

Классический пример автоколебаний — явления, происходящие в ламповом генераторе (см. [8, 20]). В дальнейшем изложении рассмотрены соответствующие химические и биологические явления.

Подробное рассмотрение нелинейных колебательных процессов и применения теории к ряду конкретных систем — преимущественно механических и электрических — приведены в [8, 11, 15—18]. Рассмотрим теперь некоторые химические системы, исследование которых оказывается связанным с биологией. Мы видели, что принципиальные подходы к химическим системам те же, что и в механике, и в учении об электричестве. Это с особенной ясностью демонстрируется в термодинамике сетей (см. стр. 79). Особенности химических и биологических систем состоят в следующем.

1. Динамическими переменными в химии и в ряде биологических проблем являются концентрации реагентов. На той же основе в качестве переменных рассматриваются числа организмов (в популяционной генетике и в экологии).

2. В химико-биологической системе химические процессы зачастую связаны с диффузионными, с транспортом вещества. Иными словами, здесь мы встречаемся не с точечными, а с *распределенными системами*. Особое значение для биологии имеет компартментализация — подразделение системы на «отсеки», разделенные мембранами. Система пространственно гетерогенна.

3. В химических системах живой природы нелинейные химические реакции сопряжены как с транспортом вещества, так и с механическими и электрическими процессами.

4. Во многих химико-биологических процессах приходится иметь дело с малым числом молекул или макромолекул. Как отмечено в [18], само понятие концентрации имеет здесь ограниченную применимость, и в качестве динамических переменных вводятся вероятности тех или иных состояний молекул и макромолекул.

В целом в химии и биологии возникает самое разнообразное нелинейное и, в частности, колебательное поведение. Прямые экспериментальные и теоретические исследования при помощи простых моделей проведены пока лишь для немногих случаев. Однако полученные результаты очень поучительны и обещают многое.

### § 8.3. АВТОКАТАЛИТИЧЕСКИЕ ХИМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

В биологии особое значение имеют *автокаталитические* химические системы. Достаточно указать, что авторепродукция клеток и организмов эквивалентна автокатализу.

Вернемся сначала к феноменологическому термодинамическому рассмотрению. Как мы видели, для химических процессов критерий эволюции выражается условием (ср. (8.3))

$$d_X \sigma = \frac{1}{T} \sum_i v_i d\mathcal{A}_i \leq 0 \quad (8.29)$$

и условие устойчивости стационарного состояния имеет вид

$$\sum_i \delta v_i \delta \mathcal{A}_i \geq 0. \quad (8.5)$$

Из (8.29) следует, что вблизи стационарного состояния

$$T \delta_X \sigma = \sum_i \delta v_i d(\delta \mathcal{A}_i) \leq 0. \quad (8.30)$$

Разлагая  $\delta v_i$  в ряд по  $\delta \mathcal{A}_j$ , получаем

$$\delta v_i = \sum_j L'_{ij} \delta \mathcal{A}_j, \quad (8.31)$$

где

$$L'_{ij} = \frac{\partial v_i}{\partial \mathcal{A}_j},$$

причем производные взяты для стационарного состояния. Вообще говоря,  $L'_{ij}$  может содержать как симметричную, так и антисимметричную часть. В условиях линейности, т. е. вблизи равновесия, коэффициенты  $L'_{ij}$  совпадают с коэффициентами Онзагера  $L_{ij}$  и антисимметричные их части равны нулю. Вдали от равновесия это также возможно. Тогда

$$T d_X \sigma = d\Psi \leq 0, \quad (8.32)$$

где

$$\Psi = \frac{1}{2} \sum_{i,j} L'_{ij} \delta \mathcal{A}_i \delta \mathcal{A}_j \quad (8.33)$$

есть кинетический потенциал. Однако если антисимметричные части  $L'_{ij}$  отличны от нуля, то в общем случае кинетический потенциал не существует. Допустим, что два химических процесса описываются чисто антисимметричной матрицей  $L'_{ij}$ , т. е.

$$L'_{11} = L'_{22} = 0, \quad L'_{12} = -L'_{21} = -L'.$$

Тогда

$$T d_X \sigma = L' (\delta \mathcal{A}_2 d\sigma \mathcal{A}_1 - \delta \mathcal{A}_1 d\delta \mathcal{A}_2) \leq 0. \quad (8.34)$$

Такая система вращается вокруг стационарного состояния, не попадая в него. Фазовая диаграмма имеет вид, показанный на

рис. 8.9; точка, отвечающая стационарному состоянию, есть центр. Вводя полярные координаты  $r$  и  $\varphi$  на плоскости  $\mathcal{A}_1, \mathcal{A}_2$ , имеем

$$Td_x\sigma = -L'r^2 d\varphi \leq 0. \quad (8.35)$$

Но функция  $\Psi = L'r^2\varphi$  не является кинетическим потенциалом вследствие своей многозначности — она возрастает на  $2\pi L'r^2$  при каждом обороте [1].

Антисимметричность феноменологических соотношений выражает нелинейность.

Рассмотрим нелинейную систему химических реакций — модель колебательной химической системы, впервые исследованную Лотка [24]

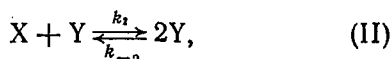
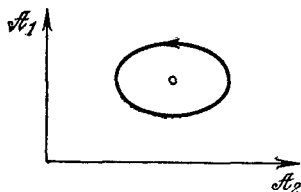


Рис. 8.9. Обращение вокруг стационарного состояния антисимметричной химической системы [1]

Глобальная реакция есть  $A \rightleftharpoons E$ . Процесс автокаталитический на стадии (II). Считаем, что вещество  $A$  присутствует в избытке, и поэтому реакция (I) нулевого порядка.

Общее сродство, отвечающее глобальной реакции,

$$\mathcal{A} = \mathcal{A}_1 + \mathcal{A}_2 + \mathcal{A}_3 = RT \ln \frac{k_1 k_2 k_3 A}{k_{-1} k_{-2} k_{-3} E}. \quad (8.36)$$

Вблизи равновесия система линейна:

$$v_{01} = k_1 \frac{\mathcal{A}_1}{RT}, \quad v_{02} = k_2 X_{\text{eq}} Y_{\text{eq}} \frac{\mathcal{A}_2}{RT}, \quad v_{03} = k_3 Y_{\text{eq}} \frac{\mathcal{A}_3}{RT}. \quad (8.37)$$

Условие устойчивости имеет вид

$$k_1 (\delta\mathcal{A}_1)^2 + k_2 X_{\text{eq}} Y_{\text{eq}} (\delta\mathcal{A}_2)^2 + k_3 Y_{\text{eq}} (\delta\mathcal{A}_3)^2 \geq 0. \quad (8.38)$$

Вдали от равновесия можно пренебречь обратными реакциями, т. е. положить  $k_{-1} = k_{-2} = k_{-3} = 0$ . Следовательно,  $\mathcal{A} \rightarrow \infty$ . Кинетические уравнения антисимметричны

$$\left. \begin{aligned} \frac{dX}{dt} &= k_1 - k_2 XY, \\ \frac{dY}{dt} &= k_2 XY - k_3 Y, \\ \frac{dE}{dt} &= k_3 Y. \end{aligned} \right\} \quad (8.39)$$

Единственное стационарное решение отвечает условию  $\dot{X} = \dot{Y} = 0$ . Имеем

$$X^0 = k_3/k_2, \quad Y^0 = k_1/k_3.$$

Модель Лотка сходна с моделью «хищник — жертва», исследованной Вольтерра [25] (подробный анализ см. также в [26]). В некотором замкнутом районе живут хищники и их жертвы, скажем, рыси и зайцы. Рыси питаются только зайцами, зайцы питаются растительной пищей, имеющейся всегда в избытке. Число жертв  $X_1$ , число хищников  $X_2$ . Изменения численности популяций со временем описываются уравнениями

$$\left. \begin{aligned} \frac{dX_1}{dt} &= k_1 X_1 - k X_1 X_2, \\ \frac{dX_2}{dt} &= k' X_1 X_2 - k_2 X_2. \end{aligned} \right\} \quad (8.40)$$

Константа  $k_1$  характеризует размножение жертв,  $k$  — их убыль вследствие встреч с хищниками,  $k'$  — размножение хищников, для которого необходимо питание, т. е. встречи с жертвами,  $k_2$  — вымирание хищников. Все коэффициенты  $k_1$ ,  $k$ ,  $k'$ ,  $k_2$  положительны.

Проведем рассмотрение системы Вольтерра — Лотка в этом простом случае (см. [1, 19, 26], а также [8], стр. 164). Найдем стационарные значения  $X_1^0$  и  $X_2^0$ . Из уравнений (8.40) при  $\dot{X}_1 = \dot{X}_2 = 0$  получаем

$$X_1^0 = k_2/k', \quad X_2^0 = k_1/k.$$

Представим значения  $X_1$ ,  $X_2$  в виде

$$X_1 = X_1^0 \exp \alpha_1, \quad X_2 = X_2^0 \exp \alpha_2. \quad (8.41)$$

Очевидно, что  $\alpha_i = \ln(X_i/X_i^0)$  являются мерой отклонения  $X_i$  от стационарного состояния, в котором  $\alpha_i = 0$ . Уравнения (8.40) переписутся в виде

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{k} \dot{\alpha}_1 &= X_2^0 (1 - \exp \alpha_2), \\ \frac{1}{k'} \dot{\alpha}_2 &= -X_1^0 (1 - \exp \alpha_1). \end{aligned} \right\} \quad (8.42)$$

Умножим первое уравнение на  $X_1^0 (1 - \exp \alpha_1)$ , второе — на  $X_2^0 (1 - \exp \alpha_2)$  и сложим:

$$\frac{1}{k} X_1^0 \dot{\alpha}_1 (1 - \exp \alpha_1) + \frac{1}{k'} X_2^0 \dot{\alpha}_2 (1 - \exp \alpha_2) = 0, \quad (8.43)$$

или

$$\frac{d}{dt} \left[ \frac{1}{k} X_1^0 (\exp \alpha_1 - \alpha_1) + \frac{1}{k'} X_2^0 (\exp \alpha_2 - \alpha_2) \right] = 0,$$

т. е.

$$\frac{1}{k} X_1^0 (\exp \alpha_1 - \alpha_1) + \frac{1}{k'} X_2^0 (\exp \alpha_2 - \alpha_2) = K = \text{const.} \quad (8.44)$$

Величина  $K$  есть постоянная движения. Оба члена в  $K$  положительны, так как если  $\alpha_i > 0$ , то  $\exp \alpha_i > \alpha_i$ , а если  $\alpha_i < 0$ , то

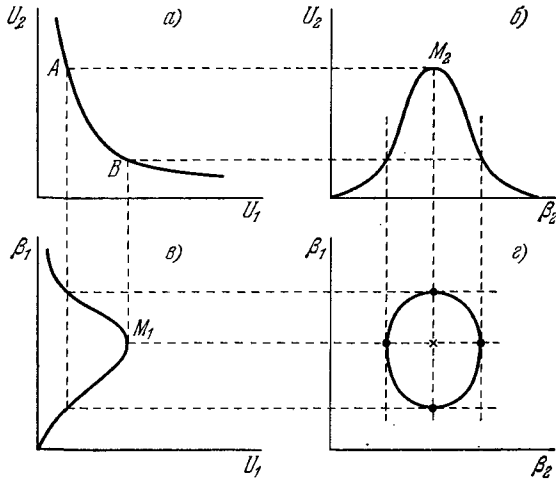


Рис. 8.10. Построение интегральных кривых для модели Вольтерра — Лотка [26].

Объяснение в тексте.

$\exp \alpha_i > 0$ . Следовательно,  $K > 0$ . Введем обозначение  $\exp \alpha_i = \beta_i$ . Умножив обе части (8.44) на  $kk'$ , имеем, так как  $k'X_1^0 = k_2$ ,  $kX_2^0 = k_1$ ,

$$k_2(\beta_1 - \ln \beta_1) + k_1(\beta_2 - \ln \beta_2) = Kkk';$$

откуда, поделив на  $k_1k_2$ , находим

$$\frac{1}{k_1}(\beta_1 - \ln \beta_1) + \frac{1}{k_2}(\beta_2 - \ln \beta_2) = K \frac{kk'}{k_1k_2} = \text{const.}$$

Потенцирование дает

$$(\beta_1 \exp(-\beta_1))^{1/k_1} (\beta_2 \exp(-\beta_2))^{1/k_2} = U_1 U_2 = \text{const.} \quad (8.45)$$

Уравнение  $U_1 U_2 = \text{const}$  есть уравнение гиперболы. Ее график показан на рис. 8.10, а. На рис. 8.10, б и в показано поведение  $U_2$  и  $U_1$  как функций  $\beta_2$  и  $\beta_1$  соответственно. Кривые  $U_1(\beta_1)$  и  $U_2(\beta_2)$  имеют максимумы. Зависимость  $\beta_1$  от  $\beta_2$ , следующая из (8.45), показана на рис. 8.10, г. Максимумам  $U_1$  и  $U_2$  отвечают точки  $B$  и  $A$  на гиперболе. При движении между этими двумя

пределными точками на плоскости  $\beta_1, \beta_2$  описывается цикл. Характер цикла зависит от начальных условий. Стационарному состоянию соответствуют точки  $A$  и  $B$  на гиперболе, точки максимумов  $M_1$  и  $M_2$  на кривых  $U_1(\beta_1)$  и  $U_2(\beta_2)$  и особая точка типа центра на плоскости  $\beta_1, \beta_2$ . Определим поведение системы вблизи

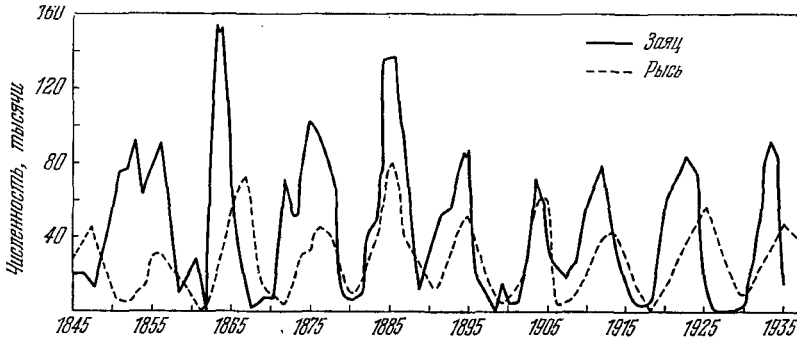


Рис. 8.11. Динамика популяций зайцев и рысей в Канаде за 1845—1935 гг.

особой точки. Линеаризуем систему (8.40), т. е. будем искать ее решение в виде

$$X_1(t) = X_1^0 + \delta X_1 \exp(\lambda t), \quad X_2(t) = X_2^0 + \delta X_2 \exp(\lambda t), \quad (8.46)$$

причем  $|\delta X_1| \ll X_1^0$ ,  $|\delta X_2| \ll X_2^0$ . Пренебрегая членами, нелинейными относительно  $\delta X_1$ ,  $\delta X_2$ , получаем

$$\left. \begin{aligned} \lambda \delta X_1 + \frac{k k_2}{k'} \delta X_2 &= 0, \\ -\frac{k_1 k}{k'} \delta X_1 + \lambda \delta X_2 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (8.47)$$

Характеристическое уравнение есть

$$\lambda^2 + \frac{k_1 k^2 k_2}{k'^2} = 0,$$

и  $\lambda = i\omega$  — мнимая величина. Частота колебаний равна

$$\omega = \frac{k}{k'} \sqrt{k_1 k_2}. \quad (8.48)$$

Таким образом, величины  $X_1$  и  $X_2$  испытывают периодические колебания, амплитуды и фазы которых зависят от начальных условий. Фазы  $X_1$  и  $X_2$  разнятся. Для сравнения приведем рис. 8.11, на котором показана динамика популяций зайцев и рысей в Канаде за 1845—1935 гг. [27].

Посмотрим, выполняется ли термодинамическое условие стабильности в системе (8.40). Трактруя  $X_1$  и  $X_2$  как концентрации химических соединений, а  $k_1$ ,  $k_2$ ,  $k$ ,  $k'$  как константы скоростей, имеем, варьируя для первой реакции  $X_1$ ,

$$\delta v_1 = k_1 \delta X_1 - k X_2^0 \delta X_1,$$

$$\delta \mathcal{A}_1 = -RT \frac{X_1^0}{X_2^0} \delta X_1,$$

для второй реакции  $X_2$

$$\delta v_2 = k' X_1^0 \delta X_2 - k_2 \delta X_2,$$

$$\delta \mathcal{A}_2 = -RT \frac{X_2^0}{X_1^0} \delta X_2,$$

причем  $X_1^0 = k_2/k'$ ,  $X_2^0 = k_1/k$ . Находим

$$\left( k \frac{X_2^0}{X_1^0} - k_1 \frac{1}{X_1^0} \right) (\delta X_1)^2 + \left( k_2 \frac{1}{X_2^0} - k' \frac{X_1^0}{X_2^0} \right) (\delta X_2)^2 = 0, \quad (8.49)$$

т. е. условие устойчивости выполнено.

Мы исследовали поведение консервативной системы. В действительности популяции видов могут расти лишь до некоторого предела, до значений  $X_1^{(m)}$  и  $X_2^{(m)}$ , отвечающих насыщению. Это обстоятельство можно выразить уравнением Ферхульста [107] (см. также [26, 108])

$$\dot{X} = k \frac{X(X^{(m)} - X)}{X^{(m)}}. \quad (8.50)$$

Вводя предел размножения жертв в уравнения Вольтера, получаем

$$\left. \begin{aligned} \dot{X}_1 &= k_1 \frac{X_1}{X_1^{(m)}} (X_1^{(m)} - X_1) - k X_1 X_2, \\ \dot{X}_2 &= k' X_1 X_2 - k_2 X_2. \end{aligned} \right\} \quad (8.51)$$

Такая система более не является консервативной и не имеет постоянной движения.

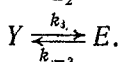
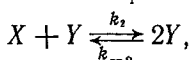
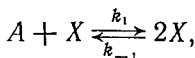
Уравнения типа (8.40) можно обобщить на любое число взаимодействующих видов. Исследование соответствующих систем очень важно для экологии (см. [26]).

То обстоятельство, что постоянная движения консервативной системы  $K$  выражается суммой индивидуальных членов, относящихся к отдельным видам, позволяет трактовать систему как статистическую. Такая трактовка для ансамбля большого числа

видов, взаимодействие которых описывается уравнениями Вольтерра, была предложена Кернером [109].

Вернемся к химическим реакциям.

Рассмотрим теперь поведение системы в промежуточной области конечных, но больших значений полного сродства  $1 \ll \ll \mathcal{A}/RT < \infty$ . Представим систему реакций Лотка в несколько измененном виде [1]



Положим  $A = 1$  и для простоты примем  $k_1 = k_2 = k_3 = 1$  и  $k_{-1} = k_{-2} = k_{-3} = k$ . Здесь мы уже не можем пренебречь обратными реакциями. Имеем

$$\left. \begin{aligned} \dot{X} &= X + kX^2 - XY + kY^2, \\ \dot{Y} &= XY + kY^2 - Y + kE, \end{aligned} \right\} \quad (8.52)$$

и стационарные решения удовлетворяют уравнениям

$$X_0 = 1 + kY_0 - kE/Y_0,$$

$$k^3 Y_0^3 + (1 - k + 2k^2) Y_0^2 + (k - 1 - kE - 2k^3 E) Y_0 + (kE - 2k^2 E) Y_0 + k^3 E^2 = 0. \quad (8.53)$$

На рис. 8.12 показаны эти решения как функции полного сродства  $\mathcal{A}$  для  $k = 10^{-2}$  [1]. Характеристическое уравнение имеет вид

$$\lambda^2 + (Y_0 - X_0 + 2kX_0 + 2kY_0)\lambda + X_0 + 2kX_0 - 1 - 2kX_0^2 - 2kY_0 + Y_0 + 4k^2 X_0 Y_0 = 0. \quad (8.54)$$

При всех значениях общего сродства вещественная часть  $\lambda$  отрицательна. Следовательно, термодинамическая ветвь устойчива и флуктуации затухают. При  $\mathcal{A} > 9,2 RT$  величина  $\lambda$  становится комплексной и возникают колебания. При  $k = 0$ ,  $X_0 = Y_0 = 1$ , имеем  $\lambda = i$  (см. также [28]).

Обратимся к исследованию химических нестабильностей. Ясно, что они возникают при наличии автокаталитических стадий (см. стр. 76). Рассмотрим систему химических реакций

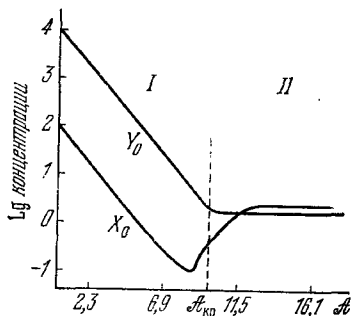


Рис. 8.12. Кривые зависимостей стационарных концентраций  $X_0$  и  $Y_0$  от полного сродства в логарифмическом масштабе. I — область монотонного поведения II — область колебаний.



несколько более сложную, чем система Лотка — Вольтерра:



Суммарная реакция есть  $A + B \rightleftharpoons D + E$ . Условия равновесия имеют вид

$$X_{\text{eq}} = \frac{k_1}{k_{-1}} A, \quad Y_{\text{eq}} = \frac{k_2 k_1}{k_2 k_{-1}} A,$$

$$\frac{E}{A} = \frac{k_1 k_4}{k_{-1} k_{-4}}, \quad \frac{D}{B} = \frac{k_2 k_3}{k_{-2} k_{-3}}.$$

Положим для простоты  $k_1 = k_2 = k_3 = k_4 = 1$  и  $k_{-1} = k_{-2} = k_{-3} = k_{-4} = 0$ . Кинетические уравнения записываются следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \dot{X} &= A + X^2 Y - BX - X + k(DY + E - X - X^3), \\ \dot{Y} &= BX - X^2 Y + k(X^3 - DY). \end{aligned} \right\} \quad (8.55)$$

Стационарные решения имеют вид

$$X_0 = \frac{A + kE}{1 + k}, \quad Y_0 = \frac{kX_0^2 + B}{X_0^2 + B} X_0. \quad (8.56)$$

Реакции (I) и (IV) на устойчивость системы не влияют. Поэтому можно упростить выражения (8.56), считая, что  $A$  и  $E$  находятся в равновесии, т. е.  $A = k^2 E$ . Получаем

$$X_0 = \frac{A}{k}, \quad Y_0 = \frac{A(A^2 + kB)}{A^2 + k^3 B}. \quad (8.57)$$

Ищем решения линеаризованных уравнений вблизи стационарного состояния и находим характеристическое уравнение (ср. стр. 415)

$$\lambda^2 + [X_0^2 + B + 1 - 2X_0 Y_0 + k(3X_0^2 + D + 1)]\lambda + X_0^2 + k(X_0^2 + D) = 0. \quad (8.58)$$

Значение  $B/D$ , при котором коэффициент при  $\lambda$  обращается в нуль, отвечает точке перехода. В ней вещественные части корней  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  меняют знак, и система становится неустойчивой.

Имеем  $\lambda_1 + \lambda_2 = 0$ , и условие перехода на основании (8.57) и (8.58) имеет вид

$$R_{кр} = \left(\frac{B}{D}\right)_{кр} = \frac{k}{A^2 - k^3 D} \left\{ k^3 D + k^2 A + (1+k) \left[ 2A^2 + k^2 + \frac{A^2(A^2 + k^2)}{k^3 D} \right] \right\}. \quad (8.59)$$

Соответствующее критическое сродство равно

$$\mathcal{A}_{кр} = -RT \ln R_{кр} k^2. \quad (8.60)$$

Зависимость критического сродства  $\mathcal{A}_{кр}$  от  $D$  (при  $A = 1$ ) показана на рис. 8.13. Из (8.59) следует, что  $R_{кр} > 0$ , если  $0 < D < A^2/k^3$ . При  $D = 0$  или бесконечности  $\mathcal{A}_{кр}$  стремится к  $\infty$ , для значения  $D_{min}$  сродство  $\mathcal{A}_{кр}$  имеет минимум. Стационарные состояния устойчивы и лежат на термодинамической ветви для значений  $\mathcal{A} < \mathcal{A}_{кр}$ .

Упростим задачу. Положим  $k = 0$ ; тогда кинетические уравнения (8.55) примут форму

$$\left. \begin{aligned} \dot{X} &= A + X^2 Y - BX - X, \\ \dot{Y} &= BX - X^2 Y. \end{aligned} \right\} \quad (8.61)$$

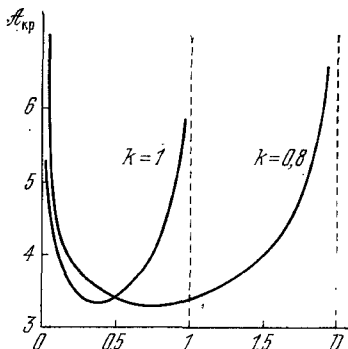


Рис. 8.13. Зависимость критического сродства от  $D$ .

Уравнение (8.58) превратится в уравнение

$$\lambda^2 + (X_0^2 + B + 1 - 2X_0 Y_0) \lambda + X_0^2 = 0, \quad (8.62)$$

причем

$$X_0 = A, \quad Y_0 = B/A. \quad (8.63)$$

Система становится неустойчивой при переходе через значение  $B$ , удовлетворяющее условию

$$X_0^2 + B + 1 - 2X_0 Y_0 = A^2 + B + 1 - 2B = 0,$$

т. е. при

$$B > B_{кр} = 1 + A^2. \quad (8.64)$$

Исключая  $Y$  и  $\dot{Y}$  из (8.61) и положив  $X(t) = A + x(t)$ , получаем нелинейное уравнение для  $x$ :

$$\ddot{x} + \frac{1}{x+A} [x^3 + 3Ax^2 + (3A^2 - B - 1)x + A(A^2 - B + 1) - 2x] \dot{x} + x(x+A)^2 = 0. \quad (8.65)$$

Теория показывает, что при

$$A^2 - B + 1 < 0$$

последнее уравнение имеет периодическое решение. Но это и есть условие неустойчивости (8.64). За точкой перехода периодические решения всегда находятся на конечном расстоянии от стационарного состояния.

Точка перехода есть точка бифуркации (см. стр. 404), описываемая схемой

Устойчивый фокус  $\rightarrow$  Центр (в линейном приближении); негрубое образование  $\left\{ \begin{array}{l} \text{Устойчивый предельный цикл} \\ \text{Неустойчивый фокус.} \end{array} \right.$

Для области за точкой бифуркации численные расчеты фазовых траекторий, отвечающих системе (8.61) при различных начальных значениях  $X, Y$ , проведены в работе [29]. Результаты расчетов показаны на рис. 8.14. Неустойчивый фокус (он показан крестиком) находится при  $X = 1, Y = 3$ . Предельный цикл, представляющий незатухающие колебания, возникает независимо от начальных условий и является устойчивым и единственным.

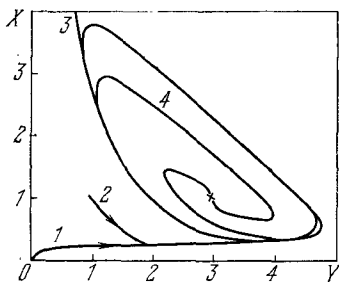


Рис. 8.14. Фазовые траектории на плоскости  $X, Y$ .

Результаты численного интегрирования уравнений (8.61) с  $A=1, B=3$  при начальных значениях:  $X=Y=0$  (1),  $X=Y=1$  (2),  $X=10, Y=0$  (3),  $X=1, Y=3$  (4).

В отличие от системы Лотка—Вольтерра, имеющей бесконечное число возможных периодических движений, система (8.55) или (8.61) характеризуется когерентным поведением и не является консервативной. Это автоколебательная система, которую можно назвать «химическими часами» (см. § 8.5). Дальнейшие подробности см. в работах [1, 2].

Рассмотренные нелинейные химические системы обнаруживают поведение, упорядоченное во времени, — периодические колебания.

## § 8.4. НЕЛИНЕЙНЫЕ ХИМИКО-ДИФFUЗИОННЫЕ СИСТЕМЫ

Системы, рассмотренные в предыдущем параграфе, были точечными, или сосредоточенными. Происходящие в них события не зависели от положения в пространстве. Рассмотрим теперь распределенные системы. Пространственная нетермодинамическая упорядоченность, т. е. пространственная диссипативная структура, может возникать в гомогенной системе.