

Г. Б. СИНЯРЕВ  
М. В. ДОБРОВОЛЬСКИЙ

# ЖИДКОСТНЫЕ РАКЕТНЫЕ ДВИГАТЕЛИ

ОБОРОНГИЗ  
1955

Г. Б. СИНЯРЕВ и М. В. ДОБРОВОЛЬСКИЙ

# ЖИДКОСТНЫЕ РАКЕТНЫЕ ДВИГАТЕЛИ

ТЕОРИЯ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ

*Допущено  
Министерством оборонной промышленности СССР  
в качестве учебника для техникумов*

*Глубокоуважаемому  
Александру Павловичу Ванитеву  
от авторов*

*Г. Синярев*

*М. В. Добровольский*

*28.11.55.*

ГОСУДАРСТВЕННОЕ  
ИЗДАТЕЛЬСТВО ОБОРОННОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ  
Москва 1955

В книге излагаются основы теории жидкостных ракетных двигателей и методы проектирования их основных деталей и узлов. Приводятся необходимые данные для расчета силы тяги и определения основных размеров всех агрегатов и узлов жидкостных ракетных двигателей. Даются примеры, иллюстрирующие применение излагаемых методов расчета.

Книга является учебником для техникумов, но может быть также полезна для работников, специализирующихся в области ракетной техники.

Рецензент докт. техн. наук проф. Ю. А. Победоносцев.  
Научный редактор канд. техн. наук Л. А. Квасников

---

Зав. редакцией инж. А. И. Соколов

## ПРЕДИСЛОВИЕ

В послевоенные годы получили широкое развитие ракетные двигатели и ракеты.

Ракетные двигатели не только обеспечивают полеты с недостижимой ранее скоростью в пределах Земли, но и открывают совершенно новые возможности завоевания межпланетных пространств.

Несмотря на кажущуюся простоту жидкостного ракетного двигателя, идея которого была высказана К. Э. Циолковским свыше 50 лет тому назад, практическое осуществление таких двигателей потребовало знаний и конструкторского опыта, соответствующих современному уровню развития науки и техники.

В данной книге сделана попытка систематически изложить теоретические основы и методы проектирования жидкостных ракетных двигателей (ЖРД) применительно к программе техникумов.

При работе над книгой авторы считали необходимым в первую очередь выяснить физическую сущность процессов, происходящих в ЖРД, с тем, чтобы достигнуть возможно большей наглядности и доступности изложения.

Особенности протекания ряда процессов, происходящих в ЖРД, вынудили авторов изложить некоторые вопросы термодинамики и газодинамики применительно к рассматриваемым явлениям.

Методы теплового расчета, приведенные в книге, иллюстрированы примерами расчета рабочего процесса двигателей, работающих на наиболее распространенных топливах. Эти методы легко могут быть применены и для расчетов двигателей других типов.

В расчетах введено минимальное число коэффициентов, которые имеют простой физический смысл и определяются при экспериментальном изучении двигателя.

Ввиду ограниченности объема книги в некоторых случаях излагаются только общие принципы проектирования, которыми,

однако, можно воспользоваться при конкретном проектировании узлов ЖРД.

В основу данного учебника положен курс лекций, читанных одним из авторов с 1946 по 1953 г. В процессе совместной работы авторов конспекты этих лекций подверглись значительной переработке. При этом главы с I по VI включительно, гл. X и § 59—63 гл. IX были написаны Г. Б. Синяревым, а гл. VII, VIII и IX — М. В. Добровольским.

Авторы выражают благодарность проф. Ю. А. Победоносцеву, инженерам В. А. Гусеву, В. С. Инюшину и Н. И. Сидельникову, сделавшим при рецензировании рукописи ряд ценных замечаний, а также канд. техн. наук Л. А. Квасникову, взявшему на себя труд научного редактирования книги.

Изложение основ теории и проектирования жидкостных ракетных двигателей дано в книге в упрощенном виде и, возможно, не лишено недостатков. Поэтому авторы будут признательны всем, кто сообщит свои замечания и пожелания по существу и методу изложения материала.

*Авторы*

Москва, октябрь 1955 г.

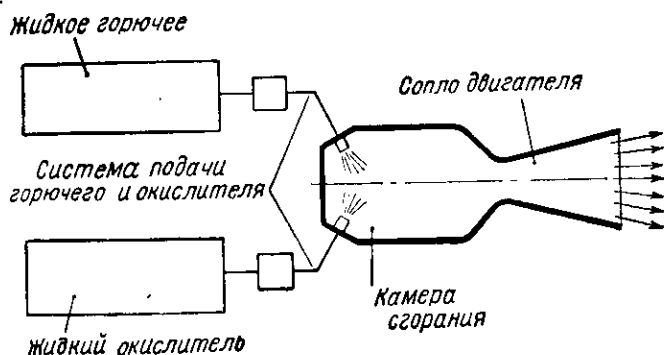
ЧАСТЬ ПЕРВАЯ  
**ТЕОРИЯ И ТЕПЛОВЫЙ РАСЧЕТ  
ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ**

Глава I

**ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О РЕАКТИВНЫХ ДВИГАТЕЛЯХ**

**§ 1. ЖИДКОСТНЫЙ РАКЕТНЫЙ ДВИГАТЕЛЬ**

*Жидкостным ракетным двигателем* называется такой реактивный двигатель, который создает силу тяги за счет вытекания из его сопла продуктов сгорания жидкого топлива.



Фиг. 1. Схема жидкостного ракетного двигателя.

Схема устройства жидкостного ракетного двигателя приведена на фиг. 1.

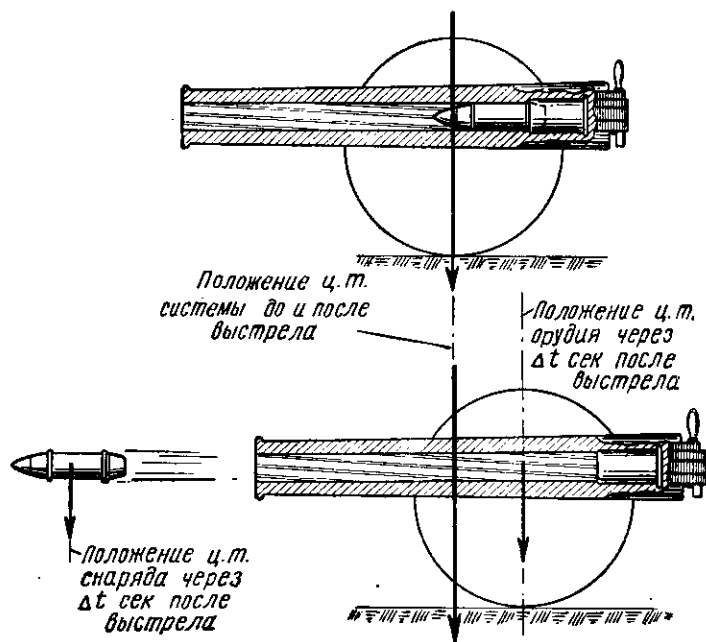
Жидкое горючее и жидкий окислитель из баков тем или иным способом (например, насосами) под давлением подаются в камеру двигателя, где в результате сгорания из жидкого топлива образуются газообразные продукты сгорания, нагретые до высокой температуры. Эти продукты сгорания расширяются в сопловом канале от давления камеры до давления на срезе сопла и вытекают в окружающую среду с большой скоростью.

*Истечение газов из сопла является причиной возникновения реактивной силы (силы тяги) двигателя.*

## § 2. РЕАКТИВНЫЕ СИЛЫ

В окружающей нас природе, а также во многих машинах и устройствах мы повседневно сталкиваемся с действием реактивных сил. Приведем несколько примеров.

При выстреле, в момент вылета снаряда, на орудие действует сила, направленная в сторону, обратную движению снаряда. Это — *сила отдачи*. Она вызывает откат орудия или его ствола. Чтобы выяснить, как возникает эта сила, рассмотрим явления, происходящие в замкнутой системе орудие — снаряд. При этом будем счи-



Фиг. 2. Возникновение силы отдачи.

тать, что на систему никакие другие силы (например, силы трения) не действуют. Тогда на орудие и снаряд в момент выстрела действует только внутренняя (для рассматриваемой системы) сила давления пороховых газов.

В соответствии с основным законом механики центр тяжести (ц. т.) нашей системы (если она до выстрела была неподвижна) не будет перемещаться, поскольку на систему не действуют внешние силы (фиг. 2). Так как снаряд удаляется от орудия, то для сохранения неизменного положения центра тяжести системы снаряд—орудие, орудие должно переместиться в сторону, обратную движению снаряда.

Однако для того, чтобы орудие в момент выстрела переместилось в указанном направлении, на него должна действовать некоторая сила. Определим ее величину.

Для этого запишем уравнение Ньютона в виде:

$$P_{\text{сн}} = m \frac{\Delta v}{\Delta t}. \quad (1.1)$$

В этом выражении  $P_{\text{сн}}$  есть сила, действующая на снаряд и сообщающая массе снаряда  $m$  (отбрасываемой массе) ускорение  $\frac{\Delta v}{\Delta t}$ . Но так как в нашей системе имеется только два тела: орудие и снаряд, то сила, ускорившая снаряд, должна действовать в обратном направлении на орудие, как сила реакции со стороны отбрасываемой массы на отбрасывающую. По величине эти силы должны быть равны, т. е.

$$P_{\text{ор}} = -P_{\text{сн}} = -m \frac{\Delta v}{\Delta t}. \quad (1.2)$$

Если за время  $\Delta t$  скорость снаряда изменится от  $v_1$  до  $v_2$ , то выражение (1.2) примет вид

$$P_{\text{ор}} \Delta t = -m(v_2 - v_1), \quad (1.3)$$

или

$$P_{\text{ор}} \Delta t = -(mv_2 - mv_1).$$

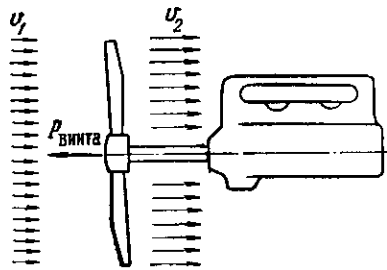
Произведение силы на время носит название импульса. Формула (1.3) является выражением очень важного закона механики, так называемой теоремы импульсов. Эту теорему можно сформулировать следующим образом: *в замкнутой системе импульс силы, возникающий вследствие ускорения отбрасываемой массы, равен изменению количества движения отбрасываемой массы. Направление этой силы всегда обратно ускорению, сообщаемому отбрасываемой массе.*

Исследованная нами сила является реактивной силой (силой отдачи), возникающей всегда, когда в системе тел имеется отбрасывание некоторой массы с ускорением.

Другим примером возникновения реактивной силы является работа воздушного винта самолетной винтомоторной установки или работа гребного винта судовой двигательной установки (фиг. 3).

При работе винта за счет энергии, затрачиваемой двигателем на его вращение, воздух (или вода), набегающий на винт со скоростью движения винта вместе с аппаратом  $v_1$ , ускоряется и отбрасывается со скоростью  $v_2$ , большей, чем скорость  $v_1$ ; при этом возникает сила отдачи отбрасываемой массы воздуха (или воды), т. е. реактивная сила. Применив к этому случаю уравнение (1.3), получим

$$P_{\text{винта}} \Delta t = -m(v_2 - v_1). \quad (1.4)$$



Фиг. 3. Реактивная сила винта.



Выражение (I.4) можно переписать, опуская знак минус, указывающий направление силы

$$P_{\text{винта}} = \frac{m}{\Delta t} (v_2 - v_1). \quad (\text{I.5})$$

Величина  $\frac{m}{\Delta t}$  представляет собой расход массы воздуха в единицу времени. Величина  $(v_2 - v_1)$  есть изменение скорости, которое получает эта масса при взаимодействии с винтом. Реактивная сила, действующая на винт, в рассмотренном случае направлена против набегающего потока. Она представляет собой тяговое усилие, перемещающее самолет или корабль.

Аналогично реактивная сила возникает при вытекании струи жидкости из так называемого сегнера колеса (фиг. 4), при движении автомобиля, гребной лодки, водометного катера и т. д.

Во всех этих случаях *реактивная сила есть сила отдачи, возникающая при отбрасывании некоторой массы*. Величина этой силы тем больше, чем больше отбрасываемая масса и скорость отбрасывания ее. Рассмотрим, как возникает реактивная сила в жидкостном ракетном двигателе.

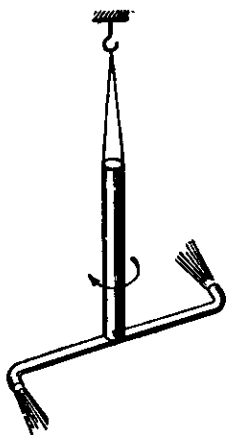
Возвращаясь к фиг. 1, мы видим, что в процессе работы жидкостного ракетного двигателя в замкнутой системе двигатель — продукты сгорания происходит непрерывное отбрасывание массы продуктов сгорания. В этом отношении ракетный двигатель аналогичен орудью, только в двигателе происходит отбрасывание не снаряда, а частичек газа. При этом отбрасывание газа в ракетном двигателе происходит непрерывно, точно так же, как при работе винта происходит непрерывное отбрасывание воздуха или воды. Поэтому реактивную силу, развиваемую жидкостным ракетным двигателем, можно выразить уравнением (I.5). Эта сила направлена в сторону, противоположную направлению выбрасывания частиц. Величина реактивной силы будет тем больше, чем больше секундный расход продуктов сгорания и чем большую скорость имеют они при выходе из двигателя.

Очень важным является то, что реактивная сила, развиваемая двигателем, представляет собой силу, возникающую внутри изолированной системы, поэтому реактивная сила может быть создана жидкостным ракетным двигателем как в атмосфере, так и вне ее, как в поле тяготения, так и вне его.

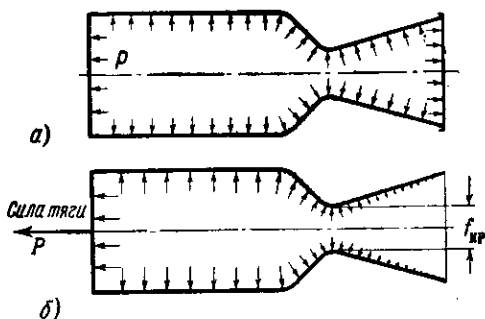
Возникновение реактивной силы в ЖРД можно объяснить и другим способом. Эту силу можно рассматривать как результирующую сил давления, действующих на стенки двигателя. Если закрыть выходное сечение сопла крышкой (фиг. 5а) и заполнить двигатель газом под избыточным давлением  $p$ , то, естественно, никакой реактивной силы создано не будет, так как составляющие сил внутреннего давления на стенки двигателя по любому направлению будут уравновешены.

Если открыть крышку, то из двигателя начнется истечение газа. Теперь силы, действующие на стенки двигателя вдоль его оси, не будут уравновешиваться, так как давление на стенки двигателя

будет переменным, как это показано на фиг. 5,б. Равнодействующая сил в направлении оси открытого сопла будет представлять собой реактивную силу тяги  $P$ , развиваемую двигателем.



Фиг. 4. Сегнерово колесо.



Фиг. 5. Возникновение реактивной силы в ЖРД.

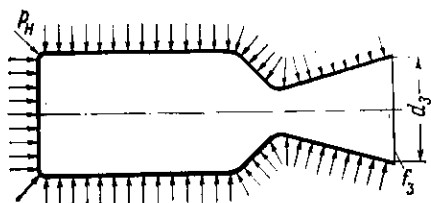
Основная часть силы  $P$  составляет произведение давления в камере  $p$  на величину критического сечения сопла  $f_{кр}$ .

### § 3. СИЛА ТЯГИ ЖИДКОСТНОГО РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ

#### Вывод уравнения силы тяги

В предыдущих параграфах было рассмотрено, как возникают реактивные силы вообще и сила тяги ракетного двигателя в частности. Теперь следует получить рабочую формулу для вычисления силы тяги ЖРД.

При выводе уравнения силы тяги ЖРД необходимо сделать следующие допущения. Силу тяги ЖРД будем вычислять без учета сил, возникающих за счет наружного обтекания двигателя встречным потоком воздуха. Математически это означает, что давление на всей наружной поверхности стенок ЖРД (кроме выходного сечения сопла) считается постоянным и равным давлению в невозмущенной среде, окружающей двигатель. Другими словами, давление на всей наружной поверхности двигателя принимается равным атмосферному давлению  $p_H$  на высоте, где в данный момент работает двигатель (фиг. 6).



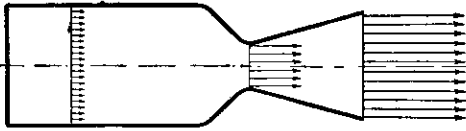
Фиг. 6. Распределение давлений на внешней поверхности ЖРД.

Течение газа по соплу двигателя принимается одномерным, т. е. таким, когда в каждой точке любого поперечного сечения газового

потока в камере и сопле, в том числе и на срезе сопла, скорости газа по сечению равны между собой и направлены вдоль оси сопла (фиг. 7).

Движение продуктов сгорания по двигателю считается установившимся, т. е. принимается, что скорости и давление их в каждом данном сечении не изменяются с течением времени.

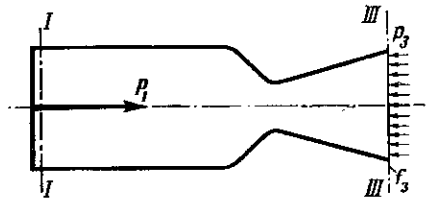
Считаем, что впрыск жидких компонентов топлива в ЖРД происходит беспорядочно (в разных направлениях), с очень малой скоростью, вследствие чего количество движения, вносимое в двигатель жидким топливом (в направлении оси двигателя), считаем пренебрежимо малым. Топливо перевозится в баках вместе с двигателем, поэтому его начальная скорость относительно ракеты и двигателя равна нулю.



Фиг. 7. Условная схема одномерного течения газа, принимаемая при расчете ЖРД.

При выводе формулы силы тяги рассмотрим общий случай, когда давление в потоке газа на срезе сопла  $p_3$  не равно наружному давлению  $p_H$ . Наша задача состоит в том, чтобы определить все силы, действующие на твердые стенки двигателя, и найти равнодействующую этих сил, т. е. силу тяги. Искомая сила складывается из силы, действующей на внутренние стенки двигателя  $P_1$ , и силы, действующей на наружные стенки  $P_2$ .

На газовый поток, находящийся в данный момент в двигателе (до выходного сечения сопла), действуют силы со стороны твердых стенок двигателя и со стороны газа, находящегося за выходным сечением сопла (фиг. 8). Обратим внимание на то, что сила, действующая со стороны стенок двигателя на газовый поток, равна по величине и обратна по направлению интересующей нас силе, действующей со стороны газового потока на стенки двигателя. Таким образом, на газовый поток будет действовать сила  $-P_1$ . При этом знак минус, введенный нами перед силой  $P_1$ , обозначает то, что рассматриваемые силы обратны по направлению.



Фиг. 8. Силы, действующие на газовый поток в камере двигателя.

$P_1$ —равнодействующая сил, действующих со стороны стенок на газовый поток;  
 $p_3$ —давление, действующее на газовый поток со стороны газа, находящегося за выходным сечением.

Считаем двигатель осесимметричным телом. Все составляющие сил давления на газ со стороны стенок, направленные радиально, взаимно уравновешиваются. Неуравновешенными остаются только осевые силы, которые в сумме и дают силу  $-P_1$ ; направление ее совпадает с осью двигателя.

Для определения действительного направления силы тяги примем за положительное направление ось двигателя, ориентированную против движения газов.

В этом случае сила, действующая на газовый поток со стороны части газового потока, находящейся за выходным сечением сопла, будет равна  $+p_3 f_3$ , а суммарная сила  $P_2$ , действующая на часть газового потока, находящуюся в двигателе, будет равна алгебраической сумме сил

$$P_2 = -P_1 + p_3 f_3. \quad (I. 6)$$

При выбранном нами положительном направлении скорость движения газа, вытекающего из двигателя, имеет отрицательный знак. Величина прироста скорости газа между сечениями I и III составит  $-\omega_3 - (-\omega_1)$ . Так как по принятому нами допущению скорость входа жидкости в двигатель пренебрежимо мала, то можно считать  $\omega_1 = 0$ . Тогда величина прироста скорости будет равна  $-\omega_3$ .

В течение промежутка времени  $\Delta t$  этот прирост скорости получит масса газа (или топлива)  $\Delta m$ , поступившая в двигатель за то же время.

Согласно теореме импульсов (см. стр. 7) можно написать

$$P_2 \Delta t = \Delta m (-\omega_3). \quad (I. 7)$$

Масса топлива, поступившая в двигатель за время  $\Delta t$ , равна

$$\Delta m = \frac{G}{g} \Delta t,$$

где  $G$  — секундный расход топлива;  
 $g$  — ускорение земного притяжения.

Подставив это выражение для  $\Delta m$  в выражение (I. 7), получим

$$-P_1 + p_3 f_3 = -\frac{G}{g} \omega_3. \quad (I. 8)$$

Из соотношения (I. 8) мы получим величину силы  $P_1$ , действующей на внутренние твердые стенки двигателя со стороны ускоряющегося потока газа, т. е. реактивную силу

$$P_1 = \frac{G}{g} \omega_3 + p_3 f_3.$$

Найдем теперь силу  $P_2$ , действующую на внешние стенки двигателя. Эта сила получается вследствие того, что на наружные стенки двигателя действует давление  $p_H$ .

Равнодействующая этих сил внешнего давления  $P_2$ , как легко видеть из фиг. 6, составит  $P_2 = -f_3 p_H$  и направлена вдоль оси двигателя. Других сил, действующих на твердые стенки двигателя, нет. Радиальные силы взаимно уравновешиваются, поэтому полная сила, действующая на двигатель, составит

$$P = P_1 + P_2 = \frac{G}{g} \omega_3 + f_3 p_3 - f_3 p_H$$

или окончательно

$$P = \frac{G}{g} w_3 + f_3(p_3 - p_H). \quad (1.9)$$

Сила  $P$  и есть сила тяги ЖРД.

Формула (1.9) является основной формулой для определения силы тяги жидкостного ракетного двигателя.

При давлении на срезе сопла  $p_3$ , равном давлению окружающей среды  $p_H$ , член  $f_3(p_3 - p_H)$ , очевидно, равен нулю и формула для определения силы тяги примет вид

$$P = \frac{G}{g} w_3. \quad (1.10)$$

Как видно из выражения (1.9), общая сила тяги разделяется на две составляющие: первая составляющая  $\frac{G}{g} w_3$  зависит от скорости истечения газов; эту часть силы тяги называют *кинетической составляющей* и обозначают  $P_k$ . Вторая составляющая силы тяги  $f_3(p_3 - p_H)$  включает в себя только статические силы давления. Эта часть силы тяги называется *статической составляющей* и обозначается  $P_{ст}$ . Таким образом,

$$P = P_k + P_{ст}, \quad (1.11)$$

где  $P_k = \frac{G}{g} w_3$ ;  $P_{ст} = f_3(p_3 - p_H)$ .

Сила тяги в принятой у нас метрической системе мер выражается в килограммах, а входящие в уравнение (1.9) величины: расход газа  $G$  в  $кг/сек$ , скорость истечения  $w$  в  $м/сек$ ; давление  $p$  в абсолютных атмосферах, площадь в  $см^2$  и ускорение силы тяжести  $g$  в  $м/сек^2$ .

Отметим несколько обстоятельств, позволяющих оценить точность полученного выражения для определения силы тяги.

Пренебрежение скоростью  $w_1$  входа жидкости в двигатель оправдывается тем, что сама система подачи создает дополнительную тягу. Эта тяга возникает за счет разгона топлива от скорости  $w_0=0$  в баке до скорости  $w_1$  входа в камеру двигателя, что полностью компенсирует ошибку в тяге двигателя.

При обтекании потоком газа какого-либо тела, как известно, возникает сила сопротивления, направленная против движения этого тела. Такая сила, естественно, возникла бы и при внешнем обтекании двигателя набегающим потоком воздуха, однако в реальных ракетах двигатель, как правило, находится внутри оболочки ракеты или обтекателя, составляющего одно целое с оболочкой ракеты. Поэтому сила сопротивления перемещению двигателя в атмосфере никогда не рассматривается самостоятельно, а включается в аэродинамические силы, действующие на летательный аппарат в целом.

Следует отметить, однако, что характер обтекания ракеты, а следовательно, и величина аэродинамического сопротивления ее, довольно значительно изменяется в зависимости от того, работает ли двигатель или нет. Если двигатель не работает, то за соплом образуется область разрежения, т. е. область отрицательных давлений, которая создает значительное сопротивление движению ракеты. При работающем двигателе эта зона ликвидируется, так как она заполняется продуктами сгорания, вытекающими из сопла, и сопротивление движению ракеты уменьшается.

Влияние двигателя на сопротивление ракеты тем меньше, чем меньше плотность атмосферы. Оно уменьшается с высотой, так что на больших высотах, где плотность воздуха ничтожна, влияние аэродинамических сил на полет ракеты и силу тяги практически исчезает.

При течении газа по соплу элементарные объемы газа, особенно текущие у стенок сопла, приобретают не только осевую скорость, но и радиальную. В действительности следовало бы учитывать отклонение направления скорости вытекающего из сопла потока от оси двигателя. Эти отклонения, однако, очень малы, поэтому в большинстве случаев ими пренебрегают. Если они становятся заметными, то применяют специальные профилированные сопла, выравнивающие поток и выбрасывающие продукты сгорания в направлении, весьма близком к осевому.

Как видим, условия работы реального ЖРД в основном очень близки к тем, которые приняты в наших предположениях, поэтому формула (I.9) дает достаточно точное значение величины тяги.

### Удельная тяга

Формула (I.9) определяет абсолютную величину реактивной тяги двигателя. Однако абсолютная величина развиваемой тяги никак не характеризует степень совершенства работы ЖРД. Качественным показателем работы ЖРД является удельная тяга. Под *удельной тягой*  $P_{уд}$  понимается тяга, приходящаяся на 1 кг/сек расходуемого топлива.

Для вычисления удельной тяги надо полную тягу двигателя разделить на общий секундный расход топлива

$$P_{уд} = \frac{P}{G} \quad (I.12)$$

или

$$P_{уд} = \frac{w_3}{g} + \frac{f_3}{G} (p_3 - p_H). \quad (I.13)$$

Размерность удельной тяги кгсек/кг. Удельную тягу иногда называют также *удельным импульсом*. Если считать, что давление газа на срезе сопла равно давлению окружающей атмосферы, т. е.  $p_3 = p_H$ , то окажется, что удельная тяга зависит только от скорости истечения

$$P_{уд} = \frac{w_3}{g} \approx 0,1 w_3. \quad (I.14)$$

Так как  $P = P_{уд}G$ , то очевидно, чем больше удельная тяга, тем меньший расход компонентов необходим для получения заданной тяги. Поэтому всегда следует стремиться получить возможно большую удельную тягу. Чем больше удельная тяга на данном топливе, тем лучше организован рабочий процесс в двигателе. Так как удельная тяга примерно пропорциональна скорости истечения, то двигатели и топлива часто характеризуются не величиной удельной тяги, а величиной скорости истечения.

Наличие в полном выражении удельной тяги (I.13) двух разнородных величин: скорости и статических сил не всегда удобно в расчетах, поэтому иногда в рассмотрение вводят *эффективную скорость истечения*  $w_e$ , которая определяется из следующего соотношения:

$$P_{уд} = \frac{w_e}{g} = \frac{w_3}{g} + \frac{f_3(p_3 - p_H)}{G},$$

откуда

$$w_e = w_3 + \frac{g}{G} f_3 (p_3 - p_H). \quad (I.15)$$

Сила тяги, а следовательно, и удельная сила тяги ракетных двигателей, зависит от высоты, на которой работает двигатель. При этом с увеличением высоты и уменьшением атмосферного давления сила тяги увеличивается за счет уменьшения неуравновешенной силы давления окружающей двигатель атмосферы на стенки двигателя  $f_3 p_H$ . На таких высотах, где давление  $p_H$  исчезающе мало, тяга равна

$$P = G \frac{w_3}{g} + f_3 p_3.$$

Тяга и, особенно, удельная тяга в пустоте являются величинами, не зависящими от давления окружающей атмосферы, т. е. величинами, характеризующими только двигатель. Поэтому тяга и удельная тяга в пустоте часто используются для оценки ракетного двигателя.

Удельная тяга в пустоте  $P_{удп}$  для современных двигателей равна 220—250 кгсек/кг. Можно ожидать в ближайшем будущем ее увеличения до 260—300 кгсек/кг.

#### § 4. РЕАКТИВНЫЙ ДВИГАТЕЛЬ — ДВИГАТЕЛЬ ПРЯМОЙ РЕАКЦИИ

##### Двигатели прямой и непрямой реакции

Мы знаем, что реактивная сила жидкостного ракетного двигателя создается вследствие увеличения количества движения массы продуктов сгорания, протекающей через двигатель. В этом отношении ЖРД работает совершенно так же, как работают другие движители: например, винты самолета или корабля. Однако между этими аппаратами есть существенная разница.

Винт — движитель винтомоторной установки самолета должен получать механическую работу, необходимую для ускорения потока и создания силы тяги от другой машины — двигателя. Так как сила реакции, создаваемая движителем за счет работы двигателя, приложена не к двигателю, а к движителю и создается за счет ускорения и увеличения количества движения посторонней для двигателя массы, то винтомоторная установка может быть названа *двигателем непрямой реакции*.

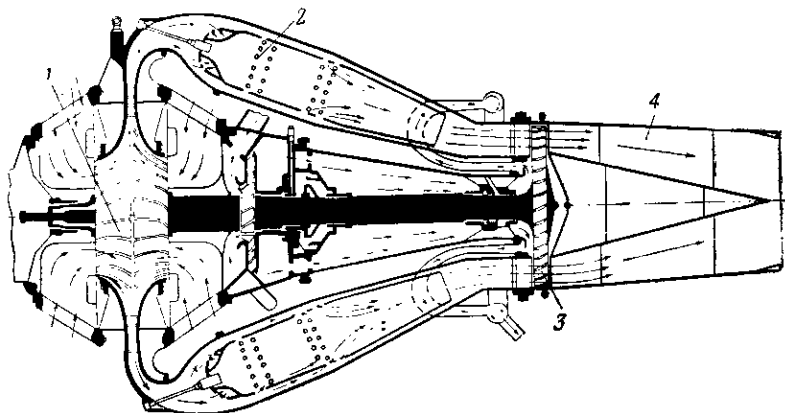
В противоположность этому в жидкостном ракетном двигателе рабочим телом двигателя и движителя являются одни и те же продукты сгорания топлива. Сила тяги получается непосредственно без каких-либо промежуточных устройств.

Таким образом, жидкостный ракетный двигатель представляет собой машину, совмещающую в себе тепловой двигатель внутреннего сгорания и движитель. Такие машины называются *двигателями прямой реакции*.

### Различные виды двигателей прямой реакции

Кроме жидкостных двигателей, к двигателям прямой реакции относятся также *воздушно-реактивные двигатели* (ВРД) разных систем и *пороховые ракетные двигатели*.

Познакомимся кратко с работой этих реактивных двигателей.



Фиг. 9. Схема турбокомпрессорного ВРД.

1—центробежный компрессор; 2—камера сгорания; 3—турбина; 4—реактивное сопло.

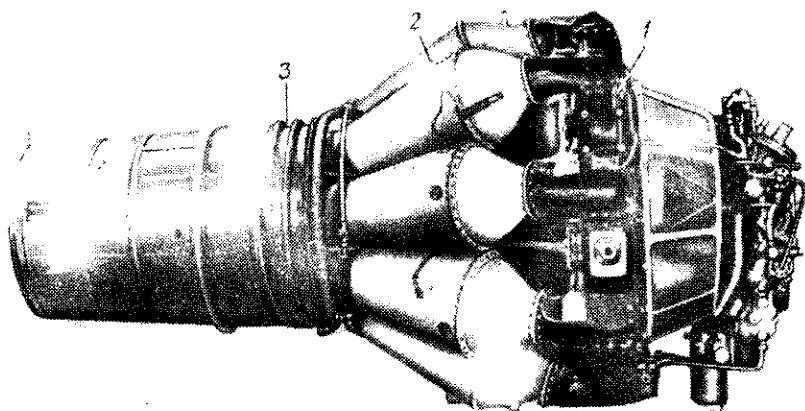
На фиг. 9 и 10 представлена схема и внешний вид турбокомпрессорного воздушно-реактивного двигателя.

Предварительное сжатие воздуха происходит вследствие частичного торможения потока в набегающей струе за счет использования скоростного напора. Затем воздух поступает через входные патрубки в центробежный компрессор 1, где его давление поднимается до величин, в 4—5 раз больших, чем в окружающей



атмосфере. Сжатый воздух направляется в камеру сгорания 2 (их на двигателе может быть несколько), куда впрыскивается горючее — обычно керосин — и где происходит сгорание. Нагретые газы проходят через турбину 3, где частично расширяются (до давления, большего, чем давление в атмосфере) и отдают работу колесу турбины, сидящему на одном валу с колесом компрессора.

Турбина служит только для привода компрессора, и вся работа турбины, за вычетом небольших механических потерь, затрачивается исключительно на сжатие воздуха. Дальнейшее расширение продуктов сгорания происходит в реактивном сопле 4. Скорость газа на выходе из сопла значительно возрастает. Тяга двигателя определится разностью количеств движения на входе и на выходе



Фиг. 10. Внешний вид турбокомпрессорного ВРД.

Позиции те же, что и на фиг. 9.

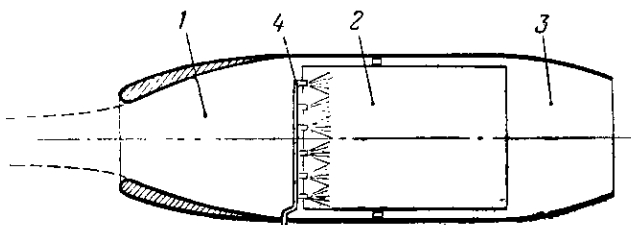
из него. Ряд вспомогательных механизмов — насос горючего и масляный насос, регулятор, генератор тока и т. д. — получает привод от вала двигателя.

Турбокомпрессорные двигатели имеют в настоящее время широкое распространение; они устанавливаются на самолетах скоростной авиации.

Часто вместо центробежного компрессора применяются осевые компрессоры, в которых можно достичь значительно большего повышения давления воздуха.

При больших скоростях полета можно обойтись без компрессора и турбины, получив достаточно высокое сжатие воздуха только за счет использования скоростного напора, набегающего на двигатель потока воздуха. Такие двигатели называются прямоточными, или бескомпрессорными, воздушно-реактивными двигателями. Схема бескомпрессорного двигателя приведена на фиг. 11.

Воздух из атмосферы тормозится в набегающем потоке, вне двигателя и поступает в диффузор двигателя 1, где происходит дальнейшее торможение воздуха. Статическое давление воздуха повышается. Сжатый воздух направляется в камеру сгорания 2, куда также впрыскивается горючее. Из камеры сгорания продукты сгорания поступают в сопло 3, где расширяются и приобретают

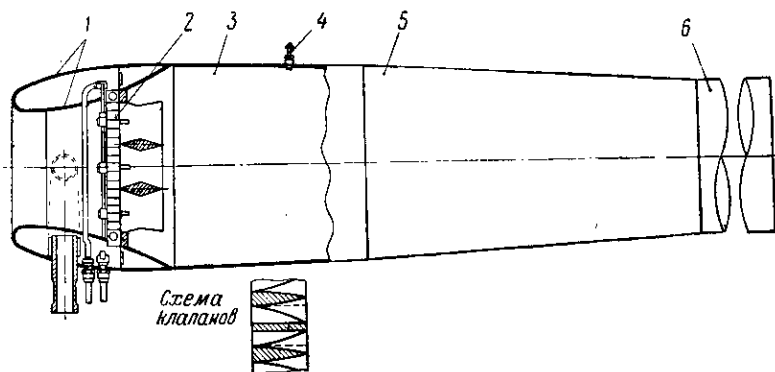


Фиг. 11. Схема бескомпрессорного ВРД.

1—диффузор; 2—камера сгорания; 3—сопло; 4—впрыск горючего.

большую скорость, создавая тягу двигателя. Насос горючего и другие вспомогательные механизмы, необходимые для работы, или приводятся отдельным двигателем, или заменяются устройствами, работающими на сжатом воздухе.

Механическое устройство прямоточного двигателя чрезвычайно просто, но для того, чтобы двигатель начал работать, его предва-



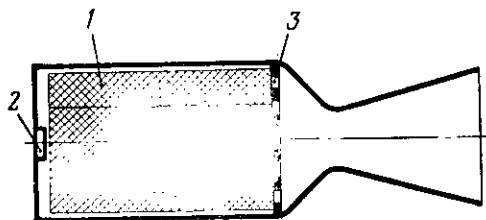
Фиг. 12. Схема пульсирующего ВРД.

1—передний обтекатель; 2—клапанная решетка; 3—камера сгорания; 4—свеча;  
5—конфузор; 6—выхлопная труба.

рительно надо разогнать до большой скорости, так как при малых скоростях сжатие будет недостаточным и двигатель без особых дополнительных устройств не будет давать тяги. Применение прямоточного двигателя целесообразно только при больших скоростях полета.

Несколько особым видом прямоточного двигателя является пульсирующий воздушно-реактивный двигатель, схема которого приведена на фиг. 12.

Воздух, набегающий на двигатель, проходит через диффузор, образованный обтекателем 1, и клапанную решетку 2 в камеру сгорания 3. После заполнения воздуха камеры сгорания в нее подается легкое горючее, например, бензин, пары которого воспламеняются от свечи 4 или горячих газов, еще заполняющих сужающееся сопло (конфузор) 5 и выхлопную трубу двигателя 6. При вспышке паров бензина в камере сгорания повышается давление, клапаны клапанной решетки 2 закрываются и продукты сгорания вытекают через сужающееся сопло и выхлопную трубу в атмосферу, приобретая за счет расширения большую скорость. Длина трубы подобрана так, что инерция вытекающего из трубы столба газов создает через некоторое время в камере разрежение, клапаны



Фиг. 13. Схема порохового ракетного двигателя.

1—пороховая шашка; 2—воспламенитель; 3—диафрагма.

открываются, в двигатель поступает свежий воздух и цикл работы двигателя начинается вновь.

Частота циклов определяется геометрическими размерами и длиной трубы; обычно она составляет около 4000 циклов в минуту. Такой двигатель может работать и создавать тягу даже на месте.

На фиг. 13 представлена схема еще одного типа двигателей прямой реакции — порохового ракетного двигателя.

Заряд медленно горящего пороха 1, обычно состоящий из нескольких шашек, расположен в камере сгорания двигателя. При запуске двигателя воспламенитель 2 поджигает пороховую шашку. Образовавшиеся продукты сгорания через сопло вытекают в атмосферу и создают реактивную тягу. Для удержания порохового заряда в камере двигателя и предотвращения выбрасывания его в несгоревшем виде устанавливается диафрагма 3.

### Отличие ЖРД от других видов реактивных двигателей

Деление реактивных двигателей на различные классы определяется главным образом свойствами используемых топлив, в частности, свойствами применяемого окислителя. В современной теплотехнике самым распространенным окислителем является атмосферный воздух. В частности, в воздушно-реактивных двигателях, составляющих особую группу реактивных двигателей, используют в качестве окислителя атмосферный воздух.

В противоположность им в жидкостных ракетных двигателях используют в качестве окислителя жидкие вещества, находящиеся, так же как и горючее, на реактивном аппарате.

Таким образом, отличие ЖРД от ВРД состоит в том, что в ЖРД используются в качестве окислителя жидкие вещества, находящиеся на реактивном аппарате, а в ВРД используется в качестве окислителя воздух, находящийся в окружающей атмосфере.

В связи с этим можно отметить следующие две особенности работы ЖРД по сравнению с ВРД.

Первая особенность состоит в том, что ЖРД, в котором не используется для сгорания кислород атмосферы, может работать на любых высотах, тогда как применение ВРД ограничено высотой порядка 25—30 км, ибо на больших высотах воздух становится чрезвычайно разреженным и для получения необходимой самолету тяги через двигатель нужно пропускать очень большие объемные расходы воздуха.

Вторая особенность заключается в том, что кислород воздуха, необходимый для сжигания горючего, разбавлен азотом — элементом, не участвующим в сгорании, т. е. балластом. Поэтому концентрация химической энергии на единицу веса топлива, включающего горючее и необходимый для его сжигания окислитель, для топлив воздушно-реактивных двигателей невелика и составляет 680—700 кал на 1 кг смеси. В жидких окислителях можно довести содержание кислорода до 75—100%, в связи с чем концентрация химической энергии в топливе возрастет до 1400—2250 кал на килограмм. Поэтому в камере сгорания ЖРД происходит очень интенсивное выделение тепла и достигаются гораздо более высокие по сравнению с ВРД температуры сгорания. Это сильно затрудняет осуществление надежной конструкции двигателя.

Основное отличие ЖРД от порохового ракетного двигателя состоит в том, что весь запас порохового топлива находится в камере сгорания, поэтому время действия порохового двигателя сравнительно невелико: от десятых долей секунды до нескольких секунд.

Так же как и ЖРД, пороховой двигатель может работать на любых высотах.

### **Преобразование энергии в ракетном двигателе**

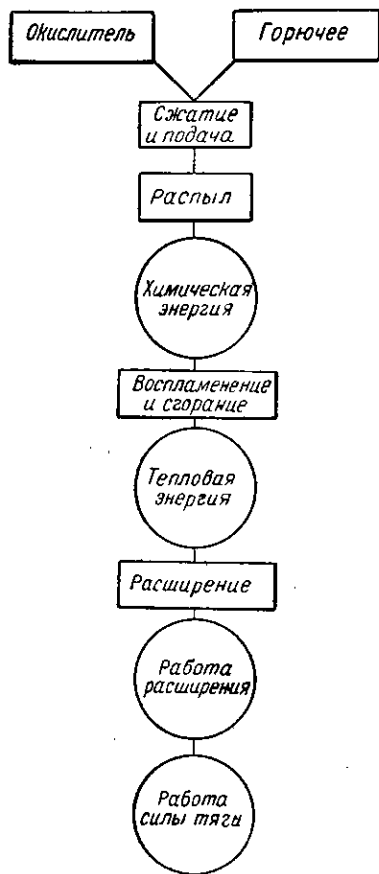
Преобразование химической энергии топлива в работу, сообщаемую двигателем летательному аппарату, осуществляется за счет протекания отдельных процессов, происходящих в двигателе и его агрегатах.

Носителем химической энергии, поступающей в двигатель, является топливо, состоящее, как правило, из горючего и окислителя. Превращение химической энергии топлива в тепловую осуществляется чаще всего вследствие протекания химического процесса — реакции сгорания топлива. Однако процессу сгорания должен предшествовать целый ряд подготовительных процессов, необходимых для создания наилучших условий преобразования как химической энергии в тепловую, так и тепла в работу расширения.

К этим процессам относятся: *сжатие* (т. е. повышение давления топлива, которое необходимо для осуществления последующего расширения продуктов сгорания), *подача компонентов в камеру сгорания, распыл компонентов топлива и воспламенение их*.

Выделившаяся в результате сгорания тепловая энергия частично превращается в работу расширения продуктов сгорания. Работа расширения затрачивается на увеличение скорости истечения продуктов сгорания, а следовательно, на создание тяги.

Схема процессов преобразования энергии приведена на фиг. 14.



Фиг. 14. Схема процессов преобразования энергии.

## § 5. КЛАССИФИКАЦИЯ ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Классифицировать жидкостные ракетные двигатели можно по различным признакам:

— по свойствам применяемых топлив;

— по способу осуществления основных процессов преобразования энергии;

— по назначению двигателя.

В соответствии с этим мы будем классифицировать двигатели следующим образом:

— по типу применяемых топлив;

— по способу сжатия и подачи компонентов топлива;

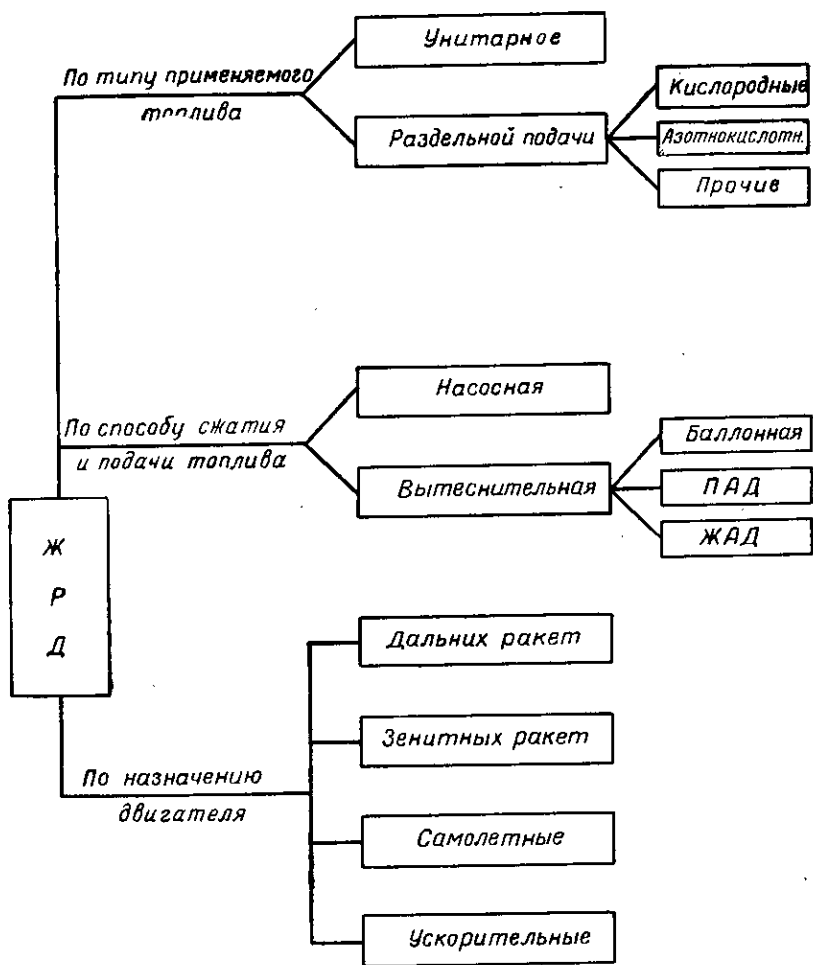
— по назначению.

Схема классификации приведена на фиг. 15.

### Классификация ЖРД по типу применяемых топлив

В жидкостных ракетных двигателях возможно применение двух основных типов топлив: *унитарных жидких топлив*, представляющих собой одно вещество или раствор нескольких веществ, которое находится в подготовленном для сгорания (или разложения) виде (такие смеси можно назвать жидкими порохами) и *топлив раздельной подачи*, состоящих из горючего и окислителя, подаваемых в камеру сгорания отдельно и смешивающихся только в самой камере сгорания.

Задачи процессов распыла и смесеобразования в двигателях этих типов значительно различаются между собой.



Фиг. 15. Классификация жидкостных ракетных двигателей.

В двигателях, работающих на унитарных топливах, смешение компонентов, участвующих в реакции сгорания, производится заранее, и в процессе распыливания смесь только должна возможно более равномерно распределиться по поперечному сечению камеры сгорания.

В двигателях раздельной подачи в процессе распыла должно происходить тщательное перемешивание частичек горючего и окислителя, чтобы создавались наилучшие условия для сгорания и возможно более полного выделения химической энергии топлива.

В двигателях, работающих на унитарных топливах, система подачи получается более простой, так как в ней используется один, а не два бака и имеется также одна система коммуникаций между баком и камерой сгорания. Однако создание совершенного унитарного топлива ограничено его взрывоопасностью. В связи с этим двигатели на унитарном топливе получили пока малое распространение.

Двигатели раздельной подачи классифицируются более детально по типу применяемого окислителя, так как свойства того или иного окислителя в значительной мере определяют конструктивные особенности двигателя, а часто и возможность его использования на том или другом объекте. При классификации по типу применяемого окислителя двигатели обычно получают название по наименованию применяемого окислителя, например, *кислородный*, *азотнокислотный* и др.

В настоящее время наиболее распространены кислородные и азотнокислотные двигатели.

### Классификация ЖРД по способу сжатия и подачи компонентов топлива

Процесс сжатия и подачи компонентов в жидкостных ракетных двигателях осуществляется в основном двумя способами: или вытеснением компонентов из баков за счет создания в них избыточного давления, или за счет сжатия и подачи компонентов насосами. Первый тип системы подачи будем называть *вытеснительной подачей*, а второй — *насосной*.

При насосной подаче компоненты забираются из баков и нагнетаются в камеру сгорания насосами, которые требуют для своего вращения какого-либо источника энергии. Для привода насосов чаще всего используется турбина, работающая на продуктах разложения перекиси водорода или на ином рабочем теле.

Повышение давления в баках при вытеснительной подаче может осуществляться самыми разнообразными способами. Широко распространена система подачи, в которой вытеснение компонентов осуществляется газом высокого давления.

Из баллона этот газ проходит через редуктор, понижающий давление газа до рабочего давления в баках, а затем поступает в баки с компонентами топлива, выдавливая их в камеру сгорания. Такая система подачи носит название *баллонной*. Недостатком ее является большой вес баллона для газа и самого газа.

Для снижения этих весов применяется вытеснение компонентов продуктами сгорания пороха, так называемая подача *пороховым аккумулятором давления* — ПАД или продуктами сгорания жидких компонентов, так называемая подача *жидкостным аккумулятором давления* — ЖАД.

В этих системах вытеснительной подачи тяжелый баллон со сжатым газом заменяется более легким пороховым или жидкостным аккумулятором; вес газа, вытесняющего компоненты, уменьшается за счет более высокой температуры, при которой газ поступает в топливные баки.

При вытеснительной подаче любого типа баки компонентов работают под давлением, несколько превышающим давление в камере, поэтому они должны быть достаточно прочными. В двигателях больших тяг или в двигателях, рассчитанных на сравнительно большую продолжительность работы, примененные вытеснительно-подающие привело бы к недопустимому увеличению веса баков. В этих двигателях применяется насосная подача компонентов.

Процесс воспламенения при запуске двигателя является важным процессом в отношении обеспечения безопасности и надежности его работы, так как небольшое запаздывание воспламенения приводит к накоплению в камере большого количества топлива с огромным запасом энергии, быстрое выделение которой может привести к взрыву и разрушению двигателя.

Воспламенение топлива в двигателе может быть осуществлено следующими способами: подачей в камеру в момент запуска самовоспламеняющихся компонентов (*химическое зажигание*), воспламенением рабочей смеси пороховым патроном (*пиротехническое зажигание*) и, наконец, воспламенением компонентов с помощью электрической свечи (*электрическое зажигание*).

### Классификация ЖРД по назначению

Современные жидкостные реактивные двигатели применяются на многих реактивных аппаратах. Конструктивное выполнение ЖРД в большой степени зависит от их назначения, поэтому двигатели классифицируются по способу применения, например: двигатели дальних ракет, зенитных ракет, двигатели для самолетов, ускорители и пр.

## § 6. ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ЖРД

### Космические ракеты

ЖРД обладает двумя принципиально новыми качествами, отличающими его от других реактивных двигателей: он может работать вне земной атмосферы и сообщать летательному аппарату очень большие скорости.

К. Э. Циолковский первый оценил колоссальные возможности, открываемые этими качествами ЖРД. В своих работах он высказывал идеи об использовании жидкостного реактивного двигателя



для космических полетов и открытия новых мест для расселения человечества во вселенной. В одной из своих первых работ, в 1903 г. К. Э. Циолковский писал: «...В далеком будущем уже виднеются сквозь туман перспективы до такой степени обольстительные и важные, что о них едва ли теперь кто мечтает»\*.

В своих дальнейших работах Циолковский конкретизирует эти перспективы; он пишет:

«Но зато как прекрасно будет достигнутое. Завоевание солнечной системы даст не только энергию и жизнь, которые в 2 миллиарда раз будут обильнее земной энергии и жизни, но и простор еще более обильный. Человек на Земле владеет, так сказать, только двумя измерениями, третье же — ограничено, т. е. распространение вверх и вниз пока невозможно. Тогда же человек получит три измерения».

Решение этих задач является трудной научной и технической проблемой.

Так, например, предварительные расчеты проекта для создания искусственного спутника Земли весом 40—50 т, который на высоте 1680 км совершал бы движение вокруг Земли со скоростью 25 300 км/час, делая один полный оборот вокруг Земли за 2 часа, показывают, что для этой цели необходимо создать трехступенчатый жидкостный ракетный двигатель с начальным весом около 7000 т\*\*.

Общая тяга двигателей первой ступени должна составлять 14 000 т; эти двигатели должны работать 84 сек., расходуя в 1 сек. 625 т топлива по 1220 кг/сек на каждый из двигателей. В первой ступени предусматривалась система из 51 двигателя.

После окончания работы двигателей первой ступени и сбрасывания их включаются 34 двигателя второй ступени общей тягой 1750 т, которые за время своей работы должны израсходовать 770 т топлива. Наконец, после сбрасывания двигателей второй ступени включаются в работу пять двигателей основной ракеты тягой 220 т. Запас топлива для этих двигателей должен составлять 90 т, включая то количество, которое необходимо для возвращения ракеты на Землю.

Освоение источников атомного топлива может уменьшить огромные размеры двигателей, необходимых для решения такой небольшой с точки зрения космических полетов задачи, как создание искусственного спутника Земли.

### **Ракеты для исследования высоких слоев атмосферы**

Весьма велико также значение ЖРД, как двигателей ракет для исследования высоких слоев атмосферы.

Еще К. Э. Циолковский указывал, что только с помощью ракет можно изучить очень высокие слои атмосферы, а также простран-

\* К. Э. Циолковский, Ракета в космическое пространство, в сб. «Труды по ракетной технике», Оборонгиз, 1947.

\*\* Журнал американского ракетного общества, т. 22, № 3, 1952.

ства, более удаленные от Земли. Эта задача может быть разрешена и уже решается в настоящее время.

По опубликованным в печати сведениям<sup>1</sup> ракета с тягой в 25 т при вертикальных пусках достигла высоты в 171,5 км. Еще большая высота (390 км) была достигнута двухступенчатой ракетой, осуществленной по идее Циолковского (фиг. 16). В качестве первой ступени была использована ракета с тягой в 25 т, а второй ступенью являлась ракета весом в 300 кг с ЖРД тягой 680 кг и временем работы 45 сек.

### Ракеты дальнего действия

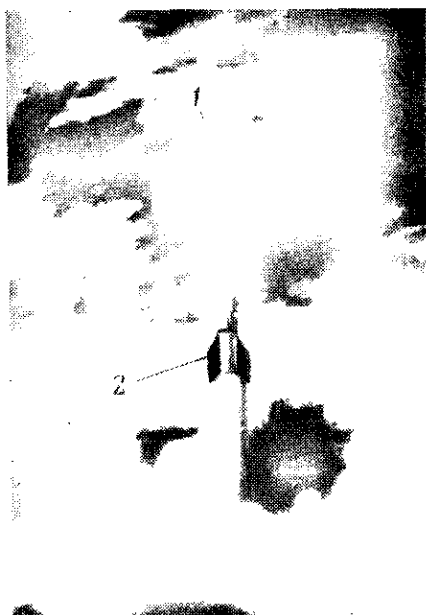
Областью применения ЖРД являются также дальние полеты в пределах земного притяжения на больших высотах. Исчезающе малое сопротивление при полетах на этих высотах позволяет предположить выгоду при известных условиях таких полетов и в экономическом отношении.

Решение такой задачи является задачей сегодняшнего и завтрашнего дня ракетной техники, и хотя на пути к достижению необходимых скоростей и дальностей будет много трудностей, сомневаться в их преодолимости нет оснований.

Особые качества ЖРД, упомянутые выше, а также малые габариты и веса обеспечили жидкостным ракетным двигателям широкое применение в военной технике в качестве двигателей для самых разнообразных боевых средств.

Одним из первых видов оружия, на котором были установлены ЖРД, явились ракеты дальнего действия. Примером такой ракеты может служить немецкая ракета А-4 (V-2), имевшая дальность стрельбы 250—300 км<sup>2</sup>.

Схема ракеты и разрез ее приведены на фиг. 17 и 18.



Фиг. 16. Двухступенчатая метеорологическая ракета.

1—вторая ступень; 2—первая ступень.

<sup>1</sup> Г. Молес, Использование ракетных двигателей для самолетов, в сб. «Вопросы ракетной техники», № 1 (7), Издательство иностранной литературы, 1952.

<sup>2</sup> Д. Саттон, Ракетные двигатели, Издательство иностранной литературы, 1952.

И. Коой и И. Ютенбогарт, Динамика ракет, Оборонгиз, 1950.

В головной части ракеты расположена конусообразная боевая часть 1, имеющая вес 1000 кг, из них 730 кг взрывчатого вещества. За головной частью находится отсек приборов управления 2, в котором размещены все командные приборы управления ракетой. Одна часть этих приборов управляет положением ракеты в пространстве, а другая управляет работой двигательной установки.

В этом же отсеке расположены источники питания приборов. Вес отсека с приборами 475 кг.

В средней части ракеты 3 размещены баки горючего (спирт) и окислителя (жидкий кислород).

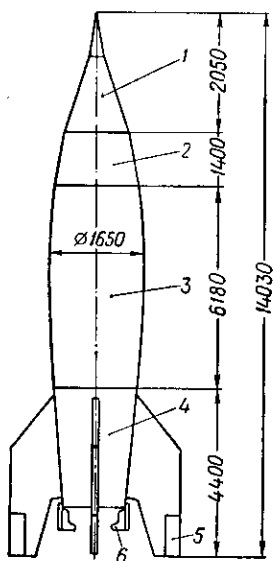
Общий сухой вес средней части без горючего и окислителя 820 кг, из них 420 кг весит сама оболочка. Бак для топлива емкостью 4600 л весит 68 кг. В него вмещается около 3900 кг спирта. Бак окислителя имеет емкость 4470 л и весит 107 кг; в него вмещается около 5000 кг жидкого кислорода.

Внутри хвостовой части 4, на которой расположены стабилизаторы и рули, находится двигатель. Вес хвостовой части 620 кг; вес двигателя 920 кг. Хвостовая часть несет на себе снаружи четыре неподвижных крыла-стабилизатора в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. На конце стабилизаторов находятся воздушные рули 5. Кроме того, в потоке продуктов сгорания в тех же плоскостях расположены газоподъемные рули 6.

Газовые и воздушные рули совместно с приборами управления ракетой выполняют три функции. Одна пара рулей удерживает ракету в плоскости стрельбы, совмещаемой с плоскостью расположения этой пары рулей и стабилизаторов. Другая пара рулей служит для управления ракетой по углу наклона ее к горизонту. Кроме того, первая пара рулей препятствует вращению ракеты вокруг ее продольной оси.

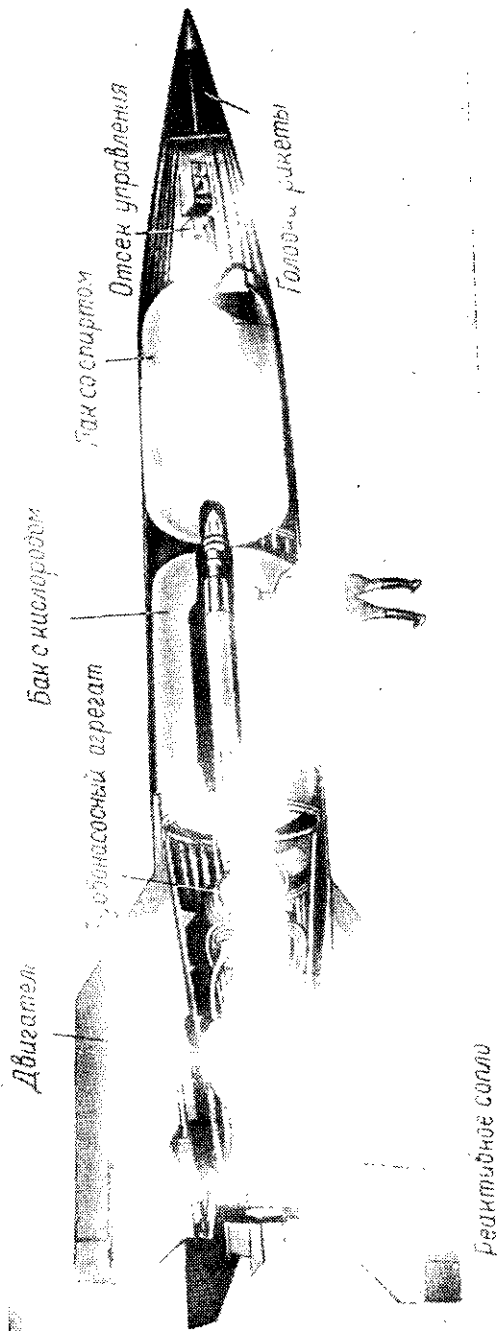
Общая длина ракеты 14 м; сухой вес ее без топлива около 3800 кг, а начальный полетный вес около 13 000 кг. Двигательная установка развивает тягу 26 000 кг в течение 60—70 сек. и расходует в одну секунду 125 кг топлива.

Ракета А-4 была спроектирована в 1940—1942 гг. Впервые с военной целью ее применили в сентябре 1944 г., когда с территории Голландии этими ракетами был обстрелян Лондон. Всего с сентября 1944 по март 1945 г. было выпущено свыше 1000 ракет А-4. На фиг. 19 показан один из моментов подготовки к запуску ракеты А-4.



Фиг. 17. Схема ракеты А-4.

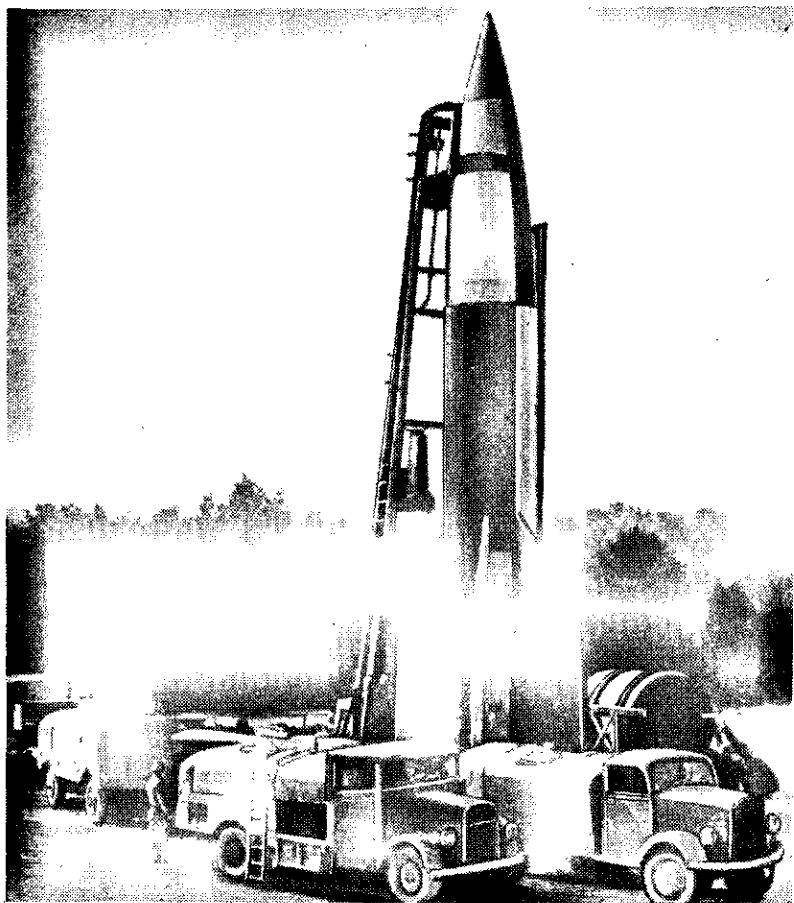
1—боевая часть; 2—приборы управления; 3—средняя часть с топливными баками; 4—хвостовая часть; 5—воздушные рули; 6—газовые рули.



Фиг. 18. Разрез ракеты дальнего действия А-4.

Подробное описание двигательной установки ракеты А-4 приведено в гл. X.

Жидкостные ракетные двигатели для ракет дальнего действия являются наиболее крупными двигателями такого типа с тягой в



Фиг. 19. Подготовка к запуску ракеты дальнего действия.

десятки тонн. Их дальнейшее развитие будет идти по пути увеличения абсолютных тяг, увеличения продолжительности работы, а также снижения расхода топлива на 1 кг тяги путем применения более теплотворных топлив.

### Зенитные ракеты с ЖРД

Зенитные ракеты служат оборонительным средством борьбы как с самолетами, так и, возможно, с ракетами противника.

Имеется довольно много типов зенитных ракет с ЖРД. Самые крупные из них — это зенитные ракеты, управляемые с земли по радио.

Двигательные установки таких ракет имеют тягу до 8—10 т со временем работы до 40—45 сек. В качестве топлива таких ракет обычно используется керосин или другое углеводородное топливо в сочетании с азотной кислотой. Подача в зенитных ракетах обычно вытеснительная.

В качестве примеров таких ракет могут служить ракеты «Вассерфаль» и «Шметтерлинг» (см. гл. X).

Другой разновидностью зенитных ракет являются неуправляемые зенитные снаряды сравнительно малого калибра, выпускаемые в больших количествах. Для достижения необходимых высот в них устанавливается жидкостный ракетный двигатель простейшего устройства с вытеснительной подачей. Тяга такого двигателя составляет 1—2 т, время работы 4—6 сек.

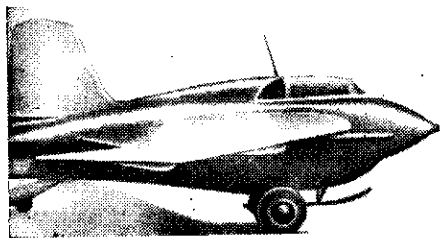
### Самолетные ЖРД

Известно применение жидкостных ракетных двигателей в качестве основного двигателя самолета-истребителя (перехватчика).

15 мая 1942 г. состоялся первый в истории авиации полет на самолете-истребителе с ЖРД. Самолет был построен конструктором В. Болховитиновым.

Преимуществом ЖРД является возможность получения больших тяг в малом по размерам двигателе, вписывающемся в габариты небольшого самолета.

Кроме того, ЖРД в противоположность всем другим типам авиационных двигателей увеличивает свою тягу с высотой. Все это обеспечивает весьма большую скороподъемность самолета. Так, самолет-перехватчик Me-163 (фиг. 20) поднимался на высоту 12 км за 4 мин., в то время как скороподъемность обычного истребителя с ВРД составляла 1 км/мин. Для отражения атак бомбардировщиков обычные истребители должны патрулировать в воздухе над обороняемым объектом, ожидая налета бомбардировщиков, а самолет с ЖРД может ожидать налета неприятеля на земле. Этим достигается большая экономия в материальной части, топливе и в людских ресурсах.



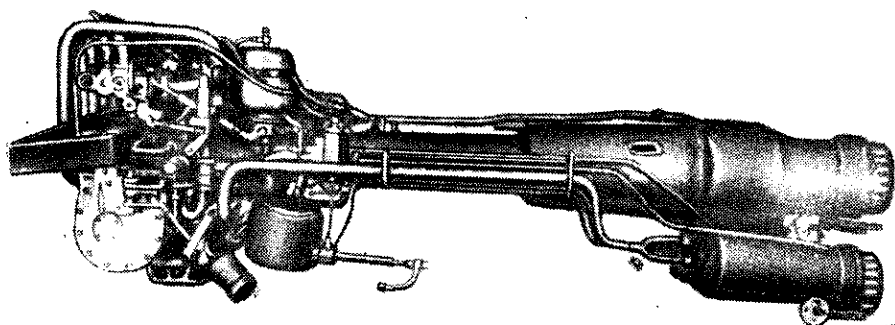
Фиг. 20. Внешний вид самолета с ЖРД.

Один из проектов современного истребителя-перехватчика с ЖРД предусматривает следующие данные: общий вес самолета 5900 кг, запас топлива 3600 кг; вес боекомплекта 700 кг, скорость

до 3200 км/час, скороподъемность свыше 15 км/мин, общее время моторного полета 6 мин.<sup>1</sup>

Двигательная установка такого самолета предусматривает наличие двух ЖРД. Тяга первого ЖРД порядка 2000—2300 кг; он используется при горизонтальном полете, для крейсерования и посадок. Второй — взлетный — ЖРД имеет тягу 9500 кг; он используется при взлете для получения большой скороподъемности. Так как общая тяга обоих двигателей больше веса самолета, то взлет может осуществляться вертикально.

Система подачи на самолетных двигателях применяется насосная с приводом насосов турбиной. Самолетные ЖРД должны допускать регулирование тяги в полете, а также многократное вклю-



Фиг. 21. Двухкамерный самолетный ЖРД.

чение их на любых высотах и при любых скоростях полета. На фиг. 21 показан внешний вид двухкамерного самолетного ЖРД с тягой малого двигателя 400 кг и большого двигателя 1500 кг.

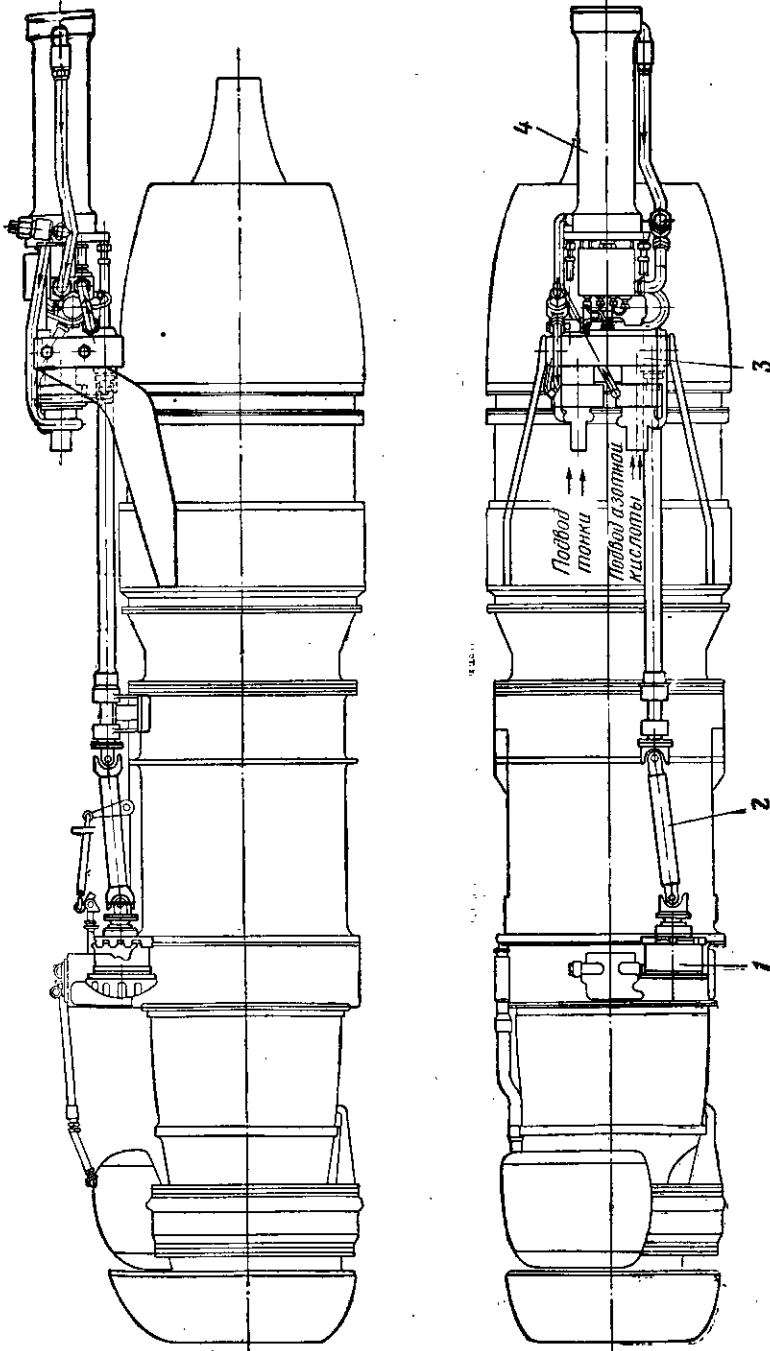
ЖРД используется на самолете не только как основной двигатель, но и как ускоритель маневра в комбинации с основным двигателем другого типа (например, турбокомпрессорным). Этот ускоритель включается на короткое время для достижения большой скорости или скороподъемности, необходимых для совершения того или иного боевого маневра.

На фиг. 22 приведен ускоритель, расположенный на турбокомпрессорном ВРД. Он подробно описан в гл. X.

### Летающие бомбы и торпеды с ЖРД

В ряде случаев торпеды и бомбы, сбрасываемые с самолетов, должны иметь дополнительную скорость, поэтому на таких объектах наряду с порохowymi двигателями часто устанавливаются и ЖРД.

<sup>1</sup> Г. Молес, Использование ракетных двигателей для самолетов, в сб. «Вопросы ракетной техники», № 1 (7), Издательство иностранной литературы, 1952.



Фиг. 22. Установка ускорителя на турбокомпрессорном ВРД.

1 — гидравлическая муфта; 2 — карданный вал; 3 — редуктор шассов; 4 — жидкостный ракетный двигатель.



## Ускорители старта с ЖРД

Жидкостные ракетные двигатели ввиду их малых размеров могут быть широко использованы как ускорители старта многих летательных аппаратов. Здесь в первую очередь следует отметить ускорители для летательных аппаратов, на которых в качестве основного двигателя используются прямоточные ВРД.

Известны также ускорители для взлета тяжелых бомбардировщиков. Эти двигатели имеют тягу в несколько тонн со временем действия 5—30 сек. Обычно они выполняются с вытеснительной системой подачи.

Таким образом, жидкостные ракетные двигатели применяются в настоящее время для многих целей.

Коротко можно классифицировать двигатели по назначению, разделив их на следующие группы, объединяющие двигатели примерно одинаковых конструкций: *двигатели дальних ракет, двигатели зенитных ракет, самолетные двигатели и ускорители.*

Из приведенного выше краткого обзора применения ЖРД видно, что практика использования ЖРД требует двигателей самых разнообразных тяг и конструктивных схем. Несмотря на то, что практическое осуществление жидкостных ракетных двигателей началось сравнительно недавно (первые действующие образцы, прошедшие стадию экспериментальной доводки, появились 15—18 лет тому назад), уже созданы образцы двигателей, развивающих тягу от нескольких десятков килограмм до нескольких десятков тонн. Весьма разнообразно также конструктивное выполнение двигательных установок в целом. Осуществлены установки с различными системами подачи, резко отличающиеся по сложности схемы; наконец, построены двигатели, работающие на разнообразных топливах.

Можно ожидать в ближайшие годы дальнейшего развития ЖРД различных типов и дальнейшего улучшения их конструкции, повышения качественных показателей и степени надежности.

### § 7. КРАТКИЙ ИСТОРИЧЕСКИЙ ОБЗОР РАЗВИТИЯ ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Ракетная техника в широком смысле этого слова имеет очень длительную историю.

Вслед за изобретением и освоением пороха начинаются более или менее удачные попытки создания пороховых ракет, которые, естественно, включали в себя элементарный пороховой ракетный двигатель. Упоминания о пороховых ракетах имеются еще в древнейших китайских летописях, относящихся к VIII в. до нашей эры.

Советский исследователь Н. Г. Чернышев, специалист в области ракетной техники, установил, что известный из истории «греческий огонь», применявшийся в X в. при осаде русскими войсками Константинополя, является не чем иным, как простейшим реактивным снарядом с пороховым ракетным двигателем.

Боевые ракеты широко применялись иудеями в войне против англичан в XVIII в.

С начала XIX в. пороховые ракеты, а следовательно, и пороховые ракетные двигатели, нашли широкое применение; они состояли на вооружении русской, английской, французской, прусской, австрийской и других армий. Весьма совершенными для своего времени были ракеты русской армии.

Пороховые ракеты также широко применялись в войнах первой половины XIX в.— в войнах Наполеона, в Русско-турецкой и в Крымской. В период Крымской войны в России ежегодно производилось около 5000 боевых ракет.

Недостатками пороховых ракет того времени были малая кучность попаданий и малая бронейность. По этим причинам пороховые ракеты оказались значительно хуже снарядов нарезной артиллерии и к 1870 г. они совершенно исчезли из войскового вооружения.

В период Первой мировой войны делались попытки применить пороховые ракеты на самолетах для воздушного боя как в иностранных, так и в русской армиях.

Дальнейшее развитие пороховых ракет связано с советскими работами в этой области. В период Великой Отечественной войны были созданы и приняты на вооружение Советской армии ракетные минометы («Катюши», как их называли наши солдаты). Это оружие наносило сокрушительные удары по врагу, уничтожая его живую силу и технику.

Позже такое оружие появилось и в других армиях. В частности, в немецкой армии применялись шестиствольные реактивные минометы, а также пороховые зенитные («Тайфун» и «Рейнботе») и дальние ракеты.

История развития жидкостных ракетных двигателей является по сравнению с пороховыми двигателями значительно более короткой.

Жесткие требования к конструкции ЖРД в связи с высокой концентрацией энергии в применяемых топливах, сложность протекающих в ЖРД физико-химических процессов, трудности управления ими — все это привело к тому, что ЖРД стали создаваться только в последние 15—20 лет, когда общее развитие техники достигло такого высокого уровня, при котором можно успешно решать указанные проблемы.

Основные свойства ЖРД, требования к топливам и даже конкретные конструктивные формы двигателей были талантливо предсказаны знаменитым русским ученым Константином Эдуардовичем Циолковским (1857—1935).

Первая работа К. Э. Циолковского в области реактивной техники «Исследование мировых пространств реактивными приборами» была опубликована в 1903 г., хотя имеются сведения о том, что работу над этим вопросом К. Э. Циолковский начал значительно раньше — в 1883 г.

В своих работах по реактивному движению К. Э. Циолковский подробно и глубоко научно рассматривает всю проблему реактивного полета в целом. Он изложил научную теорию межпланетных

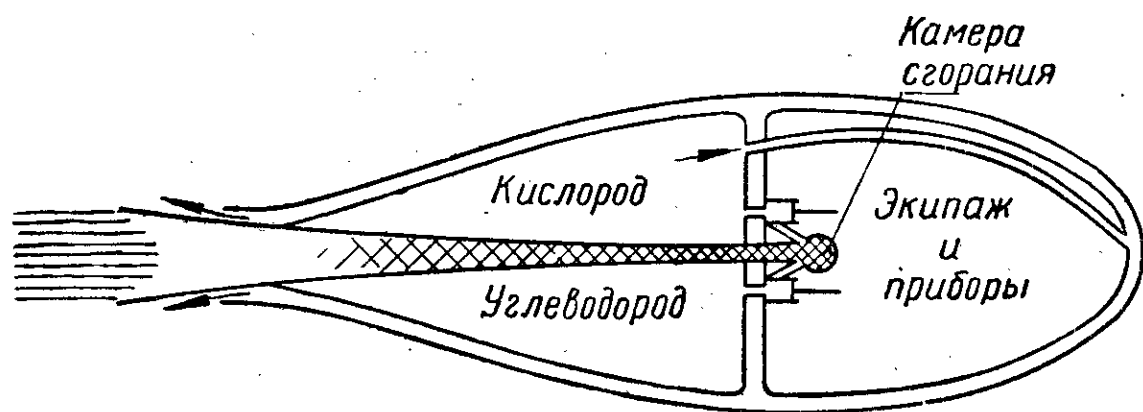


*Константин Эдуардович Циолковский.*

и космических полетов, вывел главные законы, лежащие в их основе, и пришел к выводу, что единственным средством достижения межпланетных пространств является ракета, а единственный двигатель, который пригоден для таких ракет,— это жидкостный ракетный двигатель.

Воспользовавшись полученной им формулой о конечной скорости, достигаемой ракетой, Циолковский показал, что ракета с ЖРД может при ограниченной скорости истечения продуктов сгорания из ракетного двигателя достичь очень больших скоростей. При этом ракета не испытывает чрезмерных перегрузок, ускорение ее может оставаться в пределах, допустимых для человеческого организма.

На фиг. 23 представлена первая в мире схема ракеты с ЖРД, выполненная К. Э. Циолковским свыше 50 лет тому назад. На этой



Фиг. 23. Космический ракетный корабль Циолковского.

схеме показаны все основные элементы, необходимые для работы ЖРД.

К. Э. Циолковский подробно изучил вопрос о топливах для ЖРД. С этой целью он исследовал величину тепловых эффектов реакций сгорания различных элементов и впервые указал на связь между величиной теплового эффекта и атомным весом реагирующих элементов<sup>1</sup>.

На основании этих исследований К. Э. Циолковский первый предложил использовать в качестве компонентов топлив углеводороды, жидкий водород и жидкий кислород.

В 1911 г. К. Э. Циолковский в новом издании книги «Исследования мировых пространств реактивными приборами» впервые оценил возможности, которые даст освоение в реактивном двигателе атомной энергии, и вычислил возможные скорости истечения и скорости полета ракеты с таким двигателем<sup>2</sup>. В более поздних работах Циолковский указал на целесообразность применения окислов азота и скипидара как компонентов топлив ЖРД<sup>3</sup>.

<sup>1</sup> К. Э. Циолковский, Ракета в космическое пространство, в сб. «Труды по ракетной технике», Оборонгиз, 1947.

<sup>2</sup> К. Э. Циолковский, Исследование мировых пространств реактивными приборами, в сб. «Труды по ракетной технике», Оборонгиз, 1947.

<sup>3</sup> К. Э. Циолковский, Космическая ракета, в сб. «Труды по ракетной технике», Оборонгиз, 1947.

К. Э. Циолковский разработал принципы конструктивного выполнения ракетного двигателя большой тяги: применение насосной подачи компонентов и частичного испарения их для наддува баков, систему охлаждения стенок одним из компонентов топлива, устройство камеры сгорания и сопла; им же предложено использование реакции газового потока ракетного двигателя для управления ракетой и придания ей устойчивости путем размещения в потоке газовых рулей или путем шарнирного закрепления двигателя. Принципы конструирования ЖРД, разработанные К. Э. Циолковским 50 лет назад, сохраняют свое значение и в настоящее время.

Труды К. Э. Циолковского вызвали большой интерес в научных и инженерных кругах и привели к появлению целого ряда работ, ознаменовавших начало практического разрешения проблемы создания жидкостного ракетного двигателя.

Наряду с работами Циолковского на ранней ступени развития ракетной техники и жидкостных ракетных двигателей следует отметить работы ученых Зенгера и Оберта в Германии, Пелтье во Франции, Годдарда в Америке.

Дальнейшая разработка идей К. Э. Циолковского и их практическое применение начались у нас по существу только в годы советской власти.

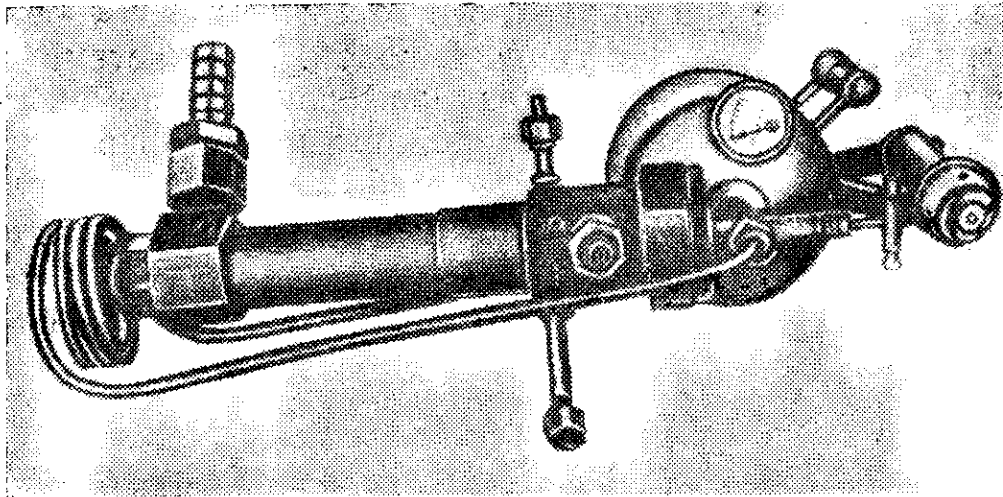
Большую теоретическую и экспериментальную работу по исследованию ЖРД в Советском Союзе провел инженер Ф. А. Цандер<sup>1</sup>. Им были разработаны тепловой расчет рабочего процесса ЖРД (т. е. расчет сгорания и истечения с учетом диссоциации), а также оценка экономичности ЖРД, на основании которой он предлагал использовать новые циклы повышенной экономичности. Цандер также предложил способ расчета температуры стенки ЖРД и метод расчета охлаждения его.

Особенно много внимания уделил Цандер исследованию вопросов применения в качестве горючего металлов, выделяющих при сгорании значительно больше тепла, чем обычные горючие. Идеи использования металлов сочетались у него с идеей сжигания частей ракеты, становившихся ненужными после выработки определенного количества горючего и окислителя.

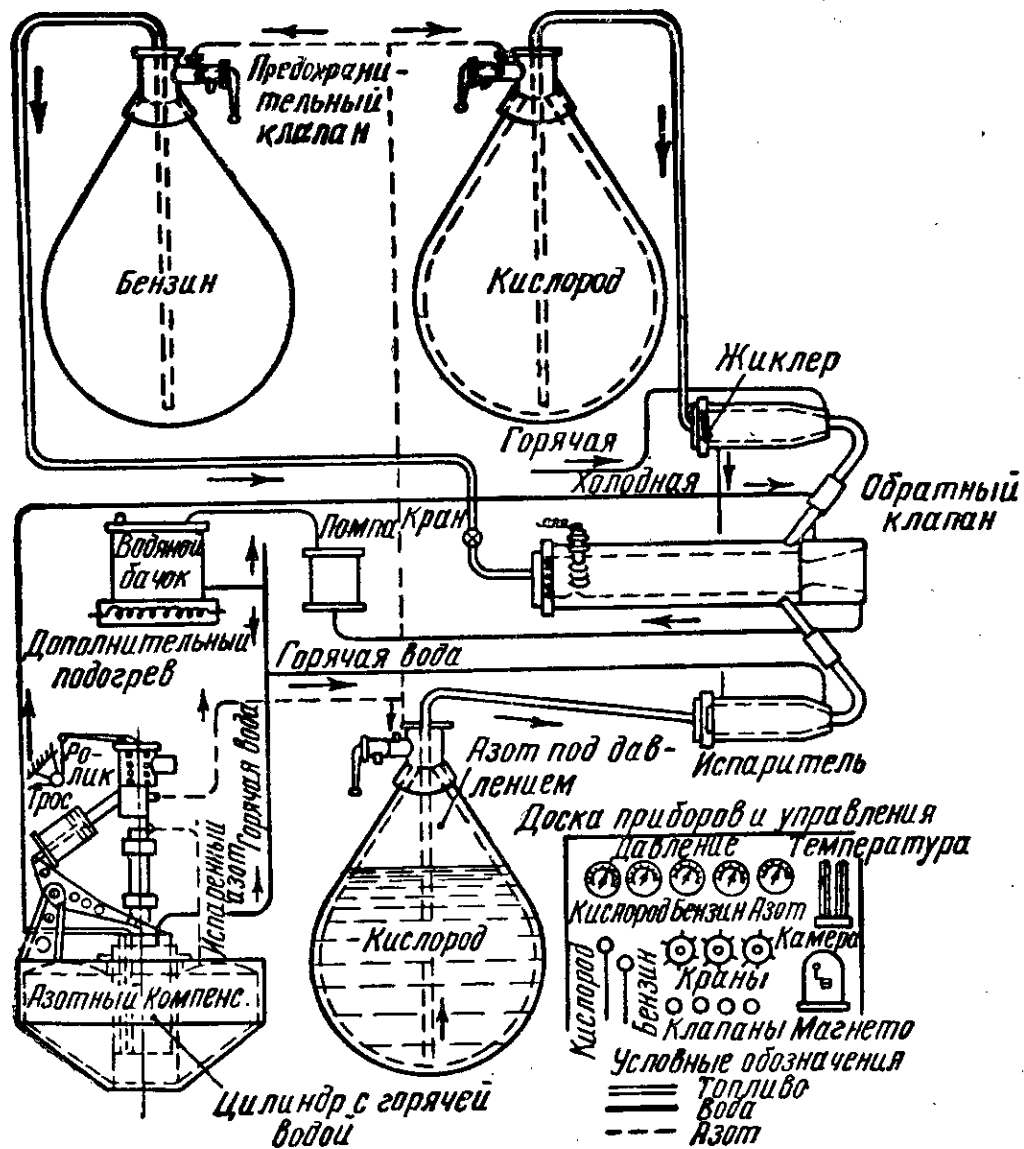
Ф. А. Цандером были построены два двигателя ОР-1 и ОР-2, которые положили начало экспериментальному изучению процессов и конструкции ЖРД. Двигатель ОР-1 (фиг. 24) был построен в 1930—1931 гг. Он работал на бензине и газообразном воздухе и развивал тягу до 5 кг. В 1932 г. Ф. А. Цандер создает проект двигателя ОР-2, который был осуществлен с его участием, но испытание двигателя происходило во время болезни и после смерти Ф. А. Цандера.

Двигатель ОР-2 устроен по схеме, приведенной на фиг. 25. Он работал на бензине и жидком кислороде. Подача горючего и жидкого кислорода осуществлялась вытеснением их из баков газообразным азотом, который получался путем испарения жидкого азота

<sup>1</sup> Ф. А. Цандер, Проблема полета при помощи ракетных аппаратов, Оборонгиз, 1947.

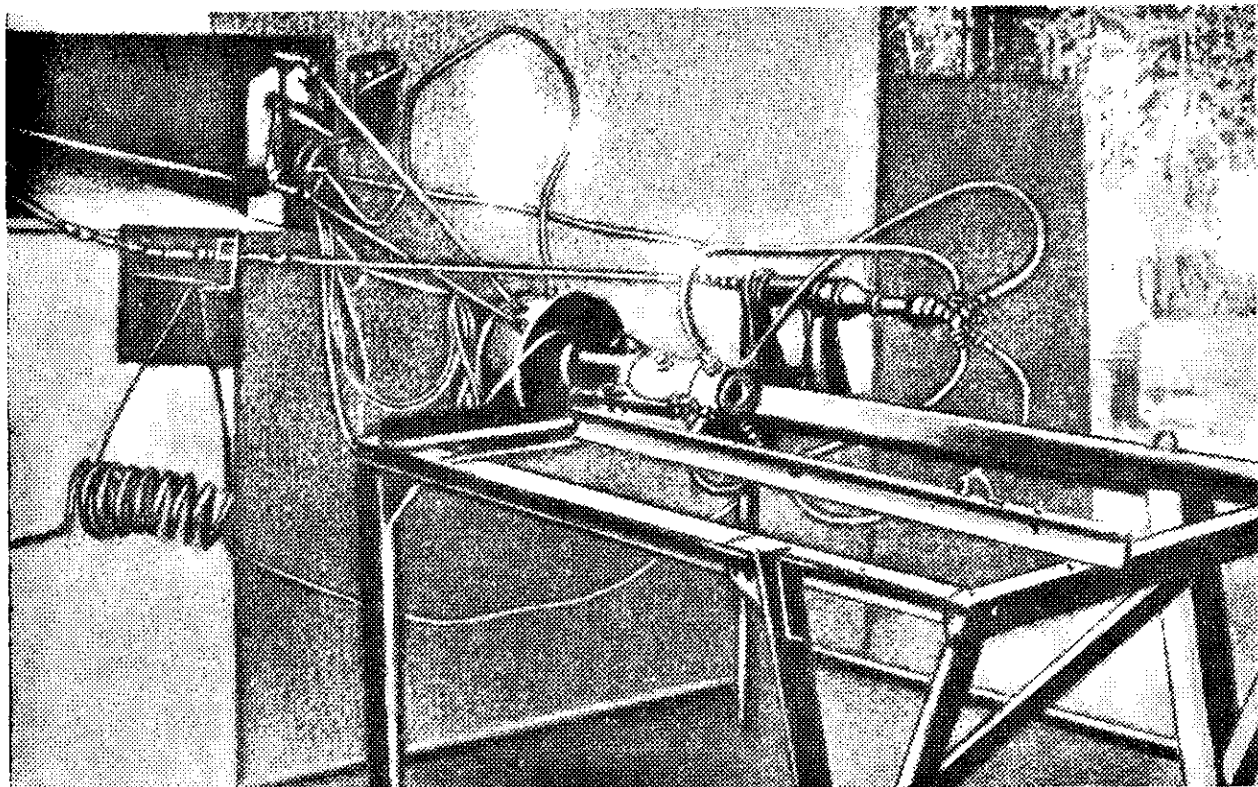


Фиг. 24. Двигатель ОР-1.



Фиг. 25. Схема ракетного двигателя Цандера ОР-2.

за счет обогрева бака. Особая система — азотный компенсатор — была разработана для поддержания в баках постоянного давления. Давление в системе регулировалось степенью погружения бачка с жидким азотом в сосуд с горячей водой. Эта система оказалась излишне сложной и вскоре была заменена системой вентиляей. Кислород, поступающий в двигатель, предварительно испарялся в двух испарителях и затем попадал в рубашку двигателя для охлаждения камеры сгорания. Из рубашки охлаждения через прорези в



Фиг. 26. Двигатель ОР-2 на испытательном стенде.

стенках камеры сгорания он вводился в камеру; топливо распыливалось форсунками, расположенными в головке двигателя.

Регулирование количества поступающих в камеру двигателя компонентов и их соотношения осуществлялось подбором жиклеров на линиях подвода горючего и окислителя. Двигатель ОР-2 развивал тягу 50 кг и был первым в мире двигателем, работавшим на жидком кислороде и нефтяном топливе. На фиг. 26 показаны внешний вид двигателя и установка двигателя на стенде.

Подробное исследование возможностей космических полетов проводил Ю. В. Кондратюк. В своей работе «Завоевание межпланетных пространств», вышедшей в 1928 г., он уделил большое внимание выбору топлив и впервые поставил вопрос об использовании в качестве горючего лития, бора и его соединений с водородом, а также металлов<sup>1</sup>.

В этой работе Ю. В. Кондратюк указывает на роль молекулярного веса продуктов сгорания для рабочих смесей ЖРД и излагает

<sup>1</sup> Ю. В. Кондратюк, Завоевание межпланетных пространств, Оборонгиз, 1947.

особенности расширения продуктов сгорания в сопле при наличии сильной диссоциации в камере. Ему же принадлежит идея дожигания продуктов сгорания по длине сопла путем постепенного добавления окислителя. Этим Ю. В. Кондратюк предполагал ограничить чрезмерное повышение температуры в камере сгорания.

Большие теоретические и экспериментальные работы в области ЖРД были проведены В. П. Глушко, опубликовавшим несколько работ по топливам и основам устройства ЖРД еще в 1929 г., и М. К. Тихонравовым, создавшим ряд метеорологических ракет с ЖРД.

Ракеты М. К. Тихонравова с ЖРД совершили в 1934 г. ряд удачных полетов, а в 1935 г. одна из них достигла высоты нескольких километров.

В 1934—1935 г. были опубликованы также работы В. П. Глушко, С. П. Королева, Ю. А. Победоносцева и Л. С. Душкина по устройству и принципу действия ракетных двигателей<sup>1</sup>.

В 1934 г. состоялась Всесоюзная конференция по изучению стратосферы. На этой конференции были сделаны доклады о возможности применения реактивных аппаратов для исследования стратосферы, о достижениях реактивной техники. Конференция заслушала доклады о применении ракет при старте самолетов, о крылатых ракетах для полета человека и др.

В 1942 г. под управлением летчика Г. Я. Бахчиванджи совершил полет первый в мире самолет с жидкостным ракетным двигателем<sup>2</sup>. На нем устанавливались ЖРД Л. С. Душкина и А. М. Исаева.

Определенный этап развития ЖРД представляют собой немецкие работы в этой области. Несмотря на то, что боевая ценность ракетного оружия, разработанного в Германии в период Второй мировой войны, оказалась невысокой, образцы ЖРД, созданные для этого оружия, показали реальную возможность осуществления двигателей различных типов и дали новый толчок для дальнейшего развития их во многих странах.

После окончания Второй мировой войны захваченные в качестве военных трофеев многие образцы немецкой жидкостной ракетной техники, например дальняя ракета А-4 (V-2), зенитные ракеты «Вассерфаль» и другие были испытаны в различных странах и, согласно опубликованным сведениям, работы по этим образцам были продолжены.

В настоящее время во многих странах созданы жидкостные ракетные двигатели для зенитных управляемых ракет с тягой в 3—10 т и временем работы в 30—50 сек. и начато серийное про-

<sup>1</sup> В. П. Глушко, Жидкое топливо для реактивных двигателей, ч. 1, изд. ВВИА им. Н. Е. Жуковского, 1936.

С. П. Королев, Ракетный полет в стратосфере, Воениздат, 1934.

Л. С. Душкин, Основные положения общей теории реактивного движения, в сб. «Реактивное движение», № 1, ОНТИ, 1935.

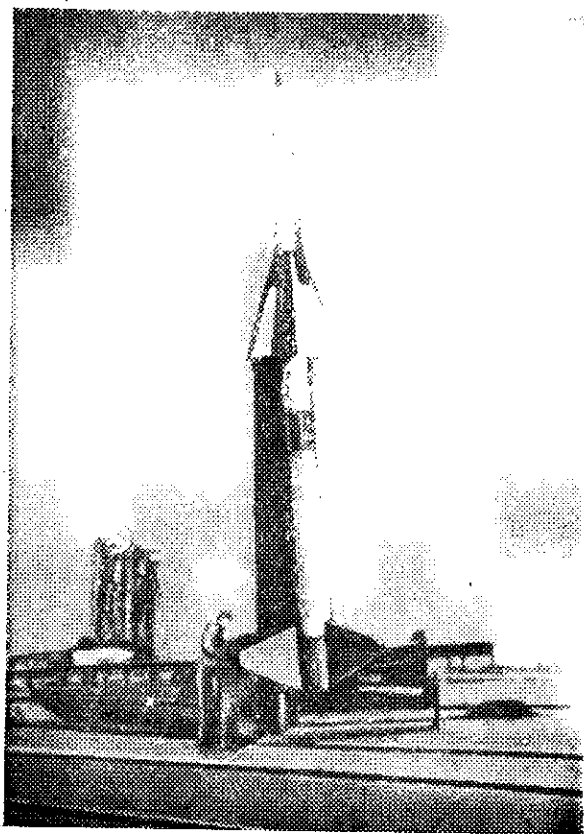
Г. Э. Лангемак и В. П. Глушко, Ракеты, их устройство и применение, ОНТИ, 1935.

<sup>2</sup> Т. Кожевникова, Крылья нашей родины, Госкультпросветиздат, 1953.

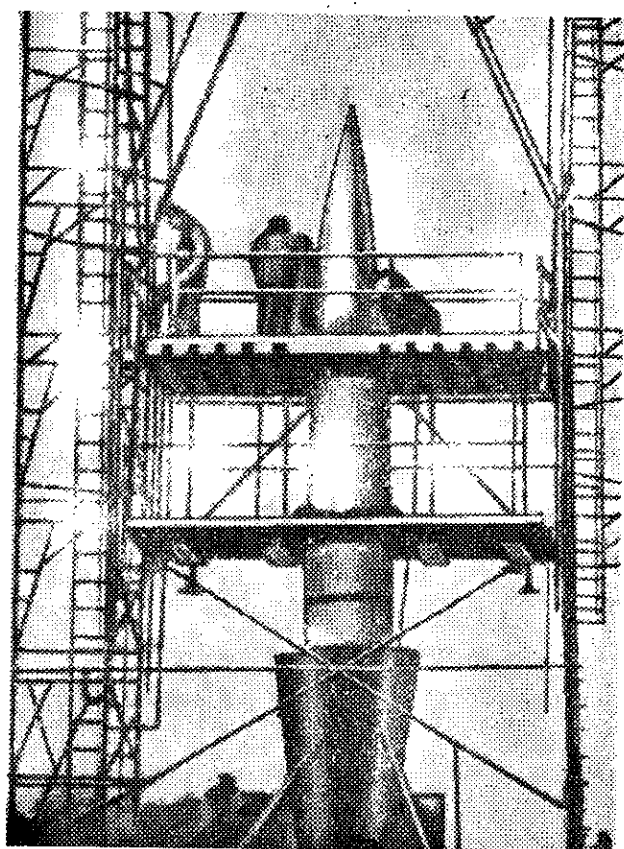


изводство соответствующих ракет: «Ника» и «Корпорел» в США (фиг. 27), снаряда Английского Министерства снабжения и др.

В различных странах для экспериментальных целей и исследования высоких слоев атмосферы используются ракеты с двигате-



Фиг. 27. Зенитная ракета «Найк» («Ника»).



Фиг. 28. Запуск метеорологической ракеты.

лями тягой в 10—30 т (фиг. 28). Таковы, например, ракеты «Викинг» в США, «Вероника» во Франции и т. д. Для многих из таких ракет прообразом является немецкая ракета А-4.

### ВОПРОСЫ ДЛЯ ПОВТОРЕНИЯ

1. Какие допущения принимаются при выводе уравнения силы тяги жидкостного ракетного двигателя?
2. Из каких сил складывается сила тяги?
3. Прodelайте вывод уравнения силы тяги, в случае если нельзя пренебречь количеством движения впрыскиваемого топлива.
4. Что такое удельная тяга? Что она характеризует?
5. Определите удельную тягу двигателя, имеющего тягу 8000 кг при расходе топлива 42,3 кг/сек.
6. Найдите эффективную скорость истечения газов для двигателя, удельная тяга которого составляет 215 кгсек/кг.
7. Найдите статическую составляющую силы тяги, если при тяге в 12 000 кг расход рабочей смеси равен 52 кг/сек, а скорость истечения составляет 2150 м/сек.
8. Зависит ли удельная сила тяги от величины ускорения силы тяжести?
9. Как возникает тяга ЖРД?
10. В чем отличие двигателя прямой реакции от двигателя непрямо́й реакции?

## Глава II

### НЕОБХОДИМЫЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕРМОДИНАМИКИ

Работа жидкостного ракетного двигателя связана с изменением давления, температуры и скорости движения газов, поэтому изучение рабочего процесса ЖРД требует использования основных законов и положений термодинамики.

В этой главе сообщается только тот материал, который необходим для распространения известных положений термодинамики на рабочий процесс жидкостного ракетного двигателя и используется в дальнейшем при расчете ЖРД<sup>1</sup>.

#### § 8. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ГАЗОВ

Состояние газа характеризуется вполне определенными физическими величинами, главные из которых: абсолютное давление  $p$ , абсолютная температура  $T$ , плотность  $\rho$  (или удельный вес  $\gamma$ ), а также газовая постоянная  $R$ .

Как известно, для идеальных газов или для их смесей установлена связь между основными параметрами в виде уравнения состояния

$$\frac{p}{\rho} = gRT. \quad (\text{II. 1})$$

Продукты сгорания ЖРД находятся в двигателе при весьма высоких температурах и относительно низких давлениях. В этих условиях их свойства могут быть достаточно точно описаны уравнениями идеального газа.

При использовании уравнения состояния давление  $p$  следует выражать в  $\text{кг}/\text{м}^2$ , т. е.  $10^4 \text{ ата}$ , плотность  $\rho$  в  $\text{кгсек}^2/\text{м}^4$ , температуру в градусах абсолютной шкалы,  $g=9,81 \text{ м/сек}^2$ , газовую постоянную  $R$  в  $\text{кгм}/\text{кг}^\circ \text{С}$ .

Плотность газа связана с удельным объемом соотношением

$$\rho v g = 1, \quad (\text{II. 2})$$

где  $v$  — удельный объем газа; он выражается в  $\text{м}^3/\text{кг}$ , поэтому уравнение состояния можно записать в виде

$$pv = RT. \quad (\text{II. 3})$$

<sup>1</sup> Подробнее см. В. В. Сушков, Техническая термодинамика, Госэнергоиздат, 1953 и Н. Д. Федюлов и В. А. Киреев, Учебник физической химии, Госхимиздат, 1952.

Величина газовой постоянной определяется составом газа; для вычисления ее в общем случае, когда газ является смесью, используется соотношение

$$R = \frac{848}{\mu_{\Sigma}} \text{ кгм/кг}^{\circ}\text{С}, \quad (\text{II. 4})$$

где 848 кгм/кгмоль  $^{\circ}\text{С}$  — значение универсальной газовой постоянной, относящейся к одному килограммолу данного газа и выраженной в кгм на  $1^{\circ}\text{С}$ ;

$\mu_{\Sigma}$  — кажущийся молекулярный вес смеси; его вычисляют по уравнению

$$\mu_{\Sigma} = \sum_i \mu_i r_i, \quad (\text{II. 5})$$

где  $\mu_i$  — молекулярный вес газа, составляющего смесь;

$r_i$  — его объемная доля.

Последняя выражается через отношение парциального давления  $p_i$  данного газа к общему давлению  $p_{\Sigma}$ , при котором находится смесь,

$$r_i = \frac{p_i}{p_{\Sigma}}. \quad (\text{II. 6})$$

В связи с соотношением (II-6) формула (II-5) приобретает вид

$$\mu_{\Sigma} = \frac{1}{p_{\Sigma}} \sum_i \mu_i p_i. \quad (\text{II. 7})$$

В газах постоянного состава величина  $R$  неизменна; если состав газа переменен (т. е. меняются  $r_i$ ), то газовая постоянная смеси газов также меняет свою величину.

## § 9. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЗОВ

### Первый закон термодинамики

Газ, находящийся в любом состоянии, обладает некоторой внутренней энергией. При изменениях состояния газа могут изменяться давление, температура и плотность, а также запас внутренней энергии в нем. Одновременно с изменением состояния совершается механическая работа, а также может происходить подвод или отвод тепла.

Первый закон термодинамики устанавливает связь между изменениями количеств внутренней энергии, работы и теплоты, происходящими при изменении состояния газа. Эта связь основывается на законе сохранения энергии, который утверждает, что *энергия изолированной системы неизменна по величине и может изменять только свою форму*. В частности, при переходе работы  $L$  в тепло  $Q$  (или наоборот) всегда имеет место строгое соответствие между работой  $L$ , выраженной в единицах работы, и теплом  $Q$ , выраженным в единицах тепла.

Для наиболее распространенных единиц работы (1 кгм) и тепла (1 ккал) так называемый *термический эквивалент* работы равен

$$A = \frac{1}{427} \text{ ккал/кгм.}$$

Согласно первому закону термодинамики тепло  $\Delta Q$ , подводимое к газу, переходит в другие виды энергии. В термодинамическом процессе оно затрачивается обычно только на изменение внутренней энергии  $\Delta U$  и совершение внешней работы  $\Delta L$ . В этом случае математическое выражение первого закона термодинамики может быть записано в виде

$$\Delta Q = \Delta U + A \Delta L. \quad (\text{II. 8})$$

### Внутренняя тепловая энергия и теплосодержание газа

*Внутренняя тепловая энергия газа* представляет собой энергию движения молекул его. В зависимости от строения газовой молекулы для нее могут быть характерны различные виды движения, или степени свободы.

Простейшая газовая молекула, состоящая из одного атома (H, O, N), обладает возможностью перемещаться, как твердая точка, в трех взаимно перпендикулярных направлениях; иначе говоря, она обладает тремя степенями свободы поступательного движения. В одноатомной молекуле возможны и другие движения: вращение атома вокруг оси, проходящей через его центр тяжести, движение электронов ядра атома, но энергия этих движений обычно очень невелика и поэтому учитывается только при очень высоких температурах.

Более сложные двухатомные молекулы (CO, H<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, NO и OH) обладают бóльшим числом степеней свободы. Кроме трех степеней свободы поступательного движения, они обладают дополнительно двумя степенями свободы вращательного движения вокруг двух осей, не проходящих через центры тяжести обеих молекул (фиг. 29). Вращение вокруг оси, проходящей через центры тяжести обоих атомов, не рассматривается, так как момент инерции молекулы относительно этой оси, а следовательно, и энергия вращения относительно данной оси очень мала. Кроме вращательного движения, в двухатомной молекуле может возникнуть колебательное движение атомов относительно их равновесного или нейтрального положения в молекуле.

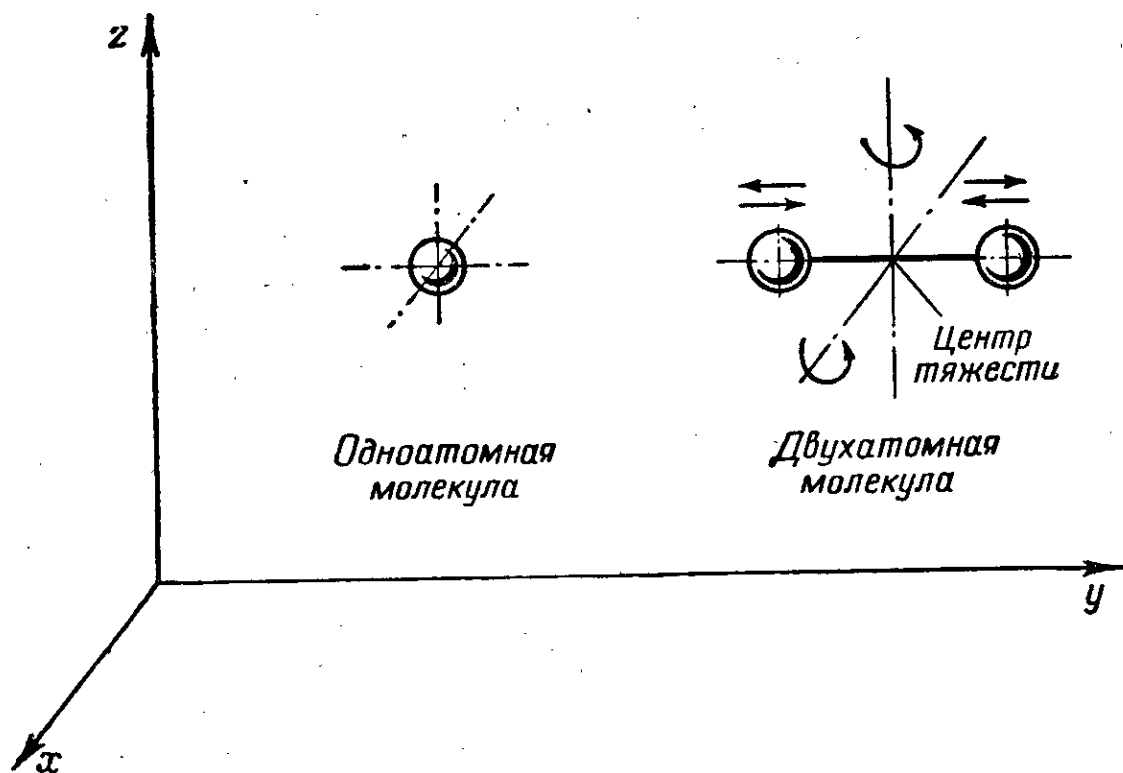
Всего двухатомная молекула обладает шестью степенями свободы.

Еще бóльшим числом степеней свободы, а именно девятью, обладает трехатомная молекула. При этом она обладает, естественно, тремя степенями свободы поступательного движения, а количество степеней свободы вращательного и колебательного движения зависит от расположения атомов в молекуле.

Линейной трехатомной молекулой называется молекула, у которой все три атома расположены на одной линии.

Примером такой молекулы служит молекула углекислого газа  $\text{CO}_2$ . Такая молекула, так же как двухатомная, обладает только двумя степенями свободы вращательного движения (момент инерции вокруг оси, проходящей через центры тяжести атомов, равен нулю), но зато она имеет четыре степени свободы колебательного движения.

Возможные направления колебаний показаны на фиг. 30,а. При этом колебания 2 и 3 происходят одно в плоскости чертежа, а другое — в перпендикулярной чертежу плоскости.



Фиг. 29. Вращательные и колебательные движения двухатомной молекулы.

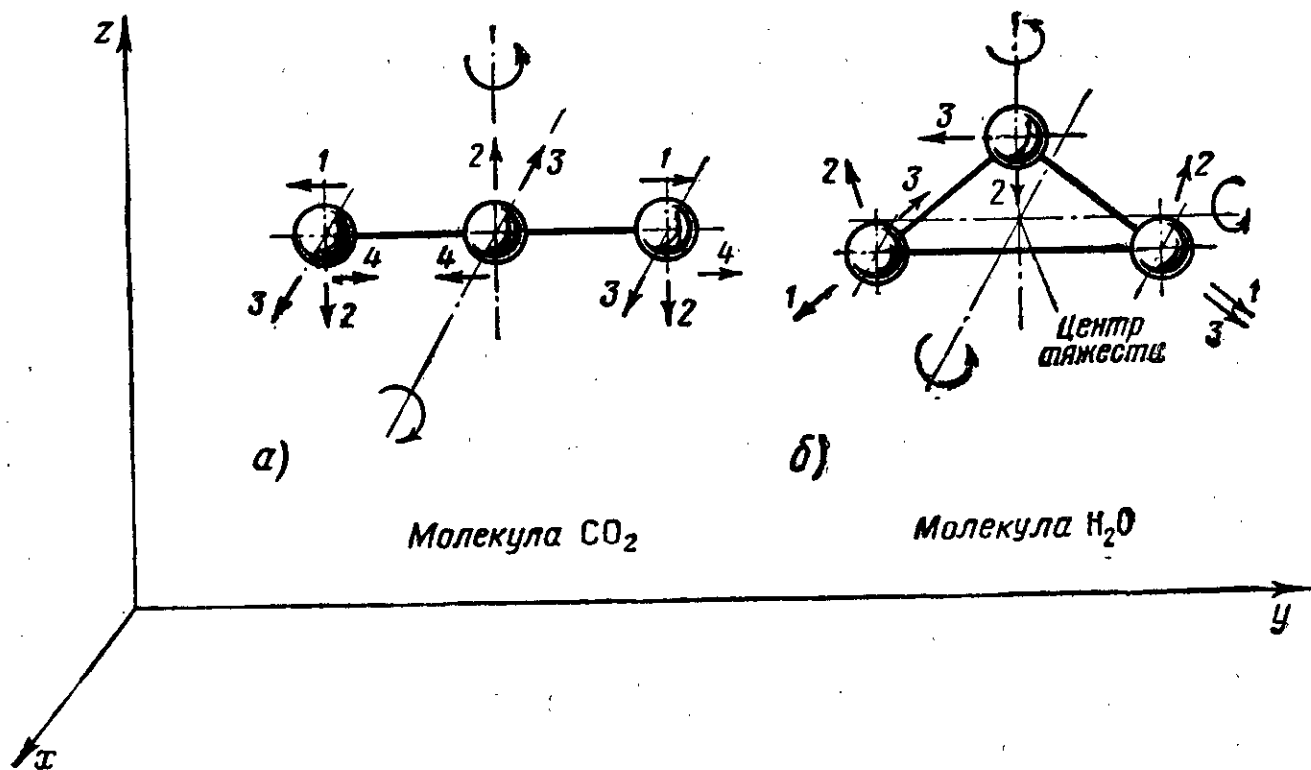
Некоторые другие молекулы трехатомных газов, например молекула водяных паров (см. фиг. 30,б), имеют не линейное строение. Такая молекула обладает уже не двумя, а тремя степенями свободы вращательного движения (так как относительно каждой из любых трех взаимно перпендикулярных осей момент инерции не будет равен нулю) и трем степенями свободы колебательного движения.

Внутренняя энергия газа и представляет собой сумму энергий движения молекул в направлениях различных степеней свободы. Величина внутренней энергии зависит от числа степеней свободы и запаса энергии движения молекулы в направлении данной степени свободы.

Установлено, что мерой энергии, которой обладают молекулы в движении по любой из присущих им степеням свободы, является исключительно температура.

Внутренняя энергия газа складывается из энергий движения молекул по степеням свободы, следовательно, она также зависит от температуры. Связь между внутренней энергией и температурой устанавливается путем введения понятия *теплоемкости*.

Теплоемкостью любого тела называется способность его поглощать или выделять тепло при изменении температуры. Теплоемкость определяется количеством тепла, необходимым для изменения температуры весовой единицы вещества на  $1^\circ\text{C}$ . В качестве единиц веса используют или  $1\text{ кг}$  или *граммоль*. В соответствии с этим размерность теплоемкости может быть  $\text{ккал/кг}^\circ\text{C}$  или  $\text{ккал/граммоль}^\circ\text{C}$ .



Фиг. 30. Колебательные движения трехатомных молекул.

Общее количество тепла, подводимое к газу, в случае если теплоемкость зависит от температуры, составит

$$Q = \int_{T_1}^{T_2} c dT, \quad (\text{II.9})$$

а при постоянной теплоемкости

$$Q = c(T_2 - T_1). \quad (\text{II.10})$$

Если поглощение или выделение тепла газом происходит при постоянном объеме газа, то тепло расходуется только на изменение внутренней энергии газа. Теплоемкость при постоянном объеме обозначается  $c_v$ . Ее можно рассматривать как сумму теплоемкостей газа по степеням свободы. *Теплоемкость по степени свободы* представляет изменение энергии молекулярного движения весовой единицы газа по данной степени свободы, при изменении температуры на  $1^\circ\text{C}$ .

При этом для каждой степени свободы характерно то, что теплоемкость ее увеличивается при увеличении температуры, но при достижении определенной температуры теплоемкость данной степени свободы становится постоянной. В этом случае говорят, что произошло насыщение степени свободы данного типа.

При насыщении теплоемкость каждой из поступательных и вращательных степеней свободы равна  $\frac{AR}{2}$ , а каждой из колебательных степеней свободы  $AR$ .

Отметим, что величина

$$AR = \frac{848}{427} = 1,986 \text{ ккал/кгмоль } ^\circ\text{C} = 1,986 \text{ кал/граммоль } ^\circ\text{C}$$

называется *универсальной газовой постоянной, выраженной в тепловых единицах*. (Здесь  $R$  — универсальная газовая постоянная, выраженная в единицах работы). Эта величина одинакова для моля любого газа.

Температура, при которой достигается насыщение данной степени свободы, зависит от типа движения, а также от свойств данной молекулы.

Насыщение поступательных степеней свободы для всех без исключения молекул наступает при очень низких температурах, поэтому практически теплоемкость каждой из поступательных степеней свободы всегда постоянна и равна  $\frac{AR}{2}$  кал/граммоль  $^\circ\text{C}$ .

При относительно более высокой температуре, порядка 10—30 $^\circ$  абсолютной шкалы, происходит насыщение вращательных степеней свободы и теплоемкость каждой из них также составит  $\frac{AR}{2}$  кал/граммоль  $^\circ\text{C}$ .

Что касается колебательных степеней свободы, то насыщение их для большинства двухатомных и трехатомных газов, входящих в состав продуктов сгорания жидкостных ракетных двигателей, имеет место только при очень высоких температурах, в основном превышающих температуру сгорания. Таким образом, теплоемкость колебательных степеней свободы переменна и изменяется так, что она зависит только от температуры, при которой находится газ, и увеличивается с увеличением ее.

Суммируя теплоемкости степеней свободы, получим величину теплоемкости при постоянном объеме  $c_v$  газов различного строения.

Так, теплоемкость  $c_v$  одноатомных газов практически постоянна и равна  $\frac{3}{2} AR$ , а внутренняя энергия их прямо пропорциональна температуре и составляет  $\frac{3}{2} ART$ .

Двухатомные газы при низких (в применении к ЖРД) температурах обладают теплоемкостью трех поступательных и двух вращательных степеней свободы, т. е.  $\frac{5}{2} AR$ , а при высоких температурах их теплоемкость возрастает за счет возбуждения колебательной степени свободы и стремится в пределе к величине  $\frac{7}{2} AR$ .

Теплоемкость трехатомных газов при низких температурах также равна  $\frac{5}{2} AR$ , а при больших температурах стремится для  $\text{CO}_2$  к  $\frac{13}{2} AR$ , а для  $\text{H}_2\text{O}$  к  $6 AR$ .

Как указывалось выше, и теплоемкости степеней свободы, и энергия данной степени свободы зависят только от температуры,

поэтому внутренняя энергия также зависит и полностью определяется только температурой газа.

Изменение внутренней энергии обычно подсчитывается по формуле

$$\Delta U = \int_{T_1}^{T_2} c_v dT \quad (\text{II. 11})$$

или, если теплоемкость  $c_v$  принимается постоянной, то

$$\Delta U = c_v(T_2 - T_1). \quad (\text{II. 12})$$

В технических расчетах тепловых машин важное значение получила величина, называемая *теплосодержанием*, или *энтальпией*  $I$ .

Теплосодержание отличается от внутренней энергии тем, что к величине внутренней энергии прибавляется произведение  $pv$ . Это произведение является мерой потенциальной энергии, которой обладает газ, сжатый до давления  $p$ . Поэтому теплосодержание является мерой суммы внутренней энергии и потенциальной энергии давления газа. Например, полная энергия сжатой пружины составляет внутреннюю энергию вещества пружины, нагретого до определенной температуры, а также энергией, затраченной на сжатие ее. Эта полная энергия аналогична теплосодержанию сжатого газа. Как видно, название рассматриваемой функции не вполне соответствует физическому смыслу ее.

Теплосодержание и внутренняя энергия связаны между собой следующим равенством:

$$I = U + A p v \quad (\text{II. 13})$$

или, соответственно с (II. 3) и (II. 12),

$$I = U + A R T = c_v T + A R T = (c_v + A R) T = c_p T. \quad (\text{II. 14})$$

Величина  $c_p$ , входящая в выражение для теплосодержания, носит название *теплоемкости при постоянном давлении*; численно теплосодержание равно произведению теплоемкости при постоянном давлении на температуру.

Изменение теплосодержания, так же как и изменение внутренней энергии, не зависит от протекания процессов, происходящих в газе, а зависит только от его начальной и конечной температуры.

Отметим, что теплоемкость  $c_p$  для всех газов и при всех температурах больше теплоемкости  $c_v$  на величину  $A R$ . В термодинамике большое значение имеет величина отношения теплоемкости при постоянном давлении к теплоемкости при постоянном объеме. Эта величина называется *показателем адиабаты* и обозначается через  $k$ .

$$k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{c_v + A R}{c_v} = 1 + \frac{A R}{c_v}. \quad (\text{II. 15})$$

Как видно, величина  $k$  зависит от теплоемкости газа при постоянном объеме, т. е. от строения и температуры газа. Для технических газов, входящих в состав продуктов сгорания, величина  $k$  меняется в пределах, представленных в табл. 1.



## Теплоемкости и показатели адиабаты различных газов при низких и высоких температурах

Характеристика газа		Одноатомные газы	Двухатомные газы	Трехатомные газы	
		O; H; N	O <sub>2</sub> ; H <sub>2</sub> ; N <sub>2</sub> ; CO; OH; NO	CO <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O
Теплоемкость $c_v$ кал/граммоль	Низкие температуры	$\frac{3}{2} AR$	$\frac{5}{2} AR$	$\frac{5}{2} AR$	$\frac{6}{2} AR$
	Очень высокие температуры	$\frac{3}{2} AR$	$\frac{7}{2} AR$	$\frac{13}{2} AR$	$\frac{12}{2} AR$
Показатель адиабаты $k = \frac{c_p}{c_v}$	Низкие температуры	$\frac{5}{3} = 1,67$	$\frac{7}{5} = 1,40$	$\frac{7}{5} = 1,40$	$\frac{7}{5} = 1,40$
	Очень высокие температуры	$\frac{5}{3} = 1,67$	$\frac{9}{7} = 1,29$	$\frac{15}{13} = 1,15$	$\frac{14}{12} = 1,17$

Воспользуемся полученной нами связью

$$c_p = c_v + AR \quad (\text{II. 16})$$

и выразим теплоемкость  $c_p$  через величину показателя адиабаты  $k$

$$c_p = \frac{k}{k-1} AR. \quad (\text{II. 17})$$

Соответственно через величину показателя адиабаты можно выразить теплоемкость при постоянном объеме

$$c_v = \frac{c_p}{k} = \frac{AR}{k-1}. \quad (\text{II. 18})$$

Теплоемкость смесей газов  $c_{v\Sigma}$  определяется исходя из того, что в смеси газы не изменяют величин теплоемкостей, которые они имеют, будучи взяты отдельно. Для подсчета теплоемкости смеси газов используется формула

$$c_{v\Sigma} = \sum_i r_i c_{vi}. \quad (\text{II. 19})$$

Используя формулу  $r_i = \frac{p_i}{p_\Sigma}$ , получим

$$c_{v\Sigma} = \frac{1}{p_\Sigma} \sum_i c_{vi} p_i. \quad (\text{II. 20})$$

Для перевода теплоемкости, выраженной в ккал/граммоль °С, в теплоемкость, отнесенную к одному килограмму газа, используется соотношение

$$c_{v\Sigma} \text{ ккал/кг } ^\circ\text{С} = c_v \text{ ккал/граммоль } ^\circ\text{С} \frac{1000}{\mu_\Sigma}, \quad (\text{II. 21})$$

где  $\frac{1000}{\mu_\Sigma}$  представляет собой число граммолей в 1 кг газа.

Для газов одного состава величина  $\mu_\Sigma$  должна быть заменена молекулярным весом данного газа  $\mu_i$ .

### Химическая энергия и полное теплосодержание

Газ, представляющий собой индивидуальное химическое вещество, обладает внутренней энергией, определяемой тепловым движением его молекул. Если газ составлен несколькими химическими веществами, между которыми может протекать химическая реакция, сопровождающаяся выделением тепла, то такая смесь, кроме тепловой внутренней энергии, обладает еще и химической энергией.

Так, например, кислород и водород, взятые в отдельности, обладают только тепловой энергией, а смесь их, в которой может протекать химическая реакция сгорания, обладает, кроме того, и химической энергией.

Под химической энергией мы будем понимать ту энергию, которая может выделиться при протекании химической реакции между веществами, составляющими данную систему. С этой точки зрения широко распространенная величина — теплотворная способность топлива — представляет собой химическую энергию, которую потеряет топливо во время реакции горючего с кислородом. Подчеркнем здесь то важное обстоятельство, что химическая энергия может быть выделена или поглощена только при протекании реакции, т. е. только тогда, когда имеется несколько веществ, способных вступить в реакцию, а также имеются условия, обеспечивающие протекание такой реакции. Поэтому неверно говорить о химической энергии (теплотворной способности) горючего, а надо говорить о химической энергии топлива (например, смеси углерод + воздух, керосин + кислород или какой-либо другой смеси). Совершенно условно величина химической энергии приписывается горючему или окислителю, что иногда удобно для расчетов.

Некоторые вещества, которые используются в качестве горючего или окислителя, могут обладать определенным запасом химической энергии, помимо той, которая выделяется в процессе их совместного сгорания. Эта химическая энергия возникает в результате затраты тепла, происходящей в процессе образования данного вещества из элементов.

Сумму тепловой внутренней энергии и химической энергии будем называть *полной внутренней энергией*  $U_{\Sigma}$ ; аналогично сумму

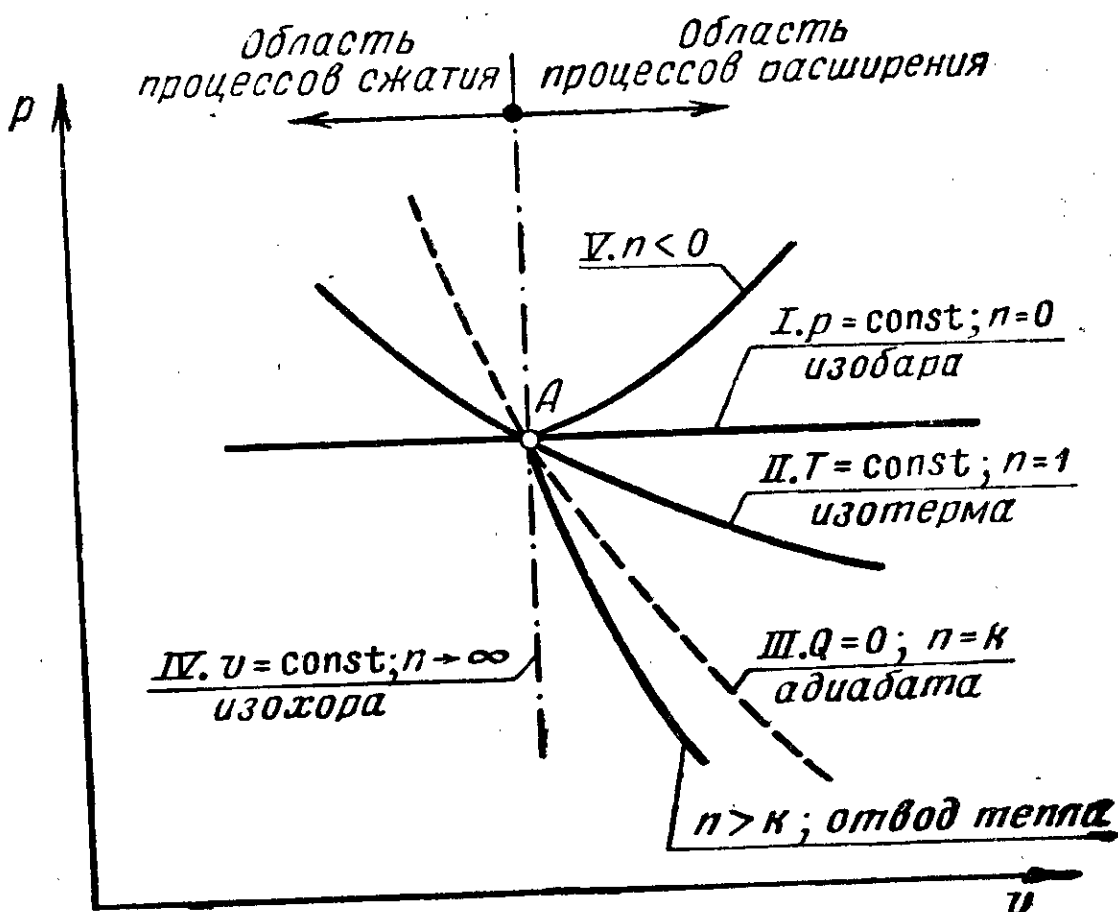
теплосодержания и химической энергии будем называть *полным* теплосодержанием  $I_{\Pi}$

$$U_{\Pi} = c_v T + U_{\text{хим}}; \quad (\text{II. 22})$$

$$I_{\Pi} = c_p T + U_{\text{хим}}. \quad (\text{II. 23})$$

### § 10. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГАЗАХ

Процесс изменения состояния газа может происходить самым различным образом: например, при постоянном объеме или постоянных давлении или температуре. Характер протекания про-



Фиг. 31. Схема протекания различных политропических процессов.

цесса описывает его уравнение, дающее связь между параметрами состояния в любых точках данного процесса. Наиболее общим уравнением процесса в газах является уравнение *политропического процесса*, которое можно записать в виде

$$\frac{p}{\rho^n} = \text{const} \quad \text{или} \quad p v^n = \text{const}. \quad (\text{II. 24})$$

В дальнейшем мы будем рассматривать такие процессы, показатель которых  $n$  остается постоянным для всего процесса.

Изменяя величину показателя  $n$ , можно описать ряд основных термодинамических процессов, которые могут протекать в газах. Так, например, принимая значение  $n=0$ , получим  $v^0=1$ , а следовательно, уравнение (II. 24) будет выражать уравнение *изобарического процесса*  $p=\text{const}$ , изображенного в координатах  $p v$  ли-

нией  $I$  (фиг. 31). Если при протекании процесса  $n$  примет значение, равное 1, то получается уравнение

$$pv = \text{const}, \quad (\text{II. 25})$$

а так как  $pv = RT$ , то для газа постоянного состава и температура его будет постоянна в течение всего процесса, т. е. данный процесс является *изотермическим процессом*.

Если взять значение  $n \rightarrow \infty$ , то мы получим уравнение *изохорического процесса*  $v = \text{const}$ . Последнее легко доказать, возведя уравнение (II. 24) в степень  $\frac{1}{n}$ ; тогда

$$p^{\frac{1}{n}} v = \text{const}$$

и при  $n \rightarrow \infty$ ; величина  $p^{\frac{1}{n}} \rightarrow 1$ , поэтому

$$v = \text{const}.$$

Линия  $IV$  показывает протекание этого процесса в координатах  $pv$ ; она разграничивает две области в этой системе координат. Справа — область процессов расширения (увеличения удельных объемов  $v$ ) и слева — область процессов сжатия (уменьшения удельных объемов  $v$ ).

### Изменение параметров состояния газа при политропических процессах

Пользуясь уравнением политропического процесса при постоянном  $n$ , а также уравнением состояния, легко найти связь между параметрами состояния газа в двух различных точках процесса.

За основной параметр, определяющий состояние газа, наиболее удобно выбрать давление газа. Условимся обозначать отношение давлений  $p$  в какой-либо точке процесса к начальному давлению  $p_1$  через  $\delta$

$$\delta = \frac{p}{p_1}. \quad (\text{II. 26})$$

Изменение всех остальных параметров будем выражать через отношение давлений, т. е. через  $\delta$ .

Преобразуем основное уравнение политропы (II. 24)

$$\rho^n = \rho_1^n \frac{p}{p_1};$$

$$\rho = \rho_1 \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{1}{n}} = \rho_1 \delta^{\frac{1}{n}}. \quad (\text{II. 27})$$

Заменив в (II. 27) величину  $\rho$  через  $\rho = \frac{1}{vg}$  из (II. 2), получим

$$v = v_1 \left( \frac{p_1}{p} \right)^{\frac{1}{n}} = v_1 \left( \frac{1}{\delta} \right)^{\frac{1}{n}}. \quad (\text{II. 28})$$

Заменяя в (II.27)  $\rho$  по уравнению состояния через  $\rho = \frac{p}{gRT}$ , получим

$$\frac{p}{gRT} = \frac{p_1}{gRT_1} \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{1}{n}}. \quad (\text{II.29})$$

Если в термодинамическом процессе можно считать  $R = \text{const}$ , т. е. если состав газа постоянен, то после преобразований получим

$$T = T_1 \left( \frac{p}{p_1} \right) \left( \frac{p}{p_1} \right)^{-\frac{1}{n}} = T_1 \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} = T_1 \delta^{\frac{n-1}{n}}. \quad (\text{II.30})$$

### Работа, совершаемая при термодинамических процессах

Работа, совершаемая при термодинамическом процессе, выражается формулой

$$L = \int_{v_1}^{v_2} p \, dv.$$

Графически работа может быть представлена как площадка, лежащая под кривой, изображающей процесс в координатах  $p$   $v$  (фиг. 32).

При протекании термодинамических процессов работа может как подводиться к газу от какого-либо источника работы, так и отводиться. В последнем случае она может быть использована для совершения механической работы или для создания кинетической энергии направленного газового потока и т. д.

Условимся, что работа расширения считается положительной работой.

Площадь, лежащая под политропой с показателем  $n$  между точками 1 и 2, определяется выражением

$$L = \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2). \quad (\text{II.31})$$

Фиг. 32. Работа газа при политропическом процессе.

Формула (II.31) годится для всех значений  $n$ , кроме  $n=1$ , при котором значение  $L$  становится неопределенным. Для этого случая изотермического изменения состояния можно вывести формулу

$$L = p_1 v_1 \ln \frac{p_1}{p_2} = p_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (\text{II.32})$$

В дальнейшем для нас будет представлять интерес величина площади, заключенной между кривой процесса и осью ординат, ко-

торуемую будем обозначать  $L'$ . Величина этой площади, в  $n$  раз большая площади  $L$ , равна

$$L' = \frac{n}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2). \quad (\text{II. 33})$$

На фиг. 32 эта площадь заключена в контуре  $c12d$ .

### Преобразование энергии при политропических процессах

Из бесконечного числа политропических процессов рассмотрим более подробно только некоторые.

**Изохорический процесс** характеризуется тем, что объем газа остается неизменным, вследствие чего и работа процесса равна нулю ( $dv=0$ ). Поэтому в этом процессе согласно первому закону термодинамики

$$\Delta Q = \Delta U, \quad (\text{II. 34})$$

т. е. все подводимое тепло затрачивается только на изменение внутренней энергии газа. Поэтому, так как для процесса  $v = \text{const}$  величина  $Q = c_v \Delta T$ , то из (II. 34) снова можно получить знакомую формулу

$$\Delta U = c_v \Delta T. \quad (\text{II. 35})$$

При **изобарическом процессе** ( $p = \text{const}$ ) работа расширения 1 моля или 1 кг газа вследствие постоянства давления может быть записана в виде

$$\Delta L = p \Delta v$$

и уравнение первого закона термодинамики примет вид

$$\Delta Q = \Delta U + A p \Delta v.$$

Воспользовавшись уравнением состояния  $p v = RT$ , заменим величину  $p \Delta v$  через равную ей  $R \Delta T$  и получим

$$\Delta Q = \Delta U + A R \Delta T = c_v \Delta T + A R \Delta T = (c_v + A R) \Delta T = c_p \Delta T = \Delta I, \quad (\text{II. 36})$$

т. е. при изобарическом процессе все подводимое тепло затрачивается на изменение теплосодержания газа.

При **изотермическом процессе** ( $n=1$ ) температура процесса остается постоянной, следовательно и  $\Delta U=0$ ; поэтому

$$\Delta Q = A \Delta L. \quad (\text{II. 37})$$

Другими словами, в изотермическом процессе расширения все подводимое тепло  $\Delta Q$  полностью превращается в положительную работу расширения. В процессе изотермического расширения для поддержания постоянной температуры к газу нужно подводить тепло.

Точно так же и в процессе изобарического расширения ( $p = \text{const}$ ) должен иметь место подвод тепла, еще более интенсивный, чем в случае изотермического процесса, так как в этом случае температура газа увеличивается, а следовательно, тепло долж-

но дополнительно расходоваться на повышение внутренней энергии ( $\Delta U > 0$ ); кроме того, как видно из фиг. 31, при одинаковом увеличеннн объема  $\Delta v$  работа изобарического расширения будет больше работы изотермического расширения.

Еще большего подвода тепла потребует процесс расширения с повышением давления (кривая  $V$  на фиг. 31).

Процесс при постоянном объеме с уменьшением давления ( $n \rightarrow \infty$ ) требует отвода тепла, так как уменьшение давления может произойти только за счет понижения температуры, т. е. за счет уменьшения внутренней энергии газа, излишнее количество которой должно быть отведено.

### Адиабатический процесс

Сопоставление рассмотренных выше процессов говорит о следующем. С уменьшением интенсивности подвода тепла линий расширения, начинающиеся в одной исходной точке в координатах  $p, v$ , протекают все более круто; при этом чем меньше подвод тепла, тем больше показатель  $n$  политропы расширения.

Между процессами  $n=1$  и  $n \rightarrow \infty$ , очевидно, должен располагаться процесс, в котором  $\Delta Q=0$ , т. е. такой процесс, в котором отсутствует подвод тепла к газу или отвод тепла от него.

Процессы такого типа называются *адиабатическими*. Они широко распространены в природе и технике, особенно в связи с тем, что многие процессы в газах совершаются настолько быстро, что за время их протекания теплообмен газа со стенками и через стенки с окружающей средой пренебрежимо мал.

Теоретическое исследование этого процесса дает

$$n = k = \frac{c_p}{c_v},$$

поэтому величина  $k$  называется *показателем адиабаты*.

В случае адиабатического процесса  $\Delta Q=0$  и на основании первого закона термодинамики

$$AL = -\Delta U, \quad (\text{II. 38})$$

т. е. работа адиабатического расширения целиком совершается за счет изменения внутренней энергии газа. Естественно, что в этом случае температура газа понижается.

Воспользовавшись формулами (II. 31), (II. 3) и (II. 18), получим также

$$AL = \frac{A}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{AR}{k-1} (T_1 - T_2) = c_v (T_1 - T_2) = -\Delta U,$$

т. е. полное совпадение с выражением (II. 38).

В дальнейшем при рассмотрении цикла ЖРД нас будет интересовать работа  $L'$  при адиабатическом истечении газа, выражаемая площадью  $c12d$  (фиг. 33).

Воспользовавшись формулой (II.33) и считая  $n=k$ , получим

$$AL' = \frac{Ak}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{ARk}{k-1} (T_1 - T_2) = c_p (T_1 - T_2) = I_1 - I_2 = -\Delta I.$$

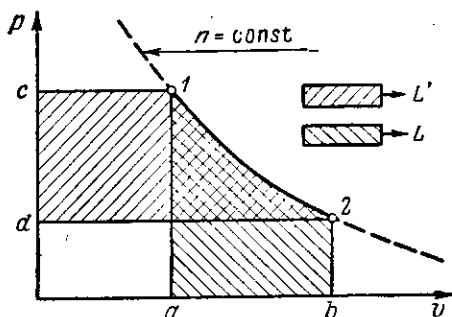
Используя формулу (II.30), где заменяем текущее давление  $p$  давлением в точке 2  $p_2$ ,

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

получим

$$L' = \frac{k}{k-1} RT_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (\text{II.39})$$

При неадиабатическом процессе работа расширения  $AL$  и работа  $AL'$  соответственно не будут равны  $\Delta U$  и  $\Delta I$ .



Фиг. 33. Работа процесса  $L$  и работа  $L'$ .  
 $a12b$ —работа процесса  $L$ ;  $c12d$ —работа  $L'$ .

Так, например, в случае подвода тепла  $\Delta Q > 0$  подводимое тепло частично затрачивается на изменение внутренней энергии или теплосодержания, а частично превращается в работу.

## § 11. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

### Определение закона

Рассматривая термодинамические процессы в газах, мы до сих пор интересовались количественной стороной вопроса: величиной изменения параметров состояния, количеством воспринятого или выделенного тепла или работы. Однако, давая количественные соотношения, этот раздел термодинамики не может указать, как именно и в каком направлении будут протекать процессы в газах.

Во многих случаях, однако, интересно решить вопрос о том, какие именно процессы в газах возможны и как качественно они протекают.

Ответ на вопрос о том, какие процессы возможны в изолированной системе, т. е. в такой системе, которая не подвергается



внешнему воздействию, дает второй закон термодинамики, простейшая формулировка которого гласит:

*Тепло не может переходить само собой от тела с меньшей температурой к телу с более высокой температурой.*

### Энтропия

На основе этого, совершенно естественного для нас утверждения можно показать и количественную меру, которая используется вторым законом для оценки возможного направления термодинамических процессов.

Определим нашу изолированную систему как комбинацию двух тел, имеющих одинаковый запас тепла  $Q_1=Q_2=Q$ . Однако первое тело имеет температуру  $T_1$ , большую, чем температура второго тела  $T_2$ .

В соответствии с высказанным ранее естественным принципом тепло может быть передано только от первого тела второму, а не наоборот. Можно считать, что первое тело обладает более ценным запасом тепла в том смысле, что часть этого запаса можно передать другому телу. Таким образом, ценность данного количества тепла определяется температурой, при которой оно аккумулировано.

Очевидно, при условии  $T_1 > T_2$  можно записать

$$\frac{Q}{T_1} < \frac{Q}{T_2}.$$

Сопоставляя этот факт с тем, что запас тепла первого тела более ценен, можно сказать, что величина  $\frac{Q}{T}$  определяет ценность запаса тепла и что чем меньше  $\frac{Q}{T}$ , тем более ценным в указанном смысле является данный запас тепла.

Это элементарное рассуждение придется усложнить в связи с тем, что передача тепла  $Q$  изменяет температуру тел (кроме случаев фазовых переходов: плавления, кипения и пр.). Передача только очень небольших количеств тепла может происходить при очень мало меняющейся или практически постоянной температуре  $T$ , поэтому для определения ценности тепла какого-либо тела, в том числе и газа, правильнее использовать следующую величину:

$$\sum \frac{\Delta Q}{T},$$

или в пределе

$$\int \frac{dQ}{T},$$

где  $T$  — температура, при которой газ получает бесконечно малое количество тепла  $dQ$ .

Величина  $\int \frac{dQ}{T}$  определяет изменение некоторой функции состояния газа и называется *энтропией*.

Энтропия обозначается обычно буквой  $S$ . Ее изменение при каком-либо изменении состояния газа составит

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dQ}{T}. \quad (\text{II. 40})$$

Адиабатические процессы, при протекании которых нет подвода тепла к газу, происходят без изменения энтропии.

Рассмотрим изменение энтропии при передаче тепла от одного тела к другому в нашей простейшей системе, состоящей из двух тел.

В начальный момент энтропия первого тела  $S_1$  и второго  $S_2$  составит

$$S_1 = \frac{Q}{T_1} \quad \text{и} \quad S_2 = \frac{Q}{T_2}.$$

Рассмотрим изменение энтропии тел системы в случае самопроизвольного перехода от первого тела ко второму малого количества тепла  $\Delta Q$ , настолько малого, что можно пренебречь изменением температуры  $T_1$  и  $T_2$ . На основании второго закона термодинамики самопроизвольный переход тепла может быть только от первого тела ко второму.

Для первого тела изменение энтропии составит

$$\Delta S_1 = -\frac{\Delta Q}{T_1}, \quad \text{а для второго} \quad \Delta S_2 = +\frac{\Delta Q}{T_2}.$$

Общее изменение энтропии системы составит

$$\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2 = -\frac{\Delta Q}{T_1} + \frac{\Delta Q}{T_2} = \Delta Q \frac{T_1 - T_2}{T_1 T_2}.$$

Так как  $T_1 > T_2$ , то величина  $\Delta S > 0$ .

Таким образом, при протекании самопроизвольного процесса передачи тепла энтропия системы увеличивается.

Поэтому можно дать и другую формулировку второго закона термодинамики:

*В изолированной системе процессы могут самопроизвольно протекать только так, что энтропия системы увеличивается или в пределе остается постоянной.*

Для уменьшения энтропии данной системы она должна быть подвержена внешнему воздействию.

Примером такого процесса является передача тепла от тела с более низкой температурой к телу с более высокой температурой, которая осуществляется в любой холодильной машине. Надо помнить, что второй закон применим только к процессам, происходящим в изолированной газовой системе. Влияя на газовую систему извне, можно обеспечить протекание любого процесса, в том числе и процесса с уменьшением энтропии.

## Энтропия и вероятность состояния газа

Другим следствием второго закона термодинамики является положение о том, что механическая работа всегда может быть превращена в тепло, но обратный процесс превращения тепла в механическую работу не является самопроизвольным; для его протекания надо иметь вполне определенные условия: в частности, наличие перепада давлений или температур.

Это следствие второго закона термодинамики является также вполне естественным, ибо внутренняя энергия газа, например энергия поступательных степеней свободы, есть энергия беспорядочного, хаотичного движения молекул, а работа газа может проявиться только в виде упорядоченного движения молекул газа в определенном направлении (например, в сопле ЖРД или в цилиндре поршневой машины). При этом нетрудно представить, что организованное движение молекул легко превратить в хаотичное, неорганизованное (например, вследствие наличия сил вязкости, вызывающих трение газа и создание при определенных условиях мощных завихрений, нарушающих и разрушающих упорядоченное движение газовых молекул). Это приводит к переходу работы в теплоту. Обратный процесс превращения неупорядоченного движения в направленное мало вероятен.

При переходе работы в тепло  $\Delta Q > 0$ , и энтропия  $S$  в таком процессе увеличивается.

Хаотичное движение молекул является при данных условиях всегда более вероятным, чем движение организованное, поэтому величина энтропии может быть представлена как мера вероятности данного состояния: чем более вероятно данное состояние газа, тем больше величина энтропии. Так как при самопроизвольных процессах газ всегда переходит из менее вероятного в более вероятное состояние, то самопроизвольные процессы идут с увеличением энтропии.

В некоторых случаях система при протекании какого-либо процесса остается всегда в наиболее вероятном состоянии; тогда процесс идет при постоянной энтропии.

### Обратимость в термодинамических процессах

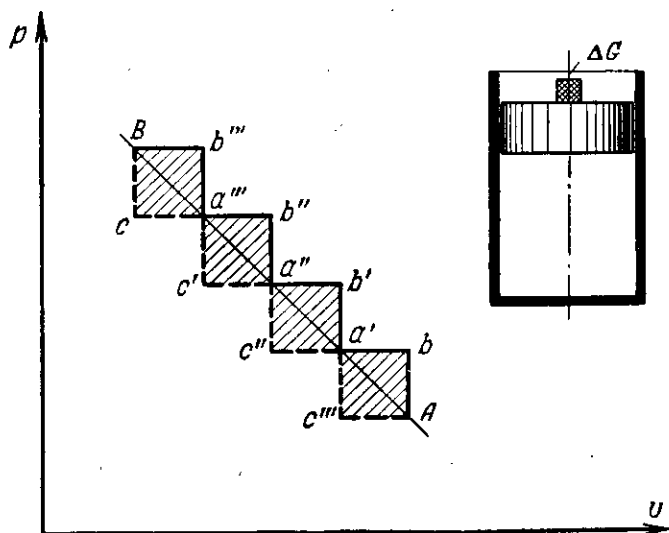
Последний вопрос, который мы рассмотрим с точки зрения второго закона термодинамики, является понятие о равновесных и обратимых процессах.

Проследим, как может протекать, например, процесс сжатия газа. Если поршень, свободно перемещающийся в сосуде с нетеплопроводимыми стенками, нагружать грузами  $\Delta G$ , увеличивающими давление газа на  $\Delta p$  кг/см<sup>2</sup>, то в каждый момент постановки нового груза равновесие системы поршень — газ нарушается и поршень начинает двигаться до тех пор, пока снова не установится новое состояние равновесия.

Проследим такой процесс сжатия в координатах  $pV$  (фиг. 34). В момент постановки груза давление, соответствующее ему, воз-

растает скачком на величину  $Ab$ ,  $a'b'$  и т. д. Только после того как газ сожмется до нового давления  $b$ ,  $b'$  и т. д., по линиям  $ba'$ ,  $b'a''$  и т. д., установится новое состояние равновесия. Процесс сжатия будет описываться ступенчатой ломаной линией  $Ab'a''b''a'''b'''B$ , а работа, которая затрачена грузами при сжатии газа от состояния  $A$  до состояния  $B$ , определится площадью под этой ломаной кривой.

Если провести теперь обратный процесс расширения газа от состояния  $B$  до состояния  $A$ , снимая те же грузы  $\Delta G$ , то при этом процесс уменьшения давлений, совершающих работу, изобразится линией  $Bca'''c'a''c''a'c'A$ .



Фиг. 34. Необратимое и обратимое сжатие газа.

Работа расширения, полученная нашей системой от газа и определяемая площадью под кривой  $Bca'''c'a''c''a'c'A$ , будет меньше, чем работа, затраченная этой же системой при сжатии.

Из этого следует, что замкнутая система, включающая источник работы сжатия газа, не может вернуться в исходное состояние, так как запас энергии в источнике работы при возвращении системы в точку  $A$  будет меньше, чем перед началом сжатия, а при повторении таких процессов может быть исчерпан вовсе.

Процессы, протекающие так, что изолированная система не может вернуться при совершении обратного процесса в начальное состояние, называются *необратимыми*.

В рассмотренном нами случае необратимого сжатия и расширения газа величина потерь работы определяется площадью, заключенной между ломаными линиями процессов сжатия и расширения (заштрихована на фиг. 34).

В момент нарушения равновесия при необратимом процессе поршень, а следовательно, и расположенные рядом с ним частички

газа, приобретают кинетическую энергию, которая затем тратится на нагревание газа. Таким образом, температура газа будет непрерывно повышаться за счет потерь работы, что также усугубляет отклонение системы от начального состояния, т. е. необратимость процесса.

Мы рассмотрели вопрос об обратимости процессов на примере сжатия и расширения газа при сообщении ему работы. Однако понятие обратимости распространяется и на другие процессы. Так, например, подвод тепла также может происходить и обратимо, и необратимо. Для протекания обратного процесса с теплообменом разность температур газа и источника тепла должна быть бесконечно мала, так же как и разность давлений при обратимом процессе сжатия.

Нетрудно видеть (см. фиг. 34), что потеря работы при совершении цикла сжатия и расширения зависит от степени нарушения равновесия при проведении процессов; чем больше нарушение равновесия, тем больший будет недостаток в работе расширения, тем больше будут потери. При уменьшении отклонений от равновесных состояний потеря работы будет также уменьшаться. В пределе, когда процессы сжатия и расширения пройдут через бесконечно большое число бесконечно мало отличающихся друг от друга состояний равновесия, т. е. когда процессы  $AB$  и  $BA$  будут изображаться совпадающими плавными кривыми, потеря работы станет равной нулю. В этом случае изолированная система при любом числе совершаемых циклов расширения и сжатия будет возвращаться в первоначальное состояние.

Процессы, протекающие так, что изолированная система при совершении обратного процесса может вернуться в начальное состояние, называются *обратимыми*.

Особенностью обратимых процессов является то, что они протекают через бесконечную цепочку равновесных состояний. Равновесное состояние является наиболее вероятным для данной системы и соответствует максимуму энтропии. Адиабатические обратимые процессы, идущие без отвода или подвода тепла ( $\Delta Q=0$ ), протекают при постоянной энтропии ( $\Delta S=0$ ). Такие процессы называются *изоэнтропическими*.

### Подсчет численного значения энтропии

Во многих случаях реальные адиабатические процессы, протекающие в тепловых машинах и, в частности, в ЖРД, в значительной мере приближаются к обратным процессам, а отклонение от них может быть учтено экспериментальными коэффициентами. Для расчета таких процессов бывает необходимо вычислять величину энтропии. Не приводя здесь сложных зависимостей для теоретического определения энтропии, абсолютное значение которой зависит от строения газа, т. е. от его химической природы, приведем только некоторые формулы для подсчета энтропии, необходимые в дальнейших расчетах.

В таблицах термодинамических величин обычно дается значение энтропии данного индивидуального химического вещества (водорода, кислорода, водяных паров и т. д.) в зависимости от температуры при стандартном давлении, равном одной физической атмосфере. Эту величину будем обозначать  $S_0$ ; обычно она дается в малых калориях на 1 граммоль вещества и на 1 градус С.

Для вычисления энтропии этого же газа при любом давлении  $p$  используется формула

$$S_p = S_0 - AR \ln p \quad (\text{II. 41})$$

или, учитывая, что  $AR = \frac{1}{427} \cdot 848 = 1,986$  кал/граммоль °С,

$$\ln p = 2,303 \lg p,$$

$$S_p = S_0 - 1,986 \cdot 2,303 \lg p = S_0 - 4,57 \lg p. \quad (\text{II. 42})$$

Для смесей газов различного состава, какими являются продукты сгорания в ЖРД, энтропия смеси при температуре  $T$  и общем давлении смеси  $p_\Sigma$ , выраженная в к кал/кг °С или в кал/кг °С, равна

$$S_{p_\Sigma} = \sum_i S_{pi} M_i, \quad (\text{II. 43})$$

где  $M_i$  — число граммольей  $i$ -того газа в 1 кг смеси, или, так как

$$M_i = M_\Sigma \frac{p_i}{p_\Sigma}, \quad (\text{II. 44})$$

где  $M_\Sigma$  — общее число граммольей газа в 1 кг смеси их,

$$M_\Sigma = \frac{1000}{\rho_\Sigma},$$

то

$$S_{p_\Sigma} = \sum_i S_{pi} M_\Sigma \frac{p_i}{p_\Sigma}, \quad (\text{II. 45})$$

где  $S_{pi}$  — энтропия индивидуального  $i$ -газа при его парциальном давлении  $p_i$ .

Вводя в (II. 45) соотношение (II. 42), получим

$$S_{p_\Sigma} = \sum_i (S_{0i} - 4,57 \lg p_i) M_\Sigma \frac{p_i}{p_\Sigma},$$

или

$$S_{p_\Sigma} = \frac{M_\Sigma}{p_\Sigma} \sum (S_{0i} p_i - 4,57 p_i \lg p_i). \quad (\text{II. 46})$$

Как мы увидим, этой формулой часто приходится пользоваться при тепловом расчете ЖРД.

## § 12. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ХИМИЧЕСКИ АКТИВНЫХ ГАЗАХ

### Диссоциация продуктов сгорания

До сих пор мы рассматривали процессы в газах постоянного состава при неизменном запасе химической энергии в них. Продукты сгорания топлив ЖРД представляют собой смесь химических веществ, между которыми могут протекать химические реакции.

Большие количества тепла, которые выделяются в камере сгорания жидкостного ракетного двигателя, приводят к тому, что продукты сгорания находятся в ней при весьма высоких температурах (3000—3500° абс). В свою очередь высокие температуры вызывают значительную диссоциацию продуктов сгорания, которая выражается в том, что даже при наличии свободного кислорода продукты сгорания состоят не только из продуктов полного сгорания, но также и из продуктов неполного сгорания ( $\text{CO}$ ;  $\text{OH}$ ) и исходных топливных элементов ( $\text{H}_2$ ). В смесях с недостатком кислорода свободный  $\text{O}_2$  появляется в продуктах сгорания за счет их разложения.

При еще более высоких температурах становится заметным содержание в продуктах сгорания атомарных газов  $\text{O}$ ,  $\text{H}$ ,  $\text{N}$ , а также  $\text{NO}$ . На образование всех указанных выше продуктов диссоциации ( $\text{CO}$ ,  $\text{OH}$ ,  $\text{O}$ ,  $\text{H}$ ,  $\text{N}$ ,  $\text{NO}$ ) из соответствующих молекулярных газов затрачивается некоторая энергия. Таким образом, диссоциация продуктов сгорания приводит к неполному выделению химической энергии в камере сгорания, что сказывается в конце концов на степени превращения химической энергии топлива в работу расширения. Диссоциация является нежелательным явлением в работе жидкостного ракетного двигателя. При этом величина химической энергии, остающейся в продуктах сгорания вследствие диссоциации, может оказаться значительной и учет ее является необходимым при тепловом расчете жидкостного ракетного двигателя и определении расчетной температуры сгорания.

Процесс расширения в ЖРД происходит при высоких температурах продуктов сгорания, находящихся в газовой фазе, т. е. при условиях, обеспечивающих возможность протекания химических реакций между газами, составляющими продукты сгорания. Высокие температуры обеспечивают также весьма большие скорости химических реакций.

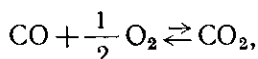
В этих условиях изменение состава продуктов сгорания может успевать за изменением внешних условий. Поэтому в процессе расширения может происходить изменение состава газа, сопровождающееся изменением запаса химической энергии, которой обладает газ, и переходом ее в тепловую энергию.

При тепловом расчете ЖРД необходимо учитывать диссоциацию продуктов сгорания в камере и изменение степени диссоциации при расширении их в сопловой части.

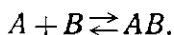
## Обратимость химических реакций

Всякая реакция, которую в общем виде можно записать как  $A+B=AB$ , может протекать как в *прямом*, так и в *обратном направлении*.

Прямая реакция соединения веществ  $A$  и  $B$  становится возможной только после соударения молекул разных сортов ( $A$  и  $B$ ), которые при условии достаточного запаса энергии в них приводят к образованию новой молекулы ( $AB$ ). В этой же газовой смеси могут быть и соударения молекул, представляющих продукт реакции ( $AB$ ) между собой или с исходными молекулами. Эти соударения при достаточном запасе энергии приведут к расщеплению молекул ( $AB$ ) на молекулы исходных веществ. Таким образом, в реагирующей газовой смеси одновременно происходит и прямая реакция между молекулами исходных веществ, и обратная ей реакция разложения продукта прямой реакции на исходные вещества. Поэтому действительная реакция, например, реакция окисления окиси углерода, запишется в виде



или в общем виде



Эта запись констатирует наличие одновременного протекания прямой и обратной реакции (например сгорание  $\text{CO}$  и разложение  $\text{CO}_2$ ).

Однако вероятности протекания прямой и обратной реакции различны и определяются числом эффективных столкновений, которые действительно приводят или к образованию молекул продуктов реакции, или к распаду их. Первым фактором, определяющим число эффективных столкновений, является полное число столкновений между молекулами.

Полное число столкновений между данными молекулами зависит от количества этих молекул в смеси. Так, интенсивное протекание реакции в прямом направлении приводит к уменьшению содержания в газе молекул исходных веществ, в связи с чем уменьшается и число столкновений, могущих привести к образованию молекул сорта  $AB$ . При этом в смеси увеличивается содержание молекул продукта реакции, что приводит к увеличению числа столкновений, могущих привести к разложению молекул продукта реакции  $AB$  на исходные вещества  $A$  и  $B$ .

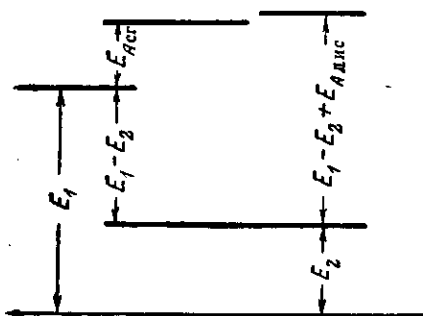
Другим фактором, определяющим число эффективных столкновений, является запас энергии сталкивающихся частиц, который необходим для того, чтобы та или иная реакция могла произойти. Этот запас энергии называется *энергией активации*.

Для прямой реакции (реакции сгорания), протекающей с выделением тепла, необходимая энергия активации относительно мала, так как она потребна только для того, чтобы дать толчок к перегруппировке атомов в молекуле.



Для обратной реакции (реакции разложения продуктов сгорания) запас энергии, необходимый для того, чтобы при соударении произошел разрыв молекулы, должен быть по крайней мере больше, чем энергия химической связи, выделенная при прямой реакции сгорания.

Схема энергетических уровней при протекании реакции сгорания (прямой реакции) и диссоциации (обратной реакции) приведена на фиг. 35. Смесь исходных молекул обладает некоторым запасом энергии, которую обозначим через  $E_1$ .



Фиг. 35. Схема энергетических уровней в прямой и обратной реакциях.

Для того, чтобы произошла прямая реакция сгорания, встречающиеся молекулы должны обладать энергией активации  $E_{Адс}$ . После осуществления реакции продукт реакции имеет меньший запас энергии  $E_2$ . Количество выделенной при реакции энергии составит  $E_1 - E_2$ . Для того, чтобы могла произойти реакция диссоциации, встречающиеся молекулы должны обладать по крайней мере запасом энергии  $E_1 - E_2$ . Кроме того, обратная реакция также требует соответствующей ей энергии активации  $E_{Адис}$ , так что общий запас энергии, которым должны обладать встречающиеся молекулы, составит  $E_1 - E_2 + E_{Адис}$ . Величина  $E_1 - E_2 + E_{Адис}$  всегда больше, чем величина  $E_{Адс}$ .

### Химическое равновесие в газовой смеси

Источником энергии активации и энергии, необходимой для разложения продукта сгорания, является энергия теплового движения частиц, составляющих газ.

Тепловое движение характеризуется очень неравномерным распределением энергии между частицами. Количество частиц, обладающих данным запасом энергии, определяется с помощью уравнения, которое называется *уравнением Максвелла* и имеет следующий вид:

$$N_i = AN_0 e^{-\frac{\epsilon_i}{kT}} \frac{1}{\epsilon_i^2},$$

где  $N_i$  — число частиц, имеющих запас энергии  $\epsilon_i$ ;

$N_0$  — число всех частиц;

$A$  — некоторая постоянная;

$T$  — абсолютная температура, являющаяся мерой общего запаса энергии в газе;

$k$  — постоянная Больцмана.

Кривые распределения частиц по энергии приведены на фиг. 36. Количество частиц, обладающих данным запасом энергии, имеет максимум при некоторой энергии  $\epsilon_{max}$ ; хотя количество частиц,

имеющих запас энергии  $\epsilon > \epsilon_{\max}$  уменьшается с увеличением  $\epsilon$ , однако в газе всегда имеются частицы с относительно большим запасом энергии.

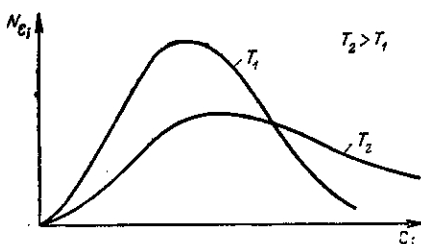
В таком распределении энергии между частицами газа заложена возможность протекания реакций диссоциации, так как в газе всегда имеются частицы, запас энергии которых достаточен для совершения этой реакции.

С увеличением температуры, при которой находится газ, относительное количество частиц, имеющих большие запасы энергии, увеличивается, а следовательно, увеличивается вероятность протекания обратной реакции.

По мере протекания прямой реакции сгорания скорость этой реакции (т. е. число соединений молекул  $A$  и  $B$  в единицу времени) уменьшается вследствие уменьшения общего числа столкновений между молекулами исходных веществ. Одновременно скорость обратной реакции при данной температуре смеси увеличивается за счет увеличения числа столкновений, в которых участвуют молекулы продуктов реакции.

В результате наступает такой момент, когда скорости прямой и обратной реакций в точности равны друг другу. Тогда средний химический состав газа меняться не будет, хотя в нем будут идти с равной скоростью прямая и обратная реакции. Газовая смесь в этом случае находится в химическом равновесии. Это равновесие является динамическим равновесием, которое возникает при наличии в газе двух противоположных процессов, протекающих с равной скоростью.

Если увеличить температуру  $T$ , при которой находится газовая смесь, то число молекул, имеющих больший запас энергии, увеличится, а это приведет к увеличению скорости обратной реакции разложения продуктов сгорания и нарушению установившегося ранее при прежней температуре равновесия. В газовой смеси будет увеличиваться число исходных молекул, что вызовет возрастание скорости прямой реакции за счет увеличения общего числа столкновений между молекулами  $A$  и  $B$ . В конце концов при увеличении температуры газа снова установится равновесное состояние, характеризующееся равенством скоростей прямой и обратной реакции, но уже при большем содержании в газовой смеси продуктов диссоциации. Таким образом, температура, при которой находится смесь газов, влияет на состав этой смеси и при том так, что с повышением температуры в смеси увеличивается содержание продуктов диссоциации, на образование которых необходима затрата тепла.

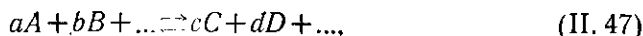


Фиг. 36. Распределение частиц по энергетическим уровням при разных температурах.

## Константа равновесия химической реакции

Изложенная выше качественная картина установления равновесия в газовой смеси может быть описана и количественно.

Рассмотрим в общем виде обратимую химическую реакцию, идущую в смеси газов; ее уравнение можно записать так:



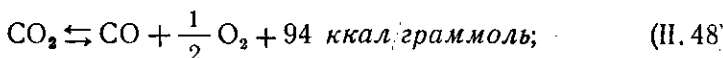
где  $a, b, c, d$  — коэффициенты реакции;

$A, B$  — обозначение газов — исходных продуктов;

$C, D$  — обозначение газов — продуктов реакции.

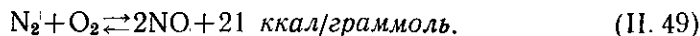
Так как в дальнейшем мы будем прилагать теорию химического равновесия к явлению диссоциации продуктов сгорания, то условимся записывать каждую из реакций так, что в прямом направлении она является реакцией диссоциации и сопровождается переходом тепловой энергии в химическую.

Так, например, реакция диссоциации углекислого газа запишется следующим образом:



$$\left( a=1; c=1; d=\frac{1}{2} \right).$$

Реакция образования окиси азота NO также идет с затратой тепла, т. е. является с нашей точки зрения реакцией диссоциации; она запишется в виде



$$(a=1; b=1; c=2).$$

Нам нужно знать скорость прямой и обратной реакций. Под скоростью реакции понимается отношение изменения концентрации вещества  $\Delta C$  ко времени  $\Delta t$ , в течение которого это изменение концентрации происходит. Таким образом, скорость реакции

$$u = \frac{\Delta C}{\Delta t}.$$

При этом знак скорости не имеет значения, так как можно говорить как о скорости образования новых продуктов, так и о скорости уничтожения исходных веществ.

Величина концентрации  $C_i$ , входящей в уравнение скорости реакции, представляет собой количество вещества, находящегося в единице объема, и определяется обычно, как число молей данного вещества  $n_i$  в кубическом метре объема

$$C_i = \frac{n_i}{V} \text{ граммолей/м}^3.$$

Для определения скорости реакции следует воспользоваться законом действующих масс, согласно которому скорость химической реакции пропорциональна концентрациям реагирующих веществ, взятым в степенях, определяемых коэффициентами реакции ( $a, b, c, d$ ). Так, в общем виде скорость  $u_1$  реакции диссоциации (II. 47) можно записать так:

$$u_1 = K_1 C_A^a C_B^b \dots, \quad (\text{II. 50})$$

$C_A; C_B$  — представляют собой концентрации веществ  $A, B$  и т. д., выраженные в молях на единицу объема;

$K_1$  — коэффициент пропорциональности, называемый константой скорости реакции. Эта величина характерна для каждой реакции; она зависит от температуры и увеличивается вместе с ней.

Так, скорость реакции диссоциации  $\text{CO}_2$  (II. 48) может быть записана в виде

$$u_1 = K_1 C_{\text{CO}_2}. \quad (\text{II. 51})$$

Скорость обратной реакции (II. 47) определится равенством

$$u_2 = K_2 C_C^c C_D^d \dots, \quad (\text{II. 52})$$

В применении к реакции (II. 48) скорость обратной реакции сгорания  $\text{CO}$  запишется в виде

$$u_2 = K_2 C_{\text{CO}} C_{\text{O}_2}^{\frac{1}{2}}.$$

При химическом равновесии газовой смеси скорость прямой реакции  $u_1$  равна скорости обратной реакции  $u_2$ , т. е.

$$K_1 C_A^a C_B^b \dots = K_2 C_C^c C_D^d \dots, \quad (\text{II. 53})$$

или

$$\frac{K_1}{K_2} = \frac{C_C^c C_D^d \dots}{C_A^a C_B^b \dots}. \quad (\text{II. 54})$$

В применении к реакции (II. 48) имеем

$$\frac{K_1}{K_2} = \frac{C_{\text{CO}} C_{\text{O}_2}^{\frac{1}{2}}}{C_{\text{CO}_2}}. \quad (\text{II. 55})$$

Это выражение говорит о том, что в условиях равновесия концентрации всех реагирующих веществ должны находиться в определенном соотношении между собой. При этом величина отношения  $\frac{K_1}{K_2}$  называется *константой равновесия, выраженной через концентрации*; она обозначается  $K_c$ . Так же как и величины  $K_1$  и  $K_2$ , величина  $K_c$  зависит только от температуры и типа химической реакции.

Константа равновесия является величиной, связывающей равновесные концентрации веществ в их смеси. С помощью этой ве-

личины можно находить состав смеси, а также определять изменение состава при изменении внешних условий.

При изучении диссоциации газовых смесей более удобно пользоваться не величинами концентраций  $C_i$ , а величинами *парциальных давлений*  $p_i$ .

Концентрация  $C_i$  может быть выражена через парциальное давление газа. Для этого число молей газа  $h_i$  заменим через парциальное давление газа, воспользовавшись уравнением состояния

$$p_i V = h_i RT, \quad (\text{II. 56})$$

где  $R$  — универсальная газовая постоянная;  
 $V$  — объем, занимаемый газовой смесью;

отсюда

$$h_i = \frac{p_i V}{RT},$$

следовательно,

$$C_i = \frac{h_i}{V} = \frac{p_i V}{RTV} = \frac{p_i}{RT}. \quad (\text{II. 57})$$

Подставим теперь это выражение в уравнение константы равновесия (II. 54)

$$K_c = \frac{K_1}{K_2} = \frac{p_C^c p_D^d \dots}{p_A^a p_B^b \dots} (RT)^{[c+d+\dots-(a+b+\dots)]}. \quad (\text{II. 58})$$

Отношение

$$\frac{p_C^c p_D^d \dots}{p_A^a p_B^b \dots}$$

называется *константой равновесия, выраженной через парциальные давления*; она обозначается  $K_p$ . Разность  $[c+d+\dots-(a+b+\dots)]$  определяет изменение числа молей газа при реакции рассматриваемого типа и обозначается через  $\Delta v$ .

Величину константы равновесия  $K_p$  можно выразить в виде:

$$K_p = \frac{K_1}{K_2} (RT)^{-\Delta v}; \quad (\text{II. 59})$$

она определяет парциальные давления газов в газовой смеси, находящейся в химическом равновесии. В дальнейшем мы будем пользоваться только этой константой и поэтому значок  $p$  в обозначении константы будем опускать. Для рассмотренных выше реакций образования окиси азота и диссоциации углекислого газа константы равновесия запишутся в виде

$$K = \frac{p_{\text{NO}}^2}{p_{\text{N}_2} p_{\text{O}_2}} \quad \text{и} \quad K = \frac{p_{\text{CO}} p_{\text{O}_2}^{\frac{1}{2}}}{p_{\text{CO}_2}}$$

или в общем виде для реакции (II. 47)

$$K = \frac{p_C^c p_D^d \dots}{p_A^a p_B^b \dots}. \quad (\text{II. 60})$$

Константа равновесия для смеси идеальных газов зависит только от температуры. Эта зависимость чрезвычайно сложна, и для констант равновесия газов — продуктов сгорания жидкостных ракетных двигателей — нельзя дать аналитического выражения, связывающего константу равновесия и температуру. Поэтому при расчетах используются таблицы значений констант равновесия при различных температурах.

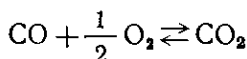
Константы равновесия основных реакций, протекающих в камере двигателя, приведены в приложениях 1 и 2.

Кроме приведенных таблиц, при практической работе могут встретиться и таблицы с другими значениями тех же констант равновесия. Это происходит вследствие того, что при вычислении констант равновесия необходимо знать многие величины, характеризующие молекулы, а главное, величину изменения энергии при протекании реакции. Для многих газов эти величины все время уточняются, в связи с чем изменяются и значения констант равновесия.

При пользовании таблицами констант равновесия следует обращать внимание на то, в каком виде записана реакция, для которой дается значение константы.

Иногда константы записываются не как константы реакций диссоциации, а как константы реакций сгорания.

Например, реакция (II. 48) может быть записана в виде



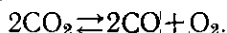
и значение константы будет

$$K' = \frac{P_{\text{CO}_2}}{P_{\text{CO}} P_{\text{O}_2}^{\frac{1}{2}}}$$

т. е. она является обратной величиной константы  $K_1$ , приведенной в приложении 2.

Кроме того, иногда химические уравнения пишутся так, чтобы избежать дробных коэффициентов.

Например, реакцию (II. 48) можно записать



Для реакции, записанной в таком виде,

$$K'' = \frac{P_{\text{CO}}^2 P_{\text{O}_2}}{P_{\text{CO}_2}^2}$$

т. е.  $K'' = K_1^2$ .

### Влияние температуры и давления на состав продуктов сгорания

Если нет каких-либо препятствий для протекания химической реакции, состав продуктов сгорания полностью определяется температурой, общим давлением, при котором находится газовая

смесь, а также весовыми долями химических элементов, входящих в соединения, составляющие продукты сгорания.

Состав продуктов сгорания данного топлива (при данных весовых долях химических элементов) определяется температурой и, в значительно меньшей степени, давлением.

При принятой форме записи реакций, когда прямая реакция является реакцией диссоциации, значение константы равновесия возрастает с увеличением температуры. Эта зависимость чрезвычайно резкая, степень диссоциации быстро возрастает с увеличением температуры и уменьшается при снижении ее.

При этом понижение температуры приводит к увеличению содержания в газовой смеси продуктов полного сгорания, т. е. выделение химической энергии и переход ее в тепловую совершаются в большей степени, чем при высоких температурах.

Меньшее влияние на состав продуктов сгорания имеет давление. С уменьшением общего давления газовой смеси продуктов сгорания ЖРД в них увеличивается относительное содержание продуктов неполного сгорания и вообще всех продуктов, образование которых сопровождается затратой тепла и увеличением химической энергии, т. е. степень диссоциации продуктов сгорания увеличивается. Повышение давления, наоборот, несколько подавляет диссоциацию.

Это правило, однако, не относится к таким газовым смесям, в которых протекает химическая реакция без изменения числа молей, т. е. когда  $\Delta \nu = 0$ . Примером такой реакции может служить реакция образования окиси азота (II. 49). В этом случае давление, при котором находится газовая смесь, вовсе не влияет на ее состав.

Если состав продуктов сгорания, а следовательно, и степень диссоциации их в точности соответствуют внешним условиям (температуре и давлению), то газовая система может пребывать сколько угодно долго в таком состоянии, т. е. находится в равновесии.

При протекании газовых процессов может быть и другой случай. Если в результате каких-либо причин химические реакции, необходимые для изменения состава смеси в соответствии с изменившимися температурой и давлением, будут заторможены, состав газовой смеси не будет соответствовать температуре и давлению, т. е. продукты сгорания не будут находиться в равновесном состоянии. После устранения причин, затормозивших необходимые реакции (или, если они протекают медленно, — по истечении некоторого времени), газовая смесь придет в равновесное состояние.

В дальнейшем мы будем рассматривать только один процесс, наиболее существенный для изучения ЖРД, а именно процесс адиабатического (без обмена теплом с окружающей средой) расширения химически активной газовой смеси продуктов сгорания.

В процессе адиабатического расширения такой газовой смеси уменьшается давление и температура ее, следовательно, должен изменяться и состав газов.

В соответствии со сказанным выше (учитывая преобладающее значение температуры) при равновесном расширении должна уменьшаться степень диссоциации газа и по ходу расширения в сопле будут протекать реакции, обратные реакциям диссоциации, — реакции соединения ранее диссоциированных атомов и молекул. Такое явление носит название *рекомбинации* продуктов сгорания. В процессе рекомбинации дополнительно образуются продукты полного сгорания и выделяется химическая энергия. Эта энергия переходит в тепловую энергию газа, хотя подвод тепла к нему извне может отсутствовать.

### § 13. РАВНОВЕСНОЕ И НЕРАВНОВЕСНОЕ РАСШИРЕНИЕ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ

#### Равновесное расширение

*Равновесным расширением химически активной газовой смеси* называется такой процесс расширения, когда при протекании процесса в каждый данный момент времени состав газовой смеси будет определяться условиями химического равновесия. Это означает, что при изменении температуры и давления соответственно по условиям равновесия будет меняться состав газовой смеси.

Если процесс расширения будет протекать равновесно, то адиабатический процесс расширения будет протекать термодинамически обратимо. Следовательно, энтропия газовой смеси будет оставаться постоянной, поэтому такой процесс мы будем называть *изоэнтропическим*.

Показатель *изоэнтропы* такого процесса определяется аналогично адиабатическому процессу расширения смеси постоянного состава отношением теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме. Однако в данном случае при определении теплоемкостей химическая энергия газовой смеси должна быть включена во внутреннюю энергию и теплосодержание ее. Вследствие этого указанные выше теплоемкости, которые обозначим через  $c_p'$  и  $c_v'$ , должны учитывать полное изменение энергии газовой смеси, включая и изменение химической энергии в зависимости от изменения температуры.

Эти теплоемкости  $c_p'$  и  $c_v'$  отличаются от обычных теплоемкостей  $c_p$  и  $c_v$ , которые определяются изменением только тепловой составляющей внутренней энергии системы. Поэтому

$$c_p' = \frac{\Delta I_{\text{п}}}{\Delta T} \quad \text{и} \quad c_v' = \frac{\Delta U_{\text{п}}}{\Delta T}, \quad (\text{II. 61})$$

где  $\Delta I_{\text{п}}$  и  $\Delta U_{\text{п}}$  — изменение полного теплосодержания и внутренней энергии, соответствующих интервалу температуры  $\Delta T$ ,

или

$$c_p' = \frac{\Delta I + \Delta U_{\text{хим}}}{\Delta T} = c_p + \frac{\Delta U_{\text{хим}}}{\Delta T} \quad (\text{II. 62})$$



$$c'_v = \frac{\Delta U + \Delta U_{\text{хим}}}{\Delta T} = c_v + \frac{\Delta U_{\text{хим}}}{\Delta T}. \quad (\text{II. 63})$$

Ввиду относительно малого влияния давления на равновесный состав величину  $\Delta U_{\text{хим}}$  в выражениях (II. 62) и (II. 63) можно считать одинаковой. Отношение  $\frac{c'_p}{c'_v}$ , определяющее величину показателя изэнтропы  $n_{\text{из}}$ , составят

$$n_{\text{из}} = \frac{c_p + \frac{\Delta U_{\text{хим}}}{\Delta T}}{c_v + \frac{\Delta U_{\text{хим}}}{\Delta T}} = 1 + \frac{AR}{c_v + \frac{\Delta U_{\text{хим}}}{\Delta T}}. \quad (\text{II. 64})$$

Сравнивая полученное выражение (II. 64) с показателем адиабатического процесса в газах постоянного состава

$$k = 1 + \frac{AR}{c_v},$$

можно установить следующее.

Показатель изэнтропического процесса всегда меньше показателя адиабаты продуктов сгорания при неизменном их составе. Это естественно, так как процесс равновесного расширения реагирующих продуктов сгорания сопровождается превращением химической энергии в тепловую, что эквивалентно подводу тепла к газу постоянного состава.

Адиабатический процесс с показателем адиабаты  $k$  есть частный случай изэнтропического процесса в химически инертном газе.

При определении  $n_{\text{из}}$  для расчета процесса равновесного расширения необходимо знать изменение состава продуктов сгорания в соответствующих условиях, т. е. расчет изэнтропического истечения должен вестись с учетом изменения состава газа при процессе расширения. Конкретные способы расчета показателя изэнтропы расширения будут указаны в гл. VI, посвященной тепловому расчету жидкостного ракетного двигателя.

Так же как и для инертного газа, в случае термодинамического процесса в химически активной газовой смеси можно записать:

$$c'_p = \frac{n_{\text{из}}}{n_{\text{из}} - 1} AR \quad \text{и} \quad c'_v = \frac{1}{n_{\text{из}} - 1} AR. \quad (\text{II. 65})$$

В процессе изэнтропического расширения будет происходить изменение полигого теплосодержания газа. Оно может быть определено по уравнению

$$\Delta I_{\text{п}} = c'_p \Delta T = c'_p (T_2 - T_1).$$

Учитывая далее, что

$$\left. \begin{aligned} -\Delta I_p &= c'_p (T_1 - T_2) \\ T_2 &= T_1 \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n_{из}-1}{n_{из}}} \end{aligned} \right\} \quad (II. 66)$$

а также первое из соотношений (II. 65), получим

$$I_1 - I_2 = -\Delta I_p = \frac{n_{из}}{n_{из} - 1} ART_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n_{из}-1}{n_{из}}} \right]. \quad (II. 67)$$

В дальнейшем знак минус мы будем опускать.

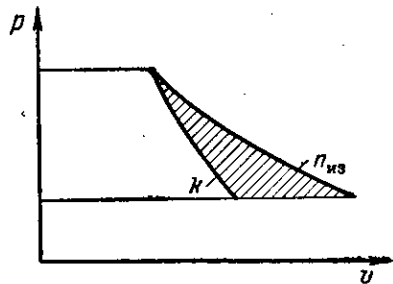
Равновесное расширение химически активной смеси продуктов сгорания является наиболее выгодным процессом, сопровождающимся максимальным выделением полезной работы расширения, так как в эту работу переходит часть химической энергии, превращающейся в тепловую вследствие рекомбинации продуктов сгорания.

### Неравновесное расширение

Если по какой-либо причине протекание химических реакций рекомбинации, необходимых для установления равновесия в процессе расширения, затормозится и состав газа не будет успевать изменяться в соответствии с  $T$  и  $p$ , то процесс расширения пойдет не через равновесные состояния. Такой процесс будет необратимым и количество выделенной работы при нем будет меньше.

В частности, если при расширении газовой смеси состав ее не меняется вообще, хотя в соответствии с условиями равновесия он должен изменяться, то такой процесс расширения называется *химически предельно неравновесным расширением*.

Применительно к ЖРД это означало бы, что реакции рекомбинации в сопле не происходят и по соплу течет газ постоянного состава такого же, как в камере сгорания. Показатель этого процесса, как и показатель адиабатического процесса, протекающего в инертном газе, будет определяться показателем адиабаты  $k$ , вычисленным по составу продуктов в камере. Так как  $k > n_{из}$ , то работа расширения в



Фиг. 37. Равновесное и неравновесное расширение продуктов сгорания.

том же интервале давлений будет меньше, чем при изоэнтропическом истечении (фиг. 37).

Продукты сгорания, уходящие из двигателя, в этом случае уносят с собой запас химической энергии, которая содержится в смеси газов, имеющей излишне высокое содержание продуктов диссоциации. Выделение этой энергии возможно уже после окончания процесса расширения в двигателе, но для создания полезной работы расширения в двигателе оно является бесполезным.

### ВОПРОСЫ ДЛЯ ПОВТОРЕНИЯ

1. Какими величинами характеризуется состояние газа? Какова размерность этих величин?
2. Напишите математическое выражение первого закона термодинамики, объяснив смысл его.
3. Что понимается под тепловой внутренней энергией газа?
4. Какие движения возможны для одноатомной молекулы и для двухатомной?
5. Что такое насыщение степени свободы?
6. Чем определяется зависимость теплоемкости от температуры?
7. Что такое теплосодержание газа?
8. Чем определяются внутренняя энергия и теплосодержание газа?
9. Что называется химической энергией газа?
10. Что такое полное теплосодержание?
11. Напишите общее уравнение политропического процесса.
12. Как преобразуется тепло в работу при изотермическом расширении?
13. Дайте определение адиабатического процесса.
14. Чему равна работа адиабатического процесса?
15. Какова простейшая формулировка второго закона термодинамики?
16. Как изменяется энтропия системы при передаче тепла от одного тела к другому?
17. Объясните величины, входящие в формулу (II-46) для вычисления энтропии смеси.
18. Что такое диссоциация продуктов сгорания?
19. Что такое обратимость химических реакций?
20. Почему в газовой смеси становится возможным протекание реакций диссоциации?
21. Как устанавливается равновесный состав газовой смеси?
22. Что определяет константа равновесия?
23. Напишите константу равновесия, выраженную через парциальные давления, для реакции диссоциации молекулярного водорода на атомарный.
24. Как протекает процесс равновесного расширения химически активной газовой смеси?
25. В каком отношении между собой находятся показатель изоэнтропы  $\kappa_{из}$  и показатель адиабаты  $k$ ?
26. Как протекает процесс химически предельно-неравновесного расширения?
27. В чем состоят потери химически предельно-неравновесного расширения по сравнению с равновесным?

### Глава III

## НЕОБХОДИМЫЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ ГАЗОВОЙ ДИНАМИКИ<sup>1</sup>

### § 14. ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ ДВИЖЕНИЯ ГАЗА

При рассмотрении основных законов движения газа мы будем применять те же допущения, которые были использованы ранее при выводе уравнения силы тяги: движение газа считается установившимся и одномерным. Кроме того, в данном разделе мы не будем учитывать влияния на течение газа вязкости и соответствующих ей сил трения.

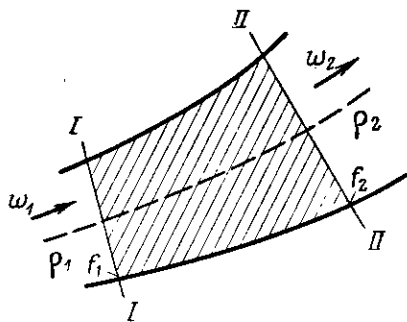
#### Уравнение сохранения массы

Рассмотрим движение газа по каналу переменной площади между сечениями *I* и *II*, расположенными перпендикулярно оси потока (фиг. 38). В условиях стационарного течения газа параметры его в любой точке объема между сечениями *I* и *II* с течением времени остаются неизменными, а следовательно, и масса газа, заключенная между этими сечениями, в любой момент времени неизменна.

При движении газа по каналу такое положение может быть только в случае, если масса газа  $m_1$ , вытекающая в единицу времени через сечение *I*, будет равна массе газа  $m_2$ , вытекающей через сечение *II*, т. е.

$$m_1 = m_2.$$

Так как сечения *I* и *II* были выбраны совершенно произвольно, то такие равенства можно отнести к любому сечению рассматриваемого потока, а следовательно, массовый секундный расход газа через любое сечение потока  $\dot{m}$  остается постоянным

$$m = \text{const.}$$


Фиг. 38. К выводу уравнения сохранения массы.

<sup>1</sup> В этой главе, так же как и в гл. II, излагается только тот материал, который необходим в дальнейшем при расчете ЖРД.

Массовый расход газа при одномерном течении в сечении, перпендикулярном направлению скорости потока, выразится как  $m = \rho f w$ , следовательно, для потока

$$\rho f w = \text{const}, \quad (\text{III. 1})$$

т. е. *массовый секундный расход газа в любом сечении канала остается постоянным.*

Это уравнение часто называют также уравнением неразрывности.

Для несжимаемой жидкости  $\rho = \text{const}$ , и уравнение сохранения массы упрощается и приводит к простому соотношению

$$f w = \text{const} \quad (\text{III. 2})$$

или

$$f = \frac{\text{const}}{w}.$$

Записанное в такой форме уравнение сохранения массы говорит, в частности, о том, что для увеличения скорости несжимаемой жидкости надо всегда уменьшать сечение потока, если расход сохраняется неизменным.

### Уравнение сохранения энергии (уравнение Бернулли)

Для вывода уравнения сохранения энергии рассмотрим адиабатическое одномерное течение химически активного, реагирующего газа без трения о стенки. Поскольку вдоль всего потока отсутствует подвод или отвод тепла, то полная энергия потока  $E$  остается постоянной

$$E = \text{const}. \quad (\text{III. 3})$$

Полная энергия газового потока составляется в рассматриваемом случае из:

- внутренней тепловой энергии  $c_v T$ ;
- химической энергии  $U_{\text{хим}}$ ;
- кинетической энергии направленного движения газового потока  $\frac{w^2}{2g}$ ;
- потенциальной энергии давления  $p \cdot v$  (см. § 9).

Мы пренебрежем только потенциальной энергией веса, так как при течении газа влияние ее на общий запас энергии очень мало.

Подставляя в выражение (III. 3) составляющие полной энергии газового потока, измеренные в тепловых единицах, получим

$$c_v T + A p v + U_{\text{хим}} + A \frac{w^2}{2g} = E = \text{const}. \quad (\text{III. 4})$$

Это и есть уравнение сохранения энергии газового потока, которое называется *уравнением Бернулли.*

Упростим запись уравнения Бернулли. Сумма  $c_p T + U_{\text{хим}} + A p_0$  представляет собой полное теплосодержание газовой смеси  $I_n$ ; следовательно, уравнение (III.4) может быть записано в виде

$$I_n + A \frac{w^2}{2g} = \text{const}, \quad (\text{III. 5})$$

т. е. при адиабатическом течении химически активного газа в любом сечении канала сумма полного теплосодержания и кинетической энергии газа остается постоянной.

Уравнение (III.5) используется для расчета скорости движения газа по соплу ЖРД.

Рассмотрим два сечения сопла:  $I-I$  и текущее сечение и применим к ним уравнение Бернулли

$$I_{n1} + A \frac{w_1^2}{2g} = I_n + A \frac{w^2}{2g}, \quad (\text{III. 6})$$

откуда

$$\frac{A}{2g} (w^2 - w_1^2) = I_{n1} - I_n. \quad (\text{III. 7})$$

Уравнение (III.7) показывает, что прирост кинетической энергии потока между двумя сечениями канала равен падению полного теплосодержания газа между этими же сечениями.

Преобразуем уравнение (III.7) так, чтобы оно служило для вычисления скорости  $w$ :

$$w = \sqrt{w_1^2 + \frac{2g}{A} (I_{n1} - I_n)}. \quad (\text{III. 8})$$

При расчетах ЖРД начальным сечением газового потока является сечение входа продуктов сгорания в сопло, следовательно, скорость  $w_1$  относительно мала. Поэтому величиной ее в формуле (III.8) можно пренебречь ( $w_1=0$ ); обозначим далее разность теплосодержаний  $I_{n1} - I_n$  через  $\Delta I$  и приведем уравнение (III.8) к виду

$$w = \sqrt{\frac{2g}{A} \Delta I_n} \quad (\text{III. 9})$$

или, подставив значение постоянных  $g$  и  $A$ , получим

$$w = 91,5 \sqrt{\Delta I_n}. \quad (\text{III. 10})$$

Величину изменения полного теплосодержания  $\Delta I_n$  можно определить, зная показатель изоэнтропы расширения  $n_{\text{из}}$ . Тогда в соответствии с формулой (II.67) падение полного теплосодержания при расширении газа от начального давления  $p_1$  до текущего давления  $p$  равно

$$\Delta I_n = AR \frac{n_{\text{из}}}{n_{\text{из}} - 1} T_1 \left[ 1 - \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{n_{\text{из}} - 1}{n_{\text{из}}}} \right]. \quad (\text{III. 11})$$

Таким образом, при течении газа по соплу ЖРД на создание скорости потока и увеличение его кинетической энергии затрачивается не работа расширения процесса  $L$ , а работа  $L'$  (см. § 10). Скорость потока, достигаемая при расширении газа от давления  $p_1$  до давления  $p$ , может быть получена путем подстановки значения  $\Delta I_{\text{из}}$  из формулы (III. 11) в формулу (III. 9)

$$w = \sqrt{2g \frac{n_{\text{из}}}{n_{\text{из}} - 1} RT_1 \left[ 1 - \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{n_{\text{из}} - 1}{n_{\text{из}}}} \right]}. \quad (\text{III. 12})$$

Уравнение (III. 12), как и все предыдущие, относится к течению химически активного реагирующего газа. Если происходит течение газа постоянного состава, то адиабатический процесс в нем характеризуется показателем адиабаты  $k$  и скорость истечения нужно вычислять по формуле

$$w = \sqrt{2g \frac{k}{k - 1} RT_1 \left[ 1 - \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k - 1}{k}} \right]}. \quad (\text{III. 13})$$

Для нахождения скорости движения газа по формулам (III. 12) или (III. 13) надо знать температуру и состав продуктов сгорания на входе в сопло, показатель процесса ( $n_{\text{из}}$  или  $k$ ), а также задавать величину давления на входе в сопло и в том сечении, где определяется скорость.

## § 15. СКОРОСТЬ ЗВУКА В ГАЗЕ

### Скорость звука

Уравнения, которые описывают газовый поток, в том числе и уравнение для определения скорости, получены нами без каких-либо ограничений относительно величины скорости движения газового потока. Однако опыт, а затем и теория показали, что свойства газового потока резко изменяются в зависимости от того, имеет ли газ большую или малую скорость. Гранницей между малыми и большими скоростями является *скорость звука в газе*. Свойства сверхзвукового потока (потока большой скорости) резко отличаются от свойств дозвукового потока (потока малой скорости).

Звук возникает в результате того, что звучащий предмет вызывает периодические, происходящие с определенной частотой малые изменения давления и плотности в окружающем его газе, т. е. вызывает возмущения, которые с определенной скоростью распространяются по газу. Следовательно, *скорость звука есть скорость распространения малых возмущений в газе*.

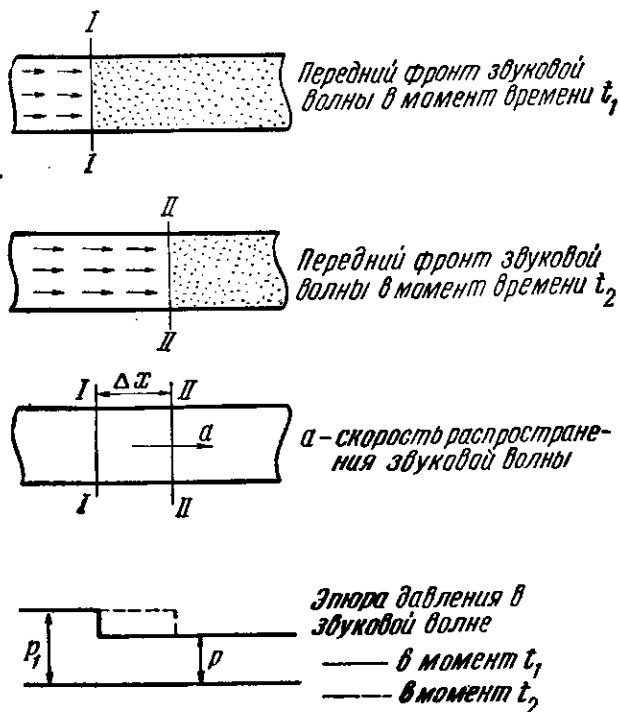
При техническом использовании понятия скорости звука наиболее существенным является то, что скорость звука является ско-

ростью распространения малых возмущений, возникающих в газе, независимо от того, воспринимаются ли эти возмущения как звук или нет.

### Вывод формулы для вычисления скорости звука<sup>1</sup>

Для определения величины скорости звука рассмотрим следующий пример.

Пусть в цилиндрической трубе заключена неподвижная масса газа с давлением  $p$ , плотностью  $\rho$  и температурой  $T$  (фиг. 39).



Фиг. 39. К выводу формулы скорости звука.

Соответствующим движением (толчком) поршня, находящегося в трубе, создадим небольшое повышение давления в прилегающем к нему слое газа до некоторого значения  $p_1$ . Плотность при этом примет значение  $\rho_1$ . Изменение давления  $\Delta p = p_1 - p$  будем считать весьма малым по сравнению с начальным давлением  $p$ ; соответственно малым будет и изменение плотности  $\Delta \rho = \rho_1 - \rho$ .

Вследствие свойственной газу упругости местное повышение давления (и вместе с тем вызванное им местное уплотнение), стре-

<sup>1</sup> Вывод уравнения скорости звука взят из книги Я. И. Левинсона «Аэродинамика больших скоростей», Оборонгиз, 1950.



мясь сгладиться, будет распространяться вдоль трубы. Та часть газа, где проходит волна давления, приобретает скорость  $\Delta\omega$  в том направлении, в котором частицы газа получили импульс (толчок) от движения поршня.

Пусть в какой-либо момент времени  $t_1$  волиа повышенного давления достигла сечения трубы  $I-I$ , а в момент времени  $t_2$  — сечения  $II-II$ .

Промежуток времени  $t_2-t_1$  выберем настолько малым, чтобы расстояние между сечениями  $I-I$  и  $II-II$  не было больше ширины слоя сгущения. На фиг. 39 диаграмма распределения давления вдоль трубы в момент времени  $t_1$  представлена сплошной линией, а ее изменение к моменту времени  $t_2$  — пунктирной линией. Расстояние между сечениями  $I-I$  и  $II-II$  обозначим через  $\Delta x$ , а время, за которое волна прошла это расстояние, т. е.  $t_2-t_1$ , через  $\Delta t$ . Очевидно, что скорость распространения волны давления (т. е. скорость звука) можно выразить как отношение пройденного волной пути  $\Delta x$  ко времени  $\Delta t$ , за которое этот путь был ею пройден. Обозначим скорость звука через  $a$  и запишем

$$a = \frac{\Delta x}{\Delta t}. \quad (\text{III. 14})$$

Составим уравнение для определения величины скорости звука.

Увеличение массы газа в объеме, заключенном между сечениями  $I-I$  и  $II-II$ , есть результат притока в этот объем дополнительной массы газа вследствие приобретенной ею скорости  $\Delta\omega$ .

Подсчитаем увеличение массы газа в объеме между сечениями  $I-I$  и  $II-II$ . Если обозначить площадь сечения трубы через  $f$ , то указанный объем выразится как  $f\Delta x$  (площадь основания на высоту), а увеличение массы в нем — как  $\Delta\rho f\Delta x$  (произведение объема на изменение плотности).

Подсчитаем теперь приток дополнительной массы газа в рассматриваемый объем за время  $\Delta t$ . За 1 сек. через сечение  $I-I$  втекает масса  $\rho_1 f\Delta\omega$ ; следовательно, за  $\Delta t$  (т. е. за то время, за которое произошло подсчитанное выше увеличение массы в данном объеме) — масса  $\rho_1 f\Delta\omega\Delta t$ .

Приравняв увеличение массы газа между сечениями  $I-I$  и  $II-II$ , происшедшее за время  $\Delta t$ , дополнительному поступлению массы за это время через сечение  $I-I$ , найдем, что

$$\Delta\rho f\Delta x = \rho_1 f\Delta\omega\Delta t \quad (\text{III. 15})$$

или, разделив обе части равенства на  $f\Delta t$ ,

$$\Delta\rho \frac{\Delta x}{\Delta t} = \rho_1 \Delta\omega.$$

Заменив здесь согласно предыдущему  $\frac{\Delta x}{\Delta t}$  через скорость звука  $a$ , получим окончательно первое искомое уравнение

$$\Delta\rho a = \rho_1 \Delta\omega. \quad (\text{III. 16})$$

Второе уравнение, необходимое для исключения из уравнения неизвестной величины  $\Delta\omega$ , получим, применив закон Ньютона: сила равна массе, умноженной на ускорение. Сила, под действием которой частицы газа между сечениями I—I и II—II приходят в движение, есть умноженная на площадь  $f$  разность давлений  $\Delta p$ , т. е.  $f\Delta p$ . Скорость этих частиц возрастет за время  $\Delta t$  от нуля до  $\Delta\omega$ , поэтому среднее ускорение равно  $\frac{\Delta\omega}{\Delta t}$ . Масса, получающая ускорение, равна

$$\rho_{\text{ср}} f \Delta x.$$

Таким образом, закон Ньютона приводит нас к равенству

$$\rho_{\text{ср}} f \Delta x \frac{\Delta\omega}{\Delta t} = f \Delta p \quad (\text{III. 17})$$

или, после деления на  $f$  и замены  $\frac{\Delta x}{\Delta t}$  через  $a$ , к равенству

$$\rho_{\text{ср}} a \Delta\omega = \Delta p.$$

Так как  $\rho$  отличается от  $\rho_1$  на малую величину  $\Delta\rho$ , то отличие  $\rho_{\text{ср}}$  от  $\rho_1$  будет того же порядка малости. Поэтому, заменив в написанном выше уравнении  $\rho_{\text{ср}}$  через  $\rho_1$ , мы допустим погрешность, не большую той, которая уже внесена прежними допущениями. Тогда второе искомого уравнение примет вид

$$\rho_1 a \Delta\omega = \Delta p. \quad (\text{III. 18})$$

Помножив уравнение (III. 18) на уравнение (III. 16), получим

$$a^2 = \frac{\Delta p}{\Delta\rho}.$$

Необходимая для вычисления скорости звука величина  $\frac{\Delta p}{\Delta\rho}$  зависит от закона сжатия газа, т. е. от характера того термодинамического процесса, который в нем происходит. Если считать, что сжатие газа в звуковой волне происходит изотермически, то по уравнению изотермического процесса должно соблюдаться равенство

$$\frac{p_1}{\rho_1} = \frac{p}{\rho}. \quad (\text{III. 19})$$

Но  $p_1 = p + \Delta p$  и  $\rho_1 = \rho + \Delta\rho$ , поэтому предыдущее соотношение можно переписать в виде

$$\frac{p + \Delta p}{\rho + \Delta\rho} = \frac{p}{\rho}$$

или в виде

$$\frac{p}{\rho} \frac{1 + \frac{\Delta p}{p}}{1 + \frac{\Delta\rho}{\rho}} = \frac{p}{\rho}. \quad (\text{III. 20})$$

Сократив обе части равенства на  $\frac{p}{\rho}$ , получим .

$$\frac{1 + \frac{\Delta p}{\rho}}{\frac{p}{\rho}} = 1, \text{ или } \frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta \rho}{\rho},$$

откуда

$$\frac{\Delta p}{\Delta \rho} = \frac{p}{\rho}. \quad (\text{III. 21})$$

Итак, при изотермическом законе сжатия в звуковой волне мы получаем

$$a^2 = \frac{p}{\rho}, \quad (\text{III. 22})$$

или

$$a = \sqrt{\frac{p}{\rho}}. \quad (\text{III. 23})$$

Эта формула была получена в 1687 г. Ньютоном. Вскоре, однако, опытами было установлено, что эта теоретическая формула Ньютона дает при нормальных атмосферных условиях примерно процентов на двадцать заниженные значения скорости звука. Объяснить это расхождение удалось в 1810 г. Лапласу. Он предположил, что звуковые колебания распространяются в газе не по изотермическому, а по адиабатическому закону. Дело в том, что изотермическими могут быть только очень медленные колебания, при которых успевает происходить выравнивание температур в областях сжатия и разрежения до температуры в невозмущенном газе. Поэтому формула Ньютона может применяться только к таким звуковым волнам, частота которых близка к нулю. При быстрых колебаниях (с большими значениями частоты) заметный теплообмен не успевает произойти и адиабатический закон дает лучшее соответствие с опытом. Прямые измерения блестяще подтвердили предположения Лапласа.

Вычислим  $\frac{\Delta p}{\Delta \rho}$ , следуя Лапласу. При адиабатическом процессе должно соблюдаться равенство

$$\frac{p_1}{\rho_1^k} = \frac{p}{\rho^k} \quad (\text{III. 24})$$

или

$$\frac{p + \Delta p}{(\rho + \Delta \rho)^k} = \frac{p}{\rho^k}.$$

Этому выражению можно еще придать вид

$$\frac{p}{\rho^k} = \frac{1 + \frac{\Delta p}{p}}{\left(1 + \frac{\Delta \rho}{\rho}\right)^k} \frac{p}{\rho^k}$$

или

$$1 + \frac{\Delta p}{p} = \left(1 + \frac{\Delta p}{p}\right)^k. \quad (\text{III. 25})$$

Разложив правую часть равенства в ряд, получим

$$\left(1 + \frac{\Delta p}{p}\right)^k = 1 + k \frac{\Delta p}{p} + \frac{k(k-1)}{1 \cdot 2} \left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 + \dots \quad (\text{III. 26})$$

Изменение плотности в звуковой волне  $\Delta p$  чрезвычайно мало по сравнению с начальной плотностью  $p$ . Даже при весьма сильных звуках отношение  $\frac{\Delta p}{p}$  имеет величину порядка 0,004. Поэтому мы не совершим большой погрешности, удержав в разложении только первые два члена — единицу и  $k \frac{\Delta p}{p}$  (в случае бесконечно малых колебаний эта погрешность в точности равна нулю).

Итак, отбросив (ввиду их малости) все члены ряда начиная с члена, содержащего квадрат величины  $\frac{\Delta p}{p}$ , найдем, что

$$1 + \frac{\Delta p}{p} = 1 + k \frac{\Delta p}{p}$$

или

$$\frac{\Delta p}{\Delta p} = k \frac{p}{p}. \quad (\text{III. 27})$$

Следовательно, при адиабатическом процессе распространения звука

$$a^2 = k \frac{p}{\rho},$$

или

$$a = \sqrt{k \frac{p}{\rho}}. \quad (\text{III. 28})$$

Эта формула Лапласа дает значения скорости звука при нормальных атмосферных условиях (760 мм рт. ст. и 15° С), на 18,5% большие, чем формула Ньютона, и, как уже указывалось, хорошо подтверждается прямыми измерениями.

### Скорость звука в реагирующем газе

Распространим теперь полученные результаты о величине скорости звука на случай химически активной газовой смеси. Как известно, в такой смеси связь между давлением и плотностью определяется зависимостью

$$\frac{p}{\rho^{n_{\text{из}}}} = \text{const} \quad \text{или} \quad \frac{p_1}{\rho_1^{n_{\text{из}}}} = \frac{p}{\rho^{n_{\text{из}}}}. \quad (\text{III. 29})$$

Следовательно, скорость звука в реагирующей смеси газов в соответствии с (III. 28) составит

$$a^2 = n_{из} \frac{p}{\rho}. \quad (III. 30)$$

Данная величина скорости звука будет иметь место только до тех пор, пока химические реакции, приводящие к изменению состава смеси и переходу химической энергии в тепловую (или обратнo), будут протекать настолько быстро, что они успеют полностью произойти за тот короткий период, когда через газ проходит возмущение, а следовательно, процесс в звуковой волне определяется показателем изоэнтропы  $n_{из}$ .

Если по какой-либо причине скорость химических реакций замедлится и газ не будет совсем менять своего состава при изменении давления и температуры в звуковой волне, то процесс в газе будет определяться показателем адиабаты  $k$  и скорость звука в такой газовой смеси должна вычисляться по формуле (III. 28)

$$a^2 = k \frac{p}{\rho}.$$

### Зависимость скорости звука от температуры

Формулу (III. 30) удобнее представить в другом виде. Воспользовавшись уравнением состояния  $\frac{p}{\rho} = gRT$ , получим

$$a^2 = n_{из} gRT,$$

или

$$a = \sqrt{n_{из} gRT}, \quad (III. 31)$$

а для адиабатического процесса с показателем адиабаты  $k$

$$a = \sqrt{kgRT}. \quad (III. 32)$$

Как видно из этих формул, скорость звука зависит от температуры газовой смеси, ее состава и показателя изоэнтропы или адиабаты.

Для данной смеси, независимо от изменения ее состава, с небольшой ошибкой мы можем считать постоянными величины  $R$  и  $n_{из}$ .

Тогда скорость звука будет зависеть только от температуры и возрастать с ее увеличением.

Скорость звука в камере сгорания ЖРД достигает очень больших значений. Так, при  $n_{из} = 1,18$ ;  $R = 30 \text{ кгм/кг } ^\circ\text{C}$  и  $T = 3000^\circ \text{ абс.}$  (эти данные примерно соответствуют составу и температуре продуктов сгорания топлива азотная кислота + керосин) скорость звука составит

$$a = \sqrt{1,18 \cdot 9,81 \cdot 30 \cdot 3000} = 1020 \text{ м/сек.}$$

## Скорость звука в движущемся газе

Квадрат скорости звука в реагирующем газе определяется по формуле (III. 31)

$$a^2 = n_{из} g R T.$$

С другой стороны, величина полного теплосодержания реагирующей газовой смеси равна

$$I_n = c'_p T = \frac{n_{из}}{n_{из} - 1} A R T.$$

Сравнивая эти две формулы, мы получим связь между  $a^2$  и  $I_n$

$$I_n = \frac{a^2}{n_{из} - 1} \frac{A}{g}. \quad (\text{III. 33})$$

Таким образом, квадрат скорости звука в газовой смеси является мерой полного теплосодержания его.

Для газа постоянного состава соответственно:

$$I = \frac{a^2}{k - 1} \frac{A}{g}. \quad (\text{III. 34})$$

Воспользовавшись уравнением (III. 33), можно преобразовать уравнение Бернулли (III. 5), выразив в нем полное теплосодержание по формуле (III. 33). Сделав эту подстановку, получим:

$$\frac{A w^2}{2g} + \frac{a^2}{n_{из} - 1} \frac{A}{g} = \text{const} \quad (\text{III. 35})$$

или, сократив на величину  $\frac{A}{g}$ ,

$$\frac{w^2}{2} + \frac{a^2}{n_{из} - 1} = \text{const}. \quad (\text{III. 36})$$

Выразим величину постоянной в уравнении (III. 36) через величину скорости звука в неподвижном газе  $a_0$ , т. е. тогда, когда  $w = 0$ , получим

$$\text{const} = \frac{a_0^2}{n_{из} - 1}. \quad (\text{III. 37})$$

Подставив это выражение в формулу (III. 36), будем иметь

$$\frac{w^2}{2} + \frac{a^2}{n_{из} - 1} = \frac{a_0^2}{n_{из} - 1}. \quad (\text{III. 38})$$

Так как величина  $a_0$  для газа данных начальных условий постоянна и не зависит от изменения скорости потока, то из рассмотрения (III. 38) мы видим, что с увеличением  $w$  при адиабатическом течении газа скорость звука падает.

При других процессах истечения изменение скорости звука может быть определено по уравнениям (III. 31), (III. 32); оно будет зависеть от характера изменения температуры газа  $T$ .

## Максимальная скорость газа

Если процесс расширения газа можно было бы вести до абсолютного давления в газовом потоке, равного нулю, то в соответствии с формулой (II.30) температура газа также стала бы равной нулю, а следовательно, и полное теплосодержание газа было бы равно нулю.

Это состояние газового потока характеризовалось бы полным переходом всего полного теплосодержания газа в кинетическую энергию. Очевидно, что получаемая при таком расширении газа скорость является максимально возможной для данного начального состояния газа.

В соответствии с этим перепад теплосодержаний  $\Delta I_n = I_{n1} - I_{n2}$  в формуле (III.9), пошедший на увеличение скорости, при условиях нашей задачи ( $I_{n2} = 0$ ) будет равен

$$\Delta I_n = I_{n1} = I_{n0},$$

где  $I_{n1} = I_{n0}$  — теплосодержание неподвижного газа.

Величина максимальной скорости  $w_{\max}$  газа определится по формуле

$$w_{\max} = \sqrt{\frac{2g}{A} I_{n0}}. \quad (\text{III. 39})$$

Величина максимальной скорости газа может быть подсчитана также по формуле (III.38).

Действительно, если температура газа станет равной нулю, то и скорость звука в нем, очевидно, также будет равна нулю, т. е.  $a = 0$ .

Следовательно

$$\frac{w_{\max}^2}{2} = \frac{a_0^2}{n_{\text{из}} - 1},$$

или

$$w_{\max} = \sqrt{\frac{2}{n_{\text{из}} - 1}} a_0. \quad (\text{III. 40})$$

В случае истечения газа из ЖРД с параметрами, указанными в предыдущем примере, максимальная скорость истечения, которую мы могли бы получить, составит

$$w_{\max} = \sqrt{\frac{2}{1,18 - 1}} 1020 = 3410 \text{ м/сек.}$$

При течении газа постоянного состава показатель процесса становится равным  $k$  и максимальную скорость необходимо вычислять по формуле

$$w_{\max} = \sqrt{\frac{2}{k - 1}} a_0. \quad (\text{III. 41})$$

## § 16. КРИТИЧЕСКАЯ СКОРОСТЬ ГАЗА И ОСОБЫЕ СВОЙСТВА СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА

### Критическая скорость

Разрешив уравнение (III.38) относительно величины скорости звука  $a$ , получим математическую связь между скоростью звука и скоростью течения газа

$$a^2 = a_0^2 - \frac{n_{\text{из}} - 1}{2} \omega^2. \quad (\text{III. 42})$$

Воспользуемся формулой (III.42) для того, чтобы установить пределы изменения скорости звука в движущемся газе. Если положить  $\omega = 0$  (неподвижный газ), то скорость звука будет равна  $a_0$ . В том случае, когда скорость газа достигнет максимальной величины  $\omega_{\text{max}}$ , скорость звука будет равна нулю.

Таким образом, при увеличении скорости газа от нуля до максимальной  $\omega_{\text{max}}$  скорость звука уменьшается от максимального значения  $a_0$  до нуля.

Изменение скорости звука в зависимости от скорости газа приведено на фиг. 40.

При таком характере изменения скоростей газа и звука возможен случай, когда скорость движения газа в каком-то сечении потока будет равна местной скорости звука. Такое состояние потока называется *критическим*.

Следовательно, *критической скоростью* называется скорость движения газа, равная местной скорости звука в данной точке. Она обозначается  $\omega_{\text{кр}}$ . Сечение сопла, в котором скорость газа равна местной скорости звука, называется *критическим сечением*.

Таким образом, в критическом сечении

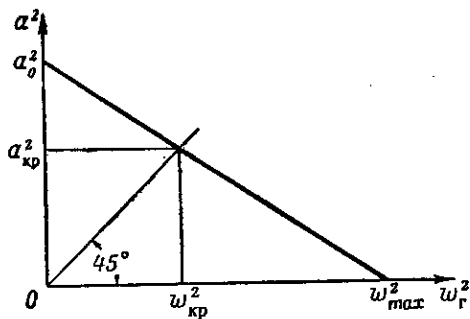
$$\omega_{\text{кр}} = a_{\text{кр}}.$$

Подставляя значение критической скорости в уравнение (III.38), получим

$$\frac{\omega_{\text{кр}}^2}{2} + \frac{\omega_{\text{кр}}^2}{n_{\text{из}} - 1} = \frac{a_0^2}{n_{\text{из}} - 1}, \quad (\text{III. 43})$$

откуда величина критической скорости будет равна

$$\omega_{\text{кр}}^2 = \frac{2}{n_{\text{из}} + 1} a_0^2,$$



Фиг. 40. Изменение скорости звука в зависимости от скорости движения газа.

$a_0$ —скорость звука;  $a_{\text{кр}}$ —скорость звука в неподвижном газе;  $a_{\text{кр}} = \omega_{\text{кр}}$ —критическая скорость;  $\omega$ —скорость движения газа;  $\omega_{\text{max}}$ —максимальная скорость движения газа.



или

$$\omega_{кр} = \sqrt{\frac{2}{n_{из} + 1}} a_0. \quad (III. 44)$$

Критическая скорость определяется только начальным состоянием газа, что становится совершенно ясно, если подставить в формулу (III. 44) значение скорости звука  $a_0$

$$\omega_{кр} = \sqrt{\frac{2n_{из}}{n_{из} + 1}} gRT_0. \quad (III. 45)$$

Величина критической скорости несколько меньше скорости звука в неподвижном газе. В нашем примере величина критической скорости составит

$$\omega_{кр} = \sqrt{\frac{2}{1,18 + 1}} 1020 = 980 \text{ м/сек.}$$

Для химически инертного газа величина  $\omega_{кр}$  составит

$$\omega_{кр} = \sqrt{\frac{2}{k + 1}} a_0 = \sqrt{\frac{2k}{k + 1}} gRT_0. \quad (III. 46)$$

### Число М

Критическая скорость звука зависит от температуры неподвижного газа и изменяет свою величину в широких пределах при течении газов различного начального состояния. Она мала для холодных газов и достигает большой величины для нагретых. Поэтому одна и та же абсолютная скорость движения газа может быть дозвуковой в горячем газе и сверхзвуковой в холодном.

Величина критической скорости зависит также и от состава газа; она связана с составом величинами газовой постоянной  $R$  и показателя  $n$ . Поэтому в газах различных составов, находящихся при одинаковой температуре, одна и та же скорость может быть дозвуковой и сверхзвуковой.

По этой причине скорость газового потока правильнее характеризовать не абсолютным значением скорости его, а отношением скорости потока  $\omega$  к скорости звука в данной точке  $a$ . Это отношение называется числом  $M$ .

$$M = \frac{\omega}{a}. \quad (III. 47)$$

По величине числа  $M$  можно сделать заключение о гидродинамических свойствах газового потока. Так, при малых числах  $M$  можно пренебрегать сжимаемостью газа и считать, что газ имеет постоянную плотность.

При числе  $M$ , близком к единице, пренебрегать сжимаемостью газа уже нельзя.

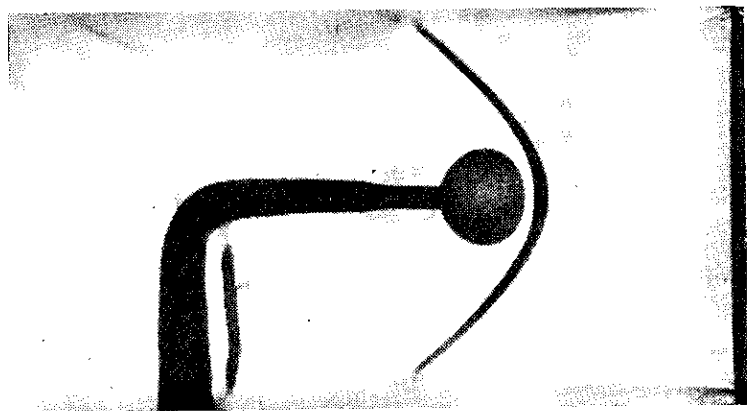
Газовый поток, для которого число  $M$  равно единице, отличается тем, что скорость движения его равна скорости звука, т. е. имеет критическую скорость.

При  $M > 1$  скорость газа больше скорости звука в газе в данной точке.

### Понятие о скачках уплотнения

Переход скорости газа через скорость звука и достижение чисел  $M \gg 1$  приводит к резкому качественному изменению газового потока.

Это изменение состоит в том, что малые возмущения, вызываемые, например, каким-либо предметом, расположенным в потоке,



Фиг. 41. Фотография скачка уплотнения, возникающего при обтекании шара сверхзвуковым потоком ( $M=2$ ).

распространяются по газу только со скоростью звука и не могут повлиять на сверхзвуковое течение газа вперед возмущающего предмета.

Следовательно, сверхзвуковой поток делает нечувствительными к внешним изменениям все участки потока, расположенные до препятствия. Если поставить какой-либо предмет в дозвуковом потоке, то этот поток постепенно, не доходя до препятствия, изменит свое течение. Изменение течения произойдет за счет возмущений, распространяющихся от предмета навстречу потоку со скоростью звука.

Установка препятствия в сверхзвуковом потоке не приведет к изменению потока перед предметом. Сверхзвуковой поток становится «слепым», нечувствительным к внешнему воздействию на него.

В то же время и при сверхзвуковом потоке в непосредственной близости от препятствия невозможно прежнее невозмущенное течение газа, следовательно параметры его должны резко изменяться. Это изменение произойдет потому, что вблизи препятствия его возмущающее действие на поток будет большим, волна сильных

возмущений будет распространяться с большими скоростями: большими, чем скорость звука, но убывающими по мере удаления от препятствия.

Эта волна остановится в том сечении, где ее скорость еще останется сверхзвуковой, но уже сравняется со скоростью набегающего потока. Следовательно, в этом случае произойдет не плавное изменение параметров потока, а внезапное, скачкообразное. И действительно, в сверхзвуковом потоке имеют место при торможении потока так называемые скачки уплотнения, характеризующиеся внезапным изменением скорости, давления и температуры газа.

Скачки уплотнения наблюдаются при движении газа со сверхзвуковой скоростью и при вытекании газов из сверхзвуковых сопел.

Фотография скачка уплотнения приведена на фиг. 41.

### Температура торможения

Если газ, получивший в результате адиабатического процесса расширения некоторую скорость, вновь адиабатически затормозит, то соответствующая часть полной энергии газа, составившая кинетическую энергию его, снова превратится во внутреннюю тепловую и химическую энергию газа, а также в энергию давления. Полное теплосодержание и температура адиабатически заторможенного потока газа, которая называется температурой торможения, будут равны начальному полному теплосодержанию газа и начальной температуре его. Таким образом, в любом сечении адиабатического потока температура торможения будет одной и той же. Например, при адиабатическом расширении продуктов сгорания в сопле ЖРД температура торможения будет равна температуре газов в камере сгорания и состав продуктов сгорания заторможенного газа будет одинаков с составом продуктов сгорания в камере.

## § 17. ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ТЕОРИЯ СВЕРХЗВУКОВОГО СОПЛА

### Форма сверхзвукового сопла

При ускорении газового потока вследствие расширения газа возможен переход скорости потока через скорость звука. Сопло, обеспечивающее получение сверхзвукового потока, называется *сверхзвуковым соплом*, или *соплом Лавалья*.

Если для ускорения потока сжимаемой жидкости в соответствии с формулой (III. 2) необходимо все время уменьшать поперечное сечение потока, то в случае ускорения потока сжимаемой жидкости сопло получает более сложную форму.

Для нахождения формы сверхзвукового сопла произведем исследование уравнения закона сохранения массы (III. 1), записав его для 1 кг газа в виде

$$\rho \omega f_{уд} = \frac{1}{g}, \quad (\text{III. 48})$$

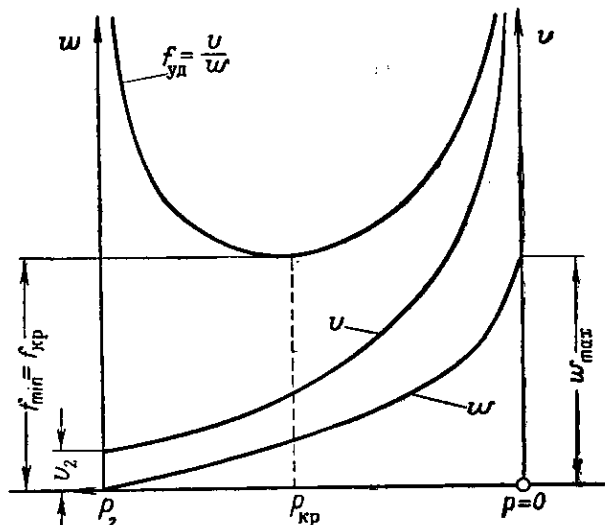
где  $f_{уд}$  — проходное сечение сопла, проходящееся на 1 кг газа.

Используя также соотношение  $\rho v g = 1$ , получим

$$f_{уд} = \frac{v}{w}. \quad (\text{III. 49})$$

В сопле происходит процесс расширения, при котором изменяется как удельный объем  $v$ , так и скорость газа.

Наиболее удобным параметром для расчета скорости и удельного объема является давление  $p$ . При этом с уменьшением  $p$  скорость газа увеличивается, а температура и скорость звука уменьшаются; следовательно, при изменении  $p$  в необходимых пределах скорость газа может стать выше критической (сверхзвуковой).



Фиг. 42. К определению формы сверхзвукового сопла.

Для анализа изменения форм сверхзвукового сопла рассмотрим изменение удельного объема и скорости в зависимости от отношения текущего давления  $p$  к начальному давлению на входе в сопло, которое обозначим через  $p_2$ . Выпишем соответствующие формулы

$$v = v_2 \left( \frac{p_2}{p} \right)^{\frac{1}{n_{из}}}$$

и

$$w = \sqrt{2g \frac{n_{из}}{n_{из}-1} RT_2 \left[ 1 - \left( \frac{p}{p_2} \right)^{\frac{n_{из}-1}{n_{из}}} \right]} \quad (\text{III. 50})$$

и построим зависимость  $v$  и  $w$  от текущего давления  $p$  (фиг. 42).

Удельный объем  $v$  будет изменяться от начального удельного объема  $v_2$  при давлении  $p_2$  до удельного объема  $v \rightarrow \infty$  при давлении  $p \rightarrow 0$ .

Скорость движения газа меняется от нуля при давлении  $p_2$  (нет расширения) до величины  $w_{\max}$  при  $p \rightarrow 0$ , так как в последнем случае и  $T \rightarrow 0$ .

Теперь нетрудно установить зависимость  $f_{уд}$  от давления  $p$ , а следовательно, и от скорости  $w$ .

$$\text{При } p = p_2, \text{ т. е. } \frac{p}{p_2} = 1$$

$$v = v_2, \text{ а } w = 0,$$

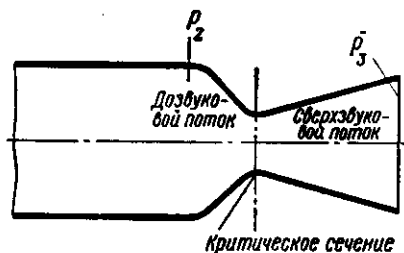
поэтому в соответствии с (III. 49)

$$f_{уд} = \frac{v}{w} \rightarrow \infty.$$

При  $p \rightarrow 0$ , т. е.  $\frac{p}{p_2} \rightarrow 0$  удельный объем стремится к бесконечности, а скорость газа — к конечной величине  $w_{\max}$ , поэтому опять  $f_{уд} \rightarrow \infty$ .

При промежуточных значениях давления  $p$ , лежащих между  $p=0$  и  $p=p_2$ , величина удельного проходного сечения сопла  $f_{уд}$  имеет конечную величину и изменяется, как показано на графике

фиг. 42 (кривая  $f_{уд} = \frac{v}{w}$ ).



Фиг. 43. Форма сверхзвукового сопла.

При давлении, равном  $p_{кр}$ , мы имеем наименьшее значение необходимого проходного сечения  $f_{уд}$ . Это сечение называется «узким» или «критическим» сечением сопла.

Если определить величину скорости звука в критическом сечении сопла и скорость движения газа в нем, то окажется, что эти скорости равны. Это означает, что в минимальном сечении сопла устанавливается критическая или местная звуковая скорость газа. Таким образом, для увеличения скорости дозвукового газового потока необходимо уменьшить проходное сечение сопла, а для увеличения скорости сверхзвукового потока необходимо увеличивать проходное сечение сопла. Это является следствием того, что в дозвуковом потоке скорость увеличивается быстрее возрастания удельного объема газа, а в сверхзвуковом потоке, наоборот, скорость газа увеличивается значительно медленнее, чем возрастает удельный объем его.

Поэтому сверхзвуковое сопло (сопло Лаваля) всегда имеет суживающуюся (докритическую) и расширяющуюся (закритическую) части. Форма такого сопла показана на фиг. 43.

### Критический перепад давления

Так как в минимальном сечении сопла устанавливается критическая скорость, то это сечение называется *критическим сечением*,

а перепад давлений, при котором достигается критическая скорость, называется *критическим перепадом*

$$\delta_{кр} = \frac{p_{кр}}{p_2}$$

В термодинамике этот перепад часто обозначается буквой  $\beta_{кр}$ .

Для определения численного значения критического перепада определим критическую скорость  $w_{кр}$  и скорость звука в критическом сечении и приравняем их величины.

По формуле (III.31) и с учетом (II.30)

$$a_{кр}^2 = n_{из} g R T_{кр} = n_{из} g R T_2 (\delta_{кр})^{\frac{n_{из}-1}{n_{из}}}$$

По формуле (III.12)

$$w_{кр}^2 = 2gRT_2 \frac{n_{из}}{n_{из}-1} \left(1 - \delta_{кр}^{\frac{n_{из}-1}{n_{из}}}\right)$$

В соответствии с понятием критической скорости

$$a_{кр}^2 = w_{кр}^2$$

т. е.

$$n_{из} g R T_2 \delta_{кр}^{\frac{n_{из}-1}{n_{из}}} = 2gRT_2 \left(1 - \delta_{кр}^{\frac{n_{из}-1}{n_{из}}}\right) \frac{n_{из}}{n_{из}-1}, \quad (III.51)$$

откуда после сокращения на величину  $n_{из} g R T_2$  получим

$$\delta_{кр}^{\frac{n_{из}-1}{n_{из}}} = \frac{2}{n_{из}-1} - \frac{2}{n_{из}-1} \delta_{кр}^{\frac{n_{из}-1}{n_{из}}}$$

или, после преобразований,

$$\frac{p_{кр}}{p_2} = \delta_{кр} = \left(\frac{2}{n_{из}+1}\right)^{\frac{n_{из}}{n_{из}-1}}. \quad (III.52)$$

Для адиабатического расширения химически инертного газа формула для критического перепада примет вид

$$\delta_{кр} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (III.53)$$

Так, например, для воздуха при невысоких температурах  $k=1,41$  и критический перепад давления равен

$$\frac{p_{кр}}{p_2} = \left(\frac{2}{1,41+1}\right)^{\frac{1,41}{1,41-1}} = 0,528,$$

следовательно, для воздуха давление в критическом сечении сопла

$$p_{кр} = 0,528 p_2.$$

## Связь между размерами критического сечения сопла и параметрами газа на входе в сопло

Размер критического сечения является необходимой расчетной величиной для проектирования сопла двигателя, поэтому необходимо найти связь между величиной критического сечения и параметрами газа на входе в сопло и секундным расходом его  $G$ .

Напишем уравнение расхода для критического сечения сопла

$$G = f_{кр} \omega_{кр} \rho_{кр} g. \quad (III. 54)$$

Скорость  $\omega_{кр}$  и плотность  $\rho_{кр}$  выразим через параметры неподвижного газа, находящегося при давлении  $p_2$  и температуре  $T_2$  на входе в сопло. Процесс расширения определяется показателем  $n_{из}$ ; тогда

$$\omega_{кр} = \sqrt{\frac{2n_{из}}{n_{из}+1} gRT_2}. \quad (III. 55)$$

По уравнению изоэнтропы (III. 29)

$$\frac{p_{кр}}{\rho_{кр}^{n_{из}}} = \frac{p_2}{\rho_2^{n_{из}}},$$

откуда

$$\rho_{кр} = \rho_2 \left( \frac{p_{кр}}{p_2} \right)^{\frac{1}{n_{из}}}. \quad (III. 56)$$

Так как по уравнению состояния (II. 1)

$$\rho_2 = \frac{p_2}{gRT_2}$$

и согласно выражению (III. 52)

$$\frac{p_{кр}}{p_2} = \left( \frac{2}{n_{из}+1} \right)^{\frac{n_{из}}{n_{из}-1}},$$

то, подставив эти значения в (III. 56), получим

$$\rho_{кр} = \frac{p_2}{gRT_2} \left( \frac{2}{n_{из}+1} \right)^{\frac{n_{из}}{n_{из}-1} \frac{1}{n_{из}}} = \frac{p_2}{gRT_2} \left( \frac{2}{n_{из}+1} \right)^{\frac{1}{n_{из}-1}}. \quad (III. 57)$$

Подставив теперь  $\omega_{кр}$  из (III. 55) и  $\rho_{кр}$  из (III. 57) в (III. 54), получим

$$G = f_{кр} \sqrt{\frac{2n_{из}}{n_{из}+1} gRT_2} \frac{p_2}{gRT_2} \left( \frac{2}{n_{из}+1} \right)^{\frac{1}{n_{из}-1}} g. \quad (III. 58)$$

После сокращений и элементарных преобразований получим

$$G = \frac{f_{кр} p_2}{\sqrt{RT_2}} \sqrt{g} \sqrt{n_{из}} \left( \frac{2}{n_{из} + 1} \right)^{\frac{n_{из} + 1}{2(n_{из} - 1)}} \quad (III. 59)$$

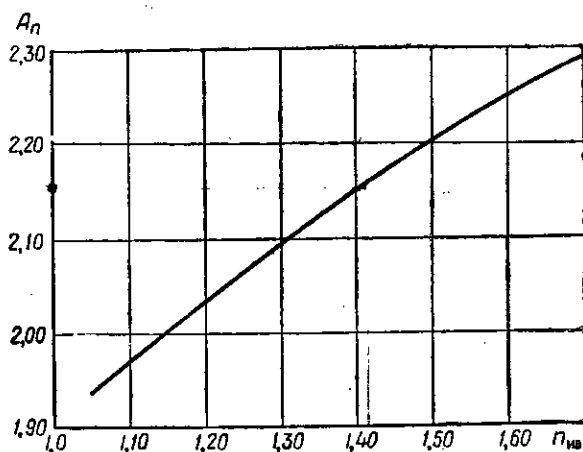
Если в (III. 59) объединить все члены, в которые входит показатель  $n_{из}$  и постоянная величина  $g$ , в один член  $A_n$ , то

$$G = \frac{f_{кр} p_2}{\sqrt{RT_2}} A_n \quad (III. 60)$$

где

$$A_n = \sqrt{g} \sqrt{n_{из}} \left( \frac{2}{n_{из} + 1} \right)^{\frac{n_{из} + 1}{2(n_{из} - 1)}} \quad (III. 61)$$

Величина коэффициента  $A_n$  сравнительно мало изменяется с изменением  $n_{из}$ .



Фиг. 44. Зависимость коэффициента  $A_n$  от показателя  $n_{из}$ .

Решив уравнение (III. 60) относительно  $f_{кр}$ , найдем

$$f_{кр} = \frac{G \sqrt{RT_2}}{A_n p_2} \quad (III. 62)$$

Как видно из формулы (III. 62), величина критического сечения пропорциональна секунднему расходу топлива, а также изменяется пропорционально корню квадратному из произведения  $RT_2$ .

Изменение давления на входе в сопло влияет на необходимый размер критического сечения. При увеличении давления площадь критического сечения уменьшается обратно пропорционально давлению.

На величину критического сечения влияет также показатель процесса истечения. Это влияние определяется зависимостью коэффициента  $A_n$  от  $n_{из}$ . Эта зависимость показана на графике фиг. 44.



Так как с увеличением  $n_{из}$   $A_n$  растет, то в соответствии с формулой (III. 62) величина критического сечения уменьшается.

Если разрешить уравнение (III. 60) относительно давления в камере  $p_2$ , то

$$p_2 = \frac{G}{f_{кр}} \frac{\sqrt{RT_2}}{A_n}. \quad (\text{III. 63})$$

Это уравнение дает зависимость давления перед входом в сопло от секундного расхода, величины критического сечения, параметров продуктов сгорания в камере и показателя процесса расширения.

### Изменение параметров газового потока по длине сопла

При расчете и проектировании ЖРД часто бывает необходимо определить изменение параметров газового потока по длине сопла.

Так как в расчетах ЖРД рассматривается одномерный поток, то независимо от профиля сопла сопла единственной переменной, характеризующей сопло, является площадь проходного сечения  $f$ .

Основным параметром газового потока мы будем считать давление  $p$ ; относительно него и разрешим уравнения, из которых определяются все другие параметры. В первую очередь найдем изменение давления по длине сопла в зависимости от величины  $f$ .

Для нахождения указанной зависимости запишем весовой расход газа дважды: один раз — через параметры критического сечения, а другой — через параметры любого сечения сопла  $f$

$$G = f_{кр} \rho_{кр} \omega_{кр} g;$$

$$G = f \rho \omega g.$$

Разделив первое выражение на второе, получим

$$\frac{f}{f_{кр}} = \frac{\rho_{кр} \omega_{кр}}{\rho \omega}. \quad (\text{III. 64})$$

Подставив в (III. 64) известные нам из (III. 57), (III. 29), (III. 55) и (III. 12) значения  $\rho_{кр}$ ,  $\rho$ ,  $\omega_{кр}$  и  $\omega$ , получим

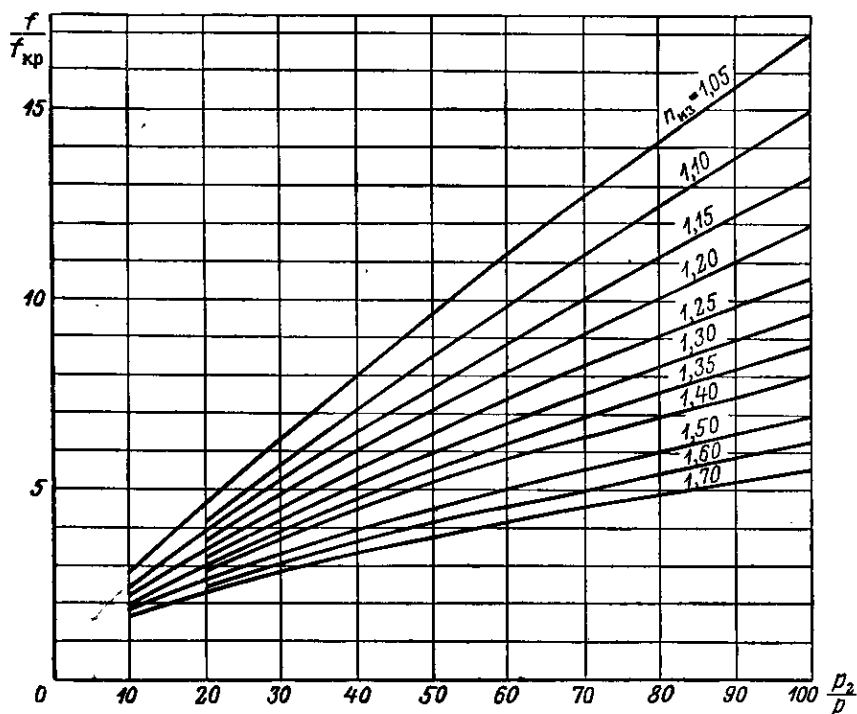
$$\frac{f}{f_{кр}} = \frac{\rho_2 \left( \frac{2}{n_{из} + 1} \right)^{\frac{1}{n_{из} - 1}} \sqrt{2 \frac{n_{из}}{n_{из} + 1} g R T_2}}{\rho_2 \left( \frac{p}{p_2} \right)^{\frac{1}{n_{из}}} \sqrt{2g \frac{n_{из}}{n_{из} - 1} R T_2 \left[ 1 - \left( \frac{p}{p_2} \right)^{\frac{n_{из} - 1}{n_{из}}} \right]}}.$$

После сокращения

$$\frac{f}{f_{кр}} = \frac{\left( \frac{2}{n_{из} + 1} \right)^{\frac{1}{n_{из} - 1}} \sqrt{\frac{n_{из} - 1}{n_{из} + 1}}}{\sqrt{\left( \frac{p}{p_2} \right)^{\frac{2}{n_{из}}} - \left( \frac{p}{p_2} \right)^{\frac{n_{из} + 1}{n_{из}}}}}. \quad (\text{III. 65})$$

Как видно, уравнение (III. 65) дает необходимую связь между величиной проходного сечения сопла  $f$  (в виде отношения к  $f_{кр}$ ) и отношением давлений на входе в сопло и в данном сечении его. Эта связь не является непосредственной, но, задавшись необходимым отношением давлений  $\frac{p}{p_2}$ , по формуле (III. 65) можно найти искомое отношение площадей  $\frac{f}{f_{кр}}$ .

Уравнение (III. 65) одинаково пригодно для расчета проходных сечений сопла как до критического сечения, так и после него.



Фиг. 45. Значения  $\frac{f}{f_{кр}}$  в зависимости от отношения  $\frac{p_2}{p}$  и показателя  $n_{кр}$

Полученная связь указывает на то, что отношение давления в данном сечении к давлению на входе зависит только от отношения площади сопла в данном сечении к критическому сечению и от величины показателя процесса расширения, но не зависит от давления и температуры входящего в сопло газа или от секундного расхода его.

Данные, иллюстрирующие формулу (III. 65), приведены на графиках фиг. 45. По оси абсцисс этого графика отложено обратное отношение давления на входе в сопло  $p_2$  к текущему давлению  $p$ .

Уравнение (III. 65) может быть применено и для расчета выходного сечения сопла  $f_3$ , обеспечивающего получение заданного давления на срезе сопла  $p_3$ .

В этом случае вместо текущего давления  $p$  в формулу (III. 65) надо подставлять заданное давление на срезе. Отношение  $\frac{f_3}{f_{кр}}$  носит название *степени уширения сопла*.

Рассмотрение графиков зависимости перепада давления от степени уширения сопла показывает, что уменьшение давления на срезе может быть получено путем значительного увеличения площади выходного сечения сопла. В случае применения нормального для большинства ракетных двигателей конического сопла с постоянным углом раскрытия  $2\alpha$ , стремление получить малые давления на срезе сопла (большие отношения давлений в камере к давлению на срезе) приводит к значительному увеличению длины сопла, его поверхности и веса.

Для данного отношения давлений имеется определенная зависимость необходимой степени уширения сопла от показателя изоэнтропы расширения продуктов сгорания, а именно: с увеличением показателя изоэнтропы расширения продуктов сгорания отношение  $\frac{f_3}{f_{кр}}$ , необходимое для достижения заданной степени расширения в сопле, уменьшается. Отсюда следует сделать вывод, что применение в качестве топлив жидкостных ракетных двигателей веществ, которые дают продукты сгорания с большим показателем изоэнтропы, является рациональным с точки зрения уменьшения размеров и веса сопла.

Большинство современных ЖРД имеет отношение давлений  $\frac{p_2}{p_3}$ , изменяющееся в пределах  $0,02 \div 0,075$  (перепад давлений  $\frac{p_2}{p_3} = 50 \div 13,5$ ); показатели изоэнтропы продуктов расширения находятся в пределах  $1,10 \div 1,25$ . Поэтому отношение площадей выходного и критического сечений сопла находится в пределах  $8 \div 3,5$  а следовательно, отношение диаметров выходного  $d_3$  и критического  $d_{кр}$  сечений лежит между 3 и 2.

Зная распределение давления  $p$  по длине сопла (т. е. распределение отношения  $\frac{p}{p_2}$ ) в зависимости от  $\frac{f}{f_{кр}}$ , можно по известным из гл. II формулам определить распределение всех остальных параметров ( $T$ ,  $\rho$ ,  $v$ ,  $\gamma$  и  $\omega$ ) по длине сопла.

Приведем эти формулы

$$T = T_2 \left( \frac{p}{p_2} \right)^{\frac{n_{из}-1}{n_{из}}}; \quad (III. 66)$$

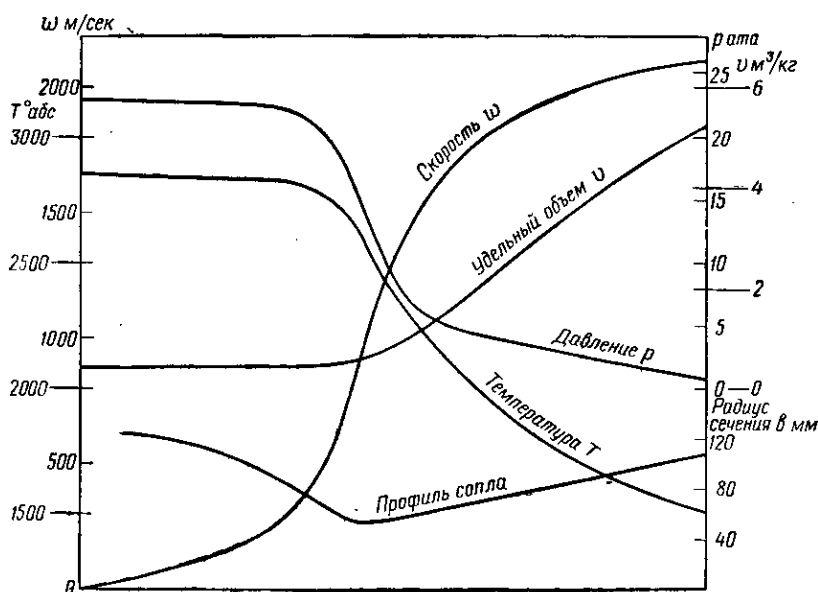
$$\rho = \rho_2 \left( \frac{p}{p_2} \right)^{\frac{1}{n_{из}}}; \quad (III. 67)$$

$$\gamma = \gamma_2 \left( \frac{p_2}{p} \right)^{\frac{1}{n_{\text{из}}}}; \quad (\text{III. 68})$$

$$v = v_2 \left( \frac{p_2}{p} \right)^{\frac{1}{n_{\text{из}}}}; \quad (\text{III. 69})$$

$$w = \sqrt{2g \frac{n_{\text{из}}}{n_{\text{из}} - 1} RT_2 \left[ 1 - \left( \frac{p}{p_2} \right)^{\frac{n_{\text{из}} - 1}{n_{\text{из}}}} \right]}. \quad (\text{III. 70})$$

Если процесс истечения в сопле не **изоэнтропический**, а **адиабатический** (при постоянном составе газа), то, очевидно, все пара-



Фиг. 46. Распределение параметров  $p$ ,  $T$ ,  $v$  и  $w$  по длине сопла.

метры газа можно считать по тем же формулам, заменив в них показатель **изоэнтропы**  $n_{\text{из}}$  показателем **адиабаты**  $k$ .

Распределение параметров газового потока по длине сопла для продуктов сгорания азотной кислоты и керосина приведено на фиг. 46.

### ВОПРОСЫ ДЛЯ ПОВТОРЕНИЯ И ЗАДАЧИ

1. Как записывается уравнение сохранения массы для газового потока и для потока несжимаемой жидкости?
2. Какой физический смысл имеет уравнение Бернулли?
3. Что такое скорость звука?

4. Как зависит скорость звука от температуры и состава газа?
5. Как связаны между собой скорость звука в неподвижном и движущемся газе?
6. Что такое критическая и максимальная скорости газа?
7. Что такое число  $M$ ?
8. Что такое температура торможения?
9. Какую форму имеет сверхзвуковое сопло?
10. Какое сечение сопла называется критическим?
11. Определите скорость звука в воздухе при  $T=300^\circ$  абс.
12. Найти расход газа при адиабатическом течении через сопло, если температура его на входе  $450^\circ$  С, давление на входе в сопло  $20$  ата, площадь критического сечения  $2$  см<sup>2</sup>,  $R=30$  и  $n_{из}=1,22$ .

## Глава IV

### ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ ЦИКЛ ЖИДКОСТНОГО РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ

Жидкостный ракетный двигатель является разновидностью теплового двигателя. При исследовании тепловых двигателей обычно рассматриваются их термодинамические циклы, которые дают наглядное представление о работе и основных особенностях данного теплового двигателя.

Под циклом подразумевается последовательность термодинамических процессов, происходящих в рабочем теле двигателя, в результате совершения которых происходит преобразование тепла в работу. Рабочим телом в ракетных двигателях является топливо и продукты его сгорания. При этом после окончания цикла рабочее тело должно вернуться в исходное состояние, в котором оно находилось к началу предыдущего цикла. Такое положение может иметь место только при обратимом протекании всех процессов, составляющих цикл, т. е. в условиях, которые не могут быть осуществлены в ракетном двигателе. Вследствие этого цикл всегда схематизирует и упрощает действительные процессы.

В зависимости от того, насколько точно процессы, из которых мы составляем цикл, описывают действительные процессы, происходящие в двигателе, различают идеальный, теоретический и действительный циклы.

#### § 18. ЦИКЛ ЖИДКОСТНОГО РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ

##### Идеальный цикл ЖРД

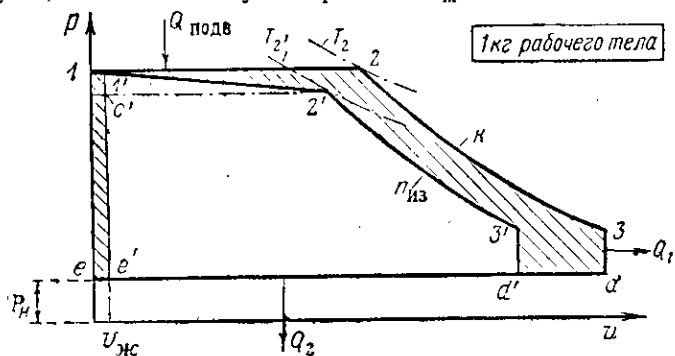
Идеальный цикл в наибольшей степени упрощает действительные процессы, происходящие в двигателе, а некоторые из них не рассматривает вообще, поэтому идеальный цикл наиболее далеко отстоит от действительных процессов, происходящих в ракетном двигателе. Однако, давая простые расчетные соотношения, идеальный цикл позволяет наиболее выпукло вскрыть основные факторы, влияющие на работу двигателя и, особенно, на степень использования вводимого в двигатель запаса энергии, а также установить влияние свойств рабочего тела на работу двигателя.

Рассмотрим идеальный цикл жидкостного ракетного двигателя (фиг. 47). Положим, что в двигатель поступает 1 кг жидкого рабочего тела — топлива при давлении и температуре окружающей

среды. Этот килограмм жидкого рабочего тела имеет объем  $v_{ж}$ , следовательно, начальная точка нашего цикла будет точкой  $e'$ .

Но так как объем  $v_{ж}$  ничтожно мал, то точку  $e'$  заменим точкой  $e$ , лежащей на оси давлений. Таким образом, мы пренебрегли объемом  $v_{ж}$ .

Для подачи в камеру сгорания жидкие компоненты должны быть сжаты до давления в камере и вытолкнуты в нее под этим давлением. Так как жидкие компоненты практически не сжимаемы, то работа сжатия равна нулю. Работа выталкивания также равна нулю, так как мы уже приняли  $v_{ж}=0$ . Состояние жидкого



Фиг. 47. Идеальный и теоретический циклы ЖРД.

$e123d$ —идеальный цикл;  $e'1'2'3'd'$ —теоретический цикл.

рабочего тела, поступающего в камеру сгорания при давлении  $p_1$ , характеризуется точкой 1, лежащей на оси давлений.

К рабочему телу, поступившему в камеру сгорания, подводится при постоянном давлении  $p_1$  количество тепла, равное теплотворной способности топлива. Вследствие этого температура рабочего тела возрастает до величины  $T_2$ , а удельный объем до  $v_2$ .

В точке 2, характеризующей состояние рабочего тела в конце подвода тепла, начинается адиабатическое расширение рабочего тела постоянного состава от давления  $p_2$  до того давления  $p_3$ , которое устанавливается на срезе сопла.

Для того, чтобы рабочее тело вернулось в первоначальное состояние  $e'$ , его надо охладить и сконденсировать до объема  $v_{ж}$  при давлении окружающей среды. Так как в общем случае двигатель может работать и не на расчетном режиме, то давление на срезе сопла может быть не равно окружающему давлению  $p_H$ . Поэтому в общем случае охлаждение и конденсацию рабочего тела до первоначального состояния будем производить в два этапа от точки 3 до точки  $d$  по изохоре  $3d$  и от точки  $d$  до точки  $e$  по изобаре  $de$ .

Полученный таким образом замкнутый цикл  $e123d$  и будет идеальным циклом ракетного двигателя.

Работа идеального цикла, как и всякого другого цикла, определяется площадью, ограниченной линиями процессов, составляющих цикл; в данном случае — площадью  $e123d$ . Обозначим эту работу  $L_{и}$ .

Работа цикла меньше того количества энергии  $H_u$ , которое подведено к рабочему телу, так как по выходе из двигателя рабочее тело еще обладает определенной температурой и, следовательно, теплосодержанием. Унос энергии с рабочим телом, составляющий потерю при работе двигателя в идеальном цикле, заменяется фиктивными процессами охлаждения и конденсации рабочего тела.

### Соотношение между идеальным циклом и реальными процессами в ЖРД

Рассмотрим отличия реальных процессов в ЖРД от идеального цикла.

В идеальном цикле предполагается, что рабочее тело периодически возвращается в начальное состояние, а следовательно, не нуждается в замене, в то время как в ракетном двигателе происходит смена рабочего тела, для осуществления которой необходима работа насосов или других приспособлений для подачи компонентов топлива.

Работа, затрачиваемая на сжатие и подачу жидкости, определяется (без учета к. п. д. агрегатов системы подачи) площадью  $e'e'1'1'$  (см. фиг. 47).

В ракетном двигателе работа, затрачиваемая на подачу компонентов в камеру, будет еще большей, так как давление подачи должно превышать давление в камере на величину гидравлического сопротивления системы подачи, т. е. трубопроводов, форсунок и охлаждающей рубашки.

Затрачиваемая на процесс сжатия и подачи компонентов работа соответственно уменьшает полезную работу идеального цикла.

Идеальный цикл не рассматривает реального процесса сгорания, а заменяет его процессом подвода тепла в количестве  $H_u$  ккал/кг, не учитывая потерю энергии в процессе сгорания.

Имеющиеся в камере сгорания потери тепла, связанные как с диссоциацией продуктов сгорания, так и с физическим недогоранием топлива, снижают достигаемую температуру  $T_2'$ , делая ее меньше величины  $T_2$ .

Кроме того, процесс сгорания сопровождается движением рабочего тела вдоль камеры. В процессе этого движения имеют место потери давления по двум причинам. Во-первых, рабочее тело, вследствие испарения, а затем разогрева в процессе сгорания, увеличивает свой удельный объем, а следовательно, и свою скорость, т. е. приобретает некоторую кинетическую энергию. Этот разгон рабочего тела в соответствии с уравнением Бернулли должен сопровождаться затратой некоторой работы. Источником этой работы может явиться только расширение газа с падением его давления. Работа расширения в камере сгорания определяется площадью треугольника  $1'2'c'$  (см. фиг. 47).

Таким образом, разгон газа обязательно сопровождается падением давления в камере. Величина падения давления определяется скоростью газа, которую он приобретает в конце камеры сгорания.



В обычно применяемых камерах, когда поперечное сечение ее велико по сравнению с критическим сечением сопла, скорость в конце камеры сравнительно невелика, а следовательно, затраты работы и понижение давления в камере также невелики. В камерах особых типов, так называемых скоростных, падение давления может достигать почти до половины начального давления.

Другой причиной, вызывающей падение давления в камере сгорания, является гидравлическое сопротивление ее. Потеря давления по этой причине в обычных камерах также незначительна.

Для обычных камер сгорания современных ЖРД общая потеря давления между начальным сечением и входом в сопло составляет 1—2% начального давления в камере сгорания.

Процесс расширения в действительном двигателе происходит не по адиабате расширения газа неизменного состава, а по изэнтропе равновесного расширения реагирующих продуктов сгорания. Это приводит к частичному возвращению химической энергии, затраченной на диссоциацию, вследствие чего  $n_{из} < k$  и работа расширения увеличивается по сравнению с адиабатической работой расширения от температуры  $T_2'$ . Кроме того, в процессе расширения происходят попутные явления: отвод тепла к охлаждаемым стенкам двигателя и трение газа при движении его по соплу. Эти процессы снижают работу цикла, так как приводят к потере продуктами сгорания кинетической энергии.

Вытекание продуктов сгорания из сопла и унос ими энергии, соответствующей их температуре на срезе, в идеальном цикле заменяются фиктивным процессом охлаждения. Такая замена, однако, не вносит ошибки при определении работы цикла, ибо количество энергии, унесенной продуктами сгорания, равно тому количеству тепла, которое надо отвести от продуктов сгорания, чтобы охладить и конденсировать их до начальных условий.

Потери тепла на диссоциацию в процессе сгорания и показатель изэнтропического расширения  $n_{из}$  могут быть рассчитаны теоретически. Следовательно, может быть определен и *теоретический цикл двигателя*, составляемый процессами горения, рассчитанными с учетом явлений диссоциации, условными процессами охлаждения и конденсации рабочего тела. Теоретический цикл учитывает также теоретическую затрату работы на сжатие и подачу топлива. Теоретически можно также учесть падение давления в камере сгорания вследствие теплового разгона рабочего тела при его испарении и сгорании. Такой цикл на фиг. 47 ограничивает площадку  $e'1'2'3'd'$ .

*Действительный цикл ракетного двигателя* определяется действительными процессами сгорания и расширения, учитывающими, кроме явлений диссоциации и теплового разгона газа, все возникающие при реальном протекании процессов потери (физическое недогорание, трение газа в камере и сопле, отвод тепла в систему охлаждения, потери в системе подачи и т. д.). Учет этих потерь в основном производится не теоретически, а на основании экспериментов.

## Соотношение между работой цикла и удельной тягой ЖРД

Работа цикла, т. е. то количество работы, которое может быть использовано в результате совершения цикла, определяется, как известно, площадью диаграммы цикла, т. е. в случае идеального цикла площадью  $e123d$ . Эта площадь в соответствующем масштабе выражает работу цикла в кгм.

Однако при исследовании жидкостного ракетного двигателя наиболее важным и используемым в расчетах показателем является не работа цикла, а удельная тяга двигателя. Поэтому следует найти соотношение между ними.

Рассмотрим это соотношение в простейшем случае, когда двигатель работает на расчетном режиме, т. е. когда давление на срезе сопла  $p_3$  равно давлению окружающей среды  $p_H$  (фиг. 48). При этом удельная тяга  $P_{уд}$  по формуле (I. 14) равна

$$P_{уд} = \frac{w_3}{g}. \quad (IV. 1)$$

Работа цикла в этом случае определяется площадкой  $e123$  (см. фиг. 48) и соответствует работе  $L'$  при адиабатическом процессе расширения между состояниями, соответствующими точкам 2 и 3. Эта работа численно равна падению теплосодержания газа в процессе 2—3.

Скорость истечения в соответствии с (III. 13) и (II. 39) можно записать в виде<sup>1</sup>

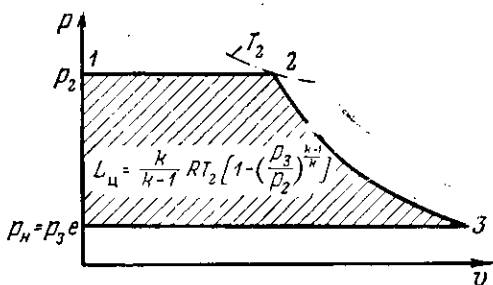
$$w_3 = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} RT_2 \left[ 1 - \left( \frac{p_3}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} = \sqrt{2gL'} = \sqrt{2gL_{\pi}}. \quad (IV. 2)$$

Объединяя соотношения (IV. 1) и (IV. 2), получим

$$P_{уд} = \frac{1}{g} \sqrt{2gL_{\pi}},$$

или

$$P_{уд} = \sqrt{\frac{2}{g} L_{\pi}}. \quad (IV. 3)$$



Фиг. 48. Идеальный цикл ЖРД, работающего на расчетном режиме.

<sup>1</sup> При использовании формул (III. 13) и (II. 39) нужно иметь в виду, что начальной точкой процесса расширения в сопле ЖРД является точка окончания процесса сгорания, т. е. точка 2. Концу процесса расширения соответствует состояние газа на срезе сопла, т. е. точка 3 (см. фиг. 47), поэтому индексы формул (III. 13) и (II. 39) соответственно изменены.

Полученное нами соотношение дает точную связь между удельной тягой и работой идеального или теоретического циклов только при работе двигателя на расчетном режиме. Однако с очень небольшой погрешностью можно распространить его и на другие условия работы двигателя, тем более, что мы будем использовать понятие цикла двигателя только для качественного анализа работы ЖРД. Поэтому и для нерасчетных режимов мы будем пользоваться соотношением (IV. 3), понимая в этих случаях под работой цикла всю площадь в  $p-v$ -диаграмме, ограниченную линиями процессов, составляющих цикл, например, площадь  $e123d$  на фиг. 47.

## § 19. СИСТЕМА КОЭФФИЦИЕНТОВ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ

### К. п. д. цикла

Работа цикла ЖРД представляет собой величину, определяющую удельную тягу двигателя. Чем больше работа цикла, тем больше и удельная тяга двигателя.

Источником энергии, из которого возникает работа цикла, является химическая энергия топлива, которая оценивается теплотворной способностью  $H_u$ , поэтому степень использования энергии будет определяться отношением работы цикла  $AL_{ц}$  к теплотворной способности  $H_u$ .

$$\eta_{ц} = \frac{AL_{ц}}{H_u} \quad (IV. 4)$$

Это отношение называется *коэффициентом полезного действия цикла* (к. п. д. цикла).

Как видно из рассмотрения цикла ЖРД, величина работы цикла  $AL_{ц}$  определяется качеством протекания процессов сгорания и расширения. Чем совершеннее будут протекать эти процессы, тем больше будет величина работы цикла  $AL_{ц}$ , а следовательно, и величина к. п. д. цикла  $\eta_{ц}$ . Таким образом, к. п. д. цикла зависит от совершенства протекания, т. е. от к. п. д. процессов сгорания и расширения

$$\eta_{ц} = \eta_{сг} \eta_{р}, \quad (IV. 5)$$

где  $\eta_{сг}$  и  $\eta_{р}$  — коэффициенты полезного действия сгорания и расширения.

Рассмотрим отдельно каждый из этих коэффициентов.

### К. п. д. сгорания

Под величиной  $\eta_{сг}$  понимается степень полноты преобразования энергии 1 кг топлива в тепловую энергию  $Q$

$$\eta_{сг} = \frac{Q}{H_u} \quad (IV. 6)$$

В жидкостном ракетном двигателе неполнота превращения энергии топлива в тепловую определяется двумя, коренным образом отличающимися друг от друга по своему характеру причинами.

Одна из них — физическая неполнота сгорания — возникает вследствие плохого перемешивания и неравномерного распределения компонентов топлива по камере сгорания, а также вследствие недостатка времени для полного завершения процесса сгорания. Эти явления вызываются несовершенством конструкции камеры сгорания ЖРД, и с ними можно бороться, улучшая конструкцию двигателя.

Другая причина, вызывающая неполноту сгорания и имеющая в ЖРД особенно важное значение, — это диссоциация продуктов сгорания.

Высокие температуры, возникающие в ЖРД, приводят к весьма сильной диссоциации продуктов сгорания. Затрата тепла на диссоциацию может доходить до 25—30% от  $H_u$ .

Процессы диссоциации определяются термодинамическими законами и поэтому имеет очень мало путей для борьбы с ними. В основном это выбор таких топлив, продукты сгорания которых трудно поддаются диссоциации. Для определенного топлива степень диссоциации не может быть уменьшена никакими конструктивными мерами.

Так как неполнота сгорания зависит от двух причин, то  $\eta_{ст}$  можно представить как произведение двух коэффициентов

$$\eta_{ст} = \eta_k \eta_{дис}, \quad (IV. 7)$$

где  $\eta_k$  — коэффициент, учитывающий физическое недогорание; мы его будем называть к. п. д. камеры, так как он определяется в основном конструкцией камеры сгорания;

$\eta_{дис}$  — коэффициент, учитывающий потери на диссоциацию.

Величины коэффициентов сгорания в ЖРД составляют  $\eta_k = 0,90—0,98$ ;

$\eta_{дис} = 0,7—0,9$ , (в зависимости от рода топлива).

#### К. п. д. расширения

Коэффициент полезного действия расширения  $\eta_p$  представляет собой степень превращения тепловой энергии, выделяющейся в камере сгорания  $Q$ , в располагаемую работу расширения  $L_n$  (для теоретического цикла без учета затраты работы на подачу компонентов).

$$\eta_p = \frac{AL_n}{Q}. \quad (IV. 8)$$

Коэффициент полезного действия расширения  $\eta_p$  учитывает потери, происходящие в процессе расширения. Эти потери определяются также двумя различными причинами.

Первой причиной, вызывающей потери в процессе расширения, является то, что вследствие конечных размеров выходного сечения сопла нельзя расширить продукты сгорания до давления,

равного нулю, а следовательно, и до температуры, равной нулю.

Таким образом, продукты сгорания на выходе из сопла имеют высокую температуру и уносят с собой определенный запас тепловой энергии. Эти потери являются неизбежными термодинамическими потерями и оцениваются термическим к. п. д.  $\eta_t$ . Они имеют место как в действительном, так и в идеальном цикле (подробнее об  $\eta_t$  см. § 20).

Второй вид потерь в процессе расширения — это потери трения, теплопередачи и т. д. В основном они происходят в сопле двигателя, и мы учтем их посредством к. п. д. сопла  $\eta_c$ .

Таким образом, и к. п. д. расширения можно представить как произведение двух коэффициентов

$$\eta_b = \eta_t \eta_c. \quad (IV. 9)$$

Обратим внимание на то, что к. п. д. расширения учитывает также возврат части химической энергии при рекомбинации продуктов сгорания в сопле. Учет этого явления, отличающего теоретический цикл от идеального, производится путем замены показателя адиабаты процесса расширения, от которого зависит величина  $\eta_t$ , показателем изоэнтропы  $n_{из}$ .

Величина термического к. п. д.  $\eta_t$  составляет  $0,4 \div 0,6$ , а величина к. п. д. сопла  $\eta_c = 0,90 \div 0,98$ .

#### Учет затраты рабочего тела на работу системы подачи

Произведение коэффициентов  $\eta_{тг} \eta_b$  учитывает долю энергии топлива, пошедшую на создание работы цикла без учета затраты работы на подачу топлива в камеру сгорания,

$$AL_{ц} = H_u \eta_{тг} \eta_b.$$

Эта работа используется для создания удельной силы тяги

$$P_{уд} = \sqrt{\frac{2}{g} L_{ц}} = \sqrt{\frac{2}{gA} H_u \eta_{тг} \eta_b}. \quad (IV. 10)$$

Учет затраты рабочего тела на работу системы подачи производится путем определения удельной тяги  $P_{уд}'$ , которая относится к расходу как основного топлива, так и вспомогательного рабочего тела, используемого в системе подачи.

Обозначим через  $q$  количество рабочего тела системы подачи в кг, необходимое для подачи в камеру сгорания 1 кг топлива. Тогда суммарное количество рабочего тела, которое надо затратить на получение тяги  $P_{уд}$ , составит  $1+q$ , а тяга  $P_{уд}'$  на 1 кг всех компонентов составит

$$P'_{уд} = \frac{P_{уд}}{1+q}. \quad (IV. 11)$$

Величина  $q$  зависит от конструкции систем подачи, которые рассматриваются в гл. IX.

## Энергетическая и импульсная системы к. п. д.

Рассмотренная нами система к. п. д. двигателя является *энергетической системой*, так как все коэффициенты ее учитывают потери работы, т. е. энергии.

При расчете ЖРД получили большее распространение не энергетические, а такие коэффициенты полезного действия, которые сразу учитывают уменьшение удельной тяги, происшедшее вследствие соответствующей потери работы.

Эти коэффициенты относятся к удельной тяге, т. е. к импульсу, и мы будем называть их *импульсными* и обозначать, в отличие от энергетических, через  $\varphi$ . Удельная тяга и работа цикла связаны между собой соотношением (IV. 10)

$$P_{уд} = \sqrt{\frac{2}{gA} H_u \eta_{cr} \eta_p}.$$

С другой стороны, удельная тяга может быть выражена через импульсные коэффициенты

$$P_{уд} = \varphi_{cr} \varphi_p \sqrt{\frac{2}{gA} H_u}, \quad (IV. 12)$$

где  $\varphi_{cr}$  и  $\varphi_p$  — коэффициенты совершенства процессов сгорания и расширения, отнесенные к удельной тяге.

Сравнивая выражения (IV. 10) и (IV. 12), мы можем сделать вывод, что любой импульсный коэффициент связан с соответствующим ему энергетическим коэффициентом соотношением

$$\varphi = \sqrt{\eta}. \quad (IV. 13)$$

В частности, для к. п. д. камеры и сопла можем записать

$$\varphi_k = \sqrt{\eta_k}; \quad (IV. 14)$$

$$\varphi_c = \sqrt{\eta_c}. \quad (IV. 15)$$

При расчетах и анализе работы жидкостного ракетного двигателя приходится пользоваться различными коэффициентами. Наибольшее значение для анализа работ двигателя представляет термический к. п. д.  $\eta_t$ . Для расчета удельной тяги пользуются коэффициентом камеры  $\varphi_k$  и коэффициентом сопла  $\varphi_c$ .

### § 20. ТЕРМИЧЕСКИЙ КОЭФФИЦИЕНТ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ ИДЕАЛЬНОГО ЦИКЛА

#### Вывод уравнения термического к. п. д. идеального цикла

Основной величиной, характеризующей идеальный цикл двигателя, является термический коэффициент полезного действия. Как видно из описания идеального цикла, он не учитывает никаких потерь, кроме потери тепла, уносимого нагретыми продуктами сгорания вследствие неполного расширения их. Та-