

СМЫСЛ КОЭФФИЦИЕНТА ДИФФУЗИИ В УРАВНЕНИИ ПИРСА ДЛЯ РАСЧЕТА ПРЕДЕЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ ТОКА. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО АНАЛИЗА

© 2011 С. В. Никоненко, М. Х. Уртенев, А. В. Коваленко, Е. А. Семенчин, В. В. Никоненко

*Институт мембран, Кубанский государственный университет,
ул. Ставропольская 149, 350040 Краснодар, Россия*

Поступила в редакцию 07.02.2011 г.

Аннотация. Использовано одно- и двумерное численное моделирование для уточнения смысла коэффициента диффузии и толщины диффузионного слоя в уравнении Пирса для расчета предельной плотности тока в мембранных системах. Показано, что поскольку на границе раздела фаз при приближении к предельному состоянию концентрация обедненного раствора стремится к нулю, в уравнении Пирса следует брать величину коэффициента диффузии электролита, отвечающую бесконечно разбавленному раствору. Эффективная толщина диффузионного слоя в таком случае является функцией концентрации электролита в объеме раствора. Получено приближенное уравнение для расчета этой величины для случая ламинарного установившегося течения между плоскопараллельными мембранами.

Ключевые слова: мембрана, численное моделирование, коэффициент диффузии, предельная плотность тока.

ВВЕДЕНИЕ

Уравнение, полученное Пирсом [1] для расчета предельной плотности тока через ионообменную мембрану по аналогии с известным ранее уравнением для предельной плотности тока на границе электрод-раствор, имеет вид:

$$i_{\text{lim}} = \frac{FDc^0}{\delta(T_1 - t_1)}, \quad (1)$$

где D — коэффициент диффузии электролита, c^0 — концентрация электролита в объеме перемешиваемого раствора, δ — толщина диффузионного пограничного слоя (ДПС), F — число Фарадея, t_1 — число переноса противоионов в растворе, T_1 — эффективное число переноса противоионов в мембране. Для произвольных ионов сорта k эффективное число переноса определяется уравнением:

$$T_k = \frac{z_k F (j_k)_s}{i}, \quad (2)$$

где i — плотность тока, $(j_k)_s$ — плотность потока иона k через границу мембрана/раствор, z_k — заряд иона сорта k . В данной работе рассматривается бинарный электролит, $k = 1, 2$ для противоиона и коиона, соответственно.

В общем случае коэффициент диффузии электролита, входящий в уравнение (1), является функцией концентрации. Поскольку при наступлении предельного состояния концентрация в диффузионном слое меняется от некоторого значения в объеме раствора c^0 до значения у поверхности мембраны c_s , близкого к нулю, то возникает проблема, какое же значение нужно использовать в уравнении (1). Имеются работы, в которых значение D отнесено к бесконечно разбавленному раствору [2, 3], а также работы [4, 5], в которых D отнесено к концентрации перемешиваемого раствора.

В данной работе сделана попытка ответа на вопрос, какое же значение D следует брать в уравнении (1). Ответ найден путем использования численного моделирования переноса ионов через мембрану с учетом зависимости коэффициента диффузии от локальной концентрации.

ФОРМУЛИРОВКА МОДЕЛИ

Рассмотрим трехслойную мембранную систему, включающую в себя мембрану и два прилегающих к ней диффузионных слоя (рис. 1).

Перенос ионов в диффузионных слоях описывается уравнениями Нернста-Планка (3) в прибли-

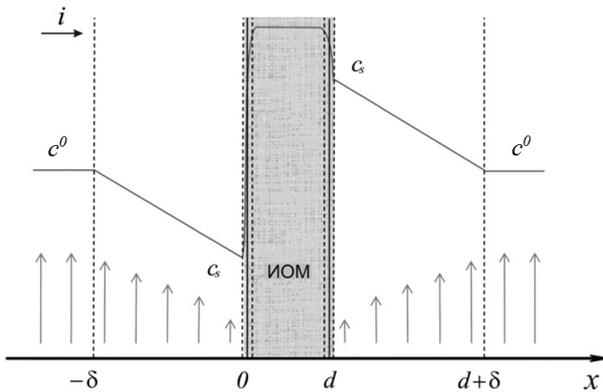


Рис. 1. Трехслойная мембранная система, включающая в себя мембрану и два прилегающих к ней диффузионных слоя

жении условия электронейтральности (4) с учетом условия протекания тока (5) и уравнения сохранения вещества (6):

$$j_k = -D_k \left(\frac{\partial c_k}{\partial x} + z_k c_k \frac{F}{RT} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right), \quad (3)$$

$$z_1 c_1 = -z_2 c_2 = c, \quad (4)$$

$$i = F \sum z_k j_k, \quad (5)$$

$$\frac{\partial c_k}{\partial t} = -\frac{\partial j_k}{\partial x}. \quad (6)$$

Здесь D_k , c_k и z_k — коэффициент диффузии, концентрация и заряд иона сорта k , соответственно; x — расстояние, отсчитываемое от границы мембраны с обедненным раствором; t — время; φ — электрический потенциал.

Из уравнений (3)—(5) можно выразить напряженность электрического поля $E = -(F/RT)(\partial\varphi/\partial x)$:

$$E = (2t_1 - 1) \frac{\partial c}{c \partial x} + \frac{i}{(D_1 + D_2)cF}, \quad (7)$$

где $t_1 = D_1/(D_1 + D_2)$ — число переноса катиона в растворе.

Подставляя уравнение (7) в уравнение (3), получим уравнение переноса в виде:

$$j_k = -D \frac{\partial c_k}{\partial x} + \frac{it_k}{z_k F}, \quad (8)$$

где коэффициент диффузии электролита D выражается формулой:

$$D = (z_1 - z_2) D_1 D_2 / (D_1 z_1 - D_2 z_2). \quad (9)$$

На границе раздела мембрана/раствор принимается условие непрерывности потоков ионов:

$$-D \left(\frac{\partial c_k}{\partial x} \right)_{x=0} + \frac{it_k}{z_k F} = \frac{iT_k}{z_k F} = (j_k)_s. \quad (10)$$

В данной задаче будем считать, что эффективное число переноса ионов k в мембране T_k является известным постоянным параметром.

В объеме раствора концентрация электролита не изменяется во времени:

$$c(-\delta, t) = c(d + \delta, t) = c^0. \quad (11)$$

В начальный момент времени концентрация электролита во всех точках электролита одинакова и равна c^0 .

Уравнение (8) совместно с уравнением (6), граничными условиями (10), (11) и начальным условием постоянства концентрации представляет собой краевую задачу для уравнений в частных производных. В данной работе эта задача решена численно с использованием метода конечных разностей, описанного в [6, 7].

Учет зависимости коэффициента диффузии электролита от концентрации осуществляется с использованием уравнения Нернста-Хартлея [8]:

$$D = D_0 g, \quad (12)$$

где D_0 — коэффициент диффузии электролита при бесконечном разбавлении, g — фактор активности, определяемый уравнением:

$$g = 1 + d(\ln y_{\pm}) / d(\ln \tilde{c}), \quad (13)$$

y_{\pm} — среднеионный молярный коэффициент активности, \tilde{c} — молярная концентрация электролита. В данной работе будем рассматривать только 1:1 электролиты, для которых молярная и эквивалентная концентрации численно равны: $\tilde{c} = c$.

ПАРАМЕТРЫ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДЛЯ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ

Для расчетов выбран случай электролита KCl, для которого изменение коэффициента диффузии в области не очень высоких концентраций (до 0.5 моль/дм³) является наиболее существенным среди других солей хлоридов щелочных металлов (рис. 2).

Аппроксимация экспериментальных данных [9], показанных на рис. 2, позволяет представить g в виде полиномиальной функции. Для KCl эта функция имеет вид [7]:

$$g(c) = 0.1097 c^2 - 0.4277 c^{3/2} + 0.7346 c - 0.4766 c^{1/2} + 0.9972 \quad (14)$$

где c — концентрация электролита в моль/дм³; g , как видно из уравнения (13), величина безразмерная.

Далее во всех расчетах принимается, что слева и справа от мембраны концентрация перемешивается.

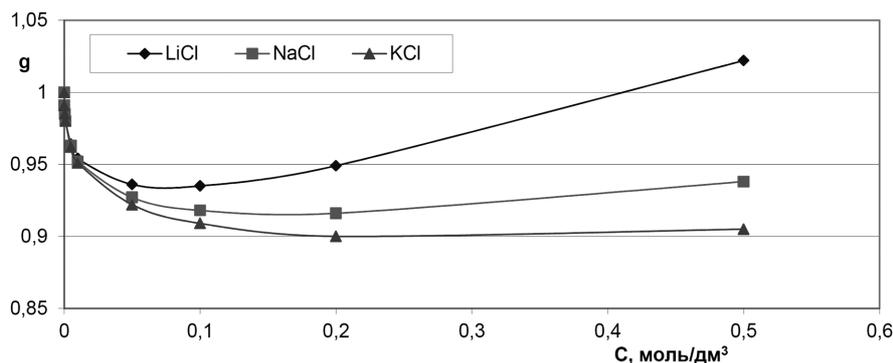


Рис. 2. Зависимость фактора активности от концентрации для хлоридов лития, натрия и калия. Данные взяты из [9] и обработаны согласно [10]

ваемого раствора KCl равняется 0.2 моль/дм³, при которой коэффициент диффузии KCl достигает своего минимума.

Число переноса противоионов (ионов калия) в растворе равняется 0.4899, а в мембране оно принимается равным единице (рассматривается идеально-селективная катионообменная мембрана).

Толщина диффузионного пограничного слоя (ДПС) δ в расчетах с использованием одномерной модели берется равной 200 мкм. Это значение характерно для электродиализных (ЭД) каналов обессоливания с гладкими мембранами без сепаратора и невысокой скоростью протока раствора. Например, такое значение устанавливается в длинном ЭД канале с межмембранным расстоянием около $h=600$ мкм. Последнее следует из приближенной оценки δ в длинных каналах без сепаратора [11], согласно которой $\delta \approx h/3$.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ

ОДНОМЕРНАЯ МОДЕЛЬ

Для 0.2 М раствора KCl при протекании предельной плотности тока коэффициент диффузии D принимает значение $1.785 \times 10^{-5} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ при $x=-\delta$ ($c=0.2$ моль/дм³) и $1.984 \times 10^{-5} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ при $x=0$ (бесконечное разбавление, $c \rightarrow 0$), рис. 1. Расчет предельной плотности тока по уравнению Пирса (1) для $D=1.785 \times 10^{-5} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ и $\delta=200$ мкм дает величину 33.8 мА см^{-2} ; для $D=1.984 \times 10^{-5} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ и того же значения δ получаем 37.5 мА см^{-2} . Численный расчет предельной плотности тока (как плотности тока, при которой граничная концентрация равняется 0), в соответствие с одномерной моделью (3)—(11) дает значение 35.8 мА см^{-2} . Это значение близко к среднему арифметическому (35.7 мА см^{-2}) между минимальным и максимальными значениями i_{lim} , приведенными выше. Этот факт, по-видимому,

объясняется тем, что внутри диффузионного слоя коэффициент диффузии изменяется относительно мало. Поэтому поведение системы в отношении этих изменений близко к линейному.

Поскольку в стационарном состоянии $\frac{\partial c_i}{\partial t} = 0$,

то из уравнения (6) следует, что плотность потока не меняется по координате: $j_i = \text{const}$. В данных условиях, учитывая, что плотность тока i и числа переноса также постоянны по координате, из уравнения (8) вытекает, что $D \frac{\partial c_i}{\partial x}$ не зависит от x . Но

так как значение D меняется (уменьшается с приближением к мембране), то меняется и значение $\frac{\partial c_i}{\partial x}$ (становится больше по абсолютной величине по мере приближения к мембране):

$$\frac{\partial c_i}{\partial x} = \frac{i(t_i - T_i)}{z_i F D}, \quad (15)$$

При выбранных значениях параметров ($i=35.8 \text{ мА см}^{-2}$, $t_i=0.4899$, $T_i=1$), $\frac{\partial c_i}{\partial x}$ принимает значение $-10.6 \text{ моль дм}^{-3} \text{ см}^{-1}$ при $x=-\delta$ и $-9.54 \text{ моль дм}^{-3} \text{ см}^{-1}$ при $x=0$. Таким образом, концентрационный профиль в обедненном диффузионном слое имеет выпуклость вниз. Вообще говоря, этот факт не соответствует представлению о форме концентрационного профиля, вытекающему из теории конвективной диффузии [12], в которой рассматривается двумерная геометрия системы. Отметим, что экспериментально определяемый концентрационный профиль (например, методом лазерной интерферометрии [13, 14]), при допредельных плотностях тока хорошо согласуется с теорией конвективной диффузии.

ДВУМЕРНАЯ МОДЕЛЬ

Двумерная геометрия и учет конвективного переноса позволяют более корректно подойти к проблеме учета влияния концентрационной зависимости коэффициента диффузии на расчетное значение предельной плотности тока. Согласно теории конвективной диффузии плотность потока ионов определяется не только диффузионной и миграционной составляющими, представленными в уравнении Нернста-Планка (8), но также и конвективной составляющей. В векторной форме уравнение конвективной электродиффузии имеет вид:

$$\vec{j}_i = -D \text{grad} c_i + \frac{\vec{i} t_i}{z_i F} + c_i \vec{V}. \quad (16)$$

Вблизи поверхности мембраны (или электрода) вклад конвективной составляющей становится пренебрежимо мал, и уравнение (16) можно заменить на уравнение (8). На поверхности твердого тела обычно принимается условие прилипания ($\vec{V}(x=0, y) = 0$). В этом случае производная концентрации по x определяется уравнением (10). Однако по мере удаления от поверхности мембраны конвективный вклад возрастает и становится доминирующим в ядре канала, где $\frac{\partial c_i}{\partial x} = 0$. Таким образом, при движении от поверхности мембраны к ядру канала наклон концентрационного профиля изменяется от некоторого максимального значения, определяемого уравнением (10), до 0. Это означает, что профиль всегда имеет выпуклость вверх.

Таким образом, мы получаем, что решение поставленной во введении проблемы не имеет удовлетворительного решения в рамках одномерной модели: в принципе, мы можем подобрать такое значение D , подстановка которого в уравнение Пирса дает значение предельной плотности тока, равное значению, найденному численно с учетом зависимости D от c . Однако такое решение задачи противоречит поведению системы, описываемому в рамках конвективной диффузии (в частности, получается нереальная форма концентрационного профиля). В то же время из теории конвективной диффузии вытекает, что уравнение (10) является справедливым в том числе и при учете конвективного переноса. Поскольку это уравнение записывается для раствора возле межфазной границы, и при протекании предельного тока этот раствор является бесконечно разбавленным, то значение D в уравнении (10) должно соответствовать $c=0$.

Если в уравнении (10) сделать замену

$$\left(\frac{\partial c_i}{\partial x} \right)_{x=0} = \frac{c_s - c^0}{\delta_N}, \quad (17)$$

где δ_N — нернстовская толщина диффузионного слоя, и принять $c_s \ll c^0$, то мы приходим к уравнению Пирса, в котором δ_N будет иметь смысл расстояния от поверхности мембраны до точки пересечения касательных, проведенных к реальному концентрационному профилю на межфазной границе и в ядре потока (рис. 3).

Из проведенного простого анализа двумерной модели конвективной диффузии становится понятным, что коэффициент диффузии в уравнении Пирса должен относиться к бесконечно разбавленному раствору, однако каким образом найти δ_N , — остается неясным. Обычно для расчета δ_N при ламинарном установившемся течении жидкости используются уравнения Левека [15, 16], которые в случае двух параллельных пластин имеют вид:

$$i_{limloc} = 0.978 \frac{FDc_{0in}}{h(T_1 - t_1)} \left(\frac{h^2 \bar{v}}{yD} \right)^{1/3} \quad (18)$$

$$\bar{i}_{lim} = 1.47 \frac{FDc_{0in}}{h(T_1 - t_1)} \left(\frac{h^2 \bar{v}}{LD} \right)^{1/3}, \quad (19)$$

соответственно для локальной (i_{limloc}) и средней по длине L (\bar{i}_{lim}) плотности тока. Здесь c_{0in} — концентрация электролита на входе в канал обессоливания, h — расстояние между пластинами, \bar{v} — средняя скорость течения жидкости в канале.

Уравнения (18) и (19) получаются из решения задачи, включающей в себя уравнения (6) и (16) с начальным условием:

$$c(x, 0) = c_{0in}, \quad (20)$$

означающим, что концентрация электролита на входе в канал равняется c_{0in} , и граничным условием

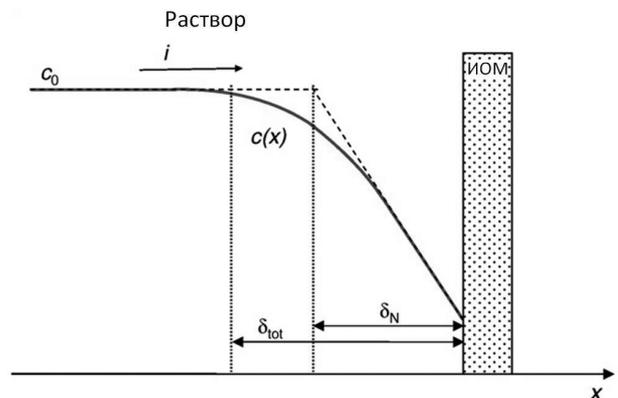


Рис. 3. Стационарный концентрационный профиль вблизи поверхности мембраны, отвечающий теории конвективной диффузии (сплошная кривая) и концепции Нернста (пунктир)

$$c(0, y)_{y>0} = 0, \quad (21)$$

отвечающим установлению предельного состояния (концентрация электролита на межфазной границе равна 0) на всей поверхности мембраны, кроме входа в канал ($y=0$). Аналитическое решение в виде (18), (19) получается только в случае, когда D принимается постоянной величиной. Течение жидкости считается ламинарным и установившимся, распределение скорости по поперечной координате — параболическим [16]:

$$v_y(x) = 6\bar{v} \left(\frac{x}{h} - \frac{x^2}{h^2} \right). \quad (22)$$

После приведения к безразмерному виду задача (16)—(22) имеет следующий вид:

$$\frac{\partial}{\partial X} \left[g(c) \frac{\partial C}{\partial X} \right] = 6(X - X^2) \frac{\partial C}{\partial Y}, \quad (23)$$

$$C(X, 0) = 1, \quad (24)$$

$$C(0, Y) = C(1, Y) = 0, \quad (25)$$

где

$$C = \frac{c}{c_0}, \quad X = \frac{x}{h}; \quad V = \frac{v}{\bar{v}}; \quad Y = \frac{yD}{\bar{v}h^2}, \quad (26)$$

функция $g(c)$ выражается уравнением (14).

Уравнение конвективной диффузии в форме (23) отличается от соответствующего уравнения, приведенного в работах [13, 17] для случая постоянного коэффициента диффузии, только тем, что в левой части есть функция $g(c)$, имеющая смысл поправочного коэффициента для учета зависимости $D(c)$.

Задача (23)—(26) решена численно с использованием пакета прикладных программ Comsol.

В случае, когда $g(c) = 1$ (зависимость D от концентрации не учитывается), из численного решения следует, что при $Y < 0.01$

$$\delta_N \approx 1.06 h Y^{1/3} \quad (27)$$

Вид зависимости (27) получается после представления результатов численного расчета в координатах δ_N — $Y^{1/3}$ (рис. 4). Заметим, что результаты расчета по пакету Comsol идентичны тем, которые получаются при использовании программы ELDIAL, разработанной ранее [11, 17] для решения задачи конвективной диффузии в произвольном токовом режиме, но с постоянным коэффициентом диффузии, если в исходных данных задать достаточно большой скачок потенциала.

Подстановка выражения (27) с учетом смысла безразмерного Y в уравнение Пирса (1) дает зависимость локальной плотности тока от продольной

координаты по длине канала y :

$$i_{limloc} = 0.94 \frac{FDc_{0in}}{h(T_1 - t_1)} \left(\frac{h^2 \bar{v}}{yD} \right)^{1/3}. \quad (28)$$

Уравнение (28) имеет тот же вид, что и аналогичное уравнение (18), приведенное в книге Ньюмена [16] [уравнение (105—9)], полученное из аналитического приближенного одночленного решения Левека [15]. Однако коэффициент пропорциональности в уравнении Левека отличается от 0.94 и равен 0.978. Дело в том, что одночленное уравнение Левека справедливо только для очень малых длин канала ($Y < 2 \cdot 10^{-4}$). В интервале ($0 < Y < 2 \cdot 10^{-2}$) лучшее приближение дает двучленное уравнение:

$$i_{limloc} = \frac{FDc_{0in}}{h(T_1 - t_1)} \left[0.978 \left(\frac{h^2 \bar{v}}{yD} \right)^{1/3} - 0.2 \right]. \quad (29)$$

Однако использовать двучленное уравнение неудобно, поэтому в данной работе мы отталкивались от приближения, представленного уравнением (27).

Интегрирование i_{limloc} по координате y от 0 до L приводит к выражению для средней по длине канала L плотности тока $\bar{i}_{lim} = \frac{1}{L} \int_0^L i_{limloc}(y) dy$:

$$\bar{i}_{lim} = 1.41 \frac{FDc_{0in}}{h(T_1 - t_1)} \left(\frac{h^2 \bar{v}}{LD} \right)^{1/3}. \quad (30)$$

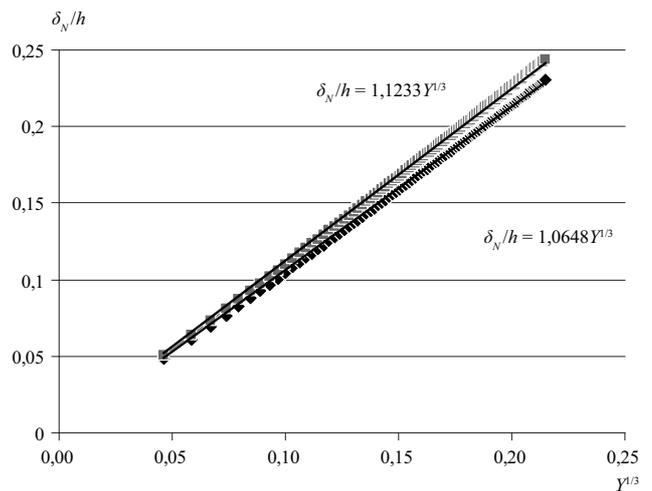


Рис. 4. Зависимость приведенной толщины нернстовского ДПС от безразмерной длины канала обессоливания Y . Точки — результаты численного расчета без учета зависимости D от концентрации (\blacklozenge), $g(c) = 1$, и с учетом этой зависимости согласно уравнению (14) для случая 0.2 М раствора KCl (\blacksquare), $g(c) \neq 1$. Приведены уравнения аппроксимирующих прямых

По форме уравнение (30) совпадает с уравнением Пирса, если ввести в рассмотрение эффективную толщину диффузионного слоя δ_{Nef} :

$$\delta_{Nef} = 0.71h \left(\frac{LD}{h^2 \bar{v}} \right)^{1/3}. \quad (31)$$

Заметим, что коэффициенты в уравнениях (28) и (29), (27) и (31), соответственно, отличаются между собой в $3/2$ раза, — множитель, который появляется в результате интегрирования функции $Y^{-1/3}$.

В случае, когда $g(c)$ задается уравнением (14), численное решение дает:

$$\delta_N = 1.12 h Y^{1/3} \quad (32)$$

и

$$\delta_{Nef} = 0.75 h \left(\frac{LD}{h^2 \bar{v}} \right)^{1/3}. \quad (33)$$

Для расчета δ_N в диапазоне концентраций от 0 до 0.5 М КСl получена аппроксимация:

$$\delta_N = h(0.0206 c_{0in}^2 + 0.0094 c_{0in}^{3/2} - 0.1537 c_{0in} + 0.184 c_{0in}^{1/2} + 1.064) Y^{1/3} \quad (34)$$

где c_{0in} — концентрация КСl на входе в канал (в моль/дм³).

Эффективное значение толщины ДПС в канале длиной L получается умножением соответствующей локальной величины на $2/3$: $\delta_{Nef} = (2/3)\delta_N$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании 1D и 2D численного моделирования показано, что поскольку на границе раздела фаз при приближении к предельному состоянию концентрация обедненного раствора стремится к нулю, в уравнении Пирса следует брать величину коэффициента диффузии электролита, отвечающую бесконечно разбавленному раствору. В то же время при равных гидродинамических условиях толщина нернстовского диффузионного слоя является функцией концентрации раствора. В случае ламинарного установившегося течения между двумя гладкими мембранами без сепаратора вид зависимости δ_N от длины канала и скорости течения раствора такой же, как и в известном уравнении Левека: $\delta_N = k Y^{1/3}$. Однако величина коэффициента пропорциональности k в случае переменного ко-

эффициента диффузии больше, чем в уравнении Левека, при выводе которого коэффициент диффузии принимается постоянным. Толщина нернстовского диффузионного слоя растет с увеличением концентрации раствора, что равносильно уменьшению коэффициента массопереноса.

Работа выполнена согласно плану работ российско-французской международной ассоциированной лаборатории (МАЛ) «Ионообменные мембраны и процессы» при финансовой поддержке РФФИ, гранты №№ 09-08-96529 и 11-08-00599-а, и ФЦП, шифр № 2010-1.1-234-069, контракт 02.740.11.0861.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Peers A. M. // Disc. Faraday Soc. 1956. V. 21. P. 24.
2. Choi J.-H., Lee H.-J., Moon S.-H. // J. Colloid Interface Sci. 2001. V. 238 (1). P. 188.
3. Volodina E., Pismenskaya N., Nikonenko V., et al. // J. Colloid Interface Sci. 2005. V. 285 (1). P. 247.
4. Krol J. J., Wessling M., Strathmann H. // J. Membr. Sci. 1999. V.162 (1—2). P. 155.
5. Ibanez R., Stamatialis D. F. Wessling M. // J. Membr. Sci. 2004. V. 239 (1). P. 119.
6. Garrido J., Mafé S., Pellicer J. // J. Membr. Sci. 1985. V. 24 (1). P. 7.
7. Larchet C., Nouri S., Auclair B., et al. // Adv. Colloid Interface Sci. 2008. V. 139 P. 45.
8. Robinson R. A., Stokes R. H. // Electrolyte solution. London: Butterworths. 1970.
9. Miller D. G. // Journal of Physical Chemistry. 1966. V. 70. P. 2639.
10. Larchet C., Dammak L., Auclair B., et al. // New J. Chemistry. 2004. V. 28 (10). P. 1260.
11. Гнусин Н. П., Заболоцкий В. И., Николенко В. В., и др. // Электрохимия. 1986. Т. 22. С. 298.
12. Левич В. Г. // Физико-химическая гидродинамика. М.: Физматгиз, 1959.
13. Shaposhnik V. A., Kuzminykh V. A., Grigorchuk O. V., et al. // J. Membr. Sci. 1997. V. 133. P. 27.
14. Васильева В. И., Шапошник В. А., Григорчук О. В. // Электрохимия. 2006. Т. 42 (11). С.1340.
15. Lévêque M. A. // Annales des Mines, Mémoires, 1928. Ser. 12, 13. P. 201—299, 305—362, 381—415.
16. Ньюмен Дж. // Электрохимические системы. М.: Мир, 1977.
17. Заболоцкий В. И., Гнусин Н. П., Николенко В. В. и др. // Электрохимия. 1985. Т. 21. С. 296.

Никоненко Сергей Викторович — аспирант, Кубанский государственный университет; тел.: (861) 2199573, e-mail: nikonenkos@mail.ru

Nikonenko Sergey V. — the post-graduate student, Kuban State University; tel.: (861) 2199573, e-mail: nikonenkos@mail.ru

Уртенов Махамет Хусеевич — профессор, Кубанский государственный университет; тел.: (861) 2199573, e-mail: urtenovmax@mail.ru

Коваленко Анна Владимировна — доцент, Кубанский государственный университет; тел.: (861) 2199573, e-mail: n_pismen@mail.ru

Семенчин Евгений Андреевич — профессор, Кубанский государственный университет; тел.: (861) 2199573, e-mail: es14@mail.ru

Никоненко Виктор Васильевич — профессор, Кубанский государственный университет; тел.: (861) 2199573, e-mail: v_nikonenko@mail.ru

Urtenov Makhamet Kh. — professor, Kuban State University; tel.: (861)2199573, e-mail: urtenovmax@mail.ru

Kovalenko Anna V. — assistant professor, Kuban State University; tel.: (861)2199573, e-mail: n_pismen@mail.ru

Semenchin Evgenie A. — professor, Kuban State University; tel.: (861) 2199573, e-mail: es14@mail.ru

Nikonenko Victor V. — professor, Kuban State University; tel.: (861) 2199573, e-mail: v_nikonenko@mail.ru