

3. Edelman R. B., Spadaccini L. J. J. Spacecraft and Rockets, 1969, 6, 12, 1442.
4. Надворский А. С., Ромашкова Д. Д. Изв. АН БССР. Сер. физ.-энерг. наук, 1986, 3, 78.
5. Drewry J. E., Neer M. E., Scaggs M. A. AIAA Paper, 73—1320.
6. Orth R. C., Billig F. S., Grenlevsky P.— In: Progress in Aeron. and Astronautics. V. 34, 1972.
7. Барановский С. И., Левин В. М., Надворский А. С. и др.— В кн.: Процессы турбулентного переноса в реагирующих системах.— Минск, 1986.
8. Дайер, Мейплз. PTR, 1981, 5.
9. Cohen L. S., Guile R. N. NASA CR-1473, 1969.
10. Jensen D. E., Jones G. A. Comb. Flame, 1978, 32, 1.
11. Slack M., Grillo A. NASA CR-2198, 1977.
12. Sislian J. P., Evans J. S., Glass I. I. Canad. Aeron. Space J., 1979, 25, 1, 61.
13. Гольденберг М. Я., Полак Л. С., Левицкий А. А. Вычислительные методы в химической кинетике.— М.: Наука, 1984.
14. Луценко В. П., Надворский А. С., Ромашкова Д. Д.— В кн.: Научно-методические материалы по процессам авиадвигателей.— М.: Изд. ВВИА им. Жуковского, 1982.
15. Захаров А. Ю. Препринт ИПМ АН СССР, № 125, 1979.
16. Kaps P., Rentrop P. Numer. Math., 1979, 33, 55.
17. Ракитский Ю. В., Устинов С. М., Чернооруцкий И. Г. Численные методы решения жестких систем.— М.: Наука, 1979.
18. Форсайт, Малькольм, Моулер. Машинные методы математических вычислений.— М.: Мир, 1979.

*Поступила в редакцию 8/1 1987,
после доработки — 26/V 1987*

ВЛИЯНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА ГОРЕНИЕ РАСПЫЛЕННОГО ЖИДКОГО ТОПЛИВА

*В. Р. Кузнецов
(Москва)*

Необходимость исследования горения распыленного жидкого топлива в турбулентном потоке обусловлена широким распространением этого способа в разнообразных технических устройствах и отсутствием единой точки зрения на механизм горения смеси капель и воздуха. Обычно рассматриваются две принципиально разные модели. В первой каждая капля окружена фронтом пламени, а расстояние от этого фронта до центра капли пропорционально ее диаметру [1, 2]. Во второй модели горение капель как индивидуальных образований невозможно, например, из-за большой кривизны пламени. Положение зоны реакций определяется смещением воздуха и топлива, испарившегося со всех капель, а расстояние от какой-нибудь капли до фронта пламени не связано с ее диаметром d .

Поскольку с уменьшением d растет поток топлива к фронту пламени, то возможно индивидуальное горение лишь достаточно крупных капель. С другой стороны, вследствие нестационарности турбулентных движений такие капли полностью никогда не увлекаются. Роль этого фактора ясна при сопоставлении скорости срыва пламени с капли w_m с пульсационной скоростью газа u . В нормальных условиях имеем $w_m \approx 30$ см/с [3], в то время как в большинстве технических устройств $u \approx 1 \div 10$ м/с, т. е. возможен срыв пламени даже с малоинерционных капель. Отсюда ясно, что роль турбулентности велика, а исследование ее влияния на горение распыленного жидкого топлива является важной задачей.

Для ее решения рассмотрим сначала горение капли, полностью увлеченной потоком. Оценим минимальный диаметр d_m , при котором возможно устойчивое горение. Из [4] следует, что удельный поток топлива к диффузионному пламени q не больше удельного потока топлива в нормальном пламени, распространяющемся по стехиометрической смеси, т. е. $q < u_n \rho_0 z_s$ (u_n , ρ_0 , z_s — скорость нормального распространения пла-

мени, плотность и концентрация топлива в такой смеси). Для оценки q воспользуемся теорией [4, 2], разработанной в предположении о том, что горение стационарно, а скорость реакции бесконечно велика. Тогда $d^2 = d_0^2 - \kappa t$, $2r_s/d = b$, где d, d_0 — текущий и начальный диаметры капли; t — время; r_s — расстояние от центра капли до фронта пламени; κ и b — константы, слабо зависящие от давления и температуры воздуха. Найдя из первого соотношения общий поток топлива, а из второго — поверхность пламени, получим $q = \kappa \rho_l / 4b^2 d$, где ρ_l — плотность жидкого топлива. Так как $q < u_n \rho_0 z_s$, то

$$d > d_m = \kappa \rho_l / 4b^2 u_n \rho_0 z_s. \quad (1)$$

Теория [4, 2] хорошо описывает измерения скорости горения капли. Поэтому можно считать [5], что для керосина $\kappa = 1$ мм²/с. Далее рассматривается только этот вид топлива. В то же время результаты расчетов величины b , приведенные в разных работах, сильно отличаются: $b = 13$ [4], $b = 35$ [6]. Поэтому оценка d_m оказывается весьма приблизительной. Приняв $\rho_l = 0,75$ г/см³, $u_n = 40$ см/с, из (1) получим $d_m = 5 \div 30$ мкм, что не противоречит данным [7], где установлено, что при коэффициенте избытка воздуха $\alpha = 2$ в неподвижной смеси, по которой возможно распространение пламени, $d_m < 20$ мкм.

Уточнение оценки d_m вряд ли оправданно, поскольку рассмотренный выше случай может реализоваться лишь в очень искусственных условиях. Действительно, оценим скорость продуктов сгорания в сферическом фронте пламени, окружающем каплю. Из уравнения неразрывности и соотношения $d^2 = d_0^2 - \kappa t$ получим $u \rho r^2 = \kappa \rho_l d / 16$ (u — скорость; ρ — плотность; r — расстояние от центра капли). Используя это соотношение, формулу (1) и учитывая, что $2r_s = bd$, найдем

$$u_s < u_n z_s \rho_0 / \rho_s, \quad (2)$$

где u_s — скорость во фронте пламени, т. е. при $r = r_s$; ρ_s — плотность продуктов сгорания стехиометрической смеси. Отсюда видно, что $u_s < 20$ см/с в нормальных условиях, и поэтому обтекание капли даже с весьма малой скоростью должно сильно повлиять на положение фронта пламени и, следовательно, на его устойчивость.

Для анализа этого эффекта рассмотрим горение капли, обтекаемой потоком с постоянной скоростью. Экспериментальные данные [3] с высокой точностью описываются зависимостью

$$w_m = A_1 + B_1 d. \quad (3)$$

Здесь w_m — скорость при срыве пламени; A_1 и B_1 — положительные величины, не зависящие от d . Положительность A_1 не должна вызывать недоумений, так как опыты проведены при $d = 0,2 \div 2$ мм, т. е. при $d \gg d_m$. Для обобщения этой зависимости воспользуемся рядом нестрогих теоретических соображений.

Проанализируем предельный случай $w_m d / \nu \gg 1$, где ν — кинематическая вязкость газа. Тогда на поверхности капли, в передней критической точке, условия для горения наименее благоприятны. Срыв пламени в этой точке еще не означает, что горение полностью прекратилось, так как пламя может частично охватывать каплю. Данные [3] свидетельствуют, что область существования такого режима достаточно узкая. Например, при $d = 1,8$ мм и нормальных условиях доля несгоревшего топлива меньше 10% и не зависит от скорости обтекания w , если $w < 29$ см/с; при $w > 29$ см/с с ростом w эта доля быстро увеличивается и уже при $w = 34$ см/с происходит полный срыв пламени, т. е. рассматриваемый режим существует в узком диапазоне скоростей $w = 29 \div 34$ см/с. Поэтому срыв пламени с передней критической точки и со всей капли можно отождествить. Далее показано, что такой подход позволяет объяснить зависимость (3) и найти форму условия устойчивости горения, а его количественные неточности легко компенсируются, если

эмпирические постоянные, которые войдут в это условие, определяются из экспериментальных данных, полученных при исследовании срыва пламени со всей капли.

Известно [8], что в окрестности передней критической точки характеристики пограничного слоя определяются только комплексом w/d , а не в отдельности величинами w и d . Заметим также, что из-за больших значений стехиометрического коэффициента пламя расположено вблизи внешней границы пограничного слоя и поэтому распределение температуры имеет почти универсальный вид: она меняется от температуры кипения T_v на поверхности капли до температуры горения стехиометрической смеси T_s на внешней границе пограничного слоя, а величины T_s и T_v слабо зависят от давления и температуры воздуха. Поэтому распределение теплофизических свойств почти универсально и, следовательно, процессы молекулярного переноса характеризуются какой-нибудь одной величиной, например вязкостью при T_s .

Роль процессов испарения, в том числе и их влияние на движение в пограничном слое, описывается критерием $c_p(T_s - T_v)/l$, где c_p — теплоемкость; l — теплота испарения. Как ясно из сказанного, этот критерий примерно постоянен, поэтому далее не рассматривается.

Наконец, из [4] ясно, что при анализе устойчивости диффузионного пламени в качестве характерного времени реакции следует выбрать a/u_n^2 (a — коэффициент температуропроводности). Анализ, проведенный в [9], показывает, что a следует рассчитывать по температуре воздуха T_0 .

Из перечисленных выше величин можно составить только один критерий wa/u_n^2d , т. е. в полном соответствии с [3] $w_m \sim d$ при больших d . Отсюда

$$B_1 = Bu_n^2/a, \quad (4)$$

где B — универсальная постоянная. Оценка величины A_1 основана на соображениях, которые с теоретической точки зрения менее обоснованы и исходят из того, что измеренные значения A_1 порядка u_n . Поэтому далее предполагается

$$A_1 = Au_n \quad (5)$$

(A — универсальная постоянная). Из (3) — (5) заключаем, что условие устойчивости горения капли имеет вид

$$w < w_m = Au_n + Bu_n^2d/a. \quad (6)$$

Для отыскания A и B используем те данные в [3], которые получены при исследовании полного срыва пламени с капель, свободно падавших в воздухе с $T_0 = 1140$ К. Следуя [10], примем

$$u_n = u_{n0}(T_0/T_{00})^2(p_0/p)^{0,2}, \quad a = a_0(T_0/T_{00})^2p_0/p, \\ u_{n0} = 40 \text{ см/с}, \quad a_0 = 0,2 \text{ см}^2/\text{с}, \quad T_{00} = 293 \text{ К}, \quad p_0 = 0,1 \text{ МПа}. \quad (7)$$

Тогда $B = 0,045$, $A = 0,56$.

Справедливость принятых предположений подтверждается при анализе ряда опытных данных в [3]. Сравним скорости срыва пламени с подвешенных и со свободно падающих капель. Установлено, что w_m в первом случае меньше, чем во втором, так как, по-видимому, из-за передачи тепла вдоль подвески u_n уменьшается. Хотя уменьшение u_n теоретически рассчитать не удается, проверка формулы (6) возможна, поскольку в обоих случаях $w_m = A_1 + B_1d$, а из (6) вытекает, что комплекс A_1^2/B_1 не зависит от u_n . Обработка данных [3] подтверждает этот вывод и показывает, что величина A_1^2/B_1 меняется не более чем на 10 %, хотя и влияние теплоотвода существенно (оценка величины A_1 в обоих случаях показывает, что u_n уменьшается в 1,9 раза).

Проанализируем роль естественной конвекции. Оценим характерную скорость конвективных движений w_c , предполагая, что они мало

меняют картину горения, а внешняя среда неподвижна. Тогда характерный размер, определяющий рассматриваемое явление, есть bd , т. е. диаметр пламени при горении в неподвижной среде. Роль сил плавучести определяется также комплексом $g(\rho_0 - \rho_s)/\rho_0 \approx g$, где g — ускорение силы тяжести. Из соображений размерности получим

$$w_c = \sqrt{gb\bar{d}}. \quad (8)$$

Ясно, что формула (6) справедлива только при $w_m > w_c$.

Имея в виду эту оговорку, сравним результаты расчета по формуле (6) и опытные данные, полученные при $\bar{d} = 1,8$ мм и $T_0 = 1140, 873, 673$ и 293 К. Рассчитанные значения составляют $w_m = 4,65, 2,75, 1,6, 0,27$ м/с, а измеренные — $4,65, 2,85, 1,7, 0,4 \div 0,8$ м/с. Неопределенность последней цифры связана с тем, что при движении воздуха сверху вниз и снизу вверх получены разные экспериментальные данные. Учтено, что опыты проведены с подвешенными каплями, и в соответствии с выполненными выше оценками величина u_n уменьшена в 1,9 раза. Видно, что при всех температурах, за исключением наиболее низкой, совпадение вполне удовлетворительное, а $w_m > w_c$. При $T_0 = 293$ К значения w_m сопоставимы с w_c , так как из (8) вытекает, что $w_c = 50 \div 80$ см/с ($b = 13 \div 35$), т. е. в этом случае роль естественной конвекции велика.

Таким образом, подтверждается справедливость формулы (6). Напомним, что одно из главных условий ее применимости — неравенство $d \gg d_m$. Структура выражения (6) указывает на то, что при $d \approx d_m$ оно дает завышенные значения w_m . Вторым условием его применимости является неравенство $w_m \gg w_c$, которое имеет важное значение лишь для очень крупных капель, а для капель, обычно используемых в камерах сгорания, малосущественно, так как в последнем случае $d \lesssim 0,1$ мм и из (8) имеем $w_c = 10 \div 20$ см/с, т. е. w_c много меньше характерной скорости пульсаций.

Заметим также, что формула (6), строго говоря, пригодна только для одной капли, обдуваемой чистым воздухом, а практический интерес представляет горение совокупности капель, которое происходит в атмосфере с повышенной температурой и пониженным содержанием кислорода. Как ясно из законов сохранения тепла и вещества, такое предварительное выжигание части кислорода не меняет температуры пламени, и величины u_n и a должны по-прежнему рассчитываться по (7). Влияние других капель приводит только к удалению фронта пламени от поверхности рассматриваемой капли, так как из-за снижения концентрации кислорода растет эффективный стехиометрический коэффициент. Для неподвижной капли, как видно из (4), это обстоятельство улучшает условия горения, так как b растет. У капли, обдуваемой высокоскоростным потоком воздуха, удаление пламени от ее поверхности может только ухудшить условия устойчивости горения.

Оценим теперь скорость капли относительно газа. Если предположить, что капли не вращаются, а скорость среды слабо меняется на расстояниях порядка d , то при $\rho_l \gg \rho_0$ имеем

$$\frac{dv_k}{dt} = \varphi(\text{Re}) \frac{u_k - v_k}{\tau}, \quad \tau = \frac{d^2 \rho_l}{18\mu}, \quad (9)$$

$$\text{Re} = wd/\nu, \quad w_k = u_k - v_k.$$

Здесь v_k и u_k — скорости капли и газа в лабораторной системе координат; ν и μ — кинематическая и динамическая вязкости газа. Оценки показывают, что $\text{Re} < 10^2$ во всех практически важных случаях, поэтому $1 < \varphi < 4$ [8]. Величина $w \sim 1/\sqrt{\varphi}$, т. е. при оценке скорости газа относительно капли w формула Стокса ($\varphi = 1$) дает не более чем двукратную ошибку. Такая ошибка вполне приемлема, так как из (9) следует, что, поскольку w — величина случайная, нет четкой грани между режимами, в которых капля горит или не горит. Действительно, при $\sqrt{\langle w^2 \rangle} \approx w_m$ условие $w < w_m$ выполняется только в отдельные промежутки времени,

т. е. капля последовательно загорается и гаснет. Отсюда ясно, что точный расчет $\sqrt{\langle w^2 \rangle}$ почти бесполезен, а качественные представления о характере процесса можно выработать, сравнивая w_m с результатами приближительной оценки $\sqrt{\langle w^2 \rangle}$. Далее рассматривается упрощенная модель, в которой предполагается $\varphi = \text{const} \neq 1$.

Ниже начальный участок траектории капли, на котором обычно w велико, не рассматривается, т. е. ищется статистически стационарное решение уравнения (9). Поэтому справедлива формула [11]

$$u \langle w^2 \rangle = \int_0^{\infty} x^2 E(\omega)/(1+x^2) d\omega, \quad (10)$$

где $x = \omega\tau/\varphi$; ω — частота; E — спектральная плотность пульсаций скорости газа u вдоль траектории капли. Из (10) видно, что основной вклад в w дают пульсации с частотами порядка φ/τ и более. В типичных случаях они принадлежат инерционному интервалу спектра турбулентности. Тогда подынтегральная функция в (10) зависит только от ω , τ/φ и средней скорости диссипации энергии турбулентности ε . Из соображений размерности получим

$$\sqrt{\langle w^2 \rangle} \sim \sqrt{\varepsilon\tau/\varphi}. \quad (11)$$

Отсюда вытекает, что дальнейший учет относительно слабо меняющегося множителя $\sqrt{\varphi}$ нецелесообразен.

Результаты измерений величины E и, следовательно, коэффициент пропорциональности в (11) неизвестны. Поэтому далее считается, что он равен единице.

Возможны случаи, когда частота $1/\tau$ лежит вне инерционного интервала, тогда из (11) следует $\sqrt{\langle w^2 \rangle} > u = \sqrt{\langle (u_k - \langle u_k \rangle)^2 \rangle}$, если частота мала, либо $\sqrt{\langle w^2 \rangle} < (\nu\varepsilon)^{1/4}$, если $1/\tau$ велика и принадлежит вязкому интервалу спектра. В первом случае капли очень инерционны, поэтому можно считать, что скорость их обтекания совпадает с пульсационной скоростью газа u . Во втором случае значения E при $\omega > 1/\tau$ столь малы, что в первом приближении $E = 0$. Таким образом,

$$\begin{aligned} \sqrt{\langle w^2 \rangle} &= u \quad (\varepsilon\tau > u^2), \quad \sqrt{\langle w^2 \rangle} = \sqrt{\varepsilon\tau} \quad (\sqrt{\varepsilon\nu} < \varepsilon\tau < u^2), \\ \sqrt{\langle w^2 \rangle} &= 0 \quad (\varepsilon\tau < \sqrt{\varepsilon\nu}). \end{aligned} \quad (12)$$

Остановимся теперь на оценке вязкости. Так как пламя расположено на внешней границе пограничного слоя, существует аналогия между обтеканием горячей капли и обтеканием сферы, имеющей температуру T_v , потоком температурой T_s . Следовательно, допустимо использовать эмпирическое соотношение $\mu^2 = \mu(T_v)\mu(T_s)$, полученное в [12] при измерении сопротивления холодных сфер в горячем потоке. При этом необходимо иметь в виду, что колмогоровскую скорость $(\varepsilon\nu)^{1/4}$ следует рассчитывать по вязкости среды на большом удалении от капли.

Соотношения (12) дают приближенную оценку скорости обтекания капли. Третья формула в (12) заслуживает специальных комментариев, так как при $\varepsilon\tau < \sqrt{\varepsilon\nu}$ капля горит, вообще говоря, не так, как в неподвижной среде. В такой среде пламя находится на большом расстоянии от капли, а его диаметр bd может оказаться больше колмогоровского размера $\eta = \nu^{3/4}/\varepsilon^{1/4}$. На таких расстояниях скорость газа меняется на величину порядка $(\varepsilon\nu)^{1/2}$, которая может быть больше u_n . Поэтому использование третьего соотношения в (12) приводит к более благоприятной оценке возможности горения капли.

Из (6), (7), (12) видно, что рассматриваемый процесс определяется большим числом критериев, значения которых сильно варьируются и, следовательно, окончательный результат трудно представить наглядно. Ограничимся анализом типичных случаев. Первый соответствует опытам [13], проведенным при $p = 0,1$ МПа, $T_0 = 573$ К, $d = 50 \div 100$ мкм.

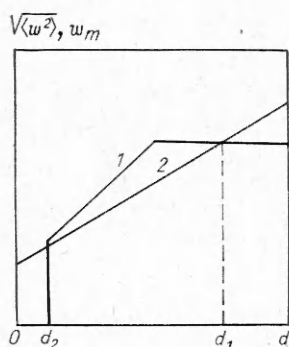


Рис. 1.

Наибольший интерес представляют режимы, в которых при большом коэффициенте избытка воздуха достигается высокая полнота сгорания. Это связано с тем, что при малых α возможно распространение пламени по смеси воздуха и испарившегося, но не сгоревшего топлива. Поэтому только из опытов, проведенных при больших α , можно сделать однозначное заключение о горении отдельных капель. Рассматриваемые режимы действительно наблюдались в [13] при $\alpha = 1,2 \div 2$ и соответственно больших значениях коэффициента избытка воздуха в газовой фазе. Во всех этих режимах пульсационная скорость $u = 0,8 \div 2$ м/с, т. е. близка к величине $w_m = 0,9 \div 1$ м/с ($d = 50 \div 100$ мкм), согласно (6), (7). Учиты-

вая приближенный характер оценок и случайный характер обтекания капли, следует признать, что развитая выше теория также свидетельствует о возможности горения отдельных капель.

В качестве второго примера рассмотрим режим малого газа для авиационного газотурбинного двигателя ($T_0 = 450$ К, $p = 0,3$ МПа). Эксперименты и расчеты [14, 15] свидетельствуют о том, что интенсивность турбулентности весьма высока (50—100 %). Учитывая, что средняя скорость в таких камерах не меньше 20 м/с, приходим к заниженной оценке $u = 10$ м/с. Примем также, что в жаровой трубе так же, как и в обычной, масштаб турбулентности L составляет 20 % диаметра. Тогда для большинства камер получаем $L = 5$ см. Приближенность последней оценки не существенна, так как $\epsilon = u^3/L$ и, как следует из (11), $\sqrt{\langle w^2 \rangle} \sim 1/\sqrt{L}$, т. е. не слишком сильно зависит от масштаба.

На рис. 1 приведены зависимости $\sqrt{\langle w^2 \rangle}$ (1) и w_m (2) от d . Они изображены качественно, так как из (6), (12) следует, что $\sqrt{\langle w^2 \rangle}$ и w_m — линейные функции d , а $\partial w_m/\partial d$ на 2 порядка меньше, чем $\partial \sqrt{\langle w^2 \rangle}/\partial d$, т. е. с ростом d скорость обтекания капли увеличивается гораздо быстрее, чем расширяется диапазон устойчивого горения. В результате горят либо очень крупные ($d > d_1$), либо очень мелкие ($d < d_2$) капли. Расчет показывает, что размер d_1 нереально велик ($d_1 = 6$ мм), а d_2 нереально мал ($d_2 = 5$ мкм) и, кроме того, сопоставим с d_m ($d_m = 1,5 \div 10$ мкм при $b = 13-35$). В данном случае из (12) следует, что капли с d_2 полностью увлекаются потоком. Как уже отмечалось, это не означает, что они горят так же, как в неподвижной среде. Действительно, в рассматриваемых условиях диаметр пламени в неподвижной среде составляет 65—400 мкм, т. е. много больше колмогоровского масштаба $\eta = \nu^{3/4}/\epsilon^{1/4} = 14$ мкм, а на расстояниях порядка η скорость газа меняется на величину $(\nu\epsilon)^{1/4} = 70$ см/с, сопоставимую с $u_n = 75$ см/с. Таким образом, в данном случае горение капель невозможно, а закономерности рабочего процесса определяются горением газов. Этот вывод подтверждается экспериментально [16].

Горение в рассматриваемом режиме имеет ряд принципиальных особенностей, для выявления которых учтем, что вследствие неравномерности распределения капель состав в газовой фазе сильно меняется. В традиционном для теории диффузионного горения приближении можно пренебречь химической реакцией везде, кроме поверхности стехиометрического состава, на которой превращения веществ происходят бесконечно быстро. Эта искривленная турбулентностью поверхность изображена на рис. 2, 1. Важно, что капли (см. рис. 2, 2), вообще говоря, попадают как в богатые области R , так и в бедные области L (здесь имеется в виду состав в газовой фазе). Поэтому испаренное топливо и воздух находятся по обе стороны от фронта пла-

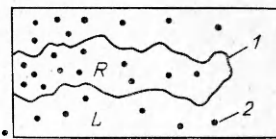


Рис. 2.

мени, а распределения концентраций реагирующих веществ принципиально отличаются от соответствующих распределений при диффузионном или гомогенном горении газов.

Часть топлива, попавшего в бедные области, сгорает, а часть остается несгоревшей даже, если длина камеры сгорания сколь угодно велика; топливо, попавшее в богатые области, догорит полностью, если длина камеры достаточно велика [9]. При уменьшении α от ∞ до 1 стехиометрическая поверхность вытягивается, приближаясь к выходу из камеры. Это обстоятельство приводит к снижению полноты сгорания топлива, находящегося в богатых областях, что ясно из теории диффузионного горения газов, в которой предполагается, что все несгоревшее топливо находится в таких областях. При этом полнота сгорания топлива в бедных областях растет, так как его догорание обусловлено диффузией топлива к поверхности пламени и при снижении α его площадь увеличивается. Поэтому при снижении α от ∞ до 1 эффективность процесса может меняться немонотонно. Такая закономерность действительно наблюдается в камерах сгорания газотурбинных двигателей и совершенно не характерна для горения газов как диффузионного, так и гомогенного.

ЛИТЕРАТУРА

1. Варшавский Г. А. Изд. Бюро новой техники.— М., 1945.
2. Spalding D. V. Fuel, 1950, 29, 25.
3. Агафонова Ф. А., Гуревич М. А., Тарасова Е. Ф. Третье Всесоюз. совещание по теории горения. Т. 2.— М.: Изд-во АН СССР, 1960.
4. Зельдович Я. Б. ЖТФ, 1949, 19, 10, 1199.
5. Вильямс Ф. А. Теория горения.— М.: Наука, 1971.
6. Gogos D., Sadhal S. S., Ayyaswamy P. S. e. a. J. Fluid Mech., 1986, 171, 121.
7. Burgoyne J. H., Cohen L. Proc. Roy. Soc., 1954, A225, 1162, 375.
8. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя.— М.: Наука, 1974.
9. Кузнецов В. Р., Сабельников В. А. Турбулентность и горение.— М.: Наука, 1986.
10. Талантов А. В. Основы теории горения.— Казань, 1975.
11. Шрайбер А. А., Милютин В. Н., Яценко В. П. Гидромеханика двухкомпонентных потоков с твердым полидисперсным веществом.— Киев: Наук. думка, 1980.
12. Кабанов В. В., Клубник В. С. ИФЖ, 1985, 48, 3, 396.
13. Лебедев Б. П., Тихомиров В. Г. ЖТФ, 1960, 30, 6.
14. Boysan F., Ayers W. H., Swithenbank J. e. a. J. Energy, 1982, 6, 6, 368.
15. Ziley D. G. J. Propulsion and Power, 1986, 2, 1, 66.
16. Дорошенко В. Е. Третье Всесоюз. совещание по теории горения. Т. 2.— М.: Изд-во АН СССР, 1960.

Поступила в редакцию 24/III 1987

ГЕКСАГОНАЛЬНАЯ УПАКОВКА ЯЧЕЕК ОХЛАЖДЕННЫХ ПЛАМЕН ПРИ ДИФфуЗИОННО-ТЕПЛОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

С. С. Минаев

(Новосибирск)

В последние годы достигнут существенный прогресс в нелинейном анализе устойчивости пламени [1, 2], позволяющем объяснять такие сложные явления, как пространственное расположение ячеек пламени, их стохастическое поведение [3, 4]. По-видимому, наиболее простое сравнение результатов нелинейной теории распространения пламени с экспериментом может быть получено из исследования стационарных периодических структур ячеек пламени. Пространственная упаковка ячеек пламени и зависимость амплитуды ячеек от параметров служат хорошим критерием для проверки результатов теории. Например, при гексагональной упаковке каждая ячейка граничит с шестью соседними, а при квадратной — с восемью.

Ряд нестационарных явлений на поверхности пламени можно рассматривать как потерю устойчивости стационарной периодической струк-