

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ ПРИ ПРОТЕКАНИИ
В ГАЗЕ ДВУХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ**

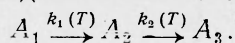
Б. И. Хайкин, А. К. Филоненко, С. И. Худяев
(Москва)

По современным представлениям горение конденсированных взрывчатых веществ — сложный многостадийный процесс с химическими реакциями, идущими в разных фазах [1—3]. Многостадийность процесса горения можно условно разделить на физическую и химическую.

Физическая многостадийность обусловлена существованием ряда зон с различными физическими свойствами (неподвижная, пенистая, с движущимися в газе конденсированными частицами, газовая). В каждой из этих зон протекают химические реакции. Образование зон связано с различными физико-химическими процессами, происходящими при горении, например с процессами диспергирования, испарения и т. п. [4—10].

Химическая многостадийность связана со сложностью химических процессов, с возможностью протекания при горении цепных, последовательных и параллельных реакций. Имеется ряд работ, в которых рассматривается распространение пламени в системах с усложненным химизмом [11—14, 15]. Эти работы посвящены, главным образом, расчету скорости распространения пламени в газе при протекании цепных реакций.

Одним из возможных видов сложных химических реакций в пламени могут быть последовательные реакции: при последовательных реакциях основная задача состоит в том, чтобы найти критерии, позволяющие установить, какая химическая реакция определяет процесс горения, т. е. является ведущей. Нужно также исследовать, какое влияние оказывает взаимодействие химических стадий на скорость горения. В настоящей работе рассматриваются эти вопросы для случая, когда в газе протекают две последовательные экзотермические реакции:



Заметим, что рассмотрение химической многостадийности в газе можно применить к горению конденсированных взрывчатых веществ, если скорость горения ВВ определяется газовой зоной (в соответствии с теорией Беляева — Зельдовича [1, 16]).

Отличительные особенности распространения пламени в системе с последовательными реакциями целесообразно выяснить в наиболее простой постановке задачи. Поэтому будем предполагать: все коэффициенты бинарной диффузии одинаковы и равны коэффициенту температуропроводности, т. е. $D = \frac{\lambda}{\rho c}$ (λ — коэффициент теплопроводности;

ρ — плотность, c — удельная теплоемкость, D — коэффициент диффузии); компоненты смеси обладают близкими по величине теплоемкостями и молекулярными весами. При этих предположениях система уравнений, описывающая процесс стационарного распространения пламени, имеет вид:

$$\begin{aligned} D \frac{d^2 a_1}{dx^2} - u \frac{da_1}{dx} - \Phi_1(a_1, T) &= 0, \\ D \frac{d^2 a_2}{dx^2} - u \frac{da_2}{dx} + \Phi_1(a_1, T) - \Phi_2(a_2, T) &= 0, \\ D \frac{d^2 T}{dx^2} - u \frac{dT}{dx} + \frac{Q_1}{c} \Phi_1(a_1, T) + \frac{Q_2}{c} \Phi_2(a_2, T) &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

с граничными условиями:

$$\begin{aligned} x \rightarrow -\infty, \quad T &= T_0, \quad a_1 = 1, \quad a_2 = 0; \\ x \rightarrow +\infty, \quad \frac{dT}{dx} &= 0, \quad a_1 = 0, \quad a_2 = 0. \end{aligned}$$

Здесь приняты обозначения:

$\Phi_1(a_1, T)$, $\Phi_2(a_2, T)$ — скорости химических реакций $A_1 \rightarrow A_2$, $A_2 \rightarrow A_3$ соответственно;

$$\begin{aligned} \Phi_1(a_1, T) &= k_1(T) a_1^{n_1} k_{10} \rho^{n_1-1} a_1^{n_1} \exp\left(-\frac{E_1}{RT}\right); \\ \Phi_2(a_2, T) &= k_2(T) a_2^{n_2} = k_{20} \rho^{n_2-1} a_2^{n_2} \exp\left(-\frac{E_2}{RT}\right); \end{aligned}$$

x — координата; a_1 , a_2 — относительные концентрации веществ A_1 , A_2 ; T — температура; T_0 — начальная температура; Q_1 , Q_2 — тепловые эффекты первой и второй реакций на единицу массы исходного вещества; E_1 , E_2 — энергии активации первой и второй реакций; n_1 , n_2 — порядки реакций; k_{10} , k_{20} — предэкспоненциальные множители; u — искомая скорость распространения пламени. Относительные концентрации веществ A_1 , A_2 , A_3 связаны между собой соотношением $a_1 + a_2 + a_3 = 1$. Поэтому в системе (1) нет уравнений для a_3 .

Анализ результатов по численному решению системы уравнений (1) значительно упрощается, если предварительно ввести следующие температуры горения и одностадийные скорости распространения пламени: $T_1 = T_0 + \frac{Q_1}{c}$ — температура горения, которая была бы, если бы не было второй реакции; $T_2 = T_0 + \frac{Q_1}{c} + \frac{Q_2}{c}$ — температура горения, соответствующая полному протеканию обеих реакций; $u_1(T_2)$ — скорость, соответствующая случаю, когда второй реакции нет, а первая реакция протекает с суммарным тепловым эффектом (температура горения T_2); $u_1(T_1)$ — скорость распространения, которая была бы, если бы протекала только первая реакция, а второй вообще нет (температура горения T_1); $u_2(T_2)$ — скорость распространения, соответствующая случаю, когда протекает только вторая реакция со своим тепловым эффектом (температура горения T_2).

По приближенной формуле Я. Б. Зельдовича и Д. А. Франк-Каме-нецкого [17] введенные скорости имеют вид:

$$u_1(T_2) = \sqrt{2D k_{10} n_1! \rho^{n_1-1}} \left[\frac{c R T_2^2}{(Q_1 + Q_2) E_1} \right]^{\frac{n_1+1}{2}} \exp\left(-\frac{E_1}{2RT_2}\right),$$

$$\frac{(Q_1 + Q_2) E_1}{c R T_2^2} \gg 1, \quad \frac{E_1}{R T_2} \gg 1;$$

$$u_1(T_1) = \sqrt{2D k_{10} n_1! \rho^{n_1-1}} \left(\frac{c R T_1^2}{Q_1 E_1} \right)^{\frac{n_1+1}{2}} \exp\left(-\frac{E_1}{2R T_1}\right),$$

$$\frac{Q_1 E_1}{c R T_1^2} \gg 1, \quad \frac{E_1}{R T_1} \gg 1;$$

$$u_2(T_2) = \sqrt{2D k_{20} n_2! \rho^{n_2-1}} \left(\frac{c R T_2^2}{Q_2 E_2} \right)^{\frac{n_2+1}{2}} \exp\left(-\frac{E_2}{2R T_2}\right),$$

$$\frac{Q_2 E_2}{c R T_2^2} \gg 1, \quad \frac{E_2}{R T_2} \gg 1.$$

Неравенства указывают область применимости формул. Как известно, эти формулы применимы при больших энергиях активации и больших тепловых эффектах. Однако, как показано в работах [18, 19], вследствие компенсации ошибок при разложении экспоненты и пренебрежении конвективным членом область применимости формулы Зельдовича — Франк-Каменецкого не требует слишком сильного выполнения этих неравенств.

Исследование системы (1) показывает, что из нее можно исключить уравнение для a_2 , поскольку имеется следующая связь между температурой и концентрациями:

$$a_1 \frac{Q_1 + Q_2}{c} + a_2 \frac{Q_2}{c} + T = \frac{Q_1 + Q_2}{c} + T_0.$$

Тогда в безразмерных переменных система (1) для реакций первого порядка ($n_1 = n_2 = 1$) имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 a_1}{d\xi^2} - \omega \frac{da_1}{d\xi} - \sigma_k a_1 \exp\left(\frac{1 - \sigma_E}{\beta} - \frac{\sigma_E \theta}{1 - \beta}\right) &= 0, \\ \frac{d^2 \theta}{d\xi^2} - \omega \frac{d\theta}{d\xi} - \theta_0 \left\{ \sigma_k \sigma_Q a_1 \exp\left(\frac{1 - \sigma_E}{\beta} - \frac{\sigma_E \theta}{1 - \beta}\right) + \right. & \\ \left. + \frac{(1 - \sigma_k)(\theta - \theta_0 a_1)}{\theta_0} \exp\left[\frac{\sigma_E}{\beta} - \frac{(1 - \sigma_E)\theta}{1 - \beta\theta}\right] \right\} &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

с граничными условиями:

$$\xi \rightarrow -\infty, \quad \theta = \theta_0, \quad a_1 = 1;$$

$$\xi \rightarrow +\infty, \quad \theta = 0, \quad a_1 = 0,$$

где $\xi = x \sqrt{\frac{k_{10} + k_{20}}{D}} \exp\left(-\frac{E_1 + E_2}{2R T_2}\right)$ — безразмерная координата;

$\theta = \frac{(T_0 - T + \frac{Q_1 + Q_2}{c})(E_1 + E_2)}{R T_2^2}$ — безразмерная температура;

$\omega = u [D (k_{10} + k_{20})^{-0.5} \exp\left(\frac{E_1 + E_2}{2R T_2}\right)]$ — безразмерная скорость горения.

Параметры:

$$\theta_0 = \frac{(E_1 + E_2)(Q_1 + Q_2)}{c R T_2^2}, \quad \rho = \frac{R T_2}{E_1 + E_2},$$

$$\sigma_k = \frac{k_{10}}{k_{10} + k_{20}}, \quad \sigma_Q = \frac{Q_1}{Q_1 + Q_2}, \quad \sigma_E = \frac{E_1}{E_1 + E_2}.$$

Параметры σ_k , σ_Q , σ_E являются отношением предэкспонента, теплового эффекта и энергии активации первой реакции к сумме соответствующих величин. От начальной температуры зависят два параметра θ_0 , β . От давления зависит лишь параметр σ_k , если одна из реакций мономолекулярна, а другая бимолекулярна.

Введенным ранее скоростям $u_1(T_2)$, $u_1(T_1)$, $u_2(T_2)$ будут соответствовать безразмерные скорости, которые обозначаются через ω_{12} , ω_{11} , ω_{22} . Первый индекс указывает, кинетикой какой из реакций определяется скорость горения, второй — температуру горения. Эти скорости, по Я. Б. Зельдовичу и Д. А. Франк-Каменецкому, и область их применимости представлены ниже:

$$\omega_{12} = \frac{\sqrt{2\sigma_k} \exp\left(\frac{1-\sigma_E}{2\beta}\right)}{\theta_0 \sigma_E}, \quad (3)$$

$$\theta_0 \sigma_E \gg 1, \quad \frac{\sigma_E}{\beta} \gg 1;$$

$$\omega_{11} = \frac{\sqrt{2\sigma_k} (1 + \theta_0 \beta \sigma_Q - \theta_0 \beta)^2 \exp\left[\frac{1 + \theta_0 \beta \sigma_Q - \theta_0 \beta - \sigma_E}{2\beta (1 + \theta_0 \beta \sigma_Q - \theta_0 \beta)}\right]}{\theta_0 \sigma_Q \sigma_E}, \quad (4)$$

$$\frac{\theta \sigma_Q \sigma_E}{(1 + \theta_0 \beta \sigma_Q - \theta_0 \beta)^2} \gg 1, \quad \frac{\sigma_E}{\beta (1 + \theta_0 \beta \sigma_Q - \theta_0 \beta)} \gg 1;$$

$$\omega_{22} = \frac{\sqrt{2(1-\sigma_k)} \exp\left(\frac{\sigma_E}{2\beta}\right)}{\theta_0 (1-\sigma_Q) (1-\sigma_E)}, \quad (5)$$

$$\theta_0 (1-\sigma_Q) (1-\sigma_E) \gg 1, \quad \frac{1-\sigma_E}{\beta} \gg 1.$$

Система (2) решалась на ЭВМ. При этом исследовались зависимости $\omega(\sigma_Q)$, $\omega(\sigma_E)$, $\omega(\sigma_k)$ и $\omega(\beta, \theta_0)$ в широком диапазоне параметров: $0 < \sigma_Q < 1$, $0 < \sigma_E < 1$, $0 < \sigma_k < 1$, $0,08 \leq \beta \leq 0,107$, $12 \geq \theta_0 \geq 6,8$.

Результаты расчета зависимости скорости горения от начальной температуры $\omega(\beta, \theta_0)$ для наглядного представления безразмерного

температурного коэффициента скорости горения $\alpha = \frac{d(\ln \omega - \frac{1}{2\beta})}{d\beta}$ обрабатывались в координатах $(\ln \omega - \frac{1}{2\beta})$ и β . Размерный ($\alpha_p = \frac{d \ln u}{d T_0}$) и безразмерный коэффициенты скорости горения связаны соотношением:

$$\alpha = \alpha_p \frac{E_1 + E_2}{R}.$$

Вместе со скоростью горения определялась структура фронта пламени (профили температуры θ , концентраций a_1 , a_2 и функции скорости теплового выделения $f = \frac{d^2 \theta}{d \xi^2} - \omega \frac{d \theta}{d \xi}$).

Методика численного решения задачи изложена в [20]. Здесь отметим только, что в большинстве случаев решалась до установления со-

ответствующая нестационарная задача. Когда такой метод оказывался плохо применимым (при медленной сходимости и необходимости больших массивов памяти), пользовались простым методом приближенного решения непосредственно стационарной задачи.

На рис. 1, 2, 3 показаны некоторые результаты расчета скорости распространения пламени, полученные при изменении параметров σ_Q , σ_E , σ_k . На этих же рисунках нанесены значения ω_{12} , ω_{11} и ω_{22} , рассчитанные по приближенным формулам (3), (4), (5). Из рисунков видно,

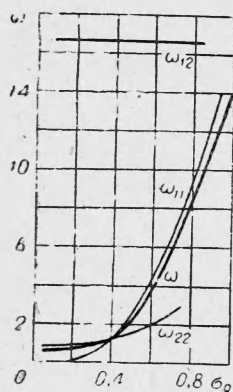


Рис. 1. Зависимость $\omega(\sigma_Q)$:
 $\theta_0 = 10$, $\beta = 0,09$,
 $\sigma_E = 0,3$, $\sigma_k = 0,5$.

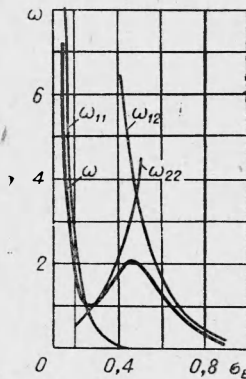


Рис. 2. Зависимость $\omega(\sigma_E)$:
 $\theta_0 = 10$, $\beta = 0,09$,
 $\sigma_Q = 0,3$, $\sigma_k = 0,5$.

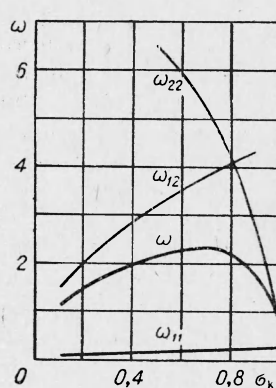


Рис. 3. Зависимость $\omega(\sigma_k)$:
 $\theta_0 = 10$, $\beta = 0,09$, $\sigma_E = 0,5$,
 $\sigma_Q = 0,5$.

что скорость горения ω при любых значениях параметров близка к какой-нибудь из введенных скоростей ω_{12} , ω_{11} , ω_{22} . Некоторые отклонения имеются там, где плохо применимы приближенные формулы Я. Б. Зельдовича. Однако и в этих случаях ошибка в абсолютном значении скорости невелика. Если же одностадийные скорости в области перехода удовлетворяют условиям применимости формул Я. Б. Зельдовича, то переход из одного режима в другой происходит в узком диапазоне изменения параметров.

Важно отметить, что во всех случаях имеются характерные точки, в которых происходит переход из одного режима в другой. Такими точками являются либо точки излома (см. рис. 1), либо точки экстремума (максимумы и минимумы) (см. рис. 2, 3). Наличие характерных точек и незначительные отличия в величинах скорости (особенно если скорости ω_{12} , ω_{11} , ω_{22} рассчитывать не по приближенным формулам Я. Б. Зельдовича, а точно) позволяет утверждать, что всегда можно установить ведущую стадию. Влияние взаимодействия стадий проявляется главным образом в том, что при изменении параметров возможен переход из одного режима в другой. Ни к каким другим качественным эффектам взаимодействие стадий не приводит и оказывает лишь малосущественное количественное влияние.

Следует отметить некоторую неоднозначность понятия ведущей стадии. Если в режиме с $\omega = \omega_{22}$ ведущая вторая реакция, то, например, режимы с $\omega = \omega_{12}$ и $\omega = \omega_{11}$ отличаются, но в обоих случаях определяет процесс горения кинетика первой стадии, т. е. ведущая первая реакция. Поэтому, называя стадию ведущей, следует еще уточнять, с каким тепловым эффектом (или при каких температурах) она протекает. Это обстоятельство подчеркивается и в работах [6, 7].

Интересно, что кривая скорости горения совпадает с той из кривых

ω_{12} , ω_{11} или ω_{22} , которая в данной области параметров лежит между двумя значениями. Учитывая, что ω_{12} всегда больше ω_{11} (поскольку обе скорости определяются одинаковой кинетикой, но скорость ω_{12} соответствует большей температуре горения), можно написать только три неравенства между скоростями ω_{12} , ω_{11} и ω_{22} :

$$\omega_{12} > \omega_{11} > \omega_{22}, \quad (6)$$

$$\omega_{22} > \omega_{12} > \omega_{11}, \quad (7)$$

$$\omega_{12} > \omega_{22} > \omega_{11}. \quad (8)$$

В каждом неравенстве средняя из скоростей совпадает с истинной скоростью горения. Как видно из неравенств, ведущая стадия может в различных случаях определяться как быстрой (6), так и медленной (7), (8) химической реакцией. Таким образом, рассчитывая по формуле Зельдовича — Франк-Каменецкого скорости ω_{12} , ω_{11} , ω_{22} и сравнивая их между собой, можно, согласно сказанному выше, получить представление о величине скорости горения и установить, какая стадия процесса является ведущей.

Согласно (6), (7), (8), смена режима горения совершится, если при изменении какого-либо параметра одно неравенство сменится другим. Из графических представлений ясно, что это произойдет, если кривая зависимости ω_{22} от этого параметра пересечется с любой из кривых ω_{12} или ω_{11} . Равенства $\omega_{11} = \omega_{22}$ и $\omega_{12} = \omega_{22}$ определяют условия перехода из одного режима в другой. Непосредственный переход из режима ω_{11} в ω_{12} и обратно, минуя стадию ω_{22} , невозможен, так как невозможно выполнение равенства $\omega_{11} = \omega_{12}$.

В принципе, условия смены режимов сохраняются и на случай других механизмов химических реакций в каждой стадии (например,

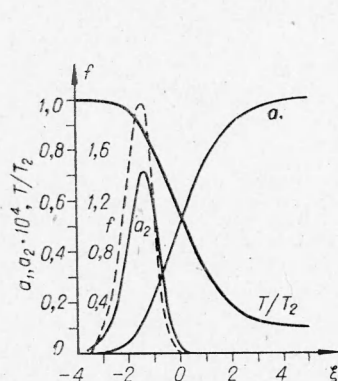


Рис. 4. Профили температуры, концентраций и скорости тепловыделения во фронте пламени при режиме $\omega = \omega_{12}$; $\theta_0 = 10$, $\beta = 0,09$, $\sigma_E = 0,8$, $\sigma_Q = 0,3$, $\sigma_K = 0,5$, $\omega = 0,29$.

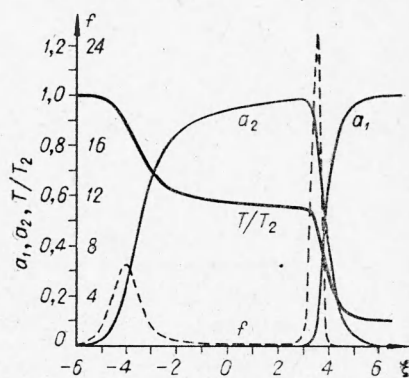


Рис. 5. Профили температуры, концентраций и скорости тепловыделения во фронте пламени при режиме $\omega = \omega_{11}$; $\theta_0 = 10$, $\beta = 0,09$, $\sigma_E = 0,3$, $\sigma_Q = 0,5$, $\sigma_K = 0,5$, $\omega = 2,23$.

реакций более высокого порядка, цепных реакций) при соответствующем изменении вида ω_{12} , ω_{11} , ω_{22} .

Рассмотрим теперь структуру фронта пламени в различных режимах. На рис. 4 показана структура фронта пламени в режиме с $\omega = \omega_{12}$. Характерные особенности этого режима заключаются в следующем: а) имеется один максимум скорости тепловыделения; б) концентрация

промежуточного продукта a_2 очень мала. Малость концентрации a_2 связана с тем, что вторая реакция быстрее первой во всем диапазоне температур, реализующихся при горении.

Два других режима соответствуют случаю, когда быстрой является первая реакция. На рис. 5 показана структура фронта пламени в режиме $\omega = \omega_{11}$. Характерные особенности этого режима: а) имеются два максимума скорости тепловыделения, разделенные в пространстве, причем максимум скорости тепловыделения в первой стадии больше, чем во второй. Вторая реакция протекает в режиме самовоспламенения [21—22] (в зоне первой реакции в уравнении теплопроводности можно пренебречь членом $\omega \frac{d\theta}{d\xi}$, а в зоне второй $\frac{d^2\theta}{d\xi^2}$); б) имеется температурное плато, разделяющее две зоны тепловыделения, где концентрация промежуточного продукта a_2 близка к единице. В этом режиме первая реакция быстрая и идет с достаточным тепловым эффектом. Когда расстояние между двумя зонами тепловыделения достаточно велико, зона тепловыделения второй реакции может проявляться как второе пламя. В ряде случаев, когда это расстояние мало, температурное плато выражено слабо и почти сводится к наличию перегиба на температурном профиле (рис. 6).

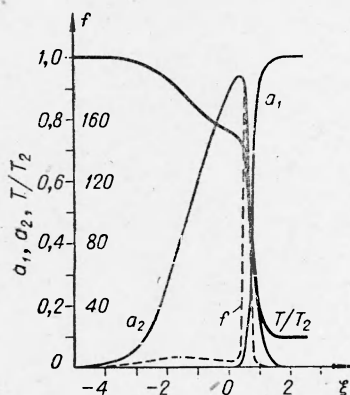


Рис. 6. Профили температуры, концентраций и скорости тепловыделения во фронте пламени при режиме $\omega = \omega_{11}$; $\theta_0 = 10$, $\beta = 0,09$, $\sigma_E = 0,3$, $\sigma_Q = 0,7$, $\sigma_R = 0,5$, $\omega = 5,97$.

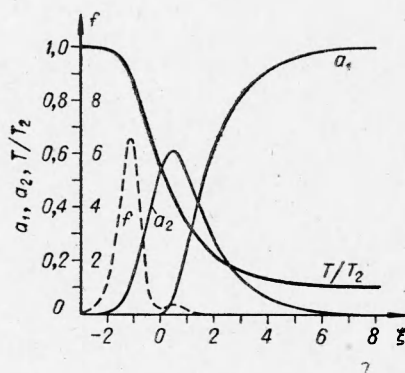
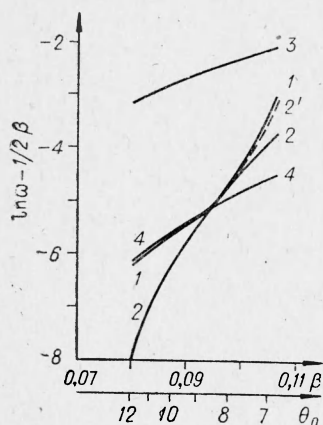


Рис. 7. Профили температуры, концентраций и скорости тепловыделения во фронте пламени при режиме $\omega = \omega_{22}$; $\theta_0 = 10$, $\beta = 0,09$, $\sigma_E = 0,3$, $\sigma_Q = 0,05$, $\sigma_R = 0,5$, $\omega = 0,7$.

На рис. 7 показана структура фронта пламени в режиме с $\omega = \omega_{22}$. Для этого режима характерно: а) два максимума скорости тепловыделения, разделенные в пространстве, причем во второй стадии максимум тепловыделения больше, чем в первой стадии; б) в отличие от предыдущего случая отсутствует температурное плато. В этом режиме, как и в предыдущем первая реакция быстрее второй, но идет с недостаточным тепловым эффектом. Поэтому скорость горения определяется кинетикой второй реакции, а первая «управляется» тепловым потоком из зоны второй.

При экспериментальном исследовании конкретных веществ обычно изменяют начальную температуру и давление. При изменении этих величин в определенных условиях возможен переход из одного режима в другой.

На рис. 8 показан переход ведущей стадии из высокотемпературной области ($\omega = \omega_{22}$) в низкотемпературную ($\omega = \omega_{11}$) с увеличением начальной температуры T_0 . Угол наклона кривой к оси абсцисс пропорционален температурному коэффициенту скорости горения. Как видно из рисунка, при увеличении начальной температуры происходит скачок температурного коэффициента в сторону его увеличения. Подобное явление наблюдается при горении пороха Н [23], хотя, согласно [4], это вызвано другими причинами (переход ведущей стадии из газовой зоны в конденсированную).



Если скорости первой и второй реакций по-разному зависят от давления, т. е. одна из реакций мономолекулярна, а другая бимолекулярна, то при изменении внешнего давления также возможен переход из одного режи-

Рис. 8. Зависимость $\omega(\beta, \theta_0)$; $\sigma_E = 0,3$, $\sigma_Q = 0,3$, $\sigma_k = 0,5$. 1 — ω ; 2 — ω_{11} ; 2' — точное значение ω_{11} , полученное на ЭВМ; 3 — ω_{12} ; 4 — ω_{22} .

ма в другой. При этом, если смена режимов происходит вследствие увеличения давления, то будет увеличение степенного показателя зависимости скорости горения от давления ($u \sim p^n$).

Представляет интерес также зависимость от давления расстояния между зонами тепловыделения (Δx) в режиме с $\omega = \omega_{11} \sim u_1(T_1)$ (вторая реакция в режиме самовоспламенения). Если расстояние между зонами велико, то

$$\Delta x = ut \sim p^{\frac{n_1}{2} - n_2}, \quad (9)$$

где $t \sim p^{-n_2+1}$ — период индукции адиабатического теплового взрыва [24], $u = u_1(T_1) \sim p^{\frac{n_1}{2}-1}$.

Режим с $\omega = \omega_{11}$ реализуется, по-видимому, при горении газовых смесей, содержащих NO_2 [25], метилнитрата [26] и нитрогликоля [1, 7, 27]. В ряде случаев при горении указанных веществ возникает второе пламя (иногда оно само не возникает вследствие теплотерь), существенно не влияющее на скорость горения. Это говорит о том, что во втором пламени реакция протекает в режиме самовоспламенения. Согласно литературным данным, химическая многостадийность у этих веществ связана с тем, что конечный продукт первой стадии NO во второй стадии восстанавливается до N_2 . Эти стадии, конечно, значительно более сложные, чем в рассмотренной задаче. Однако если не конкретизировать значений скоростей в отдельных режимах, то основные выводы применимы и к более сложным реакциям.

Отметим, что при изучении нитрогликоля было найдено, что ширина между зонами (расстояние между первым и вторым пламенем) $\Delta x \sim p^{-1,65}$ [27]. Если в формуле (9) положить $n_1 = 1$, $n_2 = 2$ (согласно литературным данным по кинетике этих реакций [1, 25]), то найдем $\Delta x \sim p^{-1,5}$.

Из рассмотренной задачи можно сделать также некоторые выводы о влиянии различных добавок на скорость горения. Рассмотрим, сле-

дуя [8], вопрос о влиянии малой каталитической добавки, которая лишь увеличивает скорость первой реакции, не внося каких-либо других изменений в процесс горения. Пусть до внесения добавки ведущей была вторая стадия. Согласно предыдущему, в этом случае $\omega_{12} > \omega_{22} > \omega_{11}$. Если каталитическая добавка не слишком сильно увеличивает скорость первой реакции (неравенство сохраняется), то скорость горения не изменится (в соответствии с [8]), поскольку каталитическая добавка не влияет на скорость ω_{22} . Однако если благодаря каталитической добавке скорость первой реакции увеличилась значительно (изменилось неравенство между ω_{11} и ω_{22}), то произойдет переход в режим с $\omega = \omega_{11}$. Картина горения при этом существенно изменится. Аналогично можно рассмотреть и влияние добавок другого рода.

Авторы выражают благодарность А. Г. Мержанову за внимание и ценные советы и Л. С. Салакатовой и М. О. Разниковой за помощь в численных расчетах.

Поступила в редакцию
22/VI 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Беляев. Докт. дисс. М., ИХФ АН СССР, 1946.
2. П. Ф. Похил. Докт. дисс. М., ИХФ АН СССР, 1954.
3. O. K. Rice, R. Ginell. J. Phys. a. Colloid. Chem., 1950, 54, 885.
4. А. Д. Марголин. Докл. АН СССР, 1961, 141, 5, 1131.
5. А. Д. Марголин. ЖФХ, 1964, 1599.
6. А. Ф. Беляев, Г. В. Лукашеня. Докл. АН СССР, 1963, 148, 6, 1327.
7. А. Ф. Беляев, Г. В. Лукашеня. ПМТФ, 1963, 6, 114.
8. Н. Н. Бахман. ФГВ, 1965, 3, 98.
9. Б. И. Хайкин, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1967, 173, 6, 1382.
10. Э. И. Максимов, А. Г. Мержанов, О. Б. Якушева. ФГВ, 1966, 3, 125.
11. D. V. Spalding. Phil. Trans. Soc., 1956, 249, 957.
12. Я. Б. Зельдович. Кинетика и катализ, 1961, 2, 3, 305.
13. А. Г. Истратов, В. Б. Либрович. ПМТФ, 1962, 1, 68.
14. J. G. Sotter. Tenth Symp. (Intern.) on Comb., 1964, 1405.
15. Л. А. Ловачев. Докл. АН СССР, 1959, 128, 5, 995.
16. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 12, 498.
17. Я. Б. Зельдович, Д. А. Франк-Каменецкий. ЖФХ, 1938, 12, 1, 100.
18. К. Г. Шкадинский, А. Г. Филоненко. Докл. на 1-м Всесоюзном симпозиуме по горению и взрыву. Черногловка, 1968.
19. А. Н. Иванов. Докл. на 1-м Всесоюзном симпозиуме по горению и взрыву. Черногловка, 1968.
20. М. О. Разникова, Л. С. Салакатова, С. И. Худяев. Докл. на 1-м Всесоюзном симпозиуме по горению и взрыву. Черногловка, 1968.
21. Р. М. Зайдель, Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1962, 4, 27.
22. А. Г. Мержанов, А. К. Филоненко. Докл. АН СССР, 1963, 152, 1, 143.
23. А. Н. Лейпунский, А. Н. Короткова. Сб. «Физика взрыва», № 2, Изд-во АН СССР, 1953.
24. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
25. А. Г. Гейдон, Х. Г. Вольфгард. Пламя, его структура, излучение и температура. М., Металлургиздат, 1959.
26. Я. Б. Зельдович, Н. К. Шаулов. ЖФХ, 1946, 20, 1359.
27. К. К. Андреев, А. П. Глазкова, И. А. Терешкин. ЖФХ, 1961, 35, 2, 426.