

О ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ СТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА РАБОТЫ ПРОТОЧНОГО ХИМИЧЕСКОГО РЕАКТОРА С НЕПОДВИЖНЫМ СЛОЕМ КАТАЛИЗАТОРА

Ю. П. ГУПАЛО, Ю. С. РЯЗАНЦЕВ

(Москва)

Проточный химический реактор с неподвижным слоем представляет собой объем, заполненный пористым катализатором, через который фильтруется жидкая или газообразная смесь реагентов. Движение смеси в этой системе поддерживается перепадом давления, компенсирующим гидравлическое сопротивление.

Полная система уравнений, описывающих процессы массо-теплопереноса в проточном химическом реакторе, включает в себя уравнения сохранения массы, количества движения и энергии [1]. Обычно при исследовании существования и устойчивости стационарных режимов работы реактора анализируются простейшие модели реактора, в которых принимаются во внимание лишь уравнение сохранения массы в форме уравнения диффузии и уравнение сохранения энергии в форме уравнения теплопроводности. Уравнение движения выпадает из рассмотрения, так как скорость движения смеси реагентов и продуктов реакции через реактор считается заданной и не изменяющейся при возмущениях стационарного режима работы.

Цель данной работы — указать на возможность неустойчивости стационарного режима протекания процессов в химическом реакторе, связанную с тем, что всякое изменение температуры (а также и концентрации) внутри реактора при возмущениях стационарного режима, вообще говоря, приводит к изменению вязкости смеси, следовательно, к изменению гидравлического сопротивления и скорости фильтрации. Такая взаимосвязь является дополнительным фактором, который может существенно влиять на поведение возмущений стационарного режима.

В отличие от тепловой, кинетической и термокинетической неустойчивости [2] естественно назвать исследуемый вид неустойчивости термомеханической неустойчивостью. Рассмотрим пример.

Исследуем устойчивость стационарных процессов массо-теплопереноса в одномерном адиабатическом проточном реакторе, работающем в режиме полного вытеснения. Напомним, что режим полного вытеснения характеризуется преобладанием конвективного переноса вещества и тепловой энергии над диффузионным [1].

Уравнения сохранения массы и тепловой энергии в этом случае могут быть записаны в виде

$$\rho \frac{\partial \xi}{\partial t} + m \frac{\partial \xi}{\partial x} - \rho r(\xi, T) = 0 \quad (m = \rho u) \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial T}{\partial t} + m \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{h}{c} r(\xi, T) = 0 \quad (2)$$

Здесь x — пространственная координата, t — время, ξ — выход, или степень продвижения реакции, в молях на единицу объема, T — температура, ρ — плотность смеси реагентов и продуктов реакции, u — скорость фильтрации, c — суммарная теплоемкость смеси и катализатора, h — теплота реакции (при $h > 0$ реакция экзотермическая, при $h < 0$ — эндотермическая). Функция $r(\xi, T)$ описывает зависимость скорости химической реакции от выхода и температуры.

Пусть длина реактора равна l ($0 \leq x \leq l$). Полагаем, что исходная смесь поступает в реактор с температурой T_0 . Условия для степени про-

движения реакции и температуры на входе реактора имеют вид

$$x = 0, \quad \xi = 0, \quad T = T_0 \quad (3)$$

Будем считать, что фильтрационное течение в реакторе подчиняется закону Дарси, так что уравнение движения может быть записано в виде

$$m = - \frac{k}{\nu} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (4)$$

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

Предполагается, что сжимаемостью смеси реагентов и продуктов реакции можно пренебречь и что перестройка распределения скоростей в реакторе в нестационарных условиях происходит безынерционно, так что уравнение (4) остается справедливым и в условиях переходного режима. При этом переменная t входит в уравнение (4) только параметрически.

Полагаем, что движение смеси через катализатор обусловлено наличием заданного перепада давлений $p_0 - p_l = P$.

Интегрируя, можно записать уравнение движения (4) в виде

$$m \int_0^l \nu(T(x)) dx = kP \quad (5)$$

Уравнение (5) служит для определения массовой скорости фильтрации m .

Система уравнений (1), (2) с условиями (3) имеет интеграл

$$T(x, t) - \frac{h}{\rho c} \xi(x, t) = T_0 \quad (6)$$

Уравнение (6) устанавливает взаимно однозначное соответствие между выходом реакции и температурой в произвольном сечении реактора в любой момент времени (подобие полей температуры и выхода).

С учетом (6) имеем

$$r(\xi, T) = r\left(\frac{\rho c}{h}(T - T_0), T\right) = \Phi(T) \quad (7)$$

Наличие подобия полей выхода и температуры позволяет, подставив (7) в (2), свести систему уравнений (1), (2) к одному уравнению для температуры.

Ниже исследуется поведение малых возмущений стационарного режима работы реактора, поэтому представим функции $T(x, t)$, $\xi(x, t)$, $m(t)$, $P(t)$ в виде

$$\begin{aligned} T(x, t) &= T^\circ(x) + \delta T(x, t), & m(t) &= m^\circ + \delta m(t) \\ \xi(x, t) &= \xi^\circ(x) + \delta \xi(x, t), & P(t) &= P^\circ + \delta P(t) \end{aligned} \quad (8)$$

Заметим, что в силу (6) имеют место равенства

$$T^\circ(x) - \frac{h}{\rho c} \xi^\circ(x) = T_0, \quad \delta T(x) = \frac{h}{\rho c} \delta \xi(x)$$

Стационарное распределение температуры в реакторе определяется в неявном виде из стационарного уравнения (2) с учетом (7) и второго

условия (3) простой квадратурой

$$\frac{m^{\circ} c^{T^{\circ}(x)}}{h} \int_{T_0} \frac{dT}{\Phi(T)} = x \quad (9)$$

Для окончательного решения задачи о стационарном режиме необходимо еще найти значение массовой скорости фильтрации m° из уравнения (5), используя стационарное распределение температуры (9).

Проведя замену переменных в стационарном уравнении (5) с учетом (2) и положив в уравнении (9) $x = l$, приходим к системе уравнений относительно m° и T_i° ($T_i^{\circ} = T^{\circ}(l)$)

$$\frac{(m^{\circ})^2 c}{h} \int_{T_0}^{T_i^{\circ}} \frac{v(T)}{\Phi(T)} dT = kP, \quad \frac{m^{\circ} c}{h} \int_{T_0}^{T_i^{\circ}} \frac{dT}{\Phi(T)} = l$$

При известном T_i° значение m° (единственное) находится непосредственно из любого уравнения системы. Исключив m° из этой системы, получим уравнение для определения T_i°

$$\int_{T_0}^{T_i^{\circ}} \frac{v(T)}{\Phi(T)} dT = \frac{kP}{l^2} \frac{c}{h} \left[\int_{T_0}^{T_i^{\circ}} \frac{dT}{\Phi(T)} \right]^2 \quad (10)$$

Вопрос о существовании и числе стационарных режимов работы реактора сводится теперь к исследованию числа решений уравнения (10). Очевидно, что решение уравнения (10) удовлетворяет неравенствам $T_0 < T_i^{\circ} < T_m$ (экзотермическая реакция), $T_m < T_i^{\circ} < T_0$ (эндотермическая реакция), где T_m — температура, соответствующая завершению реакции.

Необходимо отметить, что при решении уравнения (10) при различных функциях $\Phi(T)$ и $v(T)$, вообще говоря, может встретиться несколько возможностей: 1) решение отсутствует, 2) существует одно решение, 3) имеется несколько решений. Этим возможностям соответствует: 1) отсутствие стационарного режима работы реактора, 2) наличие единственного стационарного режима, 3) наличие нескольких стационарных режимов.

Можно показать, что уравнение (10) не имеет корней при

$$\frac{dv}{dT} \Phi(T) > 2 \frac{kP}{l^2} \frac{c}{h}$$

В этом случае стационарные режимы работы реактора отсутствуют. Отметим еще случай, когда

$$\Phi(T) dv / dT = \lambda \quad (\lambda = \text{const})$$

При этом для величины m° может быть получено явное выражение

$$m^{\circ} = \frac{1}{v(T_0)} \left(k \frac{P}{l} - \frac{1}{2} \lambda \frac{h}{c} \right)$$

и при $\lambda < 2kPl^{-2}c/h$ существует единственный стационарный режим.

Таким образом, взаимосвязь между распределением температуры и массовой скоростью фильтрации, обусловленная зависимостью вязкости от температуры, может существенно влиять на существование и единственность стационарного режима работы реактора.

Ниже предполагается, что стационарный режим существует. Получим систему уравнений для малых возмущений стационарного режима. Подставляя (8) в (2), (3), (5) с учетом (7), (9), и линеаризируя по возму-

щениям, найдем

$$\rho \frac{\partial \delta T}{\partial t} + m^\circ \frac{\partial \delta T}{\partial x} - \frac{h}{c} \frac{d\Phi(T^\circ)}{dT^\circ} \delta T = - \frac{\delta m}{m^\circ} \frac{h}{c} \Phi(T^\circ) \quad (11)$$

$$\frac{\delta m}{m^\circ} = \frac{\delta P}{P^\circ} - \frac{1}{N} \left\langle \frac{dv}{dT^\circ} \delta T \right\rangle, \quad N = \langle v(T^\circ) \rangle \left(\langle q \rangle = \frac{1}{l} \int_0^l q(x) dx \right) \quad (12)$$

Граничное условие

$$\delta T(0, t) = 0 \quad (13)$$

Начальное условие

$$\delta T(x, 0) = 0 \quad (14)$$

Будем считать, что возмущения стационарного режима обусловлены изменением перепада давления

$$\delta P = \begin{cases} 0 & (t < 0) \\ P_0 \exp(-\sigma_0 t) & (t > 0, \operatorname{Re} \sigma_0 > 0) \end{cases} \quad (15)$$

Решение задачи (11) — (15) найдем методом преобразования Лапласа, введя

$$\delta T^*(x, \sigma) = \int_0^\infty e^{-\sigma t} \delta T(x, t) dt, \quad \delta P^*(\sigma) = \frac{P_0}{\sigma + \sigma_0} \quad (16)$$

$$\delta m^*(\sigma) = \int_0^\infty e^{-\sigma t} \delta m(t) dt$$

Из (11) — (14) после преобразования Лапласа получим

$$m^\circ \frac{d\delta T^*}{dx} + \left(\rho \sigma - \frac{h}{c} \frac{d\Phi(T^\circ)}{dT^\circ} \right) \delta T^* = - \frac{\delta m^*}{m^\circ} \frac{h}{c} \Phi(T^\circ) \quad (17)$$

$$\frac{\delta m^*}{m^\circ} = \frac{P_0}{P^\circ(\sigma + \sigma_0)} - \frac{1}{N} \left\langle \frac{dv}{dT^\circ} \delta T^* \right\rangle \quad (18)$$

$$\delta T^*(0, \sigma) = 0 \quad (19)$$

Решение уравнения (17) с условием (19) имеет вид

$$\delta T^*(x, \sigma) = - \frac{\delta m^*}{m^\circ} \frac{h}{\rho \sigma c} I(x, \sigma), \quad I(x, \sigma) = \Phi(T^\circ) \left[1 - \exp\left(-\frac{\rho \sigma}{m^\circ} x\right) \right] \quad (20)$$

Из (18) и (20) получим явное выражение для $\delta T^*(x, \sigma)$, которое имеет вид

$$\delta T^*(x, \sigma) = \frac{P_0}{P^\circ(\sigma + \sigma_0)} \frac{I(x, \sigma)}{\langle I(x, \sigma) dv/dT^\circ \rangle - N \rho \sigma c / h} \quad (21)$$

Применяя к $\delta T^*(x, \sigma)$ формулу обращения, можно получить функцию $\delta T(x, t)$, описывающую изменение распределения температуры в реакторе при изменении перепада давления $\delta P(t)$

$$\delta T(x, t) = \int_{\varepsilon - i\infty}^{\varepsilon + i\infty} e^{\sigma t} \delta T^*(x, \sigma) d\sigma, \quad \operatorname{Re} \varepsilon > 0 \quad (22)$$

Для исследования устойчивости стационарного режима достаточно выяснить поведение возмущения δT при $t \rightarrow \infty$, которое определяется особенностями подынтегрального выражения в (22). Линия интегрирования в (22) проходит на комплексной плоскости σ правее особенностей подынтегральной функции.

Дальнейший анализ вопроса об устойчивости невозможен без конкретизации вида функций $\Phi(T)$ и $\nu(T)$.

Для широкого класса химических реакций функция $\Phi(T)$ обладает следующими свойствами [3]: 1) $\Phi(T) > 0$, 2) в случае экзотермической реакции функция $\Phi(T)$ имеет максимум, 3) в случае эндотермической реакции функция $\Phi(T)$ с ростом температуры монотонно растет.

Будем аппроксимировать функцию $\Phi(T)$ в реакторе, т. е. в области температур $T_0 \leq T \leq T_l$ (экзотермическая реакция) или $T_0 \geq T \geq T_l$ (эндотермическая реакция), где $T_l = T(l)$ — температура на выходе реактора, линейной функцией

$$-\frac{h}{c} \Phi(T) \approx A + BT \quad (A = \text{const}, B = \text{const}) \quad (23)$$

Из свойств функции $\Phi(T)$ следует: когда $h > 0$, то $T_0 > -A/B$ при $B > 0$ и $T_l < -A/B$ при $B < 0$ (экзотермическая реакция), и когда $h < 0$, то $B < 0$ и $T_l > -A/B$ (эндотермическая реакция).

В зависимости от стационарного режима работы реактора, например при различных значениях m° , интервал изменения температуры внутри реактора может быть различным. При этом аппроксимация (23) дает приближенное описание свойств функции $\Phi(T)$ лишь на участках ее возрастания и убывания ($B > 0$ и $B < 0$). Аппроксимация (23) непригодна, если максимум функции $\Phi(T)$ достигается при температуре между T_0 и T_l .

Аппроксимируем также функцию $\nu(T)$, полагая

$$\nu = a + gT \quad (a = \text{const}, g = \text{const}) \quad (24)$$

Используя аппроксимацию (23), найдем стационарное распределение температуры в реакторе

$$T^\circ(x) = \left(T_0 + \frac{A}{B} \right) \exp\left(\frac{Bx}{m^\circ} \right) - \frac{A}{B} \quad (25)$$

Заметим, что массовая скорость фильтрации m° в формуле (25) определяется уравнением (5), которое после подстановки (24), (25) приобретает вид

$$\left(a - \frac{A}{B} g \right) l + g \frac{m^\circ}{B} \left(T_0 + \frac{A}{B} \right) \left[\exp\left(\frac{Bl}{m^\circ} \right) - 1 \right] - \frac{kP^\circ}{m^\circ} = 0 \quad (26)$$

Подставив (23)–(25) в (21), получим

$$\begin{aligned} \delta T^* &= \frac{P_0}{P^\circ} \frac{\rho l^2}{(m^\circ)^2} \frac{(A + BT_0)}{s(s + s_0) \psi(s)} (\beta - s) \exp\left(\beta \frac{x}{l} \right) \left[1 - \exp\left(-s \frac{x}{l} \right) \right] \\ s &= \frac{\sigma \rho l}{m^\circ}, \quad \beta = B \frac{l}{m^\circ}, \quad \psi(s) = s - \omega_1 + \omega_2 \frac{1 - e^{-s}}{s} \\ \omega_1 &= \beta + \gamma \frac{e^\beta - 1}{\beta}, \quad \omega_2 = \gamma e^\beta, \quad \gamma = \frac{gl^2}{kP^\circ} (A + BT_0) \end{aligned} \quad (27)$$

Особенности функции $\delta T^*(s, x)$ — полюса в точках $s = -s_0$ и $s = s_n$ ($n = 1, 2, \dots$), где s_n — нули функции $\psi(s)$. Отметим, что в частном случае $\gamma = 0$ (отсутствие зависимости вязкости от температуры) функция $\psi(s)$ имеет простой нуль $s = \beta$, не являющийся полюсом. Очевидно, что если в некоторой области изменения параметров ω_1 и ω_2 все нули функции $\psi(s)$ лежат на комплексной плоскости s левее мнимой оси, то возмущения скорости и распределения температуры в химическом реакторе со временем затухают по экспоненциальному закону и стационарный режим устойчив. В противном случае режим неустойчив.

При анализе расположения нулей функции $\psi(s)$ на комплексной плоскости используем принцип 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 .

Чтобы определить число нулей функции $\psi(s)$ в правой полуплоскости, в качестве контура Γ возьмем 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 $0, -R$ (Γ_2). При этом если на оси ординат имеются нули функции $\psi(s)$, то контур Γ_2 будет состоять из отрезков оси ординат и правых полуокружностей малого радиуса r с центрами, помещенными в чисто мнимые нули функции $\psi(s)$.

Несложный анализ показывает, что приращение аргумента $\psi(s)$ на Γ_1 при $R \rightarrow \infty$ не зависит от значений ω_1, ω_2 и равно π

$$\Delta_1 \arg \psi(s) = \pi \tag{28}$$

При вычислении приращения аргумента $\psi(s)$ на контуре Γ_2 , которое зависит от значений ω_1 и ω_2 , удобно разбить область изменения ω_1, ω_2 ($-\infty < \omega_1 < \infty, -\infty < \omega_2 < \infty$) на три области: 1 — $\omega_1 > \omega_2$, 2 — $\omega_1 < \omega_2 < 2$, 3 — $\omega_1 < \omega_2, \omega_2 > 2$ (фиг. 1).

В областях 1, 2 функция $\psi(s)$ не имеет нулей на мнимой оси. Положим здесь $s = iy$. Получим

$$\psi(iy) = -\omega_1 + \omega_2 \frac{\sin y}{y} + i \left(y - \omega_2 \frac{1 - \cos y}{y} \right)$$

При $\omega_1 > \omega_2 > 0$ функция $\operatorname{Re} \psi(iy)$ не меняет знака в интервале $-\infty < y < \infty$. При $\omega_2 < 2$ функция $\operatorname{Im} \psi(iy)$ не меняет знака в интервалах $-\infty < y < 0$ и $0 < y < \infty$. Заметим далее, что в области 1 величина $\operatorname{Re} \psi(0) < 0$ и либо $\operatorname{Re} \psi(iy)$, либо $\operatorname{Im} \psi(iy)$ не меняет знака в интервалах $-\infty < y < 0$ и $0 < y < \infty$. Отсюда заключаем, что в области 1

$$\Delta_2 \arg \psi(s) = \pi \tag{29}$$

Из (28), (29) в соответствии с принципом аргумента следует, что при $\omega_1 > \omega_2$ функция $\psi(s)$ имеет один нуль в правой полуплоскости (при $\omega_2 = 0$ этот нуль не является полюсом).

Таким образом, режим работы химического реактора, соответствующий значениям ω_1 и ω_2 , лежащим в области 1, неустойчивый, кроме луча $\omega_2 = 0$, что соответствует отсутствию зависимости вязкости от температуры.

В области 2 величина $\operatorname{Re} \psi(0) > 0$, а функция $\operatorname{Im} \psi(iy)$ не меняет знака в интервалах $-\infty < y < 0$ и $0 < y < \infty$.

Отсюда заключаем, что в области 2

$$\Delta_2 \arg \psi(s) = -\pi \tag{30}$$

Из (28), (30) следует, что при $\omega_1 < \omega_2 < 2$ функция $\psi(s)$ не имеет нулей в правой полуплоскости. Режим работы химического реактора, соответствующий значениям ω_1 и ω_2 , лежащим в области 2, устойчивый.

В области 3 функция $\psi(s)$ может иметь нули на мнимой оси. Соответствующие нулям значения ω_1 и ω_2 лежат на плоскости ω_1, ω_2 на кривой

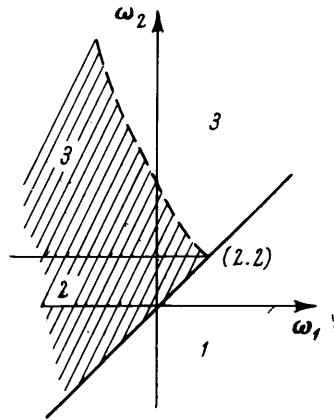
$$\omega_2 = \omega_2(\omega_1) \left(\omega_1 = \frac{y \sin y}{1 - \cos y}, \quad \omega_2 = \frac{y^2}{1 - \cos y} (0 \leq y < \infty) \right) \tag{31}$$

Кривая (31) состоит из бесконечного количества ветвей, нижняя ветвь показана пунктиром на фиг. 1.

В той части области 3, которая расположена ниже нижней ветви кривой (31) имеет место $\operatorname{Re} \psi(0) > 0$, функции $\operatorname{Re} \psi(iy)$ и $\operatorname{Im} \psi(iy)$ могут менять знаки в интервалах $-\infty < y < 0$ и $0 < y < \infty$. Можно показать, что при этом кривая, изображающая функцию $\psi(iy)$ при $-\infty < y < \infty$, не описывает замкнутой петли вокруг начала координат. Следовательно, в области 3 ниже кривой (31) имеет место

$$\Delta_2 \arg \psi(s) = -\pi \tag{32}$$

Суммируя (28) и (32), убеждаемся, что в этой области изменения ω_1 и ω_2 функция $\psi(s)$ не имеет корней в правой полуплоскости. Таким образом, режим работы химического реактора, соответствующий значениям ω_1 и ω_2 , лежащим в области 3 под кривой (31), устойчивый.



Фиг. 1

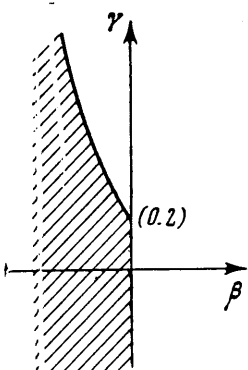
Аналогичный анализ показывает, что при изменении ω_1 и ω_2 в остальной части области 3 функция $\psi(s)$ имеет по крайней мере один нуль, так что режим работы химического реактора, соответствующий этим значениям ω_1 и ω_2 , неустойчивый.

Таким образом, область устойчивости на плоскости ω_1, ω_2 заключена между нижней ветвью кривой (31) и лучом $\omega_1 = \omega_2$, выходящим из точки (2.2). Область устойчивости на фиг. 1 заштрихована. На луче $\omega_2 = 0, \omega_1 > 0$ режим нейтрально устойчивый; в остальной части области — неустойчивый.

Вернемся теперь к параметрам β, γ , связанным с ω_1 и ω_2 соотношениями (27), и рассмотрим область устойчивости на плоскости β, γ . Нетрудно убедиться, что область устойчивости (заштрихованная область на фиг. 2) расположена в левой полуплоскости и ограничена справа полупрямой $\beta = 0$, выходящей из точки (0.2) и кривой

$$\gamma = \frac{\beta^2}{\beta e^\beta - e^\beta + 1}$$

Заметим, что, по определению, параметр β характеризует скорость изменения тепловыделения, а γ — скорость изменения вязкости с температурой. Значения $\beta > 0$



Фиг. 2

соответствуют участку возрастания функции тепловыделения в случае экзотермической реакции, $\beta < 0$ — участку убывания и случаю эндотермической реакции. Значения $\gamma > 0$ соответствуют возрастающей (убывающей) зависимости вязкости от температуры в случае экзотермической (эндотермической) реакции, $\gamma < 0$ — убывающей (возрастающей) зависимости. Рассмотрим, например, случай $\beta < 0, \gamma < 0$. Малое увеличение перепада давления приводит сначала к увеличению скорости потока в реакторе и уменьшению (увеличению) температуры в случае экзотермической (эндотермической) реакции. Выделение (поглощение) тепла при этом увеличивается, что влечет за собой обратное изменение температуры в сторону увеличения (уменьшения). В то же время вязкость смеси увеличивается, что также влечет за собой уменьшение скорости потока и увеличение (уменьшение) температуры.

Таким образом, при $\beta < 0, \gamma < 0$ температурная зависимость как функции тепловыделения, так и вязкости смеси способствует стабилизации режима. Аналогичные соображения приводят к выводу, что при $\beta > 0, \gamma > 0$ тепловыделение и вязкость способствуют дестабилизации. Эти соображения согласуются с данными фиг. 2.

В качестве иллюстративного примера с нелинейными функциями $\Phi(T)$ и $\nu(T)$ можно указать случай, когда $(T) dv/dT \neq \lambda = \text{const}$. При этом полюса функции $\delta T(x, \sigma)$, определяемой формулой (21), располагаются в точках $s = s_0$ и $s = s_n$, где s_n — нули функции $\psi(s)$ при

$$\omega_1 = \omega_2 = \lambda \frac{l^2}{kP} \frac{h}{c}$$

Из приведенного ранее анализа следует, что в этом случае режим устойчив при условии $\lambda < 2kPl^{-2}c/h$, совпадающем с условием существования режима.

Полученные результаты показывают, что изменение вязкости смеси реагентов и продуктов реакции при изменении температуры существенно влияет на устойчивость стационарного режима работы химического реактора. Течение смеси, обладающей независимой от температуры вязкостью, нейтрально устойчивое (прямая $\gamma = 0$ на фиг. 2). Из фиг. 2 видно, что температурная зависимость вязкости всегда приводит к неустойчивости режима при $\beta > 0$ ($B > 0$) и в некоторых случаях — при $\beta < 0$ ($B < 0$). Изменение температуры здесь существенно влияет на устойчивость стационарного режима работы химического реактора вследствие появления обратной связи между изменениями температуры и изменением гидравлического сопротивления реактора.

Поступило 17 IX 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Aris R. Introduction to the Analysis of chemical Reactors. New Jersey, 1965.
2. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике, Изд. 2-е. Изд-во «Наука», 1967.
3. Гупало Ю. П., Рязанцев Ю. С. О стационарных режимах работы проточного адиабатического химического реактора. ПМТФ, 1967, № 5.