

ДЛЯ ТЕХНИКУМОВ

Н. Г. Лашутина
О. В. Мажашова
Р. М. Медведев

ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА С ОСНОВАМИ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ И ГИДРАВЛИКИ

Под общей редакцией Р. М. Медведева
Допущено Министерством высшего и среднего спецнального образовании СССР в качестве учебного пособии для учащихся средних специальиых учебных заведений, специализирующихся в области эксплуатации холодильно-компрессорных машии и установок



Ленинград
"Машиностроение"
Ленинградское отделение

ББК 31.31/30.123я7
Л32
УДК 536.24+532(075.3)

Рецензенты: кафедра ТОТХТ ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского технологического института холодильной промышленности (д-р техн. наук проф. В. Н. Филаткин) и преподаватель Московского механико-технологического техникума мясной и холодильной промышленности А. Ш. Крицкая

Лашутина Н. Г. и др.

Л32 Техническая термодинамика с основами теплопередачи и гидравлики: Учеб. пособие для учащихся техникумов по специальности «Холодильно-компрессорные машины и установки»/Н. Г. Лашутина, О. В. Макашова, Р. М. Медведев; Под общ. ред. Р. М. Медведева. — Л.: Машиностроение. Ленингр. отд-ние, 1988. — 336 с.: ил.

ISBN 5-217-00009-0

В учебнике подробно изложены теоретические основы технической термодинамики, теплопередачи и гидравлики, необходимые для подготовки учащихся, специализирующихся в области эксплуатации холодильных компрессорных машин и установок, а также систем кондиционирования воздуха.

Л $\frac{2303010000-948}{038\,(01)-88}$ 13 — Св. план для сред. спец. учеб. заведений 1988

ББК 31.31/30.123я7

ISBN 5-217-00009-0 © Издательство «Машиностроение», 1988

В «Основных направлениях экономического и социального развития СССР на 1986—1990 годы и на период до 2000 года», утвержденных XXVII съездом КПСС, поставлены большие задачи перед холодильным хозяйством агропромышленного комплекса, которыми предусматривается ускоренными темпами внедрять новейшую холодильную технику, развивать сеть холодильников, оснащать отрасли комплекса рефрижераторным транспортом. В свете реализации продовольственной программы особенно остро стоит проблема ликвидации потерь продукции полей и ферм при уборке, транспортировке, хранении и переработке на основе широкого и эффективного использования искусственного холода.

В реализации поставленных партией задач значительная роль отводится среднему техническому персоналу, призванному не только создавать холодильные объекты на основе последних достижений науки и техники, но и эффективно их эксплуатировать.

В настоящее время задача обеспечения потребителей холодом нужных параметров наиболее выгодным способом с применением современной технологии в комплексе с автоматизацией и механизацией производственных процессов, а также задача дальнейшего развития материально-технической базы холодильных предприятий, оснащения их современным холодильным оборудованием, постоянного повышения эффективности его эксплуатации требуют подготовки квалифицированных специалистов со средним специальным образованием в области холодильной техники. Значительное внимание должно быть уделено изучению теоретических основ хладотехники по специальности «Холодильно-компрессорные машины и установки», которые являются содержанием дисциплины «Техническая термодинамика с основами теплопередачи и гидравлики».

Качество преподавания и подготовки специалистов в техникумах во многом зависит от наличия специализированных учебных пособий, предназначенных для средних учебных заведений.

Существующие для техникумов учебники по термодинамике и теплообмену ориентированы в основном на подготовку специалистов-теплотехников. Вопросам термодинамики циклов и процессов холодильных машин в этих учебниках уделено недостаточно

внимания. В них не рассматриваются физические основы процессов, протекающих в аппаратах холодильных машин, и методы их расчета. Отсутствует также учебник для техникумов, включающий все разделы курса (термодинамики, теплопередачи и гидравлики).

Предлагаемый учебник для техникумов «Техническая термодинамика с основами теплопередачи и гидравлики» отличается более подробным изложением теоретических основ холодильной техники для подготовки учащихся, специализирующихся в области эксплуатации холодильных и компрессорных машин и установок, а также систем кондиционирования воздуха. Содержание учебника соответствует учебному плану средних специальных учебных заведений по специальности № 0565 «Холодильно-компрессорные машины и установки».

Главы 1, 8, 14 написаны Н. Г. Лашутиной, главы 2—7, 11, 12 — О. В. Макашовой, главы 9, 10, 13, 15—23 — Р. М. Медведевым.

Замечания и предложения, направленные на улучшение учебника, будут приняты авторами с благодарностью. Просим направлять их по адресу: 191065, Ленинград, ул. Дзержинского, 10, Ленинградское отделение издательства «Машиностроение».

Теоретические основы процессов холодильных машин и установок, а также систем кондиционирования воздуха базируются на трех фундаментальных науках: *термодинамике*, *теплопередаче* и *гидравлике*.

Термодинамика — это наука о закономерностях превращения энергии в различных физических, химических и других процессах, рассматриваемых на макроуровне. Термодинамика основывается на двух фундаментальных законах природы: первом и втором началах термодинамики. Эти законы были сформулированы в XIX в. и явились развитием основ механической теории теплоты и закона сохранения и превращения энергии, сформулированных великим русским ученым М. В. Ломоносовым (1711—1765).

Наиболее важным направлением термодинамики для специалистов в области холодильной техники является техническая термодинамика, занимающаяся изучением процессов взаимного превращения теплоты в работу и условий, при которых эти процессы совершаются наиболее эффективно.

Зарождение технической термодинамики было связано с изобретением в конце XVIII в. паровой машины и изучением условий превращения теплоты в механическую работу. Основы технической термодинамики были заложены французским физиком и инженером Сади Карно (1796—1832), который первый осуществил термодинамическое исследование тепловых двигателей и указал пути повышения их экономичности. В развитие технической термодинамики огромный вклад внесли крупнейшие ученые Р. Майер, Дж. Джоуль, Г. Гельмгольц, С. Карно, Р. Клаузиус, В. Томсон (Кельвин), Л. Больцман. Их исследования обусловили установление первого и второго начал термодинамики, что создало основу для теоретического изучения и практического применения процессов превращения теплоты в работу. Помимо указанных ученых в развитии термодинамики участвовали Д. И. Менделеев, Г. В. Рихман, Г. Ленц, Ф. Бошнякович, М. П. Вукалович и многие другие.

Большой вклад в развитие термодинамических основ холодильных машин внесли также многие советские ученые, на-

пример И. С. Бадылькес, В. С. Мартыновский, Л. М. Розенфельд, А. Г. Ткачев и др.

Теплопередачей (или теплообменом) называют науку, изучающую закономерности самопроизвольных необратимых процессов переноса теплоты в пространстве, который осуществляется теплопроводностью, конвекцией, тепловым излучением или их совокупностью.

Теплопередача — наука сравнительно молодая и является частью общего учения о теплоте, заложенного в середине XVIII столетия М. В. Ломоносовым. Учение о теплоте беспрестанно разрабатывалось и развивалось. Начиная со второй половины XIX в., с приобретением опыта эксплуатации паровых машин, все большее внимание уделяется процессам теплообмена. В эти годы публикуется ряд основополагающих работ по теплообмену и среди них работа О. Рейнольдса о единстве процессов переноса теплоты и количества движения (1874 г.). Окончательно учение о теплоте сформировалось в самостоятельную науку в начале XX в.

Особенно интенсивно теплопередача развивается в последние десятилетия. Большой вклад в развитие учения о теплообмене внесли советские ученые М. В. Кирпичев, М. А. Михеев, А. А. Гухман, Г. Н. Кружилин, С. С. Кутателадзе, Д. А. Лубанцов и многие другие. Значительный объем исследований процессов в аппаратах холодильных машин выполнили А. А. Гоголин, Г. Н. Данилова, С. С. Будневич, О. П. Иванов и др.

Теплопередача является базовой дисциплиной всех дисциплин, формирующих техника-механика по холодильным установкам и системам кондиционирования воздуха. Знание законов переноса теплоты позволяет, с одной стороны, проектировать современные аппараты, а с другой — обеспечивать их экономичную эксплуатацию, что приводит к экономии материала и энергии.

Гидравлика — наука, изучающая законы равновесия и движения жидкостей и разрабатывающая методы применения их к решению инженерных задач. Законы гидравлики применяются при решении многих инженерных задач, связанных с проектированием, строительством и эксплуатацией различных гидротехнических сооружений, трубопроводов и машин.

Основоположником гидравлики считают древнегреческого ученого Архимеда, написавшего трактат «О плавающих телах». Гидравлика как наука возникла гораздо раньше, чем термодинамика и теплопередача, что связано с общественной деятельностью человека. Многие ее фундаментальные законы были открыты еще в XV—XVI вв. известными учеными Леонардо да Винчи, С. Стевином, Г. Галилеем, Э. Торричелли, Б. Паскалем, И. Ньютоном. В XVIII в. механикой жидкости занимались Д. Бернулли, Л. Эйлер, Ж. д'Аламбер, которые разработали основные законы движения жидкостей. В XIX в. с развитием техники увеличивается число исследований характера движения

жидкостей, гидравлических сопротивлений. В этот период плодотворно работают А. Питó, А. Шези, Сен-Венан, Ж. Пуазейль, Дарси, Вейсбах, О. Рейнольдс, Л. Прандтль.

Большую роль в развитии гидравлики сыграли русские и советские ученые: Н. П. Петров, Н. Е. Жуковский, Н. Н. Павловский, Н. Д. Чертоусова, Р. Р. Чугаев, И. И. Леви, А. Н. Колмогорова и многие другие.

Построение материальной базы коммунистического общества предполагает широкое развитие энергетики и холодильной техники в народном хозяйстве. Создание стационарных и передвижных холодильных установок, а также систем кондиционирования воздуха поставило настоятельную задачу подготовки квалифицированных техников-механиков по эксплуатации, ремонту, изготовлению и проектированию холодильного оборудования. Поэтому целью настоящего учебника является обучение учащихся правильно представлять физическую картину происходящих в аппаратах процессов, уметь их анализировать и делать выводы при эксплуатации и расчете оборудования.

РАЗДЕЛ 1

ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

ГЛАВА 1. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СОСТОЯНИЯ

§ 1.1. УДЕЛЬНЫЙ ОБЪЕМ И ПЛОТНОСТЬ

Процессы взаимного преобразования теплоты и работы в различных тепловых машинах осуществляются с помощью вещества, называемого рабочим телом. Например, в двигателях внутреннего сгорания и в газотурбинных установках рабочим телом является газ (воздух). В паровых двигателях и холодильных машинах рабочим телом является пар, который может легко переходить в жидкое состояние и, наоборот, из жидкого в парообразное при определенных условиях.

Физическое состояние рабочего тела характеризуется величинами, которые называют *термодинамическими параметрами состояния.*

В качестве основных термодинамических параметров принимают удельный объем, абсолютное давление и абсолютную температуру.

Изменение одного или нескольких параметров состояния тела называется *термодинамическим процессом.* Если параметры не изменяются, то рабочее тело находится в равновесном состоянии.

Удельным объемом называется объем единицы массы вещества:

$$v = V/m,$$

где V — полный объем вещества, м^3; m — масса вещества, кг.

Масса единицы объема называется *плотностью*:

$$\rho = m/V.$$

Плотность — величина, обратная удельному объему:

$$\rho = 1/v; \quad \rho v = 1.$$

§ 1.2. ДАВЛЕНИЕ И РАЗРЕЖЕНИЕ

Давление газа обусловливается совокупностью ударов беспорядочно движущихся молекул о стенки сосуда, в котором заключен газ, и представляет собой нормальную составляющую силы F, действующую на единицу площади A поверхности стенки:

$$p = F/A.$$

В СИ за единицу давления принимается давление, при котором на 1 м^2 площади поверхности нормально к ней действует сила в 1 ньютон (Н). Такая единица называется паскаль (Па), 1 Па = = 1 Н/м^2. Ввиду малости этой единицы используют кратные единицы давления: килопаскаль (кПа), мегапаскаль (МПа). Для практического пользования стандартом введена внесистемная единица — бар:

$$1 \text{ бар} = 10^5 \text{ Па}.$$

Многие технические приборы для измерения давления используют в качестве единицы техническую атмосферу, равную 1 кгс/см^2:

$$1 \text{ кгс/см}^2 = 98\,066{,}5 \text{ Па} = 0{,}98 \text{ бар}.$$

Для измерения давления применяют приборы: атмосферного — барометры, выше атмосферного — манометры, ниже атмосферного — вакуумметры.

Давление, превышающее атмосферное, называют избыточным ($p_{изб}$). Действительное давление рабочего тела в сосуде называют абсолютным ($p_{абс}$).

На рис. 1.1 приведены схемы приборов для измерения давления. Жидкостный манометр представляет собой U-образную трубку, заполненную жидкостью и одним концом присоединенную к сосуду, в котором измеряется давление газа (рис. 1.1, *а*, *б*). На жидкость на другом конце трубки действует атмосферное давление $p_{атм}$. Если давление в сосуде $p_{абс}$ больше $p_{атм}$, жидкость занимает положение, соответствующее рис. 1.1, *а*. В этом случае разность уровней столбов жидкости в обоих коленах U-образной трубки соответствует избыточному давлению:

$$p_{абс} - p_{атм} = p_{изб},$$

или

$$p_{абс} = p_{атм} + p_{изб}. \quad (1.1)$$

В случае когда давление в сосуде меньше атмосферного, жидкость занимает положение, соответствующее рис. 1.1, *б*. При этом разность уровней уравновешивает разность значений $p_{атм}$—

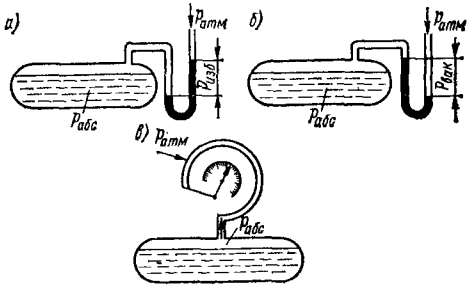


Рис. 1.1. Схемы приборов для измерения давления

— $p_{абс}$, которая называется *разрежением* или *вакуумом* ($p_{вак}$).

Абсолютное давление при вакууме определяется соотношением

$$p_{абс} = p_{атм} - p_{вак}. \qquad (1.2)$$

Приборы, применяемые для измерения как избыточного давления, так и вакуума, называются мановакуумметрами.

Кроме жидкостных приборов применяют металлические пружинные и др. Пружинный прибор (рис. 1.1, *в*) состоит из спирально изогнутой металлической трубки. Один конец ее запаян и соединен со стрелкой прибора, а другой, закрепленный неподвижно в корпусе прибора, сообщается с сосудом, в котором измеряют давление. На внутреннюю поверхность трубки действует $p_{абс}$, а на внешнюю — $p_{атм}$. Под действием разности давлений $p_{абс} - p_{атм}$ трубка деформируется, и ее свободный конец, а следовательно, и стрелка перемещаются, указывая на шкале определенное давление. Такие приборы могут быть манометрами, вакуумметрами и мановакуумметрами в зависимости от градуировки шкалы. Формулы (1.1) и (1.2) показывают, что при неизменном состоянии газа в сосуде постоянным остается лишь значение $p_{абс}$, а $p_{изб}$ и $p_{вак}$ изменяются при изменениях $p_{атм}$. Поэтому *параметром состояния газа служит только абсолютное давление*, которое и входит во все термодинамические зависимости.

§ 1.3. ТЕМПЕРАТУРА

Величину, характеризующую степень нагретости тела, называют *температурой*. Степень нагретости тела зависит от скорости движения его молекул. При подводе теплоты к телу скорость молекул увеличивается и их механическая энергия переходит в тепловую. При этом тело нагревается, т. е. его температура повышается, при отводе теплоты движение молекул замедляется, тело охлаждается, т. е. его температура понижается.

Два тела считаются одинаково нагретыми, т. е. имеющими одинаковую температуру, если при их соприкосновении не происходит перехода теплоты от одного тела к другому.

Температуру измеряют термометрами, которые могут иметь различные температурные шкалы.

Для построения температурной шкалы выбирают термометрическое вещество и определенную температуру, характеризующую свойство вещества (термометрическую величину). Затем задают начальную точку отсчета и единицу температуры.

В градусах шкалу градуируют следующим образом. Выбирают произвольно две температуры — реперные точки — и делят этот температурный интервал на некоторое число равных частей — градусов, одной из этих температур приписывают определенное числовое значение, тем самым определяется значение второй температуры и любой промежуточной. Обычно за реперные точки

принимают температуры плавления льда T_0 и кипения воды $T_к$. Цену деления (градус) определяют делением разности этих температур на 100.

Применяют две температурные шкалы.

1. Термодинамическая температурная шкала предложена в 1848 г. английским физиком Кельвином. Ее называют также шкалой Кельвина, а единицу температуры — *кельвином* (К). Температура плавления льда T_0 по шкале Кельвина равна 273,16К, а температура кипения воды $T_к$ — 373,16 К. В СИ единица «кельвин» устанавливается по интервалу температуры от абсолютного нуля до температуры тройной точки воды. Абсолютный нуль — это температура, при которой прекращается хаотическое движение молекул тела, т. е. начало отсчета абсолютной температуры. Тройная точка воды — это температура, при которой вода, водяной пар и лед находятся в равновесии — 273,16 К. Таким образом, 1 кельвин равен 1/273,16 части температурного интервала от абсолютного нуля до температуры тройной точки воды.

В технике и в быту часто используют температурную шкалу Цельсия, предложенную шведским физиком Цельсием в 1742 г. По этой шкале температуру t измеряют в градусах Цельсия (°С). Температура таяния льда принята 0 °С, температура кипения воды 100 °С. Температура t, измеряемая по этой шкале, связана с абсолютной температурой T соотношением

$$t = T - 273{,}16\ °\text{C}.$$

Температура тройной точки воды по шкале Цельсия равна 0,01 °С.

Вследствие того, что в шкалах Кельвина и Цельсия линейные размеры, соответствующие одному градусу, одинаковы, то любую температуру можно выражать или в градусах Цельсия (°С), или в кельвинах (К).

ГЛАВА 2. ИДЕАЛЬНЫЕ ГАЗЫ

§ 2.1. ПОНЯТИЕ ОБ ИДЕАЛЬНОМ И РЕАЛЬНОМ ГАЗАХ

В технике в качестве рабочих тел часто применяют газы и их смеси — такие, как O_2, H_2, N_2, CO_2, NH_3, перегретый водяной пар, атмосферный воздух и др. Эти газы (их называют *реальными*) состоят из атомов и молекул, находящихся в непрерывном хаотическом движении. Молекулы обладают массой и собственным объемом, между ними существуют силы межмолекулярного взаимодействия.

Силы взаимодействия между молекулами газа намного меньше сил, действующих между молекулами твердых тел и жидкости,

из-за значительно бóльших расстояний между молекулами. Силы отталкивания и притяжения между молекулами обратно пропорциональны расстоянию l между ними. С увеличением этого расстояния силы притяжения становятся больше сил отталкивания, но по абсолютной величине они уменьшаются и при $l \to \infty$ стремятся к нулю. Следовательно, влияние сил межмолекулярного взаимодействия на свойства газов сказывается тем меньше, чем меньше плотность газа, т. е. меньше его давление и выше температура.

В XVII—XIX вв. англичанин Р. Бойль и французы Э. Мариотт, Ж. Гей-Люссак и Ж. Шарль экспериментально установили ряд важных газовых законов, названных их именами. Закономерности были получены при изучении поведения газов при небольших давлениях, близких к атмосферному. Считалось, что этим законам подчиняются все реально существующие газы. Однако впоследствии, когда появились более точные приборы и усовершенствовались методы исследования, было установлено, что реальные газы даже при невысоких давлениях не совсем точно следуют газовым законам. Это расхождение оказывалось тем меньше, чем меньше была плотность газа (меньше давление, выше температура), т. е. чем меньше были силы межмолекулярного взаимодействия.

Для выяснения предела действия газовых законов в термодинамике введено понятие *идеального газа*. Под ним понимают теоретическую модель газа, представляющую собой хаотически движущиеся, равномерно распределенные по объему и непрерывно соударяющиеся упругие молекулы. При этом не учитывается взаимодействие частиц газа — молекул, объем которых пренебрежимо мал по сравнению с объемом газа и в которых отсутствуют силы молекулярного сцепления.

Таким образом, *идеальный газ — это газ, в котором отсутствуют силы взаимодействия между молекулами, а сами молекулы, имеющие массу, рассматриваются как материальные точки, не имеющие объема.*

Газовые законы Бойля—Мариотта, Гей-Люссака, Шарля и др., справедливые при использовании в качестве рабочих веществ идеальных газов, стали называться *законами идеальных газов.*

В природе существуют, конечно, только реальные газы, однако изучение законов идеального газа представляет практический интерес. Во-первых, в технике часто имеют дело с нагретыми газами при относительно малых давлениях, когда силы взаимодействия между молекулами малы и ими можно пренебречь. В этих случаях идеализация свойств реального газа значительно облегчает термодинамические исследования газовых процессов, позволяя использовать простые математические зависимости для идеального газа. Во-вторых, идеальный газ можно представить как предельное состояние реального при $p \to 0$. Это дает возможность рассматривать ряд величин, характеризующих свойства реаль-

ных газов, как сумму этих величин для идеального газа с некоторой поправкой на неидеальность. Такой подход в ряде случаев значительно облегчает практические расчеты.

Следует отметить, что не название рабочего тела определяет его принадлежность к реальному или идеальному газу, а та область состояний, в которой протекает процесс. Один и тот же реальный газ в зависимости от условий протекания процесса можно рассматривать или как идеальный, или как реальный. Так, в теории пароэнергетических установок перегретый водяной пар рассматривают как реальный газ, а в теории кондиционирования воздуха водяной пар, содержащийся в комнатном воздухе,— как идеальный.

§ 2.2. ЗАКОНЫ БОЙЛЯ — МАРИОТТА, ГЕЙ-ЛЮССАКА И ШАРЛЯ

Закон Бойля — Мариотта. В 1661 г. Р. Бойль, а в 1676 г. Э. Мариотт независимо друг от друга установили опытным путем зависимость удельного объема идеального газа от его давления при постоянной температуре: *при постоянной температуре удельные объемы данного газа обратно пропорциональны его абсолютным давлениям*

$$v_2/v_1 = p_1/p_2 \quad (\text{при } T = \text{const}), \tag{2.1}$$

где индексы 1 и 2 относятся к начальному и конечному состояниям газа в процессе его расширения или сжатия.

Из выражения (2.1) следует, что $p_1v_1 = p_2v_2$, или

$$\boxed{pv = \text{const}} \quad (\text{при } T = \text{const}). \tag{2.2}$$

При постоянной температуре произведение абсолютного давления на удельный объем данного газа есть величина постоянная.

Закон Гей-Люссака. В 1802 г. Ж. Гей-Люссак, изучавший поведение газов при постоянном давлении, установил зависимость изменения объема идеального газа от его температуры: *при постоянном давлении удельные объемы газа прямо пропорциональны его абсолютным температурам*:

$$v_2/v_1 = T_2/T_1 \quad (\text{при } p = \text{const}), \tag{2.3}$$

где v_1, v_2 — удельные объемы газа в начальном и конечном состояниях при абсолютных температурах T_1 и T_2 соответственно.

Из уравнения (2.3) следует, что $v_2/T_2 = v_1/T_1$, или

$$\boxed{v/T = \text{const}} \quad (\text{при } p = \text{const}). \tag{2.4}$$

Закон Шарля. В 1787 г. Ж. Шарль, исследовавший расширение газов, установил закон изменения давления идеального газа с изменением температуры при постоянном объеме: *при постоянном*

объеме данной массы газа абсолютные давления идеального газа прямо пропорциональны его абсолютным температурам:

$$p_2/p_1 = T_2/T_1 \quad (\text{при } v = \text{const}), \qquad (2.5)$$

Выражение (2.5) можно записать в виде $p_2/T_2 = p_1/T_1$, или

$$\boxed{p/T = \text{const}} \quad (\text{при } v = \text{const}). \qquad (2.6)$$

§ 2.3. ЗАКОН АВОГАДРО

В 1811 г. итальянский ученый А. Авогадро открыл важный для физики и химии закон, в соответствии с которым *в равных объемах разных идеальных газов при одинаковых температуре и давлении содержится равное число молекул.*

Для дальнейшего рассмотрения напомним следующее:

1. Количеством вещества n называют величину, определяемую числом структурных частиц этого вещества (молекул, атомов или других частиц).

2. В Международной системе единиц (СИ) за единицу количества вещества принимается — м о л ь, под которым понимают количество вещества в граммах, численно равное его молекулярной массе. Более точно *моль — это количество вещества, содержащее столько молекул, сколько атомов углерода находится в 12 г изотопа углерода-12* (^{12}C). Таким образом, в моле любого идеального газа содержится одинаковое число молекул. Установлено, что в 12 г углерода содержится $6 \cdot 10^{23}$ атомов. Значит, например, 1 моль кислорода — это $6 \cdot 10^{23}$ молекул кислорода. Это число названо *числом Авогадро*: $N_A = 6{,}022 \cdot 10^{23}$ моль$^{-1}$. Тысяча молей составляют один киломоль (1 кмоль = 10^3 моль).

3. *Молярной массой M вещества называется величина, равная отношению массы вещества m к его количеству n*, т. е. $M = m/n$. Единица M — г/моль (кг/кмоль).

4. *Относительная молекулярная масса M_r вещества — это число, показывающее, во сколько раз масса молекулы данного вещества больше 1/12 массы атома углерода-12.* Численные значения молярной массы вещества и относительной молекулярной массы совпадают. Так, если молярная масса аммиака $M = 17$ кг/кмоль, то его относительная молекулярная масса $M_r = 17$ (M_r — величина безразмерная).

5. *Величину, равную отношению объема V вещества к его количеству n, называют молярным объемом V_m*, м^3/кмоль:

$$V_m = V/n.$$

Из закона Авогадро вытекает важное следствие. Допустим, что в двух одинаковых объемах V при одинаковых условиях (давлении и температуре) находятся два различных газа (первый и второй) с молярными массами M_1 и M_2 и массами молекул m_1

и m_2. Поскольку число молекул в объемах одинаково ($n_1 = n_2$), то массовое количество газов пропорционально их молярным массам:

$$m_1/m_2 = M_1/M_2. \tag{2.7}$$

Разделив числитель и знаменатель левой части уравнения (2.7) на объем V и учитывая, что $m/V = \rho$, получим

$$\rho_1/\rho_2 = M_1/M_2, \text{ или } M_1 v_1 = M_2 v_2,$$

где $\rho = 1/v$ — плотность газа.

Таким образом,

$$\boxed{Mv = \text{idem.}} \tag{2.8}$$

Величина Mv представляет собой молярный объем газа V_m. Из выражения (2.8) следует, что молярные объемы любых идеальных газов, взятых при одинаковых давлении и температуре, имеют одно и то же значение (idem). Поскольку объем одного киломоля идеального газа при данных p и T не зависит от природы газа, то его можно высчитать по любому газу. Так, для нормальных физических условий ($p = 760$ мм рт. ст. = = 101,325 кПа и $T = 273$ К) объем 1 киломоля азота, для которого $M = 28$ кг/кмоль, $v = 1/\rho = 1/1{,}25 = 0{,}80$ м³/кг, равен 22,4 м³/кмоль, т. е.

$$\boxed{Mv = V_m = 22{,}4.} \tag{2.9}$$

Из выражения (2.9) легко определяются плотность и удельный объем любого газа при нормальных условиях:

$$v_н = 22{,}4/M; \quad \rho_н = M/22{,}4. \tag{2.10}$$

§ 2.4. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

Для равновесного состояния газа между его термодинамическими параметрами состояния p, v, T существует вполне определенная аналитическая зависимость, называемая *уравнением состояния газа*. В общем виде уравнение состояния имеет вид

$$f(p, v, T) = 0. \tag{2.11}$$

Для реальных газов эта зависимость весьма сложна и только для идеальных газов может быть получена в сравнительно простом виде из законов Бойля — Мариотта и Гей-Люссака.

Допустим, что какой-либо идеальный газ массой 1 кг переводится из состояния с параметрами p_1, v_1, T_1 в другое состояние с p_2, v_2, T_2. Пусть этот переход осуществляется в два этапа: сначала при постоянной температуре T_1 до промежуточного удельного объема $v_п$, а затем при постоянном давлении p_2 до конечного

удельного объема v_2. Тогда для первого этапа по закону Бойля—Мариотта имеем

$$v_п/v_1 = p_1/p_2, \text{ или } v_п = p_1v_1/p_2.$$

Для второго этапа в соответствии с законом Гей-Люссака

$$v_2/v_п = T_2/T_1, \text{ или } v_п = v_2T_1/T_2.$$

Из сравнения выражений для $v_п$ получим

$$p_1v_1/p_2 = v_2T_1/T_2, \text{ или } p_1v_1/T_1 = p_2v_2/T_2 = \text{const}.$$

Таким образом, *для любого состояния идеального газа отношение произведения абсолютного давления на удельный объем к абсолютной температуре — величина постоянная*:

$$\boxed{pv/T = \text{const}.} \qquad (2.12)$$

Эта постоянная величина зависит от природы газа, но не зависит от его состояния, т. е. она является физической константой вещества. Называется она *газовой постоянной* и обозначается через R, Дж/(кг·К). Выражение (2.12) можно записать в виде

$$pv/T = R, \text{ или } \boxed{pv = RT.} \qquad (2.13)$$

Уравнение (2.13) было получено в 1834 г. французским физиком Д. Клапейроном. Это уравнение однозначно связывает между собой параметры состояния газа (p, v и T) и называется *уравнением состояния идеального газа* или *уравнением Клапейрона*.

Так как R величина постоянная для каждого газа, то по двум известным параметрам газа можно определить значение третьего.

Единица газовой постоянной находится из выражения (2.13):

$$[\text{Н/м}^2]\,[\text{м}^3/\text{кг}]/[\text{К}] = [\text{Н}\cdot\text{м}]/[\text{кг}\cdot\text{К}] = [\text{Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})].$$

Таким образом, газовая постоянная имеет физический смысл: она представляет собой *удельную работу изменения объема, совершаемую 1 кг рабочего тела при изменении его температуры на 1 К в изобарном процессе*.

Умножив правую и левую части уравнения (2.13) на массу газа m, получим выражение уравнения состояния идеального газа для произвольной массы газа:

$$pvm = mRT, \text{ или } \boxed{pV = mRT,} \qquad (2.14)$$

где $vm = V$ — объем, м^3, занимаемый газом массой m.

Умножив обе части уравнения (2.13) на молярную массу газа M, получим уравнение состояния идеального газа для 1 кмоля:

$$pvM = MRT.$$

Обозначив $MR = R_0$ и учитывая, что произведение vM есть объем 1 кмоля V_m, получим

$$\boxed{pV_m = R_0T.} \qquad (2.15)$$

Выражение (2.15) является наиболее общим уравнением состояния идеальных газов. Это уравнение предложил в 1874 г. великий русский ученый Д. И. Менделеев, который первым применил закон Авогадро к уравнению Клапейрона. Уравнение (2.15) называют *уравнением Менделеева* или *Клапейрона — Менделеева*. Входящая в него величина R_0 не зависит от природы вещества и для всех идеальных газов в любом состоянии имеет одно и то же значение. *Величина R_0 называется универсальной газовой постоянной.* Она может быть вычислена из уравнения (2.15), если известна величина V_m для каких-либо значений p и T. Так, при нормальных физических условиях

$$R_0 = pV_m/T = 101\,325 \cdot 22{,}4/273{,}15 = 8314 \text{ Дж/(кмоль·К)}.$$

Таким образом, $R_0 = MR = 8314$ Дж/(кмоль·К) — универсальная газовая постоянная, отнесенная к 1 кмолю газа. Физический смысл R_0 можно трактовать как *работу изменения объема, совершаемую 1 кмолем газа при изменении его температуры на 1 К в изобарном процессе.*

Зная универсальную газовую постоянную, легко определить газовую постоянную R любого газа, молярная масса которого известна:

$$\boxed{R = R_0/M = 8314/M.} \qquad (2.16)$$

Например, газовая постоянная аммиака $R = 8314/17{,}032 = 488{,}16$ Дж/(кг·К), а хладагента R12 — $R = 8314/120{,}92 = 68{,}76$ Дж/(кг·К).

С учетом (2.16) уравнение состояния (2.15) принимает вид

$$\boxed{pV_m = 8314T,} \qquad (2.17)$$

а после умножения обеих частей этого уравнения на количество вещества n с учетом того, что $nV_m = V$, получим

$$\boxed{pV = 8314nT.} \qquad (2.18)$$

Необходимо отметить, что все реальные газы в той или иной мере отклоняются от закона Авогадро, но для технических расчетов этот закон достаточно точен.

ГЛАВА 3. СМЕСИ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

§ 3.1. ПОНЯТИЕ О СМЕСЯХ. ЗАКОН ДАЛЬТОНА

В термодинамике в качестве рабочих тел кроме *чистых веществ*, имеющих одинаковые молекулы, часто используют однородные смеси этих веществ (растворы). Примером чистых веществ являются кислород, водород, аммиак, вода и др. Смеси состоят из нескольких чистых веществ, называемых *компонентами смеси*, которые не вступают друг с другом в химические реакции. Типичным примером однородной газовой смеси может служить атмосферный воздух, состоящий из азота, кислорода и ряда других газов. Примерами однородных смесей (растворов), используемых в холодильных машинах, являются азеотропные смеси (R500, R501, R502, A1 и др.), в абсорбционных машинах — смесь воды и бромида лития, в абсорбционно-диффузионных — смесь аммиака, воды и водорода.

Газовые смеси являются частным случаем однородных смесей (растворов). Большой интерес представляют смеси, находящиеся под небольшим давлением, когда отдельные компоненты ведут себя независимо друг от друга и их можно рассматривать как идеальные газы. В этом случае и сама смесь рассматривается как *идеальная*, подчиняющаяся законам идеальных газов и уравнению Клапейрона — Менделеева. При рассмотрении смесей предполагается, что: 1) каждый газ, входящий в состав газовой смеси, ведет себя так, как будто он один занимает весь объем смеси, т. е. его объем равен объему всей смеси; 2) каждый из компонентов смеси имеет температуру, равную температуре смеси; 3) каждый из входящих в смесь газов имеет определенное давление, называемое парциальным.

Под парциальным давлением понимают давление, которое имел бы газ, входящий в состав газовой смеси, если бы он один занимал объем, равный объему смеси при той же температуре.

В основе изучения газовых смесей лежит закон Дальтона, сформулированный в 1801 г. английским химиком Дж. Дальтоном: *полное давление газовой смеси равно сумме парциальных давлений идеальных газов, составляющих эту смесь, т. е.*

$$p = p_1 + p_2 + \ldots + p_n = \sum_{i=1}^{n} p_i, \qquad (3.1)$$

где p — общее давление смеси; p_1, p_2, ..., p_n — парциальные давления соответствующих газовых компонентов; p_i — парциальное давление i-го идеального газа.

Уравнение (3.1) позволяет определить общее давление смеси по парциальным давлениям компонентов или парциальное давление одного из компонентов по давлению смеси и парциальным давлениям остальных компонентов.

§ 3.2. СПОСОБЫ ЗАДАНИЯ ГАЗОВОЙ СМЕСИ

Проведение расчетов с газовыми смесями требует знания ряда величин, их характеризующих: газовой постоянной, молярной массы, плотности и т. д. Для их нахождения определяют газовый состав смеси, который характеризуется количественным содержанием каждого компонента, входящего в смесь. Количественное соотношение отдельных компонентов смеси (концентрацию компонентов смеси) обычно задают массовыми, объемными или мольными долями.

Массовой долей компонента смеси g_i называется величина, равная отношению массы компонента к массе всей смеси.

Таким образом, если газовая смесь массой m состоит из n компонентов, то их массовые доли составляют:

$$g_1 = m_1/m;\ g_2 = m_2/m;\ \ldots;\ g_n = m_n/m, \tag{3.2}$$

где $m_1, m_2, \ldots, m_n$ — массы компонентов смеси.

Очевидно, что сумма всех масс компонентов, составляющих смесь, равна массе смеси:

$$m = m_1 + m_2 + \ldots + m_n. \tag{3.3}$$

Уравнение (3.3) называют *уравнением массового состава газовой смеси.* Сложив массовые доли всех компонентов смеси [см. уравнение (3.2)] с учетом (3.3) получим

$$\boxed{g_1 + g_2 + \ldots + g_n = 1,} \tag{3.4}$$

т. е. *сумма массовых долей всех компонентов смеси равна единице.*

Объемной долей компонента смеси r_i называется величина, равная отношению парциального объема компонента к полному объему смеси.

Под *парциальным* (*приведенным*) *объемом* компонента смеси V_i понимают объем этого компонента, полученный в результате его сжатия от парциального давления до давления смеси при постоянной температуре, равной температуре смеси. Очевидно, что сумма парциальных объемов компонентов, составляющих смесь, равна объему смеси (закон Амаго, 1893 г.).

Уравнение объемного состава смеси имеет вид

$$V = V_1 + V_2 + \ldots + V_n, \tag{3.5}$$

где $V_1, V_2, \ldots, V_n$ — парциальные объемы компонентов.

Если объем смеси V состоит из n компонентов, то объемные доли компонентов определяются равенствами:

$$r_1 = V_1/V;\ r_2 = V_2/V;\ \ldots;\ r_n = V_n/V. \tag{3.6}$$

Сумма объемных долей компонентов смеси равна единице:

$$\boxed{r_1 + r_2 + \ldots + r_n = 1.} \tag{3.7}$$

Мольной долей компонента смеси x_i называется величина, равная отношению числа молей этого компонента к общему числу молей смеси.

Если обозначить число молей каждого компонента смеси через n_1, n_2, ..., n_n, а общее число молей той же смеси $n = n_1 + n_2 + \ldots + n_n$, то мольные доли компонентов определяются из выражений $x_1 = n_1/n$; $x_2 = n_2/n$; ...; $x_n = n_n/n$. Очевидно, что

$$\boxed{x_1 + x_2 + \ldots + x_n = 1.} \tag{3.8}$$

Мольные доли, так же как массовые и объемные, выражаются долями единицы или в процентах.

Выведем соотношение между массовыми и объемными долями смеси. Для каждого компонента, образующего смесь, можно записать

$$g_i = m_i/m = \rho_i V_i/(\rho V) = r_i \rho_i/\rho = r_i v/v_i. \tag{3.9}$$

На основании следствия из закона Авогадро, а также учитывая, что $MR = M_i R_i = 8314$ Дж/(кмоль·К), получаем

$$\boxed{g_i = r_i M_i/M = r_i R/R_i \text{ или } r_i = g_i M/M_i = g_i R_i/R.} \tag{3.10}$$

Здесь ρ, v, R, M — плотность, удельный объем, газовая постоянная и кажущаяся молярная масса смеси; $\rho_i = m_i/V_i$ — плотность компонента, определенная при параметрах смеси (p и T).

Молярная масса здесь названа «кажущейся» из-за условности этого понятия для смеси, состоящей из ряда компонентов, каждый из которых имеет свою молярную массу (см. выше).

Соотношение между объемными и мольными долями компонентов смеси можно получить из уравнения Клапейрона — Менделеева (2.18). Уравнения состояния для i-го компонента смеси идеальных газов при давлении смеси p и для всей смеси имеют вид:

$$pV_i = n_i R_0 T;\ pV = nR_0 T.$$

Разделив первое уравнение на второе, получим

$$V_i/V = n_i/n, \text{ или } \boxed{r_i = x_i,} \tag{3.11}$$

т. е. *объемные доли компонентов смеси идеальных газов равны их молярным долям.* Следовательно, задание смеси молярными долями

Таблица 3.1

Соотношения между концентрациями смеси, заданными разными способами

Способ задания концентрации	g_i	r_i	x_i
Массовая доля, g_i	1	$r_i \dfrac{M_i}{M}$	$x_i \dfrac{M_i}{M}$
Объемная доля, r_i	$g_i \dfrac{M}{M_i}$	1	x_i
Мольная доля, x_i	$g_i \dfrac{M}{M_i}$	r_i	1

компонентов равносильно заданию ее объемными долями отдельных газов.

Аналогично можно получить соотношения для пересчета концентраций, выраженных другими способами (табл. 3.1).

§ 3.3. СВОЙСТВА СМЕСЕЙ

Смесь идеальных газов можно рассматривать как однородное рабочее тело, термодинамические свойства которого определяются свойствами компонентов и их концентрацией в смеси. Поэтому рассмотренные в гл. 2 законы идеальных газов справедливы и для смесей идеальных газов. Параметрами смеси являются не только p, R, T, но и ее состав, определяемый концентрацией компонентов в смеси. Если известны общее давление, температура, состав и термодинамические свойства компонентов, составляющих смесь, то можно определить термодинамические свойства смеси. Так, если смесь задана объемными долями, то основные формулы для определения свойств смеси выводятся следующим образом.

Плотность смеси ρ. Если смесь идеальных газов состоит из n компонентов, то в соответствии с выражением (3.9) имеем:

$$g_1 = r_1\rho_1/\rho;\ g_2 = r_2\rho_2/\rho;\ \ldots;\ g_n = r_n\rho_n/\rho.$$

Просуммировав правые и левые части этих выражений с учетом уравнения (3.4), получим

$$g_1 + g_2 + \ldots + g_n = 1 = (1/\rho)\,(r_1\rho_1 + r_2\rho_2 + \ldots + r_n\rho_n),$$

откуда

$$\boxed{\rho = \sum_{i=1}^{n} r_i\rho_i.} \qquad (3.12)$$

Здесь ρ_1, ρ_2, ..., ρ_n — плотности компонентов смеси, взятые при температуре и давлении смеси.

Таким образом, *плотность смеси равна сумме произведений плотностей отдельных ее компонентов на их объемные доли.*

Удельный объем газовой смеси v. Удельный объем газовой смеси является величиной, обратной ее плотности:

$$v = 1 \Big/ \sum_{i=1}^{n} r_i \rho_i. \tag{3.13}$$

Газовая постоянная смеси R. Для каждого компонента смеси, согласно выражению (3.10), можем записать:

$$g_1 = Rr_1/R_1;\ g_2 = Rr_2/R_2;\ \ldots;\ g_n = Rr_n/R_n.$$

Так как $\sum g_i = 1$, то после почленного суммирования левых и правых частей соотношений получаем

$$1 = R\,(r_1/R_1) + R\,(r_2/R_2) + \ldots + R\,(r_n/R_n),$$

откуда

$$R = 1 \Big/ \sum_{i=1}^{n} (r_i/R_i). \tag{3.14}$$

Поскольку значение газовой постоянной компонента смеси может быть определено по его молярной массе, т. е. $R_i = 8314/M_i$, то выражение (3.14) принимает вид

$$R = 8314 \Big/ \sum_{i=1}^{n} r_i M_i, \tag{3.15}$$

т. е. *газовая постоянная смеси равна отношению универсальной газовой постоянной $R_0 = 8314$ Дж/(кмоль·К) к сумме произведений молярных масс компонентов на их объемные доли.*

Кажущаяся молярная масса смеси M. Так как плотности газов пропорциональны их молярным массам (следствие из закона Авогадро), то, заменяя в уравнении (3.12) ρ на M, получаем

$$M = \sum_{i=1}^{n} r_i M_i. \tag{3.16}$$

Следовательно, *молярная масса смеси равна сумме произведений молярных масс компонентов на их объемные доли.*

Из уравнений (3.15) и (3.16) следует, что кажущаяся молярная масса определяется выражением

$$M = 8314/R, \tag{3.17}$$

и ее рассматривают как действительную молярную массу воображаемого газа, общая масса и число молекул которого равны массе и числу молекул газовой смеси.

Парциальное давление p_i. В соответствии с законом Дальтона, каждый компонент идеальной газовой смеси занимает

Таблица 3.2

Уравнения для расчета свойств газовой смеси

Рассчитываемая величина	Способ задания концентрации		
	g_i	r_i	x_i
M, кг/кмоль	$\dfrac{1}{\Sigma\,(g_i/M_i)}$	$\Sigma\, r_i M_i$	$\Sigma\, x_i M_i$
R, Дж/(кг·К)	$\Sigma\, g_i R_i$	$\dfrac{8314}{\Sigma\, r_i M_i}$	$\dfrac{8314}{\Sigma\, x_i M_i}$
ρ, кг/м^3	$\dfrac{1}{\Sigma\,(g_i/\rho_i)}$	$\Sigma\, r_i \rho_i$	$\Sigma\, x_i \rho_i$
p_i, Па	$g_i\,(R_i/R)\,p$; $g_i\,(M/M_i)\,p$	$r_i p$	$x_i p$

объем всей смеси V и имеет свое парциальное давление p_i. Если, не изменяя температуры смеси, сжать этот компонент до давления смеси p, то его объем уменьшится до парциального V_i и тогда на основании закона Бойля—Мариотта можно записать $p_i V = p_i V_i$, откуда $p_i = p\,(V_i/V) = p r_i$, или

$$\boxed{p_i = r_i p.} \qquad (3.18)$$

Таким образом, *парциальное давление каждого i-го компонента смеси определяется как произведение его объемной доли на давление смеси.*

Аналогичным образом выводятся расчетные зависимости для газовой смеси, заданной массовыми долями (табл. 3.2).

Приведем пример использования табл. 3.1 и 3.2. Газовая смесь общей массой $m = 17$ кг, состоящая из кислорода — $m_1 = 10$ кг ($M_1 = 32$ кг/кмоль) и азота — $m_2 = 7$ кг ($M_2 = 28$ кг/кмоль), имеет состав, выражеиный в массовых долях:

$$g_1 = m_1/m = 10/17 = 0{,}588;$$

$$g_2 = 1 - g_1 = m_2/m = 0{,}412.$$

При необходимости пересчета массовых долей в мольные или другие доли используют табл. 3.1. Кажущаяся моляриая масса смеси

$$M = 1/\Sigma\,(g_i/M_i) = 1/(0{,}588/32 + 0{,}412/28) = 30{,}22 \text{ кг/кмоль}.$$

Мольные доли:

$$x_1 = g_1 M/M_1 = 0{,}588 \cdot 30{,}22/32 = 0{,}555;$$

$$x_2 = 1 - x_1 = 1 - 0{,}555 = 0{,}445.$$

Объемные доли равны мольным, т. е. $r_i = x_i$:

$$r_1 = x_1 = 0{,}555;\ r_2 = x_2 = 0{,}445.$$

Газовая постояиная смеси в соответствии с (3.17)

$$R = 8314/M = 8314/30{,}22 = 275{,}1 \text{ Дж/(кг·К)}.$$

Термодинамические параметры смеси рассчитывают по тем же уравнениям состояния, что и для идеальных газов: (2.7)—(2.9).

Например, удельный объем рассмотренной газовой смеси при давлении $p = 10^5$ Па и температуре $T = 273$ К составляет

$$v = RT/p = 275{,}1 \cdot 273/10^5 = 0{,}751 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

ГЛАВА 4. ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

§ 4.1. ПОНЯТИЕ О ТЕПЛОТЕ, РАБОТЕ, ВНУТРЕННЕЙ ЭНЕРГИИ

Прежде чем рассмотреть первый закон термодинамики, остановимся на некоторых основных понятиях — таких, как термодинамический процесс, теплота, работа процесса и внутренняя энергия.

Термодинамический процесс. Под воздействием внешних сил или окружающей среды рабочее тело изменяет свое состояние, что связано с изменением его параметров, т. е. протекает термодинамический процесс. В термодинамике имеются понятия равновесного и неравновесного процессов.

Равновесным процессом называется процесс, при котором все состояния рабочего тела являются равновесными. Равновесным состоянием называется такое, при котором во всех точках рабочего тела параметры имеют одинаковые, не изменяемые во времени значения. Термодинамика изучает в основном равновесные процессы.

Процесс, в котором в каждый момент времени состояние рабочего тела не является равновесным, называется *неравновесным*. Все реальные процессы являются неравновесными.

Для изображения и исследования термодинамических процессов целесообразно применять графические методы. Для графического изображения в термодинамике используют прямоугольную систему координат, в которой по осям абсцисс и ординат откладывают параметры состояния. Такие системы координат называются *диаграммами состояния*. Например, в термодинамике используют так называемую v—p-диаграмму, в которой по оси абсцисс откладывается удельный объем, по оси ординат — абсолютное давление. Очевидно, что на этой диаграмме состояние рабочего тела может быть изображено точкой, а последовательное изменение состояний, т. е. процесс, — кривой. Так, точка *1* на рис. 4.1 изображает равновесное состояние рабочего тела, с изменением состояния точка перемещается, образуя кривую, характеризующую процесс. Кривая *1—2* изображает равновесный термодинамический процесс, а точка *2* — состояние рабочего тела в конце процесса.

Вид кривой зависит от характера процесса. Если в таком термодинамическом процессе происходит увеличение удельного объема, то процесс называется *расширением*. Если в процессе объем газа уменьшается, то процесс называется *сжатием*.

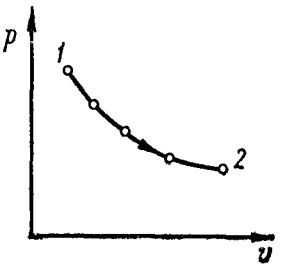


Рис. 4.1. Изображение термодинамического процесса в v — p-диаграмме

Температуру рабочего тела в v—p-диаграмме не найти, однако ее можно вычислить, зная значения давления и удельного объема, по уравнению состояния рабочего тела.

Внутренняя энергия. Рабочее тело, находясь в любом состоянии, обладает определенным запасом внутренней энергии. *Под внутренней энергией понимают все виды энергии, связанные с внутренним движением молекул: кинетическую энергию поступательного и вращательного движения молекул, потенциальную энергию молекул.*

У идеального газа отсутствуют силы взаимодействия между молекулами и, следовательно, потенциальная энергия его молекул равна нулю. Таким образом, под внутренней энергией идеального газа понимают только кинетическую энергию тепловых движений молекул. Из молекулярно-кинетической теории газов известна зависимость между энергией поступательного движения молекул и температурой

$$(2/3)\, mv^2/2 = kT.$$

Следовательно, внутренняя энергия идеального газа не зависит от характера процесса, а зависит только от температуры газа и является функцией состояния:

$$u = f(T). \qquad (4.1)$$

Для реальных газов внутренняя энергия зависит также и от давления.

В каждом состоянии рабочего тела его внутренняя энергия имеет свое значение, однако термодинамику интересует не абсолютное значение внутренней энергии в данный момент времени, а ее изменение в процессе

$$\Delta U = \int_1^2 du = u_2 - u_1, \qquad (4.2)$$

где $u_2 - u_1$ — разность внутренних энергий газа в начале и в конце процесса.

Работа процесса. При взаимодействии с внешней средой рабочее тело может изменять свой объем. При этом происходит пере-

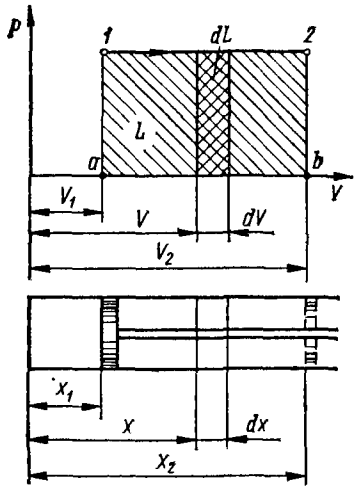


Рис. 4.2. Изображение работы расширения при p=const

дача внутренней энергии от рабочего тела к внешней среде или наоборот.

Работа, обусловленная изменением объема рабочего тела, называется *работой изменения объема* (механической работой). Работа, совершаемая рабочим телом против действия внешней силы при расширении газа, называется работой *расширения* и считается положительной. Работа, затрачиваемая внешними силами на сжатие рабочего тела, называется *работой сжатия* и считается отрицательной.

Работа изменения объема может быть определена аналитически и графически. Для ее вычисления рассмотрим процесс расширения идеального газа при постоянном давлении (рис. 4.2).

Примем, что идеальный газ объемом V_1 с параметрами p_1, v_1, T_1 заключен в цилиндре с подвижным поршнем, его начальное состояние на диаграмме соответствует точке *1*. Подведем к газу какое-то количество теплоты, и тогда газ под воздействием теплоты начнет расширяться, давить на поршень и передвигать его, совершая при этом работу. Рассмотрим элементарный процесс перемещения поршня от положения x до $x + dx$. Из физики известно, что произведение силы на путь равно работе. Тогда элементарная работа расширения идеального газа $dL = Fdx$, где F — сила, с которой газ давит на поршень; dx — путь, который проходит поршень. Сила F равна произведению давления газа p на площадь поршня S, тогда элементарная работа $dL = pS\,dx$. Так как $dV = S\,dx$, то

$$dL = p\,dV. \tag{4.3}$$

Уравнение (4.3) получено для произвольного количества газа m. Для 1 кг газа, учитывая, что $V/m = v$, элементарная удельная работа

$$dl = dL/m = p\,dV/m = p\,dv. \tag{4.4}$$

Вернемся к рис. 4.2. Работа dL элементарного процесса изобарного изменения объема от V до $V + dV$ изображается заштрихованной в клетку площадкой. При конечном изменении параметров в процессе расширения *1—2* работа процесса

$$L = \int_1^2 p\,dV = p(V_2 - V_1) = \text{пл. } a\text{-}1\text{-}2\text{-}b. \tag{4.5}$$

Аналогичные рассуждения можно было бы провести для 1 кг идеального газа в v—p-диаграмме и получить

$$l = \int_1^2 p\,dv = p\,(v_2 - v_1). \qquad (4.6)$$

Для процесса расширения при переменном давлении (рис. 4.3) от начального объема V_1 до конечного V_2 можно сделать аналогичные выводы. Рассматривая элементарный процесс бесконечно малого изменения объема от V до $V + dV$, можно доказать, что уравнения (4.3) и (4.4) справедливы и в этом случае, а элементарная работа процесса dL равна заштрихованной площадке. Для нахождения работы расширения в процессе *1—2* необходимо проинтегрировать уравнение (4.3):

$$L = \int_1^2 p\,dV = \text{пл. } a\text{-}1\text{-}2\text{-}b. \qquad (4.7)$$

Для получения этого интеграла необходимо знать зависимость между p и V, не одинаковую для различных процессов.

Аналогично предыдущему для 1 кг рабочего вещества

$$l = \int_1^2 p\,dv.$$

Диаграммы V—p и v—p обладают очень удобным для исследования процессов свойством — площади под изображенными в этих диаграммах процессами численно равны полной или удельной работе процесса. По этим диаграммам можно определить не только количество работы, но и ее знак. Работа положительна, если происходит увеличение объема (расширение), и, наоборот, отрицательна, если происходит уменьшение объема (сжатие). В процессах при постоянном и переменном давлениях работа имеет разное значение, она зависит от характера процесса и является его функцией.

Помимо работы изменения объема важное значение имеет *полезная внешняя работа*, которая может быть произведена над какой-либо внешней средой при изменении состояния находящегося в ней рабочего тела. Более подробно этот вопрос рассмотрен в гл. 8.

Теплота. Теплота, так же как и работа изменения объема, является одной из форм передачи внутренней энергии. При взаимо-

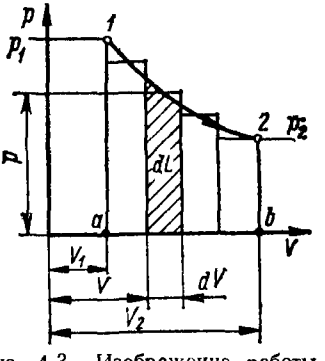


Рис. 4.3. Изображение работы расширения при переменном давлении ($p \neq \text{const}$)

действии двух тел с различной температурой происходит передача внутренней энергии от тела более нагретого к телу менее нагретому. Теплота, полученная телом, считается положительной, отданная телом — отрицательной. Так же как внешняя работа, количество теплоты зависит от характера процесса. Формулы для определения количества теплоты приведены в § 5.1.

§ 4.2. ФОРМУЛИРОВКА ПЕРВОГО ЗАКОНА ТЕРМОДИНАМИКИ. ЭНТАЛЬПИЯ

Первый закон термодинамики является частным случаем общего закона сохранения энергии, по которому энергия не исчезает и не возникает вновь, а только переходит из одного вида в другой. Первый закон термодинамики дает количественное соотношение между подводимой к системе теплотой, изменением внутренней энергии и совершаемой работой.

Рассмотрим замкнутую термодинамическую систему, в которой не происходит обмена массой между рабочим веществом и внешней средой, а также отсутствуют другие взаимодействия между ними, кроме передачи теплоты и совершения работы. Если к рабочему телу этой системы подвести какое-то количество теплоты, то часть ее будет расходоваться на нагревание рабочего тела, т. е. на увеличение температуры тела и, следовательно, на изменение внутренней энергии. Другая часть теплоты идет на увеличение объема рабочего тела и, следовательно, на совершение внешней работы.

Первый закон термодинамики может быть сформулирован таким образом: *вся теплота, подведенная к телу, расходуется на изменение внутренней энергии тела и на совершение внешней работы.*

Аналитически первый закон термодинамики для 1 кг рабочего тела может быть записан следующим образом:

$$\boxed{q_{1-2} = (u_2 - u_1) + l_{1-2},} \tag{4.8}$$

где q_{1-2} — подведенная к телу теплота, Дж/кг; u_1, u_2 — внутренняя энергия тела в начале и конце процесса, Дж/кг; l_{1-2} — внешняя работа, совершаемая рабочим телом в процессе, Дж/кг.

Формула первого закона термодинамики для произвольного количества вещества имеет вид

$$\boxed{Q_{1-2} = (U_2 - U_1) + L,} \tag{4.9}$$

причем все три члена этого уравнения могут иметь положительный или отрицательный знак или равняться нулю в зависимости от характера процесса.

Таким образом, первый закон устанавливает количественное соотношение между видами энергии, но не рассматривает условий,

при которых протекает преобразование одного вида энергии в другой.

Рассмотрим уравнение первого закона термодинамики для процесса при постоянном давлении:

$$q_{1-2} = (u_2 - u_1) + l,$$

причем при $p = \text{const}$, как известно, работа выражается формулой $l_{1-2} = p\,(v_2 - v_1)$, тогда

$$q_{1-2} = (u_2 - u_1) + p\,(v_2 - v_1),$$

или

$$q_{1-2} = (u_2 + pv_2) - (u_1 + pv_1).$$

В термодинамике для упрощения некоторых расчетов вводят величину $u + pv$, которую обозначают i и называют *энтальпией*. В дифференциальной форме можно записать

$$di = du + d\,(pv). \tag{4.10}$$

Энтальпия является одной из важнейших применяемых в термодинамике функций состояния рабочего тела, так как u, p и v являются параметрами состояния рабочего тела. Количество теплоты в процессе при $p = \text{const}$ можно определить разностью энтальпий:

$$\boxed{q_{1-2} = i_2 - i_1,} \tag{4.11}$$

где q_{1-2} — теплота, передаваемая в процессе, Дж/кг; i_1, i_2 — энтальпии тела в начале и конце процесса, Дж/кг.

Первый закон имеет огромное не только техническое, но и мировоззренческое значение. Он еще раз подтверждает выводы и положения марксистско-ленинской диалектики, материалистической философии. Понятие энергии неразрывно связано с движением материи. Энергия есть физическая мера движения материи. Различие отдельных видов энергии обусловлено количественными различиями конкретных форм движения материальных тел. Взаимное превращение энергии тел отражает безграничную способность движения переходить из одних форм в другие. Следовательно, сохранение энергии выражает собой факт неуничтожимости движения материального мира. В. И. Ленин указал, что первый закон термодинамики является «установлением основных положений материализма».

ГЛАВА 5. ТЕПЛОЕМКОСТЬ ГАЗОВ И ИХ СМЕСЕЙ

§ 5.1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Было замечено, что для того чтобы нагреть два различных вещества с одинаковой массой до одной и той же температуры, необходимо подвести различное количество теплоты. Таким образом, каждое тело по-своему воспринимает теплоту. Способ-

ность тела воспринимать теплоту характеризуется теплоемкостью, которая устанавливает соотношение между количеством подведенной к телу теплоты и увеличением температуры. Каждое тело обладает своей теплоемкостью.

Теплоемкостью называется количество теплоты, необходимой для повышения температуры тела на один градус. Теплоемкость не является постоянной величиной и в общем случае изменяется с изменением температуры и давления. В некоторых случаях эта зависимость может быть значительной, поэтому вводят понятия средней и истинной теплоемкости.

Средней теплоемкостью называется теплоемкость в интервале температур $T_2 - T_1$, она обозначается c_m. При уменьшении разности температур средняя теплоемкость приближается к истинной. Таким образом, средняя теплоемкость относится к определенному интервалу температур:

$$c_m = Q/(T_1 - T_2),$$

где Q — количество подведенной теплоты.

Если же представить себе, что к телу подведено элементарное количество теплоты dq и температура тела повысилась на бесконечно малую температуру dT, то *истинную теплоемкость* определяют как производную от количества теплоты, подведенной к телу, по температуре этого тела: $c = dq/dT$. Таким образом, истинная теплоемкость тела — это его теплоемкость при данной температуре.

В приближенных расчетах часто пренебрегают зависимостью теплоемкости от температуры и давления, т. е. считают теплоемкость величиной постоянной в данном интервале температур и не зависящей от давления. В практических расчетах, как правило, используют среднюю теплоемкость.

Теплоемкость зависит от количества вещества: чем больше вещества содержит тело, тем больше теплоты необходимо подвести, чтобы нагреть его до определенной температуры. Поэтому было введено понятие удельной теплоемкости.

Удельной теплоемкостью называется количество теплоты, необходимой для нагревания единичного количества вещества на один градус. Эта теплоемкость обозначается c и в дальнейшем будет называться просто теплоемкостью.

Количество вещества может быть измерено в кг, м^3 и в кмолях. В зависимости от того, к какой количественной единице относится теплоемкость, различают массовую, объемную и мольную теплоемкости.

Массовая теплоемкость — это количество теплоты, которую необходимо подвести к единице массы вещества (обычно 1 кг), чтобы нагреть его на один градус. Обозначение: c, кДж/(кг·К).

Объемная теплоемкость — это количество теплоты, которую необходимо подвести к 1 м^3 вещества, чтобы нагреть его на 1 градус. Обозначение: c', кДж/(м^3·К).

Мольной теплоемкостью называется количество теплоты, которую необходимо подвести к 1 кмолю вещества, чтобы нагреть его на 1 градус. Обозначение: c_μ, кДж/(кмоль·К).

Связь между этими теплоемкостями устанавливается следующими зависимостями, вытекающими из их определений:

между массовой и мольной —

$$c = c_\mu / M; \tag{5.1}$$

между объемной и массовой —

$$c' = \rho c; \tag{5.2}$$

между объемной и мольной —

$$c' = \rho c_\mu / M, \tag{5.3}$$

где M — молярная масса вещества; ρ — его плотность.

§ 5.2. ТЕПЛОЕМКОСТИ ИЗОХОРНАЯ И ИЗОБАРНАЯ

Процесс нагревания или охлаждения может происходить при различных условиях. У газообразных тел, в отличие от твердых или жидких, теплоемкость зависит от внешних условий, при которых идет процесс подвода или отвода теплоты. В этом можно убедиться на следующем опыте.

Рассмотрим процесс нагревания одного и того же количества газа (1 кг) в одинаковых цилиндрах при исходных начальных параметрах p_1, v_1, T_1. Поршень первого цилиндра закреплен и не может передвигаться (рис. 5.1, *а*). Второй же поршень — подвижный (рис. 5.1, *б*). Начнем подводить теплоту, чтобы нагреть газ в обоих цилиндрах до одинаковой температуры T_2. В первом случае теплота будет подводиться при постоянном объеме, т. е. процесс будет изохорным, количество подведенной теплоты обозначим через q_v. Во втором цилиндре газ при подводе теплоты может расширяться от v_1 до v_2 при постоянном давлении p, т. е. подвод теплоты будет изобарным, количество подведенной теплоты обозначим через q_p.

В первом цилиндре газ не может расширяться и, следовательно, не совершает работу, вся подведенная теплота расходуется только на нагревание газа до температуры T_2 и на повышение давления. Количество подведенной теплоты можно определить по формуле

$$q_v = c_v (T_2 - T_1). \tag{5.4}$$

Во втором цилиндре подведенная к газу теплота q_p расходуется как на повышение температуры газа, так и на перемещение поршня (т. е. на совершение работы).

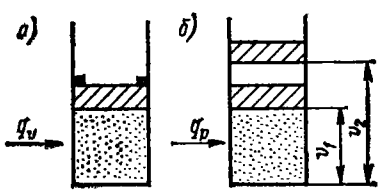


Рис. 5.1. Зависимость теплоемкости от характера процесса

Количество подведенной теплоты в этом случае можно определить по формуле

$$q_p = c_p (T_2 - T_1). \qquad (5.5)$$

Подогрев газа в обоих цилиндрах идет до одинаковой температуры T_2, но во втором случае теплоты необходимо затратить больше на величину работы l, совершенной для перемещения поршня. Тогда

$$q_p - q_v = l, \text{ или } c_p (T_2 - T_1) - c_v (T_2 - T_1) = l. \qquad (5.6)$$

Из первого закона термодинамики следует, что работа при постоянном давлении составляет $l = p (v_2 - v_1)$, или $l = pv_2 - pv_1$, но так как $pv = RT$, то $l = R (T_2 - T_1)$. Подставив полученное выражение в формулу (5.6), имеем

$$c_p (T_2 - T_1) - c_v (T_2 - T_1) = R (T_2 - T_1),$$

откуда

$$\boxed{c_p - c_v = R.}$$

Полученная связь между изохорной и изобарной теплоемкостями называется *уравнением Майера*. Эта зависимость получена для массовых теплоемкостей. Зная зависимость между теплоемкостями, можно записать

$$c_{\mu p} - c_{\mu v} = MR = R_0,$$

так как $MR = R_0$, где R_0 — универсальная газовая постоянная.

Таким образом, в зависимости от того, к какой количественной единице вещества относить теплоемкость, различают следующие виды изобарной и изохорной теплоемкостей: c_p, c_v — массовые изобарная и изохорная теплоемкости; c'_p, c'_v — объемные изобарная и изохорная теплоемкости; $c_{\mu p}$, $c_{\mu v}$ — мольные изобарная и изохорная теплоемкости.

Итак, теплоемкость зависит от характера процесса и от температуры, хотя в приближенных расчетах допустимо считать теплоемкость не зависящей от температуры. Если процессы протекают в области сравнительно невысоких температур, то теплоемкость считают величиной постоянной. Опытным путем была установлена зависимость мольной теплоемкости от атомности газов (табл. 5.1).

Таблица 5.1

Мольные теплоемкости газов

Газ	$c_{\mu v}$	$c_{\mu p}$
	кДж/(кмоль·К)	
Одноатомный	12,6	20,9
Двухатомный	20,9	29,3
Трех- и многоатомные	29,3	37,7

В табл. 5.1 заданы мольные теплоемкости, однако, воспользовавшись связью между теплоемкостями [см. уравнения (5.1)—(5.3)], можно найти массовые и объемные теплоемкости, определив которые,

нетрудно вычислить общее количество теплоты, подводимой к газу в процессе нагревания или отводимой в процессе охлаждения:

для 1 кг газа:

$$q_v = c_v (T_2 - T_1); \; q_p = c_p (T_2 - T_1);$$

для произвольной массы газа:

$$Q_v = c_v m (T_2 - T_1); \; Q_p = c_p m (T_2 - T_1);$$

для 1 м^3 газа:

$$q_v = c'_v (T_2 - T_1); \; q_p = c'_p (T_2 - T_1);$$

для произвольного объема газа:

$$Q_v = c'_v V_{\text{н. у}} (T_2 - T_1); \; Q_p = c'_p V_{\text{н. у}} (T_2 - T);$$

для 1 кмоля газа:

$$q_{\mu v} = c_{\mu v} (T_2 - T_1); \; q_{\mu p} = c_{\mu p} (T_2 - T_1);$$

для произвольного числа киломолей вещества:

$$Q_{\mu v} = c_{\mu v} N (T_2 - T_1); \; Q_{\mu p} = c_{\mu p} N (T_2 - T_1),$$

где T_1, T_2 — начальная и конечная температуры газа, К; m — масса газа, кг; $V_{\text{н. у}}$ — объем газа при нормальных условиях, м^3 (в формулы необходимо подставлять объем при нормальных условиях, так как в одинаковых объемах при различных условиях может находиться разное количество вещества); N — число киломолей вещества.

§ 5.3. ТЕПЛОЕМКОСТЬ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ

На практике чаще всего приходится сталкиваться не с отдельными газами, а с их смесями, что требует определения теплоемкости смеси. При нагревании газовой смеси подведенная теплота расходуется на нагревание отдельных ее компонентов, и теплоемкость смеси определяется по ее составу.

При задании массовыми долями подведенную теплоту можно определить следующим образом: $Q = cm (T_2 - T_1)$, или

$$Q = c_1 m_1 (T_2 - T_1) + c_2 m_2 (T_2 - T_1) + \ldots + c_n m_n (T_2 - T_1).$$

Если правые части этих уравнений равны, то получим

$$cm (T_2 - T_1) = c_1 m_1 (T_2 - T_1) + c_2 m_2 (T_2 - T_1) + \ldots + c_n m_n (T_2 - T_1);$$

$$cm = c_1 m_1 + c_2 m_2 + \cdots + c_n m_n. \qquad (5.7)$$

Разделив левую и правую части уравнения на массу смеси, найдем

$$c = \sum_{i=1}^{n} c_i g_i, \qquad (5.8)$$

где c, c_i — массовая теплоемкость смеси и компонента смеси; g_i — массовая доля компонента смеси.

Таким образом, *массовая теплоемкость смеси* равна сумме произведений массовых теплоемкостей газов, входящих в смесь, на их массовые доли.

В соответствии с уравнением (5.7), а также с учетом того, что $m = V\rho$ и $c' = c\rho$ теплоемкость смеси (при задании смеси объемными долями) определяют из выражения

$$c' = c'_1 r_1 + c'_2 r_2 + \ldots + c'_n r_n,$$

или

$$c' = \sum_{i=1}^{n} c'_i r_i, \tag{5.9}$$

где c', c'_i — объемная теплоемкость смеси и компонента смеси; r_i — объемная доля компонента смеси.

Таким образом, *объемная теплоемкость смеси* равна сумме произведений объемных теплоемкостей газов, входящих в смесь, на их объемные доли.

ГЛАВА 6. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

§ 6.1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

Любое состояние рабочего тела можно охарактеризовать его параметрами. Если под действием каких-либо внешних сил или взаимодействия с окружающей средой один из параметров состояния рабочего тела меняется, то происходит термодинамический процесс (см. § 4.1).

Все реальные процессы являются неравновесными. Изучение их затруднено, и для упрощения их заменяют идеализированными равновесными процессами.

В термодинамике существуют понятия обратимых и необратимых процессов. Обратимым называется процесс, после совершения которого в прямом, а затем в обратном направлении рабочее тело возвращается в свое первоначальное состояние без дополнительных затрат энергии. В дальнейшем под словом процесс будем понимать равновесный обратимый процесс.

Как уже говорилось, для исследования термодинамических процессов применяют графические методы, для чего используют прямоугольную систему координат, в которой состояние рабочего тела может быть изображено точкой, а процесс — кривой.

Термодинамика изучает пять основных процессов идеальных газов:

1) *изохорный*, происходящий при постоянном объеме газа (v = const);

2) *изобарный*, происходящий при постоянном давлении (p = = const);

3) *изотермический*, происходящий при постоянной температуре (T = const);

4) *адиабатный*, происходящий без подвода или отвода теплоты т. е. протекающий без теплообмена с окружающей средой ($q = 0$),

5) *политропный* — обобщенный процесс изменения всех параметров рабочего тела, для которого четыре предыдущих являются частными случаями.

Для изучения этих процессов необходимо определить: 1) уравнение процесса, которое устанавливает закономерность изменения состояния рабочего тела; 2) графическое изображение процесса в диаграммах; 3) связь, существующую между параметрами в процессе; 4) изменение внутренней энергии рабочего тела в процессе; 5) работу, совершаемую рабочим телом в процессе; 6) теплоту, участвующую в процессе.

§ 6.2. ИЗОХОРНЫЙ ПРОЦЕСС

Примером изохорного процесса может служить нагревание или охлаждение газа в закрытом сосуде. Для изучения характеристик изохорного процесса (а также всех других процессов — см. § 6.3—6.6) будем рассматривать последовательно шесть пунктов, перечисленных в конце § 6.1.

1. Уравнение изохорного процесса: v = = const.

2. Графически в $v-p$-диаграмме изохорный процесс изображается линией, параллельной оси давлений. Линия изохорного процесса в диаграмме состояния называется *изохорой* (рис. 6.1). Все точки на линии *1—2* одинаково удалены от оси p, а значит, объемы во всех точках одинаковы.

3. Для процесса *1—2*, изображенного на рис. 6.1, уравнение состояния газа в точках *1* и *2* имеет вид:

$$p_1 v_1 = RT_1; \quad p_2 v_2 = RT_2.$$

Чтобы установить связь между параметрами в изохорном процессе, разделим первое уравнение на второе:

$$p_1/p_2 = T_1/T_2.$$

Таким образом, получаем закон Шарля, который характеризует соотношение между параметрами при v = const: *в изохорном процессе отношение абсолютных давлений прямо пропорционально отношению абсолютных температур*.

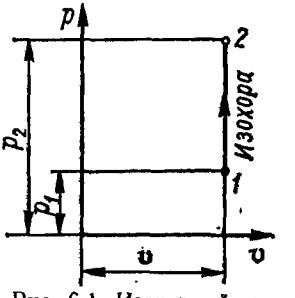


Рис. 6.1. Изохорный процесс

4. Для вычисления изменения внутренней энергии газа

рассмотрим процесс изохорного подвода теплоты к 1 кг идеального газа. В этом случае, так как $dV = 0$, из уравнений (3.3) и (3.4), а также из первого закона термодинамики [уравнения (3.8) и (3.9)] следует, что вся подведенная теплота расходуется на изменение внутренней энергии тела. Тогда для элементарного процесса можем записать:

для 1 кг рабочего тела

$$du = c_v\, dT; \tag{6.1}$$

для произвольной массы вещества

$$dU = mc_v\, dT. \tag{6.2}$$

Для идеальных газов интегрирование этих уравнений приводит к следующим выражениям:

$$u_2 - u_1 = \int_1^2 c_v\, dT = c_v\,(T_2 - T_1); \tag{6.3}$$

$$U_2 - U_1 = m\int_1^2 c_v\, dT = mc_v\,(T_2 - T_1). \tag{6.4}$$

Уравнения (6.1) и (6.2) получены из условий изохорного процесса, но справедливы для всех других процессов.

5. Так как в изохорном процессе нет изменения объема, то, следовательно, и работа изменения объема не совершается: $l_{1-2} = 0$.

6. Как было показано ранее, количество теплоты, подведенной к рабочему телу в данном процессе, равно изменению внутренней энергии:

для 1 кг вещества

$$u_2 - u_1 = q_{1-2} = c_v\,(T_2 - T_1);$$

для произвольной массы вещества

$$Q_{1-2} = c_v m\,(T_2 - T_1).$$

§ 6.3. ИЗОБАРНЫЙ ПРОЦЕСС

Примером изобарного процесса может служить процесс, протекающий с газом в цилиндре с подвижным поршнем.

1. Уравнение изобарного процесса: $p = \text{const}$.

2. Графически изобарный процесс в v—p-диаграмме изображается линией, параллельной оси объемов. Линия изобарного процесса называется *изобарой* (рис. 6.2).

3. Связь между параметрами в изобарном процессе определим из уравнения состояния идеального газа для начальной и конечной точек процесса:

$$p_1 v_1 = RT_1; \quad p_1 v_2 = RT_2.$$

Разделив первое уравнение на второе, получим,

$$v_1/v_2 = T_1/T_2.$$

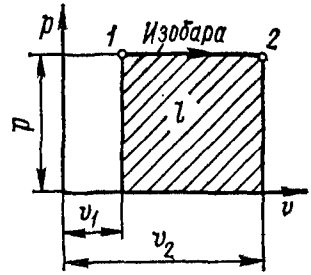


Рис. 6.2. Изобарный процесс

Это выражение является законом Гей-Люссака: *в изобарном процессе отношение удельных объемов идеального газа прямо пропорционально отношению его абсолютных температур.*

4. Изменение внутренней энергии газа рассчитывается по формулам:

$$u_2 - u_1 = c_v (T_2 - T_1); \; U_2 - U_1 = c_v m (T_2 - T_1).$$

5. В изобарном процессе происходит изменение объема рабочего тела, следовательно, совершается работа, определяемая по формулам (3.3) и (3.4).

Для 1 кг рабочего тела при $p = \text{const}$ формула имеет вид

$$l_{1-2} = p (v_2 - v_1) = pv_2 - pv_1.$$

При замене в этом уравнении pv_2 через RT_2, а pv_1 через RT_1 имеем

$$l_{1-2} = R (T_2 - T_1).$$

Из этих уравнений можно более наглядно представить физический смысл ранее введенной газовой постоянной R:

$$R = l_{1-2}/(T_2 - T_1),$$

т. е. *газовая постоянная — это работа, которую совершает 1 кг газа при изменении его температуры на 1 градус в процессе при постоянном давлении.*

Для произвольной массы газа m формула принимает вид

$$L_{1-2} = p (V_2 - V_1) = Rm (T_2 - T_1),$$

где V_1, V_2 — объем m кг газа в начале и в конце процесса, м³.

Графически удельная работа процесса *1—2* в *v—p*-диаграмме может быть определена площадью под линией процесса (заштрихованная площадь на рис. 6.2).

6. Теплоту процесса, воспользовавшись первым законом термодинамики, можем записать в виде

$$q_{1-2} = (u_2 - u_1) + l_{1-2} = c_v (T_2 - T_1) + R (T_2 - T_1) =$$
$$= (c_v + R) (T_2 - T_1).$$

Из уравнения Майера следует, что $c_p - c_v = R$, тогда выражение для определения количества теплоты для 1 кг газа примет вид

$$q_{1-2} = c_p (T_2 - T_1);$$

для произвольной массы газа

$$Q_{1-2} = c_p m (T_2 - T_1).$$

Таким образом, в изобарном процессе теплота расходуется на совершение работы и на изменение внутренней энергии рабочего тела.

§ 6.4. ИЗОТЕРМИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС

Примером изотермического процесса может служить процесс, происходящий с газом, который находится в цилиндре с подвижным поршнем, когда объем газа увеличивается ровно настолько, чтобы температура его оставалась неизменной.

1. Уравнение изотермического процесса: $T = \text{const}$

Из уравнения состояния идеального газа известно, что $pv = RT$. Следовательно, при $T = \text{const}$ правая часть уравнения тоже является величиной постоянной. Уравнение изотермического процесса можно еще записать следующим образом: $pv = \text{const}$.

2. Графическое изображение процесса в v—p-диаграмме имеет вид равнобокой гиперболы (рис. 6.3), что вытекает из уравнения $pv = \text{const}$, и называется *изотермой*.

3. Связь между параметрами для изотермического процесса *1—2* определяется уравнением состояния идеального газа для точек *1* и *2*:

$$p_1 v_1 = RT_1; \quad p_2 v_2 = RT_1.$$

Поделив первое уравнение на второе, получим закон Бойля—Мариотта, выражающий соотношение между параметрами в изотермическом процессе:

$$p_1/p_2 = v_2/v_1,$$

т. е. *в изотермическом процессе отношение абсолютных давлений обратно пропорционально отношению удельных объемов*

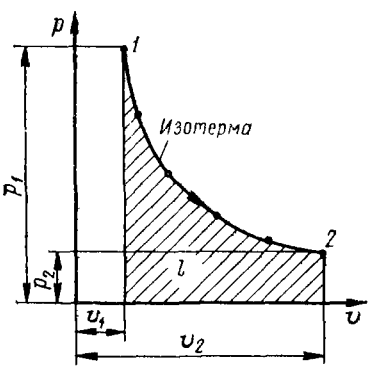


Рис. 6.3. Изотермический процесс

4. Изменение внутренней энергии идеального газа в изотермическом процессе равно нулю, так как он протекает без изменения температуры, а внутренняя энергия идеального газа зависит только от температуры: $u_2 - u_1 = 0$, так как $T_1 = T_2$.

5 В изотермическом процессе есть изменение объема, следовательно, совершается работа.

Для изотермического процесса уравнение (3.4) для определения работы можно преобразовать, подставив в него значение p из уравнения состояния идеального газа Зная, что в изотермическом процессе $RT = \text{const}$, получим

$$l_{1-2} = \int_{v_1}^{v_2} p\,dv = \int_{v_1}^{v_2} (RT/v)\,dv = RT \int_{v_1}^{v_2} dv/v = RT \ln (v_2/v_1).$$

Пользуясь законом Бойля—Мариотта, получим

$$l_{1-2} = RT \ln (p_1/p_2).$$

Работу процесса для 1 кг идеального газа можно выразить также, используя уравнение состояния:

$$l_{1-2} = p_1 v_1 \ln (v_2/v_1) = p_1 v_1 \ln (p_1/p_2).$$

Для произвольной массы рабочего тела уравнения примут вид:

$$L = mRT \ln (v_2/v_1) = mRT \ln (p_1/p_2) =$$
$$= p_1 V_1 \ln (v_2/v_1) = p_1 V_1 \ln (p_1/p_2).$$

Применение той или иной формулы для вычисления работы зависит от условий поставленной задачи. Графически в v—p-диаграмме работа в процессе *1—2* определяется площадью под линией процесса.

6 Рассмотрим аналитическое выражение первого закона термодинамики, согласно которому теплота процесса $q_{1-2} = (u_2 - u_1) + l_{1-2}$. В изотермическом процессе $u_2 - u_1 = 0$ Следовательно, $q_{1-2} = l_{1-2}$. Таким образом, вся подведенная теплота в изотермическом процессе расходуется на совершение работы.

§ 6.5. АДИАБАТНЫЙ ПРОЦЕСС

Адиабатным называется процесс, протекающий без подвода или отвода теплоты, т. е. без теплообмена с окружающей средой. Примером может служить процесс сжатия или расширения газа, находящегося в цилиндре, покрытом абсолютно теплонепроницаемой изоляцией. В реальных условиях адиабатные процессы осуществить нельзя, так как нет идеальной теплоизоляции. Но если процесс протекает быстро, теплообмен между рабочим телом и окружающей средой незначителен, и такой процесс можно считать адиабатным.

1. Уравнение адиабатного процесса выводится с помощью высшей математики и имеет следующий вид:

$$pv^k = \text{const},$$

где k — показатель адиабаты.

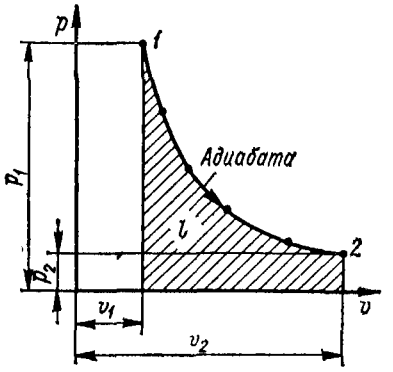


Рис. 6.4. Адиабатный процесс

Показатель адиабаты является физическим свойством вещества. Для идеального газа $k = c_p/c_v$.

2. Графическое изображение адиабатного процесса в v—p-диаграмме имеет вид кривой, которая круче изотермы, так как

$$k = c_p/c_v = c_v + R/c_v = 1 + R/c_v > 1.$$

Линия адиабатного процесса называется *адиабатой* (рис. 6.4).

3. В отличие от ранее рассмотренных процессов в адиабатном процессе все три параметра, входящие в уравнение состояния идеального газа, изменяются. Связь между параметрами p и v определяется уравнением адиабатного процесса $pv^k = \text{const}$, или $p_1v_1^k = p_2v_2^k$, откуда

$$p_1/p_2 = (v_2/v_1)^k, \text{ или } v_2/v_1 = (p_1/p_2)^{1/k}.$$

Чтобы определить зависимость между параметрами v и T, напишем уравнение состояния идеального газа для начала и конца адиабатного процесса:

$$p_1v_1 = RT_1; \quad p_2v_2 = RT_2.$$

Поделив первое уравнение на второе, получим

$$p_1v_1/p_2v_2 = T_1/T_2. \tag{6.5}$$

Известно, что $p_1/p_2 = (v_2/v_1)^k$. Подставив это отношение в уравнение (6.5), имеем

$$v_2^kv_1/(v_1^kv_2) = T_1/T_2.$$

Преобразовав эту формулу, найдем

$$(v_2/v_1)^{k-1} = T_1/T_2.$$

Для нахождения связи между T и p в полученное ранее уравнение (6.5) подставим выражение

$$v_2/v_1 = (p_1/p_2)^{1/k}, \text{ или } v_1/v_2 = (p_2/p_1)^{1/k},$$

в результате чего получим

$$p_1p_2^{1/k}/(p_2p_1^{1/k}) = T_1/T_2, \text{ или } p_1^{1-1/k}/p_2^{1-1/k} = T_1/T_2,$$

$$\text{или } (p_1/p_2)^{(k-1)/k} = T_1/T_2.$$

4. В адиабатном процессе температура газа изменяется; следовательно, будет происходить изменение внутренней энергии, которое можно определить по формулам:

для 1 кг вещества

$$u_2 - u_1 = c_v(T_2 - T_1);$$

для m кг вещества

$$U_2 - U_1 = c_v m (T_2 - T_1).$$

5. Для вывода формулы работы в адиабатном процессе применим первый закон термодинамики $q_{1-2} = (u_2 - u_1) + l_{1-2}$. Так как в адиабатном процессе $q = 0$, то

$$l_{1-2} = (u_2 - u_1) = u_1 - u_2 = c_v (T_1 - T_2). \qquad (6.6)$$

Преобразуем эту формулу, пользуясь уравнением Майера: $c_p - c_v = R$. Разделим каждый член этого уравнения на c_v:

$$c_p/c_v - 1 = R/c_v,$$

откуда

$$k - 1 = R/c_v; \quad c_v = R/(k - 1).$$

Тогда

$$l_{1-2} = R (T_1/T_2)/(k - 1), \text{ или } l_{1-2} = (RT_1 - RT_2)/(k - 1).$$

После подстановки в эту формулу p_1v_1 вместо RT_1 и p_2v_2 вместо RT_2 получим формулы для подсчета удельной работы идеального газа:

$$l_{1-2} = p_1v_1 [1 - (v_1/v_2)^{k-1}]/(k - 1);$$

$$l_{1-2} = p_1v_1 [1 - (p_2/p_1)^{(k-1)/k}]/(k - 1);$$

$$l_{1-2} = [1/(k - 1)] (p_1v_1 - p_2v_2).$$

Домножив полученные уравнения на массу, получим выражение работы для произвольной массы газа.

Применение той или иной формулы для вычисления работы зависит от условий поставленной задачи.

6. Адиабатный процесс протекает без подвода или отвода теплоты, следовательно, $q = 0$. Работа расширения совершается в адиабатном процессе за счет уменьшения внутренней энергии газа, так как в этом процессе нет подвода теплоты к рабочему телу извне и единственным источником совершения работы является внутренняя энергия рабочего тела.

§ 6.6. ПОЛИТРОПНЫЙ ПРОЦЕСС

В политропном процессе, как и в адиабатном, изменяются все параметры, но возможен подвод или отвод теплоты, согласно определенному закону.

1. В рассмотренных ранее процессах остается неизменным один из параметров состояния ($v = \text{const}$, $p = \text{const}$ или $T = \text{const}$) или нет теплообмена с окружающей средой. В политропных процессах происходит изменение состояния газа с изменением всех параметров. Уравнение политропного процесса имеет вид:

$$pv^n = \text{const},$$

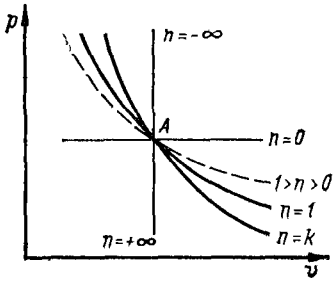


Рис. 6.5. Термодинамические процессы в v — p-диаграмме

где n — показатель политропы, причем для различных политропных процессов n может принимать любые значения от $+\infty$ до $-\infty$.

Понятие политропного процесса обобщает все рассмотренные процессы Докажем, что изохорный, изобарный, изотермический и адиабатный процессы являются частным случаем политропного.

В случае, если $n = 0$, политропный процесс представляет собой *изобарный* процесс. Действительно, если $n = 0$, то $v^0 = 1$ и выражение $pv^n = \text{const}$ примет вид $p = \text{const}$.

Уравнение $pv^n = \text{const}$ можно представить как $p^{1/n}v = \text{const}$. При $n = \pm\infty$ имеем $1/n = 1/\infty = 0$ и $p^0 = 1$. Следовательно, при $n = \pm\infty$ уравнение политропы превращается в $v = \text{const}$, т. е. в уравнение *изохорного* процесса.

В случае если $n = k$, то уравнение $pv^n = \text{const}$ превращается в уравнение адиабатного процесса: $pv^k = \text{const}$.

В том случае, когда $n = 1$, уравнение политропы принимает вид $pv = \text{const}$, или $T = \text{const}$, что соответствует уравнению изотермического процесса.

Таким образом, названные четыре процесса являются частным случаем политропного.

2 Графическое изображение политропного процесса в v — p-диаграмме имеет вид кривой, которая называется *политропой*. На рис. 6.5 изображены некоторые политропные процессы, включая изохорный, изобарный, изотермический и адиабатный.

3. Уравнение политропного процесса аналогично уравнению адиабатного процесса. Следовательно, соотношение параметров можно получить, заменив в уравнениях адиабатного процесса показатель степени k на показатель n:

соотношение p и v:

$$p_1/p_2 = (v_2/v_1)^n;$$

соотношение v и T:

$$(v_2/v_1)^{n-1} = T_1/T_2;$$

соотношение T и p:

$$T_1/T_2 = (p_1/p_2)^{(n-1)/n}.$$

4 Изменение внутренней энергии в политропном процессе можно выразить формулой

для 1 кг рабочего тела

$$u_2 - u_1 = c_v (T_2 - T_1);$$

для произвольной массы вещества

$$U_2 - U_1 = c_v m\,(T_2 - T_1).$$

5. Работу в политропном процессе можно выразить по аналогии с адиабатным, заменив k на n:

$$l_{1-2} = R\,(T_1 - T_2)/(n-1), \text{ или } l_{1-2} = p_1 v_1\,[1 - (v_1/v_2)^{n-1}]/(n-1),$$

$$\text{или } l_{1-2} = p_1 v_1\,[1 - (p_2/p_1)^{(n-1)/n}]/(n-1) \text{ и т. д.}$$

Умножив эти уравнения на массу, получим работу процесса для произвольной массы газа. С учетом того что $vm = V$, $ml = L$ и $v_2/v_1 = V_2/V_1$, можем записать:

$$L_{1-2} = mR\,(T_2 - T_1)/(n-1), \text{ или}$$

$$L_{1-2} = p_1 V_1\,[1 - (V_1/V_2)^{n-1}]/(n-1) \text{ и т. д.}$$

6. Если подставить в уравнение первого закона термодинамики выражения для работы и изменения внутренней энергии, получим формулу для определения количества теплоты в политропном процессе

$$q_{1-2} = (u_2 - u_1) + l = c_v\,(T_2 - T_1) - R\,(T_2 - T_1)/(n-1).$$

Подставив в это выражение уравнение Майера $R = c_p - c_v = c_v\,(k-1)$, после преобразования получим:

для 1 кг рабочего тела

$$q_{1-2} = c_v\,(T_2 - T_1)\,[(n-k)/(n-1)];$$

для m кг вещества

$$Q_{1-2} = c_v m\,(T_2 - T_1)\,[(n-k)/(n-1)].$$

Из полученных уравнений можно сделать вывод, что соотношение $c_v\,(n-k)/(n-1)$ является теплоемкостью политропного процесса c_n, т. е.

$$c_n = c_v\,(n-k)/(n-1).$$

Тогда

$$q_{1-2} = c_n\,(T_2 - T_1);\ Q_{1-2} = mc_n\,(T_2 - T_1).$$

ГЛАВА 7. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

§ 7.1. ФОРМУЛИРОВКИ ВТОРОГО ЗАКОНА ТЕРМОДИНАМИКИ

Первый закон термодинамики устанавливает связь между теплотой и механической работой, характеризует процессы превращения энергии с количественной стороны. На основе этого закона можно считать осуществимым любой термодинамический процесс. Однако не все процессы реально осуществимы.

Второй закон термодинамики рассматривает качественные условия процессов преобразования теплоты в работу. Этот закон, так же как и первый, сформулирован на основе опыта познания природы человеком.

Наиболее общая формулировка второго начала термодинамики предложена Л. Больцманом: *природа стремится к переходу от менее вероятных состояний к более вероятным.*

Из всех форм движения наиболее вероятно хаотическое тепловое движение молекул. Опытом установлено, что различные виды энергии могут самопроизвольно переходить в теплоту, но невозможны обратные самопроизвольные превращения теплоты в другие виды энергии. Это отражено в другой формулировке закона термодинамики: *любой реальный самопроизвольный процесс необратим.*

Например, переход работы в теплоту является самопроизвольным процессом и осуществляется полностью. В противоположность этому самопроизвольное превращение теплоты в работу не установлено. Такое превращение возможно только в организованном процессе и не полностью. Это нашло отражение в следующей формулировке второго закона термодинамики, предложенной М. Планком: *невозможно построить периодически действующую машину, результатами действия которой были бы только получение механической работы и охлаждение источника теплоты.*

Таким образом, переход теплоты в работу может быть осуществлен только частично. Оставшаяся доля теплоты должна быть передана другому источнику с более низкой температурой. Для осуществления несамопроизвольного процесса получения работы в тепловом двигателе необходимы два источника теплоты, имеющие разные температуры. Иначе это содержание второго закона термодинамики формулируют следующим образом: *невозможно осуществить вечный двигатель второго рода.* В отличие от вечного двигателя первого рода, который предполагает нарушение закона сохранения энергии, вечным двигателем второго рода В. Освальд назвал такой, в котором теплота преобразуется в работу при наличии только одного источника теплоты.

Применительно к процессам переноса теплоты Р. Клаузиусом дана следущая формулировка: *теплота не может самопроизвольно переходить от холодного тела к более нагретому.* Процесс передачи теплоты от тела с меньшей температурой к телу с большей температурой — несамопроизвольный и поэтому требует затраты работы для своего осуществления.

Вместе с тем Р. Клаузиус, основываясь на ненаучном представлении о конечности вселенной и односторонней направленности теплообмена, дал ошибочную формулировку второго закона термодинамики: «энтропия вселенной стремится к максимуму». По Клаузиусу, во вселенной все время происходят необратимые процессы превращения энергии в теплоту. А так как вселенная конечна и общее количество энергии в системе неизменно, то

из-за необратимости процессов энергия деградирует. Теплота за счет теплообмена снизит свой температурный уровень до минимального (0 К), и наступит «тепловая смерть» вселенной. Ошибки, допущенные Р. Клаузиусом и некоторыми другими создателями термодинамики при формулировке второго начала термодинамики, служат причиной острой идеологической борьбы на протяжении последнего столетия. Проблема «тепловой смерти» и сейчас используется сторонниками буржуазной идеологии в попытке опровергнуть материалистические представления о развитии вселенной.

§ 7.2. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ЦИКЛЫ

Известно, что состояние рабочего тела характеризуется его параметрами. Под воздействием внешних сил рабочее тело изменяет свое состояние, связанное с изменением его параметров,— протекает термодинамический процесс.

Последовательный ряд термодинамических процессов, в которых рабочее тело претерпевает изменения и в результате возвращается в первоначальное состояние, называется *круговым процессом* или *циклом*.

Циклы могут быть о б р а т и м ы м и, состоящими из обратимых процессов, и н е о б р а т и м ы м и.

В основе анализа эффективности современных тепловых машин лежат *обратимые* циклы, т. е. идеальные циклы, не учитывающие потери, связанные с наличием трения и отсутствием абсолютно теплонепроницаемой изоляции. Изучение таких идеальных циклов необходимо для оценки работы реальных тепловых двигателей, в которых происходит преобразование теплоты в работу.

Циклы подразделяются на п р я м ы е и о б р а т н ы е. Прямыми называются циклы, в которых теплота преобразуется в работу, обратными — в которых теплота передается от более холодного тела к более нагретому.

Прямые циклы в диаграммах изображаются происходящими по часовой стрелке (по таким циклам работают все тепловые двигатели), обратные — против часовой стрелки (по таким циклам работают холодильные машины).

Прямой цикл. Имеется система, состоящая из двух источников теплоты и рабочего тела (рис. 7.1, *а*). При изучении идеальных циклов процесс подвода теплоты рассматривается без изменения химического состава рабочего тела. В большинстве реально существующих двигателей теплота подводится в процессе сгорания топлива. Процесс отвода теплоты рассматривается как передача теплоты к источнику с низкой температурой. В реальных двигателях теплота может отводиться вместе с выпуском отработавшего рабочего тела (пара или газа) в атмосферу. Изображение прямого обратимого цикла в v—p-диаграмме дано на рис. 7.1, *б*.

Если от более нагретого источника теплоты к рабочему телу подвести теплоту q_1, то состояние рабочего тела меняется, проис-

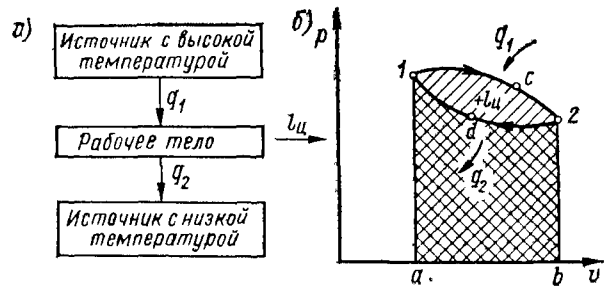


Рис. 7.1. Прямой обратимый цикл. *а* — схема; *б* — изображение в *v* — *p*-диаграмме

ходит расширение по линии *1—c—2*. Так как *v—p*-диаграмма — рабочая диаграмма, то, следовательно, полезную работу, совершенную в процессе расширения *1—c—2*, можно определить площадью под линией этого процесса, т. е. пл. *a—1—c—2—b*. В процессе *2—d—1* рабочее тело взаимодействует с источником низких температур. При этом происходит отвод теплоты q_2 от рабочего тела и его сжатие. В процессе сжатия затрачивается работа, которая на диаграмме изображается пл. *a—1—d—2—b*. Из диаграммы видно, что работа расширения больше работы сжатия. Полезная работа цикла равна разности работ расширения и сжатия:

$$l_ц = l_р - |l_{сж}|. \qquad (7.1)$$

В результате совершения такого цикла получается полезная работа, которую можно использовать затем для различных целей, например, путем преобразования ее в электрическую энергию.

В соответствии с первым законом термодинамики $\sum q = \Delta u + l$. Для рассматриваемого кругового процесса *1—c—2—d—1* $\Delta u = 0$, поэтому $\sum q = l$, или

$$l_ц = q_1 - |q_2|. \qquad (7.2)$$

Для оценки степени совершенства прямых циклов используют *термический коэффициент полезного действия*, под которым понимают отношение работы, полученной в цикле, к затраченной теплоте:

$$\eta_т = l_ц/q_1 = (q_1 - |q_2|)/q_1 = 1 - |q_2|/q_1. \qquad (7.3)$$

Таким образом, термический КПД показывает долю теплоты, превращаемой в полезную работу, $0 \leqslant \eta_т < 1$.

Обратный цикл. Рассмотрим, как осуществляется обратный обратимый цикл, используемый в холодильной технике (рис. 7.2). Имеются два источника теплоты и рабочее тело, над которым совершается работа (рис. 7.2, *а*). Рабочее тело переносит теплоту q_2 от источника с низкой температурой к источнику с более высокой температурой. На совершение такого несамопроизвольного процесса затрачивается работа $l_ц$.

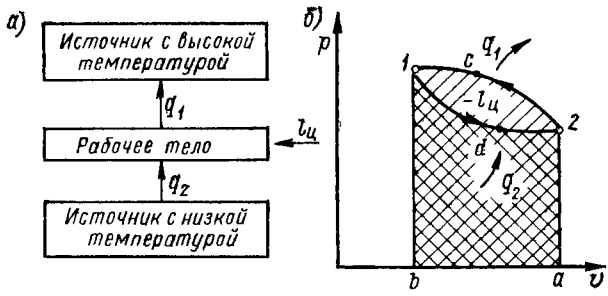


Рис. 7.2. Обратный обратимый цикл: *а* — схема; *б* — изображение в *v* — *p*-диаграмме

Процесс расширения рабочего тела осуществляется с подводом теплоты q_2 по линии *1—d—2* (рис. 7 2, *б*) Полезная работа, совершаемая в этом процессе, численно равна площади под линией процесса, т. е. пл. *b—1—d—2—a*. В процессе сжатия *2—c—1* рабочее тело взаимодействует с источником с более высокой температурой, передавая ему теплоту q_1. В процессе сжатия затрачивается работа, численно равная площади под линией процесса сжатия — пл. *2—1—b—a*. Из диаграммы видно, что работа сжатия больше работы расширения. Работа цикла получается отрицательной [см. формулу (7.1)].

В результате совершения обратного цикла теплота отбирается от источника с низкой температурой и передается к источнику с высокой температурой, при этом в цикле затрачивается работа $|l_ц|$.

Для рассматриваемого кругового процесса, т. е. *1—d—2—c—1*, $\Delta u = 0$, поэтому $\sum q = |l_ц|$, или

$$|l_ц| = |q_1| - q_2. \tag{7.4}$$

Для оценки степени совершенства обратного цикла вводится понятие *холодильного коэффициента*

$$\varepsilon = q_2/|l_ц|. \tag{7.5}$$

Этот коэффициент показывает, какое количество теплоты можно отвести от низкотемпературного источника, затратив единицу работы, $0 \leqslant \varepsilon \leqslant \infty$.

§ 7.3. ПРЯМОЙ И ОБРАТНЫЙ ЦИКЛЫ КАРНО

В 1824 г. была опубликована работа французского инженера Сади Карно, которая затем стала основой теории тепловых машин. В этой работе Карно рассмотрел цикл теплового двигателя, который назван его именем и служит эталоном для оценки совершенства идеальных циклов, так как он имеет макси-

мальное значение термического КПД в системе, имеющей два изотермических источника теплоты.

Прямой цикл Карно. Прямой цикл Карно может быть представлен следующим образом.

Существуют два источника теплоты: источник с более высокой температурой T_1 и источник с более низкой температурой T_2, причем $T_1 = \text{const}$ и $T_2 = \text{const}$, так как предполагается, что источники теплоты обладают большим количеством энергии и что подвод или отвод некоторого количества теплоты не изменяет их температуры. Рассмотрим процессы прямого обратимого цикла Карно для 1 кг идеального газа в v—p-диаграмме (рис. 7.3, *а*).

Предположим, что в цилиндре под поршнем заключен 1 кг идеального газа с параметрами p_1, v_1 и T_1. В v—p-диаграмме это состояние характеризуется точкой *1*. В этом состоянии к рабочему телу от более высокотемпературного источника подводится теплота q_1. Осуществляется процесс *1—2* изотермического расширения (вся подведенная теплота расходуется на расширение). В точке *2* рабочее тело с параметрами p_2, v_2, T_1 изолируется от источника теплоты. Поэтому при дальнейшем расширении процесс *2—3* протекает адиабатно ($dq = 0$). В конце процесса адиабатного расширения (точка *3*) рабочее тело характеризуется параметрами p_3, v_3, T_2. Затем рабочее тело начинает сжиматься при взаимодействии с источником с низкой температурой, и от него отводится теплота q_2. Происходит изотермическое сжатие (процесс *3—4*). В точке *4* рабочее тело опять изолируется от источника теплоты, и дальнейшее сжатие и возвращение рабочего тела в первоначальное состояние протекает по адиабате *4—1* с повышением температуры. Цикл замыкается. Таким образом, цикл состоит из двух изотерм и двух адиабат. Полезная работа, полученная в таком цикле, определяется формулой (7.2), графически она изображается площадью, ограниченной линиями цикла.

Термический КПД любого прямого цикла $\eta_т$ определяется по формуле (7.3).

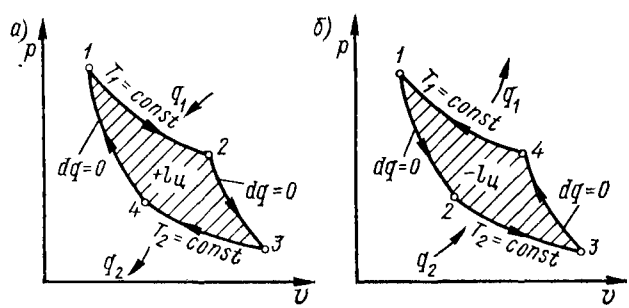


Рис. 7.3. Циклы Карно в v — p-диаграмме: *а* — прямой; *б* — обратный

Теплота q_1, подводимая к рабочему телу (идеальному газу) в изотермическом процессе *1—2*, может быть выражена формулой

$$q_1 = RT_1 \ln (v_2/v_1).$$

Теплота q_2, отводимая в изотермическом процессе *3—4*, определяется аналогично:

$$|q_2| = RT_2 \ln (v_3/v_4).$$

Следовательно, выражение $\eta_т = (q_1 - |q_2|)/q_1$ [см. формулу (7.3)] преобразуется к виду

$$\eta_т = \frac{RT_1 \ln (v_2/v_1) - RT_2 \ln (v_3/v_4)}{RT_1 \ln (v_2/v_1)}. \qquad (7.6)$$

Так как процессы *2—3* и *4—1* — адиабатные, то для них

$$T_2/T_1 = (v_2/v_1)^{k-1} \text{ и } T_2/T_1 = (v_1/v_4)^{k-1}.$$

Сравнивая эти уравнения, получаем

$$v_2/v_3 = v_1/v_4 \text{ или } v_2/v_1 = v_3/v_4.$$

Заменив в уравнении (7.6) v_3/v_4 через v_2/v_1, после преобразований получим

$$\eta_т = (T_1 - T_2)/T_1 \text{ или } \eta_т = 1 - T_2/T_1. \qquad (7.7)$$

Анализируя выражение (7.7) для прямого цикла Карно, приходим к следующим выводам.

1. Термический КПД цикла зависит только от температур горячего и холодного источников и не зависит от природы рабочего тела.

2. Значение термического КПД цикла тем больше, чем больше разность температур горячего и холодного источников.

3. Термический КПД цикла всегда меньше единицы.

4. Термический КПД цикла Карно при изотермических источниках имеет максимальное значение в заданном интервале температур по сравнению с другими циклами и, следовательно, является эталоном, с которым сравнивают циклы существующих тепловых машин. Реальный тепловой двигатель тем совершеннее, чем ближе значение его КПД к КПД цикла Карно в том же интервале температур.

Обратный цикл Карно. Все процессы цикла Карно являются обратимыми, поэтому, если провести цикл в обратном направлении (против часовой стрелки), получится обратный цикл (рис. 7.3,*б*).

Из точки *1* с параметрами p_1, v_1, T_1 рабочее тело адиабатно расширяется до состояния *2* (процесс *1—2*) и соединяется с источником с низкой температурой. Дальнейшее расширение (процесс *2—3*) происходит с подводом теплоты q_2 к рабочему телу. Протекает процесс изотермического расширения. В точке *3* тело вновь изолируется от источника теплоты и в процессе *3—4* адиабатно сжимается с повышением температуры от T_2 до T_1. В точке *4* рабочее тело соединяется с источником с высокой температурой,

и дальнейшее сжатие происходит по изотерме *4—1* с отводом теплоты q_1 к высокотемпературному источнику Рабочее тело возвращается в свое первоначальное состояние, цикл замыкается.

Таким образом, обратный цикл Карно также состоит из двух изотерм и двух адиабат. В результате совершения такого цикла теплота от источника с более низкой температурой передается к источнику с более высокой температурой и при этом затрачивается энергия в виде теплоты или работы В диаграмме затраченная в цикле работа [см формулу (7.4)] изображается площадью, ограниченной линиями цикла.

Холодильный коэффициент обратного цикла Карно находится, по аналогии с термическим КПД прямого цикла, как количественное отношение полезного эффекта к затратам [см. формулу (7 5)]:

$$\varepsilon = q_2/|\, l_{\text{ц}}\,| = q_2/(\,|\, q_1\,| - q_2).$$

Произведя преобразования, аналогичные выполненным для прямого цикла, получим выражение

$$\varepsilon = T_2/(T_1 - T_2). \qquad (7.8)$$

Из анализа формулы (7.8) вытекает следующее.

1. Холодильный коэффициент цикла зависит только от температур горячего и холодного источников и не зависит от природы рабочего тела.

2 Значение холодильного коэффициента цикла тем больше, чем меньше разность температур горячего и холодного источников.

3. Значение холодильного коэффициента цикла изменяется в пределах от 0 до ∞.

4. При изотермических источниках холодильный коэффициент цикла Карно имеет максимальное значение в сравнении с другими циклами и является эталоном, с которым сравнивают циклы существующих холодильных машин.

§ 7.4. ЭНТРОПИЯ

Для удобства термодинамических расчетов немецкий ученый Клаузиус ввел новую функцию состояния рабочего тела — энтропию.

Термический КПД прямого цикла Карно или любого другого прямого обратимого цикла можно определить по формулам (7.7), которые можно записать следующим образом:

$$\eta_{\text{т}} = (T_1 - T_2)/T_1 = 1 - T_2/T_1 = 1 - |\, q_2\,|/q_1,$$

откуда следует

$$T_2/T_1 = |\, q_2\,|/q_1 \text{ или } q_1/T_1 = |\, q_2\,|/T_2. \qquad (7.9)$$

В приведенные формулы входит абсолютная величина $|\, q_2\,|$. Однако помня, что величина q_2 — количество теплоты, отдаваемой

рабочим телом, имеет знак минус, уравнение (7.9) можно записать в виде

$$q_1/T_1 + q_2/T_2 = 0, \text{ или } \sum q_i/T = 0.$$

В дифференциальной форме

$$\sum dq_i/T_i = 0, \text{ или } \oint dq/T = 0, \tag{7.10}$$

где подынтегральное выражение представляет собой полный дифференциал некоторой функции s, которую называют энтропией, кДж/(кг·К):

$$\oint dq/T = \oint ds = 0. \tag{7.11}$$

Итак, величина s является функцией состояния: $s = f(p, v, T)$. Простота и удобство энтропии как функции состояния привели к широкому использованию ее в теплотехнических расчетах. Так как ds — полный дифференциал, можно записать

$$ds = dq/T. \tag{7.12}$$

Термодинамику чаще интересует не абсолютное значение энтропии, а изменение энтропии в термодинамическом процессе. Для определения изменения энтропии в процессе *1—2* следует проинтегрировать уравнение (7.12):

$$\boxed{s_2 - s_1 = \int_1^2 dq/T.} \tag{7.13}$$

Это уравнение представляет собой математическое выражение второго закона термодинамики для обратимых процессов.

Из уравнения (7.12) следует, что в обратимых процессах ds и dq имеют одинаковый знак. Тогда при подводе теплоты к рабочему телу ($dq > 0$) энтропия увеличивается, при отводе теплоты ($dq < 0$) энтропия уменьшается, в процессе без отвода и подвода теплоты ($dq = 0$), т. е. в адиабатном процессе, энтропия остается постоянной: $ds = 0$. Таким образом, по характеру изменения энтропии можно судить о направлении процесса переноса теплоты. Если энтропия растет, происходит подвод теплоты, уменьшается— отвод теплоты, остается неизменной — протекает адиабатный процесс без теплообмена с окружающей средой.

§ 7.5. ДИАГРАММА $s - T$

Понятие энтропии позволяет ввести очень удобную для исследования термодинамических процессов и циклов диаграмму состояний, в которой по оси абсцисс откладывают значения энтропии, по оси ординат — абсолютную температуру, условно принимают энтропию равной нулю в каком-либо состоянии тела.

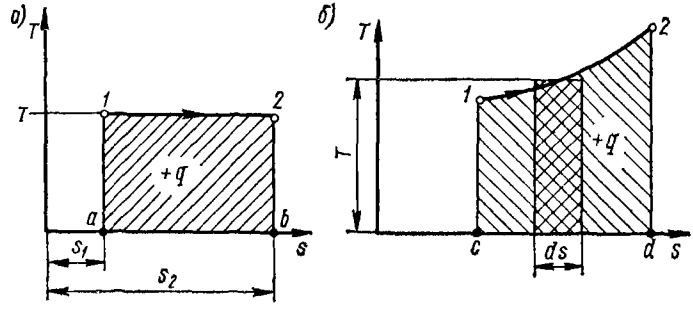


Рис. 7.4. Изображение теплоты, участвующей в процессе, в s — T-диаграмме

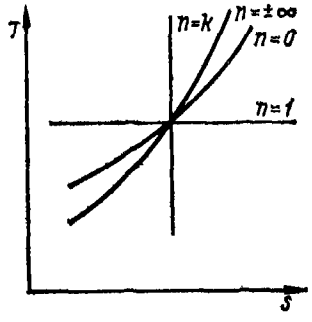


Рис. 7.5. Изображение термодинамических процессов в s — T-диаграмме

В s—T-диаграмме состояние рабочего тела изображается точками, термодинамические процессы — линиями, а теплота, участвующая в процессе, площадью под линией процесса.

Действительно, в процессе подвода теплоты *1—2* при постоянной температуре (рис. 7.4, *а*) имеем

$$s_2 - s_1 = q/T, \text{ или } q = T(s_2 - s_1). \qquad (7.14)$$

На диаграмме отрезок *1—а* равен T, а отрезок *а—b* — разности энтропий s_2—s_1. Тогда произведение этих отрезков, равное площади прямоугольника *1—2—b—а*, определяет теплоту процесса *1—2*.

В процессе с переменной температурой теплоту, участвующую в процессе, также можно графически определить площадью фигуры под линией процесса *1—2* (рис. 7.4, *б*). Для этого разобьем процесс *1—2* на бесконечно большое число бесконечно малых процессов, считая, что для каждого элементарного процесса температура постоянна. Тогда элементарное количество теплоты dq, равное Tds, численно равно площадке, имеющей высоту T и основание ds. Очевидно, что вся теплота процесса численно равна пл. *1—2—d—c* под кривой процесса.

Если в v—p-диаграмме графически можно определить полезную или затраченную работу, то в s—T-диаграмме можно графически определить теплоту, участвующую в процессе. Диаграмма s—T носит название *тепловой диаграммы*.

В s—T-диаграмме графически можно изобразить все изученные ранее термодинамические процессы (рис. 7.5): изотермы

($n = 1$) — горизонтальными линиями, адиабаты ($n = k$) — вертикальными; изохоры и изобары изображаются линиями, которые описываются уравнениями:

$$ds = \left[\frac{dq}{T}\right]_{v=\text{const}}; \quad ds = \left[\frac{dq}{T}\right]_{p=\text{const}}.$$

Например, для 1 кг идеального газа изменение энтропии при изменении температуры от T_1 до T_2 составит

$$[s_2 - s_1]_{v=\text{const}} = \int_1^2 \left[\frac{dq}{T}\right]_{v=\text{const}} = \int_1^2 c_v \frac{dT}{T} = c_v \ln \frac{T_2}{T_1};$$

$$[s_2 - s_1]_{p=\text{const}} = \int_1^2 \left[\frac{dq}{T}\right]_{p=\text{const}} = \int_1^2 c_p \frac{dT}{T} = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

Так как $c_p \rhd c_v$ ($c_p - c_v = R$), то изобары в s—T-диаграмме более пологи, чем изохоры.

§ 7.6. ЦИКЛ КАРНО В s—T-ДИАГРАММЕ

Прямой цикл Карно. Прямой обратимый цикл Карно изображается в s—T-диаграмме прямоугольником *1—2—3—4* (рис. 7.6, *а*), все процессы в котором направлены по часовой стрелке. Точка *1* характеризует начальное состояние газа. Как отмечалось, цикл Карно состоит из двух изотерм и двух адиабат, тогда *1—2* — изотермическое расширение, *2—3* — адиабатное расширение, *3—4* — изотермическое сжатие, *4—1* — возвращение рабочего тела в первоначальное состояние в процессе адиабатного сжатия.

Количество теплоты, подводимой в процессе *1—2* к рабочему телу и определяемое по формуле $q_1 = T_1 (s_2 - s_1)$, на диаграмме изображается площадью прямоугольника *1—2—b—a*, количество теплоты, отводимой от рабочего тела, т. е. $q_2 = T_2 (s_2 - s_1)$, —

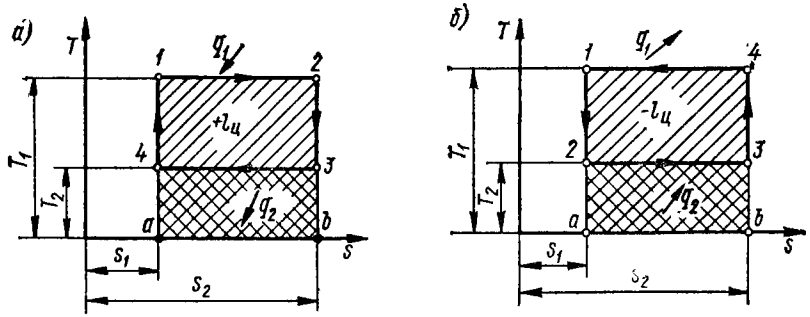


Рис. 7.6. Циклы Карно в s — T-диаграмме: *а* — прямой; *б* — обратный

площадью *3—4—a—b*. Тогда полезная работа цикла Карно, согласно формуле (7.2),

$$l_{\text{ц}} = q_1 - |\,q_2\,| = \text{пл. } 1\text{—}2\text{—}3\text{—}4. \qquad (7.15)$$

Термический КПД цикла может быть вычислен по общей формуле (7.3). Подставив в выражение $\eta_{\text{т}} = (q_1 - |\,q_2\,|)/q_1$ значения слагаемых, получим для цикла Карно

$$\eta_{\text{тК}} = T_1 (s_2 - s_1) - T_2 (s_2 - s_1)/[T_1 (s_2 - s_1)] = (T_1 - T_2)/T_1,$$

что совпадает с ранее полученным результатом.

Обратный цикл Карно. Обратный цикл Карно изображается в *s—T*-диаграмме также прямоугольником *1—2—3—4* (рис. 7.6, *б*), но все процессы в нем направлены против часовой стрелки. Цикл также состоит из двух изотерм и двух адиабат: *1—2* — процесс адиабатного расширения, *2—3* — процесс изотермического расширения, *3—4* — процесс адиабатного сжатия, *4—1* — процесс изотермического сжатия.

Количество теплоты, подводимой к рабочему телу, $q_2 = T_2 \times (s_2 - s_1)$ изображается площадью прямоугольника *2—3—b—a*. Количество теплоты, отводимой от рабочего тела, $|\,q_1\,| = T_1 \times (s_2 - s_1)$ изображается площадью прямоугольника *1—4—b—a*. Работа, затраченная в этом цикле, согласно формуле (7.4),

$$l_{\text{ц}} = |\,q_1\,| - q_2 = \text{пл. } 1\text{—}2\text{—}3\text{—}4. \qquad (7.16)$$

Холодильный коэффициент цикла Карно может быть определен по формуле (7.5): $\varepsilon = q_2/|\,l_{\text{ц}}\,| = q_2/(|\,q_1\,| - q_2)$. После подстановки соответствующих величин имеем

$$\varepsilon_{\text{К}} = T_2 (s_2 - s_1)/[T_1 (s_2 - s_1) - T_2 (s_2 - s_1)] = T_2/(T_1 - T_2),$$

что также совпадает с ранее полученным результатом.

Диаграмма *s—T* удобна тем, что в ней наглядно изображаются теплота, подводимая или отводимая в процессах, и работа, полученная или затраченная в результате совершения циклов.

ГЛАВА 8. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В КОМПРЕССИОННЫХ МАШИНАХ

§ 8.1. НАЗНАЧЕНИЕ, ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ И КЛАССИФИКАЦИЯ КОМПРЕССОРОВ

Компрессор — это машина, предназначенная для сжатия газов и паров. В зависимости от давления, которое создается компрессорами, они подразделяются следующим образом: *вакуум-насосы* — машины, которые отсасывают газ из пространства с давлением ниже атмосферного и, сжимая его, обычно нагнетают в пространство, имеющее давление атмосферное

или выше: *газодувки* — машины, предназначенные для сжатия газа до давления 0,2 МПа (они широко применяются в металлургическом производстве для подачи воздуха); *компрессоры низкого давления*, осуществляющие сжатие до давления 0,1—0,2 МПа (такие машины применяются в пневматических установках); *компрессоры среднего давления*, служащие для сжатия газа до давления 1—10 МПа (применяются в химической, нефтеперерабатывающей и нефтедобывающей промышленности и на магистральных станциях перекачки газа); *компрессоры высокого давления*, предназначенные для сжатия газа до давления 10—100 МПа и выше (они применяются в азотно-туковом и других производствах синтеза газов под давлением, в установках для разделения воздуха методом глубокого охлаждения). Компрессоры низкого и среднего давления применяются, кроме того, в двигателях внутреннего сгорания, холодильных установках, газотурбинных и реактивных двигателях.

По принципу действия компрессоры можно разделить на два класса: *поршневые* и *турбокомпрессорные*. К первому классу относятся компрессоры собственно поршневые с возвратно поступательным движением поршня, ротационные и винтовые. Второй класс объединяет центробежные и осевые компрессоры.

В поршневых компрессорах сжатие и нагнетание газа осуществляются путем сокращения объема рабочей полости цилиндра. Находящийся в ней газ подвергается сжатию и при повышении давления до соответствующего значения выталкивается в нагнетательный трубопровод. В компрессорах второго класса сжатие осуществляется в два этапа и носит динамический характер. На первом этапе газу сообщается некоторая скорость, а затем (второй этап) кинетическая энергия потока преобразуется в энергию давления.

Поршневые компрессоры имеют различные конструкции и и компоновки с широким диапазоном подач.

Объемной подачей компрессора называется объемное количество газа, засасываемого компрессором в единицу времени при начальных параметрах газа. Объемная подача компрессора является его количественной характеристикой.

Отношение начального объема газа V_1 к конечному объему V_2 (после сжатия) называется степенью сжатия

$$\varepsilon = V_1/V_2.$$

В зависимости от объема всасываемого газа различают компрессоры: *малой подачи* — до 0,003 м³/с; *средней подачи* — от 0,003 до 0,03 м³/с; *большой подачи* — от 0,03 м³/с и выше.

В зависимости от числа ступеней последовательного сжатия газа компрессоры делятся на *одноступенчатые* и *многоступенчатые*.

Качественной характеристикой компрессора является степень повышения давления

$$\pi = p_2/p_1.$$

В зависимости от степени повышения давления различают: *вентиляторы* ($\pi = 1{,}0 \div 1{,}1$); *газодувки* ($\pi = 1{,}1 \div 1{,}4$); *собственно компрессоры*, предназначенные для сжатия газов ($\pi = 3 \div 4$).

Термодинамические процессы в компрессионных машинах рассматриваются в целях определения работы, которую необходимо затратить для получения определенного количества сжатого газа или воздуха при заданных начальных и конечных давлениях p_1 и p_2.

§ 8.2. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ОДНОСТУПЕНЧАТОМ ИДЕАЛЬНОМ КОМПРЕССОРЕ

Теоретический рабочий процесс. Рассмотрим рабочий процесс в поршневом компрессоре как наиболее простом. Компрессор состоит (рис. 8.1, *а*) из цилиндра *1* с поршнем *2*, который при помощи кривошипно-шатунного механизма *5*, соединенного с валом, совершает возвратно-поступательное движение. Вал получает вращательное движение от электродвигателя или двигателя другого типа. Для всасывания и нагнетания газа имеются соответственно всасывающий *3* и нагнетательный *4* клапаны. Оба клапана самодействующие, открываются и закрываются под действием разности давлений в цилиндре и трубопроводе.

Рассмотрим так называемый *теоретический*, или *идеальный* процесс в компрессоре, сделав следующие допущения: объем всасываемого газа $V_{вс}$ равен теоретической объемной подаче $V_т$, т. е. отсутствует мертвое пространство — пространство между крышкой цилиндра и поршнем в крайнем положении; отсутствует трение поршня о стенки цилиндра; отсутствует гидравлическое сопротивление всасывающих и нагнетательных клапанов, т. е. в процессах всасывания и нагнетания давление газа не изменяется.

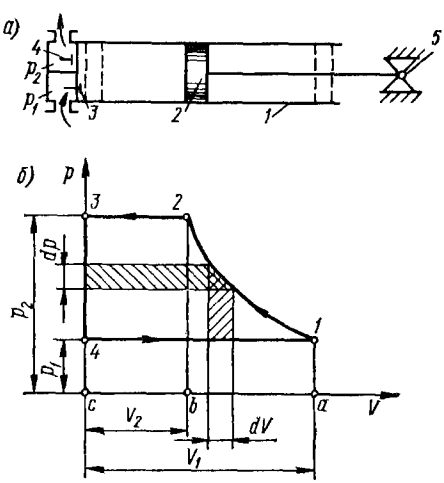


Рис. 8.1. Поршневой компрессор: *а* — схема; *б* — индикаторная диаграмма

Теоретический рабочий процесс в компрессоре представлен на рис. 8.1, *б* в виде индикаторной диаграммы,

которая показывает изменение давления и рабочего объема в цилиндре по ходу поршня.

При движении поршня вправо происходит всасывание газа в цилиндр компрессора по линии *4—1* при постоянном давлении p_1; при обратном движении поршня газ сжимается в процессе *1—2* от начального давления p_1 до конечного p_2, а затем происходит выталкивание газа по линии *2—3* при постоянном давлении p_2. Так как в рассматриваемом теоретическом компрессоре предполагается, что отсутствует мертвое пространство, то линия *3—4* совпадает с осью координат, т. е. в левой мертвой точке давление меняется мгновенно от p_2 до p_1. Кроме того, вследствие предполагаемого отсутствия гидравлического сопротивления всасывающего и нагнетательного клапанов линии *4—1* и *2—3* совпадают соответственно с линиями $p_1 = \text{const}$ и $p_2 = \text{const}$.

Рассмотрим теоретический рабочий цикл компрессора в целях получения формулы для определения работы компрессора. При всасывании и нагнетании объем газа, заключенного в цилиндре, изменяется вместе с его массовым количеством, но его удельные объемы v_1 и v_2 остаются постоянными. Поэтому цикл компрессора, изображенный в координатах $V—p$, не может быть представлен в координатах $v—p$.

В зависимости от условий процесс сжатия газа в теоретическом цикле может протекать по изотерме, адиабате или политропе, вследствие чего цикл компрессора называют соответственно изотермическим, адиабатным или политропным.

Процессы всасывания *4—1* и нагнетания *2—3* не являются термодинамическими, так как для идеального компрессора они не изменяют термодинамические параметры газа, а при изменении объема цилиндра происходят механические процессы его заполнения газом и опорожнения.

Работа $L_к$, расходуемая на осуществление теоретического цикла, т. е. на сжатие V м^3 газа от давления p_1 до давления p_2, выразится в виде алгебраической суммы трех работ: работы всасывания $L_{вс}$, работы сжатия $L_{сж}$ и работы нагнетания $L_н$. Работу всасывания принимают положительной, так как при всасывании увеличивается объем газа в цилиндре, а работы сжатия и нагнетания, связанные с уменьшением объема газа в цилиндре, — отрицательными.

В связи с тем, что всасывание и нагнетание являются механическими процессами наполнения и освобождения цилиндра, их работу вычисляют следующим образом. Если площадь поверхности поршня обозначить через A (м^2), а ход его при всасывании — через S_1 (м), то произведение A на S_1 выражает объем цилиндра. Тогда

$$L_{вс} = p_1 A S_1 = p_1 V_1.$$

Обозначив часть хода поршня, соответствующую процессу нагнетания, через S_2, можно написать

$$L_н = -p_2 A S_2 = -p_2 V_2.$$

На рис. 8.1, *б* величины $L_{вс}$ и $L_н$ количественно выражаются площадями под линиями всасывания и нагнетания, т. е. пл. *4—1—a—c* и пл. *2—3—c—b*.

Так как процесс сжатия является термодинамическим, то его работа определяется путем суммирования элементарных работ. Работа элементарного процесса сжатия равна произведению давления p на элементарное изменение объема dV вследствие элементарного перемещения поршня dS, т. е. pdV. Работа совершается над газом, объем которого в этом процессе уменьшается.

Таким образом,

$$L_{сж} = \int_1^2 p\,dV.$$

Работа сжатия в V—p-диаграмме при этом отрицательна, так как $dV < 0$. Она измеряется площадью *1—2—b—a*, расположенной под линией *1—2* процесса сжатия (рис. 8.1, *б*). Результирующая работа за цикл выражается суммой

$$L_к = L_{вс} + L_{сж} + L_н = p_1V_1 + \int_1^2 p\,dV - p_2V_2, \qquad (8.1)$$

или $|L_к|$ = пл. *1—2—b—a* + пл. *2—3—c—b* — пл. *4—1—a—c* = пл. *1—2—3—4*.

Эту площадь можно найти суммированием элементарных площадок $V\,dp$ в интервале от p_1 до p_2:

$$|L_к| = \int_1^2 V\,dp.$$

Напомним, что $L_к = -\int_1^2 V\,dp$, и работа в компрессоре затрачивается.

Работу в компрессоре можно отнести к 1 кг газа, тогда получим

$$l_к = L_к/m = -\int_1^2 (V/m)\,dp = -\int_1^2 v\,dp. \qquad (8.2)$$

Ранее было получено выражение $dq = di - v\,dp$. Интегрируя его в пределах от p_1 до p_2, запишем $q = i_2 - i_1 - \int_1^2 v\,dp$. Тогда в соответствии с (8.2) можно найти

$$l_к = i_1 - i_2 + q. \qquad (8.3)$$

Полученные выражения (8.2) и (8.3) являются общими формулами для определения работы компрессора.

Рассмотрим, как изменяется величина $L_к$ в зависимости от термодинамического характера процесса сжатия.

В изотермическом процессе сжатия идеального газа давление p и удельный объем v связаны уравнением $pv = \text{const}$. Следовательно,

$$p_1v_1 = p_2v_2.$$

Тогда из уравнения (8.1) видно, что работа компрессора в этом случае равна работе сжатия, т. е.

$$L_{\text{к. из}} = L_{\text{сж}}. \tag{8.4}$$

При этом может быть использована любая из выведенных формул работы изотермического процесса для идеального газа:

$$L_{\text{к}} = -p_1V_1 \ln (v_1/v_2) = -mRT \ln (p_2/p_1),$$

или для 1 кг

$$l_{\text{к. из}} = -\int_1^2 v\,dp. \tag{8.5}$$

Интегрируя выражение (8.5) и заменяя с помощью уравнения состояния для идеальных газов v через RT/p, получим

$$l_{\text{к. из}} = l_{\text{сж}} = -p_1v_1 \int_1^2 dp/p = -p_1v_1 \ln (p_2 - p_1) =$$

$$= RT \ln (v_1/v_2) = -p_1v_1 \ln (v_1/v_2).$$

В адиабатном процессе сжатия идеального газа между давлением p и удельным объемом v существует соотношение

$$pv^k = \text{const}, \text{ т. е. } p_1v_1^k = p_2v_2^k.$$

Подставив в уравнение (8.1) значение работы адиабатного процесса сжатия

$$l_{\text{сж}} = [1/(k-1)]\,(p_1v_1 - p_2v_2),$$

получим

$$l_{\text{к}} = p_1v_1 + [1/(k-1)]\,(p_1v_1 - p_2v_2) - p_2v_2.$$

Вынесем за скобки разность $p_1v_1 - p_2v_2$, тогда

$$l_{\text{к}} = [1 + 1/(k-1)]\,(p_1v_1 - p_2v_2),$$

или

$$l_{\text{к. ад}} = [k/(k-1)]\,(p_1v_1 - p_2v_2);$$

а так как $p_1v_1 = RT_1$; $p_2v_2 = RT_2$, то

$$l_{\text{к. ад}} = [k/(k-1)]\,R\,(T_1 - T_2)]. \tag{8.6}$$

т. е.

$$L_{\text{к. ад}} = kL_{\text{сж}}.$$

А так как величина $k = c_p/c_v$ всегда больше единицы, то при адиабатном процессе работа компрессора всегда больше, чем при изотермическом. Так как для адиабатного процесса $q = 0$, то из (8.3) следует

$$l_{\text{к}} = i_1 - i_2. \tag{8.7}$$

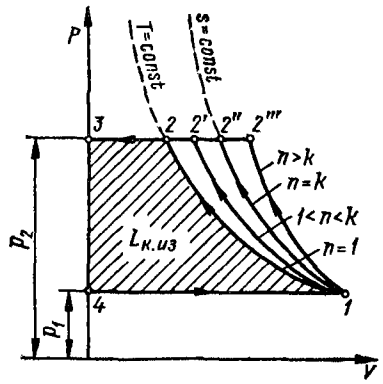


Рис. 8.2. Теоретическая индикаторная диаграмма компрессора при различных процессах сжатия

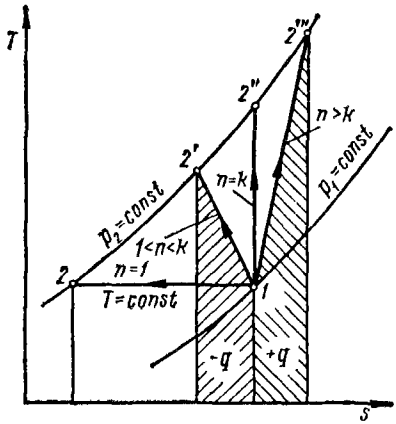


Рис. 8.3. Изображение процессов сжатия в тепловой диаграмме

Таким образом, работа компрессора при адиабатном процессе может быть измерена разностью энтальпий в начале и конце процесса сжатия. Работа получается отрицательной.

Для политропного процесса сжатия газа — как идеального, так и реального — удельный объем и давление связаны уравнением

$$pv^n = \text{const}, \text{ т. е. } p_1v_1^n = p_2v_2^n.$$

Температура идеального газа в конце сжатия в политропном процессе равна $T_2 = T_1 (p_2/p_1)^{(n-1)/n}$.

Подставив в уравнение (8.1) значение работы политропного сжатия

$$l_{сж} = [1/(n-1)] (p_1v_1 - p_2v_2),$$

получим

$$l_{к.\,пол} = [n/(n-1)] (p_1v_1 - p_2v_2) = nL_{сж}. \qquad (8.8)$$

Из сравнения выражений (8.4), (8.6), (8.8) видно, что затраты работы компрессора минимальны при изотермическом процессе.

В индикаторной диаграмме (рис. 8.2) изображены линии процесса сжатия при различных показателях политропы: более пологие — при $n < k$, более крутые — при $n > k$. Термодинамически наиболее выгодным является изотермический процесс ($L_{к.\,из}$ = пл. *1—2—3—4*), наименее выгодным — политропный при $n > k$.

На практике изотермический процесс сжатия осуществить затруднительно, так как охлаждающие цилиндр компрессора вода или воздух не могут отвести всю теплоту, выделяющуюся при сжатии газа. В реальных условиях процесс сжатия протекает по политропе при $n > 1$.

Процессы сжатия газа в компрессоре могут быть изображены в диаграмме s—T (рис. 8.3).

Изотермический процесс сжатия идеального газа изображается отрезком изотермы *1—2*, заключенным между изобарами p_1 и p_2. Площадь диаграммы, лежащая под отрезком *1—2*, выражает количество отводимой теплоты q. Для идеального газа из первого закона термодинамики следует, что $q = l_{сж}$.

В адиабатном процессе без трения или при полном отведении теплоты трения в окружающую среду для необратимого процесса приращение энтропии рабочего тела $ds = dq/T = 0$.

Поэтому в s—T-диаграмме линия адиабатного процесса изображается вертикальным отрезком *1—2″*. Точка *2″* находится на пересечении с изобарой p_2 и характеризуется параметрами $T_{2''}$ и $v_{2''}$ в конце процесса.

Политропный процесс в s—T-диаграмме изображается наклонной линией, направление которой зависит от показателя политропы. Если процесс сжатия протекает с отводом теплоты при $n \lessdot k$, то политропа располагается слева от адиабаты (линия *1—2′*), если с подводом теплоты при $n \gtrdot k$ — справа (линия *1—2″*).

Действительные рабочие процессы. Действительные процессы в поршневом компрессоре отличаются от теоретического. Эти отклонения обусловлены следующими причинами: наличием объемного мертвого пространства, гидравлическим сопротивлением всасывающего и нагнетательного клапанов, наличием перетечек газа через клапаны и поршневые кольца, трением в остальных элементах и сложным тепловым взаимодействием потоков газа и конструкционных материалов компрессора.

Примерная действительная индикаторная диаграмма поршневого компрессора представлена на рис. 8.4. Основными процессами работы компрессора являются: *1—2* — сжатие; *2—3* — нагнетание; *3—4* — расширение из мертвого пространства; *4—1* — всасывание.

Необходимо отметить, что давление начала сжатия p_1 в таком компрессоре отличается от начальиого давления на входе в компрессор $p_{нач}$ на величину $\Delta p_{вс}$. В конце процесса сжатия (точка *2*) давление также больше конечного давления на выходе из компрессора $p_{кон}$. Процесс нагнетания *2—3* осуществляется с переменным давлением, бóльшим $p_{кон}$. В конце процесса нагнетания давление p_3 больше $p_{кон}$ на величину $\Delta p_{наг}$. Так как компрессор имеет объемное мертвое пространство V_c, то при ходе поршня из верхней мертвой точки назад будет происходить расширение газа, оставшегося в цилиндре (процесс *3—4*). В точке *4* откры-

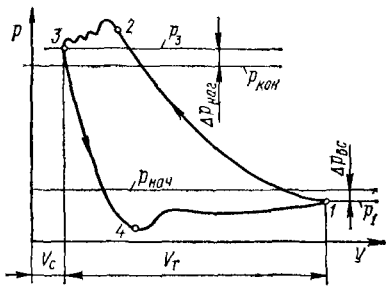


Рис. 8.4. Действительная индикаторная диаграмма поршневого компрессора

вается всасывающий клапан, после чего происходит всасывание (процесс *4—1*) при переменном давлении, меньшем $p_{нач}$. На этом цикл замыкается.

§ 8.3. МНОГОСТУПЕНЧАТЫЕ КОМПРЕССОРЫ

В практике часто требуется получить сжатый газ с очень высоким давлением. При одноступенчатом сжатии с увеличением отношения давлений избыток работы в адиабатном цикле по сравнению с изотермическим циклом прогрессивно возрастает. И даже самое тщательное охлаждение цилиндра не приближает процесс сжатия к изотермическому, что приводит к большому перерасходу работы. Кроме того, высокая температура газа в конце сжатия $T_2 = T_1 (p_2/p_1)^{(k-1)/k}$ может быть причиной самовоспламенения масла, смазывающего цилиндр и поршень. Поэтому, например, в холодильной технике одноступенчатые компрессоры применяют обычно при отношении давлений p_2/p_1 не более 8—12.

При необходимости получить более высокие давления применяют компрессоры многоступенчатого сжатия, в которых процесс сжатия осуществляется последовательно в отдельных ступенях (рис. 8.5). После сжатия в первой ступени *КМ1* до некоторого промежуточного давления $p_{пр1}$ газ поступает для охлаждения в промежуточный холодильник *ТО1*. Затем газ сжимают во второй ступени *КМ2*, имеющей меньший объем цилиндра, до давления $p_{пр2}$. Если двух ступеней недостаточно, после охлаждения в холодильнике *ТО2* направляют газ в следующую ступень *КМ3* и т. д.

На рис. 8.6 в диаграмме *V—p* показан цикл многоступенчатого сжатия. В этом цикле, узловые точки которого соответствуют указанным на рис. 8.5, процессы сжатия приняты адиабатными, а охлаждения — изобарными. В первой ступени газ сжимается по адиабате *1—2* от давления p_1 до промежуточного $p_{пр1}$ и направ-

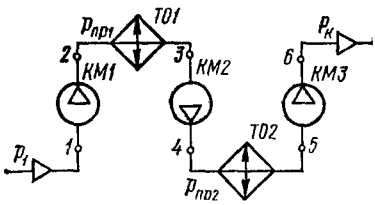


Рис. 8.5. Принципиальная схема многоступенчатого сжатия

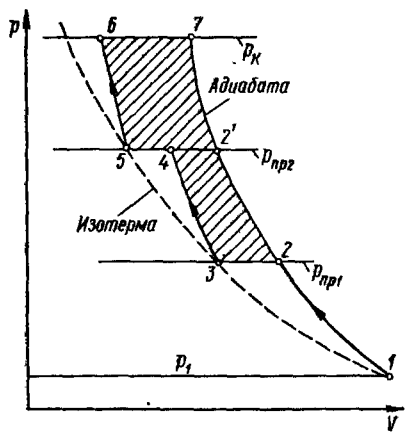


Рис. 8.6. Процесс сжатия в многоступенчатом компрессоре

ляется в холодильник, где охлаждается при $p_{пр1} = \text{const}$ (процесс *2—3*). Обычно стремятся к полному охлаждению газа в промежуточных холодильниках, чтобы из холодильника газ выходил с той же температурой, с которой он поступал в предыдущую ступень, следовательно, $t_1 = t_3 = t_5$. Вследствие охлаждения объем газа уменьшается на величину отрезка *2—3*. Во второй ступени сжатие газа начинается от $p_{пр1}$ и происходит по адиабате *3—4* до $p_{пр2}$. После этого газ вновь охлаждается в холодильнике (процесс *4—5*), а затем сжимается в третьей ступени до конечного давления $p_к$. Экономия работы в цикле двухступенчатого сжатия соответствует пл. *2—3—4—2'*, а в цикле трехступенчатого сжатия — пл. *2—3—4—5—6—7*.

Число ступеней воздушных компрессоров принято выбирать таким, чтобы отношение давлений в каждой ступени не превышало четырех. При таком отношении давлений разогрев стенок цилиндров не слишком высок, что обеспечивает их надежную смазку, а следовательно, и меньшее изнашивание. В холодильных компрессорах рекомендуемые значения этого отношения зависят от свойств хладагентов и режимов работы. Для хладоновых компрессоров они могут быть выше, чем для воздушных. При увеличении числа ступеней компрессора его теоретический цикл все более приближается к изотермическому. Но одновременно с этим растут потери работы на преодоление сопротивлений клапанов, а также усложняется конструкция машины. Поэтому выбор числа ступеней определяется практической целесообразностью.

Рекомендуемое отношение давлений во всех ступенях обычно принимают одинаковым:

$$p_{пр1}/p_1 = p_{пр2}/p_{пр1} = p_к/p_{пр2} = \pi,$$

так как при этом условии затрата работы в многоступенчатом цикле минимальна. Из приведенных соотношений следует, что

$$\pi^3 = p_{пр1}p_{пр2}p_к/(p_1 p_{пр1} p_{пр2}),$$

откуда

$$\pi = \sqrt[3]{p_к/p_1}$$

В общем случае

$$\pi = \sqrt[m]{p_к/p_1}. \qquad (8.9)$$

где m — число ступеней сжатия; $p_к$ — конечное давление.

При одинаковых условиях сжатия в каждой ступени, т. е. при равенстве отношений давлений, начальных температур и показателей политроп сжатия, будут равны и конечные температуры газа в отдельных ступенях компрессора: $T_2 = T_4 = T_6$. Следовательно, будут равны и работы $L_{ст}$, потребляемые каждой ступенью. Тогда полная работа, затраченная m-ступенчатым компрессором, составляет

$$L_к = L_{ст}m.$$

Количество теплоты, отводимой от газа при охлаждении после каждой ступени в изобарном процессе, определяют по формуле

$$q_p = c_p\,(t_2 - t_1) = (i_2 - i_1) = c_p\,(t_4 - t_3) =$$
$$= i_4 - i_3 = c_p\,(t_6 - t_5) = i_6 - i_5.$$

Приведенные рекомендации по выбору промежуточных давлений справедливы только для сжатия в каждой из ступеней одного и того же количества идеального газа. Для многоступенчатых холодильных машин они весьма приближенны, так как хладагенты не являются идеальными газами и расход агента по ступеням компрессора, как правило, различен.

§ 8.4. ТУРБОКОМПРЕССОРЫ

По принципу работы турбокомпрессоры разделяются на центробежные и осевые. Осевые турбокомпрессоры применяют для очень больших подач: 0,11÷0,14 м³/с. В холодильных машинах применяют центробежные турбокомпрессоры, которые могут при температурах 5—100 °С дать холодопроизводительность от 100 тыс. до нескольких миллионов ватт.

Принцип действия. Независимо от конструкции в центробежных турбокомпрессорах сжатие газа осуществляется путем сообщения ему большой скорости и последующего преобразования кинетической энергии потока в работу сжатия нагнетаемого газа. Основными элементами центробежного турбокомпрессора (рис. 8.7) являются: корпус *1*, рабочее колесо с лопатками *2*, насаженное на вал, диффузор *3*, обратный направляющий аппарат *4*. Комплекс элементов, состоящий из рабочего колеса, диффузора и обратного направляющего аппарата, называется ступенью. В зависимости от требуемого конечного давления турбокомпрессоры могут изготавливаться с одной или несколькими ступенями. Наиболее распространены холодильные турбокомпрессоры с двумя или тремя ступенями. При большом числе ступеней компрессоры выполняют в двух или более корпусах.

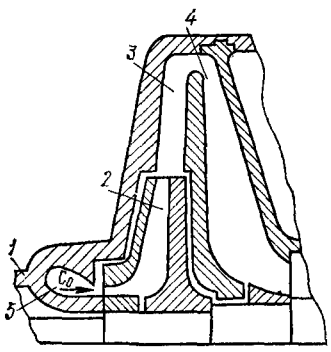


Рис. 8.7. Ступень центробежного компрессора

Принцип работы турбокомпрессора следующий: парообразный хладагент из всасывающей камеры *5*, сообщающейся со всасывающим трубопроводом, поступает в пространства, образованные лопатками рабочего колеса, вращающегося с большой окружной скоростью. Благодаря действию центробежных сил газ отбрасывается к периферии рабочего колеса, при этом повы-

шается его давление и увеличивается скорость, а следовательно, кинетическая энергия. Из колеса газ выбрасывается в диффузор, где его скорость уменьшается вследствие увеличения проходного сечения, и кинетическая энергия преобразуется в потенциальную, в связи с чем давление газа увеличивается. После выхода из диффузора в многоступенчатых компрессорах происходит поворот потока газа к центру, и через обратный направляющий аппарат газ подводится к следующему колесу. Проходя последовательно через ряд колес, газ приобретает требуемое давление. Для уменьшения перетекания газа внутри машины между вращающимися и неподвижными элементами устанавливают лабиринтные уплотнения. Между ступенями может осуществляться промежуточное охлаждение газа.

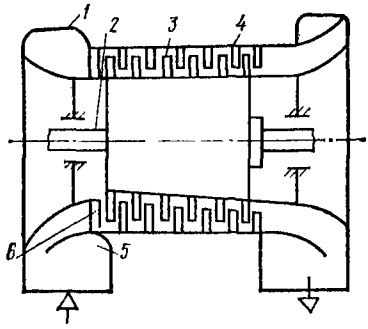


Рис. 8.8. Схема осевого компрессора

Основными элементами осевого турбокомпрессора (рис. 8.8) являются: корпус *1*, внутри которого помещается ротор *2*, представляющий собой стальной полый барабан. На поверхности ротора находятся рабочие лопатки *3*, а между ними расположены нерабочие лопатки *4*, укрепленные на корпусе компрессора. Ряды рабочих *3* и нерабочих *4* лопаток образуют ступени сжатия. Газ подводится в компрессор через входной канал *5* и через направляющий аппарат *6* поступает на первую ступень сжатия, а затем на вторую и т. д.

Осевые компрессоры отличаются от центробежных тем, что в них газ проходит через каждую ступень сжатия в направлении, параллельном продольной оси. Благодаря более короткому и менее извилистому пути, проходимому газом, осевые компрессоры по сравнению с центробежными являются более компактными и имеют больший КПД. Они применяются главным образом в газотурбинных установках.

Преимущества и недостатки центробежных турбокомпрессоров. Холодильные турбокомпрессоры отличают следующие преимущества: меньшая масса, а также габаритные размеры машины (при одинаковой, особенно большой холодопроизводительности масса турбокомпрессора вместе с редуктором в пять—восемь раз меньше массы поршневой машины); простота устройства; надежность в работе; почти полное отсутствие изнашивания и долговечность, так как в турбокомпрессоре не имеется клапанов, коленчатого вала, шатуна, шатунных болтов и других деталей, часто приходящих в негодность в поршневом компрессоре; возможность непосредственного соединения с высокооборотным двигателем, что позволяет выполнить агрегат компактным и повысить его КПД;

высокая степень уравновешенности машины, отсутствие инерционных сил при ее работе; легкость фундаментов, которые служат лишь опорами (обычно турбокомпрессор устанавливают непосредственно на аппаратах); равномерность потока хладагента, выходящего из машины, и отсутствие в нем смазочного масла, что повышает коэффициент теплоотдачи в холодильных аппаратах; удобство осуществления многоступенчатого сжатия и дросселирования с подводом пара к промежуточным колесам компрессора, вследствие чего можно получить несколько температур кипения в отдельных испарителях.

Недостатками турбокомпрессоров являются несколько меньшие КПД при небольшой и средней холодопроизводительности и необходимость в повышающей передаче (мультипликаторе).

Процессы сжатия в турбокомпрессоре в s—T-диаграмме (рис. 8.9). Если бы сжатие осуществлялось по адиабате, то процесс был бы представлен линией *1—2*. Но в действительности вследствие больших скоростей и трения внутри газа и между газом и стенками цилиндра процесс протекает со значительным отклонением от вертикальной линии и изображается линией *1—2′*, т. е. энтропия увеличивается. Действительная работа, затраченная на сжатие газа, может быть определена по формуле (8.7):

$$l_{к.\,д} = i_1 - i_{2'}.$$

На рис. 8.9 эта работа представлена площадью *2′—3—4—6*, т. е. по сравнению с адиабатным процессом больше на величину площади *2′—2—5—6*, которая характеризует работу сил трения. Полная работа турбокомпрессора расходуется на сжатие и перемещение газа, изменение его кинетической энергии и преодоление гидравлических потерь при сжатии.

Для характеристики работы турбокомпрессора вводят понятие *внутреннего относительного КПД*, который, учитывая потери на трение, характеризует отклонение действительного процесса сжатия от идеального. Если идеальным процессом сжатия считают адиабатный, то коэффициент называют адиабатным КПД, который представляет собой отношение работы в адиабатном процессе сжатия $l_{к.\,ад}$ к действительной работе компрессора $l_{к.\,д}$:

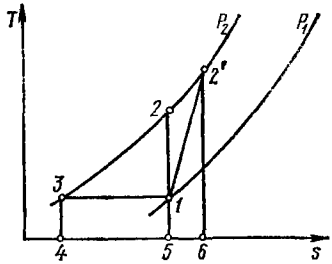


Рис. 8.9. Процесс сжатия в турбокомпрессоре

$$\eta_{ад} = l_{к.\,ад}/l_{к.\,д},$$

или

$$\eta_{ад} = (i_1 - i_2)/(i_1 - i_{2'}). \quad (8.10)$$

Для идеального газа с c_p = const

$$\eta_{ад} = (T_1 - T_2)/(T_1 - T_{2'}).$$

Обычно $\eta_{ад} = 0{,}65 \div 0{,}75$. Из формулы (8.10) определяют

$$i_{2'} = i_1 + (i_2 - i_1)/\eta_{ад}.$$

По величине энтальпии $i_{2'}$ устанавливают положение точки *2'* на диаграмме *s—T*, температуру в конце сжатия $T_{2'}$ и находят полную работу в конце сжатия

$$l_{к.д} = i_1 - i_{2'} = (i_1 - i_2)/\eta_{ад}.$$

ГЛАВА 9. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ЦИКЛЫ ДВИГАТЕЛЕЙ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

§ 9.1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Поршневые двигатели внутреннего сгорания (ДВС) благодаря высокой экономичности, небольшой массе, быстрому запуску нашли широкое применение в различных отраслях промышленности, особенно в авиации и на транспорте. ДВС относятся к тепловым двигателям, в которых все рабочие процессы протекают внутри рабочих цилиндров. Рабочим телом в ДВС являются в начале воздух или смесь воздуха с топливом, а в конце — смесь газов, образовавшаяся при сгорании топлива. Теплота к рабочему телу подводится от сжигаемого топлива внутри цилиндров двигателя, в которых расширяющийся от нагревания газ перемещает поршень. Полученная газом энергия частично расходуется на совершение механической работы, а остальная часть отдается окружающей среде.

Основными элементами любого поршневого ДВС являются цилиндр *1* с поршнем *2*, возвратно-поступательное движение которого преобразуется во вращательное движение коленчатого вала *8* с помощью кривошипно-шатунного механизма *6*, *7* (рис. 9.1). В верхней части цилиндра размещены впускной *4* и выпускной *5* клапаны, приводимые в движение от главного вала двигателя, а также свеча зажигания *3* топливной смеси (или форсунка для распыления топлива). Помимо этого у ДВС имеются механизм газораспределения, системы питания топливом, зажигания, смазки, охлаждения и регулирования (на рисунке не показаны).

В возвратно-поступательном движении поршня различают два крайних положения: верхнее и нижнее, в которых поршень меняет направление движения на обратное. Эти положения называются *мертвыми точками*. Верхняя и нижняя мертвые точки (ВМТ и НМТ) показаны на рис. 9.1. Расстояние между мертвыми точками называют *ходом поршня* S, а перемещение поршня из ВМТ в НМТ или наоборот — *тактом*. Внутренний объем цилиндра в пределах хода поршня называют *рабочим объемом* цилиндра или объемом, описываемым поршнем, и обозначают

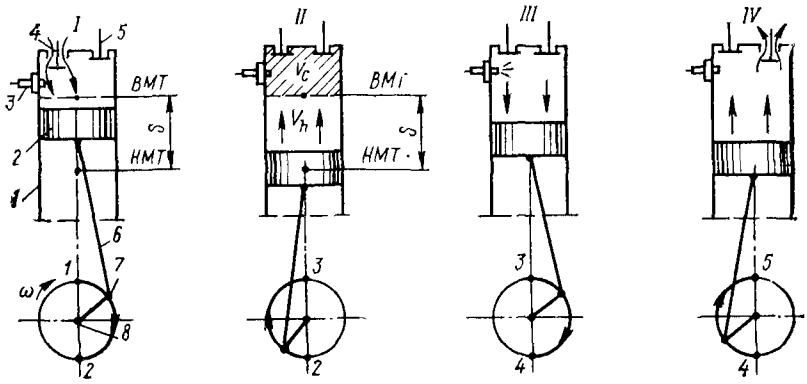


Рис. 9.1. Схема работы четырехтактного ДВС:
I—IV — такты: *I* — всасывание рабочей смеси; *II* — сжатие смеси; *III* — рабочий ход (расширение смеси при сгорании топлива); *IV* — выталкивание продуктов сгорания

буквой V_h. Часть объема цилиндра, заключенную между крышкой и торцом поршня, находящегося в ВМТ, называют *камерой сгорания* (заштрихованная площадка), а ее объем обозначают буквой V_c. Полный объем цилиндра V_a равен сумме рабочего объема и объема камеры сгорания:

$$V_a = V_h + V_c.$$

Важной характеристикой ДВС является отношение полного объема цилиндра к объему камеры сгорания, называемое *степенью сжатия* ε:

$$\boxed{\varepsilon = V_a/V_c.} \qquad (9.1)$$

или, что то же самое, это отношение начального удельного объема рабочего тела v_a (v_1) к его удельному объему в конце процесса сжатия v_c (v_2) (см. рис. 9.3):

$$\varepsilon = v_a/v_c = v_1/v_2.$$

Другой важной характеристикой является *степень повышения давления* λ, представляющая собой отношение давлений в конце и в начале изохорного процесса подвода теплоты (см. рис. 9.3), т. е. показывающая, во сколько раз повысилось давление рабочего тела в цилиндре после сгорания топлива (при v = const):

$$\boxed{\lambda = p_з/p_2,} \qquad (9.2)$$

где p_2 — давление рабочего тела в конце процесса сжатия; $p_з$ — давление рабочего тела в цилиндре после сгорания топлива.

Степенью предварительного расширения ρ называют отношение удельного объема $v_з$ рабочего тела в конце процесса сгорания

топлива при $p = \text{const}$ к удельному объему v_2 в начале этого процесса (см. рис. 9.5):

$$\rho = v_3/v_2. \qquad (9.3)$$

Для обеспечения наиболее полного сгорания топлива в цилиндре двигателя оно должно быть хорошо перемешано с воздухом. Смесь распыленного в воздухе топлива, предназначенного для сжигания, называют *рабочей смесью*, а процесс приготовления рабочей смеси — *смесеобразованием*.

По способу приготовления горючей смеси ДВС подразделяются на две группы: с внешним и внутренним смесеобразованием.

К двигателям с внешним смесеобразованием относятся *карбюраторные* и *газовые* двигатели. Рабочая смесь в них приготавливается в специальном устройстве — *карбюраторе* (при работе на бензине или керосине) или в *смесителе* (при работе на газовом топливе). В этом случае в камеру сгорания подается уже готовая рабочая смесь, которая воспламеняется принудительно от электрической искры (*свечи зажигания*). Степень сжатия рабочей смеси у двигателей с внешним смесеобразованием довольно низкая ($\varepsilon = 4 \div 10$) из-за опасности ее самовоспламенения еще до прихода поршня в ВМТ.

В двигателях с внутренним смесеобразованием приготовление рабочей смеси происходит внутри рабочего цилиндра *1*, куда воздух и топливо подаются раздельно (рис. 9.2). Сначала поршень *2* сжимает чистый воздух до давления 3—4 МПа, вследствие чего его температура в конце сжатия достигает 600—650 °С, затем в камеру сжатия *5* через форсунку *4* впрыскивается жидкое топливо (дизельное или моторное). Топливо к форсунке подается специальным топливным насосом *3*. Проходя через форсунку, топливо распыляется и воспламеняется при смешении с раскаленным воздухом. Двигатели, работающие по принципу воспламенения топлива при высоком сжатии, называются *двигателями высокого сжатия*. Степень сжатия рабочей смеси у таких двигателей значительно выше, чем у карбюраторных ($\varepsilon = 12 \div 20$).

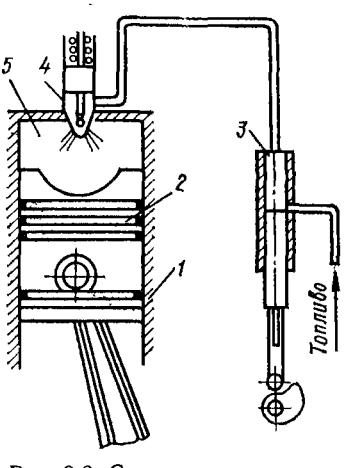


Рис. 9.2. Схема двигателя высокого сжатия

По способу осуществления цикла ДВС могут быть двух- и четырехтактными. В *четырехтактном двигателе* (см. рис. 9.1) рабочий цикл совершается за четыре хода поршня *I—IV* (такта), т. е. за два

оборота вала, а в *двухтактном двигателе* — за два хода (такта) поршня, т. е. за один оборот коленчатого вала.

Ц и к л ы ДВС в зависимости от способа подвода теплоты к рабочему телу подразделяются на три группы:

1) с подводом теплоты при постоянном объеме — v = const (*цикл Отто*);

2) с подводом теплоты при постоянном давлении — p = const (*цикл Дизеля*);

3) *со смешанным подводом теплоты: частично при* v = const, а затем при p = const (*цикл Тринклера*).

§ 9.2. ЦИКЛ ДВС С ПОДВОДОМ ТЕПЛОТЫ ПРИ v = const

Цикл ДВС с изохорным подводом теплоты, или цикл Отто (названный по имени немецкого конструктора Н. А. Отто), является идеальным для всех карбюраторных и газовых двигателей. На рис. 9.3, *а* изображена действительная индикаторная диаграмма четырехтактного двигателя с быстрым сгоранием рабочей смеси при v = const. Рассмотрим работу двигателя по циклу Отто.

1. Период впуска (линия *6—1*). Всасывание рабочей смеси в цилиндр *1* происходит при движении поршня *2* из ВМТ в НМТ через впускной клапан *5*. Давление всасывания несколько ниже атмосферного из-за гидравлического сопротивления впускных клапанов и всасывающего трубопровода.

2. Период сжатия (кривая *1—2*). При движении поршня из НМТ в ВМТ (клапаны *3* и *5* закрыты) происходит уменьшение объема смеси от v_1 до v_2, вследствие чего ее давление и темпера-

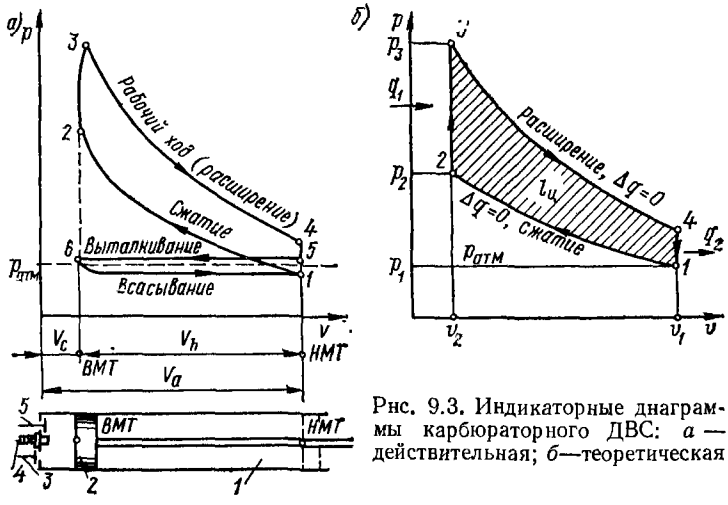


Рис. 9.3. Индикаторные диаграммы карбюраторного ДВС: *а* — действительная; *б*—теоретическая

тура возрастают от p_1 до p_2 и от T_1 до T_2 соответственно. Вследствие очень быстрого протекания процесса сжатия (и расширения) считают, что теплообмен с окружающей средой произойти не успевает ($\Delta q \approx 0$), а следовательно, эти процессы протекают адиабатно.

3. Период горения рабочей смеси (линия *2—3*). В конце такта сжатия происходит воспламенение смеси от искры свечи зажигания *4*. В цилиндре топливо сгорает настолько быстро, что поршень практически не успевает переместиться и кривая *2—3* приближается к изохоре ($v = \text{const}$). К рабочему телу подводится теплота q_1, вызывающая возрастание его температуры и давления.

4. Период расширения (кривая *3—4*). Сжатые газы расширяются и, передвигая поршень из ВМТ в НМТ, совершают механическую работу (поршень делает рабочий ход). Вследствие быстроты протекания этот процесс также принимается идущим по адиабате ($\Delta q = 0$). Давление и температура отработавшей смеси понижаются, а объем увеличивается.

5. Период выхлопа (линия *4—5*). Выпускной клапан *3* открывается с некоторым опережением, поэтому выхлоп основной массы продуктов сгорания из цилиндра происходит до момента прихода поршня в НМТ. В связи с этим действительный процесс выхлопа *4—5* несколько отличается от теоретически принимаемого изохорного процесса. С отработавшим газом, выброшенным в атмосферу вследствие разности давлений, отводится теплота q_2. После выхлопа давление в цилиндре из-за сопротивления в выпускном клапане *3* и отводящей трубе остается несколько выше атмосферного.

6. Период выталкивания (линия *5—6*). При движении поршня из НМТ и ВМТ происходит выталкивание из цилиндра оставшихся отработавших газов при открытом выпускном клапане.

Из описания работы ДВС видно, что процессы, протекающие в нем, необратимы, т. е. имеются трение, теплообмен при конечной разности температур, изменение качественного и количественного состава рабочего тела при его сгорании и т. п., а цикл работы даже не замкнут, так как рабочее тело поступает извне и выбрасывается в атмосферу по окончании цикла.

Анализ сложных необратимых процессов ДВС не может быть проведен методами термодинамики, основанными на обратимости процессов. Стремление же выявить основные причины, влияющие на экономичность работы двигателей, оценить совершенство протекающих в них процессов привело к необходимости отождествления этих процессов с обратимыми термодинамическими.

При термодинамическом анализе циклов ДВС приняты следующие допущения, позволяющие идеализировать работу двигателей.

1. В качестве рабочего тела принимается идеальный газ, теплоемкость которого не зависит от температуры.

2. Цикл замкнут, и на всех его стадиях качественный и количественный состав рабочего тела остается неизменным.

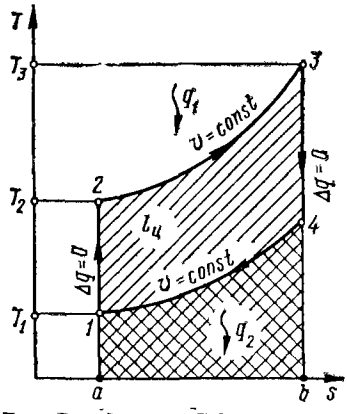


Рис. 9.4. Цикл ДВС с изохорным подводом теплоты (цикл Отто)

3. Теплота к рабочему телу подводится от внешнего горячего источника, а не за счет сжигания топлива, а отводится к внешнему холодному источнику, а не выбросом в атмосферу.

4. Процессы сжатия и расширения рабочего тела протекают без теплообмена с внешней средой (адиабатно).

5. Отсутствуют трение между элементами шатунно-поршневой группы и гидравлическое сопротивление в клапанах и подводящих трубопроводах.

6. Разность температур между источником теплоты и рабочим телом бесконечно мала.

Теоретический замкнутый цикл Отто при принятых допущениях представлен на рис. 9.3, *б*, а его изображение в s — T-диаграмме дано на рис. 9.4. Цикл состоит из двух адиабат (*1—2*, *3—4*) и двух изохор (*2—3*, *4—1*).

Количество подведенной q_1 и отведенной q_2 теплоты в идеальном цикле можно представить произведением теплоемкости процесса на соответствующую разность температур. В s — T-диаграмме площадь *2—3—b—a* под линией изохорного процесса *2—3* представляет собой подведенную теплоту

$$q_1 = c_v (T_3 - T_2). \tag{9.4}$$

а площадь *4—1—a—b* под линией изохорного процесса *4—1* — отведенную в цикле теплоту

$$|q_2| = c_v (T_4 - T_1). \tag{9.5}$$

Теплота, эквивалентная совершенной полезной работе цикла, в соответствии с первым законом термодинамики составляет величину

$$q_ц = l_ц = q_1 - |q_2|. \tag{9.6}$$

и изображается площадью *1—2—3—4* (рис. 9.4).

Термический КПД цикла находится из известного выражения

$$\eta_т = l_ц/q_1 = 1 - |q_2|/q_1. \tag{9.7}$$

Для количественной оценки работы двигателей по циклу Отто представим выражение (9.7) в удобном для анализа виде. Для этого подставим в него значения q_1 и q_2 из выражений (9.4) и (9.5):

$$\eta_т = 1 - \frac{c_v (T_4 - T_1)}{c_v (T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - (T_1/T_2)\frac{T_4/T_1 - 1}{T_3/T_2 - 1}. \tag{9.8}$$

Для адиабатного процесса *1—2* сжатия идеального газа справедливо соотношение

$$T_2/T_1 = (v_1/v_2)^{k-1} = \varepsilon^{k-1}, \text{ или } T_1/T_2 = 1/\varepsilon^{k-1}. \quad (9.9)$$

Аналогично для адиабаты *3—4*

$$T_3/T_4 = (v_4/v_3)^{k-1} = (v_1/v_2)^{k-1} = \varepsilon^{k-1},$$

тогда $T_2/T_1 = T_3/T_4$ и, следовательно,

$$T_4/T_1 = T_3/T_2. \quad (9.10)$$

С учетом (9.9) и (9.10) выражение (9.8) для термического КПД идеального цикла Отто примет вид

$$\boxed{\eta_т = 1 - 1/\varepsilon^{k-1}.} \quad (9.11)$$

Из выражения (9.11) следует, что термический КПД цикла Отто зависит от показателя адиабаты k и степени сжатия ε рабочей смеси. Величина $k = c_p/c_v$ учитывает свойства рабочего тела и определяется его молекулярным составом. Степень сжатия зависит от конструкции двигателя и состава рабочей смеси. С возрастанием ε и k термический КПД цикла увеличивается. Из выражения (9.11) также следует, что для данного рабочего тела величина $\eta_т$ в цикле Отто зависит только от степени сжатия. Именно по пути увеличения ε шло развитие и совершенствование ДВС. Однако оказалось, что увеличение степени сжатия рабочей смеси ограничивается температурой T_2 конца сжатия, при которой возникает опасность самовоспламенения горючей смеси еще до прихода поршня в крайнее верхнее положение, что нарушает нормальную работу двигателя.

§ 9.3. ЦИКЛ ДВС С ПОДВОДОМ ТЕПЛОТЫ ПРИ $p = \text{const}$

Стремление повысить термический КПД двигателя за счет увеличения степени сжатия привело к замене легковоспламеняемой рабочей смеси негорючим рабочим телом. Был создан новый двигатель — дизель, в цилиндре которого сжимается чистый воздух до высокого давления, а топливная смесь вводится в камеру сгорания специальным компрессором в конце процесса сжатия. Это позволило исключить преждевременное самовоспламенение смеси, что сдерживало повышение термического КПД в цикле Отто. Рабочая смесь воспламеняется от высокой температуры сжатого воздуха, намного превышающей температуру самовоспламенения топлива. Топливо в цилиндр двигателя подается постепенно, а не сразу, что обусловливает его постепенное, а не мгновенное сгорание. При этом давление в цилиндре несколько повышается, но остается более или менее постоянным ($p = \text{const}$) за счет постепенного увеличения объема камеры сгорания при движении поршня.

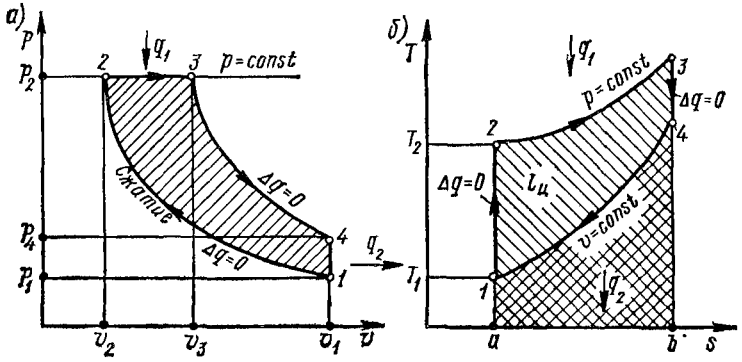


Рис. 9.5. Цикл ДВС с изобарным подводом теплоты (цикл Дизеля): *а* — в v — p-диаграмме; *б* — в s — T-диаграмме

Идеализированный цикл ДВС с изобарным подводом теплоты (рис. 9.5) состоит из двух адиабат (*1—2* и *3—4*), одной изобары (*2—3*) и изохоры (*4—1*). Название этого цикла связано с именем немецкого конструктора Р. Дизеля, впервые построившего двигатель, работавший по этому циклу.

В цикле Дизеля повторяются те же периоды, что и в цикле Отто, и он состоит из следующих процессов:

1—2 — процесс адиабатного сжатия воздуха ($\Delta q = 0$) до более высокого конечного давления p_2 и температуры T_2 по сравнению с циклом Отто;

2—3 — процесс сгорания топлива при $p = \text{const}$, при этом происходит изобарный подвод теплоты q_1 к рабочему телу; этот процесс является частью рабочего хода поршня, при котором объем цилиндра увеличивается от v_2 до v_3, что обеспечивает примерно постоянное давление процесса горения;

3—4 — адиабатное расширение рабочего тела, $\Delta q = 0$; продолжается рабочий ход поршня, во время которого совершается внешняя механическая работа двигателя; температура и давление продуктов сгорания падают, а объем увеличивается;

4—1 — процесс выброса в атмосферу отработавших газов, а с ними и теплоты q_2.

Из s — T-диаграммы (рис. 9.5, *б*) видно, что теплота, эквивалентная работе цикла $l_ц$, изображается площадью *1—2—3—4*:

$$q_ц = l_ц = q_1 - |q_2|,$$

где q_1 = пл. *2—3—b—a* — теплота, подведенная к рабочему телу в изобарном процессе *2—3*; q_2 = пл. *4—1—a—b* — теплота, отведенная от рабочего тела в изохорном процессе выхлопа *4—1*:

$$q_1 = c_p(T_3 - T_2); \quad |q_2| = c_v(T_4 - T_1). \quad (9.12); (9.13)$$

Термический КПД цикла Дизеля, согласно общему выражению для термического КПД любого цикла, с учетом (9.12) и (9.13), примет вид

$$\eta_т = 1 - |q_2|/q_1 = 1 - c_v(T_4 - T_1)/[c_p(T_3 - T_2)].$$

После преобразования с учетом того, что $c_p/c_v = k$, имеем

$$\eta_т = 1 - (T_1/T_2)(1/k)[(T_4/T_1 - 1)/(T_3/T_2 - 1)]. \qquad (9.14)$$

Для изобарного процесса *2—3* в соответствии с законом Гей-Люссака

$$T_3/T_2 = v_3/v_2 = \rho, \qquad (9.15)$$

где $\rho = v_3/v_2$ — степень предварительного расширения.

Для адиабат расширения *3—4* и сжатия *1—2* можно написать:

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k; \quad p_3 v_3^k = p_4 v_4^k.$$

Разделив почленно эти равенства и учитывая, что в цикле $v_4 = v_1$ и $p_3 = p_2$, имеем

$$p_4/p_1 = (v_3/v_2)^k = \rho^k.$$

В соответствии с уравнением Клапейрона заменяем отношение давлений на отношение температур и, принимая во внимание, что $v_4 = v_1$, получаем

$$T_4/T_1 = \rho^k. \qquad (9.16)$$

Подставляя соотношения (9.15) и (9.16), а также (9.9) в формулу (9.14), получаем следующее выражение для термического КПД цикла Дизеля:

$$\boxed{\eta_т = 1 - (1/\varepsilon^{k-1})(1/k)[(\rho^k - 1)/(\rho - 1)]} \qquad (9.17)$$

Соотношение (9.17) показывает, что термический КПД цикла с подводом теплоты при постоянном давлении по-прежнему зависит от степени сжатия ε (как и в цикле Отто) и уменьшается с увеличением предварительного расширения ρ.

Влияние степени сжатия ε на КПД цикла видно из s — T-диаграммы (рис. 9.6). Так как величина $\eta_т$ может быть выражена через отношение площадей

$$\eta_т = \frac{l_ц}{q_1} = \frac{q_1 - |q_2|}{q_1} = \frac{(\text{пл. } a-2-3-b) - (\text{пл. } a-1-4-b)}{\text{пл. } a-2-3-b} =$$

$$= \frac{\text{пл. } 1-2-3-4}{\text{пл. } a-2-3-b},$$

то при одинаковой отводимой теплоте $|q_2|$ (пл. *a—1—4—b*) КПД будет больше у цикла с большей степенью сжатия вследствие большей работы цикла (пл. *1—5—6—4* > пл. *1—2—3—4*).

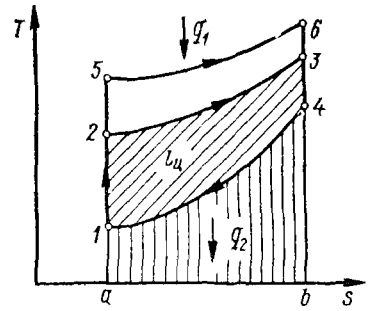


Рис. 9.6. Влияние степени сжатия на КПД цикла Дизеля

Степень сжатия в двигателях Дизеля определяется температурой воспламенения топлива и лежит в пределах $\varepsilon = 13 \div 18$. Дальнейшее ее увеличение в целях повышения $\eta_т$ оказывается нецелесообразным и сводится на нет резким уменьшением механического КПД двигателя. Это связано с возникновением значительных сил сопротивления в узлах трения, увеличивающихся с возрастанием давления в цилиндре.

Двигатели, работающие по циклу Дизеля, имеют ряд преимуществ по сравнению с циклом Отто: более высокий КПД, отсутствует карбюратор, нет запального устройства, используется дешевое низкосортное топливо (мазут, соляровое масло и др.).

§ 9.4. ЦИКЛ ДВС СО СМЕШАННЫМ ПОДВОДОМ ТЕПЛОТЫ ПРИ $v = \text{const}$ и $p = \text{const}$

Стремление упростить конструкцию и улучшить работу двигателей Дизеля привело к созданию бескомпрессорного двигателя со смешанным сгоранием рабочего тела. Цикл, по которому работают такие двигатели, получил название цикла Тринклера (по имени русского инженера Г. В. Тринклера, предложившего этот цикл).

Цикл Тринклера является комбинацией циклов с подводом теплоты при $v = \text{const}$ и $p = \text{const}$ и лишен их недостатков. Идеализированный цикл двигателя со смешанным подводом теплоты (рис. 9.7) состоит из двух адиабат (*1—2* и *3—4*), двух изохор (*2—5* и *4—1*) и изобары (*5—3*). В этих двигателях, как и в дизелях, сжатие топлива и смеси производится раздельно. Двигатели Тринклера в верхней части цилиндра имеют специальную камеру *1* (форкамеру), соединенную с цилиндром узким каналом. Воздух с параметрами T_1, p_1, v_1 адиабатно сжимается в цилиндре (процесс *1—2*) до давления p_2, соответствующего температуре, которая на 200—300 °С выше температуры самовоспламенения жидкого топлива. Топливо, распыляемое в форкамере форсунками *2*, подается к ним под большим давлением плунжерным насосом. Часть топлива (меньшая) почти мгновенно (при $v = \text{const}$) сгорает в форкамере (процесс *2—5*). При этом к рабочему телу подводится теплота q_1'. Образовавшимся давлением бóльшая часть несгоревшего топлива и воздуха выталкивается из форкамеры в цилиндр и догорает в нем при движущемся слева направо поршне *3* (процесс *5—3*). Давление в процессе горения *5—3* не возрастает резко, как в двигателях быстрого сгорания, а из-

меняется незначительно, приближаясь к линии $p = \text{const}$. К рабочему телу подводится теплота q_1''. Дальнейшее адиабатное расширение продуктов сгорания (процесс *3—4*) обеспечивает рабочий ход поршня, по окончании которого происходит удаление отработавших газов (выхлоп) в атмосферу (процесс *4—1*), с ними отводится теплота q_2.

Работа цикла, как и ранее, определяется по формуле (9.6).

Термический КПД цикла со смешанным сгоранием топлива

$$\eta_т = 1 - |q_2|/q_1 = 1 - |q_2|/(q_1' + q_1'').$$

Отводимая теплота в изохорном процессе *4—1* определяется по формуле (9.5).

Подводимая в цикле теплота q_1 складывается из теплоты q_1', подводимой в изохорном процессе *2—5*, и теплоты q_1'', подводимой в изобарном процессе *5—3*, т. е. $q_1 = q_1' + q_1''$, где

$$q_1' = c_v(T_5 - T_2);\ q_1'' = c_p(T_3 - T_5).$$

Тогда термический КПД цикла

$$\eta_т = 1 - c_v(T_4 - T_1)/[c_v(T_5 - T_2) + c_p(T_3 - T_5)],$$

или

$$\eta_т = 1 - \frac{T_4/T_1 - 1}{(T_5/T_2 - 1) + k(T_5/T_2)(T_3/T_5 - 1)} \frac{T_1}{T_2}. \qquad (9.18)$$

Используем введенные ранее обозначения основных характеристик цикла для цикла Тринклера:

$v_1/v_2 = v_1/v_5 = \varepsilon$ — степень сжатия;

$p_5/p_2 = p_3/p_2 = T_5/T_2 = \lambda$ — степень повышения давления;

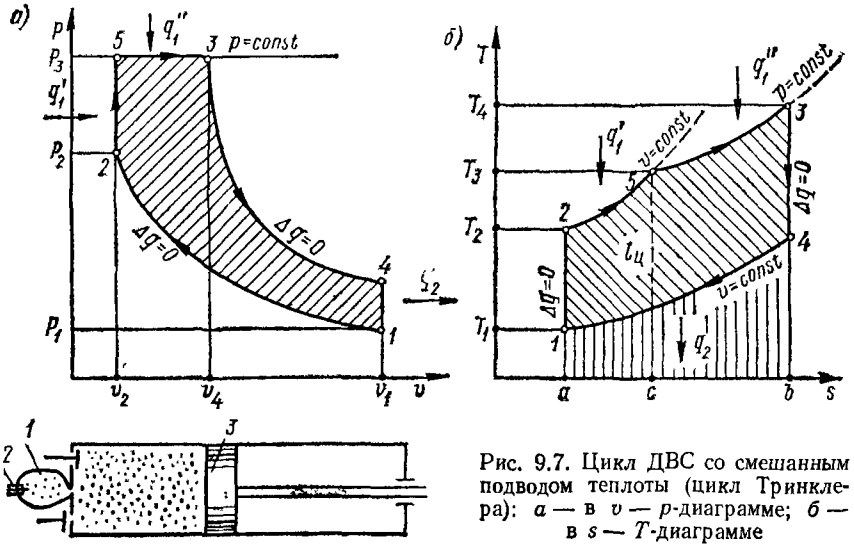


Рис. 9.7. Цикл ДВС со смешанным подводом теплоты (цикл Тринклера): *а* — в v — p-диаграмме; *б* — в s — T-диаграмме

$v_3/v_5 = v_3/v_2 = T_3/T_5 = \rho$ — степень предварительного расширения.

Тогда выражение (9.18) можно преобразовать к виду

$$\eta_т = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \frac{\lambda\rho^k - 1}{(\lambda - 1) + k\lambda(\rho - 1)}. \qquad (9.19)$$

Из анализа выражения (9.19) следует:

1) термический КПД цикла Тринклера возрастает с увеличением ε и λ и с уменьшением ρ;

2) при $\rho = 1$ (отсутствует изобарный процесс *5—3*, $v_3 = v_5 = v_2$) выражение (9.19) превращается в выражение (9.11) для термического КПД цикла Отто;

3) при $\lambda = 1$ (отсутствует изохорный процесс *2—5*, $p_2 = p_5 = p_3$) из уравнения (9.19) получается выражение (9.17) для термического КПД цикла Дизеля.

Все современные двигатели внутреннего сгорания с воспламенением рабочей смеси от теплоты сжатия работают по циклу со смешанным сгоранием топлива, что объясняется более высокими значениями термического КПД по сравнению с другими рассмотренными циклами.

§ 9.5. СРАВНЕНИЕ ЦИКЛОВ ПОРШНЕВЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

В термодинамике степень совершенства цикла определяется значением его термического КПД, поэтому желательно, чтобы работа двигателей внутреннего сгорания осуществлялась по циклу Карно как имеющему наибольший термический КПД. Однако практически осуществить цикл Карно оказалось невозможным, поэтому ДВС работают по другим, менее экономичным циклам. Термодинамическая эффективность этих циклов зависит от конкретных условий их осуществления. В одних условиях экономически выгоден один цикл, в других условиях — другой. Сравнение идеальных циклов Отто, Дизеля и Тринклера показывает:

1) при одинаковых степенях сжатия ($\varepsilon_{от} = \varepsilon_{дз} = \varepsilon_{тр}$) наиболее совершенным оказывается цикл Отто (с подводом теплоты при $v = \text{const}$), наименее эффективным — цикл Дизеля (с подводом теплоты при $p = \text{const}$), а цикл Тринклера со смешанным подводом теплоты занимает промежуточное положение (рис. 9.8, *а*), т. е.

$$\eta_т^{от} > \eta_т^{тр} > \eta_т^{дз};$$

2) при одинаковых максимальных температурах и давлениях цикла (рис. 9.8, *б*, точка *3*) цикл Отто оказывается наименее совершенным, а наиболее эффективным — цикл Дизеля, эффективность цикла Тринклера оказывается средней между ними:

$$\eta_т^{от} < \eta_т^{тр} < \eta_т^{дз}.$$

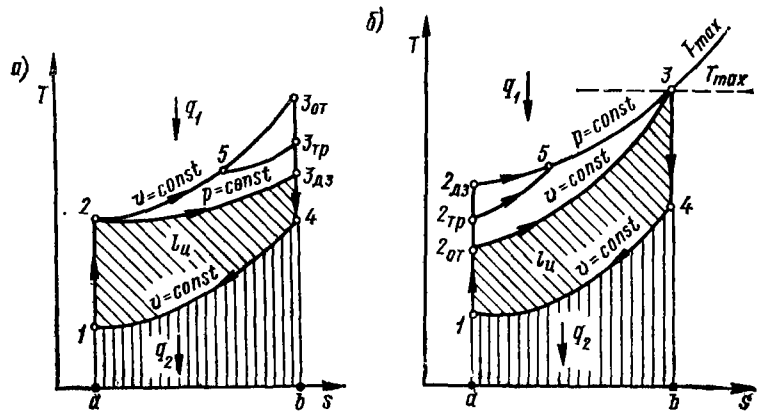


Рис. 9.8. Сопоставление циклов ДВС: *а* — при одинаковой степени сжатия; *б* — при одинаковых значениях T_{max} и p_{max}

Эти положения легко установить с помощью s — T-диаграммы. При одинаковой степени сжатия (рис. 9.8, *а*) отводимая теплота $|q_2|$ = пл. *а—1—4—b* для всех трех циклов (Отто, Дизеля и Тринклера) одинакова, а подводимая q_1 — разная: для цикла с подводом теплоты при $v = \text{const}$ она наибольшая (пл. *а—2—*$3_{от}$*—b*), а для цикла с подводом при $p = \text{const}$ — наименьшая (пл. *а—2—*$3_{дз}$*—b*). Поскольку термический КПД цикла определяется выражением $\eta_т = 1 - |q_2|/q_1$, то для цикла Отто он будет наибольшим, а для цикла Дизеля наименьшим из трех.

Следует отметить, что такое сравнение не всегда правильное, так как величина ε в циклах Дизеля и Тринклера всегда намного выше, чем в цикле Отто. Целесообразнее сравнивать эффективность этих циклов при одинаковых максимальных давлении и температуре, т. е. при одинаковых параметрах точки *3* (рис. 9.8, *б*). На этом рисунке цикл Отто представлен контуром *1—*$2_{от}$*—3—4*, цикл Дизеля — *1—*$2_{дз}$*—3—4*, смешанный цикл — *1—*$2_{тр}$*—5—3—4*. Отводимая теплота q_2, измеряемая площадью *а—1—4—b*, для всех циклов одинакова, а подводимая q_1, изображаемая площадью под линией процесса подвода теплоты, — различна, и очевидно, что $q_1^{дз} > q_1^{тр} > q_1^{от}$. Следовательно, максимальное значение термического КПД достигается в цикле Дизеля, а минимальное — в цикле Отто.

Но и такой метод сравнения циклов не совсем объективен, так как он не учитывает в полной мере потенциальные возможности каждого цикла. Исследование циклов при наивыгоднейших условиях работы каждого показало, что при оптимальных степенях сжатия (для циклов Дизеля и Тринклера $\varepsilon_{опт} = 16 \div 18$, для цикла Отто $\varepsilon_{опт} \leqslant 9$) термический КПД цикла со смешанным подводом теплоты оказывается наивысшим, а цикла Отто — самым низким, т. е.

$$\eta_т^{тр} > \eta_т^{дз} > \eta_т^{от}.$$

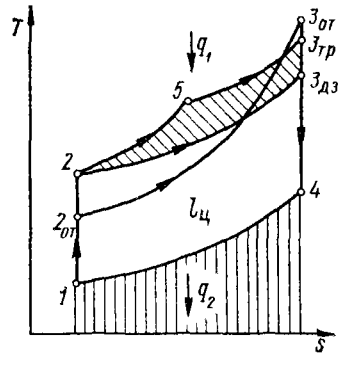


Рис. 9.9. Сравнение циклов ДВС при оптимальной степени сжатия

Из рассмотрения циклов при $\varepsilon_{опт}$ в $s - T$-диаграмме (рис. 9.9) видно, что работа цикла Тринклера (пл. *1—2—5—3*$_{тр}$*—4—1*) больше работы цикла Дизеля (пл *1—2—3*$_{дз}$*—4—1*) на величину заштрихованной площадки *2—5—3*$_{тр}$*—3*$_{да}$*—2*, работа же цикла Отто — наименьшая (пл. *1—2*$_{от}$*—3*$_{от}$*—4—1*).

Следует отметить, что механический КПД двигателей, работающих по смешанному циклу, выше остальных в связи с отсутствием дополнительного компрессора, что и предопределило их широкое применение.

Экономичность реальных поршневых ДВС всегда меньше теоретических, рассчитанных по идеальному циклу, где не учитываются потери на трение гидравлические сопротивления потоку газов в клапанах, неполнота сгорания топлива и изменение состава и теплоемкости рабочей смеси, неадиабатность процессов сжатия и расширения, насосные потери и т. д.

Экономичность реальных двигателей оценивают *степенью превращения затраченной теплоты топлива в эффективную работу — так называемым эффективным КПД*

$$\eta_e = L_e/Q_т, \tag{9.20}$$

где L_e — эффективная работа, которая передается внешнему потребителю (работа на валу двигателя); $Q_т$ — теплота, выделяемая при полном сгорании топлива в цилиндре.

Эффективный КПД учитывает не только термодинамические потери цикла, определяемые термическим КПД ($\eta_т$), но и механические потери на трение, определяемые механическим КПД ($\eta_м$), и потери внутри двигателя, вызванные необратимостью процессов и несовершенством реального двигателя, определяемые индикаторным КПД (η_i).

Индикаторный КПД оценивает величину потерь работы цикла, вызванных теплообменом между стенками цилиндра и рабочим телом, перетечками, гидравлическими сопротивлениями в клапанах, несовершенством процесса сгорания топлива и пр.:

$$\eta_i = L_i/L_ц, \tag{9.21}$$

где L_i — работа цикла реального двигателя, равная площади действительной индикаторной диаграммы (индикаторная работа); $L_ц$ — работа цикла идеального двигателя.

В связи с наличием в двигателе узлов трения часть полученной полезной работы цикла расходуется на преодоление в них сил трения (механические потери). Вот почему работа на выходном валу двигателя (L_e) меньше индикаторной работы цикла на величину механического КПД, определяемого выражением

$$\eta_м = L_e/L_i. \tag{9.22}$$

Таким образом, эффективный КПД [см. формулу (9.20)] с учетом формул (9.21) и (9.22) выражается произведением

$$\eta_e = L_e/Q_т = \eta_т\eta_i\eta_м. \tag{9.23}$$

Очевидно, что увеличение эффективного КПД двигателя связано с увеличением каждого из КПД, входящих в формулу (9.23).

ГЛАВА 10. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ЦИКЛЫ ГАЗОТУРБИННЫХ УСТАНОВОК

§ 10.1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ПРИНЦИП РАБОТЫ ГТУ

Теплоэнергетические устройства, в которых рабочим двигателем является турбина, а рабочим телом — газообразные продукты сгорания топлива, называются *газотурбинными установками* (ГТУ).

Создание первой парогазовой турбины в 1897 г. талантливым русским инженером П. Д. Кузьминским и работы инженера А. В. Кароводина (1906 г.) послужили началом практического осуществления идеи ГТУ. Дальнейшая разработка и совершенствование конструкций газовых турбин связаны с именами советских ученых и инженеров В. М. Маковского, А. М. Микулина, Г. И. Зотикова, Г. С. Жирицкого, И. И. Кириллова, В. В. Уварова и многих других, внесших значительный вклад в теорию и практику создания ГТУ.

Газотурбинные установки, являясь относительно молодым типом двигателей, находят все большее применение в народном хозяйстве. Они используются в авиации, а также для привода электрических генераторов тепловых электростанций, для привода насосов и компрессоров на магистральных газо- и нефтепроводах, в судовых установках и на железнодорожном транспорте. Малая удельная стоимость ГТУ и возможность быстрого ввода в работу позволяют также использовать их в качестве пиковых и аварийно-резервных агрегатов энергетических систем.

Однако в настоящее время ГТУ имеют ограниченное применение в крупных энергетических установках из-за некоторых не-

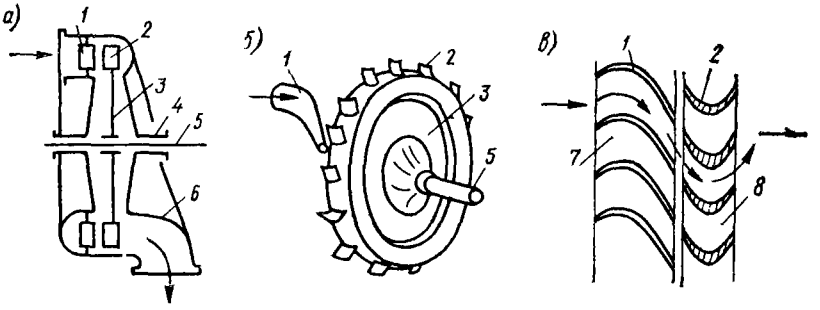


Рис. 10.1. Конструкция газовой турбины: *а* — схема турбины; *б* — рабочее колесо; *в* — сопловая решетка и лопатки турбины

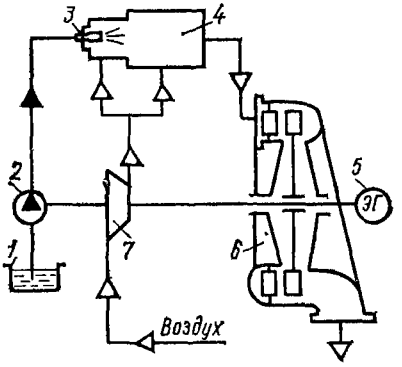


Рис. 10.2. Схема ГТУ с изобарным подводом теплоты

достатков: 1) сравнительно низкого термического КПД (20—30 %); 2) большой работы, затрачиваемой на привод воздушного компрессора (до 75 % мощности газовой турбины); 3) невозможности работы на твердом топливе; 4) недостаточно высокой максимальной мощности в одной установке.

Одноступенчатая газовая турбина (рис. 10.1) состоит из рабочего колеса *3* с закрепленными по окружности рабочими лопатками *2*. Колесо насажено на вал турбины *5*, который опирается на подшипники *4*, установленные в корпусе *6*. Перед рабочими лопатками турбины находятся неподвижные направляющие лопатки *1*, образующие *сопловую решетку*, межлопаточные каналы *7* которой играют роль сопл.

В турбине потенциальная энергия (давление) рабочего тела преобразуется в механическую работу вращения вала.

Рабочим телом в ГТУ являются продукты сгорания жидкого или газообразного топлива, которые под большим давлением поступают в сопловой аппарат турбины. В сопловых каналах *7* скорость рабочего тела увеличивается, а давление падает, происходит переход внутренней энергии давления газов в кинетическую энергию потока. Этот поток газов, входя с большой скоростью в криволинейные каналы *8*, образованные рабочими лопатками турбины, оказывает на них давление и заставляет вращаться рабочее колесо. Кинетическая энергия рабочего тела пре-

образуется в механическую работу вращения рабочего колеса, а с ним и вала турбины. Отработавшие газы выбрасываются в окружающую среду.

На рис. 10.2 изображена принципиальная схема ГТУ со сгоранием топлива при постоянном давлении. Воздушный компрессор *7*, приводимый в движение газовой турбиной *6*, сжимает атмосферный воздух и нагнетает его в камеру сгорания *4*. Туда же из топливного бака *1* под давлением впрыскивается топливо с помощью топливного насоса *2*, приводимого в действие той же газовой турбиной. Для обеспечения устойчивого и полного сжигания топлива в камере сгорания его распыляют в ней с помощью форсунок *3*. В результате подвода теплоты температура и давление газов в камере сгорания повышаются. Затем продукты сгорания под давлением направляются в турбину, где их потенциальная энергия преобразуется в механическую работу, которая передается электрогенератору *5*.

Воздух, поступающий в камеру сгорания, делится на два потока. Первый (первичный) подается непосредственно в зону горения и обеспечивает сгорание топлива. Второй (вторичный) вводится в камеру сгорания таким образом, что, омывая внутреннюю ее поверхность, не соприкасается с ядром факела и смешивается с раскаленным газом только после сгорания топлива. Этот поток служит для охлаждения камеры и продуктов сгорания перед их входом в сопловой аппарат.

Отработавшие газы следует охлаждать, так как они имеют высокую температуру в зоне горения (порядка 2000 °С), которая способствует быстрому разрушению сопловых и рабочих лопаток турбины. Современные жаропрочные сплавы и стали, способные длительное время надежно работать в ГТУ, допускают на входе в турбину температуру 650—800 °С (при организации газового или жидкостного охлаждения турбин температура газа на входе может быть повышена до 1300 °С — высокотемпературные ГТУ).

В зависимости от способа подвода теплоты к рабочему телу различают два типа газотурбинных установок: а) с подводом теплоты при постоянном давлении; б) с подводом теплоты при постоянном объеме.

§ 10.2. ЦИКЛ ГТУ С ПОДВОДОМ ТЕПЛОТЫ ПРИ $p = \text{const}$

При исследовании термодинамических свойств цикле ГТУ, так же как и при рассмотрении циклов ДВС, реальные процессы работы установки заменяются *обратимыми* (идеализированными). Процесс сгорания топлива отождествляется с изобарным или изохорным подводом теплоты, эквивалентной теплоте сгорания топлива. Изобарный процесс отвода теплоты от рабочего тела к холодному источнику заменяет удаление теплоты из турбины вместе с отработавшими газами. Сжатие и расширение ра-

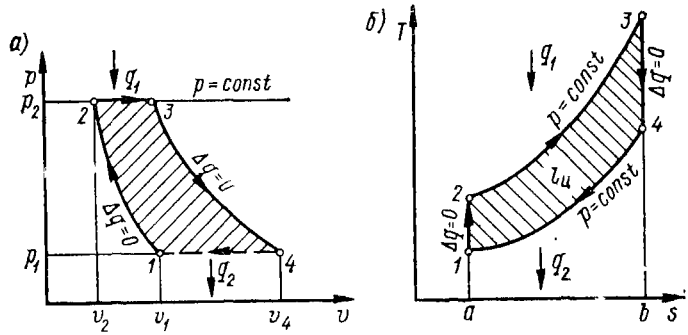


Рис. 10.3. Цикл ГТУ с изобарным подводом теплоты: *а* — в *v* — *p*-диаграмме; *б* — в *s* — *T*-диаграмме

бочего тела происходят без подвода и отвода теплоты ($\Delta q = 0$), и процесс протекает по изоэнтропе (адиабате). Рабочим телом в цикле является идеальный газ с постоянной теплоемкостью, масса которого (1 кг) в процессе работы не изменяется, а сам цикл считается замкнутым.

Теоретический цикл ГТУ с подводом теплоты при p = const, принцип работы которой был изложен выше, изображен на рис. 10.3: *1—2 — адиабатное сжатие* воздуха в турбокомпрессоре; *2—3 — изобарный подвод теплоты* q_1 к рабочему телу; *3—4 — адиабатное расширение* рабочего тела в гурбине (совершение механической работы); *4—1 — изобарный отвод теплоты* q_2 от рабочего тела. Последний процесс перевода рабочего тела из состояния *4* в состояние *1* следует считать условным, так как отработавшие в турбине газы в установку не возвращаются, а в компрессор поступает свежий атмосферный воздух. Установки такого типа носят название *ГТУ разомкнутого цикла.*

Приняты следующие обозначения характеристик цикла: $v_1/v_2 = \varepsilon$ — степень сжатия; $p_2/p_1 = \beta$ — степень повышения давления в процессе адиабатного сжатия.

Термический КПД рассматриваемого цикла

$$\eta_т = l_ц/q_1 = 1 - |q_2|/q_1. \qquad (10.1)$$

Теплота, подведенная к рабочему телу в камере сгорания при p = const,

$$q_1 = c_p (T_3 - T_2); \qquad (10.2)$$

теплота, отведенная от рабочего тела в процессе *4—1*,

$$|q_2| = c_p (T_4 - T_1). \qquad (10.3)$$

Подставив выражения (10.2) и (10.3) в формулу (10.1), получим

$$\eta_т = 1 - |q_2|/q_1 = 1 - \frac{c_p (T_4 - T_1)}{c_p (T_3 - T_2)} = 1 - T_1/T_2 \frac{T_4/T_1 - 1}{T_3/T_2 - 1}. \qquad (10.4)$$

Найденное соотношение (10.4) и выражение (9.11) для термического КПД цикла Отто одинаковы:

$$\eta_т = 1 - 1/\varepsilon^{k-1}. \qquad (10\,5)$$

Действительно, для адиабат *1—2* и *3—4*, согласно (9.9) и (9.10), нетрудно доказать, что $T_4/T_1 = T_3/T_2$, а с другой стороны, для адиабатного процесса *1—2*

$$T_2/T_1 = (v_1/v_2)^{k-1} = (p_2/p_1)^{(k-1)/k} = \varepsilon^{k-1} = \beta^{(k-1)/k}. \qquad (10.6)$$

С учетом соотношения (10.6) выражение (10.5) для термического КПД цикла ГТУ с подводом теплоты при p = const примет вид

$$\boxed{\eta_т = 1 - 1/\varepsilon^{k-1} = 1 - 1/\beta^{(k-1)/k}.} \qquad (10.7)$$

Следовательно, термический КПД цикла повышается с увеличением степени сжатия ε или степени повышения давления β и соотношение (10.7) аналогично выражению для термического КПД цикла ДВС с подводом теплоты при v = const (циклу Отто).

Однако с увеличением ε возрастает и температура рабочего тела, которая резко сокращает срок службы ГТУ вследствие потери прочности металла турбинных лопаток. Для современных турбин, работающих с выбросом отработавших газов в атмосферу, при сроке службы 80—100 тыс. ч температура рабочего тела на входе в турбину достигает 750—800 °С, что соответствует степени повышения давления $\beta = 6 \div 8$. Дальнейшее повышение термического КПД за счет увеличения степени сжатия принципиально возможно, но требует решения двух основных проблем современного турбостроения: создания новых, более жаропрочных материалов и организации охлаждения турбинных лопаток.

Существуют и другие пути повышения экономичности ГТУ. Один из них — это использование теплоты отработавших газов для подогрева сжатого воздуха перед его поступлением в камеру сгорания. Действительно, температура газов на выходе из турбины T (T_4 = 400÷500 °С, рис. 10.4) значительно выше температуры воздуха T_2 на входе в камеру сгорания *КС*, что позволяет осуществить этот процесс, называемый *рекуперацией теплоты*. Аппарат, в котором происходит рекуперация теплоты, называется рекуперативным теплообменником *РТ* (рекуператором). В идеальном цикле возможна полная рекуперация теплоты, т. е. охлаждение отработавших газов в теплообменнике до температуры $T_5 = T_2$ и подогрев сжатого воздуха до температуры $T_6 = T_4$. Из тепловой диаграммы видно, что теплота $q_р = c_p (T_4 - T_5)$, которая отводится от горячего потока в теплообменнике (процесс *4—5*), полностью подводится сжатому холодному воздуху $q_р = c_p (T_6 - T_2)$ (процесс *2—6*). Следовательно, для осу-

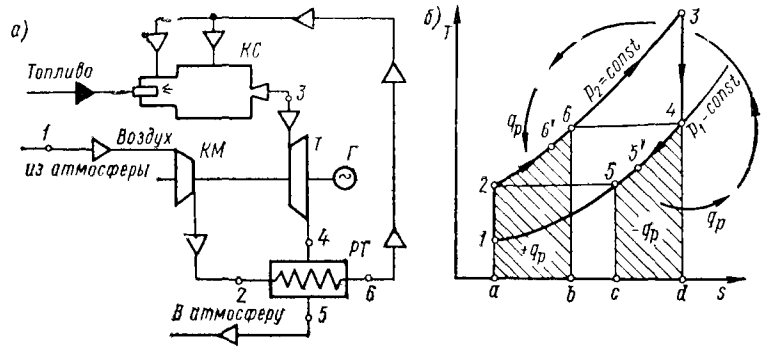


Рис. 10.4. ГТУ с полной регенерацией и изобарным подводом теплоты:
а — схема; *б* — цикл в *s* — *T*-диаграмме;
Г — генератор; *К* — компрессор; *КС* — камера сгорания; *Т* — турбина

ществления цикла ГТУ с рекуперацией необходимо подводить к рабочему телу в камере сгорания меньше теплоты на величину $q_р$, т. е.

$$q_{к.с} = q_1 - q_р = \text{пл. } 2—3—d—a - \text{пл. } 2—6—b—a = \text{пл. } 6—3—d—b,$$

а значит, требуется сжигать меньше топлива.

В связи с тем, что работа цикла в обоих случаях одинакова и эквивалентна площади $l_ц = \text{пл. } 1—2—3—4$, то термический КПД цикла с рекуперацией теплоты получится большим из-за меньшего количества подводимой теплоты q_1:

$$\eta_{т.р} = l_ц/(q_1 - q_р) > \eta_т = l_ц/q_1.$$

В действительности теплообмен между газом и воздухом в рекуператоре происходит при конечной площади поверхности теплообмена и конечном времени контакта и, следовательно, полная рекуперация теплоты невозможна. Поэтому температура нагретого воздуха на выходе из теплообменника будет $T_{6'} < T_6$, а температура охлажденных газов $T_{5'} > T_5$. Совершенство процесса рекуперации оценивается *степенью рекуперации*

$$\sigma = q'_р/q_р = \frac{c_p(T_{6'} - T_2)}{c_p(T_6 - T_2)} = \frac{T_{6'} - T_2}{T_6 - T_2} = \frac{T_4 - T_{5'}}{T_4 - T_5},$$

представляющей собой отношение фактически рекуперированной теплоты к предельно возможной. В действительных условиях степень рекуперации составляет величину $\sigma = 0{,}5 \div 0{,}7$ и определяется технико-экономическими соображениями.

Другой путь повышения термического КПД цикла ГТУ заключается в осуществлении ступенчатого сжатия воздуха в компрессоре и ступенчатого сжигания топлива. На рис. 10.5 изображен идеальный цикл многоступенчатой ГТУ, в котором изобары

o—a, *b—c* и т. д. —процессы сжигания топлива в камерах сгорания по ступеням, а адиабаты *1—2*, *3—4*, ... соответствуют процессам сжатия воздуха в первой, второй и последующих ступенях компрессора. Из рисунка видно, что при бесконечно большом числе промежуточных ступеней подвода теплоты и ступеней сжатия процессы подвода и отвода теплоты приближаются к изотермам, а идеальный цикл — к обобщенному (регенеративному) циклу Карно, имеющему, как известно, наибольший КПД.

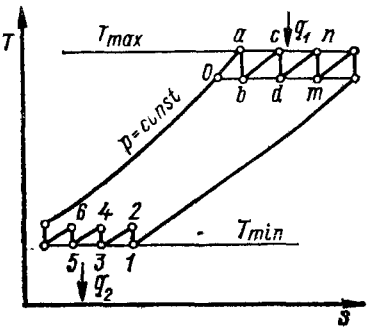


Рис. 10.5. Цикл ГТУ с применением многоступенчатого сжатия и камер промежуточного сгорания

В действительности ГТУ с большим числом ступеней не делают из-за их громоздкости, а ограничиваются двумя, в крайнем случае тремя ступенями.

§ 10.3. ЦИКЛ ГТУ С ПОДВОДОМ ТЕПЛОТЫ ПРИ $v = \text{const}$

Принципиальная схема ГТУ со сгоранием топлива при постоянном объеме показана на рис. 10.6. От предыдущей данная ГТУ отличается лишь конструкцией камеры сгорания, которая имеет три клапана: подачи свежего воздуха *6*, подачи жидкого или газообразного топлива *5* и клапан *8*, сообщающий камеру сгорания с сопловым аппаратом *9* турбины *1*. Открытие и закрытие клапанов, требуемое для обеспечения $v = \text{const}$ в процессе горения топлива, регулируется специальным устройством в соответствии с фазами цикла ГТУ.

Компрессор *2*, приводимый в движение газовой турбиной *1*, подает сжатый атмосферный воздух в камеру сгорания *7* через управляемый клапан *6*. Одновременно с воздухом в эту камеру через форсунку (клапан) *5* топливным насосом *3* (компрессором) подается топливо из бака *4*. Образовавшаяся смесь воспламеняется в камере сгорания от электрической искры и сгорает при постоянном объеме, поскольку все три клапана в этот момент закрыты. Это приводит к резкому увеличению давления и температуры в камере сгорания. При определенном значении давления открывается сопловой клапан *8*, и продукты сгорания топлива под давлением направляются к сопловому аппарату *9*, а затем на лопатки *10* турбины. Рабочее тело совершает полезную работу, которая воспринимается потребителем энергии *11*, а затем выбрасывается в атмосферу. При этом давление в камере сгорания постепенно падает, и при достижении определенного значения открывается клапан *6* подачи сжатого воздуха. Происхо-

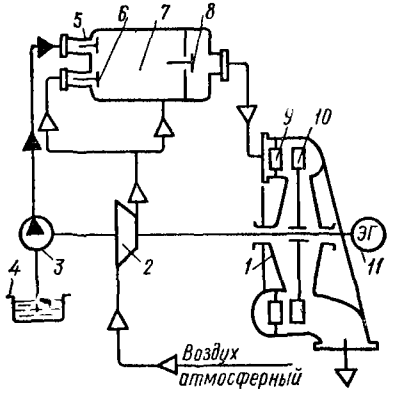


Рис. 10 6. Схема ГТУ со сгоранием топлива при $v = \text{const}$

дит продувка камеры — вытеснение из нее свежим воздухом оставшихся продуктов сгорания. Во время продувки воздух попадает в турбину и охлаждает детали ее проточной части. К концу продувки клапан *8* закрывается, и камера вновь наполняется сжатым воздухом, цикл повторяется. Таким образом, в отличие от работы ГТУ со сгоранием топлива при $p = \text{const}$, в этой установке рабочий процесс осуществляется не непрерывно, а периодически.

На рис. 10.7 изображен теоретический цикл работы этой установки. Термический КПД рассматриваемого цикла

$$\eta_т = 1 - |q_2|/q_1 = 1 - \frac{c_p(T_4 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2)} = 1 - (T_1/T_2)\,k\,\frac{T_4/T_1 - 1}{T_3/T_2 - 1}, \quad (10.8)$$

где $q_1 = c_v(T_3 - T_2)$ — теплота, подводимая в процессе *2—3*; $|q_2| = c_p(T_4 - T_1)$ — теплота, отводимая в процессе *4—1*.

Для изохорного процесса подвода теплоты

$$T_3/T_2 = p_3/p_2 = \lambda, \quad (10.9)$$

где λ — степень повышения давления в изохорном процессе подвода теплоты q_1.

Ранее было получено выражение (9.9) для соотношения температур в адиабатном процессе сжатия *1—2*

$$T_1/T_2 = 1/\varepsilon^{k-1}.$$

Для адиабат *1—2* и *3—4* уравнения Пуассона имеют вид:

$$p_4 v_4^k = p_3 v_3^k;\ p_1 v_1^k = p_2 v_2^k. \quad (10.10)$$

Разделив почленно одно уравнение на другое и учитывая, что $v_3 = v_2$, $p_4 = p_1$, а $p_3/p_2 = \lambda$, получаем

$$(v_4/v_1)^k = \lambda. \quad (10.11)$$

Для изобарного процесса отвода теплоты q_2 с учетом соотношения (10.11) можно написать

$$T_4/T_1 = v_4/v_1 = \lambda^{1/k}. \quad (10.12)$$

Подставляя в уравнение (10.8) соотношения (10.9), (10.12) и ранее полученное (9.9), получаем окончательное выражение для

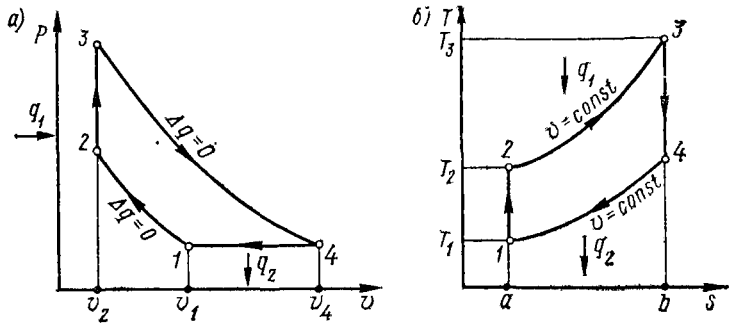


Рис. 10.7. Цикл ГТУ с подводом теплоты при v = const: *а* — в v — p-диаграмме; *б* — в s — T-диаграмме

термического КПД цикла ГТУ с подводом теплоты при v = const:

$$\eta_т = 1 - (1/\varepsilon^{k-1})\, k\, (\lambda^{1/k} - 1)/(\lambda - 1). \qquad (10.13)$$

Из уравнения (10.13) следует, что термический КПД увеличивается с повышением степени сжатия ε и степени повышения давления λ.

Сравнивая между собой выражения (10.7) и (10.13) для циклов с подводом теплоты при p = const и v = const при одинаковых значениях ε и k, получаем, что термический КПД цикла с горением при v = const выше, чем при p = const, так как всегда $\lambda > 0$ и $k\,(\lambda^{1/k} - 1)/(\lambda - 1) < 1$.

Однако, несмотря на термодинамическое преимущество ГТУ с подводом теплоты при v = const, практического распространения они не получили вследствие сложности конструкции, ненадежной работы клапанов при высокой температуре в камере сгорания и неэкономичной работы установки из-за пульсации потока газа.

ГЛАВА 11. ВОДЯНОЙ ПАР

§ 11.1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

В теплотехнике и хладотехнике в качестве рабочих тел используют различные жидкости и их пары: ртуть, аммиак, хладоны и т. д., но наиболее распространены вода и ее пары из-за невысокой стоимости и доступности. В настоящей главе рассматривается водяной пар, но выводы, полученные для этого рабочего тела, относятся и к пару любой другой жидкости.

Известно, что все вещества в зависимости от физических условий находятся в твердом, газообразном или жидком состоянии.

Переход из одного состояния в другое называется *фазовым превращением*. Фазовое превращение из жидкого состояния в газообразное называется *парообразованием*, из газообразного в жидкое — *конденсацией*.

Водяной пар может быть получен двумя способами: испарением или кипением.

В процессе испарения парообразование происходит только на свободной поверхности жидкости. Это двусторонний процесс, в котором наряду с уходом части молекул из жидкости происходит и частичное возвращение молекул обратно в жидкость. В случае, если процессы ухода и возвращения молекул взаимно компенсируются, то наступает состояние *динамического равновесия*, пар над поверхностью становится насыщенным. Процесс испарения жидкости происходит при любой температуре, причем температура жидкости уменьшается, так как с ее открытой поверхности уходят молекулы, обладающие наибольшей энергией. Температура жидкости при испарении с открытой поверхности тем ниже, чем интенсивнее испарение. В холодильной технике это свойство воды широко используют в устройствах для охлаждения воды (в градирнях, брызгальных бассейнах и т. д.).

В процессе кипения пар образуется по всей массе жидкости. При нагревании жидкости понижается растворимость в ней газов, в результате чего на дне и стенках сосуда, в котором находится вода, образуются пузырьки. В процессе нагревания внутрь пузырьков начинает испаряться жидкость, и при определенной температуре давление насыщенного пара внутри пузырьков становится равным наружному давлению. В этот момент пузырьки отрываются, и жидкость начинает кипеть. Таким образом, если испарение происходит с поверхности жидкости при любой температуре, то кипение — при одной, вполне определенной для данного давления температуре. Эта температура называется *температурой кипения* или *температурой насыщения* и обозначается t_s.

Когда процесс кипения начался, несмотря на продолжающийся подвод теплоты температура жидкости остается постоянной, пока вся жидкость не выкипит. Причем чем выше давление, при котором происходит кипение, тем выше температура кипения.

Рассмотрим процесс парообразования при постоянном давлении по стадиям. Допустим, что 1 кг воды при температуре 0 °С заключен в цилиндр с подвижным поршнем, оказывающим на жидкость постоянное давление p, большее, чем равновесное, соответствующее температуре насыщения (рис. 11.1). Удельный объем воды при температуре 0 °С и давлении p обозначим v_0 (рис. 11.1, *а*) и к жидкости, находящейся под поршнем, начнем подводить теплоту. Удельный объем жидкости несколько увеличивается до v', температура увеличивается до температуры насыщения t_s (рис. 11.1, *б*). Вода, нагретая до температуры насыщения, называется *насыщенной жидкостью*. При дальнейшем подводе теплоты

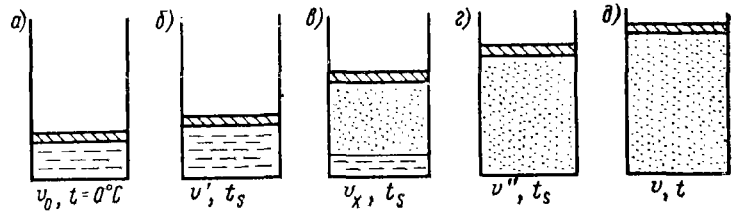


Рис. 11.1. Процесс получения перегретого пара при $p = \text{const}$

жидкость начинает постепенно переходить в пар, объем ее увеличивается до v_x, а температура остается постоянной — t_s (рис. 11.1, *в*). Смесь жидкости и пара при температуре кипения называется *влажным насыщенным паром*. Такое состояние может быть определено, если известна *степень сухости пара* (паросодержание), которая обозначается x и изменяется от 0 до 1 (или *степень влажности*, которая обозначается $1 - x$).

Степень сухости — это массовая доля сухого насыщенного пара во влажном насыщенном паре. Степень сухости может быть задана в долях единицы или в процентах. Например, если степень сухости $x = 0{,}5$, то в смеси содержится половина жидкости и половина пара; если $x = 0{,}9$, то влажный насыщенный пар состоит на 90 % из сухого насыщенного пара и на 10 % из жидкости, причем чем больше степень сухости, тем пар суше.

Если продолжать подвод теплоты к влажному насыщенному пару, то объем его будет увеличиваться до v', а температура останется постоянной — t_s (рис. 11.1, *г*), наступит момент, когда вся жидкость перейдет в пар. Пар, который имеет температуру насыщения, называется *сухим насыщенным паром*. Состояние сухого насыщенного пара очень неустойчиво, при отводе теплоты он начинает конденсироваться, при подводе теплоты — перегреваться. Так, если к сухому насыщенному пару продолжать подводить теплоту, происходит дальнейшее увеличение объема пара до v и его температуры до t, сухой насыщенный пар становится перегретым (рис. 11.1, *д*). Пар, имеющий температуру выше температуры насыщения жидкости, из которой он получился, называется *перегретым паром*. Состояние перегретого пара характеризуется степенью перегрева, которая обозначается Δt и определяется разностью температур $\Delta t = t - t_s$, где t — температура перегретого пара.

Состояние перегретого пара более устойчиво по сравнению с сухим насыщенным. При отводе теплоты он несколько понижает свою температуру, но не конденсируется, что является основной причиной широкого использования перегретого пара в паровых двигателях.

§ 11.2. ПОГРАНИЧНЫЕ КРИВЫЕ ЖИДКОСТИ И ПАРА. КРИТИЧЕСКАЯ ТОЧКА

Рассмотрим процесс парообразования при постоянном давлении $p = \text{const}$ в v—p-диаграмме, для чего используем обозначения, принятые в предыдущем параграфе: параметры жидкости при температуре 0 °С обозначим v_0, s_0, t_0, насыщенной жидкости — v', s', i', влажного насыщенного пара — v_x, s_x, i_x, сухого насыщенного пара — v'', s'', i'', перегретого пара — v, s, t, i.

Пусть 1 кг воды при 0 °С находится в цилиндре с подвижным поршнем, оказывающим на жидкость постоянное давление. На v—p-диаграмме (рис. 11.2) состояние воды с этими параметрами может быть определено точкой *1*. При этом жидкость является ненасыщенной. Затем по мере подвода теплоты температура жидкости увеличивается, объем ее растет, вода переходит в состояние насыщенной жидкости (точка *2*). При дальнейшем подводе теплоты начинается процесс парообразования, вода находится в состоянии влажного насыщенного пара, ее температура остается постоянной. Процесс получения сухого насыщенного пара из насыщенной жидкости на диаграмме изображается отрезком *2—3*, причем на этом участке изобара совпадает с изотермой. В точке *3* пар находится в состоянии сухого насыщенного; если его и дальше нагревать при постоянном давлении, сухой пар становится перегретым (точка *4*). Если же подобный процесс парообразования рассмотреть при более высоком давлении p_1, изобара, соответствующая этому давлению, на диаграмме пройдет выше изобары p и точки, характеризующие процесс парообразования, разместятся на диаграмме следующим образом: точка *1'* лежит почти на вертикали, проходящей через точку *1*, так как жидкость практически несжимаема; состояние насыщенной жидкости при давлении p_1 изображается точкой *2'*, лежащей несколько правее точки *2*, так как с увеличением давления увеличивается температура насыщения, а следовательно, жидкость обладает бóльшим удельным объемом; состояние сухого насыщенного пара при этом же давлении изображается точкой *3'*, лежащей левее точки *3*, так как с увеличением давления удельный объем пара уменьшается; состояние перегретого пара изображается точкой *4'*, которая может находиться и левее и правее точки *4* в зависимости от температуры перегрева пара.

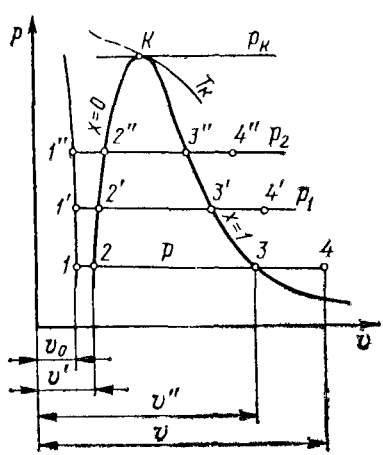


Рис. 11.2. Пограничные кривые жидкости и пара в v—p-диаграмме

В процессах парообразования при более высоких давлениях точки, характеризующие процесс, будут располагаться на диаграмме аналогично. Если через эти точки провести плавные кривые, то получится вертикальная линия, характеризующая состояние воды при 0 °С, и две *пограничные кривые* 2—*К* (левая пограничная кривая, которая характеризует состояние насыщенной жидкости) и *3* — *К* (правая пограничная кривая, характеризующая состояние сухого насыщенного пара). Точка *К*, в которой сходятся пограничные кривые, называется *критической точкой*, а параметры, соответствующие этой точке, — *критическими*.

Для воды критические параметры имеют следующие значения:

$$p_к = 22{,}1 \text{ МПа}; \; t_к = 374{,}1 \text{ °С}; \; v_к = 0{,}003 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Каждое вещество имеет свою критическую точку, в этой точке совпадают свойства жидкости и пара. Таким образом, вся v — p-диаграмма водяного пара пограничными кривыми с критической точкой *К* разделена на следующие области: слева от пограничной кривой *2* — *К* — область ненасыщенной жидкости, между пограничными кривыми — область влажного насыщенного пара, справа от пограничной кривой *3* — *К* — область перегретого пара.

§ 11.3. ДИАГРАММЫ $s - T$ И $s - i$ ДЛЯ ВОДЯНОГО ПАРА

Ранее был рассмотрен процесс парообразования при постоянном давлении в v — p-диаграмме. Такой же процесс можно построить и в s — T-диаграмме (тепловой диаграмме). Возьмем 1 кг воды при 0 °С. На диаграмме такое состояние будет обозначаться точкой *1*, лежащей на оси температур (рис. 11.3). Энтропия жидкости, имеющей температуру 0 °С и давление насыщения, соответствующее этой температуре, принимается равной нулю. По мере подвода теплоты к воде температура ее увеличивается, энтропия увеличивается до состояния насыщенной жидкости. На диаграмме точка *2* характеризует насыщенную жидкость ($x = 0$) при давлении $p =$ =const. В точке *2* кривая ломается, и при дальнейшем подводе теплоты температура жидкости будет оставаться постоянной, пока продолжается процесс кипения. Процесс получения сухого насыщенного пара из насы-

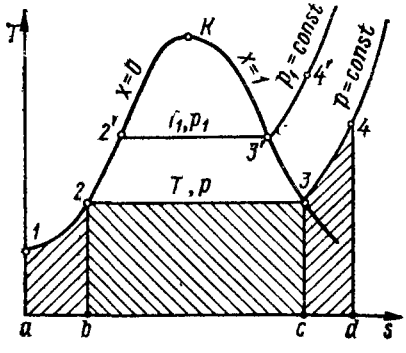


Рис. 11.3. Пограничные кривые жидкости и пара в s — T-диаграмме

щенной жидкости на диаграмме изображается отрезком *2—3*, причем на этом участке изобара совпадает с изотермой. В точке *3* ($x=1$) пар находится в состоянии сухого насыщенного; при дальнейшем подводе теплоты температура его увеличивается, энтропия увеличивается, и пар становится перегретым (точка *4*). Таким образом, кривая *1—2—3—4* представляет собой в диаграмме $s - T$ процесс получения перегретого пара при постоянном давлении из воды при 0 °С.

Если подобный процесс рассмотреть при более высоком давлении p_1, то изобара, соответствующая этому давлению, пройдет выше изобары p. Точка *2'* будет располагаться выше точки *2*, потому что с увеличением давления увеличивается и температура насыщения, соответственно точка *3'* располагается выше точки *3*.

В процессе при более высоких давлениях точки, характеризующие процесс, будут располагаться аналогично, и, если соединить эти точки плавными кривыми, получим пограничные кривые, которые, так же как на $v - p$-диаграмме, сходятся в критической точке K и делят всю диаграмму на следующие области: левее пограничной кривой $x = 0$ — область ненасыщенной жидкости, между пограничными кривыми — область влажного насыщенного пара, правее пограничной кривой $x = 1$ — область перегретого пара.

В области влажного насыщенного пара на диаграмме наносятся линии, характеризующие постоянные степени сухости ($x = \text{const}$). Кроме того, наносятся линии постоянных удельных объемов — изохоры, которые располагаются круче, чем изобары.

Диаграмма $s - T$ для водяного пара играет важную роль в теплотехнических расчетах. Она очень наглядна и дает возможность определить, сколько теплоты необходимо подвести на той или иной стадии получения перегретого пара, так как диаграмма *тепловая (рис. 11.3). Площадь под процессом 1—2 на диаграмме* равна количеству теплоты, которое необходимо подвести к 1 кг воды при 0 °С, чтобы получить насыщенную жидкость при постоянном давлении, или теплоты насыщенной жидкости. Площадь под процессом *2—3* на диаграмме равна теплоте, которую необходимо подвести к 1 кг насыщенной жидкости, чтобы превратить ее в сухой насыщенный пар при постоянном давлении, или теплоте парообразования. Площадь под процессом *3—4* на диаграмме равна количеству теплоты, которую необходимо подвести к 1 кг сухого насыщенного пара, чтобы получить перегретый пар при постоянном давлении или теплоте перегрева. Площадь под процессом *1—2—3* равна полной теплоте сухого насыщенного пара, а площадь под всем процессом парообразования *1—2—3—4* — полной теплоте перегретого пара.

Диаграмма $s - T$ наглядна, однако подсчет количества теплоты путем определения площади под линией процесса несколько осложняет расчеты, поэтому на практике большее распространение получила $s - i$-диаграмма для водяного пара (рис. 11.4), по оси

абсцисс в которой откладывают энтропию, по оси ординат — энтальпию. На основе табличных данных наносят пограничные кривые, которые вместе с критической точкой K делят диаграмму также на три области: левее пограничной кривой $x = 0$ — область ненасыщенной жидкости, между пограничными кривыми — область влажного насыщенного пара ($1 > x > 0$), правее пограничной кривой $x = 1$ — область перегретого пара. В области влажного насыщенного пара наносят линии постоянной степени сухости $x = \text{const}$. Изобары в этой области совпадают с изотермами. В области перегретого пара изобары и изотермы расходятся в соответствии с рис. 11.4. На диаграмму также наносят изохоры, которые располагаются круче изобар.

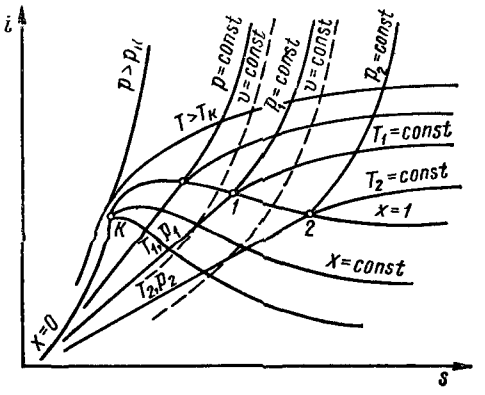


Рис. 11.4. Диаграмма s—i для водяного пара

Состояние сухого насыщенного пара на s — i-диаграмме определяется точкой пересечения изобары с пограничной кривой $x = 1$, влажного насыщенного пара — точкой пересечения изобары с линией известной постоянной степени сухости $x = \text{const}$, перегретого пара — точкой пересечения изобары с изотермой.

§ 11.4. ПРОЦЕССЫ ИЗМЕНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ВОДЯНОГО ПАРА

В термодинамических процессах для водяного пара, так же как для идеального газа, необходимо определить неизвестные параметры в начале и конце процесса, изменение его внутренней энергии, работу и теплоту, участвующую в процессе. Для определения неизвестных параметров в практических расчетах пользуются таблицами или диаграммами, причем графический способ наиболее распространен. На диаграмме s — i наносят искомый термодинамический процесс для водяного пара, затем определяют по двум известным параметрам остальные неизвестные и по этим данным рассчитывают процесс.

Рассмотрим в s — i-диаграмме основные термодинамические процессы для водяного пара: изохорный ($v = \text{const}$), изобарный ($p = \text{const}$), изотермический ($T = \text{const}$) и адиабатный ($s = \text{const}$).

Изохорный процесс. Рассмотрим изохорный процесс получения перегретого пара из влажного насыщенного. Построим такой процесс в s — i-диаграмме по известным начальным параметрам

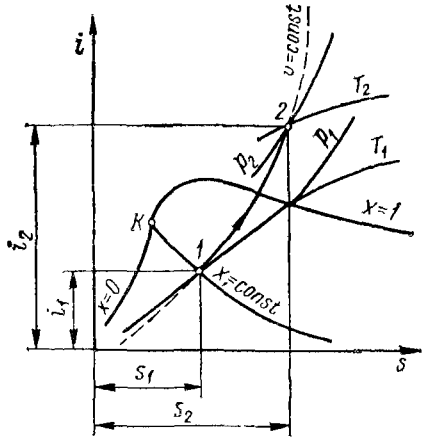


Рис. 11.5. Изображение изохорного процесса в s—i-диаграмме

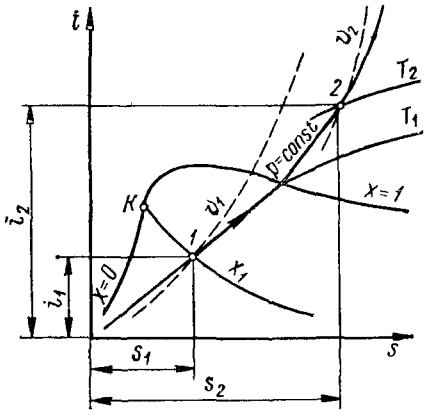


Рис. 11.6. Изображение изобарного процесса в s—i-диаграмме

пара p_1 и x_1 и конечной температуре T_2 (рис. 11.5). На пересечении параметров $p_1 = \text{const}$ и $x_1 = \text{const}$ найдем точку *1*, характеризующую начало процесса. По линии $v = \text{const}$ пар нагревается до состояния, характеризуемого на диаграмме точкой *2*, которая лежит на пересечении изохоры *1—2* с линией заданной конечной температуры T_2. Спроецировав точки *1* и *2* на оси абсцисс и ординат, определяем значения энтальпии и энтропии в начале и конце процесса *1—2* и все остальные неизвестные параметры. Затем по известным уже параметрам находим:

а) изменение внутренней энергии

$$u_2 - u_1 = (i_2 - p_2 v) - (i_1 - p_1 v) = i_2 - i_1 - v\,(p_2 - p_1);$$

б) работу процесса $l = 0$, так как $v = \text{const}$;

в) теплоту, подводимую в процессе, $q = u_2 - u_1$.

Изобарный процесс. Рассмотрим изобарный процесс получечения перегретого пара из влажного насыщенного. Построим изобарный процесс в s — i-диаграмме по известным параметрам p_1, x_1 и конечной температуре T_2 (рис. 11.6). Точку *1*, как и в изохорном процессе, найдем на диаграмме на пересечении изобары p_1 с линией постоянной степени сухости x_1. По линии $p = \text{const}$ пар перегревается до состояния, характеризуемого на диаграмме точкой *2*, которая лежит на пересечении изобары *1—2* с линией заданной конечной температуры. По аналогии с изохорным процессом на диаграмме можно определить все неизвестные параметры в начале и в конце процесса: i_1, s_1, v_1, i_2, s_2, v_2. По известным параметрам находим:

а) изменение внутренней энергии

$$u_2 - u_1 = (i_2 - pv_2) - (i_1 - pv_1) = (i_2 - i_1) - p\,(v_2 - v_1);$$

б) работу процесса $l = p\,(v_2 - v_1)$;

в) теплоту, подведенную в процессе, $q = i_2 - i_1$.

Изотермический процесс. Рассмотрим изотермический процесс получения перегретого пара из влажного насыщенного. По известным параметрам p_1 и x_1 и конечному давлению p_2 построим в s — i-диаграмме изотермический процесс (рис. 11.7). На пересечении параметров p_1 и x_1 определяем на диаграмме точку *1*, характеризующую начало процесса, по линии $T = \text{const}$ пар становится перегретым и характеризуется на диаграмме точкой *2*, которая находится на пересечении изотермы *1—2* с линией заданного конечного давления в области перегретого пара. Затем так же, как в первых двух процессах, определим неизвестные параметры и найдем:

а) изменение внутренней энергии

$$u_2 - u_1 = (i_2 - i_1) - (p_2v_2 - p_1v_1);$$

б) работу процесса $l = q - (u_2 - u_1)$;

в) теплоту, подведенную в процессе, $q = T(s_2 - s_1)$.

Адиабатный процесс. Рассмотрим адиабатный процесс получения перегретого пара из влажного насыщенного. На s — i-диаграмме по известным параметрам p_1 и x_1 находим точку *1* (рис. 11.8) и затем по линии постоянной энтропии $s = \text{const}$ поднимаемся до пересечения адиабаты с линией заданного конечного давления p_2 в области перегретого пара, получаем точку *2*. Таким образом, *1—2* — адиабатный процесс в s — i-диаграмме. Затем определяем по диаграмме неизвестные параметры и находим:

а) изменение внутренней энергии

$$u_2 - u_1 = (i_2 - i_1) - (p_2v_2 - p_1v_1);$$

б) работу процесса $l = -(u_2 - u_1)$;

в) теплоту, подведенную в процессе, $q = 0$.

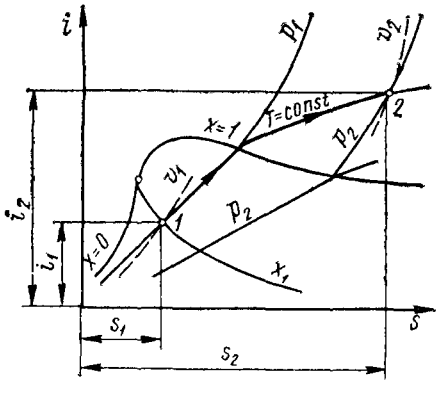


Рис. 11.7. Изображение изотермического процесса в s—i-диаграмме

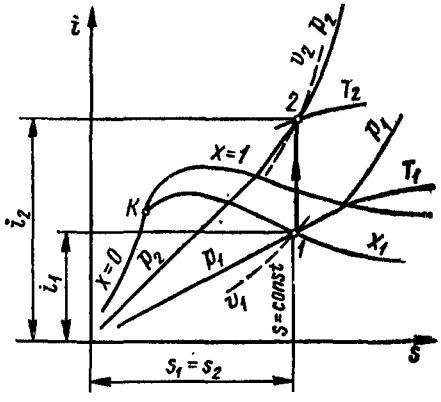


Рис. 11.8. Изображение адиабатного процесса в s—i-диаграмме

ГЛАВА 12. ЦИКЛЫ ПАРОСИЛОВЫХ УСТАНОВОК

§ 12.1. ЦИКЛ КАРНО ДЛЯ НАСЫЩЕННОГО ПАРА

Энергетическое хозяйство нашей страны в основном базируется на преобразовании теплоты в механическую работу, а затем в электрическую энергию. Наряду с вводом в строй новых мощных гидроэлектростанций и строительством АЭС по-прежнему будет возрастать мощность тепловых электростанций.

Процессы преобразования теплоты, полученной при сгорании топлива, в механическую работу осуществляются в паросиловых установках, рабочим телом в которых чаще всего являются вода и водяной пар. Рассмотрение циклов паросиловых установок начнем с наиболее экономичного из них в заданном интервале температур — цикла Карно. Принципиальная схема установки и цикл представлены на рис. 12.1 и 12.2.

В котле *Г* (рис. 12.1) при подводе теплоты q_1 (теплоты сгорания топлива) образуется сухой насыщенный пар высокого давления p_1. На диаграммах (рис. 12.2) это состояние характеризуется точкой *1*, лежащей на пересечении правой пограничной кривой $x = 1$ и изобары. Образовавшийся пар поступает в расширительный цилиндр *РЦ*, где адиабатно расширяется до низкого давления p_2 в процессе *1—2*, совершая полезную работу *l*. Влажный пар в состоянии *2* поступает в конденсатор *КД*, где от него отводится теплота q_2. В процессе *2—3* происходит частичная конденсация пара при $p = \text{const}$ и $t = \text{const}$. Процесс конденсации в цикле Карно не доводится до получения насыщенной жидкости, а в точке *3*

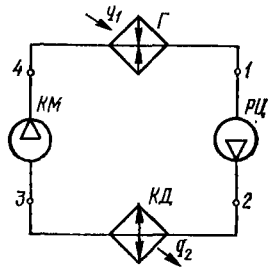
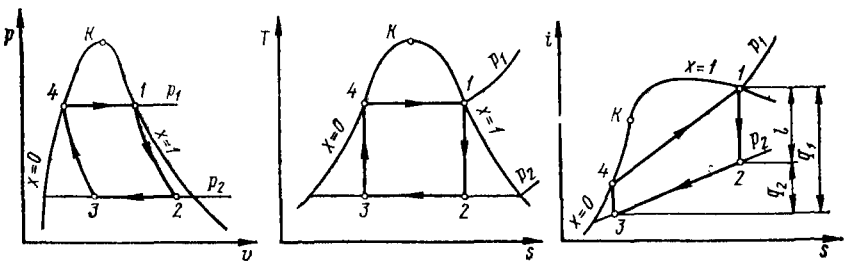


Рис. 12.1. Схема паросиловой устаиовки, работающей по циклу Карно

Рис. 12.2. Прямой цикл Карно для водяиого пара в трех днаграммах состояния



пар является влажным насыщенным. Точка *3* должна быть расположена так, чтобы в процессе *3—4* адиабатного сжатия влажного насыщенного пара на выходе из компрессора *КМ* получалась насыщенная жидкость высокого давления. Насыщенная жидкость (точка *4*) высокого давления p_1 поступает в котел *Г*, где вновь в процессе *4—1* образуется сухой насыщенный пар.

Таким образом, рассмотренный цикл состоит из двух изотерм и двух адиабат. Полезная работа цикла в диаграммах $v - p$ и $s - T$ может быть представлена площадью, ограниченной линиями цикла *1—2—3—4*.

Термический коэффициент полезного действия цикла Карно

$$\eta_{тК} = (T_1 - T_2)/T_1 = 1 - T_2/T_1.$$

Он зависит только от температур источников теплоты, имеет максимальное значение в заданном интервале температур и является эталоном, по которому сравнивают другие циклы паросиловых установок.

§ 12.2. ЦИКЛ РЕНКИНА

Несмотря на то что цикл Карно паросиловой установки имеет наибольшее значение термического КПД по сравнению с другими циклами, работающими в том же интервале температур для изотермических источников теплоты, на практике он не используется. Наличие громоздкого компрессора уменьшает полезную работу цикла и создает опасность сжатия влажного насыщенного пара, т. е. возможность гидравлического удара.

В середине XIX в. У. Дж. Ренкин предложил цикл, в котором компрессор был заменен насосом, а расширительный цилиндр — турбиной. Цикл Ренкина для сухого насыщенного пара осуществляется в установке, представленной на рис. 12.3. На рис. 12.4 этот цикл изображен в $v - p$-, $s - T$- и $s - i$-диаграммах.

В котле *Г* при подводе теплоты $q_1 = q_1' + q_1''$ образуется сухой насыщенный пар высокого давления p_1. Образовавшийся в котле пар (на диаграммах точка *1*) поступает на турбину *Т*, где адиабатно расширяется в процессе *1—2*, производя полезную работу. Влажный насыщенный пар, полученный в процессе расширения (точка *2*), поступает в конденсатор *КД*, где от него при постоянном давлении и температуре отводится теплота q_2. Процесс конденсации *2—3* в цикле Ренкина доводится до получения насыщенной жидкости низкого давления p_2 (точка *3*). Затем насосом *Н* жидкость подается в котел *Г* (процесс *3—4*), на что затрачивается работа $l_н$. Давление жидкости адиабатно повышается от p_2 до p_1. В этом процессе изменение температуры незначительно, поэтому точка *3*, соответствующая насыщенной жидкости давления p_2, и точка *4*, соответствующая ненасыщенной жидкости давления p_1, на $s - T$- и $s - i$-диаграммах практически совпадают. (В $s - i$-диаграмме точки *3* и *4* тоже совпадут, так как изобары в области

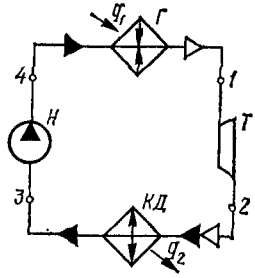
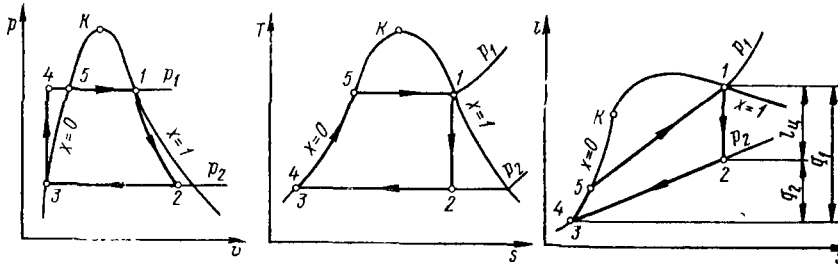


Рис. 12.3. Схема паросиловой установки, работающей по циклу Ренкина

Рис. 12.4. Цикл Ренкина для сухого насыщенного водяного пара в трех диаграммах состояния



жидкости совпадают с левой пограничной кривой). В точке *4* после насоса получается ненасыщенная жидкость высокого давления p_1. Чтобы начался процесс парообразования, ее необходимо нагреть до состояния насыщения, для чего к котлу подводят дополнительную теплоту q_1' (в процессе *4—5*).

В цикле Ренкина, таким образом, теплота подводится в процессах *4—5* и *5—1*, а отводится в процессе *2—3*. Работа цикла может быть представлена площадью *1—2—3—4—5* в $v - p$- и $s - T$-диаграммах и отрезком *1—2* в $s - i$-диаграмме (если пренебречь работой насоса).

Термический КПД этого цикла

$$\eta_т = l_ц/q_1.$$

Он имеет меньшее значение, чем термический КПД цикла Карно, так как в цикле Ренкина значительно увеличено количество подведенной теплоты q_1 — на величину q_1', связанную с подогревом жидкости в процессе *4—5*, а средняя температура в этом процессе меньше T_1.

состояние сухого насыщенного пара очень неустойчиво и на практике в паросиловых установках применяют не сухой насыщенный пар, а перегретый, для чего в схему установки вводят дополнительный аппарат — пароперегреватель *ПП*. Принципиальная схема установки, работающей по циклу Ренкина для перегретого пара, и ее цикл изображены на рис. 12.5 и 12.6.

В котле *Г* при подводе теплоты $q_1' + q_1''$ (процесс *4—6*) образуется сухой насыщенный пар состояния *6*. Из котла пар поступает в пароперегреватель *ПП*, в котором перегревается (процесс

6—1) за счет подвода теплоты q_1''' (теплота сгорания топлива). Давление в процессе *6—1* не изменяется. Далее перегретый пар поступает на турбину *Т*, где, адиабатно расширяясь (процесс *1—2*), совершает полезную работу. Влажный насыщенный пар состояния *2* конденсируется в конденсаторе *КД* (процесс *2—3*), образовавшаяся жидкость насосом *Н* подается в котел (процесс *3—4*), где подогревается до состояния насыщения за счет подвода теплоты q_1'.

В цикле Ренкина для перегретого пара теплота подводится в процессах *4—5*, *5—6*, *6—1*, отводится в процессе *2—3*. Работа цикла может быть представлена площадью *1—2—3—4—5—6* в v — p- и s—T-диаграммах и отрезком *1—2* в s — i-диаграмме (если пренебречь работой, затрачиваемой в насосе).

Термический КПД цикла Ренкина для перегретого пара

$$\eta_т = l_ц/q_1 = (q_1 - |q_2|)/q_1.$$

Теплота q_1 подводится в процессе при постоянном давлении от точки *4* до точки *1* и может быть определена как разность энтальпий в начале и конце процесса подвода теплоты: $q_1 = i_1 - i_4$.

Теплота $|q_2|$ отводится в процессе *2—3* при постоянном давлении и также может быть определена как разность энтальпий: $|q_2| = i_2 - i_3$.

Если пренебречь работой, затраченной в насосе, величина которой незначительна, то работа цикла равна работе турбины $l_т$:

$$l_ц = l_т = q_1 - |q_2|, \text{ или } l_ц = i_1 - i_4 - i_2 + i_3.$$

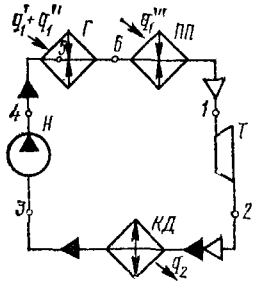
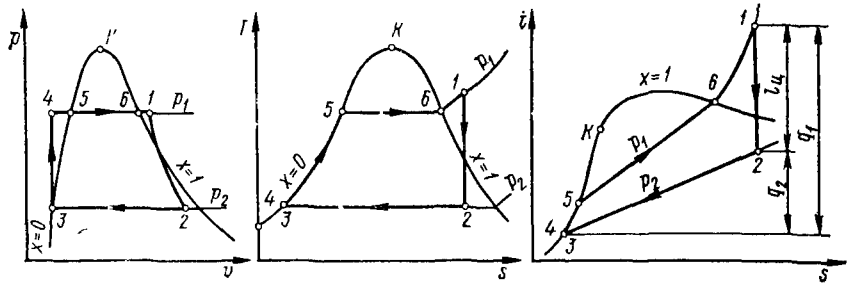


Рис. 12.5. Схема паросиловой установки для перегретого пара

Рис. 12.6. Цикл паросиловой установки для перегретого пара в трех диаграммах состояния



Так как $i_3 = i_4$, то $l_ц = i_1 - i_2$. Тогда термический КПД цикла может быть представлен формулой

$$\eta_т = l_ц/q_1 = (i_1 - i_2)/(i_1 - i_4).$$

Кроме термического КПД цикла вычисляют удельный расход пара d_0, который показывает, какое количество пара необходимо пропустить через турбину, чтобы получить единицу полезной работы:

$$d_0 = 1/(i_1 - i_2).$$

Если энтальпия измеряется в кДж/кг, то удельный расход пара измеряется в кг/кДж.

Обычно в паросиловых установках удельный расход пара измеряют в килограммах на единицу электрической энергии, которую измеряют в кВт·ч. Известно, что 1 кВт·ч эквивалентен 3600 кДж, тогда формулу для удельного расхода пара можно записать в виде

$$d_0 = 3600/(i_1 - i_2).$$

Удельный расход пара, так же как и термический КПД, характеризует экономичность цикла.

§ 12.3. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПАРОСИЛОВОЙ УСТАНОВКИ И ПУТИ ЕЕ ПОВЫШЕНИЯ

При помощи паросиловой установки происходит преобразование теплоты (теплоты сгорания топлива и т. д.) в механическую работу, а затем в электрическую энергию. В настоящее время, когда серьезно ставятся вопросы экономии энергетических ресурсов, важно повышение термического КПД паросиловой установки. Его можно определить по формуле

$$\eta_т = (i_1 - i_2)/(i_1 - i_4).$$

Из формулы видно, что термодинамическая эффективность цикла зависит от начальных параметров водяного пара p_1 и t_1 и конечного давления p_2. Влияние одного из параметров на КПД цикла можно проследить при неизменных двух других параметрах. Рассмотрим различные пути повышения термического КПД паросиловой установки.

Повышение начального давления. Повышение начального давления p_1 до p_1' оказывает влияние на термический КПД, что можно проследить на изображении цикла Ренкина в s — i-диаграмме при неизменных T_1 и p_2 (рис. 12.7). Из диаграммы видно, что с увеличением начального давления до p_1' полезная работа цикла увеличивается до $l_ц'$, а количество затраченной теплоты несколько уменьшается — до q_1'. Следовательно, термический КПД цикла с увеличением начального давления увеличивается. При этом уменьшается удельный расход пара, что позволяет уменьшить

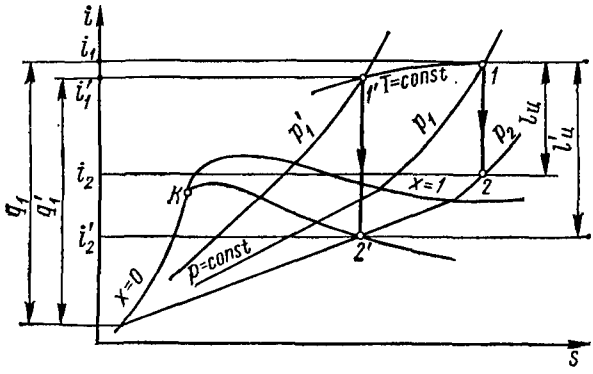


Рис. 12.7. Влияние начального давления на повышение экономичности паросиловой установки

размеры паросиловой установки. Однако увеличение начального давления имеет и отрицательную сторону: в результате адиабатного расширения перегретого пара высокого давления получается влажный насыщенный пар, имеющий более низкую степень сухости: $x_2' < x_2$. Использование в турбине пара высокой влажности приводит к значительному изнашиванию рабочих лопаток турбины. Поэтому в современных паросиловых установках стремятся использовать пар высокого давления (около 10 МПа) на входе в турбину и большой степени сухости низкого давления на выходе из турбины, для чего увеличивают температуру перегрева пара в пароперегревателе.

Перегрев пара. Повышение начальной температуры пара от T_1 до T_1' также оказывает влияние на термический КПД. На рис. 12.8 изображен цикл Ренкина в s — i-диаграмме при неизменных p_1 и p_2. Из диаграммы видно, что с увеличением начальной температуры до T_1' полезная работа цикла возрастает до $l_ц'$. При этом увеличивается и количество затраченной теплоты (до q_1'). Однако приращение полезной работы цикла несколько больше, чем изменение затраченной теплоты, в результате чего термический КПД цикла увеличивается. Таким образом, увеличение начальной температуры пара повышает экономичность цикла.

Понижение давления конденсации. Понижение конечного давления пара p_2 до p_2' увеличивает термический КПД паросиловой установки. На рис. 12.9 изображен цикл Ренкина в s — i-диаграмме при неизменных p_1 и T. Из диаграммы видно, что с уменьшением давления в конденсаторе до p_2' полезная работа цикла значительно возрастает, несколько увеличивается также количество затраченной теплоты q_1', причем приращение полезной работы больше, чем изменение затраченной теплоты, в результате чего термический КПД увеличивается. Однако уменьшение давления конденсации ограничено температурой источника и, как правило, влечет за

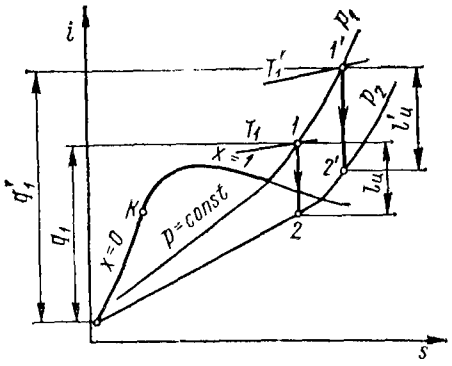


Рис. 12.8. Влияние температуры перегретого пара на повышение экономичности паросиловой установки

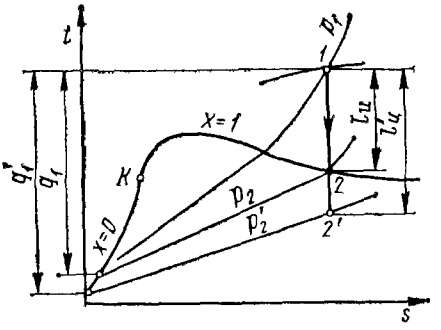


Рис. 12.9. Влияние давления конденсации на повышение экономичности паросиловой установки

собой большой расход охлаждающей воды и увеличение размеров конденсатора.

Параметры рабочего тела оказывают значительное влияние на термический КПД цикла, но при проектировании паросиловых установок необходимо учитывать и такие факторы, как безопасность работы, уменьшение габаритных размеров, металлоемкость и т. д.

ГЛАВА 13. ИСТЕЧЕНИЕ И ДРОССЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОВ И ПАРОВ

§ 13.1. ИСТЕЧЕНИЕ ЧЕРЕЗ СУЖАЮЩЕЕСЯ СОПЛО

Основные понятия. В современной технике все большее распространение получают машины, аппараты и приборы, в которых совершение механической работы связано с преобразованием потенциальной энергии (энергии давления) газа или пара в кинетическую энергию потока (струи) рабочего тела. Изучение рабочих процессов устройств, основанных на использовании кинетической энергии потока, приобретает все большее значение, особенно в связи с развитием современной теплоэнергетики (паровые и газовые турбины), ракетной техники и реактивных двигателей, химической промышленности (инжекторы, форсунки, горелки и пр.) и холодильной техники.

Под *истечением* понимают движение рабочего тела (газа, пара или жидкости) через устройства, имеющие каналы определенной формы. Канал переменного сечения, при прохождении через который поток газа расширяется с уменьшением давления и увели-

чением скорости, называется *соплом*. В соплах происходит преобразование потенциальной энергии в кинетическую.

Если в канале (насадке) происходит увеличение давления рабочего тела и уменьшение скорости его движения, то такой канал называется *диффузором*. В диффузорах увеличение потенциальной энергии газа осуществляется за счет уменьшения его кинетической энергии. Диффузоры являются основным элементом струйных компрессоров (эжекторов). Эжекторы находят применение в пароэжекторных холодильных машинах и турбокомпрессорах.

Для удобства исследования процессов истечения газов обычно принимают следующие допущения:

1) рабочим телом является идеальная упругая жидкость, характеризующаяся отсутствием внутреннего трения, т. е. лишенная вязкости (под *упругими*, или *сжимаемыми жидкостями* понимают газообразные вещества в отличие от капельных, практически несжимаемых);

2) в процессе истечения отсутствуют необратимые потери;

3) газовый поток является установившимся, или станционарным, т. е. в любой точке поперечного сечения потока скорость движения газа и параметры его термодинамического состояния (p, v, T) одинаковы и не изменяются по времени;

4) скорость и параметры состояния газа могут изменяться только вдоль потока по направлению его движения;

5) поток газа в канале движется непрерывно, и через любое его поперечное сечение в единицу времени протекает одинаковая масса газа.

Согласно принятым допущениям, для установившегося потока идеальной жидкости можно записать

$$M = f_1 w_1/v_1 = f_2 w_2/v_2 = fw/v = \text{const}, \qquad (13.1)$$

где M — секундный массовый расход; f_1, f_2, ..., f — площади поперечного сечения канала; w_1, w_2, ..., w — скорости рабочего тела в рассматриваемых сечениях; v_1, v_2, ..., v — удельные объемы рабочего тела в тех же сечениях.

Уравнение (13.1) выражает в аналитической форме *условие неразрывности* (*сплошности*) потока движущейся среды. Оно может быть представлено в дифференциальной форме:

$$f dw + w df = M dv. \qquad (13.2)$$

Теплота, подведенная к газовому потоку, расходуется не только на изменение его внутренней энергии и совершение внешней работы, но и на увеличение кинетической энергии потока. Тогда для установившегося потока идеального газа с учетом скорости его перемещения первое начало термодинамики для массы газа в 1 кг имеет вид

$$dq = du + dl' + d\,(w^2/2), \qquad (13.3)$$

где dq — элементарное количество подведенной теплоты; du — изменение удельной внутренней энергии потока; dl' — элемен-

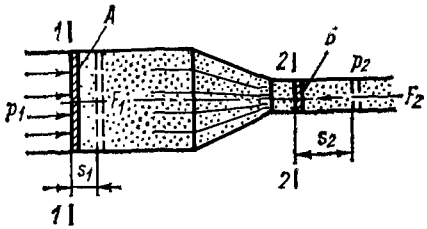


Рис. 13.1. К рассмотрению работы проталкивания

тарная работа, затрачиваемая на перемещение 1 кг рабочего тела в канале (работа проталкивания); $d\ (w^2/2)$ — приращение удельной кинетической энергии потока на рассматриваемом участке.

Работа проталкивания. Эта работа, затрачиваемая на перемещение рабочего тела в канале, совершается потоком против действия внешних сил. Для определения работы проталкивания рассмотрим стационарный поток идеальной упругой жидкости, движущейся в канале переменного сечения (рис. 13.1) При установившемся режиме через любое поперечное сечение (в том числе через сечения *1—1* и *2—2*) в единицу времени протекает одинаковая масса газа M. Допустим, что на невесомый поршень A площадью F_1 (сечение *1—1*) действует давление p_1, а на поршень $Б$ площадью F_2 (сечение *2—2*) — давление p_2. Истечение рабочего тела происходит под действием разности давлений $(p_1 - p_2)$. Тогда под действием внешней силы p_1F_1 поршень A передвинется на расстояние s_1 и над рабочим телом будет произведена работа

$$L_1 = -p_1F_1s_1 = -p_1V_1 = -Mp_1v_1.$$

Здесь работа имеет знак минус, так как она совершается н а д рабочим телом.

Вследствие перемещения поршня A вправо рабочее тело, преодолевая внешнюю силу p_2F_2, совершает работу по перемещению поршня $Б$ на расстояние s_2 (работа положительна, так как ее совершает газ):

$$L_2 = p_2F_2s_2 = p_2V_2 = Mp_2v_2.$$

В этих формулах V_1, V_2 — объемы газа, проходящие через сечения *1—1* и *2—2* в единицу времени (объемные расходы); v_1, v_2 — удельные объемы газа в рассматриваемых сечениях.

Следовательно, работа потока против действия внешних сил равна алгебраической сумме обеих работ:

$$L_1' = L_2 + L_1 = M\,(p_2v_2 - p_1v_1).$$

Эта работа называется *внешней работой при истечении* или *работой проталкивания.*

Для удельного массового расхода ($M = 1$ кг/с) работа проталкивания имеет вид

$$l' = p_2v_2 - p_1v_1,$$

или в дифференциальной форме

$$dl' = d\,(pv) = pdv + vdp. \qquad (13.4)$$

Поскольку элементарная работа проталкивания единицы массы равна $dl' = d(pv)$, а энтальпия газа $i = u + pv$, то уравнение (13.3) примет вид

$$dq = d(u + pv) + d(w^2/2) = di + d(w^2/2). \qquad (13.5)$$

Отсюда следует, что *теплота, подведенная к движущемуся рабочему телу, расходуется не только на увеличение его энтальпии, но и на возрастание кинетической энергии.* Это выражение является основным уравнением первого закона термодинамики для потока газа.

Располагаемая работа. Кинетическая энергия потока при выходе из сопла может быть превращена в полезную работу (например, вращать колесо турбины), поэтому величину $d(w^2/2)$ в уравнении (13.5), равную приращению удельной кинетической энергии газа в сопле, принято называть *элементарной располагаемой работой* dl_0:

$$dl_0 = d(w^2/2). \qquad (13.6)$$

Как показывает практика, скорость газа в сопле весьма значительна, а размеры его сравнительно невелики, поэтому время контакта газа с поверхностью сопла ничтожно мало. В связи с этим теплообменом газа с окружающей средой можно пренебречь, а процесс течения рабочего тела в сопле считать адиабатным, т. е. $dq = 0$. Тогда для обратимого адиабатного истечения упругой жидкости выражение (13.5) примет вид $di + d(w^2/2) = 0$, или с учетом (13.6)

$$dl_0 = d(w^2/2) = -di. \qquad (13.7)$$

Следовательно, ускорение адиабатного потока в канале (увеличение его кинетической энергии) приводит к возрастанию располагаемой работы за счет уменьшения его энтальпии.

После интегрирования уравнения (13.7) выражение для полной располагаемой работы примет вид

$$l_0 = (w_2^2 - w_1^2)/2 = i_1 - i_2 = h_0. \qquad (13.8)$$

Отсюда следует, что *располагаемая работа при адиабатном расширении равна разности энтальпий рабочего тела в начале и конце процесса.* Эта разность энтальпий называется *располагаемым теплоперепадом* и обозначается h_0.

Для обратимого процесса в соответствии с первым законом термодинамики $dq = di - vdp$, и с учетом выражения (13.5) элементарная располагаемая работа составляет величину

$$dl_0 = d(w^2/2) = -vdp, \text{ или } w\,dw = -vdp. \qquad (13.9)$$

Выражение (13.9) показывает: 1) располагаемая работа может быть получена только при понижении давления потока газа в сопле ($dl_0 > 0$ при $dp < 0$); 2) при движении газа по каналу изменение давления потока обратно по знаку изменению скорости.

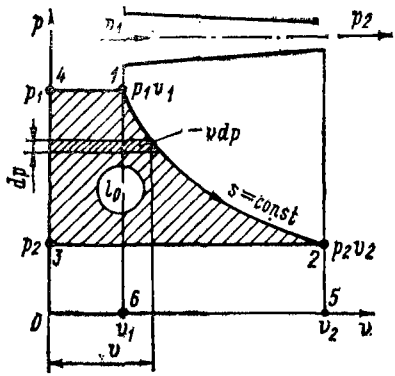


Рис. 13.2. Процесс истечения из сопла в v—p-диаграмме

Из уравнения (13.4) можно найти соотношение между работой проталкивания l', располагаемой работой l_0 и работой расширения l потока в сопле. Поскольку $p\,dv = dl$, а $-v\,dp = dl_0$, то выражение (13.4) примет вид

$$dl_0 = dl - dl', \text{ или } l_0 = l - l'. \tag{13.10}$$

Таким образом, *располагаемая работа, равная приращению внешней кинетической энергии газа при истечении, равна разности работы расширения и работы проталкивания.*

Удельная располагаемая работа, подобно работе расширения, может быть представлена графически (рис. 13.2). Для этого с учетом (13.9) представим соотношение (13.10) в интегральной форме

$$l_0 = -\int_{p_1}^{p_2} v\,dp = \int_{v_1}^{v_2} p\,dv - (p_2v_2 - p_1v_1). \tag{13.11}$$

В v — p-диаграмме удельная работа адиабатного расширения

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p\,dv = [1/(k-1)]\,(p_1v_1 - p_2v_2) \tag{13.12}$$

соответствует площади под линией процесса *1—2* (пл. *1—2—5—6*); удельная работа внешних сил p_1v_1, затрачиваемая на перемещение рабочего тела, эквивалентна площади *1—6—0—4*; удельная работа силы p_2v_2, препятствующей истечению, измеряется площадью *3—2—5—0*. Тогда

$$l_0 = \text{пл. } 1\text{—}2\text{—}5\text{—}6 + \text{пл. } 1\text{—}6\text{—}0\text{—}4 - \text{пл. } 3\text{—}2\text{—}5\text{—}0 = \\ = \text{пл. } 1\text{—}2\text{—}3\text{—}4.$$

Следовательно, удельная располагаемая работа в диаграмме соответствует заштрихованной площадке:

$$l_0 = -\int_{p_1}^{p_2} v\,dp = \int_{p_2}^{p_1} v\,dp. \tag{13.13}$$

Работа l_0 называется также *технической работой*. Из выражения (13.13) очевидно, что эта работа может быть отрицательной, положительной или равняться нулю. Если давление рабочего тела в аппарате не изменяется (например, в рекуперативном теплообменнике), то $dp = 0$ и, следовательно, $l_0 = -\int_{p_1}^{p_2} v\,dp = 0$,

т. е. техническая работа потоком не совершается. Если в машине (например, в турбине) давление рабочего тела понижается ($dp < 0$), то техническая работа $l_0 = -\int_{p_1}^{p_2} v\,dp > 0$ будет положительна, т. е. совершается потоком над внешним объектом (колесом турбины). Наоборот, техническая работа отрицательна $l_0 = -\int_{p_1}^{p_2} v\,dp < 0$, если давление рабочего тела в машине (например, в компрессоре) повышается ($dp > 0$), т. е. работа совершается над потоком. Выражение (13.11) с учетом соотношения (13.12) может быть записано в виде

$$l_0 = \frac{1}{k-1}(p_1v_1 - p_2v_2) + (p_1v_1 - p_2v_2) = \frac{k}{k-1}(p_1v_1 - p_2v_2) = kl, \tag{13.14}$$

т. е. располагаемая работа больше работы расширения в k раз.

С учетом уравнения адиабаты $p_1/p_2 = (v_2/v_1)^k$ выражение (13.14) для адиабатного истечения потока принимает вид

$$l_0 = \frac{k}{k-1}p_1v_1\left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k}\right] = \frac{k}{k-1}p_1v_1\left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}\right]. \tag{13.15}$$

Формулы (13.14) и (13.15) справедливы также для политропного истечения при замене показателя адиабаты на показатель политропы.

Скорость истечения газа. Скорость истечения газа из сопла (скорость в выходном сечении) может быть определена из уравнения (13.8):

$$w_2 = \sqrt{2l_0 + w_1^2} = \sqrt{2(i_1 - i_2) + w_1^2}\ .$$

Поскольку сопло предназначено для преобразования потенциальной энергии рабочего тела в кинетическую, то начальной скоростью потока на входе в сопло w_1 можно пренебречь из-за ее малости по сравнению с w_2. Тогда выражение для скорости истечения, справедливое для любых рабочих тел, принимает вид

$$w_2 = \sqrt{2l_0} = \sqrt{2(i_1 - i_2)} = \sqrt{2h_0}.$$

Рассматривая истечение идеальных газов, подчиняющихся уравнению состояния $p_1v_1 = RT_1$ и всем вытекающим из него закономерностям, с учетом зависимости (13.15) получаем расчетную формулу теоретической скорости истечения в несколько ином виде:

$$w_2 = \sqrt{[2k/(k-1)]RT_1[1 - (p_2/p_1)^{(k-1)/k}]}. \tag{13.16}$$

Из этого выражения видно, что скорость истечения газа из сопла возрастает с уменьшением отношения давлений и увеличением начальной температуры рабочего тела.

Массовый расход газа. При истечении рабочего тела из сопла с выходным сечением f_2 массовый расход газа может быть определен из уравнения сплошности (13.1)

$$M = f_2 w_2 / v_2 = f_2 w_2 \rho_2, \qquad (13.17)$$

где $f_2 w_2$ — объем газа, протекающий через сечение в единицу времени, — *объемный расход*; $f_2 w_2 \rho_2$ — масса газа, проходящая через сечение в единицу времени, — *массовый расход*.

Произведение $w_2 \rho_2$ [кг/(м^2·с)], входящее в эту формулу, показывает, какая масса газа (кг) в единицу времени (с) протекает через поперечное сечение площадью 1 м^2. Эта величина называется *плотностью потока массы*, а иногда — по аналогии со скоростью — *массовой скоростью*.

Заменяя в уравнении сплошности скорость w_2 на ее значение из выражения (13.16), после преобразований можно получить формулу для определения массового расхода M идеального газа через сопло

$$M = f_2 \sqrt{[2k/(k-1)](p_1/v_1)[\beta^{2/k} - \beta^{(k+1)/k}]}, \qquad (13.18)$$

где $\beta = p_2/p_1$ — отношение конечного давления к начальному.

Таким образом, массовый расход идеального газа при площади сечения сопла на выходе f_2 и неизменных начальных параметрах p_1, v_1 зависит только от степени его расширения $\beta = p_2/p_1$, или, что то же самое, от давления среды p_2, куда происходит истечение.

§ 13.2. КРИТИЧЕСКАЯ СКОРОСТЬ. МАКСИМАЛЬНЫЙ МАССОВЫЙ РАСХОД. СОПЛО ЛАВАЛЯ

Анализ уравнения массового расхода (13.18) показывает:

1) при равенстве давлений на входе и выходе из сопла ($p_1 = p_2$) $\beta = p_2/p_1 = 1$, и тогда $M = 0$, т. е. не происходит истечения газа (точка a на рис. 13.3);

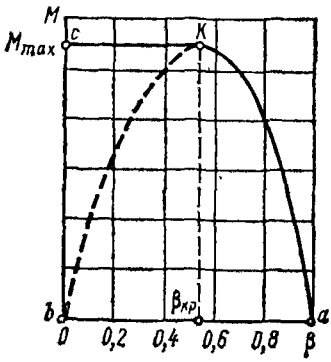


Рис. 13.3. Зависимость массового расхода от перепада давлений

2) при истечении в вакуум ($p_2 = 0$) $\beta = p_2/p_1 = 0$ и массовый расход, как и в первом случае, $M = 0$ (точка b);

3) при изменении отношения давлений β от 1 до некоторого значения $\beta_{кр} \approx 0{,}5$ расход газа увеличивается (кривая a — K) и достигает максимума в точке K. При дальнейшем уменьшении отношения p_2/p_1 (уменьшении давления внешней среды) массовый расход падает вплоть до нуля (точка b).

Давление p_2 на выходе из сопла, которому соответствует макси-

мальный расход газа M_{max}, называется *критическим*, а величина $p_{2кр}/p_1$ носит название *критического отношения давлений* и обозначается через $\beta_{кр}$. Максимальному расходу соответствуют определенная скорость истечения и другие параметры и функции состояния газа, которые также называются *критическими* и обозначаются $w_{кр}$, $i_{кр}$, $T_{кр}$ и др.

Поскольку кривая $M = f(\beta)$ дважды пересекает ось абсцисс, то она имеет экстремум в некоторой точке K (критической точке), в которой параметры имеют значения M_{max}, $\beta_{кр}$, $w_{кр}$. Из уравнения (13.18) ясно, что расход M достигает максимума тогда, когда разность значений β, заключенная в квадратных скобках, будет наибольшей. Для нахождения значения $\beta_{кр}$, соответствующего этому максимуму, отыскивают экстремум функции в квадратных скобках. Этот экстремум соответствует условию

$$\beta_{кр} = [2/(k+1)]^{k/(k-1)}. \qquad (13.19)$$

Из соотношения (13.19) следует, что критическое отношение давлений зависит только от показателя адиабаты k, т. е. от природы рабочего тела, и эта зависимость слабая (см. табл. 13.1).

Из уравнения (13.18) и графика (рис. 13.3) видно, что с увеличением перепада давлений (уменьшением отношения $p_2/p_1 = \beta$) массовый расход газа возрастает и при $\beta_{кр}$ достигает максимума, а при значениях $\beta < \beta_{кр}$ уменьшается до нуля (штриховая линия). В действительности полное совпадение расчета с практикой наблюдается только для правого участка кривой (a — K) в пределах изменения $\beta = 1 \div \beta_{кр}$. В левой части графика, в области $\beta = \beta_{кр} \div 0$, сколько бы ни уменьшалось отношение давлений, значение массового расхода газа не уменьшается, как ожидалось, а остается неизменным и равным M (линия K — c).

Исследования показали, что при $p_2 \geqslant p_{кр}$ и неизменном давлении p_1 давление газа в выходном сечении сопла p_2 равно давлению среды p_c, в которую истекает газ, и что при уменьшении давления среды, вплоть до $p_c = p_2 = p_{кр}$, расход газа и скорость истечения из сопла увеличиваются. При достижении на выходе из сопла критического давления ($p_2 = p_{кр}$) массовый расход и скорость истечения достигают максимального значения M_{max}, w_{max}. Дальнейшее снижение давления среды ($p_c < p_{кр}$) не вызывает изменения параметров потока в выходном сечении сопла.

Максимальная скорость истечения газа из сопла при максимальном расходе находится из уравнения (13.16). Подставляя вместо p_2/p_1 выражение (13.19), после преобразований получаем

$$w_{кр} = \sqrt{[2k/(k+1)]\, p_1 v_1}\,. \qquad (13.20)$$

Если обозначить $\sqrt{2k/(k+1)} = a$, то выражение (13.20) примет вид

$$\boxed{w_{кр} = a\sqrt{p_1 v_1}\,,} \qquad (13.21)$$

Таблица 13.1

К расчету критического режима и истечения газов и паров

k	$\beta_{кр}$	a	b
1,0	0,6065	1,000	0,6064
1,1	0,5847	1,024	0,6283
1,2	0,5645	1,044	0,6484
1,3	0,5457	1,063	0,6672
1,4	0,5283	1,080	0,6846
1,5	0,5120	1,095	0,7010
1,667	0,4871	1,118	0,7261

где a — коэффициент, зависящий только от показателя адиабаты k.

Скорость $w_{кр}$, соответствующая критическому отношению давлений $\beta_{кр}$, называется критической скоростью истечения.

Максимальный массовый расход через сопло определяется уравнением (13.18) с учетом (13.19)

$$M_{max} = f_2\sqrt{[2k/(k+1)](p_1/v_1)[2/(k+1)]^{2/(k-1)}} =$$
$$= f_2\sqrt{(p_1/v_1)k[2/(k+1)]^{(k+1)/(k-1)}}.$$

Обозначив через b выражение $\sqrt{k[2/(k+1)]^{(k+1)/(k-1)}}$, зависящее только от показателя адиабаты k, получим

$$M_{max} = bf_2\sqrt{p_1/v_1}. \qquad (13.22)$$

Численные значения величин $\beta_{кр}$, a и b для критического режима истечения газов и паров в зависимости от показателя адиабаты k приведены в табл. 13.1.

При расчете скоростей истечения идеального газа используют формулы (13.16) и (13.21) с заменой в них радикала $\sqrt{p_1v_1}$ на радикал $\sqrt{RT_1}$ (в соответствии с уравнением Клапейрона), а при расчете массового расхода — формулы (13.18) и (13.22) с заменой в них $\sqrt{p_1/v_1}$ на $p_1/\sqrt{RT_1}$.

Для адиабатного истечения до критического давления с учетом (13.19) справедливо соотношение

$$T_{кр}/T_1 = (p_{кр}/p_1)^{(k-1)/k} = 2/(k+1),$$

откуда $T_1 = (k+1)T_{кр}/2$. Подставив значение T_1 в выражение (13.20), получим

$$w_{кр} = \sqrt{kRT_1} = w_{зв}, \qquad (13.23)$$

или

$$w_{кр} = \sqrt{kp_1v_1} = w_{зв}. \qquad (13.24)$$

Соотношения (13.23), (13.24) представляют собой уравнения скорости распространения звуковой волны в рабочем потоке.

Таким образом, *критическая скорость истечения равна местной скорости звука* [1] в выходном сечении сопла при его параметрах $p_{кр}$ и $w_{кр}$.

Физическое объяснение расхождения теоретической зависимости $M = f(\beta)$ [уравнение (13.18), рис. 13.3] с экспериментальными данными было впервые предложено в 1839 г. Сэн-Венаном. Оно подтвердилось дальнейшими исследованиями. Оказалось, что любое, даже слабое возмущение потока распространяется в нем со скоростью звука. Тогда уменьшение давления среды p_c за соплом на некоторую величину Δp вызовет возмущение потока. Давление на выходе из сопла понизится и станет равным $p_2 = p_c$. Волна разрежения распространится вдоль потока в направлении, противоположном истечению, с относительной скоростью $w_{зв} - w$. Вдоль всей длины сопла произойдет перераспределение давлений (при $p_1 = \text{const}$), скорость истечения в каждом промежуточном сечении сопла возрастет и будет соответствовать большему расходу газа.

Если давление среды, в которую истекает газ, снизится до $p_{кр}$, то скорость истечения будет максимальной и равной местной скорости звука: $w_{max} = w_{зв} = w_{кр}$. При дальнейшем понижении давления среды ниже критического ($p_c < p_{кр}$) волна разрежения (возмущения) не сможет распространяться вдоль сопла, поскольку скорость ее распространения в среде в направлении, противоположном движению, будет равна нулю: $w_{зв} - w_{кр} = 0$. В этой связи перераспределения давлений в потоке вдоль сопла не произойдет и скорость истечения газа на выходе из сопла останется неизменной и равной местной скорости звука.

Ранее было установлено, что для ускорения потока до критической скорости с успехом могут быть использованы сужающиеся или цилиндрические сопла. При этом будет полностью использован весь перепад давлений: от давления на входе в сопло p_1 до давления на выходе $p_2 = p_c = p_{кр}$. Эти сопла получили название *дозвуковых*. В случае применения таких сопл для истечения газа в среду, давление которой ниже критического ($p_c < p_{кр}$), полезно используется только часть располагаемого перепада: от p_1 до $p_{кр}$, т. е. обеспечивается только частичный полезный переход энергии давления в кинетическую энергию струи. Остальная часть потенциальной энергии безвозвратно теряется в пространстве на образование завихрений.

Для полного использования перепада давлений от p_1 до $p_2 < p_{кр}$ и достижения на выходе из сопла давления, равного давлению среды (куда происходит истечение), шведский инженер Лаваль в 80-е годы прошлого столетия предложил комбинированное сопло, названное *соплом Лаваля*. Это сопло,

---

[1] Под местной скоростью звука понимают скорость звука в газе при параметрах, соответствующих рассматриваемому сечению сопла. Дело в том, что при адиабатном течении газа в сопле его параметры (давление и удельный объем) изменяются вдоль сопла, поэтому и скорость звука будет различной для различных его сечений.

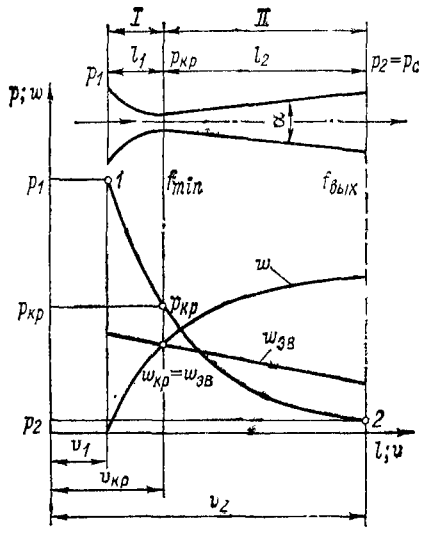


Рис. 13.4. Сопло Лаваля. Изменение p, v, w, $w_{зв}$ по длине сопла

состоящее из сужающейся и расширяющейся частей (рис. 13.4), позволило получить сверхкритические скорости истечения газа и избежать потерь энергии при большом перепаде давлений. Такие сопла называют *сверхзвуковыми* и применяют только при $\beta < \beta_{кр}$.

В сужающейся части сопла Лаваля давление газа понижается от p_1 на входе в сопло до $p_{кр}$ в минимальном сечении f_{min}. При этом скорость газа увеличивается до критической, равной местной скорости звука ($w_{кр} = w_{зв}$), т. е. протекает процесс, аналогичный процессу в сужающемся сопле. Расширяющаяся часть сопла спрофилирована так, что обеспечивает дальнейшее плавное расширение потока без отрыва от стенок и образования вихрей. В расширяющейся конической части происходит дальнейшее понижение давления газа от $p_{кр}$ до $p_2 = p_c$ в выходном сечении сопла $f_{вых}$. При этом скорость потока превысит скорость звука (за критическим сечением f_{min}) и будет продолжать увеличиваться в сверхзвуковой области.

Конфигурация профиля сопла Лаваля объясняется относительным характером изменения удельного объема v и скорости потока w при истечении. На участке *I* (рис. 13.4) при понижении давления от p_1 до $p_{кр}$ скорость газа растет более интенсивно, чем удельный объем, и в соответствии с уравнением неразрывности потока $f_2 = Mv_2/w_2$ сечение сопла в направлении движения должно уменьшаться до критического (f_{min}). На участке *II* продолжается понижение давления газа от $p_{кр}$ до $p_2 = p_c$, но здесь более интенсивно растет удельный объем газа, что приводит к необходимости увеличения площади сечения сопла в направлении движения.

Длину l_1 сужающейся части сопла выбирают минимальной в целях уменьшения потерь на трение. Длина расширяющейся части сопла l_2 определяется допустимым углом раскрытия $\alpha = 10 \div 12°$. Бо́льшие значения α вызывают отрыв струек потока от стенок сопла и образование вихрей. При меньших значениях α значительно увеличивается длина расширяющейся части сопла l_2, что усложняет изготовление и увеличивает потери на трение между потоком и стенками сопла.

§ 13.3. НЕОБРАТИМОЕ ИСТЕЧЕНИЕ

Реальный процесс истечения газа или жидкости через сопло всегда сопровождается некоторой потерей кинетической энергии на преодоление трения между рабочим телом и стенками сопла, а также внутреннего трения между отдельными частичками самого потока. Трение обусловлено вязкостью рабочего тела, шероховатостью стенок канала, наличием завихрений и т. п.

Полностью исключить потери энергии на трение не удается. Поэтому, хотя процесс истечения по-прежнему считается протекающим адиабатно, т. е. без теплообмена с окружающей средой, он необратим, поскольку выделяющаяся теплота трения $q_{тр}$ сообщается рабочему телу. Энтропия потока возрастает:

$$ds = dq_{тр}/T.$$

Теоретический процесс адиабатного обратимого истечения без трения в s — i-диаграмме (рис. 13.5) изображается отрезком *1—2* на изоэнтропе $s_1 = s_2 = \text{const}$ между изобарами p_1 и p_2. Располагаемая работа истечения определяется разностью энтальпий в начале и конце процесса: $l_0 = i_1 - i_2$, скорость истечения $w_0 = \sqrt{2\,(i_1 - i_2)}$.

В действительном процессе истечения вследствие необратимости потерь на трение энтропия газа, как указывалось выше, возрастает и действительный процесс истечения отклоняется от изоэнтропы вправо (процесс *1—2д*). Отклонение процесса вправо от точки *2* объясняется тем, что величина $dq_{тр}$ положительная, в связи с чем $s_{2д} > s_2$. Поскольку расширение газа в сопле при истечении без трения и с трением происходит до одного и того же давления, то точка 2д будет лежать правее точки *2* на той же изобаре p_2 ($i_{2д} > i_2$). Следовательно, действительная располагаемая работа $l_{0д} = i_1 - i_{2д}$ и действительная скорость газа на выходе из сопла $w_д = \sqrt{2\,(i_1 - i_{2д})}$ при истечении с трением всегда будут меньше, чем в случае обратимого течения без трения.

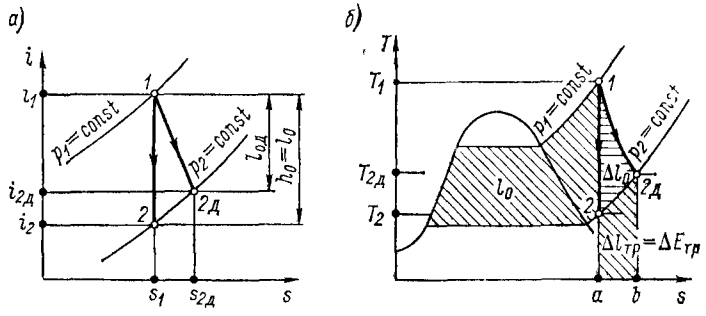


Рис. 13.5. Адиабатное истечение газа из сопла с учетом трения

Потери энергии на трение в сопле $\Delta E_{тр}$ могут быть представлены разностью кинетических энергий потока на выходе из сопла при истечении без трения и с трением:

$$\Delta E_{тр} = (w^2 - w_д^2)/2.$$

В s — T-диаграмме площадь под кривой процесса истечения с трением *1—2*д (пл. *1—2*д — *b* — *a*) эквивалентна затраченной работе на преодоление сил трения $l_{тр}$, которая необратимо превратилась в теплоту трения $q_{тр}$. Эта теплота усваивается газом, что объясняет повышение температуры и энтальпии газа на выходе из сопла ($T_{2д} > T_2$).

Потери располагаемой удельной работы (потери кинетической энергии потока) на преодоление сил трения определяются соотношением

$$\Delta l_{тр} = l_0 - l_{0д} = (i_1 - i_2) - (i_1 - i_{2д}) = i_{2д} - i_2 = \Delta E_{тр}$$

и изображаются в s — T-диаграмме площадью под кривой *2—2*д (пл. *a—2—2*д—*b*). Из сравнения работы трения (пл. *a—2—1—2*д—*b*) и потерь располагаемой работы (пл. *a—2—2*д—*b*) следует, что *потери кинетической энергии потока вследствие трения составляют лишь часть теплоты трения*, т. е. $q_{тр} > \Delta E_{тр}$. Это связано с тем, что часть теплоты трения $\Delta q_{тр}$ (пл. *1—2—2*д), усваиваясь рабочим потоком, увеличивает располагаемую работу вследствие увеличения удельного объема рабочего тела на выходе из сопла.

Следовательно, *в случае адиабатного истечения с трением располагаемая работа больше, чем в случае обратимого истечения без трения, на величину* Δl_0:

$$\Delta l_0 = l_0^{тр} - l_0^{обр} = q_{тр} - \Delta E_{тр} = \text{пл. } 1—2—2д.$$

Величина $\Delta l_0 = \Delta q_{тр}$ называется *мерой восстановленной кинетической энергии*. Окончательно потерянная кинетическая энергия $\Delta E_{тр}$ изображается площадью *a—2—2*д—*b*. Таким образом, *полная удельная работа сил трения* $l_{тр}$ *расходуется в сопле на преодоление трения и на восстановление кинетической энергии потока*:

$$l_{тр} = \Delta l_0 + \Delta l_{тр}, \text{ или } q_{тр} = \Delta q_{тр} + \Delta E_{тр}.$$

§ 13.4. ДРОССЕЛИРОВАНИЕ

Дросселированием называется термодинамический процесс необратимого понижения давления струи рабочего тела при прохождении через сужение в канале без совершения внешней работы.

Дросселирование является частным случаем истечения, и обычно его осуществляют, устанавливая на пути потока значительные местные сопротивления: диафрагмы с калиброванным

отверстием, вентили с малым проходным сечением, неплотно прикрытые клапаны, капиллярные трубки, пористые перегородки и т. д. Давление среды за дроссельным устройством уменьшается (рис. 13.6).

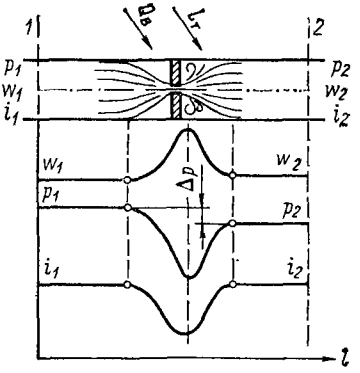


Рис. 13.6. Изменение параметров рабочего тела в процессе дросселирования

Физически падение давления струи рабочего тела за местным сопротивлением объясняется расходованием части энергии потока на преодоление этого местного сопротивления. Из-за малой площади проходного сечения диафрагмы (по сравнению с поперечным сечением канала) скорость движения потока, а значит, и его кинетическая энергия на участке установки диафрагмы возрастают, что сопровождается падением давления, т. е. уменьшением потенциальной энергии. За отверстием поток вновь течет по полному сечению канала, скорость его уменьшается, а давление возрастает. Имеет место обратный переход кинетической энергии в потенциальную. Но давление среды за диафрагмой не достигает первоначального значения ($p_2 < p_1$), так как часть кинетической энергии безвозвратно теряется на образование завихрений потока и преодоление трения в дроссельном устройстве.

Основные закономерности процесса дросселирования. Рассмотрим основные закономерности процесса дросселирования на примере течения потока в канале произвольной формы (рис. 13.6), на пути которого установлена диафрагма. Выделим сечения *1* и *2*, в которых параметры потока неизменны во времени.

В общем случае площади поперечных сечений канала f_1 и f_2, а также их высотное расположение относительно поверхности Земли z_1 и z_2 могут быть различными. Кроме того, на рассматриваемом участке к потоку может быть подведена или отведена от него внешняя теплота $Q_в$ и техническая работа $L_т$. Для такого наиболее общего случая течения уравнение первого начала термодинамики имеет вид

$$Q_в + Q_{тр} = M(i_2 - i_1) + M\left(w_2^2/2 - w_1^2/2\right) + Mg(z_1 - z_2) + \\ + L_т + L_{тр}, \qquad (13.25)$$

где M — массовый расход потока; i_1, i_2 — удельные энтальпии потока в сечениях *1* и *2*; w_1, w_2 — скорости потока в тех же сечениях; g — ускорение свободного падения.

Левая часть уравнения представляет собой общее количество теплоты, подведенной к потоку на участке *1—2* (сумма внешней теплоты $Q_в$ и теплоты $Q_{тр}$, обусловленной трением).

Первое слагаемое правой части характеризует изменение энтальпии потока от сечения *1* до сечения *2*, второе — изменение кинетической энергии, третье — изменение потенциальной энергии потока, связанное с изменением его геометрической высоты. Учитывая, что $L_{тр} = Q_{гр}$, уравнение (13.25) для единичного расхода примет вид

$$q_в = (i_2 - i_1) + \left(\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2}\right) + g(z_1 - z_2) + l_т, \qquad (13.26)$$

где $q_в = Q_в/M$; $l_т = L_т/M$.

Если в процессе дросселирования теплота не подводится к рабочему телу и не отводится от него, то уравнение (13.26) можно упростить. Такой процесс носит название *адиабатного дросселирования* ($q_в = 0$). При дросселировании работа расширения рабочего тела от давления p_1 до давления p_2 полностью затрачивается на образование турбулентных завихрений и преодоление сопротивления трению. Совершаемая потоком работа трения $L_{тр}$ превращается в теплоту $Q_{гр}$, которая полностью воспринимается самим потоком. В соответствии со вторым началом термодинамики это приводит к возрастанию энтропии потока, поэтому процесс дросселирования внутренне необратим, так как теплоту трения нельзя преобразовать в работу. В случае адиабатного течения ($q_в = 0$) без совершения технической (внешней) работы ($l_т = 0$) при условии незначительного изменения геометрической высоты канала ($z_1 - z_2 \approx 0$) уравнение (13.26) примет вид

$$(i_2 - i_1) + (w_2^2 - w_1^2)/2 = 0. \qquad (13.27)$$

В случае постоянного сечения трубопровода при дросселировании газов наблюдается некоторое увеличение скорости потока за диафрагмой ($w_2 > w_1$), что связано с понижением давления ($p_2 < p_1$), которое приводит к увеличению удельного объема газа ($v_2 > v_1$). В случае дросселирования насыщенных жидкостей увеличение скорости w_2 обусловлено парообразованием, которое сопутствует этому процессу. Однако в связи с тем, что в процессе дросселирования изменение скорости рабочего тела до и после диафрагмы незначительно ($w_2 - w_1 \approx 0$), практически во всех случаях изменением его кинетической энергии можно пренебречь вследствие ее малости по сравнению с энтальпией потока. Тогда из выражения (13.27) следует, что

$$\boxed{i_1 = i_2,} \qquad (13.28)$$

т. е. при адиабатном дросселировании потока значения его энтальпий до начала и после завершения процесса практически одинаковы.

Этот важный вывод справедлив как для реальных газов и паров, так и для жидкостей, так как получен на основании уравне-

ния первого закона термодинамики. Однако нельзя отождествлять процесс дросселирования с изоэнтальпийным процессом. В процессе дросселирования энтальпия изменяется, так как в дроссельном отверстии происходят неравновесные процессы увеличения или уменьшения скорости потока (рис. 13.6), которые вызывают изменение кинетической энергии, что, в свою очередь, при адиабатности процесса дросселирования приводит к изменению энтальпии. Только после завершения процесса энтальпия принимает первоначальное значение. Вот почему процесс дросселирования в диаграммах состояния изображают штриховой линией. Это является лишь графическим приемом, позволяющим определить параметры потока после дросселирования.

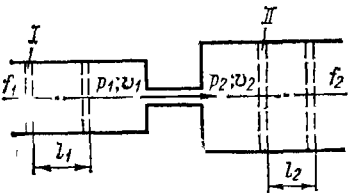


Рис. 13.7. К анализу эффекта Джоуля—Томсона

Для идеальных газов удельная теплоемкость не зависит от давления, энтальпия является только функцией температуры: $di = c_p dT$. Поэтому энтальпия также не зависит от давления. Тогда с учетом (13.28) имеем

$$\Delta T = T_2 - T_1 = (i_2 - i_1)/c_p = 0, \text{ т. е. } \boxed{T_1 = T_2.}$$

Следовательно, при адиабатном дросселировании идеального газа его температура остается неизменной.

Эффект Джоуля—Томсона. Поведение реальных газов при дросселировании отличается от поведения идеальных. В 1853—1854 гг. английские физики Джоуль и Томсон открыли явление изменения температуры реального газа при медленном стационарном адиабатном протекании сквозь пористую перегородку. Это явление изменения температуры реальных газов и жидкостей при адиабатном дросселировании получило название *эффекта Джоуля — Томсона.*

Рассмотрим процесс адиабатного дросселирования при протекании газа через трубку малого диаметра, соединяющую два цилиндра.

Для проталкивания газа через трубку (рис. 13.7), которая является дроссельным устройством (местным сопротивлением), необходимо затратить работу извне. Если левый поршень I площадью f_1, воздействуя на массу газа, переместится на расстояние l_1, то он совершит работу

$$L_1 = p_1 l_1 f_1 = p_1 V_1 = p_1 v_1 M,$$

где V_1 — объем газа, вытесненный поршнем I за данный промежуток времени; v_1 — удельный объем газа до дросселирования; M — массовый расход газа через дроссель.

За тот же промежуток времени правый поршень *II* переместится на расстояние l_2 и совершит работу

$$L_2 = p_2 l_2 f_2 = p_2 V_2 = p_2 v_2 M.$$

Таким образом, на проталкивание газа через трубку (на дросселирование) извне была затрачена работа, равная разности работ L_1, произведенной над поршнем *I*, и L_2, произведенной поршнем *II*:

$$L_1 - L_2 = (p_1 v_1 - p_2 v_2)\, M.$$

При рассмотрении процесса дросселирования было установлено: 1) внешняя работа (техническая) в процессе не производится, $l_т = 0$; 2) процесс предельно необратим, т. е. работа проталкивания полностью расходуется на преодоление сил трения в сужении канала и превращается в теплоту, $\Delta (pv) = l_{тр} = q_{тр}$; 3) при исключении теплообмена с внешней средой (адиабатный процесс, $dq = 0$) вся теплота трения воспринимается рабочим телом. Тогда в соответствии с законом сохранения и превращения энергии теплота $q_{тр} = \Delta (pv)$, подведенная к рабочему телу, вызывает увеличение его внутренней энергии. Следовательно,

$$(p_1 v_1 - p_2 v_2)\, M = (U_2 - U_1)\, M, \text{ или } \Delta (pv) = \Delta u.$$

Таким образом, при дросселировании реального газа его внутренняя энергия увеличивается за счет работы проталкивания $\Delta (pv) = p_1 v_1 - p_2 v_2$.

Внутренняя энергия рабочего тела складывается из внутренних кинетической $U_к$ и потенциальной $U_п$ энергий. Внутренняя потенциальная энергия сил взаимодействия молекул прямо пропорциональна объему газа. Кинетическая энергия движения молекул прямо пропорциональна температуре. Тогда приращение внутренней энергии потока

$$\Delta U = \Delta U_к + \Delta U_п, \text{ или } \Delta u = \Delta (pv) = \Delta u_к + \Delta u_п. \quad (13.29)$$

Следует отметить, что при любом увеличении объема газа (дросселирование, изоэнтропное расширение и др.) расстояние между молекулами газа увеличивается, и они совершают работу. Эта работа по преодолению сил притяжения молекул определяется только расстоянием между молекулами, т. е. объемом газа до и после расширения. Так как при дросселировании газ расширяется, т. е. объем рабочего тела возрастает, то потенциальная составляющая внутренней энергии увеличивается ($\Delta u_п > 0$).

Анализируя выражение (13.29), можно сделать выводы:

1) если затрата внешней работы на проталкивание газа через дроссель больше, чем приращение внутренней потенциальной энергии [$\Delta (pv) > \Delta u_п$], то избыток внешней работы идет на увеличение кинетической энергии потока газа и температура его при дросселировании повышается;

2) если работа проталкивания расходуется только на расширение газа, т. е. только на увеличение его внутренней потенциальной энергии [$\Delta (pv) = \Delta u_{\text{п}}$], то внутренняя кинетическая энергия не изменяется ($\Delta u_{\text{к}} = 0$), а значит, не меняется и температура газа;

3) если затраты внешней работы меньше, чем вызванное расширением увеличение внутренней потенциальной энергии [$\Delta (pv) < u_{\text{п}}$], то недостающая внешняя работа компенсируется уменьшением внутренней кинетической энергии. В этом случае при расширении (увеличении объема) работа по преодолению сил притяжения между молекулами совершается за счет части внутренней кинетической энергии, температура газа понижается. Этим объясняется физическая сущность эффекта Джоуля — Томсона.

Различают дифференциальный и интегральный эффекты Джоуля — Томсона.

Дифференциальный дроссельный эффект характеризуется *отношением бесконечно малого изменения температуры к бесконечно малому изменению давления в процессе дросселирования*:

$$\alpha_i = (\partial T/\partial p)_i. \tag{13.30}$$

Величина α_i характеризует скорость изменения температуры газа при изменении давления при дросселировании. Индекс i указывает, что процесс протекает при $i = \text{const}$. Величину α_i находят экспериментальным путем.

На практике чаще имеют дело с интегральным дроссельным эффектом:

$$T_2 - T_1 = \int_{p_1}^{p_2} \alpha_i \, dp, \tag{13.31}$$

т. е. *с изменением температуры газа (жидкости) при конечных изменениях давления в процессе*. Понижение температуры при дросселировании может быть весьма значительным. Например, при адиабатном дросселировании водяного пара от давления 20 МПа при температуре 400 °С до давления 0,1 МПа его температура понизится до 175 °С, т. е. на 225 °С. Обычно интегральный дроссельный эффект легко находят с помощью термодинамических диаграмм.

Величина α_i является важной характеристикой процесса дросселирования. В соответствии с (13.30) ее определяют как изменение температуры, происходящее при дросселировании с понижением давления на 1 Па. Алгебраический знак дифференциального дроссельного эффекта определяет характер изменения температуры в процессе дросселирования, который зависит как

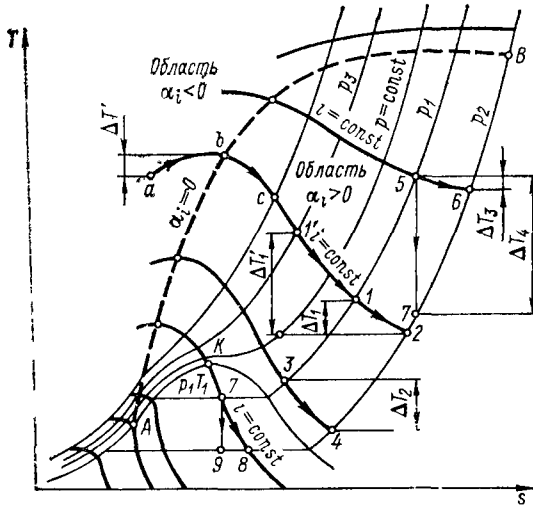


Рис. 13.8. К анализу изменения величины и знака дроссельного эффекта

от природы газа, так и от условий дросселирования, т. е. от давления p_1 и в большей мере от температуры T_1. Поскольку при дросселировании давление всегда падает, т. е. $p_2 < p_1$ и $dp < 0$, то из уравнения (13.30) следует, что величина α_i положительная, если газ при дросселировании охлаждается ($dT < 0$), и, наоборот, отрицательная, если газ нагревается ($dT > 0$). Таким образом, в зависимости от условий протекания процесса возможны три случая:

1) эффект дросселирования положительный (охлаждение): $\alpha_i > 0$; $dT < 0$;

2) эффект дросселирования отрицательный (нагревание): $\alpha_i < 0$; $dT > 0$;

3) эффект дросселирования равен нулю: $\alpha_i = 0$; $dT = 0$.

Третий случай указывает на то, что для данного реального газа при определенных давлении p_1 и температуре T_1 температура после дросселирования остается без изменения ($T_1 = T_2 = \text{const}$; $dT = 0$; $\alpha_i = 0$). Такое состояние называется *состоянием инверсии*. На термодинамической диаграмме этому состоянию соответствует точка, называемая *точкой инверсии* эффекта Джоуля — Томсона. Геометрическое место точек инверсии на диаграмме называют *кривой инверсии*.

Рассмотрим характер изменения величины и знака дроссельного эффекта в s — T-диаграмме (рис. 13.8) при различных исходных и конечных параметрах потока условного рабочего вещества. Из рисунка видно, что линии энтальпий в области высоких давлений имеют максимум, который смещается в области высоких температур в сторону меньших давлений, становится менее выраженным и при высоких температурах исчезает совсем. В области низких давлений и высоких температур изоэнтальпы пологи и почти совпадают с изотермами, что объясняется приближением свойств рабочего тела к свойствам идеального газа, для которого энтальпия зависит только от температуры и дроссельный эффект равен нулю: $\alpha_i = 0$; $\Delta T = 0$. Действительно, с увеличением температуры интегральный дроссельный эффект уменьшается ($\Delta T_2 > \Delta T_1 > \Delta T_3$). Вблизи пограничных кривых в области

влажного пара изоэнтальпы круто поднимаются вверх, достигают максимума и снижаются.

Штриховая линия AB, соединяющая максимумы линий постоянных энтальпий, является линией изменения знака эффекта Джоуля — Томсона, т. е. кривой инверсии, которой соответствует $\alpha_i = 0$. Кривая инверсии делит поле диаграммы на две области. Левее нее расположена область $\alpha_i < 0$, где наблюдается отрицательный эффект дросселирования, т. е. дросселирование сопровождается повышением температуры ($T_b > T_a$) — процесс $a — b$. Правее линии инверсии находится область положительного дроссельного эффекта, т. е. дросселирование приводит к охлаждению газа ($T_c < T_b$) — процесс $b — c$.

В связи с тем что в области влажного пара с падением давления температура насыщения уменьшается, алгебраический знак дифференциального дроссельного эффекта положителен: $\alpha_i = dT/dp > 0$. Следовательно, дросселирование в этой области диаграммы всегда сопровождается понижением температуры.

Из сравнения процессов дросселирования *1′—2* и *1—2*, имеющих различные исходные давления ($p_3 > p_1$), следует, что охлаждение оказывается бо́льшим в случае более высокого начального давления (действительно, $\Delta T_1' > \Delta T_1$). Отсюда также следует, что максимальное понижение температуры достигается при дросселировании от давления, соответствующего кривой инверсии, т. е. в процессе $b — 2$.

Надо отметить, что в области высоких температур или в случае больших перепадов давлений понижение температуры газа за счет его изоэнтропного расширения всегда предпочтительнее, чем за счет дросселирования. Это хорошо видно при сравнении эффективности охлаждения рабочего тела при дросселировании (процесс *5—6*) и обратимом адиабатном расширении (процесс *5—7*): $\Delta T_4 \gg \Delta T_3$.

В настоящее время в криогенной технике широко используют метод адиабатного расширения для получения низких температур. Процесс расширения газа, близкий к изоэнтропному, осуществляется в этих установках в поршневых детандерах и турбодетандерах с отдачей внешней работы. При расширении в области влажного пара понижение температуры в адиабатных процессах ($dq = 0$) обратимого расширения ($ds = 0$) и дросселирования одинаково. Однако состояния по завершении каждого из процессов *7—9* и *7—8* различны. Трение в необратимом процессе дросселирования *7—8* привело к увеличению паросодержания потока в конце процесса по сравнению с обратимым процессом *7—9*. Увеличение паросодержания будет тем выше, чем больше работа расширения. Для паровых холодильных машин процесс расширения осуществляют от состояния насыщенной или ненасыщенной жидкости. В этом случае работа расширения в детандере сравнительно мала. Поэтому в паровых холодильных машинах, учитывая также высокую стоимость детандера в сравне-

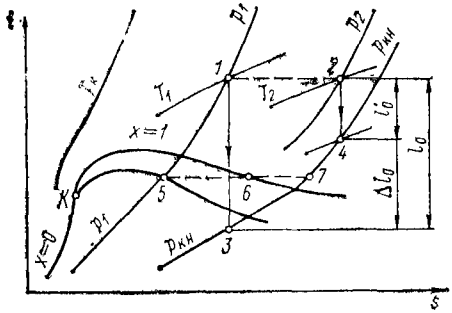


Рис. 13.9. Процесс адиабатного дросселирования водяного пара

нии с дроссельным вентилем, расширение холодильного агента в детандерах не осуществляют.

Точки, характеризующие параметры состояния многих веществ, применяемых в тепло- и хладотехнике, располагаются на s — T-диаграмме справа от кривой инверсии, поэтому при адиабатном дросселировании их температура понижается. Только дросселирование водорода и гелия при температуре окружающей среды приводит к их нагреванию, так как температура инверсии этих газов значительно ниже комнатной.

Использование процессов дросселирования. Процесс дросселирования находит широкое применение в технике: в редукционных устройствах пневмосетей (для снижения давления); при регулировании работы различных машин и нагнетателей за счет изменения расхода рабочего тела; в редукционно-охладительных устройствах теплоэлектростанций и др. Но особенно широко эффект дросселирования используется в циклах холодильных машин и в криогенной технике.

Процесс дросселирования водяного пара в s — i-диаграмме изображен на рис. 13.9. В результате дросселирования его температура понижается, так же как и у всех реальных газов при положительном дроссельном эффекте. Поскольку минимальная температура водяного пара на кривой инверсии равна $T_{инв}$ = = 4370 К, то практически при всех значениях исходных параметров пара, используемого в современной теплоэнергетике, возможен только положительный эффект Джоуля — Томсона.

Из рисунка видно, что состояние пара после дросселирования зависит от начального давления, начальной степени сухости и конечного давления. В процессе *1—2* перегретый пар в результате дросселирования остается перегретым, а в процессе *5—7* влажный пар сначала превращается в сухой насыщенный (точка *6*), а затем в перегретый (точка *7*).

Для паросиловых установок большое значение имеет факт уменьшения работоспособности пара в результате дросселирования. Это свойство положено в основу качественного метода регулирования мощности паровых турбин. Действительно, если пар подходит к турбине с параметрами p_1, T_1 (точка *1*), то при адиабатном расширении до некоторого конечного давления $p_{кн}$ (процесс *1—3*) располагаемая работа составит $l_0 = i_1 - i_3$. Если несколько прикрыть вентиль на трубопроводе подачи пара к турбине, то в нем произойдет дросселирование (процесс *1—2*) и в тур-

бину пар поступит с параметрами p_2, T_2 (точка 2). В этом случае при адиабатном расширении пара в турбине до того же противодавления (процесс 2—4) располагаемая работа $l'_0 = i_2 - i_4$ будет меньше, чем в первом случае. Потеря работоспособности пара составит

$$\Delta l_0 = l_0 - l'_0 = i_4 - i_3.$$

Влияние процесса дросселирования на эффективность работы паровых холодильных машин рассмотрено в гл. 14.

ГЛАВА 14. ЦИКЛЫ ХОЛОДИЛЬНЫХ УСТАНОВОК

§ 14.1. ОБЩИЕ ПОНЯТИЯ О ХОЛОДИЛЬНЫХ МАШИНАХ

Холодильная машина — это устройство для понижения температуры замкнутого пространства при затрате энергии. С помощью холодильной машины рабочее тело (хладагент) совершает круговой процесс переноса теплоты от охлаждаемой среды к охлаждающей, т. е. холодильный цикл. В холодильном цикле происходит замкнутая циркуляция хладагента, а также передача теплоты, полученной хладагентом от охлаждаемого тела, какому-либо другому телу, например окружающей среде (воде или воздуху).

Для передачи теплоты от тела с низкой температурой к телу с высокой температурой, согласно второму закону термодинамики, должна быть затрачена энергия. В зависимости от вида энергии, необходимой для осуществления холодильного цикла, различают два типа холодильных машин:

1) работающие с затратой механической работы (компрессионные холодильные машины — воздушные и паровые);

2) работающие с затратой теплоты (абсорбционные и пароэжекторные холодильные машины).

Нижний предел температур t, достигаемых в холодильных машинах, может иметь различные значения. Условно различают области умеренного холода ($t \geqslant 120$ °С) и криогенной техники ($t < -120$ °С).

С помощью криогенной техники главным образом сжижают воздух и другие газы. Область применения умеренного холода настолько обширна, что практически нет такой отрасли промышленности, где бы не применялся искусственный холод.

§ 14.2. КОМПРЕССИОННЫЕ ХОЛОДИЛЬНЫЕ МАШИНЫ

Компрессионные холодильные машины подразделяются на воздушные и паровые. В первых рабочим веществом является воздух, который не изменяет своего фазового состояния при со-

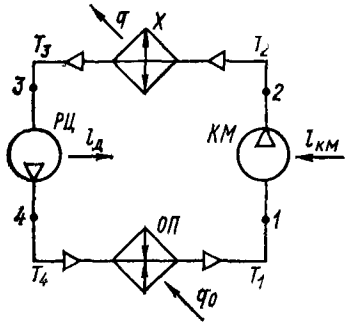


Рис. 14.1. Принципиальная схема воздушной холодильной машины

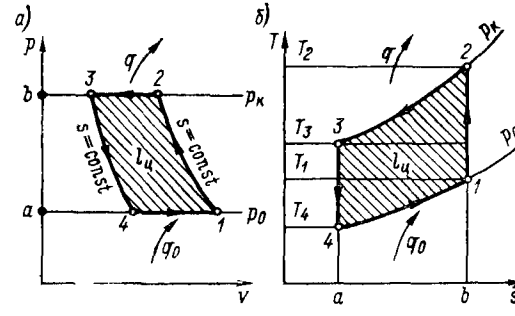


Рис. 14.2. Цикл воздушной холодильной машины

вершении холодильного цикла, во вторых — вещества (аммиак, хладоны), которые меняют свое агрегатное состояние при совершении цикла.

14.2.1. Воздушная холодильная машина

Воздушная холодильная машина была изобретена в 1845 г. американцем Гарри, использовавшим охлаждающий эффект расширения сжатого воздуха. Холодный воздух (рис. 14.1) при атмосферном давлении p_0 и температуре T_4 (точка *4*) поступает в охлаждаемое помещение *ОП*, где охлаждает окружающие предметы, отнимая от них теплоту q_0 и нагреваясь до T_1 (точка *1*). Затем воздух адиабатически сжимается компрессором *КМ* до давления $p_к$, причем его температура повышается до T_2 (точка *2*). Из компрессора сжатый воздух нагнетается в холодильник *Х*, где охлаждается водой до температуры T_3 (точка *3*), после чего адиабатически расширяется в расширительном цилиндре *РЦ* до давления p_0 (точка *4*). В процессе расширения температура воздуха понижается до T_4, и воздух вновь поступает в охлаждаемое помещение.

В диаграмме $v - p$ (рис. 14.2, *а*) линия *1—2* характеризует процесс адиабатного сжатия в компрессоре; *2—3* — изобарное охлаждение воздуха в холодильнике; *3—4* — адиабатное расширение в детандере; *4—1* — изобарный нагрев воздуха в охлаждаемом помещении. Удельная работа, затраченная на сжатие воздуха компрессором, равна пл. *1—2—b—a*, удельная работа, отведенная от детандера $l_д$, пл. *3—4—a—b*. Разность работ компрессора и детандера представляет собой работу, затраченную на совершение цикла: $|l_ц| = |l_к| - l_д =$ пл. *1—2—3—4*.

Термодинамический цикл воздушной холодильной машины в $s - T$-диаграмме изображен на рис. 14.2, *б*. Теплота q_0, подведенная к 1 кг воздуха, равна пл. *4—1—b—a*, или $q_0 = i_1 - i_4$, а так как *4—1* — изобарный процесс, то $q_0 = c_p (T_1 - T_4)$.

Теплота q, отведенная от 1 кг воздуха, равна пл. *2—3—a—b*, или $|q| = i_2 - i_3 = c_p(T_2 - T_3)$.

Работа, затраченная компрессором,

$$|l_к| = i_2 - i_1 = c_p(T_2 - T_1).$$

Работа, полученная при расширении в детандере,

$$l_д = i_3 - i_4 = c_p(T_3 - T_4).$$

Работа цикла равна пл. *1—2—3—4*: $|l_ц| = |q| - q_0 = |l_к| - l_д$.

Холодильный коэффициент цикла холодильной машины

$$\varepsilon = q_0/|l_ц| = q_0/(|q| - q_0) = (T_1 - T_4)/[(T_2 - T_3) - (T_1 - T_4)].$$

Учитывая, что $T_2/T_1 = T_3/T_4 = (T_2 - T_3)/(T_1 - T_4)$, после преобразований получим

$$\varepsilon = T_1/(T_2 - T_1) = T_4/(T_3 - T_4).$$

Достоинством воздушных холодильных машин является то, что в качестве рабочего вещества применяется воздух — безвредный и доступный хладагент. Недостаток — сравнительно малая холодопроизводительность вследствие малого значения теплоемкости воздуха и малой энергетической эффективности при температурах выше —80 °С, особенно для источников с постоянными температурами.

14.2.2. Паровая холодильная машина с расширительным цилиндром

На рис. 14.3 изображена принципиальная схема паровой холодильной машины. Рабочим телом является не газ, а легкокипящая жидкость. Аппарат, в котором происходит кипение жидкости, называется испарителем. Хладагент с температурой кипения T_0 и давлением кипения p_0 (точка *4*) поступает в испаритель *И*, где, отнимая от объекта охлаждения теплоту q_0, кипит при постоянных T_0 и p_0. Образующийся в испарителе пар (точка *1*) отсасывается компрессором *КМ*, сжимается в нем до давления $p_к$ (точка *2*) и нагнетается в конденсатор *КД*. В конденсаторе пар хладагента конденсируется при постоянных значениях $p_к$, $T_к$ за счет отвода от него теплоты $q_к$ в окружающую среду (точка *3*). Затем жидкий хладагент поступает в расширительный цилиндр *РЦ*, где расширяется до давления p_0 (точка *4*), после чего хладагент способен снова кипеть в испарителе при низкой температуре и отнимать теплоту от охлаждаемой среды.

Теоретический цикл паровой холодильной машины (рис. 14.4) протекает в области влажного насыщенного пара между пограничными кривыми и представляет собой обратный цикл Карно *1—2—3—4*, так как в области влажного насыщенного пара изобары совпадают с изотермами. Обратный цикл *1—2—3—4* состоит из двух изотерм (*4—1* в испарителе, *2—3* — в конденсаторе)

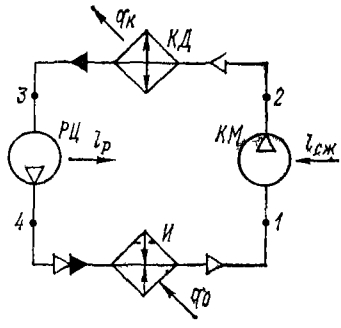


Рис. 14.3. Принципиальная схема паровой холодильной машины с расширительным цилиндром

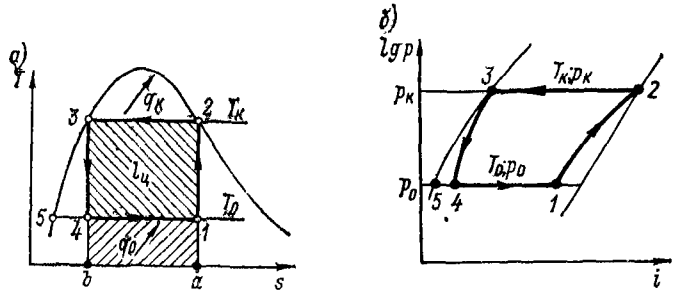


Рис. 14.4. Цикл Карно паровой холодильной машины: *а* — в *s*—*T*-диаграмме; *б* — в *i*—lg *p*-диаграмме

и двух адиабат (*1—2* — в компрессоре, *3—4* — в расширительном цилиндре). При этом холодопроизводительность 1 кг хладагента определяется пл. *4—1—a—b*, количество теплоты $|q_к|$, отведенной от хладагента в конденсаторе, — пл. *2—3—b—a*, работа компрессора $|l_{сж}|$ — пл. *1—2—3—5*, работа расширительного цилиндра $l_р$ — пл. *3—4—5*. Работа цикла $|l_ц|$, равная разности $|l_{сж}| - l_р$, — пл. *1—2—3—4*. Тепловой баланс холодильной машины выражается равенством

$$|q_к| = q_0 + |l_ц|. \qquad (14.1)$$

Холодильный коэффициент цикла

$$\varepsilon = q_0/|l_ц| = \frac{\text{пл. } 4-1-a-b}{\text{пл. } 1-2-3-4} = \frac{T_0(s_1 - s_4)}{(T_к - T_0)(s_1 - s_4)} = \frac{T_0}{T_к - T_0}, \qquad (14.2)$$

т. е. холодильный коэффициент цикла паровой машины равен холодильному коэффициенту обратного цикла Карно.

Для источников постоянных температур данный цикл паровой холодильной машины обеспечивает максимальный холодильный коэффициент. Однако по эксплуатационным и инженерным соображениям при создании холодильных машин приходится вносить практические изменения в теоретический цикл, основными из которых являются:

1) замена расширительного цилиндра регулирующим вентилем;
2) охлаждение жидкости перед регулирующим вентилем;
3) всасывание в компрессор сухого пара.

Рассмотрим, как влияет внесение этих изменений на эффективность цикла холодильной машины.

Замена расширительного цилиндра регулирующим вентилем и потери при дросселировании. Практические сложности создания детандера, работающего на влажном паре с малым паросодержанием, а также малая величина работы детандера в сравнении с работой компрессора привели к необходимости замены расширительного цилиндра регулирующим вентилем. Обратимый процесс *3—5* адиабатного расширения влажного пара заменен необратимым дросселированием *3—4* (рис. 14.5). Дросселирование осуществляется в регулирующем вентиле *РВ*, который дозирует подачу хладагента в испаритель *И*. Его основное функциональное назначение — обеспечение нормального режима работы компрессора *КМ* за счет правильного заполнения испарителя. Название «регулирующий вентиль» условно, так как он может быть выполнен в виде терморегулирующего, поплавкового, диафрагмы, капиллярной трубки и т. д. Важно, что указанные устройства дозируют подачу хладагента в испаритель. В регулирующем вентиле происходит необратимый адиабатный ($dq = 0$) процесс дросселирования *3—4*, сопровождающийся ростом энтропии Δs хладагента. (Следует отметить, что поскольку необратимые процессы не могут быть изображены в диаграмме состояния, то штриховая линия процесса дросселирования нанесена условно.)

В процессе дросселирования давление хладагента уменьшается от $p_к$ до p_0. Вследствие того что до начала дросселирования жидкость находилась в состоянии насыщения или близком к нему, при понижении давления будет происходить ее адиабатное испарение и температура хладагента понизится от $T_к$ до T_0.

Как отмечалось ранее, такое понижение температуры наблюдается и в случае обратимого адиабатного расширения (процесс *3—5*). По завершении процесса *3—5* хладагент является влажным насыщенным паром (точка *5*) и от него отведена работа расширения $l_р = i_3 - i_5$.

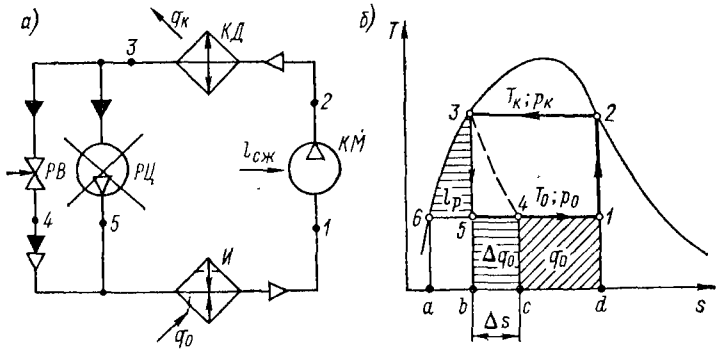


Рис. 14.5. Холодильная машина с регулирующим вентилем: *а* — принципиальная схема; *б* — термодинамический цикл

В случае дросселирования работа расширения не отводится от потока, а превращается в теплоту трения. Теплота трения, воспринимаемая хладагентом, увеличивает паросодержание потока в конце процесса *3—4* в сравнении с процессом *3—5*, что приводит к потере холодопроизводительности цикла $\Delta q_0 =$ = пл. *b—5—4—c*. Как отмечалось ранее, в процессе дросселирования $i_3 = i_4$, поэтому работа расширения $l_р = i_3 - i_5$ равна $\Delta q_0 = i_4 - i_5$.

Таким образом, уменьшение холодопроизводительности цикла вследствие необратимости процесса дросселирования изображается пл. *b—5—4—c*, которая характеризует дроссельные потери Δq_0.

Так как изобары ненасыщенной жидкости в s — T-диаграмме практически совпадают с левой пограничной кривой, то процессы изменения состояния *6—3* (изобарный нагрев ненасыщенной жидкости при $p_к$) и *6—4* (изобарное кипение насыщенной жидкости при p_0) сопровождаются одинаковым подводом теплоты $\Delta q =$ $= i_3 - i_6 = i_4 - i_6$. Поэтому площади под этими процессами равны, т. е. пл. *a—6—3—b* = пл. *a—6—4—c*. Поскольку у них пл. *a—6—5—b* общая, то заштрихованная площадка пл. *6—3—5* равновелика пл. *b—5—4—c*, т. е. работа расширения также равна пл. *6—3—5*.

Следовательно, холодопроизводительность цикла уменьшилась на величину дроссельных потерь $\Delta q_0 = i_4 - i_5$, равную работе $l_р$, которая могла быть получена, если бы вместо необратимого дросселирования было осуществлено адиабатное обратимое расширение в детандере.

Холодильный коэффициент цикла с регулирующим вентилем меньше холодильного коэффициента Карно, осуществленного в том же интервале температур. Действительно,

$$\varepsilon_{р.\,в} = \frac{q_{0К} - \Delta q_0}{l_{цК} + l_р} < \frac{q_{0К}}{l_{цК}} = \varepsilon_К.$$

В отличие от холодильного коэффициента Карно, зависящего только от температур кипения и конденсации, холодильный коэффициент цикла с дросселированием зависит дополнительно и от свойств рабочего тела. Выбор типа хладагента для цикла с дросселированием оказывает значительное влияние на степень его термодинамического совершенства. Степень термодинамического совершенства цикла с регулирующим вентилем определяется отношением холодильного коэффициента $\varepsilon_{р.\,в}$ рассматриваемого цикла к холодильному коэффициенту цикла Карно $\varepsilon_К$, осуществляемого в том же интервале температур:

$$\eta_{р.\,в} = \frac{\varepsilon_{р.\,в}}{\varepsilon_К} = \frac{(q_{0К} - \Delta q_0)/(l_{цК} + l_р)}{q_{0К}/l_{цК}}.$$

Величина $\eta_{р.\,в}$ — всегда меньше единицы, так как $\varepsilon_{р.\,в} < \varepsilon_К$.

Рассмотрим влияние некоторых свойств холодильных агентов на величину дроссельных потерь.

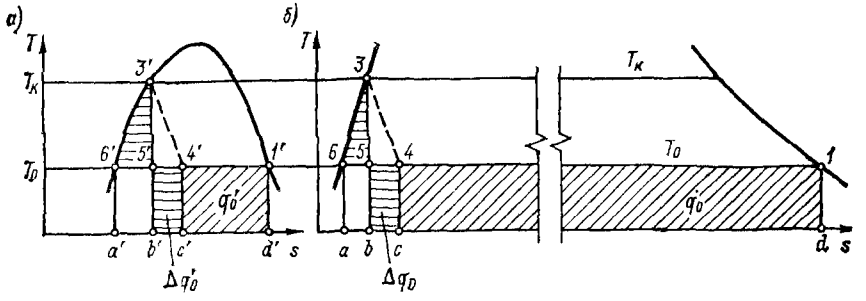


Рис. 14.6. Влияние теплоемкости и теплоты парообразования на дроссельные потери: *а* — для R12; *б* — для R717

1. Критическая температура. Использование рабочих веществ с низкой критической температурой, приближающейся к температуре окружающей среды, приводит к значительным энергетическим потерям в дроссельном вентиле, так как при приближении температуры конденсации $T_к$ к критической $T_{кр}$ значительно возрастает парообразование потока при его дросселировании, что вызывает уменьшение количества жидкого хладагента в испарителе. Поэтому при использовании в холодильных машинах в качестве рабочих веществ хладагентов с низкой критической температурой, например хладагента R13 ($T_{кр}$ = = 28,75 °С), их конденсаторы охлаждают не водой, а кипящим хладагентом (R717, R22), являющимся рабочим веществом другой холодильной машины. Температура конденсации становится значительно ниже $T_{кр}$, что существенно увеличивает холодопроизводительность цикла за счет снижения необратимых потерь при дросселировании.

2. Теплота парообразования. Рабочие вещества холодильных машин при одной и той же температуре имеют различную теплоту парообразования r_0, которая определяет холодопроизводительность цикла. Из всех хладагентов аммиак (R717) обладает наибольшей теплотой парообразования. Например, при t_0 = —10 °С для R717 r_0 = 1297 кДж/кг, а для R12 r_0 = = 157 кДж/кг, т. е. теплота парообразования аммиака в восемь раз выше, чем хладагента R12.

На рис. 14.6 в диаграммах состояния для R12 и R717 изображены процессы дросселирования рабочего тела. Для сравнения циклы осуществляются при одинаковых значениях $T_к$ и T_0. Теплота парообразования соответствует площадям: для R12 r_0' = пл. *a'—6'—1'—d'*; для R717 r_0 = пл. *a—6—1—d*. Потери от дросселирования эквивалентны площадям $\Delta q_0'$ = = пл. *b'—5'—4'—c'* (R12) и Δq_0 = пл. *b—5—4—c* (R717).

Из диаграмм видно, что при одинаковом уровне дроссельных потерь различных хладагентов их влияние на эффективность цикла тем меньше, чем меньшую долю эти потери составляют от

удельной теплоты парообразования хладагента, причем чем больше r_0, тем меньше относительные потери холодопроизводительности. Под относительными потерями холодопроизводительности понимают отношение дроссельных потерь Δq_0 к холодопроизводительности цикла q_{0a} в случае адиабатного расширения жидкости в детандере:

для R12

$$\Delta q_0'/q_{0a}' = (i_{4'} - i_{5'})/(i_{1'} - i_{5'});$$

для R717

$$\Delta q/q_{0a} = (i_4 - i_5)/(i_1 - i_5).$$

Из рис. 14.6 ясно, что

$$\Delta q_0/q_{0a} < \Delta q_0'/q_{0a}'.$$

3. Теплоемкость жидкого рабочего тела. Удельные теплоемкости жидкости c_m' и насыщенного пара c_m'' определяют наклон пограничных кривых в s — T-диаграмме (рис. 14.6). Чем меньше удельные теплоемкости, тем круче пограничные кривые. Наклон левой пограничной кривой обусловливает величину площади $3'$—$5'$—$6'$, представляющей собой работу расширительной машины в цикле с адиабатным расширением рабочего вещества. Эта площадь в цикле с регулирующим вентилем соответствует дроссельным потерям, так как пл. $3'$—$5'$—$6'$ равновелика пл. b'—$5'$—$4'$—c', а также представляет собой увеличение работы цикла вследствие замены детандера на дроссельный вентиль.

Однако потери в цикле от дросселирования определяются не абсолютной их величиной, а относительной (например, относительные потери холодопроизводительности). Известно, что относительные дроссельные потери в циклах холодильных машин, работающих на R717, меньше, чем работающих на R12 и R22, при одинаковых температурах $T_к$ и T_0.

4. Разность температур $T_к - T_0$. На дроссельные потери оказывает влияние разность температур конденсации и кипения. С возрастанием температуры конденсации и понижением температуры кипения, т. е. с возрастанием $T_к - T_0$, дроссельные потери увеличиваются. Это наглядно иллюстрирует рис. 14.7. При понижении температуры кипения от T_0 до T_0' относительные потери холодопроизводительности за счет увеличения дроссельных потерь увеличиваются. При T_0 потери от дросселирования $\Delta q_0 = i_5 - i_4$, теоретическая холодопроизводительность при адиабатном расширении $q_{0a} = i_1 - i_4$. При T_0' имеем соответственно $\Delta q_0' = i_{5'} - i_{4'}$ и $q_{0a} = i_{1'} - i_{4'}$. Так как $i_5 - i_4 < i_{5'} - i_{4'}$,

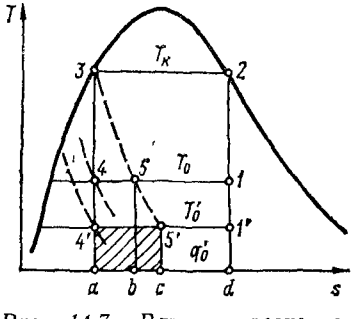


Рис. 14.7. Влияние разности $T_к$—T_0 на дроссельные потери

а $i_1 - i_4 > i_{1'} - i_{4'}$, то относительное уменьшение холодопроизводительности

$$\frac{\Delta q_0}{\Delta q_{0a}} = \frac{i_5 - i_4}{i_1 - i_4} < \frac{\Delta q'_0}{q'_{0a}} = \frac{i_{5'} - i_{4'}}{i_{1'} - i_{4'}}.$$

Особенно наглядно это видно из сравнения отношения соответствующих площадей:

$$\frac{\Delta q_0}{q_{0a}} = \frac{\text{пл. } a-4-5-b}{\text{пл. } a-4-1-d} < \frac{\Delta q'_0}{q'_{0a}} = \frac{\text{пл. } a-4'-5'-c}{\text{пл. } a-4'-1'-d}.$$

Охлаждение жидкого хладагента перед регулирующим вентилем. Для сокращения необратимых потерь при дросселировании применяют переохлажденне жидкости перед регулирующим вентилем. Понизить температуру жидкого хладагента ниже температуры конденсации можно как в самом конденсаторе, так и с помощью холодной (артезианской) воды в специальных противоточных охладителях. Кроме того, фторированные хладагенты охлаждают в рекуперативных теплообменниках за счет перегрева пара, выходящего из испарителя. Необходимо отметить, что охлаждение жидкого хладагента перед регулирующим вентилем всегда снижает потери от дросселирования. Целесообразность применения каждого из способов снижения дроссельных потерь требует оценки экономической эффективности.

Процесс охлаждения жидкости *3—3'* (рис. 14.8) является изобарным. В *s — T*-диаграмме изобары практически совпадают с левой пограничной кривой. В результате охлаждения энтальпия жидкого хладагента перед регулирующим вентилем уменьшается, а следовательно, уменьшается бесполезное парообразование в процессе дросселирования и холодопроизводительность цикла увеличивается на величину $\Delta q_0 = i_3 - i_{3'} = i_4 - i_{4'} =$ пл. *4'—4—b—c*. Холодильный коэффициент цикла с переохлаждением перед регу-

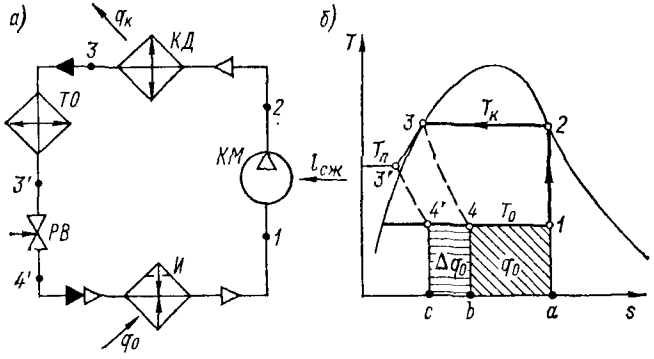


Рис. 14.8. Паровая холодильная машина с переохлаждением жидкости перед регулирующим вентилем: *а* — принципиальная схема; *б* — термодинамический цикл

лирующим вентилем ε_{ox} будет больше, чем $\varepsilon_{б.\,ox}$ — без переохлаждения:

$$\varepsilon_{ox} = (q_0 + \Delta q_0)/l_ц > \varepsilon_{б.\,ox} = q_0/l_ц.$$

Так как охлаждение жидкости перед регулирующим вентилем увеличивает только удельную холодопроизводительность цикла при неизменной удельной работе цикла, то рассмотренный ранее характер влияния свойств рабочих тел на показатели цикла холодильной машины с регулирующим вентилем сохранится и для данного случая.

Всасывание в компрессор сухого насыщенного или перегретого пара. В теоретическом цикле паровой холодильной машины компрессор всасывает влажный пар (точка *1′* на рис. 14.9) и сжимает его до состояния сухого насыщенного пара (точка *2′*). Термодинамически такой режим работы компрессора является наиболее выгодным, так как позволяет осуществить цикл Карно. В реальных условиях компрессор работает «сухим ходом», т. е. всасывает сухой насыщенный пар (точка *1*), а чаще перегретый (точка *1″*). Процесс сжатия *1—2* происходит в области перегретого пара. Точка *2* конца процесса определяется пересечением адиабаты сжатия *1—2* с изобарой $p_к$, которая в области перегретого пара не совпадает с изотермой. Перегретый пар с параметрами p_2, T_2 (точка *2*) поступает в конденсатор, в котором сначала охлаждается до $T_{2'} = T_к$ (процесс *2—2′*), а затем конденсируется при постоянных значениях $p_к$ и $T_к$ (процесс *2′—3*).

При сухом ходе компрессора увеличивается холодопроизводительность цикла на величину $\Delta q_0 = i_1 - i_{1'} =$ пл. *1′—1—a—b*, но вместе с тем увеличивается и работа цикла на величину $\Delta l =$ = пл. *1′—2′—2—1*, которая больше, чем в цикле Карно, на площадь треугольника *d—2—2′*. Эта площадь характеризует дополнительные затраты работы на совершение цикла (по сравнению с циклом Карно), вызванные перегревом пара при его сжатии в компрессоре. Эти дополнительные затраты $\Delta l_п =$ пл. *d—2—2′* называются *потерями от перегрева*.

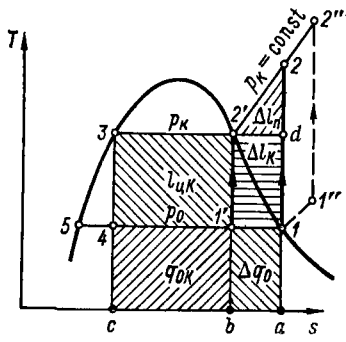


Рис 14.9. Всасывание компрессором сухого насыщенного или слегка перегретого пара

Холодильный коэффициент цикла с перегревом пара при сжатии

$$\varepsilon_п = (q_{0к} = \Delta q_0)/(l_{цк} + \Delta l_к + \Delta l_п)$$

меньше, чем в цикле Карно ($\varepsilon_п < \varepsilon_к$), так как работа Δl, затрачиваемая на получение Δq_0, больше, чем в цикле Карно, на величину $\Delta l_п$ ($\Delta l = \Delta l_к + \Delta l_п$).

Таким образом, в теоретическом цикле переход к сухому ходу компрессора с термодинамической точки зрения невыгоден, а его применение обусловлено требованиями безопасной эксплуатации компрессора.

Действительно, при работе компрессора влажным ходом попадание жидкости в цилиндр компрессора может привести к аварии — гидравлическому удару. В реальных холодильных установках для обеспечения сухого хода в схемах предусматривают специальный аппарат — отделитель жидкости.

Для оценки влияния свойств рабочего тела на термодинамические потери от перегрева рассмотрим (рис. 14.9) два термодинамических цикла: без перегрева пара *1—d—2′—3—4* и с перегревом пара *1—2—2′—3—4*.

В первом цикле сжатие осуществляется в две стадии: адиабатное сжатие (процесс *1—d*) и изотермическое (процесс *d—2′*). Работа этого цикла $l_{б.\,п}$ = пл. *1—d—2′—3—5*, а удельная холодопроизводительность $q_0 = i_1 - i_4$ = пл. *c—4—1—a*. Для цикла с перегревом пара $l_п$ = пл. *1—2—2′—3—5*, а удельная холодопроизводительность имеет то же значение. Снижение термодинамической эффективности цикла определяется выражением

$$\eta_п = \varepsilon_п/\varepsilon_{б.\,п} = l_{б.\,п}/l_п = (|l_п| - \Delta l_п)/|l_п| = 1 - \Delta l_п/|l_п|. \quad (14.3)$$

Как отмечалось ранее, увеличение работы компрессора, обусловленное перегревом пара, определяется величиной $\Delta l_п$ = = пл. *d—2—2′*, которую можно выразить формулой

$$\Delta l_п = c_{pп}[(T_2 - T_{2'}) - l_п(T_2/T_{2'}), \quad (14.4)$$

а работу цикла с перегревом — формулой

$$|l_п| = c_{pп}(T_2 - T_{2'}) + r_{T_к} + c_{x'}(T_к - T_0) - r_{T_0}), \quad (14.5)$$

где $c_{pп}$ — средняя теплоемкость перегретого пара в процессе *2—2′*; $r_{T_к}$, r_{T_0} — теплота парообразования при температурах $T_к$ и T_0; $c_{x'}$ — средняя теплоемкость жидкости в процессе *3—5*.

Из уравнений (14.3)—(14.5) следует, что снижение эффективности цикла с перегревом пара зависит от разности температур кипения и конденсации ($T_к - T_0$), теплоты парообразования $r_{T_к}$, r_{T_0}, изобарной теплоемкости пара $c_{pп}$ и насыщенной жидкости $c_{x'}$. Эта зависимость сложная, так как термодинамические свойства взаимосвязаны (например, теплота парообразования связана с теплоемкостями пара и жидкости и т. д.).

Для различных хладагентов снижение эффективности от перегрева пара неодинаково. Так, для хладагента R717 потери составляют от 3 до 11 % при температуре конденсации 30 °С и изменении температуры кипения от 0 до —30 °С. В то же время для хладагентов R12 и R22 эти потери при тех же условиях не превышают 3 %. Поэтому существующие рекомендации по меньшим перегревам пара, всасываемого в компрессор, для аммиачных машин (в сравнении с хладоновыми) отвечают требованиям повышения термодинамической эффективности цикла.

Следует отметить, что взаимосвязь термодинамических свойств хладагентов приводит к тому, что для веществ с близкими нормальными температурами кипения (R717, R12, R22) эффектив-

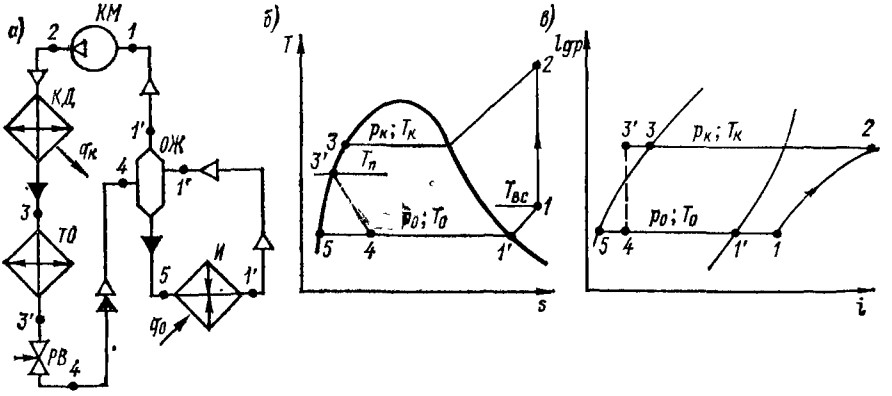


Рис. 14.10. Паровая холодильная машина с учетом практических изменений: *а* — принципиальная схема; *б*, *в* — термодинамические циклы

ность теоретического цикла с дроссельным вентилем и всасыванием в компрессор сухого насыщенного пара практически одинакова, что впервые установил профессор И. И. Левин. Поэтому холодильные коэффициенты теоретического цикла для таких веществ также практически одинаковы. Это является следствием того, что хладагенты, вызывающие большие дроссельные потери в цикле холодильной машины (например, R12, R22), обеспечивают малые потери от перегрева пара и наоборот (например, R717).

В реальных условиях для обеспечения безопасной эксплуатации компрессора, нормальной работы системы автоматики и оптимальных условий получения искусственного холода в компрессор всасывается не сухой насыщенный, а перегретый пар. Перегрев пара составляет $\Delta T_{вс} = 5 \div 10$ К для R717 и $\Delta T_{вс} = 20 \div 30$ К для R12 и R22.

Схема холодильной машины и рабочий цикл в $s - T$- и $i - \lg p$-диаграммах с учетом всех отмеченных практических изменений представлены на рис. 14.10. Отделитель жидкости *ОЖ* обеспечивает сухой ход компрессора. Жидкий хладагент, поступающий в аппарат после дросселирования и уносимый из испарительной системы паром, отделяется в *ОЖ* от пара за счет уменьшения скорости движения. Жидкость падает вниз и поступает в испаритель *И*, а сухой насыщенный пар отсасывается компрессором. В компрессор пар поступает слегка перегретым за счет подогрева во всасывающем трубопроводе (процесс *1'—1*).

14.2.3. Холодильная машина с рекуперативным теплообменником

Как уже отмечалось, охлаждать жидкость пара регулирующим вентилем можно не только внешним источником, но и паром хладагента, выходящим из испарителя. Такой процесс осуще-

ствляется в специальном теплообменнике (ТО), в который подаются жидкий хладагент из конденсатора и пар из испарителя. В результате теплообмена между этими потоками жидкость охлаждается, а пар перегревается. Принципиальная схема такой установки и цикл в s — T-диаграмме изображены на рис. 14.11.

Внутренний теплообмен в таком цикле приводит, с одной стороны, к понижению температуры перед регулирующим вентилем (точка *3'* вместо *3*), а следовательно, к снижению дроссельных потерь и увеличению холодопроизводительности на величину Δq_0 = пл. *4'—4—b—a*, а с другой стороны — к значительному перегреву пара на всасывании в компрессор (точка *1* вместо *1''*), что увеличивает работу цикла на величину Δl = пл. *1''—2''—2—1* и повышает температуру конца сжатия. Такие теплообменники целесообразно применять не для всех хладагентов. Например, для аммиака, температура сжатых паров которого достаточно высокая, перегрев паров больше чем на 5—10 °С не рекомендуется. Больший перегрев пара допускается для хладагентов R12, R22. Применение рекуперативных теплообменников для этих рабочих тел существенно увеличивает холодопроизводительность цикла при сравнительно небольших потерях от перегрева пара. Для машин, работающих на R12, R22, охлаждение жидкости за счет перегрева пара не только термодинамически выгодно, но практически более целесообразно.

Термодинамическая эффективность холодильной машины с рекуперативным теплообменником оценивается, как и ранее, холодильным коэффициентом. Удельная холодопроизводительность цикла

$$q_0' = q_0 + \Delta q_0 = i_{1''} - i_{4'} = i_1 - i_4.$$

Форма записи величины q_0' основана на тепловом балансе рекуперативного теплообменника: $i_3 - i_{3'} = i_1 - i_{1''}$.

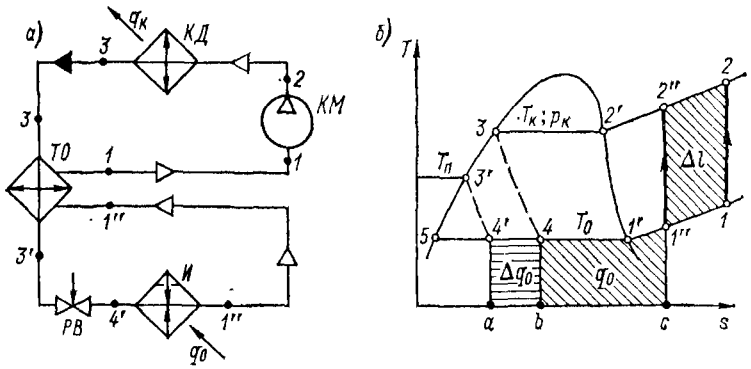


Рис. 14.11. Холодильная машина с теплообменником: *а* — схема; *б* — термодинамический цикл

Работа цикла

$$|l_ц| = |q_к| - q_0' = i_2 - i_1.$$

Холодильный коэффициент цикла

$$\varepsilon = q_0'/|l_ц| = (i_1 - i_4)/(i_2 - i_1).$$

§ 14.3. ПАРОЭЖЕКТОРНЫЕ ХОЛОДИЛЬНЫЕ МАШИНЫ

Пароэжекторные холодильные машины работают с затратой тепловой энергии. В качестве хладагента обычно используют воду, охлаждение которой происходит путем ее частичного испарения при вакууме (около 400—1000 Па).

Для создания вакуума в испарителе (рис. 14.12, *а*) применяют эжектор *Э*, состоящий из сопла *С*, приемной камеры *ПК*, камеры смешения *КС*, диффузора *Д*. В состав камеры смешения входят конфузор и цилиндрический участок. Машина работает следующим образом.

В паровом котле (генераторе *Г*) получается рабочий пар с давлением p, который поступает в сопло эжектора. При расширении пара в сопле до давления p_0 потенциальная энергия преобразуется в кинетическую энергию движущейся струи. В приемной камере струя рабочего пара при движении за счет полученной кинетической энергии увлекает холодные пары, поступающие из испарителя. Далее рабочий и инжектируемый потоки поступают в камеру смешения *КС*, в которой они обмениваются энергией, давление результирующего потока увеличивается до $p_{5'}$. Из камеры смешения смесь паров с давлением $p_{5'}$ поступает в диффузор, где в расширяющейся части за счет снижения скорости движения происходит сжатие паров до давления конденсации $p_к$. Из диффузора пар поступает в конденсатор *КД*, где конденсируется.

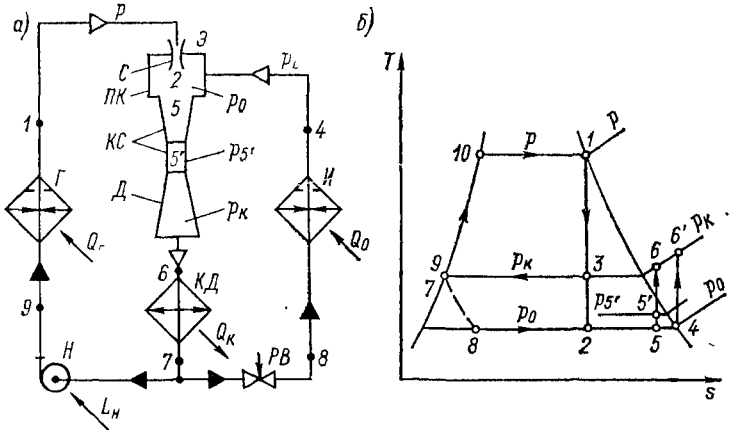


Рис. 14.12. Пароэжекторная холодильная машина: *а* — схема; *б* — термодинамический цикл

Полученная жидкость делится на два потока: один поступает в испаритель *И* через регулирующий вентиль *РВ* при давлении p_0, а другой с помощью насоса *Н* перекачивается в паровой котел, на что затрачивается работа $L_н$.

На рис. 14.12, *б* показан теоретический цикл в s — T-диаграмме. Линия *1—2* — адиабатное расширение сухого рабочего пара в сопле эжектора от давления пара в котле p до давления в испарителе p_0. Линия *2—4* условно изображает смешение рабочего пара, состояние которого соответствует точке *2*, с сухим насыщенным паром из испарителя, состояние которого соответствует точке *4*. Состоянию смеси соответствует условная точка *5* при давлении p_0. Линия *5—5′* — сжатие смеси рабочего и холодного паров при обмене энергией в камере смешения; *5′—6* — сжатие смеси в диффузоре до давления конденсации $p_к$; *6—7* — конденсация водяных паров в конденсаторе; *7—8* — дросселирование части воды в *РВ*; *8—4* — кипение воды в испарителе; *7—9* — повышение давления до p за счет работы насоса; *9—10* — нагрев воды в котле; *10—1* — парообразование в котле. Так как изобары совпадают с левой пограничной кривой, то точки *7* и *9* совпадают. В машине условно можно выделить два цикла: прямой *1—3—7—9—10* и обратный холодильный цикл *4—6′—7—8*. В действительности процессы прямого и обратного циклов в эжекторе осуществляются одновременно и не могут быть разделены.

Тепловой баланс пароэжекторной машины имеет вид

$$Q_к = Q_0 + Q_г + L_н,$$

где $Q_к$ — теплота, отведенная в конденсаторе; Q_0 — теплота, подведенная в испарителе от охлаждаемой среды; $Q_г$ — теплота, подведенная в генераторе; $L_н$ — теплота, эквивалентная работе питательного насоса.

Тепловой коэффициент

$$\zeta = Q_0/(Q_г + L_н).$$

Пароводяные эжекторные холодильные машины термодинамически менее совершенны в сравнении с компрессионными паровыми холодильными машинами.

Паровые эжекторные холодильные машины применяют обычно для охлаждения воды в различных производствах и в установках кондиционирования воздуха, когда имеется в распоряжении пар с абсолютным давлением 50—60 кПа и большое количество охлаждающей воды.

§ 14.4. ЦИКЛ ТЕПЛОВОГО НАСОСА

Обратный круговой процесс может служить не только для искусственного охлаждения, но и для отопления, которое русский физик В. А. Михельсон назвал динамическим.

Обратный цикл, применяемый для отопления, называется *циклом теплового насоса* (рис. 14.13). В процессе *4—1* к рабочему

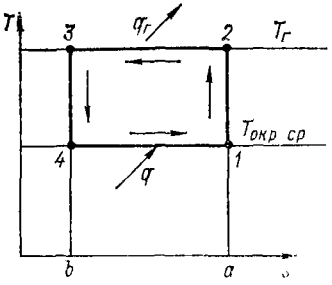


Рис. 14.13. Цикл теплового насоса

телу подводится теплота q = пл. *4—1—a—b* от окружающей среды (например, артезианской воды), в процессе *1—2* рабочее тело сжимается, при этом его температура повышается от $T_{окр.\ ср}$ до температуры нагреваемого тела или теплоносителя $T_г$. В процессе *2—3* при $T_г = \text{const}$ от рабочего тела отводится теплота $q_г$ = пл. *2—3—b—a*. Работа цикла $l_ц$ = пл. *1—2—3—4* или $|l_ц| = |q_г| - q$.

Эффективность цикла теплового насоса оценивается отношением полученной теплоты к затраченной работе — так называемым *коэффициентом преобразования* или *отопительным коэффициентом* μ:

$$\mu = |q_г| / |l_ц|. \qquad (14.6)$$

Коэффициент преобразования характеризует затраты работы на получение единицы теплоты в заданных условиях и может быть выражен через температуры путем подстановки в формулу (14.6) вместо $|l_ц|$ разности $|q_г| - q$:

$$\mu = \frac{|q_г|}{|q_г| - q} = \frac{T_г (s_a - s_b)}{T_г (s_a - s_b) - T_{окр\ ср} (s_a - s_b)} = \frac{T_г}{T_г - T_{окр.\ ср}}. \qquad (14.7)$$

Выражение (14.7) показывает, что чем выше температура нагреваемого тела $T_г$ и ниже температура окружающей среды $T_{окр.\ ср}$, тем меньше коэффициент преобразования, а следовательно, тем больше работы затрачивается на получение единицы теплоты. Из выражения (14.1) путем деления обеих частей равенства на $l_ц$ получим

$$\mu = \varepsilon + 1. \qquad (14.8)$$

§ 14.5. КОМБИНИРОВАННЫЙ ЦИКЛ

Осуществляя обратный цикл, можно одновременно получить холод и теплоту. Такой цикл называется *обратным комбинированным* (рис. 14.14) и состоит из двух циклов: холодильного *1—2—3—4* и теплового насоса *2—5—6—3*. Обратный комбинированный цикл эффективнее двух отдельных циклов, так как в нем взаимно исключаются процессы *2—3* и *3—2* и, кроме того, компрессоры и детандеры объединяются.

В обратном комбинированном цикле Карно в процессе *4—1* при

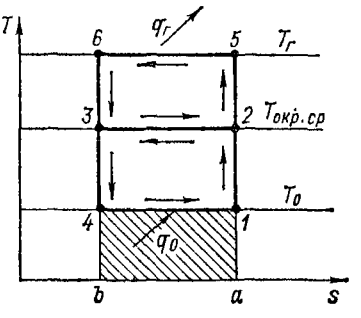


Рис. 14.14. Комбинированный цикл

температуре T_0 от низкотемпературного источника отнимается теплота q_0 = пл. *4—1—a—b*, а в процессе *5—6* при температуре $T_г$ к высокотемпературному источнику подводится теплота $q_г$ = = пл. *5—6—b—a*. На совершение цикла затрачивается работа $l_ц$ = пл. *1—5—6—4*.

Выведем соотношение между $q_г$ и q_0 из уравнения теплового баланса $q_0 + |l_ц| = |q_г|$, разделив обе его части на q_0:

$$1 + |l_ц|/q_0 = |q_г|/q_0 \text{ или } 1 + 1/\varepsilon = |q_г|/q_0.$$

Подставив сюда $\varepsilon = \mu - 1$, получим

$$1 + 1/(\mu - 1) = |q_г|/q_0 \text{ или } \mu/(\mu - 1) = |q_г|/q_0 = \mu/\varepsilon.$$

Подставив значения μ и ε из выражений (14.2) и (14.8), найдем

$$|q_г|/q_0 = T_г/T_0.$$

ГЛАВА 15. ВЛАЖНЫЙ ВОЗДУХ

§ 15.1. ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ. ПАРАМЕТРЫ ВЛАЖНОГО ВОЗДУХА

При кондиционировании воздуха, в сушильных установках, воздушных холодильных машинах и в других случаях атмосферный воздух используют в качестве основного рабочего тела. Воздух представляет собой механическую смесь различных газов (азота, кислорода, аргона и др.), составляющих с у х у ю его часть, и небольшого количества водяных паров. Смесь сухого воздуха и водяных паров называется *влажным воздухом*.

Хотя сухой воздух является смесью газов, он рассматривается как единое целое, так как в интервале температур от —50 до +100 °С, представляющих практический интерес, его состав и свойства не изменяются. Другой компонент влажного воздуха — водяной пар — в зависимости от условий может быть как в парообразном, так и в жидком или твердом состоянии, но максимальное его давление в воздухе в указанном интервале температур близко к атмосферному. Поэтому с достаточной для технических расчетов точностью влажный воздух рассматривают как воздушную смесь, подчиняющуюся законам идеальных газов.

Термодинамические свойства сухого воздуха и водяного пара различны, поэтому свойства влажного воздуха зависят от их количественного соотношения. Физические свойства влажного воздуха характеризуются следующими параметрами: парциальным давлением водяного пара $p_п$, влагосодержанием d, абсолютной $\rho_п$ и относительной φ влажностью, степенью насыщения ψ, удельной энтальпией i, удельной теплоемкостью c, плотностью

или удельным объемом v, температурой по сухому термометру $t_с$, температурой по мокрому термометру $t_м$ и температурой точки росы t_R.

Так как влажный воздух рассматривается как паровоздушная бинарная смесь, состоящая из сухого воздуха и водяного пара, то общее (барометрическое) давление $p_б$, создаваемое атмосферным воздухом в соответствии с законом Дальтона, равно сумме парциальных давлений сухой его части $p_с$ и водяных паров $p_п$:

$$p_б = p_с + p_п. \qquad (15.1)$$

Различают три характерных состояния влажного воздуха.

1. Насыщенный воздух — смесь воздуха и сухого насыщенного водяного пара, парциальное давление которого достигло максимального значения при данной температуре. Насыщенный воздух при неизменной температуре не способен больше воспринимать водяной пар. Парциальное давление водяного пара в состоянии его полного насыщения обозначается $p_н$ и называется *давлением насыщения*.

2. Ненасыщенный воздух — это воздух, водяной пар в котором не находится в состоянии насыщения, т. е. он пребывает в перегретом состоянии. Парциальное давление этого пара не превышает парциального давления насыщенного водяного пара при той же температуре: $p_п \leqslant p_н$. Чем больше отличается $p_п$ от $p_н$, тем больше влаги способен воспринять воздух до своего полного насыщения.

3. Пересыщенный водой воздух — состояние, когда в смеси с воздухом находятся сухой насыщенный пар и равновесная влага в виде водяного или ледяного тумана.

В качестве единицы давления в системе СИ принят паскаль (Па). Напомним, что 1 мм рт. ст. = 133,322 Па; 1 мм вод. ст. = = 9,807 Па. Соотношения между барометрическим давлением в гПа (гектопаскаль, 1 гПа = 10^2 Па) и мм рт. ст.:

$p_б$, мм рт. ст.	680	700	720	735,6 *
$p_б$, гПа	906,59	933,25	959,92	980,72
$p_б$, мм рт. ст.	750	760 **	780	800
$p_б$, гПа	999,92	1013,25	1039,91	1066,57

* — техническая атмосфера; ** — физическая атмосфера

За нормальное атмосферное давление принята одна физическая атмосфера, которая при 0 °С равна 1013,25 гПа. Максимальное давление водяного пара $p_н$ в насыщенном воздухе зависит только от температуры смеси и не зависит от общего давления смеси. В процессах, связанных с изменением температуры, происходит изменение и в соотношении масс воздуха и паров. Водяные пары могут конденсироваться из воздуха, происходит его осушение, возможно также его увлажнение за счет испарения влаги. Однако масса сухой части влажного воздуха остается постоянной.

Поэтому за независимую величину принимают единицу массы сухой части воздуха, к которой и относят показатели влажного воздуха.

Массовое влагосодержание d (или сокращенно *влагосодержание*) влажного воздуха — это *отношение массы водяного пара* $m_п$, *содержащегося во влажном воздухе, к единице массы сухой его части* $m_с$ (г влаги/кг сухого воздуха):

$$d = m_п/m_с. \tag{15.2}$$

Следовательно, *влагосодержание* d *показывает, какая масса влаги (в граммах или килограммах) содержится во влажном воздухе, сухая доля которого равна 1 кг* или, что то же самое, приходится на $1 + d$ кг влажного воздуха.

Парциальное давление $p_п$ водяного пара в атмосферном воздухе зависит от влагосодержания d. Для нахождения этой зависимости воспользуемся обобщенным уравнением состояния идеального газа (Клапейрона — Менделеева). Для произвольного объема V влажного воздуха при температуре T уравнение имеет вид:

для водяного пара

$$p_п V = m_п R_п T; \tag{15.3}$$

для сухого воздуха

$$p_с V = m_с R_с T. \tag{15.4}$$

Решая уравнения (15.3) и (15.4) относительно массы водяного пара и сухого воздуха и учитывая, что $p_с = p_б - p_п$, имеем:

$$m_п = p_п V/(R_п T); \tag{15.5}$$

$$m_с = p_с V/(R_с T) = (p_б - p_п) V/(R_с T), \tag{15.6}$$

где $R_с = 287{,}1$ Дж/(кг·К), $R_п = 461{,}5$ Дж/(кг·К) — газовые постоянные для сухого воздуха и водяного пара соответственно.

Разделив равенство (15.5) на (15.6) с учетом (15.2), получим:

в кг влаги/кг сухого воздуха

$$d = \frac{m_п}{m_с} = \frac{R_с}{R_п}\frac{p_п}{p_б - p_п} = 0{,}622\frac{p_п}{p_б - p_п};$$

в г влаги/кг сухого воздуха

$$d = 622 p_п/(p_б - p_п). \tag{15.7}$$

Тогда зависимость парциального давления водяных паров от влагосодержания будет иметь вид

$$p_п = p_б d/(622 + d). \tag{15.8}$$

Из полученных выражений (15.7) и (15.8) следует:

1) при постоянном барометрическом давлении парциальное давление водяного пара в воздухе однозначно определяется влагосодержанием и не зависит от температуры;

2) для сухого воздуха, т. е. при $d = 0$, парциальное давление водяного пара $p_п = 0$:

3) для чистого водяного пара при $d = \infty$ парциальное давление пара равно барометрическому: $p_б = p_п$;

4) если влагосодержание пара во влажном воздухе достигает максимального значения (насыщения), т. е. $d = d_{max} = d_н$, то и парциальное давление водяного пара при данной температуре смеси будет максимальным ($p_п = p_{max} = p_н$) и равным

$$p_н = p_б d_н/(622 + d_н), \tag{15.9}$$

а максимальное количество водяного пара, которое может содержаться в насыщенном воздухе, определится из выражения

$$d_н = 622 p_н/(p_б - p_н). \tag{15.10}$$

Влагосодержание насыщенного воздуха $d_н$ носит также название *влагоемкости воздуха* и показывает, какая максимально возможная масса пара при заданной температуре может приходиться на единицу массы сухой его части. Так как давление насыщения зависит от температуры, то, следовательно, с возрастанием температуры воздуха увеличивается его максимальное паросодержание при $p_б = \text{const}$.

Под абсолютной влажностью воздуха $\rho_п$ понимается масса водяных паров, содержащихся в единице объема влажного воздуха:

$$\rho_п = m_п/V_{вл}, \tag{15.11}$$

где $\rho_п$ — абсолютная влажность воздуха, г/м³; $m_п$ — масса водяного пара в воздухе; $V_{вл}$ — объем влажного воздуха, м³.

Относительная влажность воздуха φ — это отношение абсолютной влажности воздуха $\rho_п$ при данной температуре к абсолютной влажности $\rho_н$ того же воздуха в состоянии полного насыщения при той же температуре:

$$\varphi = \rho_п/\rho_н. \tag{15.12}$$

Величина φ выражается в долях единицы или в %.

Если применить уравнение состояния к водяному пару, содержащемуся в 1 м³ влажного воздуха, то парциальное давление пара $p_п = \rho_п R_п T$, а максимально возможное (при насыщении) $p_н = \rho_н R_п T$. Поделив почленно первое равенство на второе, получим

$$\varphi = \rho_п/\rho_н = p_п/p_н. \tag{15.13}$$

Таким образом, отношение парциального давления $p_п$ водяных паров, содержащихся во влажном воздухе, к давлению водяных паров при полном его насыщении $p_н$ при неизменной температуре тоже характеризует относительную влажность воздуха.

Из уравнений (15.8) и (15.13) следует:

1) для сухого воздуха $d = 0$, а значит, $p_п = 0$ и $\varphi = 0$;

2) для насыщенного воздуха $d = d_н$, тогда $p_п = p_н$ и $\varphi = 1$;

3) поскольку парциальное давление водяного пара изменяется в пределах $0 \leqslant p_п \leqslant p_н$, то относительная влажность воздуха изменяется в пределах $0 \leqslant \varphi \leqslant 100$ %.

Степень насыщения воздуха — *отношение влагосодержания ненасыщенного воздуха d к влагосодержанию насыщенного воздуха $d_н$ при той же температуре.* Она обозначается буквой ψ:

$$\psi = d/d_н. \qquad (15.14)$$

С учетом выражений (15.7) и (15.10) соотношение между φ и ψ для влажного воздуха имеет вид

$$\psi = \frac{d}{d_н} = \frac{p_п}{p_н}\,\frac{p_б - p_н}{p_б - p_п} = \varphi\,\frac{p_б - p_н}{p_б - p_п},$$

а с учетом (15.8) и (15.9) получим

$$\psi = \varphi\,(622 + d)/(622 + d_н). \qquad (15.15)$$

Анализируя уравнение (15.15), можно сделать следующие выводы:

1) для сухого воздуха, когда $d = 0$, $\varphi = \psi = 0$;

2) для насыщенного воздуха, когда $d = d_н$, $\varphi = \psi = 1$;

3) в общем случае $\varphi \neq \psi$ и, как правило, $\psi < \varphi$, поскольку $d < d_н$;

4) степень насыщения изменяется в тех же пределах, что и φ, т. е. $0 \leqslant \psi \leqslant 1$, но применяется в расчетах сравнительно редко.

При небольших значениях температуры влажного воздуха (до 15—20 °С) с достаточной точностью можно принимать $\varphi = \psi$.

Плотность влажного воздуха $\rho_{вл}$ представляет собой отношение массы влажного воздуха $m_{вл}$ к объему этого воздуха (кг/м^3):

$$\rho_{вл} = m_{вл}/V_{вл}. \qquad (15.16)$$

Поскольку масса влажного воздуха состоит из массы сухой его части $m_с$ и массы водяных паров $m_п$, то плотность воздуха рассматривается как сумма плотностей сухого воздуха ($\rho_с$) и водяного пара ($\rho_п$):

$$\rho_{вл} = m_с/V_{вл} + m_п/V_{вл} = \rho_с + \rho_п. \qquad (15.17)$$

Согласно уравнению состояния,

$$\rho_с = R_с/(R_с T) = (p_б - p_п)/(R_с T); \quad \rho_п = p_п/(R_п T).$$

Подставив значения $\rho_с$ и $\rho_п$ в выражение (15.17) и учитывая, что $R_с = 287{,}1$ Дж/(кг·К), а $R_п = 461{,}5$ Дж/(кг·К), получаем

$$\rho_{вл} = p_б/(R_с T) - 0{,}0013 p_п/T = \rho_с - 0{,}0013 p_п/T. \qquad (15.18)$$

Первое слагаемое выражения (15.18) представляет собой плотность сухого воздуха при барометрическом давлении ($\rho_с = 1{,}276$ кг/м^3 при $p_б = 1000$ гПа = 750 мм рт. ст.).

Из равенства (15.18) следует:

1) так как молярная масса водяного пара $M_п = 18{,}016$ г/моль меньше молярной массы сухого воздуха $M_с = 28{,}96$ г/моль, то плотность водяного пара меньше плотности сухого воздуха ($\rho_п <$

$< \rho_с$), а следовательно, влажный воздух всегда легче сухого при тех же значениях температуры и давления;

2) с повышением парциального давления водяных паров $p_п$, т. е. с увеличением влагосодержания воздуха d при неизменной температуре T, плотность влажного воздуха уменьшается.

В интервале температур кондиционирования воздуха разница в плотностях влажного воздуха и сухой его части незначительна и можно считать $\rho_{вл} \approx \rho_с$.

Удельная теплоемкость c влажного воздуха — это *количество теплоты, которое необходимо подвести или отвести от воздуха, чтобы повысить или понизить его температуру на 1 °С при постоянном влагосодержании.* Удельную теплоемкость влажного воздуха, так же как и влагосодержание, относят к единице массы сухой его части или к массе (1 + d) кг влажного воздуха и определяют по формуле

$$c_{вл} = c_{рс} + c_{рп} d 10^{-3} = 1{,}0 + 1{,}89 d 10^{-3}, \qquad (15.19)$$

где $c_{рс} = 1{,}005 \approx 1{,}0$ кДж/(кг·К) — удельная изобарная теплоемкость сухого воздуха; $c_{рп} = 1{,}89$ кДж/(кг·К) — удельная изобарная теплоемкость водяного пара; d — влагосодержание воздуха, г/кг.

Удельная энтальпия i влажного воздуха — это *количество содержащейся в нем теплоты, отнесенное к единице массы сухого воздуха или к массе* (1 + d) *кг влажного воздуха.* Удельную энтальпию влажного воздуха массой (1 + d) кг представляют как сумму удельных энтальпий 1 кг сухого воздуха и d кг водяного пара, в нем содержащегося:

$$i = i_с + i_п d_п 10^{-3}, \qquad (15.20)$$

где $i_с$, $i_п$ — соответственно удельные энтальпии 1 кг сухого воздуха и 1 кг водяного пара, кДж/кг.

Поскольку сухой воздух и водяной пар приняты нами за идеальные газы, теплоемкость и энтальпия которых не зависят от давления, то в рассматриваемом малом интервале температур значения $c_{рс}$ и $c_{рп}$ постоянны. Тогда удельная энтальпия сухой части влажного воздуха

$$i_с = c_{рс} t = 1{,}005 t \approx 1{,}0 t,$$

а удельная энтальпия водяного пара с учетом удельной теплоты парообразования $r_0 = 2501$ кДж/кг при 0 °С

$$i_п = r_0 + c_{рп} t = 2501 + 1{,}89 t.$$

С учетом полученных выражений для $i_с$ и $i_п$ равенство (15.20) примет вид известной формулы Рамзина

$$i = 1{,}0 t + (2501 + 1{,}89 t)\, d 10^{-3}, \qquad (15.21)$$

или

$$i = (1{,}0 + 1{,}89 d 10^{-3}) + 2501 d 10^{-3}. \qquad (15.22)$$

Принимая во внимание (15.19), уравнение (15.22) запишем так:

$$i = c_{вл}t + 2501d10^{-3}. \qquad (15.23)$$

Анализ выражения (15.23) показывает, что энтальпия атмосферного воздуха состоит из двух слагаемых, первое из которых существенно зависит от температуры воздуха, и его называют *явной* или *ощутимой теплотой*, второе — только от влагосодержания, и его называют *скрытой теплотой* влажного воздуха. За начальную точку отсчета энтальпий влажного воздуха (нулевую точку, $i = 0$) принято брать удельную энтальпию сухого воздуха при $t = 0$ °С.

В самом общем случае во влажном воздухе помимо водяного пара могут находиться взвешенная капельная влага или кристаллы льда. Энтальпия такого воздуха

$$i = i_с + i_п d + i_ж d_ж + i_л d_л, \qquad (15.24)$$

где $i_ж$, $i_л$ — соответственно энтальпии воды и льда, кДж/кг; d, $d_ж$, $d_л$ — соответственно массы пара, воды и льда, приходящиеся на единицу массы (1 кг) сухого воздуха, г/кг.

Удельная энтальпия воды при значении ее удельной теплоемкости $c_{рж} = 4{,}19$ кДж/(кг·К) составляет

$$i_ж = c_{рж}t = 4{,}19t. \qquad (15.25)$$

При 0 °С удельная энтальпия жидкости равна нулю ($i_{ж0} = 0$), а удельная энтальпия льда с учетом теплоты фазового перехода жидкость — лед будет величиной отрицательной и равной удельной теплоте плавления льда: $i_{л0} = -r_{пл} = -335$ кДж/кг. При значениях температуры льда ниже 0 °С его энтальпия понижается на величину, равную $c_{рл}t = 2{,}1t$, где $c_{рл} = 2{,}1$ кДж/(кг·К) — удельная изобарная теплоемкость льда. Следовательно, можно записать

$$i_л = -r_{пл} + c_{рл}t = -335 + 2{,}1t, \qquad (15.26)$$

где t — величина отрицательная, °С.

Таким образом, с учетом (15.21), (15.25) и (15.26) выражение (15.24) для энтальпии влажного воздуха запишется в виде

$$i = t + (r_0 + c_{рл}t)\, d10^{-3} + c_{рж}td_ж10^{-3} + (-r_{пл} + c_{рл}t)\, d_л10^{-3}, \qquad (15.27)$$

или

$$i = t + (2501 + 1{,}89t)\, d10^{-3} + 4{,}19t\, d_ж10^{-3} + (-335 + 2{,}1t)\, d_л10^{-3}.$$

Надо отметить, что если температура пересыщенного воздуха выше 0 °С, то туман представляет собой взвешенную капельную влагу, если ниже 0 °С — то кристаллы льда. Возможно существование в воздухе одновременно капелек влаги и кристаллов льда. Такое состояние называется *смешанным туманом* и наблюдается при температуре, близкой к 0 °С. В полностью насыщенном или

перегретом влажном воздухе не содержится ни капельной влаги, ни кристаллов льда, и его энтальпию определяют по формуле (15.21) или находят по таблицам.

§ 15.2. ДИАГРАММА d—i ДЛЯ ВЛАЖНОГО ВОЗДУХА

Анализ процессов изменения состояния влажного воздуха, а также технические расчеты, связанные с определением его параметров с помощью приведенных выше уравнений идеального газа, довольно сложны и громоздки. Более простым и удобным оказывается графический способ с использованием d—i-диаграммы влажного воздуха, предложенный в 1918 г. советским ученым проф. Л. К. Рамзиным.

Диаграмма d—i представляет собой графическую интерпретацию уравнения (15.23) для энтальпии влажного воздуха, построенного в косоугольной системе координат энтальпия — влагосодержание. Диаграмма, построенная для 1 кг сухой части влажного воздуха и определенного барометрического давления, наглядно показывает взаимосвязь основных параметров влажного воздуха, характеризующих его состояние (t, φ, d, i, $p_п$). Она позволяет по двум заданным легко определять остальные параметры влажного воздуха, а также наглядно изображать и анализировать процессы изменения его состояния и тем самым сводит до минимума аналитические расчеты, связанные с решением практических задач.

При построении d—i-диаграммы в прямоугольной (декартовой) системе координат область ненасыщенного воздуха изображается узкой полоской, где линии φ = const располагаются близко друг к другу и пересекаются линиями t = const под очень острыми углами, что затрудняет ее использование при построении, расчете и анализе процессов изменения состояния влажного воздуха. В целях расширения области ненасыщенного воздуха диаграмму строят в косоугольной системе координат. Наиболее удобным оказался угол в 135° (рис. 15.1), при котором нулевая изотерма в области ненасыщенного воздуха принимает горизонтальное положение (впервые предложено Р. Молье, Германия). Ось ординат проведена вертикально, и на ней отложены значения энтальпии i, а ось абсцисс — под углом 135° к ней, и на ней отложены значения влагосодержания влажного воздуха d^*.

При работе с диаграммой выяснилось, что нижняя ее часть практического интереса не представляет, поэтому для сокращения размеров и удобства пользования ось абсцисс d^* на ней не изображают, а взамен ее через начало координат проводят вспомогательную горизонтальную прямую, служащую дополнительной осью влагосодержания d. На эту новую ось с оси абсцисс d^* переносят шкалу значений влагосодержаний воздуха d_1, d_2, d_3 и т. д.

В области ненасыщенного воздуха под небольшим углом к горизонтальной оси на диаграмму наносят изотермы t = const.

Для их построения используют уравнение (15.21), которое при t = const является уравнением прямой линии. Следовательно, изотермы — прямые линии, но они не параллельны между собой, так как угол наклона их к горизонтальной оси различен. Угол наклона прямых t = = const определяется тангенсом угла, равного 1,89t, который увеличивается с повышением температуры воздуха. Непараллельность изотерм особенно заметна при температурах, близких к 100 °С; при небольших значениях температур изотермы практически параллельны.

В области температур ниже 0 °С тангенс угла наклона принимает отрицательные значения и изотермы имеют уклон вниз, их крутизна увеличивается с понижением температуры.

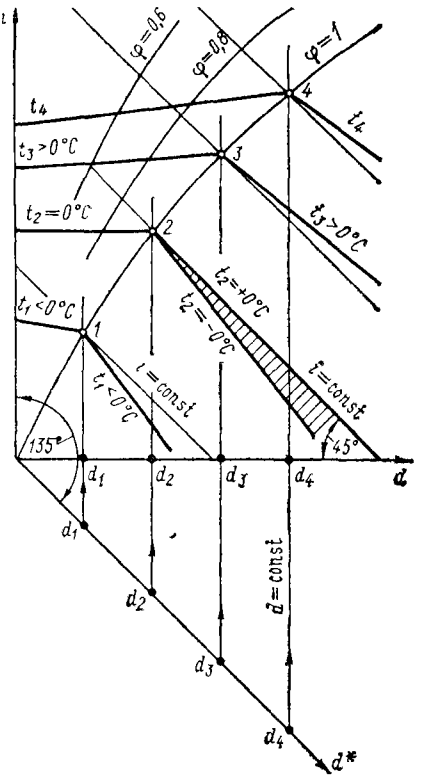


Рис. 15.1. Принципиальная схема d—i-диаграммы

Если учесть, что насыщенный воздух характеризуется максимальным влагосодержанием $d_н$ при определенной температуре $t_н$, то кривая насыщения влажного воздуха φ= =100 % в диаграмме d—i определится как геометрическое место точек пересечения изотерм $t_н$ = const с линиями $d_н$ = const — точки *1*, *2*, *3* и т. д. (рис. 15.2). Максимальное влагосодержание $d_{н1}$, $d_{н2}$, $d_{н3}$, ... рассчитывают по формуле (15.10) для каждой температуры $t_{н1}$, $t_{н2}$, $t_{н3}$, ... при атмосферном давлении $p_б$. Аналогично строят остальные кривые, имеющие степень насыщения влажного воздуха φ = 10, 20, 30, 40 % и т. д. В d—i-диаграмме линии φ = const изображаются в виде веера кривых, расходящихся вверх до изотермы, соответствующей температуре насыщения воздуха $t_н$ = = 100 °С при нормальном атмосферном давлении $p_б$ = = 1013,25 гПа (760 мм рт. ст.), от которой они круто, почти вертикально поднимаются вверх. Это объясняется тем, что при температурах воздуха $t \gg t_н$ величина φ зависит только от влагосодержания. Действительно, принимая во внимание (15.10), (15.12) и учитывая, что в данном случае парциальное давление

насыщенного пара равно барометрическому ($p_н = p_б$), имеем

$$d = 622\frac{p_п}{p_б - p_п} = 622\frac{\varphi p_н}{p_б - \varphi p_н} = 622\frac{\varphi}{1-\varphi}.$$

Решая это относительно φ, получим $\varphi = d/(622 + d)$. Следовательно, сколько бы ни повышалась температура воздуха, при $d = \text{const}$ всегда будет $\varphi = \text{const}$.

Кривая постоянной влажности $\varphi = 100$ % (линия насыщения) делит диаграмму на две части: выше ее расположена область ненасыщенного воздуха, ниже — область пересыщенного водой воздуха, или тумана (рис. 15.3). При температуре 0 °С в пересыщенном воздухе находятся или капельки воды (водяной туман), или кристаллы льда (ледяной туман), или то и другое вместе (смешанный туман). На диаграмме эта область ограничена нулевыми изотермами жидкости ($t = +0$ °С) и льда ($t = -0$ °С).

На кривой $\varphi = 100$ % ($\varphi = 1$) находятся точки, соответствующие состоянию насыщенного воздуха, причем выше нулевой изотермы линия $\varphi = 1$ соответствует насыщению воздуха над водой, ниже — над льдом.

Линии изотерм при пересечении кривой насыщения $\varphi = 1$ претерпевают излом, и их направление в области тумана резко отличается от направления изотерм ненасыщенного воздуха. В области водяного тумана (при $t > 0$ °С) изотермы идут положе изоэнтальп (см. рис. 15.1), а в области ледяного тумана (при $t < 0$ °С) — круче. Нулевая изотерма *0—a* (рис. 15.3) в области водяного тумана $t = +0$ °С практически совпадает с линией постоянной энтальпии, а нулевая изотерма *b —0* в области ледяного тумана $t = -0$ °С проходит более круто.

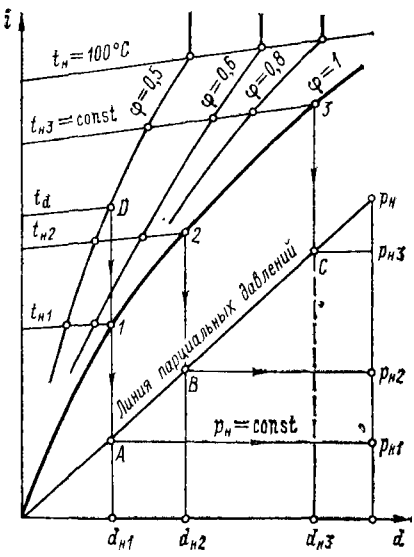


Рис. 15.2. Построение кривых $\varphi = \text{const}$ и линии парциальных давлений

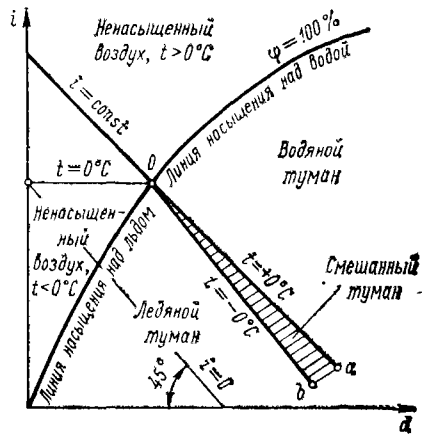


Рис. 15.3. Области различных состояний влажного воздуха

Объясняется это тем, что в области положительных температур в процессе $t = \text{const}$ при переходе через кривую насыщения $\varphi = 1$ из воздуха выпадает капельная влага в виде тумана и энтальпия насыщенного воздуха уменьшается на величину, равную теплоте парообразования сконденсированного пара $r_0 d_{ж} = 2501 d_{ж}$. Поэтому в области водяного тумана приращение энтальпии по линии $t = \text{const}$ резко уменьшается и изотермы идут круто вниз. В области отрицательных температур капельки влаги превращаются в кристаллы льда, энтальпия жидкости уменьшается на величину, равную теплоте фазового перехода (вода—лед) $335 d_{л}$, и изотермы на диаграмме идут еще круче (см. рис. 15.1).

Шкала значений парциальных давлений водяного пара $p_{н}$ находится на вертикальной оси с правой стороны диаграммы (см. рис. 15.2). Линия парциальных давлений водяного пара представляет собой геометрическое место точек пересечения вертикальных прямых, опущенных из точек пересечения изотерм, и кривой $\varphi = 1$ с горизонтальными прямыми $p_{н} = \text{const}$. На рис. 15.2 показано построение точек A, B, C, принадлежащих линии парциальных давлений. Из рисунка видно, что для определения парциального давления водяного пара $p_{п}$ в воздухе, состояние которого отвечает, например, точке D, необходимо из этой точки опустить перпендикуляр до пересечения с линией парциальных давлений (точка A) и снести горизонтально эту точку на шкалу давлений. Парциальное давление $p_{н1}$ и будет искомое давление состояния D. Аналогично определяют парциальное давление насыщенного воздуха состояния *2* (построение показано стрелками).

Обычно процессы изменения состояния влажного воздуха протекают с одновременным изменением его тепло- и влагосодержания. Важной характеристикой этих процессов является *отношение изменения энтальпии воздуха* Δi (кДж/кг) *к изменению его влагосодержания* Δd (г/кг), которое обозначается ε (кДж/кг):

$$\varepsilon = (i_2 - i_1)/[(d_2 - d_1)\ 10^{-3}]. \qquad (15.28)$$

Выражение (15.28) однозначно определяет и характеризует процесс перехода влажного воздуха из одного состояния в другое. Величина ε называется т е п л о в л а ж н о с т н ы м о т н о ш е н и е м процесса изменения состояния воздуха, причем значение этой величины может быть положительным, отрицательным, равным нулю или бесконечности. Это зависит от того, происходит ли в процессе обработки воздуха приращение теплоты и влаги (знак плюс) или их снижение (знак минус) либо не происходит изменения энтальпии — $\Delta i = 0$ ($\varepsilon = 0$) и влагосодержания — $\Delta d = 0$ ($\varepsilon = \pm\infty$).

Больши́м значениям ε соответствуют процессы, проходящие с преимущественным изменением теплосодержания воздуха, малым значениям ε — процессы с преимущественным изменением влагосодержания.

Процессы изменения состояния воздуха в диаграмме обычно изображаются прямыми линиями (лучами), соединяющими точки, соответствующие начальному и конечному состоянию воздуха, и характеризуются величиной $\varepsilon = \Delta i/\Delta d$, которую поэтому называют также угловым коэффициентом линии процесса в косоугольной системе координат. Использование величины ε для расчетов процессов в d—i-диаграмме затруднительно, так как ее значения не соответствуют тангенсу угла наклона луча в прямоугольной системе координат. Для облегчения расчетов и удобства построений процессов применяют так называемый угловой масштаб, представляющий собой пучок лучей $\varepsilon = \text{const}$, исходящих из нулевой точки диаграммы, где $i = 0$, $d = 0$, $t = 0$. Шкала тепловлажностных отношений ε (угловой масштаб) изображается на d—i-диаграмме отрезками лучей, исходящих из нулевой точки, на полях рамки диаграммы (рис. 15.4). Использовать для расчетов шкалу величин ε под названием углового масштаба предложил в 1923 г. Р. Молье.

Для того чтобы определить значение тепловлажностного отношения известного процесса *1—2* (рис. 15.4), достаточно провести параллельно линии этого процесса прямую, исходящую из точки 0, и на полях диаграммы по шкале углового масштаба найти ε (в рассматриваемом случае $\varepsilon_{1-2} = 4500$ кДж/кг).

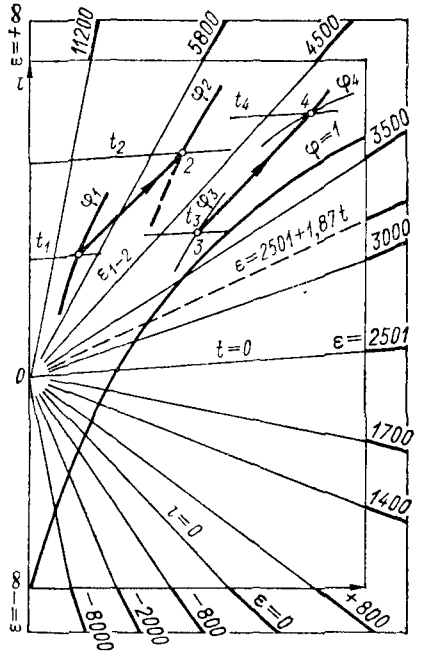


Рис. 15.4. Тепловлажностное отношение ε

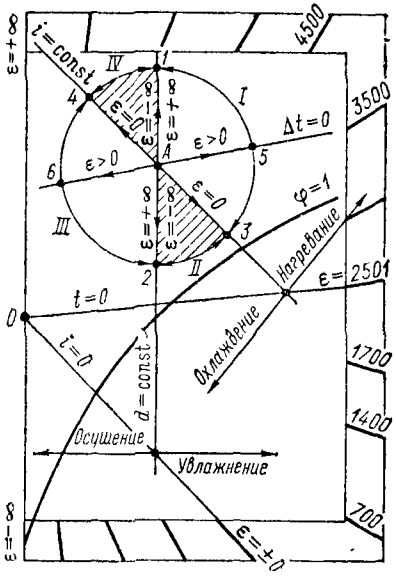


Рис. 15.5. Характерные случаи изменения состояния воздуха

С другой стороны, зная тепло- и влагопритоки к воздуху Q и W, а также начальные его параметры t_3, φ_3, можно на d—i-диаграмме изобразить процесс изменения параметров воздуха в результате ассимиляции теплоты и влаги. Сначала определяют положение точки *3*, соответствующее исходным параметрам воздуха, и тепловлажностное отношение $\varepsilon = Q/W$ (например, $\varepsilon =$ $= 4500$ кДж/кг). Затем из точки *3* параллельно лучу $\varepsilon =$ $= 4500$ кДж/кг проводят прямую *3—4*, которая и является изображением процесса изменения параметров воздуха.

Если начальные параметры двух состояний воздуха различны (точки *1* и *3*), а значения ε одинаковы, то лучи *1—2* и *3—4* процессов изменения их параметров параллельны.

В d—i-диаграмме точка A (рис. 15.5) соответствует начальным параметрам состояния влажного воздуха, которые могут изменяться в результате качественного и количественного изменения тепло- и влагопритоков. На рисунке изображены возможные процессы изменения состояния воздуха, а значит, и тепловлажностного отношения ε.

Вертикальная прямая $d = \text{const}$, проходящая через точку A, делит все возможные процессы на идущие с увеличением влагосодержания — процессы увлажнения и с его уменьшением — процессы осушения.

Наклонная прямая $i = \text{const}$ ($\Delta i = 0$), проходящая через точку A, также делит процессы изменения состояния на идущие с уменьшением энтальпии — процессы охлаждения и с ее увеличением — процессы нагревания. В секторе *A—5—3* процессы нагревания влажного воздуха могут сопровождаться понижением температуры смеси при общем возрастании i вследствие увеличения влагосодержания воздуха.

Рассмотрим характерные процессы изменения состояния воздуха.

1. Процесс *A—1*. Воздух подогревается при неизменном влагосодержании: $d_a = d_1 = \text{const}$, при этом энтальпия воздуха увеличивается на $\Delta i = i_1 - i_a$, $i_a < i_1$. Луч процесса идет вертикально вверх. Тепловлажностное отношение

$$\varepsilon_{a-1} = (i_1 - i_a)/[(d_1 - d_a)\,10^{-3}] = +\infty.$$

2. Процесс *A—2*. Воздух охлаждается без подвода и отвода влаги: $d_a = d_2 = \text{const}$. Энтальпия воздуха изменяется на величину $i_2 - i_a = -\Delta i$, $i_a > i_2$. Луч процесса, так же как и в первом случае, идет от точки A по линии $d = \text{const}$, но не вверх, а вниз. Характеристика процесса при $\Delta d = 0$

$$\varepsilon_{a-4} = (i_2 - i_a)/[(d_2 - d_a)\,10^{-3}] = -\infty.$$

3. Процесс *A—3*. Воздух поглощает влагу ($d_3 > d_a$) при неизменном теплосодержании: $i_a = i_3 = \text{const}$. Происходит так называемое адиабатное увлажнение воздуха. Угловой коэффициент процесса при $\Delta i = i_3 - i_a = 0$

$$\varepsilon_{a-3} = (i_3 - i_a)/[(d_3 - d_a)\,10^{-3}] = 0.$$

4. Процесс $A—4$. Воздух в этом изоэнтальпийном процессе осушается, его влагосодержание уменьшается ($d_4 < d_a$) при $i_a = i_4 = \text{const}$ (адиабатное осушение). Луч процесса идет от точки A влево по линии $i = \text{const}$. Тепловлажностное отношение

$$\varepsilon_{a-4} = (i_4 - i_a)/[(d_4 - d_a)\,10^{-3}] = 0.$$

5. Процесс $A—5$. Влажный воздух одновременно нагревается ($i_5 > i_a$) и увлажняется ($d_5 > d_a$), имеет место $+\Delta i$ и $+\Delta d$. Направление луча процесса характеризуется отношением

$$\varepsilon_{a-5} = (i_5 - i_a)/[(d_5 - d_a)\,10^{-3}] > 0.$$

Надо отметить, что все процессы, протекающие в секторе I, ограниченном лучами $A—1$ и $A—3$, характеризуются тепловлажностным отношением $\varepsilon > 0$, которое изменяется в пределах $+\infty \geqslant \varepsilon_I \geqslant 0$.

6. Процесс $A—6$. Воздух охлаждается ($i_6 < i_a$) и осушается ($d_6 < d_a$) одновременно. Наклон линии процесса при $i_6 - i_a = -\Delta i$ и $d_6 - d_a = -\Delta d$ характеризуется величиной

$$\varepsilon_{a-6} = (i_6 - i_a)/[(d_6 - d_a)\,10^{-3}] > 0.$$

Значение углового коэффициента $\varepsilon > 0$ при $-\Delta i$ и $-\Delta d$ характерно и для всех остальных процессов, протекающих в секторе III, ограниченном лучами $A—2$ и $A—4$. При этом тепловлажностное отношение изменяется в пределах $+\infty \geqslant \varepsilon_{III} \geqslant 0$. Интересно отметить, что охлаждение влажного воздуха в секторе $A—4—6$ сопровождается повышением температуры смеси, что возможно вследствие уменьшения влагосодержания воздуха, т. е. скрытой теплоты, согласно (15.23).

7. Процессы в секторе II. В секторе II, ограниченном лучами $A—2$ и $A—3$, процессы охлаждения воздуха протекают с одновременным его увлажнением ($-\Delta i$ и $+\Delta d$), при этом тепловлажностное отношение изменяется в пределах $0 \geqslant \varepsilon_{II} \geqslant -\infty$:

$$\varepsilon_{II} = (-\Delta i)/[(+\Delta d)\,10^{-3}] < 0.$$

8. Процессы в секторе IV. В секторе IV, ограниченном прямыми $A—1$ и $A—4$, процессы подогрева влажного воздуха сопровождаются его осушением ($+\Delta i$ и $-\Delta d$). Значения углового коэффициента всегда отрицательные ($0 \geqslant \varepsilon_{IV} \geqslant -\infty$):

$$\varepsilon_{IV} = (+\Delta i)/[(-\Delta d)\,10^{-3} < 0.$$

Таким образом, процессы, имеющие положительные значения тепловлажностного отношения, располагаются в I и III секторах, а процессы, имеющие отрицательные значения ε, — во II и IV секторах.

§ 15.3. ПРОЦЕССЫ ОХЛАЖДЕНИЯ ВОЗДУХА

При охлаждении воздуха в поверхностных воздухоохладителях возможен процесс сухого охлаждения воздуха (рис. 15.6, процесс $A—1$), когда понижение температуры и энталь-

пии происходит за счет уменьшения ощутимой теплоты без изменения влагосодержания (d = const). При таком охлаждении относительная влажность воздуха увеличивается, и при некоторой температуре t_R воздух становится полностью насыщенным ($\varphi = 1$).

Состояние насыщенного воздуха, полученное в процессе его охлаждения без подвода и отвода влаги (d = const), называется *точкой росы* (точка R), а соответствующая ей температура — *температурой точки росы* (t_R).

Дальнейшее охлаждение воздуха приводит к частичной конденсации водяного пара из смеси — мокрое охлаждение. В результате получается туман (точка B), в котором мелкокапельная влага находится во взвешенном состоянии. Точка B характеризует смесь насыщенного воздуха состояния B' и капелек воды, состояние которых определяется температурой t_b при $d = \infty$.

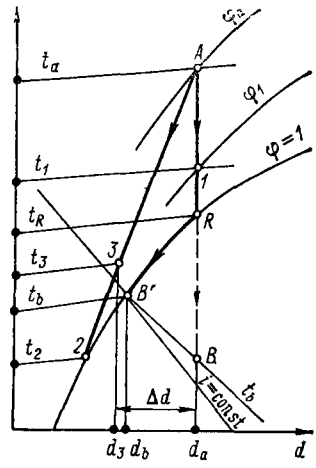


Рис. 15.6. Процесс охлаждения воздуха ниже температуры точки росы

Если капельная влага по мере ее образования осаждается на холодной поверхности воздухоохладителя (конденсация водяного пара), то охлаждение воздуха ниже точки росы будет сопровождаться уменьшением его влагосодержания, температуры и энтальпии при $\varphi = 1$. Следовательно, температура t_R является возможным пределом охлаждения воздуха при неизменном влагосодержании. Процесс дальнейшего охлаждения стремится идти по кривой насыщения R—B'.

При переменной температуре поверхности охлаждения воздухоохладителя процесс изменения параметров воздуха имеет криволинейный характер. Для удобства построения и расчета действительный процесс охлаждения условно изображают прямой линией, соединяющей точку A начального состояния воздуха и точку 2, которая расположена на линии $\varphi = 1$ и в которой температура t_2 равна средней температуре поверхности воздухоохладителя (рис. 15.6).

Полное насыщение воздуха при его охлаждении ниже точки росы достигается не всегда, чаще всего на выходе из аппарата воздух оказывается ненасыщенным, хотя при охлаждении выпадал конденсат.

В связи с конечностью поверхности теплообмена и времени контакта воздуха с этой поверхностью воздух не может охладиться до температуры поверхности аппарата и выходит из него с более высокой температурой: $t_3 > t_2$. При этом происходит осушение воздуха на величину $\Delta d = d_a - d_3$.

§ 15.4. ОБРАБОТКА ВОЗДУХА ВОДОЙ

В технике кондиционирования воздуха важное место занимают процессы, связанные с испарением воды при непосредственном контакте ее с обрабатываемым воздухом.

Для дальнейших рассмотрений познакомимся еще с одним параметром влажного воздуха — *температурой воздуха по мокрому термометру* $t_м$.

Эта температура измеряется влажным термометром психрометра — прибора, который был впервые предложен русским академиком Г. В. Рихманом. Психрометр состоит из двух одинаковых термометров. Один из них служит для измерения температуры воздуха $t_с$ и называется *сухим термометром*. Другой — *влажный* или *мокрый термометр* — показывает температуру воды, содержащейся в смоченной водой влажной ткани (батисте), которой обернут ртутный шарик термометра.

Влажная ткань омывается потоком влажного воздуха, и если при этом температура воды выше температуры воздуха, то тепловой поток и поток влаги (массы вещества) направлены от воды к воздуху. Температура воды будет понижаться: во-первых, вследствие разности температур вода теряет явную теплоту; во-вторых, происходит испарение воды с поверхности батиста, на что расходуется внутренняя энергия воды, равная теплоте парообразования, вода теряет скрытую теплоту.

Когда температура воды станет равной температуре воздуха ($\Delta t = t_с - t_{вд} = 0$), теплообмен прекратится, а массообмен (испарение) будет продолжаться за счет разности парциальных давлений, поскольку в прилегающем к воде слое воздух находится в насыщенном состоянии при температуре воды и парциальное давление пара в нем больше парциального давления водяного пара ненасыщенного воздуха. Это приводит к дальнейшему понижению температуры воды, смачивающей батист, и снижению показания мокрого термометра ($t_м < t_с$). Вследствие образовавшейся разности температур возникает тепловой поток, направленный уже от воздуха к воде, который расходуется на испарение влаги. Поэтому температура воздуха понижается, а его влагосодержание увеличивается и парциальное давление водяного пара растет, т. е. воздух насыщается влагой, при этом пары воды, поступая в воздух, частично компенсируют его тепловые потери.

С понижением температуры воды доля внутренней энергии, идущей на испарение воды, уменьшается, и наступает момент, когда испарение влаги происходит только за счет теплоты, подведенной из воздуха. Дальнейшее понижение температуры воды, смачивающей батист, прекращается, и она остается неизменной для данного состояния воздуха. Эта температура носит название *температуры мокрого термометра*.

В рассмотренном процессе тепловлагообмена вся явная (ощутимая) теплота, отданная воздухом воде на ее испарение, воз-

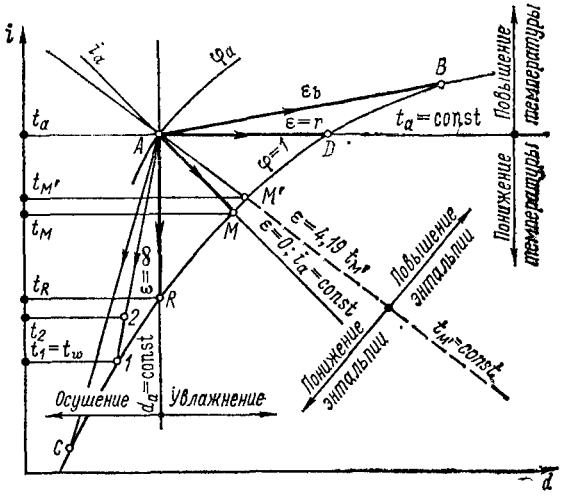


Рис. 15.7. Возможные процессы изменения параметров воздуха при непосредственном контакте с водой

вращается воздуху в виде эквивалентного количества скрытой теплоты (теплоты парообразования). Наступает тепловое равновесие системы вода—воздух. Общее теплосодержание этой системы в процессе насыщения воздуха остается без изменения (i = const). (Подобные процессы, происходящие без подвода теплоты извне и отвода ее, называются адиабатными.)

Это же следует из выражения для энтальпии влажного воздуха

$$i = 1{,}0t + 1{,}89td + 2501d.$$

При адиабатном увлажнении температура воздуха понижается, а влагосодержание увеличивается. Первый член уравнения (явная теплота) уменьшается, а последний (скрытая теплота) на ту же величину возрастает. Средний член практически остается без изменения.

В действительности процесс увлажнения без подвода и отвода теплоты идет по линии i = const только при начальной температуре воды $t_w = 0$. В реальных условиях $t_w \neq 0$, т. е. вода имеет начальное теплосодержание $c_w t_w$, и процесс насыщения воздуха за счет испарившейся влаги отклоняется от линии i = const и идет до точки M' пересечения с кривой $\varphi = 1$ (рис. 15.7).

Точка M' на диаграмме определяет *действительную температуру мокрого термометра* $t_{M'}$. При построении линий изотерм $t_{M'}$ = const в d—i-диаграмме оказалось, что они настолько близки к изоэнтальпам, что точки M' и M практически совпадают, и без особой погрешности в технике расчетов принимают этот процесс адиабатным, идущим по линии i = const. Точка M пересечения линии i_a = const с кривой $\varphi = 1$ соответствует температуре адиабатного насыщения воздуха, или *теоретической температуре по мокрому термометру*.

С учетом вышеизложенного *состояние насыщенного воздуха, полученное в процессе его адиабатного увлажнения* (i = const)

называется точкой мокрого термометра (точка M), *а соответствующая ей температура — температурой мокрого термометра* ($t_м$).

Разность температур по сухому и мокрому термометрам называют *психрометрической разностью*: $\Delta p_п = t_с - t_м$.

Для обработки воздуха водой широко используют оросительные форсуночные камеры, орошаемые насадки и другие устройства, в которых влажный воздух входит в непосредственный контакт с водой.

Рассмотрим процесс тепловлагообмена между водой и воздухом при условии, что количества воды и воздуха, входящих в соприкосновение, и время их контакта — бесконечно большие величины. Процесс заканчивается, когда воздух становится полностью насыщенным при температуре поверхности воды, которая на протяжении всего процесса предполагается неизменной. Указанные условия относятся к идеальным процессам. Характер тепловлагообмена между средами определяется в основном теплопроводностью, диффузией и конвекцией.

Возможные процессы изменения состояния влажного воздуха при непосредственном контакте с водой на диаграмме d—i ограничены криволинейным треугольником ABC (рис. 15.7). Стороны AB и AC являются касательными к кривой насыщения $\varphi = 1$, проведенными из точки A, соответствующей первоначальным параметрам воздуха. Дуга CB — часть линии насыщения. Изменение параметров воздуха характеризуется уравнением, являющимся уравнением прямой линии,

$$(i_1 - i_2)/(d_1 - d_2) = (i_a - i_w)/(d_a - d_w) = (\Delta i/\Delta d)\,10^3 = \varepsilon.$$

Поэтому процессы насыщения воздуха в d—i-диаграмме изображаются лучами, исходящими из точки A (точки начального состояния смеси) до точки на кривой $\varphi = 1$, соответствующей температуре воды.

Внутри треугольника различают три граничных процесса.

Первый процесс — AD протекает при $t_w = t_a$ по линии $t_a = \text{const}$ — изотермическое увлажнение. В этом процессе ни воздух, ни вода не меняют своих температур. Теплообмен между контактируемыми средами отсутствует. Энтальпия воздуха возрастает за счет теплоты перешедшего в него пара (теплоты парообразования). Прямая AD делит треугольник на две части: выше линии $t_a = \text{const}$ процессы увлажнения идут с повышением температуры воздуха; ниже — с понижением температуры. Процессы, протекающие в секторе AMB, характерны для увлажнительных камер, работающих с подогретой водой, а также для градирен — охлаждающих устройств оборотной воды.

Второй процесс — AM' (AM) протекает при $t_w = t_м$ без подвода теплоты извне и отвода ее — так называемое адиабатное увлажнение ($i = \text{const}$). Практически этот процесс имеет место в форсуночной камере, где воздух контактирует с водой,

постоянно циркулирующей в оборотном цикле. Воздух охлаждается до $t_м$ без подвода теплоты извне и отвода ее; теплота, отводимая от воздуха к воде, компенсируется скрытым теплоподводом за счет испарения влаги. Влагосодержание увеличивается. Прямая $A—M'$ является границей двух зон. Выше этой прямой (при $t_w > t_м$) процессы протекают с повышением энтальпии воздуха, т. е. идут с подводом теплоты от воды к воздуху, ниже прямой $A—M'$ (при $t_w < t_м$) — с понижением энтальпии, т. е. с отводом теплоты от воздуха к воде.

Третий процесс — AR происходит при $t_w = t_R$ без осушения и увлажнения воздуха (d = const). При этом уменьшаются температура воздуха и его энтальпия (сухое охлаждение воздуха). Процессы, расположенные правее границы AR, т. е. при $t_w > t_R$, протекают с увеличением влагосодержания воздуха (испарившаяся вода увлажняет воздух), левее границы, т. е. при $t_w < t_R$ — с уменьшением влагосодержания (водяные пары конденсируются на холодной поверхности воды — воздух осушается).

Реальные условия обработки воздуха водой отличаются от идеальных по следующим причинам: 1) из-за ограниченной длины аппаратов время контакта воздуха с водой конечно и исчисляется секундами; 2) количество воды, участвующее в процессе, не бесконечно большое, т. е. поверхность теплообмена конечна; 3) температура воды в процессе тепловлагообмена с воздухом изменяется. В этой связи воздух, выходящий из аппарата, будет ненасыщенным ($\varphi < 100$ %). Точка, соответствующая конечному состоянию воздуха, лежит не на кривой насыщения, а на линии процесса.

На рис. 15.7 изображен процесс $A—1$ одновременного охлаждения и осушения воздуха в оросительной камере. На выходе из аппарата воздух имеет параметры, соответствующие точке *2*, лежащей выше точки *1*.

§ 15.5. ПРОЦЕСС СМЕШЕНИЯ ВОЗДУШНЫХ МАСС

Диаграмма влажного воздуха позволяет графическим методом легко и наглядно рассчитывать процессы смешения двух масс влажного воздуха, увлажнения воздуха водой и водяным паром и пр.

Если предположить, что в процессе смешения теплообмен с внешней средой отсутствует, давление не изменяется и работа против внешних сил не совершается, то при смешении двух масс m_a и m_b влажного воздуха с параметрами, соответствующими точкам A и B (рис. 15.8), материальный баланс поступающего на смешение уходящего воздуха и водяного пара описывается уравнениями:

$$m_a + m_b = m_{см}; \quad m_a d_a + m_b d_b = m_{см} d_{см}, \qquad (15.29)$$

где $m_{см}$, $d_{см}$ — масса и влагосодержание смеси.

Тепловой баланс для состояний воздуха до и после смешения

$$m_a i_a + m_b i_b = m_{см} i_{см}. \qquad (15.30)$$

Параметры состояния полученной воздушной смеси определяются из уравнений баланса теплоты и влаги:

$$i_{см} = (m_a i_a + m_b i_b)/m_{см};$$
$$d_{см} = (m_a d_a + m_b d_b)/m_{см};$$
$$t_{см} = (m_a t_a + m_b t_b)/m_{см}.$$

Однако проще параметры смеси определять графическим способом. Выразим соотношения (15.29) и (15.30) относительно m_a/m_b:

$$\frac{m_a}{m_b} = \frac{i_b - i_{см}}{i_{см} - i_a} = \frac{d_b - d_{см}}{d_{см} - d_a}. \qquad (15.31)$$

Выражение (15.31) есть уравнение прямой линии, проходящей через точки A, B и C. Следовательно, процесс смешения изображается прямой, и точка C, определяющая параметры смеси ($i_{см}$, $d_{см}$, $t_{см}$), делит процесс смешения AB на отрезки, обратно пропорциональные массам смешиваемого воздуха («правило рычага»). Тогда

$$CB/CA = m_a/m_b.$$

Надо отметить, что при рассмотрении процесса смешения сделано допущение: вместо массы сухой части воздуха в уравнениях принята масса влажного воздуха. Это связано с тем, что в инженерных расчетах удобнее пользоваться общей массой влажного воздуха, так как расхождение этих величин в области практического использования не превышает +2%.

Изложенная методика определения параметров смеси остается справедливой и для случая, когда прямая процесса смешения *1—2* пересекает кривую насыщения и точка смеси *3* попадает в зону тумана. Это свидетельствует о том, что в процессе смешения водяные пары более теплого воздуха частично конденсируются. Из смеси будет выпадать влага до тех пор, пока воздух из неустойчивого состояния *3* не перейдет в более устойчивое на кривую насыщения $\varphi = 1$ в точку *4*, энтальпия которой меньше энтальпии точки *3* на величину $\Delta i = c_w t_w \Delta d 10^{-3}$ — энтальпии сконденсировавшейся влаги.

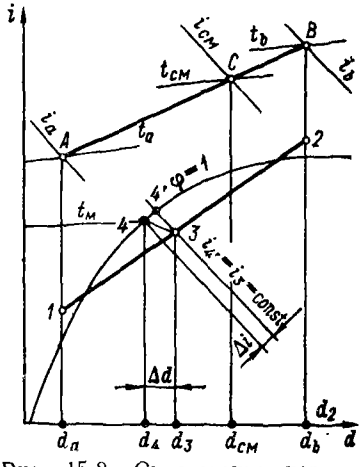


Рис. 15.8. Определение параметров воздушной смеси

Обычно количество выпадаемой влаги мало, и потеря теплосодержания воздуха настолько незначительна, что с достаточной для практики точностью за конечное состояние смеси принимают точку *4'*, лежащую на пересечении линий $i_3 = \text{const}$ и $\varphi = 1$.

РАЗДЕЛ 2

ОСНОВЫ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ

ГЛАВА 16. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

§ 16.1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Механизм передачи теплоты. *Теплопроводность — молекулярный процесс передачи теплоты от одной части тела к другой или между отдельными соприкасающимися телами, если между ними существует температурный перепад.*

Механизм передачи теплоты теплопроводностью обусловлен движением микроструктурных элементов тела (электронов, атомов, молекул) и зависит от физических свойств среды.

В газах перенос энергии теплопроводностью осуществляется за счет хаотичного молекулярного движения, диффузии молекул, интенсивность которой пропорциональна температуре. Происходит соударение отдельных молекул газа, обладающих различной кинетической энергией, что приводит к обмену энергией теплового движения. При этом интенсивность движения молекул, обладающих первоначально большей кинетической энергией (скоростью), уменьшается, а интенсивность движения молекул, обладающих меньшей кинетической энергией, увеличивается.

В жидкостях и твердых диэлектриках передача теплоты осуществляется упругими волнами вследствие взаимодействия колеблющихся атомов или молекул. В твердых телах, например диэлектриках, отсутствуют свободные электроны, а их кристаллическая решетка образована из атомов, молекул или групп молекул. Эти частицы совершают колебания относительно положения равновесия, удерживаемые межатомными (межмолекулярными) силами сцепления. При нагревании интенсивность колебания решеток (амплитуда колебаний) увеличивается и вследствие сил сцепления между частицами энергия колебаний (энергия теплового движения) передается соседним слоям частиц, т. е. происходит энергетический обмен между частицами и слоями тела. Этот процесс передачи энергии носит волновой характер,

подобно, например, упругим звуковым волнам колокола, когда по нему ударяют.

Теплопроводность диэлектриков с повышением температуры обычно возрастает, но численные значения сравнительно малы из-за медленно протекающих процессов волнового переноса теплоты.

Для большинства жидкостей теплопроводность с увеличением температуры уменьшается (исключение составляют вода и глицерин), а с повышением давления возрастает.

В металлах перенос теплоты осуществляется главным образом вследствие диффузии свободных электронов. Доля упругих колебаний кристаллической решетки в общем процессе переноса теплоты незначительна из-за огромной подвижности электронов («электронного газа»). По этой же причине теплопроводность металлов значительно выше диэлектриков и других веществ. При повышении температуры колебание кристаллической решетки не только способствует переносу энергии, но в то же время создает помехи движению «электронного газа», что сказывается на электро- и теплопроводности металлов. Теплопроводность чистых металлов (кроме алюминия) с повышением температуры уменьшается, особенно резко теплопроводность снижается при наличии примесей, что объясняется увеличением структурных неоднородностей, которые препятствуют направленному движению электронов и приводят к их рассеиванию. В отличие от металлов теплопроводность сплавов с возрастанием температуры увеличивается.

Температурное поле. *Температурным полем называется совокупность значений температур в данный момент времени во всех* точках рассматриваемого пространства, занятого телом.

Если температура поля t с течением времени τ изменяется, то оно называется *нестационарным* и описывается уравнением

$$t = f(x, y, z, \tau), \qquad (16.1)$$

где x, y, z — координаты точки поля.

Если же температура в каждой точке поля с течением времени остается неизменной, то такое температурное поле называется *стационарным*. Температура в этом случае является функцией только пространственных координат x, y, z:

$$t = f(x, y, z); \quad \partial t/\partial \tau = 0. \qquad (16.2)$$

В каждый конкретный момент времени в температурном поле можно выделить поверхности, образованные точками, имеющими одинаковые температуры. Такие поверхности называются *изотермическими*. В стационарном температурном поле изотермические поверхности с течением времени не меняют свой вид и расположение, в то время как в нестационарном поле они со временем изменяются.

Изотермические поверхности никогда между собой не пересекаются. Они или оканчиваются на границах тела, или замыкаются

на себя, целиком располагаясь внутри самого тела.

Температурный градиент. Одной из важных характеристик температурного поля является *температурный градиент, представляющий собой вектор, направленный по нормали к изотермической поверхности в сторону возрастания температуры.*

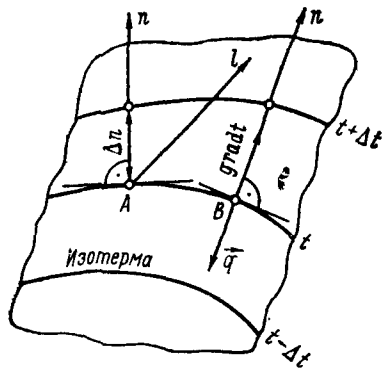


Рис. 16.1. К понятию температурного градиента

На рис. 16.1 изображены изотермические поверхности, температуры которых отличаются на Δt. Из рисунка видно, что интенсивность изменения температуры по различным направлениям (из точки A лучи n и l) неодинакова. Наибольшая разность температур на единицу длины наблюдается в направлении нормали n к изотермической поверхности, так как расстояние Δn между соседними изотермами при этом наименьшее.

Предел отношения изменения температуры Δt к расстоянию между изотермами по нормали Δn, когда Δn стремится к нулю, называется температурным градиентом:

$$\operatorname{grad} t = \lim (\Delta t/\Delta n)_{\Delta n \to 0} = (\partial t/\partial n)\,\vec{n}_0, \qquad (16.3)$$

где $\vec{n}_0$ — единичный вектор, который в последующих уравнениях опускается, так как рассматривается скалярная величина вектора.

В общем случае для различных точек одной и той же изотермической поверхности (например, точек A и B) градиент температуры различен не только по направлению, но и по величиие. За положительное направление градиента принято направление возрастаиия температур.

§ 16.2. ОСНОВНОЙ ЗАКОН ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

Основным условием распространения теплоты в пространстве является наличие разности температур в различных его точках. В случае передачи теплоты теплопроводностью необходимым условием является неравенство нулю температурного градиента в различных точках тела.

Основным законом передачи теплоты (энергии) теплопроводностью является гипотеза Фурье (1768—1830), согласно которой элементарное количество теплоты dQ_τ, проходящей через элементарную площадь изотермической поверхности dF за элементарный промежуток времени $d\tau$, пропорционально температурному градиенту $(\partial t/\partial n)$:

$$dQ_\tau = -\lambda\, dF\, d\tau \operatorname{grad} t = -\lambda\, dF\, d\tau\, (\partial t/\partial n). \qquad (16.4)$$

Коэффициент пропорциональности λ характеризует способность вещества проводить теплоту и называется *коэффициентом теплопроводности.*

Количество теплоты, проходящей в единицу времени через единицу площади изотермической поверхности, называется плотностью теплового потока (Вт/м^2):

$$\vec{q} = dQ_\tau/dF\, d\tau = -\lambda\, (\partial t/\partial n) = -\lambda\, \mathrm{grad}\, t. \qquad (16.5)$$

Так как теплота всегда распространяется от более нагретых частей тела к менее нагретым, то и вектор плотности теплового потока $\vec{q}$ направлен по нормали к изотермической поверхности в сторону убывания температуры. Таким образом, оказывается, что векторы grad t и $\vec{q}$ лежат на одной нормали к изотерме, но направлены в противоположные стороны (рис. 16.1). Этим и объясняется появление знака минус в уравнениях (16.4) и (16.5). Абсолютное значение вектора $\vec{q}$ (скаляр) обозначим q, т. е. $|\vec{q}| = q$.

Практика и многочисленные эксперименты подтвердили справедливость гипотезы Фурье, и уравнение (16.4) носит название закона Фурье или основного уравнения теплопроводности.

Количество теплоты, проходящей через произвольную изотермическую поверхность площадью F в единицу времени, называется тепловым потоком (Вт):

$$Q = \int_F q\, dF = -\int_F \lambda\, (\partial t/\partial n)\, dF = -\lambda\, (\partial t/\partial n)\, F. \qquad (16.6)$$

Коэффициент теплопроводности. Из соотношений (16.5) и (16.6) следует, что *коэффициент теплопроводности*

$$\lambda = |\vec{q}|/|\mathrm{grad}\, t| = Q/[F\, (\partial t/\partial n)] \qquad (16.7)$$

численно равен количеству теплоты, проходящей через единицу изотермической поверхности в единицу времени при температурном градиенте, равном единице. Он измеряется в Вт/(м·К) и является теплофизической характеристикой вещества. Для различных материалов он неодинаков и в общем случае зависит от структуры, плотности, температуры, давления и влажности. Для большинства веществ коэффициенты теплопроводности определены экспериментально.

Из табл. 16.1 видно, что наилучшими проводниками теплоты являются металлы, наихудшими — газы.

С повышением температуры теплопроводность газов возрастает. Среди них резко выделяются гелий и водород, теплопроводность которых в 5—10 раз больше вследствие малой молекулярной массы, а следовательно, большей скорости диффузии молекул.

Таблица 16.1

Коэффициенты теплопроводности некоторых материалов при комнатной температуре

Материал	λ, Вт/(м·К)	Материал	λ, Вт/(м·К)
Серебро	458	Железобетон	1,55
Медь	384	Кирпич красный	0,77
Алюминий	204	» силикатный	0,81
Латунь	85	» изоляционный	0,14
Чугун	63	Сосна (вдоль волокон)	0,35—0,72
Сталь углеродистая	45	» (поперек волокон)	0,14—0,16
Аммиак (жидкий)	0,57	Шлаковая вата	0,07
Вода	0,55	Пенопласт ПСБ-С	0,04
Снег	0,47	Воздух	0,0245
Лед	2,25	Водород	0,175
Мазут	0,116	Углекислый газ	0,015
Этиленгликоль	0,249	Метан	0,003

С изменением давления коэффициент теплопроводности идеальных газов практически не изменяется. Исключение составляют очень низкие и чрезмерно высокие давления. Совсем по-другому обстоит дело с водяным паром и другими реальными газами, коэффициенты теплопроводности которых заметно отличаются от идеальных и существенно зависят от давления.

Теплоизоляционные и многие строительные материалы (кирпич, бетон, дерево и др.), обладающие пористым строением, имеют сравнительно низкие коэффициенты теплопроводности — 0,02—3,0 Вт/(м·К). Именно воздух или газы, заполняющие поры и полости и имеющие весьма малые значения λ, оказывают существенное влияние на теплопроводность материала в целом. Пористые материалы передают теплоту в основном через твердый компонент («скелет») и в меньшей степени через воздушные ячейки, так как теплопроводность твердого компонента в десятки раз превышает теплопроводность воздуха. Поэтому коэффициент теплопроводности пористых материалов сильно зависит от соотношения масс «скелета» и воздушных включений, т. е. от объемной плотности материала. С уменьшением объемной плотности, т. е. с утонением стенок ячеек, передача теплоты по «скелету» материала ухудшается, но при этом увеличиваются размеры воздушных включений, что приводит к появлению внутри их организованного движения молекул, т. е. к конвективному теплообмену. С повышением температуры ухудшаются теплоизоляционные свойства пористых материалов. Это объясняется увеличением коэффициента теплопроводности воздуха и возрастанием роли лучистого теплообмена между стенками воздушных ячеек, а также возникновением свободной конвекции в порах и ячейках материала.

На теплопроводность теплоизоляционных материалов большое влияние оказывает степень их увлажненности. С увеличением влажности коэффициент теплопроводности возрастает, так как поры вместо воздуха заполняются водой, теплопроводность которой почти в 25 раз выше, чем у воздуха. При температурах ниже 273 К (0 °С) вода превращается в лед, теплопроводность которого в четыре раза выше, чем у воды. Таким образом, коэффициент теплопроводности изоляционного материала в результате увлажнения и замерзания в нем влаги будет почти в 100 раз выше, чем сухого материала, что приведет к значительному увеличению теплопритока в помещение через теплоизоляцию.

Для влажных пористых материалов коэффициент теплопроводности значительно выше, чем для сухого материала и воды в отдельности. Так, для сухого кирпича $\lambda = 0{,}35$ Вт/(м·К), для воды $\lambda = 0{,}55$ Вт/(м·К), а для влажного кирпича $\lambda = 1{,}05$ Вт/(м·К), что объясняется отличием физических свойств адсорбированной (связанной в порах) воды от свойств свободной воды и наличием конвективного переноса теплоты в результате капиллярного движения влаги внутри пористого материала.

Дифференциальное уравнение теплопроводности. Для всестороннего изучения передачи теплоты в пространстве теплопроводностью и установления зависимости между временны́ми и пространственными изменениями температуры тела для трехмерного нестационарного температурного поля при отсутствии внутренних источников теплоты было выведено дифференциальное уравнение теплопроводности

$$\partial t/\partial \tau = [\lambda/(c\rho)]\,(\partial^2 t/\partial x^2 + \partial^2 t/\partial y^2 + \partial^2 t/\partial z^2) = a\,\nabla^2 t, \qquad (16.8)$$

где c — удельная теплоемкость, Дж/(кг·К); ρ — плотность, кг/м^3; $a = \lambda/(c\rho)$ — коэффициент температуропроводности, м^2/с; $\partial^2 t/\partial x^2 + \partial^2 t/\partial y^2 + \partial^2 t/\partial z^2$ — оператор Лапласа, для сокращения записи обозначаемый $\nabla^2 t$ (знак ∇ читается «набла»).

В случае одномерного нестационарного температурного поля, когда перенос теплоты теплопроводностью осуществляется только в одном направлении, например вдоль оси x, уравнение (16.8) значительно упрощается:

$$\partial t/\partial \tau = a\,(\partial^2 t/\partial x^2). \qquad (16.9)$$

Введенный в уравнении (16.8) *коэффициент температуропроводности* a является физическим параметром вещества и *характеризует скорость изменения температуры во времени* ($\partial t/\partial \tau$). Если коэффициент теплопроводности λ характеризует способность веществ проводить теплоту, то коэффициент температуропроводности a является *мерой теплоинерционных свойств тела*. Так как скорость изменения температуры во времени прямо пропорциональна величине a, то при прочих равных условиях быстрее нагревается или охлаждается то тело, которое обладает бо́льшим коэффициентом температуропроводности. Если прикоснуться ру-

кой к деревянной раме и стеклу окна, то покажется, что стекло холоднее, хотя температуры их одинаковы. Это объясняется тем, что стекло, имеющее в 4,5 раза больший коэффициент температуропроводности, обеспечивает более быстрый отвод теплоты от руки.

Для одномерного стационарного температурного поля, т. е. когда температура поля не изменяется во времени ($\partial t/\partial \tau = 0$), уравнение теплопроводности (16.9) принимает вид

$$\partial^2 t/\partial x^2 = 0. \qquad (16.10)$$

Дифференциальное уравнение (16.8) описывает перенос теплоты в пространстве в самом общем виде. При интегрировании этого уравнения получается бесчисленное множество решений, удовлетворяющих ему. Для решения практической задачи необходимо задаться вполне конкретными данными, т. е. ограничить рассматриваемую проблему определенными условиями, чтобы сделать решение однозначным. Эти условия в совокупности с дифференциальным уравнением дают полное математическое описание процесса и называются *условиями однозначности* или *краевыми условиями*.

Условия однозначности подразделяются на *геометрические* (характеризующие размеры и форму тела), *физические* (характеризующие свойства тела и среды: c, ρ, λ и др.), *временные* (распределение температур в теле в начальный момент времени) и *граничные* (определяющие характер взаимодействия поверхности тела с окружающей средой). Граничные условия могут быть заданы тремя способами:

1) *граничные условия первого рода* — задается значение температуры на поверхности тела для любого момента времени;

2) *граничные условия второго рода* — задается плотность теплового потока q в каждой точке поверхности тела для любого момента времени;

3) *граничные условия третьего рода* — задаются температура окружающей среды и закон теплообмена между поверхностью тела и средой.

Рассмотрим теплопроводность тел простейшей формы, имеющих одномерное стационарное температурное поле. К таким телам относятся неограниченная плоская стенка, стенка цилиндра, шаровая стенка.

§ 16.3. ПЕРЕДАЧА ТЕПЛОТЫ ЧЕРЕЗ ПЛОСКУЮ СТЕНКУ

Однослойная стенка. Рассмотрим перенос теплоты теплопроводностью через однослойную однородную плоскую стенку толщиной δ, длина и ширина которой бесконечно велики по сравнению с толщиной. Коэффициент теплопроводности материала λ. Температуры t_1 и t_2 на поверхностях стенки поддерживаются постоянными, причем $t_1 > t_2$. При этих условиях стационарное

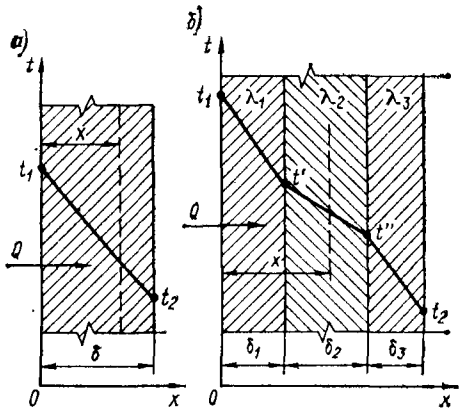


Рис. 16.2. Передача теплоты теплопроводностью через плоскую стенку: *а* — однослойную; *б* — многослойную

температурное поле распространяется перпендикулярно к стенке вдоль оси x (рис. 16.2, *а*). Требуется определить характер распределения температур по толщине стенки и количество теплоты Q_τ, проходящей через стенку площадью F за время τ.

Уравнение теплопроводности в рассматриваемом случае, когда $\partial t/\partial\tau = 0$, имеет вид (16.10). Граничные условия первого рода: $t = t_1$ при $x = 0$; $t = t_2$ при $x = \delta$.

Закон распределения температур по толщине стенки находится интегрированием уравнения (16.10). Первое интегрирование дает выражение $dt/dx = C_1$. После второго интегрирования имеем

$$t = C_1 x + C_2, \tag{16.11}$$

где C_1 и C_2 — постоянные интегрирования, которые находятся по известным граничным условиям:

$$C_2 = t_1; \quad C_1 = -(t_1 - t_2)/\delta.$$

Из выражения (16.11) следует, что *распределение температур по толщине стенки подчиняется закону прямой линии.*

Подставляя значения C_1 и C_2 в уравнение (16.11), получим закон распределения температуры по толщине стенки:

$$\boxed{t = t_1 - [(t_1 - t_2)/\delta]\, x.} \tag{16.12}$$

Линия, соединяющая точки с температурами t_1 и t_2, показывает характер изменения температуры по толщине стенки и называется *температурной кривой.*

Количество теплоты, проходящей через единицу поверхности стенки в единицу времени в направлении оси x, определится по уравнению Фурье (16.5):

$$q = -\lambda\,(dt/dn) = -\lambda\,(dt/dx) = \lambda\,(t_1 - t_2)/\delta,$$

или

$$\boxed{q = (t_1 - t_2)/(\delta/\lambda),} \tag{16.13}$$

где $t_1 - t_2$ — температурный напор; δ/λ — термическое сопротивление стенки; λ/δ — тепловая проводимость материала.

Таким образом, *количество теплоты, проходящей через единицу поверхности стенки в единицу времени, прямо пропорционально температурному напору и обратно пропорционально термическому сопротивлению.*

Общее количество теплоты, проходящей через стенку с площадью поверхности F за промежуток времени τ при плотности теплового потока q

$$Q_\tau = qF\tau = [(t_1 - t_2)/(\delta/\lambda)]\, F\tau. \qquad (16.14)$$

В расчетной практике чаще оперируют не общим количеством теплоты (Дж), а тепловым потоком (количеством теплоты в единицу времени, Вт), тогда формула (16.14) примет вид

$$\boxed{Q = [(t_1 - t_2)/(\delta/\lambda)]\, F.} \qquad (16.15)$$

Из уравнения (16.13) легко найти температуру на поверхности стенки:

$$t_1 = t_2 + q\delta/\lambda \text{ или } t_2 = t_1 - q\delta/\lambda. \qquad (16.16)$$

В общем случае температура в любом сечении стенки

$$\boxed{t_x = t_1 - qx/\lambda.} \qquad (16.17)$$

Многослойная стенка. В практике часто встречаются стенки, состоящие из нескольких слоев различных материалов (рис. 16.2,*б*).

Рассмотрим перенос теплоты через многослойную стенку, содержащую, например, три плотно прилегающих друг к другу слоя толщиной δ_1, δ_2, δ_3. Коэффициенты теплопроводности этих слоев λ_1, λ_2, λ_3. Температуры наружных поверхностей t_1 и t_2, причем $t_1 > t_2$, т. е. заданы граничные условия первого рода.

Так как при стационарном температурном поле тепловой поток Q, проходящий через многослойную стенку, одинаков для каждого слоя, то можно воспользоваться уравнением (16.15) и записать для первого, второго и третьего слоев:

$$\left.\begin{aligned} Q &= (t_1 - t')\, F/(\delta_1/\lambda_1); \\ Q &= (t' - t'')\, F/(\delta_2/\lambda_2); \\ Q &= (t'' - t_2)\, F/(\delta_3/\lambda_3). \end{aligned}\right\} \qquad (16.18)$$

Полученные уравнения решаются относительно разностей температур:

$$t_1 - t' = Q\,(\delta_1/\lambda_1)/F;$$
$$t' - t'' = Q\,(\delta_2/\lambda_2)/F;$$
$$t'' - t_2 = Q\,(\delta_3/\lambda_3)/F.$$

Сложив левые и правые части этих уравнений, найдем

$$t_1 - t_2 = Q\,(\delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \delta_3/\lambda_3)/F$$

откуда следует, что тепловой поток, проходящий через трехслойную стенку,

$$Q = (t_1 - t_2) F/(\delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \delta_3/\lambda_3), \tag{16.19}$$

а плотность теплового потока

$$q = (t_1 - t_2) \Big/ \sum_{i=1}^{3} (\delta_i/\lambda_i). \tag{16.20}$$

Тепловой поток через стенку, содержащую n слоев,

$$Q = (t_1 - t_{n+1}) F \Big/ \sum_{i=1}^{n} (\delta_i/\lambda_i), \tag{16.21}$$

где стоящая в знаменателе сумма представляет собой полное термическое сопротивление многослойной стенки.

§ 16.4. ПЕРЕДАЧА ТЕПЛОТЫ ЧЕРЕЗ ЦИЛИНДРИЧЕСКУЮ И ШАРОВУЮ СТЕНКИ

Цилиндрическая стенка. Рассмотрим однослойную цилиндрическую стенку (трубу), длина которой сравнительно с диаметром бесконечно велика. Поэтому температура стенки изменяется только в радиальном направлении и, следовательно, изотермы в стенке трубы имеют вид концентрических цилиндрических поверхностей. Температурное поле будет одномерным. Температуры на поверхностях стенки t_1 и t_2 постоянны (граничные условия первого рода). Так как $t_1 > t_2$, то тепловой поток направлен по радиусу к наружной поверхности трубы. Коэффициент теплопроводности материала трубы λ в рассматриваемом интервале температур не изменяется. Необходимо найти характер распределения температур в стенке цилиндра и тепловой поток.

Для установления зависимостей возьмем участок трубы длиной l (рис. 16.3, *а*). На расстоянии r от оси трубы выделим в стенке цилиндрическую поверхность толщиной dr, ее площадь $F = 2\pi rl$. Так как толщина слоя dr — величина бесконечно малая, то и разность температур на границах слоя также будет бесконечно малой — dt. Рассматривая эту цилиндрическую поверхность как плоскую стенку, воспользуемся уравнением (16.6):

$$Q = -\lambda F\,(dt/dn) = -\lambda 2\pi rl\,(dt/dr). \tag{16.22}$$

Разделяя перемеиные в уравнении (16.22), получаем

$$dt = [-Q/(2\pi\lambda l)]\,(dr/r).$$

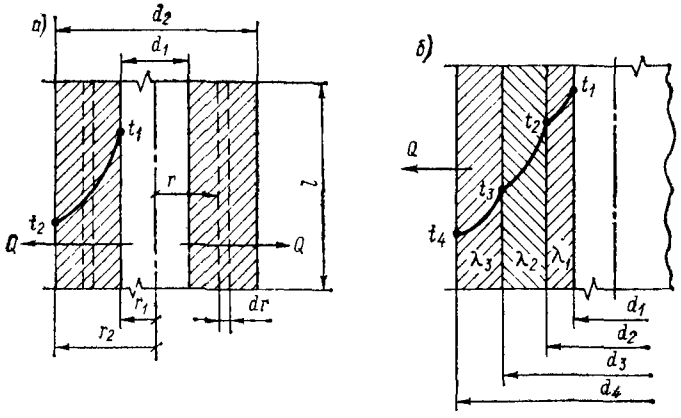


Рис. 16.3. Передача теплоты теплопроводностью через цилиндрическую стенку: *а* — однослойную; *б* — многослойную

Интегрируя уравнение в пределах температур от t_1 до t_2 и толщин слоя стенки от r_1 до r_2, находим:

$$\int_{t_1}^{t_2} dt = -\int_{r_1}^{r_2} [Q/(2\pi\lambda l)]\,(dr/r);\quad t_1 - t_2 = [Q/(2\pi\lambda l)]\ln(r_2/r_1). \qquad (16.23)$$

Из уравнения следует, что *распределение температур в стенке цилиндрической трубы подчиняется закону логарифмической кривой.*

Тепловой поток через стенку определится из выражения (16.23):

$$\boxed{Q = 2\pi\lambda l\,(t_1 - t_2)/\ln(d_2/d_1).} \qquad (16.24)$$

Тепловой поток, проходящий через цилиндрическую стенку, может быть отнесен к единице площади внутренней (q_1) или внешней (q_2) поверхности либо к единице длины трубы (q_l). В последнем случае он называется *линейной плотностью теплового потока* (Вт/м), в отличие от общепринятой плотности теплового потока (Вт/м^2). Расчетные формулы принимают вид (рис. 16.3, *а*):

$$q_1 = \frac{Q}{\pi d_1 l} = \frac{2\lambda\,(t_1 - t_2)}{d_1 \ln(d_2/d_1)}; \qquad (16.25)$$

$$q_2 = \frac{Q}{\pi d_2 l} = \frac{2\lambda\,(t_1 - t_2)}{d_2 \ln(d_2/d_1)}; \qquad (16.26)$$

$$q_l = \frac{Q}{l} = \frac{2\pi\lambda\,(t_1 - t_2)}{\ln(d_2/d_1)} = \frac{\pi\,(t_1 - t_2)}{[1/(2\lambda)]\ln(d_2/d_1)}. \qquad (16.27)$$

В многослойной цилиндрической стенке при рассматриваемом нами стационарном режиме через все слои проходит одинаковый по величине тепловой поток. Рассмотрим (рис. 16.3, *б*) трехслойную цилиндрическую стенку (трубу) с вну-

тренним диаметром d_1, наружным d_4 и промежуточными d_2 и d_3. Коэффициенты теплопроводности материала слоев λ_1, λ_2, λ_3. Температуры внутренней поверхности стенки t_1 и наружной t_4 в процессе переноса теплоты не изменяются.

Для каждого слоя напишем уравнение теплового потока вида (16.24):

$$\left.\begin{aligned} Q &= [2\pi\lambda_1 l/\ln(d_2/d_1)](t_1 - t_2);\\ Q &= [2\pi\lambda_2 l/\ln(d_3/d_2)](t_2 - t_3);\\ Q &= [2\pi\lambda_3 l/\ln(d_4/d_3)](t_3 - t_4). \end{aligned}\right\} \qquad (16.28)$$

Решив уравнения (16.28) относительно разности температур и почленно сложив их, получим

$$t_1 - t_4 = \frac{Q}{2\pi l}\left(\frac{1}{\lambda_1}\ln\frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\lambda_2}\ln\frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\lambda_3}\ln\frac{d_4}{d_3}\right),$$

откуда тепловой поток через трехслойную цилиндрическую стенку

$$Q = 2\pi l(t_1 - t_4)\Big/\left(\frac{1}{\lambda_1}\ln\frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\lambda_2}\ln\frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\lambda_3}\ln\frac{d_4}{d_3}\right).$$

По аналогии для цилиндрической стенки, имеющей n слоев

$$\boxed{Q = \frac{2\pi l(t_1 - t_{n+1})}{\sum_{i=1}^{n}(1/\lambda_i)\ln(d_{i+1}/d_i)}}. \qquad (16.29)$$

Температуры на границах промежуточных слоев (рис. 16.3, *б*) находят из уравнений (16.28):

$$\left.\begin{aligned} t_2 &= t_1 - Q\ln(d_2/d_1)/(2\pi\lambda_1 l);\\ t_3 &= t_2 - Q\ln(d_3/d_2)/(2\pi\lambda_2 l), \end{aligned}\right\} \qquad (16.30)$$

или

$$t_{i+1} = t_1 - \frac{1}{2\pi l}Q\sum_{i=1}^{i}\frac{1}{\lambda_i}\ln\frac{d_{i+1}}{d_i}. \qquad (16.31)$$

При расчете теплопроводности через тонкостенные трубы с достаточной точностью можно пользоваться формулами, выведенными для плоской стенки. В этом случае площадь поверхности трубы определяют по среднему диаметру: $F = \pi d_{cp} l = 0{,}5\pi(d_1 + d_2)\,l$, а за толщину стенки берут действительное ее значение $\delta = 0{,}5(d_2 - d_1)$. Тогда тепловой поток через участок трубы длиной l в соответствии с формулой (16.15) равен

$$Q = \frac{t_1 - t_2}{\delta/\lambda}F = \pi l\lambda\frac{d_1 + d_2}{d_2 - d_1}(t_1 - t_2). \qquad (16.32)$$

Шаровая стенка. Рассмотрим процесс стационарной теплопроводности через однослойную шаровую стенку с неизменным коэффициентом теплопроводности λ. На внутренней (радиуса r_1)

и внешней (радиуса r_2) поверхностях сферы поддерживаются температуры t_1 и t_2. Так как t_1 и t_2 постоянны и $t_1 > t_2$, то температуры в стенке шара изменяются только в направлении его радиуса, от внутренней к наружной поверхности. Выделив в стенке сферы шаровую поверхность радиуса r бесконечно малой толщиной dr с разностью температур dt, запишем выражение для теплового потока на основании закона Фурье:

$$Q = -\lambda\,(dt/dr)\,4\pi r^2,$$

откуда

$$dt = A\,(dr/r^2), \qquad (16.33)$$

где $A = -Q/(4\pi\lambda)$.

После интегрирования выражения (16.33) получим $t = -A/r + C$. Граничные условия: $t = t_1$ при $r = r_1$; $t = t_2$ при $r = r_2$. Тогда

$$t_1 = -A/r_1 + C; \quad t_2 = -A/r_2 + C.$$

После вычитания второго выражения из первого найдем

$$t_1 - t_2 = A\,(1/r_2 - 1/r_1),$$

откуда

$$A = (t_1 - t_2)/(1/r_2 - 1/r_1).$$

После подстановки найденного значения A в формулу (16.33) определится тепловой поток через шаровую стенку:

$$Q = \frac{4\pi\lambda\,(t_1 - t_2)}{1/r_1 - 1/r_2} = \frac{2\pi\lambda\,\Delta t}{1/d_1 - 1/d_2} = \pi\lambda\frac{d_1 d_2}{\delta}\,\Delta t. \qquad (16.34)$$

ГЛАВА 17. КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН

§ 17.1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Под *конвекцией* понимают процесс переноса вещества в среде за счет перемещения макрочастиц жидкости (газа). Перемещение этих частиц можно наблюдать невооруженным глазом, сделав их видимыми с помощью красителей или дыма. Естественно, что конвекция возможна только в текучей среде.

Конвективный перенос теплоты отличается от теплопроводности тем, что переносчиками теплоты являются макроскопические элементы (молярные объемы) жидкости (газа), размеры которых во много раз превышают амплитуду колебаний молекул в жидкости или длину свободного пробега молекул газа. Перенос теплоты конвекцией всегда сопровождается теплопроводностью, причем главную роль в совместной передаче теплоты играет конвективный перенос.

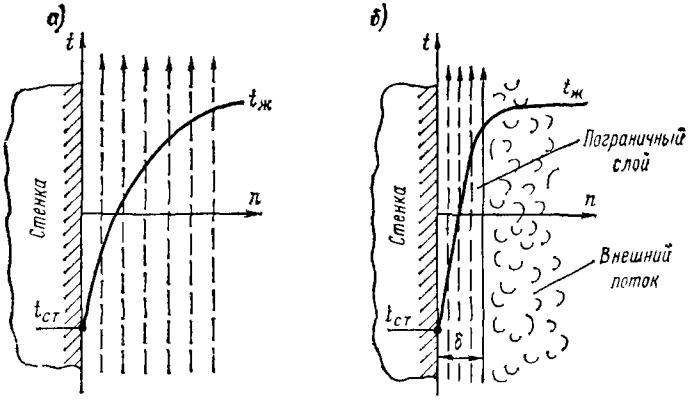


Рис. 17.1. Теплоотдача при различных режимах течения: *а* — при ламинарном; *б* — при турбулентном

Совместный процесс переноса теплоты конвекцией и теплопроводностью называется конвективным теплообменом.

Различают свободную и вынужденную конвекцию. Конвекция, создаваемая принудительным способом (мешалкой, вентилятором и т. д.), носит название *вынужденной.* Если же движение элементов объема среды вызвано наличием в ней температурных разностей, а следовательно, разных плотностей, то такая конвекция называется *свободной* или *естественной.* Она создается за счет того, что более холодные частицы жидкости или газа, имеющие бóльшую плотность, под действием гравитационного поля Земли опускаются вниз, а более нагретые под действием архимедовой силы поднимаются вверх.

Процесс конвективного теплообмена может быть *стационарным* или *нестационарным.* В первом случае температурное поле жидкости не изменяется во времени, во втором — переменно во времени.

Процесс конвективного теплообмена между движущейся жидкой средой и поверхностью омываемого твердого тела называется теплоотдачей.

О. Рейнольдс в 1884 г. установил существование двух режимов движения жидкости, один из которых получил название *ламинарного,* другой — *турбулентного.*

При ламинарном режиме все частички жидкости движутся параллельно друг другу, не перемешиваясь, по нормали *n* к направлению движения. Следовательно, перенос теплоты в этом направлении осуществляется только теплопроводностью (рис. 17.1, *а*). Поэтому для расчетов процессов теплоотдачи можно воспользоваться уравнением Фурье (16.6). Из-за сравнительно малых коэффициентов теплопроводности жидкостей (особенно газов) теплота по всему объему жидкости в ламинарном потоке распространяется медленно.

При турбулентном режиме частички жидкости, участвуя в общем поступательном движении, перемещаются хаотично, неупорядоченно, с образованием вихрей и появлением нерегулярной пульсации скорости, давления и других параметров. Чем чаще образуются вихри, тем интенсивнее перемешивание потока, тем больше его турбулентность. Перенос теплоты в возмущенном вихрями потоке осуществляется конвекцией, но вблизи стенки этого не наблюдается из-за «прилипания» частиц жидкости к поверхности тела. На поверхности стенки в результате действия сил вязкости формируется тонкий слой заторможенной жидкости, получивший название *гидродинамического пограничного слоя* (рис. 17.1, *б*), который движется параллельно стенке. Гипотеза о прилипании жидкости к стенке и образовании пограничного слоя была разработана Л. Прандтлем в 1904 г. Скорость внутри пограничного слоя изменяется от нуля на поверхности тела до скорости внешнего потока, т. е. характеризуется большим поперечным градиентом. В пределах этого слоя перенос теплоты осуществляется теплопроводностью. Таким образом, распространение теплоты при турбулентном режиме движения в направлении нормали n к поверхности происходит как за счет конвекции, так и за счет теплопроводности, а следовательно, характер движения жидкости предопределяет механизм переноса теплоты (энергии) в потоке.

Пограничным слоем называют область течения (вблизи стенки) вязкой теплопроводной жидкости, характеризуемую малой толщиной и большим поперечным градиентом скорости или температуры, изменением которых обусловлены процессы переноса вещества, количества движения и теплоты.

Под *внешним потоком* подразумевают область потока жидкости, в которой влияние сил вязкости ничтожно мало по сравнению с силами инерции, в то время как в пограничном слое силы вязкости и инерции соизмеримы.

Толщина пограничного слоя δ — величина условная, так как переход от пограничного слоя к внешнему потоку не является резким. *За толщину пограничного слоя δ принимают расстояние от поверхности стенки до слоя жидкости, скорость которого отличается от скорости внешнего потока на малую, заранее заданную величину.*

При теплообмене между стенкой и средой в области, граничащей с поверхностью тела, возникает *тепловой пограничный слой, представляющий собой пристенный слой жидкости, в котором температура меняется от температуры стенки* $t_{ст}$ до температуры внешнего потока $t_{ж}$.

Термическое сопротивление пограничного слоя δ/λ во много раз превышает термическое сопротивление турбулентного внешнего потока и является определяющим в процессах конвективного теплообмена. Поэтому изменение температуры от $t_{ж}$ до $t_{ст}$ сосредоточено в основном в пределах пограничного слоя.

§ 17.2. УРАВНЕНИЕ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА

И. Ньютон впервые обратил внимание на то, что разность температур является решающим фактором в процессе теплообмена между телом и средой. В XVIII в. русский физик Г. Рихман первым дал обстоятельный анализ процессов охлаждения нагретых тел в воздухе и показал их зависимость не только от разности температур, но и от площади поверхности и объема тела. Последующие исследования выявили большую сложность процессов теплообмена, тесно переплетающихся с гидродинамическими процессами. Было найдено, что в процессе теплообмена количество теплоты, отдаваемой или получаемой телом от окружающей среды, прямо пропорционально площади поверхности тела F, разности температур поверхности тела $t_{ст}$ и среды (жидкости) $t_{ж}$, длительности процесса, а также зависит от физических свойств среды, характера ее движения, формы тела и его геометрических размеров. Для элементарной площадки и элементарного времени процесс описывается уравнением

$$\boxed{dQ_\tau = \alpha\,(t_{ж} - t_{ст})\,dF\,d\tau,} \qquad (17.1)$$

названным *основным уравнением конвективного теплообмена* или *законом Ньютона—Рихмана.*

В уравнении (17.1) $t_{ж} - t_{ст}$ — температурный напор; α — коэффициент пропорциональности, названный *коэффициентом теплоотдачи*, Вт/(м^2·К).

Для стационарного процесса теплообмена при неизменных температуре среды и площади поверхности тепловой поток

$$\boxed{Q = \alpha\,(t_{ж} - t_{ст})\,F,} \qquad (17.2)$$

а плотность теплового потока

$$\boxed{q = Q/F = \alpha\,(t_{ж} - t_{ст}).} \qquad (17.3)$$

Из уравнения Ньютона—Рихмана имеем

$$\alpha = dQ_\tau/(t_{ж} - t_{ст})\,dF\,d\tau = q/(t_{ж} - t_{ст}), \qquad (17.4)$$

т. е. *коэффициент теплоотдачи равен количеству теплоты, воспринимаемой (или отдаваемой) единицей поверхности в единицу времени при разности температур между поверхностью и движущейся средой в 1 К.*

Коэффициент теплоотдачи характеризует интенсивность теплообмена между поверхностью тела и омывающей средой и учитывает конкретные условия протекания этого процесса. Так как α зависит от скорости движения среды w, формы поверхности

тела Φ, его линейных размеров l_1, l_2, ..., ориентации поверхности в пространстве, температурного напора Δt, температуры среды $t_ж$ и т. п., то коэффициент теплоотдачи, в отличие от коэффициентов теплопроводности и температуропроводности, не является теплофизической характеристикой вещества, и его значения не приводятся в справочниках.

Наиболее существенное влияние на величину α оказывают коэффициент теплопроводности λ, удельная теплоемкость c, плотность ρ, динамическая вязкость μ (или кинематическая вязкость ν), коэффициент объемного расширения β.

Все реальные жидкости обладают вязкостью. *Вязкость* — свойство жидкости оказывать сопротивление перемещению (сдвигу) ее слоев. *Динамическая вязкость* μ характеризует собой силу, которая возникает на квадратном метре поверхности двух перемещающихся друг относительно друга слоев жидкости при градиенте скорости $dw/dn = 1$. В уравнениях теплопередачи и гидродинамики часто используют *кинематическую вязкость* $\nu = \mu/\rho$ (см. § 20.2).

При кажущейся простоте расчета процесса теплоотдачи по формуле (17.2) оказывается, что определить коэффициент теплоотдачи α — задача довольно трудная. Аналитическое определение α наталкивается на математические трудности, которые не обеспечивают нужную точность вычисления, а в большинстве случаев оказываются непреодолимыми. В настоящее время теоретически решено всего несколько задач конвективного теплообмена. Поэтому коэффициент α в большинстве случаев определяют экспериментально. Но эксперимент не всегда осуществим на практике, а результаты отдельных опытов справедливы только для данного конкретного случая. На помощь приходит теория подобия, позволяющая распространить результаты единичного опыта на группу подобных явлений.

§ 17.3. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ПОДОБИЯ

С понятием подобия впервые встречаются в курсе геометрии при рассмотрении подобия геометрических фигур. Прямоугольники подобны (рис. 17.2), если отношения линейных размеров сходственных сторон равны между собой, т. е. если для них можно записать: $a_1/b_1 = a_2/b_2 = a_3/b_3 = C_l$, или $a_1/a_2 = a_2/a_3 = b_1/b_2 = b_2/b_3 = C_l$. Величина C_l — *константа геометрического подобия*. По аналогии можно утверждать, что прямые трубы подобны, если соблюдается равенство $l_1/d_1 = l_2/d_2 = l_3/d_3 = C_l$, где d_1, d_2, d_3 — диаметры труб, а l_1, l_2, l_3 — их длина. Понятие подобия может быть распростра-

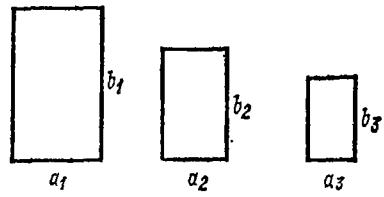


Рис. 17.2. Геометрическое подобие плоских фигур

нено и на любые физические величины, а также процессы и явления.

Для сложных процессов, характеризующихся многими физическими величинами, каждая переменная величина имеет свою константу подобия C. Если явления подобны, то константы подобия находятся между собой в определенных соотношениях и для данного процесса (системы) их выбор обусловлен условием подобия физических явлений. Эти безразмерные соотношения представляют собой комплексы, составленные из физических величин, характеризующих это явление (процесс). Называются они *критериями* (числами) *подобия*. Для всех подобных явлений критерии подобия имеют одинаковое числовое значение.

Таким образом, *критерием подобия называется безразмерный комплекс, составленный из величин, существенных для данного процесса.*

Все критерии подобия имеют определенный физический смысл, а их нулевая размерность может служить проверкой правильности их составления. Обычно их называют именами ученых, внесших большой вклад в изучение процессов теплообмена и гидродинамики, и обозначают начальными латинскими буквами фамилий.

Основная идея теории подобия заключается в том, что первое частное решение явления (искомую закономерность) получают экспериментально на модели, а результаты представляют в критериальном виде, что позволяет легко и быстро получать данные для других явлений, подобных модельному. Теория подобия дает общие методические указания по выбору величин, измеряемых в опыте, по обработке полученных результатов, по обобщению результатов эксперимента на другие явления, подобные исследованному, а также позволяет рассчитать и построить модель, подобную натуре.

Теория подобия базируется на трех теоремах. В знаменитой книге «Математические начала натуральной философии» И. Ньютон в 1686 г. на примере подобного течения двух жидкостей впервые распространил геометрическое подобие на физические явления. Но если Ньютон высказал только основную идею подобия физических явлений, то французский математик Ж. Бертран в 1848 г. дал строгое доказательство и установил основное свойство подобных явлений, названное позже первой теоремой подобия: *подобные между собой явления имеют одинаковые критерии подобия*. Эта теорема позволяет вывести уравнения для критериев подобия и указывает, что в опытах нужно измерять лишь те величины, которые содержатся в критериях подобия изучаемого процесса.

Следующий шаг в развитии теории подобия был сделан в начале нашего столетия, когда русский ученый А. Федерман в 1911 г. и американский физик Дж. Букингем в 1914 г. независимо друг от друга предложили вторую теорему подобия, согласно которой *исходные математические уравнения, характе-*

ризующие данное физическое явление, всегда могут быть представлены в виде зависимости между критериями подобия, характеризующими это явление. Эти функциональные зависимости между критериями подобия называются *уравнениями подобия* или *критериальными уравнениями.* Из теоремы следует, что результаты опытов необходимо обрабатывать и представлять в виде критериальных уравнений.

Третья теорема подобия была предложена советскими учеными М. В. Кирпичевым и А. А. Гухманом в 1936 г.: *подобны те явления, условия однозначности которых подобны и для которых критерии подобия, составленные из условий однозначности, численно равны.* Третья теорема устанавливает признаки, по которым определяют, какие явления подобны друг другу, т. е. она позволяет выявить те явления, на которые могут быть распространены результаты эксперимента, полученные на модели.

Все основные критерии подобия тепловых, механических и гидромеханических явлений получаются из математических уравнений, описывающих соответствующий процесс. Например, соотношение сил инерции $F_i = ma = \rho l^3 w/\tau$ и массовых сил (сил тяжести) $F_m = mg = \rho l^3 g$ в потоке жидкости характеризуется безразмерным комплексом:

$$F_m/F_i = \rho l^3 g/(\rho l^3 w/\tau) = gl/[w\,(l/\tau)] = gl/w^2,$$

который называется критерием Фруда:

$$\boxed{\mathrm{Fr} = gl_0/w^2,} \qquad (17.5)$$

где l_0 — определяющий линейный размер.

Критерий Фруда характеризует соотношение массовых сил (сил тяжести) и сил инерции при вынужденном движении жидкости. Число Фруда используется при испытании в опытных бассейнах моделей кораблей, глиссеров и т. п.

Связь между силами инерции F_i и давления $F_p = \Delta p l^2$ при вынужденном движении жидкости

$$F_p/F_i = \Delta p l^2/(\rho l^3 w/\tau) = \Delta p/(\rho w l/\tau) = \Delta p/(\rho w^2)$$

характеризуется критерием Эйлера

$$\boxed{\mathrm{Eu} = \Delta p/(\rho w^2).} \qquad (17.6)$$

Из выражения (17.6) следует, что *число Эйлера является мерой отношения перепада статических давлений в потоке (гидравлического сопротивления) к кинетической энергии потока.*

Очень важным для решения задач гидродинамики и вынужденной конвекции является безразмерный комплекс, показывающий

связь между силами инерции и силами вязкости $F_\mu = \mu l^2 \Delta w/\Delta l$:

$$\frac{F_i}{F_\mu} = \frac{\rho l^3}{\mu l^2} \frac{\Delta w/\Delta \tau}{\Delta w/\Delta l} = \frac{\rho l \Delta l/\Delta \tau}{\mu} = \frac{\rho w l}{\mu}.$$

Комплекс назван критерием Рейнольдса:

$$\boxed{\mathrm{Re} = \rho w l_0/\mu.} \qquad (17.7)$$

Так как $\mu/\rho = \nu$, где ν — кинематическая вязкость, то

$$\boxed{\mathrm{Re} = w l_0/\nu.} \qquad (17.8)$$

Число Рейнольдса характеризует соотношение между силами инерции и молекулярного трения (вязкости), которое определяет гидродинамический режим вынужденного движения среды.

При свободном движении среды (естественная конвекция), когда движение осуществляется только за счет разности плотностей, вызванной неравномерностью температурного поля, критерием подобия, определяющим распространение теплоты в среде, является критерий Грасгофа. Он находится из произведения числа Рейнольдса на отношение подъемной силы $F_\rho = \rho g \beta \Delta t l^3$ к силе вязкости F_μ:

$$\mathrm{Re} \frac{F_\rho}{F_\mu} = \frac{\rho w l}{\mu} \frac{\rho g \beta \Delta t l^3}{\mu l^2 w/l} = \frac{g l^3}{(\mu/\rho)^2} \beta \Delta t.$$

Учитывая, что $\mu/\rho = \nu$, окончательно имеем

$$\boxed{\mathrm{Gr} = g l_0^3 \beta \Delta t/\nu^2,} \qquad (17.9)$$

где β — температурный коэффициент объемного расширения.

Число Грасгофа характеризует соотношение между подъемной силой, возникающей в среде вследствие разности плотностей, и силой молекулярного трения (вязкости).

Таким образом, если речь идет о гидромеханическом подобии потоков, то для них в любых сходственных точках критерии подобия Fr (или Gr), Eu и Re имеют одинаковые значения.

Важнейшие критерии теплового подобия могут быть получены из основных уравнений передачи теплоты.

Количество теплоты, переданной теплопроводностью, в соответствии с законом Фурье (16.14)

$$Q_\lambda = [(t_1 - t_2)/(\delta/\lambda)] F \tau = \lambda (\Delta t/l) l^2 \tau. \qquad (17.10)$$

Количество теплоты, переданной в процессе теплоотдачи, составляет

$$Q_\alpha = \alpha (t_\text{ж} - t_\text{ст}) dF d\tau = \alpha \Delta t l^2 \tau. \qquad (17.11)$$

Теплота, воспринятая телом массой M,

$$Q = Mc\,(t_2 - t_1) = c\rho l^3\,\Delta t. \qquad (17.12)$$

Разделив (17.10) на (17.12), получаем безразмерный комплекс

$$\frac{Q_\lambda}{Q} = \frac{\lambda}{c\rho}\,\frac{\Delta t l^2 \tau\,(1/l)}{l^3\,\Delta t} = \frac{a\tau}{l^2},$$

являющийся одним из важнейших критериев подобия — критерием Фурье:

$$\boxed{\mathrm{Fo} = a\tau/l_0^2,} \qquad (17.13)$$

где a — температуропроводность.

Число Фурье представляет собой безразмерное время и характеризует связь между скоростью изменения температурного поля, физическими характеристиками и размерами тела.

Критерий Фурье вместе с критерием Био характеризуют нестационарные процессы распространения теплоты. *Физический смысл числа Био заключается в установлении соотношения между интенсивностями теплоотдачи с поверхности тела и подвода теплоты теплопроводностью из внутренних слоев тела к поверхности:*

$$\boxed{\mathrm{Bi} = \alpha l_0/\lambda_{\text{ст}},} \qquad (17.14)$$

где $\lambda_{\text{ст}}$ — теплопроводность стенки.

В холодильной технике нестационарные процессы распространения теплоты имеют место при термической обработке продуктов, в аппаратах и машинах при пуске, остановке, изменении режима или колебаниях атмосферных условий.

Если взять отношение (17.12) к (17.10), то получим

$$\frac{Q}{Q_\lambda} = \frac{c\rho}{\lambda}\,\frac{l^3\,\Delta t}{\Delta t l^2 \tau\,(1/l)} = \frac{c\rho w\,\Delta t}{\lambda\,(\Delta t/l)} = \frac{wl}{a}. \qquad (17.15)$$

Этот комплекс называется критерием Пекле':

$$\boxed{\mathrm{Pe} = wl_0/a.} \qquad (17.16)$$

Критерий Пекле есть отношение плотности теплового потока, передаваемого конвекцией, к плотности теплового потока, передаваемого теплопроводностью, т. е. число Pe *характеризует соотношение между переносом теплоты конвекцией и теплопроводностью в потоке.*

Важный в теории конвективного теплообмена критерий Нуссельта может быть найден из отношения выражений (17.11) и (17.10):

$$\frac{Q_\alpha}{Q_\lambda} = \frac{\alpha}{\lambda}\,\frac{l^2\,\Delta t\tau}{l^2\,\Delta t\tau\,(1/l)} = \frac{\alpha l}{\lambda}.$$

Число Нуссельта является безразмерным коэффициентом теплоотдачи

$$\boxed{\mathrm{Nu} = \alpha l_0/\lambda} \qquad (17.17)$$

и *характеризует интенсивность теплообмена на границе твердое тело — жидкость*. Чем интенсивнее протекает процесс конвективного теплообмена, тем больше коэффициент теплоотдачи α, тем больше Nu. Следует отметить, что число Нуссельта является определяемым, так как в него входит коэффициент теплоотдачи, который при исследовании конвективного теплообмена является обычно искомой величиной. По внешнему виду критерий Nu совпадает с критерием Bi, но между ними существует принципиальное различие. В критерий Био входит теплопроводность стенки $\lambda_{ст}$, а в критерий Нуссельта — теплопроводность среды λ, омывающей стенку.

В связи с тем, что числители критериев Pe и Re одинаковы, а знаменатели разные, можно их преобразовать. Разделив Pe на Re, получим новый критерий — к р и т е р и й П р а н д т л я:

$$\mathrm{Pe}/\mathrm{Re} = (wl/a)/(wl/\nu) = \boxed{\nu/a = \mathrm{Pr}.} \qquad (17.18)$$

Критерий Прандтля, содержащий только теплофизические параметры жидкости, характеризует влияние физических свойств среды на конвективный теплообмен и является мерой подобия полей температур и скоростей. Кинематическая вязкость ν существенно влияет на характер поля скоростей, а температуропроводность a — на процесс теплообмена.

Таким образом, при тепловом подобии систем их критерии подобия Fo, Pe (или Pr), Nu должны иметь одинаковые числовые значения.

Следует отметить, что для подобных систем кроме теплового подобия должно соблюдаться также гидродинамическое и геометрическое подобие, т. е. должны быть равны также критерии Fr (или Gr), Re, Eu и l/l_0, где l/l_0 — условие геометрического подобия.

Во многие критерии входит линейная величина l_0, называемая о п р е д е л я ю щ и м л и н е й н ы м р а з м е р о м. *Определяющим называется размер, от которого в большой степени зависит развитие процесса конвективного теплообмена*. При движении жидкости внутри круглых гладких труб за определяющий размер принимают *внутренний диаметр трубы* $l_0 = d_{вн}$. В случае поперечного омывания гладкой трубы или пучка труб за определяющий размер принимают *наружный диаметр трубы* $l_0 = d_н$. При движении жидкости в каналах в качестве определяющего

размера используют *эквивалентный* диаметр: $l_0 = d_э$, причем

$$\boxed{d_э = 4f/П,} \qquad (17.19)$$

где f — площадь поперечного сечения канала; $П$ — периметр сечения, через который передается теплота.

Для прямоугольного канала со сторонами a и b

$$d_э = 2ab/(a + b).$$

Для кольцевого канала круглого сечения при передаче теплоты через внешнюю и внутреннюю поверхности диаметрами $d_н$ и $d_{вн}$

$$d_э = \pi (d_н^2 - d_{вн}^2)/[\pi (d_н + d_{вн})] = d_н - d_{вн}.$$

В случае передачи теплоты только через внутреннюю поверхность

$$d_э = (d_н^2 - d_{вн}^2)/d_{вн}.$$

При течении потока вдоль пучка труб, расположенного в канале круглого сечения диаметром D, и при передаче теплоты только трубами

$$d_э = (\pi D^2 - n\pi d_н^2)/(n\pi d_н) = (D^2 - nd_н^2)/(nd_н),$$

где n — число труб в пучке; $d_н$ — наружный диаметр трубы.

При продольном обтекании плиты определяющим размером будет ее длина, т. е. $l_0 = l$.

Физические параметры жидкости, входящие в критерии подобия, зависят от температуры. Физические характеристики среды находятся при одной о п р е д е л я ю щ е й т е м п е р а т у р е, за которую может быть принята *температура жидкости $t_ж$ в ядре потока* или *разность температур между стенкой и потоком* $\Delta T = t_{ст} - t_ж$. При небольших изменениях температуры в пределах участках теплообмена часто используют *среднеарифметическую температуру* потока

$$\boxed{t_m = 0{,}5\,(t_{ж1} + t_{ж2}).} \qquad (17.20)$$

В общем случае находят *среднелогарифмическую разность температур* θ_m между средней температурой стенки $t_{ст}$ и температурой потока (рис. 17.3):

$$\boxed{\theta_m = (\theta_б - \theta_м)/[2{,}3 \lg (\theta_б/\theta_м)],} \qquad (17.21)$$

где $\theta_б$, $\theta_м$ — разности температур жидкости и стенки на входе и выходе рассматриваемого участка.

Тогда средняя температура потока

$$t_m = t_{ст} \pm \theta_m,$$

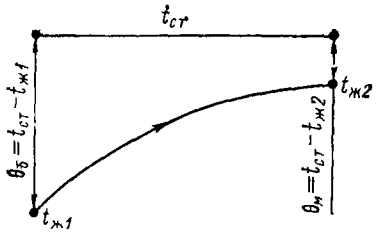


Рис. 17.3. Среднелогарифмическая разность температур

здесь знак плюс принимается в случае охлаждения среды, а знак минус — при ее нагреве. Если отношение $\theta_б/\theta_м < 1{,}7$, то с достаточной точностью можно пользоваться формулой (17.20).

Для того чтобы указать, какая из температур жидкости принята в качестве определяющей, рядом с критерием проставляют индекс: например, $Pr_{ст}$, $Nu_ж$, Re_m и т. д.

В критериальных уравнениях за скорость потока принимают усредненное ее значение в заданном поперечном сечении

$$\boxed{w = V/F = M/(\rho F),} \qquad (17.22)$$

где V — объемный расход жидкости; M — массовый расход; F — площадь поперечного сечения потока; ρ — плотность жидкости.

При изучении конвективного теплообмена наибольший практический интерес представляет определение коэффициента теплоотдачи α, который входит только в критерий Nu. Поэтому уравнение конвективного теплообмена решается относительно этого числа. Теория подобия позволяет в общем виде установить критериальные зависимости, достаточно полно характеризующие процесс конвективного теплообмена. Обобщенное уравнение конвективного теплообмена имеет вид

$$Nu = f\,(Ho, Fo, Re, Pr, Gr, l/l_0), \qquad (17.23)$$

где $Ho = w\tau/l_0$ — критерий гидродинамической гомохронности, *характеризующий скорость изменения поля скоростей движущейся среды во времени.*

Критерии подобия Но и Fo являются основными критериями нестационарных процессов. Так как эксперименты по определению коэффициентов теплоотдачи проводятся при стационарном режиме, то уравнение конвективного теплообмена запишется в виде

$$Nu_ж = f\,(Re, Pr, Gr, l/l_0). \qquad (17.24)$$

При необходимости учета влияния температуры на теплофизические свойства среды (в умеренном диапазоне их изменения), а также направления теплового потока (от жидкости к стенке или наоборот) в уравнение подобия, по рекомендации академика М. А. Михеева, вводится отношение чисел Прандтля для жидкости $Pr_ж/Pr_{ст}$, вычисленных соответственно при температуре потока и стенки. Тогда уравнение (17.24) можно записать

$$Nu = f\,[Re, Pr, Gr, (Pr_ж/Pr_{ст}), l/l_0], \qquad (17.25)$$

или в виде степенной функции

$$Nu_{ж} = C\,Re^{m}\,Pr^{n}\,Gr^{p}\,(Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25}\,(l/l_0)^{q}. \qquad (17.26)$$

Как было сказано, теория подобия устанавливает только общий вид критериального уравнения, действительная же зависимость критерия Nu от определяющих критериев находится экспериментально. Следовательно, коэффициент C и показатели степеней m, n, p и q в уравнении (17.26) определяются из эксперимента для каждого конкретного случая. В отдельных случаях теплообмена уравнение (17.25) упрощается. Так, для вынужденного турбулентного движения влиянием свободной конвекции пренебрегают, т. е. не учитывают критерий Грасгофа:

$$Nu = f\,(Re,\ Pr,\ Pr_{ж}/Pr_{ст},\ l/l_0). \qquad (17.27)$$

При свободном движении жидкости из критериального уравнения убирают критерий Рейнольдса ввиду отсутствия вынужденной конвекции:

$$Nu = f\,(Pr,\ Gr,\ Pr_{ж}/Pr_{ст},\ l/l_0). \qquad (17.28)$$

Если омывающей средой является газ, то из критериальных уравнений исключают отношение $Pr_{ж}/Pr_{ст}$, поскольку для газов число Прандтля от температуры почти не зависит. Для идеальных газов критерий Pr зависит от атомности газа. Для одноатомных газов Pr = 0,66, для двухатомных (сухой воздух) Pr = 0,71, для трехатомных Pr = 0,84, для многоатомных Pr = 1,0. При малых температурных напорах, что характерно для аппаратов холодильных машин, $Pr_{ж}/Pr_{ст} \to 1$.

§ 17.4. ТЕПЛООБМЕН ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ ДВИЖЕНИИ ЖИДКОСТИ

17.4.1. Движение жидкости вдоль плоской стенки

Рассмотрим движение потока жидкости, обтекающего плоскую стенку в продольном направлении. У ее передней кромки образуется ламинарный пограничный слой, толщина которого δ возрастает по мере удаления от кромки (рис. 17.4). На некотором расстоянии $x_{кр\,1}$ появляются завихрения, а на расстоянии $x_{кр\,2}$ ламинарный слой переходит в турбулентный. Участок, на протяжении которого движение жидкости промежуточное между ламинарным и турбулентным, называется *переходной зоной*, а форма движения жидкости — *переходным режимом движения*. В конце переходной зоны образуется устойчивый турбулентный пограничный слой с толщиной $\delta_т$. Однако и в турбулентном пограничном слое возле стенки сохраняется тонкий слой $\delta_л$ с ламинарным режимом движения, называемый *ламинарным подслоем*. Таким образом, пограничный слой может быть как ламинарным, так и турбулентным.

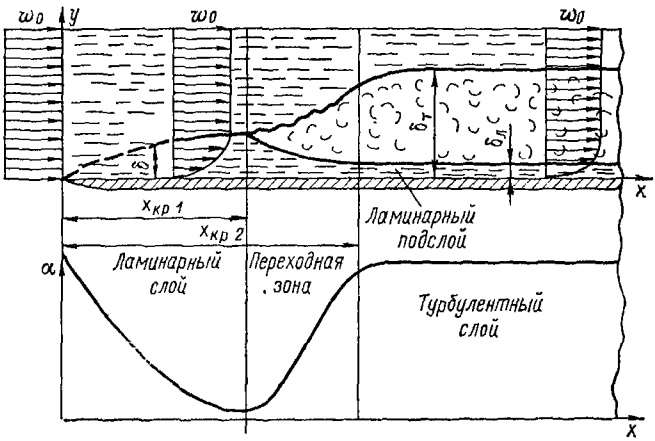


Рис 17.4. Теплоотдача при обтекании потоком плоской поверхности

Интенсивность теплообмена между стенкой и средой зависит исключительно от толщины ламинарного пограничного подслоя, так как именно он является главным термическим сопротивлением. В турбулентном пограничном слое теплота передается значительно интенсивнее, чем в ламинарном, что объясняется меньшей толщиной ламинарного подслоя и интенсивным перемешиванием частиц жидкости в турбулентной части, которое приводит к дополнительному переносу теплоты за счет конвекции. На рис. 17.4 показан характер изменения коэффициента теплоотдачи, который обратно пропорционален толщине ламинарного пограничного слоя. На толщину ламинарного пограничного слоя существенное влияние оказывают физические свойства жидкости, а также средняя скорость потока. Так, *уменьшение средней скорости потока, уменьшение плотности или увеличение вязкости среды приводят к увеличению толщины пограничного слоя и ламинарного подслоя.*

О режиме течения жидкости судят по критическим значениям Re:

$$\mathrm{Re}_{кр\,1} = w_0 x_{кр\,1}/\nu;\ \mathrm{Re}_{кр\,2} = w_0 x_{кр\,2}/\nu.$$

При всех значениях $\mathrm{Re} < \mathrm{Re}_{кр\,1}$ наблюдается устойчивое ламинарное течение, при $\mathrm{Re} > \mathrm{Re}_{кр\,2}$ — развитое турбулентное, при $\mathrm{Re}_{кр\,1} < \mathrm{Re} < \mathrm{Re}_{кр\,2}$ — переходный режим движения. Критические координаты $x_{кр\,1}$ и $x_{кр\,2}$ зависят от многих факторов. На переход от ламинарного к турбулентному режиму влияют степень турбулентности, частота пульсаций, ускорение и замедление потока, шероховатость и волнистость поверхности, удобообтекаемость передней кромки стенки, вибрации и интенсивность теплообмена. Поэтому трудно точно указать значения $\mathrm{Re}_{кр}$.

Многочисленные опыты показывают, что переход от ламинарного к турбулентному движению может происходить при $Re_{кр} \approx (3 \div 6)\ 10^5$.

При расчете процессов теплообмена между плоской стенкой и жидкой средой средний коэффициент теплоотдачи определяют из критериального уравнения, предложенного М. А. Михеевым,

$$Nu_{ж} = C\,Re_{ж}^{m}\,Pr_{ж}^{n}\,(Pr_{ж}/Pr_{с г})^{0,25},$$

где при ламинарном слое $C = 0{,}66$; $m = 0{,}5$; $n = 0{,}33$; при турбулентном слое $C = 0{,}037$; $m = 0{,}8$; $n = 0{,}43$.

За определяющий размер принята длина стенки по направлению потока: $l = l_0$, за определяющую температуру — температура потока $t_{ж}$, за определяющую скорость — скорость набегающего потока w_0.

17.4.2. Движение жидкости в трубе

Интенсивность теплообмена при течении жидкости в трубе зависит от режима движения. Экспериментально установлено, что при $Re < Re_{кр\ 1} = 2300$ поток имеет устойчивый ламинарный режим течения (рис. 17.5, *а*), т. е. если его искусственно завихрить, то через некоторое время ламинарный режим восстанавливается. Теплоотдача в поперечном к потоку направлении происходит преимущественно за счет теплопроводности среды. При $Re > Re_{кр\ 2} = 10^4$ наблюдается развитый турбулентный режим (рис. 17.5, *б*), при котором перенос теплоты в тонком ламинарном подслое осуществляется теплопроводностью, а во внешнем потоке — конвекцией, за счет его интенсивного перемешивания. В диапазоне $2300 < Re < 10\,000$ режим движения среды — переходный. Как правило, в аппаратах холодильных машин при обычных условиях эксплуатации характер движения воды в трубах — турбулентный, а рассолов — ламинарный или переходный.

Различие между ламинарным и турбулентным режимами наблюдается и в законе распределения скоростей в поперечном сечении. В ламинарном потоке устанавливается параболический закон изменения скоростей, при котором средняя скорость потока $\bar{w} = 0{,}5w_{max}$. При турбулентном режиме кривая распределения скоростей напоминает усеченную параболу, причем основное изменение скорости происходит в пределах ламинарного подслоя,

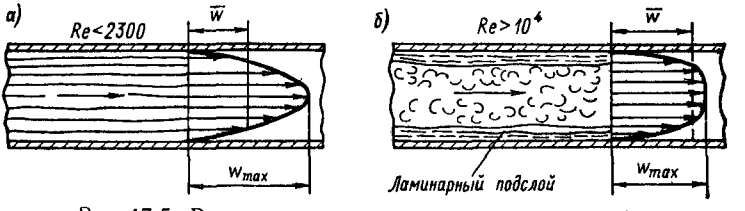


Рис. 17.5. Распределение скорости по сечению трубы

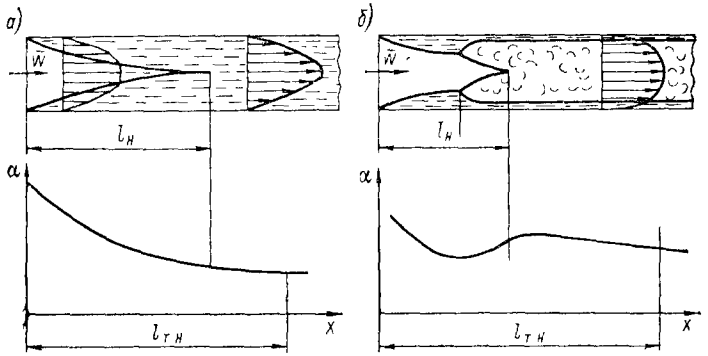


Рис. 17.6. Гидродинамический и тепловой участки стабилизации при различных режимах течения: *а* — при ламинарном; *б* — при турбулентном

а в ядре потока изменение незначительное. Средняя по сечению скорость зависит от Re и имеет порядок $\bar{w} = (0{,}8 \div 0{,}9)\, w_{max}$.

На входе в трубу всегда существует начальный участок длиной $l_н$, в пределах которого происходит стабилизация потока жидкости, т. е. установление постоянного профиля скоростей. Он называется *участком гидродинамической стабилизации*. При ламинарном режиме течения, начиная с входного сечения, на поверхности появляется пограничный слой, толщина которого растет по мере удаления от входа. На расстоянии $l_н$ от торца трубы пограничные слои смыкаются, заполняя все сечение трубы, и образуют ламинарный стабилизированный поток (рис. 17.6, *а*). Коэффициент теплоотдачи с ростом пограничного слоя уменьшается и на стабилизированном участке сохраняет постоянное значение. При турбулентном режиме при входе жидкости в трубу на внутренней ее поверхности образуется, как и в первом случае, ламинарный пограничный слой, который затем переходит в турбулентный. Последний по мере удаления от входного сечения утолщается и на некотором расстоянии $l_н$ от входа смыкается, образуя турбулентный стабилизированный поток (рис. 17.6, *б*).

Установлено, что наряду с участком гидродинамической стабилизации существует *начальный участок тепловой стабилизации* $l_{т.н}$, который имеет место как при ламинарном, так и при турбулентном режимах движения.

Для длинных труб, у которых $l/d \geqslant 50$, влиянием на теплообмен участка стабилизации можно пренебречь.

Ламинарное течение. При теплообмене различают вязкостное и вязкостно-гравитационное ламинарное движение.

Вязкостным называется такой ламинарный режим вынужденной конвекции, при котором можно пренебречь влиянием свободной конвекции. Вязкостный режим наблюдается при небольших перепадах температур и высокой вязкости среды, когда

$Gr_ж Pr_ж < 8 \cdot 10^5$. Этот режим течения характерен для различного рода маслоохладителей, а также может иметь место в испарителях холодильных машин, охлаждающих рассолы и растворы этиленгликоля.

Для длинных круглых труб ($l/d_{вн} > Re_ж/12$) и щелей ($l/d_э > Re_ж/70$) влиянием на теплообмен участка стабилизации можно пренебречь. Тогда при $t_{ст} = const$ среднее по всей длине трубы значение критерия Нуссельта будет $\overline{Nu}_ж = 3{,}66$ для круглой трубы и $\overline{Nu}_ж = 7{,}50$ для плоской щели.

Для коротких труб ($l/d_{вн} < Re_ж/12$), например при движении рассола в испарителе, среднее значение критерия Нуссельта находят по формуле

$$\overline{Nu}_ж = 1{,}55\,(Re_ж d_{вн}/l)^{0{,}33}\,\varepsilon_c\varepsilon_l, \qquad (17.29)$$

где $\varepsilon_c = (Pr_ж/Pr_{ст})^{0{,}25}$ — фактор, учитывающий влияние направления теплового потока на теплоотдачу; ε_l — поправочный множитель, учитывающий влияние начального участка стабилизации:

$l/d_{вн}$	1	2	5	10	15	20	30	40	50
ε_l	1,90	1,70	1,44	1,28	1,18	1,13	1,05	1,02	1,00

В случае вязкостно-гравитационного ламинарного режима ($Gr_ж Pr_ж > 8 \cdot 10^5$), когда на теплообмен заметно влияет течение среды в поперечном направлении, обусловленное свободной конвекцией, средний коэффициент теплоотдачи определится из уравнения

$$\overline{Nu}_ж = 0{,}15\,Re_ж^{0{,}33}\,(Gr_ж\,Pr_ж)^{0{,}1}\,\varepsilon_c\varepsilon_l. \qquad (17.30)$$

За определяющие размеры приняты внутренний диаметр трубы и средняя температура потока. Множители ε_c и ε_l те же, что и в (17.29).

Турбулентное движение ($Re_ж \geqslant 10^4$). Для расчета среднего коэффициента теплоотдачи α используют формулу М. А. Михеева, полученную им на основании обобщения результатов многих экспериментов,

$$\overline{Nu}^т_ж = 0{,}021\,Re_ж^{0{,}8}\,Pr_ж^{0{,}43}\varepsilon_c\varepsilon_l, \qquad (17.31)$$

где ε_l — множитель, зависящий не только от относительной длины трубы $l/d_{вн}$, но и от Re (приводится в специальной литературе). При $l/d_{вн} > 50$, что характерно для аппаратов холодильных машин, $\varepsilon_l = 1$.

Переходный режим. Для переходного режима ($2300 < Re_ж < 10^4$) используют зависимость (17.31) с введением поправки $\varepsilon_п$:

$$\overline{Nu}^п_ж = \overline{Nu}^т_ж\varepsilon_п.$$

Поправка на переходный режим установлена экспериментально:

$Re_ж$	2500	3000	4000	5000	6000	8000	10 000
$\varepsilon_п$	0,40	0,57	0,72	0,81	0,88	0,96	1

Таблица 17.1

Значения B для рассолов

Рассол	Плотность при 15 °С, кг/м³	Температура рассола, °С					
		0	−5	−10	−15	−20	−30
NaCl	1060	1410	1280	—	—	—	—
	1120	1310	1190	1070	—	—	—
	1175	1200	1065	960	865	795	—
$CaCl_2$	1130	1240	—	1000	—	—	—
	1200	1060	—	875	—	695	—
	1250	935	—	762	—	620	528
	1286	845	—	684	—	560	459

Таблица 17.2

Значения B для жидких хладагентов

Хладагент	Температура хладагента, °С						
	−30	−20	−10	0	+10	+20	+30
R717	2200	2235	2275	2320	2365	2390	2410
R22	786	776	764	750	734	716	695
R12	637	650	660	665	666	666	664
R11	—	—	—	570	580	586	590

Так как в аппаратах холодильных машин перепады температур, как правило, невелики, то $\varepsilon_c = (\mathrm{Pr}_ж/\mathrm{Pr}_{ст})^{0,25} \approx 1$. Коэффициент теплоотдачи, определяемый из формулы (17.31), можно представить в размерном виде:

$$\alpha = 0{,}021\,[\lambda/(\nu^{0,37}a^{0,43})]\,(w^{0,8}/d_{вн}^{0,2})\,\varepsilon_l = B\,(w^{0,8}/d_{вн}^{0,2})\,\varepsilon_l, \quad (17.32)$$

где B — коэффициент, зависящий от физических свойств жидкости.

Значения B для рассолов и хладагентов даны в табл. 17.1 и 17.2. Для воздуха в интервале температур $-50\ °C < t < +50\ °C$

$$B = 3{,}73 - 0{,}0091t + 0{,}0000465t^2;$$

для воды в интервале температур $0\ °C < t < +50\ °C$

$$B = 1430 + 22t.$$

Обтекание пучка труб. При продольном обтекании пучка труб коэффициент теплоотдачи также определяют из уравнения (17.31) с введением в него множителя $(d_э/d_н)^{0,1}$. В качестве определяющего размера принимают эквивалентный диаметр $d_э$ проходного сечения всего канала с пучком труб диаметра $d_н$.

В изогнутых трубах (змеевиках) процесс теплообмена протекает интенсивнее, чем в прямых. Возникающие в потоке центробежные силы способствуют лучшему перемешиванию частиц, что приводит к росту турбулентности. Это учитывается коэффициентом ε_R, на который умножают коэффициент теплоотдачи α, определенный из формулы (17.31). При радиусе кривизны змеевика $R_{зм}$

$$\varepsilon_R = 1 + 1{,}8 d_{вн}/R_{зм}.$$

17.4.3. Поперечное обтекание пучка труб

Рассмотрим процесс поперечного обтекания одиночной цилиндрической трубы потоком жидкости (рис. 17.7). Плавное обтекание цилиндра возможно только при малых скоростях потока — при $\mathrm{Re} \leqslant 5$. При всех значениях $\mathrm{Re} > 5$ наблюдается отрыв потока от стенки трубы и образование в кормовой части двух симметричных вихрей, которые с увеличением скорости потока вытягиваются по течению, удаляясь от трубы. Ламинарный пограничный слой, образующийся на лобовой части по обе стороны от точки O, при $5 < \mathrm{Re} < 2 \cdot 10^5$ отрывается от поверхности трубы в точке a, характеризующейся углом $\varphi \approx 82°$ (рис. 17.7, *а*). Увеличение толщины пограничного слоя от минимального в точке O до максимального в точке отрыва a приводит к увеличению термического сопротивления и уменьшению коэффициента теплоотдачи α. Коэффициент α имеет максимальное значение в точке O, минимальное — в точке отрыва a. В кормовой части значения α вновь увеличиваются за счет разрушения пограничного слоя и образования вихрей, турбулизирующих поток. При значительных числах Рейнольдса ($\mathrm{Re} > 2 \cdot 10^5$) ламинарный пограничный слой переходит в турбулентный (точка b на рис. 17.7, *б*) и место отрыва от трубы перемещается по потоку (точка a). Это приводит к улучшению обтекания цилиндра ($\varphi \approx 120°$) и уменьшению вихревой зоны.

Аппараты холодильных машин часто конструируют в виде пучков труб, омываемых поперечным потоком среды. Расположение труб в пучке может быть к о р и д о р н ы м и л и ш а х м а т -

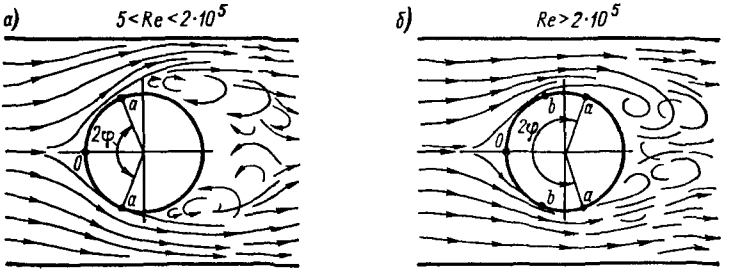


Рис. 17.7 Поперечное обтекание одиночной трубы

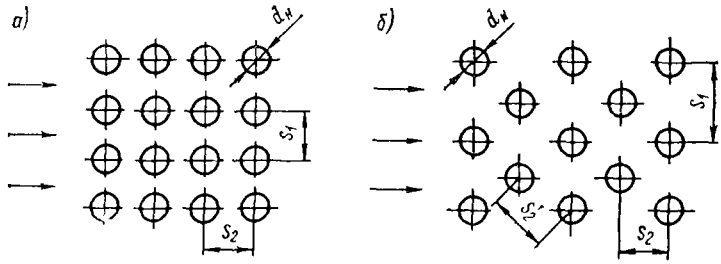


Рис. 17.8. Коридорное и шахматное расположение труб в пучке

ным (рис. 17.8). Интенсивность теплообмена в пучке зависит от многих факторов: характера омывания труб потоком (ламинарный, турбулентный, смешанный), взаимного расположения труб в канале, относительного поперечного ($S_1/d_н = a$) и относительного продольного ($S_2/d_н = b$) шагов пучка, физических свойств среды, угла атаки ψ, числа рядов труб.

Омывание первого ряда труб в пучке мало чем отличается от характера омывания одиночной трубы, но в последующих рядах условия обтекания сильно зависят от типа пучка. В коридорных пучках основная масса потока проходит между трубами (в «коридорах»), а поэтому лобовая и кормовая части труб омываются менее интенсивно, чем те же части одиночной трубы. При шахматном расположении характер омывания труб в пучке почти не отличается от характера омывания труб первого ряда. Шахматное расположение труб в пучке способствует большей турбулизации потока, а значит, лучшему теплообмену.

Опыты показали, что начиная с третьего ряда характер потока практически стабилизируется и, следовательно, можно принять средний коэффициент теплоотдачи для этих рядов величиной постоянной. Установлено также, что коэффициент теплоотдачи труб первого и второго рядов меньше среднего коэффициента теплоотдачи стабилизированного потока, зависящего в большой степени от турбулизации потока, создаваемой предыдущим рядом. Коэффициент теплоотдачи первого ряда шахматного пучка труб составляет около 60 %, а второго — 70 % от величины $\alpha_{ср}$ на стабилизированном участке, т. е. $\alpha_1 = 0{,}6\alpha_{ср}$; $\alpha_2 = 0{,}7\alpha_{ср}$; $\alpha_3 = \alpha_{ср}$. Для первого и второго рядов коридорного пучка эта доля составляет 60 % и 90 % соответственно.

Средний коэффициент теплоотдачи при поперечном обтекании коридорного и шахматного пучков гладких труб находят из уравнения

$$\overline{Nu}_ж = C\,Re^m\,Pr^n\varepsilon_c\varepsilon_z, \qquad (17.33)$$

справедливого в пределах изменения параметров: $a/b = 0{,}6 \div 2{,}5$ для коридорных пучков; $a/b = 0{,}33 \div 2{,}8$ для шахматных пучков; $Pr = 0{,}71 \div 500$; $Re = 30 \div 1{,}2 \cdot 10^6$. В качестве определяющего

Таблица 17.3

Поправочный коэффициент ε_z в формуле (17.33)

Re	Тип пучка	Число рядов труб z									
		2	4	6	8	10	12	14	16	18	20
$10^2 < Re < 10^3$	Коридорный	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
	Шахматный	0,88	0,94	0,96	0,98	0,985	0,99	0,995	1	1	1
$Re > 10^3$	Коридорный	0,80	0,90	0,94	0,97	0,975	0,98	0,985	0,99	0,995	1
	Шахматный	0,75	0,88	0,93	0,96	0,97	0,98	0,985	0,99	0,995	1

Таблица 17.4

Величины C, m и n в формуле (17.33)

Режим движения	Тип пучка						
	Коридорный			Шахматный			
	C	m	n	C	m	n	a/b
Ламинарный ($Re = 10^2 \div 10^3$)	0,52	0,50	0,36	0,71	0,5	0,36	—
Переходный ($1 \cdot 10^3 < Re < 200 \cdot 10^3$)	0,27	0,63	0,36	$0{,}35\,(a/b)^{0,2}$	0,6	0,36	<2
				0,4	0,6	0,36	>2
Турбулентный ($Re > 200 \cdot 10^3$)	0,033	0,80	0,40	$0{,}031\,(a/b)^{0,2}$	0,8	0,40	—

размера принимают наружный диаметр трубы, определяющей температуры — температуру набегающего потока, скорости — скорость в наименьшем проходном сечении канала.

Коэффициент ε_z зависит от числа рядов труб по ходу потока (табл. 17.3). Постоянная C и показатели степени m, n уравнения (17.33) приведены в табл. 17.4.

Если угол между направлением движения потока и осями труб (угол атаки ψ) отличается от 90°, то необходимо уточнить рассчитанный по формуле коэффициент теплоотдачи, умножив его на поправочный коэффициент ε_ψ ($\alpha_\psi = \varepsilon_\psi \alpha_{90°}$). Значения ε_ψ приводятся в специальной литературе. В аппаратах холодильных машин обычно $\psi = 90°$.

§ 17.5. ТЕПЛООБМЕН ПРИ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ

Естественной или *свободной конвекцией называется движение частичек среды за счет массовых сил (сил тяжести) под действием гравитационного поля Земли.* Различие плотностей частиц жидкости или газа обусловлено наличием разности температур. Более холодные частички среды, обладающие большей плотностью (более тяжелые), под действием гравитационных сил опускаются вниз, а более нагретые (более легкие) под действием архимедовых сил поднимаются вверх. Так образуются свободные конвективные токи.

В холодильных камерах пристенные охлаждающие батареи располагают под потолком, чтобы нисходящий поток холодного воздуха, образовавшийся около труб, опускаясь вдоль стены камеры, образовывал холодный воздушный экран, препятствующий проникновению теплоты в камеру извне. Различают теплообмен при свободной конвекции в неограниченном и ограниченном пространствах.

Теплоотдача в неограниченном пространстве. На рис. 17.9 изображена вертикальная стенка с неизменной температурой $t_{ст}$, погруженная в неограниченный объем жидкости (или газа) с температурой вдали от стенки $t_ж$, причем $t_{ст} > t_ж$. Непосредственно у стенки, начиная от нижней кромки, появляется подъемное движение нагретого слоя жидкости. Жидкость движется только в тонком слое у поверхности, вдали же от нее скорость по-прежнему равна нулю. По направлению движения жидкости толщина ламинарной пленки растет от нуля (в точке *а*) до какого-то максимального значения (в точке *б*). Затем ламинарный слой начинает разрушаться и возникает переходный режим (промежуток *б—в*). Далее, от точки *в* и выше, движение приобретает развитый турбулентный характер с ламинарным подслоем у поверхности

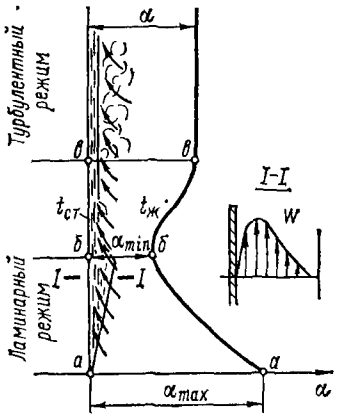


Рис. 17.9. Свободная конвекция вдоль вертикальной стенки

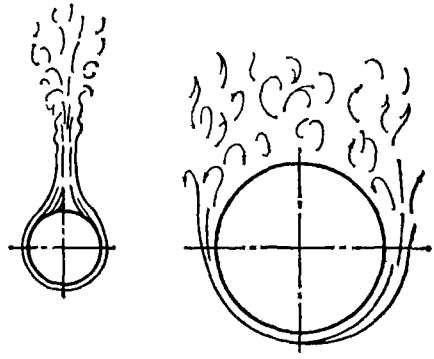


Рис. 17.10. Свободная конвекция около горизонтальных труб

стенки. Так как процесс теплообмена в пограничном слое осуществляется главным образом теплопроводностью, то значения коэффициента теплоотдачи α по высоте стенки обратно пропорциональны толщине ламинарного слоя. В зоне турбулентного режима коэффициент α принимает постоянное значение и не зависит от высоты.

Характер распределения скоростей в пограничном слое при свободной конвекции (см. сечение *I—I* на рис. 17.9) отличается от такового при вынужденной конвекции. При свободной конвекции скорость сначала возрастает от нуля у стенки до максимального значения, а затем вновь уменьшается до нуля на границе пограничного слоя.

Характер свободного движения у поверхности горячих горизонтальных труб показан на рис. 17.10. У труб малого диаметра на всей поверхности существует ламинарный пограничный слой, разрушение которого происходит вдали от трубы. При большом диаметре переход ламинарного течения в турбулентное происходит на поверхности трубы.

При расчете теплообмена при свободном движении среды учитывают силу вязкости и подъемную силу, поэтому определяющими критериями являются критерии Грасгофа Gr и Прандтля Pr. Часто комплекс Gr Pr заменяют критерием Рэлея

$$\mathrm{Ra} = \mathrm{Gr}\,\mathrm{Pr} = (gl_0^3/\nu^2)\,(\beta\theta)\,\nu/a = [gl_0^3/(\nu a)]\,\beta\theta. \qquad (17.34)$$

Средний коэффициент теплоотдачи при свободной конвекции в неограниченном объеме можно определить из критериальных уравнений:

для горизонтальной трубы при ламинарном режиме $10^3 < \mathrm{Ra}_ж < 10^8$)

$$\overline{\mathrm{Nu}}_ж = 0{,}50\,\mathrm{Ra}_ж^{0{,}25}\varepsilon_c; \qquad (17.35)$$

для вертикальных стенки и трубы при ламинарном режиме ($10^3 < \mathrm{Ra}_ж < 10^9$)

$$\overline{\mathrm{Nu}}_ж = 0{,}75\,\mathrm{Ra}_ж^{0{,}25}\varepsilon_c; \qquad (17.36)$$

для вертикальных стенки и трубы при переходном и турбулентном движении ($\mathrm{Ra}_ж > 10^9$)

$$\overline{\mathrm{Nu}}_ж = 0{,}15\,\mathrm{Ra}_ж^{0{,}333}\varepsilon_c. \qquad (17.37)$$

Уравнения (17.35)—(17.37) могут быть представлены в размерном виде:

$$\alpha = A_1\,(\theta/d_н)^{0{,}25};\ \alpha = A_2\,(\theta/H)^{0{,}25};\ \alpha = A_3\theta^{0{,}333}, \qquad (17.38)$$

где $\theta = t_{ст} - t_ж$ — температурный напор; A_1, A_2, A_3 — коэффициенты (табл. 17.5); $\varepsilon_c = (\mathrm{Pr}_ж/\mathrm{Pr}_{ст})^{0{,}25} \approx 1$ — для аппаратов холодильных машин.

Определяющий размер: для труб — наружный диаметр ($l_0 = d_н$); для стенки — высота ($l_0 = H$); определяющая температура — средняя температура жидкости $t_m = 0{,}5\,(t_{ст} + t_ж)$.

Таблица 17.5

Коэффициенты A_1, A_2, A_3 в формулах (17.38)

Коэффициент	Температура воздуха, °С					Температура воды, °С		
	−50	−20	0	+20	+50	0	+20	+40
A_1	1,38	1,34	1,31	1,26	1,22	65	104	137
A_2	2,08	2,00	1,98	1,88	1,84	96,5	155	207
A_3	2,15	2,02	1,87	1,74	1,64	114	220	326

Коэффициенты теплоотдачи для горизонтальных труб диаметром 38 и 57 мм со спиральными навитыми ребрами (наружный диаметр оребрения $D_р = 120 \div 160$ мм; шаг ребер $s_р = 36$ мм) можно рассчитать по формуле $\alpha = 2{,}3\theta^{0{,}25}$. Если горизонтальные трубы расположены друг под другом, как это имеет место в пристенных змеевиковых и коллекторных батареях, то коэффициент α увеличивают на 3,5—4 % для каждой последующей трубы при $S/d_н > 2{,}5$ и уменьшают на ту же величину при $S/d_н < 2{,}5$ (S — шаг между трубами).

Теплоотдача в ограниченном пространстве. В ограниченном пространстве характер движения и теплоотдача зависят от формы и размеров пространства, рода жидкости, ее температуры и температурного напора. Свободная конвекция в ограниченном пространстве наблюдается, в частности, в воздушной прослойке между стеклами двойных оконных рам. В прослойке у холодного стекла возникает нисходящий поток, а у теплого — восходящий.

В вертикальных каналах характер циркуляции зависит от расстояния между стенками δ и их высоты H. Если значение δ велико ($H/\delta < 3$), то восходящий и нисходящий потоки движутся, не мешая друг другу (рис. 17.11, *а*). В этом случае теплоотдача рассчитывается, как для стенок, находящихся в неограниченном объеме. При $H/\delta > 3$ вследствие взаимных помех между пластинами возникают циркуляционные контуры, высота h которых зависит от δ и температурного перепада (рис. 17.11, *б*). При очень малых расстояниях δ жидкость в щели оказывается неподвижной, так как восходящий и нисходящий токи затормаживают друг друга (рис. 17.11, *в*).

В горизонтальных каналах на характер движения жидкости влияют взаимное расположение нагретых и холодных поверхностей и расстояние между ними. Если в канале нагретая поверхность расположена сверху (рис. 17.11, *г*), т. е. $t_{ст1} > t_{ст2}$, то циркуляция жидкости вследствие конвекции отсутствует. Если же нагретая поверхность расположена снизу, то в канале возникают чередующиеся между собой восходящие и нисходящие потоки (рис. 17.11, *д*).

В цилиндрических прослойках, если нагрета внутренняя труба, циркуляция жидкости развивается только

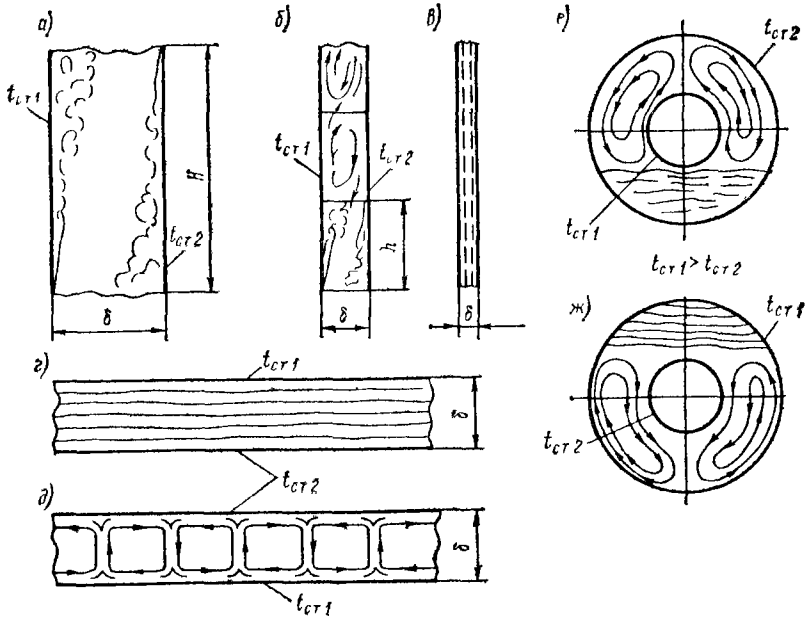


Рис. 17.11. Свободная конвекция в жидкостных и газовых прослойках

в зоне, лежащей выше нижней кромки нагретой поверхности (рис. 17.11, *е*). В случае большего нагрева наружной поверхности (рис. 17.11, *ж*) циркуляция жидкости происходит в той части кольцевого пространства, которая расположена ниже верхней кромки холодной поверхности.

Так как процесс теплообмена в каналах сложен, то перенос теплоты через них рассчитывается по формуле теплопроводности, но вместо обычного коэффициента теплопроводности λ в расчет вводят эквивалентный коэффициент теплопроводности $\lambda_{эк}$, учитывающий улучшение теплопереноса через жидкость за счет внутренней конвекции:

$$Q = (\lambda_{эк}/\delta)\,(t_{ст\,1} - t_{ст\,2})\,F.$$

Степень влияния конвекции на перенос теплоты оценивают коэффициентом конвекции $\varepsilon_к = \lambda_{эк}/\lambda$, который может быть определен по формуле $\varepsilon_к = 0{,}105\mathrm{Ra}_{ср}^{0{,}3}$ при $10^3 < \mathrm{Ra}_ж < 10^6$ или по формуле $\varepsilon_к = 0{,}4\,\mathrm{Ra}_{ср}^{0{,}2}$ при $10^6 < \mathrm{Ra}_ж < 10^{10}$. За определяющую температуру принята средняя температура жидкости t_m, за определяющий линейный размер — толщина прослойки δ. Здесь $\mathrm{Ra}_{ср} = \delta^3\beta\,\Delta t g/(\nu a)$; $\Delta t = t_{ст\,1} - t_{ст\,2}$.

Экспериментально установлено, что при $\mathrm{Ra}_ж \leqslant 10^3$ коэффициент конвекции $\varepsilon_к = 1$, т. е. $\lambda_{эк} = \lambda$ и теплота через прослойку передается только за счет теплопроводности.

§ 17.6. ТЕПЛООБМЕН ПРИ КИПЕНИИ ЖИДКОСТИ

17.6.1. Основные понятия

Кипением называется процесс парообразования в жидкости, находящейся при температуре насыщения или несколько перегретой относительно этой температуры, с образованием паровых пузырей. Процесс парообразования связан с подводом теплоты, необходимой для фазового перехода жидкости в пар, называемой *теплотой парообразования.*

Температура кипящей жидкости непостоянна, она уменьшается по мере удаления от поверхности нагрева (рис. 17.12). Характер изменения температуры жидкости $t_ж$ зависит от условий теплообмена с поверхностью нагрева и между фазами (пар—жидкость). На границе раздела фаз кипящая жидкость всегда несколько перегрета, а у поверхности нагрева имеет максимальную температуру, равную температуре стенки $t_{ст}$. Основное изменение температуры от $t_{ст}$ до $t_ж$ происходит в пристенном пограничном слое, и здесь перегрев жидкости $\theta = t_{ст} - t_н$ по сравнению с температурой насыщения $t_н$ наибольший. Основная масса жидкости имеет неизменную температуру $t_ж$.

Различают кипение в объеме жидкости (объемное кипение) и на поверхности нагрева (поверхностное кипение). В первом случае пузырьки пара возникают непосредственно в объеме жидкости при значительном ее перегреве относительно температуры насыщения, что возможно или при резком понижении давления над жидкостью, или при наличии в жидкости внутренних источников теплоты. В случае поверхностного кипения пузырьки пара образуются только на поверхности нагрева в отдельных ее точках. Для современной теплоэнергетики и холодильной техники характерно поверхностное кипение на стенках труб и каналов, в связи с чем именно этот вид кипения и рассматривается далее.

Если кипение происходит на какой-либо поверхности, расположенной в большом объеме жидкости, то оно называется кипением в свободном объеме, если на внутренней поверхности труб и каналов, то кипением в трубах (каналах). В зависимости от характера движения жидкости различают кипение при свободном и вынужденном движении.

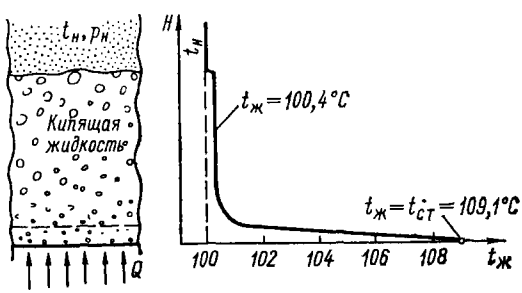


Рис. 17.12. Распределение температур в кипящей жидкости (H — расстояние от поверхности нагрева)

В теплообменных аппаратах холодильных машин кипение хладагента чаще всего происходит или в большом объеме при естественной конвекции на поверхности пучка труб (кожухотрубные испарители), или в трубах при естественной или вынужденной конвекции (воздухоохладители, батареи, кожухотрубные испарители с внутритрубным кипением хладагента и т. п.).

Установлено существование двух основных видов поверхностного кипения: пузырькового и пленочного. При пузырьковом кипении на поверхности нагрева периодически зарождаются пузырьки пара, которые растут, затем отрываются и всплывают к поверхности раздела фаз. При пузырьковом кипении жидкость смачивает бо́льшую часть поверхности нагрева. При пленочном кипении жидкость отделена от греющей поверхности сплошным паровым слоем, от которого периодически отрываются и всплывают крупные пузыри.

17.6.2. Механизм парообразования и теплообмен при пузырьковом кипении

Большой вклад в развитие учения о теплообмене при кипении, а также в раскрытие механизма процесса внесли советские исследователи С. С. Кутателадзе, В. М. Боришанский, Д. А. Лабунцов, И. Т. Аладьев, Г. Н. Данилова. Многочисленные эксперименты и наблюдения позволили описать физическую картину пузырькового кипения, хотя природа и механизм образования паровых зародышей и до настоящего времени исследованы не полностью.

Механизм парообразования. Для возникновения процесса кипения достаточно двух условий: перегрева жидкости относительно температуры насыщения и наличия центров парообразования.

Центрами парообразования называются отдельные точки поверхности нагрева, в которых зарождаются паровые пузыри.

Активными центрами парообразования являются различные трещины, канавки, неровности (микрошероховатость) поверхности, выпавшие на поверхности окислы, налеты и другие включения, а также адсорбированные поверхностью пузырьки газа (воздуха). Число центров парообразования зависит и от материала греющей поверхности, возрастая с увеличением его теплопроводности. Образующиеся в центрах парообразования паровые зародыши имеют размеры значительно меньше толщины вязкого подслоя. В связи с тем что теплопроводность жидкости существенно выше теплопроводности пара, почти вся теплота передается от стенки к жидкости, а это приводит к перегреву пограничного слоя. Перегретая жидкость испаряется в пузырь, и это испарение происходит главным образом за счет подвода теплоты к поверхности пузырька через микрослой жидкости у его основания. Размеры пузырька быстро увеличиваются, и при некотором значении диаметра D_0 (отрывном диаметре) он отрывается от поверхности

нагрева и под действием подъемной силы всплывает и уходит в паровое пространство над жидкостью. В месте отрыва остается небольшое количество пара, которое является зародышем для образования следующего пузыря. На место оторвавшегося пузырька из объема притекает менее нагретая жидкость, которая через некоторое время перегревается, и процесс роста и отрыва пузырька повторяется.

Выяснено, что на образовавшийся на поверхности нагрева зародыш пара действуют сила давления окружающей его жидкости и сила поверхностного натяжения пленки межфазной поверхности, которая подобно упругой оболочке сжимает пар в пузырьке. Поэтому давление пара внутри пузырька оказывается выше давления окружающей его жидкости. Так как давление и температура насыщения пара взаимосвязаны, то равновесная температура насыщения $t_н$ внутри пузыря выше, чем на поверхности раздела жидкость—пар, на величину перегрева θ, зависящую от радиуса кривизны пузырька R. Эта взаимосвязь описывается уравнением

$$R_{min} = 2\sigma T_н/(r\rho''\theta), \qquad (17.39)$$

где R_{min} — минимальный радиус устойчивого пузыря; σ — коэффициент поверхностного натяжения; r — удельная теплота парообразования; ρ'' — плотность пара; $T_н$ — температура насыщения.

Под поверхностным натяжением понимают силу, под действием которой поверхность жидкости стремится сократиться. Эта сила действует по касательной к поверхности раздела фаз. Поверхностное натяжение является физической характеристикой вещества, оно убывает с увеличением температуры. При 20 °С поверхностное натяжение воды 0,068 Н/м, ртути — 0,47 Н/м, хладагента R12 — 0,009 Н/м, аммиака — 0,028 Н/м.

Из уравнения (17.39) следует, что каждому значению температуры насыщения и перегрева жидкости соответствует определенный минимальный радиус устойчивого пузыря, который называют *критическим радиусом парового зародыша* R_{min}.

Незначительное изменение температуры вязкого подслоя, где расположены паровые зародыши, приводит к нарушению термодинамического равновесия. Если радиус возникшего на поверхности нагрева парового зародыша больше критического ($R > R_{min}$), то незначительное превышение температуры жидкости относительно равновесной приводит к испарению части жидкости в пузырь. Пузырек быстро растет и развивается. Если радиус парового зародыша меньше критического ($R < R_{min}$), то при незначительном понижении температуры жидкости преобладает процесс конденсации, размеры пузырька уменьшаются, и в итоге он исчезает.

В процессе роста зародыша его межфазная поверхность раздела оттесняет от стенки слой перегретой жидкости, некоторое количество которой увлекается в пространство всплывающими паровыми пузырями. Установлено также, что диаметр парового

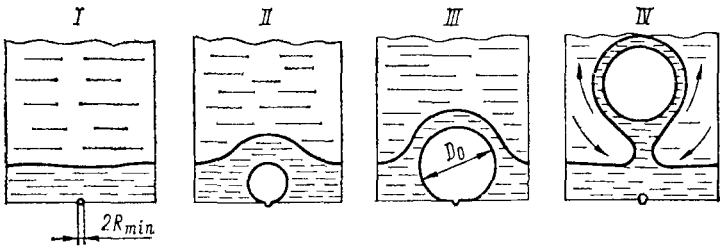


Рис. 17.13. Образование, рост и отрыв парового пузыря

зародыша увеличивается примерно в 10^5—10^9 раз за очень короткий промежуток времени пребывания на поверхности нагрева, исчисляемый сотыми и тысячными долями секунды. Такой взрывоподобный характер роста пузырей приводит к интенсивному разрушению и турбулизации вязкого подслоя жидкости и объясняет высокую теплоотдачу при развитом пузырьковом кипении.

На рис. 17.13 показана схема роста и отрыва пузыря от поверхности нагрева. Положение *I* соответствует образованию парового зародыша в перегретом пограничном слое, *II* — росту пузыря и оттеснению перегретого вязкого подслоя от поверхности нагрева, *III* — моменту отрыва пузыря, *IV* — подъему пузыря в жидкости. Всплытие происходит медленно, и на него затрачивается значительно больше времени, чем на развитие пузыря от $2R_{min}$ до D_0 у поверхности нагрева. Всплывающий пузырь проходит область слабо перегретой жидкости, но его рост, т. е. испарение в него жидкости, не прекращается. И хотя размеры пузыря при подъеме увеличиваются всего лишь на порядок по сравнению с его отрывным диаметром D_0, но основная масса пара (до 95 % для воды) производится именно в момент всплытия.

Теплообмен при кипении. Интенсивность теплообмена при кипении зависит от многих факторов, влияющих на число центров парообразования n, отрывной диаметр пузыря D_0 и частоту отрыва пузырей u. В настоящее время еще отсутствуют достаточно надежные теории, объясняющие влияние основных факторов на эти величины. Поэтому опытные данные по теплообмену при кипении обычно представляют в виде различных размерных или безразмерных зависимостей для расчета коэффициента теплоотдачи.

Кипение в свободном объеме. Для конкретной кипящей жидкости при заданных давлении кипения и характеристике поверхности при кипении в свободном объеме коэффициент теплоотдачи α зависит в основном от температурного напора $\theta = t_{ст} - t_{н}$ (или плотности теплового потока $q_F = \alpha\theta$). Характер этой зависимости представлен на рис. 17.14.

При малых значениях температурного напора ($\theta < \theta_1$) увеличение θ слабо сказывается на изменении α. В этом режиме паровые пузыри не образуются, кипение отсутствует. Имеет место *свободная конвекция* (область *СК* на рис. 17.14), при которой

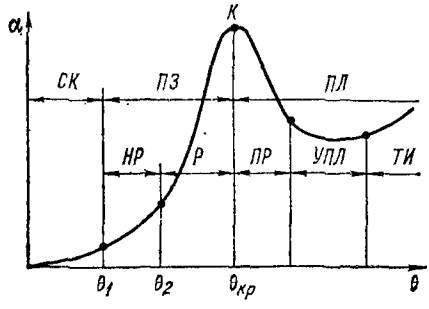


Рис. 17.14. Изменение коэффициента теплоотдачи и режимы кипения в свободном объеме

жидкость, прилегающая к поверхности нагрева, перегревается и за счет архимедовых сил поднимается к поверхности раздела фаз, где испаряется. Теплоотдача в этом режиме подчиняется законам естественной конвекции.

При повышении температуры стенки, а значит, и температурного напора ($\theta_1 < \theta < \theta_2$) на поверхности нагрева начинают образовываться пузыри пара, но их число еще невелико и не все они оказываются жизнеспособными из-за недостаточного перегрева объема жидкости. Этот режим кипения является переходным от свободной конвекции к развитому пузырьковому кипению и называется *неразвитым пузырьковым кипением* (область *НР*). Теплоотдача в этой области определяется как пузырьковым кипением, так и естественной конвекцией.

При дальнейшем увеличении температурного напора ($\theta_2 < \theta < \theta_{кр}$) уменьшается радиус зародышей [см. уравнение (17.39)], что приводит к значительному росту числа жизнеспособных зародышей, т. е. к увеличению количества действующих центров парообразования. Наступает режим *развитого пузырькового кипения* (область *Р*), который характеризуется интенсивным разрушением и турбулизацией вязкого подслоя, быстро растущими пузырями пара. Этот режим отличается высокой интенсивностью теплообмена, что является следствием малой толщины пограничного слоя у поверхности нагрева.

При возрастании плотности теплового потока или дальнейшем увеличении температурного напора ($\theta > \theta_{кр}$) число центров парообразования увеличивается настолько, что наступает момент, когда пузырьки сливаются, образуя у поверхности нагрева сплошной паровой слой, от которого периодически отрываются и всплывают крупные пузыри. Такой режим кипения жидкости называется *пленочным* (область *ПЛ*). Отвод теплоты от стенки к жидкости в этом режиме кипения осуществляется путем конвективного теплообмена и излучения через паровую пленку. Пленочный режим подразделяется на *переходный* (*ПР*), *устойчивый пленочный* (*УПЛ*) *и теплообмен излучением* (*ТИ*). Паровая пленка представляет собой большое термическое сопротивление ввиду своей малой теплопроводности (в 20—40 раз меньше, чем у жидкости), в силу чего теплоотдача от греющей поверхности к жидкости резко ухудшается, уменьшаясь в десятки раз по сравнению с пузырьковым кипением, а температура стенки при этом значительно возрастает.

Момент перехода пузырькового кипения (*ПЗ*) в пленочное (*ПЛ*) называется *кризисом кипения* (точка *К* на рис. 17.14), а величины, его характеризующие, — *критическими* ($\theta_{кр}$, $q_{кр}$, $\alpha_{кр}$). Критические параметры жидкости зависят от характера ее движения у поверхности нагрева, состояния этой поверхности, физических свойств и давления насыщения.

Испарители холодильных машин работают при температурных напорах θ и тепловых нагрузках q, в 15—20 раз меньших $\theta_{кр}$ и $q_{кр}$.

К и п е н и е в н у т р и т р у б. В отличие от кипения в свободном объеме, кипение жидкостей внутри труб имеет дополнительные особенности, обусловленные гидродинамическими режимами движения двухфазного потока. Постоянно возрастающее при кипении паросодержание потока приводит к увеличению его скорости и изменению гидродинамики течения двухфазной смеси.

Для примера рассмотрим процесс кипения в в е р т и к а л ь н о й т р у б е с восходящим потоком жидкости (рис. 17.15, *а*). При поступлении в трубу недогретой жидкости и выходе из нее перегретого пара можно выделить три области по высоте трубы: *I* — область подогрева жидкости без кипения; *II* — область кипения; *III* — область подсыхания и перегрева пара.

В первой области называемой *экономайзерной*, жидкость подогревается, скорость потока практически постоянна и равна

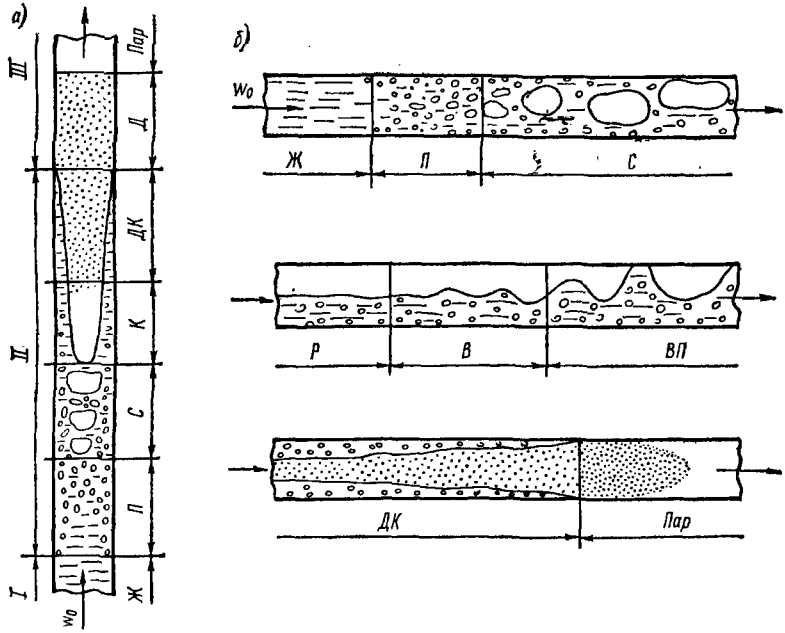


Рис. 17.15. Структура двухфазного потока при кипении жидкости внутри вертикальной и горизонтальной труб

скорости на входе w_0. В конце *однофазной зоны Ж* и в зоне *П* наблюдается поверхностное кипение жидкости. Она нагревается до температуры, близкой к температуре насыщения.

В зоне *пузырькового кипения П* скорость потока увеличивается. При дальнейшем возрастании скорости пузырьки сливаются, образуя *паровые пробки* (снаряды) — зона *С*; теплообмен здесь происходит как за счет образования пузырьков на поверхности нагрева, так и за счет конвекции в пленке жидкости с последующим ее испарением в паровые пробки. Дальнейшее увеличение скорости приводит к слиянию отдельных паровых пробок и переходу снарядного режима течения в *кольцевое* — зона *К*. При этом режиме жидкость в основном расположена в пленке у стенки, механизм теплообмена в общем аналогичен механизму в предыдущей зоне. Однако роль испарения жидкой перегретой пленки возрастает по мере ее утончения. В зависимости от скорости течения часть жидкости может срываться внутрь парового потока, образуя диспергированные в нем капли, что приводит к *дисперсно-кольцевому* режиму — зона *ДК*.

Существенное повышение температуры стенки по высоте в области подсыхания пара обусловлено как ухудшением теплообмена после высыхания пленки (зона дисперсного режима *Д*), так и перегревом пара.

При кипении в горизонтальной трубе (рис. 17.15, *б*) процессы в общем аналогичны. Особенности геометрического расположения приводят к некоторому изменению условий теплообмена не только по направлению потока, но и по сечению, наблюдается большее разнообразие режимов течения. *Пузырьковый П* и *снарядный С* режимы аналогичны ранее рассмотренным, однако поток имеет бóльшую неоднородность по сечению. При малых скоростях движения наблюдается *расслоенный* режим *Р*, при котором жидкость течет в нижней части трубы, где и происходит ее кипение. Верхняя (несмоченная) поверхность трубы участвует в теплообмене как ребро.

При увеличении скоростей движения жидкости и пара, а также относительного движения фаз расслоенный режим переходит в *волновой В*, а затем в *волновой с перемычками ВП*. Интенсификация теплообмена при этих режимах обусловлена турбулизацией потоков, а также увеличением площади смачиваемой поверхности. При высоких скоростях и паросодержаниях потока его динамического воздействия оказывается достаточно для *кольцевого* или *дисперсно-кольцевого* режима течения *ДК*, когда жидкость смачивает всю трубу. Высокая турбулизация жидкости и уменьшение толщины пленки приводят к интенсификации теплообмена в этих условиях. Как и в случае кипения в вертикальной трубе, в горизонтальной трубе также возможна зона подсыхания пара.

В общем при кипении жидкости в трубах интенсивность теплообмена обусловлена совместным влиянием кипения и вынужденного движения.

17.6.3. Расчетные зависимости при кипении хладагентов

Кипение в большом объеме на горизонтальной одиночной трубе. Процесс парообразования аммиака и хладонов при одинаковых $t_н$ ($p_н$) протекает по-разному. Кипение аммиака, по сравнению с хладонами, отличает значительно меньшее число центров парообразования и больший отрывной диаметр пузырей. Для расчета теплоотдачи при кипении на поверхности одиночной трубы в области свободной конвекции *СК* и неразвитого пузырькового кипения *НП* (см. рис. 17.14) рекомендуются уравнения:

для хладонов при числах Релея $(Ra = GrPr)\ 3 \cdot 10^3 \leqslant Ra \leqslant 10^8$

$$Nu = 0{,}21\,Ra^{0{,}33},\ \text{или}\ \alpha_ф = Aq_F^{0{,}25} = B\theta^{0{,}33}; \qquad (17.40)$$

для аммиака (только в зоне свободной конвекции при $10^3 \leqslant Ra \leqslant 10^6$

$$Nu = 0{,}5\,Ra^{0{,}25},\ \text{или}\ \alpha_{с.к}^{ам} = A\,(q_F/d_н)^{0{,}2} = B\,(\theta/d_н)^{0{,}25}. \qquad (17.41)$$

В качестве характерного размера принят наружный диаметр трубы $d_н$, определяющей температуры — температура насыщения $t_н$. Значения коэффициентов A и B приведены в табл. 17.6.

Таблица 17.6

Коэффициенты *A*, *B* в уравнениях (17.40), (17.41)

Хладагент	*A*	*B*
R12	54	205
R22	62	246
R142	53	200
RC318	48	174
Аммиак при температуре t_0, °С:		
—30	68,5	197
—20	70	202
—10	71	207
0	72,5	211
+10	74	217

В области развитого пузырькового кипения на горизонтальной трубе *для хладонов* может быть использована формула Даниловой

$$\alpha_р^ф = C_0 F(\pi)\, q_F^{0{,}75}\,(R_z/R_{эт})^{0{,}2} = Aq_F^{0{,}75}(R_z/R_{эт})^{0{,}2}, \qquad (17.42)$$

где C_0 — коэффициент; $F(\pi)$ — некоторая функция давления, характеризующая влияние давления на условия возникновения кипения и число центров парообразования; $\pi = p_н/p_{кр}$ — приведенное давление; $p_н$ — давление насыщения, при котором происходит кипение; $p_{кр}$ — критическое давление; R_z — параметр шероховатости поверхности; $R_{эт} = 1$ мкм — шероховатость эталонной поверхности; $A = C_0 F(\pi)$ — обобщенный коэффициент (табл. 17.7).

Численные значения C_0 и $p_{кр}$:

Хладагент	R12	R22	R142	RC318	R502
C_0	4,20	4,74	4,05	3,85	4,54
$p_{кр} \cdot 10^{-5}$, Па	40,5	49,4	41,1	28,0	40,5

Таблица 17.7

Коэффициент $A = C_0F(\pi)$ в уравнении (17.42)

Хладагент	t_0, °С					
	−40	−30	−20	−10	0	+10
R12	0,734	0,816	0,930	1,084	1,285	1,543
R22	0,885	1,008	1,178	1,408	1,707	2,090
RC318	0,549	0,588	0,647	0,734	0,855	1,019
R502	0,952	1,121	1,351	1,655	2,047	2,540

Для труб промышленного изготовления ($R_z = 3 \div 6$ мкм) с учетом C_0 формула (17.42) принимает вид

$$\alpha_p^{ф} = 5{,}5q_F^{0{,}75}F(\pi) \text{ для R12;}$$

$$\alpha_p^{ф} = 6{,}2q_F^{0{,}75}F(\pi) \text{ для R22.}$$

Значения функции $F(\pi)$ при $0{,}003 \leqslant \pi \leqslant 0{,}95$ могут быть определены по формуле

$$F(\pi) = 0{,}14 + \pi\,[1{,}6 + 0{,}4/(1 - \pi)];$$

в интервале $0{,}05 \leqslant \pi \leqslant 0{,}5$ можно пользоваться формулой

$$F(\pi) \approx 0{,}14 + 2{,}2\pi.$$

Для аммиака в зоне развитого кипения

$$\alpha_p^{ам} = 2{,}2\,(p_0 10^{-5})^{0{,}21} q_F^{0{,}7}; \qquad (17.43)$$

для аммиака в зоне неразвитого пузырькового кипения

$$\alpha_{нр}^{ам} = \alpha_{с.к}^{ам} \sqrt{1 + (\alpha_p^{ам}/\alpha_{с.к}^{ам})^2}\,. \qquad (17.44)$$

В случае кипения аммиака на замасленной трубе коэффициент теплоотдачи уменьшается в среднем на 15 %.

Кипение на горизонтальном пучке гладких труб. Средние значения коэффициентов теплоотдачи при кипении хладагентов на пучке горизонтальных труб больше, чем на одиночной трубе. Пузырьки пара, поднимающиеся с нижних рядов труб на верхние, интенсифицируют теплообмен на вышележащих трубах за счет турбулизации пограничного слоя и создания дополнительных центров парообразования. Испарители холодильных машин обычно работают при небольших плотностях теплового потока и низких температурах кипения. При таком режиме теплоотдача на пучке гладких труб в аммиачных аппаратах происходит в зонах свободной конвекции и неразвитого пузырькового кипения, а в хладоновых аппаратах — в области неразвитого и в начале развитого кипения. Влияние пучка на теплоотдачу сказывается тем меньше, чем больше шероховатость поверхности труб, давление и тепловой поток.

Средний коэффициент теплоотдачи при кипении *аммиака* на пучке гладких труб может быть рассчитан по обобщенной формуле

$$\alpha_{\text{п}} = 13{,}6 q_F^{0{,}6}, \qquad (17.45)$$

а при кипении *хладонов* — по приближенной формуле

$$\alpha_{\text{п}} = \alpha_{\text{р}}^{\text{ф}} \varepsilon_{\text{п}} \varepsilon_{\text{м}}, \qquad (17.46)$$

где $\alpha_{\text{р}}^{\text{ф}}$ — *коэффициент теплоотдачи для одиночной трубы, определяемый по формуле* (17.42); $\varepsilon_{\text{п}}$ — коэффициент, учитывающий влияние на теплообмен пучка труб (значения $\varepsilon_{\text{р}}$ приведены в работах [12, 14]); $\varepsilon_{\text{м}}$ — коэффициент, учитывающий влияние масла. Для R12 и R22 при массовой концентрации масла до 6 % в диапазоне изменения $q_F = 1 \div 6{,}5$ кВт/м² и $t_0 = (-25) \div (-10)$ °С поправка составляет $\varepsilon_{\text{м}} = 1{,}4 \div 1{,}0$; при $t_0 = -10$ °С и $q_F = 5$ кВт/м² $\varepsilon_{\text{м}} = 0{,}96$.

Кипение на горизонтальном пучке оребренных труб. Опытным путем установлено, что коэффициенты теплоотдачи при кипении на пучке оребренных труб $\alpha_{\text{п. р}}$ при расстоянии между ребрами $S_{\text{р}} = 0{,}3 \div 1{,}5$ мм и высоте ребра $h_{\text{р}} = 1 \div 3{,}5$ мм выше, чем для пучка гладких труб. Это объясняется лучшими условиями для зарождения и роста пузырей на ребрах, особенно когда расстояния между ребрами соизмеримы с отрывным диаметром паровых пузырей.

В хладоновых кожухотрубных испарителях обычно применяют медные трубы с накатными ребрами (высота ребер 1,5—2 мм, шаг 0,8—2 мм). Коэффициент теплоотдачи при кипении хладонов на пучке оребренных труб

$$\alpha_{\text{п. р}} = \alpha_{\text{эт}} \varepsilon_{\text{п. р}}, \qquad (17.47)$$

где $\varepsilon_{\text{п. р}}$ — поправка, учитывающая влияние на теплообмен числа n рядов труб по высоте пучка (рис. 17.16); $\alpha_{\text{эт}}$ — средний коэффициент теплоотдачи эталонного (шестирядного) пучка.

При $q_F = 0{,}5 \div 9$ кВт/м² и $t_0 = (-30) \div (+20)$ °С для шестирядного пучка

$$\alpha_{\text{эт}} = 18{,}3 q_F^{0{,}5} (p_0 10^{-5})^{0{,}25} = 335\theta (p_0 10^{-5})^{0{,}5} \text{ для R12;} \qquad (17.48)$$

$$\alpha_{\text{эт}} = 32{,}6 q_F^{0{,}45} (p_0 10^{-5})^{0{,}25} = 568\theta^{0{,}82} (p_0 10^{-5})^{0{,}45} \text{ для R22.} \qquad (17.49)$$

Здесь p_0 — в Па, а величины $\alpha_{\text{эт}}$ и q_F отнесены к полной площади наружных поверхностей труб в пучке с учетом площади ребер.

Наличие масла в хладагенте уменьшает коэффициент теплоотдачи. В случае кипения хладагента R12, в котором массовая концентрация масла $\xi = 8$ %, на шестирядном пучке труб в интервале температур $t_0 = (-20) \div (-10)$ °С при тепловом потоке $q_F = 2 \div 6$ кВт/м² коэффициент теплоотдачи составляет

$$\alpha_{\text{м. р}} = \alpha_{\text{эт}} \varepsilon_{\text{м. р}},$$

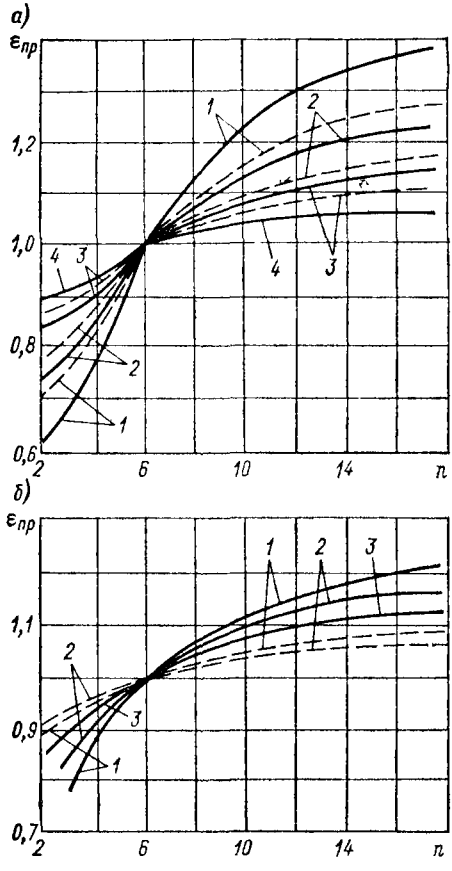


Рис. 17.16. Зависимость $\varepsilon_{п.р}$ от числа рядов труб в пучке: *а* — R12; *б* — R22; *1* — q_F = 500 Вт/м²; *2* — q_F = 1000 Вт/м²; *3* — q_F = 2000 Вт/м²; *4* — q_F = 3000 Вт/м²; ——— — t_0 = —20 °С; — — — — t_0 = +10 °С

где $\varepsilon_{м\ р}$ — коэффициент, учитывающий ухудшение теплоотдачи при наличии масла в хладагенте; $\varepsilon_{м.\ р}$ = 0,89 при t_0 = —20 °С и $\varepsilon_{м.\ р}$ = 0,81 при t_0 = —10 °С.

Исследования кипения смесей R12 и R22 с маслами показали, что при малых концентрациях масла (ξ = 1÷5 %) коэффициент теплоотдачи на 10—30 % выше, чем у чистого рабочего вещества. Интенсификация теплообмена обусловлена содержащимися в маслах поверхностно-активными веществами. Эти вещества способствуют снижению поверхностного натяжения на границе раздела фаз, развитию межфазной поверхности и интенсивному выравниванию полей концентраций, что приводит к эффекту «кустообразного» кипения. Наибольшее увеличение теплоотдачи наблюдается при ξ = 1÷3%, при ξ = 6÷8% она уменьшается.

Кипение внутри горизонтальных труб. Интенсивность теплообмена при кипении внутри труб определяется не только процессом парообразования, но в большей степени режимом течения двухфазного потока. При движении кипящей жидкости в трубе происходит смена режимов течения (см. рис. 17.15, *б*), каждому из которых соответствует свой механизм теплообмена. Из-за недостаточности данных по локальным коэффициентам теплоотдачи рассчитывают средний по длине трубы коэффициент теплоотдачи.

При характерных для испарителей холодильных машин значениях q_F = 2÷3 кВт/м² средний по длине трубы коэффициент теплоотдачи при кипении хладонов R12, R22 *в горизонтальной гладкой трубе* [$d_{вн}$ = 12 мм; l = 1,5 м; $w\rho$ = 50÷600 кг/(м²·с)] определяют по формуле

$$\alpha = C q_F^{0,15} (w\rho)^{0,47}, \qquad (17.50)$$

где C = 23,4 для R12 и C = 32,0 для R22.

Формула (17.50) применима при плотностях теплового потока, ограниченных значениями массовой скорости $w\rho$:

$w\rho$, кг/(м^2·с)	60	120	250	400	650
q_F, кВт/м^2	1,5	1,8	2,0	2,5	3,0

При более высоких значениях q_F рекомендуется формула

$$\alpha = A q_F^{0,6} (w\rho)^{0,2} d_{вн}^{-0,2}. \qquad (17.51)$$

В формулах (17.50), (17.51), α — в Вт/(м^2·К); q_F — в Вт/м^2; $d_{вн}$ — в м; $w\rho$ — в кг/(м^2·с). Значения коэффициента A:

t_0, °С	−30	−10	0	+10	+30
A для R12	0,85	1,045	1,14	1,23	1,47
A для R22	0,95	1,17	1,32	1,47	1,74

Для расчета теплоотдачи при кипении R22 *в горизонтальных трубах с внутренним оребрением* (пяти- и десятиканальные вставки) для зоны неразвитого кипения может быть использовано уравнение

$$\alpha_{н.р} = 100 (w\rho)^{0,7} d_э^{-0,1} (p_0/p_{кр})^{0,4}. \qquad (17.52)$$

Формула справедлива для труб промышленного изготовления при $w\rho = 90 \div 200$ кг/(м^2·с), $t_0 = (-15) \div (+5)$ °С, $q_{вн} = 4 \div 6$ кВт/м^2 для пятиканальной и $q_{вн} = 8 \div 10$ кВт/м^2 для десятиканальной трубы. Коэффициент теплоотдачи отнесен к полной площади внутренней поверхности труб и ребер $F_{вн}$ и к температурному напору между хладагентом и стенкой трубы, тепловой поток $q_{вн}$ — к $F_{вн}$.

§ 17.7. ТЕПЛООБМЕН ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА

Конденсацией называется процесс фазового перехода вещества из парообразного состояния в жидкое. Конденсация может происходить как в объеме пара, так и на охлаждаемой поверхности. В теплообменных аппаратах холодильной, пищевой, химической и других отраслей промышленности конденсация происходит обычно на твердой поверхности (внутри или снаружи труб, в плоских каналах и т. д.). Для осуществления этого процесса необходимо, чтобы температура поверхности была ниже равновесной температуры насыщения хладагента при данном давлении для чистых веществ и при парциальном давлении для парогазовых смесей.

Различают два вида конденсации на поверхности: п л е н о ч н у ю и к а п е л ь н у ю. При пленочной конденсации жидкая фаза стекает по поверхности в виде пленки, а при капельной — в виде отдельных капель. Пленочная конденсация происходит, когда жидкость смачивает поверхность, а капельная — когда не смачивает. В холодильных машинах все металлические поверхности смачиваются рабочими веществами, поэтому капельную конденсацию здесь не рассматриваем.

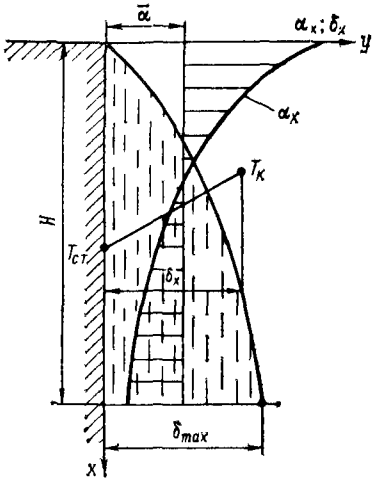


Рис. 17.17. Схема пленочной конденсации на вертикальной стенке

Теория Нуссельта. При конденсации пара на вертикальной стенке (рис. 17.17) толщина пленки конденсата увеличивается по мере ее стекания вниз от нуля в верхней части до δ_{max} в нижней точке поверхности.

Задача о теплоотдаче при пленочной конденсации чистого насыщенного пара была решена в 1916 г. Нуссельтом. Были сделаны следующие допущения: 1) движение пленки конденсата по всей поверхности ламинарное; 2) температура внешней поверхности жидкой пленки равна равновесной температуре конденсации, т. е. термическое сопротивление фазового перехода от пара к жидкости не учитывается; 3) температура стенки постоянна по высоте; 4) физические параметры конденсата не зависят от температуры; 5) трение на границе жидкой и паровой фаз отсутствует; 6) силы поверхностного натяжения на границе раздела жидкости и пара не влияют на характер движения пленки; 7) плотность пара по сравнению с плотностью жидкости очень мала, и ею можно пренебречь.

Так как в исходной гипотезе Нуссельта пренебрегают температурным скачком на границе раздела фаз, а движение пленки предполагается ламинарным, то теплоотдача при конденсации будет целиком определяться теплопроводностью через пленку жидкости. Поэтому температура слоев пленки изменяется линейно от температуры стенки $T_{ст}$ при $y = 0$ до температуры конденсации $T_н$ при $y = \delta_x$ (рис. 17.17). Перенос теплоты теплопроводностью через пленку конденсата толщиной δ_x описывается уравнением Фурье

$$q_x = (\lambda/\delta_x)(T_к - T_{ст}).$$

Этот же тепловой поток может быть выражен с помощью закона Ньютона—Рихмана как теплота, переданная от пара к стенке:

$$q_x = \alpha_x (T_к - T_{ст}).$$

В этих формулах q_x, δ_x, α_x — локальные по координате x значения плотности теплового потока, толщины плеики и коэффициента теплоотдачи при конденсации пара.

Из этих уравнений следует

$$\boxed{\alpha_x = \lambda/\delta_x.} \qquad (17.53)$$

Таким образом, *коэффициент теплоотдачи при конденсации практически определяется термическим сопротивлением жидкостной пленки, т. е. уменьшается с увеличением ее толщины.*

Нуссельт получил зависимость для расчета коэффициента теплоотдачи при конденсации практически неподвижного пара в случае ламинарного движения пленки:

$$\bar{\alpha}_{Nu} = C \sqrt[4]{r g \rho^2 \lambda^3 / (\mu \theta l_0)} = CB\,(\theta l_0)^{-0,25}, \qquad (17.54)$$

где C — коэффициент, равный 0,728 для горизонтальной трубы и 0,943 для вертикальной поверхности; r — теплота парообразования, Дж/кг; g — ускорение свободного падения, м/с^2; ρ — плотность жидкости, кг/м^3; λ — коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); μ — динамическая вязкость, Па·с; $\theta = T_к - T_{ст}$ — температурный напор, К; l_0 — определяющий размер, м; $B = \sqrt[4]{r g \rho^2 \lambda^3 / \mu}$.

В уравнении (17.54) теплофизические параметры пленки ρ, λ, μ определяют при средней температуре $T = 0,5\,(T_к + T_{ст})$, а удельную теплоту парообразования r — при температуре конденсации $T_к$. При конденсации на горизонтальной трубе $l_0 = d_н$, на вертикальной трубе (стенке) $l_0 = H$. Коэффициент B может быть найден по рис. 17.18. Для хладагента R13:

$t_к$ °С	—50	—40	—30	—20	—10
B, Вт/(м$^{7/4}$·К$^{3/4}$)	1532	1463	1384	1262	1203

Как отмечалось выше, термическое сопротивление движущейся ламинарно пленки оказывает влияние на теплообмен при конденсации. Чем больше теплота парообразования и плотность жидкости, тем меньший ее объем отводит одно и то же количество теплоты. При уменьшении объема конденсата уменьшается и толщина пленки, т. е. увеличивается коэффициент теплоотдачи. Наоборот, увеличение вязкости снижает коэффициент теплоотдачи из-за возрастания толщины пленки. На рис. 17.19 показано изменение толщины пленки конденсата по высоте вертикальной стенки для воды, аммиака (R717) и хладагента R12 при $T_к = 313$ К и $\theta = 10$ К. Средние значения коэффициентов теплоотдачи $\bar{\alpha}$ соответственно равны: 5070, 3920, 705 Вт/(м^2·К). Несмотря на то что толщина пленки конденсата R12 в 1,5 раза меньше, чем пленки воды, его коэффициент теплоотдачи примерно в 7 раз меньше, чем у воды. Это объясняется сравнительно

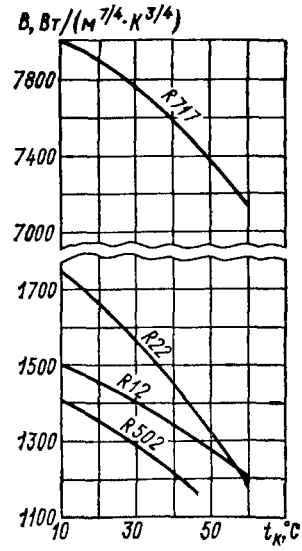


Рис. 17.18. *Зависимость B от $t_к$ для различных хладагентов*

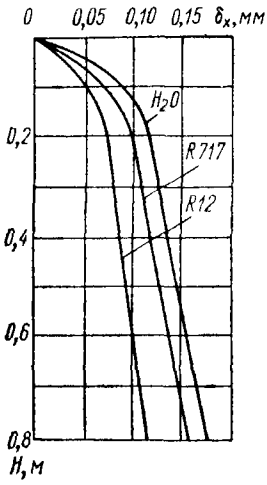


Рис. 17.19. Толщина пленки конденсата для различных хладагентов

низкой (примерно в 10 раз меньшей) теплопроводностью R12 по сравнению с водой.

Теория Нуссельта справедлива в пределах правомерности принятых допущений. Реальные условия протекания процесса приводят к необходимости введения поправок к расчету. Рассмотрим влияние различных реальных факторов на процесс конденсации.

Влияние режима стекания пленки. Для оценки режима движения используют критерий Рейнольдса для жидкостной пленки

$$\mathrm{Re}_{\text{пл}} = \bar{w}_x \delta_x / \nu, \qquad (17.55)$$

где $\bar{w}_x$ — локальная по высоте и средняя по сечению скорость стекания пленки; δ_x — толщина пленки на расстоянии x от поверхности стенки.

Так как расход конденсата в сечении x, с одной стороны, равен $M_x = Q_x/r$, а с другой стороны, $M_x = \rho \bar{w}_x \delta_x b$, где b — ширина поверхности, то выражение (17.55) принимает вид

$$\mathrm{Re}_{\text{пл}} = M_x/(\rho b \nu) = q_x x/(r\rho\nu) = \bar{\alpha}_x \theta x/(r\rho\nu).$$

При $\mathrm{Re}_{\text{пл}} = 5 \div 7$ движение пленки ламинарное, при $\mathrm{Re}_{\text{пл}} > 400$ — турбулентное, а при промежуточных значениях — волновое. П. Л. Капица установил влияние сил поверхностного натяжения на ламинарное течение пленки, при котором случайные возмущения приводили к волновому ее движению. Средняя толщина пленки оказалась меньше, что привело к увеличению коэффициента α на 21 % по сравнению с рассчитанным по формуле Нуссельта. Для вертикальных труб при ламинарно-волновом течении α определяют по формуле (17.54), но при $C = 1{,}15$. На горизонтальных трубах волновое и турбулентное течения пленки не образуются из-за малой длины пути, и расчет ведут по формуле (17.54).

Влияние перегрева пара. В конденсаторы холодильных машин пар поступает перегретым. В аппарате он охлаждается до температуры насыщения, а затем конденсируется. От 1 кг пара при этом отводится $r' = r + c_{p\text{п}}(T_{\text{п}} - T_{\text{к}})$ теплоты. Процесс конденсации в случае перегретого пара рассчитывают по приведенным выше формулам, но вместо удельной теплоты парообразования r подставляют значение r', равное разности энтальпий перегретого пара и насыщенной жидкости.

Влияние скорости пара. Пар движется относительно пленки жидкости и воздействует на нее. Если они дви-

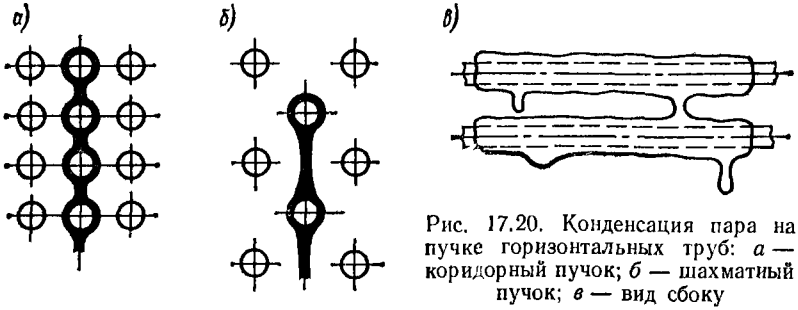


Рис. 17.20. Конденсация пара на пучке горизонтальных труб: *а* — коридорный пучок; *б* — шахматный пучок; *в* — вид сбоку

жутся в одном направлении, то происходит уменьшение толщины пленки, а при значительных скоростях пара и ее турбулизация. Коэффициент теплоотдачи возрастает. При движении пара и пленки в противоположных направлениях пар тормозит пленку и при малых скоростях увеличивает ее толщину, что приводит к уменьшению коэффициента теплоотдачи. Дальнейшее увеличение скорости пара вызывает турбулизацию пленки жидкости и ее утончение, коэффициент теплоотдачи увеличивается.

Влияние скорости движения пара на коэффициент теплоотдачи учитывают коэффициентом ε_w, считая $\alpha_w = \bar{\alpha}_{Nu}\varepsilon_w$.

При конденсации движущихся паров хладонов $\varepsilon_w = 0{,}43 \times (Re'')^{0,12}\,(Pr'')^{-0,33}$, где $Re'' = w''d_н/\nu''$; $Pr'' = \nu''/a''$. Для хладонов влияние скорости пара на теплообмен при конденсации заметно сказывается начиная с $w'' \geqslant 1 \div 2$ м/с, в то время как для воды и при $w'' \leqslant 10$ м/с это влияние несущественно.

Конденсация на горизонтальном пучке труб. Конденсаторы холодильных машин часто выполняют в виде пучка горизонтальных труб, расположенных в коридорном или шахматном порядке. Конденсат с трубки на трубку стекает в виде отдельных струй и капель (рис. 17.20), которые, попадая на низлежащую трубу, с одной стороны, увеличивают толщину пленки, а с другой — турбулизируют ее. Средний коэффициент теплоотдачи при конденсации на пучке гладких труб определяют по формуле

$$\alpha_п = \bar{\alpha}_{Nu}\varepsilon_п = \bar{\alpha}_{Nu}n^{-0,167}, \qquad (17.56)$$

где n — среднее по аппарату число рядов труб по вертикали для коридорного или половина рядов для шахматного пучка; $\varepsilon_п$ — коэффициент, учитывающий влияние числа рядов труб:

n	1	3	5	10	15	20
$\varepsilon_п$	1	0,83	0,765	0,68	0,635	0,605

В хладоновых кожухотрубных конденсаторах применяют накатные оребренные трубы с коэффициентом оребрения $\beta = 2{,}7 \div 4{,}5$. Коэффициент теплоотдачи при конденсации на оребренных трубах выше, чем на гладких, из-за того, что ребра вы-

ступают над поверхностью пленки конденсата. Влияние оребрения на теплообмен учитывают коэффициентом $\varepsilon_р$. Средний коэффициент теплоотдачи при конденсации на пучке оребренных труб

$$\alpha_{п.\,р} = \alpha_п \varepsilon_р = \bar{a}_{Nu} \varepsilon_п \varepsilon_р. \qquad (17.57)$$

Здесь

$$\varepsilon_р = 1{,}1\,(F_в/F_{ор})\,E_р^{0{,}75}\,(d_н/h'_р)^{0{,}25} + (F_г/F_{ор}),$$

где $E_р$ — коэффициент эффективности ребра; $F_в$ — площадь вертикальной поверхности ребер; $F_г$ — площадь горизонтальной поверхности межреберных участков трубы и торцов ребер; $F_{ор}$ — полная площадь наружной поверхности трубы с учетом ребер; $h_р = (\pi/4)\,(D_р^2 - d_н^2)/D_р$ — приведенная высота ребра; $D_р$ — диаметр ребра; $d_н$ — наружный диаметр трубы.

Площади $F_в$ и $F_г$ для трубы длиной 1 м находят по формулам:

$$F_в = 0{,}5\pi\,(D_р^2 - d_н^2)/S_р;\quad F_г = \pi d_н\,(1 - \delta_0/S_р) + \pi D_р \delta_т/S_р,$$

где $S_р$ — шаг ребер; δ_0, $\delta_т$ — толщина ребра в основании и на торце.

При определенных шаге и конфигурации ребер в результате действия капиллярных сил происходит стягивание конденсата с торцов ребер в межреберные канавки, что приводит к утончению пленки конденсата на поверхности ребер и, как следствие, к улучшению теплоотдачи. Это можно учесть введением в выражение (17.57) поправочного множителя $\varepsilon_\sigma = 1 + 0{,}7\,(\delta_т/S_р)$, полученного при $\delta_т/S_р = 0 \div 0{,}6$ и $S_р = 0{,}9 \div 2$ мм. При большом шаге ребер $\varepsilon_\sigma = 1$. Тогда с учетом скорости пара выражение (17.57) примет вид

$$\alpha_{п.\,р} = \bar{a}_{Nu} \varepsilon_п \varepsilon_w \varepsilon_р \varepsilon_\sigma. \qquad (17.58)$$

Конденсация внутри горизонтальных труб. Существенное влияние на теплообмен при конденсации внутри труб оказывает соотношение между силой трения на поверхности раздела фаз и силой тяжести в пленке. В зависимости от скорости пара и внутреннего

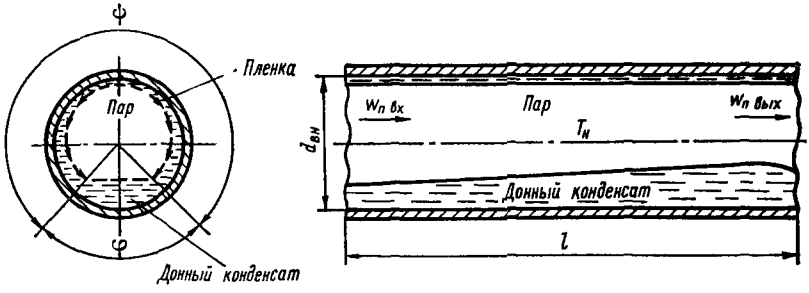


Рис. 17.21. Схема конденсации пара внутри горизонтальной трубы

диаметра трубы наблюдается расслоенный, переходный или кольцевой режим движения пленки. При малых плотностях теплового потока и скоростях пара пленка конденсата стекает с внутренней боковой поверхности трубы на ее дно, образуя донный конденсат (рис. 17.21). Возникает расслоенный режим движения, характерный для конденсаторов холодильных машин. Так как толщина донного конденсата значительна, то теплообмен в этой части малоинтенсивен. Основной теплообмен происходит на участке трубы, не занятом донным конденсатом и определяемом пленочным углом $\psi/2$. При постоянном температурном напоре по длине трубы l и свободном стоке ($w_{\text{п. вых}} \to 0$) пленочный угол изменяется в пределах 110—130 °.

Коэффициент теплоотдачи при конденсации аммиака в горизонтальных стальных трубах определяют по формуле

$$\alpha_l = 8690 q_F^{-0,2} d_{\text{вн}}^{-0,33} = 1940\ \theta^{-0,167} d_{\text{вн}}^{-0,275}. \qquad (17.59)$$

При конденсации хладонов в медных трубах α можно определить по формуле (17.54) при $l_0 = d_{\text{вн}}$.

Для условий конденсации пара внутри горизонтальных труб плоского змеевика коэффициент теплоотдачи хладонов

$$\alpha_{\text{зм}} = \bar{\alpha}_{\text{Nu}} \varepsilon_{\text{зм}} = 0,195 \bar{\alpha}_{\text{Nu}} q_F^{0,15}. \qquad (17.60)$$

Влияние на теплообмен неконденсирующихся газов. Присутствие неконденсирующихся газов в хладагенте значительно ухудшает теплообмен при конденсации. По данным эксперимента, наличие 2,5 % воздуха в аппарате снижает α примерно в четыре раза.

Особенно сильно это влияние сказывается при малых плотностях теплового потока q_F. В конденсаторе вблизи охлаждающей поверхности накапливаются неконденсирующиеся газы. Пары хладагента вынуждены диффундировать сквозь слой газа к поверхности конденсации. Условия теплообмена ухудшаются. Давление и температура конденсации возрастают, и это приводит к дополнительному расходу электроэнергии и уменьшению холодопроизводительности установки.

С увеличением скорости движения пара (при больших значениях q_F) пары хладагента оттесняют слой газа в конец аппарата. Бо́льшая часть поверхности теплообмена освобождается от газов, что способствует улучшению процесса конденсации.

Экспериментально установлено, что при конденсации аммиака примесь масла в парообразном хладагенте увеличивает коэффициент теплоотдачи на 20—30 %.

ГЛАВА 18. ТЕПЛООБМЕН ИЗЛУЧЕНИЕМ

§ 18.1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Тепловое излучение представляет собой процесс распространения внутренней энергии излучающего тела электромагнитными колебаниями и фотонами. Любые тела, температура которых выше абсолютного нуля, излучают электромагнитные колебания. Генераторами электромагнитных волн являются заряженные материальные частицы — электроны и ионы, входящие в состав вещества. Помимо волновых свойств излучение обладает корпускулярными свойствами, т. е. лучистая энергия испускается и поглощается веществами не непрерывно, а дискретными порциями — фотонами. Таким образом, тепловое излучение обладает одновременно и свойствами непрерывности поля электромагнитных волн и свойствами дискретности, характерными для фотонов.

Интенсивность теплового излучения зависит от материала и температуры тела, длины волны, состояния поверхности, а для газов — еще и от толщины слоя и давления. С возрастанием температуры энергия излучения увеличивается, так как увеличивается внутренняя энергия тела. При высоких температурах основным видом переноса теплоты может оказаться тепловое излучение, так как интенсивность излучения зависит от температуры значительно сильнее, чем конвекция и теплопроводность.

В отличие от ранее рассмотренных процессов теплообмена, поток лучистой энергии передается как от более нагретого тела к менее нагретому, так и наоборот. Конечный результат такого воздействия и будет количество теплоты, переданной излучением.

Все виды излучения различаются длиной волны. Для нас наибольший интерес представляют носители тепловой лучистой энергии: видимые (световые) лучи с длиной волны $\lambda = 0{,}4 \div 0{,}8$ мкм и особенно инфракрасные с $\lambda = 0{,}8 \div 800$ мкм.

Большинство твердых и жидких тел имеют сплошной спектр излучения, т. е. излучают энергию всех длин волн: $0 \leqslant \lambda \leqslant \infty$. Чистые металлы, металлы с полированной поверхностью, газы характеризуются прерывистым спектром излучения, имеющим ограниченный диапазон длин волн. Излучение, соответствующее узкому интервалу длин волн (от λ до $\lambda + d\lambda$), называется *монохроматическим* или *однородным*.

Тепловое излучение количественно характеризуется полным потоком и плотностью потока.

Суммарная энергия, излучаемая с поверхности тела во всем интервале длин волн спектра в единицу времени, называется *интегральным* или *полным потоком излучения*, Вт:

$$Q = \int_F E\, dF, \qquad (18.1)$$

где E — энергия, излучаемая с единицы поверхности тела в единицу времени по всем направлениям полусферического пространства, Вт/м^2,

$$E = dQ/dF. \qquad (18.2)$$

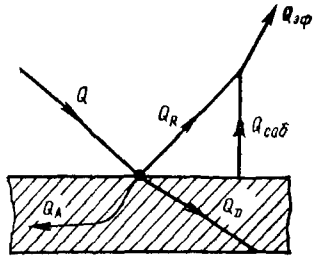


Рис. 18.1. Составляющие интегрального лучистого потока

Величина E зависит только от температуры и физических свойств тела и называется *собственным излучением* или *излучательной способностью тела*. Эта величина является *плотностью потока интегрального излучения*.

Отношение плотности интегрального лучистого потока, испускаемого в бесконечно малом интервале длин волн, к величине этого интервала называется *спектральной плотностью потока излучения*, Вт/м^3:

$$E_\lambda = dE/d\lambda. \qquad (18.3)$$

В общем случае каждое тело может излучать, отражать, поглощать и пропускать через себя потоки лучистой энергии, что зависит от природы тела, состояния поверхности, температуры и т. д.

Рассмотрим тело, участвующее в лучистом теплообмене с другими телами (рис. 18.1). На поверхность данного тела падает энергия излучения других тел Q — *падающее излучение*. Эта энергия частично поглощается телом (Q_A), частично отражается (Q_R), а частично (Q_D) проходит сквозь тело. Каждая из этих частей характеризуется соответствующими потоками:

$$Q_A = AQ \text{ (поток поглощенного излучения);} \qquad (18.4)$$

$$Q_R = RQ \text{ (поток отраженного излучения);} \qquad (18.5)$$

$$Q_D = DQ \text{ (поток пропускаемого излучения),} \qquad (18.6)$$

где A, R, D — коэффициенты: A — *поглощательной способности* тела; R — *отражательной способности* тела; D — *пропускательной способности* тела.

В соответствии с законом сохранения энергии интегральный лучистый поток, падающий на тело, равен сумме составляющих:

$$Q = Q_A + Q_R + Q_D,$$

откуда с учетом выражений (18.4)—(18.6) следует

$$A + R + D = 1. \qquad (18.7)$$

Каждый из этих коэффициентов в общем случае может изменяться от 0 до 1. Если поглощательная способность тела $A = 1$, то два других коэффициента равны нулю ($R = D = 0$). Тела, поглощающие всю падающую на них лучистую энергию, называются *абсолютно черными* ($A = 1$).

Поглощенная энергия электромагнитных колебаний вновь превращается во внутреннюю энергию тела. Таким образом, теплообмен излучением связан с двойным превращением энергии: теплота трансформируется в энергию излучения, которая, частично поглощаясь другим телом, вновь превращается во внутреннюю энергию тела.

Если предмет поглощает все лучи, то он зрительно воспринимается как черное тело. Если же поверхность поглощает все лучи, кроме видимых, то она не кажется черной, хотя по лучистым свойствам может быть близка к абсолютно черному телу. Например, снег по поглощательной способности ($A = 0{,}95 \div 0{,}98$) относится к абсолютно черным телам, хотя имеет белый цвет. Дело в том, что белая поверхность хорошо отражает только видимые (световые) лучи, что используется в жизни: белые костюмы, окраска вагонов-рефрижераторов, цистерн и т. д., а невидимые тепловые лучи белая краска и ткань поглощают так же хорошо, как и темные поверхности.

Тело, для которого $R = 1$ и соответственно $A = D = 0$, отражает всю лучистую энергию. Если это отражение происходит по законам геометрической оптики, то его поверхность называется *зеркальной*, если же отражение рассеянное, то *абсолютно белой*.

Тело, для которого $D = 1$, а $A = R = 0$, пропускает всю лучистую энергию и называется *абсолютно прозрачным*. Тела, для которых $0 < D < 1$, называются *полупрозрачными*. Многие твердые тела и жидкости для тепловых лучей практически не прозрачны. Существуют тела, которые прозрачны только для определенных длин волн. Например, оконное стекло прозрачно для световых лучей и почти не прозрачно для ультрафиолетовых, а кварц прозрачен для световых и ультрафиолетовых, но не прозрачен для тепловых.

Таким образом, цветовые и оптические ощущения человека не всегда соответствуют способностям тела отражать, поглощать или пропускать тепловое излучение. Для поглощения и отражения тепловых лучей решающую роль играет шероховатость поверхности: чем она больше, тем больше энергии поглощает и излучает поверхность. Пример со снегом свидетельствует о том, что для защиты аппаратов от воздействия теплового излучения их поверхность должна быть не только белой, но и очень гладкой.

Как было сказано, каждое тело характеризуется потоком собственного излучения $Q_{соб}$. Его сумма с потоком отраженного излучения составляет *поток эффективного излучения тела* (рис. 18.1):

$$Q_{эф} = Q_{соб} + Q_R.$$

Таким образом, *лучистым теплообменом* называются совместные процессы взаимного испускания, поглощения, отражения и пропускания энергии излучения в системах различных тел. При этом тела, входящие в систему, могут иметь как различные, так

и одинаковые температуры. Теплообмен излучением между этими телами характеризуется *потоком результирующего излучения*, который представляет собой разность между собственным излучением тела и частью падающего излучения, которая поглощается данным телом:

$$Q_{\text{рез}} = Q_{\text{соб}} - Q_A.$$

В природе абсолютно черных, белых и прозрачных тел не существует, а применительно к реальным телам эти понятия условны.

§ 18.2. ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Закон Планка. В 1900 г. М. Планк, исходя из электромагнитной природы излучения и разработанной им квантовой теории, теоретически установил для абсолютно черного тела (индекс 0) зависимость интенсивности собственного излучения тела от длины волны и температуры:

$$E_{0\lambda} = C_1\lambda^{-5}/(e^{C_2/(\lambda T)} - 1), \qquad (18.8)$$

где λ — длина волны, м; T — абсолютная температура тела, К; C_1, C_2 — константы: $C_1 = 3{,}74 \cdot 10^{-16}$ Вт·м^2; $C_2 = 0{,}0144$ м·К.

На рис. 18.2 закон Планка представлен графически. Из графика видно, что с увеличением длины волны при любой температуре (T_1, T_2, T_3, ...) интенсивность излучения сначала быстро возрастает, достигая максимума (точки M_1, M_2, M_3), а затем медленно убывает. С повышением температуры тела ($T_3 > T_2 > T_1$) энергия его излучения существенно возрастает (на графике она изображается площадью под соответствующей изотермой). Кроме того, с повышением температуры увеличивается энергия луча одной и той же длины волны.

Закон смещения Вина. Из закона Планка (18.8) можно определить длину волны, соответствующую максимальной плотности потока излучения: решая уравнение $dE_{0\lambda}/d\lambda = 0$, получим зависимость

$$\lambda_{\max} = 2{,}9 \cdot 10^{-3}/T,$$

или

$$\lambda_{\max} T = 2{,}9 \cdot 10^{-3}, \qquad (18.9)$$

представляющую собой математическое выражение закона Вина.

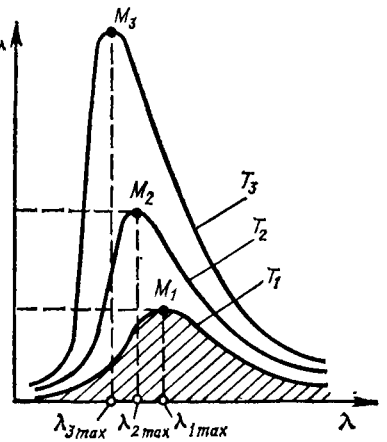


Рис. 18.2. Графическое представление закона Планка

Максимальная спектральная плотность потока излучения с повышением температуры смещается в сторону более коротких длин волн.

Из рис. 18.2 видно, что если $T_3 > T_2 > T_1$, то $\lambda_{3\,max} < \lambda_{2\,max} < \lambda_{1\,max}$.

Закон Стефана—Больцмана. Этот закон, открытый опытным путем в 1879 г. чешским ученым Й. Стефаном и теоретически обоснованный в 1884 г. австрийским ученым Л. Больцманом, устанавливает зависимость излучательной способности абсолютно черного тела от его температуры:

$$E_0 = \int_0^\infty E_{0\lambda}\, d\lambda = \sigma_0 T^4, \qquad (18.10)$$

где $\sigma_0 = 5{,}77 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м$^2 \cdot$ К^4) — *постоянная Стефана — Больцмана.*

Таким образом, *плотность потока излучения абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры.*

Интегральное излучение абсолютно черного тела при данной температуре в пределах от $\lambda = 0$ до $\lambda = \infty$ графически изображается площадью, ограниченной кривой $T = const$ и осью абсцисс (рис. 18.2).

Для удобства расчетов выражение (18.10) представляют в виде

$$E_0 = C_0 (T/100)^4, \qquad (18.11)$$

где $C_0 = 5{,}77$ Вт/(м$^2 \cdot$ К^4) — *коэффициент излучения абсолютно черного тела.*

Для реальных тел, т. е. неабсолютно черных (*серых тел*), плотность потока излучения также выражается формулой (18.11): $E = C\,(T/100)^4$, но величина C относится уже к серым телам.

Для сопоставления плотностей потоков излучения реального и абсолютно черного тел при одной и той же температуре используют характеристику тела ε, называемую *степенью черноты* тела:

$$\varepsilon = E/E_0 = C/C_0. \qquad (18.12)$$

Закон Стефана — Больцмана для серого тела запишется в виде

$$E = \varepsilon\sigma_0 T^4 = \varepsilon C_0 (T/100)^4,$$

где $\varepsilon C_0 = C$ — коэффициент излучения серого тела.

Величина ε для серых тел всегда меньше единицы, она зависит от природы тела, состояния поверхности, температуры и находится опытным путем.

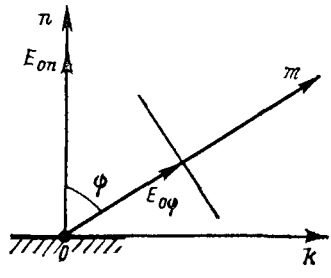


Рис. 18.3. К объяснению закона Ламберта

Закон Ламберта. Распределение энергии излучения, испускаемой абсолютно черным телом, в различных направлениях пространства неодинаково. В 1760 г. немецкий ученый И. Ламберт установил зависимость величины энергии излучения от направления ее распространения. Математическая запись закона Ламберта для плотности потока излучения в направлении m, составляющем с нормалью n к поверхности излучения угол φ, имеет вид (рис. 18.3)

$$E_{0\varphi} = E_{0n} \cos \varphi, \tag{18.13}$$

где E_{0n} — плотность потока излучения абсолютно черного тела в направлении нормали к поверхности ($\varphi = 0$).

Таким образом, *для абсолютно черного тела поток излучения в данном направлении пропорционален потоку излучения в направлении нормали к излучающей поверхности и косинусу угла между ними.*

Из выражения (18.13) следует, что в направлении нормали к поверхности ($\varphi = 0$) излучается наибольшее количество энергии; с увеличением φ количество излучаемой энергии уменьшается и при $\varphi = 90°$ становится равным нулю.

Интегрирование выражения (18.13) дает соотношение

$$E_{0n} = E_0/\pi,$$

т. е. *плотность потока излучения в направлении нормали к поверхности в π раз меньше полной плотности потока излучения тела.*

Для реальных тел закон Ламберта подтверждается лишь при $\varphi = 0 \div 60°$.

Закон Кирхгофа. Закон устанавливает взаимосвязь между способностями тела излучать и поглощать энергию. Эта связь может быть получена из рассмотрения термодинамического равновесия при лучистом теплообмене между двумя параллельными поверхностями (рис. 18.4), левая из которых — серая, а правая — абсолютно черная. Серая поверхность характеризуется температурой T, поглощательной способностью A и плотностью потока собственного излучения E, а абсолютно черная — величинами T_0, A_0 и E_0. Собственное излучение серой поверхности E поглощается абсолютно черным телом. Абсолютно черная поверхность за то же

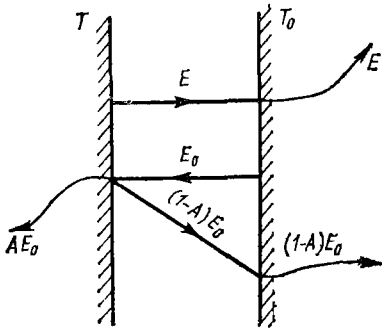


Рис. 18.4. К выводу закона Кирхгофа

время излучает поток плотностью E_0, который частично (в количестве AE_0) поглощается серой поверхностью, а частично [в количестве $(1-A)E_0$] отражается от нее. Отраженная часть затем поглощается абсолютно черным телом. Плотность потока результирующего излучения в случае $T > T_0$ находится из энергетического баланса для серой поверхности [1]

$$q_{\text{рез}} = E - AE_0. \quad (18.14)$$

При $T = T_0$ система находится в термодинамическом равновесии, т. е. между поверхностями имеет место лучистый теплообмен, но $q_{\text{рез}} = 0$. Тогда выражение (18.14) примет вид $E - AE_0 = 0$, откуда

$$E/A = E_0. \quad (18.15)$$

Соотношение (18.15) справедливо для любых серых тел, поэтому

$$\boxed{E_1/A_1 = E_2/A_2 = E_3/A_3 = \ldots = E_0.} \quad (18.16)$$

Зависимость (18.16) — математическое выражение закона Кирхгофа: *отношение плотности потока излучения серого тела к его поглощательной способности не зависит от природы тела и равно плотности потока излучения абсолютно черного тела при той же температуре.*

Так как $E/E_0 = \varepsilon$, то из выражения (18.15) следует, что

$$\boxed{\varepsilon = A.} \quad (18.17)$$

Это вторая форма записи закона Кирхгофа, в соответствии с которой *при термодинамическом равновесии поглощательная способность и степень черноты тела численно равны между собой.*

Из закона Кирхгофа можно сделать следующие выводы.

1. Чем больше тело способно излучать, тем больше его возможность поглощать лучистую энергию.

2. Чем меньше поглощательная способность тела, тем меньше его излучательная способность. Следовательно, тела, хорошо отражающие лучистую энергию, сами излучают очень мало (излучательная способность абсолютно белого тела равна нулю). Поэтому для уменьшения тепловых потерь аппарата его поверхность должна иметь наименьшее значение ε.

[1] Здесь плотность потока излучения обозначена через q (вместо E), чтобы подчеркнуть ее смысл — количество теплоты, переданной от одной поверхности к другой в единицу времени в расчете на единицу поверхности, Вт/м².

3. При одинаковой температуре излучательная способность абсолютно черного тела всегда больше излучательной способности серого тела.

§ 18.3. ЛУЧИСТЫЙ ТЕПЛООБМЕН МЕЖДУ ТЕЛАМИ

Лучистый теплообмен между параллельными плоскостями. На рис. 18.5 изображены две параллельные бесконечно большие пластины из разных серых материалов, каждая из которых характеризуется своей температурой (T_1 и T_2) и степенью черноты (ε_1 и ε_2). Примем $T_1 > T_2$ и определим теплоту, переданную лучеиспусканием от первой (левой) пластины ко второй (правой). Сначала определим теплоту, переданную от первой пластины ко второй, исключив из рассмотрения собственное излучение второй пластины. Собственный поток излучения первой пластины E_1. При попадании на вторую пластину часть этого потока A_2E_1 поглощается ею, а остальная — R_2E_1 отражается. Отраженная часть потока в количестве $R_2A_1E_1$ поглощается первой пластиной и частично (в количестве $R_2R_1E_1$) отражается от нее и т. д. Плотность теплового потока, обусловленного собственным излучением первой пластины и поглощенного второй в результате одностороннего теплообмена, определится как сумма

$$q_2 = A_1E_1 + A_2R_2R_1E_1 + A_2R_2^2R_1^2E_1 + \ldots = A_2[1 + R_1R_2 + (R_1R_2)^2 + \ldots]E_1.$$

Вследствие того что $R_1 < 1$ и $R_2 < 1$, выражение в скобках представляет собой убывающую геометрическую прогрессию, просуммировав которую получим

$$q_2 = A_2E_1/(1 - R_1R_2).$$

Аналогично определится плотность теплового потока, обусловленного собственным излучением второй пластины и поглощенного первой в результате одностороннего теплообмена:

$$q_1 = A_1E_2/(1 - R_1R_2).$$

Суммарная плотность теплового потока от первой пластины ко второй

$$q = q_2 - q_1 = (A_2E_1 - A_1E_2)/(1 - R_1R_2). \qquad (18.18)$$

Учитывая, что $E = C(T/100)^4$ и $R = 1 - A = 1 - \varepsilon$, получим

$$\boxed{q = \varepsilon_{\text{п}}C_0[(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4],} \qquad (18.19)$$

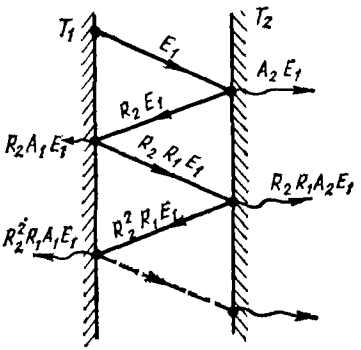


Рис. 18.5. Теплообмен излучением между параллельными поверхностями

где $\varepsilon_п = 1/(1/\varepsilon_1 + 1/\varepsilon_2 - 1)$ — приведенная степень черноты двух тел.

Тепловой поток лучеиспусканием через поверхность F

$$Q = qF = \varepsilon_п C_0 [(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4] F. \quad (18.20)$$

В холодильной технике (например, в сосудах для хранения сжиженных газов, при вакуумной изоляции криогенных установок и т. д.) для уменьшения лучистого теплообмена между поверхностями применяют экраны. Если степень черноты экранов и теплопередающих стенок одинакова, то плотность теплового потока от введения n экранов уменьшится и составит

$$q_э = q_{б.э}/(n + 1), \quad (18.21)$$

где $q_{б.э}$, $q_э$ — плотности теплового потока излучением без экранов и при наличии экранов.

Эффективность экранов резко возрастает, если материал, из которого они изготовлены, имеет малую степень черноты. Для случая, когда $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 \gg \varepsilon_э$, расчет ведут по формуле

$$q_э = [q_{б.э}/(n + 1)]\, \varepsilon_э/\varepsilon_1. \quad (18.22)$$

В качестве экранов в криогенных установках используют алюминиевую фольгу (альфоль), металлизированные полимерные пленки и т. д.

Рассмотрим влияние качества поверхности экрана на величину лучистого переноса теплоты между двумя медными окисленными стенками при наличии одного (также окисленного) медного экрана. В этом случае $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_э = 0{,}57$, и применение экрана, в соответствии с уравнением (18.21), вдвое снижает плотность теплового потока. Если экран отполировать, то его степень черноты составит $\varepsilon = 0{,}02$, а плотность теплового потока, согласно выражению (18.22), снизится в 57 раз:

$$q_э/q_{б.э} = \varepsilon_э/[(n + 1)\, \varepsilon_{б.э}] = 0{,}02/[(1 + 1)\, 0{,}57] = 1/57.$$

Лучистый теплообмен между телами произвольной формы. Рассмотрим случай теплообмена излучением для тела произвольной формы, замкнутого внешним телом большей поверхности (рис. 18.6), которое часто называют его оболочкой. Тела характеризуются площадью поверхности, температурой, степенью черноты поверхности, причем $T_1 > T_2$. Тепловой поток, передаваемый от первого тела ко второму, может быть определен по формуле, аналогичной (18.20):

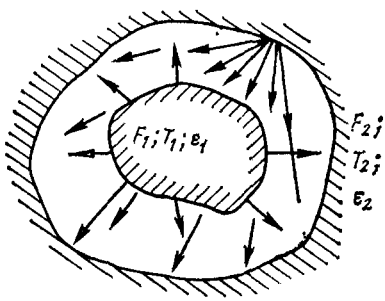


Рис. 18.6. Теплообмен излучением между телом и его оболочкой

$$Q_{1-2} = \varepsilon_п C_0 [(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4] F_1, \quad (18.23)$$

где $\varepsilon_п = 1/[1/\varepsilon_1 + (F_1/F_2)(1/\varepsilon_2 - 1)]$.

Из последнего уравнения следует, что при $F_2 \gg F_1$ приведенная степень черноты $\varepsilon_п \approx \varepsilon_1$. Уравнение (18.23) справедливо только для случая, когда меньшее тело выпуклое.

§ 18.4. СЛОЖНЫЙ ТЕПЛООБМЕН

В реальных условиях перенос теплоты лучеиспусканием сопровождается другими видами теплопереноса — конвекцией или теплопроводностью. Такой совместный процесс теплопередачи носит название *сложного теплообмена*. Если перенос теплоты в пространстве осуществляется всеми тремя видами одновременно (радиацией, теплопроводностью и конвекцией), то он называется *радиационно-конвективным теплообменом*.

Наиболее типичным случаем сложного теплообмена является сочетание конвективного теплообмена с лучистым: при воздушном охлаждении продуктов в аппаратах туннельного типа, термобарокамерах и т. д. Во всех случаях важно оценить вклад каждого составляющего процесса в теплообмен. В процессах охлаждения воздуха определяющим, как правило, является конвективный теплообмен. Влияние лучистого теплообмена на суммарный перенос теплоты оказывается тем существеннее, чем меньше конвективная составляющая. Например, в термобарокамерах плотность воздуха при низких давлениях мала, и это существенно снижает отвод теплоты конвекцией. Поэтому для охлаждения изделий до нужной температуры в этих камерах охлаждающие устройства выполняют таким образом, чтобы максимально использовать эффект лучистого теплообмена. Доля лучистого теплообмена может быть существенной и для охлаждающих устройств с естественной конвекцией воздуха (пристенные и потолочные батареи). При глубоком вакууме (в космосе) перенос теплоты лучеиспусканием является практически основным способом передачи теплоты во внешнее пространство.

Если преобладающим является процесс конвекции, то количественной характеристикой сложного теплообмена является суммарный (общий) коэффициент теплоотдачи

$$\alpha_{общ} = \alpha_к + \alpha_л,$$

где $\alpha_к$, $\alpha_л$ — коэффициенты теплоотдачи при конвективном теплообмене и при тепловом излучении (лучеиспускании).

Плотность теплового потока при передаче теплоты конвекцией

$$q_к = \alpha_к (T_1 - T_{ст}), \qquad (18.24)$$

где T_1, $T_{ст}$ — температуры омывающей среды и стенки; $T_1 > T_{ст}$.

Плотность теплового потока при тепловом излучении

$$q_л = \varepsilon C_0 (T_1^4 - T_{ст}^4)\, 10^{-8} = \alpha_л (T_1 - T_{ст}). \qquad (18.25)$$

Здесь $\alpha_л$ — условный коэффициент теплоотдачи, учитывающий влияние теплового излучения на общий процесс переноса теплоты:

$$\alpha_л = \varepsilon C_0 \frac{(T_1^4 - T_{ст}^4)\,10^{-8}}{T_1 - T_{ст}} = \varepsilon C_0 \theta,$$

где θ — температурный коэффициент, зависящий только от значений T_1 и $T_{ст}$.

В случае, если $0{,}9 \leqslant T_1/T_{ст} \leqslant 1{,}1$, можно принимать $\theta \approx \approx 0{,}04\,(T_{ср}/100)^3$, где $T_{ср} = 0{,}5\,(T_1 + T_{ст})$. Тогда

$$\alpha_л \approx 4\varepsilon C_0 T_{ср}^3 10^{-8}.$$

Суммарная плотность теплового потока с учетом (18.24) и (18.25)

$$q_{общ} = q_к + q_л = (\alpha_к + \alpha_л)\,(T_1 - T_{ст}).$$

Если преобладающим является процесс теплового излучения, то расчеты переноса теплоты ведут по формуле теплообмена излучением. Влияние на общий теплообмен конвективной составляющей учитывают увеличением приведенной степени черноты системы, т. е.

$$q_{общ} = (\varepsilon_к + \varepsilon_л)\,C_0\,(T_1^4 - T_{ст}^4)\,10^{-8},$$

где $\varepsilon_к = \alpha_к/(C_0\theta)$ — условная степень черноты, учитывающая влияние процесса конвекции на теплообмен.

ГЛАВА 19. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА И ТЕПЛООБМЕННЫЕ АППАРАТЫ

§ 19.1. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА ЧЕРЕЗ ПЛОСКУЮ СТЕНКУ

Передача теплоты от одной среды (жидкости или газа) к другой через разделяющую их стенку называется теплопередачей.

Примерами теплопередачи являются передача теплоты от горячей воды к воздуху помещения через металлические стенки батарей центрального отопления, передача теплоты от горячих паров хладагента к воде или воздуху через стальные стенки труб в конденсаторах водяного или воздушного охлаждения и т. д. В этих случаях стенки не должны препятствовать теплопередаче от одной среды к другой, и поэтому они изготовляются из материалов, имеющих высокую теплопроводность.

Когда же требуется уменьшить теплопритоки (например, в камеры холодильника, к холодным трубопроводам и аппаратам) или уменьшить потери теплоты от горячих поверхностей в окружающую среду, то стенки и аппараты покрывают теплоизоляционными материалами.

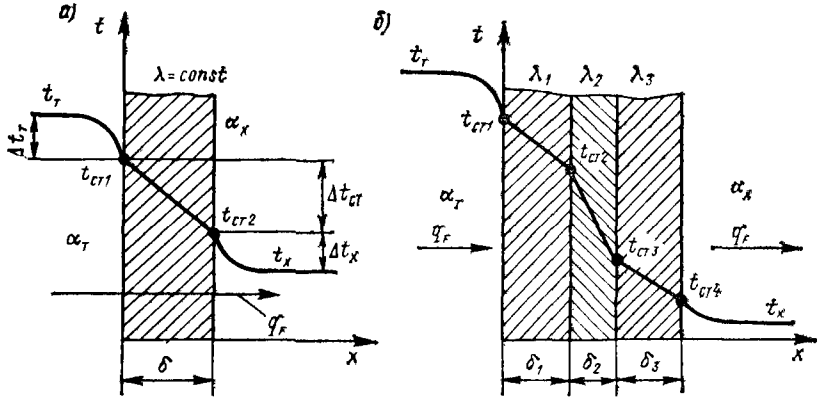


Рис. 19.1. Теплопередача через плоские стенки

Теплопередача — сложный процесс, физическая сущность которого определяется конвекцией, теплопроводностью и тепловым излучением. Взаимосвязь между параметрами сред и разделяющей их стенкой зависит от формы стенки.

Однослойная плоская стенка. Рассмотрим процесс передачи теплоты через однородную плоскую стенку с толщиной δ и коэффициентом теплопроводности материала λ (рис. 19.1, *а*). Стенка разделяет две среды — теплую и холодную, имеющие соответственно коэффициенты теплоотдачи $\alpha_т$ и $\alpha_х$ и температуры $t_т$ и $t_х$. Если предположить, что величины $\alpha_т$, $\alpha_х$, $t_т$ и $t_х$ постоянны, то изменение температур сред и стенки осуществляется перпендикулярно к поверхности стенки. Температуры поверхностей стенки $t_{ст1}$ и $t_{ст2}$ неизвестны.

В установившемся режиме процесс переноса теплоты от более нагретой среды через стенку к менее нагретой рассматривается как состоящий из трех составных частей: 1) теплоотдачи — переноса теплоты конвекцией от более нагретой среды с температурой $t_т$ к стенке, температура поверхности которой $t_{ст1}$; 2) переноса теплоты теплопроводностью через стенку; 3) теплоотдачи — переноса теплоты конвекцией от поверхности стенки с температурой $t_{ст2}$ к более холодной среде с температурой $t_х$. При стационарном режиме, согласно закону сохранения энергии, плотность теплового потока вдоль оси *x* не изменяется. Тогда для трех рассмотренных этапов теплопередачи справедливы соотношения:

$$q_F = \alpha_т (t_т - t_{ст\,1});\ q_F = (\lambda/\delta)(t_{ст\,1} - t_{ст\,2});\ q_F = \alpha_х (t_{ст\,2} - t_х). \quad (19.1)$$

Уравнения (19.1) можно представить в виде:

$$t_т - t_{ст\,1} = q_F/\alpha_т;\ t_{ст\,1} - t_{ст\,2} = q_F\delta/\lambda;\ t_{ст\,2} - t_х = q_F/\alpha_х. \quad (19.2)$$

Суммируя раздельно правые и левые части этих уравнений, получим выражение для полного температурного напора

$$t_т - t_х = q_F (1/\alpha_т + \delta/\lambda + 1/\alpha_х), \qquad (19.3)$$

откуда плотность теплового потока

$$q_F = (t_т - t_х)/(1/\alpha_т + \delta/\lambda + 1/\alpha_х) = k (t_т - t_х), \qquad (19.4)$$

где выражение

$$k = 1/(1/\alpha_т + \delta/\lambda + 1/\alpha_х) \qquad (19.5)$$

носит название *коэффициента теплопередачи.*

В отличие от коэффициентов теплопроводности и температуропроводности, этот коэффициент не является теплофизической характеристикой вещества. Коэффициент теплопередачи характеризует интенсивность переноса теплоты и отражает количественную сторону этого процесса, его размерность совпадает с размерностью α: Вт/(м^2·К).

Коэффициент теплопередачи k равен количеству теплоты, передаваемой от одной среды к другой через единицу поверхности стенки в единицу времени при разности температур сред в один градус.

Величина, обратная коэффициенту теплопередачи, называется *полным термическим сопротивлением теплопередачи.* Для однослойной стенки

$$1/k = R = 1/\alpha_т + \delta/\lambda + 1/\alpha_х = R_т + R_{ст} + R_х, \qquad (19.6)$$

откуда следует, что полное термическое сопротивление равно сумме частных, причем $R_т = 1/\alpha_т$ — термическое сопротивление теплоотдачи со стороны более нагретой среды; $R_{ст} = \delta/\lambda$ — термическое сопротивление теплопроводности стенки; $R_х = 1/\alpha_х$ — термическое сопротивление теплоотдачи со стороны менее нагретой среды.

Многослойная плоская стенка. Рассмотрим многослойную стенку (рис. 19.1, *б*), состоящую из трех слоев толщиной δ_1, δ_2, δ_3, коэффициенты теплопроводности которых λ_1, λ_2, λ_3. С одной стороны стенка омывается теплой средой с температурой $t_т$, с другой — холодной средой с температурой $t_х$; $\alpha_т$ и $\alpha_х$ — коэффициенты теплоотдачи этих сред.

Эта задача решается аналогично предыдущей. Поскольку общее термическое сопротивление равно сумме частных, то при расчете многослойной стенки учитывают термическое сопротивление всех ее слоев. В соответствии с формулой (19.6) полное термическое сопротивление теплопередачи стенки, состоящей из n слоев,

$$R = 1/k = 1/\alpha_т + \delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \ldots + \delta_n/\lambda_n + 1/\alpha_х,$$

или

$$\boxed{R = 1/\alpha_т + \sum_{i=1}^{n} \delta_i/\lambda_i + 1/\alpha_х.}$$

Тогда коэффициент теплопередачи многослойной стенки

$$k = 1/R = 1\Big/\left(1/\alpha_т + \sum_{i=1}^{n} \delta_i/\lambda_i + 1/\alpha_х\right), \qquad (19.7)$$

а плотность теплового потока

$$q_F = (t_т - t_х)\Big/\left(1/\alpha_т + \sum_{i=1}^{n} \delta_i/\lambda_i + 1/\alpha_х\right) = k\,(t_т - t_х). \qquad (19.8)$$

Выражение (19.4) является частным случаем (19.8) при $n = 1$.

Тепловой поток через стенку с поверхностью F определится по формуле, которая называется *основным уравнением теплопередачи*

$$\boxed{Q = q_F F = kF\,(t_т - t_х) = kF\theta.} \qquad (19.9)$$

Неизвестные температуры поверхности однослойной стенки находят из выражений (19.2):

$$t_{ст\,1} = t_т - q_F\,(1/\alpha_т);\ t_{ст\,2} = t_т - q_F\,(1/\alpha_т + \delta/\lambda),$$
$$\text{или } t_{ст\,2} = t_х + q_F\,(1/\alpha_х).$$

Уравнение для определения температуры поверхности на стыке двух любых i-го и $i + 1$-го слоев многослойной стенки имеет вид

$$\boxed{t_{ст\,(i+1)} = t_т - q_F\left[1/\alpha_т + \sum_{i=1}^{i} (\delta_i/\lambda_i)\right].} \qquad (19.10)$$

Из уравнения (19.9) следует, что при заданном температурном перепаде и неизменной площади поверхности теплообмена величиной, определяющей теплопередачу, является коэффициент теплопередачи k.

Интенсификация теплопередачи в теплообменных аппаратах является одним из основных путей снижения их габаритных размеров и металлоемкости. Пути интенсификации процесса передачи теплоты могут быть найдены из анализа частных составляющих коэффициента k. Так, для чистой металлической стенки, толщина которой мала по сравнению с коэффициентом теплопроводности ($\delta/\lambda \to 0$), уравнение (19.5) принимает вид

$$k = 1/(1/\alpha_т + 1/\alpha_х) = (\alpha_т\alpha_х)/(\alpha_т + \alpha_х),$$

откуда следует, что значение коэффициента теплопередачи не может быть больше самого малого значения α.

Проанализируем числовой пример зависимости коэффициента k от заданных α_1 и α_2:

α_1, Вт/(м²·К)	10	10	50
α_2, Вт/(м²·К)	2000	4000	2000
k, Вт/(м²·К)	9,95	9,99	48,78

Из этих данных можно сделать следующие выводы:

1) при $\alpha_1 \ll \alpha_2$ увеличение большего из коэффициентов теплоотдачи (α_2) почти не дает увеличения k;

2) коэффициент теплопередачи увеличивается примерно во столько же раз, во сколько увеличивается меньший (α_1) из коэффициентов теплоотдачи.

Таким образом, при $\alpha_1 \ll \alpha_2$ можно считать, что $k \approx \alpha_1$, а при $\alpha_1 \gg \alpha_2$, что $k \approx \alpha_2$.

Теплопередающая поверхность аппаратов холодильных машин в процессе эксплуатации загрязняется как со стороны хладагента, так и со стороны хладоносителя. Коэффициенты теплопередачи после длительной эксплуатации могут снизиться на 40—50 % по сравнению с чистыми аппаратами, что объясняется большим термическим сопротивлением загрязнений (табл. 19.1).

§ 19.2. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА ЧЕРЕЗ ЦИЛИНДРИЧЕСКУЮ СТЕНКУ

Рассмотрим однослойную цилиндрическую стенку (трубу) с внутренним диаметром $d_{вн}$, наружным $d_н$ и длиной l. Стенка трубы характеризуется коэффициентом теплопроводности λ. Внутри трубы течет более нагретая среда с температурой $t_т$, снаружи — более холодная с температурой $t_х$. Суммарные коэффициенты теплоотдачи на внутренней и наружной поверхностях трубы $\alpha_{вн}$ и $\alpha_н$. Температуры поверхностей стенки $t_{ст1}$ и $t_{ст2}$ неизвестны (рис. 19.2).

Если длина трубы l во много раз превосходит ее толщину δ, то потерями теплоты с торцов трубы можно пренебречь. В установившемся тепловом режиме плотность теплового потока, переданного

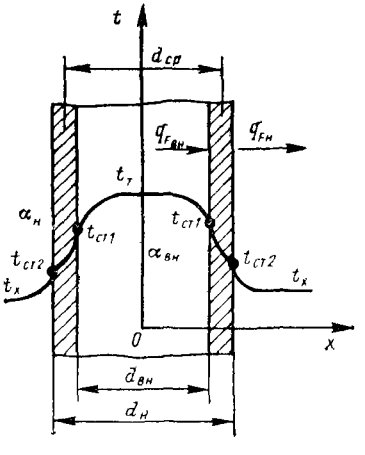


Рис. 19.2. Теплопередача через цилиндрическую стенку

Таблица 19.1

Коэффициенты теплопроводности загрязняющих веществ

Вещество	λ, Вт/(м К)
Смазочное масло	0,14
Масляная краска	0,23
Водяной камень при ρ, кг/м³:	
1000	0,15
2000	0,70
2500	1,75
2700	2,30
Снег при ρ, кг/м³:	
200	0,15
400	0,35
600	0,65
Лед при ρ = 920 кг/м³	2,20

от горячей среды к стенке, прошедшего через нее и переданного от стенки к холодной среде, одинакова. Следовательно, можно записать:

$$\left.\begin{aligned} q_l &= Q/l = \alpha_{вн}\pi d_{вн}\,(t_т - t_{ст\,1});\\ q_l &= \frac{2\pi\lambda\,(t_{ст\,1} - t_{ст\,2})}{\ln\,(d_н/d_{вн})};\\ q_l &= \alpha_н\pi d_н\,(t_{ст\,2} - t_х). \end{aligned}\right\} \qquad (19.11)$$

Решив уравнения (19.11) относительно частных температурных напоров и сложив раздельно правые и левые части, получим выражение для полного температурного напора

$$t_т - t_х = \frac{q_l}{\pi}\left[\frac{1}{\alpha_{вн}d_{вн}} + \frac{1}{2\lambda}\ln\,(d_н/d_{вн}) + \frac{1}{\alpha_н d_н}\right]. \qquad (19.12)$$

Отсюда находим значение линейной плотности теплового потока

$$q_l = \frac{\pi\,(t_т - t_х)}{\frac{1}{\alpha_{вн}d_{вн}} + \frac{1}{2\lambda}\ln\,(d_н/d_{вн}) + \frac{1}{\alpha_н d_н}} = k_l\pi\,(t_т - t_х), \qquad (19.13)$$

где k_l — линейный коэффициент теплопередачи, Вт/(м·К), показывающий, какое количество теплоты передается от одной среды к другой через цилиндрическую стенку длиной 1 м в единицу времени при разности температур сред в один градус.

Из выражения (19.13) следует

$$k_l = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_{вн}d_{вн}} + \frac{1}{2\lambda}\ln\,(d_н/d_{вн}) + \frac{1}{\alpha_н d_н}}. \qquad (19.14)$$

Величина, обратная линейному коэффициенту теплопередачи, называется *линейным термическим сопротивлением теплопередачи*:

$$R_l = \frac{1}{k_l} = \frac{1}{\alpha_{вн}d_{вн}} + \frac{1}{2\lambda}\ln\,(d_н/d_{вн}) + \frac{1}{\alpha_н d_н} = R_{l_{вн}} + R_{l_{ст}} + R_{l_н}. \qquad (19.15)$$

Термические сопротивления теплоотдачи $1/(\alpha_н d_н)$ и $1/(\alpha_{вн}d_{вн})$ для цилиндрической стенки зависят не только от коэффициента α, но и от диаметров соответствующих поверхностей.

Тепловой поток через цилиндрическую стенку может быть отнесен к внутренней или наружной ее поверхности. Поверхностная плотность теплового потока с учетом выражения (19.13) составляет, Вт/м^2:

$$q_{F\,вн} = Q/(\pi d_{вн}l) = (k_l/d_{вн})\,(t_т - t_х);$$
$$q_{Fн} = Q/(\pi d_н l) = (k_l/d_н)\,(t_т - t_х).$$

Отсюда можно найти коэффициенты теплопередачи, отнесенные к внутренней и наружной поверхностям трубы:

$$k_{вн} = k_l/d_{вн} = \frac{1}{1/\alpha_{вн} + [d_{вн}/(2\lambda)]\ln\,(d_н/d_{вн}) + d_{вн}/(\alpha_н d_н)};$$

$$k_н = k_l/d_н = \frac{1}{d_н/(\alpha_{вн}d_{вн}) + [d_н/(2\lambda)]\ln\,(d_н/d_{вн}) + 1/\alpha_н}.$$

Соотношения между плотностями тепловых потоков и коэффициентами теплопередачи имеют вид:

$$q_l = \pi d_{\text{вн}} q_{F\,\text{вн}} = \pi d_{\text{н}} q_{F\text{н}};\ k_l = \pi d_{\text{вн}} k_{\text{вн}} = \pi d_{\text{н}} k_{\text{н}}.$$

В случае передачи теплоты через **многослойную** цилиндрическую стенку в уравнениях (19.13)—(19.15) должны быть учтены термические сопротивления теплопроводности всех ее слоев. Тогда линейный тепловой поток, Вт/м

$$q_l = \frac{\pi (t_{\text{т}} - t_{\text{ж}})}{1/(\alpha_{\text{вн}} d_{\text{вн}}) + \sum_{i=1}^{n} [1/(2\lambda_i)] \ln (d_{\text{н}i}/d_{\text{вн}\,i}) + 1/(\alpha_{\text{н}} d_{n+1})}, \quad (19.16)$$

или

$$q_l = k_l \pi (t_{\text{т}} - t_{\text{ж}}),$$

а полное термическое сопротивление, (м · К)/Вт

$$R_l = 1/(\alpha_{\text{вн}} d_{\text{вн}}) + \sum_{i=1}^{n} [1/(2\lambda_i)] \ln (d_{\text{н}i}/d_{\text{вн}\,i}) + (1/(\alpha_{\text{н}} d_{n+1}). \quad (19.17)$$

Неизвестные температуры поверхности однослойной цилиндрической стенки находят из соотношений (19.11):

$$t_{\text{ст}\,1} = t_{\text{т}} - (q_l/\pi)\,[1/(\alpha_{\text{вн}} d_{\text{вн}})];$$

$$t_{\text{ст}\,2} = t_{\text{т}} - (q_l/\pi)\,\{1/(\alpha_{\text{вн}} d_{\text{вн}}) + [1/(2\lambda)] \ln (d_{\text{н}}/d_{\text{вн}})\}.$$

Температура поверхности на стыке между i-м и $i + 1$-м слоем многослойной стенки

$$t_{\text{н}i} = t_{\text{вн}\,(i+1)} = t_{\text{т}} - (q_l/\pi) \left\{ 1/(\alpha_{\text{вн}} d_{\text{вн}}) + \sum_{i=1}^{i} [1/(2\lambda_i)] \ln (d_{\text{н}i}/d_{\text{вн}\,i}) \right\}. \quad (19.18)$$

Для практических расчетов формулы могут быть упрощены, если пренебречь разностью площадей наружной и внутренней поверхностей трубы. Это возможно, когда $d_{\text{вн}}/d_{\text{н}} \to 1$. Цилиндрическую поверхность трубы можно представить в виде плоской развертки шириной $\pi d_{\text{р}}$ и для расчета теплопередачи воспользоваться уравнениями (19.4) и (19.5) для однородной плоской стенки. Тогда уравнение (19.13) применительно к трубе длиной 1 м примет вид

$$q_l = k \pi d_{\text{р}} (t_{\text{т}} - t_{\text{ж}}) = \frac{\pi d_{\text{р}} (t_{\text{т}} - t_{\text{ж}})}{1/\alpha_{\text{т}} + \delta/\lambda + 1/\alpha_{\text{ж}}},$$

где $d_{\text{р}}$ — расчетный диаметр цилиндрической стенки; δ — толщина стенки.

В холодильных теплообменных аппаратах используют трубы с большим коэффициентом теплопроводности и малой по сравнению с диаметром толщиной стенки. С достаточной точностью тепловой поток через цилиндрическую стенку может быть определен по формуле

$$Q = k \pi d_{\text{р}} l (t_{\text{н}} - t_{\text{вн}}). \quad (19.19)$$

При этом оказывается, что при $d_н/d_{вн} < 2$ погрешность не более 4 %, а при $d_н/d_{вн} < 1{,}5$ — не более 1,5 %, что вполне приемлемо для технических расчетов. Эту погрешность можно уменьшить, если за расчетный диаметр трубы принять тот, со стороны которого α меньше. Если $\alpha_н$ и $\alpha_{вн}$ — величины одного порядка, то $d_р$ — среднеарифметический диаметр между $d_н$ и $d_{вн}$.

В целях упрощения расчетов по приведенным формулам термическими сопротивлениями пренебрегают как относительно малыми величинами.

§ 19.3. ТЕПЛОВАЯ ИЗОЛЯЦИЯ. КРИТИЧЕСКИЙ ДИАМЕТР ИЗОЛЯЦИИ

Тепловой изоляцией называют любое покрытие, способствующее уменьшению теплового потока через данную поверхность. В качестве изоляционных применяют материалы как органического, так и неорганического происхождения с коэффициентом теплопроводности 0,35—0,015 Вт/(м · К).

Рациональная толщина слоя теплоизоляции зависит от эффективности применяемого изоляционного материала и его стоимости.

Рассмотрим факторы, влияющие на передачу теплоты через слой изоляции, на примере стального изолированного трубопровода. Линейное термическое сопротивление в соответствии с формулой (19.17)

$$R_l = 1/(\alpha_{вн} d_{вн}) + [1/(2\lambda_{ст})] \ln (d_н/d_{вн}) + \\ + [1/(2\lambda_{из})] \ln (d_{из}/d_н) + 1/(\alpha_н d_{из}), \qquad (19.20)$$

где четыре слагаемых правой части уравнения представляют собой соответственно термические сопротивления теплоотдачи внутри трубы, теплопроводности стенки, теплопроводности изоляции, теплоотдачи на наружной поверхности теплоизоляции.

Первое и второе слагаемые правой части уравнения не зависят от изменения наружного диаметра изоляции $d_{из}$. На графике (рис. 19.3, *а*) сумма этих сопротивлений ($R_{l1} + R_{lст}$) изображается прямой, параллельной оси абсцисс. Третье слагаемое $R_{l\,из}$ — сопротивление теплопроводности изоляции с ростом ее толщины возрастает, а последнее R_{l2} — сопротивление теплоотдачи на наружной поверхности с ростом $d_{из}$ уменьшается.

Таким образом, при наложении слоя тепловой изоляции на трубу происходит не только уменьшение тепловых потерь, связанных с дополнительным сопротивлением слоя изоляции, но одновременно улучшается отвод теплоты от внешней поверхности в окружающую среду за счет увеличения площади наружной поверхности. Следовательно, суммарный тепловой поток через изолированную трубу может как увеличиваться, так и уменьшаться.

Кривая суммарных термических сопротивлений R_l в точке *2* имеет явно выраженный минимум. Если учесть, что термическое сопротивление обратно пропорционально коэффициенту тепло-

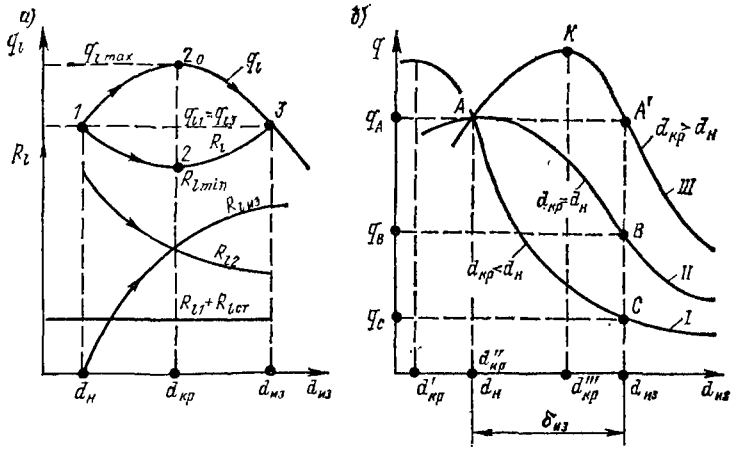


Рис. 19.3. К определению критического диаметра теплоизоляции

передачи, то минимальному термическому сопротивлению $R_{l\,min}$ в точке *2* будет соответствовать максимальная плотность теплового потока $q_{l\,max}$, точка 2_0.

Значение внешнего диаметра теплоизоляции, при котором тепловой поток достигает максимального значения, называется *критическим диаметром изоляции*.

Из рис. 19.3, *а* следует: 1) при $d_{из} < d_{кр}$ увеличение толщины изоляции приводит к возрастанию теплового потока по сравнению с неизолированным трубопроводом (точка *1*), т. е. к росту тепловых потерь, которые при $d_{из} = d_{кр}$ достигают максимума; 2) при $d_{из} > d_{кр}$ увеличение толщины изоляции приводит к уменьшению теплового потока, 3) при $d_{из}$ (точка *3*) тепловой поток становится равным тепловому потоку неизолированного трубопровода: $q_{l1} = q_{l3}$. Это значит, что слой изоляции $\delta_{из} = 0{,}5\,(d_{из} - d_н)$ установлен напрасно, т. е. изоляционный материал выбран неверно.

Наружный диаметр изоляции $d_{из} = d_{кр}$ в экстремальной точке *2* может быть определен из уравнения (19.20), если взять первую производную от R_l по $d_{из}$ и приравнять ее к нулю:

$$\frac{\partial R_l}{\partial d_{из}} = \frac{1}{2\lambda_{из} d_{из}} - \frac{1}{\alpha_н d_{из}^2},$$

откуда

$$\boxed{d_{из} = 2\lambda_{из}/\alpha_н = d_{кр}.} \qquad (19.21)$$

Из выражения (19.21) следует, что критический диаметр теплоизоляции $d_{кр}$ зависит только от теплопроводности изоляционного материала $\lambda_{из}$ и коэффициента теплоотдачи $\alpha_н$ от наружной поверхности изоляции к окружающей среде и совершенно не зависит от размеров трубопровода. Поэтому для одной и той же трубы

диаметра $d_н$ в зависимости от применяемого изоляционного материала (кривые *I*, *II*, *III* на рис. 19.3, *б*) критический диаметр изоляции может иметь различные значения: $d'_{кр}$, $d''_{кр}$, $d'''_{кр}$.

Из графика видно: 1) при одной и той же толщине слоя теплоизоляции $\delta_{из}$ наибольшее уменьшение теплового потока достигается при изоляционном материале, для которого $d_{кр} < d_н$; действительно, $q_A = q'_A > q_B > q_C$; 2) толщину изоляции трубопровода следует увеличивать только до тех пор, пока происходит резкое снижение теплового потока, так как дальнейшее увеличение слоя изоляции малоэффективно. Следовательно, для правильного выбора типа изоляционного материала необходимо, чтобы $d_н \geqslant d_{кр}$ или $d_н \geqslant 2\lambda_{из}/\alpha_н$. Тогда

$$\boxed{\lambda_{из} \leqslant \alpha_н d_н/2.} \qquad (19.22)$$

Из неравенства (19.22) следует, что чем меньше диаметр изолируемого трубопровода, тем более эффективной должна быть теплоизоляция, т. е. тем меньше должен быть ее коэффициент теплопроводности.

В случае установки теплоизоляции на плоской стенке не возникает вопроса о принципиальной пригодности того или другого материала. Любой изоляционный материал будет уменьшать тепловой поток, так как размеры площади поверхности теплопередачи в направлении теплового потока не изменяются (q_F = const). Толщина слоя теплоизоляции ограждающих конструкций холодильных объектов определяется из уравнения (19.7):

$$\delta_{из} = \lambda \left[1/k_0 - \left(1/\alpha_т + \sum_{i=1}^{n} \delta_i/\lambda_i + 1/\alpha_х \right) \right], \qquad (19.23)$$

где k_0 — нормативный коэффициент теплопередачи (СНиП 105—74).

§ 19.4. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА ЧЕРЕЗ ОРЕБРЕННЫЕ ПОВЕРХНОСТИ

Коэффициент оребрения. Одним из способов интенсификации теплообменных аппаратов является оребрение поверхности со стороны среды, имеющей меньший коэффициент теплоотдачи. Если $\alpha_2 < \alpha_1$, то оребряют поверхность, контактирующую со второй средой (рис. 19.4). Отношение большей площади поверхности стенки к меньшей называется *коэффициентом оребрения* β:

$$\boxed{\beta = F_2/F_1.} \qquad (19.24)$$

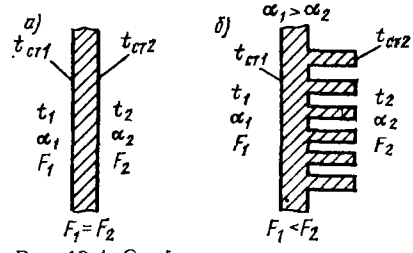


Рис. 19.4. Оребрение поверхности: *а* — плоская стенка; *б* — оребренная стенка

Для рассмотрения сущности такого метода интенсификации получим приближенную формулу для расчета теплового потока, проходящего через стенку, которая с каждой из сторон имеет различную площадь поверхности, в предположении, что термическим сопротивлением стенки можно пренебречь: $t_{ст1} = t_{ст2}$. Тепловые потоки, передаваемые и воспринимаемые каждой из сред при установившемся тепловом режиме, равны между собой, т. е.

$$Q = \alpha_1 F_1 (t_1 - t_{ст}) = \alpha_2 F_2 (t_{ст} - t_2).$$

Решив эти уравнения относительно частных температурных напоров и сложив почленно, получим

$$Q = \frac{t_1 - t_2}{1/(\alpha_1 F_1) + 1/(\alpha_2 F_2)} = k F_1 (t_1 - t_2), \qquad (19.25)$$

где $k = 1/R = 1/\alpha_1 + 1/(\alpha_2 \beta)$ — коэффициент теплопередачи, отнесенный к меньшей поверхности (F_1) теплообмена; $1/\alpha_1 = R_1$; $1/(\alpha_2 \beta) = R_2$ — частные термические сопротивления теплоотдачи.

Для плоской поверхности $\beta = 1$, и если $\alpha_1 \gg \alpha_2$, то общее термическое сопротивление будет определяться термическим сопротивлением второй среды: $R \approx R_2$.

Рассмотрим пример воздухоохладителя непосредственного испарения, для которого коэффициент теплоотдачи со стороны кипящего хладагента $\alpha_1 \approx$ ≈ 800 Вт/(м^2·К), а со стороны воздуха $\alpha \approx 40$ Вт/(м^2·К). Частные термические сопротивления: $R_1 = 1/800 = 0{,}00125$ м^2·К/Вт; $R_2 = 1/40 = 0{,}025$ м^2·К/Вт; общее $R = 0{,}0263$ м^2·К/Вт, т. е. $R \approx R_2$.

Уменьшить термическое сопротивление R_2 можно увеличением поверхности F_2 с помощью ее оребрения. Наиболее существенное изменение полного сопротивления теплопередачи за счет частных происходит до тех пор, пока сопротивления R_1 и R_2 не сравняются. При $R_1 = R_2$ требуемый коэффициент оребрения поверхности

$$\beta = F_2/F_1 = \alpha_1/\alpha_2, \qquad (19.26)$$

т. е. за счет оребрения увеличивают поверхность теплообмена F_2 во столько раз, во сколько коэффициент теплоотдачи α_2 меньше коэффициента α_1 с другой стороны.

В рассматриваемом примере рациональный коэффициент оребрения $\beta = 800/40 = 20$. При таком оребрении общее термическое сопротивление составит $R = 0{,}0025$ м^2·К/Вт, т. е. уменьшится в 10,5 раз. Во столько же раз возрастет тепловой поток.

Рациональное оребрение, определяемое условием $R_1 = R_2$, зависит от условий теплообмена. Например, в кожухотрубном конденсаторе, работающем на хладагенте R12, при том же коэффициенте теплоотдачи со стороны агента $\alpha_a \approx 800$ Вт/(м^2·К) и коэффициенте теплоотдачи со стороны рассола $\alpha_р \approx 2400$ Вт/(м^2·К) оребрять нужно поверхность со стороны хладагента, при этом $\beta = 3$.

В рассмотренном примере показано влияние на коэффициент оребрения только условий теплоотдачи. В действительности ра-

циональное значение β определяется не только отношением коэффициентов теплоотдачи, но и степенью эффективности ребер, термическими сопротивлениями загрязняющих веществ, технологическими возможностями изготовления оребренной поверхности и т. д.

На теплообмен оребренной поверхности существенное влияние оказывает распределение температур по высоте ребра, в то время как в рассмотренном примере предполагалось, что термическое сопротивление стенки мало и поэтому оребренная и неоребренная поверхности имеют одну и ту же температуру.

Степень эффективности ребра. Рассмотрим ребро, расположенное на плоской поверхности, толщина которого δ значительно меньше его высоты h и длины l (рис. 19.5, *а*). Ребро омывается более холодной жидкостью с температурой $T_ж$. Коэффициент теплоотдачи, определяемый условиями обтекания, в первом приближении постоянен и равен $\alpha_ж$. Если температура ребра у основания $T_{осн}$, то температура торца ребра $T_{тор}$ меньше, чем у основания, вследствие того, что ребро имеет конечную теплопроводность, а тепловой поток по оси x (по высоте ребра) уменьшается за счет отвода теплоты от боковых поверхностей. Происходит уменьшение средней температуры ребра по его высоте h от значения $T_{осн}$ до $T_{тор}$ (рис. 19.5, *б*). При $T_ж = \text{const}$ температурный перепад между ребром и жидкостью $\theta_р = T_р - T_ж$ также будет изменяться по высоте, уменьшаясь от $\theta_{осн} = T_{осн} - T_ж$ до $\theta_{тор} = T_{тор} - T_ж$. Вследствие этого уменьшается по высоте и плотность теплового потока, передаваемого элементами поверхности ребра. Средняя температура ребра

$$\overline{T}_р = \int_0^h T_р \, dx/h.$$

Графически она может быть определена по равенству заштрихованных площадей (рис. 19.5, *б*). Средний температурный перепад $\theta_m = \overline{T}_р - \overline{T}_ж$ при рассмотрении задач теплопроводности

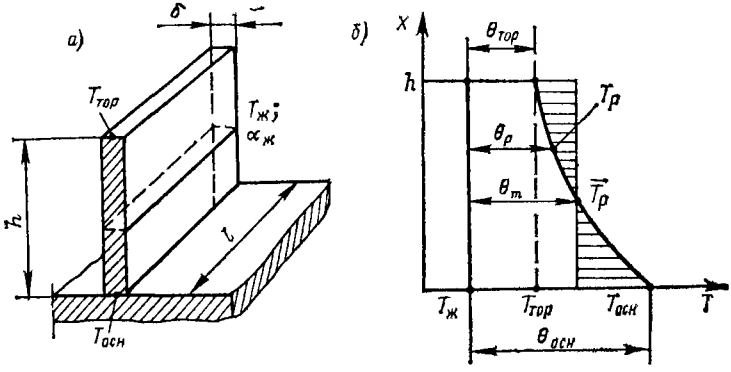


Рис. 19.5. Изменение избыточной температуры по высоте ребра

называют *средней избыточной температурой поверхности ребра*, а величину $\theta_{осн} = T_{осн} - T_ж$ — *избыточной температурой основания ребра*.

Тепловой поток от ребра к жидкости можно определить по уравнению Ньютона — Рихмана

$$Q = \alpha_ж \theta_m S h = \alpha_ж \theta_m F_р,$$

где $S = 2l + 2\delta \approx 2l$ — периметр сечения ребра; h — его высота; $F_р = 2lh$ — площадь поверхности теплообмена ребра.

В случае если бы ребро имело бесконечно большую теплопроводность, его температура по высоте была бы постоянной и равной $T_{осн}$. Такое ребро было бы способно передавать больший тепловой поток:

$$Q_{осн} = \alpha_ж \theta_{осн} S h = \alpha_ж \theta_{осн} F_р. \qquad (19.27)$$

Следовательно, эффективность ребра может быть оценена отношением

$$\boxed{E_р = Q/Q_{осн} = \theta_m/\theta_{осн}.} \qquad (19.28)$$

Величину $E_р$, равную отношению средней избыточной температуры к избыточной температуре основания ребра, называют *коэффициентом эффективности ребра*. Используя этот коэффициент, тепловой поток от поверхности ребра к омывающей среде можно представить в виде

$$\boxed{Q = Q_{осн} E_р = \alpha_ж \theta_{осн} F_р E_р.} \qquad (19.29)$$

Таким образом, для расчета теплового потока по формуле (19.29) помимо исходных данных необходимо иметь значение коэффициента эффективности ребра $E_р$ для конкретных условий задачи.

Величина $E_р$ зависит как от геометрии и материала ребра, так и от условий теплоотдачи. Для плоского ребра (рис. 19.5, *а*) величину $E_р$ рассчитывают по формуле

$$\boxed{E_р = [\text{th}\,(mh)]/(mh),} \qquad (19.30)$$

где $\text{th}\,(mh) = (e^{mh} - e^{-mh})/(e^{mh} + e^{-mh})$ — гиперболический тангенс по аргументу mh; $m = \sqrt{2\alpha_ж/(\lambda_р \delta)}$ — вспомогательная величина; h, δ — высота и толщина ребра; $\lambda_р$ — теплопроводность материала ребра.

В зависимости от mh величина $E_р$ принимает значения:

mh	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,8	1,0
$E_р$	1	0,997	0,987	0,971	0,950	0,924	0,895	0,830	0,762
mh	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0
$E_р$	0,695	0,632	0,576	0,525	0,482	0,394	0,332	0,285	0,250

Форма сечений плоских ребер не является оптимальной с точки зрения максимального теплообмена и минимальной массы аппарата. Было установлено, что оптимальный профиль ребра, обеспечивающий минимальную массу при заданном

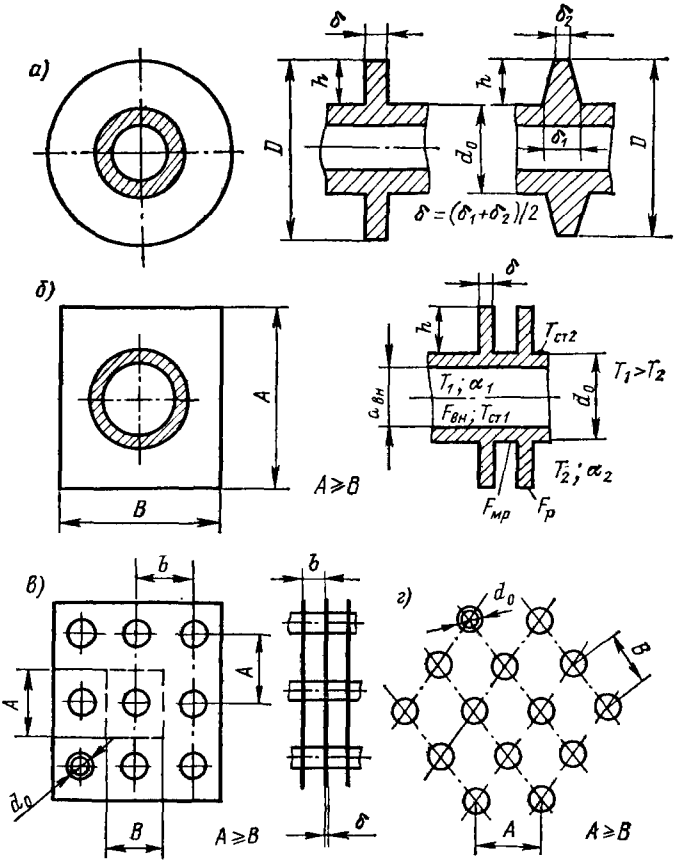


Рис. 19.6. Типы ребер на трубчатых поверхностях

тепловом потоке, образован дугами окружности. Широкое применение нашли треугольные и трапециевидные формы ребер, которые по массе мало отличаются от оптимальных, но значительно более технологичны.

В трубчатых аппаратах холодильных машин часто применяют круглые ребра постоянной и переменной толщины, а также квадратные и пластинчатые постоянной толщины (рис. 19.6). Коэффициент эффективности ребер постоянной толщины находят по формуле

$$E_р = [\text{th}\,(mh')]/(mh');\ mh' = (h'/\delta)\sqrt{2\text{Bi}}, \qquad (19.31)$$

где h' — приведенная высота ребра (табл 19.2); $\text{Bi} = \alpha_ж\delta/\lambda_р$ — критерий Био.

В специальной литературе приводятся зависимости для нахождения коэффициента $E_р$ для других типов ребер

Таблица 19.2

Формулы для расчета приведенной высоты ребра

Тип ребра	Номер рисунка	Расчетная формула
Круглое	19.6, *а*	$h' = h\,(1 + 0{,}805 \ln \rho)$; $\rho = D/d_0$; $h = 0{,}5\,(D - d_0)$
Прямоугольное ($A > B$); квадратное ($A = B$)	19.6, *б*	$h' = 0{,}5 d_0\,(\rho' - 1)\,(1 + 0{,}805 \ln \rho')$, $\rho' = 1{,}28\rho \sqrt{A/B - 0{,}2}$; $\rho = B/d_0$. При $A = B$ $\rho' = 1{,}15B/d_0$
Пластинчатые: коридорный пучок	19.6, *в*	Как для прямоугольного ребра
шахматный пучок	19.6, *г*	Как для прямоугольного ребра, но $\rho' = 1{,}27\rho \sqrt{A/B - 0{,}3}$; при $A = B$ $\rho' = 1{,}065B/d_0$

Действительный коэффициент теплоотдачи оребренной поверхности. При обтекании пучка оребренных труб изменяются условия теплоотдачи, на которые оказывает дополнительное влияние геометрия оребрения. Ввиду многообразия конструкций ребер в литературе приводится большое число расчетных зависимостей для нахождения коэффициентов теплоотдачи, характерных для группы подобных поверхностей.

Для случая поперечного обтекания труб с круглыми и прямоугольными ребрами Э. С. Карасина предложила критериальное уравнение

$$\mathrm{Nu}_{ж} = C\,\mathrm{Re}_{ж}^{n}\,(d_0/b)^{-0{,}54}\,(h/b)^{-0{,}14}, \qquad (19.32)$$

в котором за определяющий размер принят шаг ребер b, за определяющую скорость — скорость в узком сечении.

В случае круглых ребер: для шахматного пучка труб $C = 0{,}23$ и $n = 0{,}65$; для коридорного пучка $C = 0{,}104$ и $n = 0{,}72$.

В случае квадратных ребер: для шахматного пучка $C = 0{,}205$ и $n = 0{,}65$; для коридорного пучка $C = 0{,}096$ и $n = 0{,}72$.

Формула (19.32) справедлива для шахматного пучка при $\mathrm{Re} = 300 \div 22\,500$; $d_0/b = 2{,}4 \div 3{,}5$; $h/b = 0{,}36 \div 5{,}00$; для коридорного — при $\mathrm{Re} = 500 \div 25\,000$; $d_0/b = 3 \div 8$; $h/b = 0{,}36 \div 4{,}30$.

Неравномерность теплоотдачи по высоте ребер учитывается введением в уравнение (19.32) коэффициента $\psi \approx 0{,}85$.

Критериальные уравнения для расчета теплоотдачи при других типах оребрения приводятся в справочной литературе.

Приведенные коэффициенты теплоотдачи и теплопередачи оребренной поверхности. Различие площадей поверхности теплообмена, воспринимающих и отдающих теплоту, различие температур ребер и межреберного пространства, а также различие условий теплообмена отдельных участков теплообменной поверхности приводят к усложнению расчета процесса теплопередачи. Практически оказалось удобнее рассматривать и учитывать влияние всех этих факторов в целом. Для этого в расчетах передачи теплоты через оребренные поверхности вместо истинного коэффициента теплоотдачи пользуются усредненной величиной, называемой *приведенным коэффициентом теплоотдачи*. Эта величина получается из уравнения (19.27) и учитывает теплоотдачу поверхности ребер, поверхности гладкой части стенки и эффективность ребра:

$$\alpha_{пр} = Q/(F_{рас}\theta_{осн}) = Q/[F_{рас}\,(T_{осн} - T_{ж})], \qquad (19.33)$$

где $F_{рас}$ — расчетная площадь поверхности теплообмена.

Обычно в качестве $F_{рас}$ принимают наружную оребренную поверхность трубы, равную сумме площадей поверхности ребер и межреберных участков трубы ($F_{общ} = F_{р} + F_{мр}$) или наружную поверхность гладкой трубы ($F_{осн} = \pi d_0 l$), взятую по диаметру основания ребер.

Рассмотрим передачу теплоты через о р е б р е н н у ю п о в е р х н о с т ь т р у б ы (рис. 19.6, *б*). Температуры сред T_1 и T_2 постоянны, причем $T_1 > T_2$. Коэффициенты теплоотдачи α_1 и α_2 сред, омывающих внутреннюю и наружную поверхности трубы, не изменяются. Температура ребра изменяется только по его высоте, теплоотдача с торцов ребер равна нулю. Тепловой поток Q, передаваемый наружной оребренной поверхностью к менее нагретой среде, будет складываться из теплоты, переданной ребрами $Q_р$ и межреберным пространством $Q_{мр}$. В соответствии с законом Ньютона — Рихмана

$$Q = Q_р + Q_{мр} = \alpha_2\,(\overline{T}_{ст\,2} - T_2)\,F_р + \alpha_2\,(\overline{T}_{ст\,2} - T_2)\,F_{мр},$$

где $\overline{T}_{ст2}$ — средняя температура стенки трубы и ребра.

Заменив разности температур избыточными температурами и введя коэффициент эффективности ребра, имеем

$$Q = \alpha_2\theta_m F_р + \alpha_2\theta_{осн}F_{мр} = \alpha_2\theta_{осн}\,(F_р\theta_m/\theta_{осн} + F_{мр}),$$

или

$$Q = \alpha_2\theta_{осн}\,(F_р E_р + F_{мр}). \qquad (19.34)$$

Подставив выражение (19.34) в уравнение (19.33), получим

$$\alpha_{пр} = \alpha_2\,(F_р E_р/F_{рас} + F_{мр}/F_{рас}). \qquad (19.35)$$

Приведенный коэффициент теплоотдачи может быть отнесен или к общей оребренной поверхности трубы (тогда $F_{рас} = F_{общ}$),

или к неоребренной наружной поверхности (тогда $F_{\text{рас}} = F_{\text{осн}}$):

$$\alpha_{\text{пр. общ}} = \alpha_2 (F_{\text{р}} E_{\text{р}} / F_{\text{общ}} + F_{\text{мр}} / F_{\text{общ}}); \tag{19.36}$$

$$\alpha_{\text{пр. осн}} = \alpha_2 (F_{\text{р}} E_{\text{р}} / F_{\text{осн}} + F_{\text{мр}} / F_{\text{осн}}). \tag{19.37}$$

В этих уравнениях площади поверхностей принимают или для трубы длиной 1 м, или для участка трубы, включающего одно ребро и один межреберный промежуток.

В установившемся тепловом режиме передачу теплоты от одной среды к другой через разделяющую ребристую стенку можно разделить на три этапа и записать для них уравнения, аналогичные (19.1):

1) теплоотдача от первой среды с температурой T_1 к внутренней поверхности трубы с температурой $T_{\text{ст1}}$ (рис. 19.6, *б*)

$$Q = \alpha_1 F_{\text{вн}} (T_1 - T_{\text{ст 1}}); \tag{19.38}$$

2) теплопроводность через стенку трубы без учета влияния ее кривизны, т. е. когда $d_{\text{вн}}/d_0 \to 1$,

$$Q = (\lambda_{\text{ст}}/\delta_{\text{ст}}) (T_{\text{ст 1}} - T_{\text{ст 2}}) (F_{\text{вн}} + F_{\text{осн}})/2, \tag{19.39}$$

где $\delta_{\text{ст}} = 0{,}5 (d_0 - d_{\text{вн}})$ — толщина стенки; $(F_{\text{вн}} + F_{\text{осн}})/2$ — поверхность трубы по среднему диаметру;

3) теплоотдача от наружной ребристой поверхности ко второй среде с температурой T_2 при условии, что тепловой поток отнесен к общей оребренной поверхности стенки,

$$Q = \alpha_{\text{пр. общ}} F_{\text{общ}} (T_{\text{ст 2}} - T_2). \tag{19.40}$$

Решив уравнения (19.38)—(19.40) относительно частных температурных напоров, просуммировав их правые и левые части, запишем полученное выражение относительно Q, разделив предварительно числитель и знаменатель на $F_{\text{общ}}$:

$$Q = \frac{F_{\text{общ}} (T_1 - T_2)}{(1/\alpha_1)(F_{\text{общ}}/F_{\text{вн}}) + (\delta_{\text{ст}}/\lambda_{\text{ст}})[2F_{\text{общ}}/(F_{\text{вн}} + F_{\text{осн}})] + 1/\alpha_{\text{пр. общ}}}. \tag{19.41}$$

Знаменатель уравнения (19.41) является *приведенным термическим сопротивлением оребренной трубы*, отнесенным к поверхности $F_{\text{общ}}$. Обратная ему величина называется *приведенным коэффициентом теплопередачи оребренной трубы*, отнесенным к той же поверхности $F_{\text{общ}}$:

$$k_{\text{пр. общ}} = \frac{1}{(1/\alpha_1)\beta + (\delta_{\text{ст}}/\lambda_{\text{ст}})[2F_{\text{общ}}/(F_{\text{вн}} + F_{\text{осн}})] + 1/\alpha_{\text{пр. общ}}}, \tag{19.42}$$

где $\beta = F_{\text{общ}}/F_{\text{вн}}$ — коэффициент оребрения.

Аналогично можно было бы получить формулы для приведенных коэффициентов теплопередачи, отнесенных к $F_{\text{осн}}$ или $F_{\text{вн}}$.

Чаще всего в расчетах приведение делают к наружной $F_{общ}$ или внутренней $F_{вн}$ поверхности. В последнем случае

$$Q = k_{пр.\ вн} F_{вн} (T_1 - T_2), \qquad (19.43)$$

где

$$k_{пр.\ вн} = \frac{1}{(1/\alpha_1) + (\delta_{ст}/\lambda_{ст})\,[2F_{вн}/(F_{вн} + F_{осн})] + 1/(\beta\alpha_{пр.\ вн})}. \qquad (19.44)$$

Из формул (19.42) и (19.44) следует, что $k_{пр.\ вн} = k_{пр.\ общ}\beta$. Таким образом, при расчете коэффициентов теплопередачи необходимо отнести их к какой-либо поверхности и далее в расчетах использовать или уравнения (19.41) и (19.42), если за расчетную поверхность принята $F_{общ}$, или уравнения (19.43), (19.44), если за расчетную поверхность принята $F_{вн}$.

§ 19.5. ТЕПЛООБМЕННЫЕ АППАРАТЫ ХОЛОДИЛЬНЫХ МАШИН

19.5.1. Классификация теплообменных аппаратов, конструктивные решения

Теплообменным аппаратом называется устройство, служащее для передачи теплоты от одной среды к другой.

Классификация. По принципу взаимодействия сред аппараты разделяются на поверхностные и аппараты смешения.

В аппаратах смешения происходит слияние потоков одного и того же вещества, имеющих различную температуру. При этом практически невозможно определить площадь поверхности их теплообмена, так как происходит взаимопроникновение частиц каждого из потоков. Примером таких аппаратов является смеситель горячей и холодной воды.

В поверхностных аппаратах перенос теплоты от одной среды к другой происходит через поверхность раздела сред, которая может быть или выполнена из инородного материала, или образована в процессе непосредственного взаимодействия сред. Поверхностные аппараты по способу организации поверхности и ее роли в процессе теплообмена подразделяют на рекуперативные, контактные и регенеративные.

В *рекуперативных* аппаратах обменивающиеся теплом среды разделены инородной поверхностью теплообмена (стенкой), которая играет пассивную роль — разделения сред. Поверхность теплообмена при этом постоянна и определяется конструкцией аппарата.

В *контактных* аппаратах теплота от одной среды к другой переносится при их непосредственном взаимодействии (контакте). В отличие от аппаратов смешения, в контактных аппаратах имеется поверхность раздела обменивающихся теплотой сред. Однако эта поверхность зависит не только от конструкции аппарата, но и от условий его работы. Это же отличает контактные аппараты от ре-

куперативных, в которых поверхность теплообмена определяется только конструкцией. Примером контактных аппаратов являются оросительные камеры, градирни и т. д., в которых обмениваются теплотой взаимно нерастворимые среды одинакового или различного фазового состояния.

В *регенеративных* аппаратах горячая и холодная среды омывают одну и ту же поверхность теплообмена попеременно. Обычно внутри таких аппаратов помещают насадку (наполнитель), которая служит аккумулятором теплоты. В качестве насадки используют кольца Рашига, пакеты гофрированных металлических лент, металлические сетки и др. Поверхностью теплообмена в этих аппаратах является поверхность насадки. Горячая среда в течение некоторого времени омывает насадку и нагревает ее. Затем на ту же насадку подают холодную среду, которая нагревается, охлаждая насадку. В связи с тем, что в регенеративных аппаратах процессы нагрева и охлаждения осуществляются периодически, для организации непрерывной работы установки их обычно компонуют из двух аппаратов. Тогда в одно и то же время через один аппарат проходит горячая среда, а через другой — холодная.

Кроме рассмотренных типов существуют аппараты с внутренними источниками теплоты; выделяющаяся внутри них теплота отводится охлаждающей средой. Подобные аппараты используются в холодильной технике для охлаждения бетона при строительстве плотин, замораживания грунта и создания искусственных катков.

Конструктивные решения. В холодильной технике в основном применяются аппараты рекуперативного типа. Исключение составляют градирни, контактные воздухоохладители и испарительные конденсаторы. В зависимости от назначения и условий работы аппараты имеют различные конструктивные решения (рис. 19.7).

В аппаратах *погружного типа* (рис. 19.7, *а*) хладагент движется внутри труб змеевика или панели, а вода или рассол находится в баке. Циркуляция рассола обеспечивается мешалками Применение таких испарителей ограничивается недостатками, связанными с наличием открытой рассольной системы.

Наибольшее распространение в холодильной технике получили *кожухотрубные* аппараты. На рис. 19.7, *б* показаны конструкции двух кожухотрубных испарителей. В первом холодильный агент *ХА* кипит в межтрубном пространстве, охлаждая хладоноситель *ХН*, текущий по трубам. Во втором испарителе хладоноситель течет в межтрубном пространстве, в котором установлены перегородки для лучшего омывания труб хладоносителем. В связи с тем, что коэффициент теплоотдачи при кипении хладагентов R12, R22 ниже коэффициентов теплоотдачи со стороны хладоносителя, поверхность со стороны хладагента оребряется. Может быть как наружное, так и внутреннее оребрение труб.

На рис. 19.7, *в* представлены конструкции горизонтального и вертикального кожухотрубных конденсаторов. Горячий паробб-

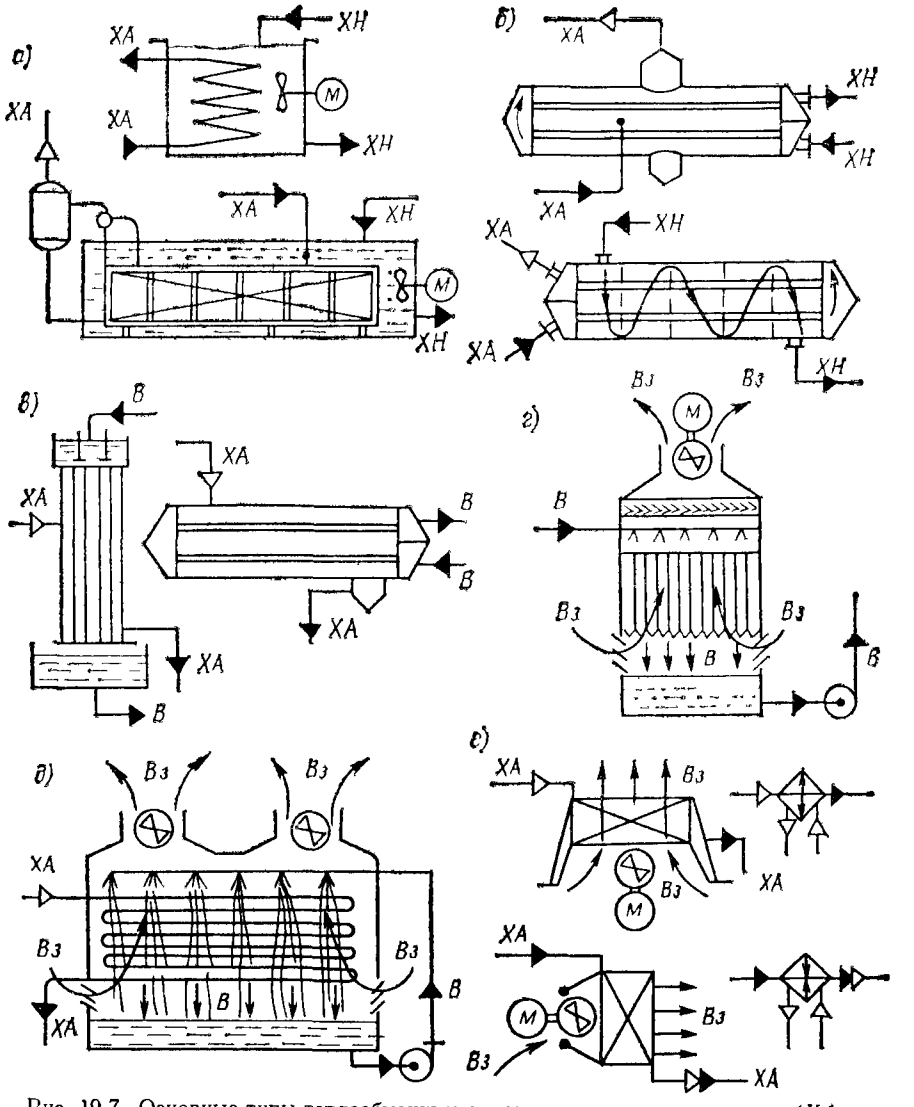


Рис. 19.7. Основные типы теплообменных аппаратов холодильных машин (*ХА* —, хладагент; *ХН* — хладоноситель)

разный хладагент попадает в межтрубное пространство аппарата где конденсируется на холодной поверхности труб, по которым протекает вода *В*.

Для охлаждения воды в системе оборотного водоснабжения широко используют вентиляторные градирни с насадкой различных типов (рис. 19.7, *г*). Вода *В* в них разбрызгивается форсунками и стекает по насадке вниз. Навстречу движется воздух *Вз*.

Некоторое количество воды при этом испаряется. Для интенсификации процесса испарения увеличивают скорость движения воздуха относительно поверхности воды за счет вентилятора. В таких градирнях используют капиллярную пленочную насадку, образованную пластмассовыми листами или алюминиевой фольгой.

Все большее применение получают испарительные конденсаторы (рис. 19.7, *д*), в которых конденсатор и градирня объединены в один агрегат. Вода испаряется с увлажненной поверхности труб конденсатора за счет конденсирующегося в змеевике хладагента. Вся теплота, отведенная от хладагента в конденсаторе, воспринимается воздухом *Вз*.

Конструкции воздушных конденсаторов и воздухоохладителей аналогичны (рис. 19.7, *е*). Это пучки стальных, оребренных со стороны воздуха труб с принудительным обдувом поверхности вентилятором. В малых и средних холодильных установках, работающих на фторированных хладагентах, воздушные конденсаторы и воздухоохладители выполняют из оребренных медных труб.

19.5.2. Основные положения теплового расчета

Несмотря на многообразие конструктивных типов и принципов работы аппаратов процессы теплообмена в них подчиняются общим закономерностям, и основные положения методики их расчета могут быть рассмотрены в общей постановке.

При тепловом расчете аппаратов могут возникнуть две основные задачи.

1. При заданных параметрах потоков на входе и выходе из аппарата и типе теплообменной поверхности определить требуемую площадь поверхности теплообмена и произвести конструктивную его разработку.

2. Для реально существующего аппарата при заданных параметрах потоков на входе определить количество передаваемой теплоты и параметры потоков на выходе из аппарата.

Первая задача типична для конструктивного расчета, а вторая — для проверочного. Тепловой расчет теплообменных аппаратов (конструктивный и проверочный) базируется на уравнениях теплового баланса и теплопередачи. Рассмотрим их для случая стационарного теплообмена.

Уравнение теплового баланса. Для рекуперативного аппарата, если пренебречь тепловыми потерями в окружающую среду, можно написать уравнение баланса теплоты на бесконечно малой поверхности

$$dQ = M_1 di_1 = M_2 di_2 = \ldots, \qquad (19.45)$$

где dQ — тепловой поток, передаваемый поверхностью dF; M_1, M_2 — массовые расходы обменивающихся теплотой сред; i_1, i_2 — энтальпии потоков первой и второй сред на участке dF.

Для теплообмена с однофазными тепло- и хладоносителями уравнение (19.45) удобнее представить в виде

$$dQ = M_1 c_{p1}\, dT_1 = M_2 c_{p2} dT_2 = \ldots, \qquad (19.46)$$

где c_{p1}, c_{p2} — удельные теплоемкости первого и второго потоков при их средних на элементе dF температурах T_1 и T_2.

Произведение Mc_p (Вт/К) является полной теплоемкостью потока с массовым расходом M при температуре T. Ее обозначают W и называют *тепловым* или *водяным эквивалентом потока.*

Для первой и второй сред имеем $W_1 = M_1 c_{p1}$; $W_2 = M_2 c_{p2}$. Тогда выражение (19.46) можно представить в виде

$$dQ = W_1\, dT_1 = W_2\, dT_2, \text{ или } \boxed{dT_1/dT_2 = W_2/W_1.} \qquad (19.47)$$

Из уравнения (19.47) следует, что отношение изменения температур сред на любом локальном участке теплообменной поверхности обратно пропорционально тепловым эквивалентам потоков. Если рассматривать процесс теплообмена на всей поверхности, то в результате интегрирования уравнения (19.45) получим

$$\boxed{Q = M_1 (i_1' - i_1'') = M_2 (i_2'' - i_2'),} \qquad (19.48)$$

где индексы ′ и ″ относятся к параметрам потока на входе и выходе.

Условно принято, что теплота передается от первой среды ко второй.

Аналогично уравнению (19.47) в случае теплообмена с однофазными тепло- и хладоносителями для аппарата в целом можно записать

$$\boxed{Q = \overline{W}_1 (T_1' - T_1'') = \overline{W}_2 (T_2'' - T_2'),} \qquad (19.49)$$

где $\overline{W}_1 = M_1 \bar{c}_{p1}$, $\overline{W}_2 = M_2 \bar{c}_{p2}$ — средние тепловые эквиваленты потоков в аппарате; $\bar{c}_{p1}$, $\bar{c}_{p2}$ — средние удельные теплоемкости потоков.

Выражение (19.49) является уравнением теплового баланса аппарата. В аппаратах с фазовыми переходами (конденсаторах, испарителях) температура хладагента в процессах конденсации и кипения не изменяется, что соответствует бесконечно большой теплоемкости и тепловому эквиваленту хладагента $W_a = \infty$.

Уравнение теплопередачи. Для бесконечно малой поверхности аппарата уравнение теплопередачи имеет вид

$$dQ = k\theta dF, \qquad (19.50)$$

где k — локальное значение коэффициента теплопередачи; $\theta = T_1 - T_2$ — температурный напор на участке поверхности dF.

В общем случае температурный напор и коэффициент теплопередачи на различных участках теплопередающей поверхности

в процессе теплообмена изменяются. Следовательно, для нахождения теплового потока, передаваемого в аппарате, необходимо проинтегрировать уравнение (19.50):

$$Q = \int_0^F k\theta\, dF = kF\theta_m = \bar{q}_F F, \qquad (19.51)$$

где $\theta_m = (1/F)\int_0^F \theta dF$ — средний по поверхности температурный напор.

Выражение (19.51) является уравнением теплопередачи в аппарате. Из него обычно определяют требуемую поверхность теплообмена

$$\boxed{F = Q/(k\theta_m) = Q/\bar{q}_F.} \qquad (19.52)$$

Средний температурный напор. Характер изменения температурного напора на участках аппарата зависит не только от тепловых эквивалентов сред, но и от схемы их движения. Наиболее простыми схемами движения сред являются: *прямоток* (рис. 19.8, *а*), *противоток* (рис. 19.8, б), *перекрестный ток* (рис. 19.8, *в*). Существуют аппараты и с более сложными схемами движения потоков: *смешанной* (рис. 19.8, *г*), совмещающей прямоток и противоток; *многократно перекрестного тока* (рис. 19.8, *д*).

В случае если одна из сред не меняет свою температуру ($W = \infty$), направление движения не оказывает влияния на средний перепад температур для любой из схем движения. На рис. 19.9, *а*, *б* представлены функциональные схемы и характер изменения температур в испарителе, конденсаторе и рекуперативном теплообменнике холодильной машины. В испарителе хладагент кипит при постоянной температуре $T_0 = T_{a_1}$ и затем перегревается до температуры T_{a_2}, при этом хладоноситель охлаждается от T_{b_1}

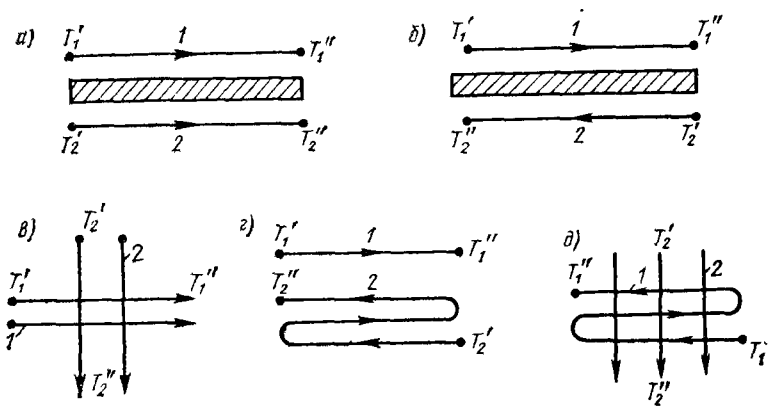


Рис. 19.8. Схемы движения сред в аппаратах

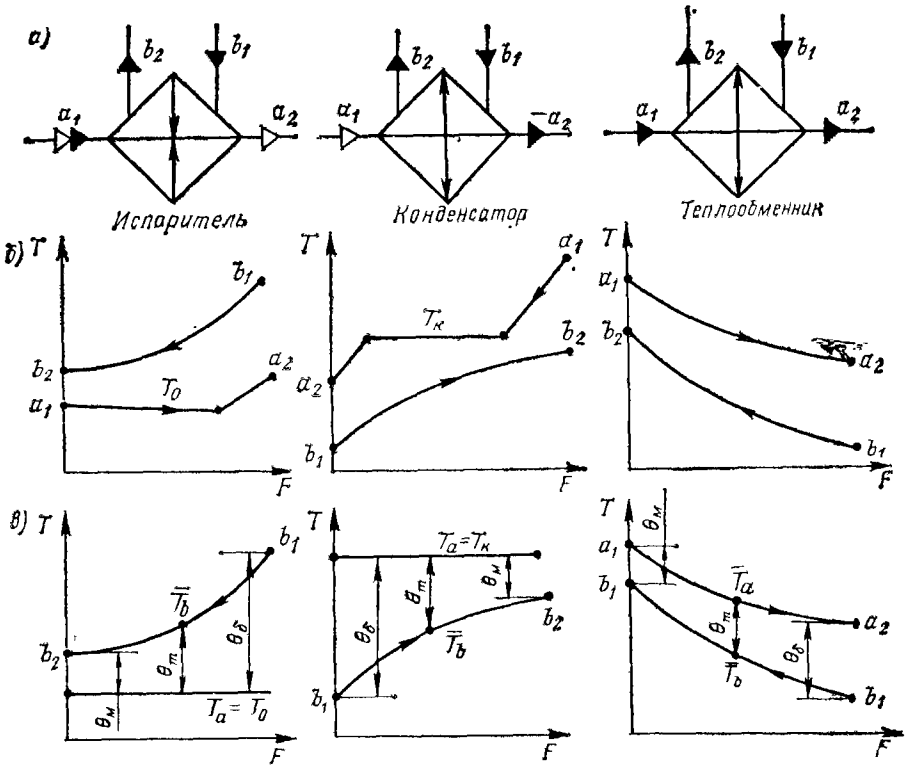


Рис. 19.9. Характер изменения температур сред в аппаратах

до T_{b_2}. В конденсаторе перегретый пар, поступая в аппарат с температурой T_{a_1}, охлаждается до температуры конденсации $T_к$ (сбив перегрева), конденсируется при этой температуре, а затем конденсат охлаждается до температуры T_{a_2} (переохлаждение). Среда, охлаждающая конденсатор, изменяет свою температуру от T_{b_1} до T_{b_2}. В рекуперативном теплообменнике жидкий хладагент охлаждается от температуры T_{a_1} до температуры T_{a_2}, а парообразный хладагент нагревается от T_{b_1} до T_{b_2}. Из рис. 19.9, *б* видно, что в испарителе и конденсаторе процессы изменения состояния хладагента имеют разную природу (как с фазовым переходом, так и без него).

Невозможность разделения этих процессов в реальных аппаратах приводит к необходимости использовать при расчетах условную схему изменения температур по хладагенту (рис. 19.9, *в*). Обычно принимают $T_{a_1} = T_{a_2} = T_a$, при этом для испарителя $T_a = T_0$, а для конденсатора $T_a = T_к$. Средний температурный напор в аппарате определяют по формуле

$$\theta_m = (\theta_б - \theta_м)/\ln(\theta_б/\theta_м), \qquad (19.53)$$

где $\theta_б$, $\theta_м$ — больший и меньший температурные напоры в аппарате.

Величину θ_m, определенную по формуле (19.53), называют *среднелогарифмическим температурным напором*, который получен в результате теоретического решения Грасгофа для аппаратов, имеющих постоянные тепловые эквиваленты потоков и не зависящие от локальной разности температур коэффициенты теплопередачи. Следует отметить, что в испарителях и конденсаторах локальные коэффициенты теплопередачи зависят от разности температур, и уравнение (19.53) является для этих условий приближенным. Если температуры сред изменяются по поверхности аппарата незначительно, то средний температурный напор можно определить как среднеарифметический $\theta_m = 0{,}5\,(\theta_б + \theta_м)$. Среднеарифметический напор всегда больше среднелогарифмического, и при $\theta_б/\theta_м < 2$ они различаются не более чем на 3 %. Для сложных схем движения θ_m рассчитывают как для противотока и умножают на поправочный коэффициент ε_θ, значения которого для различных схем движения приводятся в специальной литературе. Для конденсаторов и испарителей $\varepsilon_\theta = 1$.

Коэффициент теплопередачи и средняя плотность теплового потока. Ранее были получены выражения для расчета коэффициентов теплопередачи оребренных и неоребренных стенок при условии неизменной разности температур и коэффициентов теплоотдачи на любом элементе поверхности. Если в реальном аппарате сохраняются аналогичные условия, то расчет коэффициентов теплопередачи может быть выполнен по зависимостям, приведенным в §§ 19.1, 19.2, 19.4.

В ряде практических случаев, когда коэффициенты теплоотдачи сред мало изменяются по поверхности аппарата, можно рассчитать среднее для аппарата значение коэффициента теплопередачи k. При одинаковых параметрах обменивающихся теплотой сред (расходах, температурах, средних скоростях движения) значение k зависит от той поверхности, к которой его относят. При отнесении к наружной поверхности теплообмена, по аналогии с уравнением (19.42),

$$k_н = 1/[1/\alpha_н + (F_н/F_{т.с\,j}) \sum (\delta_i/\lambda_i) + (1/\alpha_{вн})\,(F_н/F_{вн})]; \quad (19.54)$$

при отнесении к внутренней поверхности

$$k_{вн} = 1/[(1/\alpha_н)\,(F_{вн}/F_н) + (F_{вн}/F_{т.с\,j}) \sum (\delta_i/\lambda_i) + 1/\alpha_{вн}], \quad (19.55)$$

где $\sum (\delta_i/\lambda_i)$ — термическое сопротивление стенки с учетом загрязнений; $F_{т.с\,j}$ — площадь j-й загрязненной поверхности; принимают $F_{т.с\,1} = F_{вн}$ при расчете термического сопротивления с внутренней стороны, $F_{т.с2} = F_{ср} = 0{,}5\,(F_н + F_{вн})$ при расчете термического сопротивления стенки аппарата, $F_{т.с\,3} = F_н$ при расчете термического сопротивления с наружной стороны.

Уравнения (19.54), (19.55) применимы в случаях, когда эффективность ребер $E_р \approx 1$, что имеет место в кожухотрубных

конденсаторах и испарителях с медными трубками и накатными ребрами малой высоты и сравнительно большой толщины. Если $E_р < 1$, например в оребренных воздушных конденсаторах, воздухоохладителях и т. д., то в выражениях (19.54) и (19.55) вместо коэффициентов теплоотдачи со стороны оребренной поверхности подставляют приведенные коэффициенты теплоотдачи, рассчитанные согласно § 19.4. Тогда при наружном оребрении:

$$k_н = 1/[\beta/\alpha_{вн} + (F_н/F_{т.\,с\,j}) \sum (\delta_i/\lambda_i) + 1/\alpha_{пр.\,н}]; \quad (19.56)$$

$$k_{вн} = 1/[1/\alpha_{вн} + (F_н/F_{т.\,с\,j}) \sum (\delta_i/\lambda_i) + 1/(\alpha_{пр.\,н}\beta)]. \quad (19.57)$$

Средняя плотность теплового потока:

$$\bar{q}_{F_н} = k_н\theta_m; \ \bar{q}_{F_{вн}} = k_{вн}\theta_m. \quad (19.58)$$

Очевидно, что $\bar{q}_{F_н}\beta = \bar{q}_{F_{вн}}$.

19.5.3. Аналитический и графоаналитический методы теплового расчета аппарата

Как отмечалось ранее, тепловой расчет аппаратов выполняют при конструктивном и проверочном расчетах. Рассмотрим методы и последовательность конструктивного расчета как более общего.

При конструктивном расчете заданы:

1) тип аппарата и общие геометрические характеристики поверхности теплообмена (размеры труб, оребрения, материалы, $\delta_{ст}$ и др.);

2) параметры сред на входе и выходе из аппарата (температуры, давления, паросодержания и т. д.);

3) тепловая мощность аппарата или расход сред; характерные скорости обтекания поверхности теплообмена средами для аппаратов с вынужденным конвективным движением.

При такой постановке задачи задан действительный характер изменения температур в аппарате (см. рис. 19.9, *б*). Расходы сред определяются из теплового баланса [см. уравнение (19.48)]:

$$M_a = Q/(i_{a_1} - i_{a_2}); \ M_b = Q/(i_{b_1} - i_{b_2}). \quad (19.59)$$

Тепловой поток Q имеет знак минус, если теплота отводится от данной среды, и плюс, если подводится. Если задан расход одной из сред, то из уравнения (19.48) находят тепловой поток и расход другой среды. Дальше расчет ведут в следующем порядке.

1. По принятой расчетной схеме изменения температур (см. рис. 19.9, *в*) определяют $\theta_б$, $\theta_м$, $\theta_б/\theta_м$ и средний температурный напор θ_m. Последний находят из выражения (19.53).

2. Определяют средние параметры потоков в аппарате и свойства сред при этих параметрах. Для испарителей и конденсаторов принимают $\overline{T}_a = T_a$; $\overline{T}_b = T_a \pm \theta_m$, где знак плюс — для испарителей, минус — для конденсаторов. Для рекуперативных теплообменников, потоки которых не претерпевают фазовых превраще-

ний, среднюю температуру потока с бо́льшим тепловым эквивалентом принимают равной среднеарифметической, а другого потока — выражают через среднюю температуру первого и температурный напор θ_m. Например, в соответствии с рис. 19.9, *в* для третьего случая (противоточного теплообменника) $\overline{T}_a = 0{,}5\,(T_{a_1} + T_{a_2})$; $\overline{T}_b = \overline{T}_a - \theta_m$.

3. Выбирают необходимые уравнения для расчета коэффициентов теплоотдачи каждой из сред в зависимости от характера процессов (вынужденная или свободная конвекция, кипение или конденсация и т. д.) и геометрии поверхности теплообмена.

4. Анализируют зависимости коэффициентов теплоотдачи от температурных напоров для каждой из сред.

5. Выбирают метод расчета средней плотности теплового потока $\bar{q}_F$. С выбором способа определения $\bar{q}_F$ и связано отличие аналитического и графоаналитического методов расчета.

При *независимых* от температурных напоров коэффициентах теплоотдачи обеих сред предпочтительнее а н а л и т и ч е с к и й м е т о д, основанный на использовании коэффициентов теплопередачи. Этот метод изложен в п. 19.5.2.

Если в процессе теплообмена коэффициент теплоотдачи хотя бы одной среды *зависит* от температурного напора, то и в этом случае можно применить аналитический метод, но расчет будет более трудоемким, так как требует последовательных приближений. В этом случае поступают следующим образом. Задаются средней температурой стенки. В первом приближении можно принять $\overline{T}_{ст} = 0{,}5\,(T_a + T_b)$. Для принятой средней температуры стенки $\overline{T}_{ст}$ и заданной средней температуры потока, например $\overline{T}_a$, рассчитывают средний коэффициент теплоотдачи $\bar{\alpha}_a$ и коэффициент теплопередачи $\bar{k}$, отнесенный к выбранной определяющей поверхности (внутренней, наружной и т. д.). Затем проверяют, соответствует ли выбранная температура $\overline{T}_{ст}$ значению, отвечающему условию стационарного процесса $\bar{\alpha}_a\,(\overline{T}_{ст} \pm \overline{T}_a) = \bar{k}\theta_m$, откуда

$$\overline{T}_{ст} = (\bar{k}\theta_m/\bar{\alpha}_a) \pm \overline{T}_a, \qquad (19.60)$$

где знак плюс соответствует случаю $\overline{T}_{ст} < T_a$, а минус — $\overline{T}_{ст} > T_a$.

При несовпадении принятого и полученного по уравнению (19.60) значений $\overline{T}_{ст}$ эту температуру уточняют и расчет повторяют, и так до тех пор, пока они не совпадут. По коэффициенту теплопередачи и полученному при этом среднему температурному напору θ_m находят среднюю плотность теплового потока $\bar{q}_F$, отнесенную к соответствующей поверхности.

В таких случаях, т. е. когда хотя бы один из коэффициентов теплоотдачи сред *зависит* от температурного напора, более легким является г р а ф о а н а л и т и ч е с к и й м е т о д определения средней плотности теплового потока.

Графоаналитический метод нахождения $\bar{q}_F$ основан на графическом определении равенства приведенных к одной и той же поверхности теплообмена плотностей тепловых потоков (при стационарном процессе), передаваемых от первой среды к стенке и от стенки ко второй среде:

$$\bar{q}_F = \bar{q}_{Fa} = \bar{q}_{Fb};\ \bar{q}_F = \bar{\alpha}_a\theta_a = \bar{\alpha}_b\theta_b = \bar{k}\theta_m. \qquad (19.61)$$

Рассмотрим этот метод на примере расчета кожухотрубного неоребренного испарителя и конденсатора холодильной машины, в которых процессы теплообмена с фазовыми переходами (кипение, конденсация) происходят снаружи труб, а однофазного конвективного теплообмена хладоносителя или воды — внутри труб. Предположим, что с обеих сторон поверхности имеются загрязнения, оцениваемые термическими сопротивлениями $R_н = \delta_н/\lambda_н$; $R_{вн} = \delta_{вн}/\lambda_{вн}$. Термическое сопротивление непосредственно стенки оценивается величиной $R_{ст} = \delta_{ст}/\lambda_{ст}$. На рис. 19.10, *а* представлен характер изменения температур в поперечном сечении трубы для испарителя, а на рис. 19.10, *б* — для конденсатора. Будем относить расчетную среднюю плотность теплового потока к наружной поверхности, на которой происходят фазовые переходы, и считать, что коэффициент теплоотдачи $\bar{\alpha}_a$ зависит от температурного напора, т. е. от плотности теплового потока.

Например, для расчета коэффициентов теплоотдачи при развитом пузырьковом кипении в кожухотрубных аппаратах используют зависимости вида

$$\bar{\alpha}_a = C_0 q_F^n F(\pi)\,(R_z/R_{эт})^m\,\varepsilon_n\varepsilon_м. \qquad (19.62)$$

Здесь обозначения аналогичны приводимым в § 17.6.

При неизменной температуре кипения и одинаковой геометрии аппарата выражение (19.62) можно представить в виде

$$\bar{\alpha}_a = B_1 q_F^n, \qquad (19.63)$$

где $B_1 = C_0 F(\pi)\,(R_z/R_{эт})^m\,\varepsilon_n\varepsilon_m$ — постоянная, учитывающая влияние на теплообмен всех факторов, кроме плотности теплового потока $\bar{q}_F$.

Для конденсатора расчетная формула коэффициентов теплоотдачи при конденсации на многорядном пучке труб имеет вид (см. § 17.7)

$$\bar{\alpha}_a = C\sqrt[4]{r g \rho^2 \lambda^3/(\mu\theta d_н)}\;\varepsilon_n\varepsilon_p\varepsilon_w\varepsilon_\sigma. \qquad (19.64)$$

При постоянной температуре конденсации и неизменной конструкции аппарата уравнение (19.64) можно представить в виде

$$\bar{\alpha}_a = B_2\theta^{-1/4}, \qquad (19.65)$$

где $B_2 = C\sqrt[4]{r g \rho^2 \lambda^3/(\mu d_н)}\;\varepsilon_n\varepsilon_p\varepsilon_w\varepsilon_\sigma$ — постоянная, учитывающая влияние на теплообмен всех факторов, кроме температурного напора θ.

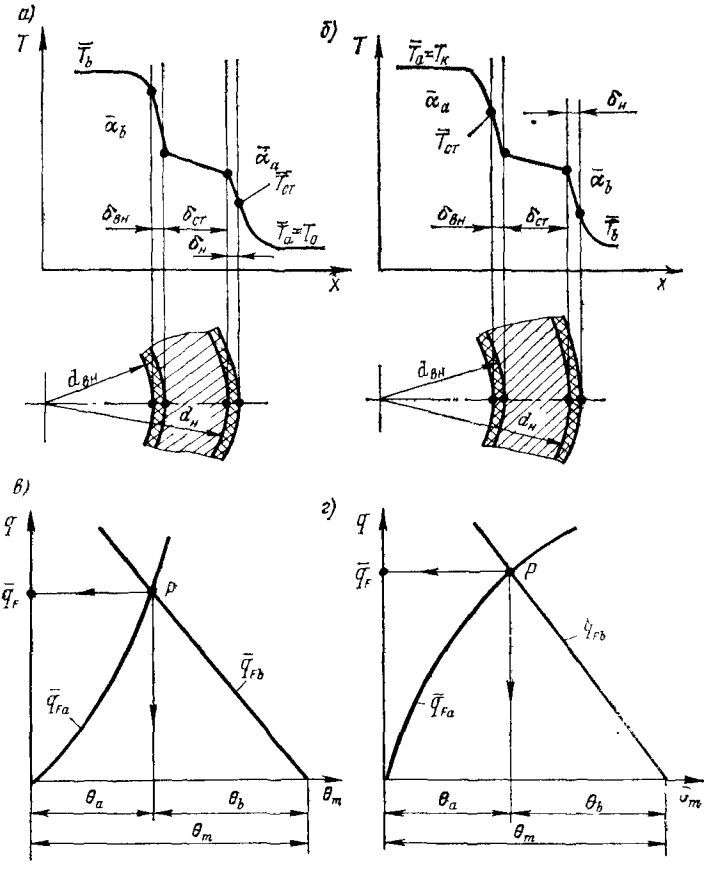


Рис. 19.10. К графоаналитическому расчету: *а*, *в* — испарителя; *б*, *г* — конденсатора

Для графоаналитического расчета зависимости (19.63) и (19.65) представляют в виде функции $\bar{q}_F = f(\theta)$. Из уравнения (19.63) $\bar{\alpha}_a = B_1 q_F^n = \bar{q}_F/\theta_a$ можно получить

$$\boxed{\bar{q}_F = (B_1\theta_a)^{1/(1-n)},} \qquad (19.66)$$

где $\theta_a = \overline{T}_{ст} - \overline{T}_a$ (рис. 19.10, *а*).

Аналогично из уравнения (19.65) $\bar{\alpha}_a = B_2\theta^{-1/4} = \bar{q}_F/\theta_a$ получаем

$$\boxed{\bar{q}_F = B_2\theta_a^{3/4},} \qquad (19.67)$$

где $\theta_a = \overline{T}_a - \overline{T}_{ст}$ (рис. 19.10, *б*).

Плотность теплового потока от внутренней стенки трубы к воде (конденсатор) или от хладоносителя к стенке трубы (испаритель) с учетом всех термических сопротивлений, кроме сопротивления со стороны хладагента, определяется по формуле

$$\bar{q}_F = \theta_b/[(1/\alpha_b)(F_{\text{рас}}/F_{\text{вн}})] + (\delta_{\text{ст}}/\lambda_{\text{ст}})(F_{\text{рас}}/F_{\text{т. с}}) + \\ + (\delta_{\text{вн}}/\lambda_{\text{вн}})(F_{\text{рас}}/F_{\text{вн}}) + (\delta_{\text{н}}/\lambda_{\text{н}})(F_{\text{рас}}/F_{\text{н}}). \qquad (19.68)$$

Здесь плотность теплового потока должна быть отнесена к наружной поверхности, т. е. $F_{\text{рас}} = F_{\text{н}}$, как было принято при определении $\bar{\alpha}_a$. Температурный напор $\theta_b = \overline{T}_b - \overline{T}_{\text{ст}}$ для расчета испарителя и $\theta_b = \overline{T}_{\text{ст}} - \overline{T}_b$ — конденсатора. Для неоребренных труб $F_{\text{н}}/F_{\text{вн}} = d_{\text{н}}/d_{\text{вн}}$; $F_{\text{н}}/F_{\text{т. с}} = 2d_{\text{н}}/(d_{\text{н}} + d_{\text{вн}})$.

При графоаналитическом методе (рис. 19.10, *в*, *г*) по оси абсцисс в масштабе откладывают значение θ_m. Из противоположных концов полученного отрезка, задаваясь рядом значений θ_a и θ_b, строят зависимости $\bar{q}_{Fb} = f(\theta_b)$ и $\bar{q}_{Fa} = f(\theta_a)$, используя уравнения (19.66)—(19.68), причем выражение (19.68) является уравнением прямой линии, т. е. для ее построения достаточно двух точек, одна из которых соответствует $\theta_a = 0$, а вторая любой величине. При этом $\theta_a + \theta_b = \theta_m$, а величины θ_a и θ_b изменяются от 0 до θ_m. Пересечение кривых на графике — точка P (рис. 19.10, *в* для испарителя и рис. 19.10, *г* для конденсатора) соответствует стационарному режиму работы аппарата, при котором $\bar{q}_{Fa} = \bar{q}_{Fb} = \bar{q}_F$.

6. По известному значению средней плотности теплового потока $\bar{q}_F$, отнесенного к наружной поверхности, и тепловому потоку Q определяют требуемую площадь наружной поверхности теплообмена — по формуле (19.52). Величины $\bar{k}$ и $\bar{\alpha}_a$ находят из соотношения (19.61).

В дальнейшем при конструктивном расчете делают компоновку аппарата и определяют его длину, число ходов, число труб, диаметр обечайки и т. п. При проектном расчете выбирают ближайший по площади поверхности аппарат, для которого выполняют проверочный расчет.

19.5.4. Проверочный расчет теплообменного аппарата

В настоящее время достаточно строгие методы проверочного расчета существуют только для рекуперативных теплообменников, у которых коэффициенты теплоотдачи в процессе переноса теплоты остаются неизменными и не зависят от температурных напоров. Целью проверочного расчета аппарата заданной конструкции является определение его производительности и температур потоков на выходе T_{a_2}, T_{b_2} (рис. 19.9) при заданных площади поверхности теплообмена F, расходах сред M_a, M_b и их температурах на входе T_{a_1}, T_{b_1}.

На первом этапе исходя из конструкции аппарата определяют действительные скорости движения каждой из сред и по ранее

описанной методике рассчитывают коэффициент теплопередачи. Теплофизические характеристики каждой из сред (λ, ρ, ν и т. д.) принимают равными принятым при определении требуемой поверхности теплообмена. В случае если проводится проверочный расчет эксплуатируемого аппарата при переводе его на другой режим работы, в качестве первого приближения можно принять значения теплофизических характеристик по температурам T_{a_1} и T_{b_1} или (с учетом ожидаемых изменений в процессе) по приближенным средним температурам $T_{a\,\mathrm{ср}}$ и $T_{b\,\mathrm{ср}}$ с последующим их уточнением по результатам расчета.

Примем, что аппарат противоточный и тепловой эквивалент потока $W_a = M_a c_{pa} > W_b = M_b c_{pb}$, что соответствует теплообменнику по рис. 19.9, *б*, *в*. Конечная температура потока b определится по уравнению

$$T_{b_2} = T_{b_1} + (T_{a_1} - T_{b_1})\,\Phi, \tag{19.69}$$

а потока a — по уравнению

$$T_{a_2} = T_{a_1} - (T_{a_1} - T_{b_1})\,(W_b/W_a)\,\Phi. \tag{19.70}$$

Тепловой поток в аппарате

$$Q = W_b\,(T_{a_1} - T_{b_1})\,\Phi. \tag{19.71}$$

Здесь величина Φ для противотока определяется уравнением

$$\Phi = \frac{1 - e^{-(1-W_b/W_a)\,(kF/W_b)}}{1 - (W_b/W_a)\,e^{-(1-W_b/W_a)\,(kF/W_b)}}. \tag{19.72}$$

Таким образом, рассчитав коэффициент теплопередачи для данного аппарата с площадью поверхности F, к которой этот коэффициент отнесен, можно определить по формулам (19.69)—(19.71) величины T_{a_2}, T_{b_2} и Q.

В конденсаторе и испарителе температуры жидкого хладагента не изменяются: $T_{a_1} = T_{a_2} = T_a$ (рис. 19.9, *б*, *в*), тогда тепловой эквивалент потока хладагента бесконечно велик: $W_a = \infty$. В этом случае прямоток и противоток равнозначны и при условии, что $k = \mathrm{const}$, уравнение (19.72) примет вид

$$\Phi = 1 - e^{-kF/W_b}. \tag{19.73}$$

Однако такой метод для проверочного расчета испарителей и конденсаторов является приближенным, так как их тепловая нагрузка зависит от температур конденсации и кипения, а коэффициент теплопередачи $k = f(\theta_m)$.

Можно предложить следующую схему приближенного проверочного расчета этих аппаратов. При заданных расходах M_a, M_b, температурах сред T_{a_1}, T_{b_1} и тепловом потоке Q по уравнению (19.71) находят значение вспомогательной функции Φ, обеспечивающее данный режим работы аппарата. Этому режиму соответствует предельное минимальное значение коэффициента тепло-

передачи, определяемое по уравнению (19.73), которое после преобразований можно представить в виде

$$k = (F/W_b) \ln [1/(1 - \Phi)]. \qquad (19.74)$$

При заданных Q и конструкции аппарата известна также и величина $q_F = Q/F$. По уравнению (19.63) находят коэффициент теплоотдачи при кипении, а по уравнению (19.65) — при конденсации. Для этого последнее уравнение преобразуют в функцию $\bar{\alpha}_a = f(q_F)$:

$$\bar{\alpha}_a = B_2 \theta^{-1/4} = B_2 (\bar{q}_F/\bar{\alpha}_a)^{-1/4},$$

откуда $\bar{\alpha}_a^{3/4} = B_2 (\bar{q}_F)^{-1/4}$, или

$$\alpha_a = [B_2 (\bar{q}_F)^{-1/4}]^{4/3} = B_2^{4/3} q_F^{-1/3}. \qquad (19.75)$$

Для заданной конструкции уточняют значение скорости потока b и определяют коэффициент теплопередачи аппарата с учетом всех возможных термических сопротивлений $\bar{k}_{F_р}$. Если полученное значение $\bar{k}_{F_р}$ равно рассчитанному по уравнению (19.74) значению k, то аппарат будет работать в заданном режиме. Если $\bar{k}_{F_р} > k$, то аппарат сможет обеспечить нормальную работу холодильной машины в более благоприятных условиях (при повышенной температуре кипения или пониженной температуре конденсации), что также приемлемо. При $\bar{k}_{F_р} < k$ заданные условия не могут быть обеспечены и требуется или увеличить площадь поверхности, или допустить работу машины при параметрах, менее благоприятных, чем расчетные.

Если температуры сред вдоль поверхности теплообмена изменяются незначительно ($\theta_б/\theta_м < 2$), то можно принять $\theta_m = 0{,}5 (\theta_б + \theta_м)$. Из уравнения теплового баланса (19.49) определяют конечные температуры потоков:

$$T_{a_2} = T_{a_1} - Q/W_a; \; T_{b_2} = T_{b_1} + Q/W_b, \qquad (19.76)$$

где тепловой поток Q может быть найден по уравнению (19.51):

$$Q = kF\theta_m = kF [0{,}5 (T_{a_2} - T_{b_1}) + 0{,}5 (T_{a_1} - T_{b_2})]. \qquad (19.77)$$

После подстановки в него значений T_{a_2} и T_{b_2} по (19.76) имеем

$$Q = (T_{a_1} - T_{b_1})/[1/(kF) + 0{,}5/W_a + 0{,}5/W_b]. \qquad (19.78)$$

РАЗДЕЛ 3

ОСНОВЫ ГИДРАВЛИКИ

ГЛАВА 20. ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЖИДКОСТИ

§ 20.1. ПРЕДМЕТ ГИДРАВЛИКИ

Гидравликой называют науку, изучающую законы равновесий и движения различных жидкостей и методы применения этих законов для решения практических задач. Законы гидравлики широко используются при проектировании различных гидротехнических сооружений, трубопроводов, гидромашин, насосов и т. д.

Гидравлика состоит из двух основных частей: гидростатики, изучающей законы равновесия жидкостей, и гидродинамики, изучающей законы движения жидкостей.

Гидравлика — наука древняя. За несколько тысяч лет до нашей эры древними народами, населявшими Египет, Вавилон, Месопотамию, Индию и Китай, были построены плотины, оросительные каналы, водяные колеса. Первым теоретическим обобщением в области гидравлики считается трактат «О плавающих телах», написанный за 250 лет до н. э. выдающимся греческим математиком и механиком Архимедом. Им был открыт закон о равновесии тела, погруженного в жидкость, — общеизвестный *закон Архимеда*. Только через многие столетия после Архимеда, в эпоху Возрождения, наступает новый этап в развитии гидравлики. В XV в. в Италии Леонардо Да Винчи (1452—1519) проводит экспериментальные и теоретические исследования в самых различных областях. Он изучает работу гидравлического пресса, истечение жидкости через отверстие и водосливы. В 1586 г. нидерландский математик-инженер Симон Стéвин (1548—1620) опубликовывает работу «Начала гидростатики», в которой решает вопрос о величине гидростатического давления на плоскую фигуру и объясняет «гидростатический парадокс». В этот же период итальянский физик, математик и астроном Галилео Галилей (1564—1642) устанавливает зависимость величины

гидравлического сопротивления от плотности среды и скорости потока жидкости. Ученик Галилея, итальянский математик и физик Эванджелиста Торричелли (1608—1647) открывает закон и дает формулу расчета скорости истечения жидкости из отверстия в сосуде под действием силы тяжести. В 1663 г. выдающийся французский математик и физик Блез Паскаль (1623—1662) опубликовывает закон о передаче внешнего давления в жидкости, который до сих пор именуется *законом Паскаля*. В 1687 г. Исаак Ньютон (1643—1727) разработал основы теории внутреннего трения в движущейся жидкости. Все эти исследования положили начало дальнейшему развитию гидравлики как науки.

Современные научные основы механики жидкости (гидродинамики) были заложены тремя учеными XVIII в.: Д. Бернулли, Л. Эйлером и Ж. Д'Аламбёром. Все их исследования носили теоретический характер и относились к идеальной жидкости, поэтому часто результаты значительно расходились с опытными данными.

В связи с бурным развитием техники в XIX в. возникает большое число инженерных задач, которые требуют немедленного решения. Движение воды начинают изучать опытным путем, и накапливается большое число эмпирических данных. Зарождается техническое (прикладное) направление гидравлики. В этот период появляется много работ: А. Пито́ — изобретатель прибора Пито; А. Шези сформулировал параметры подобия потоков; Ш. Кулон, Г. Хаген, Б. Сен-Венан, Ж. Пуазёйль, А. Дарси́, Вейсбах, Ж. Буссинеск составили формулы расчета гидравлических сопротивлений; Г. Хаген, О. Рейнольдс открыли два режима движения жидкости; О. Коши, Риич, Фруд, Г. Гельмгольц, О. Рейнольдс установили принципы и критерии гидродинамического подобия и многие другие. Результаты экспериментов позволили уточнить теоретические уравнения гидродинамики введением поправочных коэффициентов. Долгое время развитие гидравлики и гидродинамики шло различными путями. Сближение между этими направлениями в науке произошло в начале XX в. благодаря работам Л. Прандтля (1875—1953). Им исследованы гидравлические сопротивления в трубах, создана теория турбулентности, разработана теория пограничного слоя. В настоящее время в гидравлике как науке опыт и теория тесно связаны и взаимно дополняют друг друга.

В России прикладное направление гидравлики начал разрабатывать гениальный русский ученый М. В. Ломоносов (1711—1765). В работе «Рассуждение о твердости и жидкости тела» им изложен закон сохранения массы и энергии, положенный в основу современной гидравлики. В конце XIX — начале XX в. появляются крупные работы русских ученых и инженеров: Н. П. Петрова, разработавшего гидродинамическую теорию смазки; Н. Е. Жуковского, создавшего теорию гидравлического удара в трубах, И. С. Громека, разработавшего теорию капилляр-

ных явлений и заложившего основы теории вихревого движения жидкости.

Большой вклад в развитие гидравлики внесли советские ученые: А. Н. Крылов (теория плавания корабля), А. Н. Колмогоров (теория турбулентности), Н. Н. Павловский (теория неравномерного движения и фильтрации жидкости); В. Г. Шухов (гидравлический расчет магистральных нефтепроводов), И. И. Куколевский (теория машиностроительной гидравлики) и многие другие.

§ 20.2. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ЖИДКОСТИ

Жидкостью называют физические тела, обладающие двумя свойствами: 1) текучестью, благодаря чему она не имеет собственной формы и принимает форму сосуда, в который налита; 2) весьма малым изменением объема при изменении давления или температуры.

Силы сцепления между частичками жидкости малы. Молекулы расположены на небольшом расстоянии друг от друга, они то притягиваются друг к другу, то, сблизившись, отталкиваются. Силы сцепления между молекулами проявляются только на поверхности жидкости — *силы поверхностного натяжения*. Наличием этих сил объясняется, например, образование капли, существование мыльного пузыря. Жидкости обладают большим сопротивлением сжатию (практически несжимаемы) и совершенно малым сопротивлением растягивающим и касательным усилиям. При движении жидкости между ее слоями возникают силы сопротивления сдвигу, которые проявляются в виде *сил внутреннего трения*, называемых *силами вязкости*. Следовательно, *вязкость — свойство жидкости, обусловливающее возникновение в ней при ее движении касательных напряжений*.

В газообразных телах молекулы располагаются на сравнительно больших расстояниях друг от друга, поэтому при изменении давления или температуры эти тела легко изменяют свой объем. Газы не оказывают сопротивления ни касательным, ни растягивающим усилиям и имеют малую вязкость.

Для упрощения теоретических исследований и выводов Л. Эйлер ввел понятие *идеальной жидкости*, т. е. такой воображаемой жидкости, которая абсолютно подвижна, несжимаема и не обладает вязкостью, т. е. при движении в ней не возникают силы внутреннего трения. Следовательно, при перемещении идеальной жидкости по трубам отсутствуют потери энергии на трение. Так как силы трения в покоящейся реальной жидкости равны нулю, то ее свойства близки к идеальной.

Силы, действующие на жидкость, подразделяются на *внутренние* и *внешние*. К внутренним относятся силы взаимодействия между частичками жидкости, к внешним — силы, действующие на частички данного объема со стороны других сред или вещественных тел.

В свою очередь, внешние силы делятся на *массовые* и *поверхностные*.

Массовые (или объемные) силы действуют на все частички объема жидкости и пропорциональны массе жидкости. К ним относятся сила тяжести и сила инерции. Массовая сила равна произведению массы на ускорение и характеризуется величиной и направлением.

Поверхностные силы действуют на поверхность объема жидкости и пропорциональны площади этой поверхности. Поверхностные силы могут быть *нормальными* (силы давления) и *касательными* (силы трения). Примером нормальных поверхностных сил может быть атмосферное давление, действующее на свободную поверхность жидкости. Нормальные силы или нормальные напряжения могут возникать как в движущейся, так и в покоящейся жидкости, а касательные — только в движущейся.

Жидкости характеризуются определенными физическими свойствами: плотностью, удельным весом, сжимаемостью, вязкостью и др.

Плотностью ρ называется масса жидкости, содержащейся в единице объема, кг/м^3:

$$\rho = M/V. \tag{20.1}$$

Для дистиллированной воды при 4 °С $\rho = 1000$ кг/м^3.

Удельным весом γ жидкости называется вес единицы объема жидкости, Н/м^3:

$$\gamma = G/V = mg/(m/\rho) = \rho g, \tag{20.2}$$

где $g = 9{,}81$ м/с^2 — ускорение свободного падения.

Для дистиллированной воды при 4 °С $\gamma = 9806$ Н/м^3.

Удельным объемом v жидкости называется объем, занимаемый единицей массы жидкости, м^3/кг:

$$v = V/M = 1/\rho. \tag{20.3}$$

Сжимаемость (или *объемная упругость*) жидкости характеризуется *коэффициентом сжимаемости* (или *объемного сжатия*) β_V. Под упругой сжимаемостью жидкости понимают ее способность принимать прежний объем V после снятия нагрузки Δp. Отношение относительного изменения объема жидкости $\Delta V/V$ к изменению давления Δp и называется коэффициентом объемного сжатия:

$$\beta_V = -(\Delta V/V)/\Delta p. \tag{20.4}$$

При изменении давления до 500 атм = 49 МПа коэффициент β_V для воды практически постоянен и равен $4{,}9 \cdot 10^{-10}$ м^2/Н.

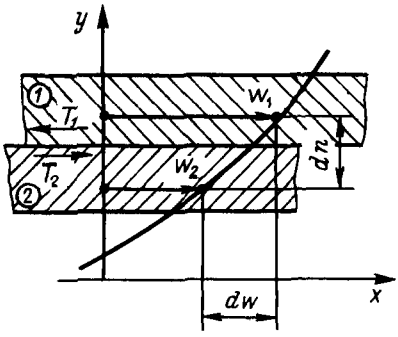


Рис. 20.1. К понятию вязкости жидкости

Величина, обратная коэффициенту сжимаемости, называется *модулем объемной упругости*

$$E_0 = 1/\beta_V = -\Delta p/(\Delta V/V). \qquad (20.5)$$

Для воды в обычных условиях $E_0 = 2{,}03 \cdot 10^9$ Па $= 2{,}07 \times \times 10^4$ кгс/см^2.

В большинстве практических расчетов жидкость рассматривают как несжимаемое тело. Сжимаемостью жидкости пренебрегают ввиду малой ее величины. Так, при $E_0 = 2{,}03 \cdot 10^9$ Па увеличение давления на 10 МПа (100 атм) приводит к изменению первоначального объема на 0,5 %.

Вязкость — это свойство жидкости оказывать сопротивление относительному движению (сдвигу) слоев жидкости. Как указывалось ранее, между частичками жидкости возникают силы внутреннего трения. Величина внутреннего трения жидкостей и газов во многом зависит от вязкости и скорости течения.

Рассмотрим строго прямолинейный и параллельноструйный поток жидкости (рис. 20.1), в котором вдоль линии тока действуют только продольные и касательные силы трения. Выделим в потоке два слоя жидкости *1* и *2* малой толщины, причем первый движется со скоростью w_1, а второй — w_2 ($w_1 > w_2$). При очень малой толщине слоев можно принять линейный закон изменения скорости. По всей площади поверхности F соприкосновения слоев возникают парные силы трения T_1 и T_2, причем $|T_1| = |T_2|$. Первый слой, движущийся с большей скоростью, за счет сил трения ускоряет движение второго слоя, а второй, наоборот, тормозит первый. В соответствии с гипотезой, высказанной И. Ньютоном в 1686 г. и экспериментально подтвержденной Н. П. Петровым в 1883 г., сила T продольного внутреннего трения, возникающая при относительном скольжении отдельных прямолинейных слоев жидкости, прямо пропорциональна градиенту скорости и площади F поверхности соприкосновения слоев. Эта сила зависит от физических свойств жидкости и температуры и не зависит от давления:

$$T = \mu F\,(dw/dn), \qquad (20.6)$$

где μ — динамическая вязкость; dw/dn — градиент скорости, характеризующий интенсивность изменения скорости в нормальном к ней направлении.

Касательное напряжение можно определить из формулы (20.6), учитывая, что $T/F = \tau$, т. е. $\tau = \mu\,(dw/dn)$, откуда динамическая вязкость

$$\mu = \tau\,(dn/dw).$$

Единицей динамической вязкости является Па·с:

$$\frac{\text{Н}\cdot\text{м}}{\text{м}^3/\text{с}} = \frac{\text{Дж}}{\text{м}^3/\text{с}} = \frac{\text{работа}}{\text{объемный расход}}.$$

Следовательно, динамическая вязкость показывает, какую работу на единицу объемного расхода необходимо совершить для преодоления сил внутреннего трения. В системе СГС единицей динамической вязкости был пуаз (П): 1 П = 0,1 Па·с.

В практических расчетах часто пользуются кинематической вязкостью ν, м²/с:

$$\boxed{\nu = \mu/\rho.} \qquad (20.7)$$

В системе СГС единицей кинематической вязкости был стокс (Ст): 1 Ст = 10^{-4} м²/с.

ГЛАВА 21. ГИДРОСТАТИКА

§ 21.1. ГИДРОСТАТИЧЕСКОЕ ДАВЛЕНИЕ

Гидростатика — раздел гидравлики, в котором изучают законы равновесия жидкости, находящейся под действием внешних и внутренних сил, и условия равновесия тел, погруженных в жидкость. В покоящейся жидкости возможны только нормальные напряжения — напряжения сжатия $\sigma = \sigma_n$, поскольку касательные напряжения равны нулю ($\tau = 0$).

Рассмотрим некоторый объем жидкости, находящейся в покое (рис. 21.1). Разделим его произвольной плоскостью A—B на две части. Верхняя часть жидкости I давит на нижнюю II по плоскости раздела с силой P. Для нижней части сила P является *внешней поверхностной силой*. Сила P, действующая на всю площадку F, называется *суммарной силой гидростатического давления*. Отношение нормальной силы P к площади F, на которую она действует, иазывается *средним гидростатическим давлением*:

$$p_{\text{ср}} = P/F. \qquad (21.1)$$

Единицей гидростатического давления является 1 Н/м². Эта единица называется паскаль (1 Па = 1 Н/м²).

Если уменьшать площадь F до нуля, то среднее гидростатическое давление будет стремиться к определенному пределу, который называют *гидростатическим давлением в точке*, Па:

$$p = \lim_{F \to 0} (P/F). \qquad (21.2)$$

Гидростатическое давление обладает двумя следующими свойствами.

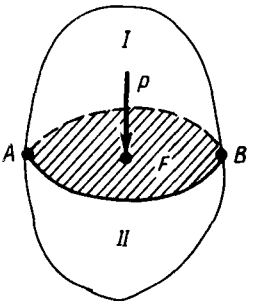


Рис. 21.1. Схема, поясняющая понятие гидростатического давления

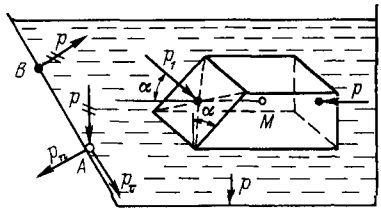


Рис. 21.2. Схема к рассмотрению свойств гидростатического давления

1. *Гидростатическое давление всегда действует нормально к площадке и является сжимающим, т. е. оно направлено по нормали внутрь рассматриваемого объема жидкости.*

Действительно, если допустить, что давление p направлено не по нормали к поверхности (точка A на рис. 21.2), а под некоторым углом, то его можно разложить на нормальную p_n и касательную p_τ составляющие. Но так как в покоящейся жидкости отсутствует сопротивление касательным напряжениям, то под действием p_τ жидкость должна была бы придти в движение, т. е. нарушилось бы условие неподвижности жидкости. Следовательно, на любую площадку в покоящейся жидкости давление действует по нормали к поверхности. Если предположить, что давление направлено по нормали от поверхности (например, точка B на рис. 21.2), то и в этом случае из-за отсутствия сопротивлений растягивающим усилиям жидкость опять пришла бы в движение, что также противоречит условию равновесия.

Таким образом, в соответствии с первым свойством давление всегда направлено внутрь того тела, давление на которое мы рассматриваем, и это давление является сжимающим.

2. *Гидростатическое давление p в любой точке внутри жидкости по всем направлениям одинаково, т. е. не зависит от угла наклона площадки, на которую оно действует.*

В объеме покоящейся жидкости около точки M (рис. 21 2) выделим бесконечно малую призму с площадью сечения δF. Боковые грани призмы параллельны свободной поверхности жидкости. Один из торцов призмы перпендикулярен к боковым граням, другой наклонен под углом α. Средние гидростатические давления на торцы грани обозначим p и p_1 соответственно. Сумма проекций всех сил, действующих на призму, вдоль горизонтальной оси из условия равновесия равна нулю, т. е.

$$p\,\delta F - p_1\,\delta F_1 \cos\alpha = 0.$$

Так как $\delta F_1 \cos\alpha = \delta F$, то $p - p_1 = 0$, или $p = p_1$. При уменьшении размеров призмы до нуля ($\delta F \to 0$) давление $p = p_1$

будет не что иное, как гидростатическое давление в точке M, т. е. *единичное давление в точке по всем направлениям одинаково и не зависит от угла наклона площадки.*

§ 21.2. ОСНОВНОЕ УРАВНЕНИЕ ГИДРОСТАТИКИ. ЗАКОН ПАСКАЛЯ

Рассмотрим жидкость, находящуюся в покое (рис. 21.3), на свободную поверхность которой действует внешнее поверхностное давление p_0. Найдем гидростатическое давление p в произвольной точке A, расположенной на глубине h от свободной поверхности. Около точки A выделим горизонтальную площадку δF и рассмотрим условия равновесия вертикального цилиндрического объема жидкости, построенного на этой площадке. На этот цилиндрический объем сверху действует сила внешнего давления $p_0\,\delta F$, снизу (на нижнее основание) — сила гидростатического давления $p\,\delta F$, направленная по нормали внутрь объема, т. е. вверх, и, наконец, вес жидкости в объеме цилиндра $G = \rho g h\,\delta F$. Условие равновесия выделенного объема имеет вид $p\,\delta F - p_0\,\delta F - \rho g h\,\delta F = 0$, или

$$\boxed{p = p_0 + \rho g h.} \qquad (21.3)$$

Это уравнение называется основным уравнением гидростатики. Из него следует, что *абсолютное давление в любой точке жидкости на глубине h равно сумме поверхностного давления p_0 и избыточного давления, созданного весом столба жидкости, $\rho g h$.* Из уравнения видно, что с увеличением глубины давление жидкости растет по закону прямой. Избыточное гидростатическое давление одинаково во всех точках, расположенных на одинаковой глубине от свободной поверхности. Совокупности точек с одинаковыми давлениями образуют *поверхности равного давления.* В рассмотренном случае такими поверхностями являются горизонтальные плоскости, в том числе и свободная поверхность площадки.

Основное уравнение гидростатики можно представить и в другом виде. Для этого выберем произвольную горизонтальную *плоскость сравнения 0—0* (рис. 21.3) и от нее будем вести отсчет координаты z. Поскольку $h = z_0 - z$, то уравнение (21.3) можно привести к виду

$$z + p/(\rho g) = z_0 + p_0/(\rho g). \qquad (21.4)$$

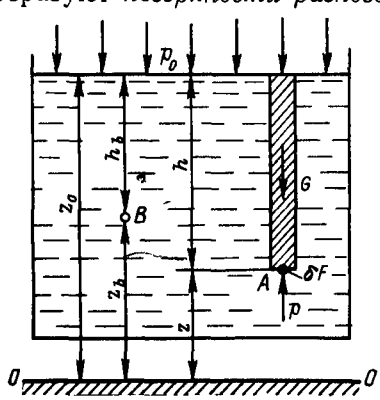


Рис. 21.3. Схема к выводу основного уравнения гидростатики

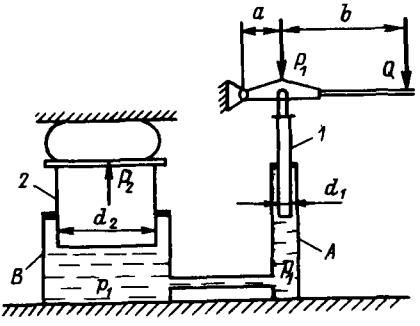


Рис. 21.4. Схема гидравлического пресса

Вследствие того что для любой точки жидкости координата свободной поверхности z_0 и давление p_0 неизменны, то для рассматриваемого объема жидкости основное уравнение гидростатики примет вид

$$z + p/(\rho g) = \text{const}, \tag{21.5}$$

где $p/(\rho g)$ — *пьезометрическая высота; z — нивелирная высота.*

Сумма $z + p/(\rho g)$ называется *гидростатическим напором жидкости.*

Из основного уравнения гидростатики (21.3) следует, что поверхностное давление p_0 передается в любую точку внутри жидкости без изменения. В самом деле, если жидкость находится в покое, то для точки A (рис. 21.3), расположенной на глубине h от свободной поверхности, гидростатическое давление составляет величину $p_a = p_0 + \rho g h$, для точки B, расположенной на глубине h_b, — величину $p_b = p_0 + \rho g h_b$ и т. д. Следовательно, для всех точек объема жидкости давление p_0 одинаково.

Учитывая второе свойство гидростатического давления, можно сформулировать известный закон Паскаля: *давление, приложенное к внешней поверхности жидкости, не нарушающее ее равновесия, передается всем точкам этой жидкости без изменения.*

Это свойство жидкости широко используют в промышленности. Многие гидравлические машины работают по принципу закона Паскаля.

Рассмотрим работу гидравлического пресса (рис. 21.4). Пресс состоит из двух сообщающихся сосудов (цилиндров) A и B малого и большого диаметров, заполненных машинным маслом. Если на поверхность масла в малом цилиндре надавить с помощью поршня *1* (диаметр d_1) силой P_1, то эта сила создаст под поршнем площадью F_1 давление $p_1 = P_1/F$. Это давление по закону Паскаля передастся всем точкам жидкости. Таким образом, на поршень *2* (диаметр d_2) со стороны масла будет действовать то же давление p_1, которое создаст силу $P_2 = p_1 F_2$. Учитывая, что $F_1 = \pi d_1^2/4$, а $F_2 = \pi d_2^2/4$, имеем

$$P_2 = p_1 F_2 = P_1 (F_2/F_1) = P_1 (d_2/d_1)^2.$$

Следовательно, сила P_2 будет во столько раз больше силы P_1, во сколько раз площадь поршня F_2 больше площади поршня F_1, или увеличение силы пропорционально квадрату отношения диаметров поршней. В действительности развиваемое усилие P_2

будет несколько меньше вследствие трения в движущихся частях поршня и утечек жидкости. Эти потери учитываются введением КПД $\eta = 0{,}75 \div 0{,}85$:

$$P_2 = P_1 (F_2/F_1)\, \eta = P_1 (d_2/d_1)^2\, \eta. \qquad (21.6)$$

Пример. Гидравлический домкрат (рис. 21.4) должен поднимать груз массой 10 т. Определнть усилие рабочего Q на конце рычага, если $d_1 = 5$ мм, $d_2 = 50$ мм, $\eta = 0{,}8$, $a = 50$ мм, $b = 300$ мм.

Р е ш е н и е. Используя формулу (21.6), определяем силу P_1, которую иеобходимо приложить к малому поршню, чтобы поднять груз весом $G = P_2$ (следует помнить, что $G = mg = 10^4$ кг·9,81 м/с$^2 \approx 10^5$ Н):

$$P_1 = \frac{Gd_1^2}{\eta d_2^2} = \frac{10^5 \cdot 5^2}{0{,}8 \cdot 50^2} = 1250 \text{ Н}.$$

Из условия равновесия рычага $aP_1 = (a + b)\, Q$ имеем

$$Q = P_1 \frac{a}{a+b} = 1250 \frac{50}{50 + 300} = 180 \text{ Н}.$$

§ 21.3. СИЛА ДАВЛЕНИЯ ЖИДКОСТИ НА ПЛОСКУЮ СТЕНКУ

Для расчета гидротехнических сооружений, резервуаров и различных емкостей для хранения жидкостей необходимо знать полное давление жидкости на ограничивающие ее твердые стенки и точку приложения равнодействующей сил давления.

Рассмотрим случай определения полной силы давления на плоскую вертикальную стенку AB площадью F (рис. 21.5). Выделим на поверхности стенки элементарную площадку dF, расположенную на глубине h_i от свободной поверхности. Используя основное уравнение гидростатики, определяем элементарную силу давления, действующую со стороны жидкости на площадку dF,

$$dP = p\, dF = (p_0 + \rho g h_i)\, dF = p_0\, dF + \rho g h_i\, dF, \qquad (21.7)$$

где p_0 — давление на свободной поверхности.

Так как площадь F состоит из бесконечно большого числа элементарных площадок dF, то, интегрируя выражение (21.7) по площади F, получим полную силу гидростатического давления на стенку

$$P = p_0 \int_F dF + \rho g \int_F h_i\, dF,$$

где $\int_F h_i\, dF = h_c F$ — статический момент площади F относительно оси Ox, равный произведению этой площади на координату h_c ее центра тяжести (точка C).

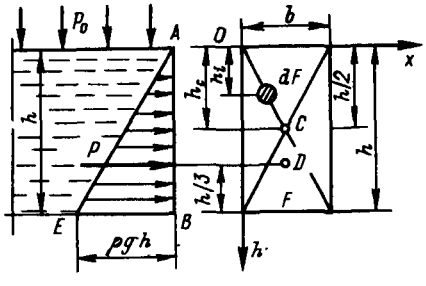


Рис. 21.5. Давление жидкости иа плоскую вертикальную стенку

Тогда

$$P = (p_0 + \rho g h_c) F = p_c F. \qquad (21.8)$$

Таким образом, *полная сила давления жидкости на плоскую стенку равна произведению площади стенки на гидростатическое давление в центре тяжести этой площади.*

В частном случае, когда давление на свободной поверхности жидкости и на внешней поверхности стенки равно атмосферному ($p_0 = p_{ат}$), имеем $p_c = \rho g h_c$, и сила давления на поверхность стенки равна силе избыточного давления $P_{изб}$:

$$\boxed{P = \rho g h_c F = P_{изб}.} \qquad (21.9)$$

Выражение (21.8), полученное из рассмотрения частного случая вертикальной плоской стенки, оказывается справедливым и для любой наклонной плоской стенки с произвольными очертаниями. Если стенка расположена горизонтально, т. е. является горизонтальным дном сосуда, то полная сила давления определяется по тем же формулам:

$$P_д = (p_0 + \rho g h) F \quad \text{или} \quad P_д = \rho g h F = P_{изб}, \qquad (21.10)$$

где h — высота столба жидкости над дном; F — площадь дна.

Из выражения (21.10) следует, что сила давления жидкости на дно зависит только от площади дна, плотности и высоты столба жидкости и совершенно не зависит от формы и объема сосуда. Это положение называется *гидростатическим парадоксом*, так как считалось парадоксальным равенство сил давлений на дно для сосудов разной формы, имеющих одинаковую площадь дна и заполненных одной и той же жидкостью до одного и того же уровня h (рис. 21.6). Из рисунка видно, что вес жидкости в сосуде *3* наибольший, в сосуде *1* — наименьший. Сила полного давления P на боковую наклонную стенку раскладывается на горизонтальную и вертикальную составляющие, которые вызывают соответствующие реакции $R_г$ и $R_в$ со стороны стенок сосуда. Горизонтальные составляющие на дно не действуют. В сосуде *1* реакция стенок $R_в$ направлена вниз и численно равна весу жидкости в заштрихованной области объема, тогда полная сила давления

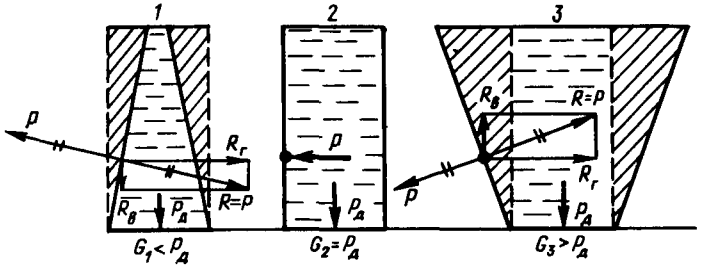


Рис. 21.6. Давление жидкости на днище сосудов

на дно $P_д = G_1 + R_в$. В сосуде *3* реакция стенок $R_в$ направлена вверх и также численно равна весу жидкости в заштрихованной области объема, следовательно, $P_д = G_3 - R_в$. В среднем сосуде *2* вертикальная и горизонтальная составляющие равны нулю, $P_д = G_2$.

Сила давления на плоскую стенку может быть изображена графически в виде эпюры гидростатического давления (см. рис. 21.5). Рассмотрим прямоугольную стенку сосуда, на свободную поверхность которого действует атмосферное давление. В точке A избыточное давление равно нулю, а на дне сосуда в точке B оно равно ρgh. Отложив в масштабе от точки B перпендикулярно к стенке величину ρgh, соединим полученную точку E с точкой A прямой линией. Треугольник ABE — эпюра избыточного давления на стенку, площадь эпюры $S = 0{,}5\rho gh^2$. В случае вертикальной стенки с размерами $F = bh$ и $h_c = 0{,}5h$, согласно формуле (21.9), сила избыточного давления будет

$$P_{изб} = \rho g h_c F = 0{,}5\rho g h^2 b = Sb, \qquad (21.11)$$

т. е. *сила гидростатического давления жидкости на плоскую прямоугольную стенку равна площади эпюры гидростатического давления, умноженной на ширину стенки.*

Точка приложения равнодействующей силы давления на стенку называется *центром давления*. Только на горизонтальной стенке (дне сосуда) центр давления совпадает с центром тяжести поверхности, во всех других случаях центр давления D расположен ниже центра тяжести C (см. рис. 21.5). Положение центра давления легко найти графически. В связи с тем, что равнодействующая силы давления проходит через центр тяжести эпюры, проекция этого центра на плоскость стенки и будет центром давления. В частном случае — для прямоугольной стенки — равнодействующая и центр давления находятся на расстоянии $h/3$ от основания.

§ 21.4. СИЛА ДАВЛЕНИЯ ЖИДКОСТИ НА КРИВОЛИНЕЙНУЮ ПОВЕРХНОСТЬ. ЗАКОН АРХИМЕДА

В общем случае определение силы давления жидкости на поверхности произвольной формы является довольно сложной задачей. На практике чаще всего приходится определять силу гидростатического давления на цилиндрические поверхности, имеющие вертикальную плоскость симметрии (трубы, цилиндрические сосуды и др.).

Для нахождения полной силы давления рассмотрим цилиндрическую поверхность, расположенную перпендикулярно к плоскости чертежа (рис. 21.7). Исследуем условия равновесия объема жидкости V_{ABMN}, находящегося над рассматриваемой цилиндрической поверхностью шириной AB. Эта жидкость давит на участок AB с силой P, а поверхность с той же силой $R = P$ (реакция поверхности) действует на жидкость. Реакция R может быть раз-

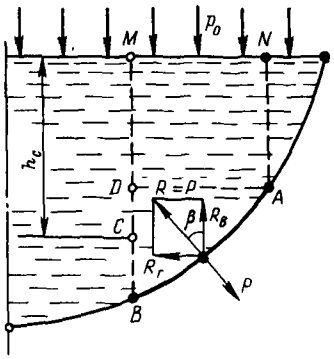


Рис. 21.7. Давление жидкости на цилиндрическую поверхность

ложена на две составляющие: горизонтальную $R_г$ и вертикальную $R_в$. Составляющая $R_в$ по величине равна сумме двух сил, действующих на поверхность AB сверху вниз: силы давления на свободную поверхность на участке MN и силы тяжести выделенного объема V_{ABMN}, т. е.

$$R_в = p_0 F_г + G, \qquad (21.12)$$

где $F_г$ — площадь свободной поверхности на участке MN; G — вес рассматриваемого объема жидкости.

Реакция стенки $R_г$ из условия равновесия сил (того же объема) в горизонтальном направлении должна быть равна силе давления жидкости на участке BD, так как на участках MD и NA эти силы взаимно уравновешиваются. Поскольку площадь BD является вертикальной проекцией поверхности AB, то сила, действующая на нее, определяется как сила давления жидкости на плоскую стенку, т. е.

$$R_г = p_c F_в = p_0 F_в + \rho g h_c F_в, \qquad (21.13)$$

где $F_в$ — площадь поверхности стенки BD; h_c — глубина расположения центра тяжести площади BD; p_c — гидростатическое давление на площадь BD.

В случае $p_0 = p_{ат}$ выражения (21.12) и (21.13) имеют вид:

$$R_в = G = \rho g V_{ABMN}; \quad R_г = \rho g h_c F_в. \qquad (21.14)$$

Полная сила гидростатического давления равна равнодействующей ее составляющих и находится из зависимости $P = R = \sqrt{R_г^2 + R_в^2}$.

Для цилиндрических круговых поверхностей равнодействующая сила давления всегда направлена по радиусу. Если жидкость расположена снаружи цилиндрической поверхности, то полная сила гидростатического давления и ее составляющие находятся по тем же формулам (21.12)—(21.14), но с обратным знаком. При этом величина G, как и в первом случае, является собственным весом объема V_{ABMN}, хотя этот объем в рассматриваемом варианте и не заполняется жидкостью.

Закон Архимеда. Определим силу, действующую со стороны жидкости на твердое тело, полностью погруженное в эту жидкость. Для простоты представим, что в жидкость погружена прямоугольная призма объемом V (рис. 21.8). Силу гидростатического давления можно найти по значениям горизонтальных и вертикальных составляющих. Сумма горизонтальных составляющих $P_г$ равна нулю, так как силы давления на боковые грани равны по величине

и противоположны по направлению, т. е. они взаимно уравновешиваются. Вертикальные составляющие силы гидростатического давления, действующие на основания призмы, неодинаковы. На верхнее основание площадью F сверху вниз действует сила $P_1 = \rho_ж g h_1 F$, равная весу жидкости в объеме V_1, на нижнее основание — сила $P_2 = \rho_ж g (h_1 + h) F$, направленная вверх. Причем сила P_2 равна весу жидкости в объеме $V_1 + V$, находящемся над нижним основанием призмы, хотя часть этого объема V и не занята жидкостью. Так как $P_2 > P_1$, то равнодействующая сил гидростатического давления направлена вертикально вверх и равна

$$P = P_2 - P_1 = \rho_ж g h F = \rho_ж g V = P_A, \qquad (21.15)$$

где $\rho_ж g V$ — вес жидкости, вытесненной телом.

Уравнение (21.15) представляет собой математическое описание закона Архимеда: *на тело, погруженное в жидкость, действует выталкивающая сила, направленная вертикально вверх и равная весу жидкости, вытесненной телом.*

Закон Архимеда, выведенный на примере прямоугольной призмы, справедлив для тел любой конфигурации, а также тел, частично погруженных в жидкость. Сила P_A часто называется *архимедовой* или *подъемной* силой. Она приложена в центре тяжести вытесненного объема жидкости, который называется *центром водоизмещения*. Центр водоизмещения обычно не совпадает с центром тяжести тела, исключение составляют однородные тела.

Условия плавания тел. Закон Архимеда нашел большое практическое применение, на нем основана теория плавания тел. Из закона следует, что на тело, погруженное в жидкость, в итоге действуют две силы: вес тела G, приложенный в центре тяжести тела и направленный вниз, и подъемная сила P_A, приложенная в центре водоизмещения и направленная вверх.

Плавучесть тела (способность тела плавать) зависит от соотношения величин G и P_A. Различают три основных случая:

1) $G = P_A$ — тело плавает в погруженном состоянии; $G = \rho_т g V = \rho_ж g V = R$, т. е. плотности тела и жидкости одинаковы ($\rho_т = \rho_ж$);

2) $G > P_A$, или $\rho_т > \rho_ж$ — тело тонет, так как его вес больше выталкивающей силы;

3) $G < P_A$, или $\rho_т < \rho_ж$ — тело всплывает и плавает на поверхности в частично погруженном состоянии.

Для равновесия плавающего тела, полностью погруженного в жидкость, кроме равенства $G = P_A$ необходимо, чтобы точки приложения этих сил лежали на одной

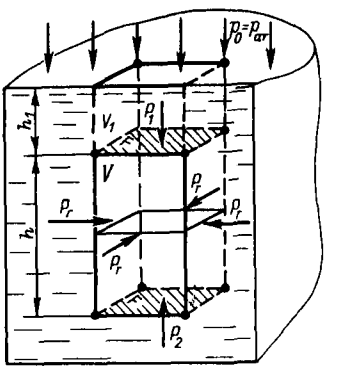


Рис. 21.8. К рассмотренню закона Архимеда

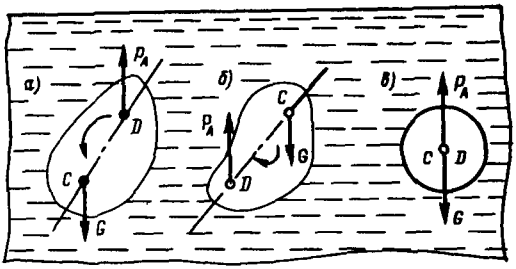


Рис. 21.9. Действие сил на тела, погруженные в жидкость

вертикали. Способность тела самостоятельно принимать состояние устойчивого равновесия после крена называется *остойчивостью*. В зависимости от взаимного расположения центра водоизмещения и центра тяжести тела возможны три случая.

1. Центр тяжести тела C расположен ниже центра водоизмещения D (рис. 21.9, *а*). В этом случае пара сил, образовавшаяся при крене, стремится возвратить тело в состояние устойчивого равновесия, т. е. рассматриваемое тело обладает остойчивостью.

2. Центр тяжести C выше центра водоизмещения D (рис. 21.9, *б*). В этом случае тело будет неостойчивым, так как при крене появившаяся пара сил стремится его перевернуть.

3. Центр тяжести C совпадает с центром водоизмещения D. Наблюдается состояние безразличного равновесия, при котором плавающее тело может сохранять любое положение. Это возможно при плавании сплошного однородного тела, когда $\rho_т = \rho_ж$ (рис. 21.9, *в*).

ГЛАВА 22. ОСНОВЫ ГИДРОДИНАМИКИ

§ 22.1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Гидродинамика — раздел гидравлики, в котором изучаются законы движения и взаимодействия жидкости с твердыми телами при их относительном движении. Основными параметрами движения жидкости являются скорость и гидродинамическое давление, которые изменяются в пространстве и во времени.

Гидродинамическое давление — это внутреннее давление, возникающее при движении жидкости. Различают два вида движения жидкости: установившееся и неустановившееся.

Установившимся называется *движение*, при котором скорость и давление в каждой данной точке пространства, занятого жидкостью, не изменяются во времени, а являются функциями только ее координат:

$$w = f_1(x, y, z); \quad p = f_2(x, y, z).$$

Примером установившегося движения может служить истечение жидкости из резервуара, в котором поддерживается постоянный

уровень (рис. 22.1, *а*), т. е. когда обеспечивается постоянство напора жидкости (h = const) и гидравлических сопротивлений потока. Скорость движения частиц, давление в каждой точке потока и, как следствие, расход жидкости будут постоянны.

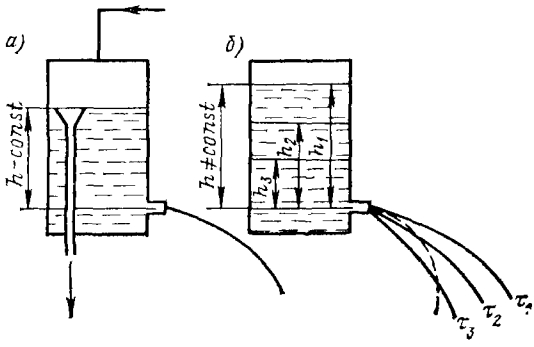


Рис 22.1. Истечение жидкости

Неустановившимся называется *движение*, при котором скорость и давление в каждой данной точке пространства изменяются не только с изменением координат, но и во времени τ:

$$w = f_1(x, y, z, \tau); \quad p = f_2(x, y, z, \tau).$$

Неустановившееся движение возникает при изменяющемся гидравлическом сопротивлении и напоре. Примером может служить истечение жидкости из резервуара при постепенном его опорожнении (рис. 22.1, *б*).

Под *жидкой частицей* в гидродинамике понимают условно выделенный очень маленький объем жидкости, изменением формы которого при движении пренебрегают. Каждая частица жидкости при движении описывает кривую, которая называется *траекторией движения*.

Под *потоком жидкости* понимают движущуюся массу жидкости, полностью или частично ограниченную поверхностями. Поверхности раздела могут быть твердыми или образованы самой жидкостью на границе раздела фаз. По характеру движения различают три вида потока: напорный, безнапорный и струи.

Напорным называется движение потока в закрытых руслах при полном заполнении поперечного сечения жидкостью. Пример — движение воды в водопроводных трубах. Напорное движение возникает за счет разности давлений в начале и конце трубопровода.

Безнапорным называется движение жидкости в открытом русле, когда поток имеет свободную поверхность. В этом случае движение жидкости осуществляется только за счет сил тяжести, т. е. при наличии геометрического уклона русла. Пример — движение воды в каналах, реках, лотках и т. д.

Струи представляют собой потоки жидкости, вытекающие через отверстия или сопла под действием напора. Струи могут быть ограничены со всех сторон газообразной или жидкой средой. В первом случае они называются *свободными*, во втором — *затопленными*.

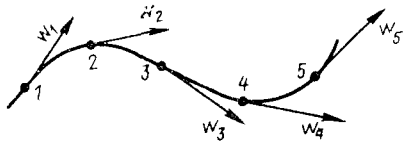


Рис. 22.2. Линия тока

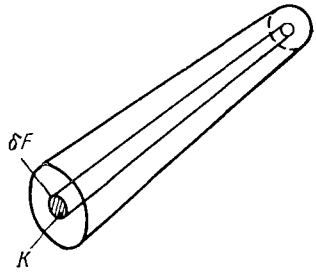


Рис. 22.3. Элементарная струйка внутри потока

Линией тока называется воображаемая кривая в движущемся потоке жидкости, для которой векторы скоростей w каждой из частичек жидкости, находящихся на ней в данный момент времени, являются касательными к этой кривой (рис. 22.2). Однако необходимо различать линию тока, которая характеризует направление движения всех частиц, расположенных на ней в данный момент времени, и траекторию частицы жидкости, которая представляет собой путь, пройденный одной частичкой за какой-то промежуток времени. Линия тока при установившемся движении совпадает с траекторией частиц жидкости (см. рис. 22.1, *а*). При неустановившемся движении линии тока (сплошные кривые в моменты времени τ_1, τ_2, τ_3 на рис. 22.1, *б*) и траектория движения частицы жидкости (штриховая линия) не совпадают.

Из-за сложности учета влияния всех факторов при движении потока действительное движение жидкости заменяют упрощенной моделью. В основе изучения гидродинамики лежит так называемая *струйчатая модель движения*. Эта схема предполагает, что поток жидкости состоит из бесконечно большого числа элементарных струек.

Если в потоке движущейся жидкости (рис. 22.3) выделить элементарную площадку δF, ограниченную контуром K, и через все его точки провести линии тока, отвечающие определенному моменту времени, то образуется трубчатая поверхность, называемая *трубкой тока*. Жидкость, движущаяся внутри трубки тока, называется *элементарной струйкой*, т. е. она является частью потока бесконечно малого поперечного сечения. Сечение, расположенное нормально к линиям тока, называют *живым сечением элементарной струйки*.

При установившемся движении элементарная струйка обладает следующими свойствами: 1) ее форма и ориентация в пространстве остаются неизменными по времени; 2) боковая поверхность струйки непроницаема для жидкости, т. е. ни одна частичка жидкости не может проникнуть внутрь или выйти наружу через боковые стенки трубки тока; 3) ввиду малости живого сечения струйки скорость и давление во всех точках этого сечения следует считать одинаковыми. Однако вдоль струек величины w и p в общем случае могут изменяться.

Таким образом, поток представляет собой совокупность большого числа элементарных струек. Скорость движения отдельных струек в потоке различна, поэтому наблюдается их относительное скольжение, хотя они нигде не перемешиваются друг с другом. Опыты показывают, что с наибольшей скоростью движутся частицы жидкости у оси потока, с наименьшей — у стенок.

Живым сечением потока F называется площадь сечения потока, проведенного перпендикулярно к направлению линий тока и ограниченного его внешним контуром. Площадь живого сечения равна сумме площадей живых сечений элементарных струек.

Смоченным периметром потока $П$ называется длина контура живого сечения, по которой жидкость соприкасается с ограничивающими ее стенками. При напорном движении жидкости смоченный периметр совпадает с геометрическим (πd на рис. 22.4, *а* и $2h + 2b$ на рис. 22.4, *б*). При безнапорном движении (рис. 22.4, *в*) смоченный периметр $П = 2h + b$ отличается от геометрического $П_г = 2h + 2b$, так как в смоченный периметр не входит линия свободной поверхности.

Гидравлическим радиусом $R_г$ называется отношение площади живого сечения потока к смоченному периметру:

$$\boxed{R_г = F/П.} \qquad (22.1)$$

Геометрический радиус и гидравлический радиус — совершенно разные понятия, даже в случае напорного течения жидкости в круглой трубе. Действительно, для трубы диаметром d геометрический радиус $r = d/2$, а гидравлический $R_г = \pi d^2/(4\pi d) = d/4 \neq r$.

При гидравлических расчетах часто используется понятие *эквивалентного диаметра*, который равен четырем гидравлическим радиусам. Тогда для круглых труб, полностью затопленных жидкостью (рис. 22.4, *а*),

$$\boxed{d_э = 4R_г = d.} \qquad (22.2)$$

Для труб прямоугольного сечения (рис. 22.4, *б*)

$$R_г = bh/[2(b + h)]; \quad d_э = 2bh/(b + h).$$

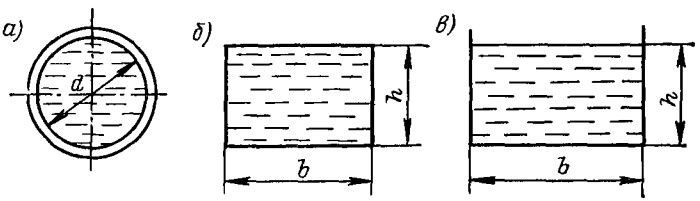


Рис. 22.4. Смоченный периметр потока

Расходом называется количество жидкости, протекающей через живое сечение потока в единицу времени. Различают объемный V, массовый M и весовой G расходы жидкостей:

$$V = L^3/\tau; \quad M = m/\tau; \quad G = mg/\tau,$$

где L^3 — объем жидкости; m — масса жидкости; τ — время.

Между этими расходами существует зависимость

$$\boxed{V = G/(\rho g) = M/\rho.} \tag{22.3}$$

Для элементарной струйки, имеющей бесконечно малую площадь поперечного сечения и одинаковую истинную скорость w во всех точках каждого сечения, элементарный расход составляет $dV = w\,dF$. Таким образом, *объемный расход элементарной струйки равен произведению площади ее живого сечения на скорость в этом сечении.*

Объемный расход потока равен сумме элементарных расходов струек:

$$\boxed{V = \int_F w\,dF.} \tag{22.4}$$

Скорость жидкости в различных точках живого сечения различна, и точный закон изменения скорости по сечению не всегда известен, поэтому вычисление интеграла (22.4) в ряде случаев затруднительно. Для упрощения расчетов вводят понятие средней для данного живого сечения скорости потока $w_{ср} = V/F$, откуда

$$\boxed{V = w_{ср}F.} \tag{22.5}$$

Средняя скорость — это фиктивная скорость потока, которая считается одинаковой для всех частиц данного сечения, но подобрана так, что расход, определенный по ее значению, равен истинному значению расхода. На рис. 22.5 представлена кривая изменения скорости в поперечном сечении ab. Средняя скорость потока $w_{ср}$ такова, что площадь прямоугольника $abcd$ равна площади эпюры истинных скоростей.

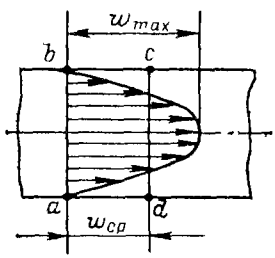


Рис. 22.5. Распределение скоростей в сечении трубы

Установившееся движение жидкости, характеризующееся постоянством расхода во времени, подразделяют на равномерное и неравномерное.

Равномерным называется такое *установившееся движение* жидкости, при котором средняя скорость и площади живых сечений потока не изменяются по его

длине. Примером равномерного движения может служить установившееся движение жидкости в цилиндрической трубе.

Неравномерным называется такое *установившееся* движение, при котором средняя скорость и площади живых сечений потока изменяются по его длине. Примером служит установившееся движение жидкости в трубе переменного сечения.

При изучении неравномерного движения жидкости пользуются понятием *плавноизменяющегося движения*, при котором: 1) радиус кривизны линий тока очень велик и в пределе стремится к бесконечности; 2) угол расхождения между линиями тока очень мал и в пределе стремится к нулю; 3) живые сечения струек — плоские площадки, нормальные к оси потока. Следовательно, плавноизменяющееся движение по своим свойствам приближается к равномерному движению, состоящему из прямых и параллельных между собой элементарных струек.

§ 22.2. УРАВНЕНИЕ НЕРАЗРЫВНОСТИ ПОТОКА

Рассмотрим установившееся движение потока жидкости (рис. 22.6), ограниченного с боков линиями тока. Двумя произвольными сечениями *1—1* и *2—2* (нормальными к линиям тока) выделим некоторый отсек потока. За время $d\tau$ через живое сечение *1—1* внутрь отсека поступает объем жидкости $V_1\,d\tau$, а через живое сечение *2—2* за то же время из него выходит объем жидкости $V_2\,d\tau$. Учитывая, что проникновение жидкости через боковые поверхности, образованные линиями тока, невозможно, что жидкость несжимаема и соблюдается условие сплошности (т. е. невозможно образование пустот, не заполненных жидкостью), можно утверждать, что объемы жидкости на входе и выходе равны между собой: $V_1\,d\tau = V_2\,d\tau$. Так как сечения *1—1* и *2—2* были взяты произвольно, то для любых других сечений потока получим те же соотношения, т. е. в общем виде можно написать $V_1 = V_2 = V_3 = \ldots = V_n = V = \text{const}$, или

$$\boxed{V = \text{const (вдоль потока).}} \qquad (22.6)$$

Другими словами, *если несжимаемая жидкость движется без разрывов, то при установившемся движении объемный расход для всех живых сечений потока постоянен*. Это уравнение называют уравнением постоянства расхода.

В связи с тем, что $V = wF$, уравнение (22.6) можно записать в виде

$$\boxed{Fw_{ср} = \text{const (вдоль потока).}} \qquad (22.7)$$

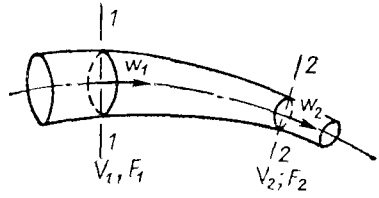


Рис. 22.6. К выводу уравнения неразрывности потока

Это уравнение называют уравнением неразрывности потока, оно является первым основным уравнением гидродинамики и показывает, что *при установившемся движении несжимаемой жидкости произведение площади живого сечения на среднюю скорость потока есть величина постоянная.*

Из выражения (22.7) следует: $F_1w_1 = F_2w_2 = F_3w_3 = \ldots = F_nw_n$, или

$$\boxed{w_{1\,ср}/w_{2\,ср} = F_2/F_1.} \qquad (22.8)$$

Таким образом, при установившемся движении *средние скорости обратно пропорциональны площадям соответствующих живых сечений потока.*

§ 22.3. УРАВНЕНИЕ БЕРНУЛЛИ

Уравнение Бернулли является вторым основным уравнением гидродинамики, которое устанавливает связь между скоростью и давлением в потоке жидкости.

Уравнение Бернулли для элементарной струйки идеальной жидкости. Для вывода уравнения возьмем элементарную струйку несжимаемой жидкости (рис. 22.7) и выберем на ней два произвольных сечения *1—1* и *2—2*, нормальных к линиям тока. Будем считать движение идеальной жидкости установившимся, т. е. объемный расход V на участке *1—2* неизменным. Силы внутреннего трения отсутствуют, жидкость находится только под действием массовых сил: силы земного тяготения и силы гидромеханического давления. Расстояния от центров тяжести сечений до произвольной горизонтальной плоскости сравнения *0—0* равны z_1 и z_2. На площади живых сечений F_1 и F_2 в их центрах тяжести действуют давления p_1 и p_2, скорости жидкости в соответствующих сечениях w_1 и w_2. Определим удельную энергию жидкости (энергию, отнесенную к единице массы жидкости, Дж/кг) в сечениях *1—1* и *2—2*. Каждая частичка жидкости в элементарной струйке, имеющая массу m, обладает запасом удельной энергии E. Полная удельная энергия складывается из удельной потенциальной $E_{пт}$ и удельной кинетической $E_{кн}$ энергий: $E = E_{пт} + E_{кн}$.

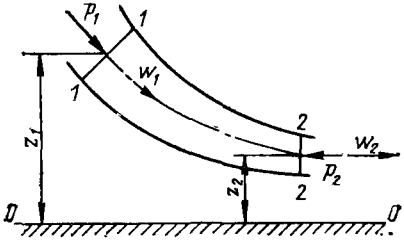


Рис. 22.7. К выводу уравнения Бернулли для элементарной струйки

Удельная потенциальная энергия каждой частицы жидкости равна сумме удельных потенциальных энергий положения $E_{пл}$ и давления $E_д$. В соответствии с формулой (21.4) имеем

$$E_{пт} = E_{пл} + E_д = gz + p/\rho,$$

где gz — удельная потенциальная энергия положения частицы относительно плоскости сравнения *0—0* в поле сил земного тяготения; p/ρ — удельная потенциальная энергия давления.

Полная кинетическая энергия частицы жидкости массой m, движущейся со скоростью w, равна $E^0_{кн} = mw^2/2$, а удельная кинетическая энергия $E_{кн} = mw^2/(2m) = w^2/2$.

Тогда полная удельная энергия частицы жидкости

$$E = gz + p/\rho + w^2/2. \qquad (22.9)$$

Для рассматриваемых сечений элементарной струйки можно написать:

$$E_1 = gz_1 + p_1/\rho + w_1^2/2; \quad E_2 = gz_2 + p_2/\rho + w_2^2/2.$$

При отсутствии сил сопротивления (трения) движению следует, что $E_1 = E_2$, или

$$gz_1 + p_1/\rho + w_1^2/2 = gz_2 + p_2/\rho + w_2^2/2. \qquad (22.10)$$

Так как сечения *1—1* и *2—2* взяты произвольно, то выражение (22.10) справедливо для любых поперечных сечений элементарной струйки, т. е.

$$\boxed{E = gz + p/\rho + w^2/2 = \text{const.}} \qquad (22.11)$$

Уравнение (22.11), относящееся к *элементарной струйке идеальной жидкости*, называется уравнением Бернулли, который в 1738 г. словесно описал соотношение входящих в него величин при установившемся движении.

Энергетический смысл уравнения Бернулли *для элементарной струйки при установившемся движении идеальной жидкости* заключается в том, что *полная удельная энергия вдоль струйки остается неизменной.*

Следовательно, уравнение Бернулли выражает закон сохранения механической энергии при движении идеальной жидкости: *сумма потенциальной и кинетической энергий при движении жидкости неизменна.* Изменение одного вида энергии приводит к противоположному изменению другого. Так, если при горизонтальном движении жидкости уменьшилась ее кинетическая энергия (за счет уменьшения скорости), то удельная потенциальная энергия увеличилась на такую же величину.

Разделив все члены уравнения (22.11) на ускорение свободного падения, получим уравнение Бернулли, все члены которого измеряются в единицах длины (м):

$$\boxed{H_п = z + p/(\rho g) + w^2/(2g) = \text{const.}} \qquad (22.12)$$

Геометрический смысл уравнения Бернулли может быть понятен из рассмотрения его слагаемых.

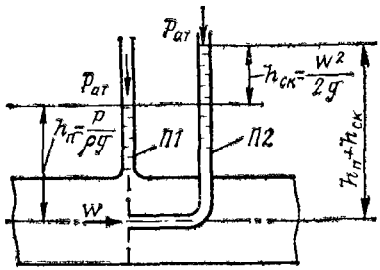


Рис. 22.8. Трубка Прандтля

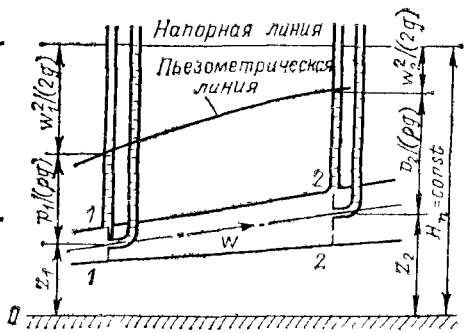


Рис. 22.9 Изменение пьезометрического и скоростного напоров вдоль струйки идеальной жидкости

Первое слагаемое z представляет собой *геометрический напор*, т. е. высоту расположения данного сечения потока над некоторой плоскостью сравнения *0—0*.

Второе слагаемое $p/(\rho g)$ — *пьезометрический напор* (высота), соответствующий гидростатическому давлению p в рассматриваемой точке. Пьезометрическая высота $h_п = p/(\rho g)$ есть расстояние от центра тяжести живого сечения потока до уровня жидкости в пьезометре. Пьезометр представляет собой трубку *П1* (рис. 22.8), присоединенную к трубе. По высоте подъема жидкости в трубке судят о величине давления этой жидкости.

Третье слагаемое $w^2/(2g)$ называется *скоростным напором потока*. Он может быть замерен с помощью *трубки Пито* (трубка *П2* на рис. 22.8), у которой нижний загнутый конец помещается в центр потока так, чтобы отверстие трубки располагалось против течения. Уровень жидкости в трубке *П2* устанавливается выше уровня жидкости в трубке *П1* как раз на величину $h_{ск} = w^2/(2g)$. Скоростной напор определяется только линейной скоростью потока и не зависит от рода жидкости. С помощью трубки Пито может быть определена сразу сумма $h_п + h_{ск} = p/(\rho g) + w^2/(2g)$ (рис. 22.8).

Таким образом, сумма трех слагаемых, входящих в уравнение (22.12), является п о л н ы м н а п о р о м жидкости $H_п$ в данном сечении.

Следовательно, геометрический смысл уравнения Бернулли заключается в том, что *при установившемся движении идеальной жидкости сумма трех высот (напоров) — геометрической, пьезометрической и обусловленной скоростным напором — есть величина постоянная вдоль потока.* В связи с этим линия полного напора будет параллельна плоскости сравнения (рис. 22.9).

В гидравлике термин *напор* применяется очень широко. Физическое объяснение понятия «напор» можно дать, рассмотрев единицу пьезометрического напора

$$h_п = \frac{p}{\rho g} = \left[\frac{Н \cdot м^3}{м^2 \cdot кг\,(м/с^2)}\right] = \frac{Дж}{Н} \rightarrow \frac{работа}{сила}.$$

Следовательно, напор есть отношение работы к силе. Единица напора равна Дж/Н = Н·м/Н = м, т. е. напор не зависит от того, в какой системе выражается единица силы.

Умножив все члены уравнения (22.12) на ρg, получим уравнение Бернулли, все члены которого измеряются в единицах давления (Па):

$$\rho g z + p + \rho w^2/2 = \text{const}, \qquad (22.13)$$

где $\rho g z$ — весовое давление; $\rho w^2/2$ — динамическое давление; p — гидромеханическое давление (или просто давление).

Из выражения (22.13) следует, что для горизонтального напорного потока справедливо положение: *где больше скорость, там меньше давление и, наоборот, где больше давление, там меньше скорость.*

На рис. 22.9 уравнение Бернулли представлено графически. Из рисунка видно, что с увеличением площади живого сечения скорость потока уменьшилась, что повлекло за собой уменьшение скоростного напора $[w_2^2/(2g) < w_1^2/(2g)]$ и увеличение пьезометрического $[p_2/(\rho g) > p_1/(\rho g)]$. Если соединить линией уровни жидкости в пьезометрах, то получим так называемую *пьезометрическую линию*, которая отстоит от линии сравнения *0—0* на $z + p/(\rho g)$ — величину гидростатического напора.

Линия, проходящая по уровням жидкости в трубках Пито, называется *напорной линией* или *линией полной удельной энергии.* Для движущейся идеальной жидкости напорная линия параллельна оси сравнения.

Уравнение Бернулли для элементарной струйки реальной жидкости. Движение реальной вязкой жидкости характеризуется наличием внешних и внутренних сил трения (см. § 22.5), на преодоление которых расходуется часть энергии жидкости ΔE_{1-2}. Поэтому удельная энергия струйки реальной жидкости не остается постоянной, как в случае идеальной жидкости, а уменьшается по течению. Энергия, теряемая жидкостью, не исчезает бесследно, а превращается в теплоту, которая рассеивается движущейся жидкостью. Уравнение Бернулли применительно к тем же двум сечениям (см. рис. 22.7) принимает вид

$$g z_1 + p_1/\rho + w_1^2/2 = g z_2 + p_2/\rho + w_2^2/2 + \Delta E_{1-2}. \qquad (22.14)$$

Это уравнение является уравнением баланса удельных энергий элементарной струйки реальной жидкости.

Уравнение Бернулли для потока реальной жидкости. Для практических расчетов уравнение Бернулли для струйки реальной жидкости распространяют на целый поток реальной жидкости, состоящий из множества струек. При этом учитывают, что поток реальной жидкости, ограниченный стенками, имеет неравномерное

распределение скоростей по сечению и потери энергии (напора) вдоль потока. Неравномерность распределения скоростей по сечению (см. рис. 22.5) движущейся вязкой жидкости объясняется торможением потока вдоль стенок из-за действия сил молекулярного сцепления между жидкостью и стенкой. Использование для расчета удельной кинетической энергии средней по сечению скорости $w_{ср}$ приводит к ошибке, которая может быть скорректирована введением поправочного коэффициента α (*коэффициента Кориолиса*). При течении в круглой трубе $\alpha \approx 1{,}05 \div 1{,}15$ при турбулентном движении и $\alpha = 2$ при ламинарном движении.

С учетом сказанного уравнение Бернулли для целого потока реальной жидкости, согласно выражению (22.10), примет вид

$$gz_1 + p_1/\rho + \alpha w_1^2/2 = gz_2 + p_2/\rho + \alpha w_2^2/2 + E_{тр}, \qquad (22.15)$$

где $E_{тр} = g\sum h_{тр}$ — потери удельной энергии потока на преодоление сопротивлений на рассматриваемом участке.

Выражение (22.15) является уравнением баланса удельных энергий реального потока жидкости с учетом потерь. Все члены этого уравнения имеют тот же геометрический и энергетический смысл, что и уравнение Бернулли для элементарной струйки идеальной жидкости. Из уравнения (22.15) следует, что удельная энергия $E_{тр}$, затраченная на преодоление сил трения на участке *1—2*, равна изменению полной удельной энергии потока (потенциальной и кинетической) на том же участке.

Умножим выражение (22.15) на плотность жидкости и, перегруппировав слагаемые, получим

$$p_1 - p_2 = \rho g (z_2 - z_1) + \rho\alpha (w_2^2 - w_1^2)/2 + \rho E_{тр}.$$

Из уравнения следует, что для подъема жидкости от отметки z_1 до z_2, увеличения скорости от w_1 до w_2 и преодоления сил трения по длине участка трубопровода *1—2* необходимо иметь перепад давлений $\Delta p = p_1 - p_2$. Все слагаемые уравнения измеряются в единицах давления — Па.

Разделив уравнение (22.14) на ускорение свободного падения, получим (переходя к напорам)

$$z_2 + p_1/(\rho g) + \alpha w_1^2/(2g) = z_2 + p_2/(\rho g) + \alpha w_2^2/(2g) + \sum h_{тр}, \qquad (22.16)$$

где $\sum h_{тр}$ — суммарные потери полного напора на участке *1—2*.

Потери напора $h_{тр}$ при движении жидкости складываются из *потерь по длине* $h_л$ и потерь на местные сопротивления $h_м$ (см. § 22.5), т. е. $h_{тр} = h_л + h_м$. Потери напора по длине возникают в результате преодоления сил трения между частичками жидкости и ограничивающими поток стенками, а также между различными слоями жидкости, движущимися с различной ско-

ростью. Поэтому потери по длине существенно зависят от состояния поверхности русла и распределения скоростей в потоке. Местные потери напора возникают только в отдельных местах потока — там, где поток претерпевает местную деформацию, приводящую к изменению его скорости по величине и направлению.

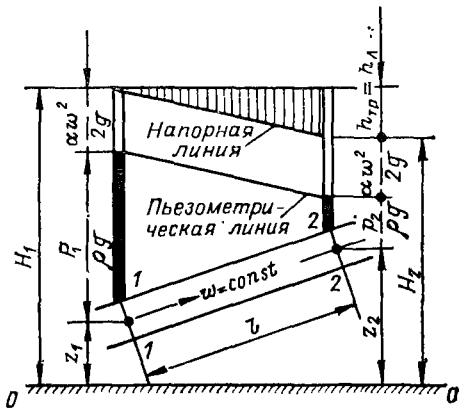


Рис. 22.10. Изменение пьезометрического и скоростного напоров вдоль струйки реальной жидкости

В случае равномерного движения жидкости со скоростью $w_{ср} = w = \text{const}$ по трубе постоянного сечения (рис. 22.10) удельная энергия (напор) жидкости в сечении *1—1* больше, чем в сечении *2—2*, на величину сопротивления трению по длине: $H_1 - H_2 = h_{тр} = h_л$. Потери полного напора потока $h_{тр}$ на единицу его длины l характеризуются *гидравлическим уклоном* $i = h_{тр}/l$. Так как условия движения потока на каждой единице его длины одинаковы, то и потери напора на этих участках будут одинаковы. Следовательно, уклон напорной линии вдоль потока постоянен. Таким образом, *в случае равномерного движения напорная линия является наклонной прямой.*

При равномерном движении скоростной напор вдоль потока — величина неизменная: $\alpha w^2/(2g) = \text{const}$, поэтому потерянный напор $h_{тр} = h_л$ равен разности гидростатических напоров в начале и конце рассматриваемого участка, т. е.

$$h_л = [z_1 + p_1/(\rho g)] - [z_2 + p_2/(\rho g)].$$

С энергетической точки зрения преодоление сопротивлений по длине в этом случае происходит за счет удельной потенциальной энергии, часть которой превращается в теплоту, что приводит к уменьшению удельной потенциальной энергии по ходу потока. Отсюда следует, что *при равномерном движении потока пьезометрическая и напорная линии параллельны.*

Графическая интерпретация уравнения Бернулли. Рассмотрим графическую интерпретацию уравнения Бернулли в случае неравномерного движения жидкости (рис. 22.11 и 22.12). Жидкость движется по горизонтальному трубопроводу под действием постоянного напора h. Трубопровод состоит из трех участков разного диаметра.

В случае протекания *идеальной жидкости* (рис. 22.11) полный напор по длине трубопровода не изменяется ($H_п = \text{const}$) и напорная линия *а—а* параллельна плоскости сравнения *0—0*.

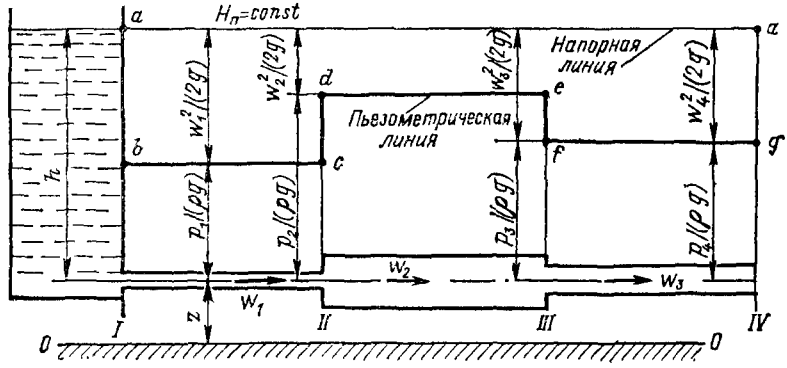


Рис. 22.11. Графическая интерпретация уравнения Бернулли для идеальной жидкости

Скорости потока на каждом участке обратно пропорциональны площадям живых сечений: $w_1 > w_3 > w_2$. Так как диаметры труб в пределах каждого участка одинаковы, то скоростной и пьезометрический напоры в пределах этих участков неизменны и изображаются прямыми, параллельными плоскости *0—0*, причем в соответствии с уравнением Бернулли большей скорости потока соответствует меньшее давление. С уменьшением скорости в сечении *II* давление возрастает от p_1 до p_2 и, наоборот, в сечении *III* диаметр уменьшается, скорость возрастает от w_2 до w_3, а давление падает от p_2 до p_3. В пьезометрической линии *bcdefg* в местах изменения скорости наблюдаются скачки давления *c—d* и *e—f*.

В случае движения по трубопроводу *реальной жидкости*, как уже было сказано, часть полного напора расходуется на преодоление сопротивления движению потока. Изменение пьезометрического давления (рис. 22.12) на участках равномерного движе-

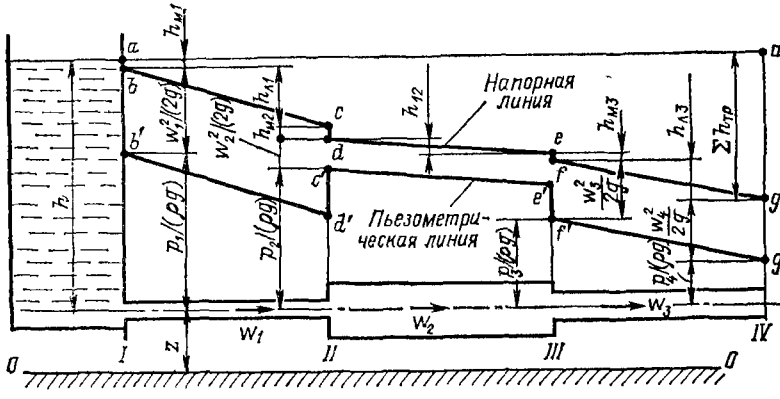


Рис. 22.12. Графическое представление уравнения Бернулли для реального потока

ния b'—d', c'—e', f'—g' связано с расходом энергии давления на преодоление сопротивлений по длине. Гидравлические уклоны на этих участках зависят от интенсивности потери напора, которая пропорциональна скорости потока. На участке *I*—*II* гидравлический уклон наибольший, так как скорость движения w_1 на этом участке наибольшая, а на участке *II*—*III* уклон наименьший, так как скорость w_2 наименьшая. Изменение площади сечения приводит к изменению скорости и, следовательно, к изменению давления. При переходе от большей скорости w_1 к меньшей w_2 происходит увеличение пьезометрического напора (скачок c'—d'), а при переходе от меньшей скорости w_2 к большей w_3 — уменьшение (скачок e'—f'). При построении напорной линии учитываются как местные потери напора $h_м$, так и потери по длине $h_д$. В сечении *I* от уровня жидкости (точка *a*) откладывают вниз отрезок *ab*, равный потере напора $h_{м1}$ на местное сопротивление «вход в трубу». На участке *I*—*II*, как мы уже выяснили, имеют место потери напора на преодоление сопротивлений по длине $h_{д1}$. Тогда полный напор в конце участка (сечение *II*) будет меньше, чем в точке *b*, на величину $h_{д1}$, что соответствует точке *c*. В сечении *II* существует местное сопротивление «внезапное расширение», которое уменьшает полный напор на $h_{м2}$ (скачок *c*—*d*). Дальнейшее построение напорной линии аналогично предыдущему. Из графика видно, что потери напора увеличиваются по ходу потока с нарастающим итогом, и в сечении *IV* отрезок *ag* представляет собой суммарные потери напора на трение в трубопроводе $\sum h_{тр}$.

§ 22.4. РЕЖИМЫ ДВИЖЕНИЯ РЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ

Существование двух разных режимов движения жидкости открыл немецкий инженер-гидротехник Г. Хаген в 1839 и 1854 гг. В 1880 г. предположение о существовании двух принципиально разных режимов движения было высказано русским ученым Д. И. Менделеевым. В 1883 г. английский ученый О. Рейнольдс экспериментально подтвердил их существование.

Рейнольдс наблюдал движение воды в стеклянных трубах *5* разного диаметра (рис. 22.13, *а*), регулируя скорость движения краном *6*. Окрашенная жидкость из сосуда *3* по тонкой трубке с заостренным концом *4* подводилась к входному сечению стеклянной трубы *5*. С помощью сливной трубы *2* в сосуде *1* поддерживался постоянный уровень воды, что обеспечивало постоянство напора на входе в трубу *5*. Средняя скорость потока w при площади поперечного сечения трубы F рассчитывалась по расходу V, который определялся по объему воды, поступившей в бак *7* за время τ, т. е. $w = V/F$. Результаты опытов показали:

1) при скоростях в трубе w, меньших некоторой скорости $w_{кр}$ (критической), окрашенная жидкость, попадающая в трубу *5* из трубки *4*, движется внутри нее в виде тонкой струйки, не перемешиваясь с остальной массой воды; этот вид движения при $w < w_{кр}$ получил название *ламинарного* (рис. 22.13, *б*);

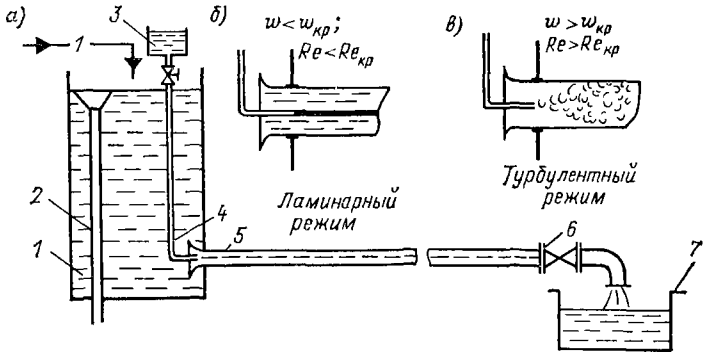


Рис. 22.13. Прибор Рейнольдса для демонстрации режимов течения

2) при постепенном увеличении скорости движения воды наступает момент, когда характер ее течения быстро изменяется. Струйка окрашенной жидкости начинает колебаться, затем размываться и перемешиваться с массой воды. Становится заметным вихреобразное, хаотичное движение частичек жидкости (рис. 22.13, *в*). Движение жидкости, сопровождающееся интенсивным перемешиванием жидкости, называется *турбулентным*.

Если скорость потока уменьшить, то турбулентный режим вновь переходит в ламинарный. Скорость, при которой в данных условиях происходит изменение режимов движения, называется *критической*. Опытным путем было установлено, что величина $w_{кр}$ прямо пропорциональна кинематической вязкости ν и обратно пропорциональна диаметру трубы d, т. е. $w_{кр} = k\nu/d$. Безразмерный эмпирический коэффициент k, входящий в формулу, одинаков для всех жидкостей и газов и не зависит от диаметра трубы. Отсюда следует, что изменение режима движения происходит при определенном сочетании параметров $w_{кр}$, d и ν. Этот коэффициент называется *критическим числом Рейнольдса*

$$k = w_{кр}\, d/\nu = \mathrm{Re}_{кр}.$$

Число Рейнольдса является важнейшей характеристикой движения жидкости, по нему судят о режиме течения потока. При $\mathrm{Re} < \mathrm{Re}_{кр}$ имеет место ламинарный режим, при котором существенное влияние на характер потока оказывает вязкость жидкости, сглаживающая мелкие пульсации скорости. При $\mathrm{Re} > \mathrm{Re}_{кр}$ имеет место турбулентный режим, при котором большее влияние на характер потока оказывают силы инерции. Величина $\mathrm{Re}_{кр}$ зависит от многих факторов: шероховатости поверхности стенок, условий входа в трубу, вибрации и пр.

На практике при расчетах круглых труб обычно используют среднее критическое число Рейнольдса $\mathrm{Re}_{кр} = 2300$. Область $\mathrm{Re} = 2300 \div 4000$ считается переходной критической областью,

а при $Re \geqslant 10^4$ движение будет развитым турбулентным. В трубопроводах систем водоснабжения, вентиляции, отопления, холодильных машин и других движение, как правило, турбулентное, так как движущиеся среды имеют малую вязкость. Ламинарный режим характерен для жидкостей с большой вязкостью (машинного масла, глицерина, сиропов и т. д.). При небольших скоростях движения и малых диаметрах труб ламинарный режим может иметь место и у маловязких жидкостей.

§ 22.5. ВИДЫ ГИДРАВЛИЧЕСКИХ СОПРОТИВЛЕНИЙ

Под термином *гидравлические сопротивления* понимают силы трения, возникающие в реальной жидкости при ее движении. На преодоление гидравлических сопротивлений поток жидкости расходует часть удельной энергии, которую называют *гидравлическими потерями*.

Гидравлические потери зависят от режима движения жидкости, формы сечения русла и его изменения, характера поверхности стенок и вязкости жидкости.

Гидравлические потери обычно разделяют на местные потери и потери на трение по длине. В гидравлике принят способ выражения гидравлических потерь полного напора в линейных единицах (м) и в единицах давления (Па).

Решение многих практических задач гидравлики сводится к нахождению зависимости изменения скорости и давления по длине потока. Для этого используют уравнение Бернулли $z + p/(\rho g) + \alpha w^2/(2g) + h_{тр} = \text{const}$ и уравнение постоянства расхода $V = Fw = \text{const}$. Но так как в этих уравнениях три неизвестных: w, p и $h_{тр}$, то для их решения необходимо третье уравнение, которым является зависимость $h_{тр} = f(w)$.

Потери напора по длине. Эти потери обусловлены силами внутреннего трения и представляют собой потери энергии. Они возникают в прямых трубах постоянного сечения (как в шероховатых, так и в гладких) и возрастают пропорционально длине трубы. Многочисленные опыты показывают, что внутреннее трение существенно зависит от скорости потока, а следовательно, от режима течения жидкости. Установлено, что при ламинарном режиме потери напора по длине прямо пропорциональны средней скорости [1]: $h_л = aw$, а при турбулентном — средней скорости в степени $m = 1{,}75 \div 2{,}0$: $h_л = bw^m$.

В 1840 г. Ж. Пуазейль получил формулу для расчета потерь напора на трение по длине для круглых труб при ламинарном движении

$$h_л = 32\mu lw/(\rho g d^2), \qquad (22.17)$$

[1] В дальнейшем индекс «ср» при w будет употребляться только в случаях, когда местную скорость можно спутать со средней.

где l, d — длина и диаметр трубы; μ — динамическая вязкость жидкости.

Из выражения (22.17) следует, что при ламинарном режиме течения потери напора на трение по длине: 1) прямо пропорциональны средней скорости в первой степени; 2) зависят от свойств жидкости (μ, ρ); 3) не зависят от шероховатости стенок; 4) прямо пропорциональны длине и обратно пропорциональны квадрату диаметра.

Формулу (22.17) можно преобразовать, умножая числитель и знаменатель на $2w$ и учитывая, что $\mu/\rho = \nu$ и $\nu/(wd) = 1/\mathrm{Re}$:

$$h_л = 32\frac{\mu l w}{\rho g d^2} = 32\frac{\mu}{\rho d}\frac{l}{d}\frac{w2w}{g2w} = \frac{64}{\mathrm{Re}}\frac{l}{d}\frac{w^2}{2g},$$

откуда

$$\boxed{h_л = \lambda\,(l/d)\,[w^2/(2g)],} \qquad (22.18)$$

где λ — безразмерный коэффициент, называемый *коэффициентом гидравлического трения* или *коэффициентом потерь на трение по длине* (*коэффициент Дарси*).

Для ламинарного режима величина λ зависит только от Re:

$$\boxed{\lambda = 64/\mathrm{Re}.} \qquad (22.19)$$

Выражение (22.18) называется формулой Дарси—Вейсбаха. Она справедлива и при турбулентном режиме движения. Однако коэффициент гидравлического трения λ в этом режиме зависит не столько от Re, сколько от неровностей поверхности труб (*шероховатости*). Определение значений коэффициента λ в режиме турбулентного движения — довольно сложная задача, в настоящее время его находят по эмпирическим формулам и графикам. При турбулентном режиме пульсации скоростей и процесс перемешивания частиц жидкости вызывают дополнительные расходы энергии, что приводит к увеличению потерь на трение по сравнению с ламинарным режимом. Вблизи стенок турбулентного потока располагается ламинарный подслой, толщина δ которого непостоянна и уменьшается с увеличением скорости движения жидкости, т. е. с увеличением числа Рейнольдса: $\delta \approx \approx 30d/(\mathrm{Re}\sqrt{\lambda})$.

Шероховатость поверхности стенок характеризуется величиной и формой выступов и неровностей и зависит от материала и способа изготовления и соединения труб. Она изменяется с течением времени в результате отложения осадков, ржавчины и т. д. Основной характеристикой шероховатости является *абсолютная шероховатость* Δ, представляющая собой среднюю высоту бугорков и выступов. Практически очень сложно оценить фактическую высоту выступов, поэтому пользуются понятием *эквивалентной шероховатости* $\Delta_{экв}$, *под которой подразумевают такую одно-*

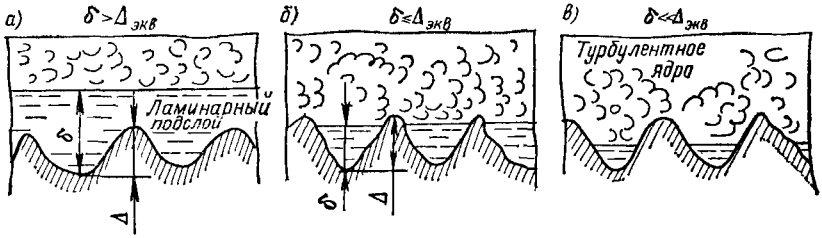


Рис. 22.14. К рассмотрению гидравлически гладких и шероховатых труб

родную шероховатость, которая дает потери на трение, равные потерям при действительной шероховатости. Так как толщина вязкого подслоя δ зависит от числа Рейнольдса Re, то она может быть больше или меньше высоты выступов шероховатости. Следовательно, одна и та же труба в зависимости от Re может быть *гидравлически гладкой* или *шероховатой.*

Эквивалентная шероховатость в зависимости от диаметра трубы по-разному сказывается на величине гидравлических сопротивлений. Поэтому в гидравлике для оценки гидравлических потерь используют понятие *относительной шероховатости* $\Delta_{экв}/d$ или *относительной гладкости* $d/\Delta_{экв}$.

Гидравлические сопротивления по длине при турбулентном режиме течения существенно зависят от соотношения между характеристикой шероховатости и толщиной ламинарного подслоя. Различают три области гидравлических сопротивлений.

1. Область гидравлически гладких труб — $\mathrm{Re} < 10d/\Delta_{экв}$, когда толщина вязкого подслоя больше высоты неровностей: $\delta > \Delta_{экв}$ (рис. 22.14, *а*). Турбулентная часть потока не касается выступов и скользит по ламинарному подслою, как по гладкой трубе, а вязкий подслой обтекает выступы без разрывов и вихреобразований. В этом случае шероховатость трубы не влияет на гидравлическое сопротивление и гидравлический коэффициент трения λ. Потери напора на трение по длине $h_л$ в этой области пропорциональны средней скорости в степени $m = 1{,}75$.

2. Переходная область — $10d/\Delta_{экв} < \mathrm{Re} < 500d/\Delta_{экв}$, в которой высота выступов имеет один порядок с толщиной вязкого подслоя: $\delta \leqslant \Delta_{экв}$ (рис. 22.14, *б*). В этом случае величины $h_л$ и λ зависят как от числа Рейнольдса, так и от высоты неровностей. Эта область носит название *области доквадратичного сопротивления.* Потери напора прямо пропорциональны средней скорости потока в степени $m = 1{,}75 \div 2{,}0$.

3. Область гидравлически шероховатых труб — $\mathrm{Re} > 500d/\Delta_{экв}$, когда толщина вязкого подслоя значительно меньше высоты неровностей: $\delta \ll \Delta_{экв}$ (рис. 22.14, *в*). В этом случае выступы выходят за пределы ламинарного подслоя в турбулентное ядро потока, являясь дополнительными источниками вихреобразования, способствующими усилению процесса перемешивания. Обтекание выступов носит резко выраженный отрывной ха-

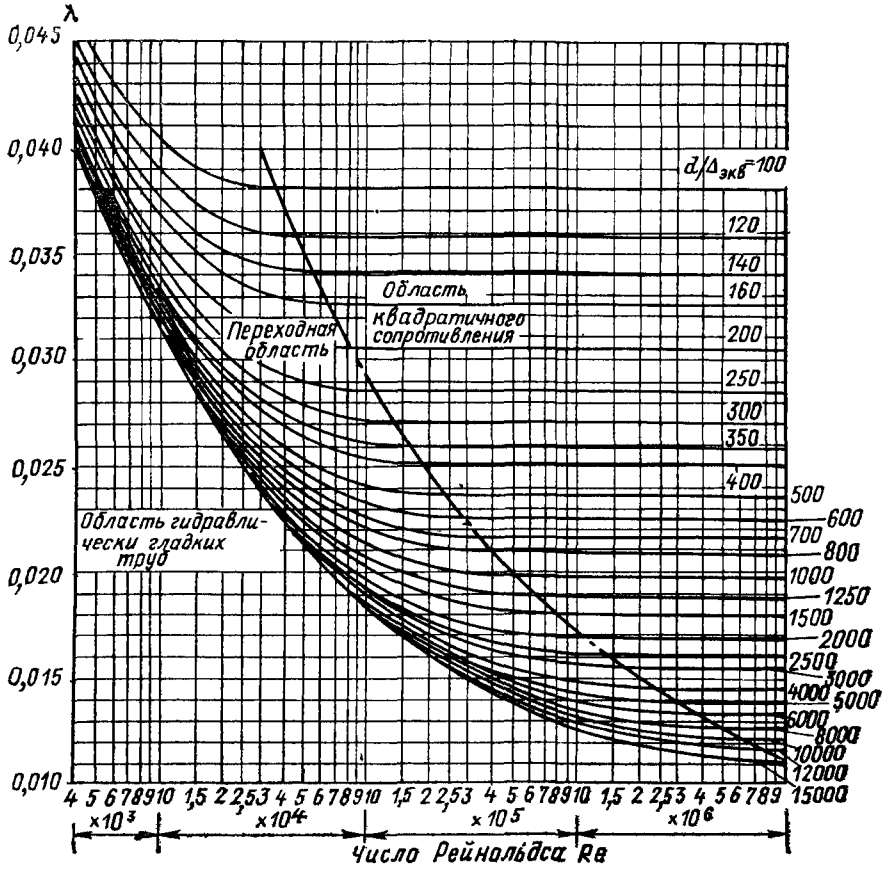


Рис. 22.15. Зависимость коэффициента гидравлического сопротивления λ от числа Рейнольдса

рактер. Значение λ в этой области зависит только от относительной шероховатости и не зависит от числа Рейнольдса. Потери напора на трение прямо пропорциональны квадрату скорости: $m = 2$ (*область квадратичного сопротивления*).

Следует помнить, что все три области относятся к турбулентному режиму движения и для каждой из них существует ряд эмпирических формул расчета коэффициента гидравлического трения λ. Значения λ могут быть определены по графику $\lambda = f(\mathrm{Re}, d/\Delta_{экв})$, составленному в 1948 г. Г. А. Мухиным для промышленных стальных труб с естественной шероховатостью (рис. 22.15), на котором хорошо видны три вышеупомянутые зоны.

Для гидравлически гладких труб значение λ может быть определено по формуле Конакова при любых $\mathrm{Re} > 4000$

$$\lambda = 1/(1{,}8 \lg \mathrm{Re} - 1{,}5)^2 \qquad (22.20)$$

или по формуле Блазиуса при $4000 < \mathrm{Re} < 10^5$

$$\lambda = 0{,}3164/\mathrm{Re}^{0{,}25}. \qquad (22.21)$$

В переходной области коэффициент λ рекомендуется вычислять по универсальной формуле Альтшуля

$$\lambda = 0{,}11\,(\Delta_{экв}/d + 68/\mathrm{Re})^{0{,}25}. \qquad (22.22)$$

При малых значениях чисел Рейнольдса ($\mathrm{Re} < 10d/\Delta_{экв}$) эта формула практически совпадает с формулой Блазиуса для гладких труб (22.21), а при больших ($\mathrm{Re} > 500d/\Delta_{экв}$) переходит в формулу Шифринсона для вполне шероховатых труб

$$\lambda = 0{,}11\,(\Delta_{экв}/d)^{0{,}25}. \qquad (22.23)$$

Для стальных водопроводных труб в области квадратичного сопротивления могут быть рекомендованы эмпирические формулы Шевелева:

для новых труб

$$\lambda = 0{,}0121/d^{0{,}226}; \qquad (22.24)$$

для труб, бывших в употреблении,

$$\lambda = 0{,}021/d^{0{,}3}. \qquad (22.25)$$

В справочной литературе по гидравлике приводится много старых и новых формул для нахождения λ, учитывающих особенности движения потока, вид материала и конфигурацию сечения трубы. Некоторые значения $\Delta_{экв}$ даны в табл. 22.1.

Таблица 22.1

Рекомендуемые значения $\Delta_{экв}$

Труба	Состояние поверхности	$\Delta_{экв}$, мм
Стальная бесшовная	Без покрытия новая и чистая после нескольких лет эксплуатации Оцинкованная: новая после нескольких лет эксплуатации	 0,02—0,1 1,2—1,5 0,1—0,2 0,4—0,7
Стальная сварная	Новая и чистая После эксплуатации	0,04—0,10 0,1—0,15
Из стекла, латуни, меди, свинца	Новая, технически гладкая	0,0015—0,01
Из алюминия		0,015—0,06

Местные сопротивления. Местные потери напора (энергии), обусловленные наличием местных гидравлических сопротивлений, являются следствием изменения размеров и конфигурации русла потока, что приводит к изменению направления и величины скорости движения жидкости, отрыву потока от стенок трубы и возникновению вихреобразований. Сопротивления называются местными, так как они располагаются на маленьком участке потока ($l_м \approx 0$), в определенном его месте. Они, как и потери напора по длине, обусловлены работой сил трения.

Простейшими видами местных сопротивлений являются сужение, расширение, поворот русла. Более сложными местными сопротивлениями являются комбинации перечисленных простейших. Например, в запорной и регулирующей арматуре поток жидкости меняет направление, сужается и, наконец, расширяется. На рис. 22.16 представлены некоторые устройства, являющиеся местными сопротивлениями потоку: *I* — задвижка; *II* — диафрагма; *III* — вентиль; *IV* — внезапное сужение; *V* — колено.

Потери напора (энергии) на преодоление местных сопротивлений определяют по *формуле Вейсбаха* (м)

$$h_м = \zeta w^2/(2g), \tag{22.26}$$

или в единицах давления

$$\Delta p_м = \rho g h_м = \zeta \rho w^2/2,$$

где ζ (дзета) — коэффициент местного сопротивления, зависящий в основном от формы местного сопротивления и иногда от числа Рейнольдса.

Коэффициент местного сопротивления ζ обычно определяют опытным путем, имеются эмпирические формулы, таблицы и графики. Значения этих коэффициентов для различных видов местных сопротивлений приводятся в справочниках по гидравлике. Рассмотрим некоторые из них.

Внезапное расширение. На практике часты случаи, когда трубопровод внезапно расширяется от диаметра d_1

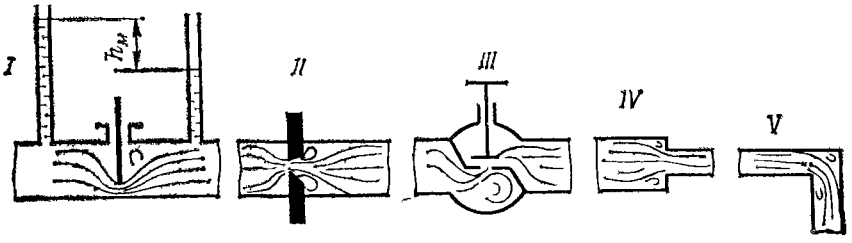


Рис. 22.16. Схемы местных гидравлических сопротивлений

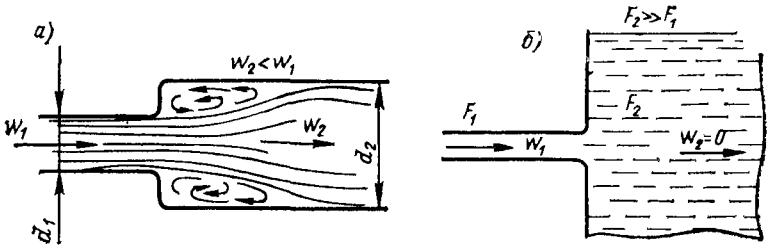


Рис. 22.17. Внезапное расширение труб

до диаметра d_2 (рис. 22.17, *а*). Скорость потока резко падает от w_1 до w_2 на сравнительно коротком участке пути. Частички жидкости, движущиеся с большей скоростью, наталкиваются на частички, движущиеся с меньшей скоростью. Возникает как бы удар, сопровождающийся расширением струи и повышением давления. На начальном участке струя отрывается от стенки, и в кольцевом пространстве между струей и стенкой образуется застойная (водоворотная) зона. Водоворотное движение организуется за счет сил трения на поверхности раздела между основным потоком и этой зоной. Затрата энергии на преодоление сил трения и создание вихревого движения приводит к потерям напора. Эти потери п р и т у р б у л е н т н о м д в и ж е н и и определяются по формуле Борда, выведенной в 1766 г.,

$$\boxed{h_{в.\,р} = (w_1 - w_2)^2/(2g),} \qquad (22.27)$$

где разность $w_1 - w_2$ называется *потерянной скоростью.*

Таким образом, *потери при внезапном расширении потока равны кинетической энергии от потерянной скорости.*

Для расчетов удобнее привести выражение (22.27) к виду формулы Вейсбаха (22.26). Вынося за скобки величину w_2^2, получаем

$$\boxed{h_{в.\,р} = (w_1/w_2 - 1)^2\,[w_2^2/(2g)] = \zeta_{в.\,р}\,[w_2^2/(2g)],} \qquad (22.28)$$

где $(w_1/w_2 - 1)^2 = \zeta_{в.\,р}$ — коэффициент местного сопротивления при внезапном расширении.

В соответствии с уравнением неразрывности потока $w_1F_1 = w_2F_2$

$$\zeta_{в.\,р} = (w_1/w_2 - 1)^2 = (F_2/F_1 - 1)^2 = (d_2^2/d_1^2 - 1)^2. \qquad (22.29)$$

В частном слу́чае, когда поток выходит из трубы в резервуар больших размеров под уровень жидкости (рис. 22.17, *б*), сечение F_2 несоизмеримо больше F_1 ($F_2 \gg F_1$) и скорость потока га-

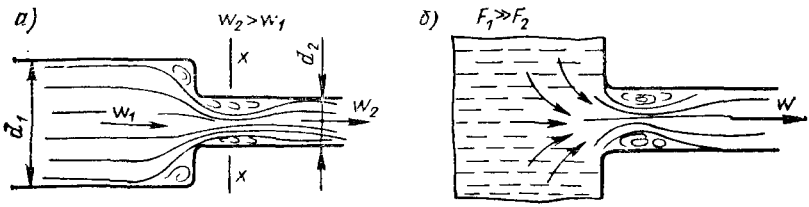


Рис. 22.18. Внезапное сужение труб

сится в резервуаре ($w_2 = 0$), тогда коэффициент местных потерь $\zeta_{в.\,р} = 1$ и потери напора на внезапное расширение

$$h_{в.\,р} = w_2^2/(2g). \qquad (22.30)$$

Следовательно, в этом случае вся кинетическая энергия потока расходуется на вихреобразование и поддержание вращательного движения массы жидкости в застойных зонах с постоянным ее обновлением.

Внезапное сужение. При внезапном сужении потока, образованного, например, соединением труб различных диаметров d_1 и d_2 (рис. 22.18, *а*), образуются две застойные зоны. Первая располагается в углах трубы большего диаметра. Вторая зоиа образуется в результате отрыва частиц струи от угла входа в трубу меньшего диаметра. Образуется зона отжима в виде кольцевого пространства вокруг суженной части потока, в которой происходит водоворотное движение частичек жидкости. На небольшом участке входа (до сечения x—x) струя жидкости сначала сужается до d_x, при этом ее скорость увеличивается до w_x, а затем расширяется до d_2 с уменьшением скорости до w_2. Таким образом, наблюдается картина, аналогичная внезапному расширению потока, сопровождающаяся потерей скорости от w_x до w_2. В целом при внезапном сужении скорость увеличивается от w_1 до w_2, а давление уменьшается от p_1 до p_2.

Потери энергии обусловлены трением жидкости на входе в трубу и потерями энергии на образование водоворотных зон. Опыты показывают, что основная доля местных потерь при внезапном сужении сосредоточена на расширяющемся участке струи (от F_x до F_2), поэтому коэффициент $\zeta_{в.\,с}$ определяется по формуле (22.29):

$$\zeta_{в.\,с} = (F_2/F_x - 1)^2 = (1/\varepsilon - 1)^2, \qquad (22.31)$$

где $\varepsilon = F_x/F_2$ — коэффициент сжатия струи, $\varepsilon = 0{,}57 + 0{,}043/(1{,}1 - d_2^2/d_1^2)$.

Для практических расчетов часто используют полуэмпирическую формулу Идельчика

$$\zeta_{в.\,с} = 0{,}5\,(1 - d_2^2/d_1^2) = 0{,}5\,(1 - 1/n), \qquad (22.32)$$

где $n = F_1/F_2$ — *степень сужения*.

Формула (22.31) лучше соответствует опытным данным при $d_2/d_1 \geqslant 0{,}5$, а формула (22.32) — при $d_2/d_1 \leqslant 0{,}5$.

В случае определения потери напора на входе в трубу (индекс «вх») из резервуара достаточно большого размера (рис. 22.18, *б*), т. е. когда $F_1 \gg F_2$ и можно считать $d_2^2/d_1^2 = 0$, из формулы (22.32) следует $\zeta_{вх} = 0{,}5$. Тогда

$$h_{вх} = 0{,}5\,[w_2^2/(2g)]. \qquad (22.33)$$

Из сравнения формул (22.29) и (22.32) видно, что при одинаковом соотношении площадей *потери напора при внезапном расширении всегда больше потерь при внезапном сужении.* Потери напора на входе в трубу могут быть значительно уменьшены за счет закругления кромок или организации конического входа.

Постепенное расширение (диффузор). В диффузоре (рис. 22.19) происходит постепенное уменьшение скорости и увеличение давления потока. Возле стенок слои жидкости, обладающие малой кинетической энергией, не в состоянии преодолеть нарастающего давления. Эти слои останавливаются и начинают течь в обратную сторону. Образуются завихрения, что приводит к потерям энергии, которые возрастают с увеличением *угла конусности* α. Кроме того, в диффузоре имеются потери на трение по длине. Таким образом, полные потери в диффузоре $h_{диф}$ равны сумме потерь на расширение $h_р$ и трение по длине $h_л$:

$$h_{диф} = h_р + h_л = (\zeta_р + \zeta_л)\,[w_2^2/(2g)], \qquad (22.34)$$

где $\zeta_л = \lambda\,(d_2^4/d_1^4 - 1)/[8 \sin(\alpha/2)]$ — коэффициент сопротивления по длине; $\zeta_р = k_{см}\,(d_2^2/d_1^2 - 1)^2$ — коэффициент сопротивления при расширении; $k_{см}$ — коэффициент смягчения, учитывающий уменьшение потерь в диффузоре по сравнению с потерями при внезапном расширении и зависящий от угла конусности α:

α, °	2	4	6	8	10	12	15	20	25	30	40	45
$k_{см}$	0,02	0,05	0,10	0,14	0,16	0,22	0,30	0,42	0,62	0,72	0,85	1

При уменьшении угла α возрастает длина диффузора и увеличиваются потери на трение по длине, а вихреобразование уменьшается. Экспериментально установлено, что при $0 < \alpha < 8$—$10°$ отрыва жидкости от стенки не происходит. Минимум общих потерь в диффузоре наблюдается при $\alpha = 6°$.

Постепенное сужение (конфузор). Так как скорость движения жидкости в конфузоре (рис. 22.20) увеличивается, а давление уменьшается, то отрыва потока от стенок не происходит.

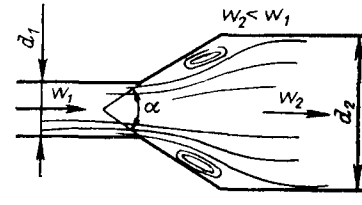


Рис. 22.19. Постепенное расширение потока (диффузор)

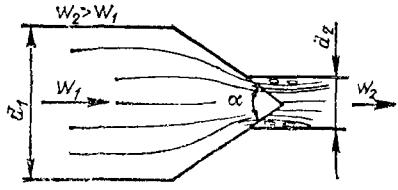


Рис. 22.20. Постепенное сужение потока (конфузор)

Вихреобразование наблюдается только на входе в цилиндрическую трубу из конфузора. Поэтому *потери напора в конфузоре всегда меньше, чем в диффузоре* и равны сумме потерь на сужение $h_с$ и трение по длине $h_л$:

$$h_{кон} = h_с + h_л = \zeta_{кон}\,[w_2^2/(2g)], \qquad (22.35)$$

где $\zeta_{кон} = \zeta_с + \zeta_л$ — коэффициент сопротивления конфузора.

Коэффициент сопротивления движению по длине

$$\zeta_л = \lambda\,(1 - d_2^4/d_1^4)/[8\sin(\alpha/2)].$$

Коэффициент сопротивления постепенного сужения принимают как часть коэффициента сопротивления при внезапном сужении [см. формулу (22.31)]:

$$\zeta_с = k_{к.\,вх}\zeta_{в.\,с} = k_{к.\,вх}\,(1/\varepsilon - 1)^2,$$

где $k_{к.\,вх}$ — коэффициент конического входа, зависящий от угла сходимости α (выбирается по справочникам).

Изменение направления потока. На рис. 22.21 изображен внезапный поворот трубы, или *колено без закругления*. Такая конструкция вызывает значительные потери энергии на отрыв потока от стенок и вихреобразование, которые увеличиваются с увеличением угла поворота α. Под действием центробежных сил возникают две зоны вихреобразования: у внутренней стороны — зона отжима с пониженным давлением, а у внешней — водоворотная область A с повышенным давлением. Это приводит к увеличению скоростного напора (кинетической энергии) у внутренней стороны и уменьшению у наружной.

Так же, как и в предыдущих случаях, основная доля потерь сосредоточена на участке расширения потока за сечением x—x. Из-за разных давлений в застойных зонах появляется винтовое движение жидкости, направленное из зоны высокого в зону низкого давления. Это движение накладывается на основной поток вдоль оси, что способствует увеличению потерь напора, которые определяются по формуле

$$h = \zeta_к\,[w^2/(2g)], \qquad (22.36)$$

где $\zeta_к$ — коэффициент сопротивления колена без закругления, принимаемый в зависимости от угла поворота α:

α, °	30	45	60	75	90	110	130	150	180
$\zeta_к$	0,155	0,318	0,555	0,806	1,19	1,87	2,6	3,2	3,6

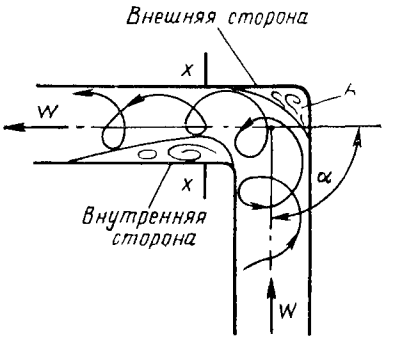


Рис. 22.21. Резкий поворот (острое колено)

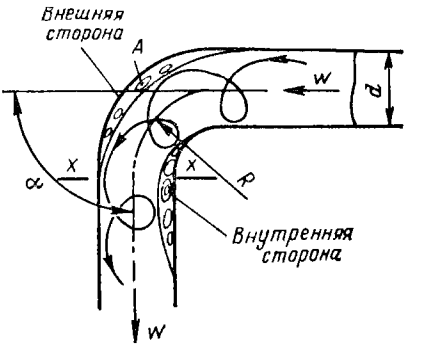


Рис. 22.22. Плавный поворот (закругленное колено)

В *закругленном колене* (рис. 22.22) плавность поворота потока значительно снижает сопротивление движению за счет уменьшения интенсивности вихреобразования. Снижение гидравлических потерь происходит с увеличением относительного радиуса кривизны колена R/d. Коэффициент сопротивления плавного поворота для круглых труб

$$\zeta_{к.\,п} = \zeta_{90^\circ} a,$$

где $\zeta_{90^\circ} = 0{,}02\,(100\lambda)^{2,5} + 0{,}106\,(d/R)^{2,5}$ — коэффициент сопротивления при $\alpha = 90^\circ$; a — коэффициент, зависящий от угла поворота:

$\alpha,^\circ$ . .	20	30	40	50	60	70	80	90	120	140	160	180
a. . . .	0,40	0,55	0,65	0,75	0,83	0,88	0,95	1	1,13	1,20	1,27	1,33

Диафрагма в трубопроводе. *Диафрагмой* называется пластина с круглым отверстием в центре, края которого чаще всего имеют острые входные кромки под углом 45°. Диафрагмы обычно устанавливают в трубопроводе для измерения расхода жидкости (рис. 22.23). Гидравлические потери в этом случае аналогичны потерям при внезапном сужении и зависят от соотношения диаметра трубы d_2 и отверстия в диафрагме d_0. Коэффициент сопротивления $\zeta_д$ определяют по формуле

$$\boxed{\zeta_д = [d_2^2/(\varepsilon d_0^2) - 1]^2.} \quad (22.37)$$

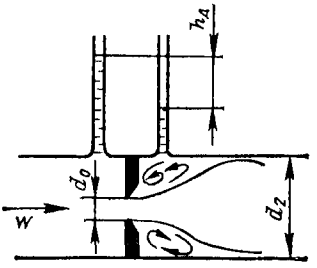


Рис. 22.23. Диафрагма

Значения коэффициентов $\zeta_д$ и ε в зависимости от d_0/d_2:

d_0/d_2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1
ε	0,613	0,616	0,621	0,628	0,640	0,667	0,718	1
$\zeta_д$	292	83,3	29,5	11,6	4,8	1,79	0,52	0

А р м а т у р а. В арматуре происходят многократная деформация и искривление потока. Коэффициент местного сопротивления зависит не только от типа и конструкции арматуры, но и от степени ее открытия (размер h на рис. 22.24). Ввиду сложности гидродинамических явлений, происходящих в арматуре, теоретически определить коэффициенты местных потерь весьма затруднительно. Их находят опытным путем — см. справочную литературу, например [5]. Потери напора определяются, как и прежде, по формуле Вейсбаха (22.26).

В табл. 22.2 даны примерные значения коэффициентов местного сопротивления трубопроводной арматуры *при турбулентном режиме* движения $\zeta_{тур}$, $Re > > 3500$.

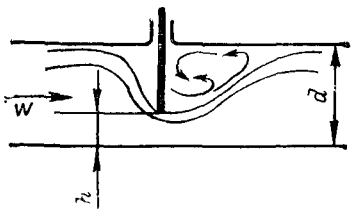


Рис. 22.24. Задвижка

Таблица 22.2

Коэффициенты местного сопротивления арматуры

Арматура	$\zeta_{тур}$
Вентиль с прямым затвором	2—5
Вентиль с косым затвором	2—3
Вентиль обыкновенный	7—16
Клапан обратный	5,5—6,5
» насоса приемный	5—6
Задвижка шиберная	0,5—1,5
Кран проходной	2—4

Таблица 22.3

Коэффициент A

Сопротивление	A	Сопротивление	A
Вентиль обыкновенный	3000	Задвижка при значениях	
» угловой	400	$n = h/d$, равных:	
Клапан шаровой	5000	1	75
Кран пробковый	150	0,75	350
Тройник	150	0,5	1300
Колено закругленное, $\alpha =$	130	0,25	3000
$= 90°$		Диафрагма при значениях	
Колено без закругления:		$n = d_0/d$, равных:	
$\alpha = 90°$	400	0,64	70
$\alpha = 135°$	600	0,40	120
		0,16	500

При ламинарном режиме они зависят не только от характера местного сопротивления, но и от сил вязкого трения, которые пропорциональны скорости потока в первой степени, т. е. от числа Рейнольдса. Причем при $\mathrm{Re} < 10$ в местных сопротивлениях жидкость течет без отрыва от стенок и гидравлические потери обусловливаются только вязкостным трением. Коэффициент местного сопротивления определяют по формуле $\zeta = A/\mathrm{Re}$, где A — коэффициент, зависящий от вида местного сопротивления (табл. 22.3). При значениях $10 < \mathrm{Re} < 3500$ потери зависят как от числа Рейнольдса, так и от соотношения площадей. Коэффициент местных потерь находят по формуле $\zeta = A/\mathrm{Re} + \zeta_{\text{тур}}$.

§ 22.6. СУММАРНЫЕ ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ

Как указывалось выше, полные потери напора в трубопроводе на участке *1—2* равны арифметической сумме местных потерь и потерь по длине:

$$h_{1-2} = \lambda\,(l/d)\,[w^2/(2g)] + \sum_{i=1}^{n} \zeta_i\,[w^2/(2g)],$$

или

$$\boxed{h_{1-2} = \left[\lambda\,(l/d) + \sum_{i=1}^{n} \zeta_i\right][w^2/(2g)],} \qquad (22.38)$$

где выражение, стоящее в первых квадратных скобках, называют *коэффициентом сопротивления системы* ζ_s. Тогда

$$\boxed{h_{1-2} = \zeta_s\,[w^2/(2g)].} \qquad (22.39)$$

Здесь l, d — длина и диаметр трубопровода.

Этот способ называется *методом наложенных потерь*. Его можно использовать в случаях, когда местные сопротивления расположены друг от друга на расстояниях, превышающих участок стабилизации скорости потока после его возмущения в местном сопротивлении. В зависимости от режима длина такого участка составляет от $20d$ до $50d$. Если местные сопротивления соединены между собой без участков стабилизации, то их рассматривают как особые местные сопротивления, имеющие свой коэффициент сопротивления.

При расчете трубопроводов иногда используют понятие *эквивалентной длины местного сопротивления* $l_э$, под которой понимают такую длину трубопровода, на которой потери напора по длине равны потерям напора на местном сопротивлении. Следовательно,

$$\zeta_м = [w^2/(2g)] = \lambda\,(l_э/d)\,[w^2/(2g)], \quad \text{или} \quad \zeta_м = \lambda\,(l_э/d),$$

откуда

$$l_э = (\zeta_м/\lambda)\, d. \qquad (22.40)$$

Тогда полные потери напора могут быть вычислены только по одному уравнению Дарси—Вейсбаха (22.18), если в него вместо действительной длины l подставить приведенную длину $l_п = l + \sum l_э$:

$$h_{1-2} = \lambda\,(l_п/d)\,[w^2/(2g)], \qquad (22.41)$$

Для практических расчетов трубопроводов холодильных машин коэффициент гидравлического трения λ принимают равным: $\lambda = 0{,}025$ для сухого насыщенного и перегретого пара; $\lambda = 0{,}035$ для влажного пара и жидкого хладагента; $\lambda = 0{,}040$ для воды и растворов солей.

Для удобства определения эквивалентных длин выражение (22.40) приводят к виду $l_э = Bd$, где безразмерный коэффициент B зависит только от *вида местного сопротивления (табл. 22.4)*. Для случая внезапного расширения или сужения величину $l_э$ находят по меньшему диаметру. Следует обратить внимание на существенное увеличение сопротивления при не полностью открытой арматуре, а также на большие сопротивления вентилей.

Таблица 22.4

Коэффициент B для сухого насыщенного и перегретого пара

Местное сопротивление	B	Местное сопротивление	B
Вентиль проходной	340	Колено, 135°, при R/d:	
» угловой	170	0,5	26
Задвижка, открытая полностью	7	1,0	12
		2,5	6
Задвижка, открытая наполовину	200	Колено, 180°, при R/d:	
		0,5	54
Клапан обратный	340	1,0	25
Тройник на проходе	20	2,5	12,5
» » разветвлении	67	Внезапное расширение при	
» » проходе с уменьшением сечения наполовину	32	d_1/d_2:	
		1/4	32
Вход в трубу из сосуда	17,5	1/2	20
Колено, 90°, при R/d:		3/4	18,5
0,5	40	Внезапное сужение при	
1,0	18,5	d_2/d_1:	
2,5	9,2	1/4	15
		1/2	12
		3/4	7

Если трубопровод состоит из нескольких участков длиной l_1, l_2, ..., l_m различных диаметров d_1, d_2, ..., d_m и общим числом местных сопротивлений n, то полные потери напора

$$h_{1-2} = \sum_{i=1}^{m} h_{\text{л}i} + \sum_{i=1}^{n} h_{\text{м}i}, \tag{22.42}$$

где

$$\sum_{i=1}^{m} h_{\text{л}i} = \lambda_1 (l_1/d_1)\,[w_1^2/(2g)] + \lambda_2 (l_2/d_2)\,[w_2^2/(2g)] + \cdots$$

$$\cdots + \lambda_m (l_m/d_m)\,[w_m^2/(2g)]; \tag{22.43}$$

$$\sum_{i=1}^{n} h_{\text{м}i} = \zeta_1\,[w_1^2/(2g)] + \zeta_2\,[w_2^2/(2g)] + \cdots + \zeta_n\,[w_n^2/(2g)]. \tag{22.44}$$

Для удобства расчетов все скорости на участках выражают через какую-либо одну скорость. В качестве этой скорости часто принимают скорость на основном участке трубопровода. Если предположить, что таким участком является первый, то из уравнения постоянства расхода $w_1F_1 = w_2F_2 = \ldots = w_mF_m$ имеем:

$$w_2 = w_1 (F_1/F_2);\ \ldots;\ w_m = w_1 (F_1/F_m).$$

После подстановки полученных значений скоростей в уравнения (22.43) и (22.44) выражение (22.42) примет вид

$$h_{1-2} = [\lambda_1 (l_1/d_1) + \lambda_2 (l_2/d_2)\,(F_1/F_2)^2 + \cdots + \lambda_m (l_m/d_m)\,(F_1/F_m)^2 +$$

$$+ \zeta_1 + \zeta_2 (F_1/F_2)^2 + \cdots + \zeta_n (F_1/F_n)^2]\,[w_1^2/(2g)],$$

или

$$\boxed{h_{1-2} = \zeta_s\,[w_1^2/(2g)],} \tag{22.45}$$

где ζ_s — коэффициент сопротивления всей системы.

§ 22.7. ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ УДАР В ТРУБАХ

Под *гидравлическим ударом* понимают резкое повышение давления жидкости в напорном трубопроводе при быстром изменении скорости ее движения. Гидравлический удар возникает чаще всего вследствие быстрого закрытия или открытия запорных устройств. Давление в трубопроводе возрастает до значений, в несколько раз превышающих номинальное. Теоретическое обоснование и методику расчета этого явления в 1898 г. предложил профессор Н. Е. Жуковский. Было выяснено, что гидравлический удар представляет собой колебательный процесс с чередованием резких повышений и понижений давления.

Рассмотрим трубу постоянного диаметра d длиной l, по которой движется жидкость с параметрами p_0, w_0 (рис. 22.25). При мгновенном закрытии задвижки, расположенной в конце трубы,

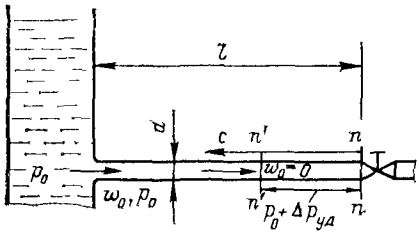


Рис. 22 25. Схема к рассмотрению гидравлического удара

скорость движения частичек жидкости возле нее быстро падает до нуля, кинетическая энергия массы жидкости преобразуется в потенциальную энергию давления. В остановившемся перед задвижкой слое происходит резкое (ударное) повышение давления на величину $\Delta p_{уд}$ и общее давление достигает максимального значения $p_0 + \Delta p_{уд}$, происходит *прямой гидравлический удар*. В последующие моменты времени на заторможенные частички жидкости набегают соседние, которые тоже теряют свою скорость, и зона повышенного давления (сечение n—n) со скоростью c перемещается к началу трубопровода в виде ударной волны (n'—n').

За время $\tau = l/c$ ударная волна достигает резервуара, и вся жидкость в трубе оказывается остановленной и сжатой до давления $p_0 + \Delta p_{уд}$. Одновременно в стенках трубы возникают значительные растягивающие напряжения, вызывающие соответствующие деформации. Жидкость, находящаяся в трубе под бóльшим давлением, чем в резервуаре, начинает вытекать из трубы. Давление в трубе падает до первоначального сначала в первых слоях, а затем по мере вытекания жидкости зона (волна) пониженного давления с той же скоростью перемещается к задвижке (*отраженный гидравлический удар*). Когда эта волна достигнет задвижки, вся масса жидкости в трубе будет иметь давление p_0 и скорость w_0, направленную в сторону резервуара. Время двойного пробега ударной волны (от задвижки к резервуару и обратно) называется *длительностью фазы гидравлического удара* $\tau_ф$, т. е. $\tau_ф = 2l/c$.

В связи с упругостью стенок трубы и жидкости при снятии нагрузки $\Delta p_{уд}$ деформации растяжения и сжатия в них исчезают, стенки возвращаются в первоначальное состояние. Энергия давления переходит в энергию движения частиц жидкости, но направлена она уже в противоположную сторону.

Как только ударная волна пониженного давления достигла задвижки, примыкающие к задвижке слои жидкости будут стремиться оторваться от нее. Давление у задвижки, ставшее начальным, будет продолжать понижаться до тех пор, пока жидкость, «разжавшись», не остановится. У задвижки образуется зона пониженного давления $p_0 - \Delta p'_{уд}$, которая распространяется в сторону резервуара. Возникает *отрицательная ударная волна*, оставляющая за собой давление $p_0 - \Delta p'_{уд}$ и скорость $w = 0$. Под действием отрицательного давления стенки трубы будут сжиматься, а жидкость расширяться. Вновь имеет место переход кинетической энергии в энергию давления, но с обратным знаком.

Совершенно очевидно, что на следующем этапе жидкость из резервуара вновь устремится в трубу и весь цикл гидравлического удара повторится. На диаграмме (рис. 22.26) штриховой линией показано теоретическое изменение *ударного давления* в сечении $n—n$, т. е. в случае мгновенного закрытия задвижки и при отсутствии сил трения. В действительности задвижка закрывается не мгновенно и имеют место потери энергии на трение и деформацию стенок трубы. Поэтому повышение давления $\Delta p_{уд}$ также происходит не мгновенно и колебания ударных давлений затухают (показано сплошной линией).

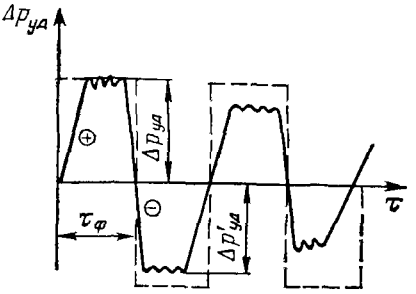


Рис. 22.26. Изменение давления по времени τ при гидравлическом ударе

Формула Жуковского для расчета ударного давления имеет вид

$$\Delta p_{уд} = \rho w_0 c.$$

Здесь c — *скорость распространения ударной волны*

$$c = 1/\sqrt{\rho/E_0 + \rho d/(E\delta)},$$

где ρ — плотность жидкости; E_0 — модуль объемного сжатия жидкости; E — модуль упругости материала трубы; d — внутренний диаметр трубы; δ — толщина стенки.

Формула Жуковского справедлива только при очень быстром закрытии задвижки, когда $\tau_{зак} < \tau_ф$, т. е. *когда имеет место прямой гидравлический удар*. Если $\tau_{зак} > \tau_ф$, возникает *непрямой гидравлический удар*, т. е. отраженная от резервуара ударная волна возвращается к задвижке раньше, чем она закрывается. В этом случае повышение давления от удара будет меньше.

ГЛАВА 23. НАСОСЫ

§ 23.1. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ НАСОСОВ И ИХ ПАРАМЕТРЫ

Насосом называется машина, предназначенная для создания потока жидкой среды. При работе насоса механическая энергия электродвигателя превращается в потенциальную и кинетическую энергию потока жидкости и частично в теплоту. Насосы относятся к числу самых распространенных машин, применяемых в народном хозяйстве. В холодильной технике они применяются для подачи жидкого хладагента (в приборы охлаж-

дения) или хладоносителей в рассольных системах охлаждения, в системах смазки и регулирования компрессоров, подачи воды в конденсаторы, градирни и т. д.

23.1.1. Классификация насосов

В соответствии с ГОСТ 17398—72 все насосы подразделяются на два основных класса: *динамические* и *объемные*.

Динамическими называют насосы, в которых жидкость перемещается под действием на нее гидродинамических сил в рабочей камере, которая постоянно сообщается с входом и выходом насоса. В зависимости от характера действующих на жидкость сил динамические насосы, в свою очередь, подразделяются на лопастные, электромагнитные, трения и инерции.

Лопастными называют насосы, в которых энергия от рабочего колеса к жидкости передается за счет динамического взаимодействия лопастей колеса с обтекающей их жидкостью. Различают два вида лопастных насосов: центробежные и осевые. В *центробежных* насосах рабочая жидкость под действием центробежных сил, обусловленных массами жидкости, перемещается внутри рабочего колеса от его центра к периферии. В *осевых* насосах жидкость под действием вращающихся лопастей рабочего колеса перемещается вдоль оси насоса.

В *электромагнитных* насосах перемещение жидкости осуществляется за счет электромагнитных сил.

В насосах *трения* и *инерции* энергия к рабочей жидкости передается за счет сил трения и инерции. К ним относятся, например, *вихревые* и *струйные* насосы.

Объемными называют насосы, в которых жидкость перемещается за счет периодического изменения объема рабочей камеры, которая попеременно сообщается с входом и выходом насоса. По характеру движения рабочего органа объемные насосы подразделяются на поршневые (плунжерные) и роторные.

В *поршневых* насосах жидкость выдавливается из неподвижной рабочей камеры (цилиндра) за счет возвратно-поступательного движения вытеснителя (поршня).

В *роторных* насосах рабочая среда вытесняется из рабочей камеры в результате вращательного или вращательно-поступательного движения вытеснителей (пластин, шестерен, винтов). По конструктивному признаку различают *шестеренные*, *пластинчатые*, *радиально-поршневые*, *аксиально-поршневые* и *винтовые* насосы.

Часто насосы поставляются в виде насосного агрегата, т. е. смонтированных на единой раме насоса и электродвигателя.

Кроме того, существует понятие насосная установка (рис. 23.1), которая представляет собой насосный агрегат с комплектующим оборудованием, собранным по определенной схеме.

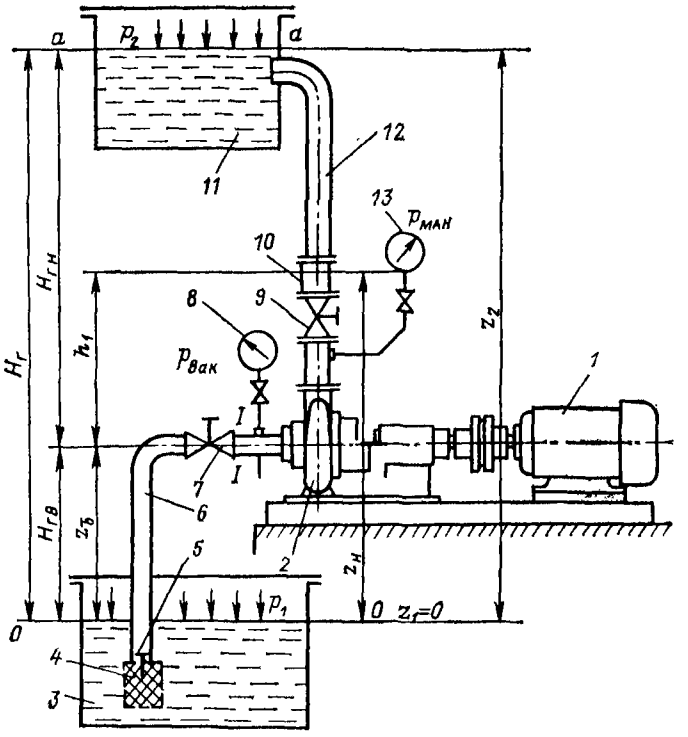


Рис. 23.1. Схема насосной установки

Насосный агрегат состоит из насоса *2* и электродвигателя *1*. На нагнетательном трубопроводе *12* установлены вентиль *9* и обратный клапан *10*. В приемной части всасывающего трубопровода *6* имеются фильтр *4* и всасывающий клапан *5*. Насосная установка снабжена измерительными приборами: манометром *13* на нагнетательном трубопроводе и вакуумметром *8* для измерения создаваемого разрежения на всасывании. В процессе работы насос всасывает жидкость из приемного резервуара *3* и нагнетает ее в напорный резервуар *11*. Если резервуар *3* расположен выше насоса или если давление в нем отличается от атмосферного, то перед насосом ставят задвижку *7*, которую закрывают при ремонте или остановке насоса.

Каждый насос имеет маркировку по основным техническим показателям: подаче и напору. После буквенного обозначения марки насоса ставят через дефис или косую черту два числа — номинальную подачу в м³/ч и номинальный напор в м столба жидкости. Например, маркировка К 125-30 или К 125/30 означает: насос консольный, подача 125 м³/ч, напор 30 м.

23.1.2. Основные параметры насосов

Работа насосов характеризуется подачей, развиваемым напором (давлением), высотой всасывания, потребляемой мощностью и КПД.

Подача. *Подачей* называется количество жидкости, подаваемой насосом в единицу времени в напорный трубопровод. Различают *объемную* V (м³/с) и *массовую* M (кг/с) подачу. Очевидно, что $M = \rho V$. Теоретическая объемная подача насоса $V_т = F w_{ср}$, где F — площадь живого сечения потока. Полезная подача насоса $V = V_т \eta_0$ всегда меньше теоретической на величину объемных потерь (утечек и перетечек через неплотности и т. д.), которые учитываются объемным КПД насоса η_0 (см. ниже).

Давление и напор. Давление и напор, развиваемые насосом, зависят от типа и параметров работы насоса. При работе на систему насос сообщает перемещаемой жидкости энергию. Приращение удельной энергии жидкой среды, т. е. энергии, отнесенной к единице массы жидкости, может быть определено как разница полных удельных энергий после насоса (сечение *II—II* на рис. 23 2) $u_н = z_н g + p_н/\rho + w_н^2/2$ и перед ним (сечение *I—I*) $u_в = z_в g + p_в/\rho + w_в^2/2$:

$$\Delta u = u_и - u_в = p/\rho = (z_н - z_в)\, g + (p_н - p_в)/\rho + (w_н^2 - w_в^2)/2, \tag{23.1}$$

откуда (в соответствии с ГОСТ 17398—72) можно найти *давление, развиваемое насосом*,

$$p = p_и - p_в + (w_н^2 - w_в^2)\,\rho/2 + \rho g\,(z_н - z_в), \tag{23.2}$$

где $p_в$, $p_н$, $w_в$ и $w_н$ — соответственно абсолютные давления, Па, и средние скорости потока, м/с, на входе и выходе из насоса; $z_в$, $z_н$ — высота расположения центров тяжести сечений, м. Индекс «в» — сторона всасывания, «н» — сторона нагнетания.

Для гидравлических расчетов используют понятие напора H, который определяется зависимостью $H = p/(\rho g)$. Разделив уравнение (23.2) на ρg, получим выражение для полного напора, развиваемого насосом:

$$\boxed{H = (z_н - z_в) + (p_н - p_в)/(\rho g) + (w_н^2 - w_в^2)/(2g).} \tag{23.3}$$

Следовательно, *напор насоса соответствует приращению энергии единицы массы жидкости, сообщенной ей рабочим органом насоса*. Физически напор равен высоте столба той жидкости, к потоку которой он относится, и измеряется в м. При работе насосной установки (см. рис. 23.1) жидкость всасывается на высоту $H_{г.\,в}$ (*геометрическая высота всасывания*) и нагнетается на высоту $H_{г\,н}$ (*геометрическая высота нагнетания*). Разность высот напорного и приемного уровней называется *геометрическим напором* $H_г$.

Под *статическим напором* установки понимают разность гидростатических напоров жидкости в напорном и приемном резервуарах:

$$H_{ст}=[z_2+p_2/(\rho g)]-[z_1+p_1/(\rho g)].$$

Для установки (см. рис. 23.1) в которой давление на поверхностях жидкости в резервуарах $p_1 = p_2 = p_{ат}$, статический напор равен разности уровней жидкости в резервуарах, т. е. высоте подъема жидкости в установке. С учетом того, что $z_1 = 0$, имеем

$$H_{ст} = H_г = z_2 - z_1 = z_2.$$

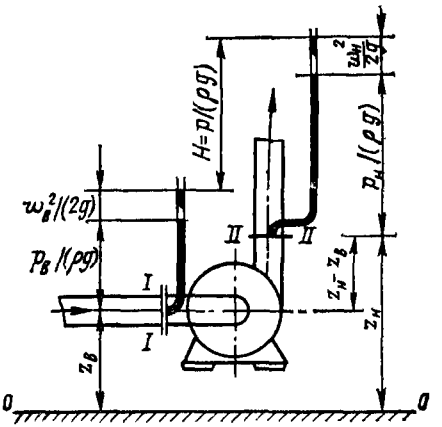


Рис 23 2. Схема измерения напора

Имея показания манометра $p_{ман}$ и вакуумметра $p_{вак}$, можно определить абсолютные давления $p_н$ и $p_в$ (см. рис. 23.1): $p_н = p_{ат} + p_{ман}$; $p_в = p_{ат} - p_{вак}$. Подставляя их в выражение (23 3), получим

$$H = (z_н - z_в) + (p_{ман} + p_{вак})/(\rho g) + (w_н^2 - w_в^2)/(2g). \quad (23.4)$$

Сумма первых двух слагаемых называется *манометрическим напором*

$$H_{ман} = (z_н - z_в) + (p_{ман} + p_{вак})/(\rho g).$$

Если учесть, что $p_{ман}/(\rho g) = H_м$; $p_{вак}/(\rho g) = H_в$, то при наличии вакуума во всасывающем трубопроводе $z_н - z_в = h_1$ (см. рис. 23.1) и $H_{ман} = H_м + H_в + h_1$. Выражение (23.4) примет вид

$$\boxed{H = H_м + H_в + h_1 + (w_н^2 - w_в^2)/(2g).} \quad (23.5)$$

Следовательно, *напор, развиваемый насосом, определяется суммой показаний манометра $H_м$ и вакуумметра $H_в$, выраженной высотой столба перекачиваемой жидкости, разностью скоростных напоров за и перед насосом и расстоянием h_1 между цапфой манометра и точкой присоединения вакуумметра.* Величина h_1 зависит от взаимного расположения манометра и вакуумметра и может быть отрицательна, если манометр расположен ниже вакуумметра.

При наличии показаний манометра M и вакуумметра B манометрический напор в действующих насосных установках

$$H_{ман} = Mk_м + Bk_в + h_1, \quad (23.6)$$

где $k_м$, $k_в$ — коэффициенты пересчета показаний манометра и вакуумметра в метры столба жидкости.

Если шкалы манометра и вакуумметра градуированы в кгс/м², то $k_м = k_в = 10$; если вакуумметр градуирован в мм рт. ст., то $k_в = 0{,}0136$; если манометр градуирован в МПа, а вакуумметр в кПа, то $k_м = 98{,}1$ (≈ 100), а $k_в = 0{,}0981$ ($\approx 0{,}1$).

При наличии на входе в насос избыточного давления манометрический напор определяют по формуле

$$H_{ман} = (M_н - M_в)\,k_м + h_2, \qquad (23.7)$$

где $M_в$, $M_н$ — показания манометров на всасывающей и нагнетательной сторонах насоса; h_2 — разность уровней установки манометров.

Для подбора насоса для данной установки необходимо знать потребный напор насоса, который может быть определен по разности удельных энергий на свободных поверхностях жидкости в напорном (сечение *а—а* на рис. 23.1) и приемном (сечение *0—0*) резервуарах. Полная удельная энергия жидкости в этих сечениях (если пренебречь малыми значениями удельной кинетической энергии в резервуарах) составит:

$$u_а = gz_2 + p_2/\rho + gh_{п.\,н}; \quad u_0 = gz_1 + p_1/\rho - gh_{п.\,в},$$

где $gh_{п.\,н}$, $gh_{п.\,в}$ — потери удельной энергии жидкости на преодоление сопротивлений в напорном и всасывающем трубопроводах.

Тогда энергия, затрачиваемая насосом для перемещения единицы массы жидкости по трубопроводам установки из приемного резервуара в напорный, будет равна

$$U = u_а - u_0 = g\,(z_2 - z_1) + (p_2 - p_1)/\rho + g\sum h_п.$$

Разделив уравнение на g и учитывая, что $z_2 - z_1 = H_г$, получим выражение для полного потребного напора установки

$$\boxed{H_{потр} = H_г + (p_2 - p_1)/(\rho g) + \sum h_п,} \qquad (23.8)$$

где $\sum h_п = h_{п.\,н} + h_{п.\,в}$ — суммарные потери напора на трение в напорном и всасывающем трубопроводах.

Таким образом, *потребный напор насоса расходуется на преодоление противодавления* ($p_2 - p_1$) *на стороне нагнетания, на подъем жидкости на высоту* $H_г$ *и преодоление гидравлических сопротивлений* $\sum h_п$ *трубопроводов.*

Высота нагнетания. Геометрическая высота нагнетания $H_{г.\,н}$ насоса может быть определена из уравнения Бернулли, записанного для сечений *II—II* и *а—а* (рис. 23.3, *а*) относительно плоскости сравнения, проходящей по оси насоса,

$$p_н/(\rho g) + w_н^2/(2g) + \Delta z = H_{г.\,в} + p_2/(\rho g) + w_а^2/(2g) + h_{п.\,н},$$

$$H_{г.\,н} = (p_н - p_2)/(\rho g) + (w_н^2 - w_а^2)/(2g) + \Delta z - h_{п.\,н}. \qquad (23.9)$$

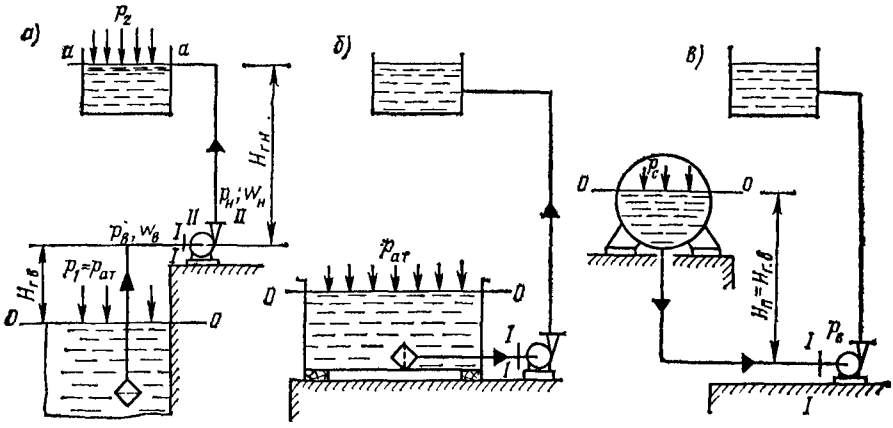


Рис. 23.3. Схемы установкн центробежных насосов

Здесь Δz — расстояние от сечения *II—II* до оси сравнения (из-за малости этой величиной пренебрегают).

Из уравнения следует, что геометрическая высота нагнетания тем больше, чем больше давление $p_н$, развиваемое насосом, и меньше противодавление p_2, чем больше скорость жидкости на выходе из насоса $w_н$ и чем меньше гидравлическое сопротивление напорного трубопровода $h_{п.\,н}$.

Высота всасывания. При работе насоса во всасывающем трубопроводе создается разрежение и жидкость из приемного резервуара поступает в насос под действием разности давлений $p_{ат}—p_в$, где $p_{ат} = p_1$ — давление на поверхности жидкости (рис. 23.3, *а*), а $p_в$ — давление перед насосом в сечении *I—I*. Эта разность давлений и есть вакуумметрическая высота всасывания, создаваемая насосом:

$$H_{вак} = (p_{ат} - p_в)/(\rho g). \qquad (23.10)$$

Геометрическая высота всасывания $H_{г.\,в}$, т. е. высота, на которую может подняться жидкость по всасывающей трубе, всегда меньше вакуумметрической высоты всасывания, что связано с частичным расходом этого перепада на преодоление гидравлических сопротивлений при движении потока по всасывающей трубе и сообщение всасываемой жидкости определенной скорости. Соотношение между геометрической и вакуумметрической высотами находят из уравнений Бернулли, составленных для сечений *I—I* и *0—0* относительно плоскости сравнения *0—0*:

$$z_0 + p_{ат}/(\rho g) + w_0^2/(2g) = z_1 + p_в/(\rho g) + w_в^2/(2g) + h_{п.\,в},$$

откуда, учитывая (23.10) и имея в виду, что $w_0 = 0$, $z_0 = 0$, $z_1 = H_{г.\,в}$, получаем

$$H_{г.\,в} = H_{вак} - h_{п.\,в} - w_в^2/(2g).$$

Итак, геометрическая высота всасывания равна вакуумметрической за вычетом потерь напора во всасывающем трубопроводе и скоростного напора при входе в насос.

Если насос расположен ниже уровня жидкости в приемном резервуаре (рис. 23.3, *б*), то он работает с подпором на всасывании, и тогда

$$-H_{\text{г. в}} = -H_{\text{вак}} + h_{\text{п. в}} + w_{\text{в}}^2/(2g). \qquad (23.11)$$

Отрицательное значение $H_{\text{вак}}$ ($H_{\text{г. в}}$) указывает на работу насоса с подпором.

Если насос перекачивает жидкость из сосуда, в котором она находится под давлением $p_{\text{с}}$ (рис. 23.3, *в*), то

$$H_{\text{г. в}} = (p_{\text{с}} - p_{\text{в}})/(\rho g) - h_{\text{п. в}} - w_{\text{в}}^2/(2g). \qquad (23.12)$$

Нормальная работа насоса возможна только в случаях, когда абсолютное давление во всех точках всасывающей магистрали больше давления насыщенных паров $p_{\text{нс}}$ перекачиваемой жидкости при данной температуре, т. е. $p_{\text{в}} > p_{\text{нс}}$. В противном случае в потоке начинается парообразование и возникает явление кавитации, что приводит к резкому снижению подачи, напора и КПД насоса и, как результат, к «срыву» насоса, т. е. к прекращению подачи жидкости из-за разрыва потока.

Кавитацией называют нарушение сплошности потока жидкости из-за образования большого количества мельчайших паровых или газовых пузырьков. В областях с повышенным давлением среды пузырьки разрушаются, конденсируясь с большой скоростью. Частички жидкости устремляются к центру пузырька, где в момент полной конденсации происходит их столкновение с превращением кинетической энергии в энергию давления. Возникает точечный гидравлический удар с мгновенным повышением давления, что вызывает разрушение (эрозию и коррозию) поверхности стенок канала и лопаток рабочего колеса.

Причиной возникновения кавитации является падение давления во всасывающей полости насоса из-за наличия больших гидравлических сопротивлений и повышения температуры жидкости, с ростом которой увеличивается давление насыщенных паров. Для предупреждения кавитации несколько уменьшают геометрическую высоту всасывания, т. е. принимают *запас на кавитацию* $\Delta h_{\text{к}}$. Тогда максимально допустимая геометрическая высота всасывания (рис. 23.3, *б*)

$$H_{\text{г. в max}} = (p_{\text{ат}} - p_{\text{нс}})/(\rho g) - h_{\text{п. в}} - w_{\text{в}}^2/(2g) - \Delta h_{\text{к}}. \qquad (23.13)$$

В насосно-циркуляционных системах холодильных установок центробежные насосы перекачивают насыщенные или близкие к насыщению хладагенты. Возникновению кавитации при этом

способствуют: повышенное содержание масла в хладагенте; резкое падение давления в напорной емкости (циркуляционном ресивере) при подключении компрессора в процессе ступенчатого регулирования холодопроизводительности; нарушение изоляции всасывающей трубы и резкое понижение давления в местах больших гидравлических сопротивлений (фильтре, вентиле и т. д.).

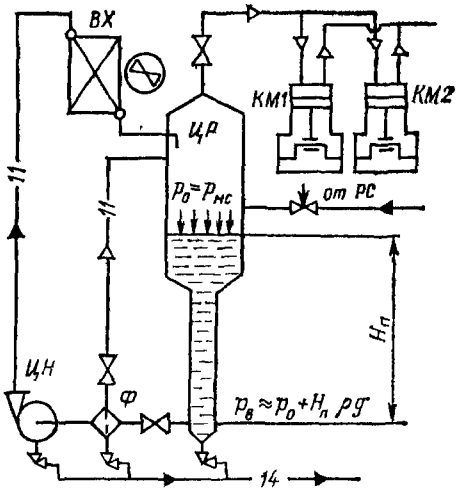


Рис. 23.4. Установка насоса с подпором жидкости на всасывании

При работе с насыщенными хладагентами для обеспечения бескавитационных условий работы насоса на всасывании в него создается дополнительное давление $H_п$ (подпор) сверх давления насыщенных паров перекачиваемой жидкости. Это достигается за счет отрицательной высоты всасывания, т. е. насос *ЦН* располагают ниже уровня жидкости в циркуляционном ресивере *ЦР* (рис. 23.4). Давление на входе в насос

$$p_в = p_{нс} + H_п\rho g - \rho g\,[\omega_в^2/(2g)] - \Delta p_{п.\,в},$$

где $p_{нс} = p_0$ — давление насыщенных паров хладагента; $\Delta p_{п.\,в} = \rho g h_{п.\,в}$ — падение давления во всасывающем трубопроводе, обусловленное гидравлическими сопротивлениями.

Минимальный напор $H_{п\,min}$, обеспечивающий устойчивую работу насоса, зависит от физических свойств жидкости и режима работы установки. По опытным данным, при $T_0 = 0 \div (-40)$ °С $H_{п\,min} = 1 \div 3{,}5$ м, причем бо́льшие значения $H_{п\,min}$ соответствуют более низким температурам кипения.

Статическое давление $H_п\rho g$ столба жидкости значительно уменьшает образование пузырьков пара, но полностью не исключает его. Поэтому основной задачей является отвод образовавшихся паров из всасывающего трубопровода. С этой целью на всасывающем фланце насоса монтируют сетчатый фильтр *Ф*. Пары сепарируются в нем и удаляются в циркуляционный ресивер. Кроме того, устойчивая работа насоса во многом определяется рациональным проектированием, монтажом и эксплуатацией узла напорная емкость — всасывающей трубопровод — насос. Под этим подразумевается: уменьшение скорости потока (не более 0,5 м/с) во всасывающей трубе и понижение ее сопротивления за счет увеличения диаметра трубы, уменьшения ее длины и количества поворотов и вентилей; размещение устройств, пре-

дотвращающих закручивание потока и образование воронки; монтаж всасывающего трубопровода с уклоном в сторону насоса и тщательная его изоляция; удаление масла из всасывающей трубы перед запуском насоса и т. д.

Мощность и КПД насоса. Рабочие органы насоса (лопасти, поршни) постоянно совершают работу над потоком жидкости за счет энергии, подводимой от двигателя. Мощность, потребляемая насосом, представляет собой работу, совершаемую насосом в единицу времени. Различают *полезную* мощность насоса $N_п$ и мощность N, *потребляемую* насосом.

Под полезной мощностью насоса понимают мощность, затрачиваемую рабочими органами насоса на сообщение энергии потоку жидкости. Если каждая единица массы жидкости в единицу времени $M = V\rho$ приобретает в насосе энергию gH, то энергия, приобретенная жидкостью на выходе из насоса, или полезная мощность, Вт

$$N_п = V\rho gH.$$

В зависимости от того, в каких единицах измеряются подача и напор, полезная мощность $N_п$ может быть определена по формулам:

Подача V	м³/с	м³/с	м³/ч
Напор H	м ст. жидкости	м вод. ст.	м вод. ст.
$N_п$, кВт	$V\rho gH10^{-3}$	$9{,}81VH$	$2{,}7VH10^{-3}$

Так как в любой машине потери механической энергии неизбежны, то мощность, затрачиваемая двигателем на привод насоса (потребляемая мощность N), всегда больше полезной мощности $N_п$. Эти потери оцениваются *общим КПД* насоса

$$\eta = N_п/N. \qquad (23.14)$$

Потери энергии (мощности) в насосе подразделяются на *гидравлические*, *объемные* и *механические* (рис. 23.5).

Гидравлическими потерями называют потери энергии на преодоление гидравлических сопротивлений, возникающих в проточной части насоса в результате вихреобразований и трения как в самой жидкости, так и между жидкостью и стенками насоса. Если гидравлические потери напора в насосе составляют $\Delta H_г$, то для создания в системе напора H рабочее колесо должно развивать теоре-

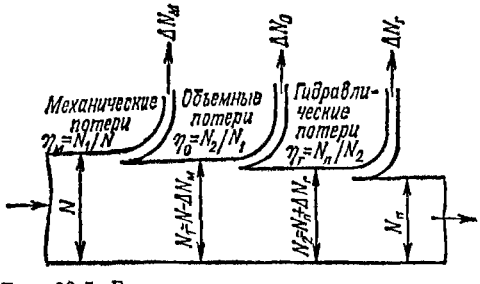


Рис. 23.5. Баланс энергии в лопастном насосе

тический напор $H_т = H + \Delta H_г$. Гидравлические потери $\Delta H_г(\Delta N_г)$ оцениваются *гидравлическим КПД*

$$\eta_в = H/(H + \Delta H_г), \text{ или } \eta_г = N_п/N_2 = N_п/(N_п + \Delta N_г).$$

На величину $\eta_г$ большое влияние оказывают конфигурация и шероховатость проточной части насоса, а также вязкость жидкости. Для современных крупных центробежных насосов $\eta_г = 0{,}8 \div 0{,}96$.

Объемные потери обусловлены наличием зазоров между рабочими органами и корпусом насоса, через которые часть жидкости ΔV перетекает из области высокого в область низкого давления. Объемная подача V насоса уменьшается, в то время как расход через рабочее колесо будет $V + \Delta V$. Объемные потери насоса ΔV (ΔN_0) учитываются *объемным КПД* насоса

$$\eta_0 = V/(V + \Delta V), \text{ или } \eta_0 = N_2/N_1 = N_2/(N_2 + \Delta N_0).$$

Значения объемного КПД существенно зависят от радиальных и торцевых зазоров между рабочим органом и корпусом насоса. У крупных центробежных компрессоров $\eta_0 = 0{,}96 \div 0{,}98$.

Механические потери $\Delta N_м$ возникают вследствие механического трения при относительном движении сопряженных деталей насоса. Они оцениваются *механическим КПД*, равным отношению оставшейся после преодоления механических сопротивлений мощности $N_1 = N - \Delta N_м$ к потребляемой насосом мощности N:

$$\eta_м = N_1/N = (N - \Delta N_м)/N.$$

На величину $\eta_м$ большое влияние оказывают конструкция и эксплуатационное состояние подшипников и сальниковых узлов насоса, а также шероховатость рабочих поверхностей колес. Для современных центробежных насосов $\eta_м = 0{,}92 \div 0{,}95$.

Если выражение (23.14) умножить и разделить на $N_1 N_2$, то

$$\eta = \frac{N_п N_2 N_1}{N_2 N_1 N} = \eta_г \eta_0 \eta_м. \qquad (23.15)$$

Таким образом, *полный КПД насоса равен произведению гидравлического, объемного и механического коэффициентов полезного действия* и характеризует энергетическое совершенство машины в целом. Для современных центробежных машин $\eta = 0{,}75 \div 0{,}92$.

Обычно мощность на выходном валу насоса (потребляемую мощность) находят по формулам, кВт:

$$N = MgH10^{-3}/\eta; \quad N = V\rho gH10^{-3}/\eta. \qquad (23.16)$$

Мощность двигателя, приводящего в движение насос, всегда больше потребляемой насосом мощности. С учетом наличия механической передачи от двигателя к насосу требуемая мощность двигателя

$$N_{дв} = kN/\eta_{пр}, \qquad (23.17)$$

где $\eta_{пр}$ — КПД передаточного механизма (редуктора, ременной передачи и т. д.; k — коэффициент запаса мощности двигателя:

N	<2	2—5	5—50	50—100	>100
k	1,5	1,5—1,25	1,25—1,15	1,15—1,05	1,05

§ 23.2. ЦЕНТРОБЕЖНЫЕ НАСОСЫ

Центробежные насосы нашли широкое применение в народном хозяйстве, в том числе в холодильной технике — для подачи воды, рассола и жидких хладагентов.

Устройство и принцип работы. Устройство центробежного насоса показано на рис. 23.6. Его основными рабочими органами являются рабочее колесо *8*, насаженное на вал *2*, спиральная камера *3*, всасывающий патрубок *4* и диффузор *6*.

Рабочее колесо предназначено для передачи энергии от двигателя к жидкости. Рабочее колесо закрытого типа состоит из ступицы *1*, заднего *7* и переднего *5* дисков, между которыми находятся лопасти (лопатки) *9*, изогнутые, как правило, в сторону, противоположную направлению вращения колеса. Изогнутые лопасти образуют ряд раздельных каналов, по которым движется жидкость при вращении колеса. Число лопастей на колесе обычно колеблется от шести до восьми; в насосах, перекачивающих загрязненные или вязкие жидкости, — от двух до четырех.

Рабочие колеса открытого типа не имеют переднего диска.

Спиральная камера (отвод) служит для сбора и отвода жидкости с лопастей рабочего колеса, а также для частичного преобразования кинетической энергии среды в потенциальную. Для этого поперечное сечение спиральной камеры делают постепенно увеличивающимся.

Окончательное снижение скорости до значения в начальном сечении трубопровода заканчивается в *диффузоре 6* с углом раскрытия около 10°.

Всасывающий патрубок (подвод) *4* в большинстве случаев конструируют в виде конического сходящего насадка для обеспечения равномерной скорости потока на входе в рабочее колесо.

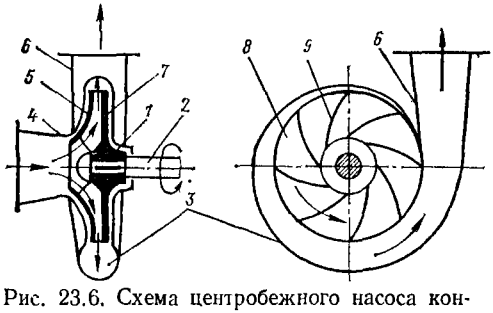


Рис. 23.6. Схема центробежного насоса консольного типа

Перед пуском насоса в работу заполняют всю всасывающую линию и корпус насоса перекачиваемой жидкостью. Если уровень жидкости в приемном резервуаре ниже насоса, то предусматривают устройство для залива насоса, а в нижней части на всасывающей трубе устанавливают об-

ратный клапан для предотвращения вытекания жидкости из насоса.

Принцип работы центробежного насоса заключается в том, что при вращении рабочего колеса жидкость, находящаяся между лопастями, увлекается колесом во вращение. Развиваемая при этом центробежная сила выбрасывает ее из колеса через спиральную камеру в трубопровод. Так как жидкость движется от центра колеса к периферии, то на входе в рабочее колесо создается разрежение, а на периферии — избыточное давление. Под действием разности давлений в приемном резервуаре и на входе в насос жидкость из всасывающей трубы устремляется в межлопаточные каналы. Таким образом, лопасти рабочего колеса сообщают жидкости энергию, преимущественно кинетическую, которая преобразуется в энергию давления (в диффузоре) и скоростной напор.

Классификация. Центробежные насосы классифицируют по следующим основным признакам:

1) по числу рабочих колес — *одноступенчатые* и *многоступенчатые;* в многоступенчатых насосах жидкость последовательно проходит через все ступени, увеличивая напор до заданного значения, число колес в них доходит до 10—16;

2) по создаваемому напору — *низконапорные* (до 10—20 м), *средненапорные* (от 20 до 60 м), *высоконапорные* (свыше 60 м);

3) по способу подвода жидкости к рабочему колесу — *с односторонним* и *двусторонним всасыванием*;

4) по расположению вала — *горизонтальные* и *вертикальные;*

5) по степени быстроходности — *тихоходные*, *нормальные* и *быстроходные;*

6) по степени герметичности — *герметичные* и *открытого типа*;

7) по назначению — *для перекачки воды*, *рассола*, *хладагента* и т. д.

В холодильной технике для подачи воды и рассола чаще всего применяют центробежные насосы консольного типа (К); а для подачи хладагента — центробежные герметичные насосы типа ХГ (ЦНГ).

Рабочая характеристика насоса. *Рабочей характеристикой* насоса называется графическая зависимость его основных параметров (напора H, потребляемой мощности N, КПД η, допустимой геометрической высоты всасывания $H_{г.в}$) от подачи V при постоянных значениях частоты вращения рабочего колеса n. Эта характеристика зависит от конструкции и типа насоса, соотношения размеров рабочих органов.

В паспорте насоса обычно приводят его параметры при максимальном значении КПД. Реальные условия работы часто отличаются от рекомендованных. Истинные зависимости между основными параметрами насоса в различных условиях его работы определяются в результате заводских стендовых испытаний. Полученные зависимости $H = f(V)$, $N = f(V)$, $\eta = f(V)$ при

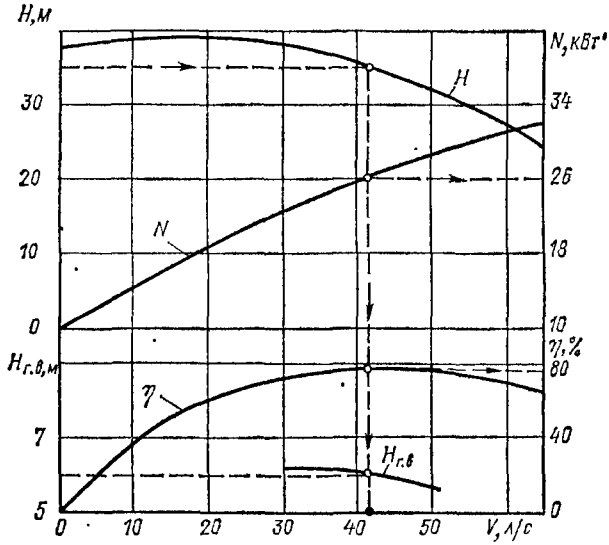


Рис. 23.7. Рабочая характеристика центробежного насоса

n = const строят на одном графике в разных масштабах по оси ординат (рис. 23 7). Наличие рабочих характеристик облегчает выбор насоса и определение его режимных параметров. Например, при требуемом напоре $H = 35$ м подача составит $V = 42$ л/с, потребляемая мощность $N = 26$ кВт, КПД насоса $\eta = 75$ % и допустимая высота всасывания $H_{г.в} = 6$ м (определение параметров указано стрелками).

Характеристики насоса, представленные на рис. 23.7, построены при частоте вращения рабочего колеса $n = 24$ с$^{-1}$. Параметры насоса для других частот вращения (индекс 1) могут быть определены по формулам:

$$V_1 = V\,(n_1/n);\quad H_1 = H\,(n_1/n)^2;\quad N_1 = N\,(n_1/n)^3.$$

Насос, подбираемый для гидравлической системы, должен обеспечивать требуемую подачу и создавать надлежащий напор. Следовательно, режим, в котором будет работать насос, полностью определяется особенностями системы. Необходимый напор в соответствии с (23.8)

$$H = H_г + p'/(\rho g) + \sum h_п = H_г + p'/(\rho g) + SV^2, \qquad (23.18)$$

где $H_г$ — геометрическая высота подъема жидкости; $p'/(\rho g)$ — напор, расходуемый на преодоление давления в напорном резервуаре (рис. 23.8); $\sum h_п = h_{п.в} + h_{п.н}$ — суммарные потери напора на преодоление сопротивлений (местных и по длине) во всасывающем и нагнетательном трубопроводах; S — полное сопротивление системы (трубопровода).

При турбулентном движении потери напора $\sum h_п$ пропорциональны квадрату скорости или квадрату расхода:

$$\sum h_п = SV^2 = [\lambda (l/d) + \sum \zeta_м] [w^2/(2g)]V^2.$$

Уравнение (23.18) называют *уравнением характеристики системы (сети)*, а график, построенный по этому уравнению, — *характеристикой трубопровода (системы)*. Рабочая характеристика насоса, показывающая зависимость создаваемого напора от подачи, не позволяет найти, в каком режиме насос будет работать на заданную систему. Для решения этого вопроса необходимо рассмотреть совместно характеристику насоса и характеристику системы (рис. 23.8). Точка A пересечения характеристик называется *рабочей точкой насоса*. Рабочая точка показывает, в каком режиме работает данный насос на заданную сеть. В точке A развиваемый насосом напор равен требуемому: $H_A = H_г + p'/(\rho g) + SV^2$, т. е. энергия, сообщенная жидкости в насосе, расходуется на ее перемещение в системе.

Регулирование подачи. Подачу центробежных насосов регулируют двумя основными способами: с помощью задвижки на напорной линии (дросселированием) и изменением частоты вращения рабочего колеса.

Регулирование подачи *с поможью задвижки* благодаря простоте получило широкое распространение, особенно для небольших насосных установок. Способ основан на увеличении сопротивления системы (штриховая линия на рис. 23.8), при котором подача насоса уменьшается от V_a до V_b, а рабочая точка A перемещается в точку B. При этом потребляемая насосом мощность уменьшается от N_a до N_b, а общий расход энергии на перемещение жидкости увеличивается из-за дополнительного гидравлического сопротивления задвижки $h_з$, КПД насоса уменьшается. Напор, развиваемый насосом, при расходе V_b равен сумме геометрического напора $H_г$, напора на создание противодавления в баке $p'/(\rho g)$, потерь в трубопроводе h_b и потерь в задвижке $h_з$: $H_b = H_г + p'/(\rho g) + h_b + h_з$.

Регулирование подачи задвижкой на стороне всасывания недопустимо, так как приводит к разрыву сплошности потока. Этот способ экономически не может считаться эффективным из-за значительного снижения КПД.

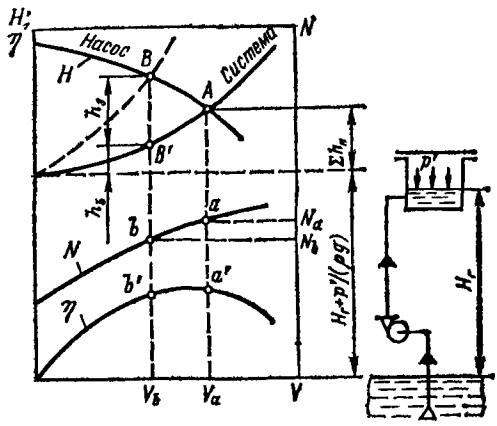


Рис. 23.8. Совмещенные характеристики насоса и системы

Наиболее экономично регулирование подачи *изменением частоты вращения вала рабочего колеса*. Это регулирование осуществляется с помощью электромагнитных муфт, гидромуфт, электродвигателей с изменяемой частотой вращения. При таком регулировании КПД установки изменяется незначительно. Но эти устройства еще конструктивно сложны и дороги и применяются для насосов большой мощности.

Параллельная работа центробежных насосов. В холодильных установках для подачи воды в конденсаторы, рассола в охлаждающую систему, как правило, имеет место совместная работа нескольких насосов. Параллельная работа насосов применяется в тех случаях, когда одним насосом нельзя обеспечить заданный расход жидкости. Причем для устойчивой и эффективной работы насосы должны иметь отдельные всасывающие трубопроводы и равные или близкие характеристики по напору. В противном случае высоконапорный насос будет забивать низконапорный и увеличения производительности не получится.

Параллельная работа насосов рациональна только в случае малого гидравлического сопротивления системы, т. е. когда характеристика системы пологая (кривая *3*, рис. 23.9). Кривая *1* является характеристикой одного насоса, а кривая *2* — суммарной характеристикой параллельно работающих насосов. Пересечение характеристики системы *3* с характеристикой насосов *2* дает рабочую точку *A* двух параллельно работающих насосов. В этом режиме подача одного насоса V_1 определяется точкой *B*. В случае работы только одного насоса (рабочая точка *C*) его подача будет больше, чем подача того же насоса при совместной работе: $V_0 > V_1$, а напор — меньше: $H_0 < H_1$. Суммарная подача двух насосов V_{1+2} (кривая *2*) всегда меньше суммы подач этих же насосов при их раздельной работе, т. е. $V_{1+2} < 2V_0$. Это связано с увеличением расхода через общий трубопровод, которое приводит к возрастанию гидравлических сопротивлений и увеличе-

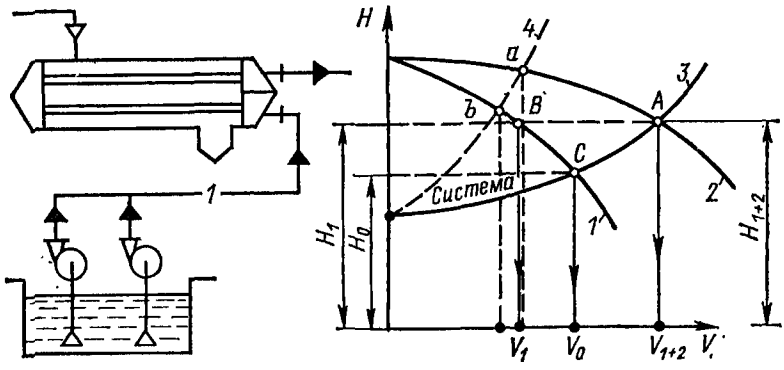


Рис. 23.9. Параллельная работа двух насосов на одну систему

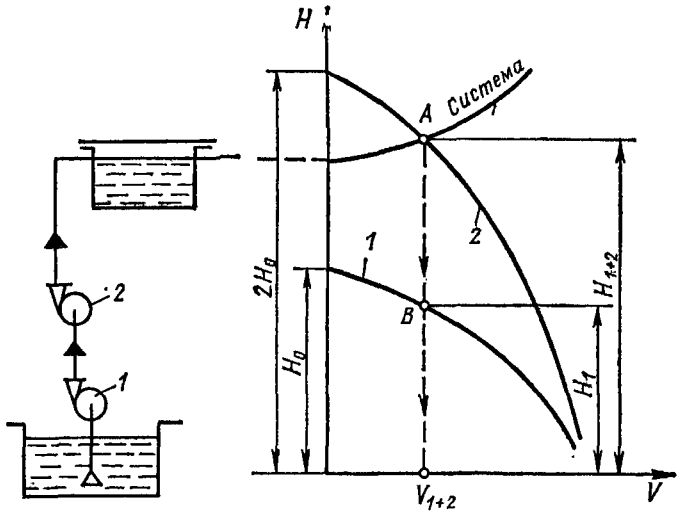


Рис. 23.10. Последовательная работа двух одинаковых насосов

нию необходимого напора, что влечет за собой уменьшение подачи насоса. В случае крутой характеристики системы (кривая *4*, показано штрихами) подключение второго насоса неэффективно, так как суммарная подача возрастает незначительно.

Последовательная работа центробежных насосов. Последовательная работа насосов применяется в тех случаях, когда напор, развиваемый одним насосом, недостаточен для подачи жидкости на данную высоту, или в случае большого противодавления. При последовательной работе один насос *1* подает жидкость на всасывание другому *2* (рис. 23.10). При этом расход жидкости в любом сечении трубопровода одинаков, а общий напор равен сумме напоров обоих насосов, взятых при одной и той же подаче. На рис. 23.10 кривая *1* — характеристика одного насоса, кривая *2* — характеристика совместной работы двух последовательно соединенных насосов. Пересечение последней с характеристикой системы дает рабочую точку A, ордината которой показывает значение напора H_{1+2}, а абсцисса — значение суммарной подачи $V_{1+2} = V_1$.

По принципу последовательной работы работают многоступенчатые насосы. В насосных системах холодильных установок используют центробежные насосы типа ЦНГ (ХГ) с одним — тремя колесами.

Таким образом, *при параллельной работе насосов их подачи складываются при неизменном напоре, а при последовательной — складываются напоры при равных подачах.*

§ 23.3. ПЛУНЖЕРНЫЕ НАСОСЫ

Плунжерные насосы применяют в тех случаях, когда необходимо создать очень высокие давления. Принцип их работы аналогичен поршневым насосам. Различие заключается в конструкции поршня. У плунжерных насосов длина поршня в несколько раз больше его диаметра (рис. 23.11). В рабочей камере *1* плунжер *2* перемещается свободно, не касаясь стенок, а уплотнение *3* размещено неподвижно в корпусе камеры. Плунжер совершает возвратно-поступательное движение. При движении его вправо давление в камере понижается и становится ниже, чем давление жидкости во всасывающей трубе p_1. Под действием разности давлений всасывающий клапан *4* открывается, и жидкость заполняет рабочую камеру. При движении плунжера влево давление жидкости в камере быстро возрастает и становится выше, чем давление в нагнетательном трубопроводе p_2. Открывается нагнетательный клапан *5*, и жидкость из камеры вытесняется в напорный трубопровод. Далее цикл насоса повторяется.

Обычно плунжеры изготовляют из чугуна, их наружная поверхность тщательно обрабатывается. Так как плунжер не соприкасается с внутренними стенками рабочей камеры, то последняя не нуждается в обработке, в отличие от зеркала цилиндра поршневого насоса. Кроме того, сальниковое уплотнение плунжера значительно проще и надежнее, чем уплотнение поршня в цилиндре. В этом и заключается преимущество плунжерных насосов перед поршневыми.

Для нормальной работы поршневых насосов необходимо, чтобы жидкость следовала за поршнем без отрыва. Разрыв между поршнем и жидкостью возможен при превышении скорости поршня над скоростью жидкости или при большой высоте всасывания и больших гидравлических сопротивлениях на всасывании. Это опасно тем, что в случае, когда поршень «догоняет» жидкость, происходит *гидравлический удар*, приводящий к разрушению насоса.

Плунжерные (поршневые) насосы по сравнению с центробежными обладают рядом достоинств: 1) возможностью создания вы-

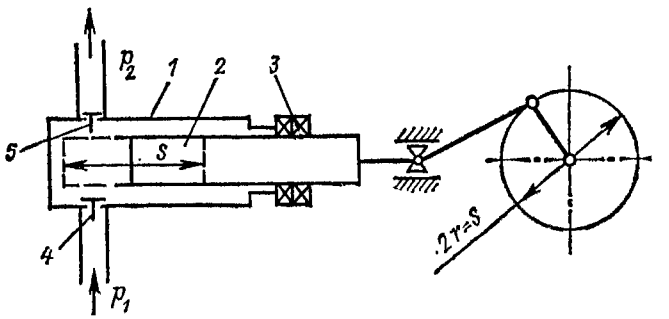


Рис. 23.11. Схема плунжерного насоса с кривошипным приводом

соких давлений при небольших подачах; 2) простотой конструкции; 3) возможностью запуска без предварительного заполнения рабочей камеры жидкостью; 4) возможностью работы с вязкими, агрессивными и загрязненными средами; 5) возможностью подачи жидкости с больших глубин; 6) имеют высокий КПД.

Плунжерные насосы имеют и недостатки: 1) прерывистую подачу и, как следствие, дополнительные расходы энергии на пульсацию скорости потока; 2) наличие клапанов, значительную массу и габаритные размеры; 3) трудность регулирования подачи и невозможность реверса; 4) сложнее ремонт и эксплуатация; 5) сложнее привод от электродвигателя к насосу; 6) ограниченность частоты рабочих ходов из-за возрастания инерционных сил и трудности создания быстродействующих клапанов.

Плунжерные насосы успешно применяют в пищевой промышленности для транспортировки вязких жидкостей (сиропов, овощных и фруктовых пюре, сусла и т. д.), в гомогенизаторах.

В холодильной технике для смазки цилиндров и сальника штока крейцкопфных компрессоров применяют *лубрикаторы*, представляющие собой многоплунжерные насосы с отдельными насосными элементами.

Основными параметрами объемных насосов, к которым относятся и плунжерные, являются подача, давление, развиваемый напор, потребляемая мощность, КПД.

Подача объемных насосов определяется объемом, описываемым поршнем, числом ходов поршня и числом цилиндров z. В насосе простого действия за один оборот вала объем жидкости, вытесненной поршнем, составляет $V_0 = FS$, где S — ход поршня; F — площадь основания поршня. При частоте вращения вала n *теоретическая объемная подача*

$$V_т = 60FSnz. \qquad (23.19)$$

Действительная подача насоса V всегда меньше теоретической в результате утечек жидкости через зазоры между поршнем и уплотнением и через клапаны в результате запаздывания их закрытия.

Отношение действительной подачи насоса к теоретической называется *объемным КПД* насоса, $\eta_0 = V/V_т$. Объемный КПД определяется при испытании насоса, обычно $\eta_0 = 0{,}8 \div 0{,}97$. В процессе эксплуатации по мере изнашивания неплотности увеличиваются и значение η_0 уменьшается.

Объемные насосы предназначены в основном для значительного увеличения энергии давления жидкости. При этом кинетическая энергия остается практически без изменения, и ее приращением пренебрегают. Тогда *давление* насоса определяется как разность давлений жидкости на выходе из насоса $p_н$ и на входе в насос $p_в$, т. е. $p = p_н - p_в$.

Напор, развиваемый объемным насосом, теоретически может быть любым, а практически лимитируется прочностью деталей

насоса и мощностью электродвигателя, приводящего его в действие. Напор насоса определяется зависимостью $H = p/(\rho g)$.

Геометрическую высоту всасывания $H_{г.в}$ и нагнетания $H_{г.н}$ плунжерных насосов находят по формулам (23.12) и (23.9).

Полезно затраченная мощность насоса, Вт

$$N_п = Vp = V\rho gH.$$

Мощность, потребляемая насосом,

$$N = M_{кр}\omega_{кр},$$

где $M_{кр}$ — крутящий момент на валу насоса; $\omega_{кр}$ — угловая скорость.

Полный КПД насоса равен отношению полезной мощности к затраченной:

$$\eta = N_п/N = Vp/(M_{кр}\omega_{кр}).$$

Как и для лопастных насосов, полный КПД равен произведению трех частных КПД: гидравлического $\eta_г$, объемного η_0 и механического $\eta_м$. Для плунжерных насосов $\eta_г = 0{,}8 \div 0{,}94$; $\eta_м = 0{,}9 \div 0{,}95$; $\eta = \eta_г\eta_0\eta_м \approx 0{,}65 \div 0{,}85$.

С учетом полного КПД потребляемая насосом мощность и мощность электродвигателя находятся из выражений (23.16) и (23.17).

§ 23.4. ШЕСТЕРЕННЫЕ И ПЛАСТИНЧАТЫЕ НАСОСЫ

Шестеренные и пластинчатые насосы относятся к объемным роторным машинам. Рабочие органы роторных насосов совершают вращательное движение вокруг оси и поэтому имеют большую степень уравновешенности, что позволяет им работать с большой частотой вращения. В связи с этим они обладают меньшими массой и габаритными размерами по сравнению с поршневыми при одинаковой подаче.

Роторные насосы состоят из трех основных частей: корпуса (статора), ротора и вытеснителя. Рабочий процесс в них можно разделить на три этапа: 1) заполнение рабочих камер жидкостью; 2) изоляция (отсечка) камер от окна всасывания и их перемещение к нагнетательному отверстию; 3) вытеснение жидкости из камер в нагнетательный трубопровод. Отличительной особенностью рабочего процесса является то обстоятельство, что изолированные рабочие камеры переносятся вместе с вращающимся ротором от всасывающего окна к нагнетательному, что делает излишними всасывающие и нагнетательные клапаны.

Для уменьшения перетечек из нагнетательной области насоса во всасывающую между деталями насоса делают малые зазоры, что обусловливает обработку поверхностей статора, ротора и вытеснителей по высшим квалитетам и параметрам шероховатости. Вот почему эти насосы работают только на чистых жидкостях и очень чувствительны к их загрязнению абразивными и металлическими частичками.

Рабочие органы смазываются перекачиваемой жидкостью. Работа роторных насосов на воде и агрессивных жидкостях исключена из-за быстрого выхода из строя рабочих органов и подшипников насоса вследствие интенсивной коррозии.

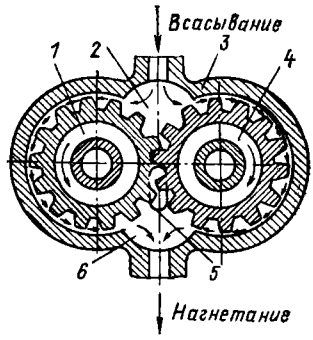


Рис. 23.12. Шестеренный насос с внешним зацеплением

Шестеренные насосы. Шестеренными называют насосы, в которых ротор и вытеснитель имеют форму зубчатых колес (шестерен). Эти насосы благодаря компактности, простоте конструкции, сравнительно высокому КПД, надежности и долговечности получили наибольшее распространение в гидроприводе, системах смазки и регулирования компрессоров и двигателей, а также в пищевой промышленности для перекачивания вязких и пластичных жидкостей. Шестеренные насосы могут быть с внешним и внутренним зацеплением зубьев.

Конструктивная схема насоса с внешним зацеплением показана на рис. 23.12. Насос состоит из двух шестерен — *1* и *4*. Одна из них (ведущая *1*) снабжена валиком, через который получает движение от электродвигателя. Эта шестерня называется *ротором*, а другая, приводимая в движение первой, — *замыкателем*. Обе шестерни помещены с малыми зазорами в корпус *3*. При их вращении в направлении, указанном стрелками, во всасывающей полости *2* создается разрежение и происходит всасывание жидкости в корпус насоса. Жидкость заполняет впадины между зубьями и перемещается шестернями по внешнему контуру рабочей камеры насоса к нагнетательной полости *6*. Здесь зубья вновь входят в зацепление, и жидкость выдавливается из впадин в напорный трубопровод. Для обеспечения наибольшей компактности шестерни выполняют с одинаковым числом зубьев — от 6 до 12.

Основными параметрами шестеренных насосов являются подача, номинальное и максимальное давления, КПД, потребляемая мощность.

Подача шестеренного насоса определяется геометрическими размерами шестерен и частотой их вращения n. Объемная подача шестеренного насоса с внешним зацеплением

$$V = 2\pi z m^2 b n \eta_0, \qquad (23.20)$$

где z — число зубьев шестерни; η_0 — объемный КПД насоса; m, b — соответственно модуль и ширина зуба шестерни.

Объемный КПД учитывает не только перетечки через торцевые и радиальные зазоры между шестернями и корпусом насоса, но и перенос жидкости, оставшейся во впадинах зацепления зубьев, обратно во всасывающую полость. Основная доля (до 80 %)

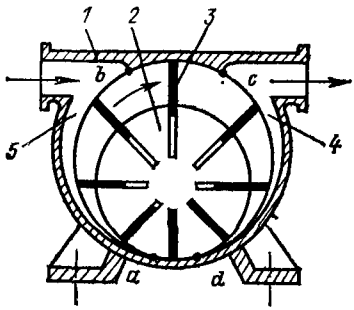


Рис. 23.13. Пластинчатый насос с внешним подводом жидкости

перетечек приходится на торцевые плоскости. Объемный КПД шестеренных насосов достигает 0,9—0,95, с увеличением напора он уменьшается, а при перекачивании вязких жидкостей увеличивается.

Шестеренные насосы реверсивны, т. е. при изменении направления вращения шестерен направление движения жидкости в трубопроводе изменяется на противоположное.

В зацеплении шестерен происходит защемление масла, оставшегося во впадинах между зубьями. Это вызывает значительные дополнительные нагрузки на опоры валов и сильное изнашивание подшипников. Для устранения этого явления на торцевых стенках корпуса в пределах зацепления делают перепускные канавки *5* (рис. 23.12).

Пластинчатые насосы. Эти насосы могут выполняться как *с внешним*, так и *с внутренним подводом жидкости*. Они бывают *одно-*, *двух-* и *многократного действия*.

В пластинчатом насосе однократного действия (рис. 23.13) с внешним подводом жидкости в корпусе *1* эксцентрично расположен массивный ротор *2*. В теле ротора выфрезерованы радиальные прорези (пазы), в которых размещены пластины (шиберы) *3*. Обычно толщина пластины 2—2,5 мм, а их число от 4 до 12. При вращении ротора пластины выходят из пазов и прижимаются к внутренней цилиндрической поверхности корпуса под действием центробежных сил. В некоторых конструкциях прижатие пластин обеспечивается пружинами или давлением жидкости. Выдвижение пластин из ротора ограничено конфигурацией внутренней поверхности корпуса. Поэтому при вращении ротора его пластины то утапливаются в пазы, то выдвигаются из них. Объем, ограниченный двумя соседними пластинами и поверхностями ротора и корпуса, все время изменяется. В первой половине оборота ротора (участок всасывания *a—b*) объем камер возрастает, что вызывает понижение давления во всасывающей полости *5*, и жидкость заполняет пространство между соответствующими пластинами. Во второй половине оборота (участок нагнетания *c—d*) объем камер уменьшается, что приводит к повышению давления и вытеснению жидкости из нагнетательной полости *4* в напорный трубопровод. На участке *b—c* жидкость переносится из всасывающей полости в нагнетательную.

Цилиндрические поверхности *bc* и *ad* являются уплотняющими между всасывающей и нагнетательной полостями насоса. Длины дуг перемычек *bc* и *ad* должны быть не меньше расстояния между

концами пластин в момент их скольжения по этим поверхностям. В противном случае нарушается нормальная работа насоса из-за перетекания жидкости из нагнетательной во всасывающую полость.

Пластинчатые насосы благодаря своей компактности, удобству встраивания и сравнительно высокому КПД получили широкое распространение в системах гидропривода и в пищевой промышленности для перекачивания вязких и даже некоторых пластичных пищевых продуктов.

Недостатком пластинчатых насосов однократного действия является значительная односторонняя нагрузка на подшипники вала и пластины, что ограничивает максимальное давление нагнетания до 5—6 МПа.

Пластинчатые насосы, как и шестеренные, реверсивны и обратимы. Обратимость заключается в том, что жидкость, поданная под давлением к одному из патрубков насоса, заставляет вращаться ротор. Получается машина (гидродвигатель), мощность на выходном валу которой пропорциональна расходу и давлению подаваемой жидкости.

Подача насоса однократного действия, м^3/с

$$V = 2be\,(\pi D - \delta z)\,n\eta_0, \qquad (23.21)$$

где b, δ — длина и толщина пластины; z — число пластин; e — эксцентриситет; n — частота вращения ротора; D — внутренний диаметр цилиндра; η_0 — объемный КПД.

Мощность, потребляемая роторными насосами, зависит от подачи V и создаваемого давления p и находится по формуле, кВт

$$N = Vp10^{-3}/\eta,$$

где $\eta = \eta_0\eta_м\eta_г$ — общий КПД роторного насоса.

Так как потери энергии от трения жидкости незначительны, то ими пренебрегают, и тогда $\eta = \eta_0\eta_м$.

Внутренние объемные потери роторных насосов связаны с перетечками, которые определяются типом насоса, зазорами, вязкостью жидкости и давлением, создаваемым насосом.

Механическое трение в роторных насосах имеет место в подшипниках, сальниках, между рабочими элементами и внутренней поверхностью корпуса, между зубьями шестерен, в пазах роторов и т. д. Механический КПД роторных насосов $\eta_м = 0{,}85 \div 0{,}98$.

С повышением температуры вязкость уменьшается и величина $\eta_м$ сначала увеличивается. При некоторой температуре T_{max} жидкость выдавливается из сопряжений деталей и наступает сухое или полусухое трение, вызывающее интенсивное изнашивание, задиры и даже заклинивание деталей, что приводит к выходу насоса из строя. Поэтому для насосов различных типов существует предельная температура жидкости, выше которой эксплуатация насоса недопустима.

Необходимо отметить, что шестеренные и пластинчатые роторные насосы имеют пульсирующую подачу, однако пульсация незначительна по сравнению с поршневыми насосами.

Подача роторных насосов регулируется или изменением частоты вращения ротора, или перепуском части жидкости из напорного трубопровода во всасывающий.

К достоинствам роторных объемных насосов по сравнению с поршневыми можно отнести: 1) более равномерную подачу жидкости; 2) отсутствие всасывающих и нагнетательных клапанов; 3) возможность непосредственного соединения с валом двигателя; 4) бо̀льшую уравновешенность и бо̀льшую подачу; 5) меньшие массу и габаритные размеры при одинаковой подаче; 6) возможность реверса; 7) насосы обратимы и могут работать в качестве гидромоторов.

К недостаткам роторных насосов по сравнению с поршневыми относятся: 1) невозможность работы с агрессивными и загрязненными жидкостями; 2) сложность регулирования подачи; 3) трудоемкость изготовления отдельных элементов насоса вследствие повышенных требований к точности изготовления и шероховатости поверхностей; 4) применение специальных износостойких материалов для изготовления рабочих органов насосов; 5) бо́льшая стоимость

§ 23.5. СТРУЙНЫЕ НАСОСЫ

Струйные насосы отличаются простотой конструкции, малыми габаритными размерами и отсутствием движущихся частей, что делает их весьма надежными в эксплуатации. Струйные аппараты нашли широкое применение в теплогазоснабжении, вакуумной технике, вентиляции, кондиционировании воздуха. В холодильной технике на их базе созданы *эжекторные холодильные машины*. Кроме того, они находят применение в качестве поджимающих устройств в одноступенчатых холодильных машинах для кратковременного (сезонного) получения низких температур.

В зависимости от состояния рабочей жидкости струйные аппараты называются *эжекторами*, если в сопло нагнетается воздух (газ), *инжекторами*, если водяной пар, *элеваторами*, если горячая вода, и *гидроэлеваторами*, если холодная вода.

Струйный насос (рис. 23.14) состоит из сопла *2*, всасывающей камеры *1*, камеры смешения *3* с входным кольцевым соплом *5* и диффузора *4*. Насос имеет подводы рабочей жидкости *7* и транспортируемой среды *6*. Рабочую жидкость питательным насосом *8* под большим давлением подают через сопло *2* во всасывающую камеру *1*. Вследствие сужения сопла скорость струи в нем значительно возрастает, а давление в камере *1* падает. Происходит переход потенциальной энергии в кинетическую энергию струи. Под действием разности давлений (атмосферного и в камере *1*) жидкость из резервуара *9* по всасывающей трубе *6* поступает во

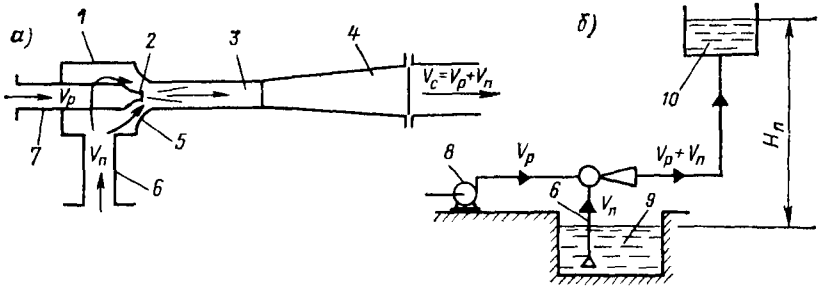


Рис. 23.14. Струйный насос: *а* — принципиальная схема; *б* — схема включения в работу

всасывающую камеру. За счет поверхностного трения струя рабочей жидкости, имеющая бо́льшую энергию, увлекает с собой в камеру смешения *3* всасываемую из резервуара жидкость. В камере смешения в результате взаимодействия молекул рабочий поток передает часть своей кинетической энергии жидкости, поступившей из приемного резервуара, а часть энергии расходуется на вихреобразование и трение о стенки камеры.

Пройдя камеру смешения, жидкость попадает в диффузор *4*, где ее скорость уменьшается, а статический напор увеличивается. Происходит переход уже кинетической энергии в потенциальную— энергию давления. Из диффузора жидкостная смесь поступает в резервуар *10*.

Энергия смешанного потока на выходе из диффузора (с подачей $V_с = V_р + V_п$) больше энергии потока полезной подачи $V_п$, но меньше энергии рабочего потока $V_р$ на входе в сопло.

Работа струйного насоса характеризуется *коэффициентом инжекции*

$$\alpha = V_п/V_р \qquad (23.22)$$

и *коэффициентом напора*, равным отношению полной высоты подъема жидкости $H_п$ к рабочему напору $H_р$:

$$\beta = H_п/H_р. \qquad (23.23)$$

С учетом выражений (23.22) и (23.24) КПД струйного насоса

$$\eta = \alpha\beta = V_п H_п/(V_в H_р). \qquad (23.24)$$

Расчет струйных насосов при заданных подачах $V_п$, $V_р$ и напорах $H_п$, $H_р$ сводится к определению оптимального отверстия сопла, длины и диаметра камеры смешения и размеров диффузора. Методика расчета струйных насосов приведена в специальной литературе. Приближенно подачу рабочей жидкости к соплу

струйного насоса для обеспечения заданных $V_п$ и $H_п$ можно определить по формуле

$$V_р = V_п H_п/[(H_р - H_п)\eta].$$

Основными недостатками струйных насосов являются низкий КПД (обычно 0,15—0,25) и необходимость подачи к соплу относительно больших расходов жидкости под большим давлением.

§ 23.6. ПОДБОР НАСОСОВ

В холодильной технике для транспортировки холодной воды и рассола к объектам охлаждения, для циркуляции воды в системах оборотного водоснабжения, для подачи жидкого хладагента в камерные приборы охлаждения применяют центробежные насосы. Большинство трубопроводов, обеспечивающих подачу жидкостей при получении искусственного холода, а также транспортировку молочных и других пищевых продуктов, относится к типу *коротких*, т. е. таких, в которых основная потеря напора обусловлена значительными местными сопротивлениями.

Подбор насосов начинается с выбора типа насоса в зависимости от условий работы, рода перекачиваемой жидкости, требуемой подачи V (м^3/с) и необходимого напора H (м). Насосы выбирают по каталогам [10, 16], в которых для удобства предварительного подбора имеются сводные графики рабочих полей насосов. При выборе марки насоса стремятся к тому, чтобы режим его работы был оптимальным, т. е. характеризовался максимальным КПД.

Для окончательного выбора центробежного насоса используют рабочую характеристику предварительно выбранного насоса в целях нахождения на ней рабочей точки. Для этого на графике зависимости напора насоса от его подачи $H = f(V)$ в том же масштабе наносят характеристику трубопровода (системы) $H_с = f'(V)$. Точка, лежащая на пересечении характеристик насоса и трубопровода, и является точкой баланса всей насосной системы (ее рабочей точкой). Положение этой точки определяют действительные значения напора $H_д$, подачи $V_д$, потребляемой мощности $N_д$ и КПД насоса $\eta_д$ при работе на данную систему. Если значение КПД отличается от максимального больше чем на 7 %, то для работы подбирают другой насос или, если это возможно, изменяют частоту вращения вала насоса подбором, например, другого электродвигателя.

В случае необходимости параллельной или последовательной установки нескольких насосов строят их суммарные рабочие характеристики (см. § 23.2) и так же, как в предыдущем случае, по положению рабочей точки определяют действительные параметры работы насосов.

Потребный напор насоса, необходимый для создания движения жидкости по трубам и преодоления сопротивлений движению, равных сопротивлению системы, определяют по формуле (23.8):

$$H_{потр} = H_с = H_р + (p_2 - p_1)/(\rho g) + h_{п.в} + h_{п.н} + h_{ап},$$

где p_2 — абсолютное давление в конечной точке трубопровода (напорном резервуаре); p_1 — абсолютное давление на поверхности жидкости в исходном резервуаре; $h_{п.в}$, $h_{п.н}$, $h_{ап}$ — потери напора соответственно во всасывающем и нагнетательном трубопроводах и в аппарате.

Для удобства построения характеристики системы уравнение (23.8) приводят к виду

$$H_c = H'_г + SV^2,$$

где $H'_г = H_г + (p_2 - p_1)/(\rho g)$ — статический напор, равный сумме геометрической высоты подъема жидкости и противодавления на стороне нагнетания, м столба жидкости; S — коэффициент, характеризующий полное сопротивление системы насосной установки, с^2/м^5.

Величина S может быть представлена в виде суммы двух слагаемых, характеризующих трубопровод и теплообменные аппараты:

$$S = S_{тр} + S_{ап}.$$

Здесь $S_{тр}$, $S_{ап}$ — сопротивления трубопровода системы и теплообменного аппарата.

Сопротивление трубопровода

$$S_{тр} = 8\zeta_{тр}/(\pi^2 d^4 g),$$

где $\zeta_{тр} = \lambda l_в/d_в + \lambda l_н/d_н + \sum \zeta_м$ — коэффициент сопротивления трубопровода системы; $l_в$, $l_н$, $d_в$, $d_н$ — соответственно длины и диаметры всасывающего и нагнетательного трубопроводов; λ — коэффициент сопротивления трению (коэффициент Дарси); $\sum \zeta_м$ — сумма коэффициентов местных сопротивлений трубопровода.

Сопротивление теплообменного аппарата

$$S_{ап} = 8\zeta_{ап}/(\pi^2 d_0^4 g),$$

где $\zeta_{ап} = \lambda_0 (l_0/d_0) + \Sigma \zeta_0$ — коэффициент сопротивления аппарата; l_0, d_0, λ_0 — длина, диаметр и коэффициент Дарси труб аппарата; $\Sigma \zeta_0$ — сумма коэффициентов местных сопротивлений аппарата.

Коэффициенты местных сопротивлений аппаратов обычно определяют опытным путем. При гидравлическом расчете кожухотрубных теплообменников коэффициенты ζ_0 могут быть приняты следующими:

Входная и выходная камеры (удар и поворот)	1,5
Поворот на 180° между ходами и секциями	2,5
Поворот на 180° между ходами через колено	2,0
Вход в трубы и выход из них	1,0
Вход в межтрубное пространство под углом 90° к рабочему потоку	1,5
Выход из межтрубного пространства под углом 90°	1,0
Поворот на 90° в межтрубном пространстве	1,0

Потери давления жидкости в кожухотрубных аппаратах складываются из потерь на трение по длине $\Delta p_т$ и местных потерь $\Delta p_м$:

$$\Delta p = \Delta p_т + \Delta p_м = (\lambda_0 l_0/d_0 + \sum \zeta_0)(w^2\rho/2).$$

В случае движения жидкости по змеевику потери давления, Па

$$\Delta p_{зм} = (1 + 3{,}54d/d_{зм})\,\Delta p_т,$$

где $d_{зм}$ — диаметр змеевика, м; d — диаметр трубы м; $\Delta p_т = (\lambda l/d)(w^2\rho/2)$ — потери давления на трение в прямой трубе, Па.

Правильно выбранный насос должен обеспечивать определенную высоту всасывания $h_{вс}$, которую находят по формуле

$$h_{вс} = p'/(\rho g) - [p_в/(\rho g) + w_в^2/(2g) + h_{п.\,в}], \qquad (23.25)$$

где p' — давление на поверхности жидкости в исходном резервуаре; $p_в$, $w_в$ — давление и скорость жидкости во всасывающем трубопроводе перед насосом.

Из выражения (23.25) следует, что при $p' = p_{ат}$ давление, соответствующее высоте $h_{вс}$, всегда меньше атмосферного. Так, для воды $h_{вс} < 10{,}3$ м.

Бескавитационная работа выбранного насоса обеспечивается соблюдением неравенства $p_в > p_{нс}$, т. е. давление жидкости во всасывающем трубопроводе должно быть больше давления насыщенных паров перекачиваемой жидкости при той же температуре, причем

$$p_в = \{p'/(\rho g) - [w_в^2/(2g) + h_{п.\,в}] - h_{вс}\}\,\rho g,$$

где $h_{вс}$ — высота всасывания, определямеая по схеме установки.

Надо отметить, что наибольшая вероятность кавитации и срыва потока в насосе наблюдается при транспортировке легкокипящих жидкостей, например хладагентов с низкими нормальными температурами кипения.

Потребную мощность электродвигателя, необходимую для привода насоса, определяют по формуле

$$N_{потр} = kV\rho gH/\eta,$$

где V, H — подача и напор подобранного насоса по каталогу; η — КПД насоса, принимаемый в пределах 0,5—0,7; k — коэффициент запаса мощности (см. § 23.1).

По каталогу выбирают ближайший, больший по мощности (если нет равного), асинхронный электродвигатель.

При расчете и подборе насосов часто приходится определять потери напора (давления) системы трубопроводов, включающих в себя и теплообменные аппараты. Если известны схема трубопроводов насосной установки, расход жидкости, длины участков и диаметры труб, то потребный напор, т. е. напор, который должен развивать насос, определяют в следующей последовательности.

1. Находят скорость движения жидкости во всасывающем трубопроводе, м/с

$$w_в = V/F_{вс},$$

где $F_{вс} = \pi d^2/4$ — площадь сечения всасывающего трубопровода.

2. Рассчитывают критерий Рейнольдса, по которому судят о режиме движения жидкости:

$$Re_{вс} = w_в d/\nu,$$

где ν — кинематическая вязкость жидкости.

3. Из графика [4, 8, 10] по величинам $Re_{вс}$ и $d/\Delta_{экв}$ определяют коэффициент потерь на трение по длине λ (коэффициент Дарси). Эквивалентную шероховатость $\Delta_{экв}$ принимают по табл. 22.1 в зависимости от материала труб и срока их эксплуатации.

4. В соответствии со схемой всасывающей магистрали по справочнику [5] находят значения коэффициентов местных сопротивлений на рассматриваемом участке. При этом учитывают сопротивления заборной сетки, вентилей, поворотов и т. д. (см. § 22.4).

5. Определяют потери напора во всасывающем трубопроводе

$$h_{п.\ в} = [\lambda\,(l/d) + \sum \zeta_м]\,[w_в^2/(2g)].$$

6. Аналогично рассчитывают потери напора на всех участках нагнетательного трубопровода, включая теплообменные аппараты:

$$h_{п.\ н} = [\lambda\,(l/d) + \sum \zeta_м + \sum \zeta_{ап}]\,[w_н^2/(2g)],$$

где $\zeta_{ап} = [\lambda_0 \cdot (l_0/d_0) + \sum \zeta_0]$ — коэффициент сопротивления аппарата.

7. Находят потребный напор насоса, равный сопротивлению всей системы. Из уравнения Бернулли, составленного относительно свободной поверхности жидкости в исходном резервуаре, имеем

$$H_с = H_{потр} = H_г + (p_2 - p_1)/(\rho g) + h_{п.\ в} + h_{п.\ н}. \qquad (23.26)$$

8. По заданной подаче V и рассчитанному напору $H_{потр}$ по каталогу выбирают насос и далее приступают к его расчету на сеть, как это было показано в начале § 23.6.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Арнольд Л. В., Михайловский Г. А., Селиверстов В. М.** Техническая термодинамика и теплопередача. М.: Высш. шк., 1979. 446 с.

2. **Богданов С. Н., Иванов О. П., Куприянова А. В.** Холодильная техника. Свойства веществ: Справ. М.: Лег. и пищ. пром-сть, 1985. 208 с.

3. **Бражников А. М., Малова Н. Д.** Кондиционирование воздуха на предприятиях мясной и молочной промышленности. М.: Пищ. пром-сть, 1979. 265 с.

4. **Егорушкин В. Е., Цеплович Б. И.** Основы гидравлики и теплотехники. М.: Машиностроение, 1981. 268 с.

5. **Жабо В. В., Уваров В. В.** Гидравлика и насосы. М.: Энергоиздат, 1984. 328 с.

6. **Идельчик И. Е.** Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1975. 560 с.

7. **Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С.** Теплопередача. М.: Энергия, 1981. 417 с.

8. **Калицун В. И., Дроздов Е. В.** Основы гидравлики и аэродинамики. М.: Стройиздат, 1980. 247 с.

9. **Кузовлев В. А.** Техническая термодинамика и основы теплопередачи. М.: Высш. шк., 1983. 335 с.

10. **Насосы:** Каталог-справочник. М.: Машгиз, 1960. 549 с.

11. **Техническая** термодинамика: Учеб. пособие/Под ред. проф. Э. И. Гуйго. Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1984. 296 с.

12. **Теоретические** основы хладотехники: Тепломассообмен/С. Н. Богданов, Н. А. Бучко, Э. И. Гуйго и др.; под общ. ред. Э. И. Гуйго. М.: Агропромиздат, 1986. 320 с.

13. **Теплообменные** аппараты холодильных установок/Г. Н. Данилова, С. Н. Богданов, О. П. Иванов и др. Л.: Машиностроение, 1986. 303 с.

14. **Теплофизические** основы получения искусственного холода: Справ./ Н. А. Бучко, Г. Н. Данилова, А. А. Гоголин и др.; Под ред. А. В. Быкова. М.: Пищ. пром-сть, 1980. 231 с.

15. **Термодинамика.** Основные понятия. Терминология. Буквенные обозначения величин. М.: Наука, 1984. 000 с. (Сб. определений; Вып. 103).

16. **Томбаев Н. И.** Справочник по оборудованию предприятий молочной промышленности. М.: Пищ. пром-сть, 1972. 543 с.

17. **Черкасский В. М.** Насосы, вентиляторы, компрессоры. М.: Энергоиздат, 1984. 416 с.

Предисловие 3
Введение 5

Раздел 1

Техническая термодинамика

Глава 1. **Основные параметры состоянии** 8

§ 1.1. Удельный объем и плотность . . . . . —
§ 1.2. Давление и разрежение 9
§ 1.3. Температура 10

Глава 2. **Идеальные газы** 11

§ 2.1. Понятие об идеальном и реальном газах. . . . . —
§ 2.2. Законы Бойля—Мариотта, Гей-Люссака и Шарля 13
§ 2.3. Закон Авогадро 14
§ 2.4. Уравнение состояния идеального газа 15

Глава 3. **Смеси идеальных газов** 18

§ 3.1. Понятие о смесях. Закон Дальтона. . . . . —
§ 3.2. Способы задания газовой смеси 19
§ 3.3. Свойства смесей 21

Глава 4. **Первый закон термодинамики**. 24

§ 4.1. Понятие о теплоте, работе, внутренней энергии. . —
§ 4.2. Формулировка первого закона термодинамики. Энтальпия 28

Глава 5. **Теплоемкость газов и их смесей** 29

§ 5.1. Основные понятия и определения. . . . . —
§ 5.2. Теплоемкости изохорная и изобарная 31
§ 5.3. Теплоемкость газовых смесей 33

Глава 6. **Термодинамические процессы** 34

§ 6.1. Основные понятия . . . . . —
§ 6.2. Изохорный процесс 35
§ 6.3. Изобарный процесс 36
§ 6.4. Изотермический процесс 38
§ 6.5. Адиабатный процесс 39
§ 6.6. Политропный процесс 41

Глава **7.** **Второй закон термодинамики** 43

§ 7.1. Формулировки второго закона термодинамики . . —
§ 7.2. Термодинамические циклы 45
§ 7.3. Прямой и обратный циклы Карно 47
§ 7.4. Энтропия 50
§ 7.5. Диаграмма s—T 51
§ 7.6. Цикл Карно в s—T-диаграмме 53

Глава **8.** **Термодинамические процессы в компрессионных машинах** 54

§ 8.1. Назначение, принцип действия и классификация компрессоров . . . . . —
§ 8.2. Термодинамические процессы в одноступенчатом идеальном компрессоре 56
§ 8.3. Многоступенчатые компрессоры 62
§ 8.4. Турбокомпрессоры 64

Глава **9.** **Термодинамические циклы двигателей внутреннего сгорания** 67

§ 9.1. Основные понятия и определения . . . . . —
§ 9.2. Цикл ДВС с подводом теплоты при v= const . . 70
§ 9.3. Цикл ДВС с подводом теплоты при p = const . . . 73
§ 9.4. Цикл ДВС со смешанным подводом теплоты при v = const и p = const 76
§ 9.5. Сравнение циклов поршневых двигателей 78

Глава **10.** **Термодинамические циклы газотурбинных установок** . . . 81

§ 10.1. Основные понятия и принцип работы ГТУ . . . . —
§ 10.2. Цикл ГТУ с подводом теплоты при p = const . . . 83
§ 10.3. Цикл ГТУ с подводом теплоты при v = const . . . 87

Глава **11.** **Водяной пар** 89

§ 11.1. Основные понятия и определения . . . . . —
§ 11.2. Пограничные кривые жидкости и пара. Критическая точка 92
§ 11.3. Диаграммы s — T и s — i для водяного пара . . . 93
§ 11.4. Процессы изменения состояния водяного пара . . 95

Глава **12.** **Циклы паросиловых установок** 98

§ 12.1. Цикл Карно для насыщенного пара . . . . . —
§ 12.2. Цикл Ренкина 99
§ 12.3. Термодинамическая эффективность паросиловой установки и пути ее повышения 102

Глава **13.** **Истечение и дросселирование газов и паров** 104

§ 13.1. Истечение через сужающееся сопло . . . . . —
§ 13.2. Критическая скорость. Максимальный массовый расход. Сопло Лаваля 110
§ 13.3. Необратимое истечение 115
§ 13.4. Дросселирование 116

Глава **14.** **Циклы холодильных установок** 125

§ 14.1. Общие понятия о холодильных машинах . . . . —
§ 14.2. Компрессионные холодильные машины . . . . —
§ 14.3. Пароэжекторные холодильные машины 138

§ 14.4. Цикл теплового насоса 139
§ 14.5. Комбинированный цикл 140

Глава 15. **Влажный воздух** 141

§ 15.1. Основные определения. Параметры влажного воздуха . . . . . —
§ 15.2. Диаграмма d — i для влажного воздуха 148
§ 15.3. Процессы охлаждения воздуха 154
§ 15.4. Обработка воздуха водой 156
§ 15.5. Процесс смешения воздушных масс 159

Раздел 2

Основы теплопередачи

Глава 16. **Теплопроводность** 161

§ 16.1. Основные понятия и определения . . . . . —
§ 16.2. Основной закон теплопроводности 163
§ 16.3. Передача теплоты через плоскую стенку 167
§ 16.4. Передача теплоты через цилиндрическую и шаровую стенки 170

Глава 17. **Конвективный теплообмен** 173

§ 17.1. Основные понятия и определения . . . . . —
§ 17.2. Уравнение конвективного теплообмена 176
§ 17.3. Основы теории подобия 177
17.4. Теплообмен при вынужденном движении жидкости 185
§ 17.5. Теплообмен при свободной конвекции 194
§ 17.6. Теплообмен при кипении жидкости 198
§ 17.7. Теплообмен при конденсации пара 209

Глава 18. **Теплообмен излучением** 216

§ 18.1. Основные понятия и определения . . . . . —
§ 18.2. Основные законы теплового излучения 219
§ 18.3. Лучистый теплообмен между телами 223
§ 18.4. Сложный теплообмен 225

Глава 19. **Теплопередача и теплообменные аппаратуры** 226

§ 19.1. Теплопередача через плоскую стенку . . . . . —
§ 19.2. Теплопередача через цилиндрическую стенку . . 230
§ 19.3. Тепловая изоляция. Критический диаметр изоляции 233
§ 19.4. Теплопередача через оребренные поверхности . . 235
§ 19.5. Теплообменные аппараты холодильных машин . . 243

Раздел 3

Основы гидравлики

Глава 20. **Физические свойства жидкости** 258

§ 20.1. Предмет гидравлики . . . . . —
§ 20.2. Основные свойства жидкости 260

Глава 21. **Гидростатика** 263
§ 21.1. Гидростатическое давление . . . . . —
§ 21.2. Основное уравнение гидростатики. Закон Паскаля 265
§ 21.3. Сила давления жидкости на плоскую стенку . . . 267
§ 21.4. Сила давления жидкости на криволинейную поверхность. Закон Архимеда 269

Глава 22. **Основы гидродинамики** 272
§ 22.1. Основные понятия и определения . . . . . —
§ 22.2. Уравнение неразрывности потока 277
§ 22.3. Уравненяе Бернулли 278
§ 22.4. Режимы движения реальной жидкостн 285
§ 22.5. Виды гидравлнческих сопротивлений 287
§ 22.6. Суммарные гидравлнческие потери 299
§ 22.7. Гидравлнческий удар в трубах 301

Глава 23. **Насосы** 303
§ 23.1. Основные типы насосов и их параметры . . . . —
§ 23.2. Центробежные насосы 314
§ 23.3. Плунжерные насосы 320
§ 23.4. Шестеренные и пластнчатые насосы 322
§ 23.5. Струйные насосы 326
§ 23.6. Подбор насосов 328

Список литературы 332

УЧЕБНОЕ ИЗДАНИЕ

ЛАШУТИНА Надежда Григорьевна, МАКАШОВА Ольга Владимировна, МЕДВЕДЕВ Рудольф Михайлович

ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА
С ОСНОВАМИ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ И ГИДРАВЛИКИ

Редактор *В. М. Рошаль.* Художественный редактор *С. С. Венедиктов*
Технический редактор *П. В. Шиканова*
Корректоры: *И. Г. Иванова, А. И. Лавриненко*

ИБ № 4267

Сдано в набор 17.11.87. Подписано в печать 18.05.88. М-33264. Формат 60×90¹/₁₆.

Бумага типографская № 2. Гарнитура литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 21,0.

Усл. кр.-отт. 21,0. Уч.-изд. л. 20,54. Тираж 26 500 экз Заказ 297. Цена 1 р. 10 к.

Ленинградское отделение ордена Трудового Красного Знамени издательства «Машиностроение». 191065, Ленинград, ул. Дзержинского, 10

Ленинградская типография № 6 ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 193144, г. Ленинград, ул. Моисеенко, 10.

ТЕРМОДИНАМ

Х

Н.Г.Лагутина
О.В.Мака ова
Р.М.Медве ев

ТЕХНИЧЕСКАЯ
РМОДИ ИКА
С ОСНОВ
ЕПЛОПЕРЕД И
И ГИДРАВЛИК