

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ РЕАКТИВНОЙ СИЛЫ ОТ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ

А. Б. Кискин, Э. Вольпе*, Л. Т. Де Лука*

Институт химической кинетики и горения СО РАН, 630090 Новосибирск

*Миланский технический университет, 20133 Милан, Италия

Представлены результаты экспериментального исследования зависимости реактивной силы от скорости горения для модельных смесевых топлив на базе стехиометрической смеси перхлората аммония и полиметилметакрилата. Для исследования влияния диспергирования использовались топлива с добавками Al либо Al_2O_3 . Вариации скорости горения осуществлялись за счет изменения начальной температуры, давления и внешнего излучения. Сделан вывод, что для определения скорости горения по величине реактивной силы параметры аппроксимирующей зависимости следует определять для каждого вида топлива при конкретных внешних условиях.

ВВЕДЕНИЕ

Разработка методов измерения нестационарной скорости горения газифицирующихся топлив до сих пор является актуальной задачей. Не существует метода, позволяющего непосредственно измерить скорость горения. Большая часть современных методов основана на регистрации координаты горячей поверхности либо массы (веса топлива) в зависимости от времени. При этом скорость горения, получаемая дифференцированием сигнала, обычно содержит существенные шумы. В методе реактивной силы [1, 2] регистрируется сигнал, непосредственно связанный с массовой скоростью горения. Операция дифференцирования отсутствует. Кроме того, при неоднородной поверхности горения возникает вопрос о том, что следует принять за скорость горения. В этом случае массовая скорость горения будет, вероятно, наиболее адекватной характеристикой. Для применения метода должна быть определена связь между силой F оттекающих от поверхности газификации продуктов и скоростью горения r_b . В наиболее общем виде в одномерной постановке теоретическая зависимость имеет вид [3]

$$F(t) = \left\{ \frac{[\rho_c r_b(t)]^2}{\rho_g(t)} + H \frac{d}{dt} [\rho_c r_b(t)] \right\} S, \quad (1)$$

где

$$\rho_g = p\mu/RT_g. \quad (2)$$

Здесь t — время, ρ_c — плотность к-фазы, ρ_g — плотность газа, H — длина охранной трубки, S — площадь сечения, p — давление, T_g —

температура газа, μ — молекулярная масса газа и R — универсальная газовая постоянная. Везде по статье индексом c обозначены величины, относящиеся к конденсированной фазе, g — к газу, p — к частице. Отметим, что, как правило, второй член в правой части уравнения (1) мал. Например, при колебательном изменении скорости горения с частотой ω первое слагаемое в правой части уравнения (1) значительно превосходит второе слагаемое при $H\omega \ll r_b\rho_c/\rho_g$. Таким образом, при типичном значении $r_b\rho_c/\rho_g = 10^3$ см/с верхняя граница для ω изменяется от $5 \cdot 10^3$ до 10^3 Гц при вариации H от 0,2 до 1 см. Практически для проведения расчетов по соотношению (1) расстояние H должно выбираться достаточным для стабилизации значений газофазных параметров T_g и μ .

В работе [3] экспериментально показано, что при стационарном горении баллистических топлив Н, Н + сажа и Н + РbО эта зависимость может быть представлена в виде

$$pF/S = kr_b^n, \quad (3)$$

где k — постоянный множитель, а показатель степени $n = 2$. Единственным исключением была зависимость для пороха Н + сажа, полученная при горении под действием излучения ксеноновой лампы. Для нее показатель степени n равен 1,6. Было предположено, что столь низкое значение n обусловлено диспергированием. Для учета этого явления был введен дополнительный множитель $1 - \eta$, где η — степень диспергирования [2]:

$$F/S = (1 - \eta)(RT_g/p\mu)(\rho_c r_b)^2. \quad (4)$$

Таблица 1

Компонентный состав топлив

Топливо	ПХА, %	ПММА, %	Al ₂ O ₃ , %	Al, %	Сажа, %	ρ , г/см ³
AP1	84,2	14,9	—	—	0,9	1,58
AP3	76,6	13,5	9	—	0,9	1,61
AP4	83,9	10,2	—	5	0,9	1,71
AP6	85	15	—	—	—	1,59

Позже в работе [4] на американском баллистическом топливе N5 при горении под действием лазерного излучения был получен показатель степени $n = 1,48$, а на смесевом топливе APF5 на основе пятимикронного перхлората аммония (ПХА) получено значение $n = 0,8$.

Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению зависимости между скоростью горения и реактивной силой для смесового топлива на основе ПХА в условиях самоподдерживающегося горения и при действии излучения.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

Для измерения реактивной силы оттекающих от поверхности горения продуктов газификации использовался конденсаторный датчик. Динамический диапазон датчика равен 64 дБ при типичном уровне шума, соответствующем усилию в 3 мг. Экспериментальная установка детально описана в работах [5–7].

Большинство экспериментов проводилось со смесевым топливом, представляющим собой стехиометрическую смесь ПХА и полиметилметакрилата (ПММА) с добавкой 0,9 % сажи для уменьшения прозрачности конденсированной фазы. Этот базовый состав горит устойчиво, и сигнал реактивной силы имеет относительно гладкий характер. В табл. 1 представлены характеристики исследованных модификаций базового топлива.

Образцы топлива прессовались в виде цилиндра диаметром 1 см и длиной 0,5 ÷ 1 см. Степень уплотнения (отношение фактической плотности к расчетной) составляла 0,89 ÷ 0,92, а фактические плотности приведены в табл. 1. Для бронирования боковой поверхности горения использовались, как правило, кварцевые трубки. Кварцевая трубка выступала над поверхностью образца на 0,2 ÷ 0,5 см. Даже при атмосферном давлении толщина пламени перхлоратных неметаллизированных топлив невели-

ка. Для исследуемых составов она не превышала 0,1 см. Уровень реактивной силы измерялся в средней точке временного интервала горения. В некоторых случаях, например в экспериментах при повышенном давлении или с образцами малого диаметра, в качестве бронирования боковой поверхности применялся линолеум.

Для получения экспериментальной зависимости требуется варьировать скорость горения. Это достигалось с помощью изменения давления или внешнего теплового потока и/или начальной температуры. В качестве одного из источников внешнего излучения использовался неодимовый Nd:YAG-лазер с длиной волны $\lambda = 1,06$ мкм и максимальной интенсивностью излучения $q = 20$ кал/(см²·с). Другим источником излучения была ксеноновая лампа со спектром излучения 0,2 ÷ 1,4 мкм и максимальной интенсивностью излучения $q = 30$ кал/(см²·с). Давление изменялось в диапазоне 1 ÷ 12 атм, а начальная температура T_0 от -15 до $+140$ °С.

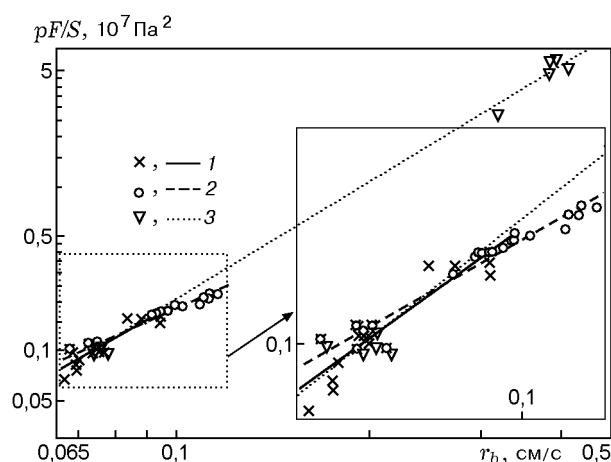


Рис. 1. Зависимость нормализованной реактивной силы от скорости горения для топлива AP1 при вариации внешних условий:

1 — начальная температура, 2 — излучение лазера, 3 — давление

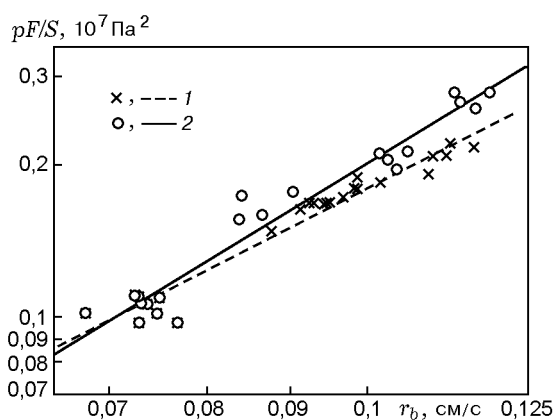


Рис. 2. Зависимость нормализованной реактивной силы от скорости горения для топлива AP1 при вариации типа излучения:

1 — Nd:YAG-лазер, 2 — ксеноновая лампа

Температура в газе измерялась вольфрамрениевыми термопарами с диаметром проводов 120 мкм.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Экспериментальные данные представлены в логарифмических координатах $y = \ln(pF/S)$, $x = \ln r_b$, где комплекс pF/S будем называть «нормализованной реактивной силой» (размерная величина). Экспериментальные результаты обрабатывались методом наименьших квадратов. Это позволило получить аппроксимацию уравнения (3) в виде

$$y = nx + b, \quad (5)$$

где n соответствует показателю степени в соотношении (3), а параметр $b = \ln k$.

На рис. 1 приведены экспериментальные данные, полученные на образцах базового топлива AP1 диаметром $D = 1$ см при вариации типов внешних воздействий. Представленные данные демонстрируют ярко выраженную зависимость от вида воздействия: при вариации давления $n > 2$, а при изменении внешнего излучения $n < 2$. Влияние начальной температуры ($n > 2$) практически подобно влиянию давления.

На рис. 2 для этого же топлива представлены результаты регистрации реактивной силы при горении под действием излучения Nd:YAG-лазера и ксеноновой лампы. Зависимость результатов опытов от типа источника излучения означает, что различие в глубинах поглощения излучения в к-фазе на разных длинах волн оказывает существенное влияние на исследуемую зависимость реактивной силы от

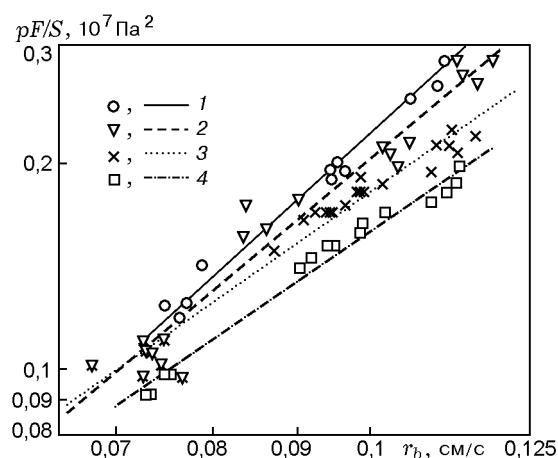


Рис. 3. Зависимость нормализованной реактивной силы от скорости горения для топлива AP1 при вариации диаметра образца и типа излучения:

1,2 — ксеноновая лампа (1 — $D = 1,6$ см, 2 — $D = 1,0$ см), 3,4 — Nd:YAG-лазер (3 — $D = 1,0$ см, 4 — $D = 0,8$ см)

скорости горения. Еще одним подтверждением влияния оптических свойств к-фазы являются эксперименты с образцами, в которые была добавлена сажа. Для одного и того же источника излучения (ксеноновая лампа) показатель степени n более прозрачного топлива AP6 (базовое топливо AP1 без сажи) приблизительно на 10 % меньше, чем у AP1 (см. табл. 2).

Влияние граничных условий проверялось в экспериментах с образцами различного диаметра и разной бронировкой боковой поверхности (рис. 3). При использовании излучения ксеноновой лампы исследования проводились на образцах базового топлива диаметром $D = 1,6$ и $1,0$ см. Чем больше диаметр образца, тем больше показатель степени n и больше реактивная сила. Такая закономерность означает, что теплопотери из газовой фазы заметно влияют на реактивную силу. В аналогичных экспериментах с применением неодимового лазера использовались образцы диаметром $1,0$ см в кварцевой трубке и диаметром $0,8$ см, бронированные линолеумом. В этом случае показатель степени n оказался больше на образцах меньшего диаметра. Эффект наличия охранной трубки продемонстрирован на рис. 4 (образец диаметром 1 см) с записью сигнала реактивной силы в эксперименте с комбинированной бронировкой боковой поверхности. Начальная часть образца топлива AP1 ($\approx 0,2$ см) была покрыта сторающей бронировкой, а оставшаяся часть заключена в кварцевую трубку. Во время горе-

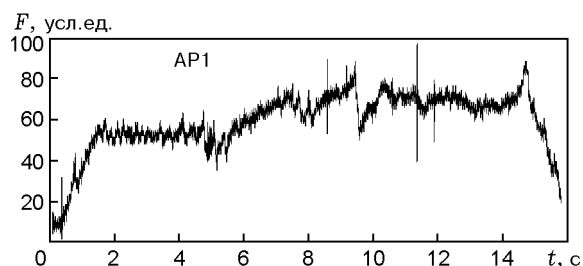


Рис. 4. Запись сигнала реактивной силы при горении образца топлива AP1 с комбинированной бронировкой боковой поверхности

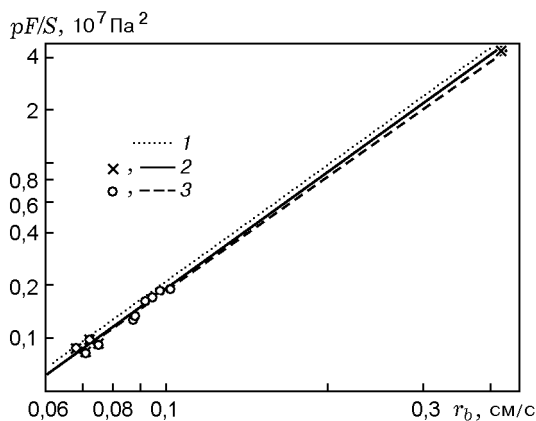


Рис. 5. Зависимость нормализованной реактивной силы от скорости горения при вариации внешних условий:

1, 2 — давление, 3 — излучение лазера; топливо: 1 — AP1, 2, 3 — AP3

ния второй части образца (примерно с шестой секунды) уровень реактивной силы был выше, что указывает на влияние «расходимости» газофазного течения на первой стадии эксперимента.

Для исследования влияния диспергирования в базовый состав добавлялись Al_2O_3 либо Al. Средний размер частиц оксида алюминия равнялся ≈ 17 мкм. Было установлено, что для топлива AP3, содержащего 9 % Al_2O_3 , изменения как давления, так и внешнего излучения приводили к близким зависимостям нормализованной реактивной силы от скорости горения (рис. 5). Для этого топлива уровень нормализованной реактивной силы был ниже, чем у базового AP1 при вариации давления, а разница показателей степени n этих топлив незначительна.

Эксперименты с топливом AP4, содержащим 5 % Al, были менее детальны: исследова-

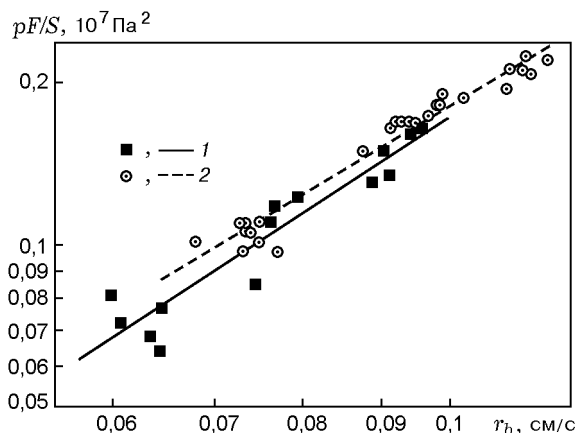


Рис. 6. Сравнение зависимостей нормализованной реактивной силы от скорости горения при действии излучения лазера:

1 — AP4, 2 — AP1

довалось только влияние внешнего излучения (рис. 6). Было обнаружено, что горение состава AP4 сопровождается значительными флуктуациями реактивной силы и температуры пламени. Результаты видео- и фотосъемки показали, что частицы начинают гореть на поверхности топлива и дают длинные светящиеся треки в газовой фазе. Уровень реактивной силы металлизированного топлива AP4 оказался на 10 % меньше, чем для базового неметаллизированного состава AP1. Показатель же степени n , напротив, был больше.

ОБСУЖДЕНИЕ

В табл. 2 приведены значения коэффициентов n и b уравнения (5), свидетельствующие о влиянии внешних условий горения на показатель степени n . Когда показатель степени n в уравнении (3) отличен от 2, это означает, что изменения внешних условий приводят к переменности отношения T_g/μ , поскольку из уравнений (1) и (2) для конкретного топлива следует

$$pF/S = \text{const} \cdot r_b^2 T_g/\mu.$$

Например, топлива AP1 и AP3 при $p = 1 \div 12$ атм характеризуются значением $n \approx 2,2$. Это приводит к тому, что изменение нормализованной реактивной силы в этом интервале давлений в 1,45 раз выше, чем у топлив, характеризующихся значением $n \approx 2$. Термопарные измерения показали, что температура пламени увеличивается с ростом давления не более

Таблица 2

Аппроксимирующие коэффициенты n и b уравнения (5)

Действующий фактор	D , см	AP1	AP3	AP4	AP6
$p = 1 \div 12$ атм	1	$n = 2,23 \pm 0,03$ $b = 10,39 \pm 0,1$	$n = 2,22 \pm 0,03$ $b = 10,37 \pm 0,08$	—	—
$T_0 = -15 \div +140$ °C	1	$n = 2,19 \pm 0,27$ $b = 10,32 \pm 0,7$	—	—	—
Nd:YAG-лазер, $q = 0 \div 20$ кал/(см ² ·с)	1	$n = 1,71 \pm 0,07$ $b = 9,13 \pm 0,18$	$n = 2,19 \pm 0,09$ $b = 10,27 \pm 0,22$	$n = 1,87 \pm 0,16$ $b = 9,45 \pm 0,46$	—
	0,8	$n = 1,8 \pm 0,07$ $b = 9,26 \pm 0,16$	—	—	—
Ксеноновая лампа, $q = 0 \div 30$ кал/(см ² ·с)	1	$n = 2,05 \pm 0,11$ $b = 10,03 \pm 0,26$	—	—	$n = 1,82 \pm 0,24$ $b = 9,21 \pm 0,6$
	1,6	$n = 2,21 \pm 0,1$ $b = 10,49 \pm 0,24$	—	—	—

чем на 8 %. Для оценки влияния температуры пламени на среднюю молекулярную массу газообразных продуктов проводились термодинамические расчеты с «замороженной» (на уровне экспериментальных значений) температурой. Найдено, что уменьшение расчетной молекулярной массы может приводить к дополнительному увеличению реактивной силы на 6 %. Рассмотрим, какие процессы ответственны за оставшиеся 31 % прироста значения нормализованной реактивной силы.

Видеосъемка и фотографии показывают, что поверхность горения достаточно ровная. Поэтому маловероятно, что форма поверхности может оказывать какое-либо заметное влияние на процесс горения. Содержание конденсированных веществ в продуктах горения топлива AP1 при $p = 1$ атм невелико ($\approx 0,3$ % массы сгоревшего топлива), что указывает на незначительность эффекта диспергирования. Эксперименты с образцами разного диаметра выявили влияние граничных условий на боковой поверхности. Этот фактор не учитывался при выводе соотношения (1). Оценки показывают, что теплопотери из газовой фазы в кварцевую трубку могут составлять 4 ÷ 8 % суммарного тепловыделения. (При проведении оценки предполагалось, что скорость движения газов постоянна, а температура меняется с расстоянием и во времени. Температура пламени над поверхностью горения считалась равной максимальной, распределение температуры по кварцевой трубке не учитывалось, коэффициент теплообмена полагался постоянным.) Теп-

лопотери ведут к уменьшению температуры газа по мере удаления от поверхности и к изменению структуры газофазного течения, особенно вблизи стенок трубки. Заметим, что расчетные термодинамические температуры газа оказались на 16–17 % выше экспериментальных значений. С ростом давления время горения образца сокращается и, следовательно, сокращаются теплопотери. Это явление может приводить к изменению отношения T_g/μ . Вероятно, теплопотери, неучтенное изменение молекулярной массы газа и, возможно, диспергирование, а также другие факторы, оказывающие относительно небольшое влияние на значение реактивной силы, в сумме и являются причиной дополнительного (31 %) роста. Задача дальнейших исследований состоит в детальном изучении влияния каждого из этих факторов.

Обсудим детальнее влияние внешних условий на зависимость реактивной силы от скорости горения. Разные значения показателя степени n при вариациях давления и внешнего излучения могут быть обусловлены разным характером изменения отношения T_g/μ . Если это отношение постоянно, тогда $n = 2$. В общем случае температура пламени и молекулярная масса продуктов горения зависят от внешних условий. Таким образом, их отношение

$$T_g/\mu = f(T_0, p, q, \alpha(\lambda), \dots) \quad (6)$$

также является функцией внешних условий. Здесь α — коэффициент поглощения излучения в к-фазе. Если бы функция f зависела только от единственного параметра, т. е. скорости горения, то показатель степени n был бы единым

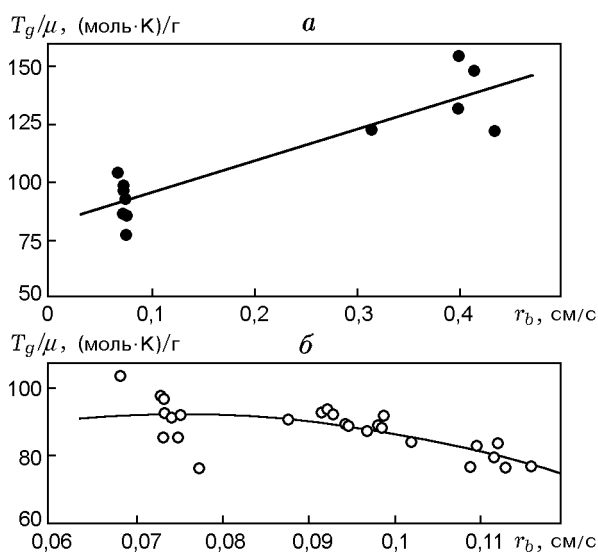


Рис. 7. Зависимость отношения T_g/μ от скорости горения при вариациях давления (а) и интенсивности излучения лазера (б)

при разных внешних условиях. В противном случае значение n может зависеть от любого из внешних воздействий (давление, начальная температура, излучение и др).

Полнота сгорания обычно возрастает с увеличением давления и ведет к повышению температуры пламени. Если при этом средняя молекулярная масса меняется слабо или уменьшается, отношение T_g/μ растет, т. е. показатель степени n будет больше 2. Например, при горении топлива AP1 (образцы диаметром 1 см) при вариации давления это отношение зависит от скорости горения как $T_g/\mu \approx r_b^{+0,23 \pm 0,03}$ (рис. 7,а).

Рассмотрим влияние излучения. В общем случае разные компоненты топлива имеют различные оптические свойства. Спектры внешнего излучения и собственного излучения пламени также отличаются. Здесь термин «спектр» используется в обобщенном смысле и включает в себя в качестве одного из компонентов кондуктивный тепловой поток из газовой фазы с бесконечно большим коэффициентом прозрачности. С этой точки зрения горение топлива при повышенном давлении или под действием внешнего излучения в обоих случаях может быть рассмотрено как процесс газификации топлива при действии внешнего излучения с различными спектрами. Следует заметить, что в некоторых случаях повышение давления может непосредственно сказываться на протекании

физико-химических процессов в к-фазе. При горении топлива под действием излучений разного спектрального состава даже при одинаковой средней скорости горения процесс прогрева различных компонентов топлива и скорости их газификации будут различны благодаря разной прозрачности этих компонентов на разных длинах волн. При разных соотношениях скоростей газификации компонентов топлива будет различной и молекулярная масса продуктов горения. Поскольку температуры пламени в этих случаях близки, то, по-видимому, различие средних молекулярных масс продуктов горения является основной причиной вариации показателя степени n .

При горении топлива AP1 (диаметр образцов 1 см) под действием излучения отношение (б) является убывающей функцией, $T_g/\mu \approx r_b^{-0,26 \pm 0,08}$ (рис. 7,б). Можно предположить, что наличие в спектре излучения компонентов, поглощающихся в глубине к-фазы, приводит к таким изменениям процесса газификации, при которых средняя молекулярная масса продуктов горения увеличивается с ростом мощности излучения. Вероятно, изменение локальных скоростей газификации в этом случае ведет к изменению соотношения окислитель/горючее в сторону от стехиометрического. Увеличивается неполнота сгорания крупных осколков молекул исходных компонентов топлива. При этом уменьшение тепловыделения вследствие неполноты сгорания компенсируется внешним излучением. Это может объяснить, почему топлива AP1, AP4, AP6, Н + сажа [3] и N5 [4] имеют показатель степени $n < 2$. Отметим, однако, что это не всегда так: например, для топлива AP3 (содержащего 9 % Al_2O_3) $n > 2$.

Глубина проникновения ультрафиолетовой части спектра излучения для топлива AP1 при действии ксеноновой лампы меньше, чем у неодимового лазера. Согласно предложенному объяснению процесс газификации при горении под действием излучения ксенонового источника должен больше соответствовать горению при вариации давления и показатель степени должен быть больше, чем при горении под действием излучения Nd:YAG-лазера. Как видно из табл. 2, экспериментальные результаты соответствуют этому утверждению. Аналогично можно объяснить меньшее значение n у более прозрачного топлива AP6 ($n = 1,82 \pm 0,24$) по сравнению с топливом AP1 ($n = 2,05 \pm 0,11$).

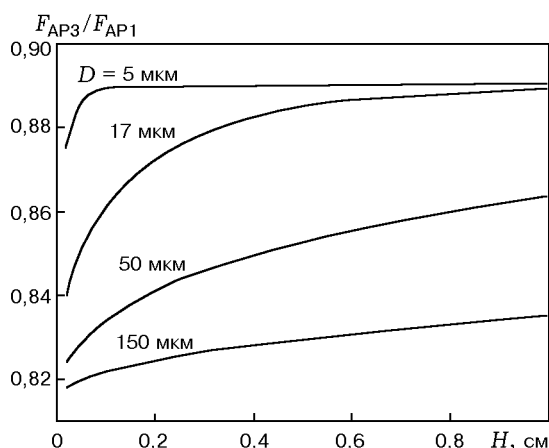


Рис. 8. Расчет отношения значений реактивной силы топлив с диспергированием (F_{AP3}) и без диспергирования (F_{AP1}) в зависимости от длины охранной трубки и диаметра частиц

Для топлив, при горении которых явление диспергирования достаточно существенно, можно получить уточненное соотношение между скоростью горения и реактивной силой на основе двухфазной газодинамической модели, предложенной в работе [8] (вывод приведен в приложении):

$$F = \left[\frac{(\rho_{cc} r_b)^2}{\rho_g} \left(\frac{\varphi_c^2}{\varphi} + (\varphi - \varphi_c) \frac{\rho_g \rho_p u_p}{\rho_c^2 r_b} \right) \right] S, \quad (7)$$

где ρ_p — плотность вещества частиц, ρ_{cc} — плотность к-фазы за исключением частиц, φ — порозность, u_p — скорость движения частиц. Это соотношение получено в предположении, что диспергированные частицы представляют собой сферы одного размера из инертного неиспаряющегося вещества. Для оценки влияния диспергирования на реактивную силу необходимо знать порозность (см. приложение) и скорость движения частиц. Для оценки этих величин использовалось уравнение Стокса. Вычисления показали, что порозность в области газофазного течения очень слабо отличается от единицы в широком диапазоне размеров диспергирующих частиц. Используя этот факт, можно представить отношение величин реактивной силы для топлив, горящих с диспергированием и без него, как

$$\frac{F_p}{F} = \frac{T_{gp}}{T_g} \varphi_c \left(\varphi_c + (1 - \varphi_c) \frac{\rho_p u_p}{\rho_{cc} u_g} \right). \quad (8)$$

Здесь T_{gp} — температура в газовой фазе топлива, горящего с диспергированием. Расчеты

по формуле (8) для топлив AP3 и AP1 при $p = 1$ атм представлены на рис. 8 в виде набора кривых, соответствующих различным размерам частиц Al_2O_3 . В вычислениях использовались экспериментально определенные максимальные температуры в газовой фазе $T_g = 2315$ К и $T_{gp} = 2280$ К. По результатам расчетов различие значений реактивной силы должно составлять 12 % при $D = 17$ мкм. Упрощенная оценка по формуле (4) дает значение 9 %. С другой стороны, различие между кривыми, аппроксимирующими экспериментальные данные для топлив AP1 и AP3 (см. рис. 5), лежит в интервале $8 \div 14$ %. Таким образом, обе оценки дают неплохое совпадение с экспериментальными измерениями. В случае частиц очень малого размера, когда $u_p = u_g$, уравнения (4) и (7) совпадают.

ВЫВОДЫ

Основной результат проведенного исследования заключается в отсутствии универсального значения показателя степени n экспериментальной зависимости нормализованной реактивной силы от скорости горения. Таким образом, чтобы определить скорость горения из экспериментальных измерений реактивной силы, необходимо проводить градуировку для каждого типа топлива при соответствующих внешних условиях. Этот вывод не умаляет значимости метода измерения реактивной силы для количественных исследований нестационарных режимов горения. При измерении временных характеристик (таких, как временные задержки, резонансная частота или сдвиг фазы) этот метод является абсолютным, т. е. не нуждается в предварительной калибровке. Более того, для большинства исследований градуировочная кривая может быть получена без проведения дополнительных экспериментов, поскольку получение зависимости стационарной скорости горения от внешних условий является стандартной частью процедуры изучения характеристик топлива. Необходимо только добавить регистрацию сигнала реактивной силы в этих экспериментах.

Для более адекватного описания зависимости между реактивной силой и скоростью горения необходимо исследовать влияние теплоотвода из газовой фазы в бронировку боковой поверхности из негорючего материала. Еще одна задача заключается в получении такой зависимости при горении топлива без боковой брони-

ровки либо покрытого сгорающей бронировкой (учет эффекта «расходимости» пламени). Другое направление экспериментальных и теоретических исследований — изучение зависимости реактивной силы от полноты сгорания.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Для оценки влияния диспергирования на реактивную силу была использована двухфазная модель [8]. Рассматривалась одномерная стационарная постановка. Предполагалось, что диспергируемые частицы представляют собой шары одного размера и состоят из инертного неиспаряющегося материала.

Введем функцию порозности

$$\varphi = \frac{\text{Объем за исключением дисперсных частиц}}{\text{Общий объем}}$$

и коэффициент удельной поверхности A частиц радиусом R_p :

$$A = 3(1 - \varphi)/R_p.$$

Заметим, что в любом сечении отношение площади сечения без частиц к общей площади сечения также равно φ .

Согласно двухфазной модели [8] течение над горящей поверхностью топлива может быть описано уравнениями сохранения массы и импульса для газа и частиц. Начало координатной системы совпадает с положением горячей поверхности. Конденсированной фазе соответствует область $x < 0$. Условия на правой границе следует выбирать соответствующими тепловому и газодинамическому состоянию течения на срезе охранной трубки или любого другого сечения, где известны параметры течения.

Уравнение неразрывности для газовой фазы имеет вид

$$\partial(\rho_g \varphi u_g) / \partial x = 0, \quad (\text{П.1})$$

а для конденсированных частиц —

$$\partial(\rho_p(1 - \varphi)u_p) / \partial x = 0. \quad (\text{П.2})$$

Уравнения сохранения количества движения:

для газа

$$\frac{\partial \rho_g \varphi u_g^2}{\partial x} = -\frac{\partial p \varphi}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx} \varphi}{\partial x} - AD_v + p \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad (\text{П.3})$$

для частиц

$$\frac{\partial \rho_p(1 - \varphi)u_p^2}{\partial x} = \frac{\partial \tau_p(1 - \varphi)}{\partial x} + AD_v - p \frac{\partial \varphi}{\partial x}. \quad (\text{П.4})$$

Здесь τ_{xx} — вязкое напряжение в направлении x ; D_v — сила сопротивления, обусловленная разностью скоростей частиц и газа.

В случае, когда частицы не соприкасаются друг с другом, внутригранулярное напряжение $\tau_p = -p$. Уравнение сохранения импульса для смеси газ — частицы может быть получено суммированием уравнений (П.3) и (П.4):

$$\frac{\partial[\rho_g \varphi u_g^2 + \rho_p(1 - \varphi)u_p^2]}{\partial x} = \frac{\partial[\tau_p(1 - \varphi)]}{\partial x} + \frac{\partial[\varphi(\tau_{xx} - p)]}{\partial x}. \quad (\text{П.5})$$

Интегрируя (П.1) и (П.2) по объему, начиная от поверхности горения, получим

$$\rho_g \varphi u_g = \rho_{g+} \varphi_+ u_{g+}, \quad (\text{П.6})$$

$$\rho_p(1 - \varphi)u_p = \rho_p(1 - \varphi_+)u_{p+}. \quad (\text{П.7})$$

Здесь индексом плюс обозначены величины в плоскости $x = +0$. Сразу же над поверхностью горения порозность φ_+ равна порозности в к-фазе φ_c .

После интегрирования уравнения (П.5) с учетом соотношений (П.6) и (П.7), пренебрегая вязким напряжением τ_{xx} в газовой фазе и полагая отсутствие непосредственных контактов между частицами, получим

$$(\rho_{cc} \varphi_c r_b)^2 / \rho_g - \rho_{g+} \varphi_c u_{g+}^2 + \rho_p(1 - \varphi_c)r_b(u_p - r_b) = p_+ - p. \quad (\text{П.8})$$

Заметим, что с удалением от горячей поверхности давление p в газе быстро уменьшается до давления окружающей среды p_0 .

Уравнение неразрывности на поверхности горения для части топлива без частиц имеет вид

$$\rho_{cc} \varphi_c r_b = \rho_{g+} \varphi_c u_{g+}, \quad (\text{П.9})$$

а для частиц —

$$\rho_p(1 - \varphi_c)r_b = \rho_p(1 - \varphi_+)u_{p+}. \quad (\text{П.10})$$

Сила F_s , действующая на площадку S в сечении $x = 0$, состоит из суммы силы F_g , действующей на поверхность собственно топлива S_{cc} , и сил сжатия σ_p в сечении частиц $S_{p\Sigma}$ (см. рис. 9):

$$F_s = \int_{S_{cc}} F_g dS + \int_{S_{p\Sigma}} (-\sigma_p) dS, \quad (\text{П.11})$$

$$S = S_{cc} + S_{p\Sigma}.$$

В работе [7] показано, что поверхность горения подвергается воздействию силы

$$-F_g = (p_+ + \rho_{g+} u_{g+}^2 - \rho_{cc} r_b^2) S_{cc}. \quad (\text{П.12})$$

Рассмотрим силу, действующую на частицу в плоскости сечения слева:

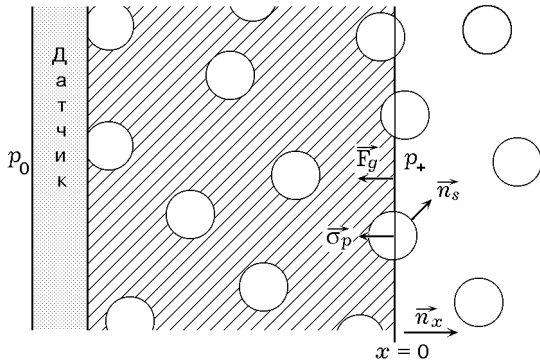


Рис. 9. Схема сил, действующих на горящее топливо, содержащее инертные частицы

$$F_p = \int_{S_p, x=0} (-\sigma_p) dS. \quad (\text{П.13})$$

С другой стороны, поскольку частица неподвижна, сила F_p равна суммарному воздействию со стороны газовой фазы, оказываемому на поверхность частицы, выступающую над плоскостью горения (т. е. справа от сечения $x = 0$) в направлении x :

$$F_p = - \int_{S_p, x>0} p_+ \vec{n}_x \vec{n}_s dS. \quad (\text{П.14})$$

Для простоты учтено только влияние давления газа. Его изменением в масштабах размера частицы пренебрегаем. В рамках этих допущений интеграл (П.14) равен

$$\int_{S_p, x>0} p_+ \vec{n}_x \vec{n}_s dS = p_+ S_{p, x=0}. \quad (\text{П.15})$$

Из уравнений (П.11)–(П.15) следует, что осредненная сила, действующая на единицу поверхности горения, равна

$$\frac{F_s}{S} = \frac{F_g S_{cc}}{S} - \frac{p_+ S_{p\Sigma}}{S} = -p_+ - \varphi_c (\rho_{g+} u_{g+}^2 - \rho_{cc} r_b^2).$$

Здесь учтено, что $S_{cc}/S = \varphi_c$ и $S_{p\Sigma}/S = (1 - \varphi_c)$. Тогда модуль удельной реактивной силы равен

$$F/S = | -F_s/S + p_0 | = p_+ - p_0 + \varphi_c \rho_{g+} u_{g+}^2 - \varphi_c \rho_{cc} r_b^2. \quad (\text{П.16})$$

Из уравнений (П.8)–(П.10), (П.16) следует

$$F = [(\rho_{cc} \varphi_c r_b^2) / \rho_g + \rho_p r_b (1 - \varphi_c) (u_p - r_b) - \varphi_c \rho_{cc} r_b^2] S. \quad (\text{П.17})$$

Обычно последний член уравнения (П.17) незначителен, и можно применять упрощенную формулу (7), однако с увеличением давления до сотен атмосфер его вклад может достигать нескольких процентов.

При выборе правой границы на достаточном удалении от поверхности, где скорости газа и частиц становятся равными, уравнение (П.17) преобразуется к выражению (4).

Работа выполнена при частичной поддержке INTAS-93-2560 EXT и NATO Linkage Grant DISRM.LG961388. Эксперименты выполнены Э. Вольпе в Институте химической кинетики и горения СО РАН в качестве дипломной работы во время его пребывания в Новосибирске в рамках международной программы студенческого обмена. Авторы благодарны Л. К. Гусаченко и В. Е. Зарко за плодотворное обсуждение и И. Л. Величко за помощь в оформлении.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Mihlfeith C. M., Baer A. D., and Ryan N. W.** Propellant combustion instability as measured by combustion recoil // AIAA Journal. 1972. V. 10, N 10. P. 1280–1285.
2. **Mikheev V. F., Zarko V. E., Borin S. M. et al.** Measurement of burning rates in transient combustion processes under the influence of external radiation // Experimental Diagnostics in Combustion of Solids / T. L. Boggs and B. T. Zinn (Eds). Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 63. Washington: AIAA, 1976. P. 173–187.
3. **Симоненко В. Н., Зарко В. Е.** Реактивная сила продуктов сгорания как мера нестационарной скорости горения пороха // Физика горения и взрыва. 1981. Т. 17, № 3. С. 129–132.
4. **Son S. F.** The unsteady combustion of radiant heat flux driven energetic solids: Ph.D. Thesis, University of Illinois at Urbana-Champaign. Urbana, 1994.
5. **Михеев В. Ф., Борин С. М.** Измерение скорости горения твердых ВВ // Физика горения и взрыва. 1973. Т. 9, № 2. С. 327–329.
6. **Zarko V. E., Simonenko V. N., and Kiskin A. B.** Radiation-driven transient burning: experimental results // Nonsteady Burning and Combustion Stability of Solid Propellants / L. De Luca, E. W. Price, and M. Summerfield (Eds). Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 143. Washington: AIAA, 1992. P. 363–398.
7. **Volpe E.** Experimental dependence of recoil force on burning rate: MSc. Thesis, Politecnico di Milano. Milan, 1998.
8. **Kuo K. K.** Principles of Combustion. New York: Wiley and Sons, 1986. P. 602–609.

Поступила в редакцию 28/X 1999 г.