

Р.З. Кавтарадзе

Теория поршневых двигателей

Специальные главы

 **ИЗДАТЕЛЬСТВО**
НСТУ им. КЭ. БАУНАНА


Техническая физика
и энергомашиностроение

УДК 621.43(075.8)

ББК 31.365

К13

Рецензенты:

заведующий кафедрой двигателей внутреннего сгорания СПбГПУ,

д-р техн. наук, профессор *Ю.В. Гальшев*;

заведующий кафедрой гидравлики СПбГПУ,

д-р техн. наук, профессор *М.Р. Петриченко*;

д-р техн. наук, профессор кафедры теплотехники

и тепловых двигателей РУДН *Н.Н. Патрахальцев*

Кавтарадзе, Р. З.

К13

Теория поршневых двигателей. Специальные главы : учебник для вузов / Р. З. Кавтарадзе. — 2-е изд., испр. и доп.— Москва : Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2016. — 589, [3] с. : ил.

ISBN 978-5-7038-4117-4

Изложены основы создания высокоэффективных и высокоэкологических двигателей, проанализированы термодинамические циклы поршневых и комбинированных двигателей, особенности и теплофизические свойства используемых топлив и рабочего тела. Описаны нульмерные и трехмерные модели рабочего процесса и способы его организации в двигателях с внешним и внутренним смесеобразованием, а также формы камеры сгорания. Значительное внимание уделено процессам впрыскивания, распыливания, испарения топлива, задержки воспламенения и тепловыделения в бензиновых двигателях и в дизелях. Рассмотрены процессы сгорания топлива, образования вредных выбросов, проанализированы методы снижения их концентрации, а также проблемы усовершенствования и перспективы развития двигателей с непосредственным впрыскиванием бензина и дизельного топлива. Приведены математические модели основных внутрицилиндровых процессов и методы их экспериментального исследования. 2-ое издание книги дополнено новыми материалами, отражающими достижения последних лет в области двигателестроения.

Содержание учебника соответствует курсу лекций, читаемых автором в МГТУ им. Н.Э. Баумана.

Для магистрантов, обучающихся по специальности «Двигатели внутреннего сгорания». Может быть полезен аспирантам, научным и инженерно-техническим работникам, занимающимся созданием перспективных двигателей, а также исследованием и доводкой уже существующих.

УДК 621.43(075.8)

ББК 31.365

ISBN 978-5-7038-4117-4

© Кавтарадзе Р.З., 2016

© Оформление. Издательство
МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2016

Оглавление

| | |
|---|-----|
| От автора | 8 |
| Введение | 11 |
| Глава 1. Термодинамические циклы поршневых и комбинированных двигателей | 14 |
| 1.1. Рабочий процесс в поршневых двигателях | 14 |
| 1.2. Цикл Карно | 22 |
| 1.3. Обобщенный термодинамический цикл поршневых и комбинированных двигателей | 30 |
| 1.4. Цикл Отто | 32 |
| 1.5. Цикл Дизеля | 36 |
| 1.6. Цикл Тринклера | 41 |
| 1.7. Термодинамические циклы комбинированных двигателей | 48 |
| 1.8. Термодинамический цикл Стирлинга | 57 |
| 1.9. О термодинамических циклах роторных двигателей внутреннего сгорания | 60 |
| Глава 2. Термодинамические параметры рабочего тела | 62 |
| 2.1. Особенности изменения параметров рабочего тела. Локальные параметры | 62 |
| 2.2. Рабочее тело как многофазная среда | 65 |
| 2.3. Теплофизические свойства компонентов рабочего тела | 68 |
| 2.4. Релаксация скорости | 75 |
| 2.5. Релаксация температуры | 80 |
| Глава 3. Моделирование рабочего процесса в поршневых двигателях | 85 |
| 3.1. Понятие модели | 85 |
| 3.2. Однозонная модель | 87 |
| 3.3. Двухзонная модель | 98 |
| 3.4. Многозонная модель | 113 |
| Глава 4. Организация рабочего процесса в поршневых двигателях | 122 |
| 4.1. Генерация вихревого движения заряда | 122 |
| 4.2. Интенсивность вихревого движения заряда и методы ее определения | 126 |
| 4.3. Интенсивность вихревого движения воздушного заряда в быстроходном двигателе с тангенциальным и спиральным впускными каналами | 135 |
| 4.4. Камеры сгорания и способы смесеобразования в поршневых двигателях | 142 |
| 4.5. О рабочих процессах гибридных двигателей | 198 |
| Глава 5. Впрыскивание и распыливание топлива в поршневых двигателях | 202 |
| 5.1. Впрыскивание топлива | 202 |
| 5.2. Теория распада струи жидкого топлива | 225 |
| 5.3. Вторичное дробление и оптимальные размеры капель | 231 |
| 5.4. Топливный факел как статистический ансамбль капель различных размеров | 233 |
| 5.5. Средний диаметр капель топлива | 239 |

| | |
|--|------------|
| 5.6. Вывод формулы среднего диаметра капель на основе теории подобия и размерности | 242 |
| 5.7. Полуэмпирические формулы для расчета среднего диаметра капель | 244 |
| 5.8. Динамика топливного факела | 251 |
| 5.9. Полуэмпирические формулы для расчета динамики топливного факела | 259 |
| Глава 6. Испарение топлива в поршневых двигателях | 264 |
| 6.1. Некоторые особенности испарения топлива | 264 |
| 6.2. Нестационарная диффузия паров топлива | 270 |
| 6.3. Подобие процессов тепло- и массообмена. Стефанов поток | 274 |
| 6.4. Испарение капель топлива в объеме камеры сгорания | 278 |
| 6.5. Испарение капель топлива на нагретой поверхности стенки камеры сгорания | 282 |
| 6.6. Расчет пограничного слоя при наличии топливной пленки | 291 |
| Глава 7. Основы теории горения в поршневых двигателях | 307 |
| 7.1. Понятие горения. Скорость химической реакции. Закон действующих масс | 307 |
| 7.2. Тепловой эффект химической реакции. Закон Гесса | 312 |
| 7.3. Коэффициент молекулярного изменения и его зависимость от способа смесеобразования | 314 |
| 7.4. Влияние температуры на тепловой эффект реакции. Молекулярность и порядок реакции | 321 |
| 7.5. Определение константы скорости реакции на основе теории Максвелла — Больцмана | 327 |
| 7.6. Влияние давления на скорость химической реакции | 330 |
| 7.7. Механизм и кинетика цепных химических реакций | 332 |
| 7.8. Образование токсичных веществ | 337 |
| Глава 8. Задержка воспламенения | 357 |
| 8.1. Высоко- и низкотемпературное воспламенение. Химическая задержка воспламенения | 357 |
| 8.2. Время задержки воспламенения | 362 |
| 8.3. Основные факторы, влияющие на задержку воспламенения | 370 |
| 8.4. Роль химических и физических процессов в задержке воспламенения | 376 |
| 8.5. Полуэмпирические формулы для расчета времени задержки воспламенения | 382 |
| 8.6. Определение времени задержки воспламенения на основе уравнения сохранения энергии | 389 |
| 8.7. Теория теплового взрыва. Теория зажигания | 394 |
| 8.8. Экспериментальное исследование задержки воспламенения для различных топлив | 406 |
| Глава 9. Методы расчета тепловыделения в поршневых двигателях | 423 |
| 9.1. Основные виды тепловыделения | 423 |
| 9.2. Расчет тепловыделения на основе бимолекулярной реакции | 427 |
| 9.3. Полуэмпирические зависимости для расчета скорости тепловыделения | 430 |
| 9.4. Расчет тепловыделения на основе теории цепных реакций. Закон Вибе | 434 |
| 9.5. Скорость тепловыделения как плотность распределения вероятности | 449 |

| | |
|---|------------|
| 9.6. Моделирование процесса сгорания с учетом процессов испарения, диффузии и химических превращений | 451 |
| Глава 10. Трехмерное моделирование процессов переноса и турбулентного горения в поршневых двигателях | 467 |
| 10.1. Модель нестационарного турбулентного движения и горения рабочего тела | 467 |
| 10.2. Модели турбулентности | 472 |
| 10.3. Моделирование турбулентного течения с горением. Модели горения | 488 |
| 10.4. Метод численного интегрирования уравнений переноса | 496 |
| 10.5. Результаты численных экспериментов по влиянию формы КС на изменение локальных параметров рабочего тела и концентраций оксидов азота | 503 |
| Глава 11. Проблемы усовершенствования и перспективы развития поршневых двигателей с непосредственным впрыскиванием топлива | 508 |
| 11.1. Бензиновые двигатели | 508 |
| 11.2. Дизели с непосредственным впрыскиванием топлива | 549 |
| Список литературы | 562 |
| Предметный указатель | 579 |
| Именной указатель | 583 |

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ЦИКЛЫ ПОРШНЕВЫХ И КОМБИНИРОВАННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

1.1. Рабочий процесс в поршневых двигателях

1.1.1. Виды поршневых двигателей

Двигатели, в которых теплота, выделяющаяся при сгорании топлива, преобразуется в механическую энергию, называют *тепловыми двигателями*. Тепловые двигатели подразделяют на две основные группы: *двигатели внутреннего сгорания* (поршневой, роторный и комбинированный двигатели, газовая турбина, реактивный двигатель и др.), т. е. все двигатели, в которых процессы сгорания и тепловыделения происходят внутри самого двигателя; *двигатели внешнего сгорания* (паровые машины, паровые турбины, двигатель Стирлинга), т. е. двигатели, которые вырабатывают механическую энергию за счет теплоты, подводимой извне.

Основной элемент конструкции поршневого двигателя — цилиндр с поршнем. Топливо сгорает внутри цилиндра в среде воздуха (окислителя). При этом процесс образования горючей смеси может происходить как внутри цилиндра, так и вне цилиндра. Исторически сложилось так, что первым был создан поршневой двигатель с внешним смесеобразованием немецким инженером Н. Отто (1876). Конечно, еще до Отто предпринимались попытки создания двигателей, наиболее удачным из которых можно считать газовый двигатель внутреннего сгорания (1860) французского механика Ж. Ленуара. Однако именно Отто принадлежит приоритет создания прообраза современного поршневого двигателя с внешним смесеобразованием, который в настоящее время известен как *двигатель Отто*. В таком двигателе основная часть воздуха и паров топлива смешивается еще до поступления в цилиндр. Образование топливовоздушной смеси завершается после ее поступления в цилиндр, где происходит сжатие и затем зажигание смеси от электрической искры. Продукты сгорания расширяются и перемещают поршень, от которого выработанная механическая энергия передается на вал двигателя через кривошипно-шатунный механизм. В настоящее время в транспортной энергетике и, особенно, в автомобильной промышленности успешно внедряются *двигатели Отто с впрыскиванием бензина непосредственно в цилиндр*, т. е. с внутренним смесеобразованием и принудительным зажиганием топливовоздушной смеси. Современный двигатель Отто — поршневой двигатель с внешним или внутренним смесеобразованием и принудительным зажиганием.

Принципиально новый поршневой двигатель (1893) носит имя его изобретателя — немецкого инженера Р. Дизеля. В этом двигателе в цилиндр сначала поступает воздух, который сжимается поршнем. В конце процесса сжатия в цилиндр под давлением впрыскивается топливо и образуется топливовоздушная смесь, которая под действием высокой температуры сжатого воздуха самовоспламеняется. Таким образом, дизелем называют двигатель с *внутренним смесеобразованием и самовоспламенением* горючей смеси. В этом и заключается принципиальное различие между двигателем Отто и дизелем.

Основные процессы в поршневых двигателях внутреннего сгорания — впуск, сжатие, сгорание–расширение и выпуск — в совокупности образуют полный *рабочий цикл* и могут быть осуществлены либо за два последовательных хода поршня (один оборот коленчатого вала), либо за четыре (два оборота коленчатого вала). В первом случае поршневой двигатель называют *двухтактным*, а во втором — *четырёхтактным*.

1.1.2. Основные термодинамические понятия

Термодинамическая система — совокупность тел, которые могут обмениваться между собой и с другими телами (окружающей средой) энергией и веществом; для нее справедливы законы термодинамики. Изменение состояния термодинамической системы, характеризующееся изменением ее параметров, называют *термодинамическим процессом*. *Термодинамический цикл* — непрерывная последовательность термодинамических процессов, в результате которых *рабочее тело* (в поршневых двигателях обычно это газообразное вещество) возвращается в исходное состояние. На всех диаграммах состояния термодинамические циклы изображают замкнутыми линиями, так как суммарное изменение любого термодинамического параметра рабочего тела в цикле равно нулю, т. е. $\oint dp = 0$, $\oint dv = 0$, $\oint dT = 0$, $\oint di = 0$, $\oint ds = 0$, $\oint du = 0$.

В каждом термодинамическом процессе происходит изменение параметров рабочего тела в соответствии с определенным законом, обусловленным видом самого процесса, при этом отдельные параметры могут оставаться неизменными.

Термодинамические процессы подразделяют на *изобарный*, *изохорный*, *изотермический*. Эти процессы протекают при постоянных значениях давления, $p = \text{const}$; объема, $V = \text{const}$; термодинамической (абсолютной) температуры, $T = \text{const}$ соответственно. Кроме того, термодинамические процессы подразделяют на *адиабатный* процесс, в котором отсутствует теплообмен между системой и окружающей средой, а также на *изоэнтروпийный* и *изоэнтальпийный* процессы, происходящие при постоянных значениях энтропии и энтальпии системы соответственно. Адиабатный процесс — изоэнтропийный процесс. Адиабатный процесс удовлетворяет соотношению $pV^k = \text{const}$, где

показатель адиабаты $k = \frac{c_p}{c_v}$ есть отношение теплоемкостей при постоянных

значениях давления и объема. Значение k постоянно для определенного газообразного вещества, например, для воздуха $k = 1,4$. Термодинамический процесс, удовлетворяющий соотношению $pV^n = \text{const}$, называют *политропным*. Показатель политропы n — постоянная величина.

Термодинамический цикл включает в себя процессы сжатия и расширения газа, а также процессы с подводом ($dq > 0$) и отводом ($dq < 0$) теплоты. В термодинамическом цикле тепловая энергия превращается в механическую или наоборот. Согласно второму закону термодинамики для совершения термодинамического цикла необходимо наличие двух источников теплоты с различной температурой, при этом источник с более высокой температурой называют *горячим*, а с более низкой — *холодным*. Термодинамический цикл, в котором к газообразному веществу подводится большее количество теплоты при более высокой температуре и отводится меньшее количество теплоты при более низкой температуре, называют *прямым*. Разность значений этой теплоты равна *совершаемой работе*. Термодинамический цикл является *обратным*, если к газу подводится меньшее количество теплоты при меньшей температуре, а отводится большее количество теплоты при более высокой температуре. Разность значений этой теплоты равна *затраченной работе*. Термодинамический процесс, после которого термодинамическая система и взаимодействующая с ней окружающая среда возвращаются в начальное состояние без остаточных изменений, называют *обратимым*, в противном случае — *необратимым*. Если все процессы в цикле обратимые, то и сам цикл обратимый. Чтобы цикл был необратимым, достаточно хотя бы одного необратимого процесса. Прямые термодинамические циклы характеризуются *термическим КПД цикла*, который представляет собой отношение работы, совершенной в прямом обратимом термодинамическом цикле, к теплоте, сообщенной рабочему телу от внешних источников. Аналогично отношение теплоты, отведенной в обратном термодинамическом цикле от охлаждаемой системы, к работе, затраченной в этом цикле, называют *холодильным коэффициентом*. Примером обратимого термодинамического цикла служит цикл Карно.

1.1.3. Работа, совершаемая в цилиндре поршневого двигателя

Внутри цилиндра поршневого двигателя (рис. 1.1) происходит изменение параметров и физико-химического состояния газообразного вещества, представляющего собой *рабочее тело*. После подвода теплоты q газ расширяется и перемещает поршень на расстояние $\Delta x = x_2 - x_1$, т. е. выполняет *механическую работу* $\Delta L = P\Delta x$, где сила P , действующая на поршень, равна произведению давления газа p и площади F поршня, $P = pF$. Тогда $\Delta L = p\Delta V$, где $\Delta V = F\Delta x$ есть изменение объема газа в результате его расширения (см. рис. 1.1). Введем понятия *удельной работы* $l \stackrel{\text{def}}{=} \frac{L}{m}$ и *удельного объема* $v \stackrel{\text{def}}{=} \frac{V}{m}$, где m — масса

газа. Изменение удельной работы $dl = pdv$ и соответственно удельная работа, совершаемая газом в цилиндре,

$$l = \int_{v_1}^{v_2} pdv. \quad (1.1)$$

Очевидно, что при сжатии газа поршнем начальный объем v_1 превышает конечный объем v_2 ,

т. е. $dv < 0$ и $dl < 0$, при расширении $dv > 0$ и $dl > 0$. Следовательно, работа, совершаемая газом, — *положительная работа*, а работа, затрачиваемая на сжатие газа, — *отрицательная работа*.

Параметр p указывает, согласно (1.1), на возможность совершения работы, однако признаком совершения работы является условие $dv \neq 0$. Механическая работа имеет тепловой эквивалент, но выразить теплоту интегралом, аналогичным (1.1), стало возможным только после введения (1865) немецким ученым Р. Клаузиусом понятия энтропии. *Энтропия* — физическая величина S , изменение dS которой характеризует обмен энергией между системой и внешней средой. Тогда

$$q = \int_{S_1}^{S_2} TdS, \quad (1.2)$$

где S_1, S_2 — значения энтропии системы в двух состояниях; T — термодинамическая температура. Параметр T указывает на возможность теплообмена, признаком осуществления которого является условие $dS \neq 0$.

В силу (1.1) и (1.2) термодинамические процессы, протекающие в цилиндре (см. рис. 1.1), можно графически изобразить как в координатах Vp , так и в координатах TS . При этом диаграмма термодинамического процесса в координатах Vp выражает механическую работу, поэтому часто ее называют *рабочей диаграммой*, а диаграмма термодинамического процесса в координатах ST — теплоту, поэтому ее называют *тепловой, или энтропийной, диаграммой*.

1.1.4. Четырехтактный двигатель

Индикаторной диаграммой четырехтактного двигателя традиционно называют рабочую диаграмму, полученную непосредственно для работающего двигателя экспериментально или построенную по результатам расчета внутрицилиндровых процессов. Индикаторная диаграмма в координатах pV в силу характера изменения объема представляет собой замкнутую кривую (рис. 1.2, б). Если зависимость $p = p(V)$ получена в координатах $p = p(\varphi)$, где φ — угол поворота коленчатого вала, то индикаторную диаграмму называют *развернутой*. Для перевода одной диаграммы в другую используют зависимость $V = V(\varphi)$, известную из кинематического анализа кривошипно-

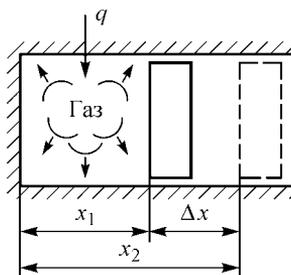


Рис. 1.1. К определению механической работы

шатунного механизма. При возвратно-поступательном движении поршня в момент изменения направления его мгновенная скорость равна нулю. Положения поршня, соответствующие нулевой мгновенной скорости, принято называть *мертвыми точками*. Из рис. 1.2, а ясно, что таких точек две: *верхняя и нижняя мертвые точки* (ВМТ и НМТ соответственно).

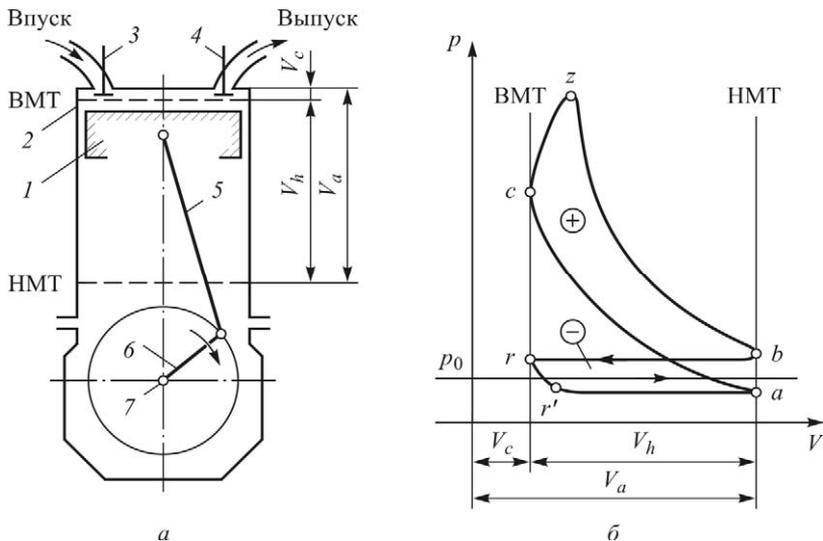


Рис. 1.2. Принципиальная схема (а) и индикаторная диаграмма (б) четырехтактного двигателя:

1 — поршень; 2 — цилиндр; 3 — впускной клапан; 4 — выпускной клапан; 5 — шатун; 6 — кривошип; 7 — вал

В четырехтактном двигателе первый такт — это всасывание (впуск) в цилиндр свежего заряда: для двигателя Отто — топливоздушной смеси, а для дизеля — воздуха. В начале этого такта открывается впускной клапан 3 (выпускной клапан 4 закрыт) и поршень 1 начинает перемещаться от ВМТ к НМТ. В цилиндре давление p падает ниже давления p_0 окружающей среды и становится равным давлению p_a (линия $r'a$ на рис. 1.2, б). По достижении НМТ впускной клапан закрывается и первый такт заканчивается.

Второй такт — сжатие; поршень перемещается от НМТ к ВМТ при закрытых клапанах 3 и 4, сжимает рабочее тело, при этом объем изменяется от значения V_a до значения V_c . Давление в цилиндре повышается от значения p_a до значения p_c (линия ac на рис. 1.2, б). Третий такт — рабочий ход, при котором сгорание топлива и расширение продуктов сгорания также происходит при закрытых клапанах. В результате расширения продукты сгорания перемещают поршень от ВМТ к НМТ. В процессе сгорания, несмотря на то что поршень перемещается к НМТ и объем увеличивается, давление резко повышается от значения p_c до значения p_z (линия cz на рис. 1.2, б), где p_z — *максимальное давление рабочего цикла*. В дальнейшем происходит расширение

продуктов сгорания и давление падает от p_z до p_b (линия zb на рис. 1.2, б). Последний, четвертый такт — выпуск отработавших газов из цилиндра — осуществляется при перемещении поршня от НМТ к ВМТ. В это время клапан 4 открыт и поршень выталкивает отработавшие газы в окружающую среду под давлением p_b (линия br на рис. 1.2, б). Очевидно, что $p_b > p_0$. После завершения четвертого такта в цилиндре остается определенное количество продуктов сгорания, так называемые *остаточные газы*, которые, занимая объем сжатия V_c (см. рис. 1.2, а, б) и имея давление $p_r > p_0$, препятствуют протеканию следующего процесса — наполнения. Однако поршень начинает перемещаться к НМТ, и остаточные газы расширяются, их давление падает до $p_{r'} < p_0$ (линия rr' на рис. 1.2, б) и начинается впуск свежего заряда — первый такт следующего цикла. Таким образом, замкнутый рабочий цикл четырехтактного двигателя (см. рис. 1.2, а) графически изображают индикаторной диаграммой (см. рис. 1.2, б). Диаграмма состоит из двух основных частей, соответствующих *работе, полученной в цилиндре* и представляющей собой разность работ расширения и сжатия (положительной), а также *работе, затраченной* на проведение процессов газообмена (впуска и выпуска) в цилиндре (отрицательной). Ее называют *работой насосных ходов*.

Объем цилиндра V_h между ВМТ и НМТ называют *рабочим объемом*. Полный объем цилиндра $V_a = V_h + V_c$. Поскольку сгорание происходит при нахождении поршня в окрестности ВМТ, когда объем цилиндра несущественно отличается от объема сжатия V_c , то объем V_c называют *объемом камеры сгорания* (КС). Важнейшая характеристика рабочего процесса поршневого двигателя — *степень сжатия*

$$\varepsilon \stackrel{\text{def}}{=} \frac{V_a}{V_c} = 1 + \frac{V_h}{V_c}, \quad (1.3)$$

значение которой у дизелей всегда больше, чем у двигателей Отто.

1.1.5. Двухтактный двигатель

В двухтактном двигателе (рис. 1.3) первый такт — сгорание–расширение — начинается при нахождении поршня в ВМТ. Выпускные клапаны 2 и 3 закрыты (впускных клапанов нет) и в сжатый воздух, занимающий объем V_c , через форсунку впрыскивается топливо. В результате самовоспламенения начинается процесс сгорания (линия cz на рис. 1.3, б) и давление возрастает до максимального значения p_z в рабочем цикле. Далее, в результате расширения продуктов сгорания поршень, выполняя рабочий ход, продолжает перемещаться к НМТ и давление в цилиндре понижается до значения p_m (линия zm на рис. 1.3, б). Выпускные клапаны открываются (точка a_m на рис. 1.3, а), начинается выпуск газов, давление продолжает падать (линия mn на рис. 1.3, б) до значения p_n . Приближаясь к НМТ, поршень открывает впускные окна 5, через которые в цилиндр поступает воздух под давлением p_k из нагнетателя 6. Воздух вытесняет продукты сгорания через выпускные клапаны и одновре-

(на этом участке поршень не совершает полезного хода). Соответственно имеются *реальная* ε , определяемая соотношением (1.3), и *геометрическая* ε' степени сжатия:

$$\varepsilon' \stackrel{\text{def}}{=} \frac{V'_a}{V_c} = 1 + \frac{V'_h}{V_c}. \quad (1.4)$$

При этом $\varepsilon' = \frac{\varepsilon - \psi}{1 - \psi}$, где доля потерянного объема $\psi \stackrel{\text{def}}{=} \frac{V_n}{V'_h}$ изменяется для различных двигателей в диапазоне значений 0,10–0,35.

1.1.6. Реальный и термодинамический циклы. Их эффективность

Рассмотрим основные отличия термодинамического цикла от реального.

1. Рабочее тело в цилиндре не меняется. В реальном цикле происходит наполнение цилиндра свежим зарядом и его очистка от отработавших газов, т. е. осуществляется процесс газообмена.

2. Химический состав рабочего тела не меняется. В термодинамическом цикле процесс тепловыделения в результате сгорания заменяется процессом подвода теплоты.

3. Теплоемкости рабочего тела не зависят от его температуры, т. е. $c_p = \text{const}$ и $c_v = \text{const}$. В реальном цикле теплоемкость зависит от температуры, а также от концентрации компонентов рабочего тела.

4. Процессы сжатия и расширения являются адиабатными, т. е. протекают без теплообмена с окружающей средой.

5. Рабочим телом в цилиндре служит идеальный газ, т. е. газ, подчиняющийся уравнению состояния Клапейрона.

Для решения основной задачи при исследовании термодинамических циклов — определения их эффективности — необходимо:

выяснить факторы, от которых зависит КПД обратимого термодинамического цикла, задать последовательность процессов так, чтобы КПД был наибольшим при заданных ограничительных условиях;

установить степень необратимости процессов реального цикла и выяснить, какие процессы цикла следует усовершенствовать для снижения необратимых потерь.

Эффективность реального цикла оценивается индикаторным КПД, представляющим собой отношение работы реального цикла $q_1 - q_{2\text{реальн}}$ к подведенной теплоте $q_1 = H_u m_{\text{ц}}$, т. е.

$$\eta_i = 1 - \frac{q_{2\text{реальн}}}{H_u m_{\text{ц}}}, \quad (1.5)$$

где H_u — низшая теплота сгорания топлива; $m_{\text{ц}}$ — цикловая подача топлива. В основном КПД η_i характеризует расход топлива в двигателе, однако в це-

лом технико-экономические показатели поршневых двигателей определяются не только расходом топлива, но габаритами и массой двигателя. Один из важных технико-экономических показателей поршневого двигателя — среднее индикаторное давление, представляющее собой удельную работу цикла, приходящуюся на единицу рабочего объема:

$$p_i = \frac{q_1 - q_{2\text{реальн}}}{V_a - V_c}. \quad (1.6)$$

Аналогично определяется среднее индикаторное давление обратимого цикла $p_i = \frac{q_1 - q_2}{V_{\text{max}} - V_{\text{min}}}$. Из (1.6) следует, что чем больше работа цикла и меньше объем газа в конце процесса расширения, тем меньше габариты и, следовательно, масса двигателя при его неизменной мощности.

1.2. Цикл Карно

1.2.1. Краткая историческая справка

Цикл Карно (по имени французского физика С. Карно) был описан в 1824 г. в классическом сочинении «Размышления о движущей силе огня и о машинах, способных развивать эту силу» [8]. Эта выдающаяся работа, заложившая начало термодинамики как науки, является классическим примером того, что потребности общества (усовершенствование и внедрение в промышленность тепловых машин) могут быть мощным импульсом в развитии научных идей и теоретических исследований. При жизни автора она не была замечена, но идеи, изложенные в этом замечательном труде, на многие годы определили развитие термодинамики и теплофизики в целом.

Карно Никола́ Леонар Сади в 1813 г. окончил Парижскую политехническую школу, затем несколько лет служил в качестве военного инженера, но вскоре ушел в отставку и посвятил себя науке. Умер 24 августа 1832 г. во время эпидемии холеры. Чудом оставшиеся записки С. Карно (все личные вещи умерших от этой тяжелой инфекционной болезни подлежали уничтожению) в 1878 г. вошли во второе издание «Размышлений», опубликованное его братом Ипполитом — известным ученым-социологом. В этой работе основное внимание уделено усовершенствованию тепловых машин в целях повышения их коэффициента полезного действия.

Принято считать [3], что идея создания цикла с максимальным КПД возникла у Карно при изучении трудов своего отца — Лазара Карно — известного ученого в области математики и механики машин. В частности, из работ своего отца он узнал, что энергетические потери в машине будут минимальными, во-первых, в том случае, если передача движения от одной детали к другой происходит без скачков скоростей, т. е. при равенстве скоростей соприкасающихся и движущих-

ся деталей, и, во-вторых, при отсутствии трения между движущимися деталями. Аналогично в тепловой машине теплообмен должен осуществляться при бесконечно малой разности между температурами нагретых тел. Для определения условий получения максимальной полезной работы Карно и придумал идеальную тепловую машину с обратимым термодинамическим циклом.

Тепловыми явлениями занимались задолго до Карно, и был накоплен практический опыт создания тепловых двигателей, главным образом паровых двигателей. Заслуга Карно заключается в том, что он впервые в общем виде изложил проблему превращения теплоты в работу, ввел понятия «идеальная машина» и «обратимый круговой процесс». Кроме того, он сделал обобщающие выводы, которые не зависели ни от конструкции конкретной машины, ни от рабочего тела и тем самым способствовали открытию второго закона термодинамики. Интересно, что Карно придерживался господствовавшей в то время теории, согласно которой тепло есть субстанция (теплород), количественно неизменная во всех процессах. Однако это не отразилось на полученных им результатах.

1.2.2. Прямой цикл Карно. Термический КПД. Теорема Карно

Цикл Карно (рис. 1.4) состоит из двух изотермических и двух адиабатных процессов. Направление процессов этого цикла соответствует циклу Карно, совершаемому идеальным газом в тепловых двигателях, в которых подводимая теплота преобразуется в механическую работу. Такой цикл называют *прямым циклом Карно* — термодинамические процессы подвода теплоты q_1 и ее отвода q_2 происходят при постоянной температуре рабочего тела, а переход одной изотермы в другую осуществляется при постоянном значении энтропии системы.

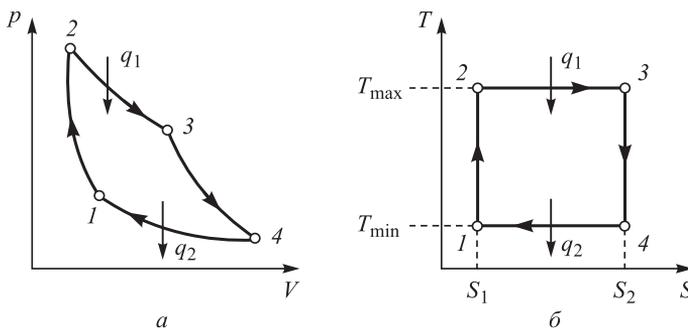


Рис. 1.4. Рабочая p - V (а) и тепловая T - S (б) диаграммы цикла Карно:

1-2 — адиабатное сжатие; 2-3 — изотермическое расширение;
3-4 — адиабатное расширение; 4-1 — изотермическое сжатие

Термический КПД любого термодинамического цикла

$$\eta_t \stackrel{\text{def}}{=} \frac{q_1 - q_2}{q_1}. \quad (1.7)$$

Для цикла Карно (см. рис. 1.4) $q_1 = T_{\max}(S_2 - S_1)$; $q_2 = T_{\min}(S_2 - S_1)$. Подставляя эти величины в (1.7), получаем термический КПД цикла Карно:

$$\eta_{tK} = 1 - \frac{T_{\min}}{T_{\max}}. \quad (1.8)$$

Из (1.8) вытекают следующие выводы: КПД η_{tK} не зависит от вида рабочего тела и определяется экстремальными значениями температуры цикла, т. е. T_{\max} — источника теплоты и T_{\min} — приемника теплоты; КПД η_{tK} тем выше, чем шире интервал значений температуры цикла, т. е. чем больше числовое значение отношения $\frac{T_{\max}}{T_{\min}}$; $\eta_{tK} = 1$ при $T_{\min} = 0$ и $T_{\max} \neq 0$ либо при $T_{\min} \neq 0$ и $T_{\max} \rightarrow \infty$ (оба эти условия практически не выполнимы); термический КПД η_t любого термодинамического цикла в заданном интервале значений температуры не может быть выше КПД η_{tK} .

Последний вывод из (1.8), известный также как *теорема Карно*, можно доказать с помощью тепловой диаграммы T – S (см. рис. 1.4, б). Действительно, любой термодинамический цикл, совершаемый в тех же температурных интервалах, что и цикл Карно, изображенный на тепловой диаграмме, занимает меньшую площадь, чем цикл Карно, так как площадь прямоугольника всегда больше площади произвольной геометрической фигуры, помещенной в этих пределах. Поскольку эти площади на диаграмме T – S соответствуют полезной теплоте цикла, то такая простая геометрическая интерпретация вполне приемлема для доказательства теоремы Карно.

Согласно (1.8) при расширении интервала температур ($T_{\min} \dots T_{\max}$) увеличивается КПД цикла Карно, причем важно, за счет какой именно температуры цикла (минимальной или максимальной) происходит это расширение. При изменении температуры T_{\max} приращение КПД цикла Карно $d\eta_{tK} = \frac{\partial \eta_{tK}}{\partial T_{\max}} dT_{\max}$, тогда с учетом (1.8) имеем

$$d\eta_{tK} = \frac{T_{\min}}{T_{\max}} \frac{dT_{\max}}{T_{\max}}. \quad (1.9)$$

Аналогично в случае изменения температуры T_{\min} получаем

$$d\eta_{tK} = -\frac{T_{\min}}{T_{\max}} \frac{dT_{\min}}{T_{\min}}. \quad (1.10)$$

Очевидно, что термический КПД цикла Карно ($d\eta_{тК} > 0$) увеличивается при повышении максимальной температуры ($dT_{\max} > 0$) или при понижении минимальной температуры ($dT_{\min} < 0$). Сравнивая (1.9) и (1.10), видим, что при одинаковых по модулю приращениях максимальной и минимальной температуры изменение T_{\min} отражается на КПД цикла Карно сильнее, чем изменение T_{\max} . Действительно, приращение КПД цикла при изменении температуры T_{\min} в T_{\max}/T_{\min} раз больше, чем при изменении температуры T_{\max} , когда $dT_{\max} = |dT_{\min}|$. В качестве примера рассмотрим тепловой двигатель, который работает по циклу Карно в интервале значений температуры от $T_{\min} = 300$ К до $T_{\max} = 2400$ К. В этом случае, согласно (1.8), $\eta_{тК} = 0,875$. При снижении только температуры T_{\min} на 20 К КПД увеличивается на 0,00833, а при повышении температуры T_{\max} также на 20 К КПД увеличивается на 0,00103. Таким образом, в случае изменения температуры T_{\max} приращение КПД в 8 раз меньше, чем при изменении температуры T_{\min} .

В реальных тепловых двигателях снижение температуры T_{\min} возможно до значения температуры окружающей среды, поэтому для повышения КПД цикла преимущественно увеличивают температуру газа в КС, т. е. температуру T_{\max} .

Приемником теплоты в поршневых двигателях служит атмосферный воздух, следовательно, $T_{\min} \approx 300$ К, практически реализуемая максимальная температура цикла $T_{\max} \approx 2000 \dots 2500$ К и $\eta_{тК} = 0,85 \dots 0,88$. Эффективный КПД η_e этих двигателей всегда существенно ниже, однако чем меньше различаются значения η_e и $\eta_{тК}$, тем совершеннее реальный цикл.

1.2.3. Обратный цикл Карно.

Холодильный и отопительный коэффициенты

Цикл Карно (см. рис. 1.4), в котором термодинамические процессы направлены в противоположную по отношению к прямому циклу сторону, называют *холодильным циклом Карно*.

В отличие от теплового двигателя холодильная машина затрачивает подводимую извне работу на выполнение обратного кругового процесса, в ходе которого теплота отбирается от охлаждаемой системы и выделяется в окружающую среду, при этом ее температура становится ниже температуры окружающей среды.

Рабочая и тепловая диаграммы обратного цикла графически идентичны изображенным на рис. 1.4 с той лишь разницей, что в обратном цикле все процессы, а также подводимая и отводимая теплота q_1 и q_2 имеют противоположные направления. Очевидно, что в обратном цикле Карно работа сжатия (изотермический процесс 3–2) превышает работу расширения (изотермический процесс 1–4) и за счет подведенной энергии теплота передается от холодного источника горячему.

Энергетическую эффективность обратного кругового процесса оценивают холодильным коэффициентом

$$\varepsilon_x \stackrel{\text{def}}{=} \frac{q_2}{q_1 - q_2}. \quad (1.11)$$

Холодильный коэффициент равен отношению количества теплоты, отводимой в обратном цикле от охлаждаемой системы, к затраченной работе. Используя (1.7) и (1.11), находим холодильный коэффициент обратного цикла

$$\varepsilon_x = \frac{1}{\eta_t} - 1. \quad (1.12)$$

Выражение (1.12) справедливо для произвольного цикла холодильной машины. Из (1.11) следует, что обратный цикл Карно — наиболее эффективный из всех циклов, совершаемых холодильной машиной в температурном интервале от T_{\min} до T_{\max} . Действительно, в реальном цикле изменение температуры T_{\min} цикла возможно только в сторону ее понижения ($q_2 < T_{\min} \Delta S$), а изменение температуры T_{\max} — в сторону ее повышения ($q_1 > T_{\max} \Delta S$). Следовательно, при фиксированных значениях T_{\min} и T_{\max} любое отклонение от цикла Карно приведет только к уменьшению количества теплоты q_2 , отводимой от охлаждаемой системы, и увеличению количества теплоты q_1 , отводимой в окружающую среду. Таким образом, холодильный коэффициент обратного цикла Карно в соответствии с (1.11), где $q_2 = T_{\min} \Delta S$ и $q_1 = T_{\max} \Delta S$,

$$\varepsilon_K = \frac{T_{\min}}{T_{\max} - T_{\min}}. \quad (1.13)$$

Очевидно, что это выражение можно получить и посредством подстановки (1.8) в (1.12). Холодильный коэффициент произвольного обратимого термодинамического цикла при экстремальных значениях температуры не может превышать холодильный коэффициент обратного цикла Карно.

В результате осуществления холодильного цикла происходит не только охлаждение теплоотдатчика, но и нагрев приемника теплоты. Основываясь на этом свойстве, выдающийся английский физик У. Томсон предложил использовать устройство с холодильным циклом для отопления помещений. Устройство для переноса тепловой энергии от теплоотдатчика с низкой температурой к теплоприемнику с высокой температурой за счет затраты энергии называют *тепловым насосом*.

Для характеристики энергетической эффективности цикла теплового насоса используют *отопительный коэффициент*

$$\chi \stackrel{\text{def}}{=} \frac{q_1}{q_1 - q_2} = \frac{T_{\max}}{T_{\max} - T_{\min}}, \quad (1.14)$$

который всегда больше единицы и связан с холодильным коэффициентом ϵ_x (1.11) соотношением

$$\chi = \epsilon_x + 1. \quad (1.15)$$

С учетом (1.12) из (1.15) получаем

$$\chi = \frac{1}{\eta_t}. \quad (1.16)$$

Отметим, что в принципе любая холодильная машина может также работать как тепловой насос. Различие заключается в том, какой из двух эффектов — холодильный или отопительный — используется. Конечно, при создании комбинированной установки возможно их одновременное использование, однако на практике это редко применяется, поскольку холодильные машины и тепловые насосы, как правило, работают в различных температурных интервалах.

1.2.4. Роль Карно в развитии термодинамики

Многие идеи, заложенные в работе [8], нашли дальнейшее развитие в трудах других ученых и плодотворно повлияли на становление термодинамики как науки. Французский физик Б. Клапейрон первым обратился к сочинению С. Карно [8] и опубликовал его в 1834 г. в трудах Парижской политехнической школы. Затем в 1843 г. оно было издано в Германии, а в 1847 г. — в Англии, благодаря чему идеи Карно были признаны мировым сообществом.

Анализируя научные труды Карно, Клапейрон для наглядности предложил графически изображать термодинамические процессы и циклы, в частности цикл Карно. Кроме того, он ввел понятие бесконечно малых квазистатических циклов, что позволило ему широко использовать в термодинамических исследованиях аппарат дифференциального исчисления [3]. Следует упомянуть, что дифференциальные соотношения для решения термодинамических задач ранее применялись в работе французского ученого С. Пуассона об адиабатном процессе.

В термодинамике Клапейрон больше известен как автор уравнения состояния идеального газа, носящего его имя,

$$pv = RT, \quad (1.17)$$

где v — удельный объем; R — газовая постоянная; T — абсолютная температура. Интересно, что это уравнение практически уже было описано в работе Карно.

Цикл Карно и уравнение состояния идеального газа. Идеальный тепловой двигатель производит максимальную полезную работу, если наряду с термодинамическим равновесием между двигателем и источником теплоты имеет место и механическое равновесие, достигаемое за счет равенства давлений, действующих на поршень с грузом и рабочее тело. По существу, Кар-

но установил, что тепловой двигатель будет идеальным, если все протекаемые в нем процессы равновесные — *квазистатические*. Термин «квазистатический процесс» впоследствии ввел немецкий математик К. Каратеодори [3].

Карно предположил, что между параметрами состояния существует непрерывная связь, которая для идеального газа была известна в виде законов Бойля — Мариотта и Гей-Люссака. Он объединил эти два закона (такие попытки ранее предпринимал и Гей-Люссак, но безуспешно) и записал его в виде уравнения

$$p = N \frac{t + 267}{v}, \quad (1.18)$$

где N — постоянная величина, зависящая от массы пара и используемых единиц размерностей; t — температура газа; 267 — число, обратное коэффициенту объемного расширения газов (1/267). Отметим, что Клапейрон использовал уравнение состояния идеального газа в виде

$$pv = \frac{p_0 v_0}{267 + t_0} (267 + t). \quad (1.19)$$

Далее, введя обозначение $R = \frac{p_0 v_0}{267 + t_0}$, уравнение состояния идеального газа он представил следующим образом:

$$pv = R(267 + t). \quad (1.20)$$

Сравнение (1.18) и (1.20) не дает повода сомневаться в приоритете Карно. Как отмечается в [3], можно только удивляться, что, занимаясь анализом работы Карно, Клапейрон нигде не говорит, что автором первого объединенного уравнения являлся Карно. Правда, и себе он его тоже не приписывает.

Уравнение состояния идеального газа в современной форме было записано только после введения Томсоном (1848) шкалы абсолютных температур:

$$pV = mRT, \quad (1.21)$$

где m — масса газа.

Впервые такую запись предложил в 1862 г. немецкий физик Р. Клаузиус [3]. В настоящее время в термодинамике уравнение (1.21) известно как уравнение Клапейрона.

Тот факт, что для каждого газа требовалось определять газовую постоянную, не устраивал ученых. В поиске универсальной газовой постоянной наибольшего успеха добились русские ученые. Русский физик И.П. Алымов в своей работе [1] предложил использовать универсальную газовую постоянную, однако эта работа осталась незамеченной физиками, так как была опубликована в малоизвестном для них журнале. В 1874 г. выдающийся русский ученый Д.И. Менделеев уравнение Клапейрона представил в виде [5]

$$Y = \frac{m(C + T)}{pvA}, \quad (1.22)$$

где Y — постоянная величина ($\approx 16\,000$); m — масса газа; C — постоянная величина (≈ 273); T — абсолютная температура; p — давление, мм рт. ст.; v — удельный объем, л; A — молекулярная масса газа. Формула (1.22) в термодинамике известна как формула Клапейрона — Менделеева. Подчеркнем, что у истоков всех этих формул стоял Карно.

Цикл Карно и недостижимость абсолютного нуля. В цикле Карно, совершаемом при температуре теплоприемника $T_{\min} = 0$ К, подводимое количество теплоты q_1 полностью превращается в работу, что противоречит второму закону термодинамики. Это объясняется тем, что при такой температуре цикл или не будет замкнутым, или он вырождается в совокупность двух совпадающих адиабат и изотерм. Действительно, это подтверждается доказательством о недостижимости абсолютного нуля термодинамической температуры, принадлежащим немецкому физику В. Нернсту (1912) и полученным им при анализе цикла Карно [6]. До рассмотрения этого доказательства вспомним теорему Нернста (известную также как третий закон термодинамики), которая гласит: по мере приближения термодинамической температуры к абсолютному нулю энтропия всякой равновесной системы при изотермических процессах перестает зависеть от каких-либо термодинамических параметров состояния и в пределе ($T = 0$ К) принимает одну и ту же для всех систем постоянную величину, которую можно принять равной нулю. Тогда при $T \rightarrow 0$ К энтропия не зависит от значения любого термодинамического параметра x системы, т. е.

$$\lim_{T \rightarrow 0 \text{ К}} [S(T, x_2) - S(T, x_1)] = 0, \text{ или } \lim_{T \rightarrow 0 \text{ К}} \left(\frac{\partial S}{\partial x} \right)_T = 0. \quad (1.23)$$

Предельное значение энтропии одинаково для всех систем, поэтому не имеет какого-либо физического смысла и его можно принять равным нулю. Из статистической физики известно, что энтропия, по существу, определяется с точностью до произвольной постоянной и, следовательно, можно не использовать понятие «абсолютная энтропия», как это делал немецкий физик М. Планк. Постоянство энтропии ($S \rightarrow 0$) при $T \rightarrow 0$ К, согласно (1.23), означает, что изотермический процесс ($T = 0$ К) одновременно является и изоэнтропийным, и адиабатным. Таким образом, согласно теореме Нернста, нулевая изотерма совпадает с нулевой адиабатой.

Предположим, что абсолютный нуль термодинамической температуры достижим. Тогда в цикле Карно (см. рис. 1.4, а) линия 2–3 будет соответствовать изотермическому процессу, 3–4 и 1–2 — адиабатному процессу, а 4–1 — изотермическому процессу, который протекает при температуре 0 К. Как известно, совершенная за цикл работа выражается площадью F_{1234} цикла. Адиабатные процессы 3–4 и 1–2 протекают без притока теплоты извне, а в изотермическом процессе 4–1 при $T = 0$ К теплота не поглощается (соглас-

но теореме Нернста изотермический процесс при $T = 0$ К совпадает с адиабатным). Поэтому работа за цикл производится только за счет количества теплоты q_1 , и теплоприемнику теплота не передается. Но это противоречит второму закону термодинамики и, значит, абсолютный нуль температуры недостижим. Такова суть рассуждений Нернста [6]. Однако, как правильно отмечается в [2], не следует делать такой вывод из приведенного доказательства. Действительно, при $T = 0$ К все процессы адиабатные и в обратимом процессе сжатия рабочее тело нельзя нагреть до более высокой температуры и замкнуть цикл. Таким образом, из доказательства теоремы Нернста следует не недостижимость абсолютного нуля температуры, а невозможность совершения цикла Карно с температурой теплоприемника, равной нулю. Нернст, в частности, отмечал [6]: чтобы термодинамическая система вернулась из состояния 1 в состояние 2 (см. рис. 1.4) и тем самым замкнулся цикл, необходим бесконечно малый нагрев рабочего тела до температуры выше 0 К. Возможность совершения такого цикла противоречит второму закону термодинамики, т. е. абсолютный нуль температуры недостижим.

Такой вывод Нернста стал объектом критики со стороны немецкого ученого А. Эйнштейна, который исходил из классического определения обратимого процесса, т. е. предполагал, что хотя при протекании всех реальных термодинамических процессов и имеются необратимые изменения, но они малы и получаемые при этом результаты справедливы для полностью обратимых процессов. В рассмотренном Нернстом случае такая абстракция не допустима, поскольку при сколь угодно малой степени необратимости цикла система отклоняется от нулевой изотермы. Эйнштейн считал невозможным осуществление изотермического процесса $4-1$ (см. рис. 1.4), поскольку при адиабатном сжатии рабочее тело в состоянии 4 практически при небольшом трении «уйдет» с изотермы ($T = 0$ К) и процесс сжатия будет протекать по адиабате $4-3$.

В своей работе [8] Карно предопределил понятие квазистатического процесса, получил уравнение состояния идеального газа и механический эквивалент теплоты, обосновал термодинамический метод циклов, на базе которого позднее были сформулированы важнейшие соотношения классической термодинамики, введены понятия абсолютной температуры и энтропии. Самое удивительное, что ему удалось это сделать еще до открытия немецким ученым Р. Майером (1842) закона сохранения энергии.

Совершенно справедливо Карно считают основоположником классической термодинамики — раздела физики, которая, по словам Эйнштейна, в рамках своей постановки никогда не будет опровергнута.

1.3. Обобщенный термодинамический цикл поршневых и комбинированных двигателей

Обобщенный термодинамический цикл в координатах pV изображен на рис. 1.5. Цель расчета такого цикла — определение его термического КПД. Подвод, как и отвод теплоты, в этом цикле осуществляется частично

при $V = \text{const}$ и при $p = \text{const}$. При этом подводимая и отводимая теплота $q_1 = q_1' + q_1''$ и $q_2 = q_2' + q_2''$ соответственно. Учитывая, что $q_1' = c_V(T_{z'} - T_c)$, $q_1'' = c_p(T_z - T_{z'})$, $q_2' = c_V \times (T_b - T_f)$ и $q_2'' = c_p(T_f - T_a)$, согласно (1.7), термический КПД обобщенного термодинамического цикла

$$\eta_t = 1 - \frac{T_b - T_f + k(T_f - T_a)}{T_{z'} - T_c + k(T_z - T_{z'})}, \quad (1.24)$$

где $k = \frac{c_p}{c_V}$. Процессы сжатия и расширения — адиабатные процессы.

Основными параметрами этого цикла являются (см. рис. 1.5): степень предварительного сжатия $\rho' = \frac{V_f}{V_a} = \frac{V_b}{V_a}$,

степень сжатия $\varepsilon = \frac{V_a}{V_c} = \frac{V_a}{V_{z'}}$, степень повышения

давления $\lambda = \frac{p_{z'}}{p_c} = \frac{p_z}{p_c}$, степень предварительного расширения

$\rho = \frac{V_z}{V_{z'}} = \frac{V_z}{V_c}$ и степень расширения $\delta = \frac{V_b}{V_z} = \frac{V_f}{V_z}$. Определим температуру в

характерных точках цикла. Для процесса адиабатного сжатия $a-c$ в точке c температура $T_c = T_a \varepsilon^{k-1}$, для процесса изохорного повышения давления $c-z'$ в точке z' $T_{z'} = \lambda T_c = T_a \lambda \varepsilon^{k-1}$, для процесса изобарного предварительного расширения $z'-z$ в точке z $T_z = T_{z'} \rho = T_a \lambda \varepsilon^{k-1} \rho$, для процесса адиабатного расширения $z-b$ в точке b $T_b = T_a \lambda \rho \left(\frac{\varepsilon}{\delta}\right)^{k-1}$, для процесса изобарного предварительного сжатия $f-a$ в точке f $T_f = T_a \rho'$. Подставляя эти величины в (1.24) и

учитывая, что $\frac{\rho}{\rho'} = \frac{\varepsilon}{\delta}$, получаем

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \frac{\rho' \left[\lambda \left(\frac{\rho}{\rho'} \right)^k - 1 \right] + k(\rho' - 1)}{\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)}. \quad (1.25)$$

Все термодинамические циклы поршневых и комбинированных двигателей можно представить как частный случай рассмотренного обобщенного цикла [10].

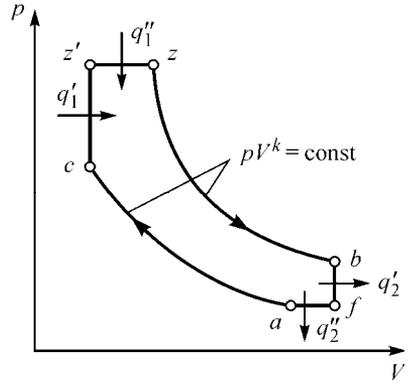


Рис. 1.5. Рабочая диаграмма p - V обобщенного термодинамического цикла

1.4. Цикл Отто

1.4.1. Прообразы современных двигателей Отто

Как отмечалось ранее (см. разд. 1.1), немецкому инженеру Н. Отто принадлежит приоритет создания прообраза современного поршневого двигателя с внешним смесеобразованием и принудительным зажиганием. В двигателе Лемуара, построенном в 1860 г., в качестве топлива использовался каменноугольный, или, как тогда его называли, светильный газ, т. е. газ, представляющий собой смесь горючих газов (метана, оксида углерода, водорода и др.). Диаметр горизонтально расположенного цилиндра двигателя Лемуара составлял 75 мм, ход поршня — 140 мм. Воспользовавшись идеей французского механика Лебона, который построил двигатель двойного действия, работающий на светильном газе (1801), Лемуар осуществил поочередный запал горючей смеси в передней и в задней полостях цилиндра. Зажигание в двигателе Лемуара производилось электрической искрой, как и в двигателе швейцарского изобретателя И. Риваза. При этом Лемуар применял запальную свечу с платиновыми электродами, между которыми непрерывно проскакивала искра. Свеча проходила через стенку цилиндра и была расположена так, что она освобождалась поршнем на половине хода, тем самым осуществлялось поочередное зажигание смеси в разных полостях цилиндра. Лемуару удалось заинтересовать своим изобретением солидные фирмы, которые приобрели лицензию и приступили к изготовлению двигателя. Наибольших успехов достигли французская фирма *Maginoni* в Париже и немецкая фирма *Kuhn* в Штутгарте.

В двигателе Лемуара удельный расход топлива (газа) g_e достигал $4 \text{ м}^3/(\text{кВт} \cdot \text{ч})$, что соответствовало эффективному КПД двигателя $\eta_e \approx 0,04\text{--}0,05$ (низшая теплота сгорания светильного газа $H_u \approx 21\,000 \text{ Дж/м}^3$) [3, 4]. Первоначально прогнозируемый производителями расход топлива был в 6 раз меньше, чем у реального двигателя. Известный немецкий ученый Г. Гюльднер так охарактеризовал двигатель Лемуара: «Конечно, это был пожиратель газа и смазочного масла, имевший при значительном колебании нагрузки нарушавшую работу неравномерность хода и несколько ненадежное образование вспышки. С другой стороны, двигатель был очень нетребователен в смысле монтажа и обслуживания, всегда готов к пуску, более дешев по своей первоначальной стоимости, чем паровая установка, и не связан стеснительными условиями работы. В мелких, или работающих с частыми перерывами, предприятиях, где расходы на газ не достигают крупной суммы, двигатель Лемуара был, следовательно, весьма пригоден, а в некоторых случаях даже действительно имел преимущества перед паровой машиной. В конце концов, его конструкция и общее выполнение, после преодоления детских болезней, оказались вполне надежными и заслуживающими доверия; за это говорит и то, что еще долго после появления четырехтактного двигателя От-

то можно было встретить двигатель Лемуара в регулярной ежедневной эксплуатации» [4].

Двигатель Лемуара побудил многих изобретателей и инженеров к его усовершенствованию. Однако молодой купец и изобретатель из Кельна Отто избрал другой путь. Он, как и Лемуар, проводил опыты на газовых двигателях и обнаружил, что если горючую смесь газов до подачи электрической искры предварительно сжимать, то сгорание осуществляется с такой интенсивностью, что кривошипу сообщается большое ускорение, т. е. двигатель после введения процесса предварительного сжатия может стать двигателем быстрого сгорания. Сгорание горючей смеси осуществлялось при нахождении поршня в области верхней мертвой точки, причем так быстро, что поршень не успевал переместиться на значительное расстояние, поэтому процесс сгорания происходил практически при постоянном объеме. Таким образом Отто пришел к идее создания рабочего цикла теплового двигателя, заложившего впоследствии основу двигателестроения. Однако первоначально идея создания четырехтактного цикла, как выяснилось позднее, принадлежала французскому инженеру А. Бо де Роша, который в Париже (1861) издал брошюру *Nouvelles recherches sur les conditions pratiques de l'utilisation de la chaleur et en general de la force motrice. Description sommaire de quelques perfectionnements a introduire dans les generatures a vapeur ou les machines a gaz* тиражом 300 экземпляров. Лишь спустя 20 лет после своего появления она получила известность в связи с судебными процессами за монополию на выпуск четырехтактных двигателей. Фирма Deutz также имела претензии на такую монополию. Однако в 1884 г. суд в Мюнхене признал эти претензии необоснованными, указав при этом на то, что первый работоспособный четырехтактный газовый двигатель был создан мюнхенским часовщиком Х. Райтманом (1873). Рабочий цикл этого двигателя полностью соответствовал запатентованному Отто в 1877 г. циклу. Ученый и инженер Г.В. Тринклер по этому поводу писал: «Н.А. Отто построил в 1876–1878 гг. четырехтактный газовый двигатель с предварительным сжатием смеси и сгоранием при постоянном объеме, но он не является автором такого цикла. Такой цикл много раньше, в 1862 г. предложил французский инженер Альфонс Бо де Роша... Можно говорить о двигателе Отто, но нельзя говорить о цикле Отто» [7].

В первое время двигатель Отто многими исследователями не рассматривался как очевидный прогресс. Поэтому неудивительно, что известный английский ученый и изобретатель Д. Кларк уже в 1878 г., сразу после появления двигателя Отто, предпринял попытки осуществления быстрого сгорания в двухтактном цикле. Однако ему пришлось столкнуться с практическими трудностями, не позволившими реализовать двухтактный цикл, если не лучший, то хотя бы равноценный четырехтактному циклу. После этого двигатели стали подразделять на двух- и четырехтактные. Ранее различали газовые двигатели простого (с одной рабочей полостью цилиндра) и двойного (с двумя рабочими полостями цилиндра) действия.

Отметим, что вслед за четырехтактными двигателями Отто в 1886 г. появились шеститактные двигатели Ролласона — Бека, построенные в Англии