

ВВЕДЕНИЕ

Тепловые двигатели имеют широкое применение в качестве стационарных наземных и перемещаемых транспортных энергетических установок, а также ряда устройств ракетной техники. Расчёт и анализ термодинамических циклов тепловых машин является основой для оценки их преимуществ и недостатков в зависимости от функционального назначения.

В настоящем учебном пособии представлены основные положения и рекомендации студентам для практического выполнения курсовой работы на тему «Расчёт и анализ термодинамических циклов тепловых машин» с использованием кратко изложенных некоторых разделов технической термодинамики.

Эта курсовая работа предназначена для усвоения студентами:

- основных положений и законов технической термодинамики;
- условий взаимного преобразования тепла и работы для функционирования тепловых машин;
- способов расчётного определения параметров состояния и функций состояния термодинамических процессов, используемых в циклах тепловых машин;
- методов построения конкретных термодинамических циклов, их аналитического и графического анализа.

По мнению автора, это будет способствовать приобретению практических навыков в части проведения расчётов натуральных процессов, происходящих в промышленных энергетических установках и устройствах ракетно-космической техники.

Разработанное учебное пособие рекомендовано кафедрой техники и технологий Технологического университета для применения в учебном процессе.

СПИСОК УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

Параметры состояния термодинамической системы:

p – давление (удельная поверхностная сила);

T – температура (мера нагрева тела);

v – удельный объём рабочего тела.

Параметры, характеризующие рабочее тело:

c – удельная теплоёмкость вещества;

r – удельная теплота испарения;

μ – молекулярная масса вещества;

R – газовая постоянная;

k – показатель адиабаты;

n – показатель политропы;

m – масса рабочего тела.

Функции состояния термодинамической системы;

u – удельная внутренняя энергия;

i – удельная энтальпия;

s – удельная энтропия;

Δ – знак изменений функции.

Параметры, характеризующие обмен энергией в процессах:

q_1 – удельное количество подведенного тепла;

q_2 – удельное количество отведённого тепла;

l – удельная механическая (по изменению объёма) работа;

l_0 – удельная располагаемая (по изменению давления) работа.

Характеристики процессов в цикле:

β – степень повышения давления;

ε – степень сжатия объёма;

ρ – степень изобарного расширения в камере;

λ – степень дополнительного повышения давления;

σ – степень регенерации тепла;

δ – степень политропного расширения в сопле;

$l_{ц}$ – удельная полезная работа цикла;

η_t – термический КПД;

η_e – эффективный КПД;

КПД – коэффициент полезного действия;

ВИТ – верхний источник теплоты;

НИТ – нижний источник теплоты.

Индексы параметров:

n, k – обозначения, соответствующие началу и окончанию конкретного процесса;

v, p, t, s, n – обозначения, соответствующие изохорному, изобарному, изотермическому, адиабатному (изоэнтропному) и политропному процессам.

1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ И ЗАКОНОМЕРНОСТИ ТЕРМОДИНАМИКИ

1.1 Положения и определения термодинамики

Термодинамическая система

В технической термодинамике в качестве системы рассматривается некоторая совокупность тел или веществ (газообразных, жидких, твёрдых) или полей (гравитационных, электромагнитных и др.) материального мира. Система имеет границы, отделяющие её от окружающей среды, в виде условно установленной контрольной поверхности или поверхности раздела фаз вещества.

Система может обмениваться энергией с окружающей средой или быть изолированной. При этом считается, что обмен энергией между элементами изолированной системы или окружающей средой происходит в форме теплоты или механической работы.

Энергия термодинамической системы

Всякая термодинамическая система в любом состоянии обладает запасом энергии. Эта энергия в общем случае может быть подразделена на внутреннюю и внешнюю.

Внешняя энергия термодинамической системы складывается из кинетической энергии движения системы в целом относительно окружающей среды и потенциальной энергии, обусловленной положением системы в поле сил (например, сил тяжести).

Внутренняя энергия представляет собой энергию всех видов движения элементарных частиц, составляющих систему, а также энергию взаимодействия этих частиц.

Величину полной энергии термодинамической системы можно представить в виде:

$$E = E_{\text{пот}} + E_{\text{кин}} + U,$$

где $E_{\text{пот}}$ – потенциальная энергия системы, $E_{\text{кин}}$ – кинетическая энергия системы, U – внутренняя энергия, состоящая из кинетической энергии поступательного, вращательного и колебательного движения молекул и энергии их взаимодействия.

Параметры состояния термодинамической системы

Параметры состояния термодинамической системы подразделяют на внешние и внутренние. Внешними параметрами являются координаты расположения и скорость перемещения тел в действующих

силовых полях. Внутренними являются параметры, характеризующие:

– физическое состояние системы – давление, температура, удельный объём;

– калорическое состояние системы – удельные значения энергии, теплоёмкости, теплоты фазового перехода.

Термодинамический процесс

Под термодинамическим процессом понимают различные изменения внутренних параметров физического состояния системы. Характер процесса представляют в виде математической зависимости между этими параметрами, которая в трёхмерном пространстве может быть изображена в виде конкретной поверхности. Количественные соотношения между параметрами состояния позволяют оценить затраты теплоты и работы на совершение термодинамических процессов.

Уравнение состояния идеального газа

Связь между параметрами состояния газообразных рабочих тел тепловых машин – давлением, температурой и удельным объёмом устанавливает уравнение состояния, которое имеет вид:

$$p \cdot v = R \cdot T . \quad (1.1)$$

Рабочее тело, точно подчиняющееся этому уравнению, называют идеальным газом. Идеальным считается газ, в котором отсутствуют межмолекулярные взаимодействия. Физически параметры, входящие в уравнение состояния идеального газа, представляют собой:

– силу, действующую по нормали к поверхности – это давление p , н/м²;

– меру нагрева термодинамически равновесного рабочего тела – это температура T , градус К:

– объём, который занимает 1 кг тела – это удельный объём v , м³/кг;

– работоспособность 1 кг рабочего тела при изменении его температуры на 1 градус – это газовая постоянная R , Дж/(кг · К).

Работа и теплота – формы передачи энергии

Количество энергии в термодинамической системе может изменяться в результате теплообмена между телами или совершения ра-

боты. Теплота и работа являются двумя эквивалентными формами передачи энергии, но не являются видами энергии.

Мера передачи энергии посредством работы может быть выражена в виде квазистатического процесса изменения объёма рабочего тела под действием давления на поршень при его перемещении $L = \int p \cdot dv$.

Передача энергии в форме теплоты обусловлена взаимодействием между телами в результате разности температур. Мера передачи теплоты может быть выражена в виде:

$$Q = \int C \cdot dT,$$

где C – теплоёмкость вещества.

Теплоёмкость вещества

Теплоёмкостью вещества называется параметр, определяющий количество теплоты, которое нужно подвести к телу или отнять от него для изменения температуры тела на 1 градус К: $C = dQ / dT$, Дж / К.

Для конкретного рабочего тела обычно пользуют понятие удельной теплоёмкости в 1 кг вещества, т.е. $c = C / m$. В этом случае теплоёмкость может быть представлена в виде соотношения: $c = dq / dT$, Дж / кг · К.

Теплоёмкость зависит от характера процесса. В термодинамике большое значение имеют удельные теплоёмкости при постоянном объёме и постоянном давлении, определяемые по формулам

$$c_v = dq_v / dT; \quad c_p = dq_p / dT.$$

Удельные теплоёмкости при постоянном давлении c_p и постоянном объёме c_v связаны между собой:

$$c_p - c_v = R = 8314 / \mu. \quad (1.2)$$

В термодинамике большое значение имеют отношение удельных теплоёмкостей $k = c_p / c_v$, где k – показатель адиабаты.

Значение показателя адиабаты зависит от вида газа, например, для одноатомного газа $k = 1,67$; для двухатомного – $k = 1,4$; для трёхатомного – $k = 1,23$.

Выражение количества теплоты с использованием энтропии

В математическом выражении для определения количества теплоты через параметры состояния рабочего тела используют значения абсолютной температуры T и изменения энтропии S . Энтропией называется физическая величина, изменение которой является признаком наличия обмена энергией в форме теплоты. При подводе теплоты к термодинамической системе энтропия системы возрастает, при отводе – уменьшается.

Количество теплоты равно произведению абсолютной температуры системы на изменение энтропии системы: $Q = \int T \cdot ds$. Изменение температуры характеризует причину теплообмена, а изменение энтропии – количество передаваемой теплоты.

Связь между количеством передаваемой теплоты и изменением энтропии аналогична связи количества совершаемой работы с изменением объёма рабочего тела: $L = \int p \cdot dv$.

Главная трудность в понимании физического смысла энтропии состоит в том, что энтропия не оказывает воздействия на измерительные приборы и поэтому её нельзя измерить, как это делают, например, с температурой, давлением или объёмом. Можно лишь вычислить изменение энтропии по изменению тех параметров, которые доступны для непосредственного измерения в системе (давления, температуры, объёма). Следовательно, энтропия является функцией состояния термодинамической системы.

Равновесные и неравновесные процессы

Равновесным называют процесс, в котором параметры физического состояния системы находятся в равновесном состоянии. Равновесные процессы происходят при бесконечно малых изменениях температуры и давления. Это значит, что давление и температура в разных точках системы не подвержены большим изменениям и отсутствует обмен энергией между отдельными частями системы.

Процессы обмена энергией с окружающей средой происходят при большой разности температуры и давления с потерями энергии. Это приводит к нарушению равновесного состояния.

В термодинамике равновесные процессы считают обратимыми, а неравновесные – необратимыми. Несмотря на то, что равновесные процессы являются идеализированными представлениями, это поня-

тие с успехом применяют для установления общих закономерностей в термодинамике и для расчёта многих реальных процессов.

1.2 Законы термодинамики

Техническая термодинамика базируется на 2-х основных началах, называемых законами.

Первый закон термодинамики

Первый закон термодинамики состоит из следующих утверждений:

– энергия не возникает из ничего и не исчезает бесследно, она может лишь в различных формах переходить от одних тел к другим, однако в изолированной системе её количество не может измениться ни при каких условиях;

– изменение величины внутренней энергии термодинамической системы происходит в результате подвода (отвода) количества теплоты и совершения механической работы, количество теплоты считается положительным, если оно приводит к увеличению внутренней энергии.

Аналитическое выражение 1-ого закона термодинамики для некоторой массы тела имеет вид:

$$\Delta U = Q - L,$$

где ΔU – изменение внутренней энергии в Дж; Q – количество подведённого тепла; L – совершённая работа.

Для 1 кг массы тела уравнение 1-ого закона имеет вид:

$$\Delta u = q - l. \quad (1.3)$$

Для равновесного процесса при бесконечно малом изменении параметров

$$du = dq - dl. \quad (1.4)$$

Второй закон термодинамики

Второй закон термодинамики состоит из следующих утверждений:

– для каждой термодинамической системы существует физическая величина энтропия, зависящая от состояния системы (энтропия – это функция состояния системы);

– в равновесных процессах изменение величины энтропии происходит в результате передачи энергии в виде теплоты, т.е. $ds_{\text{рав}} = dq / T$;

– при неравновесных процессах изменение энергии системы всегда больше изменения, которое было в равновесных процессах, т.е. $ds_{\text{нер}} > ds_{\text{рав}}$.

Для неравновесного процесса передача энергии в форме теплоты увеличивается из-за того, что часть работы или кинетической энергии рабочего тела переходит в теплоту.

Аналитическое выражение второго закона термодинамики имеет вид:

$$ds_{\text{нер}} \geq dq / T. \quad (1.5)$$

Существуют различные формулировки второго закона термодинамики, отражающие свойства неравновесных процессов:

– «Теплота не может переходить сама собой от более холодного тела к более горячему телу», здесь подчёркивается необратимость непосредственного теплообмена без создания цикла с затратой работы;

– «Невозможно осуществить вечный двигатель второго рода» (это двигатель, превращающий теплоту в работу без разности температур), поэтому для осуществления цикла, чтобы произвести работу, необходимы искусственно созданные условия – наличие двух тел с различными температурами.

Дополнительные соображения, связанные с применением основных положений термодинамики

Второй закон термодинамики не нарушает требования первого закона, а определяет направленность основных процессов. Кроме того, с учётом изложенных выше положений, уравнение первого закона термодинамики для равновесного процесса может быть представлено через параметры состояния в виде

$$du = Tds - pdv. \quad (1.6)$$

Следует обратить внимание на то, что внутренняя энергия не зависит от характера процесса и определяется лишь значением её в начальном и конечном состоянии происходящего процесса $du = u_k - u_n$.

Количество энергии, передаваемой от одного тела к другому в форме работы и теплоты, является функцией процесса, поэтому она зависит от вида процесса.

Элементарное количество работы при бесконечно малом изменении объёма может быть представлено в виде $dl = p dv$. Интегральное выражение работы $l = \int p dv$ в ходе термодинамического процесса в координатах v – p может быть представлено в виде диаграммы (рис.1.1). При совершении механической работы термодинамической системой величина объёма возрастает.

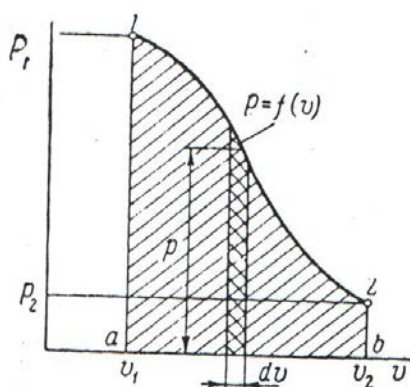


Рисунок 1.1 – Изображение работы в v – p диаграмме

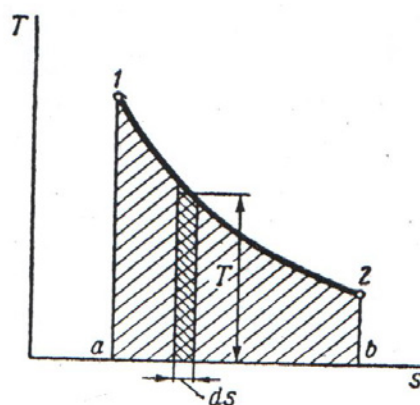


Рисунок 1.2 – Изображение теплоты в s – T диаграмме

При подводе теплоты к термодинамической системе энтропия системы возрастает $dq = T ds$. Интегральное количество теплоты $q = \int T ds$ в ходе термодинамического процесса в координатах s – T может быть представлено в виде диаграммы (рис.1.2).

Энтальпия является функцией состояния

Во многих термодинамических расчётах используется функция состояния, зависящая от параметров состояния u , p , v , называемая энтальпией. Величина энтальпии может быть определена по зависимости вида:

$$i = u + p \cdot v. \quad (1.7)$$

Если тело находится в равновесии с окружающей средой, то с любым его состоянием связана энергия $u + p \cdot v$, численно равная энтальпии тела i в таком состоянии.

В дифференциальной форме после соответствующих преобразований зависимость для элементарного изменения энтальпии имеет вид:

$$di = Tds - vdp . \quad (1.8)$$

Уравнение (1.8) представляет собой запись 1-ого закона термодинамики через энтальпию (вторая форма 1-ого закона). Энтальпия имеет большое значение при анализе открытых систем, которые могут обмениваться с окружающей средой не только энергией, что свойственно изолированным системам, но и массой.

Система, которая, кроме обмена энергией в виде теплоты и работы, может ещё обмениваться с окружающей средой массой вещества, называется открытой системой. Произведение $p \cdot v$ в (1.7) равно удельной работе равновесного вывода (ввода) массы вещества из системы.

Выходящая масса уносит из системы свою внутреннюю энергию. Поэтому, изменение энергии системы, вызванное выводом из неё в 1 кг массы будет, равно $i = u + pv$ Дж. Количество энергии, которым обменивается открытая система с окружающей средой в процессе массообмена, определяется произведением $i \cdot dm$.

Уравнение (1.8) в дифференциальной форме может быть записано в виде:

$$di = dq - dl_0 , \quad (1.10)$$

где $dl_0 = -vdp$ называют располагаемой (технической) работой.

Располагаемая работа за весь процесс определяется интегрированием $l_0 = \int vdp$, что иллюстрирует рисунок 1.3.

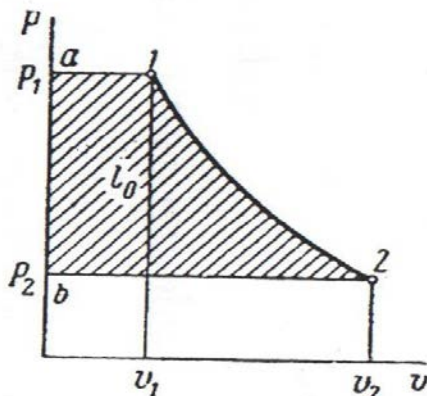


Рисунок 1.3 – Изображение располагаемой работы в v–p диаграмме.
 $l_0 = l_T + \Delta w^2/2$,
 где l_T – техническая работа;
 $\Delta w^2/2$ – кинетическая энергия потока

Располагаемая работа реализуется только в открытой системе, поэтому она отличается от работы расширения газа, совершаемой в закрытой системе. В открытой системе работа затрачивается не только на сжатие или расширение газа, но и на ввод и вывод массы газа, а также на изменение его кинетической энергии движения.

Возрастание энтропии изолированной системы

Опыт показывает, что все процессы идут в направлении установления равновесия, т.е. выравнивания давлений, температур, концентраций. В случае когда под изолированной системой понимается вся совокупность взаимодействующих между собой тел, энтропия изолированной системы при наличии в ней неравновесных процессов возрастает.

Например при $T_1 > T_2$ для двух тел в изолированной системе имеет место неравновесный теплообмен. Изменение энтропии всей системы будет:

$$\Delta S_{\text{ис}} = \Delta S_1 + \Delta S_2 = -Q_1/T_1 + Q_2/T_2 = Q(1/T_2 - 1/T_1). \quad (1.11)$$

Из (1.11) понятно, что $\Delta S_{\text{ис}} > 0$, т.к. $T_1 > T_2$, т.е. энтропия изолированной системы при наличии в ней необратимого теплообмена возрастает.

2. МЕТОД РАСЧЁТА ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

Простейшими термодинамическими процессами изменения состояния рабочего тела (идеального газа), используемыми при расчётах прикладных задач, являются: изохорный, изобарный, изотермический, адиабатный и политропный. Перечисленные процессы считаются равновесными и обратимыми, происходящими при допущении о неизменяемости ряда физических характеристик в процессе изменений основных параметров состояния рабочего тела. Для всех перечисленных процессов установлен общий метод расчётного исследования, предусматривающий последовательное определение:

- вида процесса и закона его осуществления;
- соотношения между параметрами состояния рабочего тела в начале и конце процесса;
- вида рабочего тела и ряда его характеристик: газовой постоянной, показателя адиабаты, теплоёмкости и др.;
- изменения в результате происходящих процессов следующих параметров состояния и функций состояния: давления, удельного объёма, температуры, внутренней энергии, энтропии, энтальпии;
- количества отведённого или подведённого тепла при осуществлении процесса;
- механической (при изменении объёма газа) и располагаемой (при изменении давления газа) работы в процессе;

– характера изменений параметров процессов в виде графических изображений.

Основные зависимости для расчётного определения параметров при исследованиях изохорного, изобарного, изотермического, адиабатного и политропного процессов приведены ниже в таблице 2.1. Примеры графического изображения исследуемых процессов в координатах v – p и s – T приведены на рисунке 2.1.

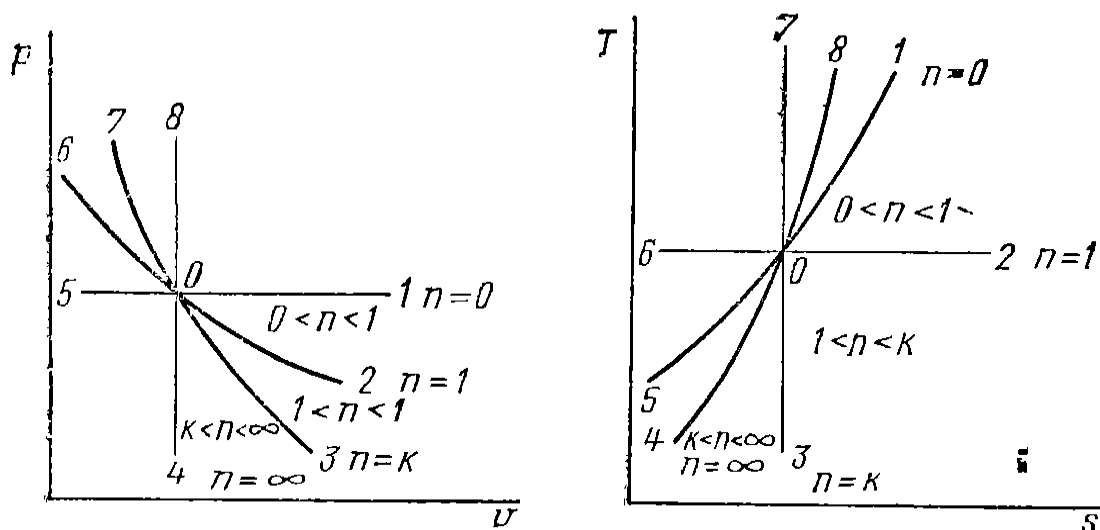


Рисунок 2.1 – Графическое изображение термодинамических процессов в координатах v – p и s – T :

4-0-8 –изохорный; 5-0-1 –изобарный;
3-0-7 –адиабатный; 2-0-6 –изотермический

Анализ диаграмм на рисунке 2.1 позволяет установить, что значения показателя политропы определяют расположение и характер процессов на v – p и s – T диаграммах. Если выбрать произвольную точку 0 и провести из неё все рассмотренные частные случаи политропных процессов, то получим деление диаграмм на восемь областей, в пределах которых термодинамические процессы отличаются общностью определённых свойств.

Согласно v – p диаграмме процессы, расположенные правее изохоры 4-0-8, происходят с расширением рабочего тела и имеют положительную работу.

Процессы, расположенные левее изохоры 4-0-8 имеют отрицательную работу, т.к. происходят со сжатием рабочего тела.

Таблица 2.1 – Основные зависимости для расчётного определения параметров процессов

№ п/п	Вид расчётного параметра опр	Изохорный процесс $v = \text{const}$	Изобарный процесс $p = \text{const}$	Изотермический процесс $T = \text{const}$	Адиабатный процесс $p \cdot v^{\kappa} = \text{const}$	Полиτροпный процесс $p \cdot v^n = \text{const}$
1.	Соотношения параметров состояния: p, v, T	$p_{\kappa}/p_{\text{H}} = T_{\kappa}/T_{\text{H}}$	$v_{\kappa}/v_{\text{H}} = T_{\kappa}/T_{\text{H}}$	$p_{\kappa}/p_{\text{H}} = v_{\text{H}}/v_{\kappa}$	$T_{\kappa}/T_{\text{H}} = (v_{\text{H}}/v_{\kappa})^{\kappa-1}$ $p_{\kappa}/p_{\text{H}} = (v_{\text{H}}/v_{\kappa})^{\kappa}$	$T_{\kappa}/T_{\text{H}} = (v_{\text{H}}/v_{\kappa})^{n-1}$ $p_{\kappa}/p_{\text{H}} = (v_{\text{H}}/v_{\kappa})^n$
2.	Изменение температуры, $\Delta T =$	$T_{\text{H}} \cdot (p_{\kappa}/p_{\text{H}} - 1)$	$T_{\text{H}} \cdot (v_{\kappa}/v_{\text{H}} - 1)$	0	$T_{\text{H}} \cdot [(p_{\kappa}/p_{\text{H}})^{\kappa-1/\kappa} - 1]$	$T_{\text{H}} \cdot [(p_{\kappa}/p_{\text{H}})^{n-1/n} - 1]$
3.	Теплоёмкость, $c =$	$R / (\kappa - 1)$	$R \cdot \kappa / (\kappa - 1)$	∞	0	$c_{\text{D}} \cdot (n - \kappa) / \kappa$
4.	Изменение внутренней энергии, $\Delta u =$	$c_v \cdot (T_{\kappa} - T_{\text{H}})$	$c_v \cdot (T_{\kappa} - T_{\text{H}})$	0	$c_v \cdot (T_{\kappa} - T_{\text{H}})$	$c_v \cdot (T_{\kappa} - T_{\text{H}})$
5.	Изменение энтропии, $\Delta s =$	$c_v \cdot \ln (T_{\kappa}/T_{\text{H}})$	$c_p \cdot \ln (T_{\kappa}/T_{\text{H}})$	$R \cdot \ln (v_{\kappa}/v_{\text{H}})$	0	$c_v \cdot (n - \kappa) \cdot \ln (v_{\text{H}}/v_{\kappa})$
6.	Количество подведенной теплоты, $q_1 =$	$c_v \cdot (T_{\kappa} - T_{\text{H}})$	$c_p \cdot (T_{\kappa}/T_{\text{H}})$	$R \cdot T \cdot \ln (v_{\kappa}/v_{\text{H}})$	0	$c_n \cdot (T_{\kappa} - T_{\text{H}})$
7.	Количество отведенной теплоты, $q_2 =$	$- c_v \cdot (T_{\kappa} - T_{\text{H}})$	$- c_p \cdot (T_{\kappa}/T_{\text{H}})$	$- T \cdot \Delta s$	0	$- c_n \cdot (T_{\kappa} - T_{\text{H}})$
8.	Механическая работа, $l =$	0	$p \cdot (v_{\kappa} - v_{\text{H}})$	q_1	$R \cdot (T_{\text{H}} - T_{\kappa}) / (\kappa - 1)$	$R \cdot (T_{\text{H}} - T_{\kappa}) / (n - 1)$
9.	Располагаемая работа, $l_0 =$	$- v \cdot (p_{\kappa} - p_{\text{H}})$	0	1	$\kappa \cdot l$	$n \cdot l$
10.	Изменение энтальпии, $\Delta i =$	$q_1 + l_0$	q_1	0	$- l_0$	$\kappa \cdot R \cdot (T_{\kappa} - T_{\text{H}}) / (\kappa - 1)$

Согласно s – T диаграмме процессы, расположенные правее адиабаты 3-0-7 протекают с подводом тепла, а расположенные левее адиабаты 3-0-7 – с отводом тепла. Изотерма 6-0-1 делит области, в пределах которых процессы происходят с повышением и понижением температуры. В области между изотермой и адиабатой при подводе теплоты происходит падение температуры рабочего тела, а при отводе – повышение температуры рабочего тела.

3. ХАРАКТЕРИСТИКА ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ЦИКЛОВ ТЕПЛОВЫХ МАШИН

3.1 Условия работы тепловых машин

Преобразование тепла в работу является основной функциональной особенностью тепловой машины, которая может быть реализована при выполнении следующих условий:

- необходимо иметь рабочее тело, способное эффективно выполнить преобразование тепла в работу;
- наличие источника нагрева рабочего тела до высокой температуры (ВИТ – верхний источник теплоты) и холодильника (НИТ – нижний источник теплоты);
- обеспечение циклической работы машины при осуществлении термодинамических процессов.

Термодинамическим циклом (круговым процессом) называют последовательную реализацию ряда процессов, при которой термодинамическая система, выйдя из первоначального состояния, снова возвращается в это состояние.

Изменение внутренней энергии за цикл $\Delta u = 0$, т.к. параметры состояния возвращаются к первоначальным значениям. Поэтому на основе 1-ого закона термодинамики ($du_{ц} = q_{ц} - l_{ц}$) количество работы, совершаемое термодинамической системой за цикл, эквивалентно количеству теплоты, получаемой системой за цикл. Эффективность работы машины оценивают по величине коэффициента полезного действия.

Коэффициент полезного действия (КПД) цикла тепловой машины определяют по формуле

$$\eta = l_{ц} / q_1 = (q_1 - q_2) / q_1. \quad (3.1)$$

КПД тепловой машины равен отношению полезной работы, полученной в цикле – $l_{ц}$, ко всей затраченной теплоте q_1 , которая под-

ведена к рабочему телу. Часть этой теплоты q_2 отводится в окружающую среду.

3.2 Термодинамический цикл Карно

Из формулы (3.1) можно понять, что КПД возрастает при уменьшении q_2 и увеличении q_1 . Максимальный КПД можно получить, выбирая соответствующим образом процессы для термодинамического цикла.

Максимальным КПД обладает цикл Карно, состоящий из 2-х обратимых изотермических и 2-х обратимых адиабатных процессов. Этот цикл в координатах v - p и s - T показан на рисунке 3.1.

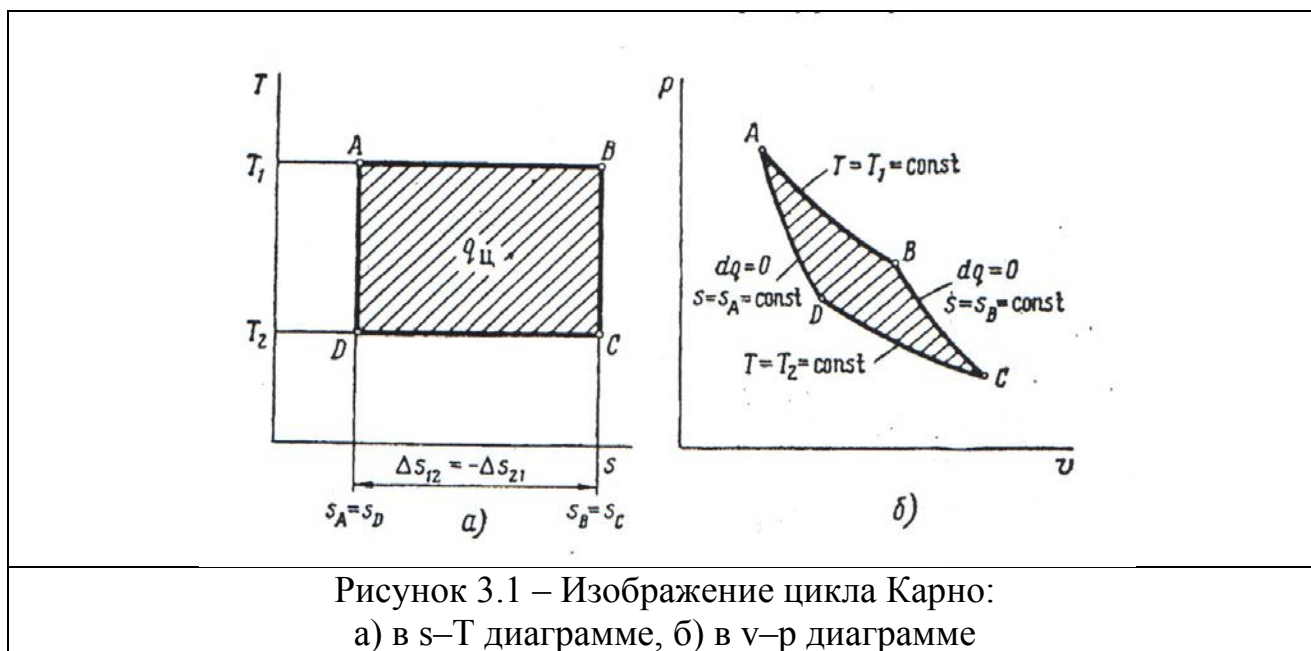


Рисунок 3.1 – Изображение цикла Карно:
а) в s - T диаграмме, б) в v - p диаграмме

На рисунке 3.1 процесс A - B – это изотермическое расширение с подводом теплоты от источника с температурой T_1 . Процесс C - D – это изотермическое сжатие с отводом теплоты к источнику теплоты с температурой T_2 . В процессе адиабатического сжатия D - A газ нагревается до температуры T_1 . Полезная работа цикла определяется алгебраической суммой работ, полученных в отдельных процессах:

$$l_{\text{ц}} = R \cdot T_1 \cdot \ln(v_A/v_B) + R \cdot (T_B - T_C)/(k - 1) - R \cdot T_2 \cdot \ln(v_C/v_D) - R \cdot (T_D - T_A)/(k - 1). \quad (3.2)$$

Работы в адиабатических процессах B - C и D - A взаимно уничтожаются, тогда формулу (3.2) можно представить в виде:

$$l_{\text{ц}} = R \cdot T_1 \cdot \ln(v_A/v_B) - R \cdot T_2 \cdot \ln(v_C/v_D). \quad (3.3)$$

После соответствующих преобразований, приведённых в технической литературе, получена формула для термического КПД цикла Карно

$$\eta_t = 1 - T_2 / T_1 . \quad (3.4)$$

Анализируя формулу (3.4), можно удостовериться, что $\eta_t = 1$, когда T_1 стремится к бесконечности или $T_2 = 0$. Эти условия, невозможно осуществить на практике, поэтому для цикла любой тепловой машины КПД меньше единицы и никогда не превышает КПД цикла Карно.

Рассматривая формулу (3.4), можно сделать ещё один важный вывод: КПД цикла Карно зависит лишь от температур верхнего и нижнего источников теплоты и, следовательно, не зависит от рода рабочего тела.

В реальных циклах тепловых двигателей цикл Карно не применяют из-за ряда технических проблем, связанных с особенностями конструктивного исполнения тепловых машин и их функционального назначения.

3.3 Примеры циклов тепловых двигателей

3.3.1 Термодинамический цикл поршневого двигателя внутреннего сгорания (ДВС)

Процесс работы четырехтактного ДВС поясняет схема на рисунке 3.2. Горючая смесь топлива с воздухом сгорает в цилиндре и приводит к повышению давления. Под действием давления поршень перемещается в нижнюю точку с увеличением объёма. Для повторения аналогичного процесса продукты сгорания удаляются из цилиндра, и осуществляется наполнение его свежей смесью. Это происходит за два хода поршня (2 такта). Выталкивание продуктов сгорания и наполнение объёма цилиндра свежей смесью происходит соответственно при открытии клапанов 3 и 5. Во время четвёртого хода поршня (такта) происходит сжатие воздуха или горючей смеси.

Обратимый термодинамический цикл 1 кг рабочего тела, изображённый на рисунке 3.3, состоит из адиабатного сжатия а–с, изохорного повышения давления с подводом тепла с–z, адиабатного расширения z–е, изохорного процесса отдачи тепла е–а. При этом учитывается, что процессы выталкивания и всасывания направлены в разные стороны, их суммарный вклад в работу цикла равен нулю.

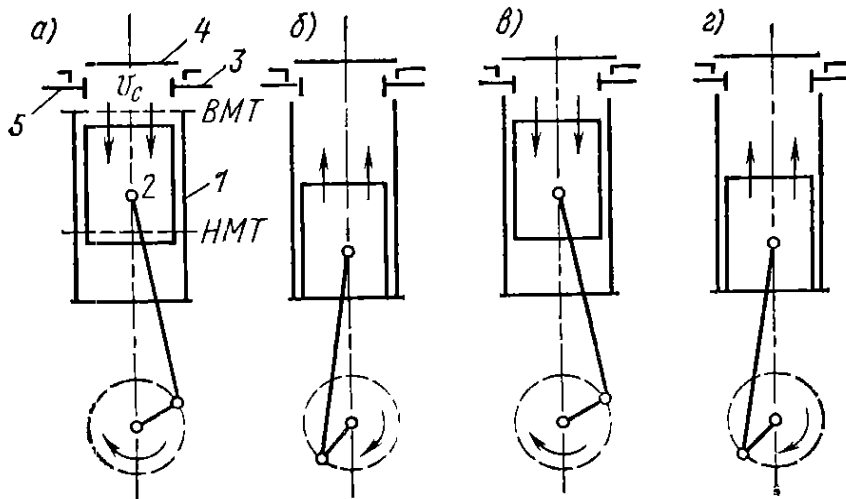


Рисунок 3.2 – Схема работы поршневого двигателя

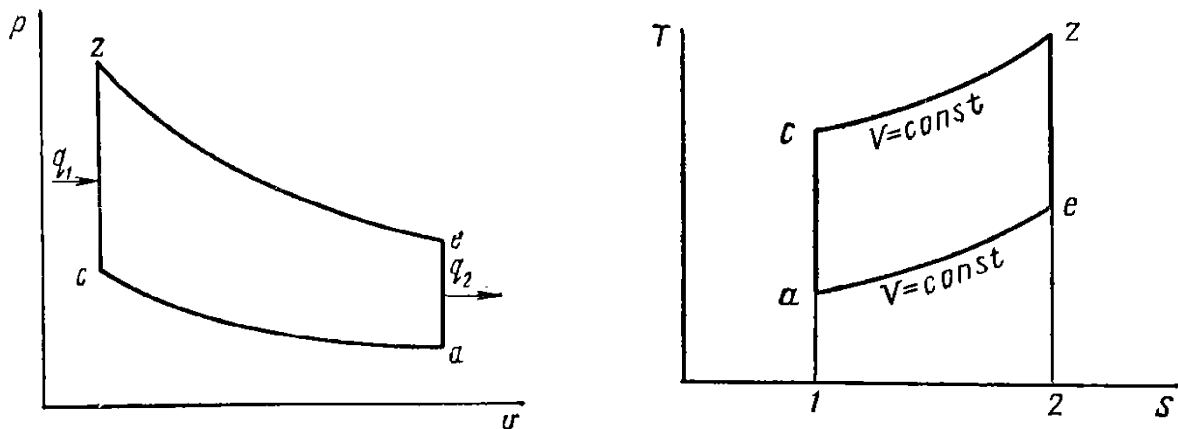


Рисунок 3.3 – Термодинамический цикл ДВС в v - p и s - T координатах при изохорном процессе подвода тепла.

Характеристиками цикла являются степень сжатия $\varepsilon = v_a / v_c$ и степень повышения давления $\lambda = p_c / p_z$

В результате проведенных исследований установлено, что термический КПД цикла ДВС, изображенного на рисунке 3.3 может быть определен по зависимости вида:

$$\eta_t = 1 - 1 / \varepsilon^{k-1}. \quad (3.5)$$

Увеличение ε способствует росту η_t . Однако ДВС, работающие по циклу $v = \text{const}$ с подводом тепла, имеют малую величину η_t из-за малой степени сжатия ввиду ограничения по температуре в связи с возможным самовоспламенением смеси и возникновением детонации. Увеличение степени сжатия, а следовательно и КПД, позволяет обеспечить применение цикла ДВС с подводом тепла при $p = \text{const}$ или цикл со смешанным подводом тепла при $v = \text{const}$ и $p = \text{const}$.

3.3.2 Термодинамический цикл газотурбинной установки (ГТУ)

Схема работы простейшей ГТУ с подводом тепла при $p = \text{const}$ показана на рисунке 3.4. Компрессор 1, приводимый в движение турбиной 2, повышает давление и подаёт сжатый воздух в камеру сгорания, в которую через форсунку впрыскивается топливо. Продукты сгорания расширяются в сопловом аппарате 4 и частично на лопатках турбины 3, а затем выбрасываются в атмосферу.

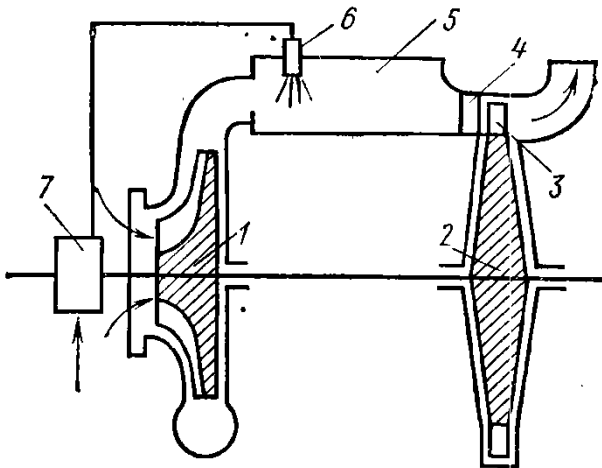


Рисунок 3.4 – Схема работы газотурбинной установки

Обратимый цикл на рисунке 3.5 состоит из адиабатного процесса $a-c$ повышения давления в компрессоре, изобарного расширения $c-z$ в камере сгорания, адиабатного расширения $z-e$ в сопловом аппарате и на лопатках турбины, $e-a$ изобарной отдачи тепла окружающему воздуху.

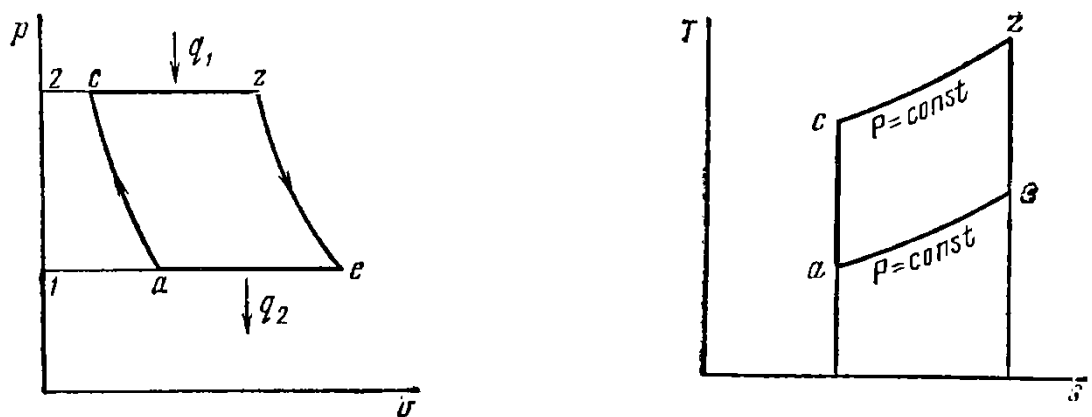


Рисунок 3.5 – Термодинамический цикл ГТУ в $v-p$ и $s-T$ координатах при изобарном процессе подвода тепла.

Характеристиками цикла являются степень повышения давления $\beta = p_c / p_a$ и степень изобарного расширения $\rho = v_z / v_c$.

В результате проведённых исследований установлено, что термодинамический КПД цикла ГТУ, изображённого на рисунке 3.5, может быть определён по зависимости вида:

$$\eta_t = 1 - 1 / \beta^{(k-1)/k}. \quad (3.6)$$

Увеличение β способствует росту η_t , но это приводит к недопустимому росту температуры перед лопатками турбины и требует применения специальных жаропрочных материалов или сложных систем охлаждения лопаток турбины, ограничивающих эффективность применения ГТУ.

Повышение эффективности применения ГТУ может быть обеспечено за счёт регенеративного подвода тепла. Регенерация тепла в схеме на рисунке 3.6 обеспечивается посредством подогрева воздуха, подаваемого в камеру сгорания в теплообменнике 6, установленном в магистрали выброса газа в атмосферу на выходе из турбины.

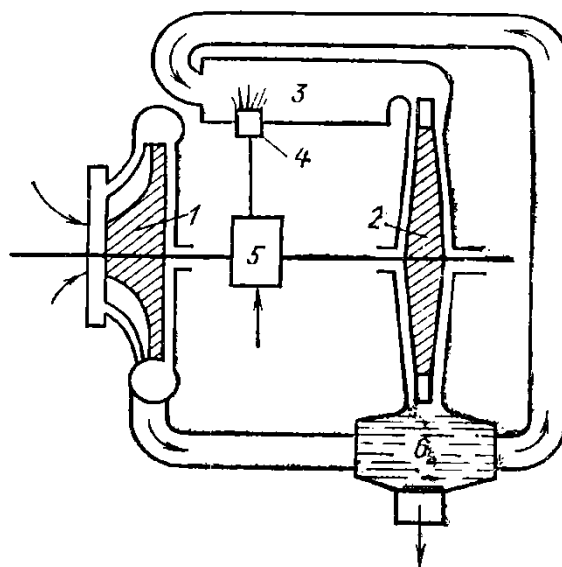


Рисунок 3.6 – Схема работы ГТУ с использованием регенеративного подвода тепла

При этом термодинамический цикл ГТУ с подводом тепла при $p = \text{const}$ имеет вид, показанный на рисунке 3.7: с-1 – изобарный подогрев воздуха в регенераторе, 1-z – подвод теплоты в камере сгорания, z-e – адиабатное расширение газа в турбине, e-2 – отдача теплоты в регенераторе, 2-a – отдача теплоты в окружающую среду.

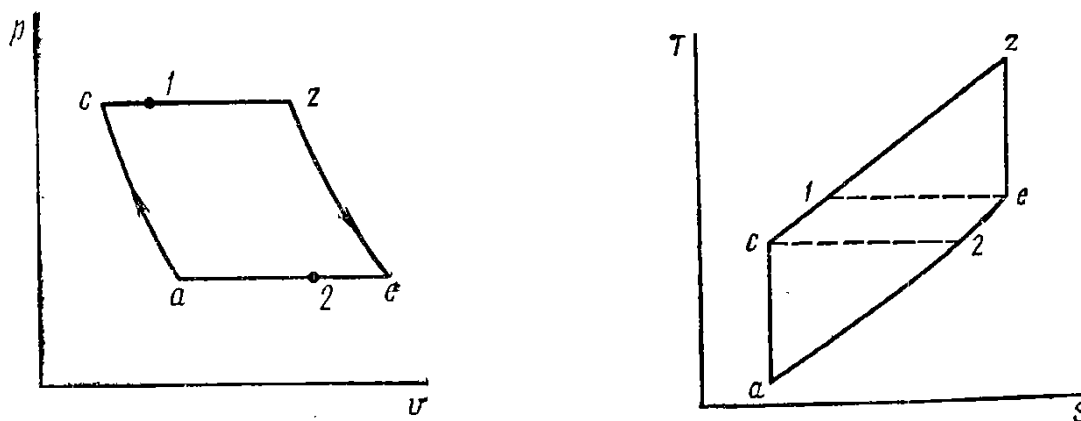


Рисунок 3.7 – Термодинамический цикл ГТУ в v - p и s - T координатах при изобарном процессе с регенерацией подвода тепла.

Характеристиками цикла являются степень повышения давления $\beta = p_c / p_a$ и степень изобарного расширения $\rho = v_z / v_c$, степень регенерации тепла $\sigma = (T_1 - T_c) / (T_e - T_2)$

Величина степени регенерации определяется качеством и величиной рабочих поверхностей теплообменника (регенератора). При полной регенерации тепла, когда $T_e - T_2 = T_1 - T_c$ с подводом тепла при $p = \text{const}$ величина $\sigma = 1$.

В результате проведённых исследований установлено, что термодинамический КПД цикла ГТУ, изображённого на рисунке 3.7, может быть определён по зависимости вида:

$$\eta_t = 1 - (T_e - T_a) / (T_z - T_e) = 1 - T_a / T_e = 1 - 1 / \rho . \quad (3.7)$$

Кроме того, для повышения эффективности КПД по сравнению с циклом при $p = \text{const}$ при работе ГТУ возможно в результате применения цикла $v = \text{const}$ с подводом тепла (рис.3.8).

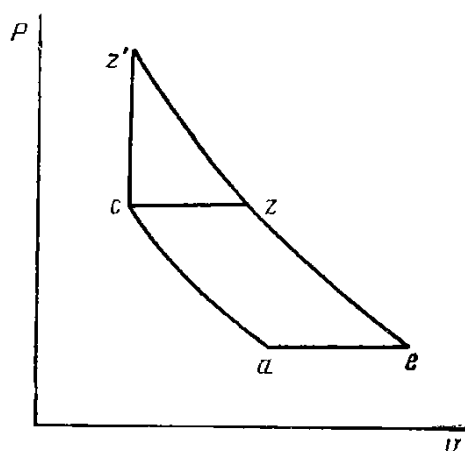


Рисунок 3.8 – Термодинамический цикл ГТУ с применением подвода тепла при $v = \text{const}$.

Этот цикл обладает большей площадью полезной работы, чем при $p = \text{const}$.

Такое преимущество объясняется большей степенью расширения, которая имеет место при $v = \text{const}$, а следствием является

Конец ознакомительного фрагмента.

Приобрести книгу можно

в интернет-магазине

«Электронный универс»

e-Univers.ru