

Министерство образования и науки РФ
Нижекамский химико-технологический институт (филиал)
Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения
высшего профессионального образования
«Казанский национальный исследовательский технологический университет»

А.М. Ибраев, А.А. Сагдеев

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ХОЛОДИЛЬНОЙ ТЕХНИКИ

МОНОГРАФИЯ

**Нижекамск
2012**

УДК 621.56
И 15

Печатается по решению редакционно-издательского совета Нижнекамского химико-технологического института (филиал) ФГБОУ ВПО «КНИТУ».

Рецензенты:

Гумеров Ф.М., зав. кафедрой теоретических основ теплотехники КНИТУ,
доктор технических наук, профессор, академик МАХ;

Вафин Д.Б., доктор технических наук, профессор каф. физики НХТИ КНИТУ,
заслуженный деятель науки и образования.

Ибраев, А.М.

И 15 Теоретические основы холодильной техники : монография / А.М. Ибраев, А.А. Сагдеев. – Нижнекамск : Нижнекамский химико-технологический институт (филиал) ФГБОУ ВПО «КНИТУ», 2012. – 124 с.

В монографии приведены основные термодинамические понятия и законы, изложены термодинамические принципы работы холодильных машин. Рассмотрены физические процессы и явления, используемые для получения низких температур. Дана теория идеальных и теоретических обратных термодинамических циклов, применяемых в различных видах холодильных машин.

Предназначена для студентов, обучающихся по направлениям 140100 – «Теплоэнергетика и теплотехника», 140700 – «Ядерная энергетика и теплофизика», 141200 – «Холодильная, криогенная техника и системы жизнеобеспечения», изучающих дисциплины «Теоретические основы низкотемпературной техники», «Основы теплохладотехники».

Подготовлена на кафедрах холодильной техники и технологии КНИТУ и техники и физики низких температур НХТИ.

УДК 621.56

© Ибраев А.М., Сагдеев А.А., 2012

© Нижнекамский химико-технологический институт (филиал) ФГБОУ ВПО «КНИТУ», 2012

Оглавление

Введение.....	5
Краткий исторический обзор.....	5
Классификация холодильной техники по уровню достигаемых температур.....	10
Классификация холодильной техники по роду потребляемой энергии	10
Классификация холодильных машин по цели применения.....	10
1. Термодинамические основы холодильной техники.....	11
1.1. Основные законы и положения.....	11
<i>Термодинамическая система. Уравнение состояния идеального газа. Закон сохранения массы. Закон сохранения энергии. Механическая работа. Внутренняя энергия. Теплоемкость. Энтальпия. Энтропия. Второй закон термодинамики.</i>	
1.2. Основные термодинамические принципы работы холодильной машины.....	17
<i>Внутренний теплообмен в обратном термодинамическом цикле</i>	
1.3. Два способа понижения температуры термодинамического тела Закон Нернста.....	20
1.4. $T - S$ – Диаграмма.....	21
1.5. Основные теоретические термодинамические процессы.....	22
<i>Изохорный процесс. Изобарный процесс. Изотермический процесс. Адиабатный процесс. Политропный процесс</i>	
1.6. Техническая работа компрессора и расширительной машины.....	26
2. Различные физические явления, используемые для получения охлаждающего эффекта.....	29
2.1. Использование теплоты фазовых переходов веществ.....	29
<i>Диаграммы фазовых состояний. Уравнение Клапейрона – Клаузиуса</i>	
2.1.1. Использование теплоты процесса парообразования.....	33
<i>Поверхностное испарение и кипение. Парокомпрессионная холодильная машина. Пароэжекторная холодильная машина</i>	
2.1.2. Использование кипения смесей веществ.....	39
<i>Способы разделение смесей. Азеотропные смеси. Абсорбционная холодильная машина</i>	
2.1.3. Использование теплоты плавления.....	45
2.1.4. Использование теплоты сублимации.....	46
2.2. Расширение порции газа или газового потока.....	46
2.2.1. Изоэнтропное расширение газа.....	46
2.2.2. Дросселирование.....	50
<i>Доказательство изоэнтальпности процесса дросселирования. Дифференциальный эффект Джоуля–Томсона. Состояние инверсии при дросселировании. Особенности адиабатного расширения реального газа</i>	
2.2.3. Холодопроизводительность, обеспечиваемая процессами	

расширения газа.....	55
2.2.4. Выхлоп га- за.....	56
2.2.5. Вихревое расширение газа. Эффект Ранка – Хилша.....	58
<i>Физика процесса вихревого расширения</i>	
2.2.6. Холодильные машины, использующие процесс расширения га- за.....	63
<i>Газовая холодильная машина, использующая процесс изоэнтропного расширения газа. Газовая холодильная машина, использующая процесс дросселирования. Газовая холодильная машина, использующая процесс выхлопа. Газовая холодильная машина, использующая процесс вихревого расширения газа</i>	
2.3. Термоэлектрическое охлажде- ние.....	69
3. Термодинамические циклы холодильных ма- шин.....	75
3.1. Классификация обратных термодинамических цик- лов.....	75
3.2. Идеальные циклы холодильных ма- шин.....	77
3.2.1. Обратимость термодинамического процесса и цик- ла.....	78
<i>Тепловое и механическое условие равновесия в термодинамической сис- теме при выполнении обратимого процесса</i>	
3.2.2. Цикл Кар- но.....	81
<i>Цикл Карно в области газа. Цикл Карно в области влажного пара</i>	
3.2.3. Цикл Лорен- ца.....	86
<i>Регенеративный цикл Лоренца</i>	
3.2.4. Сравнение цикла Лоренца и цикла Кар- но.....	88
3.2.5. Цикл Эриксо- на.....	90
3.2.6. Цикл Стирлин- га.....	92
3.2.7. Цикл Кло- да.....	94
3.2.8. Произвольный обратимый цикл. Условие обратимости цикла холодильной маши- ны.....	96
3.3. Теоретические циклы холодильных машин.....	98
<i>Уравнение Гюи-Стодолы.</i>	

3.3.1. Теоретические циклы парокомпрессионной холодильной машины.....	99
<i>Теоретический цикл ПХМ с дросселированием. Теоретический цикл ПХМ с перегревом. Теоретический цикл ПХМ с теплообменом при конечной разнице температур. Обобщенный теоретический цикл ПХМ</i>	
3.3.2. Теоретический цикл Лоренца.....	110
3.3.3. Теоретический цикл Клода.....	111
4. Рабочие вещества холодильных машин.....	113
4.1. Холодильные агенты парокомпрессионных холодильных машин.....	113
4.2. Холодильные агенты низкотемпературных систем.....	116
4.2.1. Некоторые особенности свойств криоагентов.....	118
Список использованной литературы.....	123

Введение

Настоящая книга предназначена в первую очередь для начинающих изучать основы холодильной техники.

Основными объектами, представляющими холодильную технику, являются технические устройства для получения искусственного холода – холодильные машины. Холодильная техника в современном понимании весьма обширна и разнообразна как по видам решаемых ею задач, так и по областям применения, что будет показано в форме краткого исторического обзора. Здесь рассматриваются принципы работы лишь основных холодильных машин, нашедших применение в промышленности и быту, дается теория происходящих в них процессов, рассматриваются совокупности процессов – обратные термодинамические циклы.

Краткий исторический обзор

Холодильная техника является относительно молодой и динамично развивающейся областью техники. Хотя естественный холод использовался человеком для консервирования пищевых продуктов и кондиционирования уже с доисторических времен, выработка искусственного холода холодильными машинами была осуществлена лишь в 19-м веке. То есть холодильные машины появились значительно позже, чем паровые двигатели.

Первой действующей холодильной машиной была воздушная холодильная машина, изобретенная и построенная американским врачом *Джоном Гори* в 1845 году. Холодильная машина работала в одной из больниц штата Флорида. Она производила водный лед, который затем использовался для кондиционирования палат. В 1851 году *Гори* получил американский патент на свое изобретение. Эта весьма несовершенная с технической точки зрения машина положила начало весьма многочисленному и разнообразному классу холодильных машин, использующих для получения охлаждающего эффекта расширение газа. Она стала прообразом современных промышленных газовых холодильных машин.

Другая по принципу работы – парокомпрессионная холодильная машина - в качестве охлаждающего процесса использует испарение жидкости. И хотя на уровне научной идеи возможность создания такой машины высказывалась еще в 1748 году профессором медицины Университета г. Глазго *Уильямом Кулленом*, а в 1806 году американский инженер *Оливер Эванс* даже опубликовал описание такой машины, годом ее изобретения принято считать 1834. Именно тогда английский инженер *Якоб Перкинс* получает британский патент на «аппарат для производства холода». Именно в этом патенте схема парокомпрессионной холодильной машины приобрела все необходимые для непрерывной работы элементы и представлена в завершенном, соответствующем современным представлениям виде. *Перкинс* был специалистом по паровым двигателям и сам не оценил должным образом своего изобретения. Во всяком случае, он не предпринял попытки создать действующую холодильную машину по своему

патенту. Машина по патенту *Перкинса* была построена лишь после его смерти *А. Твиннигом* в 1848 году. В настоящее время парокомпрессионная холодильная машина является самой распространенной в промышленности и быту.

В 1810 году в Великобритании профессор Эдинбургского университета *Джон Лесли* предложил использовать для охлаждения технологию, основанную на процессе абсорбции (поглощения) сернистого газа водой. Достоинством данного процесса является то, что его можно осуществить без использования движущихся частей, а в качестве источника энергии использовать обогрев с помощью обычной тогда угольной топки. Две же ранее описанные холодильные машины являются компрессионными, то есть используют для сжатия газа сложный в изготовлении и дорогой компрессор. Однако первое работающее холодильное устройство абсорбционного типа было создано только сорок лет спустя в 1850 году французом *Эдмондом Карре*. Его брат *Фердинанд Карре* усовершенствовал эту установку и в 1859 году представил охлаждающее устройство, работавшее на основе абсорбции с использованием водно-аммиачной смеси. А в 1862 году на выставке в Лондоне он представил свою машину, производившую до 200 кг льда в час. Именно последняя дата чаще всего упоминается как дата создания абсорбционной холодильной машины.

Последняя по принципу работы холодильная машина, имеющая промышленное применение, – парожетторная, была создана *М. Лебланом* в 1910 году по патенту 1894 года. Так же, как и абсорбционная, парожетторная холодильная машина не имеет компрессора и является теплоиспользующей.

С 70-х годов 19-го столетия начинается активное применение холодильных машин в различных отраслях промышленности, а также для хранения пищевых продуктов. При этом ведутся работы по их техническому совершенствованию и появляются предприятия по производству холодильных машин. В начале 20-го столетия вырисовывается вполне определенное преимущество парокомпрессионных холодильных машин для выработки умеренного холода и определяются области наиболее эффективного применения того или иного типа холодильных машин.

Помимо вышперечисленных, в 19-м веке разрабатывались и создавались также другие технические устройства для получения низких температур. Многие из них не работали по замкнутому циклу, и снижение температуры в них было одноактным. Как правило, эти устройства относились к лабораторной технике и служили целям конкретного научного эксперимента.

Среди холодильных машин, не нашедших промышленного применения, следует выделить термоэлектрическую холодильную машину, которая выпускается серийно и находит применение для создания транспортных (главным образом автомобильных) холодильников и охлаждающих термоэлементов в электронике. Эффект термоэлектрического охлаждения, открытый французским физиком *Жаном Шарлем Пельтье* в 1834 году, заключается в том, что при пропускании постоянного тока через термоэлемент, состоящий из двух проводников, в месте их соединения выделяется или поглощается некоторое количество теплоты, которое пропорционально силе тока. Однако использование этого эффекта для построения холодильной машины долгое время было не-

возможным из-за его весьма малой величины. И лишь в 30-е годы 20-го века, благодаря работам академика *А.Ф. Иоффе* и его учеников по разработке полупроводниковых материалов с высокими значениями термоэлектрических потенциалов, ими были созданы первые образцы термоэлектрической холодильной машины.

Одновременно с созданием холодильных машин развивалось и другое направление холодильной техники – сжижение веществ, находящихся при естественных температурах в газообразном состоянии.

Уже в 18-м веке ученые заметили, что для сжижения необходимо повышать давление газа и снижать его температуру. К середине 19-го века, используя доступные в то время способы охлаждения – льдосоляные смеси и испарение жидкостей, были сжижены почти все известные в то время газы. Не поддались лишь шесть: водород, азот, кислород, диоксид азота, оксид углерода и метан. Поэтому их стали называть «постоянными» газами. Однако английский физик *Майкл Фарадей* был не согласен с таким определением. Он первым высказал предположение о существовании предельной температуры, выше которой газ не может быть сжижен при любом давлении. Это предположение в дальнейшем было научно обосновано и доказано *Д.И. Менделеевым* в 1961 году и английским химиком и доктором медицины *Томасом Эндрюсом* в 1969 году. *Эндрюс* сумел экспериментально определить эту температуру для углекислого газа и ввел в обиход термин «критическая температура». С этого момента стало ясно, что дальнейшее сжижение «постоянных газов» возможно лишь при понижении их температуры ниже критической, что требовало разработки новых, более совершенных способов охлаждения.

Одной из примечательных вех на этом пути стал 1877 год. В этом году почти одновременно французскому ученому *Луи-Поль Кайете* и швейцарскому *Раулю Пикте* удалось получить жидкий кислород. При этом ими был впервые преодолен температурный рубеж -120°C . Поэтому 1877 год можно по праву считать годом рождения криогенной техники - низкотемпературного ответвления холодильной техники.

Другой важной вехой в развитии криогенной техники явилось разработка немецким ученым и инженером *Карлом Линде* в 1895 году криогенной установки, работающей по регенеративному дроссельному циклу. Эта установка по ожижению воздуха, позволяющая производить его непрерывно десятками литров, вывела криогенную технику на промышленный уровень. И хотя патент на этот способ ожижения *Линде* подал на месяц позже, чем работающий в том же направлении англичанин *Вильям Хемпсон*, его приоритет не вызывает сомнения. Ведь ко времени подачи патента установка *Линде* уже работала, а в патенте *Хемпсона* не было четкого указания на процесс дросселирования.

Одновременно с этим *Линде* выдвинул идею разделения жидкого воздуха методом ректификации на азот и кислород, которую воплотил в жизнь в 1902 году, когда заработала первая кислородная станция.

В настоящее время холод стал непременным элементом современного быта, область его использования широка. Трудно представить жизнь крупных городов, развитие пищевой промышленности (молочной, мясной, рыбной и

т.д.) и торговли без холодильных машин различной мощности. С помощью холода осуществляется кондиционирование воздуха в производственных и бытовых помещениях. В химической и нефтехимической промышленности холодильная техника и технологии применяются для производства газов (получение азота, кислорода, аргона из воздуха, газов пиролиза и крекинга нефти, углекислого газа, хлора, аммиака и др.). Холодильные машины находят применение при производстве искусственного волокна, пластмасс, при производстве искусственного каучука, минеральных солей и смазочных масел. Применяются при хранении ряда продуктов химической промышленности. В строительстве холод применяют при сооружении шахт, туннелей, плотин, при укреплении фундаментов в случае работ в водоносных грунтах. При этом работы ведутся с замораживанием грунтов. Применяются для охлаждения бетона при укладке, для повышения прочности особо ответственных конструкций. В машиностроении при выполнении неподвижных посадок деталей, при обработке вязких материалов, при выполнении глубоких вытяжек и при гибке труб, а также при изготовлении особо точного мерительного инструмента. В опреснительных установках для получения пресной воды. В льдогенераторах для получения пищевого льда. В сельском хозяйстве при холодильной обработке и хранении семян некоторых растений. В медицине появились направления лечения холодом – криохирургия и криотерапия. Даже развитие спорта потребовало применения холодильных машин для создания искусственных катков.

Энергетика и производство холода неразрывно связаны между собой. Искусственное охлаждение (т.е. охлаждение ниже температуры окружающей среды) может производиться только с затратой энергии, чаще всего электрической, расходуемой на привод холодильной машины. Потребляемая мощность современных холодильных машин колеблется от нескольких десятков ватт до тысяч киловатт, в зависимости от холодопроизводительности машин. Так, часовая холодопроизводительность крупных холодильных установок составляет от сотен тысяч до несколько миллионов килоджоулей. Эти установки обеспечивают качественное хранение в холодильных камерах огромного количества пищевых продуктов. Соответственно и затраты электроэнергии значительны. Чтобы уменьшить потребление электроэнергии, в прошедшее столетие учеными и инженерами была проделана огромная работа по совершенствованию холодильного оборудования и повышению его энергетической эффективности.

Большое внимание в последние десятилетия уделяется вопросам экологической и промышленной безопасности холодильной техники. Разрабатываются новые, более безопасные вещества: холодильные агенты и хладоносители, используемые в холодильных машинах, ведется поиск новых конструкторских решений, повышающих безопасность холодильных установок.

Продолжаются научные работы по совершенствованию холодильных машин, не получивших промышленного применения из-за низкой энергетической и экономической эффективности. Многие из этих машин, например термоэлектрические, имеют важные преимущества перед традиционными промышленными холодильными машинами. К таким преимуществам относятся компактность, отсутствие движущихся частей и шума, экологическая и общая

безопасность. Ведется также поиск новых принципов получения холода и новых типов холодильных машин.

Большой интерес физики всего мира уделяют вопросу получения сверхнизких температур. В области сверхнизких температур материя раскрывает новые, необычные для классической физики квантовые свойства.

В 1908 году в Лейденском университете под руководством нидерландского ученого *Хейке Камерлинг-Оннеса* был сжижен последний «постоянный газ» – гелий. Гелий отличается очень низкой критической температурой и при его сжижении *Камерлинг-Оннесу* пришлось достичь рекордной температуры $0,9\text{ K}$, что уже превосходит самые низкие температуры, наблюдаемые в окружающем космосе. Сжижение гелия позволило изучать свойства веществ при температурах, ранее не доступных. В 1911 году при температуре $4,1\text{ K}$ *Камерлинг-Оннес* открыл явление сверхпроводимости ртути. За эти достижения ему в 1913 году была присуждена Нобелевская премия.

При проведении экспериментов оказалось, что при низкой температуре сопротивление многих металлов обращается в нуль. В настоящее время явление сверхпроводимости активно используется в физических экспериментах и внедряется в промышленность. Уже появились высокотемпературные сверхпроводники, у которых явление сверхпроводимости наблюдается при температурах на уровне 100 K . Явление сверхпроводимости используется в самой большой экспериментальной установке в мире – большом адронном коллайдере научно-исследовательского центра Европейского совета ядерных исследований. Для удержания, коррекции и фокусировки протонных пучков используются 1624 сверхпроводящих электромагнита, работающих при температуре $1,9\text{ K}$, общая длина которых превышает 22 км.

В 1938 году советский физик академик *Пётр Леонидович Капица* открыл явление сверхтекучести жидкого гелия-II, которое заключается в резком снижении коэффициента вязкости, вследствие чего гелий течёт практически без трения. В 1978 году *Капица* получил Нобелевскую премию по физике за фундаментальные открытия и изобретения в области физики низких температур.

В 1964 году группа ученых под руководством *Николаса Кюрти* в Кларендонской лаборатории в Оксфорде, используя метод адиабатного размагничивания ядер атомов меди, достигла температуры $1,2 \times 10^{-6}\text{ K}$.

В одном из законов квантовой механики *Альбертом Эйнштейном* на основе работ *Шатъендраната Бозе* теоретически было предсказано существование особого состояния вещества (конденсат *Бозе-Энштейна*), при котором квантовые эффекты проявляются на макроуровне. Семьдесят лет спустя, в 1995 году, первый конденсат *Бозе-Энштейна* был получен в Объединённом институте лабораторной астрофизики (JILA) (относящемся к Университету штата Колорадо в Боулдере и Национальному институту стандартов) *Эриком Корнеллом* и *Карлом Виманом*. Учёные использовали газ из атомов рубидия, охлаждённый до $5,9$ пикокельвин ($n\text{K}$) ($5,9 \times 10^{-12}\text{ K}$). За эту работу им совместно с *Вольфгангом Кеттерле* из Массачусетского технологического института была присуждена Нобелевская премия по физике 2001 года.

Классификация холодильной техники по уровню достигаемых температур

Данная классификация, как и любая другая, достаточно условна.

$300 \div 200 \text{ K}$ – область умеренного холода и климатических установок;

$200 \div 120 \text{ K}$ – область глубокого охлаждения;

$120 \div 0,3 \text{ K}$ – криогенная область;

$< 0,3 \text{ K}$ – область сверхнизкого охлаждения.

В области умеренного холода работают большинство холодильных установок: химическая и пищевая промышленности, спортивные сооружения, строительство и т.д. В области глубокого охлаждения работают газоразделительные установки, в том числе и воздухоразделительные. Криогенная область – это область получения низкотемпературных газов, таких, как водород и гелий. Область сверхнизких температур – это область лабораторных установок для изучения свойств материи, например, таких явлений, как сверхтекучесть, сверхпроводимость и т.д.

Классификация холодильной техники по роду потребляемой энергии

Холодильные машины, потребляющие механическую энергию:

парокомпрессионная холодильная машина (*ПХМ*);

газовая холодильная машина (*ГХМ*).

Холодильные машины, потребляющие тепловую энергию:

абсорбционная холодильная машина (*АХМ*);

пароэжекторная холодильная машина (*ПЭХМ*).

Холодильные машины, потребляющие электрическую энергию - термоэлектрическая холодильная машина (*ТЭХМ*).

Классификация холодильных машин по цели применения

По целям применения холодильные машины делятся на довольно значительное количество групп, что связано с широким их распространением в различных сферах человеческой деятельности. К ним относятся следующие:

холодильные машины для поддержания низких температур в холодильных камерах для хранения пищевых продуктов, медицинских препаратов и других объектов;

холодильные машины для обслуживания технологических процессов в пищевой, химической и нефтехимической промышленности путем охлаждения различных сред и объектов в технологических аппаратах;

холодильные машины для ожижения низкотемпературных газов;

климатические холодильные машины для кондиционирования и отопления помещений;

холодильные машины для обслуживания спортивных объектов – ледовых площадок и дорожек, слаломных трасс и т.д.;

холодильные машины для обслуживания научной, лабораторной и испытательной техники.

1. Термодинамические основы холодильной техники

1.1. Основные законы и положения

Термодинамической системой называется выделенная для исследования совокупность термодинамических тел, находящихся в состоянии обмена различными формами энергии, среди которых присутствует тепловая энергия. Если присутствуют только тепловая и механическая формы энергии (наиболее распространенный случай в холодильной технике), система называется термомеханической.

Термодинамическим телом называется выделенная область термодинамической системы, обладающая непрерывностью полей, выражающих термодинамические свойства тела (температурных полей, полей давления) и имеющая вполне выраженные границы. Разбивка термодинамической системы на термодинамические тела производится с целью ее исследования (термодинамического анализа) и зависит от цели, которую ставит перед собой исследователь. Реальное термодинамическое тело при теоретическом исследовании заменяется его теоретической моделью (физической или математической), которая с определенной точностью описывает те или иные свойства термодинамического тела. Естественно, что сложность теоретической модели, ее свойства, а также принятые допущения зависят от цели теоретического исследования.

Примером такой модели может послужить модель идеального газа. За идеальный принимается газ, состоящий из абсолютно упругих молекул, между которыми не действуют силы взаимного притяжения, причем объем, занимаемый молекулами, бесконечно мал, то есть молекулы являются материальными точками. В ряде случаев реальные газы, например, двухатомные: азот, кислород, водород - в условиях их применения в холодильных машинах с достаточной точностью описываются законами, выведенными для идеального газа. В других случаях приходится применять более сложные модели, учитывающие такие свойства реальных газов, как взаимодействие молекул друг с другом, их объем и прочие.

Вещество термодинамических тел характеризуется рядом термодинамических параметров: температура, давление и т.д. Некоторые из этих параметров в определенном состоянии вещества имеют строго одно единственное значение, такие параметры называются *параметрами состояния*. Основные параметры состояния, применяемые в технических расчетах холодильных машин: температура – T , давление – p , удельный объем – v , энтропия – s , энтальпия – i . Значение и смысл этих параметров, помимо простейших и доступных непосредственному измерению давления и температуры, будет рассмотрено в дальнейшем. Очевидно, что любые аналитические выражения, аргументами которых являются только параметры состояния (например, произведение температуры и давления $p \cdot T$), также являются параметрами состояния. Таким образом, общее количество параметров состояния огромно. Однако поскольку значения вели-

чин параметров состояния связаны между собой различными аналитическими соотношениями, состояние вещества определяется вполне определенным количеством параметров состояния. Это количество называется числом степеней свободы параметров состояния, т.е. нельзя независимо задать значения параметров в количестве большем числа степеней свободы.

Одним из термодинамических тел системы может являться окружающая среда. Окружающая среда как физическая модель, обладает бесконечно большой массой и тепловой емкостью. Поэтому параметры ее состояния при обмене массой и энергией с другими телами системы не меняются и процессы в окружающей среде исключаются из термодинамического анализа. Такая термодинамическая система называется открытой или разомкнутой. Если же термодинамическая система не обменивается массой и энергией с окружающей средой, то она называется изолированной или замкнутой.

Уравнение состояния идеального газа

Одним из основных аналитических выражений, связывающих между собой параметры состояния идеального газа, является уравнение, выведенное *Бенуа Поль Эмилем Клапейроном* в 1834 году, или уравнение состояния идеального газа

$$p \cdot \nu = R \cdot T,$$

где R – удельная газовая постоянная, отнесенная к 1 кг конкретного вещества.

В 1874 году *Дмитрий Иванович Менделеев* вывел общую форму уравнения состояния идеального газа

$$p \cdot V = \mu \cdot R \cdot T = R_0 \cdot T,$$

где V – объем, который занимает киломоль вещества; R_0 – универсальная газовая постоянная. $R_0 = 8314 \text{ Дж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К})$; μ – молекулярная масса вещества.

Многие фундаментальные законы природы, и термодинамики в том числе, имеют по несколько известных формулировок, которые подчеркивают ту или иную сторону закона или следствий вытекающих из него. Здесь мы приводим те формулировки, которые удобно использовать при дальнейшем изложении основ холодильной техники.

Закон сохранения массы

$$\sum_{i=1}^n m_i \cdot \tau = \Delta M,$$

т. е. алгебраическая сумма массовых потоков m_i , входящих (выходящих) в определенный объем за время τ , равна изменению массы тел ΔM внутри выделенного объема. Под выделенным объемом обычно принимается термодинамическое тело и термодинамическая система.

Закон сохранения энергии

$$\sum_{i=1}^n e_i \cdot \tau = \Delta E,$$

т.е. алгебраическая сумма энергетических потоков e_i , входящих (выходящих) в выделенный объем за время τ , равна изменению энергии тел ΔE в выделенном объеме.

Закон сохранения энергии для термомеханических систем принято называть первым законом термодинамики. В дифференциальной форме он может принять вид (для единицы массы вещества)

$$dq = du + dl, \quad (1)$$

т.е. удельная тепловая энергия dq , подведенная к термодинамическому телу, затрачивается на изменение его удельной внутренней энергии du и на совершение удельной механической работы dl .

Большинство промышленных холодильных машин можно рассматривать как термомеханические термодинамические системы.

Механическая работа

Механическая работа может быть представлена в следующем виде.

Рассмотрим схему совершения работы над газом путем его сжатия (вытеснения из объема V) в цилиндре (рис.1.1). При перемещении поршня на расстояние x под воздействием силы P , величина работы L определится

$$L = P \cdot x = p \cdot f \cdot x = p \cdot V,$$

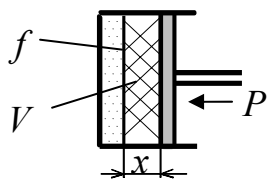


Рис. 1.1. Схема совершения механической работы.

тогда удельная величина работы, отнесенная к массе m вещества в вытесненном объеме, определится

$$l = \frac{L}{m} = p \frac{V}{m} = p \nu,$$

где p – давление газа; f – площадь поверхности поршня; ν – удельный объем.

Удельный объем – объем, занимаемый единицей массы вещества. Очевидно, что удельный объем – величина, обратная плотности вещества $\left(\nu = \frac{1}{\rho}\right)$.

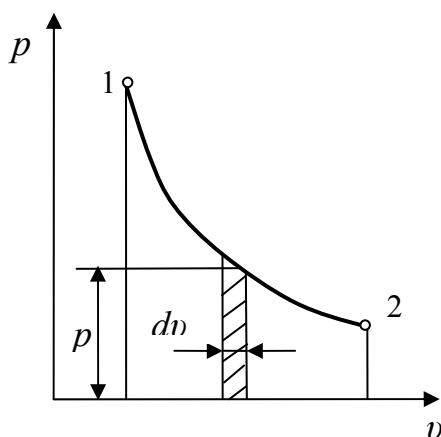


Рис.1.2. Произвольный процесс на $p - \nu$ диаграмме.

Тогда $dl = p \cdot d\nu$ и уравнение (1)

можно переписать

$$dq = du + p \cdot d\nu. \quad (2)$$

На диаграмме $p - \nu$ (давление – удельный объем) величина dl графически будет изображаться заштрихованной элементарной площадкой. Работа L произвольного процесса 1 – 2 будет изображаться площадью под кривой процесса. Отсюда следует, что величина работы зависит не только от состояний вещества в точках 1 и 2, но и от характера процесса.

Внутренняя энергия

Под внутренней энергией понимается способность термодинамических тел совершать работу без подвода энергии извне. Абсолютная величина внутренней энергии для реальных тел даже при рассмотрении чисто термомеханических термодинамических систем является трудноопределимой величиной. А в общем физическом смысле внутренняя энергия реального тела не может быть определена, поскольку невозможно представить себе состояние тела, при котором оно не имело бы внутренней энергии. Поэтому параметры состояния вещества, при которых его внутреннюю энергию приравнивают нулю, принимаются условно. Это оправдано тем, что при расчетах обычно интересует не абсолютная величина внутренней энергии, а величина ее изменения в том или ином процессе. Внутренняя энергия в реальных газах является функцией температуры и давления $u = f(T, p)$. Внутренняя энергия идеального газа является функцией только температуры и может быть рассчитана точно по абсолютной величине.

Теплоемкость

Теплоемкость является важным термодинамическим параметром, необходимым при вычислении количества тепла, подводимого или отводимого от термодинамического тела. Удельной теплоемкостью c называется количество тепла, которое нужно сообщить единичному количеству вещества для того, чтобы изменить его температуру на единицу (например, на 1°C или на 1 K).

$$c = \frac{\Delta q}{\Delta T}.$$

В зависимости от того, что понимается под единичным количеством вещества, теплоемкость бывает массовая, молярная (отнесенная к 1 кг или 1 моль) и объемная (отнесенная к 1 м^3). Массовая теплоемкость наиболее часто используется при расчетах в холодильной технике.

Различают среднюю теплоемкость вещества в произвольном процессе теплопередачи 1 – 2

$$c_{12} = \frac{\Delta q_{12}}{\Delta T_{12}},$$

и истинную теплоемкость для конкретного состояния вещества в процессе теплопередачи

$$c_i = \frac{dq}{dT}.$$

Теплоемкость не является параметром состояния вещества, поскольку ее величина зависит от характера процесса, который совершает данное термодинамическое тело. Рассмотрим ряд аналитических соотношений для теплоемкости в теоретических термодинамических процессах:

1) изохорный процесс ($v = \text{const}$)

Изохорную теплоемкость можно записать

$$c_v = \frac{dq}{dT} = \frac{du + p \cdot dv}{dT}.$$

Поскольку $dv = 0$, изохорная теплоемкость $c_v = \frac{du}{dT}$. Отсюда следует, что $du = c_v \cdot dT$. Эта формула связывает внутреннюю энергию идеального газа с его температурой. Формально внутреннюю энергию идеального газа можно определить как количество тепла, подведенное к нему в изохорном процессе.

2) изобарный процесс ($p = \text{const}$)

Изобарную теплоемкость можно записать

$$c_p = \frac{dq}{dT} = \frac{du + p \cdot dv}{dT} = \frac{c_v \cdot dT}{dT} + \frac{R \cdot dT}{dT} = c_v + R \quad (3)$$

Выражение $c_p = c_v + R$, связывающее изохорную и изобарную теплоемкости с газовой постоянной, называется уравнением Юлиуса Роберта фон Майера.

3) изотермический процесс ($T = \text{const}$)

Теплоемкость вещества в изотермическом процессе c_T стремится к бесконечности, поскольку dT стремится к нулю. Естественно, что она не характеризует свойства вещества и лишена практического смысла.

$$c_T = \frac{du}{dT} \rightarrow \infty.$$

4) адиабатный процесс ($dq = 0$)

В адиабатном процессе термодинамическое тело не обменивается тепловой энергией с окружающей средой. Следовательно, теплоемкость тела в этом процессе формально равна нулю и лишена физического смысла, поскольку само понятие теплоемкости неразрывно связано с теплообменом

$$c_a = \frac{dq}{dT} = 0.$$

Энтальпия

Выполним ряд преобразований в формуле первого закона термодинамики (2)

$$dq = du + (p \cdot dv + v \cdot dp) - v \cdot dp = du + d(p \cdot v) - v \cdot dp = d(u + p \cdot v) - v \cdot dp.$$

Обозначим выражение в скобках, называемое *энтальпией*, символом i . Очевидно, что $i = u + p \cdot v$ – параметр состояния, поскольку алгебраическое выражение состоит только из параметров состояния. Уравнение первого закона термодинамики может быть записано в следующей форме

$$dq = di - v \cdot dp. \quad (4)$$

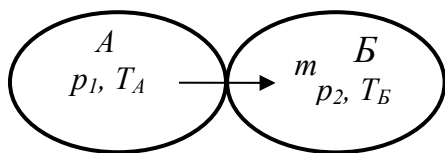


Рис 1.3

Энтальпия является суммой внутренней энергии и работы вытеснения. Если, например, мы хотим определить величину энергии, которую приносит газ с массой m , перетекая под действием перепада давлений ($p_1 - p_2$) из некоего термодина-

мического тела A в тело B (рис 1.3), то массу необходимо умножить на энтальпию $E = m \cdot i$. Это связано с тем, что газ вносит не только свою внутреннюю энергию, но и совершает работу вытеснения для того, чтобы занять определенный объем в термодинамическом теле B .

Выражение для энтальпии для изобарного процесса можно преобразовать

$$di = du + p \cdot dv = du + R \cdot dT = c_v \cdot dT + R \cdot dT = c_p \cdot dT. \quad (5)$$

Из данного рассмотрения следует, что формально энтальпию для идеального газа можно представить как количество тепла, подведенное к нему в изобарном процессе. Параметры состояния реального вещества, при которых его энтальпию приравнивают нулю, принимаются так же условно, как это было в случае с внутренней энергией.

Энтропия

Рассмотрим произвольный термодинамический процесс 1–2 (рис. 1.2). Изменение внутренней энергии термодинамического тела, совершившего данный процесс, определится $\Delta U_{1-2} = U_1 - U_2$. Очевидно, что эта величина не зависит от характера протекания процесса и определяется только состояниями тела в начале и в конце процесса. Количество подведенного или отведенного тепла Q и механическая работа, совершаемая телом или над телом, L связаны между собой первым законом термодинамики $Q = \Delta U + L$. Поскольку величина совершаемой работы (площадь под кривой процесса) зависит характера протекания процесса, то и величины Q и dq являются зависимыми от характера процесса.

Выполним ряд преобразований в формуле первого закона термодинамики (2)

$$dq = du + p \cdot dv = c_v \cdot dT + \frac{T \cdot R}{v} \cdot dv.$$

Поделив данное выражение на T , получим

$$\frac{dq}{T} = c_v \cdot \frac{dT}{T} + R \cdot \frac{dv}{v}. \quad (6)$$

Можно убедиться, что функция $\frac{dq}{T}$ в полученном выражении является полным дифференциалом. Для этого необходимо, чтобы производные $\frac{\partial \left(c_v \cdot \frac{dT}{T} \right)}{\partial v}$ и $\frac{\partial \left(R \cdot \frac{dv}{v} \right)}{\partial T}$ были равны между собой. Эти выражения действительно равны, поскольку при дифференцировании обращаются в ноль и выражение $\frac{dq}{T}$ (в отличие от dq) является полным дифференциалом функции $f(T, v)$, а следовательно, зависит только от параметров состояния и не зависит от характера процесса. При заданных значениях параметров состояния эта функция принимает единственное значение и сама является полным дифференциалом параметра состояния, обозначаемого s – энтропия

$$ds = \frac{dq}{T}. \quad (7)$$

Как следует из выражения (7), изменение энтропии термодинамического тела связано с подводом и отводом к нему тепловой энергии. Так, при подводе тепла энтропия растет, при отводе снижается.

Второй закон термодинамики

Второй закон термодинамики является статистическим законом, т.е. его выполнение необязательно, но вероятность каких-либо отклонений ничтожно мала даже в термодинамических системах с относительно малым количеством молекул, например, в вакуумных системах.

Наиболее общую формулировку закона предложил *Людвиг Больцман*: «Природа стремится к переходу от менее вероятных состояний к более вероятным». Все самопроизвольные термодинамические процессы в силу этого необратимы.

Для теории холодильной техники интерес представляет формулировка *Рудольфа Юлиуса Эммануэля Клаузиуса*: «Теплота не может переходить сама от тела менее нагретого к телу более нагретому». То есть самопроизвольный перенос тепла всегда идет от тела с более высокой температурой к телу с более низкой температурой.

Рассмотрим термодинамическую систему, состоящую из тела *A* и тела *B* (рис.1.3). Причем температура T_A больше температуры T_B . При тепловом контакте тел под действием разницы температур от тела *A* к телу *B* передается тепловая энергия Q_A . Изменения энтропий тел *A* и *B* при этом составят

$$\Delta S_A = -\frac{Q_A}{T_A}; \quad \Delta S_B = +\frac{Q_A}{T_B}.$$

Поскольку $T_A > T_B$, то $\Delta S_A > \Delta S_B$. Следовательно, общая энтропия термодинамической системы возрастет на величину $\delta S = \Delta S_A + \Delta S_B$. Величина δS будет стремиться к нулю в этом случае, $(T_A - T_B) \rightarrow 0$. Поэтому второй закон термодинамики можно сформулировать и таким образом: «Процессы, происходящие в замкнутой термодинамической системе, могут привести только к росту ее энтропии – $\delta S \geq 0$ ».

1.2. Основные термодинамические принципы работы холодильной машины

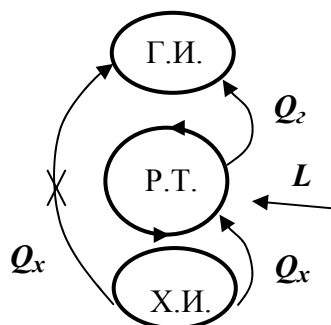


Рис. 1.4.

Рассмотрим термодинамическую систему, состоящую из двух тел, называемых «горячий источник» Г.И. и «холодный источник» Х.И. (рис.1.4). При этом температура горячего источника выше, чем температура холодного. Поставим задачу – **передать тепловую энергию Q_x от холодного тела к горячему телу**. Следует отметить, что поставленная задача является основной задачей холодильной техники. В соответствии вторым законом термодинамики самопроизвольно такая передача тепла невозможна. Для выполнения

вии

поставленной задачи введем в систему промежуточное термодинамическое тело, называемое «рабочим телом» Р.Т. Для осуществления передачи тепла необходимо, чтобы при контакте с холодным источником температура рабочего тела была бы ниже температуры холодного источника, при контакте с горячим источником выше, чем температура горячего источника. Таким образом, образуется система из трех неравенств:

$$\left. \begin{array}{l} 1). T_x < T_2 \\ 2). T_P \leq T_x \\ 3). T_P \geq T_2 \end{array} \right\}$$

Одновременно первое, второе и третье условия не могут быть выполнены. Отсюда вытекает требование к рабочему телу, чтобы оно контактировало с холодным и горячим источником попеременно и изменяло бы свою температуру при переходах. Это требование реализуется, если рабочее тело совершает замкнутую совокупность процессов, называемую обратным термодинамическим циклом, причем таким образом, чтобы при контакте с холодным источником выполнялось второе условие, а при контакте с горячим третье.

Очевидно, что в обратном термодинамическом цикле помимо процессов теплообмена рабочего тела с горячим и холодным источниками, должны присутствовать и процессы, приводящие к изменению температурного уровня рабочего тела, как в прямом направлении от T_2 до T_x , так и в обратном от T_x до T_2 . Для осуществления последних требуется, чтобы существовали такие параметры, влияя на которые мы могли бы изменять температуру рабочего тела. Эти параметры называются параметрами воздействия. Например, в качестве такого параметра во многих типах холодильных машин выступает давление рабочего тела. Отсюда вытекает: для того чтобы рабочее тело могло совершать термодинамический цикл, требуется, чтобы его энтропия зависела от температуры и хотя бы еще от одного параметра x , называемого параметром воздействия:

$$s = f(T, x).$$

В большинстве холодильных машин вещество рабочего тела, называемое холодильным агентом, находится в жидком или газообразном состоянии, присутствуя при этом одновременно во всех элементах холодильной машины. В этом случае все процессы обратного термодинамического цикла осуществляются одновременно и непрерывно, но каждый из процессов строго привязан к одному из элементов. Поэтому в дальнейшем при описании рабочих процессов холодильных машин под рабочим телом мы будем понимать выделенный элементарный объем вещества рабочего тела, который, переходя из одного элемента холодильной машины в другой, претерпевает все изменения в процессах происходящих в этих элементах.

Самопроизвольно обратный термодинамический цикл осуществляться не будет. Для совершения ряда его процессов к рабочему телу необходимо подводить механическую работу L или энергию в какой-то другой форме.

Таким образом, основные термодинамические принципы работы холодильной машины могут быть сформулированы:

- 1) холодильная машина работает в термодинамической системе, состоящей из холодного, горячего источника и рабочего тела;
- 2) рабочее тело должно совершить обратный термодинамический цикл, для этого необходимо, чтобы его энтропия зависела от температуры и хотя бы еще от одного параметра x , называемого параметром воздействия;
- 3) для совершения термодинамического цикла необходимо затрачивать внешнюю энергию.

Теплота Q_x , передаваемая от холодного источника горячему, называется **холодопроизводительностью** холодильной машины. Данный общепринятый термин, сложившийся исторически, не отражает физической сути происходящих процессов, поскольку холодильная машина не «производит холод», а переносит тепловую энергию с низкого температурного уровня на более высокий.

Из рассмотренной схемы работы холодильной машины ясно, что горячему источнику отводится не только теплота Q_x , но и подведенная к рабочему телу энергия L , которая независимо от первоначальной формы превращается в тепловую энергию. Таким образом, энергетический баланс холодильной машины (и любого обратного термодинамического цикла) можно выразить следующим соотношением

$$Q_c = Q_x + L. \quad (8)$$

Работающая холодильная машина передает дополнительную тепловую энергию, равную по величине L , окружающей среде (горячему источнику) увеличивая ее энтропию.

Внутренний теплообмен в обратном термодинамическом цикле

Поскольку в обратном термодинамическом цикле холодильной машины должны присутствовать процессы, приводящие к изменению температуры рабочего тела в противоположных направлениях, то вполне очевидной становится идея использования внутреннего теплообмена между потоками рабочего тела в этих процессах. Действительно, температура теплого прямого потока рабочего тела после теплообмена с горячим источником может быть понижена за счет теплообмена с холодным обратным потоком, температура которого после теплообмена с холодным источником должна быть повышена. Такой внутренний теплообмен между потоками одного и того же термодинамического тела называется регенеративным. Регенеративный теплообмен достаточно часто встречается в обратных термодинамических циклах холодильных машин и в ряде случаев способен заметно их улучшить.

1.3. Два способа понижения температуры термодинамического тела. Закон Нернста

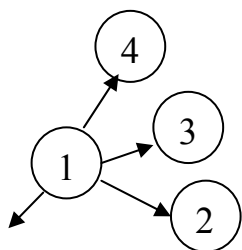


Рис. 1.5.

В 1906 году *Вальтер Нернст* сформулировал закон о недостижимости температуры 0 K , который получил название третьего закона термодинамики. Он утверждал, что «при абсолютном нуле энтропия химически однородного тела должна быть равна нулю».

Существует два способа понижения температуры термодинамического тела.

Первый способ основан на прямом тепловом контакте охлаждаемого тела с термодинамическим телом, имеющим более низкую температуру. Рассмотрим термодинамическую систему с множеством тел (рис.1.5). Очевидно, если одно из тел термодинамической системы, например тело 1, снижая температуру, приближается к абсолютному нулю, то всегда наступает момент, когда такая передача тепловой энергии к окружающим телам становится невозможной без нарушения второго закона термодинамики. То есть среди множества тел не остается ни одного, температура которого была бы ниже, чем тела 1. Следовательно, невозможно достичь температуры 0 K , используя данный способ снижения температуры.

Второй способ основан на «адиабатировании» – тепловой изоляции термодинамического тела от окружающей среды и стремлении заставить его совершить адиабатный процесс с выполнением работы. Поскольку dq в этом случае равно нулю, первый закон термодинамики запишется $du + dl = 0$. Таким образом, термодинамическое тело должно совершить работу за счет собственной внутренней энергии, что приводит к снижению ее величины. Снижение внутренней энергии приводит к снижению температуры тела.

Однако при таком снижении температуры энтропия тела остается неизменной и выше нуля. Кроме того, чтобы заставить тело совершить адиабатный процесс, необходимо иметь хотя бы один параметр воздействия. То есть энтропия тела должна быть функцией $s = f(T, x)$. Полный дифференциал такой функции

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right) dT + \left(\frac{\partial s}{\partial x} \right) dx.$$

Но как было сформулировано *Френсисом Симоном* (третий закон термодинамики часто называют законом *Нернста-Симона*), по мере приближения температуры тела к абсолютному нулю невозможно найти термодинамический параметр x , от которого бы зависела энтропия термодинамического тела.

$$\text{При } T \rightarrow 0\text{ K}; \left(\frac{\partial s}{\partial x} \right) dx \rightarrow 0; s \neq f(x).$$

Это приводит к тому, что мы не можем организовать обратный термодинамический цикл, и снизить температуру становится невозможно. Следовательно, и данный способ снижения температуры не позволяет достичь температуры 0 K .

1.4. $T-S$ диаграмма

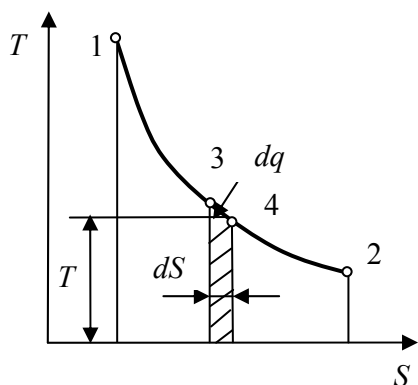


Рис.1.6. Произвольный процесс на $T-S$ диаграмме

В силу ряда своих свойств диаграмма температура – энтропия ($T-S$) находит широкое применение при анализе термодинамических процессов и выполнении расчетов. Рассмотрим некоторые из свойств диаграммы.

1) На $T-S$ диаграмме площадь под произвольным процессом 1-2 (рис 1.6) является графическим образом количества тепла Q , подведенного или отведенного в этом процессе. Действительно, площадь под линией элементарного процесса 3 - 4 – f_{3-4} может быть определена $f_{3-4} = dS \times T = dq$.

Отсюда следует, что площадь под линией 1-2 равна $\int_1^2 dq = Q$.

Поскольку энтропия в процессе 1 - 2 растет, теплота к термодинамическому телу, совершающему процесс, подводится, хотя его температура снижается. Из первого закона термодинамики (1) следует, что в данном процессе термодинамическое тело совершает работу, на которую затрачивается вся подведенная тепловая и часть внутренней энергии тела.

2) Как следует из раздела 1.1, энтальпия термодинамического тела может быть представлена в виде количества тепла, подведенного к нему в изобарном процессе, и, следовательно, графическим образом энтальпии тела в точке 1 (рис. 1.7а) на $T-S$ диаграмме будет площадь под изобарой, проходящей через точку 1.

В том случае, если возникает необходимость иллюстрировать величину энтальпии в области диаграммы, где происходят фазовые переходы вещества, следует иметь в виду, что изобара p_1 (рис.1.7б) является ломаной линией. В области жидкости она идет практически по линии насыщенной жидкости, в области влажного пара совпадает по направлению с изотермами.

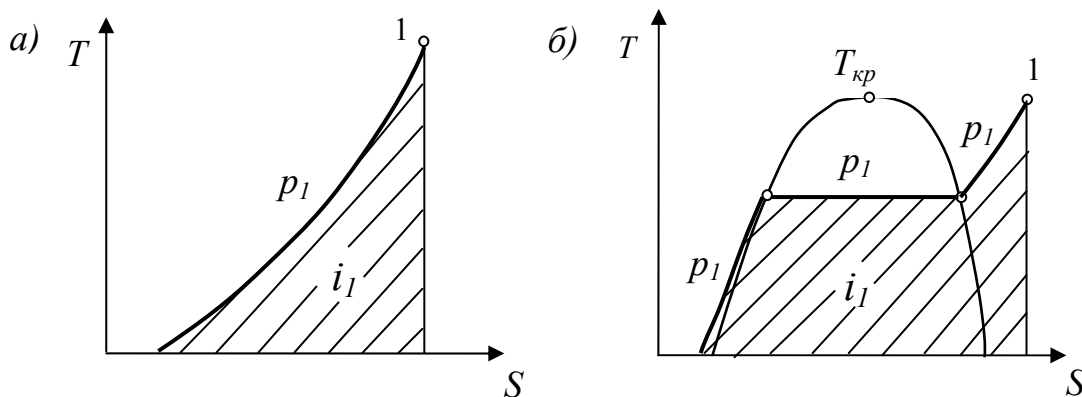


Рис. 1.7. Графическая интерпретация энтальпии на $T-S$ диаграмме.

3) Для того чтобы понять, каким графическим образом представлена теплоемкость c_3 термодинамического тела в произвольной точке 3 произвольного термодинамического процесса 1 – 2 (рис. 1.8), выполним некоторые дополнительные построения. Проведем касательную к линии процесса в точке 3 с пересечением оси абсцисс и выполним элементарный термодинамический процесс по направлению от состояния 3 к состоянию 2. Энтропия термодинамического тела при этом возрастет на величину dS , температура на величину dT , а состояние тела будет определяться точкой d .

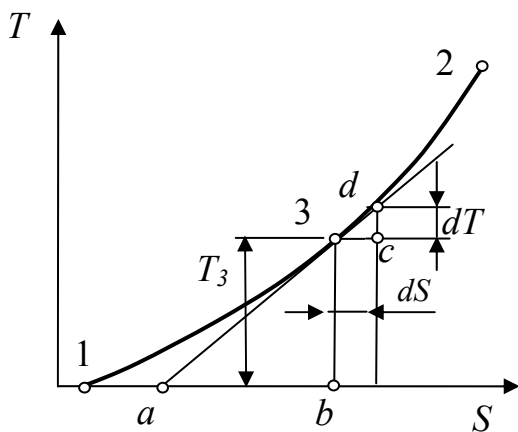


Рис. 1.8. Графическая интерпретация величины теплоемкости на T - S диаграмме.

Опустим нормали из точек 3 и d на ось абсцисс. В результате построения мы имеем два подобных прямоугольных треугольника, $a3b$ и $3cd$. Из подобия вытекает равенство отношений оснований треугольников к высотам

$$\frac{\overline{ab}}{T_3} = \frac{dS}{dT}.$$

Следовательно,
$$\overline{ab} = \frac{T_3 \cdot dS}{dT} = \frac{dq}{dT} = c_3.$$

То есть теплоемкость термодинамического тела в произвольной точке произвольного процесса на T – S диаграмме графически отображается отрезком, отсекаемым на оси абсцисс касательной к кривой процесса и нормалью к оси абсцисс, проведенной из данной точки процесса.

1.5. Основные теоретические термодинамические процессы

Рассмотрим ряд процессов, используемых в качестве теоретических моделей реальных процессов холодильных машин. Это изохорный, изобарный, изотермический, адиабатный и политропный процессы, совершаемые идеальным газом (рис. 1.9). Для таких процессов можно вывести аналитические формулы для определения величины работы совершаемой газом, изменения энтропии в процессе, количества подведенного или отведенного тепла.

1) Изохорный процесс ($v = const$)

Запишем уравнение состояния идеального газа для двух точек изохорного процесса

$$p_1 \cdot v = R \cdot T_1 ; \quad p_2 \cdot v = R \cdot T_2.$$

Тогда уравнение изохорного процесса будет

$$\frac{T_1}{p_1} = \frac{T_2}{p_2} = \frac{T}{p} = const \quad \text{или} \quad T_1 \cdot p_2 = T_2 \cdot p_1.$$

Поскольку в изохорном процессе $dv = 0$, работа здесь не совершается – $dl = p \cdot dv = 0$ и $l = 0$.

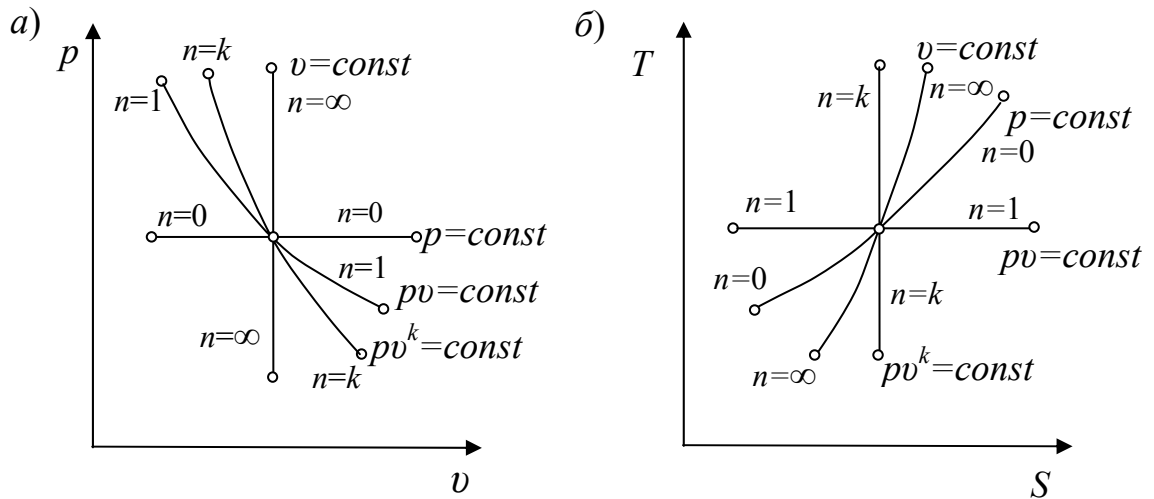


Рис. 1.9. Изображения теоретических термодинамических процессов в $p - v$ на $T - S$ диаграммах.

Тепло, подведенное или отведенное от газа, определяется $dq = c_v \cdot dT$ и $q = c_v(T_2 - T_1)$. (9)

Изменение энтропии газа в процессе $ds = \frac{dq}{T} = c_v \frac{dT}{T}$ и

$$\Delta s = c_v \int_1^2 \frac{dT}{T} = c_v \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (10)$$

2) Изобарный процесс ($p = const$)

Запишем уравнение состояния идеального газа для двух точек изобарного процесса $p \cdot v_1 = R \cdot T_1$; $p \cdot v_2 = R \cdot T_2$.

Тогда уравнение изобарного процесса будет $\frac{T_1}{v_1} = \frac{T_2}{v_2} = \frac{T}{v} = const$.

Работа, совершаемая газом в изобарном процессе, определится $dl = p \cdot dv$ и

$$l = p \cdot \int_1^2 dv = p(v_2 - v_1). \quad (11)$$

Тепло, подведенное или отведенное от газа в изобарном процессе, определится $dq = c_p \cdot dT$ и

$$q = c_p(T_2 - T_1) = i_2 - i_1. \quad (12)$$

В теплообменных аппаратах холодильных машин теплообмен между различными термодинамическими телами идет, как правило, при постоянном давлении, и величина передаваемой тепловой энергии может быть посчитана по формуле (12). Это объясняет популярность использования при расчетах энтальпийных диаграмм, на которых величина q выглядит в виде отрезка на шкале энтальпий.

Изменение энтропии газа в процессе $ds = c_p \frac{dT}{T}$ и

$$\Delta s = c_p \cdot \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (13)$$

3) Изотермический процесс ($T = const$)

Уравнение изотермического процесса можно получить по аналогии с ранее рассмотренными процессами $p_1 v_1 = p_2 v_2 = p \cdot v = RT = const$.

Поскольку величина dT в этом процессе равна нулю, получим следующие выражения

$$dq = c_v \cdot dT + p \cdot dv = p \cdot dv;$$

$$dq = dl = p \cdot dv = \frac{RT}{v} \cdot dv = T \cdot ds.$$

Энергия, отдаваемая газом в виде механической работы, совершаемой в изотермическом процессе, должна быть полностью восполнена в виде тепловой энергии:

$$q = l = RT \cdot \ln \frac{v_2}{v_1} = RT \cdot \ln \frac{p_1}{p_2} = T(s_2 - s_1). \quad (14)$$

Изменение энтропии газа в процессе $ds = \frac{dq}{T}$ и

$$\Delta s = R \cdot \ln \frac{v_2}{v_1} = R \cdot \ln \frac{p_1}{p_2} = s_2 - s_1. \quad (15)$$

3) Адиабатный процесс ($dq=0$)

Поскольку в адиабатном процессе отсутствует теплообмен газа с окружающей средой ($q=0$), то $dq = 0$, а, следовательно, $ds = \frac{dq}{T} = 0$. Отсюда вытекает, что изменения энтропии в процессе не происходит и адиабатный процесс для идеального газа является изоэнтропным – $\Delta S = 0$.

Для получения уравнения адиабатного процесса воспользуемся выражением (5).

$$c_v \frac{dT}{T} + R \frac{dv}{v} = 0.$$

Так как $R = c_p - c_v$, то $c_v \frac{dT}{T} + c_p \frac{dv}{v} - c_v \frac{dv}{v} = 0$.

Преобразуем полученное выражение $c_p \frac{dv}{v} + c_v \left(\frac{dT}{T} - \frac{dv}{v} \right) = 0$

и после интегрирования получим $c_p \cdot \ln \frac{v_1}{v_2} + c_v \left(\ln \frac{T_1}{T_2} - \ln \frac{v_1}{v_2} \right) = 0$.

Принимая во внимание, что $v = \frac{RT}{p}$ и $\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2} \cdot \frac{p_2}{p_1}$, получим

$$c_p \cdot \ln \frac{v_1}{v_2} + c_v \cdot \ln \frac{p_1}{p_2} = 0.$$

Отношение $\frac{c_p}{c_v}$ носит название показатель адиабаты и обозначается бу-

квой k . Тогда $\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^k$, и мы получим уравнение адиабатного процесса

$$p_1 \cdot v_1^k = p_2 \cdot v_2^k = p \cdot v^k = const \quad (16)$$

Работа, совершаемая газом в адиабатном процессе, определяется по следующим формулам

$$\begin{aligned} l &= \int_1^2 p \cdot dv = p_1 \cdot v_1^k \int_1^2 v^{-k} \cdot dv = \frac{p_1 \cdot v_1^k}{k-1} (v_2^{k-1} - v_1^{k-1}) = \\ &= \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{R}{k-1} (T_1 - T_2) \text{ или} \\ l &= \frac{p_1 v_1}{k-1} \left(1 - \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right) = \frac{R \cdot T_1}{k-1} \left(1 - \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right). \end{aligned} \quad (17)$$

4) Политропный процесс

Политропным процессом является процесс, отвечающий уравнению $p_1 v_1^n = p_2 v_2^n = p v^n = const$, где n – константа. Легко понять, что все ранее рассмотренные процессы являются частными случаями политропного процесса. При $n = 1$ – процесс вырождается в изотермический, при $n = k$ – в адиабатный, при $n \rightarrow \infty$ – процесс вырождается в изохорный. При политропном процессе газ, совершающий его, обменивается теплом с окружающими его термодинамическими телами. Например, при политропном сжатии газа в компрессоре, при $n < k$, газ отдает тепло стенкам компрессора и далее в окружающую среду, а при $n > k$, напротив, сам подогревается от горячих стенок компрессора.

Формулы по определению величины работы политропного процесса выводятся аналогично с адиабатным процессом и отличаются от (16) только тем, что вместо k ставится n .

$$\begin{aligned} l &= \int_1^2 p \cdot dv = p_1 \cdot v_1^n \int_1^2 v^{-n} \cdot dv = \frac{p_1 \cdot v_1^n}{n-1} (v_2^{n-1} - v_1^{n-1}) = \\ &= \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{R}{n-1} (T_1 - T_2), \text{ или} \\ l &= \frac{p_1 v_1}{n-1} \left(1 - \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right) = \frac{R \cdot T_1}{n-1} \left(1 - \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right). \end{aligned} \quad (18)$$

Если даны параметры двух состояний в политропном процессе, то показатель политропы можно определить

$$n = \frac{\lg(p_1 / p_2)}{\lg(v_2 / v_1)}. \quad (19)$$

Показатель политропы для произвольного политропного процесса связан с величиной теплоемкости газа c в данном процессе выражением

$$n = \frac{c - c_p}{c - c_v}. \quad (20)$$

Это позволяет определить теплоемкость политропного процесса

$$c = c_v \frac{n - k}{n - 1}. \quad (21)$$

Тогда количество тепла, подведенное к газу в политропном процессе, определится $dq = c \cdot dT$ и

$$q = c_v \frac{n - k}{n - 1} (T_2 - T_1). \quad (22)$$

Изменение энтропии в политропном процессе можно получить, интегрируя формулу (6)

$$\Delta s = c_v \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} + R \cdot \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (23)$$

1.6. Техническая работа компрессора и расширительной машины

Многие виды холодильных машин используют сжатие газа в компрессоре – техническом устройстве (машине) для повышения давления газа. Реальный рабочий цикл компрессора для изучения и термодинамического анализа обычно заменяют теоретической моделью, которая отражает основные свойства реальных процессов. Одной из таких моделей является адиабатный компрессор, в котором отсутствует теплообмен между газом и стенками компрессора, а также отсутствуют протечки газа, то есть его миграция не определена основным рабочим циклом. Схема такого компрессора (рис. 1.10а).

Компрессор состоит из цилиндра 1, внутри которого поршень 2 совершает возвратно-поступательное движение. К цилиндру подведены нагнетательный 3 и всасывающий 4 трубопроводы, отделенные от объема цилиндра V нагнетательным 5 и всасывающим 6 клапанами. Давления в трубопроводах – постоянные величины.

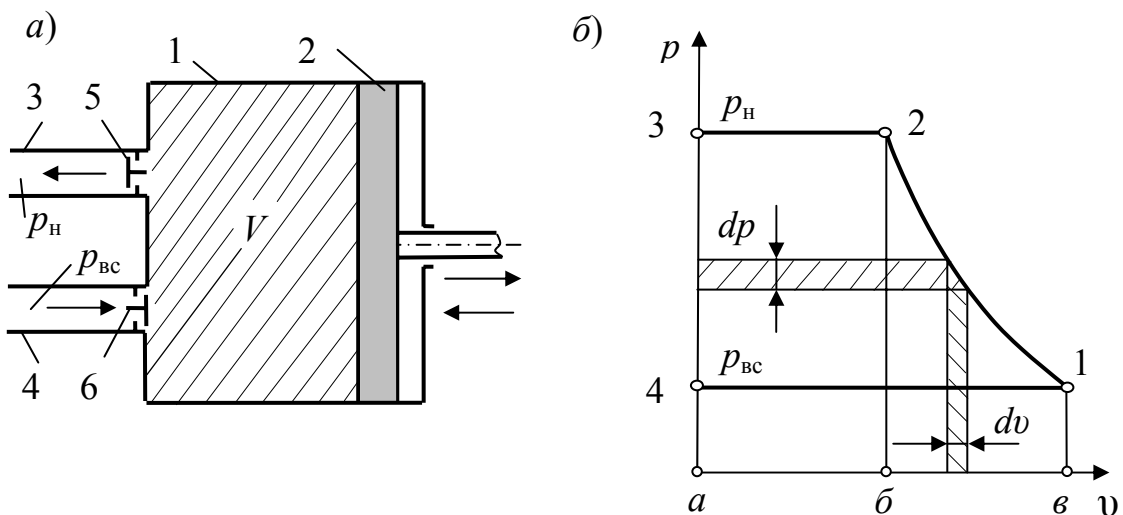


Рис 1.10. Схема и цикл работы адиабатного компрессора.

Рассмотрим процессы рабочего цикла адиабатного компрессора в $p - v$ диаграмме (рис. 1.10б).

1-2 – процесс адиабатного сжатия газа в компрессоре. Поршень движется из крайнего правого положения влево. Нагнетательный и всасывающий клапаны закрыты.

2-3 – процесс нагнетания. Газ выталкивается при открытом нагнетательном клапане из цилиндра в нагнетательную линию при постоянном давлении нагнетания p_n ($p_n = p_2 = \text{const}$). Поршень движется влево до достижения крайнего левого положения.

4-1 – процесс всасывания – поступление газа из всасывающей линии в цилиндр при открытом всасывающем клапане и постоянном давлении всасывания $p_{вс}$ ($p_{вс} = p_1 = \text{const}$). Поршень движется из крайнего левого положения в крайнее правое.

Другой теоретической моделью является изотермический компрессор. Эта модель служит для компрессоров, в которых сжимаемый газ в процессе сжатия охлаждается за счет внешнего источника. Например, за счет протока охлаждающей воды через водяные полости окружающие цилиндр (так называемую рубашку цилиндра).

В схемах холодильных машин изотермическим компрессором часто условно заменяют адиабатный компрессор и следующий за ним теплообменный аппарат, в котором происходит охлаждение сжатого газа до температуры, которую он имел на входе в компрессор.

Схема изотермического компрессора представлена на рисунке 1.11. В компрессоре протекают те же процессы, что и в предыдущем случае. Отличием является то, что все процессы являются изотермическими.

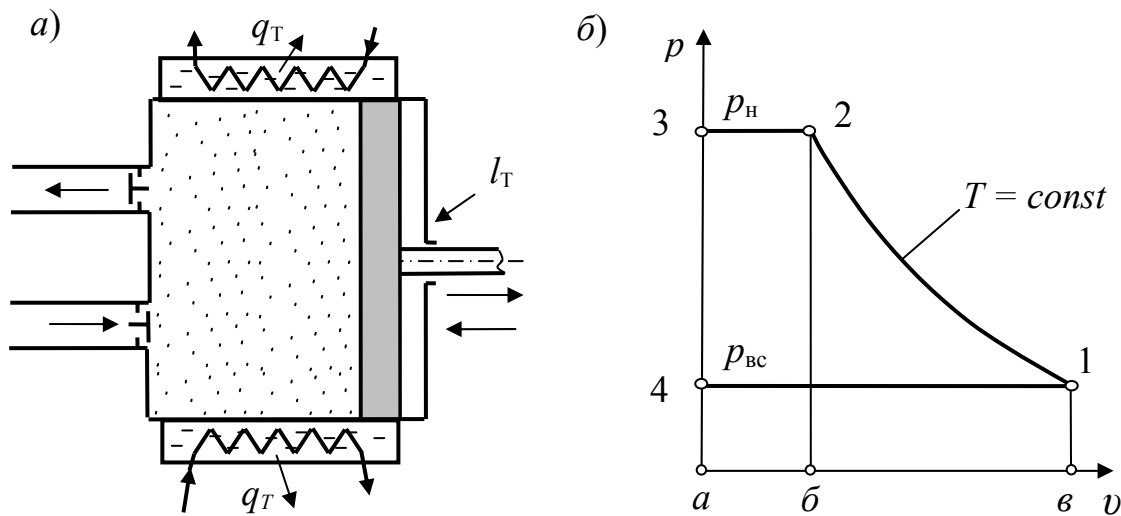


Рис 1.11. Схема и цикл работы изотермического компрессора.

В $p - v$ диаграмме площадь (nl) под линией процесса характеризует величину работы. Поэтому работа, совершенная при выполнении данных процессов, может быть определена

$$l_{сжс} \sim nl \text{ б}21\text{в} = \int_{v_1}^{v_2} p \cdot dv;$$

$$l_n \sim nl \text{ а}32\text{б} = p_2 v_2;$$

$$l_{вс} \sim nl \text{ а}41\text{в} = -p_1 v_1.$$

Знаки при определении работы процессов приняты с учетом того, что при сжатии и нагнетании работа совершается над газом, а при всасывании работа по перемещению поршня совершается самим газом, входящим в цилиндр.

Техническая работа компрессора является суммой работ всех процессов рабочего цикла

$$l_m = l_{сж} + l_n - l_{вс}.$$

Графическим образом технической работы в $p - v$ диаграмме является площадка $пл\ 1234$, что вытекает из суммирования площадей всех процессов. С другой стороны, эта площадь может быть определена

$$l_m = \int_{p_1}^{p_2} v \cdot dp.$$

Техническая работа компрессора может быть определена также из уравнения первого закона термодинамики (4)

$$dl_m = v \cdot dp = di - dq = di - T \cdot ds.$$

$$l_m = (i_n - i_{вс}) - T \cdot (s_n - s_{вс}). \quad (24)$$

Поскольку для адиабатного компрессора все процессы идут без теплообмена газа с окружающей средой, величина $dq = 0$. Следовательно,

$$dl_{m.ад} = v \cdot dp = di.$$

$$l_{m.ад} = i_n - i_{вс}. \quad (25)$$

То, что техническая работа адиабатного компрессора определяется разностью энтальпий, является еще одним обстоятельством, делающим энтальпийные диаграммы удобными и популярными для расчетов в холодильной технике.

Техническая работа адиабатного компрессора может быть также определена

$$l_{m.ад} = \frac{1}{k-1} (p_1 \cdot v_1 - p_2 \cdot v_2) + p_2 \cdot v_2 - p_1 \cdot v_1 =$$

$$\frac{k}{k-1} (p_1 \cdot v_1 - p_2 \cdot v_2) = \frac{kR}{k-1} (T_1 - T_2);$$

$$l_{m.ад} = \frac{k}{k-1} p_1 \cdot v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] = \frac{k}{k-1} RT_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (26)$$

Для изотермического компрессора изотермический процесс сжатия характеризуется соотношением $p_1 v_1 = p_2 v_2$, а следовательно $l_n = l_{вс}$.

Тогда принимая во внимание формулу (14),

$$l_m = l_{сж} = q_T = RT_1 \cdot \ln \frac{v_1}{v_2} = RT_1 \cdot \ln \frac{p_2}{p_1}. \quad (27)$$

Расширительные машины, называемые детандерами, по конструкции схожи с компрессорными машинами, но служат для расширения газа. Процессы, происходящие в них: впуск, расширение и выпуск - имеют противоположный характер по отношению к соответствующим процессам компрессорной машины. В детандерах техническая работа совершается газом, отводится в виде механической энергии и может быть рассчитана по тем же формулам, что и для компрессорных машин, но имеет при этом противоположный знак.

2. Различные физические явления, используемые для получения охлаждающего эффекта

В холодильной технике для снижения температуры термодинамического тела и передачи тепловой энергии находят применения различные физические явления и процессы. Одни из них находят широкое распространение в промышленных холодильных машинах, другие используются только в лабораторной технике для получения сверхнизких температур и в научных исследованиях. Например, к таким физическим явлениям и процессам относятся:

- 1) Использование теплоты фазовых переходов веществ.
- 2) Расширение порции газа или газового потока, которое можно выполнить следующими способами:
 - а) изохорное расширение;
 - б) дросселирование;
 - в) выхлоп;
 - г) вихревое расширение газа (основано на эффекте *Ранка – Хильше*).
- 3) Термоэлектрическое охлаждение (основано на эффекте *Пельтье*).
- 4) Термомагнитное охлаждение (основано на эффекте *Эттингхауза*).
- 5) Адиабатное размагничивание парамагнитных веществ.
- 6) Адиабатное намагничивание сверхпроводников.
- 7) Группа способов, связанных со свойствами жидкого гелия. Сюда относятся:
 - а) смешение He^3 и He^4 ;
 - б) механокалорический эффект *Капицы*;
 - в) эффект *Померанчука*.

2.1. Использование теплоты фазовых переходов веществ

Диаграммы фазовых состояний

Вещество термодинамических тел в зависимости от величин параметров состояния, например, от давления p и температуры T может находиться в трех агрегатных состояниях: твердом, жидком или газообразном. Это хорошо иллюстрируется $p - T$ диаграммой (рис.2.1). В холодильной технике часто понятие «фаза» употребляется в смысле агрегатного состояния, однако надо учитывать, что оно шире, чем понятие «агрегатное состояние». В пределах одного агрегатного состояния вещество может находиться в нескольких фазах, отличающихся по своим свойствам, составу и строению (водный лёд, например, может встречаться в 11-ти различных модификациях – фазах). Переход вещества из одной фазы в другую – фазовый переход – всегда связан с качественными изменениями свойств вещества, например, переход обыкновенного жидкого гелия (гелий I) при $T = 2,9K$ в другую жидкую фазу (гелий II) связан с появлением свойств сверхтекучести. В качестве другого примера можно привести два фазовых состояния твердого углерода – графит и алмаз.

Различают фазовые переходы двух родов. Фазовый переход первого рода сопровождается поглощением или выделением теплоты, называемой теплотой фазового перехода. Фазовые переходы первого рода характеризуются постоянством температуры, изменениями энтропии и объёма.

Фазовые переходы, не связанные с поглощением или выделением теплоты и изменением объёма, называются фазовыми переходами второго рода. Эти переходы характеризуются постоянством объёма и энтропии, но скачкообразным изменением теплоёмкости.

Таким образом, можно утверждать, что если рабочее тело меняет своё агрегатное состояние, то оно однозначно совершает фазовый переход. С другой стороны, при совершении обратного термодинамического цикла рабочим телом, фазовые переходы второго рода не рассматривают и не участвуют. В связи

с этим в холодильной технике при анализе и расчёте циклов не делают различий между понятиями агрегатное состояние рабочего тела и фаза.

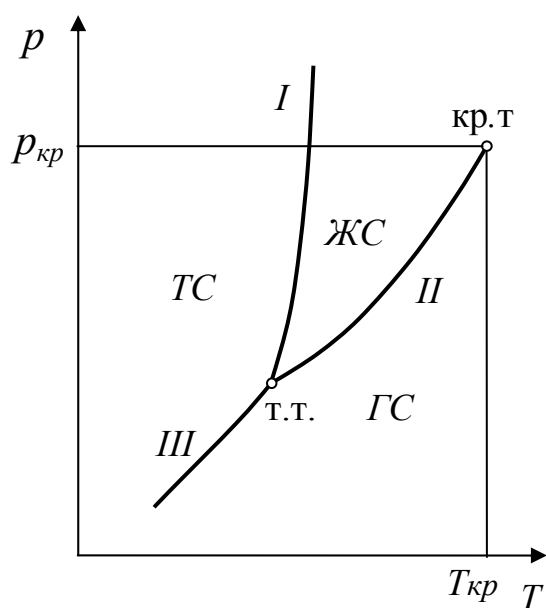


Рис.2.1. $p - T$ диаграмма фазовых состояний.

Диаграмма фазовых состояний $p - T$ разделена пограничными линиями на области твердого состояния вещества – $ТС$; жидкого состояния вещества – $ЖС$; и газообразного состояния вещества – $ГС$.

I – граница между твердым и жидким состояниями;

II – граница между жидким и газовым состояниями;

III – граница между твердым и газовым состояниями.

Пограничные линии пересекаются в тройной точке – т.т. При параметрах состояния тройной точки вещество может существо-

вать сразу в трех состояниях.

Линия II ограничена критической точкой – кр.т. Газ с температурой ниже $T_{кр}$ принято называть паром.

Переход из твердого состояния вещества в жидкое называется плавлением, а обратный процесс затвердеванием или кристаллизацией.

Переход из жидкого состояния в газообразное парообразованием или испарением, а обратный – конденсацией. При температуре выше $T_{кр}$, независимо от величины давления, вещество из газообразного не может перейти в жидкое состояние.

Переход из твердого состояния вещества в газообразное называется сублимацией, или возгонкой, обратный процесс десублимацией, или кристаллизацией.

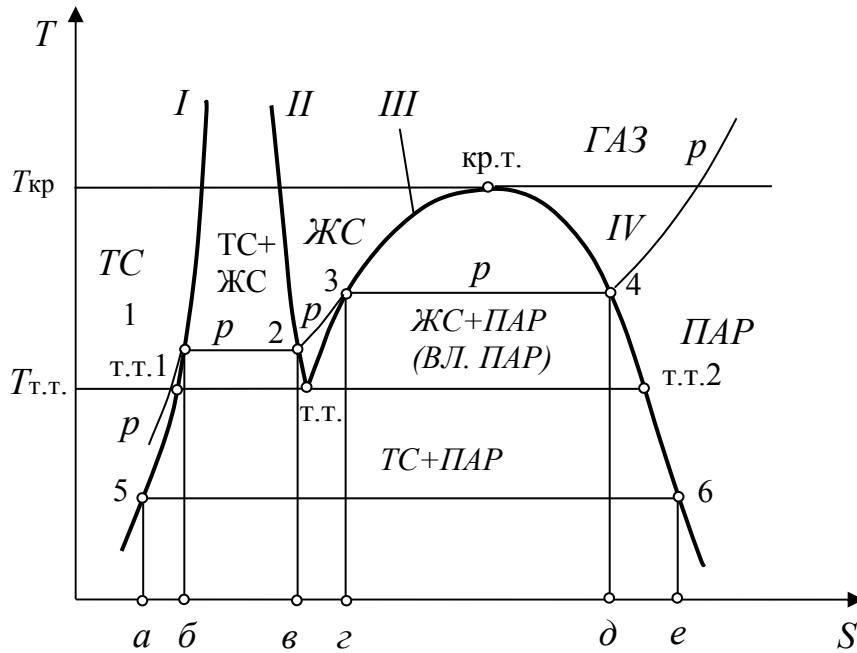


Рис.2.2. $T-S$ диаграмма фазовых состояний

На рис. 2.2 представлена $T-S$ диаграмма фазовых состояний, где нанесены основные пограничные кривые, разделяющие область диаграммы на участки, где рабочее тело имеет разные возможные агрегатные состояния. Тройная точка трансформируется здесь в линию т.т.1-т.т.-т.т.2, на которой устойчиво могут существовать все три агрегатных состояния.

Линия I называется линией насыщенного состояния твердого вещества. Линия II – линией насыщенного состояния жидкости в фазовом переходе жидкость твердое вещество. Жидкость с температурой выше $T_{кр}$ может существовать только в насыщенном состоянии и равновесии с твердым веществом. Линия III – линией насыщенного состояния жидкости в фазовом переходе жидкость пар. Линия IV – линией насыщенного состояния пара. Насыщенные состояния это пограничные состояния фазовых переходов. Насыщенные состояния разных фаз при одной и той же температуре, относящиеся к одному и тому же переходу, находятся в состоянии равновесия. Состояние вещества в процессах фазовых переходов является механической и, как правило, гетерогенной (неоднородной) смесью насыщенных состояний, пограничных для данного фазового перехода. Так, например, при конденсации пара образуется механическая смесь насыщенной жидкости и насыщенного пара. Если при этом выпадение мелких капель жидкости происходит во всем объеме охлаждаемого пара, то может образоваться гомогенная (однородная) механическая смесь, которая называется влажным паром. В связи с этим всю область между линиями III и IV называют областью влажного пара.

Фазовые переходы на $T-S$ диаграмме изображаются отрезками прямых линий: 1-2 – плавление; 3-4 – парообразование; 5-6 – сублимация. Фазовые переходы, идущие при постоянном давлении, являются изотермическими процессами, то есть линии процессов являются одновременно изобарами и изотерма-

ми. Теплота фазовых переходов изображается в виде площадок диаграммы под линиями фазовых переходов. Теплота плавления – $\lambda \sim \text{пл } 612\text{в}$; теплота парообразования – $r \sim \text{з34д}$; теплота сублимации – $\varphi \sim \text{пл } a56e$. Из диаграммы видно, что величина теплоты фазового перехода зависит от уровня давления, при котором этот переход происходит. В теплоту сублимации скрытым образом входит и теплота плавления и теплота парообразования. Так, при температуре тройной точки $\varphi = \lambda + r$.

Уравнение Клапейрона – Клаузиуса

Уравнение Клапейрона – Клаузиуса устанавливает соотношение между величинами, характеризующими процесс фазового перехода из одного агрегатного состояния в другое. Рассмотрим вывод уравнения для процесса парообразования, хотя полученное соотношение может быть распространено и на другие фазовые переходы (плавление, сублимация). Построим на $p - v$ и $T - S$ диаграммах в области влажного пара элементарный обратный термодинамический цикл, состоящий из двух изотерм и двух изоэнтроп (рис.2.3.). При этом надо иметь в виду, что изотермы в области влажного пара одновременно являются изобарами. Такой цикл называется циклом Карно.

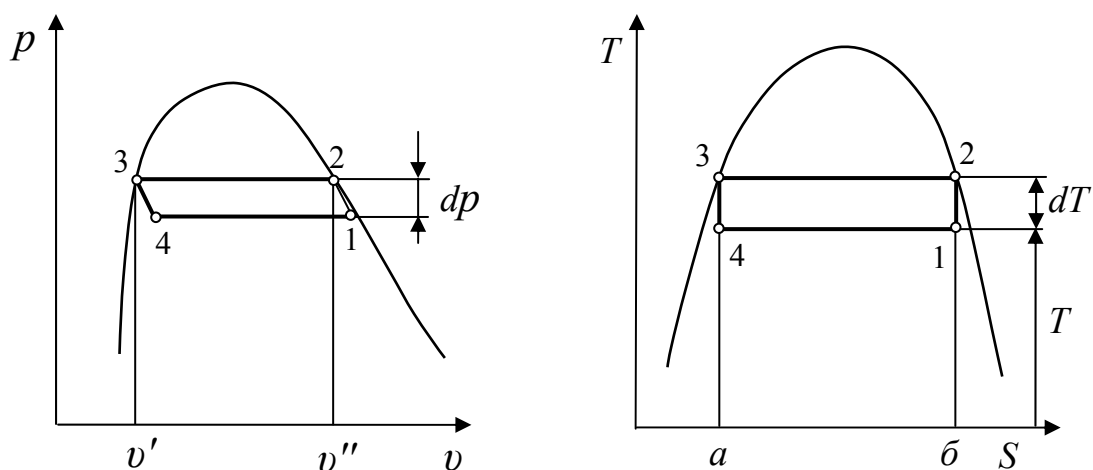


Рис.2.3. К выводу уравнения Клапейрона – Клаузиуса

Так как dT и dp бесконечно малы, можно считать, что все узловые точки цикла лежат на пограничных кривых. Исходя из этого теплоту, отнимаемую от холодного источника q_x в процессе 4-1 можно приравнять теплоте парообразования r . Работа элементарного цикла из теплового баланса (8) будет равна $l = q_2 - q_x$. Здесь из $T-S$ диаграммы теплота, предаваемая горячему источнику в процессе 2-3 $q_2 = T_2 \cdot (S_б - S_a)$, а теплота, отнимаемая от холодного источника $q_x = T \cdot (S_б - S_a)$. Таким образом, работа элементарного цикла Карно может быть выражена $l = dT \cdot (S_б - S_a)$.

С другой стороны, эту работу, используя свойства $p - v$ диаграммы, можно записать в следующем виде

$$l = dp \cdot (v'' - v'),$$

где v'' – удельный объем насыщенного пара; v' – удельный объем насыщенной жидкости.

Тогда отношение работы l элементарного цикла *Карно* и его холодопроизводительности q_x может быть записано:

из T – S диаграммы

$$\frac{l}{r} = \frac{dT \cdot (S_{\delta} - S_a)}{T \cdot (S_{\delta} - S_a)} = \frac{dT}{T},$$

из p – v диаграммы

$$\frac{l}{r} = \frac{dp \cdot (v'' - v')}{r}.$$

Из данных соотношений вытекает уравнение *Клапейрона – Клаузиуса*

$$\frac{dT}{dp} = \frac{T(v'' - v')}{r}. \quad (28)$$

Уравнение *Клапейрона – Клаузиуса* описывает характер прохождения и форму пограничных линий *I*, *II*, *III* на p – T диаграмме фазового состояния

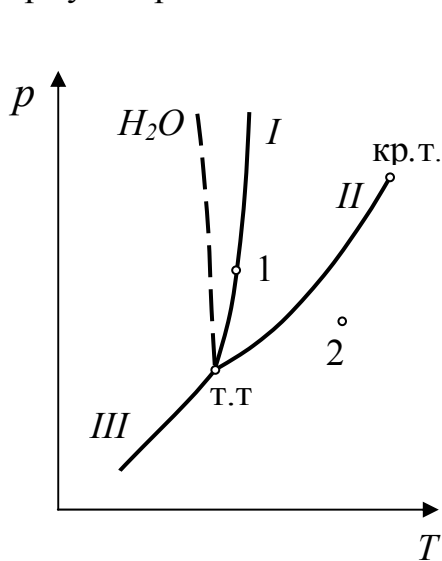


Рис.2.4. p – T диаграмма фазовых состояний.

(рис.2.4.). Так для точки 1 величина $\frac{dT}{dp}$

это тангенс угла наклона касательной, проведенной к линии *I* в этой точке. Эта величина определяется правой частью уравнения *Клапейрона – Клаузиуса*, то есть свойствами вещества термодинамического тела, совершающего фазовый переход. Для большинства веществ плавление сопровождается снижением плотности вещества $v' < v''$, что определяет общий угол наклона линии *I*. Поведение воды является аномальным, плотность водного льда ниже, чем у воды и линия *I* для нее (пунктирная линия) имеет противоположный наклон.

2.1.1. Использование теплоты процесса парообразования

Поверхностное испарение и кипение

Парообразование может происходить в двух формах – в виде поверхностного испарения и кипения. Рассмотрим процессы, происходящие в сосуде, в который налита жидкость. Быстрые молекулы, находящиеся на границе жидкости и пара, будут покидать жидкость и присоединяться к паровой фазе – этот процесс называется поверхностным испарением. Если над жидкостью неогра-

ниченное пространство процесс поверхностного испарения продолжается до полного испарения жидкости. В большинстве случаев над жидкостью в таком разомкнутом сосуде находится газовая смесь. Например, стакан с водой, над поверхностью которой смесь воздуха и водяного пара. В этом случае над поверхностью жидкости имеется небольшой тонкий слой насыщенного пара. Состояние насыщенного пара может быть определено на линии насыщенного пара при температуре жидкости в $T - S$ диаграмме, построенной для вещества жидкости. Давление насыщенного пара p'' зависит только от температуры жидкости, в то время как давление пара в газовой смеси p' , называемое парциальным давлением, может принимать различные значения в зависимости от состава и температуры газовой смеси. Характер зависимости давления насыщенного пара от температуры жидкости можно рассмотреть на примере воды. Значения давления насыщенного пара в зависимости от температуры воды даны в таблице 2.1, а график зависимости на рис. 2.5.

таблица 2.1

Температура, °C	-5	0	10	20	40	70	100	110
Давление p'' , бар	0,004	0,0061	0,0123	0,0234	0,0738	0,312	1,014	1,433

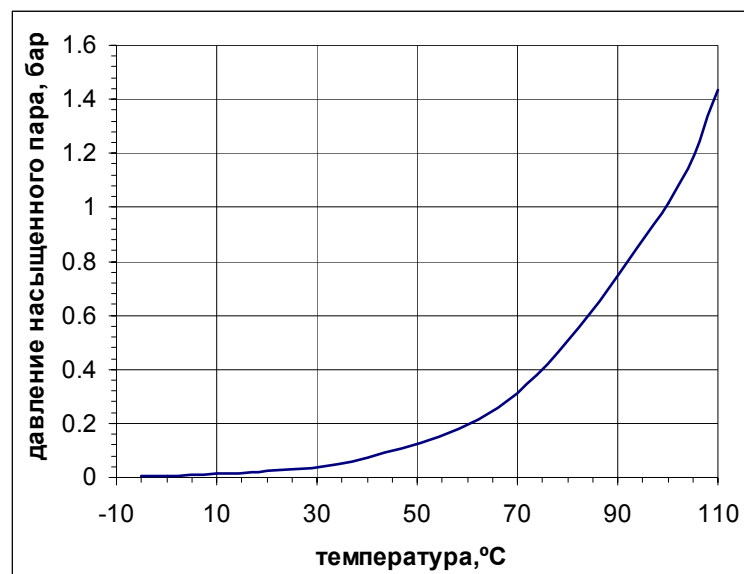


Рис.2.5. График зависимости давления насыщенного пара воды от температуры

Массовое количество пара, испаряющегося с единицы поверхности жидкости за единицу времени, может быть определено по **уравнению Дальтона – Максвелла**.

$$m = \beta \cdot (p'' - p'), \quad (29)$$

где β [$\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{Па} \cdot \text{с})$] – коэффициент испарения, который показывает, сколько кг испаряется с 1 м^2 при перепаде давлений 1 Па в течение 1 с . Для воды при комнатной температуре β составляет примерно $90 \cdot 10^{-10}$.

Если пространство над сосудом замкнуто, то испарение приводит к тому, что устанавливается динамическое равновесие между молекулами, покинувшими жидкость и молекулами, возвратившимися в нее. Состояние пара и жидкости в этом случае становится насыщенным и испарение с поверхности жидкости прекращается. В аппаратах холодильных машин такая ситуация возникает при остановке машины. При работе машины непрерывная откачка образующихся паров из аппарата создает имитацию неограниченного объема над поверхностью жидкости.

При увеличении температуры жидкости давление насыщенных паров непрерывно растет и при определенной температуре может достичь давления над поверхностью жидкости, а затем и превысить его. Это приводит к тому, что появляются условия испарения жидкости не только на ее поверхности, но и внутри паровых пузырьков, которые образуются во всем объеме жидкости при определенных условиях. В качестве центров зарождения таких пузырьков могут служить пузырьки нерастворимых в жидкости газов, твердые частицы, впадины и царапины на стенках сосуда. Для существования такого пузырька требуется, чтобы давление пара в нем было бы несколько выше, чем над поверхностью жидкости, что и достигается при росте температуры жидкости. Когда испарение идет через поверхность внутрь парового пузырька, его объем растет, а следовательно, растет и архимедова сила всплытия этого пузырька. В определенный момент времени он отрывается от стенки сосуда и всплывает, а на его месте образуется новый пузырек. Такой процесс испарения жидкости во всем объеме называется кипением. Для осуществления этого процесса к жидкости должен подводиться тепловой поток Q , интенсивность которого определяется отношением величины Q к площади поверхности нагрева, то есть удельным тепловым потоком q [Дж/м²].

Если мы увеличим величину удельного теплового потока, то может наступить режим, когда отдельные пузырьки смыкаются в сплошную паровую пленку. Поэтому различают пузырьковый режим кипения при малых q и пленочный режим кипения при больших q .

При проектировании теплообменных аппаратов стремятся избегать пленочного режима кипения из-за ухудшения теплообмена, т.к. паровая пленка является большим термическим сопротивлением.

Парокомпрессионная холодильная машина

Парокомпрессионная холодильная машина (ПХМ) является одной из машин, использующих процесс кипения жидкости в качестве холодообразующего. То есть в этой машине тепло от потребителя холода (холодного источника) передается кипящему в специальном теплообменном аппарате – испарителе, при низкой температуре холодильному агенту. ПХМ в области умеренного холода получили наибольшее распространение по сравнению с другими типами холодильных машин, как в промышленности, так и в быту. Этому способствовали бóльшая холодопроизводительность ПХМ при равных массогабаритных показателях по сравнению с другими машинами, а также хорошие энергетиче-

ские и экономические показатели. Схема и теоретический холодильный цикл ПХМ представлены на рис. 2.6., где зачерненные стрелки обозначают поток жидкости, незачерненные – поток пара.

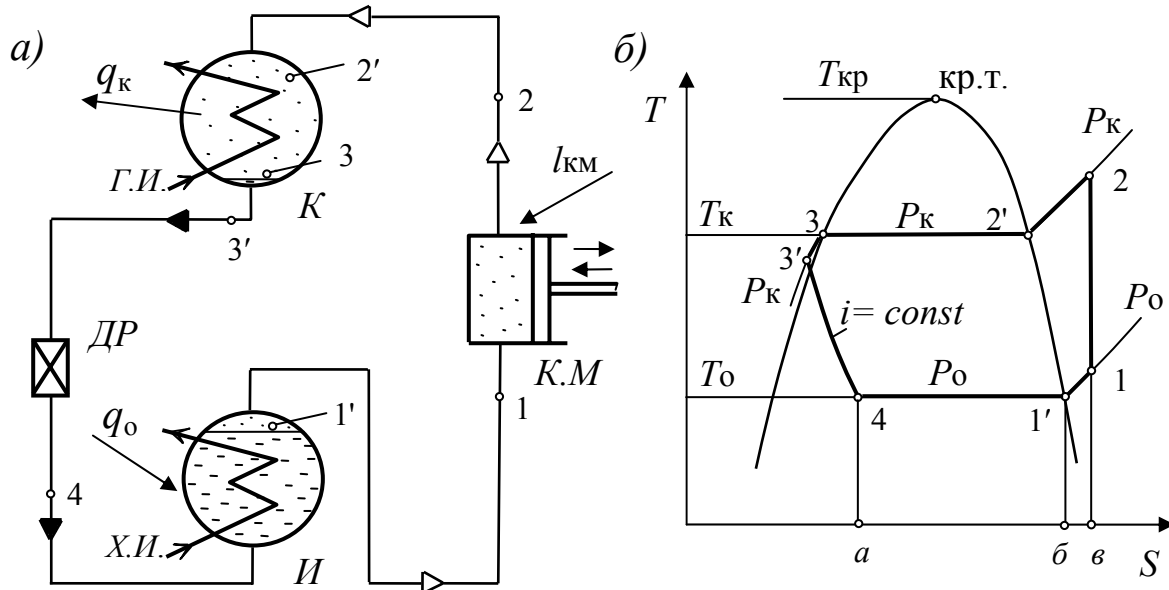


Рис.2.6. Схема и цикл парокомпрессионной холодильной машины.

1-2 – изоэнтальпный процесс сжатия пара в компрессорной машине $K.M$;
 2-2' – процесс охлаждения перегретого пара до состояния насыщения; 2'-3 – процесс конденсации пара. Оба процесса (охлаждение и конденсация) проходят в теплообменном аппарате K , который называется конденсатор. При этом от рабочего тела отводится тепловой поток q_k . Тепловой поток q_k отводится горячему источнику $Г.И.$, в качестве которого обычно выступает окружающая среда, под которой понимают воздух или воду, охлаждающую теплообменную поверхность конденсатора. В связи с этим конденсаторы делятся на воздушные и водяные. В нашем случае вода циркулирует через змеевик, поверхность которого и есть охлаждающая теплообменная поверхность. Пар должен иметь свободный доступ к этой поверхности. Поэтому уровень жидкости (конденсата) в конденсаторе должен быть ниже поверхности теплообмена. Величина давления P_k в конденсаторе определяется температурой горячего источника, то есть температурой охлаждающей воды или воздуха.

3-3' – переохлаждение жидкости. Все процессы от 2 до 3' лежат на одной изобаре P_k . Процесс 3-3' может проходить как непосредственно в конденсаторе, так и в специальных теплообменных аппаратах.

3'-4 – процесс дросселирования в дроссельном устройстве $ДР$. В качестве дроссельного применяются устройства, обладающие значительным гидравлическим сопротивлением для проходящего через них потока жидкого холодильного агента. Например, вентили или капиллярные трубки. При этом происходит снижение как давления жидкости, так и ее температуры. Процесс является изоэнтальпным.

4-1' – процесс кипения в испарителе $И$. Это основной холодопроизводящий процесс. Поверхность теплообмена между охлаждаемым телом, циркулирующим по змеевику, и кипящим холодильным агентом должна быть полностью

погружена в кипящий холодильный агент. Величина давления P_0 в испарителе определяется температурой холодного источника $X.I.$, то есть задается потребителем холода, исходя из его технологических потребностей.

$l'-l$ – перегрев паров на всасывании. Этот процесс может происходить как в испарителе (как в нашем случае), так и в специальных аппаратах. Если процесс перегрева происходит в испарителе, то он также является холодопроизводящим.

Удельная теплота, отнесенная к единице массового или объемного расхода холодильного агента в испарителе, называется удельной массовой (q_0) или объемной (q_v) холодопроизводительностью. В нашем случае $q_0 = i_1 - i_4$, если перегрев паров на всасывании происходит не в испарителе $q_0 = i_1' - i_4$.

Пароэжекторная холодильная машина

Пароэжекторная холодильная машина ($ПЭХМ$) является еще одной из машин, использующих процесс кипения жидкости. В отличие от $ПХМ$ пароэжекторная холодильная машина является теплоиспользующей. Схема и термодинамический цикл работы $ПЭХМ$ представлены на рис. 2.7.

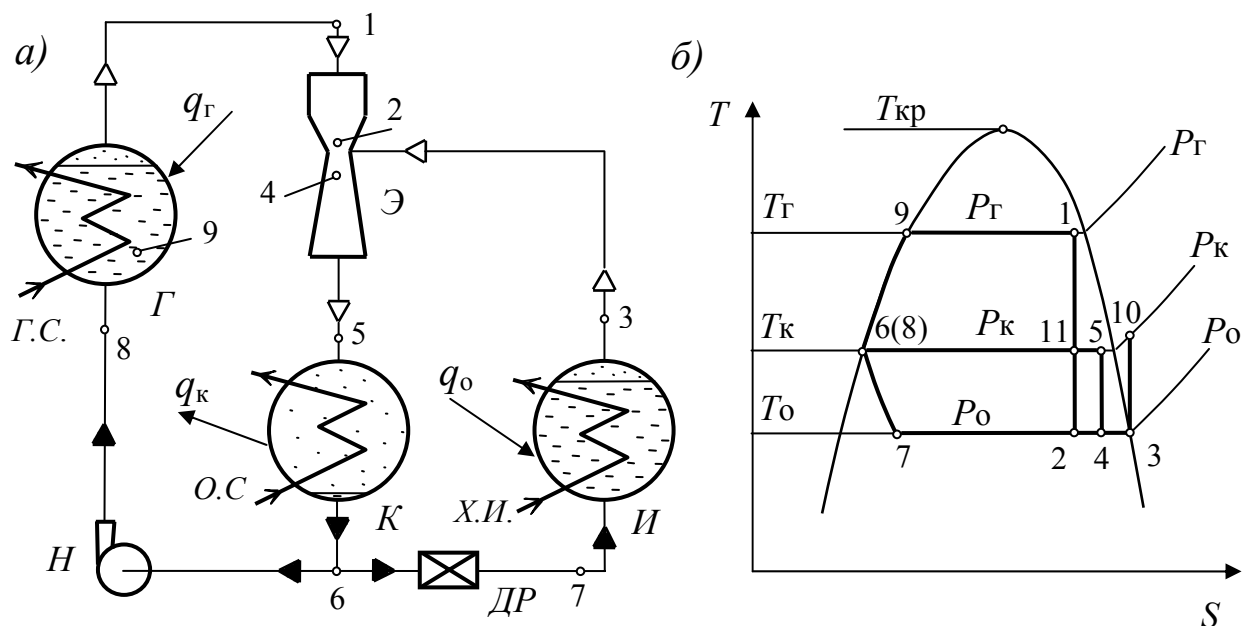


Рис.2.7. Схема и цикл пароэжекторной холодильной машины.

В качестве источника энергии $ПЭХМ$ использует тепловые потоки с температурой, как правило, не ниже $200\text{ }^\circ\text{C}$. Это часто бросовые источники тепла: отработанный водяной пар, дымогарные газы и т.д. В качестве холодильного агента используется вода и водяной пар.

В генераторе G происходит нагрев воды до состояния насыщения (процесс 8-9) и ее последующее кипение (процесс 9-1) с образованием водяного пара. Для осуществления этих процессов к воде от греющей среды $G.C.$ поступает тепловой поток q_g . Величина давления в генераторе определяется температурой $G.C.$

Пар в состоянии т. 1 поступает в эжектор Э. В эжекторе пар поступает в канал с уменьшающимся по ходу потока проходным сечением, который называется конфузур. В конфузуре происходит увеличение скорости движения водяного пара и при этом происходит преобразование потенциальной энергии пара в кинетическую энергию. При этом $P_{г}$ давление пара уменьшается от $P_{г}$ до $P_{о}$ (процесс расширения пара 1-2). В самом узком месте эжектора, где давление несколько ниже, чем в испарителе И, происходит подсос холодильных паров из испарителя в состоянии т. 3. Пар, поступивший в эжектор из генератора, называется активным, а пар, поступивший из испарителя, пассивным. В результате смешения паров в состоянии т. 2 и т. 3 их смесь получает состояние т. 4. Далее поток поступает в канал эжектора с увеличивающимся проходным сечением, который называется диффузор. В диффузоре происходит замедление скорости движения пара и рост его давления (сжатие) до величины $P_{к}$ (процесс 4-5).

Далее водяной пар в состоянии т. 5 поступает в конденсатор К, где конденсируется (процесс 5-6) с отводом теплового потока $q_{к}$ горячему источнику, в качестве которого выступает окружающая среда О.С. Образовавшийся конденсат в состоянии т. 6 делится на две неравные части. Меньшая часть дросселируется (процесс 6-7) и поступает в испаритель. Большая часть насосом Н сжимается до давления $P_{г}$ (состояние т.8) и подается в генератор Г. Поскольку жидкость практически несжимаема на диаграмме $T-S$ точки 6 и 8 совпадают по положению, но лежат на разных изобарах.

Вода, поступившая в испаритель, кипит (процесс 7-3) с отбором тепла $q_{о}$ от холодного источника Х.И. – потребителя холода. Тепловой поток $q_{о}$ – удельная массовая холодопроизводительность ПЭХМ.

Легко заметить, что в ПЭХМ сочетаются два контура циркуляции воды и водяного пара и два термодинамических цикла: прямой и обратный. Обратный цикл 3-10-6-7 служит для выработки холода. В нем циркулирует массовый поток $m_{о}$. Прямой цикл 1-2-11-6-8-9 служит для выработки механической энергии, которая в эжекторе передается активным потоком прямого цикла пассивному потоку обратного цикла. Элементы схемы, в которых осуществляется прямой цикл, в совокупности выполняют те же функции, что и компрессор КМс в схеме ПХМ (рис.2.6). В прямом цикле циркулирует массовый поток $m_{а}$. Процесс сжатия в диффузоре эжектора смеси этих потоков 4-5 здесь условно разделен на процессы: 3-10 – сжатие потока обратного цикла и 2-11 – сжатие потока прямого цикла. Отношение $m_{о}/m_{а}$ – называется кратностью циркуляции ПЭХМ. В зависимости от температур $T_{г}$ и $T_{о}$ кратность циркуляции может изменяться от 2 до 5.

Пароэжекторные холодильные машины применяются для охлаждения до температур не ниже ($-5 \dots -7^{\circ}C$). При этом давление ниже атмосферного здесь устанавливается не только в испарителе, но и в конденсаторе (см. табл.2.1).

Главные преимущества ПЭХМ – отсутствие движущихся частей в элементах машины (кроме насоса) и дешевые источники энергии. Главный недостаток – высокие удельные затраты энергии на выработку холода по сравнению с ПХМ. Это связано с низкой энергетической эффективностью процессов в эжекторе и большой величиной кратности циркуляции.

2.1.2. Использование кипения смесей веществ

Помимо ранее описанных параметров состояния смесь разных веществ характеризуется так же величинами концентрации каждого из компонентов. Массовая концентрация определяется, как $x = m_i / m_{см}$, где m_i – масса i -го компонента; $m_{см}$ – масса смеси.

Количество степеней свободы параметров состояния определяется **правилом фаз Гиббса**

$$N = z - f + 2, \quad (30)$$

где N – число степеней свободы; z – число компонентов смеси; f – количество фаз.

Например, для чистого вещества (рис. 2.4) в точке 1 $N = 1 - 1 + 2 = 2$ – то есть для того чтобы задать t_1 однозначно нужно задать 2 параметра состояния. Для точки 2 $N = 1 - 2 + 2 = 1$. Следовательно, для определения положения точки на пограничной кривой необходимо знание одного параметра состояния.

В холодильной технике наибольшее распространение имеют бинарные, то есть двухкомпонентные смеси. В зоне полной растворимости компонентов смеси связь их термодинамических параметров может быть отражена в $T - x$ или $i - x$ диаграммах (рис. 2.8).

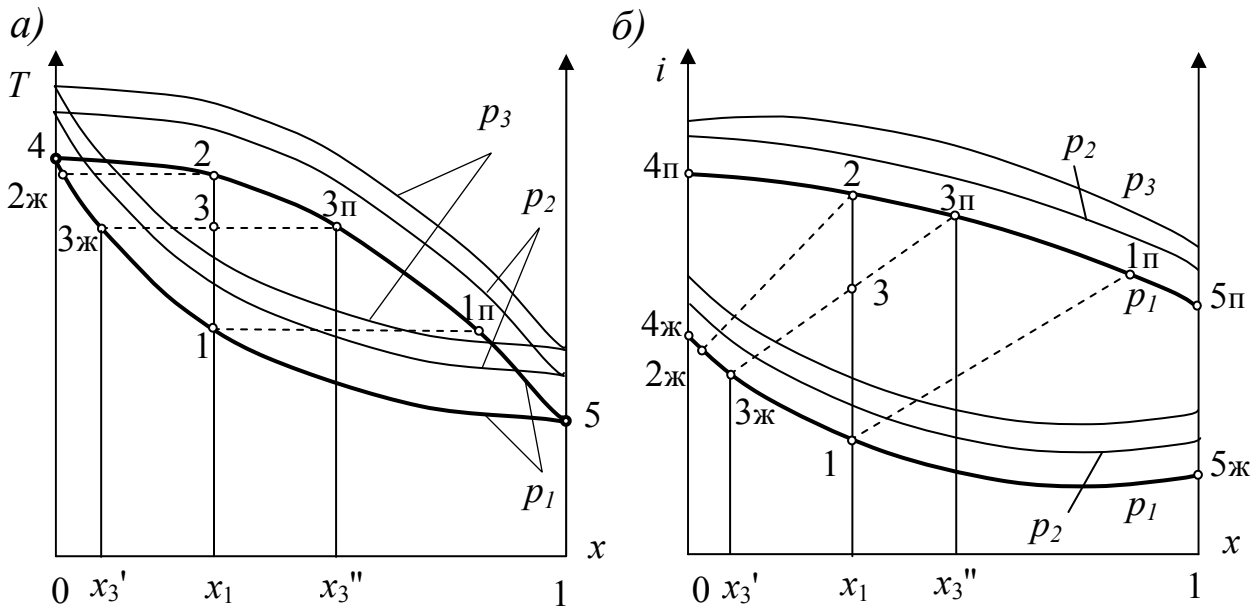


Рис. 2.8. $T - x$, $i - x$ диаграммы для бинарных смесей.

Здесь x – массовая или мольная концентрация смеси по легкокипящему компоненту. Например, для водоаммиачной смеси ($H_2O + NH_3$) легкокипящим компонентом будет аммиак, который при атмосферном давлении кипит при температуре $-33,6^\circ C$. На диаграммах жирными линиями нанесены линии фазовых переходов для давления смеси p_1 . Верхняя линия – линия насыщенного пара, нижняя – линия насыщенной жидкости. Состояние смеси между ними – влажный пар. Ниже линии насыщенной жидкости смесь находится в состоянии

переохлажденной жидкости, а выше линии насыщенного пара в состоянии перегретого пара. Для других величин давления на диаграмме наносятся свои линии фазовых переходов. Причем здесь $p_1 < p_2 < p_3$. Таким образом, для того чтобы узнать, какое состояние вещества в конкретной точке диаграммы, например, в точке 1, необходимо знать величину давления вещества в этой точке. Так, для давления p_1 это будет насыщенная жидкость, а для давления p_2 переохлажденная жидкость.

Фазовый переход для чистого вещества (при $x=0$ и $x=1$) происходит при постоянной температуре. В $T-x$ диаграмме эти процессы выражаются точками, соответственно, 4 и 5. Для водоаммиачной смеси при атмосферном давлении $T_4 = 100\text{ }^\circ\text{C}$ и $T_5 = -33,6\text{ }^\circ\text{C}$. Для смеси фазовый переход происходит при переменной температуре. Например, для концентрации x_1 процесс парообразования 1-2.

Равновесное состояние пара и жидкости в процессе фазового перехода характеризуется равенством их температур. Поэтому пар и жидкость, находящиеся в равновесии, на диаграммах находятся на нанесенных пунктирами изотермах. Изотермы в $i-x$ диаграмме наклонные линии, причем, наклон меняется в разных областях – от максимального в средней части диаграммы, до вертикалей при $x=0$ и $x=1$. Как видно из диаграмм, концентрация x'' в паровой фазе выше, чем в равновесной жидкостной фазе x' . То есть в паре содержится больше легкокипящего компонента, чем в жидкости. Это служит основой для методов разделения смесей на составляющие их компоненты, таких, как возгонка и ректификация.

Если давление насыщенного пара над чистой жидкостью зависит только от температуры жидкости, то для смесей имеет значение и ее состав. Такая зависимость устанавливается **законом Рауля** – «парциальное давление пара данного компонента p_i над раствором равно давлению насыщенного пара над чистым веществом данного компонента p'' при температуре смеси, умноженному на мольную концентрацию этого компонента ψ в жидкой фазе»

$$p_i = p'' \cdot \psi. \quad (31)$$

Тепловые потоки, изобарно подведенные или отведенные в теплообменниках холодильной машины, использующей в качестве рабочего тела бинарный раствор, могут быть рассчитаны как разность энтальпий состояний вещества в начале и конце процесса. В $i-x$ диаграмме эти потоки отобразятся отрезками. Например, отрезок 5ж-5п отображает теплоту парообразования легкокипящего компонента, а отрезок 1-2 теплоту парообразования смеси с концентрацией x_1 .

Способы разделения смесей

Разделение смесей веществ можно выполнить методами фракционного испарения, фракционной конденсации и ректификации. Фракционное испарение может только увеличить концентрацию компонентов в разделяемых частях, но не может осуществить полное разделение смеси. Оно применимо только для смесей, компоненты которых при одном и том же давлении имеют большое

различие в температурах кипения. Фракционная конденсация процесс обратный фракционному испарению. Схема фракционного испарения и фракционной конденсации дана на рис. 2.9.

При возгонке в аппарат на разделение подается жидкая фаза смеси, например смесь в состоянии т.1 (рис.2.8). За счет подвода тепла q_{Γ} от греющей среды ($\Gamma p.C$) происходит кипение смеси (процесс 1-3) и образовавшиеся потоки насыщенного пара (т.3п) и насыщенной жидкости (т.3ж) отводятся из аппарата. В холодильных машинах фракционное испарение применяют, например, для разделения водоаммиачной смеси.

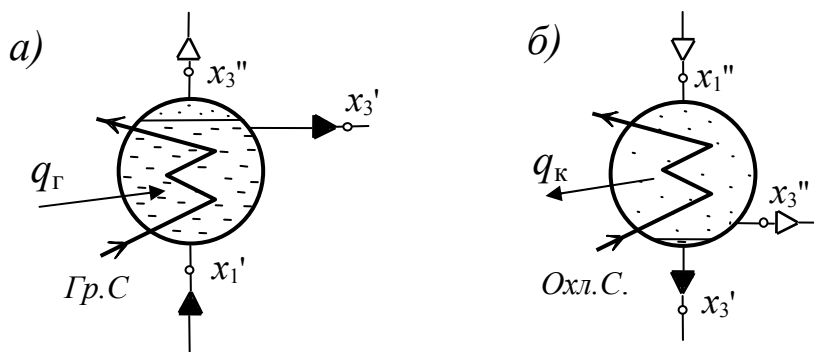


Рис. 2.9. Схемы процессов: а) фракционное испарение; б) фракционная конденсация.

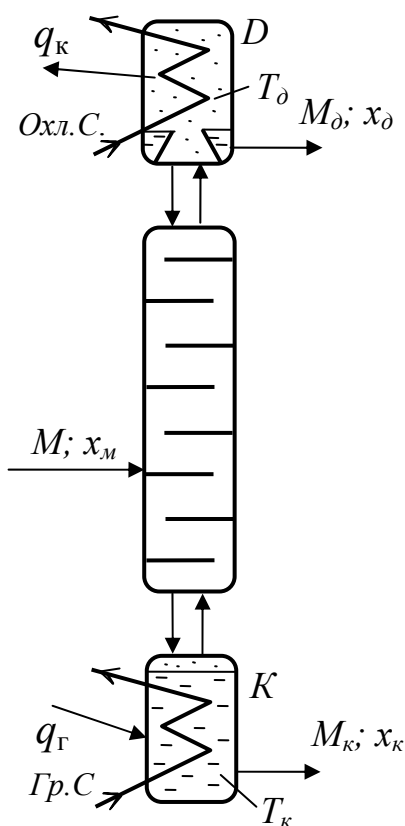


Рис. 2.10. Схема ректификационной колонны

При фракционной конденсации, напротив, в аппарат на разделение подается паровая фаза смеси, которая конденсируется (процесс 2-3) с отводом тепла q_{κ} охлаждающей среде ($Oxл.C$). Образовавшиеся потоки насыщенного пара (т.3п) и насыщенной жидкости (т.3ж) отводятся из аппарата. Фракционную конденсацию применяют, например, для удаления водяного пара из природного газа.

Ректификация смесей находит значительно большее распространение. Она применяется для разделения воздуха на составляющие: азот, кислород, аргон и ксенон; для разделения смесей в химической промышленности и ряде других отраслях и производствах. Сущность процесса ректификации заключается в организации многократных процессов фракционного испарения и фракционной конденсации. Процесс происходит в теплообменном аппарате, который называется ректификационной колонной (рис.2.10).

Ректификационная колонна состоит из трех частей. Нижняя часть K носит название куб; верхняя часть D — дефлегматор или конденсатор. Средняя часть — колонна, может иметь тарельчатую или насадочную

конструкцию. Обычно все три части конструктивно объединяют в единый аппарат, но при больших размерах частей ректификационной колонны они могут быть и самостоятельными аппаратами.

В кубе под воздействием теплоты q_T греющей среды $Gr.C$ происходит кипение кубовой жидкости с образованием паров, которые поднимаются вверх по колонне. В дефлегматоре происходит конденсация паров, с образованием жидкости, которая носит название флегма. Флегма частично собирается в карманах дефлегматора и выводится из аппарата в виде потока M_D , а частично стекает вниз по колонне. Температура T_D и давление среды в дефлегматоре ниже, чем температура T_K и давление в кубе. Температура и давление потоков, движущихся вверх и вниз по колонне, изменяются по сечениям. А именно, снижаются при переходе от нижних сечений к верхним.

Между потоком пара и потоком флегмы по всей высоте колонны идет процесс тепломассообмена. По мере движения пара вверх из него постоянно конденсируется компонент с более высокой температурой кипения, и конденсат присоединяется к флегме, а концентрация оставшегося пара увеличивается по компоненту, кипящему при более низкой температуре (легкокипящему). При движении флегмы вниз из нее непрерывно идет выпаривание легкокипящего компонента, причем пар присоединяется к пару идущему вверх, а концентрация флегмы увеличивается по компоненту с более высокой температурой кипения.

Поток, подлежащий разделению смеси M , направляется в то сечение колонны, где концентрация флегмы соответствует концентрации x_M . Потоки продуктов разделения выводятся из карманов дефлегматора M_D с концентрацией x_D и из куба M_K с концентрацией x_K .

Ректификацией можно получить практически любую заданную величину концентрации продуктов разделения. Это достигается подбором высоты колонны. Для достижения высоких значений концентраций компонентов может быть применена двойная или тройная ректификация.

Для создания эффективного тепломассообмена между парами и флегмой в колонне требуется организовать большую поверхность их контакта. Это

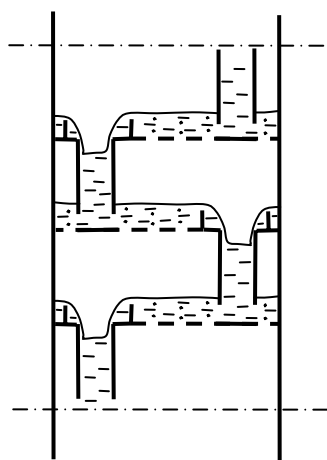


Рис. 2.11. Схема процессов на ситчатой тарелке

достигается размещением внутри колонны специальных тарелок или насадки. Тарелки могут иметь колпачковую или ситчатую конструкцию. В холодильной технике применяются, главным образом, ситчатые тарелки. Рассмотрим процессы, происходящие на такой тарелке (рис.2.11).

Ситчатая тарелка представляет собой сито из металлического листа с маленькими отверстиями, снабженное переливным стаканом. Флегма течет вниз, переливаясь через пороги переливных стаканов. Уровень флегмы на тарелках определяется высотой порогов. Пары движутся вверх, преодолевая под действием перепада давления сопротивление отверстий, а затем пузырьки всплывают

на поверхность через слой флегмы. За счет этого образуется большая теплообменная поверхность. На каждой тарелке одновременно идет процесс фракционного испарения и фракционной конденсации. При достаточно большом числе тарелок можно обеспечить заданную чистоту разделения смеси.

В насадочных колоннах вместо тарелок используется насадка из дробленого базальта или колец *Рашига*.

Азеотропные смеси

У смесей ряда веществ в T - x диаграмме происходит смыкание линий

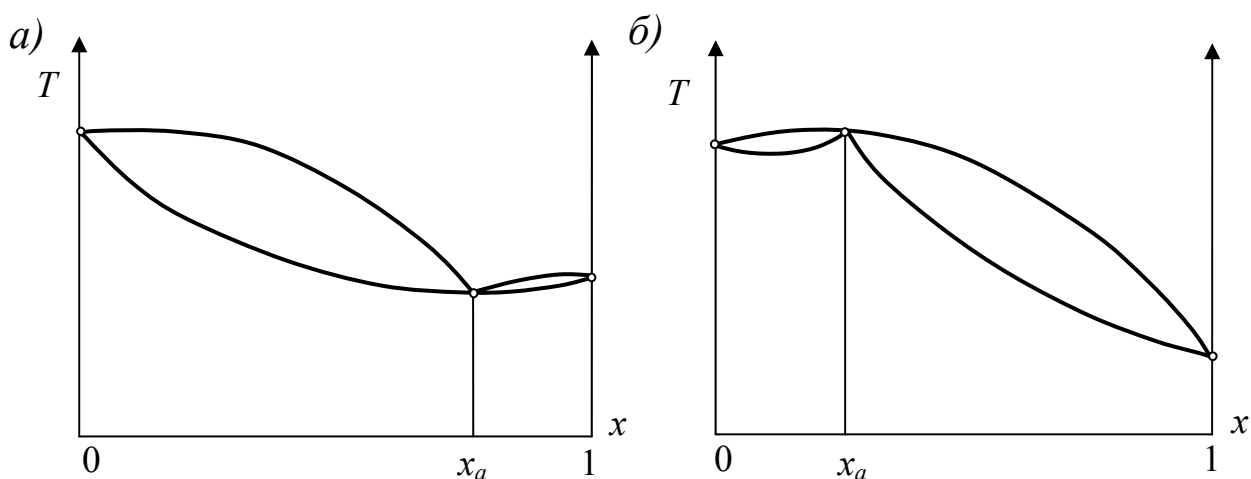


Рис. 2.12. T – x диаграммы для азеотропных смесей

насыщенного пара и насыщенной жидкости. Такое смыкание происходит в точке минимальной температуры (рис. 2.12а) на линии насыщенной жидкости или точке максимальной температуры на линии насыщенного пара (рис. 2.12б). Смесь с концентрацией, соответствующей такой точке, называется азеотропной. Азеотропные смеси, как правило, образуются у веществ, имеющих полярные группы и способных образовывать между полярными группами водородные связи.

В случае если число полярных групп смеси имеющих положительный и отрицательный заряд равно происходит полное замещение водородных связей и смесь ведет себя как чистое вещество, то есть кипит и конденсируется при постоянной температуре. Такие смеси не могут быть разделены ректификацией. Примером такой смеси является 96% раствор этилового спирта и воды.

Азеотропные смеси находят применение в качестве рабочих веществ – хладонов, для парокомпрессионных машин. Хладоны, маркировка которых начинается с 500 – это азеотропные смеси, например R500, R501, R502.

Абсорбционная холодильная машина

В абсорбционной холодильной машине (АХМ) в качестве холодильного агента используется бинарная смесь, обычно водоаммиачный раствор ($\text{H}_2\text{O}+\text{NH}_3$), либо водный раствор бромистого лития ($\text{LiBr}+\text{H}_2\text{O}$). АХМ так же,

как и ПЭХМ, являются теплоиспользующей холодильной машиной. В качестве источника энергии она использует тепловые потоки с температурой не ниже $170\text{ }^{\circ}\text{C}$. Это обычно бросовые источники тепла: отработанный водяной пар, дымогарные газы и т.д.

Схема АХМ представлена на рис. 2.13. Для простоты изложения здесь рассматривается схема водоаммиачной АХМ.

Водоаммиачная смесь, которая имеет название крепкий раствор, кипит в генераторе G под действием подводимого от греющей среды $Гр.С$ тепла $q_{г}$. В результате кипения образуются пары с высокой концентрацией аммиака и небольшой примесью водяных паров. Значительная часть этих водяных паров конденсируется в дефлегматоре D , за счет отвода тепла дефлегмации $q_{д}$ охлаждающей средой $О.С.$, и сливается обратно в конденсатор.

Обычно дефлегматор конструктивно объединяют с генератором в единый аппарат.

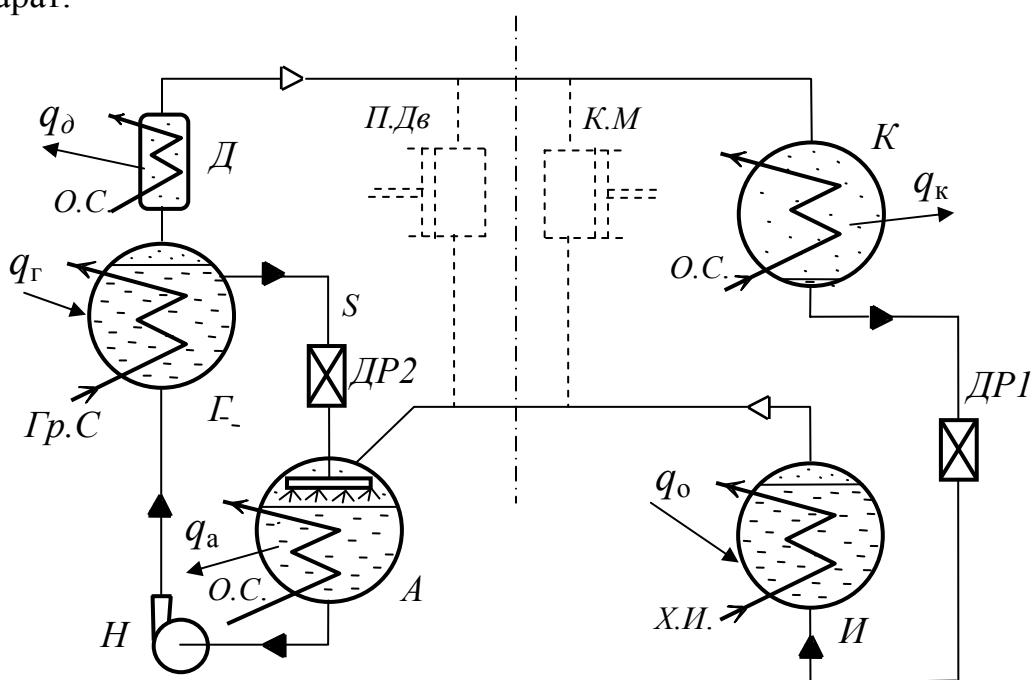


Рис. 2.13. Схема абсорбционной холодильной машины.

Пары аммиака направляются в конденсатор K , где конденсируются с отводом тепла конденсации $q_{к}$. Жидкий аммиак дросселируется в вентиле $ДР1$ и поступает в испаритель. В испарителе аммиак кипит с отводом теплоты q_0 от холодного источника $Х.И$ – потребителя холода.

Образующиеся в испарителе пары поступают в аппарат, который называется абсорбер A . Образовавшийся в генераторе после выпаривания слабый раствор, с пониженной концентрацией аммиака, выводится из генератора, дросселируется в вентиле $ДР2$ и также поступает в абсорбер. В абсорбере происходит абсорбция (поглощение) слабым раствором паров аммиака с образованием крепкого раствора. Для увеличения площади контакта пара с раствором слабый раствор разбрызгивают форсунками или другими техническими устройствами. Тепло абсорбции q_a отводится охлаждающей средой. В качестве охла-

ждающей среды, как правило, выступают атмосферный воздух или водные источники.

Крепкий раствор из абсорбера насосом H подается в генератор.

В аппаратах и трубопроводах схемы поддерживается два уровня давления – выше насоса H и дроссельных вентилей $ДР1$ и $ДР2$ давление конденсации аммиака в конденсаторе P_k , а ниже давление кипения в испарителе P_0 .

Если схему $АХМ$ расцечь по штрихпунктирной линии и левую часть дополнить паровым двигателем $П.Дв$, а правую компрессором $К.М$, то видно, что схема условным образом включает в себя паровую машину для получения работы и парокомпрессионную холодильную машину.

2.1.3. Использование теплоты плавления

В холодильной технике используется теплота плавления из льдосоляных механических смесей или рассольного льда. При этом можно получить температуру значительно ниже $0\text{ }^{\circ}\text{C}$.

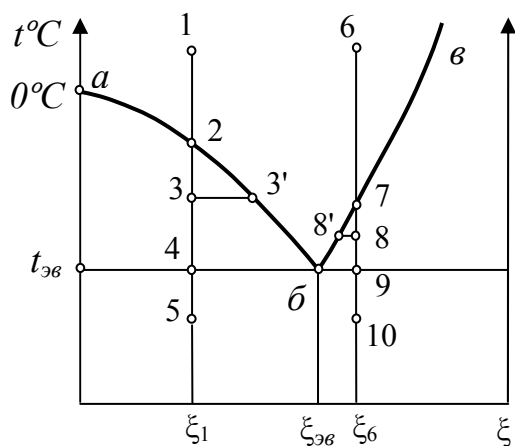


Рис. 2.14. $T - \xi$ диаграмма для водного раствора соли.

Рассмотрим процессы фазовых превращений при замораживании льдосоляного раствора (рассола) с концентрацией соли ζ_1 в диаграмме температура – концентрация $T - \xi$ (рис. 2.14).

В диаграмме линия $a-b-в$ является линией насыщенного состояния раствора. Следовательно, температура начала фазового перехода у растворов может быть ниже температуры замерзания чистого водного льда (т. a), что легко объясняется законом Рауля (31).

При снижении температуры рассола:

1-2 – снижение температуры рассола до состояния насыщения

2-3 – процесс замораживания. При этом из рассола выпадают кристаллы чистого водного льда. Концентрация оставшегося при этом рассола возрастает и характеризуется концентрацией в т. 3.

3-4 – процесс достижения эвтектической температуры. При этом в эвтектическом растворе будут плавать кристаллы чистого водного льда. Эвтектический рассол будет замерзать при постоянной температуре $T_{эв}$ и в т.5 мы получим эвтектический рассольный лед с вкрапленными кристаллами чистого водного льда.

Если концентрация в т. 1 больше чем $\zeta_{эв}$ процесс пойдет аналогичным образом, только при замораживании будет происходить выпадение кристаллов соли.

При замораживании смеси эвтектической концентрации она ведет себя как чистое вещество, т.е. замерзает и плавится при постоянной температуре. Этот факт объясняется полным замещением водородных связей между ионами

соли полярными молекулами воды при эвтектической концентрации. Рассольный лед эвтектической концентрации имеет наименьшую температуру плавления.

В холодильной технике используются аккумуляторы холода с использованием эвтектических растворов. Они называются зероторами.

2.1.4. Использование теплоты сублимации

В холодильной технике используется, главным образом, теплота сублимации лишь одного вещества – двуоксида углерода CO_2 , диаграмма фазовых состояний для которого дана на рис. 2.15). Это связано с тем, что у CO_2 давление в тройной точке, в отличие от большинства веществ, выше атмосферного и при атмосферном давлении твердая фаза CO_2 (сухой лед) не плавится, а сублимирует (процесс 1-2).

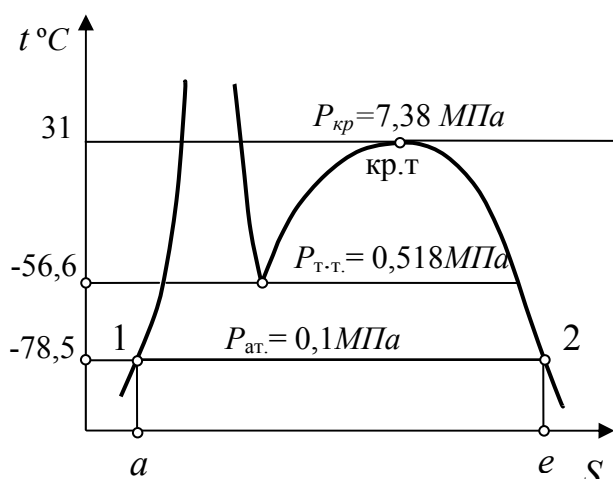


Рис.2.15. $T-S$ диаграмма фазовых состояний CO_2 .

К преимуществам использования сухого льда следует отнести:

- отсутствие жидкой фазы;
- создание бактерицидной среды углекислого газа;

- массовая теплота сублимации сухого льда при 0°C с учетом теплоты перегрева холодного пара составляет $636,8$ кДж/кг, что в $1,9$ раза больше, чем у водного льда. Поскольку плотность сухого льда в среднем составляет 1400 , его объемная же теплота сублимации, из-за этого почти в 3 раза выше, чем у водного льда.

2.2. Расширение порции газа или газового потока

Под расширением порции газа или газового потока понимаются процессы, происходящие с понижением давления газа и увеличения его удельного объема. Такие процессы могут проходить в различных технических устройствах и, соответственно, отличаться разным характером изменения параметров состояния газа в ходе процесса.

2.2.1. Изоэнтропное расширение газа

Изоэнтропно можно расширить как порцию газа, так и газовый поток. Технические устройства для изоэнтропного расширения газа называются детандерами или расширительными машинами. Порция газа может быть расши-

рена в детандере объемного действия (рис. 2.16а), а газовый поток в детандере динамического действия (рис. 2.16б).

В детандерах объемного действия газ, расширяясь, увеличивает объем V и перемещает поршень. В детандерах динамического действия газ входит через кольцевую камеру – улитку 1 и расширяется в конфузурных каналах входного соплового аппарата 2 и рабочего колеса 3 (турбины), заставляя последнее вращаться. Выход газа осуществляется через выходной патрубок 4.

При некоторой схожести конструкций детандеров с компрессорными машинами их действие по отношению к газу носит противоположный характер и если для привода компрессора необходимо затрачивать механическую работу, то в детандере расширяющийся газ сам совершает внешнюю полезную работу L , передавая энергию поршню и рабочему колесу.

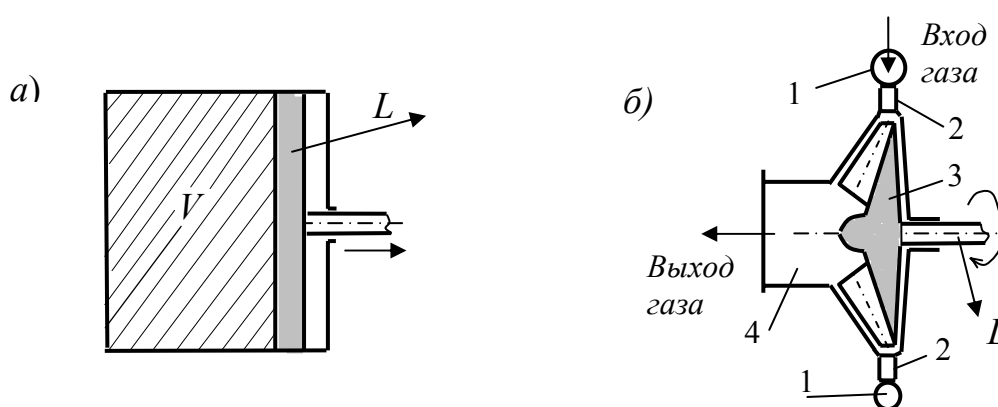


Рис.2.16. Схема работы расширительных машин – детандеров:
а) – объемного действия; б) – динамического действия.

Поскольку изоэнтروпный процесс является адиабатным ($dq = 0$), то из первого закона термодинамики следует: совершенная газом работа будет равна изменению его внутренней энергии $dl = - du$. То есть газ, совершая работу, снижает свою внутреннюю энергию, что приводит к снижению его температуры. Изображение процесса изоэнтропного расширения 1-2 в $T-S$ диаграмме дано на рис. 2.17.

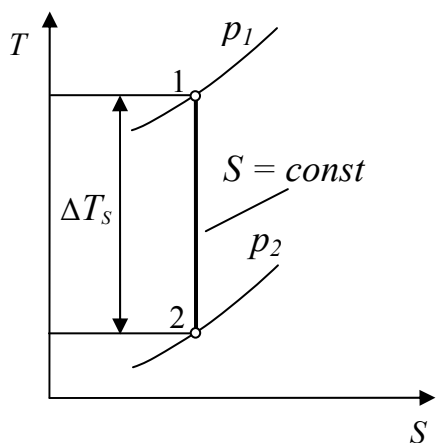


Рис.2.17. Процесс изоэнтропного расширения газа.

Важной характеристикой этого процесса является дифференциальный эффект изоэнтропного расширения $\alpha_s = \frac{dT}{dp}$.

Физический смысл дифференциального эффекта - это скорость снижения температуры при снижении давления.

Энтропию в процессе изоэнтропного расширения можно рассматривать как функцию температуры и давления $s = f(T, p)$. От-

сюда следует

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T dp = 0.$$

Если данное выражение преобразовать относительно dT и dp , то получим

$$\alpha_s = \frac{-\left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T}{\left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p}. \quad (32)$$

При $p = \text{const}$ знаменатель выражения преобразуется

$$\left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p = \frac{ds}{dT} = \frac{dq}{dT \cdot T} = \frac{C_p \cdot dT}{T \cdot dT} = \frac{C_p}{T}. \quad (33)$$

Введем параметр состояния, называемый потенциал Гиббса

$$\begin{aligned} \Phi &= i - T \cdot s; \\ d\Phi &= du + p \cdot dv + v \cdot dp - T \cdot ds - s \cdot dT; \\ d\Phi &= v \cdot dp - s \cdot dT. \end{aligned} \quad (34)$$

С другой стороны, потенциал Гиббса как параметр состояния является функцией температуры и давления $\Phi = f(T, p)$.

Отсюда следует

$$d\Phi = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right)_T dp. \quad (35)$$

Сравнивая выражения (34) и (35), получим

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

Продифференцировав полученные выражения соответственно по p и T , получим

$$\left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial p \cdot \partial T} \right) = \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \quad ; \quad \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial T \cdot \partial p} \right) = -\left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T.$$

Левые части полученных выражений равны между собой, поскольку результат дифференцирования не зависит от порядка дифференцирования. Следовательно, равны и правые части полученных выражений. Тогда числитель выражения (32) можно преобразовать

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = -\left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T. \quad (36)$$

Тогда формула дифференциального эффекта изэнтропного расширения после подстановки числителя и знаменателя в выражение (32) и преобразования может быть записана

$$\alpha_s = \frac{T}{C_p} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \quad (37)$$

Поскольку в изобарном процессе с ростом температуры газа T одновременно происходит рост его удельного объема v , выражение $\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p > 0$. Также в силу своей физической природы $T > 0$; $C_p > 0$. Следовательно, дифференциальный эффект изоэнтروпного расширения может быть только положительной величиной – $\alpha_s > 0$ и при изоэнтропном расширении температура всегда падает.

Для идеального газа при $p = \text{const}$ $p \cdot dv = R \cdot dT$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = \frac{dv}{dT} = \frac{R}{p}$$

таким образом, отсюда:

$$\alpha_{s_{ид}} = \frac{T}{C_p} \cdot \frac{R}{p}.$$

Принимая во внимание, что $R = C_p - C_v$ и $k = C_p/C_v$,

$$\alpha_{s_{ид}} = \frac{C_p - C_v}{C_p} \cdot \frac{T}{p} = \frac{k-1}{k} \cdot \frac{T}{p}. \quad (38)$$

Из формулы (38) следует, что дифференциальный эффект увеличивается с ростом температуры газа и снижается с ростом его давления. И хотя формула (38) выведена для идеального газа, она правильно отражает закономерности, наблюдаемые и для реальных газов.

Интегральным эффектом изоэнтропного расширения является снижение его температуры в процессе 1-2

$$\Delta T_s = T_1 - T_2 = \int_{p_1}^{p_2} \alpha_s \cdot dp.$$

Для идеального газа

$$\Delta T_{s_{ид}} = \frac{k-1}{k} \int_{p_1}^{p_2} \frac{T}{p} \cdot dp.$$

Поскольку для адиабатного процесса $p_1 \cdot v_1^k = p_2 \cdot v_2^k$, то с учетом уравнения состояния идеального газа получим

$$\left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{p_1}{p_2}.$$

Тогда интегральный эффект изоэнтропного расширения для идеального газа

$$\Delta T_{s_{ид}} = T_1 - T_2 = T_1 \left(1 - \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (39)$$

2.2.2. Дросселирование

Дросселированием называется процесс преодоления газом большого гидравлического сопротивления дроссельного устройства: вентиля, дроссельной шайбы, капиллярной трубки, пористого вещества и др. При этом газ, расширяясь, совершает работу против сил межмолекулярного взаимодействия, что выражается в трении и теплообмене между слоями газа (так называемое вихреобразование) и трении газа о стенки. Из определения следует, что дросселированию может быть подвергнут только реальный газ, поскольку у идеального газа межмолекулярное взаимодействие отсутствует. Ввиду малой величины теплообменной поверхности дроссельного устройства с газом теоретический процесс дросселирования считают адиабатным.

Доказательство изоэнтальпности процесса дросселирования

Рассмотрим схему процесса дросселирования устройством в виде шайбы (рис. 2.18). Выделим сечения на входе в дроссельное устройство – 1 и на выходе из него – 2. Параметры состояния газа в сечении 1: p_1, T_1, v_1, i_1 , а сечении 2: p_2, T_2, v_2, i_2 . Площадь сечения 1 – f_1 а сечения 2 – f_2 .

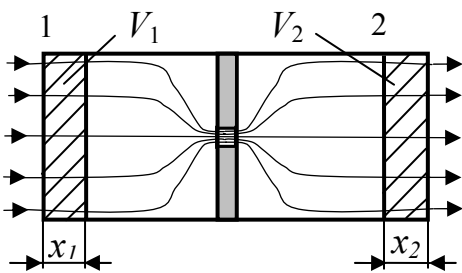


Рис.2.18

. К доказательству изоэнтальпности процесса дрос-

селирования. Газ сечения 1 переместится, соответственно, на x_1 и совершит работу L_1 по вытеснению впереди идущих слоев газа из объема V_1 .

$$L_1 = p_1 \cdot f_1 \cdot x_1 = p_1 \cdot V_1 = m_1 \cdot p_1 \cdot v_1;$$

$$L_2 = p_2 \cdot f_2 \cdot x_2 = p_1 \cdot V_1 = m_2 \cdot p_2 \cdot v_2,$$

где m_1, m_2 – массовые расходы газа в сечениях 1 и 2 соответственно.

Общая работа, совершенная газом в процессе дросселирования, учитывая, что $m_1 = m_2 = m$, определится

$$L = L_2 - L_1 = m(p_2 \cdot v_2 - p_1 \cdot v_1).$$

С другой стороны, работа совершенная газом в процессе дросселирования, равна величине снижения его внутренней энергии

$$L = U_1 - U_2 = m(u_1 - u_2) = m((i_1 - p_1 v_1) - (i_2 - p_2 v_2)).$$

Отсюда следует $m(p_2 v_2 - p_1 v_1) = m(i_1 - p_1 v_1 - i_2 + p_2 v_2)$ и $i_1 = i_2$.

Следовательно, энтальпия газа (вывод может быть распространен и на жидкость) после дросселирования сохраняется такой же, какой она была до дросселирования. Однако это не означает постоянства энтальпии газа в самом дроссельном устройстве, где его скорость возрастает на порядок. Данный вы-

вод не рассматривает газодинамические явления, происходящие при ускорении и торможении газового потока.

В холодильных машинах дросселирование используется, как правило, лишь для потока газа или жидкости.

Дифференциальный эффект Джоуля – Томсона

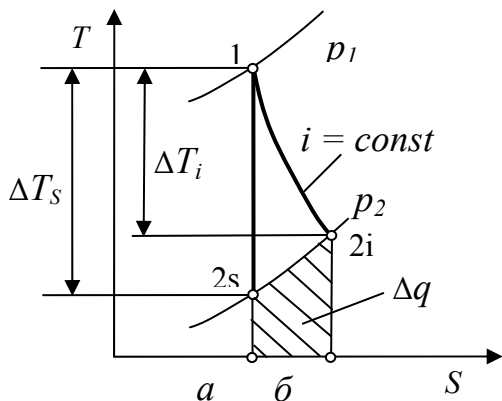


Рис.2.19. Процессы дросселирования и изоэнтропного расширения газа.

Теоретический процесс дросселирования 1-2i в $T-S$ диаграмме изображен на рис. 2.19. Здесь же для сравнения приведен и процесс изоэнтропного расширения газа 1-2s. Поскольку процесс дросселирования адиабатный ($dq = 0$), то $dl = -du$. Так как полезной внешней работы при дросселировании не производится, вся внутренняя энергия газа тратится на преодоление сил межмолекулярного взаимодействия. Работа dl в этом случае является внутренней и в процессе дросселирования выделяется тепловая энергия Δq

$= dl$.

Поскольку при дросселировании $i = const$, то $di = 0$.

Дифференциальный эффект дросселирования $\alpha_i = \frac{dT}{dp}$ носит название эффекта Джоуля – Томсона.

Поскольку $i = u + pv$,

$$di = du + p \cdot dv + v \cdot dp = 0$$

или, с учетом (2) и (7),

$$di = T \cdot ds + v \cdot dp = 0. \quad (40)$$

Энтропию в процессе дросселирования можно представить $s = f(T, p)$.

Тогда

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T dp. \quad (41)$$

При подстановке ds из выражения (41) в (40) получим

$$T \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p dT + T \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T dp + v \cdot dp = 0 \quad (42)$$

Преобразуя выражение (42) получим

$$\alpha_i = \frac{dT}{dp} = \frac{-T\left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T - \nu}{T\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p}.$$

Принимая во внимание выражения (33) и (36), а также (37), получим формулы для дифференциального эффекта *Джоуля – Томсона*

$$\alpha_i = \frac{1}{C_p} \left(T \left(\frac{\partial \nu}{\partial T} \right)_p - \nu \right) = \alpha_s - \frac{\nu}{C_p}. \quad (43)$$

Из формулы (43), принимая во внимание, что $\nu > 0$ и $C_p > 0$, следует, что величина дифференциального эффекта дросселирования α_i при расширении газа от давления p_1 до давления p_2 всегда меньше, чем величина α_s . То есть при дросселировании газа скорость изменения его температуры всегда ниже, чем при изоэнтропном расширении. Отношение α_i/α_s , как следует из формулы (43), зависит главным образом от удельного объема газа, поскольку величина изобарной теплоемкости изменяется слабо. Следовательно, это отношение растёт с ростом давления и снижением температуры газа и достигает наибольших величин при приближении к области насыщенной жидкости, то есть в состояниях перед сжижением газа. Поэтому использование процесса дросселирования в оживительных холодильных циклах наиболее эффективно.

Для идеального газа частная производная в формуле (43) запишется

$$\left(\frac{\partial \nu}{\partial T} \right)_p = \frac{d\nu}{dT} = \frac{R}{p}$$

тогда

$$\alpha_{i_{ид}} = \frac{1}{C_p} \left(T \frac{R}{p} - \nu \right) = \frac{1}{C_p} (\nu - \nu) = 0.$$

То есть здесь формально отражен тот факт, что процесса дросселирования для идеального газа не существует.

Состояние инверсии при дросселировании

Анализ формулы (43) дает следующие возможные случаи эффекта от процесса дросселирования:

1. $T \left(\frac{\partial \nu}{\partial T} \right)_p > \nu$. В этом случае $\alpha_i > 0$ и температура газа при дросселировании снижается.
2. $T \left(\frac{\partial \nu}{\partial T} \right)_p < \nu$. $\alpha_i < 0$ и температура газа при дросселировании повышается.

3. $T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = v$ и $\alpha_i = 0$. То есть при выполнении этого условия температура дросселируемого газа не изменяется. Состояние газа, характеризуемое данным условием, называется состоянием инверсии. Точка на диаграмме соответствующая такому состоянию называется точкой инверсии, а совокупность точек инверсии – кривой инверсии.

Уравнение кривой инверсии, исходя из условия 3, может быть записано

$$T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v = 0. \quad (44)$$

Вид кривой инверсии (пунктирная линия) на $p - T$ и $T - S$ диаграммах представлен на рис. 2.20.

Из диаграмм видно, что кривая инверсии для каждого вещества располагается в определенном диапазоне температур. Нижняя температура – T_H лежит на линии насыщенной жидкости, верхняя – T_B в области газа. Положительный дифференциальный эффект дросселирования ($\alpha > 0$ и снижение температуры) наблюдается только в области температур и давлений под кривой инверсии (рис. 2.20а). Это обстоятельство необходимо учитывать при использовании процесса дросселирования в холодильных установках. Для ряда газов (воздух азот, кислород) при температурах близких к температуре окружающей среды наблюдается положительный эффект дросселирования. Для других (гелий, неон водород) – отрицательный эффект. Эти газы перед дросселированием необходимо предварительно охлаждать до температур ниже T_B . Так, например, для воздуха $T_H \approx 120 K$, а $T_B \approx 670K$, а для водорода $T_H \approx 40 K$, а $T_B \approx 220K$.

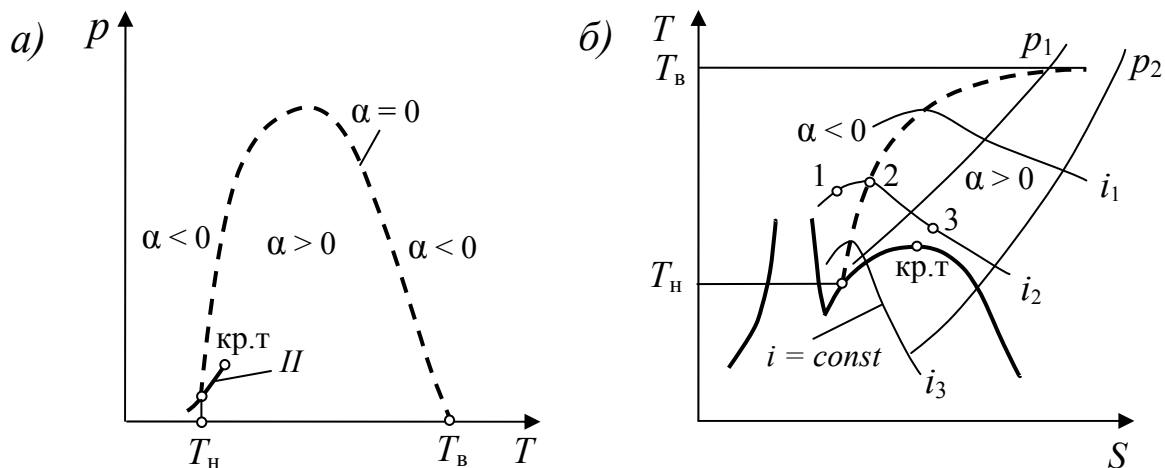


Рис.2.20. Кривая инверсии процесса дросселирования.

На $T - S$ диаграмме (рис. 2.20б) видно, что кривая инверсии проходит через точки экстремумов изоэнтальп. Процесс дросселирования 1-2 в области с $\alpha < 0$ приводит к росту температуры, а процесс 2-3 в области с $\alpha > 0$ к ее снижению. Если процесс дросселирования начать в точке 1 и закончить в точке 3, то по ходу процесса будет пройдена точка инверсии 2.

В парокомпрессионных холодильных машинах в холодильном цикле присутствует процесс дросселирования холодильного агента в состоянии, близком к на-

сыщенной жидкости. Как следует из рис. 2.20б, этот процесс всегда дает положительный эффект дросселирования ($\alpha > 0$).

Особенности адиабатного расширения реального газа

Теоретические процессы расширения газа в детандерах и дросселирование являются адиабатными. Принципиальным отличием этих процессов для реальных газов является то, что при дросселировании отсутствует внешняя полезная работа, совершаемая расширяющимся газом.

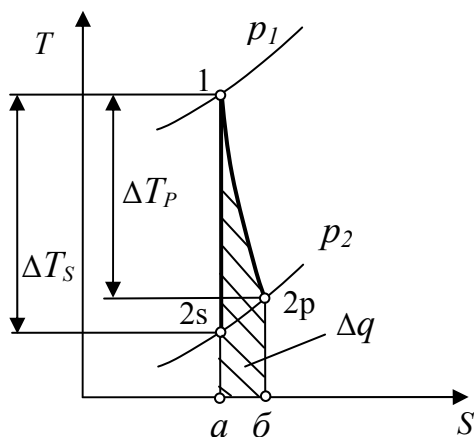


Рис.2.21. К процессу адиабатного расширения реального газа.

У реального газа, в отличие от идеального, имеется межмолекулярное взаимодействие. Поэтому при адиабатном расширении реального газа должна затрачиваться работа на преодоление сил межмолекулярного взаимодействия.

При расширении реального газа в детандере совершаемая им работа делится на две части:

$$l_p = l + l_{вн},$$

где l – внешняя полезная работа, совершаемая газом; $l_{вн}$ – внутренняя работа газа против сил межмолекулярного взаимодействия.

Энергия газа, затрачиваемая на внутреннюю работу, в результате диссипации (преобразования механической энергии в тепловую) превращается в теплоту Δq . Графически на $T-S$ диаграмме (рис. 2.21.) эта теплота эквивалентна площадке $a-1-2p-б$. Это приводит к росту энтропии и температуры расширяемого газа. Таким образом, адиабатный процесс расширения реального газа в детандере не является изоэнтропным. При этом, хотя реальным газом при расширении – процесс 1-2p совершается большая работа, чем идеальным газом – процесс 1-2s, его температура в конце процесса расширения бывает выше.

Дифференциальный эффект расширения реального газа в детандере – α_{sp} можно представить

$$\alpha_{sp} = \alpha_s + \alpha_m,$$

где α_m – составляющая дифференциального эффекта, связанная с работой против сил межмолекулярного взаимодействия.

С учетом формулы (43)

$$\alpha_{sp} = \alpha_i + \frac{v}{c_p} + \alpha_m.$$

Из полученного выражения вытекает, что α_{sp} может быть как больше так меньше, чем α_s . Это зависит главным образом от того, положительный или отрицательный эффект дросселирования α_i в данном диапазоне температур и давлений.

Величина α_m наиболее сильно зависит от величины давления газа. Со снижением давления, когда расстояния между молекулами увеличиваются, α_m и отношение α_m / α_s снижаются. Также величина α_m снижается вместе с температурой газа.

Эффективность процесса расширения реального газа как в детандере, так и дросселированием, может быть оценена при помощи адиабатного температурного КПД

$$\eta_{ад} = \frac{\Delta T_p}{\Delta T_s}. \quad (45)$$

2.2.3. Холодопроизводительность, обеспечиваемая процессами расширения газа

При расширении газа не происходит отнятие тепловой энергии от холодного источника и в этом смысле нельзя говорить о холодопроизводительности процесса расширения. Однако при расширении происходит снижение температуры рабочего тела – газа, чем создаются предпосылки для процесса отбора тепла от холодного источника. Максимальная величина холодопроизводительности, которую обеспечивает процесс расширения газа, может быть определена из допущения, что при теплообмене с холодным источником расширившийся газ будет изобарно нагрет вновь до исходной температуры. Такой процесс в схемах представлен на рис. 2.22. На рис. 2.22а дана схема для расширения газа в детандере – изоэнтропной расширительной машине PM_S , на рис. 2.22б - схема для расширения газа в дроссельном устройстве $ДР$.

После расширения газа (рис. 2.23) в детандере (процесс 1-2s) или дроссельном устройстве (процесс 1-2i) холодный газ поступает в теплообменник холодного источника $ТХИ$, где отнимает от холодного источника $ХИ$ теплоту q_x и сам при этом нагревается до температуры T_1 . 2s-3 – изобарный нагрев газа в теплообменнике холодного источника при использовании изоэнтропного расширения газа;

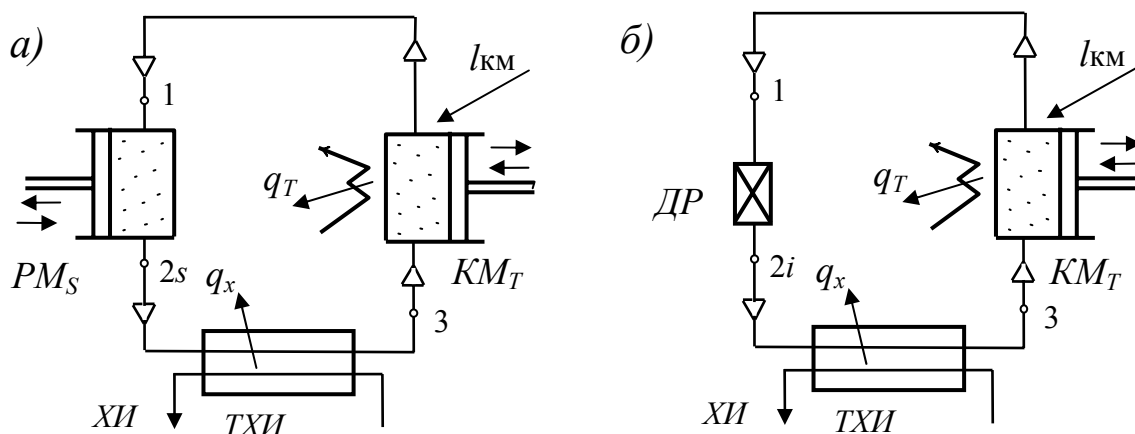


Рис.2.22. Схемы получения холодопроизводительности с использованием процесса расширения газа.

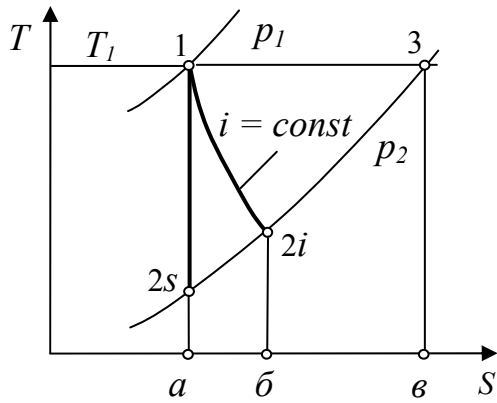


Рис.2.23. Процессы расширения газа.

2i-3 – изобарный нагрев газа в теплообменнике холодного источника при использовании дросселирования.

Чтобы замкнуть цикл и вернуть газ к исходному состоянию (т.1), его сжимают в изотермическом компрессоре KM_T .

3-1 – изотермическое сжатие газа с отводом теплоты q_T горячему источнику. Как следует из раздела 1.5, величина q_T равна работе, затраченной на сжатие газа $l_{км}$.

Холодопроизводительность, полученная в данных циклах, составит для изоэнтропного расширения газа

$$q_x = C_p(T_3 - T_{2s}) = i_3 - i_{2s};$$

для дросселирования

$$q_x = C_p(T_3 - T_{2i}) = i_3 - i_{2i} = i_3 - i_1.$$

Графически холодопроизводительность отобразится площадями: для изоэнтропного расширения газа пл. a-2s-3-в; для дросселирования пл. б-2i-3-в.

Поскольку величина максимальной холодопроизводительности в цикле с использованием дросселирования равна изменению энтальпии при изотермическом сжатии газа в компрессоре KM_T , то ее называют изотермическим эффектом дросселирования.

2.2.4. Выхлоп газа

Выхлоп – это нестационарный процесс адиабатического истечения газа из замкнутого сосуда с объемом V (рис. 2.24) в неограниченное пространство, например, в окружающую среду $V_{o.c}$. Выхлоп можно провести только для порции газа. Процесс выхлопа идет с переменным количеством газа в сосуде.

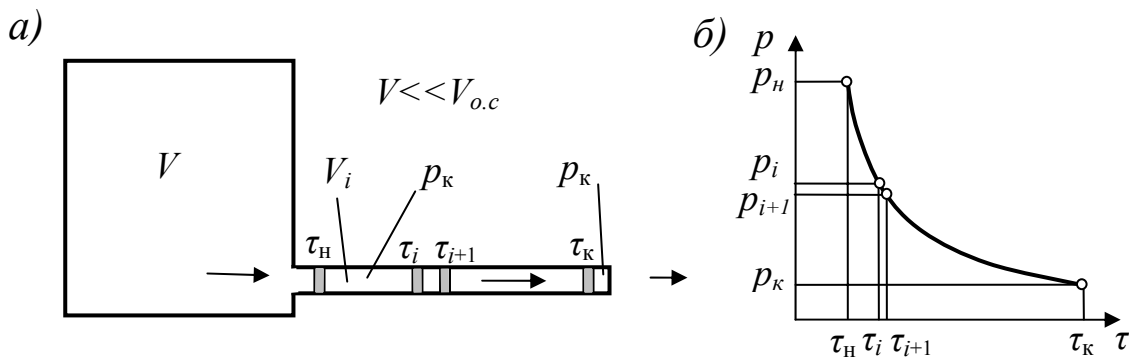


Рис.2.24. Схема процесса выхлопа газа.

Схематично процесс выхлопа можно представить следующим образом. В начальный момент времени τ_n параметры состояния газа в сосуде: p_n , T_n , i_n и т.д. Выхлоп осуществляется истечением газа в выхлопную трубу, в которой без

трения свободно перемещается поршень, отделяющий газ сосуда от газа окружающей среды. Перепад давлений на поверхностях поршня - бесконечно малая величина. То есть газ, поступивший в выхлопную трубу, мгновенно расширяется до давления p_k , совершая при этом работу вытеснения газа окружающей среды из объема V_i , занятого им на данный отрезок времени τ_i . Таким образом, при выхлопе возникает неравновесная система с разными параметрами состояния в отдельных ее частях (в сосуде и выхлопной трубе). Этим выхлоп принципиально отличается от изоэнтропного расширения газа. Заканчивается выхлоп при достижении в сосуде давления равного давлению окружающей среды p_k . В конечный момент времени τ_k параметры состояния газа в сосуде: p_k, T_k, i_k и т.д.

Поскольку давление в камере в процессе выхлопа непрерывно уменьшается (рис. 2.24б), то каждая последующая порция газа, истекающая из камеры, имеет меньший перепад давлений при расширении, чем предыдущая. Например, для временного отрезка $\tau_i - (p_i - p_k) > (p_{i+1} - p_k)$. В связи с этим и снижение температуры последующей порции расширяющего газа будет меньшим, чем у предыдущей порции. Окончательная температура T_k после выхлопа будет установлена лишь спустя некоторое время после окончания процесса, когда температура всех частей газа в системе вследствие диффузии выровняется.

Для бесконечно малого отрезка времени процесса $d\tau = (\tau_i - \tau_{i+1})$ изменение давления в камере $dp = (p_i - p_{i+1})$ и массы газа dm в сосуде также бесконечно малые величины. Очевидно, что, для такого отрезка времени выхлоп не будет отличаться от изоэнтропного расширения газа и его дифференциальный эффект будет равен дифференциальному эффекту изоэнтропного расширения. Однако для всего процесса в целом дифференциальный эффект выхлопа, являясь переменной величиной, зависимой от характера протекания процесса, не может служить его характеристикой.

Интегральный эффект выхлопа и температура T_k могут быть определены следующим образом.

Из энергетического баланса процесса (принимая во внимание, что выхлоп адиабатный процесс) $\Delta u = -\Delta l$.

Тогда

$$u_n - u_k \approx -p_k(v_n - v_k). \quad (46)$$

Знак приближительного равенства отражает тот факт, что выражение (46) записано для единицы массы расширяющегося газа, а процесс выхлопа идет с переменной массой. По этой же причине невозможно корректное изображение процесса выхлопа на диаграммах $p - v$ или $T - S$, поскольку они также составлены для единицы массы вещества.

Принимая во внимание, что $u_n - u_k = (i_n - p_n v_n) - (i_k - p_k v_k)$, получим

$$i_n - p_n v_n - i_k + p_k v_k = -p_k v_n + p_k v_k;$$

$$i_n - i_k = v_n(p_k - p_n).$$

Выражение может быть преобразовано

$$C_p(T_n - T_k) = v_n(p_k - p_n) = \frac{R \cdot T_n}{p_n}(p_k - p_n).$$

Принимая во внимание, что $\frac{R}{C_p} = \frac{k-1}{k}$, интегральный эффект выхлопа

$$\Delta T_{\text{вых}} = T_n - T_k = \frac{k-1}{k} \cdot T_n \left(1 - \left(\frac{p_k}{p_n} \right) \right). \quad (47)$$

Если сравнить полученную формулу (47) с формулой (39) для интегрального эффекта изоэнтропного расширения, то можно отметить их определенное сходство. Сравнительную характеристику интегральных эффектов рассмотрим на примере.

Выполним расширение воздуха изоэнтропно в детандере и выхлопом от начального давления $p_n = 0,2 \text{ МПа}$ до конечного $p_k = 0,1 \text{ МПа}$. Начальная температура воздуха 300К . Показатель адиабаты k для воздуха равен $1,4$.

Тогда интегральный эффект при изоэнтропном расширении

$$\Delta T_s = T_n \left(1 - \frac{p_k}{p_n} \right)^{\frac{k-1}{k}} = 300 \cdot \left(1 - 0,5^{\frac{1,4-1}{1,4}} \right) = 53,90\text{К}.$$

Интегральный эффект выхлопа

$$\Delta T_{\text{вых}} = T_n - T_k = \frac{k-1}{k} \cdot T_n \left(1 - \left(\frac{p_k}{p_n} \right) \right) = \frac{1,4-1}{1,4} \cdot 300 \cdot (1-0,5) = 42,86\text{К}.$$

Из выполненного расчета видно, выхлоп по интегральному эффекту уступает изоэнтропному расширению газа. Поэтому изоэнтропное расширение газа и в данном случае может служить эталоном для оценки эффективности (см. формулу 43) процесса выхлопа.

Если выполнить расчеты величин интегральных эффектов выхлопа и

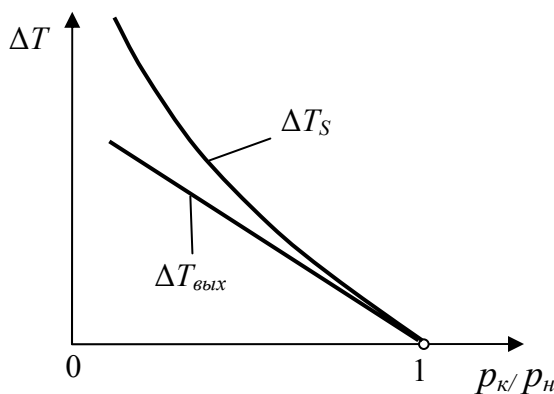


Рис.2.25. Сравнение процессов выхлопа и изоэнтропного расширения

изоэнтропного расширения для различных отношений давлений p_k/p_n , то получим следующие графики (рис. 2.25).

При небольших отношениях давления p_k/p_n выхлоп почти эквивалентен изоэнтропному расширению, однако с ростом перепада давления разница между процессами становится все более ощутимой.

2.2.5. Вихревое расширение газа. Эффект Ранка – Хилша

В 1931 году французский инженер и изобретатель *Жорж Жозеф Ранк* подал патент на «вихревую трубу», которая использует эффект температурного разделения газового потока при его вихревом течении, обнаруженный им при измерении температуры в промышленном циклоне. Сущность эффекта заключается в том, что газ, закрученный в трубе за счет тангенциального ввода в нее, расширяется и делится на холодный поток (центральные слои) и горячий поток

(периферийные слои). Осуществляется такой процесс в вихревых трубах, которые могут иметь различное конструктивное исполнение (рис.2.26, 2.27).

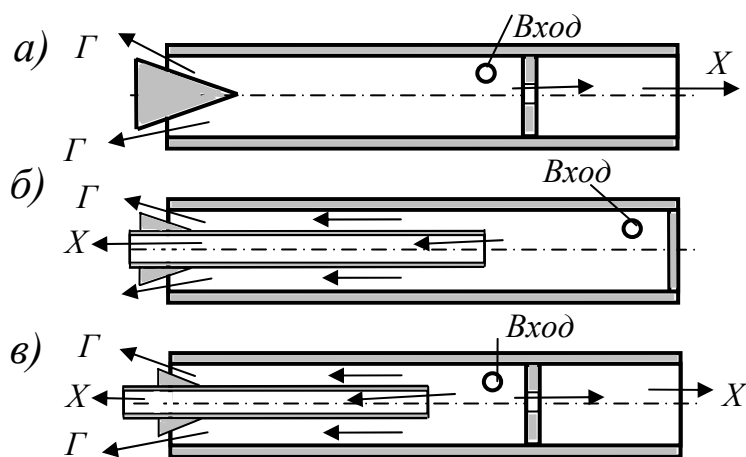


Рис.2.26. Схемы устройства вихревой трубы.

Если в гладкую цилиндрическую трубу ввести по касательной (тангенциально) газ, то он образует внутри трубы вихрь. При этом происходит расширение газа, падение его давления и увеличение скорости. Далее газ выводится в осевом направлении трубы. Горячие слои газа (Γ) выводятся из периферийной зоны трубы, а холодные (X) из центральной зоны. При движении газа внутри трубы его скорость снижается до уровня скорости на входе в трубу. По схеме движения газового потока вихревые трубы делятся на: противоточные (рис. 2.26а), поточные (рис. 2.26б) и поточно-противоточные (рис. 2.26в).

Одна из конструкций вихревой трубы представлена на рис. 2.27. Вихревая труба состоит из сопла 1, улитки 2, цилиндрической трубы 3, диафрагмы 4, дросселя 5, состоящего из крестовины 6 и заслонки 7. Дроссель позволяет менять соотношение между массовыми потоками горячего (m_g) и холодного (m_x) газа. На 1 кг входящего газа приходится μ кг выходящего холодного и $(1 - \mu)$ кг горячего газа.

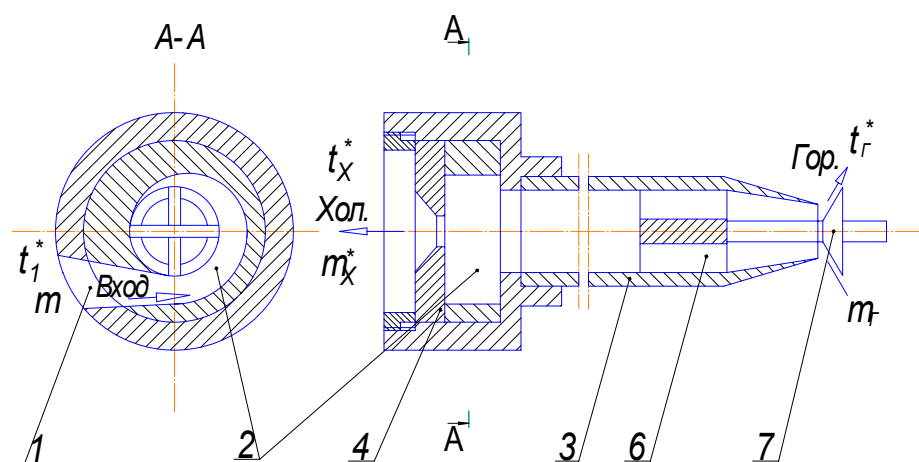


Рис. 2.27. Конструкция вихревой трубы.

Таким образом, $\mu = \frac{m_x}{m_x + m_z}$.

Процесс вихревого расширения на $T-S$ диаграмме изображен на рис. 2.28.

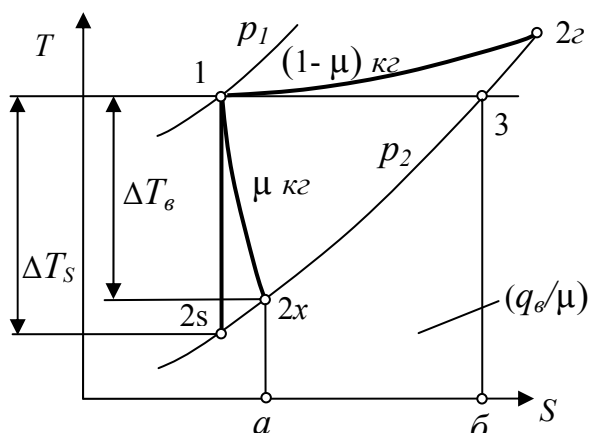


Рис.2.28. Процесс вихревого расширения газа.

Здесь – 1-2s процесс изэнтропного расширения 1 кг газа, принятый нами за эталон;

1-2x – процесс вихревого расширения μ кг газа холодного потока;

1-2z процесс вихревого расширения $(1-\mu)$ кг газа горячего потока.

При вихревом расширении в создании холодопроизводительности участвует только холодный поток, то есть меньшее количество вещества, чем при других видах расширения газа.

Так, если при изэнтропном расширении удельная холодопроизводительность процесса

$$q_s = m \cdot C_p (T_1 - T_{2s}),$$

то при вихревом расширении

$$q_6 = \mu \cdot m \cdot C_p (T_1 - T_{2x}).$$

В $T-S$ диаграмме величину q_6 иллюстрирует площадь площадки $a2x3b$, умноженная на μ .

Если сравнить холодопроизводительность этих процессов, то мы получим отношение

$$\frac{q_6}{q_s} = \frac{\mu \cdot m \cdot C_p (T_1 - T_{2x})}{m \cdot C_p (T_1 - T_{2s})} = \mu \cdot \eta_{ад},$$

где $\eta_{ад} = \frac{\Delta T_6}{\Delta T_s}$ – адиабатный температурный КПД процесса вихревого расширения газа. ΔT_6 – интегральный эффект вихревого расширения газа; ΔT_s – интегральный эффект изэнтропного расширения газа.

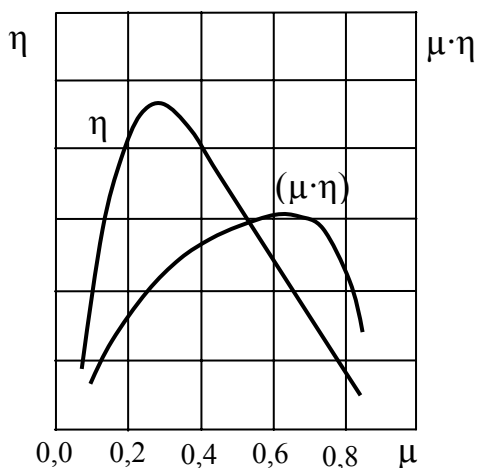


Рис.2.29. Характеристики вихревой трубы.

Вихревая труба может быть использована в качестве генератора холода и тепла.

Соотношение расходов холодного и горячего потоков можно изменить с помощью дросселя. Чем больше проходное сечение дросселя, тем больше величина m_z и меньше m_x . Если вихревая труба используется в качестве генератора холода, то следует иметь в виду, что увеличение m_x снижает холодильный эффект. Это объясняется тем, что в вихревой трубе количество тепла, полученное горячим потоком, равно количеству тепла, отведенному от холодного потока.

Согласно экспериментальным данным (рис. 2.29), максимальная холодопроизводительность вихревой трубы обычно соответствует значениям $\mu = 0,6 \dots 0,65$. Необходимо отметить, что эта величина μ не совпадает с режимом максимального интегрального температурного эффекта, наблюдаемого при $\mu = 0,25 \dots 0,35$.

Физика процесса вихревого расширения

Природа явлений, возникающих в вихревой трубе, сложна и недостаточно изучена. Ни одна из существующих гипотез, объясняющих ее, не имеет полного экспериментального подтверждения. Наибольшее распространение получила гипотеза Хилша-Фултона, согласно которой причиной возникновения вихревого эффекта является специфическое распределение тангенциальных (окружных) скоростей во вращающемся потоке газа.

Сжатый газ подводится к соплу, в котором ускоряется и направляется в улитку, обеспечивающую закрутку и вход вращающегося с высокой скоростью потока в цилиндрическую трубу. При тангенциальной закрутке потока в улитке скорость потока также увеличивается. Это приводит к снижению давления (расширению газа из-за преобразования потенциальной энергии потока в кинетическую) и к снижению температуры и энтальпии

$$i_2 = i_1^* - \frac{c_2^2}{2}; \quad T_2 = T_1^* - \frac{c_2^2}{2 \cdot C_p},$$

где T_1^*, i_1^* – температура и энтальпия неускоренного потока на входе в камеру; c_2 – скорость ускоренного потока; T_2, i_2 – температура и энтальпия ускоренного потока; C_p – изобарная теплоемкость газа.

Если расширившийся в сопле газ затормозить, то его энтальпия и температура вновь увеличатся бы до значения i_1^* . Однако в цилиндрической трубе течение интенсивно закрученного газа таково, что слои газа, расположенные вблизи оси, передают часть своей кинетической энергии периферийным слоям.

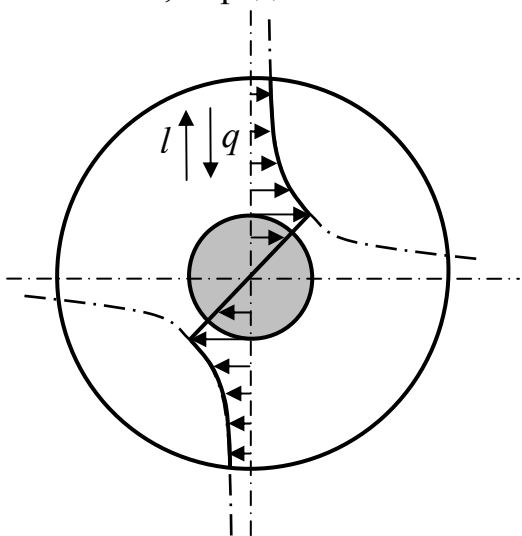


Рис.2.30. Эпюра распределения окружных скоростей в поперечном сечении вихревой трубы.

При этом снижение кинетической энергии не компенсируется соответствующим увеличением термодинамической температуры внутренних слоев, поэтому их полная энтальпия и температура уменьшаются.

Это явление объясняется особенностью эпюры окружной скорости C_u вращающегося в трубе потока газа (рис.2.30). По максимально упрощенной схеме движение газового потока можно представить следующим образом.

Изменение величины окружной скорости по радиусу трубы r подчиняется закону свободного вихря

$$C_u \cdot r = const,$$

где C_u – окружная составляющая скорости; r – радиус, на котором фиксируется скорость.

Однако из данного уравнения следует, что при $r \rightarrow 0$, $C_u \rightarrow \infty$, чего физически не может быть в реальном потоке газа. И, действительно, в реальном потоке газа всегда существует некое ядро потока (тонированная площадка на рис.2.30), для которого закон $C_u \cdot r = const$ не выполняется. Окружная скорость в ядре потока подчиняется закону вращения твердого тела

$$C_u = r \cdot \omega,$$

где ω – угловая скорость потока.

Из рассмотренного ясно, что скорость (как линейная, так и угловая) вращения центральных слоев выше, чем у периферийных. Это приводит к внутреннему трению слоев газа. За счет работы трения l центральные слои передают часть своей кинетической энергии периферийным слоям. Поэтому на выходе из улитки, когда скорость газового потока резко снижается, температура заторможенных центральных слоев оказывается более низкой, чем первоначальная на входе в вихревую трубу. Периферийные слои, получившие кинетическую энергию, напротив, имеют температуру торможения более высокую, чем первоначальная. При этом снижение кинетической энергии наружных слоев газа, происходящее за счет трения о стенки трубы, не уменьшает его полной энергии и температуры торможения.

Температура периферийных слоев газа выше, чем у центральных слоев, и в вихревой трубе идет также обратный перенос тепловой энергии – от периферии к центру. Это перенос тепла q за счет теплопроводности. Однако скорость этого процесса ниже, чем у процесса передачи кинетической энергии за счет трения слоев, и поэтому за ограниченное время нахождения газа в вихревой трубе не происходит выравнивания температур газа в центральных и периферийных слоях.

Таким образом, выходящая через центральное отверстие диафрагмы часть газа m_x имеет температуру $t_x^* < t_1^*$, а часть газа, выходящая по периферийной части трубы, имеет температуру $t_2^* > t_1^*$.

Соотношение между потоками энергии, идущими от центра к периферии (l) и обратно (q), отражает формула Фултона, выведенная на основе гипотезы Хилша-Фултона

$$\frac{l}{q} = 2 \frac{\mu \cdot C_p}{\lambda} = 2 Pr,$$

где μ – динамическая вязкость газа; λ – коэффициент теплопроводности; Pr – число Прандтля.

Из формулы следует, что при числе $Pr \geq 0,5$ наступает явление реверса. Здесь поток тепловой энергии и поток кинетической энергии сравниваются по величине и вихревого эффекта уже не наблюдается. Поскольку Pr характеризует теплофизические свойства вещества, то вихревой эффект не следовало бы ожидать для жидкостей, где число Прандтля, как правило, значительно больше, чем 0,5. Однако данный вывод не получил экспериментального подтверждения, вихревой эффект, хотя и незначительный, наблюдается также для жидкостей. Кроме того, реверс в проведенных экспериментах на газе наступал при $Pr =$

0,72, что свидетельствует о том, что гипотеза *Хилша-Фултона* далеко не в полной мере отражает реальную физическую картину вихревого эффекта.

2.2.6. Холодильные машины, использующие процесс расширения газа

Холодильные машины, использующие процессы расширения газа, отличаются большим разнообразием схем, конструкций и обратных термодинамических циклов, совершаемых рабочим телом. В большинстве случаев в таких машинах рабочее тело, совершая цикл, не претерпевает фазовых превращений. Такие машины называются газовыми холодильными машинами (*ГХМ*). В зависимости от целевого назначения *ГХМ* делятся на машины для охлаждения потребителя холода и ожижительные. Цель работы ожижительных *ГХМ* - конденсация рабочего тела, как правило, низкотемпературного газа (азота, кислорода, гелия и др.). Часто такие машины работают в составе газоразделительных установок, где низкотемпературные газовые смеси разделяются методом ректификации.

Газовая холодильная машина, использующая процесс изоэнтروпного расширения газа

Изоэнтропное расширение газа достаточно широко используется в различных типах *ГХМ*. Здесь в качестве примера рассматривается машина, работающая по циклу *Лоренца*.

В газовой холодильной машине происходят следующие процессы:

- 1-2 – изоэнтропное расширение газа в расширительной машине PM_S ;
- 2-3 – изобарный нагрев газа в теплообменнике холодного источника $ТХИ$ с отбором тела от холодного источника (от потребителя холода) – холодопроизводящий процесс;
- 3-4 – изоэнтропное сжатие газа в компрессоре KM_S ;
- 4-1 – изобарное охлаждение газа в теплообменнике горячего источника $ТГИ$ с отводом тепла горячему источнику.

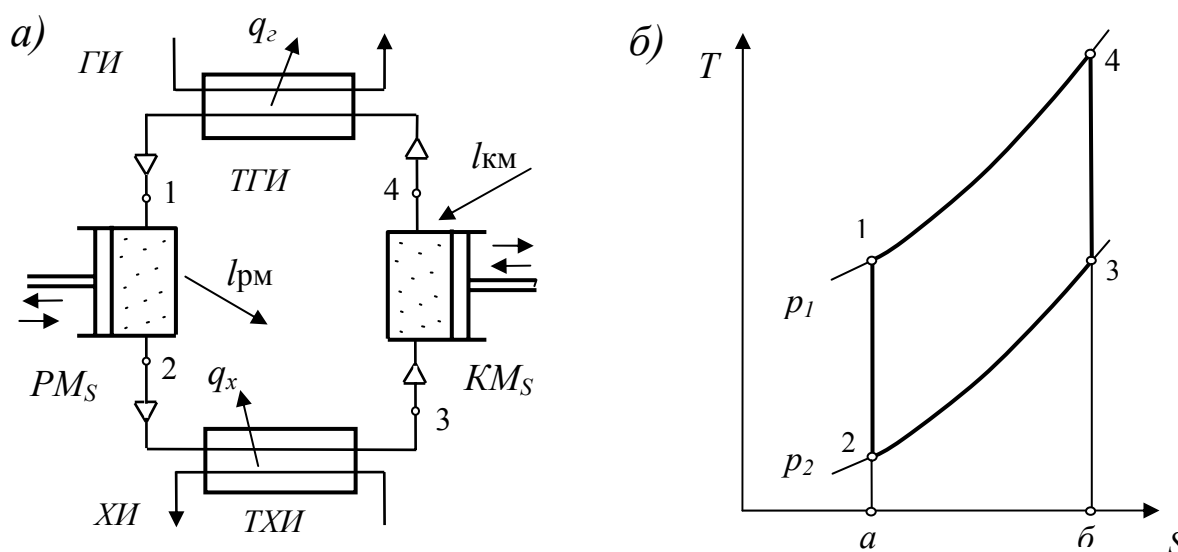


Рис.2.31. Схема и цикл газовой холодильной машины, работающей по циклу Лоренца.

Удельная холодопроизводительность холодильной машины определяется

$$q_x = C_p(T_3 - T_2) = i_3 - i_2;$$

и графически изображается (рис. 2.31б) площадкой $a23б$.

В качестве рабочего тела в ГХМ, работающих по циклу Лоренца, обычно применяют воздух. В качестве горячего источника в этом случае выступает окружающая атмосфера, которая одновременно берет на себя функции теплообменника горячего источника. Тогда ТГИ в ГХМ не устанавливается и схема машины и термодинамический цикл получают разомкнутыми.

Такие ГХМ называются воздушными холодильными машинами и используются для получения холода с температурным уровнем $-70 \dots -120^\circ\text{C}$.

Газовая холодильная машина, использующая процесс дросселирования

Дросселирование газа и жидкости широко используется в различных типах холодильных машин. В схемах ГХМ также используется процесс дросселирования газа. Здесь в качестве примера рассматривается машина, работающая по циклу Линде.

В газовой холодильной машине происходят следующие процессы:

- 1-2 – изохорный процесс дросселирования;
- 2-3 – кипение рабочего тела в теплообменнике холодного источника ТХИ с отбором тепла q_x от потребителя холода;
- 3-4 – изобарный нагрев в рекуперативном теплообменнике РТО;
- 4-5 – изэнтропное сжатие в компрессорной машине КМ_S;
- 5-6 – изобарное охлаждение в теплообменнике горячего источника ТГИ с отводом тепла q_2 ;
- 6-1 – изобарное охлаждение в РТО.

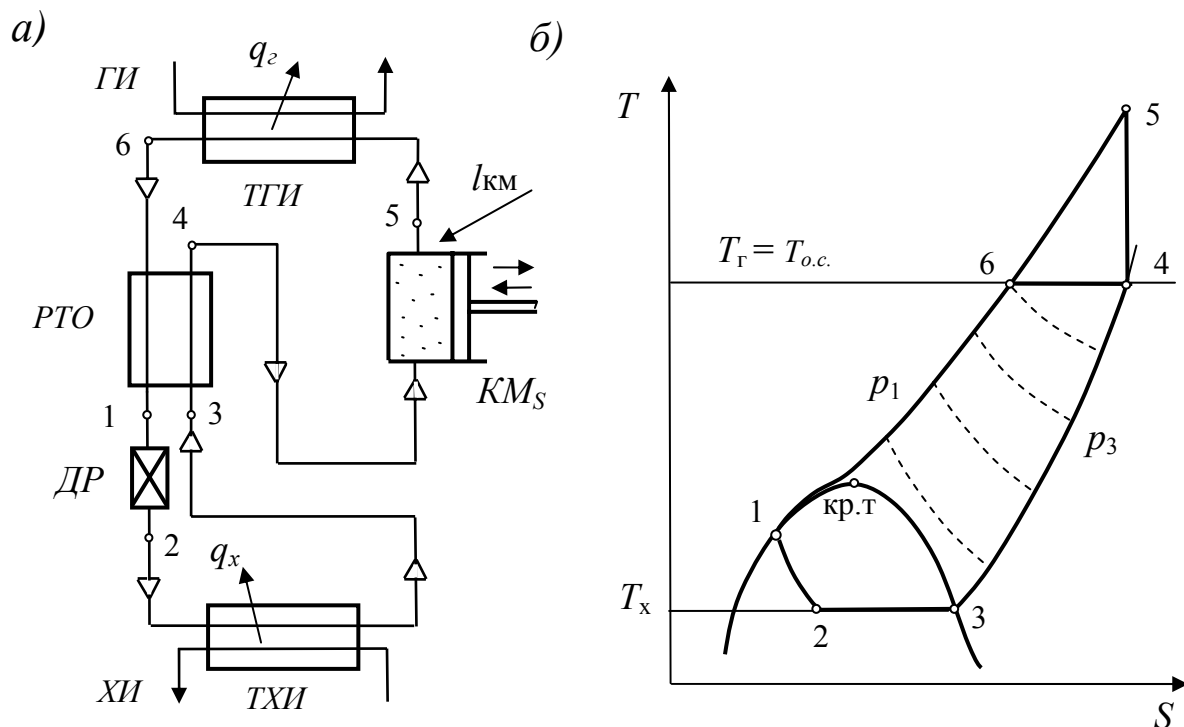


Рис.2.32. Схема и цикл газовой холодильной машины, работающей по циклу Линде.

Холодильная машина, работающая по циклу *Линде*, является ожижительной *ГХМ*. На изображениях циклов ожижительных холодильных машин процессы 4-5 и 5-6 обычно заменяют изотермическим сжатием 4-6 в изотермическом компрессоре. В этом случае на схемах вместо изоэнтропного компрессора KM_5 и теплообменника горячего источника TGI изображается изотермический компрессор. В качестве горячего источника здесь, как правило, выступает окружающая среда с температурой $T_{o.c.}$

Данная *ГХМ* была изобретена и использована в 1895 г. *Карлом Линде* для получения жидкого воздуха. Причем впервые низкотемпературные газы, входящие в состав воздуха, здесь сжижались промышленным способом. Машина работала следующим образом. Воздух с исходной температурой окружающей среды, очищенный от водяного пара и углекислоты, сжимался в компрессоре до давления 100...200 бар, а затем охлажденный до исходной температуры поступал прямым потоком в *РТО*. Далее воздух дросселировался в дроссельном вентиле $ДР$ (см. пунктирную линию на рис.2.32б) и его температура снижалась ниже температуры окружающей среды. Охлажденный таким образом воздух вновь направлялся в *РТО*, но уже обратным потоком. Между прямым и обратным потоками происходит теплообмен, и следующая порция воздуха, идущая прямым потоком, поступает на дроссельный вентиль уже при температуре ниже температуры окружающей среды. Таким образом, воздух, циркулируя в такой схеме, будет постепенно снижать свою температуру перед дроссельным вентилем до тех пор, пока она не станет ниже $T_{кр}$ и не произойдет его сжижение.

Поскольку целью работы данной *ГХМ* является не получение холодопроизводительности q_x , а получение продукта – сжиженного воздуха, то в реальной установке отсутствует теплообменник холодного источника $TХИ$, а просто производится отбор части сжиженного воздуха (около 5%) после прохождения вентилей $ДР$. Больших величин потока отбираемого продукта $m_{п}$ в данной схеме достичь не удастся, так как отбор уменьшает величину обратного потока идущего в *РТО*. Теплота парообразования отобранного продукта равна холодопроизводительности q_x *ГХМ*. Вместо отобранного потока на всасывании в компрессор добавляется такой же по величине поток новой порции воздуха, состояние которого характеризуется точкой 4 (рис.2.32б).

Процессы 1-6 и 3-4 между собой связаны тепловым балансом рекуперативного теплообменника $m(i_1 - i_6) = (m - m_{п}) \cdot (i_3 - i_4)$, где m – величина прямого потока воздуха.

Газовая холодильная машина, использующая процесс выхлопа

Использование процесса расширения газа выхлопом для достижения охлаждающего эффекта началось в 1959 году, когда *Джиффорд* и *Мак-Магон* предложили оригинальную охлаждающую систему, которая получила название холодильная машина *Джиффорда – Мак-Магона*. Схема и цикл такой машины представлены на рис. 2.33.

Одним из элементов схемы ГХМ является рабочий цилиндр РЦ, внутри которого возвратно-поступательно перемещается поршень толкатель. Движение толкателя обеспечивается механически за счет кривошипно-шатунного механизма (как в данном случае) или за счет газового золотникового механизма. В рабочем цилиндре имеются две полости – теплая А и холодная Б.

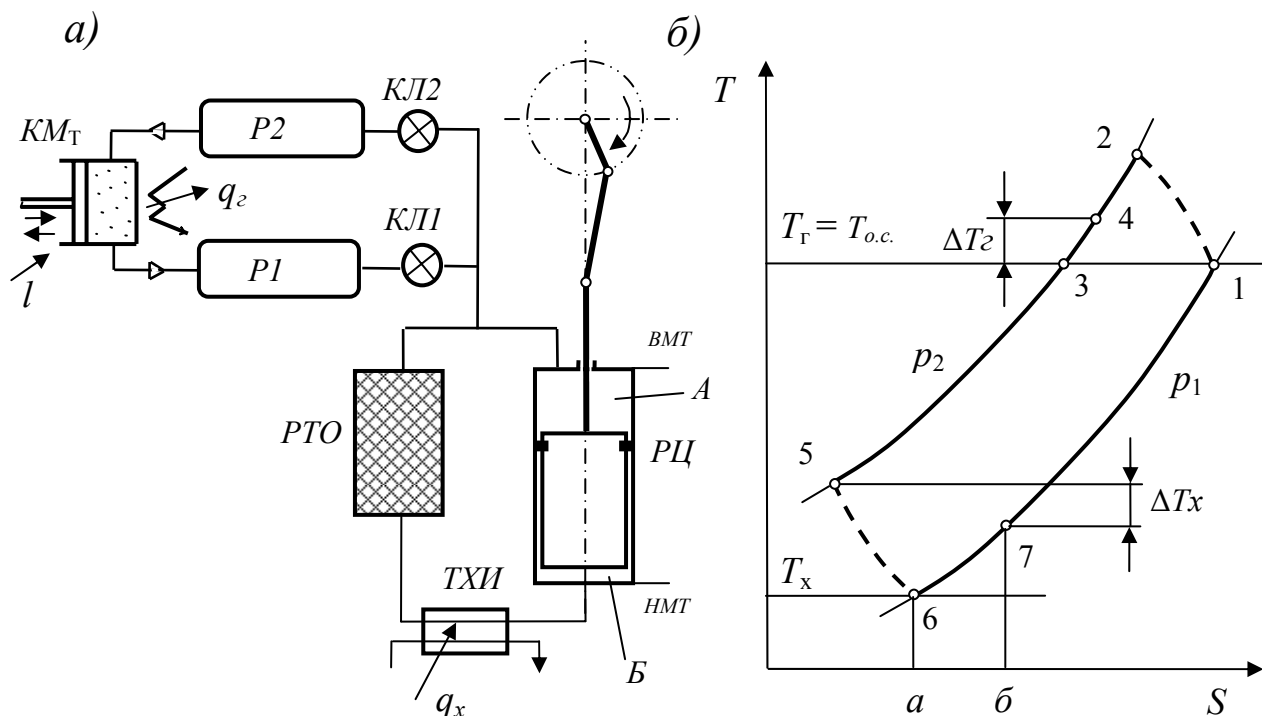


Рис.2.33. Схема и цикл газовой холодильной машины, Джиффорда – Мак-Магона.

При движении толкатель не совершает работы и не производит сжатия газа, а только переталкивает его из одной полости в другую через элементы схемы.

Холодильная машина Джиффорда – Мак-Магона также имеет два ресивера: высокого давления (p_2) – $PВ1$ и низкого давления (p_1) – $PВ2$, объем которых значительно превышает объем полостей PC . Перепад давления между ресиверами обеспечивается изотермическим компрессором KM_T . На выходе из ресиверов установлены клапаны $KЛ1$ и $KЛ2$, открытие и закрытие которых производится принудительно.

При достижении толкателем нижней мертвой точки ($НМТ$) открывается клапан $KЛ1$ и газ из ресивера $PВ1$ направляется в теплую полость A . Идет процесс, обратный процессу выхлопа, который называется впуском. Давление в полости вырастает от p_1 до p_2 . Процесс впуска $1-2$ изображен условно (пунктирная линия), так как он идет с переменной массой вещества. При обратном ходе толкателя газ из полости A передавливается через регенеративный теплообменник $PТО$ и теплообменник холодного источника $ТХИ$ в холодную полость B . В $PТО$ происходит изобарное охлаждение газа при контакте с холодной насадкой теплообменника – процесс $2-5$. При охлаждении газа его объем уменьшается, поэтому в процессе передавливания клапан $KЛ1$ остается откры-

тым и из ресивера *PВ1* поступает дополнительная порция газа. В результате смещения газа из *РЦ* (т.2) и из ресивера *PВ1* (т.3) в *РТО* поступает смесь в состоянии точка 4.

Регенеративный теплообменник *РТО* представляет собой емкость, заполненную насадкой, например гофрированной алюминиевой лентой. Насадка должна иметь значительную тепловую емкость и малое газодинамическое сопротивление для проходящих через нее потоков газа.

При достижении толкателем верхней мертвой точки (*ВМТ*) – закрывается клапан *КЛ1* и открывается клапан *КЛ2*. Начинается процесс выхлопа газа из полости *Б* в ресивер *PВ2*. Выхлоп, процесс 5-6, так же, как и впуск, изображен условно. В результате выхлопа температура газа снижается до минимального уровня T_x . Холодный газ из полости *Б* при выхлопе и при движении толкателя от верхней мертвой точки вниз последовательно проходит теплообменник холодного источника *ТХИ*, где изобарно нагревается (процесс 6-7) с подводом тепла q_x от потребителя холода и регенеративный теплообменник *РТО* (процесс 7-1), где также изобарно нагревается, при этом газ охлаждает насадку. Часть газа далее поступает в ресивер *PВ2* и далее на сжатие в компрессор *КМТ*, а часть поступает в рабочий цилиндр на заполнение полости *А*. При достижении толкателем нижней мертвой точки происходит переключение клапанов и цикл завершается.

Машина *Джиффорда – Мак-Магона* может работать только в том случае, если разность температур прямого и обратного потока на холодном и горячем конце *РТО* положительна, то есть когда $\Delta T_x > 0$ и $\Delta T_z > 0$. Однако это условие выполняется не всегда. Объяснение этому можно найти из теплового баланса *РТО*

$$i_4 - i_5 = i_1 - i_8 \quad \text{или} \\ c_{p,x} \cdot (T_4 - T_5) = c_{p,z} \cdot (T_1 - T_7).$$

Теплоемкость холодного газа всегда выше, чем горячего $c_{p,x} > c_{p,z}$, что и обеспечивает возможность получения холодопроизводительности в машине *Джиффорда – Мак-Магона*.

В качестве рабочего тела в *ГХМ* применяются низкотемпературные газы, главным образом, гелий. Экспериментально доказано, что в данной одноступенчатой холодильной машине можно получать температуры до $35K$, а в двухступенчатой схеме до $7K$.

Газовая холодильная машина, использующая процесс вихревого расширения газа

ГХМ, использующие вихревое (эффект *Ранка – Хиллиа*) расширение газа, часто используются при наличии в качестве источника энергии сжатого воздуха из промышленных пневматических сетей. Естественно, что воздух в таких машинах является рабочим телом. Схема и цикл холодильной машины с вихревым расширением газа представлены на рис. 2.34.

Воздух из атмосферы (точка 1) при температуре окружающей среды $T_{o,c}$ и атмосферном давлении равном p_1 , поступает на сжатие в изотермический

ния (процесс 6-2). В наиболее узком сечении эжектора к горячему потоку подсаывается холодный. При входе в эжектор происходит увеличение скорости холодного потока и его давление падает (процесс 7-6) до величины давления горячего потока p_6 . Происходит смешение потоков в эжекторе и смесь приобретает состояние точки δ . Далее воздух поступает в диффузор эжектора, где его скорость снижается, воздух сжимается до атмосферного давления (процесс δ -8) и выбрасывается в атмосферу. Вихревая холодильная машина могла бы работать и без эжектора, однако его применение увеличивает степень расширения холодного потока и энергетическую эффективность цикла.

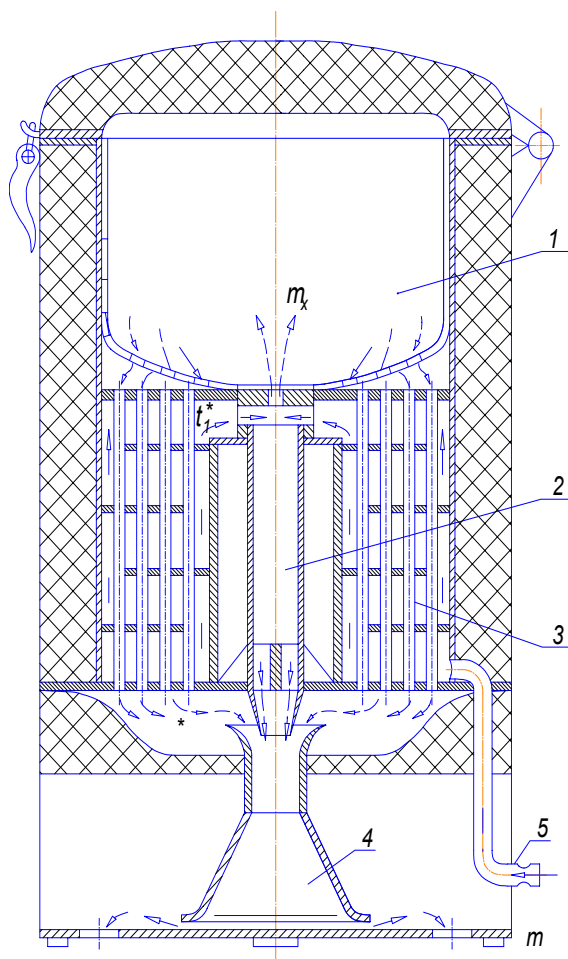


Рис.2.35. Конструкция вихревой холодильной камеры ВХК2.

Данная схема и цикл являются разомкнутыми. Это связано с тем, что воздух, совершающий процессы цикла, здесь выбрасывается в атмосферу, а на его место из атмосферы поступает свежая порция воздуха. Атмосфера, таким образом, берет на себя роль теплообменника горячего источника, в котором при замкнутом цикле должен был бы происходить процесс изобарного охлаждения 8-1.

На рис. 2.35 представлена конструкция вихревой холодильной камеры ВХК2, работа которой осуществляется по изложенной выше схеме и циклу.

ВХК2 предназначена для работы от промышленной пневмосети с давлением 0,6...0,8 МПа.

Роль теплообменника холодного источника *ТХИ* здесь играет холодильная камера поз.1, в которой располагаются охлаждаемые тела. Температура в холодильной камере может достигать до -30°C . В рекуперативный теплообменник *РТО* поз.3 воздух из пневмосети поступает в межтрубное пространство по трубе 5. Вихревая труба *ВТ* поз.2 выполнена по противоточной схеме. Выхлоп воздуха через эжектор поз.4, осуществляется в нижнюю часть ВХК2 в специальную камеру, с целью снижения скорости выходящего потока и уровня шума. Камера снабжена тепловой изоляцией и крышкой для смены охлаждаемых тел.

2.3. Термоэлектрическое охлаждение

Эффект термоэлектрического охлаждения, открытый французским физиком *Жаном Шарлем Пельтье* в 1834 году, заключается в том, что при пропускании постоянного тока через термоэлемент, состоящий из двух проводни-

ков или полупроводников, в месте их соединения выделяется или поглощается некоторое количество теплоты, которое пропорционально силе тока. Такой элемент принято также называть термопарой. Тепловой поток, называемый теплотой *Пельтье*, определяется по уравнению

$$Q_{\text{п}} = \pi \times I,$$

где π – коэффициент Пельтье; I – сила тока.

Для измерения температур в технике широкое применение находят термопары, которые используют эффект возникновения термо э.д.с., а при замыкании цепи термотока в термопарных спаях, находящихся при температуре отличной от температуры окружающей среды. Это явление открыто немецким физиком *Томасом Иоганом Зеебеком* в 1821 году. При этом имеется однозначная зависимость величины термо э.д.с от разности температур окружающей среды и температуры среды, в которой находится спай термопары. Эта зависимость называется функцией преобразования, а чаще тарировочной или градуировочной характеристикой термопары. Аналитически функция преобразования определяется формулой *Зеебека*

$$E = (\alpha_1 - \alpha_2) \cdot \Delta T.$$

Здесь α_1, α_2 – коэффициенты термо-э.д.с. материалов проводов термопары.

Оба эффекта имеют общую физическую природу и связаны между собой. Так, коэффициент *Пельтье* связан с коэффициентами термо-э.д.с. формулой *Томпсона*

$$\pi = (\alpha_1 - \alpha_2) \cdot T_x,$$

где T_x – температура холодного спая.

Выделение или поглощение теплоты *Пельтье* зависит от направления тока и термотока (по эффекту *Зеебека*), который возникает из-за разницы температур спаев проводников. При совпадении направления тока в проводниках теплота *Пельтье* поглощается, а в противном случае выделяется. Если спаев несколько, выделение теплоты на одном спае всегда сопровождается поглощением ее на другом, и наоборот.

Причина возникновения эффекта *Пельтье* состоит в том, что средняя энергия электронов, участвующих в переносе тока из одного проводника в другой, различна. Это наглядно подтверждается на примере контакта электронного полупроводника и металла. Предположим, что направление тока соответствует направлению перехода электронов из полупроводника в металл. Так как энергетический уровень свободных электронов полупроводника значительно выше уровня свободных электронов металла, при переходе из полупроводника в металл электроны, сталкиваясь с атомами металла, отдают им свою избыточную энергию.

Это приводит к выделению теплоты *Пельтье* и повышению температуры спая. При противоположном направлении тока весь процесс идет в обратном направлении, электроны укоряются, на что тратится их внутренняя энергия, и теплота *Пельтье* поглощается.

Долгое время эффект термоэлектрического охлаждения не находил практического применения из-за отсутствия достаточно эффективных материалов термоэлементов, и только после ряда открытий в области полупроводниковой техники появилась возможность эффективно использовать это явление на практике.

Холодильники с термоэлектрическим охлаждением не имеют движущихся и трущихся частей, бесшумны в работе, позволяют точно регулировать температуру, надежны.

Термобатарея (рис. 2.36), состоящая из отдельных последовательно спаянных между собой полупроводниковых термоэлементов, размещается в толщине одной из стенок холодильной камеры таким образом, чтобы холодные спаи были обращены в холодильную камеру, а горячие – в окружающую среду. К конечным элементам термобатареи подключается источник постоянного тока. При этом в зависимости от назначения холодильника в качестве источника постоянного тока может служить электрический аккумулятор (батарея) или генератор постоянного тока. В стационарных условиях эксплуатации постоянный ток питания термобатареи получается обычно с использованием выпрямителя, подключаемого к сети переменного тока.

Термоэлемент (рис. 2.36б) имеет два полупроводника в виде прямоугольных или цилиндрических брусков. Полупроводники последовательно соединены спаянными с ними медными пластинками. При направлении постоянного тока, указанном рисунке стрелками, ток со стороны холодных спаев термоэлемента оказывается направленным от полупроводника n -проводимостью к полупроводнику p -проводимостью, а со стороны горячих спаев наоборот — от p к n . Разность направлений движения зарядов постоянного тока через два бруска из различных материалов и вызывает перепад температур на их концах. Если направление постоянного тока изменить на противоположное, то в верхних спаях термобатареи ток будет идти от p к n и они будут уже нагреваться, а не

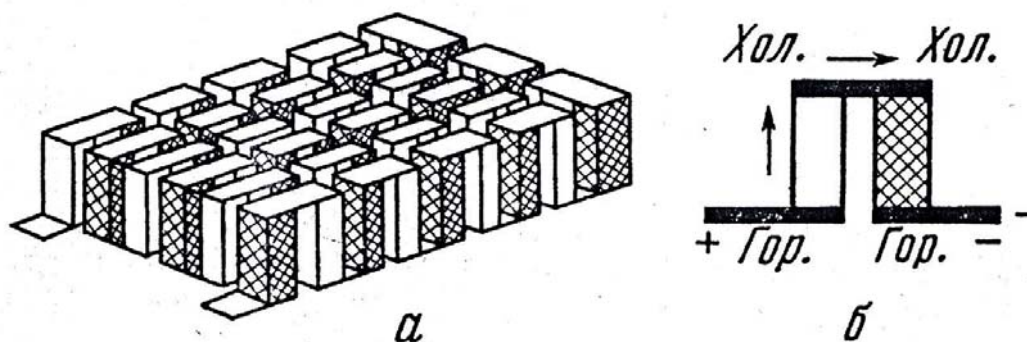


Рис.2.36. а – термобатарея; б – термоэлемент.

охлаждаться, как ранее. Таким образом, изменяя направление питающего постоянного тока, можно легко изменить режим работы термобатареи с охлаждения на нагревание воздуха в среде ограниченного объема.

Рассмотрим схему тепловых потоков, возникающих при работе термоэлемента (рис. 2.37). Тепловой поток, переносимый от холодных спаев к горячим спаям за счет эффекта *Пельтье*, определится $Q = (\alpha_p - \alpha_n) \cdot I \cdot T_x$.

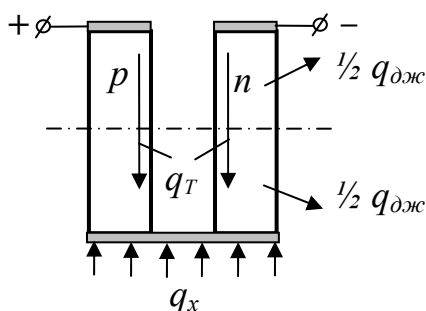


Рис.2.37. Схема тепловых потоков термоэлемента.

За счет этого потока происходит перенос теплового потока, отнимаемого у холодного источника Q_x . Величина Q_x является холодопроизводительностью термоэлемента. Однако при работе термоэлемента возникают и другие тепловые потоки, которые также должны быть отведены горячему источнику за счет эффекта *Пельтье*.

При пропускании электрического тока через любой проводник выделяется тепловой поток, называемый *Джоулевым* теплом. Его величина рассчитывается

$$Q_{дж} = R \cdot I^2,$$

где R – электрическое сопротивление проводника.

Вполне можно допустить, что только половина *Джоулева* тепла, выделяемая при прохождении тока через термоэлемент, является дополнительной тепловой нагрузкой. Это теплота, выделяемая в зоне холодного конца термоэлемента. Теплота, выделяемая в области горячего конца, самостоятельно рассеивается в окружающую среду.

Из-за разницы температур на холодном и горячем конце термоэлемента в брусках возникает тепловой поток, переносимый за счет теплопроводности и направленный от горячего к холодному концу. Его величина определяется

$$Q_T = \frac{\lambda \cdot f}{l} (T_2 - T_x) = k \cdot (T_2 - T_x),$$

где λ – коэффициент теплопроводности материала бруска; f – площадь поперечного сечения бруска; l – длина бруска; k – коэффициент теплопередачи.

Тогда тепловой баланс термоэлемента может быть записан

$$Q = Q_x + \frac{1}{2} Q_{дж} + Q_T.$$

После подстановки выражений для тепловых потоков получим

$$(\alpha_p - \alpha_n) \cdot I \cdot T_x = \frac{1}{2} R \cdot I^2 + k(T_2 - T_x) + Q_x.$$

Из данного баланса можно получить величину интегрального эффекта снижения температуры при работе термоэлемента

$$\Delta T_{TЭ} = T_z - T_x = \frac{1}{k} \left((\alpha_p - \alpha_n) \cdot I \cdot T_x - \frac{1}{2} R \cdot I^2 - Q_x \right). \quad (48)$$

Если задаться различными величинами силы тока I и холодопроизводительности Q_x , то можно получить график в виде семейства кривых параболического типа (рис. 2.38), где разные кривые будут соответствовать разным значениям холодопроизводительности. При этом кривым с большими значениями $\Delta T_{TЭ}$ будут соответствовать меньшие значения холодопроизводительности Q_x .

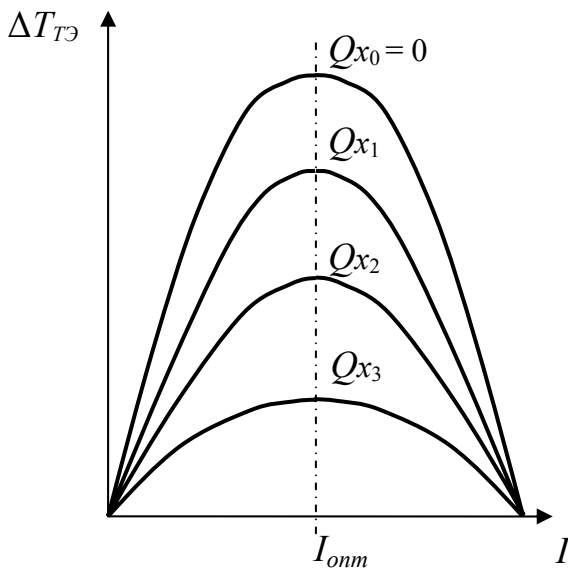


Рис.2.38. Зависимость интегрально-го температурного эффекта $\Delta T_{TЭ}$ термоэлемента от силы тока.

Из этого графика видно, что имеется оптимальная сила тока I_{opt} , при которой обеспечивается максимальный перепад температур на холодном и горячем конце. Положение экстремума зависит только от силы тока, а, следовательно, едино для всех кривых.

На левой ветви графика с ростом силы тока увеличивается эффект *Пельтье*, что обеспечивает рост перепада температур. Падение перепада температур на левой ветви объясняется возросшим влиянием *Джоулевого* тепла, которое растет в квадратичной зависимости, в то время как эффект *Пельтье* от силы тока

зависит линейно.

Положение экстремума функции $\Delta T_{TЭ} = f(I)$ можно определить, если взять производную функцию и приравнять ее нулю

$$\frac{\partial(\Delta T_{TЭ})}{\partial I} = 0.$$

При дифференцировании выражения (48) величину Q_x примем равной нулю, поскольку положение экстремума от нее не зависит. При дифференцировании получим

$$\frac{(\alpha_p - \alpha_n) T_x}{k} + \frac{R \cdot I_{opt}}{k} = 0.$$

Тогда оптимальная сила тока

$$I_{opt} = \frac{(\alpha_p - \alpha_n) T_x}{R}. \quad (49)$$

При подстановке выражения (49) в (48) получим формулу для определения величины максимального интегрального эффекта снижения температуры

$$T_{\max} = \frac{1}{k} \left(\frac{(\alpha_p - \alpha_n)^2 \cdot T_x^2}{R} - \frac{R \cdot (\alpha_p - \alpha_n)^2 \cdot K^2}{2 \cdot R^2} \right) = \frac{1}{2} \frac{(\alpha_p - \alpha_n)^2}{k \cdot R} \cdot T_x^2 = \frac{1}{2} z \cdot T_x^2,$$

где $z = \frac{(\alpha_p - \alpha_n)^2}{k \cdot R}$ – комплекс, зависящий от термоэлектрических и теплофизических свойств материалов термоэлемента.

Лучшими материалами являются полупроводниковые сплавы на основе висмута, олова, теллура и сурьмы. Они обеспечивают величину $z = 1,5 \dots 4,0 \text{ 1/K}$ и максимум перепада температур на холодном и горячем конце термоэлемента $50 \div 55^\circ\text{C}$, при условии $Q_x = 0$.

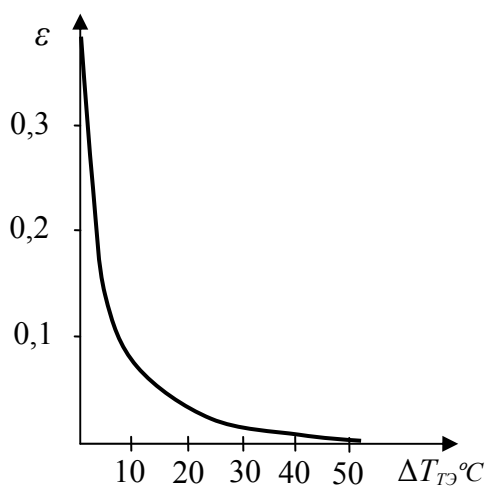


Рис.2.39. Зависимость холодильного коэффициента термоэлемента от интегрального температурного эффекта $\Delta T_{TЭ}$.

Большие перепады температур могут развить каскадные схемы. В них холодные спаи верхнего каскада охлаждаются горячие спаи нижнего каскада. Термоэлементы разных каскадов должны быть электроизолированы относительно друг друга и иметь отдельное электропитание.

Увеличение интегрального эффекта снижения температуры $\Delta T_{TЭ}$ приводит к уменьшению холодопроизводительности термоэлемента Q_x и холодильного коэффициента $\varepsilon = Q_x / L$ (рис. 2.39). Работа L , совершаемая в термоэлементе, будет складываться из тепловых потоков *Пельтье* и *Джоуля*

$$L = I^2 R + (\alpha_p - \alpha_n) \cdot I \cdot T_{TЭ}.$$

Использовать термоэлектрическое охлаждение предпочтительно при температурах выше 150K , при более низких температурах термоэлектрический эффект существенно снижается.

3. Термодинамические циклы холодильных машин

Термодинамическим циклом называется замкнутая последовательность термодинамических процессов, совершаемая рабочим телом, в результате которой оно возвращается в исходное состояние.

Термодинамические циклы по своему назначению делятся на прямые (рис 3.1а) и обратные (рис 3.1б) циклы.

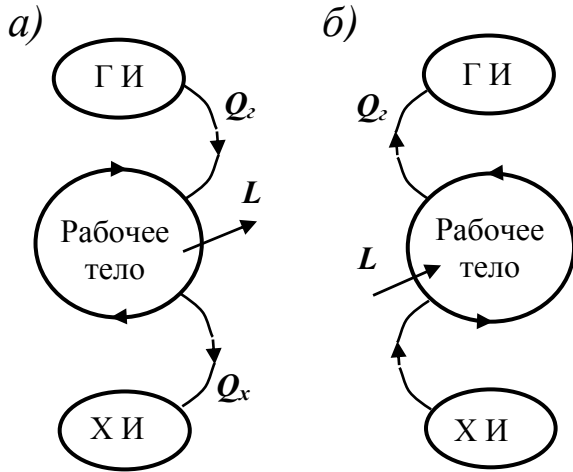


Рис.3.1. Схема прямого и обратного термодинамического цикла.

Назначение прямого холодильного цикла - это получение работы L за счет тепловой энергии горячего источника Q_2 , при этом мы отдаем часть тепловой энергии Q_x через посредника (рабочее тело) холодному источнику.

Прямой цикл – это цикл тепловых двигателей (двигатель внутреннего сгорания, паровой двигатель и т.д.).

Назначение обратного термодинамического цикла – это передача тепловой энергии Q_x от холодного источника горячему источнику, на что затрачивается внешняя

работа L . Эти циклы находят применение в холодильной технике и будут являться предметом нашего изучения.

Общим для прямых и обратных термодинамических циклов будет баланс энергетических потоков

$$Q_2 = Q_x + L. \quad (50)$$

3.1. Классификация обратных термодинамических циклов

По температурному уровню холодного и горячего источников обратные термодинамические циклы делятся на холодильные циклы, циклы тепловых насосов и комбинированные циклы (рис. 3.2).

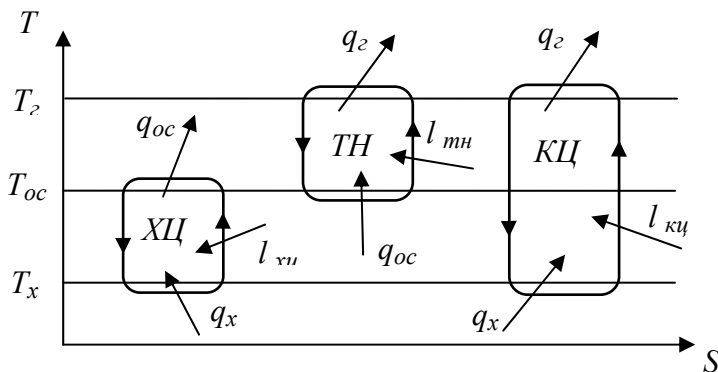


Рис.3.2. Обратные термодинамические циклы.

Холодильный цикл – ХЦ строится между температурой окружающей среды T_{oc} и температурой холодного источника T_x . Это цикл холодильных машин. Его назначение передача теплового потока от холодного источника, имеющего температуру ниже

окружающей среды к окружающей среде. Тепловой баланс холодильного цикла в удельных величинах, отнесенных к 1кг рабочего тела, $q_{o.c.} = q_x + l_{xy}$.

Эффективность холодильного цикла оценивается с помощью холодильного коэффициента

$$\varepsilon = \frac{q_x}{l_{xy}}$$

Холодильный коэффициент дает величину холодопроизводительности холодильной машины на единицу затраченной энергии.

Цикл теплового насоса – *ТН* строится между температурой окружающей среды T_{oc} и температурой горячего источника T_c . Это цикл машин предназначенных для отопления – тепловых насосов. Поэтому его называют также отопительным циклом. Его назначение - передача теплового потока от окружающей среды горячему источнику, имеющему температуру выше окружающей среды. Тепловой баланс отопительного цикла в удельных величинах, отнесенных к 1кг рабочего тела, $q_c = q_{o.c.} + l_{m.n.}$

Эффективность цикла теплового насоса оценивается с помощью отопительного коэффициента (коэффициента эффективности цикла теплового насоса)

$$\mu = \frac{q_c}{l_{m.n.}} = \frac{q_{o.c.} + l_{m.n.}}{l_{m.n.}} = \varepsilon' + 1.$$

Здесь ε' – холодильный коэффициент холодильного цикла, построенного в температурных границах цикла теплового насоса. Величина отопительного коэффициента μ больше, чем у холодильного на единицу за счет того, что теплота, полученная при диссипации, затраченной в цикле работы, также создает положительный отопительный эффект. В холодильном цикле она просто передается горячему источнику, не влияя на холодопроизводительность цикла.

Комбинированный цикл – *КЦ* строится между температурой холодного источника T_x и температурой горячего источника T_c . Это цикл предназначен для одновременного получения, как отопительного, так и холодильного эффекта. Его назначение - передача теплового потока от холодного источника к горячему источнику. Тепловой баланс комбинированного цикла в удельных величинах, отнесенных к 1кг рабочего тела, $q_c = q_x + l_{кц}$.

Коэффициент эффективности комбинированного цикла является отношением суммы полезных эффектов цикла к затраченной работе

$$\varphi = \frac{q_x + q_c}{l_{кц}} = \varepsilon' + \mu'$$

Таким образом, коэффициент эффективности комбинированного цикла является суммой холодильного и отопительного циклов, построенных в температурных границах комбинированного цикла.

В дальнейшем будут рассмотрены, главным образом, холодильные циклы.

По своему происхождению и предназначению холодильные циклы делятся на идеальные, теоретические и действительные циклы.

Идеальные циклы разработаны как эталоны, образцы с которыми сравнивают при выполнении термодинамического анализа теоретические и действительные циклы.

Теоретические циклы являются теоретическим описанием (физической или математической моделью) последовательности процессов, происходящих в реальной машине. Они существуют в виде графических интерпретаций или в виде математических объектов: аналитических формул, интерполяций. Теоретические циклы могут иметь разную глубину теоретической проработки и степень приближенности к реальным процессам. Поэтому для одной и той же холодильной машины может существовать множество теоретических циклов.

Действительными циклами являются циклы, построенные на основании данных опыта, эксперимента. Они, как теоретические циклы, также могут иметь разную степень отражения реальных процессов холодильной машины, что связано с точностью эксперимента и обработки экспериментальных данных. В настоящей работе реальные циклы не рассматриваются.

3.2. Идеальные циклы холодильных машин

В идеальных циклах передача тепла от холодного источника горячему и преобразование затраченной работы в цикле в тепловую энергию происходит при минимальной величине затрачиваемой работы на единицу холодопроизводительности цикла. То есть в идеальных циклах отсутствуют явления и процессы, приводящие к дополнительным потерям энергии. Это возможно лишь в том случае, если все процессы идеального цикла будут полностью обратимыми. Цикл, состоящий только из обратимых процессов, также называется обратимым циклом. Обратимых циклов может существовать бесконечное множество. Однако при выработке эталона для цикла реальной холодильной машины, ее идеального цикла, он должен наиболее полно отражать особенности происходящих в ней процессов. Поэтому в качестве идеальных циклов в холодильной технике используется весьма ограниченное количество обратимых циклов. При этом для некоторых типов холодильных машин в качестве эталона при термодинамическом анализе предлагается несколько идеальных циклов.

На рис. 3.3 представлены наиболее часто используемые в холодильной технике идеальные циклы. Эти циклы построены с использованием основных теоретических термодинамических процессов.

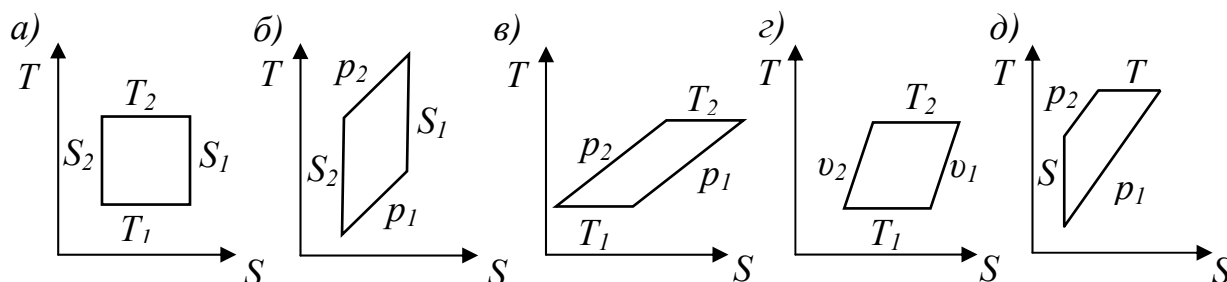


Рис. 3.3. Идеальные циклы холодильных машин: а) – цикл Карно; б) – цикл Лоренца; в) – цикл Эриксона; г) – цикл Стирлинга; д) – цикл Клода.

Цикл *Карно* используется в качестве эталона для циклов парокомпрессионных холодильных машин и иногда для газовых холодильных машин.

Цикл *Лоренца* является эталоном для газовой холодильной машины, рассмотренной в разделе 2.2.6 (рис.2.31).

Цикл *Эриксона* является эталоном для ожижительной газовой холодильной машины, работающей по циклу *Линде* (рис. 2.32). Цикл *Клода* также эталон для ожижительных газовых холодильных машин, но для имеющих в своем составе детандер и использующих процесс изоэнтропного расширения газа.

Идеальный цикл *Стирлинга* является эталоном для специфических газовых холодильных машин, работающих по циклу *Стирлинга*.

Выбор идеального цикла при анализе должен производиться с учетом всех особенностей конкретной холодильной машины и происходящих в ней процессов и не ограничивается лишь перечисленными здесь циклами.

3.2.1. Обратимость термодинамического процесса и цикла

Обратимым процессом называется процесс, который может быть проведен как в прямом, так и в обратном направлении, причем термодинамическая система, в которой происходит процесс, проходит одни и те же равновесные состояния, а по окончании возвращается в исходное состояние.

Основными источниками необратимости процесса в термомеханических системах являются трение и теплообмен при конечной разности температур. Все остальные виды необратимых процессов, например вихреобразование в потоке реального газа, могут быть сведены к совокупности элементарных процессов трения и теплообмена при конечной разнице температур.

Выполним доказательство необратимости процессов, в которых присутствует механическое трение или теплообмен при конечной разности температур.

Допустим, что в результате трения при перемещении тела *A* по поверхности тела *B* (рис.3.4а) происходит преобразование затраченной на перемещение механической энергии l , в тепловую энергию трения $q_{тр}$. При этом в соответствии с законом сохранения энергии $l = q_{тр}$.

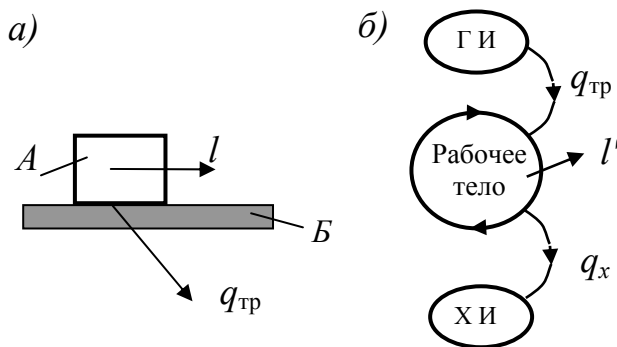


Рис. 3.4. К доказательству необратимости процесса трения.

Теперь для того чтобы данная термодинамическая система вернулась в исходное состояние, необходимо осуществить обратное преобразование тепловой энергии $q_{тр}$ в механическую энергию, величину которой обозначим l' .

Это можно сделать, организовав прямой термодинами-

ческий цикл (рис.3.4б). Тепловой баланс такого цикла $q_{тр} = l' + q_x$ или $l = l' + q_x$, причем $q_x > 0$.

Отсюда вытекает $l > l'$. Следовательно, полное обратное преобразование тепловой энергии в механическую энергию невозможно и процесс трения является необратимым.

Представим себе термодинамическую систему, состоящую из тел A и B . Причем температура тела A выше, чем у тела B ($T_A > T_B$). При тепловом контакте тел между ними произойдет теплообмен при конечной разнице температур и теплота Q будет передана от тела A к телу B (рис. 3.5а).

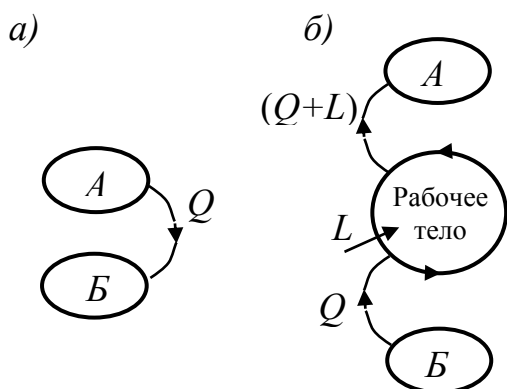


Рис. 3.5. К доказательству необратимости процесса теплообмена при конечной разнице температур.

Этот процесс будет обратимым в том случае, если при обратном процессе – передачи теплоты Q от тела B к телу A вся система вернется в исходное состояние. Однако в соответствии со вторым законом термодинамики такой процесс не может осуществляться самопроизвольно. Теплота Q от тела B с более низкой температурой к телу A с более высокой температурой может быть передана лишь при осуществлении обратного термодинамического цикла (рис. 3.5б).

Проверим – вернется ли система в исходное состояние при осуществлении этого цикла? Изменение энтропий термодинамических тел в прямом процессе составит

$$\Delta S_A = -\frac{Q}{T_A}; \quad \Delta S_B = +\frac{Q}{T_B}.$$

При осуществлении обратного термодинамического цикла изменение энтропий тел будет

$$\Delta S_B = -\frac{Q}{T_B}; \quad \Delta S_A = +\frac{Q+L}{T_A}.$$

Хотя тело B вернулось в исходное состояние, энтропия более горячего тела A , а следовательно, и всей термодинамической системы в целом возросла. Это свидетельствует о необратимости процесса теплообмена при конечной разности температур.

Во всех идеальных холодильных циклах обязательно присутствуют процессы теплообмена рабочего тела с горячим и холодным источниками. Обратимыми эти циклы будут лишь в том случае, если разность температур при таком теплообмене будет бесконечно малой величиной – dT . Лишь при величине $(T_A - T_B)$ стремящейся к нулю, не нарушая II закон термодинамики, возможен теплообмен от тела A к телу B и обратно от B к A .

Тепловое и механическое условие равновесия в термодинамической системе при выполнении обратимого процесса.

Рассмотрим, какие условия должны выполняться для осуществления обратимого процесса на примере сжатия газа в цилиндре (рис.3.6).

В соответствии с определением все состояния обратимого процесса должны быть равновесными. Следовательно, в начальный момент времени должны соблюдаться ряд условий такого равновесия.

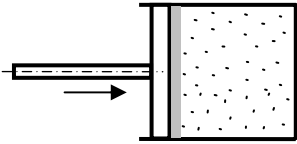


Рис. 3.6.

Таковыми условиями будет равенство температур и давлений во всех точках газа, находящегося в цилиндре. Возьмем две произвольные точки i и $i+1$. Для них может быть записаны следующие соотношения

$$\Delta T = T_i - T_{i+1} \rightarrow 0; \quad \Delta P = P_i - P_{i+1} \rightarrow 0.$$

Эти выражения являются условиями равновесия, а поскольку они записаны для одного и того же термодинамического тела, то это условие внутреннего равновесия.

Кроме этого, должны соблюдаться и условия внешнего равновесия между телами термодинамической системы. А именно – равенство температур и давлений газа и, соответственно, температур стенок цилиндра и поршня и давлений на их поверхности. Параметры, относящиеся к стенкам, обозначим с индексом j

$$\Delta T = T_i - T_j \rightarrow 0; \quad \Delta P = P_i - P_j \rightarrow 0.$$

Эти выражения будут условиями внешнего равновесия.

Таким образом, $\Delta T \rightarrow 0$ будет тепловым условием равновесия, $\Delta P \rightarrow 0$ будет механическим условием равновесия.

Для сжатия газа переместим поршень на некоторое расстояние по стрелке (рис. 3.6). При этом вблизи поверхности поршня образуется пограничный слой, где расстояние между молекулами газа в результате механического воздействия будет уменьшено по сравнению с расстояниями в остальном объеме газа. На рисунке 3.6 пограничный слой изображен затемненным. Газу в этом слое соответствует состояние с повышенным давлением и повышенной, в результате сжатия газа, температурой по сравнению с остальным объемом газа в цилиндре. Возникшая разность температур вызовет теплообмен при конечной разнице температур между слоями газа, а разность давлений вызовет движение и соответственно трение слоев газа относительно друг друга. Внутреннее равновесие будет нарушено и это приведет к необратимости процесса. Одновременно с этим будут происходить процессы теплообмена при конечной разнице температур и трения между газом в пограничном слое и стенками цилиндра и поршня. Это нарушает внешнее равновесие и также приводит к необратимости процесса.

Процесс сжатия газа в цилиндре будет проходить через равновесные состояния лишь в том случае, если будет осуществляться бесконечно медленно, что невозможно при практической реализации. Поэтому все реальные процессы проходят через неравновесные состояния и являются необратимыми.

Таким образом, из данного рассмотрения можно сделать следующую классификацию процессов по обратимости.

1) Процессы, полностью обратимые, – это теоретические процессы, которые являются некими идеальными моделями реальных процессов. Например: изоэнтропное сжатие или расширение газа, изобарное охлаждение или нагрев газа.

2) Процессы, внутренне обратимые, внешне необратимые. Например: течение идеального газа без трения в трубе, температура стенок которой отличается от температуры газа.

3) Процессы, внешне обратимые, внутренне необратимые. Например: процесс дросселирования.

4) Процессы, внутренне и внешне необратимые. Это все реальные процессы, а также теоретические процессы, в которых учитываются потери, возникающие из-за теплообмена при конечной разнице температур и трения.

3.2.2. Цикл Карно

Цикл *Карно* может служить эталоном при термодинамическом анализе как газовых, так и парокомпрессионных холодильных машин. В соответствии с этим он строится либо в области газового состояния рабочего тела, либо в области фазовых переходов, то есть в области влажного пара.

Цикл Карно в области газа.

Цикл *Карно* в области газового состояния рабочего тела и реализующая его схема представлены на рисунке 3.7.

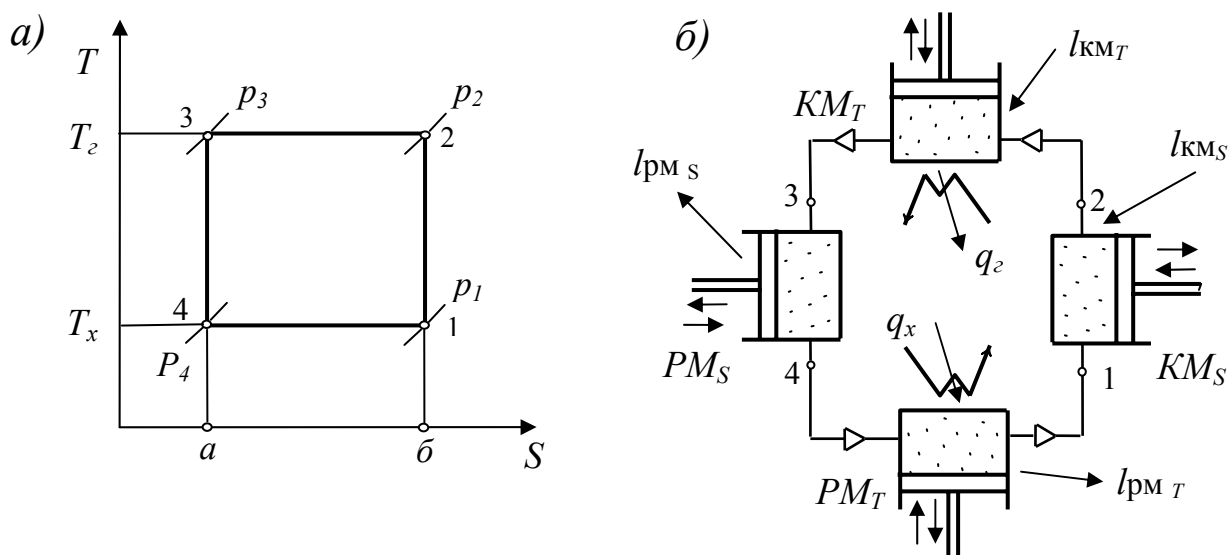


Рис. 3.7. Цикл Карно в области газа и схема реализующей его холодильной машины.

Здесь – 1-2 – процесс сжатия в изоэнтропном компрессоре KM_S ;

2-3 – процесс сжатия в изотермическом компрессоре KM_T с отводом тепла q_2 горячему источнику;

3-4 – процесс расширения газа в изоэнтропной расширительной машине PM_S ;

4-1 – процесс изотермического расширения газа в изотермической расширительной машине PM_T с подводом тепла q_x от холодного источника. q_x – удельная (отнесенная к 1 кг рабочего тела) холодопроизводительность цикла.

Рассмотрим тепловые и энергетические потоки для процессов и цикла в целом.

Удельная холодопроизводительность цикла определяется процессом 4-1

$$q_x = T_x(S_6 - S_a) \sim \text{пл } a41б.$$

Поскольку в этом процессе происходит изотермическое расширение газа, то техническая работа расширительной машины PM_T , а также и удельная холодопроизводительность будут определяться еще и следующими уравнениями

$$q_x = l_{PM_T} = RT_x \cdot \ln \frac{v_1}{v_4} = RT_x \cdot \ln \frac{p_4}{p_1}.$$

Удельная теплота q_2 , передаваемая горячему источнику в процессе 2-3

$$q_2 = T_2(S_6 - S_a) \sim \text{пл } a32б.$$

Удельная техническая работа изотермического компрессора KM_T будет определяться

$$l_{KM_T} = RT_2 \cdot \ln \frac{v_2}{v_3} = RT_2 \cdot \ln \frac{p_3}{p_2}.$$

Здесь T_x , T_2 – температуры холодного и горячего источников.

Удельная техническая работа сжатия газа в адиабатном компрессоре KM_S

$$l_{KM_S} = i_1 - i_2 = \frac{k \cdot R}{k-1}(T_2 - T_1) = \frac{k \cdot R}{k-1}(T_2 - T_x).$$

Удельная техническая работа расширения газа в адиабатном детандере PM_S

$$l_{PM_S} = i_4 - i_3 = \frac{k \cdot R}{k-1}(T_4 - T_3) = \frac{k \cdot R}{k-1}(T_2 - T_x).$$

Общая удельная работа, совершенная в холодильном цикле, является суммой работ во всех элементах холодильной машины. При этом надо иметь в виду, что на привод компрессора работа затрачивается, в то время как расширительные машины возвращают работу. Тогда

$$l = l_{KM_T} - l_{PM_T} + l_{KM_S} - l_{PM_S} = R(T_2 \cdot \ln \frac{p_3}{p_2} - T_x \cdot \ln \frac{p_4}{p_1}).$$

Поскольку в изоэнтропных процессах цикла Карно $\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{p_2}{p_1}$ и

$$\left(\frac{T_3}{T_4}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{p_3}{p_4}, \text{ то } \frac{p_2}{p_1} = \frac{p_3}{p_4}. \text{ Следовательно и } \frac{p_4}{p_1} = \frac{p_3}{p_2}.$$

Тогда получим

$$l = (T_2 - T_x) \cdot R \cdot \ln \frac{p_4}{p_1} = (T_2 - T_x) \cdot \Delta S_{1-2} = (T_2 - T_x) \cdot (S_b - S_a) \sim \text{пл. 1-2-3-4.}$$

С другой стороны, этот результат можно получить из теплового баланса холодильной машины

$$l = q_2 - q_x = (T_2 - T_x) \cdot (S_b - S_a) \sim \text{пл. 1-2-3-4.}$$

Холодильный коэффициент цикла *Карно* в области газа

$$\varepsilon = \frac{q_x}{l} = \frac{q_x}{q_2 - q_x} = \frac{RT_x \cdot \ln \frac{p_4}{p_1}}{R(T_2 - T_x) \cdot \ln \frac{p_4}{p_1}} = \frac{T_x \cdot (S_b - S_a)}{(T_2 - T_x) \cdot (S_b - S_a)} = \frac{T_x}{T_2 - T_x}. \quad (51)$$

Важной особенностью выражения (51) является то, что величина холодильного коэффициента цикла *Карно* зависит только от температурных границ цикла, которые являются режимными параметрами холодильной машины.

Из выражения (51) можно получить значение величины работы, которую необходимо затратить в цикле для получения заданной величины холодопроизводительности q_x

$$l = q_x \cdot \frac{T_2 - T_x}{T_x}.$$

Поскольку температура горячего источника T_2 для холодильных машин в большинстве случаев - это температура окружающей среды, то ее изменения незначительны по сравнению с T_x . Если принять T_2 постоянной величиной, то можно проанализировать, как температурный уровень холодного источника (потребителя холода) влияет на величину затрат энергии для получения холода. Из формулы видно, что при снижении величины T_x величина l растет и при T_x стремящейся к нулю, стремится к бесконечности. Следовательно, достижение низких и сверхнизких температур связано с большими энергетическими затратами, а достижение температуры $0K$, невозможно из-за необходимости затрат бесконечно большого количества энергии.

Из выражения (51) может быть получена еще одна зависимость, которая носит название **уравнения Карно**

$$\frac{q_2}{T_2} - \frac{q_x}{T_x} = 0. \quad (52)$$

Следует отметить, что выражение (52) выведено без привлечения понятия «энтропия» и оно обычно само используется при доказательстве того, что энтропия является параметром состояния.

Цикл Карно в области влажного пара.

Цикл *Карно* в области пара служит эталоном при термодинамическом анализе циклов пароконденсационных холодильных машин. Цикл и схема реализующей его холодильной машины представлены на рис. 3.8.

Здесь 1-2 – процесс сжатия пара в изоэнтальпном компрессоре KM_S ;

2-3 – процесс конденсации пара в конденсаторе K с отводом теплоты фазового перехода q_k горячему источнику;

3-4 – процесс расширения жидкости в изоэнтропной расширительной машине PM_S ;

4-1 – процесс кипения жидкости в испарителе I с подводом тепла q_o от холодного источника; q_o – удельная холодопроизводительность цикла.

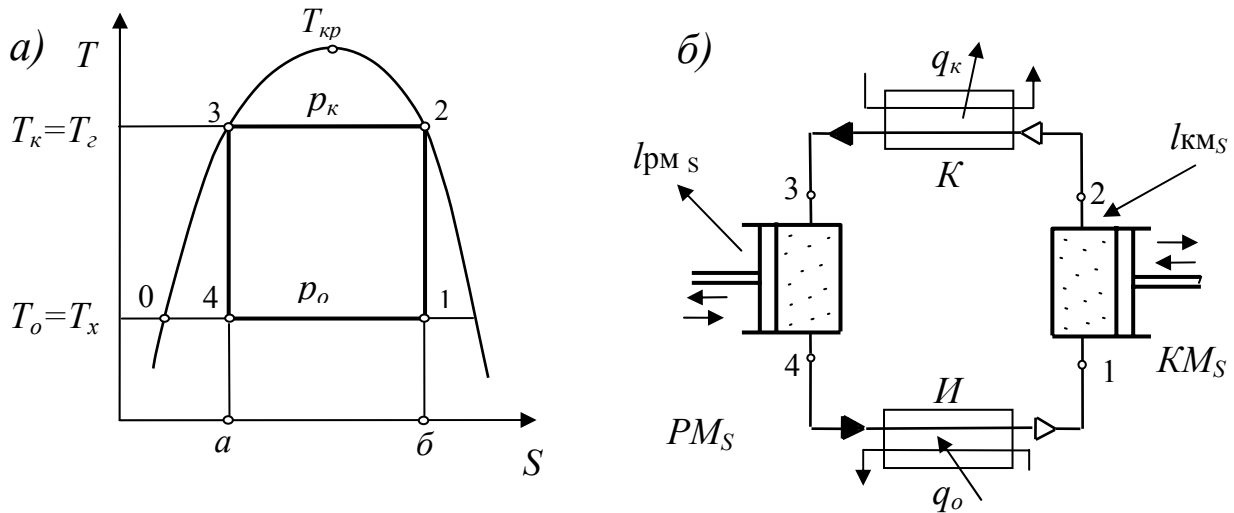


Рис. 3.8. Цикл Карно в области влажного пара и схема реализующей его холодильной машины.

Удельная холодопроизводительность цикла, принимая во внимание, что процесс кипения одновременно изотермический и изобарный определяется

$$q_o = i_1 - i_4 = T_o (S_o - S_a) \sim \text{пл. а-4-1-б.}$$

Удельная работа компрессора KM_S

$$l_{км} = i_2 - i_1 \sim \text{пл. 1-2-3-0.}$$

Удельная тепловая нагрузка конденсатора, принимая во внимание, что процесс конденсации одновременно изотермический и изобарный

$$q_k = i_2 - i_3 = T_k (S_o - S_a) \sim \text{пл. а-3-2-б.}$$

Здесь T_o, T_k – соответственно, температуры кипения и конденсации.

Удельная работа расширительной машины PM_S

$$l_{pm} = i_3 - i_4 \sim \text{пл. 3-0-4.}$$

Тогда удельная работа холодильного цикла может быть определена

$$l = q_k - q_o = l_{км} - l_{pm} = (T_k - T_o) \cdot (S_o - S_a) = (i_2 - i_1) - (i_3 - i_4) \sim \text{пл. 1-2-3-4.}$$

Холодильный коэффициент цикла $Карно$ в области влажного пара

$$\varepsilon = \frac{T_x}{T_e - T_x} = \frac{T_o}{T_k - T_o}.$$

Таким образом, величина холодильного цикла $Карно$ зависит только от температурных границ цикла. В связи с этим интересно узнать, изменение какой из двух температур оказывает более сильное влияние на изменение холо-

дильного коэффициента. Это можно установить по абсолютной величине частной производной функции $\varepsilon = f(T_k, T_o)$ по данной температуре.

$$\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T_o}\right)_{T_k} = \frac{1}{T_k - T_o} + \frac{T_o}{(T_k - T_o)^2} = \frac{T_k}{(T_k - T_o)^2};$$

$$\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T_k}\right)_{T_o} = -\frac{T_o}{(T_k - T_o)^2}.$$

$$\left|\frac{T_k}{(T_k - T_o)^2}\right| > \left|-\frac{T_o}{(T_k - T_o)^2}\right|$$

Следовательно, изменение температуры T_o оказывает более сильное влияние на изменение значения холодильного коэффициента. Разные знаки производных указывают на противоположный характер влияния. Так, рост T_o приводит к увеличению ε , а рост T_k приводит к уменьшению ε . Данные выводы сделанные для идеального цикла *Карно* хорошо качественно согласуются и с экспериментальными результатами по определению величин холодильных циклов реальных *ПХМ*.

3.2.3. Цикл Лоренца

Цикл *Лоренца* представлен на рис.3.9. Схема газовой холодильной машины, работающей по циклу *Лоренца*, представлена ранее на рис.2.31.

Здесь 1-2 – изоэнтропное сжатие газа в компрессоре *КМ_г*;

2-3 – изобарное охлаждение газа в теплообменнике горячего источника *ТГИ* с отводом тепла горячему источнику;

3-4 – изоэнтропное расширение газа в расширительной машине *РМ_г*;

4-1 – изобарный нагрев газа в теплообменнике холодного источника *ТХИ* с отбором тела от холодного источника (от потребителя холода) – холодопроизводящий процесс.

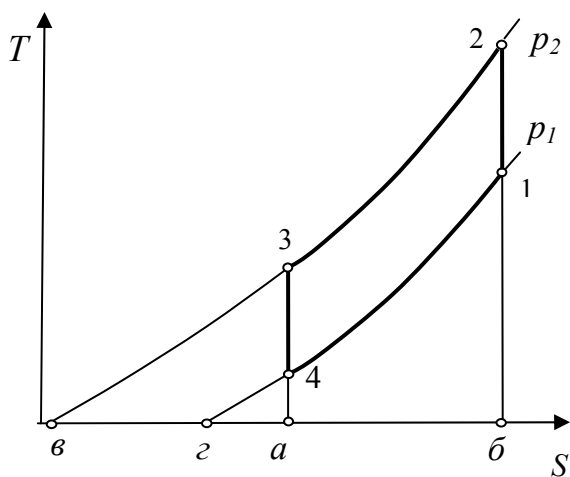


Рис. 3.9. Цикл Лоренца.

Цикл *Лоренца* наиболее подходит в качестве образца для термодинамического анализа холодильных машин, в теплообменных аппаратах которых рабочее тело контактирует с горячим и холодным источниками, температуры которых меняются по изобарным законам без изменения агрегатных состояний.

Удельная холодопроизводительность цикла определяется процессом 4-1 изобарного нагрева рабочего тела в теплообменнике холодного ис-

точника $T_{ХИ}$ и может быть выражена

$$q_x = T_{x\text{cp}} \cdot (S_b - S_a) \sim \text{пл } a41б.$$

Здесь $T_{x\text{cp}}$ – среднее интегральное значение температуры рабочего тела в процессе 4-1 и холодного источника в процессе 1-4. Поскольку $T_{x\text{cp}}$ трудно определяемая величина, то холодопроизводительность удобнее определять как

$$q_x = i_1 - i_4 = C_p (T_1 - T_4).$$

Тепло, передаваемое горячему источнику в изобарном процессе 2-3, для охлаждения рабочего тела в теплообменнике горячего источника $T_{ГИ}$ определяется аналогично

$$q_2 = T_{2\text{cp}}(S_b - S_a) \sim \text{пл. } a32б;$$

и

$$q_2 = i_2 - i_3 = C_p (T_2 - T_3).$$

Удельная работа, совершаемая в цикле *Лоренца*, определяется

$$l = q_2 - q_x = (i_2 - i_3) - (i_1 - i_4) \sim \text{пл. } 1-2-3-4.$$

С другой стороны, работа в цикле может быть определена как разность работ компрессорной и расширительной машины

$$l = l_{км} - l_{рм}.$$

Поскольку $l_{км} = (i_2 - i_1) \sim \text{пл. } 1-2-в-г$, а $l_{рм} = (i_3 - i_4) \sim \text{пл. } 4-3-в-г$ (см. разд. 1.4), то и здесь мы получаем тот же результат

$$l = (i_2 - i_1) - (i_3 - i_4) \sim \text{пл. } 1-2-3-4.$$

Холодильный коэффициент цикла *Лоренца* может быть определен

$$\varepsilon = \frac{T_{хсп}}{T_{гсп} - T_{хсп}}.$$

Однако пользоваться этим выражением не совсем удобно из-за трудности определения средних интегральных значений температур горячего и холодного источников. При допущении, что изобары p_1 и p_2 - эквидистантные кривые, можно получить более удобные формулы для определения холодильного коэффициента

$$\varepsilon = \frac{q_x}{l} = \frac{C_p(T_1 - T_4)}{C_p(T_2 - T_3) - C_p(T_1 - T_4)} = \frac{T_4}{T_3 - T_4} = \frac{T_1}{T_2 - T_1}.$$

Регенеративный цикл Лоренца

Цикл *Лоренца* можно осуществить и с внутренним теплообменом или с регенерацией тепла. Для этого в схему газовой холодильной машины (рис. 2.31.) добавим рекуперативный теплообменник *РТО*. Схема с *РТО* и регенеративный цикл *Лоренца* представлены на рис. 3.10.

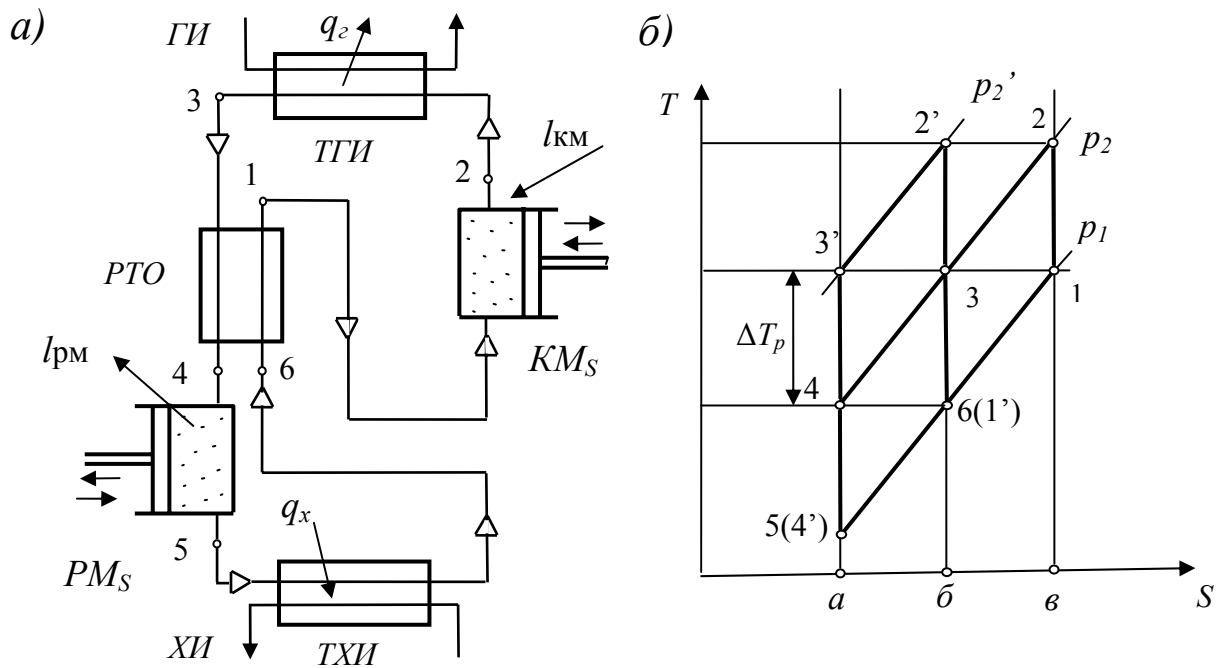


Рис. 3.10. Регенеративный цикл Лоренца и схема реализующей его холодильной машины.

- Здесь 1-2 – изоэнтропное сжатие газа в компрессоре KM_S ;
- 2-3 – изобарное охлаждение газа в теплообменнике горячего источника TGI с отводом тепла горячему источнику;
- 3-4 – изобарное охлаждение прямого потока газа в PTO с отводом тепла холодному обратному потоку;
- 4-5 – изоэнтропное расширение газа в расширительной машине PM_S ;
- 5-6 – изобарный нагрев газа в теплообменнике холодного источника TXI с отбором тела от холодного источника (от потребителя холода) – холодопроизводящий процесс.
- 6-1 – изобарный нагрев обратного потока газа в PTO с отводом тепла теплоту прямому потоку.

При построении обратимого регенеративного цикла *Лоренца* учтено, что в любом сечении PTO температуры прямого и обратного потоков должны быть равны. Следовательно, равны и температуры на теплом конце PTO – $T_3 = T_1$ и на его холодном конце $T_4 = T_6$.

Для сравнения с регенеративным циклом построим так же цикл *Лоренца* без регенерации – 1'-2'-3'-4' при условии сохранения для него законов изменения температур холодного и горячего источников. То есть $T_2' = T_2$ и $T_3' = T_3$. Отсюда также следует и равенство тепловых потоков при теплообмене рабочего тела с холодным и горячим источниками.

Для величин холодопроизводительности циклов можно записать

$$q_x = q'_x = i_6 - i_5 = C_p (T_6 - T_5) = T_{x\text{cp}} \cdot (S_6 - S_a) \sim \text{пл } a-5-6-б.$$

Величины тепловых потоков, передаваемых горячему источнику, определяются

$$q_2 = i_2 - i_3 = T_{2\text{cp}} \cdot c_p \cdot (S_6 - S_6) \sim \text{пл. } б-3-2-в;$$

$$q'_2 = i_2' - i_3' = T_{2\text{cp}} \cdot c_p \cdot (S_6 - S_a) \sim \text{пл. } а-3'-2'-б;$$

$$q_x = q'_x.$$

Из построения циклов видно, что использование регенерации тепла позволяет в регенеративном цикле снизить давление рабочего тела после сжатия в компрессорной машине – $p_2 < p_2'$. Действительно, принимая во внимание, что процессы сжатия 1'-2' и 1-2 адиабатные процессы, можно записать

$$p_2 = p_1 \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} ; \quad p_2' = p_1 \left(\frac{T_2}{T_6} \right)^{\frac{k-1}{k}} .$$

Поскольку $T_6 < T_1$, то – $p_2 < p_2'$. Хотя сравниваемые циклы имеют одинаковые по величине холодопроизводительность, затраченную работу и холодильный коэффициент, в регенеративном цикле компрессорная и расширительная машины работают при меньших перепадах давлений, чем в цикле без регенерации. Это снижает энергетические потери в реальных холодильных машинах, работающих по регенеративному циклу *Лоренца*, а невысокое давление в теплообменнике горячего источника снижает его металлоемкость.

Регенеративный теплообмен в данном случае берет на себя часть функции процессов перевода температуры рабочего тела от температуры горячего источника до температуры холодного и обратно. В цикле без регенерации это процессы изэнтропного сжатия газа 1'-2', изэнтропного расширения 3'-4'. Регенерация тепла берет на себя долю этого температурного перевода, равную – ΔT_p , то есть на разницу между нижней температурой горячего источника и высшей температурой холодного источника.

3.2.4. Сравнение цикла Лоренца и цикла Карно

Поставим перед собой задачу: при заданных законах изменения температуры горячего и холодного источника построить цикл *Карно* и цикл *Лоренца* при условии равенства величин их холодопроизводительности $q_{хк} = q_{хл}$.

В первом случае в качестве закона принимаем постоянство температур горячего и холодного источников – $T_2, T_x = const$. Построение циклов выполнено на рис. 3.11а. При построении учитывались принятые в задаче условия, а именно – поскольку $q_{хк} \sim nл. a-4_k-1_k-б$, а $q_{хл} \sim nл. a-4_l-1_l-с$, то $nл. a-4_k-1_k-б = nл. a-4_l-1_l-с$.

Для выполнения основных термодинамических принципов работы холодильной машины (см. раздел 1.2) при построении цикла *Лоренца* температура рабочего тела в процессе теплообмена 4_л-1_л должна быть меньше или равна температуре холодного источника – T_x , а в процессе 2_л-3 должна быть больше или равна температуре горячего источника – T_2 .

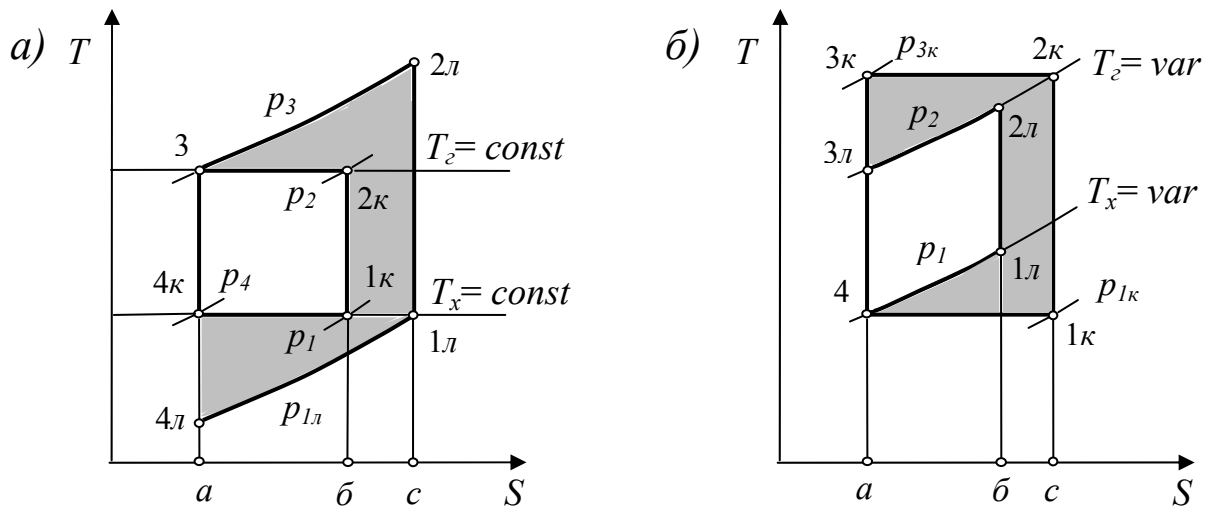


Рис. 3.11. Сравнение цикла Карно и цикла Лоренца.

Из построения видно, работа, совершаемая в цикле *Карно* – $l_k \sim \text{пл. } 1к-2к-3-4к$, меньше, чем в цикле *Лоренца* – $l_l \sim \text{пл. } 1л-2л-3-4л$. Разница в величине работ иллюстрируется затемненной площадкой $\text{пл. } 1л-2л-3-2к-1к-4к-4л$. Отсюда вытекает, что и холодильный коэффициент цикла *Карно* будет выше, чем у цикла *Лоренца* $\epsilon_k > \epsilon_l$.

Однако нельзя делать вывод о том, что энергетическая эффективность у идеальных циклов разная и что цикл *Карно* эффективней цикла *Лоренца*.

Рассмотрим второй случай: примем в качестве закона изменения температур горячего и холодного источников изменение, характерное для изобарного процесса $T = T_1 \cdot (v/v_1)$. То есть температуры источников будут переменными $T_z, T_x = \text{var}$ и кривые, изображающие их изменение в процессах теплообмена с рабочим телом, на диаграмме будут совпадать с изобарами.

Построения цикла *Карно* и цикла *Лоренца* по тем же принципам и при тех же условиях, что в первом случае, выполнены на рис. 3.11б. И здесь мы видим противоположную картину: работа, совершаемая в цикле *Карно* – $l_k \sim \text{пл. } 1к-2к-3к-4$, больше, чем в цикле *Лоренца* – $l_l \sim \text{пл. } 1л-2л-3л-4$. Разница в работах иллюстрируется затемненной площадкой $\text{пл. } 1к-2к-3к-3л-2л-1л-4$. Следовательно, холодильный коэффициент цикла *Карно* будет меньше, чем у цикла *Лоренца* $\epsilon_k < \epsilon_l$.

Объяснение полученным результатам состоит в том, что в первом случае идеальным (обратимым) является только цикл *Карно*, а в цикле *Лоренца* присутствует теплообмен рабочего тела с холодным и горячим источниками при конечной разности температур, а во втором случае цикл *Карно* не является идеальным циклом, так как здесь присутствует теплообмен при конечной разности температур. Именно этот необратимый процесс вносит дополнительную работу в цикл и делает его необратимым.

Следовательно, обратимый цикл – это цикл с минимальной затрачиваемой работой для получения заданной холодопроизводительности при заданных законах изменения температур горячего и холодного источников.

Использование при термодинамическом анализе в качестве эталона любого из приведенных на рис. 3.3 циклов не дает само по себе гарантии правильности выбора эталона. В первую очередь, при выборе следует обращать внимание на соответствие законов изменения температуры холодного и горячего источников и рабочего тела. Кроме того, идеальный цикл должен в максимальной мере отражать особенности анализируемого цикла, а именно, наличия и сочетания в нем тех или иных процессов.

3.2.5. Цикл Эриксона

Цикл Эриксона и схема реализующей его холодильной машины представлены на рис.3.12.

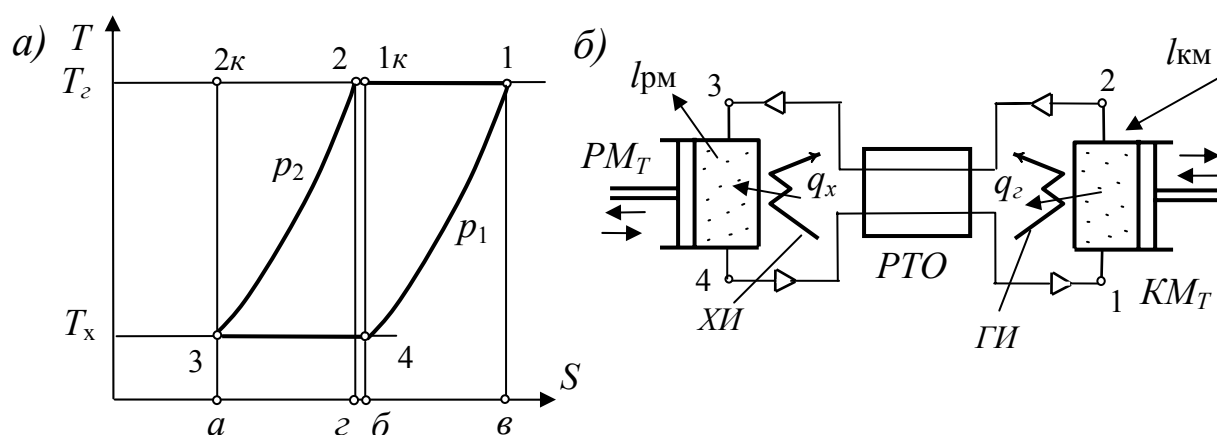


Рис. 3.12. Цикл Эриксона и схема реализующей его холодильной машины.

Здесь – 1-2 – изотермическое сжатие газа в компрессорной машине KM_T с отводом тепла горячему источнику $ГИ$;

2-3 – изобарное охлаждение газа в регенеративном (рекуперативном) теплообменнике PTO ;

3-4 – изотермическое расширение газа в расширительной машине PM_T с подводом тепла от холодного источника $ХИ$;

4-1 – изобарный нагрев газа в PTO .

Цикл Эриксона часто называют регенеративным циклом Карно. Действительно, здесь мы видим, что если в схему, по которой реализуется цикл Карно, в области газа ввести регенерацию тепла между прямым теплым и обратным холодным потоками, то можно обойтись без изоэнтропного компрессора и изоэнтропной расширительной машины. Это позволяет снизить диапазон изменений давления рабочего тела в цикле.

Удельная холодопроизводительность цикла определяется процессом 3-4

$$q_x = T_x \cdot (S_b - S_a) \sim \text{пл } a-3-4-b.$$

Поскольку в этом процессе происходит изотермическое расширение газа, то техническая работа расширительной машины PM_T и удельная холодопроизводительность будут определяться также

$$q_x = l_{pM_T} = RT_x \cdot \ln \frac{v_4}{v_3} = RT_x \cdot \ln \frac{p_3}{p_4}.$$

Удельная теплота q_2 , передаваемая горячему источнику, в процессе 1-2
 $q_2 = T_2 \cdot (S_2 - S_1) \sim \text{пл } \nu-1-2-\varepsilon.$

Удельная техническая работа изотермического компрессора KM_T будет определяться

$$l_{KM_T} = RT_2 \cdot \ln \frac{v_1}{v_2} = RT_2 \cdot \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

Здесь T_x, T_2 – температуры холодного и горячего источников.

Из теплового баланса PTO количество тепла, передаваемое прямым потоком, в процессе 2-3 равно количеству тепла, воспринимаемое обратным потоком, в процессе 4-1. Отсюда вытекает равенство площадок под линиями процессов – *пл. а-3-2-ε = пл б-4-1-в*. Если построить цикл *Карно* (на рис. 3.12. цикл 41к2к3), равный с циклом *Эриксона* по холодопроизводительности, то из приведенного равенства площадок вытекает равенство *пл. 3-2-2к = пл. 4-1-1к*. Следовательно, теплота, передаваемая горячему источнику q_2 , в цикле *Эриксона* равна аналогичной теплоте цикла *Карно*.

Работа, совершаемая рабочим телом, в цикле *Эриксона* может быть определена

$$l = q_2 - q_x \sim \text{пл. } 1-2-3-4 \quad (53)$$

$$\text{или } l = l_{KM_T} - l_{pM_T} = R(T_2 \cdot \ln \frac{p_2}{p_1} - T_x \cdot \ln \frac{p_3}{p_4}).$$

Следовательно, работа в цикле *Эриксона* равна по величине работе в цикле *Карно*. Отсюда вытекает и равенство холодильных коэффициентов циклов

$$\varepsilon_{\varepsilon} = \varepsilon_K = \frac{q_x}{l} = \frac{q_x}{q_2 - q_x} = \frac{T_x}{T_2 - T_x}. \quad (54)$$

В ожижительных циклах нижняя температурная граница циклов лежит ниже $T_{кр}$ и при построении цикла *Эриксона* в таких границах (рис.3.13) процесс теплообмена с холодным источником проходит, главным образом, в области влажного пара.

Данный процесс распадется на две части:

- 1) изотермическое расширение переохлажденной жидкости с давлением p_2 до состояния насыщенной жидкости с давлением p_1 – процесс 3-4;
- 2) кипение жидкости в теплообменнике холодного источника $TХИ$ – 4-5.

При этом принимая во внимание, что в области жидкости изобары проходят вблизи линии насыщения, точки 3 и 4 на диаграмме практически совпадают. То есть $q_x' \ll q_x$ и практически все тепловая энергия от холодного источника q_x передается в $TХИ$.

В цикле Эриксона с ожижением работа, совершаемая в цикле, и холодильный коэффициент также определяются по формулам (53) и (54).

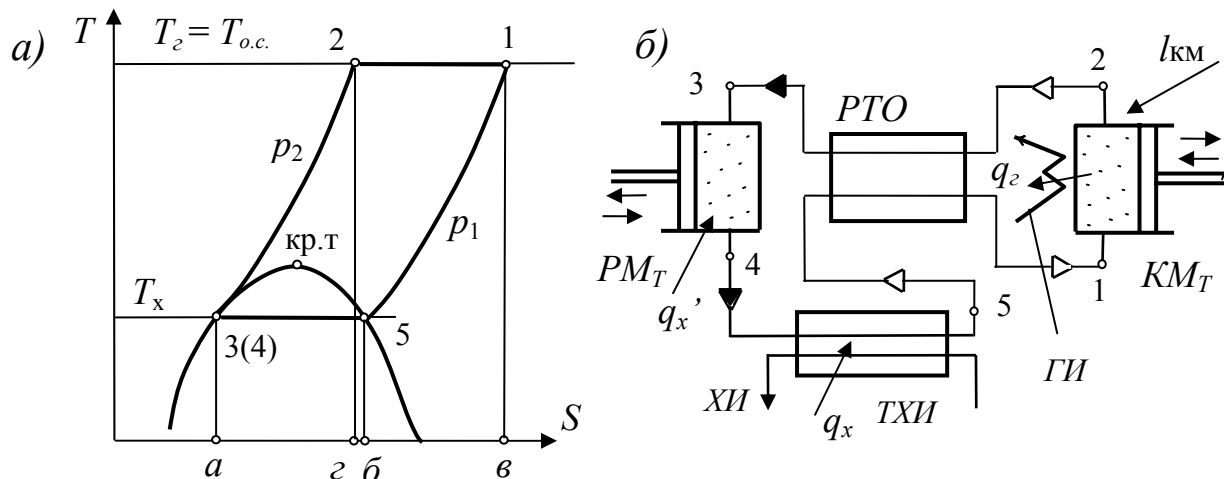


Рис. 3.13. Цикл Эриксона с ожижением и схема реализующей его холодильной машины.

3.2.6. Цикл Стирлинга

Цикл *Стирлинга* и схема реализующей его холодильной машины представлены на рис.3.14.

Здесь – 1-2 – изотермическое сжатие газа в компрессорной машине $КМ_T$ с отводом тепла горячему источнику $ГИ$;

2-3 – изохорное охлаждение газа в регенеративном теплообменнике $РТО$;

3-4 – изотермическое расширение газа в расширительной машине $РМ_T$ с подводом тепла от холодного источника $ХИ$;

4-1 – изохорный нагрев газа в $РТО$.

Следовательно, единственное отличие цикла *Стирлинга* от цикла *Эриксона* в том, что регенеративный теплообмен между прямым и обратным потоками происходит не в изобарных, а в изохорных процессах.

На $T-S$ диаграмме изохоры проходят круче (с большим углом наклона), чем изобары. Это связано с тем, что изобарная теплоемкость вещества c_p больше по величине, чем изохорная c_v . Следовательно при равном отношении давлений p_2 и p_1 в цикле *Стирлинга* может быть достигнут больший перепад температур – (T_2-T_x) .

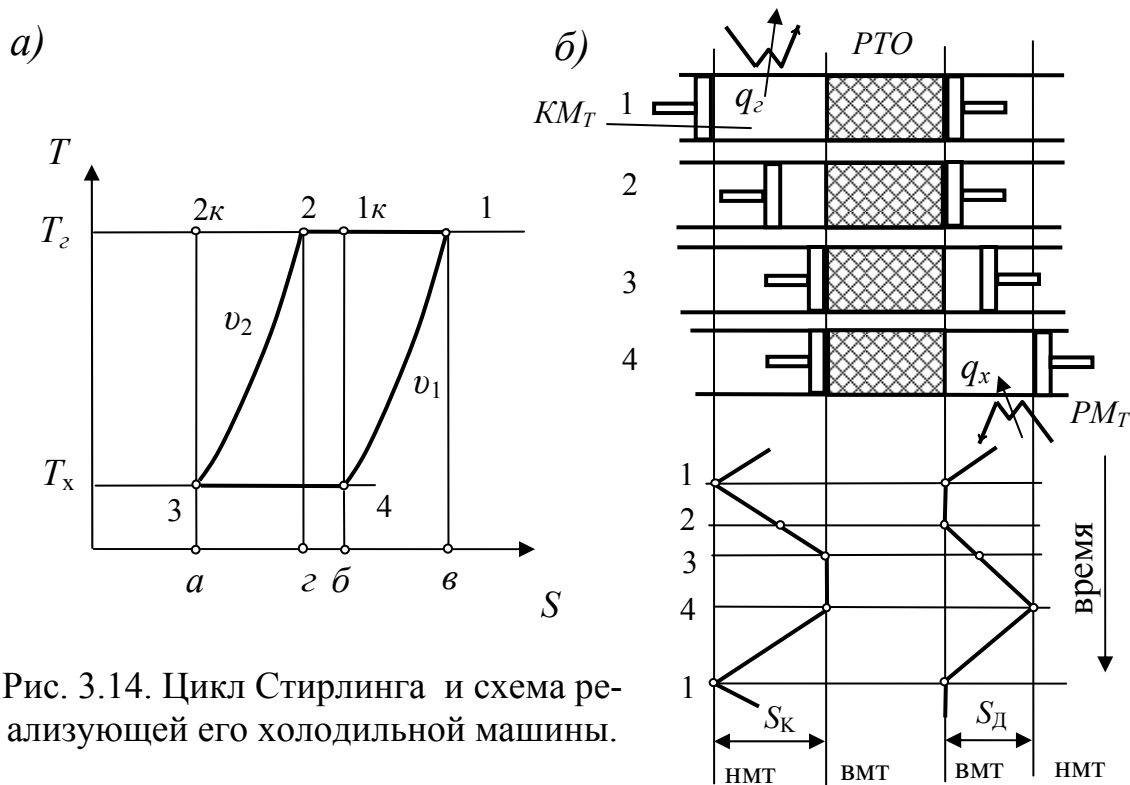


Рис. 3.14. Цикл Стирлинга и схема реализующей его холодильной машины.

В то же время в цикле *Стирлинга* при регенеративном теплообмене передается меньшее количество тепла, чем в цикле *Эриксона*. Если линии процессов регенеративного теплообмена пройдут еще круче, то отмеченные тенденции изменения параметров цикла будут только возрастать. Наибольшее снижение температуры при равном отношении давлений p_2 и p_1 достигается в цикле *Карно* при изэнтропном расширении газа, однако в этом случае полностью отсутствует регенерация тепла между прямым и обратным потоками.

Конструктивно в холодильной машине, реализующей цикл Стирлинга, компрессорная – *КМ*, расширительная – *РМ* машины и регенеративный теплообменник – *РТО* объединены в единый агрегат.

На рис. 3.14б представлены четыре положения компрессорного и детандерного поршней, соответствующие узловым точкам цикла Стирлинга. Здесь же приведена диаграмма изменения их положения во времени. Из диаграммы видно, что то или иное протекание процесса в цикле *Стирлинга* обеспечивается законами движения поршней. Характерной особенностью этих законов является наличие периода остановки компрессорного и детандерного поршней при достижении ими верхней мертвой точки (вмт).

В процессе 1-2 двигается только компрессорный поршень от нижней мертвой точки (нмт) к верхней и происходит изотермическое сжатие с отводом тепла q_z .

В положении 2 в движение приходит также и детандерный поршень и газ переталкивается через холодную насадку *РТО*, охлаждаясь до температуры T_x в изохорном процессе (процесс 2-3). Насадка *РТО* при этом нагревается (процесс 3-2). Следовательно, роль изохорной машины выполняют все элементы холодильной машины, работающей по циклу *Стирлинга* совместно. По-

сколько циклы движения компрессорного и детандерного поршней синхронизированы, то изохорность процесса 2-3 обеспечивается подбором соотношения ходов поршней S_K и S_D , а также соотношением их диаметров.

В положении 3 компрессорный поршень достигает верхней мертвой точки и движение продолжает только детандерный поршень. Это обеспечивает процесс изотермического расширения – 3-4 с подводом тепла q_x от холодного источника.

В положении 4 в движение приходят оба поршня, изменяя при этом направление движения на противоположное. Они переталкивают газ через теплую насадку *PTO*, что обеспечивает процесс изохорного нагрева газа до температуры T_2 – 4-1. Насадка *PTO* при этом охлаждается (процесс 4-1).

Теоретически возможно, меняя законы движения поршней описанной холодильной машины, реализовать в ней и ранее описанный цикл *Эриксона* и другие обратимые регенеративные циклы с заданными законами течения процессов регенеративного теплообмена 2-3 и 4-1.

Работа, совершаемая рабочим телом, в цикле *Стирлинга* (принимая во внимание то что в изохорных процессах теплообмена работа не совершается) может быть определена

$$l = q_2 - q_x = l_{KM_T} - l_{PM_T} = R(T_2 \cdot \ln \frac{p_2}{p_1} - T_x \cdot \ln \frac{p_3}{p_4}) \sim \text{пл. 1-2-3-4.}$$

Следовательно, работа в цикле *Стирлинга* равна по величине работе в циклах *Эриксона* и *Карно*. Отсюда вытекает и равенство холодильных коэффициентов цикла *Карно* с циклами *Стирлинга*, *Эриксона* и другими возможными обратимыми регенеративными циклами построенными при условии постоянства температур горячего и холодного источников

$$\varepsilon = \frac{q_x}{l} = \frac{q_x}{q_2 - q_x} = \frac{T_x}{T_2 - T_x}.$$

3.2.7. Цикл Клода

Цикл Клода и реализующая его холодильная машина представлены на рис. 3.15.

Здесь 1-2 – изотермическое сжатие газа в компрессорной машине KM_T с отводом тепла q_2 горячему источнику;
 2-3 – изобарное охлаждение газа в теплообменнике *PTO*;
 3-4 – изоэнтропное расширение газа в расширительной машине PM_S ;
 4-5 – изобарный нагрев газа в теплообменнике холодного источника *ТХИ* – холодопроизводящий процесс;
 5-1 – изобарный нагрев газа в теплообменнике *PTO*.

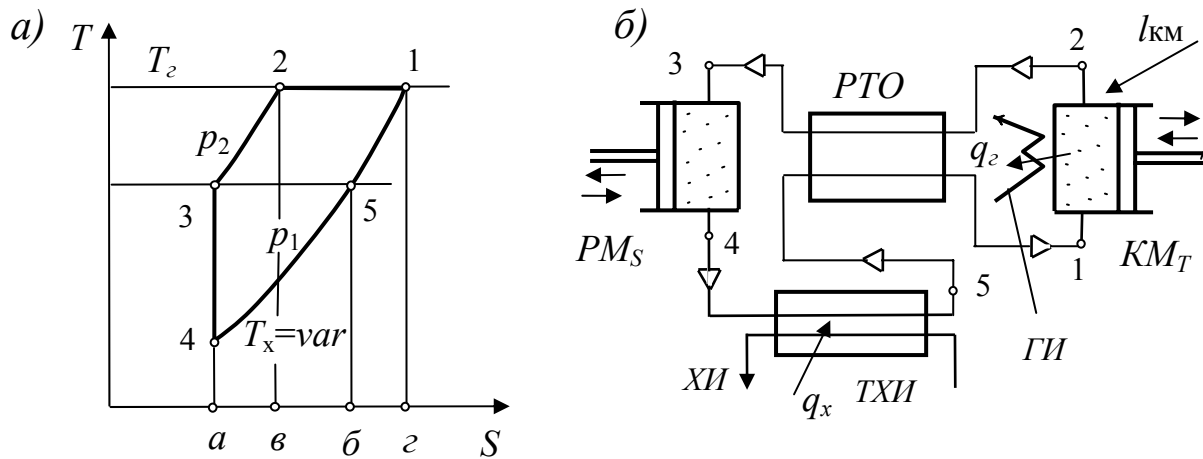


Рис. 3.15. Цикл Клода и схема реализующей его холодильной машины.

Отличием цикла *Клода* от цикла *Эриксона* является то, что здесь изотермическое расширение газа заменено на два последовательных процесса – изоэнтальпное расширение газа и его изобарный нагрев в теплообменнике холодного источника. Последний процесс является холодопроизводящим. В связи с такой заменой цикл *Клода* лучше отражает особенности процесса охлаждения холодного источника без изменения его агрегатного состояния (например, охлаждение газа в изобарном процессе). Цикл *Эриксона* лучше отражает особенности процесса охлаждения холодного источника с изменением агрегатного состояния (ожижение, кипение), когда изобарный процесс одновременно является изотермическим.

Удельная холодопроизводительность цикла определяется процессом 4-5 изобарного нагрева рабочего тела в теплообменнике холодного источника *ТХИ* и может быть выражена

$$q_x = T_{x\text{cp}} \cdot (S_b - S_a) \sim \text{пл } a-4-5-b.$$

Здесь $T_{x\text{cp}}$ – среднее интегральное значение температуры рабочего тела в процессе 4-5 и холодного источника в процессе 5-4. Поскольку $T_{x\text{cp}}$ трудно определяемая величина, то холодопроизводительность удобнее определять как

$$q_x = i_5 - i_4 = C_p (T_5 - T_4).$$

Удельная теплота q_2 , передаваемая горячему источнику, в процессе 1-2

$$q_2 = T_2 \cdot (S_2 - S_b) \sim \text{пл } b-2-1-2.$$

Удельная техническая работа изотермического компрессора $КМ_T$ будет определяться

$$l_{КМ_T} = RT_2 \cdot \ln \frac{v_1}{v_2} = RT_2 \cdot \ln \frac{p_2}{p_1} = c_p \frac{k-1}{k} T_2 \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

Удельная техническая работа расширения газа в адиабатном детандере PM_S

$$l_{PM_S} = i_4 - i_3 = \frac{k \cdot R}{k-1} (T_4 - T_3) = c_p \cdot (T_4 - T_3).$$

Работа, совершаемая рабочим телом в цикле *Клода*, с учетом того, что из теплового баланса $P_{TO} (S_2 - S_b) = (S_b - S_a)$, определяется

$$l = q_2 - q_x \sim \text{пл. } 1-2-3-4-5.$$

С другой стороны, работа в цикле может быть определена как разность работ компрессорной и расширительной машины $l = l_{км} - l_{рм}$

$$l = c_p \left(\frac{k-1}{k} T_2 \ln \frac{p_2}{p_1} - (T_4 - T_3) \right).$$

Холодильный коэффициент цикла Клода может быть определен

$$\varepsilon = \frac{T_{хсп}}{T_2 - T_{хсп}}$$

или с учетом равенства $T_3 - T_4 = T_5 - T_4$

$$\varepsilon = \frac{c_p (T_5 - T_4)}{c_p \left(\frac{k-1}{k} T_2 \ln \frac{p_2}{p_1} - (T_4 - T_3) \right)} = \frac{1}{\frac{k-1}{k} \cdot \frac{T_2}{(T_4 - T_3)} \ln \frac{p_2}{p_1} - 1}. \quad (55)$$

3.2.8. Произвольный идеальный цикл. Условие обратимости цикла холодильной машины

Построим произвольный обратимый обратный цикл для заданных произвольных законов изменения температур горячего и холодного источников.

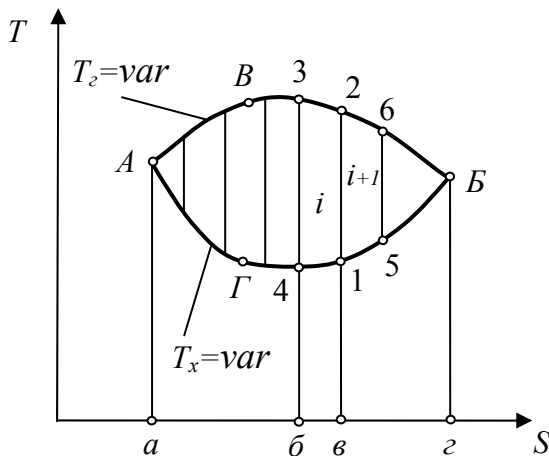


Рис. 3.16. Произвольный обратимый цикл.

Допустим, что изменение температуры горячего источника при теплообмене с рабочим телом происходит по линии $A-B-B$, изменение температуры холодного источника по линии $B-Г-A$.

Поскольку условием обратимости процесса теплообмена рабочего тела с другим термодинамическим телом является бесконечно малая разность их температур, то обратимый цикл должен в точности повторять заданные законы изменения температур горячего и холодного источников. При этом направление процесса для рабочего тела противоположно по отношению к процессам у горячего и холодного источников. То есть произвольный обратимый обратный цикл пройдет по точкам $B-B-A-Г$.

Построим несколько изоэнтроп внутри данного цикла и тем самым разобьем его на n неравных по величине и форме составляющих циклов.

Рассмотрим один из них, произвольно выбранный i -ый цикл $1-2-3-4$. Данный цикл является обратимым, поскольку процессы $2-3$ и $4-1$ обратимы по построению, а $1-2$ и $3-4$ изоэнтропы. Теплота, полученная рабочим телом от холодного источника, $q_x \sim \text{пл. } б41в$, а теплота, полученная от горячего источника, $q_2 \sim \text{пл. } б32в$.

Если рассмотреть два любых соседних из циклов разбивки, например, i -ый цикл и $i+1$ -ый цикл 5-6-2-1, то можно отметить их смежные процессы 1-2 в i -ом цикле и 2-1 в $i+1$ -ом цикле являются прямым и обратным обратимыми процессами и, следовательно, в результате их совершения состояние термодинамической системы не меняется. Отсюда следует, что произвольный обратимый обратный цикл $B-B-A-\Gamma$ может быть эквивалентно, по изменению состояния термодинамических тел системы, заменен на совокупность циклов разбивки.

При увеличении числа циклов разбивки до бесконечности $n \rightarrow \infty$ любой из циклов будет стремиться по форме к циклу *Карно*. Для любого из них становится применимой формула *Карно*

$$\frac{q_{zi}}{T_{zi}} - \frac{q_{xi}}{T_{xi}} = 0.$$

Не конкретизируя при теплообмене, с каким термодинамическим телом получает тепловой поток рабочее тело в круговом процессе, для произвольного обратимого цикла $B-B-A-\Gamma$, как суммы всех циклов разбивки, можно записать

$$\sum_{i=1}^n \frac{q_i}{T_i} = \sum_{i=1}^n \Delta S_i = 0.$$

При $n \rightarrow \infty$ данная сумма равна круговому интегралу по контуру произвольного обратимого цикла

$$\sum_{i=1}^{\infty} \Delta S_i = \oint dS = 0.$$

Данное выражение носит название – *интеграл Клаузиуса*. Оно позволяет сделать вывод, что процессы, происходящие в любом обратимом цикле, идут без роста энтропии термодинамической системы ($\Delta S = 0$). И в этом смысле все обратимые циклы термодинамически эквивалентны. Любой обратимый цикл, в том числе и ранее рассмотренные идеальные циклы, могут быть представлены как сумма элементарных циклов *Карно*.

Другим выводом из данного выражения является то, что энтропия - параметр состояния. То есть при возвращении термодинамического тела в исходное состояние после совершения кругового процесса его энтропия возвращается к исходной величине независимо от характера кругового процесса. Следует отметить, что данное доказательство является полностью корректным в отличие от приведенного в разделе 1.1, которое давалось с допущением постоянства изобарной теплоемкости тела – $c_p = const$, что справедливо только для идеального газа.

Из рассмотренного следует, что условием обратимости цикла холодильной машины (как и любого термодинамического цикла) является постоянство энтропии всей термодинамической системы по завершении кругового процесса. То есть изменение энтропии системы – $\Delta S = 0$. С другой стороны, изменение энтропии системы равно изменению энтропии входящих в нее термодинамических тел. Для холодильной машины это горячий источник, холодный источник и рабочее тело

$$\Delta S = \Delta S_{\Gamma} + \Delta S_x + \Delta S_{\text{рт}} = 0.$$

Поскольку рабочее тело в холодильной машине совершает замкнутый круговой процесс, изменение его энтропии по завершении процесса должно всегда, независимо от обратимости, равняться нулю, поскольку это условие замыкания процесса

$$\Delta S_{\text{рт}} = \oint dS_{\text{рт}} = 0.$$

В этом случае условием обратимости цикла холодильной машины будет

$$\Delta S_{\text{г}} + \Delta S_{\text{х}} = 0. \quad (56)$$

3.3. Теоретические циклы

Для оценки энергетической эффективности теоретических циклов, помимо холодильного коэффициента, применяется еще один показатель, называемый коэффициентом обратимости или термическим КПД цикла – $\eta_{\text{т}}$. Это отношение холодильного коэффициента анализируемого теоретического цикла к холодильному коэффициенту идеального цикла, выбранного за эталон, при условии равенства их удельной холодопроизводительности $q_{\text{х т}} = q_{\text{х ид}}$.

$$\eta_{\text{т}} = \frac{\varepsilon_{\text{г}}}{\varepsilon_{\text{ид}}} = \frac{l_{\text{ид}}}{l_{\text{г}}} = \frac{l_{\text{г}} - \Delta l}{l_{\text{г}}} = 1 - \frac{\Delta l}{l_{\text{г}}}, \quad (57)$$

где Δl – дополнительная работа совершаемая в теоретическом цикле по сравнению с идеальным (см. сравнение цикла Карно и цикла Лоренца, раздел 3.2.4).

Уравнение Гюи-Стодолы

Величина дополнительной работы Δl , совершаемой в термодинамическом цикле по причине необратимости одного или нескольких его процессов, может быть определена по уравнению Гюи – Стодолы. Уравнение названо по имени французского физика М. Гюи, который впервые вывел это уравнение в 1889 году, и словацкого теплотехника А. Стодолы, впервые применившего это уравнение для решения технических задач.

Рассмотрим два термодинамических цикла: идеальный – обратимый и анализируемый – теоретический или действительный необратимый цикл при условии равенства их удельной холодопроизводительности $q_{\text{х ан}} = q_{\text{х ид}}$. Запишем энергетические балансы этих циклов

$$\begin{aligned} 1) \quad q_{\text{г ан}} &= q_{\text{х ан}} + l_{\text{ан}}; \\ 2) \quad q_{\text{г ид}} &= q_{\text{х ид}} + l_{\text{ид}}. \end{aligned}$$

Вычтем из первого выражения второе

$$\Delta l = l_{\text{ан}} - l_{\text{ид}} = q_{\text{г ан}} - q_{\text{г ид}}.$$

Поделим полученное выражение на величину температуры горячего источника

$$\frac{\Delta l}{T_2} = \frac{q_{\text{г ан}}}{T_2} - \frac{q_{\text{г ид}}}{T_2} = \Delta S_{\text{г ан}} - \Delta S_{\text{г ид}} = \delta S_{\text{г}},$$

где $\delta S_{\text{г}}$ является дополнительным приращением энтропии горячего источника в анализируемом необратимом цикле по сравнению с приращением энтропии горячего источника в идеальном цикле.

Тогда дополнительная работа в анализируемом цикле вследствие необратимости его процессов

$$\Delta l = T_2 \cdot \delta S_2 \quad (58)$$

Из формулы Гюи-Стодолы следует, что, в каких бы элементах или телах холодильной машины ни происходили бы необратимые процессы, это приводит к возникновению дополнительной работы цикла и к росту энтропии горячего источника.

Формула Гюи-Стодолы обладает свойством аддитивности, и для термодинамической системы ее можно записать

$$\Delta l = T_2 \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^k \delta S_{zij},$$

где $i = 1 \dots n$ суммирование по телам термодинамической системы; $j = 1 \dots k$ суммирование по процессам.

3.3.1. Теоретические циклы парокомпрессионной холодильной машины

На практике идеальный цикл ПХМ (цикл Карно в области влажного пара) является неосуществимым по ряду причин. Эти причины связаны с невозможностью технически выполнить ряд процессов идеального цикла. Рассмотрим основные из них последовательно, а также теоретические циклы ПХМ, в которых произведены вынужденные замены обратимых процессов идеального цикла на необратимые процессы.

Теоретический цикл ПХМ с дросселированием

В идеальном цикле ПХМ состояние вещества в точке 3 насыщенная жидкость – практически несжимаемая среда. В связи с этим процесс ее изэнтропного расширения 3-4_s технически неосуществимый процесс. Поэтому в реальных парокомпрессионных машинах его заменяют на процесс дросселирования. В схеме идеальной ПХМ (рис. 3.8б) изэнтропная расширительная машина РМ_Т заменяется на дроссельное устройство, а идеальный цикл Карно – 1-2-3-4_s (рис. 3.17) превращается в теоретический цикл 1-2-3-4_i, так как мы ввели в него необратимый процесс – дросселирование.

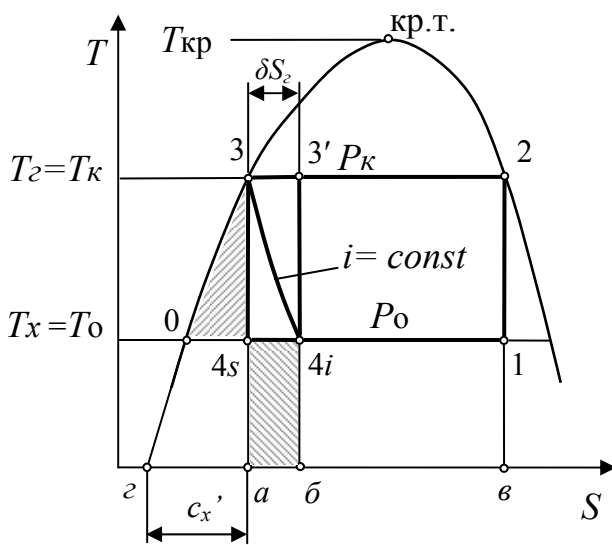


Рис. 3.17. Теоретический цикл ПХМ с дросселированием.

Введение процесса дросселирования вместо изэнтропного расширения приводит к потере возвращенной расширительной машиной

РМ_Т работы $l_{pm} = i_3 - i_{4s} \sim \text{пл. } 3-0-4s$.

В этом случае работа, совершаемая в теоретическом цикле с дросселированием, будет равна технической работе компрессорной машины KM_T

$$l_T = l_{KM} = i_2 - i_1 \sim \text{пл. } 1-2-3-0.$$

С другой стороны, введение процесса дросселирования приводит к снижению величины удельной холодопроизводительности. Удельная холодопроизводительность теоретического цикла с дросселированием

$$q_{0T} = (i_1 - i_{4i}) = T_0 (S_g - S_{\bar{o}}) \sim \text{пл. } \bar{b}-4i-1-\bar{b}.$$

Потеря в холодопроизводительности по сравнению с идеальным циклом составит

$$\Delta q_0 = i_{4i} - i_{4s} \sim \text{пл. } a-4s-4i-\bar{b}.$$

Поскольку процесс дросселирования изохорный, то $i_3 = i_{4i}$. Следовательно, величина потери удельной холодопроизводительности цикла равна потерянной возвращаемой работе расширительной машины PM_T

$$\Delta q_0 = i_3 - i_{4s} = l_{PM},$$

что означает равенство заштрихованных площадок $\text{пл. } 3-0-4s = \text{пл. } a-4s-4i-\bar{b}$.

Полученный результат находится в полном соответствии с законом сохранения энергии. Внутренняя работа, совершаемая газом при дросселировании против сил межмолекулярного взаимодействия (то есть на трение и теплообмен при конечной разнице температур), превращается в тепловую энергию, на отвод которой необходимо затратить часть холодопроизводительности – Δq_0 .

Холодильный коэффициент теоретического цикла с дросселированием может быть представлен

$$\varepsilon_{\partial p} = \frac{q_T}{l_T} = \frac{q_{0ud} - \Delta q_0}{l_{ud} + l_{PM}} = \frac{q_{0ud} - l_{PM}}{l_{ud} + l_{PM}}.$$

Если числитель и знаменатель выражения поделить на l_{ud} , получим

$$\varepsilon_{\partial p} = \frac{1 - \frac{l_{PM}}{l_{ud}}}{1 + \frac{l_{PM}}{l_{ud}}}. \quad (59)$$

Рассмотрим входящие в формулу (59) величины.

Величину работы расширительной машины l_{PM} можно выразить через площадь треугольника $3-0-4s$. Если пренебречь кривизной изобары p_k на участке $3-0$

$$l_{PM} = \frac{1}{2} \overline{04s} \cdot (T_k - T_0).$$

Если также пренебречь кривизной линии насыщенной жидкости в границах между T_k и T_0 и принять, что она совпадает с изобарой p_k на участке $3-0$, то отрезок ga на оси абсцисс (см. раздел 1.4) является средней теплоемкостью вещества рабочего тела в процессе, идущем по линии насыщенной жидкости – c_x' .

Следует отметить, что пренебрежение кривизной линий не вносит заметной погрешности, если холодильный цикл построен в достаточном отдалении от критической точки.

Из подобия треугольников $\Delta 3-0-4s$ и $\Delta 3-g-a$ получим

$$\frac{\overline{04s}}{c_x'} = \frac{T_\kappa - T_0}{T_\kappa}.$$

Тогда основание треугольника 3-0-4s

$$\overline{04s} = c_x' \cdot \frac{T_\kappa - T_0}{T_\kappa}$$

и возвращаемая работа расширительной машины PM_T определится

$$l_{pm} = \frac{1}{2} c_x' \cdot \frac{(T_\kappa - T_0)^2}{T_\kappa}. \quad (60)$$

Как видно из полученной формулы, величина l_{pm} и площадь треугольника 3-0-4s зависят от температурных границ цикла – $(T_\kappa - T_0)$, которые определяют высоту треугольника, и от теплоемкости вещества рабочего тела в процессе, идущем по линии насыщенной жидкости – c_x' , которая характеризует наклон линии насыщенной жидкости и величину основания треугольника Δ 3-0-4s.

Работа, совершаемая в идеальном цикле 1-2-3-4s, может быть определена

$$\begin{aligned} l_{ид} &= q_\kappa - q_0 = T_\kappa \cdot (S_\delta - S_a) - T_0 \cdot (S_\delta - S_a) = r/T_\kappa \cdot (T_\kappa - T_0) = \\ &= r - r(T_0/T_\kappa) = r(1 - (T_0/T_\kappa)) \sim \text{пл. 1-2-3-4s}, \end{aligned} \quad (61)$$

где r – теплота парообразования вещества рабочего тела при температуре конденсации.

Из полученного уравнения видно, что работа идеального цикла зависит от его температурных границ, то есть режимных параметров, а также от теплоты парообразования вещества рабочего тела. Величина r здесь является габаритным параметром цикла.

Формула для холодильного коэффициента теоретического цикла с дросселированием при подстановке выражений (60) и (61) в (59) и преобразований будет выглядеть

$$\varepsilon_{др} = \frac{\varepsilon_{ид} - \frac{1}{2} \frac{c_x'}{r} \cdot (T_\kappa - T_0)}{1 + \frac{1}{2} \frac{c_x'}{r} \cdot (T_\kappa - T_0)} = \frac{\frac{T_0}{T_\kappa - T_0} - \frac{1}{2} \frac{c_x'}{r} \cdot (T_\kappa - T_0)}{1 + \frac{1}{2} \frac{c_x'}{r} \cdot (T_\kappa - T_0)}. \quad (62)$$

Из формулы видно, что величина холодильного коэффициента теоретического цикла в отличие от идеального зависит не только от режимных параметров (температурных границ цикла – T_κ, T_0), но и от термодинамических свойств вещества рабочего тела (теплоемкости на линии насыщенной жидкости c_x' и теплоты парообразования r).

Так, рост величины теплоемкости c_x' увеличивает величину потерянной работы расширительной машины l_{pm} и потерю холодопроизводительности цикла Δq_0 , а следовательно, снижает холодильный коэффициент ε_T . Если c_x' стремится к нулю, то линия насыщенной жидкости на диаграмме стремится к вертикали, величина потерянной работы расширительной машины l_{pm} стремится к нулю, а холодильный коэффициент ε_T стремится к $\varepsilon_{ид}$.

Из формы линии насыщенного состояния жидкости видно, что по мере смещения границ холодильного цикла к $T_{кр}$ происходит рост c_x' , и при T_k , стремящейся к $T_{кр}$, c_x' стремится к бесконечности. Поэтому циклы, имеющие температурные границы, близкие к $T_{кр}$, имеют большие потери от дросселирования. В связи с этим при выборе вещества рабочего тела для конкретного холодильного цикла ПХМ следует придерживаться правила $T_k/T_{кр} \leq 0,85$.

Из формулы (60) видно, что теплота парообразования не оказывает влияния на величину абсолютных потерь от введения процесса дросселирования. Однако величина холодильного коэффициента ε_T зависит от нее. Это объясняется тем, что при росте r (и соответственно $l_{уд}$) относительная доля дополнительной работы $-l_{pm}$ в общей работе цикла с дросселированием снижается. Аналогично снижается и доля потерь холодопроизводительности от дросселирования в величине холодопроизводительности цикла. Поэтому при выборе вещества рабочего тела, при прочих равных характеристиках, предпочтение следует отдавать тому, у которого больше величина r .

Таким образом, $\varepsilon_T = f(c_x', r, (T_k - T_0), T_k/T_{кр})$.

Коэффициент обратимости цикла с дросселированием можно определить из следующего выражения

$$\eta_{др} = \frac{\varepsilon_T}{\varepsilon_{ид}} = \frac{1 - \frac{1}{2} \frac{c_x'}{r} \cdot \frac{(T_k - T_0)^2}{T_0}}{1 + \frac{1}{2} \frac{c_x'}{r} \cdot (T_k - T_0)}. \quad (63)$$

Для определения коэффициента обратимости по формуле $\eta_T = 1 - \Delta l/l_T$ цикл с дросселированием необходимо сравнивать с равным ему по холодопроизводительности идеальным циклом. Таким циклом на рис. 3.17 является цикл 1-2-3'-4i. Он имеет одинаковый с циклом 1-2-3-4s холодильный коэффициент, поскольку у этих циклов одни и те же температурные границы, но отличается габаритными характеристиками – имеет меньшую удельную холодопроизводительность и удельную работу цикла.

Дополнительное приращение энтропии горячего источника в цикле с дросселированием $-\delta S_2$ в этом случае будет характеризоваться отрезком $\overline{33'}$. Тогда дополнительная работа цикла с дросселированием по сравнению с идеальным циклом

$$\Delta l_{др} = T_k \cdot \delta S_2 \sim \text{пл. } a-3-3'-b.$$

Принимая во внимание равенство площадок $\text{пл. } 3-0-4s = \text{пл. } a-4s-4i-b$, можно записать

$$\Delta l_{др} \sim \text{пл. } a-3-3'-b = \text{пл. } 0-3-3'-4i.$$

Также из равенства площадок $\text{пл. } 3-0-4s = \text{пл. } a-4s-4i-b$ следует

$$\frac{1}{2} c_x' \cdot \frac{(T_k - T_0)^2}{T_k} = T_0 \cdot \delta S_2,$$

тогда

$$\delta S_2 = \frac{1}{2} c_x' \cdot \frac{(T_k - T_0)^2}{T_k \cdot T_0},$$

и дополнительная работа цикла с дросселированием

$$\Delta l_{op} = T_k \cdot \delta S_2 = \frac{1}{2} c_x' \cdot \frac{(T_k - T_0)^2}{T_0}.$$

Коэффициент обратимости цикла с дросселированием с учетом формул (60) и (61) можно записать

$$\begin{aligned} \eta_{op} = 1 - \Delta l / l_T &= 1 - \frac{\frac{1}{2} c_x' \cdot \frac{(T_k - T_0)^2}{T_0}}{r(1 - \frac{T_0}{T_k}) + \frac{1}{2} c_x' \cdot \frac{(T_k - T_0)^2}{T_k}} = \\ &= 1 - \frac{\frac{1}{2} \frac{c_x'}{r} \cdot (T_k - T_0) \cdot \frac{T_k}{T_0}}{1 + \frac{1}{2} \frac{c_x'}{r} \cdot (T_k - T_0)} = \frac{1 - \frac{1}{2} \frac{c_x'}{r} \cdot \frac{(T_k - T_0)^2}{T_0}}{1 + \frac{1}{2} \frac{c_x'}{r} \cdot (T_k - T_0)}. \end{aligned}$$

Путем несложных преобразований мы вновь получаем формулу (63).

Теоретический цикл ПХМ с перегревом

В идеальном цикле ПХМ (рис. 3.18) процесс изэнтропного сжатия в компрессоре KM_S происходит в области влажного пара. Однако такой режим работы компрессора, называемый «влажным ходом», в большинстве случаев является весьма нежелательным. Наличие капельной жидкости в паре может привести к такому опасному явлению, как гидравлический удар, а также снижает действительную производительность компрессора и его кпд. Поэтому в реальных ПХМ процесс сжатия в компрессоре переносится в область перегретого пара. Идеальный цикл ПХМ (цикл Карно) со сжатием в области перегретого пара и реализующая его схема представлены на рис. 3.18.

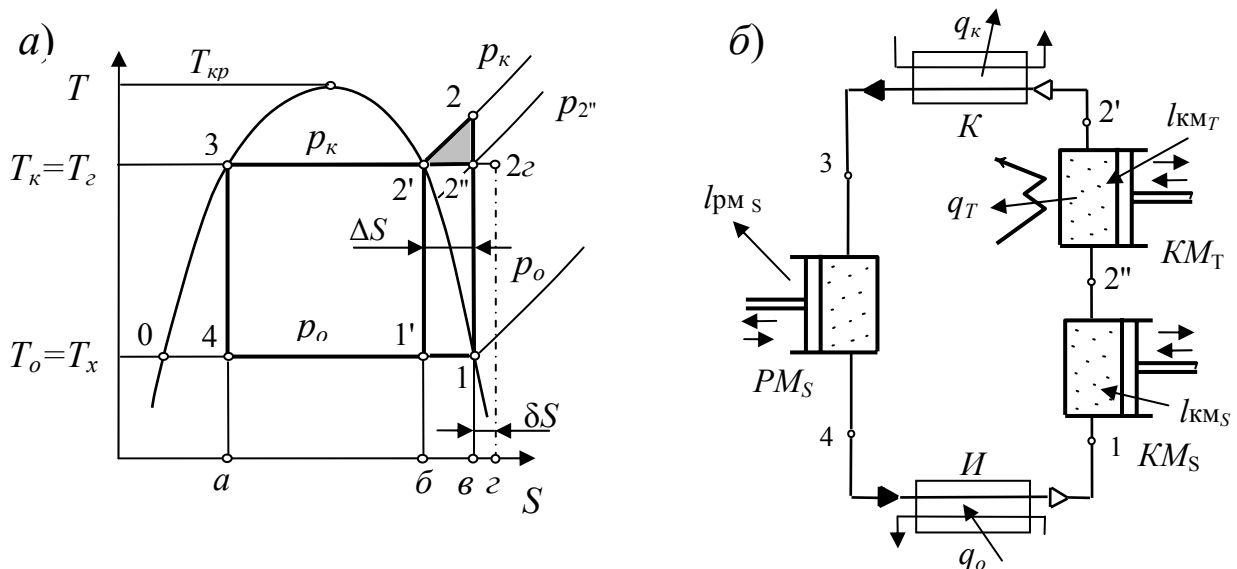


Рис. 3.18. Идеальный цикл ПХМ со сжатием в области перегретого пара и реализующая его схема.

Сжатие в области перегретого пара в идеальном цикле 1-2''-2'-3-4 в отличие от сжатия в области влажного пара 1-2' осуществляется последовательно в двух процессах. Сначала в адиабатном компрессоре KM_S происходит изотропное сжатие 1-2'' до давления $p_{2''}$, а затем изотермическое сжатие в компрессоре KM_T до давления конденсации p_k . При изотермическом сжатии от рабочего тела отводится теплота $q_T \sim \text{пл. } 2' - 2'' - б-в$, причем теплообмен с горячим источником идет при бесконечно малой разнице температур и является обратимым процессом.

Давление $p_{2''}$ определяется температурой конденсации T_k и связано с ней уравнением адиабатного процесса

$$p_{2''} = p_0 \cdot \left(\frac{T_k}{T_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}.$$

Идеальный цикл 1-2''-2'-3-4, хотя и имеет равный по величине холодильный коэффициент с циклом *Карно* в области влажного пара 1'-2'-3-4, отличается от него габаритными характеристиками. Изменение энтропии рабочего тела в процессах теплообмена к горячим и холодным источниками в нем происходит на большую величину. Разница в изменениях энтропии составляет $-\Delta S$.

Тогда холодопроизводительность идеального цикла *ПХМ* со сжатием в области перегретого пара может быть определена

$$q_{0 \text{ уд}} = ((S_b - S_a) + (S_g - S_b)) \cdot T_0 = (r/T_k + \Delta S) \cdot T_0, \quad (64)$$

Работа, совершаемая в идеальном цикле *ПХМ* со сжатием в области перегретого пара

$$l_{\text{уд}} = ((S_b - S_a) + (S_g - S_b)) \cdot (T_k - T_0) = (r/T_k + \Delta S) \cdot (T_k - T_0), \quad (65)$$

где r – теплота парообразования вещества рабочего тела при температуре конденсации.

При проектировании реальных *ПХМ* применение двух, и к тому же разнотипных, компрессоров является экономически необоснованным решением, поскольку компрессор является наиболее сложным и дорогим элементом холодильной машины. Поэтому от использования изотермического компрессора отказываются и сжатие пара 1-2 от давления p_0 до давления p_k ведут в одном адиабатном компрессоре KM_S . Работа холодильной машины при этом осуществляется по холодильному циклу 1-2-2'-3-4, который является теоретическим, поскольку в нем появляется необратимый процесс 2-2' – изобарное охлаждение перегретого пара до состояния насыщения. Этот процесс осуществляется в конденсаторе K и теплообмен рабочего тела с горячим источником здесь идет при конечной разнице температур. В связи с появлением необратимого процесса в цикле появляется дополнительная работа $\Delta l_{\text{неп}} \sim \text{пл. } \Delta 2'' - 2 - 2'$, которая называется «потерей от перегрева».

При теплообмене рабочего тела с горячим источником от рабочего тела передается теплота q_k и его энтропия снижается от S_g до S_a . Энтропия горячего источника, напротив, возрастает от S_a до S_2 . Теплота $q_k \sim \text{пл. } в - 2 - 2' - 3 - а = \text{пл. } г - 2г - 3 - а$. Из этого следует, что $\text{пл. } \Delta 2'' - 2 - 2' = \text{пл. } в - 2'' - 2г - г$. Последняя площадь может быть представлена как $T_k \cdot \overline{вг} = T_k \cdot \delta S$. Здесь δS – дополнительное

приращение энтропии горячего источника в цикле с перегревом по сравнению с повышением энтропии горячего источника в идеальном цикле.

Потери от перегрева зависят от площади $\Delta 2''-2-2'$, которая определяется величинами его высоты и основания. Выполним ряд дополнительных построений (рис. 3.19), пренебрегая кривизной изобары p_k на участке $2'-2$, и линии насыщенного пара на участке $1-2'$, заменяя эти участки отрезками прямых. Такое допущение не влияет на качественный анализ и, если холодильный цикл построен на достаточном удалении от критической точки, вносит весьма незначительную количественную погрешность. Из построений следует, что отрезок $\overline{вz}$ на оси абсцисс - это средняя величина теплоемкости рабочего тела в процессе $2'-2$, то есть изобарная теплоемкость c_p перегретого пара, а отрезок $\overline{бд}$ на оси абсцисс - средняя величина теплоемкости рабочего тела в процессе $2'-1$, то есть теплоемкость c_x'' в процессе, идущем по линии насыщенного пара (см. раздел 1.4).

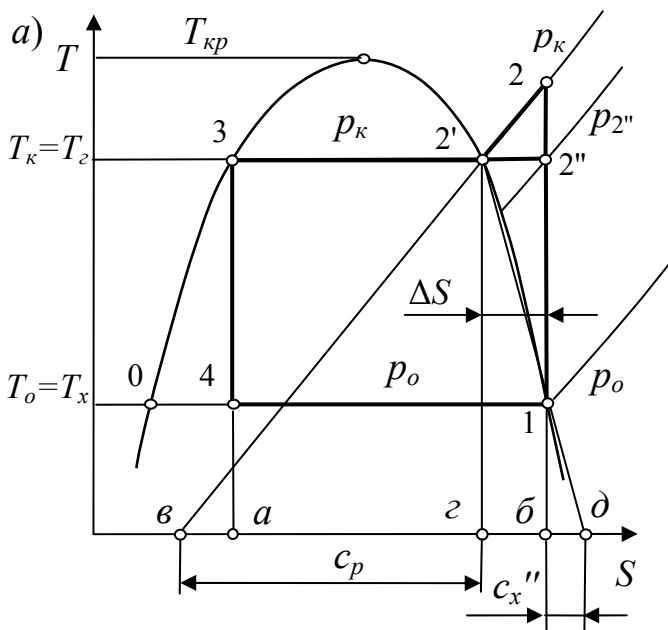


Рис. 3.19. К рассмотрению величины потерь от перегрева в цикле ПХМ.

ношение

$$\frac{\Delta S}{c_p} = \frac{2'2''}{T_k}$$

Тогда высота треугольника $2''-2-2'$ с учетом выражения (66)

$$2'2'' = \frac{\Delta S}{c_p} \cdot T_k = \frac{c_x''}{c_p} \cdot \frac{T_k}{T_0} \cdot (T_k - T_0),$$

и дополнительная работа цикла с перегревом

$$\Delta l_{пер} \sim \text{пл. } \Delta 2''-2-2' = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta S^2}{c_p} \cdot T_k = \frac{c_x''^2}{2c_p} \cdot T_k \left(\frac{T_k - T_0}{T_0} \right)^2 = \frac{c_x''^2}{2c_p} \cdot T_k \frac{1}{\varepsilon_{ид}^2}. \quad (67)$$

Дополнительное приращение энтропии горячего источника в цикле с перегревом

$$\delta S = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta S^2}{c_p} = \frac{c_x''^2}{2c_p} \cdot \left(\frac{T_k - T_0}{T_0} \right)^2 = \frac{c_x''^2}{2c_p \cdot \varepsilon_{ид}^2}. \quad (68)$$

Работа, совершаемая в цикле *ПХМ* с перегревом

$$l_{nep} = l_{ид} + \Delta l_{nep} = \left(\frac{r}{T_{\kappa}} + \Delta S\right) \cdot (T_{\kappa} - T_0) + \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta S^2}{c_p} \cdot T_{\kappa}. \quad (69)$$

Холодильный коэффициент цикла *ПХМ* с перегревом

$$\varepsilon_{nep} = \frac{q_{0nep}}{l_{nep}} = \frac{\left(\frac{r}{T_{\kappa}} + \Delta S\right) \cdot T_0}{\left(\frac{r}{T_{\kappa}} + \Delta S\right) \cdot (T_{\kappa} - T_0) + \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta S^2}{c_p} \cdot T_{\kappa}} = \frac{\varepsilon_{ид}}{1 + \frac{\frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta S^2}{c_p} \cdot T_{\kappa}}{\left(\frac{r}{T_{\kappa}} + \Delta S\right) \cdot (T_{\kappa} - T_0)}}.$$

После преобразований получим

$$\varepsilon_{nep} = \frac{\varepsilon_{ид}}{1 + \frac{\Delta S^2 \cdot \varepsilon_{ид} \cdot T_{\kappa}}{2c_p \left(\frac{r}{T_{\kappa}} + \Delta S\right) \cdot T_0}}. \quad (70)$$

Абсолютная величина потерь от перегрева, как следует из формулы (67), зависит от величин теплоемкости c_x'' , теплоемкости c_p и температурных границ T_{κ} , T_0 холодильного цикла с перегревом. Так, рост величины теплоемкости c_x'' увеличивает величину дополнительной работы цикла с перегревом, увеличивая как основание, так и высоту $\Delta 2''-2-2'$. Если c_x'' стремится к нулю, то линия насыщенного пара на диаграмме стремится к вертикали, величина дополнительной работы цикла стремится к нулю. Раздвижка температурных границ цикла ($T_{\kappa} - T_0$) также приводит к росту величины потерь от перегрева. Рост величины теплоемкости c_p , напротив, снижает величину дополнительной работы цикла с перегревом, уменьшая высоту $\Delta 2''-2-2'$.

Из формы линии насыщенного состояния пара видно, что по мере смещения границ холодильного цикла к $T_{кр}$ происходит рост c_x'' , и при росте T_{κ} стремящейся к $T_{кр}$ c_x'' стремится к бесконечности. Поэтому циклы, имеющие температурные границы, близкие к $T_{кр}$, имеют большие потери от перегрева. В связи с этим при выборе вещества рабочего тела для конкретного холодильного цикла *ПХМ* следует придерживаться правила $T_{\kappa}/T_{кр} \leq 0,85$.

Из формулы (67) следует, что теплота парообразования r не оказывает влияния на величину абсолютных потерь от перегрева. Однако величина холодильного коэффициента ε_{nep} (формула 70) зависит от нее. С ростом r происходит рост ε_{nep} и при r , стремящейся к бесконечности, ε_{nep} стремится к $\varepsilon_{ид}$. Это объясняется тем, что при росте r (и соответственно $l_{ид}$) относительная доля дополнительной работы $-l_{nep}$ в общей работе цикла с перегревом снижается.

Холодильный коэффициент цикла с перегревом ε_{nep} также стремится к $\varepsilon_{ид}$ при росте величины c_p и снижении ΔS . Величина ΔS , в свою очередь, как следует из формулы (66), снижается при уменьшении c_x'' и ($T_{\kappa} - T_0$).

Коэффициент обратимости цикла с перегревом с учетом формул (67) и (70) можно записать

$$\eta_{nep} = 1 - \Delta l / l_{nep} = 1 - \frac{\frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta S^2}{c_p} \cdot T_{\kappa}}{\left(\frac{r}{T_{\kappa}} + \Delta S\right) \cdot (T_{\kappa} - T_0) + \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta S^2}{c_p} \cdot T_{\kappa}}$$

После преобразований получим

$$\eta_{nep} = \frac{1}{1 + \frac{\Delta S^2 \cdot \varepsilon_{уд} \cdot T_{\kappa}}{2c_p \left(\frac{r}{T_{\kappa}} + \Delta S\right) \cdot T_0}} \quad (71)$$

Теоретический цикл ПХМ с теплообменом при конечной разнице температур

В теплообменных аппаратах ПХМ происходит теплообмен рабочего тела и с горячим и с холодным источниками. В идеальном цикле для того чтобы обеспечить обратимость процесса, этот теплообмен идет при бесконечно малой разнице температур обменивающихся теплом термодинамических тел. Практически такой теплообмен неосуществим, поскольку требует, при фиксированной величине теплового потока, бесконечно большой площади теплообмена, а, следовательно, и бесконечно больших размеров теплообменного аппарата. Поэтому на практике между температурами термодинамических тел при теплообмене всегда существует разность температур, называемая тепловым напором.

Рассмотрим влияние такой разности температур на холодильный цикл ПХМ. Для простоты анализа введем тепловой напор только в одном аппарате – испарителе И. Изменения в цикле ПХМ представлены на рис. 3.20.

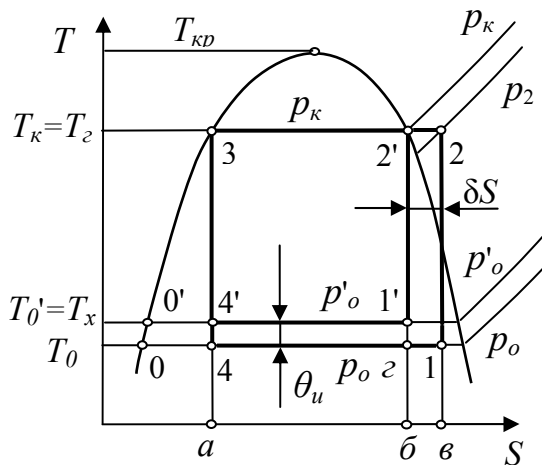


Рис. 3.20. К рассмотрению величины потерь от теплообмена при конечной разнице температур в цикле ПХМ.

Здесь 1'-2'-3-4 - идеальный цикл ПХМ. Построим равный ему по удельной холодопроизводительности q_0 цикл ПХМ с тепловым напором $\theta_u = T_x - T_o$ в испарителе И.

Это цикл 1-2-3-4, построенный таким образом, что пл. $a-4'-1'-б$ и пл. $a-4-1-в$, являющиеся геометрическим образами холодопроизводительностей циклов, были равны. Поскольку в данном цикле присутствует необратимый процесс 4-1 – кипение рабочего тела в испарителе с теплообменом при конечной разнице температур с холодным источником, цикл является теоретическим.

Энергетические потери, связанные с необратимостью данного процесса, приводят к увеличению работы цикла 1-2-3-4 по сравнению идеальным и дополнительному приросту энтропии горячего источника – δS .

Работа, совершаемая в идеальном цикле 1'-2'-3-4, может быть определена

$$l_{u0} \sim \text{пл. } 1'-2'-3-4 = (S_b - S_a) \cdot (T_z - T_x) = r/T_z \cdot (T_z - T_x) \quad (72)$$

Работа, совершаемая в теоретическом цикле *ПХМ* с теплообменом при конечной разности температур в испарителе

$$l_{mn} \sim \text{пл. } 1-2-3-4 = (S_b - S_a) \cdot (T_z - T_0) = ((S_b - S_a) + (S_b - S_b)) \cdot ((T_z - T_x) + \theta_u) = (r/T_z + \delta S) \cdot ((T_z - T_x) + \theta_u). \quad (73)$$

Дополнительная работа, совершаемая в теоретическом цикле *ПХМ* с теплообменом при конечной разности температур, по отношению к работе идеального цикла

$$\Delta l_{mn} = l_{mn} - l_{u0} \sim (\text{пл. } 1-2-3-4 - \text{пл. } 1'-2'-3-4) = \text{пл. } 1-2-2'-1'-4'-4.$$

Принимая во внимание равенство площадок *пл. а-4'-1'-б* и *пл. а-4-1-в*, а также то, что в каждую из них в виде составной части входит площадка *а-4-г-б*, получим равенство

$$\text{пл. } 4'-4-1'-г = \text{пл. } б-г-1-в$$

и, соответственно,

$$r/T_z \cdot (T_x - T_0) = T_0 \cdot \delta S. \quad (74)$$

Отсюда следует, что дополнительная работа, совершаемая в теоретическом цикле *ПХМ*

$$\Delta l_{mn} \sim \text{пл. } б-2-2'-в = T_z \cdot \delta S.$$

Последнее выражение, полученное здесь при геометрическом анализе, вытекает также непосредственно из формулы *Гюи – Стодолы*.

Дополнительный прирост энтропии горячего источника – δS может быть определен из формулы (73)

$$\delta S = \frac{r}{T_z} \cdot \frac{(T_x - T_0)}{T_0} = \frac{r}{T_z} \cdot \frac{\theta_u}{(T_x - \theta_u)}. \quad (75)$$

С учетом формулы (75) дополнительная работа, совершаемая в теоретическом цикле *ПХМ* с теплообменом при конечной разности температур в испарителе

$$\Delta l_{mn} = r \cdot \frac{\theta_u}{(T_x - \theta_u)}. \quad (76)$$

Тогда работа, совершаемая в теоретическом цикле *ПХМ* с теплообменом при конечной разности температур в испарителе, может быть определена

$$l_{mn} = l_{u0} + \Delta l_{mn} = \frac{r}{T_z} (T_z - T_x) + r \cdot \frac{\theta_u}{(T_x - \theta_u)} = r \cdot \left(\frac{(T_z - T_x)}{T_z} + \frac{\theta_u}{(T_x - \theta_u)} \right). \quad (77)$$

Холодопроизводительность в теоретическом цикле *ПХМ* с теплообменом при конечной разности температур в испарителе с учетом равенства с холодопроизводительностью с идеальном цикле может быть определена

$$q_{0 mn} = (S_b - S_a) \cdot T_x = r \cdot \frac{T_x}{T_z}. \quad (78)$$

Холодильный коэффициент цикла *ПХМ* с теплообменом при конечной разности температур в испарителе

$$\varepsilon_{mn} = \frac{q_{0mn}}{l_{mn}} = \frac{r \cdot \frac{T_x}{T_2}}{r \cdot \left(\frac{(T_2 - T_x)}{T_2} + \frac{\theta_u}{(T_x - \theta_u)} \right)} = \frac{\varepsilon_{ud}}{1 + \frac{T_2 \cdot \theta_u}{(T_2 - T_x) \cdot (T_x - \theta_u)}}. \quad (79)$$

Коэффициент обратимости цикла ПХМ с теплообменом при конечной разности температур в испарителе с учетом формул (76) и (77) можно записать

$$\eta_{mn} = 1 - \Delta l / l_{mn} = 1 - \frac{r \cdot \frac{\theta_u}{(T_x - \theta_u)}}{r \cdot \left(\frac{(T_2 - T_x)}{T_2} + \frac{\theta_u}{(T_x - \theta_u)} \right)} = \frac{1}{1 + \frac{T_2 \cdot \theta_u}{(T_2 - T_x) \cdot (T_x - \theta_u)}}. \quad (80)$$

Абсолютная величина потерь от теплообмена при конечной разности температур, как следует из формулы (76), зависит от величин теплового напора в теплообменном аппарате (испарителе) – θ_u , теплоты парообразования вещества рабочего тела – r и температурного уровня, при котором осуществляется теплообмен (в данном случае от температуры T_x). Наиболее сильно дополнительная работа цикла с теплообменом при конечной разности температур растет с ростом величины теплового напора в аппарате, а при росте r наблюдается линейный рост Δl_{mn} . От температурного уровня процесса теплообмена при постоянных величинах θ_u и T_2 , зависит величина дополнительного прироста энтропии горячего источника δS . При снижении температуры T_x растут δS и дополнительная работа цикла с теплообменом при конечной разности температур Δl_{mn} .

В отличие от абсолютных потерь холодильный коэффициент ε_{mn} и коэффициент обратимости η_{mn} цикла ПХМ с теплообменом при конечной разности температур зависят только от режимных параметров – θ_u , T_2 , T_x и $(T_2 - T_x)$ и не зависят от термодинамических свойств вещества рабочего тела, которые в данном случае представляет величина r . Дело в том, что с ростом r в линейной зависимости растут не только дополнительная работа цикла Δl_{mn} , но и общая

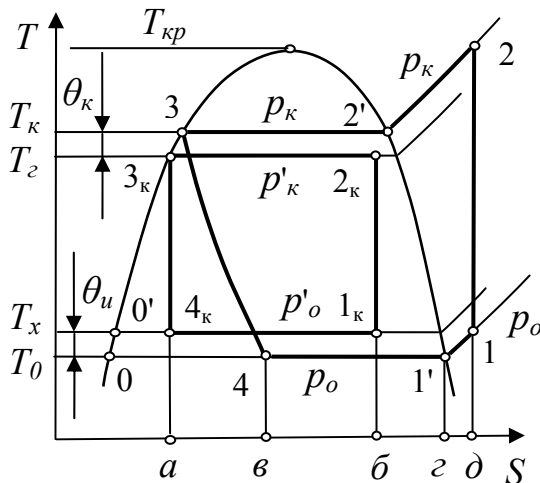


Рис. 3.21. Теоретический цикл ПХМ.

величина его работы l_{mn} , а также его удельная холодопроизводительность q_{mn} , что делает относительные величины ε_{mn} и η_{mn} независимыми от r .

Обобщенный теоретический цикл ПХМ

На рис. 3.21 представлен теоретический цикл ПХМ, в котором учтены все основные отличия реальных циклов ПХМ от идеального цикла Карно в области влажного пара. Данный цикл является наиболее часто встречающейся (но не единственной) теоретической

моделью для инженерных расчетов технических характеристик *ПХМ*.

Здесь 1-2-2'-3-4-1' – теоретический цикл. Кроме этого, на рисунке приведен равный по холодопроизводительности теоретическому циклу идеальный цикл Карно – 1к-2к-3к-4к.

В цикле 1-2-2'-3-4-1' учтены все ранее рассмотренные отличия теоретических циклов *ПХМ* от идеального цикла. Это:

- а) замена изоэнтропного процесса расширения жидкого рабочего тела 3к-4к, на процесс дросселирования 3-4;
- б) наличие перегрева пара на нагнетании и теплообмен при конечной разности температур в процессе 2-2';
- в) наличие тепловых напоров в испарителе θ_u и в конденсаторе θ_k , то есть теплообмен идет при конечной разности температур.

Помимо указанных отличий, в теоретическом цикле присутствует процесс 1'-1, который называется перегревом на всасывании. Этот процесс вводится для улучшения показателей работы холодильного компрессора и его безопасной работы.

Влияние перегрева на всасывании на показатели теоретического цикла носит противоречивый характер.

Так, если перегрев происходит в испарителе (как в нашем случае), он увеличивает удельную холодопроизводительность цикла, то есть является холодопроизводящим процессом. Кроме того, при увеличении перегрева на всасывании до некоторой оптимальной величины улучшаются энергетические показатели компрессора в реальном процессе сжатия.

С другой стороны, процесс перегрева 1'-1 идет с теплообменом при конечной разнице температур рабочего тела и холодного источника, а следовательно, вносит в теоретический цикл дополнительную работу, связанную с необратимостью этого процесса. Кроме того, увеличение перегрева на всасывании приводит к росту величины потерь от перегрева на нагнетании.

В соответствии с равенством холодопроизводительностей теоретического

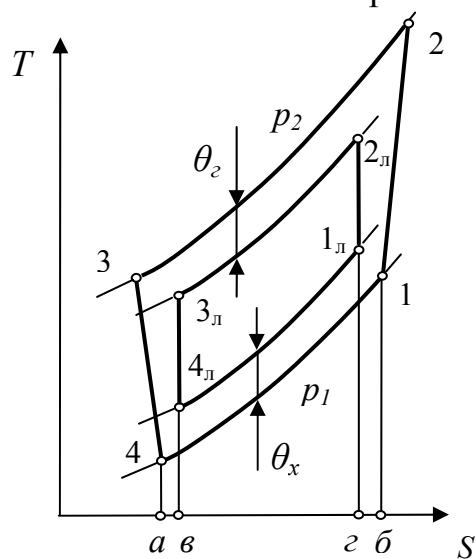


Рис.3.22. Теоретический цикл Лоренца.

го цикла с циклом Карно *пл.* $a-4к-1к-б = пл.$ $в-4-1'-1-г$. Дополнительная работа в теоретическом цикле по отношению цикла Карно выразится разностью площадок *пл.* 1-2-3-4-0-1' и *пл.* 1к-2к-3к-4к.

3.3.2. Теоретический цикл Лоренца

На рис. 3.22 представлен теоретический цикл *Лоренца*, в котором учтен ряд отличий реальных циклов *ГХМ* от идеального цикла Лоренца. Данный цикл является теоретической моделью для инженерных расчетов технических характеристик *ГХМ* по циклу Лоренца, схема которой приведена на рис.2.31.

Здесь $1_{л}-2_{л}-3_{л}-4_{л}$ – идеальный цикл *Лоренца*; $1-2-3-4$ – теоретический цикл *Лоренца*.

Отличия циклов: 1) наличие тепловых напоров в теплообменниках горячего и холодного источника;

2) изоэнтропные процессы сжатия $1_{л}-2_{л}$ и расширения $3_{л}-4_{л}$ заменены на политропные процессы.

Следует отметить, данная модель является не единственной для *ГХМ*, использующих цикл *Лоренца* в качестве эталона при термодинамическом анализе. Так, большинство таких холодильных машин являются воздушными и теоретический цикл таких машин не содержит процесса теплообмена с горячим источником, роль которого выполняет атмосфера. Такой теоретический цикл получается разомкнутым. Кроме того, практически все *ГХМ* используют регенерацию тепла и их циклы соответственно являются регенеративными.

3.3.3. Теоретический цикл Клода

На рис. 3.23 представлен теоретический цикл *Клода*, в котором учтено основное отличие реального цикла *ожижжительной ГХМ* от идеального цикла.

Это отличие состоит в том, что в реальной *ожижжительной ГХМ* большее количество процессов, чем в машине, работающей по идеальному циклу *Клода*.

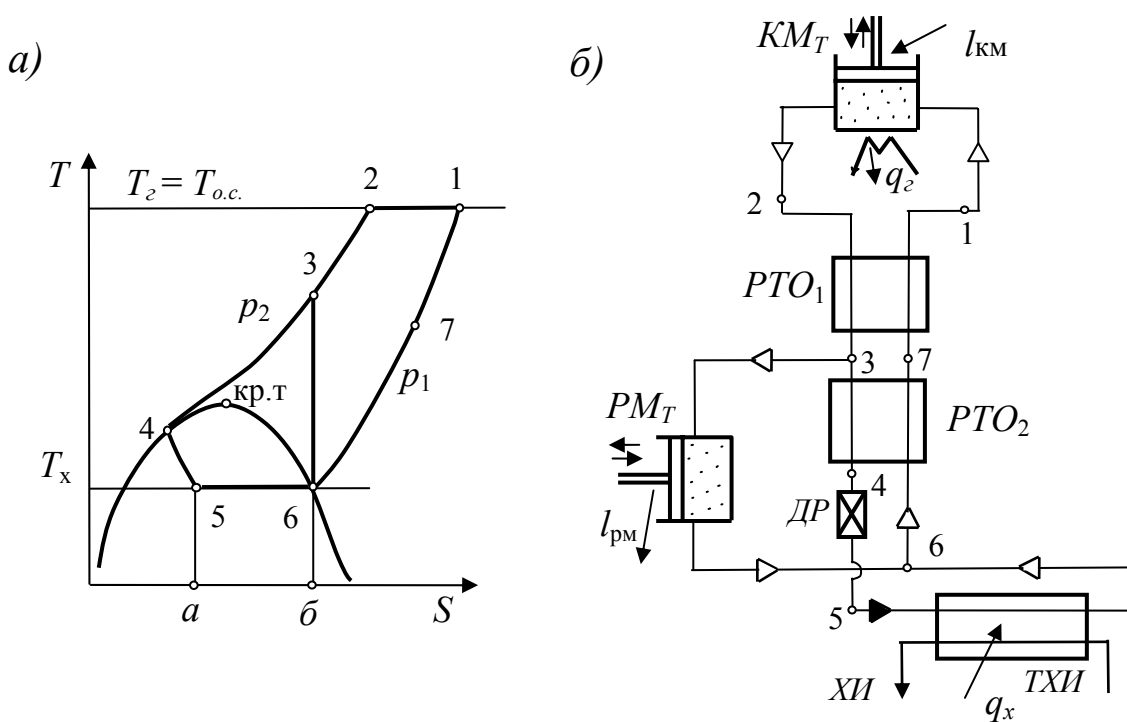


Рис. 3.23. Теоретический цикл Клода и схема реализующей его холодильной машины.

Здесь $1-2$ – изотермическое сжатие газа в компрессоре KM_T с отводом тепла горячему источнику.

2-3 – изобарное охлаждение пара в регенеративном теплообменнике PTO_1 .

3-4 – изобарное охлаждение пара в PTO_2 .

3-6 – изоэтропное расширение в PM_S . В точке 3 отбирается часть газа и изоэтропно расширяется в детандере.

4-5 – дросселирование в дроссельном устройстве $ДР$.

5-6 – процесс кипения с отводом тепла от холодного источника.

6-7 – изобарный нагрев в теплообменнике PTO_2 .

7-1 – изобарный нагрев в теплообменнике PTO_1 .

Основная идея *Клода*, который усовершенствовал цикл *Линде*, состоит в том, что он заменил для части обратного потока - необратимый процесс дросселирования 4-5 - на обратимый процесс – изоэтропное расширение газа в расширительной машине – 3-6. Такое усовершенствование позволило заметно улучшить энергетические показатели цикла и увеличить количество отбираемого из ожижжительной установки ожиженного газа.

Теоретический цикл *Клода* содержит в себе таким образом как идеальный цикл *Клода*, так и теоретический цикл *Линде*.

1-2-3-6 – идеальный цикл *Клода*. 1-2-4-5-6 – цикл *Линде*, в котором есть необратимый процесс дросселирования.

Холодопроизводительность цикла $q = i_6 - i_5 \sim \text{пл. а-5-6-б}$. Однако реальная холодильная машина предназначена не для охлаждения холодного источника *XII*, а для сжижения вещества рабочего тела и отбора его из цикла. Отобранное количество вещества восполняется новой порцией в состоянии т.1. Следовательно, величина массового расхода m в PTO_1 у прямого потока больше величины массового расхода m_o обратного потока.

Из теплового баланса PTO_1 $m(i_2 - i_3) = m_o(i_1 - i_7)$, или $m \cdot c_p \cdot (T_2 - T_3) = m_o \cdot c_p \cdot (T_1 - T_7)$, следует, что $T_3 > T_7$.

4. Рабочие вещества холодильных машин

Для осуществления низкотемпературных процессов применяются различного рода рабочие вещества, термодинамические и физические свойства которых должны удовлетворять определенным требованиям. Эти требования зависят от ряда условий: назначения установки и ее схемы, верхнего и нижнего температурного уровня, эффективности работы, необходимого ресурса работы, безопасности ее обслуживания, экологических условий и т. п.

Рабочие вещества могут представлять собой как индивидуальные (чистые) вещества, так и их смеси. В процессе работы рабочие вещества могут подвергаться фазовым превращениям. Некоторые низкотемпературные процессы могут проходить в двухфазных областях: твердое тело – жидкость, твердое тело – пар.

В соответствие с перечисленными областями работы определяются требования к рабочим веществам низкотемпературных установок.

В зависимости от температурного уровня работы низкотемпературных установок рабочие вещества подразделяются на холодильные агенты (распространен также термин «хладагенты»), криоагенты и абсорбенты.

Хладагенты - это вещества и их смеси, имеющие при нормальном давлении $0,1\text{МПа}$ температуру кипения $T_s = 350-120\text{ К}$. При $T_s = 350 - 250\text{ К}$ хладагенты используются в теплоносных установках, системах кондиционирования и отопления; при $T_s = 293 - 120\text{ К}$ - в холодильных установках и системах кондиционирования.

Криоагенты – это вещества и их смеси, имеющие при нормальном давлении температуру кипения $T_s < 120\text{ К}$.

Абсорбенты – это рабочие агенты абсорбционных низкотемпературных установок, например $H_2O - LiBr$ (бромистолитиевые установки), $NH_3 - H_2O$ (аммиачные установки).

4.1. Холодильные агенты парокомпрессионных холодильных машин

В качестве холодильных агентов, применяемых в цикле парокомпрессионных холодильных машин, исторически использовалось достаточно большое количество веществ. Но по мере развития холодильной техники число промышленно используемых веществ сократилось и в настоящее время не превышает 20. Это связано с развитием теории холодильных машин, которая позволила более четко выработать требования к холодильным агентам, а также с разработкой и синтезом новых веществ, специально для использования их в качестве холодильных агентов.

Эти вещества характеризуются целым набором свойств, совокупность которых определяет целесообразность их использования в качестве холодильного агента. К ним относятся:

- термодинамические свойства, от которых зависит термодинамическая эффективность действительного холодильного цикла;

- теплофизические свойства, обеспечивающие высокоэффективный теплообмен в аппаратах холодильной машины;
- химические и физико-химические свойства, определяющие взаимодействие холодильных агентов с конструкционными материалами холодильной машины, а также их термическую стабильность;
- экологические и физиологические свойства, которые должны соответствовать требованиям экологии и промышленной безопасности;
- экономические свойства, определяющие стоимость вырабатываемого искусственного холода.

Многие из свойств сами зависят от диапазона температур и давлений, при которых используется холодильный агент. В этом случае важно иметь характеристику вещества по данному свойству в зависимости от температуры применения.

Как правило, нет идеального вещества, которое в полной мере отвечало бы требованиям ко всему набору свойств. Сами требования к различным свойствам также иногда находятся в противоречии друг к другу. Поэтому выбор холодильного агента - это всегда компромиссное решение.

Наиболее распространенными хладагентами в парожидкостных установках являются: аммиак, галогенные производные углеводородов (фреоны) и двуокись углерода.

Аммиак NH_3 применяется в пароконденсационных и абсорбционных установках при температуре испарения T_0 выше $-70\text{ }^\circ\text{C}$. Предельная область его использования определяется температурой тройной точки $T_{тр}=77,7\text{K}$.

Основные преимущества аммиака:

- малый удельный объем при температурах испарения в основной области его использования;
- большая теплота парообразования;
- легкость обнаружения утечек, благодаря острому запаху;
- незначительная растворимость в масле.

Аммиак не оказывает коррозионного воздействия на сталь, но в присутствии воды разъедает цинк, медь, бронзу и другие цветные сплавы, за исключением фосфористой бронзы.

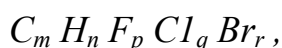
К недостаткам аммиака относятся: ядовитость, взрывоопасность и горючесть при концентрациях (14...28%) в воздухе.

Двуокись углерода CO_2 (диоксид углерода) может применяться как хладагент, но, главным образом, применяется в низкотемпературной технике, в установках для выработки сухого льда.

Двуокись углерода – нейтральная к металлам среда, негорючая, относительно безвредная. Недостатком ее как хладагента является низкая критическая температура $t_{кр}=31\text{ }^\circ\text{C}$ при сравнительно высоком критическом давлении $p_{кр}=7,38\text{ МПа}$.

В тридцатых годах XX века в качестве хладагентов начали применять фреоны – фторхлорбромпроизводные углеводородов метана, этана, пропана и бутана. Фреон – торговая марка, принадлежащая американской фирме «Дюпон», которая в 1928 году впервые синтезировала фреон 12. Фреоны содержат в раз-

личных соотношениях фтор, хлор и бром. Обобщенная химическая формула фреона



где m , n , p , q , r – числа атомов химических элементов, входящих в состав данного фреона.

Возможны 15 типов соединений галогенпроизводных метана, 55 – этана, 332 – пропана, более 1000 – бутана.

В нашей стране вместо термина «фреон» используют термин «хладон».

В настоящее время известен не один десяток фреонов, которые применяются в качестве хладонов.

Основными из них по распространенности являются: хладон $R12$, хладон $R22$, хладон $R134a$, $R404a$, $R407a$, $R407c$.

Хладон $R12$ (CF_2Cl_2) – до недавнего времени был наиболее распространенный в современных компрессионных холодильных установках. Он широко применялся в поршневых компрессионных холодильных установках до температуры кипения $-30\text{ }^\circ\text{C}$, в том числе в большинстве домашних холодильников. Хладон $R12$ малотоксичен, негорючий и невзрывоопасный газ, но при соприкосновении с пламенем и горячими поверхностями разлагается с образованием высокотоксичных продуктов. С 1996 года он запрещен Монреальским соглашением как экологически опасный, разрушающий озоновый слой земли. В настоящее время практически полностью заменен на экологически чистые хладоны. Вместо хладона $R12$ американской фирмой «Дюпон» в качестве хладагентов для домашних и других бытовых холодильников рекомендован хладон $R134a - C_2F_4H_2$.

Главное отличие его от хладона $R12$ - он не содержит атомы хлора Cl , разрушающие озоновый слой. Но, как и хладон $R12$, он при соприкосновении с пламенем и горячими поверхностями разлагается с образованием высокотоксичных продуктов. Несмотря на очень близкие к хладону $R12$ термодинамические параметры, такие, как теплота испарения r и другие, его применение снижает энергетическую эффективность рабочей установки примерно на 15 % по сравнению с хладоном $R12$. Кроме этого, как показывают эксперименты, у $R134a$ очень высокий парниковый эффект, примерно в 2000 раз выше, чем у хладона $R12$.

Вторым по распространенности следует признать хладон $R22$ (фреон 22) CHF_2Cl , который, как и $R12$, считается экологически опасным из-за наличия атома Cl в молекуле, но имеет достаточно низкий потенциал озоноопасности и разрешен Монреальским соглашением до 2030 года. В настоящее время он запрещен внутренним законодательством ряда промышленно развитых стран. Он также находит широкое практическое применение в паровых компрессионных холодильных машинах и позволяет работать на более низком температурном уровне (до $-40\text{ }^\circ\text{C}$), чем $R12$. Хладон $R22$ представляет собой бесцветный газ со слабым запахом трихлорметана. Все остальные его характеристики примерно такие же, как и у $R12$.

За последнее время в качестве альтернативы $R12$ при производстве домашних холодильников стал применяться изобутан $R600a$. Это горючий и

взрывоопасный газ, однако ввиду малой величины заправки (примерно 50 грамм) он не представляет в данном случае серьезной опасности.

Широкое распространение за последнее время в качестве хладагентов получили различного рода смеси. Так, *R404a*, *R407a*, *R407c*, *R410a* - это тройные смеси, составленные из разных хладонов. Они обладают общим недостатком – кипение компонентов смеси при одном давлении при разных температурах, что приводит к «температурному скольжению» при кипении всей смеси в целом. Большинство таких смесей рассматривается как временная замена озонопасных холодильных агентов.

Международной организацией по стандартизации (ИСО) введён международный стандарт МС ИСО 817–74 на систему обозначений хладонов. Эта система состоит из наименования и числа: буква *R* или слово *refrigerant* (хладагент) составляют наименование, цифры связаны со структурой молекулы хладагента. У хладагентов неорганического происхождения цифры соответствуют их молекулярной массе, увеличенной на 700. Например: вода (H_2O) – *R718*, аммиак (NH_3) – *R717*, двуокись углерода (CO_2) – *R744*. Для хладонов – производных метана – соединения без атомов водорода записывают цифрой 1, к которой прибавляют цифру, определяющую число атомов фтора. Например: CF_2Cl_2 – *R12*, CF_4 – *R14*. Для производных этана, пропана и бутана перед цифрой, определяющей число атомов фтора, ставятся соответственно 11, 21, 31. Например: $C_2F_2Cl_4$ – *R112*, C_4F_7Cl – *R317*. При наличии атомов водорода у производных метана к первой цифре, а у этана, пропана и бутана – ко второй прибавляют число, равное числу незамещенных атомов водорода. Например: $CHFCl_2$ – *R21*, $C_2H_3F_3$ – *R143*. При наличии в молекуле хладона атомов брома к числовому обозначению добавляют букву *B* и цифру, соответствующую числу атомов брома. Например: CF_2Br_2 – *R12B2*.

Начиная с галогенопроизводных этана, появляются изомеры. Они имеют одинаковое цифровое обозначение и различаются строчной буквой в конце. Симметричный изомер обозначается только цифрами. Указанием асимметрии являются строчные буквы *a*, *b*, *c* и т. д. Например: CHF_2-CHF_2 – *R134*, CF_3CH_2F – *R134a*.

4.2. Холодильные агенты низкотемпературных систем

Холодильными агентами низкотемпературных систем или криоагентами, как правило, являются газы, имеющие низкую температуру кипения при нормальном давлении. К ним относятся, в первую очередь, воздух и его составляющие: азот, кислород, аргон, неон, криптон и ксенон. Кроме перечисленных, к криоагентам относятся метан (природный газ), водород и гелий.

В последнее время в качестве криоагентов находят применение газовые смеси, включающие азот или аргон с добавлением низкотемпературных хладонов и углеводородов предельного ряда типа *R13*, *R14*.

До температурного уровня 70-80 К наиболее часто используются воздух, метан, аргон и азот, а также неон, водород и гелий.

При температурах от 80 до 27 К в качестве рабочих агентов можно использовать неон, водород и гелий. Водород позволяет получить температуры до 14 К. В смеси с воздухом водород взрывоопасен и требует тщательной герметизации установки.

Неон в отличие от водорода - инертный газ, более плотный, с большой теплотой парообразования. Он относительно дорог и может применяться только в небольших установках до температуры 27 К.

Криоагентом, пригодным для использования в низкотемпературных установках во всем интервале температур, является гелий. Его инертность и высокая теплопроводность, а также близость по свойствам к идеальному газу при $T > 20$ К, обеспечивает возможность широкого использования гелия в криогенной технике. Гелий ^4He применяется в области температур до 0,5 К, а в смеси с ^3He до 0,001 К. Основные свойства криоагентов приведены в таблице 4.1.

Основные свойства криоагентов

Таблица 4.1

Вещества	Молекулярная масса, М	$K = C_p/C_v$	Газовая постоянная R, Дж/(кгК)	Теплоемкость при 273 К и 0,1 МПа, кДж/(кмольК)	Плотность, при 273 К и 0,1 МПа, кг/м ³	Нормальная температура кипения, T _s , К	Температура тройной точки T _{тт} , К
Воздух	29	1,4	287	29,1	1,29	78,8	
Азот N ₂	28	1,4	297	29,3	1,25	77,36	36,15
Кислород O ₂	32	1,4	259,7	25,5	1,43	90,19	54,36
Аргон Ar	39,9	1,68	208	20,8	1,78	87,29	83,81
Водород нормальный (75 % ортоводород) H ₂	2	1,41	4121	28,8	0,09	20,39	13,95
Гелий ^4He	4	1,66	2078	21,1	0,18	4,21	1,78*
Гелий ^3He	3,02				0,13	3,19	15,97
Криптон Kr	83,8	1,67	100,3	21,0	3,74	119,75	161,36
Ксенон Xe	131,3	1,70	63,8	20,9	5,85	165	24,56
Неон Ne	20,2	1,68	411,4	20,9	0,90	27,07	90,66
Метан CH ₄	16	1,31	522,9	35,7	0,72	111,67	
Двуокись углерода CO ₂	44	1,3	189	37,6	1,98		

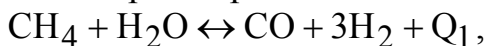
* – Затвердевание при 3 МПа.

4.2.1. Некоторые особенности свойств криоагентов

Водород

Существует три изотопа водорода: протий Н с массовым числом 1, дейтерий Д с массовым числом 2, тритий Т с массовым числом 3. В ядре атома протия один протон, дейтерия – протон и нейтрон, трития – один протон и два нейтрона. У всех изотопов по одному электрону. Протий и дейтерий стабильны, период полураспада трития составляет 12,262 года. Продуктом распада является ^3He .

Известны несколько промышленных методов получения водорода. Наиболее экономичны методы получения H_2 из природного газа и газов, сопутствующих процессам добычи и переработки нефти (попутные газы), путем каталитической конверсии водяным паром, которая протекает при температуре 773–1073 К на никелевом катализаторе: первая конверсия при 1073 К и окислах железа и хрома, вторая конверсия при 773 К.



В крупнотоннажном производстве большие количества водорода получают из газов, образующихся при переработке нефти. Для получения из них водорода используют криогенные методы.

Во всех случаях в получаемом водороде содержится до 99,987 % атомов протия, от 0,013 до 0,016 % - атомов дейтерия. При этом абсолютное большинство атомов дейтерия соединено с молекулами и атомами протия, образуя водородный дейтерий $\text{H}_\text{Д}$, содержание которого составляет 0,026 - 0,032 %.

Температура кипения $\text{H}_\text{Д}$ около 22,13 К, поэтому его можно извлечь методом низкотемпературной ректификации. Впервые такой способ разделения был разработан группой советских ученых под руководством профессора М. П. Малкова.

Существует две модификации водорода (рис. 4.1): ортоводород (o - H_2) и параводород (p - H_2). Они различаются направлением вращения ядер, то есть ядерными спинами. В (o - H_2) ядерные спины одного направления, в (p - H_2) ядерные спины противоположных направлений.

При обычных температурах водород представляет собой смесь 75 % ортомодификации (o- H_2) и 25 % парамодификации (p - H_2). Такой водород называется нормальным. При разных температурах равновесный состав ортопарамодификаций различен:

Т, К	303	250	200	120	70	30	20,39
Доля (p- H_2), %	25,07	25,26	25,47	32,96	55,88	97,02	99,8

Гелий

Существует две модификации гелия: ^4He и ^3He (гелий четыре и гелий три). В ядре атома ^3He – один нейтрон, атома ^4He – два нейтрона. Из всех известных газов ^3He и ^4He остаются жидкими вплоть до температуры $T \rightarrow 0$, если давление меньше 2,5 МПа. Это явление объясняется большой величиной нулевой энергии, которая для ^4He примерно в три раза больше теплоты испарения.

Диаграммы состояния p - T для ^4He и ^3He показаны на рис. 4.2.

На диаграмме p - T штриховые линии разделяют области с положительным и отрицательным температурным коэффициентом объемного расширения β . В области, где $\beta > 0$, жидкий гелий расширяется при нагревании. У гелия нет равновесной кривой сублимации, то есть твердая и газообразная фазы ни при каких условиях не могут участвовать в равновесии. Твердый гелий может находиться в равновесии только с жидким гелием. Известны три кристаллические модификации твердых ^3He и ^4He : гексагональная (Г), кубическая объемно-центрированная (КОЦ), кубическая гранецентрированная (КГЦ) решетки.

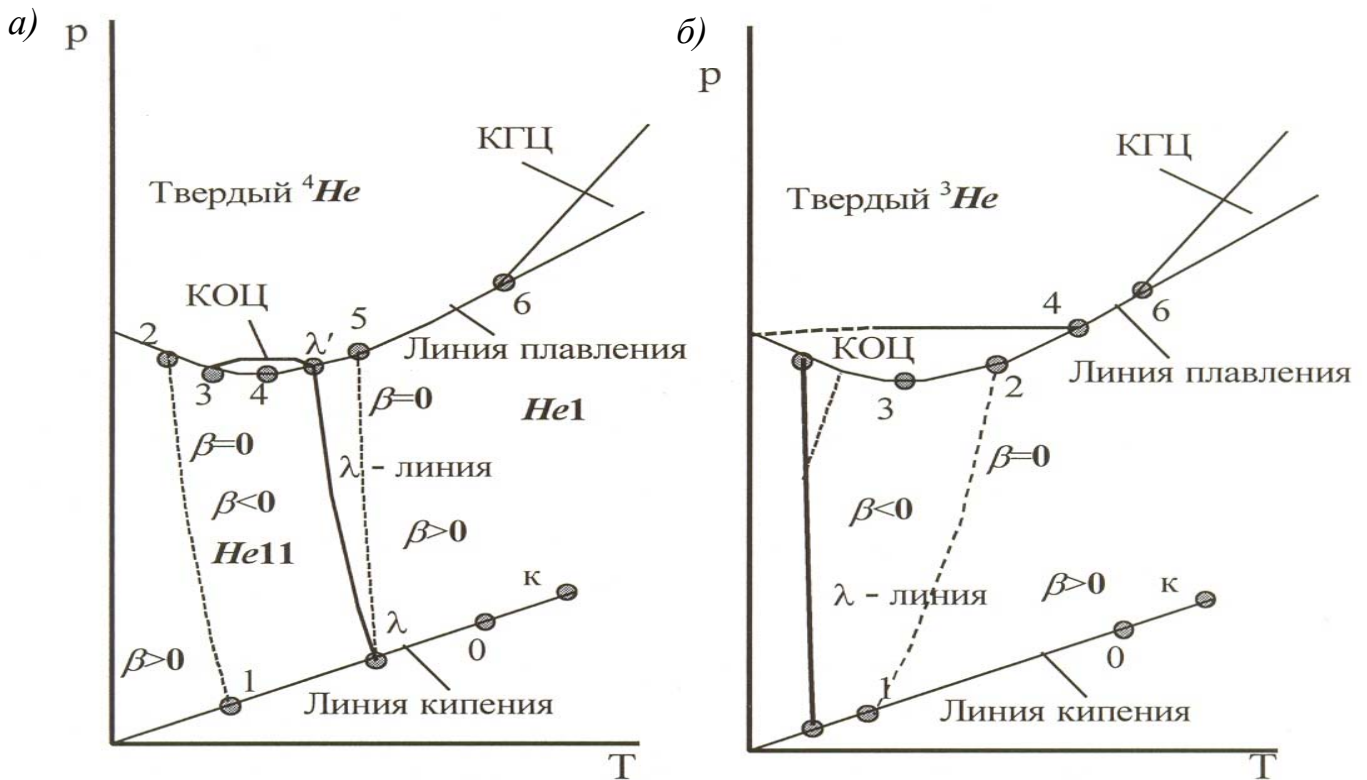


Рис. 4.2. Диаграммы состояния: а) для ^4He и б) для ^3He

Координаты точек приведены в табл. 4.2.

Параметры в характерных точках на диаграмме p - T для ^3He и ^4He

Таблица 4.2

Характерные точки для ^4He	T, К	p, МПа	Характерные точки для ^3He	T, К	p, МПа
К (критическая точка)	5,2014	0,2275	К (критическая точка)	3,324	0,1165
λ (нижняя λ -точка)	2,172	0,005036	λ линия	$\sim 0,003$	
λ' (верхняя λ -точка)	1,763	3,0134	-	-	-
1. ($\beta = 0$)	1,14	$0,71 \cdot 10^{-4}$	1. ($\beta = 0$)	0,502	$0,27 \cdot 10^{-4}$
2. ($\beta = 0$)	0,59	2,5331	2. ($\beta = 0$)	1,26	4,7623
3. ($p = p_{\min}$)	0,775	2,5291	3. ($p = p_{\min}$)	0,32	2,93
4. (равновесие жидкий HeII-КОЦ-Г)	1,436	2,63	4. (равновесие жидкий ^3He -КОЦ-Г)	3,138	13,7234
5. ($\beta = 0$)	1,8	3,1309	5. (равновесие ^3He -КГЦ-Г)	17,78-	162,93-
6. (равновесие жидкий HeII-КГЦ-Г)	14,9	106,3912	6.		
0. (точка кипения при нормальном давлении)	4,224	0,101325	0. (точка кипения при нор- мальном давлении)	3,191	0,1013

Область жидких состояний ^4He разделена λ -линией на два резко различающихся между собой состояния гелия: *HeI* (справа от λ -линии) – жидкий гелий, который является обычной вязкой жидкостью характерной для любой жидкости; *HeII* (слева от λ -линии находится в особом состоянии) называется сверхтекучим. Переход из области состояний *HeI* в область состояний *HeII* сопровождается λ -переходом. Теплоемкость у ^4He при $T = 2,172$ К резко возрастает, а затем при дальнейшем понижении температуры также резко снижается, напоминая букву λ . Для ^3He λ -переход обнаружен недавно вблизи температуры $T = 0,003$ К.

HeII обладает рядом уникальных свойств. Академик *П. Л. Капица* экспериментально показал, что в жидком *HeII* существуют две жидкости с различными свойствами: нормальная и сверхтекучая компоненты. Их соотношения зависят от температуры.

С понижением температуры содержание текучей компоненты в *HeII* увеличивается. Вязкость сверхтекучей компоненты, практически, отсутствует, поэтому полная вязкость в *HeII* с понижением температуры убывает. Сверхтекучая компонента может протекать через ультрамалые отверстия и щели размером не более 0,5 мкм, непроницаемые даже для газа. Явление сверхтекучести *HeII* открыто в 1937 году *П. Л. Капицей*.

Необходимо отметить также характерные свойства смесей жидких компонентов ^4He и ^3He . Теплота смешения ^4He - ^3He довольно значительная. Теплоемкость смеси больше теплоемкости чистых компонентов до смешения. Поэтому в адиабатных условиях процесс смешения сопровождается понижением температуры. Особенностью растворов ^3He - ^4He является также самопроиз-

вольное их расслоение (расслаивание) при температурах ниже 0,827 К. Атомы более тяжелого сверхтекучего ^4He высвобождаются из раствора и накапливаются в нижней части сосуда. Между жидкими ^3He и ^4He образуется четкая граница раздела.

Эти свойства смесей изотопов гелия ^3He и ^4He были использованы академиком *И. Померанчиком* в последние годы для получения температур ниже 0,2 К.

Воздух

Воздух – это многокомпонентное вещество, основными из компонентов которых являются азот и кислород. В промышленных масштабах методом низкотемпературной ректификации из воздуха извлекают азот, кислород, аргон, неон, криптон и ксенон. Стандартный состав атмосферного сухого воздуха приведен в табл. 4.3. Он практически не изменяется до высоты 100 км. Лишь на высоте 25 км наблюдается повышенное содержание озона, так называемое «озоновое одеяло» земли. В плоскости экватора содержание кислорода выше, чем в полярных областях. Несколько различен состав воздуха над сушей и морем.

Таблица 4.3

Состав сухого атмосферного воздуха у поверхности Земли

№ п/п	Компоненты	Объемная доля, см ³ /м ³	Массовая доля, %	Нормальная температура кипения T _с , К
1	Азот N ₂	780870	75,52	77,36
2	Кислород O ₂	209500	23,15	90,19
3	Аргон Ar	9300	1,282	87,29
4	Двуокись углерода CO ₂	300	0,046	216,56
5	Неон Ne	18	12,5·10 ⁻⁴	27,07
6	Гелий He	5,24	0,72·10 ⁻⁴	4,21
7	Углеводороды	2,03	1,28·10 ⁻⁴	-
8	Метан CH ₄	1,5	0,8·10 ⁻⁴	111,67
9	Криптон Kr	1,14	3,3·10 ⁻⁴	119,75
10	Водород H ₂	0,5	0,035·10 ⁻⁴	20,39
11	Закись азота N ₂	0,5	0,8·10 ⁻⁴	182,4
12	Ксенон Xe	0,08	0,36·10 ⁻⁴	165
13	Озон O ₃	0,01	0,015·10 ⁻⁴	-
14	Радон Rn	6·10 ⁻¹⁴	7·10 ⁻¹⁷	-

Список использованной литературы

- 1 Александрова, А.А. Термодинамика основы циклов теплоэнергетических установок : учеб. пособие для вузов / А.А. Александрова. – 2-е изд., стер. – М.: Изд-во МЭИ, 2006. – 158 с.: ил.
- 2 Архаров, А.М. Машины низкотемпературной техники. Криогенные машины и инструменты / А.М. Архаров, И.К. Буткевич. - М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2010. – 584 с.
- 3 Архаров, А.М. Теплотехника / А.М. Архаров, И.А. Архаров, В.Н. Афанасьев. – 2 изд., перераб. и доп. – М. : Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2004 г. - 712 с.
- 4 Бадылькес, И.С. Рабочие вещества и процессы холодильных машин. / И.С. Бадылькес. - М. : Госторгиздат, 1962.
- 5 Бродянский, В.М. От твердой воды до жидкого гелия (история холода) / В.М. Бродянский. – М. : Энергоатомиздат, 1995.–336 с.: ил.
- 6 Бумагин, Г.И. Установки и системы низкотемпературной техники : учебное пособие / Г. И. Бумагин. – Омск : Изд-во ОмГТУ, 2009. – 116 с.
- 7 Бумагин, Г.И. Термодинамические основы низкотемпературной техники : учеб. пособие / Г.И. Бумагин. – Омск : Изд-во ОмГТУ, 2007. – 156 с.
- 8 Данилова, Г.Н. Теплообменные аппараты холодильных установок / Г.Н. Данилова, С.Н. Богданов, О.П. Иванов. - Л. : Машиностроение, 1986. – 303 с.
- 9 Латыпов, Р.Ш. Техническая термодинамика и энерготехнология химических производств / Р.Ш. Латыпов, Р.Г. Шарафиев. – М. : Энергоатомиздат, 1998.- 344 с.
- 10 Мартыновский, В.С. Анализ действительных термодинамических циклов / В.С. Мартыновский. - М. : Энергия,1972. – 285 с.
- 11 Основы расчета термодинамических циклов и характеристик парокомпрессионных холодильных машин: учебное пособие / С.В. Визгалов [и др.]. - Нижнекамск : Нижнекамск. хим.-технол. ин-т, 2011. – 134 с.
- 12 Теоретические основы тепло и хладотехники. Ч.1 /под ред. Э.И.Гуйго.- Л.: Изд-во Ленинградского университета, 1974. – 285 с.
- 13 Теплоэнергетика и теплотехника. В 4 кн. Кн 1. Общие вопросы : справочник / под ред. А.В. Клименко, В.М. Зорина. – М. : Изд-во МЭИ, 2007. – 528 с. : ил.
- 14 Теплоэнергетика и теплотехника. В 4 кн. Кн 4. : справочник / под ред. А.В. Клименко, В.М. Зорина. – М. : Изд-во МЭИ, 2007. – 632 с.: ил.
- 15 Теплотехника : учеб. для вузов / В.Н. Луканин [и др.]; под ред. В.Н. Луканина. – 2-е изд., перераб. – М.: Высш. шк., 2002. – 671 с.: ил.
- 16 Теплотехника. учеб. для вузов / А.П. Баскаков [и др.]; под ред А.П. Баскакова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. - 224с.
- 17 Термодинамические циклы: методические указания / Н.И. Куприянычева, А.А. Сагдеев. – Казань : Казан. гос. технол. ун-т., 2004. - 28 с.
- 18 Холодильные машины / под общ. ред. Л.С. Тимофеевского. – СПб. : Политехника, 1997. – 992 с.: ил.
- 19 Холодильная техника и технология : учебник / под ред. А.В. Руцкого. – М. : ИНФРА-М, 2000. – 286 с.
- 20 Цуранов, О.А. Холодильная техника и технология / О.А. Цуранов, А.Г. Крысин. - СПб. : Питер, 2004г. – 448 с.

Научное издание

Ибраев А.М.

кандидат технических наук, доцент

Сагдеев А.А.

кандидат технических наук, доцент

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ХОЛОДИЛЬНОЙ ТЕХНИКИ

МОНОГРАФИЯ

Корректор Габдурахимова Т.М.
Худ. редактор Федорова Л.Г.

Сдано в набор 12.09.2012.
Подписано в печать 10.08.2012.
Бумага писчая. Гарнитура Таймс.
Усл. печ. л. 7,75. Тираж 100.
Заказ №46.

НХТИ (филиал) ГОУ ВПО «КГТУ», г. Нижнекамск,
423570, ул. 30 лет Победы, д. 5а.