

УДК 53.072:517 :66.066

К вопросу о трехмерной модели проточного фракционирования. Андреев В.П., Рейфман Л.С., Хидекель М.И. // Научное приборостроение. Приборы и средства автоматизации для научных исследований. Л.: Наука, 1987, с. 39-49.

Построена математическая модель проточного фракционирования в канале прямоугольного сечения. Исследовано влияние боковых стенок канала на ширину пика концентрации при различных способах ввода пробы. Лит. - 7 наз., ил. - 7.

В.П.Андреев, Л.С.Рейфман, М.И.Хидекель (НТО АН СССР)  
 К ВОПРОСУ О ТРЕХМЕРНОЙ МОДЕЛИ ПРОТОЧНОГО ФРАКЦИОНИРОВАНИЯ

В последнее время получили широкое развитие новые физико-химические методы анализа, оказывающие минимальное воздействие на исследуемые объекты, в том числе и на такие лабильные, как биополимеры. Одним из таких методов является проточное фракционирование (ПФ) веществ в полях различной физической природы [1, 2]. Метод ПФ позволяет разделять вещества в широком диапазоне масс от  $10^3$  до  $10^{16}$  а.е.м. [1].

Настоящая работа посвящена моделированию процесса ПФ в канале конечной ширины и анализу влияния различных способов ввода пробы в канал на характеристики разделения.

Рассматриваемая задача состоит в определении концентрации компонент пробы, которые переносятся по прямоугольному каналу ламинарным установившимся потоком растворителя и взаимодействуют с внешним полем, приложенным перпендикулярно потоку. Будем считать, что: концентрация пробы мала, стенки канала непроницаемы для макромолекул, можно пренебречь адсорбцией на стенках канала и свободной конвекцией.

Скорость пробы будет складываться из двух составляющих (рис.1): вдоль оси канала вместе с потоком растворителя - "u" и под действием внешних сил перпендикулярно оси канала - "v". Как показано в работе [3], профиль скорости растворителя в прямоугольном канале описывается следующим выражением

$$u(y, z) = u_{max} \frac{32}{\pi^3} \sum_{r=0}^{\infty} \frac{(-1)^r}{(2r+1)^3} \left( 1 - \frac{ch \frac{\pi(2r+1)}{2} \frac{z}{b}}{ch \frac{\pi(2r+1)}{2} \frac{w}{b}} \right) \cos \frac{\pi(2r+1)}{2b} y. \quad (1)$$

В работе [4] предложена и обоснована следующая удобная аппроксимация выражения (1)

$$u(y, z) = u_{max} \left( 1 - \frac{y^2}{b^2} \right) \left( 1 - \frac{ch \sqrt{3} \frac{z}{b}}{ch \sqrt{3} \frac{w}{b}} \right). \quad (2)$$

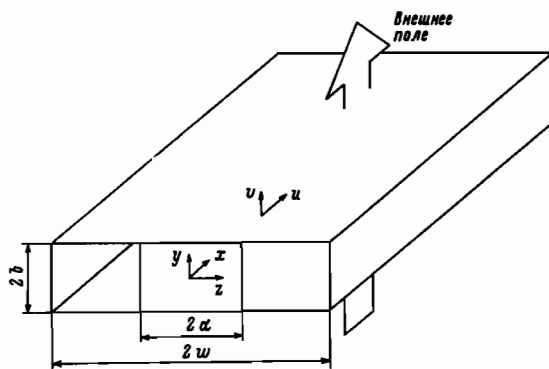


Рис. I. Схематическое изображение канала для проточного фракционирования и система координат;  $u$  - скорость продольного потока;  $v$  - скорость поперечного смещения частиц пробы под действием внешнего поля;  $2a$  - ширина "столбика" при шприцевом вводе.

Что касается скорости поперечного омещения компонент пробы " $v$ ", то в правильно реализованной ячейке ПФ будет с достаточной степенью точности справедливо:

$$v(x, y, z) = \text{const.} \quad (3)$$

С учетом сказанного выше, можно записать уравнение конвективной диффузии в следующем виде (система координат показана на рис. I)

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u(y, z) \frac{\partial c}{\partial x} + v \frac{\partial c}{\partial y} = D \left[ \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} \right]. \quad (4)$$

Граничные условия для концентрации " $C$ " компоненты следуют из условия непроницаемости стенок канала для молекул пробы

$$D \frac{\partial c}{\partial y} \Big|_{y=\pm b} - v \cdot c(t, x, \pm b, z) = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial c}{\partial z} \Big|_{z=\pm w} = 0. \quad (6)$$

Начальное условие для " $C$ " запишем следующим образом:

$$c(0, x, y, z) = c_0 h_1(y) h_2(z) h_3(x). \quad (7)$$

Запишем уравнение конвективной диффузии с граничными и начальным условием, а также выражение для скорости растворителя в безразмерном виде

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \bar{u}(y, z) \frac{\partial \theta}{\partial X} + Pe \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{1}{Pe^2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} + \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2}; \quad (8)$$

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right|_{Y=\pm 1} - \rho_e \cdot \theta(\tau, X, \pm 1, Z) = 0; \quad (9)$$

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial Z} \right|_{Z=\pm 1} = 0; \quad (10)$$

$$\theta(0, X, Y, Z) = H_1(Y) H_2(Z) H_3(X); \quad (11)$$

$$\bar{u}(Y, Z) = (1 - Y^2) \left( 1 - \frac{ch \sqrt{3} a Z}{ch \sqrt{3} a} \right). \quad (12)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\theta = \frac{c}{c_0}; \quad X = \frac{x D}{\delta^2 u_{max}}; \quad Y = \frac{y}{\delta}; \quad Z = \frac{z}{w}; \quad \tau = \frac{t D}{\delta^2}$$

$$a = \frac{w}{\delta}; \quad \bar{u} = \frac{u}{u_{max}}; \quad \rho_e = \frac{v \delta}{D}; \quad \rho_{e, \nu} = \frac{u_{max} \delta}{D}.$$

Согласно обобщенной дисперсионной теории [4, 5, 6] будем искать решение уравнения (8) в следующем виде

$$\theta(\tau, X, Y, Z) = \sum_{k=0}^{\infty} f_k(\tau, Y, Z) \frac{\partial^k \theta_m(\tau, X)}{\partial X^k}, \quad (13)$$

$$\text{где} \quad \theta_m(\tau, X) = \frac{1}{4} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \theta(\tau, X, Y, Z) dY dZ. \quad (14)$$

Принтегрировав уравнение (8) по сечению канала и воспользовавшись выражением (13), получим уравнение для безразмерной средней концентрации

$$\frac{\partial \theta_m}{\partial \tau} = \sum_{k=1}^{\infty} K_k(\tau) \frac{\partial^k \theta_m(\tau, X)}{\partial X^k}. \quad (15)$$

Коэффициенты в уравнении (15) определяются следующим образом:

$$K_k(\tau) = -\frac{1}{4} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \bar{u}(Y, Z) \cdot f_{k-1}(\tau, Y, Z) dY dZ + \delta_{k,2} \cdot \frac{1}{\rho_{e, \nu}^2}, \quad (16)$$

где  $\delta_{k,2}$  - символ Кронекера.

Чтобы получить уравнение для функции  $f_k(\tau, Y, Z)$ , подставим (13) в (8) и приравняем выражения при производных одинакового порядка  $\frac{\partial^k \theta_m}{\partial X^k}$ , будем иметь

$$\frac{\partial f_k}{\partial \tau} + \bar{u} f_{k-1} + \rho_e \frac{\partial f_k}{\partial Y} = \frac{\partial^2 f_k}{\partial Y^2} + \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 f_k}{\partial Z^2} + \frac{1}{\rho_{e, \nu}^2} f_{k-2} - \sum_{i=1}^k f_{k-i} K_i. \quad (17)$$

Аналогичными преобразованиями получим граничные условия для

$$\left. \frac{\partial f_k}{\partial Y} \right|_{Y=\pm 1} - \rho_e f_k(\tau, \pm 1, Z) = 0; \quad (18)$$

$$\left. \frac{\partial f_k}{\partial Z} \right|_{Z=\pm 1} = 0. \quad (19)$$

Начальное условие (11) выполняется, если положить

$$f_k(0, Y, Z) = \begin{cases} \frac{4 H_1(Y) H_2(Z)}{\int_{-1}^1 \int_{-1}^1 H_1(Y) H_2(Z) dY dZ}, & \text{при } k=0 \\ 0, & \text{при } k > 0 \end{cases} \quad (20)$$

В работах [5, 7] показано, что средняя по сечению канала концентрация  $\theta_m$  при  $\tau \gg 0, 2-0,3$  будет описываться с удовлетворительной точностью, если в (15) сохранить только два первых члена ряда

$$\frac{\partial \theta_m}{\partial \tau} = K_1 \frac{\partial \theta_m}{\partial X} + K_2 \frac{\partial^2 \theta_m}{\partial X^2}. \quad (21)$$

Граничные и начальные условия для  $\theta_m(\tau, X)$  имеют вид

$$\lim_{X \rightarrow \infty} \frac{\partial^k \theta_m(\tau, X)}{\partial X^k} = 0, \quad k=0, 1, 2, \dots \quad (22)$$

$$\theta_m(0, X) = \frac{H_3(X)}{4} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 H_1(Y) H_2(Z) dY dZ. \quad (23)$$

Решение уравнения (21) совместно с условиями (22) и (23), будет

$$\theta_m(\tau, X) = \frac{1}{8\sqrt{\xi\zeta}} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 H_1(Y) H_2(Z) dY dZ \int_0^{\infty} H_3(X_1') e^{-\frac{(X_1' - X)^2}{4\xi}} dX_1', \quad (24)$$

где  $X_1 = X + \int_0^{\tau} K_1(\gamma) d\gamma$ ;  $\xi = \int_0^{\tau} K_2(\gamma) d\gamma$ .

Коэффициент  $K_1(\tau)$  определяется следующим образом

$$K_1(\tau) = -\frac{1}{4} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \bar{u}(Y, Z) f_0(\tau, Y, Z) dY dZ. \quad (25)$$

Решив задачу (17)-(20) для  $k=0$  (считаем, что  $f_k = 0$ , если  $k < 0$ ) методом Фурье и подставив решение  $f_0$  в (25), получим

$$K_1(\tau) = -\frac{1}{4} \left[ A_0 L N + N \sum_{h=1}^{\infty} A_h e^{-\gamma_h \tau} R_h + L \sum_{t=1}^{\infty} A_t e^{-\mu_t \tau} Q_t + \sum_{h=1}^{\infty} \sum_{t=1}^{\infty} A_{ht} e^{-\lambda_{ht} \tau} R_h Q_t \right], \quad (26)$$

где

$$\gamma_h = \frac{\pi^2 h^2 + Pe^2}{4}, \quad \mu_t = \frac{\pi^2 t^2}{4a^2},$$

$$\lambda_{ht} = \frac{\pi^2}{4} \left( h^2 + \frac{t^2}{a^2} \right) + \frac{Pe^2}{4}, \quad \omega_h = \frac{\pi h}{2},$$

$$L = \frac{4}{Pe^2} \left( ch Pe - \frac{1}{Pe} sh Pe \right),$$

$$N = 2 \left( 1 - \frac{1}{\sqrt{3}a} \operatorname{th} \sqrt{3}a \right),$$

$$R_h = \frac{4}{\gamma_h} \left[ \left( \frac{1}{\gamma_h} \operatorname{Pe} \operatorname{sh} \frac{\operatorname{Pe}}{2} - \operatorname{ch} \frac{\operatorname{Pe}}{2} \right) \cos \omega_h + 2\omega_h \left( \frac{1}{\operatorname{Pe}} \operatorname{sh} \frac{\operatorname{Pe}}{2} - \frac{1}{\gamma_h} \operatorname{ch} \frac{\operatorname{Pe}}{2} \right) \sin \omega_h \right],$$

$$Q_t = - \frac{2\sqrt{3}a}{\omega_t^2 + 3a^2} \operatorname{th} \sqrt{3}a \cdot \cos \omega_t.$$

Коэффициенты  $A_0$ ,  $A_h$ ,  $A_t$  и  $A_{ht}$  имеют следующий вид

$$A_0 = \frac{\operatorname{Pe}}{\operatorname{sh} \operatorname{Pe}}, \quad (27)$$

$$A_h = \frac{2}{(1+6^2)} \frac{\int_{-1}^1 H_1(Y) e^{-\frac{\operatorname{Pe}}{2}Y} (\cos \omega_h Y + G_h \sin \omega_h Y) dY}{\int_{-1}^1 H_1(Y) dY}, \quad (28)$$

$$A_t = \frac{2 \operatorname{Pe}}{\operatorname{sh} \operatorname{Pe}} \frac{\int_{-1}^1 H_2(Z) (\delta_{2\kappa, t} \cos \omega_t Z + \delta_{2\kappa-1, t} \sin \omega_t Z) dZ}{\int_{-1}^1 H_2(Z) dZ}, \quad (29)$$

$$A_{ht} = \frac{A_h A_t}{A_0}, \quad (30)$$

где  $G_h = \begin{cases} \operatorname{Pe}/2\omega_h, & \text{если } h \text{ четное} \\ -2\omega_h/\operatorname{Pe}, & \text{если } h \text{ нечетное.} \end{cases}$

Рассмотрим коэффициент конвекции  $K_1(\tau)$  при  $a \rightarrow \infty$ . Ясно, что эта асимптотика совпадает с решением двумерной задачи в работе [7]

$$K_1(\tau) \Big|_{a \rightarrow \infty} = -\frac{1}{2} \left[ A_0 L + \sum_{h=1}^{\infty} A_h e^{-\gamma_h \tau} R_h \right]. \quad (31)$$

При  $\tau \rightarrow \infty$  выражение (31) еще более упростится

$$K_1(\infty) \Big|_{a \rightarrow \infty} = -\frac{1}{2} A_0 L. \quad (32)$$

В трехмерном случае асимптотика  $K_1(\tau)$  при  $\tau \rightarrow \infty$  будет иметь вид

$$K_1(\infty) = -\frac{1}{4} A_0 L N. \quad (33)$$

Далее, в соответствии с (17) будет

$$K_2(\tau) - \frac{1}{\operatorname{Pe}^2} = -\frac{1}{4} \cdot \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \bar{u}(Y, Z) \cdot f_1(\tau, Y, Z) dY dZ. \quad (34)$$

Решая задачу (17)-(20) для  $\kappa=1$  ( $f_\kappa = 0$ , если  $\kappa < 0$ ) методом Гринберга, найдем функцию  $f_1(\tau, Y, Z)$ , которую подставим в (34). В результате получим

$$K_2(\tau) - \frac{1}{\operatorname{Pe}^2} = -\frac{1}{4} \left[ N \cdot \sum_{m=1}^{\infty} M_m(\tau) R_m + L \cdot \sum_{n=1}^{\infty} M_n(\tau) Q_n + \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} M_{mn}(\tau) R_m Q_n \right]. \quad (35)$$

Трансформанты  $M_m, M_n, M_{mn}$  в (35) имеют довольно громоздкий вид и поэтому выражения для них здесь не приводятся.

Двумерное приближение выглядит так

$$K_2(\tau) \Big|_{a \rightarrow \infty} = \frac{1}{Pe_{//}^2} = -\frac{1}{2} \sum_{m=1}^{\infty} M_m(\tau) \Big|_{a \rightarrow \infty} R_m, \quad (36)$$

где 
$$M_m(\tau) \Big|_{a \rightarrow \infty} = \frac{A_0 R_m}{\gamma_m (1+G_m^2)} (e^{-\gamma_m \tau} - 1) - A_m \left( \frac{E_m}{1+G_m^2} - \frac{A_0 L}{2} \right) \tau e^{-\gamma_m \tau} + \frac{A_m}{2} e^{-\gamma_m \tau} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{A_k R_k}{\gamma_k} (1 - e^{-\gamma_k \tau}) + \frac{1}{1+G_m^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{A_k S_k^m}{\gamma_m - \gamma_k} (e^{-\gamma_m \tau} - e^{-\gamma_k \tau}).$$

Для  $K_2(\tau) \Big|_{a \rightarrow \infty}$  в случае  $\tau \rightarrow \infty$  получаем

$$K_2(\infty) \Big|_{a \rightarrow \infty} = \frac{1}{Pe_{//}^2} = \frac{A_0}{2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{R_m^2}{\gamma_m (1+G_m^2)}. \quad (37)$$

Асимптотика  $K_2(\tau)$  при  $\tau \rightarrow \infty$  имеет в трехмерном случае следующий вид

$$K_2(\infty) = \frac{1}{Pe_{//}^2} = \frac{A_0}{4} \left[ N^2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{R_m^2}{2 \gamma_m (1+G_m^2)} + \frac{A_0 L^2}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{Q_n^2}{\mu_n} + \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{R_m^2 Q_n^2}{\lambda_{mn} (1+G_m^2)} \right]. \quad (38)$$

Способ ввода пробы в канал ПФ определяет вид начального распределения пробы, т.е. вид функций  $H_1(Y), H_2(Z)$  и  $H_3(X)$ . Поскольку  $H_3(X)$  не влияет на  $K_1(\tau)$  и  $K_2(\tau)$  будем считать, что  $H_3(X)$  имеет следующий вид

$$H_3(X) = \delta(X) = \begin{cases} 1, & \text{если } X = 0 \\ 0, & \text{если } X \neq 0. \end{cases}$$

Относительно начального распределения пробы по сечению канала рассмотрим здесь следующие варианты.

1. Ввод пробы вместе с потоком растворителя - равномерное начальное распределение

$$H_1(Y) = 1 \quad H_2(Z) = 1$$

Согласно (28)-(30) имеем для этого случая

$$A_h = \frac{2Pe \omega_h}{\gamma_h^2} \left[ \omega_h \operatorname{sh} \frac{Pe}{2} \cos \omega_h + \frac{Pe}{2} \operatorname{ch} \frac{Pe}{2} \sin \omega_h \right],$$

$$A_t = A_{ht} = 0.$$

2. Ввод пробы в поток с последующей экспозицией (прижатие поперечным полем в отсутствие продольного потока)

$$H_1(Y) = e^{Pe Y} \quad H_2(Z) = 1.$$

Для этого случая будем иметь из (28)-(30)

$$A_h = A_t = A_{ht} = 0.$$

3. Шприцевой ввод в канал - равномерное начальное распределение в отолбике шириной  $2\alpha$  (рис.1).

$$H_1(Y) = 1 \quad H_2(Z) = \begin{cases} 1, & \text{если } |Z| \leq \alpha \\ 0, & \text{если } |Z| > \alpha \end{cases}$$

В этом варианте будет

$$A_h = \frac{2Pe \omega_h}{\gamma_h^2} \left[ \omega_h \operatorname{sh} \frac{Pe}{2} \cos \omega_h + \frac{Pe}{2} \operatorname{ch} \frac{Pe}{2} \sin \omega_h \right],$$

$$A_t = \delta_{2K,t} \frac{2Pe}{\operatorname{sh} Pe} \cdot \frac{\sin \omega_t \alpha}{\omega_t \alpha},$$

$$A_{ht} = \frac{4Pe \omega_h}{\gamma_h^2} \left[ \omega_h \operatorname{sh} \frac{Pe}{2} \cos \omega_h + \frac{Pe}{2} \operatorname{ch} \frac{Pe}{2} \sin \omega_h \right] \frac{\sin \omega_t \alpha}{\omega_t \alpha} \delta_{2K,t}.$$

Приведенные выше аналитические выражения были использованы для расчета коэффициентов  $K_1(\tau)$  и  $K_2(\tau)$  при  $a=20$ , что соответствует реальным каналам ПФ. На рис. 2 и 3 приводится сравнение результатов расчета по формулам (33) и (38) с полу-

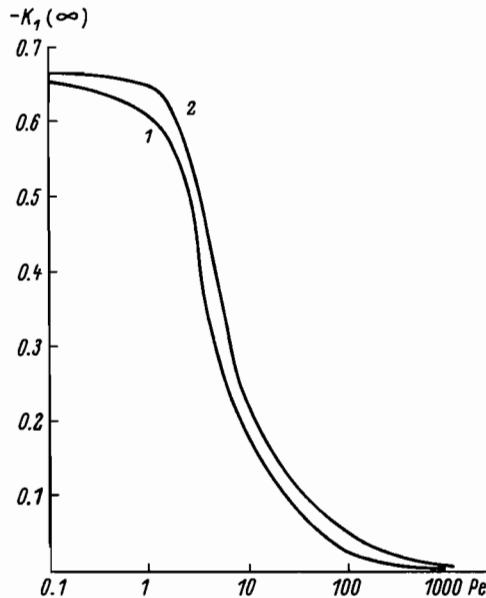


Рис. 2. Сравнение зависимостей коэффициента конвекции  $K_1$  при  $\tau \rightarrow \infty$  от числа Пекле поперечного потока в каналах конечной и бесконечной ширины: 1 - расчет по формуле (33) настоящей работы; 2 - данные из работы [7]; все величины безразмерны.

ченными в двумерной задаче [7]. Из рисунков видно, что конечная ширина канала оказывает влияние на характеристики разделения. Уменьшение  $|K_1(\tau)|$  и увеличение  $K_2(\tau)$  в трехмерном случае по сравнению с двумерным объясняется тем, что в трехмерном случае учитывается распределение частиц пробы вдоль оси  $x$ , вследствие чего молекулы приобретают различную продольную скорость, причем, чем больше



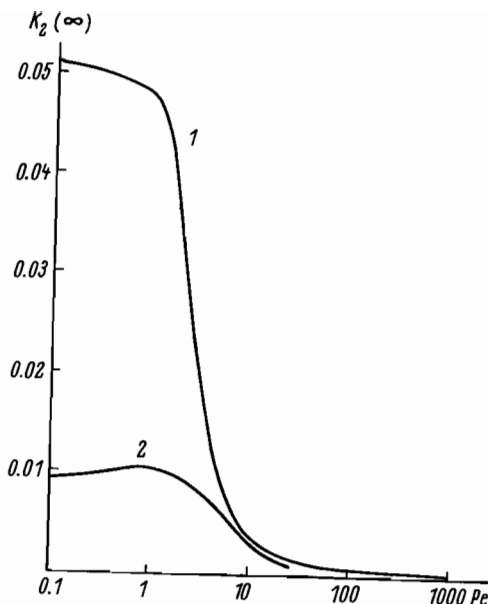


Рис.3. Сравнение зависимостей коэффициента дисперсии  $K_2$  при  $\tau \rightarrow \infty$  от числа Пекле поперечного потока в каналах конечной и бесконечной ширины: 1 - расчет по формуле (38) настоящей работы; 2 - данные из работы [7]; все величины безразмерные.

к боковой стенке, тем меньше эта скорость, в результате дисперсия будет расти, а центр масс пробы будет двигаться медленнее, чем в двумерном случае, где частицы распределены лишь вдоль оси  $y$ . Таким образом, очевидно, что пренебрегать влиянием боковых стенок при расчете реальных устройств ПФ нельзя.

Перейдем далее к анализу различных вариантов начального распределения концентрации с тем, чтобы выяснить для какого способа ввода пробы получаются наилучшие характеристики разделения. Заметим, что разрешающая способность тем выше, чем больше величина  $\partial K_1 / \partial Pe$  и чем меньше дисперсия  $\xi$ . Сравнивая с этой точки зрения случаи равномерного начального распределения и начального распределения с экспозицией (рис.4 и 5) приходим к выводу, что вариант с экспозицией предпочтительнее. Сравнивая далее оба варианта равномерного распределения со случаем распределения в виде "столбика" (рис.6 и 7), можно видеть, что последний имеет наилучшие характеристики. Важно отметить, что если об улучшении параметров разделения с помощью экспозиции можно было бы судить и на основании двумерной теории, то вывод о преимуществе варианта с неравномерным по сечению распределением концентрации целиком заслуга трехмерного рассмотрения, так как в двумерном случае такое распределение в принципе описать невозможно.

Заметим, что при уменьшении ширины столбика начального распределения положение локального максимума  $K_2(\tau)$  (рис.7) сдвигается в сторону больших  $\tau$ , что подтверждает предположение о том, что природа максимума заключается во взаимодействии границы столбика с неравномерностью по  $z$  скорости потока растворителя.

Согласно двумерной теории, коэффициенты  $K_1(\tau)$  и  $K_2(\tau)$  выходят на стационарный режим примерно за равное время  $\tau = 1$ . Существенно, что в трехмерном

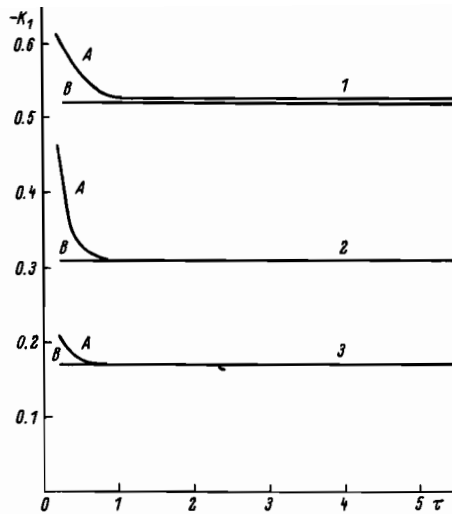


Рис.4. Зависимость коэффициента конвекции  $K_1$  от времени в случаях равномерного начального распределения концентрации пробы без экспозиции (А) и с экспозицией (В): 1 - число  $Pe = 2$ ; 2 - число  $Pe = 5$ ; 3 - число  $Pe = 10$ ; все величины безразмерные.

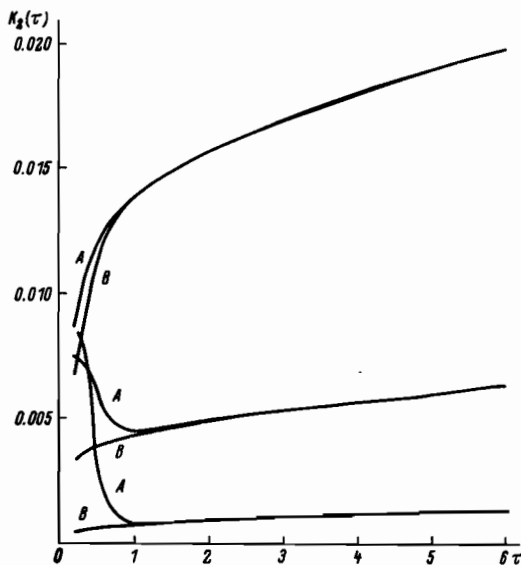


Рис.5. Зависимость коэффициента дисперсии  $K_2$  от времени в случаях равномерного начального распределения концентрации пробы без экспозиции (А) и с экспозицией (В): 1 - число  $Pe = 2$ ; 2 - число  $Pe = 5$ ; 3 - число  $Pe = 10$ ; все величины безразмерные.

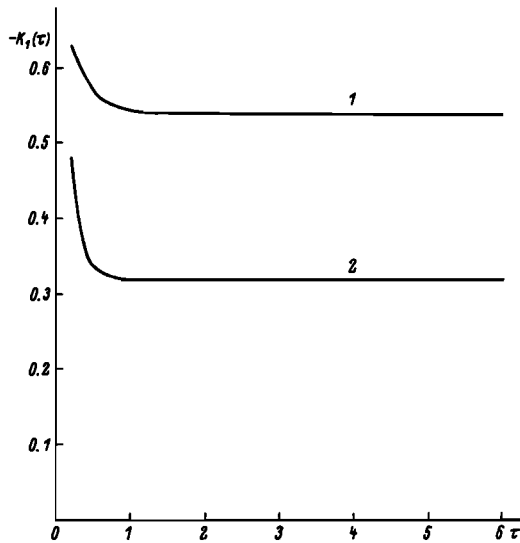


Рис.6. Зависимость коэффициента конвекции  $K_1$  от времени в случае начального распределения концентрации пробы типа "столбик" шириной  $2\alpha$ : 1 - число  $Pe=2$ ; 2 - число  $Pe=5$ . Графики для случаев  $\alpha=0,1$  и  $\alpha=0,05$  практически совпадают; все величины безразмерные.

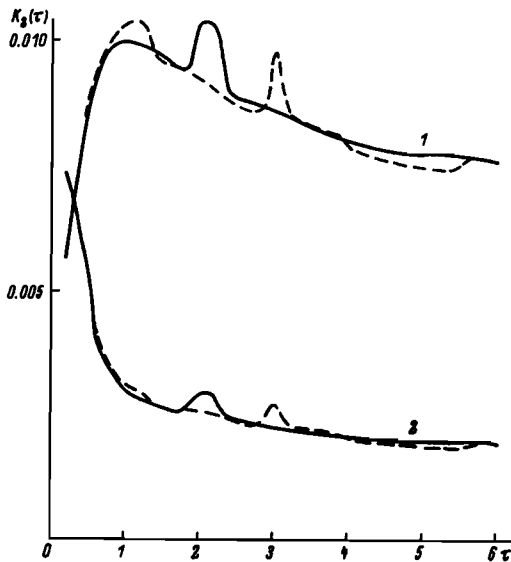


Рис.7. Зависимость коэффициента дисперсии  $K_2$  от времени в случае начального распределения концентрации пробы типа "столбик" шириной  $2\alpha$ : 1 - число  $Pe=2$ ; 2 - число  $Pe=5$ . Сплошной линией обозначен случай  $\alpha=0,1$ ; пунктирной линией обозначен случай  $\alpha=0,05$ ; все величины безразмерные.

случае это не так, коэффициент  $K_2(\tau)$  довольно быстро перестает зависеть от времени, но коэффициент  $K_2(\tau)$  даже для довольно больших времен ( $\tau = 6$ ) продолжает изменяться во времени. Следовательно, величина  $K_2(\infty)$ , которая ранее считалась важнейшей характеристикой при анализе систем ПФ не имеет практического значения. Время достижения коэффициентом  $K_2(\tau)$  своего стационарного значения  $K_2(\infty)$  определяется величиной  $\tau_{ст} = \frac{\alpha^2 \beta^2}{D} \approx 400$ , что существенно превышает характерные времена эксперимента.

Суммируя изложенное выше, можно сказать, что учет трехмерности при расчете процесса ПФ позволяет рассмотреть ряд явлений, которые существенно влияют на характеристики разделения, дает возможность рассмотрения разных способов ввода пробы и вплотную подводит к решению задачи оптимизации процесса.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Giddings J.C., / J. Chromatography, 1976, V. 25, p. 3.
2. Janca / Separation Methods, 1984, ed. Deyl Z., p. 497.
3. Straub L.G., Silberman E., Nelson H.C. / Trans. ASCE, 1958, V.123, p. 665.
4. Takahashi T., Gill W.N. / Chem. Eng. Commun., 1980, V.5, p. 367.
5. Gill W.N., Subramanian S.R. / Proc. Royal Soc. London, 1970, Ser.A, V.316, p.344.
6. Gill W.N., Subramanian S.R. / Proc. Royal Soc. London, 1971, Ser. A, V.322, p.101.
7. Krishnamurthy S., Subramanian S.R. / Sep. Sci. and Tech., 1977, N4, V.12, p.347.

## П. СОЗДАНИЕ ПРИБОРОВ ДЛЯ НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

В.Л.Башлов, В.М.Кожман, И.В.Павленко (НТО АН СССР)

НОВЫЕ РАЗРАБОТКИ В ОБЛАСТИ ПРОТИВОТОЧНОЙ РАСПРЕДЕЛИТЕЛЬНОЙ ХРОМАТОГРАФИИ

Метод противоточной распределительной хроматографии (ПРХ) широко применяется в последнее время для анализа и препаративного разделения различных объектов. Разделение веществ в ПРХ основано на их неравномерном распределении в двухфазной системе жидкость-жидкость, т.е. осуществляется по механизму распределительной хроматографии. Отличительная особенность ПРХ состоит в том, что здесь не используются твердые носители для фиксации неподвижной фазы в разделительных колонках.

Неподвижная фаза удерживается в колонках за счет действия массовых сил и разницы в плотностях двух жидких фаз.

Отказ от твердого носителя определяет основные преимущества метода: его дешевизну и практически полное отсутствие потерь образца, возникающих в других видах