

УДК 536.46

К ЗАДАЧЕ О РЕЖИМАХ ЭКЗОТЕРМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ
В ОДНОМЕРНОМ ПОТОКЕ

Б. И. Хайкин, Э. Н. Руманов
(Москва)

Общепризнано, что горение большинства конденсированных систем и некоторых газовых смесей — это многостадийный процесс. В формировании теоретических представлений о режимах и структуре фронта многостадийного горения [1—4] большую роль сыграли работы [5, 6], посвященные задаче о горении в одномерном газовом потоке, имеющем заданную скорость и фиксированную температуру в сечении $x=0$.

В настоящей работе дано приближенное решение этой задачи, пригодное для случая активированной реакции

$$\exp(-E/RT_r) \ll 1.$$

Излагаемый ниже способ решения фактически был намечен во вводной части работы [5], однако анализ уравнений и численные расчеты проведены там для случая неактивированной реакции ($E/RT_r < 1$). В [6] численное интегрирование и анализ результатов даны для случая активированной реакции, при этом был получен важный вывод о критическом характере перехода между возможными режимами.

Цель данной работы — показ того, что последовательное применение элементарной методики (тесно связанной с [7—9]) позволяет дать подробное описание основных эффектов и вычислить все характерные величины. Соответствующие формулы обнаруживают количественное согласие с результатами численного счета [6]. Такие соображения были ранее использованы для получения приближенных аналитических решений в некоторых задачах стадийного горения [3, 4].

Пусть в полупространство $x > 0$ втекает через плоскость $x=0$ газовый поток, содержащий горючий газ. При $x > 0$ стационарный процесс описывается той же системой уравнений теплопроводности и диффузии, что и распространение пламени в газе, но вместо массовой скорости пламени u_0 в нее входит массовая скорость втекающего потока u_f

$$\frac{d}{dx} \left(\lambda \frac{dT}{dx} \right) - u_f c \frac{dT}{dx} + Q\Phi(a, T) = 0,$$
$$\frac{d}{dx} \left(D\rho \frac{da}{dx} \right) - u_f \frac{da}{dx} - \Phi(a, T) = 0,$$

где Φ — скорость химической реакции, зависящая от концентрации a и температуры T . В соответствии с [5, 6] примем:

$$x = 0, T = T_0; \quad x \rightarrow \infty, a = 0, \quad \frac{dT}{dx} = 0.$$

Граничные условия для концентрации при $x=0$ в [5, 6] поставлены по-разному. Эти условия записаны во втором столбце табл. 1. Обозначения в табл. 1: $j = -D\rho \frac{da}{dx} + u_f a$ — поток реагирующего газа, $q = -\lambda \frac{dT}{dx}$ — тепловой поток, a_0 — концентрация реагирующего газа в исходной смеси, $T_r = T_0 + Qa_0/c$ — адиабатическая температура горения смеси (если в качестве начальной температуры взята температура T_0), T_k — температура в газовом потоке после завершения химической реакции (при $x \rightarrow \infty$), индекс s относится к потокам q и j через поверхность $x=0$.

Т а б л и ц а 1

Р. М. Зайдель, Я. Б. Зельдович [5]	$x=0$ $j_s = u_f a_0$	$q_s = cu_j(T_r - T_k)$ $T_k < T_r$	$a_0 u_j = \int_0^{\infty} \Phi dx$
А. Г. Мержанов, А. К. Филоненко [6]	$x=0$ $a = a_0$	$q_s = Q(j_s - u_j a_0)$ $T_k = T_r$	$j_s = \int_0^{\infty} \Phi dx$

Физический смысл граничного условия [5] есть предположение об отсутствии обратного потока продукта реакции через плоскость $x=0$. Близкое к этому условию реализуется, например, в горелке с плоским пламенем, в которой газовый поток поступает в пространство через пористую стенку, температура которой задана.

Граничное условие [6] есть постоянство концентрации реагирующего газа у поверхности $x=0$. Такое условие соответствует подаче газа в поток из большого по объему резервуара, где происходит такое быстрое перемешивание, что при $x=0$ поддерживаются постоянными температура и концентрация.

Соотношение в третьем столбце табл. 1 вытекает из первого интеграла системы уравнений и граничных условий. В случае граничных условий [5] тепловой поток из системы через поверхность $x=0$ приводит к снижению конечной температуры T_k по сравнению с температурой T_r , а в случае граничных условий [6] вызван дополнительным (по сравнению с $a_0 u_j$) поступлением реагирующего газа в поток за счет молекулярной диффузии.

В стационарном режиме массовая скорость поступления реагирующего газа через поверхность равна массовой скорости его потребления в экзотермической реакции.

Переходя к переменным T и $q = \lambda \frac{dT}{dx}$, уравнение теплопроводности можно записать

$$q \frac{dq}{dT} - cu_j q + Q\lambda\Phi = 0, \quad (1)$$

$$T = T_0, \quad q = q_s; \quad T = T_k, \quad q = 0.$$

При $Le = (D\rho c/\lambda) = 1$ поля температур и концентраций подобны, $a = c(T_k - T)/Q$, и Φ можно рассматривать как функцию только температуры¹. Для условий [5] нужно еще учитывать связь между q_s и T_k (см. табл. 1), а для граничных условий [6] — условие $T_k = T_r$. Интегрирование уравнения (1) при заданном значении u_j позволяет определить неизвестные величины q_s и T_k при граничных условиях [5] (с учетом $q_s = cu_j(T_r - T_k)$) и q_s при граничных условиях [6].

Структура зоны горения при $x > 0$ существенно зависит от соотношения между скоростью потока u_j и скоростью распространения пла-

¹ Случай $Le \neq 1$ рассмотрен в конце статьи.

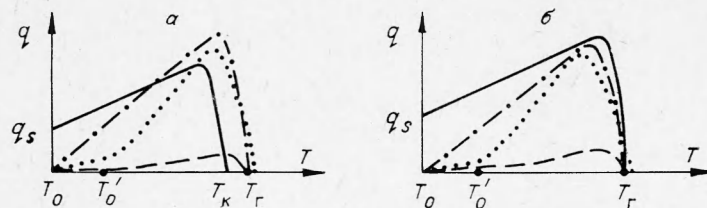


Рис. 1. Интегральные кривые уравнения (1) при различных значениях скорости потока u_f : граничные условия [5] (а) и [6] (б).
 $-u_f/u_0 < 1$; $-u_f/u_0 = 1$; $\cdots u_f/u_0 > 1$; $-u_f/u_0 \gg 1$.

мени u_0 (u_0 — массовая скорость распространения пламени по газу с начальной температурой T_0 и начальной концентрацией a_0). На рис. 1 качественно показан вид интегральных кривых уравнения (1) в зависимости от величины отношения u_f/u_0 для случая активированной реакции ($E/RT_r \gg 1$). Рис. 1 построен с учетом того, что скорость реакции Φ во всем диапазоне температур (за исключением $T = T_k$) отлична от нуля¹.

Если скорость реакции сильно зависит от температуры, интенсивное тепловыделение происходит в узком интервале температур вблизи T_k (в зоне реакции — убывающие участки кривых $q(T)$ на рис. 1, для которых $|(dq/dT)| \gg cu_f$ и $q(dq/dT) \approx -Q\lambda\Phi$ [7—9]). При меньших температурах скорость тепловыделения мала (зона прогрева). В зоне прогрева $Q\lambda\Phi \ll cu_f q$, и зависимость $q(T)$ имеет вид прямых линий ($dq/dT \approx cu_f$, этот участок интегральных кривых отсутствует лишь в случае $u_f \gg u_0$).

При $u_f = u_0$ прямые линии заканчиваются вблизи точки $T = T_0$, $q = 0$. Действительно, если предположить $\Phi = 0$ вблизи T_0 , то интегральная кривая $q(T)$, соответствующая $u_f = u_0$, пройдет через эту точку. В рассматриваемом же случае, когда Φ конечна, но очень мала по сравнению с ее значением в зоне реакции, величина $q_s = q(T_0)$ конечна при $u_f = u_0$, но очень мала по сравнению с $Qu_0 a_0$.

При $u_f < u_0$ прямая линия $dq/dT = cu_f$ вблизи T_0 проходит выше оси абсцисс на рис. 1 (прямая $(dq/dT) = cu_f$ может подойти к оси абсцисс при $T < T_0$, т. е. вне рассматриваемого диапазона температур). Теплового потока через поверхность $x = 0$ приблизительно равен отрезку, отсекаемому этой прямой на оси ординат. Этот режим в [6] был назван режимом горения.

При $u_f > u_0$ прямая $(dq/dT) = cu_f$ подходит к оси абсцисс при значениях $T = T'_0 > T_0$ (u_f в данном случае равна скорости распространения пламени по газу, первоначально нагретому до T'_0). Вблизи T_0 тепловой поток очень мал, но не равен нулю, поскольку $\Phi(T) \neq 0$. Ввиду малости q в диапазоне температур $T_0 < T < T'_0$ в (1) можно пренебречь величиной $q(dq/dT)$ и приближенно принять $cu_f q \approx Q\lambda\Phi$. Таким образом (вследствие отличия Φ от нуля), в диапазоне температур $T_0 < T < T'_0$ происходит медленное повышение температуры от T_0 до T'_0 , при которой скорость пламени, зависящая от подогрева смеси, становится равной скорости потока. Этот режим в [5] был назван промежуточным.

Значение T'_0 зависит от u_f ($u_f > u_0$) — с ростом u_f T'_0 возрастает. Для того чтобы при $T > T'_0$ интегральная кривая $q(T)$ имела вид, ха-

¹ В связи с последним уместно напомнить, что стационарное значение скорости пламени существует лишь при $\Phi \equiv 0$ в некотором интервале температур вблизи T_0 [8—10], т. е. для реальных условий ($\Phi \neq 0$) u_0 не является строго определенной величиной. Однако для активированной реакции некоторая неопределенность понятия u_0 (связанная с произволом в выборе величины интервала температур вблизи T_0 , где необходимо полагать $\Phi \equiv 0$) малосущественна, и стационарная скорость u_0 имеет вполне определенный физический смысл, разъясненный в [8].

ракторный для случая распространения пламени (зона прогрева, где $q(dq/dT) \approx cu_f$, и зона реакции, где $q(dq/dT) \approx Q\lambda\Phi$), необходимо, чтобы в диапазоне $T_0 < T < T_r$ содержалось достаточное число характеристических температурных интервалов RT_r^2/E . Если u_f столь велика, что отношение $E(T_r - T_0)/RT_r^2$ начинает приближаться к единице, то понятие о зоне прогрева и зоне реакции (последняя занимает температурный интервал порядка RT_r^2/E) теряет смысл.

При больших значениях u_f (случай $u_f \gg u_0$ на рис. 1) $q(dq/dT) \ll \ll cu_f q$, т. е. теплопроводность незначительна во всем диапазоне температур от T_0 до T_r . Этот предельный режим в [5] был назван индукционным, а в [6] — режимом самовоспламенения¹.

Между промежуточным и индукционным (самовоспламенение) режимами нет четко выраженной границы. По существу, индукционный режим — вырожденный промежуточный режим. В связи с этим будем далее оба режима называть единым термином — режимом отрыва [3]. (В этом режиме расстояние от поверхности $x=0$ до пламени велико.)

Описанные выше свойства интегральных кривых (обусловленные тем, что интенсивная реакция протекает вблизи максимальной температуры [7—9]) позволяют в приближении Я. Б. Зельдовича — Д. А. Франк-Каменецкого рассчитать основные характеристики процесса: q_s , T_k и T_0 , а также расстояние x_m от поверхности $x=0$ до зоны интенсивной реакции.

Используя приближения [7, 9] (т. е. разделяя весь диапазон температур на зоны прогрева и реакции), в случае режима горения ($u_f < u_0$) из (1) легко найти

$$[q_s + u_f c (T_k - T_0)]^2 \approx 2Q \int_{T_0}^{T_k} \lambda \Phi dT. \quad (2)$$

Соотношение (2) справедливо при условии $E(T_k - T_0)/RT_k^2 \gg 1$. Например, при $\Phi = \rho^m a^n k e^{-E/RT}$, $a = c(T_k - T)/Q$ интеграл в правой части (2) приближенно вычисляется по способу [9]:

$$[q_s + cu_f (T_k - T)]^2 \approx 2\Gamma(n+1) Q^2 \frac{\lambda_k \rho_k^m}{c} \left(\frac{cRT_k^2}{QE} \right)^{n+1} k e^{-E/RT}, \quad (2a)$$

где

$$\rho_k = \rho(T_k), \quad \lambda_k = \lambda(T_k).$$

Если в (2) положить $q_s = 0$, $T_k = T_r$, то получим выражение для скорости нормального распространения пламени в приближении [7, 9]

$$u_0^2 \approx (2/Qa_0^2) \int_{T_0}^{T_r} \lambda \Phi dT. \quad (3)$$

В режиме горения расстояние x_m от поверхности $x=0$ до зоны интенсивной реакции можно найти, интегрируя (1) по зоне прогрева

$$x_m \approx \int_{T_0}^{T_k} \frac{\lambda(T) dT}{q_s + cu_f (T - T_0)}. \quad (4)$$

С помощью (2), (3) и (4) и соотношений третьего столбца табл. 1 можно найти T_k , q_s и x_m в режиме горения. Соответствующие результаты для граничных условий [5, 6] приведены в табл. 2 ($u_f < u_0$). Расстояние x_m

¹ В теории химических реакторов аналогичный режим протекания реакции в потоке обычно называют режимом идеального вытеснения (см., например, [11; 12]).

Таблица 2

Р. М. Зайдель, Я. Б. Зельдович [5]	$T_k \approx T_r - \frac{2RT_r^2}{E} \ln \frac{u_0}{u_f}$	$q_s \approx \frac{2RT_r^2}{E} cu_f \ln \frac{u_0}{u_f}$	$x_m \approx -\frac{\lambda}{u_f c} \ln \left(\frac{2cRT_r^2}{EQa_0} \ln \frac{u_0}{u_f} \right)$
А. Г. Мержанов, А. К. Филоненко [6]	$T_k = T_r$	$q_s \approx Qa_0(u_0 - u_f)$	$x_m \approx -\frac{\lambda}{u_f c} \ln \left(1 - \frac{u_f}{u_0} \right)$

в табл. 2 вычислено в предположении $\lambda = \text{const}$. При вычислении q_s и T_k для граничных условий [5] пренебрегли степенными зависимостями по сравнению с экспоненциальными.

В случае граничных условий [5], если $EQa_0/cRT_r^2 > 2e$, величина теплового потока имеет максимум при значении $u_f/u_0 = 1/e$, а расстояние x_m имеет минимум в области $1 > (u_f/u_0) > (1/e)$. Немонотонный вид зависимости q_s и x_m от u_f вызван возрастанием T_k по мере роста u_f , что ускоряет реакцию и способствует приближению пламени к поверхности. Этот фактор преобладает при малых (u_f/u_0) . По мере дальнейшего увеличения u_f рост T_k ($T_k < T_r$) становится более медленным и пламя начинает отдаляться от поверхности.

В случае граничных условий [6] q_s монотонно уменьшается, а x_m возрастает с ростом (u_f/u_0) . При малых (u_f/u_0) величина $x_m \approx (\lambda/cu_0)$.

При $u_f \rightarrow u_0$, согласно формулам табл. 2, $q_s \rightarrow 0$, $x_m \rightarrow \infty$. Этот результат — следствие того, что при рассмотрении режима горения в соответствии с приближением [7—9] предполагалось в зоне прогрева $\Phi = 0$. В действительности (поскольку $\Phi \neq 0$) при $u_f \rightarrow u_0$ тепловой поток через поверхность q_s не обращается в нуль, а резко уменьшается ($q_s \sim Q\lambda\Phi_0/cu_f$ при $u_f = u_0$, где Φ_0 — скорость реакции при $T = T_0$ и $a = a_0$). Аналогично, если $u_f \rightarrow u_0$, x_m не обращается в бесконечность, но резко возрастает ($x_m \sim \frac{u_0}{\Phi_0} \frac{cRT_r^2}{EQ}$ при $\frac{u}{u_0} = 1$).

Для режима отрыва ($u_f > u_0$) различие в постановке задачи в [5] и [6] становится несущественным, а при использовании приближения типа [7, 9] вообще исчезает ($T_k = T_r$ в обоих случаях). Интегрируя (1) в диапазоне температур $T'_0 < T < T_r$ методом [7, 9] ($q = 0$ при $T = T'_0$), получим

$$u_f^2 = \frac{2Q}{c^2 (T_r - T'_0)^2} \int_{T'_0}^{T_r} \lambda \Phi dT = \frac{Q^2 a_0^2}{c^2 (T_r - T'_0)^2} u_0^2. \quad (5)$$

Поскольку u_f задано, (5) служит для определения неизвестной температуры T'_0 , которая отделяет область саморазогрева смеси ($T_0 < T < T'_0$) на рис. 1 от зоны пламени ($T_0 < T < T_r$):

$$T'_0 = T_r - \frac{Qa_0}{c} \cdot \frac{u_0}{u_f}. \quad (6)$$

Как отмечалось выше, понятие температуры T_0 имеет смысл, пока в диапазоне $(T_r - T'_0)$ содержится достаточно много интервалов RT_r^2/E , т. е. при u_f/u_0 таких, что

$$EQa_0/cRT_r^2 \gg u_f/u_0 > 1 \quad (7)$$

(условия для промежуточного режима по терминологии [5]). Отметим, что для систем, в которых возможно распространение пламени, величина, стоящая в левой части (7), всегда велика [9].

В режиме отрыва для области $T_0 < T < T_0'$ (или в области $T_0 < T < T_r$, если T_0' , определяемое (6), близко к T_r), где роль теплопроводности мала, приближенно выполняется

$$cu_f(dT/dx) = Q\Phi. \quad (8)$$

Заменой $cu_f(d/dx \rightarrow d/d\tau)$ уравнение (8) сводится к уравнению, описывающему тепловой взрыв в адиабатических условиях [9, 13]. Из (8) следует, что в режиме отрыва (в согласии с результатами [6], поскольку ширина зоны пламени мала по сравнению с длиной, на которой происходит саморазогрев газа):

$$q_s \approx Q\lambda_0\Phi_0/cu_f, \quad x_m \approx (u_f/\Phi_0)(cRT_0^2/QE), \quad (9)$$

где λ_0, Φ_0 — значения λ и Φ при $T=T_0$ и $a=a_0$.

Величины q_s и x_m^{-1} в режиме отрыва малы по сравнению с соответствующими величинами в режиме горения. Поскольку переход между режимами горения и отрыва осуществляется в очень узкой области значений u_f/u_0 (при $u_f \approx u_0$), то формулы для q_s и x_m в режиме горения, приведенные в табл. 2, и формулы (9) для режима отрыва можно объединить с помощью простейших интерполяционных формул, которые приведены в табл. 3, где $E(u_0/u_f) = 1$ при $u_0 \geq u_f$ и $E(u_0/u_f) = 0$ при $u_0 < u_f$.

Приближенные формулы для q_s и x_m в первой строке табл. 3 лишь качественно согласуются с результатами численного расчета, проведенного в заключительной части работы [5]. Значительное количественное расхождение связано с тем, что численный расчет в [5] выполнен для значений параметров $(E/RT_r) = 0,64$ и $E(T_r - T_0)/RT_r^2 = 0,58$, а приближенные формулы табл. 3 получены в предположении, что эти параметры велики (активированная реакция).

Согласие приближенных формул второй строки табл. 3 и результатов численного интегрирования в [6] иллюстрирует рис. 2, на котором воспроизведены графики из этой работы, показывающие зависимость безразмерного расстояния $\xi_m = (cu_f/\lambda x_m)$ (рис. 2, а) и безразмерного потока тепла через поверхность $\varepsilon = \frac{1}{cu_f} \cdot \frac{E}{RT_0^2} \cdot q_s$ от параметра $\delta = (Q\lambda_0\Phi_0/c^2u_f^2)(E/RT_0^2)k_0 \exp(-E/RT_0)$ в случае реакций 1-го и 2-го порядка. На те же графики нанесены точки, рассчитанные с помощью формул второй строки табл. 3. В [6] было принято $(E/RT_r) = 3,33$, $(T_r - T_0)E/RT_r^2 = 2,8$. Близость точек к соответствующим линиям показывает, что для применимости приведенных приближенных

Таблица 3

Р. М. Зайдель, Я. Б. Зельдович [5]	$q_s = \frac{2cRT_r^2}{E} \left(u_f \ln \frac{u_0}{u_f} \right) E \left(\frac{u_0}{u_f} \right) + \frac{Q\lambda_0\Phi_0}{cu_f}$	$x_m^{-1} \approx -\frac{u_{fc}}{\lambda} \left[\ln \left(\frac{2cRT_r^2}{EQa_0} \ln \frac{u_0}{u_f} \right) \right] \times E \left(\frac{u_0}{u_f} \right) + \frac{\Phi_0QE}{u_{fc}RT_0^2}$
А. Г. Мержанов, А. К. Филоненко [6]	$q_s \approx Qa_0(u_0 - u_f) E \left(\frac{u_0}{u_f} \right) + \frac{Q\lambda_0\Phi_0}{cu_f}$	$x_m^{-1} \approx -\frac{u_{fc}}{\lambda \ln \left(1 - \frac{u_f}{u_0} \right)} E \left(\frac{u_0}{u_f} \right) + \frac{\Phi_0QE}{u_{fc}RT_0^2}$

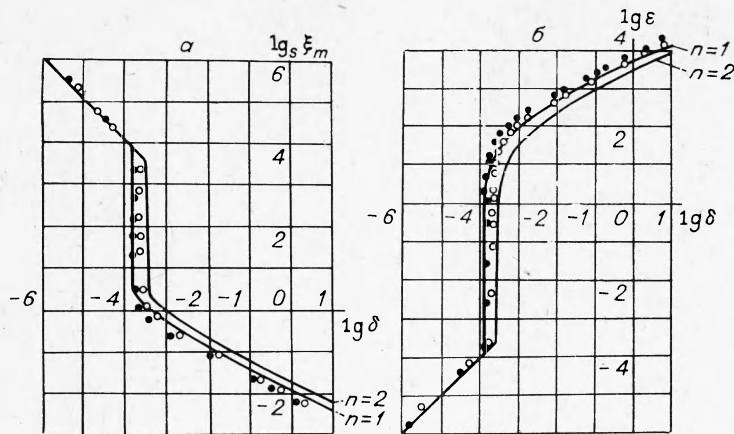


Рис. 2. Зависимость ξ_m (а) и ϵ (б) от параметра δ .

формул не требуется слишком строгого выполнения неравенств $(E/RT_r) \gg 1$ и $[E(T_r - T_0)/RT_r^2] \gg 1$. Для $n=2$ согласие несколько хуже, чем для $n=1$, так, как при $n=2$ возникает более широкая зона реакции.

В заключение покажем, что и в том случае, когда число $Le \neq 1$, полученные результаты остаются справедливыми в рассматриваемом приближении ($cRT_r^2/QEa_0) \ll 1$. Запишем для этого первый интеграл исходной системы уравнений теплопроводности и диффузии в виде

$$-\lambda \frac{d}{dx} \left(T + Le \frac{Q}{c} a \right) + cu_f \left(T + Le \frac{Q}{c} a \right) = cu_f T_k \left[1 + (Le - 1) \frac{Qa}{cT_k} \right]. \quad (10)$$

Для газовой смеси, когда $Le \sim 1$, концентрация в зоне реакции есть малая величина порядка cRT_r^2/QE . Поэтому вторым слагаемым в правой части (10) можно пренебречь ($a \approx \frac{c(T_k - T)}{Le Q}$ в зоне реакции), и для скорости пламени u_0 имеем

$$u_0^2 = \left(\frac{1}{Le} \right)^n (u_0^2)_{Le=1}$$

(см. [8], n — порядок реакции по концентрации). Это выражение нужно использовать в (5), (6) и табл. 2 и 3 в случае газового потока при $Le \neq 1$.

В случае реакции в конденсированной среде $Le \rightarrow 0$, $j = u_f a$ и при $x=0$, $a=a_0$ из (10) имеем

$$-\lambda \frac{dT}{dx} - cu_f (T_k - T) + Qau_f = 0. \quad (11)$$

Из (11) следует $q_s = cu_f (T_r - T_k)$, $T_k < T_r$ (те же соотношения, что и во втором столбце первой строки табл. 1). При вычислении скорости горения [14—16] используется соотношение, совпадающее с (11) (если заменить u_f на u_0), совместно с уравнением $u_0 (da/dk) = \Phi$. Исходя из (11) и уравнения $u_f (da/dk) = \Phi$ и проводя вычисления аналогично [14—16], находим, что в случае конденсированной среды пригодны формулы пер-

вых строк табл. 2 и 3 и формулы (5) и (6), если в качестве u_0 использовать полученное в цитированных работах выражение

$$u_0^2 = \sigma \frac{2\lambda}{c} \left(\frac{cRT_r}{EQ} \right) \rho k \exp \left(-\frac{E}{RT_r} \right),$$

где $\sigma \sim 1$ — численный множитель (например, при $n \leq 2$, $\sigma \approx 1/2$).

Авторы благодарны А. Г. Мержанову и А. К. Филоненко за интерес к работе и ценное обсуждение.

Поступила в редакцию
10/XI 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. И. Хайкин, А. К. Филоненко, С. И. Худяев. ФГВ, 1968, 4, 4.
2. А. К. Филоненко, Б. И. Хайкин, С. И. Худяев. Автореф. Второго Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. Черноголовка, 1969, с. 47.
3. А. Г. Мержанов, Э. Н. Руманов, Б. И. Хайкин. ПМТФ, 1972, 6, 99.
4. Б. И. Хайкин, А. К. Филоненко и др. ФГВ, 1973, 9, 2, 169.
5. Р. М. Зайдель, Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1962, 4.
6. А. Г. Мержанов, А. К. Филоненко. Докл. АН СССР, 1963, 152, 1.
7. Я. Б. Зельдович, Д. А. Франк-Каменецкий. ЖФХ, 1938, 12, 100.
8. Я. Б. Зельдович. ЖФХ, 1948, 22, 1, 27.
9. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
10. Д. А. Ваганов, С. И. Худяев. ФГВ, 1969, 5, 2.
11. Р. Арис. Оптимальное проектирование химических реакторов. М., ИЛ, 1963.
12. И. И. Иоффе, Л. М. Письмен. Инженерная химия гетерогенного катализа, 1972.
13. А. Г. Мержанов, Ф. И. Дубовицкий. Усп. химии, 1966, 35, 696.
14. Б. В. Новожилов. Докл. АН СССР, 1961, 141, 151.
15. Б. И. Хайкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1966, 2, 3.
16. А. П. Алдушин. ПМТФ, 1974, 3.

УДК 66 : 541.126+532.542

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ПРОТЕКАНИИ ЭКЗОТЕРМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ В ПОТОКЕ

А. А. Бутаков, Э. И. Максимов
(Москва)

Закономерности протекания экзотермической реакции в потоке неоднократно исследовались применительно к газовым горелкам и камерам сгорания ракетных двигателей. В случае химического реактора вытеснения, в самом общем виде представляющего собой трубу, по которой движется поток реагирующего вещества, макрокинетические закономерности явлений очень сложны.

Одной из важных задач, стоящих на пути создания высокоэффективных химических реакторов большой мощности, является исследование нестационарных процессов в реакторе вытеснения. Процессы пуска и остановки реактора, выход его на заданный режим, перевод из одного режима в другой в промышленных реакторах могут занимать не-