

новых слоев газа. В нижней части факела это расширение происходит за счет наружных, а в зоне основного сажеобразования за счет внутренних слоев газа.

Поступила в редакцию 23/II 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. П. А. Теснер. Образование углерода из углеводородов газовой фазы. М.: Химия, 1972.
2. П. А. Теснер. ФГВ, 1979, 15, 2, 3.
3. H. G. Wagner, 17-th Symp. (Intern.) Combust. Combust. Inst. Pittsburgh, 1978.
4. Э. М. Галимов. Геохимия стабильных изотопов углерода. М.: Недра, 1968.
5. С. З. Рогинский. Теоретические основы изотопных методов изучения химических реакций. М.: Изд-во АН СССР, 1956.
6. Б. В. Дерягин, Д. В. Федосеев. Рост алмаза и графита из газовой фазы. М.: Наука, 1977.
7. Д. В. Федосеев, Э. М. Галимов, В. П. Варнин и др. Докл. АН СССР, 1971, 201, 1149.
8. Е. Я. Робинович, П. А. Теснер.— В кн.: Транспорт и переработка природного газа. Тр. ВНИИГАЗа. Вып. 1 (9). М., 1957.
9. П. А. Теснер, В. Г. Кнорре, Т. Д. Снегирева.— В кн.: Кинетика химических реакций. Черноголовка, 1980.
10. И. С. Рафалькес, Е. Я. Робинович, П. А. Теснер.— В кн.: Переработка природного газа. Тр. ВНИИГАЗа. Вып. 3 (11). М., 1958.
11. А. И. Бродский. Химия изотопов. М.: Изд-во АН СССР, 1957.
12. М. М. Полякова, П. А. Теснер.— В кн.: Переработка природного газа. Тр. ВНИИГАЗа. Вып. 6 (14). М., 1959.
13. А. М. Цыбулевский, П. А. Теснер. ФГВ, 1966, 2, 2, 61.

К ТЕОРИИ СТАДИЙНОГО ГОРЕНИЯ С ЭНДОТЕРМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИЕЙ

Е. А. Некрасов, А. М. Тимохин
(Томск)

В развитие работы [1] исследованы стационарные режимы горения при протекании последовательной реакции



первого порядка с эндотермической стадией, в роли которой могут выступать элементарные реакции $A_1 \rightarrow A_2$ или $A_2 \rightarrow A_3$. Рассмотрено также влияние эндотермичности в близких к (1) случаях независимых и обратимых реакций.

Постановка задачи. Анализ особых точек. Численный алгоритм. Уравнения стационарного фронта в обозначениях [1] с использованием первого интеграла уравнения теплопроводности имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{d\Theta}{d\xi} &= \Theta - \Theta_K + (-1)^i \frac{i-q}{\gamma_K} a_1 + (-1)^{i+1} \frac{q}{\gamma_K} a_2, \\ \frac{da_1}{d\xi} &= -a_1 \varphi_1 / \omega^2, \\ \frac{da_2}{d\xi} &= (a_1 \varphi_1 - a_2 K \varphi_2) / \omega^2, \\ \xi = -\infty: & \Theta = \Theta_0, \quad a_1 = 1, \quad a_2 = 0, \\ \xi = \infty: & \Theta = \Theta_K, \quad a_1 = 0, \quad a_2 = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

$$q = |Q_2/Q_1|, \quad K = k_2(T_K)/k_1(T_K) = k_0 \exp \frac{2\sigma_1 - 1}{\beta},$$

$$k_0 = k_{20}/k_{20}, \quad \omega = u / \sqrt{ak_1(T_K)}, \quad \sigma_i = E_i/(E_1 + E_2),$$

$$\gamma_K = c_p R T_K^2 / [(E_1 + E_2) |Q_i|], \quad \Theta = (T - T_K)(E_1 + E_2) / (R T_K^2),$$

$$\xi = x u / a_s, \quad \beta = R T_K / (E_1 + E_2), \quad \psi_i = \exp \frac{\sigma_i \Theta}{1 + \beta \Theta},$$

$$T_K = T_0 + (-1)^i \frac{|Q_i|}{c_p} (1 - q),$$

где $a_{1,2}$ — концентрации исходного (A_1) и промежуточного (A_2) продуктов, реакции расщепления которых эндотермические соответственно при $i = 1, i = 2$.

Анализ задачи (2) выполним в рамках теории стадийного горения [2, 3] при исследовании области существования режимов отрыва ω_{11} , слияния ω_{12} и управления ω_{22} . Начнем с установления особенностей поведения интегральных кривых вблизи особых точек $(\Theta_0, 1, 0)$ и $(\Theta_K, 0, 0)$ фазового пространства системы, соответствующих начальному и конечному состоянию вещества в волне горения.

В окрестности точки $(\Theta_0, 1, 0)$ уравнения (2) имеют решения

$$\Theta = \Theta_0 + \Theta_* e^{\xi}, \quad a_1 = 1, \quad a_2 = 0, \quad (3)$$

зависящие только от температуры закалки Θ_* . В окрестности точки $(\Theta_K, 0, 0)$ характеристическое уравнение линеаризованной системы (2)

$$(\lambda + 1)(\lambda - 1/\omega^2)(\lambda - K/\omega^2) = 0$$

имеет действительные корни различных знаков $\lambda_1 = -1$, $\lambda_2 = 1/\omega^2$, $\lambda_3 = K/\omega^2$, соответствующие особой точке типа седло — узел [4]. Ограниченные на бесконечности решения этой системы имеют вид

$$a_1(\xi) = c_1 e^{-\lambda_1 \xi}, \quad a_2(\xi) = \frac{\lambda_2}{\lambda_3 - \lambda_2} e^{-\lambda_2 \xi} + c_2 e^{-\lambda_3 \xi},$$

$$\Theta(\xi) = \frac{(-1)^i}{1 + \lambda_2} \left(q \frac{\lambda_2}{\lambda_3 - \lambda_2} + q - 1 \right) \frac{c_1}{\gamma_K} e^{-\lambda_2 \xi} + \frac{(-1)^i q c_2 e^{-\lambda_3 \xi}}{\gamma_K (1 + \lambda_3)},$$

где $c_{1,2}$ — константы интегрирования. Подставляя, аналогично [5], функции $a_1(\xi)$ в выражения для a_2 и Θ , найдем искомые представления интегральных кривых

$$a_2(a_1) = M a_1^K - \frac{a_1}{1 - K},$$

$$\Theta(a_1) = \frac{(-1)^i}{1 + 1/\omega^2} \left(q - 1 + \frac{q}{K - 1} \right) \frac{a_1}{\gamma_K} + \frac{(-1)^i q M a_1^K}{\gamma_K (1 + K/\omega^2)}, \quad (4)$$

$$M = c_2 c_1^{-\lambda_3/\lambda_2}, \quad K \neq 1.$$

Точно так же получаются выражения для $K = 1$

$$a_2(a_1) = a_1 (M - \ln a_1),$$

$$\Theta(a_1) = \frac{(-1)^i}{1 + 1/\omega^2} [q (M - \ln a_1) - 1 + q] \frac{a_1}{\gamma_K}, \quad (5)$$

$$M = c_2/c_1 + \ln c_1.$$

Соотношения (4), (5) в явной форме указывают на двухпараметрический характер рассматриваемой задачи. Параметр M — аналог параметра a_{3*} в случае нулевого порядка реакции [1]. Его определение позволяет выбрать из всех решений кинетических уравнений единственное, удовлетворяющее граничным условиям на $\pm \infty$. Знак производной $\frac{d\Theta(\Theta_K, 0)}{da_1}$

связан с характером распределения температуры во фронте, зависящем от положения эндотермической реакции в схеме (1). Для эндотермической реакции $A_1 \rightarrow A_2$ ($i = 1, q > 1$) профиль температуры всегда моно-

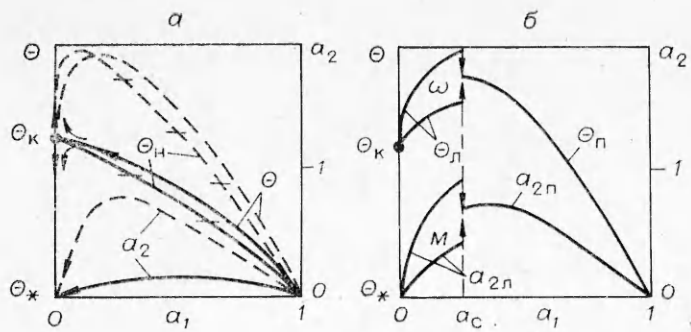


Рис. 1.

тонный, и эта производная, как видно из (4), отрицательна. Когда эндотермической является вторая реакция ($i = 2$), возможны немонотонные (с максимумом) профили, указывающие на существование во фронте участков, где вещество разогрето до температур, превышающих конечную. В этом случае величина $\frac{d\Theta(\Theta_K, 0)}{da_1}$ должна быть положительной. Последнее выполняется, если первый член выражения для $\Theta(a_1)$ в (4) больше нуля, откуда следует

$$K < (1 - q)^{-1}. \quad (6)$$

Алгоритм численного решения задачи, записанный в виде

$$\frac{d\Theta}{da_1} = f_1(\Theta, a_1, a_2), \quad \frac{da_2}{da_1} = f_2(\Theta, a_1, a_2),$$

$$a_1 = 0: \Theta = \Theta_K, \quad a_2 = 0,$$

$$a_1 = 1: \Theta = \Theta_*, \quad a_2 = 0,$$

покажем для второй эндотермической реакции на примере $E_1 = E_*$. Этот пример удобен тем, что имеется аналитическое решение

$$a_2(a_1) = \begin{cases} a_1^{k_0}(1 - k_0)^{-1} - a_1(1 - k_0)^{-1}, & M = (1 - k_0)^{-1}, \quad k_0 \neq 1, \\ -a_1 \ln a_1, & M = 0, \quad k_0 = 1, \end{cases} \quad (7)$$

определяющее одновременно параметр M . Особая точка $(\Theta_K, 0)$ на горячей границе является седлом. Фазовый «портрет» для обоих видов температурных профилей изображен на рис. 1, а. Здесь $\Theta_n = \Theta_K - (1 - q)a_1\gamma_K^{-1} + qa_2(a_1)\gamma_K^{-1}$ — нулевая изоклина уравнения $d\Theta/da_1 = f_1$, для которой условие максимума в интервале $0 < a_1 < 1$ совпадает с условием (6); сплошные линии — $k_0 > (1 - q)^{-1}$, штриховые — $k_0 < (1 - q)^{-1}$. Численная процедура построения фазового «портрета» показана на рис. 1, б. Вначале для некоторого ω рассчитываются интегральные кривые Θ_n, a_{2n} , выходящие из особой точки на холодной границе. Затем для того же ω с использованием (4), (5) в качестве начальных данных находится свое M , при котором интегральная кривая a_{2n} стыкуется с заданной точностью с кривой a_{2n} в точке стыковки a_c . После этого ω изменяется в направлении сближения кривых Θ_n, Θ_n , и процесс варьирования по M повторяется¹. Так продолжается до тех пор, пока не найдутся значения ω и M , осуществляющие одновременную стыковку левых и правых ветвей $\Theta_n \approx \Theta_n, a_{2n} \approx a_{2n}$.

Задача (2) решалась также обычным методом пристрелки путем варьирования по одному параметру ω . Сопоставление результатов, полученных двумя методами, показало необходимость определения обоих параметров только тогда, когда возможен режим отрыва ($K < 1, i = 2$).

¹ Направление изменения M в процессе стыковки определяется его знаком.

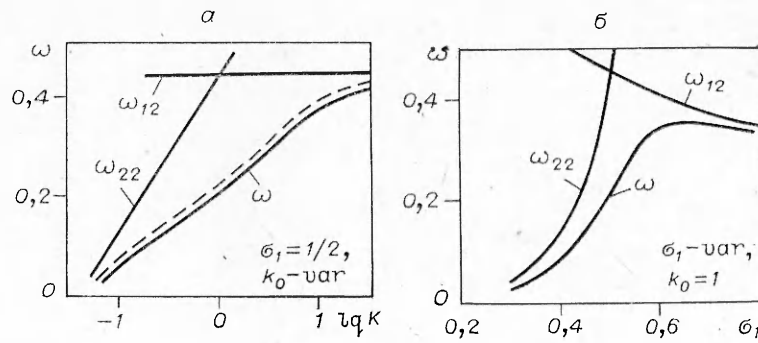


Рис. 2.

Причина — жесткость [6, 7] системы (2), возникающая в результате характерного для режима отрыва сильного разнесения в пространстве пограничных слоев основного тепловыделения и завершающей стадии. Свойство жесткости частично сохраняется и в области неединственности, проявляясь в том, что методом пристрелки можно получить низкотемпературное решение, близкое к режиму слияния.

Расчеты проводились по методу Эйлера с переменным, адаптирующимся к решению шагом интегрирования для следующих значений параметров: $\gamma_K = 0,05$, $\beta = 0,09$, $q = 0,5$; $1,5$, $\beta(1-q)\gamma_K^{-1} = 0,9$, $i = 1$; 2 , $K_0 = 10^2 \div 10^{-4}$, $\sigma_1 = 0,1 \div 0,9$, $\Theta_0 = -10$, $\Theta_K = 0$, $\Theta_* = -5$. В качестве координаты стыковки a_c использовалась $a_1 = 0,5$ для монотонных фронтов и a_1 , отвечающее максимуму температуры для немонотонных. Относительная погрешность стыковки не превышала 0,5%.

Первая эндотермическая стадия. Фронт горения распространяется в режимах слияния или управления. Режим отрыва, в котором скорость горения определялась бы кинетикой и температурой первой реакции, невозможен ввиду ее эндотермичности. Структуры волн практически такие, как в классической теории стадийного горения [2, 3]. Небольшое отличие имеется в режиме управления, где функция тепловыделения на начальных этапах взаимодействия принимает отрицательные значения. Сопоставление рассчитанных значений скорости горения с одностадийными скоростями

$$\omega_{12}^2 = \frac{\gamma_K}{\sigma_1(q-1)}, \quad \omega_{22}^2 = \frac{\gamma_K K}{(1-\sigma_1)(q-1)}, \quad (8)$$

вычисленными по методу узкой зоны [8], показывает (рис. 2, $q = 1,5$, $i = 1$), что для приближенной оценки скорости горения можно воспользоваться меньшим из выражений (8). Штриховой линией на рис. 2 представлены значения скорости, рассчитанные по формуле $\omega^2 = 2\gamma_K/(q-1+q/k_0)$ [9]. Граница перехода из одного режима в другой задается уравнением $\omega_{12} = \omega_{22}$. Область существования невырожденных режимов для первой эндотермической реакции должна быть ограничена неравенством $RT_0 T_K (E_1 + E_2)^{-1} (T_K - T_0)^{-1} < 0,1$, следующим из [10].

Вторая эндотермическая стадия. Зона горения может распространяться в режимах отрыва или слияния. Одностадийные скорости отличаются от соответствующих выражений для нулевого порядка реакции ($n = 0$) множителем $\sqrt{2}$

$$\omega_{11}^2 = \frac{\gamma_K}{\sigma_1} \left(1 + q \frac{\beta}{\gamma_K}\right)^2 \exp \frac{\sigma_1 q}{\gamma_K + q\beta}, \quad (9)$$

$$\omega_{12}^2 = \frac{\gamma_K}{\sigma_1(1-q)}.$$

Режим управления не реализуется ввиду эндотермичности второй реакции. Вместо него существует переходный режим, особенность которого

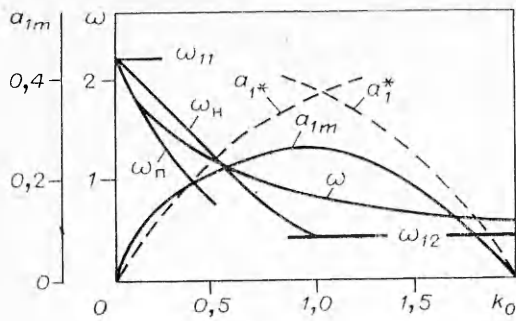


Рис. 3.

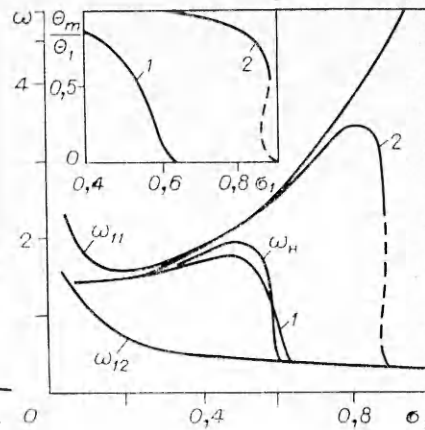


Рис. 4.

заключается в появлении в области $K \lesssim 0,3$ волн, имеющих структуры с очень малым расстоянием между $\max(T) = \Theta_m$ и $\max(a_2)$ по сравнению с абсолютными значениями координат максимумов. Это позволяет предполагать, что условия

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\Theta}{d\xi}\right)_{\xi_m} &= \Theta_m - \Theta_K + (1-q) \frac{a_{1*}}{\gamma_K} - q \frac{a_{2*}}{\gamma_K} = 0, \\ \left(\frac{da_2}{d\xi}\right)_{\xi_m} &= \omega^{-2} [a_{1*} \varphi_1(\Theta_m) - K a_{2*} \varphi_2(\Theta_m)] = 0 \end{aligned} \quad (10)$$

можно использовать в качестве граничных при интегрировании системы (2) методом узкой зоны [8] в области монотонности температуры. Для одинаковых E_i результат таков:

$$\begin{aligned} a_{1*} &= k_0^{1/(1-k_0)}, \quad \Theta_m = \Theta_K + \frac{a_{1*}}{\gamma_K} \left(\frac{q}{k_0} + q - 1 \right), \\ \omega_H &= 2f^{-1/2} \gamma_K (1 + \beta \Theta_m) \exp \frac{\Theta_m}{2(1 + \beta \Theta_m)}, \\ f &= \left(1 - q - \frac{q}{k_0} \right) a_{1*} \ln a_{1*} + \frac{k_0 - q - k_0^2(1-q)}{k_0(1-k_0)} - \\ &\quad - \left(1 - q - \frac{q}{1-k_0} \right) a_{1*} + q a_{1*}^k k_0^{-1} (1-k_0)^{-1}. \end{aligned}$$

Сравнение расчетных значений концентрации исходного продукта в точке максимума температуры a_{1m} и скорости горения ω с приближенными показано на рис. 3 ($q = 0,5$, $i = 2$, $\sigma_1 = 1/2$, $k_0 = \text{var}$). Видно, что условия (10) дают правильную оценку действительных величин с ошибкой не более 20%, уменьшающейся при $k_0 \rightarrow 0$. Использование (10) в более общем случае $E_i \neq E_j$ нецелесообразно. Результат интегрирования (2) получается в виде громоздких рядов Тейлора по малой разности $a_1 - a_{1*}$, в которых надо удерживать члены с порядком выше третьего. Поэтому гипотеза (10) носит иллюстративный характер, подтверждающийся также тем, что область применимости формул [1] для $n = 1$ с учетом множителя $\sqrt{2}$

$$\begin{aligned} \omega_H &= \left[(\sigma_1^{-1} - qK\sigma_2^{-1}) \gamma_K \right]^{1/2} \left(\frac{T_1 - T_0}{T_m - T_0} \frac{T_m}{T_0} \right) \exp \frac{\sigma_1}{2} \left(1 - \frac{T_K}{T_m} \right), \\ (T_m - T_0)/(T_1 - T_0) &= [(1 - qK)(1 - qKE_1/E_2)]^{1/2}, \\ K &= k_2(T_m)/k_1(T_m), \quad T_1 = T_0 + Q_1/c_p, \quad T_K \leq T_m \leq T_1 \end{aligned} \quad (11)$$

оказывается значительно шире, чем предполагается. Особенно отчетливо удовлетворительная точность (11) видна из рис. 4 ($q = 0,5$, $i = 2$,

$\sigma_1 - \text{var}$, $k_0 = 0,1$ (1) и $0,0004$ (2)), где кривые $\omega(k_0, \sigma_1)$ приведены для тех же значений параметров, что и в [1]. В верхней части рисунка показаны аналогичные зависимости для максимальной температуры во фронте Θ_m , отнесенной к температуре горения первой стадии $\Theta_1 = \Theta_0 + 1/\gamma_k$. Здесь следует отметить, что теория [1] построена на возможности более раннего окончания первой стадии во фронте с немонотонным профилем. Поскольку в рассматриваемом случае такой возможности не существует (немонотонность сохраняется), обращает на себя внимание совпадение области неединственности, обнаруженной расчетным путем (кривые 2), с областью, определяемой выражениями (11). Штриховыми участками кривой 2 отмечено среднее неустойчивое решение. Неустойчивость следует из того, что это решение, не имея собственной области притяжения, находится строго на границе областей притяжения высоко- и низкотемпературного решений. Причина неединственности, как и при $n=0$, имеет тепловую природу.

Обратимся к определению областей существования характерных режимов. Верхнюю границу режима отрыва можно определить значением $K \approx 0,1$. Этой величине отвечают скорость горения, близкая к ω_{11} , и максимум на зависимости $\omega(\sigma_1)$, когда $E_1 \neq E_2$ (см. рис. 3, 4). Нижняя грань задана условием $\frac{d\omega_{11}}{d\Pi_i} = 0$, где $\Pi_i = \gamma_k, q, \beta, \sigma_1$. В частности, по параметру σ_1 область режима отрыва ограничена неравенством

$$(\gamma_k + q\beta)/q \leq \sigma_1 \leq 1/2 + \beta/2 \cdot \ln(0,1/k_0),$$

справедливым и для пулевого порядка реакции. Переходный режим осуществляется в области

$$0,1 \leq K < (1 - q)^{-1}, \quad (12)$$

верхняя грань которой определяется как общим выражением (6), так и равенством нулю величины $a_1^* = [1 + (1 - k_0)(1/q - 1)]^{1/(1-k_0)}$ (см. рис. 3), полученной из условия пересечения нуль-изоклины Θ_n с прямой $\Theta = \Theta_k$ на рис. 1. Сопоставляя (12) с аналогичным неравенством

$$0,1 \leq K < 1 \quad (13)$$

для $n=0$, видим, что в последнем случае область существования режимов с немонотонным профилем уже, чем при $n=1$. Это объясняется концентрационной зависимостью скорости реакции, в результате которой в низкотемпературных участках фронта ($a_1 \rightarrow 1, a_2 \rightarrow 0$) скорость тепловыделения в первой стадии всегда больше скорости поглощения тепла во второй. Невыполнение (12), (13) справа определяет область режима слияния

$$\begin{aligned} K &\geq 1, & n &= 0, \\ K &\geq (1 - q)^{-1}, & n &= 1. \end{aligned}$$

Условия вырождения зависят от величины q . Если q меньше некоторого q_* , начиная с которого конечная температура становится равной температуре закалки T_* , критерий невырожденности, очевидно, такой как для первой эндотермической реакции. Для $q \geq q_*$ критерий [10] должен определяться по T_m . Исключение могут составлять случаи достаточно высоких значений T_* , удовлетворяющих условию невырожденности монотонного фронта.

Независимые и обратимые реакции. Пусть в волне горения одновременно протекают две независимые реакции



более медленная из которых, например, вторая, имеет отрицательный

тепловой эффект². Аналогично случаю второй эндотермической реакции в схеме (1) здесь возможны режимы отрыва и слияния. Режим управления тождествен режиму слияния ввиду того, что в процессе перехода к нему через последовательность $\omega_{11} \rightarrow \omega_{12} \rightarrow \omega_{22}$ расположение зон реакции в волне изменяется на противоположное указанному в (14).

Уравнения стационарного распространения зон реакций (14)

$$\frac{ad^2T}{dx^2} - \frac{udT}{dx} + \frac{Q_1}{c_p} a_1^{n_1} k_1(T) - \frac{Q_2}{c_p} a_2^{n_2} k_2(T) = 0,$$

$$\frac{uda_1}{dx} = -a_1^{n_1} k_1(T), \quad \frac{uda_2}{dx} = -a_2^{n_2} k_2(T),$$

$$x = -\infty: T = T_0, \quad a_1 = a_2 = 1,$$

$$x = \infty: T = T_K = T_0 + \frac{Q_1 - Q_2}{c_p}, \quad a_1 = a_2 = 0$$

будем интегрировать при $n = 0$ методом сращиваемых асимптотических разложений в области монотонности температуры, предполагая, как и в [1], что первая реакция заканчивается в точке максимума температурного профиля: $T = T_m$, $p = \frac{dT}{dx} = 0$, $a_1 = 0$, $a_2 = a_{2*}$. Это оправдано, если $k_2(T_K)/k_1(T_K) < 1$.

В безразмерных переменных [1], взятых по T_m , уравнения для внутреннего разложения по малому параметру $\gamma = RT_m^2(E_1 + E_2)^{-1} \times (T_m - T_0)^{-1} \ll 1$ с точностью $O(\gamma)$ имеют вид

$$\frac{pdp}{d\tau} = V^{-1}(e^{-\sigma_1\tau} - qze^{-\sigma_2\tau}),$$

$$\frac{pda_1}{d\tau} = vV^{-1}e^{-\sigma_1\tau}, \quad \frac{pda_2}{d\tau} = zvV^{-1}e^{-\sigma_2\tau},$$

$$\tau = 0, \quad p = 0, \quad a_1 = 0, \quad a_2 = a_{2*}.$$

Сращивая решение этих уравнений с внешним по условиям

$$p(\infty) = a_1(\infty) = a_2(\infty) = 1,$$

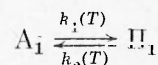
получим выражения для скорости горения V , максимальной температуры v и концентрации исходного продукта второй реакции a_{2*}

$$V = 2(\sigma_1^{-1} - qz\sigma_2^{-1}), \quad \frac{v}{V\sigma_1} \vartheta_1(\sigma_1) = 1, \quad a_{2*} = 1 - \frac{vz}{V\sigma_2} \vartheta_2(\sigma_2),$$

$$z = k_2(T_m)/k_1(T_m), \quad \vartheta_i = \sigma_i \int_0^\infty \frac{e^{-\sigma_i\tau}}{p(\tau)} d\tau,$$

тождественные соответствующим уравнениям [1] для последовательной реакции. Отсюда следует применимость всех выводов [1] и настоящей работы относительно неединственности решения, эффекта закалки и т. д. к данной задаче с той разницей, что эндотермической может быть любая из реакций (14).

В заключение рассмотрим стационарный режим распространения в κ -фазе волны обратимой реакции



на основе представления [12] о совместном протекании обеих стадий в зоне горения. Процесс моделируется уравнениями

$$\frac{ad^2T}{dx^2} - \frac{udT}{dx} - \frac{E_2 - E_1}{c_p} \frac{uda_1}{dx} = 0,$$

² Случай экзотермичности обеих реакций рассмотрен авторами [11].

$$\frac{uda_x}{dx} = -a_1 k_1(T) + (1 - a_1) k_2(T), \quad (15)$$

$$x = -\infty: T = T_0, \quad a = 1,$$

$$x = \infty: T = T_p, \quad a = a_p.$$

Здесь эндотермической является реакция $\Pi_1 \rightarrow A_1$, разность $\Delta E = -E_2 - E_1 > 0$ определяет тепловой эффект. По виду источника в уравнении теплопроводности задача (15) описывает одностадийный фронт горения с монотонным профилем температур. Равновесные значения температуры и концентрации исходного продукта определяются уравнениями

$$T_p = T_0 + \frac{\Delta E}{c_p} (1 - a_p), \quad a_p = \frac{k_2(T_p)}{k_2(T_p) + k_1(T_p)},$$

имеющими единственное решение. В модели реакции нулевого порядка a_p находится в результате интегрирования (15), а T_p — из условия $k_1(T_p) = k_2(T_p)$, которое также дает один корень $T_p = \Delta E / (R \ln k_0)$.

Авторы благодарят В. С. Баушева и В. К. Смолякова за помощь в составлении программ для ЭВМ.

Поступила в редакцию 4/IV 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. А. Некрасов, А. М. Тимохин. ФГВ, 1984, 20, 3.
2. Б. М. Хайкин, А. К. Филоненко, С. И. Худяев. ФГВ, 1968, 3, 4.
3. А. Г. Мержанов, Э. П. Руманов, Б. М. Хайкин. ПМТФ, 1972, 6.
4. И. В. Бутенин, Ю. И. Неймарк, Н. А. Фуфаев. Введение в теорию нелинейных колебаний. М.: Наука, 1976.
5. В. С. Баушев, Г. И. Долматов. Численные методы механики сплошной среды, 1982, 13, 2.
6. Ю. В. Ракитский, С. М. Устинов, И. Г. Чернооруцкий. Численные методы решения жестких систем. М.: Наука, 1979.
7. Современные численные методы решения обыкновенных дифференциальных уравнений/Под ред. Дж. Уатта и Дж. Холла. М.: Мир, 1979.
8. Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт, В. Б. Либрович и др. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
9. В. С. Берман, Ю. С. Рязанцев. ПМТФ, 1973, 1.
10. А. П. Алдушин, В. Д. Луговой, А. Г. Мержанов и др. Докл. АН СССР, 1978, 243, 6.
11. В. А. Вольберт, Б. И. Хайкин, С. И. Худяев. — В кн.: Проблемы технологического горения. Т. 1. Чернооголовка, 1980.
12. А. П. Алдушин, Б. И. Хайкин. ФГВ, 1971, 7, 3.

ВЛИЯНИЕ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА $\lambda \rightarrow \beta$ НА ГОРЕНИЕ ТИТАНОХРОМОВЫХ СПЛАВОВ В АЗОТЕ

Ю. М. Максимов, Б. Ш. Браверман, Л. Г. Расколенко
(Томск)

Известно, что фазовые переходы в твердом теле могут ускорить протекание гетерогенных реакций. Впервые этот факт обнаружен в [1] в реакциях образования огнеупоров в условиях, близких к изотермическим. В [2] он исследовался в реакции $2\text{CaSO}_4 + \text{SiO}_2 \rightarrow \text{CaSiO}_4 + \text{SO}_3$. Доказано, что фазовые переходы в SiO_2 ускоряют реакцию. Авторы объясняли это ускорение образованием высокоактивных промежуточных состояний вблизи температуры фазового перехода. В работе [3] обнаружено ускорение реакции окисления сплавов Ti—Zr и Ti—Hf, обусловленное полиморфным $\beta \rightarrow \alpha$ -фазовым переходом, который происходит при высоких температурах, благодаря стабилизации кислородом α -фазы. Поскольку азот является α -стабилизатором, аналогичный эффект должен наблюдаться и при азотировании этих сплавов. В [4] отмечено ускорение различных гетерогенных реакций, окисления, азотирования, хлорирова-