

Ю.К. Стишков, А.В. Самусенко

ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИКА ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ: СХОДСТВА И РАЗЛИЧИЯ

Санкт-Петербургский государственный университет,
Научно-образовательный центр “Электрофизика” физического факультета,
ул. Ульяновская, д.3, г. Санкт-Петербург, Петродворец, 198504, Россия,
Stishkov@paloma.spbu.ru

1. Электрогазодинамика

Обычно при рассмотрении высоковольтных процессов в газовой изоляции в неоднородных электрических полях [1] приводится вольт-амперная характеристика газового разряда, имеющая вид кривой Никурадзе. Кривая (рис. 1,а) содержит три участка: линейный ОВ, участок насыщения ВС и участок нелинейного роста тока CD, связанный с возникновением лавинного размножения носителей заряда. По наклону линейного участка можно определить фоновую электропроводность воздуха, обусловленную космическим излучением и составляющую по некоторым оценкам, приведенным в литературе, 0,01 пкСм/м. В зависимости от степени неоднородности электрического поля диапазон нелинейного участка CD и характер происходящих на этом участке процессов могут быть различными. На рис. 1,б изображены зависимости напряжений начала лавинных процессов т.н. микроразрядной активности и напряжения искрового пробоя от степени неоднородности поля. Эти кривые были впервые опубликованы Пиком для случая электродов цилиндр в цилиндре [2].

Как видно из рис. 1,б, в сильнонеоднородных электрических полях диапазон от начала микроразрядной активности до искрового пробоя достаточно велик, а в полях слабонеоднородных эти два напряжения практически совпадают, то есть возникновение одиночной лавины может привести к искровому пробую межэлектродного промежутка.

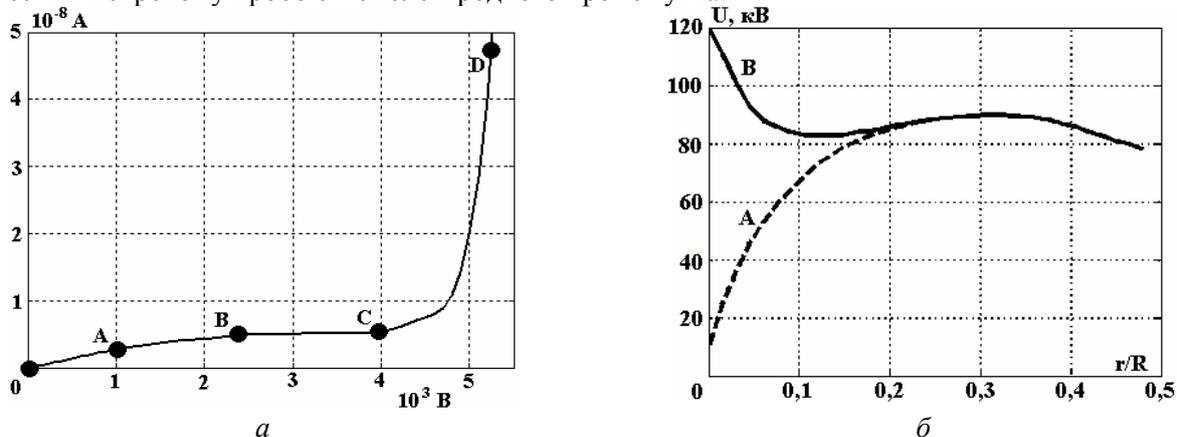


Рис. 1. Кривая Никурадзе (а), типичный начальный участок вольт-амперной характеристики. Кривые Пика (б) для системы коаксиальных цилиндров; зависимость напряжения зажигания коронного разряда (А) и напряжения искрового пробоя (В) в зависимости от отношения радиусов цилиндров. Радиус внешнего цилиндра – 6,67 см

Это связано с тем, что в сильнонеоднородных электрических полях возникает коронный разряд, то есть разряд, в котором лавинные процессы локализованы только в области повышенной напряженности электрического поля, а в остальной части межэлектродного промежутка изоляционные свойства воздуха сохраняются. В полях слабонеоднородных появление микроразрядной активности может привести к искровому пробую межэлектродного промежутка. Процессы, происходящие в сильнонеоднородных полях, существенно зависят от полярности игольчатого электрода и подробно описаны в [3, 4–6].

Детальные исследования ВАХ в воздухе [5, 6] для отрицательной иглы на участке CD показывают, что в области точки С вначале регистрируется появление импульсов, вызванных отдельными лавинами. При отрицательной полярности при напряжениях чуть ниже порога зажигания стационарного разряда (4,5 кВ) наблюдаются импульсы тока (рис. 2,а) на фоне нулевой постоянной составляющей тока, при этом движение среды зафиксировать не удаётся, свечение кончика иглы отсутствует. Длительность импульсов 30 мкс, амплитуда 7 мкА, переносимый заряд $Q = 4 \cdot 10^{-11}$ Кл, что свидетельствует о лавинной природе импульсов. Импульсы периодические, период порядка 0,1 сек. При небольшом увеличении напряжения (до 5 кВ) возникают пачки импульсов тока, следующие друг за другом. В каждой пачке импульсы присутствуют на фоне постоянной составляющей. Длительность пачки составляет 1 мс. Строгой периодичности следования пачек нет. Дальнейший рост напряжения (до 7 кВ) увеличивает длину пачек, интервал между импульсами сокращается. Становится заметным мигание слабого свечения у игольчатого электрода, одновременно возникает периодическое подергивание среды. Затем при более высоких напряжениях появляется постоянно светящийся чехол коронного разряда, и практически одновременно с ним возникает устойчивый поток среды – электрический ветер [6], однако флуктуации скорости и направления ЭВ сохраняются. При начальных напряжениях структура отрицательной короны близка к классической: в окрестности острия наблюдается малая полусферическая зона ионизации, облегающая кончик игольчатого электрода, размеры которой меньше размеров электрода.

В момент зажигания короны и возникновения ЭВ проводимость воздуха увеличивается скачком на четыре–пять порядков (до уровня 1 нСм/м), а затем вплоть до искрового пробоя наблюдается нелинейный участок плавного роста проводимости – ток растет пропорционально квадрату напряжения [6]. В этом диапазоне напряжений формы и размеры области отрицательного коронного разряда у игольчатого электрода существенно видоизменяются [4]. На этом участке изоляционные свойства воздуха все еще остаются удовлетворительными.

Расчеты [7] показывают, что высокоэнергетические электроны локализованы внутри чехла, вне границ чехла электроны прилипают к молекулам кислорода, обладающим электроноакцепторными свойствами, образуя отрицательные ионы, которые быстро передают импульс молекулам воздуха и определяют перенос заряда и структуру электрического ветра в темной внешней области разряда. При более высоких напряжениях видимые размеры чехла короны растут, а форма изменяется. В [4] было высказано предположение о сносе ионизованного газа потоком электрического ветра, однако это предположение не нашло своего подтверждения ввиду большой дрейфовой скорости ионов по сравнению со скоростью потоков газа.

На рис. 3 приведена типовая структура электрического ветра: это ламинарное однородное течение тонкой струйки воздуха, которое начинается примерно в 1 мм от острия иглы, до нее идет коническая зона подсоса воздуха в область короны и интенсивного ускорения.

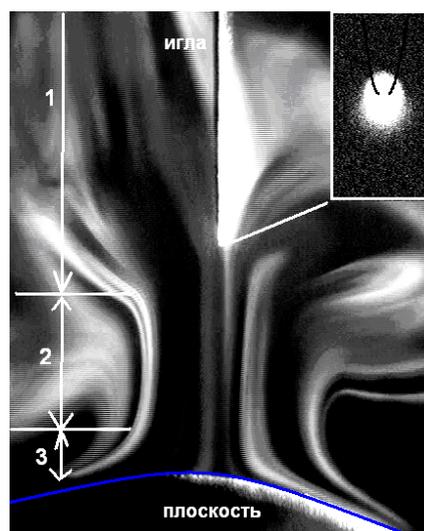
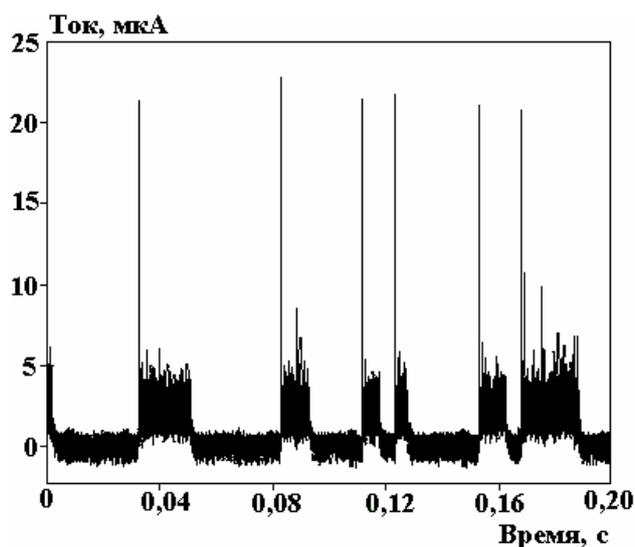


Рис. 2. Предразрядные импульсы тока, коронного разряда нет, напряжение –2,2 кВ

Рис. 3. Структура электрического ветра у игольчатого электрода при напряжении 2,5 кВ

Размер чехла короны при дальнейшем повышении напряжения увеличивается в размерах, достигая в диаметре нескольких диаметров иглы. Форма чехла перестаёт быть строго сферической. На осциллограмме тока продолжают наблюдаться импульсы на фоне постоянной стационарной составляющей, их длительность меняется не значительно, а амплитуда возрастает в несколько раз. Толщина струи ЭВ значительно увеличивается.

Имеется значительное количество работ, посвященных компьютерному моделированию электрического ветра [3–7]. Основой большинства моделей служит разделение межэлектродного промежутка на две области: область чехла короны и внешнюю область [3], где расчет объемного заряда производится по упрощенной схеме. В работе [7] единственное приближение – утверждение о малых размерах чехла коронного разряда, что позволяет отождествить внешнюю зону коронного разряда со всем межэлектродным промежутком и считать, что носителями униполярного заряда являются отрицательные ионы кислорода. Обоснованность этих утверждений показана в [5], где по результатам компьютерного моделирования процессов в чехле короны в воздухе показано, что размеры чехла короны не превышают 0,5 мм. Рассчитано распределение сил в чехле и во внешней зоне короны, показавшее, что силы в чехле прижимают ионизованную зону к электроду, препятствуя сносу ионизованного газа, а во внешней области силы, наоборот, направлены от электрода и вызывают электрический ветер.

Наиболее совершенная компьютерная модель ЭВ [7] основана на анализе полной системы ЭГД-уравнений [8]:

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \text{div} \vec{j}_i = g_i(x, t), \quad (1)$$

$$\vec{j}_i = \rho_i b_i \vec{E} + D_i \nabla \rho_i + \rho_i \vec{v}; \quad (2)$$

$$\rho = \sum_i \rho_i, \quad (3)$$

$$\varepsilon \varepsilon_0 \text{div} \vec{E} = \rho, \quad (4)$$

$$\vec{E} = -\nabla \varphi, \quad (5)$$

$$\gamma \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}, \nabla) \vec{v} \right) = -\nabla p + \eta \Delta \vec{v} + \rho \vec{E}, \quad (6)$$

$$\text{div} \vec{v} = 0, \quad (7)$$

где ρ – плотность заряда; j – плотность тока; $g(x, t)$ – функция, описывающая образование и гибель заряда в объеме жидкости; b – подвижность; D – коэффициент диффузии; E – напряженность электрического поля; v – скорость; ε – диэлектрическая проницаемость; φ – потенциал; γ – плотность; p – давление; η – динамическая вязкость. Для случая униполярной инжекции ионы образуются на границе чехла короны, поэтому функция источника во внешней зоне $g = 0$. Традиционно в уравнении Навье-Стокса заряд ионной компоненты считается «вмороженным» в нейтральную среду. По умолчанию считается, что кулоновская сила действует в том числе и на нейтральную среду. Однако это положение, на наш взгляд, требует отдельного обсуждения. Следует отметить, что в ранних работах по электрогидродинамике при записи кулоновской силы учитывался коэффициент проскальзывания [10].

Рассмотрим модель [7]. На поверхности коронирующего электрода задается плотность тока. Считалось, что плотность тока пропорциональна локальной напряженности электрического поля:

$$j_n = C(E_n - E_0). \quad (8)$$

Здесь $E_0 = 24,5$ кВ/см. Константа C находилась из условия, чтобы полный ток был равен току, измеренному в эксперименте:

$$I = \int \vec{j} d\vec{S}. \quad (9)$$

Моделирование проведено в системе электродов игла над плоскостью (радиус иглы 0,15 мм, расстояние между электродами 7 мм). Задача осесимметрична, в системе игла-плоскость система окружена непроницаемыми изолирующими стенками.

2. Анализ полученных результатов

На рис. 4,а приведено распределение объемного заряда для системы игла-плоскость. Заряд сосредоточен в непосредственной окрестности кончика иглы, на расстоянии порядка трех радиусов

иглы плотность заряда падает в 2 раза. Линии уровня заряда соответствуют линиям уровня напряженности электрического поля, что говорит о миграционном механизме формирования заряда. Структура силовых линий поля в области локализации заряда приведена на рис. 4,б. Кулоновские силы локализованы вблизи торцевой поверхности иголки и направлены по силовым линиям поля. Зона, в которой кулоновская сила ($F=rE$) падает в 10 раз, имеет поперечный размер порядка 0,1 мм. Контуры линий уровня сил повторяют контуры кончика иголки. Из приведенных распределений видно, что облако объемного заряда создано миграцией ионов по силовым линиям поля, конвективный снос заряда электрическим ветром не существует. Это говорит о том, что в воздухе эффект вмороженности заряда в среду отсутствует, в то время как в компьютерной модели «вмороженность» по умолчанию использовалась.

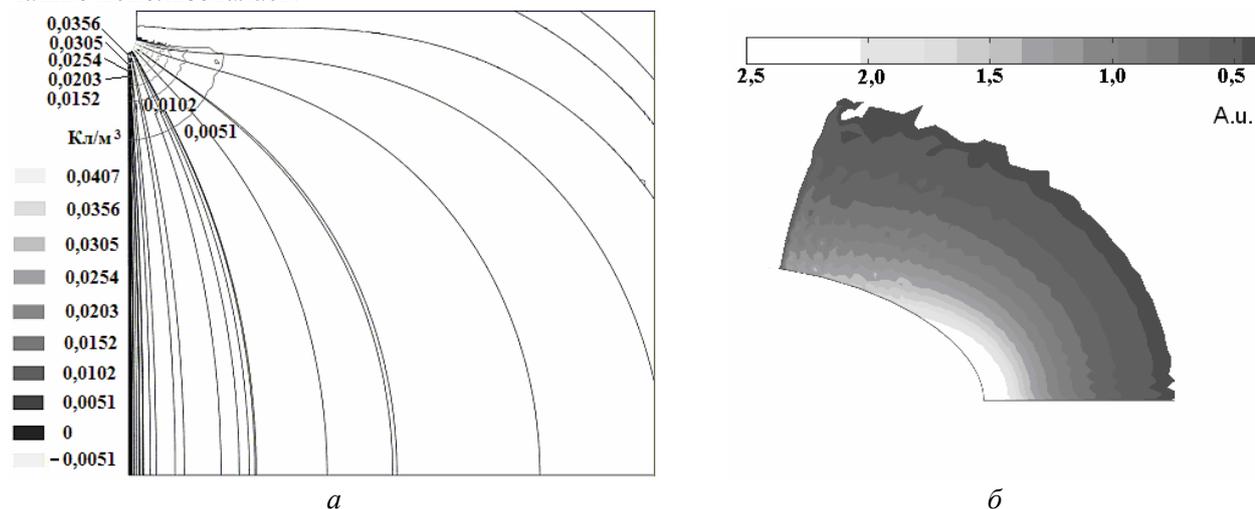


Рис. 4. Распределение объемного заряда (а) и линии напряженности в системе игла - плоскость, а также объемных кулоновских сил (б) вокруг игольчатого электрода (справа)

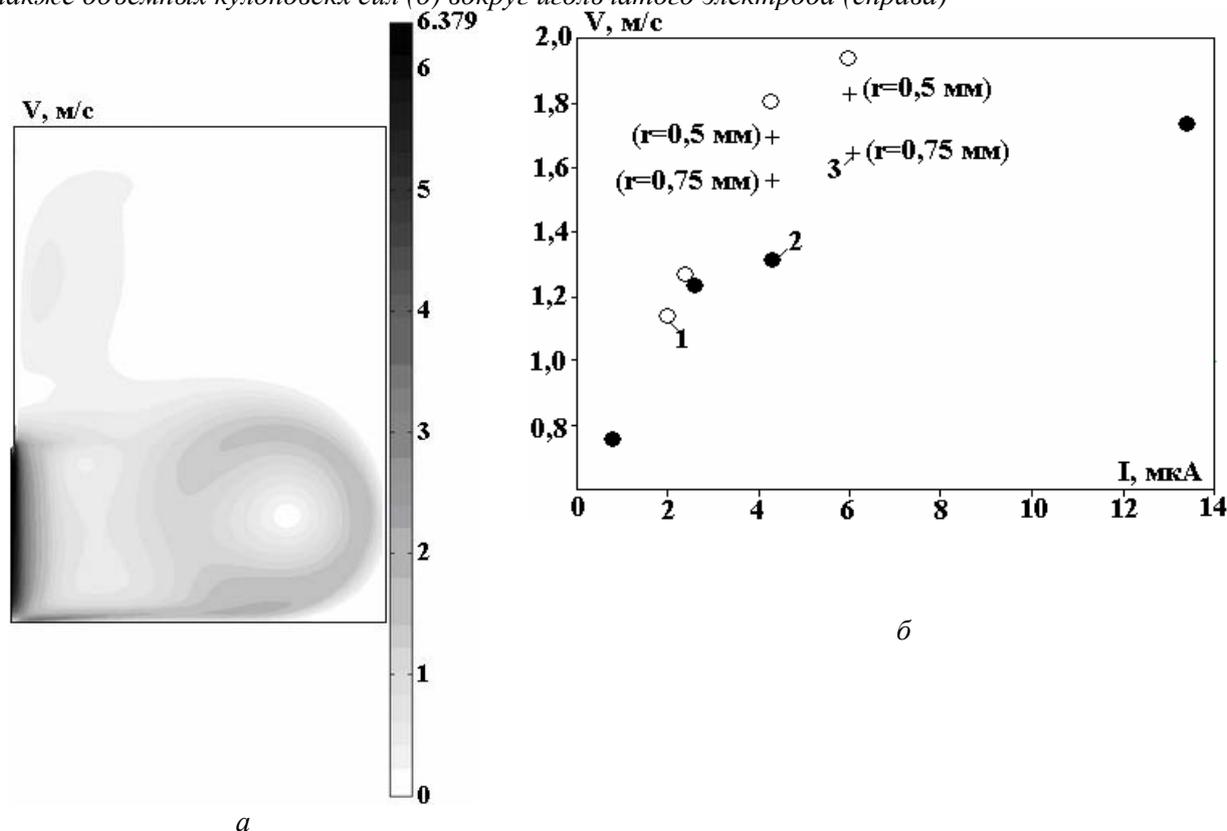


Рис. 5. Распределение скорости в системе электродов игла-плоскость (а) и зависимость средней скорости ЭВ от напряжения, измеренной в эксперименте и полученной при моделировании

Структура течений в системе игла-плоскость приведена на рис. 5,а: от игольчатого электрода распространяется тонкая струйка воздуха. У игольчатого электрода имеется короткая зона ускорения

(около 1 мм), далее располагается зона однородного течения. У поверхности плоского электрода струйка ЭВ, ударяясь в плоский противоэлектрод, образует возвратный вихрь. Полученная структура достаточно точно соответствует зарегистрированной в экспериментах (см. рис. 5,б). На рис. 5,б приведена зависимость средней скорости ЭВ от силы тока, измеренной в эксперименте и полученной при моделировании. Видно, что в области низких токов соответствие результатов эксперимента и моделирования хорошее, однако при высоких токах в эксперименте наблюдаются более низкие скорости, чем полученные в расчетах. Учет увеличенных размеров чехла короны несколько уменьшает различие в результатах, однако не полностью. По-видимому, основной причиной различий является отсутствие эффекта «вмороженности» заряда в среду, и это следует учитывать при компьютерном моделировании электрогазодинамических течений.

3. Электродинамика электроизолирующих жидкостей

К классу электроизолирующих жидкостей и жидких диэлектриков обычно относят углеводороды, кремнеорганические и фторорганические жидкости, трансформаторное, касторовое, пальмовое, вазелиновое, оливковое и другие масла [12]. У этих жидкостей в случае, когда они не подвергаются специальной очистке, имеется ощутимая низковольтная проводимость, обеспеченная примесями (диапазон $10^{-8} \div 10^{-18}$ См/м), а не жестким излучением, как в газах.

Носители заряда в жидкости – ионы. Считается, что в жидкости нет электронов, а следовательно, и микроразрядной активности. Это связано прежде всего со структурой жидкости, где в отличие от газов среднее межмолекулярное расстояние не превышает размеров молекулы, так что у электрона отсутствует база, на которой он мог бы набрать энергию, необходимую для ионизации [12].

В жидких диэлектриках нет аналога кривым Пика [9, 12]: напряжение пробоя при любой степени неоднородности электрического поля всегда выше порога возникновения течений и составляет 30–300 кВ/см, а порог возникновения ЭГД-течений лежит значительно ниже: 0,3–3 кВ. Пороговое напряжение слабо возрастает с уменьшением радиуса кривизны электрода.

ВАХ жидкостей обычно имеет два участка: линейный и степенной (квадратичный): нарушение линейности ВАХ в отличие от газов всегда начинается выше порога возникновения ЭГД-течений, переход от линейного участка к квадратичному плавный (см. рис. 6).

Во многих экспериментах на линейном участке ВАХ у электродов регистрируется противозаряд, а на нелинейном участке ВАХ-одноименный с электродом заряд [9, 17]. На переходном участке ВАХ зарегистрированы биполярные приэлектродные структуры [9, 17].

ЭГД-течения в жидких диэлектриках достаточно хорошо визуализируются мелкими пузырьками газа. В настоящее время имеются специальные программы компьютерной обработки результатов исследования ЭГД-течений в различных жидкостях [9, 11] и накоплена достаточно объемная база данных по изучению структуры течений [17].

Анализ опубликованных в литературе данных показывает: ЭГД-течения наблюдались в жидкостях с низковольтной проводимостью от 10 нСм/м до 0,01 пСм/м. В более проводящих жидкостях энергия электрического тока идет на джоулев нагрев, а в менее проводящих электрические токи, а следовательно, и плотности заряда слишком малы, чтобы вызвать ощутимые течения жидкости [17].

ЭГД-течения носят пороговый характер, непосредственно после порога в сравнительно узком диапазоне напряжений наблюдается режим неразвитого ЭГД-течения. В этом режиме центральная струя течения не достигает поверхности противоэлектрода, и реализуется режим течений с малыми электрическими числами Рейнольдса.

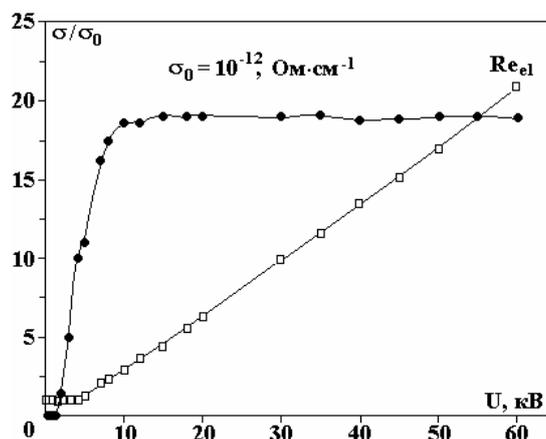


Рис. 6. Приведенные ВАХ и зависимости $Re_{el} = v/v_0 = f(U)$

Этот режим достаточно быстро переходит в режим развитого ЭГД-течения, в котором среднее электрическое число Рейнольдса в центральной струе течения значительно больше единицы, то есть конвективный механизм переноса заряда становится преобладающим [9, 17].

Сравнительный анализ развитых ЭГД-течений при различных напряжениях не выявил существенных структурных различий. Зависимости средней скорости в центральной струе от напряжения на электродах в режиме неразвитого течения носят степенной характер ($v \sim Uk$ ($k > 2$)), в режиме развитого течения обычно $k = 1$. В [17] предложена удобная безразмерная форма представления и анализа зависимостей скорости течения от напряжения $v = v(U)$, в качестве единицы измерения скорости приведена средняя скорость дрейфа ионов $v_0 = bU/l_0$, здесь b – подвижность ионов. В безразмерном виде зависимости средней скорости от напряжения выглядят как $Reel = v/v_0 = f(U)$, величину $Reel$ обычно называют электрическим числом Рейнольдса. На рис. 6 представлены эти зависимости для течения в системе лезвие–плоскость, там же в безразмерной форме приведены соответствующие вольт-амперные характеристики. Видно, что зависимость $Reel = f(U)$ имеет пороговый характер. Порог возникновения течений U_0 не совпадает с напряжением перехода к сверхомическому участку вольт-амперной характеристики U_1 . Обычно $U_1 > U_0$. В режиме неразвитого течения наблюдается очень быстрый рост электрического числа Рейнольдса, в режиме развитого течения электрическое число Рейнольдса $Reel = const$, причем значение его в отличие от газов достаточно велико: 10 и более.

На основе анализа большого количества экспериментальных данных установлена типовая зонная структура развитого ЭГД-течения. Эта структура названа типовой, так как наблюдалась в различных системах электродов: провод (различных диаметров – от 3 мк до 20 мм) над плоскостью и игла над плоскостью. Течения исследовались в трансформаторном, вазелиновом, касторовом маслах, кремнеорганической жидкости ПМС–1,5, керосине, скипидаре и др. Визуализация ЭГД-течений осуществлялась в соответствии с методикой, опубликованной в [11, 14, 17]; экспериментальные данные обработаны при помощи оригинальной программы по обработке ЭГД-течений EHD reader [11, 14].

На рис. 7,а представлены контурные графики скорости: экспериментальный и полученный в результате моделирования [15, 13]; значения скоростей указаны в см/с.

Графики имеют качественно идентичный вид. Силовая область течения локализована в узкой заряженной струе, распространяющейся от игольчатого электрода к плоскому вдоль оси симметрии модели. Существенный спад скорости наблюдается в направлении, поперечном к направлению струи, поперечные размеры центральной струи составляют 1–2 мм.

Рядом с игольчатым электродом расположен тонкий слой практически неподвижной жидкости. Далее следует зона интенсивного ускорения. Эта зона достаточно узкая, и её протяжённость составляет всего 1,5–2 мм. Заметный разгон жидкости начинается немного выше заострения электрода. Заряженная струйка, пересекающая межэлектродный промежуток, представляет собой суженный в верхней части конус, а затем цилиндр, ось которого проходит через ось модели. Её поперечные размеры примерно в два раза меньше ширины гидродинамической струи. Далее следует зона квазиоднородного течения. Линии тока жидкости в этой зоне прямые, практически параллельные друг другу. У противоположного электрода расположена зона интенсивного торможения. Её протяжённость около 1 мм.

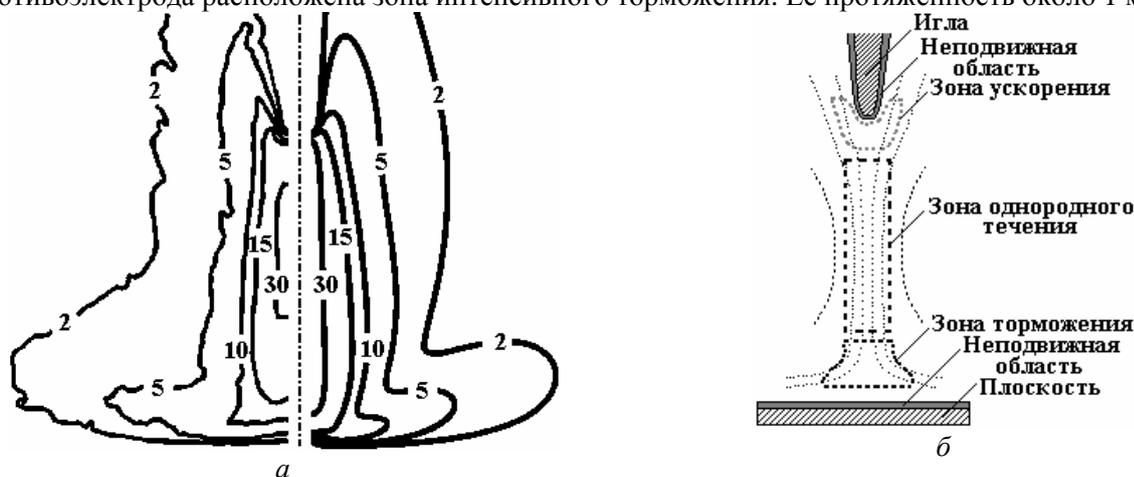


Рис. 7. Контурные графики скорости (а): экспериментальный (слева) и полученный в результате моделирования (справа); зонная структура (б)

Конкретный вид зонной структуры развитого течения определяется характером и распределением действующих сил.

Большое число исследований проведено для изучения зависимости свойств ЭГД-течений от степени неоднородности электрического поля [17]. Широкий набор электродов позволил изменять приэлектродную напряженность электрического поля и плотность тока проводимости в пределах трех–четырёх порядков. Таким образом, охватываются ЭГД-течения в диапазоне от сильнонеоднородных полей до близких к однородному. Исследования показали, что ЭГД-течения в сильно- и слабонеоднородных полях имеют единую природу. Скорость ЭГД-течений слабо зависит от степени неоднородности электрического поля (см. рис. 8).

Другая часть исследований [16] проведена для изучения зависимости свойств ЭГД-течений от свойств контакта электрод-жидкость. Исследования показали, что скорость ЭГД-течений очень сильно зависит от наличия в жидкости молекулярных примесей, обладающих электронно-акцепторными свойствами, а также свойств контакта электрод-жидкость, то есть от степени соответствия свойств примесей материалу каждого из электродов.

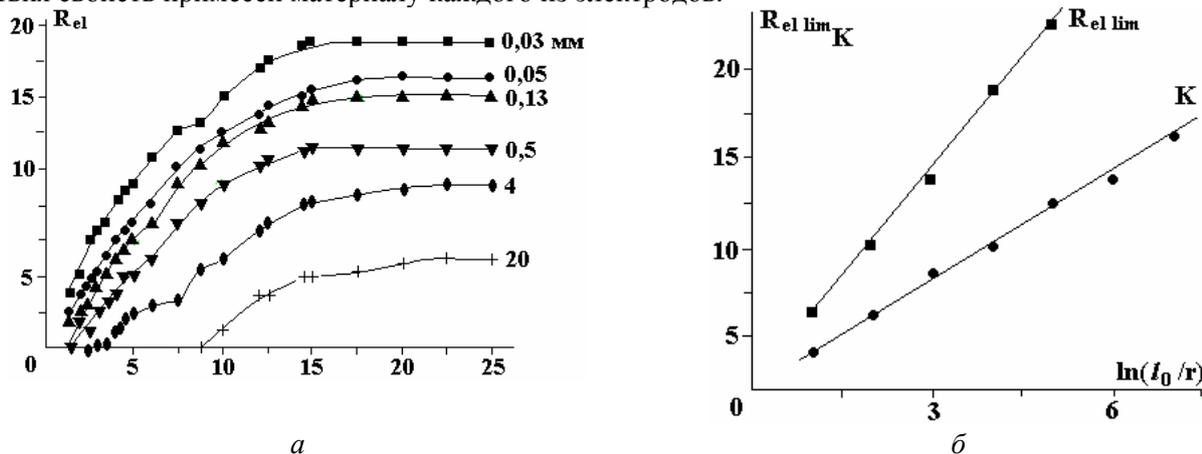


Рис. 8. Зависимость электрического числа Рейнольдса от напряжения для электродов различных диаметров (а), зависимость предельного электрического числа Рейнольдса от радиуса электрода (б)

В последнее время разработаны различные алгоритмы компьютерного моделирования ЭГД-течений в жидкостях. Многочисленные модели ЭГД-течений построены с рядом упрощений [15]. Однако в последних работах моделирование ЭГД-течений в жидкостях, так же как электрического ветра в газах, удалось провести на основе анализа полной системы ЭГД-уравнений [14]. Для электродных систем с сильнонеоднородным электрическим полем типа игла–плоскость достаточно хорошие результаты дает моделирование с учетом только униполярной инжекции с игольчатого электрода. В качестве граничных условий использованы условия типа инжекции Шотки.

На рис. 8 сопоставляются результаты моделирования с экспериментом. Видно, что распределение скоростей в модели полностью соответствует эксперименту. Однако база данных компьютерной модели в отличие от данных эксперимента содержит не только данные о скорости течения, а все его характеристики: распределение заряда, электрического поля, кулоновских сил, давления, миграционной, диффузионной и конвективной компонент токов. Кроме того, можно вычислить и привести распределения любых производных функций.

На рис. 9 представлены вклады компонент тока в его суммарное значение (в области, внутри которой оно больше 0,01% от максимума).

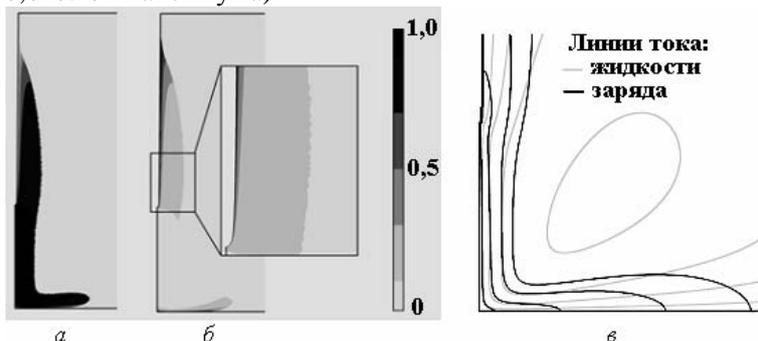


Рис. 9. Контурные графики вкладов конвективной (а) и миграционной (б) компонент тока в его суммарное значение, а также линии тока жидкости и заряда в МЭП (в)

Из графиков видно, что в области центральной струи на большей части МЭП доминирует конвективная составляющая тока (значение миграционной компоненты в этой области менее 5%). Значения электрического числа Рейнольдса в этой области достигают 80. Ток миграции доминирует только лишь в узких приэлектродных областях (толщиной несколько сотых долей миллиметра), где жидкость практически неподвижна. Подтверждением этому также служит график линий тока жидкости и заряда – они полностью совпадают на протяжении центральной струи ЭГД-течения и различаются лишь у поверхности игольчатого и плоского электродов. Значение диффузионной компоненты на несколько порядков меньше конвективной и миграционной компонент. Образованный на поверхности плоского электрода ион за счет миграции проникает в жидкость и далее распространяется вместе с ней до противоиэлектрода. Заметный разгон жидкости начинается немного выше заострения электрода, так как заряд образуется и на боковой поверхности игольчатого электрода. Зарядовая струйка также представляет собой суженный в верхней части конус, а затем цилиндр, ось которого проходит через ось модели. Её поперечные размеры примерно в два раза меньше ширины гидродинамической струи. В [15] зонная структура ЭГД-течения проанализирована с позиций силовой структуры течения. Показано, что ЭГД-течения в жидкости – это течения с объемной нагрузкой, имеющей вид тонкой заряженной струйки. Именно эта особенность отличает ЭГД-течения в жидкостях от электрического ветра в газах, где нет формирования заряженной струйки, а механизм формирования приэлектродной заряженной зоны носит миграционный характер (см. рис. 4).

4. Нанопроцессы в электрогидродинамике

Проанализируем процесс движения ионов в приэлектродной зоне миграции. В этой области межэлектродного промежутка ион движется сквозь практически «неподвижную» жидкость. Попадая же в зону конвективного движения, ион оказывается «вмороженным» в жидкость. Каким образом ион обрывает шубой из нейтральных молекул жидкости? К сожалению, эти процессы слабо обсуждаются в литературе и никак не учитываются в системе уравнений электрогидродинамики. В уравнениях Нернста-Планка ион считается самостоятельной частицей, обладающей некоторой подвижностью, а в уравнении Навье–Стокса, напротив, постулируется “вмороженность” иона в среду. Что же происходит с ионом при переходе из зоны миграции в зону конвективного движения? Каков механизм “вмороживания” иона в нейтральную среду? Как происходит передача импульса от заряженной компоненты нейтральной компоненте? В первых работах по электрогидродинамике считалось, что передача импульса от заряженной компоненты к нейтральной происходит за счет трения ионов о жидкость. Однако оценки, сделанные в [9, 17], показали, что в режиме ЭГД-течений в зависимости от конфигурации электродной системы и контактных свойств при средней напряженности поля в 10 кВ/м средняя плотность объемного заряда лежит в диапазоне $1-0,001 \text{ Кл/м}^3$. При концентрации основной жидкости 10^{28} 1/м^3 концентрация ионов лежит в диапазоне $n_i=10^{16}-10^{19} \text{ 1/м}^3$, то есть на один ион приходится $10^9 \cdot 10^{12}$ молекул. В таком случае среднее расстояние между ионами составляет $d_i=n_i^{-3}=5 \cdot 10^{-6} - 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$. Поэтому механизм передачи импульса от ионов к жидкости требует детального рассмотрения.

Во многих работах рассматривался механизм формирования сольватной оболочки вокруг иона при движении его сквозь нейтральную жидкость. Однако в работах, касающихся размеров сольватных оболочек, оценочные размеры последних составляют несколько координационных слоев, и механизм формирования столь больших сольватных оболочек также непонятен. Поэтому вернемся к рассмотрению механизма передачи импульса от иона к нейтральной среде за счет вязкости. Будем считать, что каждый ион окружен сферической сольватной оболочкой из нейтральных молекул, причем размеры сольватной оболочки, как принято считать, не превышают десятка молекулярных слоев. В этом приближении станем считать уравнения описания макроскопической среды применимыми для анализа процесса диффузии импульса от сольватной оболочки к нейтральной среде. В режиме стоковского сопротивления уравнение Навье–Стокса (без учета градиента давления) выглядит как уравнение диффузии:

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = \nu \Delta \vec{V}. \quad (10)$$

Аналогом коэффициента диффузии выступает кинематическая вязкость ν . В данном режиме можно считать, что импульс диффундирует во все стороны от источника импульса. Известно, что время, необходимое для диффундирования возмущения на расстояние x от источника, составляет:

$$t = \frac{x^2}{\nu}. \quad (11)$$

С ростом расстояния время на транспортировку возрастает квадратично, таким образом, диффузионная транспортировка импульса на большие расстояния затруднена. Поэтому значительно выгоднее иметь большое количество маленьких источников импульса, например ионов, чем один большой. Если в заряженной среде среднее расстояние между ионами составляет $d_i = n_i^{-3} = 5 \cdot 10^{-6} \div 5 \cdot 10^{-7}$ м, то в центральной струйке ЭГД-течения образуется разреженная ионная матрица, в которой между двумя соседними ионами находится несколько сотен тысяч молекул. Однако, несмотря на это, импульс, полученный ионом, передается молекулярному окружению за характерное время диффузии, лежащее в диапазоне $t = d_i^2/\nu = 2,5 \cdot (10^{-6} \cdot 10^{-5})$ сек. Принципиально важным здесь является наличие ионной матрицы. Если рассмотреть один ион, движущийся в неподвижной жидкости со скоростью V_i , вязкость установит в окружающем пространстве неоднородное распределение скоростей $V_x(r) \sim (R/r)V_i$, где R – радиус объема нейтральной среды, который движется вместе с ионом. Скорость станет быстро падать с удалением от иона, и можно сказать, что увлекаться будет лишь небольшая область вокруг иона размером порядка R .

В случае одного иона поток импульса может неограниченно распространяться в окружающую жидкость. То же будет происходить, если матрица содержит биполярную ионную структуру. Однако при наличии униполярной ионной матрицы на расстоянии $d/2$ поток импульса встретит противоположно направленный поток от соседнего иона. Таким образом, вокруг каждого иона можно выделить ячейку жидкости с характерным размером порядка d (показаны штрихом на рис. 10), из которой импульс выходить не может. Поскольку в электрическом поле на каждый ион действует электрическая сила, постоянно производящая импульс, то импульс будет накапливаться в ионной ячейке, пока межячеечные градиенты скорости не выровняются, и потоки импульса останутся в основном на границах заряженной области с нейтральной средой. Малая величина локальных градиентов скорости между ионом и средой и означает “вмороженность” иона в среду.

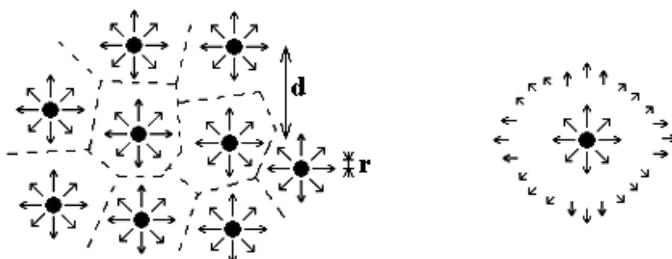


Рис. 10. В случае одиночного иона в жидкости импульс может диффундировать на неограниченные расстояния (справа), но, если ионов много, потоки импульса от соседних ионов встречаются, и импульс может распространяться только на расстояние порядка межионного (слева)

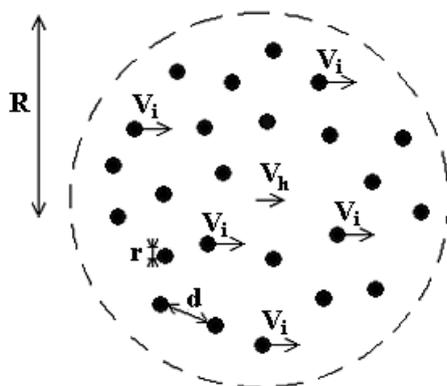


Рис. 11. Движение шара заряженной жидкости в неподвижной среде

Оценим степень “вмороженности” заряда исходя из реальных значений величин. В ЭГД-течениях импульс, передаваемый электрическим полем ионам, преобразуется в центральную струйку заряженной жидкости и расходует на сопротивление силам вязкого трения с окружающей ее ней-

тральной средой. Однако для транспортировки импульса в объем жидкости необходимы некоторые градиенты скорости между ионом и средой. Рассмотрим модельную задачу. Пусть у игольчатого электрода возникает заряженная шаровая область радиусом R , движущаяся в незаряженной покоящейся жидкости того же сорта (рис. 11). Шаровая область заполнена ионами одного знака со средним расстоянием между ионами $d = ni^{-3}$. Миграционная скорость ионов относительно движущейся жидкости V_i , скорость жидкости в шаре V_h . Радиус сольватной оболочки иона, движущейся с той же скоростью, что и он, r .

Большой заряженный шар, движущийся под действием электрического поля со скоростью V_h в окружающей его вязкой неподвижной жидкости, испытывает силу сопротивления (допустим, что стоксовскую), равную для жидкого шара $4\pi R\eta V_h$. Эта сила компенсируется передачей импульса от сольватных оболочек отдельных ионов, поскольку ионные оболочки передают среде импульс через вязкость, один ион передает импульс $4\pi r\eta V_i$. Приравняв источник импульса и его сток, учтя количество ионов в шаре $N_i = ni(4/3)\pi R^3$, получаем

$$RV_h = \frac{4}{3}\pi \frac{R^3}{d^3} r(V_i). \quad (12)$$

Или

$$\frac{V_i}{V_h} = \frac{3}{4\pi} \frac{d}{R_i} \left(\frac{d}{R}\right)^2. \quad (13)$$

Если возьмем радиус заряженного шара равным радиусу заряженной части центральной струи течения $R=1$ мм, $d=5\cdot 10^{-6}$ м, а радиус сольватной оболочки иона $r=10$ нм, получим соотношение скоростей:

$$\frac{V_i}{V_h} = 0,003. \quad (14)$$

Это означает, что электрическое число Рейнольдса может достигать 330. Ввиду большой разницы суммарного импульса, переданного ионами заряженному шару и отданного им окружающей среде, оказывается возможным накопление импульса в каждой ионной ячейке и в целом в шаре, причем скорость движения шара может оказаться значительно выше скорости движения сольватных оболочек отдельных ионов. Однако, поскольку ионы движутся вместе с шаром, всегда остается небольшое превышение их скорости над скоростью движения шара, что и компенсирует отток импульса из шара за счет вязкого трения. Так, например, при поле в 10^6 В/м и подвижности ионов $\mu=5\cdot 10^{-8}$ м²/(В·с) $V_i=0,05$ м/с, а возможная скорость жидкости в заряженном шаре составляет 16,6 м/с. Это значение приблизительно на порядок выше значений, обычно наблюдаемых в экспериментах по изучению ЭГД-течений. При более высоких плотностях заряда можно реализовать более высокую степень “вмороженности” и более высокие скорости течения.

Рассмотрим динамику движения заряженных струй, состоящих из одноименно заряженных ионов. Ключевым моментом здесь является распространение импульса за счет вязкости, которое можно приближенно описать как диффузию. Для осуществления “вмороженности” ионов диффузия должна заставлять импульс распространяться гораздо быстрее, чем движется ионная ячейка, тогда диффузия будет выравнивать скорость движения в ионной ячейке. Вблизи сольватной оболочки иона диффузия импульса будет всегда быстрее скорости иона, поскольку размер иона мал и градиенты скорости там велики. Скорость распространения диффузионного возмущения V_{diff} можно выразить так:

$$V_{diff} = \frac{v}{2r}. \quad (15)$$

Здесь r – расстояние от источника возмущения. Чем дальше от ионной ячейки, тем медленнее распространяется диффузионное возмущение. И на определенном расстоянии оно окажется медленнее, чем скорость движения иона. Дальше этого расстояния от движущегося иона – обозначим его r_{diff} – возмущение импульса за счет диффузии не распространится. Чем быстрее движется ион относительно нейтральной среды, тем меньше диффузионный радиус:

$$\frac{v}{2r_{diff}} = V_h \text{ или } \frac{v}{2V_h} = r_{diff}, \quad (16)$$

где v – кинематическая вязкость, которая, как отмечалось выше, играет роль коэффициента диффузии для импульса; V_h – скорость иона относительно среды.

Таким образом, картина выглядит следующим образом: вязкость позволяет импульсу распространиться на расстояние r_{diff} , а дальше жидкость остается неподвижна. И увлекаемый ионом объем жидкости имеет радиус порядка r_{diff} . В жидкости, при характерной подвижности иона $5 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ и электрическом поле 10 кВ/см , скорость иона относительно среды составляет $0,05 \text{ м/с}$. По формуле (16) это дает диффузионный радиус 10^{-5} м , то есть он всегда больше размеров ионной ячейки при концентрации ионов выше 10^{15} м^{-3} .

Для электрического ветра в газах при напряженности 10 кВ/см вязкость воздуха $\nu=10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$, размер диффузионного радиуса – $0,2 \text{ мкм}$, а расстояние между ионами при плотности заряда $0,01 \text{ Кл/м}^3$ равно 2 мкм , то есть ионы проскальзывают через воздух, лишь частично увлекая его за собой. Поэтому в газах преобладает миграционный механизм переноса заряда, конвективный механизм несуществен (см. рис. 4).

Сделанные оценки показывают, что в жидкости исходное предположение о “вмороженности” заряда в среду является обоснованным. Следовательно, распределение скоростей на масштабах межионного расстояния можно считать однородным и использовать для расчета макроскопическое уравнение Навье-Стокса (6). В случае же газов ситуация иная – согласно оценкам, “вмороженности” заряда в среду нет. Это означает, что на масштабах межионного расстояния распределения скоростей сильно неоднородные. Усреднение уравнения Навье-Стокса по малым пространственным масштабам в такой ситуации следует обсуждать особо. Возможно, при записи кулоновских сил в уравнении Навье-Стокса в этом случае необходимо учитывать коэффициент проскальзывания ионов относительно нейтральной среды, как отмечалось еще в [9].

Соотношение (13) можно записать в ином виде, выразив V_i как скорость иона относительно движущейся жидкости. В режиме развитого ЭГД-течения электрическое число Рейнольдса обычно 10 и более, поэтому скорость движения ионной ячейки следует оценить как $Re_{el} V_i$. Размер ионной ячейки определяется как $d=\pi i^{-3}$. Поэтому, выразив скорость ионной ячейки через напряженность поля и подвижность, можно условие “вмороженности” записать в виде

$$\frac{\nu}{n^{-3} Re_{el} \mu E} > 1; \frac{\nu}{n^{-3} \mu E} > 1. \quad (17)$$

Это соотношение позволяет установить взаимосвязь между локальной напряженностью электрического поля и плотностью объемного заряда в среде, обеспечивающую “вмороженность”.

Далее мы более подробно рассмотрим пространственные и временные условия применимости приближения “вмороженности” заряда в жидкую среду.

5. Характерное время “вмораживания” иона и характерная длина “вмораживания”. Ранее мы оценили время, необходимое, чтобы импульс диффундировал до границ ионной ячейки. Время это составило микросекунды для газов или десятки микросекунд для жидкости. Однако при этом устанавливается резко неоднородное распределение скорости, она спадает обратно пропорционально расстоянию от иона. Для того чтобы установилось однородное распределение скорости, необходимо накопить в ионной ячейке такой импульс, чтобы вся ионная ячейка двигалась, с некоторой скоростью, обычно в Re_{el} раз превышающей скорость иона V_i . Оценим время t , необходимое на это:

$$eEt = \gamma d^3 Re_{el} V_i.$$

Удобно также ввести длину, на которой происходит заполнение ионной ячейки импульсом: $x=t \cdot V_i$. В этой оценке скорость иона можно выразить через подвижность $V_i=\mu E$, ведь на начальном этапе ион движется сквозь неподвижную жидкость. В результате получаем

$$x = \frac{Re_{el} \gamma \mu^2 d^3 E}{e}. \quad (18)$$

Таким образом, если ион попал в жидкость на поверхности электрода в точке 0 , ионная ячейка заполнится импульсом на длине x и после этой длины начнет двигаться вместе с ионом как единое целое. А до этого ион будет «скользить» сквозь сплошную среду, постепенно обрастая «шубой» из движущихся вместе с ним молекул. Рассчитаем x для жидкости. Возьмем для трансформаторного масла $\gamma = (870 \pm 5) \text{ кг/м}^3$ (измерена), динамическая вязкость $\eta = (0,025 \pm 0,005) \text{ Па} \cdot \text{с}$ (измерена), низковольтная проводимость $\sigma_0 = (1,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-11} \text{ 1/(Ом} \cdot \text{м)}$ (измерена), подвижность ионов $\mu = 1 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, межионное расстояние $d=5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, $e=1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$, $E=10^6 \text{ В/м}$ (10 кВ/см). Получаем

$x = 20$ мкм. Таким образом, ионы заполняют ионную ячейку импульсом на расстоянии, равном нескольким размерам ионной ячейки.

Ион, попадая в трансформаторное масло на поверхности электрода в точке $x=0$, заполняет ионную ячейку импульсом на длине, равной размеру ячейки, и после этой длины жидкость начнет двигаться вместе с ионом как единое целое со скоростью V . А до этого ион будет «проскальзывать» сквозь сплошную среду, постепенно обрастая «шубой» из движущихся вместе с ним молекул жидкости. На рис. 12 приведено распределение ускорений у поверхности игольчатого электрода, нулевая координата соответствует кончику иглы, расстояние вдоль оси отложено в радиусах иглы [14]. Видно, что ускорение имеет экстремум, равный примерно 100 м/с^2 , расположенный на расстоянии около 4 диаметров иглы, то есть на расстоянии 0,4 мм. Можно было бы отождествить участок роста ускорения с процессом «вмораживания» ионов. Однако, как следует из наших оценок, ионы успевают «вморозиться» в среду значительно раньше, то есть сделанные в работе предположения о «вмороженности» заряда соответствуют действительности.

Рассчитаем x для менее вязкой жидкости, например воды: $\rho=1000 \text{ кг/м}^3$, подвижность $\mu=5 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $d=5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, $e=1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$, $E=10^6 \text{ В/м}$ (10 кВ/см). Получаем $x=19,5 \text{ мм}$. Таким образом, в воде расстояние порядка 10 мм (или порядка 2000 межйонных расстояний) ионы проходят „невмороженными” в жидкость, поскольку не успевают заполнить ионную ячейку импульсом.

Если размеры межэлектродного промежутка значительно больше этого расстояния, то эффект вмороженности реализуется. Однако в слабвязких жидкостях, например в бензине, расстояние вмораживания существенно вырастет и эффект „вмороженности” может исчезнуть, ионы будут проскальзывать относительно жидкости. Поэтому в систему уравнений электрогидродинамики для моделирования ЭГД-течений в слабвязких жидкостях необходимо вносить коррективы.

Этот эффект следует учитывать также, выбирая жидкость для использования в ЭГД-устройствах. Для получения высокого КПД ЭГД-устройств необходимо, чтобы эффект вязкого взаимодействия ионов со средой был достаточно высок.

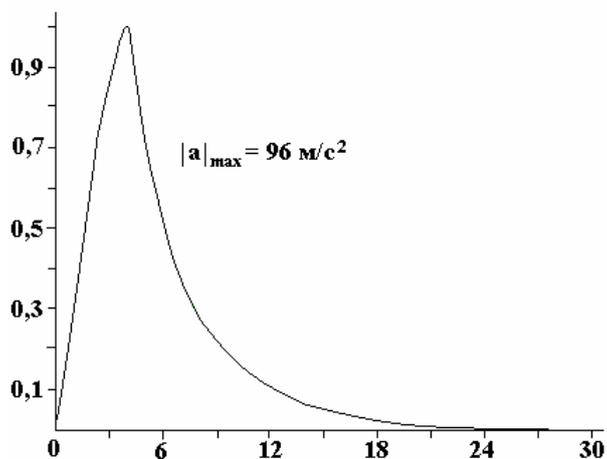


Рис. 12. Распределение ускорений у поверхности игольчатого электрода

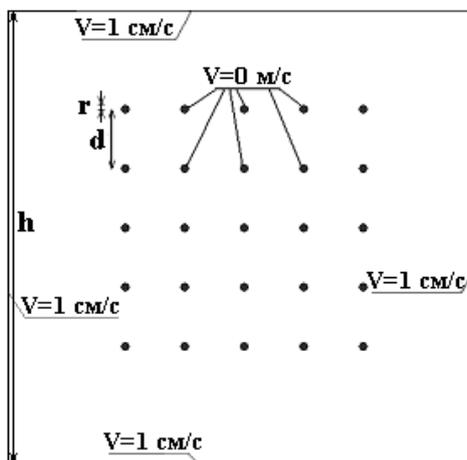


Рис. 13. Схема плоской задачи об увлечении жидкости объектами малого размера

Используем возможности компьютерного моделирования для более точного анализа механизма формирования „вмороженного” течения. Для этого смоделируем ионную матрицу в упрощенном варианте. Для упрощения задачи и сведения ее к двумерной рассмотрим сетку из твердых незаряженных цилиндров малого радиуса (рис. 13), движущихся сквозь жидкость. Радиус цилиндра равен размеру сольватной оболочки иона ($r=10^{-8}$ м), расстояние между цилиндрами равно расстоянию между ионами ($d=5\cdot 10^{-6}$ м), размер области $h=2,1\cdot 10^{-4}$ м. В качестве жидкости выберем воду: плотность 1000 кг/м^3 , динамическая вязкость $10^{-3} \text{ Па}\cdot\text{с}$. Цилиндры образуют сетку 5×5 . Эту задачу можно рассматривать как качественный пример. Цилиндры покоятся, а жидкость прокачивается через сетку из цилиндров. На поверхности цилиндров задана скорость жидкости 0 м/с , а на внешних границах $0,01 \text{ м/с}$ (ясно, что эта задача будет аналогична задаче о движении цилиндров относительно неподвижной границы).

На рис. 14 приведено распределение x -компоненты скорости в модели. Видно, что область, занятую цилиндрами, жидкость обтекает сбоку.

На рис. 15 приведено распределение скоростей в относительных единицах в пределах «ионной матрицы», что позволяет рассмотреть распределение скорости внутри нее. Видно, что между цилиндрами распределение скорости неоднородно, она колеблется в пределах 10% от скорости обтекания матрицы в целом по отношению к среде. Вокруг каждого цилиндра образуется некоторая «присоединенная» область жидкости, движущаяся вместе с ним. Это и есть характеристика степени «вмороженности» в данной задаче.

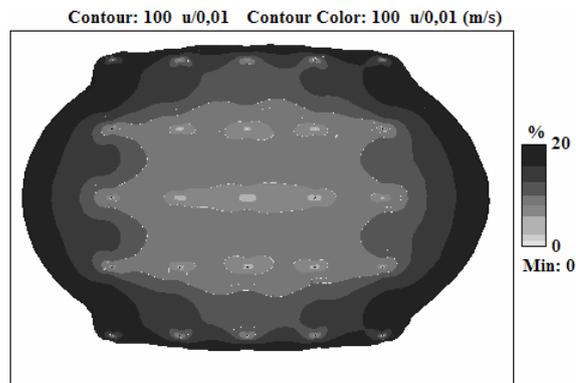
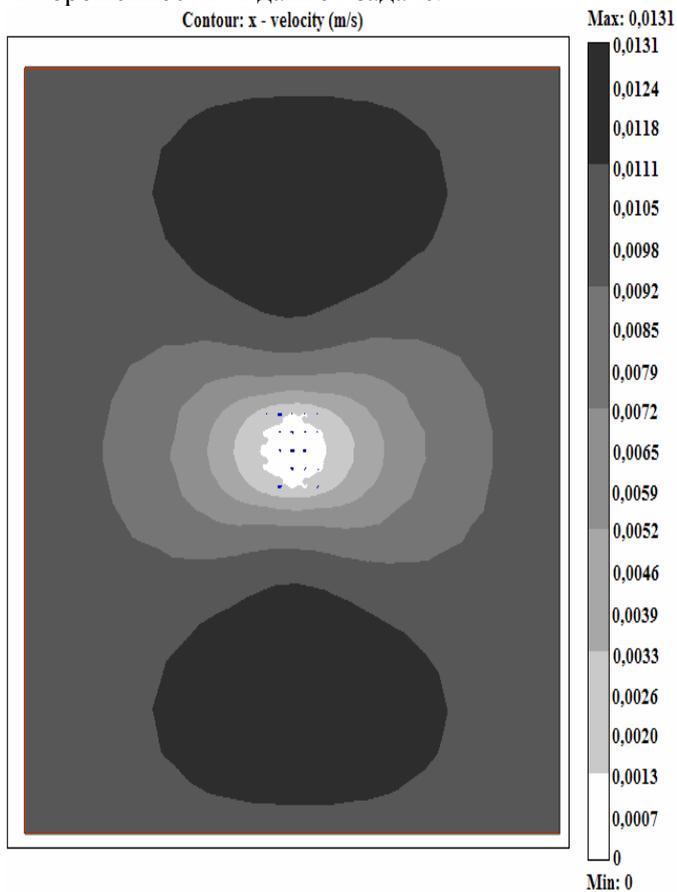


Рис. 15. x -компонента скорости в процентах по отношению к скорости обтекания $0,01 \text{ м/с}$

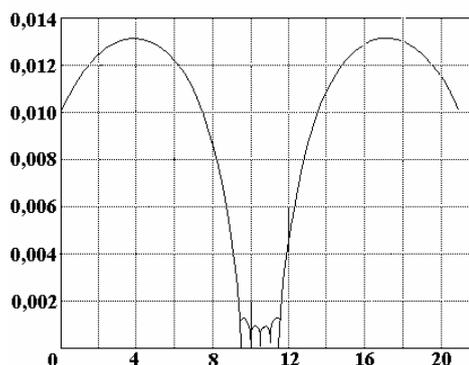


Рис. 16. Распределение x -компоненты скорости по вертикальной прямой, проходящей через центры цилиндров

Рис. 14. Распределение x -компоненты скорости в задаче о движении цилиндров с $r=10^{-8}$ м сквозь жидкость

Линейный график (рис. 16) подтверждает сказанное – перепады скоростей между цилиндрами значительно меньше, чем перепад скоростей между блоком цилиндров и окружающей средой.

В модельной задаче всего 25 цилиндров, и эффект «вмороженности» только за счет вязкости жидкости достаточно отчетливо проявляется. В реальности ионов в ЭГД-потоке на много порядков больше. Моделирование показывает, что при увеличении межионных расстояний эффект «вмороженности» пропадает.

Таким образом, ЭГД-течение в свете изложенных представлений следует представить как предельный случай устройств, передающих импульс среде, в которых его источником служат отдельные ионы. Поэтому эффект передачи импульса нейтральной среде при оптимальном соотношении вязкости среды и плотности вводимого в жидкость заряда максимально эффективен. В этом смысле электрогидродинамический способ преобразования энергии электрического поля в энергию движения жидкости является способом использования нанотехнологий, а электрогидродинамические технологии следует назвать наноэлектрогидродинамическими технологиями.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бортник М. М., Верещагин И.П. и др.* Электрофизические основы техники высоких напряжений. М.: Энергоатомиздат, 1993.
2. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1967.
3. *Верещагин И.П.* Коронный разряд в аппаратах электронно-ионной технологии. М.: Энергоматиздат, 1985.
4. *Vuyanov A.V., Elagin I.A., Pavleyno M.A., Statuya A.A., Stishkov Yu.K.* Computational modeling of a unipolar corona discharge // Proceedings of the 5th international EHD workshop. Poitiers. France. 2004. P. 194–197.
5. *Stishkov Y., Samusenko A., Vinaykin M., Zuev D.* Computer simulation of corona discharge and experimental investigation of ionic wind // Proceedings of the International Symposium on Electrohydrodynamics. Malaysia, Sarawak. 2009.
6. *Винайкин М.Ю., Зув Д.В., Стишков Ю.К.* Взаимосвязь кинематики электрического ветра с формой чехла коронного разряда // Сборник докладов международной конференции «Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей». Санкт-Петербург. 2009. С. 217–223.
7. *Винайкин М.Ю., Зув Д.В., Стишков Ю.К.* Компьютерное моделирование электрического ветра в воздухе // Сборник докладов международной конференции «Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей». Санкт-Петербург. 2009. С. 158–163.
8. *Остроумов Г.А.* Взаимодействие электрических и гидродинамических полей. М.: Наука, 1979.
9. *Стишков Ю.К., Шапошников А. М., Афанасьев С. Б., Елагин И. А.* Электрофизические процессы в жидкостях и газах (учебно-методическое пособие), Санкт-Петербург: Изд-во СОЛО, 2007, 411 с.
10. Энциклопедия низкотемпературной плазмы / Под ред. В.Е. Фортова. Т. 1–4. М.: Наука, 2000.
11. *Афанасьев С.Б., Лавренюк Д.С., Николаев П.О., Стишков Ю.К.* Полуавтоматический метод компьютерной обработки поля скоростей ЭГД-течений // Электронная обработка материалов. 2007. № 1. С. 24–30.
12. *Адамчевский И.* Электрическая проводимость жидких диэлектриков. М.: Энергия, 1972.
13. *Гросу Ф.П., Болога М.К., Блощицын В.В., Стишков Ю.К., Кожевников И.В.* Зарядообразование в жидких диэлектриках под воздействием электростатического поля // Электронная обработка материалов. 2007. № 5. С. 16–38.
14. *Стишков Ю.К., Чирков В.А.* Компьютерное моделирование ЭГД-течений в системе электродов игла-плоскость // Журнал технической физики. Том 78. Вып. 11 (2008) с. 17.
15. *Стишков Ю.К., Дерновский В.Л., Болога М.К., Гросу Ф.П., Кожевников И.В.* Влияние размеров межэлектродного промежутка на кинематику ЭГД-течений // Электронная обработка материалов. 2006. № 6. С. 28–36.
16. *Грошев А.К., Михайлов С.А., Стишков Ю.К.* Влияние свойств границы электрод-жидкость на высоковольтную проводимость жидких диэлектриков // Тезисы докладов III Межреспубликанского семинара. Гродно, 1992.
17. *Стишков Ю.К., Остапенко А.А.* Электрогидродинамические течения в жидких диэлектриках. Л.: ЛГУ, 1989.

Поступила 29.10.09

Summary

The overview and confrontation of electrohydrodynamical flows in liquids and gases based on published experimental data and computer models are presented. An original interpretation of the ions “freezing” in medium effect is given; estimates of some freezing characteristics are presented. The new dimensionless parameter which enables to estimate importance of the freezing effect in particular conditions is suggested.