

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ГОРЕНИЕ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ

В. Е. Зарко, В. Н. Симоненко, А. Б. Кискин
(Новосибирск)

Изучение нестационарного горения конденсированных веществ под воздействием излучения представляет интерес как с практической, так и научной точки зрения. Действительно, во многих практически важных случаях горение конденсированных веществ происходит в присутствии заметных потоков излучения от собственного пламени, причем эффект их влияния может существенно увеличиваться в нестационарных режимах горения. Вместе с тем тепловое излучение служит эффективным средством для физического моделирования процессов нестационарного горения. Потоки излучения можно надежно измерять, сравнительно легко варьируя амплитуду и форму ее изменения во времени. При этом удастся осуществлять периодические и ступенчатые энергетические воздействия на горящую систему и получать экспериментальные данные по устойчивости процесса горения и информацию о механизме нестационарного горения в предельных условиях. Важно отметить, что существующие теоретические представления во многом базируются на априорных предположениях о характере протекания химических реакций и теплообмене между зонами. В связи с этим большую ценность приобретают детальные экспериментальные сведения о процессах горения конденсированных веществ.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального и теоретического исследований нестационарного горения конденсированных веществ, в качестве которых служили двухосновные топлива H , $H + 1\% C$, $H + 1\% PbO$, а также смешанные композиции на основе перхлората аммония. Уделено внимание специфике физического и математического моделирования процессов под облучением, взаимосвязи откликов горячей системы на возмущения давления и потока излучения, анализируются возможности количественных предсказаний скоростей горения под облучением.

Экспериментальная часть

Изучение отклика скорости горения твердого топлива на динамическое воздействие потока излучения требует создания высокочувствительных методик, обладающих большим динамическим диапазоном. Если ограничиться изучением процессов только в конденсированной фазе топлива, необходимо обеспечить чувствительность способов регистрации по массе не менее 10^{-4} г, либо по длине 10^{-5} — 10^{-6} м. Это должно позволить измерять в лабораторных условиях нестационарную скорость горения в диапазоне 10^{-4} — 10^{-1} м/с с разрешением по частоте до 1000 Гц. Многочисленные технические сложности затрудняют достижение названных параметров в существующих методиках.

Так, не получили должного развития конденсаторный способ измерения длины сгорающего образца топлива [1], методы непрерывной регистрации массы реагирующего образца [2, 3], ультразвуковой [4, 5]. Микроволновая методика [6, 7] имеет рекордные показатели разрешения по пространству (до 10^{-6} м) и по времени ($\sim 10^{-3}$ с), однако ее широкое распространение затруднено из-за уникальной сложности аппаратуры. Близкие к рекордным технические характеристики имеет методика регистрации реактивной силы или веса горящего образца [8].

Для измерения параметров нестационарного горения твердого топлива под действием потока излучения в ИХКиГ СО АН СССР разработана установка, которая включает источник излучения, емкостной датчик силы с блоком регистрации, термопарный усилитель с термопара-

ми, измеритель мощности излучения, микро-ЭВМ для управления и обработки данных эксперимента. Обоснование метода дано в работе [8].

В качестве источника излучения в большинстве опытов применялась ксеноновая лампа мощностью 10 кВт. Спектр излучения лампы близок к солнечному, 10% энергии приходится на ультрафиолетовую область, 35 — на видимую и 40% — ближнюю инфракрасную (до 1 мкм). Амплитуда потока излучения варьировалась дисковым обтюратором. Ступенчатое изменение интенсивности облучения обеспечивалось применением затворов. Для полного перекрытия потока излучения применялся ирисовый затвор с временем срабатывания 10^{-3} с, для частичного — затвор типа жалюзи с временем срабатывания 10^{-2} с.

В ряде опытов источником излучения служили лазеры на CO_2 (10,6 мкм, 40 Вт) или АИГ — Nd^{+3} (1,06 мкм, 70 Вт). Для последнего были специально изготовлены усовершенствованная система питания и блоки стабилизации и управления мощностью излучения.

Исследуемые образцы твердых топлив имели форму цилиндров длиной 4—6 и диаметром от 5 до 16 мм. Образцы бронировались слоем тонкой слюды, что позволяло сохранить одномерный характер истечения продуктов горения во время опытов. В ряде случаев образцы бронировались слоем линолеума, растворенного в ацетоне, либо эпоксидной смолой. Образец наклеивался на подложку из пластика, с помощью которой крепился на датчике. В опытах по зажиганию потоком излучения передняя поверхность образцов покрывалась тонким слоем ламповой сажи.

Стационарное горение под облучением. Для трактовки результатов по нестационарному горению необходимо знать закономерности стационарного горения. В соответствии с теоретическими представлениями [9] приращение скорости горения за счет потока излучения можно обеспечить эквивалентным повышением начальной температуры вещества:

$$\Delta T_0^* = T_0^* - T_0 = q/c\rho u_0(q). \quad (1)$$

Здесь q — поглощенный поток излучения; T_0^* — эффективная начальная температура, причем $u_0(T_0, q) = u_0(T_0^*)$. При использовании полных значений потоков излучения от источника в правую часть (1) необходимо вводить поправочный множитель ξ для учета поглощения излучения в пламени и отражения от поверхности горения.

При обработке экспериментальных данных по горению двухосновных топлив под излучением от ксеноновой лампы получено для $\text{H} + 1\% \text{C}$ и $\text{H} + 1\% \text{PbO}$ $\xi = 0,5$ и $0,6$ соответственно. Отметим, что возможности количественного сопоставления зависимостей $u_0(q)$ и $u_0(T_0)$ ограничены максимально достижимыми в эксперименте значениями начальной температуры топлива. Так, для двухосновных топлив $T_0 \leq 140 \div 150^\circ\text{C}$, при больших T_0 топливо становится жидким и возникает опасность теплового взрыва. С другой стороны, при высоких уровнях потоков излучения относительный вклад собственного тепловыделения топлива становится малым в общем тепловом балансе, и скорость газификации в основном определяется подведенной от внешнего источника энергией.

Зависимости температурного коэффициента скорости горения β двухосновных топлив от уровней начальной температуры и потока излучения изображены на рис. 1. Обращает на себя внимание факт значительного изменения β при вариации условий горения. В частности это не позволяет использовать простые соотношения, предложенные в [10]

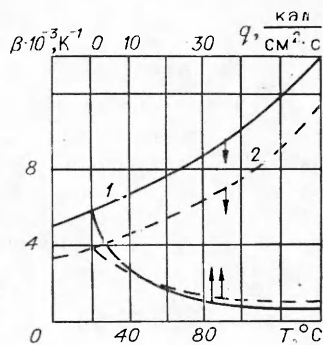


Рис. 1. Зависимости $\beta(T_0)$ и $\beta(q)$.
1 — $\text{H} + 1\% \text{C}$; 2 — $\text{H} + 1\% \text{PbO}$.

для расчета скорости горения под действием излучения. Уменьшение β с ростом q качественно согласуется с предсказываемым по формуле

$$\beta_q = \frac{\partial \ln u_0(T_0, q)}{\partial T_0} = \frac{d \ln u_0(T_0^*)}{dT_0^*} \frac{dT_0^*}{dT_0} = \frac{\beta^*}{1 + \xi q \beta^* / c \rho u_0}, \quad (2)$$

где $\beta^* = \frac{d \ln u_0}{dT_0^*}$ и $T_0^* = T_0 + \xi q / c \rho u_0$. Расчет по (2) дает завышенные значения β_q . Так, для топлива Н + 1% С при $q = 20$ кал/(см² · с) расчетная величина $\beta_q^{\text{расч}} = 5,3 \cdot 10^{-3}$ К⁻¹, а $\beta_q^{\text{эксп}} = 2,1 \cdot 10^{-3}$ К⁻¹; при том же потоке излучения для топлива Н + 1% РbО $\beta_q^{\text{расч}} = 4,7 \cdot 10^{-3}$ К⁻¹, $\beta_q^{\text{эксп}} = 2 \cdot 10^{-3}$ К⁻¹. Значительное количественное рассогласование величин β_q служит указанием на недостаточную разработанность механизма горения под действием излучения. В частности, остается открытым вопрос о реальном взаимодействии излучения с зоной химических реакций в твердом топливе. Можно ожидать, что частичное поглощение излучения в поверхностном слое топлива обеспечивает дополнительный прирост скорости горения. Косвенным образом эта гипотеза находит подтверждение в экспериментальных данных по горению двухосновных топлив, приведенных в работах [10, 11].

Ступенчатое действие потока излучения. Ступенька потока излучения задавалась путем отключения за 0,003 с стационарного потока излучения ксеноновой лампы с помощью центрального затвора. Как и в предыдущих опытах с графитовым излучателем [12], установлено, что в отсутствие внешнего окислителя стационарно горящая при атмосферном давлении и комнатной начальной температуре прессованная нитроцеллюлозка гаснет при потоке излучения $q = 1,5$ кал/(см² · с), а топливо Н + 1% С — при $q = 3$ кал/(см² · с). В случае горения на воздухе образцы продолжают гореть под действием значительно более глубоких (в 5—10 раз) ступенек потока излучения. В этих случаях сигнал реактивной силы в момент отключения потока излучения падает до нулевого уровня и осуществляется постепенный выход на режим самоподдерживающегося горения. Длительность выхода в зависимости от условий воздействия составляет 0,5—1,5 с, что приблизительно на порядок превышает время тепловой реакции горящего топлива. Визуальные наблюдения и скоростная киносъемка показывают, что устойчивость горения на воздухе обусловлена существованием отдельных активных очагов на реагирующей поверхности топлива, которые затем обеспечивают распространение фронта повторного воспламенения по погашенной поверхности. Вместе с тем замечено, что непосредственно сразу после отключения потока излучения на поверхности двухосновного пороха появляется густая сетка пузырьков диаметром 20—100 мкм, что обусловлено дисбалансом массового расхода с поверхности пороха нелетучих (нитроцеллюлоза) и летучих компонентов. Наиболее плотная заселенность пузырьками наблюдается на поверхности пороха с добавкой 1% сажи. Это явление до настоящего времени не принимается в расчет в теоретическом описании переходных процессов при горении двухосновных топлив.

Полное гашение за счет отрицательного скачка потока излучения при горении на воздухе удается осуществить, если специально снабдить образец пороха выступающей на 2—3 мм несгорающей бронировкой, которая предотвращает доступ кислорода к реагирующей поверхности топлива. Более прозрачные двухосновные пороха требуют для гашения интенсивного скачка излучения. Так, порох Н гаснет в условиях атмосферного давления при действии потока излучения СО₂-лазера интенсивностью 3 кал/(см² · с) ($\alpha \approx 1000$ см⁻¹), тогда как для гашения потоком излучения ксеноновой лампы требуется интенсивность не менее 10 кал/(см² · с) (усредненное по спектру лампы значение $\alpha \approx 35$ см⁻¹).

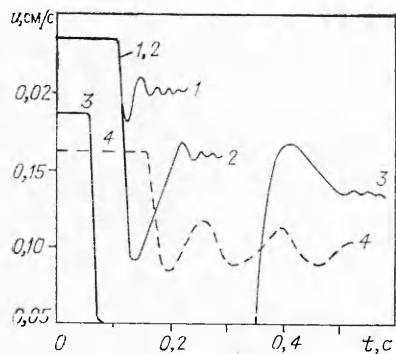


Рис. 2. Поведение скорости горения порохов $\text{H} + 1\% \text{C}$ (1—3) и $\text{H} + 1\% \text{PbO}$ (4) при сбросе излучения с уровня q_1 до q_2 [кал/(см²·с)]; $T_0 = 353$ (1, 2, 4) и 293 К (3); $q_1 = 15$ (1, 2, 4) и 10 (3); $q_2 = 10$ (1, 5 (2, 3) и 0 (4).

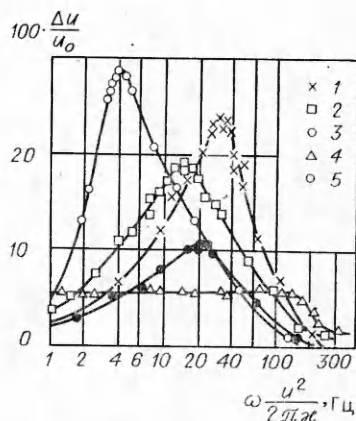


Рис. 3. Амплитудно-частотные характеристики скорости горения порохов $\text{H} + 1\% \text{C}$ (1), $\text{H} + 1\% \text{PbO}$ (2) и смесевых систем ПХА/ПММА 77/23 (3), 85/15 (4) и ПХА/ПФМА 67/33 (5); $p = 1$ (1, 3—5) и 10 атм (2); $T_0 = 293$ (2—5) и 373 К (1).

Поведение скорости горения при резком изменении интенсивности облучения зависит от относительной доли потока излучения в тепловом балансе на горячей поверхности [13]. На рис. 2 показано изменение уровня скорости горения (обработанный сигнал реактивной силы) при ступенчатом изменении уровня потока излучения. С ростом отношения $A = q / \rho u_0 (T_{s0} - T_0)$ глубина спада уровня скорости горения двухосновного топлива $\text{H} + 1\% \text{C}$ при заданных начальных условиях закономерно увеличивается (рис. 3). Одно и то же по величине возмущение при горении в условиях более низкой начальной температуры образца приводит к временному погасанию топлива с последующим воспламенением за счет потока излучения. Возмущение теплового баланса на горячей поверхности прозрачного катализируемого топлива оказывается сравнительно малым, поэтому отключение даже относительно больших потоков излучения слабо воздействует на устойчивость переходного процесса горения. Качественно похожее колебательное поведение скорости горения при действии таких же по величине скачков потока излучения обнаруживает при горении в условиях атмосферного давления прессованная смесь перхлората аммония (67%) с полиформальдегидом (33%).

Периодические пульсации потока излучения. Опыты проводились с двухосновными и модельными смесевыми топливами в диапазоне начальных температур 20—120°C и давлений от 1 до 40 атм. Вариация интенсивности потока излучения ксеноновой лампы достигалась диском обтюратором, в случае использования лазера — изменением мощности питания ламп накачки. В предварительных опытах на двухосновных порохах установлено, что зависимость амплитуды отклика скорости горения на пульсации потока излучения на низких частотах остается линейной вплоть до уровня отклика 15—20%. Поэтому для сохранения возможности использования результатов линейного анализа эксперименты осуществлялись при таких глубинах модуляции потока излучения, чтобы изменение скорости горения на нулевой частоте не превышало 5—10% исходного уровня. Последний задавали вариацией начальной температуры или давления среды либо выбором среднего значения потока излучения.

Амплитудно-частотные кривые откликов скорости горения на малые возмущения потока излучения ксеноновой лампы для двухосновных и модельных топлив показаны на рис. 3. В хорошем согласии с предсказаниями теории [14] эти кривые имеют куполообразную форму. Мак-

симальное значение амплитуды отклика соответствует частоте «резонанса». С ростом u_0 резонансная частота $f_{\text{рез}}$ монотонно увеличивается, при чем при том же уровне u_0 , достигнутом за счет увеличенного q , значение $f_{\text{рез}}$ ниже, чем в опытах с повышенной начальной температурой образца. Для катализированного топлива $\text{H} + 1\% \text{PbO}$ $f_{\text{рез}}$ значительно ниже, чем для $\text{H} + 1\% \text{C}$. Это обусловлено отличием температурной чувствительности скорости и других характеристик процесса горения катализированного топлива. Причиной отличия служит каталитическая добавка, а не сажа, в чем убеждают результаты прямого эксперимента на образцах $\text{H} + 1\% \text{PbO}$ с добавкой 1% сажи. Последние дают те же самые значения $f_{\text{рез}}$, что и исходное топливо.

Обработка экспериментальных данных по отклику скорости горения позволяет также определить значение сдвига фазы отклика при вариации частоты пульсаций потока излучения. Трудности реализации этой задачи обусловлены сложной несинусоидальной формой сигнала отклика, особенно при низких частотах. Кроме того, возникают чисто технические трудности обработки графической информации, получаемой с помощью светолучевого осциллографа. С погрешностью не менее $5 \div 10\%$ для топлива $\text{H} + 1\% \text{C}$, горящего при атмосферном давлении и $T_0 = 120^\circ \text{C}$ ($u = 0,2 \text{ см/с}$, $f_{\text{рез}} = 40 \text{ Гц}$), установлено, что при частотах ниже резонансной имеет место опережение фазы отклика на $10-15^\circ$, при резонансе сдвиг фазы приблизительно равен нулю и на высоких частотах он стремится к 90° .

Изучение отклика скорости горения гетерогенных топлив требует специальной подготовки образцов. Гетерогенность структуры и неоднородность состава топлива с крупнодисперсными компонентами усложняют форму сигнала отклика, поэтому предпочтительней выполнять такие эксперименты на модельных составах с мелкодисперсными компонентами. Заметим, что стехиометрические смеси перхлората аммония с горючим имеют, как правило, низкую температурную чувствительность скорости горения и не дают «резонансных» откликов на пульсации потока излучения. На рис. 3 приведены амплитудно-частотные кривые для горящих на воздухе при комнатной начальной температуре прессованных смесей ПХА ($d_{\text{ср}} = 15 \text{ мкм}$) с полиметилметакрилатом (ПММА, $d = 5 \text{ мкм}$) либо с полиформальдегидом (ПФМА, $d = 5 \text{ мкм}$). Для повышения однородности поглощения излучения в образцы добавлялся 1% сажи. Наиболее выраженный резонансный характер отклика скорости

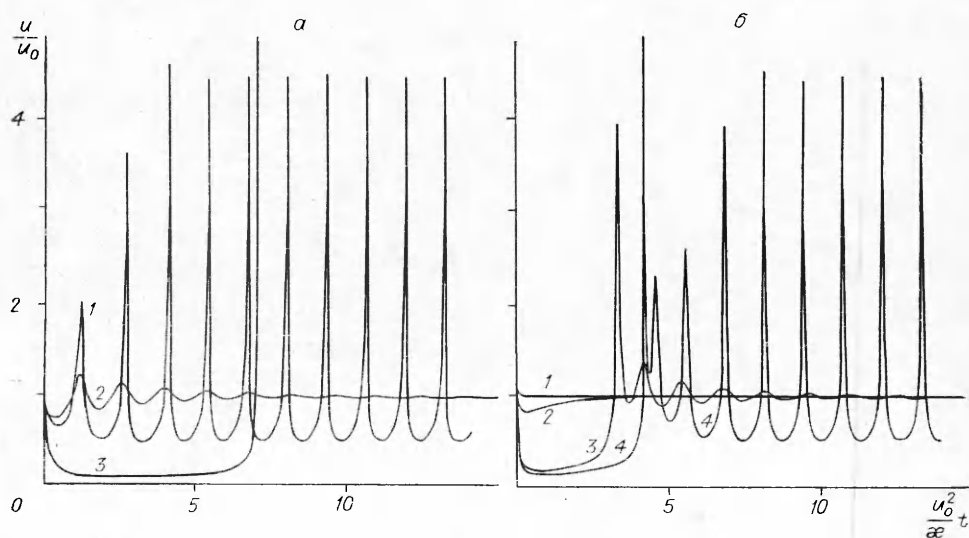


Рис. 4. Поведение скорости горения при малых (а) и больших начальных возмущениях (б) ($r = 0,3$).

а) $j = 0,03$, $k = 2$ (1), 1,9, (2) и 2,5 (3); (б) $j = 1,2$, $k = 0,3$ (1), 0,9 (2), 1,9 (3) и 2 (4).

горения $\Delta u/u_0$ проявляет смесь с полиформальдегидом. Отметим, что эта смесь демонстрирует также наиболее выраженный колебательный характер отклика скорости горения в случае действия отрицательного скачка потока излучения, тогда как другие модельные топлива на основе ПХА обычно имеют монотонный переход к самоподдерживающемуся режиму горения.

Математическое моделирование

Существующие теории нестационарного горения твердых топлив базируются на допущении, что тепловая релаксация в газовой фазе протекает в квазистационарном режиме по отношению к процессам распространения тепла в топливе. Следуя подходу Зельдовича — Новожилова [14], сформулируем одномерную задачу о нестационарном горении полупрозрачного топлива в виде дифференциального уравнения

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \alpha q_{\text{л}}(t) e^{\alpha x}, \quad x < 0 \quad (3)$$

с граничными условиями

$$T(x = -\infty) = T_0, \quad u = u(T_s, p, q_s, G),$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = \varphi(T_s, u, p, q_s, G). \quad (4)$$

Здесь $q_{\text{л}}$ — часть излучения, поглощающаяся в глубине к-фазы.

Динамические характеристики горения под излучением и при переменном давлении. Из физических соображений и из постановки задачи в форме (3), (4) можно выделить два типа воздействий на горящее твердое топливо: 1) внешние факторы, резко изменяющие условия теплового баланса на реагирующей поверхности и приводящие к «мгновенному» (по сравнению с тепловой релаксацией топлива) изменению скорости горения (к ним относятся давление p , скорость обдувающего потока газа G , поток поглощающегося на поверхности излучения q_s и т. п.); 2) факторы, влияющие на профиль температуры в глубине к-фазы, в результате чего происходят относительно плавные изменения величины u (поглощающееся в глубине топлива излучение $q_{\text{л}}$, распределенные внутренние источники тепла и т. п.).

Рассмотрим действие факторов первого типа (мгновенного действия). Б. В. Новожиловым проведен в линейном приближении расчет установившегося отклика скорости горения на гармонические колебания уровня давления. Функция отклика имеет вид [14]

$$\Psi = \left(\frac{\Delta u}{u_0} \right) \left(\frac{\Delta p}{p_0} \right)^{-1} = \frac{v_p + \delta_p z}{1 - k + (r - ik/\omega) z}, \quad (5)$$

где

$$v_p = \left(\frac{\partial \ln u_0}{\partial \ln p} \right)_{T_0}; \quad \delta_p = \frac{1}{T_{s0} - T_0} \left(\frac{\partial T_{s0}}{\partial \ln p} \right)_{T_0}; \quad \delta_p = v_p r - \mu_p k;$$

$$z = \frac{1}{2} \left(\frac{\omega}{Y} - 1 \right) + iY; \quad Y = \frac{1}{2\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{1 + 16\omega^2} - 1};$$

$$r = \left(\frac{\partial T_{s0}}{\partial T_0} \right)_p; \quad k = \left(\frac{\partial \ln u_0}{\partial T_0} \right)_p (T_{s0} - T_0); \quad \omega \geq 0.$$

Аналогично можно провести расчет отклика скорости горения на колебания q_s . При этом получается выражение вида (5), в которое требуется

лишь ввести символы с индексом q : $v_q = \left(\frac{\partial \ln u_0}{\partial \ln q_s} \right)_{T_0}$, $\delta_q = v_q r - \mu_q k$,

$\mu_q = \frac{1}{T_{s0} - T_0} \left(\frac{\partial T_{s0}}{\partial \ln q_s} \right)_{T_0}$. В частном случае, когда в соотношениях $u_0 = u_0(T_{s0}, p)$ либо $u_0 = u_0(T_{s0}, q_s)$ отсутствует зависимость от p или q_s , величины $\delta_p = \delta_q = 0$ и функции отклика (5) совпадают с точностью до отношения v_p/v_q [15], что дает простую возможность перехода от

чувствительности скорости горения к возмущениям давления, к чувствительности, к возмущениям излучения и наоборот. Равенство нулю δ_p и δ_q означает, что $\mu = \nu r/k$ и скорость горения зависит только от температуры поверхности. Характерным признаком такой зависимости служит уменьшение до нуля амплитуды отклика скорости горения при неограниченном росте частоты возмущений, поскольку в соответствии с (5) имеем $\Psi(\omega \rightarrow \infty) = \delta/r$.

Функция отклика скорости горения на действие фактора второго типа — q_n — может быть представлена на основании результатов [16] в следующем виде:

$$|\Psi| = \left(\frac{\Delta u}{u_0} \right) \left(\frac{\Delta q}{q_n} \right)^{-1} = \gamma d \omega \sqrt{\frac{(\gamma - R)^2 + Y^2}{\Delta_1^2 + \Delta_2^2}}, \quad (6)$$

$$d = k^*/(k^* + r^* - 1), \quad b = r^*/(k^* + r^* - 1),$$

$$R = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\omega}{Y} \right), \quad \gamma = \frac{\alpha \kappa}{u_0}, \quad j = \frac{q_n}{c p u_0 (T_{s0} - T_0^*)}, \quad h = d \left(1 - j \frac{\gamma}{1 - \gamma} \right),$$

$$\Delta_1 = \omega^2 (Rb - 1) + \omega Y d + \gamma (1 - \gamma) [\omega Y b + h (1 - R)],$$

$$\Delta_2 = \omega^2 Y b + \omega d (1 - R - j\gamma) + \gamma (1 - \gamma) [\omega (1 - Rb) - Yh].$$

Выражение (6) получено методом последовательных приближений. Из него следует, что значение $f_{рез}$ зависит от прозрачности топлива и интенсивности облучения. Величина $f_{рез}$ увеличивается при уменьшении прозрачности и интенсивности облучения. Одновременно при падении интенсивности облучения снижается значение модуля функции отклика во всем диапазоне частот, за исключением нулевой точки. На нулевой частоте

$$|\Psi|_{\omega \rightarrow 0} = \frac{d}{|1 - b - d(1 + j)|}.$$

Фазово-частотная характеристика функции отклика определяется выражением [16]

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{(\gamma - R) \Delta_1 - Y \Delta_2}{(\gamma - R) \Delta_2 - Y \Delta_1}. \quad (7)$$

На нулевой частоте сдвиг фазы $\theta = 0$, а на резонансной наблюдается отставание отклика на угол меньше $\pi/2$. Максимальное запаздывание отклика на больших частотах в соответствии с (7) выражается соотношением

$$\operatorname{tg} \theta|_{\omega \rightarrow \infty} = b \sqrt{2\omega} (1 - \gamma b)^{-1}.$$

При $\gamma < 1/b$ с ростом частоты θ стремится монотонно сверху к предельному значению $-\pi/2$. При $\gamma > 1/b$ фазочастотная характеристика имеет минимум в зарезонансной области, а предельное (при $\omega \rightarrow \infty$) значение $\theta > -\pi/2$. На частотах ниже резонансной для топлив с малой прозрачностью появляется положительный сдвиг фазы, соответствующий опережению фазы колебаний потока излучения.

Численные расчеты по полной постановке задачи в форме (3), (4) при $q_n = q_0 + \Delta q \sin \omega t$ показали [17], что формулы (6), (7) дают согласие в пределах 10% с результатами счета на ЭВМ. Расчеты проводились при модуляции внешнего потока излучения 10%, составлявшего около 15% суммарного теплового потока на поверхности горения (т. е. $j = 0,02$). Из численных расчетов следует, что с уменьшением прозрачности топлива появляются нелинейные эффекты, которые проявляются в искажении формы отклика скорости горения даже при столь малых значениях j , следствием чего служит несовпадение сдвигов фаз, определяемых по максимальной и минимальной скоростям горения.

В постановке (3), (4) исследованы переходные режимы горения при отключении или включении светового потока. Численные расчеты продемонстрировали значительное влияние прозрачности к-фазы на поведение скорости горения в переходном процессе [17]. Для качественного

прогнозирования поведения скорости горения в окрестности начального состояния предложен способ, основанный на анализе интеграла системы (3), (4):

$$\frac{dH}{dt} = c\rho \int_{-\infty}^0 \frac{\partial T}{\partial t} dx = c\rho u [T_0 - T_0(u, p, q_s, G)] + q_{\pi}(t). \quad (8)$$

Здесь $T_0(u, p, q_s, G)$ — функция, обратная $u(T_0, p, q_s, G)$.

Рассмотрим случай монотонно возрастающей зависимости $u(T_0)$. Энтальпия H возрастает, если скорость горения ниже стационарной при существующих в данный момент внешних условиях ($p(t)$, $q_s(t)$, $G(t)$, $q_{\pi}(t)$). И, наоборот, энтальпия уменьшается, если текущая величина скорости горения больше соответствующего «мгновенного» стационарного уровня скорости. Например, при резком отключении поглощающего в глубине k -фазы излучения в первый момент температурный профиль и скорость горения соответствуют невозмущенному стационарному состоянию. В случае малопрозрачного пороха это состояние характеризуется меньшей энтальпией, чем конечное при $q_{\pi} = 0$. Следовательно, в процессе перестройки с одного режима на другой зависимость $u(t)$ пройдет через минимальное значение, расположенное ниже конечного стационарного уровня [17]. Только таким маршрутом можно увеличить энтальпию. Отсутствие минимального значения означает погасание. Если порох слабо поглощает излучение, то после отключения потока излучения запас энтальпии в веществе значительно больше, чем в конечном состоянии (при $q_{\pi} = 0$). В этом случае скорость горения ведет себя «вязким» образом, приближаясь к новому уровню сверху. Именно такой тип перехода обеспечивает уменьшение энтальпии [17].

Соотношение (8) позволяет прогнозировать тип перехода u через минимум, через максимум, «вязким» образом сверху или снизу в ближайшей временной окрестности начального состояния. Дальнейший характер поведения скорости горения определяется местоположением точки конечного состояния в координатах k , r .

Численное моделирование проводилось с использованием специально выбранных зависимостей $u_0(T_0)$ и $T_s(T_0)$, обеспечивающих постоянство параметров k , r при изменении начальной температуры. Переходный процесс после отключения излучения исследовался на протяжении 10—15 характерных временных интервалов. Оказалось, что полученные данные хорошо коррелируют с результатами линейного анализа [14, 18] как при малых, так и при больших различиях (возмущениях) исходного и конечного состояний. В области $k < 1$ начальное изменение скорости горения на временах порядка одного характерного интервала происходило монотонно сверху (рис. 4, б, кривая 1) при $H_1 > H_2$, либо через минимум (рис. 4, б, кривая 3) при $H_1 < H_2$ и последующим выходом монотонно снизу на стационарный режим. Здесь индексы 1 и 2 относятся к исходному и конечному состояниям.

В случае $k > 1$ в окрестности границы устойчивости $r = (k-1)^2 / (k+1)$ [14] существует узкая область выхода на режим самоподдерживающихся колебаний. В области устойчивости (при $r > (k-1)^2 / (k+1)$) переход на новый режим происходит посредством затухающих колебаний (см. рис. 4, а(2) и б(3)). По мере движения точки (k, r) в глубь области устойчивости декремент затухания растет и выход на стационарный режим происходит «вязким» образом, как при $k < 1$. При движении точки (k, r) в глубь области неустойчивых режимов горения установлению автоколебательного поведения скорости горения предшествует режим с нарастающей амплитудой колебаний.

Увеличение исходного возмущения приводит к образованию депрессии на начальном этапе (см. рис. 4, б). В области чисто экспоненциальной неустойчивости, где $r < k+1 - 2\sqrt{k}$ (результат линейного анализа [14, 18]), поведение зависимости $u(t)$ характеризуется длинным начальным участком депрессии с аномально большим пиком u . Под

аномальным подразумевается отклонение скорости горения от стационарного уровня на порядок и более. К сожалению, выбранный метод решения не позволяет вести счет при увеличении скорости горения в 200—300 раз. В применении к реальным системам уменьшение величины u во время депрессии на порядок и более по сравнению с u_0 можно интерпретировать как погасание.

На основании изложенного качественное поведение нестационарной скорости горения можно во многих случаях успешно прогнозировать, основываясь на первом интеграле (8) системы (3, 4) и результатах линейного анализа [14, 18]. Естественно, что для реально используемых зависимостей $u_0(T_0)$, $T_{s0}(T_0)$ условие постоянства k , r при изменении T_0 не выполняется. Однако как показал опыт проведения расчетов нестационарных режимов горения, это не приводит к существенным отличиям качественных закономерностей.

Сравнение с экспериментальными результатами

При исследовании процессов горения сравнение теоретических предсказаний с экспериментальными данными всегда представляют сложную задачу. Во-первых, существуют трудности адекватного математического описания сложных физико-химических превращений в волне горения. Упомянем лишь о неоднородности реагирования и испарения компонентов, о сложности химического их взаимодействия в конденсированной и газовой фазах. Во-вторых, отсутствуют надежные данные о теплофизических параметрах топлива в широком диапазоне температуры, а также о величинах теплокинетических характеристик реагирования вещества по зонам горения. По этим причинам замкнутые теоретические подходы в настоящее время построить не удается и приходится использовать полуэмпирические.

Приступая к сравнению с экспериментом, необходимо в первую очередь проверить выполнение качественных закономерностей, следующих из теории. Наибольший интерес представляют предсказания резонансного характера отклика скорости горения на периодические возмущения потока излучения и критических условий горения вблизи пределов.

Сразу следует отметить, что удастся экспериментально обнаружить «резонансные» свойства характеристик скорости горения для ряда смесевых и двухосновных топлив [19]. Далее, результаты экспериментальных исследований поведения скорости горения при действии периодических колебаний потока излучения показали хорошее качественное соответствие теоретическим зависимостям: сдвига фаз и амплитуды отклика при вариации прозрачности топлива и величины потока излучения. Строгую количественную проверку теории произвести невозможно в силу названных выше причин, вместо этого можно осуществить косвенный прием, когда динамический режим горения рассчитывается с использованием эмпирической информации, полученной в независимых условиях.

Зная резонансные частоты и аналитическое выражение для их расчета в виде ¹ $\omega = \omega(k, r)$ [14], можно по известным k (из стационарных эмпирических законов $u_0 = u_0(T_0)$) определить соответствующие значения r . С найденными парами значений (k, r) удобно далее проводить расчеты динамических режимов горения. Смысл описанной процедуры, во-первых, в том, что таким образом можно пытаться с более высокой точностью, чем из прямой обработки экспериментальной зависимости $T_s(T_0)$, находить зависимость $r(T_0)$. Во-вторых, этот прием представляется более логически обоснованным, поскольку и отыскание величины r , и использование ее в последующих расчетах производится

¹ В соответствии с [14] $\omega = \sqrt{\frac{k}{r^2} - \lambda^2}$, где $\lambda = \frac{r(k+1) - (k-1)^2}{2r^2}$ декремент затухания колебаний скорости горения.

$T_0, ^\circ\text{C}$	$T_{SO}, ^\circ\text{C}$	k	r	$u_0, \frac{\text{cm}}{\text{c}}$	$f_{\text{рез}}, \text{Гц}$
120	368	2,23	0,44	0,14	9
100	360	2,08	0,38	0,12	7
80	350	1,85	0,31	0,10	6
50	344	1,62	0,20	0,085	5,5
20	338	1,27	0,11	0,075	5

в рамках одних и тех же допущений (феноменологического подхода Зельдовича — Новожилова).

Для иллюстрации приведена таблица параметров «резонансного» горения двухосновного топлива $\text{H} + 1\% \text{PbO}$ при атмосферном давлении. Отметим, что в качестве реперного значения T_{so} послужила величина $T_{so}(T_0 = 100^\circ\text{C}) = 360^\circ\text{C}$, остальные $T_{so}(T_0)$ рассчитаны по значениям $r(T_0)$, найденным из соотношения $\omega = \omega(k, r)$. Из приведенных данных видно, что с ростом начальной температуры устойчивость самоподдерживающегося горения топлива снижается. Действительно, величина $N = (k - 1)^2 / r(k + 1)$, характеризующая удаление изображающей процесс стационарного горения точки (k, r) от границы устойчивости для $T_0 = 20^\circ\text{C}$, равна 0,3 и лежит глубоко в области устойчивости, тогда как при $T_0 = 100^\circ\text{C}$ $N = 1$ и для $T_0 = 120^\circ\text{C}$ $N = 1,06$ (за границей линейной устойчивости).

С использованием приведенных выше данных проведен расчет динамического поведения скорости горения топлива $\text{H} + 1\% \text{PbO}$ при резком отключении потока излучения, давший хорошее качественное соответствие расчетной и экспериментальной кривых. В численном расчете воспроизводится незатухающий нелинейный характер колебаний скорости горения и значение частоты автоколебаний. Так же качественно воспроизводится погасание двухосновных топлив при действии скачков излучения, причем характер поведения кривой $u(t)$ существенно зависит от выбора (k, r) . К сожалению, достоверно определить (k, r) в широком диапазоне условий горения пока невозможно, поэтому необходимо вести планомерную работу по сопоставлению расчетов с экспериментом и накоплению данных о параметрах согласования в используемых моделях горения.

Априорные суждения о характере поведения скорости горения твердых топлив в переходных процессах чреваты ошибками, поскольку динамика нестационарного горения определяется многими факторами, в том числе соотношением начального и конечного уровней скорости горения, видом исходного распределения температуры, параметрами законов пиролиза, температурным коэффициентом скорости горения и т. п. Так, например, в экспериментах со стационарно горящим двухосновным порошком $\text{H} + 1\% \text{C}$ (см. рис. 2) действие резкого спада потока излучения, составляющего 40% суммарного теплового потока на поверхности горения, вызывает менее драматические последствия, чем действие 20%-ного спада суммарного теплового потока при более низкой T_0 . В последнем случае происходит погасание, причиной которого служит меньшая устойчивость стационарного режима горения при низкой начальной температуре.

Заключение

Подводя итоги, отметим, что при исследовании горения твердых топлив под облучением получен ряд важных научных результатов. К ним можно отнести экспериментальное определение резонансных характеристик отклика скорости горения на периодическое воздействие внешнего потока излучения, данные по зависимости амплитудно-частотных характеристик скорости горения от уровня T_0, q_s, p . Получены также данные по минимальным значениям скачков потока излучения, приводя-

ших к погасанию топлива, изучена динамика горячей системы при частичном сбросе светового потока. Показана неэквивалентность влияния T_0 и q , p на характеристики горения твердых топлив, в частности на величину температурного коэффициента скорости горения и резонансной частоты отклика скорости горения. Изучение горения твердых топлив под действием теплового излучения представляет большие перспективы для исследования фундаментальных закономерностей процесса горения. Это обусловлено богатыми возможностями управления амплитудой потока излучения, изменения глубины поглощения излучения в топливе, отсутствием контактного взаимодействия с веществом, принципиальными возможностями быстрой передачи больших количеств энергии веществу.

Дальнейшее развитие исследований по горению твердых топлив под излучением требует совершенствования экспериментальных подходов. Необходимо расширить диапазон длин волн излучения, особенно в ультрафиолетовую область спектра, повысить интенсивность потоков излучения до 10^3 Вт/см². Требуется также повысить частотный диапазон регистрации нестационарной скорости горения приблизительно до 1 кГц. В плане получения новой информации о механизме горения твердых топлив требуется продолжить систематические исследования устойчивости горения, в том числе исследования колебательных режимов горения и критических условий погасания.

Необходимо ввести дальнейшее совершенствование математических моделей для описания нестационарных процессов горения твердых топлив. Требуется включить в рассмотрение химические реакции в конденсированной фазе, учесть гетерогенность компонентов топлива и кинетику физических превращений в волне нагрева, провести учет процессов смешения и влияния концентрационных эффектов на закономерности горения в газовой фазе.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. F. Yin, C. E. Hermance. AIAA Paper, 1979, N 173.
2. О. Я. Романов, В. С. Тархов, Г. С. Шелухин. ФГВ, 1977, 13, 6.
3. В. Д. Кочаков, А. Э. Аверсон, С. А. Абрюков. ФГВ, 1978, 14, 1.
4. W. A. Wright. Ultrasonic thickness monitoring technique. Aerospace relative technology industry. Washington D. C., 1969.
5. P. Kuentzmann, J. C. Demarais, F. Couty. Rech. Aerospatiale, 1979, 1.
6. S. V. Shelton. CPIA Publ., 1967, 162, 1.
7. L. D. Strand, McNamara. Progress in Astronautics and Aeronautics. Experimental diagnostics in combustion of solids., Vol. 63. N. Y., 1978.
8. В. Н. Симоненко, В. Е. Зарко. ФГВ, 1981, 17, 3.
9. Э. В. Конев. ФГВ, 1965, 1, 2.
10. L. H. Caveny, T. J. Ohlemiller, M. Summerfield. AIAA J., 1975, 13, 2.
11. C. L. Tompson, N. P. Suh. Combustion Sci. Technology, 1970, 2.
12. В. Ф. Михеев, Ю. В. Левашов. ФГВ, 1973, 9, 4.
13. V. E. Zarko, V. N. Simonenko, A. B. Kiskin. Progress in Astronautics and Aeronautics. Flames, lasers and reactive systems. Vol. 88, 1983.
14. Б. В. Новожилов. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973.
15. L. De Luca. Ph. D. Thesis. Department of Aerospace and Mechanical Sciences. AMS Report N192-T. Princeton University, 1976.
16. И. Г. Ассовский, А. Г. Истратов. ПМТФ, 1971, 5.
17. В. Е. Зарко, А. Б. Кискин. ФГВ, 1980, 16, 6.
18. Я. Б. Зельдович, О. И. Лейпунский, В. Б. Либрович. Теория нестационарного горения пороха. М.: Наука, 1975, с. 130.
19. В. Н. Симоненко, В. Е. Зарко, К. П. Куценкогий. ФГВ, 1980, 16, 3.