

МРЕЕ 2019

XII

ПЭФЭГД

2019



**XII Международная научная конференция
СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ЭЛЕКТРОФИЗИКИ И
ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИКИ**

24-26 июня 2019

**12TH INTERNATIONAL SCIENTIFIC CONFERENCE
MODERN PROBLEMS OF ELECTROPHYSICS AND
ELECTROHYDRODYNAMICS**

JUNE 24-26, 2019

**ХІІ МЕЖДУНАРОДНАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ЭЛЕКТРОФИЗИКИ И
ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИКИ**

**12th INTERNATIONAL CONFERENCE ON
MODERN PROBLEMS OF ELECTROPHYSICS AND
ELECTROHYDRODYNAMICS**



24-26 июня 2019 г.

СБОРНИК ДОКЛАДОВ / PROCEEDINGS

ОРГАНИЗОВАНО / ORGANIZED BY

- Санкт-Петербургский государственный университет
- Институт механики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова
- Промышленная группа «Таврида Электрик»

Петергоф, 2019 / Peterhof, 2019

Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики. Сборник докладов XII Международной научной конференции 24-26 июня 2019 года. Санкт-Петербург. — СПб.: Свое издательство, 2019. — 208 с.

В сборнике трудов **XII международной научной конференции «Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики»** представлено **47 докладов**, посвященных современным проблемам и достижениям в области электрофизики жидкостей и газов. Тематика конференции охватывает различные сферы научных разработок, связанных с изучением и применением таких явлений, как процессы образования заряда, электрогидродинамические течения в жидкостях и газах, механизмы электрического пробоя, поверхностные эффекты в многофазных средах и многие другие. Помимо экспериментальных исследований, в значительной части докладов, что характерно для данной конференции, проводится компьютерное моделирование электрофизических процессов с использованием наиболее современных программных комплексов. Наряду с фундаментальными исследованиями большое внимание уделяется особенностям конструирования прикладных электрофизических устройств. Традиционно конференция собирает участников со всех уголков России и ряда иностранных государств. Привлечение студентов, аспирантов и молодых ученых в качестве докладчиков и соавторов большого количества трудов способствует развитию и повышению уровня научных разработок в области электрофизики и электрогидродинамики.

The Proceedings include **47 papers** presented at the **12th International Conference on Modern Problems of Electrophysics and Electrohydrodynamics**. The reports cover modern problems and achievements in the field of electrophysics of liquids and gases. The conference topics deal with scientific developments related to the research and practical application of various phenomena such as physical processes of space charge formation, electrohydrodynamic flows in liquids and gases, mechanisms of electric discharge, surface effects in multiphase media and many others. In addition to experimental investigations, a considerable part of works involves computer simulation of electrophysical processes with the use of up-to-date software packages. Along with fundamental studies, great attention is paid to the features of applied electrophysical devices design. The conference traditionally gathers scientists from many cities of Russia and certain foreign countries. The participation of students, graduate students, and young scientists helps to develop and raise the level of scientific research in the field of electrophysics and electrohydrodynamics.

ISBN 978-5-4386-1740-2

ПРОГРАММНЫЙ ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Стишков Ю.К. — сопредседатель, проф., д.ф.-м.н., СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия

Полянский В.А. — сопредседатель, проф., д.ф.-м.н., МГУ, Москва, Россия

Панкратьева И.А. — уч. секретарь, в.н.с., к.ф.-м.н., МГУ, Москва, Россия

Апфельбаум М.С. — с.н.с., к.ф.-м.н., ОИВТ РАН, Москва, Россия

Болога М.К. — акад. АН Молдовы, д.т.н., ИПФ АН РМ, Кишинев, Молдова

Бобашёв С.В. — проф., д.ф.-м.н., ФТИ РАН, Санкт-Петербург, Россия

Жакин А.И. — проф., д.ф.-м.н., ЮЗГУ, Курск, Россия

Коробейников С.М. — проф., д.т.н., НГТУ, Новосибирск, Россия

Куперштох А.Л. — зав. лаб., д.ф.-м.н., ИГиЛ СО РАН, Новосибирск, Россия

Нагорный В.С. — проф., д.т.н., СПбГПУ, Санкт-Петербург, Россия

Пинчук М.Э. — с.н.с., к.т.н., ИЭЭ РАН, Санкт-Петербург, Россия

Сон Э.Е. — акад. РАН, проф., д.ф.-м.н., ОИВТ РАН, Москва, Россия

Тушар Ж. — почётный проф., Ph.D. (Univ. Poitiers, France), Poitiers, France

Шнеерсон Г.А. — чл.-корр. РАН, проф., д.т.н., СПбГПУ, Санкт-Петербург, Россия

PROGRAM ORGANIZING COMMITTEE

Yury Stishkov, Russia (co-chairman)

Vitaly Polyanskiy, Russia (co-chairman)

Irina Pankratieva, Russia (secretary)

Mikhail Apfelbaum, Russia

Mircea Bologa, Republic of Moldova

Sergei Bobashev, Russia

Anatoly Zhakin, Russia

Sergei Korobeynikov, Russia

Aleksander Kupershtokh, Russia

Vladimir Nagorny, Russia

Mikhail Pinchuk, Russia

Eduard Son, Russia

Gerard Touchard, Russia

German Shneerson, Russia

Оглавление

ЭГД-течения / EHD flows	11
Жакин А.И., Кузько А.Е., Белов П.А., Занин С.С., Куценко А.В. Микро ЭГД течения в переменных электрических полях	11
Кузько А.Е., Кузьменко А.П., Жакин А.И., Кузько А.В., Куценко А.В., Белов П.А. Влияние поверхностного модифицирования электродов на электрофизические свойства ЭГД-течений	15
Апфельбаум М.С. Об одной модели предпробойных течений слабопроводящих жидкостей	20
Гросу Ф.П., Болога М.К, Моторин О.В. Вывод уравнений гидродинамики методом размерностей	24
Стишков Ю.К., Коротков А.А. Структура электрогидродинамических течений в переменном поле	27
Стишков Ю.К., Нечаев Д.А., Васильков С.А. ЭГД-течения слабопроводящей жидкости от поверхности твердого диэлектрика, находящегося в сильном электрическом поле	32
Тятюшкин А.Н. Электровращение сферической капсулы в приложенном однородном постоянном электрическом поле	37
Ильин В.А., Александрова В.Н. Динамика электроконвективных режимов слабопроводящей жидкости при инъекции заряда в горизонтальном конденсаторе при нагреве сверху	41
Апфельбаум М.С., Гаджиев М.Х., Долуденко А.Н. Численное и экспериментальное исследование течения слабопроводящей жидкости, создаваемого неоднородным электрическим полем в системе электродов «провод над плоскостью»	45
Франц Е.А., Ганченко Г.С., Шелистов В.С., Демехин Е.А. Электрокинетическая неустойчивость около ионоселективной микрочастицы при электрофорезе второго рода	49
Ганченко Н.Ю., Репина М.Ю., Оксюзьян Д.А. Влияние гравитационных эффектов на электрокинетическую неустойчивость около ионоселективных поверхностей с учетом джоулева нагрева электролита	52
Электрофизика газовых разрядов / Electrophysics of gas discharges	57
Сахаров В.И. Численное моделирование течений в индукционном ВЧ-плазмотроне	57
Полянский В. А., Панкратьева И. Л., Власов П. А. Применение электрических зондов для исследования процессов хемоионизации в многокомпонентных газах . .	61

Шершунова Е.А., Мошкунов С.И. Устройство для формирования холодных аргоновых плазменных струй в воздухе	66
Ренев М.Е., Стишков Ю.К., Сафронова Ю.Ф. Особенности стримерной структуры диффузного барьерного разряда	70
Маслов С.А., Натяганов В.Л. Электрогидродинамические механизмы формирования торнадо и низовых прорывов из грозовых облаков	74
Ключарев А.Н., Безуглов Н.Н. Стохастическая динамика Ридберговского атома	78
Куракина Н.К., Пинчук М.Э., Будин А.В., Смирновский А.А. Экспериментальные и теоретические исследования сильнооточной дуги в разрядной камере с продольным продувом газа	80
Полунин В.М., Ряполов П.А., Соколов Е.А. Пробой газового пузырька в магнитной жидкости в "магнитном вакууме" кольцевого магнита	84
Барышников А.С., Басаргин И.В., Безверхний Н.О., Бобашев С.В., Монахов. Н.А., Попов. П.А., [и т.д.] Особенности зондовых измерений в нестационарных процессах в плазме электродного разряда	88
Исследования жидкостей / Studies of liquids	95
Норман Г.Э., Орехов М.А. Диффузия ионов в жидкости	95
Коробейников С.М., Кузнецова Ю.А., Ясинский В.Б. Визуализация предпробивных процессов в нитробензоле	97
Лютикова М.Н., Коробейников С.М. О проблемах смешения разных марок минеральных изоляционных масел	100
Электрофизика многофазных сред/ Electrophysics of multiphase media	107
Колбнева Н. Ю. Квадрупольное электромагнитное излучение заряженной капли, осциллирующей во внешнем однородном электростатическом поле	107
Коровин В.М. Влияние ортогонального электростатического поля на аэродинамический распад тонкой плоской струи жидкого диэлектрика	111
Черника И.М., Болога М.К., Мардарский О.И., Кожевников И.В. Воздействие электрогидродинамического потока на теплообмен при кипении	115
Белоножко Д. Ф., Очиров А. А., Апарнева А. В. О влиянии электрического заряда на вибрационную неустойчивость горизонтальной поверхности вязкой жидкости	119
Очиров А.А., Белоножко Д.Ф. О влиянии поверхностного электрического заряда на перенос вещества волновым пакетом Стокса	122
Ганченко Г.С., Горбачева Е.В., Демехин Е.А Устойчивость тонкой пленки электролита под действием переменного электрического поля высокой частоты	125
Беляев М.А., Зубарев Н.М., Зубарева О.В. Вольт-амперные характеристики стационарного конического образования на поверхности жидкости с ионной проводимостью в электрическом поле	127

Жакин А.И., Кузько А.Е., Белов П.А., Занин С.С. Экспериментальные исследования влияния прикладываемого электрического потенциала на размер образующихся при электрогидродинамическом диспергировании диэлектрических жидкостей капель	131
--	-----

Электрофизические устройства и системы/ Electrophysical devices and systems **137**

Власов А.В., Власова В.К., Пономарева М.В., Власов В.В. Использование магнитных корректоров для улучшения энергетики тянущих электромагнитов . . .	137
Болога М.К., Гросу Ф.П., Кожевников И.В. Некоторые особенности функционирования электрогидродинамических насосов	140
Павлейно М.А., Павлов В.А., Степанов Г.В. Применение теории подобия к расчету теплорассеивающей способности радиатора	144
Самаркин А.И., Плохов И.В., Микушев В.М., Козырева О.И. Численное моделирование процесса очистки воздуха от примесей методом конденсации	149
Илюшов Н.Я. Защита трансформаторного оборудования подстанций от градиентных перенапряжений	153
Емельянов О. А., Феклистов Е. Г. Разработка конструкции и исследование режимов работы портативного генератора холодной плазмы атмосферного давления	157
Лазерко В.А. Выбор концентратора магнитного поля индуктора, посредством инженерного анализа в пакете ELCUT	161
Логинов С.Ю., Федоров Д.С., Плохов И.В. Индуктивный датчик положения с вихретоковым эффектом в активном магнитном подшипнике	165
Шнеерсон Г.А., Немов А.С., Лагуткина А.Д. Построение конфигурации обмотки неразрушаемого магнита с индукцией магнитного поля выше 100 Тл	168
Стишков Ю.К., Васильков С.А., Полуэктова К.Д. Исследование электрогидродинамического насоса, основанного на проявлении эффекта Вина у диэлектрического барьера	172
Плохов И.В., Савраев И.Е., Козырева О.И., Ильин А.В. Модель сопротивления стягивания скользящего электрического контакта с учетом его фрактальной размерности	177
Борейшо А.С., Ивакин С.В., Савин А.В., Сементин В.В., Сердобинцев П.Ю., Сергеев А.А. Влияние параметров лазерного излучения на процессы генерации плазменно-пылевых образований	181
Павлейно М.А., Дмитриев В.А., Дмитриев А.В. Влияние геометрических параметров концентраторов магнитного поля на силовые характеристики электро-магнитного привода	185
Бошняга Ю., Болога М., Агарвал Е. О прогрессе в области нетепловой микробиологической стерилизации с использованием импульсных электрических полей высокой интенсивности	189
Chusov A., Murmann M., Fuchs R., Nordborg H. Экспериментальное и теоретическое исследование искрового разряда в устройствах молниезащиты	194
Адамьян Ю.Э., Алексеев Д.И., Бочаров Ю.Н., Кривошеев С.И., Магазинов С.Г., Черненькая Л.М. Использование импульсных электрических и магнитных полей для исследований свойств композитных материалов	201

ЭГД-течения / EHD flows

Микро ЭГД течения в переменных электрических полях

А.И. Жакин, А.Е. Кузько, А.В. Куценко

Естественно-научный факультет, ЮЗГУ, Курск, Россия
zhakin@mail.ru

Abstract— The results of EHD flows in thin gap (width 1 mm) at system sharp - plane electrodes and alternating external electric fields at frequency 50 Hz are presented. The liquid was solution of transformer oil with magnetic fluid. The flow lines were observed using microscope. The EHD flows represent micro vortexes with average velocity about 5 mm/s at average voltage 1.6 kV.

Keyword — injection, electrohydrodynamics, EHD flows.

I. Введение

ЭГД течения в переменных электрических полях вызывают интерес в связи повышением ресурса работы ЭГД устройств [1]. Несмотря на очевидное преимущество ЭГД систем в различных технических устройствах, например, перекачки диэлектрических жидкостей [2-6], ЭГД термостатирования и теплоотвода [7,8] и даже стабилизации ракетного топлива в условиях невесомости [9], их применение до сих пор не нашло широкого распространения. Проблема заключается в том, что в высокоомных жидкостях, какими являются жидкие диэлектрики, отсутствуют двойные электрические слои (ДЭС), всегда присутствующие в водных электролитах [10]. В ДЭС напряженность электрического поля имеет порядок 1 МВ/см, что сравнимо с внутриатомными значениями. Поэтому разрядка ионов на электродах имеет безактивационный характер, то есть практически мгновенно. В жидких диэлектриках отсутствуют классические ДЭС, поэтому разрядка ионов на электродах имеет активационный характер. Это приводит к их накоплению на коллекторе и, как следствие, затуханию ЭГД течения. Поэтому возникает необходимость в разработке эффективного коллектора ионов. Затухание электроконвекции можно предотвратить отключением ЭГД устройства на некоторое время, в течение которого происходит разрядка ионов на коллекторе [6].

Проблему можно решить таким же образом, как это было сделано в жидкокристаллических устройствах, в

которых негативное влияние приэлектродных процессов было исключено применением переменного электрического поля. Однако на этом пути существует ряд проблем, связанных с разработкой источников высоковольтного переменного напряжения с регулируемой частотой и напряжением. Существующие инверторные устройства [11] работают в области радиочастот, что применимо, например, для низко расходных микро-ЭГД насосов [12] и не подходит для развития ЭГД течений в переменных полях при инжекционной проводимости [13-15].

Можно выделить два направления формирования ЭГД течений в переменных полях. Первое связано с бегущими электрическими полями, второе – с обычным переменным полем. Если первым посвящено значительное число работ (см. обзор [9]), то во втором случае исследований намного меньше, хотя именно он, на наш взгляд, представляет основной интерес в практическом плане.

Таким образом, в электрогидродинамике переменных высоковольтных электрических полей можно сформулировать две основные проблемы: первая – это установление условий, при которых развиваются ЭГД течения (если таковые имеются), и второе – изучить закономерности таковых течений.

С прикладной точки зрения особый интерес вызывают микро-ЭГД течения (МЭГДТ) в пограничных ЭГД слоях [16]. Так, в случае охлаждения горячей плоской поверхности набегающей ЭГД струей теплоотдача происходит через ЭГД пограничный слой, толщина которого имеет размер долей миллиметра. Поэтому инжектирующий острый электрод можно располагать на расстоянии порядка 1 мм. В этом случае для развития температурного пограничного ЭГД слоя можно прилагать сравнительно небольшое напряжение на электродах порядка нескольких кВ, например 2 кВ, что чрезвычайно важно в технологическом плане.

Следует также отметить, что при использовании инжектирующих добавок или примесей, повышающих проводимость жидкого диэлектрика, возникает проблема деградации электродов. Так при медном электроде в растворе трансформаторного масла с йодом на поверхности медных электродов образуется йодид меди CuI [17], тогда как при Ti острейковым электроде наблюдается только физическая адсорбция молекулярного йода I_2 . То есть Ti электрод можно считать химически инертным (индифферентным).

В данной работе показывается, что при приложении переменного электрического поля частотой 50 Гц МЭГДТ в диэлектрических жидкостях развиваются в системе электродов острие – плоскость, между которыми расстояние равно 1 мм. Исследуются структуры и зависимость скоростей течений от прикладываемых напряжений, а также разрядные процессы.

II. Описание установки

Экспериментальная ячейка представляла собой систему одинаковых острейковых электродов, вырезанных из титановой жести толщиной 0,5 мм, которые располагались против титановой пластины (рис.1).

В качестве источника питания использовался высоковольтный трансформатор серии ТА, в котором повышающая обмотка была заменена на высоковольтную. Напряжение регулировалось мощным переменным сопротивлением, установленным в первичной цепи. Среднее напряжение в высоковольтной цепи измерялось электростатическим вольтметром С85. Питание трансформатора осуществлялось от обычной промышленной цепи переменного гармонического тока частотой 50 Гц.

III. Экспериментальные результаты

В качестве рабочей жидкости использовалось очищенное трансформаторное масло (ТМ) с проводимостью 10^{-14} Ом/см. Эксперименты показали, что при добавлении молекулярного йода, усиливающего инжекционную электрохимическую инжекцию с катода [3, 17, 18], ЭГД течения в переменном поле не развиваются.

(а)



(б)

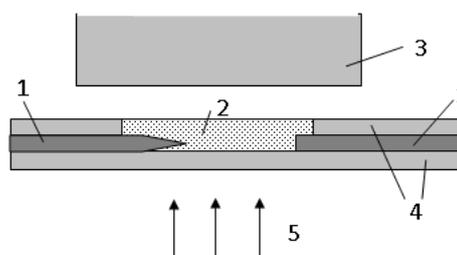


Рис.1. Схема установки: (а) – Ti электроды (вид сверху); (б) – разрез: 1 – Ti электроды, 2 – жидкость, 3 – тубус микроскопа, 4 – оргстекло, 5 - подсветка

При добавлении магнитной жидкости на основе керосина, стабилизированного олеиновой кислотой, проводимость повышалась на 2-3 порядка и в этом случае развивается МЭГДТ. На наш взгляд, этот эффект объясняется следующим образом. Во-первых, жидкость ионизируется олеиновой кислотой, что приводит к увеличению концентрации ионных пар. Во-вторых, сильное электрическое поле усиливает диссоциацию ионных пар. Это приводит к появлению объемного заряда и, как следствие, кулоновской силы.

Наблюдение МЭГДТ осуществлялось по трекам магнитных частиц (МЧ). Так как МЧ поглощают свет, то в поле видимости микроскопа они наблюдаются как черные точки. Эксперименты показали, что вблизи острейковых Ti электродов наблюдаются микро-вихри (рис.2). На рисунке пунктирной линией оконтурены приострийковые вихри, а сплошные линии в виде прямоугольника, расположенного между кончиком острия и плоским противоэлектродом показана застойная область с малыми скоростями течения. Причем с повышением напряжения вихревая структура опускается к плоскому электроду (см. рис. 2, а), б)). Интересно сравнить описанную структуру течений в переменном поле с течениями в постоянном поле, фото которых изображено на рис.3. Так, если в постоянных полях максимальная скорость ЭГД течения наблюдается между кончиком острия и плоскостью, то в переменных полях в этом промежутке располагается застойная область. По

результатам измерения расстояния между частицами и временем выдержки между кадрами получаем следующие максимальные скорости течений V : при $U_{cp}=1,4$ кВ, $V=0,1\text{мм}/\tau = 3\text{мм}/\text{с}$; при $U_{cp}=1,4$ кВ, $V=0,25\text{ мм}/\tau = 7,5\text{мм}/\text{с}$.

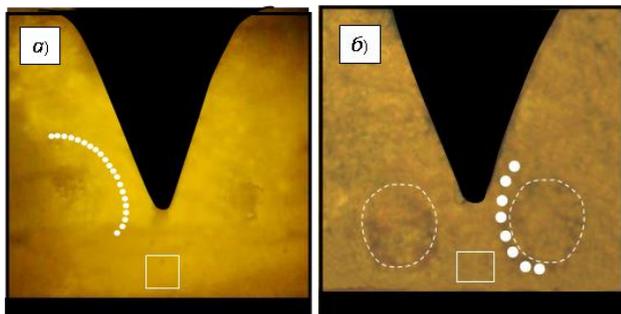


Рис.2. Треки микрочастиц при Ti электродах в переменном поле а) $U_{cp} = 1,4$ кВ, б) $U_{cp} = 1,6$ кВ. В обоих случаях треки фиксировались при покадровой разверстки и скорости съемки 30 кадров в секунду.

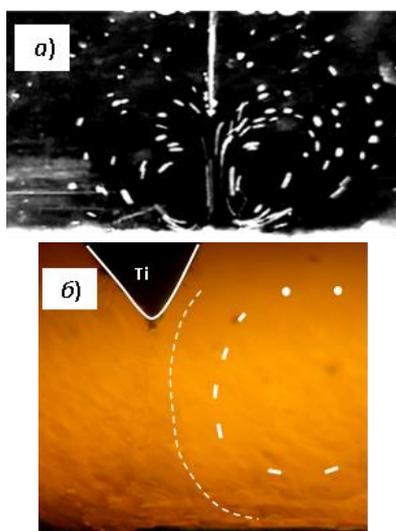


Рис.3. Треки микрочастиц в постоянных полях в растворе ТМ с йодом: а) система электродов тонкая пластина-плоскость, б) заостренный электрод - плоскость

Эксперименты показали, что в сильных средних полях порядка $U_{cp} = 1,6$ кВ вблизи кончиков заостренных электродов наблюдаются искровые разряды. Разряды имеют вид вспыхивающих светящихся точек, одиночных либо возникающих группами (рис.4).

Их возникновение можно объяснить следующим образом. Амплитудные значения напряжения в этом случае равно $U_A=1,4U_{cp}=2,24$ кВ, а напряженность поля вблизи острия имеет порядок $E_r=U_A/r$, где r – радиус закругления, равный 0,2 мм.

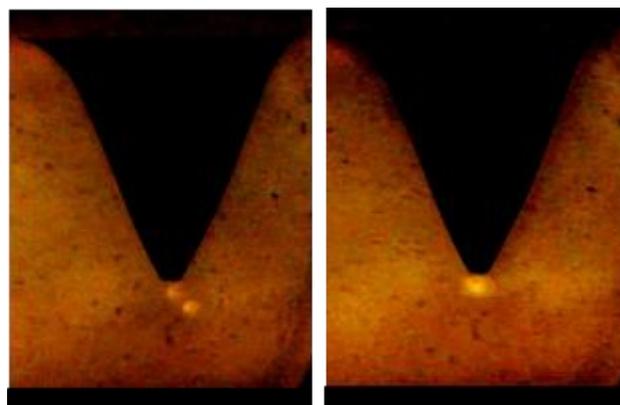


Рис. 4. Искровые разряды при $U_{cp} = 1,6$ кВ

В результате получаем, что E_r достигает значений более 100 кВ/см, что значительно превышает пробойное напряжение трансформаторного масла. Вдали от заострения амплитудная напряженность поля не превышает 23 кВ/см, что меньше пробойного значения. В силу переменного характера поля, заряды, образовавшиеся вблизи заострения, разряжаются на электроде, либо рекомбинируют в области заострения. Поэтому не возникает сквозной пробой, что всегда наблюдается при постоянном напряжении в сильных полях (напряжениях более 2 кВ/см).

IV. Выводы

1. В переменных полях частотой 50 Гц в системе электродах заостренный электрод – плоскость при межэлектродном расстоянии порядка 1 мм наблюдается МЭГДТ.
2. МЭГДТ обусловлено диссоциационной проводимостью.
3. Структуры МЭГДТ в переменных и постоянных полях существенно отличаются. Так, при постоянном напряжении течение имеет вид набегающей на плоскость струи, тогда как в переменном поле наблюдаются вихри, расположенные с боков заостренного электрода с формированием застойной области, расположенной на оси симметрии и прилегающей к плоскому электроду.
4. При больших напряжениях в переменных полях могут появляться искровые разряды, а сквозной пробой не наблюдается.

Литература

- [1] Жакин А.И. Электрогидродинамика. УФН, 2012, Том 182, №5. С. 495-520
- [2] Болога М.К., Гроссу Ф.П., Кожухарь И.А. Электроконвекция и Теплообмен, Кишинев: Штиинца: 1977, 320 с.
- [3] Стишков Ю.К., Остапенко А.А. Электрогидродинамические течения в жидких диэлектриках, Л.: Изд-во ЛГУ, 1989, 174 с.
- [4] Рубашов И.Б., Бортников Ю.С. Электрогазодинамика, М.: Атомиздат, 1971, 169 с.
- [5] Electrohydrodynamics, CISM courses and lectures N 380, Udine, Italy, SpringerWienNewYork: 1998, 363 p.
- [6] Кожевников И.В., Гросу Ф.П., Болога М.К. Характеристики многоступенчатого электрогидродинамического конвертора, Электронная обработка материалов. 2018, 54(5). С.68-74.
- [7] Болога М.К., Кожевников И.В., Мардарский О.И. Влияние электрического поля на процесс охлаждения плоской стенки. Электронная обработка материалов. 2009. № 2. С.17-19.
- [8] Zhakin A.I., Kuz'ko A.E., Belov P.A., Lazarev A.N. Study of the Transient Processes and the Effect of the Electrode's Surface Structure on the Heat Transfer in a Wire EHD Heat Exchanger // Surface Engineering and Applied Electrochemistry. 2011. Vol. 47, No.3. P. 242 – 247.
- [9] Мелчер Дж. Электрогидродинамика. Магнитная гидродинамика, №2, 1974, С.3-30.
- [10] Жакин А.И. Приэлектродные и переходные процессы в жидких диэлектриках. УФН, 2006, Том 186, №3. С. 289-310.
- [11] Бальян Р.Х., Сиверс М.А. Тиристорные генераторы и инверторы. Ленинград. Энергоиздат. Ленинград. отд-ние. 1982, 223 с.
- [12] M.K. Russel, P.R. Selvaganapathy, C.Y. Ching. Ion drag electrohydrodynamic (EHD) micro-pumps under a pulsed voltage. J. Electrostat. 2016, N 82. P. 48-54.
- [13] Atten P., Malriason B, Kani S.A. Electrohydrodynamic stability of dielectric liquids subjected to ac fields, J. Electrostat. 1982, N 12, P. 477-488.
- [14] Tobazeon R. Electrohydrodynamic instabilities and electroconvection in the transient and ac regime of unipolar injection in insulating liquids: a review. J. Electrostat. 1984 N 15, P. 359-384.
- [15] Atten P., Electrohydrodynamic instability and motion induced by injected space charge in insulating liquids, Dielectr. Electr. Insul., IEEE Trans. 1996, N 3. P. 1-17.
- [16] Жакин А.И., Кузько А.Е. Электроконвективный теплообмен через пограничные слои. Теплофизика высоких температур т.39, №5, 2001, С.1-4.
- [17] Жакин А.И. Редокс-системы в электрогидродинамике и расчет электроконвективных течений. Магнитная гидродинамика. N2, 1982, С.70-78.
- [18] Жакин А.И. Электрогидродинамика жидких диэлектриков на основе диссоциационно-инжекционной модели проводимости. Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа. N4, 1986, С.3-13.
- [19] Жакин А.И., Кузько А.Е. Наноразмерное изменение структуры поверхности электродов при ЭГД течениях. Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей: Сб. докладов, С.-Петербург, 2012, с.59-61

Влияние поверхностного модифицирования электродов на электрофизические свойства ЭГД-течений

А.Е. Кузько¹, А.П. Кузьменко¹, А.И. Жакин¹, А.В. Кузько¹, А.В. Куценко¹, П.А. Белов²

¹ *Естественно-научный факультет, ЮЗГУ, Курск, Россия*

² *Факультет физики, математики, информатики, КГУ, Курск, Россия*
e-mail slps315@yandex.ru

Abstract—The results of experiments to identify the effect of modification of electrode surfaces on the electrophysical properties of electroconvection in a liquid dielectric are presented. An exponential growth of the current-voltage characteristics on the low-voltage mode with cathodes scribed by a laser beam with a step of 80 μm and deposited with aluminum, chromium and nickel was found. The dissociation-recombination nature of the conduction mechanism for unsprayed scribed electrodes in low-voltage modes is established. The absence of a positive effect from the use of CNTs in the coating of the electrode was revealed.

Keyword— *micro- and nanostructures, local electric field gain, magnetron sputtering, laser scribing, field emission.*

I. Введение

Электрохимические загрязнения ЭГД-систем и эрозия поверхностных структур металла при инъекции зарядов [1], несмотря на возможность с помощью современного оборудования учесть геометрию структур поверхности в расчёте зарядообразования [2], затрудняют прогнозируемую работу и уменьшают ресурсные параметры ЭГД-систем. Выход из затруднительного положения может быть найден поиском электродных покрытий, которые исключают эрозию поверхности и в то же время способствуют зарядообразованию за счёт возможного туннелирования электронов через толщу покрытия. Так, например, в работе [3] указывается на обнаруженный эффект усиления зарядообразования с проволочных электродов покрытых лаком, в отличие от электродов с открытой поверхностью. В этом смысле актуальна экспериментальная проверка влияния различных покрытий на интенсивность ЭГД-течений в системе параллельных медных проволок.

II. Описание установки

Для устройств тепло- и массопереноса перспективна система проволочных электродов. Данный тип электродов обладает достаточно высокими напорно-расходными характеристиками. Исследование влияния структурирования поверхности проволочных электродов на электрофизические параметры ЭГД-системы в низковольтном режиме (до порога развитой электроконвекции) производилось на установке, принципиальная схема которой представлена на рисунке 1.

Испытуемые структурированные электроды в виде параллельных проволок 1 и 2 менялись как по полярности, так и по типу обработки (модификации). Структурирование поверхностей электродов производилось посредством скрайбирования лазерным лучом с заданным шагом 50 и 80 мкм и последующего магнетронного напыления металлов: алюминия, хрома и никеля. Обработка электродов данным методом представляет интерес за счет микро- и наноструктурирования их поверхностей.

Помимо микроструктурирования, полученного скрайбированием лазерным лучом с заданным шагом, в результате лазерной абляции, возникло наноструктурирование поверхностей электродов.

Вследствие магнетронного напыления покрытий на такую неоднородную поверхность в большинстве случаев происходит заглаживание наиболее мелких структур и увеличение крупных, за счет чего возникают отдельные пики, что должно благотворно сказываться на интенсивности электроконвекции.

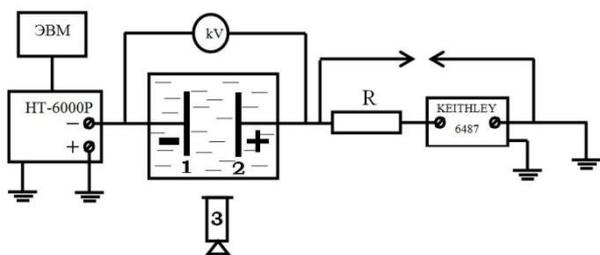


Рис. 1. Установка для исследования ВАХ в низковольтном режиме: 1 и 2 – испытуемые электроды, 3 – видеокамера

На рисунке 2 представлены снимки РЭМ с результатами обработки испытуемых электродов. Размеры образованных наноструктур в результате лазерного скрайбирования составляют 80 – 120 нм. Это отчетливо наблюдается на снимке РЭМ при большем увеличении (x40000) (рисунок 3).

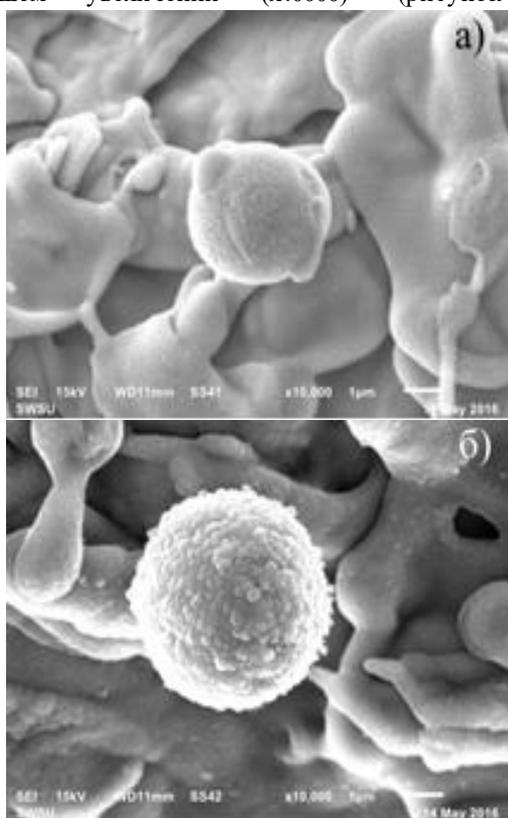


Рис. 2. РЭМ – изображения поверхностей электродов после лазерного скрайбирования (а) и скрайбирования с последующим магнетронным напылением алюминия

Образованные структуры на поверхности электрода с магнетронным напылением алюминия имеют размер ~ 200 – 300 нм.

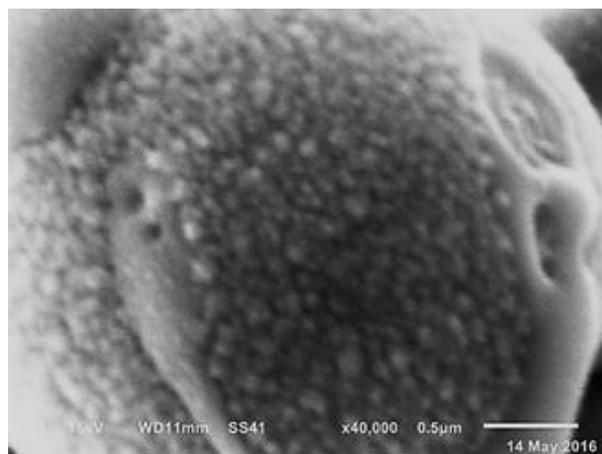


Рис. 3. Наноразмерные структуры на поверхности отдельной вершины образца без покрытия (чистая медь), скрайбирование лазером 50 мкм

III. Результаты

Исследования ВАХ испытуемых проволочных электродов с различными типами поверхностей проводились в низковольтном режиме с использованием для измерения токов пикоамперметра Keithley 6487. Инструментальная погрешность прибора на используемом пределе измерений 2 нА составляла ~ 10 фА, поэтому данной погрешностью можно пренебречь. В основном, влияние на результаты измерений оказывала случайная погрешность, которая заключается в расхождении показаний пикоамперметра для конкретного подаваемого на испытуемые электроды напряжения. Для ее определения при установленном подаваемом напряжении определялись минимальные и максимальные значения тока. По полученным данным строился график ВАХ для трех случаев: для максимальных, минимальных и усредненных значений тока и рассчитывались абсолютная и относительная погрешности.

ВАХ системы электродов с испытуемыми образцами медь без покрытия (чистая медь) и скрайбированными лазером с шагом 50 мкм и 80 мкм (мощность лазерного излучения 20 Вт, длина волны излучения – 1,06 мкм, частота повторения импульсов 20 – 500 кГц, длительность 4,2 нс, диаметр получаемого пятна воздействия составляет ~40 мкм.) в низковольтном режиме представлена на рисунке 5. Структурированные образцы исследовались как в качестве катода, так и анода при смене полярности. Вторым электродом в системе был образец без покрытия (чистая медь).

По данным ВАХ двух экспериментов с электродами без покрытий и электродов только

скрайбированных (рисунок 4) наблюдается сходство процессов возникновения электроконвекции – инжекция зарядов происходит лучше с положительно заряженного электрода.

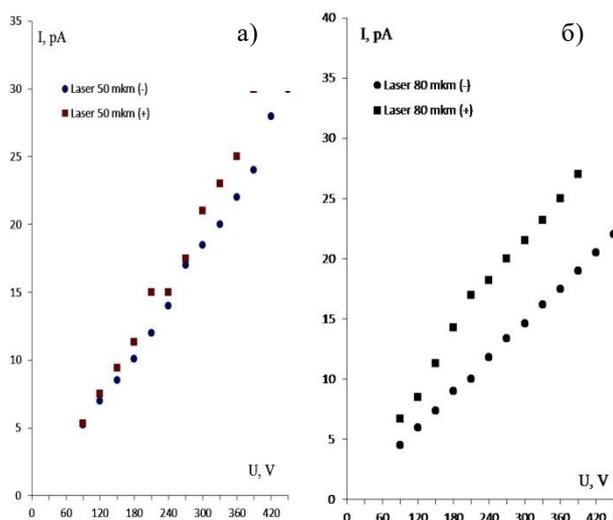


Рис. 4. ВАХ системы с проволочными электродами: а) скрайбирован с шагом 50 мкм; б) скрайбирован с шагом 80 мкм. Второй электрод эталонный чистая медь без обработки.

ВАХ для электродов скрайбированных с шагом 80 мкм с последующим напылением алюминием, хромом и никелем (длительность напыления 100 секунд на установке магнетронного напыления МВУ Магна Т) представлены на рисунках 5, 6.

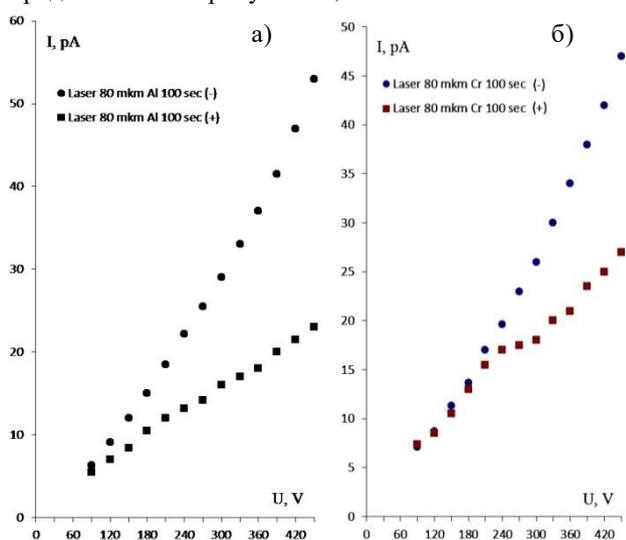


Рис. 5. ВАХ системы с проволочными электродами: а) скрайбирован с шагом 80 мкм и напылен алюминий; б) скрайбирован с шагом 80 мкм и напылен хром. Второй электрод эталонный – чистая медь без обработки.

ВАХ системы электродов, подвергнутых магнетронному напылению (рисунки 6, 7), показывает, что инжекция зарядов происходит интенсивнее, когда на испытуемый электрод подается отрицательный потенциал.

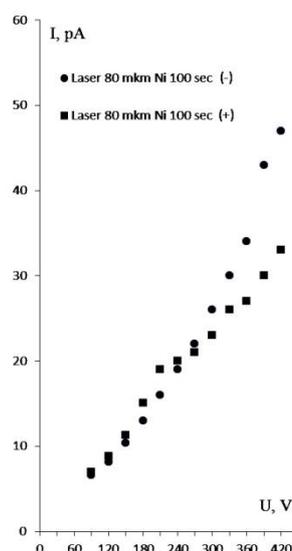


Рис. 6. ВАХ системы с проволочными электродами: скрайбирован с шагом 80 мкм и напылен никелем 100 сек. Второй электрод эталонный чистая медь без обработки.

В таблице 1 приведены основные токовые характеристики испытуемых электродов. Значения тока при подаваемом напряжении 450 В взяты из данных ВАХ в случае, когда испытуемые образцы являлись катодами. Количество полученных микроструктур на поверхностях скрайбированных электродов составило: для электродов с шагом 50 мкм – 700 структур; с шагом 80 мкм – 437 структур. Токи, рассчитанные на одну микроструктуру, представлены в таблице 1.

Таблица 1. Токовые характеристики испытуемых электродов (катодов)

Поверхность электрода	$I \cdot 10^{-12}$, А при U=450 В	$j \cdot 10^{-14}$, А / микроструктуру	Работа выхода, эВ
Без напыления, Cu, скрайбирование 50 мкм	30	4,29	4,53 – 5,1
Без напыления, Cu, скрайбирование 80 мкм	22	5,03	4,53 – 5,1
Напыление Al 100 сек, скрайбирование 80 мкм	53	12,13	4,06 – 4,26
Напыление Cr 100 сек, скрайбирование 80 мкм	47	10,76	4,5
Напыление Ni 100 сек, скрайбирование 80 мкм	53	12,13	5,04 – 5,35

Еще одним перспективным способом модификации проволочных электродов является нанесение на их поверхность покрытий с

включениями углеродных нанотрубок (УНТ). УНТ представляют интерес благодаря уникальному размерному эффекту – баллистической проводимости – отсутствию электрического сопротивления движению электрона внутри нанотрубок [4].

Для изготовления испытуемых электродов данного типа использовался полиуретановый лак Urethane Clear, в который добавлялись УНТ двух видов: УНТ Spano FloTube 9000 и УНТ, полученные пиролизическим методом в региональном центре нанотехнологий ЮЗГУ. Массовая доля УНТ в лаке составляла 1,5 %. Размешивание УНТ в лаке производилось ультразвуковым диспергатором УЗД1-1,0/22 в закрытых капсулах.

Предполагалось, что при покрытии поверхностей электродов таким лаком, УНТ, сориентированные в толще лака, создадут инжекционные токи, повышающие интенсивность ЭГД-течений. Визуализация течений между проволоками проводилась пузырьками воздуха по методике Стишкова Ю.К. [3]. Расстояние между электродами оставалось постоянным $\Delta x = 21$ мм и подавалось постоянное напряжение 20 кВ. Все полученные видеоматериалы были оцифрованы и обработаны. Для вычисления скоростей ЭГД-течений, видеозапись течения разбивалась на кадры длительностью 0.01 с. Далее выбирались кадры (рисунок 8), где пузырьки проходили в центральной области течения и по длине их треков определялась скорость. И по полученным значениям можно судить об инжекционной способности испытуемых электродов.

Результаты исследования не показали положительного эффекта от применения УНТ.

IV. Выводы

Исходя из полученных данных, можно сделать вывод, что ток, приходящийся на одну структуру выше у тех электродов, где структуры состоят из микро- и нанообразований полученных при лазерной абляции, а затем модифицированных дополнительно структурами металлов при магнетронном напылении. Наибольший ток у напылённых алюминием и никелем, причем значения одинаковы. Экспоненциальный рост ВАХ для этих электродов в качестве катодов, начинается практически в самом начале ВАХ, что косвенно свидетельствует об автоэлектронном эмиссионном характере зарядообразования. Ход такой зависимости отличен от считающейся эталонной по отношению к жидким диэлектрикам кривой Никурадзе [5]. Для ненапыленных скрайбированных электродов

низковольтные участки имеют стандартный вид линейной зависимости, причём если скрайбированный электрод выступает в качестве анода, то зависимости лежат выше. Это можно объяснить тем, что в данных системах преобладает диссоциационно-рекомбинационный механизм проводимости, при котором оказываются, задействованы ионы, образованные из молекул диэлектрика, распределённых по объёму диэлектрика, а разрядка на аноде (образование положительных ионов) при этом происходит интенсивнее, чем зарядообразование на катоде.

Кроме данного микроstructuring в результате лазерной абляции возникло структурирование меньшего порядка, в том числе и по вершинам борозд. Анализ которых при большом увеличении показал на наличие плотно расположенных наноструктур с размерами порядка 80-120 нанометров. При магнетронном напылении данные структуры сглаживаются, но получают ещё дополнительное структурирование.

Ожидаемого усиления интенсивности зарядообразования с электродов, покрытых лаком с УНТ, не наблюдалось. Наоборот, был выявлен спад проводимости в обоих случаях применения УНТ (в сравнении с полученными значениями скорости ЭГД-течений в системе медных проволочных электродов без покрытия). Предполагаемая баллистическая проводимость нанотрубок, при которой движение электронов внутри трубок происходило бы как по волноводу, без сопротивления, оказалась исключена слишком большой толщиной лака (несколько десятков мкм). УНТ так же находились в скрученном, разориентированном состоянии. Требуется изменить метод покрытия электродов с достижением упорядоченной ориентации УНТ в слое.

При исследовании электрофизических характеристик исследуемых электродных систем можно сделать следующие выводы:

1. Обнаружен экспоненциальный рост вольт-амперных характеристик на низковольтном режиме (от 0 до 450 В), при катодах скрайбированных лазерным лучом диаметром 80 мкм и напыленных алюминием, хромом и никелем, что свидетельствует на усиление инжекционного характера электропроводности системы микро- и наноструктурами данных электродов. Таким образом, рассмотренные модифицированные поверхности можно использовать как инжекторы отрицательных ионов.

2. Для ненапыленных скрайбированных электродов низковольтные участки имеют стандартный вид линейной зависимости, причём если скрайбированный электрод выступает в качестве анода, то зависимости лежат выше. Это говорит о том, что в данных системах преобладает диссоциационно-рекомбинационный механизм проводимости, при котором оказываются, задействованы ионы, образованные из молекул диэлектрика, распределённые по объёму диэлектрика и разрядка на аноде (образование положительных ионов) происходит интенсивнее, чем зарядообразование на катоде. Что можно объяснить более развитой поверхностью, вследствие лазерного испарения металла.

3. Не подтвержден положительный эффект повышения интенсивности ЭГД-течений при использовании УНТ в поверхностном лаковом слое электродов. Требуется изменение метода покрытия электродов с достижением упорядоченной ориентации УНТ в слое.

По полученным результатам выявлено, что использование скрайбированных электродов с напылением алюминия и никеля в устройствах тепло- и массообмена повысит их эффективность.

Литература

- [1] Кузько А.Е. Особенности изменения микрорельефа поверхностей электродов при электроконвекции в ПМС-50 / Известия Юго-Западного государственного университета. Серия: Физика и химия. 2014. № 1. С. 24-30.
- [2] Кузько А.Е., Кузьменко А.П., Лазарев А.Н. Использование АСМ в расчёте инъекции зарядов при электроконвекции. / Известия Юго-Западного государственного университета. Серия: Физика и химия. 2013. № 2. С. 032-037.
- [3] Стишков Ю.К., Остапенко А.А. Электрогидродинамические течения в жидких диэлектриках./ Ю.К. Стишков, А.А. Остапенко // – Ленинград.– Изд-во ЛГУ.– 1989.– 176 с.
- [4] Елецкий А. В., Транспортные свойства углеродных нанотрубок / УФН. 2009. Т. 179. № 3. С. 225–242
- [5] Никурадзе, А. Жидкие диэлектрики [Текст] (изолирующие жидкости) / А. Никурадзе ; пер. с нем. Г. Смышляева, ред. Ф. Квитнера. - М. Л. : ОНТИ, 1936. - 236 с.

Об одной модели предпробойных течений слабопроводящих жидкостей

М.С.Апфельбаум

Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, Россия
e-mail msa@ihed/ras/ru

Abstract— The theoretical model of electrohydrodynamic phenomena is proposed. Differential equations and boundary conditions are written. The analytical solutions for pre-breakdown volt-ampere characteristics calculations are obtained. The analogy between hydrodynamic jets and pre-breakdown weakly conductive liquid flows from thin high voltage-electrodes is discussed.

Keyword— volt-ampere characteristics, breakdown, conduction, electrohydrodynamics, weakly conductive liquid media, space charge

I. Введение

Используется Остроумовская модель [1] для анализа расчётных предпробойных вольт-амперных характеристик. Применяется та же система уравнений, что и в [2] без учёта влияния гидродинамики на искомые электродинамические характеристики. Для слабопроводящих жидкостей типа трансформаторного масла получена квазиэкспоненциальная зависимость в случае поля сферического конденсатора, из которой следует условие лапласовости предпробойного электрического поля, полученное нами ранее в [3] приближённо.

II. Теоретическая модель и результаты

Для объемных концентраций зарядов и примесей выполняются следующие неравенства в случае слабопроводящих неочищенных сред

$$\begin{cases} n_{\pm} \ll n_a \\ n_p \ll n_a \end{cases} \quad (1)$$

Первое из неравенств (1) можно считать условием слабой ионизации или одним из условий слабой проводимости рассматриваемых сред. При этом предполагаем, что скорость объемной ионизации или диссоциации является известной термодинамической функцией концентрации нейтралов и примесей, а также температуры и величины напряжённости электрического поля. Кроме того, рекомбинацию зарядов предполагаем двухчастичной.

$$W_I = W_I(n_a, n_p, T, |E|) = W_I(n_a, n_p, T, 0) f(|E|) \quad (2)$$

$$\begin{cases} W_r = K_r n_+ n_- \\ K_r = \frac{(b_+ + b_-) |e|}{\varepsilon \varepsilon_0} \end{cases} \quad (3)$$

Выражение, используемое нами для K_r , было получено Ланжевенем в 1903 году, а в 1934 году Онзагером для слабых электролитов. Онзагер теоретически обосновал также слабое влияние предпробойных макроскопических электрических полей, самосогласованных с полем образующегося в физически бесконечно малом объёме нескомпенсированного заряда на величину коэффициента такой двухчастичной ионной рекомбинации, в отличие от их достаточно сильного влияния на коэффициент обратной рекомбинации реакции- диссоциации рассматриваемых им слабых жидких электролитов. Формула Ланжевена применима и для плотных газов с химическими реакциями, а также для твёрдых слабопроводящих квазинейтральных сред, в которых ионная проводимость бесконечно малого физического объёма значительно сильнее соответствующей электронной. Такая проводимость может быть обусловлена наряду с диссоциацией нейтральных молекул с ионными

химическими связями ионизацией нейтралов с соответствующими ковалентными связями, обусловленной отрывом электрона от атома одной нейтральной частицы с достаточно низким потенциалом ионизации и его прилипанием к другой, атом которой обладает достаточно высоким сродством к свободному электрону.

Для коэффициента диффузии зарядов используем более известное, чем формула Ланжевена, соотношение Нернста-Эйнштейна.

$$D_{\pm} = \frac{k_B T b_{\pm}}{|e|} \quad (4)$$

Для функции, описывающей скорость роста ионизации или диссоциации среды, либо её примесей в предпробойных самосогласованных с полем объёмного заряда электрических полях, используем известное выражение, полученное Френкелем

$$f(\vec{E}) = \exp(\beta |\vec{E}|^2); \beta = \frac{|e|^2}{\sqrt{\pi \epsilon \epsilon_0} k_B T} \quad (5)$$

В этих условиях система уравнений зарядообразования при равных по величине подвижностях положительных и отрицательных зарядов была выведена для исследуемых слабопроводящих жидкостей и плотных газов автором настоящей работы, например, в [2]. Осуществлялось при таком выводе в используемых нами достаточно традиционных макроскопических уравнениях неразрывности с учётом рождения и гибели заряженных компонент их смеси с нейтралами простое математическое преобразование от переменных n_{\pm} к другим электрофизическим локальным переменным бесконечно малого физического объёма. А именно, к переменным плотности объёмного заряда, образующегося в рассматриваемой среде при наложении сильных приложенных электрических полей и равного разности объёмных концентраций зарядов

$q = (n_+ - n_-)e$ и проводимости вплоть до электрического пробоя всей среды

$\sigma = (n_+ + n_-)be$. Уравнения макроэлектролиники при математическом переходе от концентраций ионной компонент рассматриваемой жидкой смеси к этим переменным с учётом (3) выглядят таким образом

$$\frac{\partial q}{\partial t} + (\vec{V}, \nabla q) - \frac{k_B T b}{|e|} \Delta q + (\vec{E}, \nabla \sigma) = -\frac{q\sigma}{\epsilon \epsilon_0}, \quad (6A)$$

$$\Delta \phi = -\frac{q}{\epsilon \epsilon_0},$$

= 0 (6B)

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + (\vec{V}, \nabla \sigma) + b^2 (\vec{E}, \nabla q) - \frac{k_B T b}{|e|} \Delta \sigma - \frac{\sigma^2}{\epsilon \epsilon_0} \exp(\beta |\vec{E}|^2) + \frac{\sigma^2}{\epsilon \epsilon_0} = 0.$$

Электродинамические уравнения (6) следует математически дополнительно замкнуть гидродинамическими. Уравнение типа принятых в литературе общих дифференциальных макроскопических уравнений неразрывности, которое следует из закона сохранения всей массы среды или, при нами выписанных выше условиях (1), её нейтральной компоненты, выглядит для несжимаемых сред так

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

К уравнению неразрывности в случае (7) можно добавить только уравнение для импульса, не рассматривая при этом для несжимаемых сред уравнение энергии. Выпишем импульное уравнение здесь в виде уравнения переноса вихрей

$$\vec{\chi} = \text{rot} \vec{V} \quad (8)$$

$$\rho \frac{d\vec{\chi}}{dt} - \rho (\vec{\chi}, \nabla) \vec{V} - \rho \nu \Delta \vec{\chi} = 2[\nabla q, \vec{E}] \quad (9)$$

Начальные общие условия для выписываемых уравнений выглядят так

$$q(t=0)=V(t=0)=0; \alpha(t=0)=\alpha; \quad (10)$$

Общим граничным условием для рассматриваемых вязких сред является условие их прилипания $M=0$ на твёрдых границах [4.]

Аналитическое решение для распределения потенциала высоковольтной сферы получено нами из выписанных выше уравнений в [2] при выведенных из них там же условиях квазинейтральности рассматриваемых слабопроводящих сред в предпробойных полях. Оно выглядит таким образом

$$\phi(r) = \left(\frac{I}{4\pi\sigma_0} \right)^{\frac{1}{2}} \left[\frac{8}{\beta} - \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\tau\sigma_0}} \left(|\vec{E}|^{\frac{1}{2}} + \frac{8}{\beta} \right) \right] * \text{sign}(\phi(r_0)).$$

$$|\vec{E}| \exp\left(\frac{\beta}{2} |\vec{E}|^{\frac{1}{2}}\right) = \frac{I}{4\pi\sigma_0 r^2}; |\phi(r_0)| = U. \quad U(11)$$

Из (11) получается квазиэкспоненциальная формула для вольт-амперной характеристики сферического конденсатора, из которой следует рост тока с уменьшением межэлектродного расстояния при фиксированном U . Кроме того, с учётом монотонного убывания распределения потенциала (11) вдоль радиальной координаты нетрудно получить выведенное нами приближённо в [3] условие слабого влияния поля образующегося объёмного в рассматриваемой жидкости на это распределение. При этих условиях из (11) получается известное из электростатики стационарное распределение потенциала уединённой заряженной сферы в слабопроводящей, диэлектрической среде, которое пропорционально $1/r$. По (11) может быть получено распределение плотности кулоновской силы qE . Оно резко убывает с ростом расстояния от высоковольтного электрода, создающего сильное неоднородное электрическое поле в рассматриваемой слабопроводящей жидкости. Это позволяет использовать аналогию предпробойных течений от тонких высоковольтных электродов [2]/ D с гидродинамическими струями связкой несжимаемой жидкости [4]. При проведении настоящей работы определены границы применимости такой аналогии.

Показано, что при униполярной проводимости, более характерной для внешней зоны коронного разряда слабоионизованных газов [5] такая аналогия неприменима. (Отметим, что униполярные решения были также получены в [6] и из системы уравнений 6)-(9), соответствующей описываемой в настоящей работе теоретической модели). Кроме того, нами показано, что ввиду вышеуказанного граничного условия прилипания такая аналогия неприменима для течений у высоковольтных электродов. Поэтому по описываемой в настоящей работе модели нами проводились в [7] и численные решения течений у таких электродов для геометрии "провод над плоскостью".

Благодарности

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект №18-0800136)

Обозначения

- σ_0 – низковольтная проводимость среды
- U – приложенное электрическое напряжение
- d – межэлектродное расстояние
- e – заряд протона
- k_B – постоянная Больцмана
- D – коэффициент диффузии
- b – коэффициент подвижности
- q – объёмная плотность заряда
- V – скорость движения среды
- n – концентрация
- E – напряженность электрического поля
- S – площадь поверхности
- r – радиальная координата
- t – время

χ – завихренность
 ε – диэлектрическая проницаемость
 I – сила тока
 f – функция скалярного или векторного аргумента

Литература

- [1] Остроумов Г., А Взаимодействие электрических и гидродинамических полей. М.: Наука, 1978. 340 с.
- [2] Апфельбаум М. С. Электрохимия, 1986, вып. 11, с. 163-174
- [3] Апфельбаум М. С., Полянский В. А. Магнитная гидродинамика, 1982, №1, с. 71-767
- [4] Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М. Гидромеханика М.? Наука 1988, 780с.
- [5] Райзер Ю. П. Физика газового разряда, М., Наука, 1992/536с.
- [6] Апфельбаум М. С./Электронная обработка материалов, 2007, №1, с. 31-46
- [7] Apfelbaum M. S. Doludenko A. N. Matematical montesnigri, 2017, voXL, p. 90-981

Вывод уравнений гидродинамики методом размерностей

Ф.П. Гросу, М.К. Болога, О.В. Моторин

Институт прикладной физики, Кишинев, Молдова

e-mail: mbologa@phys.asm.md

Abstract — The idea of applying dimensional analysis to solve hydrodynamic problems related to convective transfer of a liquid medium is presented. In particular, the equations of continuity, thermal conductivity, diffusion, ideal motion (Euler) and viscous fluids (Navier-Stokes) as well as some equations from the field of electrohydrodynamics, are derived on this basis. The dimensional method is used to solve the problem of the presence of two viscous friction forces: slip and deformation (with “compression-tension” in a compressible fluid). Formulas for these forces are obtained.

Keyword — convective transfer, equations of continuity, motion, heat conductivity, diffusion, electrohydrodynamics, viscosity forces.

I. Введение

Законы гидродинамики обычно отражают математическую зависимость определенной физической величины от времени $F(t)$, которая меняется локально, а также за счет конвективного переноса [1-2]:

$$dF/dt = \partial F/\partial t + (\mathbf{v} \cdot \nabla)F = \partial F/\partial t + \mathbf{v} \cdot \text{grad } F, \quad (1)$$

где $\mathbf{v}(v_x, v_y, v_z)$ - поле скоростей. Если бы правая часть (1) была известна, то мы располагали бы уравнением (законом) эволюции величины $F(t)$. Поэтому сущность вывода уравнений гидродинамики и состоит в установлении правой части (1). В соответствие с представлениями метода размерностей нами предлагается искать решение в виде [3]:

$$\partial F/\partial t + (\mathbf{v} \cdot \nabla)F = \mu \cdot \nabla^k \cdot F^l \cdot \mathbf{v}^m \cdot p^n \Rightarrow [\partial F/\partial t + (\mathbf{v} \cdot \nabla)F] = [\mu] \cdot [\nabla]^k \cdot [F]^l \cdot [\mathbf{v}]^m \cdot [p]^n \quad (2)$$

где μ - поправочный множитель, p - давление; (k, l, m, n) - показатели степеней, подлежащие определению методом размерностей из (2). При этом допускаются и произведения векторного типа и могут понадобиться дополнительные сведения, а иногда правую часть удается установить методом «пробных функций», с последующей проверкой адекватности полученных результатов.

II. Методология

Методология решения поставленных задач, т. е. вывода уравнений гидродинамики, прояснится по мере осуществления намеченной цели. С математической точки зрения придется иметь дело с составлением и решением систем линейных алгебраических уравнений, но этому этапу предшествует стадия физическая, состоящая в составлении и наборе перечня, физически существенных для рассматриваемого процесса параметров, определяемых и определяющих, а также процедуры по установлению размерностей соответствующих величин.

III. Результаты

1. Уравнение сохранения массы (неразрывности)

Полагаем $F = \gamma$ - массовой плотности и дополняем правую часть (1) «пробной функцией» $(-\gamma \cdot \nabla \mathbf{v})$ с множителем $\mu = -1$; получим известный результат [2]:

$$d\gamma/dt = \partial\gamma/\partial t + (\mathbf{v} \cdot \nabla)\gamma = -\gamma \cdot (\nabla \cdot \mathbf{v}) \Rightarrow \partial\gamma/\partial t + \nabla \mathbf{i} = 0, \quad \mathbf{i} = \gamma \mathbf{v}. \quad (3)$$

Добавим лишь, что прямым методом размерностей (уравнений) задача решается гораздо сложнее.

2. Уравнение конвективной теплопроводности

Исходим из уравнения размерностей

$$[dT/dt] = [a] \cdot [\nabla]^m \cdot [T]^n \cdot [v]^l \Rightarrow \theta \cdot T^{-1} = L^2 \cdot T^{-1} \cdot L^{-m} \cdot \theta^n \cdot L^l \cdot T^{-l}$$

$$\Rightarrow m = 2; n = 1; l = 0. \Rightarrow \partial T / \partial t + \mathbf{v} \nabla T = a \cdot \nabla^2 T. \quad (4)$$

Здесь a – коэффициент температуропроводности; θ – единица измерения температуры.

3. Уравнение конвективной диффузии

Аналогично предыдущему случаю

$$[dc/dt] = [D] \cdot [\nabla]^m \cdot [c]^n \cdot [v]^l \Rightarrow k \cdot T^{-1} = L^2 \cdot T^{-1} \cdot L^{-m} \cdot k^n \cdot L^l \cdot T^{-l}$$

$$\Rightarrow m = 2; n = 1; l = 0. \Rightarrow \partial c / \partial t + \mathbf{v} \nabla c = D \cdot \nabla^2 c. \quad (5)$$

4. Уравнения движения идеальной жидкости (Эйлера)

$$[\gamma(\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v}] = [f_p = f_p(\nabla, p, \mathbf{v})] \sim [\mu] \cdot [\nabla]^m \cdot [p]^n \cdot [v]^l, \quad m = 1; n = 1; l = 0 \rightarrow \nabla p$$

$$\gamma[\partial \mathbf{v} / \partial t + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v}] = -\nabla p \quad (6)$$

5. Уравнения движения вязкой жидкости (Навье – Стокса).

Сила вязкого трения:

$$\mathbf{f}' = \mathbf{f}'(\eta, \nabla, \mathbf{v}, p) = \eta \cdot \nabla^m \cdot \mathbf{v}^n \cdot p^k, \quad (\mu = \eta, \zeta)$$

$$M \cdot L^{-2} \cdot T^{-2} = M \cdot L^{-1} \cdot T^{-1} \cdot L^m \cdot (L \cdot T^{-1})^n \cdot M^k \cdot (L^{-1} \cdot T^{-2})^k \Rightarrow m = 2; n = 1; k = 0.$$

$$\Rightarrow \mathbf{f}' = \eta \cdot (\nabla \cdot \nabla) \mathbf{v} = \eta \cdot \nabla^2 \mathbf{v}, \quad \mathbf{f}'' = \zeta \cdot \nabla(\nabla \cdot \mathbf{v}) \equiv \zeta \cdot \text{grad}(\text{div} \mathbf{v})$$

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{v}) = \text{rot}(\text{rot} \mathbf{v}) \equiv \nabla \cdot (\nabla \cdot \mathbf{v}) - \nabla^2 \mathbf{v} \quad (7)$$

6. Уравнение Навье – Стокса в наиболее распространенном виде [2-5]:

$$\gamma[\partial \mathbf{v} / \partial t + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v}] = -\nabla p + \mathbf{f}' + \eta \cdot \nabla^2 \mathbf{v} + (\zeta + \eta / 3) \cdot \nabla(\nabla \cdot \mathbf{v}) \quad (8)$$

IV. Дискуссия

Простой метод размерностей позволил вывести основные уравнения гидродинамики и очевидно, возможно обобщение на вывод более общих уравнений электромагнитной гидромеханики (ЭМГД).

За последние десятилетия свои научные позиции закрепила электрическая гидродинамика (ЭГД) [6], изучающая гидромеханическое поведение диэлектрических и слабопроводящих жидкостей в электрических полях. В случае ЭГД взаимодействие среды с электрическим полем осуществляется, как правило, чисто кулоновскими силами:

$$\vec{f}_E = \rho \cdot \vec{E},$$

где ρ – объемная плотность свободных электрических зарядов в среде; \vec{E} – вектор напряженности электрического поля. Особенно просто выглядит кулоновская сила в случае коронного разряда, то есть в условиях униполярной электропроводимости, когда

$$\vec{j} = k \rho \vec{E} \quad \Rightarrow \quad \vec{f}_E = \rho \vec{E} = \vec{j} / k,$$

где \vec{j} – плотность тока; k – подвижность ионов знака коронирующего электрода, то есть составляющей носителей, обеспечивающих ток. Приведенные выражения могут порознь или совместно фигурировать в уравнениях движения, дополненные уравнениями электрического поля (Максвелла).

V. Выводы

1. Изложена общая идея применения анализа размерностей в целях вывода уравнений гидро- и электрогидродинамики.
2. На этой основе выведены уравнения: неразрывности, теплопроводности, диффузии, движения идеальной (Эйлера) и вязкой жидкостей (Навье-Стокса).

3. Методом размерностей решен вопрос о наличии двух сил вязкого трения: скольжения и деформации (при «сжатии-растяжении» в сжимаемой жидкости). Найдены компактные формулы для этих сил.

Литература

- [1] Лыков А.В. Тепломассообмен. Справочник. М.: Энергия, 1978. 463 с.
- [2] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. Теоретическая физика. Т. 6. М.: Наука, 1986. 736 с.
- [3] Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1977. 440 с.
- [4] Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. Ч. 2. М.: Физматгиз, 1963. 728 с.
- [5] Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Дрофа, 2003. 840 с.
- [6] Болога М.К., Гросу Ф.П., Кожухарь И.А. Электроконвекция и теплообмен. Кишинев: Штиинца, 1977. 319 с.

Структура электрогидродинамических течений в переменном поле

Ю.К. Стишков¹, А.А. Коротков¹

¹ Физический факультет, СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия
e-mail: y.stishkov@gmail.com

Abstract — The paper presents the results of the study of the structure of EGD-flows in variable electric field. The computer model is based on a complete system of EHD equations, the electrode system of the needle-plane, the injection at the electrodes is proportional to field strength. The characteristic frequency of the electric field is determined by the characteristic time for the development of the EHD flow. The paper presents an analysis of the original structures of EGD-flow at different frequencies of sinusoidal voltage by amplitude 5 kV. The spatial charge structure of the Central jet depends on the time and it has a bipolar character, and the velocity structure of the flow is significantly different from the structure of a current at a constant voltage. Changing the structure of the volume charge and the velocity of the Central jet of the EGD-flow occurs periodically, with a period equal to the period of voltage change. The structure of the EGD-flow is essentially changes when the frequency of the applied voltage, and with a decrease in frequency direction of flow is maintained and the modulus of flow rate increases.

I. Введение

Электродинамические течения в постоянном электрическом поле формируются за определенное характерное время t_0 , зависящее от напряжения, уровня инжекции и проводимости исследуемой жидкости. За это время струйка, заряженная одноименно с инжектирующим электродом, пересекает межэлектродный промежуток. При воздействии переменным напряжением периодом T структура ЭГД-течений окажется значительно сложнее, т.к. при изменении полярности напряжения изменится знак вводимого в жидкость инжектируемого заряда. Структура возникающих ЭГД-течений будет существенно зависеть от соотношения характерных времен T и t_0 .

Данная работа посвящена компьютерному моделированию электрогидродинамических течений,

возникающих в жидких диэлектриках при воздействии переменного напряжения.

Система уравнений электрогидродинамики, описывающая ЭГД-процессы в несжимаемых жидких диэлектриках, состоит из уравнения Нернста–Планка для положительных и отрицательных ионов (1–2), закон Гаусса в дифференциальной форме (3), уравнения связи напряженности электрического поля с потенциалом (4), уравнения Навье–Стокса (5) и уравнения неразрывности среды (6).

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + \operatorname{div}(-D\nabla n_+ + Z_+ e b n_+ \vec{E} + n_+ \vec{u}) = W_0 - \alpha_r n_+ n_- \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_-}{\partial t} + \operatorname{div}(-D\nabla n_- + Z_- e b n_- \vec{E} + n_- \vec{u}) = W_0 - \alpha_r n_+ n_- \quad (2)$$

$$\operatorname{div}(\vec{E}) = \frac{\rho}{\varepsilon \varepsilon_0} \quad (3)$$

$$\vec{E} = -\nabla \varphi \quad (4)$$

$$\gamma \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \gamma(\vec{u}, \nabla) \vec{u} = -\nabla P + \eta \Delta \vec{u} + \rho \vec{E} \quad (5)$$

$$\operatorname{div}(\vec{u}) = 0 \quad (6)$$

Здесь ρ — объемная плотность заряда, \vec{j} — плотность тока, n — концентрация ионов, D — коэффициент диффузии, Z — зарядовое число иона, e — элементарный заряд, b — подвижность ионов, \vec{u} — скорость жидкости, W_0 — интенсивность диссоциации, α_r — коэффициент рекомбинации, \vec{E} — напряженность электрического поля, $\varepsilon, \varepsilon_0$ — диэлектрические проницаемости жидкости и вакуума, φ — потенциал электрического поля, γ — механическая плотность жидкости, η — динамическая вязкость жидкости, P — давление.

В данной работе использовалось приближение, при котором проводимость жидкости считалось равной $\sigma = 1$ пСм/м.

Исследуемая система представляет собой цилиндрическую кювету, в которую помещена игла — активный электрод, пассивным электродом является дно кюветы. Для расчетов была реализована двумерная осесимметричная конечноэлементная модель. Высота кюветы 20 мм, ширина кюветы 15 мм,

длина межэлектродного промежутка 7 мм. Радиус иглы и радиус закругления острия 0.1 мм (Рис.1).

Моделирование проводилось в Comsol Multiphysics с использованием 3 модулей: электростатика, ламинарное течение и транспортный модуль для концентрации ионов.

Задавались следующие граничные условия: условие прилипания на поверхность кюветы и иглы, условие осевой симметрии на боковую грань модели. Опорное давление $P_0 = 0$. Дно кюветы — пассивный электрод заземлен. На иглу задавался переменный электрический потенциал, который изменялся со временем по закону:

$$V = V_0 \cos(2\pi\nu t),$$

где $V_0 = 5$ кВ, $\nu = 2$ Гц. Выбор частоты переменного потенциала взят из расчета, чтоб за четверть периода струйка первоначального инжектируемого заряда доходила до середины межэлектродного промежутка ($T = 0,5$ с).

На поверхности игольчатого электрода задавалась зависимость плотности тока инжекции:

$$j(E) = A * (E - E_{st}) * \vartheta(E - E_{st}),$$

где $A = 1 * 10^9$ 1/(В * м * с), $E_{st} = 5 * 10^6$ В/м, $\vartheta(E - E_{st})$ — функция Хэвисайда.

Общий вид модели, а также граничные условия приведены на рис.1.

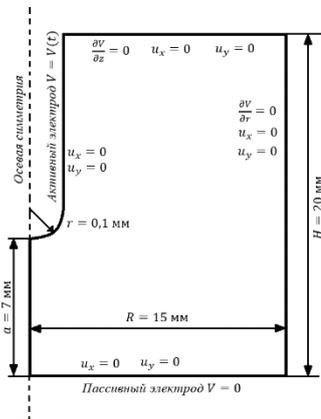


Рис.1. Граничные условия и геометрические размеры.

Физические свойства жидкости соответствуют трансформаторному маслу: механическая плотность $\gamma = 850 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$, диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 2.2$, динамическая вязкость $\eta = 0.02$ Па * с.

II. Результаты

Время установления ЭГД-течений при включении постоянного напряжения 5 кВ составляет $t_0=0.3$ с. Распределение Кулоновской силы в режиме установившегося течения неизменно и определяет

типичную зарядовую и скоростную структуру ЭГД течения: от игольчатого электрода к плоскому распространяется тонкая струйка объемного заряда, скоростная структура: у игольчатого электрода короткая зона ускорения, далее зона квазиоднородного течения и зона торможения у плоского электрода. При воздействии переменного напряжения картина изменяется. Ток инжекции носит периодический характер, однако, благодаря пороговому характеру инжекции изменение тока инжекции не соответствует напряжению (см. рис.2).

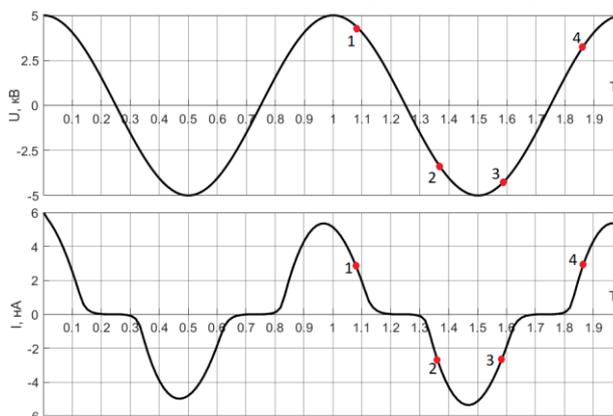


Рис.2. Осциллограмма напряжения и тока, точками отмечены характерные моменты.

Ток инжекции не равен нулю в течении четверти периода в положительной и отрицательной полупериодах напряжения, причем ток инжекции меняет знак вместе с изменением знака напряжения. Поэтому зарядовая структура центральной струи периодически изменяется синхронно с изменяющимся током инжекции. Действующая Кулоновская сила также носит периодический характер, однако она, в отличие от заряда, не изменяет знака. Можно отметить, что ток инжекции несколько отстает от напряжения по фазе. Рассмотрим зарядовую и скоростную структуру центральной струи ЭГД-течения в моменты времени соответствующие 1.1, 1.35, 1.6 и 1.85 Т при воздействии переменным напряжением с частотой 8, 2 и 0.5 Гц. После первого полупериода инжекция происходит в заряженную жидкость. В указанные моменты ток инжекции равен половине от максимального значения.

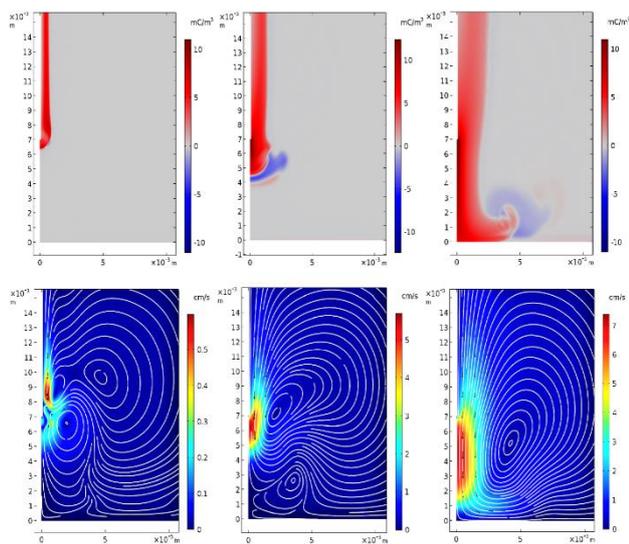


Рис. 3. Распределение объемного заряда (вверху) и скорости (внизу) в момент времени $1.1T$ для частот питающего напряжения 8, 2, и 0.5 Гц. ($T=0.125$ с, $T=0.5$ с, $T=2$ с).

Рассмотрим безразмерный параметр $R=0.25T/t_0$. Для рассмотренных частот $R= (0.1, 0.41 \text{ и } 1.7)$ Этот параметр характеризует глубину проникновения заряженной струйки вглубь межэлектродного промежутка за четверть периода воздействующего напряжения, пока инжекционный ток не равен нулю. Как видно из рис. 3 при частоте 8 Гц заряженная струйка проникает на глубину порядка $0.1 l_0$, при частоте 2 Гц примерно на половину от длины МЭП, а при частоте 0.5 Гц заряженная струйка полностью перекрывает межэлектродный промежуток.

За половину периода положительной полуволны напряжения происходит инжекция положительного заряда с игольчатого электрода. Чем меньше частота, тем глубже заряженная струйка успевает проникнуть в межэлектродный промежуток. Это приводит к тому, что при частоте 8 Гц заряженная струйка практически не возникает, а приэлектродный заряженный слой имеет толщину всего $0.1 l_0$ и локальное ЭГД-течение развивается только у острия иглы, при частоте 2 Гц длина заряженной струйки составляет $0.4 l_0$ и ЭГД-течение локализовано в верхней половине МЭП, а при частоте напряжения в 0.5 Гц за время положительной полуволны заряженная струйка успевает пересечь межэлектродный промежуток до плоского электрода и растекается по его поверхности при этом ЭГД-течение жидкости происходит во всем межэлектродном промежутке.

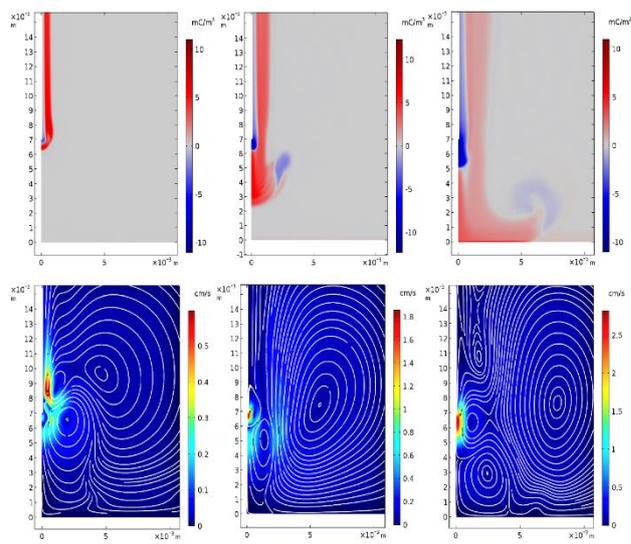


Рис. 4. Распределение объемного заряда (вверху) и скорости (внизу) в момент времени $1.35T$ для частот питающего напряжения 8, 2, и 0.5 Гц. ($T=0.125$ с, $T=0.5$ с, $T=2$ с).

При отрицательной полуволне напряжения (см. рис 4-5, 1.35 и $1.6T$) игольчатый электрод начинает инжектировать отрицательный заряд и в жидкости распространяется отрицательная заряженная струйка, в которой Кулоновская сила, как и ранее направлена от игольчатого электрода. Однако эта струйка распространяется не в нейтральной жидкости, а упирается в остатки положительной струи, оставшейся с прежнего полупериода напряжения. На эту часть струи действуют Кулоновские силы в противоположном направлении. Поэтому возникающие в этот полупериод ЭГД-течения при частотах 8 и 2 Гц имеют сложную четырехячеистую структуру: противоположно заряженные части заряженных струй направлены навстречу друг другу. Однако при относительно малой частоте 0.5 Гц, когда безразмерный параметр $R>1$, отрицательная струя пересекает МЭП, а остатки противозаряда сносятся к плоскому электроду в область пониженного поля и поэтому встречное течение практически не проявляется. В этом случае течение направлено от игольчатого электрода, а его структура близка к структуре развитого ЭГД-течения, возникающего при постоянном напряжении: заряженная центральная струя пересекает межэлектродный промежуток, скоростная структура центральной струи течения имеет короткую зону ускорения, лежащую у инжектирующего электрода, далее следует длинная зона квазиоднородного течения, перед плоским электродом находится зона торможения.

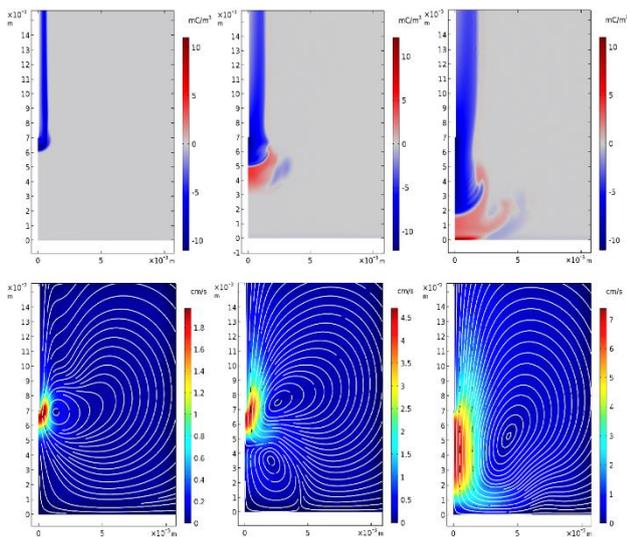


Рис. 5. Распределение объемного заряда (вверху) и скорости (внизу) в момент времени 1.6T для частот питающего напряжения 8, 2, и 0.5 Гц. (T=0.125 с, T=0.5 с, T=2 с).

В момент времени 1.6T почти при всех частотах наблюдаются однонаправленное течение. Отличие заключается в расположении области ускорения и интенсивности течения. Наибольшая максимальная скорость наблюдается при частоте питающего напряжения 2 Гц, эта скорость близка к значению максимальной скорости в аналогичной системе, но с постоянным напряжением (7.5 см/с против 8 см/с). При частоте (2 Гц) область с объемным зарядом противоположным инжектирующему находится сравнительно близко к активному электроду, что приводит к образованию встречных течений.

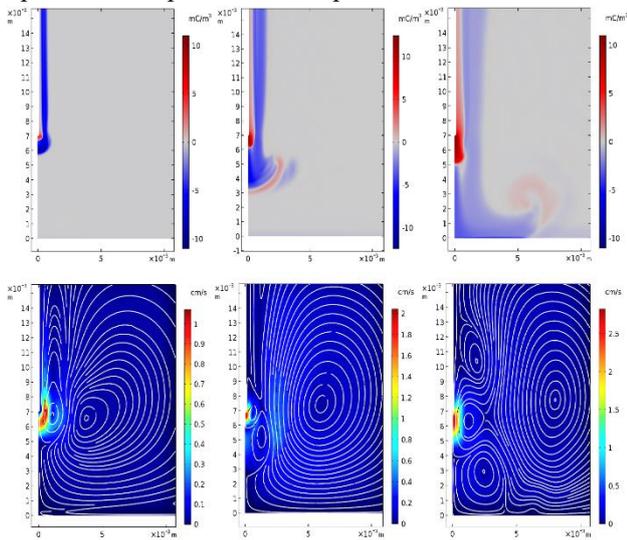


Рис. 6. Распределение объемного заряда (вверху) и скорости (внизу) в момент времени 1.85T для частот питающего напряжения 8, 2, и 0.5 Гц. (T=0.125 с, T=0.5 с, T=2 с).

В начале следующей положительной полуволны напряжения картина повторяется. От игольчатого

электрода распространяется струйка положительного заряда, длина положительной струйки возрастает с ростом параметра R. В случае, когда R равно 0.1 и 0.4 продольная структура струйки носят биполярный характер, а ЭГД-течение носит встречный характер, при R=1.7 продольная зарядовая структура центральной струи не изменяет знака, а ЭГД-течение направлено от игольчатого электрода к плоскому. Структурно течение похоже на аналогичный момент для отрицательной полуволны (рис. 4 и 6) Далее картина течения повторяется. Таким образом при инжекции, зависящей от полярности напряжения, структуры ЭГД-течений, возникающих при воздействии положительной и отрицательной полуволны напряжения, идентичны и зависят от безразмерного параметра R. Поэтому изменение модуля максимальной скорости ЭГД-течений в этих условиях происходит с удвоенной частотой (см. рис. 7). Видно, что при высоких частотах питающего напряжения, когда глубина проникновения заряженной струйки меньше длины МЭП, зависимость максимальной скорости от времени носит знакопеременный характер, что связано с биполярной структурой центральной струи. С уменьшением частоты питающего напряжения, а, следовательно, увеличением глубины проникновения заряженной струйки за полупериод напряжения скорость течения перестает изменять знак, однако зависимость максимальной скорости течения от времени носит периодический характер, причем частота изменения скорости также удвоена. Дальнейшее уменьшение частоты питающего напряжения не вносит существенных изменений в структуру возникающих ЭГД-течений.

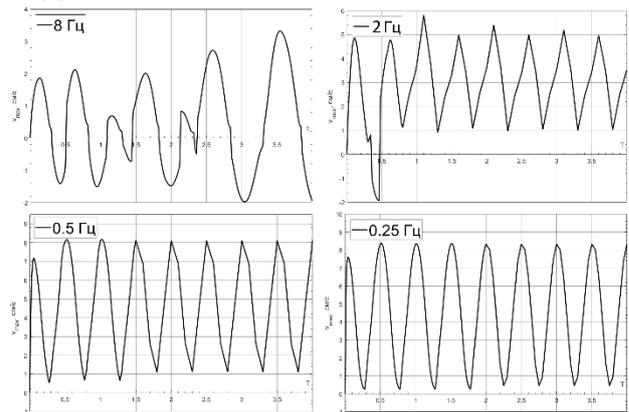


Рис. 7. Зависимость максимальной скорости ЭГД-течения от времени при различных частотах питающего напряжения: R=0.1, 0.4, 1.6, 3.3.

III. Выводы

- Проведено моделирование ЭГД-течений при воздействии переменного электрического поля в характерном диапазоне характерных частот. Определен безразмерный параметр R , равный отношению периода питающего напряжения к характерному времени ЭГД-течений.
- Установлено, что изменение знака объемного заряда центральной струи ЭГД-течения происходит периодически, с периодом равным полупериоду изменения напряжения.
- При малых значениях R продольная структура центральной струи носит знакопеременный характер, при значениях $R > 1$ изменение знака заряда в продольном распределении не происходит.
- Выявлен периодический характер изменения скоростной структуры ЭГД-течения с полупериодом изменения напряжения. При $R < 1$ в течении первого и третьего четверть периода наблюдаются преимущественно униполярная струйка жидкости, а в течении второго и четвертого наблюдается встречные заряженные струйки, формирующие четырехячеистые структуры.
- При $R > 1$ пространственная скоростная структура ЭГД-течений в переменном поле идентична структуре течений в постоянном поле.

Литература

- [1] Стишков Ю.К., Чирков В.А. Структурные особенности электрогидродинамических течений в несимметричных системах электродов // Вестник Санкт-Петербургского Университета. — 2010. — Т. 4. — № 1. — С. 36–50.
- [2] Stishkov Yu. K., Chirkov V. A. Features of electrohydrodynamic flows in needle-plane electrode system // Proc. of the 16th International Conference on Dielectric Liquids. — Poitiers (France), 2008. — P. 1–3.
- [3] Стишков Ю.К., Чирков В.А. Компьютерное моделирование ЭГД-течений в системе электродов игла – плоскость // Журнал технической физики. — 2008. — Т. 78. — № 11. — С. 17–23.

ЭГД-течения слабопроводящей жидкости от поверхности твердого диэлектрика, находящегося в сильном электрическом поле

Ю. К. Стишков, Д. А. Нечаев, С. А. Васильков

Физический факультет, СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия
st040474@student.spbu.ru

Abstract — The present work considers an electrohydrodynamic (EHD) system that consists of a solid dielectric barrier placed into low conducting liquid between two planar electrodes where the barrier blocks the interelectrode gap just partially. A computer model of the system was built and the results of computations were studied. The presence of an edge of the solid dielectric barrier causes EHD flows to form. It was observed that different EHD flow formation mechanisms dominate depending on liquid conductivity in the proposed system. In case of low conductivity (10 pS/m), the non-equilibrium dissociation-recombination layer develops since the electric field normal component is not fully screened by a diffusive layer near the barrier surface. This results in the EHD flow that is directed along the surface of the barrier towards the edge. In case of higher conductivities (10 and 1 nS/m), the field is almost completely screened by the diffusive layer. The EHD flow is formed due to the Wien effect near the barrier edge and is directed from the bulk toward the barrier edge. In case of conductivity values that lie between 10 and 100 pS/m, the structure of space charge regions alternates and both space charge formation mechanisms coexist.

Keyword — EHD; electrohydrodynamics; Wien effect; field-enhanced dissociation; conduction pumping; non-equilibrium layer

I. Введение

В современных высоковольтных электрофизических устройствах с жидкой изоляцией встречаются элементы конструкции из твердых диэлектриков [1–4]. Уровни проводимостей жидких диэлектриков могут достигать значений 10 нСм/м [5], тогда как типовые проводимости твердых диэлектриков (полиэтилена, органического стекла и др.) значительно ниже – меньше 0,01 нСм/м [6]. Принято считать, что электрическое поле на границе жидкий – твердый диэлектрик

экранируется тонким диффузным слоем заряда. В работах [7,8] показано: это условие выполняется не всегда. Настоящая работа посвящена комплексному исследованию электрофизических и электрогидродинамических процессов, протекающих на элементах конструкции из твердых диэлектриков, погруженных в жидкие диэлектрики, при воздействии электрических полей высокой напряженности.

II. Математическая модель

Метод исследования – компьютерное моделирование на основе полной системы уравнений электрогидродинамики с двумя сортами частиц (одновалентных разноименно заряженных ионов):

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad (1)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla \varphi, \rho = e(n_+ - n_-), \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_{\pm}}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j} = W_0 F(p) - \alpha_r n_+ n_-, \quad (3)$$

$$\mathbf{j}_{\pm} = \pm n_{\pm} b \mathbf{E} - D \nabla n_{\pm} + n_{\pm} \mathbf{u}, \quad (4)$$

$$F(p) = I_1(4p) / (2p), p = \frac{e^2}{2k_B T} \sqrt{\frac{E}{4\pi \varepsilon_L \varepsilon_0 e}}, \quad (5)$$

$$\gamma \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \gamma (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla P + \eta \Delta \mathbf{u} + \rho \mathbf{E}, \quad (6)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{u} = 0, \quad (7)$$

где \mathbf{E} – вектор напряженности электрического поля, ρ – плотность объемного заряда, ε_0 – электрическая постоянная, ε_L – относительная диэлектрическая проницаемость жидкости (считаем её изотропной, постоянной), e – элементарный заряд, φ – электростатический потенциал, n_{\pm} – концентрации частиц, t – время, \mathbf{j}_{\pm} – вектор плотности потока, создаваемого частицами соответствующего сорта, W_0 – интенсивность диссоциации при отсутствии эффекта Вина,

$F(p)$ – функция Онзагера [9], α_r – коэффициент рекомбинации, рассчитанный по соотношению Ланжевена: $\alpha_r = 2be / (\epsilon \epsilon_0)$, I_1 – модифицированная функция Бесселя первого порядка первого рода, k_B – постоянная Больцмана, T – температура системы, $D = bk_B T / e$ – коэффициент диффузии по соотношению Эйнштейна, \mathbf{u} – вектор скорости жидкости, γ – плотность жидкости, P – давление в жидкости.

Уравнения (1) – (5) представляют собой систему уравнений Пуассона-Нернста-Планка с учётом эффекта Вина, (6) и (7) – уравнение Навье-Стокса и неразрывности несжимаемой изотермической жидкости соответственно.

Построена и рассчитана компьютерная модель ЭГД-системы с барьером из твёрдого диэлектрика, помещённого в слабопроводящую жидкость и частично перекрывающего МЭП (см. рис. 1).

Электрическое поле в жидкости создается двумя плоскими электродами, на которые подается разность потенциалов в 30 кВ. Геометрия системы плоскосимметрична, поэтому мы рассматриваем постановку задачи в двумерном приближении. Также, используя граничное условие равенства потока ионов на границе потока ионов из объёма в окрестности границы с учётом знака, мы рассматриваем половину модели.

В предложенной системе в зависимости от проводимости жидкости могут доминировать разные механизмы формирования ЭГД-течения, реализуемые за счёт наличия твёрдого диэлектрика.

В случае когда проводимости жидкости и барьера очень малы и одинаковы, электрическое поле свободно проникает в барьер, а силовые линии нормальны к

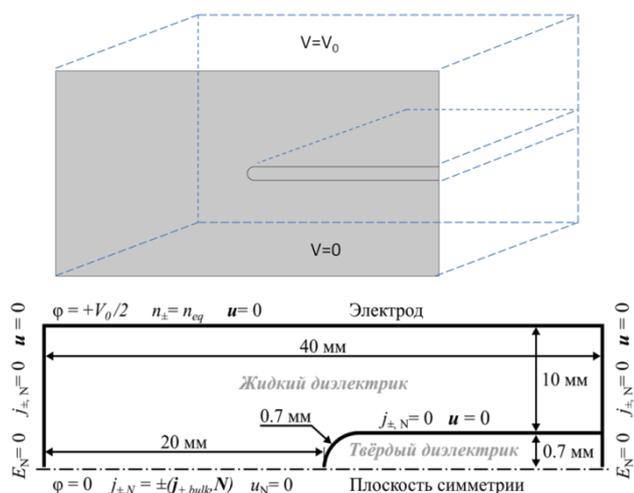


Рис. 1. Геометрия и граничные условия задачи.

поверхности барьера. Когда проводимость жидкости несколько повышена и составляет 1 нСм/м, ситуация изменяется.

III. Результаты вычислений: случай пониженной проводимости

На рис. 2 приведены профили нормальной и тангенциальной компонент безразмерной напряжённости поля (1 — E_N/E_0 , 2 — $E_{||}/E_0$), плотности объёмного заряда (3 — $(n_+ - n_-)/n_0$) и концентрации отрицательных ионов (4 — n_-/n_0) на расстоянии 1.7 мм (слева) и 10.7 мм (справа) от конца барьера. Видно, что у поверхности барьера возникает тонкий диффузный слой положительных ионов, который обусловлен значительно (на несколько порядков) повышенной проводимостью жидкости и который существенно снижает напряженность поля в жидкости и повышает поле в приэлектродном слое и в диэлектрическом барьере. Концентрация положительных ионов в диффузном слое на шесть порядков превышает равновесную, а нормальная компонента напряженности поля почти на порядок выше средней. Однако экранировка нормальной компоненты поля в жидкости неполная, и поэтому у поверхности барьера формируется также неравновесный диссоциационно-рекомбинационный слой. Этот слой имеет размер более 1 мм и существует благодаря тому, что поверхность барьера не поставляет отрицательных ионов в жидкость и у

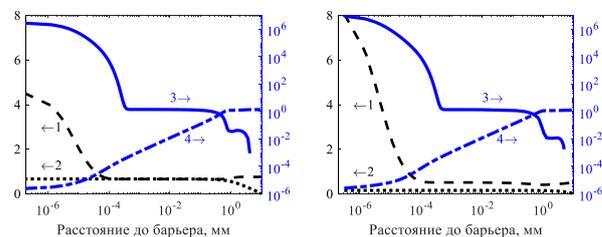


Рис. 2. Профили напряжённости поля (1 — E_N/E_0 , 2 — $E_{||}/E_0$), относительной плотности объёмного заряда (3 — $(n_+ - n_-)/n_0$) и относительной концентрации отрицательных ионов (4 — n_-/n_0) на малом 1.7 мм (слева) и большом расстоянии 10.7 мм (справа) от конца барьера в жидкости с проводимостью 10 пСм/м.

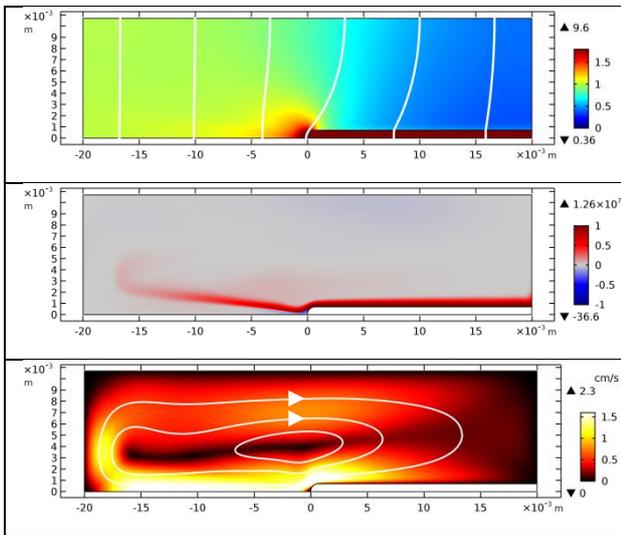


Рис. 3. Контурные распределения и силовые линии электрического поля E/E_0 (вверху), распределения объемного заряда $(n_+ - n_-)/n_0$ (в середине), распределения модуля скорости и линии тока ЭГД-течения в жидкости с проводимостью 10 пСм/м.

поверхности барьера возникает область дефицита отрицательных ионов. При этом концентрация отрицательных ионов на поверхности барьера равна нулю и постепенно возрастает в нормальном направлении до равновесного значения на расстоянии порядка 1 мм от поверхности барьера. Нормальная компонента напряженности поля вне барьера, в пределах слоя спадает до уровня $E < 1$, а внутри диэлектрического барьера поле существенно повышено до уровня $E = 9$. У закругленной оконечности барьера силовые линии поля огибают барьер, концентрируясь у его края. В области оконечности барьера электрическое поле имеет как нормальную, так и тангенциальную компоненту, при удалении от оконечности барьера тангенциальная компонента поля падает, а нормальная растёт. Поэтому вдоль барьера существует тангенциальный миграционный ток, осуществляющий перенос положительных ионов в пристеночном слое вдоль поверхности барьера справа налево. Этот ток препятствует накоплению ионов в диффузном слое и полной экранировке электрического поля в жидкости. Таким образом, в отличие от сплошного барьера, в котором тангенциальный ток отсутствует, и поле в жидкости может быть полностью экранировано, в нашем случае экранировка поля неполная и неравновесный слой существует в установившемся режиме.

В неравновесном слое понижена концентрация отрицательных ионов и, следовательно, нарушена электронейтральность, т.е. слой заряжен положительно. На рис. 2 видно, что у поверхности барьера имеется слой положительного заряда, причем толщина неравновесного слоя значительно выше толщины диффузного

слоя и составляет около 1 мм. Структура приэлектродных слоев несколько изменяется вдоль барьера, ближе к краю барьера тангенциальная компонента поля возрастает, а нормальная – уменьшается. Поскольку электрическое поле в слое имеет касательную к поверхности барьера компоненту, на слой действует кулоновская сила, вызывающая ЭГД-течение, направленное вдоль поверхности барьера от его основания к краю, которое далее через объем жидкости достигает противоположной стенки кюветы. (см. рис. 3). Течение сносит тонкую струйку положительного заряда в тангенциальном направлении за пределы барьера. Как видно из распределения скоростей, основная зона ускорения сосредоточена на верхней границе у оконечности барьера. Далее жидкость движется с постоянной скоростью. Это течение следует отнести к т.н. течениям проводимости, т.е. течениям, возникающим в рекомбинационных слоях в отсутствие инъекции. Эффект Вина в этой жидкости практически не ощутим, т.к. напряженность электрического поля у оконечности барьера повышена незначительно, а собственная проводимость жидкости низка.

IV. Результаты вычислений: случай повышенной проводимости

Рассмотрим результаты моделирования для случаев относительно «высокой» удельной проводимости жидкости - 10 нСм/м.

На рис. 4 приведены профили напряженности поля, концентрации отрицательных ионов и плотности объемного заряда в пределах приэлектродного слоя на расстоянии 1.7 мм и 10.7 мм от конца барьера.

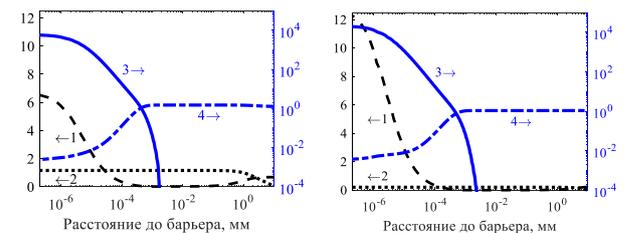


Рис. 4. Профили напряженности поля (1 — E_N/E_0 , 2 — $E_{||}/E_0$) и плотности объемного заряда (3 — $(n_+ - n_-)/n_0$) и концентрации отрицательных ионов (4 — n_-/n_0) на расстоянии 1.7 мм (слева) и 10.7 мм (справа) от конца барьера в жидкости с проводимостью 10 нСм/м.

Для визуализации приэлектродного слоя распределения относительной плотности объемного заряда и относительной концентрации отрицательных ионов приведены в логарифмическом масштабе. Распределения вдоль нормали к барьеру приведены на двух различных расстояниях от края барьера: большого (10,7

мм от края барьера) и маленького (1,7 мм от края барьера). Видно, что у поверхности диэлектрического барьера имеется тонкий диффузный положительно заряженный слой (толщина диффузного слоя порядка 1 мкм), существенно экранирующий поле в жидкости и повышающий в барьере. Напряженность поля у поверхности диэлектрика на большом расстоянии от края в 12, а на малом в 6 раз выше среднего поля в межэлектродном промежутке. Степень экранировки нормальной компоненты поля очень высока: поле в барьере $E \gg 1$, а вне диффузного слоя относительная нормальная компонента поля значительно меньше – порядка 0.001. Тангенциальная компонента поля на большом расстоянии от края барьера понижена, а на малых расстояниях от края равна 1. Концентрация отрицательных ионов в пределах диффузного слоя понижена, однако толщина неравновесного слоя не превышает 1 мкм, а силовые линии поля полностью огибают барьер, и вблизи закругления пластины возникает область значительно повышенного поля (см. рис. 5). В этой области проявляется эффект Вина и возникает область повышенной концентрации ионов.

В области повышенной концентрации ионов происходит разделение заряда. У края барьера видна область, заряженная отрицательно. Приэлектродные заряженные слои практически не видны. Образовавшиеся вблизи закругления пластины, ионы смещаются к электродам противоположного знака. Так, в рассматриваемой модели отрицательные ионы сместились в сторону положительного электрода. Вблизи

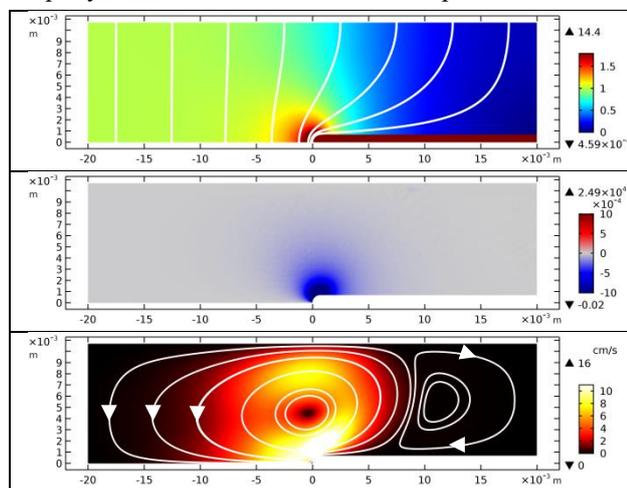


Рис. 5. Контурные распределения и силовые линии электрического поля E/E_0 (вверху), распределения объемного заряда $(n_+ - n_-)/n_0$ (в середине), распределения модуля скорости и линии тока ЭГД-течения (внизу) в жидкости с проводимостью 10 нСм/м. закругления барьера возник избыток отрицательных ионов, и появилась сила Кулона, направленная против силовых линий электрического поля. В результате

формируется ЭГД-течение, направленное от края барьера в сторону его основания. Течение достаточно быстро отходит от поверхности, и формируется замкнутая ячейка (см. рис. 5, внизу).

Таким образом, направление и механизм формирования ЭГД-течений изменяется при изменении величины низковольтной проводимости жидкости. При относительно невысокой проводимости степень экранировки поля диффузным слоем недостаточна, и в жидкости формируется неравновесный диссоционно-рекомбинационный слой, вызывающий т.н. течение проводимости. При повышении уровня низковольтной проводимости на порядок степень экранировки нормальной компоненты поля существенно выше, поэтому толщина неравновесного слоя уменьшается до уровня диффузного и формирование ЭГД-течений обусловлено эффектом Вина. Это приводит к изменению направления возникающих ЭГД-течений.

V. Результаты вычислений: граничный случай

Граничной проводимостью является проводимость, равная 30 пСм/м. При этой проводимости оба механизма реализуются одновременно

На рис. 6 приведены распределение объемного заряда (вверху) и скорости ЭГД-течений при проводимости 30 пСм/м. В этой жидкости реализовано два

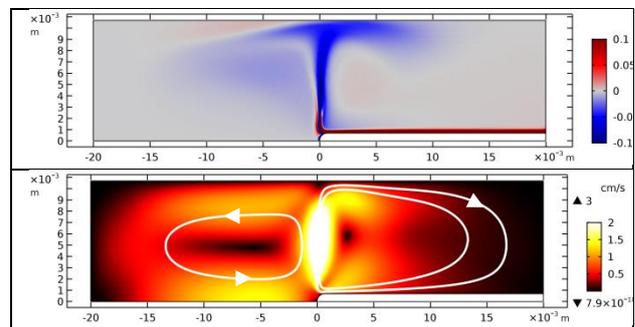


Рис. 6. Распределения объемного заряда $(n_+ - n_-)/n_0$ (вверху) и модуля скорости и линий тока ЭГД-течения (внизу) в жидкости с проводимостью 30 пСм/м.

встречных течения: течение проводимости – вдоль поверхности барьера к его краю – и течение, обусловленное эффектом Вина, направленное из объема жидкости к краю барьера. Оба течения равной интенсивности и образуют единую вертикальную к барьеру струю, заряженную биполярно. Слева в струю попадает положительный заряд из неравновесного слоя, а справа – отрицательный из области повышенной диссоциации.

VI. Заключение

В результате проведенных исследований оригинальной модели ЭГД-системы с барьером из твердого диэлектрика, помещенного в диэлектрическую жидкость и частично перекрывающего МЭП, установлено:

- В предложенной системе в зависимости от проводимости жидкости могут доминировать разные механизмы формирования ЭГД-течения, реализуемые за счёт наличия барьера из твердого диэлектрика.

- В случае пониженной проводимости жидкости 10^{-11} См/м экранировка нормальной к поверхности диэлектрика компоненты электрического поля диффузным слоем неполная, и у поверхности барьера возникает неравновесный диссоциационно-рекомбинационный слой. В этом случае ЭГД-течение формируется за счёт неравновесного слоя дефицита ионов вблизи поверхности барьера и их переноса под действием электрического поля вдоль барьера. Возникающее т.н. ЭГД-течение проводимости направлено вдоль барьера к его краю и далее к противоположной стенке кюветы.

- В случае существенно повышенной проводимости жидкости 10^{-8} и 10^{-9} См/м нормальная к поверхности диэлектрика компонента электрического поля практически полностью экранируется диффузным слоем, толщина неравновесного слоя не превышает 10 мкм. ЭГД-течение формируется за счёт эффекта Вина вблизи края барьера. ЭГД-течение, обусловленное эффектом Вина, направлено в противоположную сторону – на край барьера и далее вдоль его поверхности.

- Показано, что при граничной проводимости 30 нСм/м реализуются оба механизма, что приводит к встречным течениям, вызванным разными механизмами.

Благодарности

Компьютерное моделирование было проведено с использованием вычислительных ресурсов Ресурсного Центра "Вычислительный центр СПбГУ" (<http://cc.spbu.ru>).

Литература

- [1] Louste C., Daaboul M., Romat H. A study of vortex shedding induced by dielectric barrier injection // J. Electrostat. 2009. Vol. 67, № 2–3. P. 348–353.
- [2] Louste C. et al. Electroconvective flow induced by dielectric barrier injection in silicone oil // J. Electrostat. Elsevier Ltd, 2013. Vol. 71, № 3. P. 504–508.
- [3] Vasilkov S.A., Chirkov V.A., Stishkov Y.K. Study on high-voltage conductivity provided solely by field-enhanced dissociation in liquid dielectrics // J. Electrostat. Elsevier B.V, 2017. Vol. 88. P. 81–87.
- [4] Vasilkov S.A., Chirkov V.A., Stishkov Y.K. Electrohydrodynamic flow caused by field-enhanced dissociation solely // Phys. Fluids. 2017. Vol. 29, № 6.
- [5] Стишков Ю.К., Остапенко А.А. Электрогидродинамические течения в жидких диэлектриках. Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1989. 174 с.
- [6] Сканава, Г. И. Физика диэлектриков (Область слабых полей). М.—Л.: Гостехтеориздат, 1949. 500 с.
- [7] Стишков Ю.К., Нечаев Д.А., Васильков С.А. ЭГД-течения от твердых диэлектрических деталей, находящихся в жидких диэлектриках // Сборник трудов XVIII Международной Плесской научной конференции по нанодисперсным магнитным жидкостям. 2018. P. 312–321.
- [8] Stishkov Y.K., Vasilkov S.A., Nechaev D.A. The structure of field-induced near-wall charged layers arising in weakly conducting liquids near the surface of solid dielectrics // J. Electrostat. Elsevier, 2018. Vol. 94, № June. P. 44–50.
- [9] Onsager L. Deviations from Ohm's law in weak electrolytes // J. Chem. Phys. 1934. Vol. 2, № 9. P. 599–615.

Электровращение сферической капсулы в приложенном однородном постоянном электрическом поле

А.Н. Тятюшкин¹

¹ НИИ механики МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия
tan@imec.msu.ru

Abstract — The electrorotation of a capsule in an applied uniform constant electric field is theoretically investigated. The capsule is a rigid spherical shell inside of which a weakly electrically conducting polarizable liquid is contained and suspended in an infinite volume of another weakly electrically conducting polarizable liquid. The influence of the surface conductivity on the internal and external surfaces of the shell is taken into account. With use of the electrohydrodynamic approximation, Stokes approximation, and approximation of quasi-steady flow, the equations are obtained that determine the variation of the electric field and of the flow of the liquids inside and outside the shell. The angular velocity of the steady electrorotation is found.

Keyword — electrohydrodynamics, electrorotation, surface conductivity.

I. Введение

Под действием приложенного электрического поля на границе раздела слабопроводящих поляризующихся сред накапливаются свободные электрические заряды. Это явление называется поляризацией Максвелла–Вагнера. Если обе среды жидкие, то заряды на границе раздела жидкостей вызывают электрогидродинамические течения вследствие действия поверхностной кулоновской силы. У твердой частицы слабопроводящей поляризующейся среды, взвешенной в слабопроводящей поляризующейся жидкости, вследствие поляризации Максвелла–Вагнера свободные электрические заряды так распределяются по поверхности частицы, что их суммарный заряд равен нулю, а их электрический дипольный момент не равен нулю. Если отношение диэлектрических проницаемостей сред внутри и вне частицы больше отношения их электропроводностей, то направление вектора дипольного момента свободных зарядов противоположно направлению вектора

напряженности приложенного поля. Такая ориентация момента неустойчива, и частица стремится повернуться так, чтобы ориентации векторов дипольного момента и напряженности совпали. С другой стороны вследствие поляризации Максвелла–Вагнера дипольный момент свободных зарядов снова стремится ориентироваться противоположно напряженности. В результате частица вращается в приложенном электрическом поле. Это явление называется электровращением. Оно происходит при вышеописанных условиях и в том случае, когда вместо твердой частицы взвешена жидкая капля. В этом случае явление усложняется за счет того, что внутри и вне капли появляются электрогидродинамические течения, и форма капли изменяется под действием электрического поля и течения.

Обзор работ, посвященных электрогидродинамическим течениям, дан Мелчером и Тейлором [1]. В этом обзоре были также рассмотрены и работы, посвященные электровращению. Мелчер и Тейлор [1] исследовали электровращение бесконечно длинного слабопроводящего поляризующегося цилиндра в окружающей его жидкости. Джоунс [2] изучал электровращение абсолютно твердой слабопроводящей поляризующейся сферической частицы и нашел ее угловую скорость. Турку [3] исследовал вращение абсолютно твердой слабопроводящей поляризующейся сферической частицы в переменных электрических полях. Электровращение капли слабопроводящей поляризующейся жидкости исследовалось в работе Хе, Салипанте и Влаховской [4].

Цель данной работы — решить задачу об электровращении сферической капсулы.

II. Постановка задачи

Рассмотрим сферическую капсулу, содержащую несжимаемую вязкую слабопроводящую

поляризующуюся жидкость и взвешенную в другой несжимаемой вязкой слабопроводящей поляризующейся жидкости, к которой приложено однородное постоянное электрическое поле с вектором напряженности E_a . Оболочка капсулы представляет собой абсолютно твердый сферический слой с внешним радиусом R_e и внутренним радиусом R_i . Будем считать жидкости внутри и вне капсулы достаточно вязкими, чтобы выполнялось приближение Стокса, а их удельные электропроводности достаточно малыми, чтобы выполнялось приближение электрогидродинамики [1]. Кроме того, будем полагать, что в жидкости внутри капсулы, в ее оболочке и в окружающей ее среде объемная плотность свободных зарядов равна нулю. Пусть $\lambda_e, \lambda_i, \lambda_{si}$ и $\varepsilon_e, \varepsilon_i, \varepsilon_{si}$ — электропроводности и диэлектрические проницаемости жидкости вне капсулы, ее оболочки и жидкости внутри нее соответственно, η_e и η_i — вязкости жидкостей вне и внутри капсулы, λ_{se} и λ_{si} — поверхностные электропроводности на внешней и внутренней поверхностях оболочки капсулы.

III. Система уравнений

Система уравнений, описывающая электрическое поле, состоит из уравнений Максвелла в приближении электрогидродинамики, закона сохранения электрического заряда и материальных соотношений, связывающих электрические величины в среде. Поскольку электропроводность и диэлектрическая проницаемость — постоянны, закон сохранения заряда следует из уравнения Максвелла для электрической индукции.

Система уравнений, описывающая течение жидкостей в электрическом поле, состоит из уравнений неразрывности для жидкостей внутри и вне капсулы, которые считаются несжимаемыми, и уравнений движения для жидкостей и оболочки капсулы. Уравнения движения для жидкостей представляют собой уравнения Навье–Стокса в приближении Стокса.

IV. Граничные условия

Граничные условия для электрического поля на внутренней и внешней поверхностях оболочки включают в себя условие непрерывности тангенциальной составляющей напряженности электрического поля, условие для скачка нормальной составляющей индукции электрического поля и

условие для скачка нормальной составляющей плотности электрического тока.

Граничные условия для течения на поверхностях оболочки включают в себя условие непротекания, условие прилипания и условие для скачка вектора напряжений. Вектор напряжений — это полный тензор напряжений, свернутый с вектором внешней единичной нормали к поверхности. Полный тензор напряжений включает в себя тензор электрических напряжений. Скачок тангенциальной составляющей вектора напряжений равен нулю.

Граничные условия на бесконечности включают в себя условие стремления напряженности электрического поля к напряженности приложенного поля E_a и условие стремления скорости к нулю.

Кроме того, напряженность электрического поля и скорость течения как функции радиус-вектора r и времени t должны быть ограниченными для всех значений r и t .

V. Решение

Уравнения Максвелла, закон сохранения заряда, материальные соотношения, условия непрерывности тангенциальной составляющей напряженности электрического поля на поверхностях оболочки, граничное условие для напряженности на бесконечности и условие ее ограниченности позволяют выразить напряженность электрического поля в виде

$$E = -\nabla\varphi, \quad \varphi = \begin{cases} -E_a \cdot r + \frac{d_e \cdot r}{r^3} + \frac{d_i \cdot r}{r^3}, & r > R_e, \\ -E_a \cdot r + \frac{d_e \cdot r}{R_e^3} + \frac{d_i \cdot r}{r^3}, & R_i < r \leq R_e, \\ -E_a \cdot r + \frac{d_e \cdot r}{R_e^3} + \frac{d_i \cdot r}{R_i^3}, & r \leq R_i, \end{cases}$$

где зависящие от времени векторные параметры d_e и d_i определяются из граничных условий на поверхностях оболочки. Из уравнений неразрывности и уравнений движения, условий непротекания и прилипания для скорости на поверхностях оболочки, граничного условия для скорости на бесконечности и условия ее ограниченности следует выражение для скорости

$$v = \begin{cases} \frac{R_e^3}{r^3} \Omega \times r, & r > R_e, \\ \Omega \times r, & r \leq R_e, \end{cases}$$

где зависящая от времени угловая скорость электровращения капсулы Ω также определяется из граничных условий на поверхностях оболочки. Здесь радиус-вектор r отложен от центра капсулы.

Из условия для скачка нормальной составляющей вектора электрической индукции и условия для скачка нормальной составляющей вектора плотности электрического тока следуют уравнения, описывающие изменение параметров \mathbf{d}_e и \mathbf{d}_i со временем,

$$\begin{aligned} & -\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_i}{4\pi R_e^3} \left(\mathbf{d}_e \times \boldsymbol{\Omega} + \frac{d\mathbf{d}_e}{dt} \right) + \frac{2\varepsilon_1 + \varepsilon_i}{4\pi R_i^3} \left(\mathbf{d}_i \times \boldsymbol{\Omega} + \frac{d\mathbf{d}_i}{dt} \right) \\ & = \frac{1}{R_e^3} \left(\lambda_1 - \lambda_i - \frac{2\lambda_{si}}{R_i} \right) \mathbf{d}_e - \frac{1}{R_i^3} \left(2\lambda_1 + \lambda_i + \frac{2\lambda_{si}}{R_i} \right) \mathbf{d}_i \quad (1) \\ & \quad - \left(\lambda_1 - \lambda_i - \frac{2\lambda_{si}}{R_i} \right) \mathbf{E}_a - \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_i}{4\pi} \mathbf{E}_a \times \boldsymbol{\Omega}, \\ & \frac{2\varepsilon_e + \varepsilon_1}{4\pi R_e^3} \left(\mathbf{d}_e \times \boldsymbol{\Omega} + \frac{d\mathbf{d}_e}{dt} \right) + \frac{2\varepsilon_e - 2\varepsilon_1}{4\pi R_e^3} \left(\mathbf{d}_i \times \boldsymbol{\Omega} + \frac{d\mathbf{d}_i}{dt} \right) \\ & = -\frac{1}{R_e^3} \left(2\lambda_e + \lambda_i + \frac{2\lambda_{se}}{R_e} \right) \mathbf{d}_e - \frac{1}{R_e^3} \left(2\lambda_e - \lambda_i + \frac{2\lambda_{se}}{R_e} \right) \mathbf{d}_i \\ & \quad - \left(\lambda_e - \lambda_i - \frac{2\lambda_{se}}{R_e} \right) \mathbf{E}_a - \frac{\varepsilon_e - \varepsilon_1}{4\pi} \mathbf{E}_a \times \boldsymbol{\Omega}. \quad (2) \end{aligned}$$

Условия равенства нулю тангенциальной составляющей вектора напряжений на поверхностях оболочки дают следующее выражение для угловой скорости электровращения

$$\boldsymbol{\Omega} = -\frac{\varepsilon_e}{8\pi\eta_e R_e^3} \mathbf{E}_a \times (\mathbf{d}_e + \mathbf{d}_i). \quad (3)$$

Подставив соотношение (3) в уравнения (1) и (2) получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений, которая полностью определяет изменение параметров \mathbf{d}_e и \mathbf{d}_i со временем, если заданы значения этих параметров в некоторый начальный момент времени. В частности, можно найти стационарные решения этой системы уравнений, которые соответствуют случаю стационарного электрического поля и установившегося течения. С использованием соотношения (3) можно затем найти угловую скорость установившегося электровращения. Отметим, что уравнения (1)–(3) могут быть использованы также и для описания поведения капсулы в переменном однородном электрическом поле, в частности, во вращающемся поле. Для этого достаточно считать в этих уравнениях \mathbf{E}_a зависящим от времени и обеспечить выполнение условий для законности приближений, использованных при их выводе.

Постановка задачи допускает существование решений как с электровращением, для которых $\boldsymbol{\Omega} \neq 0$, так и решений без электровращения, для которых $\boldsymbol{\Omega} = 0$. Из соотношения (3) следует, что вектор угловой

скорости электровращения всегда направлен перпендикулярно направлению вектора напряженности приложенного электрического поля. В силу симметрии задачи это означает, что существует бесконечное множество решений с электровращением, которые определяются единственным значением модуля ее вектора угловой скорости $\boldsymbol{\Omega}$.

Значения параметров \mathbf{d}_e и \mathbf{d}_i , а также модуль угловой скорости электровращения $\boldsymbol{\Omega}$ для стационарных решений были найдены в аналитическом виде. Установлено, что всегда существует хотя бы одно стационарное решение без электровращения, для которого $\boldsymbol{\Omega} = \mathbf{0}$,

$$\begin{aligned} \mathbf{d}_e & = \frac{(\lambda_{ai} - \lambda_i)(\lambda_{ae} - 3\lambda_1 + 2\lambda_e) \frac{R_i^3}{R_e^3} - (\lambda_{ai} + 2\lambda_1)(\lambda_{ae} - \lambda_e)}{(\lambda_{ai} - \lambda_i)(\lambda_{ae} - 3\lambda_1 + 2\lambda_e) \frac{R_i^3}{R_e^3} - (\lambda_{ai} + 2\lambda_1)(\lambda_{ae} + 2\lambda_e)} \\ & \quad \times R_e^3 \mathbf{E}_a, \\ \mathbf{d}_i & = \frac{-3(\lambda_{ai} - \lambda_i) \lambda_e R_i^3 \mathbf{E}_a}{(\lambda_{ai} - \lambda_i)(\lambda_{ae} - 3\lambda_1 + 2\lambda_e) \frac{R_i^3}{R_e^3} - (\lambda_{ai} + 2\lambda_1)(\lambda_{ae} + 2\lambda_e)}, \end{aligned}$$

где

$$\lambda_{ai} = \lambda_1 + \frac{2\lambda_{si}}{R_i}, \quad \lambda_{ae} = \lambda_1 + \frac{2\lambda_{se}}{R_e}.$$

Стационарные решения с электровращением определяются выражением для модуля угловой скорости

$$\begin{aligned} \Omega & = \frac{8\pi\eta_e}{\varepsilon_e E_a^2} \\ & \times \sqrt{\frac{-b_3 E^{*2} - b_2 \pm \sqrt{(b_3 E^{*2} + b_2)^2 - 4a_4(c_1 E^{*2} + c_0)}}{2a_4 E^{*4}}}, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} a_4 & = [2(\varepsilon_1^* - 1)(\varepsilon_1^* - \varepsilon_i^*)R_i^{*3} + (\varepsilon_1^* + 2)(2\varepsilon_1^* + \varepsilon_i^*)]^2, \\ b_3 & = 3(\varepsilon_1^* - \varepsilon_i^*)^2(2\varepsilon_1^* + \lambda_{ae}^* - 3\lambda_1^*)R_i^{*6} \\ & \quad + [3(2\varepsilon_1^* + \varepsilon_i^*)^2(\varepsilon_1^* - \lambda_{ae}^*) \\ & \quad - 3(\varepsilon_1^* - \varepsilon_i^*)^2(2\varepsilon_1^* + \lambda_{ae}^* - 3\lambda_1^*) \\ & \quad - 27\varepsilon_1^{*2}(\varepsilon_1^* - \lambda_{ae}^* - \lambda_{ai}^* + \lambda_1^*)]R_i^{*3} \\ & \quad - 3(2\varepsilon_1^* + \varepsilon_i^*)^2(\varepsilon_1^* - \lambda_{ae}^*), \\ b_2 & = b_{22}R_i^{*6} + b_{21}R_i^{*3} + b_{20}, \\ b_{22} & = (\varepsilon_1^* - \varepsilon_i^*)^2(\lambda_{ae}^* - 3\lambda_1^* + 2)^2 \\ & \quad + 4(\lambda_{ai}^* - \lambda_1^*)^2(\varepsilon_1^* - 1)^2, \\ b_{21} & = 9\lambda_1^{*2}(\varepsilon_1^* + 2)^2 + 9\varepsilon_1^{*2}(\lambda_{ae}^* + \lambda_{ai}^* - \lambda_1^* + 2)^2 \\ & \quad - (\varepsilon_1^* + 2)^2(2\lambda_1^* + \lambda_{ai}^*)^2 \\ & \quad - (2\varepsilon_1^* + \varepsilon_i^*)^2(\lambda_{ae}^* + 2)^2 \\ & \quad - (\varepsilon_1^* - \varepsilon_i^*)^2(\lambda_{ae}^* - 3\lambda_1^* + 2)^2 \\ & \quad - 4(\lambda_{ai}^* - \lambda_1^*)^2(\varepsilon_1^* - 1)^2, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
b_{20} &= (\varepsilon_1^* + 2)^2 (2\lambda_1^* + \lambda_{ai}^*)^2 + (2\varepsilon_1^* + \varepsilon_1^*)^2 (\lambda_{ae}^* + 2)^2, \\
c_1 &= 3(\lambda_{ai}^* - \lambda_1^*)^2 (2\varepsilon_1^* + \lambda_{ae}^* - 3\lambda_1^*) R_i^{*6} \\
&\quad + [3(2\lambda_1^* + \lambda_{ai}^*)^2 (\varepsilon_1^* - \lambda_{ae}^*) \\
&\quad - 3(\lambda_{ai}^* - \lambda_1^*)^2 (2\varepsilon_1^* + \lambda_{ae}^* - 3\lambda_1^*) \\
&\quad - 27\lambda_1^{*2} (\varepsilon_1^* - \lambda_{ae}^* - \lambda_{ai}^* + \lambda_1^*)] R_i^{*3} \\
&\quad - 3(2\lambda_1^* + \lambda_{ai}^*)^2 (\varepsilon_1^* - \lambda_{ae}^*), \\
c_0 &= [(\lambda_{ai}^* - \lambda_1^*) (\lambda_{ae}^* - 3\lambda_1^* + 2) R_i^{*3} \\
&\quad - (\lambda_{ae}^* + 2) (2\lambda_1^* + \lambda_{ai}^*)]^2, \\
\varepsilon_i^* &= \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_e}, \varepsilon_1^* = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_e}, R_i^* = \frac{R_i}{R_e}, \\
\lambda_1^* &= \frac{\lambda_1}{\lambda_e}, \lambda_{ai}^* = \frac{\lambda_{ai}}{\lambda_e}, \lambda_{ae}^* = \frac{\lambda_{ae}}{\lambda_e}, \\
E^{*2} &= \frac{\varepsilon_e}{4\pi\lambda_e} \frac{\varepsilon_e E_a^2}{8\pi\eta_e}.
\end{aligned}$$

Были получены также и формулы, которые выражают векторные параметры d_e и d_i через Ω , E_a , R_e , R_i , ε_e , ε_i , λ_e , λ_i , λ_{se} , λ_{si} и η_e для стационарных решений с электровращением. Однако громоздкость этих формул не позволяет привести их здесь.

Из полученных формул для решений с электровращением следует, что в зависимости от параметров задачи могут реализоваться три случая: решения с электровращением не существуют, существуют решения с электровращением с одним значением Ω , существуют решения с электровращением с двумя значениями Ω . Установлено, что случай, когда существуют решения с электровращением с одним значением Ω , реализуется при выполнении следующего условия на параметры капсулы

$$\begin{aligned}
&[3(\lambda_{ai}^* - \lambda_1^*)^2 (2\varepsilon_1^* + \lambda_{ae}^* - 3\lambda_1^*) R_i^{*3} \\
&\quad + 3(2\lambda_1^* + \lambda_{ai}^*)^2 (\varepsilon_1^* - \lambda_{ae}^*)] (R_i^{*3} - 1) \\
&\quad - 27\lambda_1^{*2} (\varepsilon_1^* - \lambda_{ae}^* - \lambda_{ai}^* + \lambda_1^*) R_i^{*3} < 0,
\end{aligned}$$

при этом электровращение начинается, когда $E^* > E_c^*$,

где

$$\begin{aligned}
E_c^{*2} &= \frac{3(\lambda_{ai}^* - \lambda_1^*)^2 (2\varepsilon_1^* + \lambda_{ae}^* - 3\lambda_1^*) R_i^{*3} (1 - R_i^{*3})}{[(\lambda_{ai}^* - \lambda_1^*) (\lambda_{ae}^* - 3\lambda_1^* + 2) R_i^{*3} - (\lambda_{ae}^* + 2) (2\lambda_1^* + \lambda_{ai}^*)]^2} \\
&\quad + \frac{3(2\lambda_1^* + \lambda_{ai}^*)^2 (\varepsilon_1^* - \lambda_{ae}^*) (1 - R_i^{*3})}{[(\lambda_{ai}^* - \lambda_1^*) (\lambda_{ae}^* - 3\lambda_1^* + 2) R_i^{*3} - (\lambda_{ae}^* + 2) (2\lambda_1^* + \lambda_{ai}^*)]^2} \\
&\quad + \frac{27\lambda_1^{*2} (\varepsilon_1^* - \lambda_{ae}^* - \lambda_{ai}^* + \lambda_1^*) R_i^{*3}}{[(\lambda_{ai}^* - \lambda_1^*) (\lambda_{ae}^* - 3\lambda_1^* + 2) R_i^{*3} - (\lambda_{ae}^* + 2) (2\lambda_1^* + \lambda_{ai}^*)]^2}.
\end{aligned}$$

VI. Выводы

Проведено теоретическое исследование электровращения сферической капсулы, содержащей вязкую слабопроводящую поляризующуюся жидкость и взвешенной в другой вязкой слабопроводящей

поляризующейся жидкости, в приложенном однородном постоянном электрическом поле. Учитывалось влияние поверхностной проводимости на внутренней и внешней поверхностях оболочки капсулы. Использовались приближение электрогидродинамики, приближение Стокса и приближение квазиустановившегося течения.

Проведенное исследование электровращения капсулы позволило установить, что, вообще говоря, могут реализоваться различные случаи поведения капсулы в приложенном однородном постоянном электрическом поле. А именно, капсула может либо покоиться, либо совершать электровращение, причем угловая скорость электровращения может иметь два значения. Для того чтобы выяснить какой именно случай реализуется, необходимо исследовать систему обыкновенных дифференциальных уравнений, определяющих изменение параметров d_e и d_i со временем, на устойчивость полученных решений для случая покоящейся капсулы и для случаев ее стационарного электровращения.

Благодарности

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ № 19-01-00056 и № 17-01-00037.

Литература

- [1] Melcher J.R. and Taylor G.I. // Annual Review of Fluid Mechanics, 1969. Vol. 1. P. 111–146.
- [2] Jones T.B. // IEEE Transactions on Industry Applications, 1984. Vol. IA-20, no. 4. P. 845–849.
- [3] Turcu I. // Journal of Physics A: Mathematical and General, 1987. Vol. 20. P. 3301–3307.
- [4] H., Salipante P.F., and Vlahovska P.M. // Physics of Fluids, 2013. Vol. 25. 032106.

Динамика электроконвективных режимов слабопроводящей жидкости при инъекции заряда в горизонтальном конденсаторе при нагреве сверху

В. А. Ильин, В. Н. Александрова

Физический факультет, ПГНИУ, Пермь, Россия
ilin1@psu.ru

Abstract — The electroconvection of nonisothermal poorly conductive liquid in steady electric field of horizontal layer under unipolar charge injection from cathode is studied. The heating from above is considered. The thermal Rayleigh number were taken $Ra = -1000$. Two regimes of electroconvection are discovered, one of which is oscillatory and the other is stationary. The stationary regime, the stationary waves regime and the regime of traveling waves are investigated. At sufficiently large values of the electric parameter the regime of traveling waves switches to the regime of stationary convection. With the increase in heat from above (the increase in the Rayleigh number) traveling wave is changed at the stationary wave and modulated stationary wave. These transitions are investigated.

Keyword — *electroconvection; poorly conductive liquid; injection.*

I. Введение

Электроконвекция представляет собой явление, при котором осуществляется перенос жидкости под действием внешнего электрического поля [1, 2]. Электроконвективные движения наблюдаются в жидких диэлектриках, в которых наблюдаются сложные процессы в приэлектродном слое [3]. При электроконвекции происходит преобразование энергии электрического поля в энергию движения жидкости. С практической точки зрения знание законов действия электрического поля на конвективные течения актуально в связи с проблемой эффективного управления конвекцией, тепло- и массопереносом в различных технологических ситуациях [4], например, в электрогидродинамических преобразователях, ионно-конвективных насосах и немеханических переключателях.

Существует несколько механизмов зарядообразования в диэлектрических жидкостях [5]. Неустойчивость и электроконвекция под действием инъекционного механизма зарядообразования в слабопроводящих жидкостях в горизонтальном слое изучена в работах [6–9]. В настоящей работе инъекционный механизм зарядообразования считается основным. В [6] рассмотрена автономная униполярная инъекция с постоянной плотностью заряда на аноде. В работах [7–9], как и в настоящей работе, используется другая модель инъекции заряда с катода. Согласно этой модели инжектируемая в жидкость плотность заряда на катоде прямо пропорциональна напряжённости электрического поля в конденсаторе.

II. Постановка задачи

В задаче рассматривается бесконечный плоский горизонтальный конденсатор со слабопроводящей жидкостью при инъекции заряда с катода и подогреве сверху. В рамках безындукционного приближения безразмерная система уравнений электроконвекции слабопроводящей жидкости имеет вид [8, 9]:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \Phi}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \Phi}{\partial x} &= \Delta \Phi - E \frac{T_c^2}{M^2} \frac{\partial \rho_e}{\partial x} - \frac{Ra}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x}, \\ \frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \rho_e}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \rho_e}{\partial x} &= \frac{T_c}{M^2} \left(\rho_e^2 + E \frac{\partial \rho_e}{\partial z} \right), \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial x} &= \frac{1}{Pr} \Delta T.\end{aligned}$$

Здесь Φ – вихрь скорости ($\Delta\psi = -\Phi$), ψ – функция тока, T – температура жидкости, ρ_e – плотность заряда, x, z – горизонтальная и вертикальная координаты, t – время, E – напряженность электрического поля; T_e и M – безразмерные электрические параметры, Pr – число Прандтля, Ra – тепловое число Рэлея [8].

Граничные условия имеют вид (A – параметр инжекции):

$$\begin{aligned}z = 0: \psi = 0, \partial\psi/\partial z = 0, \rho_e = AE, T = 1; \\ z = 1: \psi = 0, \partial\psi/\partial z = 0, T = 0.\end{aligned}$$

Задача решалась методом конечных разностей. Большой нагрев сверху ($Ra = -2500$) рассмотрен в работе [8]. Нагрев снизу изучен в [9]. В настоящей работе рассмотрен умеренный нагрев сверху: $Ra = -1000$. Для вычислений выбиралась прямоугольная ячейка с пространственными размерами $L_z = 1$, $L_x = 2$ и сетка, состоящая из 21×41 узлов. Следующие параметры фиксировались: число Прандтля $Pr = 10$, параметр инжекции $A = 0.25$, $M = 14.14$ [8]. Использовались условия периодичности. Вычислялись зависимости максимальной функции тока от электрического параметра T_e .

III. Обсуждение результатов

В результате вычислений были обнаружены два режима электроконвекции, один из которых колебательный, а другой – стационарный. Между режимами наблюдались гистерезисные переходы. При постоянных начальных условиях возмущения либо колебательным образом затухают, либо резко возрастают и в некоторый момент времени происходит переход в режим стационарной конвекции. Максимальное значение функции тока, а также функция тока в фиксированной точке после переходного процесса принимают постоянные значения. При этом в ячейке образуются два зеркально-симметричных конвективных вала.

При вычислении методом продолжения по параметру было обнаружено, что стационарный режим начинает существовать при $T_e = 1549$. Это означает, что при $T_e < 1549$ в системе устанавливается равновесное распределение переменных. Если электрический параметр изменяется в пределах от 1549 до 6774, то в системе будет либо равновесие, либо стационарная конвекция. При $T_e > 6774$ в системе наблюдаются два колебательных режима: бегущих (TW) и стоячих (SW) волн.

Режим стоячих волн (SW) существует при $6775 \leq T_e \leq 6786$. Для этого режима характерна осцилляция максимального значения функции тока от нуля до некоторой постоянной величины, при этом значение функции тока в фиксированной точке периодически меняет знак. В ячейке находятся два конвективных вала, которые периодически меняют направление вращения и не смещаются вдоль оси x .

Для режима бегущих волн (TW) на начальной стадии наблюдается режим стоячей волны, который увеличивает свою амплитуду. Фазовая скорость волны вдоль оси x равна нулю. Далее происходит переходный процесс, при котором режим стоячей волны сменяется режимом бегущей волны: появляется движение электроконвективных структур вдоль горизонтали. В конце переходного процесса максимальное значение функции тока принимает постоянное значение, в то время как значение функции тока в фиксированной точке ячейки периодически меняется. В режиме бегущей волны интенсивность конвективного движения на два порядка меньше, чем в случае стационарной конвекции.

При использовании метода продолжения по параметру было обнаружено, что при увеличении электрического параметра T_e интенсивность течения резко возрастает. Бегущая волна теряет устойчивость и система переходит в режим стационарной конвекции, когда $T_e = 6825$. А при уменьшении параметра T_e бегущие волны сохраняют устойчивость, но их амплитуда уменьшается.

В статье [8] изучена электроконвекция в слабопроводящей жидкости для аналогичных параметров только с более интенсивным нагревом: $Ra = -2500$. В этом исследовании между бегущими волнами и стационарным режимом был найден ещё один колебательный режим – модулированных стоячих волн. При $Ra = -1000$ данный режим не был обнаружен. Возникло предположение, что на появление режима модулированных стоячих волн влияет степень нагрева жидкости. Было решено провести изучение смены режимов при фиксированном значении электрического параметра $T_e = 6820$ в зависимости от теплового числа Рэлея.

Выяснилось, что при увеличении по модулю теплового числа Рэлея от $Ra = -1000$ режим бегущих волн наблюдается до $Ra = -2072$. При этом в системе изменяются максимальное значение функции тока и значение

функции тока в фиксированной точке ячейки, качественно поведение системы остаётся неизменным. Далее при увеличении нагрева появляются стоячие волны, которые при $Ra = -2360$ сменяются режимом модулированных стоячих волн.

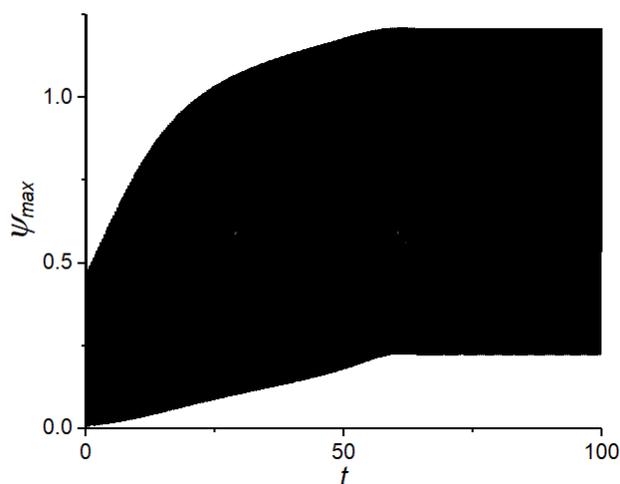


Рис. 1. Эволюция максимального значения функции тока с течением времени в режиме стоячих волн при $Ra = -2183$

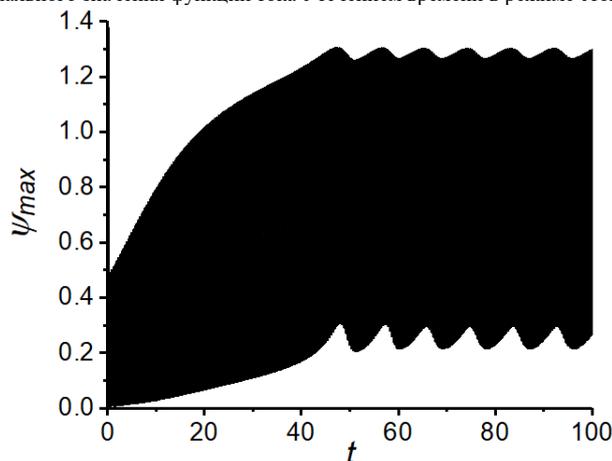


Рис. 2. Эволюция максимального значения функции тока в режиме модулированных стоячих волн при $Ra = -2400$

На рис. 1 представлена эволюция максимального значения функции тока в конвективной ячейке для режима стоячих волн при $Ra = -2183$. После переходного процесса максимальное значение функции тока колеблется в некотором интервале значений. Значение функции тока в фиксированной точке ячейки периодически меняется как в случае бегущих волн, изменяется лишь амплитуда этих колебаний. Фазовая скорость волны вдоль оси x равна нулю. Однако в пределах ячейки можно наблюдать перемещение вихрей вдоль горизонтального направления. Структура в ячейке может быть как двухвихревая, так и четырехвихревая. Связано это с конкуренцией первой и второй пространственных гармоник.

Модуляция амплитуды колебаний максимального значения функции тока и колебаний функции тока в фиксированной точке ячейки появляется, когда число Рэлея принимает значение $Ra = -2360$. На рис. 2 представлена эволюция максимального значения функции тока в конвективной ячейке для режима модулированных стоячих волн при $Ra = -2400$. Движение жидкости как целого вдоль оси x отсутствует. В спектре Фурье колебаний максимального значения функции тока (рис. 3) кроме основной частоты ν и её гармоники 2ν имеются собственная частота ν_1 , с которой происходит модуляция, и комбинированные частоты.

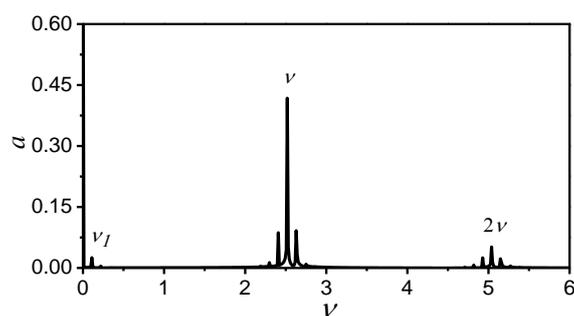


Рис. 3. Фурье-спектр колебаний максимального значения функции тока в режиме модулированной стоячей волны при $Ra = -2400$

Литература

- [1] Остроумов Г. А. Взаимодействие электрических и гидродинамических полей: Физические основы электрогидродинамики. М.: Наука, 1979. 319 с.
- [2] Стишков Ю.К., Остапенко А.А. Электрогидродинамические течения в жидких диэлектриках. Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1989. 174 с.
- [3] Стишков Ю. К., Богданов Д. В. Влияние неравновесных приэлектродных слоев на структуру ЭГД течений в трехионной модели диэлектрической жидкости // Журнал технической физики. 2017. Т. 87. Вып. 8. С. 1144–1150.
- [4] Афанасьев С. Б., Стишков Ю. К. Электрофизические процессы в жидкостях и газах: учебно-методическое пособие. СПб. 2007. 87 с.
- [5] Панкратьева И. Л., Полянский В. А. Основные механизмы электризации слабопроводящих многокомпонентных сред // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2017. № 5. С. 15–22.
- [6] Тараут А. В., Смородин Б. Л. Электроконвекция при наличии автономной униполярной инжекции и остаточной проводимости// Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2012. Т. 142. № 2. С. 403–412.
- [7] Верещага А. Н. Унарная электроконвекция в плоском слое // Гидродинамика и процессы тепломассопереноса. 1989. С. 42–47.
- [8] Мордвинов А. Н., Смородин Б. Л. Электроконвекция при инжекции с катода и нагреве сверху // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2012. Т. 141. Вып. 5. С. 997–1005.
- [9] Ильин В. А. Электроконвекция слабопроводящей жидкости в горизонтальном конденсаторе при униполярной инжекции заряда // Журнал технической физики. 2017. Т. 87. Вып. 1. С. 5–9.

Численное и экспериментальное исследование течения слабопроводящей жидкости, создаваемого неоднородным электрическим полем в системе электродов «провод над плоскостью».

М.С. Апфельбаум¹, М.Х. Гаджиев¹, А.Н. Долуденко¹

¹ Объединенный институт высоких температур Российской академии наук,
Москва, Россия
e-mail adoludenko@gmail.com

Abstract— This work presents the results of numerical simulation and experimental studies of a weakly conducting fluid motion in a system of two electrodes “wire above the plane”.

Keyword — *electro–hydrodynamics, liquid insulator, weakly conductive liquid media.*

I. Введение

Отклонения от закона Ома для слабоионизованных твердых сред в однородных предпробойных электрических полях были экспериментально обнаружены Пулем более 100 лет назад [1]. В слабопроводящих жидких средах такой же эффект был экспериментально получен М. Вином примерно 10 лет спустя [2].

Вольт-амперные характеристики многих сред в неоднородных электрических полях были описаны нами в [3]. Целью настоящей работы является исследование электрогидродинамических течений, вызванных сильным неоднородным электрическим полем. Эти характерные течения наблюдаются в жидкостях со сложной молекулярной структурой [4], подобной трансформаторному маслу [5, 6]. Гидродинамический перенос пространственного заряда, возникающего в рассматриваемых жидкостях, описан в работе [7]. В обзоре [6] исследуется влияние поверхности высоковольтного электрода на рассматриваемые предпробойные электрогидродинамические течения. Это влияние необходимо учитывать при конструировании геометрии высоковольтных электродов.

II. Численные расчёты

Численные расчеты изотермической двумерной системы уравнений были проведены для конфигурации электродов «провод над плоскостью». Необходимость определения максимальной скорости жидкости является важной задачей из-за проблемы охлаждения маломощных безнапорных трансформаторов 10 кВ. Мы считаем, что разность потенциалов внутри такого трансформатора пропорционально генерируемому и может достигать значения 500 В и выше.

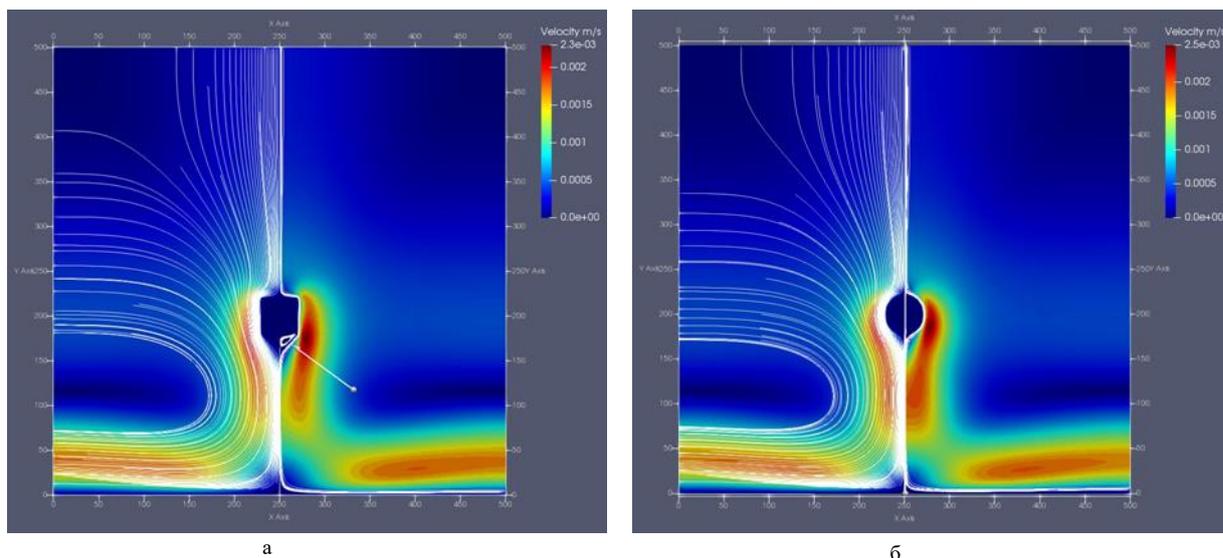


Рис. 1. Линии тока и модуль скорости для слабопроводящей жидкости в электрическом поле. Сечение провода-электрода квадратное (а) и круглое (б). Напряжение между электродами равно 500 В. Расчетная сетка имеет размер 500 x 500 ячеек.

Численные расчеты изотермической двумерной системы уравнений были проведены для конфигурации электродов «провод над плоскостью». Необходимость определения максимальной скорости жидкости является важной задачей из-за проблемы охлаждения маломощных безнапорных трансформаторов 10 кВ. Мы считаем, что разность потенциалов внутри такого трансформатора пропорционально генерируемому и может достигать значения 500 В и выше.

Применяемый метод и решение системы уравнений были подробно описаны ранее [8]. Расчеты, упомянутые в этой работе, были проведены для проволоки квадратного сечения. Это было сделано из-за того, что поперечный размер проволоки значительно меньше линейных размеров области расчета. С другой стороны эта область должна быть не меньше расстояния от проволоки до плоского электрода и, в свою очередь, должна быть достаточно большой, чтобы минимизировать влияние граничных условий на расчет. В качестве компромисса по скорости расчета и детальности течения вне области проволочного электрода была выбрана такая сетка, в которой размер каждой стороны проволочного электрода равен 8 вычислительным ячейкам.

При проведении натуральных экспериментов и в действительности сечение проволочного электрода представляет собой круг. Возникает вопрос: насколько достоверны результаты моделирования с электродом квадратной формы и насколько они отличаются от результатов моделирования с электродом круглой формы? Чтобы определить это, были проведены четыре вычисления: два на грубой сетке с проволокой квадратного и «круглого» (насколько это возможно) сечений и два на более подробной сетке с аналогичным сечением. Расчеты проводились до полного установления течения.

Параметры грубой сетки: 100×100 ячеек, размер ячеек равен 0,0005 м или 0,5 мм. Параметры мелкой сетки: 500×500 ячеек, размер ячеек равен 0,0001 м или 0,1 мм.

Результаты расчетов показали, что максимальная скорость между электродами увеличивается, если рассматривается проволочный электрод круглого сечения. Помимо этого, показано, что эта максимальная скорость увеличивается при использовании более подробной расчетной сетки.

III. Эксперимент

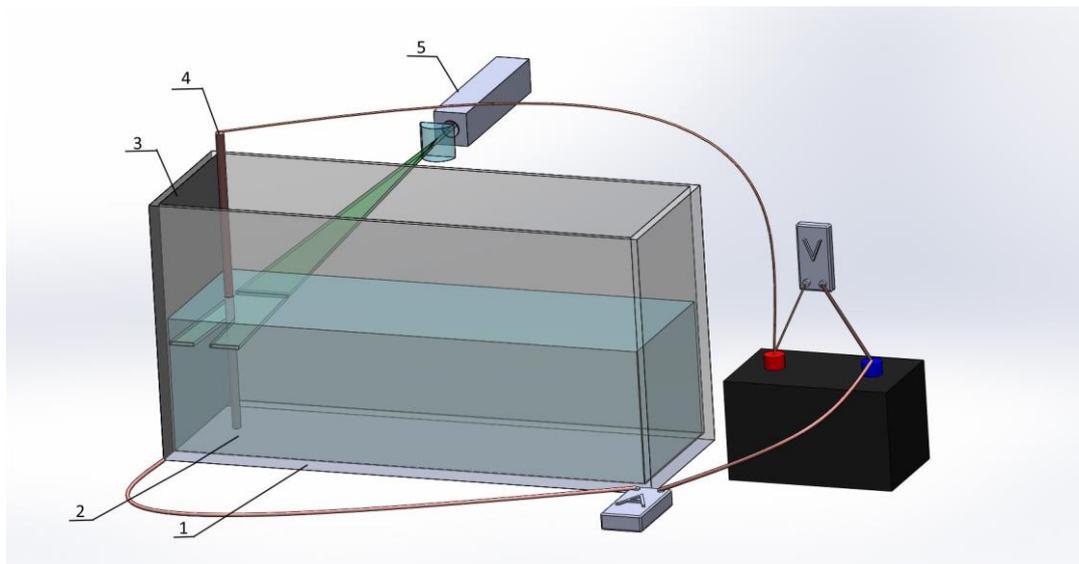


Рис. 2. Схема экспериментальной установки.

Экспериментальная установка показана на рис. 2. В емкости (1), заполненной трансформаторным маслом (2), два электрода расположены на расстоянии $l = 20$ мм друг от друга: медная пластина с шириной $D = 120$ мм (3) и медный провод (4) диаметром $d = 2$ мм ($d \ll D$). Чтобы визуализировать течение, возникающее под действием электрического поля в пространстве между электродами, масло было засеяно алюминиевым порошком с характерным размером частиц в нем $dp = 10 \div 50$ мкм. Подсветка взвешенных в масле частиц осуществлялась методом «лазерного ножа», что позволяет изолировать тонкий слой масла в нужной плоскости и обеспечить возможность получения качественного изображения частиц, взвешенных в этом слое. «Лазерный нож» толщиной $\Delta = 1$ мм был сформирован с использованием оптической системы из лазерного луча с длиной волны $\lambda = 527$ нм, генерируемой импульсным лазером (5) с частотой $\nu = 15$ кГц. Оптическая система также включает в себя телескоп и линзу, чтобы развернуть луч в плоскости. Видеозапись движения частиц алюминия выполнялась с использованием камеры Canon EOS 560D с частотой кадров 50 Гц в масштабе $M = 1:2$ (с разрешением 0,0078 мм / пиксель). Наблюдение и запись осуществляется сверху.

Когда приложенное напряжение между двумя электродами составляло 500, никакого движения масла не наблюдалось. Значительное визуальное движение началось, при приложении напряжения 3000 В, и к маслу добавили ацетон в количестве 5% по массе. На данный момент мы не выяснили с чем это связано: со снижением вязкости масла или с увеличением образовавшегося объемного заряда. На рисунке 3 а) показана скорость движения жидкости между электродом-проводом и электродом-плоскостью, полученная в эксперименте с напряжением между электродами, равным 3000 В. Предполагая, что с введением ацетона вязкость масла уменьшилась, мы провели расчет на тонкой сетке (500×500 ячеек) с вязкостью масла, равной $0,00016$ Па · с (это реальная вязкость масла трансформатора в режим работы). Скорость, полученную в численном расчете, можно видеть на этом же рис. Выпуклая и вогнутая части красной линии на правой стороне рисунка связаны с обратным потоком снизу электрода, что видно на рис. 3 б). Можно видеть, что максимальные скорости приблизительно равны друг другу, и добавление ацетона может действительно снижать вязкость.

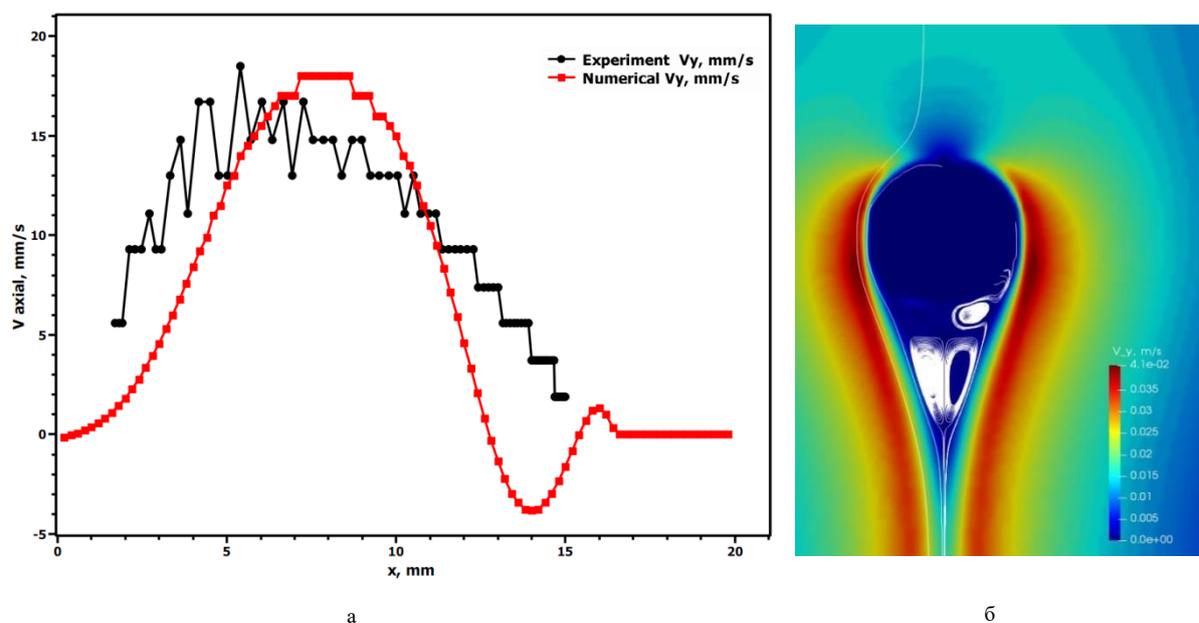


Рис. 3. а) Распределение скорости между электродами в системе электродов «провод над плоскостью» в осесимметричном электрогидродинамическом потоке слабопроводящей жидкости. Напряжение между электродами равно 3000 В. б) Линии тока и магнитуда скорости под круглым электродом в численном расчете. Напряжение между электродами равно 3000 В. Расчетная сетка имеет размер 500×500 ячеек.

Благодарности

Работа поддержана РФФИ (проект №18-0800136).

Литература

- [1] Poole H.H. Philos. Mag., 1916. 2. P. 112–120.
- [2] Onsager L. J. Chem. P. 1934. 2. P. 599–615.
- [3] Apfelbaum M.S., Vladimirov V.I. and Pecherkin V.Y. Surface engineering and applied electrochemistry. 2015. 51 P.260–268
- [4] Arakelyan V.G. Fiziko-khimicheskie osnovy ekspluatatsii maslonapolnennogo elektrotekhnicheskogo oborudovaniya: spravochnye dannye, analiz, issledovaniya, diagnostika, monitoring (Moscow: Tetraprint). 2012.
- [5] Apfelbaum M.S. and Polyansky V.A. Magn. Gidrodin. 1982. P. 51–56.
- [6] Zhakin A.I. Phys. Usp. 2012. 55. P. 46551–4866.
- [7] Apfelbaum M.S. Elektron. Obrab. Mater. 1987. 23(2) P. 59–62.
- [8] Apfelbaum M.S. and Doludenko A.N. Mathematica Montisnigri 2017. XL P. 90–98.

Электрокинетическая неустойчивость около ионоселективной микрочастицы при электрофорезе второго рода

Е.А. Франц^{1,2,3}, Г.С. Ганченко², В.С. Шелистов^{1,3}

¹ Кафедра «Прикладная математика», КубГУ, Краснодар, Россия

² Кафедра «Математика и информатика», Финуниверситет, Краснодар, Россия

³ Институт механики и инженерии, Университет Бордо, Бордо, Франция

³ Лаборатория электрогидродинамики микро- и наномасштабов, Финуниверситет, Краснодар, Россия

Abstract — **Electrophoresis of an ion-selective microparticle in a binary diluted electrolyte solution is considered for a strong applied electric field. When ions pass through an ion-selective spherical particle, three boundary layers, that are nested inside each other, are formed at the front of the particle in the region of incoming ion flux: an electric double layer (EDL), a space charge region (SCR) and a thin diffusion layer. Near the surface of the outgoing ion flux (formed only by EDL), emerges a region of the enriched electrolyte with a strong concentration gradient. Increasing the magnitude of the external electric field makes this enriched electrolyte region narrower and its conductivity increases. At some critical value of the electric field, the steady-state solution loses stability and the system becomes unstable. However, depending on the Debye number, this instability manifests itself in different regions. For small Debye numbers, it takes place in SCR at the forefront of the particle and for larger values, it originates at the poles and propagates towards the equator at the backside of the particle corresponding to the outgoing ion flux. This instability affects the outgoing stream of the enriched electrolyte with high electrical conductivity.**

Keyword — **electrokinetic phenomena, electrophoresis, ion-selective microparticle, electrohydrodynamic instability, space charge region.**

I. Введение

Электрокинетическое течение около ионоселективной частицы в растворе электролита связано с неравновесным поведением пространственного заряда в электрическом двойном слое (ЭДС). Эта фундаментальная проблема современной физики, впервые затронутая Гельмгольцем. Поверхность ионоселективной

частицы пропускает только один вид ионов электролита, что создает электрический ток определенного знака. При небольшой напряженности электрического поля электрическим током через частицу можно пренебречь, таким образом формируется квазиравновесный ЭДС. При увеличении напряженности электрического тока, поток ионов через частицу становится значительным, и структура ЭДС преобразуется в неравновесную. Ключевой особенностью в этом случае является возникновение зоны пространственного заряда за квазиравновесным ЭДС.

Неравновесный электроосмос, вызванный зоной пространственного заряда, называется электроосмосом «второго» рода в соответствии с работами Духина и Мищук [1, 2]. В конечном итоге электроосмос приводит к электрофорезу «второго» рода.

II. Математическая модель

Рассматривается движение микрочастицы с ионоселективной поверхностью, проницаемой только для положительных ионов (катионов). Частица находится в разбавленном растворе бинарного электролита под действием электрического поля сильной напряженности. К задаче применены следующие предположения: коэффициенты диффузии катионов и анионов равны, число Рейнольдса стремится к бесконечности, поверхность частицы идеально селективна. Задача описывается нелинейной системой уравнений Нернста-Планка-Пуассона-Стокса. Так как рассматриваемая частица имеет сферическую форму, то решение задачи ищется в сферической системе координат, движущейся со скоростью частицы с началом в ее центре. Движение жидкости исследуется в приближении Стокса. Задача осесимметрична, поэтому рассмотрена только

зависимость от одного угла, что позволяет записать систему уравнений в двумерной безразмерной постановке:

$$\frac{\partial c^\pm}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla c^\pm = \pm \nabla(c^\pm \nabla \Phi) + \nabla^2 c^\pm \quad (1)$$

$$\nu^2 \nabla^2 \Phi = c^- - c^+; \quad (2)$$

$$-\nabla P + \nabla^2 \mathbf{U} = (c^+ - c^-) \frac{\kappa}{\nu^2} \nabla \Phi = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{U} = 0. \quad (3)$$

Здесь c^\pm – молярные концентрации катионов и анионов; \mathbf{U} – вектор скорости; Φ – электростатический потенциал; P – давление; ν – малый параметр (число Дебая); κ – коэффициент сцепления между гидродинамической и электростатической частями задачи.

На границе частицы используются следующие граничные условия: концентрация положительных ионов c^+ фиксирована; поток отрицательных ионов через поверхность частицы отсутствует; электростатический потенциал равен константе, которая принимается равной нулю; компоненты скорости удовлетворяют условиям непроницаемости и прилипания:

$$r = 1: \quad c^+ = p, \quad c^- \frac{\partial \Phi}{\partial r} - \frac{\partial c^-}{\partial r} = 0, \quad \Phi = 0, \quad \mathbf{U} = 0 \quad (4)$$

Вдали от частицы, концентрация ионов стремится к равновесной, напряженность электрического поля и вектора скорости параллельны оси x в Декартовой системе координат:

$$r \rightarrow \infty: \quad c^+ \rightarrow 1, \quad c^- \rightarrow 1, \\ \mathbf{U} \rightarrow (-U_\infty \sin \theta, U_\infty \cos \theta), \quad \Phi \rightarrow -E_\infty r \cos \theta. \quad (5)$$

III. Результаты и обсуждение

При прохождении положительных ионов через поверхность ионообменной частицы, формируются три слоя, вложенные друг в друга. На переднем фронте частицы в области входящего потока ионов это: электрический двойной слой, зона пространственного заряда и диффузионный слой, за которым следует электронейтральная область электролита. На заднем фронте частицы за электрическим двойным слоем сразу следует электронейтральная область электролита (рис. 1).

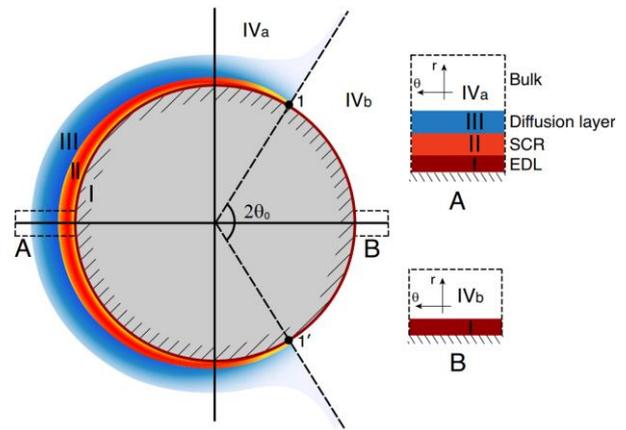


Рис. 1. Схема расположения граничных слоев около частицы. I – электрический двойной слой (EDL); II – зона пространственного заряда (SCR), III – диффузионный слой; IV соответствует внешней электронейтральной области электролита. Точки 1 и 1' отделяют области входящего и выходящего потока ионов. Вставки А и В показывают структуру области входящего и выходящего потока соответственно.

Около поверхности частицы в области входящего потока (рис. 1, область А) образуется зона обессоливания, а в области выходящего (рис. 1, область В) – зона обогащенного электролита с сильным градиентом концентрации.

При увеличении напряженности электрического поля зона обогащенного электролита сужается, а электрическая проводимость внутри этой зоны увеличивается. При некотором критическом значении электрического поля, стационарное решение теряет устойчивость. Однако в зависимости от числа Дебая, эта неустойчивость проявляется в разных областях. При малом значении числа Дебая ($\nu = 0.002$) неустойчивость пространственного заряда возникает на переднем фронте частицы (рис. 1, область А) и распространяется к полюсам (рис. 2а). При увеличении ν точка возникновения неустойчивости смещается из зоны А ближе к полюсу частицы.

Распределения пространственного заряда и электрической проводимости для неустойчивого случая представлены на рис. 2а и 2б соответственно.

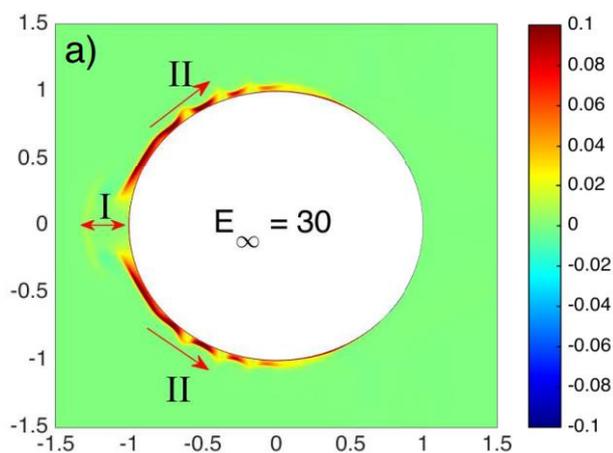


Рис. 2. а) распределение пространственного заряда $\rho = c^+ - c^-$ около ионоселективной частицы. I и II – области стоячей и бегущей волн соответственно. Стрелками показано направление движение волны. Безразмерные параметры: напряженность электрического поля $E_\infty = 30$, число Дебая $\nu = 0.0086$

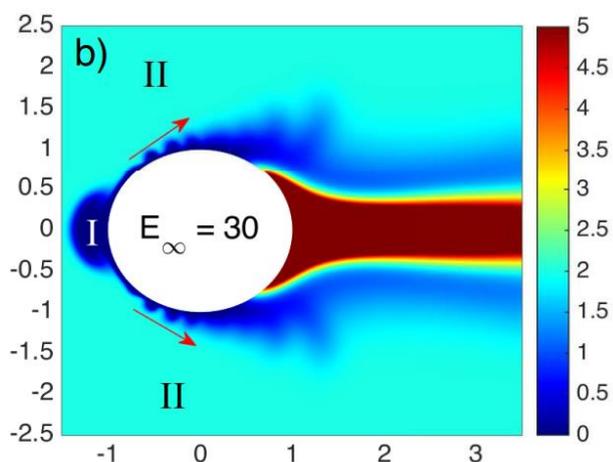


Рис. 2. б) распределение электрической проводимости $K = c^+ + c^-$ около ионоселективной частицы. I и II – области стоячей и бегущей волн соответственно. Стрелками показано направление движение волны. Безразмерные параметры: напряженность электрического поля $E_\infty = 30$, число Дебая $\nu = 0.0086$

В случае неустойчивости зоны пространственного заряда около ионоселективной частицы возникает два типа микровихрей: большие устойчивые вихри Духина-Мищук и маленькие вихри, вызванные электрокинетической неустойчивостью, которые распространяются от экватора в области входящего потока ионов к вихрям Духина-Мищук около полюсов частицы (рис. 2с).

Для решения задачи был использован метод прямого численного моделирования, который позволил обнаружить смену режима электрофореза с равновесного на неравновесный при увеличении напряженности электрического поля.

Численный и асимптотический анализ электрокинетических эффектов, возникающих около ионоселективной частицы, показал [3], что для электрического поля умеренной напряженности нелинейные и неравновесные эффекты становятся

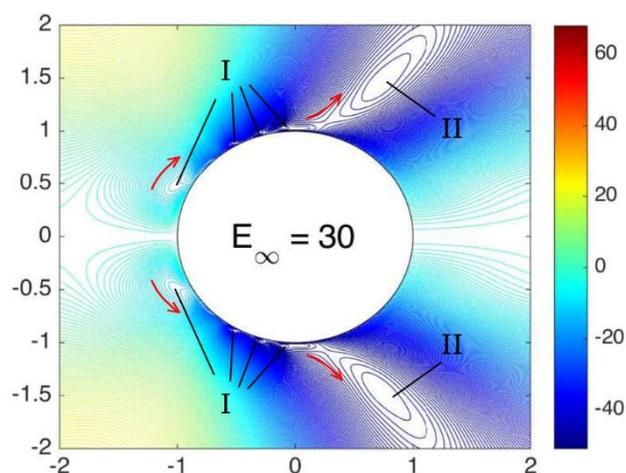


Рис. 2. с) Функция тока для неустойчивого режима. Зона I соответствует электроконвективным вихрям Рубинштейна-Зальцмана, II – вихрям Духина-Мищук. Стрелками указано направление распространения вихрей Рубинштейна-Зальцмана.

значительными. В отличие от диэлектрических частиц, эти эффекты приводят к увеличению электрофоретической мобильности и к переходу от электрофореза первого рода к электрофорезу второго рода.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-48-233009 и № 19-48-233010).

Литература

- [1] Dukhin S. S. Electrokinetic phenomena of the second kind and their applications // *Adv. Colloid Interface Sci.* 1991. V. 35. P. 173.
- [2] Mishchuk N. A., Takhistov P. V. Electroosmosis of the second kind // *Colloids and Surfaces A.* 1995. V. 95. P. 119.
- [3] Frants E.A., Ganchenko G.S., Shelistov V.S., Amiroudine S., Demekhin E.A. Nonequilibrium electrophoresis of an ion-selective microgranule for weak and moderate external electric fields // *Physics of Fluids.* 2018. Vol. 30. № 022001.

Влияние гравитационных эффектов на электрокинетическую неустойчивость около ионоселективных поверхностей с учетом Джоулева нагрева электролита

Н.Ю. Ганченко¹, М.Ю. Репина², Д.А. Оксюзьян³

¹ Кубанский государственный университет, Краснодар, Россия

² Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия

³ Кубанский государственный технологический университет, Краснодар, Россия

e-mail: nataly.ganchenko@gmail.com

Abstract — The report presents the investigation of the influence of heat and concentration effects on the stability of the electrolyte in a microgap between ion-selective surfaces with a potential drop between them. It is assumed, that the density of the electrolyte changes as due to the Joule heating as due to a nonuniform distribution of a salt concentration. It was discovered, that in enough thermoinsulated systems or with enough concentrated electrolyte these mechanisms may play a crucial role in the instability development and even generate a new mechanism of its arising. The theoretical analysis of the problem consisted both in the investigation of the linear stability of the one-dimensional steady state solution and in the numerical simulation of full two- and three-dimensional systems of Nernst–Planck–Poisson–Stokes.

Keyword — *electrolyte, electrokinetic instability, Joule heating, convection.*

I. Введение

Работа посвящена теоретическому исследованию влияния гравитационных эффектов на возникновение и развитие сверхпредельных токов около ионоселективных мембран. На данный момент считается общепризнанным, что электрокинетическая неустойчивость является основным фактором развития сверхпредельных режимов [1]. Однако в некоторых специфических условиях могут иметься дополнительные факторы, способные существенно повлиять на критические значения параметров. К таким эффектам можно отнести гидрофобные свойства поверхности мембраны [2] или достаточно большую концентрированность соли электролита [3]. Влияние гравитационных эффектов также является одним из таких факторов, причем плотность электролита может меняться как за счет неоднородности температуры электролита [4,5], так и за счет неоднородности соли в электролите [6].

II. Математическая модель

В рамках нашего теоретического исследования была использована стандартная математическая модель раствора бинарного одновалентного электролита, описываемая системой уравнений Нернста-Планка-Пуассона-Стокса. Предполагается, что электролит располагается горизонтально между двумя идеальноселективными поверхностями, на которых задается разность электрических потенциалов. В модели учитывается Джоулев нагрев электролита, входящий в уравнение теплопроводности в приближении Буссинеска. Поверхности мембран считаются частично теплоизолированными и дополнительного подогрева не осуществляется. Помимо этого предполагается, что плотность электролита также зависит от концентрации соли (рис. 1).

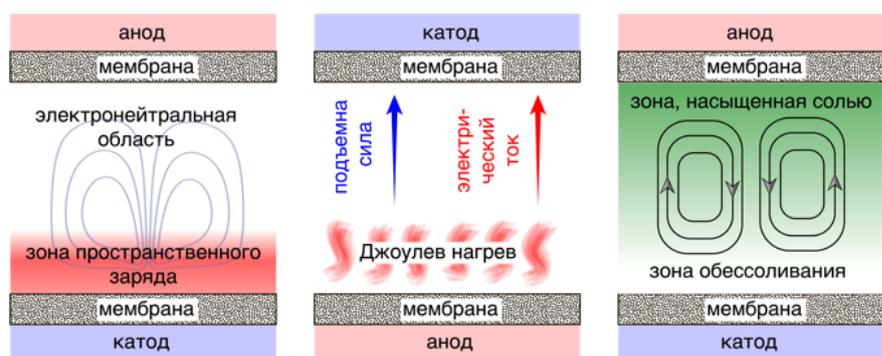


Рис. 1. Электрокинетическая неустойчивость и гравитационные эффекты

III. Результаты

В рамках данного исследования было обнаружено, что в достаточно теплоизолированной системе возникает термоэлектрокинетическая неустойчивость [4,5], которая кардинально отличается от неустойчивости Рэлея-Бенара. Было также показано, что неустойчивость Рэлея-Бенара без дополнительного нагрева не может возникать в мембранных системах, параметры которых относятся к микроканалам, в то время как термоэлектроконвекция вполне может иметь место. При увеличении концентрации соли в электролите возникает конкурирующий по отношению к термоэлектроконвекции механизм гравитационной неустойчивости за счет неоднородности концентрации соли в растворе. Концентрационная конвекция оказывается конкурирующей, потому что неустойчивые стратификации возникают при обратной ориентации канала относительно силы тяжести. В зависимости от отношения концентрационного и теплового чисел Рэлея преобладает тот или иной сценарий. С помощью анализа линейной устойчивости одномерного решения получены критические значения параметров, а численное моделирование в двумерной и трехмерной нелинейных постановках позволило наблюдать и описать когерентные структуры, возникающие для различных параметров.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 18-38-00611-мол_а, 18-08-01158-а). Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М.В. Ломоносова.

Литература

- [1] Rubinstein I. and Zaltzman B. Electro-osmotically induced convection at a permselective membrane // Phys. Rev. E 2000. V. 62. P. 2238..
- [2] Shelistov V.S., Demekhin E.A., Ganchenko G.S. Electrokinetic instability near charge-selective hydrophobic surfaces // Phys. Rev. E. 2014. Vol. 90, № 1. P. 013001.
- [3] Pismenskiy A. et al. Mathematical modelling of gravitational convection in electro dialysis processes // Desalination. 2006. Vol. 192, № 1-3. Pp. 374–379.
- [4] Demekhin E.A. et al. Thermo-electroconvection near charge-selective surfaces // Phys. Rev. E. 2015. Vol. 91, № 6. P. 063006.
- [5] Kalaydin E.N. et al. Thermo-electrokinetic instability and salt superconcentration near permselective electric membranes // Phys. Rev. Fluids. 2017. Vol. 2, № 11. P. 917.
- [6] Karatay E. et al. Coupling between Buoyancy Forces and Electroconvective Instability near Ion-Selective Surfaces // Physical Review Letters. 2016. Vol. 116, № 19. P. 194501.

Электрофизика газовых разрядов / Electrophysics of gas discharges

Численное моделирование течений в индукционном ВЧ-плазматроне

В.И. Сахаров¹

¹ *Институт механики, МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия*
e-mail: sakharov@imec.msu.ru

Abstract — when creating high-enthalpy flows of various gases for scientific and applied research using high-frequency electric fields, electrodeless RF plasma torches are used. Induction plasma torches provide great opportunities for studying the kinetics of gas-phase and heterogeneous chemical reactions, possessing a number of advantages, in particular, creating ultra-pure gas flows, which is important in the study of the catalytic properties of heat-shielding materials.

In the work, the Navier-Stokes equations and the locally-one-dimensional approximation of Maxwell's equations were used in a joint calculation of the flow of air plasma and the electromagnetic field interacting with it in the discharge channel of the RF plasma torch.

The results of calculations of gas flows in the plasma torch were compared with experimental data on heat transfer with models. The obtained coincidence of the compared values suggests that the selected model for describing the electrophysical processes is suitable for modeling processes and flows in the RF plasma torch.

Keyword — induction plasmatron, numerical simulation, Navier–Stokes and Maxwell equations, underexpanded jets, thermal and chemical nonequilibrium, heat transfer.

I. Введение

При создании высокоэнтальпийных потоков различных газов для научных и прикладных исследований используются безэлектродные индукционные ВЧ-плазматроны. Индукционные плазматроны предоставляют большие возможности для исследования кинетики газофазных и гетерогенных химических реакций, обладая рядом преимуществ перед другими установками такого назначения, например, дугowymi, хотя последние обладают большей мощностью.

Во-первых, при индукционном нагреве высокочастотным полем создаются сверхчистые потоки газов без примесей деструкции электродов, что является важным в исследовании каталитических свойств ТЗП, применяемых при входе спускаемых

аппаратов многоразового использования в атмосферу Земли и других планет. Во-вторых, их большой непрерывный режим работы (от несколько десятков минут, до часов) позволяет моделировать медленные процессы взаимодействия диссоциированных потоков с поверхностью, что невозможно сделать на ударных трубах. В-третьих, при проведении экспериментальных исследований наблюдается хорошая стабильность параметров и воспроизводимость получаемых в экспериментах данных.

II. Расчет течения индукционной плазмы в разрядном канале плазматрона

Численное моделирование течений в разрядном канале плазматрона с индукционным нагревом газов и в сверхзвуковых недорасширенных струях воздушной плазмы проводилось для условий работы двух плазматронов: ВГУ-4 (ИПМех РАН) и АДТ ВАТ-104 (ЦАГИ). Для решения задачи использовались система уравнений Навье-Стокса и химически неравновесная модель газовой среды. Термическая неравновесность учитывалась в рамках многотемпературных моделей с колебательной релаксацией в работе [1]. Учитывались 11 нейтральных и ионизованных компонентов воздушной смеси ($N = 11$): O , N , O_2 , NO , N_2 , O^+ , N^+ , NO^+ , O_2^+ , N_2^+ и e^- .

Для установки ВГУ-4 (ИПМех РАН) воздух при комнатной температуре с постоянным расходом G подавался через кольцевое сопло с закруткой 45° по отношению к оси разрядного канала (кварцевой цилиндрической трубки длиной $X_c = 400$ мм и диаметром $D_c = 80$ мм) через нижнюю его часть и, нагреваясь в индукторе высокочастотным электрическим полем, вытекал в барокамеру через коническое звуковое сопло с диаметром критического сечения D_s , расположенное в верхней части разрядного канала (рис. 1).

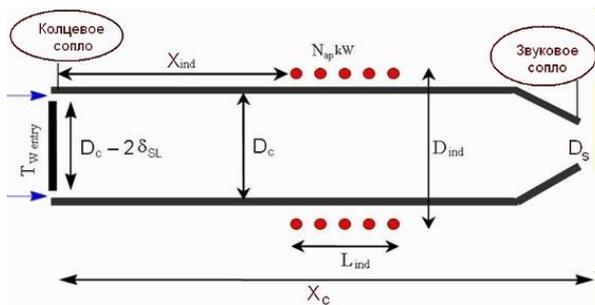


Рис. 1 Схема разрядного канала установки ВГУ-4 (ИПМех РАН)
 В подогреватель АДТ ВАТ-104 (ЦАГИ) диаметром 92 мм и длиной 670 мм (рис. 2) рабочий газ – воздух подается непосредственно в его цилиндрическую часть. Моделируется прямоочная подача рабочего газа, принятая в схеме работы АДТ ВАТ-104. Частота тока в индукторе $f = 1.76$ МГц, значение мощности, вкладываемой в плазму, принималось равным $N_{pl} = 30$ кВт, расход газа изменялся в диапазоне $G = 1.5 - 4$ г/с. Для численного моделирования течения в подогревателе и рабочем тракте АДТ ВАТ-104 использовалась, в отличие от моделирования для ВГУ-4, двумерная постановка задачи.

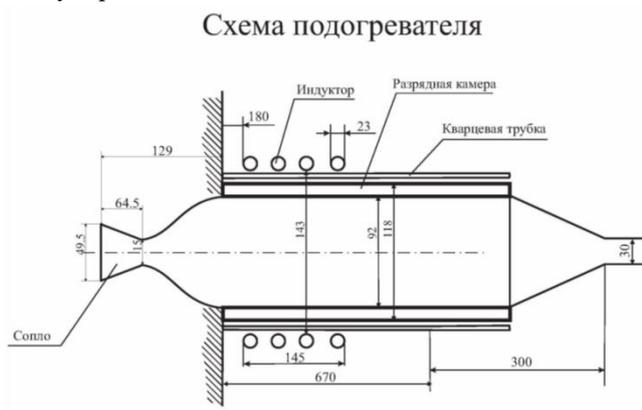


Рис. 2 Схема подогревателя установки АДТ ВАТ-104 (ЦАГИ)

III. Расчет электромагнитного поля

Расчет электромагнитного поля при совместном расчете течения воздушной плазмы и электромагнитного поля в разрядном канале или подогревателе в качестве в одного из определяющих параметров задачи, кроме давления P_∞ и температуры газа T_∞ в барокамере, а также расхода газа G , задавалась мощность N_{pl} , вкладываемая в разряд, а соответствующий ток в индукторе определялся в процессе решения. Значение N_{pl} , в свою очередь, определялось по измеренной в эксперименте мощности генератора N_{ap} по анодному питанию, умноженной на к. п. д. плазмотрона.

Электромагнитное поле считалось монохроматическим с заданной частотой, определяемой высокочастотным током в индукторе. Частота тока в индукторе $f = 1.76$ МГц. Реальный индуктор в расчете заменялся пятью для ВГУ-4 или четырьмя - для АДТ ВАТ-104 бесконечно тонкими кольцевыми витками. При расчете высокочастотного вихревого электрического поля на основе локально-одномерного приближения использовались следующие предположения: плазма квазинейтральна; магнитная проницаемость плазмы $\mu = 1$; диэлектрическая проницаемость плазмы не зависит от электромагнитного поля и, следовательно, не зависит от координат; током смещения можно пренебречь; изменение электрического поля в осевом направлении пренебрежимо мало по сравнению с его изменением в радиальном направлении. Полная постановка задачи приведена в [2]. Похожие модели для расчета электромагнитного поля рассматривались и в более ранних работах [3-6]. Таким образом, для нахождения электрического поля имеем следующую краевую задачу

$$\frac{d}{dy} \left(\frac{1}{y} \frac{d}{dy} (yE_\theta) \right) = -i\omega\mu_0\sigma E_\theta \quad (1)$$

Здесь E_θ – осредненная за один период по времени комплексная амплитуда тангенциальной составляющей самосогласованного электрического поля, $\omega = 2\pi f$ – круговая частота.

Граничные условия для электрического поля формулируются в следующем виде оси симметрии канала ($y=0$): $E_\theta(x,0) = 0$, на стенке разрядного

$$\text{канала } (y=R_c): \frac{1}{R_c} \frac{d}{dy} (yE_\theta) = i\omega\mu_0 H_{xRc}(x).$$

Здесь $H_{xRc}(x)$ – напряженность магнитного поля на стенке разрядного канала, которая вычисляется из расчета напряженности магнитного поля N_c соосных кольцевых токов, моделирующих индуктор, по которому течет ток I_0 [5,6].

$$H_{xRc}(x) = \frac{\mu_0 I_0}{4\pi} \times \sum_{k=1}^{N_c} \frac{2}{\sqrt{(R_c + R_w)^2 + (x - x_k)^2}} \times [K^*(l_k) + \frac{R_c^2 - R_w^2 - (x - x_k)^2}{(R_c - R_w)^2 + (x - x_k)^2} \cdot E^*(l_k)]$$

Здесь

$$K^*(l_k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{1-l_k^2 \sin^2 \theta}}, \quad E^*(l_k) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1-l_k^2 \sin^2 \theta} \cdot d\theta$$

полные эллиптические интегралы первого и второго рода соответственно,

$$l_k^2 = \frac{4R_c R_w}{(R_c + R_w)^2 + (x - x_k)^2}$$

IV. Результаты расчетов

Численное моделирование течений в разрядных каналах плазмотронов с индукционным нагревом газов и в истекающих недорасширенных воздушных струях проводилось для условий работы установок ВГУ-4 и АДТ ВАТ-104. Применялась технология, основанная на комплексе программ численного интегрирования уравнений Навье-Стокса [7] и специальных программ-генераторов, взаимодействующих с базами данных по термодинамическим и переносным свойствам индивидуальных газовых веществ [8].

Система нестационарных уравнений Навье-Стокса решалась численно на структурированной криволинейной сетке методом конечного объема.

Целью проводимых исследований являлось сравнение полученных в расчетах параметров течения многокомпонентной плазмы с измеренными в экспериментах. Сопоставление таких данных позволяет судить об адекватности математической постановки задачи, в частности, электрической ее части, процессам и течению в сложной газодинамической установке.

На рис. 3 представлено качественное сравнение экспериментальных и рассчитанных картин обтекания недорасширенной струей воздушной плазмы цилиндрической модели с передним торцевым затуплением, расположенной на расстоянии $Z_m = 30$ мм от звукового сопла в рабочей части плазмотрона ВГУ-4.

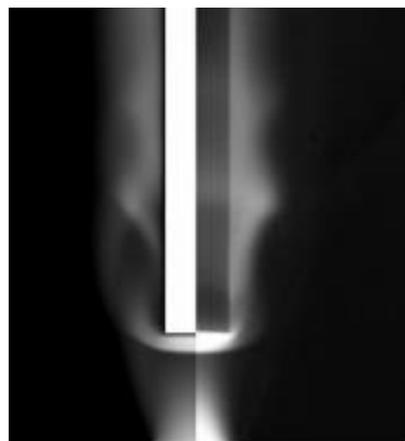


Рис. 3. Сравнение рассчитанной (левая часть рисунка) и экспериментальной (правая часть) картин течения около цилиндрической модели в рабочей части установки ВГУ-4.

На правой части рисунков дана экспериментальная цифровая фотография картины обтекания, на левой для сравнения - температурный контур поля течения, полученное расчетным путем. Видно хорошее совпадение не только размеров ударно нагретых слоев газа около переднего затупления, но и сложных картин течения около боковой поверхности, полученных в эксперименте и в расчете.

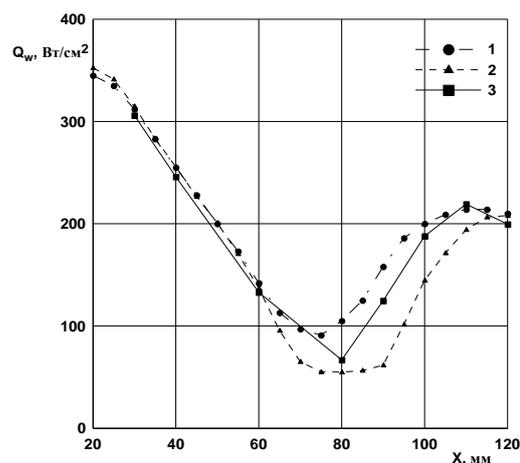


Рис. 4. Сравнение рассчитанных и экспериментальных данных по тепловому потоку в области точки торможения модели с плоским торцом: 1- эксперимент ВГУ-4 ; 2 и 3 - термически равновесная и неравновесная модель соответственно

На рис. 4 представлены распределения вдоль оси струи значений тепловых потоков в области критической точки к холодной поверхности затупленной по торцу модели ($T_w = 3000$ К) для установки ВГУ-4.

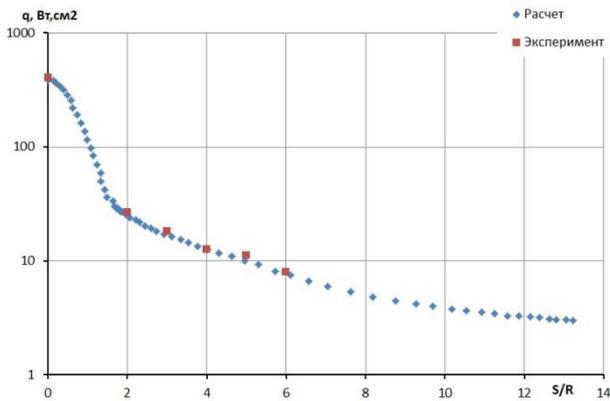


Рис. 5 Распределение теплового потока на поверхности калориметрической модели: сферически затупленного конуса. Сравнение расчета (красные маркеры) и эксперимента.

На рис. 5 дано сравнение тепловых потоков вдоль поверхности сферически затупленного конуса, обтекаемого недорасширенной плазменной струей в рабочей части АДТ ВАТ-104.

Видно, что, полученные экспериментальные данные по тепловым потокам на установках ВГУ-4 и

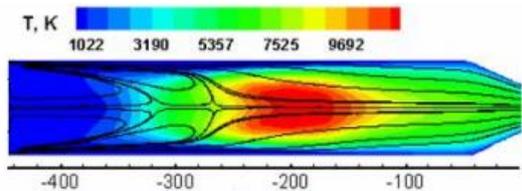


Рис. 6. Линии тока и изотермы в разрядном канале плазмотрона ВГУ-4: $P_{\infty} = 6.3 \text{ гПа}$, $G = 2.4 \text{ г/с}$, $N_{pl} = 29 \text{ кВт}$, $D_s = 40 \text{ мм}$

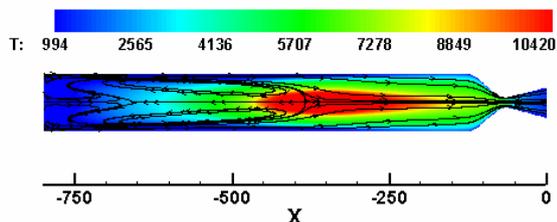


Рис. 7. Линии тока и изотермы в подогревателе плазмотрона АДТ ВАТ-104: $P_{\infty} = 1.3 \text{ гПа}$, $G = 3 \text{ г/с}$, $N_{pl} = 41 \text{ кВт}$.

АДТ ВАТ-104 хорошо согласуются с рассчитанными.

На рис. 6 и 7 представлены изотермы и линии тока течений в разрядном канале плазмотрона ВГУ-4 и подогревателе АДТ ВАТ-104. Различия в топологиях течений и отрывных зон объясняется различием в способах подачи рабочего газа: двумерного для АДТ ВАТ-104 и трехмерного для плазмотрона ВГУ-4.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, код проекта 17-01-00054 а.

Литература

- [1] Сахаров В.И. Численное моделирование термически и химически неравновесных течений и теплообмена в недорасширенных струях индукционного плазмотрона // Изв. РАН. МЖГ. 2007. № 6. С. 157–168.
- [2] Васильевский С.А., Колесников А.Ф. Численное моделирование течений равновесной индукционной плазмы в цилиндрическом канале плазмотрона // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 5. С. 164–173.
- [3] Райзер Ю.П. Высоочастотный разряд высокого давления в потоке газа как процесс медленного горения // ПМТФ. 1968. №3. С. 3–10.
- [4] Семин В.А. К теории неравновесного индукционного высокочастотного разряда в потоке газа // Изв. АН СССР. МЖГ. 1981. №2. С. 153-160.
- [5] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т.8 Электродинамика сплошных сред. М.: Наука. 1982. 623 с.
- [6] С.Т. Суржиков Физическая механика газовых разрядов // Институт проблем механики РАН. Компьютерные модели физической механики. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана. 2006. 639с
- [7] Afonina N.E., Gromov V.G., Sakharov V.I. HIGHTEMP technique HIGHTEMP technique for High Temperature Gas Flows Simulations // Proc. 5th Europ. Symp. Aerothermodyn. Space Vehicles. Cologne, Germany, 2004. SP 563. ESTEC, Noordwijk, The Netherland. 2005. P. 119–123.
- [8] Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочное издание. М: Наука, 1979. Т.1. 495с; Т.2. 327с.

Применение электрических зондов для исследования процессов хемоионизации в многокомпонентных газах

В.А.Полянский¹, И.Л.Панкратьева¹, П.А.Власов²

¹Научно-исследовательский институт механики МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

²Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, Москва

e-mail: ilpan@imec.msu.ru

Abstract — The theoretical and experimental results of using cylindrical electrical probes to obtain information on the effective chemo-ionization rate in high-temperature non-equilibrium gas mixtures of complex composition behind reflected shock waves in shock tubes are discussed. Measurement data of unsteady electric currents on conducting and isolated probes in different mixtures are given. A theoretical model for describing the operation of the probe has been built for the interpretation of such measurements.

Keywords — *high-temperature non-equilibrium gas mixtures, chemo-ionization, conducting and isolated electrical probe, weak conducting media*

I. Введение

Повышение эффективности процессов горения углеводородных топлив, процессов переработки нефти и нефтепродуктов и т.п. остается в современном мире актуальной проблемой. В связи с этим продолжается интенсивное исследование весьма сложной и неоднозначной кинетики химических реакций в плотных высокотемпературных смесях молекулярных газов. Поскольку в литературе до сих пор нет единого мнения о кинетических механизмах протекания химических процессов в таких газовых смесях, любая дополнительная экспериментальная информация о них является важной. В работе обсуждаются теоретические и экспериментальные результаты применения цилиндрических электрических зондов для получения информации об эффективной скорости химической ионизации в высокотемпературных неравновесных газовых смесях сложного состава за отраженными ударными волнами в ударных трубах. Приводятся данные измерений нестационарных электрических токов на проводящий и изолированный зонды в сложных газовых смесях, построена теоретическая модель работы зонда для интерпретации таких измерений.

II. Некоторые результаты экспериментальных измерений.

Экспериментальные измерения проводились за отраженными ударными волнами в ударной трубе ИХФ РАН под руководством П.А. Власова. Описание экспериментальной установки и методики спектральных и зондовых измерений можно найти в [1,2]. Измерения проводились вблизи торца ударной трубы в области, где в неподвижной газовой смеси за отраженной ударной волной развиваются нестационарные релаксационные процессы с участием большого количества компонент, в том числе электрически заряженных частиц, возникающих за счет процессов хемоионизации. Химическая ионизация — это процесс образования заряженных частиц в результате выделения энергии при образовании новой химической связи в химических реакциях между нейтральными компонентами. Химическая ионизация чаще всего наблюдается в процессах горения углеводородов, при этом появление заряженных частиц соответствует началу процесса воспламенения. Можно отметить, что большинство экспериментов по химической ионизации было выполнено в пламенах при ряде серьезных ограничений: нельзя варьировать состав смеси в широких пределах по концентрации горючего и окислителя, исследовать процессы пиролиза, произвольно изменять температуру и давление, невозможно избавиться от градиентов температуры и концентрации реагирующих компонентов. Эксперименты в ударных трубах в отраженных ударных волнах свободны от всех указанных выше недостатков.

Разработка детальных кинетических механизмов (ДКМ) воспламенения жидких моторных топлив — актуальная и, вместе с тем, трудная задача. Несколько упрощают задачу так называемые суррогатные топлива, представляющие собой смесь нескольких основных компонентов моторного топлива. В состав суррогатных топлив часто входит *n*-гексан, *n*-декан и бензол. Эти топлива часто рассматриваются как заменители моторных топлив нефтяного

происхождения, приближаясь к ним по своим термодинамическим и кинетическим свойствам.

Для разработки и совершенствования ДКМ процессов горения различных углеводородных топлив требуется обширная база кинетических данных. В этой связи большое значение имеет знание детальной кинетики воспламенения и горения все более сложных углеводородов и процессов образования промежуточных компонентов: радикалов и атомов. Как уже говорилось, процесс горения углеводородов сопровождается процессом химической ионизации. Исследования ДКМ показали, что с большой степенью вероятности основным механизмом образования первичных ионов и свободных электронов в пламенах служит реакция: $\text{CH} + \text{O} = \text{CHO}^+ + e^-$ с потенциалом ионизации CHO , равным 9.88 эВ и константой скорости $k = 2.53 \cdot 10^{11} \text{ см}^3/\text{моль}\cdot\text{с}$. Как показывают эксперименты [3, 4], процессы химионизации и хемиллюминесценции демонстрируют очевидную корреляцию друг с другом. Максимумы хемиллюминесцентного излучения электронно-возбужденных радикалов OH^* практически совпадают с максимумами зондовых токов. Поскольку задержки воспламенения в экспериментах часто определяются по максимуму хемиллюминесцентного излучения OH^* , то для этих целей можно использовать также зондовые токи, вызываемые процессами химионизации. В экспериментах регистрировались токи на электрически изолированные и неизолированные цилиндрические зонды, на которые подавался отрицательный потенциал (-9 V). Из обработки профилей полных токов на проводящие зонды определялись по методике [1,5,6], профили концентрации свободных электронов в химически реагирующей смеси. Одновременно измерялись сигналы излучения электронно-возбужденных радикалов OH^* ($\lambda_i = 308 \text{ нм}$), которые являются вместе с CH_3 предвестниками радикалов CH , принимающих непосредственное участие в процессе химической ионизации образования первичных положительных ионов и свободных электронов: $\text{CH} + \text{O} = \text{CHO}^+ + e^-$. Ниже приводится сводка результатов семи измерений для газовой смеси, исходный состав

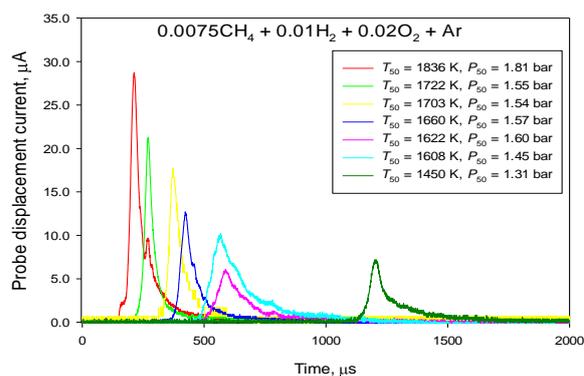


Рис. 1. Временные зависимости тока смещения на изолированный зонд

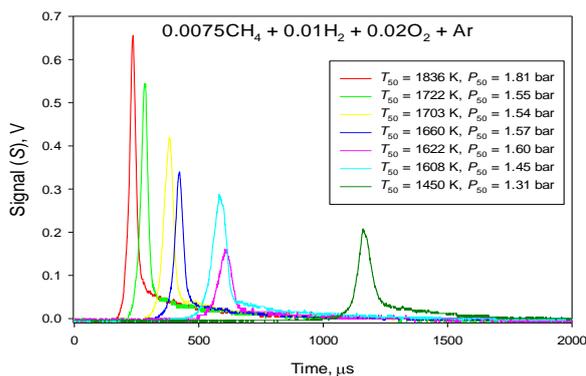


Рис. 2. Временные зависимости интенсивности излучения радикалов OH^* .

которой указан на рисунках. Представлены осциллограммы интенсивности излучения радикалов OH^* ($\lambda_i = 308 \text{ нм}$) и осциллограммы тока смещения на изолированный зонд, находящийся под постоянным потенциалом (-9 V) относительно невозмущенной зондом слабоионизованной газовой смеси.

Указанные на рисунках условия экспериментов (температура смеси и давление) менялись в достаточно широком диапазоне, соответственно, достаточно широко изменялась равновесная концентрация электронов в смеси. Видна хорошая временная корреляция между сигналами на изолированный зонд и на устройство для регистрации оптического излучения. Поскольку появление радикалов OH^* свидетельствует о начале процесса горения смеси, то полученные результаты позволяют сделать важный вывод о том, что с помощью зонда с изолирующим покрытием можно с достаточной точностью измерять такой существенный для построения ДКМ параметр, как время задержки воспламенения (период индукции) после резкого повышения температуры газовой смеси. Отметим также большое качественное подобие временных профилей тока смещения и излучения. Это

обстоятельство можно использовать, как в [1,5,6], для установления путем проведения вычислительных экспериментов связи между задаваемой в задаче о зонде эффективной скоростью ионизации и током смещения.

III. Описание модели работы зонда в нестационарной среде

Для интерпретации зондовых измерений рассмотрим задачу о цилиндрическом зонде в неравновесной химически реагирующей газовой смеси атмосферного давления. Пусть имеется неподвижная газовая смесь за отраженной ударной волной в ударной трубе вблизи торца. В начальный момент скачком повышается температура среды и начинают развиваться нестационарные химические процессы, в том числе процесс хемоионизации. В теоретической модели процесс ионизации будем описывать некоторой эффективной скоростью ионизации $W(t)$, зависящей только от времени. Будем учитывать также двухчастичную электрон-ионную рекомбинацию с эффективным коэффициентом a . Температура считается постоянной за счет большого количества инертного газа, используемого в эксперименте в качестве термостата. Поскольку диаметр зонда мал по сравнению с его длиной, задачу о зонде можно считать пространственно одномерной.

В цилиндрической системе координат нестационарная система уравнений для концентраций ионов и электронов и электрического поля в окрестности зонда имеет вид [7]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_i) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r n_i U_i) = W(i) - a n_1 n_2, \quad i=1,2 \quad (1)$$

$$n_i U_i = \text{sign}(e_i) b_i n_i E - D_i \frac{\partial}{\partial r} n_i \quad (2)$$

$$E = - \frac{\partial F}{\partial r}, \quad \frac{\partial}{\partial r} r \left(\frac{\partial F}{\partial r} \right) = -4\pi q, \quad (3)$$

$$q = \sum_i e_i n_i, \quad e_1 > 0, e_2 < 0$$

$$J_s = \sum_i e_i n_i U_i + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial E}{\partial t} \quad (4)$$

Здесь величины n_i , U_i , D_i , b_i - соответственно,

концентрации ионов ($i=1$) и электронов ($i=2$), радиальные компоненты потоков этих частиц, коэффициенты диффузии и подвижности, F - электрический потенциал, E - радиальная компонента напряженности поля, q - плотность объемного заряда, J_s - плотность полного тока на зонд с учетом тока смещения. Ток смещения в этой задаче необходимо учитывать ввиду нестационарности распределений концентраций заряженных частиц в окрестности зонда при развитии процесса ионизации. Величины $W(t)$, a представляют собой полученную в результате экспериментальных измерений эффективную скорость объемной реакции ионизации и задаваемую по литературным данным константу скорости объемной электрон-ионной рекомбинации.

Граничные условия на поверхности зонда ($r = R_p$):

$$\begin{aligned} F(R_p, t) &= F_p = \text{const}, \\ n_i(R_p, t) &= 0 \text{ - для проводящего зонда,} \\ U(R_p, t) &= 0 \text{ - для изолированного зонда} \end{aligned} \quad (5)$$

Условия вдали от зонда соответствуют невозмущенной зондом плазме и отсутствию внешних электрических полей и токов:

$$\frac{\partial n_i}{\partial r} \rightarrow 0, \quad F \rightarrow 0, \quad r \rightarrow \infty \quad (6)$$

Начальные условия соответствуют отсутствию в начальный момент заряженных частиц во всем объеме плазмы:

$$n_i(r, 0) = 0. \quad (7)$$

Численное решение задачи (1) - (7) позволяет определить нестационарные распределения концентраций ионов и электронов, электрического потенциала и напряженности поля в окрестности зонда и найти плотность электрического тока на зонд. Последнюю, после умножения на площадь поверхности зонда S , можно сравнить с экспериментально измеренным зондовым током $I(t)$.

В невозмущенной зондом области квазинейтральная концентрация заряженных частиц n определяется уравнением

$$\frac{\partial}{\partial t} n = W(t) - a n^2 \quad (8)$$

IV. Обсуждение результатов расчетов

Эксперименты и расчеты проводились в широком диапазоне параметров для различных по составу газовых смесей. В экспериментах измерялся временной профиль полного тока на проводящий зонд, далее по методике [1,5,6], где получена зависимость эффективной скорости ионизации $W(t)$

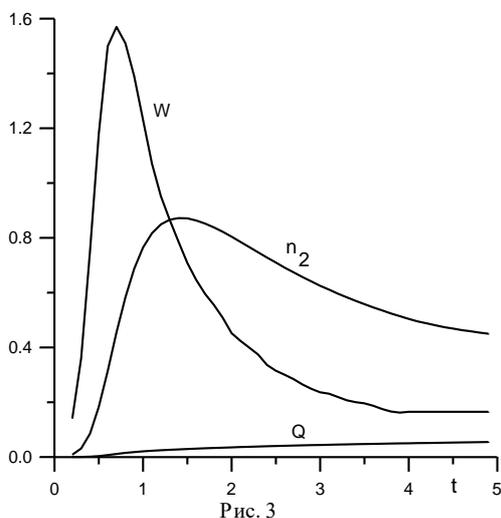


Рис. 3

от полного тока на зонд с проводящей поверхностью, рассчитывался временной профиль $W(t)$. Полученные данные использовались для решения задачи о зонде (1) - (7).

Решение задачи дает возможность понять, почему при отрицательном потенциале зонда профиль тока смещения на изолированный зонд подобен профилю $W(t)$ (и профилю излучения радикала OH^*).

На рис.3 представлены использованная в расчетах эффективная скорость ионизации $W(t)$ для исходной газовой смеси, содержащей *n*-гексан (насыщенный углеводород C_6H_{14}) и рассчитанные с этой скоростью временные профили концентрации электронов в квазинейтральной области вдали от зонда n_2 и полного объемного заряда Q возмущенной зондом области. Период индукции на рисунках 3, 4 опущен. Кривые представлены в соответствующих безразмерных переменных. На рис. 4 показаны временные профили тока смещения на изолированный зонд (кривая 1) и плотности токов на проводящий зонд: тока смещения (кривая 2), тока проводимости (кривая 3) и полного тока (штриховая кривая 4). Хорошо видно, что качественное поведение токов смещения и профиля скорости ионизации совпадают, а их экстремумы достаточно точно количественно совпадают по времени. Видно, в рассматриваемой нестационарной задаче ток проводимости на проводящий зонд значительно меньше тока смещения.

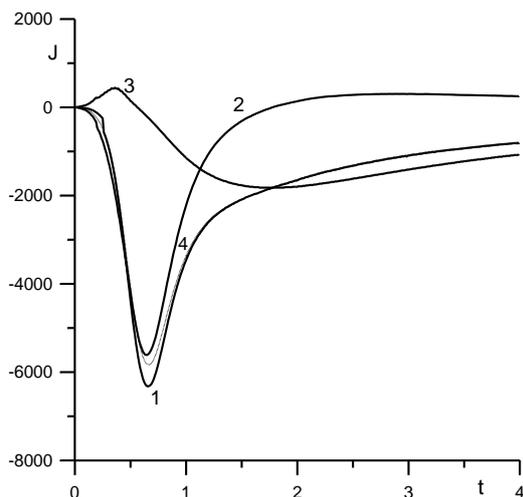


Рис.4

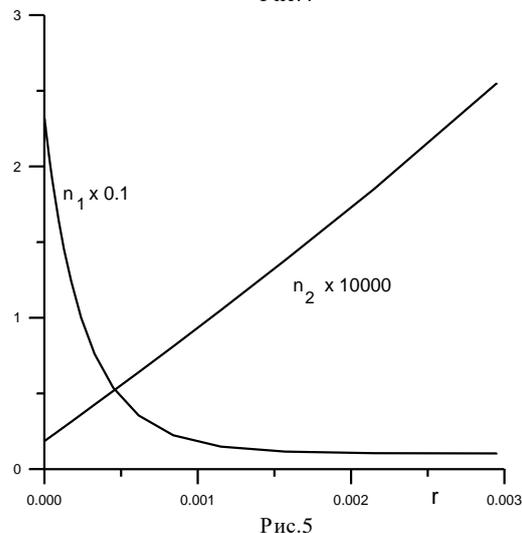


Рис.5

На рис. 5 и рис. 6 показаны для одного из моментов времени вблизи максимума $W(t)$ пространственные распределения в окрестности поверхности зонда безразмерных концентраций заряженных частиц, напряженности электрического поля и потенциала. Координата r здесь отнесена к некоторому характерному размеру, значительно превышающему размер области возмущения плазмы зондом. В данном случае характерная длина в 40 раз больше радиуса зонда. Изменение масштаба у некоторых безразмерных переменных указано на рисунках. Видно, что у поверхности зонда объемный заряд среды образуют положительные ионы, концентрация электронов там пренебрежительно мала. Практически

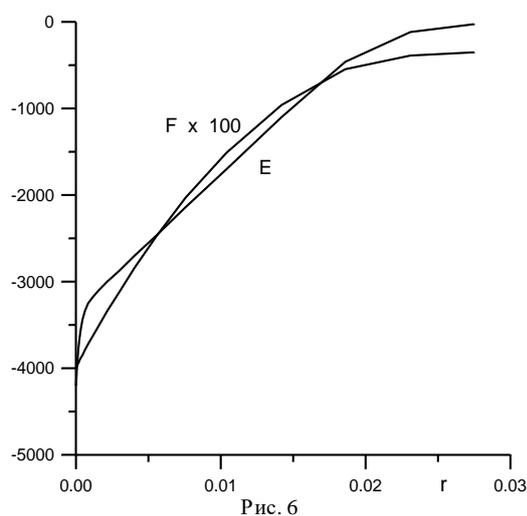


Рис. 6

все рождающиеся в реакции хемоионизации электроны убираются из этой области электрическим полем (приложенным и индуцированным объемным зарядом). Поэтому в уравнении (1) для концентраций ионов главными являются первые слагаемые в левой и правой частях. Поскольку в приближении электрогидродинамики [7] зависимость напряженности поля от времени является неявной, с помощью уравнения Пуассона (3) можно видеть, почему ток смещения повторяет поведение скорости ионизации во времени.

V. Заключение

Проведенное исследование показывает, что такой сравнительно простой инструмент, как электрический зонд, можно эффективно использовать для получения информации о развитии химических процессов в высокотемпературных неравновесных газовых смесях сложного состава, возникающих, например, при горении углеводородов. В частности, можно с достаточной точностью определять время задержки воспламенения углеводородной газовой смеси после внезапного повышения температуры.

Благодарности

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, проект № 19-01-00056.

Литература

- [1] Власов П.А., Карасевич Ю.К., Панкратьева И.Л., Полянский В.А. // Физическо-химическая кинетика в газовой динамике, 2008, www.chemphys.edu.ru/pdf/2008-12-25-001.pdf.
- [2] Agafonov G.L., Mikhailov D.I., Smirnov V.N., Tereza A.M., Vlasov P.A., Zhil'tsova I.V. // 25th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, 2015, Leeds, UK.

- [3] Agafonov G.L., Mikhailov D.I., Smirnov V.N., Tereza A.M., Vlasov P.A., Zhiltsova I.V. // *Combustion Science and Technology*, 2016, 188:11–12, 1815–1830.
- [4] Vlasov P.A., Zhiltsova I.V., Smirnov V.N., Tereza A.M., Agafonov G.L., Mikhailov D.I. // *Combustion Science and Technology*, 2018 190:1, 57–81.
- [5] Aravin G.S., Karasevich Yu.K., Vlasov P.A., Pankrat'eva I.L., Polyanskii VA // *Pros. of XV-th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, Minsk, 1981, p. 957.
- [6] Vlasov P.A // In Ovsyannikov, A.A. and Zhukov, M.F. (Ed) *Plasma Diagnostics*, 2000, Cambridge International Science Publishing, CISP, Chapter 12, pp. 299–337.
- [7] Гогосов В.В., Полянский В.А., Семенова И.П., Якубеню А.Е. // *Известия АН СССР, МЖГ*, 1969, № 2, с. 31–45.

Устройство для формирования холодных аргоновых плазменных струй в воздухе

Е.А. Шершунова¹, С.И. Мошкунов¹

¹ Институт электрофизики и электроэнергетики РАН, Санкт-Петербург, Россия
e-mail: eshershunova@gmail.com

Abstract — The device for a cold atmospheric pressure plasma jet formation has been developed. It consists of a pulse power supply generating microsecond pulses with an amplitude of 1-6 kV at a pulse repetition rate up to 3 kHz and a plasma reactor on a base of dielectric barrier discharge. The plasma jet is formed in the air when argon flows through the reactor tube.

Keyword — pulse power supply, solid-state composite switches, plasma jet.

I. Введение

Большой интерес к использованию плазменных струй атмосферного давления обусловлен их неравновесной природой и низкой температурой [1-3]. Кроме того, что важно для прикладной науки, они могут с легкостью заполнять ограниченные объемы с разной конфигурацией и быть использованы для обработки поверхностей чувствительных к температуре. Их различные модификации в зависимости от источника питания, геометрии, рабочего газа и обрабатываемого объекта позволяют реализовать плазменные струи разной длины с различным спектральным составом. В данной работе описано компактное устройство для формирования плазменной струи, позволяющее влиять на параметры плазмы благодаря возможности изменения напряжения и частоты питающих реактор импульсов.

II. Схема генератора импульсов

На рисунке 1 представлена схема формирования импульсов для питания плазменного реактора.

Как видно, генератор питается от бытовой сети переменного напряжения. Выпрямленное напряжение сети поступает на полумостовой инвертор, управление ключами которого выполнено посредством широтно-импульсной модуляции ШИМ [4].

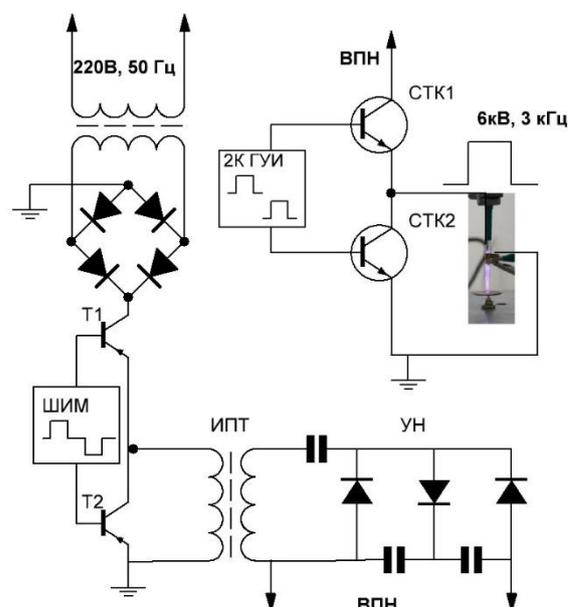


Рис. 1. Схема формирования импульсов питания.

Питание ШИМ-контроллера осуществляется от 12В-источника постоянного напряжения, который выполнен в виде AC/DC преобразователя. На выходе инвертора формируется переменное напряжение высокой частоты 200 кГц. Это напряжение увеличивается в три раза с помощью повышающего высокочастотного трансформатора. Дальнейшее увеличение напряжения происходит благодаря использованию умножителя напряжения. На выходе источника высокого постоянного напряжения (ВПН) реализован резистивный делитель, посредством которого выполнена обратная связь по напряжению с контроллером. В зависимости от падения напряжения на резисторе делителя изменяется коэффициент заполнения импульсов, благодаря чему изменяется напряжение на первичной обмотке повышающего трансформатора, а, следовательно, амплитуда выходного напряжения. Таким способом амплитуду выходного напряжения можно регулировать от одного до шести киловольт. В результате на собранный по

полумостовой схеме высоковольтный твердотельный коммутатор поступает высокое напряжение до 6 кВ, амплитуда которого регулируется посредством переменного резистора.

Параметры выходных импульсов: их частота и длительность определяются параметрами импульсов управления, формирующихся двухканальным генератором управляющих импульсов на основе таймеров NE555. Управление составными ключами коммутатора реализовано посредством петли с током [5]. Необходимая амплитуда импульсов управления сформирована посредством традиционной схемы повышающего преобразователя, выполненной на одной плате с генератором задающих импульсов [6].

III. Плазменный реактор

Плазменный реактор имеет коаксиальную конструкцию. Он выполнен в виде кварцевой трубки внешним диаметром 5 мм с толщиной стенок 1 мм. Трубка также выполняет роль диэлектрического барьера. Высоковольтным электродом служит медный стержень диаметром 2 мм, расположенный на оси внутри трубки. Расстояние от высоковольтного электрода до торца трубки равно 1 см. Медная фольга шириной 1 см, наклеенная на трубку, выполняет роль второго заземленного электрода. Во избежание возникновения скользящего разряда на внешний электрод нанесена эпоксидная смола.

Через гибкий силиконовый шланг в реактор подается аргон с объемной долей на менее 99,998% со скоростью прокачки единицы литров в минуту.

IV. Формирование воздушной плазменной струи

При подаче импульсов напряжения на плазменный реактор и прокачке через него аргона в воздухе возникает плазменная струя, длина и скорость которой зависят от амплитуды напряжения, скорости прокачки и наличия или отсутствия мишени.

На рисунке 2 показаны типичные осциллограммы напряжения на высоковольтном электроде и тока плазменной струи, измеренные для случая замыкания струи на медный заземленный коллектор, расположенный на расстоянии 25 мм от высоковольтного электрода при различной амплитуде импульсов напряжения.

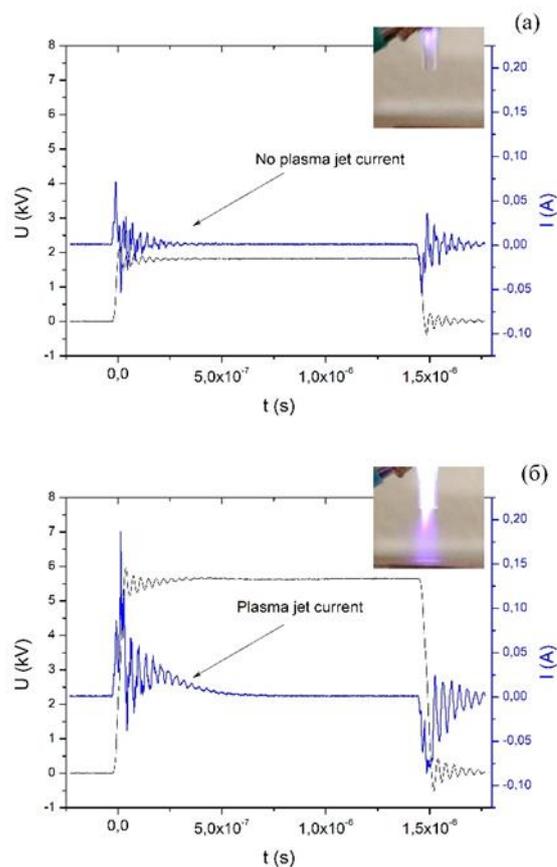


Рис.2. Осциллограммы напряжения на электродах плазменного реактора и тока плазменной струи. Скорость прокачки аргона 4 л/мин. а) $U_0 = 2$ кВ, б) $U_0 = 6$ кВ.

Осциллограммы выводились на экран осциллографа Keysight DSOX2024A. Напряжение на плазменном реакторе регистрировалось высоковольтным пробником Tektronix 6015. Ток плазменной струи определялся на основании тока через включенный последовательно с медным коллектором-мишенью резистор между землей и коллектором [7]. Из сравнения осциллограмм тока и фотографий плазменного реактора, отвечающих напряжению питания U_0 равному 2 и 6 кВ, соответственно, видно, что наличие пологого импульса тока соответствует наличию свечения вне трубки.

Амплитуда тока этого импульса примерно 35 мА, а его длительность сотни наносекунд. Короткие наносекундные импульсы при нарастании и спаде импульса напряжения отвечают за развитие барьерного разряда в трубке, послесвечение от которого присутствует как при напряжении 2 кВ, так и при 6 кВ, что отчетливо видно на фото. Ток струи зависит не только от амплитуды импульсов

напряжения, но также и от скорости прокатки и от расстояния до мишени (рис.3).

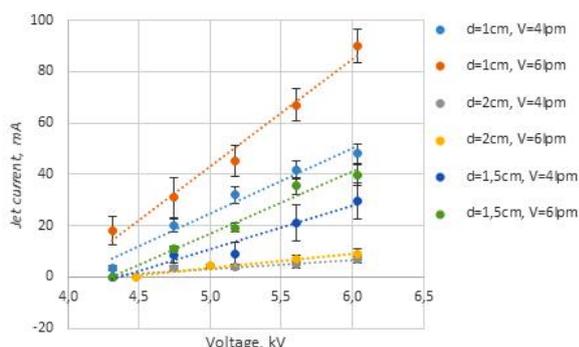


Рис.3. Зависимость тока плазменной струи от напряжения при разном расстоянии до мишени от торца трубки и разной скорости прокатки.

Сильнее всего рост тока проявляется в зависимости от расстояния до металлического коллектора. При уменьшении расстояния от торца трубки до мишени с двух до одного сантиметра ток может вырасти в 10 раз в зависимости от прокатки. При уменьшении расстояния менее 1 сантиметра возникает искра.

Для исследования влияния наличия мишени на интенсивность и длину плазменной струи был зарегистрирован сигнал с фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), полученный при фокусировке изображения струи на его фотокатод. Для воспроизведения изменения интенсивности вдоль оси распространения струи от высоковольтного электрода до поверхности мишени ФЭУ двигался по вертикали с шагом 0,6 мм. Синхронизация сигнала ФЭУ с регистрируемым током была выполнена относительно синхроимпульса, который, как и импульсы напряжения, подавался с разработанного генератора. Для изучения интенсивности струи использовался фотоэлектронный умножитель ФЭУ-35, позволяющий регистрировать излучение в видимом диапазоне длин волн 300-600 нм с максимальной чувствительностью на длине волны 380 нм.

На рисунке 4 представлены профили интенсивностей струи, свободно распространяющейся в воздухе и струи, замыкающейся на медный коллектор.

На основании полученных интенсивностей можно сказать, что в присутствии металлической мишени струя распространяется дальше, что, по-видимому, обусловлено усилением поля распространяющегося стримера благодаря заземлению проводящей мишени.

Возникает проводящий канал. Что касается струи, распространяющейся в отсутствие мишени, то она

исчезает раньше нежели струя, замыкающаяся на мишень. Скорее всего это обусловлено торможением стримера, к чему приводит уменьшение концентрации электронов по мере его продвижения за пределы трубки из-за диффузии носителей заряда и электроотрицательности воздуха [8].

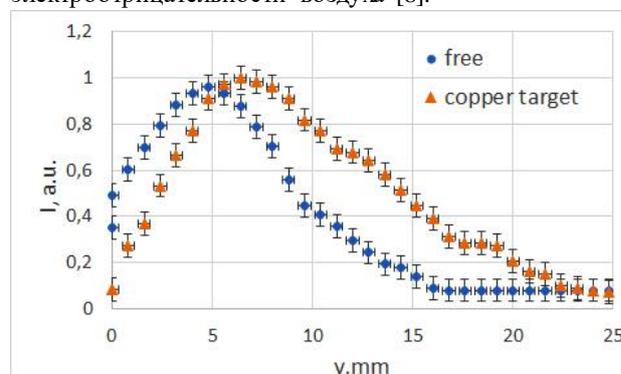


Рис.4. Распределение интенсивности свечения плазменной струи при наличии мишени и без нее вдоль оси ее распространения вблизи фронта нарастания напряжения. Скорость прокатки 6 л/мин. Расстояние от высоковольтного электрода до мишени 25 мм.

Скорость распространения струи также зависит от наличия проводящей мишени. Согласно оценкам, скорость струи в отсутствие мишени составляла величину порядка $8 \cdot 10^5$ см/с, в то время как в ее присутствии более 10^6 см/с.

Исходя из полученных данных распределения пиков интенсивности плазменной струи по мере ее распространения от трубки, в присутствии мишени важным оказывается факт наличия свечения, развивающегося навстречу. В случае свободно развивающейся струи такого обнаружено не было.

V. Заключение

Таким образом, в работе представлено устройство, удобное в использовании для применения и проведения исследований низкотемпературных аргоновых плазменных струй атмосферного давления. Основная часть устройства, представляющая собой генератор импульсов питания, достаточно компактна, питается от сети переменного напряжения 220 В, 50 Гц. Показано, что благодаря регулированию амплитуды импульсов можно управлять длиной и током плазменных струй.

Экспериментально получено, что наличие мишени сильно влияет на параметры струи, ее скорость и длину. Скорость более 100 км/с была получена для струй, замыкающихся на проводящий металлический коллектор. Плазменная струя в воздухе при предложенной конфигурации плазменного реактора

может достигать длины 15 мм при наличии проводящей мишени.

Удаленность мишени от плазменного реактора также играет большую роль в безопасности применения устройства на живых объектах, так как определяет ток плазменной струи. Для безопасного использования, созданного плазменного реактора расстояние до объекта должно быть не менее 1 см.

Благодарности

Работа выполнена при частичной поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН №31.

Литература

- [1] E. Stoffels, A. Flikweert, W. Stoffels, G. Kroesen. Plasma needle: a non-destructive atmospheric plasma source for fine surface treatment of (bio) materials // Plasma Source. Sci. Technol. 2002. Vol. 11, С. 383-388.
- [2] R. Foest, T. Bindemann, R. Brandenburg, E. Kindel, H. Lange, M. Stieber, K. Weltmann. On the Vacuum Ultraviolet Radiation of a Miniaturized Non-thermal Atmospheric Pressure Plasma Jet // Plasma Processes and Polymers // Plasma Processes Polym. 2007. Vol. 4. P. S460-S464.
- [3] Laroussi M., Lu X. Room-temperature atmospheric pressure plasma plume for biomedical applications // Applied Physics Letters. 2005. Vol. 87. P. 113902.
- [4] Мошкунев С.И., Хомич В.Ю., Шершунова Е.А. Компактный источник вспышечной короны для биологических и медицинских применений // Письма в ЖТФ. 2018. Вып. 2. С. 104-110.
- [5] Малашин М.В., Мошкунев С.И., Хомич В.Ю., Шершунова Е.А. Полупроводниковый генератор высоковольтных прямоугольных импульсов для питания барьерного разряда // Приборы и техника эксперимента. Вып. 2. С. 71-75.
- [6] Moshkunov S.I., Podguyko N.A., Shershunova E.A. Compact high voltage pulse generator for DBD plasma jets // Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing. 2018. Vol. 1115. P. 022032.
- [7] Шершунова Е.А., Пуплаускис М., Ребров И.Е. Оценка тока холодной плазменной струи // Сборник тезисов XLVI Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС. 2019. С. 178.
- [8] Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592С.

Особенности стримерной структуры диффузного барьерного разряда

М.Е. Ренев¹, Ю.К. Стишков¹, Ю.Ф. Сафронова¹

¹ Физический факультет, СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия
m.renev@2014.spbu.ru

Abstract— in the study a diffusive barrier discharge (DBD) was simulated as a 1-D streamer caused by nanosecond voltage square pulse with amplitude 12kV in an electrode system plate-covered plate with barrier. A special quadratic emission function of electric field was applied on the cathode in order to make gap closure correct.

The achieved results qualitatively fit experimental ampere and voltage second characteristics and make possible to get more information about processes in the DBD, for example, characteristic times of streamer emergence, closures etc.

Keyword — diffusive barrier discharge (DBD), computer simulation, Poisson-Nernst-Planck, 1-D streamer, dielectric, autoemission, silent discharge.

I. Введение

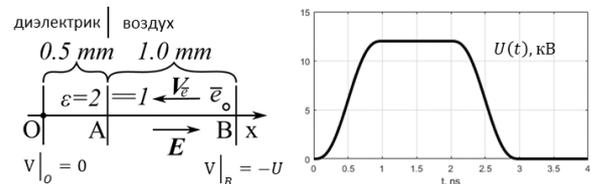
Барьерный разряд – это газовый разряд при атмосферном давлении в системе электродов с диэлектриком, перекрывающим полностью один из электродов. БР возникает при подаче высокого импульсного напряжения. Различают два вида БР – диффузный и контрагированный разряды.

Целью настоящей работы – исследование наносекундного диффузного барьерного разряда отрицательной полярности при одиночном импульсе напряжения с временами фронтов одна наносекунда и длительностью четыре наносекунды с применением квадратичной автоэмиссии.

II. Описание компьютерной модели

Анализ диффузного барьерного разряда (БР) проводится в одномерной постановке: полагаем зависимость характеристик разряда только от координаты x (рис. 1), и краевыми эффектами можно пренебречь. Отрезок OA – барьер ($\epsilon = 2$), решается на данном отрезке только уравнение Лапласа, на отрезке AB – в воздухе происходят процессы ионизации, рекомбинации, прилипания, отлипания, электроны и ионы дрейфуют и диффундируют. Задается пучок электронов вблизи катода, под действием поля

движется с размножением на барьер. Параметры импульса напряжения $U(t)$ выбраны так, что лавинно-стримерный переход происходит в середине воздушного промежутка. Для движения положительной головки необходимы затравочные электроны – учитывается фотоионизация, а также эмиссия электронов с катода. За основу взята система уравнений для моделирования стримера [1], дополнена уравнениями для учета барьера в системе [2]



$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = |e| (b_p n_p \vec{E} - (-b_e n_e \vec{E}) - (b_n n_n \vec{E}))$$

$$\epsilon E_n |_{diel} - E_n |_{air} = \sigma / \epsilon_0$$

$$J_e |_A = -b_e n_e \vec{E} \theta(+E_x); J_e |_B = -b_e n_e \vec{E} \theta(-E_x) - I \cdot b_e \vec{E} |\theta(+E_x)$$

$$J_p |_A = +b_p n_p \vec{E} \theta(-E_x); J_p |_B = +b_p n_p \vec{E} \theta(+E_x) \quad n_{ph} |_A = 0$$

$$J_n |_A = -b_n n_n \vec{E} \theta(+E_x); J_n |_B = -b_n n_n \vec{E} \theta(-E_x) \quad n_{ph} |_B = 0$$

Рис. 1 Геометрия и граничные условия расчетной модели.

Обозначения:

ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, \vec{E} – напряженность электрического поля, V – потенциал электрического поля, $|e|$ – элементарный заряд, n_e, n_p, n_n концентрации электронов и положительных и отрицательных ионов, D_e, D_p, D_n – коэффициенты диффузии электронов и положительных и отрицательных ионов, b_e, b_p, b_n – подвижности электронов и положительных и отрицательных ионов, $\nu_{ion}, \nu_{att}, \nu_{det}$ – частоты реакций ионизации нейтральных частиц, прилипания электронов к нейтральным частицам, отлипания электронов от отрицательных ионов, C_{ie}, C_{ii} – коэффициенты электрон-ионной и ион-ионной рекомбинации, n_{ph} – концентрация фотонов, l – коэффициент поглощения фотонов средой, g –

коэффициент эффективности фотоизлучения, J_{ch} – полный поток электронов или ионов, t – время, c – скорость света, $U(t)$ – заданная функция напряжения с амплитудой 12 кВ, длительностью импульса 2 нс, фронтов – 1 нс, θ – тета-функция Хэвисайда, $I = 10^{-14} \left[\frac{(\text{моль} \cdot \text{см})}{(\text{м}^3 \cdot \text{кВ})} \right]$ – параметр интенсивности эмиссии (дополнительно рассматривалась автоэмиссия с параметром I на порядок меньше).

Система уравнений:

Для диэлектрика ОА:

$$\nabla \cdot \varepsilon \vec{E} = 0; \vec{E} = -\nabla V \quad (1)$$

Для воздушного промежутка АВ:

$$\nabla \cdot \varepsilon_0 \vec{E} = |e|(n_p - n_e - n_n); \vec{E} = -\nabla V \quad (2)$$

$$\vec{J}_{ch} = -D_{ch} \nabla n_{ch} - b_{ch} n_{ch} \vec{E}; N_{ch} = \frac{\partial n_{ch}}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{J}_{ch}); \quad (3)$$

$$ch = e, p, n$$

$$N_e = v_{ion} n_e - v_{at} n_e - C_{ie} n_e n_p + v_{det} n_n + lcn_{ph} \quad (4)$$

$$N_p = v_{ion} n_e - C_{ie} n_e n_p - C_{ii} n_n n_p + lcn_{ph} \quad (5)$$

$$N_n = v_{at} n_e - C_{ii} n_n n_p - v_{det} n_n \quad (6)$$

$$-\Delta n_{ph} = -I^2 n_{ph} + g \frac{5l}{c} v_{ion} n_e \quad (7)$$

Параметр I подбирался так, чтобы поток электронов с катода не оказался чрезмерно интенсивным: предполагается, что для зажигания разряда необходимо ожидать затравочный электрон. Данный затравочный электрон в сильном электрическом поле ионизирует воздух, образует лавину, происходит лавинно-стримерный переход: ряд работ описывает БР как стримерный разряд [3–6].

Физический смысл квадратичной автоэмиссии: при приложении электрического поля на поверхность металлического электрода на поверхности образуется поверхностный заряд с величиной, линейно зависящий от напряженности поля, пусть электроны с постоянной вероятностью проходят через границу металл-воздух, тогда концентрация электронов линейно растет от напряженности поля вблизи катода, а электронный поток при пренебрежении диффузией в воздухе квадратичен по полю и фактически равен току автоэмиссии.

Для замыкания положительной головки необходимо, чтобы концентрация электронов росла перед головкой, выбранная автоэмиссия удовлетворяет этому условию.

Начальные условия: распределение электронов равномерное вдоль поверхности катода и

перпендикулярно катоду имеет форму гауссова пучка: $N(1.49[\text{мм}], 0.01[\text{мм}])$. Концентрации всех остальных частиц равны нулю.

Основные приближения:

1. Идеальный генератор напряжения: неограниченная мощность и отсутствие индуктивности и емкости системы подключения к разрядной установке.

2. Диффузный барьерный разряд во все моменты своего развития строго одномерный.

3. Рассматривается дрейфово-диффузное приближение, задаются коэффициенты реакций, применимые для полей до 800кВ/см.

4. Пренебрегается вторичной ион-электронной эмиссией и фотоэффектом на катоде.

5. Магнитное поле не рассматривается, не смотря на возможные большие производные по времени электрического поля.

Сетка и сложности моделирования

Моделирование БР требует высокого качества сетки: на грубых сетках задача неустойчива и практически сразу перестает быть физической. Используется порядка 470 тысяч линейных элементов, к границам воздушного промежутка сетка сгущается. Критерий сеточной устойчивости: число Пекле для одного элемента не должно быть больше двух:

$$Pe = \frac{b_{ch} |\vec{E}| \cdot h}{D_{ch}} < 2 \quad (8)$$

Временная устойчивость безусловная, поскольку используется неявный BDF метод 1-5 порядков, порядок для следующего временного шага определяется автоматически расчетной программой. Однако, требуется мелкий шаг по времени для приемлемого временного разрешения процессов в разряде, использовалось значение шага порядка 0.01нс.

Наличие плотной сетки и необходимость в мелком шаге по времени приводит к необходимости решать систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) большого размера многократно, активно накапливаются ошибки вычислений, необходимо сортировать строки матриц по возрастанию. Для этого используется встроенный в расчетную программу метод вложенного расщепления.

III. Анализ данных

По результатам моделирования построен Комплексный график «основной» (рис. 2):

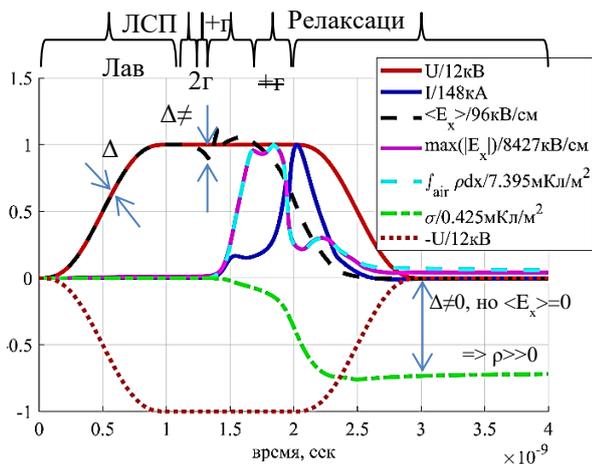


Рис. 2 Основной график для результатов моделирования БР.

Основной график содержит «основные характеристики»: напряжение на электродах U , напряженность электрического поле средняя $\langle E_x \rangle$ и максимальная по модулю $\max|E_x|$, интеграл объемного заряда в воздухе:

$$\int_{\text{Воздух}} \rho dx$$

и плотность поверхностного заряда на диэлектрике σ , а также полный ток через катод:

$$I = \int_S \left(\sum_{ch} \vec{J}_{ch} \cdot \vec{n} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} \right) dS = \left(\sum_{ch} \vec{J}_{ch} \cdot \vec{n} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} \right) \cdot \pi \cdot (15[мм])^2$$

Нормы основных величин указаны в легенде. Ток, заряд, напряжение и максимальное поле нормируются на максимум. Среднее поле, заряд диэлектрика нормируются на характерные величины, рассчитанные в приближении электростатики: поле в воздухе без любых зарядов и заряд диэлектрика при условии нулевого поля в воздухе (предельно возможный):

$$E_{x0} = \frac{U}{l_{AB} + \frac{1}{\epsilon} l_{OA}}; \sigma_{lim} = \epsilon \epsilon_0 \cdot \frac{U}{l_{OA}}$$

При таких нормировках поле среднее в воздухе совпадает с напряжением со знаком минус, если отсутствует разряд, также заряд на диэлектрике в нормированном виде является потенциалом диэлектрика, и, если в воздухе нет объемного заряда, тогда разница между напряжением и зарядом диэлектрика является средним полем. Более того максимальное значение электрического поля определяется суперпозицией внешнего электрического поля и собственного поля объемного заряда, однако на основном графике (рис. 2)

нормированный максимум электрического поля и суммарного заряда совпадают после замыкания отрицательной головки, что означает крайне малое влияние внешнего поля на суммарное в случае стримерной стадии. На данном графике отмечаются стадии разряда. Такой тип графиков позволяет быстро понять в случае правильной нормировки, что в общем происходило в модели в разные моменты времени.

По основному графику определяются характерные времена: до **1.13 нс** лавина $\Delta = U - E = 0$, затем ЛСП до **1.2 нс**, замыкание отрицательной головки – **1.34 нс** $d\Delta/dt > 0$, но зарядка диэлектрика некоторое время идет медленно, необходим больший ток, **частичное замыкание положительной головки** – к **1.64 нс** $d \max(|E_x|)/dt = 0$, **полное замыкание** (разрыв тока I - скачок тока смещения) к **1.94 нс**. Момент времени **2.25 нс** – **третий всплеск максимума** поля, при проходе остатков избытка ионов через поверхность катода электроны и ионы не успевают подстроиться под новую напряженность поля, в результате максимум поля на короткое время возрастает. Обратного импульса тока нет: слишком велика проводимость промежутка для повторного пробоя.

Выделенные стадии разряда приведены на рис. 3 и 4 - нормированные пространственные характеристики: напряженность электрического поля (черная линия), концентрации электронов и ионов (синяя линия, красная и черная пунктирная линия), интенсивность ударной ионизации (зеленая пунктирная линия), фотоионизации (красная линия), объемного заряда (серая линия) в ключевые моменты времени: начало и завершение ЛСП, замыкания головок, для первого варианта параметра эмиссии $I = 10^{-14} [(моль \cdot см)/(м^3 \cdot кВ)]$.

Нормировка распределений позволяет одновременно анализировать множество взаимосвязанных характеристик и выполнялась по следующим формулам:

$$\begin{aligned} E_{xn} &= \frac{E_x}{\max|E_x|}; \rho_n = \frac{\rho}{\max(\rho)}; \\ n_{chn} &= \frac{n_{ch}}{\max(n_e)}; v_{ioniphn} = \frac{v_{ioniph}}{\max(v_{ion})} \end{aligned} \quad (9)$$

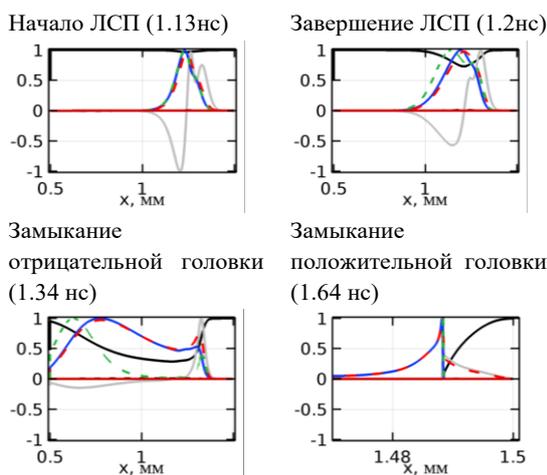


Рис. 3 Нормированные пространственные характеристики разряда в разные моменты времени.

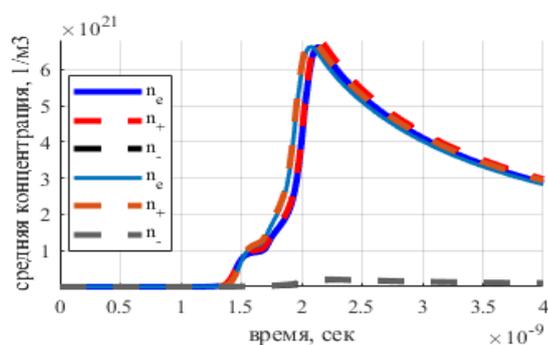


Рис. 4 Зависимость концентраций электронов и ионов от времени для двух автоэмиссий (основная – блеклые цвета, насыщенные цвета - в 10 раз интенсивнее)

На всех этапах до замыкания поле перед головками одномерного стримера максимально и однородно до границы воздушного промежутка и снижено в канале стримера, ударная ионизация происходит перед головками стримера, объемный заряд сосредоточен в головках стримера, движение отрицательной головки происходит быстрее, чем положительной (см. рис 3). Первой замыкается отрицательная головка при этом максимум поля равен всего 146 кВ/см по сравнению со случаем замыкания положительной головки – 8427 кВ/см – при недостатке электронов положительная головка крайне сильно повышает электрическое поле перед собой и вызывает существенный всплеск тока смещения на катоде.

Рис. 4: в стримерной стадии разряда концентрации электронов и ионов стремительно возрастают на 9 порядков, после замыкания головок стримера концентрация электронов и ионов очень медленно снижаются. К моменту заднего фронта воздушный промежуток сильно ионизован.

IV. Заключение

Результаты моделирования выявили следующие особенности одномерного барьерного разряда: при воздействии импульсом, имеющим характерные параметры – наносекундный передний фронт и длительность несколько наносекунд. Одномерный барьерный разряд проходит все характерные стадии: лавинная, ЛСП, двухголовочная стримерная, замыкания головок и медленная релаксация плазмы. Описаны особенности одномерного стримера. Замыкание головок стримера сопровождается 2 скачками тока смещения. Диэлектрик способен подавлять развитие разряда за счет зарядки своей поверхности и снижения поля в воздушном промежутке. Процесс релаксации плазмы значительно медленнее процесса ее возникновения. Уменьшение интенсивности автоэмиссии в 10 раз принципиально не изменила результаты. Отрицательные ионы образуются медленно.

Благодарности

Исследования проведены с использованием оборудования ресурсного центра Научного парка СПбГУ «Вычислительный центр».

Литература

1. Самусенко А.В., Стишков Ю.К. Электрофизические процессы в газах при воздействии сильных электрических полей. 2011. 567 р.
2. Тимшина М.В. Компьютерное моделирование барьерного разряда в воздухе. СПбГУ, 2018. 54 р.
3. Kogelschatz U. Dielectric-barrier Discharges: Their History, Discharge Physics, and Industrial Applications // Plasma Chem. Plasma Process. 2002. Vol. 23, № 1. P. 1–46.
4. Steinle G. et al. Two-dimensional simulation of filaments in barrier discharges // J. Phys. D. Appl. Phys. 1999. Vol. 32, № 12. P. 1350–1356.
5. Ebert U. et al. The multiscale nature of streamers // Plasma Sources Sci. Technol. 2006. Vol. 15, № 2.
6. Ebert U. et al. Multiple scales in streamer discharges, with an emphasis on moving boundary approximations // Nonlinearity. 2011. Vol. 24, № 1.

Электрогидродинамические механизмы формирования торнадо и низовых прорывов из грозовых облаков

С.А. Маслов^{1,2}, В.Л. Натяганов¹

¹ *Механико-математический факультет, МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

² *Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия*

e-mail sergm90@mail.ru, tensor-home@yandex.ru

Abstract — **Basing on electrohydrodynamic equations system, the report shows an important role of thundercloud charge structure and atmospheric electric field perturbations as trigger factors of generating downbursts or tornado funnels. Giant dielectric permittivity effect of cloud droplets suspension with surface double electric layer often makes determinant contribution on tornado formation during the process of recharging dipole cloud to tripole one. Paramagnetic properties of oxygen and diamagnetic ones of nitrogen can be also related to electromagnetic factors with trigger character. They provide more heavy oxygen collection to the tornado-cyclone rotation axis and nitrogen ejection to the cloud periphery, which can lead to Rayleigh–Taylor instability realization in the central tornado-cyclone zone and starting tornado funnel formation correspondingly.**

Keywords — **atmospheric electric field, thundercloud, double electric layer, tornado, giant dielectric permittivity effect.**

I. Введение

В последние годы опубликован ряд работ разных авторов, в которых наблюдается возврат на современном уровне знаний к развитию [1] забытой электрической гипотезы М.В. Ломоносова (1753 г.) о природе торнадо (тромба, смерча или тифона [2] в переводе с греческого). Длительное время (начиная от А. Пуанкаре) развиваемые гидро- и термогидродинамические подходы не привели к успеху в обосновании многих характерных черт [2] торнадо: наличие футляра и воротника в основании воронки; каскада пыли или брызг, поднимающегося навстречу опускающемуся торцу воронки; наблюдаемой сильной электрической активности внутри, вне и даже еще до образования воронки в виде пульсирующего генератора Джонса [2]. Поэтому после работы [3] в ряде исследований для обоснования характерных черт и часто почти парадоксального поведения торнадо предлагаются различные электромагнитные (ЭМ) механизмы смерчеобразования.

Большинство работ по торнадо с учетом важной роли ЭМ-взаимодействий (обзор некоторых из них проведен в [4]) посвящено зрелой стадии, когда воронка обычно достигает подстилающей земной поверхности и приобретает колоссальную скорость вращения, в некоторых случаях более 100 м/с. Соответствующие модели основаны на уравнениях магнитной гидродинамики в разных приближениях [5], в том числе на теории электровихревых течений (ЭВТ) [6], когда учитывается взаимодействие протекающих электрических токов с собственным магнитным полем. Однако в подобных работах мало внимания уделяется начальной стадии, т.е. процессу формирования смерча из материнского грозового облака. В то же время, как показано в [7, 8], на этом этапе ЭМ-факторы играют важную роль, а их вклад может превосходить влияние термогидродинамических механизмов.

В докладе проводится сравнительный анализ различных триггерных факторов ЭМ-природы генерации низовых прорывов или воронок торнадо из грозовых облаков: величины и топологического вида сильных возмущений атмосферного электрического поля (АЭП) под дипольным или трипольным грозовым облаком; эффекта гигантской диэлектрической проницаемости (ЭГДП) суспензии капель с поверхностным зарядом тонкого двойного электрического слоя (ДЭС) на их поверхности; возникающего ЭВТ при перезарядке дипольного облака в трипольное; генерации магнитного поля при различных видах закрутки ТЦ; сильных парамагнитных свойств молекул кислорода и диамагнетизма азота как основных составляющих атмосферного воздуха.

II. Влияние эффекта гигантской диэлектрической проницаемости и возмущений АЭП на формирование торнадоподобных вихрей

Основными ЭМ-факторами генерации торнадо являются ЭГДП грозового облака (особенно на стадии изменения его зарядовой структуры) и сильные возмущения АЭП. Под мощными грозовыми облаками, где возмущения атмосферного электрического поля могут достигать значений $E \geq 10^3 E_0$ и более ($E_0 \sim 100$ В/м — напряженность АЭП хорошей погоды), электрическая энергия ЭМ-поля Земли становится больше магнитной, поэтому в [1, 7–10] была рассмотрена роль вариаций АЭП в процессе генерации смерчей и струйных низовых прорывов — downburst по терминологии Фуджиты [11]. В работе [8] впервые была предложена двухпараметрическая формула, качественно описывающая возмущения АЭП (в зависимости от безразмерного расстояния \tilde{r} до оси воронки) под дипольным грозовым облаком и на разных стадиях формирования трипольной зарядовой структуры:

$$\tilde{E}(\tilde{r}) = \frac{E_z(\tilde{r})}{E_0} = \frac{(4\tilde{r})^4 + \beta}{(4\tilde{r})^4 + 1} \left[N \cdot \exp(-\tilde{r}^2) - 1 \right], \quad (1)$$

В случае дипольного грозового облака электрическое поле оказывает влияние на формирование струйных низовых прорывов [11], следы воздействий которых на подстилающую поверхность теоретически рассмотрены в [13]; а из трипольного облака обычно возникают торнадо. На основе формулы (1) и системы уравнений электрогидродинамики (ЭГД)

$$\begin{cases} \rho(\partial \mathbf{u} / \partial t + (\mathbf{u} \nabla) \mathbf{u}) = -\nabla p_e + \mu \Delta \mathbf{u} + \rho_e \mathbf{E}, \quad \text{div } \mathbf{u} = 0, \\ p_e = p - \varepsilon_0 (\varepsilon - 1) E^2 / 2, \quad \text{div}(\varepsilon \varepsilon_0 \mathbf{E}) = \rho_e, \quad \text{rot } \mathbf{E} = 0, \end{cases} \quad (2)$$

в статьях [7–11] получено качественное объяснение некоторых характерных явлений (воротник, рога дьявола, каскад), сопутствующих образованию воронки торнадо; а в работе [11] также проведено численное моделирование движения низового прорыва параболоидальной формы в сторону земной поверхности.

Помимо сильных возмущений АЭП, важным триггерным фактором формирования торнадо и сопутствующих им специфических черт является ЭГДП грозового облака [10, 13] как суспензии водяных микрокапель с тонким ДЭС. Этот эффект проявляет себя наиболее сильно в центре нижней части облака, на стадии его перезарядки из дипольного в трипольное. С учетом (1) при $N > 10^3 - 10^4$ и на основе системы (2) можно показать, что ЭГД-давление p_e под центром грозового облака резко падает за счет ЭГДП.

Этот неожиданный, но физически важный эффект можно теоретически объяснить на основе электромагнитного обобщения задачи Левича [14] об электрокапиллярном движении хорошо проводящей капли в другой жидкости при наличии на ее поверхности ДЭС и однородного электрического поля вдали. Это обобщение [15] учитывает дополнительную генерацию ЭВТ [6] внутри (к сферическому вихрю Хилла добавляется тороидальный вихрь Тейлора) и вне (на однородный поток накладывается деформационный) капли с тонким ДЭС, который при этом превращается в тройной электромагнитный слой (ТЭМС) — новую векторную физико-математическую структуру [15].

Переход к суспензии основан на анализе полученного в классе обобщенных функций решения для одной капли и последующего осреднения по ансамблю возможных конфигураций с помощью бинарной $g(R)$ коррелятивной функции, что обозначено угловыми скобками $\langle \dots \rangle$. В итоге во внешней области получается система ЭГД уравнений [10,16]

$$\begin{cases} \text{div} \langle \mathbf{u} \rangle = -3cA_2 [dg/dR + g(2)\delta(R-2)]u_e \cos \theta, \\ \text{rot rot} \langle \mathbf{u} \rangle + \nabla \langle p \rangle = 6cA_1 g(R)\mathbf{u}_e, \\ \Delta \langle \Phi \rangle = 3c\gamma [dg/dR + g(2)\delta(R-2)]\cos \theta, \end{cases} \quad (3)$$

к которой надо добавить уравнения для центральной (пробной) капли и решить итоговую систему в трех областях: при $0 < R < 1$ внутри пробной капли, при $1 < R < 2$ в промежуточном слое и при $R > 2$ во внешней области для эффективной среды, где находятся центры других капель. Решение уравнений для электрического потенциала удобно искать в виде

$$\langle \Phi' \rangle = \alpha' R \cos \theta + C', \quad \langle \Phi \rangle = \left(\alpha R + \frac{\gamma}{R^2} \right) \cos \theta + C, \quad \langle \Phi_* \rangle = \left(\alpha_* R + \frac{\gamma_*}{R^2} + \frac{3c\gamma}{R^2} \int_2^R x^2 [g(x) - 1] dx \right) \cos \theta + C_*,$$

где постоянные $\alpha', \alpha, \alpha_*, \gamma, \gamma_*$ определяются из граничных условий для полной системы осредненных ЭГД-уравнений, а разность $|C - C'|$ задает скачок электрического потенциала поперек ДЭС.

Подобная процедура для системы (3) применялась в [16] для расчета скорости осаждения и эффективной электропроводности σ_e однородной суспензии с ДЭС. Однако формальной заменой в формуле Максвелла [17] проводимостей (внутри капли, для обтекающей жидкости и для фиктивной среды при $R > 2$) на соответствующие диэлектрические проницаемости нельзя получить обоснование ЭГДП суспензии капель с ДЭС на их поверхности.

Для этого необходимо при расчете среднеобъемной электрической индукции исходить из формулы $\mathbf{D} = \varepsilon_0 \{ \varepsilon_1 \mathbf{E} + (\varepsilon_1 - 1) [\mathbf{u} \times \mathbf{B}] \}$ и аккуратно учесть при осреднении поверхностную Σ -фазу в виде тонкого ТЭМС с взаимно ортогональными конвективными токами и магнитными полями. В результате основным по порядку величины членом в эффективной диэлектрической проницаемости ε_e суспензии капель с ДЭС будет выражение [10, 13]

$$\varepsilon_e \approx \frac{c(\varepsilon_\Sigma - 1) [\overline{\mathbf{u}_\Sigma \times \mathbf{B}_\Sigma}]}{\nabla \langle \Phi_* \rangle - c \nabla \langle \Phi \rangle + c \nabla \langle \Phi' \rangle} \sim c(\varepsilon_\Sigma - 1) c q u_0 u_1 \frac{a}{d} \gg 1 \quad (4)$$

за счет большого параметра a/d именно для тонкого ДЭС ($d \ll a$), где a — радиус капли, d — толщина ДЭС, q — плотность его поверхностного заряда, u_0 и u_1 — характерные скорости электрокапиллярного дрейфа и ЭВТ соответственно на поверхности одиночной капли [14, 15], $c \leq 0,2$ — объемная концентрация капель (в грозовом облаке или над морской поверхностью), ε_Σ — относительная диэлектрическая проницаемость поляризованной среды внутри ДЭС; $\langle \Phi' \rangle, \langle \Phi \rangle$ и $\langle \Phi_* \rangle$ — электрические потенциалы внутри капли, промежуточного слоя и во внешней эффективной среде соответственно, $\overline{\nabla \langle \Phi \rangle}$ и $[\overline{\mathbf{u}_\Sigma \times \mathbf{B}_\Sigma}]$ — средние значения указанных величин по объемам единичного шара и тонкого сферического слоя, соответствующего ТЭМС. Путем подстановки в формулу (2) для ЭГД-давления выражений (1) и (4) соответственно для возмущений АЭП при $N \sim 10^3 - 10^4$ и диэлектрической проницаемости ε_e можно получить, что в нижней части материнского грозового облака давление может упасть на 3–7% от атмосферного. Это является одной из причин ускоренной реализации неустойчивости Рэля – Тейлора в виде низового прорыва или воронок торнадо. Если из дипольного облака не реализовался низовой прорыв, то в процессе изменения зарядовой структуры грозовой тучи на трипольную генерируются тороидальное ЭВТ и горизонтальная закрутка в растущей области дополнительного положительного заряда; а тогда падение p_e за счет ЭГДП приводит к проседанию этой области в виде аналога вращающегося столба Тейлора [8] с возможным образованием воронки торнадо, «воротника» или «рогов дьявола», а также реализацией аномальной “вертолетной посадки” [2, 10] на подстилающую поверхность всего ТЦ без образования воронки.

ЭГДП проявляется не только внизу центральной части грозового облака, но и (не менее сильно) вблизи подстилающей морской поверхности под центром облака, где возмущения АЭП наиболее сильные, а концентрация микрокапель достаточно высока за счет брызгообразования из-за столкновения и обрушения поверхностных волн. В этой области, согласно системе (2), падает ЭГД давление p_e , в результате чего образуется каскад из брызг и пены над неустойчивым холмом приподнятой воды,двигающимся вслед за облаком. Иногда каскад формируется задолго до касания воронки смерча с подстилающей поверхностью. Об этом факте знал еще М.В. Ломоносов, отмечал А. Пуанкаре и писал Д.В. Наливкин [2], а в [1] представлена простейшая модель этого явления без учета ЭГДП.

К дополнительным ЭМ-факторам генерации торнадо можно отнести различие магнитных свойств атмосферного азота и кислорода. При противоположных направлениях закрутки положительно заряженного нижнего центра ТЦ и его отрицательной периферии, что отмечалось в [2] и было зафиксировано у серийных смерчей 20.09.1997 г. в Амурском заливе вблизи Владивостока [18], возникающие кольцевые токи генерируют магнитное поле. В результате ТЦ работает как природный соленоид, в центральную зону которого втягивается парамагнитный кислород, а диамагнитный азот выталкивается на периферию. Подобная сепарация основных

газов атмосферы может приводить к перераспределению их молекул под центром ТЦ со стандартного распределения $m_O / 4 + 3m_N / 4$ до $m_O / 2 + m_N / 2$, где $m_O = 32$ а.е.м. и $m_N = 28$ а.е.м. — атомные массы кислорода и азота. Это способствует увеличению массовой плотности центра грозового облака по сравнению с его периферией и, соответственно, может влиять на процесс генерации торнадоподобных вихрей. При однонаправленной закрутке центра и периферии облака магнитные поля кольцевых токов частично компенсируют друг друга, в этом случае различие магнитных свойств кислорода и азота играет скорее ослабляющую роль.

III. Заключение

В докладе показано, что ЭГДП в грозовом облаке как суспензии микрокапель воды в совокупности с сильными возмущениями АЭП приводит к снижению ЭГД давления под центром облака. Это создает благоприятные условия для формирования торнадо и струйных низовых прорывов в зависимости от зарядовой структуры грозового облака. Анализ влияния других триггерных факторов ЭМ-природы на генерацию струйных низовых прорывов и торнадо показывает, что по сравнению с возмущениями АЭП и ЭГДП они играют вспомогательную или ослабляющую роль в зависимости от конкретных условий типа возможной сепарации парамагнитного кислорода и диамагнитного азота при разно- или однонаправленной закрутке в центре и на периферии торнадо-циклона, который работает как природный генератор магнитного поля.

Литература

- [1] Натяганов В.Л., Маслов С.А. // Вестн. Моск. ун-та. 2014. Матем. Механ. № 2. С. 31–37.
- [2] Наливкин Д.В. Ураганы, бури и смерчи. Географические особенности и геологическая деятельность. Л.: Наука, 1969. 487с.
- [3] Vonnegut B. // J. Geophys. Res. 1960. V. 65. No. 1. P. 203–212.
- [4] Синкевич О.А., Маслов С.А., Гусейн-заде Н.Г. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 2. С. 203–226.
- [5] Арсеньев С.А., Шелковников Н.К. // Вестн. Моск. ун-та. 2012. Физ. Астрон. № 3. С. 51–55.
- [6] Электровихревые течения / Под ред. Э.В. Щербинина. Рига: Зинатне, 1985. 315с.
- [7] Маслов С.А. // Вестн. Моск. ун-та. 2015. Матем. Механ. № 6. С. 54–58.
- [8] Маслов С.А., Натяганов В.Л. // Прикладная физика. 2015. № 6. С. 16–20.
- [9] Маслов С.А. // Вестн. Моск. ун-та. 2017. Матем. Механ. № 1. С. 57–61.
- [10] Maslov S., Natiyaganov V. Role of Electromagnetic Mechanisms in Downburst and Tornado Formation // Springer Nature Switzerland AG, 2019. P. 344–358. DOI: 10.1007/978-3-030-11533-3_34.
- [11] Fujita T.T. // J. Atmosph. Sci. 1981. V. 38. № 8. P. 1511–1534.
- [12] Гендугов В.М., Натяганов В.Л., Чайка А.А. // ДАН. 2010. Т. 433. № 4. С. 481–484.
- [13] Натяганов В.Л. Условность границ ЭГД и МГД приближений в некоторых задачах электромагнитной гидродинамики // Сб докл. IX Международной конференции «Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей». СПб: СОЛЮ, 2009. С. 131–134.
- [14] Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: ГФМЛ, 1959. 700с.
- [15] Натяганов В.Л. // ДАН. 2001. Т. 381. № 1. С. 50–52.
- [16] Натяганов В.Л., Орешина И.В. // Коллоидный журнал. 2000. Т. 62. № 1. С. 90–100.
- [17] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. Т. 8. 624с.
- [18] Абрамов В.А. // Вестник ДВО РАН, 1998. № 2. С. 3–22.

Стохастическая динамика Ридберговского атома

А.Н. Ключарев¹, Н.Н. Безуглов¹, Г.В. Голубков²

¹- Физический факультет СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия

²-Институт химической физики, РАН, Москва, Россия

Abstract — Elementary processes in physical and astrophysical phenomena traditionally attract researchers attention. At first this can be attributed to a group of hemi-ionization processes in Rydberg atom collision with ground state parent atoms. This processes might be studied as a prototype of the elementary process of the radiation energy transformation into electrical one. In this conditions so called regime of dynamic chaos should be considered as typical, rather than exceptional situation in Rydberg atoms collision.

Keyword — hydrogen, rydberg atom, hemi-ionization, low-temperature plasma, dynamic chaos.

I. Введение

Название «Ридберговские» атомы появилось в теории атомных спектров после публикации И.Р. Ридбергом результатов его работы по спектральным закономерностям для атома водорода и водородоподобных атомов щелочных металлов при значениях главного квантового числа (по водороду) $n > 5$ [1].

Известно, что относительное содержание отдельных элементов Периодической таблицы Менделеева в отдельных частях Геокосмоса может на несколько порядков величины превышать их средние значения. В Солнечной системе этому отвечает атом натрия, близкий структуре трехмерного квантового осциллятора, в котором запрещены «длинные» и разрешены «короткие» переходы, и широко используемого в современных наукоемких технологиях, таких, например, как системы квантовой информатики и управления движением отдельных атомов. Существующие сегодня методы селективного возбуждения позволяют получать РА в концентрациях, сопоставимых с концентрациями невозбужденных. Принципиальный вклад в Ридберговскую физику внес Э.Ферми, рассмотревший двухатомный столкновительный комплекс (РА + А) как структуру, состоящую из двух положительно заряженных кулоновских центров, слабосвязанного с ними ридберговского электрона (РЭ) на кеплеровой орбите и «обобщенного» валентного электрона атома-партнера по столкновению. Такая модель для атома водорода и водородоподобных атомов впоследствии широко использовалась применительно к большому кругу физических задач от теории уширения и сдвига спектральных линий до оценки ионизационно-рекомбинационных процессов в холодных атмосферах остывающих звезд.

В докладе приведены результаты исследований процесса хемоионизации в рамках Дипольного Резонансного Механизма, приводящего к образованию молекулярного иона в однократном акте столкновения теплового и субтеплового диапазонов энергии. В качестве альтернативы в работах [2-4] рассмотрен вариант ионизации диффузионного типа в режиме динамического хаоса.

II. Ионизационная неустойчивость водородоподобного двухатомного ридберговского комплекса.

i. Основные положения Теории Дипольного Резонансного механизма (ДРМ-модель).

На сегодня в рамках ДРМ-модели выполнено абсолютное большинство теоретических расчетов процессов хемоионизации с образованием молекулярных ионов, получивших в литературе название Ассоциативной ионизации в рамках модели РА по Э.Ферми. Обменное взаимодействие в системе (РА + А) приводит к возникновению дипольного момента D , осциллирующего с частотой $\omega(R)$, равной по величине обменному расщеплению $\Delta(R)$ молекулярного иона A_2 . Здесь R – межъядерное расстояние. Процесс ионизации происходит в диапазоне межъядерных расстояний, при которых величина Δ превышает энергию связи РЭ. В этом случае автоионизационная ширина процесса может быть выражена через сечение фотоионизации. В таком варианте ДРМ-модель сыграла большую роль в понимании базовых принципов ионизационного процесса и стимулировала дальнейшее развитие эксперимента. Однако без ответа оставался ряд вопросов, в первую очередь, необходимость

учета множественности процессов квазипересечений термов энергии РА в микроволновом поле диполя. На эту и другие оставшиеся без обсуждения вопросы теории было обращено внимание авторами [2], [3].

ii. Ридберговский квазимолекулярный комплекс в приближении стохастической динамики.

Кратко рассмотрим по [4] возникновение динамического хаоса в системе РА как случайного блуждания РЭ по уровням энергии в переменном микроволновом электрическом поле, процесса - принципиально отличного от процессов туннельной и многофотонной ионизаций.

Во внешнем микроволновом поле РЭ в результате стохастических блужданий по области связанных состояний достигает кулоновского сгущения термов и переходит в область ионизационного континуума. Тогда, при наличии резонанса между энергией начального и конечного состояний, последние начинают осциллировать в окрестности своих невозбужденных значений. Этот эффект становится ключевым моментом для формулировки условий возникновения глобального хаоса. Достижение РЭ ионизационного предела за счет случайного блуждания, индуцированного микроволновым полем, соответствует началу диффузионной ионизации. В таком представлении граница континуума представляет собой «поглощающую стенку» с коэффициентов диффузии РЭ $D \sim n^3$. При этом процедура числового расчета представляет собой сложную, но решаемую задачу [4]. При этом диффузия за время одного столкновения должна проявляться в диапазоне медленных столкновений. В то же время развитие диффузии превышает некую критическую величину, которую можно оценить по, так называемому, критерию Чирикова. В нижнем пределе n области стохастизации $n \geq N_{\text{crit}}$ из-за увеличения $\Delta n \sim n^3$.

В заключение заметим, что анализ временных процессов с сильной стохастизацией требует использования устойчивых схем численного расчета.

Благодарности.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 17-2-00110, 28.04.2017-28.04.2018 по реализации результатов исследований, выполненных ранее авторами по тематике грантов РФФИ.

Литература.

- [1] Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. М.: Наука. 1963. 640 с.
- [2] Девдариани А.З., Ключарев А.Н., Пенкин Н.П. и др. Диффузионный подход к процессу столкновительной ионизации возбужденных атомов. // Оптика и спектроскопия. 1988. Т.64. Вып.3. С. 706-709.
- [3] Безуглов Н.Н., Бородин В.М., Ключарев А.Н. и др. К вопросу расчета констант хемоионизации при субтепловых столкновениях ридберговских атомов. // Оптика и спектроскопия. 1997. Т.82. Вып.3. С.368-372.
- [4] Безуглов Н.Н., Голубков Г.В., Ключарев А.Н. Динамические резонансы в автоионизационных ридберговских состояниях атомных систем. // Журнал физ. хим. 2014. Т.88. N1. С.1705-1720.

Экспериментальные и теоретические исследования сильноточной дуги в разрядной камере с продольным продувом газа

Н.К. Куракина^{1,2}, М.Э. Пинчук¹, А.В. Будин¹, А.А. Смирновский²

¹ Институт электрофизики и электроэнергетики РАН, Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия
e-mail nkuriee@gmail.com

Abstract — An experimental test set-up with axial flow type discharge chamber with a movable contact is presented in the paper. The stand serves for investigating arc processes and allows to simulate experimental conditions close to typical ones in industrial high voltage gas blast circuit breakers. A movable contact is displaced due to powerful gas injection of high pressure into the chamber with air as a medium. The range of current amplitude in the experiments was 25-150 kA with current half-period of 0.9-4 ms. Numerical simulation is aimed to enhance the physical processes understanding and to improve efficiency of arc quenching. “Cold” and “hot” models simulation is applied for theoretical analysis. Simulation results are compared with experimental data.

Keywords — high-voltage gas blast circuit breakers, arc quenching chamber, air, numerical simulation, OpenFOAM

I. Введение

Современные достижения в развитии электроэнергетики и новые экологические вызовы [1] предъявляют все более высокие требования к надежности, безопасности, ресурсу и технико-экономическим характеристикам высоковольтной электроаппаратуры. В частности, разрабатываются новые и совершенствуются уже существующие конструкции дугогасительных устройств [2,3], активно исследуются новые материалы для повышения ресурсоемкости электрических контактов [4-8], ведется поиск эффективных и безопасных дугогасящих сред [9,10]. Нашедший широкое применение в электротехнике элегаз SF₆ является парниковым газом, обладает высоким показателем коэффициента глобального потепления (GWP=23500) и сохраняется в атмосфере в течение продолжительного времени, оказывая долгосрочное

отрицательное воздействие на окружающую среду. Продукты распада элегаза (низшие фториды), образующиеся в процессе дугогашения, обладают высокой токсичностью. В связи с этим, SF₆ был включен в список веществ, указанных в Киотском протоколе [11], использование и выбросы которых должны быть минимизированы, и применение в электроаппаратуре таких газов как сухой воздух, азот, углекислый газ становится вновь актуальным.

Целью настоящей работы является повышение эффективности отключающей способности высоковольтного газового выключающего устройства. В статье обсуждается модификация экспериментального стенда [12,13] при размыкании электродов с продольным воздушным дутьем через дугу, а также дальнейшее развитие математической модели [14,15] для всестороннего исследования электрофизических и газодинамических процессов в камере. Приводится описание расчетной модели с учетом конструктивных изменений (по сравнению с предыдущими работами авторов [14,15]). Численно задача решается как для холодной модели, так и с учетом теплового влияния плазменного столба дуги при использовании свободного пакета OpenFOAM с применением алгоритмов движущихся сеток.

II. Описание экспериментального стенда

Экспериментальный стенд разработан для исследования электрофизических, эрозионных и газодинамических процессов [12,13] в высоковольтных сильноточных газовых выключателях. В состав стенда входят разрядная камера, позволяющая моделировать процесс размыкания контактов, модульная конденсаторная батарея емкостью 0.11 Ф и энергозапасом 5.5 МДж и различные диагностики, включая высокоскоростную съемку и спектроскопию. Для формирования колебательного контура используются индуктивные

реакторы номиналом 1.5, 50 и 250 мкГн, намотанные проводом ПИГР-16 (производство ООО ГК «Севкабель») на барабанах из текстолита. Путем изменения количества заряжаемых модулей в накопителе и подключения индуктивного варьируется длительность полупериода и амплитуда тока в контуре. Возможность изменения параметров разрядного контура в широком диапазоне позволяет моделировать процесс размыкания контактов в газовой среде при высоком давлении с амплитудой тока в диапазоне 25-150 кА при длительности полупериода тока до 10 мс.

На рисунке 1 представлена схема установки, где охлаждение дуги осуществляется односторонним продольным осесимметричным продувом газа через область горения дуги. Установка состоит из разрядной камеры (1) и баллона с рабочим газом. Камера выполнена из нержавеющей стали, внутри нее находится подвижный поршень из полиацетали (2). К поршню при помощи кольцевой гайки крепится анододержатель (3), на конец которого навинчивается анод (4). С противоположного конца анододержатель соединяется с токоведущей земляной шиной при помощи гибких медных проводов, проложенных внутри поликарбонатовой трубки (5). Катод (6) имеет форму кольца, он крепится на тоководе (7), изолированном от корпуса камеры. К тоководу подключается шина высокого напряжения. В начальный момент анод входит в полость токовода на глубину ~4 см. Для достижения необходимой скорости движения поршня до момента выхода анода (4) из отверстия катода в кольцевом катоде (6) просверлены отверстия, обеспечивающие дополнительную инжекцию газа в разрядный объем. Движение поршня осуществляется при помощи сжатого газа, который поступает в камеру через отверстия в кольцевом катоде (6) и полый токовод (7) после разрыва диафрагмы. Выходное отверстие, закрываемое диафрагмой из лавсана (8), служит для ограничения максимального давления в камере, а также для формирования потока газа. Диафрагмы изготавливаются из лавсана толщиной 75 мкм, различное количество слоев лавсана позволяет регулировать давление разрыва. Перпендикулярно оси камеры расположены два отверстия для окон (9) для высокоскоростной съемки, в том числе теневого. В корпусе камеры также имеется отверстие для измерения давления в разрядном объеме.

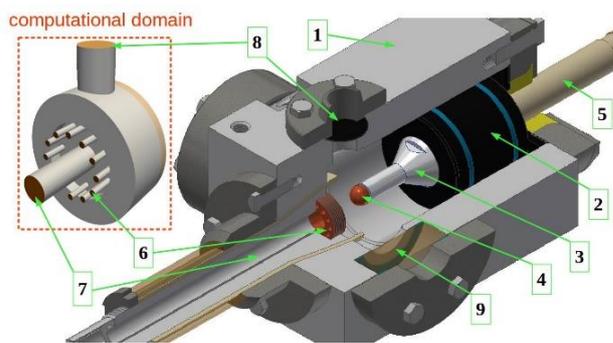


Рис. 1. Разрядная камера с охлаждением дуги продольным потоком газа и рассматриваемая расчетная область.

Дополнительные отверстия для инжекции газа в кольцевом катоде (6) имеют важное значение для процесса дугогашения. Во-первых, за счет давления нагнетаемого газа достигается необходимая скорость разведения контактов к моменту появления дуги и обеспечивается синхронизация разведения контактов на оптимальное для дугогашения расстояние в определенную фазу тока. Известно, что при синхронной коммутации перед нулем тока дугогасящая способность выключающих устройств увеличивается [3]. Во-вторых, за счет дополнительной инжекции холодного газа увеличивается газовый расход в пограничном слое дуги в области между движущимся контактом (4) и сечением кольцевого катода (6), что приводит к турбулизации газового потока и дополнительному энергоотведению от дугового столба. Это является инструментом повышения эффективности работы дугогасительных устройств.

III. 3D-моделирование и результаты расчета холодной модели

Математическая модель в трехмерной постановке для поперечного продува газа подробно описана в [14,15]. Рассматриваются газодинамические процессы до момента возникновения дуги (выхода анода из катодного отверстия) без учета тепловых эффектов (холодная модель). На рисунке 1 представлена расчетная область (computational domain) модели с односторонним продольным осевым газовым потоком. Через дополнительные отверстия inlet1 (6) и полый токовод inlet2 (7) сжатый газ под давлением, регулируемым слоями диафрагмы, подается в расчетную область. Чтобы имитировать открытие выходного отверстия outlet (8) при достижении давления разрыва материала диафрагмы задается меняющееся граничное условие (zeroGradient - uniformValue). В указанной постановке задачи реализуется нестационарный трансзвуковой режим

течения с образованием ударных волн, движение поршня описывается при помощи деформации расчетной сетки. В качестве решателя используется rhoCentralDyMFoam.

На рисунке 2 представлена экспериментальная осциллограмма давления с импульсного датчика давления (красная кривая), расположенного на стенке камеры, при наполнении газом рабочей дугогасительной камеры при давлении наддува 4 МПа. Были проведены расчеты без разрыва диафрагмы (calculation1) и с открытым выходным отверстием (calculation2) для давления накачки газа 4 МПа.

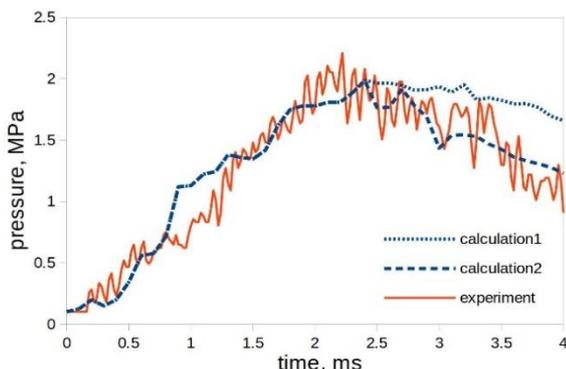


Рис. 2. Экспериментальное и расчетные значения давления газа при давлении наддува 4 МПа.

Расчетная кривая calculation2 хорошо соответствуют экспериментальной зависимости (см. рис. 2) и фиксирует разрыв диафрагмы в момент $t \sim 2.5$ -3 мс.

IV. Тепловая расчетная модель

Для изучения теплового воздействия дуги на газодинамические параметры в разрядной камере была построена двумерная осесимметричная модель с движущимся контактом (рис. 3). Моделировался режим питания с полупериодом тока ~ 1 мс.

Расчет начинается с момента выхода стержневого контакта из соплового отверстия катода при горении дуги. В первом приближении рассматривается замкнутый объем камеры (без разрыва диафрагмы). В докладе К. Рагаллера [16] показано, что температура плазмы в высоковольтных выключателях меняется в пределах от 2000 К в пограничном слое до 10000-20000 К на оси дуги (в зависимости от протекающего через дугу тока). Для первичного оценочного расчета усредненная температура области между движущимся контактом и сечением кольцевого катода задавалась равной 5000 К за счет вклада тепловой энергии дуги. В самой камере среднее давление к этому моменту времени ($t \sim 2$ мс) составило ~ 1.5 МПа при начальном давлении наддува газа 4 МПа, скорость поршня с

движущимся контактом достигла ~ 14 м/с (по оценкам расчетов «холодной» трехмерной модели, см. п. III).

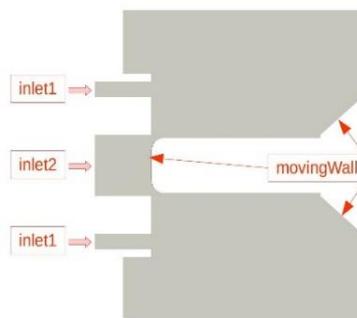


Рис. 3. Двумерная осесимметричная модель для изучения теплового вклада дуги.

На рисунке 4 представлено распределение температуры внутри расчетной области для разных моментов времени: а) начало расчета (условно принято $t=0$ мс), б) $t=0.5$ мс, в) $t=0.65$ мс.

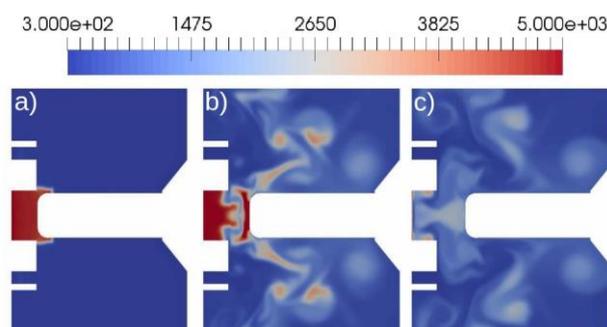


Рис. 4. Расчетное распределение температуры в разные моменты времени.

Охлаждающее воздействие газовой инжекции на пограничный слой высокотемпературной области наблюдается с момента времени 0.4-0.5 мс от начала расчета (см. рис. 4). Совокупность взаимодействия газодинамических параметров (давление, массовый расход, скорость) холодного и горячего потоков газа увеличивает турбулентное перемешивание и энергообмен, особенно в интервале после нуля тока, что способствует ускоренному восстановлению электрической прочности в области между контактами. Адекватность описания моделью поведения реальной системы подтверждается экспериментально — в эксперименте наблюдается гашение дуги при переходе через ноль тока при данном режиме энергопитания системы.

V. Выводы

Дополнительно вводимая масса газа обеспечивает необходимую скорость движения поршня к моменту поджига дуги и обеспечивает расхождение контактов синхронно с полупериодом разрядного тока.

Синхронная коммутация перед нулем тока увеличивает дугогасящую способность выключающих устройств.

Мощное воздействие инъекции холодного газа способствует турбулизации потока в высокотемпературном пограничном слое дуги и позволяет ограничить энергию, способную инициировать пробой межконтактного промежутка, тем самым повышая эффективность дугогашения.

Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными показало, что используемые физико-математическая модель и численный метод адекватно воспроизводят процессы в дугогасительной камере модельного стенда с продольным газовым путем.

Благодарности

Работа проводилась в рамках Программы фундаментальных исследований Президиума РАН №31 "Фундаментальные исследования физико-технических проблем энергетики". Результаты расчета получены с использованием вычислительных ресурсов суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого.

Литература

- [1] Rutberg Ph. *Physics and Technology of High-Current Discharges in Dense Gas Media and Flows*. NY: Nova Science Publishers Inc, 2009. 214 p.
- [2] Nama H., Okabe S., Berg T., Girodet A., Juhre K., Kessler J., Kindersberger J., Koltunowicz W., Lopez-Roldan J., Neuhold S., Neumann C., Pietsch R., Riechert U., Schichler U. *Optimized Gas-Insulated Systems by Advanced Insulation Techniques – Dielectric Coatings, Nonlinear Field Control Materials and Functionally Graded Materials*. // *Electra*, №273:56-61, 571 GT D1.28, 2014.
- [3] Тонконогов Е.Н. Выключатели переменного тока высокого напряжения. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2015. 263 с.
- [4] *Electrical contacts principles and applications/ Ed. P.G. Slade*. CRC Press, 2014. 1210 p.
- [5] Забелло К.К., Полуянова И.Н., Яковлев В.В., Школьник С.М. Средний ток, пропускаемый катодным пятном вакуумной дуги, и скорость движения пятна в магнитном поле на нанокompозитном материале CuCr50/50. // *Письма в ЖТФ*, 2017, том 43, вып. 22. с. 18-25.
- [6] Ковшечников В.Б., Литвинов Н.И., Наконечный Г.В., Овчинников Р.В., Сувор А.В. Исследование эрозионной стойкости медно-железных и медно-никелевых электродов. // *Изв. вузов. Цветная металлургия*. 2005. No 1. С. 56.
- [7] Пинчук М.Э., Степанова О.М., Куракина Н.К., Богомаз А.А. Особенности эрозии электродов в сильноточных разрядах высокого давления. // *Изв. вузов. Физика*. 2014. Т. 57. № 12-2. С. 245-249.
- [8] Будин А.В., Пинчук М.Э., Куракина Н.К. Эрозионные характеристики композитных материалов на основе меди в дуге переменной длины с поперечным продувом газа. // *Письма в ЖТФ*, 2018. Т. 44. № 18. С. 3-9.
- [9] Seeger M., Smeets R., Yan J., Ito H., Claessens M., Dullni E., Falkingham L., Franck C.M., Gentils F., Hartmann W., Kieffel Y., Jia S., Jones G., Mantilla J., Pawar S., Rabie M., Robin-Jouan P., Schellekens H., Spencer J., Uchii T., Li X. and Yanabu S. Recent trends in development of high voltage circuit breakers with SF6 alternative gases. // *Plasma Physics and Technology*, 4(1):8–12, 2017.
- [10] Eves M. A Literature review on SF6 gas alternatives for use on the distribution network. Western Power Distribution, 2018.
- [11] Kyoto Protocol to the United Nations Framework Convention on Climate Change (1998) URL: http://unfccc.int/kyoto_protocol/items/2830.php
- [12] Будин А.В., Пинчук М.Э., Кузнецов В.Е., Леонтьев В.В., Куракина Н.К. Экспериментальный стенд для исследования дуговых и эрозионных процессов в высоковольтных сильноточных выключателях. // *Приборы и техника эксперимента*, №6, 2017, с. 61-66, DOI: 10.7868/S0032816217060039
- [13] Budin A.V., Pinchuk M.E., Leks A.G., Leont'ev V.V., Kurakina N.K., Kiselev A.A., Simakova Y.V., Frolov V.Ya. Experimental stand for investigations of insulator degradation and electrode erosion in high-current breaker. // *Plasma Physics and Technology*, 2017, vol. 4, n. 2, pp. 120-123, DOI: 10.14311/ppt.2017.2.120.
- [14] Куракина Н.К., Пинчук М.Э., Будин А.В., Смирновский А.А., Фролов В.Я. Численное исследование в программном пакете OpenFOAM газодинамических процессов в разрядной камере с подвижным электродом // *Научно-технические ведомости СПбПУ. Естественные и инженерные науки*, 2018. Т. 24, № 2. С. 69–81. DOI: 10.18721/JEST.240206
- [15] Куракина Н.К., Пинчук М.Э., Будин А.В., Смирновский А.А., Кузнецов В.Е., Киселев А.А. Моделирование течения газа в разрядной камере при размыкании контактной системы. // *Изв. вузов. Физика*. 2018. Т. 61. № 9-2 (729). С. 176-179.
- [16] Рагаллер К. Отключение токов в сетях высокого напряжения. М.: Энергоиздат, 1981. 328 с.

Пробой газового пузырька в магнитной жидкости в "магнитном вакууме" кольцевого магнита

В.М. Полунин¹, П.А. Ряполов¹, Е.А. Соколов¹

¹ Юго-Западный государственный университет, Курск, Россия
e-mail: poluninvm1@gmail.com

Abstract — In general, the process of formation of an air cavity resembles the phenomenon of air breakdown of a magnetic-liquid jumper in a magnetic-liquid compaction. At the first stage of the breakdown, an "initial" air cavity is formed. The rupture of the magnetic-liquid jumper and the pulling of gas into the resulting gas cavity constitutes the second stage of the breakdown. The third stage of the jumper air breakdown consists in the irreversible destruction of the jumper. All stages of the breakdown are illustrated by photographs of a thin layer of magnetic fluid in transmitted light.

Keyword — magnetic fluid, interphase boundary, breakdown fluid, non-uniform magnetic field, magnetic vacuum.

I. Введение

Газожидкостные системы различного рода встречаются во многих технологических процессах и устройствах в промышленности, энергетике и приборостроении. Использование в качестве жидкой среды магнитной жидкости открывает широкие перспективы по достаточно простому управлению процессами формирования и динамики газожидкостных систем и процессами тепло- и массопереноса в таких системах. В данной работе установка, используемая в [1] модернизирована путем использования прозрачного канала и системы видеофиксации со специальным программным обеспечением, разработанным в LabView. В работе исследовалась концентрационная серия МЖ на основе керосина. Концентрации образцов МЖ1-МЖ4 равны 10,56%, 6,32%, 3,93%, 2,08%. соответственно.

II. Результаты эксперимента

На рисунке 1 показана фотография воздушной полости, захваченной поэтапно со свободной поверхности образца магнитной жидкости МЖ-2, залитого в плоский канал. Незначительная толщина слоя МЖ, заполняющей плоский канал, делает возможной визуализацию газовых включений и их динамику в процессе захвата, транспорта и измельчения на пузырьки воздушной полости.

На рисунке 3 графически (в отличие от [2] - в масштабе 1:1) по осям координат представлено магнитное поле кольцевого магнита. Сплошные горизонтальные линии ограничивают часть магнитного поля, приходящуюся на трубку. Стрелками показаны вектора напряженности, сплошными кривыми – изолинии модуля напряженности магнитного поля ($H=\text{const}$). Числа на изолиниях представляют значения напряженности магнитного поля, выраженные в кА/м.

Жирность стрелок вектора и их ориентация характеризуют относительную величину осевой составляющей магнитного поля, а также изменение ее направления с «положительного» на «отрицательный». На рисунке 2 видна точка на оси с горизонтальной координатой 13.8 мм, в которой напряженность магнитного поля кольцевого магнита равна нулю («нулевое» поле), окруженная областью ее малых значений.

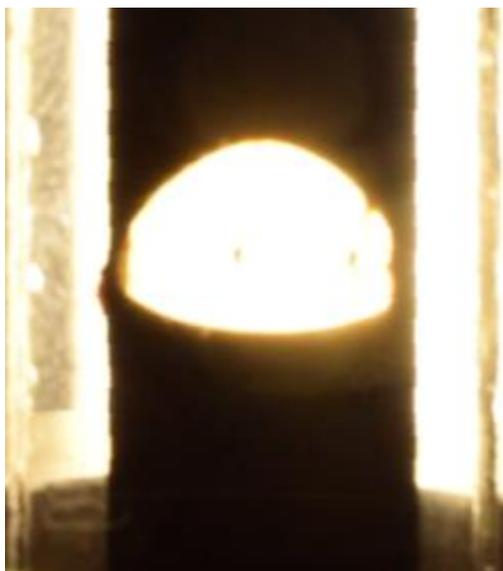


Рис. 1. Воздушная полость в МЖ-2

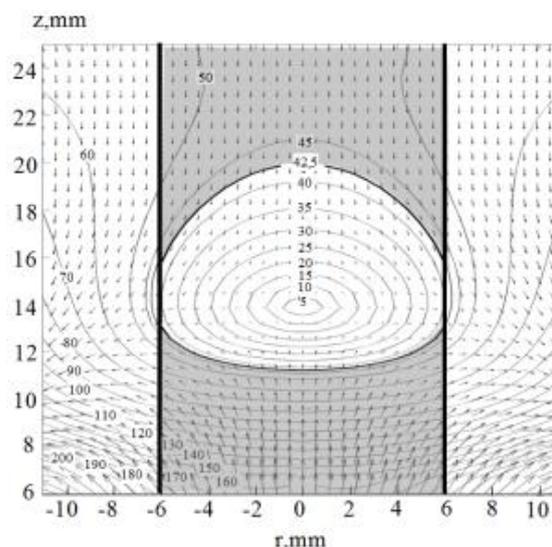


Рис. 2. Моделирование магнитного поля кольцевого магнита

Свободная поверхность воздушной полости в МЖ в рамках используемой модели «слабомагнитной среды» принимает положение и геометрию какой-либо изоповерхности модуля напряженности магнитного поля. Такая концепция «отображения» формы свободной поверхности МЖ топографией изолиний модуля напряженности магнитного поля была впервые предложена в работе [13]. Сетка изолиний H используется в [11, 12] для интерпретации геометрии границы воздух-МЖ в условиях отсутствия светопрозрачности жидкости.

Нетрудно видеть, что поверхность полости, моделируемая в рамках электродинамической модели «слабомагнитных тел» построением системы изолиний модуля напряженности магнитного поля (рисунок 2), достаточно хорошо воспроизводит «миндалевидную» поверхность полости, наблюдаемую в тонком слое МЖ (фотография на рисунке 1). Верхняя часть межфазной границы воздух-жидкость практически повторяет геометрию изолинии модуля напряженности магнитного поля 42,5 кА/м, выделенную при обсуждении формы «невидимой» поверхности МЖ, залитую в трубку [2].

В статьях [1, 2] описан процесс поэтапного захвата воздушной полости магнитным коллоидом МЖ-1, заполняющим трубку с диаметром 12 мм, с рядом предположений, характерных при обсуждении невидимых визуально воздушных включений. При приближении магнита к свободной поверхности столбика МЖ постулируется появление «начальной» воздушной полости в результате магнитофореза мельчайших пузырьков воздуха и последующий пробой верхней части столбика МЖ (пробой магнитожидкостной перемычки). Поэтапность процесса образования воздушной полости в МЖ экспериментально подтверждается серией акустических и магнитных осциллограмм в количестве 15-ти, представленных в [2] на рисунке 5, а также оценочными расчетами отношения увеличения объема воздушной полости к сокращению объема жидкости в перемычке.

На рисунке 3 представлены результаты видеофиксации изображения воздушных включений в тонком слое исследованных МЖ в виде фотографий, иллюстрирующих исходную и завершающую ситуации на этапах с первого по третий пробой магнитожидкостной перемычки. Как видно из рисунка 4 при каждом пробое перемычки полость пополняется очередной порцией воздуха, что подтверждает интерпретацию процесса захвата полости в [1] и [2]. Однако, при выборе расчетной модели для частоты колебаний системы магнитожидкостная перемычка – воздушная полость предполагалось, что полость и перемычка имеют форму плоско-параллельного диска. В представления о форме воздушной полости теперь нужно внести коррективы, как видно из рисунка 4, полость получает форму эллипсоида вращения с различным соотношением полуосей.

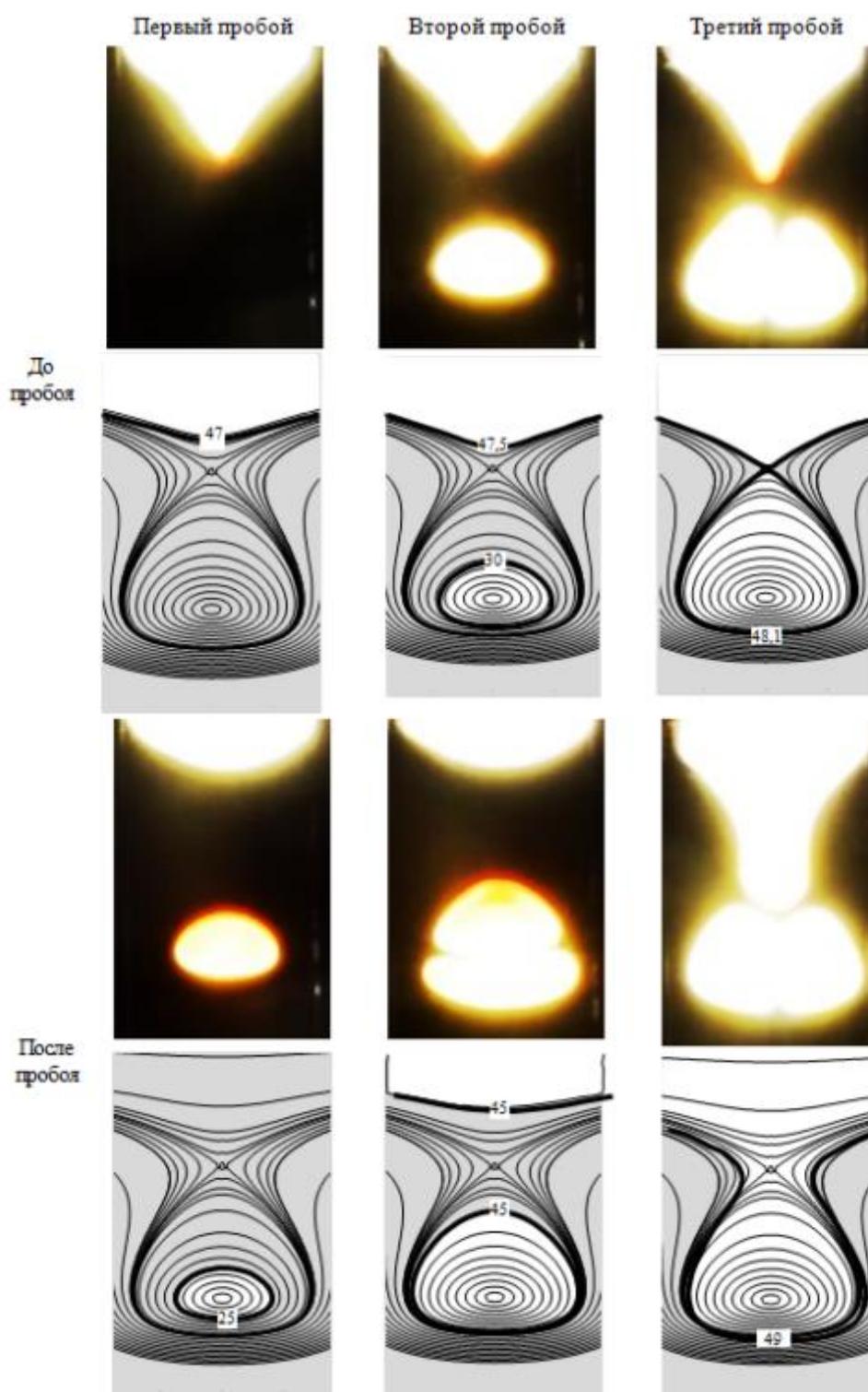


Рис. 3. Результаты видеофиксации для образца МЖ-4

Также на данном рисунке представлены результаты интерпретации формы межфазной границе на основе проведенного моделирования изолиний напряженности модуля напряженности магнитного поля. Для каждого пробоя (до и после) подобран набор изолиний, вдоль которых выстраивается поверхность магнитной жидкости. Видно, что в случае до пробоя форма верхних поверхности полости и, особенно, свободной поверхности МЖ отличается от кривой изолинии и стремится к форме конуса. Это объясняется наличием перепада давления, из-

за которого магнитожидкостная перемычка между полостью и свободной поверхностью истончается, что приводит в дальнейшем к ее пробою.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке базовой части государственного задания Министерства образования и науки РФ. Код проекта 3.8949.2017/БЧ, № 3.2751.2017/ПЧ и гранта Президента РФ МК-1393.2019.8.

Литература

- [1] Полунин В. М. и др. Упругость воздушной полости в магнитной жидкости на участке изменяющегося по знаку магнитного поля кольцевого магнита // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2018. – Т. 61. – №. 7. – С. 147-157
- [2] Polunin V. M. et al. Air cavity captured by magnetic fluid in magnetic vacuum of annular magnet // Magneto hydrodynamics. – 2018, 54(3). – С. 211-223..
- [3] Баштовой В.Г., Берковский Б.М., Вислович А.Н. Введение в термомеханику магнитных жидкостей / М.: ИВТАН. 1985. С.188.

Особенности зондовых измерений в нестационарных процессах в плазме электродного разряда

А.С. Барышников, И.В. Басаргин, Н.О. Безверхний, С.В. Бобашев, Н.А. Монахов, П.А. Попов, В.А. Сахаров, М.В. Чистякова

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Россия

Abstract — A method for correcting the results of measurements by a double probe in a non-stationary process occurring in an electrode gas discharge is proposed. The method consists in the joint processing of two signals obtained in separate experiments with different surface areas of the negative electrode of the probe and other conditions being equal. It was established that the cause of the change in the probe current ahead of the shock wave front is a transient process in the measuring circuit, caused by a change in the potential of space. Using the method of correction of the measurement result allows to obtain the distribution of the ion current and to estimate the magnitude of the change in the potential of space during the motion of a shock wave in a glow discharge.

Keyword — double electric probe, low-temperature plasma, glow discharge, shock wave.

I. Введение

Зондовый метод является одним из основных методов диагностики низкотемпературной плазмы [1-4]. В частности, широко используется двойной электрический зонд, представляющий собой два электрода, между которыми приложено постоянное напряжение. При достаточной величине этого напряжения двойной зонд находится в режиме насыщения ионного тока, при котором протекающий ток определяется только концентрацией ионов в окрестности отрицательного электрода. Этот инструмент является простым и удобным в исследованиях плазмы неограниченного объема, например, ионосферы [1], или при изучении безэлектродных высокочастотных разрядов в камерах с изолирующими стенками [5-7]. Одним из преимуществ таких измерений является то, что измерительная система находится под плавающим потенциалом относительно плазмы, что позволяет использовать двойной зонд для измерений в нестационарных процессах. Еще одно преимущество заключается в малости возмущений, вносимых двойным зондом в плазму, поскольку ток в его цепи всегда ограничен по величине ионным током насыщения. По вольтамперной характеристике (ВАХ)

двойного зонда можно определить электронную температуру плазмы и концентрацию заряженных частиц [1].

Измерения двойным зондом в плазме электродного разряда осложняются наличием гальванической связи между зондом и электродами разрядного промежутка. В стационарных или медленно меняющихся процессах измерения не вызывают особых трудностей. Однако при быстром ($t \sim 1-10 \mu\text{s}$) изменении потенциала плазмы результаты измерений могут быть искажены переходным процессом в измерительной цепи. С данной проблемой авторы столкнулись при изучении взаимодействия поперечного тлеющего разряда с ударной волной [8-11]. Особенностью сигнала двойного зонда в этих экспериментах явилось наличие изменений тока перед фронтом ударной волны. Поиск методов коррекции результатов измерений в таких условиях становится важным фактором при анализе данных измерений.

II. Экспериментальная установка и техника измерений

Эксперименты проводились на плазмогазодинамической установке, схема которой показана на рис. 1. В рабочей камере 1 внутренним диаметром 300 мм и высотой 400 мм в воздушной среде при давлении 4 кПа создавался стационарный тлеющий разряд между двумя 60-градусными коническими медными электродами, расположенными вертикально на расстоянии 100 мм. Постоянное горение разряда поддерживается источником напряжения, обеспечивающим протекание тока силой 1 А при напряжении на разрядном промежутке 680 В. Рабочая камера 1 и катод 2 имеют общий нулевой потенциал. Анод 4 расположен на непроводящей пластине 3, закрывающей нижний торец рабочей камеры. Взаимное расположение электродов и их форма продиктованы необходимостью пространственной стабилизации разряда. Температура газа в центре

разряда составляет ~ 1300 К, электронов ~ 13000 К, степень ионизации не более 10^{-6} .

Ударная волна формируется в электроразрядной ударной трубе 5 с внутренним диаметром 30 мм и длиной 700 мм. Выходной торец ударной трубы расположен заподлицо с боковой стенкой рабочей камеры, ось ударной трубы проходит посередине разрядного промежутка. Скорость ударной волны на выходе ударной трубы составляет 1.3 км/с.. Начальное давление в канале ударной трубы равно давлению в рабочей камере.

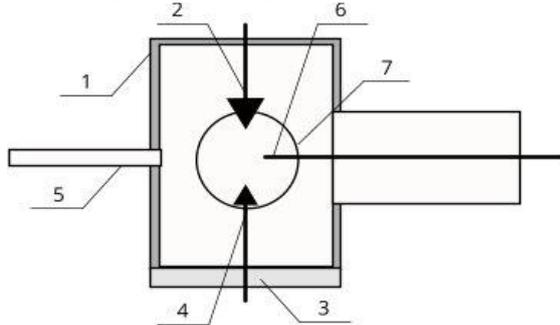


Рис. 1. Схема установки. 1 – рабочая камера, 2 – катод 3 – изолирующая пластина, 4 – анод, 5 – электроразрядная ударная труба, 6 – двойной зонд, 7 –наблюдательное окно.

Двойной электрический зонд 6 перемещается в горизонтальной плоскости соосно с ударной трубой. Зонд представляет собой два параллельно расположенных кварцевых капилляра длиной 400 мм и диаметром 3 мм. Внутри каждого капилляра проложена медная проволока, к концу которой приварен платиновый электрод диаметром 0.5 мм. Электроды выходят за край капилляра на 10 мм и расположены под прямым углом к оси капилляров параллельно друг другу на расстоянии 8 мм. Между электродами двойного зонда приложено постоянное напряжение, обеспечивающее работу зонда в режиме насыщения ионного тока.

Регистрация пространственного положения ударной волны и запуск системы регистрации осуществляются с помощью двух оптических шлурен-систем через два окна 7 на боковой поверхности рабочей камеры. Луч одной оптической системы неподвижен и расположен у левого края наблюдательного окна. С ее помощью осуществляется запуск системы регистрации. Луч второй системы, с помощью которой регистрируется момент прихода ударной волны в точку измерения, перемещается вместе с зондом. Погрешность измерения положения ударной волны определяется диаметром луча и не превышает 5 мм.

На рис. 2 показано изображение тлеющего разряда, который имеет форму тела вращения. Интенсивность свечения разряда максимальна в центре и плавно уменьшается к периферии. У вершины нижнего конуса (анода разрядного промежутка) наблюдается яркое пятно, где происходит контракция разрядного тока. В непосредственной близости от поверхности катода (верхний конический электрод) видна яркая область, занимающая сравнительно небольшую часть поверхности катода. Это катодное свечение – характерная особенность тлеющего разряда.

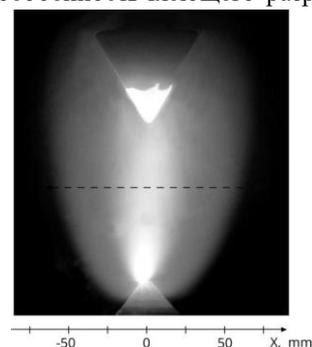


Рис. 2. Внешний вид тлеющего разряда.

Направление, вдоль которого перемещается двойной зонд, показано на рис. 2 штриховой линией. Ударная волна движется слева направо по направлению оси X, а зонд располагается справа от оси разряда. Положение зонда справа от оси позволяет изучать плазму в пространстве, еще невозмущенном ударной волной.

Движение ударной волны сопровождается деформацией токового канала разряда и изменением электрических параметров тлеющего разряда. На рис.3 показано изменение напряжения на аноде разрядного промежутка при движении ударной волны. Отсчет времени ведется от момента появления ударной волны в области наблюдения. Видно, что после 30 μ s напряжение монотонно возрастает. Начало изменения напряжения на аноде соответствует положению ударной волны на левой границе светящейся области разряда. На кривой изменения анодного напряжения в интервале времени 50 – 120 μ s также виден участок практически линейного увеличения напряжения. В течение этого времени ударная волна находится в области наблюдения и к моменту выхода ее из этой области напряжение на аноде разрядного промежутка увеличивается примерно на 40%. Очевидно, что увеличение напряжения на разрядном промежутке вызвано изменением потенциала пространства в плазме разряда, что приводит к искажению результатов измерений.

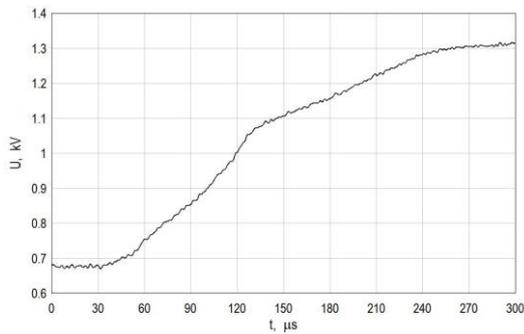


Рис. 3. Изменение напряжения на аноде разрядного промежутка при движении ударной волны в плазме тлеющего разряда.

III. Методика обработки

На рис. 4 показана часть ВАХ электрического зонда, соответствующая ионной ветви насыщения, и схема измерения ионного тока двойного зонда [4]. Схема измерения включает источник постоянного напряжения E и сопротивление нагрузки R , которые включены между электродами 1 и 2 двойного зонда. Потенциалы отрицательного и положительного электродов двойного зонда относительно пространства обозначены U_1 и U_2 соответственно. Ток двойного зонда I_1 пропорционален произведению концентрации ионов в окрестности отрицательного электрода 1 и площади его поверхности. Величина ионного тока пропорциональна напряжению на сопротивлении R . В эксперименте это напряжение регистрируется на осциллограф посредством усилителя с гальванической развязкой, поскольку зонд находится под потенциалом 500 В относительно опорного (заземленного) электрода разрядного промежутка.

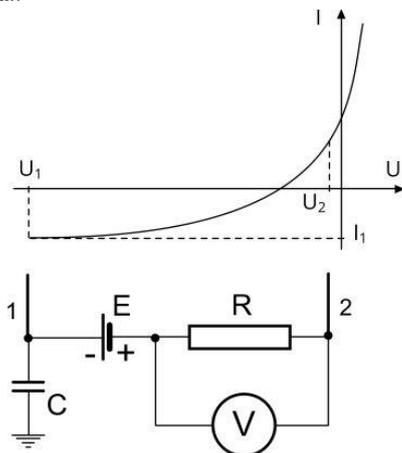


Рис. 4. Ионная ветвь вольт-амперной характеристики электрического зонда и схема измерения. U_1 и U_2 – потенциалы отрицательного и положительного электродов зонда относительно плазмы, I_1 – ток двойного зонда.

На ВАХ видно, что потенциалы электродов зонда относительно потенциала пространства различаются. Так, потенциал положительного электрода 2 близок к

потенциалу плазмы, а потенциал отрицательного электрода 1 меньше потенциала пространства на величину, практически равную напряжению между электродами. Это различие в потенциалах определяет цепь перезаряда емкости электродов зонда при изменении потенциала пространства. Перезаряд на опорный электрод будет происходить по цепи, содержащей положительный электрод 2, поскольку потенциал этого электрода близок к потенциалу пространства. Искажение измерений зондового тока будет вносить только ток перезаряда емкости C отрицательного электрода 1.

Таким образом, величины составляющих зондового тока определяются параметрами плазмы на разных электродах: ионный ток зависит от параметров плазмы в окрестности отрицательного электрода, а ток перезаряда – вблизи положительного. Это обстоятельство позволяет изменять одну из составляющих тока зонда при сохранении другой, например, изменять величину ионного тока путем изменения площади поверхности отрицательного электрода. При этом цепь перезаряда емкости зонда остается неизменной.

Произведя два измерения тока зонда, выполненные при разной площади поверхности отрицательного электрода и прочих равных условиях, получим систему двух линейных уравнений:

$$\begin{cases} I_i + I_c = I_1 \\ \alpha I_i + I_c = I_2 \end{cases} \quad (1)$$

Здесь I_i, I_c – ионный ток и ток перезаряда емкости, I_1, I_2 – ток зонда, измеренный при полной и уменьшенной площади поверхности отрицательного электрода, α – относительное изменение площади поверхности отрицательного электрода. Решение системы (1) имеет вид:

$$I_i = \frac{I_1 - I_2}{1 - \alpha}, \quad I_c = \frac{I_2 - \alpha I_1}{1 - \alpha} \quad (2)$$

Входящие в (2) величины являются функциями времени, за исключением постоянной α . Ее значение можно вычислить с учетом того, что в стационарном режиме ток перезаряда емкости отсутствует $I_c = 0$. В этом случае решение (1) дает значение $\alpha = I_{02}/I_{01}$, равное отношению токов с разной площади поверхности отрицательного электрода.

IV. Результаты

Сигнал двойного зонда при распространении ударной волны в плазме показан на рис. 5. Сплошной

линией показано изменение тока с открытым электродом, штриховой – изменение тока с частично закрытым электродом зонда. Изменение площади поверхности отрицательного электрода зонда осуществлялось надеванием на него короткого кварцевого капилляра. Момент прихода ударной волны к зонду отмечен вертикальной линией.

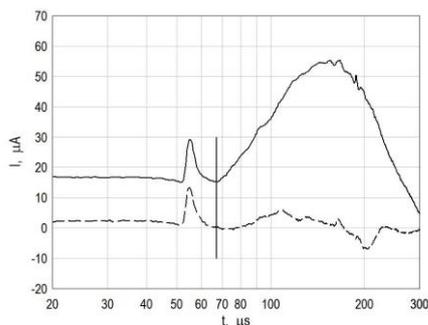


Рис. 5. Измеренные значения тока зонда с открытым (сплошная линия) и частично закрытым (штриховая линия) отрицательным электродом при взаимодействии ударной волны с разрядом.

В наших ранних работах [9-10] была замечена характерная особенность сигнала зонда - уменьшение тока до прихода ударной волны. На рисунке эта особенность наблюдается после 35 μs от начала регистрации и соответствует моменту входа ударной волны в видимую область разряда. Другая особенность сигнала зонда заключается в появлении кратковременного увеличения тока в окрестности момента времени 55 μs . Дополнительные исследования [11] показали, что это увеличение соответствует прохождению ударной волны центральной части разряда. По мнению авторов, это изменение вызвано взаимодействием ударной волны с областью катодного свечения тлеющего разряда.

Постоянство значений тока зонда в начале измерений позволяет считать их равными значениям тока в режиме постоянного горения разряда и использовать для определения величины α . Оценки показали, что определенное таким образом значение α соответствует величине относительного изменения площади поверхности отрицательного электрода.

Результаты расчета ионного тока и тока перезаряда емкости зонда, полученные с помощью соотношений (2), показаны на рис. 6. Сплошной линией обозначен ионный ток, штриховой – ток перезаряда емкости зонда. На рисунке видно, что до прихода ударной волны к двойному зонду ионный ток (сплошная линия) остается неизменным. Наблюдаемые в окрестности момента 55 μs изменения тока следует считать погрешностью расчета, вызванной

недостаточно точным воспроизведением условий эксперимента в разных опытах.

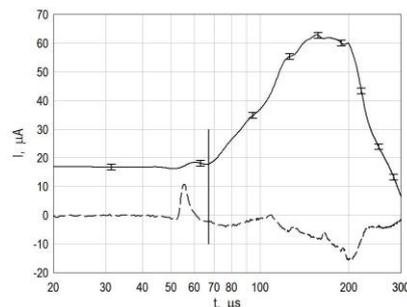


Рис. 6. Рассчитанные значения ионного тока (сплошная линия) и тока перезаряда емкости (штриховая линия) при взаимодействии ударной волны с разрядом.

За ударной волной наблюдается практически линейное увеличение плотности заряженных частиц в течение примерно 70 μs , ранее наблюдаемое и описанное в [10]. В результате коррекции данных измерения значение максимума ионного тока за фронтом ударной волны увеличилось на 15% по сравнению с измеренным (ср. рис. 5).

Ток перезаряда емкости зонда (штриховая линия) заметно отличается от нуля примерно после 35 μs от начала регистрации, что соответствует началу изменения напряжения на разрядном промежутке (см. рис. 3). Монотонное увеличение тока перезаряда нарушается в окрестности момента 55 μs , что соответствует прохождению ударной волны близи катода разрядного промежутка.

Зная величину емкости зонда C , легко рассчитать изменение напряжения на зонде и оценить изменение потенциала пространства, вызывающего ток перезаряда.

$$\Delta U(t) = \frac{1}{C} \int_0^t I_C(\tau) d\tau . \quad (3)$$

Результат интегрирования показан на рис. 7. В расчете использовалось измеренное значение емкости зонда 65 pF. На рисунке видно, что монотонное увеличение потенциала нарушается при прохождении ударной волны центра разряда. К моменту прихода ударной волны в точку измерения (вертикальная линия) изменение потенциала составляет доли вольта. Значительное изменение потенциала пространства происходит за фронтом ударной волны.

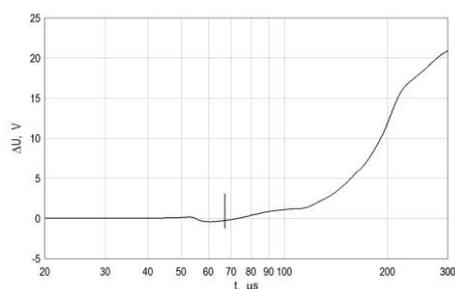


Рис. 7. Изменение напряжения на зонде при движении ударной волны в разряде.

В окрестности момента времени $120 \mu\text{s}$ наблюдается изменение угла наклона кривой к горизонтальной оси. Примерно в этот же момент времени изменяется производная зависимости напряжения на разрядном промежутке (см. рис. 3). Временная корреляция зависимостей, полученных независимо друг от друга, позволяет утверждать, что предположения, лежащие в основе метода коррекции измеренных данных, верны.

V. Выводы

Особенность зондовых измерений в плазме электродного разряда связана с наличием гальванической связи между зондом и электродами разрядного промежутка. При быстром изменении потенциала пространства результат измерений искажается током перезаряда емкости зонда по цепи, включающей элементы регистрации ионного тока. Предложенный метод коррекции результатов измерений заключается в совместной обработке двух сигналов, полученных в отдельных опытах с различной площадью поверхности отрицательного электрода зонда. Метод позволяет определить ионный ток, определяемый концентрацией ионов, и ток перезаряда емкости зонда, зависящий от изменения потенциала пространства. Анализ скорректированных результатов измерений зондового тока показал, что изменение тока зонда перед фронтом ударной волны, отмеченное в ранее опубликованных работах [8-11], вызвано током перезарядки емкости зонда, возникающим вследствие изменения потенциала пространства. Изменение потенциала пространства начинается при входе ударной волны в видимую область тлеющего разряда.

При этом ионный ток, определяемый концентрацией заряженных частиц, остается неизменным до прихода ударной волны в точку измерения.

Литература

- [1] Альперт Я.Л., Гуревич А.В., Питаевский Л.П. Искусственные спутники в разреженной плазме. М., Наука, 1964.
- [2] Демидов В.И., Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А. Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы. Москва, Энергоатомиздат, 1996.
- [3] Chen F.F. Langmuir probe analysis for high density plasmas // *Phys. Plasmas*. 2001. V.8. №6. P. 3029-3041.
- [4] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный: ИД «Интеллект», 2009.
- [5] Brockhaus A., Korzec D., Werner F. et al. // *Surface and Coatings Technology*. 1995. V. 74. №1. P. 431-442.
- [6] Mildner M., Korzec D., Engemann J. // *Surface and Coatings Technology*. 1999. V. 112. №1. P. 366-372.
- [7] Naz M.Y., Ghaffar A., Rehman N.U., et al. // *Progress in Electromagnetics Research*. 2011. V. 114. P.113-128.
- [8] Барышников А.С., Басаргин И.В., Бобашев С.В., и др. // *Письма в ЖТФ*. 2015. Т. 41. №15. С. 83-89.
- [9] Барышников А.С., Басаргин И.В., Бобашев С.В., и др. // *ИФЖ*. 2016. Т. 89. № 3. С. 555-558.
- [10] Барышников А.С., Басаргин И.В., Бобашев С.В., и др. // *Письма в ЖТФ*. 2017. Т. 43. №11. С. 20-25.
- [11] Baryshnikov A. S., Basargin I. V., Bezverkhniy N. O., et al. // *AIAA Journal*. 2018. V. 56. № 9. P. 3782-3784.

Исследования жидкостей / Studies of liquids

Диффузия ионов в жидкости

Г.Э. Норман^{1,2,3}, М.А. Орехов^{1,2,3}

¹ Национальный исследовательский университет Высшая школа экономики, Москва, Россия

² Московский физико-технический институт, Москва, Россия

³ Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

e-mail maksim.orekhov@phystech.edu

Abstract — Ion diffusivity in mobility in liquid is considered. Significant increase of diffusivity at certain ion radius due to solvation shell fluctuations is found.

Keyword — Ion mobility, molecular dynamics, solvation.

I. Введение

Диффузия ионов в жидкости оказывает определяющее влияние на проводимость и подвижность ионов. Кроме того, от коэффициента диффузии зависит коэффициент рекомбинации ионов в диффузионном режиме.

С использованием метода молекулярной динамики исследованы пространственные и временные свойства динамики ионов в жидкости. Получена связь этих свойств со свойствами сольватных оболочек ионов. На основе результатов расчетов и построенной теории предсказан эффект увеличения коэффициента диффузии и подвижности при определенных радиусах ионов. Данный эффект возникает вследствие понижения устойчивости сольватной оболочки, при увеличении числа ближайших соседей иона, которое происходит с ростом его радиуса. Результаты расчетов согласуются с литературными экспериментальными данными.

II. Методика моделирования

В работе использовался метод классической молекулярной динамики. Рассматривались две системы: ионы в воде и ионы в жидком ксеноне. Потенциал взаимодействия атомов в ксеноне выбран в форме Леннарда-Джонсовского потенциала.

$$U(r) = 4\epsilon \left[\left(\frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r} \right)^6 \right]$$

Потенциал взаимодействия иона с атомами жидкости.

$$U(r) = (E_0 / 2) \left[\left(r_0 / r \right)^{12} - 3 \left(r_0 / r \right)^4 \right] = \beta / r^{12} - \alpha / r^4$$

Вода описывалась потенциалом SPC/E. Взаимодействие иона с молекулами воды описывалось потенциалом Букингема, наложенным на кулоновское взаимодействие

$$U(r) = A \exp(-r/\rho) - c/r^6 - kq^2/r$$

Моделирование проводилось при температуре 300К и плотности 1.01 г/см³.

Коэффициент диффузии вычислялся по формуле Эйнштейна на основе зависимости среднеквадратичного смещения иона от времени, которая получалась из молекулярной динамики.

III. Результаты

Получены зависимости коэффициентов диффузии ионов от размера иона. На данных зависимостях присутствуют несколько максимумов. Максимумы присутствуют как для ионов в воде, так и для ионов в жидком ксеноне. Таким образом, их возникновение не зависит от конкретной жидкости. Кроме того, это исключает зависимость результатов от конкретной модели потенциала межатомного взаимодействия.

Проведен анализ свойств сольватных оболочек ионов в области обнаруженных максимумов коэффициентов диффузии. Обнаружено, что для ионов относящихся к максимумам коэффициента диффузии конфигурация оболочки неустойчива и может перестраиваться меняя число ближайших соседей иона. Динамическая смена числа ближайших соседей приводит к движению иона и увеличению коэффициента диффузии.

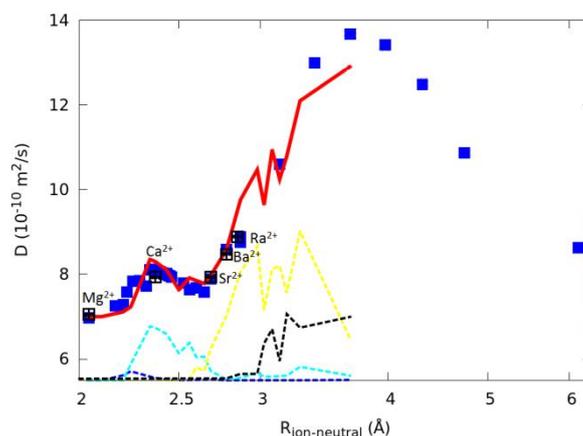


Рис. 1. Зависимость коэффициента диффузии ионов в воде от радиуса иона. Синие точки – данные молекулярной динамики. Черные точки – экспериментальные данные [1]. Красная линия – теоретическая модель диффузии [2].

На основе флуктуаций числа ближайших соседей иона построена теоретическая модель эффекта [2]. Показано, что данная модель хорошо согласуется с расчетами и имеющимися экспериментальными данными (рис. 1).

Благодарности

Статья подготовлена в результате проведения исследования в рамках Программы фундаментальных исследований Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики» (НИУ ВШЭ) и с использованием средств субсидии в рамках государственной поддержки ведущих университетов Российской Федерации "5-100".

Литература

- [1] Yuan-Hui L., Gregory S. Diffusion of ions in sea water and deep-sea sediments // *Geochim. Cosmochim. Acta*, 1974, 38, 703.
- [2] Orekhov M.A. Fluctuation enhancement of ion diffusivity in liquids // *Phys.Chem.Chem.Phys.*, 2017, 19, 32398

Визуализация предпробивных процессов в нитробензоле

С.М. Коробейников¹, Ю.А. Кузнецова², В.Б. Ясинский²

¹Новосибирский государственный технический университет

²Карагандинский государственный технический университет

e-mail: yas@inbox.ru

Abstract— In the report, using the mathematical simulating, the effect of the irregularity of the electric field on the appearance of the picture of the Kerr bands during electro-optical studies of pre-breakdown processes in nitrobenzene in the tip-plane system is assessed. The distortion of the electric field was achieved by introducing a volume charge into the upstream zone (anode), as well as air and ionized bubbles.

It is shown that the proposed method allows one to clearly visualize the introduced objects, both with the help of the calculated kerrogram, and with the help of a phase diagram - the spatial distribution of the phase difference between the o- and e-beams. A set of calculated kerrograms and phasograms for various voltages at a given experiment geometry, together with the law of voltage variation, makes it possible to construct a kinogram, that is, to reproduce the dynamics of the development of pre-breakdown processes.

Keyword — Kerr effect, pre-breakdown processes, mathematical simulation.

I. Введение

В аксиально симметричном резко неоднородном электрическом поле системы остриё-плоскость задача воспроизведения картины керровских полос даже без дополнительных искажающих факторов является достаточно сложной и не всегда однозначной. Тем более, когда она усложняется наличием неоднородностей типа воздушных и ионизированных пузырьков, объёмных зарядов и ЭГД-течений. Однако использованный нами метод математического моделирования процессов приэлектродной зоны позволил наглядно визуализировать эти неоднородности и количественно оценить последствия их внесения в разрядный промежуток. Задача решалась методом конечных элементов в предварительно построенной 3D-модели реальной измерительной ячейки.

Целью работы было воспроизведение расчётным путём имеющегося набора экспериментальных дан-

ных по электрооптическим измерениям. То есть решение обратной задачи путём решения прямой задачи — восстановления полей напряжённости электрического поля и других характеристик по результатам экспериментальных измерений.

II. Методика моделирования

В экспериментах, описанных в работе [1], специально подготовленный нитробензол заливался в трубку из кварцевого стекла с внутренним диаметром 15 мм. Электродная система представляла собой остриё (анод) с радиусом кривизны 0,3 мм и плоскость диаметром 14 мм, выполненную по профилю Роговского. Расстояние от острия до плоскости 30 мм. Электроды из нержавеющей стали.

Именно для этой системы и была построена математическая модель.

Просмотр прилегающей к острию зоны производился сканированием зондирующего лазерного луча параллельно оси Y с заданным шагом в направлении оси X. Затем плоскость сканирования смещалась по оси Z и сканировался следующий слой. В зависимости от поставленной задачи и размеров расчётной области шаг сканирования по осям X и Z брался от 100 до 2,5 мкм (рис.1).

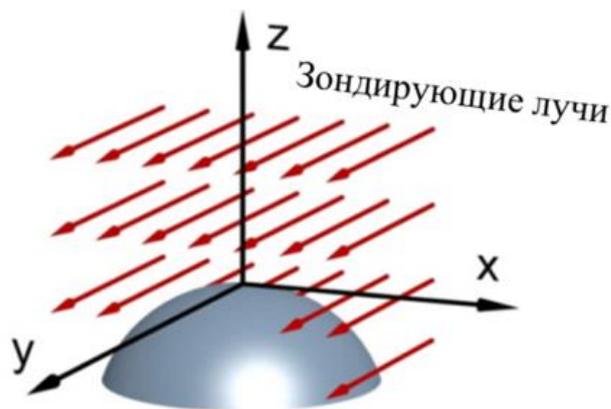


Рис. 1. Геометрия расчётной схемы

Интенсивность света, прошедшего через ячейку Керра меняется по закону [1]:

$$I = I_0 \cdot \sin^2 \left(\pi \cdot B \cdot \int_{\ell_1}^{\ell_2} E_{\perp}^2(y) dy \right).$$

Поэтому для каждого направления зондирующего лазерного луча по оси Y по всем слоям (см. рис. 1))

вычислялись $\int_{\ell_1}^{\ell_2} E_{\perp}^2(y) dy$, и формировалась двумерная

матрица $\|z, x\|$ из нормированных значений интенсивности $I(x, z)/I_0$ для всего поля наблюдения.

III. Обсуждение результатов

В случае больших размеров сканируемой области шаг брался равным 10 мкм, что позволяло увидеть картину в целом (рис. 2).



Рис. 2. Размер области 0,70×0,37 мм, шаг 0,01 мм

Такой шаг даёт возможность не только увидеть неоднородности с линейными размерами порядка 100 мкм, но и, хотя и довольно грубо, рассмотреть их структуру и вносимые ими искажения в приэлектродную зону (рис. 3).

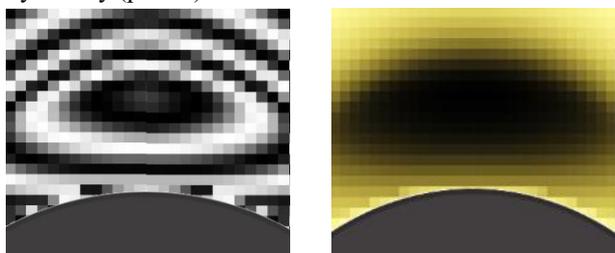


Рис. 3. Визуализация влияния объёмного заряда с $\rho = +200$ Кл/м³ в приэлектродной области (анод). Напряжение 135 кВ. Слева — керрограмма, справа — фазограмма

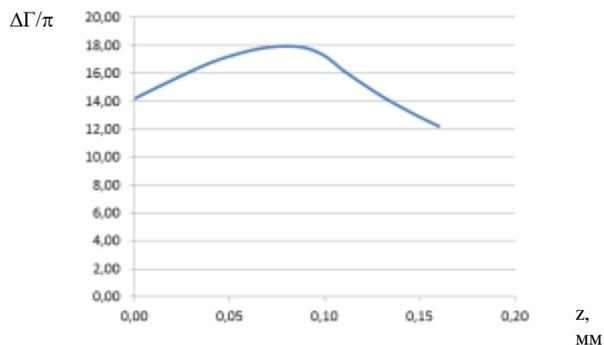


Рис. 4. Зависимость разности фаз $\Delta\Gamma/\pi$ от расстояния до острия на оси симметрии. Радиус кривизны острия $r = 0,3$ мм. Верхняя граница области объёмного заряда с $\rho = +200$ Кл/м³ на расстоянии 0,1 мм от острия. Напряжение 135 кВ

Уменьшение шага дискретизации позволяло повысить визуальное качество картинок и увидеть более мелкие детали в приэлектродной области.



Рис. 5. Размер области 0,70×0,37 мм, шаг 0,005 мм

Поскольку наибольший интерес представляли области, непосредственно прилегающие к острию, при увеличении дискретизации расчётная область уменьшалась. Это дало возможность более детально рассмотреть возмущения с линейными размерами 50 и 20 мкм (рис. 6).

В частности выяснилось, что в случае искусственно вносимого возмущения диаметром $d = 20$ мкм в виде воздушного или ионизированного пузырька его влияние на электрическое поле полностью прекращалось уже на расстоянии $3d$ от острия в широком диапазоне напряжений — от 50 до 150 кВ.



Рис. 6. Положение пузырька ($d = 20$ мкм) на острие ($r_0 = 0,3$ мм)

Это хорошо видно на рис. 7, где пристройная зона рассчитана с разрешением 2,5 мкм.

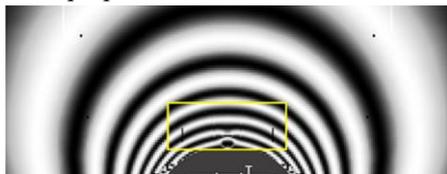


Рис. 7. Рассчитанная с шагом 2,5 мкм область с воздушным пузырьком диаметром 20 мкм наложена на не возмущённую картину полос (рис. 5) с шагом 5,0 мкм. Напряжение 120 кВ

Построенные расчётные керро- и фазограммы позволили не только локализовать и визуализировать разные случаи возмущения поля в пристройной зоне, но и получить количественные характеристики в виде распределения разности фаз между о- и е-лучами вдоль оси симметрии разрядного промежутка.

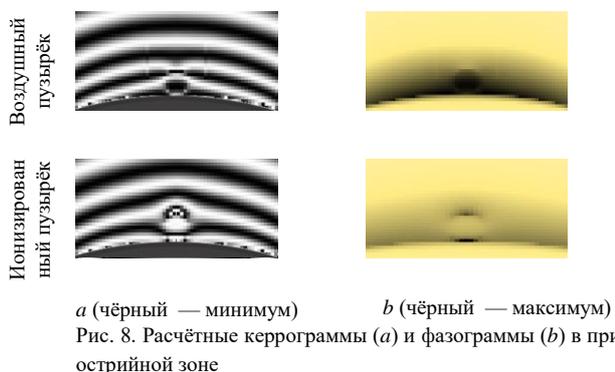


Рис. 8. Расчётные керрограммы (a) и фазограммы (b) в пристройной зоне

В рамках построенной модели были рассчитаны и зависимости разности фаз по формуле

$$\Delta\Gamma(z) = 2\pi \cdot B \cdot \int_{\ell_1}^{\ell_2} E_{\perp}^2(y) dy.$$

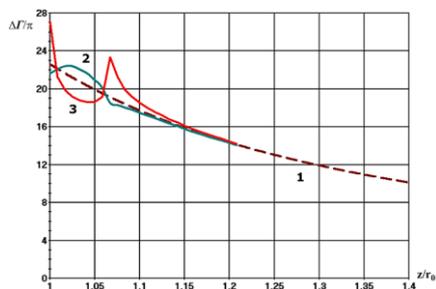


Рис. 9. 1 — невозмущённый промежуток; 2 — с воздушным пузырьком; 3 — с ионизированным пузырьком

Полученные данные позволяют утверждать, что $\Delta\Gamma$ уже на расстоянии 0,06 мм ($z/r_0 = 1,2$) от острия возмущения, внесённые пузырьками диаметром 20 мкм в картину поля, полностью пропадают, и поле становится одинаковым с невозмущённым состоянием.

При известном законе роста напряжения, подаваемого на измерительную ячейку, такой подход позволяет построить кинограмму (рис. 10) развития процессов в пристройной зоне.

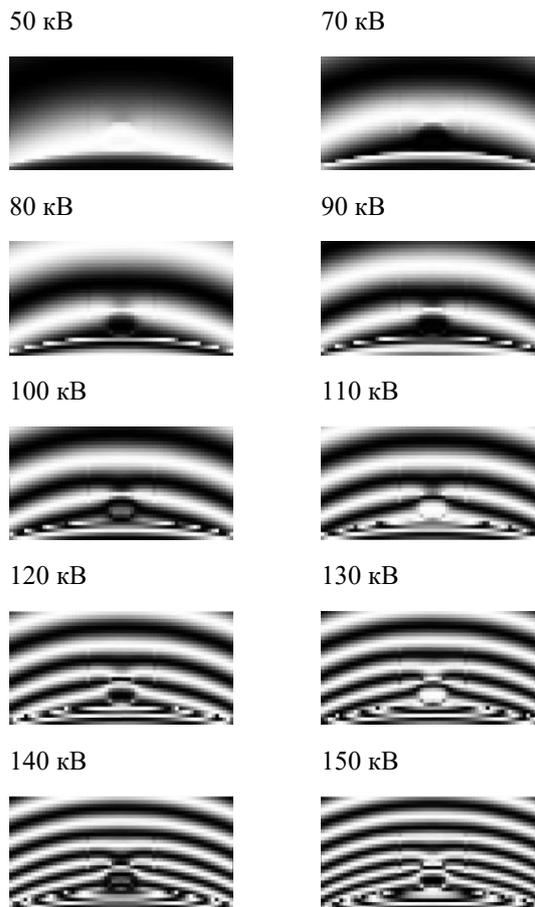


Рис. 10. Кинограмма деформации поля E при внесении вблизи острия воздушного пузырька $d = 20$ мкм

Анализ кинограммы (рис. 10) показывает, что, начиная с $U = 100$ кВ, происходит сильная деформация керровской полосы (вплоть до её разрыва при $U = 130$ кВ), что по поведению керровских полос позволяет выявить наличие пузырьков. Кроме того, сдвиг полос от электрода (керрограмма рис. 8) позволяет выявить ионизационные процессы в приэлектродной области. Это факт подтверждается и фоторазвёрткой [2] из серии моделируемых экспериментов.

Литература

- [1] Отчёт по научно исследовательской работе “Исследование механизма импульсного электрического пробоя полярных жидких диэлектриков”. Тема: “Исследование путей повышения удельной запасаемой энергии в высоковольтных импульсных накопителях энергии термоядерных установок”. Номер госрегистрации 78074914. СибНИИЭ, Новосибирск, 1980.
- [2] Ушаков В.Я., Клишкин В.Ф., Коробейников С.М., Лопатин В.В. Пробой жидкостей при импульсном напряжении / Под ред. Проф. В.Я. Ушакова. — Томск: Изд-во НТЛ, 2005. — 408 с.: ил. (стр. 70, Рис. 1.13)

О проблемах смешения разных марок минеральных ИЗОЛЯЦИОННЫХ МАСЕЛ

М.Н. Лютикова¹, С.М. Коробейников²

¹ Служба диагностики, Филиал ПАО «ФСК ЕЭС» - Ямало-Ненецкое ПМЭС, Ноябрьск, Россия

² Кафедра Безопасности труда, НГТУ, Новосибирск, Россия

e-mail: m.lyutikova@mail.ru

Abstract — Some brands of transformer oil (T-750, ТКр, T-1500U, etc.) have long been discontinued, and there are no stocks of these brands left in the warehouses. Therefore, the staff are forced to add to the equipment other brands of oil that are different to the original oil used. According to regulatory documents, the quality of the oil, both filled and post-filled (mixed), is checked before pouring the oil is added to the equipment. This practice of testing both pre mix, and post mixed oil, immediately after mixing, has shown that the insulation parameters and the physicochemical characteristics of the mixtures meet the requirements of the specified standards. However, after a certain period of operation, with the effect of environmental and other operational factors there is a sharp deterioration in the electrophysical parameters of the mixture of different brands of oil in the electrical equipment.

Keyword — oil, insulation, breakdown voltage, aging, electrophysical characteristics.

I. Введение

В настоящее время на предприятиях электроэнергетики эксплуатируется большое количество высоковольтного оборудования, в котором в качестве жидкого диэлектрика используются марки масла давно снятые с производства. К таким маркам относятся масла Т-1500 (ГОСТ 982-80), Т-750 (ГОСТ 982-80), ТКп (ГОСТ 982-80, ТУ 38.101.890-81, ТУ 38.401.5849-92), МВ (ТУ 38.101.857-87), масло адсорбционной очистки (ТУ 38.101281-80), масло селективной очистки (ГОСТ 10121-76). В основном, на предприятиях сетевых компаний Северного региона высоковольтное оборудование наполнено маслом марки Т-750, а также и маслом марки ТКп. Согласно нормативным документам [1-3] масло Т-750 разрешено заливать в силовые и измерительные трансформаторы, реакторы, высоковольтные вводы напряжением до 1150 кВ включительно, а также масляные выключатели.

В процессе работы электрооборудования возникают разные ситуации. Когда масло в результате старения и окисления теряет свои главные изоляционные свойства (снижается электрическая прочность, увеличиваются диэлектрические потери и диэлектрическая проницаемость) возникает необходимость замены или регенерации масла. При капитальных и средних ремонтах масло всегда подвергается процессу восстановления изоляционных характеристик масла с помощью специальных устройств (цеолитовые и вакуумные установки). Во время таких процессов могут происходить потеря некоторого количества масла. Утечки масла могут происходить и при появлении трещин в оборудовании. Поэтому все эти работы приводят к тому, что персонал должен производить доливку масла в оборудование. Ограничения, связанные с недостатком марок масел, в частности, Т-750, вынуждают специалистов осуществлять доливку другим маслом, отличным по компонентному составу от марки масла залитого изначально. Поэтому в действительности в оборудовании эксплуатируется ни одна марка масла, а смесь масел, как минимум, состоящая из двух марок.

На сегодняшний день лидером по производству трансформаторного масла в России является ПАО «НК «Роснефть». Производство марки масла ГК (гидрокрекинговое) началось в 1984 г. Масло производится из западносибирских парафинистых нефтей по технологии, разработанной ОАО «ВНИИ НП», с применением гидрокаталитических процессов: гидрокрекинга при высоком давлении и каталитической депарафинизации. Масло содержит 0,3-0,4 % антиокислительной присадки 2,6-ди-*трет*-бутил-4-метилфенол (торговое название: Ионол, Агидол-1). Качество масла ГК отвечает требованиям ГОСТ Р 54331-2011 и МЭК 60296:2003.

Ввиду широкого распространения и доступности марки масла ГК во многих объектах электросетевых компаниях используется именно это масло. При том не только в новое оборудование, но и для доливки в

эксплуатируемое, в том числе в высоковольтные вводы.

Согласно регламентирующим документам [1-3] перед доливкой, а значит, смешением масел необходимо оценить, будет ли полученная смесь отвечать ряду требований. Самое первое обращают внимание, в какую группу стабильности против окисления входит каждое из рассматриваемых масел. В идеале обе марки масла должны попадать в одну и ту же группу стабильности против окисления. Во-вторых, определяют характеристики каждого масла по отдельности до смешения и показатели смеси после смешения. Результаты оценивают с граничными значениями, приведенными в стандарте [4].

Вся проблема в том, что до смешения и сразу после смешения показатели качества отвечают требованиям стандартов [1-4]. Однако после нескольких месяцев или лет эксплуатации в некоторых случаях возникает довольно интересная ситуация, когда характеристики масла сильно меняются в худшую сторону. Почему и что происходит с маслом, а вернее со смесью масел в процессе их старения?

II. Экспериментальная часть

С целью поиска ответа на этот вопрос или, хотя бы приближения к пониманию данного вопроса, мы провели ряд экспериментов. Взяли образцы масла Т-750 из действующих высоковольтных вводов типа ГМВБ-15-110/2000У1, работающие уже более 25 лет. Образцы масла Т-750 смешали со свежим маслом ГК в соотношении 80 % масла Т-750 к 20 % масла ГК. Такое соотношение часто соблюдается при смешении разных марок масел в реальных условиях в случае с маслonaполненным высоковольтным оборудованием, содержащим небольшое количество жидкой изоляции (порядка 200 – 400 л). Например, трансформаторы тока, трансформаторы напряжения, высоковольтные вводы силовых трансформаторов и выключателей. Хотелось бы подчеркнуть, что в первой части эксперимента очистка проб масел (Т-750 и ГК) адсорбентами перед смешением и после смешения не производилась. Во второй части опыта, провели адсорбционную очистку каждого образца масла (и Т-750, и ГК) до смешения. После смешения, пробы масел поместили в герметичные вials для парофазного анализа из прозрачного стекла. С целью ускоренного старения на масло воздействовали УФ-облучением в ближней области спектра. Автором [7] отмечается, что уже в области ближнего УФ (UVA, 315-400 нм) может происходить разрыв связей в органическом веществе. В тоже время разрушение жидкости при ЧР и ее

дальнейшие химические превращения протекают в результате теплового воздействия, бомбардировки заряженными частицами, воздействия излучения (ИК-излучение, видимый спектр, УФ-излучение, рентген и γ -излучение) и ударных волн [7].

Во всех пробах определяли количество присадки ионов, оптическую плотность, тангенс угла диэлектрических потерь, пробивное напряжение. Показатели выбраны не случайно. Первые три из перечисленных показателей, рекомендованы [4-6] для контроля степени старения жидкого диэлектрика во вводах. Кроме того, из вводов герметичного исполнения заводами-изготовителями указано требование отбора проб масла небольшими порциями, и то для проведения хроматографического анализа растворенных газов в масле. Небольшая порция – это всего лишь 20-100 мл. Но такого объема достаточно, чтобы провести испытания на ионность, оптическую мутность, тангенс угла диэлектрических потерь. Пробивное напряжение – интегральная характеристика, величина которой зависит от состояния масла в целом. Поэтому интересно отследить изменение электрической прочности в процессе старения смеси.

III. Полученные результаты

На рис. 1 можно проследить, как меняются показатели (концентрация ионов, оптическая мутность, тангенс угла диэлектрических потерь, пробивное напряжение) масляной смеси в процессе старения.

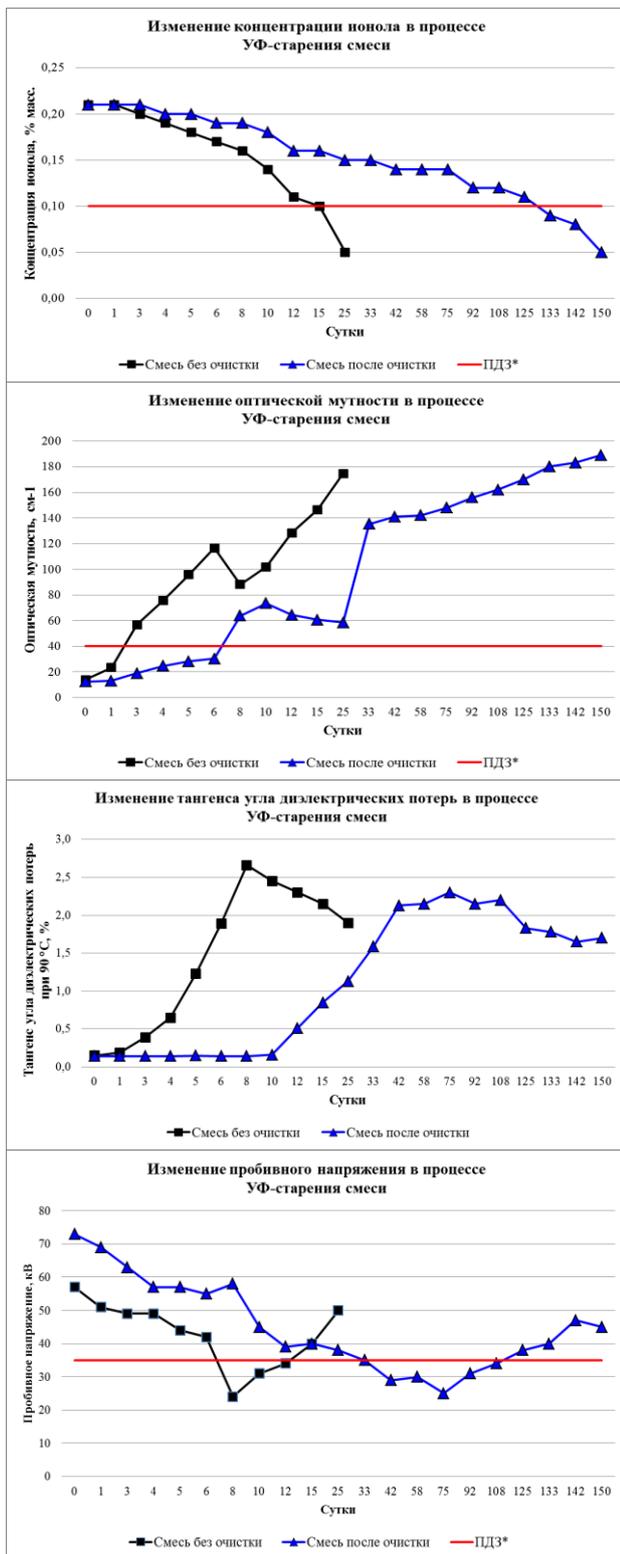


Рис. 1. Изменение показателей неочищенной и очищенной смеси масел (80% Т-750 и 20 % ГК) после их смешения в процессе УФ-старения.

*ПДЗ – предельно-допустимое значение согласно [4].

В процессе старения происходит расходование антиокислительной присадки. При достижении концентрации ионола 0,12-0,15 % масс. процесс

старения масла ускоряется и формируется мелкодисперсный осадок. Постепенно этот осадок тонким слоем ложится на дно и стенки виалы. Смесь масел Т-750 и ГК не очищенная до старения окисляется значительно быстрее, чем масляная смесь, прошедшая адсорбционную очистку. На графике видно, что граничная концентрация присадки (0,1 % масс.) в неочищенной смеси достигается на 25 сутки окисления, а для очищенной – на 130.

Показатель - оптическая мутность также имеет интересную тенденцию. Предельно-допустимое значение в первом случае (неочищенная смесь) достигается на 2 сутки УФ-старения и продолжает расти, имея странный перегиб в области 6-10 суток, где концентрация ионола уменьшается от 0,17 до 0,12 % масс. Собственно, в этот же период образовался мелкодисперсный осадок. Во втором случае (очищенная масляная смесь) характер кривой изменения оптической мутности аналогичен неочищенной масляной смеси, с той лишь разницей, что процесс протекает медленнее (перегиб в области 10-33 суток). Однако область перегиба кривой оптической мутности совпадает с интенсивным расходом присадки ионола и формированием мелкодисперсных включений в смеси.

Кривая, отражающая изменение тангенса угла диэлектрических потерь в процессе старения масляной смеси 1 (неочищенная), показывает довольно интенсивное синтезирование коллоидно-дисперсных образований. При этом, достигнув значения 2,7 %, неожиданно начинает уменьшаться. Если сопоставить этот участок кривой тангенса для смеси 1 с кривыми ионола и оптической мутности, то можно увидеть, что именно в это время (на 6-10 сутки) приходится формирование осадка, который оседает на дно и стенки виалы. Для смеси 2 (очищенная перед старением) ситуация повторяется, но в более медленном режиме. Самое высокое значение тангенса угла диэлектрических потерь составляет 2,3 % на 75 сутки УФ-старения, затем диэлектрические потери несколько снижаются. Участок кривой роста тангенса совпадает с областью интенсивного снижения концентрации антиокислителя (25-75 суток). А небольшое снижение данного показателя после 75 суток коррелирует с образованием осадка и его оседанием на стенки и дно виалы. Стоит отметить, что ни в первом (неочищенная), ни во втором случае (очищенная) смеси не достигают ПДЗ (5 % - для ГК, 15 % - для Т-750) по тангенсу.

Что касается такой важной для жидкой изоляции характеристики как пробивное напряжение, то здесь также наблюдается довольно интересное поведение. По мере расходования присадки и формирования коллоидных соединений пробивное напряжение снижается до своего минимального значения на 8 сутки (для неочищенной смеси масел) и на 75 сутки (для очищенной смеси). Самое интересное, что после оседания коллоидно-дисперсных частиц на внутренних поверхностях виалы пробивное напряжение начинает увеличиваться. При этом, практически после полного израсходования присадки, значение пробивного напряжения становится больше ПДЗ (более 35 кВ).

Смесь масла Т-750 и ГК (80 % к 20 %)
после 25 суток УФ-старения
(без адсорбционной очистки до старения)
После перемешивания осадка в масле

Показатель	Значение
Содержание присадки <u>ионол</u> , % масс.	0,04
Оптическая мутность, см ⁻¹	250
Тангенс угла диэлектрических потерь при 90 °С, %	5,6
Пробивное напряжение, кВ	18



Смесь масла Т-750 и ГК (80 % к 20 %)
после 150 суток УФ-старения
(прошедшее адсорбционную очистку до старения)
После перемешивания осадка в масле

Показатель	Значение
Содержание присадки <u>ионол</u> , % масс.	0,05
Оптическая мутность, см ⁻¹	213
Тангенс угла диэлектрических потерь при 90 °С, %	4,1
Пробивное напряжение, кВ	12



Рис. 2. Состояние масляной смеси после УФ-старения и перемешивания масла с образовавшимся осадком.

На рис. 2 приведены результаты и состояние смесей 1 (неочищенная) и 2 (очищенная) после УФ-старения. Смесей были хорошо перемешаны с осадками, которые прилегали тонким слоем ко дну и стенкам виал. Затем проведен анализ все тех же показателей (ионол, мутность, тангенс, пробивное). После взмучивания проб характеристики (оптическая мутность, тангенс угла диэлектрических потерь, пробивное напряжение) значительно ухудшились. Концентрация ионола не изменилась.

Все вышесказанное указывает на то, что, во-первых масляная смесь, предварительно очищенная адсорбентом, окисляется гораздо медленнее, чем неочищенная, при равном содержании

антиокислительной присадки. Во-вторых, процесс старения масел сопровождается образованием коллоидно-дисперсных включений, которые при дальнейшем УФ-старении укрупняются и покрывают тонким слоем горизонтальные и вертикальные поверхности емкости. При этом, первое время реакция формирования включений протекает медленно, а при достижении определенного рубежа концентрации ионола (от 0,15 до 0,12 % масс.) процесс ускоряется. В-третьих, после образования осадка, такие показатели как тангенс угла диэлектрических потерь, пробивное напряжение не привлекают внимание, т.к. не достигают предельно-допустимых значений. Последнее вызывает опасение, связанное с тем, что эксплуатационное масло (смесь масел) из оборудования не будет вовремя забраковано при очередном испытании. Что создает риск возникновения перегревов, повышения неоднородности и рост напряженности электрического поля, частичный пробой изоляции в результате седиментации и накопления высокообразных осадков на элементах конструкции высоковольтного оборудования. Процесс накопления осадков и налетов, особенно усиливается под действием электрического поля.

Литература

- [1] СРМ-2000. Сборник распорядительных материалов по эксплуатации энергосистем. Электротехническая часть. Часть 2. М.: ОРГРЭС, РАО «ЕЭС России», 2002. 91 с.
- [2] Циркуляр Ц-01-98 (Э). Об области применения и порядке смешения трансформаторных масел. М.: ОРГРЭС, РАО «ЕЭС России», 1998. 16 с.
- [3] СТ-ИА-30.2-2.1-27-02-2016. Область применения и порядок смешения трансформаторных масел. Сургут: АО «Тюменьэнерго», 2016. 28 с.
- [4] СТО 34.01-23.1-001-2017. Объемы и нормы испытаний электрооборудования. М.: ПАО «Россети», 2017. 262 с.
- [5] Методические указания по определению оптической мутности трансформаторного масла негерметичных вводов 110 кВ и выше силовых трансформаторов и шунтирующих реакторов. М.: РАО «ЕЭС России», 2007. 8 с.
- [6] Методические указания по диагностике состояния изоляции высоковольтных вводов 110÷750 кВ. М.: ООО "Масса", 2016. 10 с.
- [7] Аракелян В.Г. Физико-химические основы эксплуатации маслонаполненного электротехнического оборудования. Справочные данные, анализ, исследования, диагностика, мониторинг. М.: Тетрапринт, 2002. 768 с.

Электрофизика многофазных сред/ Electrophysics of multiphase media

Квадрупольное электромагнитное излучение заряженной капли, осциллирующей во внешнем однородном электростатическом поле

Н.Ю. Колбнева

Физический факультет, ЯрГУ им. П.Г. Демидова, Ярославль, Россия
kolbneva-nata@yandex.ru

Abstract — Analytical calculations using the first order of smallness with respect to dimensionless amplitude of oscillations show that the intensity of electromagnetic radiation of a charged drop oscillating in a uniform electrostatic field is determined by time-dependent quadrupole moment.

Keyword — charged drop, electrostatic field, oscillations, quadrupole electromagnetic radiation.

I. Введение

Капиллярные осцилляции заряженной поверхности электропроводной капли при ускоренном движении зарядов делают ее источником радиоизлучения.

Изучение возможности генерации электромагнитных волн заряженной капли, осциллирующей в электростатическом поле, представляет интерес как академический, связанный с физикой атмосферы, так и практический, связанный с проблемами усовершенствования радиолокационных методов зондирования облаков и туманов, проблемами управления движением летательных аппаратов, проходящих через конвективные облака.

Целью данной работы являлось исследование квадрупольного излучения, возникающего при капиллярных осцилляциях заряженной капли, неподвижно висящей в суперпозиции гравитационного и внешнего однородного электростатического полей.

Исходя из общей теории излучения, интенсивность квадрупольного излучения для ускоренно движущейся системы зарядов вычисляется по формуле [1]:

$$I = \frac{1}{180c^5} \sum_{\alpha, \beta=1}^3 \left(\frac{\partial^3}{\partial t^3} D_{\alpha\beta} \right)^2; \quad (1)$$

где тензор квадрупольного момента $D_{\alpha\beta}$ определяется в виде:

$$D_{\alpha\beta}(t) = \iiint_V \gamma(\vec{r}, t) \left(3x_\alpha(t)x_\beta(t) - \delta_{\alpha\beta} \cdot r^2(t) \right) dV; \quad (2)$$

$\gamma(\vec{r}, t)$ – объемная плотность заряда, $x_\alpha(t)$, $x_\beta(t)$ – координаты радиус-вектора $\vec{r}(t)$ в декартовой системе координат.

II. Постановка задачи

Пусть в гравитационном поле \vec{g} сферическая капля радиуса R идеальной несжимаемой идеально проводящей жидкости с плотностью ρ , коэффициентом поверхностного натяжения σ , имеющая заряд Q , находится в однородном электростатическом поле напряженностью \vec{E}_0 , причём $\vec{E}_0 \parallel -\vec{g}$.

Под действием внешнего электрического поля капля вытягивается в сфероид [2], на полюсах капли появляются разноименные индуцированные заряды.

В следствие теплового движения молекул жидкости на поверхности капли генерируется капиллярное волновое движение. В качестве малого параметра задачи принято отношение амплитуды осцилляций к радиусу капли: $\max |\xi(\theta, t)/R| = \varepsilon$.

Уравнение возмущенной поверхности капли в сферической системе координат с началом в центре масс капли представлено в виде:

$$r(\theta, t) = r(\theta) + \xi(\theta, t);$$

где $r(\theta)$ – равновесная форма капли, $\xi(\theta, t)$ – капиллярное волновое возмущение поверхности капли.

Электрогидродинамическая формулировка задачи имеет вид:

$$\frac{d\vec{V}(\vec{r}, t)}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla P(\vec{r}, t); \quad \text{div } \vec{V}(\vec{r}, t) = 0;$$

$$\Delta\Phi(\vec{r}, t) = 0;$$

$$r \rightarrow 0: \quad V(\vec{r}, t) \rightarrow 0;$$

$$r \rightarrow \infty: \quad \Phi(\vec{r}, t) \rightarrow -E_0 r \cos \theta;$$

$$r = r(\theta) + \xi(\theta, t);$$

$$\frac{\partial F}{\partial t} + (\vec{V}, \nabla)F = 0; \quad F(\vec{r}, t) \equiv r - r(\theta, t) - \xi(\theta, t);$$

$$P(\vec{r}, t) + P_E(\vec{r}, t) + P_g(\vec{r}, t) = P_\sigma(\vec{r}, t);$$

$$P(\vec{r}, t) = P_0 - \rho \frac{\partial \psi}{\partial t}; \quad P_E(\vec{r}, t) = \frac{1}{8\pi} (\nabla\Phi)^2;$$

$$P_g(\vec{r}, t) = \rho g [r(0) - (r(\theta) + \xi(\theta, t)) \cos \theta];$$

$$P_\sigma(\vec{r}, t) = \sigma \operatorname{div} \vec{n}; \quad \vec{n} = \nabla F / |\nabla F|_{F=0};$$

$$\Phi(\vec{r}, t) = \Phi_s(t);$$

$$t = 0: \quad \xi(\theta) = \varepsilon R \sum_{j \in \Xi} h_j P_j(\mu); \quad \sum_{j \in \Xi} h_j = 1; \quad \varepsilon \ll 1;$$

$$\frac{\partial \xi(\theta)}{\partial t} = 0;$$

где $\vec{V}(\vec{r}, t)$ – скорость движения жидкости в капле, $\Phi(\vec{r}, t)$ – электрический потенциал, h_j – коэффициенты, определяющие парциальный вклад j -ой колебательной моды в суммарное начальное возмущение, Ξ – множество значений номеров изначально возбужденных колебательных мод, $P_j(\mu)$ – полином Лежандра j -ого порядка, j – целое число, $\mu \equiv \cos \theta$.

Для замыкания выписанной системы введены дополнительные условия: неизменности полного объема капли, неподвижности её центра масс, а также условие сохранения заряда капли.

$$\int_V dV = \frac{4}{3} \pi R^3; \quad \int_V \vec{r} dV = 0;$$

$$V = [0 \leq r \leq r(\theta) + \xi(\theta, t); \quad 0 \leq \theta \leq \pi; \quad 0 \leq \varphi \leq 2\pi];$$

$$-\frac{1}{4\pi} \int_S (\vec{n}, \nabla\Phi) dS = Q;$$

$$S = [r = r(\theta) + \xi(\theta, t), \quad 0 \leq \theta \leq \pi, \quad 0 \leq \varphi \leq 2\pi].$$

В задаче использована модель потенциального движения жидкости в капле: $\vec{V}(\vec{r}, t) = \nabla\psi(\vec{r}, t)$, где $\psi(\vec{r}, t)$ – гидродинамический потенциал скорости движения жидкости.

III. Решение задачи

Задача решалась аналитически асимптотически путем разложения искомых функций по малому параметру ε в линейном приближении.

В расчетах нулевого порядка малости по ε найдена форма равновесной поверхности капли:

$$r(\theta) = R \left(1 + e^2 \frac{1}{3} P_2(\cos \theta) \right);$$

$$e^2 = \frac{9w}{1-W}; \quad w = \frac{E_0^2 R}{16\pi\sigma}; \quad W = \frac{Q^2}{16\pi\sigma R^3};$$

которая с точностью до квадрата эксцентриситета e^2 совпала с уравнением вытянутого сфероида.

Равновесный электрический потенциал представлен в виде суперпозиции электрических потенциалов в окрестности заряженного сфероида и незаряженного сфероида во внешнем электрическом поле:

$$\Phi^{(0)}(r, \theta) = \frac{Q}{r} \left(1 + \frac{1}{3} \frac{R^2}{r^2} e^2 P_2(\mu) \right) +$$

$$+ E_0 \left(r P_1(\mu) \left(\frac{R^3}{r^3} - 1 \right) + \frac{2}{5} \frac{R^3}{r^2} e^2 \left(P_1(\mu) + \frac{3}{2} \frac{R^2}{r^2} P_3(\mu) \right) \right).$$

В расчетах первого порядка малости по ε найдено капиллярное волновое возмущение равновесного сфероида:

$$\xi(\theta, t) = \varepsilon R \sum_{j \in \Xi} M_j(t) P_j(\mu);$$

$$M_j(t) = S_1(j) \cos(\omega_j t) + S_2(j) \left(\cos(\omega_{j-2} t) - \cos(\omega_j t) \right) + S_3(j) \left(\cos(\omega_j t) - \cos(\omega_{j+2} t) \right) + S_4(j) \cos(\omega_{j-1} t) + S_5(j) \cos(\omega_{j+1} t);$$

с частотой осцилляций капли:

$$\omega_j^2 = \frac{\sigma}{\rho R^3} j \left((j-1)(j+2) - e^2 \frac{(2j^5 + 23j^4 + 21j^3 - 17j^2 - 7j - 2)}{(2j-1)(2j+1)(2j+3)} + 4W \left(-(j-1) + e^2 \frac{(4j^4 + 6j^3 - 2j^2 - 2j - 1)}{(2j-1)(2j+1)(2j+3)} \right) \right);$$

найден вектор нормали к возмущенной поверхности капли:

$$\vec{n}(\vec{r}, t) = \left(1 - \frac{1}{3} e^2 \frac{\partial P_2(\mu)}{\partial \theta} \frac{\partial \xi(\theta, t)}{\partial \theta} \right) \vec{e}_r - \left(\frac{\partial \xi(\theta, t)}{\partial \theta} + \frac{1}{3} e^2 \left((1 - \xi(\theta, t)) \frac{\partial P_2(\mu)}{\partial \theta} - P_2(\mu) \frac{\partial \xi(\theta, t)}{\partial \theta} \right) \right) \vec{e}_\theta;$$

найдена поверхностная плотность зарядов $\nu(\vec{r}, t)$, которая представлена в виде суперпозиции поверхностных плотностей собственного и индуцированных внешним электростатическим полем зарядов.

Формальное соотношение, связывающее объемную плотность заряда $\gamma(\vec{r}, t)$ с поверхностной $\nu(\vec{r}, t)$ на проводящей осесимметричной капле:

$$\gamma(r, \theta, t) \equiv \nu(\theta, t) \delta(r - r(\theta, t)); \quad (3)$$

позволяет перейти от интегрирования по объему капли в (2) к интегрированию по возмущенной поверхности капли.

В (3) $\delta(r - r(\theta, t))$ – дельта-функция Дирака [3], в сферической системе координат с началом в центре капли.

В результате, аналогично тому, как это было проделано в [4], получены компоненты тензора квадрупольного момента в виде:

$$D_{11}(t) = D_{22}(t) = -\frac{1}{2} D_{33}(t) = -\left(\frac{1}{3} Q e^2 + \varepsilon \left(Q M_2(t) + \frac{9}{7} E_0 M_3(t) + e^2 \left(Q \left(\frac{8}{21} M_2(t) + \frac{4}{7} M_4(t) \right) + E_0 \left(\frac{52}{245} M_3(t) + \frac{10}{11} M_5(t) \right) \right) \right); \quad (4)$$

$$D_{12} = D_{21} = D_{13} = D_{31} = D_{23} = D_{32} = 0.$$

Подставляя в (1) максимальное значение суммы квадратов третьей производной по времени от диагональных компонент $D_{\alpha\beta}$ в (4), с учетом начальных условий найдено аналитическое выражение для интенсивности квадрупольного излучения единичной заряженной капли, осциллирующей в суперпозиции гравитационного и электростатического полей:

$$I = \frac{1}{30c^5} \varepsilon^2 \left(\left(Q R^2 h_2 + E_0 R^4 h_3 f_0 \right) \omega_2^3 + E_0 R^4 h_3 f_1 \omega_3^3 + \right.$$

$$\left. + e^2 \left[\left(Q R^2 (h_2 f_2 + h_4 f_3) + E_0 R^4 h_3 f_4 \right) \omega_2^3 + \left(Q R^2 (h_2 f_2 + h_4 f_3) + E_0 R^4 (h_3 f_5 + h_5 f_6) \right) \omega_3^3 + \left(Q R^2 h_4 f_7 + E_0 R^4 (h_3 f_8 + h_5 f_9) \right) \omega_4^3 + E_0 R^4 h_5 f_{10} \omega_5^3 \right] \right)^2. \quad (5)$$

Из вида выражения (5) следует, что квадрупольное излучение обусловлено капиллярными осцилляциями заряженной капли в поле на второй, третьей, четвертой и пятой модах, если форма возмущенной поверхности капли обнаружена в расчетах первого порядка по каждому из малых параметров ε и e^2 .

Используя (5), можно оценить величину интенсивности фонового шумового электромагнитного излучения от различных жидкокапельных систем искусственного и естественного происхождения, например таких, как конвективные облака. Возможный источник электромагнитного излучения связан с осцилляциями конечной амплитуды мелких капель из диапазона наиболее часто встречающихся в облаке размеров от 3 мкм до 30 мкм. Концентрация n таких капель в облаке $\sim 10^3$ штук на см^3 [5].

Для численных оценок принято: $\varepsilon = 0.1$, $h_2 = h_3 = h_4 = h_5 = 0.25$, $\sigma = 73$ дин/см, $\rho = 1$ г/см³, $Q = 1 \cdot 10^{-6}$ СГСЭ ($\sim 4 \cdot 10^{-3} Q_{кр}$ ($Q_{кр}$ – критическое значение заряда) при $R = 3$ мкм и $\sim 1 \cdot 10^{-4} Q_{кр}$ при $R = 30$ мкм), $E_0 = 0.17$ СГСЭ ($E_0 = 50$ В/см) ($\sim 5 \cdot 10^{-5} E_{0кр}$ ($E_{0кр}$ – критическое значение напряженности поля) при $R = 3$ мкм и $\sim 2 \cdot 10^{-4} E_{0кр}$ при $R = 30$ мкм).

Тогда для капли размером $R = 30$ мкм получена оценка интенсивности излучения $I \sim 2 \cdot 10^{-46}$ эрг/с. При $R = 8$ мкм получено $I \sim 2 \cdot 10^{-45}$ эрг/с. При $R = 3$ мкм оценка интенсивности излучения составила $I \sim 1 \cdot 10^{-43}$ эрг/с.

Из полученных оценок следует, что интенсивность излучения квадрупольного типа от заряженной капли, осциллирующей во внешнем электростатическом

поле, на 15 порядков величины слабее по сравнению с интенсивностью излучения дипольного типа [6].

Литература

- [1] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука. 1973. 504 с.
- [2] Cheng K.J. Capillary oscillations of a drop in an electric field // *Physics Letters*. 1985. V.112A. №8. P. 392-396.
- [3] Левич В.Г. Курс теоретической физики. Том 1. М: Наука. 1969. 912 с.
- [4] Григорьев А.И., Колбнева Н.Ю., Ширяева С.О. Квадрупольное электромагнитное излучение осциллирующей заряженной капли // *ЖТФ*. 2017. Т.87. Вып.6. С. 914-920.
- [5] Мазин И.П., Шметер С.М. Облака. Строение и физика образования. Л.: Гидрометеиздат, 1983. 280 с.
- [6] Григорьев А.И., Колбнева Н.Ю., Ширяева С.О. Дипольное электромагнитное излучение заряженной капли, осциллирующей в однородном электростатическом поле//*Изв. РАН. МЖГ*. 2018. №2. С. 62-76.

Влияние ортогонального электростатического поля на аэродинамический распад тонкой плоской струи жидкого диэлектрика

В.М. Коровин

НИИ механики МГУ, Москва, Россия

e-mail: verazhan@yandex.ru

Abstract — The disintegration of a flat jet of a high dielectric permittivity liquid subjected to an action of an orthogonal electrostatic field has been studied. The jet moves with constant velocity in a gas that is quiescent at infinity. Initially, the boundaries of the jet are parallel to each other. The thickness of the jet is much smaller than the capillary constant.

The case has been considered when aerodynamic forces arising from wave disturbances of the gas-liquid interfaces near the cut of the spray jet make a greater contribution to the dynamics of the liquid than capillary forces. It has been shown that when the jet is aerodynamically unstable, the application of an orthogonal electrostatic field with moderate intensity considerably decreases fragments of the jet after disintegration.

Keywords — *electrostatic field, liquid dielectric, electrohydrodynamics, aerodynamic instability, spraying.*

I. Введение

Распыление жидкостей, возникающее под действием аэродинамических сил, широко используется в технических устройствах различного назначения [1,2]. В настоящее время исследование этого явления для плоских струй проводят на базе уравнений Навье-Стокса путем численного моделирования развития по времени трехмерных возмущений [3].

Исследование распада тонкой плоской струи (толщина струи много меньше капиллярной постоянной) впервые было проведено в работе [4]. В этой работе аналитически изучено развитие плоских волн, гребни которых перпендикулярны направлению движения струи. Было предложено разделять такие волны на антисимметричные и симметричные относительно плоскости, делящей пополам постоянную в начальный момент толщину струи. В [4] показано, что наиболее быстро растущая волна

антисимметрична. Ее длина определяет характерный размер фрагментов, образовавшихся после распада струи.

В отечественных работах при моделировании распыления струй топлива [5] после расчета формы струи последовательно используют ранее созданные модели. Эти модели описывают в линейной постановке: а) первичный распад струи на фрагменты, б) вторичный распад фрагментов на капли, в) дробление капель.

В работе [6] исследован вызванный развитием антисимметричных длинных волн первичный распад тонкой плоской струи невязкой диэлектрической жидкости, движущейся в потоке воздуха при наличии однородного продольного электростатического поля. Различные по величине скорости жидкости и газа параллельны полю. Рассматриваемые среды не содержат свободных электрических зарядов. Наряду с аэродинамическими и капиллярными силами учтены поверхностные пондеромоторные силы. Показано, что распад струи вызывается аэродинамическими силами и неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца. При этом пондеромоторные силы оказывают стабилизирующее воздействие.

В докладе рассмотрен созданный аэродинамическими силами первичный распад тонкой плоской струи жидкого диэлектрика, не содержащего свободных электрических зарядов. Струя движется параллельно пластинам заряженного воздушного конденсатора. Показано, что при умеренной напряженности электростатического поля и большой диэлектрической проницаемости жидкости ($\epsilon \gg 1$) пондеромоторные силы, локализованные на границах струи, вызывают существенное уменьшение характерного размера фрагментов, образовавшихся после первичного распада струи.

II. Постановка задачи

Рассматривается плоскопараллельное движение струи невязкой несжимаемой диэлектрической жидкости между горизонтальными пластинами заряженного воздушного конденсатора. Струя находится на значительном удалении от пластин. Жидкость не содержит свободных электрических зарядов. Как и в работах [3-6] силой тяжести пренебрегается.

Предполагается, что в начальный момент времени $t = 0$ границы струи параллельны пластинам, все жидкие частицы имеют одинаковую скорость относительно пластин, а воздух покоится. Толщина струи $2a$ мала по сравнению с капиллярной постоянной. Движение рассматриваемых сред при $t \geq 0$ считается потенциальным. Сжимаемостью воздуха пренебрегается.

Как и в задаче об обтекании волнистой стенки однородным потоком газа [7] введем декартову систему координат x, y , в которой вдали от струи скорость \mathbf{v} однородного воздушного потока направлена вдоль оси x , параллельной пластинам, а все жидкие частицы в момент времени $t = 0$ покоятся. Обозначим через $\mathbf{a}_x, \mathbf{a}_y$ соответствующие орты.

Наличие возникающих возмущений вызывает изменение границ струи с ростом t . Пусть уравнения $y = y_2(x, t), y = y_3(x, t) (t > 0)$ описывают, соответственно, форму верхней и нижней поверхностей раздела жидкость – воздух. Будем отмечать индексами $j = 1, 2, 3$ физические величины, относящиеся к жидкости ($j = 1$) и к воздуху, находящемуся выше ($j = 2$) и ниже ($j = 3$) струи.

Обозначим через $j_j(x, y, t), u_j(x, y, t)$ потенциалы скоростей $\mathbf{v}_j(x, y, t) = \nabla \varphi_j$ и электрических полей $\mathbf{E}_j(x, y, t) = -\nabla u_j$. Эти функции должны удовлетворять уравнениям Лапласа

$$\nabla^2 \varphi_j = 0, \quad \nabla^2 u_j = 0, \quad \nabla = \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{a}_x + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{a}_y \quad (1)$$

$$j = 1, 2, 3$$

На поверхностях раздела рассматриваемых сред непрерывны потенциал электрического поля и нормальная составляющая индукции электрического поля

$$y = y_2(x, t): u_1 = u_2, \quad e \frac{\nabla u_1}{\nabla n_2} = \frac{\nabla u_2}{\nabla n_2} \quad (2)$$

$$y = y_3(x, t): u_1 = u_3, \quad e \frac{\nabla u_1}{\nabla n_3} = \frac{\nabla u_3}{\nabla n_3} \quad (3)$$

где e – диэлектрическая проницаемость жидкости, а $\mathbf{n}_l(x, t)$ – единичные векторы нормалей к поверхностям раздела $y = y_l(x, t), l = 2, 3$.

На верхней пластине $y = h_2$ потенциал фиксирован, а нижняя пластина $y = h_3$ заземлена

$$y = h_2: u_2 = u_0, \quad y = -h_3: u_3 = 0 \quad (4)$$

Поскольку струя тонкая, то $2a(\varepsilon - 1)/(\varepsilon h_3) \ll 1$

В начальный момент времени, когда границы струи параллельны, после пренебрежения малыми величинами решение задачи электростатики (1) – (4) принимает вид

$$u_1^0(y) = (y + e h_3) E_1^0, \quad u_2^0(y) = u_3^0(y) = E_0 (y + h_3)$$

$$E_1^0 = \frac{1}{e} E_0, \quad E_0 = \frac{u_0}{h_2 + h_3}$$

Величина E_0 , естественно, не может превышать пробивное значение поля E_b . Для сухого воздуха $E_b = 30$ кВ/см [8]. Как и в [8], в качестве основной системы единиц выбрана система CGS.

При параллельных поверхностях $y = \pm a$ раздела сред имеем

$$j_1^0 = 0, \quad j_2^0(x) = j_3^0(x) = v x$$

Вдали от струи воздушный поток при $t \geq 0$ однороден

$$y/a \rightarrow +\infty: \nabla \varphi_2 \rightarrow \mathbf{v}, \quad y/a \rightarrow -\infty: \nabla \varphi_3 \rightarrow \mathbf{v} \quad (5)$$

Для вычисления давлений $p_j(x, y, t)$ используются интегралы Коши–Лагранжа

$$p_j = -\rho_j \left[\frac{\partial \varphi_j}{\partial t} + \frac{1}{2} (\nabla \varphi_j)^2 \right] + C_j, \quad j = 1, 2, 3 \quad (6)$$

где ρ_1 – плотность жидкости, $\rho_2 = \rho_3$ – плотность воздуха, C_j – константы.

На поверхностях раздела должны выполняться кинематические и динамические условия

$$y = y_2(x, t): \frac{\nabla y_2}{\nabla t} + \frac{\nabla j_1}{\nabla x} \frac{\nabla y_2}{\nabla x} = \frac{\nabla j_1}{\nabla y} \quad (7)$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\mathcal{I}y_2}{\mathcal{I}t} + \frac{\mathcal{I}j_2}{\mathcal{I}x} \frac{\mathcal{I}y_2}{\mathcal{I}x} = \frac{\mathcal{I}j_2}{\mathcal{I}y} \\
p_1 - p_2 &= \frac{\alpha}{R_2} - \frac{\varepsilon - 1}{8\pi} \left[(\nabla u_1)^2 - (\varepsilon - 1) \left(\frac{\partial u_1}{\partial n_2} \right)^2 \right] \\
y &= y_3(x, t): \quad \frac{\mathcal{I}y_3}{\mathcal{I}t} + \frac{\mathcal{I}j_1}{\mathcal{I}x} \frac{\mathcal{I}y_3}{\mathcal{I}x} = \frac{\mathcal{I}j_1}{\mathcal{I}y} \quad (8) \\
& \frac{\mathcal{I}y_3}{\mathcal{I}t} + \frac{\mathcal{I}j_3}{\mathcal{I}x} \frac{\mathcal{I}y_3}{\mathcal{I}x} = \frac{\mathcal{I}j_3}{\mathcal{I}y} \\
p_1 - p_3 &= \frac{\alpha}{R_3} - \frac{\varepsilon - 1}{8\pi} \left[(\nabla u_1)^2 - (\varepsilon - 1) \left(\frac{\partial u_1}{\partial n_3} \right)^2 \right]
\end{aligned}$$

где \mathcal{A} – коэффициент поверхностного натяжения, а R_l – радиусы кривизны плоских кривых $y_l = y_l(x, t)$, $l = 2, 3$, зависящих от параметра t .

Пропорциональные $\varepsilon - 1$ слагаемые в правых частях динамических условий описывают вклад поверхностных пондеромоторных сил [9].

После линеаризации электрогидродинамической задачи (1) – (8) в окрестности распределений параметров струи и поля при $t = 0$ выведено дисперсионное уравнение и исследовано воздействие пондеромоторных сил на первичный распад струи, реализующийся в отсутствие поля.

Использована следующая схематизация развития волновых возмущений, различающихся между собой длинами волн. Предполагается, что на каждой из первоначально плоских поверхностей раздела $y = \pm a$ возникает только одна гармоническая волна. Пусть эта волна описывается функцией $Z(x, t) = Z \cos(kx - \omega t)$ где k – волновое число, а ω – частота. В обозначениях, введенных выше, $y_2(x, t) = a + Z(x, t)$. В случае $y_3(x, t) = -y_2(x, t)$ волну называют симметричной, а в случае $y_3(x, t) = -a + Z(x, t)$ – антисимметричной.

В рамках линейной задачи взаимодействие волн не учитывается. Ввиду этого принятая схематизация развития волн при $t > 0$ физически содержательна.

III. Первичный распад струи жидкости, имеющей большую диэлектрическую проницаемость

При $\varepsilon \gg 1$ дисперсионное уравнение для антисимметричных волн имеет вид

$$\begin{aligned}
& (r_1 \operatorname{th} ka + r_2) \omega^2 - 2r_2 v k \omega + \\
& + k^2 \left(\rho_2 v^2 - \alpha k + \frac{E_0^2}{4\pi} \right) = 0 \quad (9)
\end{aligned}$$

В том случае, когда найденная из (9) частота комплексная $\omega_{1,2}(k) = \omega_R(k) \pm i \omega_I(k)$, где i – мнимая единица, имеем

$$\begin{aligned}
& \cos(kx - \omega_{1,2}t) = \\
& = \cos(kx - \omega_R t) \operatorname{ch}(\omega_I t) \pm i \sin(kx - \omega_R t) \operatorname{sh}(\omega_I t)
\end{aligned} \quad (10)$$

Таким образом, при $\omega_I(k) \neq 0$ амплитуда волны с волновым числом k увеличивается с ростом времени.

Введем безразмерные переменные K и W и безразмерные параметры: отношение плотностей r , число Вебера We и параметр электрогидродинамического взаимодействия Q :

$$\kappa = ka, \quad \Omega = \frac{\alpha \omega}{v}, \quad r = \frac{\rho_2}{\rho_1} \ll 1, \quad We = \frac{\alpha}{\rho_1 v^2 a}, \quad Q = \frac{E_0^2}{4\pi \rho_1 v^2}$$

Запишем дисперсионное уравнение (9) в безразмерном виде

$$\begin{aligned}
& (1 + r \operatorname{cth} K) W^2 - 2r K \operatorname{cth} K W + \\
& + K^2 \operatorname{cth} K (r - We K + Q) = 0
\end{aligned}$$

Найдем его корни

$$W_{1,2}(K) = \frac{1}{1 + r \operatorname{cth} K} \left(r K \operatorname{cth} K \pm \sqrt{D(K)} \right)$$

$$D(K) = \kappa^2 \operatorname{cth} K [-r + (We K - Q)(1 + r \operatorname{cth} K)]$$

Учитывая (10), заключаем, что при $D(K) < 0$ амплитуда волны с безразмерным волновым числом K увеличивается с ростом времени.

Известно, что при $We \ll 1$, $Q = 0$ вследствие роста амплитуд волн с волновыми числами $r \ll \kappa \ll 1$ происходит распад струи [4].

Исследуем поведение волн с волновыми числами $r \ll \kappa \ll 1$ в случае $Q \neq 0$.

Разложив $\operatorname{cth} K$ по степеням K , в первом приближении получаем

$$D(K) = We \kappa^2 - [r(1 - We) + Q] \kappa - r Q$$

В интервале $0 < k < k_1$, где

$$\begin{aligned}
\kappa_1 &= \frac{1}{2We} \left\{ r(1 - We) + Q + [r^2(1 - We)^2 + \right. \\
& \left. + 2rQ(1 + We) + Q^2 \right]^{1/2} \}
\end{aligned}$$

имеем $D(k) < 0$. При этом $W_{1,2}(k) = r \pm i\sqrt{-D(k)}$.

В точке $\kappa_m = [r(1-We) + Q]/(2We)$ квадратный трехчлен $A(k) = -D(k)$ принимает наибольшее значение

$$A(\kappa_m) = \frac{1}{4We} [r^2(1-We)^2 + 2rQ(1+We) + Q^2]$$

Таким образом, безразмерная скорость роста наиболее быстро растущей волны выражается формулой $\text{Im } W_{1,2}(k_m) = \sqrt{A(\kappa_m)}$.

В размерном виде имеем

$$\omega_I(k_m) = \frac{v}{2a\sqrt{We}} [r^2(1-We)^2 + 2rQ(1+We) + Q^2]^{1/2}$$

При этом формула для вычисления длины l_m наиболее быстро растущей волны записывается следующим образом

$$\lambda_m = \frac{2\pi}{k_m} = \frac{2\pi a}{\kappa_m} = \frac{4\pi a We}{r(1-We) + Q}$$

Рассмотрим распад струи этилового спирта толщиной $2a = 2 \cdot 10^{-3}$ см. Укажем [10, 11] физические свойства этой жидкости: $\epsilon = 26.4$, $r_1 = 0.79$ г/см³, $\mathcal{A} = 22$ дин/см на границе с воздухом. Капиллярная постоянная равна 0.24 см. У воздуха $\rho_2 = 1.225 \cdot 10^{-3}$ г/см³. Полагаем $v = 6.5 \cdot 10^2$ см/сек, $E_0 = 24$ кВ/см.

В рассматриваемом случае

$$r = 1.55 \cdot 10^{-3}, We = 6.59 \cdot 10^{-2}, Q = 1.53 \cdot 10^{-3} \quad (11)$$

Учитывая (11), имеем

а) при $E_0 = 0$: $\kappa_m = 1.11 \cdot 10^{-2}$ $l_m = 0.57$ см,

$$\omega_I(k_m) = 1.83 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}$$

б) при $E_0 = 24$ кВ/см: $\kappa_m = 2.26 \cdot 10^{-2}$ $l_m = 0.28$ см,

$$\omega_I(k_m) = 3.9 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}.$$

Таким образом, электростатическое поле вызывает существенное уменьшение длины l_m наиболее быстро растущей волны и увеличение скорости ее роста. Величина l_m представляет характерный размер фрагментов.

Благодарности

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 17-01-00037).

Литература

- [1] Yang H.Q. // Phys. Fluids A. 1992. Vol. 4. P. 681-689.
- [2] Sirignano W.A. // J. Fluid. Eng. 1993. Vol. 115. P. 345-378.
- [3] Zandian A., Sirignano W.A., Hussain F. // Phys. Fluid. 2017. Vol. 29. N 6. P.062109-1-062109-19.
- [4] Squire H.B. // Brit. J. Appl. Mech. 1953. Vol.4. P.167-169.
- [5] Погребная Т.В., Свириденков А.А., Третьяков В.В. // Модели и методы аэродинамики. Материалы XV Международной школы-семинара. МЦНМО. Москва. 2015. С.121-122.
- [6] El-Sayed M.F. // Phys. Rev. E. 1999. Vol. 60. N 6. P. 7588-7591.
- [7] Черный Г.Г. Газовая динамика. М.: Наука. 1988. 424 с.
- [8] Сивухин Д.В. Электричество. М.: Наука. 1983. 688 с.
- [9] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука. 1992. 664 с.
- [10] Таблицы физических величин. Подред. Кикоина И.К. М.: Атомиздат. 1976. 1008 с.
- [11] Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости. М.: Мир. 1973. 758 с.

Воздействие электрогидродинамического потока на теплообмен при кипении

И.М. Черника, М.К. Болога, О.И. Мардарский, И.В. Кожевников

Лаборатория Тепловых и Гидродинамических процессов, ИПФ, Кишинев, Республика Молдова

e-mail: ion_cernica@yahoo.com

Abstract — The influence of electric field intensity and interelectrode spacing on the main parameters of boiling process under the conditions of electrohydrodynamic flow has been studied. It has been established that the effect of field falls with the increase in the heat flow density. The optimal interelectrode spacing when there is achieved the highest heat transfer is revealed. The hydrodynamic picture of the two-phase flow in relation to the heat transfer rate is analyzed on the basis of visual observations and high-speed filming of the process. The calculation relationships that satisfactorily agree with the experimental results are obtained.

Keywords — heat transfer, boiling, EHD flows, electrode, interelectrode spacing.

I. Введение

Интенсификация теплообменных процессов при фазовых превращениях остается одной из приоритетных направлений современной теплофизики. При этом один из перспективных методов интенсификации процессов теплопереноса основывается на воздействии электрогидродинамического (ЭГД) потока [1–4]. ЭГД метод способствует улучшению условий циркуляции и кипения диэлектрической жидкости на теплоотдающей поверхности. Однако, из-за отсутствия ясных представлений о механизме воздействия ЭГД явлений, недостаточности экспериментальных данных, а также надежных методов расчета процесса кипения в электрическом поле, многие результаты не вышли за пределы научных лабораторий.

Доклад содержит результаты исследований процесса кипения под воздействием ЭГД потока, создаваемого перфорированным электродом. Изучено влияние напряженности поля и межэлектродного расстояния на основные характеристики процесса кипения в большом объеме. Экспериментальные данные обобщены расчетными соотношениями.

II. Методика экспериментальных исследований

Исследование теплообмена при кипении под воздействием электрогидродинамического потока осуществлялось на установке представляющей собой замкнутую камеру, выполненную в виде металлического корпуса диаметром 300x12 мм. Внутри корпуса размещался экспериментальный участок, состоящий из высоковольтного электрода с насечками 1 и теплообменного участка 3 (рис. 1). Теплоотдающим элементом служила нержавеющая цилиндрическая трубка наружным диаметром 4 мм и длиной 80 мм, нагрев которой осуществлялся прямым постоянным током. Высоковольтный электрод в виде медной изолированной проволоки диаметром 1,5 мм с поперечными насечками, обращенными к поверхности нагрева, расположен параллельно ей сверху. В качестве рабочей жидкости избран гексан с температурой кипения 68,7°C, относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon/\epsilon_0 = 1,88$ и удельной электрической проводимостью $\sigma = 10$ пС/м [5, 6].

В ходе опытов проводились измерения температуры поверхности нагрева T_{cm} , температуры насыщения рабочей жидкости T_s , плотности теплового потока на поверхности нагрева q , напряжения электрического поля U , расстояния между электродами δ и давления p_s . Расстояние между электродами варьировалось от 0,5 до 4,5 мм. В качестве межэлектродного расстояния δ принималось наименьшее расстояние между наружными стенками электродов (рис. 1). Подаваемое электрическое напряжение изменялось скачкообразно до 20 кВ. Для системы параллельных цилиндрических электродов напряженность электрического поля определялась упрощенной формулой $E = U/\delta$. Измеряя плотность теплового потока и температуру поверхности нагрева, по закону конвективного теплообмена Ньютона определяли коэффициент теплоотдачи α .

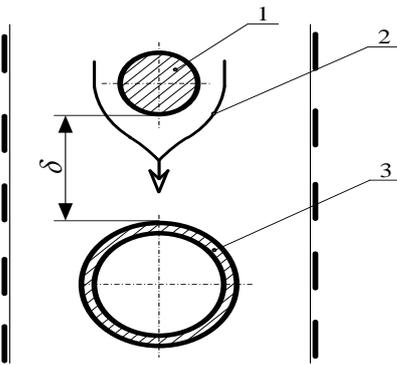


Рис. 1. Расположение рабочих элементов: 1 – электрод с насечками; 2 – направление потока жидкости; 3 – поверхность нагрева.

III. Обсуждение экспериментальных результатов

На рис. 2 приведены экспериментальные данные зависимости величины удельной тепловой нагрузки от температурного напора, при различных напряженностях поля E . Чем больше $\Delta T = T_{ст} - T_s$, тем интенсивнее образование пузырьков пара и кипение жидкости, выше значения коэффициента теплоотдачи. Увеличение интенсивности теплоотдачи под воздействием электрического поля происходит в том случае, когда турбулентное перемешивание, вызванное электроконвекцией, становится интенсивнее возмущений, вызванных пузырьковым парообразованием [7].

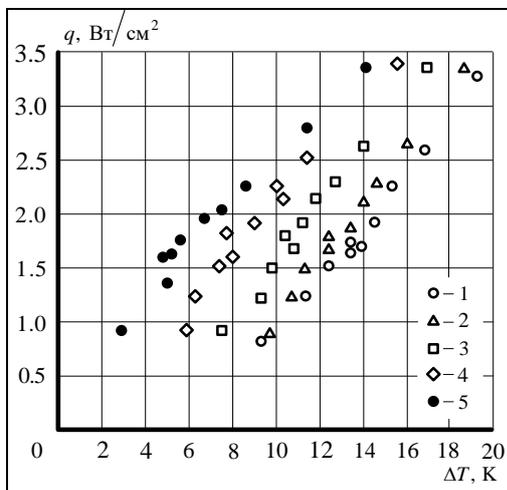


Рис. 2. Зависимость плотности теплового потока от температурного напора: 1 – $E = 0$; 2 – 25; 3 – 37,5; 4 – 50; 5 – 62,5 кВ/см.

С другой стороны, ввиду большей проводимости жидкости по сравнению с ее паровой фазой [6], пузырьки вытесняются из зоны действия поля и заменяются жидкостью, что способствует подавлению центров кипения, омыванию поверхности теплообмена новой, более холодной жидкостью и, как

следствие, происходит интенсификация теплообмена (рис. 3). С ростом напряженности поля на поверхности теплообмена уменьшается количество центров кипения вплоть до вырождения [7], а с ростом плотности теплового потока начинается слияние паровых пузырьков с образованием конгломератов их скоплений. В межэлектродном пространстве при $q = 10^4$ Вт/м² возрастает объемное содержание пара до 65-75 процентов. Под действием электрического поля объемное содержание пара уменьшается и составляет 50-60 процентов.

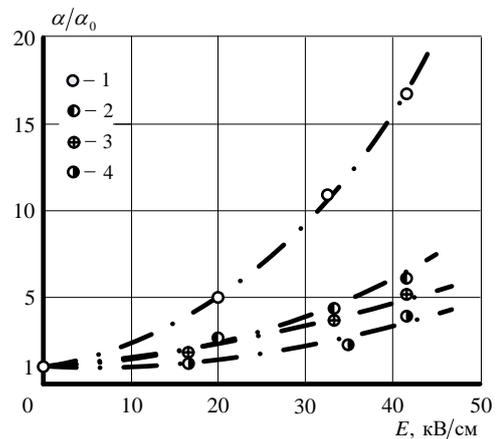


Рис. 3. Влияние электрического поля на интенсивность теплообмена при кипении: 1 – $q = 9750$; 2 – 16350; 3 – 17580; 4 – 24980 Вт/м².

На рис. 3 опытные данные представлены в виде зависимости отношения коэффициентов теплоотдачи при кипении в электроконвективном потоке α и в большом объеме α_0 от напряженности поля E при фиксированных плотностях теплового потока q . С ростом напряженности поля интенсивность теплоотдачи возрастает. Большим значениям напряженности соответствуют более высокие коэффициенты теплоотдачи при тех же плотностях теплового потока. Объясняется это тем, что по мере роста тепловой нагрузки перемешивание жидкости, находящейся вблизи поверхности нагрева, усиливается, что приводит к большей интенсивности теплообмена. Однако, с увеличением плотности теплового потока темп роста коэффициента теплоотдачи замедляется, а при высоких плотностях теплового потока интенсивность теплоотдачи практически не зависит от напряженности поля.

Представляет интерес изучение влияния межэлектродного расстояния на интенсивность теплоотдачи. На основе экспериментальных результатов определено оптимальное расстояние между поверхностью нагрева и перфорированным

электродом, составляющее 2,5–3,2 мм (рис. 4). Интенсивность теплообмена в межэлектродном промежутке определяется взаимодействием пульсационного движения жидкости, вследствие парообразования и возмущений потока жидкости обусловленных электроконвекцией. При малом межэлектродном расстоянии порядка 1,5-2,8 мм электроконвекция происходит в пределах перегретого слоя, вблизи поверхности нагрева, где температура омываемой жидкости приблизительно равна температуре стенки поверхности теплообмена, которая омывается более нагретой жидкостью по сравнению с находящейся в объеме. В таком межэлектродном промежутке, за счет разности диэлектрической проницаемости жидкости и пара, пузыри достаточно хорошо удаляются от поверхности нагрева.

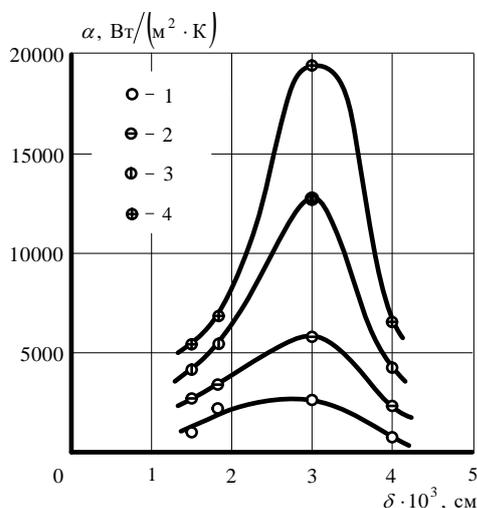


Рис. 4. Зависимость коэффициента теплоотдачи от межэлектродного расстояния, $q=9800$ Вт/м²: 1 – $U=0$; 2 – 5; 3 – 10; 4 – 12,5 кВ.

IV. Обобщение экспериментальных данных

В мировой литературе наметилась тенденция рассматривать процесс теплообмена при кипении в электроконвективном потоке, отделяя эффекты кипения без поля от эффектов, связанных с полем. Так, в работе [2] безразмерный коэффициент тепло-отдачи Nu_e представлен в виде суммы двух слагаемых

$$Nu_e = Nu_o + \Delta Nu, \quad (1)$$

где Nu_o – число Нуссельта в отсутствии электрического поля, ΔNu – приращение числа Нуссельта за счет ЭГД потока.

В настоящей работе для оценки интенсивности теплообмена при кипении в отсутствии поля использовалась формула

$$\alpha_o = C_o \frac{c'_p{}^3 (\rho' - \rho'')}{r^{3/2}} \cdot (T_{cm} - T_s)^2 \quad (2)$$

или в безразмерном виде

$$Nu_o = CRe^{2/3} Ar^{1/3} Pr, \quad (3)$$

где $Nu_o = \alpha_o L / \lambda'$ – число Нуссельта испарения; $Re = qL / r \rho'' v'$ – число Рейнольдса испарения; $Pr = \rho' c'_p v' / \lambda'$ – число Прандтля жидкой фазы; $Ar = r^{1/2} v' (\rho' - \rho'') / \rho' L$ – число Архимеда испарения. За характерный линейный размер принималась постоянная Лапласа $L = [\sigma / g (\rho' - \rho'')]^{1/2}$. Входящий в уравнение (3) эмпирический коэффициент C определялся по формуле $C = [C_o (\rho'' / \rho')^2]^{1/3}$, где C_o – константа формулы (2). Так как для гексана константа C_o имеет значение $C_o = 7 \cdot 10^{-5}$, то эмпирический коэффициент C равен $C = 1,34 \cdot 10^{-3}$.

В соответствии с методикой [2] влияние поля на интенсивность теплообмена при кипении аппроксимировано степенной зависимостью

$$\Delta Nu = A (El' Pr)^p. \quad (4)$$

Электрическое число El' рассчитывалось по формуле [2]

$$El' = \rho' \tau (\partial \sigma_e / \partial T) L^2 \Delta T E^2 / \mu^2, \quad (5)$$

где $\tau = \epsilon / \sigma_e$ – время релаксации; ϵ – абсолютная диэлектрическая проницаемость среды, Ф/м; σ_e – удельная электрическая проводимость среды, С/м.

Для учета влияния температуры на электрическую проводимость жидкости в работе [2] рекомендована формула

$$\sigma_e = \sigma_{e0} \exp(-W/kT), \quad (6)$$

где σ_{e0} – электрическая проводимость при температуре 0°C; $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана; W – энергия активации молекул рабочей среды, чьи значения вычислялись по формуле

$$W = (e^2 E / \pi \epsilon)^{1/2}. \quad (7)$$

Здесь $e = 1,602177 \cdot 10^{-19}$ К – заряд электрона.

Значения коэффициента A и показателя степени p формулы (4) определены в результате сравнения экспериментальных данных по ΔNu с произведением $El' Pr$, вычисленное по электрическим и тепловым свойствам диэлектрической жидкости. Пример подобной обработки показан на рис. 5. Результирующая формула имеет вид

$$\Delta Nu = 1,6 \cdot 10^{-18} (El' Pr)^2. \quad (8)$$

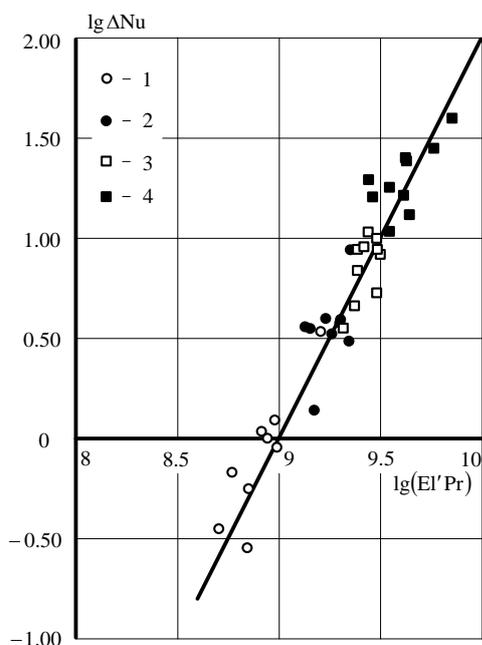


Рис. 5. К выводу уравнения (8): 1 – $E = 25$; 2 – $37,5$; 3 – 50 ; 4 – $62,5$ кВ/см.

Обобщение экспериментальных данных по теплообмену при кипении диэлектрической жидкости в электроконвективном потоке привело к зависимости

$$Nu_e = CRe^{2/3}Ar^{1/3}Pr + A(EI'Pr)^p, \quad (9)$$

где $A = 1,6 \cdot 10^{-18}$ и $p = 2,00$.

Результаты расчета по формуле (9) сравнивались с опытными данными и 95 % вычисленных значений согласуются с относительным расхождением ± 25 %; для оставшихся 5 % сходимость с экспериментальными данными составляет ± 35 %.

Таким образом, формула (9) удовлетворительно отражает основные характеристики процесса кипения и с приемлемой точностью совпадает с экспериментальными данными. Она также может быть использована для других диэлектрических теплоносителей и при решении различных задач, связанных с разработкой и созданием новых теплообменных аппаратов. В таких случаях константы имеют другие значения.

V. Выводы

Направленное движение электродинамического потока жидкости к теплообменной поверхности является эффективным методом интенсификации теплообмена при кипении и для его оптимизации необходимы более ясные представления о механизме поступления жидкости к поверхности нагрева, в связи с чем, основное внимание должно быть уделено изучению гидродинамики, влияния геометрии и

размещения электродов. Результаты могут быть использованы для разработки замкнутых электрогидродинамических систем активного регулирования, систем охлаждения и термостабилизации теплообменных аппаратов, с учетом легкорегулируемости и простоты конструктивной реализации высокоэффективного воздействия электрических полей.

Благодарности

Работа проводилась в рамках институтского проекта 15.817.02.07А „Перенос заряда, тепла и массы при термоэлектрофизических и кавитационных воздействиях; технологические и технические разработки” при поддержке правительства Республики Молдова.

Литература

- [1] Shahriari A., Birbarach P., Junho Oh., Miljkovic N., and Bahadur V. Electric field based control and enhancement of boiling and condensation // *NanosMicroscTherm*, 2017, No. 21, PP. 102-121.
- [2] Zaghdoudi M.C., and Lallemand M. Pool boiling heat transfer enhancement by means of high DC electric field // *Arabian Journal for Science and Engineering*, 2005, Vol. 30, No. 2, PP. 189-212.
- [3] Мардарский О.И., Болога М.К. О механизме интенсификации теплообмена при кипении в поле электрических сил // *Электронная обработка материалов*, 2009, Том 45, №. 3, С. 42-48.
- [4] Черника И.М., Болога М.К., Кожевников И.В., Мардарский О.И. Теплообмен при кипении на пористой поверхности под воздействием электрического поля // *Труды юбилейной конференции Национального комитета РАН по тепло- и массообмену и XXI Школы-семинара молодых ученых и специалистов под руководством акад. РАН А.И. Леонтьева (22-26 мая 2017, Санкт-Петербург)*, Том 1. Москва, 2017.
- [5] Mopsik F.I. Dielectric constant of n-hexane as a function of temperature, pressure and density // *J. Res. NBS*, 1967, No. A71, PP. 287-292.
- [6] Andrade M.I. Relative permittivities and refractive indices on mixing for n-hexane // *J. Chem. Thermodynamik*, 2000, No. 32, PP. 923-930.
- [7] Siedel S., Cioulachtjian S., Robinson A.J., and Bonjour J. Experimental determination of the forces acting on a bubble during boiling on a single nucleation site // *Proc. 8th ICBCNT*. Lausanne, Switzerland, 2012.

О влиянии электрического заряда на вибрационную неустойчивость горизонтальной поверхности вязкой ЖИДКОСТИ

Д.Ф. Белоножко¹, А.А. Очиров², А.В. Апарнева³

Физический факультет, Ярославский госуниверситет им. П.Г. Демидова, Ярославль, Россия,

^{1,3}belonozhko@mail.ru, ²otchirov@mail.ru

Abstract — **The conditions of the vibrating instability of the horizontal surface of the viscous conducting liquid caring a surface electric charge have been founded by mean of an asymptotical analytical analysis. The effect of the surface charge density and the viscosity on regularities of destabilization of the liquid surface is investigated.**

Keyword — **charged surface, viscous liquid, vibration, Faraday's instability.**

I. Введение

На поверхности горизонтального слоя жидкости, совершающего малые вертикальные колебания, развивается неустойчивость Фарадея – поверхность покрывается рябью, которую принято называть рябь Фарадея. При этом, характерный горизонтальный масштаб возникающей структуры, ее рисунок и чувствительность к амплитуде вибраций можно регулировать с помощью самых различных дополнительных воздействий: нанесением на поверхность пленки поверхностно-активного вещества, через влияние верхней среды, посредством включения в систему различных режимов прогрева жидкости и др..

В настоящей работе строится неявное уравнение, определяющее границы областей устойчивости для первых трех неустойчивых состояний произвольно вязкой электропроводной жидкости, находящейся в вибрационном поле и несущей на своей поверхности электрический заряд.

II. Математическая формулировка задачи

Рассматривается несжимаемая электропроводная неограниченно глубокая жидкость с плотностью ρ , заполняющая в декартовой системе координат $Oxuz$ полупространство $z < 0$. Ось Oz считается направленной вертикально вверх против направления действия поля силы тяжести \mathbf{g} , а плоскость Oxu определяет положение и равновесную форму

свободной поверхности. Жидкость характеризуется кинематической вязкостью ν , коэффициентом поверхностного натяжения γ и вместе с координатной системой совершает вертикальные гармонические колебания с амплитудой a и круговой частотой 2ω . На поверхности жидкости распределен электрический заряд. В невозмущенном состоянии поверхностная плотность заряда равна $\kappa_0 = E_0 / (4\pi)$, что создает над жидкостью область с электрическим полем $\mathbf{E} = E_0 \mathbf{e}_z$ (\mathbf{e}_z – орт оси Oz).

Ставилась задача рассчитать условия неустойчивости рассматриваемой системы по отношению к малым волновым возмущениям свободной поверхности жидкости в зависимости от вязкости жидкости и величины поверхностного электрического заряда.

В первом приближении по амплитуде волновых возмущений $z = \xi(t, x)$ математическая формулировка задачи расчета поля скоростей, давления и электрического потенциала имеет вид [1]:

$$z > 0: \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0;$$

$$z < 0: \quad \omega \frac{\partial u}{\partial \tau} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) = 0;$$

$$\omega \frac{\partial v}{\partial \tau} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) = 0;$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial z} = 0;$$

$$z = 0: \quad \varphi - \xi E_0 = 0 \quad \frac{\partial \xi}{\partial t} - v = 0;$$

$$-\rho g \xi + 4a \omega^2 \rho \xi \cos(2\tau) + p - 2\rho \nu \frac{\partial v}{\partial z} + \gamma \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = 0;$$

$$\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial x} = 0;$$

$$z \rightarrow -\infty: \quad u \rightarrow 0; \quad v \rightarrow 0.$$

$$z \rightarrow -\infty: \quad \frac{\partial \varphi}{\partial x} \rightarrow 0; \quad \frac{\partial \varphi}{\partial z} \rightarrow 0.$$

Здесь $\xi \equiv \xi(t, x)$ – вертикальное отклонение границы раздела от равновесного уровня $z = 0$; $u \equiv u(t, x, z)$ – горизонтальная (проекция на ось Ox), а $v \equiv v(t, x, z)$ – вертикальная (проекция на ось Oz) компоненты поля скоростей; $p \equiv p(t, x, z)$ – малая добавка к равновесному давлению, обусловленная волновым возмущением свободной поверхности; $\varphi \equiv \varphi(t, x, z)$ – малая добавка к равновесному значению электрического потенциала. Время t входит в состав безразмерной переменной $\tau = \omega t$. Для простоты движение жидкости считается независимым от горизонтальной координаты y .

III. Решение задачи

Согласно теории Флоке, в состоянии нейтральной устойчивости все неизвестные функции рассматриваемой динамической системы являются периодическими зависят от τ , и их следует искать в виде разложения в ряд Фурье [2]:

$$\begin{aligned} \xi &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \alpha_n = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n \exp(in\tau); \\ u &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} U_n = \sum_{n=-\infty}^{\infty} f_n(z) \exp(in\tau); \\ v &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} V_n = \sum_{n=-\infty}^{\infty} F_n(z) \exp(in\tau); \\ p &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} P_n = \sum_{n=-\infty}^{\infty} P_n(z) \exp(in\tau); \\ \varphi &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \Phi_n = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \phi_n(z) \exp(in\tau) \end{aligned}$$

Подставляя выписанные выражения в основные уравнения задачи и, считая, что зависимость неизвестных величин от координаты x носит периодический характер $\sim \exp(ikx)$ (k – волновое число), несложно конкретизировать вид вспомогательных функций $f_n(z)$, $F_n(z)$, $P_n(z)$, $\phi_n(z)$, после чего перейти к граничным условиям и получить бесконечную систему уравнений для коэффициентов Фурье c_n поверхностного возмущения ξ :

$$\begin{aligned} M_n c_n + q(c_{n-2} + c_{n+2}) &= 0; \\ M_n &= n^2 - \Omega^2 - 4in\delta - 4\delta^2 + 4\delta^2 \sqrt{1 + \frac{in}{\delta}}; \end{aligned} \quad (1)$$

$$\delta = \frac{vk^2}{\omega}; \quad \Omega^2 = \frac{\omega_0^2}{\omega^2} = \frac{kg \left(1 + k^2 \frac{\gamma}{\rho g} - k \sqrt{\frac{\gamma}{\rho g}} W \right)}{\omega^2}$$

$$q = 2ak$$

Здесь $W = 4\pi\kappa_0^2 / \sqrt{\rho g \gamma}$ – безразмерный параметр Тонкса-Френкеля, характеризующий отношение электрических и лапласовских сил на границе раздела сред и играющий роль безразмерного поверхностного заряда.

Система уравнений для c_n разбивается на две независимые подсистемы линейных однородных алгебраических уравнений: систему, возникающую при $n = 0; 2; 4; 6; \dots 2m; \dots$ и набор уравнений при $n = 1; 3; 5; 7; \dots 2m+1; \dots$.

Для обеспечения сходимости ряда Фурье в который разложена неизвестная ξ , коэффициенты c_n должны стремиться к нулю при $n \rightarrow \pm\infty$. Поэтому условие разрешимости вышеописанных подсистем может быть сформулировано в форме устремления к нулю двух последовательностей определителей коэффициентов соответствующих систем.

Приравнивание к нулю первого определителя четного размера 2×2 дает приближенное уравнение границы первой зоны устойчивости, которую удобнее всего изображать на плоскости параметров (q, Ω^2) .

Приравненный к нулю определитель 4×4 представляет собой уточненное уравнение границы первой неустойчивой зоны и первое приближение для уравнения границы третьей неустойчивой зоны и т.д. Аналогичная ситуация со второй последовательностью определителей нечетного размера, которая устанавливает приближенные уравнения границ нулевой, второй, четвертой и т.д. зон неустойчивости на плоскости параметров (q, Ω^2) .

Минимальное приближенное уравнение, описывающее границы первых трех зон (включая физически нереализуемую нулевую) имеет вид:

$$\begin{vmatrix} M_{-3} & -q & 0 & 0 \\ -q & M_{-1} & -q & 0 \\ 0 & -q & M_1 & -q \\ 0 & 0 & -q & M_3 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} M_{-4} & -q & 0 & 0 & 0 \\ -q & M_{-2} & -q & 0 & 0 \\ 0 & -q & M_0 & -q & 0 \\ 0 & 0 & -q & M_2 & -q \\ 0 & 0 & 0 & -q & M_4 \end{vmatrix} = 0.$$

Это уравнение (вспомогательные переменные M_n , определены в (1)), является неявным уравнением для границ зон устойчивости, изображаемых на плоскости безразмерных параметров (q, Ω^2) . Параметр q имеет смысл безразмерной амплитуды малых вертикальных вибраций, которым подвержена система. Параметр Ω равен отношению частоты электрокапиллярных волн

на поверхности жидкости к половине частоты вертикальных вибраций.

IV. Заключение

Известно, что даже в отсутствии вибрации заряженная поверхность жидкости дестабилизируется, если поверхностные электрические силы преобладают над лапласовскими. Это происходит в условиях, когда поверхностная плотность электрического заряда превышает некоторое критическое значение, которое легко рассчитывается по известным формулам. В настоящем исследовании основное внимание уделялось докритическим значениям поверхностного заряда, при которых электрогидродинамическая неустойчивость еще не реализуется, а роль электрических сил сводится к влиянию на закономерности реализации вибрационной неустойчивости.

Расчеты показали, что даже небольшое значение вязкости существенно изменяет пороговое значение амплитуды вертикальных вибраций, выше которого формируется рябь Фарадея. Для всех зон неустойчивости, начиная со второй, пороговая амплитуда вибраций существенно превышает значение, отвечающее первой неустойчивой зоне. Этот эффект значительно усиливается с ростом вязкости и не зависит от величины поверхностной плотности электрического заряда. Таким образом, при всех докритических значениях поверхностной плотности электрического заряда вибрационной раскачке наиболее сильно подвержены электрокапиллярные волны с частотой близкой к половине частоты вертикальных вибраций. Остальные параметрические резонансы системы эффективно подавляются за счет вязкости.

В выбранных безразмерных переменных поверхностный электрический заряд не влияет на пороговое значение амплитуды вертикальных вибраций, по превышении которой поверхность покрывается рябью Фарадея. Это связано со способом обезразмеривания. Увеличение поверхностной плотности электрического заряда уменьшает частоту попадающих в область параметрического резонанса электрокапиллярных волн (которая равна ω). Поэтому постоянная безразмерная вязкость $\delta = \nu k^2 / \omega$ при увеличении поверхностной плотности заряда соответствует уменьшающейся размерной вязкости. С учетом этого факта, переход к размерным переменным дает эффект увеличения пороговой амплитуды (при постоянной размерной вязкости) с ростом поверхностной плотности электрического заряда. Эффект связан с тем, что увеличение поверхностной плотности заряда настолько сильно снижает частоту резонансных осцилляций, что требуются значительно большие «энергетические

вложения» за период, чтобы перейти в режим вибрационной неустойчивости.

Общий вывод состоит в том, что при докритических (в смысле инициации неустойчивости по отношению к избытку поверхностного заряда) значениях поверхностной плотности заряда, электрический заряд препятствует формированию ряби Фарадея на поверхности вибрирующего слоя вязкой жидкости.

Литература

- [1] Д. Ф. Белоножко, А. В. Апарнева Расчет условий дестабилизации горизонтальной поверхности вязкой жидкости в вибрационном поле// Ученые записки физического факультета Московского университета. 2017. №6, С.1760401
- [2] Д. Ф. Белоножко, А. В. Апарнева О способах аналитического расчета условий развития неустойчивости горизонтальной поверхности вязкой жидкости, совершающей вертикальные колебания//Динамические системы. 2018. Т. 8(36), №1, 51–61.

О влиянии поверхностного электрического заряда на перенос вещества волновым пакетом Стокса

А.А. Очиров¹, Д.Ф. Белоножко²

Физический факультет, Ярославский госуниверситет им. П.Г. Демидова, Ярославль, Россия

¹otchirov@mail.ru, ²belonozhko@mail.ru

Abstract — In the analytical asymptotic analysis, the drift properties of an electrically charged interface between conducting and dielectric media subjected to wave disturbance in the form of a Stokes wave packet are investigated. Analytical expressions for the speed of surface drift flows depending on the value of the surface electric charge are obtained. The patterns of motion of individual liquid particles involved in the formation of the propagation process of the wave packet are revealed.

Keyword — Stokes drift, nonlinear wave, surface electrical charge, Stokes wave packet, liquid particle path.

I. Введение

Известно, что при распространении капиллярно-гравитационной волны по поверхности жидкости в приповерхностных слоях формируется медленное дрейфовое движение в направлении распространения волны, это явление было названо дрейфом Стокса. В простейшем случае, когда жидкость идеальная, а по ее поверхности распространяется синусоидальная волна, скорость дрейфа пропорциональна квадрату амплитуды ζ , частоте волнового движения ω и экспоненциально затухает с глубиной (уменьшением координаты z):

$$U_{drift} = \zeta^2 k \omega \exp(2kz) \quad (1)$$

Несмотря на давнюю историю до сих пор у исследователей не ослабевает интерес к изучению этого явления. Дрейф Стокса проявляется, порой, в самых неожиданных приложениях [1], [2]. Интересно отметить, что неоднократно строились модели этого явления, учитывающие такие факторы, как вязкость, сложный спектральный состав волнового движения и т.п.. Все эти модели пока слабо приспособлены к нуждам практики, и в приложениях, как правило, ограничиваются классической формулой Стокса (1) [3].

К вопросу о дрейфе Стокса тесно примыкает задача описания траекторий движения индивидуальных

частиц жидкости, участвующих в волновом движении. В работе [4] была предложена аналитическая асимптотическая методика, позволяющая выполнить расчет скорости дрейфа и траекторий движения индивидуальных жидких частиц в простейшем случае. Настоящее исследование посвящено развитию этой методики на случай, когда по поверхности жидкости распределен электрический заряд, а волновое движение представляет из себя волновой пакет Стокса состоящий из двух волн одинаковой амплитуды с близкими волновыми числами.

II. Математическая формулировка задачи

Рассматривались две идеальные несжимаемые полубесконечные жидкости, занимающие полупространства $z < 0$ и $z > 0$ в декартовой системе координат, в которой вертикальная ось Oz направлена вертикально вверх против направления действия сил тяжести \mathbf{g} , а плоскость Oxy совпадает с равновесной границей раздела сред. Нижняя жидкость с плотностью ρ считалась идеально проводящей и в среднем неподвижной. Полагалось, что на поверхности раздела сред равномерно распределен электрический заряд с поверхностной плотностью κ_0 . Считалось, что верхняя диэлектрическая жидкость с плотностью $\rho' < \rho$ движется поступательно с постоянной скоростью U_0 в положительном направлении оси Ox , вдоль которой распространяется волновое возмущение поверхности раздела сред. В качестве возмущения рассматривался волновой пакет Стокса, состоящий из двух волн с одинаковой амплитудой ζ и с близкими волновыми числами $k_{\pm} = k \pm \Delta k$ ($2\Delta k \ll k$). Капиллярные свойства поверхности раздела описывались коэффициентом поверхностного натяжения γ . Для простоты движение считалось независимым от горизонтальной координаты y .

Математическая формулировка задачи по определению гидродинамических потенциалов в

нижней φ и верхней φ' жидкостях и электрического потенциала Φ имеет вид:

$$\begin{aligned}
 z > \xi: \quad & \Delta\varphi' = 0; \quad \Delta\Phi = 0; \\
 & P' = p_0 - \rho'gz - \rho' \frac{\partial\varphi'}{\partial t} - \frac{\rho'}{2} \left(\left(\frac{\partial\varphi'}{\partial x} + U_0 \right)^2 + \left(\frac{\partial\varphi'}{\partial z} \right)^2 \right); \\
 z = \xi: \quad & \frac{\partial\xi}{\partial t} + \frac{\partial\varphi}{\partial x} \frac{\partial\xi}{\partial x} = \frac{\partial\varphi}{\partial z}; \\
 & P - P' + \frac{(\nabla\Phi)^2}{8\pi} = -\gamma \operatorname{div}\mathbf{n}; \\
 & \nabla\varphi \cdot \mathbf{n} = (\nabla\varphi' + U_0 \mathbf{e}_x) \cdot \mathbf{n}; \\
 z < \xi: \quad & \Delta\varphi = 0; \\
 & P = p_0 - \rho gz - \rho \frac{\partial\varphi}{\partial t} - \frac{\rho}{2} \left(\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial z} \right)^2 \right); \\
 z \rightarrow \infty: \quad & \nabla\Phi \rightarrow -4\pi\kappa_0 \mathbf{e}_z; \quad \nabla\varphi' \rightarrow 0; \\
 z \rightarrow -\infty: \quad & \nabla\varphi' \rightarrow 0. \\
 & \mathbf{n} = \left(-\frac{\partial\xi}{\partial x} \mathbf{e}_x + \mathbf{e}_z \right) / \sqrt{1 + \left(\frac{\partial\xi}{\partial x} \right)^2}
 \end{aligned} \tag{2}$$

Здесь \mathbf{n} – орт нормали к поверхности раздела, $\mathbf{e}_{x,z}$ – единичные векторы оси Ox и Oz соответственно, а $\xi = \xi(x, t)$ – функция, описывающая отклонение границы раздела сред от равновесного положения $z = 0$.

Задача (2) решалась методом разложения по малому параметру $\varepsilon = \zeta k$. Граничные условия на границе раздела сносились на равновесный уровень $z = 0$ [5], [6]. Решение искалось с точностью до лидирующих слагаемых для каждого типа движения (линейное приближение для циклических движений и квадратичное – для дрейфовых).

Решение задачи первого порядка малости в виде волнового пакета Стокса имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
 \xi_1 &= \zeta \cos(\omega_+ t - k_+ x) + \zeta \cos(\omega_- t - k_- x) \\
 \varphi_1 &= -\zeta e^{k_+ z} \frac{\omega_+}{k_+} \sin(\omega_+ t - k_+ x) - \\
 & \quad -\zeta e^{k_- z} \frac{\omega_-}{k_-} \sin(\omega_- t - k_- x) \\
 \varphi'_1 &= -\zeta e^{-k_+ z} \frac{k_+ U_0 - \omega_+}{k_+} \sin(\omega_+ t - k_+ x) - \\
 & \quad -\zeta e^{-k_- z} \frac{k_- U_0 - \omega_-}{k_-} \sin(\omega_- t - k_- x) \\
 \Phi_1 &= 4\pi\kappa_0 \zeta e^{-k_+ z} \cos(\omega_+ t - k_+ x) + \\
 & \quad + 4\pi\kappa_0 \zeta e^{-k_- z} \cos(\omega_- t - k_- x); \\
 \omega_{\pm} &= \omega \pm \Delta\omega = \omega(k \pm \Delta k).
 \end{aligned}$$

Частота ω определяется из дисперсионного уравнения:

$$\omega = \frac{kU_0\rho'}{\rho + \rho'} \pm \frac{1}{\rho + \rho'} \times \sqrt{gk(\rho^2 - \rho'^2) - k^2\rho\rho'U_0^2 + k(\rho + \rho')(k\gamma - W\sqrt{\rho g\gamma})}. \tag{3}$$

Здесь $W = 4\pi\kappa_0^2/\sqrt{\rho g\gamma}$ – безразмерный параметр Тонкса-Френкеля, характеризующий отношение электрических и лапласовских сил на границе раздела сред и играющий роль безразмерного поверхностного заряда.

Дрейфовые слагаемые скорости в нижней U_{drift} и в верхней U'_{drift} жидкости находились методом [4] и дополнялись слагаемыми, полученными в результате решения задачи второго порядка малости:

$$\begin{aligned}
 U_{drift} &= \zeta^2 e^{2k_+ z} (k\omega + \Delta k\omega + k\Delta\omega) + \\
 & \quad + \zeta^2 e^{2k_- z} (k\omega - \Delta k\omega - k\Delta\omega) + \\
 & \quad + 2\zeta^2 k\omega e^{2kz} \cos(2\Delta\omega t - 2\Delta kx) - \\
 & \quad - 2\zeta^2 \Delta k\omega e^{2\Delta kz} \cos(2\Delta\omega t - 2\Delta kx) \\
 U'_{drift} &= U_0 + \zeta^2 e^{-2k_+ z} (k\Omega + \Delta k\Omega + k\Delta\Omega) + \\
 & \quad + \zeta^2 e^{-2k_- z} (k\Omega - \Delta k\Omega - k\Delta\Omega) + \\
 & \quad + 2\zeta^2 k\Omega e^{-2kz} \cos(2\Delta\omega t - 2\Delta kx) + \\
 & \quad + 2\zeta^2 \Delta k\Omega e^{-2\Delta kz} \cos(2\Delta\omega t - 2\Delta kx)
 \end{aligned}$$

Здесь появляется измененная частота $\Omega = kU_0 - \omega$, возникновение которой обусловлено эффектом Доплера, для учета которого в задачах подобного рода нужно принимать во внимание некоторые расчетные тонкости, подробно описанные в работе [4].

III. Результаты

Анализ дисперсионного уравнения (3) показывает, что поверхностный электрический заряд уменьшает значение критической скорости реализации неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и наоборот: наличие тангенциального скачка скоростей на границе раздела уменьшает критическое значение поверхностного электрического заряда, при котором начинается реализация неустойчивости Тонкса-Френкеля. Скорость дрейфа Стокса в случае, когда возмущение границы раздела представляет собой волновой пакет Стокса зависит от времени. При этом характерным временным масштабом является период огибающей волнового пакета. На временах наблюдения больше характерного временного масштаба имеет смысл говорить об усредненной за

период огибающей скорости дрейфа. Расчеты показывают, что такая усредненная скорость оказывается примерно вдвое меньшей скорости дрейфа, вызванного распространением простейшей синусоидальной волны такой же амплитуды. Скорость дрейфа в нижней жидкости всегда направлена в направлении распространения волнового возмущения. Ее значение уменьшается с ростом величины тангенциального скачка поля скоростей U_0 и параметра Тонкса-Френкеля W . В верхней среде важно говорить не о полном дрейфе, а о дрейфовой добавке к скорости поступательного движения U_0 . При малых скоростях поступательного движения ($U_0 < U_{ph}$) дрейфовая добавка в верхней жидкости ведет себя аналогично дрейфу в нижней. Если же выполнено условие $U_0 > U_{ph}$, то дрейфовая добавка меняет направление на противоположное и увеличивается по модулю с увеличением значения тангенциального разрыва поля скоростей. Аналогичный эффект наблюдался и для случая, когда дрейф связан с распространением простейшей синусоидальной волны, но в случае волнового пакета он оказывается примерно в два раза меньшим за счет модуляции амплитуды волнового движения.

Таким образом, в рассмотренных контактирующих средах, с возмущенной границей раздела дрейфовые течения направлены таким образом, чтобы уменьшить тангенциальный разрыв поля скоростей. Поверхностный электрический заряд уменьшает скорость дрейфового движения в обеих средах и может играть роль регулятора дрейфового движения: увеличение заряда приводит к уменьшению скорости дрейфа.

Литература

- [1] Herreman W., Lesaffre P. Stokes drift dynamos // *Journal of Fluid Mechanics*. – 2011. – Т. 679. – С. 32-57..
- [2] Röhrs J. et al. Wave induced transport and vertical mixing of pelagic eggs and larvae // *Limnology and Oceanography*. – 2014. – Т. 59. – №. 4. – С. 1213-1227.
- [3] Isobe A. et al. Selective transport of microplastics and mesoplastics by drifting in coastal waters // *Marine pollution bulletin*. – 2014. – Т. 89. – №. 1-2. – С. 324-330.
- [4] Белоношко Д. Ф., Очиров А. А. О массопереносе, порожденном волновым возмущением поверхности тангенциального разрыва поля скоростей // *Журнал технической физики*. – 2018. – Т. 88. – №. 5. – С. 675-683.
- [5] Nayfeh A. H., Hassan S. D. The method of multiple scales and non-linear dispersive waves // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1971. – Т. 48. – №. 3. – С. 463-475.
- [6] Очиров А. А. О массопереносе, вызванном распространением волнового пакета по границе раздела жидких сред // *Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та.* – 2018., № 6

Устойчивость тонкой пленки электролита под действием переменного электрического поля высокой частоты

Г.С. Ганченко¹, Н.Ю. Ганченко², Е.А. Демехин¹

¹ *Лаборатория электро- и гидродинамики микро- и наномасштабов, Финансовый университет, Краснодар, Россия*

² *Кубанский государственный университет, Краснодар, Россия
e-mail: ganchenko.ru@gmail.com*

Abstract — **A behavior of a free interface electrolyte/air under normally directed to it alternative high frequency electric field was investigated theoretically. At high enough frequency of external electric field, the interface losses its stability, which leads to the drift of the electrolyte and to the formation of the conical structures, similar to the Taylor cones for the case of the direct electric field. The critical values of the parameters were obtained by the linear analysis of stability; the analytical formulas were obtained for some extreme cases.**

Keyword — *electrolyte, Taylor cone, AC field, Tonks-Frenkel instability, liquid/air interface.*

I. Введение

При приложении постоянного электрического поля, направленного перпендикулярно свободной границе раздела проводящей жидкости, может возникать неустойчивость типа Тонкса-Френкеля [1], которая связана с электрокапиллярными эффектами. С другой стороны, известно, что под действием внешнего электрического поля на границе капли жидкости может возникать конус Тейлора [2]. При определенных условиях из конуса может вырываться микро-струйка жидкости или происходить микрораспыление [3]. Такой эффект уже используется для создания микроволокон полимеров. Более того, потенциально его можно использовать для разработки нового способа доставки лекарств через легкие, благодаря микрораспылению. Трудность заключается в том, что при применении постоянного электрического поля капли при распылении оказываются сильно заряженными, что затрудняет их применение в области медицины. В недавней работе [4] экспериментально было показано, что конуса Тейлора могут образовываться и при переменном электрическом поле, если его частота составляет 10-200 кГц. Такой конус имеет меньший угол раскрытия, а капли при распылении оказываются электронейтральными. Таким образом, использование переменного электрического поля потенциально пригодно для решения проблемы микрораспыления лекарств, однако теоретических исследований [5] явно недостаточно для полного понимания происходящих процессов. В данной работе представлена попытка объединения двух механизмов: неустойчивости Тонкса-Френкеля и возникновения конуса Тейлора в переменном электрическом поле на капле, для моделирования образования множественных конусов Тейлора на свободной границе раздела жидкость/воздух.

II. Результаты

Проведено теоретическое исследование устойчивости тонкой пленки электролита под действием переменного электрического поля. Математическая модель электролита основана на системе уравнений Нернста-Планка-Пуассона-Стокса, которая для высокочастотного электрического поля (скорость изменения электрического поля существенно больше скорости диффузии) может быть упрощена до уравнения Лапласа относительно электрического потенциала, однако при этом необходимо учитывать нестационарный дебаевский слой на поверхности пленки. Решение системы в этом слое показывает, что система имеет еще одну внутреннюю частоту, связанную с электропроводностью электролита, а гидродинамика задачи не чувствует высокочастотных внешних колебаний и принимает монотонный характер, аналогично тому, как это происходит в вибрационной динамике [6]. Такое поведение объясняет постоянный поток жидкости, наблюдаемый в экспериментах [4]. Анализ устойчивости показал длинноволновый характер неустойчивости и позволил оценить длины волн и

коэффициенты роста наиболее опасных возмущений. Для случаев бесконечно малых чисел Рейнольдса и для приближения идеальной жидкости получены простые аналитические выражения.

Численное моделирование упрощенной трехмерной постановки подтвердило наличие неустойчивости типа Тонкса-Френкеля и показало, что в результате потери устойчивости свободной границы раздела начинается формирование структур, аналогичных конусам Тейлора, из которых на практике возможно возникновение микроструй и реализация микрораспыления.

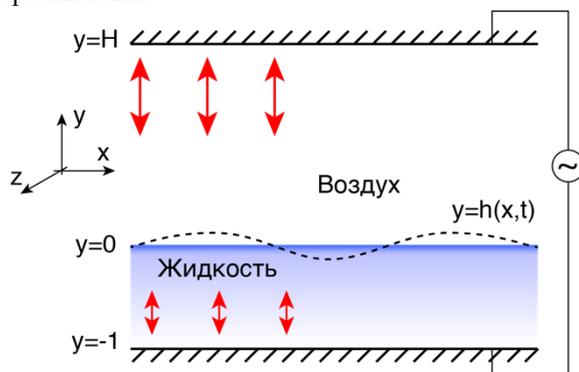


Рис. 1. Схематическое изображение задачи.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента Российской Федерации, грант для молодых кандидатов наук (МК-5302.2018.1), РФФИ (проект 18-58-15004-НЦНИ_a) и Министерства образования и науки Краснодарского края (проект 19-48-233010-р_мол_a).

Литература

- [1] Френкель Я. И. К теории Тонкса о разрыве поверхности жидкости постоянным электрическим полем в вакууме // Журнал экспериментальной и теоретической физи-ки. 1936. Т. 6, No 4. С. 347–350.
- [2] Zeleny J. Instability of electrified liquid surfaces // Phys. Rev., 1917..V.10, № 1. P.1-6.
- [3] Taylor G. I. Electrically Driven Jets // Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 1969. V. 313, № 1515. Pp. 453–475.
- [4] Yeo L.Y. et al. A New ac Electro spray Mechanism by Maxwell-Wagner Polarization and Capillary Resonance // Physical Review Letters, 2004. V. 92, № 13. P. 64.
- [5] Demekhin E., Polyanskikh S., Ramos A. Taylor cones in a leaky dielectric liquid under an ac electric field // Phys. Rev. E. 2011. V. 84, № 3. P. 035301.
- [6] Юдович В. И. Вибродинамика и виброгеометрия механических систем со связями. Часть II // Успехи механики. 2006. Т. 4. № 3. С. 75–129.

Вольт-амперные характеристики стационарного конического образования на поверхности жидкости с ионной проводимостью в электрическом поле

М.А. Беляев¹, Н.М. Зубарев^{1,2}, О.В. Зубарева¹

¹ Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

e-mail: mark@iep.uran.ru

Abstract — The conical structures arising on the surface of a dielectric fluid with ion conductivity in electric field are investigated taking into account the influence of space electric charge of drifting ions. It is shown that of finding the distribution of the electric field admits an exact analytical solution, corresponding to the space-charge-limited current regime. Using the obtained exact solutions, a relationship between the ion current, applied potential difference, and cone angle was found.

Keyword — Taylor cones; space electric charge; ion current; current-voltage characteristics.

I. Введение

Известно, что при воздействии достаточно сильного электрического поля свободная поверхность жидкости становится неустойчивой [1-7]. В результате на ее поверхности могут формироваться стационарные конические структуры [8-10]. Впервые такие структуры были теоретически описаны Тейлором [11] для случая идеально проводящей жидкости. Было установлено, что угол полураствора образующихся конусов составляет $\beta_T \approx 49.3^\circ$. Позднее этот результат был обобщен на случай идеальной диэлектрической жидкости [12] (см. [13] для магнитной жидкости в магнитном поле). Как оказалось, конические образования могут возникать на поверхности жидкостей с достаточно большой диэлектрической проницаемостью, $\epsilon > 17.6$. Угол полураствора конуса β при этом зависит от ϵ и попадает в интервал $0 < \beta < \beta_T$. Автомодельные решения уравнений электрогидродинамики, описывающие зарождение конусов, были найдены в [14,15].

В недавних теоретических работах [16,17] было рассмотрено протекание тока через коническое образование на поверхности жидкости при наличии поверхностного и объемного заряда ионов различного

знака (допускалась генерация ионов в области сильного поля у вершины конуса). Было дано физическое обоснование использования приближения, в котором поверхностный заряд положительных ионов полностью экранирует нормальную компоненту напряженности поля в жидкости, а в объеме жидкого конуса доминируют отрицательные ионы. Анализ проводился для конуса с предельно малым углом раствора ($\beta / \pi \ll 1$) для жидкости со значительной проницаемостью ($\epsilon \gg 1$).

В настоящей работе, следуя [16,17], рассматривается коническое образование на поверхности жидкости с ионной проводимостью в направленном от жидкости внешнем электрическом поле. По поверхности конуса в направлении его вершины дрейфуют положительные ионы (катионы), а от вершины конуса по его объему дрейфуют отрицательные ионы (анионы). Как будет показано, задача нахождение распределения электрического поля для такой системы допускает построение точного аналитического решения без ограничений на диэлектрическую проницаемость ϵ и угол раствора конуса β . Решение соответствует режиму ограничения тока электрическим зарядом и, как следствие, позволяет определить максимально возможные значения тока, протекающего через коническое образование, а также вольт-амперные характеристики системы.

II. Постановка задачи

Будем считать, что во внешнем электрическом поле жидкость принимает форму конуса с углом раствора 2β . Запишем основные уравнения, описывающие распределение электрического поля с учетом влияния поверхностного и объемного заряда. Обозначим электрическое поле внутри и снаружи жидкости как Φ и ϕ соответственно. Снаружи жидкого конуса, где электрический заряд отсутствует,

распределение электрического потенциала описывается уравнением Лапласа. Удобно использовать сферическую систему координат, в которой это уравнение запишется следующим образом

$$\varphi_{RR} + \frac{2}{R}\varphi_R + \frac{1}{R^2}\varphi_{\theta\theta} + \frac{\cot\theta}{R^2}\varphi_\theta = 0, \quad (1)$$

где R – расстояние от вершины конуса, θ – полярный угол.

Внутри конуса присутствует отрицательный электрический заряд с плотностью ρ , дрейфующий в электрическом поле. Распределение электрического поля в этой области описывается уравнением Пуассона

$$\Phi_{RR} + \frac{2}{R}\Phi_R + \frac{1}{R^2}\Phi_{\theta\theta} + \frac{\cot\theta}{R^2}\Phi_\theta = -\frac{\rho}{\varepsilon_0\varepsilon}, \quad (2)$$

где ε_0 – электрическая постоянная, ε – диэлектрическая проницаемость жидкости.

Запишем граничные условия. Поверхность конуса обозначим как $\theta = \Theta \equiv \pi - \beta$. На поверхности присутствует дрейфующий заряд положительных ионов с плотностью σ . Тангенциальные компоненты напряженности электрического поля внутри и снаружи будут равны на границе, а нормальная компонента испытывает разрыв:

$$\varphi_R = \Phi_R, \quad \theta = \Theta, \quad (3)$$

$$\frac{1}{R}\varphi_\theta - \frac{\varepsilon}{R}\Phi_\theta = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} \quad \theta = \Theta \quad (4)$$

(диэлектрическую проницаемость окружающего газа будем считать равной единице). Электрическое поле на оси симметрии имеет только радиальную компоненту ($\theta = 0, \pi$), таким образом

$$\begin{aligned} \varphi_\theta &= 0, & \theta &= 0, \\ \Phi_\theta &= 0, & \theta &= \pi. \end{aligned} \quad (5)$$

Ссылаясь на [16], мы полагаем что поверхностный заряд катионов полностью экранирует нормальную компоненту электрического поля внутри жидкости, т.е.,

$$\Phi_\theta = 0, \quad \theta = \Theta. \quad (6)$$

В дальнейшем, полагаясь на (6), мы можем предположить, что угловая компонента электрического поля отсутствует не только на границе, но и во всем объеме конуса. Таким образом, будет справедливым распределение для потенциала $\Phi = \Phi(R)$; оно также соответствует условию симметрии (5). В этом случае распределение объемного заряда также будет сферически симметричным, $\rho = \rho(R)$.

Обозначим μ_a и μ_c как подвижности анионов и катионов, соответственно, таким образом они дрейфуют через жидкость со скоростями $V_a = -\mu_a E$ и $V_c = \mu_c E$, где $E = -\Phi_R$ напряженность электрического поля. С учетом этих соотношений, уравнения непрерывности для анионов и катионов запишутся следующим образом

$$\rho \left(\Phi_{RR} + \frac{2}{R}\Phi_R \right) + \rho_R \Phi_R = 0, \quad (7)$$

$$\sigma \left(\Phi_{RR} + \frac{1}{R}\Phi_R \right) + \sigma_R \Phi_R = 0. \quad (8)$$

Условием равновесия свободной поверхности жидкости является равенство электростатического и капиллярного давлений [11],

$$p_s = p_E, \quad (9)$$

$$p_E = \frac{\varepsilon_0}{2} \left(\frac{1}{R^2}\varphi_\theta^2 - \frac{\varepsilon}{R^2}\Phi_\theta^2 + (\varepsilon - 1)\varphi_R^2 \right) \Big|_{\theta=\Theta},$$

$$p_s = \frac{\alpha}{R} \cot \beta = -\frac{\alpha}{R} \cot \Theta.$$

где α – коэффициент поверхностного натяжения жидкости

III. Точные решения

Из уравнения баланса давлений (9) на поверхности жидкого конуса можно увидеть, что напряженность электрического поля, как и для конуса Тейлора [11], должна уменьшаться с расстоянием R от вершины как $R^{-1/2}$, а потенциалы внутри и снаружи конуса удовлетворяют скейлингу $\Phi \propto R^{1/2}$ и $\varphi \propto R^{1/2}$ соответственно. Как видно из (2), для плотности объемного заряда должна выполняться зависимость $\rho \propto R^{-3/2}$. Из уравнения (4) получаем следующий скейлинг для плотности заряда на поверхности конуса $\sigma \propto R^{-3/2}$. Важно отметить, что данные соотношения для плотностей объемного и поверхностного зарядов автоматически удовлетворяют соответствующим уравнениям непрерывности (7) и (8).

Подстановка

$$\varphi = F(\theta)R^{1/2}$$

(она соответствует необходимому скейлингу; F – некоторая функция) сводит уравнение Лапласа (1) к обыкновенному дифференциальному уравнению на угловое распределение потенциала электрического поля

$$3F/4 + F_{\theta\theta} + \cot\theta F_\theta = 0.$$

его решением будет

$$F = CP_{1/2}(\cos\theta),$$

где C – некоторая константа, $P_{1/2}$ – функция Лежандра порядка $1/2$. При подстановке

$$\begin{aligned} \varphi &= CP_{1/2}(\cos \theta)R^{1/2}, \quad \Phi = AR^{1/2}, \\ \rho &= BR^{-3/2}, \quad \sigma = DR^{-1/2}, \end{aligned} \quad (10)$$

в уравнения (2), (3), (4), и (9) можно найти значения констант A, B, C, D :

$$C = \left[\frac{-8\varepsilon_0^{-1}\alpha \cot \Theta}{4\sin^2 \Theta P_{1/2}^2(\cos \Theta) + (\varepsilon - 1)P_{1/2}^2(\cos \Theta)} \right]^{1/2}, \quad (11)$$

$$A = CP_{1/2}(\cos \Theta), \quad (12)$$

$$B = -3\varepsilon_0 \varepsilon CP_{1/2}(\cos \Theta) / 4, \quad (13)$$

$$D = -\varepsilon_0 CP'_{1/2}(\cos \Theta) \sin \Theta, \quad (14)$$

Выражения (11)–(14) дают точное решение задачи. Параметрами этого решения являются угол полураствора конуса $\beta = \pi - \Theta$, коэффициент поверхностного натяжения α и диэлектрическая проницаемость жидкости ε .

Из условия (6), понятно, что полученные решения соответствуют режиму ограничения поверхностного тока зарядом. Остается вопрос, какой режим соответствует протеканию по жидкости объемного тока. Известное из [18] решение для сферически симметричного распределения электрического поля в режиме ограничения тока объемным зарядом применительно к коронному разряду $E \propto R^2(R^3 - R_0^3)^{1/2}$ (где R_0 – радиус активного электрода, на котором поле обращается в нуль) при $R_0 = 0$ переходит в используемую нами зависимость $E \propto R^{-1/2}$. Таким образом, решение (10), соответствует режиму ограничения тока объемным зарядом.

Полученное точное решение (10) позволяет нам найти электрический ток I , протекающий через конус,

$$I = I_c + I_a, \quad (15)$$

$$I_c = 2\pi\mu_c R \sigma \Phi_R \sin \beta = \pi\mu_c DA \sin \beta, \quad (16)$$

$$I_a = -2\pi\mu_a R^2 \rho \Phi_R (1 - \cos \beta) = -\pi\mu_a AB(1 - \cos \beta), \quad (17)$$

где I_c – ток катионов по поверхности конуса, а I_a – ток анионов в его объеме. Так как решение соответствует режиму протекания тока, ограниченного объемным зарядом, выражения (15)–(17) определяют токи насыщения, т. е. максимально возможные значения токов I, I_a, I_c .

IV. Вольт-амперные зависимости

Пусть L – характерный пространственный масштаб задачи (например, размер конуса). Запишем падения потенциала поля на оси симметрии задачи вне (U_o) и внутри (U_i) жидкого конуса на расстоянии L от его вершины. Согласно представлению (10) для

распределения потенциала во внешней области (φ) и внутри жидкости (Φ) имеем:

$$U_o = |C|L^{1/2}, \quad U_i = |A|L^{1/2}. \quad (18)$$

Введем также суммарное падение потенциала на масштабе L в окрестности конического острия

$$U = U_o + U_i = (|C| + |A|)L^{1/2}. \quad (19)$$

На рисунке 1 на примере воды ($\varepsilon = 80$) представлены угловые зависимости падения потенциала вне и внутри конуса. Использована нормировка потенциала на характерное значение напряжения $u_0 = \sqrt{\alpha L / \varepsilon_0}$.

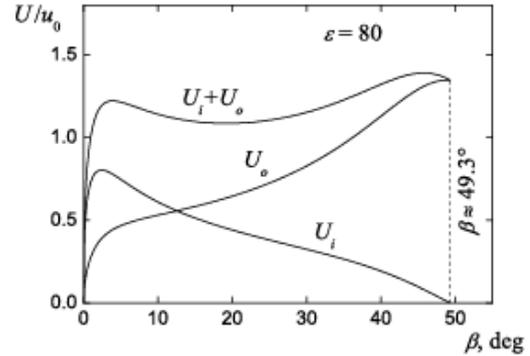


Рис. 1. Зависимости падения потенциала внутри U_i и снаружи конуса U_o от угла полураствора β при диэлектрической проницаемости $\varepsilon = 80$.

Как видно, при $\beta = \beta_T$ будет $U_i = 0$ и $U_o = U_T \approx 1.35u_0$ (это значение, т. е. U_T соответствует решению Тейлора [11]). При относительно малых углах β основной вклад в вклад в суммарное падение потенциала вносит падение потенциала в жидкости U_i , а при больших углах – падение потенциала вне жидкости U_o . Из рисунка также видно, что зависимость U от β – достаточно сложная. В ней имеется два максимума, приходящихся на относительно малые и большие углы, а также минимум для промежуточных углов.

Получение зависимостей для напряжений U_o, U_i, U (18) и (19), а также токов I_c, I_a, I (15)–(17) позволяет, путем исключения угла β , определить непосредственно вольт-амперные зависимости для рассматриваемой системы.

На рисунке 2 показаны зависимости тока I , протекающего через конус, от падения потенциала внутри конуса U_i , вне конуса U_o и суммарного падения потенциала $U = U_i + U_o$ для воды ($m \approx 0.58$ и $\varepsilon \approx 80$). Стрелками показано направление, соответствующее увеличению полуугла раствора конуса β (от нуля до угла Тейлора β_T).

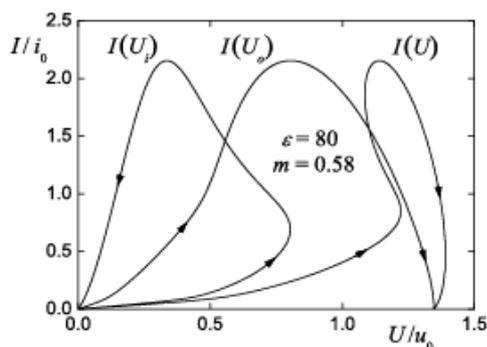


Рис. 2. Зависимости полного тока от падения потенциала внутри конуса U_i , снаружи U_o и суммарного падения потенциала U при $m \approx 0.58$ и $\varepsilon \approx 80$.

Видно, что ключевые зависимости $U_{i,o}(I)$ носят довольно сложный характер (причем с различными направлениями увеличения угла β), что определяет значительную сложность итоговой зависимости $U(I)$, включающей в себя множество участков с различным знаками дифференциального сопротивления dU / dI . Это обстоятельство подчеркивается также приведенными на Рис. 3 семейством характерных вольт-амперных зависимостей $U(I)$ для $m = 1$ и $\varepsilon = 1.5, 25, 80$.

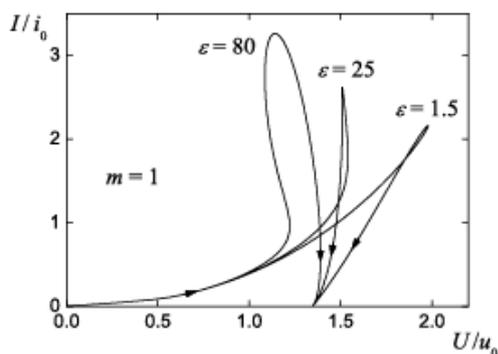


Рис. 3. Зависимости полного тока I через конус от падения потенциала U при $m = 1$ и различных значениях диэлектрической проницаемости жидкости ε .

Видно, что для относительно малых проницаемостей ε , вольт-амперные зависимости становятся самопересекающимися, что еще усложняет их структуру и, как следствие, ответ на вопрос, какая ветвь решений будет реализовываться на практике.

Как и следовало ожидать из общих соображений, нуль электрического тока ($I = 0$) реализуется при нулевом значении приложенной разности потенциалов ($U = 0$), и при разности потенциалов, соответствующей статическому Тейлоровскому решению (для него $U = U_T \approx 1.35u_0$). В первом случае ток отсутствует, очевидно, из-за полного отсутствия электрического поля, а также электрических зарядов в системе (все коэффициенты A, B, C, D равны нулю). Во втором случае – вследствие того, что поле не

проникает в жидкость (вне жидкости оно имеется). Для него $A = 0$ и $B = 0$ при том, что C и D – конечны, т.е. поверхностный свободный заряд имеется, но он не течет к вершине конуса ввиду отсутствия тангенциальной компоненты электрического поля.

Благодарности

Работа была выполнена при поддержке РФФИ (проект 18-38-00313) и УрО РАН (проект 18-2-2-15).

Литература

- [1] Tonks L. // Phys. Rev. 1935. V. 48. P. 562–568.
- [2] Френкель Я.И. // ЖЭТФ. 1936. Т. 6. В. 4. С. 347–350.
- [3] Melcher J.R. Field-coupled surface Waves. Cambridge: MIT Press, 1963, 190 p.
- [4] Zubarev N.M. // Physica D. 2001. V. 152–153. P. 787–793.
- [5] Zubarev N.M. // Phys. Fluids. 2006. V. 18. P. 028103.
- [6] Кочурин Е.А. // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45. В. 3. С. 7–9.
- [7] Kochurin E.A., Zubarev N.M., Zubareva O.V. // Phys. Rev. E. 2013. V. 88. P. 023014.
- [8] Габович М.Д. // УФН. 1983. Т. 140. В. 1. С. 137–151.
- [9] Boltachev G.Sh., Zubarev N.M., Zubareva O.V. // Phys. Rev. E. 2008. V. 77. P. 056607.
- [10] Жакин А.И. // УФН. 2013. Т. 183. В. 2. С. 153–177.
- [11] Taylor G.L. // Proc. Roy. Soc. Lond. A. 1964. Vol. 280. P. 383–397.
- [12] Ramos A., Castellanos A. // Phys. Lett. A. 1994. V. 184. P. 268–272.
- [13] Li H., Halsey T.C., Lobkovsky A. // Europhys. Lett. 1994. V. 27. P. 575–580.
- [14] Зубарев Н.М. // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 73. В. 10. С. 613–617.
- [15] Zubarev N.M. // Phys. Rev. E. 2002. V. 65. P. 055301.
- [16] Subbotin A.V., Semenov A.N. // JETP Letters. 2018. V. 107. P. 186–191.
- [17] Subbotin A.V., Semenov A.N. // Phys. Fluids. 2018. V. 30. P. 022108.
- [18] Sigmond R.S. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. P. 891–898.

Экспериментальные исследования влияния прикладываемого электрического потенциала на размер образующихся при электрогидродинамическом диспергировании диэлектрических жидкостей капель

А.И. Жакин¹, А.Е. Кузько¹, П.А. Белов², С.С. Занин², А.В. Куценко¹

¹ *Естественнонаучный факультет, ЮЗГУ, Курск, Россия*

² *Факультет физики, математики, информатики, КГУ, Курск, Россия*
e-mail: beliy2010@rambler.ru

Abstract — **The results of an experimental study of electrohydrodynamic dispersion of dielectric liquids are presented. It is shown that the droplet sizes decrease with increasing stress. Statistical processing of the data obtained during the experiment was carried out.**

Keyword— *electrohydrodynamic dispersion, dielectric liquids.*

I. Введение

В настоящее время существует большое количество самых различных физических технических и технологических устройств, в основе действия которых лежит явление электрогидродинамического диспергирования жидкости [1-5]. Этот принцип используется, в частности, при распылении топлив и лакокрасочных материалов, в ионных коллоидных реактивных двигателях, при получении интенсивных ионных пучков в жидкометаллических источниках ионов, для ионной эпитаксии и литографии, в жидкостных масс-спектрометрах, в жидкостных химических реакторах для смешивания нерастворимых друг в друге жидкостей, в устройствах электрокапельной печати, для получения ультрадисперсных порошков тугоплавких металлов, в 3-D печати. Однако, несмотря на столь широкое практическое использование и большое число экспериментальных и теоретических исследований в различных областях, на сегодняшний день изучение закономерностей процесса электрогидродинамического диспергирования для устройств 3-D печати носят чисто качественный характер и не дают ясного физического описания протекающих процессов. Отсутствие законченной физической картины явления электрогидродинамического диспергирования жидкости существенно усложняет процесс выбора оптимальных режимов в устройствах 3-D печати. В этой связи представляется достаточно актуальным более детальное исследование физических закономерностей электродиспергирования жидкостей для устройств 3-D печати.

II. Результаты экспериментальных исследований

Для создания реальных объектов из 3D моделей на данный момент существует множество технологий [6], которые развиваются очень активно. Одной из самых актуальных из них – является метод «разбрызгивания материала», из которого формируется трёхмерное изделие (Material Jetting). Поскольку процесс разбрызгивания выполняется специальными соплами эта технология получила название струйной. Устройства 3D печати методом струйной технологии используют различные запатентованные технологические способы: MJM (Multi-Jet Modeling), PolyJet (Photopolymer Jetting), DODJet (Drop-On-Demand-Jet) и другие. Суть их работы сводится к одному принципу, который заключается в следующем. Рабочая головка устройства (экструдер), содержащая определённое число сопел, наносит жидкий модельный и поддерживающий материалы в виде тонкого слоя на платформу, который затвердевает под действием ультрафиолетовых лучей. Далее процесс формирования слоёв повторяется до выращивания трёхмерной модели. Толщина слоя – до 16 мкм. В качестве материала для струйных 3D-принтеров используют фотополимеры. Как и в обычной струйной печати, использование материалов разного цвета позволит создавать за один цикл многоцветные модели, а смешение базовых цветов даст возможность получать множество оттенков. Кроме этого, можно сочетать в одной модели материалы с разными свойствами — например, твердые и эластичные. Устройства этого типа могут изготавливать изделия с высокой точностью, с тонкими стенками и сложной формы [7-8].

Технология струйной 3D-печати сочетает в себе лучшее от таких методов 3D-печати, как струйная трехмерная печать (CJP), моделирование методом послойного наращивания (FDM) и стереолитография (SLA). В данной работе рассматривается возможность применения электрокапиллярного метода распыления в устройствах 3D-печати [9].

Для экспериментального подтверждения работоспособности устройств электрогидродинамического диспергирования, были проведены оценочные экспериментальные исследования процесса диспергирования на касторовом масле и глицерине, которые были использованы в качестве модельных жидкостей, имеющих схожие с фотополимерными жидкостями некоторые физические свойства, а также на водопроводной воде. Результаты исследований представлены на рисунках 1 и 2. Из представленных графиков (рис. 1) видно, что вначале значение силы тока монотонно возрастает до определенного напряжения, далее происходит резкий скачок. Это обусловлено тем, что с возрастанием электрического поля каплеобразование происходит более интенсивно (рис. 1 а, в). А вот в случае глицерина наблюдается отличие, связано это с тем, что вязкость глицерина значительно превышает значения вязкости и воды, и касторового масла. Также в ходе исследований было установлено, что мгновенные значения тока пульсируют в связи с тем, что заряды переносятся каплями. Пульсации наблюдаются не с нулевого значения, а от некоторого постоянного. Эти данные показывают, что через ионизированный воздух проходит постоянный ток, что и позволяет управлять процессом распада.

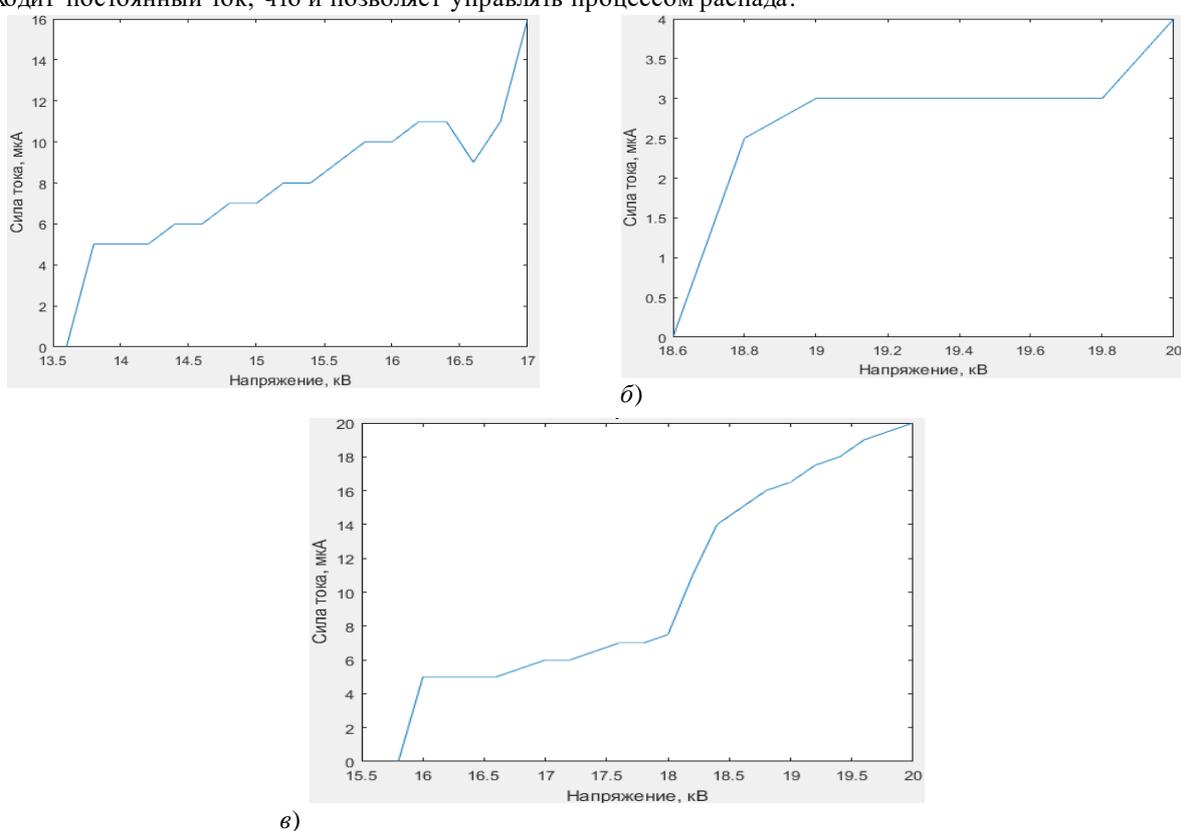


Рисунок 1 – Зависимость силы тока от напряжения в процессе электрогидродинамического диспергирования: а) касторовое масло; б) глицерин; в) водопроводная вода

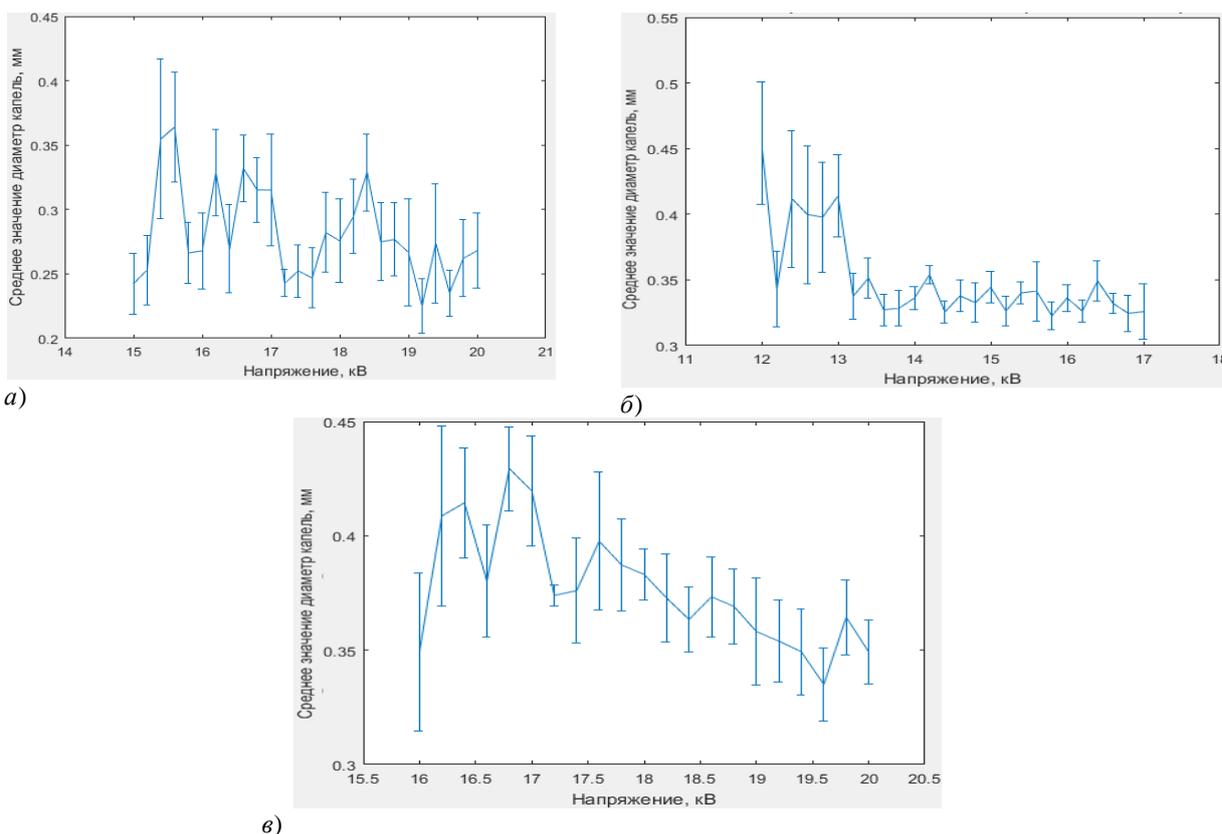


Рисунок 2 – Зависимость среднего значения диаметра капель от напряжения в процессе электрогидродинамического диспергирования: а) касторовое масло; б) глицерин; в) водопроводная вода

Поскольку количество и размер капель зависят от прикладываемого электрического напряжения, то эти параметры можно будет регулировать. Этот метод носит название «точка по запросу» (Drop on Demand, DOD) и точно отражает сущность процесса. На рисунке 2 представлены графики зависимости, среднего диаметра капель от подаваемого напряжения, с учетом среднеквадратичного отклонения. Согласно представленным графикам (рис. 2) можно сказать, что с увеличением напряжения размеры капель уменьшаются.

На основании приведенных экспериментальных результатов следует, что изменение величины подаваемого высокого напряжения позволяет регулировать размер капель получаемых в результате распада струи, что при изготовлении прецизионных деталей играет важную роль. Если на разные сопла одного экструдера подавать различные напряжения (рис. 3.), то на выходе можно получить одновременно капли различных диаметров, что для процесса 3D-печати играет определяющую роль. Например, в процессе печати часто возникает необходимость обрабатывать изделие – сглаживать неровности. Когда же в потоке капель, вылетающих из форсунки, будут только капли с необходимыми размерами, тогда и необходимость дополнительной обработки детали отпадает.

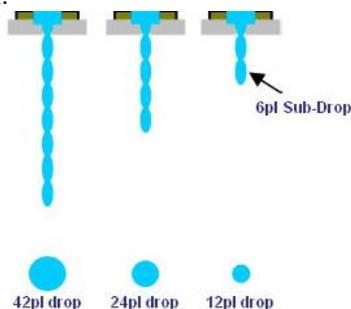


Рисунок 3 – Способ формирования капель разного размера

III. Выводы

В заключении хотелось бы отметить, что сделан еще один шаг в изучении экспериментальных основ динамики поведения заряженных струй в высоковольтном электрическом поле, что позволило расширить представления о технологических возможностях данного метода в области 3D печати. На сегодняшний день, трехмерная печать применяется в качестве технологии быстрого прототипирования и является неотъемлемой частью современного производства. Существующее разнообразие технологий реализации идеи струйной трехмерной печати не позволяют в полной мере удешевить, упростить производство, а также расширить области ее применения. Представленные в работе результаты исследования возможностей использования технологии электрогидродинамического распыления жидких сред, а также наши более ранние экспериментальные исследования [10-13] позволяют полагать, что экструдеры, работающие по технологии электрогидродинамического распыления, позволят изготавливать модели любой сложности (например, тонкостенные и мелкие детали); будут иметь довольно высокую, по сравнению с другими технологиями, скорость создания объекта и возможность осуществлять печать объектов без использования поддерживающих структур, под нависающими поверхностями; будут иметь отличную точность позиционирования, экструдеры и в целом устройства, изготовленные по данной технологии, будут дешевле и энергетически эффективнее аналогов.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда содействия инновациям договор № 11696ГУ/2017 от 03.07.2017 г.

Литература

- [1] Базилевский А.В. Динамика и распад струй сложных жидкостей. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. – Москва, 2015. – 319 с.
- [2] Фадейкина И.Н. Получение электропроводящих изображений методом струйной печати. Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. – Москва, 2009. – 146 с.
- [3] Горохов М.В. Наноструктуры металлов и металл-полимерных композитов, полученные методом электрогидродинамического диспергирования. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. – СПб, 2011. – 103 с.
- [4] Нагорный В.С. Управляемая капля // Соросский образовательный журнал. 2004. Т. 8. №1. С. 115–121.
- [5] Безруков В.И. Основы электрокапельструйных технологий. СПб: Судостроение, 2001. 240 с.
- [6] Баева Л.С., Маринин А.А. Современные технологии аддитивного изготовления объектов // Вестник МГТУ. 2014. Т. 17. № 1. С. 7–12.
- [7] Holmes L. R., JR and J. C. Riddick Research Summary of an Additive Manufacturing Technology for the Fabrication of 3D Composites with Tailored Internal Structure // JOM. – 2014. – Vol. 66. – № 2. – p. 270-274.
- [8] Ehrenberg R. The 3-D Printing Revolution: Dreams Made Real One Layer at a Time / R. Ehrenberg // Science News. – 2013. – Vol. 183. – № 5. – p. 20-25.
- [9] Разумнева Н. Постановка прикладных исследований технологий печатной электроники: выбор струйного принтера // Печатный монтаж. 2015. №6. С. 166–175.
- [10] Жакин А.И., Кузько А.Е., Белов П.А. Экспериментальное исследование истечения заряженных струй из капилляра // Письма ЖТФ. 2013. Т. 39. Вып. 6. С. 60–66.
- [11] Жакин А.И., Кузько А.Е., Белов П.А., Занин С.С. Исследование вольт-амперных характеристик электрогидродинамического диспергирования менисков // Известия Юго-Западного государственного университета. Серия Техника и технологии. 2018. Том 8, № 1. (26). С. 118-123.
- [12] Белов П.А. Перспективы применения устройства электрогидродинамического распыления для нанесения электропроводящих покрытий методом струйной печати // Auditorium. Электронный научный журнал Курского государственного университета. 2017. № 3 (15). 5 с.
- [13] Жакин А.И., Кузько А.Е., Белов П.А. Перспективы применения электрогидродинамического диспергирования в устройствах 3D печати // Перспективные технологии, оборудование и аналитические системы для материаловедения и наноматериалов: сб.бр. XIII Международный. Конф. Курск. 2016. С. 102-106.

Электрофизические устройства и системы / Electrophysical devices and systems

Использование магнитных корректоров для улучшения энергетики тянущих электромагнитов

А.В.Власов, В.К.Власова, М.В.Пономарева (Власова), В.В.Власов

Балаковский институт бизнеса и управления, Балаково, Россия

e-mail: bibu_rect@mail.ru

Abstract — The paper presents the result of using magnetic correctors to improve the energy of the pulling electromagnets.

Keyword — Electromagnet, magnetic energy, traction characteristic.

На базе электромагнита КВМ 45 С Хвалынского завода гидравлической аппаратуры (Саратовская область) авторами были синтезированы два электромагнита Власовых: КВМ 45 СВ и КВМ 45 СВК. Конструкции электромагнитов абсолютно идентичны. Второй электромагнит (КВМ 45 СВК) выполнен с магнитным корректором.

Моделирование магнитных полей показало следующую картину (для положения якоря 5 мм от нижнего стопа):

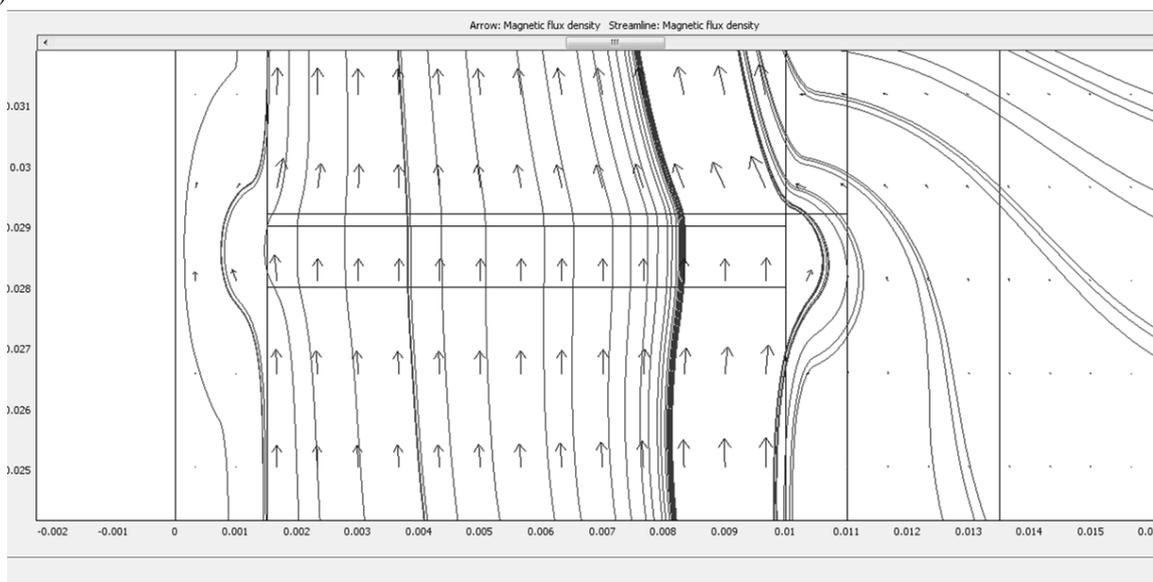


Рис. 1. Распределение потока магнитной индукции в тянущем зазоре электромагнита КВМ 45 СВ

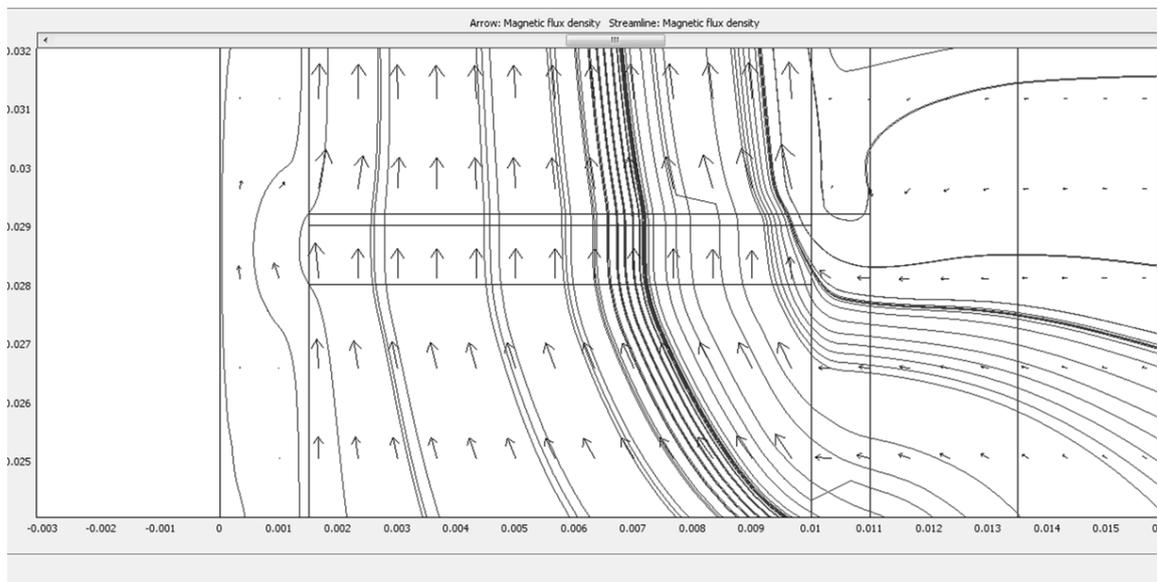


Рис. 2. Распределение потока магнитной индукции в тянущем зазоре электромагнита KBM 45 CBK

Сопоставление картин распределения потоков магнитной индукции показывает, что в электромагните с магнитным корректором правая обходная пучность потоков магнитной индукции «загоняется» в тянущий зазор. Результатом является улучшение энергетики электромагнита:

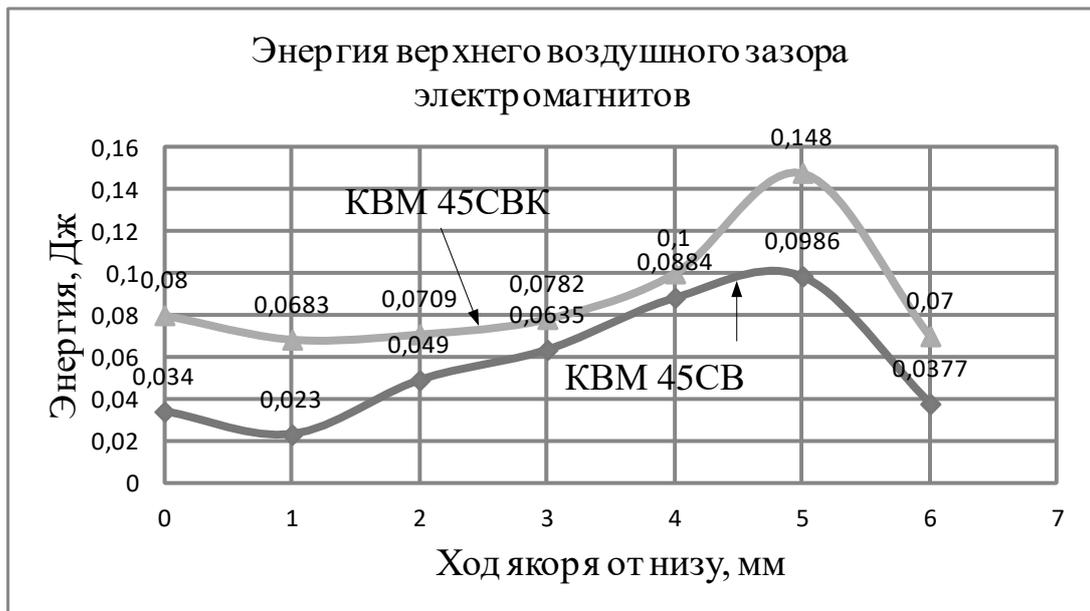


Рис. 3. Сопоставление энергий тянущего воздушного зазора электромагнитов



Рис. 4. Сопоставление тяговых характеристик электромагнитов

Полученные результаты позволяют сделать вывод о возможности создания новых видов электромагнитов с улучшенной энергетикой.

Некоторые особенности функционирования электрогидродинамических насосов

М.К.Болога, Ф.П.Гросу, И.В.Кожевников
¹ Институт прикладной физики, Кишинев, Молдова
e-mail mbologa@phys.asm.md

Abstract — The research results for the characteristics of a single-stage and multi-stage pumps as a function of time and voltage (direct), feeding the electrohydrodynamic pumps, are presented. The factors which influence the head and current characteristics of the pumps at long-term operation and their restoration.

Keywords — electrohydrodynamic pump, dielectric liquid, current, voltage, head, pressure, relaxation, characteristics, electrical cleaning, coating.

I. Введение

Основными выходными параметрами электрогидродинамических насосов (ЭГДН) являются напорно-расходные характеристики и их стабильность в процессе длительной эксплуатации, имеющая принципиальное значение для практического применения в системах охлаждения и термостатирования отдельных деталей и узлов в микроэлектронике, радиотехнике и электроэнергетике. Особенно ЭГД насосы востребованы в настоящее время, когда возрастают удельные тепловые потоки, выделяемые отдельными элементами, или нарушаются их режимы работы. Возникает проблема охлаждения малых тепловыделяющих поверхностей, которая успешно может быть решена с помощью высокоэффективных систем охлаждения, разработанных на основе транспорта теплоносителя с помощью ЭГДН. Разработаны насосы различных конструкций от микро- до системных [1-11]. Микроэлектрогидродинамические насосы развивают давление свыше 40 кПа, но при малых расходах, достаточное для перекачивания охлаждающей жидкости в микро-масштабных тепловых устройствах. Производительность системных насосов [5-9, 11] в зависимости от геометрии электродов достигает до 100 мл/с и выше. При наличии множества работ, посвященных ЭГДН, практически отсутствуют данные по исследованию стабильности работы насосов и релаксационных явлений, происходящих при их длительном функционировании. Поэтому ввиду важности этих вопросов в докладе приведены

результаты ресурсных испытаний одно- и многоступенчатого ЭГДН решетчатого типа.

II. Описание экспериментальной установки и методики исследований

На первом этапе эксперименты проводились в кювете из органического стекла, разделенной диэлектрической перегородкой на две камеры, снабженной отверстием и окошком, в которой установлена ступень насоса. ЭГДН перекачивал диэлектрическую жидкость - керосин ($\sigma = 3 \cdot 10^{-10}$ См/м) из одной камеры в другую и обратно через отверстие в перегородке. Эмиттер насоса выполнен в виде решетки из медных проводов с перфорированным изоляционным покрытием. Коллектор представляет собой решетку из оголенных проводов, установленных на определенном расстоянии друг от друга. Учитывая, что давление более чувствительно к изменению производительности, проводилось измерение напора на входе и выходе насоса, одновременно регистрировался ток утечки с коллектора. Испытание ступени проводилось в течении 4000 часов.

III. Результаты исследований и их обсуждение

После подачи напряжения ($U=19$ кВ) наблюдается постепенное увеличение напора (в течении 30 мин) до достижения максимального значения, затем в течении 4000 часов прослеживалось снижение давления (рис.1).

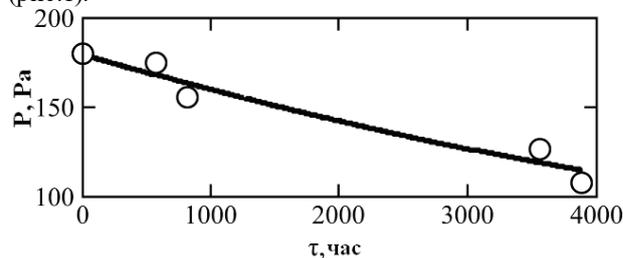


Рис.1. Изменение динамического давления со временем в керосине. Видимо, с течением времени происходит электроочистка керосина и как следствие изменение его электропроводности. Что касается статических

испытаний насоса, то получена более стабильная, хотя и колеблющаяся напорная характеристика (рис. 2).

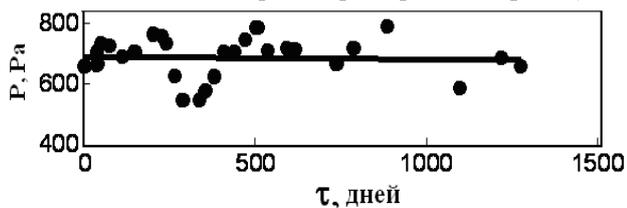


Рис.2. Зависимость статического напора от времени в керосине

Такой характер зависимости давления $P(t)$ свидетельствует о том, что происходят какие-то периодически повторяющиеся процессы, возможно, связанные с возникновением и исчезновением центров коронирования, которые в отличие от динамического режима (рис. 1) из-за отсутствия сквозной прокачки и ограниченности объема будут носить более локальный характер, а потому и в большей степени повторяемы. В статическом режиме наблюдается относительно стабильное значение в течение продолжительной работы насоса (3.5 года). При осмотре электродов на коллекторе обнаружен налет светло-зеленого цвета, свидетельствующий об образовании на поверхности сульфитов и карбонатов меди, имеющих очень низкую электропроводность. Налет препятствует рекомбинации зарядов на электродах, вследствие чего снижается напор. Принимая во внимание, что керосин по своим свойствам не применим как теплоноситель, ресурсные испытания ЭГДН были проведены в кремнийорганической жидкости ($\sigma = 3 \cdot 10^{-11}$ См/м). Последовательно ступени с медными электродами установлена ступень с коллектором, изготовленным из проволоки 08X18H10, в целях выяснения влияния коррозии электродов на производительность насоса. Медь с течением времени в керосине и кремнийорганической жидкости покрывается окисной пленкой, которая на нержавеющей стали не обнаружена. Испытания каждой ступени (при напряжении 19 кВ) проводилось по отдельности, ежедневно в течении 10 часов. Изменение динамического давления, генерируемого насосом с коллектором из нержавеющей проволоки (первая ступень), представлена на рис. 3.

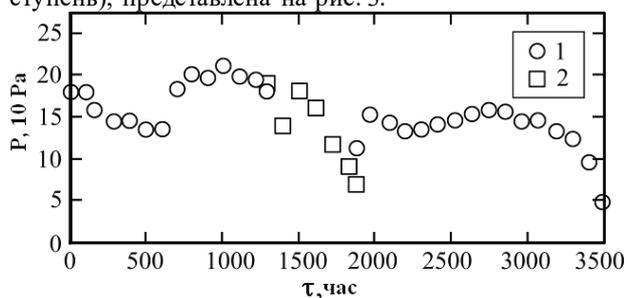


Рис.3. Зависимость давления от времени: 1-коллектор из нержавеющей стали, 2- коллектор- медный

За 600 часов работы напор ступени снизился на 24%. После отключения от напряжения на 30 дней наблюдается восстановление напорной характеристики насоса. При этом ступень (вторая) с медными электродами находится в потоке жидкости, создаваемом первой ступенью. Через 1300 часов отключили первую ступень, и подали напряжение на электроды второй ступени. В этом случае начальное значение давления второй ступени равно напору первой, что свидетельствует о изменениях поверхности медных электродов (в отсутствие электрического поля). В течении 580 часов давление понизилось на 60 %. После включения первой ступени вместо второй, восстанавливается напорная характеристика и неизменна в течение 1310 часов. В дальнейшем происходит резкое снижение давления. Ступень с коллектором из нержавеющей проволоки работает стабильно более продолжительно, чем из медных. При осмотре ступеней насоса на электродах обнаружен налет бледно-желтого цвета (рис.4), особенно на коллекторах. Анализ показал, что во время работы насоса с кремнийорганической жидкостью, образуется и оседает на поверхность электродов двуокись кремния, который имеет большое удельное сопротивление. Структура покрытия рыхлая, неравномерная, толщиной местами до 30 мкм, что значительно снижает рекомбинацию зарядов на электродах. Также следует учитывать возможную коррозию электродов, происходящая даже в отсутствие электрического поля в виде

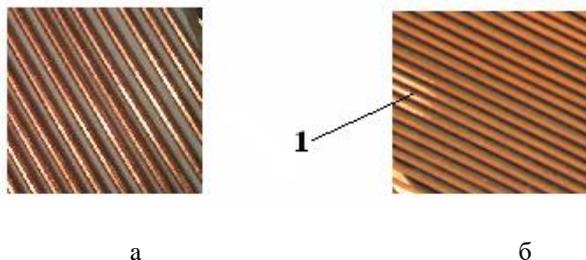


Рис.4. Электрод-коллектор : а-первоначальное состояние ; б- после ресурсных испытаний. 1 – участок поверхности очищенной от налета

формирования окисной пленки на поверхности (в частности, меди в кремнийорганической жидкости). В многоступенчатых ЭГДН проявляется фактор взаимного влияния ступеней, который может оказывать существенное влияние на стабильность выходных характеристик в процессе длительной эксплуатации. Поэтому проводилось испытание восьмиступенчатого насоса с решетчатыми электродами из медных проводов, нагруженный контуром,

выполненным из полиэтиленовой трубки Ø8 мм длиной 3 м, подсоединенной к выходу и входу насоса и заполненной кремнийорганической жидкостью. Эксперименты проводили при напряжении 15 кВ между эмиттерами и коллекторами, в течение рабочего цикла (10 часов) ежедневно на протяжении 530 дней с перерывами в ночное время. Давление на входе и выходе насоса регистрировалось пьезометрами. Скорость прокачки диэлектрической жидкости измерялась с помощью меток - воздушных пузырей (Ø40 мкм), которые вводились в канал контура нагнетателем через капилляр. Одновременно измерялся ток утечки с электродов насоса. В первые два часа после подачи напряжения, наблюдается снижение тока утечки с последующим достижением стационарного значения. При этом увеличивается давление (рис.5).

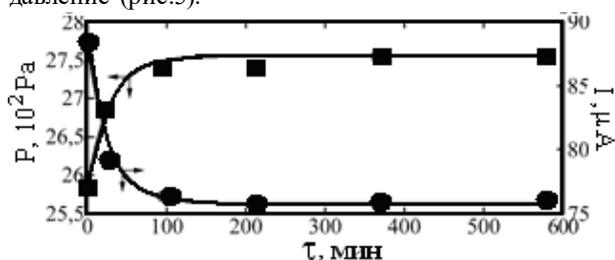


Рис.5. Изменение давления и тока утечки в течение дня

Подобные закономерности получены в последующие дни, но токи утечки (в абсолютном значении) уменьшались в течении 800 часов (рис.6), данные соответствуют ежедневным значениям тока и давления (рис.7) после 10 часовой работы насоса.

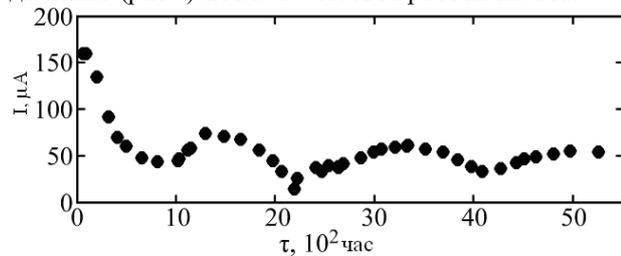


Рис.6. Изменение тока от времени.

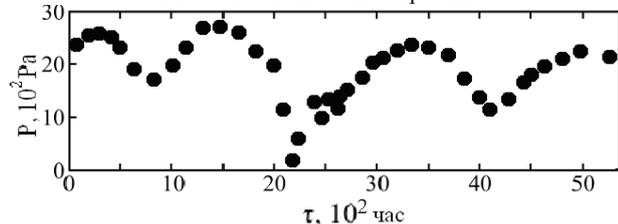


Рис.7. Изменение давления от времени.

Изменение тока от времени объясняется формированием двойных слоев на границе электрод-жидкость, поляризацией конструктивных элементов

насоса и электроочисткой рабочей среды. Постепенное увеличение давления на начальном участке связано с образованием объемного заряда в диэлектрической жидкости. Некоторое снижение давления наблюдается в интервале от 450 ч до 800 ч работы насоса, с последующим повышением от 1000 до 1500 ч (рис.7). В дальнейшем до 2250 часов прослеживается падение, создаваемого напора и соответственно тока утечки (рис.6). После повышения напряжения на электродах до 25 кВ и работы насоса в таком режиме в течение 4 часов, наблюдается постепенное увеличение давления в канале. Впоследствии до 5260 часов, такого ухудшения производительности ЭГДН не зарегистрировано. Давление при этом составило 90 % от первоначального. Аналогично изменяется скорость прокачки кремнийорганической жидкости по замкнутому контуру (рис. 8). По мере повышения напряжения возрастает плотность объемных зарядов в межэлектродном промежутке, как следствие, скорость прокачки рабочей среды (рис. 8) и давления (рис. 9). Со временем на электродах образуется диэлектрическое покрытие из двуокиси кремния и продуктов электроочистки среды от продуктов возможной полимеризации и микроразрядов на границе электрод-жидкость. При этом одновременно со снижением скорости зарядообмена на электродах, уменьшается напряженность электрического поля в межэлектродном промежутке. Упомянутое увеличение

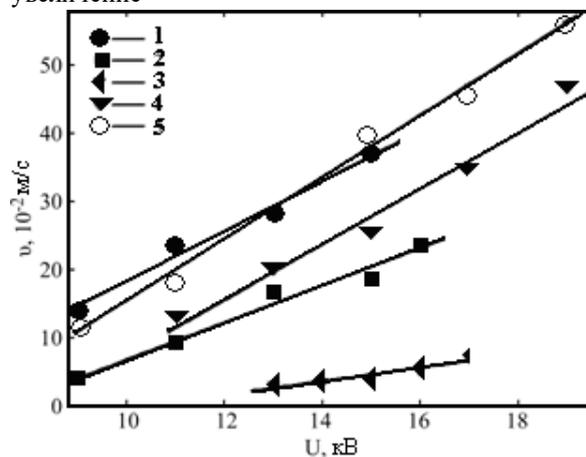


Рис.8. Зависимость максимальной скорости жидкости от напряжения при различной длительности работы насоса (час): 1-1077; 2-1885; 3-2007; 4-4400; 5-5260.

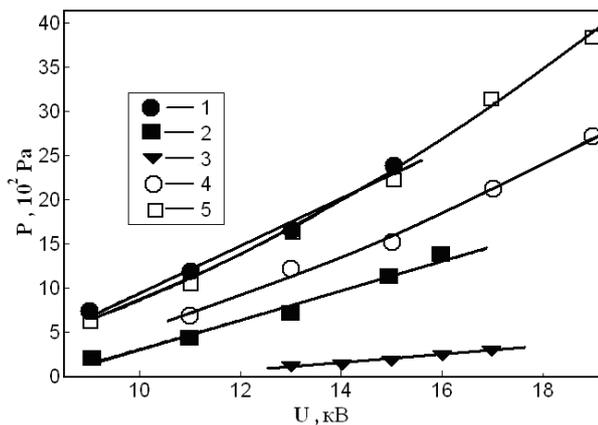


Рис.9. Зависимость напора создаваемого ЭГД насосом от напряжения, при длительности работы, (час): 1-1077; 2-1885; 3-2007; 4-4400; 5-5260.

напряжения на 25 кВ способствует возникновению новых центров зарядообмена между электродами и жидкостью и восстановлению характеристик насоса. Наблюдается периодически повторяющееся изменение давления и тока утечки (рис. 6 и 7). Под влиянием интенсивного движения жидкости в межэлектродном промежутке, оказывающее механическое воздействие, часть покрытия отлетает тем самым, способствуя регенерации поверхности электродов и производительности насоса. Свидетельством этого может служить некоторое увеличение электропроводности с $2.4 \cdot 10^{-12}$ до $2.64 \cdot 10^{-12}$ См/м. Также следует учитывать неполную разрядку диэлектрической жидкости на коллекторах, оказывающее воздействие на работу последующих ступеней. Эти процессы носят колебательный характер.

Выводы

1. Установлено, что основной причиной снижения создаваемого давления, соответственно производительности ЭГДН является электроочистка рабочей жидкости и образование высокоомного покрытия на электродах.
2. Увеличение ресурса ЭГДН возможно: применением низких значений напряжения на электродах, использованием жидкостей с $\sigma > 10^{-10}$ См/м и режима эксплуатации с перерывами определенной продолжительности. При резком снижении производительности необходимо восстановление поверхности электродов, способствуя образованию центров ионообразования путем повышения

напряженности электрического поля между электродами.

Независимо от влияния отрицательных факторов многоступенчатый ЭГД насос функционировал свыше 5200 часов.

Литература

- [1] M.K.Russel,P.R., Selvaganapathy, C.Y.Ching. "Ion drag Electrohydrodynamic (EHD)micro pumps under a pulsed voltage". Journal of Electrostatics, 2016,v. 82, pp. 48-54.
- [2] R.Hanaoka, K.Kuge, S.Takata, Y.Kanamaru and T.Fukami." Properties of Pressure Reinforced Compact EHD Pump". Proceedings of the 14 th International Symposium on Electrets, Montpellier.France. 2011, pp. 217-218.
- [3] Masahito Nishikawara, Hideki Yanada, Kota Shomura. "Synergy between injection and dissociation mechanisms in electrohydrodynamic pumps modeled numerically". Journal of Electrostatics. 2018,v.93,pp.137-145.
- [4] Person M. and Jamal Seyed-Yagoobi. "Experimental study of EHD conduction pumping at the meso- and micro- scale". Journal of Electrostatics, 2011,v.69, pp.479-485.
- [5] М.К.Болога, Ф.П.Гросу, И.Кожевников. Релаксация выходных характеристик электрогидродинамического насоса". ЭОМ, 2017, 53(6), с. 72-77.
- [6] I. Cojevnicov, MD; V. Şchileov , MD; Bologa M, MD; "Pompă electrohidrodinamică multietajată" . MD Patent,1027.
- [7] М.К.Болога, И.В.Кожевников."Влияние изоляционного покрытия на процессы зарядообмена между электродом и жидкостью". ЭОМ, 2006, № 1, с.32-36.
- [8] М.К.Болога, И.В.Кожевников . "Влияние электрического поля и расположения ступеней на характеристики многоступенчатого насоса". ЭОМ, 2009, № 6, с. 64-67.
- [9] М.К.Болога, I.V.Kojevnikov, I.A. Kozhuhari. "Multi-stage electrohydrodynamical pump". Annual of conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena , 2000, vol. 1 , pp. 57-60. Canada, 15-18 October.
- [10] М.К.Болога, И.А.Кожухарь, И.В.Кожевников, "Электрогидродинамические преобразователи в системах термостабилизации." ЭОМ, 1999, № 1, с. 19-23.
- [11] И.В. Кожевников, Л.М. Молдавский , М.К.Болога , И.А.Кожухарь , "Многоступенчатый электрогидродинамический преобразователь. " , А.с. 1195876 (СССР), 14.05.84

Применение теории подобия к расчету теплорассеивающей способности радиатора

М.А. Павлейно, В.А. Павлов, Г.В. Степанов

Физический факультет, СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия

e-mail v.pavlov@spbu.ru

Abstract — The laws of the theory of dimension were used to study the heat dissipating capacity of radiators. It is shown that for a fixed value of the Prandtl parameter, the fields depend on only one dimensionless parameter (Grashof or Rayleigh). Proved the presence of incomplete self-similarity (self-similarity of the second kind). Based on the properties of the dimensionless Nusselt number, an analysis of the critical mode of structure formation is carried out. This corresponds to a two-dimensional analogue of the Benar effect. The obtained laws allow us to determine the optimal geometric parameters of the system for the realization of the maximum heat dissipating capacity of the radiator.

Keyword — radiator, heat dissipating capacity, Benar effect, incomplete self-similarity

Аннотация

При моделировании стационарного процесса двумерного теплорассеивающего радиатора, показано: при фиксированном значении параметра Прандтля, поля зависят только от одного безразмерного параметра (Грасгофа, или Релея). Доказано наличие неполной автомодельности (автомодельности второго рода). На основе свойств безразмерного числа Нуссельта, осуществлен анализ критического режима образования структуры.

I. Введение

К исследованию закономерности действия теплорассеивающих радиаторов привлечено большое внимание [1] – [4], однако не получено описание полей с привлечением П- теоремы и теории подобия, расширяющие возможности оптимизации действия радиаторов.

II. Постановка задачи

Исследуются стационарные поля, возбуждаемые двумерным радиатором, представленным схематически на рис. 1. Параметрами задачи являются геометрические размеры радиатора (высота пластин h , ширина пластин d , расстояние между пластинами l), а также температуры (T_0 на поверхности пластин и T_∞ на удалении). Рассматривается двумерная идеализация $\frac{\partial}{\partial z} = 0$. Поля в несжимаемой среде, окружающей радиатор описываем системой уравнений Навье-Стокса в приближении Буссинеска.

$$\begin{cases} \operatorname{div}(\vec{v}) = 0, \\ (\vec{v}, \vec{\nabla})\vec{v} = \nu\Delta\vec{v} - \frac{\vec{\nabla}p}{\rho} - \vec{g}\beta(T - T_\infty), \\ (\vec{v}, \vec{\nabla}T) = \kappa\Delta T \end{cases} \quad (1):$$

Обозначения неизвестных величин в системе (1): \vec{v} - поле скоростей, ρ - плотность, p - давление, T - температура. Свойства среды в невозмущенном состоянии полагаются постоянными. Опорная плотность воздуха $\rho_\infty \approx 1,23 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$, кинематическая вязкость воздуха $\nu \approx 1,49 \cdot 10^{-5} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$, коэффициент объёмного расширения воздуха $\beta \approx 3,67 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{К}}$, ускорение силы тяжести $g \approx 9,81 \frac{\text{м}}{\text{с}^2}$, коэффициент температуропроводности воздуха $\kappa \approx 1,9 \cdot 10^{-5} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$, опорное давление воздуха $p_\infty \approx 1,01 \cdot 10^5 \text{Па}$.

Сделаем замену переменных: $x = hx'$, $y = hy'$, $l = hL$, $v = Uv'$, $p = \rho C^2 p'$, $\vec{\nabla} = \frac{1}{h} \vec{\nabla}'$, $T = (T_0 - T_\infty)T' + T_\infty$, а так же введем безразмерные числа Рейнольдса, Грасгофа и Прандтля: $R_e = \frac{hU}{\nu}$, $G_r =$

$\frac{g\beta(T_0-T_\infty)h^3}{\nu^2}, Pr = \frac{\nu}{\chi}$. Здесь C - параметр с размерностью скорости, он будет выбран в виде : $C^2 = g\beta(T_0 - T_\infty)h$.

Это позволяет установить связь между параметрами Re и Gr : $Re = \left[\frac{g\beta(T_0-T_\infty)h^3}{\nu^2}\right]^{\frac{1}{2}} = Gr^{\frac{1}{2}}$.

Таким образом, путем простых преобразований получаем безразмерную систему уравнений (2), в которой участвуют лишь два параметра вместо исходных шести:

$$\begin{cases} \text{div}(\vec{v}') = 0, \\ (\vec{v}', \vec{\nabla}')\vec{v}' = \frac{1}{\sqrt{Gr}}\Delta'\vec{v}' - \vec{\nabla}'p' + T', \\ (\vec{v}', \vec{\nabla}')T' = \frac{1}{Pr\sqrt{Gr}}\Delta'T' \end{cases} \quad (2)$$

Такая постановка позволяет пользоваться Π -теоремой и находить автомодельные решения I и II рода, что, в свою очередь, значительно облегчает поиск новых решений. Граничные условия(см. Рис.1):

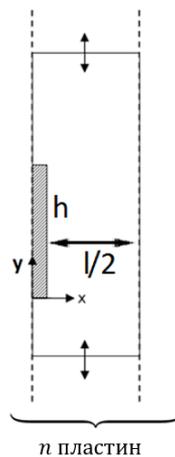


Рис.1 Вид двумерного радиатора

- Симметрия слева и справа (штриховые линии), т.е.

$$v_x|_{x=0, l/2} = 0 \Leftrightarrow v'_{x'}|_{x'=0, L/2} = 0, \frac{\partial T}{\partial x}|_{x=0, l/2} = 0 \Leftrightarrow \frac{\partial T'}{\partial x'}|_{x'=0, L/2} = 0, L \equiv \frac{l}{h}$$

- Температура поверхности Γ пластины (теплопередача в её теле не рассматривается):

$$T|_{\Gamma} = T_0 \Leftrightarrow T'|_{\Gamma} = 1$$

- Условия прилипания на поверхности пластины :

$$v_x|_{\Gamma} = v_y|_{\Gamma} = 0 \Leftrightarrow v'_{x'}|_{\Gamma} = v'_{y'}|_{\Gamma} = 0$$

- Открытые границы:

$$p|_{x,y \in ext} = 0 \Leftrightarrow p'|_{x',y' \in ext} = 0$$

$$T|_{x,y \in ext} = 0 \Leftrightarrow T'|_{x',y' \in ext} = 0$$

III. Компьютерный анализ полей для одной пластины

С помощью программного пакета Comsol Multiphysics были найдены зависимости безразмерных полей T', p', v'_x, v'_y от безразмерного параметра Gr , при $Pr = 0.8$. Аппроксимируем полученные зависимости (где это возможно) степенной функцией вида $y = bx^a$. Такая аппроксимация возможна не на всей области определения Gr и Pr , а только там, где возможна аппроксимация линейной функцией этих зависимостей в логарифмическом масштабе. Получаем следующие соотношения:

$$T' = \begin{cases} Gr^{-0,0026} T'(Pr, x', y'), & 1 < Gr < 10^7 \\ Gr^{-0,028} T'(Pr, x', y'), & 10^7 < Gr < 10^9 \end{cases}$$

$$p' = \begin{cases} Gr^{-0,04} p'(x', y', Pr), & 10^4 < Gr < 10^7 \\ Gr^{-0,66} p'(x', y', Pr), & 10^7 < Gr < 10^{12} \end{cases}$$

$$v' = \begin{cases} Gr^{0,34} v'(x', y', Pr), & 1 < Gr < 10^4 \\ Gr^{0,23} v'(x', y', Pr), & 10^4 < Gr < 10^8 \end{cases}$$

$$u' = Gr^{0,218} u'(x', y', Pr), \quad 1 < Gr < 10^{12}$$

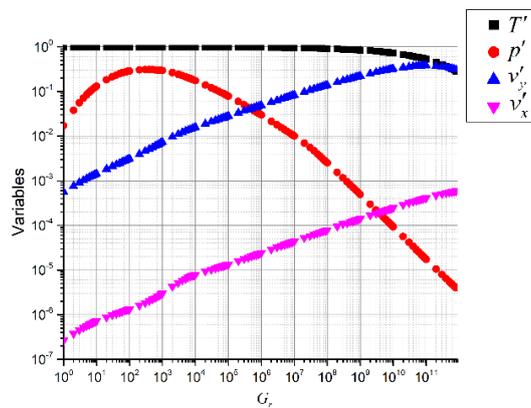


Рис.2. Зависимость безразмерных полей от параметра Грасгофа Gr при $Pr = 0.8$

Введем в рассмотрение безразмерное число Нуссельта, характеризующее соотношение между интенсивностью теплообмена за счёт конвекции и интенсивностью теплообмена за счёт теплопроводности (оно же является безразмерным потоком с единицы безразмерной площади пластины) : $N_u = \frac{\lambda h}{k} = -\nabla' T'$, где λ — коэффициент теплоотдачи, k — коэффициент теплопроводности, h — характерный вертикальный размер пластины.

Известно [5], что при свободной конвекции около вертикальной стенки справедливо соотношение $N_u = Gr^{1/4}$. Проверим его расчетом. Приведем график $N_u(Gr)$ при постоянном значении $Pr = 0,8$. Красным цветом изображена аппроксимирующая прямая. Как видно из рис.3, число Нуссельта начиная с значения $Gr = 10^3$ растет, как корень четвертой степени.

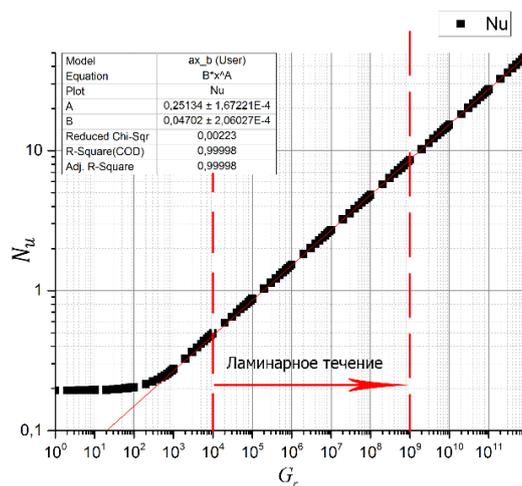
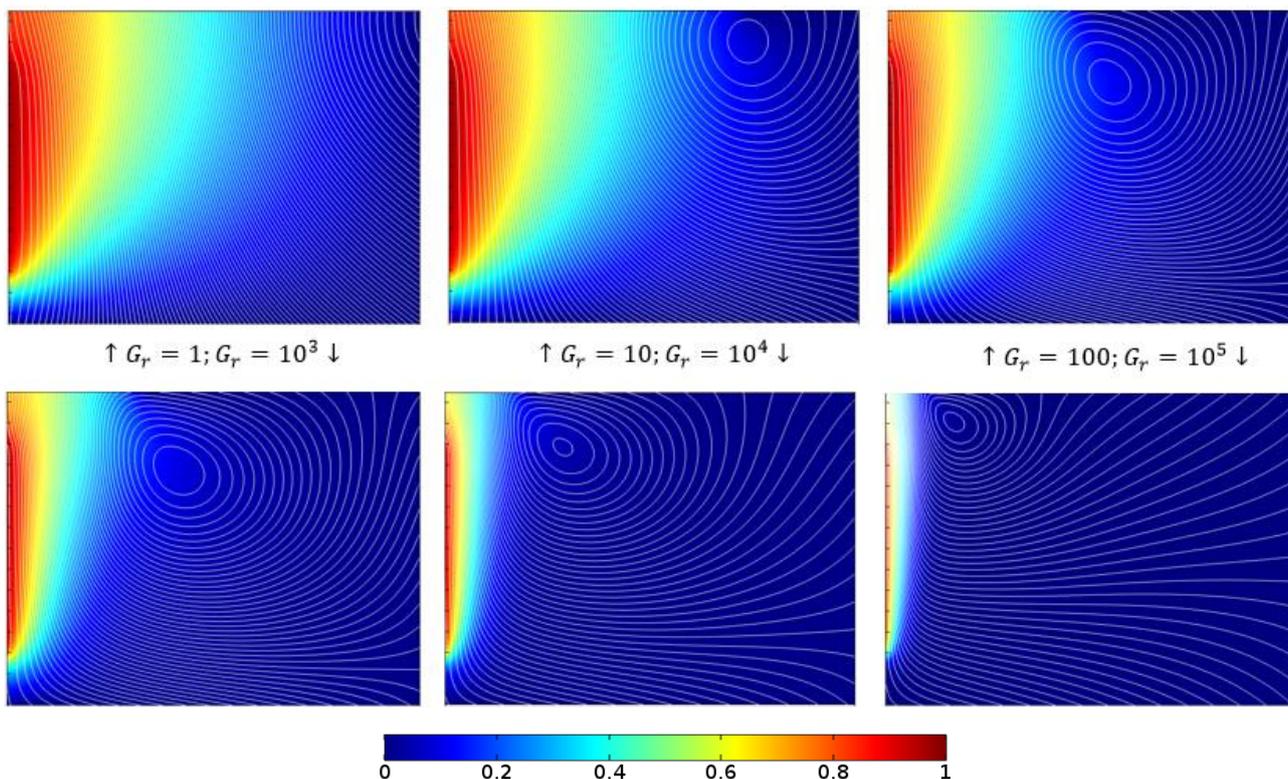


Рис.3: Зависимость $Nu(G_r)$ при $P_r = 0,8$

Суммируя все вышесказанное, получаем представления в рамках неполной автомодельности процесса[6].

Ниже представлены контурные графики распределения температуры и линий тока при различных значениях G_r :

Контурные графики температуры T':



Уже при малых значениях Грасгофа возникают диссипативные структуры [7] – завихрения, из-за которых развиваются конвективные процессы. При $G_r \lesssim 100$ эти структуры практически никак не влияют на распределение температуры. Этот участок соответствует постоянному промежутку зависимости $Nu(G_r)$ на Рис. 4. Далее эти структуры начинают «прижимать» тепловой факел, это соответствует второму участку зависимости $Nu(G_r)$.

Аналогичные расчеты были сделаны для системы из пяти пластин и для системы из бесконечного числа пластин.

IV. Заключение

1. Реализовано снижение объема численных расчетов стационарных полей теплорассеивающего радиатора с помощью введения трех безразмерных параметров: число Рейнольдса R_e , число Грасгофа G_r , число Прандтля P_r . Параметр $P_r = const$ характеризует среду, окружающую радиатор (для воздуха $P_r = 0.8$).
2. Благодаря специальному выбору размерного параметра скорости C , установлена связь $R_e = \sqrt{G_r}$, это соответствует зависимости всех полей только от одного параметра G_r (либо от параметра R_e).
3. Доказано наличие неполной автомодельности (автомодельности второго рода): все поля пропорциональны степенной функции G_r . Соответствующие показатели степени находятся заранее из численного анализа. В такой идеализации расчет размерных полей теплорассеивающей системы осуществляется простым подсчетом констант.
4. Предложенное описание позволяет определять оптимальные геометрические параметры системы для реализации максимальной теплорассеивающей способности радиатора с учетом влияния краевых эффектов.
5. Проведено исследование критического перехода от механизма теплопроводности к режиму конвекции при образовании струтуры.

Литература

- [1] Г.А. Дрейцер. Основы конвективного теплообмена в каналах. Москва, Издательство МАИ, 1989.
- [2] А.С. Ртищева. Теоретические основы гидравлики и теплотехники. Ульяновск 2007.
- [3] С.С Кутателадзе. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление. Москва, Энергоатомиздат 1990 г.
- [4] В.С. Авдеевский. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике. Москва, Машиностроение. 1992.
- [5] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Гидродинамика. М Физматлит.1986.
- [6] Г.И. Баренблатт. Подобие, автомодельность, промежуточная асимптотика. Ленинград, Гидрометеиздат. 1982.
- [7] Н.В. Карлов, Н.А. Кириченко. Колебания, волны, струтуры. М. Физматлит. 2003.

Численное моделирование процесса очистки воздуха от примесей методом конденсации

А.И. Самаркин¹, И.В. Плохов², В.М. Микушев³, О.И. Козырева²

¹ Факультет естественных наук, медицинского и психологического образования, ПсковГУ, Псков, Россия

² Факультет вычислительной техники и электроэнергетики, ПсковГУ, Псков, Россия

³ Физический факультет, СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия

e-mail ks_33n@mail.ru

Abstract — Technological processes associated with the processing of metal cutting, provide for the intensive flow of a variety of coolants and suspensions. Despite the good isolation of the working area of modern machines, their efficiency in terms of air purification from pollution is not always high enough. Certain advantages have the method of purifying the air by cooling it. For the design of a specific design of an air purification device, it is necessary to calculate the processes of condensation and sedimentation of contaminants. In this present work, a numerical simulation of the condensation process using the finite element method is performed. As a result, the cooling process was modeled at a certain size of the cooling chamber, cooling tubes, and condensation zones were revealed. The solution to the problem in the stationary mode is given.

Keyword — metal cutting, air purification, processes of condensation, numerical simulation, finite element method

I. Введение

Технологические процессы, связанные с обработкой металла резанием, связаны с интенсивной подачей в зону резания разнообразных смазочно-охлаждающих жидкостей и взвесей (СОЖ). При обработке компоненты СОЖ частично растворяются в окружающем воздухе, частично – собираются системами очистки станка.

Несмотря на хорошую изоляцию рабочей зоны современных станков, их эффективность в части очистки воздуха от загрязнений не всегда достаточно высока. Таким образом, возникает проблема дополнительной очистки воздуха, которая может быть решена как локально, так и в масштабах целого производственного помещения.

По способам очистки можно выделить: устройства фильтрации воздуха, механической, электростатической и каталитической очистки, а

также ряд других. Определенными преимуществами обладает способ очистки воздуха путем его охлаждения.

Настоящая работа посвящена этапу предварительного моделирования устройств, очищающих воздух методом охлаждения.

II. Аналитические расчеты

Одной из основополагающих работ в области расчета процессов конденсации является работа Нуссельта о конденсации пара на горизонтальной трубе (1), изложенная, например, в (2) или (3), который предполагал, что:

- перенос тепла осуществляется только теплопроводностью;
- температура в пленке конденсата изменяется по линейному закону;
- температура конденсата по поверхности нагрева остается постоянной;
- характер движения пленки по всей поверхности теплообмена является ламинарным.

Непосредственно конденсация происходит при достижении точки росы - значение температуры газа, при которой водяной пар, содержащийся в газе, охлаждаемом изобарически, становится насыщенным над плоской поверхностью воды. Точка росы определяется относительной влажностью воздуха. Чем выше относительная влажность, тем точка росы выше и ближе к фактической температуре воздуха. Чем ниже относительная влажность, тем точка росы ниже фактической температуры. Если относительная влажность составляет 100 %, то точка росы совпадает с фактической температурой(4).

Существует ряд формул, позволяющих определить точку росы (T_p) в градусах Цельсия для заданных условий, например:

$$T_p = T - \frac{1-RH}{0.05},$$

где T – температура в градусах Цельсия; RH – относительная влажность, $RH \in [0; 1]$, [4].

Отметим, для дальнейших выкладок, что при температуре $T = 20^{\circ}$ и относительной влажности $RH = 0.5$ (50%), $T_p = 9.3^{\circ}$. Таким образом, можно принять, что снижение температуры воздуха на 10° приведет к конденсации росы.

Таким образом, подтверждается принципиальная возможность очистки воздуха охлаждением. Для типичных значений температуры окружающей среды, давления и относительной влажности, конденсация будет происходить в той области воздуха, температура которой будет снижена на 10° Цельсия.

Для проектирования конкретной конструкции устройства очистки требуется смоделировать процесс охлаждения при определенных размерах камеры охлаждения, охлаждающих трубок и выявить зоны конденсации.

Будем решать задачу в двумерной постановке, предполагая, что установка описывается ее поперечным сечением. Зададимся геометрией приведенной на Рис.1.

Задача подразумевает одновременное и совместное (существует также возможность сегрегированного расчета) решение уравнений, описывающих три различных процесса:

- Ламинарное или турбулентное течение влажного воздуха с верхней правой трубки (inlet) в нижний левый выход (outlet), с учетом силы тяжести.
- Ламинарное или турбулентное течение влажного воздуха с верхней правой трубки (inlet) в нижний левый выход (outlet), с учетом силы тяжести.
- Изменение температуры влажного воздуха вследствие контакта с охлажденными поверхностями, а в дальнейшем – с учетом взаимодействия с конденсатом.
- Процессы конденсации при переносе влажного воздуха и с учетом изменения его температуры вследствие контакта с системой охлаждения и конденсатом

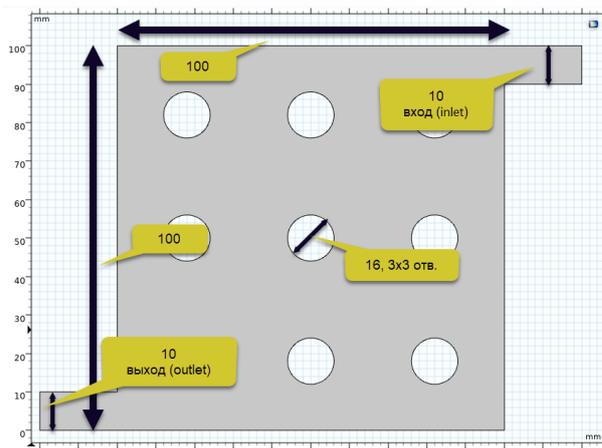


Рис. 1. Геометрия модели поперечного сечения холодильной камеры.

Положим начально $RH = 0.5$, а также что со входа поступает дополнительно поток влажного воздуха $RH = 0.4$, который удаляется через выходное сечение, прочие поверхности не меняют влажность воздуха. Начальная температура воздуха - 20° . Такая же температура поддерживается на входе. Поверхность охлаждающих трубок имеет постоянную температуру -2° . Отвод тепла осуществляется только с выхода.

Выполним решение задачи в стационарном режиме (который, теоретически, достигается при бесконечном от начального состояния времени моделируемого процесса).

III. Результаты моделирования

Из большого набора данных представляет специальный интерес: поле распределения скоростей воздуха, поле распределения температур, поле распределения показателя относительной влажности.

В частности, интересно также рассмотреть области с показателем относительной влажности свыше 50-70 % и температуры, меньшей, чем исходная на 10° (в этой зоне образуется конденсат).

Для этого построим диаграммы по выражению $RH > 50\%$ и $T + 10 < 20$. Обе диаграммы дают бинарный результат (условие или выполняется, или нет).

Рассмотрим расчётное распределение поля скоростей.

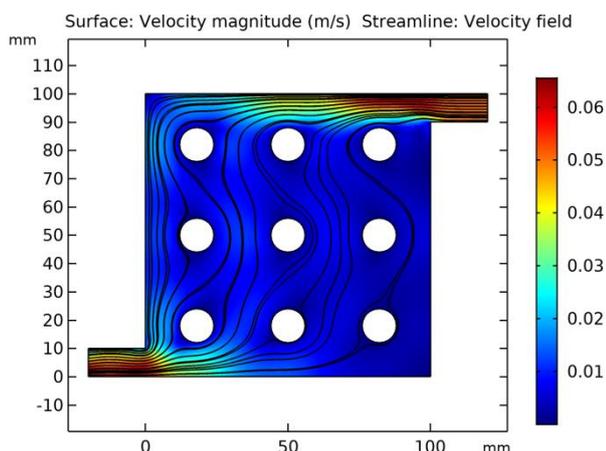
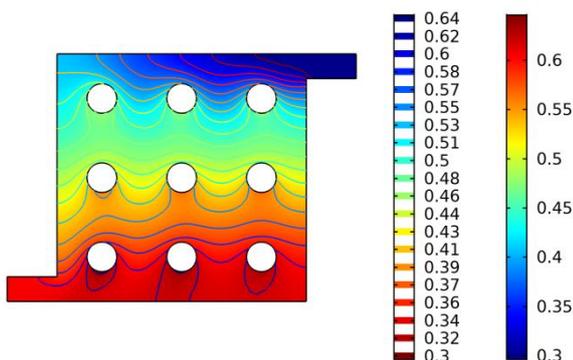


Рис. 2. Распределение поля скоростей воздуха.

Из рисунка 2 видно, что рассматриваемая конструкция обладает потенциалом для совершенствования, так как основной поток воздуха проходит по верхней и левой стенке, таким образом следует предусмотреть направляющие воздух перегородки.

Для выявления зоны, в которой возможно осаждение конденсата, рассмотрим два графика относительной влажности: в абсолютных значениях и в зонах, где выполняется условие $RH > 0.5$ (50%).

Surface: Relative humidity (1) Contour: Relative humidity (1)



Surface: Relative humidity Contour: Relative humidity (1)

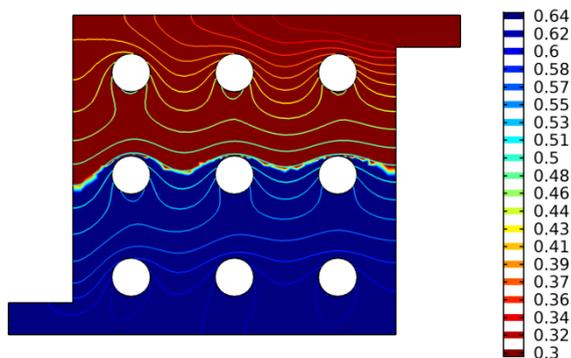
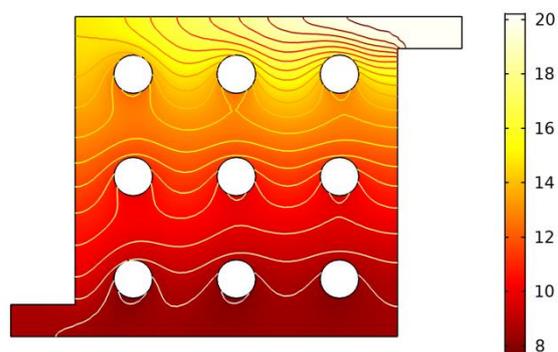


Рис. 3. Распределение относительной влажности (сверху – в абсолютных значениях, снизу – области выше и ниже значения в $RH = 0.5$).

Из графика следует, что в установившемся течении происходит конденсация пара в области трех верхних трубок и, потенциально, возможно выпадение росы в нижней части конструкции. Напомним, что при принятых начальных условиях, точка росы соответствует изменению температуры на 10^0 .

Построим график распределения температуры воздуха. Так же, как и в предыдущем случае, построим как эпюру распределения абсолютных значений температур, так и областей, где падение температуры составляет 10^0 и более.

Surface: Temperature (degC) Contour: Temperature (degC)



Surface: T>10[degC] Contour: Temperature (degC)

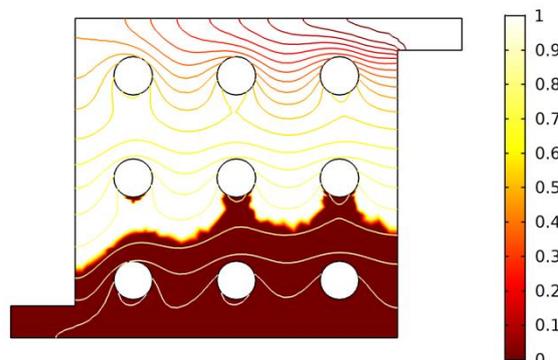


Рис. 4. Распределение поля температур (сверху) и эпюры областей, соответствующих возможному выпадению росы (снизу)

Совмещая эпюры распределения относительной влажности и точки росы, получим следующую результирующую трехзонную эпюру.

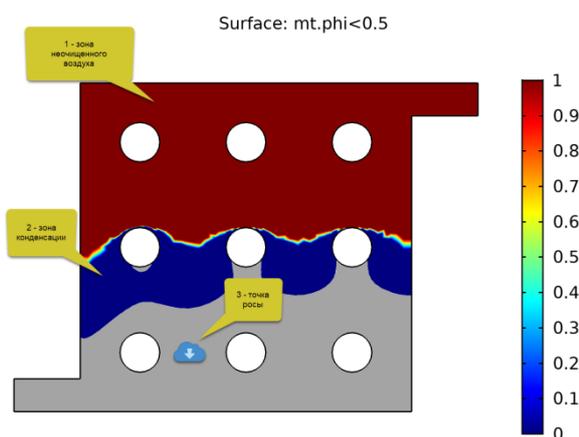


Рис. 5. Комбинированная эпюра

В зоне 1 воздух включает влагу и загрязнения, причем его температура достаточна для удержания загрязнений. Зона 2 отображает области, в которых воздух охлажден в достаточной степени, чтобы (при соблюдении прочих условий) началась конденсация пара. Заметим, что зоны 1 и 2 не пересекаются. Зона 3 отображает те участки, на которых перепад температур является достаточным для выпадения росы. Видно, что роса образуется на нижних участках среднего ряда трубок, все поверхности нижнего ряда охлаждающих трубок и не образуется на трубках верхнего ряда.

IV. Выводы

- Результаты моделирования показывают возможность реализации устройства очистки воздуха методом конденсации.
- В представленных в модели условиях и для заданных размеров зона образования конденсата занимает нижнюю треть модели.
- Статический расчет дает достаточно хорошее приближение в части определения зоны конденсации, основанной на формуле расчета точки росы.
- Для дальнейшего проектирования следует: перейти к трехмерным моделям, рассмотреть возможность моделирования ребренных трубок охлаждения, а также ребер, направляющих поток охлажденного воздуха.
- После определения принципиальных конструктивных решений открывается возможность к их размерной оптимизации, что откроет третий этап проектирования.

Литература

- [1] Nußelt, Wilhelm. Technische Thermodynamik. Berlin; Leipzig: de Gruyter, 1934. стр. 1084.
- [2] Котляр Я. М., Совершенный В. Д., Стриженов Д. С. Методы и задачи тепломассообмена. Москва: Машиностроение, 1987. стр. 320.
- [3] Михеев М. А., Михеева И. М. Основы теплопередачи. 2-е, стереотип. Москва: "Энергия", 1977. стр. 344.
- [4] Бурцев С. И., Цветков Ю. Н. Влажный воздух. Состав и свойства. Санкт-Петербург: СПбГАХПТ, 1998. стр. 146. ISBN 5-89565-005-8.
- [5] ИСО 8502-4. «Подготовка стальных поверхностей перед нанесением красок и связанных с ними продуктов. Испытания для оценки чистоты поверхности. Часть 4. Руководство по оценке вероятности конденсации перед нанесением краски». 1985.

Защита трансформаторного оборудования подстанций от градиентных перенапряжений.

Н.Я. Илюшов

Факультет энергетики, НГТУ, Новосибирск, Россия

e-mail: kamchatka1234@rambler.ru

Abstract: The problems of protecting transformer equipment of substations from high-frequency overvoltage's are considered. A new method of protection of transformer equipment of the substation, preventing the occurrence of gradient overvoltage's in the windings of transformers during lightning strikes on overhead power lines, as well as the occurrence of switching overvoltage's

Keyword: substation equipment, power transformers, gradient overvoltage's, interterm circuits.

I. Введение

При ударах молнии в воздушные линии электропередачи (ВЛ), а также при коммутации вакуумных выключателей в сети возникают импульсные высокочастотные перенапряжения, способные вывести из строя оборудование подстанций (ПС). Подобные импульсы перенапряжений могут воздействовать не только на главную изоляцию оборудования, но и на продольную, например, на межвитковую изоляцию силовых трансформаторов или электрических машин. В результате между соседними витками обмотки возникают градиентные перенапряжения длительностью несколько микросекунд, способные вызвать пробой межвитковой изоляции и, тем самым, выход оборудования из строя. Следует учитывать, что градиентные перенапряжения могут возникнуть и в том случае, когда ВЛ оборудована устройствами защиты от перенапряжений с учетом всех требований ПУЭ [1]. Поэтому защита оборудования подстанций от градиентных перенапряжений является проблемой, требующей подробного анализа и решения. Анализ особенностей возникновения градиентных перенапряжений, а также путей их уменьшения и является целью данной статьи.

I. Анализ переходного процесса.

Ранее в работах [2,3] было предложено, что обмотку трансформатора можно представить в виде цепочной схемы, состоящей из последовательно включенных элементов, например, витков. Каждый такой элемент, помимо индуктивности ΔL , имеет ёмкость относительно земли ΔC и ёмкость ΔK между соседними элементами. Электрическая схема замещения обмотки трансформатора представлена на рисунке 1. При напряжениях промышленной частоты сопротивление ёмкостей ΔC и ΔK велики и можно пренебречь токами протекающими через эти ёмкости по сравнению с токами, протекающими по виткам катушки. При воздействии импульсов грозового перенапряжения, имеющих среднюю частоту 300 кГц, токи через ёмкости обмотки становятся соизмеримыми с токами через её индуктивности. Обусловлено это высокой скоростью изменения напряжения во фронте импульса и чем выше крутизна фронта импульса, тем больше ёмкостной ток.

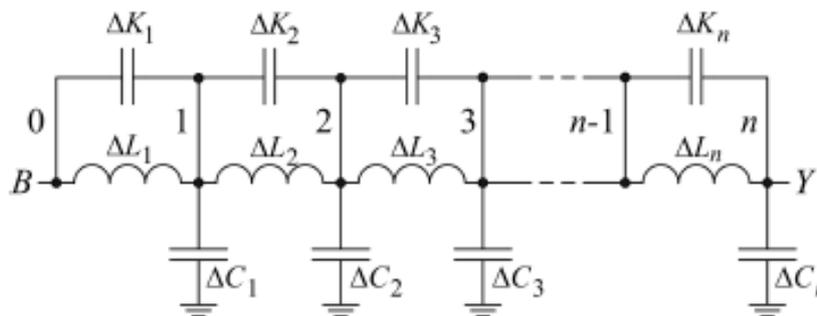


Рис. 1. Схема замещения обмотки трансформатора

Причем ёмкости ΔC всех витков можно считать одинаковыми и легко определить, если известна ёмкость всей обмотки относительно земли.

В момент появления грозового импульса с крутым фронтом и амплитудой U_0 начинается период распределения напряжения вдоль обмотки по ёмкостям схемы, при этом токами через индуктивность можно пренебречь. Начальное распределение напряжения можно описать выражением, приведенным в [2].

$$U_n(x) = U_0 \cdot e^{-\alpha l \left(\frac{x}{l}\right)} \quad (1)$$

где x – расстояние от ввода обмотки до точки, в которой определяется напряжение; l – длина обмотки;

Как следует из выражения (1), начальное напряжение убывает по обмотке неравномерно. В результате крайне неравномерным оказывается и распределение напряжения по виткам катушки. Это создаёт большие перенапряжения на продольной изоляции начальной части обмотки. Физически неравномерность распределения напряжения объясняется тем, что импульс зарядного тока через продольные ёмкости ΔK по мере удаления от начала обмотки уменьшается из-за ответвления тока в поперечные ёмкости ΔC . В результате ёмкости ΔK первых витков обмотки заряжаются в значительной большей степени, чем последующие. Поэтому продольная изоляция начальной части обмотки воспринимает большую часть приложенного напряжения и именно там возникают градиентные перенапряжения или градиент. Причем, чем выше крутизна фронта импульса, тем на меньшее количество витков распределяется напряжение входного импульса и тем вероятнее пробой межвитковой изоляции в этой точке.

Максимальный продольный градиент можно ориентировочно определить по выражению [2]:

$$\left(\frac{du}{dx}\right)_{\max} \approx U_0 \alpha = \frac{U_0}{l} \alpha l \quad (2)$$

Из выражения (2) можно сделать вывод, что максимальный продольный градиент будет в αl раз больше градиента, возникающего при равномерном распределении напряжения по всей обмотке, а значение αl у современных трансформаторов обычно превышает 5.

Кроме этого, даже в установившемся режиме распределение напряжения вдоль обмотки зависит от режима заземления нейтрали. Так, при изолированной нейтрали вся обмотка принимает одинаковый потенциал относительно земли, а при заземленной нейтрали $U_{уст}$ равномерно убывает от максимального в начале обмотки до 0 в её конце. Анализ показывает, что в трансформаторах с заземленной нейтралью максимальное напряжение U_{max} наблюдается в начале обмотки может достигнуть значения $(1,2-1,3)U_{нач}$, а при изолированной нейтрали максимум наблюдается в конце обмотки и может составлять $(1,5-1,8)U_{нач}$ [2]. Таким образом, амплитуды градиентных перенапряжений достигают значений, которые способны отрицательно влиять на продольную изоляцию.

III. Последствия воздействий градиентных перенапряжений на обмотки трансформатора

Если амплитуда градиентных перенапряжений превышает диэлектрическую прочность изоляционного материала витковой изоляции трансформаторного оборудования, то происходит пробой изоляции и возникает межвитковое замыкание, приводящее к выходу дорогостоящего оборудования из строя. Причем любое разрушение внутренней изоляции является необратимым.

Согласно МЭК 62305-1 (2010) главным источником повреждений при ударе молнии является ток молнии, а главная опасность молнии связана с её четырьмя параметрами: амплитудой тока, максимальной крутизной тока, зарядом и удельной выделяемой энергией. Амплитуда тока определяет максимум напряжения, возникающего при ударе молнии и, соответственно, амплитуду импульса перенапряжения. А крутизна тока определяет значение индуцированного напряжения в проводах, присоединенных к различным электрическим устройствам, а также непосредственно в самих электроприборах [4].

Можно сказать, что развитие грозовых перенапряжений определяется параметрами импульсов тока молнии, то есть его амплитудой, длиной или крутизной фронта, а также длительностью импульса. Известно, что амплитуда тока молнии может варьировать в пределах от 2 до 259 кА для первичного импульса и до 35 кА для последующих импульсов. При этом длина фронта первичного импульса изменяется в пределах от 0,5 до 30 мкс, а его крутизна от 1 до 72 кА/мкс. Все последующие импульсы имеют еще более короткие фронта (не более 5,2 мкс) и более высокую крутизну до 300 кА/мкс [5]. При этом возможен удар молнии с любым сочетанием вышеперечисленных параметров и, следовательно, возможно возникновение импульса перенапряжения с

достаточно крутым фронтом. Именно за счёт высокой крутизны своего фронта данные импульсы создают на оборудовании подстанции высокочастотные перенапряжения, превышающие напряжение пробоя изоляции

Но даже в том случае, когда градиентные перенапряжения не превышают напряжение пробоя межвитковой изоляции, воздействие на изоляцию не проходит бесследно. Существует еще и кумулятивное действие, в результате которого в материале изоляции происходит последовательное накопление мелких разрушений, возникающих из-за воздействия даже слабых перенапряжений. Основной причиной возникновения таких разрушений изоляции в подавляющем большинстве случаев являются частичные разряды (ЧР), то есть искровые разряды очень маленькой мощности внутри или на поверхности высоковольтной изоляции.

Возникают частичные разряды в газовых включениях, имеющихся в твердом диэлектрике. Данные включения могут возникнуть при изготовлении изоляции или во время её эксплуатации в результате разрушения и растрескивания изоляции от механических нагрузок.

Под действием ЧР в диэлектрике начинается эрозия материала, его нагрев, структурные изменения и разрушение. Данные разрушения и изменения происходят при передаче энергии разгоняющихся в электрическом поле электронов и ионов молекулам и атомам материала изоляции [6]. Естественно, что подобные изменения приводят к ухудшению электрических характеристик диэлектрика. Так, например, происходит науглероживание поверхностей воздушных включений в материале диэлектрика, и они становятся более проводящими. Конечно, отдельный частичный разряд сопровождается очень небольшим выделением энергии и сопровождается минимальными разрушениями. Но многократное повторение ЧР в одном месте постепенно приводит к полному разрушению изоляции и ей пробоем. А это неминуемо приводит, например, к выходу из строя силовых трансформаторов за счёт межвитковых замыканий. Время, прошедшее от первоначального возникновения частичных разрядов до полного пробоя изоляции колеблется от нескольких недель до нескольких лет [7].

Данные об опасности кумулятивного действия ЧР на изоляцию подтверждают результаты анализа грозоупорности ВЛ, проведенные в АО «Тюменьэнерго» [8]. Было отмечено, что выходы трансформаторов из строя под действием непосредственно волн перенапряжения, то есть когда в результате грозовой активности на изоляции оборудования появлялись градиентные перенапряжения способные разрушить внутреннюю продольную изоляцию оборудования, имели только единичные случаи и были отмечены только в 2003 году на ПС Вынгапур и ПС Нуриевская. А вот пробой изоляции и витковые замыкания силовых трансформаторов при возникновении точечных пробоев под действием ЧР и науглероживании данных каналов были зарегистрированы на ПС Роса, ПС Гранит, ПС Лесная и ПС Обская. Причем на двух последних подстанциях межвитковые замыкания были зарегистрированы в зимний период, то есть при отсутствии грозовой активности. Следовательно, причиной возникновения ЧР и их кумулятивного воздействия на изоляцию могут стать не только грозовые перенапряжения, но и коммутационные.

II. Защита от градиентных перенапряжений

Справиться с подобными высокочастотными перенапряжениями и надежно защитить оборудование ПС позволяет разработанное в Новосибирском государственном техническом университете частотнозависимое устройство (ЧЗУ), работающее на основе скин-эффекта [9]. Включенное последовательно с защищаемым объектом, устройство на низкой частоте не будет препятствовать прохождению тока, а с ростом частоты его сопротивление возрастает, и высокочастотные импульсы перенапряжения не будут проходить в защищаемый прибор или подстанцию.

Основными достоинствами ЧЗУ являются:

- высокое активное и реактивное сопротивление при прохождении высокочастотных импульсов перенапряжения;
- способность эффективно воздействовать на амплитуду и крутизну входного импульса;
- отсутствие потерь при нормальном режиме работы;
- не требует заземления;
- простота в изготовлении и установки на объекте;
- возможность подобрать оптимальные параметры для подстанции любой мощности;
- невысокая стоимость;
- продолжительность непрерывной работы до 30 лет;
- минимальные затраты при эксплуатации.

Это в полной мере подтверждают результаты трехлетнего мониторинга эксплуатации трех опытных образцов ЧЗУ, установленных на ПС 110 «Сугмутская» АО «Тюменьэнерго». За исследуемый период на данной подстанции не было зарегистрировано ни одного отключения, хотя система мониторинга зарегистрировала на входе ЧЗУ многочисленные импульсы перенапряжений, причем амплитуда некоторых из них достигала сотен киловольт и даже 1МВ.

III. Выводы

1. Для изоляции оборудования подстанции опасность исходит не только от значения амплитуды импульса перенапряжения, но и от крутизны его фронта. Чем больше значение крутизны фронта, тем на меньшее количество витков распределится напряжение входного импульса и тем вероятнее пробой межвитковой изоляции.

2. Волны перенапряжения воздействуют как на главную, так и на продольную изоляцию, причем амплитуда данных перенапряжений существенно превышает амплитуду исходных волн.

3. Воздействие градиентных перенапряжений имеет кумулятивный характер.

4. Защитные устройства оборудования ПС должны не только резко снижать амплитуду напряжения, но и увеличивать длительность фронта входного импульса перенапряжения.

5. Наиболее эффективным средством защиты оборудования ПС от градиентных перенапряжений может стать частотнозависимое устройство (ЧЗУ) [9].

Литература

- [1] [1] ПУЭ
- [2] [2] Еремич Я.Э., Пашичева С.А., Халилов Ф.Х., Ефимов Б.В. Градиентные перенапряжения в обмотках трансформаторов и электрических машин // Труды Кольского научного центра РАН. Энергетика, выпуск 15, г. Апатиты, - 8.2017
- [3] [3]. Разевиг Д.В., Дмоховская Л.Д., Ларионов В.П. Техника высоких напряжений. Учебник для студентов электротехнических и электроэнергетических специальностей вузов // М., «Энергия» 1976 г. С. 255-257
- [4] [4] С4.407 Параметры молнии для инженерных приложений // Рабочая группа CIGRE, 2016
- [5] [5]. Б.В. Ефимов, Ф.Х. Халилов, А.Н. Новикова, Н.И. Гумерова, Ю.М. Невретдинов. Актуальные проблемы защиты высоковольтного оборудования подстанций от грозových волн, набегающих с воздушных линий // Труды Кольского научного центра Российской Академии наук. Энергетика, выпуск 4, Апатиты, 2012 г.
- [6] [6]. Бортник И.М. и др. Электрофизические основы техники высоких напряжений. Учебник для ВУЗов // М.: Издательские дом МЭИ. 2007 г.
- [7] [7]. Стругов В.В. Импульсный метод диагностики частичных разрядов в твердой изоляции // Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. Томск. 2018.
- [8] [8] Богач И.И., Лопатин В.В. Грозоупорность ВЛ. Проблемы и пути их решения в АО «Тюменьэнерго» // Сборник докладов VI Российской конференции по молниезащите. Санкт-Петербург, апрель 2018, С.202
- [9] [9]. Илюшов Н.Я. Эффективное средство защиты электрооборудования от высокочастотных перенапряжений // Электрооборудование: эксплуатация и ремонт №4 2015. М., изд-во «Промиздат», С. 18-26

Разработка конструкции и исследование режимов работы портативного генератора холодной плазмы атмосферного давления

О.А. Емельянов¹, Е.Г. Феклистов¹

¹ *Институт энергетики и транспортных систем, СПбПУ Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия*
oaelm2@gmail.com

Abstract — Cold atmospheric plasma (CAP) has become widely used for biomedical applications. Sources of CAP are various forms of gas discharges: atmospheric pressure glow discharge, high frequency, dielectric barrier, and corona discharges. This paper presents the results of a study of various design options for the electrode system and operating modes of a portable CAP generator based on the use of periodic positive corona discharge. The generator allows to obtain CAP in the atmospheric air, both direct and indirect actions.

Keyword — cold atmospheric plasma, CAP, corona discharge, pulsed current discharge, current-voltage characteristics.

I. Введение

В последнее десятилетие возникли новые горизонты применения плазмы в биомедицине благодаря использованию неравновесной плазмы атмосферного давления (т.н. холодной плазмы – Cold atmospheric plasma (CAP)). Отличительной особенностью холодной плазмы является низкая температура (энергия) ионов и рабочего газа <45 °С, что позволяет использовать плазму для воздействия непосредственно на живые ткани. В настоящее время доказано, что CAP может эффективно применяться для плазменного заживления ран, инактивации различных бактерий, вирусов и других патогенных факторов; плазменные источники разрабатываются и оптимизируются для широкого спектра медицинских применений, включая стерилизацию и дезинфекцию, лечение раковых клеток [1-4]. Основными факторами воздействия плазмы на объект являются электромагнитное поле, ультрафиолетовое излучение, заряженные частицы (электроны и ионы) и активные нейтральные частицы. Источниками генерации холодной плазмы являются различные формы газовых разрядов: тлеющий разряд атмосферного давления, высокочастотные, барьерные и коронные разряды. В

качестве исходных газов обычно используются аргон или гелий с небольшими примесями химически активных газов (например, O₂), а значительно реже – воздуха. Различают прямое и косвенное воздействие плазмы. В первом случае обрабатываемая поверхность служит, по существу, заземляющим электродом, через который протекает основная часть разрядного тока, во втором случае ток разряда распространяется между основными электродами, а объект находится вблизи зоны плазменной генерации под плавающим потенциалом [1]. В отличие от ряда известных типов плазменных источников [1,5,6], в данной статье рассматриваются сравнительные характеристики генераторов стабильной воздушной плазмы как прямого [7], так и косвенного действия на основе использования импульсного периодического положительного коронного разряда наносекундной длительности, исследованного в [8,9]. При этом стабильная генерация вспышечной короны должна обеспечиваться достаточно высокими значениями величин рабочего напряжения, обычно составляющих для воздуха 10–15 кВ и ограничением амплитуды разрядных импульсов тока на уровне нескольких десятков миллиампер. Для отрицательной импульсной короны такой подход рассматривался в [10,11]. В настоящий момент в литературе имеется ряд сообщений о разработках новых типов генераторов холодной плазмы, при этом усилия исследователей направлены, в первую очередь, на надежность, компактность и автономность создаваемых устройств [12-15]. В настоящей работе представлены результаты исследования различных вариантов конструкции портативного CAP-генератора на основе использования периодического коронного разряда положительной полярности. Генератор позволяет получать плазму в атмосферном воздухе как прямого, так и косвенного действия относительно обрабатываемой поверхности.

II. Конструкция и принцип работы генератора

На рис.1 схематично показаны указанные случаи генерации плазмы в случае действия коронного разряда. В обоих случаях электродных систем эффективное распространение заряженных ионов (в первую очередь N_2^+) и других активных частиц (ROS, RNS) к обрабатываемой поверхности обеспечивается дополнительно за счет электрогазодинамического механизма их переноса в воздушной среде [16].

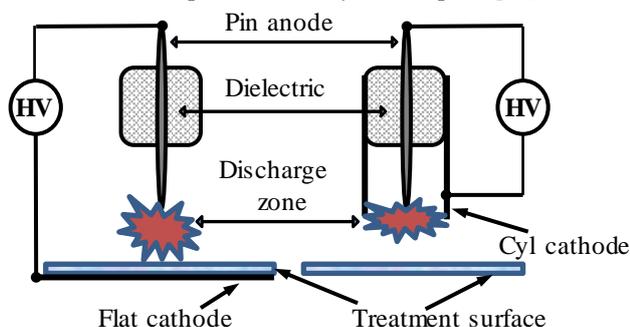


Рис.1. Схематичное изображение прямого (слева) и косвенного (справа) действия коронного разряда на обрабатываемую поверхность.

В конструкции генератора используется низковольтный (4-5 В) автономный источник питания из 3 элементов металлгидридных аккумуляторов. При этом ключевым транзисторным каскадом обеспечивается резонансная генерация импульсов напряжения 120-150 В с частотой 3-5 кГц, которые затем преобразуются трансформатором до уровня 1,3-1,5 кВ и поступают на вход диодного умножителя. Выходное напряжение зависит от количества ступеней умножения и может достигать уровня 15-16 кВ. Диаметр цилиндрического корпуса генератора составляет 28 мм, длина порядка 125 мм при общем весе порядка 80 граммов (Рис.2). В качестве сменных электродов использовались моно и многоигольчатые



Рис. 2. Портативный CAP-генератор со сменными насадками

конструкции, обеспечивавшие генерацию плазмы прямого и косвенного действия (см. рис.1). На рис.3

представлены фотографии плазменных факелов коронного разряда для обсуждаемых электродных систем.

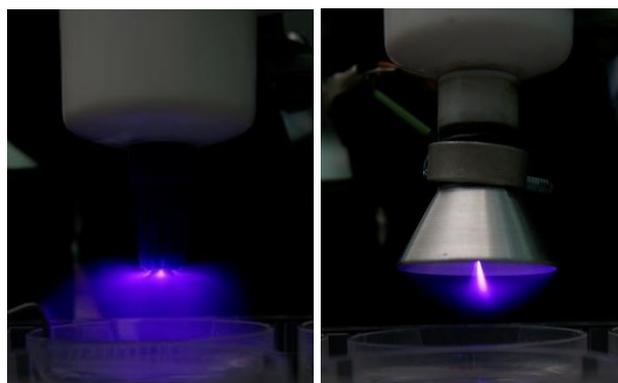


Рис. 3. Фотографии факелов коронного разряда над физиологическим раствором по двум схемам: прямого (слева) и косвенного (справа) действия.

На рис. 4 приведены типичные осциллограммы тока и напряжения для различных систем электродов: N-P – игла-плоскость, межэлектродное расстояние – h ; N-C – игла-цилиндр, радиус цилиндра – r . Исследуемый газоразрядный процесс характеризуется тремя стадиями и, соответственно, тремя масштабами времени. Первая стадия представляет собой распространение положительного стримера при достижении напряжения на воздушном промежутке U_{br} и длится несколько десятков наносекунд – передний фронт импульса тока. Ток резко возрастает, при этом напряжение на электродах начинает снижаться. Вторая стадия составляет несколько сотен наносекунд – задний фронт импульса тока. Ток медленно спадает, и к моменту, когда наиболее подвижные носители заряда – электроны уйдут на анод, напряжение снижается до уровня погасания U_{ex} . Третья фаза длится несколько десятков микросекунд и соответствует заряду емкости воздушного промежутка от источника напряжения. В то время как оставшиеся носители заряда рекомбинируют, либо продолжают уходить на электроды, напряжение снова начинает возрастать до уровня пробивного U_{br} и процесс повторяется снова с частотой 10–50 кГц.

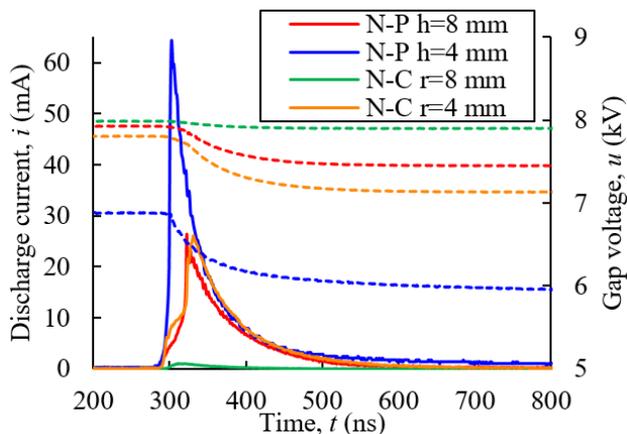


Рис. 4. Осциллограммы токов (сплошные) и напряжения (пунктирные) для различных электродных систем: N-P – игла-плоскость; N-C – игла-цилиндр. Напряжение питания $U_{oper} = 8$ кВ

III. Разрядные характеристики

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) коронного разряда. В большинстве случаев средний ток короны возрастает квадратично с ростом напряжения, приложенного к промежутку. Существует хорошо известные формулы, описывающие ВАХ, например, формула Таунсенда и упрощенный вариант формулы Хенсона [17]. Измерение среднего тока выполнено посредством интегрирующей RC-цепи, в свою очередь, среднее напряжение определялось при помощи емкостного делителя. Подробнее о методике эксперимента можно узнать в [9].

Результаты обработки показали, что для исследованных типов электродных систем соотношение Хенсона наилучшим образом аппроксимирует экспериментальные зависимости (рис. 5).

Вольт-секундные характеристики (ВСХ) коронного разряда. Вольт-секундные характеристики традиционно используют при проектировании установок высокого напряжения, работающих при повышенных частотах [18]. Как известно, вид ВСХ определяется запаздыванием пробоя при воздействии приложенного напряжения. В настоящей работе методология их применения была перенесена на исследуемые электродные системы [9]. В проведенных экспериментах постоянную времени подъема напряжения при сохранении параметров

электрической цепи можно принять постоянной.

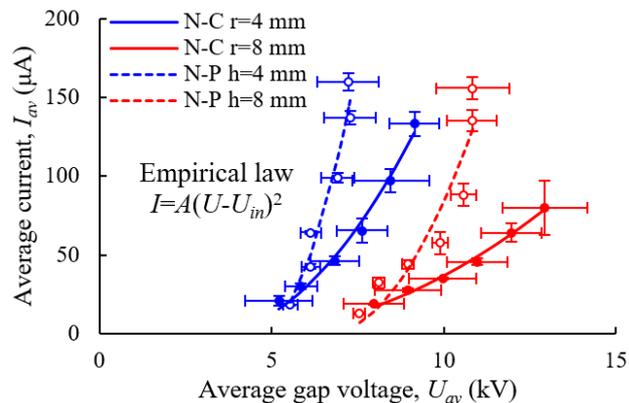


Рис. 5. Вольт-амперные характеристики для различных электродных систем: N-C – игла-цилиндр; N-P – игла-плоскость

Рабочая точка ВСХ устанавливалась по срезу импульса напряжения. При этом, время разряда определялось длительностью подъема напряжения, поскольку временем ожидания начальных электронов и развития стримерных каналов можно пренебречь. На рисунке 6 представлены ВСХ исследуемых электродных систем.

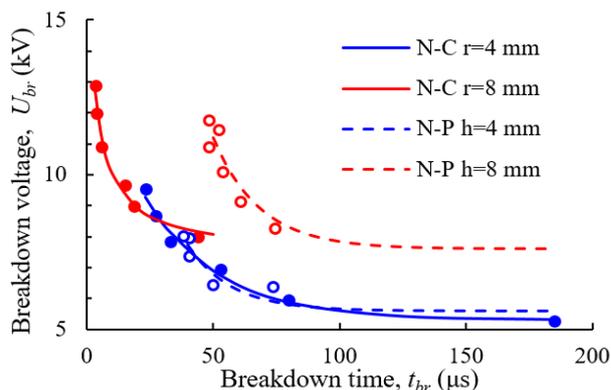


Рис. 6. Вольт-секундные характеристики для различных электродных систем: N-C – игла-цилиндр; N-P – игла-плоскость

IV. Результаты и обсуждение

В предыдущих частях были описаны основные методы экспериментального исследования двух типов электродных систем САР-генератора: игла-плоскость и игла-цилиндр. Первая предназначена для прямого воздействия холодной плазмы на объект, вторая – для косвенного.

Для случая генерации прямого воздействия было проведено исследование влияния характера импеданса обрабатываемой подложки на параметры импульсов газового разряда. Если в качестве балластного сопротивления использовалась RC-цепь, моделирующая импеданс биологической ткани, то в случае больших расстояний ($h > 6$ мм) параметры

импульсов слабо отличались от аналогичных при чисто резистивной нагрузке.

При исследовании схемы генерации косвенного воздействия плазмы было обнаружено, что диэлектрическая подложка стабилизирует разряд, при этом облегчаются условия зажигания. Величина осевшего заряда на высокоомных диэлектрических пленках на расстояниях 1–5 см от края электродной системы характеризуется величиной поверхностного потенциала $U_{surf} = 10 \dots 100$ В.

Ток газового разряда. Согласно проведенным экспериментам, с увеличением межэлектродного расстояния в обоих типах систем амплитуда тока снижалась (рис. 4). Рост среднего тока с увеличением напряжения питания был обусловлен как сокращением периода повторения, так и увеличением амплитуды импульсов.

При аппроксимации ВАХ квадратичным законом Хенсона было выявлено, что для системы игла-цилиндр напряжение возникновения разряда U_{in} слабо зависит от расстояния между электродами: для $r = 4$ мм оно составило 3,1 кВ, а для $r = 8$ мм – 3,6 кВ (рис. 5). Эти величины не соответствуют значениями напряжения статического пробоя для указанных электродных систем (см. рис. 6). В случае системы игла-плоскость напряжение возникновения разряда U_{in} согласуется с уровнем статического пробоя, при увеличении межэлектродного расстояния в два раза, увеличивается с U_{in} 4,5 до 6,5 кВ.

Напряжение на воздушном промежутке. При напряжениях близких к статическому уровню пробоя среднее напряжение U_{av} на воздушном промежутке слабо отличается от рабочего U_{oper} . Это следует из анализа осциллограмм напряжения для системы игла-цилиндр $r = 8$ мм (см. рис. 4). С увеличением напряжения источника питания зажигание разряда происходит гораздо раньше, чем напряжение на электродах достигнет уровня U_{oper} . При этом, и разница между напряжением погасания U_{ex} и напряжением пробоя U_{br} становится существенной. Наиболее четко указанную тенденцию можно проследить, обратив внимание на осциллограмму напряжения для электродной системы игла-плоскость $h = 4$ мм (см. рис. 4).

В заключение следует отметить, что в настоящей статье представлены электрические характеристики для различных вариантов конструкции электродной системы и режимов работы портативного САР-генератора.

Литература

- [1] A. Fridman, G. Friedman, Plasma Medicine, John Wiley & Sons, 2013, pp. 1–35.
- [2] E. Sysolyatina, A. Mukhachev, M. Yurova et al, “Role of the charged particles in bacteria inactivation by plasma of a positive and negative corona in ambient air,” in Plasma Process. Polym., vol. 11, 2014, pp. 315–334.
- [3] M. Keidar, “Plasma for cancer treatment.” Plasma Sources Sci. Technol., vol. 24, 2015, p. 033001 (1–20).
- [4] Korotky V.N. Feasibility of using cold atmospheric plasma in the treatment of cancer patients (literature review). Siberian Journal of Oncology. 2018; 17 (1): 72–81. – DOI: 10.21294/1814-4861-2018-17-1-72-81.
- [5] J. Winter, R. Brandenburg, K.-D. Weltmann, “Atmospheric pressure plasma jets: an overview of devices and new directions,” Plasma Sourc. Sci. Tech., vol. 24, 2015, 064001.
- [6] J. Golda, J. Held, B. Redeker et al, “Concepts and characteristics of the ‘cost reference microplasma jet,’” in J. Phys. D: Appl. Phys., vol. 49, 2016, p. 084003 (1–11).
- [7] O.A. Emelyanov, N.O. Petrova, N.V. Smirnova, et al. “The development and application of a cold atmospheric plasma generator for treatment of skin and soft-tissue injuries in animals,” Tech. Phys. Lett., vol. 43, 2017, pp. 742–744.
- [8] F. Marchal, H. Robert, N. Merbahi et al, “Inactivation of Gram-positive biofilms by low-temperature plasma jet at atmospheric pressure,” J. Phys. D: Appl. Phys., vol. 45, 2012, 345202.
- [9] E. G. Feklistov and, O. A. Emelyanov. Optimization of cold atmospheric plasma generator electrode system. 2019 IEEE Conference of Russian young researchers in electrical and electronic engineering. St. Petersburg; 2019. p. 803–807.
- [10] Akishev, Yu.S. et al. Transition of a multipin negative corona in atmospheric air to a glow discharge. Plasma Phys. Rep. – 2000. – V. 26. – P. 157–163.
- [11] Baldanov, B.B. Peculiarities of the spark discharge formation at a limiting ballast resistor. Plasma Physics Reports – 2012. – V. 38. – № 13. – P. 1062–1065.
- [12] X. Pei, X. Lu, J. Liu, D. Liu, Y. Yang, K. Ostrikov, Paul K. Chu, Y. Pan, “Inactivation of a 25.5µm Enterococcus faecalis biofilm by a room-temperature, battery-operated, handheld air plasma jet,” J. Phys. D: Appl. Phys., vol. 45, 2012, 165205.
- [13] X. Pei, J. Liu, Y. Xian, X. Lu, “A battery-operated atmospheric-pressure plasma wand for biomedical applications,” in J. Phys. D: Appl. Phys., vol. 47, 2014, 45204.
- [14] Xue LI et al Design and characteristics investigation of a miniature low-temperature plasma spark discharge device 2019 Plasma Sci. Technol. 21 054005.
- [15] С.И. Мошкун, В.Ю. Хомич, Е.А. Шершунова “Компактный источник вспышечной короны для биологических и медицинских применений” Письма в ЖТФ, 2018, том 44, вып. 2. С. 104–110.
- [16] Ю.К. Стишков, А.В. Самусенко, И.А. Ашихмин “Коронный разряд и электрогазодинамические течения в воздухе” УФН, 2018, том 188, вып. 12, с. 1331–1345.
- [17] V.L. Henson, “A space-charge region model for microscopic steady coronas from points,” J. of Appl. Phys., v. 52, 1981, pp. 709–715.
- [18] Бейер М. Техника высоких напряжений: теоретические и практические основы применения: Пер. с нем./ М. Бейер, В. Бёк, К. Мёллер, В. Цангель; Под ред. В.П. Ларионова. – М.: Энергоматиздат, 1989. – 555 с.

Выбор концентратора магнитного поля индуктора, посредством инженерного анализа в пакете ELCUT

В.А. Лазерко¹

¹ *Институт инновационных технологий в электромеханике и робототехнике, СПбГУАП, Санкт-Петербург, Россия*
e-mail: lazerko-vitl@mail.ru

Abstract — Article contains selection of inductor magnetic flux concentrator for developments induction straightening system. Selecting of flux concentrator include of modelling induction heat processes (thermal and magnetic fields) on various frequencies. The result of the work are select of main frequency and type of magnetic flux concentrator for effectivity work system.

Keyword — Induction heat, magnetic flux, concentrations, magnetodielectrics, fluxtrol 50, inductor.

I. Введение

Одними из самых перспективных и широко применяемых систем термической обработки деталей и элементов являются системы индукционного нагрева (СИН). СИН получили широкое распространение за счёт эффективности работы и низкого энергопотребления, данные достоинства объясняются применением специальных устройств, которые получили названия концентраторы магнитного поля (КМП), они позволяют локально увеличивать и уменьшать магнитное поле под индуктором, экранировать и шунтировать индуктор от внешних магнитных полей, и многое другое.[1] Таким образом, в ходе проектирования системы индукционного нагрева, для правки металлических конструкций (СИНПМК), возник вопрос выбора КМП и определения частоты переменного тока в индукторе для эффективной работы системы.

II. Достоинства применения КМП

Использование КМП для наружного и внутреннего индуктора в СИН объясняется следующими достоинствами применения:

- КМП позволяет ограничить ширину активной зоны до ширины индуктирующего провода;
- КМП увеличивает индуцируемый ток в активной зоне, что способствует лучшему нагреву;
- КМП эффективнее распределяет ток в активной зоне, т.е. изменение поверхностной плотности тока по ширине паза КМП незначительно;

– проявляется односторонний поверхностный эффект на открытой стороне паза независимо от эффекта близости и кольцевого эффекта, это объясняется вытеснением тока от закрытой стороны за счет высокой магнитной проницаемости КМП, из-за которой магнитное поле в закрытой стороне пренебрежительно мало по сравнению с открытой стороной;

– КМП уменьшает магнитное сопротивление участка пути магнитного потока, распределенного за границами индуктора и нагреваемой конструкции (магнитное сопротивление обратного замыкания магнитного потока), что позволяет увеличить магнитный поток при том же токе индуктора. Чем больше отношение магнитного сопротивления обратного замыкания магнитного потока к магнитному сопротивлению активной зоны в нагрузке, тем выше эффект от применения КМП [2].

– СИН с КМП обладает лучшим КПД.

Данный неполный перечень достоинств, полностью объясняет эффективность использования КМП в СИН, поэтому было принято решение использовать КМП в разрабатываемой СИНПМК, т.к. правка листовых конструкций, требует локального нагрева. Анализ применяемых в КМП материалов представлен в следующем разделе.

III. Применяемые материалы в КМП

В СИН в качестве КМП широко применяются электропроводящие материалы и магнитные материалы. Электропроводящие материалы в основном используются для шунтирования и экранирования внешнего магнитного поля, однако данный тип материалов является менее предпочтительным из-за действия наводящихся токов по закону Ленца, которые снижают общую эффективность системы. В связи с этим стали использовать магнитные материалы, а именно шихтованные КМП и магнитомягкие материалы,

которые должны иметь низкую электропроводимость во избежание наводки вихревых токов в КМП.

КМП на основе ферритов представляют собой магнитопровод из стеклообразного материала, с применением элементов оксидов железа, магния, цинка или других элементов. Обладают высокой магнитной проницаемостью в слабых полях, работают на высоких частотах. К недостаткам стоит отнести механическую твердость, низкую тепловую устойчивость (точка Кюри составляет порядка 150 - 200 °С), низкую индукцию насыщения, а также сложность технологической обработки.

Шихтованные КМП состоят из листов электротехнической стали с 3 - 4% примесью кремния, изолированных друг от друга. Толщина листа зависит от частоты переменного тока, чем выше частота, тем тоньше листы. Изменение толщины листа необходимо для предотвращения наведения вихревых токов в КМП. Данные КМП обладают высокой магнитной проницаемостью и высокой плотностью потока насыщения, высокой термостойкостью, определяемая межлистовой изоляцией. К недостаткам следует отнести: применение только до 30 кГц, из-за быстро возрастающих потерь, нарушение изоляции, возникновение повреждений в КМП в результате долгой эксплуатации и изменение конфигурации пластин при нагреве [1].

КМП из магнитомягких материалов (ММ), представляют собой спрессованную выпеченную форму из порошкового компонента на основе железа с применением связующих диэлектриков. Диэлектрики изолируют друг от друга частицы компонента, тем самым ограничивая возможность наведения вихревых токов в КМП и снижая проводимость КМП и потери на гистерезис. В отличие от шихтованных КМП, КМП из ММ применяются при любых частотах, в связи с низкими потерями. Так же последние проще в изготовлении и обработке, особенно если геометрия КМП является сложной (можно изготавливать прямо на индукторе), они долговечны и износостойки. КМП из ММ обладают лучшей термоустойчивостью, точка Кюри составляет порядка 250 - 300 °С, и химической стабильностью [1].

На рис.1. представлены кривые $B(H)$ КМП из разных материалов.

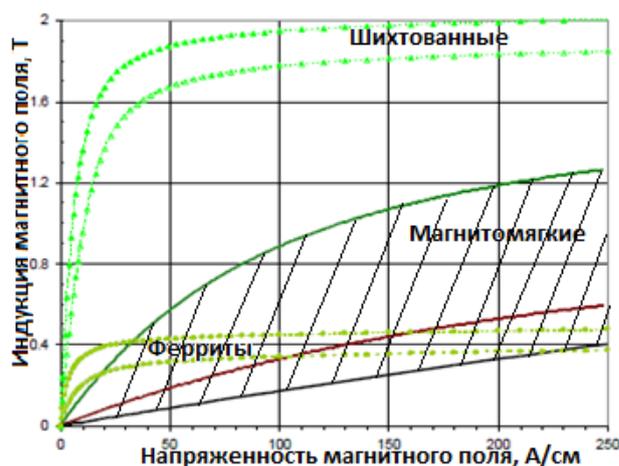


Рис. 1. Графики зависимостей индукции магнитного поля от напряженности магнитного поля при различных КМП.

Из рисунка видно, что КМП из листов стали и на основе ферритов обладают узким рабочим диапазоном, и весьма требовательны к насыщению, в то время как, КМП из ММ обладают большим рабочим диапазоном и имеют более линейные характеристики, а значит практически не искажают формы кривых тока и напряжения. Искажение форм кривых приводят к возникновению дополнительной реактивной мощности индуктора и росту потерь в трансформаторе и емкостных батареях.

IV. Описание методики моделирования и модели системы

В данном разделе будет рассматриваться моделирование ряда плоских магнитных и тепловых задач в программной среде ELCUT 6.3 по методике [3] представленной на рисунке 2.

Модель системы представляет собой поперечное сечение части конструкции (индуктор, концентратор) и нагреваемого образца. Конструкция охвачена воздухом, согласно реальным условиям, однако нагрузка ограничена по ширине для более точного определения средних температур в слоях. Описание конфигурации геометрии модели, ее описание, и свойства представлены в [4]. Для всех исследуемых образцов используется одна геометрия, и подаваемое напряжение на индуктор, изменяются только магнитные, электрические и тепловые свойства самих КМП.



Рис. 2. Методика моделирования индукционного нагрева с помощью связи задач в ELCUT.

В качестве исследуемых КМП для СИНПМК будут рассмотрены следующие образцы П-образной формы:

- Магнитодиэлектрик Fluxtrol A от компании Fluxinc [5];

- Магнитодиэлектрик Fluxtrol 50 от компании Fluxinc [5];

- КМП из порошковой ленты 25 мкм аморфного сплава ГМ 414 на примере магнитопровода 24ДС [6] от компании ГАММАМЕТ.

Исследования будут производиться на типовых частотах 2.5 кГц, 10кГц, 15 кГц, 20 кГц, 25 кГц, 30 кГц, 50 кГц, дальнейшие величины частот не исследуются из-за очень малого проникновения тока в нагрузку, что не позволит эффективно править листовые металлические конструкции.

Образец на основе ГМ414 будет рассматриваться только до частоты 30 кГц, т.к. возрастают потери на перемагничивание [6]. Исследование образца Fluxtrol 50 будет произведено, начиная с 10 кГц, согласно рекомендациям компании по применению данных магнитодиэлектриков [5].

V. Результаты моделирования

Для наглядности полученные результаты моделирования образцов приведем на графиках, представленных на рисунках 3, 4, 5.

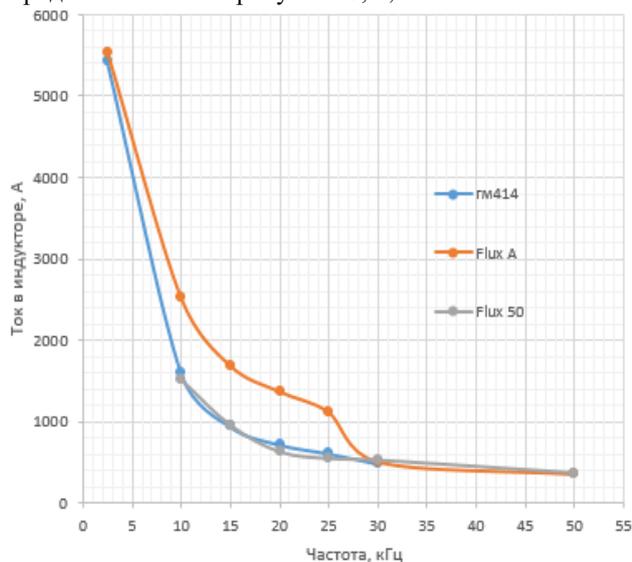


Рис. 3. График зависимости тока в индукторе от частоты тока в индукторе для исследуемых образцов

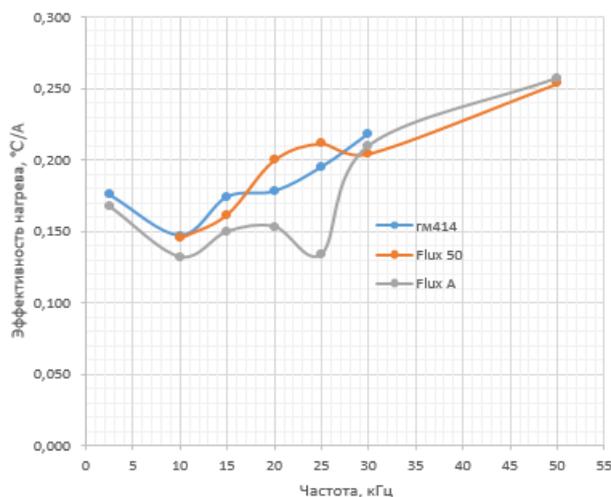


Рис. 4. График зависимости отношения максимальной температуры в нагрузке к полному току в индукторе от частоты тока в индукторе для исследуемых образцов.

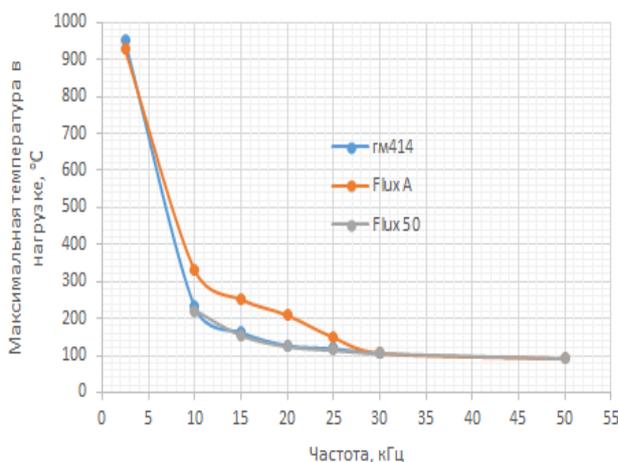


Рис. 5. График зависимости максимальной температуры в нагрузке от частоты тока в индукторе для исследуемых образцов.

Стоит отметить, что в СИН есть необходимость компенсации реактивной мощности с помощью введения конденсаторной батареи между понижающим трансформатором и индуктором. Чем больше реактивная мощность (Q_p), тем большая емкость батарей (С) потребуется, а это экономически и физически не выгодно.

$$C = \frac{Q_p}{U_{\text{инд}}^2 \cdot 2 \cdot \pi \cdot f_{\text{инд}}}$$

Для уменьшения реактивной мощности необходимо увеличить напряжение и/или увеличить частоту тока в индукторе. Следовательно, анализ выбора частоты должен быть основан на снижении реактивной мощности с последующим увеличением напряжения, для достижения требуемых температур в нагрузке.

Анализируя полученные данные, видно, что на частотах от 2.5 до 30 кГц, максимальная температура нагрузки выше только в образце FluxA, что

объясняется повышенным током в индукторе, однако, чем больше ток, тем больше джоулевы потери, а значит необходимо лучше охлаждать индуктор, иначе есть возможность разрушить индуктор за счет постоянного циклического нагрева индуктора выше 120°C. Стоит отметить, что эффективность нагрева у данного образца в основном уступает другим образцам, что не позволяет отдать предпочтение выбору этого образца, т.к. оба этих фактора не позволяют СИНМПК работать эффективно.

По эффективности нагрева особенно выделяется образец Fluxtrol 50 на средних частотах (10-30 кГц), он обладает плавной токовой и температурной характеристикой, а это означает, что нагрев при заданных частотах происходит более равномерно, в случае нестабильности подаваемой частоты, так же стоит отметить нелинейность кривой эффективности нагрева, которая показывает, что данный образец лучше использовать на частотах 20, 25, 50 кГц.

СИНМПК может работать с максимальной эффективностью на частоте 25 кГц, с применением образца Fluxtrol 50, на напряжении порядка 50 В, сохраняя первоначальную полную мощность порядка 100 кВт. Таким образом, возможно снижение реактивной мощности в 393 раз, что позволит использовать небольшую конденсаторную батарею. Результат моделирования при данных условиях представлен на рисунке 6.

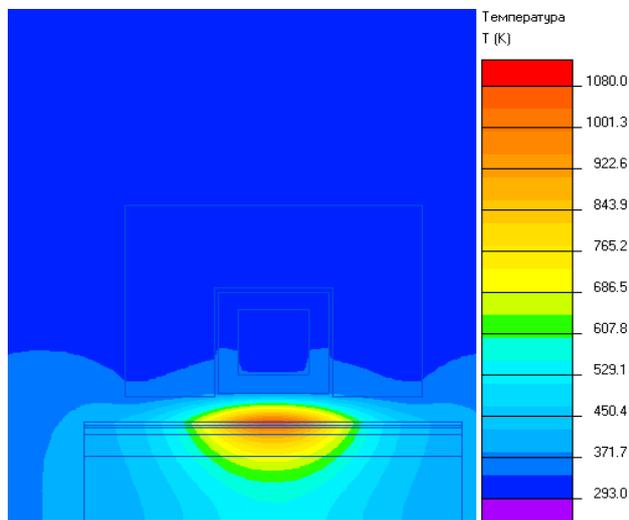


Рис. 6. Картина теплового поля сечения при работе СИНМПК при эффективных параметрах.

VI. Заключение

Применение КМП из Fluxtrol 50 позволяет улучшить работу СИНМПК, делает ее более эффективной (увеличивает электрический и термический КПД), более экономичной и физически

менее объемной за счет снижения количества конденсаторной батареи. Позволяет снизить ток в индукторе, за счет повышения напряжения на индукторе, тем самым снижает активные потери, при той же мощности. Благодаря своей низкой электропроводности выполняет второстепенную роль экрана от внешнего магнитного поля. КМП Fluxtrol 50 может иметь любую форму благодаря технологии изготовления, он так же обладает высокой анизотропией, что позволяет получить наилучшее соотношение между электропроводностью, теплопроводностью, и магнитными свойствами, что и способствовало выбору данного КМП для работы СИНМПК.

Литература

- [1] Goldstein R. Magnetic Flux Controllers in Induction Heating and Melting//ASM Handbook. Induction Heating and Heat Treatment, Volume 4C//. ASM International, 2014.
- [2] Слухоцкий А.Е., Рыскин С.Е. Индукторы для индукционного нагрева. Л.: Изд-во Энергия, 1974. 264 с.
- [3] Фризен В. Э., Черных И. В., Бычков С. А., Тарасов Ф. Е. Методы расчета электрических и магнитных полей: учебный комплект. Екатеринбург: Изд-во УрФУ, 2014. 176 с.
- [4] Лазерко В.А. Моделирование тепловых полей системы индукционного нагрева для правки металлических конструкций в программной среде ELCUT 6.3// Завалишинские чтения'19. Санкт-Петербург. Изд-во ГУАП, 2019 г.
- [5] Resource Guide for induction Technology. Proc. Fluxtrol Inc., 2008. 59 p.
- [6] Стародубцев Ю.Н., Белозеров В.Я. Магнитные свойства аморфных и нанокристаллических сплавов. Екатеринбург: Изд-во УрУ, 2002. 383 с.

Индуктивный датчик положения с вихретоковым эффектом в активном магнитном подшипнике

С.Ю.Логинов, Д.С.Федоров, И.В.Плохов

Факультет вычислительной техники и электроэнергетики, Псковский государственный университет, Псков, Россия

e-mail ppi-esa.secretary@mail.ru

Abstract - Active magnetic bearings stabilize the rotor of the electric machine in the air gap due to electromagnetic forces. The absence of mechanical contact makes it possible to achieve ultra-high speeds. A key element of this system is a position sensor. The most simple and reliable - inductive sensor, but its frequency range is physically limited to values of the order of 10 kHz. Digital filtering may require a higher frequency. The considered inductive position sensor with eddy current effect has a larger frequency range with comparable measurement accuracy.

Keyword — active magnetic bearing, inductive position sensor with eddy current effect.

I. Введение

Активные магнитные подшипники (АМП) за счет отсутствия механического контакта между ротором и статором кроме высокоскоростных приложений позволяют работать в вакууме, в условиях радиации, в агрессивных средах, в сверхчистых технологиях и при низких и высоких температурах, при которых работа обычных подшипников невозможна [1], [2]. Принцип действия АМП показан на рис. 1.

АМП без системы управления является неустойчивой системой. Правильная работа достигается лишь за счет обратных связей по положению и системы управления. Положение ротора в зазоре определяется датчиками положения. С помощью сигнала задания можно задавать микроперемещения ротора в зазоре. Контроллер обрабатывает сигнал с датчика по одному из законов управления (ПД, ПИД-регуляторы, адаптивное управление, алгоритм на основе нейронных сетей, робастное управление и т.п. [3,4,5]). Усилители мощности задают токи в обмотках электромагнитов. Таким образом, контролируются электромагнитные силы, удерживающие ротор в заданном положении.

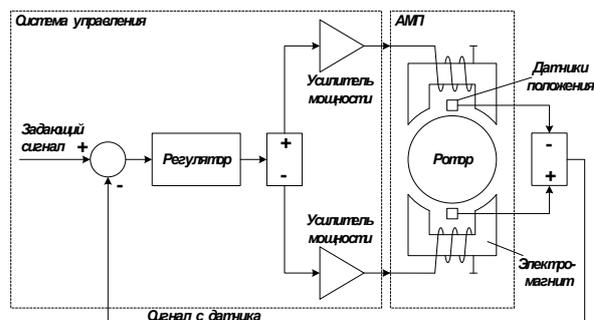


Рис. 1. Принцип действия АМП

II. Датчик положения

Ключевым элементом системы управления является датчик положения ротора. Именно его параметрами во многом определяются свойства всей системы. Он должен обладать высокой точностью измерений (порядка нескольких микрон), высоким быстродействием (порядка нескольких килогерц), высокой помехоустойчивостью. Существует большое разнообразие датчиков положения, основными можно считать индуктивные, индукционные, емкостные и датчики измерения магнитного поля.

Однако помехоустойчивости любого датчика не хватает, чтобы использовать его напрямую для дальнейшей обработки на контроллере. Для получения значения смещения ротора используются фильтры (либо на активных элементах, либо цифровые). Проблема заключается в том, что для более качественной фильтрации требуется большая частота сигнала, иначе возникает недопустимая задержка при обработке сигнала.

Рассмотрим существующий индуктивный датчик положения ротора.

Функциональная схема преобразователя (рис. 2) включает в себя генератор прямоугольного напряжения несущей частоты, задаваемой микроконтроллером, трансформатор с двумя одинаковыми обмотками, для получения двух напряжений в противофазе, индуктивный датчик смещения, с двумя диаметрально противоположно относительно центра ротора расположенными

обмотками (для получения дифференциального сигнала), аналого-цифровой преобразователь (АЦП) и микроконтроллер (МК), который осуществляет обработку сигнала.

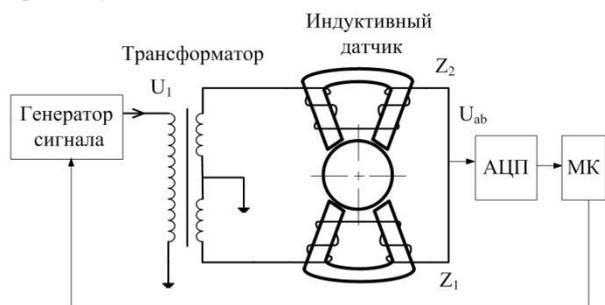


Рис. 2. Функциональная схема индуктивного преобразователя с трансформаторным мостом.

Вторичные обмотки трансформатора и обмотки датчика образуют трансформаторный мост. В центральном положении ротора мост сбалансирован и выходное напряжение $U_{ab} = 0$. В смещенном положении ротора имеем

$$U_{ab} = E \frac{z_1 - z_2}{z_1 + z_2 + 2z}$$

где E – ЭДС вторичной обмотки трансформатора; Z – комплексное сопротивление вторичной обмотки трансформатора, Z_1 и Z_2 – комплексные сопротивления первой и второй обмоток датчика соответственно.

Несущая частота ω_n обычно высока, поэтому активные сопротивления обмоток пренебрежимо малы по сравнению с их индуктивными сопротивлениями. Кроме этого трансформаторный мост проектируется так, чтобы индуктивность вторичных обмоток трансформатора была значительно меньше индуктивности обмоток датчика. Тогда в смещенном положении ротора имеем

$$U_{ab} = \frac{E(L_1 - L_2)}{L_1 + L_2}$$

где L_1 и L_2 – индуктивности обмоток датчика.

Несущая частота обычно задается порядка 10 кГц. Это обусловлено с одной стороны желанием повысить быстродействие, с другой стороны ограничением быстродействия АЦП микроконтроллера.

При подаче на вход опорного напряжения $U_{оп}$ прямоугольной формы, на выходе получаем напряжение, знак которого относительно знака опорного будет зависеть от того, в какую сторону смещен ротор относительно обмоток датчика.

На низких частотах выходное напряжение имеет практически прямоугольную форму. На частотах порядка десятков килогерц существенное влияние оказывают вихревые токи, не смотря на шихтованное

исполнение магнитопровода датчика. В настоящее время быстродействие АЦП микроконтроллера ограничено, что оказывает ограничение и на быстродействие датчика.

Возможно применение более быстродействующих АЦП, однако для них обычно уменьшается диапазон входного напряжения, что негативно сказывается на помехоустойчивости датчика.

III. Использование влияния вихревых токов

В современных микроконтроллерах имеется модуль захвата и сравнения. Он позволяет с большой точностью и быстродействием производить измерения интервалов времени между цифровыми сигналами. Таким образом, если получить сигнал положения с датчика, который будет пропорционален ширине импульса цифрового сигнала, можно повысить быстродействие.

На рисунке 3 показана функциональная схема индуктивного измерительного преобразователя с цифровым выходом [6].

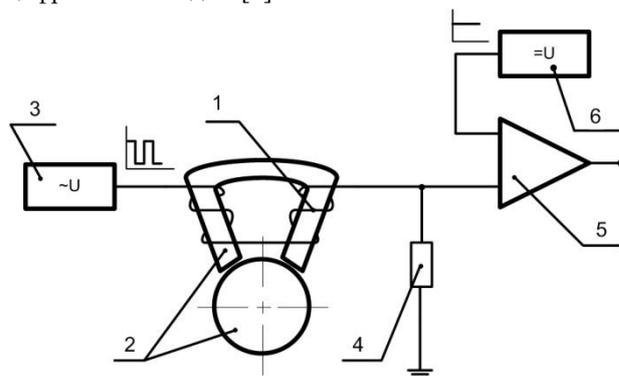


Рис. 3. Функциональная схема модернизированного датчика положения

Индуктивный измерительный преобразователь с цифровым выходом содержит катушку индуктивности 1, надетую на незамкнутый магнитопровод с изменяемым зазором 2, источник прямоугольного напряжения 3, резистор 4, компаратор 5, источник опорного напряжения 6. Последовательно катушке 1 включены генератор прямоугольного напряжения 3 и резистор 4, один из выводов которого подключен к заземлению, а другой к катушке 1 и одному из входов компаратора 5, к другому входу компаратора 5 подключен источник опорного напряжения 6.

Если в ответной части магнитопровода 2 возникают вихревые токи, то падение напряжения на резисторе будет иметь форму, близкую к треугольной. При изменении зазора сердечника индуктивность катушки и величина вихревых токов изменяются, а,

следовательно, изменится и амплитуда напряжения на резисторе. На входы компаратора подается постоянное опорное напряжение и треугольное напряжение с резистора (рис.4). При этом на его выходе появляются импульсы, длительность которых T зависит от величины зазора магнитопровода.

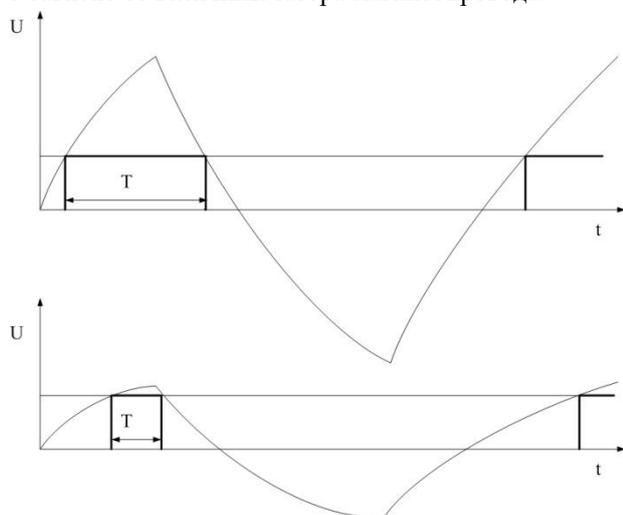


Рис. 4. Формирование импульсов на модернизированном датчике

Для уменьшения потерь желательно, чтобы в части магнитопровода на которую намотана катушка, не возникали бы вихревые токи, т.е. ее необходимо изготавливать из тонких листов шихтованной стали или из феррита.

За счет более быстрого измерения микроконтроллером интервала времени T , чем аналогового сигнала, имеется возможность повысить частоту сигнала опорного напряжения, подаваемого на обмотку датчика. Это положительно сказывается на быстродействии всей системы и дает возможность более качественной обработки полученного сигнала цифровыми фильтрами. Кроме этого, имеется возможность уйти от обработки аналоговых сигналов, что позволяет выбрать более быстродействующий DSP-контроллер, не содержащий блок АЦП. Еще, если разместить данный преобразователь непосредственно у АМП, исключаются помехи, наводимые на линию передачи аналогового сигнала от датчика к блоку управления.

Благодарности

Эта статья подготовлена при частичной поддержке Министерства образования и науки РФ. Проект «Разработка основ теории бесподшипниковой синхронной электрической машины» № 2014/700

Литература

- [1] A.Chiba, T.Fykao, O.Ichikawa, M.Oshima, M.TakemotoandD.G.Dorrell, *MagneticBearingsandBearingslessDrives*. ELSEVIER, pp. 127-135.
- [2] Журавлев, Ю. Н. Активные магнитные подшипники: теория, расчет, применение. – СПб.: Политехника, 2003. – 206с.
- [3] Adaptive control of the 1-DOF active magnetic bearing Sergei Loginov, Yuri Zhuravlyov, YuliaDomracheva, DmitryFedorov Environment. Technology. Resources. Proceedings of the 11-th International Scientific and Practical Conference. – 2017. – volume III – p. 188-191. ISSN 1691-5402
- [4] V.S. Polamraju, G.V. Sobhan, K. Nagesh, J. Amarnath and M. Subbarao. "Stabilization of active magnetic bearing system using single neuron PID controller", *ARPJN Journal of Engineering and Applied Sciences* vol. 9, no. 7, july 2014
- [5] Ming-Mao Hsu, Seng-Chi Chen, Van-Sum Nguyen and Ta-Hsiang Hu "Fuzzy and online trained adaptive neural network controller for an AMB system", *Journal of Applied Science and Engineering*, vol. 18, No. 1, pp. 47 -58. 2015
- [6] Патент на изобретение №2557373 «Индуктивный измерительный преобразователь с цифровым выходом» Зарегистрировано 24 июня 2015 года. Логинов Сергей Юрьевич, Домрачева Юлия Вячеславовна, Федоров Дмитрий Сергеевич

Построение конфигурации обмотки неразрушаемого магнита с индукцией магнитного поля выше 100 Тл

Г.А. Шнеерсон¹, А.С. Немов², А.Д. Лагуткина²

¹ Институт энергетики и транспортных систем, СПбПУ, Санкт-Петербург, Россия

² Институт прикладной математики и механики, СПбПУ, Санкт-Петербург, Россия
e-mail gashneerson@mail.ru

Abstract—The analysis of idealized quasi-force-free magnets has shown that mechanical stresses in the coils can be many times lower than the magnetic pressure of the generated field. With a purpose to construct a real magnet with a multi-turn coil, a technique was developed for selecting the distribution of poloidal and toroidal currents in the initial axially symmetric system as well as a procedure for constructing the spatial configuration of the conductors of a balanced multi-turn coil. By the example of a magnet with a two-layer coil situated in a coaxial screen, the possibility of generating a field with flux density above 100 T without an excessive increase in the ratio of the external radius of the magnet to the internal one is demonstrated.

Keyword — *quasi-force-free magnet, balanced coils, mechanical stresses*

I. Введение

Естественным ограничением на величину индукции магнитного поля, генерируемого импульсными магнитными системами, является прочность обмоток. Однако выполненный ранее анализ идеализированных квазибессилового магнитов показал, что механические напряжения в их обмотках могут быть во много раз меньше магнитного давления генерируемого поля [1,2]. При этом, в то время, как построение идеализированной осесимметричной конфигурации однослойной обмотки бесконечно малой толщины возможно на основе теоретических соображений [3], разработка конфигурации реального магнита с многослойной обмоткой конечной толщины требует применения многовариантного численного анализа. В работе предложена методика выбора распределений полоидального и тороидального токов в исходной аксиально-симметричной конфигурации обмотки на основе конечно-элементного расчета магнитного поля и применения алгоритмов параметрической оптимизации. В качестве примера рассмотрена осесимметричная конфигурация магнита с двухслойной обмоткой, расположенного в коаксиальном экране. Показана теоретическая возможность получения в такой системе магнитного поля с индукцией выше 100 Тл без чрезмерного увеличения отношения внешнего радиуса магнита к внутреннему, что свойственно системам традиционного исполнения. В работе также предложена процедура построения трехмерной геометрической конфигурации уравновешенной обмотки магнита на основе рассчитанного распределения полоидального и тороидального токов в осесимметричной конфигурации.

При анализе напряженно-деформированного состояния магнитных систем с обмотками малой толщины удобным оказывается использование понятия магнитного давления, численно равного силе Ампера, действующей на участок обмотки с единичной площадью поверхности, и полностью определяемого величиной создаваемого током в обмотке поля. Концепция построения квазибессилового обмоток основывается на идее локального равновесия каждого элемента обмотки малой толщины - равенства магнитных давлений полоидального и тороидального полей по обе стороны обмотки:

$$\frac{B_p^2}{2\mu_0} = \frac{B_\phi^2}{2\mu_0} \quad (1)$$

Для оценки величины действующих в обмотке напряжений удобным оказывается применение безразмерного прочностного параметра η , определяемого как отношение максимального значения эквивалентного по Мизесу напряжения, действующего в обмотке, к величине магнитного давления:

$$\eta = \frac{\sigma_M}{B_0/2\mu_0},$$

где B_0 – индукция на оси магнита. В идеальном случае тонкой однослойной цилиндрической обмотки неограниченной длины безразмерный прочностной параметр принимает значение $\eta \approx 0,2$ [1]. Примером

квазибессилового конфигурации магнита конечной длины, в которой условие (1) приближенно выполнено на всей границе, является представленный на рис. 1а магнит в коаксиальном экране.

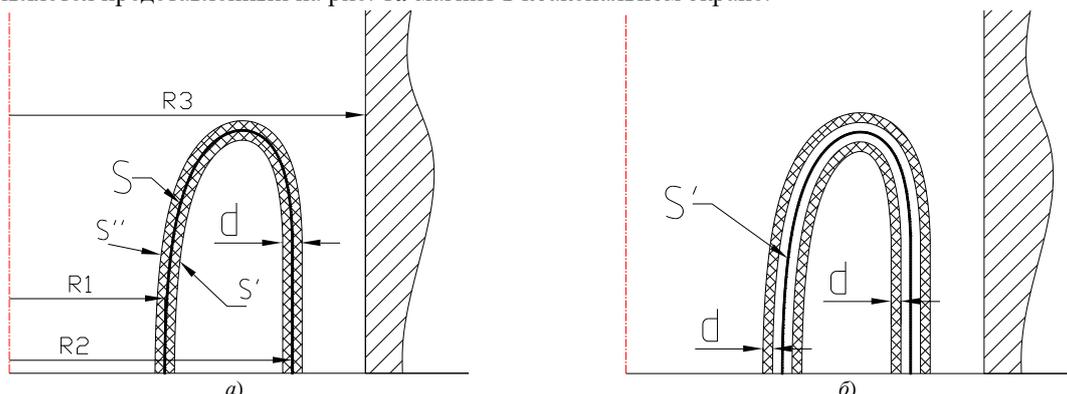


Рис. 1. Осесимметричная конфигурация тонкой квазибессилового обмотки в экране
а) однослойная система б) двухслойная система

Для представленной на рис. 1а конфигурации предельно достижимое поле определяется как прочностью обмотки, так и прочностью экрана. На поверхности экрана в данной системе в предположении явно выраженного скин-эффекта индукция магнитного поля составляет $B_1 = \frac{R_1}{R_2} B_0$, где R_1 и R_2 – внутренний и внешний радиусы обмотки, соответственно (рис. 1а). В работе [3] показано, что удовлетворяющая условию (1) конфигурация однослойной обмотки нулевой толщины в коаксиальном экране (рис. 1а) может быть построена, в частности для соотношения радиусов $\frac{R_2}{R_1} = 2,11$ и для внутреннего радиуса экрана $R_3 = \sqrt{R_2^2 + R_1 R_2} = 2,57 R_1$. В этом случае $B_1 = 0,47 B_0$, и на стенку экрана действует магнитное давление $P_S = \frac{0,22 B_0^2}{2 \mu_0}$, порождающее интенсивность напряжений по Мизесу $\sigma_M \approx \sqrt{3} P_S$. Приближенное значение безразмерного прочностного параметра η_2 для экрана в этом случае составляет 0.38, что в предположении предела текучести материала экрана 1 ГПа ограничивает реализуемые в такой системе магнитные поля индукцией 80 Тл. Более сильное магнитное поле может быть получено в системах, состоящих из N коаксиальных модулей – в этом случае максимальная интенсивность напряжений по Мизесу в обмотках может быть оценена по формуле [4]:

$$\sigma_M = \left(\frac{1}{N^2} \right) \eta' \frac{B_0^2}{2 \mu_0},$$

где η' – безразмерный прочностной параметр для однослойной системы, $\eta' \approx 0,2$. Используя результаты расчета магнитного поля для системы из двух слоев (рис. 1б), можно показать, что теоретическое значение прочностного параметра η_2 для экрана в этом случае составляет 0.15, что ограничивает величину генерируемого такой системой поля значением 130 Тл. В настоящей работе детально рассматривается возможность построения трехмерной конфигурации реальной двухслойной системы конечной толщины для генерации поля с индукцией более 100 Тл.

II. Построение осесимметричной конфигурации двухслойной системы

В отличие от рассмотренных ранее конфигураций, полученных в предположении бесконечно малой толщины обмоток, в реальной системе их толщина определяется ограничениями, связанными с допустимым нагревом проводников импульсом тока длительностью 1 мс. Учет распределения тока по толщине обмоток приводит, в общем случае, к нарушению условий равновесия (1) при использовании конфигурации, представленной на рис. 1б, и, следовательно, требует ее корректировки на основе численного анализа. Последнее может быть выполнено с применением системы конечно-элементного анализа и системы параметрической оптимизации в соответствии со следующим алгоритмом:

1. Построение геометрической конфигурации магнитной системы на основе введенных значений геометрических параметров (авторами была разработана модель, использующая 10 параметров для описания геометрии обмоток).

2. Построение конечно-элементной сетки в обмотках и в области вокруг них для решения последующих задач.

3. Решение задач расчета распределений полоидального тока в катушках.

4. Решение задачи расчета магнитного поля, создаваемого магнитной системой при условии задания на поверхностях обмоток распределения компонент магнитного потенциала, обеспечивающего постоянное в пределах поверхности обмотки значение магнитного потока.

5. Расчет распределения азимутальных токов в обмотках, генерирующих магнитное поле, приближенно совпадающее с рассчитанным в п. 4, на основе обработки результатов п. 4.

6. Решение задачи расчета магнитного поля, создаваемого одновременным действием в обмотках полоидальных токов, определённых в п. 3, и азимутальных токов, определенных в п. 5. Расчет объемных нагрузок, действующие на элементы обмоток вследствие взаимодействия тока в них с магнитным полем.

7. Решение задачи расчета напряженно-деформированного состояния обмоток под действием определенных в п. 6 объемных нагрузок.

Предложенный алгоритм был реализован авторами в системе конечно-элементного анализа ANSYS, и с помощью системы параметрической оптимизации modeFRONTIER был выполнен поиск рациональной конфигурации, обеспечивающей наименьшее значение прочностного параметра η (целевая функция задачи оптимизации), для оптимизации применен генетический алгоритм MOGA-II. График изменения значения η в ходе оптимизации, а также примеры нескольких геометрических конфигураций системы с различными значениями параметров представлены на рис. 2.

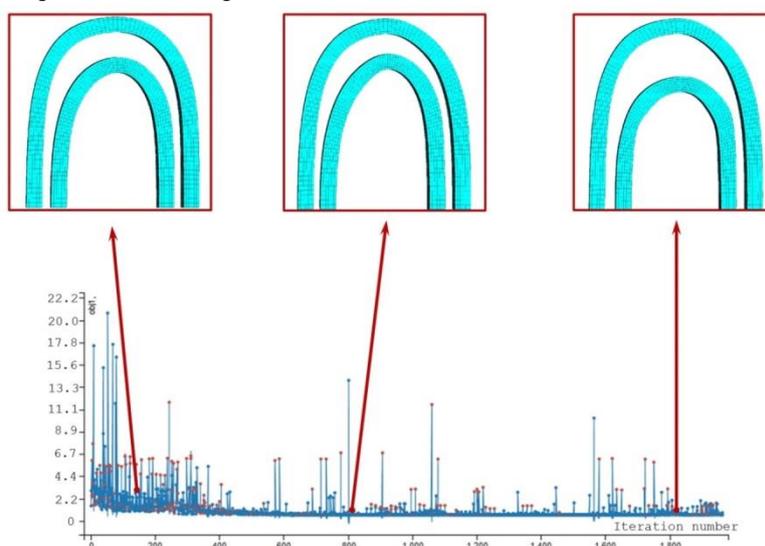


Рис. 2. Итерационный процесс оптимизации параметров двухслойного магнита

Всего оптимизационным алгоритмом было выполнено около 2000 итераций, что позволило найти сошедшееся рациональное решение, соответствующее максимальному значению прочностного параметра $\eta \approx 0.24$. Дальнейшее уменьшение действующих в обмотках напряжений было выполнено путем ручной коррекции распределения азимутального тока, отвода части полоидального тока и размещения во внутренней области внутренней обмотки дополнительного проводника для коррекции магнитного поля. Распределение прочностного параметра для построенной в итоге конфигурации представлено на рис. 3, максимальное значение составляет 0.134, что позволяет реализовать в такой системе поле свыше 100 Тл.

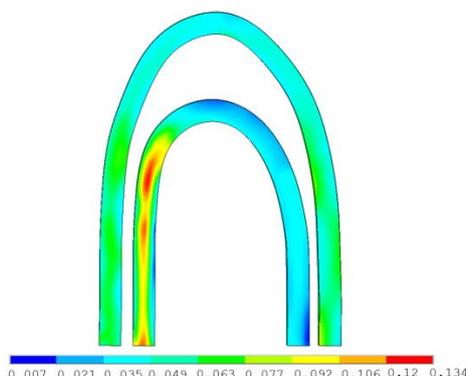


Рис. 3. Распределение прочностного параметра в рациональной конфигурации системы

III. Построение трехмерной конфигурации обмоток

Полученная на основе предложенной методики конфигурация магнитной системы может быть использована для построения трехмерной конфигурации обмотки, генерирующей приблизительно то же магнитное поле, что и идеализированная осесимметричная конфигурация. Упомянутое построение может быть выполнено на основе следующей процедуры:

1. Построение отдельных линий обмотки на поверхности тороида, определенного геометрией осесимметричной конфигурации обмотки. Тангенс угла наклона линии в каждой точке определяется отношением плотностей тороидального и полоидального токов в соответствующей точке осесимметричной конфигурации. Пример построения такой линии представлен на рис. 4а.

2. Определение числа витков, обеспечивающих замыкание линии обмотки, и построение трехмерной конфигурации на ее основе. Пример построения восьми витковой конфигурации трехмерной обмотки, соответствующей осесимметричной конфигурации наружной обмотки из представленных на рис. 3, представлен на рис. 4б.

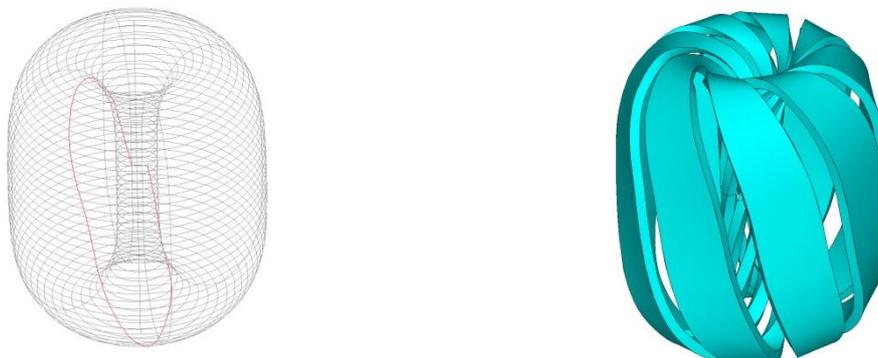


Рис. 4. Построение трехмерной конфигурации обмотки:
а) линия одного витка обмотки; б) трехмерная конфигурация восьми витковой обмотки

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 18-19-00230.

Литература

- [1] Ненашев А.П., Парфентьев А.А., Шнеерсон Г.А., Вечеров И.А., Кривошеев С.И., Каширина Н.Ю., Пылинина М.А. Азимутальные силы в несовершенной обмотке квазибессилового магнита и метод их снижения // Письма в Журнал технической физики. 2015. Т. 41. № 8. С. 26-34.
- [2] Шнеерсон Г.А., Колтунов О.С., Ненашев А.П., Парфентьев А.А., Вечеров И.А., Дегтев Д.А., Кривошеев С.И., Березкин А.Н. Компьютерные и натурные модели магнитов с однослойной квазибессилового обмоткой и оценки возможности использования таких магнитов в индуктивных накопителях энергии // Известия Российской академии наук. Энергетика. 2013. № 4. С. 62-71.
- [3] Шнеерсон Г.А., Вечеров И.А., Дегтев Д.А., Колтунов О.С., Кривошеев С.И., Шишигин С.Л. Конфигурации аксиально-симметричных квазибессилового магнитных систем. II // Журнал технической физики. 2008. Т. 78. № 10. С. 29-39.
- [4] G.A.Shneerson, M.I. Dolotenko, S.I Krivosheev. Strong and Superstrong Pulsed Magnetic Fields Generation. De Gruyter, Berlin, 2014.

Исследование электрогидродинамического насоса, основанного на проявлении эффекта Вина у диэлектрического барьера

Ю.К. Стишков¹, С.А. Васильков¹, К.Д. Полуэктова¹

¹ Физический факультет, СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия
poluektova.k.d@gmail.com

Abstract— So far, electrohydrodynamic (EHD) pumps based on the injection or the field-enhanced dissociation (the Wien effect) at the surface of metal electrodes have been studied. This paper proposes and studies both numerically and experimentally a fundamentally new pump scheme, namely, the EHD pump operating due to the Wien effect in a conical hole located in the solid insulation barrier. An experimental set-up of the pump was created and performance (pressure vs flow rate) characteristics were measured that satisfactorily agree with numerical calculations. With the size of the hole being a fraction of a millimeter, the proposed system performance is comparable with that of the previously studied EHD pumps.

Keyword — Electrohydrodynamics, EHD pump, field-enhanced dissociation, dielectric liquid, dielectric barrier, experiment, computer simulation.

I. Введение

Эффект Вина в жидких диэлектриках, которые считаются слабыми электролитами, заключается в усилении интенсивности диссоциации (распад ионной пары на два противоположно заряженных иона) в сильном электрическом поле, которое описывается теорией Онзагера [1]. За счёт неоднородности электрического поля интенсивность диссоциации становится неоднородной в объёме и возникает электрический заряд. Появляется электрическая движущая сила, под действием которой жидкость приходит в движение, возникают электрогидродинамические (ЭГД) течения [2–4].

Неоднородность поля может достигаться разными способами. Одним из самых распространённых является использование заострённого электрода, например, иглы. В подобных геометрических конфигурациях были подробно изучены ЭГД-течения, возникающие за счёт разных механизмов

зарядообразования: инъекции [5], рекомбинационно-диссоциационных слоёв [6–7].

Но есть и другой способ получения неоднородного усиления интенсивности диссоциации [4]: размещение в жидкости диэлектрических барьеров, частично перекрывающих межэлектродный промежуток. В этом случае область повышенной диссоциации находится у краёв барьера.

В этой работе исследован ЭГД-насос, основанный на проявлении эффекта Вина вблизи твёрдого диэлектрика, расположенного в диэлектрической жидкости. Проведено компьютерное моделирование, создан макет экспериментальной установки ЭГД-насоса, сопоставлены результаты.

II. Постановка задачи

Задача описывается системой уравнений электрогидродинамики для несжимаемых жидкостей:

$$\left\{ \begin{array}{l} \operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon \varepsilon_0} \quad (1) \\ \mathbf{E} = -\nabla \varphi \quad (2) \\ \rho = \sum_i Z_i e n_i \quad (3) \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j}_i = W_0 F(E, T, \varepsilon) - \alpha_i n_i n_2 \quad (4) \\ \mathbf{j}_i = Z_i n_i b_i \mathbf{E} - D_i \nabla n_i + n_i \mathbf{u} \quad (5) \\ \gamma \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u}, \nabla) \mathbf{u} \right) = -\nabla P + \eta \Delta \mathbf{u} + \rho \mathbf{E} \quad (6) \\ \operatorname{div} \mathbf{u} = 0 \quad (7) \end{array} \right.$$

где \mathbf{E} – напряжённость электрического поля, ρ – плотность объёмного заряда, ε – относительная диэлектрическая проницаемость жидкого диэлектрика, ε_0 – диэлектрическая постоянная, e – элементарный электрический заряд, n – концентрация ионов, индекс i обозначает сорта частиц, \mathbf{j} – плотность потока ионов, t – время, Z – валентность ионов, b – подвижность ионов, \mathbf{u} – скорость жидкости, D – коэффициент диффузии, α – коэффициент рекомбинации, γ – плотность жидкости, P –

относительное давление, η – динамическая вязкость, W_0 – интенсивность диссоциации в отсутствие электрического поля, функция F учитывает усиление интенсивности диссоциации под действием сильного электрического поля и определяется согласно теории Онзагера:

$$F(p) = \frac{I_1(4p)}{2p}, \quad (8)$$

где I_1 – модифицированная функция Бесселя первого рода, аргумент которой выражается как

$$p = \sqrt{\frac{r_b}{l_e}} = \sqrt{\frac{e^2}{8\pi\epsilon\epsilon_0 k_b T} / \frac{2k_b T}{eE}}. \quad (9).$$

Описанные уравнения решаются в программном пакете Comsol Multyphysics в следующей постановке задачи. Рассматривается осесимметричная задача, ось симметрии проходит через отверстие в барьере. Граничные условия и геометрия показаны на рис. 1. Диэлектрический барьер считается непроводящим, поэтому при наличии внешнего электрического поля на его поверхности происходит накопление заряда, который экранирует нормальную компоненту электрического поля в жидкости. Важно заметить, что на поверхности барьера задаётся условие равенства нулю нормальной компоненты (на рис. 1 обозначается индексом N) электрического поля $E_N=0$, то есть считается, что заряд уже накопился на поверхностях. На рис. 1 голубым цветом выделены границы, которые играют роль трубок, через которые поступает жидкость. С помощью граничного условия перепада давлений на верхней (обозначается индексом H) и нижней (обозначается индексом L) границах заменяется пассивная нагрузка. Скорости на этих границах задаются равными (условие периодичности для поля скоростей). На высоковольтном электроде (красная верхняя граница геометрии) задаётся значение потенциала $\varphi = +V_0$, равное приложенному напряжению к системе. На заземлённом электроде (тёмно-синяя нижняя граница геометрии) – условие $\varphi = 0$. Непроницаемость стенок для ионов задаётся как равенство нулю нормальной компоненты плотности тока j_N положительных ($j_{N,1} = 0$) и отрицательных ($j_{N,2} = 0$) ионов.

В качестве диэлектрической жидкости, в которую помещён барьер, используется трансформаторное масло ГК-1700 с добавлением 23% циклогексанола ($C_6H_{11}OH$). При подборе жидкости основными критериями являлись значение низковольтной проводимости и её стабильность во времени. Свойства используемой жидкости: низковольтная проводимость

равна $1.06 \cdot 10^{-8}$ См/м, относительная диэлектрическая проницаемость – 3, вязкость – 18.2 мПа·с, подвижность ионов – 10^{-9} м²/(В·с), плотность – 885 кг/м³.

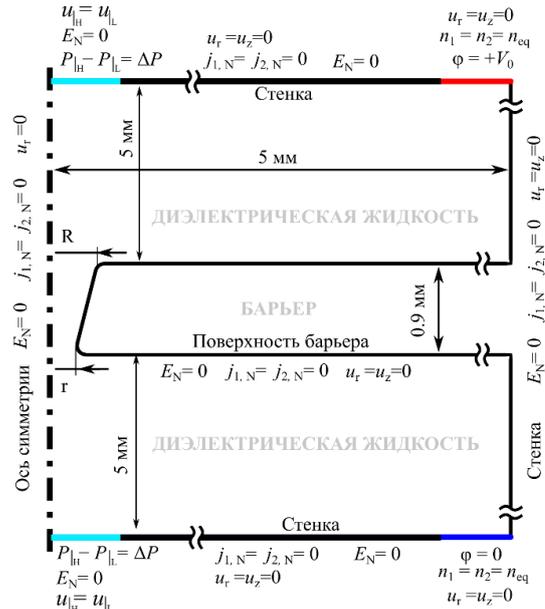


Рис. 1. Геометрия компьютерной модели (не в масштабе).

III. Анализ результатов компьютерного моделирования

Рассмотрим подробнее физические причины сквозной прокачки жидкости через отверстие. Для этого рассмотрим оптимальный режим работы для данной конфигурации насоса, когда перепад давления равен 750 Па – примерно половине от максимального генерируемого давления. Далее проанализированы распределения физических величин в области интереса, то есть в отверстии и вблизи него.

Силовые линии электрического поля, начинающиеся с электродов, не пересекают поверхность твёрдого диэлектрика, а стягиваются в отверстие, где возникает область повышенной напряжённости электрического поля. Особенно сильно эффект проявляется в суженной части отверстия. При прикладываемом напряжении 25 кВ величина напряжённости электрического поля достигает значений порядка 10^7 В/м и интенсивность диссоциации увеличивается в десятки раз (рис. 2).

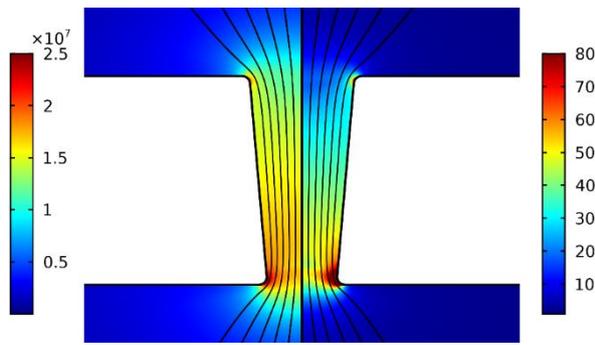


Рис.2. Напряжённость поля [В/м] (слева) и усиление диссоциации [1] (справа).

Согласно теории, усиление диссоциации связано с нормированной равновесной концентрацией ионов n_{eq} соотношением $\sqrt{F} = n_{eq}/n_0$, где n_0 – концентрация ионов в отсутствие электрического поля, рассчитываемая по формуле $n_0 = \sigma_0 / 2be$, где σ_0 – низковольтная проводимость. Видно, что при усилении диссоциации примерно в сто раз расчётная концентрация ионов увеличивается примерно в 10 раз (рис.2 и рис.3, справа). На рис. 3 справа приведена нормированная концентрация положительных ионов, для отрицательных распределение качественно идентично.

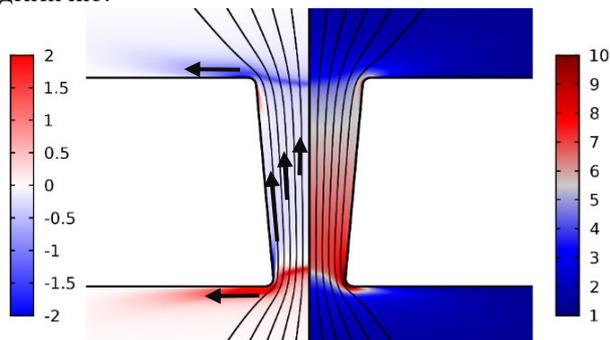


Рис. 3. Объёмный заряд [Кл/м³] (слева) и концентрация положительных ионов, нормированная на величину концентрации ионов при отсутствии поля [1] (справа). Чёрные стрелки показывают направление силы Кулона.

Под действием электрического поля ионы частично разделяются, создавая при этом неравновесный заряд (рис. 3, слева). На него действует объёмная сила Кулона, которая показана на рис. 3 чёрными стрелками.

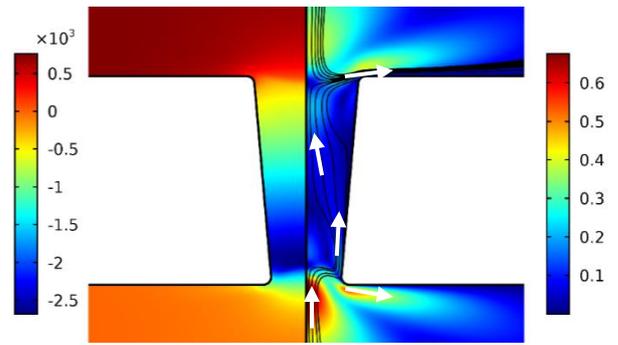


Рис. 4. Давление [Па] (слева) и скорость [м/с] (справа). Чёрные линии справа показывают характер течения, белые стрелки – направление течения.

Нагрузка по давлению задана на границы, отмеченные на рис. 1 голубым цветом, такой, что без приложенного напряжения жидкость текла бы в обратном направлении из области повышенного давления в область пониженного давления (рис. 4, слева). Однако при наличии силы Кулона жидкость течёт из суженной части отверстия в расширенную, (рис. 4, справа, белые стрелки), то есть система функционирует как ЭГД-насос.

Компьютерное моделирование показало, что система, состоящая из диэлектрического барьера с коническим отверстием, помещённого в слабопроводящую жидкость, и электродов, расположенных вдали от отверстия, должна прокачивать жидкость. На основе моделирования была предложена и изготовлена оригинальная модель ЭГД-насоса нового типа, проведены исследования этой модели и выполнено сопоставление экспериментальных и расчётных данных.

IV. Экспериментальное исследование оригинального ЭГД-насоса

Экспериментальная установка ЭГД-насоса показана на рис. 5. Отверстие создано в барьере из аморфного полиэтилентерефталата (ПЭТ). Размеры, используемые в компьютерном моделировании, совпадают с экспериментальными, за исключением радиусов закругления краёв отверстия, поскольку метод создания отверстия не позволил контролировать этот параметр. Форма отверстия контролировалась с помощью микроскопа (рис. 5, справа).



Рис. 5 Фотография ЭГД-насоса (слева) и фотографии отверстия под микроскопом: большой (верхний, $D=0.46$ мм) и малый (нижний, $d=0.3$ мм) диаметры отверстия (справа).

На рис. 6–7 изображено сравнение моделирования с полученными экспериментально вольтамперной характеристикой и зависимостью давления от напряжения. Как видно на рис. 6, ВАХ нелинейна, что обусловлено эффектом Вина в отверстии, однако, экспериментальный ток больше расчётного в 1.5–2 раза в зависимости от приложенного напряжения. Экспериментально измеренное давление в режиме холостого хода нелинейно зависит от напряжения (рис. 7), однако экспериментальные результаты несколько ниже расчётных, что может быть обусловлено несовпадением размеров кромок отверстия. Зависимости тока и давления от напряжения достаточно хорошо воспроизводятся (красные точки – первое измерение, синие – повторное).

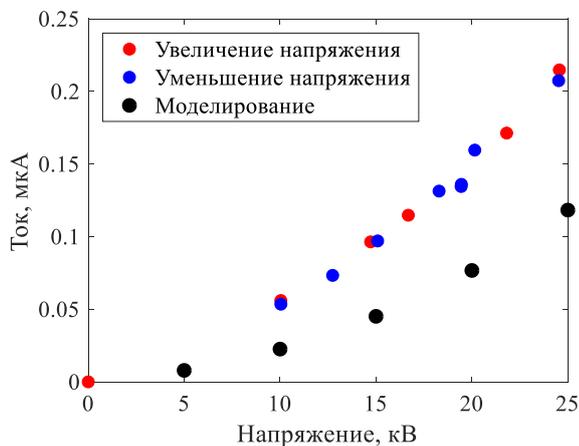


Рис. 6. Вольтамперные характеристики.

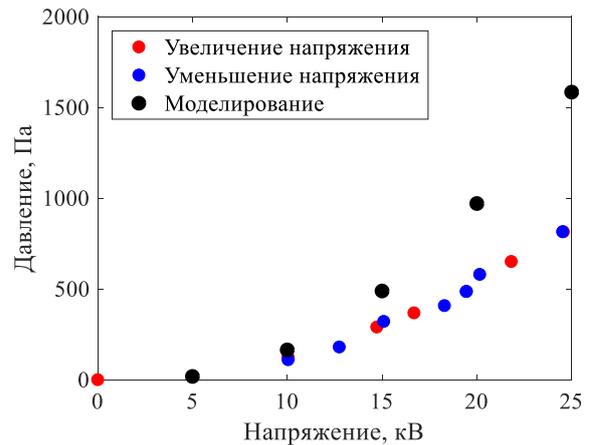


Рис. 7. Зависимость давления от напряжения.

На рис. 8 приведены P/Q характеристики ЭГД-насоса, полученные экспериментально и с помощью численной модели. Характер этих зависимостей одинаков, максимальные расходы в режиме нулевой нагрузки совпадают с достаточной точностью, однако наблюдается существенное различие в значениях между максимальными генерируемыми давлениями: расчётное давление примерно на 50% больше полученного в эксперименте.

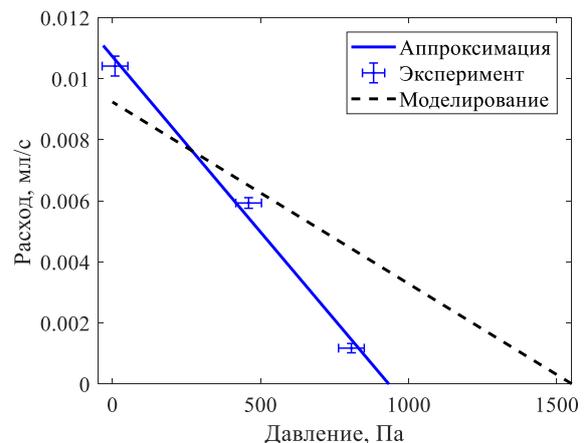


Рис. 8. Сравнение P/Q характеристик.

V. Выводы

В работе разработан, создан и исследован ЭГД-насос нового типа, основанный на эффекте Вина у поверхности твёрдого диэлектрика. Создание лабораторной установки позволило сопоставить результаты эксперимента с компьютерным моделированием.

Компьютерное моделирование позволило понять основные процессы, происходящие в барьере с отверстием, получено удовлетворительное соответствие результатов расчёта с

экспериментальными зависимостями: по максимальному расходу разница 10%, по давлению максимальное расхождение 40%.

Одна из основных гипотез расхождения заключается в различии формы кромок отверстия в барьере экспериментальной и компьютерной модели ЭГД-насоса. Согласно другой гипотезе, заряд не полностью накапливается на острых краях отверстия, и граничное условие $E_N=0$, которое используется в моделировании, не корректно.

Следует отметить, что используемая в эксперименте одиночная ступень ЭГД-насоса способна генерировать давление до 900 Па. В дальнейшем авторы будут работать над оптимизацией данной конструкции насоса.

Литература

- [1] L. Onsager, "Deviations from Ohm's law in weak electrolytes," J. Chem. Phys., Vol. 2, pp. 599–615, 1934.
- [2] M. S. Apfelbaum, E. M. Apfelbaum, "One model of electric conduction and electric field distributions in a liquid insulator", Journal of Electrostatics, vol. 50, no. 2, pp. 129–142, 2001.
- [3] Y. Stishkov, V. Chirkov, "Dependence of the electrohydrodynamic flows structure in very non-uniform electric field on the charge formation mechanism", in Proc. of the 17th International Conference on Dielectric Liquids, Trondheim (Norway), pp. 1–4, 2011
- [4] S. A. Vasilkov, V. A. Chirkov, Yu. K. Stishkov "Electrohydrodynamic flow caused by field-enhanced dissociation solely", Physics of Fluids, vol. 29, no. 6, pp. 063601, 2017.
- [5] Yu. K. Stishkov and A. A. Ostapenko, "Electrohydrodynamical Flows in Liquid Dielectrics", Publishing House of Leningrad State Univ., Leningrad, 1989 (in Russian).
- [6] S. Jeong, J. Seyed-Yagoobi "Fluid circulation in an Enclosure generated by electrohydrodynamic conduction phenomenon", in Proc. of 14th International Conference on Dielectric Liquids, Graz (Austria), pp. 41–44, 2002.
- [7] S. Jeong, J. Seyed-Yagoobi, "Experimental study of electrohydrodynamic pumping through conduction phenomenon", Journal of Electrostatics, vol. 56, no. 2, pp. 123–133, 2002.

Модель сопротивления стягивания скользящего электрического контакта с учетом его фрактальной размерности

И.В. Плохов, И.Е. Савраев, О.И. Козырева, А.В.Ильин

Факультет вычислительной техники и электроэнергетики, ПсковГУ, Псков, Россия
e-mail ks_33n@mail.ru

Abstract—The theory of electrofriction interaction is currently at a transitional stage, which is characterized by a large number of accumulated empirical data, hypotheses and various types of models, which can not sufficiently claim the adequacy of the presentation of the phenomena being studied. In this article, the processes of electrofriction interaction are considered from the standpoint of synergetics and the theory of fractals.

Keyword—brush contact, constriction resistances, electrofriction interaction, theory of fractals, mathematical simulation.

I. Введение

Каждому масштабу неоднородности контактной зоны скользящего электрического контактов (СК) соответствует компонента общего сопротивления стягивания [1]. Хольмом предложено учитывать две компоненты, соответствующие стягиванию к группе пятен и стягиванию в пределах границы данной группы. Для тел с одинаковым удельным сопротивлением ρ , содержащих одну группу круглых, равномерно распределенных пятен получено выражение:

$$R_{retr} = R_1 + R_2 = \rho \cdot \left(\frac{1}{2n \cdot a} + \frac{1}{2a_k} \right), \quad (1)$$

где n – общее число пятен контакта; a – радиус пятна; a_k – радиус круга, внутри которого размещаются пятна контакта; R_1, R_2 – компоненты сопротивления, соответствующие стягиванию к пятнам и их группам.

Гринвудом [2] был уточнен второй член выражения,

$$R_{retr} = R_1 + R_2 = \left(\frac{1}{2na} + \frac{16}{3\pi^2 a_k} \right), \quad (2)$$

и показано, что его величина практически одинакова для любого расположения контактных пятен в общей группе.

Формула Гринвуда была расширена членами, которые учитывали асимметрию распределения групп пятен (кластеров) друг на друга, а так же асимметрию распределения групп на номинальной площади [3–5].

Процессы электрофрикционного взаимодействия будем рассматривать с позиций синергетики и теории фракталов [6-8], поскольку скользящий электрический контакт является открытой системой, а в переходном слое происходят эволюционные процессы возникновения и распада проводящих кластеров, которые можно интерпретировать в тангенциальном направлении как фрактальные, а в радиальном – как перколяционные кластеры [9-11].

II. Модель непосредственной проводимости в скользящем контакте

Непосредственная проводимость в СК возникает при прямом соприкосновении микровыступов в переходном слое контактирующих микрорельефов. Кроме того, будем считать, что в результате фриттинга также возникает проводимость, аналогичная непосредственной токопередаче.

Основной составляющей переходного сопротивления скользящего электрического контакта является сопротивление стягивания, которое обусловлено искажением линий тока в области каждого отдельного контактного пятна шероховатых поверхностей [12], [13].

Для определения переходного сопротивления в рамках вычислительных моделей ЭФВ необходимо определить математическое выражение для сопротивления стягивания отдельного контактного кластера. Поэтому, выведем математические выражения, дающие топологическое и фрактальное представление о сопротивлении стягивания, а также произведем сравнение полученных результатов с известными.

В упрощенном варианте расчета зададим одиночное круглое пятно контакта радиуса r_0 . При

достаточно компактном размещении проводящих кластеров подобное объединение в рамках единой области допустимо. Для определения сопротивления стягивания окружающее полупространство разобьем на две области А и В. Область А ограничена полусферой с радиусом контактного пятна r_0 , а область В – полусферой радиуса $r_m \gg r_0$. Назовем эти области в соответствии с их размещением относительно малой «контактной» полусферы: А – «внутренней», В – «внешней».

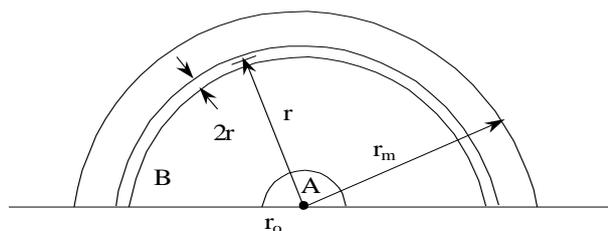


Рис.1. К приближенному определению сопротивления стягивания круглого контактного пятна.

Выделив объем, заключенный между двумя сферами с радиусами $r+dr/2$ и $r-dr/2$ в области В, определим сопротивление dR_B данного слоя в направлении линий тока.

$$dR_B = \rho \frac{dr}{2\pi r^2}. \quad (3)$$

Линии тока в области В направлены радиально, а указанный сферический объем ограничен эквипотенциальными поверхностями. При этом считаем, что линии тока соединяют сверхпроводящие сферы с радиусами r_0 и $r_m \gg r_0$. Тогда сопротивление R_B зоны В определится путем интегрирования предыдущей формулы

$$R_B = \frac{\rho}{2\pi} \int_{r_0}^{r_m} \frac{dr}{r^2} = \frac{\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_m} \right). \quad (4)$$

С учетом того, что $r_m \gg r_0$, «внешнюю» составляющую сопротивления стягивания найдем по формуле:

$$R_B = \frac{\rho}{2\pi r_0}. \quad (5)$$

«Внутреннюю» составляющую определим приближенно из соображения замены полусферы цилиндром эквивалентной высоты с такой же площадью основания и непроводящими боковыми стенками. Высоту цилиндра найдем по условию равенства объемов полусферы и цилиндра.

$$h = \frac{2}{3} r_0; \quad R_A = \frac{\rho}{6\pi r_0}, \quad (6)$$

Тогда общее сопротивление стягивания

$$R_{\text{retr}} = R_A + R_B = \frac{2\rho}{3\pi r_0} \approx \frac{\rho}{4,71 r_0}. \quad (7)$$

Для уточнения сопротивления стягивания вычислим «внутреннее» сопротивление (полусфера А) путем интегрирования проводимостей элементарных кольцеобразных областей, изображенных на рис. 2.

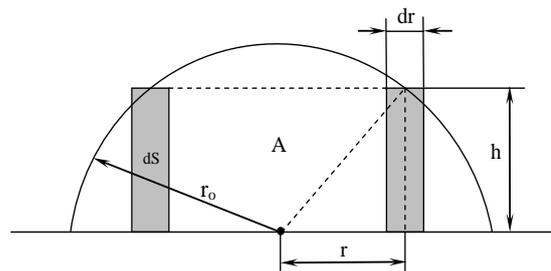


Рис.2. К уточнению сопротивления стягивания.

Проводимость кольцеобразной области dr равна:

$$G_h = \frac{dS}{\rho \sqrt{r_0^2 - r^2}}, \quad (8)$$

где $dS = 2\pi r dr$ – площадь горизонтального сечения.

Проводимость сферы А определим следующим образом:

$$G_A = \int_0^{r_0} \frac{2\pi r}{\rho \sqrt{r_0^2 - r^2}} dr. \quad (9)$$

После интегрирования в заданных пределах и перехода к обратной величине, получим выражение для сопротивления зоны А.

$$R_A = \frac{\rho}{2\pi r_0}. \quad (10)$$

Тогда сопротивление стягивания определим как сумму:

$$R_{\text{retr}} = R_A + R_B = \frac{\rho}{\pi r_0}. \quad (11)$$

В первом варианте расчета получаем заниженное значение, а во втором – завышенное по сравнению с классическими формулами.

Наиболее правильный результат получим при интегрировании проводимости по всему объему полупространства. Для этого выделим в зоне В элементарные области, представляющие собой разность объемов двух урезанных конусов с углами при вершинах 2α и $2(\alpha+d\alpha)$ (см. рис. 3).

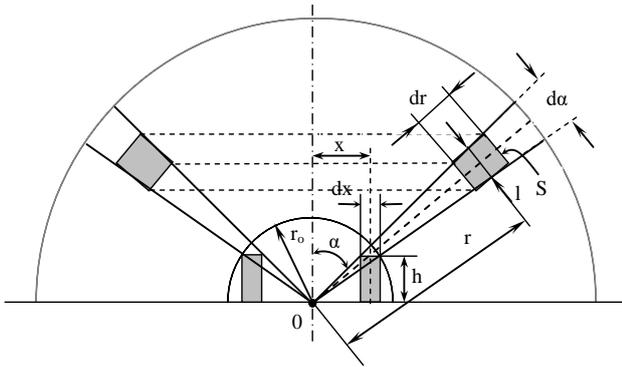


Рис. 3. Куточению сопротивления стягивания.

Проводимость кольцеобразного объема dx равна

$$dG_x = \frac{2\pi x dx}{\rho \sqrt{x_0^2 - x^2}} \quad (12)$$

Для зоны В площадь S и ширина λ кольцевого объема dr :

$$S = 2\pi r^2 \sin \alpha d\alpha; \quad \lambda = r d\alpha$$

Тогда сопротивление объема вращения угла $d\alpha$ в области В:

$$dR_B = \frac{\rho}{2\pi \sin \alpha d\alpha} \int_{r_0}^r \frac{dr}{r^2} = \frac{\rho}{2\pi \sin \alpha d\alpha} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_m} \right). \quad (13)$$

Приращение dx и координату x выразим через угол α :

$$dx = r_0 \left(\sin \alpha + \frac{d\alpha}{2} \cos \alpha \right) d\alpha = r_0 \sin \alpha d\alpha; \quad (14)$$

$$r = r_0 \sin \alpha; \quad (15)$$

$$dR_A = \frac{\rho \cos \alpha}{2\pi r_0 \sin^2 \alpha d\alpha}. \quad (16)$$

Сопротивление элемента стягивания найдем, как сумму сопротивлений элементов областей А и В.

$$dR_{\text{retr}}(\alpha) = \frac{\rho \cos \alpha}{2\pi r_0 \sin^2 \alpha d\alpha} + \frac{\rho}{2\pi \sin \alpha d\alpha} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_m} \right). \quad (17)$$

После преобразований и упрощений получим

$$dR_{\text{retr}}(\alpha) = \frac{\rho}{2\pi \sin \alpha d\alpha} \left[\frac{1}{r_0} (1 + ctg \alpha) - \frac{1}{r_m} \right]. \quad (18)$$

При условии $r_m \gg r_0$ выражение упрощается.

$$dR_{\text{retr}}(\alpha) = \frac{\rho(1+ctg\alpha)}{2\pi r_0 \sin \alpha d\alpha}. \quad (19)$$

Интегрирование проводимости элементарного объема dG_{retr} осуществляем в пределах, дающих полный охват рассматриваемого полупространства:

$$G_{\text{retr}} = \int_0^{\pi/2} \frac{2\pi r_0 \sin \alpha}{\rho(1+ctg\alpha)} d\alpha, \quad (20)$$

$$G_{\text{retr}} = \frac{\pi r_0}{\rho \sqrt{2}} \lambda \nu \left(\frac{\sqrt{2}+1}{\sqrt{2}-1} \right), \quad (21)$$

$$G_{\text{retr}} = \frac{r_0}{\rho} 3,916. \quad (22)$$

Тогда общее сопротивление стягивания приближенно равно

$$R_{\text{retr}} \approx \frac{\rho}{3,916 r_0}. \quad (23)$$

Точная формула имеет следующий вид:

$$R_{\text{retr}} = \frac{\rho}{r_0} \cdot \frac{\sqrt{2}}{\pi} \ln^{-1} \left(\frac{\sqrt{2}+1}{\sqrt{2}-1} \right). \quad (24)$$

Как видим, выражение (23) практически совпадает с формулой Хольма для сопротивления стягивания круглой контактной площадки.

III. Учет фрактальной размерности

До сих пор речь шла о сопротивлении сплошного пятна контакта. Однако в действительности практически всегда контактное пятно представляет собой фрактальный кластер дробной размерности с неидеальными границами [14], [15]. В этом случае следует учитывать плотность упаковки элементов кластера r_{kl} и его фрактальную размерность D при определении сопротивления стягивания. Размерность D не зависит от формы кластера, или от того, является ли упаковка составляющих его мономеров плотной, случайной или скважистой. Фрактальная размерность плоского кластера всегда меньше 2, т.е. меньше величины топологической размерности пространства. Плотность упаковки зависит от формы мономеров. Так, для плотно упакованных сфер она составляет $\frac{\pi}{3\sqrt{2}} = 0,7405$, а при случайной упаковке снижается до 0,637. Для покрытия плоского кластера квадратами, а трехмерного кубами, можно считать, что при неограниченном уменьшении мономеров плотность упаковки стремится к единице. Если размер элемента r , а характеристический размер кластера r_{kl} , то запишем:

$$N = \rho_{kl} \left(\frac{r_{kl}}{r} \right)^D, \quad (25)$$

$$\text{в пределе, при } \rho_{kl} \rightarrow 1, \quad N = \left(\frac{r_{kl}}{r} \right)^D, \quad D = \frac{\lg N}{\lg r_{kl} - \lg r},$$

В качестве параметра размера кластера используют радиус гирации. Он вводится соотношением $R_g = (<R^2>)^{1/2}$ где R – расстояние от рассматриваемой точки кластера до его центра масс, угловые скобки означают усреднение по распределению частиц в кластере.

Выражение (23) определяет лишь половину сопротивления стягивания, т.к. определено для полупространства. Поэтому полное сопротивление в случае одинаковых ρ полупространств определится следующим выражением

$$R_{\text{retr}} = \frac{\rho}{1,96 \cdot r_0} \approx \frac{\rho}{2 r_0}. \quad (27)$$

Для пространственной характеристики кластеров вместо топологической размерности используют дробную фрактальную размерность. Поэтому величина сопротивления стягивания кластера зависит его фрактальной размерности. С учетом

вышесказанного запишем формулу сопротивления стягивания для объектов дробной размерности в следующем виде:

$$R_{\text{retr kl}} = R_{\text{retr}} \cdot (r_{kl} \cdot D_f), \quad (28)$$

где $R_{\text{retr kl}}$ – сопротивление стягивания фрактального кластера; R_{retr} – сопротивление стягивания круга с радиусом, равным характеристическому размеру кластера r_{kl} . Для трехмерного пространства $R_{\text{retr}}(r_{kl}) = \frac{\rho}{2r_{kl}}$, $R_{\text{retr kl}} = \frac{\rho}{2r_{kl}D_f}$, D_f – фрактальная размерность кластера.

Для определения степени адекватности формулы (28) проведена серия экспериментов на плоской модели стягивания линий тока [15]. Различие между экспериментальными и теоретическими результатами не превышает 5%. Точность совпадения результатов вычисления сопротивления стягивания, проведенного двумя способами для различных кластеров, позволяет судить об адекватности предложенной формулы для вычисления сопротивления стягивания.

В связи с тем, что верификацию указанной формулы производили с использованием плоской экспериментальной модели, вывод об адекватности сделан с учетом принципа физического подобия. Кроме того, на модели, использующей данную формулу, получены удовлетворительные качественные и количественные соответствия экспериментальных и расчетных вольт–амперных аттракторов [16].

IV. Выводы

Выражение (28) для определения сопротивления стягивания объектов дробной фрактальной размерности становится более универсальным по сравнению с формулами Хольма, Ипа, Венарта и Гринвуда и позволяет достаточно просто производить расчет сопротивления стягивания фрактальных кластеров и мультифракталов. При этом агрегацию ограниченных кластеров производим по критерию их минимального удаления друг от друга (не более чем на величину характеристического размера меньшего кластера).

Сравнение экспериментальных и теоретических данных [16] свидетельствует об удовлетворительной степени адекватности формулы для сопротивления стягивания кластера, использующей в качестве масштабирующего фактора величину фрактальной размерности.

Литература

- [1] Хольм Р. Электрические контакты. М.: Иностранная литература. 1961.
- [2] Greenwood J.A. Constriction resistance and the real area of contact. – British Journal of appl. Physics. 1966. V.17. P.1621-1631.
- [3] Кончиц В.В., Мешков В.В., Мышкин В.В. Триботехника электрических контактов. Минск: Наука и техника. 1986.
- [4] Реутт Е.К., Саксонов И.Н. Электрические контакты. М.: Воениздат. 1971. 126 с.
- [5] Мерл В. Электрический контакт. – М.-Л.: Госэнергоиздат. 1962.
- [6] Mandelbrot B.B. The fractal geometry nature. N.Y.: Freeman. 1983. 480 p.
- [7] Иванова В. С., Баланкин А. С., Бунин И. Ж., Оксогов А. А. Синергетика и фракталы в материаловедении. М.: Наука, 1994. — 384 с. ISBN 5-02-001818-X.
- [8] 8Федер Е. Фракталы. М.: Мир. 1991.
- [9] Смирнов Б.М. Физика фрактальных кластеров. М.: Наука. 1991.
- [10] Плохов И.В., Савраев И.Е. Вычислительная модель развития перколяционных кластеров контактной проводимости // Труды Псковского политехнического института. С.-Петербург/Псков: СПбГТУ, 1997. Вып.1. С.51-54.
- [11] Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Теория протекания и проводимость сильно неоднородных сред // УФН. Т.117. Вып. 3. 1975. С.401–435.
- [12] Омельченко В.Т. Теория процессов на контактах. Харьков: ХГУ, Вища школа. 1979.
- [13] Ким Е.И., Омельченко В.Т., Харин С.Н. Математические модели тепловых процессов в электрических контактах. Алма-Ата: Наука. 1977.
- [14] Plokhov, I.V. Dynamic model of current transfer through a slipping contact – Russian Electrical Engineering. 2005.
- [15] Plokhov I.V. Investigation electric contact contraction resistance – Russian Electrical Engineering. 2004.
- [16] Плохов И.В. Комплексная диагностика и прогнозирование технического состояния узлов скользящего токосъема турбогенераторов // дис. доктора техн. наук. СПбГТУ. 2001.

Влияние параметров лазерного излучения на процессы генерации плазменно-пылевых образований

А.С. Борейшо¹, С.В. Ивакин¹, А.В. Савин¹, В.В. Сементин¹, П.Ю. Сердобинцев², А.А. Сергеев³

¹ БГТУ «ВОЕНМЕХ» им. Д. Ф. Устинова, Санкт-Петербург, Россия

² СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия

³ Институт электрофизики и электроэнергетики РАН, Санкт-Петербург, Россия
sergeev.a.san@yandex.ru

Abstract — The article presents experimental results on charging of free falling titanium dust particles with feature size of about 40 micrometers by femtosecond laser pulses. The results include the ratio of the achieved dust particle charge under different conditions: the beam size, energy and duration of laser pulses. Multi-photon ionization issues, the degree of a nonlinear process and quantum efficiency of the femtosecond charging are discussed.

Keywords - Plasma-dust formations, multi-photon ionization, quantum efficiency, nonlinear processes.

I. Введение

Фотоионизационная пылевая плазма широко распространена в космическом пространстве. Она обнаружена в верхних слоях атмосфер планет, вблизи поверхностей безатмосферных небесных тел естественного и искусственного происхождения, в хвостах комет и др. Индуцируемые солнечным излучением и потоками заряженных частиц плазменно-пылевые образования (ППО) исследуются в ходе наземных и космических экспериментов [1].

В качестве инструмента для лабораторных исследований процессов фотоионизационной зарядки пылевых частиц целесообразно использовать лазеры. С помощью лазера можно облучать пылевые частицы потоками монохроматического излучения в различных диапазонах длин волн и интенсивностей как в непрерывном, так и в импульсном режимах, реализуя фотоэмиссионные, многофотонные, термоэмиссионные механизмы зарядки ППО [2].

В настоящей статье рассматриваются вопросы фотоионизационной зарядки пылевых частиц титана диаметром ~40 мкм под воздействием фемтосекундных (50 фс) лазерных импульсов различной интенсивности.

II. Описание экспериментальной установки

Для экспериментов по зарядке пылевых частиц необходимо обеспечить необходимый вакуум для беспрепятственного распространения заряженных частиц от мишени до электродов. Для этого было рассчитано необходимое давление, при условии, что длина свободного пробега молекул азота должна быть не меньше характерных размеров вакуумной камеры. В данном случае, за характерный размер камеры был взят ее диаметр 150 мм (форма камеры цилиндрическая, а ее высота меньше диаметра, см. рис. 1). В этом случае необходимое давление составляет около 10^{-2} Па.

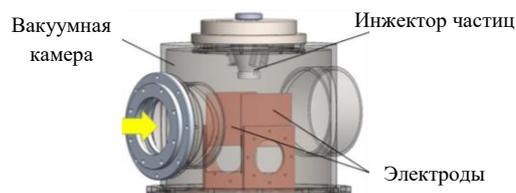


Рис. 1 Модель вакуумной камеры

Обеспечение необходимого давления было реализовано с помощью двухэтапной откачки воздуха из объема камеры: для достижения форвакуума использовался насос VRD-4, далее откачка производилась с помощью турбомолекулярного насоса НВТ-100 ФГ. Контроль давления в камере осуществлялся с помощью термопарной и ионизационной ламп ПМТ-2 и ПМИ-2 соответственно.

Регистрация заряженных частиц производилась с помощью установленных друг напротив друга на расстоянии 35 мм плоскопараллельных медных пластин. Обе пластины были установлены на кронштейны из диэлектрического материала.

С помощью стабилизированного источника высокого напряжения НТ-4000Р между пластинами создавалось электростатическое ускоряющее поле, необходимое для увлечения всех выбитых заряженных

частиц в направлении электродов. Напряженность электростатического поля между пластинами варьировалась в диапазоне от 0 до 650 В/см.

Электрическая схема цепей регистрации сигнала и обеспечения необходимого потенциала между электродами представлена на рис. 2. Сигнал выводился на осциллограф Teledyne LeCroy WaveSurfer 454.

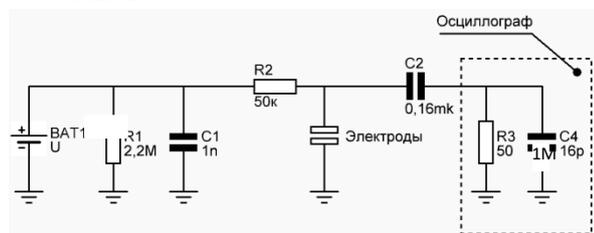


Рис. 2 Схема электрическая принципиальная

Для инъекции частиц титана в область между электродами использовался конусообразный контейнер с соплом в виде щели с размерами 16×1 мм. Равномерность потока по времени достигалась с помощью установленного на контейнер электромотора с эксцентриком на валу.

На рис. 3 представлена временная зависимость сигнала, регистрируемого на осциллографе. Следует отметить, что среднее значение сигнала в диапазоне от 0 с до 60 с изменялось незначительно, а спад сигнала на промежутке от 60 с до 68 с вызван опустошением контейнера. Так же заметим, что относительное отклонение сигнала не превосходит 22 %. Эти значения важны для оценки заряда одной частицы, т. к. количество засвеченных частиц определяется расчетным методом, исходя из геометрических характеристик и массового расхода свободно падающего потока пылевых частиц с учётом диаметра подсвечиваемой области.

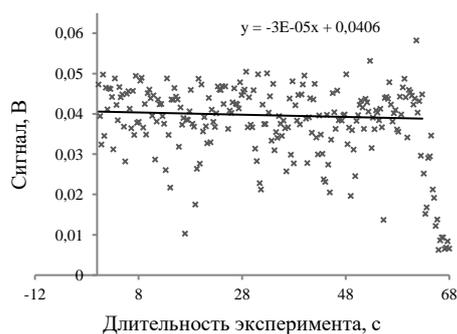


Рис. 3 Стабильность сигнала

Зарядка пылевых частиц титана производилась импульсами основной гармоники фемтосекундного Ti:Sapphire-лазера с длиной волны 790 нм и шириной полосы генерации 20 нм. Исходный диаметр пятна

составлял 6 мм, длительность импульса – 50 фс, частота следования импульсов - 10 Гц.

На рис. 4 представлена типичная диаграмма стабильности энергии лазера от времени. В ходе экспериментов, перед каждым экспериментом снималась подобная диаграмма. Отметим, что при энергии импульса 3.3 мДж её относительное отклонение не превосходило 4 %.

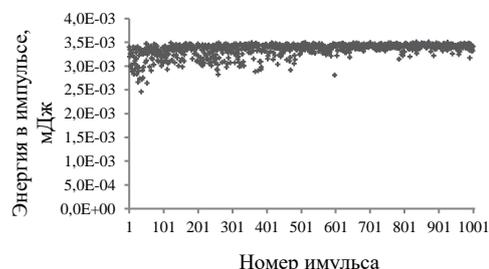


Рис. 4 Диаграмма стабильности энергии лазера

Для определения положения сигнала (импульса фототока) на временной координате осуществлялась синхронизация осциллографа по импульсу лазерного излучения, который регистрировался с помощью фотодиодного датчика Ophir FPS-1.

Для обеспечения чистоты эксперимента за падающим потоком пылевых частиц был под углом Брюстера к оптической оси установлен нейтральный фильтр, который поглощал остаточное лазерное излучение.

III. Результаты экспериментов

Эксперимент проводился следующим образом. Сначала измерялась вольт-амперная характеристика для определения диапазона значений, где функция слабо зависит от аргумента, иначе говоря где напряженности поля достаточно, для того чтобы все выбитые с мишени электроны были зарегистрированы.

Далее выбиралось определенное значение напряженности поля, в дальнейшем постоянное, и проводились серии измерений зависимости фототока от плотности энергии и длительности лазерного импульса. Плотность энергии варьировалась двумя способами: изменением диаметра пятна при постоянной энергии в импульсе и изменением энергии в импульсе при постоянном диаметре пятна.

В ходе эксперимента измерялось напряжение на конденсаторе C4, емкость которого составляла примерно 200 пФ. Пересчет регистрируемого напряжения в заряд одной частицы осуществлялся через соотношение:

$$n = U \cdot C / (e \cdot N)$$

где U – измеренное напряжение, C – емкость конденсатора, e – элементарный электрический заряд, N – число засвеченных пылевых частиц.

На рис. 5 представлена зависимость достигаемого заряда одной пылевой частицы от напряженности электростатического поля, соответствующая вольт-амперной характеристике системы. На графике видно, что в диапазоне напряженности поля от 400 до 575 В/см заряд частицы не зависит от напряженности. Все последующие эксперименты проводились при напряженности поля 575 В/см.

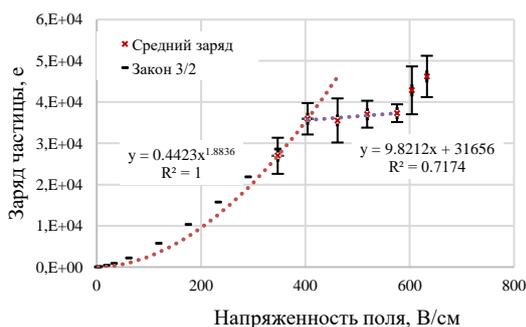


Рис. 5 Вольт-амперная характеристика системы

Ниже представлены зависимости заряда частицы от плотности потока фотонов. На рис. 6 и рис. 7 показано, что полученные экспериментально зависимости хорошо аппроксимируются степенной функцией с показателем степени 3, который говорит о степени нелинейности процесса [2]. На рис. 8 представлена зависимость достигаемого заряда пылевой частицы от плотности потока фотонов, варьируемой изменением длительности импульсов лазерного излучения.



Рис. 6 Зависимость заряда частицы от плотности потока фотонов (плотность потока фотонов варьировалась изменением диаметра пятна излучения)

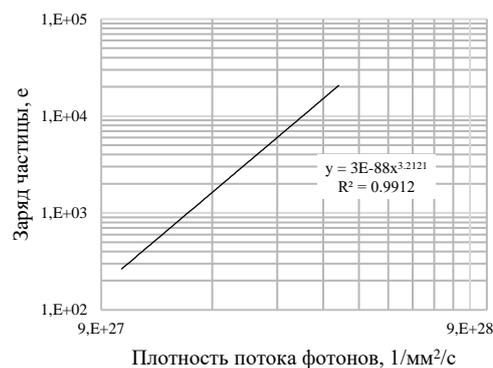


Рис. 7 Зависимость заряда частицы от плотности потока фотонов (плотность потока фотонов варьировалась изменением энергии лазерного импульса; среднее значение относительного отклонения составило 11.5%.)

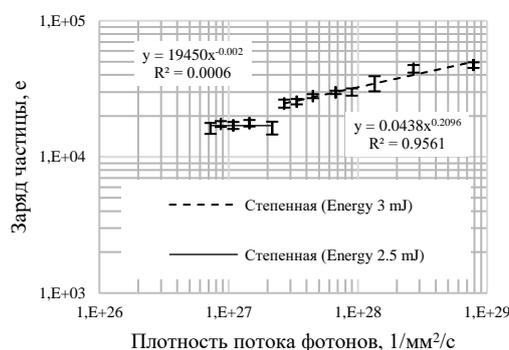


Рис. 8 Зависимость заряда частицы от плотности потока фотонов (плотность потока фотонов варьировалась изменением длительности импульса)

IV. Заключение

Таким образом, были проведены эксперименты по зарядке пылевых титановых частиц при воздействии на них фемтосекундными лазерными импульсами различной интенсивности.

Показано, что заряд пылевой частицы в большей степени зависит от плотности энергии чем от плотности мощности падающего на неё фемтосекундного излучения с длиной волны 790 нм. Зарегистрированные зависимости заряда пылевой частицы свидетельствуют о протекании процессов многофотонной ионизации третьей степени нелинейности, что соответствует теоретической оценке. Квантовая эффективность процесса зарядки пылевых частиц фемтосекундными импульсами (отношение количества выбитых с одной частицы электронов к количеству фотонов, падающих на частицу) составила $\sim 10^{-8}$, что на два порядка превышает полученное [2] для наносекундных импульсов значение $\sim 10^{-10}$.

Благодарности

В экспериментах использовалось оборудование Ресурсного центра «Физические методы исследования поверхности» Санкт-Петербургского государственного университета.

Литература

- [1] Фортов В. Е., Храпак А. Г., Храпак С. А. и др. Пылевая плазма // УФН. 2004. Т. 174, № 5. С. 495–544.
- [2] A.Boreysho, O.Petrov, A.Savin, A.Sergeev, A.Kolychev. Interaction of high power laser pulses with ensemble of solid particles // Proc. SPIE 11042, XXII International Symposium on High Power Laser Systems and Applications, 110420U (3 January 2019)

Влияние геометрических параметров концентраторов магнитного поля на силовые характеристики электромагнитного привода

А. В. Дмитриев¹, В. А. Дмитриев², М.А. Павлейно¹,

¹ Физический факультет, СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия

² ООО «КБ коммутационной аппаратуры», Севастополь, Россия
dmitriyev@gmail.com

Аннотация:

В данной работе исследована зависимость силы удержания электромагнитного привода от геометрических параметров концентраторов магнитного поля и величины зазора в магнитопроводе в широком диапазоне токов намагничивания. Решена задача в Comsol Multiphysics по подбору оптимальных геометрических параметров магнитных концентраторов.

Ключевые слова:

Электромагнитный привод, буртики, моделирование, сила удержания, коммутационный модуль, магнитопровод, потоки рассеяния.

I. Введение

Устройство, которое преобразует электрическую энергию в механическую энергию поступательного движения, называется электромагнитным приводом (ЭМП). На данный момент ЭМП находят всё большее применение и вытесняют на рынке гидравлические и пневматические приводы, так как обладают рядом достоинств, среди которых: высокая надежность, простота конструкции и эксплуатации, малое потребление энергии, большой ресурс, низкая стоимость. ЭМП используется в разных областях техники: в системах запуска электродвигателя, в коммутационных модулях, в автомобилестроении и т.д.

В коммутационных модулях ЭМП находится в двух состояниях: включённом, обеспечивающим замкнутое состояние электрических контактов и протекание тока в сети, и выключенном, обеспечивающим разомкнутое состояние контактов и отключение тока. Для указанных состояний и процессов ЭМП должен обеспечивать ряд требований, связанных с функционированием коммутационного аппарата. В частности:

- В отключенном состоянии ЭМП должен обеспечивать постоянный зазор между контактами выключателя, зависящий от класса напряжения.
- Включение и отключение должны выполняться за заданное достаточно короткое время. При этом скорость замыкания контактов не должна превышать установленных значений и должна быть обеспечена возможность разрыва сварки контактов, возникающей при аварийных режимах.
- Во включенном состоянии ЭМП должен обеспечивать поджатие контактов с заданной силой для уменьшения контактного сопротивления токоведущих частей.

При проектировании коммутационной аппаратуры всегда ставится задача оптимизации параметров. В частности, для ЭМП, ставятся задачи минимизации габаритов (материалоёмкости), минимизации энергопотребления при обеспечении заданной функциональности. В современных условиях решение задач оптимизации параметров при предельных требованиях к массогабаритным показателям уже невозможно просто с помощью «инженерной интуиции», даже хорошо развитой. Требуется либо большое количество экспериментов с перебором вариантов конструкций, что затратно, как с точки зрения финансов, так и времени, либо применение современных расчётных методов.

Объект исследований

Объектом исследования (моделирования) в работе является магнитная система двухразрывного¹ электромагнитного привода. На рисунке 1 показано сечение такого привода.

¹ Термин «двухразрывный» подразумевает наличие двух воздушных зазоров в магнитопроводе.

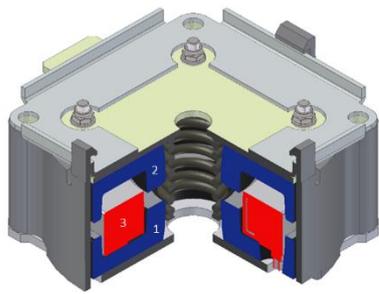


Рис. 1. Разрез двухразрывного ЭМП при разомкнутом состоянии магнитной системы.

Цифрами обозначены следующие элементы: 1 – статор магнитопровода (неподвижная часть); 2 – якорь (подвижная часть); 3 – катушка электромагнита. Магнитопровод симметричный, высота якоря равна высоте статора. При работе ЭМП данной конструкции магнитная система находится в двух статических состояниях: разомкнутом с зазором 8 – 12 мм, соответствующему отключенному состоянию выключателя и замкнутом, соответствующему включенному состоянию выключателя. В дальнейшем в работе рассматривается замкнутое состояние магнитной системы.

На рис. 2 показан диаметральный разрез магнитной системы с катушкой и внешний вид одной части магнитопровода.

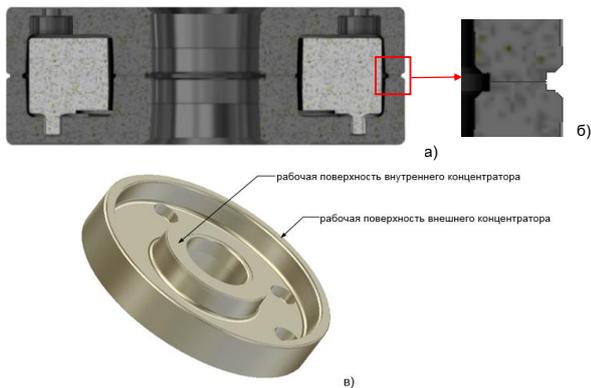


Рис. 2. Магнитопровод. а) сечение; б) область внешнего буртика; в) рабочие поверхности.

На выноске б) рис. 2 показаны в увеличенном масштабе магнитный концентратор внешнего кольца магнитопровода и линия контакта двух частей магнитопровода по рабочим поверхностям. Таких магнитных концентраторов в конструкции рассматриваемого магнитопровода два. Для простоты концентраторы будут называться буртиками.

II. Зависимость силы удержания от площади буртиков при неизменной их высоте

Одной из задач при проектировании магнитопроводов является задача оптимизации геометрических параметров буртиков для достижения максимальной

силы удержания. Варьировать можно два параметра: высоту (h) и ширину (a), как показано на рисунке 3.

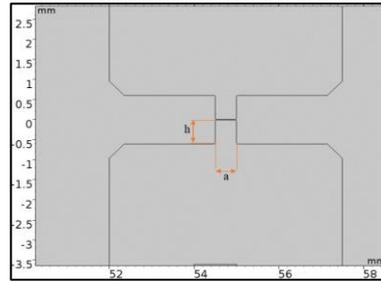


Рис. 3. Варьируемые параметры «a» и «h».

Варьирование площади для внешнего и внутреннего буртиков производилось независимо. Это означает, что при фиксированных размерах (диаметрах) внутреннего буртика, менялась ширина внешнего буртика и наоборот. Следует отметить, что в расчётах ось симметрии буртиков совпадает с вертикальной осью симметрии стенок. Максимальное значение параметра «a» отвечает за случай, когда буртик отсутствует (ширина буртика равна ширине стенки магнитопровода).

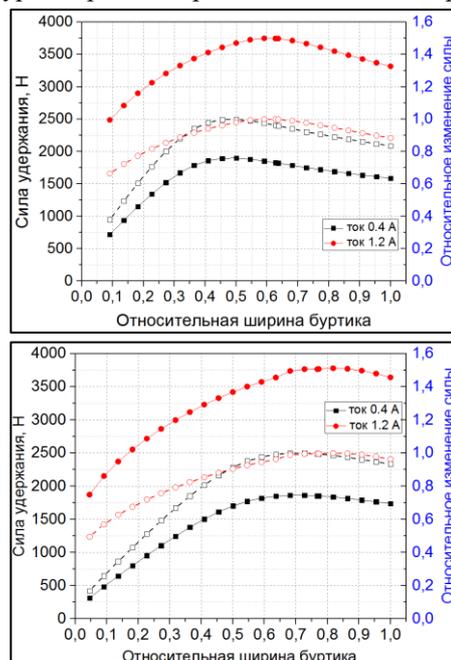


Рис. 4. Влияние ширины внешнего (сверху) и внутреннего (снизу) буртиков на силу удержания. Пунктирной линией обозначены изменения силы относительно максимума для каждого тока намагничивания. Единица в относительной ширине буртиков отвечает за случай, когда ширина буртиков равна ширине стенок магнитопровода

Из представленных зависимостей на рис. 4 стоит отметить то, что сила удержания имеет экстремум (максимум). Причем положение максимума зависит от величины тока намагничивания – с увеличением тока максимум смещается в область большей ширины (пло-

щад). В области до пика малые значения силы удержания объясняются наличием потоков рассеяния магнитного поля (рис. 5).

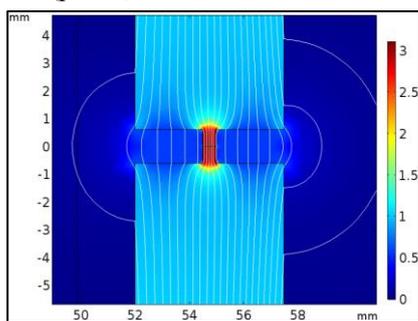


Рис. 5. Распределение индукции магнитного поля во внешнем буртике. Ширина – 0.5 мм, ток – 1.2 А.

Их наличие также отмечается по отношению магнитного потока во внутреннем буртике к магнитному потоку во внешнем буртике, показанном на рис. 6.

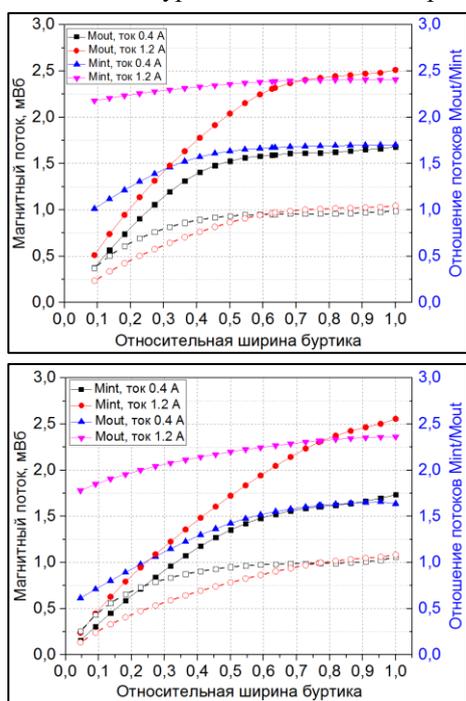


Рис. 6. Влияние ширины внешнего (сверху) и внутреннего (снизу) буртиков на магнитный поток. Пунктирной линией обозначены отношение магнитных потоков.

Из приведенных зависимостей видно, что с уменьшением параметра «а» магнитный поток через внутренний буртик не равняется магнитному потоку через внешний буртик, что косвенно говорит о наличии потоков рассеяния.

В области после экстремума на рис. 4 также происходит уменьшение силы удержания. Это объясняется уменьшением индукции в зазоре, как показано на рис. 7.

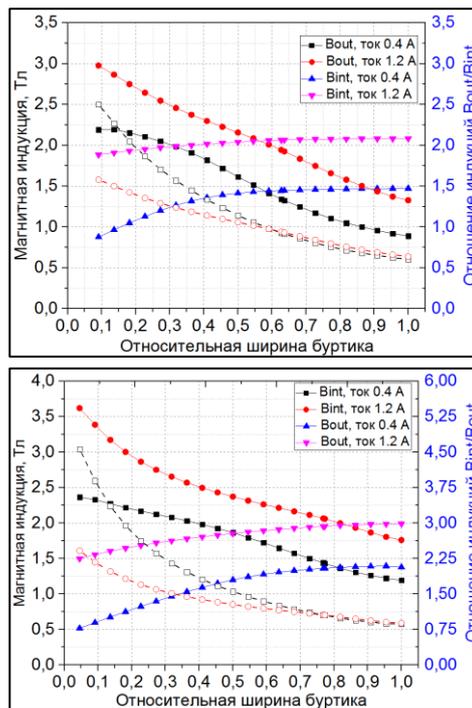


Рис. 7. Влияние ширины внешнего (сверху) и внутреннего (снизу) буртиков на индукцию магнитного поля. Пунктирной линией обозначены отношение магнитных индукций.

По приведенному рис. 7 можно сделать вывод, что при изменении площади рабочей поверхности для сохранения магнитного потока изменяется индукция. В данном случае площадь увеличивается, значит, индукция должна уменьшаться, что собственно видно из приведённых зависимостей. При этом следует отметить одну особенность. Изменение, например, ширины внутреннего буртика, также влияет на индукцию во внешнем буртике. Причём если в одном буртике, в котором варьировался параметр, индукция быстро падает, то для другого буртика индукция изменяется медленнее и выходит на некоторый постоянный уровень, т.е. перестает меняться.

III. Зависимость силы удержания от высоты буртиков

Далее рассмотрим влияние высоты буртиков на силу удержания. Высота менялась одновременно как во внешнем, так и во внутреннем буртиках.

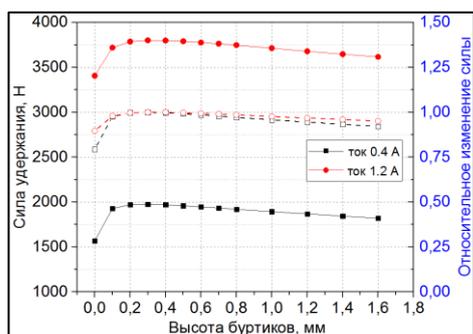


Рис. 8. Влияние высоты буртиков на силу удержания. Пунктирной линией обозначены изменения силы относительно максимума для каждого тока намагничивания.

Из представленных зависимостей на рис. 8 видно, что также присутствует экстремум, но он не так четко выражен, как для случая изменения площади рабочей поверхности буртиков. Также стоит отметить, что положение максимума не зависит от величины тока намагничивания. Для высоты буртиков меньше 0.2 мм наклон кривой достаточно большой, тогда как после экстремума сила меняется медленно и практически линейно. Из характера зависимости становится понятно, почему не стоит делать высоту буртиков величиной 0.3 мм (в этой точке достигается максимум силы удержания). Так как при изготовлении магнитопроводов всегда присутствуют технологические допуски, то всегда существует шанс того, что высота буртиков будет меньше 0.3 мм, что в свою очередь приведет к достаточно резкому уменьшению силы удержания. Для полноты картины следует рассмотреть потоки и индукции во внутреннем и внешнем буртиках.

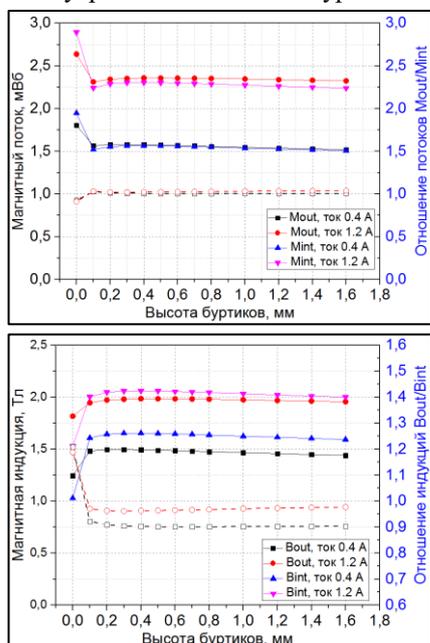


Рис. 9. Влияние высоты буртиков на магнитный поток (сверху) и магнитную индукцию (снизу). Пунктирной линией обозначены отношения магнитных индукций и магнитных потоков.

Из приведенного рис. 9 стоит отметить, что и индукция магнитного поля, и магнитный поток в начале также изменяются достаточно резко, что и приводит к такому быстрому изменению силы удержания.

IV. Выводы

В ходе данной работы были подобраны оптимальные значения параметров буртиков для получения максимальной силы удержания. Дополнительно представлены зависимости магнитных потоков и индукций от параметров буртиков. Также было показано, что при изменении ширины буртиков присутствует экстремум по силе удержания. Этот максимум при увеличении тока намагничивания смещается в область большей ширины (площади). При изменении высоты буртиков также присутствует экстремум, но он не так четко выражен. Причём положение максимума не зависит от величины тока намагничивания.

Литература

- [1] Лахтин Ю. М. *Металловедение и термическая обработка металлов.* [ред.] Рахштадт А. Г. Москва: Изд. Металлургия, 1977.
- [2] ГОСТ 8.377-80. *Материалы магнитомягкие. Измерение статических магнитных характеристик.*
- [3] Стародубцев Ю. Н. *Магнитомягкие материалы. Энциклопедический словарь-справочник.* Москва: Изд. ТЕХНОСФЕРА, 2011. 664 pp.
- [4] Клайн Р. Я. *Физические явления в электрических аппаратах.* Томск: Изд. ТПУ, 2000.
- [5] Преображенский А. А. *Магнитные материалы.* Москва: Изд. Высшая школа, 1965.
- [6] Вонсовский С. В. *Магнетизм. Магнитные свойства магнетиков.* Москва: Изд. Наука, 1971.
- [7] Дружинин В. В. *Магнитные свойства электротехнической стали.* Москва: Изд. Энергия, 1974.

О прогрессе в области нетепловой микробиологической стерилизации с использованием импульсных электрических полей высокой интенсивности

Ю.Бошняга¹, М.Болога¹, Е.Агарвал²

¹ *Институт прикладной физики, Кишинев, Молдова*

² *Университет Димитрие Кантемир, Кишинев, Молдова*

e-mail: iubosneaga@gmail.com

Abstract — **High-intensity pulsed electric fields offer the unique possibility of non-thermal action upon vegetative forms of microorganisms in the aqueous medium. Combined - physical and chemical - analyses of the processes, which take place in the applicator after high voltage impulses supplying, made it possible to reveal the mechanisms of pulsed electric field action on the cellular structures in the liquid medium and to optimize the main impulse characteristics.**

Keywords — *pulsed electric fields (PEF), aqueous medium, double electric layer (DEL), microbiological sterilization*

I. Об актуальности разработки нетепловых, энергосберегающих методов стерилизации

В связи с ростом населения планеты, учащением природных катаклизмов и деградацией экологической среды в результате мощного антропогенного влияния, актуальность обеспечения микробиологической безопасности жидких сред резко возрастает. Одна лишь проблема стерилизации астрономического количества питьевой воды стоит по экономической значимости в одном ряду с энергетической проблемой, а по социальной - превосходит её. Использование электрических импульсов высокого напряжения для обработки жидких сред - это многообещающий метод нетеплового селективного воздействия на клеточные структуры в вегетативной форме, имеющий широкий спектр внедрения - в пищевой промышленности, фармакологии, парфюмерно-косметической промышленности, виноделии, медицине и ветеринарии, коммунальном хозяйстве и др. отраслях.

II. Аргументация выбора электрических импульсов высокого напряжения в качестве метода избирательного воздействия на микроорганизмы в жидких средах

Среди многочисленных методов микробиологической стерилизации следует выделить энергосберегающие (нетепловые) методы, дополнительно способствующие высокому качеству термоллабильных продуктов. К таковым относится стерилизация в холодной (неравновесной) плазме посредством необратимого окисления [1]. Этот метод, однако, лишен способности избирательного воздействия лишь только на микроорганизмы - с максимальным сохранением термочувствительной биологической среды. Антибиотики (вещества природного или синтетического происхождения, селективно подавляющие рост живых клеток) также не решают проблему - ввиду неизбежного "привыкания" микроорганизмов к антибиотикам и развития в них репаративных функций. Электрофизический метод стерилизации термоллабильных жидких продуктов посредством электрических импульсов высокого напряжения позволяет, как будет показано ниже, устранить названные недостатки - за счет целенаправленного воздействия на уязвимый жизнеобеспечивающий орган микроорганизмов - клеточную мембрану.

III. Анализ физико-химических процессов в жидких средах при подаче электрического напряжения

В работе [2] проанализированы физико-химические эффекты воздействия гармонических колебаний на микроорганизмы в жидких средах. С учетом теоретических предпосылок и многочисленных экспериментов (при разных частотах, амплитудах и скважностях гармонических "импульсов"), можно сделать однозначный вывод: гармонические колебания не позволяют добиться микробиологически значимого *нетеплового* стерилизационного воздействия. На малых частотах (от постоянного тока до КВ-диапазона) в водной среде

наблюдается омический нагрев и процессы электролиза (с выделением, в т.ч., газообразных продуктов на электродах). Следует отметить, что в результате подача высокого напряжения на ячейку при относительно низких частотах гармонических колебаний проблематична - газообразные продукты на электродах (см. рис.1) создают неоднородности электрического поля и стимулируют электрический пробой.

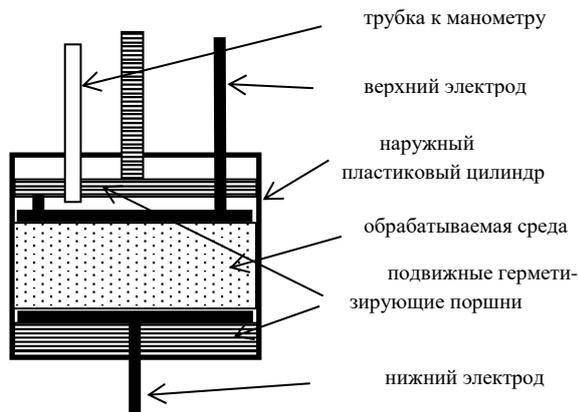


Рис.1. Типовая ячейка-аппликатор для электрической обработки цилиндрических образцов.

При высоких частотах (ВЧ и СВЧ диапазон) двойной электрический слой не успевает сформироваться, электролизные явления не наблюдаются и, соответственно, пробой промежутка затруднен. Тем не менее, даже при высоких амплитудах (и, соответственно, напряженностях электрического поля) не обнаруживаются какие-либо признаки нетепловой стерилизации - микроорганизмы если и погибают, то в результате достаточно интенсивного нагрева (диэлектрического, в данном случае). Полагаем, что быстрая знакопеременность электромагнитного поля попросту аннигилирует возможные изменения (смещения, реакции), произошедшие в предшествующем полупериоде. Иная картина наблюдается при подаче импульсов ступенчатого

напряжения на ячейку, заполненную электролитом (например, натуральным свежеежатым фруктовым соком, подлежащим стерилизации).

IV. Физико-химические процессы в жидких средах при подаче ступенчатых импульсов электрического напряжения

При подаче ступеньки электрического напряжения на ячейку с электролитом в последнем наблюдаются явления поляризации. Суммарная (результатирующая) поляризация определяется суммой всех типов поляризации:

$$P_{\Sigma} = P_e + P_i + P_{dipole} + P_{structure} + P_{electrolyte} \quad (1)$$

Электронная поляризация P_e - с постоянной времени поляризации $\tau \sim 10^{-16} - 10^{-14} s$ - в данном случае численно относительно невелика (пренебрежимо мала). Электронная поляризация не приводит к диэлектрическим потерям в переменном поле, а лишь малозначительно снижает электрическое поле в электролите.

Ионная поляризация P_i с постоянной времени поляризации $\tau \sim 10^{-14} - 10^{-12} s$ не характерна для рассматриваемой среды (в данном случае она имеет небольшую величину). Ионная поляризация также не приводит к диэлектрическим потерям. Для рассматриваемой жидкой среды ионной поляризацией можно пренебречь.

Следующие три типа поляризации рассматриваемой жидкой среды (электролита) приводят к диэлектрическим потерям (дипольная поляризация P_{dipole} с постоянной времени поляризации от $\tau \sim 10^{-13}$ до $10^{-7} s$, структурная поляризация $P_{structure}$ с $\tau \sim 10^{-8} - 10^{-3} s$ и электролитическая поляризация $P_{electrolyte}$ с $\tau \sim 10^{-4} - 10^{-2} s$) и имеют важное значение для анализируемого процесса электрического воздействия. Наибольшего численного значения достигает наиболее "инерционная" ($\tau \sim 10^{-4} - 10^{-2} s$) электролитическая поляризация $P_{electrolyte}$, с которой связано формирование двойного электрического слоя (ДЭС) на электродах. Относительно быстро происходящая дипольная поляризация P_{dipole} с постоянной времени поляризации от $\tau \sim 10^{-13}$ до $10^{-7} s$ обусловлена преимущественно переориентацией молекул воды; она в итоге численно значительно меньше электролитической, но за доли микросекунды резко (в десятки раз!) снижает электрическое поле внутри электролита (см. рис.2).

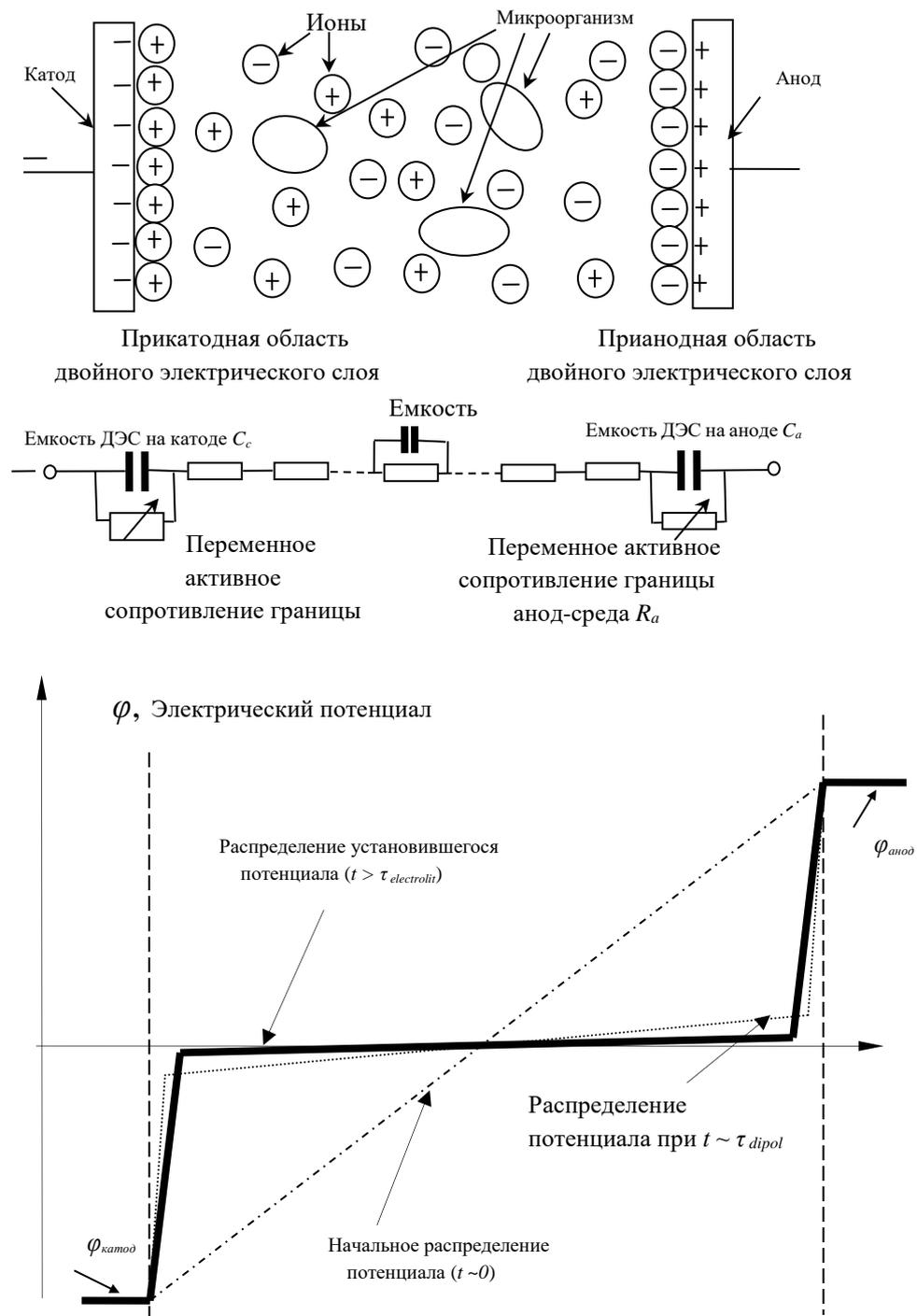


Рис.2. Распределение зарядов на ячейке (соответствует сформированному ДЭС) и эквивалентная электрическая схема ячейки. На нижнем графике показано изменение распределения электрического потенциала в ячейке во времени.

В связи с этим снижением крайне желательно использовать максимальные импульсные напряжения (напряженности) для достижения результата. Структурная поляризация $P_{structure}$ с $\tau \sim 10^{-8} - 10^{-3}$ s связана с переориентацией (смещением) относительно крупных внутри-клеточных и межклеточных высокомолекулярных структур.

В феноменологических терминах, принятых в электрохимии, суммарное напряжение на ячейке (плоском конденсаторе) может быть представлено следующим образом:

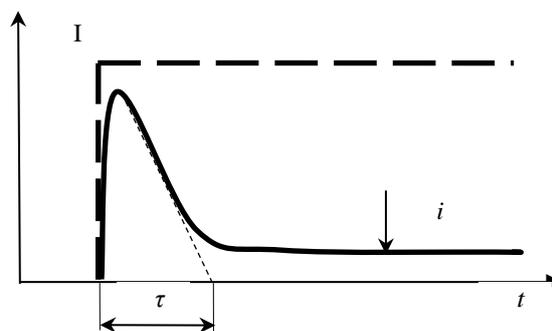


Рис. 3. Форма тока через ячейку при подаче на неё ступенчатого напряжения

$$U = \varphi_e^a + \varphi_e^c + \eta_a(i) + \eta_c(i) + I \times R, \quad (2)$$

где φ_e^a и φ_e^c – равновесные потенциалы, соответственно анода и катода (определяются электрохимическими свойствами пары электрод-раствор, устанавливаются при наличии контакта электрода с раствором), $\eta_a(i)$ и $\eta_c(i)$ – потенциалы перенапряжения, соответственно на аноде и катоде, $I \times R$ – падение напряжения в объёме обрабатываемой среды.

Компоненты правой части уравнения (2), исключая равновесные потенциалы, – взаимозависимы. При подаче напряжения на ячейку по цепи течёт ёмкостной ток формирования двойного электрического слоя (ДЭС) на электродах (рис. 3). Данный ёмкостной ток, имеющий наибольшее значение в момент включения напряжения, убывает по мере зарядки (формирования) двойного электрического слоя с постоянной времени $\tau \sim RC$, где R – удельное электрическое сопротивление току зарядки двойного электрического слоя, C – удельная электрическая ёмкость ДЭС. Оценку значения удельной (в расчёте на 1 cm² площади электрода) электрической ёмкости C двойного электрического слоя можно произвести по известной формуле для ёмкости плоского конденсатора:

$$C = \varepsilon_0 S / d = 0.885 \times 10^{-11} \text{ F/m} \times 10^{-4} \text{ m}^2 / 10^{-9} \text{ m} = 10^{-6} \text{ F} = 1 \mu\text{F} \quad (3)$$

Таким образом, оценка приводит к весьма значительной величине удельной электрической ёмкости ДЭС – несколько микрофарад: $C \sim n \times 1 \mu\text{F/cm}^2$, что близко к реальности. (Измерение ёмкости двойного электрического слоя возможно, например, с помощью моста переменного тока, но выходит за пределы задач данного материала). В специальных условиях ёмкость двойного электрического слоя может иметь и значительно большее значение, что сегодня активно используется при создании современных высокоёмких конденсаторов («суперконденсаторов»).

Обычно постоянная времени формирования ДЭС τ составляет доли миллисекунды ($\tau \sim 10^{-4} - 10^{-2}$ s). Это означает, что при подаче на ячейку монополярного импульса длительностью менее 1 миллисекунды преобладающим будет ток формирования двойного электрического слоя, при минимальном фарадеевском токе электролиза.

С задержкой по фазе по отношению к реактивному току зарядки двойного электрического слоя происходит рост активного фарадеевского тока электролиза, образующего замкнутую цепь. Очевидно, что электролиз по всем показателям вредит достижению поставленной цели. Уменьшить влияние электролиза можно за счёт роста частоты подаваемого на ячейку переменного напряжения (или укорочения длительности импульса – при использовании монополярного импульса). Для стерилизации жидкой среды (при этом целью является воздействие на микроорганизмы в объёме жидкости, а приэлектродные процессы электролиза являются вредными побочными процессами, лишь преобразующими часть электрической энергии в тепло и изменяющими состав соков) целесообразно применять достаточно короткие, с крутыми фронтами и с максимально возможной амплитудой, импульсы.

В соответствии с вышеизложенными принципами, проведен ряд экспериментов по оптимизации процесса селективной нетепловой стерилизации фруктовых соков под воздействием импульсов высокого напряжения. Некоторые (положительные) результаты приведены в работе [2]. Однако потенциал оптимизации технологии не исчерпан, и его следует непременно реализовать для успешного широкого внедрения. Основные перспективы связаны с созданием источников наноимпульсов максимальной амплитуды и при этом - с регулируемым (в том числе - с высоким, т.е. близким к 100%) значением коэффициента заполнения. Рассматриваются также схемы

дополнительной обработки высоковольтными импульсами в процессе хранения и транспортировки уже упакованных продуктов (с целью нейтрализации потенциально «оживших» спорных форм).

Литература

- [1] V.Azharonok, I.Filatova, Iu.Bosneaga, M.Bologa, O.Shedikova. "Non-thermal plasma sterilization in RF and MW discharges". Romanian Journal of Physics, volume 56, Supplement, 2011, p.62-68.
- [2] Yu.A. Boshnyaga and L.A. Bantysh. Revisiting the electric field sterilizing action on fruit juice microflora // Surface Engineering and Applied Electrochemistry. Volume 45, Number 2/2009, pp. 145-152.

Экспериментальное и теоретическое исследование искрового разряда в устройствах молниезащиты.

A. Chusov¹, M. Murmann², R. Fuchs², H. Nordborg²

¹Streamer Electric, St Petersburg, 191024, Russia

²Institute for Energy Technology, HSR, Rapperswil, 8640, Switzerland

Abstract

The multi-chamber systems (MCS) were recently proposed as a prospective lightning protection device. Two distinct modes of follow current suppression can occur in MCS under lightning overvoltage – zero quenching and impulse quenching. In order to investigate the possibility of MCS design providing stable impulse quenching consistent model of MCS chamber based on coupled compressible Navier-Stokes and Maxwell equations was developed. Both 2D and 3D arc simulations were carried out to determine the influence of chamber geometry on quenching efficiency. Preliminary results show qualitative agreement with experimental data allowing to consider arc numerical simulation as a tool for development of future lightning protection device.

Keywords: lightning protection; multi-chamber system; arc discharge; plasma simulations; construction optimization

1. Введение

В последнее время мультикамерные разрядники (РМК) успешно применялись для защиты линий электропередачи от грозовых перенапряжений. Пример РМК представлен на Рис.1. В нормальном режиме работы сети устройство функционирует как изолятор. При грозовом перенапряжении в каждой разрядной камере происходит пробой, что приводит к протеканию импульсного тока молнии. Вызванное большим давлением внутри газа и действием силы Лоренца истечение плазмы из камеры приводит к прерыванию тока и гашению разряда. Экспериментальным путём было установлено, что существует два режима прерывания тока в РМК [1, 2, 3]: в случае гашения в нуле (ГН) ток сети обрывается при переходе через ноль. Характерное время процесса составляет 10 мс. В случае гашения в импульсе (ГИ) гашение дуги происходит в течение 0.1 мс, почти сразу после протекания тока молнии, при этом существенно снижается эрозия электродов. Последующие исследования показали, что использование определённых конструкций позволяет повысить вероятность ГИ. Цель данного исследования – определить зависимость эффективности прерывания тока сети в РМК от конструкции устройства, используя экспериментальные и теоретические методы исследования.



Рис. 1. Разрядник мультикамерного типа

2. Экспериментальное исследование РМК

2.1 Описание экспериментального метода

Экспериментальная установка предназначена для воспроизведения условий, в которых находится установленный на линию МКС при воздействии грозовых перенапряжений. Установка состоит из двух частей: генератор импульсов тока и напряжения (Рис.2-слева), имитирующий воздействие молнии, и колебательный контур, имитирующий воздействие сети (Рис.2-справа). Для проведения испытаний эффективности гашения РМК устанавливался параллельно с генератором и контуром. Параметры ГИТ: ток – до 30кА, напряжение –300кВ, полуширина импульса – 50 мкс. Колебательный контур заряжается вплоть до 30кВ, что соответствует току 5 кА. Испытания проводятся по следующей процедуре: сначала колебательный контур и ГИТ заряжаются до

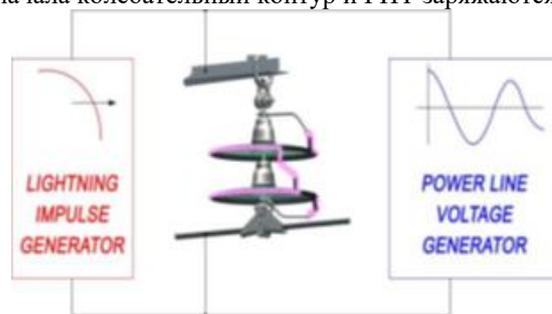


Fig. 2. Принципиальная схема экспериментальной установки

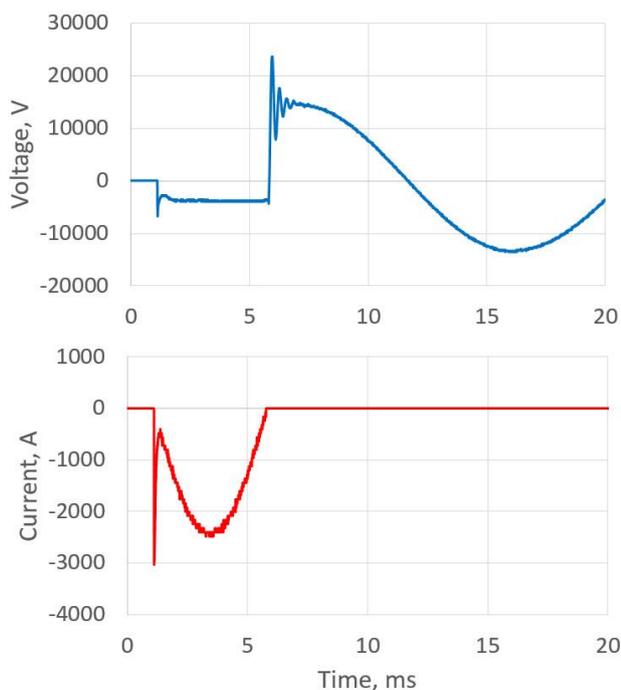


Рис. 3. Осциллограммы тока и напряжения для ГН..

определённого напряжения; затем вручную осуществляется пробой одного из искровых промежутков. Таким образом импульс грозового перенапряжения и переменное напряжение сети прикладываются к устройству одновременно.

2.2 Гашение импульсной дуги.

В РМК процесс гашения дуги может протекать по двум разным сценариям: 1.) Ток сети прерывается почти сразу после протекания импульсного тока молнии. В таком случае говорят о гашении в импульсе (ГИ) (см. Рис. 3)) 2.) Ток сети успевает протечь в течении полупериода и обрывается в нуле (ГН)(см. Рис.4). Отсутствие сопровождающего тока при ГИ означает, что эффективность гашения не будет зависеть от величины тока короткого замыкания, то есть, от класса напряжения линии. Теоретически это свойство РМК может позволить разработать



Рис.5. Конструкция разрядника для ГН.

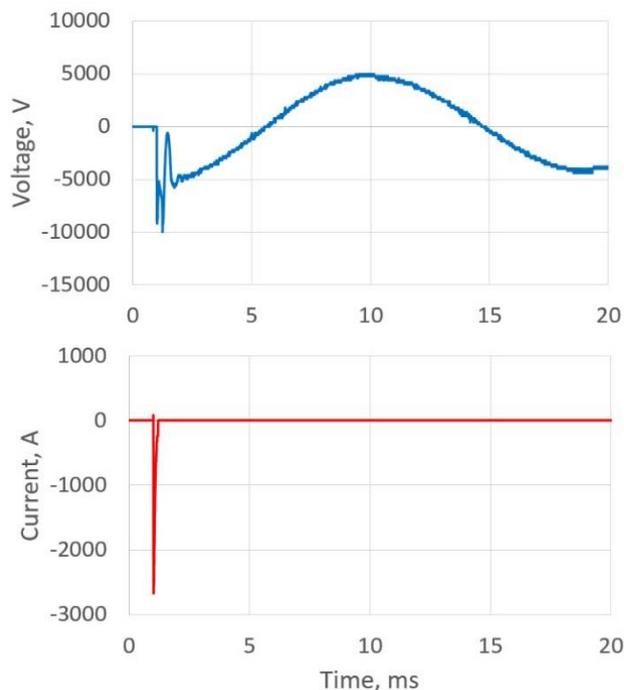


Рис. 4. Осциллограммы тока и напряжения для ГИ..

устройство для линии любого класса напряжения. К сожалению, на сегодняшний день промышленное применение получают только устройства, осуществляющие ГН (Рис.5), в то время как технология ГИ применяется только в экспериментальных прототипах. (Рис.6). Переход от ГН к ГИ, судя по всему, определяется конструкцией разрядной камеры. Например, камера, изображённая на Рис.7, слева позволяет осуществлять ГИ для более высокого уровня напряжения сети, чем камера справа. Необходимость поиска наиболее эффективной конструкции приводит к необходимости применения математического моделирования, так как поиск, основанный исключительно на экспериментальном подходе, сложен и требует существенных вложений.

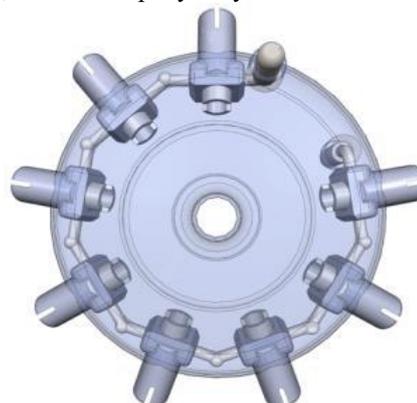


Рис. 6. Конструкция разрядника для ГИ.



Рис. 7. Две конструкции разрядных камер.

3. Моделирование искрового разряда

3.1 Основные уравнения

Горение разряда описывается уравнениями Навье-Стокса для сжимаемого газа и уравнениями Максвелла. Система уравнений Навье-Стокса состоит из уравнений переноса вещества, импульса и энергии:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + [\mathbf{j} \times \mathbf{B}], \quad (2)$$

$$\frac{\partial (\rho h)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho h \mathbf{u}) = \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \mathbf{u}) + \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} + \nabla \cdot (\mathbf{q} + \mathbf{q}_{rad}). \quad (3)$$

Здесь ρ обозначает плотность плазмы, \mathbf{u} скорость газа, p давление, $\boldsymbol{\tau}$ тензор вязкости и h энтальпию. Последнее слагаемое в Ур. (26) соответствует тепловому потоку, разделённому на поток \mathbf{q} , определяемый теплопроводностью,

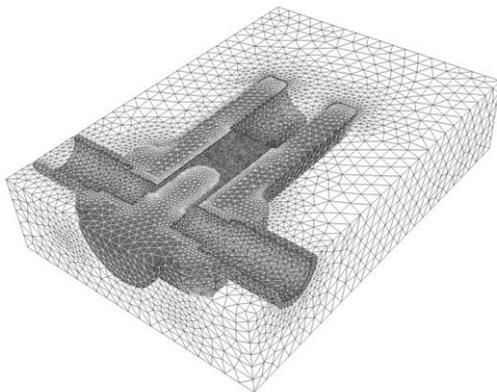


Рис. 8. Numerical model of discharge chamber и на поток излучения \mathbf{q}_{rad} . Последний будет обсуждаться более детально позже. Влияние турбулентности учитывалось с помощью к-ε модели ([4],[5],[6]). Для того, чтобы замкнуть систему уравнений, необходимо добавить уравнения состояния,

$$\rho = \rho(T, p) \quad (4)$$

and

$$h = h(T, p) \quad (5)$$

Также необходимы зависимости о температуры и давления для вязкости, теплопроводности и электрической проводимости. Уравнения Максвелла и Навье-Стокса связаны между собой через выражение для силы Лоренца $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ и омического нагрева $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$, где \mathbf{j} – это плотность тока, \mathbf{E} электрическое поле, и \mathbf{B} индукция магнитного поля. Плотность тока в плазме:

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + [\mathbf{u} \times \mathbf{B}]) \quad (6)$$

где σ обозначает электрическую проводимость плазмы. Таким образом электрическая проводимость является связующим звеном между течением газа и электромагнитным полем. При $\sigma \rightarrow 0$ течение газа и электромагнитное поле не связаны. Вместо решения полной системы уравнений Максвелла используется приближение магнитостатики,

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \quad (7)$$

и

$$[\nabla \times \mathbf{B}] = \mu_0 \mathbf{j}. \quad (8)$$

Это приближение основано на двух допущениях: разделение зарядов в плазме несущественно и проводимость плазмы не слишком велика. Если быть более точным, предполагается, что можно пренебречь током смещения в уравнении Максвелла, что допустимо, если характерное время t_c удовлетворяет условию:

$$t_c \gg t_1 = \epsilon_0 / \sigma. \quad (9)$$

,где ϵ_0 диэлектрическая проницаемость вакуума.. Далее для применения магнитостатики необходимо, чтобы время t_c удовлетворяло соотношению

$$t_c \gg t_2 = \mu_0 \sigma L^2 \quad (10)$$

where μ_0 магнитная проницаемость в вакууме и L характерный размер плазмы. Так как электрическая проводимость воздушной плазмы как правило достигает значений $\sigma \sim 10^4 \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$, все эти условия выполняются. Описанные уравнения е позволяют моделировать стадию электрического пробоя, когда

электронная температура может заметно превышать температуру газа. В данном исследовании мы ограничиваемся рассмотрением процесса охлаждения дуги посредством конвекции и излучения.

3.2 Свойства материалов

As has already been pointed out above, the thermodynamic properties of plasmas are difficult to compute due to the ionization and dissociation processes at high temperatures. Fortunately, these processes are very fast, allowing us to use the approximation of local thermal equilibrium (LTE), where the properties of the plasma only depend on the local temperature and pressure. This makes it possible to precompute the all required thermodynamic properties and transport coefficients and store in the form of lookup tables. Details on how to compute these properties can be found in the literature [8, 9]. The pressure dependence was only included for the density $\rho(p,T)$ and the electric conductivity $\sigma(p,T)$ of the plasma. The important material data are plotted in the walls of the arcing chamber, making it possible to perform the simulation using a constant composition of the gas. Furthermore, arc root effects are not yet included in the simulations. A more detailed model will have to include these effects, increasing both the complexity and computational cost of the simulation. For simplicity, we have neglected contact erosion and ablation of material from

3.3 Перенос излучения

В связи с чрезвычайно высокими температурами излучение является основным механизмом переноса энергии в разрядах высокого тока. Явление может быть описано с помощью уравнения переноса излучения для спектральной интенсивности [15], записанное так

$$\mathbf{s} \cdot \nabla I_{\nu}(\mathbf{r}, \mathbf{s}) = \kappa_{\nu} [I_{\nu}^b(T) - I_{\nu}(\mathbf{r}, \mathbf{s})]. \quad (11)$$

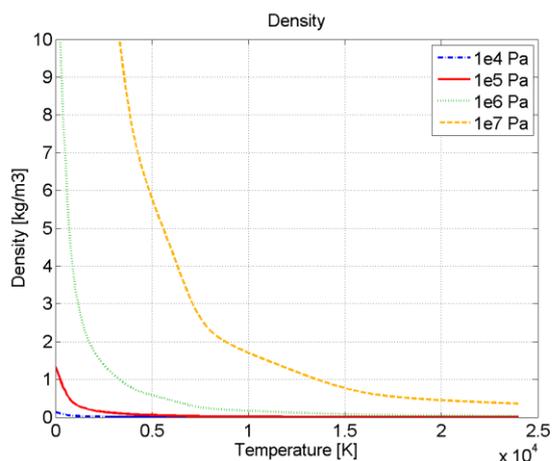


Рис.9. Плотность воздуха в зависимости от температуры для разных давлений.

Здесь $I_{\nu}(\mathbf{r}, \mathbf{s})$ это интенсивность излучения в точке \mathbf{r} и в направлении \mathbf{s} с частотой ν , κ_{ν} здесь обозначает

коэффициент затухания среды, а $I_{\nu}^b(T)$ – функция Планка

$$I_{\nu}^b(T) = \frac{2h}{c^2} \frac{\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1}, \quad (12)$$

где h – это постоянная Планка, c скорость света, and k_B постоянная Больцмана. Данное уравнение обычно решается с помощью метода дискретных ординат (DOM). Основная трудность заключается в сильной частотной зависимости коэффициентов затухания. Так как невозможно решить Ур. (33) для каждой возможной частоты, необходимо производить разбиение на частотные интервалы и проводить по этим интервалам усреднение коэффициентов затухания [11]. Наиболее важный эффект, который должно отражать моделирование, это сильное поглощение высоких частот и слабое поглощение низких частот. В связи с этим использовалась упрощённая модель с двумя интервалами. Первый интервал задавался от 0 до $\lambda = 120$ нм с коэффициентом поглощения $\alpha = 2000 \text{ m}^{-1}$, второй интервал от $\lambda = 120$ нм до $\lambda = 1 \text{ mm}$ с коэффициентом затухания $\alpha = 50 \text{ m}^{-1}$.

3.4 Circuit coupling.

Моделирование взаимодействия разряда с сетью учитывалось с помощью дополнения системы уравнений, описывающих динамику разряда уравнениями электрического контура, моделирующего действие сети. Принципиальная схема контура представлена на Рис.13.

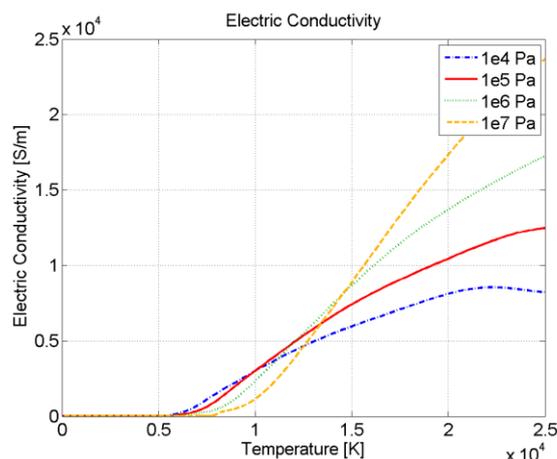


Рис. 10. Электрическая проводимость в зависимости от температуры для разных давлений.

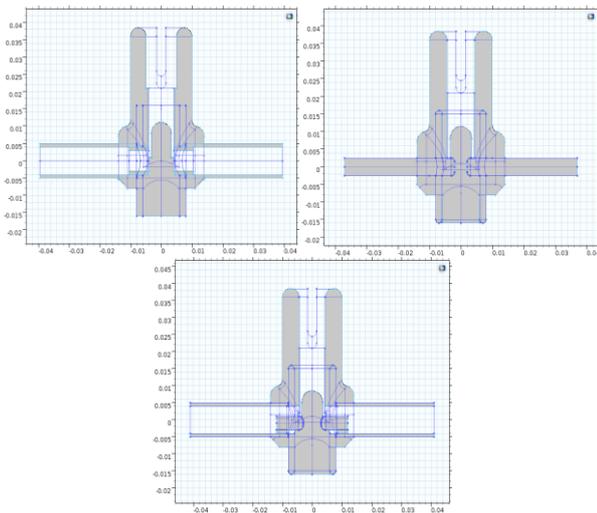


Рис. 11. Конструкции разрядных камер, использовавшиеся при моделировании..

3.5 Результаты моделирования.

Для моделирования перехода от ГИ к ГН было проведено моделирование для двух разных уровней зарядного напряжения на конденсаторе колебательного контура. В первом случае зарядное напряжение составляло 3 кВ, в результате чего наблюдалось последующее ГН. Во втором случае зарядное напряжение составляло только 1 кВ, приводя к ГИ.

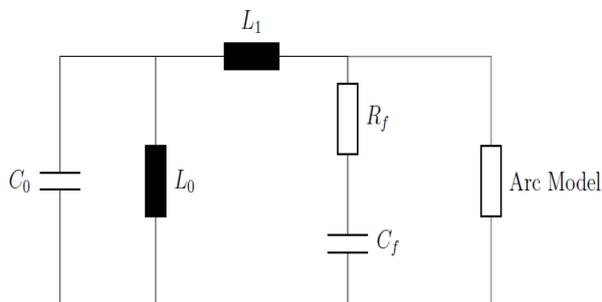


Figure 13. Electric circuit used in the numerical simulations arc represents a highly nonlinear ohmic resistance.

Осциллограммы напряжения и тока для двух описанных случаев представлены на Рис. 14-19. Хорошо видно, что при зарядном напряжении 1 кВ сопровождающий ток не протекает через РК, то говорит о переходе в режим ГИ.. Так как моделировании использовалась только одна РК, расчётный ток можно непосредственно сравнивать с экспериментальным только после деления последнего на число РК. Для сравнения по напряжению также использовалось удельное напряжение на камеру. Сравнение представлено на Рис. 20-25.

4. Выводы

Разработанная модель искрового разряда в РК позволила получить результаты достаточно хорошо согласующиеся с экспериментальными данными. При этом удалось в рамках численного эксперимента воспроизвести переход от режима ГН к режиму ГИ. Этот результат позволяет с оптимизмом смотреть на перспективы применения моделирования для проектирования устройств молниезащиты.

Литература

- [1] G. V. Podporkin, E.Yu. Enkin, E. S. Kalakutsky, V. E. Pilshikov, A. D. Sivaev. "Lightning protection of overhead lines rated at 3{35 kv and above with the help of multi-chamber arresters and insulator-arresters." In Electromagnetic Compatibility (APEMC), 2010 Asia-Pacific Symposium on, pages 1247-1250, 2010.
- [2] G. V. Podporkin, E.Yu. Enkin, E. S. Kalakutsky, V. E. Pilshikov, A. D. Sivaev. "Overhead lines lightning protection by multi-chamber arresters and insulator-arresters." IEEE Transactions on Power Delivery, 26(1):214-221, 2010.
- [3] G. V. Podporkin, E.Yu. Enkin, E. S. Kalakutsky, V. E. Pilshikov, and A. D. Sivaev. "Development of multi-chamber insulator-arresters for lightning protection of 220 kv overhead transmission lines." In Lightning Protection (XI SIPDA), 2011 International Symposium on, pages 160-165, 2011.
- [4] B. Swierczynski, J. J. Gonzalez, P. Teulet, P. Freton, A. Gleizes. "Advances in low-voltage circuit breaker modelling." Journal of Physics D: Applied Physics, 37(4):595-609, 2004.
- [5] Fei Yang, Yi Wu, MingZhe Rong, Hao Sun, Anthony B. Murphy, Zhigang Ren, Chunping Niu. "Low-voltage circuit breaker arcs|simulation and measurements." Journal of Physics D: Applied Physics, 46(27):273001, 2013.
- [6] H. K. Versteeg, W. Malalasekera. "Computational Fluid Dynamics." Prentice Hall, Harlow, 2nd edition, 2002.
- [7] A. Gleizes, J. J. Gonzalez, P. Freton. "Thermal plasma modelling." Journal of Physics D: Applied Physics, 38(9):R153{R183, 2005.
- [8] Y. Cressault, A. Gleizes, G. Riquel. "Properties of air-aluminum thermal plasmas." Journal of Physics D: Applied Physics, 45(26):265202, 2012.
- [9] P. Kloc, V. Aubrecht, M. Bartlova, O. Coufal. "Radiation transfer in Air and Air-Cu plasmas for two temperature profiles." Journal of Physics D: Applied Physics, 48(5):055208, 2015.
- [10] M. F. Modest. "Radiative heat transfer." Elsevier Science, San Diego, third edition edition, 2013.
- [11] H. Nordborg, A. A. Iordanidis. "Self-consistent radiation based modelling of electric arcs: I. efficient radiation approximations." Journal of Physics D: Applied Physics, 41(13):135205, 2008.

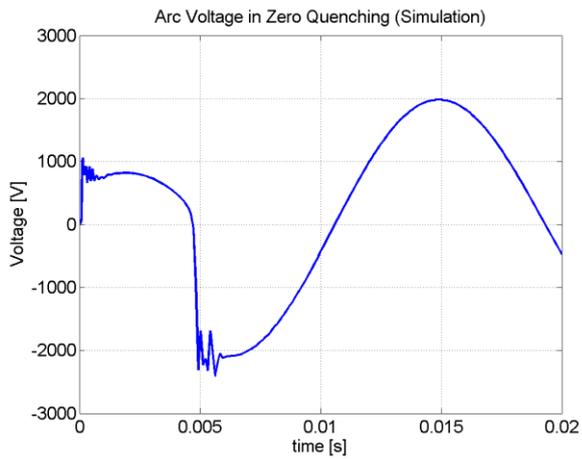


Рис. 14. Расчётное напряжение для 3 кВ

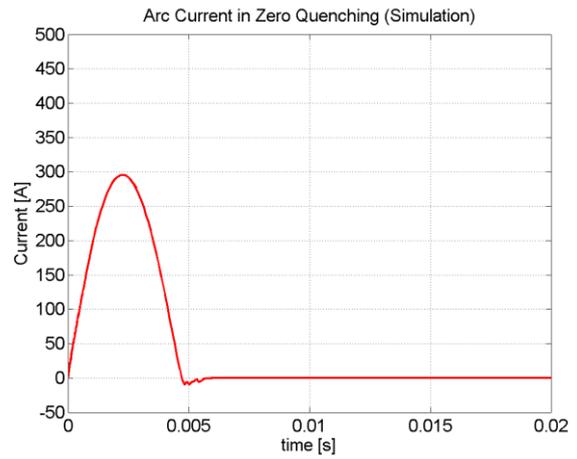


Рис.15 Расчётный ток для 3 кВ

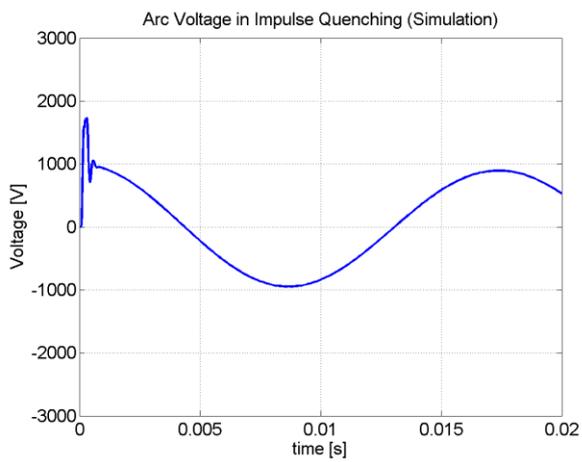


Рис. 16. Расчётное напряжение для 1 кВ

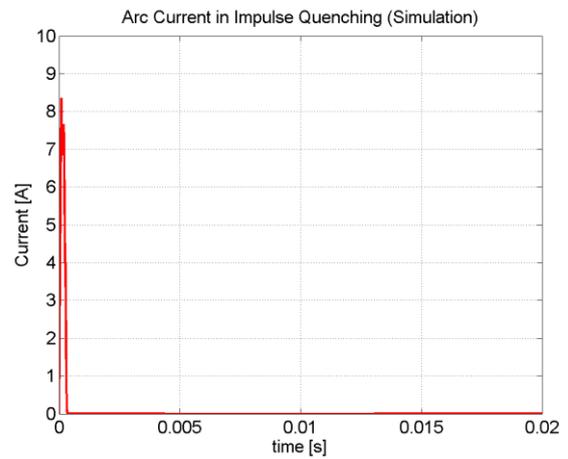


Рис. 17. Расчётный ток для 1 кВ

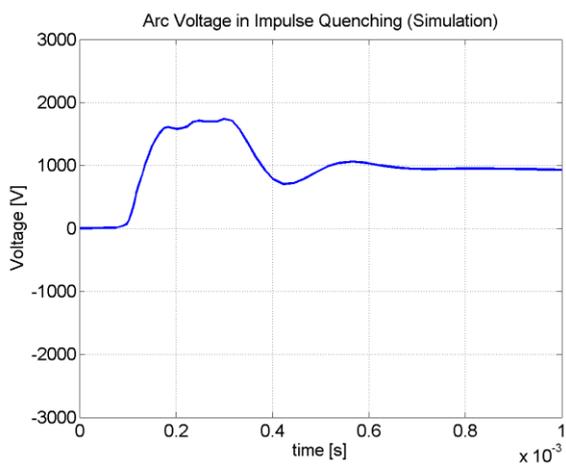


Рис. 18. Расчётное напряжение для 1 кВ (масштабирование)

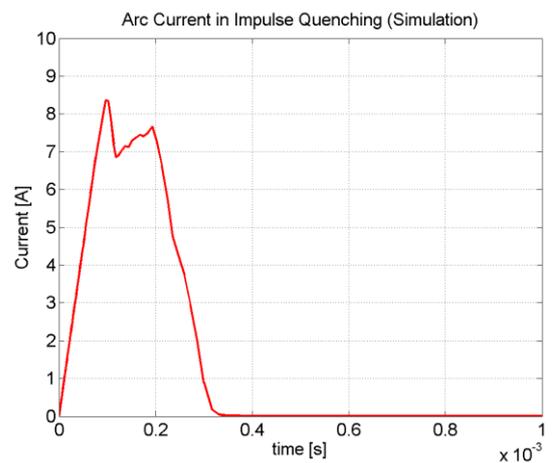


Рис. 19. Расчётный ток для 1 кВ (масштабирование)

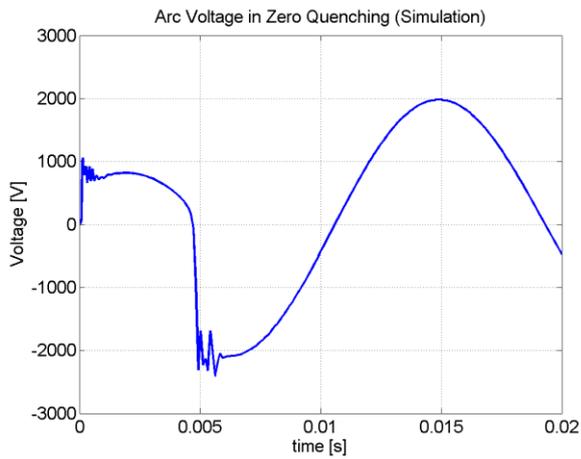


Рис. 20. Расчётное напряжение для 3 кВ

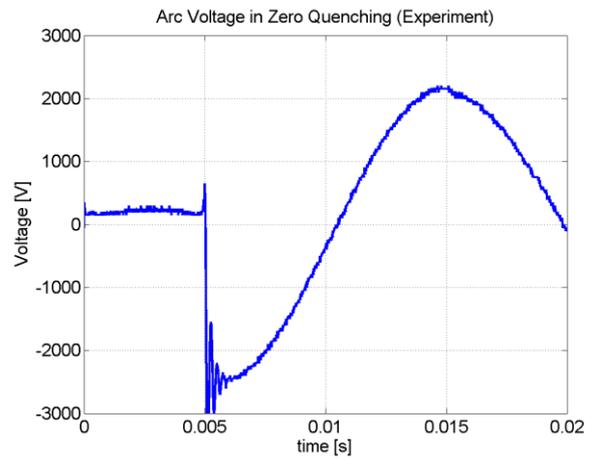


Рис. 21. Экспериментальное напряжение для 3 кВ

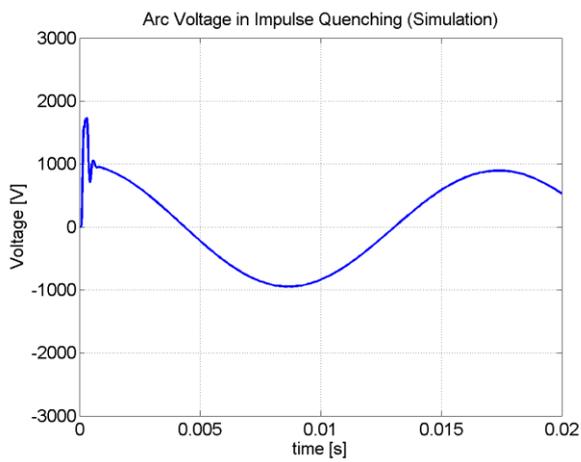


Рис. 22. Расчётное напряжение для 1 кВ

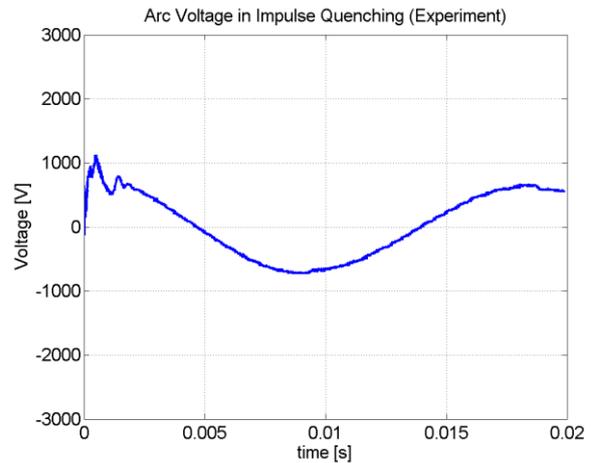


Рис. 23. Экспериментальное напряжение для 1 кВ

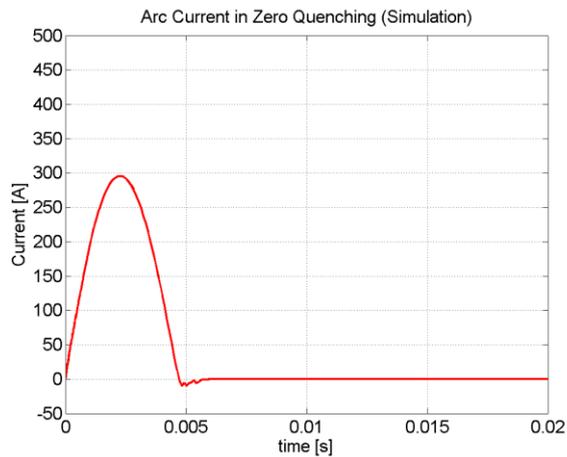


Рис. 24. Расчётный ток для 3 кВ

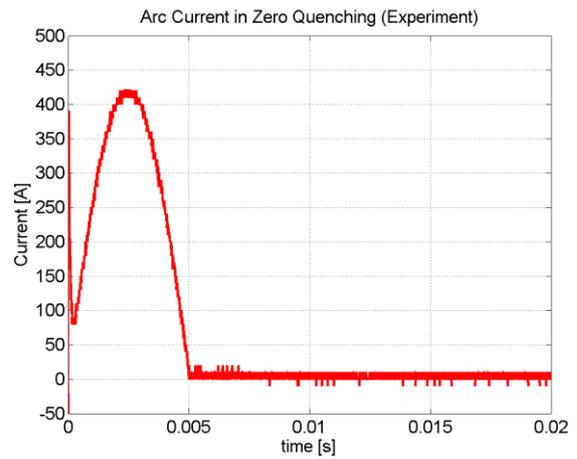


Рис. 25. Экспериментальный ток для 3 кВ

Использование импульсных электрических и магнитных полей для исследований свойств композитных материалов

Ю.Э. Адамьян, Д.И. Алексеев, Ю.Н. Бочаров, С.И. Кривошеев*, С.Г. Магазинов, Л.В. Черненкокая

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого (СПбПУ), Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: ksi.mgd@gmail.com

Abstract — The wide application of modern composite materials leads to the interest of studying their properties under various mechanical loads. On the example of carbon plastic with substantially lower conductivity than that of metals, it is shown the possibility of an experimental study of the mechanical behavior of material under a pulse impact formed by a magnetic-pulse method. It is shown that the fracture energy of the carbon plastic is close to the fracture energy of igneous rocks. It is shown that pulsed magnetic field with microsecond scale duration with an induction amplitude of ~12 T does not effect on the static mechanical strength of the carbon plastic.

Keyword—*composite materials, dynamic strength, magnetic fields.*

I. Введение

В настоящее время композитные материалы находят широкое применение в различных технологических областях, в том числе могут применяться для удержания обмоток соленоидов для генерации импульсных магнитных полей [1, 2]. Механические свойства материалов в динамических режимах отличаются от статических. Для выявления свойств материалов в динамических режимах реализуются различные методы испытания например испытание на откол, метод Гопкинсона-Кольского, испытания образцов с макродефектом типа трещин и др. При этом можно использовать импульсное магнитное поле электрического тока в качестве генерирования магнитного давления. Импульсное давление полученное за счет магнитного поля в проводящем материале, можно передать на образцы, для исследования их механических характеристик. Данный способ нагружения образцов, получил название магнитноимпульсный метод нагружения [3], который применительно к исследованию хрупких непроводящих материалов позволяет выявлять зависимость роста трещины от приложенного импульсного давления и ряд характеристик разрушения хрупких материалов. Среди данных характеристик можно выделить - время накопления энергии до разрушения, поверхностную энергию разрушения и др. [4, 5, 6] В настоящей работе проводится исследование механических свойств углепластика при статическом растяжении, а так же при динамическом нагружении магнитноимпульсным способом и рассматривается возможное влияние импульсного магнитного поля на статические механические свойства углепластика.

II. Статические испытания с обработкой в импульсном магнитном поле

Для исследования механических свойств углепластика при статическом нагружении и влияния импульсного магнитного поля на механические свойства были выполнены 6 образцов, длиной, $a=150$ мм, шириной $b=21.5$ мм, и толщиной $c=1.2$ мм.

Три образца подвергли обработке импульсным магнитным полем, при размещении их между двумя плоским параллельным шинам, по которым был пропущенный импульсный электрический ток. Протекающий по шинам ток измерялся при помощи пояса Роговского, расположенного в разрядной цепи. Амплитуда разрядного тока составила $I_m=235$ кА, при его протекании по шинам, шириной $h=20$ мм. Длительность первой полуволны импульса составила ~4 мкс. При помощи численного моделирования получено амплитудное значение магнитной индукции $B_m \approx 12$ Т.

На растяжной машине Zwick/Roell Z100 были проведены механические испытания 6 образцов, три из которых предварительно обработаны в импульсном магнитном поле и три не обработаны. Скорость испытания 1 мм/мин. Температура испытания 25 °С.

В результате предварительная обработка импульсным магнитным полем перед испытаниями образцов не повлияла на их механические свойства. Это может быть связано с тем, что в условиях отсутствия замкнутых

контуров и/или высокого удельного сопротивления влияния наведенных токов на материал не приводит к токовой нагрузке проводящей структуры последнего.

Средние значения модуля упругости $E=39.3$ ГПа и предела прочности $\sigma_c = 563$ МПа при растяжении материала в направлении под углом 45° к направлению волокон. При этом предельная потенциальная энергия запасаемая в образце до его разрушения при статическом растяжении составляет: $W_c = \sigma_c^2 / 2E = 4$ МДж/м³.

III. Динамические испытания образцов с макродефектом типа трещины магнитноимпульсным способом

Рассматриваемая схема испытания образцов с макродефектом типа трещин, представлена на Рис. 1а. Здесь используется генератор импульсных токов РСГ, который создаёт по средствам разряда батареи конденсаторов C_p импульсный электрический ток $i(t)$, протекающий по магнитноимпульсному драйверу МИД (МРД). При этом МИД представляет собой плоскопараллельные шины, которые могут быть выполнены в виде прямого и обратного проводника - простой МИД (см. Рис. 1б), и двух прямых и одного обратного проводника - квази coaxialный МИД (см. Рис. 1с).

В данной схеме импульсный электрический ток $i(t)$ протекающий в МИД, сопровождается импульсным магнитным полем \vec{B} , которое оказывает магнитное давление \vec{P}_m . Приближено, если ширина шин МИД c_{MPD} существенно меньше расстояния между шинами h_{MPD} , то магнитное давление можно оценить следующим образом:

$$P_m \approx B^2 / 2\mu_0 = \mu_0 H^2 / 2 = \mu_0 (I / c_{MPD})^2 / 2 \quad (1)$$

где I , H , B - амплитуды тока, напряжённость и индукция магнитного поля МИД соответственно.

В реальных экспериментах выражение (1) может не соответствовать магнитному давлению при не выполнении условия существенной большей ширины МИД по сравнению с расстоянием между шинами МИД, тогда необходимо численное решение магнитного поля и расчёт магнитного давления.

Создаваемое таким образом магнитное давление P_m прикладывается к берегам паза и создаёт механическое напряжение образца, приводящее к упругопластическим деформациям. При превышении предельных значений упругих деформаций хрупких материалов в вершине паза образуется трещина. При сохранении формы импульса тока и соответствующей форме давления, можно изменять амплитуду прикладываемого давления двумя путями — изменением зарядного напряжения конденсаторов ГИТ и изменением ширины МИД.

Изменяя величину прикладываемого давления при сохранении формы импульса, можно получать зависимость длины, образующейся в вершине паза, трещины от приложенного давления МИД. Таким образом можно определить предельное давление, которое может выдержать образец до разрушения. Зная статические механические свойства образца при помощи численного расчёта можно определить соответствующие данному режиму нагружения предельные параметры напряженного состояния, при которых происходит разрушение образца.

Для исследования выполнены образцы с макродефектом типа трещины, с размерами: длина и ширина $a=b=100$ мм, толщина $c=1.2$ мм длина паза $l=50$ мм, высота паза $h=4$ мм, длина предрэка $l_{cr}=4$ мм, высота предрэка $h_{cr}=2$ мм. Эксперимент произведён на 10 образцах. Экспериментальная система приведена на Рис. 1д.

Для нагружения образцов применялся простой магнитноимпульсный драйвер (см. Рис. 1б) с толщиной шин 0.3 мм и полиэтиленовой изоляцией между ними, см. Рис. 2е. Для усиления передаваемого давления от МИД на образец, между ними устанавливалась стальная вставка, толщиной $h_i=1$ мм, шириной $c_i=9$ мм и длиной $l_i=50$ мм.

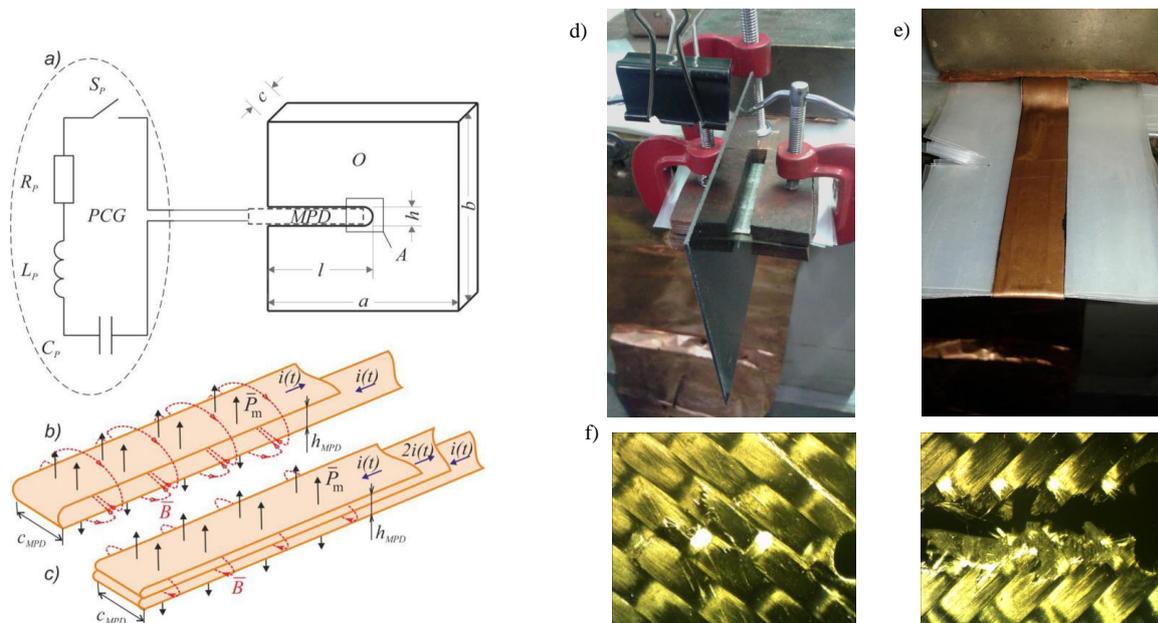


Рис. 1. а) Схема магнитноимпульсного испытания образцов с макродефектом типа трещин; б) простой МИД; в) квазиокоаксиальный МИД. PCG - генератор импульсных токов (ГИТ); МИД - магнитноимпульсный драйвер; д) собранная система перед экспериментом; е) МИД после одного из экспериментов; ф) типичные фотографии вершины прекрэка после экспериментов.

Типичные фотографии вершин паза экспериментальных образцов приведены на Рис. 1ф. На основе полученных данных построена зависимость длины дефекта от амплитуды магнитного давления МИД, см. Рис. 2а.

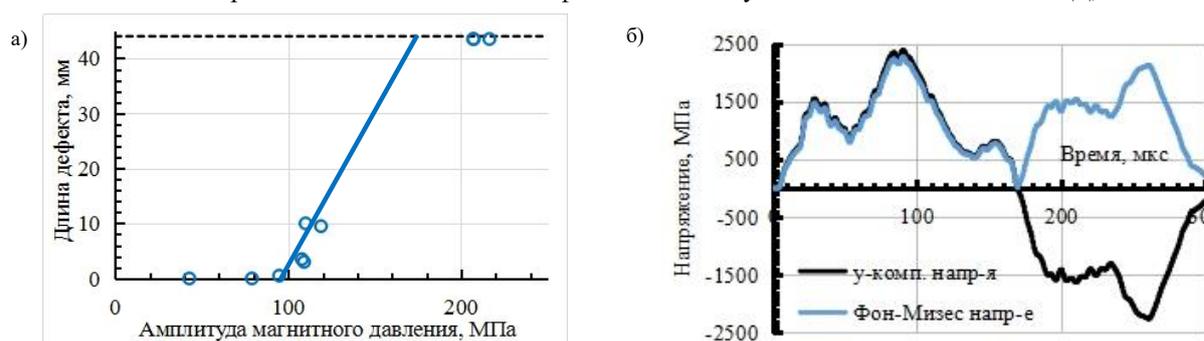


Рис. 2. а) Зависимость длины дефекта от приложенного магнитного давления. б) Графики расчётных зависимостей механического напряжения в вершине паза при приложении критического экспериментального давления.

При помощи программы Autodyn выполнено численное моделирование напряженного состояния в исследуемых образцах в постановке задачи, соответствующей эксперименту. В расчетах использованы модуль упругости материала $E=39.3$ ГПа и коэффициент Пуассона $\nu=0.3$. В эксперименте разрушение материала образца наблюдалось при приложении к концентратору давления в виде стальной вставки давления с амплитудой ~ 95 МПа. Численное моделирование показало существенно большие значения достигаемых в образце напряжений в динамическом режиме по сравнению со статическим растяжением, см. Рис. 2б. Так давление достигает значения $\sigma_d \sim 2400$ МПа, что соответствует энергии деформирования $W_d = \sigma_d^2 / 2E = 73.3$ МДж/м³. Нужно отметить, что моделирование выполнено при изотропном модуле упругости $E=39.3$ ГПа, не учёт анизотропии свойств материала может привести к некоторому искажению результатов.

Полученная экспериментально зависимость размера зоны разрушения, см. Рис. 2а от амплитуды приложенного давления является типичной для разрушения в использованной схеме нагружения и характерной для разрушения хрупких материалов. Также как искусственные и натуральные материалы, результаты испытаний которых приведены в [7, 8, 9, 10, 11], исследуемый материал демонстрирует пороговый характер разрушения.

Оценка особенностей разрушения углепластика при импульсном нагружении может быть выполнена с использованием подхода, согласно которому переход системы в разрушенное состояние реализуется при достижении средней на некотором временном интервале τ_L потенциальной энергии системы предельного значения, накопленной в зоне максимальных напряжений. При этом параметр $C(\tau_L) = (dL_{cr} / dP) \cdot P_{cr}$

демонстрирует отсутствие чувствительности к длительности воздействия, а его значение зависит от τ_L — времени накопления (аккумуляции энергии). Функциональный параметр $C(\tau_L)$ может быть интерпретирован как пространственный масштаб зоны накопления необходимой для инициирования процесса разрушения (старта трещины) энергии — критической зоны. При этом параметр $C(\tau_L)$ связан с временем накопления энергии следующим эмпирическим соотношением:

$$C(\tau_L) = A_\tau \cdot \tau_L + A_C, \quad (2)$$

которое при $A_\tau = 0.004$, $A_C = 0.009$, описывает экспериментальные данные с коэффициентом корреляции 0.953, размерность τ_L в [мкс].

Из экспериментальной зависимости, приведённой на Рис. 2а, с учётом коэффициента магнитного давления $k = c/c_{MPD} = 7.5$ можно определить параметр $C(\tau_L) = 0.0525$, что в соответствии с (2) определяет параметр материала $\tau_L = 10.5$ мкс.

Разрушение образцов происходит по механизму трещинообразования, начинающемуся в зоне максимальных напряжений, локализация которой определена и находится в вершине прекрека. Согласно Griffith A.A. [12] для продвижения трещины необходимо, чтобы запасённая энергия в системе была достаточна для образования новых поверхностей.

Принимая во внимание выявленные по экспериментальным данным зависимости $P_{tr}/\tau_L = const_A(\tau_L) = A$ и $k_{LP}/\tau_L = const_B(\tau_L) = B$, значения которых приведены в [9] поверхностная энергия разрушения, реализуемая в момент страгивания начальной трещины (в начале процесса разрушения) $\gamma = 20 \pm 2$ кДж/м². Это значение близко к значениям, характерным для ряда магматических горных пород, таких как габродиабаз и гранит [13].

IV. Заключение

Показано, что при динамическом испытании образцов из углепластика с макродефектами типа трещин процесс разрушения носит пороговый характер. Показана возможность определения динамического предела прочности углепластика при динамическом нагружении микросекундной длительности при помощи магнитноимпульсного способа. Влияние импульсных магнитных полей с амплитудой до 12 Т на статическую прочность углепластика не выявлено.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-19-00230.

Результаты работы были получены с использованием вычислительных ресурсов суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого (www.scc.spbstu.ru).

Литература

- [1] Shneerson, G.A. Email Author, Vechev, I.A., Degtev, D.A., Koltunov, O.S., Krivosheev, S.I., Shishigin, S.L. Configurations of axisymmetric quasi-force-free magnetic systems. II // Technical Physics. Vol. 53, Is. 10. 2008. Pp- 1278-1288.
- [2] G. Shneerson, A. Nemo, A. Nenashev, I. Vechev, P. Marchenko, A. Lagutkina Basic Configuration of an Indestructible Quasi-Force-Free Magnet with Magnetic Flux Density above 100 T // 2018 16th International Conference on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics (MEGAGAUSS). 25-29 Sept. 2018.
- [3] Кривошеев, С.И. Магнитно-импульсная методика тестирования материалов при импульсном нагружении // ЖТФ. 2005. Том 75, вып. 3. С. 47-53.
- [4] Krivosheev, S.I., N.V. Korovkin, V.K. Slstenko, S.G. Magazinov. Destruction of brittle materials by microsecond pressure pulses at their formation by magnetic pulse method // Int. J. of Mech. 2015. Vol. 9. Pp. 293-299.
- [5] S.I. Krivosheev, S.G. Magazinov. Irreducible specific energy of new surfaces creation in materials with crack-type macro defects under pulse action // Journal of Physics: Conference Series. Vol. 774, Is. 1. 2016. № 012049.
- [6] S.I. Krivosheev, S.G. Magazinov. Fracture energy of materials exposed to pulse action // Universal Journal of Physics and Application. - Vol. 10(6). 2016. Pp. 181-189.
- [7] Атрошенко С.А., Кривошеев С.И., Петров Ю.В., Уткин А.А., Федоровский Г.Д. Разрушение сферопластика при статических и динамических нагрузках // Журнал технической физики. 2002. Том 72, вып. 12. С. 54-58.
- [8] Klepachko J.R., Atroshenko S.A., Chevrier P. et al. Behavior of particle-filled polymer composite under static and dynamic loading // Engineering Fracture Mechanics. 2007. Vol. 75, is. 1. Pp.136-152.
- [9] Krivosheev, S.I., Magazinov, S.G. Irreducible specific energy of new surfaces creation in materials with crack-type macro defects under pulse action // Journal of Physics: Conference Series. Vol. 774, Is. 1. 2016. № 0120493.
- [10] S. I. Krivosheev, N. V. Korovkin, V. K. Slstenko, S. G. Magazinov Destruction of brittle materials by microsecond pressure pulses at their formation by magnetic pulse method // International Journal of Mechanics. Vol. 9. 2015. Pp. 293-299.
- [11] A.A. Gruzdkov, S.I. Krivosheev, Yu.V. Petrov. The fracture energy of materials under pulse microsecond-scale loading // Physics of the Solid State. Vol. 45, Is. 5. 2003. Pp. 886-889.
- [12] A.A. Griffith The phenomenon of rupture and flow in solids // Philosophical Transactions of the Royal Society. Vol. A221. Pp.163-98.
- [13] Кошелева Е.В., Кривошеев С.И., Сельченкова Н.И., Учайев А.Я. Обоснование возможности прогнозирования поведения твёрдых тел в экстремальных условиях при различных видах высокоинтенсивного воздействия // Ядерная физика и инжиниринг. 2016. Т. 7. № 4. С. 347-354.

Авторский индекс

С		Беляев М.А.	127
Chusov A.	194	Безуглов Н.Н.	78
F		Безверхний Н.О.	88
Fuchs R.	194	Бобашев С.В.	88
M		Бочаров Ю.Н.	201
Murmann M.	194	Болога М.	189
N		Болога М.К.	24
Nordborg H.	194	Болога М.К.	115, 140
A		Борейшо А.С.	181
Адамьян Ю.Э.	201	Бошняга Ю.	189
Агарвал Е.	189	В	
Александрова В.Н.	41	Васильков С.А.	32, 172
Алексеев Д.И.	201	Власов А.В.	137
Апарнева А. В.	119	Власов П. А.	61
Апфельбаум М.С.	45	Власова В.К.	137
Апфельбаум М.С.	20	Г	
Б		Гаджиев М.Х.	45
Барышников А.С.	88	Ганченко Г.С.	49, 125
Басаргин И.В.	88	Ганченко Н.Ю.	52
Белоножко Д. Ф.	119	Горбачева Е.В.	125
Белоножко Д.Ф.	122	Гросу Ф.П.	24, 140
Белов П.А.	11, 15	Д	
		Демехин Е.А.	125
		Демехин Е.А.	49
		Дмитриев А.В.	185
		Дмитриев В.А.	185
		Долуденко А.Н.	45

Е		Лютикова М.Н.	100
Емельянов О. А.	157		
Ж		Магазинов С.Г.	201
Жакин А.И.	11, 15, 131	Маслов С.А.	74
З		Микушев В.М.	149
Занин С.С.	11, 131	Монахов. Н.А.	88
Зубарев Н.М.	127	Мошкунов С.И.	66
Зубарева О.В.	127	Моторин О.В.	24
И		Н	
Ильин А.В.	179	Натяганов В.Л.	74
Ильин В.А.	41	Нечаев Д.А.	32
Илюшов Н.Я.	153	Немов А.С.	168
Ивакин С.В.	181	Норман Г.Э.	95
К		О	
Ключарев А.Н.	78	Очиров А. А.	119
Колбнева Н. Ю.	107	Очиров А.А.	122
Коробейников С.М.	97, 100	Оксузьян Д.А.	52
Коротков А.А.	27	Орехов М.А.	95
Коровин В.М.	111	П	
Козырева О.И.	149, 177	Панкратьева И. Л.	61
Кожевников И.В.	115, 140	Павлейно М.А.	144, 185
Кривошеев С.И.	201	Павлов В.А.	144
Куценко А.В.	13, 17	Плохов И.В.	149, 165, 177
Куракина Н.К.	80	Полуэктова К.Д.	172
Кузнецова Ю.А.	97	Полунин В.М.	84
Кузько А.Е.	11, 15, 131	Полянский В. А.	61
Кузько А.В.	15	Попов. П.А.	88
Кузьменко А.П.	15	Р	
Л		Ренев М.Е.	70
Лагуткина А.Д.	166	Репина М.Ю.	52
Лазерко В.А.	159	Ряполов П.А.	84
Логинов С.Ю.	163		

С		Ф	
Сафронова Ю.Ф.	70	Федоров Д.С.	165
Сахаров В.И.	57	Феклистов Е. Г.	157
Самаркин А.И.	149	Франц Е.А.	49
Савин А.В.	181		
Савраев И.Е.	177	Ч	
Сементин В.В.	181	Черненькая Л.М.	201
Сердобинцев П.Ю.	181	Черника И.М.	115
Сергеев А.А.	181		
Смирновский А.А.	80	Ш	
Соколов Е.А.	84	Шершунова Е.А.	66
Степанов Г.В.	144	Шнеерсон Г.А.	168
Стишков Ю.К.	27, 32, 70, 172		
Т		Я	
Тятюшкин А.Н.	37	Ясинский В.Б.	97

Организовано / Organized by:



Санкт-Петербургский
государственный
университет
www.spbu.ru



МГУ ИМ. М. В. ЛОМОНОСОВА
ИНСТИТУТ МЕХАНИКИ



ISBN 978-5-4386-1740-2



9 785438 617402