

тимальные условия непрерывного ускорения пламени на чередующихся друг за другом препятствиях.

В данных исследованиях экспериментально определено оптимальное расстояние, которое для решеток с линейным расположением элементов ($m \approx 0,73$ и $d_{ст} = 0,018$ м) составляет 0,2 м, что соответствует значению x_0 , рассчитанному по (3).

Отклонение расположения чередующихся препятствий от линейного порядка приводит к дополнительной турбулизации потока горючей смеси и, как следствие, к увеличению $u_{вид. м}$. В условиях экспериментов видимая скорость пламени при прохождении через комплекс из трех решеток с «шахматным» расположением элементов в 1,15 раза выше значения $u_{вид. м}$ при прохождении через комплекс решеток с линейным порядком расположения элементов.

Дополнительная турбулизация потока горючей смеси на каждом последующем препятствии, характеризующаяся увеличением числа Re, вызывает соответствующее увеличение $u_{вид. м}$. Зависимость видимой скорости пламени от числа Re потока представлена на рисунке, она может быть определена выражением

$$u_{вид. м} = A Re e^K, \quad (4)$$

где $K \approx 2,7$. Увеличение $Re > 10^5$ способствует значительному ускорению пламени и при $Re > 1,5 \cdot 10^5$ $u_{вид. м}$ достигает 250 м/с ($K_{инт} \sim 50$).

ЛИТЕРАТУРА

1. К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М.: Изд-во АН СССР, 1963.
2. Д. Г. Маркштейн. Нестационарное распространение пламени. М.: Мир, 1968.
3. I. O. Moen, M. Donato, R. Knystantus, J. H. Lee, H. Gg. Wagner. 7-th Int. Coll. Gasdyn. Explos. Techn. React. Syst., Göttingen, Aug., 1979.
4. Дж. Бэтчеллер. Теория однородной турбулентности. М.: ИЛ, 1955.

УДК 532.45

ОБРАЗОВАНИЕ ОКИСИ УГЛЕРОДА ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ДИФфуЗИОННОМ ГОРЕНИИ

В. Р. Кузнецов

(Москва)

Цель данной работы — выяснение механизма образования окиси углерода в камерах сгорания авиационных газотурбинных двигателей. Как известно [1], в таких двигателях основные черты рабочего процесса определяются смешением и горением испаренного жидкого топлива и воздуха. Измерения, суммированные в [2], свидетельствуют о том, что массовая концентрация окиси углерода c в выхлопных газах удовлетворяет сильным неравенствам $c_e(\bar{z}) \leq c \leq c_e(z_s)$. Здесь $z = 1/(1 + S\alpha)$ — восстановленная концентрация горючего, S — стехиометрический коэффициент, $\bar{z} = 1/(1 + S\alpha_r)$, $z_s = 1/(1 + S)$, α_r — коэффициент избытка воздуха в камере сгорания, индекс e относится к термодинамическому равновесию. На основе этих неравенств можно предположить, что в целом процесс горения носит диффузионный характер и отклонения от термодинамического равновесия в пламени достаточно малы. Таким образом, проблема заключается в оценке этих отклонений и выяснении влияния турбулентности на условия протекания химических реакций.

Для качественного решения этих вопросов полезно максимально упростить выражение, описывающее кинетику окисления СО. Оценки показывают, что в бедных и не слишком богатых смесях при не слишком больших отклонениях от равновесия основную роль играет реакция

$\text{CO} + \text{OH} = \text{CO}_2 + \text{H}$. В дальнейшем предполагается, что концентрации OH и H термодинамически равновесны. Тогда скорость окисления CO имеет вид $W = kc_{1e}(c - c_e)$, где c_1 — концентрация OH , $k = k_0 p T^{0,3} \exp(-330/T)$ МПа $^{-1}$ · град $^{-0,3}$ · с $^{-1}$ [3], T — температура, p — давление. Так как k слабо зависит от T , то будем считать, что $k = k_1 p$, $k_1 = 4 \cdot 10^7$ с $^{-1}$ · МПа $^{-1}$ ($T = 2000$ К). Уравнение переноса для окиси углерода имеет вид

$$\Lambda(c) = -\rho W, \Lambda = \rho \frac{\partial}{\partial t} + \rho u_{\kappa} \frac{\partial}{\partial x_{\kappa}} - \frac{\partial}{\partial x_{\kappa}} D \rho \frac{\partial}{\partial x_{\kappa}}, \quad (1)$$

$$W = kc_{1e}(c - c_e),$$

где ρ — плотность; u_{κ} — скорость; D — коэффициент молекулярной диффузии; t — время; x_{κ} — координата. Из предположения о подобии процессов тепло- и массопереноса и термодинамического расчета можно найти зависимости c_e и c_{1e} от z . Далее предполагается, что эти зависимости так же, как и все свойства поля z , которое удовлетворяет уравнению $\Lambda(z) = 0$, известны.

Расчет показывает, что c_{1e} — резко меняющаяся функция z , поэтому в бедной части пламени ($z < z_1$) существуют две области. В первой ($z_s > z > z_1$) скорость реакции настолько высока, что концентрация CO слабо отличается от c_e . Во второй ($z < z_1$) скорость реакции настолько мала, что $\Lambda(c) = 0$. Из-за резкой зависимости c_{1e} от z во многих случаях толщина переходного слоя δ много меньше колмогоровского масштаба η .

Высказанные соображения позволяют построить решение с помощью метода сращиваемых асимптотических разложений, оценить величину δ и тем самым подтвердить правильность принятых предположений. Перейдем в систему координат, связанную с поверхностью $z = z_1$. Как показывают оценки [4], при $\delta \ll \eta$ в этой системе координат в уравнении (1) существенны лишь два члена: ρW и $\partial/\partial n D \rho \partial c/\partial n$, где n — нормаль к поверхности $z = z_1$. Так как $\delta \ll \eta$, то $z = z_1 + n \partial z/\partial n$, где $\partial z/\partial n$ вычисляется на поверхности $z = z_1$. Тогда, выбрав в качестве независимой переменной величину z , приводим (1) к виду

$$\frac{d^2 c}{dz^2} - Q(z)(c - c_e) = 0, \quad Q = kc_{1e}(z)/N, \quad N = D(\partial z/\partial x_{\kappa})^2, \quad (2)$$

где скалярная диссипация N считается независимой от z . Особенности уравнения (2) при турбулентном горении проявляются лишь в том, что параметр N случаен.

Термодинамический расчет показывает, что в области $0,5z_s < z < 0,9z_s$ ($2 > \alpha > 1,1$) справедливы следующие аппроксимации:

$$c_{1e} = \text{const} \exp(\mu z), \quad c_e = \text{const} (c_{1e})^n, \quad (3)$$

где μ и n — слабо меняющиеся функции z ($n = 2 \div 3,5$, $\mu = 70 \div 180$). Тогда, выбрав z_1 из условия $Q(z_1) = \mu^2$, из (2), (3) получим

$$\frac{d}{ds} S \frac{dy}{ds} - y = -s^n, \quad s = \exp[\mu(z - z_1)], \quad y = c/c_e(z_1). \quad (4)$$

Учтем, что в первой области ($s \gg 1$, $z > z_1$) концентрация CO близка к равновесной. В соответствии с известной процедурой, используемой в методе сращиваемых асимптотических разложений, это означает, что $y/s^n \rightarrow 1$ при $s \rightarrow \infty$. Тогда при $n = 2$ из (4) имеем

$$y = s^2 + 4s + 4 + AK_0(2\sqrt{s}), \quad (5)$$

где A — произвольная постоянная; K_0 — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка.

Рассмотрим решение во второй области ($s \ll 1$, $z < z_1$), в которой $\Lambda(c) = 0$. При решении уравнения $\Lambda(c) = 0$ следует поставить два граничных условия. Одно из них очевидно: $c = 0$ на большом удалении от поверхности $z = z_1$. Второе находится из (5) с помощью метода сращи-

ваемых асимптотических разложений. Видно, что

$$c = c_e(z_1)[4 + A - 1/2 \cdot A\mu(z - z_1)] \quad (6)$$

при $s \rightarrow 0$ ($z < z_1$). Из (6) при $z = z_1$ имеем $c = c_e(z_1)(4 + A)$, $\partial c/\partial n = -1/2 \cdot A c_e(z_1) \mu \partial z/\partial n$. Исключив A , отсюда получим $c(z_1) = 4c_e(z_1) - \partial c/\partial n / (\mu \partial z/\partial n)$. Так как $\mu \gg 1$, то $c(z_1) = 4c_e(z_1)$. Можно показать, что при $n \neq 2$ структура этого граничного условия принципиально не меняется, т. е. $c(z_1) \sim c_e(z_1)$.

Проведем ряд оценок, подтверждающих правильность принятых предположений. Из (4), (6) видим, что в переходном слое восстановленная концентрация горючего z меняется на величину порядка $1/\mu$, т. е. $\delta \sim 1/(\mu \partial z/\partial n) = \mu^{-1} \sqrt{D/N}$. Имеем далее $\eta = \nu^{3/4} \langle \epsilon \rangle^{-1/4}$, где $\epsilon = \nu (\partial u_i/\partial x_k)^2$ — диссипация энергии, ν — кинематическая вязкость. Воспользуемся эмпирическими формулами $\langle N \rangle \sim \sigma^2 u/L$, $\langle \epsilon \rangle \sim u^3/L$, где $\sigma^2 = \langle (z - \langle z \rangle)^2 \rangle$, $u^2 = 1/3 \cdot \langle u_k - \langle u_k \rangle \rangle^2$, L — масштаб турбулентности. Тогда при $\nu \approx D$ получаем $\delta/\eta = \mu^{-1} \sigma^{-1} \text{Re}^{1/4}$, $\text{Re} = uL/\nu$, где вязкость рассчитывается по температуре продуктов сгорания.

Оценки показывают, что для типичных режимов работы авиационных газотурбинных двигателей величина z_1 варьирует от $z_s/1,1$ до $z_s/1,6$. ($\alpha = 1,1 \div 1,6$), а критерий δ/η меняется от 0,2 до 5. Поэтому режимы горения, рассмотренные выше, достаточно часто осуществляются на практике.

Остановимся на качественных особенностях решения. Из определения величины z_1 следует, что $z_1 = \text{const} + \frac{1}{\mu} \ln N$, т. е. z_1 слабо зависит от единственной гидродинамической характеристики N , определяющей структуру решения в переходном слое. Таким образом, для определения эмиссии СО необходимо решить уравнение диффузии без источников $\Delta(c) = 0$ с одним из граничных условий, заданным на поверхности $z = z_1$. Очевидно, что поток окиси углерода от этой поверхности зависит от ее площади и среднего значения концентрации СО на ней. Существенно, что оба указанных фактора зависят от числа Рейнольдса. Можно показать, что площадь поверхности $z = \text{const}$ пропорциональна $\text{Re}^{1/2}$. Это обстоятельство, однако, не приводит к зависимости потока окиси углерода от числа Рейнольдса. Чтобы пояснить сказанное, проведем аналогию с процессом тепловыделения в факеле при бесконечно большой скорости химических реакций. В этом случае температура на поверхности $z = z_s$ постоянна. Поток тепла от этой поверхности тем не менее не зависит от числа Рейнольдса, что следует из закона сохранения энергии. Причина состоит в том, что основная часть площади поверхности $z = \text{const}$ определяется возмущениями с очень малой амплитудой, значение которой уменьшается с возрастанием числа Рейнольдса.

Более существен второй фактор. Из (3) и определения величины z_1 имеем $c_e(z_1) \sim (N\mu^2/k)^n$, где $n = 2 \div 3,5$. Поэтому средний поток окиси углерода пропорционален $\langle N^n \rangle$. Этот вывод имеет принципиальное значение, так как из-за внутренней перемежаемости все моменты скалярной диссипации, за исключением первого, зависят от числа Рейнольдса [5].

Внутренняя перемежаемость обуславливает резко неравномерное распределение скалярной диссипации, которая определяет потоки горючего и окислителя к фронту пламени. Это означает, что в некоторых областях на поверхности $z = z_1$ скалярная диссипация принимает значения, существенно превышающие среднее. Несмотря на то, что площадь таких областей мала по сравнению с общей площадью поверхности $z = z_1$, именно такие области дают основной вклад в эмиссию СО.

Для оценки роли рассматриваемого эффекта воспользуемся соображениями, изложенными в [5], и экспериментальными данными [6]. Получаем $\langle N \rangle^n = \langle N \rangle^n (L/\eta)^s = \langle N \rangle^n \text{Re}^r$, $r = 3/4s = 3/8\mu_0 n(n-1)$, где $\mu_0 = 0,36$. Отсюда видно, что $\langle N^n \rangle / \langle N \rangle^n \sim 10$ при $\text{Re} = uL/\nu \sim 10^4$ и $n = 2$, т. е. влияние числа Рейнольдса на эмиссию окиси углерода весьма существенно.

Отметим, что сделанный вывод не противоречит принципу автомодельности турбулентных течений по числу Рейнольдса. В самом деле, из приведенных оценок следует, что при $Re \rightarrow \infty$ колмогоровский масштаб становится существенно меньше толщины переходного слоя. Как свидетельствуют изложенные в [4] соображения, в этом случае все приведенные соотношения остаются в силе, если величину N заменить на скалярную диссипацию, осредненную по области с характерным размером порядка δ . Характеристики скалярной диссипации, осредненной таким образом, при $\delta \gg \eta$ уже не зависят от числа Рейнольдса. Таким образом, возможное влияние процессов молекулярного переноса на процесс горения связано с тем, что во многих практически важных случаях толщина переходного слоя мала, а число Рейнольдса недостаточно велико.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Дорошенко. Тр. ЦИАМ, № 354, 1959.
2. А. А. Горбатко, В. И. Щербаков, Е. И. Худяков и др. Тр. ЦИАМ, № 983, 1982.
3. D. E. Jensen, G. A. Jones. Comb. Flame, 1978, 32, 1, 1.
4. В. Р. Кузнецов. Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, 6, 3.
5. А. С. Монин, А. М. Яглом. Статистическая гидромеханика. Т. 2. М.: Наука, 1967.
6. K. R. Sreenivassan, H. A. Danh, R. A. Antonia. Phys. Fluids, 1977, 20, 10, 1050.

УДК 662.612.2.3

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ОБРАЗОВАНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ПРОДУКТОВ ПРИ ГОРЕНИИ ЧАСТИЦ МЕТАЛЛА

А. Я. Лукин, А. М. Степанов

(Ленинград)

Большинство разработанных моделей горения металлических частиц ставит цель рассчитать скорость горения в зависимости от размера частиц и параметров внешней среды. При этом обязательно отмечается, что конденсация газообразных продуктов реакции существенно влияет на процесс горения; тем не менее, образование конденсированной фазы в продуктах сгорания учитывается весьма упрощенно [1—5]. Что касается расчета скоростей горения частиц, здесь можно сказать, что упрощенные модели вполне оправдывают себя. Но если речь идет об определении дисперсности образующихся при горении продуктов, в этом случае упрощения могут оказаться неприемлемыми. Так, квазистационарная модель [4] дает зависимости среднего размера конденсированных продуктов от давления и от размера частицы металла, обратные наблюдаемым в эксперименте [6].

В настоящей работе сделана попытка выяснить основные особенности процесса образования конденсата в различных условиях горения частиц металла методом математического моделирования. За основу исследования взята модель [5], адекватность которой в значительной степени теперь подтверждена экспериментом [7].

Модель. Процессы около частицы описываются уравнениями переноса тепла

$$c_p (\rho + \rho_{ок}) \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial r} \right) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) = qk + l_{ок} m$$

и массы газообразных компонентов (n_j — массовые концентрации): паров металла

$$\frac{\partial (\rho n_{II})}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 g_{II}) = -\beta k,$$