

**О ГОРЕНИИ ПОЛИДИСПЕРСНОГО ФАКЕЛА
ЖИДКОГО ТОПЛИВА**

Р. С. Тюльпанов, О. П. Соболев

(Новосибирск)

Процесс горения распыленного жидкого топлива достаточно сложен, чтобы при его описании учитывать все стороны реальных физических явлений. Однако для определения ряда интегральных характеристик может быть принята упрощенная модель горения, которая предполагает, что выгорание двухфазного потока в форсированных топочных устройствах определяется процессом испарения капель топлива [1, 2]. В указанных выше работах даются методы расчета выгорания для различных технических приложений или в приближении монодисперсности факела или в более точном приближении, сводящем к рассмотрению нескольких групп капель определенного размера.

Как показывают экспериментальные исследования при распыле жидкости центробежными форсунками начальный спектр диаметров капель подчиняется нормальному Гауссовскому распределению, обычно записываемому для этих случаев в форме закона Розина — Рамлера [3]

$$\omega = e^{-m \left(\frac{r}{r_{\text{ср}}}\right)^n} \simeq e^{-\left(\frac{r}{\bar{r}}\right)^n},$$

где

$$\bar{r} = \frac{r_{\text{ср}}}{\sqrt[n]{m}} \simeq r_{\text{ср}}.$$

Здесь ω — вес капель диаметра $> r$; r — диаметр капель; $r_{\text{ср}}$ — средне-весовой диаметр капель; n — коэффициент, характеризующий дисперсность спектра (чем больше n , тем капли однороднее по размерам); m — числовой коэффициент $\sim 0,7$.

Дифференцируя это распределение по r , получим число капель в интервале от r до $r + dr$:

$$dN = - \frac{d\omega}{\pi r^3 / 6} = - \frac{6n}{\pi} \frac{r^{n-4}}{\bar{r}^n} e^{-\left(\frac{r}{\bar{r}}\right)^n} dr.$$

В момент τ_i часть капель меньше какого-то r_i полностью испарится, а число капель, имеющих размер больше r_i , останется постоянным. Это условие справедливо при таком значении критерия Вебера, при котором не происходит дробления капель потоком в процессе испарения, т. е. при движении капель в дозвуковом потоке при малых значе-

ниях средней относительной скорости капли. Тогда можно записать, что число капель больших r_i будет постоянным:

$$N = \int_{r_i}^{\infty} \frac{dN}{dr} dr = \text{const.}$$

Количество топлива, которое не испарится к данному моменту, будет

$$S = \int_{r_i}^{\infty} \frac{6n}{\pi} \frac{r^{n-4}}{r^4} e^{-\left(\frac{r}{r}\right)^n} \frac{\pi r_{\tau}^3}{6} dr,$$

где r_{τ} — радиус капли начального размера $r > r_i$ в момент τ .

Для определения r_{τ} воспользуемся решением для испарения капль определенного размера, учитывающего как аэродинамические характеристики потока, так и физико-химические свойства топлива [2]

$$\tau = \frac{2}{a^4 b} \left[\frac{y^3}{3} - \frac{3}{2} y^2 + 3y - \ln y \right]_{y_{\tau}=1+a\sqrt{r_{\tau}}}^{y=1+a\sqrt{r}},$$

где τ — время испарения капли от размера r до r_{τ} ; $a = 2 \sqrt{\frac{\varepsilon \omega}{\nu}}$ —

параметр, характеризующий аэродинамические свойства потока. Параметр a , умноженный на \sqrt{r} , дает текущий Re_k (ε — интенсивность турбулентности, ω — скорость потока, ν — коэффициент кинематической вязкости); $b = \frac{\lambda (T_{\phi} - T_k)}{\rho_{ж} \cdot Q}$ — параметр, по смыслу близкий к коэффициенту температуропроводности (λ — коэффициент теплопроводности газовой фазы, $\rho_{ж}$ — плотность жидкости, Q — тепло, необходимое для нагрева топлива от температуры капли T_k до температуры среды T_{ϕ}).

В широком диапазоне T_{ϕ} значение этого параметра будет меняться слабо. Значение $r_{\tau} = f(r, \tau)$ может быть легко найдено графическим построением семейства кривых при данном значении a и b . Значение S , являющееся двойным интегралом по r от r_i до ∞ и по τ от 0 до τ может быть численно определено.

Учитывая, что для частиц с начальным размером $r < r_i$ к моменту τ_i $r_{\tau} = 0$, можно изменить пределы интегрирования по r от 0 до ∞ и записать количество топлива, которое испарится к моменту τ_i

$$g = 1 - S = 1 - \int_0^{\infty} \int_0^{\tau_i} n \frac{r^{n-4}}{r^4} [f(r, \tau)]^3 e^{-\left(\frac{r}{r_i}\right)^n} dr \cdot d\tau.$$

Это соотношение справедливо в предположении, что основной лимитирующей стадией при горении полидисперсного факела жидкого топлива является процесс испарения капль.

Были проведены расчеты выгорания, т. е. определения $g = f(\tau)$ для нескольких значений $a = 300; 600$ и $1000 \frac{1}{\sqrt{м}}$ при значении $b = 0,35 \times$

$\times 10^{-7} \text{ м}^2/\text{сек}$ и $n=3$ и для нескольких значений $n=2; 2,5$ и 3 при $a=300 \frac{1}{\sqrt{m}}$ и $b=0,35 \times 10^{-7} \text{ м}^2/\text{сек}$. Результаты этих расчетов представлены на рис. 1, 2. Как видно из этих рисунков, с увеличением численного

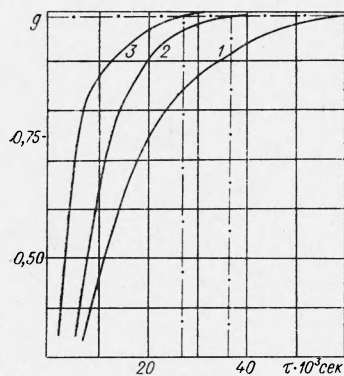


Рис. 1. Кривые изменения $g=f(\tau)$ при a , равном 300 (1), 600 (2) и 1000 (3); $b=0,35 \cdot 10^{-7}$, $n=3$.

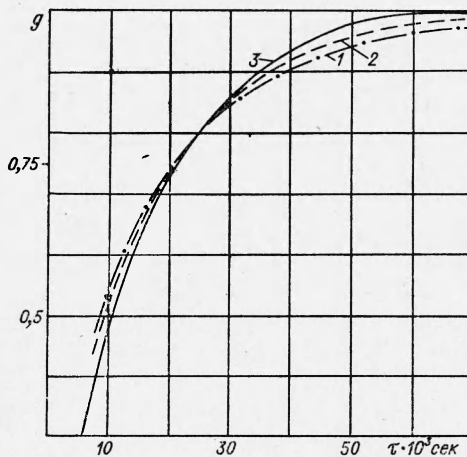
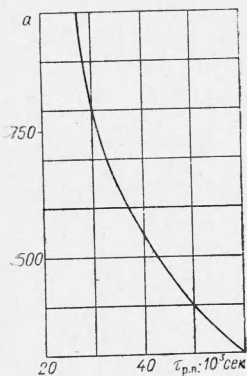


Рис. 2. Кривые изменения $g=f(\tau)$ при n , равном 2 (1), 2,5 (2) и 3 (3); $b=0,35 \cdot 10^{-7}$, $a=300$.

значения параметров a и n время испарения существенно сокращается, что понятно и из простых физических соображений. Время полного испарения (условно $g=0,99$) для различных значений a , соответствующих режимам работы стационарных газотурбинных установок, представлено на рис. 3.

Аналогичным образом для других случаев могут быть построены семейства кривых, по которым, зная значения n , a , b и r , т. е. те величины, которые определяют начальные условия по распределению капель, а также физические и физико-химические свойства среды и топлива, можно найти время полного выгорания (испарения) полидисперсного факела.



Для проверки приведенной схемы выгорания полидисперсного факела были обработаны по методу [2] эксперименты по выгоранию некоторых топливных факелов в камерах сгорания различных конструкций.

Рис. 3. Изменение времени полного испарения полидисперсного факела при изменении параметра a при значениях $b=0,35 \cdot 10^{-7}$ и $n=3$.

В работе [2] наблюдалось заметное отклонение экспериментальных данных от теоретической кривой, полученной в предположении монодисперсности факела. Эти эксперименты и ряд новых были обработаны в соответствии с вышеизложенными соображениями по учету полидисперсности факела в виде зависимости $g=f\left(\frac{\tau}{\tau_{p.л.}}\right)$ и сопоставлены с

теоретической кривой, полученной для значений a , b , n и $\bar{\tau}$, являющихся характерными для этой группы опытов (рис. 4).

Как видно из рис. 4, наблюдается хорошее соответствие между расчетом и экспериментальными данными. Разброс экспериментальных

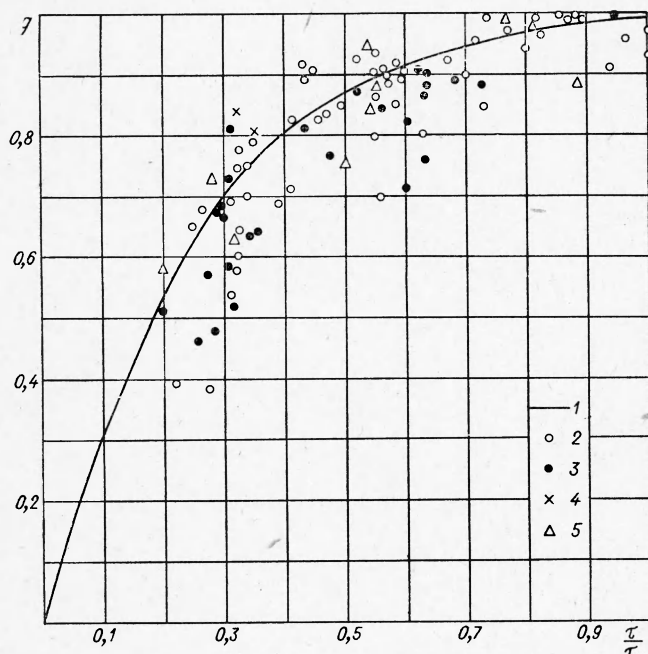


Рис. 4. Сравнение теоретической зависимости $g = f\left(\frac{\tau}{\tau_{p.p}}\right)$ с экспериментальными данными.

1 — теоретическая кривая ($a=600$, $b=0,35 \cdot 10^{-7}$, $n=3$); 2, 3, 4 — регистрационная камера ($a=450-750$, $b=(0,26 \div 0,39) \cdot 10^{-7}$); 5 — камера турбулирующей решеткой ($a=340 \div 550$, $b=(0,28 \div 0,4) \cdot 10^{-7}$).

точек объясняется погрешностями при измерении и осреднении величин, входящих в выражения для g и $\tau_{p.p}$, а также некоторым разбросом значений a и b для экспериментов, сопоставляемых с расчетом.

Поступила в редакцию
5/ХІ 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Z. Burstein, S. S. Hammer, V. D. Agosta. Detonation and Two Phase Flow. Academic Press, N.-Y.—London, 1962, p. 243.
2. Р. С. Тюльпанов. ФГР, 1966, 1.
3. A. S. Leonard. J. Am. Rocket Soc., 1947, 68, 12--16.