

3. В проведенных экспериментах обнаружено, что при увеличении содержания кислорода в горючей смеси возникало взаимодействие между генерируемыми волнами давления, соответствующими центральной частоте спектра мощности звукового шума, и процессом горения; при этом помещение пламени в трубки приводило к вибрационному горению, если резонансные частоты акустического резонатора (трубки) были близки к центральной частоте спектра мощности звукового шума.

Поступила в редакцию 25/IV 1977,
после доработки — 22/VII 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Исакович. Общая акустика. М., «Наука», 1973.
2. M. J. Lighthill. Proc. Roy. Soc., 1954, A222.
3. S. L. Bragg. J. Inst. Fuel., 1963, 36, 12.
4. W. C. Strahle. J. Sound and Vibration, 1972, 23, 1, 113.
5. J. K. Kilham, T. J. Smith. J. Acoust. Soc. Am., 1963, 35, 5, 715.
6. Гернстейн, Даггер.— В сб.: Основы горения углеводородных топлив. Под ред. Л. Н. Хитрина. М., ИЛ, 1960.
7. И. О. Хинце. Турбулентность, ее механизм и теория. М., Физматгиз, 1963.
8. V. Karlovitz, D. W. Denniston, F. E. Wells. J. Chem. Phys., 1951, 19, 541.
9. А. Скарлок, Д. Гровер.— В сб.: Вопросы горения и детонационных волн. М., Оборонгиз, 1958.
10. Мак-Дональд. Введение в физику шумов и флуктуаций. М., «Мир», 1964.
11. D. W. Simon, P. Wagner. Ind. Engng. Chem., 1956, 48, 1, 121.
12. Б. В. Раушенбах, С. А. Белый и др. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей. М., «Машиностроение», 1964.
13. С. А. Гольденберг. Изв. АН СССР, ОТН, 1950, 4.
14. Н. Ф. Дубовкин. Справочник по углеводородным топливам и их продуктам сгорания. М.—Л., ГЭИ, 1962.
15. Даггер, Симон, Герстейн.— В сб.: Основы горения углеводородных топлив. Под ред. Л. Н. Хитрина, М., ИЛ, 1960.
16. А. Гейдон. Спектроскопия пламени. М., ИЛ, 1959.
17. Дж. Бендат, А. Пирсол. Измерения и анализ случайных процессов. М., «Мир», 1974.
18. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ГОРЕНИЯ В РЕАКТОРАХ

Э. И. Максимов

(Черноголовка)

Механические системы, в которых протекает реакция и существен направленный поток реагентов (протяженные ракетные камеры сгорания, топочные устройства, химические реакторы), при математическом описании рассматриваются с единых позиций. Соответствующая математическая модель называется реактором вытеснения. Стационарные закономерности в адиабатическом реакторе вытеснения описываются следующими безразмерными уравнениями:

$$\text{Pe}^{-1}\theta'' - \theta' + \text{Da}\gamma^{-1}(1-\eta)^n \exp[\theta(1+\beta\theta)^{-1}] = 0, \quad (1)$$

$$\text{LePe}^{-1}\eta'' - \eta' + \text{Da}(1-\eta)^n \exp[\theta(1+\beta\theta)^{-1}] = 0. \quad (2)$$

Граничные условия:

$$\begin{aligned} \xi = 0, \quad \text{Pe}^{-1}\theta' = \theta, \quad \text{LePe}^{-1}\eta' = \eta; \\ \xi = 1, \quad \theta' = \eta' = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где Θ — температура; η — глубина превращения; Le , Pe , Da , γ , β , n — параметры. Система (1), (2) нелинейная и решается обычно численно, с использованием ЭВМ [1, 2]. В силу изменчивости масштабов явления получение подробных результатов затруднено. Рассматривается приближенное аналитическое решение системы (1), (2) при использовании закономерностей теплового взрыва или решения типа волны горения. В данной задаче скорость процесса определяется произведением скорости потока на входе на глубину превращения. Цель данного исследования следующая: 1) получить аналитические решения, 2) выявить различные по характеру решения, 3) найти случаи неединственности стационарных состояний, 4) определить границы областей, отличающихся либо количеством стационарных состояний, либо характером стационарного состояния (режимом).

Известны попытки решения задачи (1), (2) с помощью усреднений по длине реактора температуры и концентраций [3, 4]. Такой подход представляется ограниченным, справедливым лишь в узком диапазоне параметров. Анализ реальных случаев показывает, что некоторые параметры обычно малы. Например, $Pe^{-1} = 1 \div 10^6$, $\gamma = 1 \div 10^{-2}$, $\beta = 1 \div 10^{-2}$. Поэтому без значительного сужения общности выводов можно полагать

$$\gamma \ll 1, \beta \ll 1, Pe^{-1} \ll 1. \quad (4)$$

В этом случае можно применять асимптотические методы решения задачи (1), (2). При выполнении условий (4) решение системы (1), (2) в нулевом приближении определяется двумя членами в дифференциальном уравнении. Если происходит смена порядков величины членов уравнения, то имеет место решение типа пограничного слоя. Если смена порядков величины не происходит, решение будет типа ядра. Подчеркнем следующие особенности: решения типа ядра могут быть получены в пренебрежении первым либо вторым членом системы (1), (2) пограничный слой будет образовываться не обязательно у краев реактора; решение типа пограничного слоя получается в результате последовательного пренебрежения первым, третьим, вторым членами системы (1), (2). Эти общие рассуждения будут подтверждены физическими соображениями.

В [5] проведена классификация тепловых режимов в реакторе вытеснения и приближенно на основании физических соображений о свойствах волны горения и взрывчатых свойствах смеси указаны закономерности каждого режима.

Рассмотрим случай, когда процесс в реакторе определяется вторым и третьим членами системы (1), (2). Этот режим был назван режимом «слабой» реакции или квазиизотермическим режимом. Решение описывается следующими уравнениями (предполагая, что $\beta\Theta \ll 1$, $\gamma\Theta \ll 1$, $Pe^{-1}\Theta'' \ll 1$, Θ и Θ'' ограничены):

$$\Theta' = Da \gamma^{-1} \exp \Theta, \quad (5)$$

$$\eta' = Da \exp \Theta, \quad (6)$$

$$\xi = 0 \quad \Theta = 0, \quad \eta = 0.$$

Отсюда получаем

$$Da \gamma^{-1} \xi = 1 - \exp(-\Theta). \quad (7)$$

Между температурой и концентрацией имеется линейная связь

$$\eta = \gamma\Theta. \quad (8)$$

Используя нулевое приближение, получим уравнение в линейном приближении. Учитываем, что $\Theta'' \approx (Da \gamma^{-1})^2 e^{2\Theta} \approx Da \gamma^{-1} e^{\Theta} \Theta'$, $(1-\eta)^n \approx \exp(-n\gamma\Theta)$. Отсюда

$$\Theta' = Da \gamma^{-1} e^z + Pe^{-1} (Da \gamma^{-1})^2 e^{2z}, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \gamma^{-1} \eta' &= Da \gamma^{-1} e^z, \\ \xi=0 \quad \Theta_i &= Pe^{-1} Da \gamma^{-1}, \end{aligned} \quad (10)$$

где $z \equiv \Theta(1 - n\gamma)(1 + \beta\Theta)^{-1}$. При интегрировании (9) оставляем линейный член

$$\begin{aligned} Da \gamma^{-1} \xi &= (1 + n\gamma)(1 - e^{-z}) - Da \gamma^{-1} Pe^{-1} + \\ &+ Da \gamma^{-1} \ln(e^{-z} + Da \gamma^{-1} Pe^{-1}) + \\ &+ 2\beta(1 - e^{-z} - ze^{-z}). \end{aligned} \quad (11)$$

Введем величину $\varphi \equiv \gamma^{-1}(\eta - \Theta)$. Из сравнения (9) и (10) получаем

$$\varphi' = (Le - 1) Pe^{-1} Da \gamma^{-1} e^{\Theta} \Theta' \quad (12)$$

и окончательно

$$\eta = \gamma\Theta + (Le - 1) Pe^{-1} Da (e^{\Theta} - e^{\Theta_i}). \quad (13)$$

Это приближение справедливо вблизи входа реактора; на выходе реактора выполняется уравнение (8). Данное решение обладает тем свойством что дает обычно малые глубины превращения и разогревы на выходе реактора: $\Theta_{\text{вых}} \leq 2 \div 3$ (рис. 1). Однако, если увеличить длину реактора, оказывается, что решение на некотором расстоянии резко уходит в бесконечность. Это расстояние назовем длиной пути воспламенения.

Полагаем, что существование режима слабой реакции возможно только в случае, если длина реактора меньше длины пути воспламенения. Условия существования режима слабой реакции формулируются в виде условия равенства длины пути воспламенения и длины реактора ($\xi_1 = 1$):

$$Da = \gamma [1 + n\gamma - Da \gamma^{-1} Pe^{-1} + Da \gamma^{-1} \ln(Da \gamma^{-1} Pe^{-1}) + 2\beta]. \quad (14)$$

Когда решение определяется первым и третьим членами системы (1), (2), получим решение типа ядра (рис. 2), которое названо режимом самораспространяющейся реакции, так как оно существует в том случае, если скорость движения фронта горения выше скорости потока. Это решение типа волны горения. Заметим, что зона прогрева волны горения выходит за пределы реактора (штриховая линия, рис. 2). За счет «срезки» краем реактора ширина зоны реакции фронта горения уменьшается до тех пор, пока скорость горения не сравняется со ско-

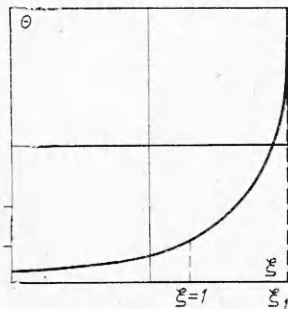


Рис. 1.

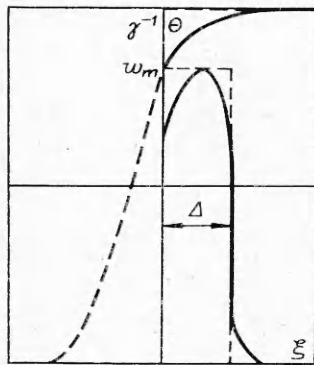


Рис. 2.

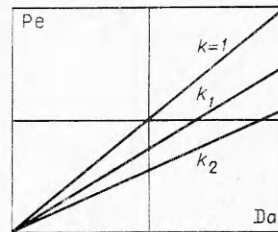


Рис. 3.

ростью потока. Это решение по физической структуре является зоной реакции фронта горения.

Следовательно, на правом конце зоны реакции (см. рис. 2) имеет место полное расхождение реагента ($\eta=1$) и максимальная адиабатическая температура $\Theta_m=\gamma^{-1}$. Эти граничные условия используем для укороченного уравнения. Тем самым согласуются точное и приближенное решения на правом конце зоны реакции. Граничные условия (3) на левом конце не будут удовлетворять укороченному уравнению.

Предсказательные возможности приближенного решения для волны горения тем выше, чем точнее приближенное решение описывает волну вблизи максимальной температуры. Вводим новую безразмерную температуру

$$\gamma_1\theta \equiv 1 - \gamma\Theta,$$

где $\gamma_1 = (\gamma + \beta)^2 \gamma^{-1}$, $\beta_1 = \beta(1 + \beta\gamma^{-1})$. Получим

$$\gamma_1\theta'' - \text{Da Pe}(1-\eta)^n \exp(\gamma + \beta)^{-1} \exp[-\theta(1 - \beta_1\theta)^{-1}] \quad (15)$$

$$\text{Le} \eta'' + \text{Da Pe}(1-\eta)^n \exp(\gamma + \beta)^{-1} \exp[-\theta(1 - \beta_1\theta)^{-1}] = 0, \quad (16)$$

$$\xi = 1 \quad \theta' = 0, \quad \eta' = 0, \quad \theta = 0, \quad \eta = 1.$$

Между температурой и концентрацией получаем связь

$$\gamma_1\theta = \text{Le}(1 - \eta). \quad (17)$$

В силу (4) будут также выполняться условия $\beta_1 \ll 1$, $\gamma_1 \ll 1$. Поэтому можно считать, что $\beta_1\theta \ll 1$. Отсюда находим

$$\theta' = \left[2\text{Da Pe} \gamma_1^{n-1} \exp(\gamma + \beta)^{-1} \text{Le}^{-n} n! \left(1 - e^{-\theta} \sum_{k=0}^n \frac{\theta^k}{k!} \right) \right]^{1/2}, \quad (18)$$

$$\xi = 1, \quad \theta = 0. \quad (19)$$

Найти решение (18) не удалось. Предлагается следующий приближенный подход. Ширина зоны реакции волны горения при выполнении условий (4) достаточно мала и имеет вид, показанный на рис. 2. Аппроксимируем зону реакции прямоугольником. Такое приближение при вычислении скорости горения приводит к удовлетворительным результатам [6].

Из первого интеграла уравнения (2), учитывая, что $\Theta \rightarrow \gamma^{-1}$, получим

$$1 = \int_0^1 \text{Da} (1 - \eta)^n \exp[\Theta(1 + \beta\Theta)^{-1}] d\xi \equiv \omega_m \cdot \Delta, \quad (20)$$

где ω_m — высота прямоугольника; Δ — его ширина. В качестве высоты можно взять максимальное значение подинтегральной функции, учитывая, что $\theta^n e^{-\theta}$ достигает максимума при $\theta = n$:

$$\omega_m = \gamma_1^n \text{Da Le}^{-n} \exp(\gamma + \beta)^{-1} (n^n e^{-n}). \quad (21)$$

Тогда ширина зоны реакции определяется из (20) однозначно

$$\Delta^{-1} = \gamma_1^n \text{Da Le}^{-n} \exp(\gamma + \beta)^{-1} (n^n e^{-n}). \quad (22)$$

В силу условий (4) соблюдается неравенство $\Delta \ll 1$, что и предполагалось при выборе граничных условий (15), (16). Тогда температура описывается параболой

$$\theta = 2^{-1} \omega_m (\xi^2 - 2\Delta\xi + \Delta^2) \text{Pe} \gamma_1^{-1} \gamma. \quad (23)$$

Температура на входе реактора

$$\theta_r = \text{Pe} \gamma [2\text{Da} \gamma_1^{n+1} \text{Le}^{-n} \exp(\gamma + \beta)^{-1} n^n e^{-n}]^{-1}. \quad (24)$$

Как показано в [5], существование решения этого вида определяется равенством скорости горения и потока ($v = u_r$)

$$\text{Pe Da}^{-1} = f_0, \quad (25)$$

где $f_0 = 2n! (\gamma + \beta)^{2(n+1)} \gamma^{-(n+1)} \text{Le}^{-n} \exp(\gamma + \beta)^{-1}$.

На этой линии температура на входе реактора достигает максимального значения.

Подставляя (25) в (24), находим верхнее значение температуры

$$\vartheta_r \leq n^{-n} e^n n!. \quad (26)$$

На луче, выходящем из начала координат (рис. 3),

$$\text{Pe Da}^{-1} = f_0 k^{-2}. \quad (27)$$

Скорость потока в k раз меньше скорости горения. Следовательно, для параметров, соответствующих лучу (27), температура на границе

$$\vartheta_r = n^{-n} e^n n! k^{-2}. \quad (28)$$

Построим решение типа пограничного слоя. В [5] показано, что это решение возникает, если скорость потока превышает скорость горения. Фронт горения сносится потоком, но останавливается в точке реактора, для которой скорость фронта горения, построенная на «новых» исходных данных, равна скорости потока. Этот режим назван промежуточным [5]. Структура этого решения такова: сначала существенны второй и третий члены системы (1), (2), затем первый и второй, затем первый и третий. Участки, в которых равноценны все три члена, достаточно узки. Если принять нулевое приближение (8) для режима «слабой» реакции, то условие равенства скорости горения и потока будет иметь вид

$$\text{Pe Da}^{-1} = f_0 (1 - \gamma \Theta'_0)^{-2}, \quad (29)$$

где Θ'_0 — точка на профиле температуры режима «слабой» реакции, в которой останавливается фронт горения. Решение строится следующим образом. Температура и концентрация описываются уравнениями режима «слабой» реакции (7), (8), (11), (13). По уравнению (29) находится температура Θ'_0 , ниже которой строятся температурные профили по Михельсону

$$\Theta = \Theta'_0 + (\gamma^{-1} - \Theta'_0) \exp[\text{Pe}(\xi - \xi_0)], \quad (30)$$

$$\eta = \eta'_0 + (1 - \eta'_0) \exp[\text{Le}^{-1} \text{Pe}(\xi - \xi_0)], \quad (31)$$

где ξ_0 — координата, соответствующая Θ'_0 , η'_0 .

Промежуточный режим соответствует случаю, когда вновь построенная скорость горения равна скорости потока. Следовательно, первый и третий члены системы (1), (2) станут существенны, согласно (26), при

$$\Theta_2 > \gamma^{-1} - (n^{-n} \cdot e^n \cdot n!) (1 + \beta \gamma^{-1})^2.$$

Выше Θ_2 температура описывается параболой (23) в зоне реакции толщиной Δ (21), для которой вместо γ_1 необходимо подставлять «новое» значение γ . За счет этого расширения зоны реакции вновь полученная скорость горения сравнивается со скоростью потока. В зоне реакции концентрация описывается уравнением (17). Проведенное рассмотрение иллюстрируется рис. 4. Одна из границ существования этого режима описывается условием

$$v = u_r. \quad (32)$$

Вторым условием существования этого режима является условие

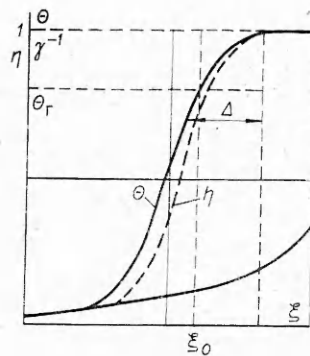


Рис. 4.

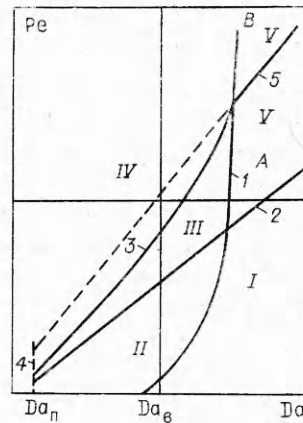


Рис. 5.

расположения фронта горения на выходе реактора, т. е. при $\xi_0=1$ [5]. Приняв нулевое приближение (7), получим

$$\text{Pe Da}^{-1} = f_0 [1 + \gamma \ln(1 - \gamma^{-1} \text{Da})]^{-2}. \quad (33)$$

Рассмотрим область малых значений величины Pe . Из уравнения (11) видно, что закономерность режима «слабой» реакции существенно меняется при малых Pe , а самораспространяющийся режим практически неизменен до тех пор, пока длина реактора будет больше ширины зоны реакции, т. е. $\Delta < 1$. Следовательно, закономерности режима самораспространяющейся реакции справедливы в тех же приближениях вплоть до малых Pe . Как только длина реактора сравняется с шириной зоны реакции, дальнейшее уменьшение реактора приведет к уменьшению скорости горения, а следовательно, фронт реакции будет вынесен за пределы реактора. Отсюда получим условие затухания фронта ($\Delta=1$)

$$\text{Da}_n^{-1} = \gamma_1 \text{Le}^{-n} \exp(\gamma + \beta)^{-1} n^{\gamma} e^{-n}. \quad (34)$$

Но в области малых значений Da (в районе $\Delta \approx 1$) для режима самораспространяющейся реакции и в области малых значений Pe для режима «слабой» реакции можно, не делая большой ошибки, провести усреднение температур и концентраций вдоль реактора. В этом случае от дифференциальных уравнений переходим к интегральным. Однократно интегрируя уравнения (1), (2) по длине реактора, предполагаем, что температура и концентрация почти постоянны по длине реактора. Принимая во внимание граничные условия (3) при $\xi=0$, получим

$$\gamma \Theta = \text{Da} (1 - \eta)^n \exp[\Theta(1 + \beta \Theta)^{-1}], \quad (35)$$

$$\eta = \text{Da} (1 - \eta)^n \exp[\Theta(1 + \beta \Theta)^{-1}]. \quad (36)$$

При $\Delta \approx 1$ глубина превращения на выходе из реактора $\eta < 1$ и заранее неизвестна. Процесс из-за «срезки» правого края определяется условиями на левом конце (3) зоны реакции, а поэтому связь температуры и концентрации должна отличаться от заданной уравнением (17).

В [3, 4] отмечена возможность описания реактора вытеснения уравнениями, полученными для реактора идеального смешения. Из уравнений (35) и (36) вытекает линейная связь между температурой и концентрацией

$$\eta = \gamma \Theta. \quad (37)$$

Для режима самораспространяющейся реакции имеется несовпадение с уравнением (17). Это связано с тем, что здесь при усреднении исхо-

дим из закономерностей на левом конце зоны реакции, а выше исходили из существующей связи на правом конце зоны реакции. Если принять, что первые два неравенства (4) выполняются, то обычная процедура получения критических условий из уравнений (35), (36) [6] при выполнении $\beta\Theta \ll 1$ и $\gamma\Theta \ll 1$ дает условие воспламенения

$$\Theta_{крв} = 1, \quad Da = e^{-1}\gamma(1 - n\gamma + \beta). \quad (38)$$

Если перейти к новому значению температуры, чтобы выполнялись соотношения $\beta_1\Theta \ll 1$ и $\gamma_1\Theta \ll 1$, получим критическое условие потухания

$$\Theta_{крв} = n, \quad Da_{п}^{-1} = (1 - \gamma_1 n + \beta_1 n^2)^{-1} \gamma_1^n n^n e^{-n} \exp(\gamma + \beta)^{-1}. \quad (39)$$

Уравнения (34) и (39) выражают по физическому смыслу одно и то же явление, но получены разными путями. Различие их заключается в первом порядке по параметрам γ и β и в коэффициенте Le^{-n} , что обсуждалось выше.

Уравнение (38) дает предельное положение линии (14) при $Pe \rightarrow 0$.

Расположение линий 1—4, соответствующих уравнениям (14), (25), (33), (34) или (39), (38), на плоскости $Pe - Da$ представлено на рис. 5. Уравнения (35) и (36) определяют еще одно, третье, стационарное состояние, находящееся между двумя полученными. Это состояние — неустойчивое состояние типа седла. Исследование соответствующих ему закономерностей не представляет интереса с точки зрения стационарного процесса. Для реактора вытеснения в [7] показано, что между двумя состояниями всегда имеется третье неустойчивое состояние типа седла. Учитывая, что линии, представленные на рис. 5, есть границы существования различных решений, укажем закономерности в каждой из областей. Область I характеризуется одним стационарным состоянием — режимом самораспространяющейся реакции. В области II имеем три стационарных состояния: режимы «слабой» и самораспространяющейся реакции и промежуточное неустойчивое состояние типа седла. В области III также осуществляются три стационарных состояния: режимы «слабой» реакции и промежуточный режим, а также неустойчивое состояние типа седла. В областях IV, V отмечается одно стационарное состояние, являющееся режимом «слабой» реакции.

Область V следует разделить на две подобласти. В подобласти A режим реагирования промежуточный (см. рис. 5). Подобласть B соответствует случаю $v \gg u_r$. Этот режим назовем режимом самораспространяющейся реакции. Здесь фронт, двигаясь по профилю температуры, соответствующей режиму «слабой» реакции, фактически выносится потоком полностью. Поэтому закономерности будут описываться уравнением для «слабой» реакции, хотя конечная глубина превращения в этом режиме близка к 100%, а перенос не играет существенной роли. Строгой границы, разделяющей подобласти A и B не имеется. Эту границу можно определить приближенно, полагая, что промежуточное решение существует до тех пор, пока имеется зона прогрева, описываемая уравнениями Михельсона (30), (31). Граница определяется условием $\Theta'_0 = \Theta_r$. Подставляя (26) в (29), находим (см. рис. 5, 5).

$$Pe Da^{-1} = f_0(\gamma + \beta)^{-4} \gamma^{-2} [n^n e^{-n} (n!)^{-1}]^2. \quad (40)$$

Скорость потока на этой линии превышает скорость горения в $(\gamma + \beta)^{-2} \gamma^{-1} (n^{-n} e^n n!)$ раз. Рис. 5, 5 определяет положение «вершины» области неединственности.

Рассмотрим закономерности, имеющие место при изменении параметров β , γ , Le . При уменьшении β существенно меняется положение линий 2—4 на рис. 5, так как функция $f_0(\beta, \gamma, Le)$ увеличивается. При уменьшении γ функция f_0 также увеличивается, поэтому линии 2—4 также смещаются, но при уменьшении γ смещаются влево также ли-

ния 1. Уменьшение Le приводит к уменьшению \dot{f}_0 , поэтому во всех этих случаях область неединственности расширяется. Увеличение β , γ , Le должно приводить к сужению области неединственности, которая исчезает, когда линии 1 и 3, 1 и 4 совпадают. Вообще говоря, моменты их смыкания не должны обязательно совпадать. Линии 1 и 4 сливаются, как следует из уравнений (35), (36), при

$$\beta + 0,5(n+1)\gamma = 0,25. \quad (41)$$

Непосредственная подстановка в уравнение (33) значения $Da = \gamma e^{-1}$ приводит к $Pe = \gamma^{-1} Le^{-n} \tau^{-1}$. Отсюда следует, что при малых значениях Le и γ линии 1 и 3 совмещаются при более высоких значениях параметров, чем линии 1 и 4. Вблизи значений параметров, определяемых уравнением (41), рассмотрение недостаточно точно, так как условия (4) выполняются приблизительно. В этой области необходимо увеличивать порядок приближений.

Рассмотрим соображения об устойчивости решений и связанный с этим явлением вопрос о возникновении колебательных режимов.

Режимы самораспространяющейся и «слабой» реакций, по крайней мере при $Pe^{-1} \ll 1$, по-видимому, всегда устойчивы в силу того, что перенос оказывает слабое влияние на их закономерности. Устойчивость решения в промежуточном режиме совпадает с устойчивостью соответствующей волны горения потому, что область существенного изменения температуры для этого решения много меньше длины реактора и расположена далеко от краев реактора, пограничные условия (3) не являются жесткими.

Устойчивость волны горения связана с критерием Le [8]. При $Le > 1$ возникает двумерная неустойчивость

$$(\gamma + \beta)^2 \gamma^{-1} = Le (Le - 1)^{-1} (1 - \gamma \theta'_0).$$

При $Le < 1$ неустойчивость возникает и в одномерной модели

$$(\gamma + \beta)^2 \gamma^{-1} = [4 - 2(1 + \sqrt{3})Le(1 - Le)^{-1}] (1 - \gamma \theta'_0).$$

Причина неустойчивости заключается в том, что возникает положительная обратная связь между избытком энергии в зоне прогрева, имеющейся при $Le < 1$ (см. рис. 3 и уравнения (30), (31)), и зоной реакции.

Эти соображения практически неприменимы к режиму самораспространяющейся реакции, так как решение — только часть волны горения (зона прогрева вне реактора), и на него должно оказывать заметное влияние граничное условие на входе, поскольку зона реакции располагается у выхода. Материал по численным расчетам [1, 2, 5] показывает хорошее соответствие с развитой в данной работе теорией.

Поступила в редакцию
22/VII 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Бесков, В. А. Кузин, М. Г. Слинко. Хим. пром-сть, 1965, 1, 4.
2. R. L. Raymond, N. A. Amandson. Canad. J. Chem. Engng, 1964, 42, 173.
3. Л. А. Вулис. Тепловой режим горения. М.—Л., Госэнергоиздат, 1954.
4. V. Plavacek, H. Hofman. Chem. Engng. Sci. 1970, 25, 173.
5. А. А. Бутаков, Э. И. Максимов, К. Г. Шкадинский. К теории химических реакторов вытеснения. Черноголовка, 1976.
6. Б. И. Хайкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1966, 2, 3, 36.
7. Е. А. Иванов, В. С. Бесков, М. Г. Слинко. Теорет. основы хим. технологии, 1967, 1, 488.
8. А. П. Алдушин, С. Г. Каспарян.— В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1977.