчета параметров рабочего тела в характерных точках цикла, а также его энергетических характеристик.

10.2. МЕТОДЫ РАСЧЕТА ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ РАБОЧИХ ТЕЛ

Основными рабочими телами современной энергетики являются водяной пар и воздух. Вода и водяной пар используются в ТЭС и АЭС, воздух — в газотурбинных установках (ГТУ) и двигателях внутреннего сгорания (ДВС). Воздух при тех параметрах, которые имеют место в ГТУ и ДВС, можно считать идеальным газом; воду и водяной пар, очевидно, считать идеальным газом нельзя. Поэтому методика расчета термодинамических свойств воздуха и водяного пара различна.

Определим те термодинамические параметры, которые необходимо рассчитать в программе, а также определяющие аргументы.

Известно, что рабочее тело ТЭС, АЭС и ГТУ — это поток водяного пара или газа, и поэтому основные энергетические характеристики (работа и КПД) определяются энтальпиями h характерных точек цикла. Определяющими параметрами обычно являются давление и температура в цикле. Поэтому в процессе реализации программы необходимо рассчитывать энтальпию по заданным температуре и давлению $h=f(p, T)$. В случае идеального газа — воздуха — энтальпия зависит только от температуры $h=f(T)$.

При расчете адиабатных процессов необходимо вычисление энтропии по температуре и давлению $s=f(T, p)$ и энтальпии по давлению и энтропии $h=f(p, s)$.

В связи с тем, что существуют различные уравнения; обеспечивающие различную точность описания термодинамических свойств, рассмотрим некоторые из них для воздуха и водяного пара.

Уравнения для воздуха. Уравнения, описывающие термодинамические свойства воздуха в идеальном газовом состоянии, приведены в [8]. Основой этих уравнений является зависимость изобарной теплоемкости воздуха от температуры:

$$c_p = \sum_{i=0}^7 a_i (T/1000), \quad (10.1)$$

где c_p — изобарная теплоемкость, кДж/(кг·К); T — температура, К; a_i — коэффициенты (приведены в табл. 10.1).

Интегрируя (10.1), получаем выражение для энтальпии h и энтропии воздуха в идеальном газовом состоянии:

$$h = 1000 \sum_{i=0}^7 \frac{a_i}{i+1} \frac{T^{i+1} - T_0^{i+1}}{1000^{i+1}}; \quad (10.2)$$

$$s^0 = a_0 \ln \frac{T}{T_0} + \sum_{i=1}^7 \frac{a_i}{i} \frac{T^i - T_0^i}{1000^i}. \quad (10.3)$$

Уравнения (10.2) и (10.3), в которых начальная температура T_0 может выбираться произвольно, приводятся к более удобному для программирования виду (в частности, для использования схемы Горнера):

$$h = A_h + 1000 \sum_{i=0}^7 \frac{a_i}{i+1} (T/1000)^{i+1}; \quad (10.4)$$

$$s^0 = A_s + a_0 \ln(T/1000) + \sum_{i=1}^7 \frac{a_i}{i} (T/1000)^i. \quad (10.5)$$

В (10.4) и (10.5) константы A_h и A_s определяются из выражений:

$$A_h = -1000 \sum_{i=0}^7 \frac{a_i}{i+1} (T_0/1000)^{i+1};$$

$$A_s = -a_0 \ln(T_0/1000) - \sum_{i=1}^7 \frac{a_i}{i} (T_0/1000)^i.$$

Для принятой в таблицах [8] начальной температуры эти константы равны: $A_h = -18,709009$ кДж/кг; $A_s = -0,9259233$ кДж/(кг·К).

В (10.2)–(10.5) применяются следующие обозначения и наименования единиц физических величин: h , кДж/кг; s^0 , кДж/(кг·К); T , К, а коэффициенты a_i — см. табл. 10.1.

Таблица 10.1. Коэффициенты a_i уравнения (10.1)

i	a_i	i	a_i
0	+1,0161637	4	-3,3910917
1	-0,0556031	5	+2,2396791
2	-0,4139366	6	-0,7217597
3	+2,3758503	7	+0,0920000

Расчет энтальпии воздуха по заданной температуре осуществляется по (10.4), а энтропии s^0 — по (10.5). Обозначим эти операции: $h=f(T)$ и $s^0=f(T)$. Если же ставится обратная задача — по известной энтальпии h найти температуру T , то эту операцию отыскания корня уравнения (10.4) обозначим: $T=\psi(h)$. Аналогично и определение температуры T по известной энтропии s^0 : $T=\psi(s^0)$. Нахождение корня уравнения (10.4) или (10.5) (определение T) осуществляется специальной подпрограммой, реализующей один из известных методов решения алгебраических и трансцендентных уравнений: метод простых итераций, метод хорд, метод касательных или какой-либо другой метод.

Покажем на примере использование (10.4) и (10.5) при решении адиабатного обратимого процесса. Пусть заданы начальное давление p_1 и температура T_1 воздуха, а также давление в конце адиабатного обратимого процесса p_2 . Необходимо определить начальную h_1 и конечную h_2 энтальпии воздуха.

Для этого сначала определим $h_1=f(T_1)$ и $s_1^0=f(T_1)$ по (10.4) и (10.5) соответственно. Так как в адиабатном обратимом процессе $\Delta s=0$, то для идеального газа

$$\left. \begin{aligned} \Delta s &= s_2^0 - s_1^0 - R \ln(p_2/p_1) = 0; \\ s_2^0 &= s_1^0 + R \ln(p_2/p_1). \end{aligned} \right\} \quad (10.6)$$

Вычислив s_2^0 , находим $T_2=\psi(s_2^0)$ решением (10.5), а по T_2 находим энтальпию в конце процесса $h_2=f(T_2)$ по формуле (10.4). Таким образом, определение h_1 и h_2 сводится к пяти последовательным операциям, изображенным на блок-схеме этой вычислительной программы (рис. 10.4,а). Все операторы этой программы, обведенные прямоугольником, — прямой счет по формулам. Затраты машинного времени на такие операции, как правило, малы. Обращение к стандартной программе (обведенное на рис. 10.4 прямоугольником и окружностью) требует большего машинного времени, так как в данном случае необходимо неоднократно рассчитывать s^0 при различных T_2 , решая алгебраическое уравнение (10.5) одним из стандартных методов.

Другой способ расчета термодинамических свойств воздуха основан на двух уравнениях: зависимости энтальпии от температуры $h=f(T)$ и зависимости энтропии при стандартном давлении s^0 от энтальпии $s^0=f(h)$ [49]. Первая

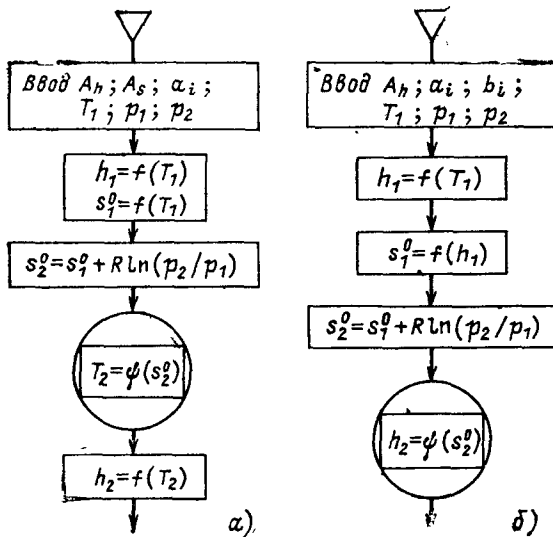


Рис. 10.4. Блок-схемы программ расчета энтальпий воздуха в адиабатном процессе при различной исходной информации:

а — $h=f(T)$, $s^0=f(T)$; б — $h=f(T)$, $s^0=f(h)$

зависимость $h=f(T)$ описывается (10.4), а вторая имеет вид:

$$s^0 = b_0 + b_1 \ln(h/b_3) + b_2 (h/b_3), \quad (10.7)$$

где s^0 — энтропия, кДж/(кг·К); h — энтальпия, кДж/кг; b_i — коэффициенты (табл. 10.2).

Таблица 10.2. Коэффициенты b_i уравнения (10.7)

i	b_i	i	b_i
0	6,3934960	2	0,0162010
1	0,9701072	3	223,11

При решении адиабатного процесса (нахождение h_1 и h_2 по заданным p_1 , T_1 и p_2) вычислительная программа осуществляется в соответствии с блок-схемой, представленной на рис. 10.4,б. Здесь первый прямоугольник — ввод коэффициентов уравнений (10.4) и (10.9), а также начальных (p_1 , T_1) и конечных (p_2) параметров процесса. Второй и третий прямоугольники — расчет энтальпии воздуха h_1 при температуре T_1 по (10.4) и энтропии s_1^0 при

стандартном давлении по известной энтальпии h_1 по (10.7). Далее рассчитывается энтропия s_2^0 при стандартном давлении при конечной температуре T_2 по (10.6). Последний оператор этой программы — обращение к стандартной программе — отыскание корня h_2 уравнения (10.7) при заданной s_2^0 .

Третий способ расчета термодинамических свойств воздуха наиболее простой, хотя и менее точный, чем два предыдущих. Этот способ основан на предположении, что изобарная теплоемкость воздуха c_p не меняется с температурой. Из условия $c_p = \text{const}$ следует, что изохорная теплоемкость $c_v = c_p - R$ и показатель адиабаты $k = c_p / c_v$ также являются постоянными и не зависящими от температуры величинами. В этом случае изменение энтальпии в любом процессе рассчитывается по формуле

$$h_2 - h_1 = c_p (T_2 - T_1), \quad (10.8)$$

а температура в адиабатном обратимом процессе определяется так:

$$T_2 = T_1 (p_2 / p_1)^{(k-1)/k}. \quad (10.9)$$

В предложенном методе c_p и k для воздуха можно принять в соответствии с молекулярно-кинетической теорией: $c_p = 1$ кДж/(кг·К); $k = 1,4$. Эти значения немного отличаются от средних в рабочем интервале: при увеличении температуры от 0 до 800 °С теплоемкость c_p увеличивается от 1,00 до 1,15 кДж/(кг·К), а k — от 1,40 до 1,33.

При точных расчетах необходимо пользоваться методами, учитывающими зависимость теплоемкости от температуры. В тех случаях, когда нас интересует в первую очередь качественный результат, вполне допустимо использовать (10.8) и (10.9), не учитывающие зависимости теплоемкости от температуры.

Уравнения для водяного пара. Существует ряд уравнений, очень точно описывающих термодинамические свойства воды и водяного пара. К ним относится, в частности, Международная система уравнений 1968 г. Международная система уравнений и таблицы, рассчитанные по этим уравнениям, приведены в [38]. Несмотря на высокую точность описания термодинамических свойств Международной системой 1968 г., в математических моделях она не используется. Это связано со сложностью этой системы: вся термодинамическая поверхность здесь разбита на семь областей и для каждой из них существует свое уравнение, насчитывающее несколько десятков эмпирических коэффициентов.

Для технических расчетов обычно пользуются более простыми и удобными уравнениями. Рассмотрим некоторые из них.

В [50] предложено уравнение состояния в вириальной форме типа (1.21), описывающее свойства водяного пара в интервале температур от 0 до 700 °С и давлений до 50 МПа:

$$z = 1 + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=0}^8 a_{ij} p^i / \tau^j, \quad (10.10)$$

где z — коэффициент сжимаемости; p — давление, Па; $\tau = T/1000$; T — температура, К; a_{ij} — коэффициенты (табл. 10.3).

Таблица 10.3. Коэффициенты a_{ij} вириального уравнения состояния водяного пара (10.10)

i	$a_{1j} \cdot 10^4$	$a_{2j} \cdot 10^6$	$a_{3j} \cdot 10^8$
0	-5,01140	-29,133164	-34,55136
1	+19,6657	129,65709'	230,69622
2	-20,9137	-181,95576	-657,21885
3	2,32488	0,704026	1036,1870
4	2,67376	247,96718	-977,45125
5	-1,62302	-264,05235	555,8894
6	0	117,60724	-182,04871
7	0	-21,276671	30,554171
8	0	0,5248023	-,1,9917134

Энтальпию водяного пара можно определить из (1.41), (1.43) и (10.10):

$$h = h_0 + \frac{RT^2}{1000} \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^8 \frac{i}{i} a_{ij} p^i / \tau^{j+1}, \quad (10.11)$$

где $h_0 = 1808,92 + 1,48286T + 3,79025 \cdot 10^{-4} T^2 + 106,3196 \lg T$ — энтальпия водяного пара при давлении в тройной точке $p_0 = 611,2$ Па; $R = 0,46151$ кДж/(кг·К) — газовая постоянная водяного пара; a_{ij} — коэффициенты уравнения (10.10) (см. табл. 10.3).

Аналогично, используя (1.31) и (10.10), получаем выражение для энтропии s водяного пара:

$$s = s_0 - R \ln(p/p_0) + R_j \sum_{i=1}^3 \sum_{j=0}^8 \frac{i-1}{i} a_{ij} p^i / \tau^j, \quad (10.12)$$

где $s_0 = 0,7991 + 3,41441 \lg T + 7,5805 \cdot 10^{-4} T - 46,174/T$ —

энтропия водяного пара при давлении p_0 , кДж/(кг·К); $p_0=611,2$ Па — давление в тройной точке; a_{ij} — коэффициенты вириального уравнения состояния (10.10) (см. табл. 10.3).

Формулы (10.11) и (10.12) используются для расчета адиабатного процесса в перегретом водяном паре. Блок-схема программы вычисления энтальпий в начале и конце обратимого адиабатного процесса по заданным p_1 , T_1 и p_2 аналогична схеме, изображенной на рис. 10.4,а (рис. 10.5). Следующие за вводом исходных параметров два прямоугольника блок-схемы — расчет энтальпии и энтропии водяного пара в начале адиабатного процесса по (10.11) и (10.12). Следующий оператор присвоения — $s_2=s_1$. Нахождение температуры T_2 в конце процесса осуществляется обращением к стандартной программе (на рис. 10.5 — прямоугольник, вписанный в окружность) решения алгебраических и трансцендентных уравнений. Здесь решается уравнение (10.12): определяется T_2 при заданных p_2 и s_2 . Расчет заканчивается вычислением энтальпии водяного пара h_2 в конце адиабатного процесса по (10.11).

Уравнения для энтальпии (10.11) и энтропии (10.12) водяного пара получены на основе вириального уравнения состояния (10.10), в котором вириальные коэффициенты представлены в виде ряда по обратным степеням температуры. Используя более сложные функциональные зависимости вириальных коэффициентов от температуры, можно уменьшить число эмпирических коэффициентов вириального уравнения состояния. В частности, такое уравнение было предложено в [51]:

$$v = R\tau/p + B + C\tau,$$

где $\tau = T/1000$; $R = 0,46151$, кДж/(кг·К); T — температура, К; p — давление, МПа; v — удельный объем, м³/кг:

$$B = b_0 + b_1\tau + b_2/\tau^2 + b_3/(\tau - b_4)^2;$$

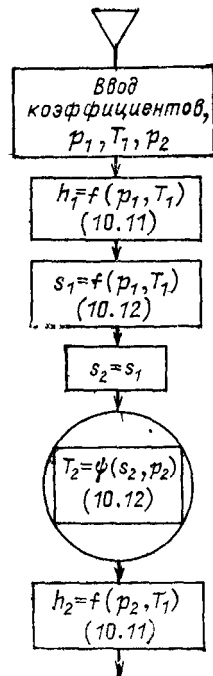


Рис. 10.5 Блок-схема программы расчета энтальпий в адиабатном процессе перегретого водяного пара

Таблица 10.4. Коэффициенты a_i , b_i , c_i уравнений (10.13) и (10.14)

i	a_i	b_i	c_i
0	$2,12787 \cdot 10^3$	$3,237 \cdot 10^{-4}$	$5,6084 \cdot 10^{-6}$
1	$1,48285 \cdot 10^3$	$-2,5 \cdot 10^{-4}$	$-2,5993 \cdot 10^{-6}$
2	$3,79026 \cdot 10^2$	$-1,1354 \cdot 10^{-3}$	$-1,2604 \cdot 10^{-8}$
3	$4,6174 \cdot 10^1$	$-4,381 \cdot 10^{-4}$	—
4	$1,08161 \cdot 10^4$	0,21	—

$$C = c_0 + c_1/\tau^8 + c_2/\tau^{14}.$$

Коэффициенты b_i и c_i даны в табл. 10.4.

Используя дифференциальные уравнения термодинамики (1.41) и (1.31); можно найти выражения для энтальпии h и энтропии s перегретого пара:

$$h = h_0 + (B_h p + C_h p^2 / 2) / 1000, \quad (10.13)$$

где

$$\begin{aligned} h_0 &= a_0 + a_1 \tau + a_2 \tau^2 + a_3 \ln \tau; \\ B_h &= b_0 + 3b_2/\tau^2 + 3b_3/(\tau - b_4)^2 + 2b_3 b_4/(\tau - b_4)^3; \\ C_h &= s_0 + 9c_1/\tau^8 + 15c_2/\tau^{14}; \\ s &= s_0 + B_s p + C_s p^2 / 2 - R \ln(1000p), \end{aligned} \quad (10.14)$$

где

$$\begin{aligned} s_0 &= (a_1 \ln \tau + 2a_2 \tau - a_3/\tau + a_4) / 1000; \\ B_s &= -b_1 + 2b_2/\tau^3 + 2b_3/(\tau - b_4)^3; \\ C_s &= 8c_1/\tau^9 + 14c_2/\tau^{13}. \end{aligned}$$

Коэффициенты a_i , b_i и c_i приведены в табл. 10.4. Уравнения (10.13) и (10.14) описывают энтальпию перегретого пара с погрешностью, не превышающей 1,0 кДж/кг, а энтропию — с погрешностью не более 0,001 кДж/(кг·К) во всей области параметров, необходимых для расчета паротурбинных установок.

При расчете адиабатного процесса в области перегретого водяного пара приходится сталкиваться с итерационными процессами (рис. 10.5), что существенно усложняет вычислительную программу и требует больших затрат машинного времени. Этого можно избежать, если использовать для водяного пара уравнение состояния, подобное уравнению состояния идеального газа [52]:

$$p\dot{v} = \alpha(h - h_0), \quad (10.15)$$

где $\alpha = 0,2253$; $h_0 = 1913,7$ кДж/кг;

Интегрируя известное дифференциальное соотношение $(\partial h/\partial p)_s = v$ совместно с (10.15), получаем

$$h_2 = (h_1 - h_0) (p_2/p_1)^\alpha + h_0. \quad (10.16)$$

Уравнение (10.16) позволяет рассчитать энтальпию перегретого водяного пара в конце адиабатного обратимого (изоэнтропного) процесса по известным значениям энтальпии пара в начале процесса и двум давлениям (p_1 и p_2) в начале и в конце процесса соответственно. Погрешность определения энтальпии h_2 по (10.16) не превышает 4 кДж/кг для параметров перегретого пара, применяемых в современных паротурбинных установках, и в ряде случаев может считаться удовлетворительной.

Для расчета процессов в области влажного водяного пара используют формулы для кривой насыщения [51]:

$$T_n = 1000 \left/ \sum_{i=0}^5 a_i (\ln p)^i \right., \quad (10.17)$$

или

$$\ln p_n = \sum_{i=-1}^{i=1} a_i (T/1000) + a_2 \ln T, \quad (10.17a)$$

где p — давление, МПа; a_i — коэффициенты, приведенные в табл. 10.5 и 10.6; T_n — температура насыщения, К, и од-

Таблица 10.5. Коэффициенты a_i уравнения (10.17), описывающего кривую насыщения

a_0	2,20732	a_3	$1,619692 \cdot 10^{-4}$
a_1	$-2,117187 \cdot 10^{-1}$	a_4	$4,899800 \cdot 10^{-5}$
a_2	$-2,166605 \cdot 10^{-3}$	a_5	$3,691725 \cdot 10^{-6}$

Таблица 10.6. Коэффициенты a_i уравнения (10.17a), описывающего кривую насыщения

a_{-1}	-7,821541	a_1	10,28003
a_0	82,86568	a_2	-11,48776

нотипное выражение для энтальпии кипящей воды h' и сухого насыщенного пара h'' , энтропии сухого насыщенного пара s'' и изобарно-изотермического потенциала ϕ влажного пара, зависящих только от температуры [53]:

$$y = \sum_{i=0}^n a_i (T_n/647,2665)^i, \quad (10.18)$$

здесь a_i — коэффициенты, приведенные в табл. 10.7.

Таблица 10.7. Коэффициенты a_i уравнения (10.18), описывающего энтальпию кипящей воды h' и сухого насыщенного пара h'' , энтропию сухого насыщенного пара s'' и изобарно-изотермического потенциала φ

a_i	h'	h''	s''	φ
a_0	$0,215918638 \cdot 10^8$	$-0,24509085 \cdot 10^8$	$0,271669973 \cdot 10^4$	$-0,7811587 \cdot 10^8$
a_1	$-0,294899186 \cdot 10^6$	$0,343138528 \cdot 10^6$	$0,672212793 \cdot 10$	$0,43895532 \cdot 10^4$
a_2	$0,168533091 \cdot 10^7$	$-0,191174351 \cdot 10^7$	$-0,747510787 \cdot 10^3$	$-0,80605739 \cdot 10^4$
a_3	$-0,539468966 \cdot 10^7$	$0,605373655 \cdot 10^7$	$0,358212673 \cdot 10^4$	$0,59650131 \cdot 10^4$
a_4	$0,106814779 \cdot 10^8$	$-0,1188622165 \cdot 10^8$	$-0,851820171 \cdot 10^4$	$-0,29255230 \cdot 10^4$
a_5	$-0,134040540 \cdot 10^8$	$0,14834252 \cdot 10^8$	$0,119151822 \cdot 10^5$	$0,6445090 \cdot 10^3$
a_6	$0,104168615 \cdot 10^8$	$-0,115037973 \cdot 10^8$	$-0,999463183 \cdot 10^4$	—
a_7	$-0,4586357 \cdot 10^7$	$0,507143921 \cdot 10^7$	$0,64773083 \cdot 10^3$	—
a_8	$-0,87663609 \cdot 10^6$	$-0,973927618 \cdot 10^6$	$-0,943313412 \cdot 10^3$	—

Уравнение (10.17) описывает кривую насыщения с максимальным отклонением от точного уравнения [38], равным 0,04 К.

Уравнения (10.17) и (10.18) позволяют рассчитывать обратимый адиабатный процесс в области влажного пара. Рассмотрим три примера изоэнтропного расширения водяного пара (рис. 10.6). В первом примере начальное состояние — сухой насыщенный пар, заданный давлением p_1 . Во втором примере начальное состояние — влажный пар (известны его давление p_1 и степень сухости x_1). В третьем примере начальное состояние — перегретый пар, заданный давлением p_1 и температурой T_1 . Во всех трех примерах изоэнтропное расширение заканчивается в области влажного пара (дано конечное давление p_2). Рассчитываемые процессы изображены в h, s -диаграмме (рис. 10.6) прямыми I, II и III. Блок-схемы расчета h_1 и h_2 в процессах I, II и III представлены на рис. 10.7.

Все три программы условно делятся на две половины: в первой рассчитываются энтальпия и энтропия водяного пара в начале процесса (h_1, s_1), а во второй — энтальпия влажного пара h_2 по известной энтропии s_2 и давлению p_2 .

В программе (рис. 10.7,а) расчету энтальпии и энтропии сухого насыщенного пара h''_1, s''_1 предшествует расчет температуры насыщения по (10.17). Конечную энтальпию находят сле-

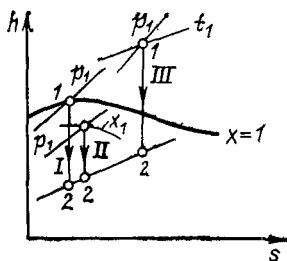


Рис 10.6. Три варианта адиабатных процессов

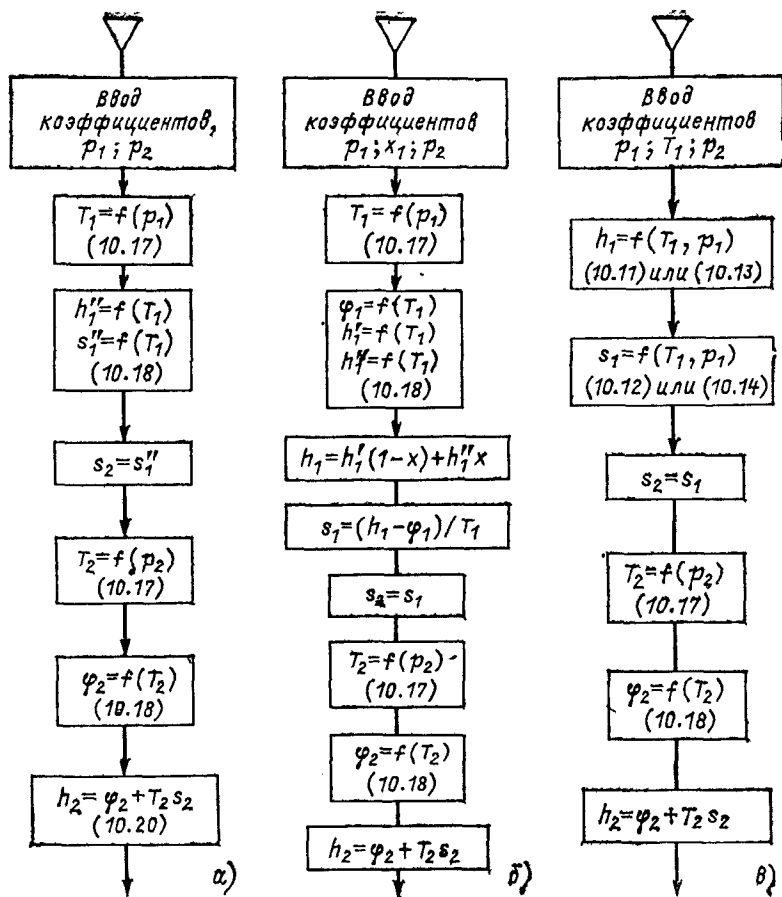


Рис. 10.7. Блок-схемы программ расчета адиабатных процессов на рис. 10.6:

а — процесс I; б — процесс II; в — процесс III

дующим образом. Сначала по найденной температуре насыщения, T_2 рассчитывают изобарно-изотермический (химический) потенциал φ_2 . Необходимо напомнить, что для влажного пара химические потенциалы сосуществующих фаз одинаковы. ($\varphi' = \varphi''$), поэтому химический потенциал влажного пара не зависит от степени сухости, а только от температуры (или давления) насыщения. Из определения химического потенциала

$$\varphi = h - Ts \quad (10.19)$$

Следует выражение для энтальпии влажного пара:

$$h_2 = \varphi_2 + T_2 s_2. \quad (10.20)$$

При расчете процесса II (рис. 10.7,б) энтальпия влажного пара в начале процесса определяется по (1.5), а энтропия — из определения химического потенциала (10.19). Вторая часть программы — расчет h_2 по p_2 и s_2 такая же, что и на рис. 10.7,а. Расчет процесса III (рис. 10.7,в) включает первую часть — вычисление энтальпии и энтропии перегретого пара (h_1 , s_1); вторая часть вычисления h_2 не отличается от программ, изображенных на рис. 10.7,а и б.

10.3. РАБОТА № 9. ИССЛЕДОВАНИЕ ЦИКЛОВ ПРОСТЫХ ГАЗОТУРБИННЫХ УСТАНОВОК

Принципиальная схема простой газотурбинной установки (ГТУ) изображена на рис. 10.8,а, а цикл, совершаемый рабочим телом этой установки, в T, s -диаграмме дан на рис. 10.8,б. Воздух из окружающей среды поступает в компрессор К, где происходит необратимое адиабатное сжатие (процесс 1—2д). В камере сгорания КС в результате подвода теплоты температура рабочего тела повышается до T_3 . Хотя давление в КС немного уменьшается, в настоящей работе так же, как и во всех курсах термодинамики, процесс 2—3 будем считать изобарным. В газовой турбине Т газ расширяется адиабатно необратимо (процесс 3—4д) и выбрасывается в окружающую среду. Давление за турбиной принимаем равным начальному давлению $p_4 = p_1$. Часть мощности турбины расходуется на привод компрессора, а остальная часть преобразуется в электроэнергию в генераторе Г.

Имея в виду внешний вид стенда (рис. 10.3), выбирают восемь регулируемых параметров (аргументов), которые

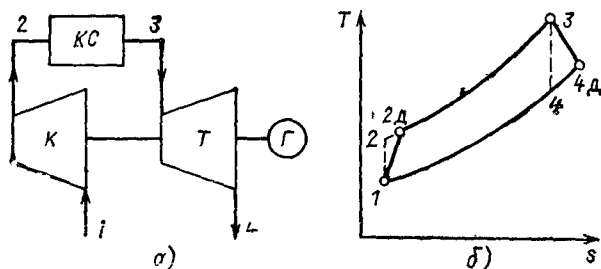


Рис. 10.8. Схема (а) и цикл (б) простой газотурбинной установки

можно менять при работе установки, и восемь характеристик, которые должны быть вычислены и выведены на регистрирующие приборы стенда.

В данной работе в качестве регулируемых параметров выбраны: начальное давление p_1 и температура t_1 ; температура газа перед турбиной t_3 ; расход рабочего тела G ; внутренние относительные КПД турбины η_{01}^T и компрессора η_{01}^K ; давление воздуха в камере сгорания p_2 ; показатель адиабаты газа — рабочего тела k .

В качестве характеристик ГТУ, которые должны вычисляться и выводиться на регистрирующие приборы, приняты: мощности турбины N_T , компрессора N_K и ГТУ $N_{ГТУ}$, теоретическая мощность ГТУ $N_{ГТУ}^T$, соответствующая обратимым процессам сжатия и расширения; термический η_t и внутренний КПД η_i ГТУ; температуры газа после турбины $t_{4Д}$ и воздуха перед камерой сгорания $t_{2Д}$. Регулируемые параметры и характеристики простой ГТУ показаны на рис. 10.9.

При вычислении характеристик ГТУ удобно пользоваться не отношением давлений p_2/p_1 , а отношением температур при обратимом адиабатном сжатии от давления p_1 до p_2

$$\tau = T_2/T_1 = (p_2/p_1)^{(k-1)/k}. \quad (10.21)$$

Теплоемкость и показатель адиабаты будем считать постоянными. В этом случае характеристики ГТУ с учетом (10.10) и (10.21) можно записать так:

мощность турбины

$$N_T = G(h_3 - h_{4Д}) = Gc_p T_1 \theta (\tau - 1) \eta_{01}^T / \tau; \quad (10.22)$$

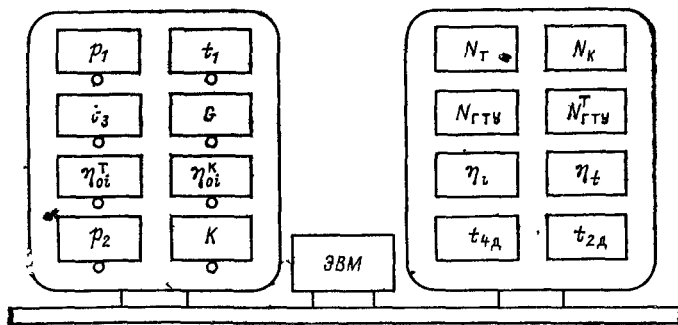


Рис. 10.9. Схема размещения регулируемых параметров и характеристик простой ГТУ на стенде

мощность компрессора

$$N_k = G(h_{2d} - h_1) = Gc_p T_1 (\tau - 1) / \eta_{oi}^k; \quad (10.23)$$

мощность ГТУ

$$N_{ГТУ} = N_\tau - N_k; \quad (10.24)$$

теоретическая мощность ГТУ

$$N_{ГТУ}^T = Gc_p T_1 (\tau - 1) (\theta / \tau - 1); \quad (10.25)$$

термический КПД

$$\eta_t = \frac{(h_3 - h_4) - (h_2 - h_1)}{h_3 - h_2} = (\tau - 1) / \tau; \quad (10.26)$$

внутренний КПД

$$\eta_i = (\tau - 1) (\theta \eta_{oi}^T / \tau - 1 / \eta_{oi}^k) / [(\theta - 1) - (\tau - 1) / \eta_{oi}^k]; \quad (10.27)$$

температура газа, покидающего турбину,

$$T_{4d} = T_3 [1 - (\tau - 1) \eta_{oi}^T / \tau]; \quad (10.28)$$

температура воздуха после компрессора

$$T_{2d} = T_1 [1 + (\tau - 1) / \eta_{oi}^k]. \quad (10.29)$$

$$\theta = T_3 / T_1. \quad (10.30)$$

Формулы (10.22) — (10.29) являются основой вычислительной программы, позволяющей рассчитать основные характеристики ГТУ при произвольном изменении восьми регулируемых параметров.

Хотя математическая модель допускает введение любых значений параметров — температуры, давления и т. п., необходимо представлять примерные значения параметров в современных ГТУ [54]. Если начальные параметры p_1 и t_1 — это параметры окружающей среды, определяемые климатическими условиями, то температура газа перед турбиной t_3 определяется жаростойкостью сталей. В ранних конструкциях ГТУ $t_3 = 600 + 700^\circ\text{C}$, в более поздних — $t_3 = 800 + 850^\circ\text{C}$. В тех конструкциях, где используется принудительное охлаждение первых ступеней турбины $t_3 = 1000 + 1150^\circ\text{C}$, внутренние относительные КПД турбины η_{oi}^T и компрессора η_{oi}^k примерно одинаковы и выбираются для современных ГТУ от 0,84 до 0,90.

Расход воздуха G определяется мощностью установки: при прочих равных условиях, чтобы увеличить мощность ГТУ в два раза, необходимо обеспечить в два раза боль-

ший расход G . На 1 МВт мощности простой ГТУ требуется расход воздуха, равный 3—10 кг/с. Меньшая из этих цифр относится к современным ГТУ (высокие значения t_3 , η_{01}^T , η_{01}^K), большая — к старым конструкциям.

Показатель адиабаты воздуха k зависит от температуры: при 0°C $k=1,40$, при 700°C $k=1,34$, а при 1200°C $k=1,31$.

Влияние давления p_2 в камере сгорания на мощность и КПД ГТУ не однозначно: существует оптимальное значение p_2 , при котором мощность (или КПД) максимальна. Оптимальное значение давления p_2 зависит от многих факторов и для простых ГТУ колеблется от 0,5 до 1,5 МПа (при $p_1=0,1$ МПа).

Число задач, которые можно решать с помощью такого стенда, велико: можно исследовать влияние одного, двух, трех или нескольких регулируемых параметров на характеристики ГТУ. Приведем в качестве примера три задачи.

Задача 1. Исследовать влияние давления p_2 в камере сгорания на мощность турбины, компрессора и ГТУ, а также на термический и внутренний КПД ГТУ. Для этого необходимо установить на левой части стенда (рис. 10.9) определенные параметры и, меняя p_2 от значения p_1 до 3 МПа с шагом, равным 0,2 МПа, записать характеристики ГТУ с приборов, расположенных на правой части стенда. Определить давления p_2 , при которых максимальны теоретическая мощность ГТУ, действительная мощность ГТУ, внутренний КПД. Изобразить исследуемые зависимости на графиках. Представить циклы, в которых мощность и КПД максимальны, в T, s -диаграмме. Для вычерчивания цикла энтропии рабочего тела необходимо рассчитывать по формуле

$$s = c_p \ln T/T_0 - R \ln p/p_0, \quad (10.31)$$

где $c_p=1$ кДж/(кг·К) — теплоемкость воздуха; $R=0,287$ кДж/(кг·К) — газовая постоянная воздуха; $T_0=273,15$ К; $p_0=0,1$ МПа — температура и давление начала отсчета энтропии ($s=0$ при $p_0=0,1$ МПа и $T_0=273,15$ К).

Задача 2. Исследовать влияние температуры t_3 газа перед турбиной и климатических условий (температуры t_1) на оптимальное значение давления p_2 в камере сгорания, мощность и внутренний КПД ГТУ. Для этого при заданных регулируемых параметрах и $t_3=600^\circ\text{C}$, изменяя p_2 от p_1 до 3 МПа с шагом 0,3 МПа, определить давление $p_{2опт}^N$, при котором мощность ГТУ максимальна, и давле-

ние $p_{2\text{опт}}$, при котором максимален внутренний КПД. Далее провести такие опыты при больших температурах t_3 , отличающихся от предыдущих на 100°C . Закончить опыт при $t_3=1500^\circ\text{C}$.

По результатам опытов построить графики зависимости мощности и КПД от давления p_2 . На этих же графиках провести штриховые линии, соединяющие точки максимумов.

Представить в T ; s -диаграмме для температуры $t_3=800^\circ\text{C}$ два цикла простой ГТУ, у которых максимальные мощность и КПД. Значения энтропии, необходимые для построения циклов, необходимо рассчитать по (10.31).

Влияние климатических условий (температуры t_1) исследуется так же, как и влияние t_3 . Для этого проводятся опыты при нескольких значениях температуры окружающего воздуха: $+20$; 0 ; -20 ; -40°C . Обработку полученной информации провести так же, как в предыдущем случае.

Задача 3. Исследовать влияние внутренних относительных КПД турбины η_{01}^T и компрессора η_{01}^K на мощность и КПД ГТУ при различных температурах газа перед турбиной t_3 . Для этого при заданном значении t_3 (например, при $t_3=1000^\circ\text{C}$) провести поиск такого значения p_2 , при котором мощность максимальна. Эти операции необходимо выполнить для различных значений $\eta_{01}^T=\eta_{01}^K$: $0,95$; $0,9$; $0,8$; $0,7$ и т. д. до тех пор, пока $N_{\text{ГТУ}}=0$. Для заданной температуры t_3 построить зависимость мощности ГТУ от $\eta_{01}^T=\eta_{01}^K$, отметив то значение η_{01}^T , при котором мощность становится равной нулю. Такое исследование необходимо провести для четырех значений t_3 , $^\circ\text{C}$: 1000 ; 800 ; 600 и 400 .

В T , s -диаграмме необходимо построить два цикла ГТУ при $t_3=800^\circ\text{C}$ и двух значениях $\eta_{01}^T=\eta_{01}^K$, одно из которых равно $0,9$, а второе минимальному значению, при котором $N_{\text{ГТУ}}=0$.

Выполнить те же исследования, заменив исследуемую характеристику — мощность ГТУ внутренним КПД ГТУ.

10.4. РАБОТА № 10. ИССЛЕДОВАНИЕ ЦИКЛОВ ГТУ С РЕГЕНЕРАЦИЕЙ ТЕПЛОТЫ

Принципиальная схема ГТУ с регенерацией изображена на рис. 10.10,а, а цикл, совершаемый рабочим телом этой установки, представлен на рис. 10.10,б. Так же как и в простой ГТУ (рис. 10.8), воздух сжимается в компрессоре

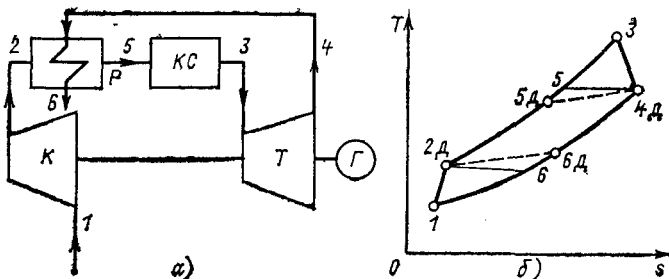


Рис. 10.10. Схема (а) и цикл (б) ГТУ с регенерацией теплоты уходящих газов

К (процесс $1-2\delta$), а расширение газов происходит в турбине Т (процесс $3-4\delta$). В отличие от простой ГТУ здесь газы, покидающие турбину, не выбрасываются в окружающую среду, а используются в регенеративном теплообменнике Р для подогрева воздуха перед камерой сгорания КС (процесс $2\delta-5\delta$). Газы при этом охлаждаются в процессе $4\delta-6\delta$.

На рис. 10.10,б цифрами 5 и 6 отмечены точки, соответствующие предельной регенерации ($\sigma=1$), при которой воздух в регенеративном теплообменнике Р нагревается до температуры газов, покидающих турбину, $t_5=t_{4д}$; газы при этом охлаждаются до $t_6=t_{2д}$. Предельная регенерация — это недостижимый на практике идеал. В реальных ГТУ такого типа $t_{5д}<t_5$, $t_{6д}>t_6$. Это несоответствие оценивается степенью регенерации:

$$\sigma = (h_{5д} - h_{2д}) / (h_{4д} - h_{2д}) = (h_{4д} - h_{6д}) / (h_{4д} - h_{2д}). \quad (10.32)$$

Считая изобарную теплоемкость рабочего тела величиной постоянной, формулу (10.32) в соответствии с (10.10) можно упростить:

$$\sigma = (t_{5д} - t_{2д}) / (t_{4д} - t_{2д}) = (t_{4д} - t_{6д}) / (t_{4д} - t_{2д}). \quad (10.33)$$

При создании математической модели ГТУ с регенерацией будем считать, что гидравлические потери отсутствуют, т. е. линии, изображающие процессы $2\delta-3$ и $4\delta-1$ — изобары.

В качестве регулируемых параметров (см. левую половину рис. 10.11) возьмем давление и температуру воздуха перед компрессором p_1 , t_1 , температуру газа перед турбиной t_3 , расход воздуха G , внутренние относительные КПД турбины $\eta_{0,Т}$ и компрессора $\eta_{0,К}$, давление p_2 в камере сгорания, степень регенерации σ .

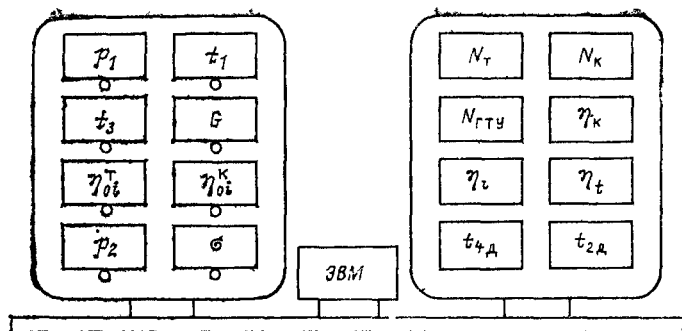


Рис 10.11 Схема размещения регулируемых параметров и характеристик ГТУ с регенерацией на стенде

Регистрируемыми характеристиками (правая часть рис. 10.11) выберем следующие: мощность турбины, компрессора и ГТУ (N_T , N_K , $N_{ГТУ}$); термический и внутренний КПД ГТУ (η_t , η_i); термический КПД цикла Карно, совершаемого в том же интервале температур (η_K); температуру газов, покидающих турбину $t_{4д}$, температуру воздуха после компрессора $t_{2д}$.

В связи с принятыми допущениями об отсутствии гидравлических потерь введение регенерации не изменит положения точек 1, 2д, 3, 4д в T, s -диаграмме (рис. 10.10,б). Поэтому мощности турбины N_T , компрессора N_K и ГТУ $N_{ГТУ}$ в математической модели рассчитываются по (10.22) — (10.24), а температуры $t_{2д}$ и $t_{4д}$ — по (10.28) и (10.29).

КПД цикла Карно η_K рассчитывается по хорошо известной формуле:

$$\eta_K = 1 - T_1/T_3. \quad (10.34)$$

Внутренний КПД η_i определяется по формуле:

$$\eta_i = \frac{(h_3 - h_{4д}) - (h_{2д} - h_1)}{h_3 - h_{4д}}.$$

Осуществив преобразования (10.10), (10.22), (10.23), (10.30) и (10.33), получим:

$$\eta_i = [\theta \eta_{0i}^T \eta_{0i}^K / (\tau - 1)] / [(\theta - 1)(1 - \sigma) \eta_{0i}^K / (\tau - 1) - (1 - \sigma) + \sigma \theta \eta_{0i}^T \eta_{0i}^K / \tau]. \quad (10.35)$$

Выражение для термического КПД ГТУ η_t получим, подставив $\eta_{0t}^T = \eta_{0t}^K = 1$ в (10.35):

$$\eta_t = [\theta / (\tau - 1)] / [(\theta - 1)(1 - \sigma) / (\tau - 1) - (1 - \sigma) + \sigma\theta / \tau]. \quad (10.36)$$

При работе с математической моделью ГТУ с регенерацией необходимо следить, чтобы $t_{4д} > t_{2д}$. В противном случае регенерация невозможна.

Значения большинства параметров ГТУ, находящихся в эксплуатации и в стадии проектирования, приведены в описании работы № 9. Степень регенерации σ на стадии проектирования ГТУ выбирается исходя из технико-экономических соображений: чем больше σ , тем выше внутренний относительный КПД, но при этом больше размеры регенеративного теплообменника и выше его стоимость. Увеличение размеров теплообменника приводит также к возрастанию гидравлических потерь, которые в нашей математической модели не учитываются. В существующих ГТУ с регенерацией $\sigma = 0,6 \div 0,8$, причем в процессе эксплуатации σ несколько уменьшается.

С помощью описанной выше математической модели можно решать целый ряд задач. Приведем в качестве примера две задачи.

Задача 1. Исследовать зависимость мощности $N_{ГТУ}$ и внутреннего КПД η_t ГТУ от давления p_2 в камере сгорания для различных σ . Для этого необходимо установить регулируемые параметры в соответствии с рекомендациями (работа № 9) и для заданного σ (начиная с $\sigma = 1$) изменять p_2 от p_1 до предельно возможного, при котором $t_{2д} < t_{4д}$, с шагом $\Delta p_2 = 0,05$ МПа. При этом необходимо записывать показания $N_{ГТУ}$ и η_t . Потом следует повторить этот опыт для нового значения $\sigma = 0,9$ и так далее через $\Delta\sigma = 0,1$. Математическая модель, в которой $\sigma = 0$, соответствует простой ГТУ без регенерации (работа № 9).

По результатам исследования построить зависимость мощности и внутреннего КПД ГТУ от p_2 для различных значений σ . В T, s -диаграмме построить два цикла ($\sigma = 0$; $\sigma = 0,8$) с давлениями, соответствующими максимуму внутреннего КПД.

Задача 2. «Спроектировать» ГТУ с регенерацией заданной мощности с максимально возможным КПД. Под заданием «спроектировать» здесь понимается задача определения p_2 , G , N_T , N_K , $t_{2д}$, $t_{4д}$, η_t (обозначения в соответствии с рис. 10.11). Для «проектирования» задаются температура и давление воздуха перед компрессором (t_1 , p_1),

температура газов перед турбиной t_3 , внутренние относительные КПД турбины и компрессора ($\eta_{0,t}$, $\eta_{0,k}$), степень регенерации σ и мощность ГТУ $N_{ГТУ}$.

Для решения этой задачи на пульте управления устанавливаются величины, указанные в задании, и для произвольного расхода G исследуется зависимость η_i от p_2 . Установив оптимальное p_2^{opt} , соответствующее максимуму η_i , необходимо, изменяя расход G , установить требуемую мощность ГТУ $N_{ГТУ}$. После этого следует переписать значения всех параметров, указанных в задании. Определить, какую максимальную мощность могла бы иметь эта ГТУ, если бы можно было изменить p_2 .

Представить на графике зависимость η_i от p_2 . Изобразить на T, s -диаграмме цикл «спроектированной» установки. Значения энтропии, необходимые для вычерчивания цикла, рассчитать по (10.31).

Выполнить второй «проект» для меньшего значения σ (например, если $\sigma_1=0,8$, то $\sigma_2=0,6$). Сравнить характеристики двух проектов и два цикла в T, s -диаграмме.

10.5. РАБОТА № 11. ИССЛЕДОВАНИЕ ЦИКЛОВ ГТУ С ОДНУСТУПЕНЧАТЫМ СЖАТИЕМ В КОМПРЕССОРЕ И ДВУХСТУПЕНЧАТЫМ РАСШИРЕНИЕМ РАБОЧЕГО ТЕЛА В ТУРБИНЕ

Принципиальная схема такой ГТУ представлена на рис. 10.12,а, а цикл, совершаемый рабочим телом этой установки, — на рис. 10.12,б. В отличие от простой ГТУ (рис. 10.8) здесь не одна турбина, а две — турбина высокого давления (ТВД) и турбина низкого давления (ТНД); не одна камера сгорания, а две — камера сгорания высокого давления (КСВД) и камера сгорания низкого давления (КСНД). После подвода теплоты к рабочему телу в

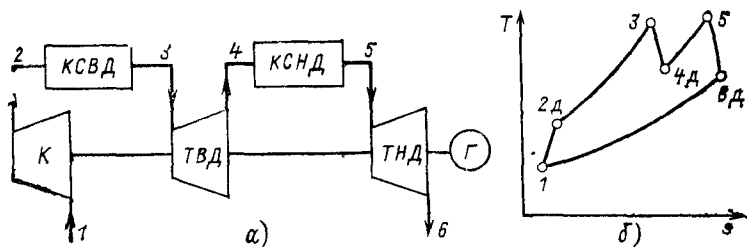


Рис 10.12 Схема (а) и цикл (б) ГТУ с одноступенчатым сжатием и двухступенчатым расширением рабочего тела

КСВД газы расширяются в ТВД от давления p_2 до p_5 большего, чем начальное давление p_1 . В КСНД происходит повторный подвод теплоты и температура рабочего тела повышается до температуры t_5 . После расширения в ТНД газы, имеющие температуру $t_{6д}$, выбрасываются в окружающую среду.

Создавая математическую модель такой ГТУ, можно принять $t_5 = t_3$, а внутренние относительные КПД ТВД и ТНД одинаковыми $\eta_{0i}^{ТВД} = \eta_{0i}^{ТНД} = \eta_{0i}^T$. Так же, как и обычно в курсах термодинамики, гидравлические потери в ГТУ не учитываются, равно как и потери с выходной скоростью.

Выберем восемь регулируемых параметров и восемь характеристик ГТУ. Регулируемые параметры (левая половина рис. 10.13): давление и температура окружающей среды (p_1, t_1); температура газа перед турбинами $t_3 = t_5$; расход воздуха через ГТУ G ; внутренние относительные КПД турбин η_{0i}^T и компрессора η_{0i}^K ; давление p_2 в КСВД; давление p_5 в КСНД.

Основные характеристики ГТУ (правая половина рис. 10.13): мощность ТВД $N_{ТВД}$, мощность ТНД $N_{ТНД}$, компрессора N_K и всей ГТУ $N_{ГТУ}$; термический и внутренний КПД цикла (η_t, η_i); температура воздуха после компрессора $t_{2д}$ и газа после ТНД $t_{6д}$.

При создании математической модели рассматриваемой ГТУ в качестве расчетного параметра удобно ввести отношение температур в адиабатном обратимом процессе так же, как это было сделано для простой ГТУ (10.21). Введем обозначения:

$$\tau = (p_2/p_1)^{(k-1)/k},$$

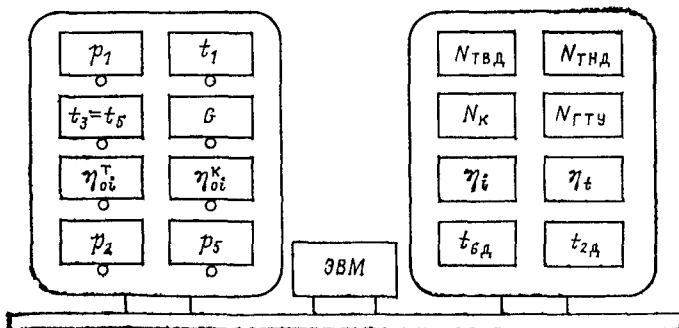


Рис. 10.13. Схема размещения регулируемых параметров и характеристик ГТУ с двухступенчатым расширением рабочего тела на стенде

$$\tau_{1\tau} = (p_2/p_5)^{(k-1)/k}; \quad \tau_{2\tau} = (p_5/p_1)^{(k-1)/k}. \quad (10.37)$$

Из (10.21) и (10.37) следует соотношение:

$$\tau = \tau_{1\tau} \tau_{2\tau}. \quad (10.38)$$

Так же, как и раньше, обозначим отношение максимальной температуры в цикле T_3 к минимальной T_1 $\theta = T_3/T_1$.

Расчет регистрируемых параметров математической модели осуществляется по следующим формулам:

мощность компрессора N_K — по (10.23); температура воздуха после компрессора $t_{2д}$ — по (10.29);

мощность ТВД

$$N_{ТВД} = G(h_3 - h_{4д}) = Gc_p T_3 (1 - 1/\tau_{1\tau}) \eta_{0i}^T; \quad (10.39)$$

мощность ТНД

$$N_{ТНД} = G(h_5 - h_{6д}) = Gc_p T_3 (1 - 1/\tau_{2\tau}) \eta_{0i}^T; \quad (10.40)$$

мощность ГТУ

$$N_{ГТУ} = N_{ТВД} + N_{ТНД} - N_K; \quad (10.41)$$

внутренний КПД ГТУ

$$\eta_i = \frac{(h_3 - h_{4д}) + (h_5 - h_{6д}) - (h_{2д} - h_1)}{(h_3 - h_{2д}) + (h_5 - h_{4д})} = [\theta \eta_{0i}^T \eta_{0i}^K (2 - 1/\tau_{1\tau} - 1/\tau_{2\tau}) - (\tau - 1)] / [(\theta - 1) \eta_{0i}^K - (\tau - 1) + \theta \eta_{0i}^T \eta_{0i}^K (1 - 1/\tau_{1\tau})]; \quad (10.42)$$

термический КПД (равный внутреннему КПД при $\eta_{0i}^T = \eta_{0i}^K = 1$)

$$\eta_i = [\theta (2 - 1/\tau_{1\tau} - 1/\tau_{2\tau}) - (\tau - 1)] / [(\theta - \tau) + \theta (1 - 1/\tau_{1\tau})]; \quad (10.43)$$

температура газов, покидающих установку,

$$T_{6д} = T_3 [1 - (1 - 1/\tau_{2\tau}) \eta_{0i}^T]. \quad (10.44)$$

При работе с математической моделью необходимо задавать такие значения p_1 , p_2 и p_5 , чтобы $p_1 < p_5 < p_2$.

Некоторые задачи, которые можно решать с помощью описанной математической модели, приведены ниже.

Задача 1. Исследовать влияние давлений p_2 и p_5 на мощность и КПД ГТУ. Для этого необходимо установить на пульте управления (левая часть рис. 10.13) регулируемые параметры t_3 , G , η_{0i}^T , η_{0i}^K в соответствии с рекомендациями работы № 9 и для некоторого начального зна-

чения p_2 (например, $p_2=0,5$ МПа) установить два значения p_5 , при которых максимальны мощность и КПД ГТУ. Записать значение p_2 ; значение p_{5N} , при котором мощность максимальна, и эту мощность $N_{ГТУ}$; значение $p_{5\eta}$, при котором внутренний КПД максимален и КПД η_v . Увеличив p_2 на $\Delta p_2=0,2$ МПа, повторить поиск оптимальных значений p_5 .

Из всех исследованных режимов выбрать два: режим, в котором наблюдалась наибольшая мощность ГТУ, и режим, в котором максимален внутренний КПД. Сравнить эти два режима. Рассчитать уменьшение (по сравнению с максимальной) мощности ГТУ в режиме максимального КПД и уменьшение КПД по сравнению с максимальным значением в режиме максимальной мощности.

Построить графики зависимостей мощности и КПД ГТУ от давления p_2 . Изобразить в T, s -диаграмме два цикла: цикл, рассчитанный на максимум КПД, и цикл, рассчитанный на максимум мощности. Для вычерчивания цикла необходимо знать температуру газа после ТВД, равную $t_{4д}$ (см. рис. 10.12,б), и энтропию во всех точках цикла. Температуру $t_{4д}$ следует найти из уравнения:

$$N_{ТВД}/N_{ТНД} = (t_3 - t_{4д}) / (t_3 - t_{4л}), \quad (10.45)$$

а энтропию рассчитать по (10.31).

Задача 2. «Спроектировать» ГТУ заданной мощности с двухступенчатым расширением рабочего тела и максимально возможным КПД. Для решения этой задачи задается мощность ГТУ $N_{ГТУ}$, а также $t_1, p_1, t_3=t_5, \eta_{01}^T, \eta_{01}^K$. «Спроектировать» ГТУ — это значит определить $G, p_2, p_5, N_{ТВД}, N_{ТНД}, N_K, t_{2д}$ и $t_{6д}$.

Сначала определяются условия, при которых внутренний КПД ГТУ максимален. Порядок действий при этом такой же, как и в задаче 1 настоящей работы. Далее следует изменить расход рабочего тела G таким образом, чтобы мощность ГТУ $N_{ГТУ}$ стала равной заданной. После этого необходимо записать все регулируемые параметры и основные характеристики ГТУ и изобразить в T, s -диаграмме цикл этой установки.

Задача 3. Исследовать влияние температуры газа перед турбинами $t_3=t_5$ на КПД η_i ГТУ. Сравнение провести при заданном уровне мощности ГТУ.

Задаются $p_1, t_1, \eta_{01}^T, \eta_{01}^K, N_{ГТУ}$ и два значения температуры t_3 (например, 650 и 850 °С). Требуется найти

параметры и характеристики цикла, соответствующие максимуму КПД.

Для решения этой задачи так же, как и в задаче 2 настоящей работы, определяются G , p_2 , p_5 , $N_{\text{ТВД}}$, $N_{\text{ТНД}}$, $N_{\text{к}}$, η_i , $t_{2\text{д}}$ и $t_{6\text{д}}$ для одного значения t_3 . После этого находятся эти же параметры и характеристики для другого значения t_3 и результаты сравниваются. Сравниваются расходы воздуха и КПД. В T, s -диаграмме строятся циклы этих двух ГТУ. Недостающие для вычерчивания циклов данные рассчитываются по (10.31) и (10.45).

10.6. РАБОТА № 12. ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОГО И КОНЕЧНОГО ДАВЛЕНИЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЦИКЛА РЕНКИНА С НАСЫЩЕННЫМ ПАРОМ

Цикл паротурбинной установки (цикл Ренкина) с насыщенным паром реализуется в АЭС с реакторами на тепловых нейтронах. Поэтому, создавая математическую модель цикла паротурбинной установки (цикла ПТУ), необходимо иметь в виду параметры АЭС. Созданная при этом математическая модель циклов ПТУ может также называться моделью циклов АЭС.

Принципиальная схема паротурбинной установки на насыщенном паре представлена на рис. 10.14,а, а цикл, совершаемый рабочим телом — водой и водяным паром этой установки, — на рис. 10.14,б. В парогенераторе ПГ вследствие подвода теплоты образуется сухой насыщенный пар (точка 1), который адиабатно расширяется в паровой турбине Т до давления p_2 . В конденсаторе К при давлении p_2 пар конденсируется (процесс 2—2') и далее в питательном насосе ПН повышается до начального p_1 . Адиабатный процесс сжатия воды в насосе (процесс 2—3) на T, s -диаграмме чрезвычайно мал — практически сливается с точкой 2', и на диаграмме он не показан.

В качестве регулируемых параметров выберем следующие: давление p_1 и степень сухости x_1 пара перед тур-

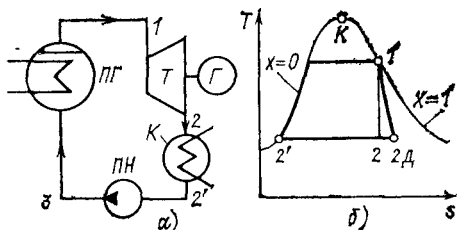


Рис. 10.14. Схема (а) и цикл (б) ПТУ на насыщенном паре

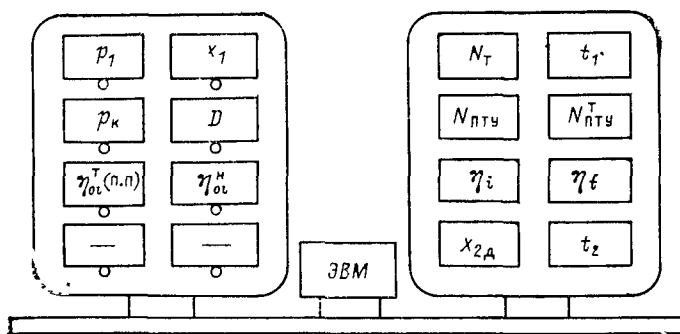


Рис. 10.15. Схема размещения регулируемых параметров и характеристик ПТУ на стенде

биной, расход пара D , давление в конденсаторе p_k , внутренние относительные КПД турбины $\eta_{0i}^T(p,n)$ и насоса η_{0i}^H .

Под величиной $\eta_{0i}^T(p,n)$ будем понимать внутренний относительный КПД турбины (или отсека турбины) при работе на перегретом паре. При работе на влажном паре η_{0i}^T становится меньше. Это уменьшение можно примерно оценить формулой [55]:

$$\eta_{0i}^T = x_{cp} \eta_{0i}^T(p,n), \quad (10.46)$$

где $x_{cp} = (x_1 + x_2)/2$ — средняя по отсеку турбины степень сухости; x_1, x_2 — степень сухости пара перед отсеком турбины и после него.

Схема расположения регулируемых параметров на стенде показана на левой половине рис. 10.15.

В качестве основных характеристик выберем мощность турбины N_T , действительную и теоретическую мощности установки $N_{ПТУ}$, $N_{ПТУ}^T$; внутренний и термический КПД (η_i, η_t); температуру пара перед турбиной t_1 и в конденсаторе t_2 ; степень сухости пара, покидающего турбину, $x_{2д}$.

Энтальпия пара после турбины (или после ступени турбины) находится из определения внутреннего относительного КПД турбины:

$$\begin{aligned} \eta_{0i}^T &= (h_1 - h_{2д}) / (h_1 - h_2); \\ h_{2д} &= h_1 - (h_1 - h_2) \eta_{0i}^T. \end{aligned} \quad (10.47)$$

Если учесть зависимость внутреннего относительного КПД турбины η_{0i}^T от степени сухости x (10.46), то (10.47) изменится:

$$h_{2Д} = \left[h_1 - (h_1 - h_2) \frac{\eta_{0i}^T(\text{н.п.})}{2} \left(x_1 + \frac{h_2'}{h_2'' - h_2'} \right) \right] / \left[1 + \frac{h_1 - h_2}{h_2'' - h_2'} \frac{\eta_{0i}^T(\text{н.п.})}{2} \right], \quad (10.48)$$

где h_1, h_2 — энтальпии водяного пара в изоэнтропном процессе; h_2', h_2'' — энтальпии кипящей воды и сухого насыщенного пара соответственно при давлении p_2 ; x_1 — степень сухости влажного пара перед турбиной.

Работа насоса при обратимом сжатии может быть рассчитана по приближенной формуле:

$$l_H^{\text{обр}} = v(p_1 - p_2) = 0,001(p_1 - p_2), \quad (10.49)$$

где $v = 0,001 \text{ м}^3/\text{кг}$ — удельный объем конденсата.

Мощность насоса при обратимом сжатии может быть найдена по формуле:

$$N_H^{\text{обр}} = D l_H^{\text{обр}}, \quad (10.50)$$

а действительная мощность насоса равна

$$N_H = N_H^{\text{обр}} / \eta_{0i}^H = D l_H^{\text{обр}} / \eta_{0i}^H. \quad (10.51)$$

Математическая модель термодинамического цикла ПТУ на насыщенном паре представляет собой вычислительную программу расчета регистрируемых характеристик, отмеченных на правой части рис. 10.15. Блок-схема вычислительной программы дана на рис. 10.16. После ввода регулируемых парамет-

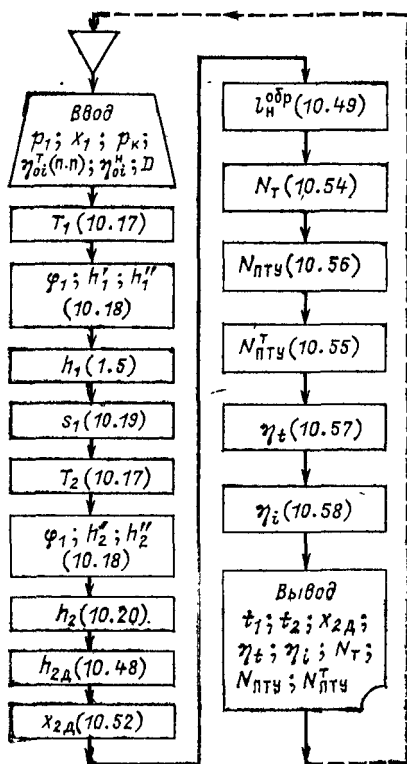


Рис. 10.16. Блок-схема математической модели ПТУ на насыщенном паре

ров рассчитывается адиабатный обратимый процесс 1—2: определяются энтальпии пара перед турбиной h_1 и после нее h_2 . Эта часть математической модели повторяет фрагмент программы расчета процесса II (рис. 10.6), представленный на рис. 10.7,б.

После расчета обратимого адиабатного процесса по (10.48) определяется энтальпия пара за турбиной в действительном (необратимом) процессе 1—2 δ $h_{2\delta}$ и степень сухости

$$x_{2\delta} = (h_{2\delta} - h_2') / (h_2'' - h_2'). \quad (10.52)$$

Зная энтальпии всех характерных точек цикла и расход пара D , можно определить основные характеристики установки:

теоретическую мощность турбины

$$N_{7^T} = D (h_1 - h_2); \quad (10.53)$$

действительную мощность турбины

$$N_T = D (h_1 - h_{2\delta}); \quad (10.54)$$

теоретическую мощность ПТУ

$$N_{ПТУ}^T = N_{7^T} - N_{н}^{обр}; \quad (10.55)$$

действительную мощность ПТУ

$$N_{ПТУ} = N_T - N_{н}; \quad (10.56)$$

термический КПД цикла

$$\eta_t = \frac{N_{ПТУ}^T}{D (h_1 - h_2' - I_{н}^{обр})}; \quad (10.57)$$

внутренний КПД цикла

$$\eta_i = \frac{N_{ПТУ}}{D (h_1 - h_2' - I_{н}^{обр} / \eta_{0i}^H)}. \quad (10.58)$$

Восемь основных характеристик ПТУ выводятся на показывающие приборы (правая половина рис. 10.15), после чего программа расчета повторяется. Если за это время вводимые параметры изменились, то изменяются соответственно и регистрируемые характеристики ПТУ.

При работе с математической моделью ПТУ на насыщенном паре необходимо представлять уровень значений регулируемых параметров этого цикла, реализуемого в схемах АЭС [55, 56]. Начальное давление $p_1 \approx 6 \div 7$ МПа, $x_1 \approx 1$; давление в конденсаторе p_k зависит от ряда причин и колеблется от 3 до 7 кПа. Внутренний относительный КПД турбины $\eta_{0i}^T(n,n) = 0,8 \div 0,9$; насоса $\eta_{0i}^H = 0,7 \div 0,85$.

Расход пара определяется уровнем мощности установки и зависит от параметров цикла: можно принять $D/N = 0,5 \div 1,5 \frac{\text{кг/с}}{\text{МВт}}$.

При работе с математической моделью необходимо помнить, что начальное давление должно быть больше конечного ($p_1 > p_k$), но не больше критического ($p_1 < p_k = 2,21 \text{ МПа}$), а степень сухости пара $x_1 \leq 1$.

Требуется также контролировать конечную влажность $y_{2д} = 1 - x_{2д}$. Существует предельное значение влажности $y_{2д}$, зависящее от частоты вращения турбины, высоты лопаток турбины и дисперсности парожидкостного потока. Эта величина колеблется от 7 до 14%, т. е. предельная степень сухости равна $x_{\text{пред}} = 0,86 \div 0,93$ [55]. Более низкие значения степени сухости означают, что турбина (последние ее ступени) работает в аварийном режиме.

Приведем несколько задач, которые можно решать с помощью такой математической модели.

Задача 1. Исследовать влияние начального давления сухого насыщенного пара на основные характеристики цикла ПТУ с насыщенным паром. Для этого необходимо установить $x_1 = 1,0$, а остальные параметры определить в соответствии с указанными выше рекомендациями. Изменяя начальное давление p_1 от 0,1 до 20 МПа, следует записать основные характеристики: мощность и КПД установки. Построив графики зависимости N_t , $N_{\text{ПТУ}}$, $N_{\text{ПТУ}}^*$, η_i и η_t от p_1 , а также $x_{2д}$ от p_1 , установить оптимальные значения p_1 , при которых исследуемые характеристики максимальны. Дать анализ полученных результатов. Сопоставить наблюдаемые значения конечной степени сухости с предельно допустимыми. Представить два цикла, в которых внутренний КПД и мощность максимальны, в T, s -диаграмме, а процессы расширения пара в турбине — в h, s -диаграмме.

Пользуясь значениями давлений p_1, p_k и таблицами [38], рассчитать среднюю температуру подвода теплоты в цикле:

$$T_{1\text{ср}} = (h_1 - h_2' - l_{\text{н}^{\text{обп}}}) / (s_1 - s_2'), \quad (10.59)$$

термический КПД

$$\eta_t = 1 - T_{2\text{ср}} / T_{1\text{ср}} \quad (10.60)$$

и сравнить его с полученным в опыте. Средняя температура отвода теплоты $T_{2\text{ср}}$, входящая в (10.60), для цикла, изо-

браженного на рис. 10.14,б, равна температуре пара в конденсаторе T_2 .

Задача 2. Исследовать влияние давления в конденсаторе на характеристики цикла ПТУ с насыщенным паром. Для этого установить все регулируемые параметры на пульте управления стендом (рис. 10.15) в соответствии с изложенными выше рекомендациями и, изменяя давление p_k от 3 до 10 кПа, измерить основные характеристики ПТУ. Построив соответствующие графики, оценить во сколько раз (на сколько процентов) увеличивается мощность и КПД, если p_k уменьшается на 1 кПа, например от 5 до 4 кПа. Изобразить два цикла при различных p_k в T, s -диаграмме, а процессы расширения в турбине — в h, s -диаграмме. Рассчитать среднюю температуру подвода теплоты, термический КПД цикла и сравнить полученные результаты с показаниями приборов.

Задача 3. Исследовать влияние начальной степени сухости пара x_1 на характеристики ПТУ. Для этого необходимо установить регулируемые параметры на пульте управления стендом (левая половина рис. 10.15) в соответствии с рекомендациями и, изменяя x_1 от 1 до 0,8, измерить основные характеристики ПТУ на насыщенном паре. Следует построить графики зависимости N_T , $N_{ПТУ}$, $N_{ПТУ}^T$, η_i , η_t и $x_{2д}$ от x_1 . Изобразить в T, s -диаграмме два цикла ПТУ на насыщенном паре при $x_1=1$ и $x_1<1$, а в h, s -диаграмме — процессы расширения пара в турбине. Объяснить полученные результаты, используя понятия средних температур подвода и отвода теплоты, а также зависимости внутреннего относительного КПД турбины от степени сухости (10.46).

10.7. РАБОТА № 13. ВЛИЯНИЕ СЕПАРАЦИИ ПАРА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЦИКЛА ПАРОТУРБИНОЙ УСТАНОВКИ С НАСЫЩЕННЫМ ПАРОМ

Сепарация пара, применяемая в циклах ПТУ с насыщенным паром, позволяет снизить влажность пара в турбине и тем самым повысить КПД всей установки. Схема ПТУ с сепарацией пара изображена на рис. 10.17,а; цикл, совершаемый рабочим телом этой установки, в T, s -диаграмме изображен на рис. 10.17,б, а процесс расширения пара в турбинах в h, s -диаграмме — на рис. 10.17,в.

Сухой насыщенный пар (точка 1) из ПГ поступает в ТВД, где происходит его адиабатное расширение в процес-

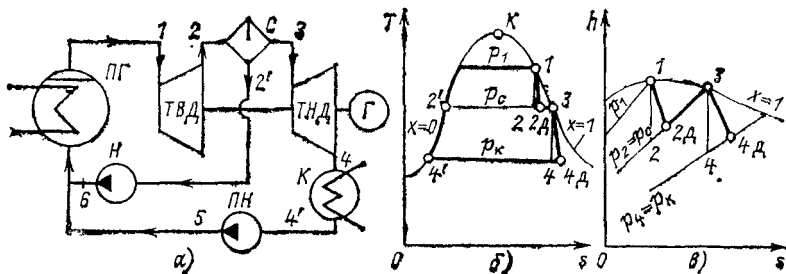


Рис. 10.17. Схема (а), цикл (б) и процесс в турбинах (в) ПТУ на насыщенном паре с промежуточной сепарацией пара

се $1-2\delta$ (обратимый процесс $1-2$). Влажный пар (состояние 2δ) в сепараторе C сепарируется — разделяется на две фазы: сухой насыщенный пар (состояние 3) и кипящую воду (состояние $2'$). Хотя процесс сепарации влажного пара — это процесс распада двухфазного состояния (точка 2δ) на два однофазных (точки $2'$ и 3), условно он изображается процессом $2\delta-3$. Сухой насыщенный пар адиабатно расширяется в $ТНД$ (процесс $3-4\delta$), а вода подается в $ПГ$. После $ТНД$ пар конденсируется в конденсаторе $К$, а питательный насос $ПН$ поднимает давление конденсата до первоначального, равного p_1 . Адиабатный процесс сжатия воды в насосе вследствие его малости на рис. 10.17,б не показан. Механическая энергия $ТВД$ и $ТНД$ преобразуется в электроэнергию в генераторе $Г$.

В качестве регулируемых параметров выберем следующие: начальное давление сухого насыщенного пара p_1 , давление в конденсаторе $p_k = p_4$ и сепараторе $p_c = p_2$; производительность парогенератора D ; внутренние относительные КПД турбины $\eta_{0i}^{Т(ш.п)}$ и насоса $\eta_{0i}^{н.к}$. Величина $\eta_{0i}^{Т(ш.п)}$ является КПД для области перегретого пара. При обтекании этих же ступеней турбины влажным паром внутренний относительный КПД ниже и определяется (10.46).

В качестве основных характеристик выберем мощности $ТВД$, $ТНД$ и всей ПТУ ($N_{ТВД}$, $N_{ТНД}$, $N_{ПТУ}$), термический η_t и внутренний η_i КПД цикла, температуру пара перед $ТВД$ t_1 , а также степени сухости пара $x_{2д}$ и $x_{4д}$ за соответственно $ТВД$ и $ТНД$. Схема размещения на стенде регулируемых параметров и регистрируемых характеристик ПТУ на насыщенном паре с промежуточной сепарацией пара приведена на рис. 10.18.

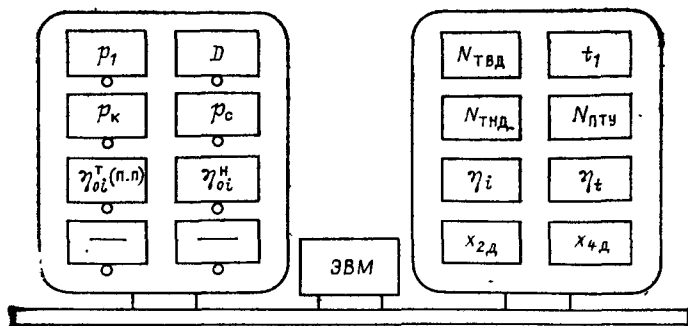


Рис. 10.18. Схема размещения на стене регулируемых параметров и характеристик ПТУ на насыщенном паре с промежуточной сепарацией пара

При создании математической модели такого цикла необходимо иметь в виду, что расход пара через *ТВД* и *ТНД* разный. Из определения степени сухости $x = m'' / (m'' + m')$ следует, что массовый расход сухого насыщенного пара $D_{ТНД}$ может быть найден по формуле:

$$D_{ТНД} = D x_{2д}, \quad (10.61)$$

или для обратимого расширения пара в турбине (процесс 1—2):

$$D_{ТНД}^T = D x_2, \quad (10.62)$$

где x_2 , $x_{2д}$ — степень сухости влажного пара перед сепаратором.

Расход воды из сепаратора при этом определяется разностью:

$$D_c = D - D_{ТНД}, \quad (10.63)$$

или для обратимого цикла:

$$D_c^T = D - D_{ТНД}^T. \quad (10.64)$$

Математическая модель такого цикла представлена на рис. 10.19. Здесь после ввода регулируемых параметров организуются три вычислительных цикла ($k=0$, $k=1$, $k=2$). В первом цикле определяется энтальпия сухого насыщенного пара в точке 1 (рис. 10.17) при давлении p_1 , во втором — энтальпии в точках 2, 2д и 3 при давлении p_c и в третьем — энтальпии в точках 4 и 4д при давлении p_k . При этом используются программы, представленные на рис. 10.17,а. Энтальпия пара в конечном состоянии обратимого адиабатного процесса определяется по (10.20), не-

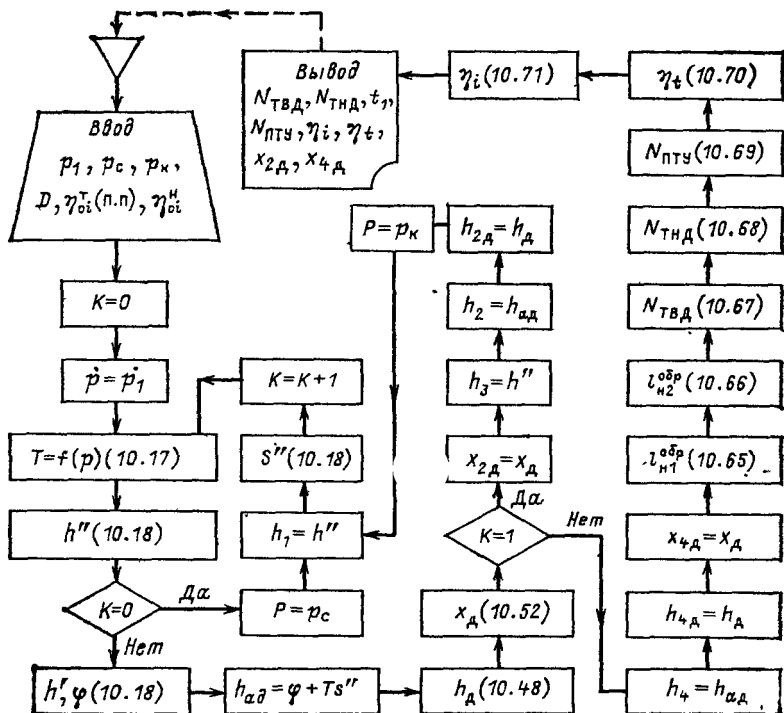


Рис. 10.19. Блок-схема математической модели ПТУ на насыщенном паре с промежуточной сепарацией пара

обратимого (действительного) процесса — по (10.48), а степень сухости — по (10.52).

Работу двух насосов будем определять по формулам, аналогичным (10.49). Работа ПН (рис. 10.17,а):

$$l_{n1}^{\text{обp}} = v(p_1 - p_4); \quad (10.65)$$

работа насоса Н:

$$l_{n2}^{\text{обp}} = v(p_1 - p_2). \quad (10.66)$$

Зная энтальпии характерных точек цикла и расходы рабочего тела, можно определить:

мощность ТВД

$$N_{\text{ТВД}} = D(h_1 - h_{2\text{д}}); \quad (10.67)$$

мощность $TНД$

$$N_{ТНД} = D_{ТНД} (h_s - h_{4д}) \quad (10.68)$$

и мощность всей ПТУ

$$N_{ПТУ} = N_{ТВД} + N_{ТНД} - N_{н1} - N_{н2} = N_{ТВД} + N_{ТНД} - \\ - D_{ТНД} l_{н1}^{обп} / \eta_{0i}^н - (D - D_{ТНД}) l_{н2}^{обп} / \eta_{0i}^н. \quad (10.69)$$

Термический и внутренний КПД цикла рассчитывают по формулам:

$$\eta_t = [(h_1 - h_2) + x_2(h_3 - h_4) - x_2 l_{н1}^{обп} - (1 - x_2) l_{н2}^{обп}] / [x_2(h_1 - \\ - h_4' - l_{н1}^{обп}) + (1 - x_2)(h_1 - h_2' - l_{н2}^{обп})]; \quad (10.70)$$

$$\eta_i = N_{ПТУ} / [D_{ТНД} (h_1 - h_4' - l_{н1}^{обп} / \eta_{0i}^н) + \\ + (D - D_{ТНД}) (h_1 - h_2' - l_{н2}^{обп} / \eta_{0i}^н)]. \quad (10.71)$$

После вывода регистрируемых характеристик ПТУ на показывающие приборы стенда расчет основных характеристик установки повторяется.

При работе с математической моделью этой ПТУ необходимо следить, чтобы давление в сепараторе p_c было больше давления в конденсаторе p_k , но меньше начального давления p_1 ($p_k < p_c < p_1$).

Кроме того, необходимо помнить о предельных значениях степени сухости пара в турбине ($x_{пред} = 0,86 \div 0,93$). Если степень сухости, регистрируемая на стенде (см. рис. 10.18), меньше предельной, это означает, что установка работает в аварийном режиме.

Естественно, что из-за увеличения влажности пара никаких аварий с математической моделью случиться не может. В этом, кстати, заключается одно из основных преимуществ математического моделирования: можно «проигрывать» аварийные ситуации.

Приведем несколько задач, которые можно решать с помощью предложенной математической модели ПТУ на насыщенном паре с промежуточной сепарацией пара.

Задача 1. Исследовать влияние давления в сепараторе p_c на характеристики ПТУ. Для этого необходимо установить все параметры на пульте управления стендом (рис. 10.18) в соответствии с рекомендациями, изложенными в работе № 12, и меняя давление в сепараторе p_c от p_1 до p_k , записать значения мощности турбин и всей ПТУ, термический и внутренний КПД цикла (η_t, η_i), а также сте-

пень сухости пара за ТВД и ТНД ($x_{2д}$, $x_{4д}$). Представить эти зависимости на графике. Объяснить поведение η_t и η_i ; $N_{\text{ПТУ}}$. Отметить на графике участки, соответствующие «аварийной» работе ПТУ, т. е. участки, где $x_{2д} < x_{\text{пред}}$; $x_{4д} < x_{\text{пред}}$. Далее следует рассчитать средние температуры подвода и отвода теплоты в цикле с сепарацией пара и без нее. Для этого нужно воспользоваться значениями давлений p_1 , p_c , p_k и таблицами свойств воды и водяного пара [38].

Средняя температура подвода теплоты в цикле, с сепарацией рассчитывается по формуле

$$T_{\text{ср}} = \frac{D_{\text{ТНД}}(h_1 - h'_4 - l_{\text{н1}}^{\text{обп}}) + (D - D_{\text{ТНД}})(h_1 - h'_2 - l_{\text{н2}}^{\text{обп}})}{D_{\text{ТНД}}(s_1 - s'_4) + (D - D_{\text{ТНД}})(s_1 - s'_2)}, \quad (10.72)$$

а в цикле без сепарации

$$T_{\text{ср}} = (h_1 - h'_4 - l_{\text{н1}}^{\text{обп}})/(s_1 - s'_4). \quad (10.73)$$

Средняя температура отвода теплоты $T_{2\text{ср}}$ для цикла, изображенного на рис. 10.17,б, равна температуре пара в конденсаторе T_4 .

Далее следует рассчитать термический КПД цикла по формуле (10.60) и сравнить его с показаниями приборов. Изобразить два рассчитанных цикла в T, s -диаграмме, а процессы расширения пара в турбинах представить в h, s -диаграмме.

Задача 2. Исследовать влияние начального давления p_1 на характеристики ПТУ на насыщенном паре с промежуточной сепарацией пара. Эксперимент начинается с определения давления в сепараторе p_c , при котором внутренний КПД цикла максимален, для определенного значения p_1 (например, $p_1 = 1$ МПа). При этом необходимо записать в протокол зависимость η_i от p_c , а для оптимального режима — все остальные характеристики цикла. После этого следует повторить поиск оптимального давления p_c для нового (большого) значения p_1 (например, для $p_1 = 2$ МПа). И так далее до $p_1 = 15$ МПа.

Проведя опыт при различных p_1 , необходимо выбрать из всех максимальных значений η_i наибольший и соответствующие ему давления $p_1^{\text{опт}}$ и $p_c^{\text{опт}}$. Для этого необходимо построить на графике семейство кривых $\eta_i = f(p_c)$ для различных значений p_1 . Установив оптимальные параметры цикла, необходимо построить этот цикл в T, s -диаграмме. Здесь же необходимо построить цикл ПТУ без сепарации пара; данные, необходимые для построения такого

цикла, можно получить, если задать $p_c = p_1$. Используя данные о давлениях p_1 , p_c и p_k , рассчитать средние температуры подвода и отвода теплоты в цикле с сепарацией и без нее (10.72), (10.73), а также термический КПД (10.60). Сравнить рассчитанные значения η_t с полученными в эксперименте.

10.8. РАБОТА № 14. ИССЛЕДОВАНИЕ ЦИКЛОВ ПТУ НА НАСЫЩЕННОМ ПАРЕ С РЕГЕНЕРАЦИЕЙ

Регенерация теплоты в циклах ПТУ является одним из наиболее действенных средств повышения КПД этих установок. Возрастание КПД объясняется повышением температуры питательной воды и, как следствие этого, увеличением средней температуры подвода теплоты при неизменной средней температуре отвода теплоты.

Принципиальная схема ПТУ на насыщенном паре с регенерацией представлена на рис. 10.20,а; цикл, совершаемый рабочим телом этой установки,— на рис. 10.20,б, а процесс в турбине — на рис. 10.20,в.

Сухой насыщенный пар (состояние 1) из парогенератора ПГ поступает в турбину Т, где совершается адиабатный необратимый процесс 1—2 δ (обратимый процесс 1—2). Пар из отборов турбины, имеющий состояния 1 $_0$, 2 $_0$, ..., n_0 , подается в n регенеративных подогревателей p_1, p_2, \dots, p_n , в которых происходит подогрев питательной воды до состояния 1 $_0'$. Так как в схемах предусмотрены регенеративные подогреватели смешивающего типа, это требует установки кроме ПН дополнительных насосов перед каждым подогревателем. Отработавший в турбине пар конденсируется в конденсаторе К, а механическая энергия ротора турбины преобразуется в электроэнергию в генераторе Г.

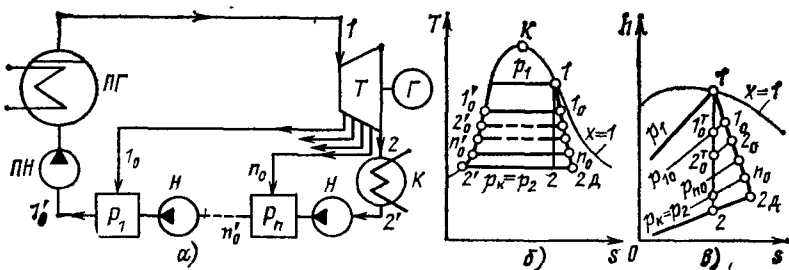


Рис 10.20. Схема (а), цикл (б) и процесс в турбине (в) ПТУ на насыщенном паре с регенерацией

Выберем в качестве регулируемых характеристик следующие: давление p_1 сухого насыщенного пара, поступающего в турбину, и его расход D , давление в конденсаторе $p_k = p_2$; внутренние относительные КПД турбины $\eta_{oi}^{T(n,n)}$ и насоса η_{oi}^H , температура питательной воды $t_{п.в}$ (см. рис. 10.20) и число регенеративных подогревателей n .

Основными характеристиками такой ПТУ будем считать: мощности турбины N_T и ПТУ $N_{ПТУ}$; температуру пара перед турбиной t_1 и в конденсаторе t_2 , термический и внутренний КПД цикла, степень сухости пара за турбиной и внутренний КПД цикла в отсутствие регенерации $\eta_i^{n=0}$.

Схема расположения на стенде регулируемых параметров и основных характеристик ПТУ на насыщенном паре с регенерацией показана на рис. 10.21.

При создании математической модели такой ПТУ будем считать, что внутренний относительный КПД турбины зависит от влажности пара, а энтальпия пара за турбиной при этом рассчитывается по (10.48). Кроме того, для упрощения математической модели удобнее считать удельную работу насоса приближенно по (10.49), а мощность — по (10.50) и (10.51). Температуру питательной воды примем равной температуре конденсата греющего пара первого отбора: $t_{п.в} = t_{1o}'$. Внесенные упрощения не должны внести серьезных изменений в результаты расчета, тем более повлиять на характер исследуемых характеристик.

Блок-схема математической модели ПТУ на насыщенном паре с регенерацией представлена на рис. 10.22. В предлагаемой модели принимается условие одинакового нагрева питательной воды в регенеративных подогревателях. Поэтому сразу же после ввода регулируемых парамет-

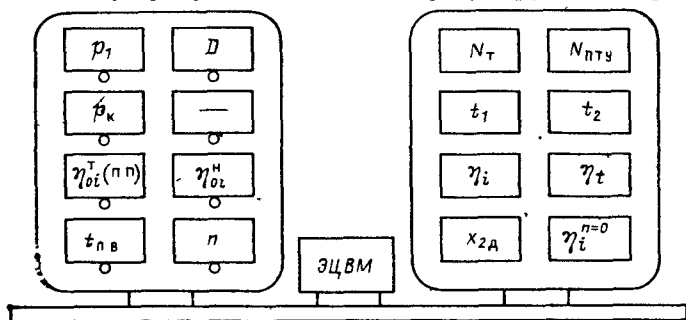


Рис. 10.21. Схема размещения на стенде регулируемых параметров и характеристик ПТУ на насыщенном паре с регенерацией

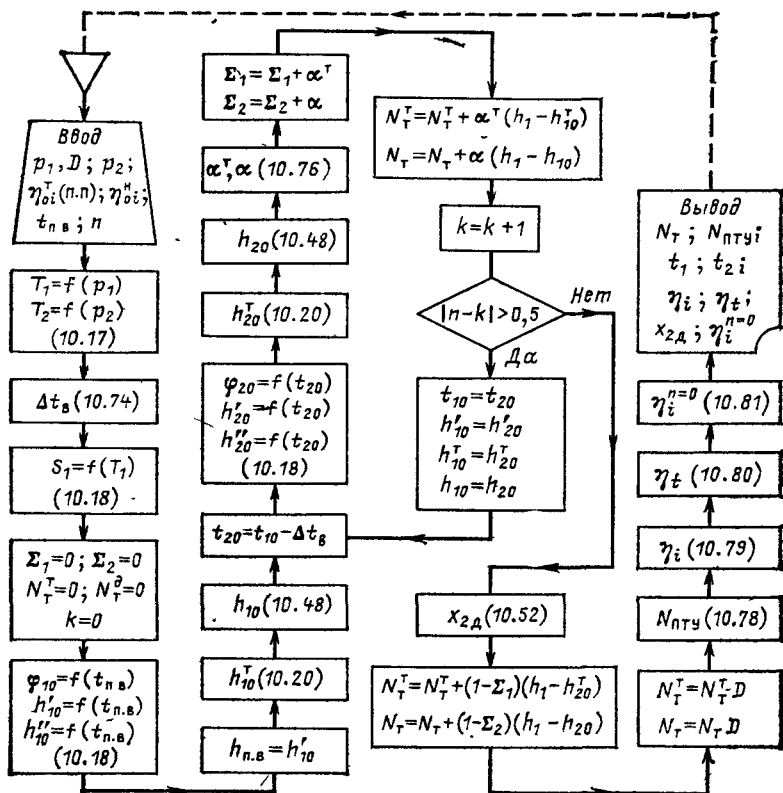


Рис. 10.22. Блок-схема математической модели ПТУ на насыщенном паре с регенерацией

ров рассчитываются температуры пара перед турбиной t_1 , в конденсаторе t_2 и определяется нагрев воды в каждом регенеративном подогревателе:

$$\Delta t_{\text{в}} = (t_{\text{ПВ}} - t_2) / n, \quad (10.74)$$

где n — число подогревателей, выбираемое из ряда 1, 2, 3 ... и т. д.

Для решения адиабатного процесса 1—2 по (10.18) определяется энтропия сухого насыщенного пара перед турбиной s_1 , а далее последовательно решаются следующие адиабатные процессы: 1—1₀; 1—2₀ и т. д. При этом необходимо рассчитывать как необратимые процессы (1—1₀; 1—2₀ и т. д.), так и обратимые (1—1₀^T; 1—2₀^T и т. д.).

Сначала находятся по (10.18) изобарно-изотермический потенциал φ_{10} , энтальпии кипящей воды h_{10}' и сухого насыщенного пара h_{10}'' при температуре питательной воды $t_{п.в.}$, равной температуре пара первого отбора t_{10} . Далее, используя определение изобарно-изотермического потенциала (10.19), рассчитывают энтальпию h_{10}^T пара первого отбора для обратимого адиабатного процесса в турбине. При этом энтропия в этой точке принимается равной первоначальной $s_{10}^T = s_1$.

Действительная энтальпия пара первого отбора h_{10} , соответствующая необратимому процессу $1-1_0$, находится по формуле (10.48), в которой учитывается зависимость внутреннего относительного КПД отсека турбины от влажности пара. Далее, определив температуру пара второго отбора

$$t_{20} = t_{10} - \Delta t_b, \quad (10.75)$$

точно так же находим энтальпию пара второго отбора при обратимом расширении в турбине h_{20}^T и при необратимом h_{20} . Для расчета всех последующих отборов в программе предусмотрен цикл, позволяющий использовать определенный участок программы столько раз, сколько задано отборов турбины, т. е. n раз. В процессе реализации этого цикла рассчитываются доли пара, идущего в отборы:

$$\alpha_k = \frac{h'_{k,o} - h'_{k+1,o}}{h_{k,o} - h'_{k+1,o}} \left(1 - \sum_{j=1}^{k-1} \alpha_j \right), \quad (10.76)$$

отдельно для обратимого процесса $1-2$ α^T и для необратимого $1-2\partial$ (α). Для этого в программе предусмотрен расчет суммы, входящей в (10.76): Σ_1 — для обратимого процесса и Σ_2 — для необратимого. Также в процессе реализации вычислительного цикла рассчитывается мощность турбины при обратимом N_T^T и необратимом N_T процессах:

$$N_T = D \left[\alpha_1 (h_1 - h_{10}) + \alpha_2 (h_1 - h_{20}) + \dots + \alpha_n (h_1 - h_{n0}) - \left(1 - \sum_{j=1}^n \alpha_j \right) (h_1 - h_{2д}) \right]. \quad (10.77)$$

При расчете теоретической мощности турбины N_T^T в (10.77) вместо α_1, α_2 и т. д. следует подставлять α_1^T, α_2^T и т. д.; вместо $h_{10}, h_{20} \dots h_{10}^T, h_{20}^T$; вместо $h_{2д} - h_2$.

Мощность ПТУ с регенерацией определяется по формуле:

$$N_{\text{ПТУ}} = N_T - N_n = N_T - D l_n^{\text{обп}} / \eta_{0i}^n, \quad (10.78)$$

где N_n , $l_n^{\text{обп}}$ — соответственно мощность и работа насоса, определяемые по (10.49) и (10.51).

Внутренний и термический КПД цикла находим, помня, что подведенная теплота $Q = D(h_1 - h_{п.в})$:

$$\eta_i = N_{\text{ПТУ}} / [D(h_1 - h_{п.в})]; \quad (10.79)$$

$$\eta_t = [N_T^r - D l_n^{\text{обп}}] / [D(h_1 - h_{п.в})]. \quad (10.80)$$

При отсутствии регенерации теплота к циклу подводится в процессе $2'-1$ (рис. 10.20, б). Поэтому внутренний КПД цикла ПТУ без регенерации ($n=0$) рассчитывается следующим образом:

$$\eta_i^{n=0} = (h_1 - h_{2д}) / (h_1 - h'_{2}). \quad (10.81)$$

После вывода основных характеристик ПТУ на показывающие приборы стенда расчет основных характеристик ПТУ повторяется.

При работе с математической моделью ПТУ на насыщенном паре с регенерацией необходимо иметь в виду, что задаваемая температура питательной воды должна удовлетворять условию $t_2 < t_{п.в} < t_1$, давление сухого насыщенного пара p_1 не может превышать критическое $p_1 < p_{кр} = 22,1$ МПа, а число регенеративных подогревателей n должно выбираться из ряда 1, 2, 3 ... и т. д.

Задачи, которые можно решать с помощью такой математической модели, могут быть различными. Вот некоторые из них.

Задача 1. Исследовать влияние температуры питательной воды $t_{п.в}$ на основные характеристики ПТУ на насыщенном паре с регенерацией. Для этого необходимо установить на пульте управления параметры p_1 , $p_{к}$, D , $\eta_{0i}^{\tau(\pi n)}$ и η_{0i}^n в соответствии с рекомендациями, данными в работе № 12, и для $n=1$, изменяя $t_{п.в}$ от t_2 до t_1 , записать показания $N_{\text{ПТУ}}$, η_t , η_i , а также не меняющиеся значения t_1 , t_2 , $x_{2д}$ и $\eta_i^{n=0}$. Далее такой же опыт следует повторить при большем числе регенеративных подогревателей (например, при $n=2$). Рекомендуется провести эксперименты при $n=1, 2, 4, 6, 8$. По результатам опыта построить семейство кривых $\eta_i = f(t_{п.в})$ и $N_{\text{ПТУ}} = f(t_{п.в})$. На этом же графике отложить значения внутреннего КПД цикла без регенерации $\eta_i^{n=0}$, а также рассчитанный КПД цикла ПТУ с предельной

($n = \infty$) регенерацией $\eta_i^{n=\infty}$ для четырех значений $t_{п.в.}$: три значения берутся произвольно в интервале от t_2 до t_1 , четвертое $t_{п.в.} = t_1$. КПД определяется через средние температуры подвода $T_{1ср}$ и отвода $T_{2ср}$ теплоты по формуле (10.60), в которой $T_{2ср} = T_2$, а

$$T_{1ср} = (h_1 - h_{п.в.}) / (s_1 - s_{п.в.}). \quad (10.82)$$

Необходимые для расчета значения энтальпий и энтропий необходимо взять из таблиц [38]. На этом же графике горизонтальной чертой отметить КПД обратимого цикла Карно $\eta_i^K = 1 - T_2/T_1$. Объяснить поведение кривых $\eta_i = f(t_{п.в.})$: наличие максимума η_i и рост η_i при увеличении n и неизменной $t_{п.в.}$. Сравнить термический КПД цикла с предельной регенерацией $\eta_i^{n=\infty}$ и КПД обратимого цикла Карно η_i^K .

Представить в T, s -диаграмме цикл исследуемой ПТУ с $n=6$ и значением $t_{п.в.}$, соответствующим максимуму внутреннего КПД. На этой же диаграмме построить цикл с предельной регенерацией и цикл Карно.

Задача 2. Определить влияние начального давления p_1 на характеристики ПТУ на насыщенном паре с регенерацией. Решение этой задачи проводится при неизменных значениях $D, p_K, \eta_{0,2}^{(п.п.)}, \eta_{0,2}^H$ и n , которые выбираются в соответствии с рекомендациями, изложенными в работе № 12. Сначала строится зависимость η_i и $N_{ПТУ}$ от $t_{п.в.}$ ($t_{п.в.}$ меняется от t_2 до t_1) для начального значения p_1 . Следует также записать неменяющиеся значения $t_1, t_2, x_{2д}$ и $\eta_i^{n=0}$. При этом следует отметить режим, в котором η_i максимален. Далее следует провести такой же эксперимент с другим значением p_1 , большим, чем предыдущее, на 2,0 МПа, и так до тех пор, пока увеличение p_1 не приведет к уменьшению η_i . По результатам опыта необходимо построить семейство кривых $\eta_i = f(t_{п.в.})$ для различных p_1 и циклы в T, s -диаграмме. Обработка результатов опыта в этой задаче ничем не отличается от предыдущей: необходимо рассчитать термический КПД цикла с предельной регенерацией $\eta_i^{n=\infty}$ (для циклов с максимальными η_i) и КПД обратимого цикла Карно η_i^K .

10.9. РАБОТА № 15. ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ И КОНЕЧНОГО ДАВЛЕНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЦИКЛА РЕНКИНА С ПЕРЕГРЕТЫМ ПАРОМ

Цикл паротурбинной установки (цикл Ренкина) на перегретом паре реализуется в ТЭС. Поэтому с равным осно-

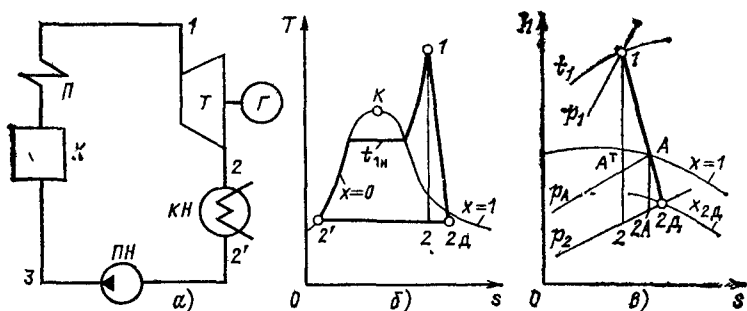


Рис 10.23. Схема (а), цикл (б) и процесс в турбине (в) ПТУ на перегретом паре

ванием цикл ПТУ на перегретом паре можно называть циклом ТЭС.

Принципиальная схема ПТУ на перегретом паре представлена на рис. 10.23,а; цикл, совершаемый рабочим телом этой установки, — на рис. 10.23,б, а процесс в турбине — на рис. 10.23,в. В результате подвода теплоты к рабочему телу в котле K и пароперегревателе Π образуется перегретый пар (состояние 1), который подается в турбину T . В турбине происходит адиабатное расширение пара: действительный (необратимый) процесс расширения $1-2Д$; теоретический (обратимый) $1-2$. После конденсации пара в конденсаторе $КН$ давление воды питательным насосом поднимается до первоначального p_1 . Процесс в насосе $2-3$ на T, s -диаграмме практически сливается в точку и поэтому на рис. 10.23,б не показан. Механическая энергия вращения ротора турбины преобразуется в электроэнергию в генераторе $Г$, часть этой энергии идет на привод питательного насоса $ПН$.

Примем в качестве регулируемых параметров математической модели ПТУ на перегретом паре следующие величины: давление и температуру пара перед турбиной p_1, t_1 , давление пара в конденсаторе p_2 ; расход рабочего тела (производительность котла) D ; внутренние относительные КПД турбины $\eta_{0i}^{T(ПТ)}$ и насоса $\eta_{0i}^{ПН}$. Значение $\eta_{0i}^{T(ПТ)}$, справедливое для перегретого пара, необходимо корректировать с помощью (10.46) и (10.48), если процесс происходит в области влажного пара.

Основными характеристиками исследуемой ПТУ являются: мощности турбины N_T , насоса $N_{ПН}$, всей установки $N_{ПТУ}$; температура насыщения $t_{1н}$ при давлении p_1 ; термический η_t и внутренний η_i КПД цикла; нижняя температура

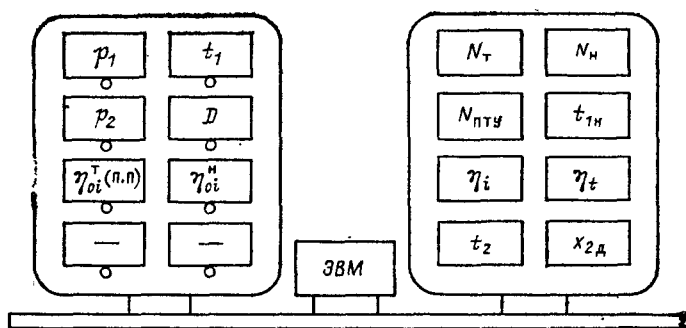


Рис. 10.24. Схема размещения на стенде регулируемых параметров и характеристик ПТУ на перегретом паре

в цикле — температура пара в конденсаторе t_2 ; степень сухости пара за турбиной $x_{2д}$.

Схема расположения на стенде регулируемых параметров и характеристик ПТУ на перегретом паре показана на рис. 10.24.

В связи с тем, что в настоящей работе предполагается учитывать зависимость внутреннего относительного КПД турбины η_{oi}^T от влажности пара, весь процесс в турбине 1—2д следует разбить на два участка (рис. 10.23,в): участок, проходящий в области перегретого пара 1—А, и участок в области влажного пара А—2д. Адиабатные процессы в перегретом паре будем рассчитывать по (10.16), а в области влажного пара — используя блок-схему, представленную на рис. 10.7,а. Правда, чтобы воспользоваться этой блок-схемой, необходимо знать давление сухого насыщенного пара p_A в точке А.

Для определения граничного давления p_A (рис. 10.23,в) требуется разработать специальную подпрограмму ДСНП — давление сухого насыщенного пара. В подпрограмме ДСНП нужно подобрать такое давление p_A , при котором энтальпия пара в турбине, рассчитанная по (10.47), равнялась бы энтальпии сухого насыщенного пара, найденной по (10.18):

$$h_1 - (h_1 - h_A^T) \eta_{oi}^T = h_A'' \quad (10.83)$$

В (10.83) значение h_A^T рассчитывается по известным h_1 , p_1 и p_A по (10.16), а h_A'' — в два приема: сначала по заданному p_A находится температура насыщения T_A по (10.17), а затем по температуре T_A определяется энтальпия h_A'' по (10.18). В результате работы подпрограммы ДСНП

Рис. 10.25. Блок-схема математической модели цикла ПТУ на перегретом паре

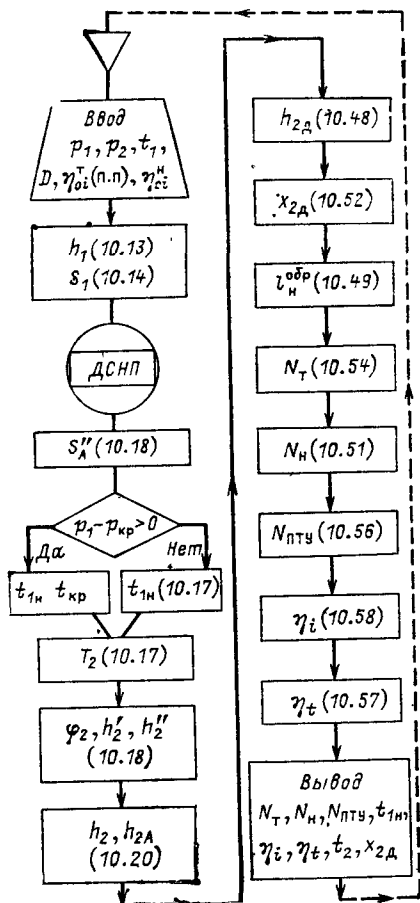
определяются давление, температура и энтальпия сухого насыщенного пара в точке А (рис. 10.23,в): p_A, T_A и h''_A .

Математическая модель ПТУ на перегретом паре представлена на рис. 10.25. Здесь сразу после ввода регулируемых параметров рассчитываются энтальпия и энтропия перегретого пара (h_1, s_1) по известным температуре t_1 и давлению p_1 по (10.13) и (10.14). В результате обращения к стандартной программе ДСНП определяется давление, температура и энтальпия сухого насыщенного пара в точке А (рис. 10.23,в): p_A, T_A, h_A . Следующим оператором рассчитывается энтропия s_A в этой точке.

Температура насыщения $t_{1н}$ (рис. 10.23,б) при начальном давлении p_1 определяется по (10.17)

для вывода на показывающий прибор: начальная температура t_1 должна быть больше значения $t_{1н}$. Только при этом условии пар перед турбиной будет перегретым. В том случае, если рассчитывается ПТУ со сверхкритическим давлением пара ($p_1 > p_{кр} = 22,1$ МПа), на показывающий прибор выводится критическая температура $t_{кр} = 374^\circ\text{C}$.

Следующие операторы программы вычисляют термодинамические свойства ($T_2, \varphi_2, h'_2, h''_2$), необходимые для расчета энтальпий в конце изоэнтропных процессов: энтальпию h_2 в конце процесса 1—2 и энтальпию h_{2A} в конце процесса А—2А. Применяя (10.48) к процессу А—2д,



находим энтальпию пара за турбиной $h_{2д}$ и его степень сухости $x_{2д}$ (10.52). Определив таким образом все необходимые термодинамические параметры, рассчитаем требуемые мощности и КПД.

Удельная работа насоса при обратимом сжатии $l_{н}^{обр}$ рассчитывается по (10.49); мощность насоса — по (10.51), мощность турбины — по (10.54), всей ПТУ — по (10.56), термический и внутренний КПД — по (10.57) и (10.58).

После вывода основных характеристик ПТУ на показывающие приборы стенда расчет основных характеристик установки повторяется.

При работе с математической моделью ПТУ на перегретом паре необходимо представлять примерные значения параметров существующих ПТУ ТЭС. Давление пара перед турбиной изменяется в широких пределах (до 30 МПа); современные блоки работают на сверхкритическом давлении $p_1=23,5$ МПа. Температура пара перед турбиной ограничивается жаростойкостью используемых сталей и не превышает 600°C ; большинство современных блоков работает при $t_1=540+560^\circ\text{C}$. Давление в конденсаторе p_2 во многом определяется температурой окружающей среды и находится в интервале от 3 до 6 кПа. Внутренний относительный КПД турбины $\eta_{oi}^{т(п.п)}$ зависит от совершенства проточной части турбины и для современных агрегатов равен $0,85-0,9$; КПД насоса ниже: $\eta_{oi}^н=0,7-0,85$.

Основные задачи, которые решаются с помощью этой модели, — исследование влияния начальных и конечных параметров (p_1, t_1, p_2) на мощность $N_{ПТУ}$ и КПД (η_t, η_i) установки. Ниже приводится несколько задач в качестве примера.

Задача 1. Исследовать влияние начальных параметров (p_1 и t_1) на мощность $N_{ПТУ}$ и КПД (η_t, η_i) цикла ПТУ. Для этого необходимо установить на пульте управления стенда параметры ($p_2, \eta_{oi}^{т(п.п)}, \eta_{oi}^н$), близкие к рекомендуемым выше, и при некоторой начальной температуре (например, $t_1=400^\circ\text{C}$) проследить за изменением мощности и КПД ПТУ при увеличении начального давления (от 2,0 МПа и выше через каждые 2,0 МПа). Опыт закончить при $p_1=30,0$ МПа. Такой же опыт провести при других начальных температурах t_1 : 500 и 600°C . По результатам исследований построить графики зависимости внутреннего и термического КПД цикла от p_1 для разных значений температуры t_1 . На этих же кривых следует отметить участки, на которых конечная степень сухости $x_{2д}$ была мень-

ше предельной $\chi_{\text{пред}}$. Предельная степень сухости зависит от многих обстоятельств и колеблется от 0,84 до 0,93. Для одной из температур t_1 построить циклы ПТУ в T, s -диаграмме, соответствующие максимальному внутреннему КПД и предельной степени сухости. Объяснить, почему $\eta_i > \eta_i$, почему разность между η_i и η_i с ростом давления p_1 увеличивается (при неизменном t_1). Пользуясь показаниями приборов и таблицами [38], рассчитать среднюю температуру подвода теплоты (10.59) и термический КПД (10.60). Сравнить рассчитанный КПД с полученным на стенде. Для двух циклов, изображенных на T, s -диаграмме, рассчитать удельный расход пара и удельный расход условного топлива. Для этого необходимо задаться значениями КПД котла ($\eta_k = 0,85 \div 0,95$), КПД паропровода ($\eta_{п.п} = 0,98 \div 0,99$), механического КПД ($\eta_{\text{мех}} = 0,98 \div 0,99$), КПД генератора ($\eta_r = 0,98 \div 0,99$) и удельным расходом электроэнергии на собственные нужды ($\alpha_{с.в} = N_{с.н}/N_{э} = 0,03 \div 0,09$); рассчитать КПД станции нетто:

$$\eta_{\text{ст}}^{\text{нетто}} = \eta_k \eta_{п.п} \eta_i \eta_{\text{мех}} \eta_r (1 - \alpha_{с.н}); \quad (10.84)$$

удельный расход пара в расчете на 1 кВт·ч выработанной электроэнергии [кг/(кВт·ч)]:

$$d = D / (N_{\text{ПТУ}} \eta_{\text{мех}} \eta_r) \quad (10.85)$$

и удельный расход условного топлива $b_{\text{усл}}$, г/(кВт·ч) в расчете на 1 кВт·ч отпущенной электроэнергии:

$$b_{\text{усл}} = 123 / \eta_{\text{ст}}^{\text{нетто}}. \quad (10.86)$$

Задача 2. Исследовать влияние конечного давления p_2 на характеристики ПТУ на перегретом паре. Для этой цели необходимо установить на пульте управления стенда рекомендуемые выше параметры и, меняя p_2 от 10 до 2 кПа (при неизменной температуре t_1), записать показания приборов: $N_{\text{ПТУ}}$, η_i , η_i . Провести такой же опыт при других значениях t_1 . Построить графики зависимости основных характеристик ПТУ от давления p_2 при различных t_1 .

Установить изменения параметров Δp_2 и Δt_1 , которые приводят к одинаковому изменению КПД η_i .

Дальнейшая обработка данных повторяет обработку задачи 1 настоящей работы: в T, s -диаграмме строятся два цикла, для которых рассчитываются $T_{\text{ср}}$ (10.59); η_i (10.60); d (10.85); $b_{\text{усл}}$ (10.86).

Задача 3. Определить сопряженные начальные параметры пара цикла ПТУ с перегретым паром. Сопряженными

начальными параметрами называют такие параметры перегретого пара (p_1 и t_1) перед турбиной, которые обеспечивают одно и то же (предельное) значение конечной степени сухости $x_{2д}$ (рис. 10.23, в). Для этого необходимо записать значения внутреннего КПД цикла η_i при различных p_1 и t_1 так же, как это сделано в задаче 1 настоящей работы. Далее, на графике следует отметить точки, соответствующие предельной степени сухости $x_{2д} = x_{пред}$, и записать начальные параметры (p_1 , t_1) в этих точках. Построить график сопряженных начальных параметров $p_1 = f(t_1)$. Дальнейшая обработка аналогична обработке задачи 1: строятся два цикла с сопряженными начальными параметрами в T, s -диаграмме: один цикл с начальной температурой $t_1 = 400^\circ\text{C}$ и другой с $t_1 = 600^\circ\text{C}$.

10.10. РАБОТА № 16. ВЛИЯНИЕ ПРОМЕЖУТОЧНОГО ПЕРЕГРЕВА ПАРА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПТУ НА ПЕРЕГРЕТОМ ПАРЕ

Промежуточный перегрев пара, используемый на современных ТЭС, позволяет снизить конечную влажность пара в турбине и увеличить КПД установки. Схема ПТУ на перегретом паре с промежуточным перегревом (промперегревом) представлена на рис. 10.26, а, цикл, совершаемый рабочим телом этой установки, — на рис. 10.26, б процесс в турбинах — на рис. 10.26, в.

Перегретый пар (состояние 1) из пароперегревателя П котла К подается в турбину высокого давления ТВД, где он адиабатно расширяется до давления $p_{п.п}$ большего, чем атмосферное. Действительный (необратимый) процесс рас-

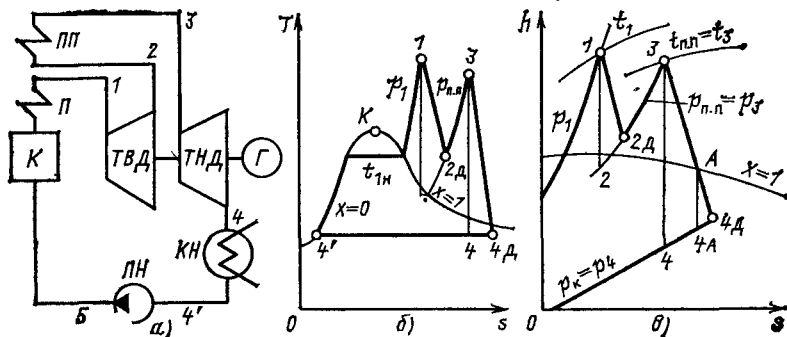


Рис. 10.26. Схема (а), цикл (б) и процессы в турбинах (в) ПТУ с промперегревом

ширения изображен линией 1—2*д*; теоретический (обратимый) 1—2. После этого пар снова подается в котел, где в промежуточном перегревателе ПП происходит его нагрев до температуры $t_{п.п}$, как правило, близкой к температуре t_1 , и расширение в турбине низкого давления ТНД. Адиабатный обратимый процесс в ТНД изображается линией 3—4, а необратимый — 3—4*д*. После ТНД пар конденсируется в конденсаторе КН (процесс 4*д*—4'); в питательном насосе давление рабочего тела поднимается до первоначального p_1 .

Выберем регулируемые параметры ПТУ с промперегревом: давление и температуру пара перед ТВД (p_1 и t_1); давление и температуру пара после промперегрева ($p_{п.п} = p_2 = p_3$; $t_{п.п} = t_3$); паропроизводительность котла (расход рабочего тела) D ; давление пара в конденсаторе ($p_k = p_4$) внутренние относительные КПД турбины $\eta_{oi}^{т(п.п)}$ и насоса $\eta_{oi}^н$. Под величиной $\eta_{oi}^{т(п.п)}$ понимается внутренний относительный КПД турбины для области перегретого пара. Если турбина (или ее отсек) работает в области влажного пара; необходимо вводить поправку в соответствии с (10.46) и (10.48).

Основными характеристиками ПТУ с промперегревом условимся считать мощности ТВД, ТНД и всей ПТУ (соответственно $N_{ТВД}$, $N_{ТНД}$, $N_{ПТУ}$), термический η_t и внутренний η_i КПД цикла, температуру насыщения $t_{1н}$ при начальном давлении p_1 , степень сухости пара за ТВД $x_{2д}$ и ТНД $x_{4д}$.

Схема расположения на стенде регулируемых параметров и характеристик ПТУ с промперегревом показана на рис. 10.27.

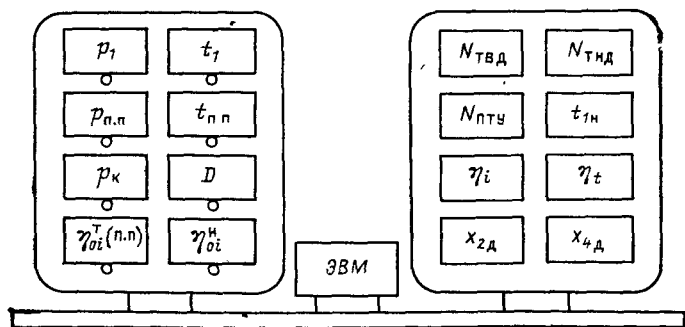


Рис. 10.27. Схема размещения на стенде регулируемых параметров и характеристик ПТУ с промперегревом

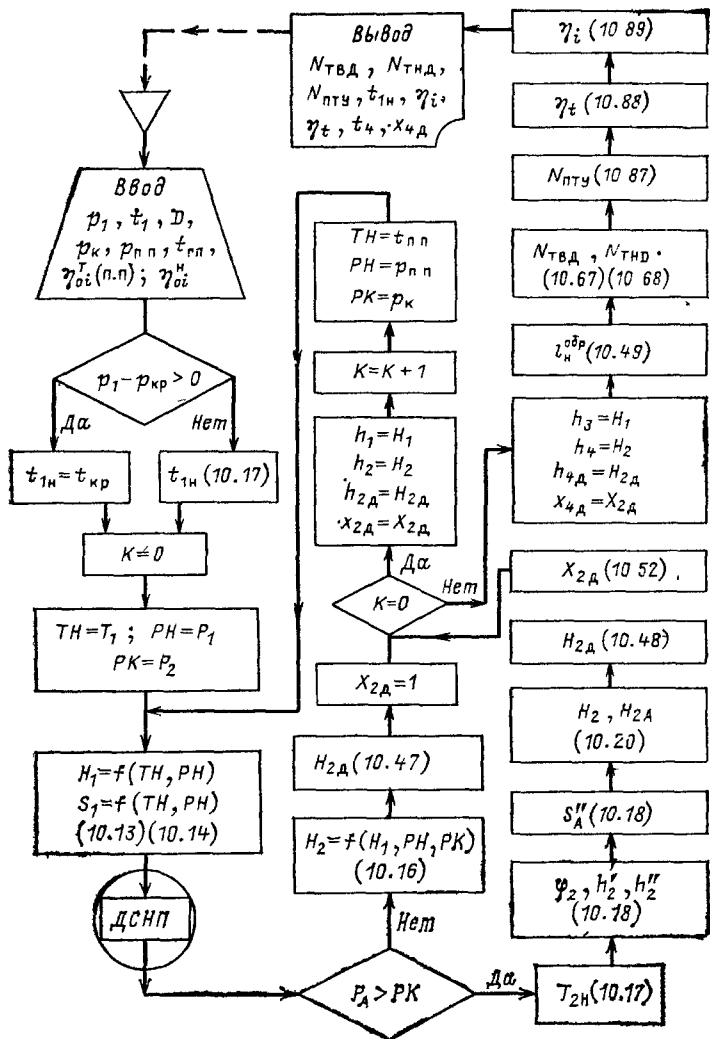


Рис. 10.28. Блок-схема математической модели цикла ПТУ с промперегревом

При создании математической модели цикла ПТУ с промперегревом необходимо обеспечить расчет энтальпий всех характерных точек обратимого и необратимого циклов, а также найти точки пересечения необратимых адиабат с линией сухого насыщенного пара ($x=1$).

Блок-схема математической модели ПТУ с промперегревом представлена на рис. 10.28. После ввода регулируемых параметров рассчитывается температура насыщения $t_{1н}$ при начальном давлении p_1 . Значения $t_{1н}$ выводятся на показывающий прибор для контроля: температура перегретого пара t_1 должна быть больше $t_{1н}$, иначе цикл ПТУ на перегретом паре будет невозможен. Если начальное давление p_1 больше критического ($p_1 > p_{кр} = 22,1$ МПа), то на прибор подается информация $t_{кр} = 374^\circ\text{C}$.

Следующие операторы связаны с расчетом адиабатного процесса расширения пара в турбине по известному начальному давлению p_n , начальной температуре T_n , конечному давлению p_k и внутреннему относительному КПД турбины $\eta_{01}^{(тн)}$.

Сначала рассчитывается процесс $1-2д$. Для этого определяется энтальпия h_1 и энтропия s_1 перегретого пара и находятся давление, температура и энтальпия в точке пересечения верхней пограничной кривой и кривой процесса — точке A . Далее сравнивается давление в конце процесса p_k и найденное давление p_A .

Если $p_k > p_A$, то это означает, что процесс заканчивается в области перегретого пара. В этом случае энтальпия в конце изоэнтропного расширения h_2 находится по (10.16), а действительная энтальпия $h_{2д}$ — по (10.47).

Если $p_k < p_A$, то адиабатный процесс заканчивается в области влажного пара. Для расчета такого процесса дополнительно находятся энтропия в точке A по (10.18); температура пара в конце процесса, равная температуре насыщения при конечном давлении p_k ; изобарно-изотермический потенциал φ_2 и энтальпии кипящей жидкости h'_2 и сухого насыщенного пара h''_2 при конечном давлении. Все это позволяет определить энтальпии в конце изоэнтропного расширения h_2 и h_{2A} (10.20), аналогичные энтальпиям h_4 и h_{4A} для процесса $3-4д$. Энтальпия в конце действительного процесса расширения $h_{2д}$ при этом находится по (10.48) применительно к процессу $A-2д$, аналогичному процессу $A-4д$ на рис. 10.26, в. Заканчивается этот фрагмент программы расчетом степени сухости пара за турбиной $x_{2д}$ по (10.52). В результате расчета процесса $1-2д$ находятся энтальпии пара перед турбиной, за турбиной (для обратимого и необратимого процессов) и конечная степень сухости $x_{2д}$. После этого аналогично рассчитывается процесс $3-4д$, в результате чего находятся h_3 , h_4 , $h_{4д}$ и $x_{4д}$ (рис. 10.26, в).

Зная энтальпии в характерных точках цикла и расход рабочего тела D , можно определить мощности и КПД, предварительно рассчитав по (10.49) удельную работу пистонного насоса. Мощности ТВД и ТНД рассчитываются по (10.67) и (10.68), в которых подставляется $D_{\text{ТНД}} = D$.

Мощность ПТУ с промперегревом находится по формуле:

$$N_{\text{ПТУ}} = N_{\text{ТВД}} + N_{\text{ТНД}} - N_{\text{н}} = N_{\text{ТВД}} + N_{\text{ТНД}} - D l_{\text{н}}^{\text{обп}} / \eta_{0i}^{\text{н}}. \quad (10.87)$$

Термический КПД цикла выразим через энтальпии точек цикла:

$$\eta_t = [(h_1 - h_2) + (h_3 - h_4) - l_{\text{н}}^{\text{обп}}] / [(h_1 - h_2') + (h_3 - h_2) - l_{\text{н}}^{\text{обп}}], \quad (10.88)$$

а внутренний КПД — используя (10.87):

$$\eta_i = N_{\text{ПТУ}} / Q_1 = N_{\text{ПТУ}} / [(h_1 - h_2') + (h_3 - h_{2\text{д}}) - l_{\text{н}}^{\text{обп}} / \eta_{0i}^{\text{н}}] / D. \quad (10.89)$$

После вывода основных характеристик на показывающие приборы стенда расчет по программе повторяется.

При работе с математической моделью нужно помнить, что давление в промежуточном перегревателе $p_{\text{п.п}}$ должно удовлетворять условию $p_{\text{к}} < p_{\text{п.п}} < p_1$, а начальная температура должна быть больше $t_{1\text{н}}$ ($t_1 > t_{1\text{н}}$). Чтобы точка 3 также находилась в области перегретого пара, необходимо, чтобы температура $t_{\text{п.п}}$ была достаточно большой (например, $t_{\text{п.п}} > t_{1\text{н}}$).

Приведем в качестве примера несколько задач, которые можно решать с помощью такой математической модели.

Задача 1. Исследовать влияние давления промперегрева $p_{\text{п.п}}$ на мощность $N_{\text{ПТУ}}$, термический η_t и внутренний η_i КПД ПТУ. Для этого необходимо установить параметры на пульте управления стенда, соответствующие рекомендациям, изложенным в работе № 15. После этого уменьшать $p_{\text{п.п}}$ от p_1 до того значения, когда рост η_t и η_i прекратится и эти величины начнут уменьшаться. Во время опыта необходимо записывать не только $p_{\text{п.п}}$, η_t и η_i , но и $N_{\text{ПТУ}}$ и $x_{4\text{д}}$. После проведения опыта необходимо построить график зависимости мощности $N_{\text{ПТУ}}$ и КПД (η_t , η_i) от давления $p_{\text{п.п}}$. Отметить на этих кривых участки, на которых конечная влажность превышает допустимую ($x_{4\text{д}} < x_{\text{пред}}$). Объяснить поведение кривых η_i и η_t . Построить в T , s -диаграм-

ме цикл ПТУ с промперегревом для тех параметров, при которых внутренний КПД η_i оказался максимальным.

Дальнейшая обработка результатов опыта такая же, что и в задаче 1 работы № 15: рассчитывают среднюю температуру подвода теплоты

$$T_{\text{ср}} = \frac{(h_1 - h_2') + (h_3 - h_{2д})}{(s_1 - s_2') + (s_3 - s_{2д})}, \quad (10.90)$$

термический КПД цикла (10.60), удельный расход пара (10.85) и топлива (в пересчете на условное) (10.86); величины, входящие в (10.90), находят из таблиц [38] по давлению и температуре, взятым по показаниям приборов. Энтальпию $h_{2д}$ можно рассчитать, используя (10.69):

$$h_{2д} = h_1 - N_{\text{ТВД}}/D.$$

Энтропию $s_{2д}$, входящую в (10.90), находят по таблицам [38] по известным $h_{2д}$ и $p_{2д} = p_{\text{п.п.}}$.

Задача 2. Исследовать влияние начального давления p_1 на характеристики цикла ПТУ с промперегревом. Для этого необходимо сначала провести опыт, подобный изложенному в задаче 1, для начального давления $p_1 = 10$ МПа и записать зависимость внутреннего КПД цикла η_i от давления в промперегревателе $p_{\text{п.п.}}$. Необходимо также записать показания всех приборов, когда η_i достигает максимального значения. Такой же опыт следует провести, увеличив начальное давление на 2 МПа. Закончить эксперимент нужно при $p_1 = 3$ МПа. После этого необходимо построить на графике семейство кривых $\eta_i = f(p_{\text{п.п.}})$ для различных значений p_1 , соединив затем одной линией точки максимумов КПД. Построить на графике зависимость η_i от начального давления p_1 вдоль этой линии максимумов. Здесь же показать зависимости мощности $N_{\text{ПТУ}}$, термического КПД η_t и степени сухости $x_{2д}$ и $x_{4д}$ от давления p_1 . Объяснить поведение кривых.

После этого нужно построить в T, s -диаграмме цикл с максимальным внутренним КПД η_i (при этом конечные влажности не должны превышать предельного значения: $x_{2д} > x_{\text{пред}}$, $x_{4д} > x_{\text{пред}}$). Для этого цикла следует рассчитать среднюю температуру подвода (10.90) и отвода теплоты, пользуясь таблицами [38], термический КПД цикла (10.60), удельный расход пара (10.85) и условного топлива (10.86).

10.11. РАБОТА № 17. РЕГЕНЕРАЦИЯ В ПАРОТУРБИННЫХ УСТАНОВКАХ НА ПЕРЕГРЕТОМ ПАРЕ

Регенерация теплоты в паротурбинных установках (ПТУ) является действенным средством увеличения КПД установки за счет повышения средней температуры подвода теплоты в цикле. Схема ПТУ с регенерацией представлена на рис. 10.29,а, цикл установки — на рис. 10.29,б, процесс в турбине изображен на рис. 10.29,в.

Перегретый пар (состояние 1), образовавшийся в результате подвода теплоты к рабочему телу в котле K и пароперегревателе Π , поступает в турбину T , где адиабатно расширяется. Действительный (необратимый) процесс расширения изображается линией $1-2\delta$; теоретический (обратимый) — прямой $1-2$. После конденсации пара (процесс $2-2'$) питательная вода подогревается в регенеративных подогревателях P_1, P_2, \dots, P_n (n — число регенеративных подогревателей) смешивающего типа. Подогрев происходит за счет теплоты пара из отборов турбины. На рис. 10.29 показаны два подогревателя: первый P_1 и последний P_n . Перед каждым регенеративным подогревателем установлены насосы H , а перед котлом K — питательный насос ΠH , в котором давление поднимается до первоначального.

Примем в качестве регулируемых параметров цикла рассматриваемой ПТУ следующие величины: давление и температуру пара перед турбиной (p_1, t_1), давление в конденсаторе p_2 , паропроизводительность котла (расход пара) D , температуру питательной воды $t_{п.в.}$, число регенеративных подогревателей n , внутренние относительные КПД турбины $\eta_{0i}^{т(пн)}$ и насоса $\eta_{0i}^{н}$. Под величиной $\eta_{0i}^{т(пн)}$ будем понимать КПД турбины (или отсека турбины), работающей

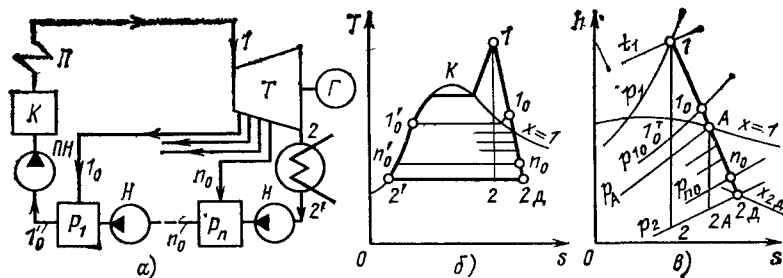


Рис. 10.29. Схема (а), цикл (б) и процесс в турбине (в) ПТУ с регенерацией

в области перегретого пара. При работе в области влажного пара необходимо вводить коррекцию в соответствии с (10.46) и (10.48).

Основными характеристиками такой ПТУ будем считать мощности турбины, насоса и ПТУ ($N_T, N_H, N_{ПТУ}$), температуру насыщения пара $t_{1н}$ при давлении p_1 , термический и внутренний КПД цикла (η_t, η_i), температуру пара в конденсаторе t_2 и степень сухости влажного пара за турбиной $x_{2д}$.

Схема расположения на стенде регулируемых параметров и характеристик ПТУ с регенерацией показана на рис. 10.30.

При создании математической модели цикла ПТУ на перегретом паре с регенерацией примем несколько допущений. Будем считать, что питательная вода в каждом регенеративном подогревателе нагревается до температуры конденсата греющего пара. Это допущение, в частности, означает, что температура питательной воды $t_{пв}$ равна температуре конденсата пара первого отбора. Имея в виду, что работа насоса во много раз меньше работы турбины, ее можно рассчитывать приближенно по (10.49). Распределение давлений в отборах турбины примем таким, чтобы повышение температуры питательной воды в каждом регенеративном подогревателе было одинаковым. Так как математическая модель должна позволять исследование циклов со сверхкритическим давлением пара p_1 , необходимо предусмотреть регистрацию на приборе вместо $t_{1н}$ критической температуры $t_{кр}$.

Блок-схема математической модели цикла ПТУ на перегретом паре с регенерацией представлена на рис. 10.31. После ввода регулируемых параметров, указанных на ле-

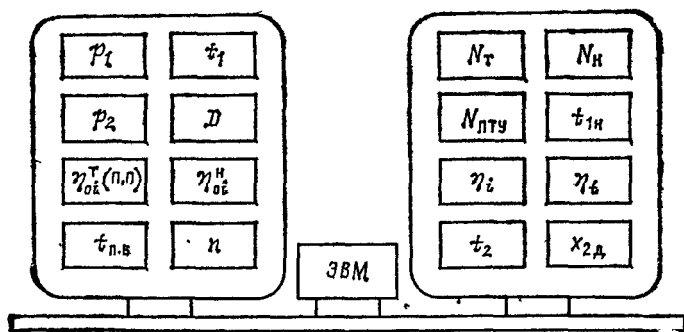


Рис. 10.30. Схема размещения на стенде регулируемых параметров и характеристик ПТУ с регенерацией

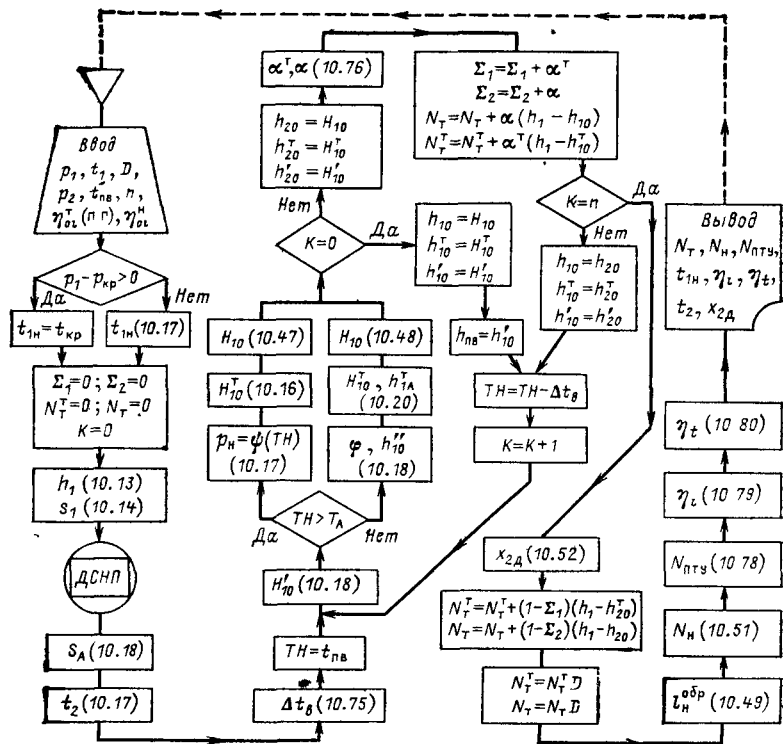


Рис 10.31. Блок-схема математической модели цикла ПТУ с регенерацией

вой половине рис. 10.30, сравнивается начальное давление p_1 с критическим $p_{кр} = 22,1$ МПа и рассчитывается температура насыщения пара при давлении p_1 , если $p_1 < p_{кр}$. Если $p_1 > p_{кр}$, то на показывающий прибор подается значение $t_k = 374^\circ\text{C}$. Энтальпия и энтропия перегретого пара в точке 1 рассчитывается по (10.13) и (10.14).

Для расчета энтальпии пара из отборов турбины прежде необходимо узнать его состояние: перегретый пар или влажный. Этот вопрос решается обращением к стандартной подпрограмме ДСНП, описанной в работе № 15. В результате этого обращения находятся давление, температура и энтальпия сухого насыщенного пара в точке А (рис. 10.29,б). Следующим оператором определяется энтропия пара в этой точке.

Следующая группа операторов связана с расчетами энтальпий питательной воды после каждого подогревателя и

в отборах турбины для случаев обратимого и необратимого процессов расширения пара в турбине. Предусмотрено определение энтальпий как для влажного, так и для перегретого пара.

Для области влажного пара энтальпию в отборах турбины находят по (10.20) и (10.48), а для перегретого пара — по (10.16) и (10.47). При нахождении энтальпии перегретого пара по (10.16) требуется знание давления насыщения, соответствующего температуре питательной воды $t_{п.в}$. Давление насыщения может быть найдено или решением трансцендентного уравнения $t_n=f(p)$ (10.17), или привлечением к расчетам уравнения $p_n=f(t)$. В качестве этого уравнения можно рекомендовать (10.17а).

Все расчеты, связанные с вычислением долей отбора пара из турбины на регенерацию, осуществляются в вычислительном цикле. В результате n -кратного повторения такого цикла находятся доли отборов пара из турбины, соответствующие обратимому и необратимому расширению (α^r, α), по (10.76) и мощность турбины (действительная N_T и теоретическая N_T^r) — по (10.77). После оператора выхода из цикла рассчитывается степень сухости пара за турбиной $x_{2д}$ по (10.52).

Удельная работа насоса $l_n^{обр}$, мощность насоса N_n , мощность ПТУ $N_{ПТУ}$, термический и внутренний КПД цикла определяются так же, как и в предыдущих работах, по (10.49), (10.51), (10.78) — (10.80).

После вывода результата расчета основных характеристик ПТУ на показывающие приборы стенда расчет по программе повторяется.

Приведем в качестве примера две задачи, которые можно решить с помощью этой математической модели.

Задача 1. Исследовать влияние температуры питательной воды на КПД цикла и мощность ПТУ с регенерацией. Для этого необходимо установить на пульте управления величины, рекомендуемые в работе № 15, и задать $n=1$, т. е. выбрать ПТУ с одним регенеративным подогревателем. Изменяя $t_{п.в}$ от t_2 до $t_{пн}$, запишем значения мощности $N_{ПТУ}$ и внутреннего КПД. Кроме того, необходимо записать показания всех приборов при максимальном внутреннем КПД. После этого следует повторить опыт для другого числа подогревателей: $n=1; 2; 4; 6; 8; 10$.

Полученные результаты следует представить в виде графика зависимости η_i от $t_{п.в}$ для различного числа подогревателей.

Для одного из максимальных значений КПД построить цикл ПТУ в T, s -диаграмме. Необходимые для графического представления цикла свойства воды и водяного пара следует взять из таблиц [38].

Рассчитать для начерченного цикла среднюю температуру подвода теплоты (10.82), термический КПД (10.60), удельный расход пара (10.85) и условного топлива (10.86). Рассчитать все то же самое для цикла без регенерации.

Задача 2. Исследовать влияние начального давления на эффективность цикла ПТУ с регенерацией. Все исследование проводится с неизменным числом подогревателей (например, $n=8$). Сначала исследуется зависимость η_i от $t_{п.в}$ для $p_1=2,5$ МПа. В результате этого исследования необходимо установить значение $t_{п.в}$, при котором КПД максимален, и записать показания основных характеристик: $N_{ПТУ}$, η_i , η_t и $x_{2д}$. Такой же опыт следует повторить при других давлениях пара p_1 перед турбиной (5,0; 7,5; 10,0; 12,5 МПа и т. д. до 30,0 МПа). Получив для каждого значения p_1 параметры и характеристики цикла, имеющего максимальный внутренний КПД, необходимо выполнить график зависимости η_i , η_t , $N_{ПТУ}$, $t_{п.в}$ и $x_{2д}$ от начального давления p_1 . Необходимо объяснить поведение этих зависимостей.

Далее следует изобразить в T, s -диаграмме два цикла ПТУ с регенерацией: один цикл, у которого внутренний КПД максимален, и второй, у которого конечная степень сухости равна предельной $x_{2д}=x_{пред}$.

Для одного из этих циклов следует рассчитать среднюю температуру подвода теплоты (10.82), термический КПД (10.60), удельный расход пара (10.85) и условного топлива (10.86). Рассчитать все то же для цикла без регенерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ГСССД 1-76. Таблицы стандартных справочных данных. Фундаментальные физические константы. — М.: Изд-во стандартов 1976. — 6 с.
2. Шпильрайн Э. Э., Кессельман П. М. Основы теории теплофизических свойств веществ. — М.: Энергия, 1977 — 248 с.
3. Гиршфельдер Дж., Кертис Ч., Берд Р. Молекулярная теория жидкостей и газов: Пер. с англ. — М.: Изд-во иностр. лит., 1961.
4. Lydersen A. L., Greenkorn K. A., Hougren O. A. Generalized thermodynamic properties of pure fluids. University of Wisconsin Eng. Experimental Station, Report 4, 1955.
5. Филиппов Л. П. Подобие свойств веществ. — М.: Изд-во МГУ, 1978. — 255 с.
6. Сычев В. В. Дифференциальные уравнения термодинамики. — М.: Наука, 1981. — 195 с.
7. Термодинамические свойства индивидуальных веществ/ Под ред. В. П. Глушко, т. 1, кн. 2. — М.: Наука, 1978. — 326.
8. Ривкин С. Л. Термодинамические свойства газов. — 3-е изд. — М.: Энергия, 1973. — 288 с.
9. Семенченко В. К. Избранные главы теоретической физики — 2-е изд. — М.: Проствещение, 1966. — 396 с.
10. СТ СЭВ 1052-78. Метрология. Единицы физических величин.
11. ГОСТ 8.417-81 (СТ СЭВ 1052-78). Государственная система обеспечения единства измерений. Единицы физических величин.
12. Преображенский В. П. Теплотехнические измерения и приборы. — 3-е изд. — М.: Энергия, 1978. — 704 с.
13. Жоховский М. К. Техника измерения давлений и разрежения. — М.: Машгиз, 1952.
14. ГОСТ 8.017-75. Государственная система обеспечения единства измерений. Государственный первичный эталон и общесоюзная поверочная схема для средств измерений избыточного давления до $6000 \cdot 10^5$ Па.
15. ГОСТ 8.223-76. Государственная система обеспечения единства измерений. Государственный специальный эталон и общесоюзная поверочная схема для средств измерений абсолютного давления в диапазоне $2,7 \cdot 10^2 \div 4000 \cdot 10^2$ Па.
16. Тепло- и массообмен. Теплотехнический эксперимент: Справочник/ Е. В. Аметистов, В. А. Григорьев и др.; Под общ. ред. В. А. Григорьева и В. М. Зорина. — М.: Энергоиздат, 1982. — 512 с.
17. Зубарев В. Н., Багдонос А. В. Экспериментальное определение удельных объемов метанола в области температур $140-300$ °С и давлений до 200 бар. — Теплоэнергетика, 1967, № 4, с. 79—82.
18. Кириллий В. А., Шейндлин А. Е. Исследования термодинамических свойств веществ. — М. — Л.: Госэнергоиздат, 1963 — 560 с.
19. Циклис Д. С. Техника физико-химических исследований при высоких и сверхвысоких давлениях. — 4-е изд. — М.: Химия, 1976. — 431 с.

20. ГОСТ 8.157-75. Государственная система обеспечения единства измерений. Шкалы температурные практические.

21. Методы измерений температуры: Пер. с англ./ Под ред. В. А. Соколова, т. 1. — М.: Изд-во иностр. лит., 1954. — 173 с.

22. ГОСТ 8.080-80. Государственная система обеспечения единства измерений. Государственный первичный эталон и общесоюзная поверочная схема для средств измерений температуры в диапазоне 273,15—6300 К.

23. Камке Д., Кремер К. Физические основы единиц измерения: Пер. с нем. — М.: Мир, 1980. — 208 с.

24. ГОСТ 13646-68 Е. Термометры ртутные стеклянные для точных измерений.

25. ГОСТ 215-73. Термометры ртутные стеклянные лабораторные.

26. ГОСТ 8.079-79. Государственная система обеспечения единства измерений. Государственный первичный эталон и общесоюзная поверочная схема для средств измерений температуры в диапазоне 13,81—273,15 К.

27. СТ СЭВ 1059-78. Метрология. Термометры термоэлектрические рабочие. Общие технические требования.

28. ГОСТ 3044-77. Преобразователи термоэлектрические. Градуировочные таблицы.

29. ГОСТ 23847-79. Преобразователи термоэлектрические кабельные типов КТХАС, КТХАСп, КТХКС. Технические условия.

30. Методы измерения температуры: Пер. с англ./ Под ред. В. А. Соколова, т. 2. — М.: Изд-во иностр. лит., 1954. 192 с.

31. ГОСТ 8.084-79. Государственная система обеспечения единства измерений. Государственный специальный эталон и общесоюзная поверочная схема для средств измерений температуры в диапазоне 4,2—13,81 К.

32. ГОСТ 8.078-79. Государственная система обеспечения единства измерений. Государственный специальный эталон и общесоюзная поверочная схема для средств измерений температуры в диапазоне 1,5—4,2 К.

33. Калиткин Н. Н. Численные методы. — М.: Наука, 1978. — 512 с.

34. ГОСТ 8.207-76. Государственная система обеспечения единства измерений. Прямые измерения с многократными наблюдениями. Методы обработки результатов наблюдений.

35. ГСССД 2-77. Таблицы стандартных справочных данных. Вода. Плотность при атмосферном давлении и температурах от 0 до 100 °С.

36. Алтунин В. В. Теплофизические свойства двуокси углерода. — М.: Изд-во стандартов, 1975 — 546 с.

37. Зубарев В. Н., Александров А. А. Практикум по технической термодинамике. — 2-е изд. — М.: Энергия, 1971. — 352 с.

38. Ривкин С. Л., Александров А. А. Теплофизические свойства воды и водяного пара. — М.: Энергия, 1980 — 424 с.

39. Амирханов Х. И., Степанов Г. В., Алибеков Б. Г. Изохорная теплоемкость воды и водяного пара. — Махачкала: Дагестанское книжное издательство, 1969 — 216 с.

40. Попов М. М. Термометрия и калориметрия. — М.: Изд-во МГУ, 1954. — 942 с.

41. Шейндлин А. Е., Шлейфер С. Г. Экспериментальное определение теплоемкости c_p этилового спирта при давлениях до 118 ата и температурах от —57,22 до 252,23 °С. — Журн. техн. физики, 1953, т. 23, № 8, с. 1420—1426.

42. Вукалович М. П., Зубарев В. Н., Прусаков П. Г. Экспериментальное исследование энтальпии водяного пара. — Теплоэнергетика, 1962, № 3, с. 56—60.

43. Сирота А. М., Тимрот Д. Л. Экспериментальное исследование теплоемкости водяного пара в докритической области. — Теплоэнергетика, 1956, № 7, с. 16—23.

44. Сирота А. М., Мальцев Б. К. Экспериментальное исследование теплоемкости воды при температурах до 500 °С и давлениях до 500 кгс/см². — Теплоэнергетика, 1962, № 1, с. 52—57.

45. Ривкин С. Л., Егоров Б. И. Экспериментальное исследование теплоемкости этилового спирта 94 %-ной (по весу) концентрации в сверхкритической области параметров состояния. — Теплоэнергетика, 1961, № 7, с. 60—67.

46. Ривкин С. Л., Гуков В. М. Экспериментальное исследование изобарной теплоемкости двуокиси углерода при сверхкритических давлениях. — Теплоэнергетика, 1968, № 10, с. 72—75.

47. Вукалович М. П., Зубарев В. Н., Прусаков П. Г. Экспериментальное исследование энтальпии водяного пара. — Теплоэнергетика, 1958, № 7, с. 22—26.

48. Практикум по теплопередаче/ А. П. Солодов, А. В. Елисеев, В. А. Осипова, Ф. Ф. Цветков. — М.: Энергоатомиздат, 1986.

49. Попов В. Н. Оптимизация цикла газотурбинной установки. — М.: изд. МЭИ, 1980.—70 с.

50. Вукалович М. П., Зубарев В. Н., Сергеева Л. В. Уравнение состояния перегретого водяного пара, пригодное для расчетов турбин с помощью ЭЦВМ. — Теплоэнергетика, 1967, № 5, с. 60—66.

51. Ривкин С. Л., Кременевская Е. А. Уравнения состояния воды и водяного пара для машинных расчетов процессов и оборудования электростанций. — Теплоэнергетика, 1977, № 3, с. 69—73.

52. Бисярин А. Н. Уравнение адиабаты для перегретого водяного пара. — Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1980, № 6, с. 183—187.

53. Ривкин С. Л., Александров А. А. Уравнения для расчета термодинамических свойств насыщенного и переохлажденного водяного пара. — Теплоэнергетика, 1971, № 8, с. 65—68.

54. Костюк А. Г., Шерстюк А. Н. Газотурбинные установки. — М.: Высшая школа, 1979.—254 с.

55. Маргулова Т. Х. Атомные электрические станции. — 3-е изд.— М.: Высшая школа, 1978.—360 с.

56. Стерман Л. С., Тевлин С. А., Шарков А. Т. Тепловые и атомные электростанции. — М.: Энергоиздат, 1982.—456 с.

57. Термодинамические свойства воздуха/ В. В. Сычев, А. Л. Васерман, А. Д. Козлов, Г. А. Спиридонов, В. А. Цымарный. — ГСССД. Серия монографий. — М.: Изд-во стандартов, 1978.—276 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие к третьему изданию	3
Глава первая. Свойства реальных веществ	5
1.1. Фазовые переходы	5
1.2. Уравнение Клапейрона — Клаузиуса	12
1.3. Изохоры и изобары реальных веществ	17
1.4. Термические свойства реальных газов	20
1.5. Термодинамическое подобие веществ	32
1.6. Дифференциальные уравнения термодинамики	37
1.7. Калорические свойства реальных газов	40
1.8. Дроссельный эффект	46
1.9. Закритическая область	49
Глава вторая. Измерение давления	57
2.1. Общие сведения	57
2.2. Жидкостный манометр	58
2.3. Грузопоршневые манометры	60
2.4. Деформационные манометры	63
2.5. Специальные манометры	70
Глава третья. Измерение температуры	70
3.1. Газовый термометр и международная практическая температурная шкала	70
3.2. Основные условия правильного измерения температуры	79
3.3. Стекланные жидкостные термометры	82
3.4. Термоэлектрические термометры	86
3.5. Изготовление термопар	95
3.6. Измерение термо-ЭДС термопар	97
3.7. Точность измерения температуры термопарами, изготовленными из благородных металлов	101
3.8. Платинородий-платиновая термопара	103
3.9. Платиновый термометр сопротивления	106
3.10. Специальные термометры	113
Глава четвертая. Погрешность эксперимента	115
4.1. Общие положения	115
4.2. Погрешность прямых измерений	119
4.3. Систематическая и случайная погрешности косвенно измеряемой величины	124
Глава пятая. Определение удельных объемов жидкостей, газов и паров	137
5.1. Методы измерения удельного объема веществ	137
5.2. Работа № 1. Исследование изотермического сжатия реального газа и расчет таблиц термодинамических свойств CO_2	145
5.3. Работа № 2. Изохорное нагревание воды и водяного пара	161

Глава шестая. Методы измерения количества теплоты, энтальпии и теплоемкости	169
6.1. Общие положения и основные особенности калориметрического эксперимента	169
6.2. Непроточный калориметр	176
6.3. Проточный калориметр	177
Глава седьмая. Экспериментальное измерение теплоемкости и энтальпии газов и паров	185
7.1. Общие замечания	185
7.2. Работа № 3. Определение изобарной теплоемкости воздуха при атмосферном давлении	186
7.3. Работа № 4. Определение энтальпии водяного пара методом калориметрирования и адиабатного дросселирования	199
7.4. Работа № 5. Определение степени сухости водяного пара	210
Глава восьмая. Исследование процессов во влажном воздухе	212
8.1. Общие сведения	212
8.2. Определение относительной влажности воздуха	218
8.3. Работа № 6. Исследование процессов во влажном воздухе	223
Глава девятая. Исследование процесса адиабатного истечения водяного пара	227
9.1. Общие сведения	227
9.2. Работа № 7. Исследование процесса адиабатного истечения водяного пара через суживающееся сопло	229
9.3. Работа № 8. Исследование процесса адиабатного истечения воздуха через суживающееся сопло	233
Глава десятая. Исследование термодинамических циклов энергетических установок	238
10.1. Моделирование энергетических установок	238
10.2. Методы расчета термодинамических свойств рабочих тел	243
10.3. Работа № 9. Исследование циклов простых газотурбинных установок	254
10.4. Работа № 10. Исследование циклов ГТУ с регенерацией теплоты	258
10.5. Работа № 11. Исследование циклов ГТУ с одноступенчатым сжатием в компрессоре и двухступенчатым расширением рабочего тела в турбине	262
10.6. Работа № 12. Влияние начального и конечного давлений на характеристики цикла Ренкина с насыщенным паром	266
10.7. Работа № 13. Влияние сепарации пара на характеристики цикла паротурбинной установки с насыщенным паром	271
10.8. Работа № 14. Исследование циклов ПТУ на насыщенном паре с регенерацией	277
10.9. Работа № 15. Влияние начальных параметров и конечного давления на характеристики цикла Ренкина с перегретым паром	282
10.10. Работа № 16. Влияние промежуточного перегрева пара на характеристики ПТУ на перегретом паре	288
10.11. Работа № 17. Регенерация в паротурбинных установках на перегретом паре	294
Список литературы	299