

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»



На правах рукописи

Кузнецова Юлия Александровна

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРЕДПРОБИВНЫХ ПРОЦЕССОВ В ПОЛЯРНЫХ
ЖИДКОСТЯХ С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА КЕРРА

Специальность 2.4.3. «Электроэнергетика»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата технических наук

Научный руководитель:
д-р физ.-мат. наук, профессор
Коробейников Сергей Миронович

Новосибирск – 2023

Оглавление

Введение	5
ГЛАВА 1 СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ	12
1.1 Оптические методы исследования в высоковольтном эксперименте	15
1.2. Роль микропузырьков и объёмного заряда в формировании пробоя жидкостей	26
1.3 Исследования анодных и катодных стримеров	32
1.4 Численные методы	38
1.5 Методы и алгоритмы расшифровки керрограмм.....	40
Выводы по главе 1	43
ГЛАВА 2 МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРЕДПРОБИВНЫХ ПОЛЕЙ	45
2.1 Использование эффекта Керра в исследованиях предпробивных полей	45
2.2 Исследование вклада составляющей E_z в распределение напряжённости электрического поля.....	53
2.3 Методика визуализации керрограмм.....	58
2.4 Методика визуализации хронограмм	60
Выводы по главе 2	62
ГЛАВА 3 ИССЛЕДОВАНИЕ ПРЕДПРОБИВНЫХ ПРОЦЕССОВ И ПОЛЕЙ В НИТРОБЕНЗОЛЕ	64
3.1 Расчёт керрограмм и фазограмм для невозмущённой приэлектродной зоны.....	64
3.2 Вариация постоянной Керра в нитробензоле на предпробивной стадии в системе остриё-плоскость	65

3.3 Влияние сильного электрического поля на поляризационные процессы в нитробензоле	69
3.4 Расчёт отрицательного давления. Возможные механизмы появления пузырьков	70
3.5 Введение в рассматриваемую зону диэлектрического и ионизированного микропузырьков	71
3.6 Моделирование процессов при наличии объёмного заряда вблизи острейшего электрода	76
Выводы по главе 3	82
ГЛАВА 4 ИССЛЕДОВАНИЕ ПРЕДПРОБИВНЫХ ПРОЦЕССОВ И ПОЛЕЙ В ВОДЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСОВ СУБМИКРОСЕКУНДНОГО ДИАПАЗОНА	84
4.1 Моделирование хронографических керрограмм и построение поля разности фаз без анодного стримера и при его наличии. Оценка скорости роста стримера	84
4.1.1 Оценка напряжённости поля, необходимого для зарождения анодного стримера	88
4.1.2 Сравнение результатов при расчётах с постоянной диэлектрической проницаемостью и при её нелинейной зависимости от напряжённости поля	90
4.1.3 Математическая модель и расчёты поля	92
4.2 Моделирование предпробивных процессов в воде в поле сферических электродов	97
4.3 Моделирование и визуализация стримера	97
4.3.1 Визуализация керрограмм и фазограмм разрядного промежутка с катодным стримером	100

4.3.2 Оценка и сравнение полей на головке стримера с учетом и без учета нелинейности диэлектрической проницаемости	102
4.3.3 Влияние рельефа поверхности стримера на напряжённость поля	104
Выводы по главе 4	110
Заключение	112
Список литературы.....	114
Приложение А Описание алгоритма и принципа работы программы визуализации.....	128
Приложение Б Свидетельство на внесение в госреестр Республики Казахстан программы для ЭВМ «Визуализация электрооптических расчетов аксиальных объектов»	133
Приложение В Акт внедрения результатов исследований	134

Введение

Актуальность темы исследования

Интенсивное использование жидких диэлектриков в электроэнергетике, высокая стоимость высоковольтной аппаратуры и её ремонта, требуют всестороннего изучения процессов, протекающих в них при воздействии высокого напряжения. Целью таких исследований является повышение надёжности работы и предотвращение перерывов в электроснабжении важных объектов.

Постоянно растущее потребление энергии в мире требует поиска новых источников, самым перспективным и энергоёмким из которых является использование термоядерных реакций. Будущее использование управляемого термоядерного синтеза требуют решения ряда сложных научно-технических проблем, создания и освоения выпуска электрокомплексов на новых физических принципах [1, 2].

В последние годы в Китае, России, США, Франции и ряде других стран ведутся интенсивные исследования по созданию генерирующих мощностей на основе инерциального термоядерного синтеза, при котором термоядерное топливо удерживается собственными силами инерции. В проектах, посвященных этой проблеме, необходимо импульсным образом нагреть оболочку, внутри которой находится дейтерий-тритиевая смесь, до нескольких миллионов градусов.

Все варианты импульсного нагрева основаны на быстром вводе энергии в мишень. Это достигается использованием множества лазерных пучков наносекундной длительности, сверхсильных импульсных магнитных полей, рентгеновских импульсов, устройств Z-pinch [3, 4]. Суммарная энергия в электрическом импульсе составляет десятки МДж. Подобные установки — это большие электрофизические и энергетические комплексы, занимающие внушительные площади.

Для генерации импульсов огромной мощности нужны соответствующие импульсные накопители электроэнергии. Исследования, проведённые в мире,

показали, что лучше всего для этих целей подходят ёмкостные накопители на воде. Эти накопители работают при напряжении от сотен киловольт и до примерно 10 МВ. Несмотря на многолетние исследования процессов, протекающих в воде в сильных электрических полях, существует ещё немало вопросов, требующих неотложного решения. Возникновение нежелательного пробоя в ёмкостном водяном накопителе может привести к выходу его из строя, что делает невозможной работу всего генерирующего комплекса. Выяснение возможности повышения импульсной электрической прочности накопителей невозможно без выяснения предпробивных процессов, происходящих в сильных электрических полях.

Предпробивные явления в жидкостях изучаются в течение нескольких десятилетий с целью определения задействованных физических механизмов, их моделирования, получения данных для проектирования высоковольтной изоляции [5], а также разработки и испытаний новых изоляционных материалов. Наблюдение за распространением быстропротекающих процессов, предшествующих непосредственно пробую в жидкостях стало возможным благодаря развитию быстродействующих оптических методов, позволяющих выявлять эти процессы с помощью электрооптических, шлирен и теневых методов исследований [6, 7].

Наиболее информативным методом исследования предпробивных процессов является использование эффекта Керра. Этот метод позволяет не только увидеть оптическую картину процессов, но и получить информацию об электрических полях, которую можно оценить и интерпретировать. Более того, с ростом напряжённости поля, вследствие нелинейности эффекта Керра, в электрооптической картине появляются дополнительные особенности, позволяющие заметить характерные процессы, предшествующие пробую.

Современные экспериментальные методы и развитие компьютерного моделирования позволяют найти ряд ответов на вопросы формирования предпробивных процессов в водяных ёмкостных накопителях энергии.

Проведение подобных исследований способствует дальнейшему успешному развитию перспективного направления энергетики будущего.

Кроме того, существуют технологии для использования вторичных эффектов, вызванных разрядами в воде (генерация УФ-излучения, ударных волн, химически активных частиц), для использования различных процессов, таких как дезактивация химических загрязнений, уничтожение вредоносных живых организмов), обработка растительных продуктов, микроэрозия металлов и др. [8, 9, 10]

Приведённые доводы указывают на наличие проблемных ситуаций. Поэтому проведение исследований, направленных на совершенствование методов изучения предпробивных электрических полей в жидкостях является актуальной задачей.

Степень разработанности темы

Изучением предпробивных процессов с применением эффекта Керра занимались: С.М. Коробейников (НГТУ), К.В. Яншин, Э.В. Яншин И.Т. Овчинников (СибНИИЭ), А. В. Мелехов (ИЛФ СО РАН), Н.М. Hertz (Швеция), Н. Aben, Хуеуэй Zhang (КНР), М. Zahn (USA), Т. Takada (Japan).

Исследованиями импульсного пробоя жидкостей занимались В.Я. Ушаков, В.В. Лопатин (ТПУ), В.С. Комельков (АО «Энергетический Институт им. Г. М. Кржижановского»), Торшин Ю.В. (ВЭИ), К. Takechi, К. Arii, S. Udo, Н. Ihori (Япония), Н. Cha, М. Hertz (Швеция), Е. Watson, М. Forster, Р. Wong (США).

Электрофизические и электрогидродинамические процессы в сильных полях рассматривали: во Франции - N. Felici, R. Tobazeon, J. P. Gosse, A. Denat, P. Atten, O. Lesaint, H. Romat, Touchard Gérard; в США - J. Seyed-Yagoobi, P.K. Watson, E. Forster, M. Zanh; в России – Г.А. Остроумов, Ю.К. Стишков, В.А Чирков. и А.И. Жакин, А.Л. Куперштох (ИГИЛ СО РАН).

Механизм образования пузырьков Н.Аkiyama (Япония) Р. Сeccato (Франция), А. Hamdan. and M.S. Cha (King Abdullah University of Science and Technology, KAUST), К. Tachibana, Y. Takekata, Y. Mizumoto, Н. Motomura, М. Jinno (Япония).

Наносекундный и субнаносекундный пробой в жидких диэлектриках D. Dobrynin, Y. Seepersad, M. Pekker, M. Shneider, G. Friedman, A. Fridman, (США).

Работы по численному моделированию процессов, происходящих в пузырьках проводились в России: Г.В. Найдис, Н.Ю. Бабаева, Б.М. Смирнов, Э.Е. Сон (ИВТАН), А.Л. Куперштох (ИГИЛ СО РАН) и за рубежом А. Veroual (Франция), О. Lesaint, R. Kattan, A. Denat (Франция) и др.

Цель исследований заключается в моделировании предпробивных процессов и разработке методов оценки предпробивных электрических полей в полярных жидкостях.

Объектом исследования являются предпробивные процессы в сильных электрических полях в воде и нитробензоле в микросекундном и наносекундном диапазонах.

Соответствие диссертационной работы паспорту научной специальности. Диссертационная работа соответствует требованиям паспорта научной специальности ВАК 2.4.3. «Электроэнергетика», а именно: п.1 — Исследование физических закономерностей и разработка методов расчёта электрических разрядов в условиях, характерных для электроустановок высокого напряжения (молнии и другие возмущающие воздействия) и п.3. — Разработка методов расчёта электрических и магнитных полей, исследование закономерностей воздействия сильных электрических и магнитных полей на диспергированные и другие материалы и изделия.

Задачи исследования:

- 1) Разработать алгоритм компьютерного моделирования экспериментальных керрограмм с визуализацией результатов расчётов;
- 2) Провести моделирование и рассчитать распределение поля в случае возникновения неоднородностей (пузырьки, ионизованные области, инжектированные заряды);
- 3) Определить напряжённость поля возникновения анодного стримера с учетом нелинейности поляризации;
- 4) Определить напряжённость поля катодного стримера.

Научная новизна работы состоит в следующем:

1) впервые показана необходимость учёта нелинейности диэлектрической проницаемости при анализе предпробивных электрических полей в полярных жидких диэлектриках;

2) впервые, на основе математического моделирования, установлено, что при учёте нелинейности диэлектрической проницаемости воды напряжённость электрического поля появления анодного стримера составляет $40 \div 50$ МВ/см;

3) впервые показано, что напряжённость электрического поля катодного стримера в воде лежит в пределах $2,2 \div 3,1$ МВ/см, нелинейность поляризации существенного вклада не вносит;

4) разработан метод расчёта электрических полей на предпробивной стадии электрического пробоя жидкостей с использованием эффекта Керра, основанный на воспроизведении в модели геометрических, физических и электрических параметров конкретной измерительной ячейки, построении картины поля и матрицы относительных интенсивностей по всему полю измерения, визуализации расчётной керрограммы, корректировки исходных данных модели путём сравнения полученной и экспериментальной керрограмм, определении напряжённостей поля по всей области измерения. Этот метод позволяет определять объёмный заряд, наличие пузырьков, выявлять предразрядные процессы.

Практическая ценность работы. Полученные в ходе исследования результаты могут быть использованы при проектировании мощных высоковольтных импульсных ёмкостных накопителей энергии. Предложенный метод обработки оптической информации путём составления и расчета матриц может найти применение в различных областях.

Методология и методы исследования. Автором был разработан метод моделирования и визуализации электрических полей при исследованиях с помощью эффекта Керра. Разработка основана на оригинальной программе, позволяющей восстанавливать керрограммы по матрице значений относительных интенсивностей в градациях серого. Особенности предпробивных процессов

выяснялись путем сравнения экспериментальных и расчётных керрограмм. Их совпадение позволило идентифицировать такие процессы, как инжекция носителей заряда, ионизация пузырьков, значения напряжённости поля вблизи стримеров.

Информационную базу исследования составили работы российских и зарубежных учёных.

Научные положения, выносимые на защиту:

1) Разработан метод моделирования и программа обработки и визуализации расчётных керрограмм позволяет определять объёмный заряд, наличие пузырьков, ионизационные процессы;

2) В сильных неоднородных полях необходим учёт нелинейности диэлектрической проницаемости при анализе предпробивных полей в полярных жидкостях.

3) Катодный стример имеет высокую электропроводность, достаточную для усиления поля вблизи головки стримера до значения 3 МВ/см.

Достоверность полученных результатов обеспечивалась применением методов расчета и моделирования электрических полей с использованием современных программных продуктов, а также непротиворечивостью полученных результатов с теоретическими и экспериментальными результатами других авторов.

Апробация результатов

Результаты работы были представлены на 7 научных мероприятиях, в том числе на: XII Всероссийской научной конференции «Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики» (СПЭФГД-2019), С-Петербург, РФ 2019; XI International Symposium on Electrohydrodynamics (ISEHD 2019), Saint Petersburg, Russia, 2019; Международной научно-практической конференции «Университет ШОС: глобальные вызовы и возможности устойчивого развития до 2030 года», Новосибирск, РФ, 2020; Международных научно-практических конференциях «Интеграция науки, образования и производства — основа реализации Плана нации, Караганда, Казахстан, 2020 и 2022, Международной

научно-практической онлайн конференции «Формирование интеллектуального капитала в условиях цифровой трансформации: опыт, вызовы, перспективы» Караганда, Казахстан, 2022 г.

Личный вклад автора

Личный вклад соискателя в опубликованных в соавторстве работах составляет 60 % и состоит в разработке и реализации алгоритма восстановления керрограмм, а также в построении математических моделей, расчётах и анализе керрограмм.

Постановка цели работы и задач выполнены совместно с научным руководителем Коробейниковым С.М. Разработка математической модели выполнена совместно с Ясинским В.Б. и Вагиным Д.В. Программа «Визуализация электрооптических расчётов аксиальных объектов» была разработана совместно с Ясинским В.Б. и Ковалёвым И.А.

Внедрение результатов работы

Результаты исследований были использованы в ТОО «Альтернатива» (г. Караганда, Казахстан) при разработке и оптимизации элементов высоковольтного электрооборудования.

Публикации

По теме диссертационной работы опубликовано всего 13 печатных научных работ, 2 статьи в журнале, входящем в перечень ВАК по специальности 2.4.3. «Электроэнергетика», 3 статьи, индексируемые в WOS/Scopus (их них 1 статья опубликована в журнале IEEE Transactions on Plasma Science (Q2), две статьи опубликованы в журнале «Journal of Electrostatics» (Q2), 7 — в сборниках трудов конференций. Получено свидетельство об охране интеллектуальной собственности на программу для ЭВМ.

Структура и объём работы

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения, списка литературы из 131 наименования и трёх приложений. Общий объём работы составляет 134 страницы, включая 75 рисунков и 2 таблицы.

ГЛАВА 1 СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Многочисленные экспериментальные исследования предпробойных процессов в диэлектрических жидкостях показали, что характер этих процессов существенно различается в зависимости от природы жидкости, длины и конфигурации разрядного промежутка, а также длительности, полярности и амплитуды импульсов приложенного напряжения и т. д. [11, 12, 13, 14].

Несмотря на то, что на протяжении последних десятилетий возникло множество теорий пробоя жидкостей, ни одна из них не может учесть всех факторов протекающих процессов. Скорее всего, это может быть объяснено решением частных ситуаций и использованием сильно различающихся условий эксперимента. Тем не менее, предпринимаются попытки описать электрический разряд как сложный процесс, зависящий от ряда причин.

Известно, что из множества теорий для описания импульсного пробоя в жидкостях и нахождения соответствующих критериев пробоя выделяют четыре механизма развития разряда: ионизационный, пузырьковый электротепловой и микровзрывной.

Ионизационные теории основываются на предположении, что главной причиной нарушения электрической прочности разрядного промежутка является лавинный механизм увеличения концентрации свободных носителей, преимущественно за счёт ударной ионизации или автоионизации молекул жидкости без предварительного фазового перехода. Развитие разряда в этом случае отличается очень высокой скоростью распространения каналов — до 200 км/с [15].

При реализации пузырькового механизма критерии пробоя связаны с процессами в парогазовых пузырьках, которые либо уже имеются в жидкости, либо появляются при локальном вскипании, диссоциации, кавитационных процессах и пр.

Согласно основной пузырьковой модели, предложенной С.М. Коробейниковым [16, 17, 18], основной причиной развития разрядов является

наличие пузырьков диаметром до нескольких десятков микрометров, которые, в основном, локализованы на электродах. При достижении на противоположных полюсах пузырька некоторой критической разности потенциалов, в последних инициируется процесс ионизации, аналогичный процессу ионизации в коротком газовом промежутке (частичный разряд). После прекращения разряда результирующее поле внутри пузырька ослабляется из-за экранировки зарядами, осевшими на поверхности пузырька, вследствие чего процесс ионизации либо затухает, либо полностью прекращается. Под действием внешнего электрического поля, заряды, осевшие на поверхности пузырьков, направляются вглубь жидкости, что приводит к вытягиванию пузырьков вдоль поля. Скорость перемещения при этом определяется подвижностью носителей зарядов. Процесс продолжается периодически до тех пор, пока напряжённость электрического поля на полюсе пузырька в жидкости не достигнет критического значения для зажигания разряда в жидкости.

Обе эти теории применимы в зависимости от условий протекания разряда. Так, для импульсов очень короткого (субнаносекундного) диапазона, развитие разряда происходит из-за процессов ионизации в жидком состоянии [19, 20], в то время как при более длинных импульсах развитие разряда обычно включает этапы образования пузырьков и распространения газовых нитей [21, 22].

По мнению [23] в зависимости от длительности импульса может развиваться три возможных механизма распространения разрядов в жидкостях. В первом случае в непроводящую жидкость подаётся «длинный» (микросекундный) электрический импульс: в результате электростатического отталкивания происходит образование каналов низкой плотности. Следовательно, разряд распространяется по областям с низкой плотностью. Во втором случае в «промежуточном» (наносекундном) диапазоне электрического импульса электростатические силы поддерживают расширение наноразмерных пустот за фронтом волны ионизации; во фронте волны экстремально высокое электрическое поле обеспечивает сильное отрицательное давление в диэлектрической жидкости из-за наличия электрострикционных сил,

формирующих начальные микропустоты в сплошной среде. Наконец, в третьем случае, когда действует «короткий» (пикосекундный) электрический импульс, области пониженной плотности не могут образовываться из-за крайне малой длительности прикладываемого электрического импульса. Ионизация в жидкой фазе происходит в результате прямого электронного удара без фазового перехода, происходящего за счет ускорения электронов внешним электрическим полем, сравнимым с внутримолекулярными полями. При этом разряд распространяется со скоростью, сравнимой с локальной скоростью света.

Достаточно сложную зависимость механизма инициирования разряда от условий эксперимента демонстрирует сравнение двух очень похожих экспериментов, которые дали разные результаты. В одном случае в работе [24] использовались импульсы +40 кВ с временем нарастания импульса 20 нс в электродной системе «острие-плоскость» с радиусом кривизны острия 50 мкм в воде. Расстояние между электродами варьировалось в диапазоне от 2 мм до 5 см, и в большинстве экспериментов был равен 1 см. Напряжённость поля на острие авторы оценивают равной $E_p \approx 8$ МВ/см, что показывает возможность зарождения макроскопических пузырьков до образования плазменных каналов.

С другой стороны, в работе [25] в той же системе «острие-плоскость» радиусом острия 25 мкм и межэлектродным зазором 3 мм производились импульсы до +24 кВ с временем нарастания 4 нс. Оценочное значение напряжённости поля составляло $E_p \approx 3$ МВ/см. Значения напряжённостей в экспериментах довольно далеки друг от друга. Однако, в первом случае наблюдался весь процесс от зарождения микропузырьков до образования плазмы, во втором же эксперименте было выявлено инициирование плазмы без зарождения пузырьков (непосредственно в жидкости) с практически нулевым запаздыванием до начала. Большинство деталей экспериментов были схожими (род жидкости, гидростатическое давление, материал электродов).

Приведённые авторами работ [24, 25] значения напряжённости поля вблизи острия вызывают сомнения, так как оценка напряжённости в рассматриваемых условиях из соотношения $E = 2U/(r \cdot \ln(4d/r))$ даёт значительно меньшую, чем по-

казано в [24] напряжённость $E_p \approx 2,4$ МВ/см, тогда как для условий работы [25], напряжённость $E_p \geq 3,1$ МВ/см. При этом, как показано в [14] и гл. 4, при расчётной напряжённости в воде более 3 МВ/см возникает перераспределение поля за счет диэлектрического насыщения. Не исключено, что в этой работе, нелинейность, возникшая при бóльшей напряжённости дополнительно усилила напряжённость поля. Это и привело в итоге к радикальному различию полей при кажущемся сходстве, смене механизма и динамики инициирования последующих процессов.

Для жидкостей с высокой электропроводностью характерен электротепловой механизм электрического пробоя, в котором джоулев нагрев и взрывное вскипание приводят к появлению множества мелких пузырьков пара, в которых развивается электрический пробой [26, 27].

При микровзрывном пробое происходит быстрый локальный нагрев жидкости, в результате чего формируется ударная волна, и за фронтом этой волны происходит взрывное парообразование с последующей ионизацией парогазовых пузырьков и формированием плазменного канала.

Исходя из вышеизложенного, можно сказать, что оптические методы регистрации должны, в идеале, позволять обнаруживать парогазовую фазу, плазменные области, определять реальную напряжённость предпробивного поля

1.1 Оптические методы исследования в высоковольтном эксперименте

Использование новых высокоскоростных оптических измерительных методов позволили значительно продвинуться в понимании явлений, которые может происходить сначала в предпробойной, а затем в пробойной фазах [28].

Одним из самых популярных являются теневые и шпирен- фотографии, с помощью которых зафиксированы как стадии развития разрядов в газовых пузырьках, так и развитие стримеров.

Классический вариант шпирен-системы (рисунок 1.1) был использован в экспериментах по исследованию предпробивных явлений в гексане [29],

представленный на рисунке 1.1. Впоследствии эта оптическая система была усовершенствована [30].

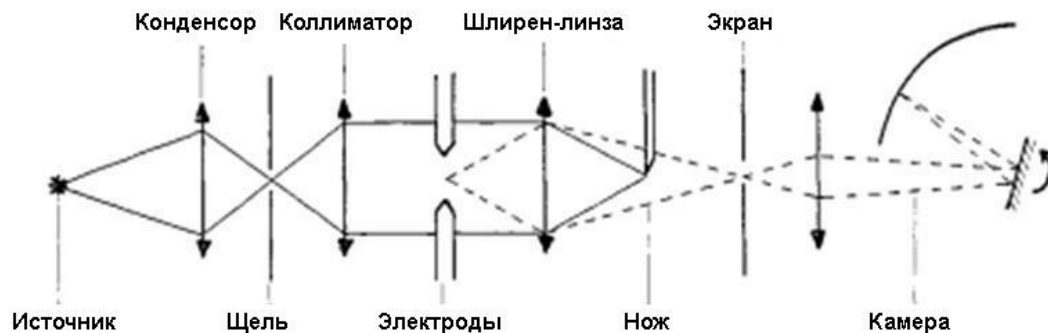


Рисунок 1.1 — Оптическая шпирен-система [29]

Источником света является ксеноновая импульсная лампа, которая питается от искусственной линии задержки для получения светового потока длительностью порядка 100 микросекунд. Собирающая линза фокусирует свет от источника на щель, и далее он проходит через шпирен-систему, где свет щели направляется коллимирующей линзой в параллельный пучок, и как таковой проходит непосредственно в исследуемую область. Затем он перефокусируется шпирен-головкой, чтобы получить точечное изображение в плоскости лезвия ножа. Эта кромка опущена, чтобы отсекал большую часть света, попадающего на экран. В случае какого-либо возмущения, вызывающего изменение показателя преломления в исследуемой области, свет через эту точку отражается вниз, проходит под лезвием ножа и усиливает освещение на экране. Исследуемая область между электродами фокусируется на экран, вследствие чего результирующее изображение на экране геометрически связано с возмущениями, возникающими в межэлектродном пространстве. Посредством подобной системы могут быть зарегистрированы очень небольшие изменения показателя преломления. Горизонтальная щель в экране позволяет узкой полосе изображения пройти к фокусирующему объективу камеры, и эта полоса изображения будет перефокусироваться зеркалом высокоскоростного двигателя на плёнку. Зеркало

перемещается таким образом, чтобы при всех его положениях изображение находилось в фокусе.

Высокоскоростная камера, по сути, представляла собой зеркало с электрическим приводом, вращающееся со скоростью от 60 000 до 100 000 об/мин. Скорость линейной развёртки порядка 1 см/мкс, и, таким образом, на плёнке фиксируется динамика роста размера изображения этого порядка.

Один раз за оборот зеркало на роторе отражает узкий пучок света на фотоумножитель, и полученная последовательность импульсов напряжения подаётся на переключатель синхронизации затвора фотокамеры. Этот переключатель предназначен для закрытия, когда затвор полностью открыт. Затем следующий импульс от фотоумножителя подаётся на панель управления, где он усиливается, и вырабатываются три выходных импульса. Первый (7 кВ) включает импульсный источник света. После фиксированной задержки в несколько микросекунд второй импульс (3 кВ) запускает генератор импульсов, и высокое напряжение подаётся на электроды в стеклянной испытательной камере. Третий импульс закорачивает генератор импульсов после дополнительного заданного периода задержки и снимает приложенное напряжение.

Если система электрод-жидкость выходит из строя до указанного прекращения импульса, генератор альтернативно замыкается накоротко от триггерного импульса, полученного из тока пробоя. Одним из недостатков метода является то, что при исследованиях скоростных процессов шлирен-системами, таких, как например развитие стримеров, надо учитывать, что этот метод из-за малого градиента показателя преломления не может зафиксировать проявление слабых ударных волн, возникающих при инициировании стримеров

С появлением цифровых технологий теневые и шлирен установки стали более чувствительными, и способны фиксировать процессы, возникающие даже в наносекундном диапазоне. Одним из примеров такой системы является установка (рисунок 1.2), используемая в [25, 31].

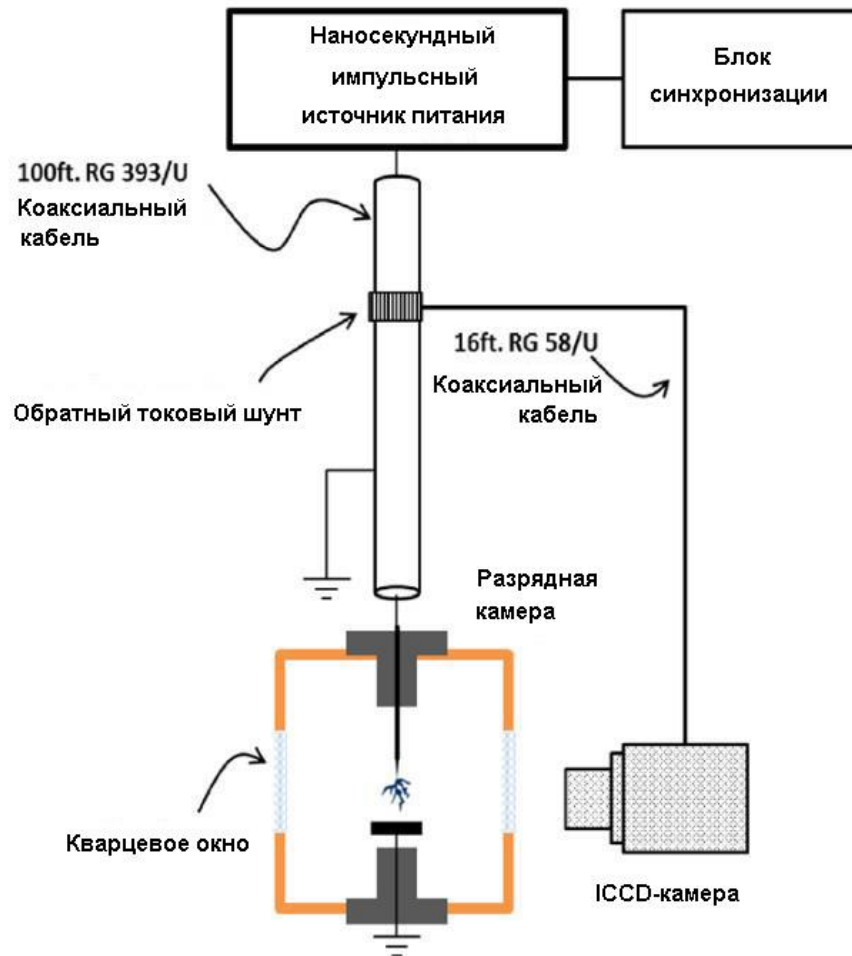


Рисунок 1.2 — Схематическое изображение установки для наблюдения разрядов в воде [25, 31]

В основном использовалась сверхбыстрая визуализация с использованием ICCD-устройств (устройство с усиленной зарядовой связью), шлирен-визуализация и теневая визуализация. В этой системе использовалась камера 4-Picos ICCD от Stanford Computer Optics с минимальным временем экспозиции 200 пс. Спектральный диапазон регистрации детектора составил 250-780 нм. Используемая фокусирующая линза позволяла получать изображение размером $\sim 780 \times 540$ мкм для экспериментов с прямой визуализацией. Разрешающая способность всей системы позволяла пространственно разрешать ~ 1 мкм². Лазерная шлирен и теневая съёмка была дополнена лазерным диодом мощностью 35 мВт на длине волны 405 нм, регулируемым источником питания с регулируемой температурой. Даже со стабилизирующим источником питания

интенсивность лазерного излучения менялась со временем, и на неё часто влияли электромагнитные помехи от источника. В работе были получены и теневые изображения, и изображения, выполненные посредством высокоскоростной камеры, что позволяло рассмотреть одни и те же процессы с разных сторон.

Данная экспериментальная установка позволила получить серию теневых снимков, отражающих развитие начальной стадии плазмообразования (рисунок 1.3). Размеры изображения на рисунке составляют $750 \times (500 \pm 10)$ мкм.

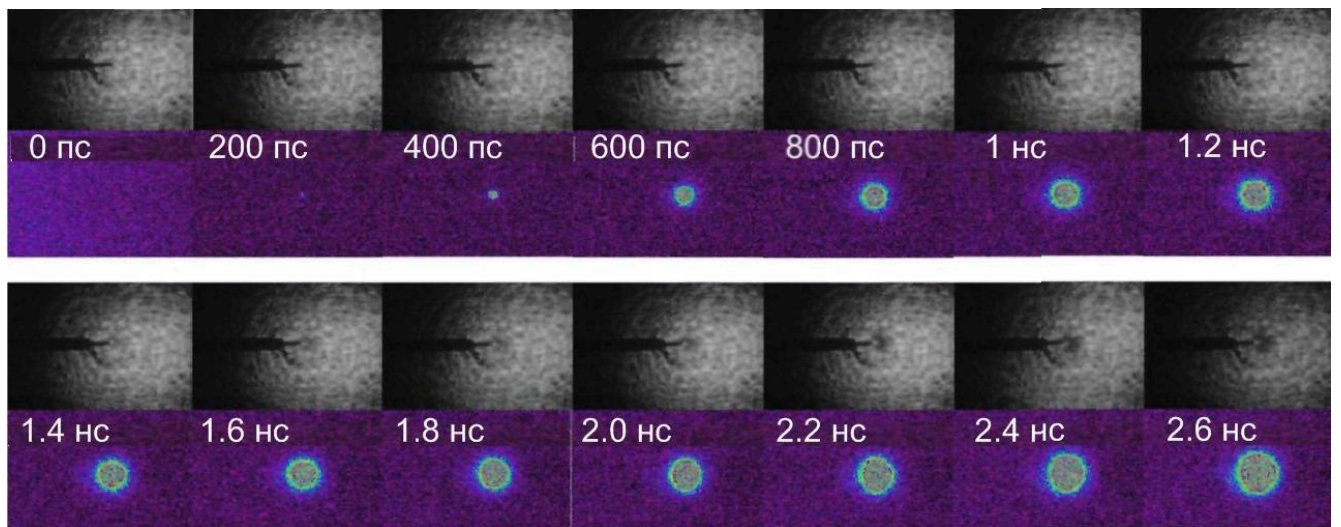


Рисунок 1.3 — Теневые и ICCD –изображения, показывающие начальную стадию плазмообразования в воде [31]

На шлирен-фотографиях зафиксирована динамика изменения оптической плотности (рисунок 1.4), возникающей на границе раздела жидкость-электрод в результате приложения импульса напряжения. Размеры изображения 300×200 мкм, радиус кривизны электрода 25 мкм.

В последние пятнадцать лет использование ICCD-камер как инструмента для получения характеристик предпробивных процессов и неравновесной плазмы неуклонно растёт. Благодаря быстрдействию и высокой чувствительности эти камеры позволяют исследовать объекты с хорошим временным разрешением, а в сочетании с фильтрами, монохроматорами, спектрометрами или лазерными системами — возможно и исследование физических и химических свойств неравновесной плазмы [32].

Существенной в этом методе является проблема обеспечения хорошей электромагнитной защищённости ICCD-камер от помех, источниками которых являются импульсные электрические разряды, которые могут не только исказить записываемые данные, но и вывести саму камеру из строя.

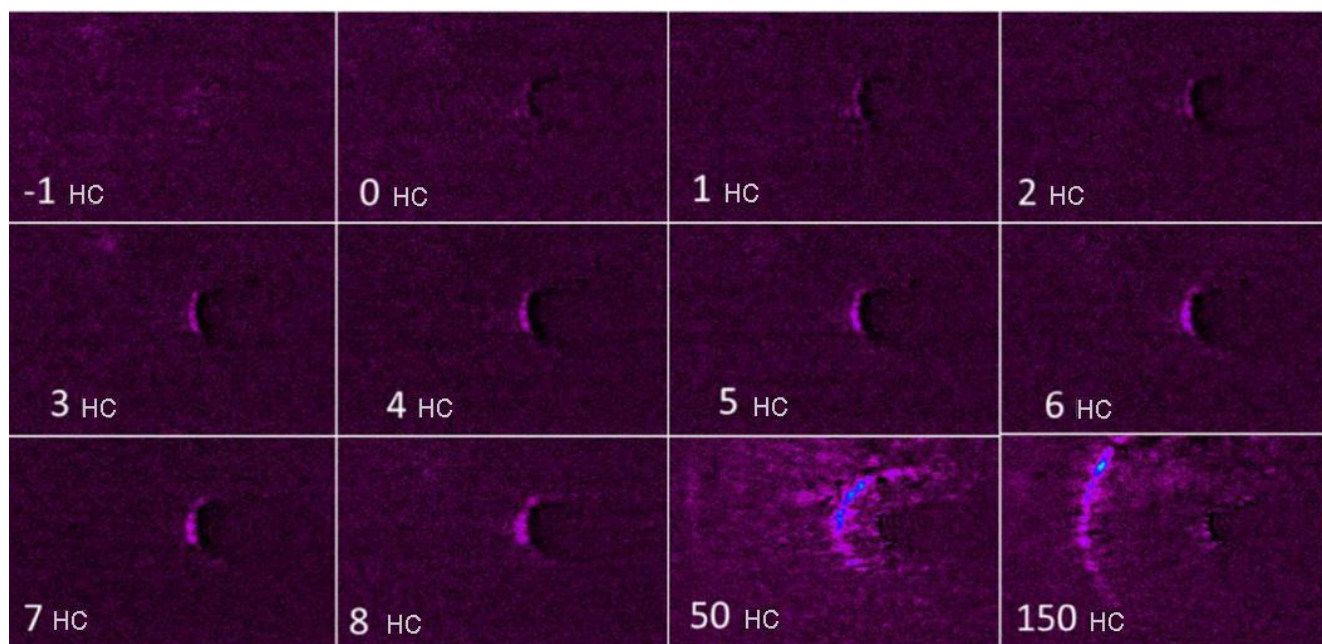


Рисунок 1.4 — Шлирен-фотографии с динамикой изменения оптической плотности [31]

Плазма канала пробоя и растущие стримеры достаточно сильно излучают в видимом диапазоне. Поэтому использование теневого метода не всегда оправдано. Здесь зачастую достаточно скоростной съёмки собственного излучения. В этом случае, даже при отсутствии ICCD-камеры, удаётся получить интересную информацию. Так в работе [34] по набору снимков самосвечения стримера на различных стадиях разряда в жидком азоте с учётом [33] была произведена оценка напряжённости поля в канале пробоя $E_L \sim 5-10$ кВ/см, концентрации электронов $n_e \sim 0,5-1 \times 10^{18}$ см⁻³ и температуры плазмы стримера $T \sim 3000$ К.

Зачастую в экспериментах используются и комбинации оптических методов. Так, в работе [34] развитие катодного стримера регистрировалось теньвым и электрооптическим методами. Сочетание же методов позволяет

наблюдать гидродинамические волны и оценивать реальные значения напряжённостей.

Таким образом, с помощью теневых методов можно исследовать динамику процессов, протекающих в разрядном промежутке и оценить изменение оптической плотности объектов на различных этапах их протекания. Получение количественной информации об электрических параметрах в жидкостях затруднено, так как вид регистрируемой картины определяется только градиентом показателя преломления, причины возникновения которого не всегда связаны с электрическими характеристиками.

Спектроскопические характеристики стримеров на различных стадиях могут быть очень информативными для получения таких параметров, как концентрация электронов, температура и т.д., но эти исследования сталкиваются с рядом экспериментальных и теоретических проблем. В углеводородах испускаемый свет обычно имеет очень низкую интенсивность, и полученные спектры имеют данные, которые очень трудно анализировать. В основном были получены спектры быстрых стримеров в сжиженных газах, таких как жидкий азот [35, 36], вода [33], трансформаторное масло [37]. В большинстве экспериментов из-за неустойчивой формы стримеров невозможно выполнить спектроскопические измерения с разрешением во времени и пространстве. Измерения включают все излучение, испускаемое во время распространения, что является ограничением для понимания явлений.

Обратим внимание на эксперимент [37], посвящённый спектральному анализу начальной стадии развития стримеров в трансформаторном масле. В этих экспериментах изучались поля, создаваемые двумя полусферическими электродами с радиусом кривизны 1 мм и зазором 10 мм. Напряжение между электродами составляло 65 кВ. Лазерный импульс Quanta Ray Nd: YAG-лазера длительностью 10 нс фокусировался в произвольной точке между электродами. Этот импульс создавал плазму, которая служит пространственной и временной отправной точкой для развития стримеров. Длина волны лазера составляет 1064 нм, а максимальная доступная энергия в импульсе — 0,6 Дж.

Такой метод инициации плазмы был продиктован тем, что:

- в этом случае стримеры могли быть иницированы в любой точке межэлектродного промежутка;
- распространение стримера не нарушается поверхностными эффектами электрода или инжекцией заряда;
- из-за низкого начального напряжения при использовании этого метода напряжение можно поддерживать близким к напряжению, необходимому для распространения стримера.

Таким образом, по мнению авторов, этот эксперимент был максимально приближен к реальным условиям в промышленном высоковольтном оборудовании. Интерес представляет тот факт, что на одной и той же установке были изучены и положительные, и отрицательные стримеры.

На рисунке 1.5 показаны спектры положительных и отрицательных стримеров, где разница в концентрации электронов в стримерах разных знаков весьма заметна. Подобное различие концентрации электронов было установлено и в других экспериментах.

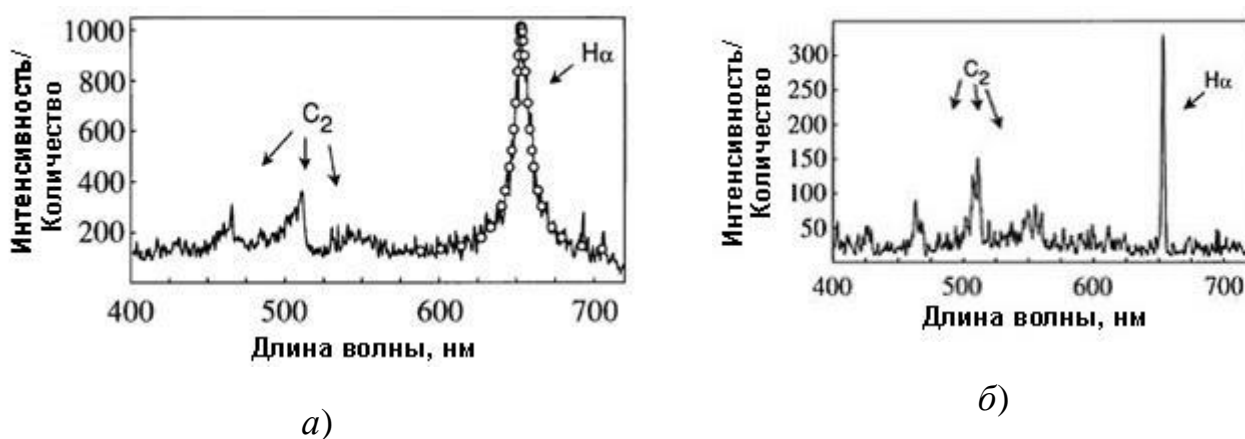


Рисунок 1.5 — Спектры лазерно-иницированных стримеров [37]:

- (a) положительные стримеры, $U = -65$ кВ, (б) отрицательные стримеры, $U = +65$ кВ. Зазор между зазорами составляет 9 мм. Оценка профиля (a) даёт концентрацию электронов $Ne = 3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, в (б) $Ne = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$

Данный феномен можно объяснить различным механизмом развития стримера. Таким образом, спектры отрицательных и положительных стримеров не стоит сравнивать напрямую, поскольку предполагается, что они связаны с переносом заряда в нити стримера.

При изучении разрядов в одиночных искусственно создаваемых пузырьках, наполненных различными газами [38], в части экспериментов по исследованию и сопоставлению эмиссионных спектров авторами было сделано предположение, что их различие для разных газов может дать различные распределения электронов по энергиям.

В работе [39] при рассмотрении структуры распределения электрического поля вблизи острия в воде была предложена модель, в которой электрон способен набирать энергию, достаточную для ионизации молекул жидкости в парогазовой среде. Данная схема выглядит следующим образом (рисунок 1.6).

В области 1, где градиент электрического поля максимален, возникающие кавитационные нанопоры успевают даже за время наносекундного импульса вырасти до размера, достаточного для того, чтобы электрон смог набрать необходимую энергию для возбуждения и ионизации молекул жидкости на стенках микропор. В области 2 электрострикционное отрицательное давление достигает значений, при которых становится возможным развитие кавитации, и этот процесс можно зарегистрировать оптическими методами, но возникающие за время импульса напряжения нанопоры не успевают достигнуть размеров, при котором разность потенциалов на их границах становится достаточной для ионизации или возбуждения молекул воды.

А в области 3 развитие кавитации невозможно, так как спонтанно возникающие нанопоры не растут в силу того, что величина электрострикционного отрицательного давления относительно мала и не может конкурировать с силами поверхностного натяжения. Следует сказать, что возможность возникновения отрицательного давления за счёт электрострикции была рассмотрена ещё в 1978 году [40], однако механизм образования пузырьков представлялся сомнительным с термодинамической точки зрения.

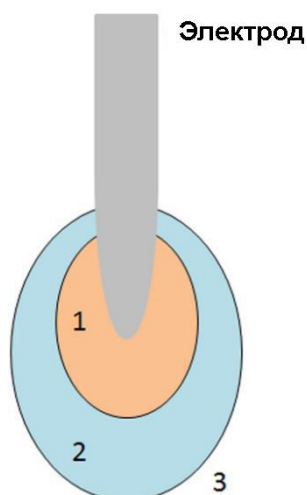


Рисунок 1.6 — Распределение электрического поля вблизи острия [39]

Авторам предлагаемой модели [41, 42, 43] удалось посредством рэлеевского рассеяния обнаруживать нанопоры, возникающие на начальной стадии развития кавитации, которые невозможно обнаружить другими методами.

Рэлеевское рассеяние на оптических неоднородностях можно обнаружить, если их размер много меньше длины волны света λ [44]. Такими неоднородностями могут быть любые флуктуации плотности среды, в том числе и микропоры. Это означает, что для нанопор (кавитационных нанопустот) рэлеевское рассеяние возможно, когда размер пор R_b удовлетворяет условию $R_b \ll \lambda/n$, где n — показатель преломления среды, λ — длина волны света в вакууме. В этом случае можно предположить, что нанопора находится в однородном электрическом поле $E = E_0 e^{i\omega t}$, где $\omega = 2\pi c/\lambda$, c — скорость света в вакууме. В таком поле нанопоры представляют собой флуктуации плотности, на которых происходит рэлеевское рассеяние.

На рисунке 1.7 приведены примеры временных зависимостей скорости генерации кавитационных пустот, параметра $\Gamma = dn/dt$ и концентрации нанопор $n_p = N_p/V$.

Авторы отмечают, что за время порядка десятков наносекунд поры могут разрастаться до значительно больших размеров (скорость расширения нанопор составляет около 100–300 м/с). Соответственно, если в процессе роста размер пор

достигает размеров порядка длины волны лазера, то рассеяние перестаёт соответствовать критериям изотропного рэлеевского рассеяния.

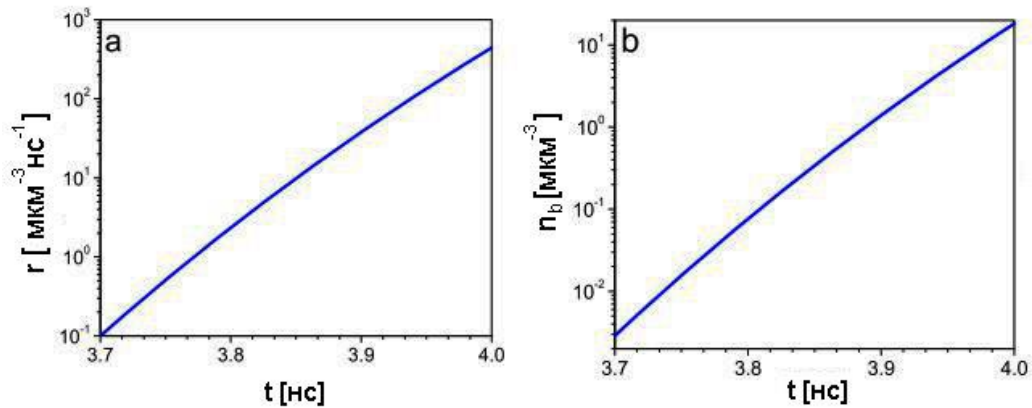


Рисунок 1.7 — Зависимости от времени скорости генерации кавитационных пустот [41]

Следует отметить, что ранее методика обнаружения микропузырьков в дистиллированной воде с помощью определения изменения индикатрисы рассеяния света была разработана и опробована в [45, 46]. В этих же работах решался вопрос о природе возникновения микропузырьков в исследуемой жидкости. Было показано, что размер пузырька с увеличением давления в ударной волне уменьшался, и соответственно, значительно увеличивался в волне разгрузки в среднем от 1,5 мкм до 4-5 мкм, то есть кавитация в исследуемой жидкости возникает на микропузырьках свободного газа.

Спектральные методы исследования позволяют получить больше количественной информации о процессах в разрядном промежутке по сравнению с теньвыми. Однако, из-за сложностей с проведением эксперимента эти методы обычно применяют совместно с другими методами.

Интерферометрические методы, несмотря на визуальную схожесть интерферограмм и керрограмм, для исследования электрического пробоя практически не применялись. Они широко использовались при изучении лазерного пробоя жидкостей, например [47, 48], но они более трудоёмки, а

получить из них информацию об электрических характеристиках исследуемого объекта практически невозможно.

Электрооптические и магнитооптические методы для изучения процессов, происходящих в приэлектродных слоях в магнитных коллоидах были использованы в [49]. В частности, был использован эффект двойного лучепреломления (ДПЛ) [50], основным параметром которого является разность показателей преломления необыкновенного и обыкновенного лучей. При этом, чаще всего, измерялась интенсивность света, прошедшего через скрещенные поляризаторы, между которыми расположен образец. Интенсивность прошедшего света в этой конфигурации определяется оптической плотностью образца и разностью фаз лучей, поляризованных вдоль и поперек оптической оси.

Таким образом, оптические методы изучения предпробивных процессов широко применяются и показывают интересные результаты, но они не дают информацию о локальных электрических полях, объёмных зарядах, распределении давления в приэлектродной области.

1.2. Роль микропузырьков и объёмного заряда в формировании пробоя жидкостей

Оценка возможности возникновения пробоя в пузырьке основана на теории газового разряда. Известно [51], что определяющим фактором перехода из лавины в стример является значение αd , которое должно находиться в диапазоне 18–20, здесь α — коэффициент ударной ионизации, d — расстояние между электродами, в данном случае — диаметр пузырька. При средней напряжённости E поля в промежутке 100–1000 кВ/см и давлении p , близким к атмосферному величина $E/p \sim (100–1000) \text{ В}/(\text{см} \cdot \text{Торр})$. Для этого диапазона, коэффициент ударной ионизации описывается соотношением $\alpha/p = A \cdot \exp[-B/(E/p)]$, где $A = 15 (\text{см} \cdot \text{Торр})^{-1}$, $B = 365 \text{ В}/(\text{см} \cdot \text{Торр})$. [52]

С учётом того, что при диаметре d пузырька от единиц до десятков микрон значение αd находится в диапазоне (2–3), что гораздо меньше значений 18–20 и

указывает на то, что пробой в пузырьке будет проходить по таунсендовскому механизму, где критерий пробоя $\gamma (\exp(\alpha d) - 1) = 1$, где γ — вторичный коэффициент ударной ионизации, определяющий появление вторичных лавин в пузырьке за счёт фотонов или положительных ионов [14].

Время пробоя пузырька определяется временем дрейфа ионов τ , подвижностью b и коэффициентом умножения числа электронов

$$\beta = \gamma \cdot (\exp(\alpha d) - 1) > 1; \tau = d / bE(\beta - 1) [51].$$

По оценкам авторов [14] при напряжённостях, несколько превышающих значение, задаваемое кривой Пашена, время пробоя пузырька будет пренебрежимо мало по сравнению с характерными значениями предпробивного времени, и для напряжённости поля $E = 100$ кВ/см и диаметре пузырька $d = 20$ мкм при подвижности $b = 1$ см²/(В·с) время пробоя составляет порядка $\tau \sim 2$ нс. Для пузырьков меньших размеров временем формирования пробоя также можно пренебречь.

В жидкостях пузырьки могут возникать из-за неустойчивости границы раздела газожидкостной системы [52] или в результате некоторых химических реакций с выделением газа и последующей ассоциацией его молекул в пузырьках. Пузырьки могут также создаваться искусственно. Недавние эксперименты [53], проведённые в трансформаторном масле ($\epsilon = 2$) с пузырьками, показали, что образование пузырьков воздухом или элегазом приводит к снижению напряжения пробоя на 34% и 19% соответственно. В работах [54, 55] исследовано инициирование пробоя в воде ($\epsilon = 80$) с помощью искусственно созданных пузырьков размером 40–100 мкм. Во всех случаях разряд инициировался внутри пузырьков. В этих экспериментах было показано, что пузырьки вытягиваются вдоль силовых линий, сжимаются в поперечном направлении, разделяются и отрываются от электрода. Сжатие в направлении поля приводит к значительному усилению поля и зажиганию стримеров. Близкое расположение пузырьков может стимулировать перескоки стримерного разряда от пузырька к пузырьку, что инициирует пробой жидкости [56].

Природа газообразования и образования пузырьков вблизи острия различна. Так, влияние гидростатического давления на процесс газообразования в пузырьке было подтверждено экспериментально в [57, 58, 59]. Авторы [59] утверждают, что при воздействии умеренного гидростатического давления можно уменьшить объем возмущения и даже подавить его, то есть величину пробивного напряжения можно уменьшать увеличением гидростатического давления.

Образование внутри жидкости областей пониженной плотности (пузырьков или микропор) при воздействии импульсов напряжения могут быть вызваны как наличием электрострикционных эффектов [41, 60], так и испарения жидкостей из-за выделения джоулева тепла [9, 61].

Первый механизм хорошо выражен в жидкостях с высокой диэлектрической проницаемостью, таких как вода [23]. Развитие второго механизма довольно спорно, так как для закипания жидкости за время до 10 нс требуется значительное энерговыделение.

В вытянутых пузырьках искусственно регулируемая деформация пузырька может уменьшить приложенное поле, необходимое для пробоя. Принципиальное отличие пробоев кавитационных и погруженных (или искусственно созданных стабильных) пузырьков заключается в значениях pd . Кавитационные пузырьки в начальный момент времени после появления газовой фазы состояли в работе [62] только из насыщенного пара жидкости при относительно низком давлении, что означает низкое значение pd (здесь p — давление, d — расстояние между электродами) и таунсендовский механизм пробоя. Напротив, при искусственном введении пузырьков давление близко к атмосферному, и стримерный механизм становился более возможным.

В исследовании [63] изучалась динамика видимых пузырьков и невидимых субмикрометрических структур в деионизированной воде, начиная с нескольких наносекунд после начала разряда. Систематический статистический анализ показал, что вероятность создания пузырькового наносекундного разряда в жидкой фазе быстро возрастает с увеличением частоты повторения разряда ($> 0,5$ Гц). И несмотря на то, что кавитационные пузырьки, возникшие вокруг анода,

разрушается и исчезают из области анода в течение первой миллисекунды, субмикрометрические структуры сохраняются в течение десятков миллисекунд, а фрагментированные микропузырьки сохраняются даже в течение сотен миллисекунд.

Возникновение пузырьков пара и разрядов в воде под действием импульсов высокого напряжения большой длительности (500 мкс) исследовано экспериментально [27] в системе «стержень-плоскость» с помощью численного моделирования. Сначала наблюдается уменьшение сопротивления зазора во времени, что объясняется нагревом воды из-за джоулевой диссипации и из-за увеличения проводимости воды с ростом температуры (рисунок 1.8). При фиксированной проводимости и переменном напряжении возникновение пузырьков коррелирует с почти постоянным значением сопротивления, что позволяет предположить, что появление пузырьков не сопровождается изменением температуры. Данная гипотеза была апробирована посредством численного моделирования.

Далее, по мере увеличения размера пузырька, сопротивление увеличивается из-за изменения распределения поля, вызванного расширением пузырька в области сильного поля. Когда в пузырьке происходит газовый разряд при (момент времени t_d), распределение тока и поля резко меняется, пузырёк становится почти полностью «проводящим», что отражается на графике как уменьшение сопротивления до нуля.

На основании проведённых исследований авторы [62] выделяют четыре временных интервала развития предпробойных и пробойных явлений в газожидкостных системах. В первом случае, когда этот интервал составляет порядка около 1 нс, происходят так называемые быстрые предпробивные процессы, такие как образование кавитационных пустот под действием электрострикционных сил, таунсендовский пробой кавитационных пузырьков и стримерный пробой газовых пузырьков.

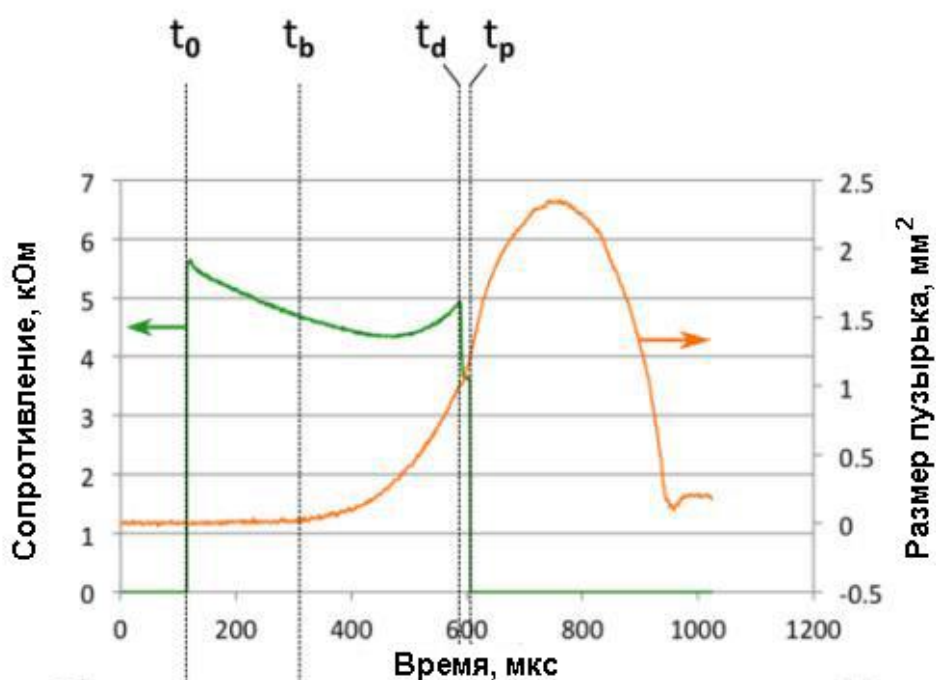


Рисунок 1.8 — Изменение сопротивления и размера пузырька [27]

Второй, порядка 100 нс, связан с заполнением кавитационного пузырька парами жидкости. На третьем временном интервале происходят: стример-лидерный пробой в проводящей жидкости с пузырьками и без них, что составляет около 10 и 30 мкс соответственно. Авторы отмечают четвёртый интервал, который наблюдается при электротепловом механизме, который длится порядка нескольких миллисекунд.

Из анализа [64], сценарий импульсного наносекундного пробоя в жидких диэлектриках можно предложить следующим образом. Вначале сильное неоднородное электрическое поле на острие создает область, насыщенную нанопорами. В этих порах первичные электроны ускоряются электрическим полем до энергий, превышающих потенциал ионизации молекулы воды. После нейтрализации электронов на электроде положительные ионы в жидкости образуют виртуальный игольчатый электрод (рисунок 1.9), и под действием электрострикционных сил образуется следующее поколение нанопор.

Такое распространение стримера продолжается до тех пор, пока падение напряжения на движущемся стримере не будет порядка начального напряжения на игольчатом электроде.

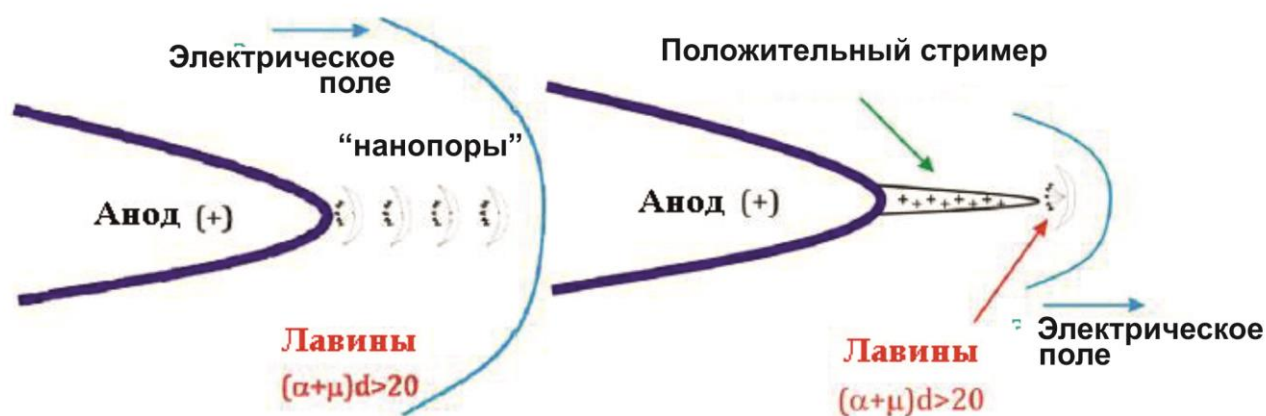


Рисунок 1.9 — Механизм развития стримеров в жидкости при наносекундном пробое [64]

В процессе распространения головка стримера сужается, так что в окрестности головки стримера воспроизводятся электрострикционные условия пробоя. Следует отметить, что этот механизм пробоя жидких диэлектриков справедлив только при времени нарастания потенциал электрода много меньшего времени выравнивания давления в области образования поры.

В исследованиях механизмов формирования и развития многоочагового разряда в воде с высокой проводимостью также было уделено большое внимание развитию парогазовых пузырьков с последующим электрическим разрядом в них [65, 66].

Результаты экспериментов показали, что в течение времени задержки формирования разряда и времени роста пузырька гидродинамическим и ионизационным влиянием можно пренебречь, а развитие многоочагового разряда зависит от геометрических параметров разрядного промежутка и энергии, необходимой для формирования парогазовой фазы на каждом концентраторе тока и зажигания разряда в пузырьках. В этих работах экспериментально и теоретически показано, что многоочаговый разряд существует вследствие электротеплового механизма формирования разряда, при котором формирование разряда в пузырьках состоит из 4-х стадий: равномерный перегрев тонкого слоя жидкости, а впоследствии и вдоль поверхности плазменного пузырька; взрывное

вскипание слоя жидкости; равномерное расширение парогазового слоя до размера, при котором произойдет его пробой, а, следовательно, и увеличение диаметра сферического плазменного образования; перенос потенциала на новую поверхность пузырька.

Таким образом, пузырьки играют определяющую роль в зажигании разряда в микросекундной и субмикросекундной областях. В части наносекундного и пикосекундного пробоев определяющим является ионизационный механизм. Однако напряженности поля инициирования пробоя остаются неясными. С практической точки зрения влияние на параметры разрядов режимов образования парогазовых пузырьков необходимо учитывать при оптимизации и проектировании высоковольтных устройств.

1.3 Исследования анодных и катодных стримеров

Пробой при различных полярностях иницирующего электрода различается напряжениями пробоя, скоростями развития стримеров и их зависимостью от приложенного напряжения [67, 68], полярности и химического состава жидкости [69, 70].

Развитие разряда с анода и поведение положительных стримеров более изучены из-за их более низкого напряжения пробоя. Согласно многим исследованиям, напряжение, при котором возникает пробой для отрицательных стримеров в среднем в два раза больше, чем у положительных стримеров.

Многие исследования при изучении предпробойных процессов сводятся к гипотезе о распространении электронных лавин [71] в приострийной зоне, что по мнению [72] является менее спорными для отрицательной, чем для положительной полярности. Для положительных стримеров удовлетворительно существуют модели, объясняющие их инициацию от ионизационных процессов.

Было обнаружено [73], что на инициацию и развитие пробоя в водопроводной воде в большей степени влияют пузырьки на поверхности электродов. Наличие приповерхностных пузырьков приводит к смене

наблюдаемого механизма развития разряда. Инициация происходит одновременно на обоих электродах. На аноде она связана как с пробоем приповерхностных пузырьков, из которых впоследствии развиваются боковые каналы, так и с ростом парогазового пузырька у острия и его дальнейшей ионизацией, наблюдавшимся ранее при исследовании пробоя водопроводной воды без пузырьков. На катоде инициация и дальнейшее развитие канала происходят при пробое приповерхностных пузырьков, находящихся в области максимальной напряжённости поля. После инициации каналов происходит их встречное движение, однако скорость канала с катода (~ 60 м/с) значительно превышает скорость анодного канала (~ 15 м/с), поэтому перекрытие промежутка происходит, в основном, катодным каналом. Общее время пробоя сокращается с нескольких миллисекунд до нескольких сотен микросекунд.

Исследования поведения микропузырьков, возникающих на катоде и аноде [74] были произведены в воде при максимальной напряжённости в ячейке порядка 800 кВ/см. При разряде с анода в случае наличия пузырьков время формирования и время запаздывания были существенно меньше, чем при разряде с катода (время формирования с анода при наличии пузырьков составляет 1,1 мкс, с катода — 1,8 мкс). В отсутствие видимых микропузырьков на аноде время пробоя было значительно увеличено, в то время как с катода разряд вообще не возникал при вышеуказанных условиях.

При иницировании разряда с анода (рисунок 1.10) происходит удлинение пузырька вдоль поля и соответственно, уменьшение размеров в поперечном направлении (рисунок 1.10 *a*). Такая деформация происходит как вследствие повышенного давления внутри пузырька, связанное с ионизационными процессами, так и действием кулоновских сил.

Следующая стадия начинается с формирования первых сверхзвуковых каналов, которые выходят из кончиков вытянутых пузырьков (рисунок 1.10 *б*), после чего каналы образуют характерную для анодного стримера форму полусферы (рисунок 1.10 *в*). Образование каналов сопровождается появлением

ударных волн, центром которых является кончик пузырька из которого, собственно, и развиваются каналы.

При достижении ударными волнами границ первой полусферы, из первичных остаётся только один канал, из места остановки которого происходит зарождение нового веера каналов (рисунок 1.10 *з*). Главный разряд развивается по одному из каналов и сопровождается самой мощной ударной волной (рисунок 1.10 *д, е*).

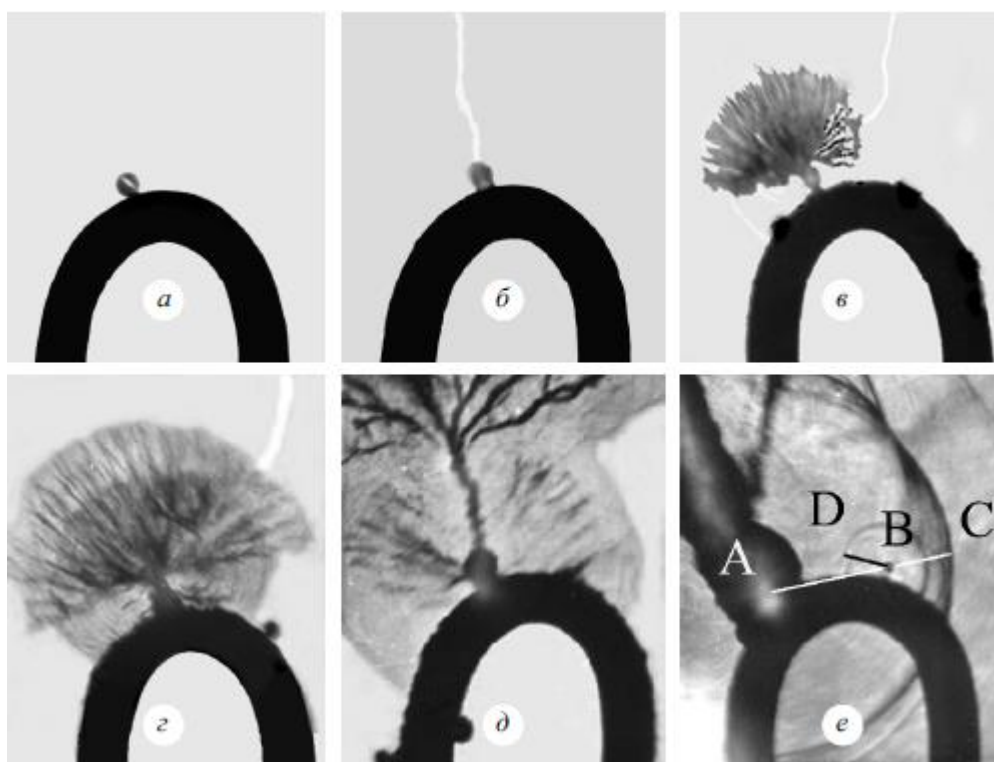


Рисунок 1.10 — Последовательность событий при пробое с анода:

a – исходный пузырёк; *б* – деформированный пузырёк; *в* – веер из стримеров из кончика пузырька, *г* – веер стримеров перед его остановкой; *д* – исчезновение первого веера стримеров, возникновение следующего веера; *е* – послепробойная гидродинамика [74]

При иницировании с катода (рисунок 1.11) происходит также вытягивание пузырька вдоль поля, но в конце первой микросекунды пузырёк приобретает характерную для небольших пузырьков (не более 100 мкм) грибообразную форму.

Фигура, появляющаяся из вершины пузырька, уже имеет кустообразную, дендритную конфигурацию. Каналы в этом случае распространяются с

дозвуковой скоростью от 400 м/с до 100 м/с. Область этой фигуры, в отличие от анодного стримера, непрозрачна, и его распространение происходит преимущественно в направлении поля. Если на катоде имеется несколько пузырьков, то практически из всех будут развиваться стримерные каналы.

В данном эксперименте подтверждён тот факт, что скорости распространения анодного и катодного стримеров при воздействии импульсов микросекундного диапазона значительно различаются ($v > 2$ км/с и не более 400 м/с соответственно). Хотя для некоторых сортов трансформаторных масел и в наносекундном диапазоне длительностей импульсов встречаются исключения, и скорости распространения положительных и отрицательных стримеров находятся в одном диапазоне [57].

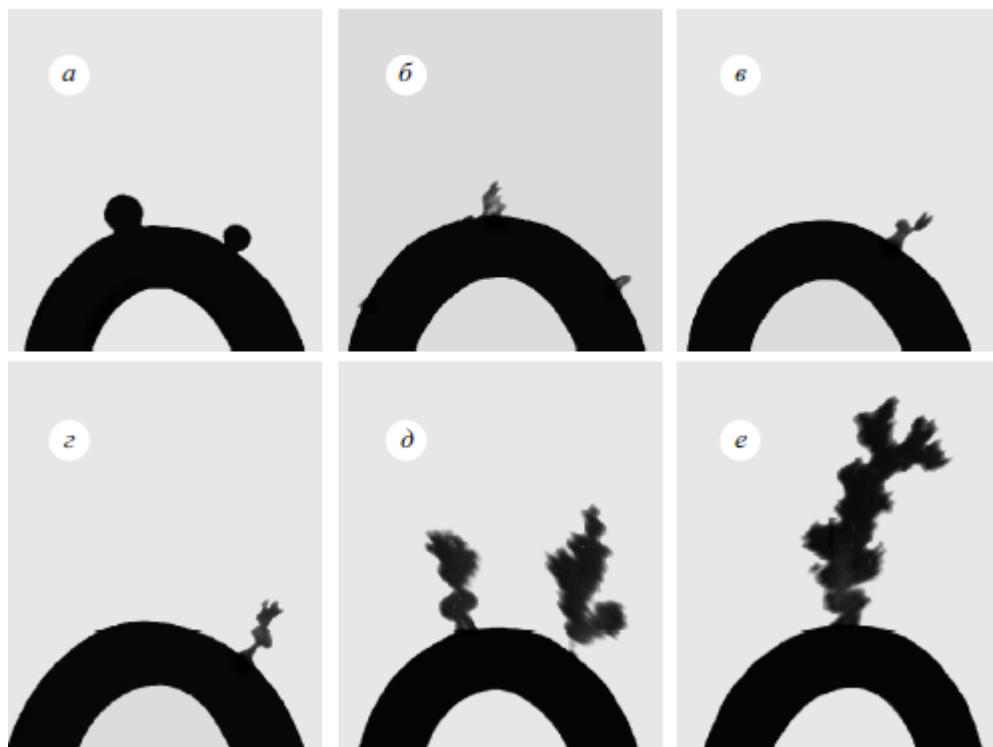


Рисунок 1.11 — Последовательность событий при пробое с катода:

a – исходные пузырьки; *б* – деформированные пузырьки; *в* – «грибовидная» форма пузырька; *г* – окончательное формирование пузырька и прорастание «куста» из его вершины; *д* – два пузырька на поверхности, из меньшего вырастает больший «куст»;
е – «куст» наибольшего размера [74]

Поведение положительных и отрицательных стримеров было изучено в системе «остриё-плоскость» с разрядным промежутком длиной 80 мм в микросекундном диапазоне при ступенчатом изменении напряжения до 600 кВ [72,75]. Зависимость общей скорости стримеров от напряжения для углеводородных жидкостей показана на рисунке 1.12.

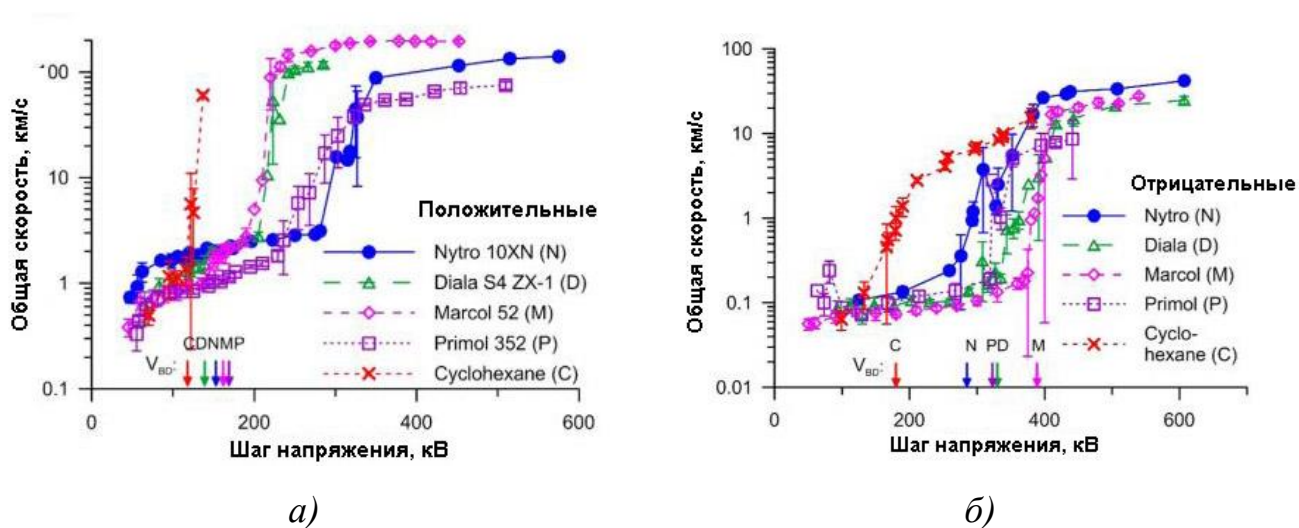


Рисунок 1.12 — Зависимость общей скорости стримеров от напряжения для углеводородных жидкостей [72, 75]; а) – положительный стример, б) – отрицательный стример

Из рисунка 1.12 видно, что в целом при сравнимых напряжениях и разрядных промежутках скорость распространения положительных стримеров и скорости наблюдаемых отдельных мод были выше соответствующих скоростей отрицательных стримеров. Авторы этих работ отмечают, что для отрицательных стримеров скорость непостоянна по мере распространения в межэлектродном пространстве. При более низких напряжениях стримеры перестают расти и лишь частично пересекают разрядный промежуток, а при более высоких напряжениях сначала замедляются, и после преодоления примерно половины промежутка они ускоряются. Такие характеристики были отмечены для различных типов минеральных масел. Стримеры движутся быстрее при более высоких напряжениях и с меньшими зазорами.

Структура стримера может меняться в зависимости от радиуса закругления острия. Так, для радиусов < 1 мкм структура отрицательного стримера в циклогексане меняется со сферического (*а*) на пагодообразное (*б*), а затем и кустообразное (*в*) в зависимости от приложенного напряжения, как показано на рисунке 1.13 [58].

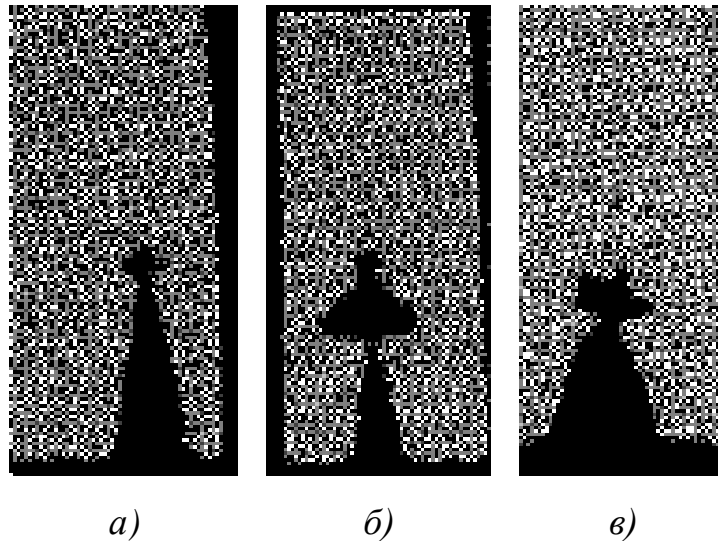


Рисунок 1.13 — Структуры стримеров в циклогексане в зависимости от радиуса закругления острия [58]

В резконеоднородных полях с зазорами ~ 25 мм, со средним полем $E < 40$ кВ/см пробой чаще распространяется с положительного электрода, тогда как в умеренно неоднородных полях с зазорами порядка 4 мм и средними значениями поля $E < 80$ кВ/см пробой осуществляется отрицательными стримерами. Время до пробоя обычно увеличивается линейно с увеличением зазора, а амплитуда, продолжительность, количество и длина стримеров частичного разряда уменьшаются при его увеличении.

Рассмотренные работы показывают форму стримеров, скорость распространения, в то время как напряженность поля, требуемая для инициирования и распространения стримеров не рассматриваются.

1.4 Численные методы

Что касается множества численных методов и алгоритмов для расчёта электрических полей [76], анализ, представленный в [77], говорит о том, что на современном этапе с точки зрения полевых задач и использования компьютерных технологий наиболее универсальными являются методы конечных разностей и конечных элементов.

Численными методами распространение стримера моделировалось в однородных жидкостях [78, 79], в жидкостях с локальными микропузырьками [80] с разрядами, возникающими внутри пузырьков, погруженных в жидкости [81]. В [82] сделана попытка моделирования газовых нитей, возникающих за счёт нагрева и парообразования за счёт жидкости.

В ряде работ [83,84] динамика стримера рассчитывается на основе упрощённой модели, в которой радиальные профили плотности заряженных частиц в каналах стримера рассматриваются как ступенчатые функции, а радиус стримера принимается постоянным по длине стримера. Такой подход, использованный в ряде работ по моделированию стримеров, в целом даёт при соответствующем выборе радиуса стримера описание динамики стримера, согласующееся с результатами более точного 2D-моделирования.

Результаты моделирования показали, что скорость стримера в сильных полях может меняться в широких пределах, от 10^5 см/с, в условиях, когда образуются газовые нити до 10^8 см/с. Рассчитаны концентрация электронов в диапазоне 10^{16} – 10^{18} см⁻³, среднее значение электрического поля в стримерном канале при атмосферном давлении составляет около 50–60 кВ/см. Моделирование для различных гидростатических давлений и приложенных напряжений показало, то уменьшение длины распространения стримера с ростом давления (при заданном приложенном напряжении) и увеличение скорости стримера при приложенном напряжении (при заданном давлении), аналогично тому, что наблюдается в экспериментах.

В работе [62] численно рассмотрены предпробойные явления, такие как появление кавитационных полостей в жидкости под действием электрострикционных сил и развитие стримеров в деформированных погруженных пузырьках в жидкостях, а также исследовался экспериментально пробой воды наносекундном масштабе времени с наличием пузырьков безотносительно к их возникновению.

Расчёты проводились в системе «остриё-остриё» с радиусом электродов 3 мкм, амплитуда приложенного напряжения 1 кВ со временем нарастания до 2 нс. В данной работе также был произведён расчёт изменения температуры. Так, для дистиллированной воды при максимальной напряжённости поля $E_{\max} = 5 \times 10^8$ В/м изменение температуры воды составило порядка 0,06 К за $\tau = 2$ нс. Это означает, что в наносекундном временном масштабе вклад джоулевого нагрева пренебрежимо мал, и процесс является адиабатическим.

Также численные исследования разрядов в статических сферических и вытянутых пузырьках [85, 86] показали, что учёт зависимости диэлектрической проницаемости от напряжённости электрического поля и уменьшение времени нарастания увеличивают вероятность образования пустот.

Немало разработок по численному моделированию предпробивных процессов было разработано сотрудниками лаборатории физики взрыва Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева Сибирского отделения Российской академии наук [57, 87, 88].

Одной из основных проблем изучения кавитации в различных средах является экспериментальное определение критического значения отрицательного давления, при котором начинают формироваться пустоты, и частота образования микропустот в жидкости. Обычные оптические методы, такие как теневая, шпирен-, спекл-фотография, которые широко используются в исследованиях гидродинамических течений, не позволяют обнаруживать субмикронные нанопоры в жидкостях. Это, наряду с существенной неоднородностью поля давления в кавитационных экспериментах, обуславливает широкий разброс экспериментальных значений критического давления, при котором возникает

кавитация. В работах [39, 57, 89] показаны возможные формы кавитационных образований.

Влияние отрицательного давления в воде, возникающего вследствие электрострикционных процессов, вызывающей ударные волны, было изучено в [23, 90]. Результаты этих исследований показали, что в воде с её большой диэлектрической проницаемостью воды ($\epsilon = 81$), электромеханические эффекты, такие как электрострикция, более выражены по сравнению с этанолом ($\epsilon = 25$), где эти эффекты не столь заметны. В неполярной жидкости (гексан, $\epsilon = 2$) в той же условиях, невозможно получить никаких доказательств флуктуации плотности даже при сильном повышении напряжения вплоть до возникновения разряда (56 кВ). Эти результаты показывают, что в неполярных жидкостях электромеханические эффекты могут иметь второстепенное значение. Кроме того, механизм возникновения кавитационных пузырьков требует дополнительных исследований.

1.5 Методы и алгоритмы расшифровки керрограмм

В работах, посвящённых изучению электрических полей посредством эффекта Керра различают две задачи. В первой, прямой задаче необходимо посредством математического моделирования получить керрограмму в зависимости от приложенного электрического поля, его направления в каждой точке прохождения луча, а также его распределения. Решение обратной задачи заключается в восстановлении произвольных трёхмерных распределений приложенного электрического поля по наборам керровских электрооптических измерений интенсивности света.

Для решения обратной задачи выделяют три класса алгоритмов для восстановления распределения электрического поля по электрооптическим данным Керра. Алгоритм «onion peeling» (очистка луковицы), был предложен Абеном [91]. Наиболее простая дискретизация в осесимметричных электродных системах заключается в использовании плоских слоёв, перпендикулярных оси и

дальнейшей дискретизации плоскостей с помощью замкнутых слоёв, как показано на примере (рисунок 1.14) Затем с помощью этой дискретизации строится приближенное распределение электрического поля с неизвестными параметрами. Тогда обратная задача восстановления приложенного электрического поля по керровским электрооптическим измерениям сводится к определению этих неизвестных параметров.

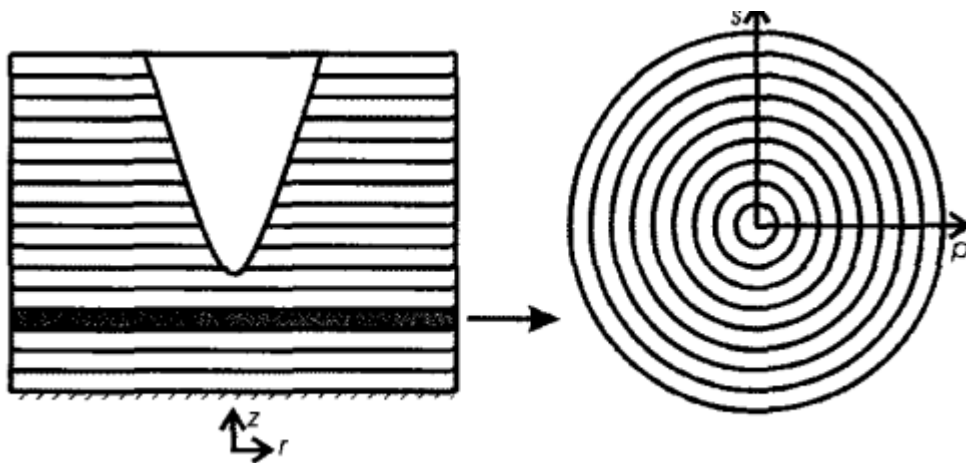


Рисунок 1.14 — Дискретизация пространства плоскими слоями и кольцевыми кольцами для осесимметричных геометрий показана на геометрии точечного/плоского электрода [92]

Алгоритм «очистки луковицы» применим только к осесимметричным распределениям электрического поля, таким как электродная система «острие-плоскость». Смоделированные реконструкции были успешными разработаны и экспериментально апробированы [92, 93]. Авторами отмечено, что метод дает корректные результаты, если частота дискретизации данных достаточно высока. Алгоритм применяется для моделирования как сильных, так и слабых двулучепреломляющих сред.

Методы алгебраической реконструкции использовались японскими учёными как для расчёта электрических полей с использованием эффекта Керра [94, 95], так и для интерпретации шлирен-изображений и компьютерной томографии [96]. Существующие алгоритмы ограничены слабо двулучепрелом-

ляющими средами, слабыми электрическими полями или короткими длинами пути, так что оптическая разность фаз намного меньше π . В [92] дано представление об этих алгоритмах. Результаты, полученные последователями методики, которую они применили к электродным системам «сфера-плоскость» и «сфера-сфера» были, в том числе, посвящены сравнению данного метода с предыдущим. Результаты показали, что последний не имеет очевидного преимущества перед методом onion peeling для осесимметричных распределений электрического поля.

Третий алгоритм, основанный на методе конечных элементов, имеет больше преимуществ, поскольку он восстанавливает картину непосредственно, без сложной численной оценки электрического поля и позволяет учитывать особенности распределения электрического поля в процессе решения [97].

Алгоритм электрооптической реконструкции Керра на основе метода конечных элементов восстанавливает распределение пространственного заряда напрямую, не учитывая дивергенцию электрического поля для получения плотности заряда из закона Гаусса. Данный метод посредством современных программных пакетов может быть реализован не только в случае осесимметричных полей, но и для произвольных трёхмерных конфигураций. Он позволяет рассчитать распределение электрического поля практически с любым шагом дискретизации и получить различные характеристики, такие как распределение объёмного заряда, степень ионизации, объёмная плотность энергии и другие характеристики.

Метод конечных элементов (МКЭ) сегодня достаточно хорошо представлен в различных программных продуктах. Это связано с возможностью настройки сетки, простотой учёта граничных условий, автоматическим расчётом значений потенциала во всех узлах и, следовательно, быстротой вычисления напряжённости поля в любой точке области. Основным недостатком МКЭ на микроуровне является необходимость создания достаточно мелкой сетки элементов исследуемой области, что требует большого объёма компьютерной

памяти. Большим преимуществом этого методов является возможность визуализации исследования процессов в интересующих аспектах

В 70-80 годах группы советских исследователей из Новосибирска достигли значимых результатов в исследовании электрических полей с применением эффекта Керра и получили уникальные методики регистрации предпробивных и пробивных процессов в жидких диэлектриках [98, 99].

Наиболее популярными по регистрации сильных электрических полей с помощью эффекта Керра являются эксперименты с нитробензолом, [100 - 103] в связи с его выраженными двоякопреломляющими свойствами и высоким значением постоянной Керра, а также в воде [104, 105, 106] и водных смесях с этиленгликолем [107, 108]. Эти эксперименты позволили исследовать развитие разрядов для электродов, выполненных из разных материалов, что позволило определить различные приёмы для ослабления негативных факторов, возникающих в приэлектродных зонах под действием импульсных напряжений путём нанесения покрытий или механической обработки электродов.

Эти эксперименты были проанализированы только качественно, для количественной оценки требуется проведение более подробного математического анализа.

Выводы по главе 1

К настоящему времени было предложено и изучено множество механизмов протекания разряда в жидкости, и реализация того или иного механизма зависит от большого количества факторов. Как правило, реализуется либо пробой в пузырьках, либо напрямую реализуется ионизационный механизм в жидкой фазе. Анализ литературных данных показал, что в неоднородных сильных полях при напряжённостях порядка нескольких десятков МВ/см исследования механизмов инициации и развития электрического разряда в жидкости в основном проводятся для наносекундных и микросекундных разрядов. При этом разряд распространяется с большой скоростью по стримерно-лидерному механизму,

характерному для газовых разрядов. Большое значение при этом имеют оптические методы исследования, так как позволяют без внесения изменений в исследуемую область получить информацию о процессах, протекающих за короткие промежутки времени. При этом отличительной особенностью эффекта Керра является его сверхвысокое быстродействие и квадратичная зависимость интенсивности от напряжённости поля.

Зачастую проведение экспериментов по изучению предпробивных процессов в межэлектродном промежутке сопровождается численным моделированием исследуемых процессов, что позволяет более детально описать механизмы инициирования разрядов, получить больше информации и существенно дополнить картину, полученную в эксперименте. Исходя из имеющихся выводов, определены следующие задачи исследования:

- 1) Разработать алгоритм компьютерного моделирования экспериментальных керрограмм с визуализацией результатов расчётов;
- 2) Провести моделирование и рассчитать распределение поля в случае возникновения неоднородностей (пузырьки, ионизованные области, инжектированные заряды);
- 3) Определить напряжённость поля возникновения анодного наносекундного стримера с учётом нелинейности поляризации;
- 4) Определить напряжённость поля катодного стримера.

ГЛАВА 2 МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРЕДПРОБИВНЫХ ПОЛЕЙ

2.1 Использование эффекта Керра в исследованиях предпробивных полей

Методы исследования разряда в жидкостях с применением методов высокоскоростной съёмки применяются довольно давно. Однако несовершенство, малое разрешение и малая чувствительность фотокамер с механической развёрткой затрудняло развитие этого направления. Используемый нами способ моделирования предпробивных процессов позволяет получить достаточно информации для всестороннего изучения различных процессов, происходящих в разрядном промежутке. Большое количество теоретических и экспериментальных исследований позволяет констатировать, что единого представления о механизмах исследуемых процессов при пробое жидкости нет [14]. Более того, одни и те же данные могут быть использованы приверженцами противоположных теорий. Прояснить эти вопросы можно с помощью визуализации электрических полей за счёт эффекта Керра.

Электрооптический эффект Керра впервые был использован для определения распределения электрического поля при импульсном воздействии напряжения в очищенном хлорбензоле в 1956 году в University of Birmingham. В исследовании предпробивных процессов первая хронограмма пробоя воды была получена в 1978 в Новосибирске [98, 109].

Суть метода заключается в приобретении жидкостью свойств одноосного кристалла с оптической осью, направленной вдоль поля. Отличительной особенностью эффекта Керра является его сверхвысокое быстродействие — временное разрешение в жидкости лучше 10^{-12} с. Исследуемая жидкость помещается в измерительную ячейку со скрещенными поляризаторами (рисунок 2.1), на электроды которой подаётся высокое напряжение. При попадании в такую жидкость луч света разделяется на два луча с ортогональной поляризацией [110, 111].

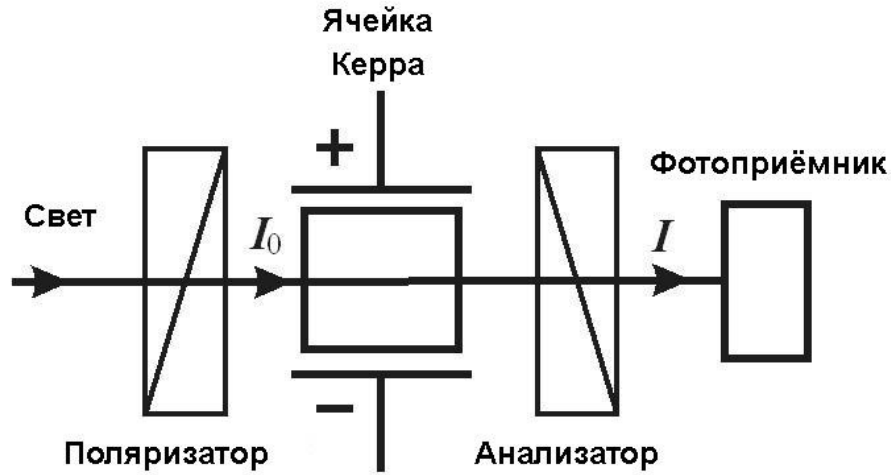


Рисунок 2.1 — Схема наблюдения электрооптического эффекта Керра

Показатели преломления для лучей света с различной поляризацией (рисунок 2.1) будут различаться:

$$n_e = n + 2/3 \cdot \lambda \cdot B \cdot E^2 \quad \text{и} \quad n_o = n - 1/3 \cdot \lambda \cdot B \cdot E^2, \quad (2.1)$$

где n_e — показатель преломления необыкновенного луча; n_o — показатель преломления обыкновенного луча; n — показатель преломления в отсутствие поля; λ — длина волны света; B — постоянная Керра, E — напряжённость поля.

Выражение (2.1) являются приближёнными и получены разложением в ряд зависимости показателя преломления от поля $n(E) = n + \alpha \cdot E^2 + \beta \cdot E^4$ с учётом членов, содержащих E^2 , справедливы при выполнении условия:

$$\lambda \cdot B \cdot E^2 \ll n. \quad (2.2)$$

Для нитробензола и рубинового лазера формальная оценка с помощью (2.2) применимости выражений (2.1) даёт: $E \ll \sqrt{n/(\lambda \cdot B)} = 9$ МВ/см. То есть формулами (2.1) можно пользоваться, если $E \leq 9$ МВ/см.

Между обыкновенным и необыкновенным лучами из-за различной их скорости в жидкости ($v_e = c/n_e$ и $v_o = c/n_o$) возникает разность фаз $\Delta\Phi$, которая после прохождения в среде расстояния l равна

$$\Delta\Phi = 2\pi(n_e - n_o) \cdot l / \lambda. \quad (2.3)$$

С учётом выражений (2.1) получаем для разности фаз:

$$\Delta\Phi = 2 \cdot \pi \cdot B \cdot l \cdot E^2. \quad (2.4)$$

Тогда, в соответствии с законом Малюса, интенсивность света, вышедшего из анализатора

$$I = I_0 \sin^2(\Delta\Phi/2). \quad (2.5)$$

Или

$$I = I_0 \sin^2(\pi \cdot B \cdot l \cdot E^2). \quad (2.6)$$

Учитывая, что $E = U_X/d$, где d — расстояние между электродами измерительной ячейки, выражение (2.6) можно записать

$$I = I_0 \sin^2 \left(\pi \cdot B \cdot l \cdot \frac{U_X^2}{d^2} \right), \quad (2.7)$$

Таким образом, по измерению интенсивности прошедшего света можно определить напряжённость электрического поля и напряжение, приложенное к образцу. Реже этой формулой пользуются для распределения потенциалов. Для экспериментов с использованием эффекта Керра собирается схема, подобная приведённой на рисунке 2.2.

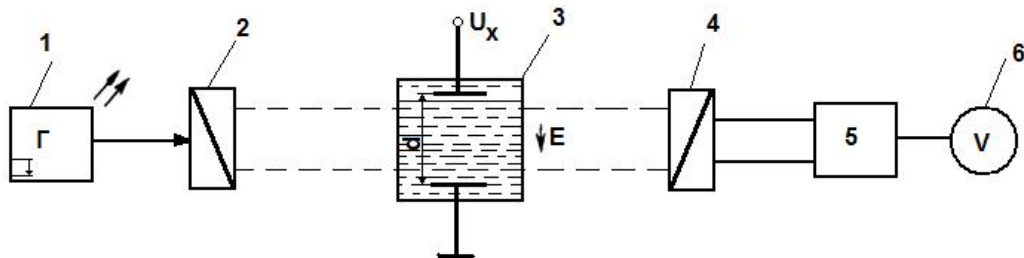


Рисунок 2.2 — Принципиальная оптическая схема измерения напряжённости поля [112]

Поляризованный луч света, испускаемый источником света 1, проходит через поляризатор 2, и далее пересекает измерительную ячейку 3 с исследуемой жидкостью, к электродам которой приложено измеряемое напряжение U_X . При этом направление луча должно быть перпендикулярно вектору напряжённости этого поля, а плоскость поляризации луча повернута на угол 45° по отношению к вектору напряжённости электрического поля. Далее после прохождения

анализатора 4 свет направляется в фотоприёмник 5, где прибором 6 он будет преобразован в измеряемый электрический сигнал [112].

Но так можно проводить измерения только по одному направлению. Если объект исследований стационарный, то зондирующий луч сдвигается с некоторым шагом и сканируется вся интересующая область. В случае нестационарного объекта такой метод не подходит. В этом случае объект просвечивается расширенным коллимированным лазерным пучком. А распределение интенсивности по всему сечению пучка фиксируется на фотослой или ПЗС-матрицы. Полученная картина линий равной разности фаз и есть керрограмма.

Ориентирование плоскости зондирующего излучения под углом 45° к вектору напряжённости электрического поля приводит к тому, что свет из линейно-поляризованного сначала превращается в эллиптически поляризованный, затем в поляризованный по кругу (рисунок 2.3), а потом снова в эллиптически поляризованный, затем в линейно-поляризованный, но повернутый относительно входящего на 90° и т.п. [113].

Если угол между плоскостью поляризации и вектором электрического поля $\varphi_0 \neq 45^\circ$, то круговая поляризация не возникает нигде, эффект Керра становится менее выраженным, и чувствительность метода снижается.

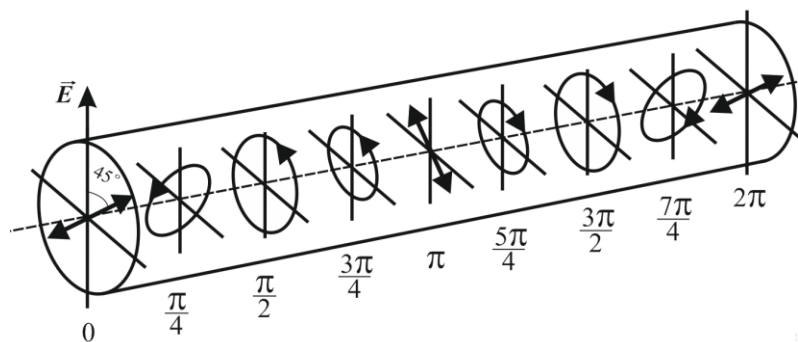


Рисунок 2.3 — Преобразование вида поляризации света с плоскостью поляризации, ориентированной под углом 45° к направлению электрического поля, в зависимости от набега фазы, при его прохождении через жидкость в ячейке Керра. E — направление вектора напряжённости электрического поля

Керрограммы высокоскоростных процессов получают в основном двумя способами: хронографией и покадровой съёмкой. На рисунках 2.4 и 2.5 приведены схемы экспериментальных установок [14].

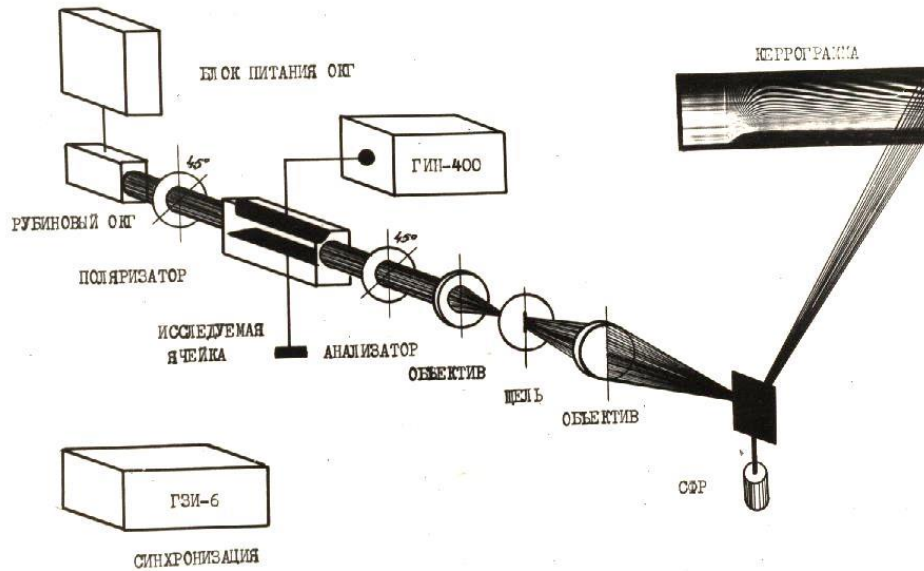


Рисунок 2.4 — Получение хронограммы [14]

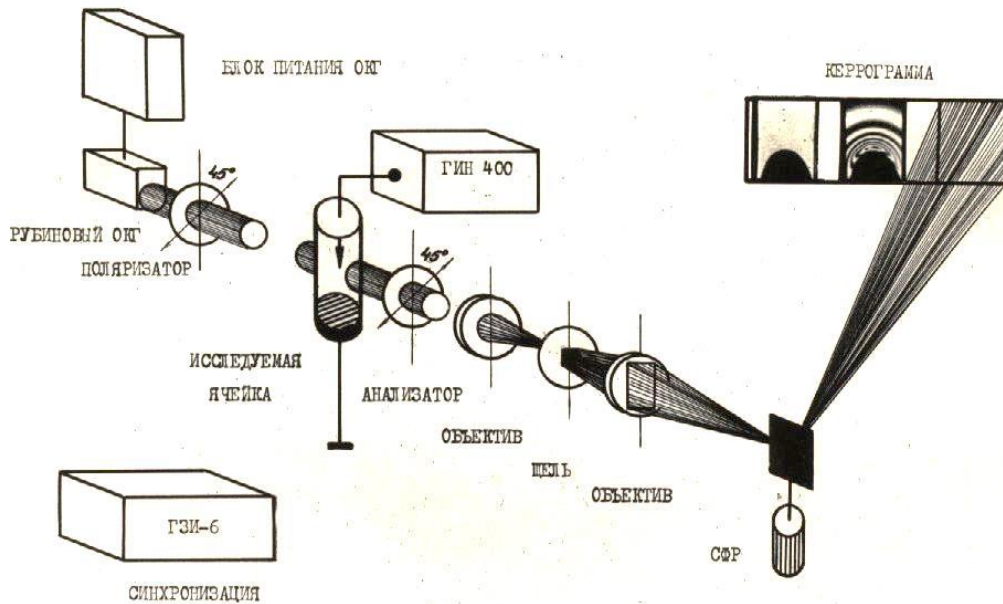


Рисунок 2.5 — Покадровая съёмка [14]

В случае однородных полей данный экспериментальный метод работает хорошо, и с его помощью получаются однозначные результаты. Однако при сильно неоднородных полях ситуация усложняется. Дело в том, что керрограмма искажается наличием дополнительного объёмного заряда, возникающего в разрядном промежутке при импульсном воздействии, а область возмущённой зоны обычно не имеет симметрии или она слабо выражена.

Некоторые результаты, наглядно демонстрирующие возможности метода приведены на рисунках 2.6 *а*, *б* [100, 101].

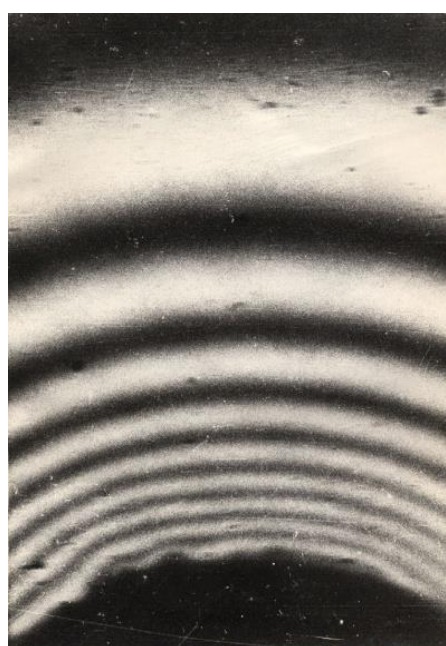
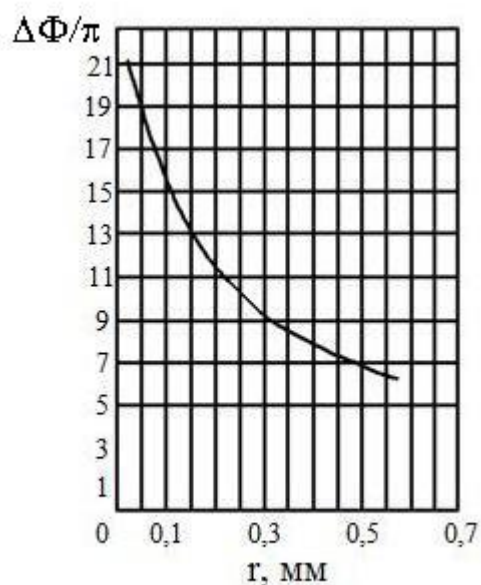
*а)**б)*

Рисунок 2.6 — Распределение керровских полос у острия-анода (*а*) и восстановленное из него распределение набегов фаз (*б*) по оси симметрии системы [100, 101]

В силу квадратичной зависимости интенсивности от напряжённости поля, измеренная интенсивность прошедшего через ячейку света, не зависит от направления поля. Разность фаз $\Delta\Phi$ образуется за счёт оптической разности хода обыкновенного и необыкновенного лучей на всём их пути через оптическую неоднородность. Следовательно, задачу восстановления распределения напряжённости электрического поля по керрограмме можно отнести к классу

некорректно поставленных задач, для решения которых нужна априорная информация.

В этом случае полученные выше уравнения заменяются более сложными:

$$\Delta\Phi(x, y, t) = 2\pi \cdot B \cdot \int E^2(x, y, t) dx \quad (2.8)$$

$$I(x, y, t) = I_0 \cdot \sin^2 \left(\pi \cdot B \cdot \int E^2(x, y, t) dx \right) \quad (2.9)$$

$$\int E^2(x, y, t) dx = (\pi \cdot B)^{-1} \arcsin \sqrt{\frac{I(x, y, t)}{I_0}} \quad (2.10)$$

Именно они и позволяют определять пространственно-временные характеристики электрического поля по анализу картины распределения интенсивности света, прошедшего через исследуемую ячейку.

Из уравнений (2.8-2.10) видно, что восстановить по керрограмме распределение напряжённости электрического поля, а также разности фаз является непростой задачей. На рисунке 2.6 продемонстрирован результат восстановления распределения разность фаз $\Delta\Phi/\pi$ по оси симметрии. Для этого надо было определить реперную полосу, в которой фаза близка к нулю, и уже от неё вести отсчёт. То есть, картинка должна иметь достаточные размеры и включать в себя области, практически не подверженные возмущениям. Анализ же всей керрограммы требует огромных трудозатрат. И это касается только определения разности фаз. Не менее трудоёмким процессом в этом случае будет и восстановление поля напряжённостей. Открытым при этом остаётся вопрос точности получаемых результатов.

Для получения более полной картины распределения электрических полей, включая влияние объёмных зарядов, предложено несколько способов обработки керрограмм, основанных на использовании априорной информации (например, цилиндрической симметрии), либо конечноэлементного анализа всей панорамной керрограммы [93, 97]. При этом даже учитывалось изменение направления поля вдоль светового луча. Однако эти методы не нашли широкого применения ввиду

большой математической сложности, неизбежной ошибки за счет нелинейности характеристик регистраторов, необходимости сканирования всего пространства с высоким разрешением, соответственно трудоёмкости и неоднозначности полученных данных.

Восстановление пространственно-временных характеристик электрических предпробивных полей методами математического моделирования по результатам электрооптических измерений и является целью работы. Одним из возможных путей представляется решение прямой задачи восстановления поля напряжённости путём решения обратной задачи. Для этого моделируется картина электростатического поля в разрядном промежутке. При этом в неё вводится объёмный заряд, рассчитываются поле и керрограмма. Затем уточняется объёмный заряд с учётом физических соображений для конкретной конфигурации промежутка. После этого снова рассчитывается керрограмма и сравнивается с керрограммой, полученной в эксперименте. И, наконец, вносятся изменения в математическую модель и методом последовательных приближений добиваются совпадения с экспериментальными данными.

Для выяснения протекающих предпробивных процессов был выбран следующий алгоритм исследований. Из большого набора результатов экспериментальных данных были выбраны те, описания которых позволяли полностью восстановить условия, в которых проводились эксперименты. Далее для построения математической модели строилась 3D-модель реальной измерительной ячейки, и полностью воспроизводились условия эксперимента. Были рассмотрены различные ситуации, возникающие в приэлектродной зоне. С этой целью в неё вводились диэлектрические и ионизированные пузырьки, объёмный заряд, модели стримера. Подчеркнём, что геометрию электродной системы, форму и размеры измерительной ячейки, диапазон и закон изменения прикладываемого напряжений, род жидкости и пространственное разрешение при расчётах можно было менять в широких пределах.

Так, при расчётах в электродной системе остриё-плоскость прилегающая к острию зона послойно последовательно сканировалась в плоскости XOY вдоль

оси Y с заданным шагом по оси X . Затем плоскость сканирования смещалась по оси симметрии ячейки Z , и сканировался следующий слой (рисунок 2.7).

В случае исследования хронограмм сканирование осуществлялось по одному направлению Y со сдвигом вдоль оси симметрии Z . Шаг сканирования по обеим осям варьировался от 2,5 до 10 мкм [114, 115].

После прохождения ячейки Керра относительная интенсивность лазерного излучения меняется по закону

$$\frac{I(x, z)}{I_0} = \sin^2 \left(\pi \cdot B \cdot \int E_z^2(y) dy \right), \quad (2.11)$$

где E_z — проекция вектора напряжённости электрического поля на ось симметрии, B — постоянная Керра.

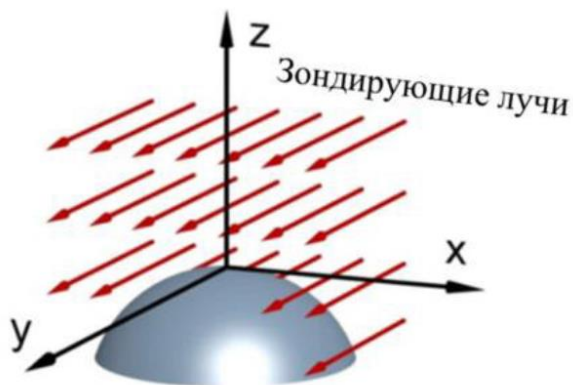


Рисунок 2.7 — Геометрия расчётной модели в системе острей-плоскость: Z — ось симметрии, Y — направление зондирования

2.2 Исследование вклада составляющей E_z в распределение напряжённости электрического поля

Для получения значений относительных интенсивностей $I(x, z)/I_0$ после прохождения ячейки Керра необходимо определить значения интегралов

$\int_{\ell_1}^{\ell_2} E_z^2(y) dy$. Но прежде следовало убедиться, что замена вектора E на его проекцию

E_z на ось Z допустима. Для этого оценим ошибку, возникающую в результате такой замены.

Для выяснения влияния замены в вычислениях вектора E на его проекцию E_z были рассчитаны профили поля и его проекций на всём пути через измерительную ячейку. Анализ проводился посредством компьютерного моделирования для трёхмерной модели реальной измерительной ячейки в системе электродов острие-плоскость согласно модели, описанной в [116].

Плоский электрод диаметром 14 мм был смоделирован по профилю Роговского, межэлектродное расстояние составляло 30 мм, радиус кривизны острия 30 мкм. На ячейку Керра с водой подавалось напряжение до 150 кВ. Поскольку поперечный размер расчётной зоны меньше 1 мм при диаметре трубки

15 мм, то при вычислении интегралов $\int_{\ell_1}^{\ell_2} E_z^2(y) dy$ было принято, что пути всех лучей через измерительную ячейку одинаковы. Ошибка, вносимая кривизной стенок стеклянной трубки, исчезающе мала и не влияет на конечный результат.

Анализ полученных зависимостей показан на рисунке 2.8.

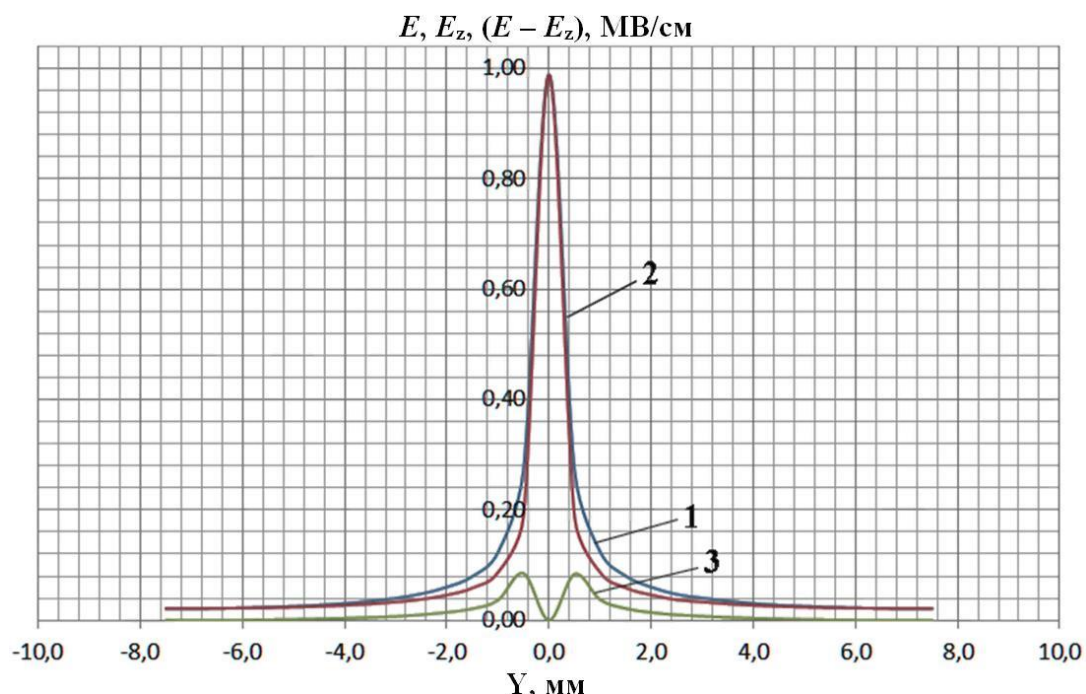


Рисунок 2.8 — Расчётные распределения

1 — модуль напряжённости E ; 2 — проекция поля E_z на ось z ; 3 — разница между их модулями $\Delta E = (E - E_z)$ по диаметру цилиндрической измерительной ячейки на уровне острия (от $-7,5$ до $+7,5$ мм) в системе острие-плоскость. Остриё находится на отметке $Y = 0,00$ мм. Напряжение 120 кВ.

Данный рисунок демонстрирует, что основной вклад в результирующую разность фаз вносит путь, пройденный лучом от $\sim 2,0$ до $0,0$ мм по диаметру измерительной ячейки.

Вклад отдельных отрезков на пути луча через ячейку в общую величину набега фаз $\Delta\Phi$ получен путём замены пределов интегрирования при вычислении интегралов в выражении (2.8). Результаты отражены в таблице 2.1.

Таблица 2.1– Вклад отдельных отрезков на пути луча через ячейку в общую величину набега фаз $\Delta\Phi$

Расстояние от острия по оси Z, мм	Вклад в $\Delta\Phi$ на оси симметрии, %			
	0,0 – 0,5 мм по Y	0,0 – 1,0 мм по Y	0,0 – 3,0 мм по Y	0,5 – 1,5 мм по Y
0,0	91,44	95,70	98,54	2,48
0,1	82,60	91,17	97,02	5,85
0,2	72,82	85,78	95,13	9,35
0,3	63,54	79,94	93,06	13,12

Визуализация (рисунок 2.9) Таблицы 2.1 позволила более детально проанализировать ситуацию.

Полученные выше результаты наглядно показывают, что ошибка вычисления разности фаз $\Delta\Phi$ вследствие расхождения значений E и E_z на расстоянии (по оси Y) 3,0 мм от оси симметрии не превышает 7%, на относительном расстоянии (по оси Z) $z/r_0 = 2$ составляет $\sim 4\%$, на относительных расстояниях порядка $z/r_0 \sim 1,5$ - не более 1,5% при $z/r_0 \sim 1,0$ (рисунок 2.10).

Возможности математической модели позволили проанализировать и отклонение вектора E от вертикали по его пути через ячейку, то есть проследить динамику изменения угла между плоскостью поляризации зондирующего луча и индуцированной оптической осью (рисунок 2.10).

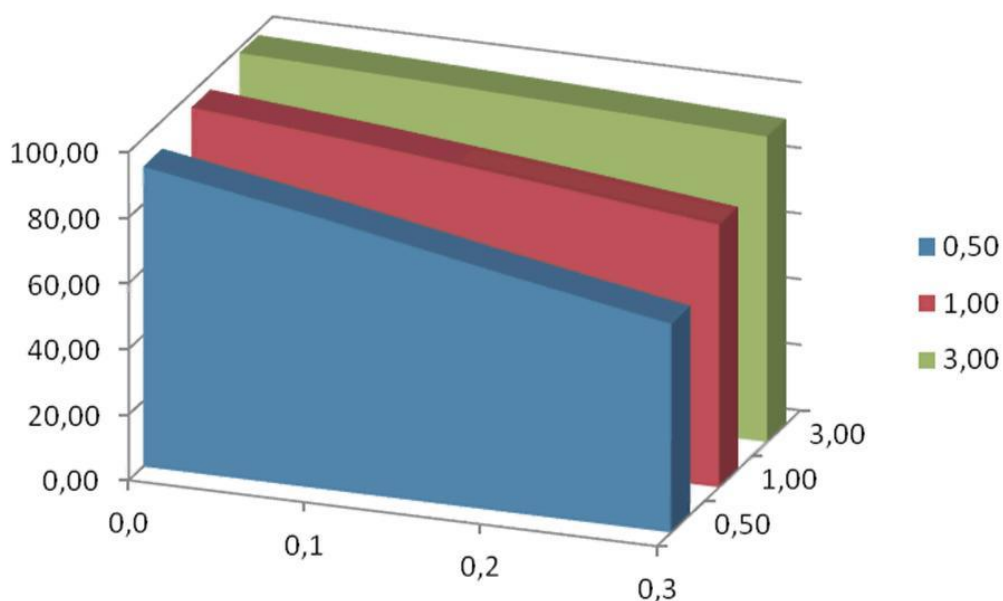


Рисунок 2.9 — Визуализация таблицы 2.1:

Площади трапеций пропорциональны вкладу в итоговую разность фаз $\Delta\Phi$ участков пути луча по оси Y на отрезках (0,0-0,5), (0,0-1,0) и (0,0-3,0) мм от оси симметрии (в %. 0,0, 0,1, 0,2, 0,3 мм — расстояние луча от острия по оси Z.

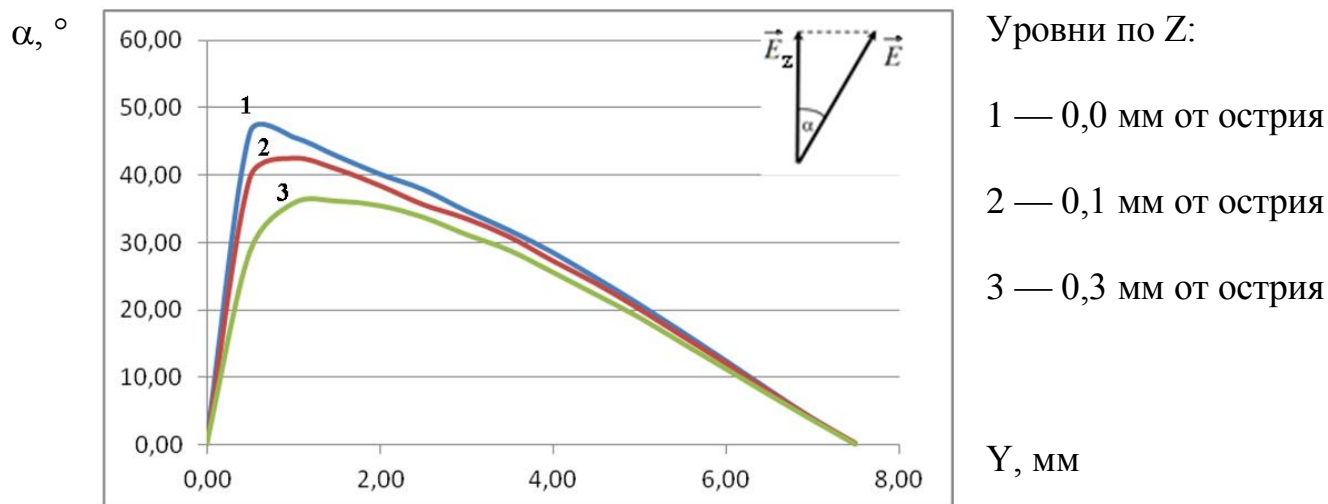


Рисунок 2.10 — Угол поворота вектора E на разных уровнях по оси Z, считая от острия

Изначально в эксперименте угол между плоскостью поляризации зондирующего луча и осью симметрии ячейки устанавливался равным 45° . При

подаче напряжения в этой системе в поле, направленном по оси симметрии (ось Z), по мере удаления от нее по оси Y (до $\sim 3,0$ мм) вектор E сначала сильно отклоняется от оси Z (до 47°), и интенсивность обыкновенного луча уменьшается, а необыкновенного — возрастает.

В результате обыкновенный луч на отрезке $0,5 - 1,0$ мм практически полностью гасится, и разность фаз $\Delta\Phi$ между обыкновенным и необыкновенным лучами становится равной нулю.

Затем до конца ячейки (от $0,5$ до $7,5$ мм) вектор E постепенно восстанавливает своё положение, параллельное оси Z , и интенсивности обоих лучей выравниваются. Получается, что уменьшение интенсивности обыкновенного луча в дальнейшем компенсируется её увеличением. Таким образом, можно полагать, что на вид керровских полос это не скажется. Следовательно, определяющим фактором является закон изменения разности фаз между этими двумя лучами.

Следовательно, средняя погрешность вычисления $\Delta\Phi$, а значит и отношения I/I_0 , в приборной области лежит в пределах $\sim (3-7)\%$, что не приводит к кардинальному изменению вида керрограммы вблизи острия. На уровне острия ($z = 0$ мм) на участке $0,5-1,5$ мм от оси симметрии по оси Y вклад в итоговое значение $\Delta\Phi$ составляет $2,48\%$.

Интенсивность лазерного луча после прохождения оптической неоднородности на выходе из ячейки Керра определяется по закону (2.9). Таким образом, можно сделать вывод, что, если ориентироваться на результирующую разность фаз $\Delta\Phi$ и анализ вращения вектора E , то с достаточной степенью точностью ($\sim 5\%$) можно не учитывать поворот вектора напряжённости электрического поля, то есть принять $E \approx E_z$ и окончательные расчёты проводить по формулам (2.8 - 2.11), где под E подразумевается E_z .

2.3 Методика визуализации керрограмм

Вследствие аксиальной симметрии электрического поля расчёты проводились только для одной из сторон исследуемой области с некоторым шагом, величина которого в зависимости от поставленной задачи варьировалась от 2,5 до 10 мкм по X и Z направлениям. Полученные по каждому выделенному направлению результаты вычисленных по (2.11) относительных интенсивностей $I(x, z)/I_0$ для всего поля наблюдения сводились в двумерную матрицу $\|z, x\|$ — (рисунок 2.11).

Z \ X	0,110	0,105	0,100	0,095	0,090	0,085	0,080	0,075	0,070	0,065	0,060	0,055	0,050	0,045	0,040	0,035	0,030	0,025	0,020
0,000	0,97	0,96	0,66	0,28	0,03	0,04	0,31	0,68	0,96	0,96	0,67	0,27	0,01	0,11	0,53	0,92	0,97	0,54	0,05
0,005	0,97	0,96	0,67	0,28	0,03	0,04	0,30	0,68	0,96	0,96	0,69	0,28	0,01	0,10	0,51	0,91	0,97	0,55	0,05
0,010	0,96	0,97	0,68	0,30	0,04	0,03	0,28	0,67	0,95	0,97	0,71	0,29	0,02	0,09	0,48	0,89	0,98	0,57	0,05
0,015	0,95	0,97	0,70	0,31	0,05	0,02	0,26	0,64	0,94	0,98	0,73	0,33	0,03	0,07	0,44	0,86	0,99	0,57	0,06
0,020	0,94	0,98	0,73	0,34	0,07	0,01	0,23	0,61	0,92	0,99	0,77	0,38	0,05	0,04	0,59	0,83	0,99	0,63	0,10
0,025	0,92	0,99	0,77	0,38	0,08	0,00	0,19	0,56	0,89	1,00	0,81	0,44	0,08	0,02	0,33	0,79	1,00	0,69	0,16
0,030	0,90	1,00	0,81	0,43	0,11	0,00	0,14	0,49	0,84	1,00	0,86	0,51	0,13	0,01	0,26	0,72	1,00	0,78	0,26
0,035	0,86	1,00	0,85	0,48	0,15	0,00	0,11	0,41	0,79	0,99	0,91	0,58	0,19	0,00	0,18	0,63	0,97	0,88	0,58
0,040	0,82	1,00	0,90	0,56	0,21	0,01	0,07	0,34	0,71	0,97	0,95	0,67	0,27	0,02	0,10	0,50	0,91	0,95	0,53
0,045	0,77	0,98	0,94	0,63	0,28	0,03	0,04	0,28	0,63	0,94	0,98	0,75	0,39	0,06	0,04	0,38	0,82	0,99	0,68
0,050	0,70	0,96	0,97	0,71	0,35	0,07	0,01	0,20	0,54	0,87	1,00	0,85	0,51	0,13	0,01	0,25	0,69	0,99	0,83
0,055	0,63	0,91	1,00	0,80	0,45	0,13	0,00	0,13	0,44	0,78	0,99	0,93	0,63	0,23	0,00	0,14	0,54	0,93	0,95
0,060	0,54	0,85	1,00	0,88	0,56	0,21	0,01	0,06	0,32	0,66	0,94	0,98	0,75	0,36	0,04	0,05	0,37	0,81	1,00
0,065	0,44	0,76	0,98	0,95	0,67	0,35	0,06	0,01	0,20	0,53	0,85	1,00	0,87	0,51	0,13	0,00	0,20	0,62	0,97
0,070	0,34	0,66	0,92	0,99	0,78	0,44	0,14	0,00	0,10	0,39	0,74	0,98	0,96	0,67	0,28	0,03	0,06	0,41	0,84
0,075	0,24	0,34	0,85	1,00	0,88	0,57	0,25	0,03	0,03	0,24	0,60	0,91	1,00	0,83	0,48	0,13	0,00	0,20	0,64
0,080	0,15	0,41	0,74	0,97	0,96	0,71	0,37	0,10	0,00	0,13	0,44	0,79	0,99	0,95	0,68	0,31	0,04	0,05	0,40
0,085	0,07	0,29	0,61	0,90	1,00	0,83	0,52	0,20	0,02	0,04	0,28	0,63	0,91	1,00	0,86	0,52	0,17	0,00	0,17
0,090	0,02	0,18	0,47	0,79	0,99	0,93	0,67	0,34	0,08	0,00	0,14	0,44	0,77	0,98	0,97	0,74	0,38	0,08	0,02
0,095	0,00	0,09	0,33	0,65	0,92	0,99	0,81	0,51	0,21	0,02	0,04	0,26	0,58	0,87	1,00	0,91	0,62	0,25	0,01
0,100	0,02	0,03	0,20	0,48	0,81	0,99	0,92	0,68	0,36	0,10	0,00	0,11	0,37	0,70	0,94	1,00	0,83	0,49	0,15
0,105	0,07	0,00	0,10	0,33	0,66	0,93	0,99	0,84	0,55	0,24	0,03	0,02	0,18	0,48	0,78	0,97	0,97	0,75	0,40
0,110	0,16	0,02	0,02	0,18	0,49	0,81	0,99	0,95	0,74	0,43	0,15	0,01	0,05	0,27	0,56	0,84	0,99	0,94	0,69
0,115	0,28	0,08	0,00	0,08	0,31	0,65	0,92	1,00	0,89	0,64	0,33	0,09	0,00	0,09	0,32	0,61	0,87	1,00	0,92
0,120	0,43	0,19	0,03	0,02	0,16	0,46	0,77	0,97	0,98	0,83	0,55	0,26	0,05	0,01	0,12	0,36	0,64	0,89	1,00

Рисунок 2.11 — Фрагмент матрицы $\|z, x\|$ с относительными интенсивностями I/I_0 .
Поле регистрации от 0 до 120 мкм по оси X и от 20 до 110 мкм по оси Z

Так как все исследуемые системы имели аксиальную симметрию, все подобные матрицы содержали половину картинки вместе с осевой линией $X = 0$. После обработки посредством специально разработанной программы визуализация в градациях серого, визуализация матрицы приобретает следующий вид (рисунок 2.12):

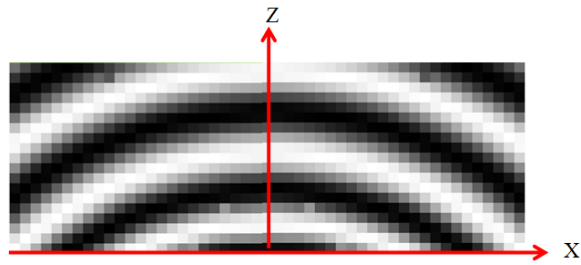


Рисунок 2.12 — Визуализированный и обработанный фрагмент матрицы с рисунка 2.11. Шаг по обеим осям 5 мкм. Радиус кривизны острия 300 мкм. Размер керрограммы $z \times x = 120 \times 175$ мкм

На рисунке 2.13 дано сравнение экспериментальной [14] и полученной по описанной методике, расчётной керрограмм.

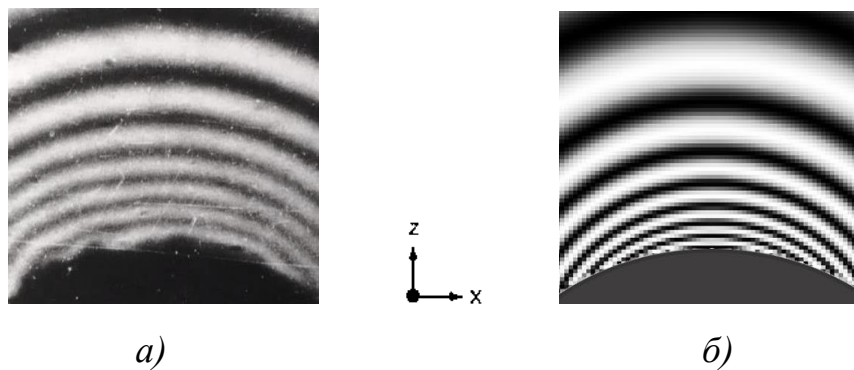


Рисунок 2.13 — Примеры керрограмм, приведённых к одному размеру:
a) — экспериментальная, *б)* — расчётная

В отличие от получения информации при обработке экспериментальных керрограмм математическое моделирование позволяет получить большее количество данных. Так, определяя значения разности фаз (2.8) $\Delta\Phi/\pi$ между обыкновенным и необыкновенным лучами, которая определяется при расчётах выражением $\frac{\Delta\Phi(x, z)}{\pi} = 2B \cdot \int_{\ell_1}^{\ell_2} E_z^2(y) dy$, мы получаем визуализацию и распределения этой разности фаз по полю наблюдения, получив фазограмму (рисунок. 2.14).

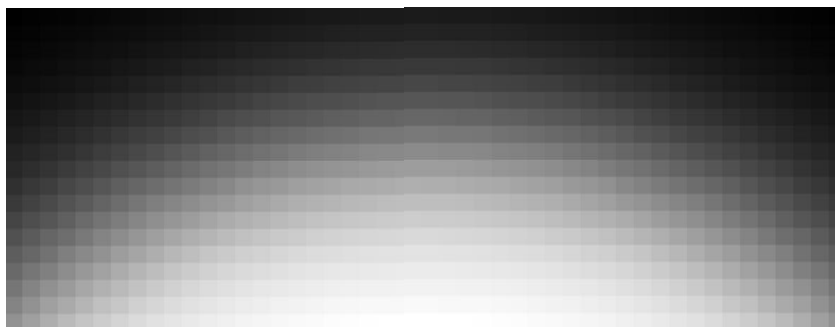


Рисунок 2.14 — Фазограмма, соответствующая керрограмме с рисунка 2.13. Здесь чёрный цвет соответствует минимальному значению $\Delta\Phi/\pi$, а белый — максимальному значению.

2.4 Методика визуализации хронограмм

То обстоятельство, что эффект Керра квадратичен по отношению к напряжённости поля означает, что в области сильных полей он наиболее выражен, и его легче зарегистрировать. Поэтому неоднократно делались попытки изучения предпробивных процессов в сверхсильных полях, в том числе вблизи острых электродов, а также зарождающихся стримеров [97, 117, 118].

Получаемая в результате моделирования информация позволяет анализировать не только статические керрограммы, но и хронограммы. Можно получить поле напряжений U , а также поля напряжённости электрического поля E и его проекции E_z на ось симметрии измерительной ячейки. Эти данные позволяют оценить и те характеристики, которые или нельзя или очень трудно получить из реальной керрограммы.

Оценки значений электрического поля в таких полях находятся в диапазоне от нескольких мегавольт до десятков мегавольт на сантиметр. Однако, возможность использования эффекта Керра в столь сильных полях вызывает вопросы.

Иногда экспериментальные керрограммы имеют вид, который очень редко встречается в других исследованиях и не поддаются стандартному объяснению. Одна из таких керрограмм получена в работе по исследованию динамики предпробивных процессов в воде [109]. Здесь были получены экспериментальные

данные в системе анодное остриё-плоскость. Кроме того, есть данные, пригодные для нашей работы: осциллограмма импульса напряжения, параметры электродной системы, хронографическая развёртка керрограммы, наличие как предпробивной стадии, так и стадии формирования стримера. Данные результаты с пространственной и временной привязкой показаны на рисунке 2.15.

Для анализа этого эксперимента методом компьютерного моделирования была также сформирована 3D-модель измерительной ячейки. Конструкция измерительной ячейки была аналогична, описанной в п. 2.2. На ячейку Керра с водой подавалось напряжение до 150 кВ со временем нарастания 10 нс. Для моделирования и воспроизведения экспериментальной развёртки имеющаяся осциллограмма была совмещена непосредственно с самой развёрткой. В результате были получены значения напряжений, соответствующих каждому моменту времени. Далее по описанной выше методике для каждого интересующего момента времени были рассчитаны относительные интенсивности и фазы для определённых расстояний от электрода, по которым визуализировался фрагмент керрограммы вдоль щели для конкретного напряжения, подаваемого на электроды ячейки Керра. В результате расстановки набора полученных одномерных керрограмм в соответствии с осциллограммой напряжения, удалось воспроизвести хронограмму процесса.

Оцифровка осциллограммы и совмещение её с хронограммой позволили определить наборы пар напряжение-момент времени (таблица 4.1 в главе 4), по которым и проводились расчёты.

Применяемая методика компьютерного моделирования позволила не только объяснить результаты экспериментальных исследований, но и получить более обширную информацию по сравнению с экспериментом.

Не всегда визуализация расчётной керрограммы позволяет получить точные значения интересующих величин, однако она даёт возможность выявить некоторые несоответствия полученного результата с ожидаемым. Пример такого несоответствия показан на рисунке 2.15. Именно таким образом удалось в главе 4 учесть роль аппаратных ограничений комплекса регистрирующей аппаратуры.

Пространственное разрешение регистрирующей аппаратуры при получении фоторазвёртки с помощью ЭОП (рисунок 2.15 *a*) было не выше 30 мкм. Расчёты же выполнялись с шагом 5 мкм, то есть с разрешением в шесть раз выше.

Если учесть эту разницу, то мелкие полосы, имеющиеся на расчётной хронограмме, должны были или не видны совсем или давать слабую фоновую засветку. Что и наблюдается на экспериментальной картинке.

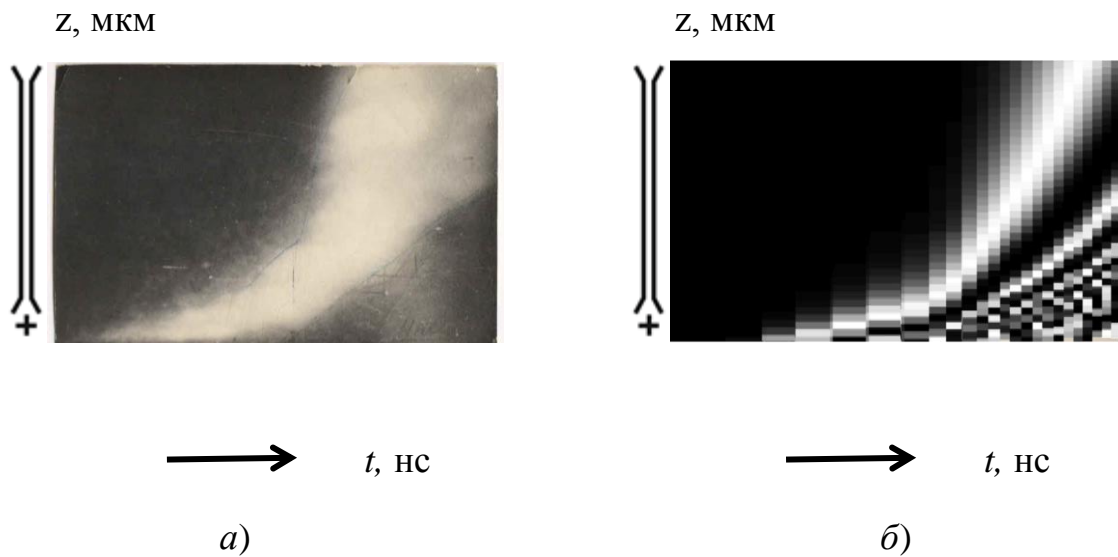


Рисунок 2.15. *a*) — экспериментальная хронограмма; *б*) — расчётная хронограмма

Качественное согласие керрограмм, представленных на рисунке 2.15 очевидно, но численное сопоставление затруднительно, ввиду отсутствия фактических данных о форме импульса напряжения и его значений.

Выводы по главе 2

В главе 2 представлено обоснование методики расчёта и визуализации электрических полей с помощью эффекта Керра, а также выбраны основные зависимости (2.8-2.11) для дальнейшей реализации исследований.

По имеющимся данным об условиях проводимых экспериментов были построены 3D модели измерительных ячеек и воспроизведены все геометрические, электрические и оптические параметры реальных экспериментов.

Для рассмотрения различных процессов, возникающих в приэлектродной зоне, в неё могут вводиться диэлектрические и ионизированные пузырьки, объёмный заряд, модели стримера. Кроме того, обязательно должны вводиться геометрические параметры ячейки, закон изменения прикладываемого напряжения, род жидкости и пространственное разрешение. Все это должно соответствовать условиям реального эксперимента.

Анализ результатов компьютерного моделирования показал, что исходя из расчета результирующей разности фаз $\Delta\Phi$ и поворота вектора E , с достаточной степенью точности можно не учитывать поворот вектора напряжённости относительно оси симметрии в приэлектродной зоне и считать величину вектора напряжённости E равной величине его проекции на ось Z ($E \approx E_z$), то есть окончательные расчёты проводить по формулам (2.8 - 2.11), где под E подразумевается E_z .

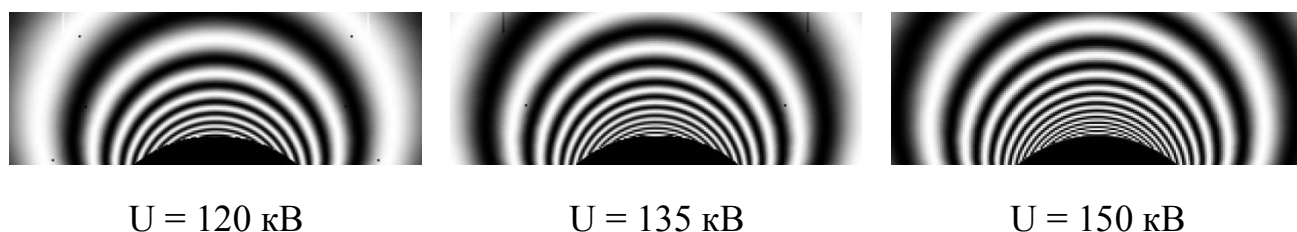
Применяемая методика компьютерного моделирования позволит не только объяснить результаты экспериментальных исследований, но и получить более обширную информацию по сравнению с традиционными методами обработки керрограмм.

ГЛАВА 3 ИССЛЕДОВАНИЕ ПРЕДПРОБИВНЫХ ПРОЦЕССОВ И ПОЛЕЙ В НИТРОБЕНЗОЛЕ

3.1 Расчёт керрограмм и фазограмм для невозмущённой приэлектродной зоны

Изложенная в главе 2 методика визуализации картины керровских полос позволила не только убедиться в совпадении экспериментальной и расчётных керрограмм, но и оценить возможную динамику трансформации этих картин при изменении внешних условий, например, при изменении подаваемого на разрядный промежуток напряжения.

На рисунке 3.1 показан набор расчётных керрограмм, которые получены в одной и той же электродной системе «острие-плоскость», описанной выше в главе 2 и отличаются только значением подаваемого напряжения.



$U = 120 \text{ кВ}$

$U = 135 \text{ кВ}$

$U = 150 \text{ кВ}$

Рисунок 3.1 — Вид керрограммы в зависимости от приложенного напряжения в системе острие-плоскость

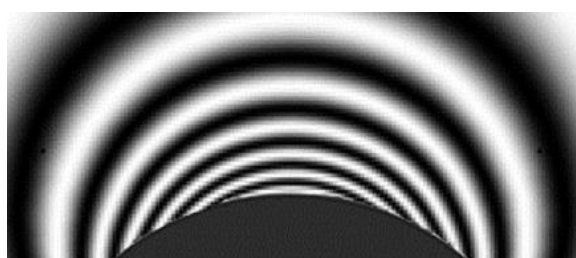
Подчеркнем, что изгибы полос в приэлектродной области не является следствием физических процессов, а является ошибкой дискретизации (рисунок 3.2). При более мелкой дискретизации возрастает объем работы, но зато можно выявлять более мелкие особенности для более детального изучения.

Из вышеизложенного можно сделать вывод, что внесение каких-либо возмущений в межэлектродное пространство будет отражаться на виде керрограммы. В свою очередь, уменьшение шага расчётов (дискретизации) позволит исследовать

влияние очень малых возмущений. При выполнении данной работы в зависимости от цели шаг варьировался от 10 до 2,5 мкм.



Визуализация приэлектродной области размером 700×370 мкм, шаг 10 мкм



Размер области визуализации 700×370 мкм, шаг 5 мкм

Рисунок 3.2 — Изменение расчётной картины керровских полос при смене разрешения в системе острière-плоскость вблизи острия

В следующих разделах данной главы рассмотрены влияние микропузырьков и объёмного заряда на протекающие в приострийной зоне процессы.

3.2 Вариация постоянной Керра в нитробензоле на предпробивной стадии в системе острière-плоскость

Роль экспериментальных исследований предпробивных процессов в жидкой изоляции, особенно, бесконтактных и неинвазивных, в настоящих условиях трудно переоценить. Однако, расшифровка и интерпретация электрооптических измерений в оптически активных жидкостях не только довольно трудоёмка, но и должна учитывать различные возникающие, не учитываемые ранее факторы. Любая жидкость вносит дополнительный вклад в модуляцию светового пучка, связанного с конфигурацией электрического поля и значением постоянной Керра. В результате сравнение полученных при расшифровке реальных керрограмм дан-

ных с результатами компьютерного моделирования не всегда удовлетворяют исследователей.

Также известно, что постоянная Керра зависит от различных факторов, в том числе от температуры жидкости [119, 120] и длины волны зондирующего излучения. В неполярных жидкостях постоянная Керра обратно пропорциональна температуре, в то время как в полярных жидкостях уменьшается сильнее, изменяясь обратно пропорционально квадрату температуры [121, 122]. Общепринято, что присутствие полярных соединений вызывает деградацию свойства трансформаторных масел. Постоянная Керра большинства неполярных жидкостей, включая трансформаторные масла, имеет значения порядка $\sim 10^{-15}$ м/В², что на два-три порядка меньше для постоянной Керра, наблюдаемой в полярных жидкостях, например постоянная Керра чистой воды $5 \cdot 10^{-13}$ м/В². Следовательно, при исследованиях с использованием лазера и интерпретации полученных результатов надо, по крайней мере, оценить распределение температуры по диагностируемой зоне.

При использовании маломощных лазеров в однородных температурных и электрических полях таких вопросов не возникает. Электрооптический метод, действительно, является неинвазивным, и постоянную Керра можно считать константой. В этом случае исследовательский инструмент действительно не оказывает влияния на объект исследования.

В работе [123] была применена методика по восстановлению физических свойств объекта по анализу экспериментально полученных керрограмм, то есть реализовано решение обратной задачи путём решения прямой задачи.

После отладки алгоритма расчётов и их визуализации были получены расчётные керрограммы, которые сравнивались с экспериментальными керрограммами. Для количественного сравнения полученных расчётных результатов с экспериментом использовались кривые распределения разности фаз, полученные после обработки экспериментальной и расчётной керрограмм. Как видно из рисунка 3.3 для постоянного значения $B = 3 \times 10^{-12}$ м/В² не удалось достичь полного совпадения расчётного и экспериментального графиков.

Из зависимости $\Delta\Phi/\pi = 2 \cdot B \cdot \ell \cdot E^2$ видно, что простое увеличение постоянной B не может привести теоретическую и экспериментальной кривые к совпадению.

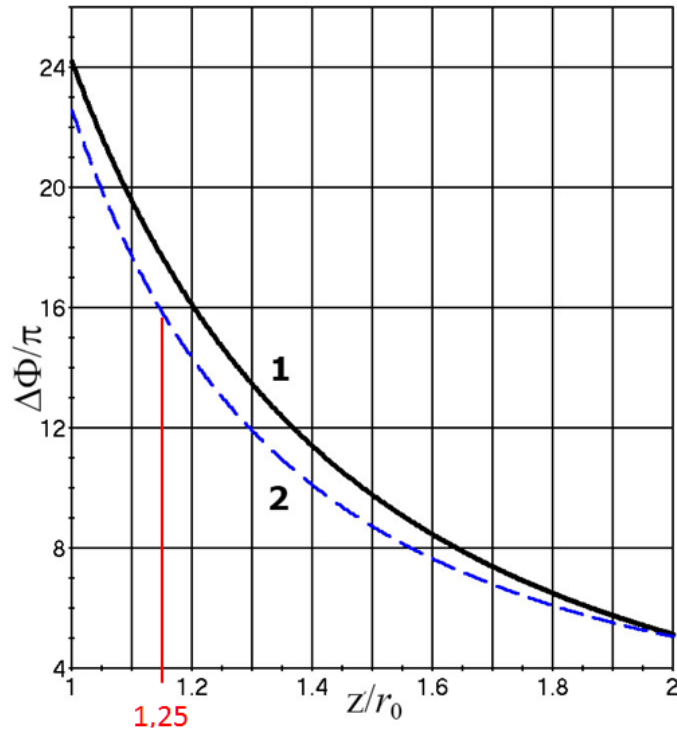


Рисунок 3.3 — Здесь 1 —экспериментальная кривая, 2 —расчётная. z/r_0 — расстояние от острия по оси z в относительных единицах (r_0 — радиус кривизны острия). Напряжение 120 кВ

Из (2.8) получаем:

$$B(z) = \frac{\Delta\Phi(y, z)}{2\pi \cdot \int E_z^2(y, z) dy} \quad (3.1)$$

Оцифровка экспериментальной кривой и регрессионный анализ дали зависимость:

$$\Delta\Phi/\pi = \frac{24,7645699}{(z/r_0)^{2,3286521}} \quad (3.2)$$

Здесь z/r_0 — расстояние от острия по оси z в относительных единицах (r_0 — радиус кривизны острия).

Так как интеграл $\int E_z^2(y, z)dy$ не зависит от B , из совместного решения уравнения (3.1) и (3.2) численным методом была получена зависимость B от z/r_0 :

$$B(z)_{120kV} = \frac{24,7645699}{(z/r_0)^{2,3286521} \cdot 2 \int E_z^2(y, z)dy} \cdot \quad (3.3)$$

Расчёт $\Delta\Phi/\pi = f(z/r_0)$ по формуле $\frac{\Delta\Phi(y, z)}{\pi} = 2B(z)_{120kV} \cdot \int E_z^2(y, z)dy$ дал полное совпадение полученной кривой с экспериментом (рисунок 3.3, кривая 1). Таким образом, в рамках нашей модели для совпадения расчётных результатов с экспериментальными данными необходимо допустить возможное непостоянство B . Для описанных условий функция (3.3) представлена на рисунке 3.4.

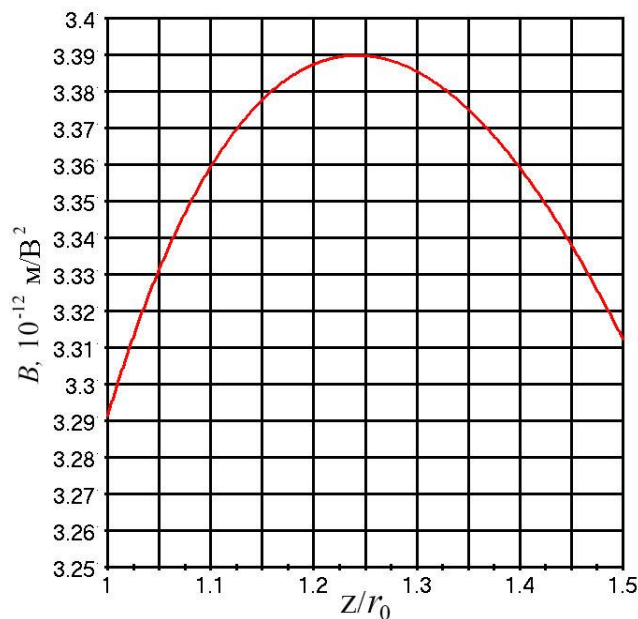


Рисунок 3.4 — График функции (3.3)

Для подтверждения того, что постоянная меняется Керра по закону (3.3) была рассчитана и визуализирована соответствующая керрограмма. Результаты сравнения керрограмм приведены на рисунке 3.5.

Как видно из рисунка, керрограмма с переменной B (рисунок 3.5 в), где $B = f(z/r_0)$, достаточно хорошо совпала с экспериментальной. Расхождения наблюдаются только в верхней части, начиная примерно с 0,2 мм от острия.

Хорошее совпадение картинок в пристройной зоне с учетом переменного значения B дает основание полагать, что изложенные выше доводы верны.

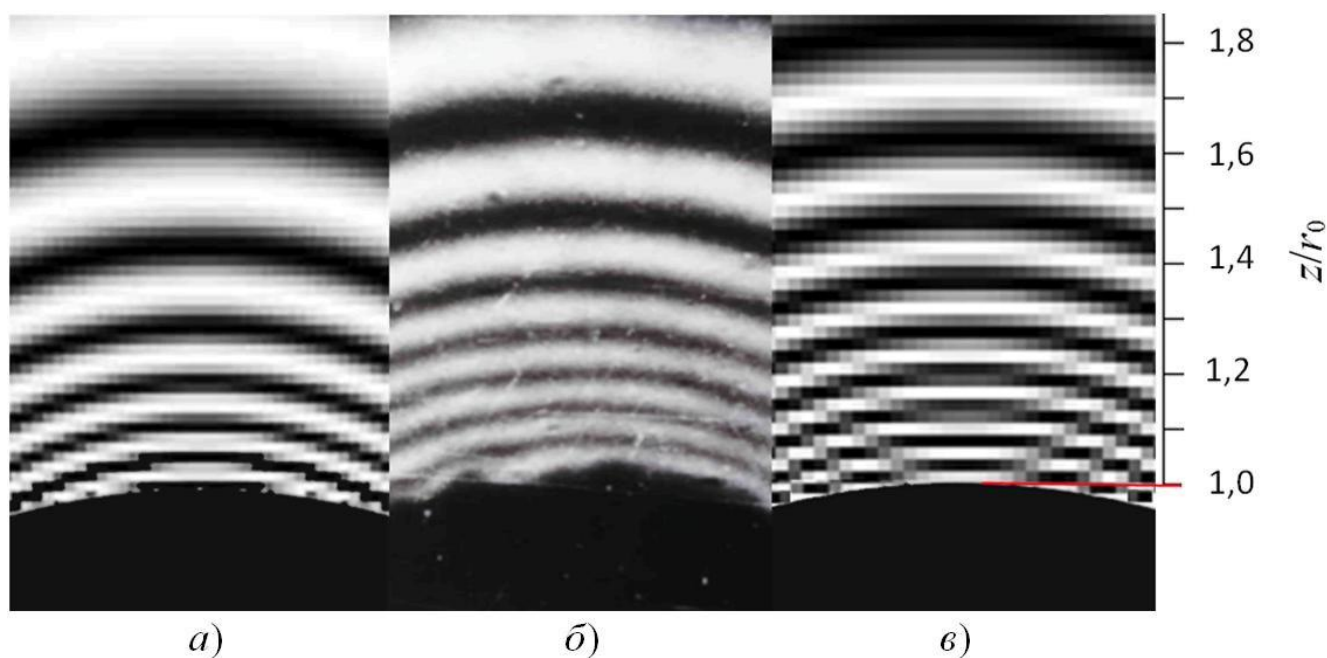


Рисунок 3.5 — Керрограммы: *a)* расчётная, $B = 3,0 \times 10^{-12} \text{ м/В}^2$ [115]; *б)* экспериментальная [14]; *в)* расчётная, B определяется формулой (3.3)

Отметим, что вышеприведённые рассуждения и оценки не оказывают значительного влияния на расчётные значения напряжённости поля у электрода, т.к. возможная вариация постоянной Керра не превышает 3%. Более того, такая небольшая ошибка может возникнуть из-за неточности формы электрода и граничных условий.

3.3 Влияние сильного электрического поля на поляризационные процессы в нитробензоле

В частности, в работе [124] высказано предположение, что определённое влияние на значение постоянной Керра может оказать возникновение состояния насыщения дипольной поляризации при $E_{\text{н}} \sim 1 \text{ МВ/см}$. Связанное с этим возмож-

ное уменьшение постоянной Керра $E_n \ll \sqrt{n/(\lambda \cdot B)}$, вполне может присутствовать в описываемых экспериментах.

С другой стороны, в экспериментах [125] в исследуемых системах «лезвие плоскость» и «острие - плоскость» было доказано, что при напряжённостях до $E = 1$ МВ/см постоянную Керра можно принимать константой. Поскольку в нашем случае (рисунок 2.8) напряжённость поля вблизи острия не превышает 1 МВ/см, то более достоверной представляется точка зрения, основанная на эксперименте.

3.4 Расчёт отрицательного давления. Возможные механизмы появления пузырьков

В моделируемых экспериментальных условиях длительность фронта нарастания напряжения на измерительной ячейке была порядка 1-2 мкс, что соответствует частоте 0,5-1,0 МГц. Из-за появления объёмного заряда за счёт возникающей сильной неоднородности электрического поля вблизи острия возникал резкий скачок отрицательного давления, приводящий к возникновению кавитационного пузырька. Величина скачка давления оценивалась по формуле [126]

$$p_{вн} = p_0 - \rho \int_{z_1}^{z_2} E_z(z) dz, \quad (3.5)$$

где $p_{вн}$ и p_0 — внутреннее и внешнее давление; z_1 и z_2 — координаты (по оси симметрии электродной системы z области с объёмным гомогенным зарядом; E_z — проекция вектора напряжённости на ось z . Приближенные качественные оценки по этому выражению делались ранее [16], однако более точные численные оценки следует привести при нашем моделировании.

Интервал значений объёмной плотности заряда выбирался на основании оценок, сделанных в [116]. На рисунке 3.6 видно, что рост значения плотности гомогенного заряда приводит к увеличению разрывных усилий, возникающих в нитробензоле из-за резкого снижения внутреннего давления, что, в свою очередь, неизбежно приведет к возникновению микропузырьков по кавитационному меха-

низму. Если в жидком диэлектрике уже имелись изначально микропузырьки, а они всегда есть [46], то возникновение отрицательного давления должно привести к их росту и, соответственно, к уменьшению электрической прочности жидкого диэлектрика и увеличению вероятности пробоя промежутка.

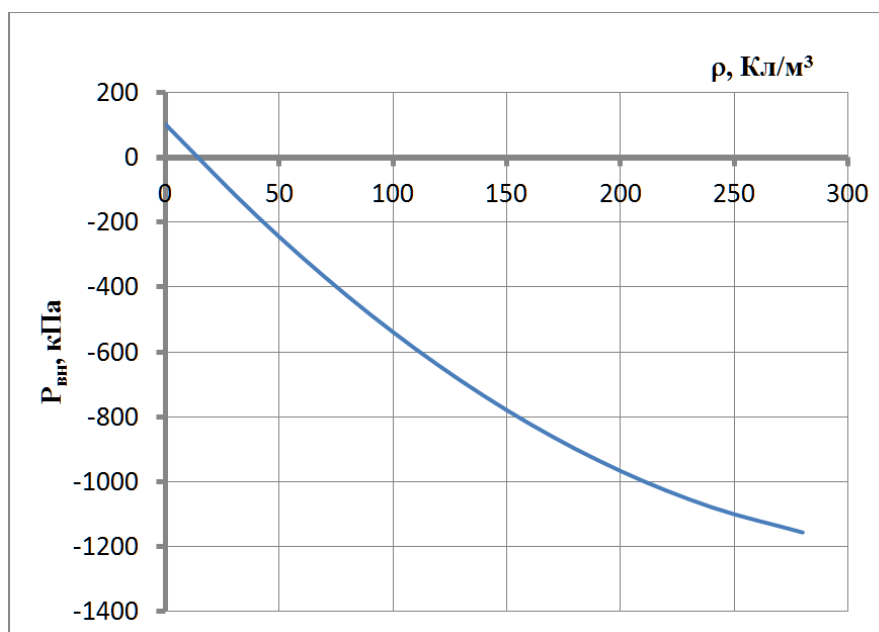


Рисунок 3.6 — Зависимость интегрального внутреннего давления $p_{вн}$ от величины гомогенного заряда в области 0,0-0,1 мм от острия. Напряжение 120 кВ. Внешнее (атмосферное) давление $p_0 = 101,3$ кПа

Из рисунка видно, что давление принимает отрицательные значения уже при плотности объёмного заряда более 20 Кл/м^3 , уточнение плотности объёмного заряда позволит оценить значения возникающих в эксперименте натяжений.

3.5 Введение в рассматриваемую зону диэлектрического и ионизированного микропузырьков

Описанные в разделе 3.4 процессы можно рассмотреть при помощи компьютерного моделирования при внесении воздушного микропузырька в разрядный промежуток вблизи острейного электрода. Для моделирования такой ситуации на

поверхности острия размещался пузырёк диаметром 20 мкм (рисунок 3.7).

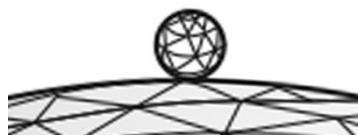
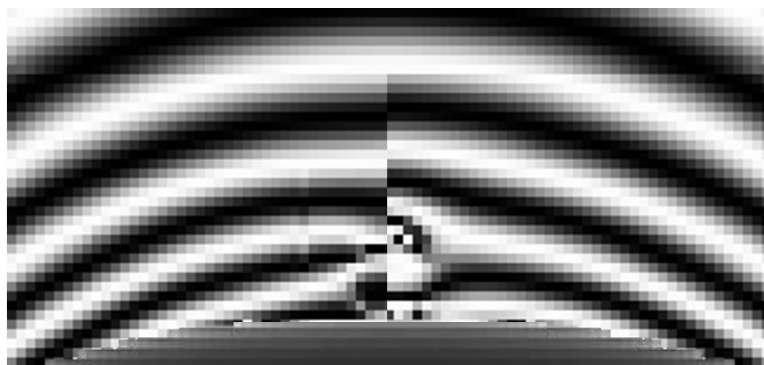


Рисунок 3.7 — Моделирование пузырька ($d = 20$ мкм) на острие ($r_0 = 0,3$ мм)

Было рассмотрено два варианта: диэлектрический пузырёк и ионизированный пузырёк. Состояние ионизации задавалось повышенным значением относительной диэлектрической проницаемости воздуха внутри пузырька — $\epsilon = 1000$. Высокое значение диэлектрической проницаемости подразумевает высокую степень электропроводности внутри стримеров. Поэтому рассмотрение стримеров как локальных образований с очень большим значением диэлектрической проницаемости является распространённой практикой. Расчёты проводились с шагом 2,5 мкм.

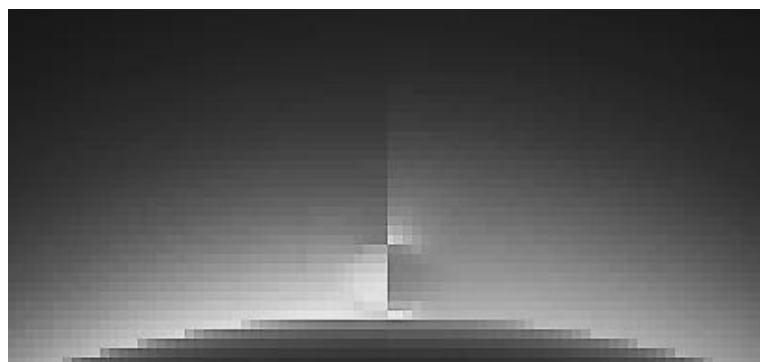
По полученным нормированным значениям интенсивности $I(x, z)/I_0$ прошедшего через ячейку света, были визуализированы картины полос Керра для диэлектрического пузырька до и после его ионизации (рисунок 3.8) и распределение разности фаз для обоих случаев (рисунок 3.9).



Диэлектрический пузырёк

Ионизированный пузырёк

Рисунок 3.8 — Керрограмма. Напряжение 120 кВ, радиус острия 300 мкм



Диэлектрический пузырьёк

Ионизированный пузырьёк

Рисунок 3.9 — Распределение разности фаз (белый — максимум). Напряжение 120 кВ, радиус острья 300 мкм

Из рис. 3.8. видно, что при ионизации пузырьёка керровские полосы смещаются вверх, причем ближние полосы смещаются сильнее. В рамках построенной модели по формуле (2.8) были рассчитаны и зависимости разности фаз (рисунок 3.10).

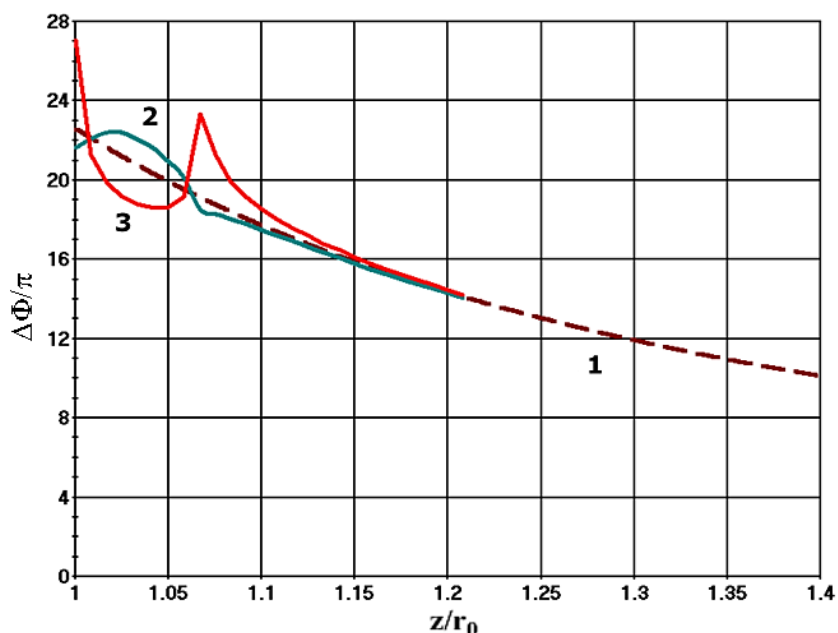


Рисунок 3.10 — Изменение разности фаз $\Delta\Phi/\pi$ вблизи острья:

1 — невозмущённый промежуток; 2 — с диэлектрическим пузырьёком; 3 — с ионизированным пузырьёком (z — расстояние от острья, r_0 — радиус закругления острья)

Этот факт можно подтвердить или опровергнуть с помощью разработанной методики моделирования, не моделируя расчётным путём всю хронограмму (рисунок 3.11) и даже не зная осциллограмму напряжения. Достаточно иметь информацию о примерном диапазоне подаваемого напряжения.

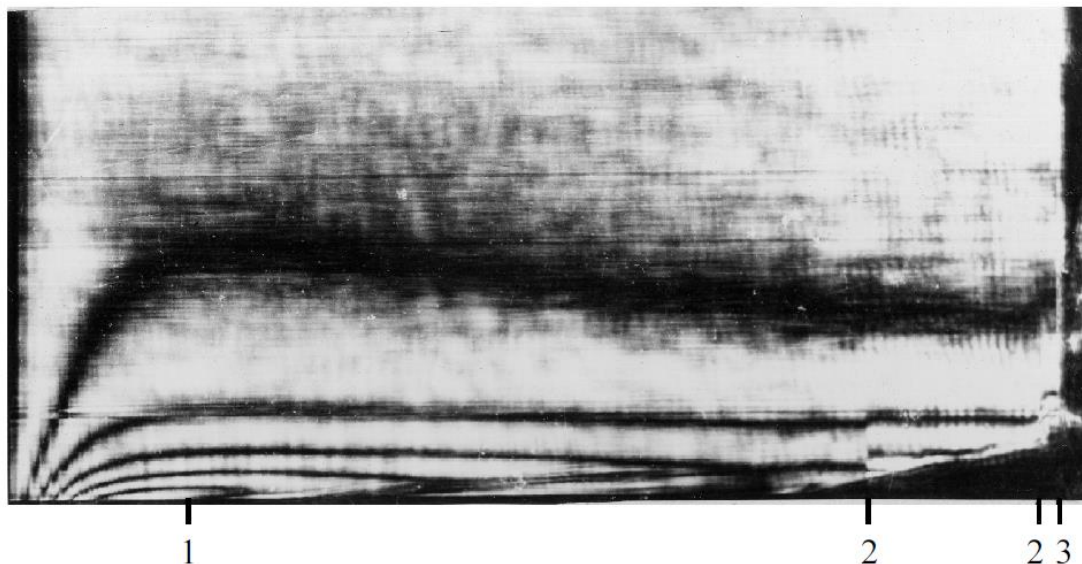


Рисунок 3.11 — Фрагмент хронографической развёртки оптической картины в прикатодной области [14].

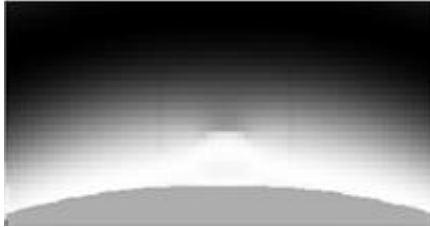
Треки — движущиеся пузырьки (1). Полосы, близкие по форме к форме импульса напряжения — керровские полосы. Изгиб полос — движение инжектированных зарядов. Показаны моменты ионизации (2) в пузырьковой области и пробоя промежутка (3)

Влияние напряжения на картину полос в случае наличия пузырька показано на рисунке 3.12. Анализ картин показывает, что пузырек заметно влияет на поведение керровских полос. Это даёт возможность выявлять наличие отдельных пузырьков по поведению керровских полос.

При этом, начиная с $U = 100$ кВ, происходит сильная деформация керровской полосы (вплоть до её разрыва при $U = 140$ кВ). То есть разрыв керровской полосы или сдвиг полос от электрода (см. двоянную керрограмму на рисунке 3.8) позволяет выявить ионизационные процессы в приэлектродной области. Здесь при ионизации пузырька видно резкое искажение картины полос. Количественно это очень хорошо иллюстрирует график $\Delta\Phi/\pi = f(z)$ на рисунке 3.10, где наблюдается резкий скачок сдвига фазы на границе ионизированного пузырька.

Таким образом, можно заключить, что используемая методика моделирования позволяет выявить не только наличие пузырьков, но и ионизационные процессы в них.

$U = 50$ кВ



$U = 70$ кВ



$U = 80$ кВ



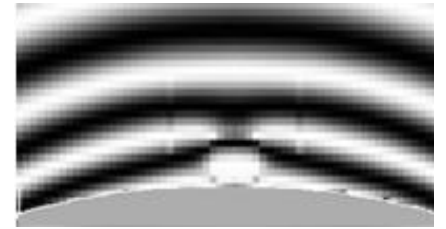
$U = 90$ кВ



$U = 100$ кВ



$U = 110$ кВ



$U = 120$ кВ



$U = 130$ кВ



$U = 140$ кВ



$U = 150$ кВ



Рисунок 3.12. — Деформация керрограммы при внесении вблизи острия пузырька $d = 20$ мкм для набора напряжений, прикладываемых к электродам

3.6 Моделирование процессов при наличии объёмного заряда вблизи острейного электрода

Причин возникновения объёмного заряда может быть несколько. В реальных экспериментах поверхность острия неидеальна, поэтому наблюдаются локальные области с повышенной напряжённостью поля. Эти поля могут достигать таких значений, при которых происходит автоионизация молекул жидкости. Определяющим механизмом этого процесса у анода может являться туннельный эффект. У катода возможен механизм автоэлектронной эмиссии. Но, на наш взгляд, наиболее вероятным может быть инжекция из двойного электрического слоя. За счет этих процессов вблизи острия появляется объёмный заряд, распространяющийся под действием поля от электрода, вследствие чего поле искажается в приэлектродной области. В результате этих процессов изменяется разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами, что сказывается на виде картины керровских полос.

Рассмотрим характер распределения напряжённости поля по оси Z в зависимости от наличия объёмного заряда различной плотности ρ (рисунок 3.13). Расчёты показали, что увеличение объёмного заряда практически пропорционально уменьшает (экранирует) значение поля вблизи острия. Причём, при небольших плотностях объёмного заряда, вплоть до 120 Кл/м^3 напряжённость поля падает по мере удаления от острия. Но при прохождении порога $\rho > 120 \text{ Кл/м}^3$ наблюдается падение напряжённости на острие (увеличении экранирования) и устойчивый рост напряжённости при удалении от острия вплоть до границы объёмного заряда.

На внешней границе заряженной области ($> 0.1 \text{ мм}$) значение напряжённости электрического поля терпит излом, и оно начинает монотонно ослабевать.

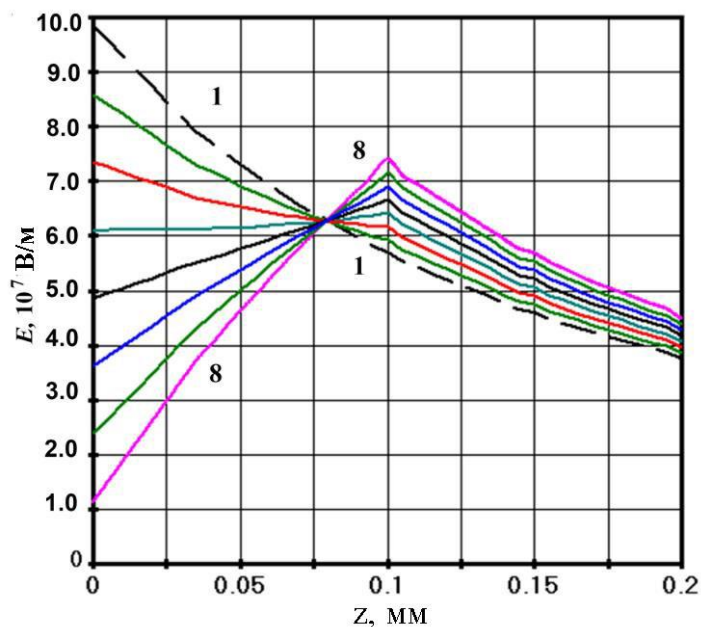


Рисунок 3.13 — Зависимость E от расстояния z до острого края для набора однородных зарядов с объёмной плотностью: 1 — 0 Кл/м³, 2 — 40 Кл/м³, 3 — 80 Кл/м³, 4 — 120 Кл/м³, 5 — 160 Кл/м³, 6 — 200 Кл/м³, 7 — 240 Кл/м³, 8 — 280 Кл/м³ [123]

Представляет интерес точка на $z = 0,0794$ мм $\approx 0,08$ мм, где все графики пересекаются практически в одной точке — разброс по E от $6,27 \cdot 10^7$ В/м до $6,29 \cdot 10^7$ В/м не превышает 0,3% или $0,02 \cdot 10^7$ В/м.

Используемая методика моделирования позволила рассмотреть и поведение разности фаз $\Delta\Phi$ и в этих же условиях (рисунок 3.14). Логично, что оба вида зависимостей (рисунок 3.13 и 3.14) подобны друг другу. И разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами, и закон изменения напряжённости электрического поля имеют одинаковые особенности в поведении. Анализируя оба типа зависимостей E и $\Delta\Phi$ от z , можно сказать, что если обозначить границу объёмного заряда z_0 , то максимум $\Delta\Phi$ достигается, в зависимости от величины объёмного заряда, на расстоянии от $z_{\max} = 0,7 \cdot z_0$ до $z_{\max} = 0,8 \cdot z_0$.

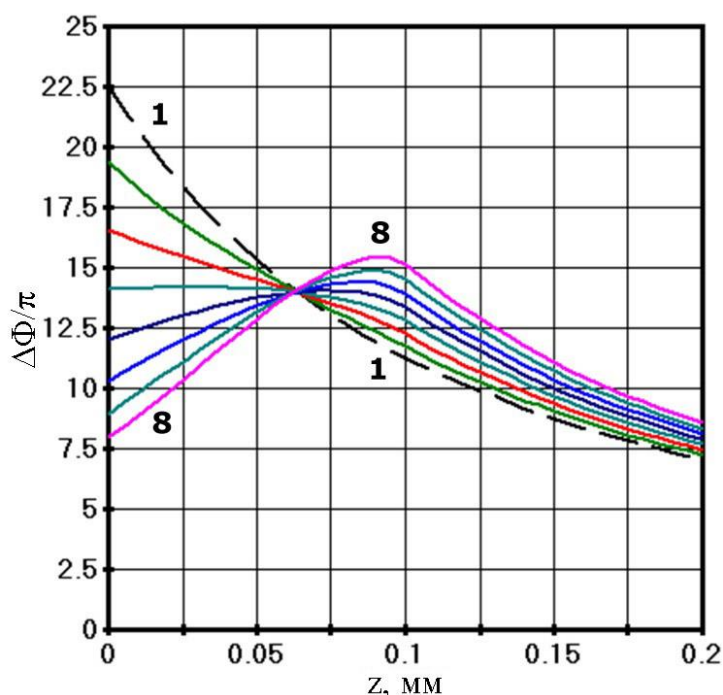
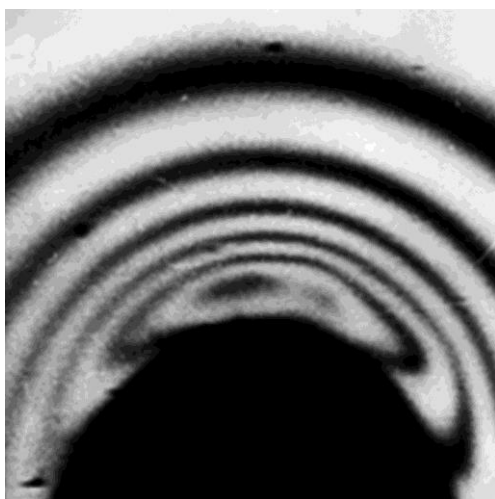
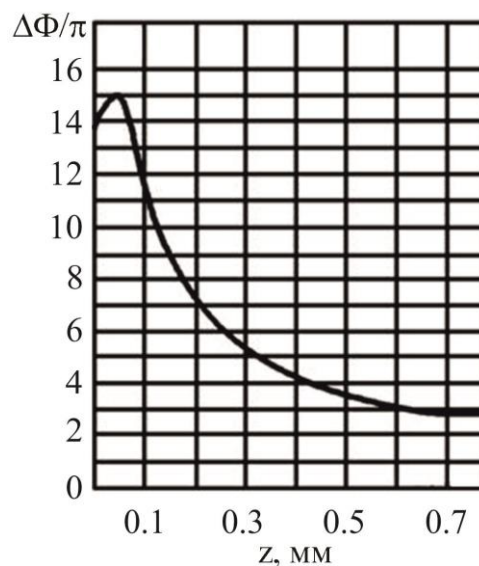


Рисунок 3.14 — Зависимость $\Delta\Phi/\pi$ от расстояния z до острия для набора однородных зарядов с объёмной плотностью: 1 — 0 Кл/м³, 2 — 40 Кл/м³, 3 — 80 Кл/м³, 4 — 120 Кл/м³, 5 — 160 Кл/м³, 6 — 200 Кл/м³, 7 — 240 Кл/м³, 8 — 280 Кл/м³ [123]

Разработанная математическая модель позволила провести количественное сравнение расчётных и экспериментальных данных. На рисунке 3.15 *а* приведена экспериментальная керрограмма [116], полученная вблизи катодного острия с радиусом закругления $r = 0,3$ мм при напряжении $U = 135$ кВ. На данном снимке зафиксирован момент, когда напряжённость поля в прикатодной области достигает порогового значения и начинается эмиссия носителей заряда. Это проявляется в том, что у полос появляются характерные изгибы. Толщина и взаимное расположение полос в зоне эмиссии существенно отличается от распределения полос вне её, и именно в этой области будет развиваться электрический разряд. Распределение набега фаз (рисунок 3.15 *б*) характерно для порогового значения напряжения, при котором начинается разряд с острейного катода.



a)



b)

Рисунок 3.15 — Экспериментальная керрограмма (a); восстановленное с керрограммы распределение разности фаз (б) [116]

Снимок, приведённый на рисунке 3.15 a, сделан при напряжении 135 кВ. Однако для предотвращения выхода из строя измерительной ячейки в той серии экспериментов последовательно с электродным промежутком устанавливалась защитная ёмкость [116]. В результате, при коэффициенте деления получившегося ёмкостного делителя 0,89 на ячейке из 135 кВ, поданных от ГИН'а, напряжение падало до 120 кВ.

Именно для этого напряжения и производились расчёты. На первом этапе ограничились рассмотрением фиксированной зоны появляющегося объёмного заряда. Эта область (рисунок 3.16) прилегает непосредственно к острию, обволакивая его по закруглению.

При радиусе острия $r_0 = 0,3$ мм радиус заданной сферической области с объёмным зарядом составлял $r = 0,32$ мм. Центры этих сфер сдвинуты на $h = 0,1$ мм. То есть на оси симметрии толщина слоя (0.1 мм) заряженной области больше, чем в других местах. Это логично с точки зрения распределения поля в приострийной зоне.

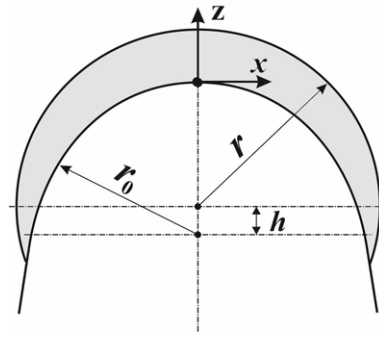


Рисунок 3.16 — Схема расположения объёмного гомогенного заряда вокруг острия

Были проведены расчёты для набора значений плотности гомогенного объёмного заряда при напряжении 120 кВ и фиксированной области размещения заряда (рисунок 3.17). Объёмная плотность заряда изменялась в пределах от 0 Кл/м³ до 320 Кл/м³ с шагом 40 Кл/м³.

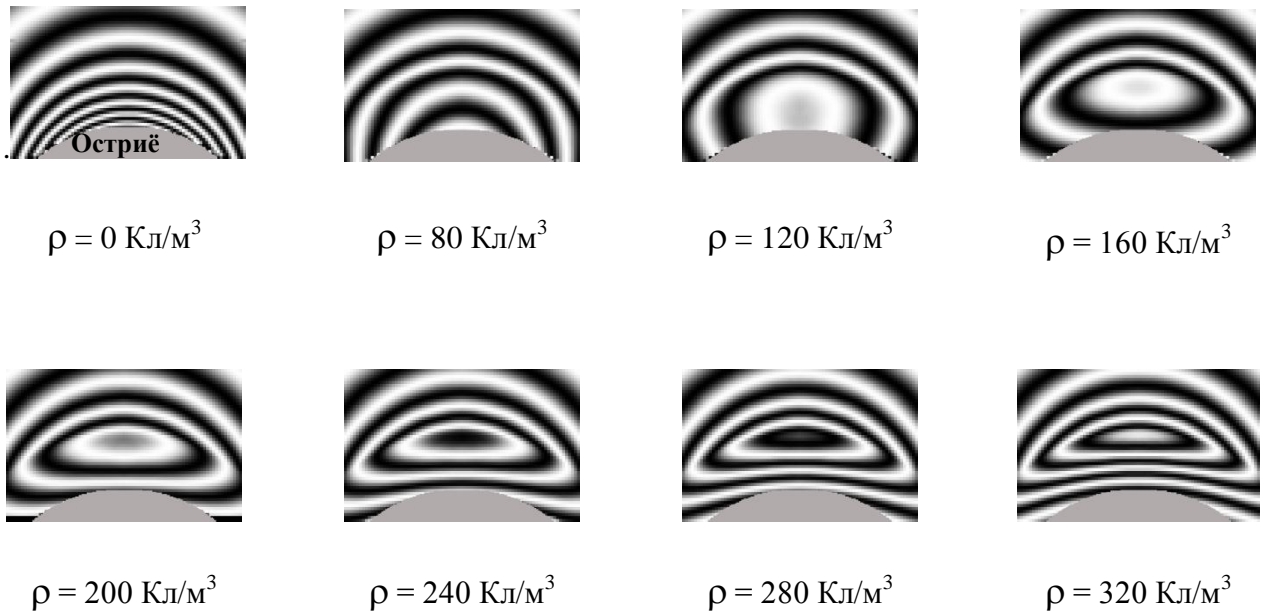


Рисунок 3.17. — Расчётные керрограммы для набора гомогенных зарядов с разной объёмной плотностью ρ [123]

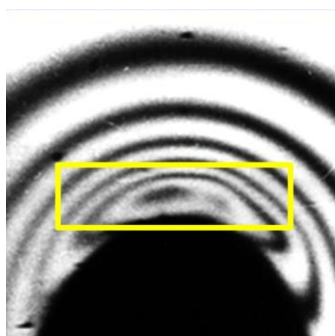


Рисунок 3.18. — Экспериментальная керрограмма с анализируемым фрагментом [116]



a)



b)

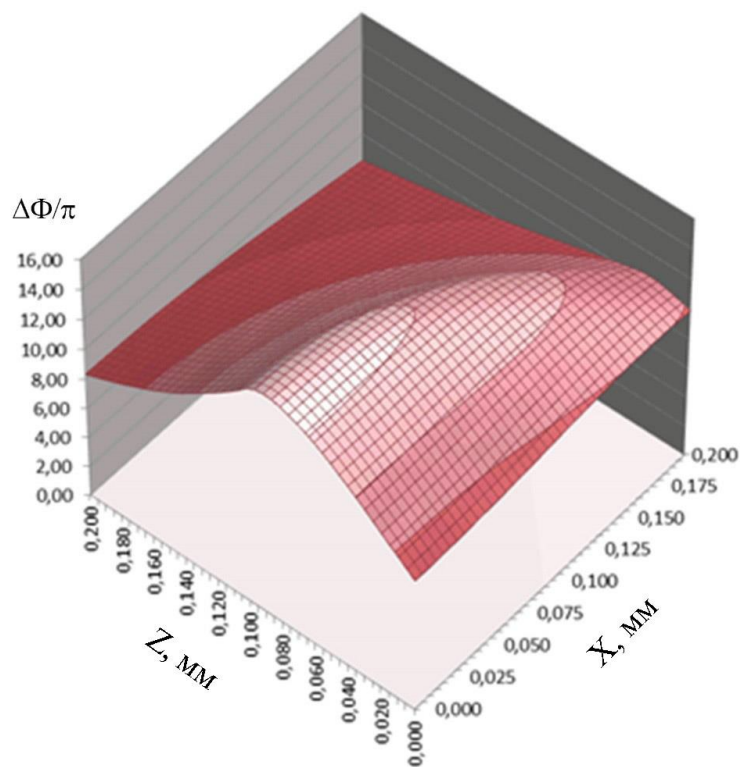
Рисунок 3.19. — Сравнение фрагментов экспериментальной (*a*) и расчётной (*b*) керрограмм

Несмотря на некоторое различие, наиболее близкой по внешнему виду к экспериментальной керрограмме (рисунок 3.18) оказалась расчётная керрограмма (рисунок 3.19), соответствующая $\rho = 200 \text{ Кл/м}^3$.

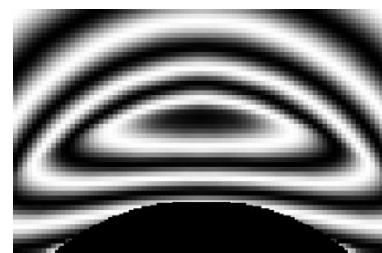
Снижение или увеличение величины объёмной плотности заряда от 200 Кл/м^3 приводит к расчётным керрограммам (рисунок 3.15), которые коренным образом отличаются от экспериментальной керрограммы, показанной на рисунке 3.15*a*.

Грубая оценка величины объёмного заряда по экспериментальной керрограмме согласно рисунку 3.15 *a* дала значение порядка 100 Кл/м^3 [116]. Скорее всего, она сильно занижена, и реальное значение $\sim 200 \text{ Кл/м}^3$. Более точное значение и положение объёмного заряда, а также лучшее совпадения расчётной и экспериментальной керрограмм можно получить, выполнив расчёты при меньших размерах заряженной области, чем сделано в описываемой серии.

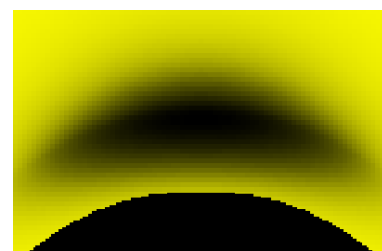
Тем не менее, полученные результаты дают возможность (рисунок 3.20) по виду керрограммы и распределению разности фаз оценить наличие объёмного заряда, его плотность, форму и влияние на распределение напряжённости поля.



а)



Керрограмма
(чёрный — минимум)



Фазограмма
(чёрный — максимум)

б)

Рисунок 3.20. Расчётное пространственное распределение влияния объёмного заряда на разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами: а) керрограмма и фазограмма; б) $U = 120$ кВ, $\rho = 240$ Кл/м³, конфигурация объёмного заряда приведена на рисунке 3.16

Выводы по главе 3

Электрооптический метод исследований не всегда можно считать абсолютно неинвазивным. В определённых ситуациях сам измерительный инструмент может менять условия в диагностируемом объекте.

Впервые выполнено моделирование и сравнение с экспериментом керрограммы, показывающей инжекцию носителей заряда из катода в нитробензол при воздействии импульса высокого напряжения микросекундного диапазона. Проведённые исследование посредством компьютерного

моделирования позволило подтвердить по керрограммам наличие объёмного заряда у острия, определить его значения путем сопоставления расчётных и экспериментальных керрограмм, зафиксировать возможные искажения поля и керрограмм при появлении и ионизации паро-газового пузырька. Рассчитанное значение растягивающих напряжений, возникающих при появлении объёмного заряда у острия, позволяет утверждать, что именно кавитационные процессы способствуют возникновению микропузырьков, снижающих электрическую прочность полярных жидких диэлектриков.

ГЛАВА 4 ИССЛЕДОВАНИЕ ПРЕДПРОБИВНЫХ ПРОЦЕССОВ И ПОЛЕЙ В ВОДЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСОВ СУБМИКРОСЕКУНДНОГО ДИАПАЗОНА

4.1 Моделирование хронографических керрограмм и построение поля разности фаз без анодного стримера и при его наличии. Оценка скорости роста стримера

Целью представленного в этой главе исследования является анализ экспериментов, проведённых в сверхсильных полях, соответствующих импульсному пробую в наносекундном диапазоне в воде и оценка напряжённости поля появления стримера с анода.

Методика проведения эксперимента описана в главе 2 данной работы.

Эксперименты производились в электродной системе острие-плоскость в цилиндрической измерительной ячейке, заполненной водой. Длина острья составляла 5 мм, радиус кривизны — 30 мкм (рисунок 4.1). Плоский электрод толщиной 2 мм и диаметром 25 мм выполнен по профилю Роговского. Напряжение на электродах повышалось от 0 до 150 кВ со временем нарастания 10 нс.

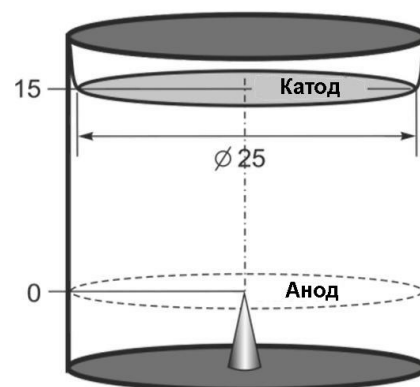


Рисунок 4.1 — Схема измерительной ячейки [109]

Зондирующий луч импульсного рубинового лазера после прохождения ячейки Керра фокусировался на щель электронно-оптического фоторегистратора с последующим усилением по свету дополнительным электронно-оптическим преобразователем и записью на фотоплёнку. В результате пространственное разрешение вдоль щели хронографа составляло 30 мкм.

На хронограмме (рисунок 4.2) получено изображение одной широкой керровской полосы, развитие которой начинается на расстоянии порядка 100 мкм

от острия, что соответствует примерно седьмой наносекунде. Авторы [109] предположили, что эта светлая полоса появляется на хронограмме только на границе зоны ионизации развивающегося разряда (стримера) после того, как зона ионизации расширится до размеров 100-110 мкм. При этом отсутствие на хронограмме свечения зоны ионизации авторы работы объяснили его недостаточностью для регистрации. Но в диапазоне напряжений 50-140 кВ, где значения напряжённостей близки к предпробивным значениям, керровские полосы также отсутствуют.

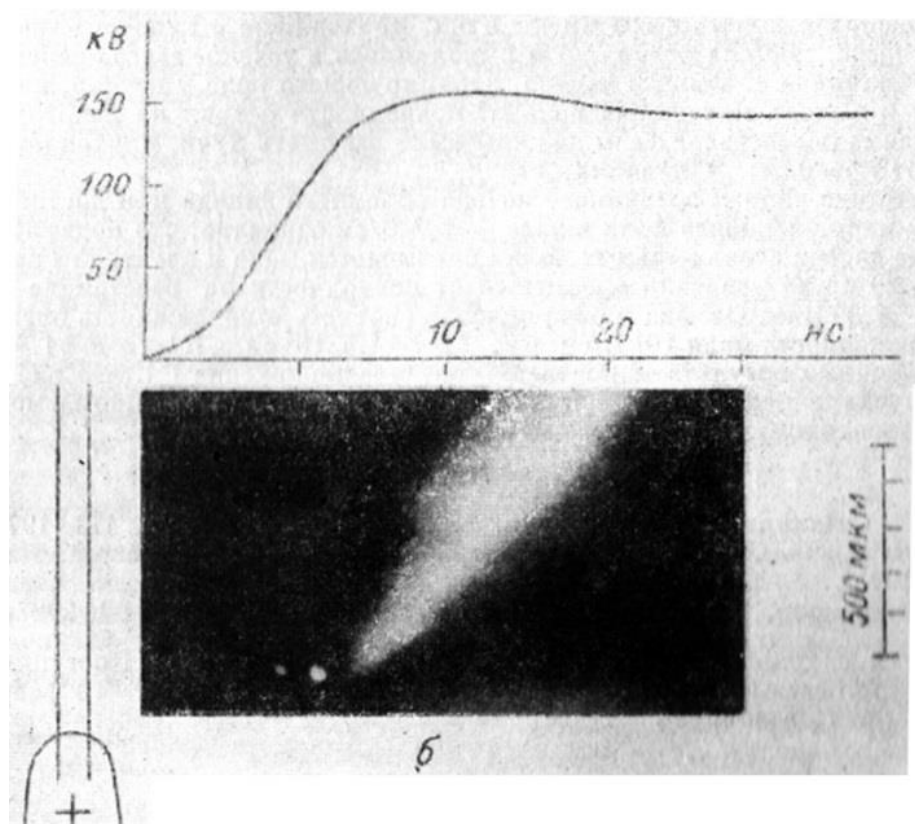


Рисунок 4.2 — Экспериментальная хронограмма и осциллограмма напряжения [109]

Расчёты выполнялись в два этапа: без стримера и со стримером. В задаваемой математической модели стример моделировался в виде сферы с центром, совпадающим с центром кривизны острия. Ионизация задавалась значением относительной диэлектрической проницаемости внутри этой сферы в пределах $\epsilon = 10^4 - 10^6$.

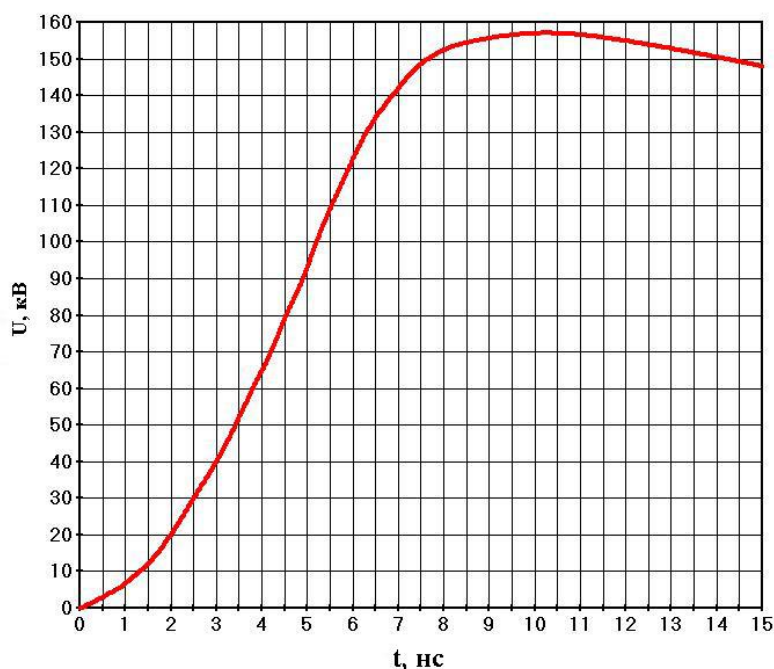


Рисунок 4.3 — Оцифрованная осциллограмма напряжения, соответствующая экспериментальной хронограмме [109]

Обработка осциллограммы (рисунок 4.3) и совмещение её с хронограммой позволили построить вольт-секундную характеристику (таблица 4.1), по которым и проводились расчёты. Появление стримера согласно рисункам 4.2 и 4.4 соответствует моменту времени 7,2 нс и напряжению 145 кВ. Первоначальный размер стримера был принят равным 100 мкм, так как именно на этом расстоянии он был замечен на хронограмме. Далее по совмещённым хронограмме и осциллограмме определялись другие точки для расчётов. Расчётная скорость движения стримера оказалась равной $0,5 \cdot 10^7$ м/с, что совпадает с данными работы [14].

Расчёты производились с шагом 5 мкм вдоль разворачиваемой щели по оси z по методике, изложенной в работе [127]. Для удобства на рисунке 4.4 результаты расчётов наложены на экспериментальную хронограмму.

Таблица 4.1 – Пары данных, полученные при совмещении осциллограммы напряжения и хронограммы

t, нс	2,0	2,5	3,0	3,3	3,8	4,2	4,5	4,9	5,2	5,5
U, кВ	20	30	40	50	60	70	80	90	100	110
t, нс	5,9	6,3	6,9	7,2	8,7	10,1	11,4	12,9	14,2	15,0
U, кВ	120	130	140	145	154	157	156	153	150	148
Длина стримера, мкм				100	200	300	400	500	600	650

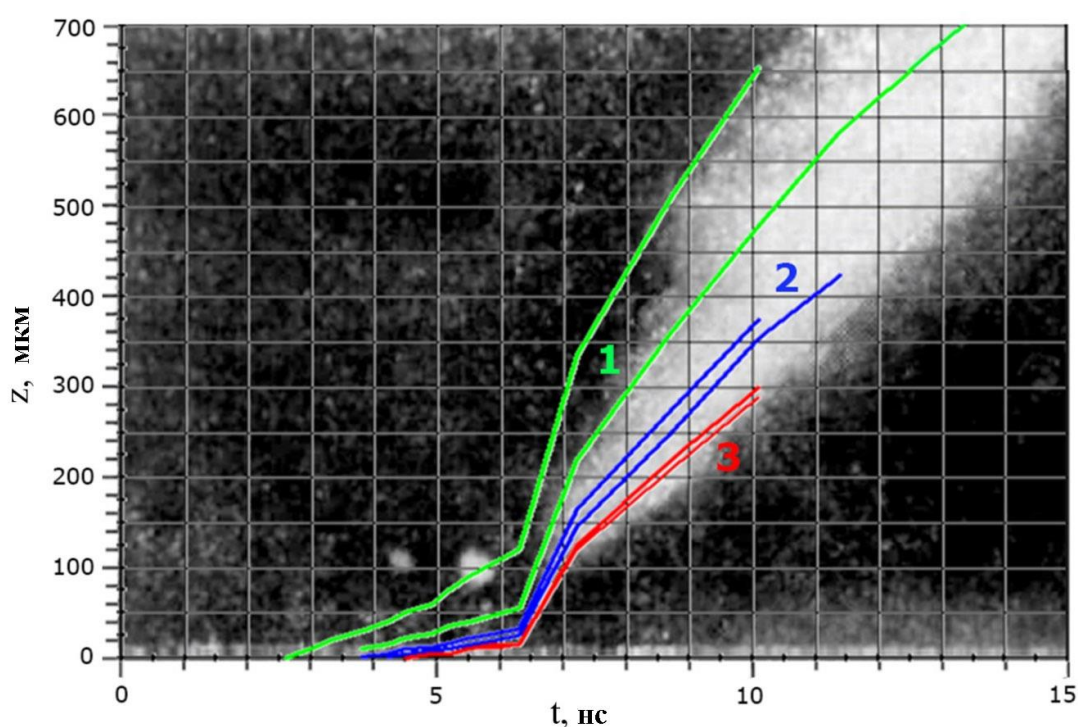


Рисунок 4.4 — Расчётные линии постоянной разности фаз $\Delta\Phi/\pi$, наложенные на экспериментальную хронограмму (рисунок 4.2). Линии соответствуют светлым полосам: 1-я полоса (зелёная) — $0,3\pi - 0,7\pi$; 2-я полоса (синяя) — $1,3\pi - 1,7\pi$; 3-я полоса (красная) — $2,3\pi - 2,5\pi$

В силу недостаточной дискретности в привязке осциллограммы напряжений к соответствующей ей хронограмме визуализация расчётов затруднительна и является малоинформативной. Особенно это касалось интервала с медленным изменением напряжения на измерительной ячейке (≥ 140 кВ и $\geq 6,9$ нс). Временной

шаг, с которым проводились расчёты в этом интервале, был неравномерным и составлял $\sim 0,3-0,5$ нс. По оси Z расчёты выполнялись с шагом 5 мкм. Поэтому было принято решение работать с вычисленными значениями разности фаз $\Delta\Phi/\pi$. Определив верхнюю границу полосы (в данном случае она составляла $0,3\pi$, и выше её полос не наблюдалось), был построен набор линий $\Delta\Phi/\pi$, которые полностью совпали с областью экспериментальной полосы, но только для времени ($t \geq 6,9$ нс) с достаточно большим размером стримера.

По экспериментальной хронограмме (рисунок 4.2) видно, что до седьмой наносекунды в зоне без стримера никаких полос нет, а расчёт показывает их наличие. На рисунке 4.4 наблюдается значительное расхождение эксперимента и результатов компьютерного моделирования. Видно, что расчётное количество керровских полос (три) значительно превышает экспериментальное значение (одна при появлении стримера и ни одной до стримера). Причём, в достримерной зоне расчёты показывают наличие полос, а на экспериментальной хронограмме они не наблюдаются. Для разрешения этих противоречий следует отметить, что наши расчёты проводились в предположении, что относительная диэлектрическая проницаемость ϵ в воде в условиях эксперимента не меняется и всегда равна 80. Возможно, наличие зависимости ϵ от напряжённости поля может повлиять на вид расчётной хронограммы. Это будет рассмотрено ниже.

4.1.1 Оценка напряжённости поля, необходимого для зарождения анодного стримера

В системе острие-плоскость электрическое поле, особенно вблизи острия, является сильно неоднородным. При этом значения напряжённости поля могут достигать таких величин, что повышается вероятность эффектов, которые невозможны или слабо проявляются при меньших полях. В частности, это касается дипольного насыщения в полярных жидкостях. Его суть заключается в преимущественном ориентировании молекул вдоль поля. В результате после достижения

некоторой напряжённости поля, при дальнейшем повышении напряжённости дипольный момент единицы объёма не может больше увеличиваться. Это эквивалентно уменьшению диэлектрической проницаемости полярной жидкости. Оценку напряжённости начала насыщения можно сделать из следующих соображений [128].

Если предположить, что деформационная поляризация мала по сравнению с ориентационной, то есть дипольный момент молекулы воды считать постоянным и не зависящим от напряжённости, то максимальный дипольный момент единицы объёма можно определить из выражения $P_{\max} = p_e n$, где p_e — электрический дипольный момент молекулы, а n — число молекул в единице объёма (концентрация). С другой стороны, по определению, дипольный момент единицы объёма определяется как поляризованность, которую можно приблизительно определить как

$$P = (\varepsilon - 1)\varepsilon_0 E. \quad (4.1)$$

Тогда, если считать в области начала насыщения значения ε неизменными, то приравняв выражения (4.1) и (4.2), определяющие поляризацию, получим выражение для напряжённости поля насыщения:

$$E_n = p_e \cdot n / (\varepsilon - 1)\varepsilon_0. \quad (4.2)$$

Для нитробензола $E_n = 2$ МВ/см, для воды $E_n = 3$ МВ/см [14]. В области $E \geq E_n$ диэлектрическая проницаемость должна значительно уменьшаться.

В экспериментах с острыми электродами при воздействии импульсов наносекундного диапазона напряжённость поля в жидких диэлектриках может превышать 10 МВ/см [14]. Предполагается, что такие поля существуют у микроострий на поверхности плоских электродов, и это приводит к иницированию электрического разряда при относительно низком, $E \sim 0,5$ МВ/см среднем поле в промежутке. При анализе первичных ионизационных явлений и условий появления пузырьков неявно предполагается, что жидкость сохраняет свою структуру, диэлектрические и термодинамические свойства. Эти утверждения неочевидны, по крайней мере, для полярных жидкостей, поскольку воздействие столь сильных

полей должно приводить к практически полной ориентации дипольных молекул жидкости. В случае неоднородных электрических полей пространственное распределение степени ориентации молекул будет изменяться в соответствии с неоднородностью поля и перераспределять поле, усиливая степень его неоднородности. Этот вывод важен для случая резко неоднородных полей. Уменьшение ϵ воды с ростом напряженности поля приводит к дополнительному его усилению $E = k_E \cdot E_0$ [14] у поверхности электрода, т.е. дипольное насыщение приводит к концентрации поля в приэлектродной области. Отметим, что изменение ϵ происходит за время ориентации молекул воды в течение $10^{-11} - 10^{-10}$ с, то есть практически безынерционно.

4.1.2 Сравнение результатов при расчётах с постоянной диэлектрической проницаемостью и при её нелинейной зависимости от напряжённости поля

Оценка влияния дипольного насыщения в воде была сделана в работе [14], где использовалось выражение для определения дифференциальной диэлектрической проницаемости, взятое из [129]:

$$\frac{dD}{dE} = \epsilon_0 \frac{\epsilon(0) - n_0^2}{1 + bE^2}. \quad (4.3)$$

Здесь $\epsilon(0)$ — диэлектрическая проницаемость воды при $E = 0$, $n_0^2 = 1,78$, $b = 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ м}^2/\text{В}^2$. Однако оценки $\epsilon(E)$ по этому выражению дают слишком низкие значения полей $E \sim 20 \text{ кВ/см}$, при которых начинает изменяться ϵ . На наш взгляд, это выглядит неправдоподобно.

Более правдоподобным и физически обоснованным представляются расчёты диэлектрической проницаемости, основанные на идеях Онзагера и Кирквуда [129], пригодных счетов при высоких напряжённых полях в воде. Для этого случая получены простые зависимости для диэлектрической проницаемости в терминах известных величин. Результаты расчёта воплощаются в формуле

$$\varepsilon = n^2 + \alpha \pi N_0 (n^2 + 2) \mu_v E^{-1} L(\beta \mu_v (n^2 + 2) E / kT), \quad (4.4)$$

где n — показатель преломления воды 1,33; N_0 — число молекул $1,0038 \times 10^{26}$ атомов в литре воды, $\mu_v = 6,17 \times 10^{-30}$ Кл·м — дипольный момент молекулы воды (H_2O), E — напряжённость поля, T — абсолютная температура, $L(x) = \coth(x) - 1/x$ — функция Ланжевена, $\alpha = 28/\sqrt{73}$ и $\beta = \sqrt{73}/6$ — числовые множители (по Кирквуду).

Из этих формул видно, что уменьшение диэлектрической проницаемости из-за эффекта насыщения существенно для полей выше 10^6 В/см.

Для удобства компьютерных вычислений формула (4.4) была представлена в виде полинома: $\varepsilon(E) = (3,1343212 \cdot 10^{-11}) \times E^9 - (8,2190335 \cdot 10^{-9}) \times E^8 + (8,424777 \cdot 10^{-7}) \times E^7 - (4,4130707 \cdot 10^{-5}) \times E^6 + 0,0013056 \times E^5 - 0,022153 \times E^4 + 0,1953306 \times E^3 - 0,3734293 \times E^2 - 8,689737 \times E + 80,1920085$. (Здесь E — напряжённость в МВ/см).

На рисунке 4.5 приведена зависимость $\varepsilon(E)$, построенная в соответствии с [129] для расчёта по Кирквуду

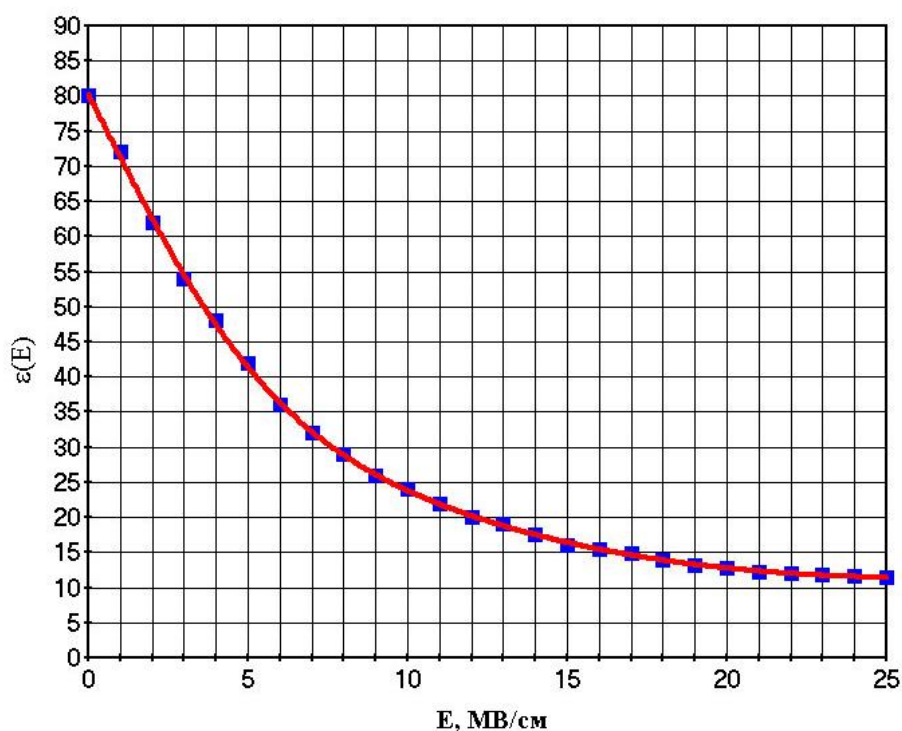


Рисунок 4.5 — Расчётное изменение диэлектрической проницаемости в соответствии с работой [129]

Данная картина даёт более правдоподобные значения в области низких напряжённостей поля, а также имеет экспериментальные подтверждения в диапазоне незначительных изменений диэлектрической проницаемости.

Но если ε меняется, то это должно повлиять на изменения в расчётах полей и распределения фаз. С точки зрения качественной оценки, напряженность поля будет расти вблизи острия, потенциал также перераспределится, и поле станет ещё более неоднородным, тем самым размер области сильного поля уменьшится. Размер полос на керрограмме также должен уменьшиться по сравнению со случаем расчёта поля без учёта насыщения. Наиболее сильно поля меняются в приострийной области. Стример на экспериментальной хронограмме появляется только после седьмой наносекунды и имеет длину в 100 мкм. На этом расстоянии в конфигурации электродной системы остриё-плоскость поле значительно ослабевает по сравнению с приострийной зоной, где напряжённость достигает больших значений. Поэтому было принято решение рассмотреть задачу восстановления поля напряжённости с нелинейно меняющейся относительной проницаемостью.

4.1.3 Математическая модель и расчёты поля

Качественная модель с учётом нелинейной зависимости от напряжённости поля относительной диэлектрической проницаемости ε (рисунок 4.5.) была построена следующим образом [131]. Распределение стационарного электрического поля в непроводящей среде описывается уравнением

$$-\operatorname{div}(\varepsilon \cdot \operatorname{grad} V) = 0 \quad (4.5)$$

с краевыми условиями

$$V|_{S_1} = 0, \quad V|_{S_2} = U, \quad \left. \frac{dV}{dn} \right|_{S_3} = 0. \quad (4.6)$$

Здесь $\varepsilon = \varepsilon(E)$ — это относительная диэлектрическая проницаемость вещества, а V — скалярный потенциал электрического поля такой, что $\vec{E} = -\operatorname{grad} V$, \vec{E}

— вектор напряжённости электрического поля, S_1 и S_2 — поверхности электродов, U — разность потенциалов между электродами, а S_3 — удалённая граница расчётной области. Так как ε нелинейно зависит от E [129], то и уравнение (4.5) является нелинейным.

Для численного решения краевой задачи (4.5, 4.6) использовался метод конечных элементов (МКЭ) с треугольными конечными элементами (КЭ) в цилиндрических координатах. Для решения нелинейного уравнения использовался метод простой итерации, для которого уравнение (4.5) представляется в виде:

$$-\operatorname{div}(\varepsilon_k \cdot \operatorname{grad} V_{k+1}) = 0, \quad \varepsilon_k = \varepsilon(V_k), \quad k = 0, 1, \dots \quad (4.7)$$

Итерационный процесс, описываемый формулой (4.7), продолжался до тех пор пока:

$$\|V_{k+1} - V_k\| > \delta, \quad (4.8)$$

где δ — это малое положительное число, определяющее точность решения нелинейной задачи. Начальное значение $\varepsilon = \varepsilon(0)$ выбирается равным значению, соответствующему линейной задаче — $\varepsilon(0) = 80$. Минимальные значения ε были ограничены значением, соответствующим напряжённости поля, равным 20 МВ/см.

В результате было получено распределение напряжённости электрического поля на разных расстояниях от острия в достримерном временном интервале (рисунок 4.6)

Анализ графиков (рисунки 4.6. и 4.7.) показывает, что в пристрийной зоне при постоянной ε пороговое значение насыщения $E_n = 3$ МВ/см достигается уже начиная с момента времени 2,5 нс ($E|_{t=2,5 \text{ нс}} = 4$ МВ/см). К моменту появления стримера ($t = 7,2$ нс) напряжённость у острия достигает 20 МВ/см. То есть состояние дипольного насыщения и сжатие картины полос Керра уже вполне возможно. При учёте же нелинейности ε , уже к моменту 2,5 нс напряжённость поля становится равной 5 МВ/см, а дальше начинается её резкий рост. В результате через 1,25 нс напряжённость становится равной 30 МВ/см, а к седьмой наносекунде её

величина достигает 45 МВ/см.

Для сравнения на рисунке 4.7. приведены аналогичные зависимости, но полученные при постоянном значении $\varepsilon = 80$.

Таким образом, за счёт нелинейности, напряжённость поля у острейшего электрода резко усиливается, а во всей остальной части разрядного промежутка - ослабляется. Стягивание поля к острию должно сопровождаться стягиванием керровской картины. Причём, из-за квадратичности эффекта Керра это стягивание будет происходить ещё значительно.

На рисунке 4.8 представлено изменение напряжённости электрического поля вдоль оси z при нелинейной относительной диэлектрической проницаемости ε для момента времени 7 нс ($U = 140$ кВ), соответствующего моменту, предшествующему появлению стримера.

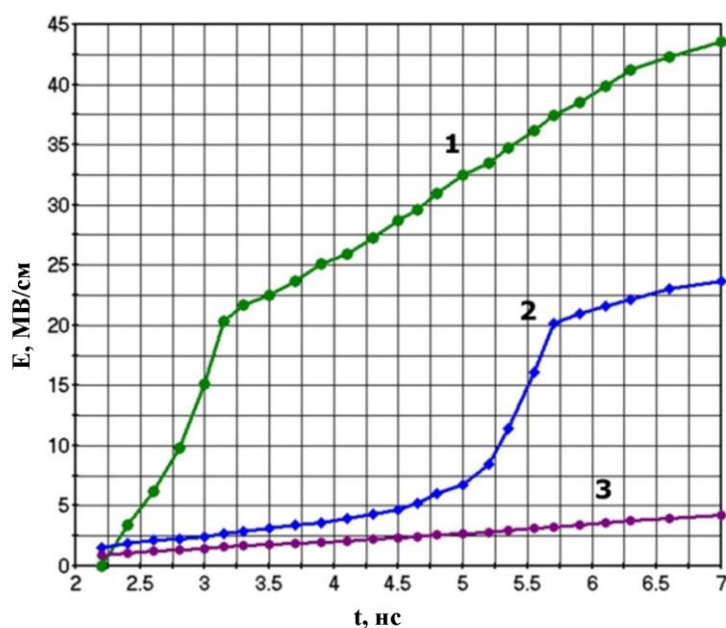


Рисунок 4.6 — Распределение напряжённости электрического поля до появления стримера на трёх расстояниях z от острия в условиях эксперимента: 1 — $z = 0$ мкм; 2 — $z = 25$ мкм; 3 — $z = 50$ мкм с учётом нелинейности ε [131]

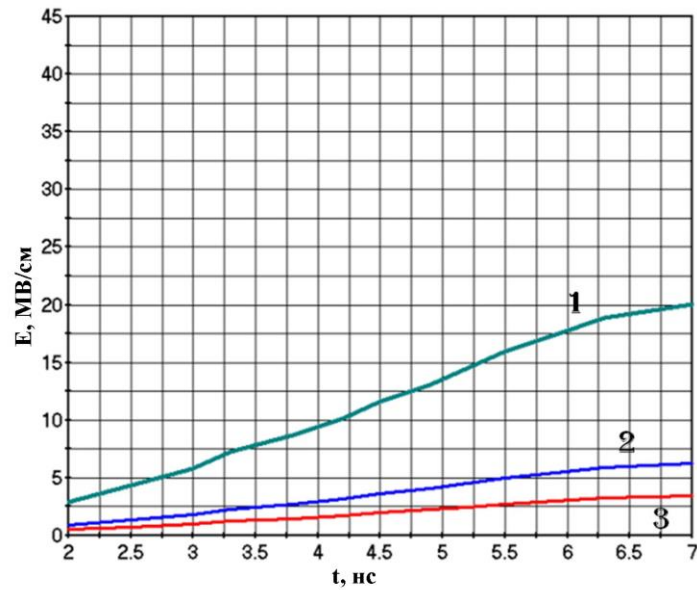


Рисунок 4.7 — Расчётные напряжённости электрического поля до появления стримера на трёх расстояниях z от острия в условиях эксперимента: 1 — $z = 0$ мкм; 2 — $z = 25$ мкм; 3 — $z = 50$ мкм. Без учёта насыщения, $\epsilon = 80$ [131]

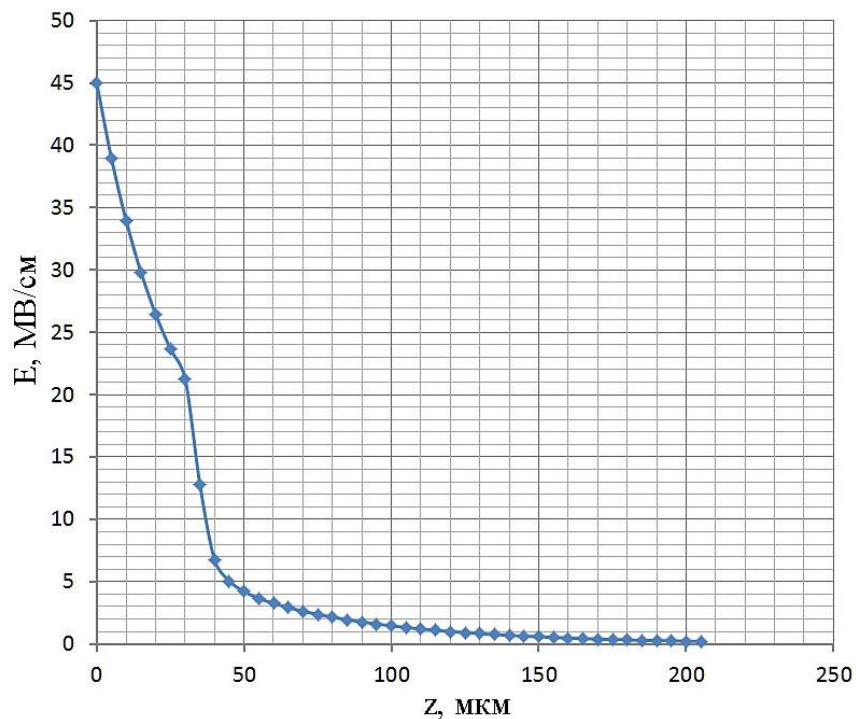


Рисунок 4.8 — Зависимость напряжённости поля E от расстояния до острия по оси z при напряжении 140 кВ [131]

На рисунке 4.9 показана зависимость $\Delta\Phi/\pi$ при прохождении лучей на раз-

ных расстояниях от электрода. Видно, что все полосы должны быть сосредоточены на первых 20 мкм по оси z от острия при напряжении 140 кВ, предшествующем моменту появлению стримера.

Очевидно, что на первых 20 мкм от острия значение $\Delta\Phi$ настолько сильно возрастает, что керровские полосы полностью сливаются в одну серую полосу. Подчеркнём, что набег фаз на размере разрешаемого элемента 30 мкм становится меньше π . Анализ полученных результатов показывает, что в интервале 2-7 нс (20-140 кВ) керровские полосы выше 25 мкм от острия дают слабую фоновую засветку, также как и ближние к острию полосы, имеющие размер много меньше разрешаемого элемента, в результате чего аппаратура не позволяла их зарегистрировать.

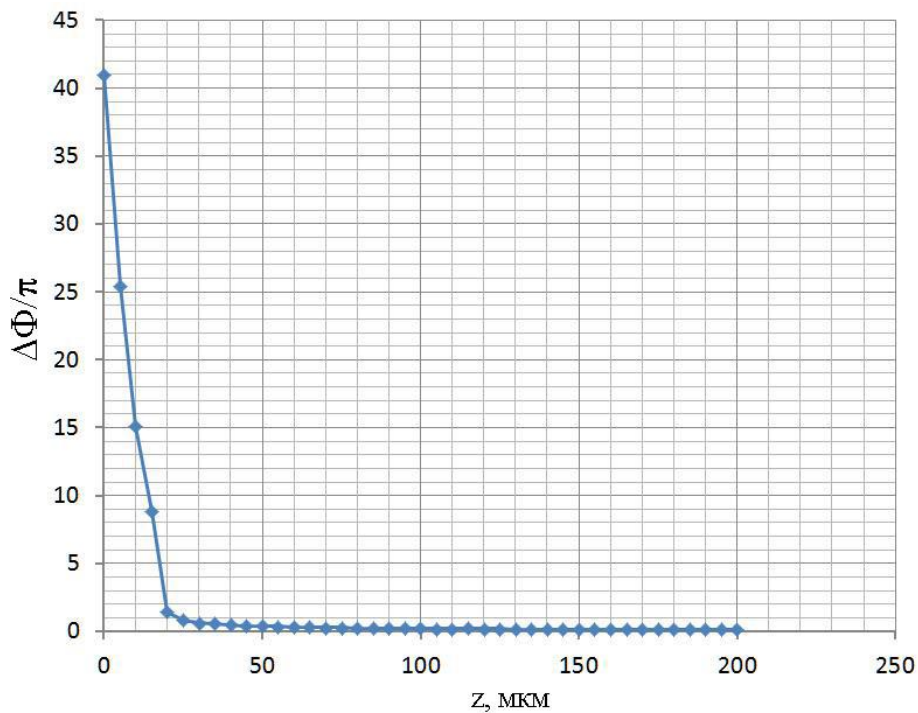


Рисунок 4.9 — Зависимость набега фазы $\Delta\Phi$ от расстояния до острия по оси z при напряжении 140 кВ [131]

Таким образом, анализ экспериментальных данных и моделирование керрограмм позволяет получить непротиворечивый результат и объяснить несоответствие эксперимента и модели. Кроме того, расчёты позволяют сделать оценку

напряжённости поля при возникновении стримера $E \sim 40\text{-}50 \text{ МВ/см}$.

4.2 Моделирование предпробивных процессов в воде в поле сферических электродов

Для анализа были выбраны результаты электрооптических измерений, описанных в работе [104]. Эти эксперименты авторы проводили в измерительной ячейке (рисунок 4.10) с двумя сферическими электродами из нержавеющей стали радиусом 50 мм с зазором 4 мм.

Ячейка заполнялась деионизованной водой с удельной проводимостью $\sigma \approx 10^{-7} \text{ (Ом}\cdot\text{см)}^{-1}$, поступавшей из замкнутого контура очистки. На электроды подавалось напряжение с характерным временем нарастания $\tau \approx 0,6 \text{ мкс}$ и амплитудой 160 кВ.

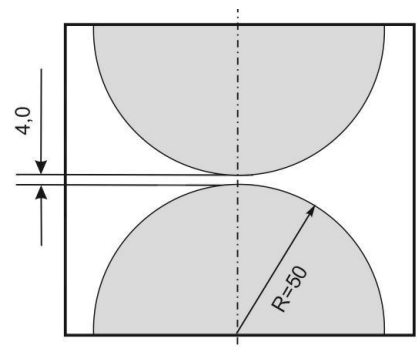
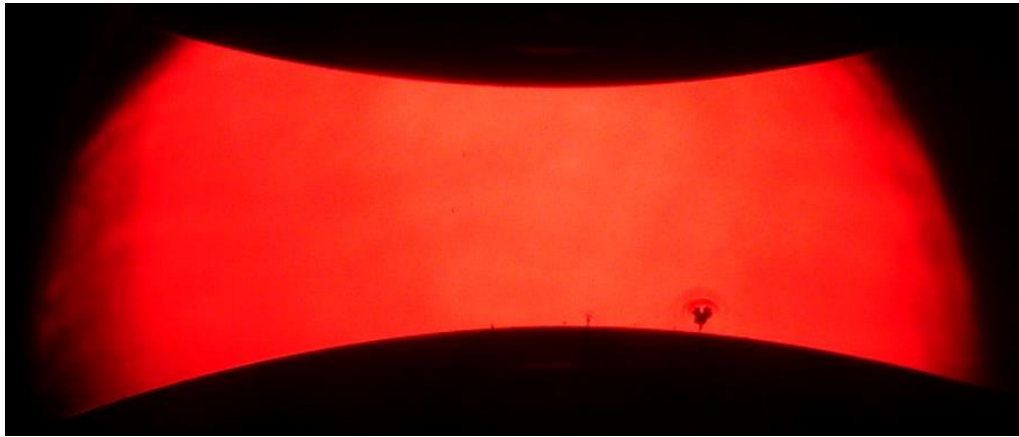


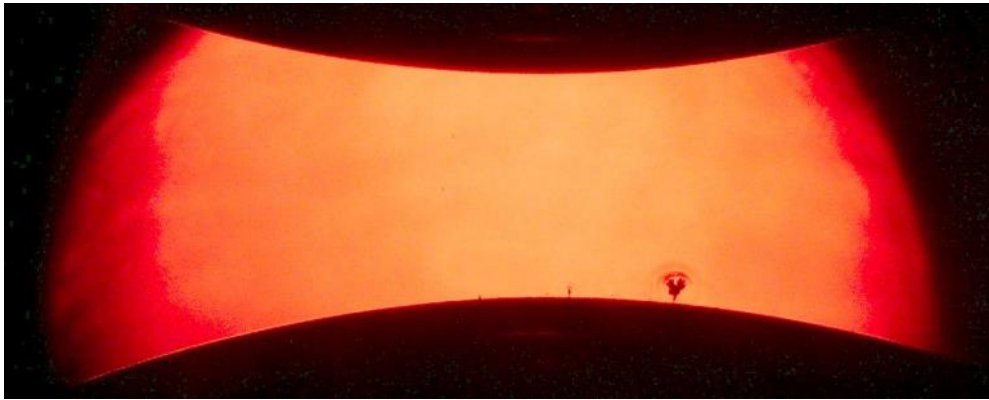
Рисунок 4.10 — Система сферических электродов

4.3 Моделирование и визуализация стримера

На рисунке 4.11 приведена оригинальная керрограмма, снятая при изначально скрещенных поляроидах. Практически однородная засветка поля регистрации говорит о том, что нигде в разрядном промежутке набег фазы не становится меньше π . Сверху стримера, распространяющегося от катода, просматривается тёмная керровская полоса. Такое возможно в случае искажения поля растущим стримером. Это искажение мы попытались оценить.



а)



б)

Рисунок 4.11 — Исходная керрограмма (а), после увеличения контраста (б)

Для удобства анализа оригинальный снимок керрограммы (рисунок 4.11а) был подвергнут обработке в графическом редакторе (рисунок 4.11б), что позволило более чётко выделить изменения в стримерной зоне. При зазоре между электродами 4 мм стример находится на расстоянии 2,4 мм от оси симметрии измерительной ячейки. Проверка значения и конфигурации электрического поля вблизи катода показала (рисунок 4.12), что условия на оси симметрии и в месте появления стримера практически идентичны. Поэтому решалась осесимметричная задача с расположением стримера на оси симметрии измерительной ячейки.

Для анализа была создана 3D-модель измерительной ячейки (рисунок 4.10), далее был увеличен интересующий нас фрагмент керрограммы со стримером (см. рисунок 4.13а), а на катод была помещена выполненная в масштабе 3D-модель

стримера [132]. На первом этапе модель стримера была упрощённой (рисунок 4.13 *b*).

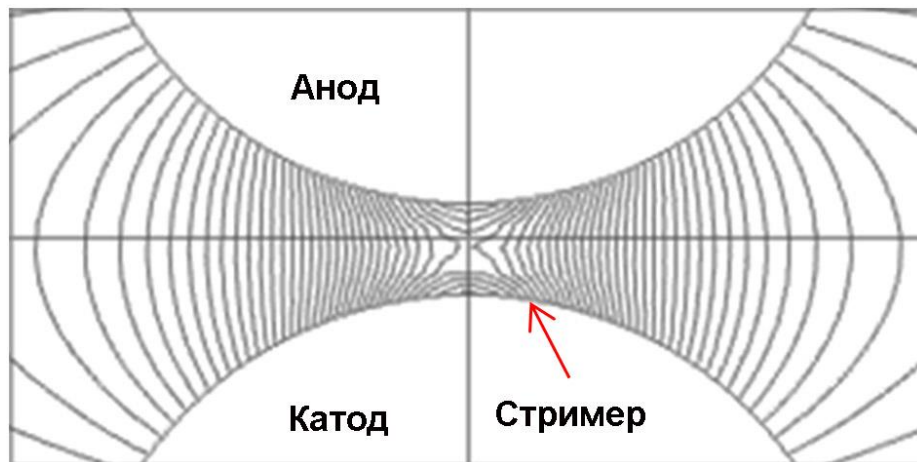


Рисунок 4.12 — Распределение электрического поля между электродами

Задача решалась методом конечных элементов. Кроме геометрических характеристик при компьютерном моделировании полностью воспроизводились все оптические и электрические параметры эксперимента.

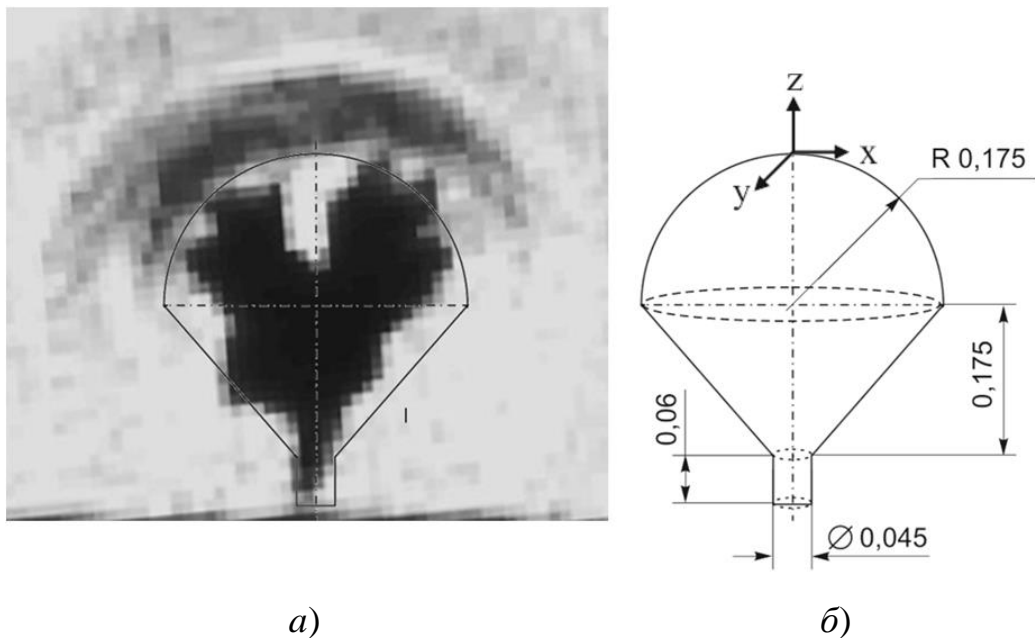


Рисунок 4.13 — (а) — увеличенный фрагмент керрограммы с рисунка 4.11б, (б) — модель стримера (размеры стримера даны в миллиметрах)

Рассматривалась область, находящаяся над верхней точкой стримера. Высота модели стримера составляла 410 мкм, размеры расчётной области $z \times x = 200 \times 400$ мкм. Начало координат рассматриваемой области находилось в точке на верхней поверхности головки модели стримера. Шаг дискретизации расчётов выбрали 2,5 мкм. При необходимости по отдельным направлениям зона расчётов увеличивалась.

4.3.1 Визуализация керрограмм и фазограмм разрядного промежутка с катодным стримером

С имеющимся набором исходных данных и приближений в [104, 115] были выполнены расчёты в приэлектродной зоне с принятой моделью стримера (см. рисунок 4.13б).

На рисунке 4.14. показана визуализация расчётов. Для большей наглядности на рисунке 4.15 показано в масштабе сравнение полученной картинке с реальной керрограммой.

Из рисунков видно, что расчётная керрограмма в районе оси симметрии очень похожа на экспериментальную. Высота расчётной зоны над головкой модели стримера равнялась 70 мкм при зазоре между электродами 4 мм.

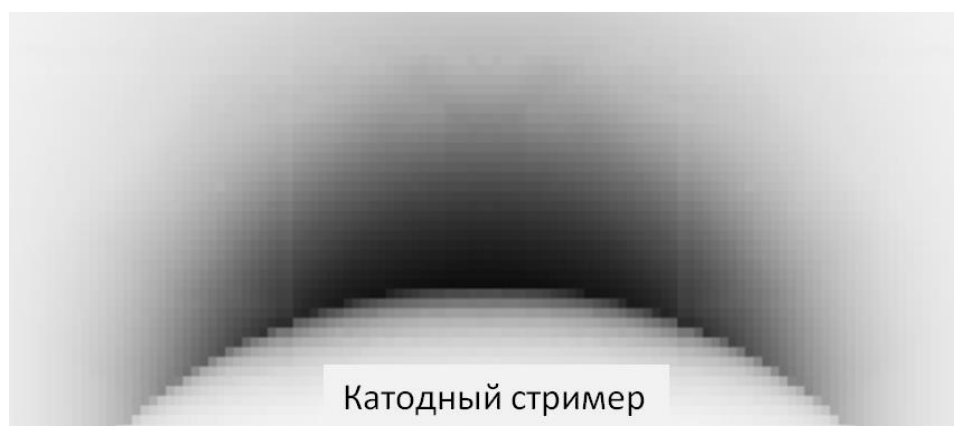


Рисунок 4.14 — Визуализация расчётной керрограммы

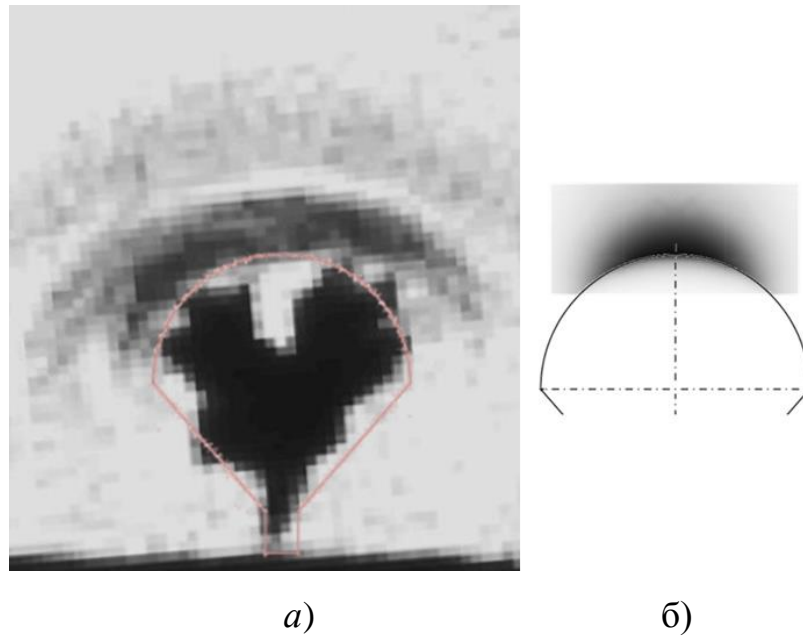


Рисунок 4.15 — Сравнение реальной (а) и расчётной (б) керрограмм. Контуры модели наложены на экспериментальную керрограмму

Из графика изменения относительной интенсивности I/I_0 (рисунок 4.16) видно, что видимая тёмная полоса практически заканчивается уже на расстоянии $z = 70$ мкм от верхушки стримера.

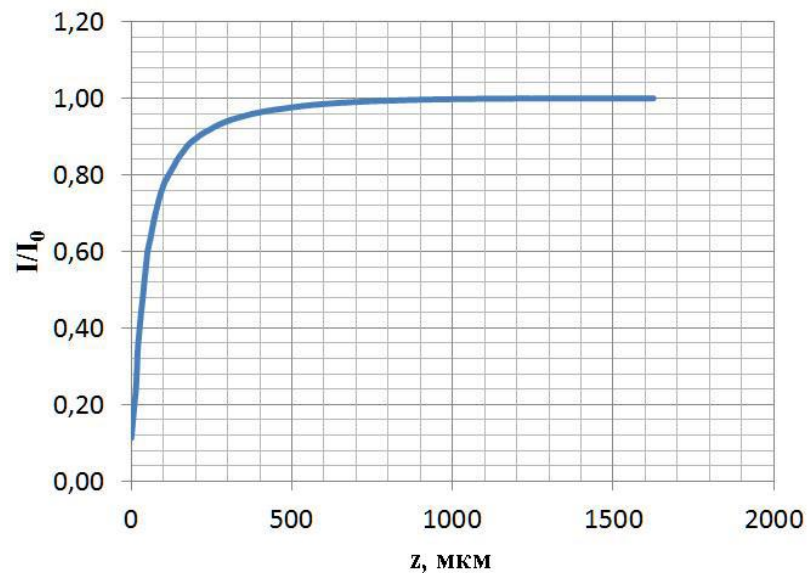


Рисунок 4.16 — Изменение относительной интенсивности I/I_0 на половине разрядном промежутке вдоль оси z

Дальше от стримера поле зрения продолжает светлеть и, начиная с 0,885 мм, I/I_0 равна 1, то есть весь разрядный промежуток становится полностью светлым. Это значение полностью коррелирует с реальной керрограммой (см. рисунок 4.13).

4.3.2 Оценка и сравнение полей на головке стримера с учетом и без учета нелинейности диэлектрической проницаемости

Данное сравнение проводилось по методике, изложенной в п. 4.3.1 данной главы. Сравнение расчётов с постоянной ϵ и $\epsilon = \epsilon(E)$ показало, что значения напряжённости электрического поля на переднем фронте катодного стримера при упрощённой модели лежат в пределах 1,9-2,2 МВ/см (рисунок 4.17).

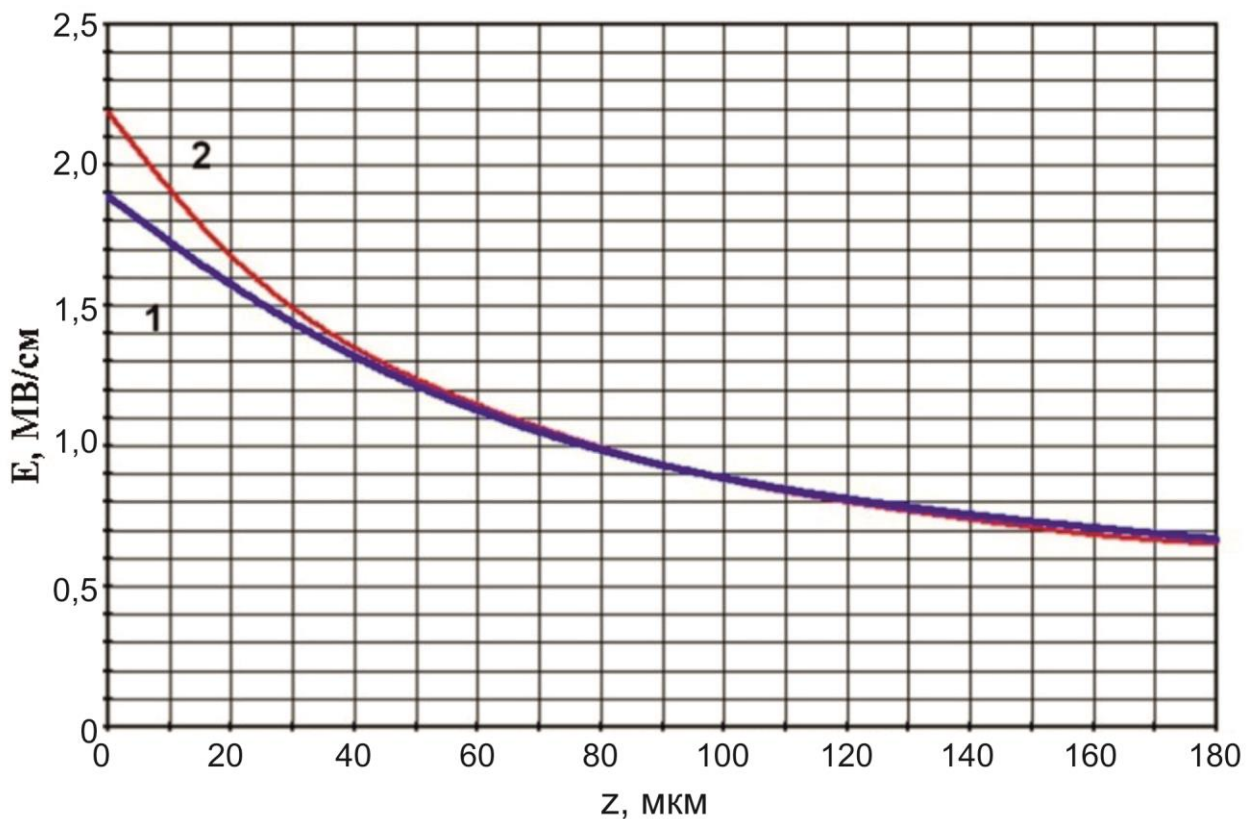


Рисунок 4.17 — Значения напряжённости поля на различных расстояниях от стримера по оси z : кривая 1 — $\epsilon = 80$, кривая 2 — $\epsilon = \epsilon(E)$

В данном случае учёт нелинейности ϵ приводит к возрастанию напряжённости на 13%. Как указывалось выше, в полярных жидкостях возможно состояние дипольного насыщения, приводящее к стягиванию полос Керра за счёт сильного увеличения напряжённости поля и снижения относительной диэлектрической проницаемости. Для воды пороговое значение такой напряжённости составляет $E_s = 3$ МВ/см. Но в нашем случае напряжённость поля $E = 2,2$ МВ/см не достигает порогового значения 3 МВ/см даже при учёте нелинейности ϵ . То есть, в отличие от анодного стримера дипольное насыщение в рамках рассматриваемой модели стримера не наступает.

На рисунке 4.18 показано распределение поля вокруг стримера, где видно, что поле на расстоянии порядка 400 мкм от головки стримера и вблизи катода (у ножки стримера) одинаково. То есть максимальные значения поля достигаются только перед верхней частью стримера. Но, тем не менее, даже при этих напряжённостях критическое состояние, при котором возможно дипольное насыщение, не достигается.

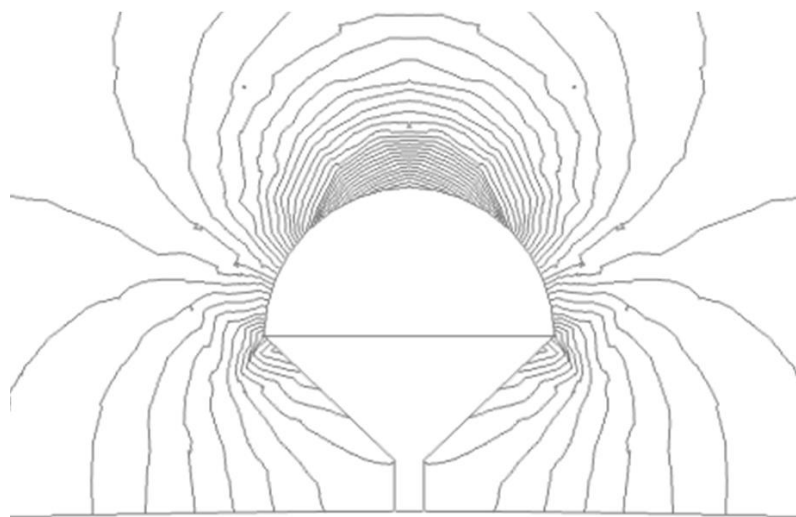


Рисунок 4.18 — Искажение поля стримером

Используемая нами математическая модель позволила выяснить и распределение сдвига фазы $\Delta\Phi/\pi$ по мере удаления от головки стримера (рисунок 4.19).

Для контроля расчётов на данном рисунке приведены значения сдвигов фаз в случае отсутствия стримера в разрядном промежутке.

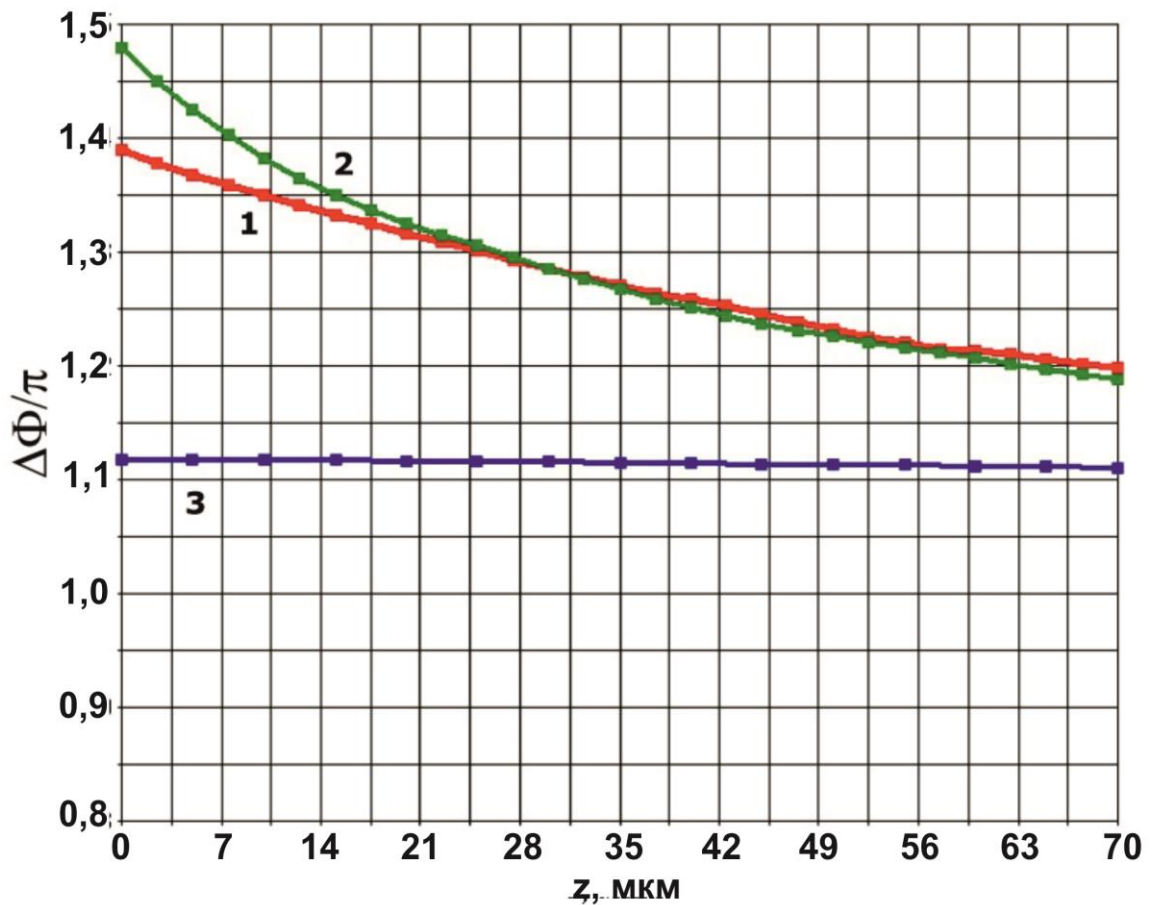


Рисунок 4.19 — Набег фазы: 1 — $\varepsilon = 80$, 2 — $\varepsilon = \varepsilon(E)$, 3 — без стримера

Таким образом, можно сделать вывод, что максимальное значение напряжённости электрического поля при нелинейной зависимости ε от E и распространении стримера от катода наблюдается у головки стримера и не превышает $E = 2,2$ МВ/см.

4.3.3 Влияние рельефа поверхности стримера на напряжённость поля

Поскольку реальный стример не имеет правильной геометрической формы, на втором этапе моделирования гладкая поверхность стримера была заменена на форму, показанную на рисунке 4.20 [132].

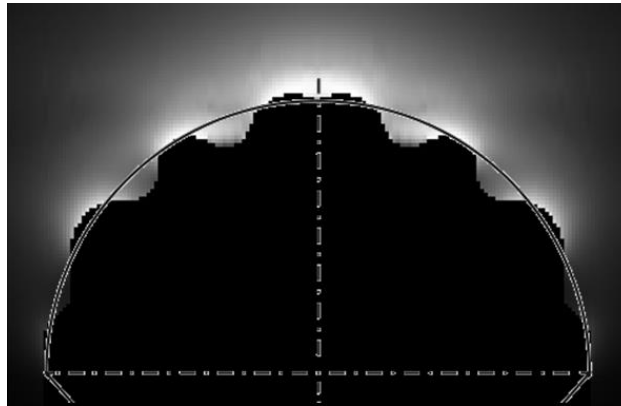


Рисунок 4.20 — Распределение E по поверхности модифицированной модели стримера. Белый – максимальное E

На рисунке 4.21 показы результаты расчёта напряжённости E с модифицированной моделью стримера при учёте нелинейности ϵ .

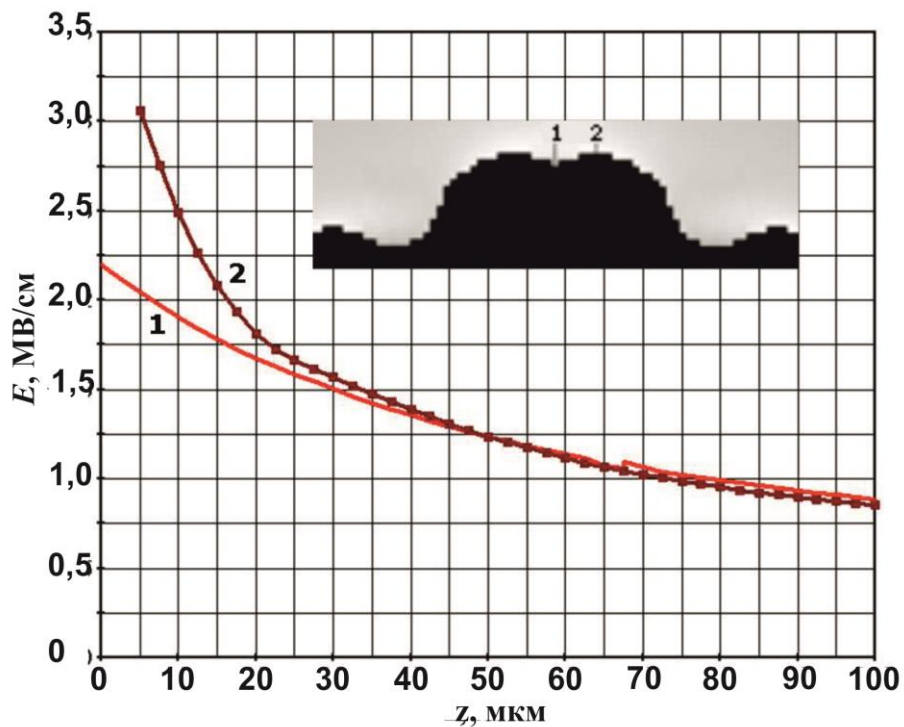


Рисунок 4.21 — Изменение проекции вектора напряжённости на ось z с модифицированной поверхностью модели стримера. Расстояние между точками 1 и 2 равно 15 мкм

Сравнение полученного значения $E = 3,1$ МВ/см для модифицированной

модели стримера с моделью с гладкой поверхностью ($E = 2,2$ МВ/см) показало, что напряжённость достигает и даже несколько превышает пороговое значение $E_n = 3$ МВ/см, при котором возможно дипольное насыщение.

Однако область, в которой это наблюдается, настолько мала, что не оказывает практически никакого влияния на вид керрограммы (см. рисунок 4.22).

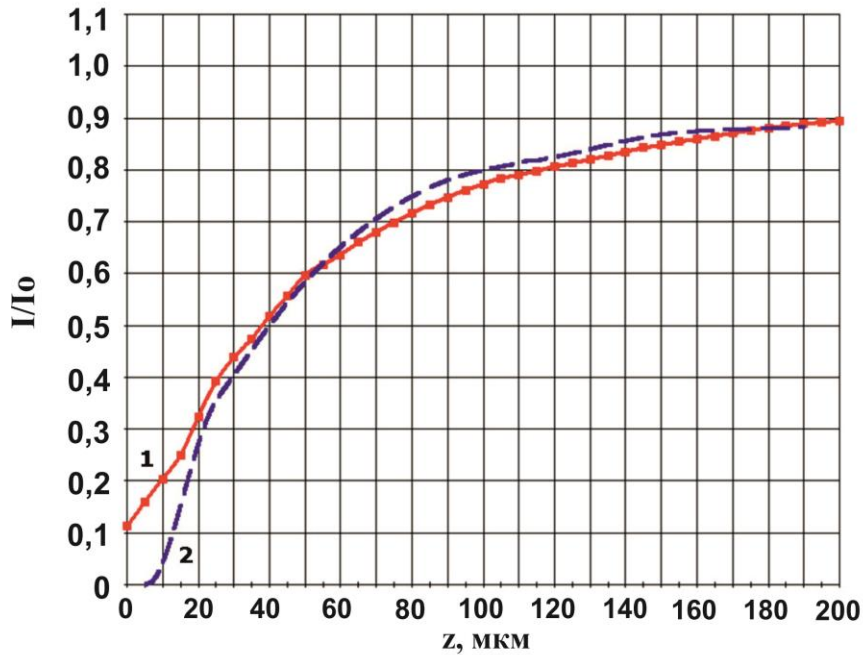


Рисунок 4.22 — Относительная интенсивность I/I_0 вдоль оси z :

1 — «гладкая» модель, 2 — модифицированная поверхность

Из сказанного можно сделать вывод, что учет нелинейной зависимости относительной диэлектрической проницаемости от напряжённости поля в рассматриваемых условиях не приводит к сколь-нибудь значимому изменению результата (см. рисунок 4.22), и для данного случая ϵ можно считать константой.

В отличие от экспериментальной керрограммы (рисунок 4.23), где между поверхностью стримера и чёрной полосой расположена узкая светлая область переменной толщины, на расчётной керрограмме чёрная полоса начинается сразу от поверхности модели стримера.

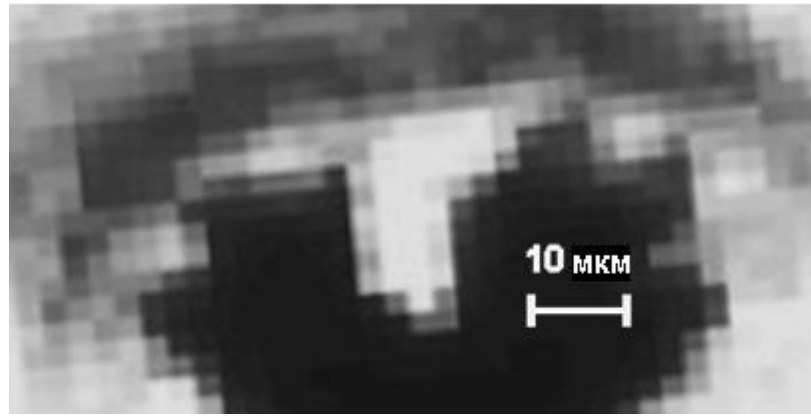


Рисунок 4.23 — Область контакта передней поверхности стримера с керровской полосой

Этот факт можно объяснить следующим образом. Как видно из рисунков 4.20, 4.23, светлые области присутствуют только напротив впадин на передней поверхности стримера. В этих областях электрическое поле ослабляется, что хорошо видно на рисунке 4.20. Сдвиг фаз уменьшается, а относительная интенсивность прошедшего через ячейку Керра излучения увеличивается. То есть поле наблюдения светлеет. Именно это и наблюдается на рисунке 4.24, где приведено изменение относительной интенсивности по оси z в центре впадины на модели с рисунка 4.20.

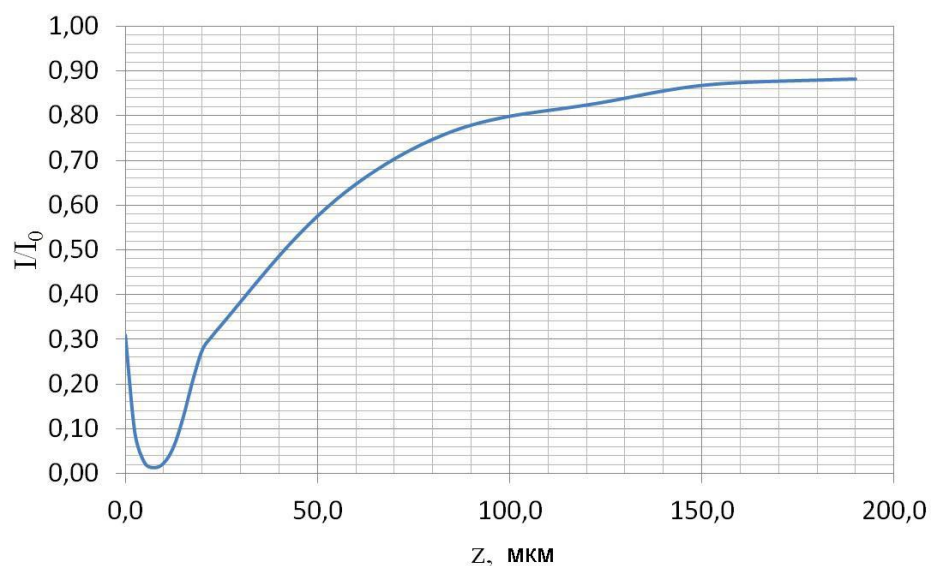


Рисунок 4.24 — Относительная интенсивность I/I_0 в центральной впадине глубиной 5 мкм модифицированной модели стримера

Оказалось, что даже при глубине впадины всего в 5 мкм наблюдается отчётливое повышение яркости (до $I/I_0 = 0,31$) светлой области.

При рассмотрении более глубокой (~18 мкм) впадины на головке стримера (см. рисунок 4.25) интенсивность возрастает уже до $I/I_0 = 0,7$.

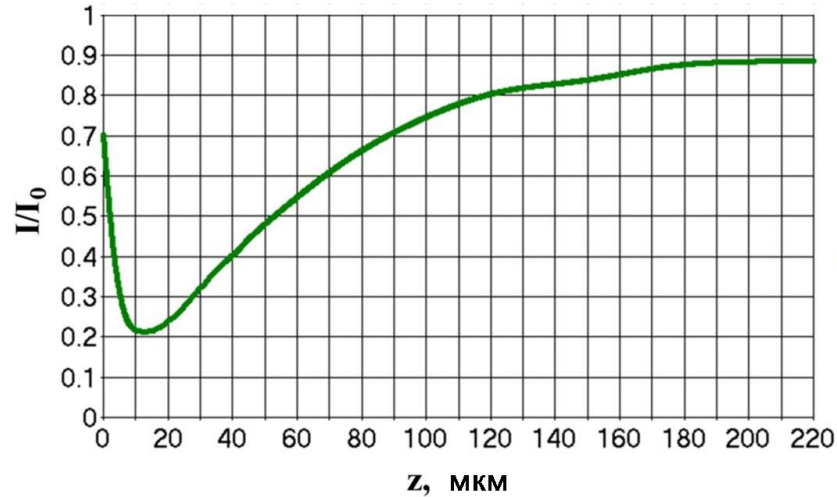


Рисунок 4.25 — Относительные интенсивности I/I_0 во впадине глубиной 18 мкм на головке модифицированной модели стримера

Поскольку тёмная керровская полоса вплотную прилегает только к выступам стримера (см. рисунок 4.23), то можно предположить, что именно снижением напряжённости поля во впадинах головки стримера и объясняется видимый переменный светлый зазор на экспериментальной керрограмме.

Следовательно, кажущийся отрыв тёмной керровской полосы от стримера на экспериментальной керрограмме объясняется сильной неоднородностью поверхности его головки. Расчётная ширина этого светлого зазора ~ 4-6 мкм, что хорошо согласуется с экспериментальной керрограммой.

Возможно и другое объяснение. На керрограммах отчётливо видно, что в эксперименте нет резких изменений формы полос вблизи «протуберанцев» на поверхности стримера. Возможно, наиболее правдоподобным представляется следующая версия, основанная на ЭГД механизме развития катодного стримера [104]. Перед стримером должен находиться отрицательный объёмный заряд, порождённый этим стримером. Перед объёмным зарядом поле усиливается, за ним,

ближе к телу стримера — ослабляется. Кроме того, объёмный заряд, в силу электростатического расталкивания ионов, «размазывает» поле и уменьшает его неоднородность. Это приводит и к «размазыванию» керровской картинке и может объяснить отсутствие резких изменений формы полосы.

Похоже, что действуют обе названные причины, приводящие в совокупности к почти правильной форме тёмной полосы.

Что касается второй неявной полосы на экспериментальной керрограмме (рисунок 4.15 *a*), то она, скорее всего, соответствует ударной волне, сгенерированной быстродвижущимся стримером. Зона разрежения, идущая за передним фронтом ударной волны, не вносит заметного сдвига фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами. Поэтому достаточно большая ширина этой слабой полосы говорит о том, что фактически мы наблюдаем теньевую картину зоны разряда ударной волны, а не керровскую полосу.

Для подтверждения отсутствия при расчётах второй тёмной полосы вокруг головки стримера была просчитана область над верхушкой стримера по оси X вплоть до конца освещённой зоны. На рисунке 4.26 видно, что и в этом направлении никакой второй керровской полосы вблизи стримера не наблюдается.

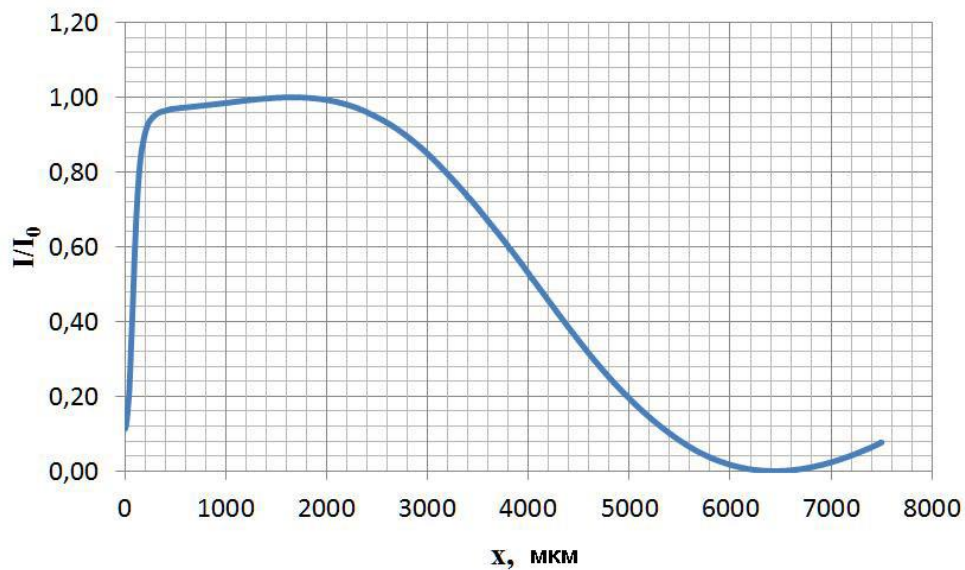


Рисунок 4.26 — Распределение относительной интенсивности I/I_0 по оси X поперёк всей зоны наблюдения. Радиус зондирующего лазерного пучка ~ 7 -8 мм

Таким образом, можно уверенно называть вторую тёмную полосу над стримером (см. рисунок 4.15а) теневой картиной зоны разрежения ударной волны.

Зато на периферии зоны наблюдения явно присутствует тёмная керровская полоса, которая появляется благодаря спаданию напряжённости поля и уменьшению сдвига фаз к периферии электродной системы. Расчётное положение этой полосы хорошо коррелирует с экспериментальной керрограммой.

Выводы по главе 4

Разработанная методика компьютерного моделирования позволяет не только объяснить результаты экспериментальных исследований, но и получить более обширную информацию по сравнению с экспериментом. Так, при работе с хронограммой при исследовании анодного стримера в электродной системе острие-плоскость был обнаружен резкий рост набега разности фаз. По рассчитанным распределениям напряжённости электрического поля и относительной диэлектрической проницаемости воды в приострийной зоне было показано, что в приострийной зоне с момента времени 2,5 нс напряжённость достигала значения порядка 4 МВ/см, что превышало пороговое значение насыщения $E_n = 3$ МВ/см. Тем самым было доказано наличие дипольного насыщения в исследуемой зоне, что приводит к стягиванию керровских полос, и их отсутствие на экспериментальной хронограмме объясняется отсутствием на тот момент аппаратуры с соответствующей разрешающей способностью. Представляется важным получение оценки напряжённости поля, способствующего возникновению анодного стримера.

Сравнение и анализ экспериментальных и расчетных данных и моделирование керрограмм позволяет получить непротиворечивый результат и объяснить несоответствие эксперимента и модели.

Сравнение расчётов с постоянной и нелинейной ε и $\varepsilon = \varepsilon(E)$ показало, что значения напряжённости электрического поля на переднем фронте катодного стримера при упрощённой модели стримера находятся в пределах 1,9-2,2 МВ/см. В данном случае учет нелинейности ε приводит к возрастанию напряжённости

на 13%.

В исследуемой картине случае максимальная напряжённость поля непосредственно вблизи головки стримера не превышает $E = 2,2$ МВ/см и не достигает порогового значения $E_n = 3$ МВ/см даже при учёте нелинейности ϵ . То есть, в отличие от анодного стримера, дипольное насыщение в рамках рассматриваемой модели стримера не наступает.

В случае со сложной конфигурацией стримера напряжённость поля локально достигает значений $E = 3,1$ МВ/см, что несколько выше пороговой напряжённости, где возможно начало дипольного насыщения в области, где наблюдаются это превышение, настолько малы, что на вид керрограммы и общую картину это не оказывает практически никакого влияния.

Таким образом, в рассматриваемых условиях учёт нелинейного изменения ϵ в исследуемой области поля практически не влияет на окончательный результат, и в данном случае ϵ можно принимать неизменной величиной.

Отрыв тёмной керровской полосы от стримера на экспериментальной керрограмме объясняется сильной неоднородностью поверхности его головки, а также наличием отрицательного объёмного заряда в области перед стримером, который и является одной из причин «размазывания» керровской полосы.

Наличие второй неявной полосы вблизи стримера, вероятно, обусловлена ударной волной, сгенерированной быстродвижущимся стримером, которая не вносит заметного сдвига фаз, и керровская полоса не наблюдается.

Таким образом, моделирование электрического поля и керрограммы вблизи катодного и анодного стримеров позволило оценить пиковые значения напряжённостей. Значение напряженности электрического поля в случае катодного стримера не превышает 3,1 МВ/см, значение напряжённости поля анодного стримера намного больше и составляет 40-50 МВ/см.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1) Разработан алгоритм компьютерного моделирования экспериментальных керрограмм с визуализацией результатов расчётов. По имеющимся данным об условиях проводимых экспериментов были построены 3D модели измерительных ячеек и воспроизведены все геометрические, электрические, физические и оптические параметры реальных экспериментов. Для рассмотрения различных процессов, возникающих в приэлектродной зоне, в неё вводились диэлектрические и ионизированные пузырьки, объёмный заряд, модели стримера. Геометрические параметры, закон изменения прикладываемого напряжений, род жидкости и пространственное разрешение были также выбраны из условий реального эксперимента.

2) Применяемый метод компьютерного моделирования позволил не только объяснить результаты экспериментальных исследований, но и получить более обширную информацию по сравнению с традиционными методами обработки керрограмм.

3) Исследованы случаи и возможные механизмы возникновения микропузырьков. При наличии объёмного заряда вблизи острия определено значение растягивающего отрицательного давления, которое способствует возникновению микропузырьков за счёт возникновения кавитационных процессов.

4) Показано, что при анализе полей стримеров в полярных жидкостях необходимо учитывать нелинейность поляризации.

5) Разработан алгоритм моделирования электрооптических хронограмм. В условиях известных экспериментов по изучению предпробивных процессов в воде определена, с учетом нелинейности диэлектрической проницаемости, напряжённость появления анодного субмикросекундного стримера, составляющая 40-50 МВ/см.

6) Впервые по анализу керрограммы показано, что напряжённость поля катодного стримера в воде намного меньше напряжённости поля анодного стримера и лежит в области значений 2,2-3,1 МВ/см, нелинейность поляризации при этом не играет значительной роли;

7) Полученные результаты являются важным вкладом в создание и модернизацию мощных импульсных ёмкостных накопителей энергии, имеющих большое значение в энергетике будущего.

Список литературы

1. Гарипов М.Г., Термоядерная энергетика // Вестник технологического университета. 2013, т.16, Вып. 2, с.69-72.
2. Ушаков В. Я. Термоядерная энергетика: реальность и надежды // Известия Томского политехнического университета. 2007, Т. 311, № 4: Энергетика. — С. 5-9.
3. Баранов М. И. Антология выдающихся достижений в науке и технике. Часть 46: термоядерная энергетика. Термоядерные реакторы и электростанции: ретроспектива исследований управляемого термоядерного синтеза, их современное состояние и будущее // Электротехніка і електромеханіка. - 2018. - № 6. - С. 3-17.
4. Ryutov D.D., Derzon M.S., Matzen, M. K. The physics of fast Z pinches // Reviews of Modern Physics. 2000. Vol 72(1) – pp.167–223.
5. Lesaint O. Streamers in liquids: relation with practical high voltage insulation and testing of liquids // Proceedings of IEEE 16th International Conference on Dielectric Liquids (ICDL). Poitiers, France. 2008. – pp. 84–89.
6. Климкин В.Ф., Папырин Ф.Н., Солоухин Р.И. Оптические методы регистрации быстропротекающих процессов. – Новосибирск: Наука. 1980. – 207 с.
7. Климкин В.Ф. Многокадровая сверхскоростная лазерная шпирен-система для наблюдения предпробивных явлений в жидкостях в наносекундном диапазоне // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 9 – С. 15 – 19.
8. Sunka P., Babicky V., Clupek M., Lukes P., Simek M., Schmidt J. and Cernak M. Generation of chemically active species by electrical discharges in water // J. Plasma Sources Science and Technology. 1999. Vol. 8 – pp. 258-265.
9. Akiyama H. Streamer discharges in liquids and their applications // IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation. 2000. Vol. 7. – pp. 646–653.
10. Graham W.G, Stalder K.R. Plasmas in liquids and some of their applications in nanoscience // Journal of Physics D: Applied Physics. 2011. Vol. 44 – pp. 1-14.

11. Tobazeon R. Prebreakdown phenomena in dielectric liquids // *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*. 1994. Vol. 1 – p. 1132-1147.
12. Denat, A. High field conduction and prebreakdown phenomena in dielectric liquids // *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*. 2006. Vol. 13(3) – pp. 518–525.
13. Bruggeman P. and Leys C. Non-thermal plasmas in and in contact with liquids // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2009. Vol. 45(2) – p.053001.
14. Ушаков В.Я., Климкин В.Ф., Коробейников С.М., Лопатин В.В. Пробой жидкостей при импульсном напряжении /Под ред. проф., д.т.н. В.Я. Ушакова. – Томск: Изд-во НТЛ. 2005 – 488 с.
15. Климкин В. Ф. Механизмы электрического пробоя воды с острейного анода в наносекундном диапазоне // *Письма в Журнал технической физики*, 1990. Т. 16. вып. 4. – С. 54-58.
16. Korobejnikov S. M., Yanshin E. V. Model of prebreakdown processes in liquids under pulse voltage // *1987 Ninth International Conference on Conduction and Breakdown in Dielectric Liquids*. 1987 – pp. 398-402.
17. Коробейников С.М. О роли пузырьков в электрическом пробое жидкостей. 1. Предпробивные процессы // *ТВТ*. – 1998. – № 3. – С. 362-367
18. Korobejnikov S.M. Bubble model of pulse breakdown in liquids. *Proceedings of the 6-th International Conference on Dielectric Materials, Measurements and Applications*. Manchester, UK. 1992 – pp. 500-503.
19. Lehr J.M., Agee F.J., Copeland R., Prather W.D. Measurement of the electric breakdown strength of transformer oil in the sub-nanosecond regime // *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*. 1998. Vol. 5(6) – pp. 857–861.
20. Starikovskiy A., Yang Y., Cho Y. and Fridman A. Non-equilibrium plasma in liquid water: dynamics of generation and quenching // *Plasma Sources Science and Technology*. 2011. Vol. 20(2) – p. 024003.

21. Kao K. C. and Higham J. B. The effects of hydrostatic pressure, temperature, and voltage duration on the electric strengths of hydrocarbon liquids // *Journal of The Electrochemical Society*. 1961. Vol. 108(6) – pp.522-528.
22. Lesaint O. and Gournay P. On the gaseous nature of positive filamentary streamers in hydrocarbon liquids. I and II // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1994. Vol. 27(10) – pp. 2111–2127.
23. Starikovskiy A. Pulsed nanosecond discharge development in liquids with various dielectric permittivity constants // *Plasma Sources Science and Technology*, 2013. Vol. 22(1) – p. 012001.
24. Ceccato, P.H. et al. Time-resolved nanosecond imaging of the propagation of a corona-like plasma discharge in water at positive applied voltage polarity // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2010. Vol. 43(17) – pp. 175-202.
25. Seepersad, Y., Pekker, M., Shneider, M. N., Fridman, A., Dobrynin, D. Investigation of positive and negative modes of nanosecond pulsed discharge in water and electrostriction model of initiation // *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2013. Vol. 46(35) – p. 355201.
26. Panov V.A., Vasilyak L.M., Vetchinin S. P., Pecherkin V.Y. and Son E.E. Pulsed electrical discharge in conductive solution // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2016. Vol. 49(38) – p. 385202.
27. Adda P. Lesaint O., Boussetta N. and Vorobiev E. Observation and modelling of vapor bubble and streamer initiation in water under long duration impulses // *IEEE Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena (CEIDP)*. Toronto. Canada. 2016 – pp. 416–419.
28. Кузнецова Ю.А., Ясинский В.Б., Коробейников С.М. Оптические методы исследования предпробивных явлений в жидких диэлектриках *Электричество* – № 12. – С. 23–35, 2022.
29. Chadband W.G., Wright G.T. A pre-breakdown phenomenon in the liquid dielectric hexane // *British Journal of Applied Physics*. 1965. Vol. 16(3) – pp. 305–313.

30. Wong, P., Forster E. O. High-speed schlieren studies of electrical breakdown in liquid hydrocarbons // *Canadian Journal of Chemistry*. 1977. Vol. 55(11) – pp. 1890–1898.
31. Seepersad Y., Fridman A., Dobrynin D. Anode initiated impulse breakdown in water: the dependence on pulse rise time for nanosecond and sub-nanosecond pulses and initiation mechanism based on electrostriction // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2015. Vol. 48(42) – p. 42412.
32. Gherardi, M., Puač, N., Marić, D., et al. Practical and theoretical considerations on the use of ICCD imaging for the characterization of non-equilibrium plasmas. // *Plasma Sources Science and Technology*. 2015. Vol. 24(6), 064004.
33. Nieto-Salazar J, Bonifaci N., Denat A. and Lesaint O. Characterization and spectroscopic study of positive streamers in water. *Proceedings of IEEE International Conference on Dielectric Liquids (ICDL)*. Coimbra, Portugal. 2005 – pp. 89-92.
34. Korobeynikov S.M., Melekhov A.V. Estimations of the electric field strength of nonelectrode streamers in water // *High Temperature*. 2014. Vol. 52. № 3 – pp. 129–133.
35. Frayssines P.E., Bonifaci N., Denat A. and Lesaint O. Streamers in liquid nitrogen: characterization and spectroscopic determination of gaseous filament temperature and electron density // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2002. Vol. 35 – pp. 369–377.
36. Frayssines P E, Bonifaci N, Lesaint O and Denat A Spectroscopic investigation of positive filamentary streamers in liquid nitrogen // *Proceedings of 17th Es-campig*. Constanta, Romania. 2004 – pp. 181–183.
37. Bårmann P., Kröll S., Sunesson A. Spectroscopic measurements of streamer filaments in electric breakdown in a dielectric liquid // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1996. Vol. 29(5) – pp. 1188–1196.
38. Tachibana K., Takekata Y., Mizumoto Y., Motomura H., Jinno M. Analysis of a pulsed discharge within single bubbles in water under synchronized conditions // *Plasma Sources Science and Technology*. 2011. Vol. 20(3) – p. 034005.

39. Shneider M. N., Pekker M. Pre-breakdown processes in a dielectric fluid in inhomogeneous pulsed electric fields // *Journal of Applied Physics*. 2015. Vol. 117(22) – p. 224902.
40. Коробейников С.М. Электрострикционные волны в неоднородных полях. Рукопись деп. в Информэлектро. 1979. рег.№ 6-д79, 8 с.
41. Pekker M., Shneider M.N. Initial stage of cavitation in liquids and its observation by Rayleigh scattering // *Fluid Dynamics Research*. 2017. Vol. 49(3) – p. 035503.
42. Shneider M.N. and Pekker M. *Liquid Dielectrics in an Inhomogeneous Pulsed Electric Field*. – Bristol: IOP Publishing. 2016 – 286 p.
43. Shneider M.N. and Pekker M. Rayleigh scattering on the cavitation region emerging in liquids // *Optics Letters*. 2016. Vol. 41(6) – p. 1090.
44. Bohren C.F. and Huffman D.R. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. – New York: A Wiley-Interscience Publication. 1983 – 544 p.
45. Бесов С., Кедринский В. К., Пальчиков Е.И. Изучение начальной стадии кавитации с помощью дифракционной оптической методики // *Письма в ЖТФ*. 1984. Вып. 10:4 – pp. 240–244.
46. Бесов А.С., Кедринский В.К. Оптические исследования микропузырьков в воде // *ЖТФ*. 1989. Т. 60. – С. 67-73.
47. Toker G., Bulatov V., Kovalchuk T., Schechter I. Micro-dynamics of optical breakdown in water induced by nanosecond laser pulses of 1064 nm wavelength // *Chemical Physics Letters*. 2009. Vol. 471(4-6) – pp. 244–248.
48. Kovalchuk T., Toker G., Bulatov V., Schechter I. Laser breakdown in alcohols and water induced by $\lambda=1064$ nm nanosecond pulses // *Chemical Physics Letters*. 2010. Vol. 500(4-6) – pp. 242–250.
49. Ерин К. В. Электро- и магнитооптические измерения напряженности электрического поля в магнитных коллоидах на основе жидких диэлектриков // *Оптика и спектроскопия*. 2011. Т. 111. №1 – С. 86-91.

50. Ерин К.В. Электрооптический эффект в магнитном коллоиде вблизи поверхности электрода // Наука. Инновации. Технологии. 2013. № 2, – С. 27-34.
51. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. — Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект». 2009. – С. 736.
52. Jähne B., Hauecker H. Air-water gas exchange // Annual Review of Fluid Mechanics. 1998. Vol. 30 – pp. 443-468.
53. Panov V.A., Kulikov Y.M., Son E.E., Tyuftyaev A.S., Gadzhiev M.K. and Akimov P.L. Electrical breakdown voltage of transformer oil with gas bubbles // High Temperature. 2014. Vol. 52 – pp. 770–773.
54. Korobeinikov S.M., Melekhov A.V., Posukh V.G., Antonov V.M., Royak M.E. Experimental investigation of the behavior of bubbles in water under the effect of strong electric field // High Temperature. 2001. Vol. 39 – pp. 163–168.
55. Korobeinikov S.M., Melekhov A.V., Besov A.S. Breakdown initiation in water with the aid of bubbles // High Temperature. 2002. Vol. 40 – pp. 652-659.
56. Hamdan A. and Cha M. S Ignition modes of nanosecond discharge with bubbles in distilled water // Journal of Physics D: Applied Physics. 2015. Vol. 48 – p. 405206.
57. Kupershtokh A.L., Medvedev D.A. Dynamics of bubbles in liquid dielectrics under the action of an electric field: Lattice Boltzmann method // Proceedings of the 4th All-Russian Scientific Conference Thermophysics and Physical Hydrodynamics with the School for Young Scientists, Yalta, Crimea. 2019.
58. Beroual A., Zahn M., Badent A., Kist K., Schwabe A.J., Yamashita H., Yamazawa K., Danikas M., Chadband W. G., Torshin Y. Propagation and Structure of Streamers in Liquid Dielectrics // IEEE Electrical Insulation Magazine, March/April. 1998. Vol. 14. №.2 – pp. 6-17.
59. Beroual A. and Tobazeon R. Effects of hydrostatic pressure on the prebreakdown phenomena in dielectric liquids // IEEE Conference on Electrical Insulation & Dielectric Phenomena - Annual Report. Amherst, NY, U.S.A. 1985 – pp. 44- 49.

60. Lewis T.J. A new model for the primary process of electrical breakdown in liquids // *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*. 1998. Vol. 5 – pp. 306-315.
61. Gournay P. and Lesaint O. On the gaseous nature of positive filamentary streamers in hydrocarbon liquids. II: Propagation, growth and collapse of gaseous filaments in pentane // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1994. Vol. 27 – pp. 211-218.
62. Tereshonok D.V., Babaeva N.Y., Naidis G.V., Panov V.A., Smirnov B.M., & Son E.E. Pre-breakdown phenomena and discharges in a gas-liquid system // *Plasma Sources Science and Technology*. 2018. Vol. 27(4) – pp. 45-50.
63. Hoffer P., Bílek P., Prukner V. Dynamics of macro- and micro-bubbles induced by nanosecond discharge in liquid water // *Plasma Sources Science and Technology*. 2022. Vol. 31(1) – pp. 15-20.
64. Dobrynin D., Seepersad Y., Pekker M., Shneider, M., Friedman, G., & Fridman, A. Non-equilibrium nanosecond-pulsed plasma generation in the liquid phase (water, PDMS) without bubbles: fast imaging, spectroscopy and leader-type model // *Journal of Physics D: Applied Physics*, 46(10). 2013 – pp. 105201.
65. Дрожжин, А.П. Инициирование пробоя в жидкости с помощью кавитационных пузырьков / А.П. Дрожжин, С.М. Коробейников, В.С. Тесленко // *Научный вестник НГТУ, Новосибирск*. 2003. №2(15) – С. 101-112.
66. Дрожжин, А.П. Формирование многоочагового разряда в воде / А.П. Дрожжин, Д.И. Карпов, В.С. Тесленко // *Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей: сборник докладов 8-ой Международной научной конференции, Санкт-Петербург*. 2006. – С. 164-167.
67. Lundgaard L, Linhjell D, Berg G. and Sigmond S. Propagation of positive and negative streamers in oil with and without pressboard interfaces // *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*. 1998. Vol. 5 – pp. 388–395.
68. Lundgaard L. E, Linhjell D. and Berg G. Streamer/leaders from a metallic particle between parallel plane in transformer oil // *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*. 2001. Vol. 8 – pp. 1054–1063.

69. Mathes K. N. and Rouse T.O. Influence of aromatic compounds in oil on prebreakdown and impulse surge breakdown // Conference on IEEE Electrical Insulation and Dielectric Phenomena. Washington, US. 1975 – pp. 129–40.
70. Lesaint O. and Jung M. On the relationship between streamer branching and propagation in liquids: influence of pyrene in cyclohexane // Journal of Physics D: Applied Physics. 2000. Vol. 33 – pp. 1360–1368.
71. Denat A, Lesaint O. and Cluskey F.M. Breakdown of liquids in long gaps: influence of distance, impulse shape, liquid nature, and interpretation of measurements // IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation. 2015. Vol. 22 – pp. 2581–2591.
72. Lundgaard L., Linhjell D., Hestad O.L., Unge M., and Hjortstam O. Pre-breakdown phenomena in hydrocarbon liquids in a point-plane gap under step voltage. Part 2: behaviour under negative polarity and comparison with positive polarity // Journal of Physics Communications. 2020. Vol. 4 – pp. 45-56.
73. Панов В. А., Василяк Л. М., Ветчинин С. П., Печеркин В. Я., Савельев А. С. Влияние распределенной фазы газовых пузырьков на импульсный электрический разряд в воде // Прикладная физика. 2017. №5 – С. 5–9.
74. Коробейников С.М., Мелехов А.В., Бесов А.С. Зажигание разряда в воде с помощью пузырьков // ТВТ. 2002. Т. 40, Вып. 5 – С. 706–713.
75. Linhjell D., Lundgaard L., Unge Mi., Hjortstam O. Pre-breakdown phenomena in hydrocarbon liquids in a point-plane gap under step voltage. Part 1: behaviour at positive polarity // Journal of Physics Communications. 2020. Vol. 4 – pp. 1-22.
76. Колечицкий Е.С. Расчет электрических полей устройств высокого напряжения. – М.: Энергоатомиздат. 1983. – 168 с.
77. Шевченко С. Ю. Анализ методов расчета электрических полей установок высоких напряжений / С. Ю. Шевченко, А. А. Окунь // Электротехника и Электромеханика = Electrical engineering & Electromechanics. 2010. № 4. – С. 59-62.

78. Babaeva N. Y. and Naidis G. V. Modeling of positive streamers in liquid argon // Technical Physics Letters. 1999. Vol. 25 – pp. 91-94.
79. Hwang J. G., Zahn M. and Pettersson L.A. Mechanisms behind positive streamers and their distinct propagation modes in transformer oil // IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation. 2012. Vol. 19 – pp. 162-174.
80. Qian J., Joshi R.P., Schamiloglu E., Gaudet J., Woodworth J.R. and Lehr J. Analysis of polarity effects in the electrical breakdown of liquids// Journal of Physics D: Applied Physics. 2006. Vol. 39 – p. 359-369.
81. Babaeva N.Y., Kushner M.J. Structure of positive streamers inside gaseous bubbles immersed in liquids // Journal of Physics D: Applied Physics. 2009. Vol. 42 – p. 132003.
82. O’Sullivan F., Hwang J.G., Zahn M., Hjortstam O., Pettersson L., Liu R., Biller P. A model for the initiation and propagation of positive streamers in transformer oil // Proceedings of the IEEE International Symposium on Electrical Insulation (ISEI’08). Vancouver, BC, Canada. 2008 – pp. 210–214.
83. Morrow R. and Lowke J. Streamer propagation in air // Journal of Physics D: Applied Physics. 1997. Vol. 30 – pp. 614-627.
84. Babaeva N.Y., Naidis G.V. Two-dimensional modelling of positive streamer dynamics in non-uniform electric fields in air // Journal of Physics D: Applied Physics. Phys. 1996. Vol. 29 – pp. 2423-2431.
85. Babaeva N. Y., Tereshonok D. V. and Naidis G. V. Initiation of breakdown in bubbles immersed in liquids: pre-existed charges versus bubble size // Journal of Physics D: Applied Physics. 2015. Vol. 48 – pp. 355201.
86. Babaeva N.Y., Naidis G.V., Tereshonok D.V. and Smirnov B. M. Streamer breakdown in elongated, compressed and tilted bubbles immersed in water // Journal of Physics D: Applied Physics. 2017. Vol. 50 – pp. 364001.
87. Kupershtokh A.L., Lazebnyi D.B. Simulations of partial discharges in a chain of gas cavities at AC voltage // Journal of Physics: Conference Series. 2020. Vol. 1675 – p. 012105.

88. Karpov D.I., Kupershtokh A.L., Meredova M.B., Zuev M.V. Simulation of partial discharges in cavities and streamers with high spatial // *Journal of Physics: Conference Series*. 2017. Vol. 899. № 8 – pp. 1-6.
89. Marinov I., Guaitella O., Rousseau A. and Starikovskaia S.M. Cavitation in the vicinity of the high-voltage electrode as a key step of nanosecond breakdown in liquids // *Plasma Sources Science and Technology*. 2013. Vol. 22– pp. 042001.
90. Seepersad Y., Pekker M., Shneider M.N, Dobrynin D. and Fridman A. On the electrostrictive mechanism of nanosecond-pulsed breakdown in liquid phase // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2013. Vol. 46 – pp. 162001.
91. Aben H. K. Kerr effect tomography for general axisymmetric field // *Applied Optics*. 1987. Vol. 26, № 14 – pp. 2921-2924.
92. Üstundag A., & Zahn M. Comparative study of theoretical Kerr electro-optic fringe patterns in 2-D and axisymmetric electrode geometries // *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*. 2001. Vol. 8(1) – pp. 15–25.
93. Üstundag A., Gung T.J., Zahn M. Kerr electro-optic theory and measurements of electric fields with magnitude and direction varying along the light path // *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*. 1998. Vol. 5. – pp. 421-442.
94. Uto S., Nagata Y., Takechi K., & Arii K. A Theory for three-dimensional measurement of nonuniform electric field using Kerr effect // *Japanese Journal of Applied Physics*. 1994. Vol. 33. Part 2. № 5A – pp. 683–685.
95. Ihori H., Uto S., Takechi K., Arii K. Three-dimensional electric field vector measurements in nitrobenzene using Kerr effect // *Japanese Journal of Applied Physics*. 1994 . Vol. 33. Part 1. № 4A – pp. 2066–2071.
96. Hashimoto Y., Fujii K., Kameda, M. Modified application of algebraic reconstruction technique to near-field background-oriented Schlieren images for three-dimensional flows // *Transactions of the Japan society for aeronautical and space sciences*. 2017. Vol. 60(2) – pp. 85–92.

97. Üstundag A. & Zahn M. Finite element based Kerr electro-optic reconstruction of space charge // *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*. 2001. Vol. 8(4) – pp. 612-628.
98. Коробейников С.М., Яншин К.В., Яншин Э.В. Исследование предпробивных полей в нитробензоле с помощью эффекта Керра // Тез. Всесоюз. конф. «Физика диэлектриков и новые области их применения». – Караганда. 1978 г. Сер. 2. – С. 18 – 19.
99. Овчинников И.Т., Яншин К.В., Яншин Э.В. Исследование распределения электрических полей в воде с помощью эффекта Керра // *ЖТФ*. 1974. Т. 44. Вып. 2 – С. 472 – 474.
100. Коробейников С.М., Яншин К.В., Яншин Э.В. Электрооптические исследования эмиссии носителей заряда в резко неоднородных полях в нитробензоле / Ред. журн. «Известия вузов. Физика». – Томск. 1982. – 36 с. – Деп. в ВИНТИ, № 5407-82.
101. Коробейников С.М., Яншин К.В., Яншин Э.В. Исследование импульсных предпробивных полей в нитробензоле с помощью эффекта Керра // Тез. Всес. конф. «Физика диэлектриков и новые области их применения». Караганда. 1978 г. Сер 2. С. 20 – 22.
102. Yassinskiy V.B, Kuznetsova Y.A. About Kerr`s fringes formation // Вестник Евразийского национального университета имени Л.Н.Гумилева. Серия физика. Астрономия. 2021.Т. 136. №3 – С. 35-44.
103. Korobeynikov S.M., Yanshin E.V, Yanshin K.V. Experimental evidence of bubble model of discharge initiation // *Proceedings of. of the 1998 International Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*. Atlanta, USA. 1998 – pp. 436 – 438.
104. Korobeynikov, S.M., Melekhov, A.V., Posukh, V.G., Ponomarenko, A.G., Boyari, E., Antonov, V.M. Optical study of prebreakdown cathode processes in deionized water // *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*. 2009. Vol. 16(2) – pp. 504–508.

105. Zahn M., Takada T. and Voldman S. Kerr electro-optic field mapping measurements in water using parallel cylindrical electrodes // Journal of Applied Physics. 1983. Vol. 54 – pp. 4749-4761.
106. Novac B.M., Banakhr F.A., Smith I.R., Pecastaing L., Ruscassie R., De Ferron A. S., Pignolet P. Determination of the Kerr constant of water at 658 nm for pulsed intense electric fields // IEEE Transactions on Plasma Science. 2012. Vol. 40(10) – pp. 2480–2490.
107. Zahn M. Electro-optic field and space charge mapping measurements in gaseous, liquid, and solid dielectrics // Interdisciplinary Conference on Dielectrics: Properties, Characterization, Applications. Antibes, France. 1992. – pp. 130 – 139.
108. Zahn M., Ohki Y., Fenneman D.B., Gripshover R.J. and Gehman V.H. Dielectric Properties of Water and Water/Ethylene Glycol Mixtures for Use in Pulsed Power System Design // Proceedings of the IEEE. Vol. 74. 1986– pp. 1182-1221.
109. Овчинников, И.Т., Яншин К.В., Яншин Э.В. Экспериментальные исследования импульсных электрических полей в воде вблизи острейного электрода с помощью эффекта Керра // ЖТФ. 1978. Т. 48. № 2. – С. 2596-2598.
110. Коробейников С. М. Электрофизические процессы в газообразных, жидких и твердых диэлектриках. Процессы в жидкостях: учеб. пособие / Коробейников С. М. – Новосибирск: Изд-во НГТУ. 2010. - 116 с.
111. Cassidy E.C., R.E. Hebner M. Zahn, and Sojka R.J. Kerr effect studies of an insulating liquid under varied high voltage conditions // IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation. 1974. Vol. EI-9 – pp. 43-56.
112. Спектор С. Л. Электрические измерения физических величин: Методы измерений: Учеб. пособие для вузов. Л.: Энергоатомиздат. 1987. – 320 с.
113. Yassinskiy V.B, Kuznetsova Y.A. About Kerr`s fringes formation // Вестник Евразийского национального университета имени Л.Н. Гумилева. Серия физика. Астрономия. 2021.Т. 136. №3 – С. 35-44.
114. Коробейников С.М., Кузнецова Ю.А., Ясинский В.Б. Визуализация предпробивных процессов в нитробензоле. XII Всероссийская научная конференция «Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики»

- (СПЭФГД-2019), 24-26 июня 2019 года, Санкт-Петербургский государственный университет (СПбГУ). – С. 97-99.
115. Кузнецова Ю.А., Ясинский В.Б., Коробейников С.М. Методика моделирования предпробивных полей в жидкости // Вопросы электротехнологии. 2021. № 3 (32). – С. 38-47.
 116. Коробейников С.М. Исследование механизма импульсного электрического пробоя полярных жидких диэлектриков: отчет по НИР/Коробейников С.М. – Новосибирск: СибНИИЭ. 1980 –93 с.
 117. Kelley E, Hebner R. Electro-optic field measurement at a needle tip and streamer initiation in nitrobenzene // Conference on Electrical Insulation & Dielectric Phenomena (CEIDP) — Annual Report. 1986 – pp. 272-277.
 118. Korobeynikov S.M., Melekhov A.V. Estimations of the electric field strength of nonelectrode streamers in water // High Temperature. 2014. Vol. 52. № 3 – pp. 129–133.
 119. Ledzion R., Górski P., Izdebski M., Kucharczyk W. Temperature dependence of the Kerr constant of fomblin M03. Scientific bulletin of the Lodz university of technology // Scientific Bulletin of the Lodz University of Technology. Physics. 2016. Vol. 37. № 1210 – pp. 75-81.
 120. Hebner, R.E., Misakian, M. Temperature dependence of the electro-optic Kerr coefficient of nitrobenzene // Journal of Applied Physics. 1979. Vol. 50(9) – pp. 6016-6017.
 121. Kucharczyk W., Ledzion R., Górski P. The effect of aging of transformer oil on the magnitude and temperature dependence of its Kerr constant // Przegląd elektrotechniczny. 2014. № 12 – pp. 40-42.
 122. Ледзион Р., Бондарчук К., Гурски П., Кухарчик В. Постоянная Керра некоторых минеральных и силиконовых масел // Квантовая электроника. 1999. Вып. 28:2 – С. 183–185.
 123. Korobeynikov S.M., Kuznetsova Yu.A., Yassinskiy V.B. Simulation and analysis of prebreakdown processes in liquids // XI International Symposium on Electrohydrodynamics (ISEIID 2019). Saint Petersburg, Russia. 2019 –pp. 254-256.

124. M. Izdebski, R. Ledzion Kerr constant measurement technique for liquids exhibiting orientational ordering of molecules // *Optic-International Journal for Light and Electron Optics*. 2017. Vol. 140 – pp. 812-822
125. Коробейников С.М., Косырихина С.И., Яншин К.В., Яншин Э.В. Эффект Керра в нитробензоле в сильных резконеоднородных электрических полях// *Изв.вузов СССР. Физика, Томск*. 1982, 19 с – деп. в ВИНТИ, регистр. № 4176-82.
126. Garton C.G. and Krasucki Z. Bubbles in insulating liquids: stability in an electric field // *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 1964. Vol. 280 – pp. 211–226.
127. Korobeynikov S.M, Kuznetsova Yu.A., Yassinskiy V.B. Simulation of electrooptical experiments in liquids // *Journal of Electrostatics*. 2020. Vol. 106 – p. 103452.
128. Korobeinikov S.M., Yanshin E.V. Electrostriction pressure dynamics in a liquid near spherical electrode // *Soviet Physics: Technical Physics*. 1983. Vol. 28 – pp. 2101-2104.
129. Bockris J., Conway B., and Ashok K. Modern aspects of electrochemistry // *Plenum Press. New York A Division of Plenum Publishing Corporation*. 1985 – pp. 521.
130. Booth F. The dielectric constant of water and the saturation effect // *Journal of Chemical Physics*. 1951 Vol. 19. Issue 4. – pp. 391-394.
131. Yassinskiy V, Kuznetsova Y., Korobeynikov S., Vagin D. Simulation of electrooptical measurements of prebreakdown electric fields in water. Part 1. Electric field near the anode streamer // *IEEE Transaction on Plasma Science*. 2022. Vol. 50. iss. 5. – pp. 1262–1268.
132. Кузнецова Ю.А., Ясинский В.Б., Коробейников С.М. Вагин Д.В. Определение предпробивного электрического поля вблизи катодного стримера в воде // *Электричество* 2022. № 7. – С. 61–67.

Приложение А

Описание алгоритма и принципа работы программы визуализации

Назначение

Визуализация результатов электрооптических расчётов керрограмм и фазограмм.

Функциональные возможности

Работа с программой

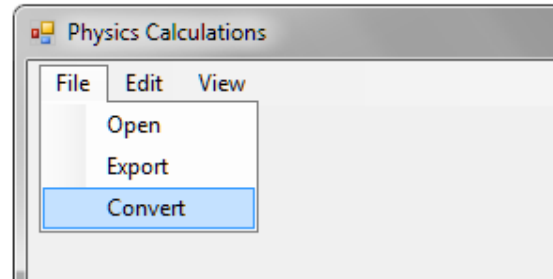
Программа предназначена для визуализации результатов электрооптических расчётов. Исходные данные задаются в виде таблицы в Excel версии 2003 с расширением XLS и закрыт. Снизу и справа матрица должна быть ограничена пустыми строками и столбцами.

Фрагмент одного из вариантов задания исходных данных показан на рисунке А.1.

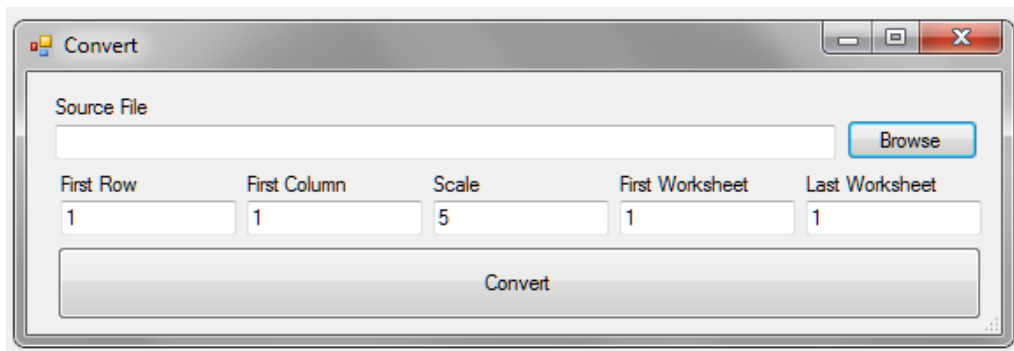
		X										
Z		1.617	1.600	1.583	1.567	1.550	1.533	1.517	1.500	1.483	1.467	1.450
0,000	0,48	0,71	0,89	0,99	0,97	0,81	0,53	0,25	0,05	0,01	0,20	
0,005	0,48	0,70	0,90	0,99	0,97	0,82	0,54	0,25	0,05	0,01	0,20	
0,010	0,47	0,70	0,89	0,99	0,97	0,82	0,56	0,26	0,05	0,01	0,19	
0,015	0,45	0,69	0,88	0,99	0,97	0,83	0,57	0,29	0,06	0,01	0,17	
0,020	0,44	0,67	0,88	0,99	0,97	0,83	0,59	0,30	0,08	0,00	0,14	
0,025	0,42	0,66	0,88	0,99	0,98	0,84	0,61	0,33	0,09	0,00	0,12	
0,030	0,40	0,65	0,86	0,98	0,99	0,86	0,63	0,36	0,11	0,00	0,10	
0,035	0,38	0,62	0,83	0,97	0,99	0,88	0,65	0,38	0,14	0,01	0,06	
0,040	0,36	0,59	0,81	0,96	1,00	0,89	0,68	0,42	0,18	0,02	0,04	
0,045	0,33	0,56	0,78	0,94	1,00	0,92	0,72	0,47	0,22	0,04	0,02	
0,050	0,30	0,52	0,74	0,92	1,00	0,94	0,77	0,52	0,27	0,06	0,01	
0,055	0,26	0,48	0,71	0,90	1,00	0,97	0,82	0,59	0,32	0,09	0,00	
0,060	0,22	0,43	0,66	0,86	0,98	0,99	0,87	0,65	0,39	0,14	0,00	
0,065	0,18	0,38	0,61	0,83	0,96	1,00	0,91	0,72	0,46	0,20	0,02	
0,070	0,14	0,32	0,55	0,78	0,94	1,00	0,95	0,78	0,54	0,27	0,06	
0,075	0,10	0,27	0,49	0,71	0,90	0,99	0,98	0,85	0,62	0,35	0,12	
0,080	0,07	0,22	0,42	0,64	0,85	0,97	0,99	0,90	0,71	0,44	0,19	
0,085	0,04	0,17	0,35	0,56	0,78	0,94	1,00	0,95	0,79	0,55	0,28	
0,090	0,02	0,12	0,28	0,48	0,70	0,89	0,99	0,98	0,86	0,65	0,37	
0,095	0,01	0,07	0,21	0,40	0,62	0,82	0,96	1,00	0,92	0,74	0,47	
0,100	0,00	0,04	0,15	0,32	0,53	0,74	0,91	1,00	0,96	0,83	0,60	

Рисунок А.1 — Фрагмент матрицы относительных интенсивностей. Первый элемент, с которого начинается считывания матрицы (0,48) выделен

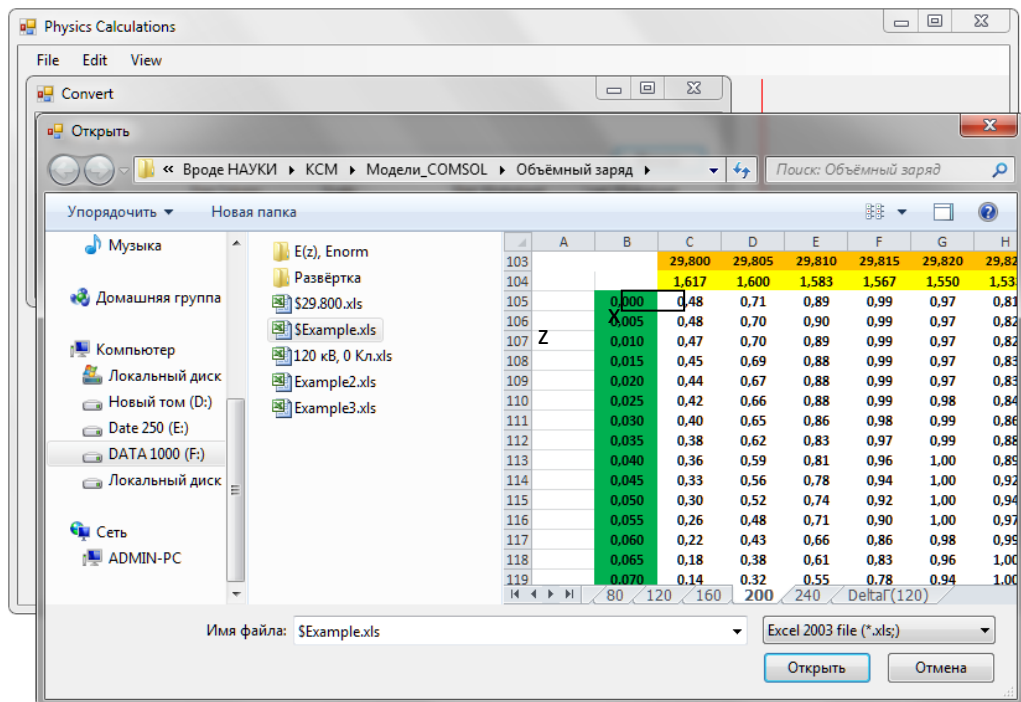
1. После запуска файла **PhysicsCalculation.exe** выбираем в меню пункт **Convert**.



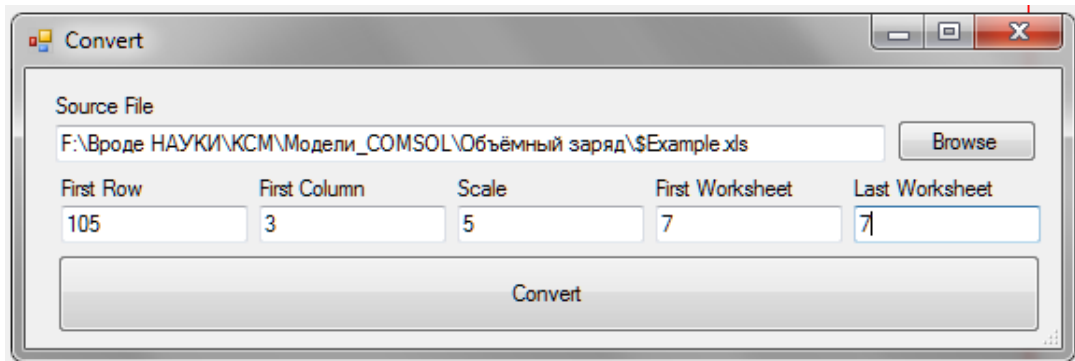
2. В открывшемся одноимённом окне



кнопкой **Browse** выбираем файл с исходными данными.



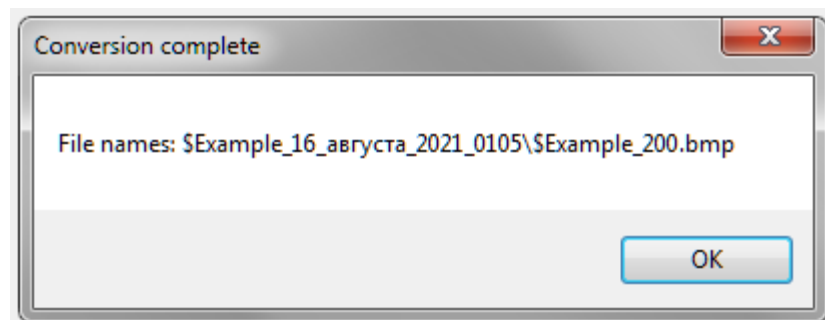
3. После выбора файла заносим необходимую информацию в окно **Convert**.



Здесь

- First Row** — номер строки левого верхнего элемента матрицы.
- First Column** — номер столбца левого верхнего элемента матрицы.
- Scale** — размер одного элемента картинки в пикселях (5×5).
- First Worksheet** — начальный лист в книге Excel.
- Last Worksheet** — конечный лист в книге Excel.

4. После ввода данных и нажатия кнопки **Convert** файл будет обработан и появится сообщение, куда и под каким именем в формате BMP он сохранён.



5. Итог работы программы показан на рисунке А.2



Рисунок А.2 — Пример визуализации (керрограмма) расчётной матрицы, фрагмент которой приведён на рисунке А.1. Размер одного элемента картинки 5×5 пикселей

Увеличение размеров одного элемента картинки в пикселях до 12×12 приводит к более плавному переходу интенсивности (Рисунок А.3).



Рисунок А.3 — Пример визуализации расчётной матрицы, фрагмент которой приведён на рисунок А.2. Размер одного элемента картинки 12×12 пикселей

Алгоритм работы программы

1) Считываются данные их файла. Считывание идёт построчно, начиная с левого верхнего угла. После нахождения пустой ячейки программы переходит на

следующую строку. Если переход осуществляется на пустую строку, процесс считывания матрицы завершается.

2) Определяется значение максимального и минимального элементов матрицы.

3) Каждый элемент матрицы нормируется, то есть делится на максимальное значение. Этот этап введён для ненормированных матриц набега фазы. Матрица полос Керра уже нормирована.

4) Каждая ячейка матрицы заменяется её нормированным значением.

5) Полученная матрица поворачивается против часовой стрелки на 90° .

6) Часть полученной матрицы, начиная со второго столбца вправо, отражается по горизонтали и стыкуется с имеющейся матрицей слева.

7) Итоговая матрица преобразуется в картинку формата BMP в градациях серого. Для этого максимальному значению присваивается интенсивность 255, а минимальному — 0.

Основные технические характеристики

CPU 3.30 GHz, RAM 4,00 GB, 64-разрядная операционная система, Microsoft.NET Framework 4.7.2 (×64)

Язык программирования

Программа написана на языке C# с использованием технологии Microsoft.NET Framework. Для работы с файлами Excel используется библиотека Excel Library.

Тип реализующей ЭВМ

Любой компьютер под управлением MS Windows 7 и более старшей версии.

Приложение Б

Свидетельство на внесение в госреестр Республики Казахстан программы
для ЭВМ

«Визуализация электрооптических расчетов аксиальных объектов»

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ

РЕСПУБЛИКА КАЗАХСТАН

СВИДЕТЕЛЬСТВО
О ВНЕСЕНИИ СВЕДЕНИЙ В ГОСУДАРСТВЕННЫЙ РЕЕСТР
ПРАВ НА ОБЪЕКТЫ, ОХРАНЯЕМЫЕ АВТОРСКИМ ПРАВОМ

№ 19813 от «19» августа 2021 года

Фамилия, имя, отчество, (если оно указано в документе, удостоверяющем личность) автора (ов):
ЯСИНСКИЙ ВЛАДИМИР БОРИСОВИЧ, Кузнецова Юлия Александровна, Ковалев Игорь Алевтинович

Вид объекта авторского права: **программа для ЭВМ**

Название объекта: **Визуализация результатов электрооптических расчетов аксиальных объектов**

Дата создания объекта: **20.06.2019**



Курсы: <http://www.kazpatent.kz/ru/svaytyyent>
"Авторлык құқық" Бөліміне: <https://copyright.kazpatent.kz>

Подлинность документа возможно проверить на сайте [kazpatent.kz](https://www.kazpatent.kz)
в разделе «Авторское право»: <https://copyright.kazpatent.kz>

Подписано ЭЦП

Осланов Е.К.

Приложение В

Акт внедрения результатов исследований

Товарищество с ограниченной ответственностью «Научно -технический центр
«Альтернатива»

100017, г. Караганда, пр. Нуркена Абдирова, 23 - 20
БИН 920 240 001 066, ИИК KZ17856000000364310
в АО «Банк ЦентрКредит» г. Караганды, БИК КСЖВКЗКХ
Свидетельство по НДС серии 30001 № 0016002 от 22.12.2012 г.
Тел. +7-701-344-14-57, e-mail: vnd070765@mail.ru

Исх. № 02-01/23
«25» января 2023 г.

АКТ

внедрения результатов исследований, выполненных
Кузнецовой Юлией Александровной на тему «Моделирование
предпробивных процессов в полярных жидкостях с помощью эффекта Керра»

Мы, нижеподписавшиеся, специалисты ТОО «Научно-технический центр «Альтернатива»: заместитель директора по научной работе д.т.н., Ожигин С.Г., руководитель НИР д-р Ph.D. Ожигин Д.С., к.т.н., Старостина О.В., и директор ТОО «Научно-технический центр «Альтернатива» д.т.н., Долгоносов В.Н. подтверждаем, что результаты исследований, выполненных Кузнецовой Ю.А. на тему «Моделирование предпробивных процессов в полярных жидкостях с помощью эффекта Керра» а также разработанная программа «Визуализация результатов электрооптических расчётов аксиальных объектов» внедрены при разработке и оптимизации элементов высоковольтного электрооборудования, что повысило надёжность и эффективность его работы.

Заместитель директора по НР, д.т.н.

Ожигин С.Г.

Руководитель НИР д-р Ph.D.

Ожигин Д.С.

Заведующий лабораторией, к.т.н.

Старостина О.В.

Директор ТОО НТЦ «Альтернатива», д.т.н.



В.Н. Долгоносов