

5. Мержаков А. Г., Боровинская И. П., Володин Ю. Е. О механизме горения пористых металлических образцов в азоте // Докл. АН СССР.— 1972.— 206, № 4.— С. 905.
6. Алдушин А. Н. Фильтрационное горение металлов // Распространение тепловых волн в гетерогенных средах.— Новосибирск: Наука, 1988.— 52 с.

*п. Черноголовка*

*Поступила в редакцию 19/II 1991*

УДК 621.452.034.022.5/7 : 532.517.4

*С. А. Зайцев, В. Р. Кузнецов, Г. М. Кунцев*

## **ВЛИЯНИЕ ПРОГРЕВА И ИСПАРЕНИЯ ЖИДКОГО ТОПЛИВА НА ГОРЕНИЕ В МОДЕЛЬНОЙ КАМЕРЕ СГОРАНИЯ**

Разработана модель горения распыленного жидкого топлива, исходящая из предположения о том, что горение капли как индивидуального образования невозможно, а капли полностью увлечены средним движением. Модель дает значение длины факела, близкое к наблюдаемому экспериментально. Установлено, что время прогрева капель примерно такое же, как и время их испарения, а изменение температуры воздуха в основном влияет на прогрев капель и слабо влияет на их испарение.

Горение распыленного жидкого топлива в турбулентном потоке воздуха широко используется в различных технических устройствах. Оценки показывают, что в условиях, типичных для камер сгорания, из-за нестационарного характера турбулентных пульсаций и инерционности капель скорость их обтекания оказывается настолько значительной, что горение капель как индивидуальных образований невозможно [1]. Поэтому превращение вещества происходит в едином фронте пламени, который формируется при смешении воздуха и паров топлива, испаренного совокупностью капель.

Экспериментальные данные в целом подтверждают описанный в [1] механизм турбулентного горения смеси капель с воздухом. Однако ряд закономерностей, которые наблюдаются в эксперименте, требует дополнительного теоретического объяснения. В частности, в опытах одного из авторов данной работы установлено, что при подаче распыленного керосина с повышением температуры воздуха  $T_\infty$  коэффициент полноты сгорания топлива в модели камеры сгорания увеличивается. Этот эффект может быть обусловлен несколькими причинами. Во-первых, возможно влияние кинетики химических реакций. Во-вторых, с ростом  $T_\infty$  возможно ускорение прогрева и испарения капель. Наконец, с повышением  $T_\infty$  ослабевают роль газодинамических эффектов (отношение скоростей на входе и выходе из камеры сгорания приближается к единице). При этом растет время пребывания в камере сгорания и характеристики процесса смешения улучшаются.

Исходя из результатов [1], можно было бы сделать вывод о том, что температура воздуха не влияет на фазовые превращения, так как этот процесс идет в наиболее прогретых зонах. Температура в этих зонах определяется адиабатической температурой горения  $T_s$ , которая слабо зависит от  $T_\infty$ . Такой вывод, однако, не верен, так как в другой серии опытов при всех прочих одинаковых условиях сравнивались полноты сгорания предварительно прогретого и непрогретого жидкого топлива. Хотя в обоих случаях газодинамические характеристики одинаковы, полнота сгорания прогретого топлива оказалась выше. Заметим, что величины  $T_s$  для смесей прогретых и непрогретых капель с воздухом различаются крайне мало. Отсюда можно сделать вывод о том, что в рассматриваемых опытах роль химической кинетики малосущественна.

Таким образом, возникает необходимость проанализировать влияние газодинамических эффектов, прогрева и испарения капель на процесс горения распыленного жидкого топлива в камере сгорания. Точное решение такой задачи невозможно. Однако ряд упрощающих факторов

позволяет построить приближенную математическую модель исследуемого явления.

Будем считать, что в случае, когда режим горения далек от срывного, можно пренебречь влиянием химической кинетики и принять предположение о термодинамическом равновесии в газовой фазе. Вторая важная особенность задачи состоит в том, что, как правило, интерес представляет сжигание стехиометрических или бедных смесей, причем массовая концентрация  $c$  типичных углеводородных топлив в смеси невелика ( $c \ll 0,1$ ). Естественно предположить, что жидкость не влияет на движение газа, что подтверждается данными [2].

Влияние движения газа на движение капель всегда существенно. Если исключить из рассмотрения начальный участок траектории капель, то их перенос определяется крупномасштабными энергосодержащими флуктуациями с масштабом  $L$ . Введем некоторый граничный масштаб  $l$  такой, что капля увлекается более крупномасштабными пульсациями и не увлекается пульсациями с меньшим масштабом. Если предположить, что  $l \ll L$ , то  $l \sim (\varepsilon \tau_u^3)^{1/2}$ , где  $\varepsilon$  — скорость диссипации энергии турбулентности;  $\tau_u = \rho_p d_p^2 / (18\mu)$  — характерное время релаксации скорости капли;  $\rho_p$  — плотность вещества капли;  $\mu$  — динамическая вязкость газа. Тогда капли с диаметром  $d_p < L^{1/3} \varepsilon^{-1/6} (18\mu/\rho_p)^{1/2}$  полностью увлечены крупномасштабным пульсационным движением. Если взять, например, типичные для камер сгорания ВРД значения  $L \simeq 5 \cdot 10^{-2}$  м,  $\varepsilon \simeq 2 \times 10^2$  м<sup>3</sup>/с, то этому условию удовлетворяют капли с  $d_p \leq 50$  мкм. Поле концентрации таких капель в континуальном приближении удовлетворяет уравнению турбулентной диффузии с коэффициентами переноса такими же, как и для газовой фазы. Введенное предположение будет использоваться далее и для более крупных капель, что вносит некоторую неточность, однако не может принципиально изменить полученных результатов.

Введем массовую концентрацию жидкой фазы

$$c = \frac{\pi d_p^3}{6} \frac{\rho_p}{\rho} n, \quad (1)$$

где  $d_p$  — диаметр капель;  $\rho$  — суммарная плотность среды (включая жидкую фазу);  $n$  — число капель в единице объема. Наряду с величиной  $c$  будем рассматривать также параметр

$$z = \frac{\pi d_{p0}^3}{6} \frac{\rho_p}{\rho} n, \quad (2)$$

где  $d_{p0}$  — начальный диаметр капель. Введение формул (1) и (2) предполагает, что в камеру подается монодисперсная смесь и сепарация капель по размерам не принимается во внимание. Пренебрежем также эффектами вторичного дробления капель в связи с тем, что для областей потока, где капли полностью увлечены средним движением газовой фазы,  $We < 1$ .

Величина  $z$  — восстановленная концентрация топлива, в том числе и тех его частей, которые испарились и стореги. Поэтому  $z$  удовлетворяет уравнению

$$\frac{Dz}{Dt} = 0, \quad \frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + u_i \frac{\partial}{\partial x_j}, \quad j = 1, 2, 3, \quad (3)$$

$u_j$  — скорость газа.

Чтобы получить уравнение для распределения концентрации жидкой фазы  $c$ , рассмотрим изменение диаметра единичной капли, испаряющейся в неподвижной среде с заданной температурой  $T$ . Согласно [3], оно имеет вид

$$2d_p \frac{Dd_p}{Dt} = -k, \quad (4)$$

$k$  — «константа» испарения. Используя (1), (2), найдем зависимость  $n$  и  $d_p$  от  $c$  и  $z$ . Подставим эту зависимость в (4) и воспользуемся (3), тогда

$$\frac{Dc}{Dt} = -\frac{3}{2} \frac{kz^{2/3}c^{1/3}}{d_{p0}^2} \quad (5)$$

Как известно, при испарении в среде с высокой температурой капля сначала нагревается до равновесной температуры испарения, которая незначительно меньше температуры кипения. На этом этапе можно пренебречь ее испарением. После окончания прогрева начинается испарение. С учетом этого обстоятельства перейдем к выводу уравнения энергии для жидкой фазы.

Рассмотрим сначала прогрев единичной капли горючего (керосин). Покажем, что каплю можно считать равномерно прогретой, а тепловой поток в нее — стационарным. Сравним характерные времена испарения  $\tau_v = d_{p0}^2/k$  и прогрева каплей  $\tau_p^{(1)} = \rho_p c_p d_{p0}^2 / 6 \bar{\kappa}_g \text{Nu}$  ( $\rho_p$  и  $c_p$  — плотность и теплоемкость вещества капли,  $\text{Nu}$  — число Нуссельта,  $\bar{\kappa}_g$  — средняя теплопроводность газа). Так как скольжение фаз одинаково влияет на испарение и прогрев, то достаточно рассмотреть неподвижную каплю ( $\text{Nu} = 2$ ). Расчет по методике [4] дает  $k = 6 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$  при  $T = 1000 \text{ К}$  и тогда  $\tau_p^{(1)} / \tau_v \approx 1$  (значения остальных констант, необходимых для расчета, приведены в [9]). Таким образом, процесс прогрева каплей играет существенную роль.

Покажем теперь, что каплю можно считать равномерно прогретой. Верхняя оценка времени установления температурного поля внутри капли  $\tau_p^{(2)}$  получается в случае пренебрежения конвекцией, т. е.  $\tau_p^{(2)} = d_{p0}^2 / 4 \pi^2 \chi_p$  ( $\chi_p$  — температуропроводность жидкого горючего). Тогда имеем  $\tau_p^{(2)} / \tau_p^{(1)} \approx 0,15 \text{Nu} \bar{\kappa}_g / \kappa_p$ . Воспользуемся формулой  $\text{Nu} = 2 + 0,6 \sqrt{\text{Re}}$ , где  $\text{Re} = u d_p / \nu$ ,  $u$  — скорость обтекания капли. Поскольку после увеличения капли осредненным движением скорость ее обтекания не больше пульсационной скорости, то для типичных камер сгорания можно принять  $u \approx 10 \text{ м/с}$ . Даже для очень крупных капель с  $d_{p0} = 100 \text{ мкм}$  имеем  $\text{Nu} \approx 6$  и  $\tau_p^{(2)} / \tau_p^{(1)} \leq 0,2$ . В неподвижной среде значение этого критерия еще меньше ( $\tau_p^{(2)} / \tau_p^{(1)} \approx 0,07$ ). Таким образом каплю можно считать равномерно прогретой.

За характерное время установления теплового потока в каплю к своему стационарному значению  $q_w^{(e)}$  ( $q_w^{(e)} = \bar{\kappa}_g \text{Nu} (T - T_p) / d_p$ ) можно принять величину  $\tau_p^{(3)} = d_{p0}^2 / (4 \pi \chi_g \delta^2)$ , где  $\delta = (q_w^{(e)} - q_w) / q_w$ . Имеем  $\tau_p^{(3)} / \tau_p^{(1)} \approx \delta^{-2} (\rho_g / \rho_p)$ . Поскольку  $(\rho_g / \rho_p) \sim 10^{-3}$ , то независимо от размера капли значение этого критерия мало ( $\tau_p^{(3)} / \tau_p^{(1)} \approx 0,1$  при  $\delta = 0,1$ ). Таким образом тепловой поток в каплю можно считать стационарным.

Чтобы учесть прогрев каплей, запишем уравнение для их энергии

$$\rho \frac{D(i c)}{Dt} = \pi d_p^2 q_w n. \quad (6)$$

Здесь  $i = i(T_p)$  — удельная энтальпия жидкого горючего, которая зависит только от температуры капли  $T_p$ ;  $q_w$  — тепловой поток в единичную каплю. В рамках сделанных предположений

$$q_w = \frac{8}{7} \frac{\kappa(T)}{d_p} T \left( 1 - \left( \frac{T_1}{T} \right)^{7/4} \right). \quad (7)$$

В (7) дополнительно предполагается, что коэффициент теплопроводности воздуха  $\kappa$  описывается аппроксимационной зависимостью  $\kappa = \kappa_0 (T/273)^{3/4}$ ,  $\kappa_0 = 2,4 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2/\text{с}$  [3]. Подставив (1), (2), (7) в (6) и

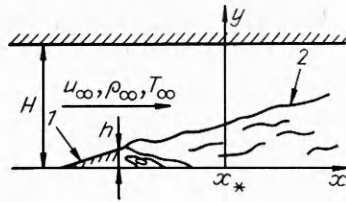


Рис. 1. Схема модельной камеры сгорания.

1 — стабилизатор пламени; 2 — граница турбулентного следа.

учитывая, что плотность смеси практически совпадает с плотностью газовой фазы, получим

$$\frac{DI}{Dt} = N \kappa(T) T (1 - (T_1/T)^f) c^{1/3} z^{2/3}, \quad (8)$$

где  $I \equiv ic$ ;  $N = 48/7 (\rho_p d_{p0}^2)^{-1}$ ;  $f = 7/4$ .

Умножим (3), (5), (8) на  $\rho$  и осредним. Возникающие при этом потоки тепла и вещества свяжем с градиентами  $\langle I \rangle$ ,  $\langle c \rangle$ ,  $\langle z \rangle$ , используя обычные предположения полуэмпирической теории турбулентности. Тогда в приближении пограничного слоя

$$\langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x} + \langle \rho \rangle v_* \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \langle \rho \rangle \frac{\nu_t}{Sc_t} \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial y} + \langle W_c \rangle, \quad (9)$$

$$\langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{\partial \langle z \rangle}{\partial x} + \langle \rho \rangle v_* \frac{\partial \langle z \rangle}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \langle \rho \rangle \frac{\nu_t}{Sc_t} \frac{\partial \langle z \rangle}{\partial y}, \quad (10)$$

$$\langle \rho \rangle \langle u \rangle \frac{\partial \langle I \rangle}{\partial x} + \langle \rho \rangle v_* \frac{\partial \langle I \rangle}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \langle \rho \rangle \frac{\nu_t}{Pr_t} \frac{\partial \langle I \rangle}{\partial y} + \langle W_I \rangle, \quad (11)$$

$$v_* = \langle \rho v \rangle / \langle \rho \rangle, \quad W_I = \rho N \kappa(T) T (1 - (T_1/T)^f) c^{1/3} z^{2/3},$$

$$W_c = 3/2 \rho k(T) c^{1/3} z^{2/3} d_{p0}^{-2} \Theta (T_p - T_k).$$

Здесь  $x$ ,  $y$  — продольная и поперечная координаты;  $u$ ,  $v$  — компоненты вектора скорости;  $\nu_t$  — коэффициент турбулентной вязкости;  $Pr_t$ ,  $Sc_t$  — турбулентные числа Прандтля и Шмидта.

Наличие множителя  $\Theta(T_p - T_k)$  ( $\Theta = 1$  при  $T_p > T_k$ ,  $\Theta = 0$  при  $T_p \leq T_k$ ,  $T_k$  — температура кипения) в выражении для скорости испарения  $W_c$  отражает принятую модель испарения, согласно которой испаряются лишь капли, прогретые до температуры равновесного испарения в высокотемпературной среде (она близка к температуре кипения).

Уравнения (9) — (11) дают решение задачи, если известны характеристики турбулентности (коэффициент вязкости и статистика пульсаций). При вычислении  $\nu_t$  использовалась двухпараметрическая модель для энергии турбулентности и турбулентной вязкости. В связи с громоздкостью она здесь не приводится. Основные уравнения можно найти в [5, 6].

При осреднении источниковых слагаемых и плотности использовалось упрощение модели [6]. Рассматривалось горение в прямооточной камере с одним или несколькими стабилизаторами и считалось, что горение развивается в турбулентном следе за стабилизатором (рис. 1). Границы следа колеблются, вследствие чего в каждой точке может попеременно находиться турбулентная и нетурбулентная жидкость. Средние значения скалярных параметров внутри каждой жидкости различаются, а пульсации отсутствуют, т. е. каждый параметр случайно принимает только два значения. Тогда

$$\langle \xi \rangle = \gamma \langle \xi \rangle_t + (1 - \gamma) \xi_t, \quad (12)$$

где  $\langle \rangle_t$  — осреднение по турбулентной жидкости;  $\xi_t$  — значение параметра в нетурбулентной жидкости. Коэффициент перемежаемости  $\gamma$  находится из формулы [6]  $\gamma = 1,3 / (1 + \sigma^2 / \langle z_A \rangle^2)$  при  $\sigma / \langle z_A \rangle > 0,55$ ,  $\gamma = 1$  при  $\sigma / \langle z_A \rangle < 0,55$ , где  $z_A = (z - z_0) / (z_1 - z_0)$ ;  $z_1$ ,  $z_0$  — начальные значения в турбулентной и нетурбулентной жидкости;  $\sigma^2 = \langle (z_A - \langle z_A \rangle)^2 \rangle$

(для дисперсии пульсаций  $\sigma$  в [5] сформулировано отдельное уравнение).

Так как  $z$  в нетурбулентной жидкости сохраняется, то  $\langle z_t \rangle$  находится из (10) и (12), т. е. статистика пульсаций величины  $z$  находится полностью. Аналогичные соображения используются и в остальных случаях. Здесь лишь учитывается, что вследствие прогрева и испарения величины  $c$  и  $I$  в нетурбулентной жидкости могут меняться. Предполагается, что процессы переноса внутри этой жидкости отсутствуют, поэтому в каждом сечении величины  $c_t$  и  $I_t$  постоянны. Тогда значения  $c_t$  и  $I_t$  можно рассчитать из (9), (11), полагая  $\partial/\partial y = 0$ ,  $\langle c \rangle = c_t$ ,  $\langle I \rangle = I_t$ . При этом источники рассчитываются по величинам  $c_t$  и  $I_t$ .

При осреднении плотности учитываются следующие соображения. Так как в нетурбулентной жидкости температура мала, то считается, что в ней химические реакции не происходят, даже если имеется смесь воздуха и испарившегося топлива. Наоборот, в турбулентной жидкости реакции идут очень быстро, поэтому устанавливается термодинамическое равновесие. В последнем случае  $\rho$  — однозначная функция  $\xi = z - c$ , которую можно найти из термодинамических расчетов.

Высказанные соображения приводят к формулам

$$\begin{aligned} \langle W_{I,c} \rangle &= \gamma W_{I,c}^{(t)} + (1 - \gamma) W_{I,c}^{(l)}, \\ W_I^{(l)} &= \rho_l N \kappa(T_l) T_l \left( 1 - \left( \frac{T_{1l}}{T_l} \right)^f \right) c_l^{1/3} z_l^{2/3}, \\ W_I^{(t)} &= \rho_t N \kappa(T_t) T_t \left( 1 - \left( \frac{T_{1t}}{T_t} \right)^f \right) c_t^{1/3} z_t^{2/3}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} W_c^{(l)} &= -\frac{2}{3} \frac{\rho_l^k(T_l) z_l^{2/3} c_l^{1/3}}{d_{p0}^2}, \\ W_c^{(t)} &= -\frac{2}{3} \frac{\rho_t^k(T_t) z_t^{2/3} c_t^{1/3}}{d_{p0}^2}. \end{aligned} \quad (14)$$

При этом в связи с отставанием капель от пульсационного движения в выражения для  $W_c^{(t)}$  и  $W_I^{(t)}$  вводится критериальная поправка на эффекты конвекции  $W^{(t)} = W_0^{(t)} (1 + 0,26 \sqrt{\text{Re}_d})$ ;  $W_0^{(t)}$  рассчитываются по (13), (14);  $\text{Re}_d = u' d / \nu$  — пульсационное число Рейнольдса; среднеквадратичная пульсационная скорость  $u' \sim \sqrt{e}$  ( $e$  — энергии турбулентности) находится из решения уравнений, описывающих модель турбулентности [5].

В плоскости симметрии и на стенке канала ставились граничные условия:

$$\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} = \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial y} = \frac{\partial c_l}{\partial y} = \frac{\partial \langle z \rangle}{\partial y} = \frac{\partial v_t}{\partial y} = \frac{\partial e}{\partial y} = \frac{\partial \langle I \rangle}{\partial y} = 0, \quad v_* = 0.$$

В связи с тем, что расчет проводился в приближении пограничного слоя, начальные условия приходится задавать на некотором расстоянии ( $x = x_*$ ) от стабилизатора (см. рис. 1):

$$\begin{aligned} \langle u \rangle &= tu_\infty, \quad \langle c \rangle = 0, \quad \langle z \rangle = z_1, \quad e = 0,1u_\infty^2, \quad v_t = 0,08u_\infty h, \\ \langle I \rangle &= 0, \quad \sigma^2 = 10^{-4} \quad \text{при } y < y_*; \\ \langle u \rangle &= u_\infty, \quad \langle c \rangle = c_0, \quad \langle z \rangle = z_0, \quad e = v_t = \sigma^2 = 0, \quad c_l = c_0, \\ \langle I \rangle &= c_0 i(T_\infty) \quad \text{при } H > y > y_{**}, \end{aligned}$$

т. е. существует центральный ( $0 < y < y_*$ ) и периферийный ( $y_{**} < y < H$ ) участки, характеризующиеся равномерным распределением всех параметров. На промежуточном ( $y_* \leq y \leq y_{**}$ ) участке осуществлялось гладкое сопряжение, основанное на профиле Шлихтинга.

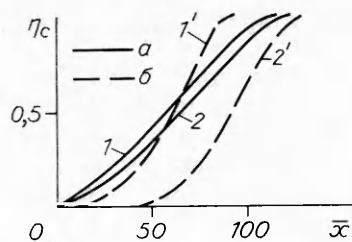


Рис. 2. Влияние начальной температуры воздуха  $T_{\infty}$  на горение каплей керосина при  $\rho = \text{const}$ .  
 $T_{\infty}$ , К: 1, 1' — 650, 2, 2' — 450;  
 $\bar{x} = x/h$ ,  $h$  — полуввысота полки стабилизатора пламени.

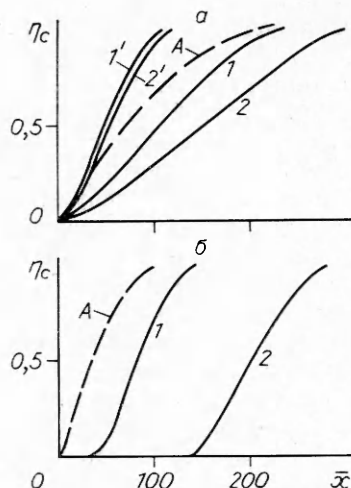


Рис. 3. Влияние начальной температуры воздуха на горение прогретых (а) и непрогретых (б) каплей керосина ( $T_{\infty} = 650$  (1) и 450 К (2)).  
 а — 1, 2 —  $\rho = \text{var}$ , 1', 2' —  $\rho = \text{const}$ ,  $T_{p0} = 450$  К; б —  $T_{p0} = 300$  К.

Распределение поперечной скорости  $u_*$  и градиент давления  $dp/dx$  находились в процессе решения системы из условия ее совместности. Схема численного интегрирования описана в [7]. В расчетах основной интерес представляло распределение полноты сгорания

$$\eta_c = 1 - \int_0^H \langle \rho \rangle \langle u \rangle [(1 - \gamma) z_0 + \gamma c_t + \gamma \Phi(\xi_t)] dy \Big/ \int_0^H \langle \rho \rangle \langle u \rangle \langle z \rangle dy.$$

Здесь  $\Phi(\xi) = \{(\xi - \xi_s)/(1 - \xi_s); \xi > \xi_s; \xi \leq \xi_s\}$ ;  $\xi_s$  — стехиометрическое значение  $\xi$  (для керосина  $\xi_s \approx 0,065$ ).

Расчет проводился для следующих значений параметров:  $u_{\infty} = 100$  м/с,  $m = 0,3$ ,  $z_1 = 0,055$ ,  $z_0 = c_0 = 0,05$ ,  $T_{\infty} = 450 \div 650$  К,  $T_{p0} = 300 \div 450$  К,  $d_{p0} = 20 \div 200$  мкм,  $H = 0,1$  м,  $h = 0,02$  м,  $y_* = 0,02$  м,  $y_{**} = 0,05$  м. В соответствии с [8] температура кипения керосина  $T_k = 450$  К, что соответствует кипению наиболее легкой фракции, входящей в его состав. Зависимость удельной энтальпии керосина  $i$  от  $T_p$  аппроксимировалась квадратичным полиномом по данным [9]  $i = 1,79T_p^2 + 860T_p$ , где размерность  $i$  в Дж/кг, а  $T_p$  — в К.

Величина  $T_1$ , входящая в выражение для  $\langle \dot{W}_t \rangle$ , аппроксимировалась в соответствии с рекомендациями из [10]:  $T_1 = 2/3T_p + 1/3T$ . Константа испарения  $k$  рассчитывалась по методике [4].

Процесс горения в канале осложняется возникновением значительного продольного градиента давления, что существенно влияет на структуру течения [5]. Чтобы исключить из рассмотрения газодинамические эффекты, первая серия расчетов проведена для случая  $\rho = \text{const}$ .

На рис. 2, а представлено распределение полноты сгорания  $\eta_c$  для очень крупных каплей ( $d_{p0} = 200$  мкм), прогретых до температуры кипения ( $T_{p0} = 450$  К). Видно, что влияние  $T_{\infty}$  на  $\eta_c$  незначительно. Иная картина наблюдается, когда рассматривается горение непрогретых каплей. На рис. 2, б приведены результаты расчета при горении непрогретых ( $T_{p0} = 300$  К) каплей с  $d_{p0} = 150$  мкм при тех же, что и в предыдущем случае начальных температурах воздуха  $T_{\infty}$ . Видно, что прогрев каплей ведет к существенному сокращению длины факела.

Далее учитывалось изменение плотности. Рассмотрим случай горения прогретых каплей. На рис. 3, а представлено распределение полноты сгорания  $\eta_c$  по длине камеры при горении в ней каплей с  $d_{p0} = 120$  мкм, кривая А — диффузионный предел, который рассчитывается из условия, что все горючее предварительно испарено ( $c_0 = 0$ ). Начальная температура

тура воздуха здесь влияет через изменение газодинамических характеристик потока, а не испарения. Это подтверждается дополнительными расчетами с теми же исходными данными, но при  $\rho = \text{const}$ . Обратимся теперь к случаю горения непрогретых капель того же размера (рис. 3, б). Совместное влияние аэродинамических эффектов и прогрева каплей приводит к существенно большему увеличению длины факела, чем в предыдущем случае. Сопоставление рис. 3, а и б указывает на то, что отмеченные факторы действуют последовательно. Непосредственное влияние  $T_\infty$  на процесс в камере связано с изменением продольного размера области, где прогреваются капли, а испарения нет. Газодинамика потока в основном влияет на интенсивность выгорания, когда капли полностью прогрелись.

Результаты расчетов, которые обсуждались выше, имеют наглядную интерпретацию. Действительно, поле течения разделено на две существенно разные по своим свойствам области. Одна — высокотемпературная зона внутри следа  $\Omega_1$ , другая — область внешнего потока  $\Omega_2$ . Процессы, которые происходят в зоне  $\Omega_1$ , определяются адиабатической температурой горения  $T_s$  и очень слабо зависят от  $T_\infty$ . В  $\Omega_2$  все процессы определяются  $T_\infty$ . Вклад каждой из этих областей и определяет совокупную картину. Для мелких частиц прогрев и испарение в области  $\Omega_2$  не являются лимитирующими, а процессы, происходящие с каплями, попавшими в зону  $\Omega_1$ , определяются только  $T_s$ . Для крупных капель, когда на значительной длине испарение отсутствует, диффузия смеси холодного воздуха и непрогретых капель из  $\Omega_2$  приводит к тому, что влияние этой области становится определяющим.

Несмотря на преимущественно качественный характер описанной модели горения двухфазной смеси в камере сгорания представляет интерес непосредственное сопоставление результатов расчета с опытными данными.

Для сравнения использовались распределения полноты сгорания  $\eta_c$  керосиновоздушной смеси, полученные в экспериментах на модели камеры сгорания прямоугольного сечения ( $0,25 \times 0,3$  м). На входе в камеру равномерно по высоте были установлены 3 стабилизатора пламени желобкового профиля с полкой  $2h = 0,04$  м. С целью обеспечения широкого диапазона устойчивого горения двухфазной топливовоздушной смеси топливо в камеру подавалось отдельно: меньшая его часть ( $\sim 10\%$ ) непосредственно в рециркуляционные зоны за стабилизаторами пламени, основная — распылялась расположенными перед фронтными устройствами струйными форсунками перпендикулярно потоку воздуха. Характеристики распыла при такой схеме подачи представлены в [11].

Средний начальный диаметр каплей  $d_{30} \approx 100$  мкм. Скорость смеси в районе кромки стабилизатора составляла  $u_\infty \approx 100$  м/с,  $p \approx 1,3 \cdot 10^5$  Па,  $T_\infty = 510$  К, для керосина —  $T_{p0} \approx 300$  К. Коэффициент полноты сгорания топлива в опытах определялся методом химического анализа. Кривая выгорания рассчитывалась на основе среднего коэффициента полноты сгорания топлива в выходном сечении и данных об изменении статического давления по длине камеры.

Представляющие интерес для сравнения с расчетом и показанные на рис. 4 кривые 1 и 2 выгорания (коэффициент избытка воздуха  $\alpha = 1,4$  и 2,5 соответственно) основного топлива определялись как «разность» кривых выгорания при подаче обеих частей топлива и при подаче топлива только в рециркуляционные зоны за стабилизаторами пламени. При этом предполагалось, что выгорание обеих

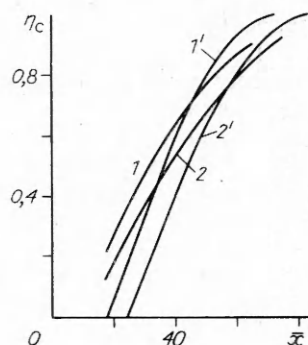


Рис. 4. Распределение полноты сгорания керосина  $\eta_c$  по длине модельной камеры сгорания.

частей топлива идет независимо друг от друга. На том же рисунке приведены результаты расчета  $\eta_c$  в рамках предложенной выше модели (кривые 1' и 2'). Видно, что она в целом верно описывает результаты эксперимента. Сильное отличие расчетного и экспериментально полученного распределений  $\eta_c$  вблизи стабилизаторов пламени ( $\bar{x} < 20$ ), по-видимому, связано с влиянием областей рециркуляции.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов В. Р. Влияние турбулентности на горение распыленного жидкого топлива // ФГВ.— 1988.— 24, № 6.— С. 51.
2. Абрамович Г. Н., Гиринович Т. А., Крашенинников С. Ю. и др. Теория турбулентных струй.— М.: Наука, 1984.
3. Теория топочных процессов/Под ред. Г. Ф. Кнорре, И. И. Панеева.— М.; Л.: Энергия, 1966.
4. Chin J. S., Lefevre A. H. Steady-state evaporation characteristics of hydrocarbon fuel drops // AIAA J.— 1983.— 21, N 10.— P. 1437.
5. Кузнецов В. Р., Лебедев А. В., Секундов А. Н. и др. // Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение газов и натуральных топлив.— Черногловка, 1980.
6. Кузнецов В. Р., Лебедев А. Б., Секундов А. Н. и др. Расчет турбулентного диффузионного факела горения с учетом пульсаций концентрации и архимедовых сил // МЖГ.— 1977.— № 1.— С. 30.
7. Кузнецов В. Р., Сабельников В. А. Турбулентность и горение.— М.: Наука, 1986.
8. Law C. K. Recent advances in droplet vaporization and combustion // Progr. in Energy and Combust. Sci.— 1982.— 8, N 3.— P. 171.
9. Дубовкин Н. Ф., Маланичева В. Г., Массур Ю. П. и др. Физико-химические и эксплуатационные свойства реактивных топлив.— М.: Химия, 1985.
10. Hubbard G. L., Denny V. E., Mills A. F. Droplet evaporation: effects of transients and variable properties // Int. J. Heat Mass Transfer.— 1975.— 18, N 9.— P. 1003.
11. Валеев Р. С., Кудрявцев А. В., Кунцев Г. М. Экспериментальное исследование распыливания жидкости, подаваемой струйной форсункой перпендикулярно направлению потока воздуха // Изв. ВУЗов. Авиац. техника.— 1984.— № 3.— С. 87.

г. Москва

Поступила в редакцию 11/IX 1989,  
после доработки — 12/IV 1991

УДК 614.841.12

Ю. Н. Шебеко, С. Г. Цариченко, А. Я. Корольченко, А. Н. Ерофеев

### ХАРАКТЕРИСТИКИ ГОРЕНИЯ СМЕСЕЙ ВОДОРОД — МЕТАН — ВОЗДУХ В ЗАМКНУТОМ СОСУДЕ

Экспериментально определены характеристики горения смесей водород — метан — воздух в замкнутом сосуде. Для смесей водород — воздух при определенных давлениях характерно изменение знака барического показателя нормальной скорости горения, причем при  $S_u > 0,5$  м/с. При добавлении в водородовоздушную смесь метана изменение знака барического показателя с положительного на отрицательный может происходить даже при абсолютном увеличении нормальной скорости горения.

Изучение параметров горения газозвушных смесей в замкнутых сосудах представляет интерес как для практики (пожаро- и взрывобезопасность технологических процессов, двигатели внутреннего сгорания и т. д.), так и для развития теоретических представлений о процессах сгорания газов (например, зависимость нормальной скорости горения  $S_u$  от давления  $p$  и температуры  $T$ ). Важное значение при этом имеет исследование горения как чистых водородовоздушных смесей, так и при добавлении к ним углеводородов и других относительно медленногорящих газов (например, оксида углерода). Следует отметить работы [1—6], где изучено влияние  $p$ ,  $T$  и различных добавок на нормальную скорость горения водородовоздушных смесей.

Для стехиометрических смесей  $H_2 +$  воздух нормальная скорость горения  $S_u$  растет с давлением, т. е. барический показатель  $n$  положителен [3]. В то же время для составов  $H_2 —$  воздух, близких к предель-