

На правах рукописи

Шутов Александр Алексеевич

**ФОРМИРОВАНИЕ И ЗАРЯДКА СТРУЙ, КАПЕЛЬ И ПЛЕНОК
СЛАБОПРОДЯЩИХ ЖИДКОСТЕЙ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ**

02.00.04 - физическая химия

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва – 2008

Работа выполнена в Научно-исследовательском физико-химическом институте им. Л. Я. Карпова

Научный консультант: доктор физико-математических наук,
профессор
Шкадов Виктор Яковлевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор
Полянский Виталий Александрович

доктор физико-математических наук,
профессор
Стишков Юрий Константинович

доктор химических наук,
Филатов Юрий Николаевич

Ведущая организация Московский инженерно-физический институт
(государственный университет)

Защита состоится « » 2008 г. в часов на заседании диссертационного совета Д.217.024.02 при Федеральном государственном унитарном предприятии «Научно-исследовательский физико-химический институт им. Л.Я.Карпова» по адресу: 105064, г. Москва, ул. Воронцово поле, д.10.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГУП «НИФХИ им. Л.Я.Карпова»

Автореферат разослан « » 2008 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета
кандидат физико-математических наук

Андропова А. В.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы.

Работа посвящена построению моделей течения, переноса заряда и устойчивости жидких объемов с подвижными границами раздела под действием электрических сил. Типичным проявлением воздействия поля является трансформация межфазных поверхностей. Многообразны приложения способности деформирования границ жидкости во внешнем поле. С одной стороны широкое использование получили процессы дробления жидких объемов (струй, капель, слоев) с целью получения дисперсных сред в виде искусственных туманов, эмульсий. Область применения таких технологий включает нанесение покрытий, распыления топлива, процессы химической технологии. С другой стороны, с помощью внешних электрических полей возможно формирование чрезвычайно устойчивых струй. Это явление позволяет получать тонкие волокна вплоть до 10 нм, если в качестве рабочей жидкости используется полимерный раствор или расплав. Таким методом (процесс электропрядения) получают высокоэффективные волокнистые материалы для фильтрации газообразных и жидких сред (фильтры Петрянова), полимерные волокна с металлической проводимостью, волокна высокой прочности для изготовления композиционных материалов. В последнее время интенсивно исследуется возможность применения волокнистых материалов на основе биополимеров в качестве шаблонов для выращивания искусственных биологических тканей. К настоящему времени накоплен значительный объем экспериментальных и технологических данных в области электропрядения [1-3]. Однако для описания течения необходимо построение модели, адекватно описывающей координатно-параметрические зависимости формы струи в электрическом поле. Теоретически и экспериментально хорошо изучены электрокапиллярные неустойчивости струи относительно осесимметричных и изгибных возмущений [4-8]. В тоже время не найдено механизма генерации неустойчивостей струи высшими неосесимметричными возмущениями.

Результаты расчетов существующих моделей деформации капель согласуются с экспериментальными данными лишь в области слабых полей [9-11]. Актуальной является задача деформирования и в области сильных полей, определяющей распад капли. Всесторонне исследовано взаимодействие идеально проводящих сфер между собой или с электродом. Менее изучено взаимодействие и процесс зарядки капель конечной проводимости в несмешиваемой среде. В подобной системе с межфазными границами тело может заряжаться без контакта с электродом, и это существенно влияет на поведение дисперсных систем в электрическом поле.

Научный и практический интерес представляет описание течения плоского слоя в сильном электрическом поле, в частности, в поле коронного разряда

[12]. В данной задаче целью является как определение пороговых параметров движения жидкости по подложке, так и исследование устойчивости течения.

Основными объектами настоящего исследования являются струи, капли и слои слабопроводящих жидкостей с проводимостью $\lambda < 10^{-1} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$. Наиболее полное описание рассматриваемых задач проводится в рамках электрогидродинамики (ЭГД). Характерной особенностью подобных течений является априорная неизвестность границы течения, которая подлежит определению в процессе решения. В электрическом поле на межфазных поверхностях генерируются зарядовые плотности, которые также следует определять в процессе решения. Модель ЭГД позволила выявить общие закономерности движения и устойчивости течений, переноса заряда, в том числе обоснован эффект вмораживания заряда в движущуюся среду [13,14]. Вместе с тем, вне рамок теоретического описания и экспериментальных наблюдений остается большое количество задач о течении жидкостей с конвективным переносом поверхностного заряда, расположенного на межфазной границе.

Цель работы. Целью работы является разработка методов управления движением и устойчивостью течения жидких сред со свободными поверхностями раздела под действием электрического поля. Перечень рассматриваемых вопросов включает:

1. Теоретическое описание и экспериментальное исследование течений в струях, каплях и плоских слоях слабопроводящих жидкостей.
2. Теоретическое описание и экспериментальное исследование зарядки жидких объемов с межфазной поверхностью.
3. Построение моделей дробления струй и капель.
4. Экспериментальные наблюдения нарушения стационарности течения струй, капель, слоев жидкости.
5. Нахождение критериев деления струй (капель) как относительно осесимметричных, так и неосесимметричных возмущений.

На защиту выносятся

1. Разработка механизма ускорения несжимаемой слабопроводящей струи в электрическом поле.
2. Автомодельные решения осесимметричных уравнений движения слабопроводящей струи в сильном электрическом поле.
3. Модель продольного деления поверхностно заряженной струи.
4. Закономерности деформации капли (пузырька) с учетом конвекции поверхностного заряда.
5. Результаты исследования взаимодействия сферы конечной проводимости с плоским электродом в проводящей среде.

6. Закономерности течения и устойчивости плоского слоя слабопроводящей жидкости на наклонной плоскости в поле коронирующего электрода.

Научная новизна

1. Разработан механизм ускорения слабопроводящей струи со свободной поверхностью в электрическом поле. Впервые в квазиодномерном приближении установлены координатно- параметрические зависимости формы струи в осесимметричном электрическом поле.

2. Найдено автомодельное решение задачи струйного течения заряженной жидкости в приближении сильного поля. Впервые получены асимптотические формулы для радиуса и скорости как поверхностно, так и объемно заряженной жидкости в однородном поле.

3. Теоретически обоснованы и экспериментально обнаружены новые типы деления заряженной струи во внешнем электрическом поле - продольное расщепление на несколько дочерних струй. Построена модель каскадных продольных делений.

4. Найдены условия стабилизации заряженной струи внешним электрическим полем.

5. Обнаружено, что конвекция поверхностного заряда подавляет сжатие капель малого размера. Экспериментально зафиксирована немонотонность зависимости деформации капли от напряженности поля и количественное согласие с результатами расчетов.

6. С использованием интегральных уравнений рассчитан заряд и сила, действующая на проводящее сферическое тело в проводящей среде, расположенное у плоского электрода. Найдено, что тело притягивается к электроду, только если его проводимость не превышает значения порядка 0.02 от проводимости среды. В частности, сферы всех известных веществ в воздушной среде отталкиваются от электрода. Пузырек при любых параметрах среды притягивается к электроду.

7. Разработан механизм движения слабопроводящего жидкого слоя под влиянием продольной к слою электрической силы, действующей против силы тяжести. Определено условие подъема жидкости по наклонной диэлектрической плоскости.

8. Рассчитаны параметрические зависимости области устойчивости движения поверхностно заряженного слоя по наклонной диэлектрической подложке в поле коронного разряда.

Научная и практическая ценность

Научная и практическая ценность заключается в построении методами механики сплошных сред моделей генерации ультратонких струй и капельных течений заряженных жидкостей во внешнем электрическом поле, течения плоского слоя в поле коронирующего электрода. Разработаны методы управ-

ления неустойчивостями, позволяющие в широких пределах регулировать процесс стабилизации - дестабилизации течений внешним электрическим полем.

Достоверность и обоснованность результатов

Достоверность теоретических и экспериментальных результатов диссертации подтверждается их согласием с результатами других авторов. Математическое моделирование основано на апробированных постановках задач, в частности, системе уравнений электрогидродинамики. В построенных моделях путем предельных переходов получены известные результаты. На основе оценок, включающих характеристические параметры, определены пределы применимости использованных математических моделей. Достоверность результатов косвенно подтверждается согласием экспериментальных и расчетных данных.

Значительная часть результатов диссертации к настоящему времени нашла подтверждение в работах других исследователей. В частности, получила общее признание разработанная автором квазиодномерная модель движения струи слабопроводящей жидкости в электрическом поле. Дальнейшее развитие получили работы автора по устойчивости составных струй, продольному делению струй и деформации капель в электрическом поле в трудах отечественных и зарубежных авторов.

Личный вклад автора

Автору диссертации принадлежит разработка теоретических моделей рассматриваемых явлений, формулировка основных экспериментальных методов исследования, анализ полученных результатов и их интерпретация. Лично автором или при его непосредственном участии выполнены постановки отдельных задач, разработка методов решения, и получены основные экспериментальные результаты. Из совместных работ на защиту выносятся результаты, в получении которых автор принимал непосредственное участие. Выводы по диссертации в целом сделаны лично автором.

Апробация работы и публикации

Основное содержание работы опубликовано в 50 статьях, из них 22 опубликованы в ведущих рецензируемых научных журналах и изданиях, определенных ВАК.

Результаты по теме диссертации получены в ходе выполнения работ в качестве руководителя по проектам РФФИ № 98-01-03559 «Теоретическое и экспериментальное исследование электрогидродинамических струйных и пленочных течений, их устойчивости и моделирование процесса диспергирования жидкости», № 01-01- 96002 «Математическое моделирование и экспериментальное исследование процесса переноса массы и заряда в жидких

пленках, каплях и струях под действием электрического поля», № 02-01-96035 «Течение, зарядка и трансформация межфазных границ жидких систем под действием электрического поля», № 04-01-97225 «Теоретическое и экспериментальное исследование течения и зарядка жидких систем с межфазными границами под действием электрического поля».

Материалы по теме диссертации докладывались на следующих конференциях:

Всесоюзная научная конференция «Струйные течения жидкостей и газов», 2-5 июня 1982, Новополюк; 6-th International conference on liquid atomization and spray systems, July 18-22, 1994, Rouen, France; Международный аэрозольный симпозиум, 21-25 марта 1994, Москва; 4 -th European coating symposium "Advances in Coating Processes" October 1 - 4, 2001, Erlangen, Germany; V- VIII Международная конференция по электрогидродинамике жидкостей, С-Петербург, 1998, 2000, 2003, 2006г; 2-nd International Workshop on Electrical Conduction, Convection and Breakdown in fluids, 4-5 May 2000, Grenoble, France; Международная аэрозольная конференция, Москва, 2000; Петряновские чтения, Москва, 2001, 2007; III Международная конференция «Математические идеи П.Л.Чебышева и их приложение к современным проблемам естествознания», Обнинск, 14-18 мая 2006; XV школа - семинар «Современные проблемы аэрогидродинамики». Сочи, 5-15 сентября, 2007.

Структура и объем диссертации. Диссертационная работа состоит из аннотации, введения, шести глав, заключения, списка цитируемой литературы и двух приложений. Диссертация изложена на 292 страницах, включает 86 рисунков, 18 таблиц и 221 ссылку на литературные источники.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обосновывается актуальность проблемы, формулируется цель работы, ее научная новизна и представлены положения, выносимые на защиту.

В **Главе 1** приводятся результаты экспериментального исследования течений в струях, каплях и слоях под действием электрического поля. Цель данной главы – установление экспериментальных зависимостей между формой (деформацией) жидкого тела со свободной поверхностью и параметрами течения, изучение процесса переноса заряда, а также исследование распада жидкого объема в электрическом поле.

Классический подход, основанный на визуализации течений, например, с помощью пробных частиц, в рассматриваемых задачах имеет ограниченную область применения, поскольку основными объектами являются объекты микронного и субмикронного диапазона. Основная идея экспериментального

метода анализа данных заключается в использовании способности жидкого объема с межфазной границей изменять форму при генерации течения внутри и вне объема. В соответствии с выбранным методом, ключевым объектом исследования является степень деформации границы раздела во внешнем поле. Анализ зависимости формы объема проводится как в зависимости от параметров течения, так и геометрических особенностей жидких тел.

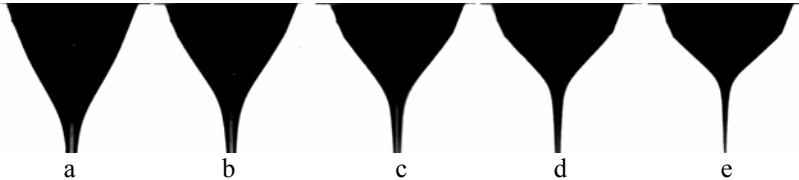


Рис.1. Контуры струй дибутилфталата у капилляра при одинаковом расходе. Напряженность поля (В/м): а) - $0.9 \cdot 10^6$, б) - $1.0 \cdot 10^6$, в) - $1.1 \cdot 10^6$, д) - $1.2 \cdot 10^6$, е) - $1.3 \cdot 10^6$. Диаметр капилляра равен 1.25 мм

Форма струи у капилляра может менять форму в зависимости от напряженности поля и расхода. На рис.1 приведены контуры струй дибутилфталата, имеющих постоянный расход $Q = 7.12 \cdot 10^{-3} \text{ см}^3/\text{с}$, при изменении напряженности. Изменение профиля струи с увеличением расхода при постоянной напряженности $E = 1.2 \cdot 10^6 \text{ В/м}$ приведено на рис.2.

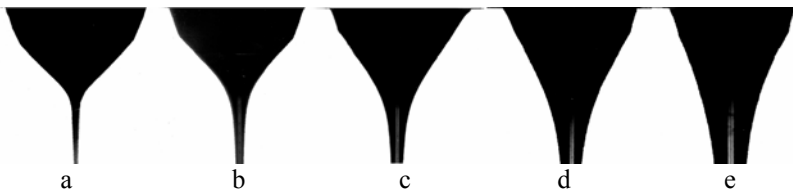


Рис.2. Профили струй дибутилфталата у капилляра при постоянной напряженности. Расход жидкости ($\text{см}^3/\text{с}$): а) - $3.41 \cdot 10^{-3}$, б) - $3.72 \cdot 10^{-3}$, в) - $1.5 \cdot 10^{-2}$, д) - $3.75 \cdot 10^{-2}$, е) - $6.29 \cdot 10^{-2}$. Диаметр капилляра равен 1.25 мм

Из данных рис.1 и 2 видно, что с ростом напряженности и падением расхода уменьшается размер области течения у среза капилляра и становится тоньше струйка, вытекающая из вершины полукапли. Таким образом, для получения тонких струй следует использовать высокие напряженности поля и малые расходы.

При истечении в еще более интенсивных полях становятся существенными неустойчивости жидкого мениска на торцевом срезе капилляра. Капиллярные возмущения поверхности мениска могут приводить к одновременной

эмиссии нескольких струй из капилляра. Экспериментально исследовано явление полиструйного истечения из капилляра в неоднородном поле.

Найдено, что зависимость количества эмитируемых струй от межэлектродной разности потенциалов имеет ступенчатый вид. Смена одного стационарного режима на другой всегда сопровождается изменением количества эмитируемых струй на единицу. Экспериментально наблюдалась эмиссия до 14 струй одновременно. На рис.3 приведены фотографии течения жидкости вблизи капилляра при различных разностях потенциала между капилляром и противоэлектродом. Съемка проводилась в проходящем свете импульсной лампы с длительностью вспышки 0.5 мс. Необходимо отметить, что процесс истечения, изображенный на рис.3, носит стационарный характер.

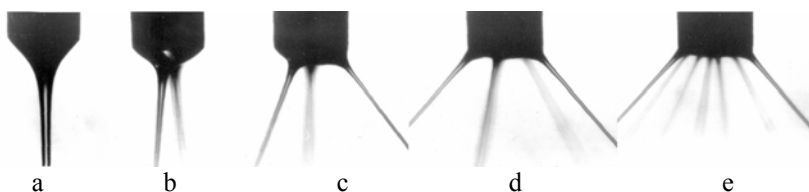


Рис.3. Полиструйное истечение дибутилфталата при различных межэлектродных разностях потенциалов: а) - 10кВ, б) - 10.6 кВ, в) - 11 кВ, д) - 12.8 кВ, е) - 14 кВ. Радиус капилляра равен 0.5 мм

Вначале истечение осесимметрично (рис.3а). Затем при некотором потенциале симметричность нарушается, и точка истечения смещается от центра к стенке капилляра. При дальнейшем увеличении потенциала наблюдается истечение одновременно двух, трех и более струй (рис.3 б-е). В экспериментах наблюдалась эмиссия до 14 струй одновременно. Отдельные струйки представляют собой непрерывное течение, а не поток отдельных капель. На это указывает четкий профиль сфокусированных объектов и резкие границы светлой полосы на оси струйки. Переход от одного состояния истечения к другому происходит скачкообразно и в результате такого перехода количество эмитируемых струй всегда увеличивается на единицу. Эксперименты проводились в неоднородном поле, которое создавалось в промежутке между двумя горизонтальными металлическими пластинами, расстояние между которыми составляло 7 см. Вертикально ориентированный стальной капилляр располагался в центре верхней пластины. Этот капилляр впаивался в пластину и был выдвинут в область поля на 3 см. Верхний электрод соединялся с источником высокого напряжения, нижняя пластина заземлялась. Через капилляр подавалась жидкость с очень малым объемным расходом. Как правило, подача была отрегулирована так, чтобы в отсутствие поля жидкость удерживалась в капилляре силами поверхностного натяжения (нулевой начальный расход).

Чем больше расстояние, на которое выдвигается капилляр, тем более стабилен процесс полиструйного истечения. Напротив, уменьшение расстояния подавляет процесс и в однородном поле наблюдается истечение только одной струи. Эти данные указывают на то, что стационарное полиструйное истечение реализуется в полях, напряженность которых превышает пробойную напряженность ~ 20 кВ/см воздушной среды. В неоднородном поле вблизи торцевого среза капилляра может на порядок превышать эту пробойную напряженность. Условия истечения можно подобрать таким образом, чтобы отсутствовали эффекты коронирования, приводящие к нарушению стационарности.

При сплошной съемке профиля проводилось фотографирование участков струи через равные промежутки 1 - 3 мм в зависимости от увеличения, с небольшим переключением кадров. Типичные фотографии фрагментов контура струи в проходящем свете на разных расстояниях от капилляра приведены на рис.4.



Рис.4. Фотографии фрагментов струи полимерной жидкости на разных расстояниях от капилляра диаметром 1 мм. Первый кадр слева - профиль струи вблизи капилляра. Второй и третий кадры - контур струи на расстоянии 2 см и 4 см от капилляра соответственно. Напряженность поля $5.6 \cdot 10^6$ В/м, расход $8.3 \cdot 10^{-3}$ см³/с, электрический ток, переносимый струей $7.2 \cdot 10^{-8}$ А

Вблизи капилляра течение имеет форму полукапли, из вершины которой истекает тонкая струйка. Такой профиль, совпадающий на срезе капилляра с его внешним диаметром, наблюдается как для простых жидкостей, так и полимерных растворов умеренной молекулярной массы. Экспериментально обнаружено, что в стационарных условиях истечения из круглого капилляра в однородном электрическом поле радиус струи зависит от плотности жидкости ρ , расхода Q , напряженности поля E_0 и электрического тока I , переносимого струей. Эмпирически установлена следующая зависимость радиуса струи f от параметров и продольной координаты z

$$f(z) = \left(\frac{\rho Q^3}{2\pi I E_0 z} \right)^{1/4} \quad (1)$$

На рис.5 и 6 приведены характерные зависимости радиуса струи f от продольной координаты z для различных жидкостей в бипографических коор-

динах. Струя движется в поле плоского конденсатора перпендикулярно обкладкам.

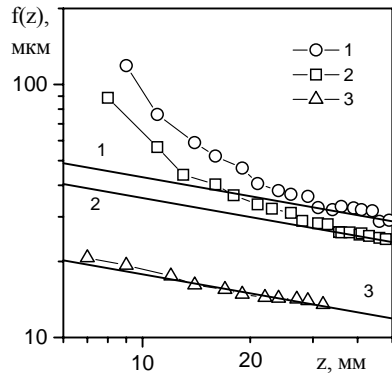
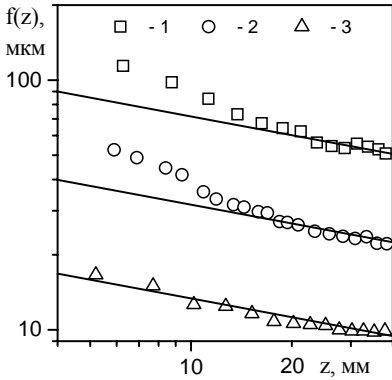


Рис.5. Зависимость радиуса струи $f(z)$ от продольной координаты z . 1 - диметилфталат, 2 - циклогексанол, 3 - глицерин. Асимптотические прямые имеют наклон равный -0.25 .

Рис.6. Зависимость радиуса струи $f(z)$ от продольной координаты z для растворов полистирола в дихлорэтане. 1 - 21.8% раствор, 2 - 24.2% раствор, 3 - 13.8 % раствор. Радиус капилляра $r_0 = 0.5$ мм

Прямыми линиями показаны зависимости (1). Из графиков видно, что для простых жидкостей и растворов полимеров умеренной молекулярной массы радиус струи пропорционален $z^{-1/4}$, где z - координата вдоль оси струи, отсчитываемая от точки истечения.

Способностью к образованию непрерывных струй в электрическом поле обладают жидкости в широком диапазоне проводимостей λ от диэтилового эфира с $\lambda = 10^{-11} \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$ до водных растворов полимеров с $\lambda = 10^{-2} \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$. Многочисленные исследования по электрораспылению жидкостей показали, что эта струя униполярно заряжена. Знак заряда струи совпадает со знаком эмитирующего электрода. Измеренные значения объемной плотности зарядов, переносимых жидкостью, может достигать сотен $\text{К}/\text{м}^3$, а в отдельных случаях тысяч $\text{К}/\text{м}^3$. Ускоряемая во внешнем электрическом поле такая струя диаметром 1 мкм и менее может достигать скорости 200 - 300 м/с. Эта скорость значительно превосходит скорость направленного движения носителей заряда в электрическом поле. В полях напряженности $10^6 - 10^7 \text{ В}/\text{м}$ при характерной подвижности носителей заряда $10^{-7} - 10^{-8} \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ эта скорость составляет 1-10 см/с. Такое соотношение между скоростью жидкости и характерной скоростью омического переноса дает основание предположить, что на

больших расстояниях от точки истечения отсутствует омическая связь с источником тока и заряд переносится конвективно. Измерения электрического тока, переносимого струей, проводились на циклогексаноле (ЦГК), глицерине (Гл), дибутилфталате (ДБФ) и 11.5% растворе полистирола в дихлорэтаноле (ПС в ДХЭ). Раствор имел плотность $\rho=1.23 \text{ г/см}^3$, проводимость $\lambda=5.5 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ и диэлектрическую проницаемость $\epsilon=9.4$. Струйное течение создавалось в однородном поле плоского конденсатора с межэлектродным расстоянием 4 см. Использовался капилляр радиусом 0.635 мм для ЦГК, Гл, ДБФ, и капилляр радиусом 0.48 мм для ПС в ДХЭ. На рис.7 и 8 приведены зависимости тока от расхода и напряженности поля. Прямые для каждой серии точек проводились по методу наименьших квадратов. На основе экспериментальных данных найдена эмпирическая зависимость тока I , переносимого струей в однородном поле

$$I \sim Q^{0.57 \pm 0.12} E^{0.57 \pm 0.12}$$

где Q - расход жидкости в струе, E - напряженность поля.

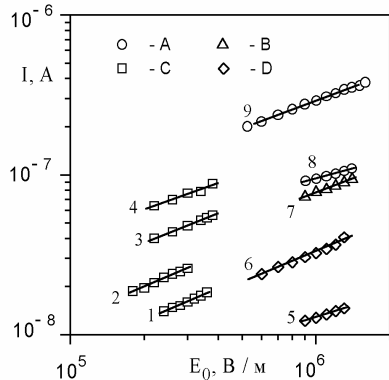
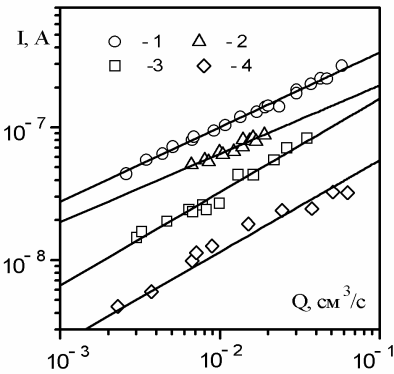


Рис.7. Зависимость тока от расхода при постоянной напряженности поля E_0 . 1 - ЦГК, 2- Гл, 3- ПС в ДХЭ, 4- ДБФ. 1,2,4- $E_0 = 10^6 \text{ В/м}$, 3- $E_0 = 2.6 \cdot 10^5 \text{ В/м}$

Рис.8. Зависимость тока от напряженности поля E_0 при постоянном расходе. А - ЦГК, В- Гл, С- ПС в ДХЭ, D- ДБФ

Исследуемые течения ограничиваются свободной границей и вследствие этого неустойчивы относительно капиллярных неустойчивостей межфазной поверхности раздела. Многочисленные исследования по электрораспылению жидкостей показывают, что несмотря на стабилизацию течения электрическим полем при некоторых условиях, струя, в конце концов, распадается на

отдельные капли, если не предпринимать специальных мер по фиксации формы струи. О возбуждении различных типов неустойчивости можно судить по характерной форме струи. Наиболее изучены осесимметричные и изгибные распады. В первом случае под действием осесимметричных капиллярных неустойчивостей цилиндрический отрезок струи приобретает характерную форму с осевой симметрией типа «капля – перетяжка». В результате распада струя преобразуется в поток отдельных капель, центры которых расположены на оси исходной струи. Под влиянием изгибных возмущений вначале искривляется траектория струи, затем происходит ее распад на отдельные неосесимметричные фрагменты. Поскольку эксперименты выполнялись в воздушной среде, то напряженность поля ограничена значением напряженности пробоя воздуха. В однородном поле критическая напряженность имеет величину $\sim 2 \cdot 10^6$ В/м. Наряду с изучением течений в однородном поле эксперименты по исследованию распада струй проводились также и в неоднородном поле с целью расширения диапазона изменения напряженности поля. Такое поле создавалось системой электродов капилляр - плоскость, причем напряженность вблизи капилляра может достигать величины 10^8 В/м. Другим важным параметром, определяющим устойчивость является вязкость жидкости. Как правило, увеличение вязкости замедляет процесс распада. Кроме того, этот параметр предоставляет возможность более детального исследования развития капиллярных неустойчивостей, поскольку при достаточно высоких вязкостях струя может фиксировать свою форму в виде волокна. Подходящей рабочей жидкостью для изучения устойчивости струи является полимерный раствор. С его помощью регистрация процессов деления струи может проводиться косвенным способом, базирующимся на следующем обстоятельстве. Вследствие частичного испарения растворителя и достаточно высокой вязкости жидкости, струя и ее фрагменты сохраняют свою форму при осаждении на плоский электрод или на другое, вносимое под струю тело. Малость инкрементов возмущений не только способствует волокнообразованию, но также создает условия сохранения характерных предраспадных форм струи (или получающегося из нее волокна) за время прохождения межэлектродного промежутка. Анализ состояния течения проводился путем кратковременного внесения предметного стекла в межэлектродный промежуток под движущуюся струю на разных расстояниях от капилляра. Струи или их фрагменты в виде полимерных волокон осаждались на поверхности стекла при его перемещении, и после выноса пластинки из конуса на стекле оставались волокна. Далее с помощью микроскопа проводился поиск волокон или их фрагментов, форма которых идентична характерной геометрической конфигурации одной из мод распада и выбранные объекты фотографировались. Например, геометрической конфигурацией струи (волокна), характерной для осесимметричного распада, является структура типа капля - перетяжка

(рис.9). Предраспадное состояние продольного деления струи характеризуется поперечным сечением в виде гантели на всем ее протяжении. Зафиксированная в виде волокна полистирола характерная предраспадная форма струи приведена на рис.10. Волокна на фотографиях имеют типичный размер 5-7 мкм. На этом снимке выделена точка изгиба волокна, имеющего гантелеобразное поперечное сечение. Зафиксированы также события каскадного продольного деления. При подходящих условиях и дочерние струи продольно делятся. В этих экспериментах обнаружены проявления распадов, соответствующих различным модам, на одной и той же струе. На рис.11 приведена фотография продольно расщепленного волокна с признаками развития осесимметричных возмущений. Расположение капель на дочерних волокнах указывает на то, что осесимметричные неустойчивости начинают проявляться после продольного деления струи. На рис.12 приведена более сложная конфигурация волокна соответствующая комбинации каскадного парного продольного и осесимметричного деления струи. Видно, что после продольного деления, происходит продольное расщепление дочерних струй, которые затем подвергаются воздействию осесимметричных возмущений.

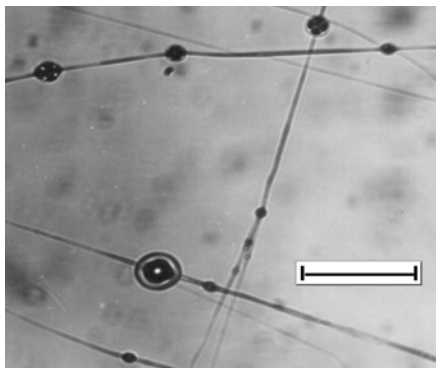


Рис.9. Конфигурация волокна типа капля - перетяжка. Раствор поливинилкапролактама в воде. Длина масштабного деления 50 мкм



Рис.10. Продольное деление струи. Предраспадная конфигурация волокна, длина масштабного деления 20 мкм

Таким образом, в экспериментах с полимерными жидкостями выявлено несколько типичных форм струй и получающихся из них волокон, характерных для продольного распада. Поперечное сечение волокна может представлять собой восьмерку на всем его протяжении (рис.10). В тоже время волокно может содержать узловые точки, из которых выходят несколько дочерних волокон (рис.11, 12). Явление продольного распада имеет преимущественно длинноволновой характер, т.е. поперечник волокна значительно меньше рас-

стояния между узлами. По этой причине кадры с большим увеличением могут содержать лишь один узел продольного деления. Эксперименты показали, что при парном продольном распаде выходящая из узла пара волокон всегда соединяется в другой узловой точке.

Кроме того, экспериментально зафиксированы события каскадного продольного деления, когда и дочерние струи также продольно расщепляются. Обнаружены также события смешанного типа: продольно - осесимметричного распада. В этом случае вначале происходит продольное расщепление струи, а затем - капельный распад дочерних струй.

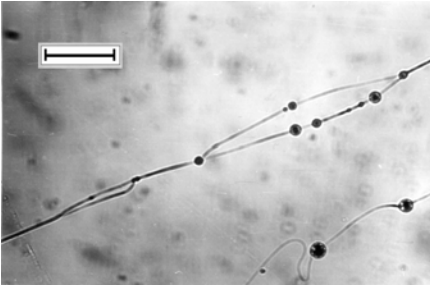


Рис.11. Конфигурация волокна, соответствующая струе вначале разделившейся продольно, и затем начинающей распадаться на капли. Длина масштаба 50 мкм

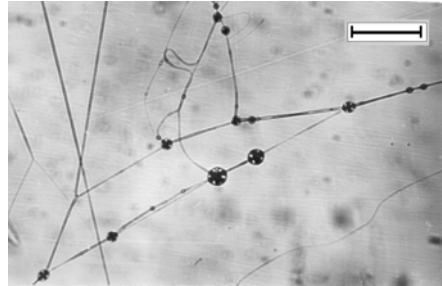


Рис.12. Конфигурация волокна, соответствующая комбинации каскадного продольного парного деления и осесимметричного распада струи. Длина масштаба 50 мкм

Основной результат теоретических и экспериментальных исследований деформации капли в электрическом поле заключается в том, что капля приобретает форму вытянутого, сплюснутого сфероида или не меняет своей формы в зависимости от определенного соотношения диэлектрических проницаемостей, проводимостей и вязкостей жидкостей внутри и вне капли. Согласно линейной теории тип деформации определяется знаком следующего выражения:

$$F = 1 + \lambda^2 - 2\lambda^2 \varepsilon + \frac{3}{5} \lambda(1 - \lambda \varepsilon) \frac{3\mu + 2}{\mu + 1} \quad (2)$$

где $\lambda = \lambda_e / \lambda_i$, $\varepsilon = \varepsilon_e / \varepsilon_i$, $\mu = \mu_i / \mu_e$ есть отношения проводимостей, проницаемостей и вязкостей жидкостей. Индексы i и e относятся к жидкостям внутри и вне капли соответственно. Условие $F > 0$ соответствует преобразованию капли в вытянутый сфероид по направлению поля. В обратном случае $F < 0$ капля приобретает форму сплюснутого сфероида. Как правило, капля имеет вид сплюснутого сфероида, если окружающая среда имеет большую

проводимость. В обратном случае капля вытягивается вдоль направления поля. Пара испытуемых несмешивающихся жидкостей подбиралась из следующего набора: органические и минеральные масла, кремнийорганический полимер полиметилфенилсилоксан (ПФМС) и вода. В эксперименте измерялись плотность, вязкость, диэлектрическая проницаемость, проводимость и межфазное натяжение исследуемой пары жидкостей. На рис.13 приведены фотографии капли воды в ПФМС при различных напряженностях поля. Диаметр исходной капли равнялся 1.3 мм.

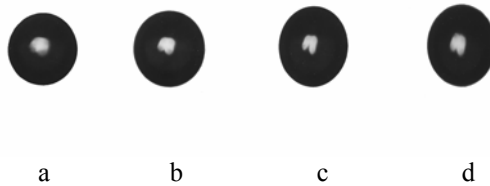


Рис.13. Растяжение капли под действием электрического поля. Напряженность поля равна а) $E = 0$, б) $E = 2.5 \cdot 10^5$, в) $E = 4.8 \cdot 10^5$, г) $E = 5.6 \cdot 10^5$ В/м

Вектор напряженности электрического поля направлен параллельно плоскости листа сверху вниз. В соответствии с (2) капля вытягивается по направлению вектора поля, поскольку параметр $F \sim 1$. На рис.14 изображены фотографии капли ПФМС в касторовом масле. Диаметр капли составлял 0.61 мм, поле направлено также как на рис.13. В данном случае параметр $F < 0$ и капля приобретает форму сплюснутого по направлению поля сфероида.

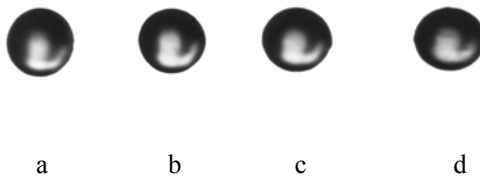


Рис.14. Деформация капли под действием электрического поля. Напряженность поля равна а) $E = 0$, б) $E = 1.6 \cdot 10^5$, в) $E = 2.1 \cdot 10^5$, г) $E = 2.5 \cdot 10^5$ В/м

С ростом напряженности поля в обоих выше приведенных случаях растет степень деформации капли. Определим деформацию капли выражением

$$D = \frac{r_1 - r_2}{r_1 + r_2} \tag{3}$$

где r_1 и r_2 есть размер полуоси капли в продольном и поперечном направлении соответственно по отношению к вектору напряженности поля. Значение $D > 0$ соответствует вытянутому сфероиду, а $D < 0$ - сплюснутому сфероиду. Согласно линеаризованной постановке задачи о деформации капли степень деформации капли в однородном электрическом поле $D \sim \alpha_s$, где $\alpha_s = \varepsilon_e \varepsilon_0 E_0^2 r_0 / T$, E_0 - напряженность поля, r_0 - радиус капли, T - межфазное натяжение. На рис.15 представлены зависимости $D(\alpha_s)$, соответствующие экспериментам рис.13 и рис.14. Экспериментальные точки 1 и 2 обозначают зависимость $D(\alpha_s)$ систем вода- ПФМС и ПФМС- касторовое масло соответственно. Пунктирная прямая 3 есть теоретическая зависимость $D(\alpha_s)$ в линейном приближении для экспериментальных точек 1.

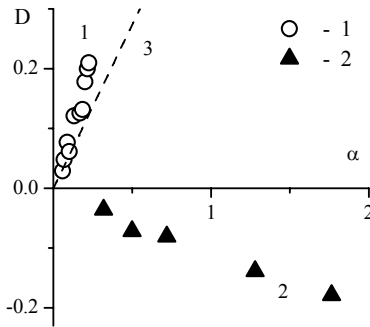


Рис.15. Зависимость деформации капли D от параметра α_s . 1 - капля воды в ПФМС, 2 - капля ПФМС в касторовом масле

Из этого графика видно, что результаты расчета линеаризованной теории значительно расходится с экспериментальными данными. Подобные отклонения наблюдаются и для других жидкостей. Более того, некоторые пары жидкостей не показывают изменение знака деформации $D(\alpha_s)$ при взаимной замене жидкостью капли \leftrightarrow жидкостью среды. Например, в системах ПФМС - веретенное масло (ВМ) и ВМ - ПФМС наблюдается только деформация растяжения. Экспериментально найдено, что в маловязких эмульсиях слабопроводящих жидкостей способность капли растягиваться или сжиматься по полю существенно зависит от ее размера. Чем меньше капля, тем больше вероятность обнаружить растяжение капли в сильном электрическом поле.

Наблюдения показывают, что при некоторых критических значениях напряженности поля форма капли в виде сфероида становится неустойчивой. Если капля вытянута, то следует ожидать ее распада на две части по шейке, возникающей на экваторе сфероида. Иначе протекает распад сплюснутой

капли. На рис.16 приведены фотографии каплей в системе ПФМС - КМ. Первоначально сферическая капля падает в более легком касторовом масле (рис.16.а).

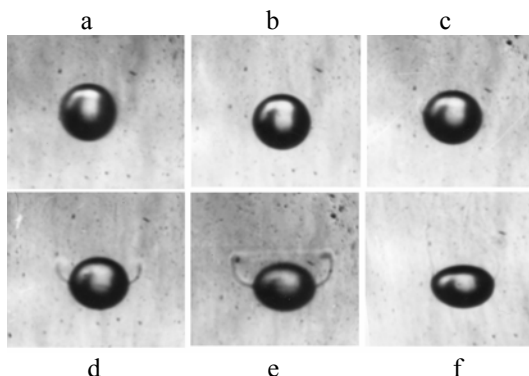


Рис.16. Распад сплюснутой капли в электрическом поле. а) $E = 0$, б) $E = 1.6 \cdot 10^5$, в) $E = 2.1 \cdot 10^5$, г) $E = 2.5 \cdot 10^5$, д) $E = 3.3 \cdot 10^5$, е) $E = 4.3 \cdot 10^5$ В/м

Под действием поля капля преобразуется в сплюснутый сфероид и при некотором значении напряженности на экваторе появляется острая кромка, из которой вытекает жидкость капли (рис.16.в). Чем больше поле, тем интенсивнее истечение жидкости (рис.16.е), причем в последнем случае в следе за телом образуется структура, подобная кольцевому вихрю.

Генерация зарядовых плотностей на межфазных поверхностях приводит к возникновению касательных электрических сил на границе, для компенсации которых необходимы вязкие натяжения. Поверхностный заряд должен согласовывать между собой конвективные и омические токи. Существенной здесь может оказаться не только величина токов, но и характер омической связи межфазной поверхности с источниками зарядов. В частности, эксперимент дает различные критические напряженности дестабилизации плоской поверхности в зависимости от способа подачи напряжения: внезапное включение поля или постепенное повышение напряженности. Исследование неустойчивости поверхности жидкости в различных режимах подачи напряжения проводилось в цилиндрической стеклянной ячейке. Наименьшее значение напряженности дестабилизации наблюдалось в режиме внезапной нагрузки. Напряженности генерации неустойчивости в режиме постепенного повышения напряжения были выше на 5 - 20% для исследованных жидкостей. В качестве рабочих жидкостей использовались бензол, четыреххлористый углерод, трансформаторное масло, бутилацетат, дихлорэтан, диметилформамид. Жидкости с низкой проводимостью и малым значением диэлектрической

проницаемости $\varepsilon \sim 2$ (бензол, четыреххлористый углерод, трансформаторное масло) принято считать хорошими изоляторами. В тоже время, полученные результаты свидетельствуют о том, что их поведение значительно отличается от поведения идеального диэлектрика. В процессе измерения межфазная поверхность заряжается и поэтому даже поверхность плохого проводника дестабилизируется при напряжениях значительно меньших теоретического предела для идеального диэлектрика.

В опытах с жидким слоем в поле коронирующего электрода обнаружен режим безволнового подъема жидкости по наклонной диэлектрической подложке. Экспериментальное исследование движения и устойчивости слоя жидкости в электрическом поле проводилось на наклонной диэлектрической (текстолит) или металлической пластине, частично погруженной в открытую кювету с жидкостью. Электрическое поле создавалось проводом диаметром 0.1 мм, который устанавливался параллельно как свободной поверхности жидкости в кювете, так и плоскости пластины. Прямоугольная ячейка сечением 4×4 см имела высоту 2 см, длина пластины составляла 6 см. В экспериментах с диэлектрической подложкой противэлектрод представлял собой металлическую полосу, расположенную на верхнем краю пластины параллельно проводу. При напряжениях проволочного электрода, превышающих потенциал возникновения короны, начинается движение слоя жидкости вверх по пластине. Чем выше напряжение, тем выше поднимается слой.

Экспериментально найдено, что подъем возможен только для слабопроводящих жидкостей с проводимостью $\lambda < 10^{-8} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$. Во всех случаях толщина слоя составляла ~ 1 мм. Движение слоя наблюдается при всех углах наклона от 0 до $\pi/2$, причем подъем начинается при напряжениях $U \sim 8 - 9 \text{ кВ}$, и при $U \sim 10 - 12 \text{ кВ}$ жидкость достигает верхнего края пластины. Отличительной особенностью рассмотренных экспериментов на диэлектрической наклонной плоскости является безволновой характер течения слоя. Диапазон вязкости рабочих жидкостей охватывает три десятичных порядка, однако на устойчивости течения это не сказывается, и в рассмотренных условиях волны на поверхности слоя не наблюдались ни при каких углах наклона пластины.

В **Главе 2**, имеющей преимущественно обзорный характер, рассматриваются известные модели описания течения, зарядки и устойчивости жидких объемов со свободной границей в электрическом поле.

В задачах протекания электрического тока в многофазных системах наличие границ с необходимостью вызывает зарядку поверхностей раздела. Поскольку в гидродинамике такие границы, как правило, подвижны, т.е. заранее неизвестны, то поверхностные зарядовые плотности наряду с неизвестной границей являются искомыми величинами. Введение в рассмотрение этих двух неизвестных функций (уравнение границы и поверхностной плотности заряда) требует дополнения уравнений ЭГД двумя соответствующими ска-

лярными соотношениями. Особенно заметную роль играет соотношение, описывающее эволюцию поверхностного заряда, в задачах токопереноса в отсутствие объемного заряда. Например, при малых временах релаксации заряда по сравнению с характерным гидродинамическим временем свободные заряды будут концентрироваться на поверхностях раздела, а объем в среднем электронейтрален. Поверхностные заряды будут определять распределение полей, а, следовательно, и распределение электрических сил. Эти силы инициируют движение жидкости, в том числе и ее границы, вызывая изменение зарядовой плотности. В результате получается типичная самосогласованная задача, в которой заранее не известны ни границы течения, в которых происходит движение жидкости, ни распределение зарядов на этой границе.

Постановка задачи движения жидкости по обе стороны от границы раздела в рамках ЭГД включает уравнения Навье - Стокса и уравнение для потенциала электрического поля φ :

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V} \nabla \mathbf{V} \right) = -\nabla p + \mu \Delta \mathbf{V} + \mathbf{G}, \quad \text{div} \mathbf{V} = 0, \quad \Delta \varphi = -\gamma / \varepsilon \varepsilon_0 \quad (4)$$

где \mathbf{V} и p - скорость и давление, ρ и μ - плотность и вязкость жидкости, ε - диэлектрическая проницаемость, ε_0 - диэлектрическая постоянная, \mathbf{G} - объемная сила, γ - объемная плотность заряда. Для описания поведения межфазной поверхности используется уравнение непроницаемости границы, задаваемой в координатах q_1, q_2, q_3 неявным соотношением $F(q_1, q_2, q_3, t) = 0$:

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \mathbf{V} \nabla F = 0 \quad (5)$$

и уравнение переноса поверхностного заряда плотности σ

$$\frac{\partial}{\partial t} (\sigma \sqrt{g_0}) + \frac{\partial}{\partial q_1} (\sigma V_{\tau 1} \sqrt{g_{22}}) + \frac{\partial}{\partial q_2} (\sigma V_{\tau 2} \sqrt{g_{11}}) + \sqrt{g_0} (\lambda_e E_{ne} - \lambda_i E_{ni}) = 0 \quad (6)$$

где g_{jj} - элементы метрического тензора поверхности, $g_0 = g_{11} g_{22}$, $j = 1, 2$, координаты q_1 и q_2 образуют ортогональную сеть на свободной поверхности, V_{τ} - касательная скорость к границе раздела. Индексы i и e относятся к жидкостям внутри и вне поверхности, λ - проводимость, E_n - нормальная к границе раздела напряженность электрического поля.

На фиксированных и свободных границах дополнительно ставятся условия непрерывности скоростей, потенциала и условие на скачок нормальной компоненты вектора электрической индукции:

$$[\mathbf{V}] = 0, \quad [\varphi] = 0, \quad [D_n] = 0 \quad (7)$$

где принято обозначение для скачка величины A : $[A] = A_e - A_i$, D_n – нормальная компонента вектора электрической индукции \mathbf{D} . На поверхности раздела должно также выполняться динамическое условие:

$$[\mathbf{\Pi}] = -TK\mathbf{n} + \mathbf{F}_{el}, \quad \Pi_k = -pn_k + \mu \left(\frac{\partial V_k}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_k} \right) n_j \quad (8)$$

Здесь \mathbf{n} – внешняя нормаль к поверхности раздела, $\mathbf{\Pi}$ – вектор вязких напряжений. Величины T и K есть коэффициент поверхностного натяжения и кривизна границы. Плотность электрических сил равна

$$\mathbf{F}_{el} = D_{ne}\mathbf{E}_e - D_{ni}\mathbf{E}_i - \frac{1}{2}(D_e E_e - D_i E_i)\mathbf{n} \quad (9)$$

В общем случае воздействие электрического поля на гидродинамические характеристики осуществляется как через объемные силы в (4), так и поверхностные воздействия в (8).

В **Главе 3** исследовано струйное течение слабопроводящей жидкости под действием электрического поля. Целью данного раздела является определение координатно - параметрической зависимости радиуса струи, нахождение асимптотического решения для радиуса, а также исследование устойчивости течения. В задаче устойчивости рассматривается влияние вязкости жидкости составной струи и развитие неустойчивостей спирального режима заряженной струи во внешнем поле.

Основные параметры течения включают r_0 - начальный радиус струи в точке истечения, плотность ρ , Q - объемный расход жидкости через произвольное сечение струи, I - электрический ток, переносимый струей, E_0 - напряженность внешнего однородного поля. Характерные числа струйного течения могут быть записаны в виде

$$\begin{aligned} \text{Re} &= \frac{\rho Q}{\pi r_0 \mu}, \quad \text{We} = \frac{\rho Q^2}{\pi r_0^3 T}, \quad s = \frac{\rho Q^3}{2\pi^2 I E_0 r_0^5}, \\ \beta_f &= \frac{\pi^2 r_0^6 I^2}{4\varepsilon_0 \rho Q}, \quad \gamma_f = \frac{\pi^2 r_0^4 \varepsilon_0 (\varepsilon - 1) E_0^2}{2\rho Q^2}, \quad \text{Fr} = \frac{Q^2}{2\pi^2 r_0^5 g} \end{aligned} \quad (10)$$

где g – ускорение свободного падения. Числа β_f и γ_f определяют силы взаимного отталкивания зарядов и поляризационных взаимодействий, Re – число Рейнольдса, We – число Вебера, Fr – число Фруда, s – характеризует величину сдвиговых электрических натяжений. Найдено, что наименьший вклад в баланс сил вносят поляризационные взаимодействия.

В квазиодномерном приближении продольная скорость u определяется уравнением

$$\frac{d}{dz} \left(u - \frac{3}{Re} \frac{u'}{u} \right) + \frac{1}{u} \frac{d}{dz} \left(\frac{\sqrt{u}}{We} - \frac{\beta_f}{2u} \right) - \frac{1}{2u} \left(\frac{1}{s} + \frac{1}{Fr} \right) = 0 \quad (11)$$

Здесь продольная координата z нормирована на начальный радиус струи r_0 , а скорость – на величину $Q/\pi r_0^2$. При типичных значениях параметров процесса образования струй $r_0 = 5 \cdot 10^{-2} \text{ см}$, $\rho = 1 \text{ г/см}^3$, $E_0 = 10^5 \text{ В/м}$, $Q = 10^{-3} \text{ см}^3/\text{с}$, $I = 10^{-7} \text{ А}$ числа s и Fr имеют порядок $s^{-1} \sim 5 \cdot 10^6$, $Fr^{-1} \sim 5 \cdot 10^3$. Видно, что электрический сдвиг доминирует над силой тяжести и влиянием последней можно пренебречь. На больших расстояниях от точки истечения продольная скорость струи, определяемая соотношением (11), равна

$$u = \sqrt{\frac{z}{s}} + \frac{\beta_f s}{2z} - \frac{s^{1/4}}{We \cdot z^{1/4}} \quad (12)$$

Используя безразмерное условие сохранения объема $uf^2 = 1$, находим асимптотическую зависимость радиуса струи f от продольной координаты

$$f(z) = \left(\frac{s}{z} \right)^{1/4} \quad (13)$$

В размерном виде последнее выражение совпадает с соотношением (1). С увеличением z растет продольная скорость (12), уменьшается радиус f струи и растет капиллярное давление. Как видно из (12) сдвиговые электрические силы превышают градиент капиллярного давления, вклад которого определяется числом Вебера We . Вследствие этого капиллярные силы вносят незначительный вклад в общий баланс сил и не могут остановить процесс неограниченного сжатия струи. Основными управляющими течением параметрами являются плотность жидкости ρ , расход жидкости в струе Q , электрический ток I , переносимый струей и напряженность электрического поля E_0 .

На больших расстояниях от точки истечения задача (4)-(9) дает следующее решение с учетом вязкости:

$$u(r, z) = \sqrt{\frac{z}{s} + \frac{\text{Re}}{8s}} r^2 \quad (14)$$

Первое слагаемое совпадает с результатом квазиодномерного приближения и с физической точки зрения такая зависимость является результатом прямой передачи поверхностной электрической энергии в кинетическую энергию объема жидкости. Вместе с тем, в квазиодномерном приближении отсутствует механизм такой передачи. Вклад второго слагаемого соотношения (14) в асимптотической области мал, и формально его можно опустить как малую поправку в скорость. Однако следует иметь в виду, что без этого члена решения задачи в вязкой постановке не существует. В приведенном решении ясно видна роль вязкости в цепочке передачи энергии: поверхностные электрические натяжения - вязкие натяжения - кинетическая энергия. Электрическое поле ускоряет замороженные в границу заряды, которые в свою очередь посредством вязких натяжений вовлекают в движение всю жидкость, увеличивая ее скорость. Обычно вязкая составляющая решения интерпретируется как вклад, приводящий к диссипации механической энергии во внутреннюю энергию жидкости. Согласно (14) вклад вязких потерь падает с ростом z . С физической точки зрения такое поведение решения оправдано: накачка энергии только в одно направление не может приводить к увеличению внутренней энергии жидкости. В рассматриваемом случае почти одномерного движения вязкая диссипация мала, однако поле вязких натяжений в этой задаче играет ключевую роль как среда, передающая воздействие от поверхностных электрических сил в объемную кинетическую энергию.

Приведенные выше решения найдены при условии доминирования сдвиговых электрических натяжений, согласно которому выполняются неравенства:

$$s \ll 1, \quad s \ll Fr, \quad \frac{\text{Re}}{16 \cdot z} \ll 1, \quad \frac{s^{1/4}}{We \cdot z^{1/4}} \ll 1, \quad \frac{\beta s}{z} \ll 1$$

Справедливость выводов квазиодномерной модели подтверждена независимыми исследованиями в работах [15-22].

Для получения струй необходимо в течение времени формирования поддерживать устойчивое течение, стабильность которого нарушается капиллярными неустойчивостями. Известен ряд способов стабилизации струи относительно капиллярных неустойчивостей. Снижения инкрементов можно добиться с помощью поверхностно - активных веществ. Очень широк спектр воздействия электрического поля на струю. В зависимости от электрофизических параметров процесса здесь возможна как полная дестабилизация струи вплоть до эмиссии отдельных капель с капилляра, так и почти полная устой-

чивость. Устойчивость струи повышается при увеличении ее вязкости или вязкости окружающей среды. Процесс формирования струи может протекать в условиях неоднородности жидкости, как в радиальном, так и в продольном направлении. Такая неоднородность может быть создана механическим путем при инъекции струи вместе с коаксиальной несмешивающейся жидкой оболочкой с помощью капилляра - инжектора типа «труба в трубе». Неоднородность в струе может возникать при протекании химических процессов, использовании специальных реагентов внутри или вне струи. Процесс испарения растворителя или застывания полимера также приводит к возникновению неоднородности жидкой струи.

Влияние оболочки конечной толщины на устойчивость составной струи в отсутствие поля проанализировано в линейном приближении. В невозмущенном состоянии составная струя в цилиндрических координатах r, θ, z представляет собой жидкое ядро, ограниченное цилиндром $r \leq r_{10}$, и соосную с ним оболочку несмешивающейся жидкости, заключенную в пространстве $r_{10} \leq r \leq r_{20}$. Рассмотрена устойчивость начального состояния к малым осесимметричным возмущениям вида

$$r_1(z, t) = r_{10} + \beta_1 e^{i(\omega t + kz)}, \quad r_2(z, t) = r_{20} + \beta_2 e^{i(\omega t + kz)}$$

где $\beta_1 \ll r_{10}$, $\beta_2 \ll r_{20}$. Наиболее интересен случай тонкой оболочки, в качестве параметра малости толщины используется $\delta = (r_{20} - r_{10})/r_{10}$. Если вязкость ядра превосходит вязкость оболочки, то максимальный инкремент составной струи равен

$$(i\omega)_{\max} = \frac{T_{12} + T_{23}}{6r_{10}\mu_1}$$

Здесь T_{12} - поверхностное натяжение границы между ядром и оболочкой, T_{23} - натяжение между оболочкой и внешней средой, μ_1 - вязкость ядра. Существенным образом меняется ситуация, если вязкость оболочки значительно превышает вязкость ядра, т.е. $\delta \gg \mu$, где $\mu = \mu_1/\mu_2$, μ_2 - вязкость оболочки. В этом случае показатель неустойчивости равен

$$(i\omega)_{\max} = \frac{T_{12} + T_{23}}{3r_{10}\mu_2\delta}$$

Поскольку $\mu/\delta \ll 1$, то инкремент уменьшается и с помощью оболочки конечной толщины можно существенно повысить устойчивость составной струи. Сравнение с экспериментом показало согласие с результатами расчетов.

Устойчивость электризованной струи рассмотрена в приближении заряженного диэлектрика. Решение линеаризованной системы (4)-(9) представляется для радиуса струи в виде *спиральных* возмущений вида

$$r = r_0 + \delta \exp i(\omega t + xz + m\theta) \quad (15)$$

Здесь ω и $x = kr_0$ - частота и продольное волновое число возмущения, m азимутальное волновое число, $m = 0, 1, 2, \dots$ - целое число. Мода $m = 0$ соответствует осесимметричному возмущению, которое в случае неустойчивости приводит к поперечному делению цилиндра на отдельные капли (рис.17а). Сечение струи во все моменты времени для всех продольных координат представляет собой круг.

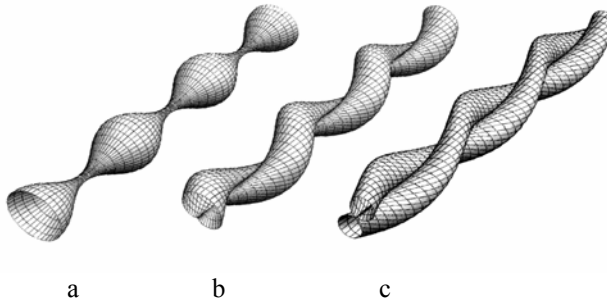


Рис.17. Характерные формы струи при различных азимутальных волновых числах m . а) $m = 0$, б) $m = 1$, в) $m = 2$

Все остальные моды описывают неосесимметричные возмущения, первая из которых есть изгибающая мода $m = 1$. Характерная форма струи этого типа неустойчивости представлена на рис.17б. Отличительной чертой этой моды является поперечное сечение в виде эксцентрика. Развитие этих возмущений приводит к изгибанию струи и в неустойчивом режиме может вызывать капельный распад. Совершенно иной характер развития неустойчивости наблюдается для высших неосесимметричных мод, начиная с $m=2$ - все они приводят к продольному расщеплению цилиндрического столба жидкости. На рис.17в приведена форма предраспадного состояния струи в режиме парного продольного деления, представленная вещественной частью соотношения (15) при $m=2$ и $\delta=1$. Эта форма представляет собой два цилиндроподобных объекта, спирально закрученных друг относительно друга, а поперечное сечение имеет вид восьмерки при любых значениях продольной координаты z . В случае произвольного $m \geq 2$ таких объектов m .

Влияние вязкости, поверхностного заряда плотности σ_0 и напряженности E_0 внешнего поля учитывается в задаче безразмерными комплексами

$$\alpha = \frac{\rho r_0 T}{\mu^2}, \quad \xi = \frac{\sigma_0^2 r_0}{T \varepsilon_0}, \quad \eta = \frac{\varepsilon_0 E_0^2 r_0}{T} \quad (16)$$

Для каждой моды m проводилось вычисление наибольшего показателя неустойчивости по длине волны возмущения при различных значениях параметров α , ε , ξ , η . Сравнение максимальных показателей неустойчивости, соответствующих различным модам, показало, что при фиксированных α и ε , плоскость ξ - η разбивается на несколько областей, в которых доминирует одна из мод. На рис.18 показаны области доминирования мод $m = 0, 1, 2$ в координатах ξ - η при $\varepsilon = 80$, $\alpha = 10^{-4}$.

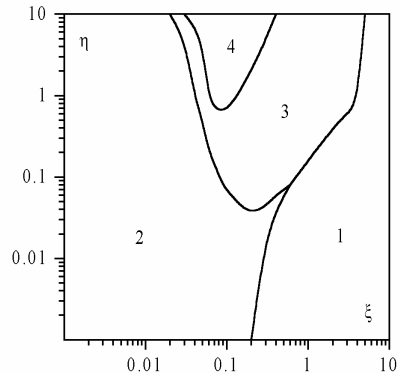
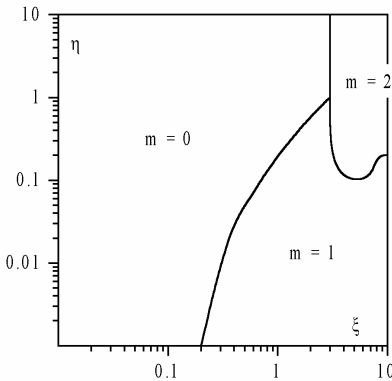


Рис.18. Области доминирования мод. $\varepsilon = 80$, $\alpha = 10^{-4}$

Рис.19. Линии уровня доминирующего показателя неустойчивости. $\varepsilon = 80$, $\alpha = 10^{-4}$

С уменьшением α область доминирования моды $m = 2$ сужается, и эта зона смещается по диагонали в правый верхний угол графика. Аналогичное смещение зоны $m = 2$ наблюдается при уменьшении диэлектрической проницаемости ε . Оси η и ξ приблизительно соответствуют результатам расчета неустойчивых мод в [6] и [7,8] соответственно. В отличие от этих моделей здесь возможна дестабилизация моды $m=2$. На рис.19 приведены линии уровня значений доминирующего показателя неустойчивости в плоскости ξ - η , на котором выделены области, в которых максимальный показатель Ω_M изменяется в диапазонах: 1- $\Omega_M > 1$, 2- $10^{-1} < \Omega_M < 1$, 3- $10^{-3} < \Omega_M < 10^{-1}$, 4- $10^{-5} < \Omega_M < 10^{-3}$.

На диаграмме рис.19 область изменения Ω_M охватывает 5 десятичных порядков, причем на ней присутствуют области как большей, так и меньшей

устойчивости по сравнению со струей в отсутствие поля. Например, в области 4 устойчивость заряженной струи на 3- 5 порядков выше устойчивости незаряженной струи. Во всех рассмотренных выше случаях область доминирования моды продольного распада $m = 2$ является одновременно длинноволновой.

В экспериментах с полимерными растворами зафиксированы волокна с предраспадной формой, характерной для продольного деления струи в спиральном режиме. В данном случае волокна имеют вид ленты с гантелеобразным поперечным сечением (сечение в форме восьмерки), причем на волокнах отсутствуют узловые точки продольного деления (рис.10).

В **Главе 4** исследуется течение и устойчивость струи слабопроводящей жидкости в приближении сильного поля. Целью данного раздела является построение модели, которая описывает все характерные координатно- параметрические зависимости стационарного струйного течения и объясняет существование узловых точек при продольном делении струи (синусоидальный режим распада).

Расчеты течений в электрическом поле и эксперименты со струями слабопроводящих жидкостей, приведенные в предыдущей главе, показали, что в сильном поле доминирующим параметром является число s , определяемое соотношением (10). Согласно соотношениям (12)-(14) основной вклад в зависимости скорости и радиус струи вносят члены, которые степенным образом зависят от параметра s . В уравнениях (4)-(9) выполнено следующее масштабное преобразование переменных:

$$\begin{aligned} z &= z_*, & u &= s^{\alpha_1} u_*, & v &= s^{\alpha_2} v_*, & w &= s^{\alpha_2} w_*, \\ r &= s^{\alpha_3} r_*, & f &= s^{\alpha_3} f_*, & t &= s^{\alpha_4} t_*, & p &= s^{\alpha_5} p_* \end{aligned}$$

таким образом, чтобы законы сохранения массы, заряда (6) и уравнение непроницаемости (5) не изменяли своего вида в результате такого преобразования, а в z составляющей уравнения движения вязкостное и инерционное слагаемые имели одинаковый порядок по малому параметру $s \ll 1$. В приведенных соотношениях v и w – радиальная и азимутальная скорости соответственно. Процедура выделения главных слагаемых дает следующие значения параметров $\alpha_1 = -1/2$, $\alpha_2 = -1/4$, $\alpha_3 = 1/4$, $\alpha_4 = 1/2$, $\alpha_5 = -1/2$, а уравнения (4)-(9) в цилиндрических координатах r, z, θ принимают вид

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + \mathbf{V} \nabla u \right) = \mu \Delta_2 u$$

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + \mathbf{V} \nabla v - \frac{w^2}{r} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \mu \left(\Delta_2 v - \frac{v}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial w}{\partial \theta} \right) \quad (17)$$

$$\rho \left(\frac{\partial w}{\partial t} + \mathbf{V} \nabla w - \frac{vw}{r} \right) = -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \mu \left(\Delta_2 w - \frac{w}{r^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial v}{\partial \theta} \right)$$

где использованы обозначения для операторов, действующих на скалярную функцию Φ

$$\Delta_2 \Phi = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2}, \quad \mathbf{V} \nabla \Phi = u \frac{\partial \Phi}{\partial z} + v \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{w}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta}$$

Уравнения неразрывности, непроницаемости и переноса поверхностного заряда не меняют своего вида:

$$\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r v + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \theta} = 0 \quad (18)$$

$$v = \frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial z} + \frac{w}{f} \frac{\partial f}{\partial \theta} \quad (19)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \sigma f + \frac{\partial}{\partial z} \sigma u f + \frac{\partial}{\partial \theta} \sigma w = 0 \quad (20)$$

Аналогичным образом выделяются главные члены в граничных условиях (8). Постановка задачи (17)-(20) допускает точные осесимметричные автомодельные решения для функции тока ψ в цилиндрических координатах вида

$$\psi(r, z) = a_1 r^2 \sqrt{z} + a_2 r^4$$

где a_1 и a_2 – константы. Для поверхностно заряженной струи зависимость безразмерного радиуса от координаты имеет вид:

$$f(z) = \sqrt{\frac{8\sqrt{zs}}{\text{Re}}} \sqrt{\sqrt{1 + \frac{\text{Re}}{4z}} - 1}$$

В асимптотическом разложении радиуса

$$f(z) = \left(\frac{s}{z} \right)^{1/4} \left(1 - \frac{\text{Re}}{32z} + \dots \right)$$

главное слагаемое совпадает с результатом квазидномерного приближения. Безразмерная продольная и поперечная скорость струи равны соответственно:

$$u = \sqrt{\frac{z}{s} + \frac{\text{Re}}{8s}} r^2, \quad v = -\frac{1}{4} \frac{r}{\sqrt{zs}}$$

Продольная скорость имеет параболический профиль с максимумом на межфазной границе и совпадает с (14). Аналогичная задача для объемно заряженной струи с плотностью заряда γ дает следующую зависимость радиуса от параметров:

$$f(z) = \sqrt{\frac{a_1 \sqrt{z}}{2a_2}} \sqrt{\sqrt{1 + \frac{2a_2}{a_1 z}} - 1}, \quad a_1 = \sqrt{\frac{1}{4s} + \frac{4}{\text{Re}}}, \quad a_2 = 1/2$$

Здесь $s = \rho Q^2 / 2\pi^2 \gamma E_0 r_0^5$. Асимптотическая зависимость радиуса струи от продольной координаты z и в данном случае имеет вид $z^{-0.25}$.

Рассмотрены некоторые механизмы дробления жидкостей, обусловленные процессом множественного рождения струй как на жидком мениске в точке истечения, так и одиночной струи вдали от капилляра. Возможные каналы диспергирования в сильных полях должны учитывать механизмы развития неустойчивостей поверхности жидкости в точке истечения, приводящие к полиструйному истечению из капилляра. Увеличение напряженности над пороговым значением нарушает первоначальную осесимметричность одноструйного истечения. В результате течение последовательно и скачкообразно трансформируется в одноструйное неосесимметричное истечение, двух-, трехструйный и т.д. режим истечения. На рис. 20 приведено сравнение расчетных и экспериментальных зависимостей количества эмитируемых струй N с жидкого мениска от межэлектродной разности потенциалов U . Данные нормированы на пороговое напряжение U_{\min}^2 , соответствующее порогу появления двухструйного режима истечения. В области монотонности расчетной зависимости экспериментальные и теоретические данные качественно согласуются. Экспериментальные данные не зависят от проводимости, по крайней мере, в рассмотренном диапазоне значений, покрывающем два десятичных порядка. Проведенный анализ показывает возможность управления устойчивостью движущейся заряженной струи продольным электрическим полем.

Изменяя электрическую напряженность и диэлектрические свойства жидкости, можно существенно ослабить осесимметричную моду неустойчивости, развитие которой обычно вызывает дробление струи на капли. Показано, что

в приближении сильного поля заряженная сужающаяся струя асимптотически устойчива относительно осесимметричных возмущений. Рассмотрение задачи было проведено без учета поверхностного натяжения. Найдено существенное отличие устойчивости сужающейся струи от случая жидкого цилиндра. В последнем случае возможен волновой режим распространения возмущений в жидкости, в то время как на сужающемся профиле любые осесимметричные возмущения затухают. Таким образом, электрические касательные к поверхности струи силы оказывают стабилизирующее воздействие на струйное течение в продольном поле.

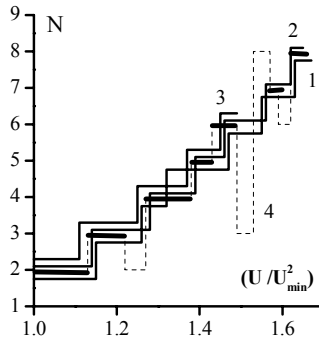


Рис.20. Зависимость количества эмиттируемых струй от межэлектродной разности потенциалов. 1- этилацетат, 2- пропиловый спирт, 3- дихлорэтан, 4- теоретическая зависимость. Пунктиром показана немонотонная часть теоретической зависимости

Вследствие этого поведение капиллярных струй заряженных диэлектрических жидкостей в сильном электрическом поле кардинально изменяется - в первую очередь проявляются неосесимметричные неустойчивости. Линеаризованные уравнения приближения сильного поля (17)-(20) допускают решения для радиуса струи $f(z, \theta, t)$ вида

$$f = r_0 + \delta \exp \tau \cos m\theta, \quad \tau = i(\omega t + xz), \quad x = kr_0 \quad (21)$$

На рис.21 приведена типичная форма цилиндра, деформированного синусоидальным возмущением $f = 1 + \delta \cos (\omega t_0 + xz) \cos m\theta$ при $m = 0, 1, 2$ в момент времени t_0 . В отличие от характерных деформаций спирального типа, приведенных на рис.17, при синусоидальных возмущениях с $m = 2$ появляются узловые точки, в которых сечение имеет форму круга. Для сравнения на

рис.21d приведена форма для спирального возмущения $f = 1 + \delta \cos(\omega t_0 + xz + m\theta)$ при $m = 2$. В последнем случае поперечное сечение имеет одинаковый гантелеобразный вид при любых z . Если $\delta = 1$, то под действием осесимметричного возмущения исчезают перемычки между соседними утолщениями и струя распадается на отдельные капли (рис.21a). При действии моды $m = 2$ исчезают продольные перемычки между соседними струйками, что приводит к продольному расщеплению исходной струи на длине, равной половине длины волны возмущения (рис.21c).

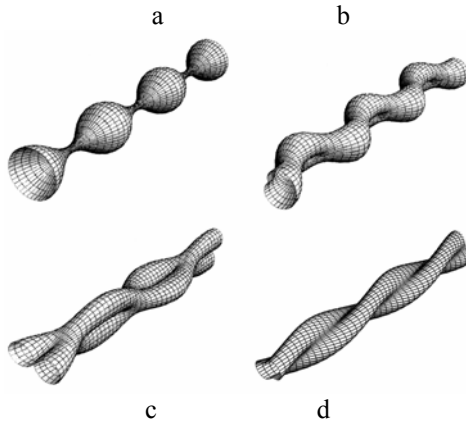


Рис.21. Характерные формы струи для возмущений синусоидального типа: а) $m=0$, б) $m=1$, в) $m=2$, д) - форма струи моды $m=2$ спирального типа

Для каждой моды m проводилось вычисление наибольшего показателя неустойчивости по длине волны возмущения при различных значениях параметров при различных значениях параметров α , ε , ξ , η , определяемых соотношениями (16). Путем сравнения максимальных показателей неустойчивости определялся доминирующий показатель. На рис.22 показаны области доминирования мод $m = 0, 1, 2$ в координатах ξ - η при $\varepsilon = 80$, $\alpha = 10^{-1}$. С уменьшением α область доминирования моды $m = 2$ сужается, и эта зона смещается по диагонали в правый верхний угол графика. Аналогичное смещение зоны $m = 2$ наблюдается при уменьшении диэлектрической проницаемости ε . Так же как в случае спиральных возмущений, здесь области доминирования представляют собой компактные области, вложенные друг в друга. Одновременно вычислялось значение продольного волнового числа x_M , соответствующего доминирующему возмущению. Линии уровня продольных волновых чисел, соответствующих максимальным показателям неустойчивости при $\varepsilon = 80$, $\alpha = 10^{-1}$, показаны на рис.23. Цифрами выделены следующие об-

ласти: 1 - $x_M < 10^{-2}$, 2 - $10^{-2} < x_M < 0.1$, 3 - $0.1 < x_M < 1$, 4 - $x_M > 1$. Сравнение данных рис.22 и 23 показывает, что осесимметричные $m = 0$ и изгибные $m = 1$ неустойчивости наблюдаются на длинных волнах, а продольное деление возможно как на очень длинных, так и на коротких волнах. Однако с уменьшением α область коротковолновых распадов исчезает.

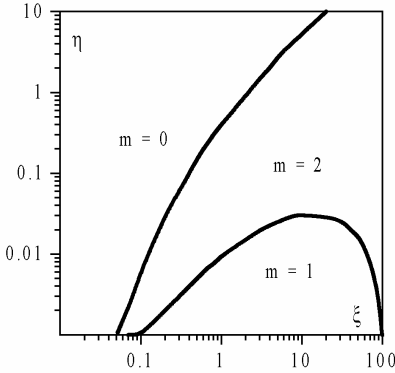


Рис.22. Области доминирования мод $m=0,1,2$. $\varepsilon = 80$, $\alpha = 10^{-4}$

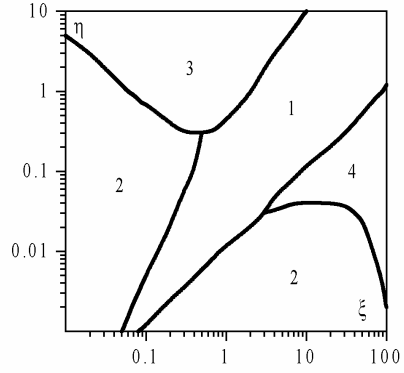


Рис.23. Линии уровня продольных волновых чисел. $\varepsilon = 80$, $\alpha = 10^{-4}$

Эти выводы теории качественно согласуются с экспериментальными наблюдениями и позволяют объяснить существование каскадных продольных делений и смешанных продольно- осесимметричных распадов. На рис.12 приведена микрофотография, на которой зафиксировано продольное расщепление волокна с длиной волны, значительно превышающей поперечник исходной струи. В качестве рабочей жидкости использовался 30% раствор поливинилкапролактама в воде. Приведенное изображение интересно следующими обстоятельствами. Во- первых, появление таких конфигураций вследствие случайного продольного слияния струй (волокон, или их фрагментов) практически исключено вследствие их одноименной заряженности. Во- вторых, струя испытала несколько продольных расщеплений подряд. Такая ситуация возможна, если параметры ξ и η струи соответствуют точке на диаграмме доминирования (рис.22) в глубине области $m = 2$. После каждого деления радиус струи и плотность заряда уменьшаются в $\sqrt{2}$ раз, параметр ξ падает в $2\sqrt{2}$, а η в $\sqrt{2}$ раз. Если точка с новыми координатами ξ и η остается в области $m = 2$, то дочерние струи также могут продолжить продольное деление. В- третьих, после расщеплений на дочерних струях начали развиваться осесимметричные возмущения, характерной особенностью которых

является наличие структур типа капля-перетяжка. С точки зрения развитого здесь формализма это означает, что после очередного продольного деления параметры ξ и η попали в область $m = 0$, смежную с зоной $m = 2$. Характерная форма струи продольного распада (рис. 21с) зафиксирована также в [23].

Регулятором соотношения величин омической и конвективной составляющих электрического тока в струе является заряд, расположенный на межфазной границе. Существенным здесь является также характер связи поверхности раздела с источниками заряда. На больших расстояниях от точки истечения теряется омическая связь с источником напряжения и заряд в асимптотической области переносится конвективно. Расчет величины переносимого струей электрического тока произведен на начальном участке истечения, где имеется такая связь межфазной поверхности с источниками зарядов. Найдены зависимости тока от электрофизических параметров течения, в частности установлено, что ток $I \sim Q^{1/2}$.

Метод электростатического получения волокон из растворов полимеров под действием электрического поля (метод электропрядения) предоставляет уникальную возможность получения сверхтонких струй и волокон с поперечником вплоть до нанодиапазона. Найдено, что основным управляющим параметром в задаче генерации нановолокон является расход жидкости. В значительной степени эта проблема решается путем создания устройств генерации ультрамалых расходов. В настоящее время экспериментально установленный нижний предел диаметра волокна составляет 7 нанометров.

В **Главе 5** исследуется течение, устойчивость и зарядка капель в электрическом поле. В качестве управляющих параметров в задаче используются следующие безразмерные величины:

$$\Lambda = \frac{\lambda_i}{\lambda_e}, \quad \alpha_s = \frac{\varepsilon_e \varepsilon_0 E_0^2 r_0}{T}, \quad \gamma_s = \frac{\varepsilon_e \varepsilon_0 T}{\lambda_e (\mu_i + \mu_e) r_0}, \quad \varepsilon = \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_e}, \quad \mu = \frac{\mu_i}{\mu_e}$$

Параметр α_s характеризует отношение электрического давления к капиллярному. Взаимодействие электрических и гидродинамических полей в рассматриваемой самосогласованной задаче выглядит следующим образом. Скачок электрической индукции выражается через поверхностную плотность заряда σ . Величина σ определяется в процессе решения задачи, причем в соответствии с уравнением переноса заряда поверхностная плотность заряда связывает касательную скорость жидкости на границе и электрические поля. Динамическое граничное условие, в свою очередь, включает в рассмотрение еще давление и поверхностное натяжение. Уравнение непроницаемости определяет заранее неизвестную границу капли. В общем случае в капле и окружающей среде возникает вихревое движение.

Решение в сферической системе координат для границы капли $r=f(\theta)$ представляется в виде разложения по степеням параметра α_s :

$$f(\theta) = 1 + \alpha_s f_1(\theta) + \alpha_s^2 f_2(\theta) + \dots$$

Расчеты выполнялись до второго порядка малости по α_s . Под действием электрических сил капля или пузырек трансформируется в вытянутый или сплюснутый сфероид. Деформация капли определяется соотношением (3), где $r_1 = f(\theta=0)$ и $r_2 = f(\theta=\pi/2)$ есть размеры полуосей капли в продольном и поперечном направлении по отношению к вектору напряженности поля соответственно. Значение $D > 0$ соответствует вытянутому сфероиду, а $D < 0$ - сплюснутому. На рис.24 представлены зависимости деформации капли D от напряженности поля при некоторых значениях параметров ϵ , μ , γ_s и $\Lambda = 10^{-3}$. При переходе от $\gamma_s = 0.01$ к большим значениям сужается область параметров, при которых возможно сжатие капли. С увеличением Λ такой характер зависимостей $D(\alpha_s)$ не меняется.

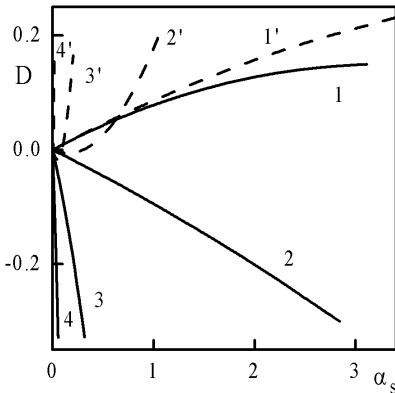


Рис.24. Зависимость деформации капли D от напряженности поля. $\Lambda = 10^{-3}$, $\mu = 0.1$. Сплошные линии $\gamma_s = 0.01$, штриховые $\gamma_s = 10$, $\epsilon = 0.1$; 0.5; 2; 10 (кривые 1 - 4)

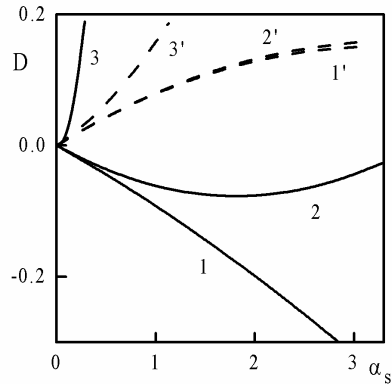


Рис.25. Зависимость деформации пузырька от напряженности поля. $\Lambda = 0$, $\mu = 0$. Сплошные линии $\epsilon = 0.5$, штриховые $\epsilon = 0.1$; $\gamma_s = 0$; 1; 100 (кривые 1 - 3)

Кривые рис.24 строились в диапазоне $0 \leq \alpha_s \leq \alpha_k$, где α_k есть наибольшее α_s , при котором $f(\theta)$ остается выпуклой. Как видно из графиков, результатом влияния параметра γ_s является предотвращение сжатия капли. Качественно такое воздействие можно объяснить конвективным переносом зарядов по

поверхности капли, направленным от экватора к полюсам. В отсутствие конвекции поверхностного заряда $\gamma_s=0$ деформация связана с течением в капле следующим образом. При $\varepsilon \ll \Lambda$ скорость жидкости на межфазной поверхности направлена от экватора к полюсам и сфероид вытянут по направлению поля. В противоположном случае $\varepsilon \gg \Lambda$ течение направлено от полюсов к экватору и сфероид сплюснут. Если $\gamma_s > 0$, то градиент конвективного потока заряда направлен в сторону наибольшего изменения омического тока, который максимален у полюсов. Следовательно, конвекция поверхностного заряда вызывает дополнительное движение жидкости от экватора к полюсам независимо от степени деформации капли. В области параметров $0.01 < \mu < 100$, $0.02 < \varepsilon < 50$, $10^{-3} < \Lambda < 10^3$, $\gamma_s < 10^3$ и $\alpha_s \leq \alpha_k$ вычисленные значения деформации капли не выходят за пределы интервала $-0.33 \leq D \leq 0.33$ что соответствует отношению полуосей сфероида 1:2. Численные расчеты формы капли выполнены в [24], где также обнаружена немонотонность деформации с ростом напряженности поля. Однако в этой работе использовано приближенное уравнение переноса поверхностного заряда.

Аналогичное поведение демонстрируют пузырьки ($\mu=0$, $\Lambda=0$, $\varepsilon_i=1$) в предположении их несжимаемости. Под действием поля пузырьки могут как сплющиваться, так и вытягиваться по полю. Однако, как видно из рис.25, деформация сплющивания пузырьков подавляется с ростом γ_s или уменьшением ε . Наиболее велика область параметра $\gamma_s < 1$, в которой возможно сплющивание пузырьков, для минимально возможных значений диэлектрической проницаемости окружающей жидкости $\varepsilon_c \sim 2$. В частности, такими свойствами обладают вязкие диэлектрические жидкости с проводящими примесями. Однако уже при $\varepsilon_c > 4$ пузырьки показывают только деформацию растяжения независимо от значения γ_s . В очень вязких жидкостях движение зарядов на границе раздела регулируется преимущественно омическими токами. В этом случае форма сфероида определяется только диэлектрической проницаемостью, проводимостью и вязкостью сред, причем деформация является монотонной функцией напряженности поля. В маловязких жидкостях становится существенной конвекция заряда на межфазной поверхности, действие которой сводится к снижению степени сплюснутости капли.

Эксперименты по деформации неподвижных капель показали количественное совпадение с результатами расчетов в модели простого электрического слоя в сильных полях. На рис.26 приведены экспериментальные зависимости деформации капли от напряженности поля для некоторых пар жидкостей. Точки обозначают экспериментальные данные, соответствующие кривые - результаты вычислений. Параметры жидких систем для каждой кривой графика приведены в таблице 1. В каждой паре жидкостей первая обозначает каплю, а - полиметилфенилсилоксан, b - касторовое масло, c - веретенное

масло, d - вода. Согласно линейному по α_s приближению, перестановка жидкостей в паре капля - среда приводит к изменению знака D , если ε/Λ значительно отличается от единицы. Примером таких пар являются ab и ba (рис.26, кривые 1, 3 и 4). В тоже время увеличение γ_s снижает степень сплюснутости капли (кривые 3 и 4). Этот эффект более выражен у пары ac с радиусом капель 0.05 мм. В пределах экспериментальной ошибки системы ac и ca показывают только деформацию растяжения (рис.26, кривые 5 и 6).

Таблица 1. Свойства жидких систем

N	Система	r_0 , мм	ε	μ	Λ	γ_s
1	ba	0.15	1.9	1.18	150	54
2	da	0.5-0.8	20	$8.4 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^5$	770
3	ab	0.3	0.53	0.85	$6.67 \cdot 10^{-3}$	0.32
4	ab	0.09	0.53	0.85	$6.67 \cdot 10^{-3}$	1.1
5	ac	0.05	1.3	16.3	0.23	6.5
6	ca	0.05	0.74	0.061	4.3	37.7

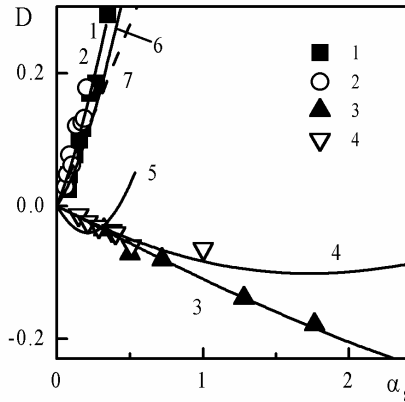


Рис.26. Зависимость деформации капли от напряженности поля. Параметры жидких систем, соответствующих кривым 1-6, приведены в таблице 1. Штриховая линия 7 - линейное приближение для системы da

Приведенные результаты показывают, что уменьшение радиуса капли уменьшает деформацию, если капля преобразуется в сплюснутый сфероид. В подходящих условиях деформация меняет знак, однако, этот процесс односторонний. Найдено, что учет конвекции поверхностного заряда влечет нелинейность деформации в зависимости от напряженности, и в эксперименте наблюдалась смена деформации сжатия на растяжение с ростом поля. При

малых размерах капли подавляется деформация сжатия и становится невозможным распад сплюснутой капли, приведенный на рис.16.

В отличие от электростатического случая [25,26] исследование зарядки и взаимодействия капель выполнено в предположении конечной проводимости сред. Формулировка задачи токопереноса в проводящей и поляризующейся системе сфера - среда сведена к интегральным уравнениям для зарядовых плотностей на межфазных поверхностях. С этой целью метод интегральных уравнений, используемый обычно в электростатике распространен на случай проводящих, поляризующихся сред. Расчеты показали, что в системе с конечной проводимостью тело может иметь заряд, отличный от знака электрода, и проявлять знакопеременный характер силы. В экспериментах по отрыву капель найдено, что в зависимости от свойств системы капля может, как притягиваться, так и отталкиваться от электрода. Сфера притягивается к электроду, если ее проводимость превышает величину порядка 0.02 от проводимости среды. В частности, пузырьки всегда притягиваются к электроду, и вплоть до пробойных напряжений их отрыва не наблюдалось. Найдено также, что в постоянном однородном электрическом поле в воздушной среде сферы всех известных веществ отталкиваются от электрода.

В Главе 6 исследовано влияние кинетики поверхностного заряда на течение слоя и устойчивость межфазной границы. Устойчивость плоской горизонтальной поверхности раздела в ортогональном поле определяется не только свойствами жидкости, но и способом повышения напряжения. В частности, эксперимент дает различные критические напряженности дестабилизации плоской поверхности в зависимости от способа подачи напряжения: внезапное включение поля или постепенное повышение напряженности. Под неустойчивостью здесь понимается реакция жидкой системы на малое возмущение границы раздела, приводящая к спонтанному росту возмущения и последующей эмиссии некоторого количества жидкости со свободной поверхности. Найдено, что пороговая напряженность неустойчивости межфазной границы слоя способа внезапной подачи напряжения всегда ниже напряженности, соответствующей режиму медленного повышения потенциала. На плоской горизонтальной поверхности раздела возможно также распространение незатухающих волн. Найдено, что способностью к генерации незатухающих волн обладают жидкости с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon > 3$. Сравнение с экспериментом показало количественное совпадение опытных данных с результатами расчетов.

Течение слоя по наклонной диэлектрической подложке в поле воздушного коронного разряда является одним из примеров течения, стабилизированного внешним воздействием. Слой заряжен поверхностно с плотностью $\sigma_0 = \text{const}$, внешнее электрическое поле постоянной напряженности E_0 направлено параллельно плоскости подложки. В качестве характерных параметров задачи

выбраны плотность ρ , вязкость жидкости μ , межфазное поверхностное натяжение T , ускорение свободного падения g и невозмущенная толщина слоя h_0 . Управляющими параметрами задачи являются

$$\text{Re} = \frac{\rho^2 g h_0^3}{\mu^2}, \quad \text{We} = \frac{\rho g h_0^2}{T}, \quad \alpha_h = \frac{\varepsilon_0 E_0^2}{\rho g h_0}, \quad \beta_h = \frac{\sigma_0^2}{\rho g h_0 \varepsilon_0}$$

Пороговый характер возникновения движения слоя по напряжению и проводимости позволяет построить следующую модель течения на диэлектрической пластине. Коронирующий электрод является источником ионов, которые заряжают свободную поверхность жидкости. Поскольку жидкость слабопроводящая, то мала скорость релаксации заряда. Кроме того, диэлектрическая подложка слоя препятствует утечкам заряда вглубь жидкости, вследствие чего заряд аккумулируется преимущественно на границе. В результате взаимодействия поверхностного заряда с полем возникает тангенциальное электрическое натяжение на свободной поверхности. Граница вовлекает в движение жидкость под поверхностью, приводя к подъему слоя по наклонной пластине. В соответствии с этой моделью была рассчитана скорость слоя и определены области устойчивости течения. Подъем жидкости по наклонной плоскости возможен при условии

$$\sqrt{\alpha_h \beta_h} > \frac{2}{3} \sin \theta \tag{22}$$

которое не содержит зависимости от вязкости. Здесь θ - угол наклона подложки к горизонту. Как видно из последнего неравенства условием подъема жидкости является превышение электрической сдвиговой силой порога в $2/3$ от скатывающей гравитационной силы.

Устойчивость течения исследовалась в линейном приближении. На рис.27 представлены результаты расчета областей устойчивости в переменных $\alpha_h - \beta_h$ (напряженность поля - поверхностный заряд). Область устойчивости расположена под соответствующей кривой.

Из графиков рис.27 видно, что область устойчивости сужается с увеличением угла наклона θ (кривые 1 - 3) и ростом числа We (кривые 3 - 4). С ростом ε также уменьшается размер области устойчивости (кривые 2 и 5, 3 и 6). Области над прямыми a, b, c соответствуют областям существования решения (22) при значениях $\sin \theta$, равных 0.1, 0.5 и 1 соответственно. Таким образом, областью устойчивого течения вверх по плоскости с углом наклона 30° является область между прямой b и кривой 2 (или 5). В то же время такой области не существует между кривой 6 и прямой c . В данном случае течение вверх по

вертикальной стенке должно сопровождаться волновым возмущением слоя. Однако при всех углах наклона подложки к горизонту от нуля до прямого угла существуют такие зарядовые плотности поверхности и напряженности продольного поля в слое, при которых подъем носит безволновой характер.

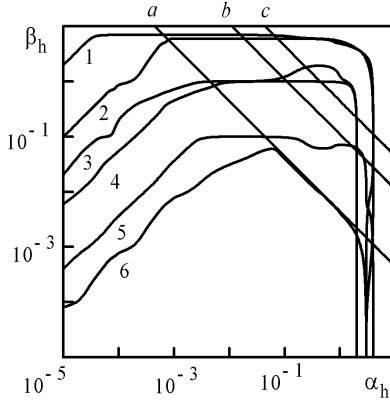


Рис.27. Области устойчивости слоя. Кривые 1-3: $\epsilon = 2$, $We = 0.25$; кривая 4: $\epsilon = 2$, $We = 0.5$; кривые 5-6: $\epsilon = 10$, $We = 0.25$; $\sin\theta = 0.1$ (кривая 1), $\sin\theta = 0.5$ (кривые 2,5), $\sin\theta = 1$ (кривые 3,4,6)

Экспериментально найдено, что подъем жидкости возможен и при тупых углах наклона плоскости к горизонту. Найдено, что размеры области устойчивости в координатах поверхностный заряд- поле увеличиваются при увеличении коэффициента поверхностного натяжения, а также при уменьшении толщины слоя, угла наклона плоскости и диэлектрической проницаемости жидкости.

В **Заключении** перечислены основные результаты диссертации по пунктам, выносимым на защиту.

В **Приложении** рассмотрены модели зарядки поверхностей раздела. В Приложении А выведено уравнение переноса поверхностного заряда простого слоя на подвижной границе. Приведен явный вид уравнения в осесимметричном случае в цилиндрических и сферических координатах. В Приложении В выведено интегральное уравнение для плотности поверхностного заряда на неподвижной границе поляризующихся сред конечной проводимости.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

В диссертации разработаны экспериментальные методы и теоретические модели описания течений, зарядки и устойчивости жидких систем с границами раздела в электрическом поле. Основными результатами работы являются следующие:

1. Разработан механизм ускорения несжимаемой слабопроводящей струи в электрическом поле. Теоретически определена асимптотическая зависимость радиуса струи от продольной координаты вдоль ее оси в однородном поле. Управляющими течением параметрами являются плотность жидкости, расход жидкости в струе, электрический ток, переносимый струей и напряженность электрического поля. Сравнение с экспериментальными данными показало, что эта зависимость выполняется как для простых жидкостей, так и для растворов полимеров умеренной молекулярной массы. Найдено, что в стационарной постановке капиллярные силы вносят незначительный вклад в общий баланс сил. Несмотря на то, что главные члены зависимости радиуса и скорости от параметров не содержат вклада от вязкости, вязкие напряжения играют важную роль в механизме разгона поверхностно заряженной струи. Согласно рассмотренной модели увеличение скорости жидкости достигается следующим образом. Под действием электрического поля ускоряются заряды, расположенные на границе раздела. С помощью вязких напряжений движение передается от поверхности вглубь жидкости. В результате увеличивается скорость жидкости в объеме. Поскольку движение почти одномерно, то вязкие потери практически отсутствуют.

2. В приближении сильного поля найдены точные автомодельные решения о форме как поверхностно, так и объемно заряженной вязкой струи в продольном электрическом поле. Асимптотическая зависимость радиуса струи от продольной координаты z в обоих случаях имеет вид $z^{-0.25}$.

3. Исследована устойчивость жидкого цилиндра относительно осесимметричных, изгибных возмущений и моды продольного распада в режиме развития неустойчивостей синусоидального типа. Рассчитаны области доминирования мод и найдены условия, при которых происходит продольное расщепление струи. Найдено, что в синусоидальном режиме распада струя имеет узловые точки продольного деления. В рамках развитой модели обнаружена возможность существования комбинированных распадов. Рассмотренная модель допускает каскадные продольные деления, когда и дочерние струи продольно делятся, а также смешанная последовательность распадов: продольное расщепление струи, и затем капельный распад. Приведены экспериментальные данные по продольному делению, подтверждающие существование комбинированных распадов струй.

4. Рассчитано циркуляционное течение в задаче о форме неподвижной капли (пузырька) в несмешивающейся жидкости с заряженной границей раздела во внешнем электрическом поле. Определена величина относительного удлинения (сжатия) при различных параметрах сред. Обнаружено, что конвекция поверхностного заряда подавляет сжатие капель малого размера. В соответствии с результатами расчетов экспериментально зафиксирована не-монотонность зависимости деформации капли от напряженности поля при некоторых параметрах сред. В частности, растяжение пузырька имеет место только, если диэлектрическая проницаемость жидкости превышает величину порядка 4. В остальных случаях в зависимости от проводимости и вязкости среды возможно также и сплющивание пузырька. Расчетные величины деформации капли (пузырька) количественно согласуются с экспериментальными данными.

5. Выполнен расчет заряда и силы, действующей на сферическое проводящее тело в проводящей, поляризующейся среде, расположенное у плоского электрода. Определены условия притяжения (отталкивания) сферы к электроду. Приведены результаты измерения силы взаимодействия сферического тела с плоским электродом. Обнаружено, в частности, что сферы всех известных веществ в воздушной среде отталкиваются от плоского электрода. Показано, что пузырек при любых параметрах среды испытывает только силу притяжения и его отрыв от электрода с помощью электрических сил невозможен.

6. Теоретически и экспериментально исследовано движение наклонного слоя под влиянием электрической силы, действующей против силы тяжести. Движение слоя вызывается касательным к свободной границе натяжением, обусловленным взаимодействием поверхностного заряда с продольным электрическим полем. Определено условие подъема жидкости по наклонной диэлектрической плоскости. Рассчитаны области устойчивости движения слоя по наклонной плоскости. Найдено, что размеры области устойчивости в координатах поверхностный заряд- поле увеличиваются при увеличении коэффициента поверхностного натяжения, а также при уменьшении толщины слоя, угла наклона плоскости и диэлектрической проницаемости жидкости.

ОСНОВНЫЕ ПУБЛИКАЦИИ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. *Шутов А.А.* Устойчивость неоднородных струй идеальной жидкости / Струйные течения жидкостей и газов. Тезисы Всесоюзной научной конференции, 2-5 июня 1982, г. Новополюцк, ч. III. С. 101-102.
2. *Петрянов И.В., Шутов А.А.* Капиллярная неустойчивость жидкой струи с тонкой оболочкой // Доклады АН СССР. 1984. Т.276. № 3. С.576-578.

3. Шутов А.А. Неустойчивость составной струи капельных жидкостей // Известия АН СССР. Механика жидкости и газа. 1985. № 4. С.3-8.
4. Авт. свид. № 214300 (СССР). Состав полимерного раствора для получения фильтрующих материалов типа ФП (фильтры Петрянова)/ *Смирнов А.М., Шутов А.А., Балабанова Т.П., и др.* 1985.
5. *Шутов А.А., Кириченко В.Н.* Движение заряженных частиц краски в сильном неоднородном внешнем электрическом поле // Лакокрасочные материалы и их применение. 1985. № 5. С. 26-28.
6. *Кириченко В.Н., Петрянов И.В., Супрун Н.Н., Шутов А.А.* Асимптотический радиус слабопроводящей жидкой струи в электрическом поле // Доклады АН СССР. 1986. Т.289. № 4. С.817-820.
7. Авт. свид. № 1365000 (СССР). Способ определения распределения потенциалов электростатического поля/ *Супрун Н.Н., Шутов А.А.* 1987.
8. *Шутов А.А.* Форма несжимаемой слабопроводящей струи в сильном электрическом поле // Журнал прикладной механики и технической физики. 1991. № 2. С.20-25.
9. *Шутов А.А., Алонцева Н.М., Бережной В.М.* Зарядка слабопроводящих струй и волокон электрическим полем /Тезисы Международного аэрозольного симпозиума, 21-25 марта 1994, Москва, С. изм100-изм101.
10. *Alontseva N.M., Berezhnoy V.M., Shutov A.A., Smirnov A.M.* Formation and stability of jets of slightly conductive fluid in high electric field /Proceedings of 6-th International conference on liquid atomization and spray systems, July 18-22, 1994, Rouen, France, P. 986-993.
11. *Алонцева Н.М., Бережной В.М., Шутов А.А.* Зарядка капель и волокон в электрическом поле при струйном диспергировании жидкостей // Коллоидный журнал. 1995. Т.57. № 5. С. 629-632.
12. *Шутов А.А., Захарьян А.А.* Продольное деление заряженной струи в электрическом поле // Доклады АН РАН. 1997. Т.355. № 5. С. 631 - 634.
13. *Шутов А.А., Захарьян А.А.* Заряженная струя несжимаемой жидкости в электрическом поле // Журнал прикладной механики и технической физики. 1998. Т.39. № 4. С. 12-16.
14. *Шкадов В.Я., Шутов А.А.* Устойчивость поверхностно заряженной вязкой струи в электрическом поле // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 1998. № 2. С. 29 - 40.
15. *Шкадов В.Я., Шутов А.А.* Устойчивость и продольный распад вязкой заряженной струи в электрическом поле / В сборнике «Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей», С-Петербург: Изд. СПбГУ, 1998, С. 21 - 24.
16. *Шутов А.А., Алонцева Н.М., Шкадов В.Я.* Теоретическое и экспериментальное исследование электрогидродинамических струйных течений, их устойчивости и моделирование процесса диспергирования жидкости / Труды

регионального конкурса научных проектов в области естественных наук. Калуга, Изд. дом «Эйдос», 2000, вып. 1. С. 67-88.

17. *V.Ya. Shkadov, A.A. Shutov*. Breaking of symmetry of EHD flow of capillary / В сб. Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей. Санкт-Петербург, Изд. СПбГУ, 2000, С.36-39.

18. *Shutov A.A.* Stability of plane interface in orthogonal electric field / В сб. Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей. Санкт-Петербург, Изд. СПбГУ, 2000, С.32-35.

19. *V.Ya. Shkadov, A.A. Shutov*. Stability and longitudinal decay of charged jet in electric field. / Proc. 2-nd Internat. Workshop on Electrical Conduction Convection and Breakdown in fluids, Grenoble (France), 4-5 May 2000, P. 154-157.

20. *Shutov A.A.* Polydispersity of liquid electrostatic spraying / Труды международной аэрозольной конференции, Москва, 26-30 июня 2000, М.: РИЦ МГИУ, 2000. С. 100-101.

21. *Shutov A.A., Bessonov V.A.* Disruptive discharge of electrofilter / Тезисы международной аэрозольной конференции, Москва, 26-30 июня 2000, М.: РИЦ МГИУ, 2000. С. 102-103.

22. *Shutov A.A.* On the capillary decay of jet in electric field / Труды Международной Аэрозольной конференции, Москва, 26-30 июня 2000, М.: РИЦ МГИУ, 2000. С. 304-308.

23. *Shkadov V.Ya., Shutov A.A.* Disintegration of a charged viscous jet in a high electric field // Fluid Dynamics Research. 2001. V.28. P. 23-39.

24. *Шутов А.А., Алонцева Н.М., Герасимова Е.Л.* Перенос массы и заряда струйными течениями в электрическом поле/ Третьи петряновские чтения. Труды, Москва, 19-21 июня 2001, М.: РИЦ МГИУ, 2001. С. 65-70.

25. *Шутов А.А., Алонцева Н.М., Герасимова Е.Л.* Методы электропрядения тонковолокнистых фильтрующих материалов / Третьи петряновские чтения. Труды, Москва, 19-21 июня 2001, М.: РИЦ МГИУ, 2001. С. 27-28.

26. *Шутов А.А., Тарабан В.Б., Клишипонт Э.Р.* Люминесцентный детектор на основе волокнистого фильтрующего материала/ Третьи петряновские чтения. Труды, Москва, 19-21 июня 2001, М.: РИЦ МГИУ, 2001. С. 71-72.

27. *Shutov A.A.* Generation of electrohydrodynamic waves on interface / Proceedings of 4 -th European coating symposium "Advances in Coating Processes", October 1 - 4, 2001, Erlangen, Germany.

28. *Шутов А.А.* Форма капли в постоянном электрическом поле // Журнал технической физики. 2002. Т. 72. № 12. С.15-22.

29. *Шкадов В.Я., Шутов А.А.* Деформация капель и пузырьков в электрическом поле// Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2002. № 5. С.54-66.

30. *Шутов А.А.* Генерация электрогидродинамических волн на границе раздела жидкость - вакуум // Журнал технической физики. 2002. Т. 72. № 8. С.126-129.

31. *Шутов А.А., Алонцева Н.М., Герасимова Е.Л.* Математическое моделирование и экспериментальное исследование процесса переноса массы и заряда в жидких пленках, каплях и струях под действием электрического поля // Труды регионального конкурса научных проектов в области естественных наук. Калуга: Издательский дом «Эйдос», 2002, вып. 3. С. 16-38.
32. *Шутов А.А.* Течение наклонного поверхностно заряженного слоя в продольном электрическом поле // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2003. № 5. С.36-42.
33. *Шутов А.А., Шкадов В.Я.* Движение крупной капли в несмешивающейся жидкости в параллельных электрическом и гравитационном полях / В сб. Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей. Санкт-Петербург, Изд. СПбГУ, 2003, С.305-308.
34. *Шутов А.А.* Заряд и сила, действующая на сферическое тело у плоского электрода в поляризующейся среде // Журнал технической физики. 2003. Т. 73. № 6. С.9-16.
35. *Шутов А.А., Алонцева Н.М., Астахов Е.Ю.* Взаимодействие сферы с плоскостью в проводящей среде в однородном электрическом поле / В сб. Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей. Санкт-Петербург, Изд. СПбГУ, 2003, С.301-304.
36. *Шутов А.А., Алонцева Н.М., Герасимова Е.Л., Шкадов В.Я.* Удержание частиц на заряженных поверхностях // Труды регионального конкурса научных проектов в области естественных наук. Калуга: Издательский дом «Эйдос», 2003, вып. 4. С. 64-69.
37. *Большит Н.М., Тарабан В.Б., Шелухов И.П., Шутов А.А., Клишипонт Э.Р., Милинчук В.К.* Новый подход к созданию высокоэффективных пластмассовых сцинтилляторов// Приборы и техн. эксперимента. 2003. Т. 46. № 5. С. 1-4.
38. *Шутов А.А., Алонцева Н.М., Герасимова Е.Л., Шкадов В.Я.* Течение, зарядка и трансформация границ жидких систем под действием электрического поля / Труды регионального конкурса научных проектов в области естественных наук. Калуга, Изд. «Полиграф-Информ», 2004, вып. 6. С. 135-146.
39. *Шутов А.А.* Составные волокнистые фторопластовые фильтрующие мембраны // Письма в журнал технической физики. 2005. Т. 31. № 23. С.68-74.
40. *Шутов А.А., Алонцева Н.М., Шкадов В.Я.* Получение ультратонких волокон в технологии электропрядения / Труды регионального конкурса научных проектов в области естественных наук. Калуга: Издательство «Полиграф-Информ», 2005, вып. 8. С. 80 - 87.
41. *Шутов А.А., Алонцева Н.М., Шкадов В.Я.* Получение субмикронных волокон методом электропрядения / В сб. Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей. С-Петербург, Изд. СПбГУ, 2006, С. 237-240.

42. *Шутов А.А., Астахов Е.Ю.* Формование волокнистых фильтрующих мембран методом электропрядения // Журнал технической физики. 2006. Т. 76. № 8. С.132-136.
43. *Шутов А.А.* Формование и устойчивость заряженной струи в сильном электрическом поле // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2006. № 6. С. 52-67.
44. *Шутов А.А.* Асимптотический радиус струи с межфазной границей / Труды III Международной конференции «Математические идеи П.Л.Чебышева и их приложение к современным проблемам естествознания», Обнинск, 14-18 мая 2006, С.177-180.
45. *Шутов А.А., Алонцева Н.М., Шкадов В.Я.* Волокнистые фильтрующие мембраны в технологии электропрядения / Труды регионального конкурса научных проектов в области естественных наук. Калуга: Изд-во АНО «Калужский научный центр», 2006, вып. 10. С. 106 - 110.
46. *Шутов А.А.* Эмиссия струй из капилляра в сильном электрическом поле // Письма в Журнал технической физики. 2007. Т. 33. № 8. С.65-70.
47. *Шутов А.А.* Автомодельное решение задачи о форме струи с границей раздела в продольном силовом поле // Математическое моделирование. 2007. Т. 19. № 11. С. 80-82.
48. *Шутов А.А.* Волокнистые полимерные мембраны/ Труды шестых Петряновских чтений. Москва, 19-21 июня, 2007. М.: РИЦ МГИУ, 2007. С. 61-66.
49. *Шкадов В.Я., Шутов А.А.* Математическое моделирование течения слабопроводящих жидкостей со свободными границами в электрическом поле/ XV школа - семинар «Современные проблемы аэрогидродинамики». Сочи, 5-15 сентября, 2007, изд. МГУ, С. 99-100.
50. *Шутов А.А., Алонцева Н.М., Шкадов В.Я.* Теоретическое и экспериментальное исследование течения и зарядки жидких систем с межфазными границами под действием электрического поля / Труды регионального конкурса научных проектов в области естественных наук. Калуга: Изд-во АНО «Калужский научный центр», 2007, вып. 11. С. 48-63.

Цитированная литература

- [1]. *Петрянов И.В., Козлов В.И, Басманов П.И., Огородников Б.И.* Волокнистые фильтрующие материалы. М.: Знание, 1968, 76 с.
- [2]. *Филатов Ю.Н.* Электроформование волокнистых материалов. М.: Нефть и газ, 1997, 297с.
- [3]. *Дружинин Э.А.* Производство и свойства фильтрующих материалов Петрянова из ультратонких полимерных волокон. М.: ИздАТ, 2007, 280 с.
- [4]. *Коженков В.И., Кири А.А., Симонов А.П., Фукс Н.А.* О механизме образования монодисперсных туманов при электростатическом распылении жидкостей// Докл. АН СССР. 1973. Т.213. № 4. С. 879-880.

- [5]. *Аметистов Е.В., Дмитриев А.С.* Монодисперсные системы и технологии. М.: Издательство МЭИ, 2002, 392с.
- [6]. Глонти Г.А. К теории устойчивости жидких струй в электрическом поле // ЖЭТФ. 1958. Т.34, № 5. С.1329-1330.
- [7]. *Saville D.A.* Stability of electrically charged viscous cylinders // *Phys. Fluids*. 1971. Vol.14. № 6. P.1095-1099.
- [8]. *Mestel A.J.* Electrohydrodynamic stability of a slightly viscous jet // *J. Fluid Mech*. 1994. V. 274. P. 93-113.
- [9]. *Torza S., Cox R. G., Mason S. G.* Electrohydrodynamic deformation and burst of liquid drops // *Phyl. Trans. R. Soc. London*. 1971. Vol. A269. P. 295-319.
- [10]. *Tsukada T., Katayama T., Ito Y., Hozava M.* Theoretical and experimental studies of circulations inside and outside a deformed drop under uniform electric field // *J. Chem. Engng. Japan*. 1993. V. 26. P. 698-703.
- [11]. *H. Sato, N. Kaji, T. Mochizuki, Y. H. Mori.* Behavior of oblatelly deformed droplets in an immiscible dielectric liquid under a steady and uniform electric field // *Physics of Fluids*. 2006. V. 18, № 12. P. 127101.
- [12]. *Ohyama R., Watson A., Chang J.S.* Electrical current conduction and electrically hydrodynamically induced fluid flow in a AW type EHD pump// 2-nd Intern. Workshop on Electrical Conduction, Convection, and Breakdown in Fluids/ Eds. P. Atten and A. Denat. Grenoble, France, 2000. P. 174- 177.
- [13]. *Седов Л. И.* Механика сплошной среды. Т.1, М: Наука, 1983. 528 с.
- [14]. *Gogosov V.V., Shaposhnikova G.A.* Electrohydrodynamics of surface phenomena // *Applied Electromagnetics in Materials*. 1990. V. 1. P. 45- 58.
- [15]. *Feng J.J.* The stretching of an electrified non-Newtonian jet: A model for electrospinning// *Phys. Fluids*. 2002. V.14. № 11. C. 3912-3925.
- [16]. *Spivak A.F., Dzenis Y.A.* Asymptotic decay of radius of a weakly conductive viscous jet in an external electric field// *Appl. Phys. Lett*. 1998. V.73. P. 3067.
- [17]. *Feng J.J.* Stretching of a straight electrically charged viscoelastic jet// *J. Non-Newtonian Fluid Mech*. 2003. V.116. P. 55-70.
- [18]. *Hohman M.M., Shin M., Rutledge G., Brenner M.P.* Electrospinning and electrically forced jets. II Applications // *Phys. Fluids*. 2001. V. 13. № 8. P. 2221.
- [19]. *Qin X.-H., Wan Y.-Q., He J.-H., Zhang J., Yu J.-Y., Wang S.-Y.* Effect of LiCl on electrospinning of PAN polymer solution: theoretical analysis and experimental verification// *Polymer*. 2004. P. 6409-6413.
- [20]. *Colman P. Carroll and Yong Lak Joo.* Electrospinning of viscoelastic Boger fluids: Modeling and experiments // *Phys. Fluids*. 2006. V. 18. P. 053102.
- [21]. *Yeo L.Y., Friend J.R.* Electrospinning carbon nanotube polymer composite nanofibers// *Journal of Experimental Nanoscience*. 2006. V. 1. № 2. P. 177-209.
- [22]. *Higuera F. J.* Stationary viscosity-dominated electrified capillary jets // *Journal of Fluid Mechanics*. 2006, V. 558. P. 143-152.

- [23]. *Koombhongse S., Liu W., Reneker, D.H.* Flat polymer ribbons and other shapes by electrospinning // *J. Polym. Sci: Polym. Phys.* 2001, V.39, P. 2598.
- [24]. *Feng J.Q.* Electrohydrodynamic behavior of a drop subjected to a steady uniform electric field at finite electric Reynolds number // *Proc. Roy. Soc. London.* 1999. V. 455. P. 2245-2269.
- [25]. *Лебедев Н. Н., Скальская И. П.* Сила, действующая на проводящий шарик, помещенный в поле плоского конденсатора // *ЖТФ.* 1962. Т. 32. № 3. С. 375-378.
- [26]. *Саранин В.А.* Напряженность электрического поля заряженных проводящих шаров и пробой воздушного промежутка между ними // *Успехи физических наук.* 2002. Т. 172. № 12. С. 1449-1454.