

5. Распространение пламени в турбулентном потоке

Существование ламинарного течения возможно при малых числах Рейнольдса. При $Re > Re_{кр}$ устойчивость течения нарушается, и движение отдельных объемов газа становится неупорядоченным, хаотичным и пульсирующим.

В этих условиях решающими факторами распространения пламени становятся турбулентные пульсации и связанная с ними интенсивность перемешивания продуктов сгорания со свежей смесью.

5.1. Основные понятия теории турбулентности

5.1.1. Общие свойства турбулентных потоков

Рассмотрим картину турбулентного течения в трубе с шероховатыми стенками [14]. Сопротивление движению при турбулентном режиме значительно больше, чем при ламинарном. Избыточный перепад давления расходуется на организацию турбулентности и преодоление сопротивлений.

В турбулентном потоке одновременно существуют вихри самых различных размеров, начиная от размеров порядка радиуса трубы и кончая мельчайшими вихрями, энергия которых под воздействием сил вязкости быстро переходит в тепло. Под масштабом L турбулентных пульсаций понимаются расстояния, на протяжении которых скорость по порядку величины не изменяется.

Турбулентность характеризуется также местной скоростью движения газа. Пульсационная скорость u' есть разность $u - u_{ср}$, где $u_{ср}$ - средняя по времени скорость потока или частицы, а u - мгновенная скорость.

Турбулентное движение характеризуется беспорядочным «пульсирующим» или «вихревым» движением отдельных объемов жидкости. Эти объемы называются «турбулентными молями». Масштабы турбулентных молей изменяются от максимальной величины L_{max} , сопоставимой с размерами потока, до минимальной, определяемой силами вязкости. Скорость их относительного движения равна пульсационной скорости u' и изменяется от $+u'_{max}$ до $-u'_{min}$.

Относительное влияние сил вязкости определяется числом Рейнольдса. Движение турбулентных молей масштаба L с относительной скоростью u_L характеризуется условным числом Рейнольдса

$$Re_L = \frac{u'_L L}{\nu}. \quad (5.1)$$

Можно выбрать малый масштаб $L=L_0$, при котором Re_L сравнимо с единицей, и когда силы вязкости начинают играть существенную роль. Следовательно, энергия турбулентных пульсаций переходит в тепло при масштабах движения порядка L_0 и менее. Этот масштаб называется

масштабом А.Н. Колмогорова, а также внутренним или тепловым масштабом турбулентности. Так как в первом приближении коэффициент кинематической вязкости ν равняется коэффициенту молекулярной диффузии D_m , то условие $Re_L=1$ эквивалентно условию $D_m = u'_L L_0$. Таким образом, диссипация турбулентной энергии происходит при таких масштабах, при которых местный коэффициент турбулентной диффузии $u'_{L_0} L_0$ становится сравнимым с D_m .

В турбулентных движениях масштаба $L \gg L_0$ энергия практически не диссипируется, так как влияние вязкости при больших числах Рейнольдса пренебрежимо мало. Поэтому энергия крупномасштабных пульсаций $L_{max} \gg L_0$, зародившихся на стенках, без изменения переходит к средним и от них к мелким пульсациям. И только в мельчайших пульсациях масштаба L_0 этот каскадный поток турбулентной энергии превращается в поток тепловой энергии.

Обозначим поток энергии турбулентности, приходящийся на единицу массы газа, через e_T (размерность e_T $m^2 \cdot c^{-3}$). Предположим, что в области малых масштабов L , сравнимых с L_0 , существует статистическое равновесие между потоком энергии, поступающим в эту область от крупномасштабных пульсаций, и потоком энергии, диссипируемым в тепло. Так как последний процесс определяется только кинематической вязкостью ν , то из соображений размерности между l , ν и e_T должна существовать следующая связь (первая гипотеза А.Н. Колмогорова):

$$L \sim \nu^{3/4} e_T^{-1/4}.$$

Это соотношение принимается за определение теплового масштаба турбулентности

$$L_0 = \left(\frac{\nu^3}{e_T} \right)^{1/4}. \quad (5.2)$$

Из этих же соображений можно определить тепловой масштаб пульсационной скорости

$$u'_0 = (\nu e_T)^{1/4}. \quad (5.3)$$

Поток диссипируемой энергии e_T зарождается в области самых крупных пульсаций, масштаб которых сопоставим с масштабом L_{max} всего течения в целом (например, с радиусом трубы). Величина e_T зависит также от пульсационной скорости молей масштаба L_{max} , которая по порядку величины должна равняться изменению средней скорости Δu на расстоянии порядка L_{max} . Поток энергии не должен зависеть от вязкости, влияние которой при больших числах Рейнольдса несущественно и не будет зависеть от плотности, так как e_T отнесено к единице массы. Из Δu и L_{max} можно составить единственную комбинацию, имеющую размерность e_T ,

$$e_{\tau} \sim \frac{(\Delta u)^3}{L_{\max}}. \quad (5.4)$$

Введем в рассмотрение число Рейнольдса для всего течения в целом

$$Re = \frac{\Delta u L_{\max}}{\nu}. \quad (5.5)$$

Подставив (5.4) в (5.2), с учетом (5.5), получим

$$L_0 \sim \frac{L_{\max}}{Re^{3/4}}. \quad (5.6)$$

Из (5.6) следует, что при увеличении числа Re тепловой масштаб турбулентности уменьшается. Абсолютная величина L_0 получается малой. Например, при $Re=10^6$, $L_{\max}=1000$ мм и принимая в (5.6) коэффициент пропорциональности равным 1, получим $L_0 \sim 0,03$ мм.

Рассмотрим пульсации скорости постепенно увеличивающегося масштаба. При достаточно большом $L \gg L_0$ влияние вязкости на турбулентные пульсации будет пренебрежимо малым. При $L \ll L_{\max}$, где L_{\max} - масштаб всего течения, можно предположить, что свойства турбулентности будут мало зависеть и от граничных условий течения, если учесть, что между L_{\max} и L происходит многократная передача энергии e_{τ} от более крупных к более мелким молям. В процессе этой передачи роль граничных условий будет постепенно нивелироваться.

Таким образом, в турбулентных течениях должна существовать некоторая область пульсаций масштабов L , $L_0 \ll L \ll L_{\max}$, свойства которой будут определяться только потоком турбулентной энергии e_{τ} и не будут зависеть ни от ν , ни от L_{\max} (вторая гипотеза А.Н. Колмогорова). Это так называемая область локально-изотропной турбулентности, где свойства турбулентности не зависят от направления, в котором они измеряются, и не зависят от граничных условий течения.

Для локально-изотропной турбулентности из соображений размерности между L , e_{τ} и u'_L должна существовать связь

$$u'_L \sim (e_{\tau} L)^{1/3}, \quad (5.7)$$

т.е. пульсационная скорость некоторого турбулентного моля, находящегося в локально-изотропной области $L_{\max} \gg L \gg L_0$, пропорциональна кубическому корню из размера этого моля.

А.Н. Колмогоров с привлечением теории вероятности сформулировал «закон двух третей»: средний квадрат разности пульсационных скоростей в двух точках, находящихся на расстоянии r друг от друга, пропорционален $(e_{\tau} r)^{2/3}$.

На этой основе А.М. Обухова показал, что спектральная плотность энергии турбулентности пропорциональна $e_{\tau}^{2/3} k^{-5/3}$ («закон пяти третей»), где k - волновое число спектра. Справедливость этого закона экспериментально подтвердилась в различных турбулентных потоках (диапазон Re от $2,6 \times 10^3$ до 10^8). Во всех случаях был обнаружен

значительный интервал масштабов, в котором строго выполнялся «закон пяти третей».

Таким образом, в любом турбулентном потоке при достаточно большом числе Re существует интервал масштабов турбулентности, внутри которого некоторые приведенные свойства турбулентности универсальны; они не зависят ни от причин, вызвавших турбулентность, ни от свойств жидкости.

5.1.2. Количественные характеристики турбулентности

Одной из характеристик турбулентности является пульсационная скорость, измеренная в данной точке в разные моменты времени. Среднеквадратичное значение скорости

$$u'_{\text{кв}} = \sqrt{u_i'^2} = \sqrt{\frac{1}{t} \int_0^t (u_i - u_{\text{иср}})^2 dt}, \quad (5.8)$$

где u_i - мгновенное значение составляющей скорости вдоль координаты i (в данной точке потока); $u_{\text{иср}}$ - среднее по времени значение скорости в той же точке

$$u_{\text{иср}} = \bar{u}_i = \frac{1}{t} \int_0^t u_i dt,$$

где t - промежуток времени достаточно большой, чтобы при дальнейшем увеличении t значения $u_{\text{иср}}$ и $u'_{\text{кв}}$ не изменялись (поток - квазистационарный).

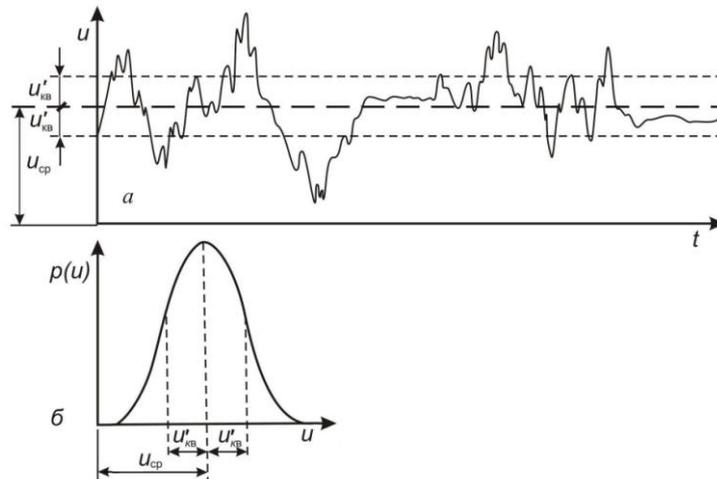


Рис. 5.1 (а,б). Графическая интерпретация средней $u_{\text{ср}}$ и среднеквадратичной $u'_{\text{кв}}$ скоростей:

a - изменение мгновенной скорости турбулентного потока по времени;
 b - плотность, вероятности $p(u)$ в зависимости от u

На рис. 5.1а изображена типичная картина записи скорости безынерционным прибором и указаны значения $u_{\text{ср}}$ и $u'_{\text{кв}}$. Характерной особенностью кривой $u'(t)$ для неоднородной турбулентности является

наличие участков, где пульсации почти отсутствуют («перемежаемость» турбулентности).

Турбулентная энергия осредненного потока, очевидно, равна энергии действительного потока, и в этом можно видеть удобство среднеквадратичного осреднения.

Для изотропной турбулентности $u'_{iKB} = u'_{KB}$ и не зависит от i . Для изотропной, однородной турбулентности u'_{KB} не зависит от координат. В этом случае осреднение по времени в (5.8) может быть заменено осреднением по пространству без изменения результата.

Если среднеквадратичную скорость u'_{KB} отнести к средней скорости потока $u_{ср}$, то получится *интенсивность турбулентности*, иногда называемая числом Кармана, $\varepsilon = u'_{KB}/u_{ср}$.

Пульсационную скорость u' приближенно можно рассматривать как случайную величину. Тогда распределение u' аппроксимируется Гауссовым нормальным законом

$$p(u') = \frac{dP}{du'} = \frac{1}{u'_{KB} \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{u'}{u'_{KB}} \right)^2 \right], \quad (5.9)$$

где $p(u')$ - плотность вероятности распределения случайной величины u' ; P_{1-2} - вероятность того, что значение u' находится между двумя значениями u'_1 и u'_2 ,

$$P_{1-2} = \int_{u'_1}^{u'_2} p du'. \quad (5.10)$$

На рис. 5.1б изображено распределение Гаусса для $p(u)$. Из свойств этой кривой известно, что среднеквадратичное значение u'_{KB} соответствует точкам перегиба кривой и что вероятность больших (или малых) пульсаций очень мала. Например, вероятность появления пульсаций $u' > 3u'_{KB}$ порядка 0,003.

Помимо пульсаций скорости, в турбулентном потоке существуют пульсации и других параметров. Например, при наличии начальной неоднородности по составу или по температуре в потоке наблюдаются пульсации S или T , так что $S = S_{ср} + S'$ и $T = T_{ср} + T'$. К величинам S' и T' также применимы понятия среднеквадратичных пульсаций и формулы (5.9) и (5.10).

Возьмем две случайные функции $u'_r(r_0)$ и $u'_r(r_0+r)$, которые изображают изменение пульсационной скорости в точках r_0 и r_0+r , находящихся на расстоянии r друг от друга. Индекс r при u' означает, что рассматривается составляющая u' в направлении вектора r . Статистическая связанность этих двух функций будет характеризоваться корреляционным моментом связи второго порядка $\overline{u'_r(r_0)u'_r(r_0+r)}$ или безразмерным

коэффициентом корреляции, который для частного случая однородной, изотропной турбулентности, когда $u'_{икв}(r_0) = u'_{икв}(r_0 + r) = u'_{икв}$, выражается формулой

$$f(r) = \frac{\overline{u'_r(r_0)u'_r(r_0 + r)}}{\overline{u'_{икв}(r_0)u'_{икв}(r_0 + r)}} = \frac{\overline{u'_r(r_0)u'_r(r_0 + r)}}{u'^2_{икв}}. \quad (5.11)$$

Величина $f(r)$ - так называемый продольный коэффициент корреляции. Аналогичное выражение можно записать для поперечного коэффициента корреляции $g(r)$, характеризующего статистическую связанность составляющих $u'_n(r_0)$ и $u'_n(r_0 + r)$, направленных перпендикулярно к вектору r в точках r_0 и $r_0 + r$,

$$g(r) = \frac{\overline{u'_n(r_0)u'_n(r_0 + r)}}{\overline{u'_{икв}(r_0)u'_{икв}(r_0 + r)}} = \frac{\overline{u'_n(r_0)u'_n(r_0 + r)}}{u'^2_{икв}}. \quad (5.12)$$

В обоих случаях осреднение производится для разных r_0 при $r=const$. Обычно r_0 и r совпадают с направлением координатных осей. Поэтому коэффициенты корреляции имеют вид $f(x)$, $g(x)$, $f(y)$ и т.д. Для однородной изотропной турбулентности, очевидно, $f(x)=f(y)$ и т.д.

При малом расстоянии между точками ($r \rightarrow 0$) их движения полностью идентичны друг другу и согласно (5.11) это соответствует величине $f(0)=1$. При достаточно больших расстояниях между двумя точками скорости в них становятся *статистически независимы* друг от друга (корреляция отсутствует). Так как произведение независимых случайных функций u'_r является тоже случайной функцией, среднее значение которой должно равняться нулю, то при больших r $f(r) \rightarrow 0$. Для однородной турбулентности $f(r)$ является, очевидно, симметричной функцией r , т.е. $f(r)=f(-r)$. Все сказанное справедливо также и для $g(r)$. В принципе, коэффициент корреляции может принимать также и отрицательные значения (до -1), если скорости в обеих точках, хотя и связаны между собой, но направлены в противоположные стороны.

Для однородной изотропной турбулентности $g(r)$ и $f(r)$ связаны соотношением:

$$g(r) = f(r) + \frac{r}{2} \frac{\partial f(r)}{\partial r}. \quad (5.13)$$

Критические расстояния r , когда f или g обращаются в нуль, могли бы служить линейной мерой, характеризующей макроструктуру турбулентности. Однако более удобными являются интегральные характеристики

$$\left. \begin{aligned} L_{rE} &= \int_0^{\infty} f(r) dr, \\ L_{nE} &= \int_0^{\infty} g(r) dr, \end{aligned} \right\} \quad (5.14)$$

которые носят название интегральных, или макромасштабов турбулентности (соответственно продольного и поперечного). Индекс E указывает на то, что рассмотрение турбулентности осуществляется в постановке Эйлера, т.е. исследуются скорости разных частиц газа, проходящих через фиксированные точки пространства. Для изотропной турбулентности $L_{rE} = 2L_{nE}$.

При больших числах Re , пользуясь масштабами L_{nE} и другими, можно удовлетворительно аппроксимировать корреляционные функции с помощью функций экспоненциального вида. Например, $g(y) \approx \exp(-y/L_{gE})$.

Кроме корреляций компонент скорости в двух разных точках, рассматривают корреляцию между разными компонентами в одной точке $\overline{u'_i u'_j}$ и корреляцию одного и того же компонента в данной точке в разные моменты времени $\overline{u'_i(t_0) u'_i(t_0 + t)}$. Первый вид корреляций применяется в гидродинамике, поскольку $\overline{u'_i u'_j}$ определяет так называемую турбулентную вязкость, входящую в уравнение движения жидкости.

Второй вид корреляций позволяет определить Эйлеров макромасштаб времени для оси i

$$t_{iE} = \int_0^{\infty} R_{iE}(t) dt, \quad (5.15)$$

где

$$R_{iE} = \frac{\overline{u'_i(t_0) u'_i(t_0 + t)}}{u_{iKB}^2}. \quad (5.16)$$

Для вычисления R_{iE} может быть использована осциллограмма скорости. Для однородной турбулентности осциллограмма, снятая в данной точке потока по времени, будет практически идентична мгновенному распределению скорости u вдоль оси x , направленной по потоку. Если при этом $u' \ll u_{cp}$, то коэффициенты корреляции $f(x)$ и $R_{xE}(t)$ будут тождественно равны друг другу, причем x и t должны быть связаны соотношением $x = u_{cp} t$. Аналогично $L_{xE} = u_{cp} t_{xE}$.

Кроме Эйлеровых корреляций, существуют также Лагранжевы корреляции, характеризующие статистическую связанность тех или иных свойств разных частиц жидкости, которые в соответствующие моменты времени прошли через заданную точку пространства. Лагранжевы корреляции необходимы при изучении такого важного для горения

процесса, как перенос с молями жидкости различных скалярных параметров, например, тепла, концентрации примеси и т.д.

Пусть в момент t_0 некоторая частица газа, имеющая скорость $u'_i(t_0)$, прошла через заданную точку потока. В момент t_0+t измеренная скорость этой же частицы будет равняться $u'_i(t_0+t)$. Если t не слишком велико, то пульсационные скорости при двух измерениях могут быть близкими. Это означает, что корреляционный момент $u'_i(t_0)u'_i(t_0+t)$, осредненный по t_0 , т.е. по многим парам измерений, будет отличаться от нуля. Безразмерный момент

$$R_{iL} = \frac{\overline{u'_i(t_0)u'_i(t_0+t)}}{u_{iKB}'^2} \quad (5.17)$$

называется Лагранжевым коэффициентом корреляции по оси i (для изотропной турбулентности индекс i в R_{iL} и u_{iKB}' становится ненужным).

Следует отметить, что несмотря на внешнюю идентичность правых частей (5.16) и (5.17), выражаемые ими величины существенно различны и их нельзя смешивать друг с другом. R_{iL} обладает теми же свойствами, как и Эйлеровы коэффициенты: при $t \rightarrow 0$ $R_{iL} \rightarrow 1$; при $t \rightarrow \infty$ $R_{iL} = 0$ и т.д.

С помощью R_{iL} можно получить Лагранжев макромасштаб времени

$$t_{iL} = \int_0^{\infty} R_{iL}(t) dt \quad (5.18)$$

и Лагранжев макромасштаб длины (или масштаб вихревой диффузии)

$$L_{iL} = u_{iKB}' t_{iL}. \quad (5.19)$$

Эйлеровы масштабы L_{iE} характеризуют средние размеры относительно крупных объемов (молей), в которых частицы статистически связаны друг с другом. t_{iE} - время, в течение которого эти моли со средней скоростью u_{cp} проносятся через фиксированную точку пространства. Лагранжевы масштабы L_{iL} в какой-то мере характеризуют расстояние, на которое перемещаются средние турбулентные моли без потери своей индивидуальности, а t_{iL} - время, в течение которого движение моля можно рассматривать как движение единого целого.

Важной характеристикой турбулентности является спектральная функция распределения турбулентной энергии по частотам ω . Обозначим через $E_i(\omega)d\omega$ долю энергии, приходящуюся на диапазон частот от ω до $\omega+d\omega$. Для квазистационарного, т.е. статистически однородного по времени, течения вся турбулентная энергия i -го компонента пульсаций пропорциональна $u_{iKB}'^2$. Поэтому функция распределения должна удовлетворять условию

$$\int_0^{\infty} E_i(\omega) d\omega = u_{\text{КВ}}'^2.$$

Интуитивно можно представить себе, что между спектральной функцией $E_i(\omega)$ и корреляционной функцией $f(x)$ должна существовать какая-то однозначная связь. Действительно, рассмотрим турбулентный поток, движущийся со скоростью $u_{\text{ср}} \gg u_{\text{КВ}}'$ вдоль оси x . Очевидно, мелкомасштабные моли будут вызывать в заданной точке пульсации высокой частоты. Поэтому, когда кривая $f(x)$ будет стремиться к нулю, $E_i(\omega)$ будет максимальна в области высоких частот.

Связь между $E_x(\omega)$ и $f(x)$ была установлена Тэйлором. Для получения этой связи кривая $u'(t)$ аппроксимируется интегралом Фурье и полученное выражение подставляется в формулу (5.11). После преобразований для случая $u_{\text{КВ}}' \ll u_{\text{ср}}$ было получено

$$E_x(\omega) = \frac{4u_{\text{КВ}}'^2}{u_{\text{ср}}} \int_0^{\infty} f(x) \cos \frac{2\pi\omega x}{u_{\text{ср}}} dx. \quad (5.20)$$

Рассмотренная спектральная функция описывает только простейший одномерный спектр в том виде, в каком он измеряется, например, термоанемометром. В действительности турбулентность трехмерна, и трехмерная спектральная функция должна учитывать вклад в турбулентную энергию от всех трех направлений.

В статистической теории турбулентности дается связь между трехмерным и одномерным спектрами для однородной и изотропной турбулентности. При этом вместо частоты ω удобнее пользоваться волновым числом $k=2\pi\omega/u_{\text{ср}}$. Таким образом, аргументами трехмерной спектральной функции являются k и t , т.е. $E=E(k, t)$, причем для изотропной турбулентности $\int_0^{\infty} E(k, t) dk = \frac{3}{2} u_{\text{КВ}}'^2$.

5.2. Особенности распространения пламени в турбулентном потоке

Наличие интенсивной турбулентности во всех случаях ускоряет горение: крупные капли дробятся на более мелкие, ускоряется испарение, ускоряются процессы диффузии в пламени.

Произведение среднеквадратичного значения пульсационной скорости и масштаба турбулентности $s'L$ представляет собой *коэффициент турбулентного обмена*. В процессах, соответствующих турбулентным режимам течения и горения, этот коэффициент заменяет коэффициент диффузии и коэффициент теплопроводности. Если масштаб

турбулентности больше ширины зоны горения в потоке, то турбулентность называется крупномасштабной, если меньше - мелкомасштабной.

Пусть в начальный момент времени на некотором участке поверхности пламени скорость течения постоянна, и фронт пламени неподвижен (рис. 5.2а). Затем вследствие турбулентности потока в середине участка скорость увеличилась рис. (5.2б). Там, где скорость возросла, пламя сносится потоком по течению. В результате на поверхности пламени образуется выступ. При уменьшении скорости потока наблюдается обратная картина рис. (5.2в).

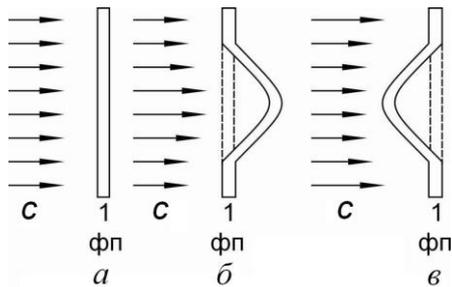


Рис. 5.2 (а,б,в) Изменение поверхности фронта пламени при местных пульсациях скорости
 а - скорость потока постоянна во всех сечениях;
 б, в - местные изменения скорости потока

В турбулентном потоке скорость все время колеблется, поэтому вся поверхность пламени претерпевает соответствующие деформации, зависящие от характеристик основного турбулентного потока.

Горение в турбулентном потоке оценивается количественно величиной u_T , определяющейся как отношение секундного объемного расхода горючей смеси к величине некоторой условной средней поверхности пламени. Схема пламени в сильно турбулентном потоке показана на рис. 5.2а. При турбулентном горении в газовой горелке пламя уже не имеет вид резко очерченного конуса, контуры его размыты из-за глубоких изменений структуры поверхности пламени. В ряде случаев фронт пламени бывает достаточно четко очерчен.

Экспериментально установлено, что при переходе горения из ламинарного в турбулентное происходит увеличение секундного расхода горючей смеси.

В соответствии с теорией К.И. Щелкина отношение пульсационной скорости u_T к нормальной скорости распространения пламени u_H и геометрической характеристикой факела пламени определяется как

$$\frac{u_T}{u_H} = \sqrt{1 + B \left(\frac{u'}{u_H} \right)^2},$$

где B - коэффициент, характеризующий форму и структуру поверхности горения; в первом приближении можно принять $B \cong 1$.

Формула К.И. Щелкина дает лишь приближенное соотношение факторов, определяющих u_T . Площадь поверхности пламени значительно увеличивается вследствие деформации, поэтому возрастает количество смеси, сгорающей в единицу времени. Чем больше турбулирован поток, тем сильнее увеличивается поверхность пламени, тем больше количество

смеси сгорает за единицу времени. При больших отклонениях скорости от среднего значения, выступы пламени могут удлиняться так сильно, что поверхность пламени разрывается, горящий газ разрывается на отдельные очаги горения, представляющие собой объемы горючей смеси, окруженные со всех сторон поверхностью пламени. Каждый очаг по мере выгорания уменьшается в размерах и, наконец, догорает (рис. 5.3).

Теория турбулентного горения, основанная на предположении об объемном характере горения, была предложена Е.С. Щетинковым в 1949 г. Аналогичные представления были развиты английскими исследователями (Соммерфильд и др.).

Крупномасштабная турбулентность в потоке изменяет форму поверхности пламени и ее величину, вследствие чего увеличивается во много раз общее количество вещества, сгорающего в пламени, во много раз увеличивается и скорость распространения пламени.

Мелкомасштабная турбулентность ускоряет процесс диффузии и теплопроводности в зоне горения, но не изменяет формы пламени. Изменяется лишь ширина зоны горения.

При крупномасштабной турбулентности скорость распространения пламени экспериментально определяется более или менее условно по осредненной поверхности, проведенной по очертанию факела. Для мелкомасштабной - так же, как при ламинарном течении.

По теории Е.С. Щетинкова u_T пропорциональна пульсационной скорости u' . В камерах сгорания газотурбинных двигателей u_T достигает величины 15-25 м/с.

Наличие турбулентности в камерах сгорания двигателей в десятки раз увеличивает процесс распространения пламени и смешения газов, позволяет создавать камеры относительно малых размеров.

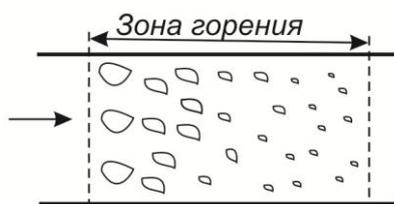


Рис. 5.3. Схема пламени в сильно турбулизированном потоке

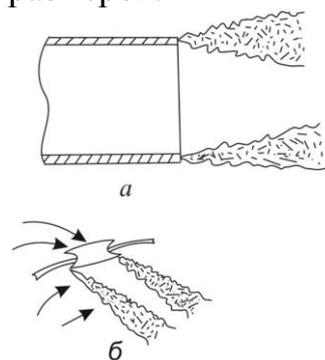


Рис. 5.4. Турбулентные следы на границе струи воздуха, вдуваемого в неподвижную среду (а) и в камеру сгорания (б)

Турбулентность в потоке может быть распределена равномерно, но обычно в камерах сгорания создаются местные очаги турбулентности. Например, за препятствиями, преграждающими путь потоку, образуются области интенсивной турбулентности, называемые турбулентными

следами. Примеры турбулентных струй показаны на рис. 5.4, где: а) турбулентные следы на границе струи газов, выходящей из трубы в неподвижную среду; б) турбулентные следы на границе струи воздуха, вдуваемой в камеру сгорания.

6. Элементы теории детонации

6.1. Основные положения теории детонации

Между химическими реакциями, протекающими в форме горения и детонационного взрыва, существует принципиальная разница. Распространение горения обусловлено, главным образом, такими медленно протекающими процессами, как диффузия и теплопроводность, в то время как взрыв распространяется под действием ударной волны, движущейся по заряду и сжимающей исходное вещество до такой степени, что создаются условия для быстрого протекания химической реакции горения. При этом энергия реакций частично передается во фронт ударной волны и препятствует ее затуханию. Причем могут быть созданы такие условия, когда ударная волна становится стационарной. Этому случаю соответствует протекание взрыва в форме *детонации*. Детонация представляет собой наиболее совершенную форму взрыва и протекает с постоянной и максимально возможной для данного заряда взрывчатого вещества (ВВ) скоростью, которая является одной из важнейших характеристик данного ВВ.

Явление детонации было открыто в 1881 г. независимо друг от друга Берто и Вьеллем при исследовании пламени в трубах, заполненных газом. Уже первые опыты показали, что после установления стационарного режима детонация распространяется с постоянной скоростью, достигая для некоторых газовых смесей 3500÷4000 м/с, что в несколько раз больше скорости звука в исходном веществе.

В настоящее время общепризнанной является так называемая гидродинамическая теория детонации, основные положения которой разработал в 1889 г. русский физик В.А. Михельсон. Дальнейшее существенное развитие эта теория получила в трудах Л.Д. Ландау, Я.Б. Зельдовича, Ю.Б. Харитона, Б. Льюиса и др.

Детонационная волна по своей природе представляет более сложное явление, чем обычная волна. В детонационной волне имеет место сначала сжатие и нагрев среды посредством ударной волны, затем воспламенение и горение смеси.

В случае ударного сжатия как давление, так и температура оказываются значительно выше, чем в случае обычного адиабатного сжатия. Они тем выше, чем выше скорость волны. В качестве примера в табл. 6.1 приведены данные по изменению p и T в зависимости от скорости детонационной волны D_1 при начальной температуре $T_1=273\text{K}$ [3].

Таблица 6.1

Зависимость скорости детонации от степени сжатия

D_1 , м/с	p_2/p_1	v_2/v_1	T_2 , К в волне	T_2 , К адиаб. сжатие
452	2	1,63	360	330
698	5	2,84	482	426
978	10	3,88	705	515
2150	50	6,04	2260	794
	500		12200	1433

Пусть по заряду взрывчатого вещества (ВВ) распространяется ударная волна со скоростью D . Если интенсивность этой волны больше некоторой величины, то за ее фронтом создается зона протекания интенсивных химических реакций. Глубина этой зоны может составлять от долей миллиметра до нескольких сантиметров. В стационарном детонационном режиме эта волна выполняет роль поршня,двигающегося в исходное ВВ.

Рассмотрим структуру детонационной волны (ДВ) в цилиндрической трубе, показанную на рис. 6.1. Изменение параметров в ДВ показано на рис. 6.2. Введем следующие обозначения. Сечение $A-A$ - фронт ударной волны. Правее этого сечения находится исходное взрывчатое вещество (ВВ), имеющее параметры состояния p_0 , ρ_0 , T_0 и удельную внутреннюю энергию e_0 (без учета тепловой энергии, выделяемой в ходе химической реакции); сечение $B-B$ обозначает фронт детонационной волны. Между сечениями $A-A$ и $B-B$ находится зона реакции. Левее сечения $B-B$ - продукты взрыва во фронте детонационной волны. Фронт ударной волны, движущийся по исходному ВВ, называют еще плоскостью химического пика.

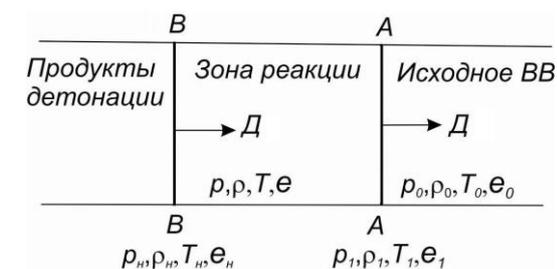


Рис. 6.1. Структура детонационной волны

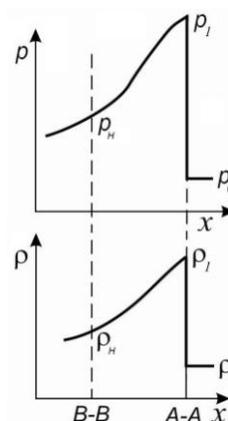


Рис. 6.2. Распределение давления и плотности газа в зоне реакции

Введем следующие обозначения:

D - скорость детонации, равная скорости ударной волны (УВ) и скорости перемещения зоны реакций;

u_n - массовая скорость течения продуктов детонации непосредственно за фронтом детонационной волны;

p_0, ρ_0, T_0 - параметры состояния исходного вещества;

p_1, ρ_1, T_1 - параметры вещества во фронте ударной волны;

p_n, ρ_n, T_n - параметры вещества во фронте детонационной волны;

e_0 - удельная внутренняя энергия исходного вещества;

e_n - удельная внутренняя энергия продуктов взрыва во фронте детонационной волны;

Q_v - удельная энергия взрыва (эта энергия берется при $V=const$, поскольку взрыв протекает практически при неизменном объеме).

Детонационная волна распространяется с постоянной скоростью. Это означает, что передняя граница зоны химической реакции ($A-A$) имеет ту же скорость перемещения, что и задняя граница ($B-B$). Таким образом, в зоне химической реакции реализуется весьма своеобразный режим течения промежуточных продуктов: волновая скорость во всех сечениях одинакова, а давление и плотность уменьшаются (рис. 6.2).

Для описания стационарного процесса детонации рассмотрим связь между параметрами вещества в характерных сечениях детонационной волны, используя уравнения законов сохранения массы, количества движения и энергии [10]. В соответствии с [10] получаются выражения:

$$u_n = v_0 - v_n \sqrt{\frac{p_n - p_0}{v_0 - v_n}}, \quad (6.1)$$

$$D = v_0 \sqrt{\frac{p_n - p_0}{v_0 - v_n}} = v_0 \sqrt{\frac{p - p_0}{v_0 - v}}, \quad (6.2)$$

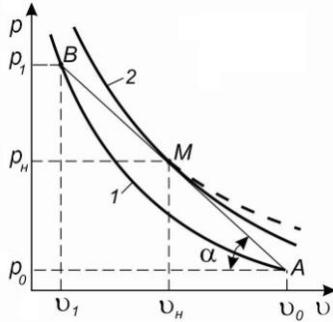
где p и v - давление и удельный объем в любом сечении зоны реакции.

При ударно-адиабатном сжатии выражение для изменения удельной внутренней энергии (уравнение Гюгонио) принимает следующий вид:

$$e_n - e_0 = \frac{p_n - p_0}{2} \frac{v_0 - v_n}{v_0 - v_n} + Q_v', \quad (6.3)$$

где первое слагаемое правой части есть изменение внутренней энергии за счет теплоты реакции. Необходимо отметить, что $Q_v' < Q_v$, поскольку теплота взрыва Q_v , определяемая в калориметрической бомбе, включает: а) энергию выделяющуюся в зоне химических реакций, б) энергию, выделяющуюся в результате охлаждения продуктов взрыва.

Рассмотрим $p-v$ диаграмму для детонационной волны, представленную на рис. 6.3. Кривой 1 изображена адиабата для исходного ВВ, кривой 2 - динамическая (ударная) адиабата Гюгонио для продуктов взрыва. Она располагается выше адиабаты исходного ВВ, поскольку в зоне химических реакций выделяется тепло Q_v' . Адиабата Гюгонио устанавливает особую функциональную связь между p и v в случае их разрывных (конечных) изменений. Конечные изменения в адиабате Гюгонио всегда необратимы, тогда как в адиабате Пуассона эти изменения носят обратимый характер.

Рис. 6.3. p - v диаграмма для ДВ

Для идеального газа в отсутствие химических изменений адиабата Гюгонио имеет вид:

$$p_2 = p_1 \cdot \frac{\kappa + 1 \overline{v_1} - \kappa - 1 \overline{v_2}}{\kappa + 1 \overline{v_2} - \kappa - 1 \overline{v_1}},$$

тогда как по уравнению адиабаты Пуассона $p_1 v_1^k = p_2 v_2^k$.

Пусть под действием ударной волны исходное вещество переводится из состояния $A(p_0, v_0)$ в состояние $B(p_1, v_1)$. В результате протекания химических реакций происходит расширение промежуточных продуктов взрыва и возрастание их внутренней энергии, т.е. реализуется постепенный переход вещества с адиабаты 1 на адиабату 2. Между кривыми можно нанести бесчисленное количество адиабат Гюгонио, соответствующих различным сечениям зоны химических реакций.

Перепишем уравнение (6.2) в виде

$$p = p_0 + \frac{D^2}{v_0^2} (\kappa_0 - v_0). \quad (6.3)$$

Поскольку $D = \text{const}$, то уравнение (6.3) есть уравнение прямой (В.А. Михельсона), проходящей через точку $A(p_0, v_0)$, причем тангенс угла наклона ее к оси $0-v$ равен $\text{tg} \alpha = D^2 / v_0^2$.

Условие стационарности детонационного процесса требует, чтобы вся зона реакции перемещалась по заряду с одной и той же скоростью. Поэтому параметры состояния в зоне химической реакции должны изменяться в соответствии с прямой В.А. Михельсона. Это расширение должно происходить до тех пор, пока не будет достигнуто состояние, характеризуемое точкой, лежащей на адиабате Гюгонио для конечных продуктов взрыва. Чемпен и Жуге обосновали, что этому положению соответствует точка $M(p_n, v_n)$, в которой прямая В.А. Михельсона касается адиабаты Гюгонио. В этой точке угол α , а значит и скорость детонации, достигают максимальных значений [3,10].

Состояние, характеризуемое точкой M , обладает рядом замечательных свойств, строгое доказательство которых принадлежит Я.Б. Зельдовичу. Так, в этом состоянии энтропия продуктов детонации достигает максимума и минимума, если перемещаться по кривой Гюгонио. Если через точку M провести изоэнтропу (адиабату Пуассона) для продуктов детонации, то ее касательной является прямая В.А. Михельсона. Последнее означает, что в точке M выполняется соотношение

$$D = u_n + c_n, \quad (6.4)$$

где c_n - скорость звука в продуктах детонации, u_n - массовая скорость течения продуктов детонации.

Рассмотрим доказательство этого.

$$\text{Поскольку } \frac{p_H - p_0}{v_0 - v_H} = \operatorname{tg} \alpha, \text{ то } D = v_0 \sqrt{\operatorname{tg} \alpha}, \quad (6.5)$$

$$u_H = v_0 - v_H \sqrt{\operatorname{tg} \alpha}. \quad (6.6)$$

Из условия адиабаты Пуассона $p = av^{-k}$ и прямой В.А. Михельсона имеем

$$\operatorname{tg} \alpha = - \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right) \Big|_{v=v_H} = akv^{-k-1} = k \frac{p_H}{v_H}. \quad (6.7)$$

$$\text{Так как } c_H^2 = kp_H v_H, \text{ то } \operatorname{tg} \alpha = \frac{c_H^2}{v_H^2}, \text{ откуда } c_H = v_H \sqrt{\operatorname{tg} \alpha}. \quad (6.8)$$

Из (6.6) и (6.8) имеем

$$u_H + c_H = v_0 \sqrt{\operatorname{tg} \alpha} = D, \quad (6.9)$$

что и требовалось доказать.

Аналогичным образом доказаны неравенства

$$D < u + c \quad (6.10)$$

для точек, лежащих на адиабате 2 выше точки M , и

$$D > u + c \quad (6.11)$$

для точек, лежащих ниже точки M . В силу этого условия при детонации реализуется своего рода саморегулирование процесса, обеспечивающего устойчивость режима детонации [10].

6.2. Детонация газов. Определение параметров детонации

Для газовых взрывных систем можно воспользоваться уравнением состояния идеального газа

$$p_H v_H = RT_H \quad (6.12)$$

и уравнением адиабаты Пуассона

$$p_H = a \rho_i^k. \quad (6.13)$$

Запишем выражение для внутренней энергии

$$e_H = \frac{p_H V_H}{k-1} \quad (6.14)$$

и скорости звука в продуктах детонации

$$c_H = \sqrt{kp_H V_H}. \quad (6.15)$$

При выводе расчетных формул будем полагать, что $p_H \gg p_0$ и $e_H \gg e_0$.

В этом предположении уравнения (6.12), (6.13), (6.14) принимают следующий вид:

$$u_H = V_0 - V_H \sqrt{\frac{p_H}{V_0 - V_H}}, \quad (6.16)$$

$$D = V_0 \sqrt{\frac{p_H}{V_0 - V_H}}, \quad (6.17)$$

$$e_H = \frac{p_H}{2} (V_0 - V_H) + Q_v'. \quad (6.18)$$

Подставляя в (6.16) значения D , u_n и c_n , из (6.17), (6.18) и (6.15) получим

$$\sqrt{kp_n V_n} = V_n \sqrt{\frac{p_n}{V_0 - V_n}}, \text{ откуда}$$

$$\frac{V_0}{V_n} = \frac{\rho_n}{\rho_0} = \frac{k+1}{k}. \quad (6.19)$$

Для определения p_n воспользуемся уравнениями (6.17) и (6.19), откуда после преобразования получим

$$p_n = D^2 \frac{V_0 - V_n}{V_0^2} = \frac{D^2}{V_0} \left(1 - \frac{k}{k+1}\right) \text{ или } p_n = \frac{\rho_0 D^2}{k+1}. \quad (6.20)$$

Подставляя в (6.16) значения p_n и V_0/V_n из (6.20) и (6.19), получим выражение для массовой скорости продуктов детонации

$$u_n = \frac{D}{k+1}. \quad (6.21)$$

Из (6.16) и (6.21) следует, что скорость звука в продуктах детонации

$$c_n = \frac{kD}{k+1}. \quad (6.22)$$

Таким образом, величины p_n , u_n и c_n для данной газовой взрывчатой системы определяются скоростью детонации D .

Для определения D воспользуемся уравнением сохранения энергии (6.18), подставляя в него e_n , p_n и v_n из (6.14), (6.20), (6.19) соответственно и положив $Q'_v = Q_v$ (для газовых смесей это допущение вполне оправдано). В результате несложных преобразований [см. 10] получаем

$$D = \sqrt{2(k^2 - 1) \overline{Q}_v}, \quad (6.23)$$

Уравнения (6.19)-(6.23) определяют параметры детонационной волны в газовой системе в функции химической энергии Q_v и начальной плотности ρ_0 , а также показателя адиабаты k для продуктов взрыва. В свою очередь, величина k зависит от температуры T_n и состава продуктов взрыва. Заметим, что T_n во фронте детонационной волны не совпадает с так называемой температурой взрыва, которая определяется из соотношения

$$T_{\text{взр}} = \frac{\overline{Q}_v}{c_v}, \quad (6.24)$$

где \overline{c}_v - средняя теплоемкость продуктов взрыва.

Поскольку $\overline{c}_p - \overline{c}_v = nR$ (где n - число молей газообразных продуктов взрыва), то

$$k = \frac{\overline{c}_p}{\overline{c}_v} = 1 + \frac{nR}{\overline{c}_v} \quad (6.25)$$

и, следовательно,

$$T_{\text{взр}} = \frac{k-1}{nR} \overline{Q}_v. \quad (6.26)$$

Определим температуру $T_n = \frac{p_n V_n}{nR}$. Используя зависимости (6.20), (6.19), (6.23), получим

$$T_n = \frac{1}{nR} \cdot \frac{\rho_0 D^2}{k+1} \cdot \frac{k}{k+1 \rho_0} = \frac{2k}{k+1} \frac{k-1}{nR} Q_v. \quad (6.27)$$

Подставив (6.27) в (6.26), получим

$$T_n = \frac{2k}{k+1} T_{взр}. \quad (6.28)$$

Отсюда видно, что $T_n > T_{взр}$, поскольку $k > 1$.

Полученные соотношения позволяют сравнить параметры состояния во фронте ударной волны (p_1, v_1, u_1, T_1) и во фронте детонационной волны (p_n, v_n, u_n, T_n). В первом приближении можно полагать, что показатель адиабаты k для исходной газовой смеси и для продуктов детонации один и тот же.

Из сопоставления зависимости (6.22), в которой положим $p > p_0$ и зависимости (6.19) можно получить

$$\frac{v_n}{v_1} = \frac{\rho_1}{\rho_n} = \frac{k}{k-1}. \quad (6.29)$$

Поскольку скорость ударной волны, "поджигающей" исходную смесь, равна скорости детонации, то

$$D = v_0 \sqrt{\frac{p_1 - p_0}{v_0 - v_1}} = v_0 \sqrt{\frac{p_n - p_0}{v_0 - v_n}},$$

откуда (при $p_1 > p_n > p_0$) получим

$$\frac{p_1}{p_n} = \frac{v_0 - v_1}{v_0 - v_n} = \frac{1 - \frac{k-1}{k+1}}{1 - \frac{k}{k+1}} = 2. \quad (6.30)$$

Из соотношений (6.14), (6.22) для сильной ударной волны имеем $u_1 = \frac{2D}{k+1}$ и, следовательно,

$$u_1/u_n = 2. \quad (6.31)$$

Определим отношение T_1/T_n . Используя уравнение состояния идеального газа, получим

$$\frac{T_1}{T_n} = \frac{p_1}{p_n} \cdot \frac{\rho_1}{\rho_n} = 2 \frac{k-1}{k}. \quad (6.33)$$

Поскольку $1 < k < 2$, то температура во фронте ударной волны $T_1 < T_n$. Таким образом, в плоскости химического пика давление, плотность и массовая скорость выше, а температура ниже, чем во фронте детонационной волны. Подъем температуры в зоне химических реакций обусловлен выделением тепла Q_v . Полученные зависимости достаточно точно характеризуют параметры детонационной волны в газе и хорошо подтверждаются экспериментом.

Таблица 6.2

Основные параметры детонационной волны

Взрывная смесь	$\frac{p_n}{p_0}$	T_n, K	$D, m/s$ расчет	$D, m/s$ эксперимент
$2H_2 + O_2$	18,0	3583	2806	2819
$(2H_2 + O_2) + O_2$	17,4	3390	2302	2314
$(2H_2 + O_2) + N_2$	17,4	3367	2378	2407
$(2H_2 + O_2) + 3N_2$	15,6	3003	2033	2055
$(2H_2 + O_2) + 1,5A_r$	17,6	3412	2117	1950

Из всех приведенных формул и приведенной таблицы следует:

1. Отсутствие влияния давления на скорость детонации, если нет диссоциации;

2. Скорость детонации существенно зависит от природы разбавляемого газа. С увеличением добавок кислорода или азота температура газа и скорость детонации уменьшаются.

Более точные расчеты параметров детонации, учитывающие диссоциацию и уточненные данные для теплоемкостей, дают лучшую сходимость опытных и расчетных данных, что видно из табл. 6.3.

Таблица 6.3

Смесь	$p_2, kg/cm^2$	T_n, K	$D, m/s$, расчет	$D, m/s$, опыт
$2H_2 + O_2$	18,05	3583	2806	2819
$2H_2 + 3O_2$	15,3	2970	1925	1922

7. Особенности горения жидких и твердых топлив

Исходные горючие вещества (топлива) могут находиться в газообразном, в жидком и твердом виде. Но горение происходит только в газообразном виде.

7.1. Особенности горения жидких топлив

Основными этапами горения жидкого топлива являются:

- а) распыливание топлива;
- б) прогрев и испарение капель;
- в) перемешивание паров горючего и окислителя (воздуха);
- г) воспламенение и горение горючей смеси.

7.1.1. Распыливание жидких топлив

Распыливание жидкого топлива обычно осуществляется центробежными или струйными форсунками. На выходе из центробежной форсунки струя имеет форму конической пелены с закрученными линиями тока рис. 7.1. На некотором расстоянии от форсунки струя или пелена разрушается на мелкие части, которые под действием поверхностного напряжения принимают форму капель.

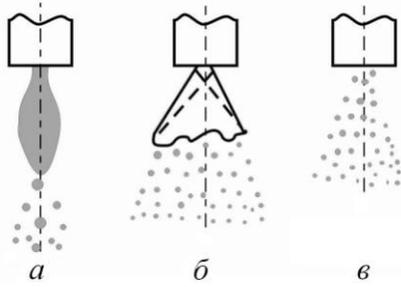


Рис. 7.1. Распыливание жидкости центробежной форсункой

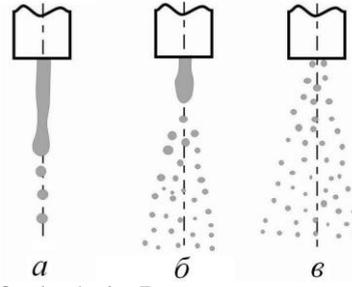


Рис. 7.2 (а,б,в,) Распыливание жидкости струйной форсункой

Из струйной форсунки жидкость выходит в виде струи (рис. 7.2а,б,в), имеющей скорость до нескольких метров в секунду. Распад пелены или струи происходит под действием следующих факторов:

- турбулентных пульсаций в потоке жидкости;
- сил сопротивления, действующих со стороны среды, в которую впрыскивается жидкость;
- начальных возмущений, возникающих в жидкости при движении по форсунке. Процесс распада жидкости имеет колебательный характер.

Зависимость характера распада струи от скорости струи струйной форсунки иллюстрируется на рис. 7.2а. При скорости $c_0 \approx 10 \text{ м/с}$ наблюдаются поперечные перетяжки струи (рис. 7.2а), а при $c_0 \approx 100 \text{ м/с}$ (рис. 7.2б) колебания развиваются так быстро, что струя распадается на мелкие капли почти сразу за форсункой. При перепаде давления на форсунке $\Delta p_{\phi} = 10 \div 20 \text{ МПа}$ пелена разрушается на некотором расстоянии от форсунки, а при $\Delta p_{\phi} = 40 \div 60 \text{ МПа}$ пелена дробится на капли почти у самой форсунки (рис. 7.2в). В результате образуется огромное количество капель с самыми разными диаметрами: почти от нуля до десятых долей миллиметра. Среди них наибольшее число капель имеют диаметры порядка 10 мкм [4]. При уменьшении Δp_{ϕ} средний диаметр капель увеличивается.

Опыт и расчеты размеров распыленных капель и спектра распыливания показывают, что наиболее высокую тонкость и однородность распыливания дают центробежные форсунки. При этом чем меньше диаметр капель D , тем тоньше и однороднее распыливание топлива.

Результат распыливания жидкости характеризуется спектром распыливания - функцией, характеризующей распределение капель по диаметрам. Вследствие очень большого числа капель это распределение можно считать непрерывным.

Спектр распыливания определяется соотношением

$$\varphi(D) = \frac{dN}{N \cdot dD}, \quad (7.1)$$

где N - общее число капель; dN - число капель с диаметром от D до $D+dD$.

Спектр распыливания можно найти экспериментально и оценить теоретически. При экспериментальном методе измеряются числа капель,

попадающих в различные интервалы значений диаметров. По этим данным строится гистограмма распределения, а затем подбирается непрерывная функция, соответствующая этой гистограмме.

Теоретически методами статистической физики получено следующее выражение для спектра распределения, которое с точки зрения теории вероятностей представляет собой плотность распределения диаметра капли, как случайной величины (рис. 7.3).

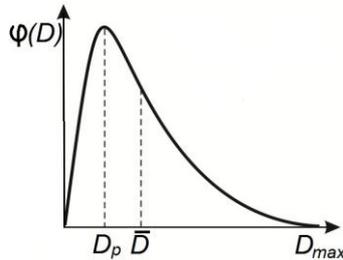


Рис. 7.3. Спектр распыливания жидкости центробежной форсункой

Согласно [4] выражение для спектра распределения можно представить в следующем виде

$$\varphi(D) = \frac{\frac{1}{D^3} \cdot e^{-\beta \frac{D_M}{D}}}{\int_0^{D_M} \frac{1}{D^3} \cdot e^{-\beta \frac{D_M}{D}} \cdot dD}, \quad (7.2)$$

где D_M - диаметр наибольшей капли; β - параметр распределения, величина которого определяется экспериментально. Этот спектр хорошо описывает распыливание жидкостей центробежными форсунками при $\beta=0,19$ и определение диаметра наибольшей капли по полуэмпирическому критериальному уравнению

$$\frac{D_M}{d} = 8,5 W_e^{\frac{1}{3}} \left(1 + L_p \right)^{\frac{1}{10}} \left(1 - 0,5 \frac{\rho_f}{\rho} \right). \quad (7.3)$$

Здесь

$$W_e \equiv \frac{\sigma}{\delta \Delta p_{\text{фор}}}; \quad L_p = 10^6 \cdot \frac{\eta^2}{\delta \rho \sigma} \quad (7.4)$$

- критерии Вебера W_e и Лапласа L_p ; δ - толщина пелены в выходном сечении сопла форсунки; $\Delta p_{\text{фор}}$ - перепад давления на форсунке; ρ и η - плотности и вязкость жидкости; σ - коэффициент поверхностного натяжения жидкости; ρ_f - плотность газовой среды, в которую впрыскивается жидкость.

Зная спектр распыливания, можно определить другие его частные характеристики. Так, например, по данным работы [4] среднее значение диаметра капель (математическое ожидание диаметра капли как случайной величины) можно определить по формуле

$$\bar{D} = \int_0^{D_M} D \varphi(D) dD = 0,159 D_M. \quad (7.5)$$

$$\text{Наиболее вероятное значение капель } D_p = 0,0634 D_M. \quad (7.6)$$

Среднее значение диаметра каплей \bar{D} характеризует тонкость распыливания, а среднее квадратическое отклонение диаметра каплей - однородность распыливания жидкости

$$\sigma_D \equiv \sqrt{\int_0^{D_m} (D - \bar{D})^2 j D \cdot dD} = 0,145 D_m. \quad (7.7)$$

Чем меньше \bar{D} и σ_D , тем тоньше и однороднее распыливание.

Результаты расчета параметров распыливания по приведенным формулам показывают, что центробежные форсунки обеспечивают достаточно высокую тонкость и однородность распыливания. Так, например, при распыливании четырехоксида азота N_2O_4 при $T=293K$, $\delta=0,6\text{мм}$, $\Delta p_f=15 \cdot 10^5 \text{Па}$ и плотности газовой среды $\rho_f=10\text{кг/м}^3$ 71% всех каплей имеют диаметр D от 10мкм до 50мкм.

7.1.2. Испарение и горение жидкого топлива. Механизмы горения

Для воспламенения жидкого топлива необходимо образование около поверхности жидкости паровоздушной смеси. Если поднести к поверхности жидкости источник зажигания, то может произойти воспламенение парообразной смеси, вспышка. Температуру, при которой происходит воспламенение, называют температурой вспышки данного горючего. Для легких горючих (бензин, бензол) вспышка происходит уже при $18 \div 20^\circ\text{C}$. Для керосина температура вспышки лежит в пределах $21 \div 65^\circ\text{C}$, для моторных масел - в интервале $65 \div 140^\circ\text{C}$. Температура самовоспламенения жидких топлив близка к температуре воспламенения их паров (если не применять источник зажигания, а вводить горючее в нагретый воздух).

Особенностью горения жидких топлив является то, что *температура кипения* всегда ниже *температуры самовоспламенения*. Поэтому горение жидких топлив возможно только в паровой фазе. Например, если топливо в виде капли попадет в воздушное пространство, имеющей температуру выше температуры самовоспламенения, то капля сначала частично испарится. Затем, когда у поверхности капли образуется горячая паровоздушная смесь, произойдет вспышка парообразного облака. В дальнейшем горение поддерживается путем непрерывного испарения топлива за счет тепла, подводимого от пламени, и сгорания паровоздушной смеси вблизи поверхности жидкости. При установившемся процессе горения скорости испарения и сгорания образующихся паров должны быть одинаковыми. Если один из этих процессов будет протекать более или менее интенсивно, то закономерности суммарного процесса могут быть различными.

Выгорание со свободной поверхности горючего

Схема, иллюстрирующая горение жидкого топлива со свободной поверхности, показана на рис. 7.4.

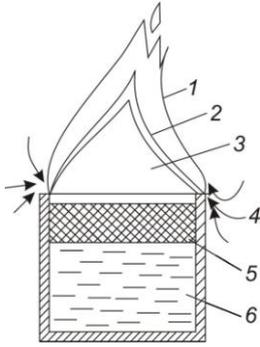


Рис. 7.4. Горение с открытой поверхности жидкости: 1 - зона догорания, 2 - поверхность воспламенения, 3 - пары и продукты термической подготовки топлива, 4 - конвективные токи, 5 - зона подогрева, 6 - жидкость

Если произвести зажигание горючей жидкости, налитой, например, в чашку, то над поверхностью жидкости возникнет язык пламени. Опыты, проведенные Г.Н. Худяковым [3], показали, что поверхность жидкости при этом остается сравнительно холодной. После возникновения пламени довольно быстро устанавливается стационарный режим, характеризующийся постоянной скоростью сгорания горючей жидкости. Сгорание в факеле происходит за счет диффузионного смешивания паров горючего и воздуха. Обнаружено, что при установившейся скорости выгорания не происходит заметного изменения распределения температуры в жидкости. Глубина проникновения тепловой волны, как правило, ограничивается величиной 30÷40мм. Следовательно, после формирования зоны горения все подводимое тепло из зоны горения идет на испарение жидкости с поверхности, т.е. процесс горения полностью регулируется процессом испарения.

Скорость выгорания жидкости определяется величиной скрытой теплоты испарения и количеством подведенного тепла, которое зависит от разности температур пламени и поверхности. Численные значения скоростей выгорания некоторых горючих жидкостей со свободной поверхности (по данным Г.Н. Худякова) приведены в табл. 7.1.

Таблица 7.1

Скорость выгорания горючих жидкостей

Наименование горючего	Удельный вес	Скорость выгорания	
		линейная, мм/мин	удельная, кг/м ² ч
Автол	0,910	0,617	33,69
Машинное масло	0,900	0,740	39,96
Солярное масло	0,875	0,840	44,10
Керосин	0,845	0,930	49,33
Автобензин	0,770	1,750	91,98
Авиабензин	0,730	2,100	91,98
Бензол	0,875	3,150	165,37
Скипидар	0,860	2,410	123,84
Бутиловый спирт	0,812	1,069	52,08

Схема горения одиночной капли показана на рис. 7.5. Распределение параметров в капле и вблизи нее показывает, что при данном давлении в среде, окружающей каплю, температура поверхности капли почти с самого

начала процесса близка к температуре кипения горючего (или окислителя) [4].

При увеличении скорости относительного движения капли возникает заметная асимметрия в распределении параметров. Затем происходит срыв пламени в лобовой области капли и горение наблюдается за кормой. Дальнейшее увеличение скорости капли приводит к отрыву пламени и от кормовой области.

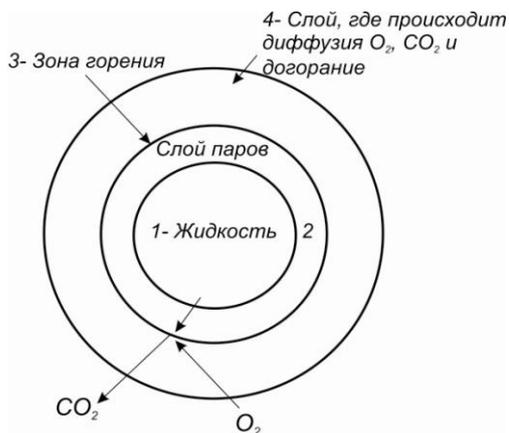


Рис. 7.5. Схема горения одиночной капли: 1 - капля горючего; 2 - слой паров; 3 - зона горения; 4 - слой, где происходит диффузия кислорода, углекислоты и догорание

Исследования показывают, что скорость испарения капли в активной среде мало отличается от скорости испарения в инертной среде, состав и состояние которой совпадают с составом и состоянием продуктов сгорания. Поэтому для расчета испарения капель в камере сгорания можно использовать зависимости, полученные для инертной среды. Рассмотрим методику расчета, заимствованную из работы [4].

Для инертной среды при числе $Re=0\div 2000$ теплоотдача к испаряющейся капле хорошо описывается следующим уравнением:

$$Nu_m = 2 + 0,6Re \cdot e_m^{0,5} Pr_m^{0,33} \frac{1}{1 + B_m^{0,74}}, \quad (7.8)$$

где

$$Nu = \frac{\alpha D}{\lambda}, \quad Re = \frac{wD}{\nu}, \quad Pr = \frac{\nu}{a}, \quad \alpha = \frac{q_{f-w}}{T_f - T_x}, \quad B = \frac{c_p(T_f - T_x)}{h_x}, \quad (7.9)$$

w - скорость капли относительно среды; $T_x = T_x(p)$ - температура кипения жидкости при давлении в среде; T_f - температура газовой среды; T_w - температура жидкости; h_x - теплота испарения жидкости при $T = T_x$; λ , ν , a - характеристики газовой среды, которые берутся при

$T_m = \frac{1}{2}(T_f + T_w) \approx \frac{1}{2}(T_f + T_x)$; m - означает среднее значение параметра в

рассматриваемом интервале значений чисел Нуссельта Nu и T ; B - критерий диффузионного напора, который пропорционален интенсивности испарения капель. При этом множитель $\frac{1}{1 + B^{0,74}}$ отражает

влияние массообмена на теплообмен. При $B=0$ этот множитель равен

единице и формула (7.8) переходит в зависимость для расчета теплоотдачи к твердому шару с непроницаемой поверхностью. Увеличение B приводит к уменьшению Nu и α .

При типичных камерах сгорания значения $Re=wl/v$ и $Pr=v/a$ формулу (7.8) можно с достаточной точностью представить в следующем виде

$$Nu_m = \frac{0,6Re_m^{0,5}}{1+B_m^{0,74}}. \quad (7.10)$$

При этом

$$\alpha = A D^{-0,5}, \quad (7.11)$$

$$A = \frac{0,6\lambda w^{0,5}}{v^{0,5} (1+B)^{0,74}}. \quad (7.12)$$

Полагая, что вся подводимая к капле теплота затрачивается на ее испарение, получим

$$\frac{Q}{h_x} = G, \quad \text{где} \quad (7.13)$$

$$Q = q \cdot f = \alpha (T_f - T_x) \pi D^2. \quad (7.14)$$

Здесь Q - поток тепла в капле; G - поток массы пара от капли, который равен убыванию массы капли во времени

$$G = -\frac{dM}{d\tau} = -\frac{d}{d\tau} \left(\rho \frac{1}{6} \pi D^3 \right) = -\frac{1}{2} \pi \rho_k D^2 \frac{dD}{d\tau}, \quad (7.15)$$

где ρ_k - плотность капли.

Подставляя (7.7) и (7.8) в (7.6) получим

$$\frac{AD^{-0,5} T_f - T_x \pi D^2}{h_x} = -\frac{1}{2} \pi \rho_k D^2 \frac{dD}{d\tau}.$$

Откуда

$$D^{0,5} dD = \frac{2A T_f - T_x \pi D^2}{\rho_k h_x} d\tau = -A' d\tau.$$

Интегрируя это уравнение в предположении, что $A' \approx \bar{A}' = const$, получим

$$D^{3/2} = D_0^{3/2} - A'' \tau, \quad (7.16)$$

где

$$A'' = \frac{3}{2} A' = 3 \frac{A T_f - T_x}{\rho_k h_x}, \quad (7.17)$$

D_0 - значение диаметра капли при $\tau=0$.

Полученное уравнение позволяет определить диаметр капли в функции времени. Если в этом уравнении положить $D=0$, то найдем время испарения капли

$$\tau_{\text{исп}} = \frac{D_0^{3/2}}{A''}. \quad (7.18)$$

Для удобства проведения расчетов зависимость (7.17) с учетом соотношений (7.5) и (7.2) целесообразно представить в следующем виде

$$A'' = 1,8 \frac{B}{1+B} \cdot \frac{\rho}{\rho_k^{0,74}} \cdot \frac{a}{v^{0,5}} \cdot w^{0,5}. \quad (7.19)$$

Отметим, что в действительности подводимая к капле теплота идет не только на испарение, но и на подогрев капли. Это обстоятельство можно учесть, заменяя в расчетных формулах теплоту испарения h_x на величину

$$h_x^* = h_x + c_{\text{кап}} (T_x - T_0), \quad (7.20)$$

где T_0 - начальная температура жидкости; $c_{\text{кап}}$ - теплоемкость капли.

7.2. Особенности горения твердых топлив

7.2.1. Воспламенение и основные свойства процесса горения твердых топлив органического происхождения

Две стадии процесса горения

Всякое твердое топливо в своей горючей части содержит вещества, которые при нагреве разлагаются и образуют горючую парогазовую смесь. Принято называть эту часть топлива "летучей", а выделяющиеся газообразные и парообразные вещества - "летучими". Появление летучих связано со сложными процессами термического разложения определенной части органического вещества топлива, их количество и качество тесно связаны с режимом нагрева топлива. Остающаяся после возгонки летучих часть топлива - кокс, называемая коксовым остатком топлива, составляет для большинства топлив значительную долю горючей массы топлива. Она практически состоит лишь из твердого углерода и минеральных (зольных) составляющих. Основные характеристики которых приведены в табл. 7.2.

Таблица 7.2

Основные характеристики твердых топлив

Топливо	Низшая теплота сгорания горючей массы, кДж/кг	Коксовый остаток, %	Относительная теплотворность коксового остатка, %
Донецкий антрацит А	33287	96,5	95,0
Донецкий газовый Г	33282	61,0	60,5
Подмосковный бурый	26336	55,0	66,0
Торф	21940	30,0	40,5
Дрова	18674...19093	15,0	20,0

Горение твердых топлив отличается многообразием происходящих при этом явлений, главными из которых являются следующие. Сушка топлива (например, каменного угля). Сначала, небольшое время, кусочек будет темным. Затем происходит разложение его нестойкой, летучей части; кусочек, выделяя горючую парогазовую смесь, является как бы

генератором газа. Если температура топки превышает температуру самовоспламенения парогазовой смеси, а ее количество таково, что у поверхности кусочка образуется горючая смесь, то, спустя некоторое время, летучие воспламеняются, и кусочек топлива окутывается ярко светящим пламенем, подобным пламени свечи. Сам кусочек продолжает при этом оставаться темным, а его температура, измеряемая в центре кусочка, не превышает $600\div 700^{\circ}\text{C}$.

Пламя существует, однако, не очень длительное время и затем исчезает. Это значит, что кусочек весь прогрелся до температуры, когда выход основной массы летучих заканчивается и когда остающийся кусочек топлива, почти лишенный летучей части, практически представляет собой коксовый остаток топлива. Момент окончания выхода летучих характеризует конец первой стадии горения или периодом подготовки топлива к горению. Его длительность зависит от интенсивности теплообмена между кусочком и окружающим нагретым пространством, размера кусочка и общих затрат тепла на нагрев кусочка. Суммарный тепловой эффект процессов разложения органической летучей части почти всегда невелик [3].

Вторая стадия процесса горения топлива, занимающая преимущественное время τ (рис. 7.6), является стадией выжигания кокса, стадией горения твердого углерода. Вторая стадия начинается непосредственно после окончания выхода и горения летучих и характеризуется быстрым накаливанием оставшейся массы кусочка до температуры, повышающей температуру топки (до 1100°C). Эта температура остается затем до конца процесса горения почти неизменной и поддерживается за счет интенсивного выделения тепла реакции. Горение в этой стадии происходит беспламенным образом сравнительно быстро, но занимает наибольшую долю общего времени сгорания. В стадии подготовки процесс нуждается для своего развития в подводе тепла извне и его протекание определяется закономерностями теплообмена.

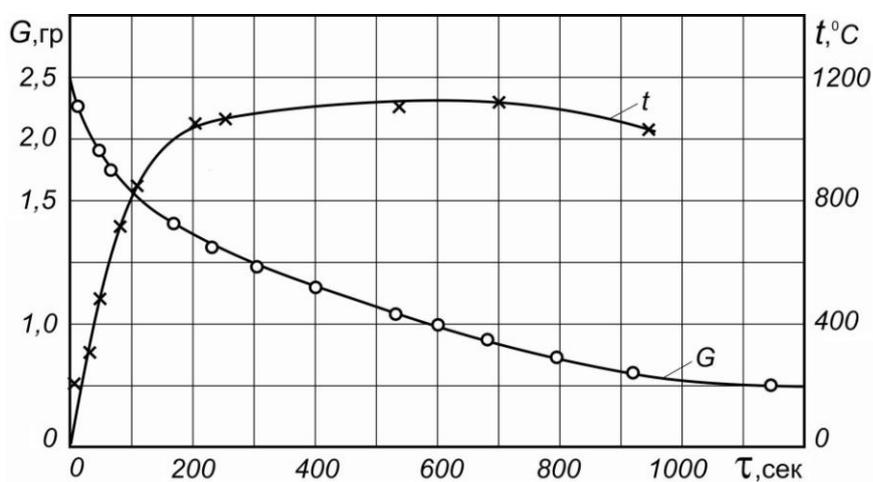


Рис. 7.6. Изменение веса кусочка угля и его температуры в зависимости от времени. Температура дутья 950°C , скорость дутья $0,27\text{ м/с}$

В стадии выжигания кокса в результате химической реакции между углеродом топлива и кислородом воздуха, кусочек отдает тепло реакции в окружающее пространство, а процесс горения определяется тем, как быстро кислород подводится к горящему коксу. Следовательно, в стадии подготовки процесс не может идти самостоятельно, а в стадии горения кокса, процесс, раз возникнув, может затем идти самостоятельно до конца, т.е. до полного выгорания углерода, содержащегося в коксе, после чего от кусочка топлива остается или сыпучая зола, или сплавленная масса, называемая шлаком.

7.2.2. Горение твердых топлив

Преобразование твердого топлива в продукты сгорания происходит в очень узкой зоне по обе стороны от поверхности топлива. В типичных случаях ширина этой зоны составляет десятые доли миллиметра. Зона горения распространяется вглубь топлива со скоростью u , которая называется скоростью горения топлива. Ее величина составляет $5 \div 40$ мм/с. Состояние топлива перед зоной горения практически не отличается от состояния до начала горения. За зоной горения продукты сгорания топлива находятся в состоянии термодинамического равновесия [4].

Механизм горения твердого топлива в значительной степени зависит от того, каким является топливо - двухосновным или смесевым.

Двухосновными называют топлива, представляющие собой коллоидные растворы компонентов, каждый из которых содержит необходимые количества как окислителя, так и горючих элементов.

К одноосновным топливам относятся, например, нитроглицериновые пороха, состоящие из нитроцеллюлозы и нитроглицерина.

Смесевые горючие вещества (топлива) представляют смеси тонко измельченного окислителя и органического горючего, выполняющего роль связующего вещества. Процесс горения двухосновного топлива происходит в несколько этапов. Иллюстрация этапов горения, заимствованная из [4], показана на рис. 7.7.

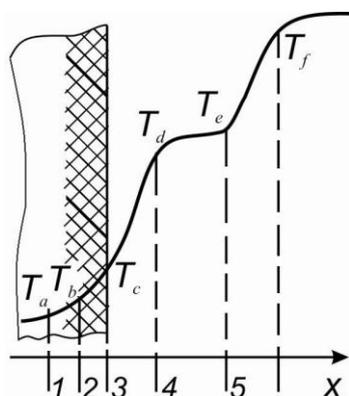


Рис. 7.7. Структура зоны горения двухосновного твердого топлива

В области подогрева (1) происходит увеличение температуры топлива от начального значения T_a до некоторого значения T_b , при котором становятся возможными физико-химические превращения в топливе. Подогрев топлива осуществляется в результате теплопроводности со стороны нагретых, находящихся справа слоев топлива.

В фазе (2), примыкающей к поверхности топлива, одновременно с подогревом происходит плавление легкоплавких включений и термическое разложение основных компонентов. Плавление сопровождается поглощением, а термическое разложение - выделением теплоты. Суммарный эффект является экзотермическим. Происходит повышение температуры слоя от T_b до T_c , где T_c - температура поверхности топлива; происходит увеличение температуры не только в результате теплопроводности справа, но и в результате внутреннего тепловыделения. Понятие поверхности горящего твердого топлива является условным. В действительности переход вещества из конденсированного состояния в преимущественно газообразное состояние происходит в пенообразном слое толщиной в несколько десятков микронов. Срединная поверхность этого слоя и принимается за поверхность топлива. Температура на этой поверхности составляет $600 \div 700\text{K}$.

В области газификации (3) завершается переход вещества в газообразное состояние и происходит неполное сгорание топлива. Последнее характеризуется восстановлением двуокиси азота NO_2 , образующейся при термическом разложении топлива, не до двухатомного азота N_2 как при полном сгорании, а до оксида азота NO . Ширина рассматриваемой области составляет $10 \div 100\text{мкм}$. В ней выделяется примерно половина запаса тепла топлива. В результате этого температура T_d в конце области достигает $1100 \div 1400\text{K}$. Часть выделяющегося тепла затрачивается на газификацию частиц топлива и отводится в конденсированную зону.

В подготовительной зоне (4) происходит накопление активных центров, необходимых для завершения горения, т.е. для восстановления NO до N_2 и окисления CO и H_2 до CO_2 и H_2O . Указанные процессы сильно зависят от давления. При этом в случае высоких давлений подготовительные процессы идут весьма быстро, и ширина рассматриваемой области становится близкой к нулю. При низких давлениях эти процессы идут медленнее, и подготовительная зона растягивается до десятых долей миллиметра или даже до нескольких миллиметров. При давлениях меньше некоторого предельного значения для каждого топлива $p_{пр}$ переход к завершению горения не наступает. Значения предельного давления для двухосновных топлив составляет $20 \div 40$ бар. В подготовительной области $T_e \approx 1100 \div 1400\text{K}$ газы еще не светятся.

В области светящегося пламени (5) происходит завершение горения. Здесь выделяется оставшаяся часть запаса тепла и между компонентами продуктов сгорания устанавливается термическое равновесие. Температура в конце этой области составляет $3000 \div 3400\text{K}$ [4].

Механизм горения смесевых топлив в своих основных чертах подобен механизму горения двухосновных топлив. Существенной

особенностью смесевых топлив является то, что в их состав могут входить вещества (например, алюминий), продукты сгорания которых остаются в конденсированном состоянии. Предельные давления для этих топлив, как правило, меньше двухосновных. Многие смесевые топлива горят с полным выделением энергии даже при атмосферном давлении.

7.2.3. Воспламенение пылеобразных веществ

Воспламенение пылеобразных твердых топлив во многом зависит от тех же факторов, которые являются важными при воспламенении жидких и газообразных топлив. Топливо и окислитель получают энергию от источника воспламенения до тех пор, пока температура не станет такой, при которой реакция пойдет самопроизвольно (когда $q_{\text{подв}} > q_{\text{отв}}$). Температура, при которой происходит воспламенение, в большей степени определяется скоростями реакции.

Минимальные электрические энергии воспламенения определялись в связи с изучением взрывоопасных пылей. Например, Бойль и Левелин измеряли энергии воспламенения алюминия и магния разрядной искрой в пылевом облаке металла в воздухе [6]. Ими показано, что энергия воспламенения изменяется при изменении сопротивления, которое определяет продолжительность разряда. Энергия воспламенения пылевого облака является функцией размера частиц: для мелких частиц требуется меньше энергии. Типичные величины энергии для воспламенения магния и алюминия, широко применяемых в авиации, даны в табл. 7.3.

Таблица 7.3

Характеристики воспламенения пылеобразных веществ

Сопротивление (Ом)	Магний Энергия воспл., Дж.			Алюминий Эн. воспл., Дж.	Mg-Al (50:50) Эн. воспл., Дж.
	90мк	70мк	40мк		
$50 \cdot 10^3$	90мк	70мк	40мк	10мк	$0,90\text{мк} \div 10\text{мк}$
$50 \cdot 10^3$	0,20	0,033	0,25	0,055	0,060
10^6	1,2	0,14	0,09	0,55	0,80

Энергия, требуемая для электрического воспламенения алюминиевых и магниевых пылей, составляет $0,02 \div 0,05$ Дж, что является большой величиной по сравнению с энергией $10^{-2} \div 10^{-3}$ Дж, которая необходима для воспламенения обычных топлив в газообразной фазе.

На рис. 7.8 показано влияние разрядного сопротивления на минимальную энергию воспламенения магния и алюминия, распыленных в воздухе. Видно, что наименьшая энергия, требуемая для электрического воспламенения магния и алюминия, соответствует разрядному сопротивлению, равному $0,03 \div 0,05$ мОм. При очень низких концентрациях воспламенение становится неустойчивым, так как оно происходит лишь в том случае, если частица попадает в разряд. Наконец существует такая концентрация, ниже которой пламя не может распространяться на соседние частицы (это нижний предел распространения). Для магния и

алюминия она составляет около 50мг/л, в то время как верхний предел не наблюдается.

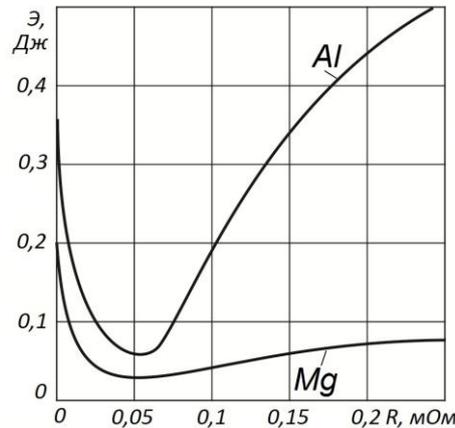


Рис. 7.8. Влияние разрядного сопротивления на минимальную энергию воспламенения магния и алюминия, распыленных в воздухе

Относя имеющееся количество твердого топлива к тому количеству, которое требуется для полного потребления кислорода, Гартман [6] определил, что нижний предел взрыва для магния составляет 5÷6%, а для алюминия 11÷13%. Основные свойства твердых топлив и их продуктов сгорания (по данным работы [6]) приведены в табл. 7.4 и 7.5.

Таблица 7.4

Основные свойства твердых топлив

Вещество	Температура вспышки, °С	Температура вспышки, °С
	Пылевое облако	Покоящийся порошок
Алюминий	645	585
Магний (крупный)	790	560
Магний (мелкий)	540	480

Таблица 7.5

Основные свойства твердых топлив

Топливо	Продукт сгорания	Плотность топлива	Теплота сгор., кДж/г	Теплота сгор., кДж/см ³
Уголь	CO	1,3-1,7	7,54-9,63	9,63-16,33
Керосин	H ₂ O; CO ₂	0,74-0,8	48,15	35,59
Литий	Li ₂ O	0,53	43,13	23,03
Бериллий	BeO	1,84	67,83	124,77
Бор	B ₂ O ₃	2,34	57,78	135,24
Магний	MgO	1,74	24,62	42,71
Алюминий	Al ₂ O ₃	2,7	30,77	82,48
Кремний	SiO ₂	2,35	30,23	70,76

8. Выбросы загрязняющих веществ камер сгорания ГТД и методы их уменьшения

8.1. Нормирование выбросов загрязняющих веществ

Камеры сгорания ГТД выделяют продукты, загрязняющие атмосферу. Это окись углерода CO, несгоревшие углеводороды CH, окислы азота NO_x, окись серы SO₂, твердые частицы (сажа) и др. В

настоящее время в авиации существуют нормы предельно допустимых выбросов вредных веществ, установленные ИКАО (а в некоторых странах и национальные нормы), на четыре вредных компонента: CO , CH , NO_x и частиц сажи (дым).

Уровень выбросов загрязняющих веществ (ЗВ) определяется при стендовых испытаниях двигателя и является одним из его сертификационных данных.

Если выброс ЗВ не превышает допустимых норм, то на каждый двигатель (самолет) выдается сертификат - документ, удостоверяющий, что данный двигатель или самолет удовлетворяет нормам на эмиссию (выбросы ЗВ). При нормировании и определении выбросов ЗВ учитываются все операции самолета (вертолета) и соответствующие режимы работы двигателей, совершаемые в области, ограниченной зоной аэропорта с высотой полета до ~900м.

Для оценки выбросов ЗВ в атмосферу за взлетно-посадочный цикл (ВПЦ) вводят понятие индекса выделения EI - это отношение количества граммов вредного вещества к одному килограмму сгоревшего топлива. Соответственно рассматривают индексы EI_{CO} , EI_{CH} , EI_{NO_x} для каждого режима работы двигателя при реализации этапов ВПЦ.

Индексы EI_{CO} и EI_{CH} принимают наибольшее значение на режиме малого газа, когда полнота сгорания наименьшая. Индекс EI_{NO_x} принимает наибольшее значение на максимальном режиме, когда температура и давление газа в камере сгорания наибольшие. Таким образом, относительная масса выбросов ЗВ зависит от относительной тяги, характеризующей режим работы двигателя, а также продолжительности работы на этом режиме.

В качестве контрольного параметра эмиссии принимают отношение массы загрязняющего вещества M_y в граммах, выделяющегося за стандартный ВПЦ, к взлетной тяге двигателя в ньютонах (или кН), т.е. $M_y/P_{взл}$. Зная индекс эмиссии EI_y на каждом режиме работы двигателя, можно вычислить массу эмиссии за весь цикл

$$M_y = \sum_{i=1}^{i=4} EI_y \cdot G_{Ti} \cdot \tau_i, \quad (8.1)$$

где G_{Ti} - расход топлива в кг/с, τ_i - время работы в секундах на i - м режиме стандартного цикла. Стандартный цикл ИКАО приведен в табл. 8.1.

Таблица 8.1

Параметры взлетно-посадочного цикла (ВПЦ) ИКАО

Эксплуатационные режимы	Тяга P , %	Время работы на режиме, τ , мин.
Малый газ, руление перед взлетом и после посадки	7	22,0
Взлет	100	0,7
Набор высоты до 900м	85	2,2
Заход на посадку	30	4,0

Если выразить $G_{Ti} = C_{уд.i} P / 3600$ и разделить обе части равенства (8.1) на взлетную тягу $P_{взл}$, то получим выражение контрольного параметра эмиссии в следующем виде:

$$\frac{M_y}{P_{взл}} = \frac{1}{3600} \sum_{y=1}^4 \epsilon_{I_y} \cdot C_{уд.i} \bar{P}_i \cdot \tau_i, \quad (8.2)$$

где $C_{уд.i}$ и $\bar{P}_i = P / P_{взл}$ - удельный расход топлива и относительная тяга на i -м этапе (режиме). Из (8.2) видно, что величина $\frac{M_y}{P_{взл}}$ зависит не только от совершенства камеры сгорания, характеризуемого ϵ_{I_y} , но и от значений $C_{уд.i}$, определяемых параметрами термодинамического цикла и совершенства узлов двигателя.

Чтобы требования по выделению вредных веществ не ограничивали экономичность двигателя, нормами ИКАО предусмотрено увеличение контрольного параметра для окислов азота при увеличении степени повышения давления воздуха в компрессоре. Допустимое значение контрольного параметра эмиссии по рекомендации ИКАО находится по формулам:

$$\frac{M_{CO}}{P_{взл}} = \frac{2,7}{\pi_{к0}^*} \cdot 10^{-2}, \text{ кг/Н, но не более } 2,7 \cdot 10^{-4}, \text{ кг/Н,}$$

$$\frac{M_{CH}}{P_{взл}} = 6,25(0,92)^{\pi_{к0}^*} \cdot 10^{-5}, \text{ кг/Н.}$$

$$\frac{M_{NOx}}{P_{взл}} = 3,2 + 0,08 \cdot \pi_{к0}^* \cdot 10^{-5}, \text{ кг/Н, но не более } 6,4 \cdot 10^{-5}, \text{ кг/Н.}$$

Содержание дыма в выхлопных газах определяется по методу фильтрации: через белый бумажный фильтр пропускается определенный объем выхлопных газов ($\sim 16,2$ л), затем определяется число дымности SN по формуле:

$$SN = (1 - R_s / R_w),$$

где R_s и R_w - абсолютные отражательные способности загрязненного и чистого фильтров. Требование по эмиссии дыма - чтобы дымного шлейфа не было видно или чтобы значение SN было не более $SN < 860(P_{взл})^{-0,274}$. Степень дымности в выхлопных газах зависит от режима работы двигателей (рис. 8.1).

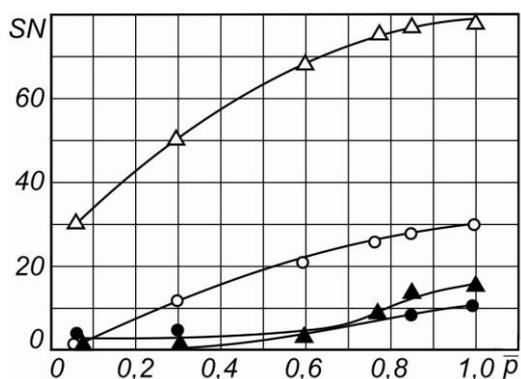


Рис. 8.1. Зависимость степени дымности отработавших газов от относительной тяги $P = P/P_{max}$ различных двигателей
(Δ - AI-25, \circ - JT8D, \bullet - JT9D, \blacktriangle - Д-36)

8.2. Методы уменьшения выбросов загрязняющих веществ

В настоящее время для уменьшения выброса ЗВ разрабатываются новые конструкции камер сгорания, позволяющие оптимизировать их работу на различных режимах работы двигателя, а также производится модификация существующих камер сгорания.

Модификация существующих камер сгорания осуществляется, главным образом, за счет улучшения распыливания топлива в камере и ускорения смешения топлива с воздухом. Это может быть достигнуто за счет применения пневмофорсунок (с предварительным смешением топлива с воздухом), применением устройств для предварительного испарения топлива, подогревом топлива и др. За счет указанных мероприятий можно снизить эмиссию SN на порядок, эмиссию CO в несколько раз, а также существенно уменьшить эмиссию NO_x и обеспечить бездымность выхлопа.

Применение двухзонной вихревой камеры сгорания, в которой зоны горения могут располагаться последовательно или параллельно в два яруса. Камера с последовательным расположением зон (рис. 8.2) имеет первую ступень, работающую на режиме малого газа, и вторую ступень, работающую на максимальном и промежуточных режимах. На режиме малого газа топливо подается только в зону малого газа. На повышенных режимах включается подача топлива в основную зону через форсунки, расположенные в выходном сечении зоны малого газа.

Воздух в основную зону поступает через завихрители, расположенные на наружной и внутренней стенках жаровой трубы. Применение таких завихрителей ускоряет перемешивание топлива с воздухом, что обеспечивает быстрое сгорание бедной смеси в основной зоне, уменьшает время пребывания горючей смеси в камере сгорания, что приводит к выравниванию температуры по длине камеры и устранению зон с наиболее высокой температурой, к существенному уменьшению выброса NO_x (примерно на 40÷50%).

На рис. 8.3 показана двухъярусная камера сгорания, имеющая две параллельные зоны горения. На пониженных режимах работает только

внешний ярус - зона малого газа, а на повышенных режимах работают оба яруса, причем большая часть топлива подводится во внутренний ярус - в основную зону горения. Такая камера позволяет существенно снизить содержание CO , CH и NO_x по сравнению с обычной камерой сгорания (по опытам фирмы PW соответственно на 69,93 и 41%).

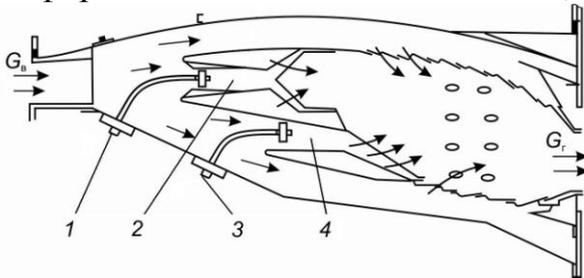


Рис. 8.2. Камера с последовательным расположением зон
1 - форсунки зоны малого газа, 2 - зона малого газа, 3 - форсунки основной зоны, 4 - основная зона

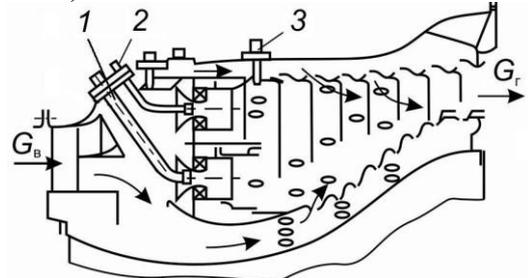


Рис. 8.3. Схема двухъярусной камеры сгорания: 1,2 - форсунки соответственно первого и второго ярусов, 3 - воспламенитель

Весовое количество NO_x зависит также от температуры и давления на входе в камеру сгорания (T_k^* и соответственно p_k^*) и температуры газа T_g^* . С ростом T_k^* , p_k^* и T_g^* выброс NO_x из двигателя увеличивается (рис. 8.4 и 8.5). Практически можно считать, что весовое содержание NO_x пропорционально $\sqrt{p_k^*}$.

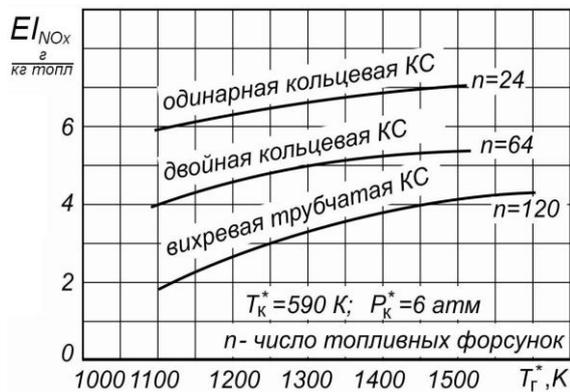


Рис. 8.4. Зависимость содержания NO_x от температуры газа на выходе из камеры сгорания T_g^* , для различных камер сгорания

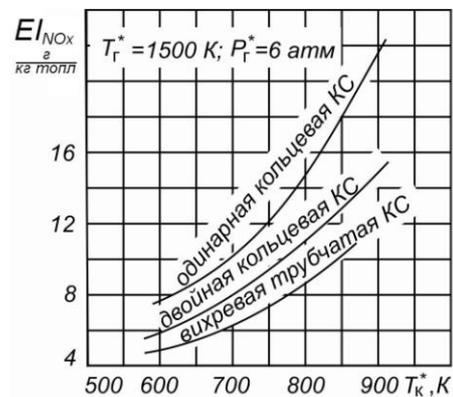


Рис. 8.5. Зависимость NO_x от температуры воздуха на входе в камеру сгорания T_k^* , для различных камер сгорания

Зависимости содержания NO_x от времени пребывания топливо-воздушной смеси в начальной зоне горения τ при различных α , полученные в НИЦ им. Льюиса (NASA), приведены на рис. 8.6. Видно, что содержание NO_x возрастает с уменьшением α и с увеличением τ . В современных камерах сгорания $\tau \approx 2 \div 4$ миллисекунды.

Главными причинами образования NO_x является неравномерное распределение топлива по объему камеры сгорания и недостаточно

эффективное смешение паров топлива с воздухом. Это способствует образованию местных зон высокой температуры в зоне горения и повышению содержания NO_x . Уменьшить содержание NO_x можно также путем некоторого увеличения скорости движения газа в камере сгорания с целью более интенсивного охлаждения газа в зоне горения. Но это приводит к увеличению гидравлических потерь и снижению $\sigma_{кс}^*$.

Из рис. 8.6 видно, что переход к бедным смесям в зоне горения перспективен, но это требует того, чтобы смесь должна быть заранее подготовлена в предкамере, где осуществляется тщательное перемешивание топлива с воздухом. Однако это приводит к тому, что камера сгорания будет работать на режиме близком к срывному.

На содержание NO_x оказывает влияние влажность воздуха. Увеличение влажности воздуха снижает содержание NO_x в области горения.

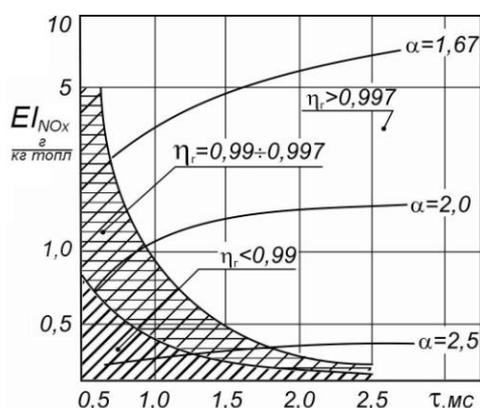


Рис. 8.6. Зависимость содержания NO_x от времени пребывания топливо-воздушной смеси τ в начальной зоне горения при различных α

Эксплуатационные методы снижения выброса загрязняющих веществ в зоне аэропорта

В условиях эксплуатации можно уменьшить выброс ЗВ путем:

- повышения режима работы двигателей при рулении (например, выключением части двигателей);
- уменьшения времени работы двигателей на земле (за счет сокращения наземных операций при запуске двигателей, буксировке самолета наземными средствами и др.);
- сокращения времени работы вспомогательных силовых установок за счет использования наземных источников питания.

Литература

1. Казанджан П.К., Тихонов Н.Д., Шулекин В.Т. Теория авиационных двигателей. - М: Транспорт, 2000. – 296 с.
2. Лозицкий Л.С., Ветров А.Н., Дорошко С.М. и др. Конструкция и прочность авиационных газотурбинных двигателей. – М.: Воздушный транспорт, 1992. – 533 с.
3. Хитрин Л.Н. Физика горения и взрыва. - М.: Изд. МГУ им. Ломоносова, 1957. – 442 с.
4. Бородин О.Е. Термодинамика, теплопередача, горение: учебник. - М.: МО СССР, 1971. – 450 с.
5. Андреев К.К. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. - М.: Наука, 1966. – 346 с.
6. Процессы горения /под ред. С.О. Апельбаума, В.А.Бородина и др. - М.: 1961. – 542 с.
7. Баграмов С.Е., Черняк Н.В. Теоретические основы горения в камерах турбореактивных двигателей. - Л, 1956. – 129 с.
8. Зуев В.С., Скубачевский Л.С. Камеры сгорания воздушно-реактивных двигателей. – М.: Оборонгиз, 1958. – 214 с.
9. Дмитриев Л.С. Основы теории горения. - Рига, 1958. – 116 с.
10. Чельшев Е.П., Шехтер Б.И., Шушко Л.А. Теория горения и взрыва. - М.: МО СССР, 1970. – 551 с.
11. Кнорре Г.Ф. Топочные процессы. – М.: Госэнергоиздат.1951.
12. Полтораки О.М. Термодинамика в физической химии. - М.: Высшая школа, 1991.
13. Бродский А.И. Физическая химия. – М.: Госхимиздат. 1948. – Т. I, II.
14. Щетинков Е.С. Физика горения газов. - М.: Наука. 1965. – 739 с.