

ГОРЕНИЕ КОНДЕНСИРОВАННОЙ СИСТЕМЫ В ПОТОКЕ ГАЗОВ ПРИ НАЛИЧИИ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ СКОРОСТИ ПОТОКА

В. Н. Матвеев, В. А. Фрост, В. Л. Юмашев

(Москва)

При исследовании горения конденсированных систем в условиях движения продуктов сгорания вдоль поверхности обнаружено явление, названное эрозией или раздуванием, заключающееся в увеличении скорости горения пропорционально скорости обдува, начиная с некоторой пороговой скорости движения потока.

В ряде работ [1—4] отмечается также, что вблизи пороговой скорости иногда наблюдается незначительное уменьшение скорости горения (так называемая отрицательная эрозия).

Для конденсированных систем, скорость горения которых существенно зависит от химических реакций в к-фазе, отрицательную эрозию объясняют увеличением степени диспергирования поверхностного слоя, что снижает температуру поверхности и скорость горения [5]. Для конденсированных систем с ведущей стадией горения в газовой фазе отрицательная эрозия объясняется возникновением крупномасштабных пульсаций в зоне газового пламени, что приводит к уменьшению температуры в зоне горения и в связи с этим к уменьшению скорости реагирования [1]. Кроме того, отрицательная эрозия может быть объяснена неравенством коэффициентов диффузии и теплопроводности (как молекулярных значений, так и их турбулентных аналогов) при развитой мелкомасштабной турбулентности [1, 5].

В настоящей работе отрицательная эрозия рассматривается как эффект нестационарного горения конденсированной системы в условиях колебаний потока тепла из газовой зоны в к-фазу, вызванных турбулентными пульсациями потока продуктов сгорания.

Турбулентные возмущения, масштаб которых много больше толщины газового пламени ($\sim 10^{-2}$ см), не вызывают изменение структуры газового пламени или искривление его фронта, а приводят только к колебаниям пламени по нормали к поверхности к-фазы и, следовательно, к колебаниям теплового потока в к-фазу. Если характерное время этих колебаний одного порядка со временем релаксации прогретого слоя к-фазы ($10^{-2} \div 10^{-3}$ с)¹, то горение будет существенно нестационарным. Можно ожидать, что при этом средняя скорость горения уменьшится, как это, например, происходит в случае колебаний давления [6].

Наиболее крупномасштабные и низкочастотные возмущения появляются в самом начале развития турбулентности при достижении порогового значения числа Рейнольдса, как раз когда и наблюдается отрицательная эрозия. По мере роста скорости потока возникают турбулентные возмущения меньшего масштаба, которые вызывают искривление фронта пламени, интенсификацию процессов теплообмена и смешения в зоне пламени и в результате увеличение скорости горения (положительная эрозия).

Для описания нестационарного горения конденсированной системы, вызванного турбулентными пульсациями, воспользуемся подходом Я. Б. Зельдовича — Б. В. Новожилова [6], основным моментом которо-

¹ Впредь такие колебания будем называть низкочастотными.

го является предположение о квазистационарности всех процессов в газовой фазе и в реакционном слое к-фазы. В результате нестационарность горения определяется только инерционностью прогретого слоя к-фазы. Перестройка прогретого слоя в системе координат, связанной с поверхностью к-фазы, описывается уравнением

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - u \frac{\partial T}{\partial x}, \quad -\infty < x \leq 0. \quad (1)$$

Здесь x — координата, нормальная к поверхности к-фазы, t — время, $u(t)$ — скорость горения, $T(x, t)$ — распределение температуры в к-фазе, κ — коэффициент температуропроводности к-фазы. В дальнейшем вместо линейной скорости горения u более удобно будет рассматривать массовую скорость горения $M = \rho u$, ρ — плотность к-фазы.

При сделанных предположениях поток тепла в прогретый слой к-фазы и температура поверхности будут [6]:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = \Phi(p, M); \quad T|_{x=0} = T_s(p, M). \quad (2)$$

При наличии турбулентных возмущений мгновенное значение скорости газификации к-фазы M и плотность тока газа во фронте пламени могут различаться. Пусть плотность тока в газовом пламени стала $M + M'$. Фронт пламени придет в движение, и, если возмущение M' действует достаточно долго, то достигается квазистационарное состояние газовой зоны, при этом градиент температуры на поверхности к-фазы будет $\Psi(p, M, M')$. При заданных турбулентных пульсациях процесс нестационарного горения описывается уравнениями (1), (2), в которые вместо $\Phi(p, M)$ входит функция $\Psi(p, M, M')$.

Если скорость газа во фронте пламени стала $M + M'$, то для выполнения закона сохранения необходим дополнительный приток вещества в зону подогрева с расходом M' с соседнего участка поверхности к-фазы. Но в таком случае на соседнем участке массовая скорость газа во фронте пламени претерпевает такое же возмущение противоположного знака. Этот процесс можно представить в виде суперпозиции однородного ламинарного потока продуктов газификации и пульсационного вихревого течения (крупномасштабного и низкочастотного).

Рассмотрим баланс энергии в безынерционной части зоны горения в невозмущенном состоянии

$$M(cT_s + Q_s + Q_f - C_p T_f) - \lambda \Phi(p, M) = 0. \quad (3)$$

Здесь $Q_s(p, M)$ — тепловыделение в зоне разложения к-фазы, $T_s(p, M)$ — температура на поверхности к-фазы; $Q_f(p, M)$ и $T_f(p, M)$ — тепловыделение и температура во фронте пламени. Функция $T_f(p, M)$ выражает закономерности нормального распространения пламени.

При возмущении массовой скорости во фронте пламени в результате турбулентных пульсаций температура и тепловыделение станут $T_f(p, M + M')$ и $Q_f(p, M + M')$. Изменение теплового потока в к-фазу приведет к изменению значений T_s и Q_s в соответствии с закономерностями распространения фронта реакции в конденсированном веществе [6]. Для реакций нулевого порядка в к-фазе это будут зависимости $T_s(M, \Psi)$ и $Q_s(M, \Psi)$.

Предположим, что дополнительный приток продуктов газификации в зону горения происходит при некоторой средней температуре \bar{T} (рис. 1). Величина \bar{T} считается заданной и выступает в роли одного из параметров предлагаемой модели. Очевидно, $T_s \leq \bar{T} \leq T_f$, хотя достиже-

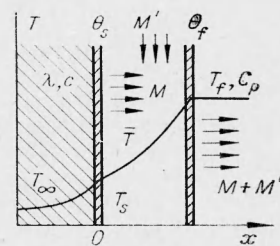


Рис. 1. Схема течения газа в зоне горения (s — поверхность к-фазы, f — фронт пламени).

ние нижней границы маловероятно. Уравнение сохранения энергии примет вид

$$M[cT_s(M, \Psi) + Q_s(M, \Psi)] + M' C_p \bar{T} + (M + M') \times \\ \times [Q_f(p, M + M') - C_p T_f(p, M + M')] - \lambda \Psi(p, M, M') = 0. \quad (4)$$

В случае приращения массовой скорости газификации к-фазы (скажем, при большей начальной температуре в режиме стационарного горения) уравнение сохранения энергии (3) будет

$$(M + M') [cT_s(p, M + M') + Q_s(p, M + M') + Q_f(p, M + M') - \\ - C_p T_f(p, M + M')] - \lambda \Phi(p, M + M') = 0. \quad (5)$$

Заметим, что с точностью до членов второго порядка малости по M'

$$T_s(M, \Psi) = T_s(p, M + M') - \left(\frac{\partial T_s}{\partial M}\right)_\Phi \cdot M' + \left(\frac{\partial T_s}{\partial \Phi}\right)_M [\Psi - \Phi(p, M + M')]$$

и аналогично для Q_s . Вычитая (5) из (4) и пренебрегая членами второго порядка малости, получим

$$\Psi(p, M, M') = \Phi(p, M + M') + M' \frac{C_p \bar{T} - cT_s - c\left(\frac{\partial T_s}{\partial \ln M}\right)_\Phi - \left(\frac{\partial Q_s}{\partial \ln M}\right)_\Phi}{\lambda - M \left[c\left(\frac{\partial T_s}{\partial \Phi}\right)_M \left(\frac{\partial Q_s}{\partial \Phi}\right)_M \right]}. \quad (6)$$

В формуле (6) функция Φ оставлена неразложенной, уравнение теплопроводности (1) также будет использоваться без упрощений в связи с малостью M' . Разложение в (6) по M' с точностью до составляющих второго порядка малости касается только членов, описывающих влияние на горение газодинамических пульсаций; эту операцию следует трактовать, как приближенный учет влияния турбулентных пульсаций, который оправдан в связи с ранее сделанными приближениями при описании структуры газовой фазы горения конденсированной системы. Переходя к безразмерным переменным [6]

$$\xi = \frac{u^0 x}{\kappa}, \quad \tau = \frac{(u^0)^2 t}{\kappa}, \quad \eta = \frac{p}{p_0}, \quad v = \frac{u}{u^0} = \frac{M}{M_0}, \\ v' = \frac{M'}{M_0}, \quad \varphi = \frac{\Phi}{\Phi_0}, \quad \psi = \frac{\Psi}{\Phi_0}, \quad \Theta = \frac{T - T_\infty}{T_s^0 - T_\infty},$$

получаем

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} - v \frac{\partial \Theta}{\partial \xi}, \quad -\infty < \xi \leq 0, \quad (7)$$

$$\left. \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \right|_{\xi=0} = \psi(\eta, v, v'), \quad \Theta|_{\xi=0} = \Theta_s(\eta, v). \quad (8)$$

Из (6) следует

$$\psi(\eta, v, v') = \varphi(\eta, v + v') + k_\theta v', \quad (9)$$

$$k_\theta = \frac{C_p \bar{T} - cT_s - Q_s - c\left(\frac{\partial T_s}{\partial \ln M}\right)_\Phi - \left(\frac{\partial Q_s}{\partial \ln M}\right)_\Phi}{c(T_s^0 - T_\infty) \left[1 - v \left(\frac{\partial \Theta_s}{\partial \varphi}\right)_v - \frac{v}{c(T_s^0 - T_\infty)} \left(\frac{\partial Q_s}{\partial \varphi}\right)_v \right]}. \quad (10)$$

Величину k_θ рассматриваем как параметр модели и считаем постоянной. В соответствии с [6] можно считать

$$\left(\frac{\partial \Theta_s}{\partial \varphi}\right)_v \ll 1, \quad \frac{1}{c(T_s^0 - T_\infty)} \left(\frac{\partial Q_s}{\partial \varphi}\right)_v \ll 1$$

и пренебречь соответствующими слагаемыми в знаменателе выражения (10). Верхний предел значений k_0 достигается при $\bar{T}=T_f$, $Q_s \leq 0$ и составляет $7 \div 10$. Нижний предел достигается при $\bar{T}=T_s$, $Q_s > 0$ и может составлять ~ -1 , хотя это маловероятно, поскольку пульсационное движение быстро затухает по мере приближения к поверхности k -фазы.

Предположим, что функции $\varphi(\eta, v)$ и $\Theta_s(\eta, v)$ определяются соотношениями

$$v = e^{m(\Theta_s - 1)}, \quad v = \eta^v e^{k(\Theta_s - \varphi/v)}. \quad (11)$$

Здесь v , k , m — постоянные величины, совпадающие с определением [6]. Из (9) и (11) следует

$$\Theta_s(v) = 1 + \frac{1}{m} \ln v, \quad (12)$$

$$\varphi(\eta, v, v') = (v + v') \left[1 + \left(\frac{1}{m} - \frac{1}{k} \right) \ln(v + v') + \frac{v}{k} \ln \eta \right] + k_0 v'. \quad (13)$$

Предположим, что при турбулентных пульсациях давление остается постоянным, а колебания скорости газа происходят по синусоидальному закону

$$\eta \equiv 1; \quad v' = A \sin \omega \tau. \quad (14)$$

При этих условиях процесс горения с течением времени выходит на режим установившихся колебаний (если только не происходит потери устойчивости), в котором средняя скорость горения определяется интегрированием по периоду. Режим установившихся колебаний находится путем численного интегрирования [7] системы уравнений (7), (8), (12) — (14).

Результаты расчетов показали, что при колебаниях пульсационной составляющей v' средняя скорость горения \bar{v} уменьшается, т. е. возникает эффект отрицательной эрозии. Величина отклонения \bar{v} от нормального значения зависит от свойств конденсированного вещества (параметры k и m) и параметров турбулентных пульсаций ω , A , k_0 .

Параметры k и m определяют устойчивость горения конденсированного вещества в исходном стационарном режиме и наличие собственных колебаний [6]. Было рассмотрено несколько вариантов значений k и m . При $k=1,4$; $m=10$ (эти значения характерны для однородных конденсированных систем) уменьшение средней скорости горения в зависимости от частоты турбулентных пульсаций характеризуется наличием резко выраженного резонанса, близкого к собственной частоте конденсированного вещества [6] (рис. 2, I). При $k=1$, $m=10$ резонансный характер кривых выражен слабее (рис. 2, II), отклонение средней скорости горения уменьшается. При $k=0,5$ (рис. 2, III) резонанс полностью отсутствует: это объясняется тем, что соответствующий стационарный режим находится за пределами области существования собственных колебаний. Резонансные частоты оказываются близкими к экспериментальным значениям частоты возмущений в момент потери устойчивости ламинарного движения [8].

Влияние параметра пульсаций k_0 согласуется с его физическим смыслом, описанным выше: чем больше значение k_0 , тем воздействие турбулентных пульсаций происходит ближе к фронту пламени и приводит к более сильному уменьшению средней скорости горения (см. рис. 2). Влияние амплитуды пульсаций на величину средней скорости очевидно.

Полученное в расчетах абсолютное отклонение средней скорости горения от нормальной достигает $\sim 4\%$. Этот результат качественно согласуется с имеющимися экспериментальными данными по отрицательной эрозии. Например, для вещества Н получено уменьшение скорости

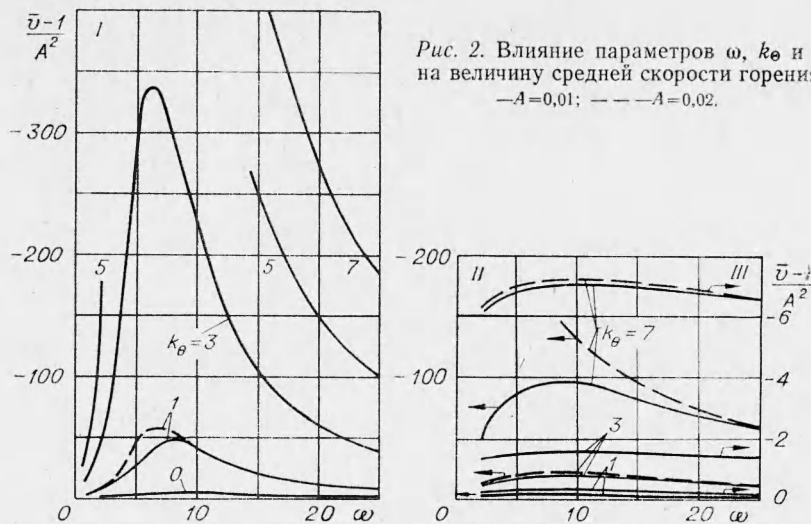


Рис. 2. Влияние параметров ω , k_0 и k на величину средней скорости горения.
— $A=0,01$; --- $A=0,02$.

горения на 5% при скоростях потока продуктов сгорания, близких к пороговой [1].

Интересным результатом расчетов является погасание, которое происходит при больших значениях параметров A , k_0 или k . Сущность процесса погасания состоит в том, что при большой амплитуде колебаний колебательный режим горения в некоторый момент переходит в режим, в котором скорость горения монотонно убывает, пока величина $v+v'$ не обратится в ноль, при этом формула (13) теряет смысл. Характер погасания аналогичен полученному в [7] для случая спада давления. По нашему мнению, причиной погасания является потеря устойчивости процесса нестационарного горения. К полученному результату следует, однако, относиться с осторожностью. Во-первых, формула, выражающая тепловой поток в к-фазу, получена при некоторых упрощающих предположениях и имеет смысл только при $|v'| \ll v$. Во-вторых, на соседних участках поверхности к-фазы колебания скорости горения происходят в противофазе, и тангенциальный поток горячих продуктов сгорания обеспечит быстрое повторное воспламенение на том участке, где появилась тенденция к погасанию. Поэтому нельзя, очевидно, рассчитывать экспериментально получить погасание в результате отрицательной эрозии.

Следует отметить, что тенденция к погасанию проявляется сильнее при больших значениях параметра k_0 и при частотах пульсаций, близких к резонансной. На фиг. 2 для варианта I недостающие части кривых при $k_0=5-7$ соответствуют случаям погасания. Из-за погасания в расчетах не удастся получить уменьшение средней скорости горения больше, чем на 4%. Однако при соответствующем уточнении модели (корректировка теплового потока при малых скоростях горения) можно ожидать и более значительного уменьшения средней скорости.

Были рассмотрены также значения параметров k и m , лежащие в области неустойчивости. В этих случаях даже при малых значениях амплитуды пульсаций и параметра k_0 происходит погасание конденсированной системы.

Интересно, что рассматриваемая модель предсказывает влияние свойств конденсированного вещества на уменьшение средней скорости горения, отличное от того, которое имеет место при колебаниях давления [6], несмотря на то, что в основе обоих явлений лежат одни и те же эффекты нестационарного горения. При колебаниях давления средняя скорость уменьшается тем сильнее, чем сильнее зависимость

