

Рис. 4. Зависимость $T_b(\alpha)$.

$d_{КС} = 22$ мм; $p_{КС} \cdot 10^{-5}$, Па: 1 — 6,67, 2 — 8,46, 3 — 9,66, 4 — 9,96, 5 — 10,45.

рис. 3. Следует отметить, что разница в измерениях легко объяснима, так как ионизационный метод указывает развитие процесса самовоспламенения на стадии предпламенных химических реакций, а фотоэлектрический — слабое проявление голубых пламен.

Минимальные T_b получены при $\alpha = 0,95 \div 1,0$ для различных давлений (рис. 4). Значения T_b быстро увеличиваются при $\alpha = 1 \div 1,2$ и медленнее для $\alpha = 1 \div 0,8$. Общая тенденция изменения объясняется в первом случае недостаточным количеством топлива для поддержания устойчивого самовоспламеняющегося факела топлива, хотя локальные голубые свечения наблюдались и при меньших ТС. Для второго случая преобладающее влияние оказывает испарение топлива, значительно снижая температуру воздушного потока.

ЛИТЕРАТУРА

1. Щетников Е. С. Физика горения газов.— М.: Наука, 1965.

Поступила в редакцию 20/X 1986,
после доработки — 3/1X 1987

УДК 536.46

К ВОПРОСУ О КРИТЕРИИ УСТОЙЧИВОСТИ ЗАЖИГАНИЯ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА

С. И. Бажлан, В. Н. Вилмонов, И. Г. Дик

(Томск)

Известно [1, 2], что если длительность импульса t_e лучистого потока интенсивности q из некоторого диапазона $q_\infty < q < q_0$ окажется больше некоторого критического значения i_{cr} , то топливо, поджигаемое этим импульсом, гаснет, как только заканчивается облучение. Для нахождения критерия устойчивости зажигания численно исследуется математическая модель воздействия светового импульса на химически реагирующее конденсированное вещество. Эта модель состоит из нескольких уравнений:

теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{Q'}{c} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{q(t)}{c\rho} \sigma e^{-\sigma(x-x_s)},$$

химической кинетики

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = (1 - \eta) z e^{-\frac{E}{RT}}$$

с граничными условиями

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=x_s} = 0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=\infty} = 0,$$

определения границы твердого вещества

$$\eta(x_s) = \eta_*,$$

временной зависимости потока

$$q(t) = \begin{cases} q, & 0 \leq t \leq t_e, \\ 0, & t > t_e. \end{cases}$$

Начальные условия задавались в двух вариантах. Если считается, что до начала действия импульса топливо было холодным, то при $t=0$ $T(x)=T_n$, $\eta(x)=0$; если горело, то предварительно вырабатываются стационарные поля температуры и глубины превращения в волне горения, которые задаются в качестве начальных.

В ходе численного анализа рассчитывались следующие характеристики:

полное химическое тепловыделение

$$Q = \rho Q' z \int_0^{\infty} (1 - \eta) e^{-\frac{E}{RT}} dx, \quad (1)$$

тепловой поток из приповерхностной зоны химической реакции

$$\varphi = \lambda \max \left| \frac{\partial T}{\partial x} \right|, \quad (2)$$

запас тепла

$$W = c\rho \int_0^{\infty} (T - T_n) dx, \quad (3)$$

избыток энтальпии

$$\Delta H = c\rho \int_0^{\infty} \left(T - T_n - \frac{Q'}{c} \eta \right) dx. \quad (4)$$

Для расчетов взяты следующие значения параметров: $\rho = 1,6$ г/см³, $c = 0,35$ кал/(г·К), $\lambda = 5,6 \cdot 10^{-4}$ кал/(см·с·К), $Q' = 87,5$ кал/г, $T_n = 293$ К, $E = 2,1 \cdot 10^4$ кал/моль, $z = 8 \cdot 10^9$ 1/с, $\sigma = 17$ 1/см [3], $\eta_* = 0,99$ (вариация η_* до значения 0,95 практически не сказывается на результатах). При этих параметрах самоподдерживающаяся волна горения устойчива.

Динамика характеристик (1)–(4) показана на рис. 1, а–4, а (для зажигания конденсированного вещества) и на рис. 1, б–4, б (воздействие световым импульсом на стационарно горящее вещество). На всех графиках q , кал/(см²·с): 1–4,2, 2–3,5, 3–2,8, 4–2,1, 5–1,4, 6–5,6. Немонотонный ход кривых связан с окончанием индукционного периода возбуждения реакции, началом ускоренного движения поверхности и переходом процесса в стадию установления нового стационарного режима. Заметим, что максимальные значения характеристик (1)–(4) достигаются не одновременно и ни одна из них не становится максимальной в момент перегиба температурной зависимости поверхности от времени, что обычно принимается за время зажигания. Интересно и то, что пики характеристик (1)–(4) на рис. 1, а–4, а значительно острее, чем на рис. 1, б–4, б.

На рисунках точками отмечены состояния в критический момент времени действия внешнего источника при фиксированном потоке q . Если $t_e > t_{e*}$, происходило потухание, которое фиксировалось по бы-

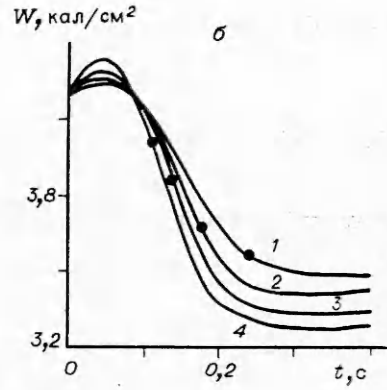
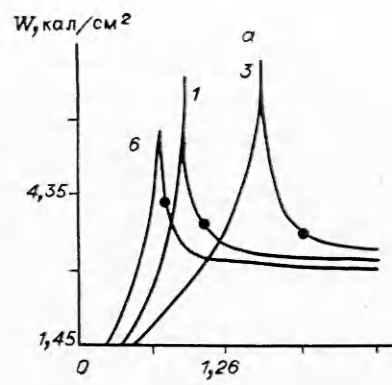


Рис. 1.

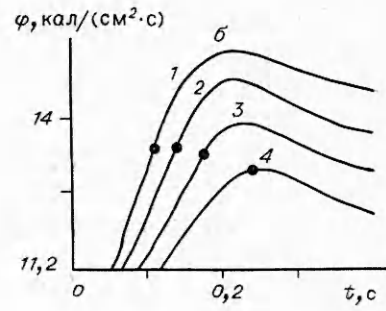
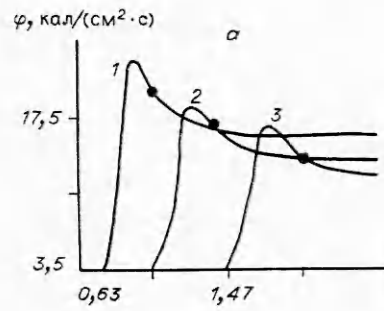


Рис. 2.

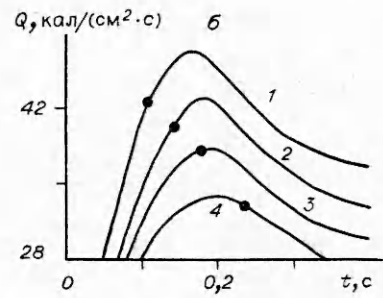
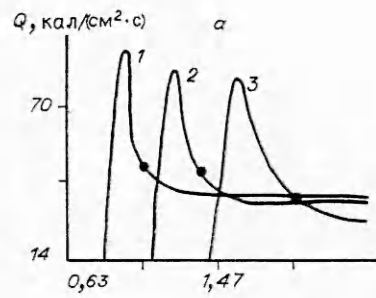


Рис. 3.

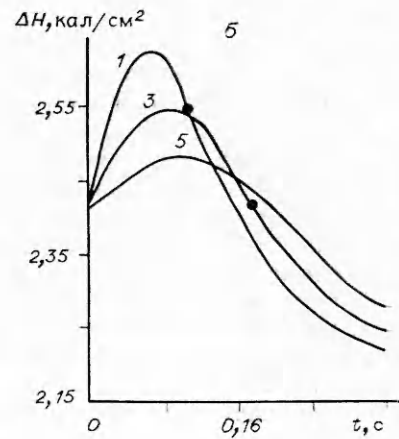
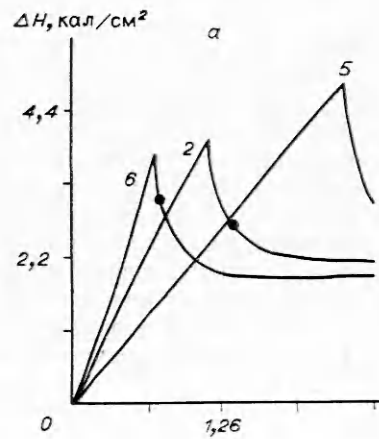


Рис. 4.

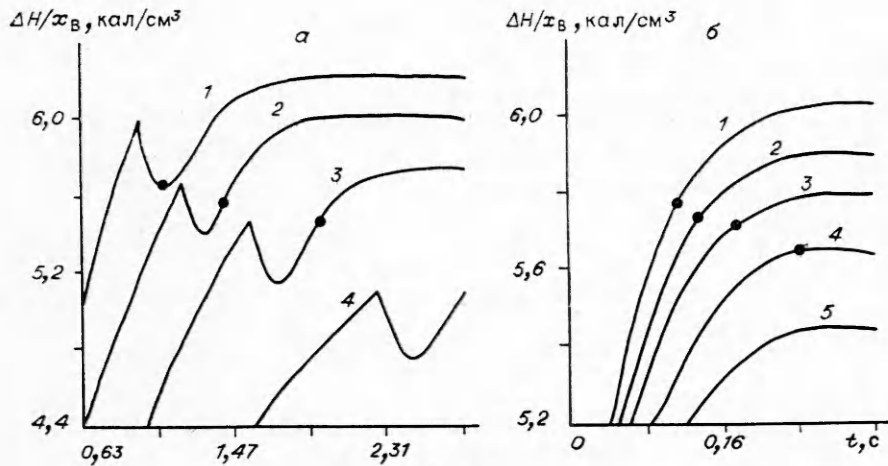


Рис. 5.

струму падению температуры поверхности. Видно, что ни одна из вычисленных характеристик не может служить определяющей для критических условий устойчивого зажигания.

В теории зажигания большое распространение получил критерий: отношение химического тепловыделения во всей толщине к-вещества к тепловому потоку от поверхностной реакционной зоны [4]. Интересно отметить, что величина Q/φ , вычисленная в момент t_{e*} , отличается при различных q не более чем на 20%. В десятипроцентном интервале меняется запас тепла W_* (см. рис. 1, а, б), примерное равенство которого критическому значению обычно считают признаком возможности развития горения из очага разогрева [5].

Аналогичная ситуация с избытком энтальпии (4). Его величина в момент отсечки источника облучения при критических временах экспозиции ΔH_* зависит от значения q (см. рис. 4, а, б).

Введем параметр, имеющий физический смысл плотности полной энергии в тепловой волне $\Delta H/x_B$, где x_B — протяженность тепловой волны подсчитывалась по соотношению

$$\int_0^{x_B} \left(T - T_H - \frac{Q'}{c} \eta \right) dx = 0,95 \int_0^{\infty} \left(T - T_H - \frac{Q'}{c} \eta \right) dx.$$

На рис. 5 эта величина отложена при различных q для зажигания (а) и для воздействия на стационарно горевший образец (б). Плотность полной энергии при переходе от зажигания к горению под постоянным тепловым потоком ведет себя немонотонно. Угловая точка на графиках соответствует началу движения поверхности конденсированного вещества. На восходящей ветви графика $\Delta H/x_B(t)$ имеется критическое значение, при превышении которого устойчивое зажигание невозможно. При воздействии лучистым потоком на стационарно горящее топливо плотность полной энергии также имеет критическое значение. Для исследованного интервала от $q = 1,4 \text{ кал}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}) < q_{\infty}$ до $q = 5,6 \text{ кал}/(\text{см}^2 \times \text{с}) > q_0$ значение $\Delta H/x_B(t_{e*})$ меняется только на 3%. Таким образом, плотность полной энергии в тепловой волне может служить наиболее приемлемым критерием возможности устойчивого зажигания конденсированного вещества. Его недостаток — невозможность определения критического времени облучения и пороговых плотностей облучающего потока по исходным характеристикам конденсированного вещества. Кроме того, при зажигании зависимость $\Delta H/x_B(t)$ немонотонная и критическое значение может достигаться неоднократно, а граница устойчивого режима зажигания соответствует лишь последнему из них.

ЛИТЕРАТУРА

1. Михеев В. Ф., Левашев Ю. В. ФГВ, 1973, 9, 4, 506.
2. Дик И. Г., Зурер А. Б., Кузнецов В. Т. ФГВ, 1979, 15, 3, 77.
3. Виллюнов В. Н. Теория зажигания конденсированных веществ.— Новосибирск: Наука, 1984.
4. Аверсон А. Э., Барзыкин В. В., Мержанов А. Г. Докл. АН СССР, 1968, 178, 1, 131.
5. Амосов А. П. Докл. АН СССР, 1978, 243, 3, 673.

Поступила в редакцию 27/1 1986,
после доработки — 10/III 1988

УДК 536.46

О МОДЕЛИРОВАНИИ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ РЕЖИМОВ ГОРЕНИЯ ВОДОРОДА И МЕТАНА В ПРОТОЧНОМ РЕАКТОРЕ С ПЕРЕМЕШИВАНИЕМ

В. Н. Виллюнов, В. К. Рябинин
(Челябинск)

Вопросы существования релаксационных колебаний в газофазном реакторе идеального смешения вследствие периодического выгорания горючей смеси уже неоднократно исследовались на примерах элементарных реакций (см., например, [1—5]) путем сведения задачи к анализу качественного поведения динамической системы на плоскости. Для описания процессов горения реальных газов необходимо привлекать кинетические механизмы разветвленно-цепных реакций, состоящие из нескольких десятков стадий с участием значительного числа реагентов, что приводит к необходимости анализа устойчивости многомерных систем с размерностью $N > 3$. Некоторые результаты можно получить упрощением кинетических механизмов с целью снизить размерность исследуемой системы хотя бы до $N = 3$ (например, [6]). Тем не менее очевидно, что наиболее полную информацию можно получить при моделировании колебательных режимов горения реальных газов с использованием максимальных кинетических механизмов и при исследовании устойчивости соответствующих многомерных динамических систем.

В настоящей работе приводятся некоторые результаты численного моделирования релаксационных колебаний в проточном реакторе с перемешиванием при окислении водорода и метана на основе модели, предложенной в [7, 8], а также рассматриваются методы локализации областей колебательных режимов с помощью феноменологических критериев совместно с методами теории бифуркаций.

Математическая модель проточного реактора с перемешиванием аналогична предложенной в [7, 8] и отличается от общепринятой модели реактора идеального перемешивания [1—5] тем, что массовые расходы исходных веществ G_j^+ и расход газовой смеси на выходе G^- непостоянны во времени и описываются зависимостями для истечения идеального газа через отверстие с учетом критического или докритического характера истечения. В реакторе постоянного объема V одновременно протекает m односторонних реакций между n реагентами. Скорости элементарных реакций w_i описываются законом действующих масс с модифицированной зависимостью Аррениуса [9]. Теплообмен газа со стенкой площади S и с постоянной температурой T_w характеризуется коэффициентом теплоотдачи α .

Модель реактора (без учета кинетической энергии газовой смеси и с учетом сжимаемости газа) состоит из n уравнений для мольных концентраций реагентов c_i и уравнения для температуры химически реаги-