

О РЕЖИМАХ РАБОТЫ ХИМИЧЕСКОГО РЕАКТОРА ИДЕАЛЬНОГО ВЫТЕСНЕНИЯ С ИНТЕГРАЛЬНЫМ УЧЕТОМ ТЕПЛОТЫДЕЛЕНИЯ

Ю. П. Гупало, Ю. С. Рязанцев

(Москва)

При математическом описании процессов тепло-и массообмена в проточных химических реакторах обычно используется идеализированная одномерная модель, в которой определяющими уравнениями служат уравнения теплопроводности и диффузии [1,2]. В некоторых случаях эта модель должна быть дополнена уравнением движения смеси реагентов и продуктов реакции в реакторе [3].

Даже при такой простой схематизации процессов в реакторах полное исследование вопросов существования, единственности и устойчивости режимов их работы связано со значительными трудностями, которые еще не преодолены. Поэтому обычно прибегают к дальнейшему упрощению математической модели реактора, вводя дополнительные предположения относительно процессов переноса. В ряде работ [1,2] рассматривались модели реактора идеального вытеснения и полного перемешивания, которые могут служить для описания противоположных предельных случаев проточного реактора, характеризующихся преобладанием конвективного переноса вещества и тепловой энергии над диффузионным (идеальное вытеснение) и, напротив, преобладанием диффузионного переноса над конвективным (полное перемешивание). В работах [4-8] исследовался вопрос о стационарных режимах работы проточного адиабатического реактора в предположении о равенстве коэффициентов диффузии и теплопроводности. В этом предположении было показано [8], что в случае эндотермической реакции всегда существует единственный стационарный режим. В случае экзотермической реакции задача о стационарном режиме также всегда имеет решение, которое, однако, может быть неединственным; была обоснована возможность существования нескольких стационарных режимов, число которых должно быть нечетным. Упрощенные модели применимы к описанию более узких классов реакторов, однако, дают возможность получить более полные результаты, касающиеся вопроса существования, единственности и устойчивости режимов работы таких реакторов, и сделать некоторые качественные выводы общего характера.

Значение этих исследований обусловлено также и тем, что в ряде случаев реальный реактор может быть описан комбинацией простых моделей.

Ниже предлагается и анализируется упрощенная модель химического реактора, применяемая в случаях, когда диффузионным переносом вещества в реакторе можно пренебречь по сравнению с конвективным переносом, в то время как теплопроводность настолько велика, что температуру во всех внутренних точках реактора можно считать одинаковой. Таким образом, предлагаемую модель можно рассматривать как комбинацию модели идеального вытеснения для переноса вещества с моделью полного перемешивания для переноса тепловой энергии. Так же как в работе [3], в предлагаемой модели принимается во внимание зависимость вязкости смеси реагентов и продуктов реакции от температуры.

Учет этой зависимости существен в связи с наличием обратной связи между изменениями температуры и гидравлическим сопротивлением реактора. Следует отметить, что, по-видимому, аналогичным образом может быть рассмотрено влияние изменения концентрации реагентов в потоке на устойчивость стационарного режима работы реактора.

Широкой областью применения данной модели может служить, например, описание процессов в химическом реакторе со взвешенным слоем катализатора. Известно, что в условиях псевдооживления температура во всех внутренних точках реактора практически одинакова [9] вследствие интенсивного переноса тепла частицами катализатора, совершающими быстрое движение как в продольном, так и в поперечном направлениях. Процесс же переноса реагентов и продуктов реакции во взвешенном слое в общем случае может быть описан уравнением конвективной диффузии и часто близко соответствует режиму идеального вытеснения [10].

Для рассматриваемой модели, которую естественно назвать моделью реактора идеального вытеснения с интегральным учетом теплотыделения, определены условия существования и число стационарных режимов и установлены критерии их устойчивости. В отличие от модели идеального вытеснения, рассмотренной в работе [3], в данном случае при определенных значениях характеристик реактора оказываются возможными чисто колебательные режимы.

1. Модель реактора. Стационарные режимы. Уравнения массо-теплопереноса в рассматриваемой модели реактора могут быть представлены в виде

$$\rho \frac{\partial \xi}{\partial t} + m \frac{\partial \xi}{\partial x} - \rho f(T)(\xi_m - \xi) = 0 \quad (1.1)$$

$$\rho \frac{dT}{dt} + \frac{\lambda_1}{l} m (T - T_0) - \frac{h}{c} f(T) \left(\xi_m - \frac{1}{l} \int_0^l \xi dx \right) = 0 \quad (1.2)$$

$$\left(\lambda_1 = \frac{\alpha l S}{mcV} + \frac{c_1}{c}, \quad T_0 = \frac{\alpha l S}{mcV\lambda_1} T_0' + \frac{c_1}{c\lambda_1} T_0'' \right)$$

Здесь x — пространственная координата ($0 \leq x \leq l$); l — длина реактора; t — время; ξ — степень продвижения реакции; ξ_m — максимальное значение степени продвижения реакции; m — массовая скорость фильтрации смеси реагентов и продуктов реакции; ρ — плотность смеси; T — температура в реакторе, зависящая только от времени; $f(T)$ — зависимость скорости химической реакции от температуры, во многих случаях описываемая законом Аррениуса; h — теплота реакции; c_1 — теплоемкость смеси; c — суммарная теплоемкость смеси и твердого катализатора; α — коэффициент теплопередачи к боковым стенкам реактора; V , S — объем и боковая поверхность реактора; T_0' — температура окружающей среды; T_0'' — температура поступающей смеси.

Рассматриваются проточные реакторы, в которых диффузионным переносом реагентов по сравнению с конвективным можно пренебречь. В реакторе протекает необратимая химическая реакция первого порядка, сопровождающаяся выделением (поглощением) тепла.

Предполагается, что процессы теплообмена в реакторе проходят достаточно интенсивно, так что градиентами температуры внутри реактора можно пренебречь. С этим предположением связана форма уравнения сохранения тепловой энергии (1.2), которое выражает интегральный баланс тепла в реакторе. Второй член в уравнении (1.2) учитывает теплообмен реактора с внешней средой и различие температур смеси, поступающей в реактор, и смеси, находящейся в реакторе. Третий член учитывает суммарное выделение (поглощение) тепла в реакторе; аналогичным образом учет тепловыделения проводился ранее [11] при рассмотрении химической реакции внутри одиночного зерна катализатора при высоких значениях коэффициента теплопроводности.

Предлагаемая модель реактора предназначена для описания процессов массо-теплопереноса как в проточных реакторах с неподвижным слоем, так и в реакторах со взвешенным слоем катализатора.

Следует отметить, что механизм выравнивания температуры в реакторах с неподвижным слоем и в реакторах со взвешенным слоем различный.

В реакторах с неподвижным слоем интенсивный теплообмен может быть связан с высокой теплопроводностью твердого катализатора. В реакторах со взвешенным слоем механизм выравнивания температуры в первую очередь обусловлен переносом тепла хаотически движущимися внутри слоя твердыми частицами, что почти во всех случаях обеспечивает практически полное выравнивание температуры по всему объему реактора [9].

Будем считать, что фильтрационное течение в реакторе поддерживается перепадом давления P и подчиняется закону Дарси. Тогда уравнение движения смеси можно записать в виде

$$m = \frac{kP}{\nu l} \quad (1.3)$$

Здесь $\nu = \nu(T)$ — кинематическая вязкость смеси, k — проницаемость.

Дополним уравнение (1.1), (1.2) граничным условием в виде

$$\xi(0, t) = 0 \quad (1.4)$$

Для определения стационарных режимов работы реактора сначала проинтегрируем уравнение (1.1) при $\partial/\partial t = 0$ с граничным условием (1.4). В результате получим стационарное распределение степени продвижения реакции $\xi^\circ(x)$, соответствующее стационарной температуре в реакторе T°

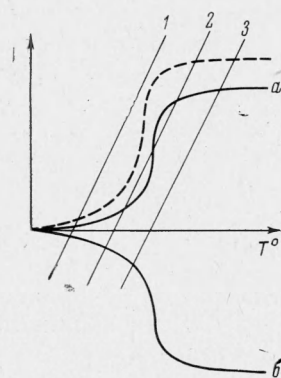
$$\frac{\xi^\circ(x)}{\xi_m} = 1 - \exp\left(-\frac{\rho f(T^\circ)}{m^\circ} x\right) \quad (1.5)$$

После подстановки распределения (1.5) в уравнение (1.2) при $d/dt = 0$ получим для определения стационарной температуры T° алгебраическое уравнение

$$\lambda_1(T^\circ - T_0) = \frac{k}{\rho c} \xi^\circ(l) \quad (1.6)$$

Задача о числе стационарных режимов для рассматриваемой модели реактора сводится к анализу числа решений уравнения (1.6). Стационарные значения температуры соответствуют абсциссам точек пересечения кривых тепловыделения (правая часть уравнения (1.6)) и теплоотвода (левая часть (1.6)).

Функция $f(T)$ является функцией аррениусовского типа, представляет собой монотонно возрастающую функцию, имеет горизонтальную асимптоту и точку перегиба, кроме того, $f(0) = 0$. Функция $\nu(T)$ — монотонно возрастающая в случае реакций в газовой фазе и убывающая в случае реакций в жидкой фазе. Исходя из этих общих свойств функций $f(T)$ и $\nu(T)$ и учитывая формулы (1.3) и (1.5), можно заключить, что кривые тепловыделения имеют вид кривых $a, б$ на фиг. 1 (кривая a соответствует случаю экзотермической реакции, $б$ — эндотермической реакции). Кривые теплоотвода (кривые 1—3 на фиг. 1) проходят через точки $(T_0, 0)$ и имеют по меньшей мере по одному пересечению с кривыми тепловыделения. Следовательно, стационарные режимы работы реактора всегда существуют.



Фиг. 1

В случае экзотермической реакции при разных значениях температуры T_0 может существовать как один (пересечения кривых 1, 3 с кривой a), так и несколько стационарных режимов (пересечения кривой 2 с кривой a). В случае же эндотермической реакции всегда существует единственный стационарный режим (пересечения кривых 1—3 с кривой $б$).

Можно видеть также, что наличие одного или нескольких стационарных режимов при экзотермической реакции может быть обусловлено изменением коэффициента теплопередачи и геометрии реактора, скорости потока реагентов и т. д. Здесь следует подчеркнуть влияние зависимости вязкости смеси от температуры в реакторе; в частности, обычно используемое предположение о постоянстве вязкости приводит к сдвигу кривой тепловыделения (см. пунктир на фиг. 1), что может привести к неверному заключению о числе стационарных режимов.

2. Устойчивость стационарного режима. Для анализа устойчивости стационарного режима работы реактора применим метод малых возмущений. Представив функции $T(t)$, $\xi(x, t)$, $m(t)$, $P(t)$ в виде $q = q^\circ + \delta q$ и линеаризовав систему уравнений (1.1), (1.2), с учетом выражений (1.5), (1.6), получим уравнения для малых возмущений

$$\frac{\partial \delta \xi}{\partial t} + d_{11} \delta \xi + d_{12} \frac{\partial \delta \xi}{\partial x} + d_{13}(x) \delta T + d_{14}(x) \delta P = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{d \delta T}{dt} + d_{21} \delta T + d_{22} \int_0^l \delta \xi dx + d_{23} \delta P = 0 \quad (2.2)$$

$$\delta \xi(0, t) = 0 \quad (2.3)$$

Здесь

$$d_{11} = f(T^\circ), \quad d_{13}(x) = -(\xi_m - \xi^\circ) f(T^\circ) \frac{d}{dT^\circ} \ln [v(T^\circ) f(T^\circ)]$$

$$d_{12} = \frac{m^\circ}{\rho}, \quad d_{14}(x) = (\xi_m - \xi^\circ) \frac{f(T^\circ)}{P^\circ}, \quad d_{22} = \frac{hf(T^\circ)}{\rho c l}$$

$$d_{21} = \lambda_1 \frac{m^\circ}{\rho l} \{1 - (T^\circ - T_0) \frac{d}{dT_0} \ln [v(T^\circ) f(T^\circ)]\}$$

$$d_{23} = \lambda_1 (T^\circ - T_0) \frac{m^\circ}{\rho l P^\circ}$$

Случай одновременного учета термомеханических явлений, связанных с зависимостью вязкости от температуры, и неадиабатичности реактора здесь и в дальнейшем из рассмотрения исключен. Это позволяет сократить выкладки, так как тогда $\lambda_1 = \text{const}$, $T_0 = \text{const}$. Заметим, что общий случай не вызывает затруднений принципиального характера.

Будем считать, что возмущения стационарного режима обусловлены изменением перепада давления, степени продвижения реакции и температуры

$$\delta P = \begin{cases} 0 & (t < 0) \\ P_0 \exp(-\sigma_0 t) & (t > 0, \text{Re } \sigma_0 > 0) \end{cases} \quad (2.4)$$

$$\delta \xi(x, 0) = \eta_1(x), \quad \delta T(0) = \eta_2$$

Здесь функция $\eta_1(x)$ и постоянная η_2 произвольны.

Решение задачи (2.1) — (2.4) найдем методом преобразования Лапласа, введя для $\delta P(t)$, $\delta \xi(x, t)$ и $\delta T(t)$ изображения по формуле

$$\delta q^*(\sigma) = \int_0^\infty \exp(-\sigma t) \delta q dt$$

Из (2.1) — (2.4) после преобразования Лапласа получим

$$(\sigma + d_{11}) \delta \xi^* + d_{12} \frac{d \delta \xi^*}{dx} + d_{13}(x) \delta T^* + d_{14}(x) \frac{P_0}{\sigma + \sigma_0} - \eta_1(x) = 0 \quad (2.5)$$

$$(\sigma + d_{21}) \delta T^* + d_{22} \int_0^l \delta \xi^* dx + d_{23} \frac{P_0}{\sigma + \sigma_0} - \eta_2 = 0 \quad (2.6)$$

$$\delta \xi^*(0, \sigma) = 0 \quad (2.7)$$

При решении задачи (2.5) — (2.7) сначала проинтегрируем уравнение (2.5) с условием (2.7), имея в виду, что величина δT^* не зависит от x . Получим

$$\delta \xi^* = J(\eta_1(x)) - \frac{P_0}{\sigma + \sigma_0} J(d_{14}(x)) - \delta T^* J(d_{13}(x))$$

$$J(q(x)) = \frac{1}{d_{12}} \exp\left(-\frac{\sigma + d_{11}}{d_{12}}\right) \int_0^x \exp\left(\frac{\sigma + d_{11}}{d_{12}} x\right) q(x) dx$$

Подставив в этот результат выражение для δT^* из (2.6), получим уравнение относительно $\delta \xi^*$, которое имеет вид

$$\delta \xi^* = J(\eta_1) + \frac{d_{13}}{\sigma(\sigma + d_{21})} \left[1 - \exp\left(-\frac{\sigma x}{d_{12}}\right) \right] \left[d_{22} \int_0^l \delta \xi^* dx - \right.$$

$$\left. - \eta_2 + \left(d_{23} - \frac{d_{14}d_{21} + d_{14}\sigma}{d_{13}} \right) \frac{P_0}{\sigma + \sigma_0} \right] \quad (2.8)$$

Проинтегрировав обе части этого уравнения по x от 0 до l , найдем величину интеграла

$$\int_0^l \delta \xi^* dx$$

Затем при помощи (2.6) и (2.8) получим выражения для δT^* и $\delta \xi^*$, которые могут быть записаны в виде

$$\delta T^* = \lambda_2 \left(\frac{d}{dT^0} \ln \nu f \right)^{-1} \left[\frac{P_0}{f P^0} \frac{1}{s + s_0} - \frac{1}{\xi_m} I(s) \frac{s + \lambda_2}{(s + s_0) \psi(s)} \right]$$

$$\delta \xi^* = J(\eta_1) - \lambda_2 J(s) \exp\left(-\frac{\lambda_2 x}{l}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{s x}{l}\right) \right] \frac{s + \lambda_2}{s(s + s_0) \psi(s)} \quad (2.9)$$

Здесь

$$I(s) = (s + s_0) \lambda_3 \frac{1}{l} \int_0^l J(\eta_1(x)) dx -$$

$$- (s + s_0) \eta_2 \frac{\xi_m}{f(T^0)} \frac{d}{dT^0} \ln \nu f + (s + \lambda_1) \frac{\xi_m P_0}{f P^0}, \quad s = \frac{\sigma \rho l}{m^0}$$

$$\psi(s) = s^2 + \omega_3 s - \omega_1 + \omega_2 \frac{1 - e^{-s}}{s} \quad (2.10)$$

$$\omega_1 = -\lambda_1 \lambda_2, \quad \omega_2 = -\lambda_2^2 \lambda_3 e^{-\lambda_2}, \quad \omega_3 = \lambda_1 + \lambda_2 - \lambda_3 (1 - e^{-\lambda_2}) \quad (2.11)$$

$$\lambda_1 = \frac{l \alpha S}{V m^0 c} + \frac{c_1}{c}, \quad \lambda_2 = \frac{\rho f(T^0) l}{m^0}, \quad \lambda_3 = \frac{h \xi_m}{\rho c} \frac{d}{dT^0} \ln \nu f \quad (2.12)$$

Переход от изображений по Лапласу (2.9) к оригиналам несложен, так как все особенности функций (2.9) — полюса. Если все полюса функций (2.9) располагаются в комплексной плоскости левее мнимой оси, то возмущения стационарного режима затухают со временем, и режим устойчивый. В противном случае режим неустойчивый. Полюса функций (2.9) располагаются в точке $s = -s_0$ и нулях определяемой формулой (2.10) функции $\psi(s)$ (точка $s = 0$ не является полюсом).

Таким образом, анализ устойчивости стационарных режимов сводится к исследованию расположения нулей функции $\psi(s)$ на комплексной плоскости. При решении вопроса о корнях уравнения $\psi(s) = 0$, имеющих положительную действительную часть, воспользуемся принципом аргумента, согласно которому число нулей функции $\psi(s)$ внутри области, ограниченной замкнутым контуром Γ , на котором $\psi(s) \neq 0$, равно приращению аргумента функции $\psi(s)$ при обходе контура Γ , деленному на 2π .

В качестве контура Γ выберем контур $\Gamma_1 + \Gamma_2$, составленный из правой полуокружности радиуса R с центром в начале координат (Γ_1) и отрезка оси ординат, заключенного между точками $(0, R)$ и $(0, -R)$. Если на мнимой оси окажутся нули функции $\psi(s)$, то контур Γ_2 составим из отрезков оси ординат и правых полуокружностей малого радиуса r с центрами, помещенными в чисто мнимые нули функции $\psi(s)$. Затем перейдем к пределу при $R \rightarrow \infty$, $r \rightarrow 0$.

Анализ показывает, что приращение аргумента функции $\psi(s)$ на Γ_1 при $R \rightarrow \infty$ не зависит от значений ω и равно 2π .

При вычислении приращения аргумента $\psi(s)$ на контуре Γ_2 определим сначала значения ω , при которых функция $\psi(s)$ имеет чисто мнимые нули. Из (2.10) следует, что функция $\psi(s)$ имеет чисто мнимые нули, когда значения параметров ω_1 , ω_2 и ω_3 располагаются на поверхности в пространстве ω_1 , ω_2 , ω_3 , определяемой уравнениями

$$\omega_1 = -y^2 + \omega_3 \frac{y \sin y}{1 - \cos y}, \quad \omega_2 = \omega_3 \frac{y^2}{1 - \cos y} \quad (0 \leq y < \infty) \quad (2.13)$$

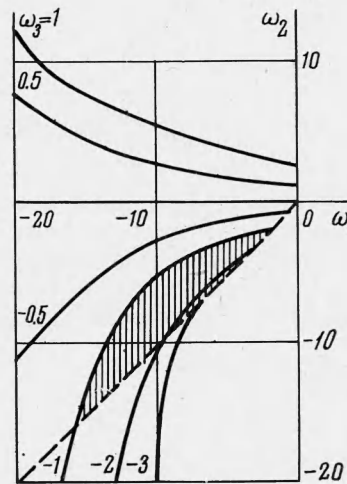
Поверхность (2.13) состоит из бесконечного числа листов, соответствующих следующим областям изменения y :

$$2\pi n \leq y < 2\pi(n+1) \quad (n=0, 1, 2, \dots)$$

Как будет видно из дальнейшего, интерес представляет лишь ближайший к плоскости $\omega_2=0$ лист поверхности (2.13), соответствующий интервалу $0 \leq y < 2\pi$. В дальнейшем для краткости будем называть его «первым листом». При $\omega_3 > 0$ он располагается в области $\omega_2 > 0$, при $\omega_3 < 0$ — в области $\omega_2 < 0$. Кривые пересечения первого листа с плоскостями $\omega_3 = \text{const}$ показаны на фиг. 2 для области $\omega_1 < 0$ (область $\omega_1 > 0$, как видно из формул (2.11), (2.12), физического смысла не имеет).

Методом, аналогичным изложенному в работе [3], можно показать, что в области $\omega_1 > \omega_2$ приращение аргумента функции $\psi(s)$ на контуре Γ_2 при $R \rightarrow \infty$ равно 2π . Следовательно, в области $\omega_1 > \omega_2$ функция $\psi(s)$ имеет два корня в правой полуплоскости, и соответствующий стационарный режим неустойчивый. Можно показать также, что в области, заключенной между первым листом поверхности (2.13) и плоскостью $\omega_1 = \omega_2$ приращение $\Delta_2 \arg \psi(s) = -2\pi$, и стационарный режим устойчивый. В остальной части пространства ω_1 , ω_2 , ω_3 стационарный режим вновь оказывается неустойчивым.

Таким образом, область устойчивости заключена между первым листом поверхности (2.13) и плоскостью $\omega_2 = \omega_1$. Сечения области устой-



Фиг. 2

чivosti плоскостями $\omega_3 = \text{const}$ неограничены при $\omega_3 \geq 0$ и ограничены при $\omega_3 < 0$ (см. фиг. 2). Для наглядности на фиг. 2 заштриховано сечение области устойчивости плоскостью $\omega_3 = -1$. Эти сечения уменьшаются с уменьшением ω_3 и при $\omega_3 = -3$ оно стягивается в точку с координатами $(-6, -6, -3)$.

Далее можно показать, что на границе области устойчивости режим нейтрально устойчив, причем на той части границы, которая образована первым листом поверхности (2.13), возмущения стационарного режима имеют характер нейтральных колебаний с ненулевой частотой. Необходимо отметить, что не все точки $(\omega_1, \omega_2, \omega_3)$ имеют физический смысл, т. е. соответствуют некоторым значениям $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$. Рассмотрим поэтому условия устойчивости в параметрах λ . Воспользовавшись формулами (2.11), можно показать, что стационарный режим неустойчивый в области

$$\lambda_3 > \inf [\lambda_3^{(1)}(\lambda_2, \lambda_1), \lambda_3^{(2)}(\lambda_2, \lambda_1)] \quad (2.14)$$

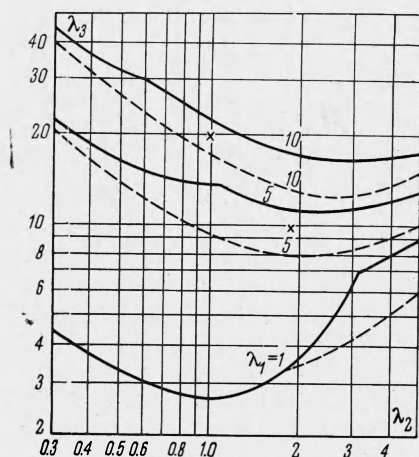
и устойчивый в области

$$\lambda_3 < \inf [\lambda_3^{(1)}(\lambda_2, \lambda_1), \lambda_3^{(3)}(\lambda_2, \lambda_1)] \quad (2.15)$$

Здесь

$$\lambda_3^{(1)} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \exp \lambda_2, \quad \lambda_3^{(2)} = \frac{\lambda_1 + \lambda_2 + 3}{1 - \exp(-\lambda_2)}, \quad \lambda_3^{(3)} = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{1 - \exp(-\lambda_2)}$$

Расположение областей устойчивости и неустойчивости в плоскости λ_2, λ_3 при разных значениях λ_1 показано на фиг. 3. Здесь области неустойчивости располагаются выше сплошных кривых (условие (2.14)), устойчивости — ниже пунктирных кривых (условие (2.15)). Можно показать при помощи формул (1.6) и (2.12), что условию неустойчивости $\lambda_3 >$



Фиг. 3

устойчивости стационарного режима при значениях λ , принадлежащих этой области, проще всего можно решить путем вычисления значений ω по формулам (2.11) и последующего использования условий устойчивости в параметрах ω .

$> \lambda_3^{(1)}$, вытекающему из условия (2.14), соответствует случай, когда угол наклона кривой теплоотвода к оси абсцисс в точке пересечения этой кривой с кривой тепловыделения (см. фиг. 1), больше угла наклона кривой тепловыделения в этой точке. Отсюда следует, что при наличии трех стационарных режимов средний всегда будет неустойчивым. Этот вывод можно получить также и из чисто физических соображений; он соответствует аналогичному выводу для случая реактора полного смешения.

Из фиг. 3 видно, что между областями неустойчивости и устойчивости располагается область, которая не удовлетворяет ни одному из условий (2.14) и (2.15). Вопрос об

Отметим, что некоторым значениям λ соответствуют чисто колебательные возмущения стационарного режима работы реактора. В качестве примера приведем значения $\lambda_1 = 1$, $\lambda_2 = 9.87$; $\lambda_3 = 10.9$, $\{5, 1.97, 9.35\}$ и $\{10, 0.987, 19.8\}$, отмеченные крестиками на фиг. 3.

Таким образом, установлено, что среди стационарных режимов работы химического реактора, математическое описание которого дается уравнениями (1.1), (1.2), также как и в случае модели реактора, рассмотренной в работе [3], имеются устойчивые, неустойчивые и нейтральные режимы. Некоторые нейтральные режимы в модели реактора с интегральным учетом тепловыделения являются колебательными. Можно ожидать, что при рассмотрении более общей модели реактора, в которой будут учтены продольное перемешивание, реакции со сложной кинетикой и т. д., встретятся стационарные режимы всех исследованных выше типов.

Поступила 30 X 68

ЛИТЕРАТУРА

1. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике, Изд. 2, М., «Наука», 1967.
2. Арис Р. Анализ процессов в химических реакторах. Л., «Химия», 1967.
3. Гупало Ю. П., Рязанцев Ю. С. О термомеханической неустойчивости стационарного режима работы проточного химического реактора с неподвижным слоем катализатора. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 2.
4. Van Heerden C. The character of the stationary state of exothermic processes. Chem. Engng Sci., 1958, vol. 8, No. 1.
5. Бесков В. С., Кузин В. А., Слинко М. Г. Моделирование химических процессов в неподвижном слое катализатора. Хим. пром-сть, 1965, № 1.
6. Gavalas R. G. On the steady states of distributed parameter systems with chemical reactions, heat and mass transfer. Chem. Engng Sci., 1966, vol. 21, N 6/7, p. 477.
7. Luss D., Amundson N. R. Uniqueness of the steady state solutions for chemical reaction occurring in a catalyst particle or in a tubular reactor with axial diffusion. Chem. Engng Sci., 1967, vol. 22, No. 3.
8. Гупало Ю. П., Рязанцев Ю. С. О стационарных режимах работы проточного адиабатического химического реактора. ПМТФ, 1967, № 5.
9. Забродский С. С. Гидродинамика и теплообмен в псевдоожигенном (кипящем) слое. М.—Л., Госэнергоиздат, 1963.
10. Дэвидсон И. Ф., Харрисон Д. Псевдоожигение твердых частиц. М., «Химия», 1965.
11. Amundson N. R., Raymond L. R. Stability in distributed parameter systems. A. I. Ch.E. Journal, 1965, vol. 11, No. 2.