

**К ТЕОРИИ РЕАКТОРОВ ГОРЕНИЯ.  
РЕЖИМЫ РАБОТЫ РЕАКТОРОВ ГОРЕНИЯ**

Г. С. Сухов, Л. П. Ярин  
(Узга)

**Стационарные режимы реактора**

Используя метод динамического баланса [1], рассмотрим характерные режимы фильтрационного реактора горения. С этой целью обратимся прежде всего к анализу параметрической диаграммы стационарных состояний реактора с непроточным по окислителю «длинным» каналом<sup>1</sup> ( $G = 0, N < 1$ ).

Положению волны горения в сечении  $\xi_s = 0$  отвечает условие

$$Pe = 2\gamma\Pi^{-\nu/2}Da(1 + \beta\Theta_{ад})^2 \exp[\Pi + \Theta_{ад}/(1 + \beta\Theta_{ад})] \Gamma\left(1 + \frac{\nu}{2}; \Pi\right), \quad (1)$$

где  $\gamma = c_m RT_0^2 / qE$ ;  $\beta = RT_0 / E$ ;  $\Theta = E(T - T_0) / RT_0^2$ ;  $\Pi = N Pe / [\gamma(1 + \beta\Theta_{ад})^2]$ ;  $\Gamma\left(1 + \frac{\nu}{2}; \Pi\right) = \int_{\Pi}^{\infty} t^{\nu/2} \exp(-t) dt$  — неполная гамма-функция;

$Da = z\rho_0^\nu L \exp(-E/RT_0) / (\rho_{m0} u_j)$  — число Дамкелера;  $N = mkp_0^2 / (2\mu\rho_{m0} u_j R_g T_0 L)$  — параметр фильтрации;  $Pe = \rho_{m0} u_j c_m L / \lambda$  — число Пекле. Эта зависимость на параметрической диаграмме (рис. 1) представлена линией 1.

Волна горения, локализованная в сечении  $\xi_s = N$ , где кинетический режим горения переходит в фильтрационный, характеризуется соотношением

$$Pe = 2\gamma Da(1 + \beta\Theta_{ад})^2 \Pi^{-\nu/2} (1 - \eta_0')^{-2} \exp[\Theta_{ад}/(1 + \beta\Theta_{ад})] \Gamma(1 + \nu/2) \quad (2)$$

(кривая 2 на рис. 1). Состоянию реактора с волной горения в выходном сечении канала ( $\xi_s = 1$ ) отвечает соотношение вида

$$Pe = 2\gamma Da(1 + \beta\Theta_{ад})^2 \Pi^{-\nu/2} (N - \eta_0')^{-2} \exp[\Theta_{ад}/(1 + \beta\Theta_{ад})] \Gamma(1 + \nu/2) \quad (3)$$

(см. рис. 1, 3).

Очевидно, что самопроизвольная реализация высокотемпературных состояний в реакторе возможна лишь в том случае, если за время пребывания смеси в канале произойдет ее самовоспламенение, т. е. если адиабатическая длина индукции воспламенения не превышает длины реактора ( $x_i \leq L$ ). Поэтому в качестве критического условия самовоспламенения в реакторе следует принять

$$x_i = L \text{ или } \xi_i = 1. \quad (4)$$

Имея в виду, что при этом  $\pi_2 = 0$  и  $\eta_2 = N$ , из соотношения (28) работы [1] определяем соответствующее данному состоянию критическое чис-

<sup>1</sup> Здесь и в дальнейшем приняты те же обозначения, что и в работе [1].

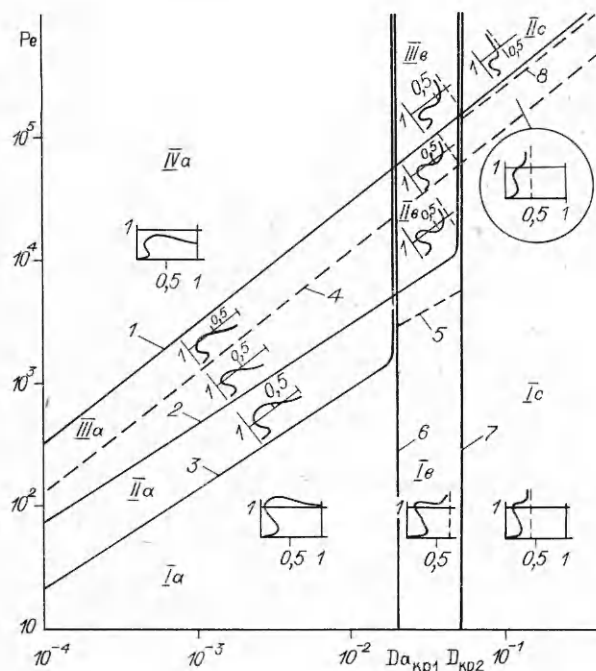


Рис. 1. Параметрическая диаграмма состояний «длиного» реактора;  $N = 0,5$ ,  $\tau = 1$ ,  $\nu = 0,5$ ,  $\gamma = 0,01$ ,  $\beta = 0,04$ .

ло Дамкелера:

$$Da_{кр.1} = 0,5(2 + \nu)N[1 - \exp(-\Theta_{ад})]/\Theta_{ад}. \quad (5)$$

Аналогичным образом определяется другое критическое число Дамкелера, отвечающее самовоспламенению в переходном сечении ( $\xi_i = N$ ,  $\pi_2 = 0$ ,  $\eta_2 = 1$ ):

$$Da_{кр.2} = 0,5(2 + \nu)[1 - \exp(-\Theta_{ад})]/N\Theta_{ад}. \quad (6)$$

Зависимости (5) и (6) изображены на рис. 1 прямыми 6 и 7, являющимися соответственно асимптотами кривых 3 и 2. Линии

6 и 7 делят параметрическое пространство на три зоны, в которых самовоспламенение либо отсутствует ( $Da < Da_{кр.1}$ ;  $\xi_i > 1$ ), либо существует и завершается полным превращением твердого реагента ( $Da > Da_{кр.2}$ ;  $\xi_i < N$ ) или неполным ( $Da_{кр.1} < Da < Da_{кр.2}$ ;  $1 > \xi_i > N$ ). Совместно с линиями 1–3 эти границы делят плоскость  $Pe$ – $Da$  на ряд областей, отличающихся закономерностями протекания стационарных процессов.

В области  $Ia$ , расположенной ниже кривой 1 и ограниченной линиями 3 и 6, реализуется режим безотрывного горения. Зона  $IIa$  отвечает режимам безотрывного ( $\eta_2 = 1$ ) и отрывного горения ( $\eta_2 < 1$ ). В зоне  $IIIa$  между линиями 1 и 2 безотрывное горение и горение с отрывом пламени завершаются полным превращением твердого реагента. В области  $IVa$  скорость подачи повсеместно преобладает над скоростью распространения горения. Стабилизация волны в канале невозможна, и она выносится потоком вещества за его пределы. Вытеснение волны из канала происходит скачкообразно при переходе через границу 1 (кинематический срыв пламени). Отсутствие индукционного воспламенения при  $Da < Da_{кр.1}$  означает, что в зоне  $IVa$  невозможна работа реактора в высокотемпературном режиме.

В области  $IIe$  с границами на линиях 1, 5, 6, 7 возможны высокотемпературные процессы, идущие с полным и неполным превращением твердого реагента на фронте пламени, локализованном вблизи входа и в глубине канала в пределах  $0 < \xi_f < N$  и  $N < \xi_f < 1$ . При перемещении из  $IIe$  в прилегающие к ней области  $IIIe$  и  $Ie$  скорость пламени, согласно формуле (16) работы [1], убывает или возрастает. Фронт пламени при этом стабилизируется соответственно вблизи точки самовоспламенения ( $\xi_f > N$ ,  $\eta_2 < 1$ ) или располагается у входа в канал ( $\eta_2 = 1$ ). В областях  $Ic$  и  $Ie$ , ограниченных линиями 1 и 7, высокотемпературные стационарные процессы протекают с полным превращением твердого реагента на фронте пламени у входа в канал ( $Ic$ ) и в глубине канала ( $Ie$ ).

Как уже отмечалось, при  $Da \geq Da_{кр.1}$  в канале реактора возможно самовоспламенение. Поэтому высокотемпературные состояния в этой части параметрического пространства устанавливаются самопроизвольно по мере поступления в канал активных реагентов. Напротив, высокотемпературные режимы в областях  $Ia$ ,  $IIa$ ,  $IIIa$  следует рассматривать лишь



анализе кинетических кривых в окрестности точек, отвечающих стационарным состояниям реактора. При этом реализуются лишь те стационарные состояния, которые устойчивы в обоих упомянутых выше аспектах.

Оставляя в стороне вопрос о локальной устойчивости пламени (она может быть обеспечена подбором соответствующих значений температуры  $T_0$  и давления  $p_0$ ), рассмотрим влияние специфических условий в канале реактора на устойчивость его стационарных режимов. Обращаясь к рассмотренной кинетической кривой (см. [1]), легко прийти к заключению, что из стационарных состояний, соответствующих точкам  $A$ ,  $B$  и  $C$ , устойчивыми будут те, в окрестности которых наклон кинетической кривой  $du_f/d\xi_f$  положителен, а неустойчивыми, если он отрицателен. Действительно, случайные отклонения волны влево или вправо от точек  $A$  и  $B$ , где  $du_f/d\xi_s > 0$ , переводят волну в области, где соответственно  $u_f < u_*$  и  $u_f > u_*$ . В первом случае волна будет снесена потоком в исходное состояние, а во втором также вернется в него, двигаясь против потока. Аналогичным образом можно показать, что стационарное состояние  $C$  с отрицательным наклоном кинетической кривой неустойчиво.

Приняв во внимание эти обстоятельства, на параметрической диаграмме в областях множественности стационарных режимов можно выделить устойчивые состояния. Например, при  $Da < Da_{кр.1}$  (см. рис. 1) ниже линии  $I$  реализуется лишь одно устойчивое состояние  $A$ , соответствующее безотрывному горению. На рис. 3 этот случай иллюстрируется кинетической кривой при  $Pe = 8000$ . Уменьшение числа  $Pe$  ведет к подъему верхней ветви кривой. При этом ее положительный наклон на линии стационарных состояний сменяется отрицательным, и состояние  $A$  теряет устойчивость. Переход к неустойчивости соответствует таким значениям  $Pe$  и  $Da$ , при которых предельная точка с наклоном кривой  $du_f/d\xi_f = \infty$  попадает на линию  $u_f/u_* = 1$ . На параметрической диаграмме совокупность этих значений  $Pe$  и  $Da$  образует границу  $4$ . При  $Da_{кр.1} < Da < Da_{кр.2}$  в области  $IIIв$  единственное стационарное состояние  $B$  устойчиво; в  $IIв$  из трех формально возможных состояний  $A$ ,  $B$  и  $C$  устойчивы лишь состояния  $A$  и  $B$ . При переходе через линии  $4$  состояние  $A$  теряет устойчивость, а на границе  $5$  теряется устойчивое состояние  $B$ . При  $Da > Da_{кр.2}$  в зоне  $IIс$  реализуется устойчивое состояние  $B$ . При переходе в область  $Iс$  на участке между линиями  $1$  и  $8$  из трех стационарных состояний устойчивы лишь два —  $A$  и  $B$ . При снижении числа  $Pe$  на линии  $8$  теряется состояние  $B$ , а на линии  $4$  состояние  $A$  становится неустойчивым. Таким образом, устойчивый стационарный процесс в канале реактора горения возможен лишь в части параметрического пространства при  $Da < Da_{кр.1}$ , ограниченного линиями  $1$  и  $4$ , а при  $Da > Da_{кр.1}$  — лишь снизу линиями  $5$  и  $4$ . Верхние пределы в этом случае отсутствуют, так как неограниченный рост  $Pe$  сопровождается не срывом горения, а вырождением устойчивых режимов с волной горения в тепловой взрыв.

### Гистерезисные явления

Динамика поведения кинетических кривых при переходе из области  $Iс$  в  $IIс$  свидетельствует о существовании специфического гистерезисного явления (кинематический гистерезис). Его особенность состоит в скачкообразном изменении координаты фронта горения  $\xi_f$  при варьировании числа  $Pe$  (рис. 4). Перемещения фронта пламени, неадекватные при возрастании и убывании  $Pe$ , сопровождаются также изменением температуры горения от  $\Theta_2 < \Theta_{ад}$  на нижней ветви гистерезисной кривой (безотрывное горение) до  $\Theta_2 = \Theta_{ад}$  на верхней (отрыв пламени). Аналогичный эффект может иметь место и при изменении других параметров, например числа  $Da$  или скорости подачи  $u_*$ . Область существо-

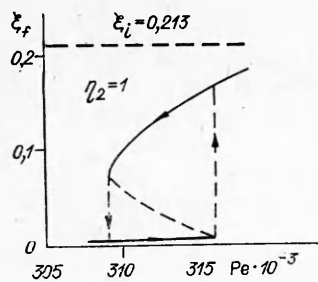


Рис. 4. Кинематический гистерезис пламени;  $N = 0,5$ ,  $Da = 0,1$ .

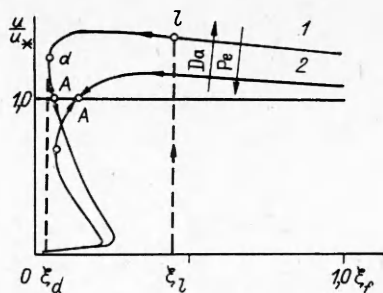


Рис. 5. К вопросу об автоколебательном режиме горения.

вания кинематического гистерезиса на параметрической диаграмме заключена между линиями 1 и 8 (полное выгорание твердого реагента), а также между 1 и 5 (горение с недожогом).

### Автоколебательный режим горения

Неустойчивость пламени в режиме безотрывного горения может стать причиной развития в реакторе автоколебательного процесса. Автоколебания возникают в части параметрического пространства, ограниченной сверху линией 4, и развиваются по-разному в зависимости от того, возможно или невозможно самовоспламенение вещества в канале реактора. Поэтому при рассмотрении механизма автоколебаний целесообразно выделить случаи, когда  $Da < Da_{кр.1}$  и  $Da > Da_{кр.1}$ .

**Докритические состояния.** Как уже отмечалось, в области IIIa у входа в канал реализуется устойчивое горение (рис. 5, 2, точка A). В этих условиях поджигание активной смеси от постороннего высокотемпературного источника в глубине канала неизбежно приведет к перемещению фронта горения в состояние A. Снижение скорости подачи (умеренном росте  $Da$ ) сопровождается подъемом кинетической кривой и потерей устойчивости горения (кривая 1, точка A). При этом предельная точка  $d$ , в которой  $du_f/d\xi_f = \infty$ , поднимается выше линии стационарных состояний.

Волна горения, достигая предельной точки, покидает ее и переходит в состояние низкотемпературного окисления ( $T_2 \approx T_0$ ), отвечающее нижней ветви кинетической кривой. Этот переход, отмеченный штриховой линией на рис. 5, означает тепловой срыв горения, обусловленный близостью охлаждаемого входа. При поступлении в канал свежей активной смеси она прогревается у поверхности контакта с горячими продуктами реакции. По истечении некоторого времени этот процесс может завершиться зажиганием твердого реагента и формированием новой волны горения в сечении  $\xi_l$ . Образовавшаяся волна перемещается на вход в канал и в сечении  $\xi_f$  прекращает существование. Затем процесс повторяется вновь. Таким образом, в области параметрического пространства ниже линии 4 возможно горение в автоколебательном режиме с чередованием фаз вспышек и депрессий. Продолжительность депрессии определяется временем зажигания смеси  $t_i$ , а амплитуда — величиной  $u_* t_i$ . Если время зажигания достаточно велико ( $u_* t_i > L$ ), процесс в канале не успевает выйти из состояния депрессии и автоколебательный режим не реализуется. В этом случае потеря устойчивости состояния A означает срыв высокотемпературного процесса.

**Сверхкритические состояния.** При  $Da > Da_{кр.2}$  самовоспламенение вещества в канале всегда будет порождать автоколебания при переходе через границу 4. При этом амплитуда колебательного процесса в этом случае зависит от времени зажигания и определяется величиной  $u_* t_i$ . При  $Da_{кр.1} < Da < Da_{кр.2}$  существование устойчивого горения с недожогом ниже линии 4 (состояние B) усложняет картину перехода к авто-

колебаниям. При пересечении границы 4 они возникают лишь в том случае, если время зажигания достаточно мало и выполняется неравенство  $u_* t_l < \xi_c$  ( $\xi_c$  — координата фронта пламени в неустойчивом состоянии С). В противном случае срыв горения у входа сопровождается появлением устойчивого пламени в глубине канала вблизи точки самовоспламенения (состояние В). И лишь при переходе через линию 5, где это состояние отсутствует, автоколебания становятся единственно возможной формой существования высокотемпературного процесса в реакторе.

Рассмотренный выше автоколебательный процесс является реальным свойством высокотемпературных реакторов вытеснения. Он наблюдался в экспериментах с жидкофазным трубчатым реактором и получен численно в [4, 5]. Как вибрационное горение, он известен в практике эксплуатации горелочных устройств и камер сгорания реактивных двигателей.

### Горение в проточном по окислителю канале

При  $G \neq 0$  горение развивается в условиях балластирования пламени избыточным количеством окислителя, выводимого из канала фильтрацией через слой горячего продукта. Балластирование пламени приводит к количественным и качественным изменениям в структуре течения. Расчеты показывают, что увеличение проточности канала первоначально ведет лишь к смещению вправо граничных линий на параметрической диаграмме реактора (см. рис. 2) с сохранением основных особенностей, присущих процессам при  $G = 0$ . Дальнейшее усиление продува при достижении его критического значения  $G_*$  порождает кризис горения. Формально он проявляется в отсутствии при  $G > G_*$  высокотемпературных решений, отвечающих волне горения. На параметрической диаграмме реактора исчезают линии 1, 3, 4 и 8. Сохраняется лишь граница самовоспламенения на выходе из канала 6. Она делит параметрическое пространство на две зоны, где процесс протекает в низкотемпературном режиме при незначительном превращении твердого реагента ( $Da < Da_{кр}$ ) и где индукционный процесс в канале завершается воспламенением вещества при полном его выгорании ( $Da > Da_{кр}$ ). Следует отметить, что величина  $G_*$  не постоянна, а зависит от характеристик среды и режимных условий. Например,  $G_* = 0,2$  при  $N = 2$ ,  $Pe = 120\ 000$  и  $Da = 0,04$ .

### Заключение

Рассмотренные выше примеры достаточно полно отражают существо и возможности метода динамического баланса. Обладая простотой и наглядностью, свойственной графоаналитическим методам, он представляет собой развитие известного метода стационарных состояний [6] применительно к описанию свойств проточных высокотемпературных реакторов с распределенными параметрами. Главная особенность метода состоит в кинематической интерпретации энергетического баланса реактора вытеснения, в котором интенсивности тепловыделения и теплоотвода соответственно пропорциональны скорости распространения горения  $u_f$  и движения твердых фаз  $u_*$ .

Метод динамического баланса обладает широкими возможностями, позволяющими судить о количестве возможных стационарных состояний и их устойчивости, выделять области существования кинематического гистерезиса, прогнозировать автоколебательные режимы горения, кризисы потухания и т. д., по существу, изучать весь комплекс явлений, сопутствующих работе высокотемпературного реактора вытеснения. В силу этого данный метод может оказаться весьма полезным при интерпретации результатов численных расчетов и опытных данных, прогнозировании свойств реакторов горения, а также при выполнении инженерных расчетов и конструкторских проработок.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Сухов Г. С., Ярин Л. П. ФГВ, 1988, 24, 1.
2. Сухов Г. С., Ярин Л. П. ФГВ, 1980, 16, 3, 34.
3. Алдушин А. П., Каспарян С. Г. ФГВ, 1981, 17, 6, 37.
4. Бутаков А. А., Шкадинский К. Г. Докл. АН СССР, 1978, 238, 1, 166.
5. Hlaváček V., Hoffman H. Chem. Eng., 1970, 25, 1517.
6. Зельдович Я. Б. ЖТФ, 1941, 11, 6, 493.

*Поступила в редакцию 5/V 1986,  
после доработки — 14/IX 1987*

## ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЕ ГОРЕНИЕ УГЛЕРОДНЫХ ЧАСТИЦ В ПОЛЕ ИНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*В. И. Букатый, И. А. Суторихин  
(Барнаул)*

Развитая теория горения и газификации твердого топлива и углерода не может быть непосредственно применена к описанию горения частиц в поле мощного оптического излучения. Прежде всего это связано с существованием (помимо теплового эффекта реакции горения) дополнительного источника тепла, обусловленного поглощением частицей энергии оптического излучения. Также имеет место значительная неоднородность поля температур вокруг частицы [1] при ее нагреве в холодной среде.

Теоретическая модель горения углеродных частиц в поле лазерного излучения [1, 2] включает уравнения

$$\frac{da}{dt} = -\frac{K(a, T_s)}{\rho}, \quad (1)$$

$$\frac{dT_s}{dt} = \frac{3}{4\pi a^3 \rho c} F(a, T_s), \quad (2)$$

где  $a$  — радиус частицы;  $t$  — время;  $T_s$  — температура поверхности;  $\rho$  и  $c$  — плотность и теплоемкость углерода соответственно;

$$F(a, T_s) = \pi a^2 K_{\Pi} I + 4\pi a^2 K(a, T_s) - Q(T_s) - 4\pi a^2 \sigma (T_s^4 - T_0^4), \quad (3)$$

$K_{\Pi}$  — фактор эффективности поглощения;  $I$  — плотность мощности лазерного излучения;  $q$  — тепловой эффект химической реакции;  $Q(T_s)$  — кондуктивный поток тепла от частицы;  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана;  $T_0$  — температура воздуха вдали от частицы;  $K(a, T_s)$  — скорость горения, определяемая выражением

$$K(a, T_s) = \frac{\gamma \mu_1 p_0 / k T_s}{\alpha(T_s) + a \int_1^{\infty} \frac{\Theta(z)}{z^2 D(z)} dz}, \quad (4)$$

$\gamma$  — стехиометрический коэффициент реакции горения;  $p_0$ ,  $\mu_1$  — давление кислорода вдали от частицы и атомная масса кислорода соответственно;  $k$  — постоянная Больцмана;  $\alpha(T_s)$  — коэффициент реакционного газообмена, зависимость которого от температуры имеет вид [3]

$$\alpha(T_s) = \alpha^* \exp [(-E/RT_s) (1 - T_s/T^*)];$$

$\alpha^* = 100$  м/с и  $T^* = 2600$  К [3];  $E$  — энергия активации;  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $\Theta = T/T_s$ ;  $z = r/a$ .