

О КОЛЕБАНИЯХ ПРИ ГОРЕНИИ ТОПЛИВА

А. Г. Истратов, В. Н. Маршаков
(Москва)

Ряд исследователей наблюдали в экспериментах, что режим стационарного горения твердых гомогенных двусосновых топлив при постоянной в среднем скорости сгорания сопровождается колебаниями скорости [1—3]. Теоретическая возможность автоколебательных режимов горения твердых топлив доказана в [4]. Физические причины автоколебаний, по-видимому, те же, что и для безгазовых и фильтрационных систем, где такие режимы встречаются часто и хорошо изучены [5]. Рассмотрим некоторые известные экспериментальные факты, исходя из того, что горение имеет автоколебательный характер.

Горящее топливо можно, как известно, погасить, если внешнее давление будет уменьшаться достаточно быстро и на достаточную глубину. Для горения в автоколебательном режиме этому можно, по-видимому, придать следующий смысл. Каждому давлению соответствует определенный предельный, устойчивый цикл автоколебаний, т. е. такой, что траектории точки, изображающей процесс, стремятся к этому предельному циклу, если только изображающая точка не окажется слишком далеко от него, вне, как говорят, его области притяжения. При достаточно медленных изменениях давления и связанных с этим смещениях предельного цикла в новое положение изображающая точка успевает все время возвращаться на траектории, близкие к предельному циклу. Если же за время порядка оборота точки по циклу сместить цикл так, чтобы изображающая точка оказалась за пределами области притяжения нового цикла, то процесс не сможет восстановиться. Произойдет потухание (рис. 1).

Размер области притяжения можно считать совпадающим по порядку величины с размерами самого цикла. Поэтому давление нужно изменить на такую величину, чтобы средняя скорость сгорания $\langle u \rangle$ при новом давлении отличалась от начальной $\langle u_1 \rangle$ на величину порядка амплитуды колебаний скорости $\Delta \langle u \rangle = \langle u_1 \rangle - \langle u_2 \rangle \geq \delta u$. Сделать это необходимо за промежуток времени Δt , сравнимый с периодом колебаний $\Delta t \leq 2\pi/\omega$. Условия гашения можно тогда сформулировать, учтя, что частота колебаний при горении $\omega = \Omega \langle u \rangle^2 / \kappa$, где κ — температуропроводность топлива, Ω — коэффициент, в виде

$$\Delta p \geq (\Delta p)_* = \Delta \langle u \rangle / d_p \langle u \rangle = p (\eta/v) (\delta u / \langle u \rangle),$$

$$\Delta t \leq (\Delta t)_* = 2\pi \xi / \omega = 2\pi \xi \kappa / \Omega \langle u \rangle^2. \quad (1)$$

Здесь ξ, η — коэффициенты порядка единицы.

Будем считать, что $(\Delta p)_*$ и $(\Delta t)_*$ достаточно малы по сравнению с масштабами реальных перепадов давления и времени сброса. Тогда,

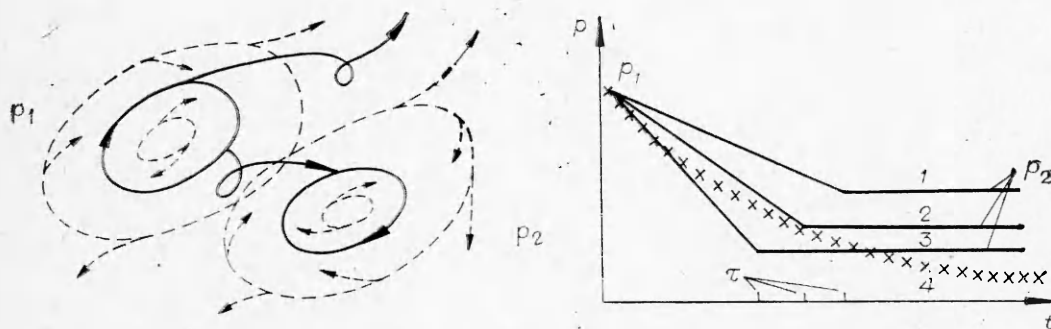


Рис. 1. Эволюция фазового портрета. Рис. 2. Спады давления (1—3) и критическая кривая (4).

пользуясь естественным соотношением $\Delta p \simeq (-\dot{p})\Delta t$ и считая $\langle u \rangle \sim p^\nu$, $\delta u / \langle u \rangle \sim p^{-n}$, так что $(\Delta p)_* \sim p^{1-n}$ и $(\Delta t)_* \sim p^{-2\nu}$, получим с помощью (1)

$$(-\dot{p}) \geq b p^m, \quad m = 1 + 2\nu - n, \quad b = \text{const.} \quad (2)$$

В результате из (2) получается кривая $p = p_*(t)$ такая, что если спад давления $p(t)$ пересекает ее сверху вниз, то должно произойти погасание. На рис. 2 эта критическая кривая обозначена точками. Как видно из рисунка, линейный по времени спад давления, продолжающийся в течение времени $0 < t < \tau$, после чего устанавливается постоянное давление p_2 , будет еще в состоянии производить гашение, если $p_2 = p_*(\tau)$. Такие критические спады можно характеризовать, как в [4, 6], кривой погасания, т. е. кривой в плоскости глубин и скоростей сброса давления, разделяющей эти параметры на приводящие и не приводящие к погасанию.

Обработка имеющихся экспериментальных данных [6] показала, что при значениях констант $m = 1$ и $b = 0,16 \cdot 10^{-3}$ 1/с параметры спадов, приводящих к погасанию, располагаются под единой кривой в координатах p_2/p_1 и $1/\tau$ (рис. 3), с приемлемой точностью, не зависящей от начального давления p_1 . Обычный способ обработки, согласно [4, 6], когда на оси абсцисс фигурирует параметр $1/\tau p_1^{2\nu} \sim \kappa/\tau \langle u \rangle^2$ (т. е. $m = 1 - 2\nu$), приводил к существенному расслоению кривых погасания при разных давлениях p_1 .

Отличие кривой погасания на рис. 3 от традиционных может показаться чисто количественным. Качественно новый момент, возникающий при учете колебаний, — фазовые соотношения. Ясно, что действие спада давления будет различным в зависимости от того, в какой части предельного цикла находится изображающая точка в тот момент, когда цикл начинает смещаться (см. рис. 1).

Колебания скорости горения имеют, по-видимому, различные фазы в различных точках горячей поверхности. Поэтому погасание может происходить поэтапно, при некоторых условиях вообще лишь частично, что в действительности и наблюдается. При не слишком глубоких и быстрых спадах давления существует так называемый режим погасания с повторным воспламенением [7].

По данным авторов настоящей статьи, гашение в полужамкнутом объеме осуществить легче, спад давления может быть менее быстрым и глубоким, чем в иных условиях (константа b уменьшается в 2—3 раза). При горении в полужамкнутом объеме любое увеличение или уменьшение скорости горения связано с увеличением или, соответственно, уменьшением общего давления. Это обстоятельство должно вызывать уравнивание фазы колебаний на горячей поверхности, как отмечали В. Тульских и Я. Б. Зельдович, и, следовательно, облегчать гашение.

Если топливо горит на подложке из материала с хорошей теплопроводностью (металл), то горение прекращается, когда

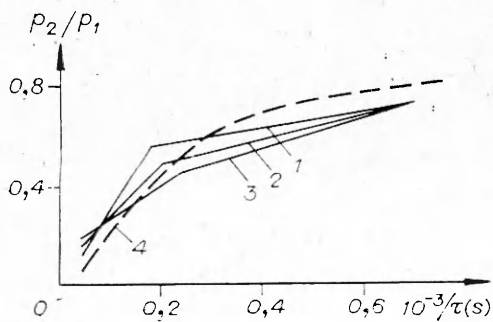


Рис. 3. Экспериментальные (1—3) и расчетные (4) кривые погасания.

1 — $p_1 = 100$ атм; 2 — $p_2 = 70$; 3 — $p_3 = 40$ атм.

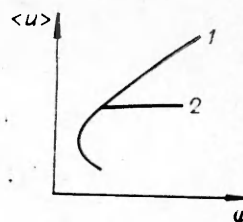


Рис. 4. Зависимость средней скорости от градиента температуры в топливе.

1 — расчет по [4]; 2 — эксперимент [8].

слой топлива выгорает до такой толщины, что тепло через слой начинает интенсивно уходить в подложку. При этом скорость горения и градиент температуры в топливе, обратно пропорциональный толщине слоя, должны были бы следовать соотношению, которое в соответствии с теорией нестационарного горения нетрудно вычислить из зависимости скорости горения от начальной температуры топлива (рис. 4, 1). Между тем измеренная в экспериментах скорость [8] остается удивительным образом постоянной (рис. 4, 2). Объяснение этому может состоять в том, что сначала гаснут те части топлива, которые имеют подходящую фазу колебаний, в то время как другие продолжают гореть в почти прежнем режиме.

Измерения тепловой структуры волны горения показали, что прогретый слой топлива заметно толще, чем это должно быть по Михельсонову соотношению $\kappa/\langle u \rangle$ [9]. Уширение объясняют влиянием температуры на теплопроводность топлива.

Когда скорость горения и температура в прогретом слое испытывают периодические отклонения от средних значений $u = \langle u \rangle + \Delta u$ и $T = \langle T \rangle + \Delta T$, то, усредняя уравнение теплопроводности по времени, можно так же, как это делается в гидродинамике при определении Рейнольдсовых турбулентных напряжений, получить

$$\langle u \rangle \partial_x \langle T \rangle + \langle \Delta u \partial_x \Delta T \rangle + \kappa \partial_{xx}^2 \langle T \rangle = 0 \quad (3)$$

(координата x направлена в толщу топлива, $x = 0$ соответствует поверхности). Дополнительный по сравнению со стационарным случаем член $\langle \Delta u \partial_x \Delta T \rangle = \langle \langle u \rangle^2 (\langle T_s \rangle - T_0) / \kappa \rangle \Phi(X)$, $X = \langle u \rangle x / \kappa$ — играет роль, в зависимости от знака, дополнительного тепловыделения или поглощения и приводит к изменению профиля средней температуры

$$\langle T \rangle - T_0 = (\langle T_s \rangle - T_0) \{ J_1(X) + [1 - J_1(0) + J_2(X)] e^{-X} \},$$

$$J_1(X) = \int_X^\infty \Phi(\zeta) d\zeta, \quad J_2(X) = \int_0^X \Phi(\zeta) e^{\zeta} d\zeta. \quad (4)$$

Считая колебания скорости горения малыми и гармоническими: $\Delta u = \delta u \cos \omega t$, $\delta u / \langle u \rangle \ll 1$ и пренебрегая колебаниями температуры поверхности, получим в линейном приближении

$$\Delta T = (\langle T_s \rangle - T_0) (\delta u / \langle u \rangle) (1/\Omega) [(\cos \beta X \sin \omega t - \sin \beta X \cos \omega t) e^{-\alpha X} - \sin \omega t e^{-X}],$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{1 + 16\Omega^2} + 1} \right), \quad \beta = \frac{1}{2\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{1 + 16\Omega^2} - 1}. \quad (5)$$

После этого нетрудно определить функцию Φ

$$\Phi(X) = \left(\frac{\delta u}{\langle u \rangle} \right)^2 \frac{1}{\Omega} e^{-\alpha X} (\alpha \sin \beta X - \beta \cos \beta X). \quad (6)$$

Эта функция знакопеременна. Однако профиль средней температуры определенно шире Михельсонова в следующем интегральном смысле

$$\frac{1}{\langle T_s \rangle - T_0} \int_0^\infty (\langle T \rangle - T_0) dx = \frac{\kappa}{\langle u \rangle} \left[1 + \left(\frac{\delta u}{\langle u \rangle} \right)^2 \frac{1}{2\Omega} \frac{\beta}{\alpha^2 + \beta^2} \right]. \quad (7)$$

Как следует из экспериментов [2], можно считать $\Omega = 1$. Уширение профиля температуры оказывается тогда малым — $0,15 (\delta u / \langle u \rangle)^2$. При сравнении с результатами термопарных измерений следует, однако, иметь в виду, что идеальная термопара при переменной скорости горения воспринимает профиль температуры $T(x, t)$ как сигнал во времени $f(t) = T \left[x = \int_{-\infty}^t u(t') dt', t \right]$, который будучи расшифрован как стационарный

профиль $T_p = f(t = x/\langle u \rangle)$, уже в первом порядке по $\delta u/\langle u \rangle$ даст поправку к ширине зоны прогрета в указанном интегральном смысле

$$\int_0^{\infty} \frac{T_p - T_0}{\langle T_s \rangle - T_0} dx = 1 - \frac{\delta u}{\langle u \rangle} \frac{1}{\Omega} \frac{[\alpha(\alpha - 1) + (\beta + \Omega)^2] \sin \psi + (\beta + \Omega) \cos \psi}{\alpha^2 + (\beta + \Omega)^2}, \quad (8)$$

где ψ — фаза колебаний в момент выхода термопары на поверхность топлива. Не углубляясь в детали методики измерений, отметим лишь, что идеальная термопара может в принципе зафиксировать в указанном смысле и при соответствующем значении фазы ψ уширение профиля температуры на $\approx 0,8\delta u/\langle u \rangle$; при $\delta u/\langle u \rangle \approx 0,5$ [2] — в 1,4 раза.

Большое внимание привлекает к себе факт, что скорость горения и температура поверхности связаны между собой Аррениусовой зависимостью с энергией активации, почти вдвое меньшей, чем та, которую определяли в опытах по термическому разложению и воспламенению [9]. При наличии колебаний эффективная энергия активации, связывающая среднюю скорость горения со средней температурой поверхности, может оказаться меньше фактической настолько, что возникает альтернатива имеющемуся толкованию с позиций химической кинетики.

Действительно, если температура и скорость связаны соотношением $u = B \exp(-A/2RT)$, а скорость и температура колеблются вокруг средних значений $\langle u \rangle$ и $\langle T \rangle$, то, усредняя, получим $\langle u \rangle = B (\omega/2\pi) \times \int_0^{2\pi/\omega} \exp(-A/2RT) dt$. Пусть, для простоты, колебания температуры таковы, что часть периода (его доля ε) температура принимает значение T_1 , а остальное время — T_2 и $T_1 > T_2$. Тогда средняя температура $\langle T \rangle = \varepsilon T_1 + (1 - \varepsilon) T_2$ и амплитуда $\delta T = 0,5(T_1 - T_2)$, и, воспользовавшись еще разложением Франк-Каменецкого, получим для эффективной энергии активации

$$E = -2Rd \ln \langle u \rangle / d(1/\langle T \rangle) = A - 2RF(a) da / d(1/\langle T \rangle), \quad a = A\delta T / 2R\langle T \rangle^2, \quad (9)$$

где функция $F(a) = \text{th } a$ при $\varepsilon = 0,5$ и $F(a) \approx 2\varepsilon(e^{2a} - 1)$ при $\varepsilon \ll 1$. (Для гармонических колебаний $F(a)$ становится логарифмической производной функции Бесселя мнимого аргумента $I_0(a)$ [10].) Амплитуды колебаний скорости и температуры должны быть связаны, конечно, соотношением $\delta u/\langle u \rangle = (A/2R\langle T \rangle)(\delta T/\langle T \rangle)$, т. е. $a = \delta u/\langle u \rangle$. Поэтому

$$\frac{da}{d(1/\langle T \rangle)} = \frac{\delta u}{\langle u \rangle} \frac{d \ln(\delta u/\langle u \rangle)}{d \ln p} \frac{d \ln p}{d \ln \langle u \rangle} \frac{d \ln \langle u \rangle}{d(1/\langle T \rangle)} = a \frac{n}{v} E/2R. \quad (10)$$

Показатель $n = 2v$, как это показано выше в опытах по гашению, и при $v = 2/3$ и $\delta u/\langle u \rangle = 0,5$ эффективная энергия активации составит $\approx 0,7A$ для симметричных колебаний ($\varepsilon = 0,5$), а для более вероятных [4] несимметричных, например при $\varepsilon = 0,25$, получим почти двукратное снижение энергии активации: $E = 0,54A$.

Таким образом представление о колебательном характере горения естественным и единым образом способно истолковать разнообразие, казавшиеся парадоксальными, факты.

Авторы благодарят О. И. Лейпунского, Б. В. Новожилова и А. А. Зенина за дискуссию.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. И. Синаев.— В кн.: I Всесоюз. симпозиум по горению и взрыву. Черногоровка, 1968.
2. В. С. Илюхин, П. Ф. Похил. ФГВ, 1971, 7, 3, 352.
3. В. Н. Маршаков, О. И. Лейпунский.— В кн.: Горение конденсированных и гетерогенных систем. Черногоровка, 1980.
4. Б. В. Новожилов. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973.

5. К. Г. Шкадинский, Б. И. Хайкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1971, 7, 1, 19.
6. В. Н. Маршаков, О. И. Лейпунский. ФГВ, 1967, 3, 2, 231.
7. В. И. Земских, А. Г. Истратов, О. И. Лейпунский и др. ФГВ, 1977, 13, 1, 14.
8. А. А. Зенин, О. И. Лейпунский, В. М. Пучков. ФГВ, 1978, 14, 3, 75.
9. А. А. Зенин.— В кн.: Физические процессы при горении и взрыве. М.: Атомиздат, 1980.
10. З. В. Истратова, О. И. Лейпунский. ПМТФ, 1966, 2, 89.

УДК 536.46+542.51

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНЫ ГОРЕНИЯ ПО ТОНКОМУ СЛОЮ МАТЕРИАЛА ПРИ ГАЗОФАЗНОЙ РЕАКЦИИ МЕЖДУ ГОРЮЧИМ И ОКИСЛИТЕЛЕМ

С. С. Рыбанин, С. Л. Соболев

(Черноголовка)

Вопрос о распространении волны горения по тонкому слою материала рассматривался в [1—4]. Особенностью настоящей работы является изучение факела пламени и влияния его размера на скорость v и пределы распространения волны горения.

Предполагается, что под действием тепла, идущего из тонкой зоны химической реакции диффузионного пламени, слой горючего материала нагревается и газифицируется без остатка. Окислитель и продукты газификации материала подводятся в зону реакции диффузией и конвекцией. Скорость газа U направлена вдоль поверхности материала. Теплофизические свойства веществ постоянные. При таких приближениях задача о распространении волны горения может быть решена методами, изложенными в [4, 5]. Ниже приводятся основные результаты такого решения.

Положение зоны интенсивной химической реакции (горения), которое определяется малыми значениями концентраций окислителя и горючего и характеризуется расстоянием R_* (или в безразмерной форме $r = R_* u/D$) от начала координат и углом α (рис. 1), находится из уравнения

$$\exp(r \cos \alpha/2) K_0(r/2) = \pi/\theta. \quad (1)$$

Обозначения: u — скорость газа относительно волны горения ($u = U - v$ для попутного потока (рис. 1, а) и $u = U + v$ для встречного потока (рис. 1, б) окислителя); D — коэффициент диффузии в газе; $K_0(r/2)$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка; $\hat{v} = \frac{\rho_s V H \nu_0 \kappa}{\rho U \nu_F C_{0\infty}}$ —

безразмерная скорость волны горения, где ρ_s и ρ — плотность горючего материала и газа; H — половина толщины слоя горючего материала; ν_0 и ν_F — стехиометрические коэффициенты; κ — доля реакционноспособных продуктов газификации материала; $C_{0\infty}$ — концентрация окислителя в потоке [4]. Как следует из (1), размеры факела пламени r увеличиваются по мере роста скорости волны горения \hat{v} (см. рис. 1).

Величину потока продуктов газификации в зону реакции j_F приведем в безразмерном виде

$$j_F = \frac{D}{u} \frac{\partial C_F}{\partial N} = \frac{C_{0\infty} \nu_F}{2\nu_0} \left(\frac{K_1^2(r/2)}{K_0^2(r/2)} - \frac{2 \cos \alpha K_1(r/2)}{K_0(r/2)} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где $\frac{\partial C_F}{\partial N}$ — производная от концентрации продуктов газификации C_F по нормали N к зоне химической реакции; $K_1(r/2)$ — модифицированная функция Бесселя первого порядка. Зависимость j_F от угла α является монотонной функцией, наибольшее значение которой достигается при $\alpha = \pi$ (см. рис. 1).