

препятствий пламя за препятствием движется как по потоку, так и перпендикулярно, т. е. внутрь застойной зоны, потому что скорости потока ненамного больше видимой скорости пламени, и оно не сносится потоком. В этом случае реализуется фронтальное горение с развитой поверхностью [11].

На рис. 5 приведены характерные осциллограммы давления. Профиль волн давления в описанных экспериментах оказался неожиданно гладким и по форме аналогичен профилю волны давления от сферического горения в отсутствие препятствий. И это несмотря на то, что ближайший датчик находился внутри массива препятствий. Максимально избыточное давление на ближнем датчике хорошо описывается формулой

$$\frac{\Delta p_{\max}}{p_0} = \frac{3}{2} \gamma \frac{\left(\frac{w}{c}\right)^2}{1 + \frac{w}{c}} \frac{\sigma - 1}{\sigma},$$

где γ — показатель адиабаты; c — скорость звука. Давление на дальнем датчике было в 2—3 раза меньше.

Итак, в работе исследованы условия ускорения пламени, по форме близкого к сферической, при его прохождении через препятствия. Получено, что для постоянного ускорения необходимо, чтобы препятствия были повторяющимися во всех направлениях. Если проницаемость препятствий ψ во всех направлениях одинакова, фронт пламени имеет сферическую форму, а ускорение зависит от величины проницаемости. В препятствиях с меньшим значением ψ пламя ускоряется сильнее. В случае различной проницаемости в разных направлениях фронт пламени вытягивается в сторону меньшей; соответственно и ускорение в этом направлении больше. Значения ψ в направлениях, перпендикулярных рассматриваемому пространению пламени, оказывают схожее действие на скорость пламени, т. е. большим ψ соответствует меньшая w .

ЛИТЕРАТУРА

1. К. И. Щелкин. ЖТФ, 1947, 27, 5, 613.
2. P. Wolanski, S. Woyeicki. Arch. comb., 1981, 1, 1/2, 69.
3. J. O. Moen, M. Donato e. a. Comb. Flame, 1981, 39, 21.
4. J. O. Moen e. a. Progr. Astron. Aeron., 1981, 75, 33.
5. K. S. Dörge, D. Pangritz, H. G. Wagner. Acta Astron., 1976, 3, 1069.
6. В. А. Горев, С. Н. Мирошников. Хим. физика, 1982, 1, 6, 854.
7. C. D. Lind. Loss Prev., 1975, 9, 101.
8. И. О. Хинце. Турбулентность. М.: Физматгиз, 1963.
9. Г. Н. Абрамович. Теория турбулентных струй. М.: Физматгиз, 1960.
10. S. Fujii. Trans. ASME Fluids Eng., 1981, 10, 2, 328.
11. C. Chan, J. O. Moen. Comb. Flame, 1983, 49, 27.

ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭРОЗИОННОГО ГОРЕНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ

*В. К. Булгаков, А. М. Липанов, А. Ш. Камалетдинов
(Устинов)*

В настоящей работе проводится анализ результатов численных расчетов горения конденсированных веществ при обдуве с целью исследования физических процессов, определяющих эрозионный эффект, и количественной оценки влияния особенностей обдуваемого потока (геометрии канала, интенсивности турбулентности набегающего потока), теплофизических параметров газовой фазы, начальной температуры вещества, кинетики брутто-реакций в газовой и конденсированной фазах на эрозионный эффект. Методика расчета, ее теоретическое обоснование и экспериментальное подтверждение даны в [1]. Физические и кинетические характе-

T_n, K	$E, \text{ кал/моль}$	$E_k, \text{ кал/моль}$	Pg_m	Le_m	T_s, K	$l_r \cdot 10^3, \text{ м}$	$v_k \cdot 10, \text{ м/с}$
293 *	44 500	19 065	1	1	716,6	0,21	0,1047
233	44 500	19 065	1	1	697,8	0,2	0,08737
	44 500	—	—	—	753,5	0,23	0,1452
	43 610	—	—	—	729,4	0,185	0,1177
	45 390	—	—	—	704,0	0,24	0,09369
	—	18 112	—	—	684,0	0,26	0,1080
373	—	20 972	—	—	787,8	0,16	0,1042
	—	—	0,8	—	729,2	0,21	0,1175
	—	—	1,2	—	706,5	0,20	0,09513
	—	—	—	0,5	743,0	0,14	0,1328
	—	—	—	2,0	693,6	0,28	0,08382

* Базовый вариант для всех варьируемых параметров.

ристики конденсированного вещества — исходные данные для численных расчетов — приведены в [2].

Для анализа зависимости коэффициента эрозии ϵ , равного отношению скорости горения при обдуве к скорости горения без обдува, от перечисленных выше параметров необходимо знать значения скорости нормального горения (без обдува) в исследуемом диапазоне их изменения. С этой целью проведена серия расчетов скорости нормального горения. Варьируемые параметры, их значения и соответствующие им температуры поверхности вещества T_s , ширины волны горения l_r и скорости горения v_k сведены в таблицу, где T_n — начальная температура вещества; E, E_k — энергия активации реакции в газовой и конденсированной фазах.

Теплофизические характеристики варьировались путем изменения молекулярных чисел Прандтля Pg_m и Льюиса — Семенова Le_m . В качестве параметра, определяющего кинетику брутто-реакций в конденсированной и газовой фазах, использовалась энергия активации. Влияние геометрии потока на эрозионный эффект рассмотрено на примере расчетов горения конденсированного вещества в канале, образованном поверхностью горения и инертной стенкой (задача I), двумя поверхностями горения (задача II).

Расчеты проводились для следующих вариантов: I — ширина канала $2H = 3 \cdot 10^{-3}$ м, параметры потока на входе в канал: продольная скорость $u_{вх} = 100$ м/с, динамическая турбулентная вязкость $\mu_t^{вх} = 0,2 \cdot 10^{-1}$ кг/(м·с), давление $p_{вх} = 10$ МПа; II — $2H = 3 \cdot 10^{-3}$ и $5 \cdot 10^{-3}$ м, $u_{вх} = 70$ м/с, $\mu_t^{вх} = 0,1 \cdot 10^{-1}$ кг/(м·с), $p_{вх} = 10$ МПа. Молекулярные и турбулентные числа Pg и Le брались равными 1.

На рис. 1, а представлены зависимости коэффициента эрозии ϵ вдоль горячей поверхности вещества. Кривая 1 соответствует варианту I, а 2, 3 — варианту II при $2H = 3 \cdot 10^{-3}$ и $5 \cdot 10^{-3}$ м соответственно. Характер изменения ϵ обусловлен различной интенсивностью обдува поверхности горения. Это видно из рис. 1, б, на котором показано изменение напряжения трения вдоль поверхности вещества. Однако если результаты расчетов представить в переменных: напряжение трения на поверхности горения τ_s — ϵ (рис. 1, в), то они ложатся практически на одну кривую (нумерация точек здесь соответствует линиям на рис. 1, а, б). Заметим,

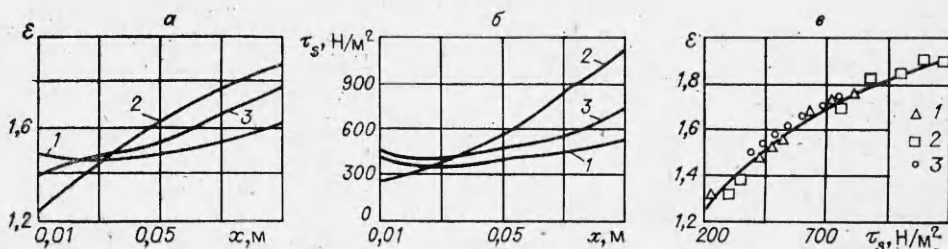


Рис. 1.

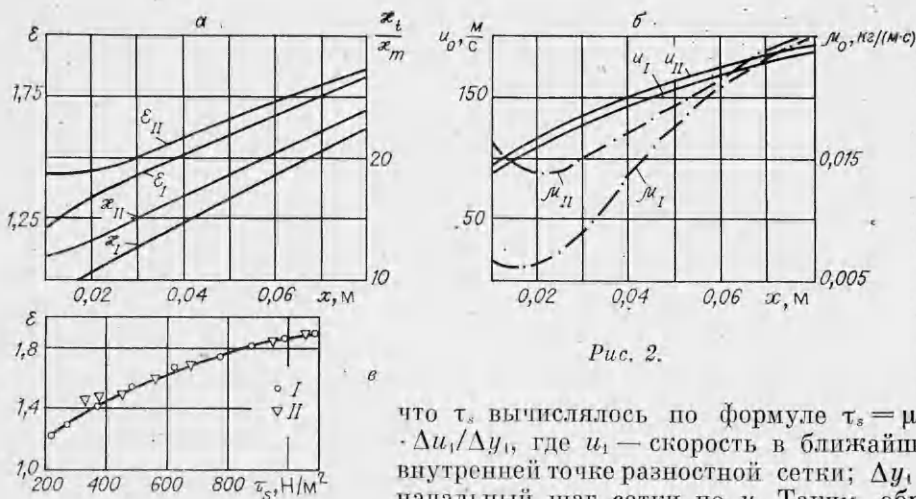


Рис. 2.

что τ_s вычислялось по формуле $\tau_s = \mu_m \cdot \Delta u_1 / \Delta y_1$, где u_1 — скорость в ближайшей внутренней точке разностной сетки; Δy_1 — начальный шаг сетки по y . Таким обра-

зом, напряжение трения на поверхности горения — основная газодинамическая величина, определяющая ϵ .

Влияние интенсивности турбулентности набегающего потока на эрозионный эффект проанализировано на примере расчета горения конденсированного вещества в плоском канале с газоприходом от обеих стенок для вариантов, различающихся только значением μ_t на входе в канал: I — $\mu_t^{вх} = 0,1 \cdot 10^{-1}$ кг/(м·с), II — $\mu_t^{вх} = 0,5 \cdot 10^{-1}$ кг/(м·с). На рис. 2, а кривыми ϵ_I и ϵ_{II} представлены зависимости коэффициента эрозии вдоль канала для соответствующих вариантов. Механизм влияния интенсивности турбулентности набегающего потока становится ясным из анализа характера изменения коэффициентов турбулентной теплопроводности κ_t в волне горения, турбулентной вязкости и скорости обдува вдоль канала. На рис. 2, б представлены зависимости максимального значения κ_t в волне горения, отнесенного к коэффициенту молекулярной теплопроводности вдоль координаты x . В рассмотренных вариантах κ_t достигает наибольшего значения в волне горения в сечении $y \approx 0,25 \cdot 10^{-3}$ м, что примерно составляет половину ширины волны горения.

На рис. 2, в представлены зависимости коэффициента турбулентной вязкости (кривые μ_t , μ_{tI}) и скорости потока на оси канала (u_t , u_{tI}) вдоль поверхности горения. Отметим, что в зависимостях μ_t , κ_t , ϵ можно выделить два участка: $0,01 < x \leq 0,025$ м и $x > 0,025$ м. На первом величина μ_t определяется его значением на входе в канал. За счет механизма диссипации (поскольку профиль продольной скорости еще не развит) вязкость падает. Затем механизм порожждения турбулентности начинает преобладать над диссипацией и коэффициент вязкости возрастает. Следует подчеркнуть, что влияние интенсивности турбулентности набегающего потока на эрозионный эффект заключается прежде всего в интенсификации теплопереноса в волне горения за счет уровня турбулентности набегающего потока. При этом непосредственное влияние интенсивности турбулентности имеет место на входном участке канала, где происходит стабилизация течения.

На рис. 2, в приведена зависимость $\epsilon(\tau_s)$. Видно, что после небольшого участка релаксации ($\tau_s \leq 380$ Н/м²) точки хорошо ложатся на одну универсальную кривую. Таким образом, и в данном случае напряжение трения на поверхности горения является универсальным аргументом для коэффициента эрозии. Результаты расчетов качественно согласуются с экспериментальными данными, приведенными в [3]. Эксперимент и расчет дают хорошее соответствие по длине зоны, на которой интенсивность турбулентности набегающего потока оказывает прямое влияние на коэффициент эрозии ($\sim 2,5 \cdot 10^{-2}$ м).

Для анализа влияния начальной температуры вещества проведены расчеты варианта I задачи для $T_n = 233, 293$ и 373 К при следующих

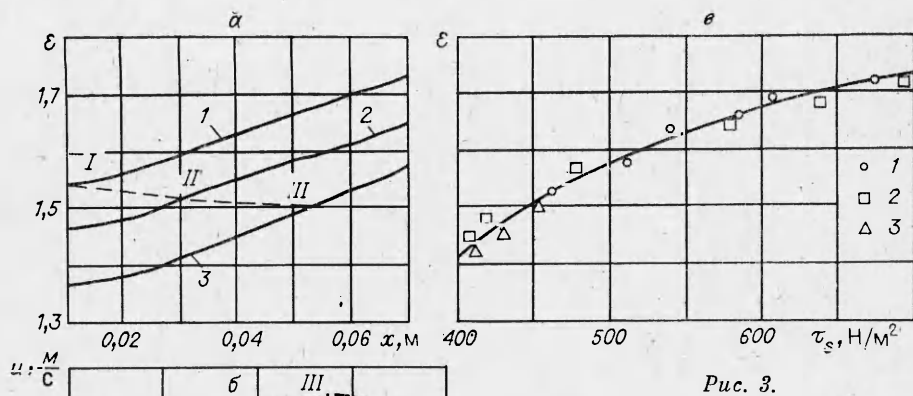


Рис. 3.

исходных данных: $2H = 3 \cdot 10^{-3}$ м, $u_{вх} = 100$ м/с, $\mu_t^{вх} = 0,2 \cdot 10^{-1}$ кг/(м·с), $p_{вх} = 10$ МПа и $T_{вх} = 2260, 2333$ и 2392 К, соответствующих указанным T_n . Значения нормальной скорости горения приведены в таблице, а на рис. 3, а — зависимости $\varepsilon(x)$ для трех T_n .

Часто в качестве аргумента, определяющего коэффициент эрозии, используется скорость обдува. Исходя из результатов расчетов рассматриваемых вариантов, нетрудно убедиться в том, что скорость обдува не всегда однозначно определяет коэффициент эрозии. Так, точкам I, II, III рис. 3, а соответствуют $\varepsilon = 1,54; 1,52; 1,50$. Распределения продольной скорости потока для этих сечений показаны на рис. 3, б. Видно, что с увеличением максимальной и средней скоростей коэффициент эрозии уменьшается. Выше уже отмечался универсальный характер напряжения трения на поверхности горения как аргумента коэффициента эрозии. Результаты расчетов ε для различных T_n подтверждают это (рис. 3, в).

Анализ влияния теплофизических параметров газовой фазы (молекулярной теплопроводности и диффузии) проведем по результатам расчетов в плоском канале с инертной стенкой. На рис. 4, а представлены значения ε при: 1 — $Pr_m = 1, Le_m = 2$; 2 — $Pr_m = 1,2, Le_m = 1$; 3 — $Pr_m = 1, Le_m = 1$; 4 — $Pr_m = 0,8, Le_m = 1,2$; 5 — $Pr_m = 1, Le_m = 0,5$. С увеличением молекулярной теплопроводности и диффузии газовой фазы ε уменьшается. На рис. 4, б кривые эрозии представлены в функции τ_s . Видно, что результаты расчетов не описываются единой зависимостью.

Может показаться, что это противоречит предыдущим результатам. Однако никакого противоречия здесь нет, просто следует уточнить степень универсальности τ_s как аргумента ε . Из физического анализа [4] и численных расчетов следует, что наиболее универсальным параметром, определяющим эрозионный эффект, является отношение ширины волны горения к ширине вязкого подслоя $V = l_r/l_v$. Значение l_v определяет на-

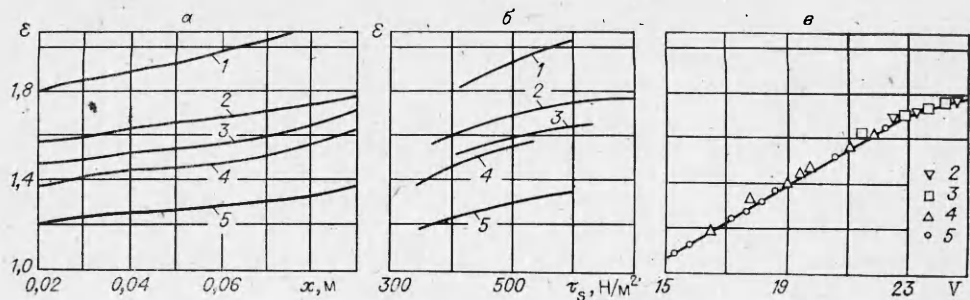


Рис. 4.

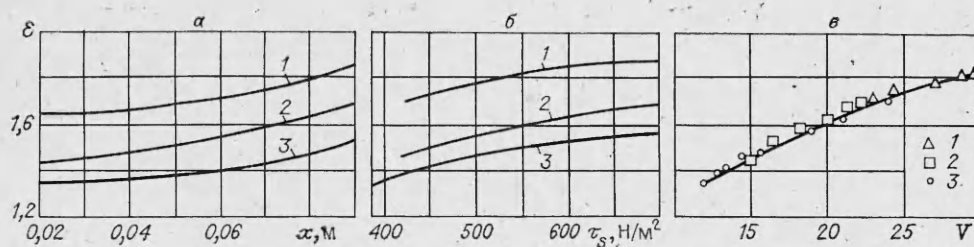


Рис. 5.

пряжение трения на поверхности горения. Поэтому для вариантов, в которых l_r изменяется незначительно (например, для вещества одного состава при исследовании влияния геометрии потока, интенсивности турбулентности, начальной температуры вещества на эрозионный эффект), τ_s есть универсальный параметр, характеризующий газовую динамику потока. В последнем же случае при изменении теплофизических характеристик среды изменяется и ширина волны горения (см. таблицу). Отметим, что l_r в газовой фазе определялась как расстояние от поверхности горения до точки на ниспадающей ветви зависимости скорости реакции $W(y)$, в которой $W \approx 0,01W_{\max}$, а l_v — как расстояние от поверхности горения до точки, в которой $\mu_i \approx \mu_m$.

Из рис. 4, в видно, что в переменных $\varepsilon - V$ результаты расчетов практически ложатся на одну кривую. (Результаты для первого варианта не представлены на рисунке из-за того, что область изменения V лежит значительно правее.)

Влияние энергии активации реакции в газовой фазе на эрозионный эффект рассмотрим по результатам расчетов следующих вариантов: $E = 45390$ (1), 44500 (2) и 43610 ккал/моль (3). Сопоставляя влияние E и T_n на скорость нормального горения (см. таблицу), можно сделать предположение, что механизм влияния этих факторов на эрозионный эффект аналогичен, т. е. уменьшение энергии активации должно проявляться в основном через увеличение вдува с поверхности вещества за счет роста скорости нормального горения, уменьшающего τ_s и в результате — турбулентный тепло- и массоперенос в волне горения.

Для проверки высказанного предположения рассмотрим расчеты эрозионного горения в плоском канале для трех указанных значений энергии активации. На рис. 5, а представлены зависимости $\varepsilon(x)$, а на рис. 5, б кривые 1—3 пересчитаны на аргумент τ_s . Несовпадение линий на рис. 5, б объясняется тем, что с изменением E в газовой фазе меняется и ширина волны горения (см. таблицу). На рис. 5, в рассмотренные варианты представлены в переменных $\varepsilon - V$. Видно, что расчетные точки хорошо ложатся на одну зависимость.

На рис. 6, а приведены результаты расчетов по влиянию величины энергии активации реакции в конденсированной фазе E_k на эрозионный эффект: $E_k = 18112$ (1), 19065 (2) и 20972 ккал/моль (3). С уменьшением E_k значение ε увеличивается. Сравнение рис. 5 и 6 показывает, что с уменьшением E эрозионный эффект падает, а снижение E_k приводит к увеличению ε . Это объясняется тем, что в последнем случае наряду с увеличением скорости нормального горения (см. таблицу), приводящим за счет эффекта вдува к уменьшению ε , значительный рост ширины волны горения, приводящий к интенсификации турбулентного тепло- и массопереноса и через него — к увеличению ε . Причем ширина волны горения определяет характер изменения ε . Как следует из проведенного выше анализа, суммарный эффект от этих двух противоположных по воздействию на ε факторов должен описываться параметром V . Действительно, из рис. 6, в видно, что если результаты рассмотренных вариантов представить в переменных $\varepsilon - V$, то расчетные точки хорошо ложатся около одной кривой.

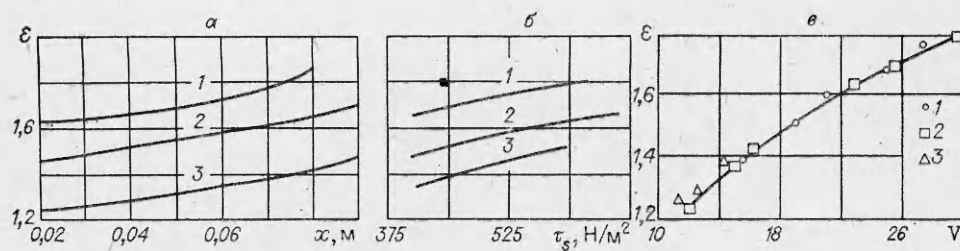


Рис. 6.

Таким образом, из анализа численных расчетов следует, что наиболее универсально определяет эрозионный эффект отношение ширины волны горения к ширине вязкого подслоя. Величина V характеризует вклад турбулентного тепло- и массопереноса в суммарный градиентный перенос в волне горения. В том случае, когда ширина волны горения изменяется незначительно, напряжение трения на поверхности становится основной газодинамической величиной, определяющей коэффициент эрозии.

Влияние начальной температуры вещества, энергии активации брутто-реакции в газовой фазе, теплофизических характеристик газовой фазы на эрозионный эффект выражается через общую закономерность: изменение перечисленных параметров, приводящее к увеличению скорости нормального горения, уменьшает эрозионный эффект и наоборот.

Влияние энергии активации реакции в конденсированной фазе на коэффициент эрозии таково, что ее уменьшение, увеличивающее нормальную скорость горения, повышает также и коэффициент эрозии.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. К. Булгаков, А. М. Липанов. ФГВ, 1984, 20, 5, 68.
2. В. К. Булгаков, А. М. Липанов. ФГВ, 1983, 19, 3, 32.
3. В. Н. Вилюнов, Ю. М. Исаев, А. Т. Кузнецов. ФГВ, 1981, 17, 3, 133.

Поступила в редакцию 24/IX 1985,
после доработки — 6/XII 1985

О ПЕРЕХОДЕ К ГОРЕНИЮ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА ПРИ ДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСА СВЕТОВОГО ПОТОКА

С. И. Баклан, В. Н. Вилюнов, И. Г. Дик
(Томск)

Индукционный период зажигания, который обычно связывается с возбуждением быстрых химических реакций в поверхностном слое конденсированного вещества (к-вещества) [1, 2], не всегда означает переход к стационарному послойному горению.

Известны эксперименты [3—5], когда после зажигания к-фазы лучистым потоком вместе с его отсечкой наблюдалось погасание. Если плотность потока тепла q больше некоторого порогового значения q_0 , то импульс любой длительности приведет к погасанию; если $q < q_\infty < q_0$ (значение q_∞ определяется составом к-вещества), то импульс любой длительности, большей времени зажигания t_i , приводит к режиму послойного горения. В интервале $q_\infty < q < q_0$ имеется значение $t_*(q)$ такое, что следствием действия импульса длительности $t_e > t_*$ будет потухание. Режим устойчивого зажигания реализуется при $t_i < t_e < t_*$, причем $t_* - t_i \rightarrow \infty$ при $q \rightarrow q_\infty$ и $t_* - t_i \rightarrow 0$ при $q \rightarrow q_0$.

Аналогичные наблюдения сделаны для импульсного воздействия на стационарно горящий образец [3, 6]. Чем интенсивнее поток, тем короче