

ИНДЕКС УДК 532.5:537.7

**ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ СЛАБОПРОВОДЯЩИХ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ ПРИ ЛАМИНАРНОМ ТЕЧЕНИИ В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ****Панкратьева И.Л., Полянский В.А.***Институт механики МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва*[ilpan@imec.msu.ru](mailto:ilpan@imec.msu.ru)**Аннотация**

Объектом исследований являются слабопроводящие углеводородные жидкости с малой примесью молекул электролитной природы, которые при растворении в несущей жидкости диссоциируют на положительные и отрицательные ионы. Такие среды широко применяются в различных технологических процессах, при этом часто возникают проблемы, связанные с электризацией, то есть возникновением в среде вблизи границ раздела нескомпенсированного объемного электрического заряда.

Цель работы – теоретическое исследование влияния различных параметров, характеризующих электрохимические свойства среды и поверхности контакта жидкости и твердого тела, на величину объемного заряда и конвективного электрического тока.

В статье изучена проблема образования нескомпенсированного объемного электрического заряда в течениях слабопроводящих вязких жидкостей в каналах при электрохимическом взаимодействии среды с границей раздела для произвольного соотношения между подвижностями заряженных частиц разных сортов. Рассмотрены новые модели поверхностных электрохимических процессов. Изучено влияние параметров этих процессов на величину тока электризации и на длину выхода электрических параметров среды на насыщение (длину релаксации). Теоретически обоснована возможность образования сильных индуцированных электрических полей на границах раздела, определены два основных параметра, влияющих на величину этих полей и предложен механизм разрядки, проявляющийся в экспериментах в виде локальных областей свечения жидкости.

**ELECTRIZATION OF WEAKLY CONDUCTING MULTICOMPONENT LIQUIDS AT LAMINAR FLOW IN A FLAT CHANNEL**

We investigate weakly conducting hydrocarbon liquids with a small admixture of molecules of electrolytic character, which, being dissolved in the carrying liquid, dissociate into positive and negative ions. Such media are widely used in various technological processes. In these cases, there often arise problems related to electrization, i.e., appearance of some non-compensated space charge in the medium near the interface.

The goal of the study is the theoretical investigation of the influence of various parameters characterizing the electrochemical properties of the medium and the surface of interface between the liquid and the rigid body onto the magnitude of the space charge and the convective electric In the paper, we study the formation of the non-compensated space electric charge in flows of weakly conducting viscous liquids in channels under electrochemical interaction between the medium and the interface for arbitrarily related mobilities of charged particles of different kinds. New models of surface electrochemical processes are considered. The influence of parameters of these processes on the magnitude of the electrization current and the length of saturation attainment for electric parameters of the medium (the relaxation length) is demonstrated. The possibility of formation of strong induced electric fields on the interfaces is theoretically justified. Two main parameters exerting an influence on the magnitude of these fields are determined, and a mechanism of discharge is proposed which exhibits itself in experiments in the form of local areas of the liquid glow.

## Введение

Образование нескомпенсированного объемного электрического заряда (электризация) при течении слабопроводящих органических жидкостей в каналах связано с различием во взаимодействии положительно и отрицательно заряженных ионов жидкости со стенками, а также с разной скоростью переноса ионов различных сортов к границам раздела. Имеющиеся в литературе теоретические модели [1–6], описывающие этот процесс, основаны на предположении о слабом возмущении границей концентрации ионов в жидкости. Такое допущение позволяет после ряда дополнительных упрощений получить аналитическое решение задачи о накоплении электрического заряда в области течения и оценить величину электрического тока, который выносится из канала при сливе жидкости в собирающую емкость. Из аналитического решения и из экспериментов [1, 6, 7] известно, что накопление нескомпенсированного заряда в первоначально электрически нейтральной жидкости происходит на некотором конечном расстоянии (длине релаксации  $L$ ) от входа в канал. Далее в каждом поперечном сечении устанавливается распределение заряда, которое не меняется по длине канала и является одним из основных факторов, определяющих электрический ток выноса. Величина тока выноса существенно зависит от свойств переноса ионов в жидкости и от параметров взаимодействия среды с границами раздела. Аналитические решения получены для достаточно простых моделей поверхностных процессов, в основном, когда эти процессы являются равновесными, а величина равновесной концентрации ионов мало отличается от квазинейтральной концентрации на входе [1, 2, 4, 6]. В случае более общих моделей аналитические решения удастся получить только в виде рядов с коэффициентами, вычисление которых требует применения численных методов [3, 5]. Это обстоятельство ограничивает область применения таких решений в прикладных целях. Для некоторых практически важных моделей граничных условий, исследованных в статье, аналитические решения в литературе отсутствуют.

Использование численных методов для решения задач об электризации в полной постановке позволяет детально изучить физические механизмы этого процесса, а также влияние свойств среды и поверхностных процессов на длину релаксации и величину нескомпенсированного заряда. Представляет интерес численное решение задачи о нейтрализации жидкости с помощью размещаемых на выходе из канала электродов, на поверхности которых реагируют только ионы, образующие нескомпенсированный объемный заряд. Нейтрализация заряда на выходном участке канала может осуществляться также электродами, инжектирующими в среду заряженные частицы противоположного знака. В таких задачах важное практическое значение имеют сведения о длине релаксации. Численными методами можно также численно исследовать электризацию частично ионизованных газовых сред за счет различия в подвижностях положительных ионов и электронов при одинаковом характере их взаимодействия с границей раздела.

## 1. Постановка задачи

Рассмотрим течение многокомпонентной слабопроводящей среды, состоящей из несущей диэлектрической жидкости и малой примеси положительных и отрицательных ионов, в плоском канале с проводящими заземленными стенками. Ионы в такой жидкой смеси образуются вследствие диссоциации нейтральных молекул различных примесей электролитной природы, которые при растворении в жидкости образуют слабо связанные ионные пары. При диссоциации этих пар возникают свободные ионы различных сортов, которые обуславливают проводимость среды. Будем считать, что степень ионизации мала и в отсутствие внешнего электрического поля заряженные частицы не влияют на движение несущей жидкости.

В рассматриваемой теоретической модели [8] полагается, что все свободные ионы жидкости объединены в два сорта положительных и отрицательных ионов. При течении жидко-

сти в канале возможно также образование новых заряженных частиц за счет электрохимических процессов на поверхности стенок канала. Для оценки вклада таких частиц в электризацию будем выделять их в третий сорт ионов.

В модели будем учитывать конвективный перенос ионов несущей жидкостью, диффузию и дрейф заряженных частиц в индуцированном электрическом поле. Уравнения электрогидродинамики, описывающие стационарные двумерные распределения концентраций заряженных частиц, напряженности электрического поля и электрического потенциала при ламинарном движении жидкости в плоском полубесконечном канале, запишем в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x}(n_1 U_{1x}) + \frac{\partial}{\partial y}(n_1 U_{1y}) &= w - \alpha n_1 n_2, \\ \frac{\partial}{\partial x}(n_2 U_{2x}) + \frac{\partial}{\partial y}(n_2 U_{2y}) &= w - \alpha n_1 n_2, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(n_3 U_{3x}) + \frac{\partial}{\partial y}(n_3 U_{3y}) = 0, \quad (2)$$

$$n_i U_{ix} = n_i u, \quad i = 1-3, \quad (3)$$

$$n_i U_{iy} = \text{sign}(e_i) b_i n_i E - D_i \frac{\partial}{\partial y} n_i, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} &= -q, \quad E = -\frac{\partial F}{\partial y}, \quad q = \sum_i e_i n_i, \\ e_1 > 0, \quad e_2 < 0, \quad e_3 \leq 0, \quad j_w &= \sum_i e_i n_i U_{iy}. \end{aligned} \quad (5)$$

Координатные оси  $x, y$  направлены, соответственно, вдоль и поперек канала, начало координат находится на входе в канал на нижней стенке, высота канала  $h$ . Здесь  $n_i, U_{ix}, U_{iy}, D_i, b_i$  – концентрация, компоненты скорости, коэффициенты диффузии и подвижности ионов  $i$ -го сорта с зарядом  $e_i, F$  – электрический потенциал,  $E$  – компонента напряженности поля в направлении поперек канала,  $q$  – плотность объемного заряда,  $j_w$  – плотность тока проводимости на стенку,  $\varepsilon \varepsilon_0$  – абсолютная диэлектрическая проницаемость среды,  $u$  – компонента скорости жидкости вдоль канала. Индексы 1 и 2 относятся к ионам, образовавшимся в результате объемного процесса диссоциации нейтральных молекул примеси, индекс 3 – к ионам, которые появляются в жидкости за счет поверхностной ионизации. Считается для определенности, что это отрицательные ионы. Индекс 3 при анализе одной из моделей будет также использоваться для обозначения концентрации нейтральной компоненты, которая изначально отсутствует в среде и образуется в результате поверхностной рекомбинации ионов жидкости (при этом, очевидно,  $e_3 = 0$ ). Величины  $w, \alpha$  представляют собой скорость объемной реакции диссоциации и константу скорости объемной рекомбинации ионов разных знаков. В дальнейшем эти величины считаются постоянными. В случае  $w = \alpha = 0$  молекулы примеси являются сильным электролитом, который полностью диссоциирует на ионы при растворении в несущей жидкости. Если  $w, \alpha \neq 0$ , электролит называется слабым.

Уравнения (1)–(5) записаны в следующих допущениях. Течение несущей вязкой несжимаемой жидкости считается ламинарным и определяется градиентом давления среды вдоль канала. Влиянием кулоновских сил на движение пренебрегается. Для скорости жидкости, имеющей только продольную компоненту  $u$ , используется формула Пуазейля

$$u = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} (y^2 - hy). \quad (6)$$

Здесь  $p, \mu$  – давление и динамическая вязкость жидкости. Напряженность электрического поля имеет только одну компоненту  $E$  в поперечном к стенкам канала направлении. Продольное поле отсутствует, так как на входе и на выходе канала нет внешних источников поля. Рассматриваются условия, когда диффузионное число Пекле значительно больше единицы. При этом в выражении (3) для скоростей компонент вдоль канала  $U_{ix}$  можно пренебречь [9] продольной диффузией и не учитывать дрейф в электрическом поле. Поперечные скорости (4) компонент  $U_{iy}$  определяются диффузией и дрейфом в поперечном индуцированном поле  $E$ .

Важной частью постановки задачи об электризации является формулировка граничных условий для концентраций компонент на поверхности стенок канала. Вывод соотношений на границе раздела с учетом поверхностных электрохимических процессов из условий баланса потоков частиц на границу приведен в [10]. Запишем их сначала в общем виде:

$$n_i U_{iy} = A_i^k (E, n_m, \dots) - K_i^k n_i. \quad (7)$$

Здесь  $A_i^k, K_i^k$  – параметры поверхностных электрохимических процессов, характеризующих, соответственно, потоки ионов или нейтральных частиц за счет ионизации и рекомбинации на границе раздела. Эти величины зависят от свойств поверхности, состава жидкости и т.п., в частности, параметр  $A_i^k$  может зависеть от поля, при этом такая зависимость может иметь пороговый по величине поля характер. Верхний индекс у величин  $A_i^k, K_i^k$  указывает на расположение стенки. Для нижней стенки  $k=0$ , для верхней стенки  $k=1$ . Необходимость в верхнем индексе возникает при решении задачи о нейтрализации жидкости, когда разные границы раздела обладают различающимися поверхностными свойствами. Соотношение между слагаемыми в правой части (7) может быть произвольным. Равенство нулю правой части (7) соответствует равновесию поверхностной реакции. Ниже рассматриваются несколько моделей процессов на поверхности.

Сведения о величинах параметров  $A_i^k, K_i^k$  и их зависимостях от свойств поверхности и контактирующей с ней углеводородной жидкости в литературе практически отсутствуют. Имеются косвенные данные, полученные путем решения обратной задачи, когда путем варьирования параметров теоретической модели достигается качественное или количественное совпадение с наблюдаемыми в эксперименте электрогидродинамическими эффектами [1, 8, 11, 12]. Ниже используются данные работ [1, 12].

Для завершения постановки задачи необходимо также задать условия на входе в канал для концентраций и условия на стенках для потенциала:

$$n_1(0, y) = n_2(0, y) = n_0, \quad n_3(0, y) = 0, \quad x = 0, \quad (8)$$

$$F(x, 0) = F(x, h) = 0, \quad y = 0, h. \quad (9)$$

Входящие в уравнения и граничные условия параметры переноса и электрохимических реакций при решении задачи считаются заданными. В экспериментах по исследованию электризации измеримыми величинами являются полный конвективный ток через поперечное сечение канала  $J_{con}$  (ток выноса), заряд, вытекающий из канала в единицу времени, полный ток, снимаемый с боковых стенок канала на измерительном участке, и длина релаксации  $L$ , на которой конвективный ток достигает своего максимального значения. Полный конвективный ток через единицу ширины поперечного сечения канала определим соотношением

$$J_{con}(x) = \int_0^h q(x, y) u(y) dy. \quad (10)$$

Наряду с током выноса  $J_{con}$  для анализа механизма электризации будем использовать также величину полного заряда на единицу ширины поперечного сечения канала

$$Q(x) = \int_0^h q(x, y) dy. \quad (11)$$

Далее будет исследоваться характер зависимости величин  $J_{con}$  и  $Q$  от расстояния до входного сечения канала, от свойств переноса ионов и кинетических констант поверхностных реакций и от проводимости жидкости на входе в канал.

## 2. Метод численного решения задачи

Сформулированная задача решается численно методом конечных разностей по неявной схеме для продольной координаты с использованием итераций в поперечном направлении при линеаризации нелинейных слагаемых в уравнениях и граничных условиях. Соотношения (1)–(9) записываются в безразмерном виде с характерными параметрами, соответствующими углеводородной среде типа гептана с проводимостью  $\sigma_0 = 10^{-10}$  См/м. Характерное значение коэффициента диффузии ионов  $D_0 = 1.34 \times 10^{-9}$  м<sup>2</sup>/с. По этим двум величинам из соотношения Эйнштейна вычисляется характерное значение коэффициента подвижности ионов  $b_0$  и характерная концентрация ионов  $n_0$ , так как в квазинейтральной среде проводимость  $\sigma_0 = 2en_0b_0$ . Коэффициент рекомбинации ионов  $\alpha_0$  вычисляется по соотношению Ланжевена ( $\alpha_0 = 2eb_0/\epsilon\epsilon_0$ ), а характерная скорость диссоциации  $w_0$  рассчитывается из условия равновесия объемной реакции образования ионов ( $w_0 = \alpha_0 n_0^2$ ). Для характерной скорости поверхностной рекомбинации ионов, используя данные экспериментов [1, 6, 12], возьмем значение  $K_{20} = 4 \times 10^{-5}$  м/с. Средняя характерная скорость жидкости  $u_0 = 0.1$  м/с. Для электрических параметров при обезразмеривании используются величины: потенциал  $F_0 = kT_0/e$ ,  $T_0 = 300$  К; напряженность поля  $E_0 = F_0/h$ ; ток проводимости на стенку  $j_{w0} = en_0b_0E_0$ ; полный заряд поперечного сечения канала единичной ширины  $Q_0 = en_0h$ ; ток выноса  $J_{con0} = Q_0u_0$ . Координаты  $x, y$  отнесены к высоте канала  $h = 1.6 \times 10^{-5}$  м. Безразмерные величины далее отмечены звездочкой. Вариант расчета, соответствующего выбранным характерным значениям, будем называть базовым.

Ниже приводятся результаты вычислительных экспериментов по исследованию электризации для разных моделей взаимодействия среды с границами раздела. При аналитическом решении задач об электризации с условиями типа (7) обычно принимается, что поток  $A_i^k$  образовавшихся на границе ионов является постоянным по всей длине канала, и поверхностные реакции не возмущают объемную концентрацию нейтральных молекул электролита, ионизирующихся на поверхности [4, 6]. Более сложным является процесс на поверхности с образованием нейтральных молекул, отсутствовавших в среде на входе в канал. Такого типа реакции ранее в литературе не рассматривались, так как допущение о слабом возмущении объемной концентрации одной из компонент среды поверхностным процессом в этом случае некорректно. Анализ [14] показывает, что в состоянии насыщения новая компонента присутствует уже во всем объеме жидкости.

### 3. Поверхностная рекомбинация с образованием новой нейтральной компоненты

Пусть граница раздела нейтральна по отношению к положительным ионам, а отрицательные ионы реагируют на ней с образованием изначально отсутствовавшей в жидкости нейтральной компоненты, концентрация  $n_3$  которой на входе в канал равна нулю. Будем считать для простоты, что обе стенки канала имеют одинаковые электрохимические свойства, поэтому при записи условий на границе верхний индекс у параметров опустим. На нижней стенке ( $y = 0$ )

$$n_1 U_1 = 0, \quad n_2 U_2 = A_3 n_3 - K_2 n_2, \quad n_3 U_3 = -A_3 n_3 + K_2 n_2 \quad (e_3 = 0). \quad (12)$$

Соотношения для верхней стенки ( $y = h$ ) аналогичны и отличаются только знаком правых частей формул для  $n_i U_i$ . Условия (12) отражают один из возможных физически реальных механизмов взаимодействия среды с границей раздела. Можно ожидать, что участие нейтральных частиц, на которые не действует индуцированное электрическое поле, будет влиять на процесс установления предельного состояния насыщения среды, соответствующего равновесию поверхностных реакций. В частности, длина релаксации при этом может сильно измениться [14] по сравнению со случаями, которые обычно рассматривают при аналитическом решении задачи [1 – 6].

Развитие процесса электризации показывают представленные на рис.1 распределения полного заряда сечения  $Q^*$  (кривые 1, 2), конвективного тока  $J^*_{con}$  (кривые 3, 4) и плотности тока проводимости на стенку  $j^*_w$  (кривые 5, 6) вдоль канала, начиная от входного сечения. Рассмотрены случаи сильного ( $w^* = \alpha^* = 0$ , кривые 2, 4, 6) и слабого ( $w^* = \alpha^* = 1$ , кривые 1, 3, 5) электролитов. Исходные параметры среды соответствуют приведенным выше данным для характерных значений величин. Для констант, входящих в граничные условия (12), брались следующие безразмерные значения:  $A_3^* = 1$ ,  $K_2^* = 0.5$ . Из рис.1 видно, что при  $x^* \sim 3000$  заряд и ток выходят (особенно для сильного электролита) на свои предельные значения. Расстояние от входа, на котором среда достигает состояния насыщения и далее вниз по потоку уже практически ничего не меняется, будем считать длиной релаксации. Электризация исходной квазинейтральной среды происходит следующим образом. Сразу после входа жидкости в канал в результате неравновесной поверхностной рекомбинации концентрация отрицательных ионов в окрестности стенки уменьшается и в жидкости начинает образовываться положительный объемный заряд. Этот заряд индуцирует неоднородное электрическое поле, направленное к стенке. В возникшем поле положительные ионы, не реагирующие на поверхности, начинают двигаться из ядра потока в пограничную область, их концентрация вблизи стенки растет, еще более увеличивая объемный заряд. В описанных процессах наряду с полем возникают также градиенты концентраций заряженных компонент, создающие потоки диффузии отрицательных ионов к стенке, а положительных ионов от стенки. Диффузионные потоки заряженных компонент конкурируют с их дрейфовыми потоками под действием индуцированного поля. Кроме того, возникает неоднородное распределение концентрации новой нейтральной компоненты, образующейся на стенке при рекомбинации отрицательных ионов.

Распределение концентраций компонент  $n_i^*$  и плотности объемного заряда  $q^*$  в сечении канала  $x^* = 3000$  показано на рис. 2. Рассмотрены случаи сильного ( $w^* = \alpha^* = 0$ , кривые 2, 4, 6, 8) и слабого ( $w^* = \alpha^* = 1$ , кривые 1, 3, 5, 7) электролита. Как уже отмечалось, при выбранных исходных параметрах эта длина примерно соответствует выходу тока и заряда на свои предельные значения для сильного электролита (рис. 1).

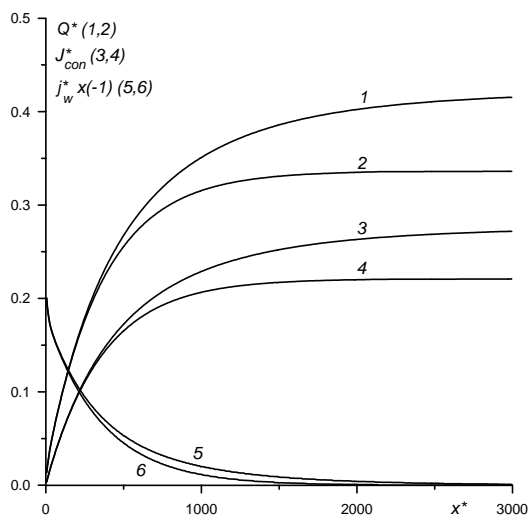


Рис.1

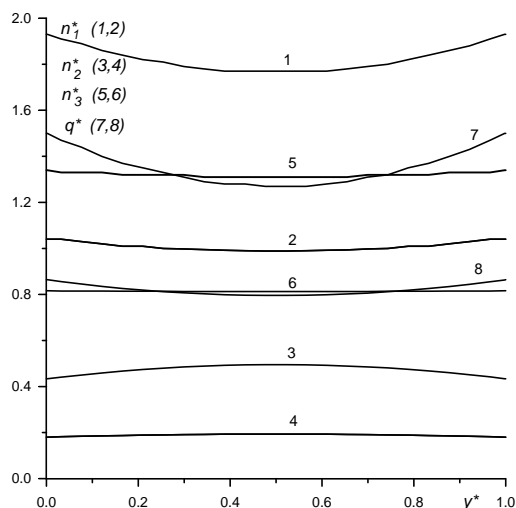


Рис. 2

В случае слабого электролита длина релаксации несколько больше. Это связано с тем, что для выхода на насыщение необходимо дополнительно установление равновесия объемного электрохимического процесса, имеющего свое характерное время релаксации, на новом уровне по сравнению с уровнем на входе в канал.

Из рис.2 видно, что в случае слабого электролита концентрация положительных ионов  $n_1^*$  в центре канала превышает значение на входе примерно в 1.8 раза, а концентрация  $n_2^*$  примерно в 2 раза ниже. На входе безразмерные значения  $n_1^* = n_2^* = 1$ . Объемный заряд занимает весь канал, поскольку для данного расчета число Дебая  $De = r_d/h = 0.96$  ( $r_d = (\epsilon kT/2e^2 n_0)^{0.5}$  – дебаевский радиус). Для слабого электролита объемный заряд больше, чем для сильного, так как в ядре потока имеется объемный неравновесный источник заряженных частиц.

На рис.3. даны распределения потенциала и напряженности поля в этом же сечении. На кривых 1, 3  $w^* = \alpha^* = 1$ , на кривых 2, 4  $w^* = \alpha^* = 0$ . Для рассматриваемых условий максимальная величина потенциала  $F^*$  жидкости относительно стенок для слабого электролита после выхода на насыщение составляет всего лишь 0.07 теплового потенциала.

Рис.4 показывает влияние на заряд и ток изменения одного из параметров граничных условий (12) – коэффициента скорости поверхностной ионизации отрицательных ионов  $A_3$ .

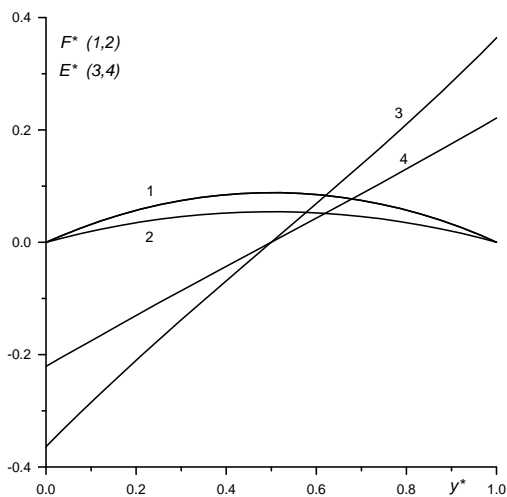


Рис. 3

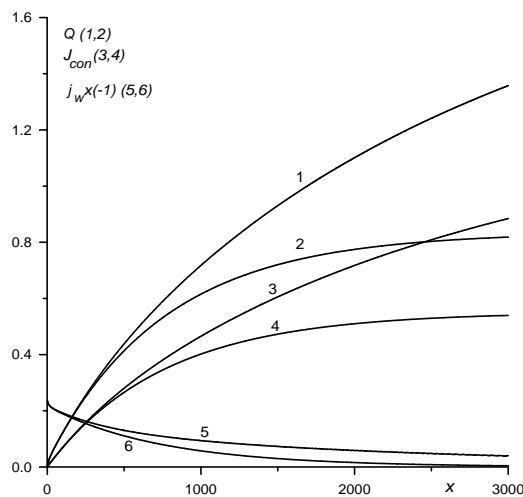


Рис 4

Кривые на этой фигуре получены для тех же исходных данных, что и на рис.1, только величина  $A_3$  уменьшена в 10 раз ( $w^* = \alpha^* = 0$ , кривые 2, 4, 6;  $w^* = \alpha^* = 1$ , кривые 1, 3, 5). Видно, что уменьшение  $A_3$  приводит к росту заряда и тока, кроме того, увеличивается длина выхода на насыщение (длина релаксации), особенно для слабого электролита.

Изменение вдоль канала концентраций ионов, объемного заряда и обусловленного им продольного конвективного электрического тока происходит до тех пор, пока не установится баланс потоков диффузии и дрейфа ионов в поперечном направлении, а для рождающейся на поверхности новой нейтральной компоненты не установится однородное в поперечном направлении распределение. После этого объемный заряд сечения и конвективный ток выходят на насыщение и далее вдоль канала не меняются. Таким образом, при течении жидкости в полубесконечном канале нескомпенсированный объемный электрический заряд генерируется за счет поверхностных процессов только начальным участком канала на длине релаксации  $L$ . На остальной части канала происходит только конвективный перенос накопившегося в каждом сечении заряда.

На рис. 5 показано влияние на состояние среды изменения еще одного параметра граничных условий (12) - коэффициента скорости поверхностной рекомбинации отрицательных ионов  $K_2^*$ . Как и выше, кривые получены для базовых исходных параметров, увеличена только величина  $K_2^*$  ( $K_2^* = 36$ ). Данные приведены для слабого электролита после выхода на насыщение (длина релаксации  $L \approx 10000$ ). Кривые 1–3 дают распределения поперек канала концентраций компонент (1 –  $n_1^*$ , 2 –  $n_2^*$ , 3 –  $n_3^*$ ), 4 – потенциала и 5 – напряженности поля. С увеличением  $K_2^*$  при наличии объемного источника заряженных частиц имеет место сильный рост концентраций положительных ионов и нейтральных частиц, образующихся на поверхности при рекомбинации отрицательных ионов. При большой скорости рекомбинации концентрация последних резко падает во всем канале. При достижении насыщения объемные и поверхностные реакции приходят в состояние равновесия.

Увеличение исходной проводимости среды (уменьшение числа Дебая) существенно меняет распределения параметров среды и поля в поперечном сечении канала. На рис. 6 даны профили концентраций ионов  $n_1^*$  (кривая 1),  $n_2^*$  (кривая 2), нейтральных молекул  $n_3^*$  (кривая 3), потенциала (4) и напряженности поля (5) в сильном электролите с проводимостью на входе в канал  $\sigma = 10^4 \sigma_0$ .

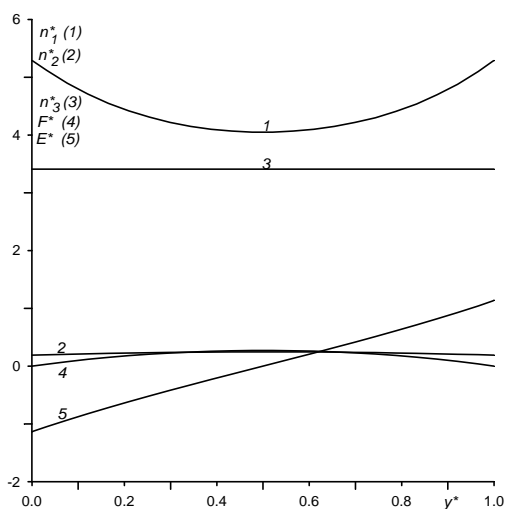


Рис. 5

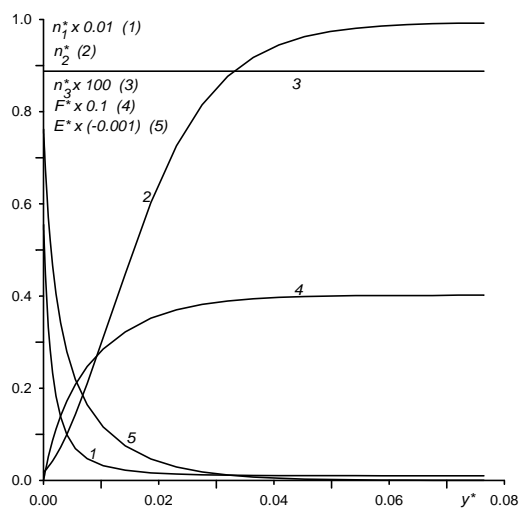


Рис. 6



Видно, что характерная толщина электродиффузионного слоя составляет примерно  $0.035 h$ , потенциал на внешней границе слоя достигает значения  $4kT/e$ , напряженность поля на стенке равна  $1230 \text{ кВ/м}$  значение концентрации положительных ионов на стенке в 55 раз превышает их значение на входе. Данные приведены для сечения, где достигнуто насыщение. Об этом свидетельствует, в частности, профиль концентрации нейтральной компоненты  $n_3^*$ , генерируемой в поверхностной реакции. Видно, что диффузионный поток нейтральных частиц равен нулю во всем поперечном сечении.

Об эволюции профиля  $n_3^*$  в процессе электризации можно судить по рис.7, где дано распределение этой концентрации, генерируемой в поверхностном процессе в сильном электролите с проводимостью  $\sigma = 10^4 \sigma_0$  в одном из сечений канала до выхода на насыщение. Распределение  $n_3^*$  сильно неоднородно поперек канала, при этом с развитием процесса вниз по течению максимальное и минимальное значения концентрации постепенно сближаются к постоянному поперек канала значению насыщения, показанному на рис. 6 линией 3. Напомним, что во входном сечении канала  $n_3^* = 0$ .

На рис.8 показана зависимость конвективного тока  $J_{con}^*$  (кривые 1, 2) и заряда  $Q^*$  (кривые 3, 4) от максимальной безразмерной скорости течения  $u_m^* = u_m/u_0$  ( $u_m$  – максимальное значение скорости в формуле Пуазейля,  $u_0 = 10 \text{ см/с}$ ), для случаев сильного ( $w^* = \alpha^* = 0$ , кривые 2, 4) и слабого ( $w^* = \alpha^* = 1$ , кривые 1, 3) электролита. Данные приведены для сечения  $x^* = 30000$ , в котором заведомо достигается состояние насыщения во всем рассмотренном диапазоне  $u_m$ . Видно, что изменение скорости жидкости не влияет на величину заряда насыщения, а конвективный ток насыщения меняется линейно со скоростью.

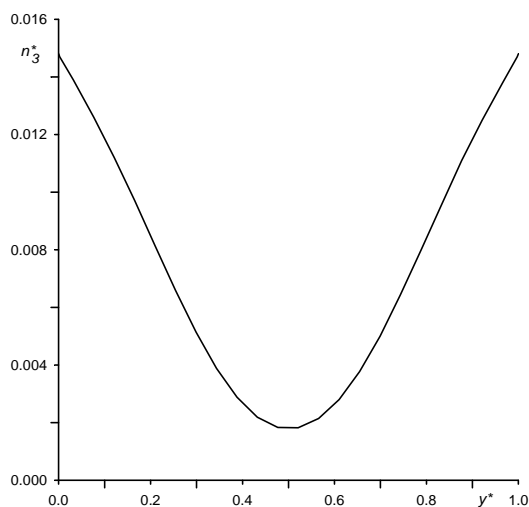


Рис. 7

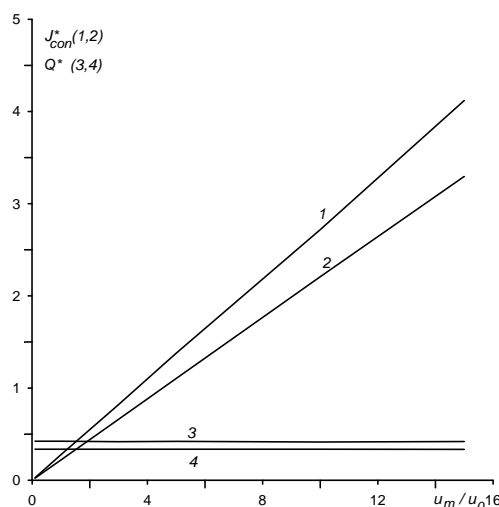


Рис. 8

Таким образом, численное решение задачи для условий, когда поверхностные процессы вносят конечные возмущения в распределения концентраций поперек канала, подтверждает результаты приближенных аналитических решений [1, 2, 4]. Расчеты показывают, что с ростом скорости увеличивается длина релаксации, что объясняется затягиванием установления баланса потоков за счет сноса заряженных частиц. Это хорошо видно из рис.9, где представлены распределения заряда сечения вдоль канала на участке  $x^* \leq 6000$  в сильном электролите для указанных цифрами у кривых значений отношения  $u_m/u_0$ . Видно, что для  $u_m/u_0 \geq 5$  состояние насыщения достигается на длинах, значительно превышающих  $x^* = 6000$ .

На рис. 10 построены зависимости конвективного тока  $J_{con}^*$  (кривые 1, 2) и заряда сечения  $Q^*$  (кривые 3, 4) от максимальной скорости Пуазейля  $u_0 = 10$  см/с (нечетные номера кривых – слабый электролит, четные – сильный) в сечении  $x^* = 6000$ , в котором состояние насыщения достигнуто только в случае  $u_m/u_0 < 4$ , а для больших скоростей среда далека от насыщения. Видно, что зависимость тока от скорости нелинейная (в отличие от рис. 8), как и в экспериментах [1]. Это объясняется тем, что для каждой скорости имеется своя длина релаксации (рис. 9), следовательно, точки на кривых 1, 2 построены для различных степеней неравновесности среды. Таким образом, результаты, представленные на рис. 10, служат теоретическим обоснованием предложенной в [1] эмпирической интерпретации экспериментальных результатов, согласно которой нелинейность вызвана недостаточной для выхода на насыщение длиной канала.

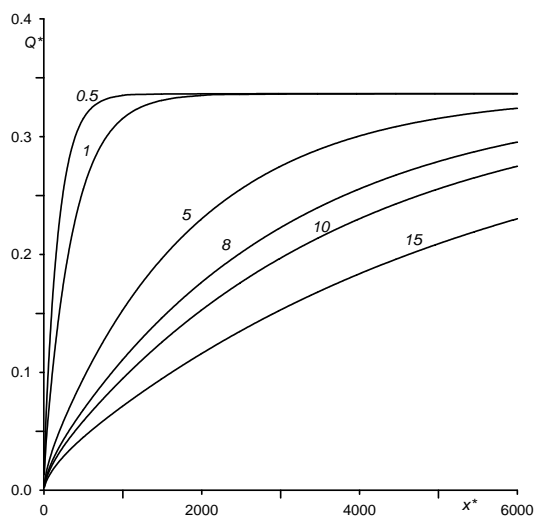


Рис. 9

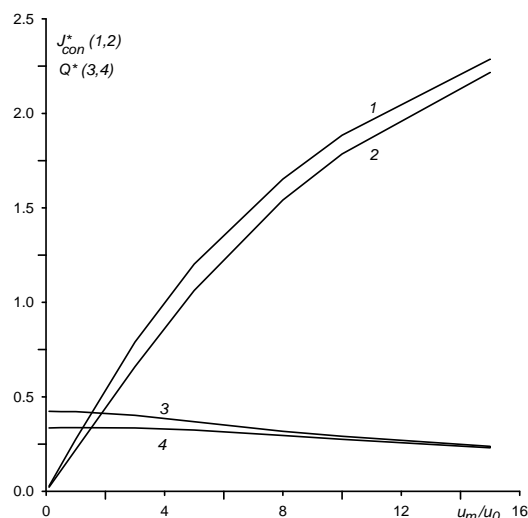


Рис. 10

На рис.11 представлена в билогарифмическом масштабе зависимость заряда (кривая 1) и конвективного тока (кривая 2) от проводимости для сильного электролита ( $w^* = \alpha^* = 0$ ). Величины берутся в сечении, где достигается насыщение, индекс 0 здесь и ниже соответствует указанным в п. 3 характерным (базовым) значениям параметров, рассчитанных при  $\sigma_0 = 10^{-10}$  См/м. Видно, что с ростом проводимости заряд и ток начинают быстро расти, так как увеличивается количество носителей заряда на входе в канал. Затем скорость роста падает – в этом диапазоне значений проводимости толщина заряженного слоя уменьшается быстрее увеличения исходной концентрации ионов. Наконец, конвективный ток перестает заметно меняться и с дальнейшим увеличением проводимости начинает постепенно уменьшаться, несмотря на то, что заряд продолжает расти. Это объясняется тем, что при больших проводимостях (малые числа Дебая) заряд сосредотачивается во все более узкой пристеночной области, где конвективный перенос заряда падает из-за малой скорости потока. Для сравнения на рис. 12 показана зависимость тока насыщения от проводимости, полученная при тех же исходных данных, но для постоянного по сечению профиля скорости ( $u = u_0$ ). В этом случае с ростом проводимости конвективный ток, как и заряд сечения, растет.

Известный из экспериментов факт уменьшения тока выноса с увеличением проводимости среды используется в технологической практике транспортировки жидких углеводородов для подавления электризации путем растворения в жидкости веществ, являющихся сильными электролитами [15].

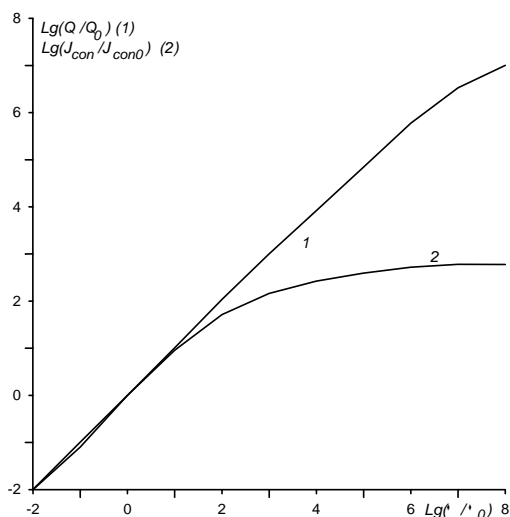


Рис. 11

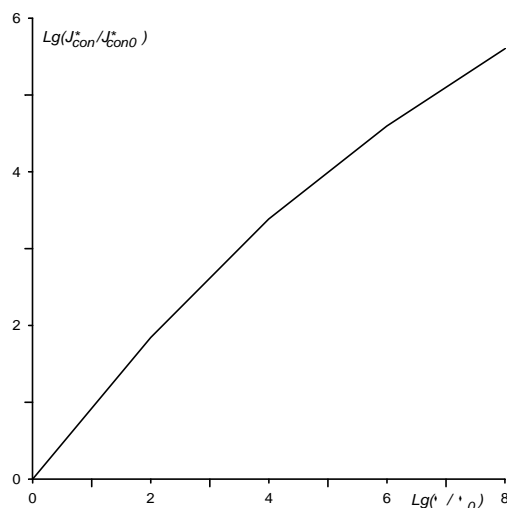


Рис. 12

На рис. 13 показаны аналогичные рис. 11 зависимости заряда (кривая 1), конвективного тока (кривая 2) и напряженности поля на стенке (кривая 3, практически совпадающая с кривой 1) от проводимости в билогарифмическом масштабе в сильном электролите для модели граничных условий, когда равновесная поверхностная концентрация отрицательных ионов постоянна по длине канала и на стенках выполняются соотношения:  $n_1 U_1 = 0$ ,  $n_2 U_2 = A_2 - K_2 n_2$ ,  $n_3 U_3 = 0$  (следовательно,  $n_3 \equiv 0$ ). Величины берутся в сечении, где достигается насыщение, индекс 0 в обозначениях по оси ординат соответствует значениям параметров, рассчитанных при  $\sigma_0 = 10^{-10}$  См/м. Видно, что ток выходит на предельное по проводимости значение уже при  $\sigma \sim 10^3 \sigma_0$  и далее практически не меняется во всем исследованном диапазоне проводимостей. Дальнейшее увеличение проводимости в вычислительном эксперименте выходит за рамки намеченных в работе целей исследования

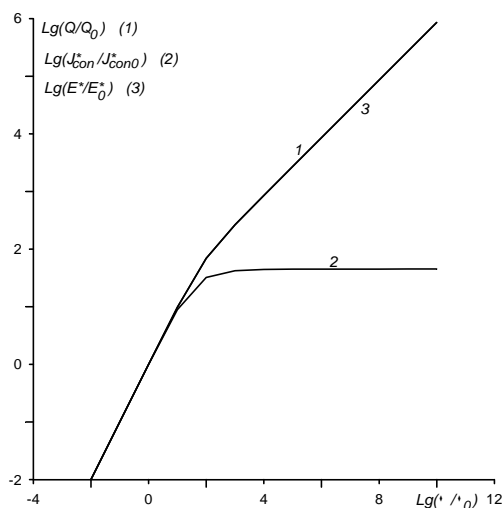


Рис. 13

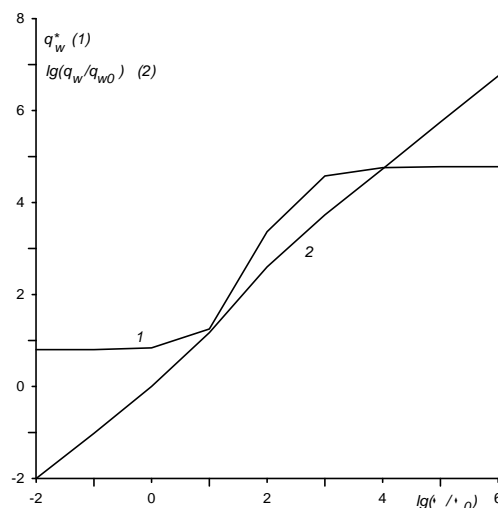


Рис. 14

На рис.14 представлена зависимость плотности объемного заряда на стенке от проводимости в сильном электролите для модели граничных условий (13) – два сорта ионов, поверхностная равновесная концентрация реагирующих на стенке отрицательных ионов постоянна по длине канала, индекс 0 соответствует значению, найденному для проводимости  $\sigma_0 = 10^{-10}$  См/м. Данные приведены для сечения, где среда в состоянии насыщения. Видно,

что зависимость почти линейная (кривая 2), небольшое отклонение от линейности имеется только в интервале  $0 < \lg(\sigma/\sigma_0) < 3$ . При анализе кривой 1 нужно иметь в виду, что с изменением исходной проводимости меняется обезразмеривающий множитель у концентраций ионов.

Рисунок 15 иллюстрирует для базовых значений исходных параметров и условий (12) влияние на заряд (кривые 1, 2) и конвективный ток (кривые 3, 4) изменения скорости поверхностной рекомбинации отрицательных ионов  $K_2$ . Четные номера соответствуют сильному электролиту, нечетные – слабому. Данные приведены для сечения канала, в котором уже достигнуто состояние насыщения конвективного тока. Заряд и ток нелинейно растут с увеличением скорости поглощения отрицательных ионов на стенке, при этом, как уже обсуждалось выше при описании рис. 5, концентрация  $n_2^*$  во всем поперечном сечении падает, а концентрация  $n_1^*$  в силу самосогласованного влияния поля, заряда и электрохимических процессов друг на друга значительно увеличивается по сравнению с исходными величинами на входе в канал. Видно, что в сильном электролите в рассмотренном диапазоне изменения скорости поверхностной рекомбинации заряд и ток стремятся с увеличением  $K_2^*$  к некоторым предельным значениям. Физически это объясняется тем, что в отсутствие объемного источника с увеличением  $K_2^*$  сильно уменьшается уровень концентрации  $n_2^*$  – вниз по потоку происходит очистка среды от отрицательных ионов за счет интенсивного поглощения стенкой. Поэтому, начиная с некоторого малого уровня  $n_2^*$ , дальнейшее его понижение с ростом  $K_2^*$  уже не влияет на величину положительного объемного заряда сечения.

На рис. 16 показана зависимость заряда (кривая 1) и тока (кривая 2) от скорости поверхностной рекомбинации для слабого электролита ( $w^* = \alpha^* = 1$ ). В слабом электролите также наблюдается тенденция к насыщению по параметру  $K_2^*$ , только из-за наличия объемного источника происходит это с увеличением скорости поглощения на несколько порядков, фактически при  $K_2^* \rightarrow \infty$ .

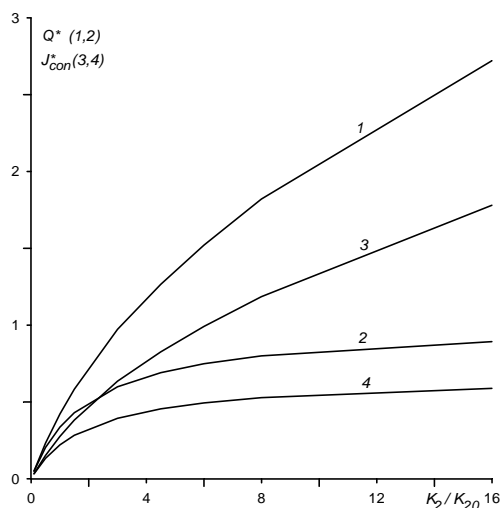


Рис. 15

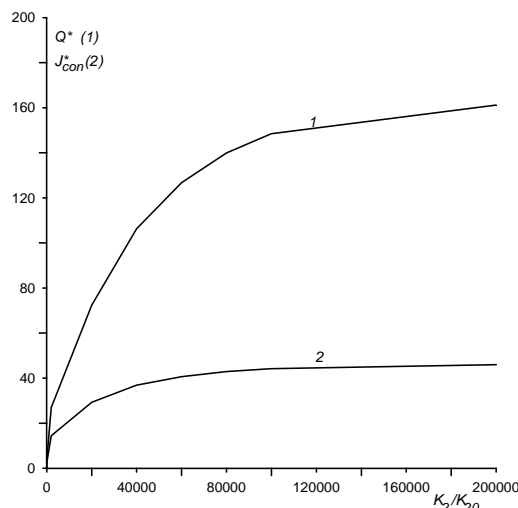


Рис. 16

Возникающие при больших значениях константы рекомбинации  $K_2^*$  особенности в распределениях параметров в сечении канала для слабого электролита при отношении скоростей поверхностной рекомбинации  $K_2/K_{20} = 10^5$  (остальные параметры соответствуют базовому варианту) можно видеть на рис. 17. Такое большое значение скорости рекомбинации

соответствует почти абсолютно каталитической стенке относительно отрицательных ионов, их концентрация везде поперек канала мала, возмущение же концентрации положительных ионов под действием индуцированного поля очень сильное, особенно, в окрестности границы. Плотность объемного заряда достаточно высокая (распределение  $q^*$  практически совпадает с распределением  $n_1^*$  – кривая 1), а максимальное значение потенциала среды достигает значения  $3.66 kT/e$ . Однако из-за большой толщины слоя заряда (составляющего фактически половину ширины канала) напряженность поля на стенке невысока – порядка 5 кВ/м.

На рис. 18 представлены распределения заряда сечения вдоль канала в слабом электролите ( $w^* = \alpha^* = 1$ ) для разных (умеренных) значений отношения  $K_2/K_{20}$  (кривая 1 –  $K_2/K_{20} = 0.2$ , 2 – 1, 3 – 2, 4 – 3, 5 – 4, 6 – 5, 7 – 6). Как уже отмечалось, с увеличением  $K_2$  на стенках канала падает значение концентрации отрицательных ионов, вследствие этого заметно растет длина релаксации  $L$ .

Рисунки 15–18 показывают, что константа  $K_2$  скорости поверхностной рекомбинации довольно сильно влияет на ток выноса, заряд сечения и длину релаксации. Поскольку перечисленные величины и проводимость среды могут быть измерены в экспериментах, можно, решая тем или иным способом обратную задачу, оценить по экспериментальным данным о токе и длине релаксации величину  $K_2$ . Такие оценки были проведены в [1,12] на основе аналитических решений задачи электризации, результаты использовались в численных экспериментах, описываемых в этой работе. Проведенные расчеты позволяют указать границы применимости полученных при решении обратной задачи данных. В частности, из рис.15 видно, что для сильного электролита диапазон изменения  $K_2$ , в котором ток и заряд заметно меняются, достаточно узок – уже при  $K_2^* \sim 6$  дальнейшее увеличение этой константы практически не влияет на заряд и ток. В слабом электролите диапазон изменения  $K_2$  с сильным влиянием на величину заряда и тока значительно шире. Кроме того, в таком электролите от  $K_2$  существенно зависит длина релаксации (рис. 18). Именно эта величина использована в [12] для определения численного значения скорости поверхностной рекомбинации ионов в уайт-спирите. При обработке экспериментов нужно, конечно, иметь сведения о природе электролитной примеси в исследуемой жидкости.

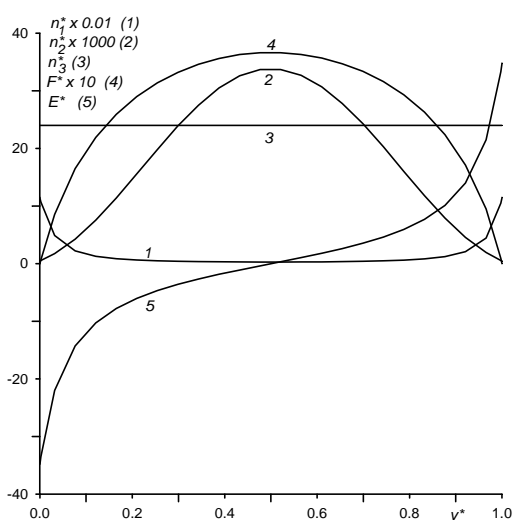


Рис. 17

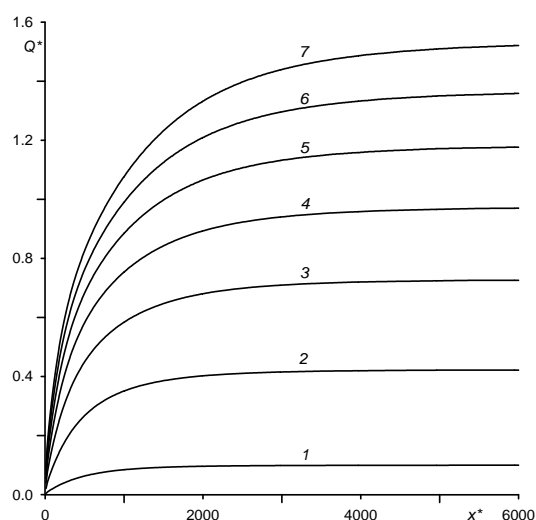


Рис. 18

На рис.19 представлена в билогарифмическом масштабе зависимость напряженности электрического поля на стенке  $E_w$  от проводимости  $\sigma$  в одном из поперечных сечений канала

после выхода на насыщение для сильного электролита ( $w^* = \alpha^* = 0$ ). Величины  $E_{w0} = 146.9$  В/м,  $\sigma_0 = 10^{-10}$  См/м. Потенциал ядра потока жидкости относительно стенок для проводимости  $\sigma_0$  составляет  $0.02 kT/e$ . С ростом проводимости разность потенциалов увеличивается и может достигать  $3 kT/e$ . Большие величины напряженности электрического поля на поверхности стенок канала при электризации достаточно хорошо проводящих сред (400 кВ/м при  $\sigma/\sigma_0 = 10^6$ ) объясняются тем, что возникающая за счет поверхностных электрохимических процессов небольшая (порядка  $kT/e$ ) разность потенциалов между внешней границей заряженного электродиффузионного пограничного слоя и стенкой реализуется на достаточно малом расстоянии (порядка дебаевского расстояния), которое уменьшается с ростом проводимости. Увеличение напряженности электрического поля на стенке с развитием электризации вниз по потоку может привести к появлению нового поверхностного процесса типа холодной автоэлектронной эмиссии, интенсивность которой зависит от напряженности поля. Свободные электроны, попадая в жидкость, прилипают к нейтральным молекулам среды, содержащим элементы с положительным электронным сродством, образуя отрицательные ионы нового сорта. Процесс прилипания может сопровождаться излучением квантов света с длиной волны в диапазоне 300÷500 нм [16]. Этим достаточно простым механизмом можно объяснить [17] наблюдаемое в экспериментах [18] свечение некоторых углеводородных жидкостей при прокачке их через узкие диэлектрические каналы, не привлекая при этом представления о сонолюминесцентном свечении, которое проявляется при схлопывании кавитационных пузырьков.

Заметим, что генерация очень сильных электрических полей в узких слоях вблизи стенок может привести также к некоторым гидродинамическим эффектам за счет перераспределения давления в жидкости вдоль стенок канала под действием кулоновских сил, которые в рассматриваемой постановке являются потенциальными. В частности, из данных, приведенных на рис. 19, для проводимости  $\sigma/\sigma_0 = 10^8$  давление поля  $E_w^2/8\pi = 4 \times 10^4$  г см/с<sup>2</sup>, что на три порядка больше скоростного напора  $\rho_0 u_0^2/2$  несущей жидкости с плотностью  $\rho_0$ . Напряженность поля в окрестности стенки увеличивается по абсолютной величине вниз по потоку по мере выхода параметров среды на насыщение. Нужно отметить, правда, что с ростом проводимости сильно уменьшается длина релаксации и возмущения, вносимые индуцированным полем, локализуются вблизи входного сечения. Вопрос о гидродинамическом влиянии сильных электрических полей, возникающих при электризации достаточно хорошо проводящих жидкостей, требует дополнительного исследования.

Рассмотрим влияние характера поверхностных процессов на длину релаксации. Сравним для этого несколько моделей реакций на стенке – модель (12) и две модели с двумя сортами ионов, реакции которых на стенке ( $y^* = 0$ ) описываются соотношениями (для  $y^* = 1$  меняется знак правых частей)

$$n_1 U_1 = 0, \quad n_2 U_2 = A_2 - K_2 n_2, \quad n_3 U_3 = 0; \quad (13)$$

$$n_1 U_1 = A_1 - K_1 n_1, \quad n_2 U_2 = A_2 - K_2 n_2, \quad n_3 U_3 = 0. \quad (14)$$

Здесь  $A_1, A_2$  считаются константами, что соответствует обычно принимаемым при аналитическом решении задачи представлениям о пренебрежимо малом возмущении концентраций нейтральных молекул примесей, ионизирующихся на поверхности. Условия (14) описывают ситуацию, когда на поверхности реагируют оба сорта ионов. Знак нескомпенсированного заряда и его величина зависят от соотношений между параметрами  $A_i, K_i$ . Выберем величину  $A_1$  таким образом, чтобы равновесная концентрация положительных ионов на поверхности  $n_{1w}$  несколько превышала концентрацию этих ионов на входе в канал. Для корректности

сравнения длин релаксации величину  $A_2$  возьмем равной  $A_1 n_{3w}$ , где  $n_{3w}$  – концентрация нейтральных молекул на стенке после выхода на насыщение в расчетах, соответствующих базовым исходным данным и условиям на границах (12). При таких соотношениях между поверхностными параметрами начальный участок канала будет генерировать положительный объемный заряд.

Оценим длины релаксации для параметров базового варианта для всех трех моделей поверхностных процессов.

На рис.20 представлены распределения полного заряда сечения вдоль канала. Кривая 1 ( $L \approx 2990$ ) соответствует условиям (14), когда на поверхности с разной скоростью реагируют обе ионные компоненты, при этом распределения полного заряда сечения для слабого и сильного электролитов практически совпадают. Условиям (13), когда реагируют только отрицательные ионы, соответствуют кривая 2 ( $w^* = \alpha^* = 1, L \approx 7000$ ) и кривая 5 ( $w^* = \alpha^* = 0, L \approx 3160$ ). Условия (12), при которых за счет поверхностной рекомбинации отрицательных ионов образуется новая нейтральная примесь, дают распределения 3 ( $w^* = \alpha^* = 1, L \approx 2230$ ), 4 ( $w^* = \alpha^* = 1, L \approx 1170$ ).

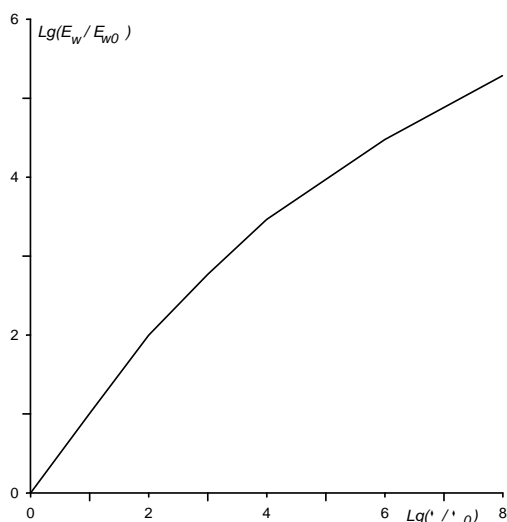


Рис. 19

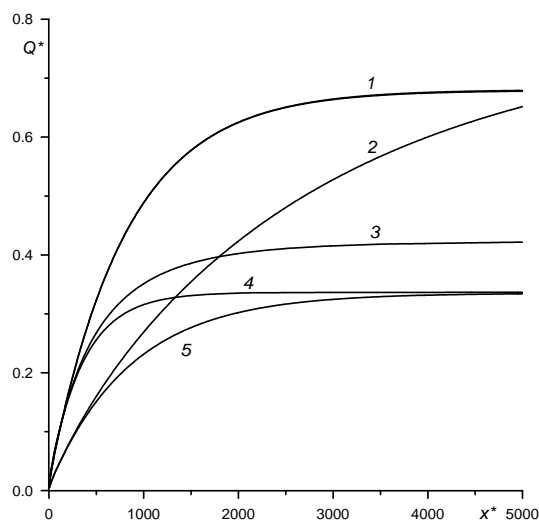


Рис. 20

Видно, что для условий (13), когда значение равновесной концентрации отрицательных ионов  $n_{2w}$  на стенке не меняется вдоль всего канала, длины релаксации значительно больше, чем в случаях (14) и (12). В последнем случае равновесие устанавливается быстрее всего за счет участия в процессе продукта поверхностной реакции - нейтральной компоненты, которая отсутствовала на входе. Вследствие этого на участке вблизи входа, где  $A_3 n_3 \approx 0$ , идет более интенсивное поглощение отрицательных ионов и быстрее вырабатывается баланс потоков под действием поля, индуцированного растущим положительным объемным зарядом. Одновременное реагирование на стенке обоих сортов ионов дает промежуточную длину релаксации.

#### 4. Нейтрализация заряда путем изменения эмиссионных свойств стенки

Один из практических методов нейтрализации заряда жидкости состоит в том, что на выходе из канала на некоторой длине изменяют электрохимические свойства стенки, увеличивая поглощение ионов, образующих объемный заряд. Нейтрализовать заряд можно также за счет эмиссии в жидкость на определенном участке канала зарядов противоположного знака. Рассмотрим последний случай подробнее в связи с тем, что появляется возможность объяснить наблюдаемую в эксперименте [18] локализацию области свечения жидкости в окре-

стности линии стыковки участков канала с разным материалом стенок, не привлекая для этого гипотезы, связанные с кавитационным схлопыванием пузырьков. В эксперименте сопряжение трубок из разного материала сделано достаточно гладко, линия контакта не вносит гидродинамических возмущений в поток, поэтому нет причин, вызывающих локальное схлопывание пузырьков, даже если бы они и присутствовали в среде.

Пусть стенка химически нейтральна по отношению к положительным ионам, а отрицательные ионы сорта 2 участвуют в поверхностных реакциях рекомбинации и ионизации. Будем считать, что отрицательные ионы сорта 3, которые отсутствуют в жидкости на входе в канал, появляются в результате поверхностной ионизации, скорость которой пропорциональна напряженности электрического поля. Физический механизм образования ионов сорта 3 может выглядеть следующим образом. Сильное индуцированное электрическое поле вызывает холодную автоэлектронную эмиссию из стенки. Поскольку в жидкости время жизни эмиттированных свободных электронов мало, при столкновениях в окрестности стенки они прилипают к молекулам жидкости, образуя отрицательные ионы. Большинство углеводородных молекул имеют положительное сродство к электрону [19], поэтому процесс прилипания может сопровождаться фоторекомбинационным высвечиванием. Напомним, что под сродством к электрону понимается разность внутренних энергий находящихся в своем основном состоянии нейтральной молекулы и соответствующего отрицательного иона. При положительном сродстве дезактивация возбужденного иона, образовавшегося при прилипании свободного электрона, может происходить с определенной вероятностью как за счет тепловых столкновений с окружающими молекулами, так и за счет излучения квантов света. Измеренный в [18] спектр излучения качественно подобен спектру фоторекомбинационного свечения ионов  $\text{Cl}^-$  [16], при этом измеренный спектр имеет максимум на длине волны примерно 450 нм, что соответствует энергии фотона 2.8 эВ. В экспериментах [18] в качестве рабочего вещества использовались углеводородные жидкости без специальной очистки, которые с большой вероятностью содержали электролитные примеси с атомами, имеющими большое положительное сродство к электрону, например, атомы хлора и серы. Сродство атома хлора к электрону составляет  $3.5 \div 3.6$  эВ, атома серы – 2.08 эВ, атома фтора – 3.5 эВ. Положительное сродство имеют также атомы углерода и кислорода, которые входят в состав молекул, образующих несущую углеводородную жидкость: сродство атома углерода – 1.27 эВ, атома кислорода – 1.46 эВ [16, 19].

Для описания течения в составном канале, у которого на расстоянии  $x_0$  от входа изменяются электрохимические свойства стенок, запишем граничные условия при  $y=0$  (для  $y=h$  условия аналогичны, только меняется знак правых частей) в виде

$$n_1 U_1 = 0, \quad n_2 U_2 = A_2 - K_2 n_2, \quad n_3 U_3 = B_3 |E| \quad (B_3 = 0, x < x_0, B_3 > 0, x \geq x_0). \quad (15)$$

Входящие в (15) параметры  $A_2$ ,  $B_3$ ,  $K_2$ , описывающие поверхностную ионизацию и рекомбинацию ионов, зависят от материала стенок канала и могут быть разными для разных участков стенок. При моделировании процесса разрядки будем считать, что величина  $B_3$  отлична от нуля только на некоторой заданной части стенок, как это записано в (15). Этим условием будем учитывать изменение материала стенок канала.

Распределения заряда сечения и напряженности поля на стенке вдоль канала, полученные с условиями (15), представлены на рис. 21, 22. Значение координаты  $x^*_0$ , где соединяются стенки с разными свойствами, равно 4000. Исходные данные для расчетов соответствуют эксперименту [18]:  $h = 0.0015$  м,  $u_0 = 15$  м/с,  $\sigma = 10^4 \sigma_0$ . Видно, что после включения зависящей от поля инжекции отрицательных ионов сорта 3, заряд сечения и модуль напряженности поля быстро спадают. При этом скорость уменьшения заряда, длина релаксации и новые значения заряда и поля, соответствующие изменившимся условиям насыщения, сильно зависят от величины параметра  $B_3$ . На кривых 1 (рис.21, 22) величина  $B_3$  в 10 раз больше, чем на



кривых 2. Таким образом, видно, что уменьшение заряда электризации может быть достигнуто на коротком расстоянии вблизи выхода из канала, если специальным образом изменить поверхностные свойства выходного участка.

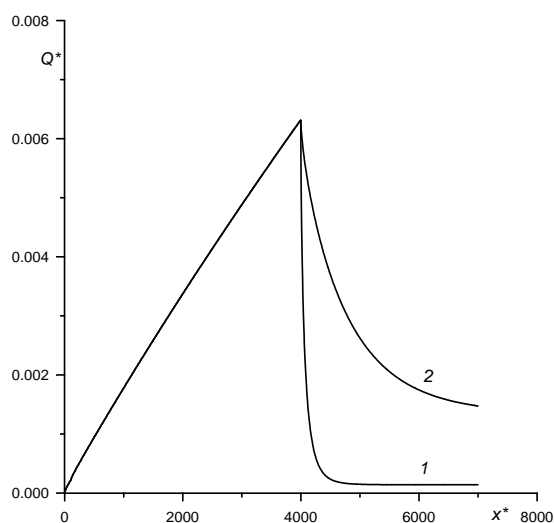


Рис. 21

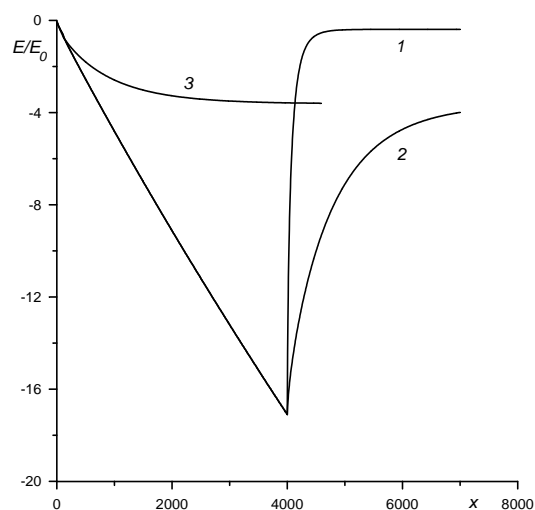


Рис. 22

Кривая 3 на рис. 22 дает распределение вдоль канала напряженности поля на стенке в случае, когда генерация третьего сорта ионов на стенке может начинаться сразу от входного сечения ( $x_0^* = 0$ ), а значение  $B_3$  такое же, как и на линии 2. Резкое падение модуля напряженности поля в окрестности сечения канала, где меняются свойства стенок, может объяснить наблюдаемую в эксперименте [18] локализацию свечения жидкости в области стыковки трубок из разного материала, поскольку с уменьшением поля также резко падает и инжекция в среду отрицательных ионов сорта 3, которые являются источником фоторекомбинационного излучения.

### 5. Электризация в канале, стенки которого имеют разные электрохимические свойства

Распределения параметров течения в поперечном сечении канала могут существенно отличаться от рассмотренных выше в случае, когда верхняя ( $y^* = 1$ ) и нижняя ( $y^* = 0$ ) стенки имеют по отношению к ионам разных сортов различные электрохимические свойства. Для исследования возникающих при этом особенностей электризации рассмотрим модель среды с проводимостью на входе в канал  $\sigma = 10^2 \sigma_0$ , содержащей примесь слабого электролита с двумя сортами ионов, для концентраций которых на стенках выполняются граничные условия (14). Пусть на нижней стенке реагируют только отрицательные ионы, а на верхней – только положительные. В качестве конкретного примера запишем безразмерные условия на стенках в виде

$$\begin{aligned} y^* = 0, & \quad n_1^* U_{1y}^* = 0, & \quad n_2^* U_{2y}^* = 0.1 - 15n_2^*; \\ y^* = 1, & \quad n_1^* U_{1y}^* = 10n_1^* - 0.3, & \quad n_2^* U_{2y}^* = 0. \end{aligned} \tag{16}$$

Здесь величины скоростей рекомбинации ионов обоих знаков взяты несколько превышающими экспериментальные оценки [1, 12], а для поверхностной ионизации выбраны значения, при которых равновесные концентрации реагирующих на поверхности ионов  $n_{iw}^*$  значительно меньше концентрации на входе в канал ( $y^* = 0, n_{2w}^* = 0.0067$ ;  $y^* = 1, n_{1w}^* = 0.03$ ). Вследствие этого с развитием течения вниз по потоку условия (16) достаточно сильно воз-

мушают концентрации ионов и их использование выходит за рамки допущений, применяемых при аналитическом решении задачи об электризации в каналах с разными стенками [20].

Результаты расчетов для слабого электролита представлены на рис. 23–25. Значение проводимости  $\sigma = 10^2 \sigma_0$ . На рис. 23 показаны распределения потенциала (кривая 1) и напряженности поля (кривая 2) в одном из поперечных сечений канала после выхода параметров среды на насыщение. Потенциал в области течения изменяет знак, а распределение поля имеет несимметричную трапецеобразную форму, причем на обеих стенках поле отрицательно.

Распределения концентраций ионов (кривая 1 –  $n_1^*$ , 2 –  $n_2^*$ ) и плотности объемного заряда  $q^*$  (кривая 3) представлены на рис. 24. Видно, что вблизи стенок образуются слои с объемным зарядом противоположного знака, причем каждый из них занимает примерно треть поперечной ширины канала.

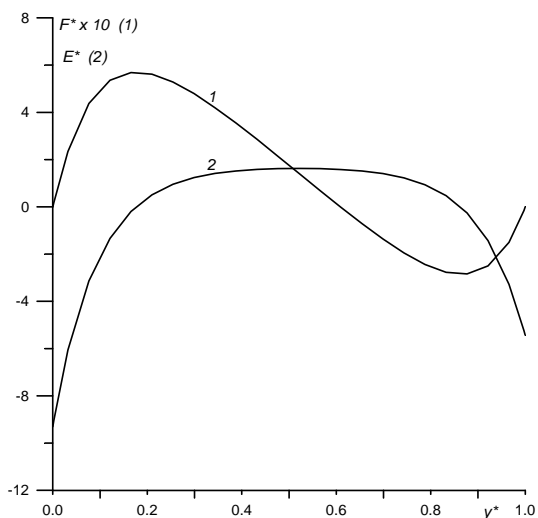


Рис. 23

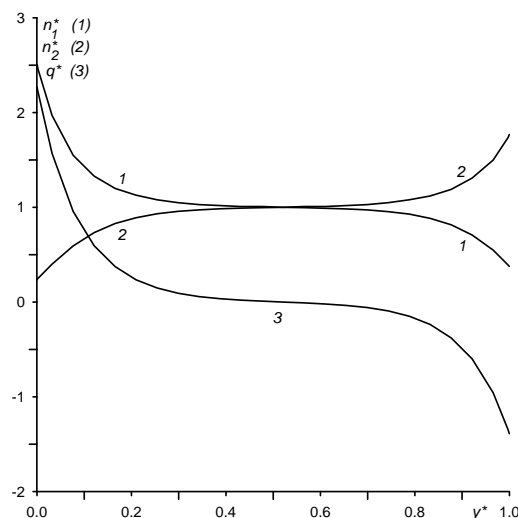


Рис. 24

Развитие процесса электризации вниз по течению показано на рис. 25 (кривая 1 – заряд сечения  $Q^*$ , 2 – конвективный ток  $J_{con}^*$ ).

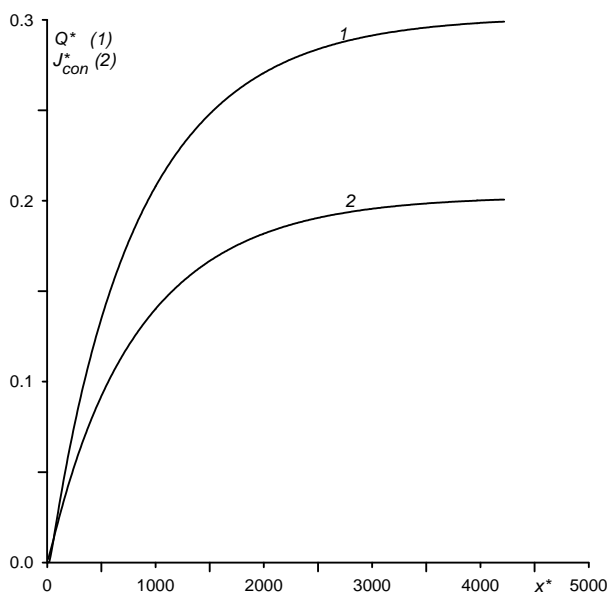


Рис. 25

Выбранное соотношение (16) между равновесными поверхностными концентрациями положительных и отрицательных ионов определяет положительные знаки заряда  $Q^*$  и конвективного тока  $J_{con}^*$ , несмотря на наличие отрицательно заряженного слоя у верхней стенки канала.

Состояние насыщения в слабом электролите при неодинаковых условиях на стенках имеет особенность: объемные и поверхностные электрохимические процессы не находятся в равновесии – существует конечный поток отрицательных ионов через нижнюю стенку и равный ему по величине поток положительных ионов через верхнюю стенку, а объемный источник ионов отличен от нуля во всем поперечном сечении. Это можно объяснить тем, что при наличии ненулевого объемного источника заряженных частиц в установлении баланса потоков ионов в поперечном направлении участвуют, кроме дрейфовых и диффузионных, также потоки ионов, генерируемые поверхностными процессами.

В сильном электролите, когда объемный источник ионов отсутствует, поверхностные процессы в состоянии насыщения приходят в равновесие – потоки, обусловленные поверхностными электрохимическими процессами, обращаются в нуль, поскольку в противном случае происходила бы электроочистка жидкости от заряженных частиц

## 6. Электризация приграничных областей в течениях частично ионизованного газа

Электризация приграничных областей может происходить вследствие принципиально другого механизма, чем рассмотренный выше, а именно – вследствие сильного различия в значениях подвижностей заряженных частиц разных знаков при одинаковых условиях на границе. Такая ситуация типична для течений частично ионизованного газа в каналах с каталитическими стенками, на которых происходит поверхностная рекомбинация положительных ионов и электронов с бесконечной скоростью. На поверхности каталитических стенок равновесная концентрация заряженных частиц близка к нулю. В численных расчетах это достигается сильным увеличением коэффициентов  $K_1, K_2$ . Примером такого типа электризации служит рассмотренная в [21] задача о накоплении электрического заряда на корпусе летательного аппарата при вытекании частично ионизованных струй продуктов сгорания топлива в реактивных двигателях. Рассмотрим частично ионизованную газовую смесь продуктов горения при атмосферном давлении и температуре 2000 К с исходной квазинейтральной концентрацией заряженных частиц  $n_0 = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ . В углеводородных пламенах основным механизмом образования заряженных частиц является хемоионизация, в результате которой в газовой смеси преимущественно появляются положительные ионы  $\text{СНО}^+$  и  $\text{С}_3\text{Н}_3^+$ . Ионы других сортов образуются из этих первичных ионов в различных реакциях перезарядки [22]. В теоретической модели электризации будем, однако, учитывать только 2 сорта заряженных частиц: электроны и положительные ионы, объединяя тем самым в один сорт все разновидности положительных ионов в продуктах горения. В соответствии с этим отношение подвижностей электронов и ионов примем равным  $10^3$ . Обоснование такого подхода к задачам электрогидродинамики имеется в [8].

Пусть ширина канала  $h = 0.01$  м. Расчеты проводились для граничных условий (14) с нулевыми значениями коэффициентов  $A_1, A_2$  и с увеличенными на несколько порядков величинами коэффициентов  $K_1, K_2$  по сравнению с приведенным в п. 3 характерным значением  $K_{20}$  для жидкостей. Это обеспечивает идеальную каталитичность стенки по отношению к заряженным частицам, при которой концентрация носителей заряда на поверхности близка к нулю.

Решение задачи показывает, что после входа в канал в квазинейтральной среде начинает образовываться нескомпенсированный объемный заряд, при этом имеется начальный участок быстрого роста заряда, затем скорость роста падает и далее вниз по потоку заряд сече-

ния в случае реагирующей в объеме смеси ( $w^* = \alpha^* = 1$ ) практически не меняется – заряд и ток на стенку выходят на насыщение. В случае замороженных объемных реакций ( $w^* = \alpha^* = 0$ ) заряд сечения достигает максимума, после этого начинает медленно спадать – происходит медленная электроочистка среды из-за поглощения заряженных частиц стенкой.

Распределения параметров среды и поля в одном из поперечных сечений канала на участке после окончания быстрого роста заряда представлены на рис.26, при этом кривые 1 – 5 соответствуют случаю, когда объемные реакции в газе заморожены ( $w^* = \alpha^* = 0$ ), на кривой 6 параметры  $w^* = \alpha^* = 1$ .

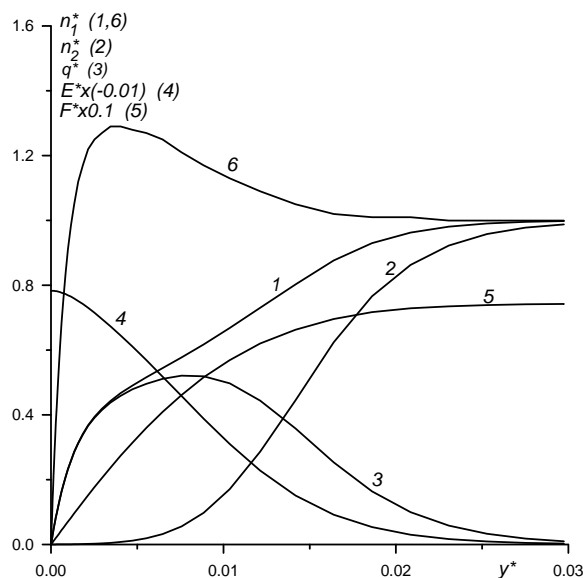


Рис. 26

Из анализа решения видно, что при большой скорости поглощения заряженных частиц стенкой происходит обеднение пристенного слоя электронами вследствие того, что подвижность их на три порядка больше, чем у ионов, и в среде образуется положительный объемный заряд. Последний создает поле, направленное к стенке, которое еще больше увеличивает разницу концентраций ионов и электронов, отталкивая электроны и увеличивая поток ионов. Из рис. 26 видно, что в пристенной области концентрации ионов и электронов (кривые 1, 2) в случае замороженной объемной реакции имеют разные по величине, но одинаковые по направлению градиенты. В частности, на ионы индуцированное поле и градиент концентрации действуют в одном и том же направлении, поэтому поток ионов на стенку в области слабого изменения заряда сечения не обращается в нуль, как в случае электризации жидкости при выходе на насыщение. Этот поток и объясняет медленный спад заряда вниз по течению, поскольку вклад электронов здесь мал из-за установления баланса дрейфового и диффузионного потока электронов в поперечном направлении. В среде с объемными реакциями пристенное распределение концентрации положительных ионов немонотонное (кривая 6), имеется направленный противоположно полю градиент, ограничивающий поток ионов на стенку.

Таким образом, в отсутствие внешних электрических полей при течении низкотемпературной частично ионизованной газовой смеси в канале вблизи границ раздела существуют тонкие (порядка 0.02÷0.03 ширины канала) положительно заряженные электродиффузионные слои. Механизм образования таких слоев при идеально каталитических относительно заряженных частиц стенках обусловлен большим различием в подвижностях положительных ионов и электронов.

## Заключение

1. Впервые в достаточно полной постановке численно решена задача об электризации многокомпонентных слабопроводящих жидкостей при их течении в каналах со стенками, находящимися под постоянным потенциалом. Проведены вычислительные эксперименты в широком диапазоне параметров, определяющих образование в среде нескомпенсированного объемного заряда.

2. Объяснены механизмы электризации для разных условий электрохимического взаимодействия заряженных компонент со стенками канала и для разных соотношений между подвижностями носителей заряда.

3. Проведен анализ влияния на величину образовавшегося заряда, конвективного тока и длину релаксации таких параметров течения, как проводимость среды, скорость жидкости, константы рекомбинации и скорости поверхностной ионизации, соотношения между коэффициентами подвижности носителей заряда и наличие объемных электрохимических процессов. Впервые теоретически получена известная из эксперимента зависимость конвективного тока от проводимости во всем практически интересном диапазоне  $\sigma$ , когда ток сначала растет, а затем имеется плато с малым изменением тока.

Работа поддержана РФФИ, грант № 04-01-00078.

## Литература

1. *Touchard G.* Flow electrification of liquids // *J. of Electrostatics*. 2001. Vol.51–52. pp. 440–447.
2. *Прибылов В.Н., Черный Л.Т.* Электризация диэлектрических жидкостей при течении по трубам // *Изв. АН СССР. МЖГ*. 1979. №6. С.42–47
3. *Прибылов В.Н., Черный Л.Т.* Электризация при течении в трубе органических жидкостей с примесью сильного электролита // *ПМТФ*. 1982. №3. С.32–37
4. *Черный Л.Т.* Электрогидродинамические модели и методы расчета электризации органических жидкостей при течении по трубам // *Докл. АН СССР*. 1983. Т. 271. № 3. С. 573–577.
5. *Прибылов В.Н.* Электризация диэлектрических жидкостей с примесью слабого электролита в плоском канале // *Коллоидный журнал*. 1989. Т.51. № 3, С. 500–506.
6. *Touchard G., Romat H.* Electrostatic charges convected by flow of dielectric liquid through pipes of different length and different radii (theoretical model and experimental results // *J. of Electrostatics*. 1981. Vol. 10. pp.275–281.
7. *Lee M.J., Nelson J.K.* Flow –induced electrification and partial discharge measurements in transformer duct structures // *IEEE Transactions on Electrical Insulation*. 1991. Vol. 26. № 4. pp.739–748.
8. *Панкратьева И.Л., Полянский В.А.* Моделирование электрогидродинамических течений в слабопроводящих жидкостях // *ПМТФ*. 1995. Т.36. № 4. С. 36–44.
9. *Полянский В.А., Прибылов В.Н.* Влияние продольной диффузии на ток электризации жидких диэлектриков при течении в канале // *Коллоидный журнал*. 2004. Т.66. №3, С. 372–375.
10. *Gogosov V.V., Polyansky K.V., Polyansky V.A., Shaposhnikova G.A., Vartanyan A.A.* Modeling of nonstationary processes in channels of EHD pump // *J. of Electrostatics*. 1995. Vol. 34, pp.245–262.
11. *Polyansky V.A., Pankratieva I.L.* Multilayer charged structures in nonpolar dielectric liquids // *J. of Colloid and Interface Science*. 2000. Vol. 230, pp.306–311.
12. *Прибылов В.Н.* Экспериментальное исследование тока электризации диэлектрических жидкостей в цилиндрической трубке // *Коллоидный журнал*. 1996. Т. 58. № 4. С. 524–527.
13. *Paillat T., Moreau E., Touchard G.* Space charge density at the wall in the case of heptane flowing through an insulating pipe // *J. of Electrostatics*. 2001. Vol.53. pp.171–182.
14. *Панкратьева И.Л., Полянский В.А.* Электризация слабопроводящих сред в окрестности границы раздела // В кн. «Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей». Сборник докладов VII Международной конференции, Санкт-Петербург, 25 – 29 июня 2003 г. 2003. С. 203–207.
15. *Исаев А.Г., Агаев А.С., Аббасов В.М., Гаджиева Э.К., Усачева М.А., Набибекова Х.А.* Антистатические присадки к светлым нефтепродуктам // В кн. «Защита от вредного воздействия стати-

- ческого электричества в народном хозяйстве». Тезисы докл. III Всесоюзной научно-технической конференции. Северодонецк, сентябрь 1984 г. С. 113–114.
16. Месси Г. Отрицательные ионы. М.: Мир, 1979. 754 с.
  17. Панкратьева И.Л., Полянский В.А. Образование сильных электрических полей при течении жидкости в узких каналах // Доклады РАН. 2005. Т. 403. № 5. С. 619–622
  18. Баранов Д.С., Бухарин Н.С., Герценштейн С.Я., Монахов А.А. Электризация слабопроводящей жидкости в тонком диэлектрическом канале // Тезисы докладов XIII школы-семинара «Современные проблемы аэрогидродинамики». 5–15 сентября 2005. Сочи, «Буревестник» МГУ. М.: Изд-во МГУ, 2005. С. 14.
  19. Веденеев В.И., Гурвич Л.В., Кондратьев В.Н., Медведев В.А., Франкевич Е.Л. Энергии разрыва химических связей. Потенциалы ионизации и средство к электрону. М.: Изд. АН СССР, 1962. 215 с.
  20. Прибылов В.Н. Электризация слабопроводящих жидкостей при течении в каналах и трубах. Автореферат дисс. канд. физ.-матем. наук. М.: МГУ им. М.В. Ломоносова, 2005. 16 с.
  21. Ватажин А.Б., Улыбышев К.Е. Модель формирования электрического т ока выноса в каналах авиационных реактивных двигателей // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 5. С. 139–148.
  22. Лаутон Дж., Вайнберг Ф. Электрические аспекты горения. М.: Энергия, 1976. 294 с.
  23. Touchard G., Patzek T.W., Radke C.J. A physical explanation for flow electrification in low-conductivity liquids in contact with a corroding wall // IEEE Trans. Ind. Appl. 1996. Vol. 32. pp.1051–1057.