

Внутренние изменения в монослоях при облучении нейтронами, азимутальная дезориентация (а следовательно, понижение γ и возрастание d) не связаны с указанными преобразованиями пространственного полимерного углеродного каркаса и поэтому не сказываются на изменениях удельной теплоемкости. К этому можно добавить, что сам факт набухания графита свидетельствует также об отсутствии боковых связей между монослоями соседних кристаллитов.

Результаты исследования могут использоваться для получения углеродистых материалов из нефтяного кокса с заданными теплофизическими свойствами.

Поступило в Редакцию 21/XI 1957 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Franklin. Acta cryst., 4, No. 3, 253 (1951); R. Franklin. Proc. Roy. Soc., 1097, 209 (1951).
2. В. А. Каргин, Г. Л. Слонимский. Усп. хим., 24, № 7, 785 (1955).

3. В. И. Касаточкин. Изв. АН СССР, Отд. техн. наук, № 9, 32 (1951).
4. В. И. Касаточкин, А. Т. Кавернов. Докл. АН СССР, 117, № 5 (1957).
5. Г. М. Кондратьев. Регулярный тепловой режим. М., Гостехиздат, 1954.
6. В. К. Замолуев, В. И. Касаточкин. Изв. АН СССР, Отд. техн. наук, № 11, 190 (1957); В. К. Замолуев, В. И. Касаточкин. Кокс и химия, № 6, 21 (1957).
7. В. В. Тарасов. Докл. АН СССР, 46, 117 (1945); В. В. Тарасов. Тр. Ин-та кристаллогр. АН СССР, 10, 304 (1954).
8. Хенниг, Хоув. Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955), т. 7. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 809.
9. W. De Sorbo, W. Tyler. J. Chem. Phys., 26, No. 2, 244 (1957).

Уравнение переноса в аппаратах для разделения изотопов

Г. Барвих, Р. Я. Кучеров

В настоящей работе получено уравнение, описывающее перенос изотопов в разделительном аппарате. При выводе не делается каких-либо допущений относительно метода разделения, конструкции аппарата и характера гидродинамических потоков, что позволяет использовать уравнение для исследования разнообразных разделительных устройств. Уравнение получено способом, впервые примененным при исследовании термодиффузионной колонки [1, 2], и основано на предположении о малости изменения концентрации в поперечном сечении аппарата, что хорошо выполняется в большинстве случаев разделения изотопов.

Значительное число процессов, используемых для разделения, описывается уравнением

$$\vec{\tau}_1 - \vec{\tau}c = -\beta [\nabla c + \vec{\delta}c(1-c)], \quad (1)$$

где $\vec{\tau}_1$ — плотность потока легкого изотопа; $\vec{\tau}$ — плотность потока изотопной смеси; c — молярная доля легкого изотопа в изотопной смеси. Коэффициенты β и $\vec{\delta}$ являются, вообще говоря, функциями координат. Их значение зависит от метода разделения. Например, при термодиффузионном процессе β — коэффициент диффузии, $\vec{\delta} = \alpha \nabla \ln T$ (α — постоянная термодиффузии, T — температура); при центрифугировании

$$\vec{\delta} = \frac{m_2 - m_1}{kT} \omega^2 \vec{r}$$

(ω — угловая скорость, m_i — масса молекулы i -го изотопа, k — постоянная Больцмана).

В дальнейшем для простоты ограничимся стационарной плоской задачей. Для аппарата, обладающего цилиндрической симметрией, уравнение выводится аналогичным образом.

Схема разделительного аппарата представлена на рисунке. Поток смеси изотопов, поступающей в нижнюю часть аппарата и выходящей из его верхней части, равен I . Соответствующий поток легкого изотопа равен I_1 . Очевидно,

$$I = \int_0^a \tau_z dx;$$

$$I_1 = \int_0^a \tau_{1z} dx.$$

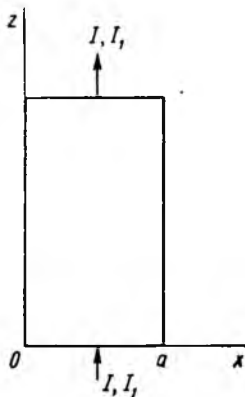


Схема разделительного аппарата.

Запишем уравнение (1) для компонентов:

$$\tau_{1x} - \tau_x c = -\beta \left\{ \frac{\partial c}{\partial x} + \delta_x c(1-c) \right\}; \quad (2)$$

$$\tau_{1z} - \tau_z c = -\beta \left\{ \frac{\partial c}{\partial z} + \delta_z c(1-c) \right\}. \quad (3)$$

Введем обозначения

$$G(x, z) = \int_0^x \tau_z dx; \quad \varphi(x, z) = -\beta \left\{ \frac{\partial c}{\partial z} + \delta_z c(1-c) \right\}$$

Проинтегрируем уравнение (3) по x в пределах от 0 до a :

$$I_1 - Ic_a = \int_0^a \varphi dx - \int_0^a G(x, z) \frac{\partial c}{\partial x} dx, \quad (4)$$

где c_a — значение $c(x, z)$ при $x=a$. Исключим из выражения (4) $\frac{\partial c}{\partial x}$. Для этого проинтегрируем уравнение непрерывности легкого изотона $\text{div } \vec{\tau}_1 = 0$

$$\tau_{1x} = -\frac{\partial}{\partial z} \int_0^x \tau_{1z} dx \quad (5)$$

и преобразуем уравнение (5) при помощи выражения (3) и уравнения $\text{div } \vec{\tau} = 0$:

$$\begin{aligned} \tau_{1z} = & -\frac{\partial}{\partial z} \int_0^x \varphi dx - \int_0^x \tau_z \frac{\partial c}{\partial z} dx + \\ & + c\tau_x - \int_0^x \tau_x \frac{\partial c}{\partial x} dx. \end{aligned} \quad (6)$$

Подставив уравнение (6) в (2) и введя обозначение

$$\begin{aligned} \psi(x, z) = & \frac{1}{\beta} \left(\frac{\partial}{\partial z} \int_0^x \varphi dx + \right. \\ & \left. + \int_0^x \tau_z \frac{\partial c}{\partial z} dx \right) - \delta_x c (1-c), \end{aligned} \quad (7)$$

получим

$$\frac{du}{dx} = \frac{\tau_x}{\beta} u + \psi \tau_x,$$

где

$$u = \int_0^x \tau_x \frac{dc}{dx} dx.$$

Интегрируя это уравнение и учтя, что $\frac{dc}{dx} = \frac{1}{\tau_x} \frac{du}{dx}$, найдем

$$\frac{dc}{dx} = \frac{1}{\beta} e^{\int_0^x \frac{\tau_x}{\beta} dt} \int_0^x \psi \tau_x e^{-\int_0^{x'} \frac{\tau_x}{\beta} dt} dx' + \psi. \quad (8)$$

Подставим выражение (8) в (4):

$$\begin{aligned} I_1 - Ic_a = & \int_0^a \varphi dx - \int_0^a G(x, z) \left[e^{\int_0^x \frac{\tau_x}{\beta} dt} \times \right. \\ & \left. \times \int_0^x \psi \tau_x e^{-\int_0^{x'} \frac{\tau_x}{\beta} dt} dx' + \psi \right] dx. \end{aligned} \quad (9)$$

Когда $G(x, z)$ можно представить в виде $G(x, z) = X(x)Z(z)$, легко показать при помощи уравнения непрерывности $\text{div } \vec{\tau} = 0$ и очевидного условия $\tau_x = 0$ при $x=0$, что $\frac{G(x, z)}{\tau}$ не зависит от x . Это позволяет преобразовать уравнение (9) к виду

$$\begin{aligned} I_1 - Ic_a = & \int_0^a \varphi dx - e^{\int_0^a \frac{\tau_x}{\beta} dt} \times \\ & \times \int_0^a \psi G(x, z) e^{-\int_0^x \frac{\tau_x}{\beta} dt} dx. \end{aligned} \quad (10)$$

Обозначим $\Delta c = c(z, 0) - c(z, a)$. Согласно (2) $\Delta c \approx a\delta_x$. При разделении изотопов $a\delta_x \ll 1$. Это дает возможность с точностью до членов порядка $(a\delta_x)^2$ заменить в уравнениях (9) и (10) входящие в подынтегральные выражения величины c , $\frac{dc}{dz}$ и $\frac{d^2c}{dz^2}$ на c_a , $\frac{dc_a}{dz}$ и $\frac{d^2c_a}{dz^2}$ соответственно и затем вынести их из-под знака интегрирования по x . Кроме того, члены, пропорциональные $\frac{d^2c_a}{dz^2}$ и $a_z \frac{d}{dz} [c_a(1-c_a)]$, также порядка $(a\delta_x)^2$, и их можно опустить. Уравнения (9) и (10) приобретают вид

$$I_1 - Ic_a = H(z) c_a (1-c_a) - K(z) \frac{dc_a}{dz}. \quad (11)$$

Если известно $G(x, z)$, которое должно быть найдено путем решения гидродинамической задачи, вычисление $H(z)$ и $K(z)$ сводится к квадратурам. Когда справедливо уравнение (10) и $\delta_z \ll \delta_x$, как это обычно имеет место в разделительных устройствах, то

$$H(z) = e^{\int_0^a \frac{\tau_x}{\beta} dt} \int_0^a \delta_x G(x, z) e^{-\int_0^x \frac{\tau_x}{\beta} dt} dx; \quad (12)$$

$$K(z) = e^{\int_0^a \frac{\tau_x}{\beta} dt} \int_0^a \frac{G^2}{\beta} \times e^{-\int_0^x \frac{\tau_x}{\beta} dt} dx + \int_0^a \beta dx. \quad (13)$$

Уравнение (11) может быть применено для исследования как элементарных разделительных устройств, так и устройств колонного типа со сложной конфигурацией гидродинамических потоков (см., например, [3]).

Поступило в Редакцию 6/1 1959 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Furry, R. Jones, L. Onsager. Phys. Rev., 55, 1083 (1939).
2. K. Cohen. The Theory of Isotope Separation. McGraw-Hill Book Co., New York, 1951.
3. Г. Барвих, Р. Я. Кучеров. Сб. «Получение изотопов, мощные γ -установки, радиометрия и дозиметрия». М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 120.