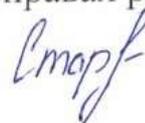


Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Пермский национальный исследовательский политехнический университет»

На правах рукописи



Старикова Виктория Александровна

**ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУР МИКРОПОЛОСТЕЙ В
КВАРЦЕВОМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ ПРИ
ОПТИЧЕСКОМ ПРОБОЕ**

1.3.8. Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
доцент Перминов Анатолий Викторович

Пермь 2025

Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Литературный обзор, современные теоретические и экспериментальные работы.....	14
1.1 Основные модели возникновения оптического пробоя в диэлектрике.....	15
1.1.1 Модель, основанная на экзотермической химической реакции	16
1.1.2 Модель самофокусировки	17
1.1.3 Модель тепловой линзы	20
1.1.4 Модель обмена энергиями при реакции фотозамещения.....	24
1.2 Основные подходы к процессу формирования квазипериодической внутренней структуры	28
1.2.1 Модель неустойчивости Рэля-Тейлора	28
1.2.2 Модель отрицательного поверхностного натяжения.....	32
1.2.3 Модель теплопроводности.....	34
1.3 Экспериментальные исследования оптического пробоя в волокне	39
1.3.1 Исследование вероятности возникновения оптического пробоя в волокне	39
1.3.2 Исследование плазменной искры, ее скорости и температуры.....	42
1.3.3 Исследование формирования внутриволоконной структуры	44
1.4. Вывод по главе	49
Глава 2. Экспериментальные исследования влияния магнитного поля на оптический пробой волокна	53
2.1 Формирование и движение плазменного очага.	53
2.2 Исследование геометрических параметров квазипериодической внутриволоконной структуры микрополостей	57
2.3 Влияние магнитного поля на плазменный очаг.....	61
2.3.1 Исследование поведения плазменного очага в оптическом волокне без магнитного поля	61
2.3.2 Исследование поведения плазменной искры и геометрии структуры из микрополостей в слабом магнитном поле $\sim 0,7$ Тл	63
2.3.3 Исследование поведения плазменной искры и геометрии структуры из микрополостей в сильном магнитном поле ~ 12 Тл.....	67

2.4 Вывод по главе	73
Глава 3. Исследование предела прочности оптического волокна со структурой из микрополостей	75
3.1 Теория механики разрушения и распределение Вейбулла	75
3.2 Исследование предела прочности методом двухточечного изгиба	81
3.3 Исследование предела прочности методом осевого растяжения	85
3.4 Вывод по главе	89
Глава 4. Математическое моделирование оптического пробоя	90
4.1 Задача идеального контакта оптического волокна и инициатора	91
4.1.1 Концептуальная и математическая постановки задачи	91
4.1.2 Исследование расчетной сетки	96
4.1.3 Результаты исследования оптических характеристик оптического излучения на оптический пробой	99
4.1.4 Результаты исследования различных материалов инициатора	104
4.1.5 Результаты исследование различных теплофизических параметров инициатора	110
4.2 Задача неидеального контакта оптического волокна и инициатора	119
4.2.1 Концептуальная и математическая постановки задачи	119
4.2.2 Исследование расчетной сетки	122
4.2.3 Результаты исследования влияния воздушного зазора на оптический пробой	124
4.3 Вывод по главе	128
Основные результаты	131
Перспективы развития и использования результатов	134
Список литературы	136

Введение

Актуальность и степень разработанности темы исследования.

Явление оптического пробоя, или как его называют в других источниках – эффект плавления (fuse effect в иностранных источниках), представляет собой процесс, при котором при соблюдении определенных условий инициирования, в волокне возникает яркая бело-голубая вспышка. После возникновения она распространяется по оптическому волокну навстречу источнику излучения, оставляя после себя в сердцевине волокна квазипериодическую структуру из отдельных или слитых вместе микрополостей [1-3]. Механизм возникновения оптического пробоя в волоконном световоде тесно связан с нелинейным поглощением оптического излучения кварцевым стеклом [4]. Такой тип поглощения излучения возникает, например, в местах сдавливания, растрескивания, критического изгиба или загрязнения торцевого соединения волоконного световода [5-8]. Данные факторы и являются условиями инициирования оптического пробоя потому, что приводят к резкому увеличению поглощения лазерного излучения кварцевым стеклом и дальнейшей ионизации вещества. Если плотность мощности достаточна для поддержания оптического пробоя, то возникающий плазменный очаг стремительно разгорается и начинает двигаться вдоль сердцевины волокна. При этом возникает локальное расплавление сердцевины волокна, где формируется внутренняя квазипериодическая структура из повторяющихся микрополостей, представляющих собой полости, содержащие кислород, выделяющийся из двуокиси кремния. Световодные свойства волокна при этом сильно изменяются или даже в некоторых случаях полностью теряются. Это зависит от типа волокна [9-10].

Долгое время оптический пробой волокна считался негативным эффектом, например, если он происходит в телекоммуникационных оптоволоконных линиях [8]. Однако, данный эффект нашел свое применение в качестве альтернативы существующим сенсорным и рассеивающим структурам [11-15]. Полученная в ходе прохождения оптического пробоя внутренняя структура оптического волокна может быть использована как чувствительный элемент для оптического датчика на основе интерферометра Фабри-Перо или оптического рассеивателя излучения. Эффект плавления был рассмотрен в работах Р. Кашьяпа (R. Kashyap) [1-2, 16-18], Д.П. Хэнда (D.P. Hand) [3, 19-20], А. М. Роша (A.M. Rocha) [21-25], С. Тодороки (S. Todoroki) [26-34], С. Джиан (S. Jiang) [35-39] и Йо. Шуто (Y. Shuto) [40-57]. Большой вклад в изучение как физических механизмов реализации оптического пробоя в диэлектрике, так и в

экспериментальные работы внесли советские и российские ученые А.Ф. Йоффе [58-60], А.А. Смулов [61-62], А.А. Воробьев [63-65], Н.Н. Ахмедиев [66-68], С.И. Яковленко [4, 69-76], Е.М. Дианов [5, 77-81] и И.А. Буфетов [80-85]. Различные датчики на основе эффекта плавления разрабатывались и исследовались в работах М.Ф. Домингуэса (M.F. Domingues), П. Антунеса (P. Antunes), Н. Альберто (N. Alberto), А.Р. Фриаса (A.R. Frias), А.Р. Бастоса (A.R. Bastos), А.С. Феррейра (A.S. Ferreira), П.С. Андре (P.S. Andre) [11-15, 86-93]. Созданием медицинских эндоскопических зондов с датчиком температуры на оптическом волокне занимается компания FISO.

При разработке волоконно-оптических устройств, основанных на внутриволоконной структуре из микрополостей, существует проблема определения влияющих факторов, изменением которых можно добиться заданной заранее геометрии этой структуры. Необходимо выявить такие влияющие факторы и оценить их вклад в формирование внутриволоконной структуры из микрополостей. Полученная информация в дальнейшем будет использована для создания методик управления параметрами структуры из микрополостей в волокне. Начальная стадия возникновения плазменной икры (начальная стадия пробоя) и процесс её распространения по волокну определяют форму, размеры и периодичной внутриволоконной структуры. С этой точки зрения, изучение процесса пробоя оптического волокна и движения плазменной искры по нему является актуальными задачами для разработки оптоволоконных устройств.

В целом, наиболее значимый вклад в исследование эффекта плавления волокна на фундаментальном уровне был внесен работами С.И. Яковленко [4, 69-76] и Йо. Шуто [40-57]. Если первый соединил модель самофокусировки и тепловой линзы, объяснив увеличение показателя поглощения излучения как результат реакции фотозамещения в кварцевом стекле, то второй сумел дополнить эту работу более удобным математическим аппаратом, что позволило получить данные совпадающие с экспериментальными измерениями. В экспериментальных работах наибольшую роль сыграли С. Тодороки [26-34] и Е.М. Дианов [5, 77-81], которые смогли изучить влияние некоторых внешних факторов на плазменную искру, ее температуру и скорость, а также процесс формирования отдельных микрополостей в сердцевине волокна.

Анализ существующих работ выявил следующие недостатки, ограничивающие эффективность методики управления оптическим пробоем в оптическом волокне:

- отсутствие экспериментальных исследований влияния на плазменную искру и формируемую квазипериодическую внутреннюю структуру такого внешнего фактора, как магнитное поле;
- отсутствие экспериментальных исследований прочностных характеристик оптического волокна с полученной в ходе оптического пробоя квазипериодической внутренней структурой.
- отсутствие качественного и количественного анализов вкладов оптических характеристик (длина волны и мощность излучения) лазерного излучения, теплофизических свойств материала инициатора, воздушного зазора между инициатором и волокном в нагрев и последующее возникновение оптического пробоя.

Не найдено ни одной работы, в которой бы отсутствовали все выписанные выше недостатки, а, следовательно, существующие подходы в полной мере не могут быть использованы в качестве инструмента для повышения управляемости процесса оптического пробоя.

Целью диссертационной работы является определение факторов, влияющих на формирование структур микрополостей в кварцевом оптическом волокне в результате оптического пробоя, и влияния этих структур на свойства волокна.

Для достижения поставленной цели в рамках работы решались следующие **задачи**:

1. Экспериментальное исследование влияния магнитного поля различной интенсивности на геометрию квазипериодической внутренней структуры и скорость движения плазменного очага по оптическому волокну.
2. Экспериментальное исследование прочностных характеристик оптического волокна с квазипериодической структурой методом двухточечного изгиба и методом осевого растяжения.
3. Разработка математических моделей оптического пробоя в момент соприкосновения торца оптического волокна с поверхностью инициатора.
4. Численное исследование влияния характеристик оптического излучения (длины волны и мощности), материала инициатора и его теплофизических свойств, а также наличия воздушного зазора на время возникновения и пороговую мощность.

Научная новизна:

1. Впервые экспериментально исследована геометрия квазипериодической внутренней структуры оптического волокна, полученная при движении плазменной искры в магнитном поле. Магнитное поле влияет на

движущуюся плазму, что приводит к изменениям геометрических параметров отдельных микрополостей в сердцевине оптического волокна.

2. Впервые зафиксировано расщепление внутриволоконной структуры под действием магнитного поля, когда некоторые микрополости разделяются на две неравные части – основная микрополость, размещенная на оси волокна, и дополнительная диаметром $\sim 30\%$ от диаметра основной микрополости.

3. Представлены новые результаты исследования предела прочности оптического волокна SMF-28e с квазипериодической внутренней структурой микрополостей в полиимидном и акрилатном покрытиях методом двухточечного изгиба и осевого растяжения. Показано, что оптический пробой не приводит к значительным изменениям механических свойств защитных покрытий. При осевом растяжении волокно в акрилатном покрытии с внутренней структурой микрополостей сохраняет свою механическую прочность, в отличие от волокна с полиимидной защитной оболочкой.

4. Впервые разработаны тепловые математические модели, описывающие процесс возникновения оптического пробоя на торце оптического волокна при его идеальном и не идеальном соприкосновении с поверхностью инициатора. Модели основаны на уравнении теплопроводности с учетом тепловыделения из-за нелинейного поглощения излучения вблизи границы контакта, и уравнениях тепло- и массопереноса в воздушном зазоре между волокном и инициатором.

5. На основе математического моделирования теплопроводности оптического пробоя на торце оптического волокна впервые выявлено влияние длины волны и мощности излучения, а также профиля показателя преломления для коммерчески доступного оптического волокна SMF-28e, на пороговую мощность оптического пробоя, характерные времена, скорости и размеры плазменного очага.

6. Изучено, не исследованное ранее, влияние теплофизических свойств инициатора, таких как коэффициент теплопроводности, плотность материала и коэффициент теплоемкости на пороговое значение оптической мощности оптического пробоя, характерные времена образования плазменного очага и его размер.

7. Впервые выявлено значительное увеличение характерных времен и пороговой мощности оптического пробоя при наличии воздушного зазора по сравнению с идеальным соприкосновением волокна и инициатора

Теоретическая и практическая значимость

Теоретическая значимость диссертационной работы состоит в том, что изучены новые фундаментальные методы управления оптическим пробоем, инициированным методом соприкосновения торца волокна с инициатором. Исследовано влияние оптического излучения, параметров оптического волокна, теплофизических свойств инициатора и наличие воздушного зазора на возникновение оптического пробоя.

Практическая значимость диссертационной работы состоит в том, что результаты диссертации повышают управляемость процесса оптического пробоя, что может быть использовано при разработке волоконных рассеивателей, датчиков и фильтров. В отличие от существующих методов для их создания не потребуется нарушение защитно-упрочняющего покрытия, снижающего исходную прочность и компактность волокна, а также дорогостоящая прецизионная механика.

Высокотемпературные и химически стойкие датчики температуры на основе квазипериодической внутриволоконной структуры из микрополостей можно использовать при бурении скважин, разведке месторождений полезных ископаемых и других процессах нефтяной и газовой промышленности. Помимо этого, можно создавать комбинированные устройства, включающие в себя функционал датчика температуры и рассеивателя излучения. Такие устройства могут пригодиться в медицинских приложениях, где при воздействии излучением существует необходимость контролировать температуру рассеивателя для предотвращения ожогов тканей человека.

Методология и методы исследования.

Процесс оптического пробоя волокна можно разделить на два этапа: формирование плазменного очага на торце волокна и его движение по оптическому волокну, при котором в сердцевине формируется квазипериодическая внутренняя структура. Первый этап происходит стремительно и локализован в области сердцевины оптического волокна из-за чего его сложно исследовать экспериментально, но можно исследовать с помощью математического моделирования. Алгоритм решения первого этапа оптического пробоя был реализован в пакете прикладных программ Comsol Multiphysics, в котором для решения различных физических и инженерных задач используется метод конечных элементов. Для решения задачи использовался модуль для расчета теплопереноса в твердых телах. В ходе исследования сходимость решения при уменьшении размера расчетной ячейки была выбрана оптимальная расчетная сетка.

Второй этап представляет сложную задачу для моделирования, т.к. требуется учесть термодинамику процесса, физику плазмы, гидродинамику течений расплавленного кварца и химические реакции кварцевого стекла при высоких температурах. Однако, второй этап доступен для экспериментальных исследований. Для этого было использовано современное высокотехнологичное оборудование, соответствующее международным стандартам. Для исследования предела прочности были использованы широко известные методы двухточечного изгиба и осевого растяжения.

Полученные в результате исследований данные представлены в виде аппроксимированных кривых с применением функции усреднения B-Spline. Для графического представления исследуемых зависимостей использовался пакет программ Origin, предназначенный для численного анализа данных и научной графики.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Доказано, что: магнитное поле влияет на процесс распространения плазменной искры, возникающей при оптическом пробое, и формирование структуры из микрополостей в сердцевине оптического волокна; сильное магнитное поле (~ 12 Тл) приводит к изменению геометрии внутриволоконной структуры: неоднородное поле влечет увеличение поперечных размеров отдельных микрополостей на ~ 7 %, однородное приводит к уменьшению поперечных размеров на ~ 2 % ввиду расщепления одной микрополости на две неравные части; слабое магнитное поле ($\sim 0,6$ Тл) вызывает уменьшение скорости плазменной искры на ~ 13 %.

2. Определено, что предел прочности оптического волокна в акрилатном покрытии с полученной в результате оптического пробоя внутренней структурой, снижается на $\sim 26-30$ %, и оно остается пригодным для эксплуатации согласно ГОСТ Р МЭК 60793-2-50-2018, в отличие от волокна в полиимидном покрытии, для которого предел прочности снижается на ~ 78 %.

3. Тепловые математические модели, описывающие процесс возникновения оптического пробоя на торце оптического волокна SMF-28e при его идеальном и неидеальном соприкосновении с поверхностью инициатора.

4. Для оптического волокна SMF28e численно получены значения характерных времен эволюции плазменного очага $\sim 1-2$ мкс, пороговых значений мощности $\sim 200-400$ мВт для длин волн излучения в диапазоне от 1080 до 2050 нм. Доказано влияние теплофизических свойств инициатора на процесс возникновения оптического пробоя, а именно уменьшение времени возникновения пробоя и значения пороговой мощности при уменьшении коэффициента теплопроводности инициатора.

Достоверность результатов

Достоверность результатов экспериментальных исследований обеспечивается использованием поверенных средств измерения, тщательной подготовкой и планированием эксперимента. Для интерпретации и оценки точности результатов использованы проверенные методики обработки экспериментальных данных. Достоверность результатов теоретических исследований обеспечивается использованием известного программного продукта, отлаженного, в частности, на задачах теплопроводности и широко применяемого для решения задач вычислительной термодинамики. В каждой математической модели проводилась тщательная процедура исследования численной сходимости решения. Проводилось качественное и там, где возможно, количественное сопоставление результатов работы с результатами других авторов и экспериментальными данными.

Апробация результатов. Результаты работы докладывались и обсуждались на следующих научных семинарах и конференциях:

1. «Автоматизированные системы управления и информационные технологии», Пермь, Россия, 2018 г.;
2. «Инновационные технологии: теория, инструменты, практика» (InnoTech 2018), Пермь, Россия, 2018 г.;
3. «VIII Международная конференция по фотонике и информационной оптике», Москва, Россия, 2019 г.;
4. IEEE North West Russia Section Young Researchers in Electrical and Electronic Engineering Conference (EIconRusNW), Санкт-Петербург, Россия, 2019 и 2021 г.;
5. Asia-Pacific Conference on Fundamental Problems of Opto- and Microelectronics (APCOM-2022), Vladivostok, Russia, 2022 г.;
6. Всероссийская школа-конференция молодых ученых и студентов «Математическое моделирование в естественных науках», Пермь, Россия, 2022 и 2023 г.;
7. Optics and photonics international Congress (OPIC-2023), Yokohama, Japan, 2023 г.;
8. Международный симпозиум «Fundamentals of Laser Assisted Micro- and Nanotechnologies» Санкт-Петербург, Россия, 2022 г.;
9. INTERNATIONAL SYMPOSIUM Fundamentals of Laser Assisted Micro- & Nanotechnologies (FLAMN-22), St. Petersburg, Russia, 2022 г.;
10. Asia-Pacific Conference on Fundamental Problems of Opto- and Microelectronics (APCOM-2023), Hainan, China, 2023 г.;

11. Двадцать третья Международная конференция по Вычислительной механике и современным прикладным программным системам (ВМСППС-25), поселок Дивноморское, Россия, 2023 г.;

12. Всероссийская Диановская конференция по волоконной оптике (ВКВО), Пермь, Россия, 2021 и 2023 г;

13. Международный симпозиум «Неравновесные процессы в сплошных средах» (МПСС-2024), Пермь, Россия, 2024.

Диссертационная работа обсуждалась на семинарах кафедры общей физики ПНИПУ, теоретической физики ПГУ и на научно-технических советах ПАО «Пермская научно-производственная приборостроительная компания».

Гранты

Тема диссертационной работы была поддержана фондом содействия инновациям в рамках программ «УМНИК-2019» по теме «Разработка цельноволокonnого датчика температуры для эксплуатации в экстремальных условиях» и «СТАРТ-2021» по теме «Волоконно-оптический рассеиватель лазерного излучения», по результатам которых был зарегистрирован патент на изобретение №2804269 от 26.12.2023 «Способ изготовления волоконно-оптических рассеивателей излучения», где одним из авторов патента является автор диссертационной работы.

Работа была поддержана Российским научным фондом в рамках конкурса 2022 года «Проведение фундаментальных научных исследований и поисковых научных исследований малыми отдельными научными группами» по теме «Математическое моделирование процессов формирования внутриволоконной микроструктуры и рассеивания света на ней» № 23-21-00169: <https://rscf.ru/project/23-21-00169/>.

Личный вклад.

Результаты второй главы опубликованы в работах [142]. Постановка задач для натурального эксперимента выполнялась автором совместно с научным руководителем. В работе [142] автор исследования лично занимался проведением эксперимента и обработкой его результатов; совместно с соавторами публикации автор проводил сбор данных и оформление научной статьи.

Результаты третьей главы опубликованы в работах [143, 149]. Работа [143] является переводной версией научной статьи [149], в которой автор самостоятельно проводил измерения и обработку результатов; совместно с соавторами выполнялись выбор методов измерений, отработка методик и написание научной статьи.

Результаты исследований, описанных в главах 2 и 3 легли в основу патента на изобретение [150], где автор лично подготавливал материалы для заявки, которая была подана совместно со авторами.

Результаты четвертой главы опубликованы в работах [144-148]. Разработка математических моделей выполнялась автором диссертации совместно с научным руководителем и соавторами работ. Разработка численного алгоритма, выбор численных методов, настройка модулей программного обеспечения, модифицирование решателей под рассматриваемые задачи и выполнение всех численных расчетов, включающих обработку результатов, производилась диссертанткой самостоятельно. Обсуждение результатов и написание научных статей производилось в составе научного коллектива и совместно с научным руководителем.

Публикации.

По теме диссертации опубликовано 9 работ [142-150], из них 4 статьи в системах цитирования Web of Science, SCOPUS и RSCI [142-145], 2 статьи в российских журналах, входящих в перечень ВАК по специальности 1.3.8 [14-147], 2 статьи в прочих журналах, входящих в перечень ВАК [148-149] и 1 патент [150]. Помимо этого, по проблеме оптического пробоя автором было опубликовано 13 работ [151-164], материалы которых не вошли в диссертационную работу.

Соответствие шифру научной специальности:

Диссертация соответствует трем направлениям исследования указанного шифра специальности 1.3.8:

1. Теоретическое и экспериментальное изучение физической природы и свойств неорганических и органических соединений как в кристаллическом (моно- и поликристаллы), так и в аморфном состоянии, в том числе композитов и гетероструктур, в зависимости от их химического, изотопного состава, температуры и давления.

2. Теоретическое и экспериментальное исследование физических свойств упорядоченных и неупорядоченных неорганических и органических систем, включая классические и квантовые жидкости, стекла различной природы, дисперсные и квантовые системы, системы пониженной размерности.

3. Теоретическое и экспериментальное изучение свойств конденсированных веществ в экстремальном состоянии (сильное сжатие, ударные воздействия, сильные магнитные поля, изменение гравитационных полей, низкие и высокие температуры), фазовых переходов в них и их фазовых диаграмм состояния.

Структура и объем диссертации.

Диссертационная работа состоит из введения, 4 глав, 2 - х разделов: «Основные результаты диссертации», «Перспективы развития и использования результатов» и списка цитированной литературы, включающего 165 наименований. Общий объем диссертации составляет 147 страниц и содержит 75 рисунков и 17 таблиц.

Во введении показана актуальность темы диссертации, сформулированы цели и задачи диссертационной работы, раскрыта научная новизна, теоретическая и практическая значимость полученных результатов, сформулированы научные положения, выносимые на защиту.

В первой главе содержится аналитический обзор научной литературы по теме диссертационного исследования, а именно описываются существующие модели, объясняющие физические механизмы оптического пробоя волокна и последующего формирования квазипериодической структуры в его сердцевине. Представлены результаты основных экспериментальных исследований и полученных по ним выводов.

Вторая глава посвящена экспериментальным исследованиям оптического пробоя в волокне, исследуются скорость движения плазмы по волокну, влияние магнитного поля на движущийся плазменный очаг посредством изучения изменений геометрии внутренней структуры, образованной при прохождении плазменного очага.

В третьей главе проводится экспериментальное исследование предела прочности кварцевого оптического волокна с полученной в ходе оптического пробоя квазипериодической внутриволоконной структурой микрополостей. в полиимидном и акрилатном защитных покрытиях методом двухточечного изгиба и методом осевого растяжения.

Четвертая глава посвящена теоретическому исследованию оптического пробоя. В ней описаны, разработанные автором тепловые математические модели возникновения плазменной искры в волокне. На основе математического моделирования определяется влияние характеристик распространяющегося по волокну оптического излучения и теплофизических параметров инициатора на процесс возникновения оптического пробоя. Кроме того, моделируется неидеальный контакт волокна и инициатора.

В разделе «Перспективы развития и использование результатов» приведены основные направления дальнейшего развития темы диссертации, применения ее результатов.

В основных результатах сформулированы краткие выводы по проделанной работе.

Глава 1

Литературный обзор, современные теоретические и экспериментальные работы

Пробой газов под действием высокочастотных (ВЧ) полей мегагерцевого диапазона частот известен еще с конца прошлого века [94-96]. После второй мировой войны с развитием радарной техники были созданы мощные источники излучения гигагерцевых частот (дециметровых-миллиметровых волн). Это излучение называют сверхвысокочастотным (СВЧ) или микроволновым. Под действием достаточно интенсивного СВЧ-излучения газ пробивается. Эффекты ВЧ- и СВЧ-пробоя активно изучались с конца 40-х, начала 50-х годов. Данная тема интересует исследователей и в настоящее время [97-99].

От миллиметровых СВЧ до субмикронных волн оптического диапазона, казалось бы, не такой уж принципиальный разрыв, но открытие оптического пробоя в 1987 году было для физиков полнейшей неожиданностью [1]. До изобретения лазеров наибольшие интенсивности света, которых можно было достичь, фокусируя лучи даже самых мощных источников, были столь слабыми, что любое предположение о возможности такого пробоя казалось совершенно фантастическим. Мощности первого рубинового лазера, созданного в 1960 году, была далеко не достаточной, чтобы пробить газ оптическим излучением [99]. Воздух оставался безучастным к лучу лазера, даже хорошо сфокусированному, как и в случае оптических лучей любых других источников.

Только после создания лазера с модулированной добротностью [100], работающего в режиме гигантского импульса, когда максимальные мощности достигают десятков мегаватт, и при достаточной фокусировке таких мощных лучей, впервые удалось наблюдать оптический пробой. Когда луч рубинового лазера, работающего в режиме гигантского импульса, пропустили через фокусирующую линзу, в воздухе в точке фокуса вспыхнула искра, как при обычном электрическом пробое разрядного промежутка. Об этом доложили на конференции в Париже в 1962 году П.Д. Мейкер (P.D. Maker), Р.В. Терхун (R.W. Terhune) и С.М. Сэвидж (C.V. Savage). В то время это сообщение вызвало сенсацию [100].

Явление лазерной искры, как его часто называют, сразу же и надолго приковало к себе внимание исследователей. Безусловно, это один из интереснейших эффектов в области взаимодействия интенсивного светового излучения с веществом.

Позже в 1987-1988 [1-2] группа британских исследователей под руководством Р. Кашьяпа и К. Дж. Блоу сообщила о возникновении оптического пробоя на торце оптического волокна. Ученые разработали макет непрерывного твердотельного лазера с синхронизацией мод, где в качестве активной среды используется алюмо-иттриевый гранат, легированный ионами неодима (Nd:YAG). На торце выходного волокна инициировали оптический пробой в веществе путем соприкосновения с пластинкой стекла с напыленным на нее металлическим покрытием. Было обнаружено, что в момент соприкосновения на торце волокна возникает бело-голубая вспышка (искра), после чего она начинает движение по оптическому волокну в направлении источника излучения до тех пор, пока включен лазер. При выключении лазера вспышка резко угасает в том месте, куда она переместилась по волокну. При микроскопическом исследовании можно увидеть, что область, где не распространялась вспышка остается невредимой, изменений структуры волокна не наблюдается, а в области, где распространялась вспышка, в сердцевине волокна остается квазипериодическая структура, представляющая собой последовательный ряд полостей вытянутой формы. Описанный выше эффект может возникнуть, если на торце волокна нанесено светопоглощающее вещество [5].

По мере развития волоконно-оптических систем и увеличения их применимости в различных сферах человеческой жизни стало очевидно, что появление эффекта плавления может негативно сказаться на работе волоконно-оптической системы, выведя из строя часть или всю систему. Для определения безопасных условий работы волоконно-оптических систем были измерены пороговые мощности оптического пробоя и зависимости скорости движения искры от вводимой мощности [30].

В последние пару десятилетий наибольший интерес вызывает квазипериодическая внутренняя структура, формируемая при прохождении вспышки. Многие исследователи отметили, что данная структура может быть использована как сенсорный, рассеивающий или фильтрующий элемент [11-15, 86-93].

1.1 Основные модели возникновения оптического пробоя в диэлектрике

Один из основных вопросов исследования оптического пробоя – это изучение механизмов возникновения оптического пробоя в диэлектрике. Этим вопросом занимались многие авторы. Было предложено четыре основных физико-химических модели, описывающих механизмы возникновения оптического пробоя в оптическом волокне, каждый из которых способен дать

качественное объяснение протекающих процессов. Рассмотрим их более детально.

1.1.1 Модель, основанная на экзотермической химической реакции

Одной из первых была предложена модель возникновения оптического пробоя в результате экзотермической химической реакции. Авторы работы под руководством Дрисколла [7] провели серию различных экспериментов, которые помогли им лучше понять, почему для возникновения оптического пробоя необходима экзотермическая химическая реакция. В результате исследования оптического волокна, поврежденного оптическим пробоем, с помощью электронной микроскопии был сделан вывод, что в возникающих в сердцевине волокна микрополостях находится молекулярный кислород [101]. Для его появления, кварцевое стекло под действием оптического пробоя должно расплавиться и частично испариться в сердцевине волокна. Температура плавления кварцевого стекла составляет около ≈ 1400 К, а испарения ≈ 2700 К [102]. В экспериментах Дрисколла инициация оптического пробоя выполнялась путем нагрева точечного участка волокна, легированного ионами германия, до температуры 1400 К. Но этого недостаточно для испарения кварцевого стекла и высвобождения кислорода. Следовательно, должен существовать механизм дополнительного локального повышения температуры. Дрисколл предположил, что таким механизмом является экзотермическая химическая реакция.

Следующая серия экспериментов была направлена на определение нужной экзотермической химической реакции. Для этого был исследован процесс изготовления волокна, который делится на два основных этапа: создание заготовки или преформы и вытягивание волокна из неё. На первом этапе стеклянная трубка вращается с постоянной скоростью, а под ней плавно двигается горелка, которая равномерно разогревает трубку до ≈ 1900 К. Одновременно с этим в трубку подается смесь газов, включающая в себя ионы редкоземельных металлов и кислород. Далее в результате химической реакции в будущей сердцевине волокна образуются точечные дефекты или центры окраски вида SiE' или GeE' [103]. Другими словами, точечные дефекты или E' центры связаны с кислородными дырками в связях X-Si , где вместо X может быть германий Ge или кремний Si . На стадии вытягивания волокна заготовка нагревается до температуры 2300К. Полученное из неё волокно охлаждается, при этом полученные в его сердцевине точечные дефекты сохраняются, а их расположение получается хаотичным.

Повышение температуры волокна в результате инициации оптического пробоя приводит к разрушению и полному исчезновению центров окраски типа

SiE' (снижению концентрации таких дефектов) в диапазоне температур 573К – 973 К [104]. При этом отмечается, что концентрация GeE' центров при повышении температуры сохраняется [105]. Дрисколл пришел к выводу, что именно экзотермическая химическая реакция горения германия способна дать необходимое количество тепла:



Подчеркивается, что при температурах выше ≈ 1200 К, увеличивается коэффициент диффузии молекулярного кислорода в кварцевом стекле, а значит возникновение реакции горения германия становится более вероятным.

Удобной абстракцией для понимания этой модели может послужить представление распространяющегося пробоя как набора спичек, выстроенных в ряд и расположенных на таком расстоянии, что если одна спичка загорается, то ее ближайшие соседи едва избегают воспламенения. Однако добавление лазерного излучения заставляет ближайшую соседнюю спичку воспламениться, после чего зажигается и ее соседняя спичка и так далее. При отключении лазерного излучения, энергии снова становится недостаточно для того, чтобы зажечь соседнюю спичку и движение оптического пробоя останавливается.

Таким образом, оптический пробой при нагреве отрезка волокна внешним нагревателем можно объяснить с помощью диффузии молекулярного кислорода и последующей экзотермической реакцией горения германия. Недостатки модели заключаются в том, что авторы с помощью данной модели не могут спрогнозировать расположение и геометрические размеры отдельных микрополостей в сердцевине волокна, ведь германий распределен в оптическом волокне хаотичным образом. Также при помощи этой модели сложно объяснить возникновение оптического пробоя в чистых кварцевых волокнах или в волокнах, не легированных германием.

1.1.2 Модель самофокусировки

Другая модель была предложена двумя первооткрывателями эффекта пробоя оптического волокна Кашьяпом и Блоу [2], которые заметили, что при сварном соединении двух отрезков оптического волокна иногда возникают расплавленные или даже полые области в сердцевине. Эти области схожи с теми, что образуются в волокне после прохождения искры, образованной при оптическом пробое. Было высказано предположение, что такие области возникают в результате самофокусировки лазерного излучения. Для этого показатель преломления сердцевины волокна должен зависеть от

интенсивности оптического излучения. К физическим механизмам, приводящим, к появлению такой зависимости, можно отнести негармоничный отклик атомов и молекул на внешнее световое поле, тепловые эффекты, например, возникновение тепловой линзы, или появление анизотропии оптических свойств среды из-за высокочастотного эффекта Керра. Каждый из этих механизмов приводит к искривлению волнового фронта оптического пучка и изменению его поперечных размеров.

В случае с излучением, распространяющимся по оптическому волокну можно говорить об апертурно-ограниченных световых пучках, распределение мощности излучения в поперечном сечении которых стремится к нормальному. В этом случае возникает так называемая нелинейная рефракция: в поле ограниченного пучка однородная нелинейная среда становится неоднородной; мощный луч электромагнитного излучения, проходя сквозь вещество, изменяет его свойства, что, в свою очередь, искривляет путь самого луча. Поэтому в зависимости от того, увеличивается или уменьшается показатель преломления в поле пучка, наблюдается концентрация энергии или, наоборот, её рассеяние.

Как правило, в кварцевом стекле отсутствуют нелинейные эффекты второго порядка, однако Кашьяп и Блоу предложили рассмотреть возникновение нелинейного отклика среды на действие внешнего светового поля как результата ангармонического движения связанных электронов. Зависимость показателя преломления в рамках модели ангармонического осциллятора определяется формулой Зельмейера [106]:

$$n = n_l + n_n |A|^2, \quad (1.2)$$

где n_l – линейная часть показатель преломления среды, n_n – нелинейная часть показателя преломления среды, A – амплитуда световой волны.

Выразив диэлектрическую проницаемость среды через показатель преломления, можно получить следующее уравнение:

$$\varepsilon = \varepsilon_l + \varepsilon_n |A|^2, \quad (1.3)$$

где $\varepsilon_l = n_l^2$ – линейная часть диэлектрической проницаемости среды, $\varepsilon_n = 2n_n^2 \frac{\varepsilon_l}{n_l}$ – коэффициент нелинейности, A – амплитуда световой волны.

В общем случае коэффициент нелинейности описывает нелинейное поглощение излучения и является комплексным числом. Кашьяп и Блоу рассматривали оптическое волокно, радиус сердцевины которого равен a , угол падения излучения θ , комплексная часть коэффициента нелинейности равна

нулю. Схематическое изображение сердцевины волокна и падающего излучения приведено на рисунке 1.1.

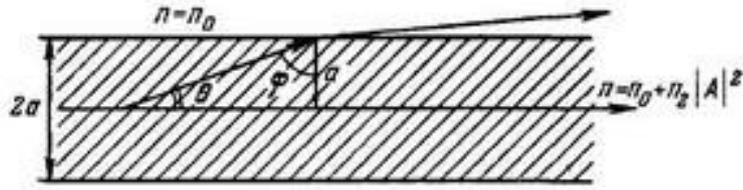


Рисунок 1.1 – Схематическое изображение сердцевины волокна и падающего излучения

Если $\epsilon_n > 0$, то внутри пучка излучения показатель преломления возрастает, и на его границе возможно полное внутреннее отражение лучей. Критический угол, определяющий распространение пучка излучения в нелинейной среде, можно получить геометрически:

$$\theta_d = \arccos\left(\frac{n_l}{n_l + n_n |A|^2}\right), \quad (1.4)$$

Лучи, идущие под углом $\theta > \theta_k$, покидают пучок, а те, для которых угол падения $\theta < \theta_k$, отклоняются к оси пучка. Расхождение лучей в пучке с плоским фазовым фронтом определяется углом дифракции:

$$\theta_d = \frac{0,61\lambda}{n_l a}, \quad (1.5)$$

где λ – длина волны излучения, a – радиус сердцевины волокна.

В зависимости от соотношения критического угла падения излучения и угла дифракции, наблюдается различное поведение лазерного пучка.

1. Для пучков, где $\theta_k < \theta_d$, пучок рассеивается в среде, однако медленнее, чем в случае с линейной диэлектрической проницаемостью среды

2. Для пучков, где $\theta_k = \theta_d$ дифракционное рассеяние полностью компенсируется нелинейным преломлением среды, при этом формируется волновод, в котором излучение распространяется без расходимости. Такой режим распространения излучения называется самоканализацией, и он помимо соотношения критического и дифракционного углов определяется критической мощностью, которой должно быть достаточно для изменения показателя преломления:

$$P_k = \frac{\epsilon_l c \lambda}{8\pi n_n}, \quad (1.6)$$

где c – скорость света в вакууме, λ – длина волны излучения, n_l – линейная часть показателя преломления среды.

3. Для пучков, где $\theta_k > \theta_d$, лучи отклоняются к оси пучка. Такой режим распространения излучения называется самофокусировкой т.е. среда с высоким коэффициентом нелинейности среды действует как собирающая линза. Мощность при этом так же должна быть больше, чем критическая мощность самоканализации, описанная уравнением (1.6) Фокусное расстояние такой линзы может быть получено как дифракционная длина излучения, где дифракционный угол равен критическому углу [107]:

$$R_c = R_d = \frac{k_0 a^2}{2} \approx \frac{a}{\theta_d} = \frac{a}{2} \sqrt{\frac{n_l}{n_n |A|^2}}, \quad (1.7)$$

где k_0 – волновое число, a – радиус сердцевины волокна, θ_d – дифракционный угол, n_l – линейная часть показателя преломления среды, n_n – нелинейная часть показателя преломления среды.

Далее Кашьяп и Блоу полагали, что оптический пробой должен возникнуть в оптическом волокне, если коэффициенте нелинейности равен постоянной Керра для кварцевого стекла т.е. равен $1,2 \cdot 10^{-22} \text{ м}^2/\text{В}^2$. При экспериментальной проверке получилось инициировать пробой излучением длиной волны $\lambda = 1064 \text{ нм}$ при мощности 2 Вт. В таком случае коэффициент нелинейного поглощения n_2 согласно уравнению (1.6) составил примерно $5,9 \cdot 10^{-17} \text{ м}^2/\text{В}^2$, что на пять порядков меньше теоретически рассчитанного.

Таким образом, модель самофокусировки излучения, предложенная Кашьяп и Блоу, может качественно объяснить возникновение оптического пробоя, его движения по оптическому волокну и наличие пороговой мощности, необходимой для инициирования пробоя. К недостаткам этой модели можно отнести сложность количественной оценки.

1.1.3 Модель тепловой линзы

Д.П. Хэнд и П.Дж. Рассел в работе [20] предположили, что при распространении излучения, на торце оптического волокна может возникнуть эффект тепловой линзы. Из-за этого волокно расширяется, способность самофокусировки излучения увеличивается, а размер фокусного пятна становится меньше. Лазерный луч сходится благодаря действию тепловой линзы. Полагается, что в месте фокусировки происходит плавление и испарение кварцевого стекла.

Для возникновения эффекта тепловой линзы необходимо, чтобы оптическое волокно имело высокий коэффициент поглощения излучения при нагревании. При нагревании волокна, легированного германием, нелинейное поглощение излучения возникает на хаотично расположенных в волокне дефектах типа SiE' или GeE'. Причем, как было сказано ранее, при температурах выше 1000 К основной вклад в нелинейное поглощение должны вносить дефекты типа GeE'.

Д.П. Хэнд и П.Дж. Рассел сообщили, что коэффициент поглощения излучения GeE' дефектами на длине волны 0,5 мкм скачкообразно увеличивается при нагревании. Поведение коэффициента поглощения описывается уравнением Аррениуса [19]:

$$\alpha = \alpha_0 \exp\left(\frac{-E_f}{k_B T}\right), \quad (1.8)$$

где E_f – энергия формирования GeE', α_0 – начальное значение коэффициента поглощения, k_B – постоянная Больцмана, T – температура.

График зависимости коэффициента поглощения излучения оптического волокна, легированного ионами германия, приведен на рисунке 1.2.

При таком распределении коэффициент поглощения резко возрастает на несколько порядков при температурах выше 1700 К. Возрастание происходит в очень узком диапазоне температур. Хэнд и Рассел полагали, что резкое изменение показателя преломления обусловлено поглощением излучения и ростом температуры в локальной области кварцевого стекла. Показатель преломления n нагретой сердцевины выражается как [108]:

$$n(r, t) = n_0 + \frac{\partial n}{\partial T} T(r, t), \quad (1.9)$$

где n_0 – показатель преломления сердцевины в нормальных условиях, r – радиус от центральной оси волокна, t – время, $T(r, t)$ – распределение температуры в сердцевине волокна.

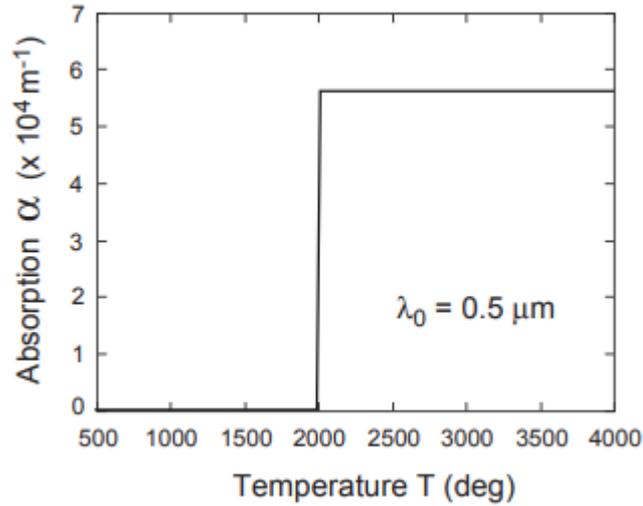


Рисунок 1.2 – Зависимость коэффициента поглощения от температуры [19].
Температура отложена в градусах Цельсия.

С учетом нормального распределения лазерного пучка распределение интенсивности зависит от вводимой мощности и модового пятна [109]:

$$I(r) = \frac{2P_0}{\pi\omega^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega^2}\right) \quad (1.10)$$

где P_0 – мощность излучения, r – радиус от центральной оси волокна, ω – радиус модового пятна.

Распределения температуры в сердцевине волокна, когда в качестве источника тепла используется поглощение лазерного излучения, было получено Гордоном [109]:

$$T(r, t) = \frac{\alpha P_0}{4\pi k} \left[\ln\left(2 + \frac{8Dt}{\omega^2}\right) - \frac{16Dt}{\omega^2 + 8Dt} \cdot \frac{r^2}{\omega^2} \right], \quad (1.11)$$

где P_0 – мощность излучения, t – время, r – радиус от центральной оси волокна, ω – радиус модового пятна, k – коэффициент теплопроводности, T – температура, $D = k/\rho c_p$ – соотношение коэффициента теплопроводности к произведению плотности и коэффициента теплоемкости материала.

Первое слагаемое уравнения (1.11) значительно меньше, чем второе слагаемое, и в дальнейшем Хэнд и Рассел пренебрегают им. При подстановке уравнения (1.11) в (1.9) получается:

$$n = n_0 \left[1 + \left(-\frac{2\alpha P_0}{4\pi n_0 k} \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right) \frac{8Dtr^2}{\omega^2(\omega^2 + 8Dt)} \right) \right], \quad (1.12)$$

Для удобства можно ввести замену:

$$\delta = -\frac{2\alpha P_0}{4\pi n_0 k} \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right) \frac{8Dt}{\omega^2 + 8Dt} \quad (1.13)$$

Тогда уравнение (1.12) примет следующий вид:

$$n = n_0 \left[1 + \delta \left(\frac{r}{\omega} \right)^2 \right], \quad (1.14)$$

В волокне показатель преломления сердцевинны принимает радиальное распределение согласно уравнению (1.14), а излучение будет сфокусировано в одной точке. Фокусное расстояние было вычислено Дж. П. Гордоном [110]:

$$F(t) = \frac{\pi n_0 k \omega^2 (\omega^2 + 8Dt)}{\alpha P_0 l \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right) 8Dt}, \quad (1.15)$$

где n_0 – показатель преломления сердцевинны в нормальных условиях, k – коэффициент теплопроводности, ω – радиус модового пятна, $D = k/\rho c_p$ – соотношение коэффициента теплопроводности к произведению плотности и коэффициента теплоемкости материала, P_0 – мощность излучения, l – длина нагревательной жилы.

При моделировании оптического пробоя с помощью уравнений (1.11) – (1.15), Д.П. Хэнд и П.Дж. Рассел использовали следующие значения переменных: коэффициент теплопроводности кварцевого стекла мощность излучения $P_0 = 2$ Вт, $k = 9,2$ Вт/мК, коэффициент теплоемкости кварцевого стекла $c_p = 788$ Дж/кг·К, плотность кварцевого стекла $\rho = 2\,200$ кг/м³, радиус модового пятна $\omega \sim 4,5$ мкм, длина нагревательной жилы $l \sim 40$ мкм, коэффициент поглощения $\alpha = 5,6 \cdot 10^4$ м⁻¹ и изменение показателя преломления от температуры $\frac{\partial n}{\partial T} = 1,23 \cdot 10^{-5}$ К⁻¹. В результате фокусное расстояние составило $\sim 15,5$ мкм, что совпадает периодом внутренней структуры, полученной при экспериментальном измерении [29].

Таким образом, модель тепловой линзы отвечает на вопрос, почему возникает оптический пробой. Температурная зависимость коэффициента поглощения α основана на экспериментальных измерениях. При этом механизмы, приводящие к столь резкому изменению показателя поглощения с ростом температуры, в рамках модели тепловой линзы остаются неописанными.

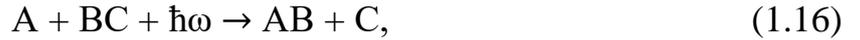
1.1.4 Модель обмена энергиями при реакции фотозамещения

Модель обмена энергией при неупругих столкновениях электронов была предложена советским ученым, доктором физико-математических наук лауреатом премии имени А.Н. Крылова профессором Сергеем Ивановичем Яковленко. В 70-е годы именно он предсказал и теоретически исследовал новый тип элементарных актов, в которых лазерный фотон стимулирует переход сразу в двух электронных оболочках сталкивающихся атомов или молекул, например, передачу возбуждения с поглощением или излучением фотона. За разработку этой теории он был награжден медалью имени П.Л. Капицы.

Главный вопрос, которым задаются С.И. Яковленко с соавторами [69], заключается в определении природы резкого увеличения поглощения излучения. Известно, коэффициент поглощения экспоненциально растет с увеличением температуры, а при плавлении кварца происходит дополнительный резкий скачок. По их суждениям весомую часть в резкое изменение коэффициента поглощения излучения вносят заряженные частицы, которые возникают в результате нарушения электрической прочности кварцевого стекла.

Советский физик, академик А.Ф. Йоффе был одним из первых, кто начал рассматривать процесс пробоя диэлектриков как скачкообразное явление возрастания их проводимости [59]. Он предполагал, что носителями тока являются свободные ионы, и электропроводность в диэлектрике возрастает из-за выбивания ионов из узлов решетки свободными ионами, разгоняемыми электрическим полем. В дальнейшем теория, предложенная Йоффе, была доработана такими учеными, как А.А. Смуров, А.А. Воробьев, Г. Фрелих, и др [61-65, 111-113]. В их работах показано, что возрастание электропроводности диэлектриков при высоких электромагнитных полях происходит за счет увеличения концентрации электронов, а не ионов.

Исходя из теории возрастания электропроводности диэлектриков в сильных электромагнитных полях С.И. Яковленко предложил модель оптического пробоя, основанную на так называемых радиационных столкновениях, или радиационно-столкновительных реакциях (далее по тексту РС реакции) комплексов SiO_4 и $\text{O} + \text{SiO}$, из которых состоит кварцевое стекло [74]. При этом под радиационно-столкновительными реакциями понимаются фотопереходы между электронными оболочками сталкивающихся молекул и атомов, когда две сталкивающиеся частицы приводят к появлению новой полосы поглощения, не характерной для этих двух частиц. Особый интерес представляют РС реакции, при которых рвутся отелные химические связи и образуются новые. Так происходит, например, при реакции фотозамещения [114]:



где A – отдельный атом, BC – комплекс атомов, \hbar – постоянная Планка, t – время, ω – частота излучения.

Принцип Франка-Кондона ограничивает возможность протекания таких реакций: для реализации данной реакции (1.16) необходимо, чтобы атом A существенно приблизился к комплексу атомов BC [114]. Именно реакция фотозамещения, возникающая в кварцевом стекле, приводит к резкому скачку коэффициента поглощения излучения.

Известно, что кварцевое стекло в твердом состоянии имеет тетраэдрическую структуру, в которой четыре атома кислорода O расположены вокруг атома кремния Si . Стехиометрически кварц представляет собой соединение SiO_2 , но в ячейке образуются молекулярные структуры SiO_4 . При этом структура SiO_2 не прочна и не стабильна, если кварцевое стекло переходит в газообразное состояние. В то же время молекула SiO напротив является довольно прочной из-за того, что энергия связи составляет 8,25 эВ. Эти два факта позволили предположить, что электронные поверхности системы $O + SiO$ имеют как связные, так и расталкивательные состояния, вне зависимости от конфигурации атомов.

На рисунке 1.3 приведено схематическое изображение структуры кварцевого стекла. Яковленко С.И. выделил комплекс молекул O_2-Si-O_1 , пронумеровав атомы кислорода O_1 и O_2 соответственно [69]. На рисунке 1.3 комплекс молекул O_2-Si-O_1 обозначен пунктирной линией.

Если O_2 находится в связном состоянии с атомом Si , а O_1 – в квазисвободном состоянии, то при фиксированном расположении остальных атомов зависимость энергии взаимодействия O_1 от расстояния R_1 между ядрами Si и O_1 имеет вид расталкивательной кривой $U_{i, \text{rep}}$.

На рисунке 1.4 в относительных единицах приведены зависимости энергий взаимодействия атомов кислорода O с молекулой SiO , где сплошными линиями обозначены переходы системы SiO , а пунктирными – переход, соответствующий поглощению фотона. Если в данной конфигурации рассматривать зависимость энергии взаимодействия O_2 от расстояния R_2 между ядрами Si и O_2 , то она имеет вид кривой, описывающей притяжение $U_{i, \text{att}}$.

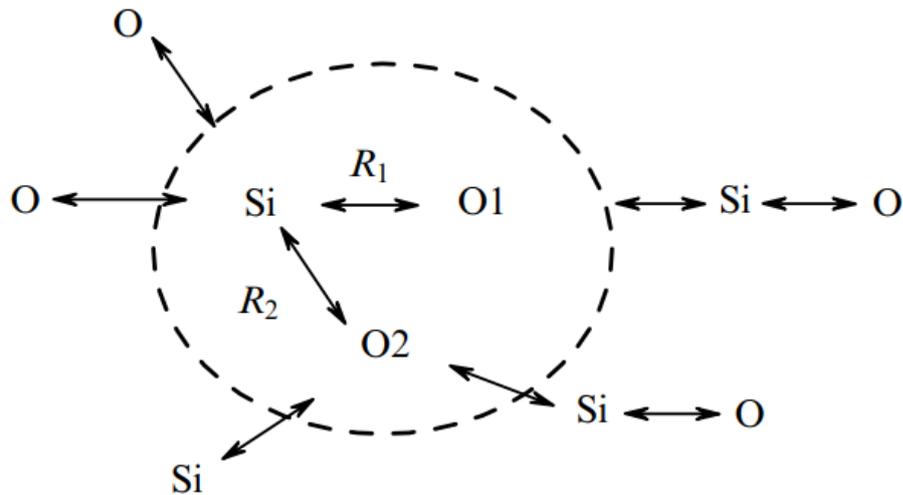


Рисунок 1.3 – Схематическое изображение структуры кварцевого стекла [69]

В таком случае фотоном можно стимулировать реакцию фотозамещения, описываемую уравнением (1.16):



В ходе этой реакции атом O1 переходит в связанное состояние, а O2 – в свободное. Зависимость энергий взаимодействия атомов O1 и O2 из-за этого меняются на противоположные: для O1 она становится расталкивательной и описывается кривой $U_{f, \text{att}}$, а для O2 притягивающей и описывается $U_{f, \text{rep}}$.

Разность энергий переходов определяет условную энергетическую поверхность, на которую должна перейти система под действием излучения при реакции (1.17):

$$\Delta U = U_{f, \text{att}} - U_{i, \text{rep}} + U_{f, \text{rep}} - U_{i, \text{att}} \quad (1.18)$$

Поглощение фотона происходит при $\Delta U > 0$, а излучение при $\Delta U < 0$. Известно, что при температуре $T \sim 1400$ К происходит фазовый переход, при котором образуется много несвязных атомов кислорода. В результате этого резко увеличивается эффективность реакции фотозамещения (1.17).

Если рассматривать кварцевое стекло в квазистатическом приближении, то спектр спонтанного излучения может быть описан следующим уравнением [76]:

$$A_{fi}(\omega) = A_{fi} \delta(\Delta U_{if} - \hbar\omega), \quad (1.19)$$

где A_{fi} – интегральная вероятность спонтанного перехода при заданной конфигурации молекул, пропорциональная квадрату дипольного момента перехода, $\delta(x)$ – дельта-функция.

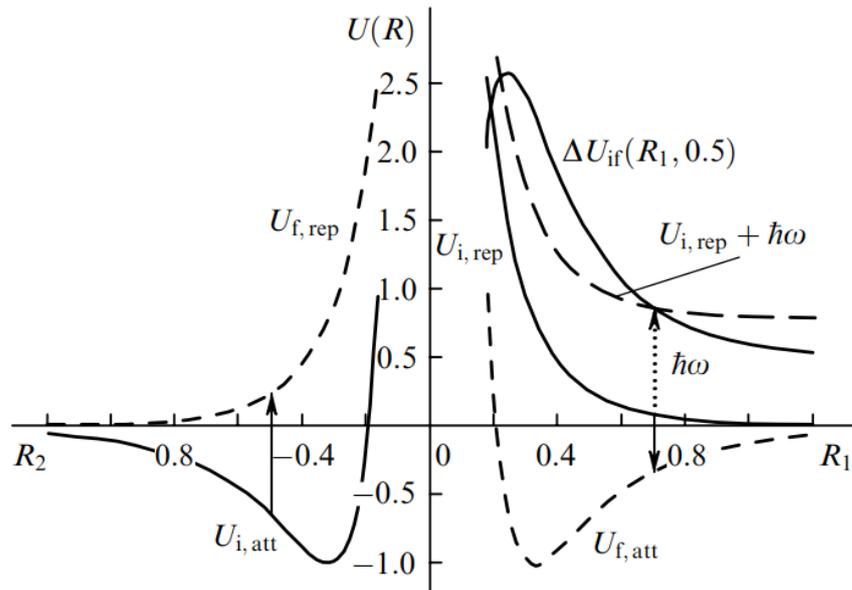


Рисунок 1.4 – Качественная зависимость энергий взаимодействия кислорода O с комплексом SiO от расстояния между ядрами O и Si [69]

При максвелловском распределении по скоростям и больцмановском распределении по энергиям можно рассчитать число систем O + SiO, электроны которых могут участвовать в реакции фотозамещения. Умножив количество систем O + SiO на энергию кванта, Яковленко рассчитывает мощность спонтанной PC реакции для единицы объема и из нее получает коэффициент поглощения излучения на пару частиц O + SiO [71]:

$$k(\omega) = \frac{\lambda^2}{4} A_{fi} \frac{4\pi\hbar R_{1\omega}^2}{F(\omega)} \exp\left(-\frac{U_{i,rep}(R_{1\omega})}{T}\right)^2 \times \exp\left(-\frac{4\pi\hbar R_{1\omega}^3}{3} (N_{SiO} + N_O)\right) (N_i^{SiO})^2 (N_i^O)^2, \quad (1.20)$$

где $F(\omega)$ – разность наклонов термов в точках $R_1 = R_{1\omega}$, полученная при интегрировании дельта функции из (1.19) по r , N_i^{SiO} – концентрация SiO в начальном состоянии, N_i^O – концентрация O в начальном состоянии.

При моделировании оптического пробоя с помощью уравнений (1.16) – (1.20), Яковленко использовал следующие значения переменных: длина волны излучения $\lambda \sim 1,06$ мкм, интегральная вероятность спонтанного перехода

$A_{fi} \sim 10^6 \text{ с}^{-1}$, межъядерное расстояние $R_{1\omega} \sim 0.2 \text{ нм}$, разность наклонов термов $F(\omega) \sim 2 \text{ эВ}/R_{1\omega}$, концентрации SiO и O в начальном состоянии $N_i^{\text{SiO}} \sim N_i^{\text{O}} \sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Коэффициент поглощения излучения $k(\omega)$ составил $3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$, что примерно в сорок раз превышает коэффициент поглощения (760 см^{-1}), необходимый для наблюдаемых скоростей движения тепловой волны поглощения [20]. Это объясняется тем, что в ходе расчетов необходимы конкретные виды потенциальных поверхностей рассматриваемой системы O + SiO, а за неимением оных используется предельный случай, когда температура стремится к бесконечности.

Таким образом, модель обмена энергиями при радиационно-столкновительных реакциях дополняет модель тепловой линзы, объясняя природу резкого увеличения коэффициента поглощения излучения. К причинам резкого роста можно отнести два независимых механизма. Во-первых, это экспоненциальный рост скорости реакции фотозамещения, поскольку большее число атомов может «забраться на потенциальную горку», другими словами приблизиться на такое расстояние, при котором возможно поглощение фотона. Во-вторых, при температуре, равной температуре плавления кварца растет число несвязных атомов кислорода. К недостаткам модели можно отнести сложность её практического использования, ведь конкретные виды потенциальных поверхностей системы O + SiO остаются неизвестными. В подразделе 1.2.3 будет рассмотрена модель теплопроводности, предложенная китайскими учеными, где механизмы роста коэффициента поглощения излучения остается таким же как в модели Яковленко, но подход к расчету коэффициента поглощения основывается количестве высвободившихся электронов.

1.2 Основные подходы к процессу формирования квазипериодической внутренней структуры

Особый интерес представляет процесс формирования внутренней структуры. Было предложено три основных подхода к исследованию процесса возникновения оптического пробоя и формирования внутренней структуры.

1.2.1 Модель неустойчивости Рэлея-Тейлора

Модель формирования отдельных микрополостей на основе неустойчивости Рэлея-Тейлора была предложена Р.М. Аткинсом (R.M. Atkins) [7]. В данной работе авторы полагают, что микрополости являются результатом классической неустойчивости Рэлея-Тейлора, вызванной капиллярными эффектами в расплавленном кварцевом стекле, окружающем плазменный очаг,

формируемый при оптическом пробое. Явление неустойчивости Рэля-Тейлора возникает, когда газ высокого давления (газ SiO_2 или газ $\text{SiO} + \text{O}_2$) интенсивно движется вблизи границы жидкого кварцевого стекла, вызывая деформацию поверхности. Таким образом, в сердцевине волокна образуются отдельные полости.

Явление того, что поток воды, выбрасываемой из капилляра в воздух, превращается в капли (см. рисунок 1.5), для многих является знакомым. Это связано с гидродинамической неустойчивостью, возникающей на (непрерывной) границе раздела между двумя смежными жидкостями (воздухом и водой) с различной плотностью. Изменения, вызванные этой гидродинамической неустойчивостью, усиливаются, и, наконец, граница раздела становится прерывистой, образуя капли.

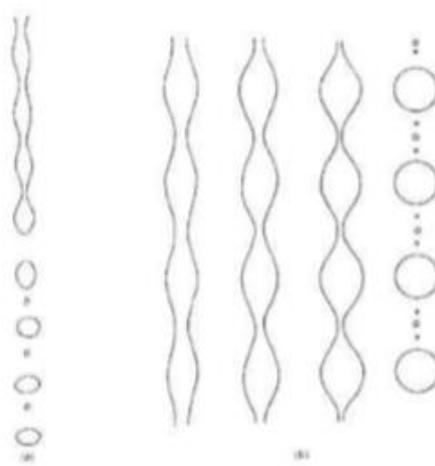


Рисунок 1.5 – Схематическое изображение процесса изменения струи жидкости вследствие гидродинамической неустойчивости [7]

Нестабильность, возникающая на непрерывной границе раздела, где соприкасаются жидкость и газ двух различных плотностей изучалось в течение долгого времени в области гидродинамики как неустойчивость Рэля-Тейлора, и результаты были рассмотрены в книге С. Чандрасекара (С. Chandrasekhar) [115].

Из этой книги Р.М. Аткинс привел уравнение формы флуктуации осевой симметрии (деформации границы раздела), которая возникает, когда поток капиллярной жидкости проходит через газ, и попытался объяснить образование отдельных микрополостей при эффекте плавления сердцевины, как прохождение капиллярного потока ионизированного газа через жидкую фазу кварцевого стекла [7].

Он приводит уравнение формы флуктуации осевой симметрии:

$$\sigma_0^2 = \frac{\Gamma}{r_0^2} * \frac{xK_1(x)}{K_0(x)} * (1 - x^2), \quad (1.21)$$

где σ_0 – параметр, представляющий частоту колебаний, Γ – поверхностное натяжение жидкости, ρ – плотность жидкости, r_0 – радиус капилляра ионизированного газа, x – параметр, описывающий произведение r_0 и волнового числа k флуктуации, $k = 2\pi / \Lambda$, где Λ – длина волны флуктуации.

Кроме того, $K_0(x)$ и $K_1(x)$ – это модифицированные функции Бесселя второго рода. Поскольку форма, демонстрирующая наибольшую неустойчивость, наблюдается при значении параметра $x = 0,484$ [115], то длина флуктуации равна:

$$\Lambda = \frac{2\pi r_0}{x} \approx 12.98r_0 \quad (1.22)$$

Эта длина флуктуации представляет шаг флуктуации в направлении оси волокна. Если возникновение полостей вызвано нестабильностью Рэлея-Тейлора, то шаг между микрополостями должен быть равен Λ .

Из уравнения (1.1) видно, что в рамках описываемой модели поверхностное натяжение Γ должно быть задано на всей поверхности расплавленного кварцевого стекла. Зависимость поверхностного натяжения Γ от температуры описывается уравнением Этвёша:

$$\Gamma = \Gamma_0(T_c - T), \quad (1.23)$$

где Γ_0 – постоянная, определяемая жидкостью. Для расплавленного кварцевого стекла она принимает значение $2,54 \times 10^{-4} \frac{\text{кг}}{\text{с}^2\text{К}}$ [70], T_c – критическая температура, равная 3680 К [70], T – температура. Как видно из (1.3), поверхностное натяжение Γ уменьшается с ростом температуры T , а когда она приближается к критической температуре T_c , стремится к нулю.

Нестабильность Рэлея-Тейлора, предложенная Р.М. Аткинсом должна происходить при температуре ниже критической температуры T_c (около 3680 К).

Динамическая вязкость η расплавленного кварцевого стекла вблизи этой температуры зависит от температуры следующим соотношением [115]:

$$\log(\eta) = -6.24 + \frac{26.950}{T} \quad (1.24)$$

С уменьшением температуры T динамическая вязкость η быстро возрастает и достигает значения на три порядка выше значения обычной жидкости с низкой вязкостью, такой как вода. Первоначально нестабильность Рэля-Тейлора изучалась как явление, возникающее при прохождении струи воздуха под высоким давлением через жидкость с низкой вязкостью, такой как вода.

При обсуждении нестабильности в высоковязкой жидкости, вместо уравнения (1.1) предложено использовать уравнение, которое включает в себя динамическую вязкость η [115]:

$$\sigma_0 = \frac{\Gamma}{(6r_0\eta)} (1 - x^2) \quad (1.25)$$

Это уравнение показывает, что σ_0 монотонно уменьшается с ростом параметра x . Максимальное значение частоты флуктуации σ_{0max} определяется как σ_0 при $x = 0$ следующим образом [61]:

$$\sigma_{0max} = \frac{\Gamma}{6r_0\eta} \quad (1.26)$$

Поскольку Γ и η в формуле (1.6) зависят от температуры, σ_{0max} также изменяется в зависимости от температуры. Для случая $r_0 = 5$ мкм зависимость между σ_{0max} и T была рассчитана и показана на рисунке 1.6.

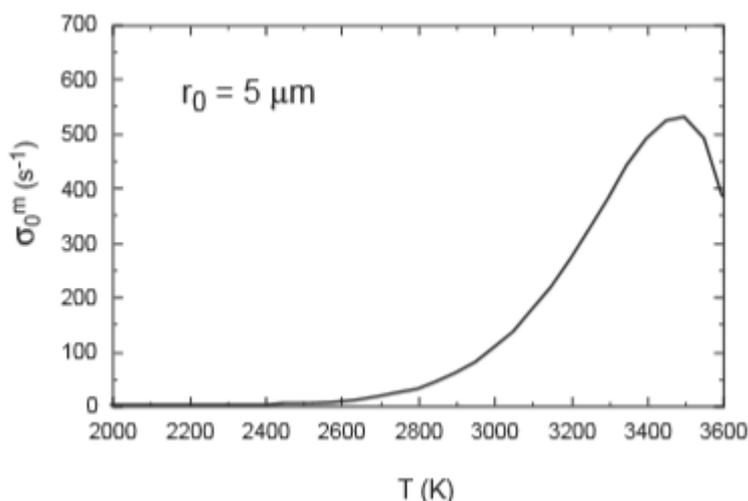


Рисунок 1.6 – Зависимость максимальной частоты флуктуации от температуры [61]

Как видно из рисунка 1.6, для σ_{0max} наблюдается максимальное значение (около 530 с^{-1}) при $T \sim 3500 \text{ К}$. Это значение явно меньше ожидаемого

по экспериментальным результатам. Например, когда неустойчивость Рэлея-Тейлора возникает при $\sigma_{0max} = 530 \text{ с}^{-1}$ и скорости распространения плазменного очага по оптическому волокну 0,45 м/с, то шаг между микрополостями составляет $0,45 / 530 \text{ м} = 849 \text{ мкм}$, что почти в 37 раз больше чем фактически измеренное значение около 23 мкм [28]. Поскольку расплавленное кварцевое стекло имеет очень высокую вязкость, считается, что неустойчивость Рэлея-Тейлора вряд ли произойдет, даже когда струйный поток газа высокого давления проходит через сердцевину расплавленного кварцевого стекла. Таким образом, считается затруднительным объяснить формирование отдельных микрополостей после распространения плазменного очага по оптическому волокну на основе этой нестабильности.

Хотя капиллярный эффект убедительно объясняет механизм образования капель воды из крана и формирование пузырьков в потоке воды, этот эффект не может объяснить формирование внутриволоконной структуры микрополостей при плавлении волокна из-за аномально высокой вязкости кварцевого стекла.

1.2.2 Модель отрицательного поверхностного натяжения

Другую модель предложили российские ученые под руководством С.И. Яковленко [73-74]. Они считали, что, поскольку коэффициент поверхностного натяжения жидкости расплавленного кварцевого стекла на границе с ионизированным газом принимает отрицательное значение, то жидкость выдавливается в область ионизированного газа, формируя мостик и разделяя плазменный очаг на две отдельных части. С.И. Яковленко предположил, что высокотемпературный плазменный очаг остается с той же высокой плотностью, что и расплавленное кварцевое стекло, при этом часть составляющих молекул ионизирована, а плотность электронов относительно велика. В этой ситуации катионам (положительным ионам) в плазменном очаге трудно перемещаться, а электроны могут двигаться свободно.

В результате электроны, возникающие в области сердцевины, притягиваются к катионам вблизи поверхности плазменного очага за счет кулоновского притяжения и «прилипают» к внутренней поверхности оболочки расплавленного кварца [70, 74-75]. Это состояние схематично показано на рисунке 1.7.

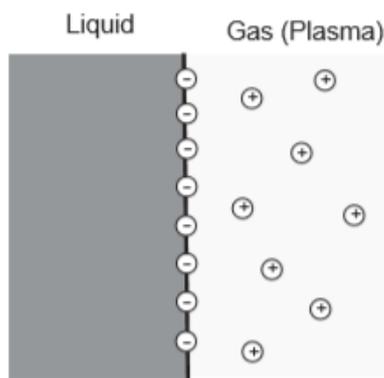


Рисунок 1.7 – Схематическое изображение заряженных слоев на границе ионизированный газ и жидкость [74]

Именно этот заряженный слой, где электроны прилипают к поверхности жидкого кварцевого стекла, вызывает «отрицательное» поверхностное натяжение для слоя жидкости. В случае отрицательного коэффициента поверхностного натяжения, деформация поверхности жидкой фазы кварцевого стекла продолжается, давая начало длинному пузырю, а отталкивание одноименных зарядов на разных поверхностях кварцевого стекла приводит к развитию неустойчивости.

При повышении температуры динамическая вязкость расплавленного кварцевого стекла уменьшается, а ионизированного газа, наоборот, растет [70]. Поэтому, при высокой температуре жидкая фаза кварцевого стекла будет выдавливаться в плазменную фазу кварцевого стекла (ионизированный газ) благодаря силе отталкивания заряда. Жидкость движется в направлении, противоположном направлению распространения лазерного излучения по изотермам, соответствующими границам раздела плазма-жидкость и границами жидкость-твердое тело. Это движение вызвано экструзией маловязкого слоя в присутствии избыточного давления P_a , возникшего из-за поверхностного отталкивания зарядов на границе раздела. Далее из-за возникновения встречных потоков образуется неустойчивость, при которой поток направляется в центр высоковязкой области, заполненной газовой плазмой. Схематическое изображение разделения плазменного очага на две отдельные части показано на рисунке 1.8.

Неустойчивость быстро развивается при этом скорость экструзии u сравнима со скоростью распространения плазменного очага по оптическому волокну V_f . Жидкость в плазме образует мостик, разделяя плазменный очаг на две части. В сердцевине волокна образуются две последовательные полости, далее всё повторяется сначала. Используя модель отталкивания зарядов, можно качественно объяснить процесс образования отдельных полостей.

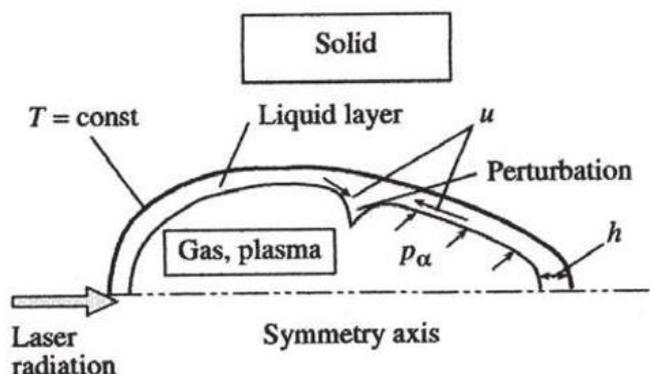


Рисунок 1.8 – Схематическое изображение процесса разделения плазменного очага на две части [26]

Концепция отрицательного поверхностного натяжения, предложенная С.И. Яковленко, может объяснить разделение единой длинной полости ионизированного газа на отдельные части. Однако, понятие «отрицательного» поверхностного натяжения представляется невозможным с точки зрения химии поверхности и физики плазмы.

1.2.3 Модель теплопроводности

Автор Йо. Шуто в своей диссертации рассматривает теоретические аспекты эффекта плавления оптического пробоя с акцентом на моделирование этого процесса на основе уравнения теплопроводности с использованием метода конечных разностей. В книге [53] автор исследует механизмы возникновения эффекта плавления в оптическом волокне, которые включают в себя различные модели образования структуры микрополостей с учетом принципов термодинамики, характеристик материалов и теплопередачи.

Для того, чтобы инициировать эффект плавления оптического волокна, необходимо прикрепить светопоглощающее вещество к торцу волокна или нагреть отрезок сердцевины примерно до 3000 К [50]. Известно, что коэффициент оптического поглощения сердцевины оптического волокна α является функцией температуры [93]. Когда температура сердцевины повышается до 3000 К, коэффициент оптического поглощения становится равным порядка 10^4 м^{-1} . В этой нагретой области коэффициент поглощения света значительно выше, чем в других частях сердцевины, поэтому, когда свет распространяется через нагретую область, происходит дополнительное тепловыделение из-за поглощения света.

Расчетная область, разработанной Йо. Шуто математической модели, представлена на рисунке 1.9. Она состоит из отрезка волокна длиной $2l$ и диаметром $2r_f$, в сердцевине которого выделена область длиной ΔL . Волокно помещено в атмосферу с температурой T_a , а область выделенная в сердцевине область нагревается до температуры $T_c^0 (> T_a)$.

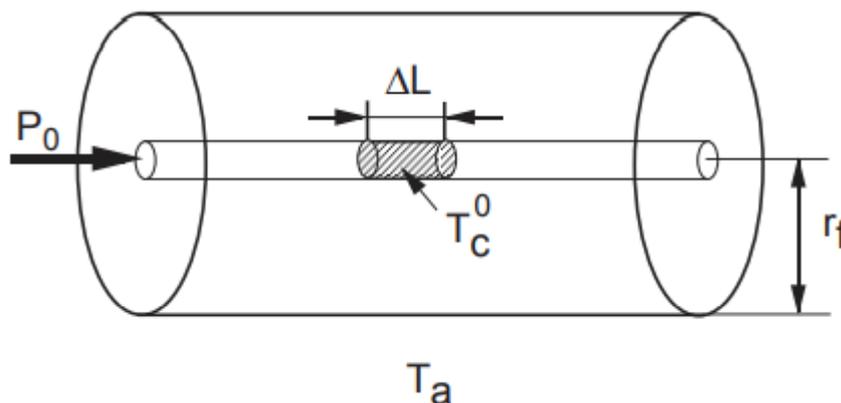


Рисунок 1.9 – Схематическое изображение расчетной области [50]

Уравнение нестационарной теплопроводности оптического волокна при воздействии источника тепла на сердцевину имеет вид [117]:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (1.27)$$

где ρ – плотность [кг/м³], C_p – удельная теплоемкость [Дж/(кг·К)], k – теплопроводность материалов [Вт/(м·К)].

Чтобы рассчитать температурные поля в оптическом волокне с помощью уравнения (1.7) необходимо учитывать граничные условия в центре ($r = 0$) и внешней поверхности ($r = r_f$) оптического волокна, а также на обоих его торцах ($z = 0$ и $z = 2l$).

Тепловой поток по оси r устанавливается равным из-за осесимметричной постановки задачи:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \quad (1.28)$$

На обоих торцах волокна ($z = \pm l$) и на внешней поверхности волокна ($r = r_f$), тепловой поток рассеивается за счет передачи излучения в открытый воздух ($T = T_a$):

$$-\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_f} = \sigma_S e (T^4 - T_a^4) \quad (1.29)$$

$$-\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=\pm l} = \sigma_S e (T^4 - T_a^4) \quad (1.30)$$

где σ_S – постоянная Стефана-Больцмана, $T_a = 298$ К, $e \sim 0.9$ – коэффициент излучения поверхности.

Помимо граничных условий были определены начальные условия при моделировании эффекта плавления. Предполагается, что волокно располагается в атмосфере с температурой T_a , за исключением области нагрева в сердцевине волокна, которая нагревается до температуры T_c^0 . Обобщая это, получаем следующее уравнение:

$$T(r, z, 0) = \begin{cases} T_c^0, & \text{при } r = z = 0 \\ T_a, & \text{при } r \neq 0 \text{ и } z \neq 0 \end{cases} \quad (1.31)$$

На основе работ Яковленко, Шуто рассматривал увеличение электропроводность сердцевины волокна при температуре около 1323 К как результат нарушения электрической прочности кварцевого стекла. Для расчета роста коэффициента поглощения излучения он предложил сконцентрировать внимание не на условной энергетической поверхности системы SiO + O, которую определяет реакция фотозамещения, а на высвободившихся в этой реакции свободных электронах [56]. Напомним, что основным недостатком модели Яковленко является неизвестная форма этой условной энергетической поверхности. По мнению Шуто, коэффициент поглощения α представляет собой сумму коэффициента поглощения при нормальных условиях α_0 (при температурах близких к 293 К) и коэффициента поглощения электронного газа α_e , появившегося при температуре выше 1273К. Коэффициент $\alpha_0 \approx 1 \text{ м}^{-1}$ [118] описывает нелинейное поглощение излучения на хаотично расположенных в волокне дефектах типа SiE' или GeE', о которых уже упоминалось ранее.

Когда температура сердцевины достигает 1273 К начинается термическая ионизация центров типа GeE' [103]. В результате в сердцевине волокна образуется электронный газ, т.е. большое количество свободных электронов. Концентрация высвободившихся электронов совпадает с концентрацией ионов GeE'-центров.

Согласно [105] в волокне, легированном германием 4 мол%, концентрация ионов GeE'-центров вычисляется следующим образом:

$$n_{\text{GeE}'} = n_p \exp\left(-\frac{E_f}{k_B T}\right), \quad (1.32)$$

где $E_f = 2,5$ эВ – энергия формирования GeE'; $n_p = 1,72 \cdot 10^{21}$ см⁻³ – концентрация GeE'-центров при нормальной температуре; k_B – постоянная Больцмана. Проводимость кварца за счет свободных электронов будет равна:

$$\sigma = e\mu_e n_e = e\mu_e n_p \exp\left(-\frac{E_f}{k_B T}\right), \quad (1.33)$$

где μ_e – это дрейфовая подвижность электронов, она варьируется от 7 до 63 см³/В·с, расчетах эта величина полагалась равной 50 см³/В·с [54], e – модуль заряда электрона, концентрация электронов $n_e = n_{\text{GeE}'}$.

С учетом (2.5) коэффициент поглощения электронного газа в волокне в формуле (2.3) будет равен:

$$\begin{aligned} \alpha_e &= \frac{k_0 \cdot n_1}{\sqrt{2}} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\mu_0 c_0 \sigma}{k_0 n_1^2}\right)^2} - 1 \right]^{\frac{1}{2}} \sim \frac{\mu_0 c_0 \sigma}{2n_1} = \\ &= \frac{\mu_0 c_0}{2n_1} e\mu_e n_p \exp\left(-\frac{E_f}{k_B T}\right) \end{aligned} \quad (1.34)$$

где n_1 – коэффициент преломления в сердцевине, μ_0 – магнитная постоянная; c_0 – скорость света в вакууме; k_0 – волновое число в вакууме.

Процесс нагрева лавинообразным образом увеличивает число свободных электронов, а те в свою очередь ведут к увеличению коэффициента поглощения излучения. Зависимость коэффициента поглощения от температуры представлена в работе [57]:

$$\alpha = \alpha_0 + \frac{\mu_0 c_0}{2n_1} e\mu_e n_p \exp\left(-\frac{E_f}{k_B T}\right) \quad (1.35)$$

где k_0 – волновое число в вакууме, n_1 – коэффициент преломления в сердцевине, μ_0 – магнитная постоянная; c_0 – скорость света в вакууме.

Считается, что тепловыделение происходит только в центре области нагрева ($r = 0$), а на границе сердцевина-оболочка ($r \neq 0$) тепловыделение отсутствует:

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = \begin{cases} \alpha I + \sigma F^2, & \text{при } r = 0 \\ 0, & \text{при } r \neq 0 \end{cases} \quad (1.36)$$

где I – интенсивность оптической мощности, F – амплитуда электрического поля в сердцевине. Таким образом, первое и второе слагаемые в правой части формулы (1.36) описывают тепло, выделяемое при поглощении света, и тепло Джоуля, соответственно.

Были получены температурные поля в оптическом волокне при введении монохроматического оптического излучения длиной волны $\lambda_0 = 1,064$ мкм и мощностью ~ 2 Вт. На рисунке 1.10 показано рассчитанное изменение температуры в центре сердцевины от времени.

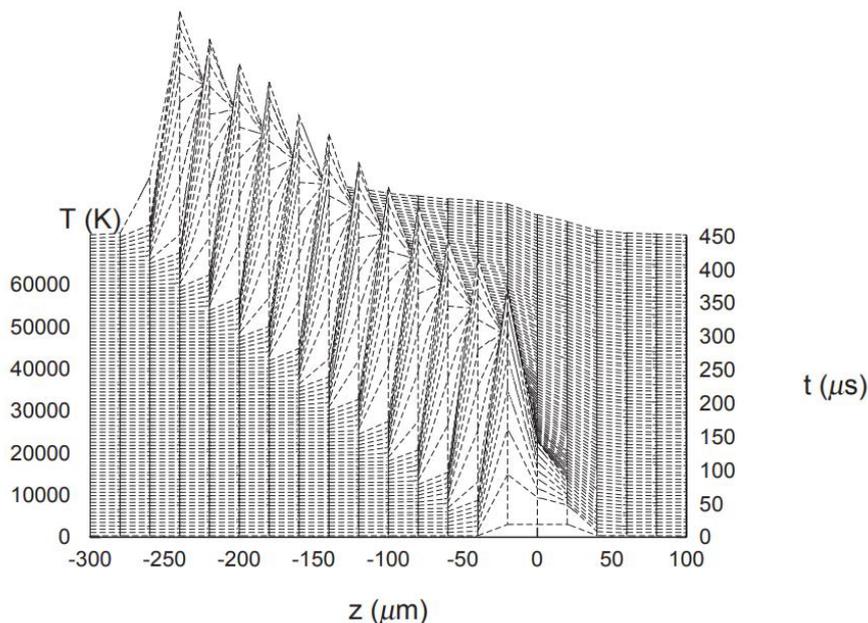


Рисунок 1.10 – Температурное поле в оптическом волокне [50]

В течение 50 мкс температура резко повышается со значения 2923 К до 53000 К. Кроме того, о повышении пиковой температуры при очень низкой скорости распространения, как описано выше, также сообщили Н.Н. Ахмедиев [68]. Ими была предложена одномерная модель, описывающая распространение плазменной искры (эффекта плавления) по оптическому волокну, где источником нагрева также выступал локальный нагрев сердцевины волокна. Полученное в рамках этой модели решение имеет вид бегущей фронтальной волны или «диссипативного солитона» [68].

Другие ученые смогли оценить температуру на основе точно измеренных спектральных данных в областях 600 – 1400 нм [20] и 500 – 800 нм [79], предполагая излучение абсолютно черного тела. В результате экспериментальных исследований измеренная температура составила около 4700–10500 К. Подробнее эти результаты рассмотрим в разделе 1.3.2,

посвященной экспериментальным исследованиям температуры оптического пробоя.

Если предположить, что высокотемпературная область сердцевины представляет собой черное тело, то температуры, полученные путем теоретического исследования [50-56], оказались в хорошем согласии с экспериментальными данными [20, 79]. Наблюдаемый спектр излучения от плазменного очага включает в себя широкий диапазон излучения, начиная от инфракрасного до ультрафиолетового спектра излучения. Такой же диапазон излучения действительно наблюдался в экспериментах с эффектом плавления в оптическом волокне.

1.3 Экспериментальные исследования оптического пробоя в волокне

Долгое время эффект плавления не представлял особого интереса для научного сообщества. За 27 лет с открытия оптического пробоя в оптическом волокне было проведено не более десятка работ, основные из которых [1-3, 5, 10, 38-39, 98] посвящены исследованию пороговой мощности и возможным способам избежать возникновения оптического пробоя в волокне, чтобы не нарушить работы оптической системы. Так для волокна SMF-28e необходимая для инициирования оптического пробоя мощность составила около 1,5 Вт. В рекомендации было указано, что для стабильной и безопасной работы оптической системы необходимо выбирать мощности меньше полученной. [30].

Дальнейшие экспериментальные работы можно разделить на три основных направления: исследование вероятности возникновения оптического пробоя в волокне, изучение формирования внутренней структуры и исследование плазменной искры, возникающей при оптическом пробое волокна.

1.3.1 Исследование вероятности возникновения оптического пробоя в волокне

Одними из первых были исследованы методы инициирования оптического пробоя, такие как: контакт торца оптического волокна с инициатором, критический изгиб оптического волокна и нагрев отдельного участка волокна с помощью внешнего нагревателя и др.

В 1995 году Д.Д. Дэвис исследовал возникновение пробоя в различных видах оптического волокна, по которым распространялось монохроматическое излучение с длиной волны 1,06 мкм [119-120]. Он пришел к выводу, что наиболее надежным способом инициирования оптического пробоя является контакт торца волокна с металлическим предметом. Экспериментально

полученная пороговая мощность инициирования P_{init} , варьировалась от 0.40 до 4.0 Вт для различных видов волокон. При этом отмечалось, что при более низких уровнях мощности инициирование может занять несколько попыток в течение нескольких минут.

С. Тодороки был одним из первых, кто посвятил свои работы исследованию эффекта плавления и поиску его полезного применения [26-34]. В одной из работ [34] он также, как и Д.Д. Дэвис определял необходимую для инициирования оптическую мощность в зависимости от вида оптического волокна. В качестве исследуемых волокон были выбраны коммерчески доступные образцы SMF-28e+ Corning, LEAF Corning и TrueWave RS OFS. В качестве источника излучения был выбран рамановский оптический лазер PUL-10-1480 IPG Laser с длиной волны $\lambda=1,48$ мкм. Выходной конец оптического волокна был очищен от акрилатного покрытия и закреплен на держателе оптического волокна. В качестве инициатора использовался кусок светопоглощающего материала, установленного на другом держателе, который перемещался между двумя положениями (в области облучения и вне ее) с помощью автоматизированного стола с микроподвижками.

Для управления мощностью и временем облучения лазер и автоматизированный стол были подключены к персональному компьютеру. Положение, в котором происходил контакт между инициатором и оптическим волокном, регулировалось при помощи микроскопа и видеокамеры. Схематическое изображение экспериментальной установки приведено на рисунке 1.11.

В начале эксперимента инициатор смещали в сторону от оптического волокна, устанавливали оптическую мощность лазера при помощи измерителя мощности, выключали лазер и возвращали инициатор вплотную к торцу оптического волокна. Далее исследователи включали излучение с волоконного лазера на заданной мощности, после чего оно автоматически выключалось через пять секунд. Образование оптического пробоя регистрировалось с помощью фотодетектора, расположенного рядом с торцом исследуемого волокна. Это было необходимо для определения времени, необходимого для инициирования оптического пробоя на заданной мощности.

С. Тодороки исследовал различные металлы в качестве инициатора, однако вероятность инициирования оказалась недостаточно высокой для получения воспроизводимых результатов в течение реалистичного времени эксперимента [33]. Это объясняется тем, что область реакции трудно изолировать от воздуха, который отводит часть тепла, что мешает экспериментально оценить влияние вида металла. Поэтому опираясь на широкий спектр поглощения кобальта в диапазоне от 1,4 до 1,8 мкм, в качестве

инициатора использовалось коммерчески доступное боросиликатное стекло, легированное кобальтом Co, Cobalt-6 #516 (Glass Alchemy). Был выбран тип боросиликатного стекла с самым темным цветом (почти черным). Облучение лазерным излучением приводило к тому, что стекло в области реакции расплавляется и полностью окружает торец волокна, что дополнительно уменьшает отток тепла.



Рисунок 1.11 – Экспериментальная установка для исследования минимальной мощности для оптического пробоя

В результате экспериментов обнаружено, что вероятность возникновения оптического пробоя зависит не только от оптической мощности, но и от площади модового пятна, которым характеризуются различные виды оптических волокон. На рисунке 1.12. представлены графики вероятности возникновения оптического пробоя для различных видов оптических волокон.

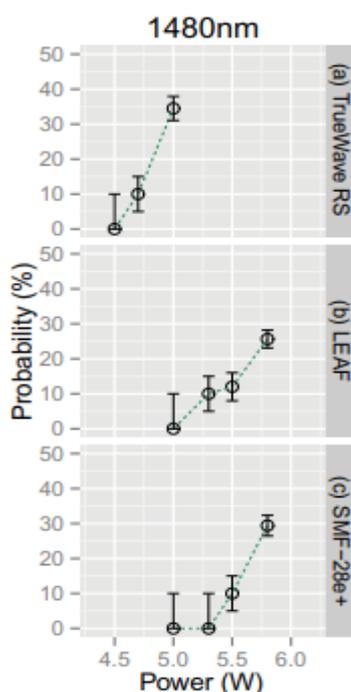


Рисунок 1.12 – Вероятность оптического пробоя в различных видах волокон [34]

Согласно спецификациям, площадь модового пятна для излучения с длиной волны $\lambda=1,55$ мкм для различных видов волокон составляла: $(10,48\pm 0,5)$ мкм для TrueWave RS OFS, $(9,6\pm 0,4)$ мкм для LEAF Corning и $(8,4\pm 0,6)$ мкм для SMF-28e+ Corning. Таким образом, возникновение оптического пробоя зависит не столько от оптической мощности оптического излучения, сколько от плотности мощности излучения, т.е. отношения оптической мощности к площади модового пятна оптического волокна.

1.3.2 Исследование плазменной искры, ее скорости и температуры

Отдельный интерес представляет температура плазменной искры. Ранее было показано, что теоретические исследования оптического пробоя Йошито Шуто на основе модели теплопроводности дают резкий рост температуры со значения 2923 К до 53000 К в течение примерно 250 мкс. Причем это повышение температуры локализовано на небольшом отрезке оптического волокна длиной около 50 мкм [50]. Такие же результаты получили и советские ученые под руководством академика Н.Н. Ахмедиева. В работе [68] в результате численного решения одномерной модели теплопроводности в волокне температура резко увеличивается, при этом фронт изотерм начинает двигаться с постоянной скоростью, что совпадает с экспериментальными наблюдениями.

Эти теоретические исследования не могли не привести к повышению интереса реальной температуры плазменной искры, возникающей при оптическом пробое. Так российские ученые под руководством академика РАН Евгения Михайловича Дианова провели экспериментальное исследование скорости распространения и температуры плазменной искры. В работе [79] оптический пробой рассматривается как распространяющийся с дозвуковой скоростью (1 м/с) оптический разряд. Экспериментальная установка приведена на рисунке 1.13. В качестве источника излучения использовался иттербиевый волоконный лазер в одномодовом режиме с выходной мощностью до 40 Вт. К его выходу был приварен отрезок оптического волокна, легированного ионами германия. Оптический пробой инициировался за счет контакта торца волокна с поглощающей излучение поверхностью.

Спектр излучения плазмы исследовался в диапазоне 300 – 1000 нм, спектральное разрешение составляло 10 нм. В исследуемых одномодовых волокнах сердцевина была легирована ионами германия в различных соотношениях. Для калибровки перед экспериментом в исследуемое волокно запускалось излучение лампы накаливания с вольфрамовой нитью, спектр излучения и температурой нагрева (3110 К) которой известны. Было отмечено,

что температура внутри оптического разряда неоднородна: в нем можно выделить переднюю более горячую часть, а также несколько отстающую более холодную часть.

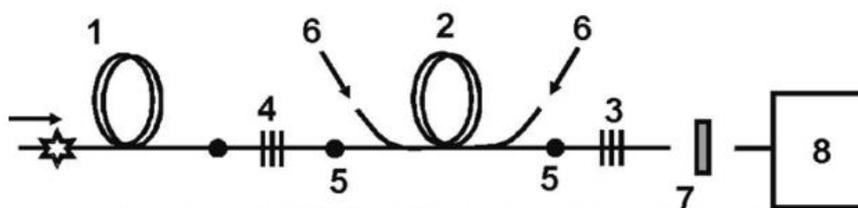


Рисунок 1.13 – Схема экспериментальной установки: 1 – оптическое волокно, 2 – иттербиевый лазер, 3, 4 – решетки Брэгга, 5 – место сварки волокон, 6 – вход для накачки, 7 – спектральные фильтры, 8 – спектрометр [79]

Типичные формы спектров плазменной искры с поправкой на пропускание и чувствительность канала регистрации представлены на рисунке 1.14. Сплошными линиями указаны измеренные в ходе эксперимента значения, пунктирными линиями, за исключением линии 4, показаны рассчитанные спектры черного тела для соответствующей температуры.

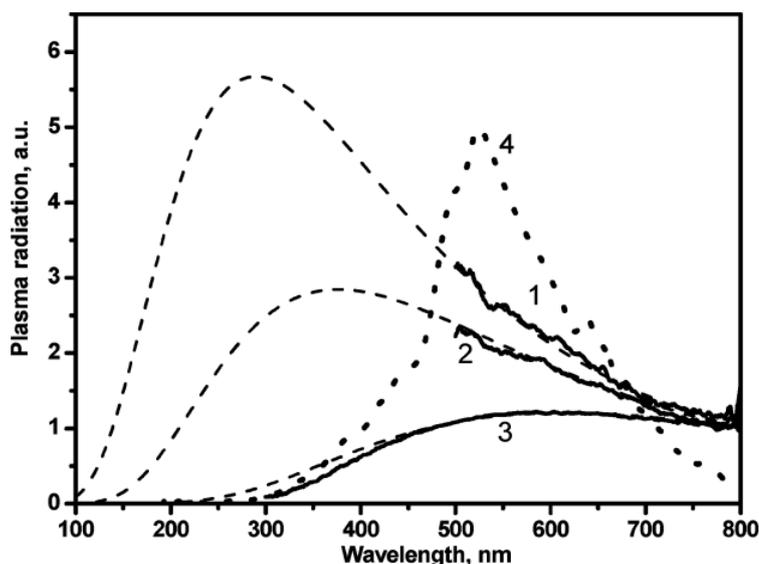


Рисунок 1.14 – Спектры излучения оптического разряда, полученного при различных мощностях: 1 – при 38 Вт, 2 – при 9 Вт, 3 – при 3 Вт. Под цифрой 4 приведен спектр без калибровки спектрометра [79].

Также были оценены максимальные значения температур, достигаемые плазменной искрой, инициированной при различных мощностях оптического излучения. Результаты измерений температуры и скорости движения плазменной искры представлены на рисунке 1.15.

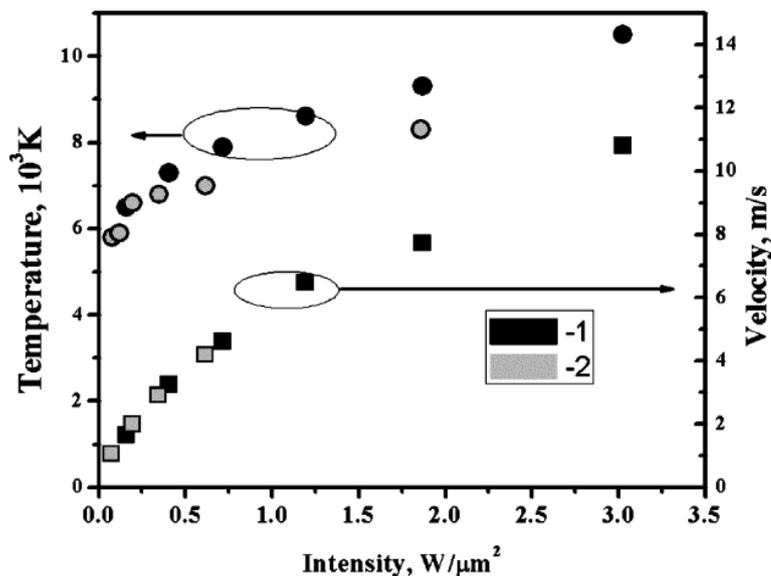


Рисунок 1.15 – Температура (кружочек) и скорость (квадратик) плазменной искры. Черный и серым цветом обозначены два образца волокон: 1 – с модовым пятном 4 мкм, 2 – модовым пятном 5,75 мкм [79]

Как видно на рисунке 1.15 и температура и скорость плазменной искры растут при увеличении плотности мощности. Скорость варьируется в пределах 1 – 11 м/с, а температура изменяется в пределах 5500 – 10500 К. Несмотря на то, что точки данных скорости на рисунке 1.15 соответствуют двум разным образцам волокон, все точки укладываются в одну кривую (серые и черные квадратики). При этом температура плазмы различается для двух образцов волокон: при одинаковой плотности мощности в волокне с меньшим модовым пятном температура оказалась выше, чем в волокне с большим модовым пятном. Это указывает на наличие других параметров, помимо плотности мощности, определяющих значение температуры плазменной искры.

1.3.3 Исследование формирования внутриволоконной структуры

В одной из работ С. Годороки исследовал процесс формирования отдельных микрополостей периодической структуры, возникающей при прохождении плазменного очага, образованного при оптическом пробое [28]. Была собрана экспериментальная установка, где сверхскоростная камера с ПЗС-матрицей (Ultima APX-RS onochrome version, Photron Ltd., диапазон чувствительности: 380-790 нм) была установлена над очищенным от акрилатного покрытия отрезком оптического волокна, где распространялся плазменный очаг. Изображения с разрешением 128×16 делались каждые 4 мкс с временем экспозиции 1 мкс через фильтры нейтральной плотности.

На рисунке 1.16 показаны отредактированные изображения плазменного очага, инициированного при различных оптических мощностях (от 1,5 Вт до 9 Вт).

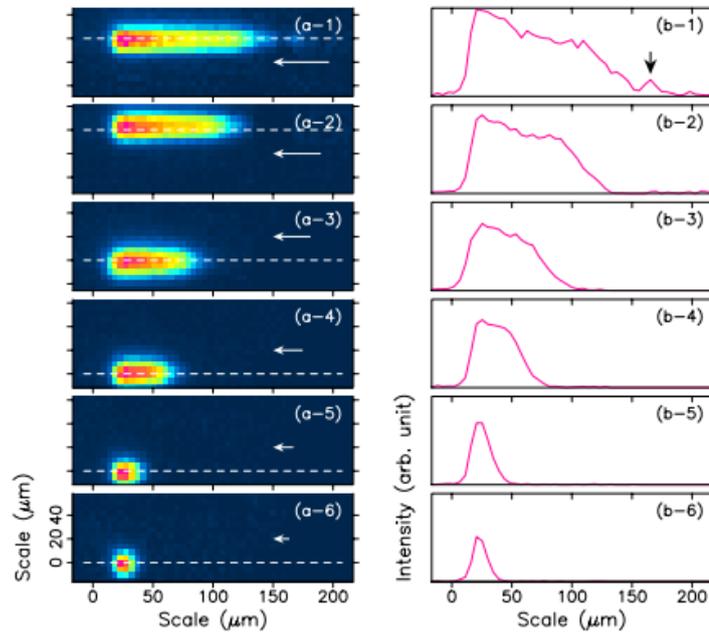


Рисунок 1.16 – Изображения, полученные с видео (а) и построенные профили интенсивности (b) для различной оптической мощности излучения: 9 Вт (1), 7 Вт (2), 5 Вт (3), 3,5 Вт (4), 2,0 Вт (5), 1,5 Вт (6) [66]

Поскольку волокно действует как цилиндрическая линза, эти изображения были расширены в вертикальном направлении. Длины горизонтальных стрелок, показанных в левом ряду, пропорциональны скорости оптического разряда, т.е. расстоянию, которое проходит разряд за 10 кадров видео (40 мкс). На этих снимках хорошо видно, что профиль интенсивности вдоль оси волокна становится асимметричным при мощности накачки более 2,0 Вт. Только плазменный очаг, полученный при мощности 9,0 Вт, имеет небольшой отдельный пик справа (см. черную стрелку вниз на рисунке 1.16 (b-1)), интенсивность которого колеблется между максимумом и нулем каждые четыре-пять кадров.

Также были сделаны фотографии, показывающие разрушение оптического волокна и формирование внутренней структуры под действием эффекта плавления. Фотографии внутренней структуры, полученной при инициировании оптического пробоя при разных мощностях (от 1,2 до 9 Вт) представлены на рисунке 1.17

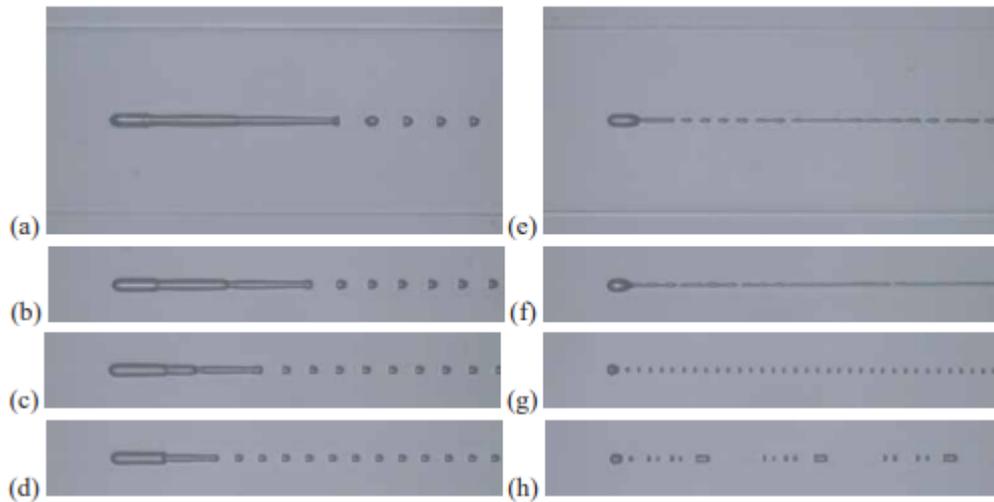


Рисунок 1.17 – Фотографии внутренней структуры при различных значениях оптической мощности излучения: 9 Вт (a), 7 Вт (b), 5 Вт (c), 3,5 Вт (d), 2,0 Вт (e), 1,5 Вт (f), ~1,3 Вт (g), ~1,2 Вт (h) [66]

Повреждение, созданное лазером мощностью более 2,0 Вт (рисунок 1.17 (a)-(d)), состоит из первой длинной микрополости и последующих периодически повторяющихся отдельных микрополостей, тогда как повреждение, созданное при мощности 1,5 Вт (рисунок 1.17 (f)), состоит из небольшой каплеобразной микрополости и нескольких «слипшихся» микрополостей после.

Другое исследование С. Тодороки посвящено измерению скорости плазменного очага, инициированного при различных мощностях и интервалы между повторяющимися микрополостями [58]. Зависимость скорости плазменного очага и интервалов между повторяющимися микрополостями от вводимой оптической мощности представлена на рисунке 1.18 в виде закрашенных кругов и не закрашенных ромбов соответственно.

Исходя из двух значений, представленных на рис. 1.18, а именно скорости распространения плазменного очага и интервала между микрополостями, можно рассчитать период, необходимый для образования одной микрополости. Это значение варьируется от 18,7 мкс для 9,0 Вт до 31,0 мкс для 2,0 Вт.

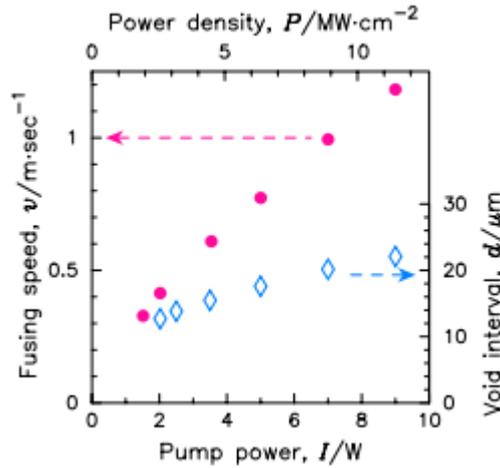


Рисунок 1.18 – Зависимости скорости и длины плазменного очага от оптической мощности [58]

Следует отметить, что фотографии, на которых видны повторяющиеся микрополости (рисунок 1.17 (a)-(d)), представляют собой один снимок, сделанный во время прохождения плазменного очага при различных мощностях. Для анализа формирования одной микрополости необходимо сделать несколько таких фотографий, расположив их в порядке увеличения расстояния между вершиной первой крупной микрополости и вершиной последующей отдельной. На рисунке 1.19 показаны отсортированные фотографии плавления волокна, полученных при мощности 5,0 Вт. Эта операция сортировки соответствует перестановке в хронологическом порядке в рамках цикла образования одной микрополости, поскольку плазменный очаг движется с постоянной скоростью в течение этого цикла [62]. Вертикальные линии поставлены через 17,8 мкм.

На этих фотографиях можно заметить, что длина и форма плазменного очага, который представлен на фотографиях как первая большая полость, меняется в течение одного цикла образования отдельной микрополости. По мере того как передняя часть плазменного очага движется к источнику света, то есть влево, в его середине появляется шейка между хвостом и основной частью плазменного очага (рисунок 1.19 (b)). Постепенно шейка «отстает» от основной части плазменного очага и перемещается вправо (рисунок 1.19 (c)-(d)). Затем переход между шейкой и хвостом плазменного очага утончается, отделяя плазменный очаг и шейку, которая становится новым хвостом плазменного очага (рисунок 1.19 (e)). Отставший от основной части плазменного очага «старый» хвост замедляется и останавливается (рисунок 1.19 (g)-(h)), образуя отдельную микрополость в сердцевине волокна (рисунок 1.19 (b)). Далее процесс повторяется сначала, т.е с фрагмента (a).

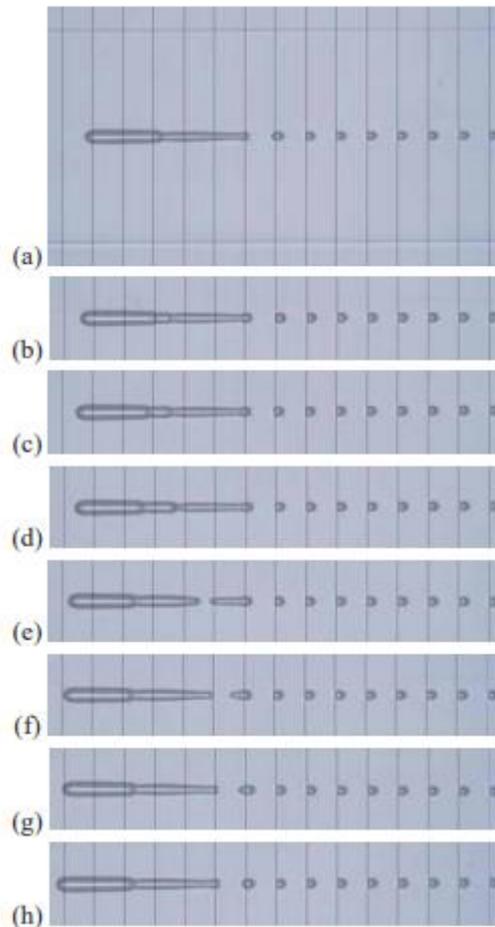


Рисунок 1.19 – Серия микрофотографий, показывающих образование одной отдельной микрополости в хвосте плазменного очага [66]

Таким образом, во время движения плазменного очага его хвост регулярно утончается и отщепляется, образуя одну из периодических микрополостей. Хвост существует постоянно, когда плазменный очаг сформирован при достаточной оптической мощности (от 2 Вт для одномодового волокна). Он вытягивается, чтобы компенсировать задержку в уменьшении поверхности плазменного очага, необходимую для компенсации времени нагрева и расплавления кварца перед плазменным очагом. Задержка происходит потому, что температура переднего фронта плазменного очага выше, что приводит к уменьшению вязкости окружающего стекла по сравнению с более низкой температурой и высокой вязкостью стекла в хвосте плазменного очага.

Размеры, полученной в ходе прохождения оптического разряда внутренней квазипериодической структуры оптического волокна зависят от размеров и скорости движения плазменного очага, который в свою очередь зависят от мощности излучения, его модового состава и типа волокна [26-29].

С точки зрения получения внутренней структуры определенных размеров, особый интерес представляет момент возникновения оптического пробоя, когда формируется плазменный очаг.

Квазипериодическую внутреннюю структуру можно использовать как чувствительный элемент для волоконно-оптического датчика на основе интерферометра Фабри-Перо или волоконно-оптического рассеивателя излучения. Известно несколько работ [11-15, 86-93], авторы которых рассматривают полученную структуру как сенсорный элемент для определения температуры, силы растяжения, вязкости или показателя преломления жидкости.

1.4. Вывод по главе

В главе приведены наиболее актуальные работы, касающиеся теоретических и экспериментальных исследований оптического пробоя в волокне. Концептуально процесс пробоя волокна можно разделить на два этапа: возникновение плазменной искры и ее движение по оптическому волокну, при котором в сердцевине формируется квазипериодическая внутренняя структура. Поэтому отдельно были рассмотрены основные модели возникновения оптического пробоя и основные модели формирования квазипериодической внутренней структуры.

Показано, что существует четыре основных модели, описывающих механизмы возникновения оптического пробоя в диэлектрике: модель, основанная на экзотермической химической реакции, модель самофокусировки излучения, модель тепловой линзы и модель обмена энергией при реакции фотозамещения. Первая модель дает качественное понимание основных протекающих в оптическом волокне процессов, однако она подходит только для волокон, легированных ионами германия. Также к недостаткам можно отнести отсутствие потенциальных свойств модели: с помощью нее авторы не могут спрогнозировать расположение и геометрические размеры отдельных микрополостей внутриволоконной структуры, т.к. германий, участвующий в экзотермической реакции, располагается в сердцевине хаотично.

Модель самофокусировки излучения, предложенная Кашьяп и Блоу, основана на предположении, что показатель преломления сердцевины волокна зависит от интенсивности оптического излучения. В таком случае расчеты показывают возникновение оптического пробоя при достижении пороговой мощности, что сходится с экспериментальными результатами исследования оптического пробоя. Однако количественные результаты далеки от реально измеренных результатов. К тому же авторы не исследуют механизмы, которые приводят к росту показателя преломления.

Хэнд и Рассел нашли ответ на вопрос, почему изменяется показатель преломления. Опираясь на экспериментальные данные, они показали, что при нагревании волокна скачкообразно увеличивается показатель поглощения излучения. Это ведет к появлению эффекта тепловой линзы, из-за которого увеличивается показатель преломления. При формировании тепловой линзы волокно расширяется, способность самофокусировки излучения увеличивается, и лазерный луч сходится, а в месте фокусировки происходит плавление и испарение кварцевого стекла. Модель тепловой линзы дает хорошие количественные результаты, ведь фокусное расстояние такой линзы совпадает с периодом внутренней структуры, которая образуется после прохождения плазменной искры. Среди недостатков модели можно выделить отсутствие объяснения резкого увеличения зафиксированного в эксперименте показателя поглощения излучения.

Модель обмена энергиями при реакции фотозамещения, разработанная советским ученым, академиком Яковленко, дополняет модель тепловой линзы, объясняя природу резкого увеличения коэффициента поглощения излучения. К причинам резкого роста приводят два независимых механизма. Первый механизм – это экспоненциальный рост скорости реакции фотозамещения, при которой поглощается фотон. Это объясняется тем, что при нагревании большее число частиц может «забраться на потенциальную горку», другими словами, приблизиться на такое расстояние, при котором возможно поглощение фотона. Второй механизм, приводящий к росту коэффициента поглощения излучения – это рост числа несвязных атомов кислорода при температуре, равной температуре плавления кварца, что резко увеличивает эффективность реакции фотозамещения. К недостаткам модели можно отнести сложность её практического использования, ведь конкретные формы потенциальных поверхностей системы $O + SiO$ остаются неизвестными.

Также подробно рассмотрены три модели, объясняющих возникновение отдельных микрополостей при распространении оптического пробоя по волокну: модель неустойчивости Рэлея-Тэйлора, модель отталкивающихся зарядов и модель теплопроводности. Первые две модели имеют существенные недостатки, которые приводят к тому, что данные модели могут качественно описать процесс формирования внутренней структуры в оптическом волокне, однако их количественные параметры далеки от экспериментально полученных данных. Такая сложность обуславливается мультидисциплинарностью задачи, где необходимо рассматривать целостную постановку, применяя вместе методы, относящиеся к различным разделам науки, таким как термодинамика, физическая химия и т.д.

В модели теплопроводности реализована наиболее целостная модель, в основу которой легли изменение показателя преломления из модели самофокусировки, зависимость показателя преломления от коэффициента поглощения из модели тепловой линзы и увеличение электропроводности волокна из модели, основанной на реакции фотозамещения. Отличие от последней модели заключается в том, что предлагают сконцентрировать внимание не на условной энергетической поверхности системы $\text{SiO} + \text{O}$, которую определяет реакция фотозамещения, а на высвободившихся в этой реакции свободных электронах [57]. В таком случае расчет упрощается, а результаты хорошо согласовываются с экспериментальными измерениями времени возникновения пробоя, его пороговой мощности и др. К недостаткам можно отнести то, что в расчётах эффект плавления инициируется локальным нагревом, имитирующим дуговой разряд, в середине исследуемого отрезка волокна. При том, что современные экспериментальные работы показывают, что для инициирования зачастую используют метод соприкосновения с инициатором, материал которого также существенно влияет на возникновение оптического пробоя. В связи с этим возникает задача построения наиболее полной математической модели всей установки и исследования на ее основе процесса возникновения оптического пробоя, происходящего на торце оптического волокна при соприкосновении с инициатором, изучением влияния оптических характеристик волокна и излучения, теплофизических свойств инициатора и воздушного зазора на процесс формирования оптического пробоя.

В главе в общем виде описаны современные экспериментальные исследования, которые также можно разделить на две подгруппы: изучение плазменной искры и исследование процесса формирования квазипериодической внутренней структуры. Описаны работы, показывающие, что вероятность возникновения оптического пробоя зависит от типа волокна и метода инициирования пробоя. Наиболее надежным методом инициирования признан метод контакта торца оптического волокна и инициатора.

Экспериментальные работы академика Дианова показывают влияние плотности мощности оптического излучения на скорость движения, которая при увеличении плотности мощности до $3,5 \text{ Вт/мкм}^2$ растет от 1 до 11 м/с. Получение экспериментальные значения максимальной температуры плазменной искры, которая также варьируется в пределах 5500 – 10500 К в зависимости от плотности мощности излучения. При этом температура плазмы различается для двух образцов волокон: при одинаковой плотности мощности в волокне с меньшим модовым пятном температура оказалась выше, чем в волокне с большим модовым пятном. Это указывает на наличие других

параметров, помимо плотности мощности, определяющих значение температуры плазменной искры.

Уделено внимание работам, посвященным изучению механизмов формирования отдельных микрополостей, а также выделены факторы, влияющие на поведение плазменного очага, распространяющегося по оптическому волокну. Выявлено, что размеры, квазипериодической внутренней структуры оптического волокна зависят размеров и скорости движения плазменного очага, что показывает важность исследования момента возникновения оптического пробоя, когда формируется плазменный очаг. Стоит отметить, что не было выявлено работ, которые бы показали влияние магнитного поля на плазменный очаг или влияние внутренней структуры на предел прочности оптического волокна.

Глава 2

Экспериментальные исследования влияния магнитного поля на оптический пробой волокна

Процесс оптического пробоя волокна можно разделить на два этапа: формирование плазменного очага на торце волокна и его движение по оптическому волокну, при котором в сердцевине формируется квазипериодическая внутренняя структура. Первый этап происходит стремительно и локализован в области сердцевины оптического волокна из-за чего его сложно исследовать экспериментально, но можно исследовать с помощью математического моделирования, чему посвящена третья глава диссертационной работы. Второй этап, напротив, представляет сложную задачу для моделирования, т.к. требуется учесть термодинамику процесса, физику плазмы, гидродинамику течений расплавленного кварца и химические реакции кварцевого стекла при высоких температурах. Однако второй этап доступен для экспериментальных исследований. Поэтому основной целью данной главы является экспериментальное исследование движения плазменного очага и формирования квазипериодической внутренней структуры. Полученная структура может рассматриваться как чувствительный элемент волоконно-оптического датчика. Однако для этого необходимо определить влияющие факторы и условия эксплуатации датчиков. Для этого было сформулировано четыре задачи: исследование движения плазменного очага, исследование геометрических характеристик внутренней структуры, исследование влияния магнитного поля и определение предела прочности волокна. Решение этих задач позволит повысить управляемость процессами пробоя оптического волокна и движения плазменной искры. Что в свою очередь позволит создавать внутри волокна квазипериодические структуры для использования их в качестве сенсорных и рассеивающих устройств.

2.1 Формирование и движение плазменного очага.

Для экспериментального исследования влияния оптической мощности на оптический пробой была собрана экспериментальная установка, схема которой приведена на рисунке 2.1. Она включает в себя макет иттербиевого волоконного лазера, к выходному концу которого был приварен отрезок одномодового оптического волокна, на выходном торце которого инициировался оптический пробой при помощи инициатора.

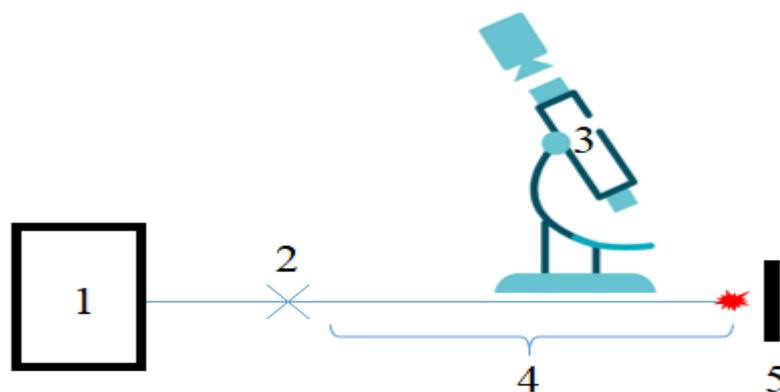


Рисунок 2.1 – Схема экспериментальной установки: 1 – макет иттербиевого волоконного лазера; 2 – место сварки с отрезком волокна; 3 – микроскоп; 4 – отрезок одномодового волокна; 5 – инициатор

Был исследован отрезок одномодового оптического волокна Corning SMF-28e диаметром 8/125 мкм со ступенчатым профилем показателя преломления. Длина волны излучения иттербиевого волоконного лазера составляла 1125 нм. С исследуемого отрезка волокна было снято защитно-упрочняющее покрытие, и зачищенное волокно размещалось под объективом микроскопа с увеличением 10^{\times} .

Инициация эффекта плавления оптического волокна осуществлялась инициатором, представляющим собой деревянную пластину, прижатую к выходному торцу исследуемого волокна. В результате локального нагрева волокна за счет поглощения излучения происходит генерация плазмы. Плазменный разряд начинает двигаться вдоль волокна к источнику лазерного излучения, разрушая при этом его сердцевину. Данный процесс фиксировался на высокоскоростную камеру Optronis CP70-2-C-1000 с помощью металлографического микроскопа Altami MET-2 в проходящем свете. Частота съемки составляет 9000 кадров в секунду при разрешении 512×256 пикселей.

Полученное изображение одномодового волокна до и после прохождения плазмы приведено на рисунках 2.2(а) и 2.2(б) соответственно. На фотографии 2.2(б) видна яркая вспышка внутри волокна, соответствующая распространяющейся плазме. Вспышка движется слева направо. В левой части волокна после прохождения плазмы можно заметить изменившуюся структуру сердцевины. Собранная оптическая система не позволяет четко различать и охарактеризовать границу раздела между сердцевиной и оболочкой волокна, так как разность показателей преломления Δn составляет менее 0,005, поэтому геометрия волокна оценивается качественно по бликам и по локализации

структуры микронеоднородностей. Количественная оценка геометрии волокон производится по торцевым сколам и верифицируется по спецификациям волокна.



(a)



(б)

Рисунок 2.2 – Изображение волокна Corning SMF-28e: (а) – до возникновения плазменного очага; (б) – в процессе прохождения плазмы

Для расчета скорости распространения плазменной искры по волокну и изучения её формы проведены съемки с использованием нейтральных фильтров ND2 и ND3, чтобы снизить интенсивность излучения, попадающего на матрицу высокоскоростной камеры. Обработка полученных кадров проводилась в пакете прикладных программ MATLAB.

На рисунке 2.3(а) представлен кадр с изображением вспышки плазмы, которая имеет форму обратной «капли» или кометы с коротким хвостом. При использовании фильтра ND3 интенсивность вспышки ниже, что видно на рисунке 2.3(б). При этом наблюдаются границы сердцевины волокна. Это означает, что основная часть плазменного разряда сконцентрирована в сердцевине оптического волокна.

Выходная оптическая мощность регулировалась с помощью драйвера лазерного диода с током накачки в диапазоне от 2 до 6 А. Пороговая мощность оптического пробоя в настоящем эксперименте составила 1,3 Вт. Также было зафиксировано, что снижение оптической мощности замедляет плазменный очаг, и он полностью исчезает при мощности меньшей, чем 0,8 Вт. Этой мощности в условиях настоящего эксперимента недостаточно, чтобы инициировать оптический пробой, но она может поддержать уже возникшую плазменную искру.

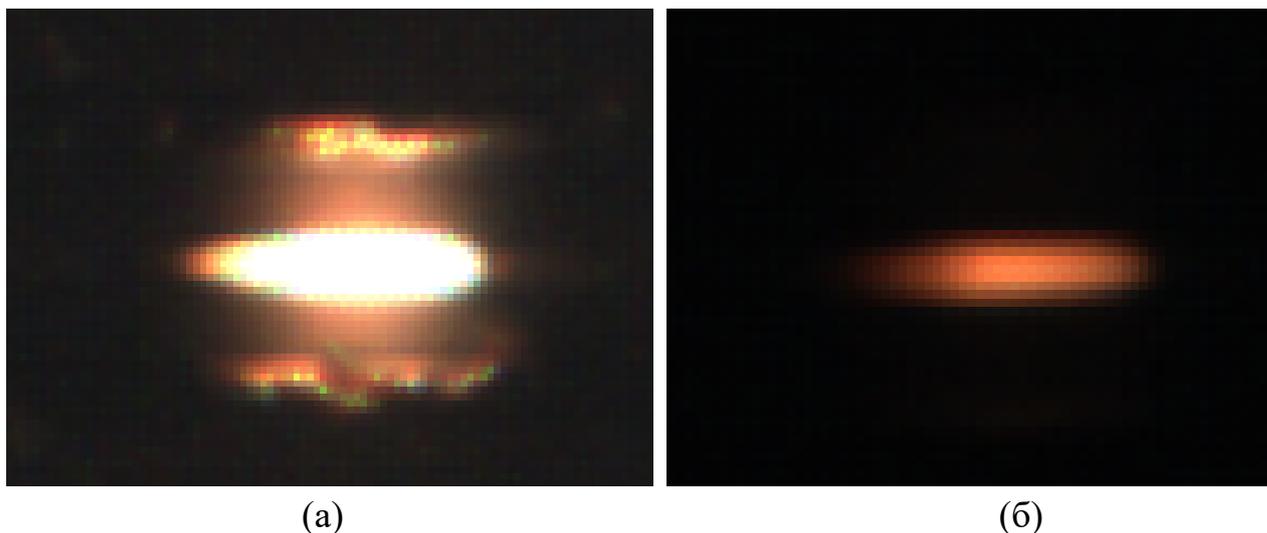


Рисунок 2.3 – Фотографии вспышки плазмы в волокне Corning SMF-28e при съемке высокоскоростной камерой: (а) – с применением нейтрального фильтра ND2; (б) – с применением фильтра ND3

В работе [30] С. Тодороки исследовал вероятность возникновения оптического пробоя в одномодовом волокне SMF-28e при более идеальных условиях, чем условия эксперимента, описанного выше. Он использовал отполированный инициатор, микроподвижки, на которых закреплялся инициатор, и таймер для одинакового времени воздействия излучения равного 5 секунд. В своем эксперименте С. Тодороки сумел добиться возникновения оптического пробоя при мощности 0,4 Вт.

Далее была вычислена скорость прохождения плазмы. Она рассчитывалась по последовательности кадров съемки с использованием нейтрального фильтра ND2. Скорость вычислялась как отношение смещения крайнего переднего засвеченного пикселя (с интенсивностями 255 по трем цветам RGB) на каждом кадре относительно предыдущего за промежутки времени между кадрами, соответствующий частоте съемки 9000 кадров в секунду. Скорость прохождения плазмы по волокну в направлении источника лазерного излучения была рассчитана для выходной оптической мощности в диапазоне от 2 до 9 Вт. Зависимость скорости распространения плазменного очага по оптическому волокну от мощности вводимого оптического излучения приведена на рисунке 2.4. Погрешность определения скорости плазменного очага составила $\pm 0,03$ см/с. Необходимо отметить, что график зависимости скорости плазменного очага от мощности излучения построен для области, существенно превышающей значение пороговой мощности оптического пробоя. При меньших мощностях характер зависимости меняется.

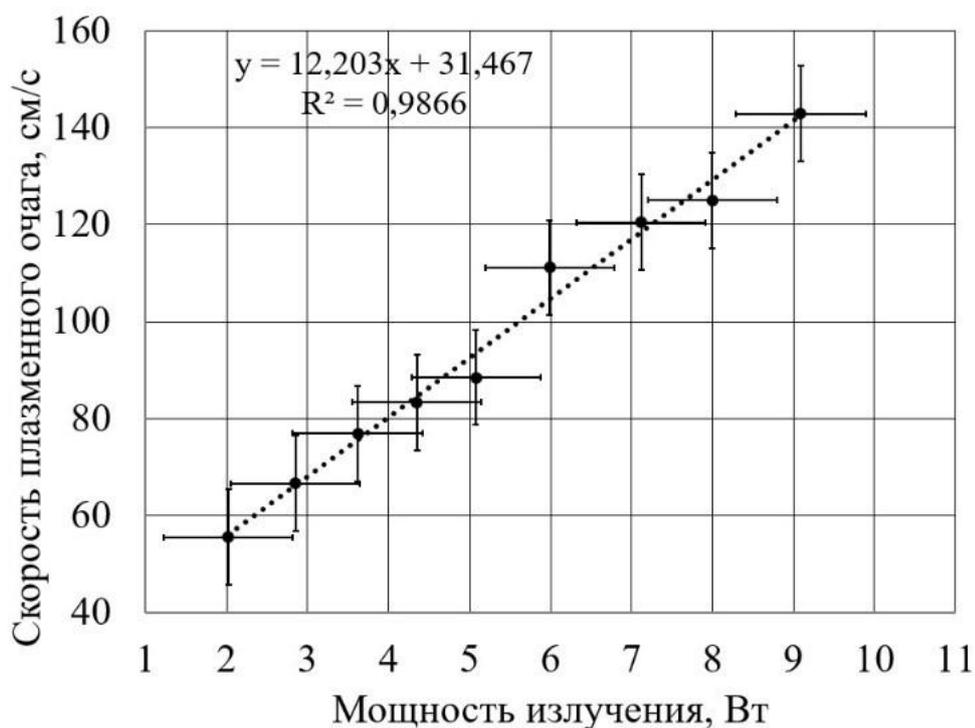


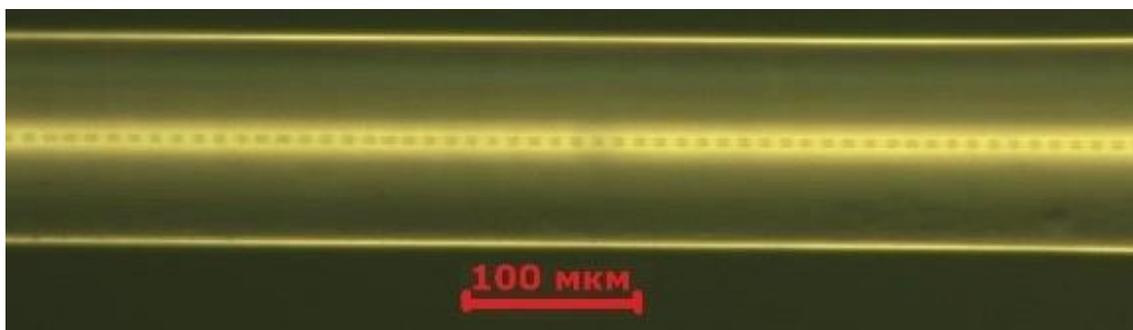
Рисунок 2.4 – Зависимость скорости плазменного очага от мощности излучения

Видно, что скорость распространения плазменного очага линейно растет при увеличении мощности вводимого оптического излучения. На рисунке 2.4 сплошной линией показана линия тренда. Коэффициент корреляции Пирсона составил 0,9884, что говорит о сильной корреляционной связи между экспериментально полученными значениями скорости плазменного очага и линией тренда. Необходимо отметить, что график зависимости скорости плазменного очага от мощности излучения построен для области, существенно превышающей значение пороговой мощности оптического пробоя. При меньших мощностях характер зависимости меняется.

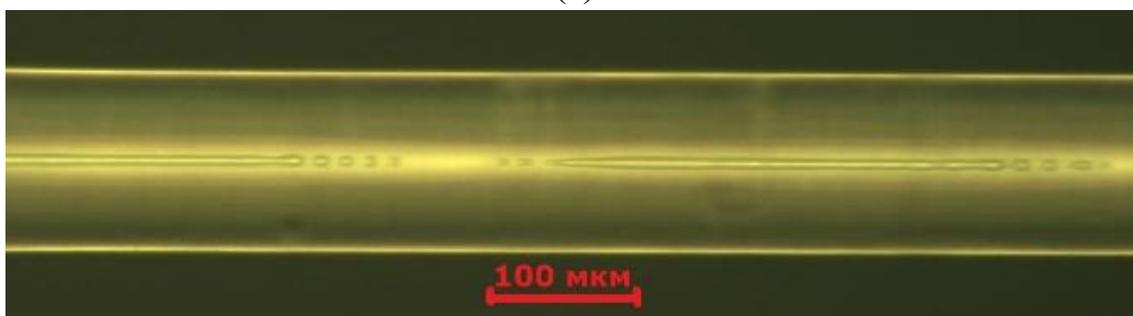
2.2 Исследование геометрических параметров квазипериодической внутриволоконной структуры микрополостей

Для исследования геометрических параметров квазипериодической внутренней структуры, полученной после прохождения плазменной искры, были выбраны два образца оптического волокна: многомодовое волокно с градиентным профилем показателя преломления Corning OM4 62,5/125 мкм и одномодовое волокно со ступенчатым профилем показателя преломления SMF-28e 8/125 мкм. Образцы поочередно приваривались к выходному концу иттербиевого волоконного лазера, на свободном конце отрезка волокна был инициирован оптический пробой, после чего волокно, в сердцевине которого сформирована квазипериодическая структура из микрополостей, была

исследована на металлографическом микроскопе Olympus GX-51 с боковой поверхности в отраженном свете. На рисунке 2.5 приведены фотографии исследуемых волокон, через которые прошла плазменная искра.



(a)



(б)

Рисунок 2.5 – Изображение внутренней структуры оптических волокон: (а) – Corning SMF-28e 8/125 мкм; (б) – Corning OM4 62,5/125 мкм

Т.к. данный микроскоп не позволяет различать объекты с разностью показателей преломления $\Delta n \leq 0,005$, то определить по засвеченным областям геометрические размеры сердцевины волокна не представляется возможным. Однако, отчетливо наблюдаются различия квазипериодической внутренней структуры в разных типах волокон. В одномодовом волокне отдельные микрополости имеют пулеобразную форму с характерной длиной до 15 мкм. В многомодовом волокне, помимо пулеобразных, наблюдаются также более вытянутые микрополости веретенообразной формы с длиной от 15 до 300 мкм. Механизм их образования можно объяснить расширением модового пятна, увеличением диаметра зоны расплава и, соответственно, снижением скорости распространения плазмы.

Были измерены геометрические размеры отдельных микрополостей внутриволоконной структуры с боковой поверхности оптических волокон. Было предположено, что из-за цилиндрической формы оптического волокна сформированные микрополости имеют круглое поперечное сечение. Следовательно, были измерены следующие характеристики: диаметр

отдельной микрополости – d , длина отдельного микрополости – L , период структуры микрополостей – P . На рисунке 2.6 приведено схематическое изображение геометрических характеристик структуры микрополостей при измерении с боковой поверхности.

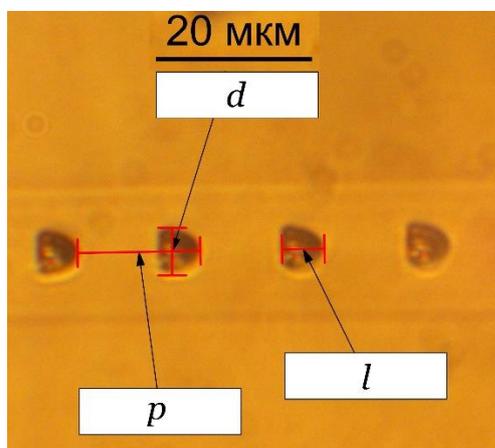


Рисунок 2.6 – Схематическое изображение измеряемых характеристик

Каждый образец волокна был разделен на 10 отрезков, на каждом из которых было измерено по 10 отдельных микрополостей. Результаты измерений представлены в таблице 2.1.

Таблица 2.1 – Геометрические размеры внутриволоконной структуры, измеренные с боковой поверхности оптических волокон

Параметр	Corning SMF-28e	Corning OM4
d , мкм	$5,6 \pm 0,7$	$9,0 \pm 0,7$
l , мкм	$6,9 \pm 0,7$	$317,0 \pm 0,7$
P , мкм	$13,2 \pm 0,7$	$490,2 \pm 0,7$

В ходе исследования были сделаны фотографии нормальных сколов оптического волокна, поврежденного оптическим пробоем. На рисунке 2.7 представлены фотографии сколов оптических волокон, по которым производится измерение размеров микрополостей с торцевой поверхности. Фотография на рисунке 2.7 (а) выполнена с помощью передней подсветки, фотография 2.7 (б) – с помощью подсветки волокна источником белого света с другого конца. Такое разделение объясняется тем, что одномодовое волокно полностью теряет свои световодные свойства, а многомодовое – только частично. В обоих типах волокна в центре наблюдается сформированная микрополость.

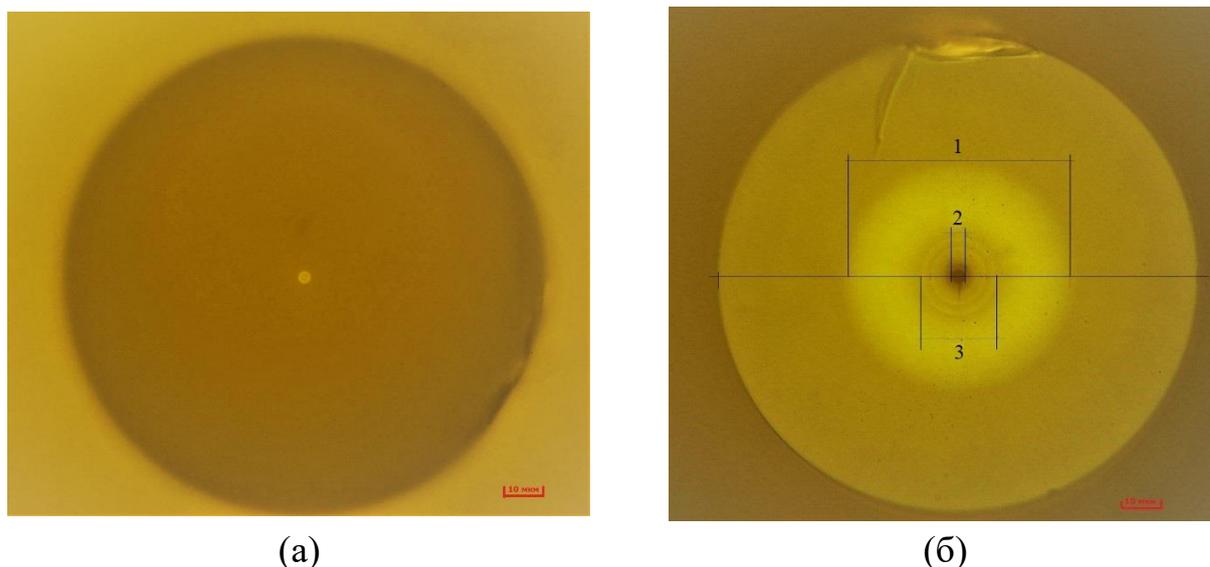


Рисунок 2.7 – Фотография скола оптического волокна: (а) – волокно Corning SMF-28e при увеличении $50\times$; (б) – волокно Corning OM4 при увеличении $50\times$, где 1 – границы сердцевины, 2 – границы микрополости, 3 – границы расплавленной области

В многомодовом волокне можно различить очертания сердцевины (метка (1) на рисунке 2.7 (б)), которая подсвечивается источником белого света, микрополости (метка (2) на рисунке 2.7 (б)) и зоны расплава (метка (3) на рисунке 2.7 (б)), которая представляет собой концентрические круги вокруг микрополости. В одномодовом волокне (рисунок 2.7(а)) повреждение сердцевины происходит полностью, поэтому подсветить сердцевину волокна и увидеть распределение излучения не удастся, так как световодные свойства волокна полностью утрачиваются.

Для одномодового волокна диаметр микрополости составляет $(2,7 \pm 0,5)$ мкм, для многомодового волокна – $(3,4 \pm 0,5)$ мкм. Диаметр зоны расплава в многомодовом волокне составляет $(19,9 \pm 0,5)$ мкм. Сравнительные данные измерений диаметра микрополостей с боковой и торцевой поверхностей представлены в таблице 2.2.

Таблица 2.2 – Сравнение значений диаметра микрополостей, измеренных с боковой и торцевой поверхностей оптических волокон

Параметр	Corning SMF-28e	Corning OM4
Диаметр микрополости d с боковой поверхности, мкм	$5,6 \pm 0,7$	$9,0 \pm 0,7$
Диаметр микрополости d с торцевой поверхности, мкм	$2,7 \pm 0,5$	$3,4 \pm 0,5$

Увеличенные пропорции внутренней структуры при измерении с боковой поверхности получаются из-за того, что волокно искажает волновой фронт подсветки микроскопа подобно цилиндрической линзе. Если сравнить диаметр микрополости, измеренный с боковой и торцевой поверхности волокна, то можно увидеть, что в первом случае измеренное значение больше в два раза. Причина заключается в способе измерения с боковой поверхности, который не учитывает увеличение, вносимое самим оптическим волокном в экспериментальное исследование.

2.3 Влияние магнитного поля на плазменный очаг

Для исследования влияния магнитного поля на плазменный очаг была проведена серия экспериментальных исследований, в ходе которых измерялись скорости движения плазменного очага и геометрические параметры внутренней структуры, включающие в себя период, длину и диаметр отдельных микрополостей внутренней структуры, полученной после прохождения плазменного очага. Исследование проводилось совместно с лабораторией кинетических явлений Института физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения РАН.

Измерения проводились без магнитного поля, в слабом магнитном поле 0,7 Тл и в сильном магнитном поле 11,7 Тл. Для создания слабого магнитного поля был использован постоянный магнит. Для создания сильного поля – постоянный магнит в составе ЯМР-спектрометра, где можно было выделить зоны с различным воздействием магнитного поля. Оценить скорость плазменного очага внутри ЯМР-спектрометра не представлялось возможным, однако в этом исследовании можно было оценить изменение внутренней структуры при различных направлениях скорости движения плазменного очага относительно вектора магнитной индукции.

2.3.1 Исследование поведения плазменного очага в оптическом волокне без магнитного поля

Для исследования скорости прохождения плазмы и внутренней структуры оптического волокна после прохождения плазмы, была собрана следующая схема, представленная на рисунке 2.8, состоящая из волоконного лазера YFL-1100, оптического волокна и измерителя оптической мощности.

Исследуемый образец оптического волокна длиной 3 м помещался в кварцевую трубку и размещался на столе. Один конец волокна с помощью оптической розетки соединялся с выходным концом волоконного лазера YFL-1100. Второй конец подводился к измерителю мощности Ophir NOVA II для определения выходной оптической мощности.

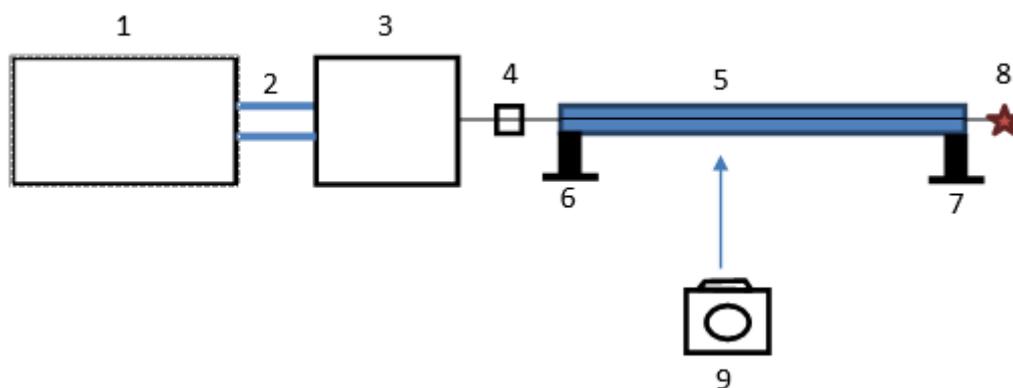


Рисунок 2.8 – Схема для инициирования эффекта плавления оптического волокна без воздействия магнитного поля, где 1 – блок питания; 2 – провода; 3 – лазер YFL-1100; 4 – оптическая розетка; 5– кварцевая трубка с исследуемым одномодовым волокном; 6,7 – держатели трубки; 8 – искра; 9 – высокоскоростная камера

Лазерное излучение стабилизировалось на выходной мощности 2,48 Вт, что по расчётам является достаточным значением для инициирования эффекта плавления в одномодовом волокне. Далее измеритель мощности был убран, и с помощью металлического инициатора был произведен контакт с волокном. В результате из-за контакта с поверхностью инициировался эффект плавления оптического волокна. Весь процесс фиксировался на высокоскоростную камеру. Скорость вычислялась как отношение смещения крайнего переднего засвеченного пикселя (с интенсивностями 255 по трем цветам RGB) на каждом кадре относительно предыдущего за промежутки времени между кадрами, соответствующий частоте съемки 240 кадров в секунду. Средняя скорость прохождения плазмы составила $(0,65 \pm 0,01)$ м/с.

С помощью микроскопа Leica DMI8 и ПО была изучена квазипериодическая структура микронеоднородностей внутри оптического волокна. Она была рассмотрена с боковой и с торцевой поверхностей. Оптическое волокно искажает волновой фронт подсветки микроскопа подобно цилиндрической линзе, что в свою очередь увеличивает поперечные пропорции внутренней структуры. Таким образом, продольные геометрические размеры такие как, период и длина микронеоднородности фиксируются с боковой поверхности, а поперечные размеры, такие как диаметр, фиксируются с торцевой поверхности оптического волокна. Измерения были проведены по 5 раз с надежностью 0,95.

На рисунке 2.9 представлены фотографии отдельных микрополостей в сердцевине исследуемого оптического волокна с торцевой поверхности. Измерения проводились при разрешении микроскопа 100 мкм.

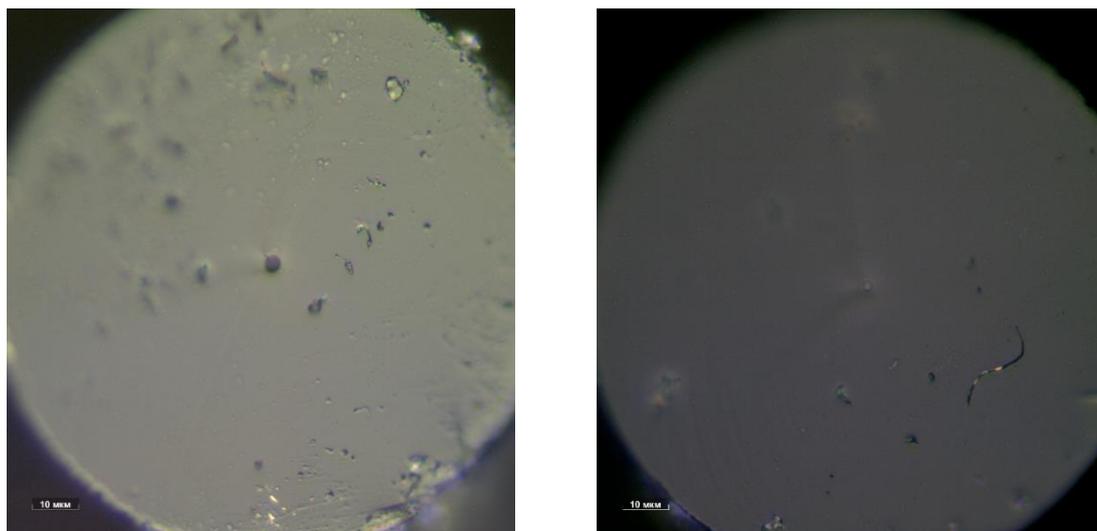


Рисунок 2.9 – Фотографии торцевой поверхности исследуемого одномодового волокна без влияния магнитного поля с микроскопа Leica DMI8

Без влияния магнитного поля на исследуемое оптическое волокно плазменный очаг распространяется по оптическому волокну со скоростью 0,65 м/с. Измеренные значения геометрических параметров внутренней структуры представлены в таблице 2.3.

Таблица 2.3 – Геометрические параметры внутренней структуры в образце волокна без магнитного поля.

Период структуры микрополостей P , мкм	Длина микрополости d , мкм	Диаметр микрополости l , мкм
$12,80 \pm 0,12$	$6,59 \pm 0,08$	$2,58 \pm 0,03$

2.3.2 Исследование поведения плазменной искры и геометрии структуры из микрополостей в слабом магнитном поле $\sim 0,7$ Тл

Для исследования поведения плазменного очага в оптическом волокне в слабом магнитном поле была изменена схема инициирования эффекта плавления оптического волокна, как представлено на рисунке 2.10. Исследуемый образец оптического волокна, как и в первом этапе эксперимента, помещался в кварцевую трубку, а она размещалась в проёме постоянного магнита с полем 0,7 Тл.

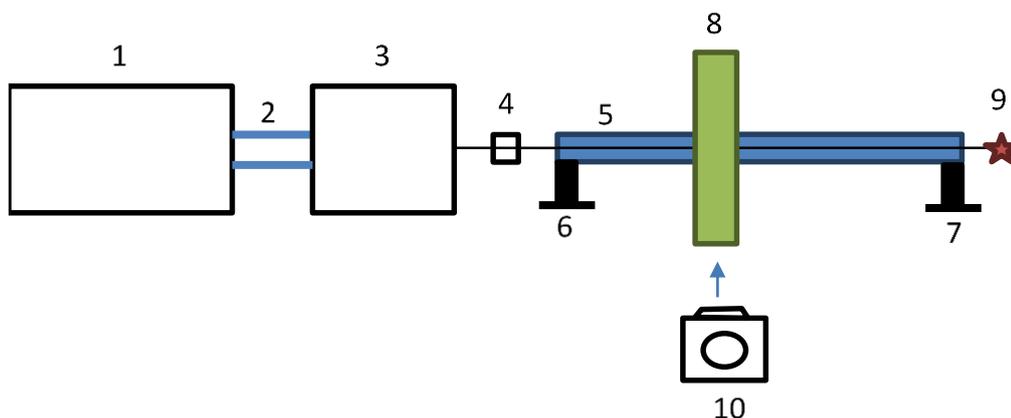
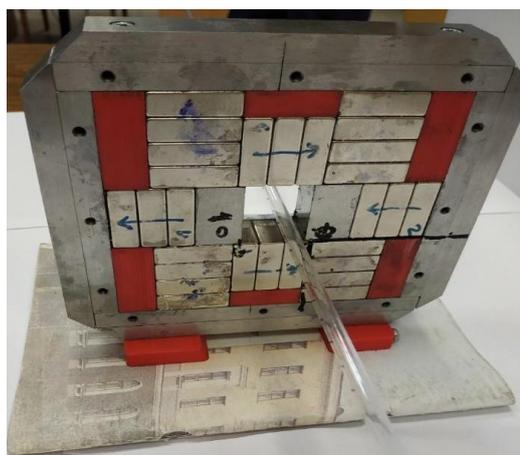
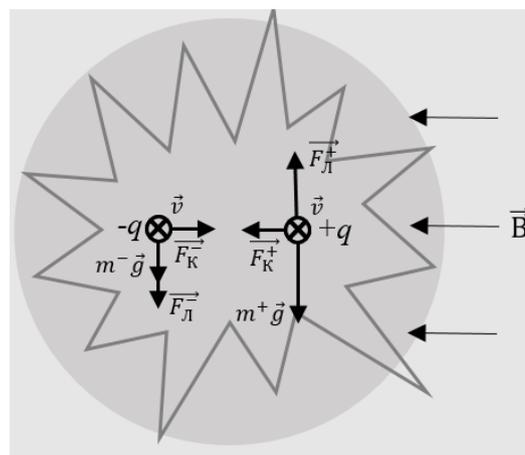


Рисунок 2.10 – Схема для инициирования эффекта плавления оптического волокна под воздействием магнитного поля 0,7 Тл, где 1 – блок питания; 2 – провода; 3 – лазер YFL-1100; 4 – оптическая розетка; 5 – кварцевая трубка с исследуемым волокном; 6,7 – держатели трубки; 8 – магнит; 9 – искра; 10 – высокоскоростная камера

Фотография постоянного магнита и схематическое изображение магнитного поля в проёме постоянного магнита представлены на рисунке 2.11.



(a)



(б)

Рисунок 2.11 – Экспериментальная установка вблизи постоянного магнита: (а) – фотография постоянного магнита; (б) – схематическое изображение суммарного магнитного поля и сил, действующих на заряженные частицы

Один конец волокна с помощью оптической розетки соединялся с выходным концом волоконного лазера YFL-1100. Второй конец волокна подводился к измерителю мощности Ophir NOVA II для определения выходной оптической мощности. Лазерное излучение стабилизировалось на выходной мощности 2,48 Вт. Далее измеритель мощности был убран, и был произведен контакт металлического инициатора с волокном. В результате инициировался

эффект плавления оптического волокна и последующее движение плазменной искры.

Весь процесс фиксировался на высокоскоростную камеру с частотой 240 кадров в секунду. Скорость вычислялась как отношение смещения крайнего переднего засвеченного пикселя (с интенсивностями 255 по трем цветам RGB) на каждом кадре относительно предыдущего за промежуток времени между кадрами, соответствующий частоте съемки 240 кадров в секунду. Скорость прохождения плазмы уменьшилась на 14 % по сравнению с измерениями, проведенными без постоянного магнита, и составила $(0,56 \pm 0,02)$ м/с. На рисунке 2.12 приведены изображения двух экспериментов в один и тот же момент от начала инициирования эффекта плавления. Заметно, что искра внутри магнитного поля движется медленнее на нижнем изображении с постоянным магнитом.

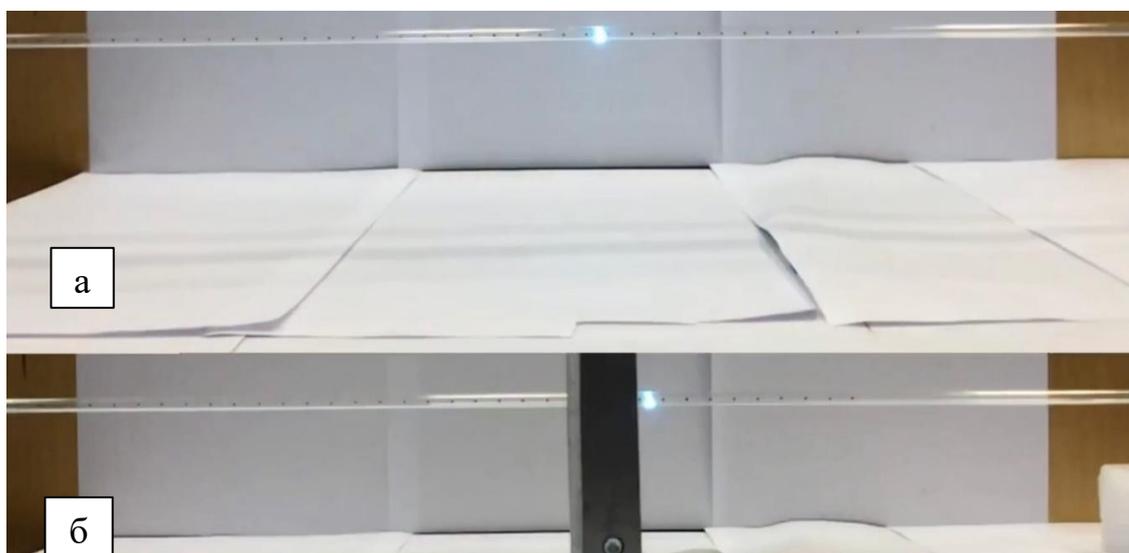


Рисунок 2.12 – Фотографии плазменной вспышки, распространяющейся по исследуемому волокну: (а) – без магнита; (б) – с магнитом 0,7 Тл.

Далее с помощью микроскопа Leica DMI8 и ПО, как и в случае без магнитного поля, была изучена внутренняя структура внутри оптического волокна.

На рисунке 2.13 представлены фотографии микрополостей в сердцевине исследуемого оптического волокна с торцевой поверхности. Измерения проводились при разрешении микроскопа 100 мкм.

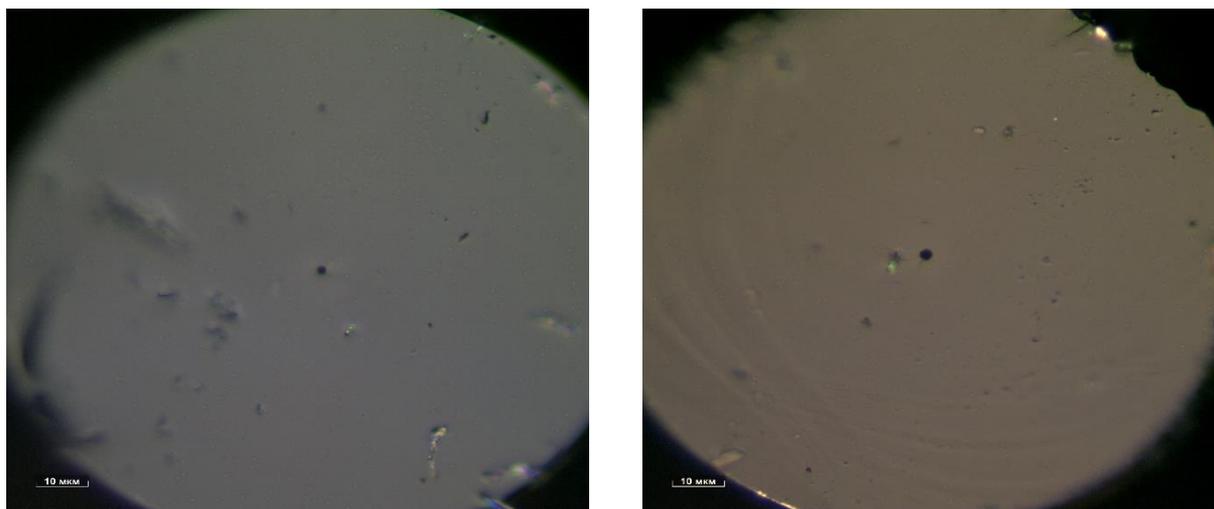


Рисунок 2.13 – Фотографии торцевой поверхности волокна, находящимся под влиянием магнитного поля 0,7 Тл при оптическом пробое

Измеренные значения геометрических параметров внутренней структуры представлены в таблице 2.4.

Таблица 2.4 – Геометрические параметры внутренней структуры в образце волокна с магнитным полем 0,7 Тл.

Магнитное поле	Скорость очага, м/с	Период структуры микрополостей P , мкм	Длина микрополостей d , мкм	Диаметр микрополостей l , мкм
0,7 Тл	$0,56 \pm 0,02$	$11,3 \pm 0,5$	$5,7 \pm 0,3$	$2,1 \pm 0,19$
нет	$0,65 \pm 0,01$	$12,80 \pm 0,12$	$6,59 \pm 0,08$	$2,58 \pm 0,03$

Исследование квазипериодической структуры отдельных микрополостей, возникших в оптическом волокне под действием магнитного поля, показало, что магнитное поле влияет на размеры отдельных микрополостей. В местах соприкосновения волокна с магнитом, структура микрополостей имеет меньший период повторения, а длина и диаметр каждой микрополости уменьшается. Это объясняется тем, что плазменный очаг тратит часть энергии на дополнительный прогрев сердцевины в поперечном сечении из-за действия сил Лоренца, которые заставляют положительные и отрицательные заряды плазмы смещаться в противоположных направлениях в поперечном сечении волокна (см. рисунок 2.11 (б)).

2.3.3 Исследование поведения плазменной искры и геометрии структуры из микрополостей в сильном магнитном поле ~12 Тл

Для исследования внутренней структуры микронеоднородностей, возникающей в результате прохождения плазменной искры по оптическому волокну, была собрана экспериментальная установка, где исследуемый образец оптического волокна длиной 3 м помещался в ячейку ядерного магнитного резонатора (ЯМР) Cryostat cf1200 spez, представляющую собой металлический полый цилиндр. Внутри ячейки отрезок волокна закреплялся на П-образном держателе. Ячейка помещалась в ЯМР-спектрометре Bruker Ultrashield 500 MHz WB Plus Solid State NMR, таким образом, чтобы верхняя часть П-образного держателя находилась между полюсами электромагнита с магнитной индукцией 11,7 Тл. Концы исследуемого волокна выводились через крышку ячейки. Один из концов волокна с помощью оптической розетки соединялся с выходным коннектором волоконного оптического лазера YFL-1100. Другой конец подводился к измерителю мощности Ophir NOVA II для определения выходной оптической мощности. Схема экспериментальной установки и области различного воздействия магнитного поля на плазменную искру схематично представлены на рисунке 2.14.

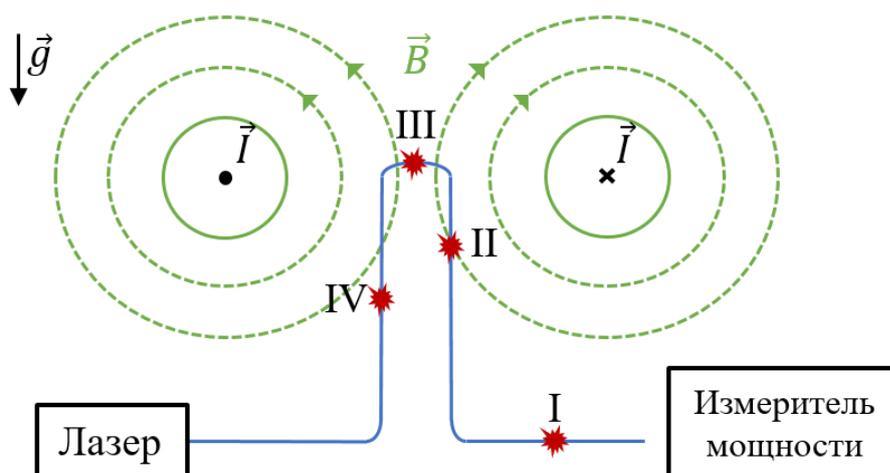


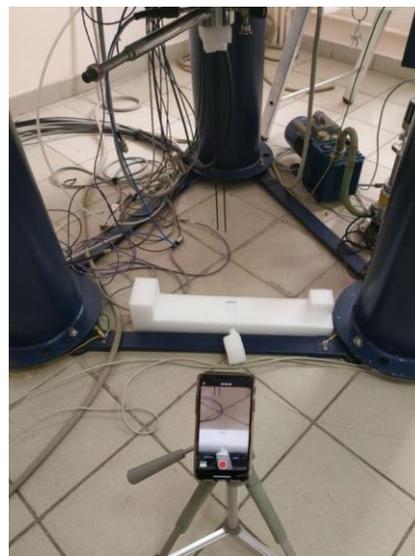
Рисунок 2.14 – Схема экспериментальной установки, где римскими цифрами выделены области различного воздействия магнитного поля

Лазерное излучение стабилизировалось на выходной мощности 2,48 Вт. Далее с помощью металлической пластинки инициировался оптический пробой в сердцевине оптического волокна. Возникшая при этом сине-белая вспышка представляет собой плазменную искру, состоящую из положительных ионов и высвободившихся при термической ионизации электронов. Эта искра движется по оптическому волокну в направлении источника излучения.

Ввиду закрытости электромагнита измерение скорости в этом эксперименте не проводилось. После прохождения лазерной искры внутри магнитного поля, источник излучения выключался, что приводило к остановке и исчезновению искры. Весь процесс фиксировался на высокоскоростную камеру с частотой 240 кадров в секунду. На рисунке 2.15 приведены фотографии экспериментальной установки.



(a)



(б)

Рисунок 2.15 – Фотографии экспериментальной установки: (а) – ЯМР-спектрометр Bruker Ultrashield 500, (б) – концы волокна, выведенные из ячейки ЯМР

В результате прохождения плазмы в сердцевине оптического волокна образуется структура из микрополостей, заполненных кислородом O_2 . В зависимости от мощности излучения, типа волокна и внешних условий микрополости могут представлять собой полости различной формы, например, в виде пули или эллипса. В условиях проведенного эксперимента в волокне образовалась квазипериодическая структура из микрополостей пулеобразной формы. Фотография внутриволовонной квазипериодической структуры приведена на рисунке 2.16.

Геометрическими параметрами внутренней структуры являются: период структуры – P ; диаметр отдельных микрополостей – d ; продольная длина микрополостей – l . Для микроскопического исследования геометрических размеров внутренней структуры использовался металлографический микроскоп Leica DMI8.

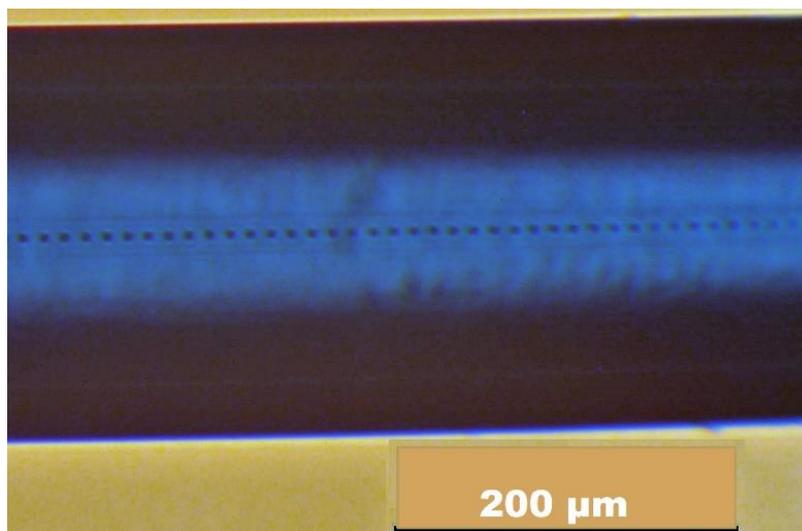


Рисунок 2.16 – Фотография волокна со структурой из микрополостей

Для исследований были взяты образцы оптических волокон из областей с различным воздействием магнитного поля на плазменную искру. Эти зоны схематично показаны на рисунке 2.14. Инициация плазменной искры происходит в области I, где магнитное поле ЯМР отсутствует. В области II искра движется в неоднородном магнитном поле ЯМР, причем величина магнитной индукции увеличивается. В области III можно полагать магнитное поле однородным, магнитная индукция достигает максимального значения 11,7 Тл. В области IV искра вновь движется в неоднородном магнитном поле ЯМР, причем магнитная индукция уменьшается.

Исследуемые образцы очищались и промывались спиртом. Каждый образец делился на десять равных частей, в каждом из которых измерялись геометрические параметры пяти отдельных полостей с боковой и торцевой поверхности волокна. Измеренные геометрические параметры внутренней структуры представлены в таблице 2.5.

Таблица 2.5 – Геометрические параметры внутренней структуры в образце волокна с магнитным полем 11,7 Тл.

Области	I	II	III	IV
d	$2,49 \pm 0,04$	$2,66 \pm 0,06$	$2,47 \pm 0,03$	$2,67 \pm 0,04$
l	$6,75 \pm 0,05$	$6,34 \pm 0,06$	$7,23 \pm 0,04$	$7,34 \pm 0,07$
P	$12,00 \pm 0,08$	$11,93 \pm 0,08$	$12,44 \pm 0,09$	$12,13 \pm 0,05$

Влияние магнитного поля на движущуюся по оптическому волокну плазменную искру можно оценить по геометрическим параметрам внутренней структуры, которую она формирует.

Плазменная искра начинает распространяться из области I со скоростью \vec{v} , где отсутствует магнитное поле. На искру действуют сила тяжести \vec{F}_{mg} , а на заряженные частицы – сила Кулона \vec{F}_K . Схематическое изображение сил, действующих на заряженные частицы плазмы, представлено на рисунке 2.17.

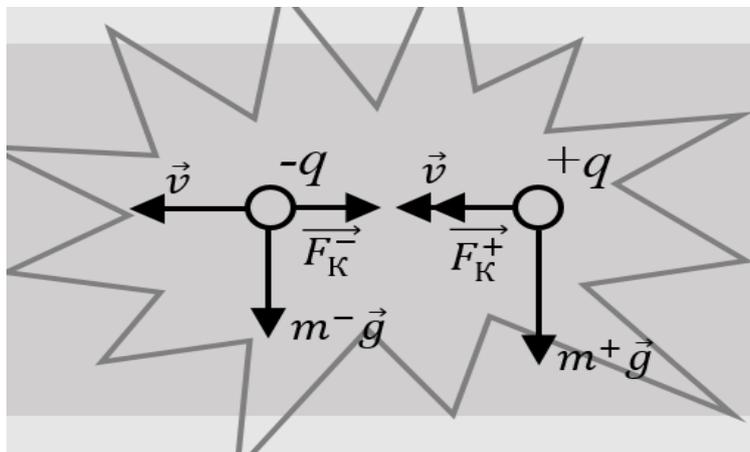


Рисунок 2.17 – Схематическое изображение действия сил, действующих на заряженные частицы плазмы, в области I

Под действием температуры сердцевина волокна расплавляется, и в ней образуется квазипериодическая структура из микрополостей с периодом $P_1 \approx 12,00$ мкм, которая представляет собой полости пулеобразной формы с размерами $l_1 \approx 6,75$ мкм и $d_1 \approx 2,49$ мкм.

Далее плазменная искра попадает в область II, где магнитное поле неоднородно и величина магнитной индукции растет. Схематическое изображение сил, действующих на заряженные частицы плазмы, представлено на рисунке 2.18.

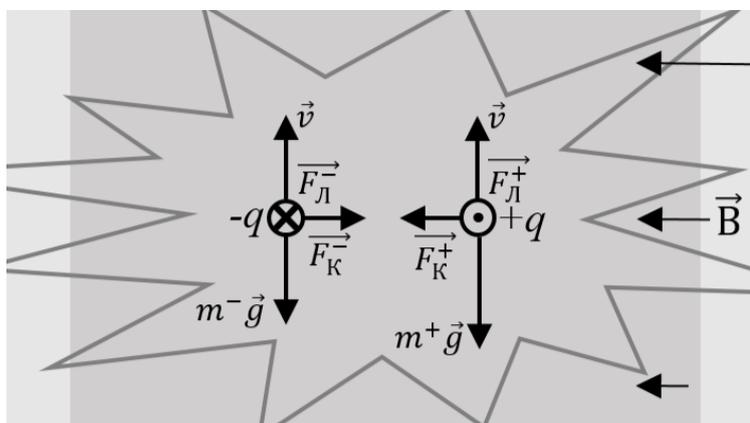


Рисунок 2.18 – Схематическое изображение сил, действующих на заряженные частицы плазмы, в области II

Геометрические параметры микрополостей изменяются по сравнению с параметрами, измеренными в области I. Плазменная искра формирует полости, которые сжимаются в продольных размерах до $l_2 \approx 6,34$ мкм и увеличиваются в поперечных размерах $d_2 \approx 2,66$ мкм. Это объясняется суперпозицией сил, действующих на положительные ионы и отрицательные электроны, из которых состоит плазма. Наибольшую роль играет сила тяжести, противоположно направленная вектору скорости движения плазменной искры, из-за чего происходит уменьшение длины отдельных микрополостей. К увеличению диаметра приводит действие на заряженные частицы сил Лоренца, направленных в противоположные стороны.

Далее плазменная искра попадает в область III, где магнитное поле однородно, величина магнитной индукции достигает максимального значения 11,7 Тл. Схематическое изображение сил, действующих на заряженные частицы плазмы, представлено на рисунке 2.19.

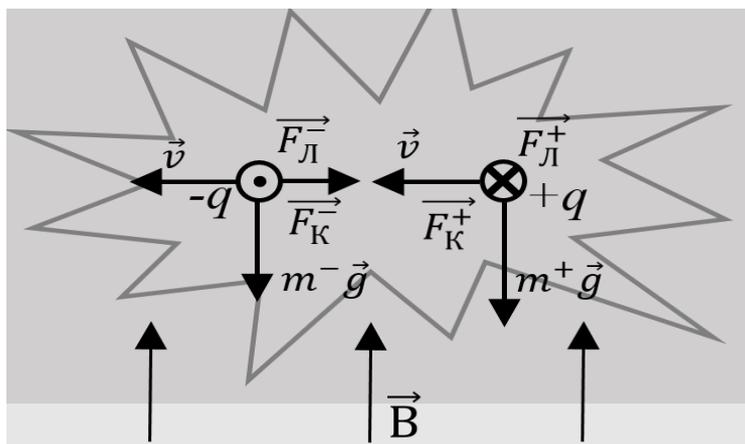


Рисунок 2.19 – Схематическое изображение сил, действующих на заряженные частицы плазмы, в области III

Геометрические параметры квазипериодической внутренней структуры вытягиваются в продольных размерах до $l_3 \approx 7,23$ мкм и сжимаются в поперечных до $d_3 \approx 2,47$ мкм относительно их размеров в области II. Результаты обработки экспериментальных данных, полученных в работе, показывают, что в области наибольшего значения величины магнитной индукции наблюдается нарушение осевой симметрии микрополостей. На рисунке 2.20 приведены фотографии нормальных сколов оптического волокна, где видно, что полости начинают распадаться. Рядом с основной полостью, которая находится на оси волокна, появляется микрополость – спутник удаленная от оси на расстояние до 1,80 мкм. Диаметр такой микрополости составляет примерно 0,78 мкм или 28% от диаметра основной полости. Этим объясняется существенное уменьшение диаметра основной микрополости на 7% относительно области II.

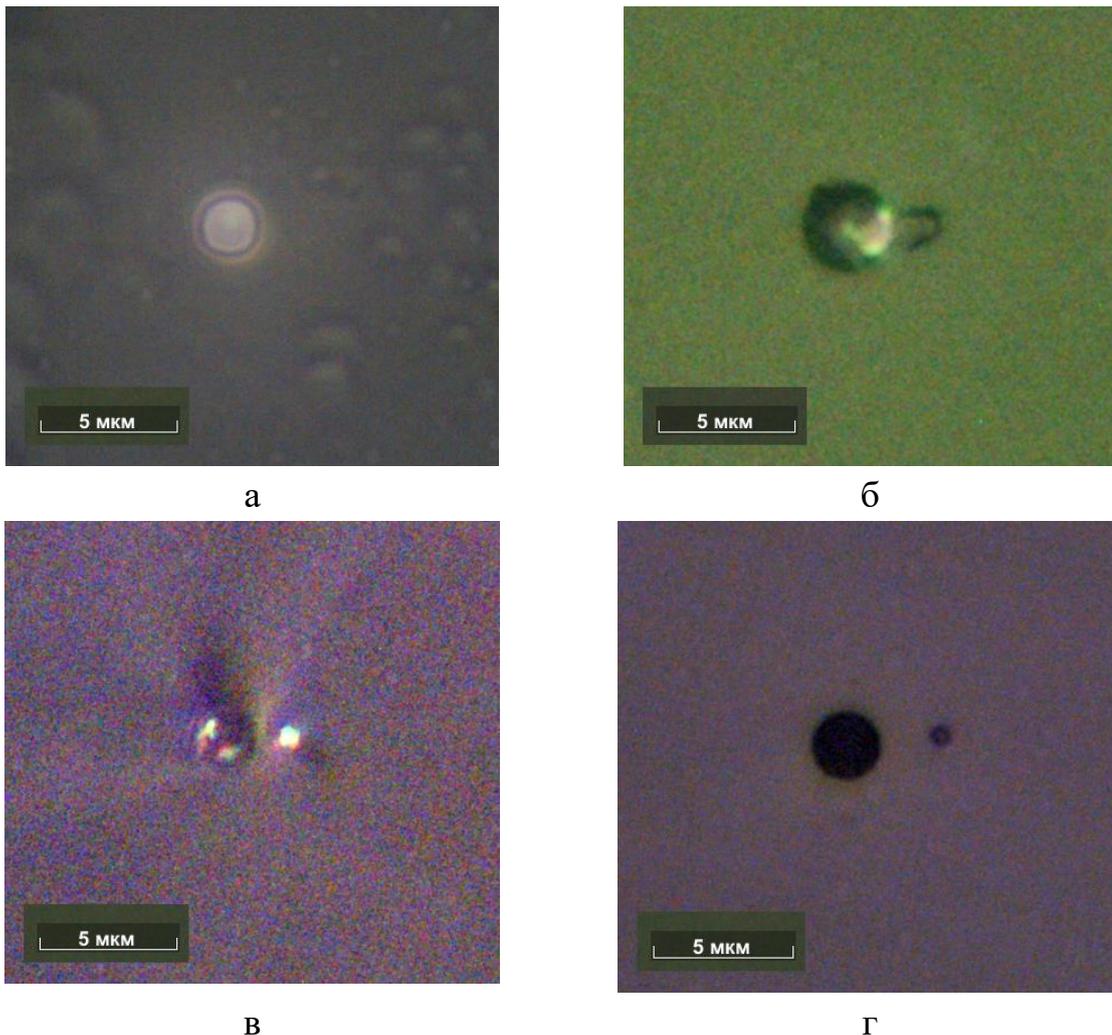


Рисунок 2.20 – Фотографии сколов оптического волокна: а – скол волокна из области I, б-г – сколы волокна из областей III

Очевидно, что микрополость-сателлит появляется в результате неустойчивости движущейся плазменной искры в сильном однородном магнитном поле. Такая неустойчивость объясняется действием сил Лоренца, которые действуют на заряженные частицы в движущейся плазме в противоположных направлениях. Авторам настоящего исследования не известны работы, где описывается наблюдаемый эффект, который подлежит дальнейшему изучению и описанию.

В последней области IV плазменный очаг вновь попадает в область неоднородного магнитного поля (как в области II), где величина магнитной индукции постепенно уменьшается. Схематическое изображение сил, действующих на заряженные частицы плазмы, представлено на рисунке 2.21.

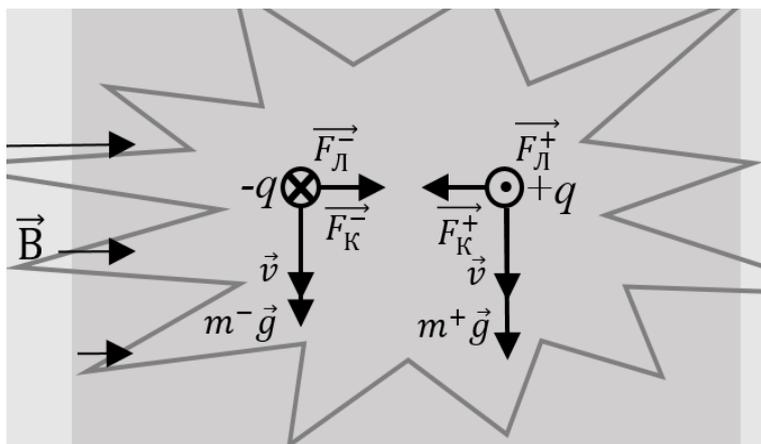


Рисунок 2.21 – Схематическое изображение сил, действующих на заряженные частицы плазмы, в области IV

Длина полостей и их диаметры увеличиваются, соответственно, до $l_4 \approx 7,34$ мкм и $d_4 \approx 2,67$ мкм относительно их размеров в предыдущей области III. На рисунке 2.20 видно, что направления силы тяжести и скорость плазменной искры совпадают, что приводит к увеличению длины полостей.

Таким образом, магнитное поле влияет на размеры отдельных микрополостей в зависимости от взаимного направления скорости движения плазменного очага и вектора магнитной индукции.

2.4 Вывод по главе

Во второй главе проводится экспериментальное исследование движения плазменного очага и формирования квазипериодической внутренней структуры. Была измерена пороговая мощность оптического пробоя. Для области, превышающей значение пороговой мощности, экспериментально получена линейная зависимость скорости распространения плазменного очага от мощности вводимого оптического излучения для.

Исследована геометрия квазипериодической внутренней структуры, возникающей после прохождения плазменной искры по оптическому волокну. При исследовании выявлено, что измеренные значения диаметра отдельных микрополостей внутренней структуры с боковой поверхности оптического волокна почти в два раза превышают значения диаметра отдельных микрополостей с торцевой поверхности. Это объясняется увеличением изображения, вносимым самим оптическим волокном в экспериментальное исследование. Выявлено, что тип волокна влияет на квазипериодическую внутреннюю структуру. При одинаковых условиях инициирования оптического пробоя в одномодовом волокне наблюдаются микрополости одинаковой формы, размера и периодичности, в то время как в многомодовом волокне

структура состоит из повторяющихся блоков, состоящих из микрополостей разных форм и размеров.

Проведено исследование влияния магнитного поля на скорость движения плазменной искры и геометрию формируемой ею внутренней структуры. Исследование проводилось без магнитного поля, в слабом магнитном поле с магнитной индукцией 0,7 Тл и в сильном магнитном поле с магнитной индукцией 11,7 Тл. Выявлено, что в слабом магнитном поле силы Лоренца, действующие на положительные ионы и отрицательные электроны, стремятся увеличить плазменную искру в поперечном размере. Это приводит к тому, что часть энергии тратится на дополнительный прогрев сердцевины, из-за чего уменьшается скорость движения плазменной искры. В сильном магнитном поле выделялось несколько областей с различным действием магнитного поля. В каждой области зафиксировано изменение геометрических параметров квазипериодической структуры. В неоднородном магнитном поле возникает изменение поперечных размеров полости до 7 %, и продольных до 9 % в зависимости от направления распространения плазменной искры. В области однородного магнитного поля происходит увеличение продольных размеров полости до 7 %, но поперечные размеры уменьшаются на 7 % из-за расщепления основной микрополости на две неравные части: основная микрополость и дополнительная микрополость-спутник. Дополнительная микрополость-спутник впервые зафиксирована автором настоящей работы. Она располагается на расстоянии $\approx 1,80$ мкм от основной, которая находится на оси волокна. Диаметр такой микрополости составляет примерно 0,78 мкм или 28% от диаметра основной полости.

Глава 3

Исследование предела прочности оптического волокна со структурой из микрополостей

Прочностью называется свойство материалов противостоять разрушению при воздействии внешних нагрузок. Соответственно, характеристикой механической прочности является предел прочности – максимальное механическое напряжение, при превышении которого происходит разрушение стекла. Основным методом измерения предела прочности является испытание на разрыв отрезков световодов на стандартной разрывной машине при различных скоростях нагружения (динамическая усталость). Для измерения прочностных характеристик используются образцы поврежденных оптическим пробоем волокон в различных покрытиях. Выбор волокон с различными защитными покрытиями был продиктован тем, что акрилатное покрытие является стойким к механическим нагрузкам, а полиимидное – к температурным. Все образцы предварительно кондиционируются при нормальных климатических условиях на воздухе при температуре (24 ± 1) °С и относительной влажности (50 ± 5) %, время выдержки составляет 24 часа. Исследование предела прочности проводится двумя методами: методом двухточечного изгиба и методом осевого растяжения [121, 122].

3.1 Теория механики разрушения и распределение Вейбулла

Краткие сведения о теории механики разрушения оптического волокна и методах оценки кратковременной механической прочности приводятся на основании работ [123-130].

Известно, что в стекле под воздействием внешнего напряжения фиксируется упругая, т.е. обратимая деформация, по закону Гука пропорциональная приложенному напряжению:

$$\sigma = E\varepsilon, \quad (3.1)$$

где σ – приложенное напряжение, E – модуль Юнга, ε – упругая деформация.

Для волокна с круглым сечением, испытывающего напряжение продольного растяжения, характерно внезапное разрушение в направлении, перпендикулярном действующему напряжению при критическом значении напряжения σ_c . Рассматривая прочностные характеристики стекла, нужно отличать две различные величины:

1. *Теоретическая прочность* является условной величиной, оценочно рассчитываемой для некоего идеального бездефектного гомогенного стекла, нагружаемого квазистатично при низких температурах. Эта условная величина зависит от природы и прочности химических связей в структуре стекла и является характеристикой материала.

2. *Техническая (или практическая) прочность* является характеристикой реальных изделий из стекла. Реальная прочность изделий из стекла определяется поверхностными дефектами и микротрещинами, возникающими при производстве или эксплуатации этих изделий. Эти поверхностные дефекты снижают прочность стекла, и практическая прочность стеклоизделий составляет лишь от 1/1000 до 1/100 от теоретической величины.

На практике разрушение кварцевого волокна происходит при действующем внешнем напряжении, значительно меньшем, чем теоретическое значение предела прочности. Такое расхождение объясняется различными неоднородностями структуры кварцевого волокна: наличием трещин или посторонних включений, вблизи которых концентрируются напряжения, что приводит к неравномерному распределению нагрузки по его сечению. Поэтому при экспериментальном исследовании измеряется, как правило, техническая прочность кварцевого волокна, определяющаяся как практическая прочность «слабого звена» – участка с минимальным значением предела прочности. Значения прочности при разрыве регламентированы ГОСТ Р МЭК 60793-2-50-2018 [123].

В 1920 г. Гриффитс заложил основы механики разрушения в работе [124]. Его работа основывалась на экспериментальных исследованиях прочности стеклянных стержней разного диаметра.

Проведенные измерения показали, что если величина приложенной нагрузки превышает некоторое ее значение, то происходит развитие трещины, что приводит к ее неустойчивости и последующем разрушение образца без прикладывания дополнительной нагрузки. При построении математического аппарата по теории трещин Гриффитс рассматривал неограниченную изотропную пластину, содержащую прямолинейную трещину. Эта пластина растягивается равномерным напряжением в разные стороны перпендикулярно линии трещины. Схематическое изображение образца с трещиной приведено на рисунке 3.1.

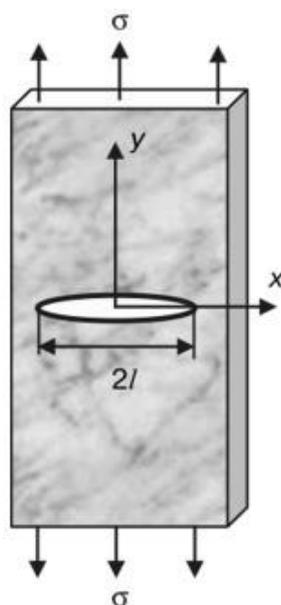


Рисунок 3.1 – Схематическое изображение образца с трещиной, растягиваемого в разные стороны

Условие развития трещины можно сформулировать в виде уравнения энергетического баланса [124]:

$$\frac{d}{dt}(W - T) = 0, \quad (3.1)$$

где W – потенциальная энергия деформации пластины, T – поверхностная энергия трещины.

Трещина в материале начинает расти в том случае, когда уменьшение упругой энергии в образце из-за разгрузки материала вокруг растущей трещины равно или больше увеличения свободной поверхностной энергии, возникающей при образовании новых поверхностей. Решение начального уравнение позволяет определить пороговое напряжение разрушения в случае плоского напряженного состояния:

$$\sigma_c = \sqrt{\frac{2E\gamma}{\pi l}}, \quad (3.2)$$

где σ_c – пороговое напряжение разрушения; E – модуль Юнга; γ – поверхностная энергия стенок трещины, отнесенная к единице ее площади; l – половина длины трещины (глубина).

В 1958 г. Ирвин в работе [125] для описания перенапряжений в вершине трещины ввел понятие коэффициента интенсивности напряжений K_I :

$$K_I = Y\sigma\sqrt{l}, \quad (3.3)$$

где Y – геометрический фактор, близкий к единице, который учитывает различные формы трещин; σ – прикладываемое напряжение.

Пример трещины полуэллиптической формы приведен на рисунке 3.2, геометрический фактор такой трещины $Y = 1,24$.

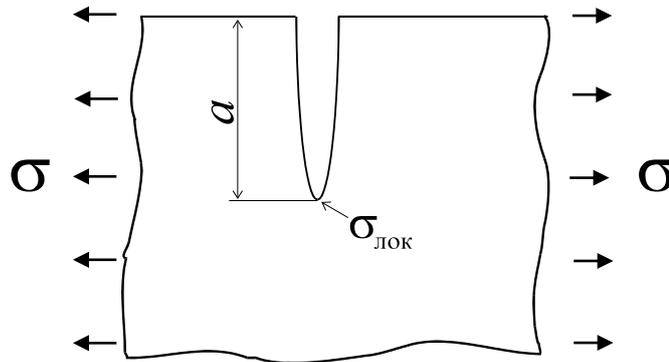


Рисунок 3.2 – Полуэллиптическая трещина на поверхности стекла [125]

Геометрический фактор помогает учесть радиус кривизны в вершине. Тогда вместо прямолинейной трещины в соотношении (3.2) можно рассмотреть случай искривленной трещины:

$$\sigma_c = \frac{K_{Ic}}{Y\sqrt{l}}, \quad (3.4)$$

где K_{Ic} – критический коэффициент интенсивности напряжений, который является константой материала.

Таким образом, согласно Гриффитсу образец стекла с трещиной может находиться под нагрузкой бесконечно долго, если соблюдаются условия равновесия т.е. величина нагрузки не увеличивается, а элементы объема не движутся. Однако многочисленные экспериментальные данные показывают, что при приложении к стеклянному образцу нагрузки меньше критической он через некоторое время разрушится. Время до разрушения зависит от величины приложенной нагрузки, размера дефектов и условий окружающей среды. Это явление, обычно называемое статической усталостью стекла или замедленным разрушением. Оно происходит из-за медленного роста первоначальных трещин под действием приложенных напряжений и окружающей среды. По мере увеличения трещины растет и перенапряжение в ее вершине, приводя к увеличению скорости роста, а при достижении критического уровня перенапряжения – к катастрофическому разрушению.

Также необходимо учитывать, что при постепенном увеличении нагрузки начинается рост исходных дефектов в образце из-за попадания в трещину молекул воздуха или других частиц из окружающей среды. Это подтверждается тем фактом, что прочность в жидком азоте (считается, что в таких условиях дефекты под нагрузкой не растут) в 2–2,5 раза выше, чем прочность таких же образцов в лабораторных условиях. Это явление называется динамической усталостью образца и характеризуется параметром динамической усталости n_d .

Существуют исследования, при которых разрывную прочность σ_c можно аппроксимировать соотношением [126]:

$$\sigma_c = \left((n_d + 1) B \frac{d\sigma}{dt} S_i^{n_d - 2} \right)^{\frac{1}{n_d + 1}}, \quad (3.5)$$

где n_d – параметр динамической усталости, или динамический параметр устойчивости к коррозии под напряжением; S_i – исходная инертная прочность; B – параметр, учитывающий влияние окружающей среды, который вычисляется по формуле [127]:

$$B = \frac{2}{AY^2(n_d + 1)K_{IC}^{n_d - 2}}, \quad (3.6)$$

где A – параметр, зависящий от окружающей среды, K_{IC} – критический коэффициент интенсивности напряжений, n_d – параметр динамической усталости, или динамический параметр устойчивости к коррозии под напряжением.

Для оценки кратковременной механической прочности волокна используют методы, описанные в [128-130]. На поверхности оптического волокна обычно имеется некоторое количество дефектов или трещин. Под воздействием приложенного напряжения оно будет разрушено в наиболее слабом месте. Вероятность разрушения волокна в интервале напряжений от σ до $\sigma + d\sigma$ для волокна длиной L равна вероятности обнаружения дефекта в этом интервале:

$$P(\sigma + d\sigma, L) - P(\sigma, L) = Ln(\sigma)d\sigma(1 - P(\sigma, L)), \quad (3.7)$$

где $P(\sigma, L)$ – вероятность разрушения волокна длиной L под напряжением менее σ , $n(\sigma)$ – функция распределения дефектов, $Ln(\sigma)d\sigma(1 - P(\sigma, L))$ – количество

дефектов для волокна длиной L , способствующих разрушению волокна при напряжении от σ до $\sigma + d\sigma$.

Проинтегрировав уравнение (3.7), получаем:

$$P(\sigma, L) = 1 - \exp[-LN(\sigma)], \quad (3.8)$$

$$N(\sigma) = \int_0^\sigma n(\sigma)d\sigma,$$

где $N(\sigma)$ – распределение дефектов

При этом можно считать, что волокно состоит из последовательности коротких участков длины, каждый из которого характеризуется своим пороговым напряжением разрушения. При разрушении одного участка или звена, разрушается волокно. Статистика Вейбулла, используемая для прогнозирования надежности отражает подобное поведение и хорошо адаптирована для кварцевого оптического волокна [128].

С использованием распределения Вейбулла предполагается, что вероятность разрушения определяется соотношением [129]:

$$N(\sigma) = \left(\frac{\sigma_c}{\sigma_0}\right)^m, \quad (3.9)$$

где σ_c – пороговое напряжение разрушения, σ_0 – медианное напряжение, m – параметр Вейбулла, показывающий количество соединений Si-O, которые разрушаются под напряжением σ_c . Последние два параметра являются экспериментально определяемыми величинами.

Чтобы получить графическое представление вероятности разрушения волокна распределение Вейбулла (3.9) подставляют в уравнение (3.8) и обе части дважды логарифмируют. В результате получается:

$$\ln\left(\ln\left(\frac{1}{1-P(\sigma_c)}\right)\right) = m_d \ln\sigma_c, \quad (3.10)$$

В координатах $\ln\left(\ln\left(\frac{1}{1-P(\sigma_c)}\right)\right)$ от $\ln\sigma_c$ функция вероятности разрушения оптического волокна от предела прочности $P(\sigma_d)$ или график Вейбулла будет иметь вид прямой, где тангенс угла наклона показывает параметр m_d .

К основным методам определения кратковременной прочности волокна относятся: испытание на растяжение и испытание на изгиб. Чтобы получить график Вейбулла по результатам измерений необходимо на каждом исследуемом образце провести не менее 10-15 одинаковых измерений предела прочности

кварцевого волокна т.е. используя одинаковое значение напряжения. В таком случае вероятность разрушения волокна вычисляется по формуле [130]:

$$P(\sigma_c) = \frac{(i-0,5)}{N}, \quad (3.11)$$

где $i = 1, 2, 3 \dots$ - номер результата измерения предела прочности, выстроенного в порядке возрастания, N – общее число измерений предела прочности.

Как правило, на графике прочности кварцевого волокна наблюдается участок с очень большим наклоном ($m_d > 30$), соответствующий однородным по прочности образцам, а при достаточно большом количестве испытаний также участок с малым наклоном ($m_d < 30$), за который ответственны редкие технологические дефекты.

3.2 Исследование предела прочности методом двухточечного изгиба

При микроскопическом исследовании оптического волокна с внутриволоконной структурой можно увидеть микрополости, сосредоточенные на оси сердцевины волокна. Однако разрешение микроскопа не позволяет выявить микродефекты, которые могут возникать во внешних покрытиях. Исследование прочности волокна с внутриволоконной структурой методом двухточечного изгиба позволяет понять приводит ли оптический пробой к появлению микродефектов защитного покрытия или оно остается неповреждённым.

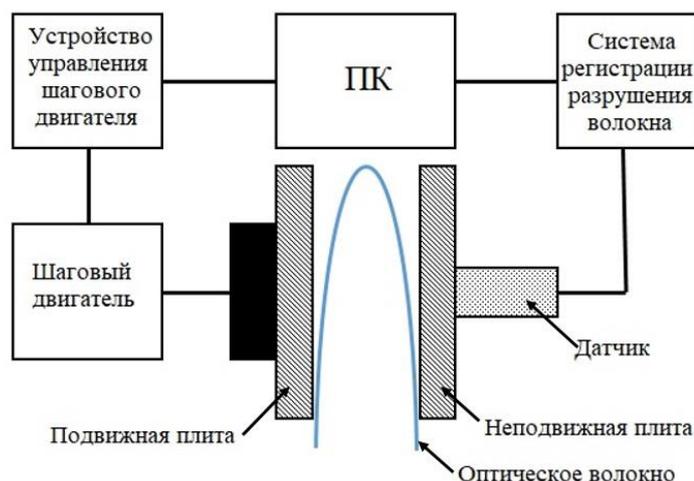


Рисунок 3.3 – Схема для измерения прочности методом двухточечного изгиба

Метод исследования прочности волокна методом двухточечного изгиба заключается в том, что образец оптического волокна длиной ~ 10 мм, изогнутый в виде «U»-образной трубки, помещают между двумя параллельными

отполированными пластинами [121]. Одна пластина находится в неподвижном состоянии, а вторая передвигается с помощью программируемого шагового двигателя с постоянной скоростью (10, 85, 630 и 1000 мкм/с), так что расстояние между пластинами и радиус изгиба оптического волокна в вершине уменьшаются, а напряжение растяжения в кварцевом стекле в вершине возрастает. Персональный компьютер (ПК) используется управления шаговым двигателем и регистрацией разрушения волокна при помощи акустического датчика. Схема для измерения прочности методом двухточечного изгиба представлена на рисунке 3.3.

Движение второй пластины останавливается, когда встроенный акустический датчик фиксирует излом оптического волокна. В этот момент фиксируется значение расстояния между пластинами, при котором произошло разрушение и производится расчет предела прочности (в ГПа) по формуле [122]:

$$\sigma = E[1 + 3,450(1,219D/d - 1,137D^2/d^2)](1,219D/d - 1,137D^2/d^2), \quad (3.12)$$

где D – диаметр кварцевой части оптического волокна [мм], d – расстояние между пластинами [мм], E – модуль упругости кварцевого стекла равный 73,5 ГПа. Для точного расчета d необходимо использовать формулу [122]:

$$d = a + d_0 - d', \quad (3.13)$$

где a – величина перемещения пластины, d_0 – диаметр канала при сведенных пластинах, d' – диаметр оптического волокна в покрытии (~0,2 мм).

При измерении прочности методом двухточечного изгиба под воздействием нагрузки оказывается исключительно малая часть оптического волокна (~1 мм), поэтому рассматриваемый метод удобен для исследования образцов с высокой однородностью прочности по длине. Кроме того, изгибные испытательные установки оказываются очень простыми и мобильными, что позволяет помещать их в среды с экстремальными воздействиями, например, с аномальными значениями влажности [131] и температуры [132].

Для измерения предела прочности была использована установка FiberSigma производства США, представленная на рисунке 3.4. Всего было исследовано по 14 образцов волокон для каждого значения скорости нагружения: 10, 85, 630 и 1000 мкм/с т.е. 224 образца волокна.



Рисунок 3.4 – Фотографии установки FiberSigma для исследования предела прочности волокна методом двухточечного изгиба

Для анализа результатов измерений использовалась статистика Вейбулла [3.11]. На рисунке 3.5 представлены зависимости вероятности разрушения волокна от предела прочности, измеренного методом двухточечного изгиба для двух типов покрытий до и после разрушения сердцевины. Цифрами на графике отмечены скорости нагружения: 1 – при скорости нагружения 10 мкм/с, 2 – при скорости нагружения 85 мкм/с, 3 – при скорости нагружения 630 мкм/с, 4 – при скорости нагружения 3000 мкм/с.

Вероятность разрушения определяется по методике [133], согласно которой на графике зависимости вероятности разрушения волокна от предела прочности по точке пересечения аппроксимирующей прямой с осью абсцисс определяется минимальный предел прочности для заданной скорости нагружения.

Для удобства анализа графиков в левой части приведены графики для волокна в полиимидном покрытии, в правой части – для волокна в акрилатном покрытии, при чем верхние графики – предел прочности исходных волокон, а нижние – предел прочности волокон с внутриволоконной структурой. Значения единиц измерения и шкал деления по осям полностью совпадают. Такое расположение позволяет оценить изменение прочности волокна за счет наличия внутриволоконной структуры путем сравнения верхнего и нижнего графика друг с другом.

Предел прочности волокна и для полиимидного, и для акрилатного покрытий до и после разрушения сердцевины в среднем уменьшается на 0,5 ГПа для всех скоростей нагружения т.е. зависимости на нижних графиках незначительно смещаются влево относительно аналогичных зависимостей на верхних графиках. При данном способе нагружения не наблюдается значительного снижения прочности оптического волокна, что говорит о том, что оптический пробой не влияет на защитное покрытие оптического волокна.

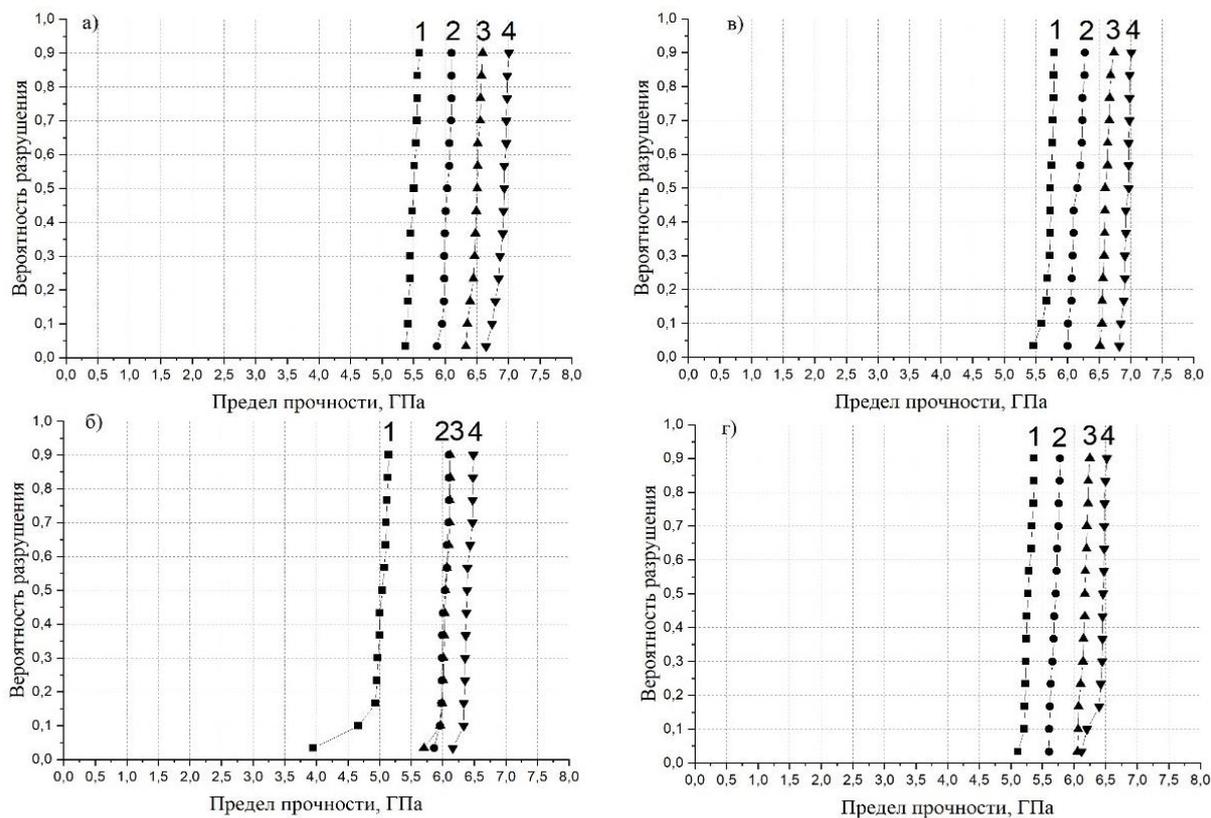


Рисунок 3.5 – Зависимости вероятности разрушения оптического волокна от предела прочности, измеренного методом двухточечного изгиба: а) в полиимидном покрытии до разрушения сердцевины; б) в полиимидном покрытии после разрушения сердцевины; в) в акрилатном покрытии до разрушения сердцевины; г) в акрилатном покрытии после разрушения сердцевины

В таблице 3.1 приведены минимальные значения предела прочности, где Δ – разность пределов прочности волокна до и после формирования внутриволоконной структуры.

Таблица 3.1 – Результаты измерений предела прочности одномодового оптического волокна методом двухточечного изгиба

Скорость нагружения, мкм/с	Минимальные значения предела прочности, ГПа					
	Полиимид до	Полиимид после	Δ	Акрилат до	Акрилат после	Δ
10	5,50	4,96	0,54	5,72	5,28	0,44
85	6,03	6,03	0,00	6,16	5,70	0,46
630	6,49	6,04	0,45	6,62	6,17	0,45
3000	6,90	6,39	0,54	6,94	6,43	0,51

Как видно из таблицы 3.1, предел прочности уменьшается в среднем на 0,4 ГПа или 5-8 % для обоих видов защитного покрытия при максимальной скорости нагружения по сравнению с результатами неповрежденных волокон. Это позволяет предположить, оптический пробой не приводит к значительным изменениям механических свойств защитных покрытий.

3.3 Исследование предела прочности методом осевого растяжения

Прочность также измеряется методом осевого растяжения с помощью разрывной машины [122]. Схема измерения прочности методом осевого растяжения представлена на рисунке 3.6.

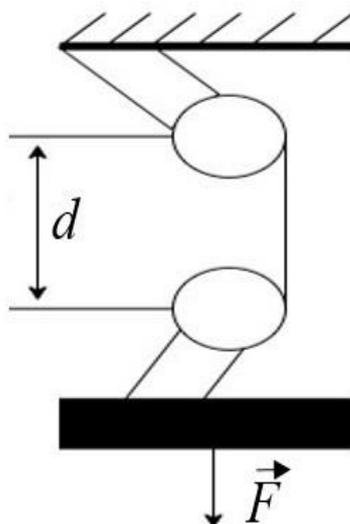


Рисунок 3.6 – Типичная схема метода осевого растяжения

Образец оптического волокна длиной ~ 1200 мм наматывается на два натяжных барабана таким образом, чтобы измерительная база составляла ~ 500 мм. С целью уменьшения проскальзывания применяется специальный держатель. Далее верхний барабан начинает движение с заданной скоростью до момента разрушения волокна, при этом непрерывно фиксируя значение нагрузки, перемещения и времени. Измерения проводятся при скоростях растяжения 10, 50, 100 и 500 мм/мин по 15 образцов при каждом значении скорости. Предел прочности оптического волокна (в ГПа) для метода осевого растяжения вычисляется по формуле [122]:

$$\sigma = (P * 10^{-3}) / (\pi * R^2), \quad (3.14)$$

где P – максимальная нагрузка, при которой происходит разрыв [Н], в знаменателе фигурирует площадь поперечного сечения оптического волокна [мкм^2].

Для измерения предела прочности была использована установка Instron 5969 производства США, представленная на рисунке 3.7. Всего было исследовано по 14 образцов волокон для каждого значения скорости нагружения: 10, 50, 10 и 500 мкм/с т.е 226 образцов. Для этого было подготовлено более 60 метров волокна с внутриволоконной структурой из микрополостей, полученной в ходе оптического пробоя.



Рисунок 3.7 – Фотография разрывной машины MTS Exceed E.42 для исследования предела прочности волокна методом осевого растяжения

На рисунке 3.8 представлены зависимости вероятности разрушения волокна от предела прочности, измеренного методом осевого растяжения. Цифрами указаны скорости нагружения оптических волокон 1 – при скорости нагружения 10 мм/мин, 2 – при скорости нагружения 50 мм/мин, 3 – при скорости нагружения 100 мм/мин, при скорости нагружения 500 мм/мин). Вероятность разрушения определяется по методике [133], согласно которой на графике зависимости вероятности разрушения волокна от предела прочности по точке пересечения аппроксимирующей прямой с осью абсцисс определяется минимальный предел прочности для заданной скорости нагружения.

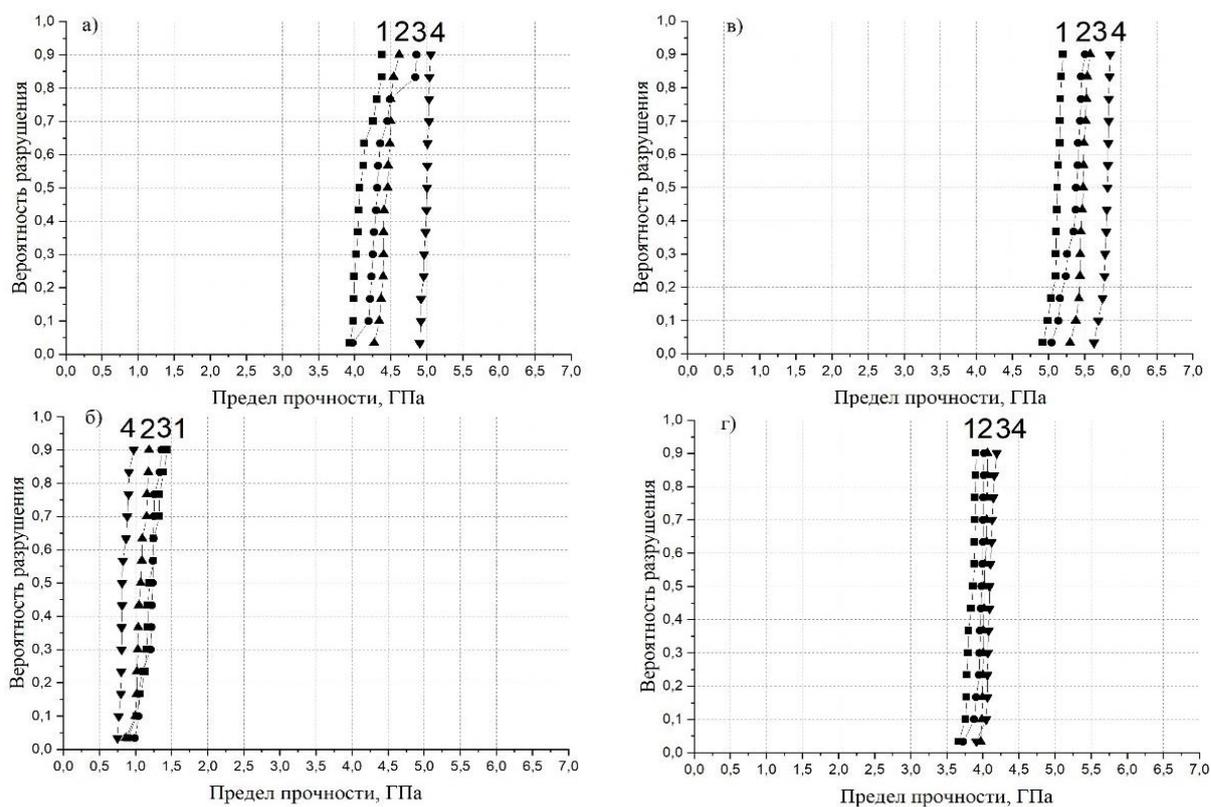


Рисунок 3.8 – Зависимости вероятности разрушения оптического волокна от предела прочности, измеренного методом осевого растяжения: а) в полиимидном покрытии до разрушения сердцевины; б) в полиимидном покрытии после разрушения сердцевины; в) в акрилатном покрытии до разрушения сердцевины; г) в акрилатном покрытии после разрушения сердцевины

Для удобства анализа графиков в левой части приведены графики для волокна в полиимидном покрытии, в правой части – для волокна в акрилатном покрытии, при чем верхние графики – предел прочности исходных волокон, а нижние – предел прочности волокон с внутриволоконной структурой. Значения единиц измерения и шкал деления по осям полностью совпадают. Такое расположение позволяет оценить изменение прочности волокна за счет наличия внутриволоконной структуры путем сравнения верхнего и нижнего графика друг с другом.

Сравнивая верхний и нижний графики в левой части можно оценить изменение предела прочности для волокна до и после разрушения сердцевины в полиимидном покрытии. По ним видно, что все зависимости существенно сместились левее т.е. прочность значительно снизилась примерно на 3,5-4 ГПа в зависимости от скорости нагружения.

Сравнивая верхний и нижний графики в правой части можно оценить изменение предела прочности для волокна до и после разрушения сердцевины

в акрилатном покрытии. По ним видно, что все зависимости существенно сместились левее т.е. прочность значительно снизилась в среднем на 1,5 ГПа в зависимости от скорости нагружения

При данном типе нагрузки на стенках микрополостей появляются источники вторичного трещинообразования, которое распространяется по направлению от сердцевины к оболочке. При этом акрилатное покрытие позволяет уменьшить снижение прочности по сравнению с полиимидным покрытием.

Согласно ГОСТ Р МЭК 60793-2-50-2018 предел прочности определяется минимальным значением предела прочности для каждой из скоростей нагружения. В таблице 3.2 приведены минимальные значения предела прочности, полученные методом осевого растяжения при разных скоростях нагружения одномодового оптического волокна в различных покрытиях. Для годного к эксплуатации волокна в акрилатном покрытии требования ГОСТ Р МЭК 60793-2-50-2018 предел прочности должен составлять не менее 3,8 ГПа. Предел прочности оптического волокна в полиимидном покрытии не регламентирован ГОСТ, поэтому произведено сравнение значения предела прочности такого волокна с данными, полученными другими исследователями, согласно которым минимальный предел прочности одномодового волокна в полиимидном покрытии должен быть не менее 4,85 ГПа [134].

Таблица 3.2 – Результаты измерений предела прочности одномодового оптического волокна методом осевого растяжения

Скорость нагружения, мкм/с	Минимальные значения предела прочности, ГПа					
	Полиимид до	Полиимид после	Δ	Акрилат до	Акрилат после	Δ
10	4,16	1,20	2,96	5,11	3,83	1,28
50	4,40	1,20	3,20	5,33	3,95	1,38
100	4,45	1,07	3,38	5,46	4,02	1,44
500	4,99	0,84	4,15	5,79	4,09	1,70

Из таблицы 3.2 следует, что предел прочности волокна в акрилатном покрытии уменьшился на 1,3-1,7 ГПа или 26-30 %, а волокна в полиимидном покрытии на 2,9-4,2 ГПа или 72-83 % по сравнению с результатами неповрежденных волокон. При этом минимальный предел прочности волокна с внутриволоконной структуры в акрилатном покрытии превышает 3,8 ГПа т.е. волокно остается пригодным для эксплуатации согласно ГОСТ Р МЭК 60793-2-50-2018, а минимальный предел прочности волокна с внутриволоконной

структуры в полиимидном покрытии менее 4,85 ГПа, что делает его непригодным для дальнейшей эксплуатации.

3.4 Вывод по главе

Во третьей главе проводится экспериментальное исследование прочностных характеристик оптического волокна со структурой из микрополостей, полученных в результате оптического пробоя волокна.

Механическую прочность волокна можно характеризовать пределом прочности – таким механическим напряжением, при превышении которого происходит разрушение стекла. На поверхности оптического волокна обычно имеется некоторое количество дефектов или трещин. Под воздействием приложенного напряжения оно разрушается в наиболее слабом месте. Основным механизмом, приводящим к разрушению волокна, является процесс увеличения исходных трещин. Измерения показывают, что если величина приложенной нагрузки превышает некоторое ее значение, то происходит развитие трещины, что приводит к ее неустойчивости и последующему разрушению образца без прикладывания дополнительной нагрузки. Для анализа вероятности разрушения оптического волокна используется статистика Вейбулла.

Основными методами измерения предела прочности является испытание на разрыв отрезков световодов на стандартной разрывной машине, а также испытания на изгиб. Для измерения прочностных характеристик используются образцы поврежденных оптических волокон в различных покрытиях с получившейся в результате оптического пробоя структурой из микрополостей и без нее.

Испытание на изгиб методом двухточечного изгиба позволяет оценить изменение защитного покрытия под действием оптического пробоя и появления в нем дополнительных микродефектов. Результаты исследования показали, что предел прочности волокна имеет незначительную зависимость от степени разрушения сердцевины после ее расплавления для волокон в обоих видах защитного покрытия: полиимидном и акрилатном. Следовательно, оптический пробой не приводит к возникновению дополнительных микродефектов в защитном покрытии волокна.

При измерении методом осевого растяжения наблюдалось снижение прочности оптического волокна после разрушения сердцевины для обоих типов защитного покрытия. При этом волокно в акрилатном покрытии с внутренней структурой остается пригодным для эксплуатации согласно ГОСТ Р МЭК 60793-2-50-2018, а волокно в полиимидном покрытии становится не пригодным для дальнейшего использования после оптического пробоя.

Глава 4

Математическое моделирование оптического пробоя

Основной целью данной главы является создание тепловой математической модели процесса возникновения оптического пробоя в оптическом волокне, вызванное идеальным и неидеальным контактом торца оптического волокна с поверхностью инициатора.

Для идеального контакта торца оптического волокна с поверхностью инициатора была разработана математическая модель, основанная на уравнении теплопроводности в цилиндрических координатах в осесимметричной постановке задачи, что объясняется цилиндрической формой оптического волокна. Предполагается изучение влияния характеристик распространяющегося по оптическому волокну монохроматического излучения и теплофизических характеристик инициатора на процесс возникновения оптического пробоя в волокне и образования в его сердцевине плазменного очага.

Для неидеального контакта оптического волокна и инициатора тепловая математическая модель процесса возникновения оптического пробоя в оптическом волокне была доработана: был добавлен воздушный зазор между оптическим волокном и инициатором. Движение воздуха в зазоре описывается уравнениями свободной конвекции с учетом теплового излучения, возникающего на торце оптического волокна и на участке инициатора напротив волокна, где возникает отражение излучения. В рамках математического моделирования процесс движения плазменной искры по волокну не рассматривается.

Для создания математической модели важен выбор инструмента для моделирования. В работе [135] авторы выполняют сравнение двух пакетов прикладных программ Matlab и COMSOL Multiphysics для решения параболических интегрально-дифференциальных уравнений, которые используются в настоящей работе. Исследования показали, что, не смотря на ограничения встроенных функций обработки результатов расчетов, в программном пакете COMSOL Multiphysics существует важная возможность модернизации встроенных алгоритмов и методов расчета, например, за счет введения аналитических функций, скриптов и т.п.

Алгоритм решения представленной задачи был реализован в пакете прикладных программ Comsol Multyphisycs, в котором для решения различных физических и инженерных задач используется метод конечных элементов. Для

решения нашей задачи мы использовали модуль Heat Transfer Module, Library Material, Laminar-Flow и др.

4.1 Задача идеального контакта оптического волокна и инициатора

4.1.1 Концептуальная и математическая постановки задачи

Двухмерная тепловая математическая модель процесса возникновения оптического пробоя оптического волокна при идеальном соприкосновении волокна и инициатора основана на уравнении теплопроводности в цилиндрических координатах. Выбор координат объясняется цилиндрической формой оптического волокна. Задача решалась в осесимметричной постановке, поэтому все расчеты проводились в плоскости $z - r$ в половине волокна, на оси которого выполнялись условия симметрии решения. В рамках модели определяется распределение температурного поля в оптическом волокне, которое считается твердым телом, т.е. фазовыми переходами пренебрегается. В результате пробоя возникает плазменная искра. Процесс движения плазменной искры по волокну на данном этапе не рассматривается. Исследование состоит из двух этапов: исследование влияния оптических характеристик излучения (длина волны, оптическая мощность) и исследование влияния теплофизических характеристик инициатора на процесс возникновения оптического пробоя.

Расчетная область, представленная на рисунке 4.1, состоит из пяти элементов, обладающих различными теплофизическими свойствами.

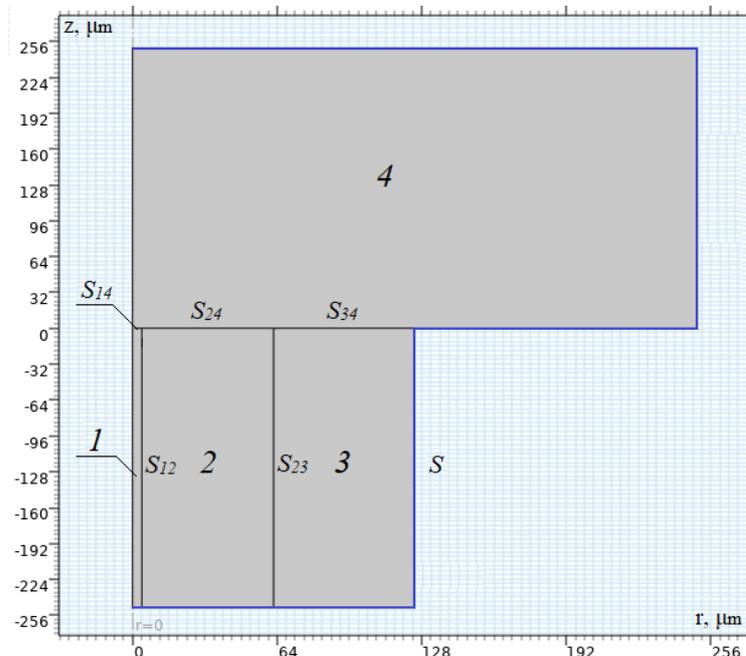


Рисунок 4.1 – Схема расчетной области: 1 – сердцевина волокна, 2 – оболочка волокна, 3 – защитное покрытие, 4 – инициатор

Исследуется отрезок одномодового волокна со ступенчатым профилем показателя преломления SMF-28e (см. рисунок 4.1), состоящий из сердцевины (1), оболочки (2) и защитного покрытия (3). Волокно вплотную прижато к инициатору (4). Теплофизические свойства оптического волокна определялись по материалам различных областей (сердцевина, оболочка и защитное покрытие), материалы задавались согласно спецификации волокна SMF-28e.

В первом этапе исследовалось влияние оптического излучения, а во втором – влияние материала инициатора. Поэтому для первого этапа моделирования инициатор не менялся и представлял собой пластину дюралюминия Д16 по ГОСТу 4784-97, во втором этапе в качестве материалов для инициатора были выбраны: дюралюминий, титан, дерево (дуб) и базальт. Такой выбор объясняется необходимостью исследовать хорошо распространенные материалы с различными теплофизическими характеристиками.

Материалы, размеры и граничные значения теплофизических параметров различных доменов расчетной области первого этапа исследования представлены в таблице 4.1. Для второго этапа будет изменяться только материал инициатора, его размеры останутся прежними. Теплофизические и оптические параметры материалов задавались для каждого домена расчетной области и выбирались из библиотеки COMSOL Multiphysics.

Таблица 4.1 – Характеристики различных доменов

Домен расчетной области	Сердцевина	Оболочка	Защитное покрытие	Инициатор
Материал	SiO ₂ (fused quartz) [solid, average]		PMMA – Polymethyl methacrylate 4,1	Дюралюминий 2024 [solid]
z , мкм	250	250	250	250
r , мкм	4,1	58,4	62,5	250
k_{min} , Вт/(м·К)	1		0,19	120
k_{max} , Вт/(м·К)	10			171
ρ_{min} , кг/м ³	2217,5		1190	2675
ρ_{max} , кг/м ³	2220,1			2780
c_{pmin} , Дж/(кг·К)	200		1420	850
c_{pmax} , Дж/(кг·К),	1400			1150

Для построения математической модели использовались формулы, полученные Йошито Шуто на основании трех моделей: модель самофокусировки излучения, модель тепловой линзы и модель на основе реакции фотозамещения. В модели самофокусировки показано, что оптический пробой возникает в результате достижения пороговой мощности излучения из-за изменения показателя преломления на торце волокна. Модель тепловой линзы, в свою очередь, объясняет изменение показателя преломления. Его изменение происходит из-за резкого роста коэффициента поглощения, который был измерен экспериментально. Резкий рост коэффициента поглощения приводит к формированию эффекта тепловой линзы, фокусное расстояние которой совпадает с экспериментально измеренным расположением отдельных микрополостей. Теоретически рост коэффициента поглощения излучения в волокне смог обосновать советский ученый, академик С.И. Яковленко в своей модели оптического пробоя на основе реакции фотозамещения за счет увеличения электропроводности оптического волокна. Он выделил две причины: экспоненциальный рост реакции фотозамещения и увеличение числа несвязных атомов кислорода при плавлении волокна.

Как было сказано ранее Йо. Шуто соединил эти знания в модели теплопроводности и упростил расчет увеличения электропроводности, сфокусировавшись не на парах частиц оксида кремния и несвязного атома кислорода, а на электронах, которых могут высвободиться при увеличении температуры в кварцевом стекле. Поэтому в дальнейшем используется математический аппарат, полученный Йо. Шуто и подробно описанный в разделе «1.2.3. Модель теплопроводности».

Распределение температурного поля $T(r, z, t)$ во всей расчетной области описывается уравнением теплопроводности [117]:

$$\rho_i C_{Pi} \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}(k_i \text{grad} T) + Q, \quad (4.1)$$

где $i = 1, 2, 3, 4$ - номер домена в расчетной области (рис. 4.1), ρ_i – плотности [кг/м³], C_{Pi} – удельные теплоемкости [Дж/(кг·К)], k_i – теплопроводности материалов [Вт/(м·К)] (см. таб. 1), Q – источник тепла, интенсивность которого определяется заводимым в волокно оптическим излучением [Вт/м³].

Теплофизические свойства волокна и инициатора зависят от температуры в относительно небольшом диапазоне температур 300-1000 К, на границах они приравняются к константам, которые приведены в таблице 4.1. Как видно из таблицы, теплофизические свойства защитного покрытия не зависят от температуры.

Сердцевина волокна (1), его оболочка (2), защитно-упрочняющее покрытие (3) и пластина дюралюминия (4) на рисунке 4.1 имеют границы контактов между собой S_{12} , S_{14} , S_{23} , S_{24} , S_{34} . Наружная граница волокна и металлической пластины с окружающей средой обозначена S .

На границах S_{12} , S_{14} , S_{23} , S_{24} , S_{34} соприкасающихся доменов расчетной области применяются условия сопряжения или баланса тепловых потоков:

$$\left(k_i \frac{\partial T}{\partial r} l_r + k_i \frac{\partial T}{\partial z} l_z\right)_{S_{ij}} = \left(k_j \frac{\partial T}{\partial r} l_r + k_j \frac{\partial T}{\partial z} l_z\right)_{S_{ij}}, \quad (4.2)$$

где l_r и l_z – проекции единичного вектора нормали к соответствующим поверхностям на координатные оси z и r . Начальная и окружающая температуры волокна и металлической пластины полагаются равными $T_0 = 293$ К. Внешняя граница расчетной области S считалась идеально теплопроводной и на ней задавалась температура окружающей среды $T_0 = 293$ К.

Последнее слагаемое уравнения теплопроводности Q описывает тепловыделение, которое возникает из-за взаимодействия оптического излучения, распространяющегося по волокну, с границей контакта торца волокна и металлической пластиной. Контакт торца волокна и пластины считается идеальным. Интенсивность данного источника тепла зависит от оптической мощности и длины волны излучения, заводимого в оптическое волокно, и рассчитывается по формуле:

$$Q = \alpha \frac{P}{A_{eff}} \cdot \Gamma, \quad (4.3)$$

где $\alpha = (\alpha_0 + \alpha_e)$ – коэффициент поглощения волокна [м^{-1}], P – вводимая мощность излучения [Вт]; Γ – стандартное распределение Гаусса; A_{eff} – эффективная площадь модового пятна [м^2].

Коэффициент поглощения α представляет собой сумму коэффициента поглощения при нормальных условиях α_0 (при температурах близких к 293 К) и коэффициента поглощения электронного газа α_e , появившегося при температуре выше 1273К. Коэффициент $\alpha_0 \approx 1 \text{ м}^{-1}$ [102] описывает нелинейное поглощение излучения на хаотично расположенных в волокне дефектах типа SiE' или GeE'. Такие дефекты или XE'-центры (вместо X может быть германий Ge или кремний Si), связаны с образованием кислородных дырок в связях: Si-X \rightarrow Si-O-X. Дефекты появляются в сердцевине волокна в результате химических реакций при его изготовлении [55, 136].

При нагревании концентрация GeE' центров остается постоянной, в то время как при температуре, превышающей 1000 К концентрация SiE' снижается до нуля [118]. Когда температура сердцевины достигает 1273 К начинается термическая ионизация центров типа GeE' [136]. В результате в сердцевине волокна образуется электронный газ, т.е. большое количество свободных электронов. Концентрация высвободившихся электронов совпадает с концентрацией ионов GeE' -центров.

Согласно [136] в волокне, легированном германием 4 мол%, концентрация ионов GeE' -центров вычисляется следующим образом:

$$n_{\text{GeE}'} = n_p \exp\left(-\frac{E_f}{k_B T}\right), \quad (4.4)$$

где $E_f = 2,5$ эВ – энергия формирования GeE' ; $n_p = 1,72 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ – концентрация GeE' -центров при нормальной температуре; k_B – постоянная Больцмана. Проводимость кварца за счет свободных электронов будет равна:

$$\sigma = e\mu_e n_e = e\mu_e n_p \exp\left(-\frac{E_f}{k_B T}\right), \quad (4.5)$$

где μ_e – это дрейфовая подвижность электронов, она варьируется от 7 до 63 $\text{см}^3/\text{В}\cdot\text{с}$, расчетах эта величина полагалась равной 50 $\text{см}^3/\text{В}\cdot\text{с}$ [54], e – модуль заряда электрона, концентрация электронов $n_e = n_{\text{GeE}'}$.

С учетом (4.5) коэффициент поглощения электронного газа в волокне в формуле (4.3) будет равен:

$$\begin{aligned} \alpha_e &= \frac{k_0 \cdot n_1}{\sqrt{2}} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\mu_0 c_0 \sigma}{k_0 n_1^2}\right)^2} - 1 \right]^{\frac{1}{2}} \sim \frac{\mu_0 c_0 \sigma}{2n_1} = \\ &= \frac{\mu_0 c_0}{2n_1} e\mu_e n_p \exp\left(-\frac{E_f}{k_B T}\right), \end{aligned} \quad (4.6)$$

где n_1 – коэффициент преломления в сердцевине, μ_0 – магнитная постоянная; c_0 – скорость света в вакууме; k_0 – волновое число в вакууме.

Эффективная площадь модового пятна в (4.3), рассчитывается с помощью эффективного радиуса для каждой из длин волн [54]:

$$A_{eff} = \pi a^2 \left(0,65 + \frac{1,619}{V^{3/2}} + \frac{2,879}{V^6} \right)^2, \quad (4.7)$$

где a – радиус сердцевинки волокна (см. таблицу 4.1). Параметр V определяет число переносимых мод заданного излучения в данной геометрии оптического волокна и рассчитывается по формуле:

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}, \quad (4.8)$$

где λ – длина волны переносимого излучения; n_1 – показатель преломления сердцевинки волокна; n_2 – показатель преломления оболочки волокна.

В таблице 4.2 представлены значения длин волн и показателей преломления сердцевинки и оболочки волокна, для которых выполнялись расчеты. Также в таблице 4.2 приведены значения параметров V и A_{eff} , рассчитанные соответственно по формулам (4.7) и (4.6).

Таблица 4.2 – Характеристики волокна SMF-28e для различных длин волн

λ , мкм	n_1	n_2	V	A_{eff} , мкм ²
1,08	1,4483	1,4439	2,76	13,25
1,31	1,455	1,451	2,17	15,29
1,55	1,4617	1,4573	1,88	17,27
2,05	1,466	1,462	1,39	23,49

4.1.2 Исследование расчетной сетки

Расчетная область состояла из 4 доменов (см. рисунок 3.1). Во всей расчетной области, кроме области вблизи границы S_{14} , где происходит интенсивный нагрев, вводилась расчетная сетка с одинаковыми по размерам элементами. Вблизи границы S_{14} выделялась небольшая область с линейными размерами равными радиусу сердцевинки волокна, где для наилучшего разрешения поля температуры происходило измельчение расчетной сетки. Общий вид расчетной сетки показан на рисунке 4.2.

В раках модели для теплового потока на границах элементов расчетной сетки выполняется закон Фурье:

$$q = -k\nabla T, \quad (4.9)$$

где k – теплопроводность материала, q – вектор теплового потока, ∇T – температурный градиент.

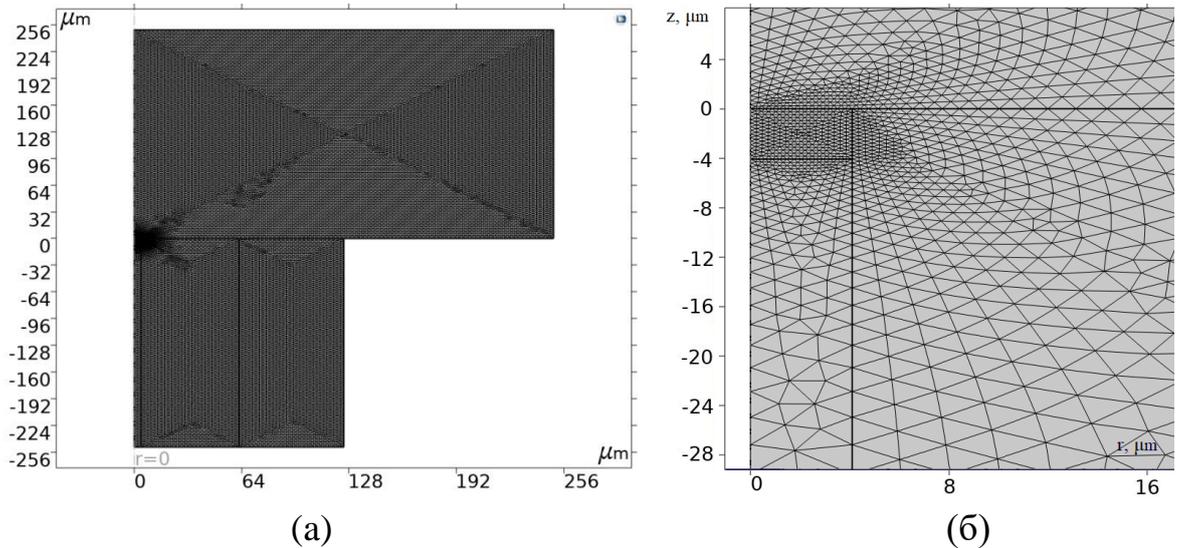


Рисунок 4.2 – Вид расчетной сетки: (а) общий вид; (б) вид вблизи источника тепла.

Температурный фронт на каждой итерации по времени интерполируется с помощью линейного полинома Лагранжа.

В результате расчета получены температурные поля в волокне и инициаторе. Пример температурного поля для излучения с длиной волны $\lambda_0 = 1550$ нм и мощностью $P = 2$ Вт через промежуток времени 1 мс после ввода излучения приведен на рисунке 4.3.

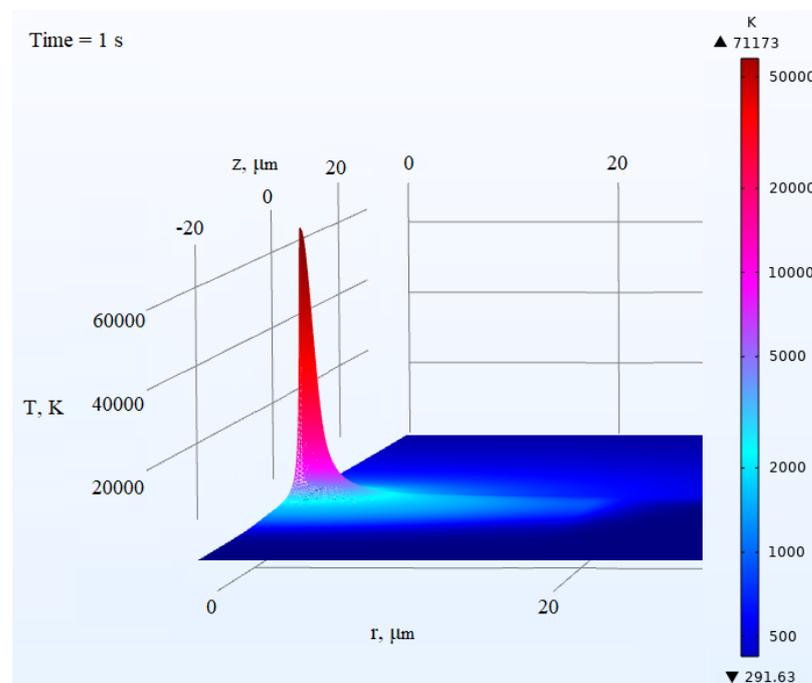


Рисунок 4.3 – Распределение температурного поля в оптическом волокне

Максимальная температура в центре плазменного пятна через 1 мс для излучения с длиной волны $\lambda_0 = 1550$ нм и мощностью $P = 2$ Вт составила 71000

К. Данное значение качественно и количественно согласуется с результатами численных расчетов [54], где максимальная температура внутри волокна достигала 40000 К для излучения с длиной волны $\lambda_0 = 1064$ нм и мощности $P = 2$ Вт через 1 мс после ввода излучения.

Такие высокие значения температуры локализуются в центре области плазмы, занимая не более двух элементов расчетной сетки, вне зависимости от общего количества сеточных элементов. В смежных элементах температура резко падает до значений ~ 6000 - 8000 К, что говорит о том, что значения максимальной температуры, локализованные в двух центральных ячейках температурного поля, являются математической сингулярностью численного метода решения математических уравнений и должны быть исключены из исследования. На рисунке 4.4 приведены примеры распределения температурного поля в общем виде и вблизи источника тепла. Видно, что в значение температуры в двух элементах сетки в центре источника тепла резко отличаются от значений соседних элементов.

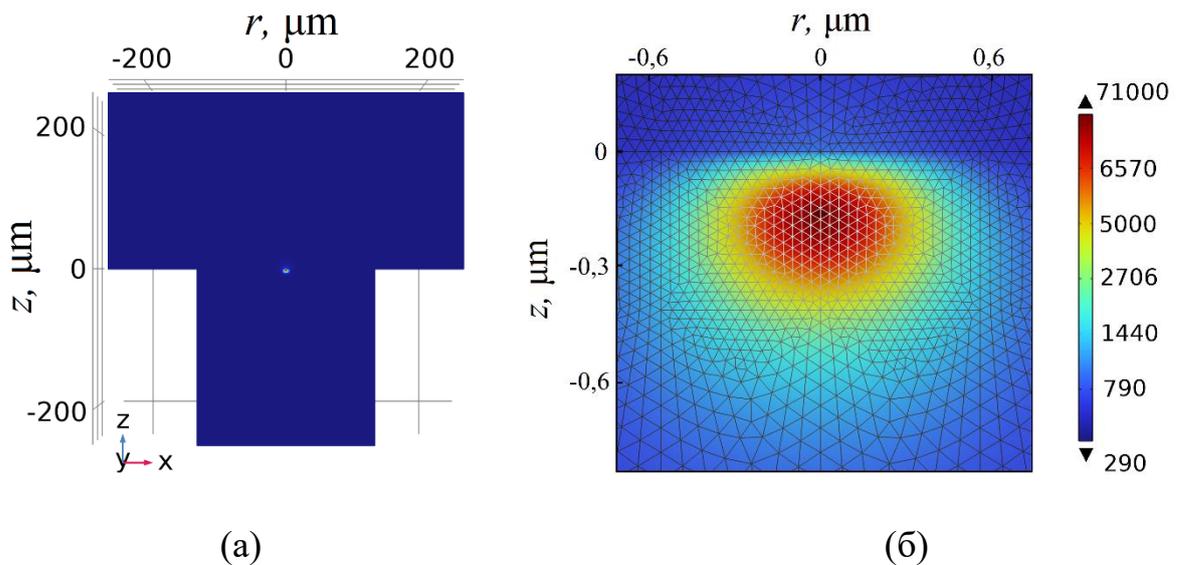


Рисунок 4.4 – Распределение температурного поля: (а) – общий вид; (б) – вблизи источника тепла

Была исследована сходимость результатов при увеличении количества сеточных элементов. Для этого была построена зависимость максимальной температуры T_{\max} , которая достигается в волокне с излучением 2 Вт через 1 физическую миллисекунду, от количества сеточных элементов в расчетной области. В расчете были исключены максимальные значения температуры, обусловленные математической сингулярностью. Полученная зависимость показана на рисунке 4.5. Черные квадратики показывают значения температуры

при различном количестве элементов сетки, а красная линия – это линия тренда, построенная на основании метода наименьших квадратов.

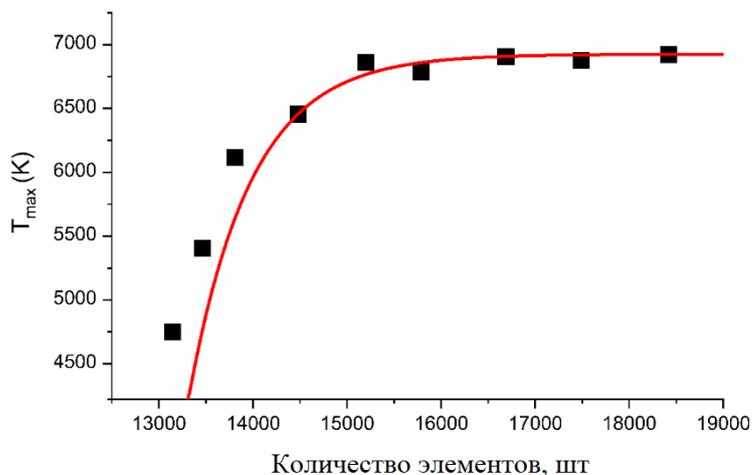


Рисунок 4.5 – Зависимость максимальной температуры от общего количества элементов сетки: черные квадратики – значения температуры при различном количестве элементов сетки, красная линия – линия тренда.

Из рисунка 4.5 видно, что решение сходится к значению $T_{\max} \approx 6700$ К при общем количестве элементов расчетной сетки более, чем 15 000. При этом максимальный и минимальный линейные размеры ячейки сетки составили соответственно 2,5 мкм и 0,03 мкм, что позволяет проводить вычисления в рамках приближения сплошной среды.

4.1.3 Результаты исследования оптических характеристик оптического излучения на оптический пробой

В ходе математического моделирования на основании уравнений (4.1) – (4.9) было рассчитано температурное поле в оптическом волокне и дюралюминиевой пластине и определены границы температурных фронтов, соответствующих областям, где возможно возникновение различных фазовых состояний кварцевого стекла, а именно: жидкое, газообразное и плазма. Температуре плавления кварца (оптического волокна) соответствует значение 1440 К, парообразованию в волокне соответствует температура 2706 К, образование плазмы начинается с температуры 5000 К.

На рисунке 4.6 представлен пример рассчитанного температурного поля для излучения с длиной волны $\lambda_0 = 1550$ нм и мощностью $P = 1$ Вт через промежуток времени 1 с после ввода излучения. Промежуток времени был выбран из экспериментальных данных [28]. Как видно из рисунка 4.6

температурный фронт плазмообразования выходит в область оболочки волокна, но не достигает защитно-упрочняющего покрытия.

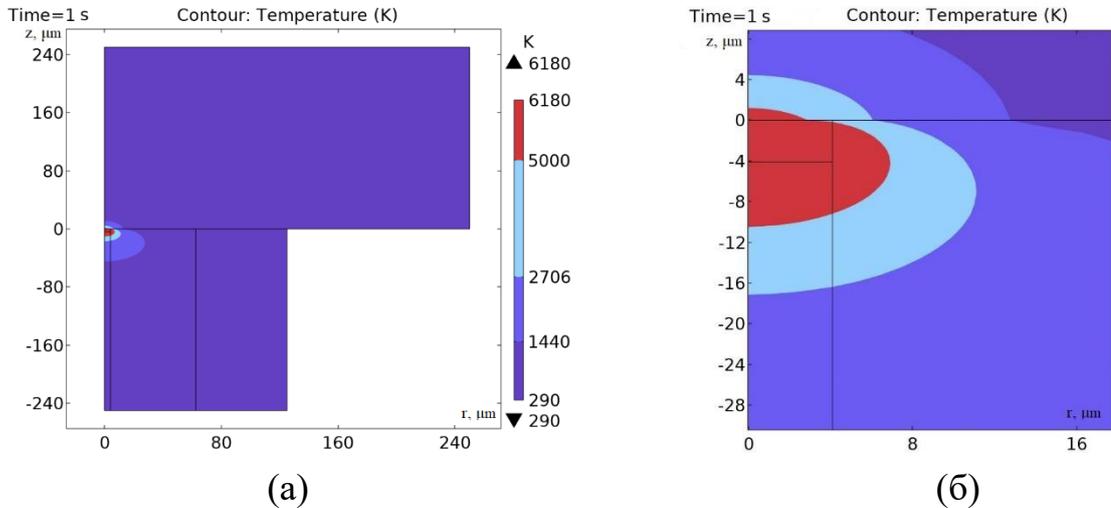


Рисунок 4.6 – Распределение поля температуры через 1 с после ввода излучения в волокно: (а) – общий вид, (б) – вблизи области нагрева.

В рамках построенной модели можно оценить скорость движения фронта плазмообразования, а именно его радиальную и продольную составляющие скорости в зависимости от времени. Соответствующие графики для четырех длин волн представлены на рисунке 4.7.

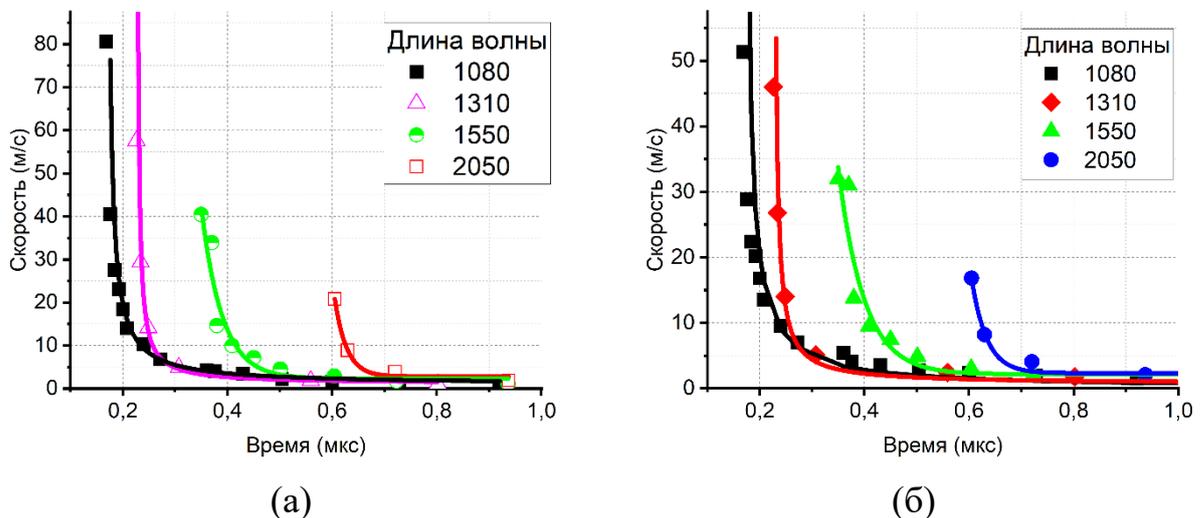


Рисунок 4.7 – Зависимость скорости фронта плазмообразования от времени: (а) – радиальная скорость, (б) – продольная скорость

Как видно из рисунка 4.7 радиальная и продольная скорости плазменного фронта имеют схожий характер: максимальная скорость соответствует моменту возникновения плазменного фронта, после чего

скорость резко уменьшается до нуля. Стоит отметить, что максимальные значения радиальной скорости больше, чем соответствующие по длине волны максимальные значения осевой скорости плазменного фронта. При этом радиальная скорость снижается быстрее, чем осевая, что объясняется волноводными свойствами оптического волокна.

Для всех исследованных длин волн были измерены характерные времена фронта плазмообразования: t_0 – время возникновения области плазмообразования, t_1 – время достижения фронтом плазмообразования границы сердцевина-оболочка S_{12} , t_2 – время релаксации фронта плазмообразования, когда движение фронта прекращается.

Эксперименты не позволяют оценить время возникновения оптического пробоя, однако эксперименты показывают, что размеры полученных после прохождения плазменной искры микрополостей не превосходят размеров сердцевины волокна [28]. Это обстоятельство позволяет предположить, что оптический пробой, как процесс движения плазменной искры, начинается в промежутке времени от t_1 до t_2 . Все измеренные времена приведены в таблице 4.3.

Таблица 4.3 – Характерные времена фронта плазмообразования

λ , нм	1080	1310	1550	2050
t_0 , мкс	0.17	0.23	0.35	0.61
t_1 , мкс	0.73	0.92	1.1	1.2
t_2 , мкс	0.92	1.1	1.2	1.5

В рамках построенной модели можно оценить время начала возникновения оптического пробоя t_1 для разных длин волн и мощностей. Графики зависимостей времени возникновения оптического пробоя от вводимой оптической мощности для четырех длин волн представлены на рисунке 4.8.

Время, необходимое для возникновения оптического пробоя в волокне, спадет с увеличением мощности по закону близкому к экспоненциальному. При больших мощностях излучения ($P_{\max} = 10$ Вт) время инициации плазменной искры лежит в узком временном интервале от 0,09 мкс для $\lambda_0 = 1080$ нм до 0,18 мкс для $\lambda_0 = 2050$ нм. При малых мощностях излучения время инициации возрастает с увеличением длины волны.

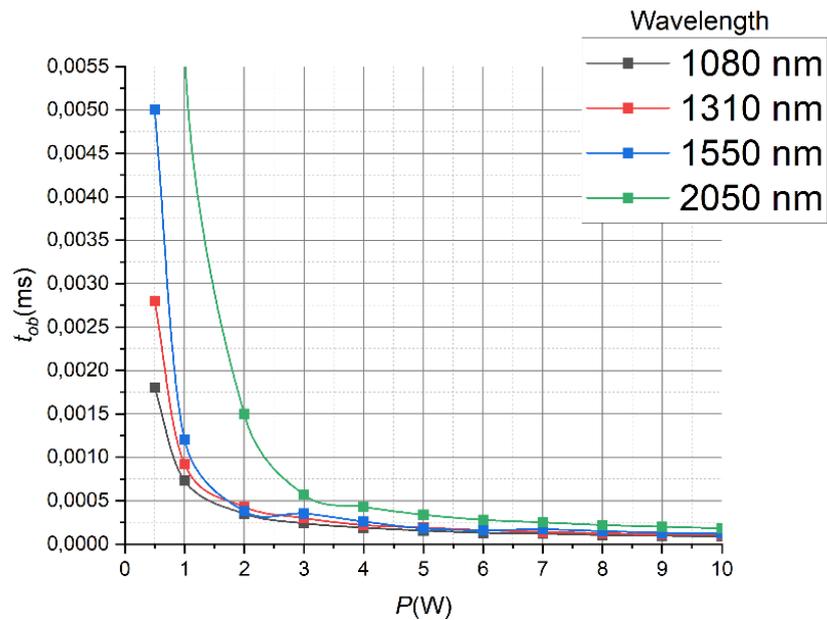


Рисунок 4.8 – Зависимости времени возникновения оптического пробоя от вводимой оптической мощности для четырех длин волн

В результате расчетов для различных длин волн были оценены минимальные значения мощностей P_{min} , необходимых для инициации оптического пробоя (пороговая мощность). Результаты расчетов приведены в таблице 4.4, из которой видно, что минимальная мощность, необходимая для возникновения оптического пробоя, увеличивается с ростом длины волны.

Таблица 4.4 – Пороговая мощность оптического пробоя

λ , нм	1080	1310	1550	2050
P_{min} , мВ	270	335	400	630

Напомним, что во второй главе пороговая мощность была измерена экспериментально, ее значение составило 1,3 Вт, что почти в 3 раза больше значения пороговой мощности, рассчитанного при моделировании идеального контакта волокна и инициатора. Это объясняется несовпадением условий экспериментального и численного исследования, а также несовершенством математической модели. Предполагается, что значительную роль сыграли неидеальный контакт волокна и инициатора, шероховатая поверхность инициатора и отсутствие прецизионной механики для установки и перемещения инициатора. Однако в исследованиях других научных групп [30] экспериментально полученная пороговая мощность составила 0,4 Вт.

Времена инициации плазменного разряда на минимальных мощностях (см. таблицу 4.4) для всех длин волн примерно одинаковы и составляют 1 мс. При больших мощностях имеется существенное различие во временах

инициации (см. рисунок 4.8). На минимальных мощностях граница плазмы за 1 мс достигает границы сердцевинки волокна и дальше не движется. На рисунке 4.9 представлено температурное поле в волокне для излучения с длиной волны $\lambda_0 = 1550$ нм и мощности $P_{min} = 400$ мВт через 1 секунду от момента ввода излучения. Температурный фронт плазмообразования не переходит границу S_{12} сердцевина-оболочка волокна.

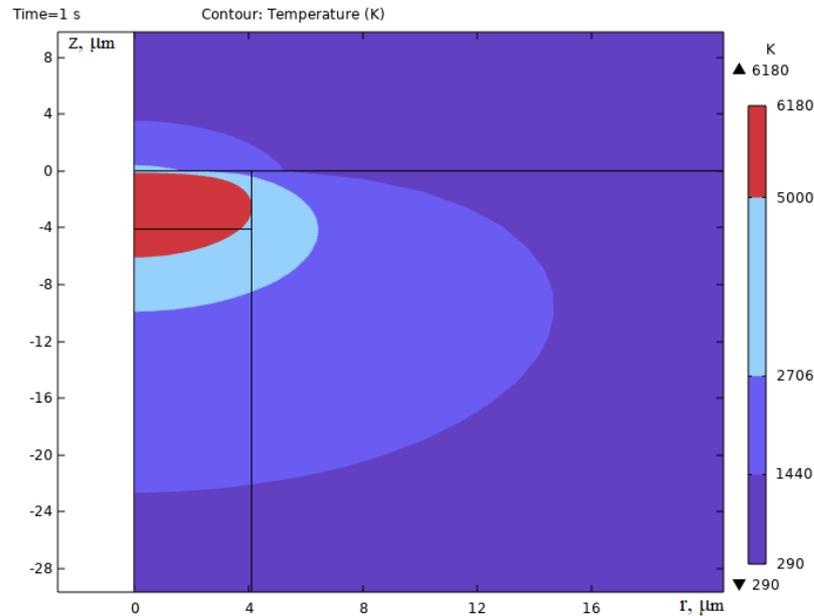


Рисунок 4.9 – Пример распределения температурного поля для пороговой мощности

Минимальная мощность (см. таблицу 4.4) зависит от длины волны подаваемого излучения.

В рамках построенной модели можно оценить зависимости радиальной и осевой скоростей фронта плазмообразования от подаваемой оптической мощности. Для этого были рассчитаны средние скорости в промежутке времени от t_1 до t_2 в диапазоне мощностей от 1 до 10 Вт. Графики зависимостей средних скоростей фронта плазмообразования от времени для четырех длин волн представлены на рисунке 4.10.

Стоит отметить, что при остановке фронта плазмообразования продолжается движение фронтов плавления и парообразования, возникающих в сердцевине волокна. На рисунке 4.11 представлен пример рассчитанного температурного поля для излучения с длиной волны $\lambda_0 = 1080$ нм и мощностью $P = 1$ Вт в разные моменты времени: через 0.01 мс и 1.10 мс после ввода излучения в волокно.

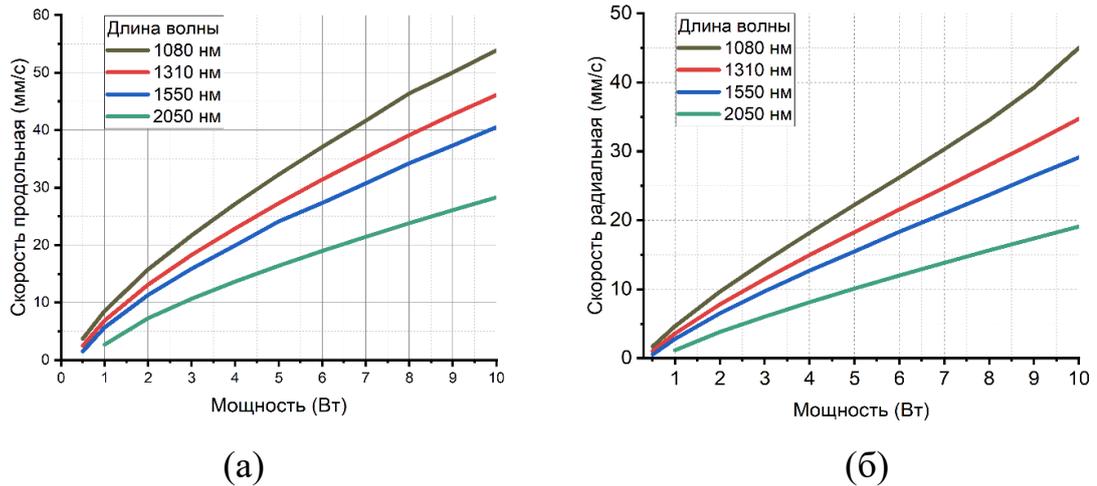


Рисунок 4.10 – Зависимость скорости фронта плазмообразования от мощности излучения: (а) – продольная скорость, (б) – радиальная скорость

Как видно из рисунка 4.11, границы плазмообразования не изменились. Это объясняется тем, что оба времени больше, чем время релаксации фронта плазмообразования t_2 . В то время как границы плавления и парообразования сдвинулись в область оболочки волокна.

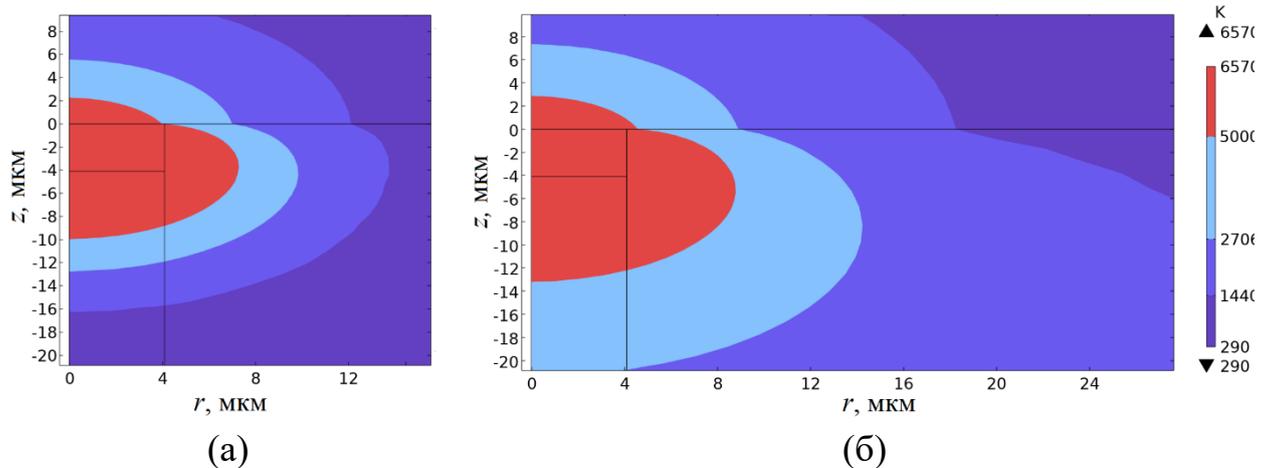


Рисунок 4.11 – Распределение температурного поля:
(а) – через 0.01 мс; (б) – через 1.10 мс после ввода излучения в волокно

4.1.4 Результаты исследования различных материалов инициатора

В рамках второго этапа математического моделирования возникновения оптического пробоя исследуется влияние теплофизических характеристик инициатора и оптического волокна на процесс пробоя волокна и образования в его сердцевине плазменного очага. Данное исследование может быть полезно для понимания механизмов возникновения оптического пробоя, что позволит определить параметры инициатора, влияющие на процесс иницирования оптического пробоя, и в дальнейшем повысит управляемость эффектом для

создания периодических структур из микрополостей. Процесс движения плазменной искры по волокну на данном этапе не рассматривался. В рамках модели исследуется распределение температурного поля в волокне, которое считается твердым телом, т.е. фазовыми переходами пренебрегается. Все расчеты выполнялись в программном пакете COMSOL Multiphysics.

Расчетная область и уравнения остались неизменными. В качестве материалов для инициатора (4) были выбраны: дюралюминий, титан, дерево (дуб) и базальт. Такой выбор объясняется необходимостью исследовать хорошо распространенные материалы с различными теплофизическими характеристиками.

Дюралюминий – это сплав алюминия и меди, усиленный легирующими присадками. В исследовании был выбран дюралюминий Д16, регламентированный ГОСТ 4784-97. Данный сплав был выбран из-за того, что он широко распространен в различных отраслях промышленности и производства благодаря своим прочности и легкому весу.

Титан широко используется в различных отраслях промышленности, в частности, в аэрокосмической промышленности, благодаря уникальному сочетанию высокой прочности, низкой плотности и теплопроводности, а также способности выдерживать экстремальные температуры.

В экспериментальных исследованиях был использован инициатор из древесины (дуба). Его теплофизические свойства в определенной степени зависят от породы и внешних условий. В расчетах мы принимаем абсолютно сухое состояние древесины и соответствующие ему параметры.

Базальт, излившаяся вулканическая горная порода основного состава (с содержанием кремнезёма 44–53 %), является самой распространённой на поверхности Земли из магматических горных пород, среди которых по площади занимает около 40 % на континентах и свыше 90 % на дне океанов. Одним из значимых свойств базальта при выборе материала инициатора стало то, что базальт не выделяет вредных веществ при нагревании т.е. его можно безопасно использовать при проведении экспериментальных исследований [137, 138]. Стоит отметить, что его теплофизические свойства зависят от структуры породы, слагаемых ее минералов и пустот, которые образуются из газовых флюидов, содержащихся в магме. Для исследования были взяты усредненные значения.

Теплофизические характеристики материалов, а именно коэффициент теплопроводности k , плотность вещества ρ и удельная теплоёмкость c_p , необходимые для расчетов, были взяты из библиотеки Comsol. Данные теплофизические характеристики зависят от температуры и представлены в виде сложных функций от температуры в диапазоне от 293 К до 5000 К, на

границах функции приравняются к константам. В таблице 4.5 представлены константы теплофизических характеристик при граничных температурах для каждого из материалов инициатора.

Таблица 4.5 – Теплофизические характеристики материалов

При температуре 293 К				
	Дюралюминий	Титан	Базальт	Дерево
k , Вт/(м·К)	120	21,9	2,5	0,040
ρ , кг/м ³	2780	4500	2900	720
c_p , Дж/(кг·К)	850	520	860	1550
При температуре 5000 К				
	Дюралюминий	Титан	Базальт	Дерево
k , Вт/(м·К)	171	29	1,02	0,043
ρ , кг/м ³	2675	4390	2670	690
c_p , Дж/(кг·К)	1150	845	1100	2400

Как видно из таблицы 4.5 для всех материалов, за исключением Базальта коэффициент теплопроводности растет с увеличением температуры.

Плотность всех материалов уменьшается при увеличении температуры, что объясняется термическим расширением и изменением внутренней структуры вещества.

Удельная теплоемкость для данных материалов растет с увеличением температуры. Это объясняется тем, что при повышении температуры вещества колебательные движения его атомов и молекул усиливаются, на что расходуется все большее и большее количество энергии. Следовательно, чем выше температура, тем больше теплоты необходимо передать веществу, чтобы изменить его температуру на единицу.

В ходе математического моделирования на основании уравнений (4.1) – (4.9) было рассчитано температурное поле в оптическом волокне, вплотную прижатом к инициатору.

Согласно полученным результатам в начале процесса тепло возникает на границе волокно-инициатор S_{14} , а именно нагревается сердцевина оптического волокна и происходит постепенное плавление, выпаривание и образование плазмы. Для кварцевого стекла были определены границы температурных фронтов, соответствующих областям, где возможно возникновение различных фазовых состояний данного материала, а именно: жидкое, газообразное и плазма. Температуре плавления кварца (оптического волокна) соответствует значение 1440 К, парообразованию в волокне

соответствует температура 2706 К, образование плазмы начинается с температуры 5000 К.

При прогреве волокна область плазмообразования расширяется, т.е. наблюдается движение температурного фронта, соответствующего границе области плазмообразования. Для положения фронта плазмы можно выделить три характерных времени, отсчитываемые от начала подачи излучения в волокно: t_0 – время возникновения области плазмообразования, t_1 – время достижения фронтом плазмообразования границы сердцевина-оболочка S_{12} , t_2 – время релаксации фронта плазмообразования, когда движение фронта плазмообразования прекращается, а фронты жидкой и газообразной фазы волокна замедляют движение. При этом достигается максимальный размер области плазмообразования, которая внутри волокна представляет собой полуэллипс, с полуосями, соответствующими значениям координат r_{max} и z_{max} . Эти величины оценивались в результате численных расчётов. Пример температурного поля при разных коэффициентах теплопроводности инициатора приведен на рисунке 4.12.

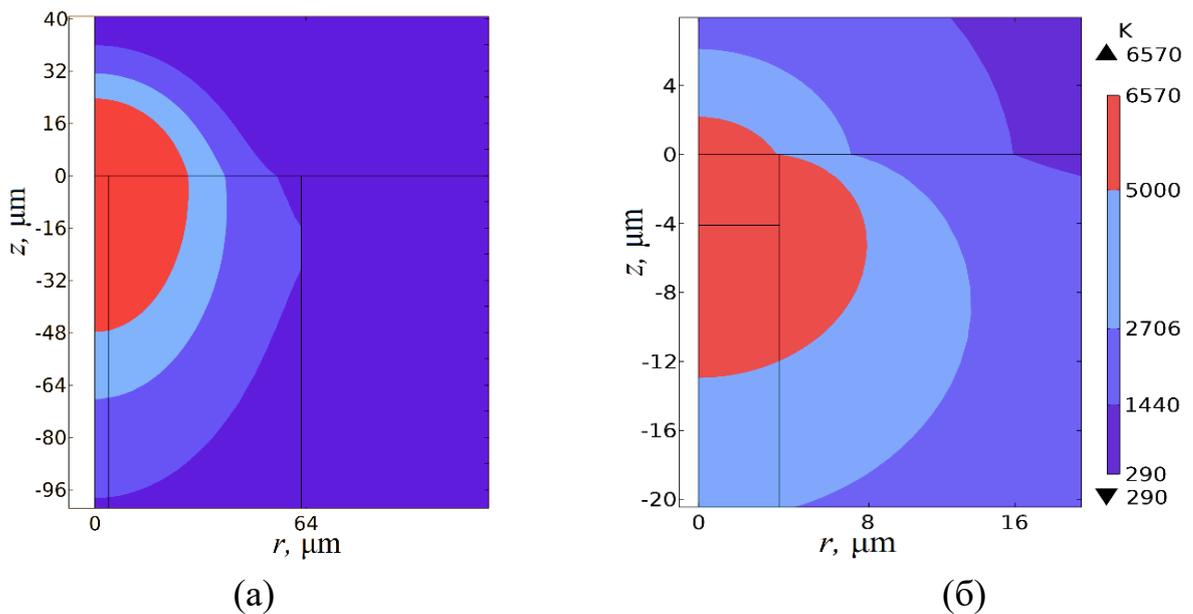


Рисунок 4.12 – Распределение температурного поля при разных коэффициентах теплопроводности: (а) – при 18 Вт/(м·К);
(б) – при 200 Вт/(м·К)

Мы предполагаем, что оптический пробой, как процесс движения плазменной искры, начинается во временном интервале от t_1 до t_2 , когда фронт плазмообразования преодолевает границу S_{12} сердцевина-оболочка, а форма плазменного очага стремится к стабильному состоянию. В ходе расчётов определялась минимальная мощность P_{min} оптического излучения в волокне

необходимая для формирования устойчивой формы плазменного очага и возникновения оптического пробоя, как процесса движения плазмы по оптическому волокну с последующим переплавлением сердцевины. Этой мощности соответствует ситуация, когда фронт плазменного очага стабилизируется на границе сердцевина оболочка.

Таким образом, для каждого материала инициатора были рассчитаны следующие выходные параметры модели:

- характерные времена фронта плазмообразования в волокне t_0, t_1, t_2 ;
- максимальные размеры области плазмообразования r_{max} и z_{max} ;
- минимальная оптическая мощность излучения P_{min} , необходимая для возникновения оптического пробоя.

В таблице 4.6 представлены результаты расчета времен, размеров плазменного очага и минимальной мощности для каждого из исследуемых материалов.

Для расчета времен t_0, t_1, t_2 и размеров r_{max} и z_{max} были выбраны время 1 мс и оптическая мощность излучения 1 Вт. Такие значения были выбраны исходя из экспериментальных исследований, где характерное наблюдаемое время начала движения плазменной искры вдоль волокна составляло примерно 600 мкс, а используемая для инициации разряда мощность равнялась 1 - 2 Вт [34].

Таблица 4.6 – Значения времен, размеров плазменного очага и минимальной мощности для каждого из исследуемых материалов

Характерные времена	Дюралюминий	Титан	Дерево	Базальт
t_0 , мкс	0,17	0,16	0,17	0,17
t_1 , мкс	0,73	0,65	0,48	0,55
t_2 , мкс	2,14	22,2	0,82	2,01
r_{max} , мкм	9	24	115	110
z_{max} , мкм	13	31	667	536
P_{min} , мВт	270	110	35	48

Как видно из таблицы 4.6, наибольшее значение времени возникновения плазмы в оптическом волокне t_0 было получено в случае титанового инициатора, а наименьше значение – при расчете с инициатором из базальта. Необходимо отметить, что времена возникновения области плазмы t_0 являются практически одинаковым для всех материалов. Это позволяет предположить,

что данный параметр слабо зависит от теплофизических свойств материалов инициатора.

Наибольшее значение времени достижения фронтом плазмообразования границы сердцевина-оболочка t_1 , было получено при расчете с дюралюминиевым инициатором, а наименьшее значение – при расчете с инициатором из дерева. Как видно из таблицы 4.5, дюралюминий обладает наибольшим из представленных материалов коэффициентом теплопроводности, а дерево – наименьшим. Таким образом, можно предположить, что коэффициент теплопроводности k влияет на время достижения фронтом плазмообразования границы сердцевина-оболочка.

Наибольшее значение времени релаксации t_2 было получено при расчете с титановым инициатором, а наименьшее значение – при расчете с инициатором из дерева. Как видно из таблицы 4.5, титан обладает наибольшей плотностью и наименьшей удельной теплоемкостью среди представленных материалов, а дерево – наоборот, наименьшей плотностью и наибольшей удельной теплоемкостью. Таким образом, можно предположить, что время релаксации фронта плазмообразования t_2 зависит и от плотности материала ρ , и от его теплоемкости c_p .

Наибольшие размеры области плазмообразования были получены при расчете с инициатором из дерева. Как видно из таблицы 4.5, дерево обладает наименьшим коэффициентом теплопроводности, и как следствие тепло распространяется не в область инициатора, а в область оптического волокна, что приводит к более сильному его нагреву и формированию наибольшей области, достигшей температуры плазмообразования.

Наименьшие размеры области плазмообразования были получены при расчете с дюралюминиевым инициатором, что в свою очередь объясняется наибольшим коэффициентом теплопроводности среди исследуемых материалов. В этом случае тепло распространяется в инициаторе, стремительно прогревая слой за слоем, что приводит к тому, что область нагрева в волокне остается меньшей площади, нежели при использовании других материалов инициатора. Таким образом, можно предположить, что область плазмообразования зависит от коэффициента теплопроводности k .

Наибольшее значение минимальной оптической мощности, необходимой для иницирования оптического пробоя, было получено для дюралюминиевого инициатора, а наименьшее значение – при расчете с инициатором из дерева. Как видно из таблицы 4.5, дюралюминий обладает наибольшим коэффициентом теплопроводности среди представленных материалов, а дерево – наоборот, наименьшим. Таким образом, можно

предположить, что минимальная оптическая мощность P_{min} зависит от коэффициента теплопроводности k .

Для проверки предположений зависимостей рассчитываемых параметров ($t_0, t_1, t_2, r_{max}, z_{max}$ и P_{min}) от теплофизических параметров (k, ρ и c_p) было решено провести дополнительное исследование, при котором изменяться будет только один из теплофизических параметров, а остальные будут оставаться соответствующими дюралюминию. Данный материал был выбран в качестве базового для расчетов, т.к. он наиболее часто применяется в экспериментах [30, 36, 78].

Для графического представления исследуемых зависимостей был использован пакет программ Origin, предназначенный для численного анализа данных и научной графики. Полученные в результате численных расчетов данные представлены в виде аппроксимированных кривых с применением функции усреднения B-Spline.

4.1.5 Результаты исследование различных теплофизических параметров инициатора

4.1.5.1 Коэффициент теплопроводности

Для подтверждения предположения о влиянии коэффициента теплопроводности были проведены дополнительные расчеты, где изменялся только коэффициент теплопроводности инициатора k , а оставшиеся теплофизические параметры – плотность вещества ρ и коэффициент теплоемкости c_p соответствовали дюралюминию. В ходе расчетов коэффициент теплопроводности k изменялся в пределах 4-200 Вт/(м·К).

Расчеты показали, что время возникновения плазменного очага t_0 в сердцевине волокна в зависимости от изменения коэффициента теплопроводности не значительно изменяется в пределах от 0,18 до 0,21 мкс. Данную зависимость мы приводить здесь не будем.

Зависимость времени достижения фронтом плазмообразования границы сердцевина-оболочка t_1 при увеличении коэффициента теплопроводности k показана на рисунке 4.13.

Видно, что время достижения фронтом плазмообразования границы сердцевина-оболочка t_1 нелинейно возрастает с увеличением коэффициента теплопроводности k , асимптотически стремясь к значению 0,7 мкс. Материал инициатора с большим коэффициентом теплопроводности интенсивнее отводит тепло от оптического волокна в тело инициатора. От этого волокно прогревается дольше и соответственно время достижения фронтом плазмообразования границы сердцевины-оболочка больше.

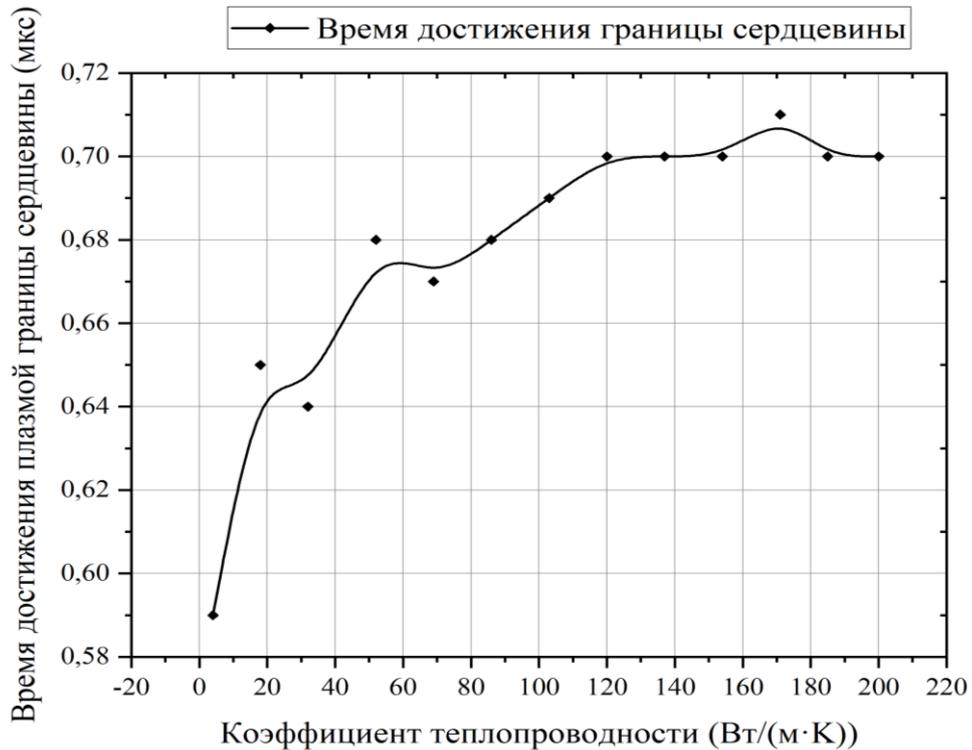


Рисунок 4.13 – Зависимость от коэффициента теплопроводности

При инициации оптического пробоя волокна разумно выбирать инициатор, материал которого будет иметь минимальный коэффициент теплопроводности. Особенно это будет актуально для не идеального соприкосновения торца волокна с инициатором, когда между волокном и инициатором присутствует воздушный зазор, а поверхность инициатора имеет шероховатости.

На рисунке 4.14 приведены графики зависимости максимальных значений радиальной r_{max} и осевой z_{max} координат границы фронта плазмообразования от коэффициента теплопроводности k .

Видно, что как радиальный r_{max} , так и осевой z_{max} размеры области плазмообразования уменьшаются с увеличением коэффициента теплопроводности. При увеличении k графики сближаются друг с другом. При относительно не больших значениях коэффициента теплопроводности радиальный и осевой размеры области плазмы существенно различаются, т.е. область плазмообразования имеет форму вытянутого вдоль сердцевины волокна полуэллипса. При больших коэффициентах теплопроводности форма области плазмообразования близка к полусферической. На рисунке 4.12 приведены распределения температурного поля в области соприкосновения оптического волокна и инициатора при разных коэффициентах теплопроводности и одинаковой входной мощности через одинаковый промежуток времени: (а) – при 18 Вт/(м·К) и (б) – при 200 Вт/(м·К).

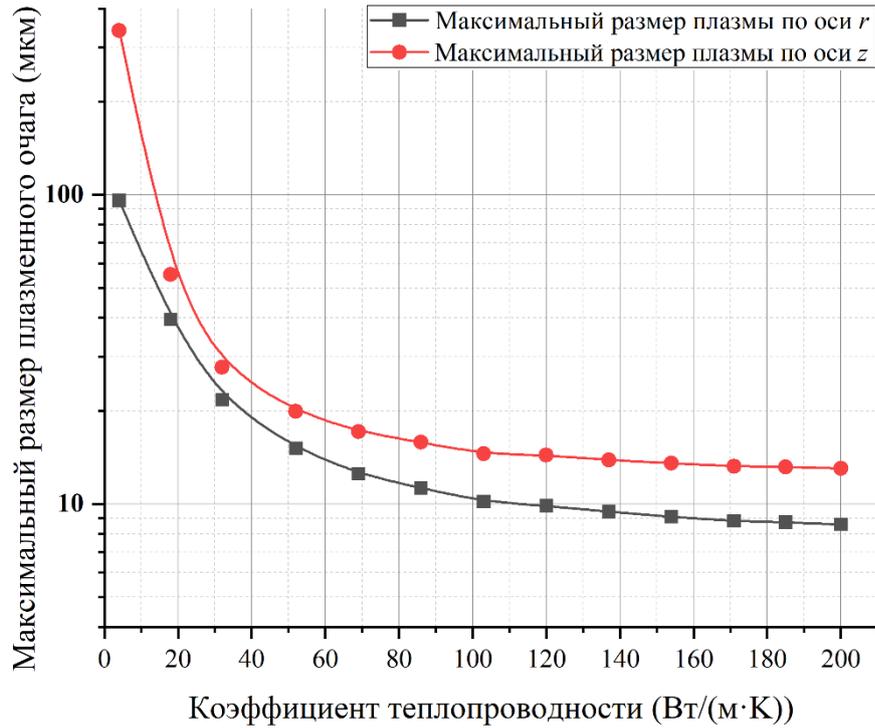


Рисунок 4.14 – Зависимость размеров области плазмообразования от коэффициента теплопроводности

На рисунке 4.15 приведена зависимость пороговой мощности P_{\min} от коэффициента теплопроводности k .

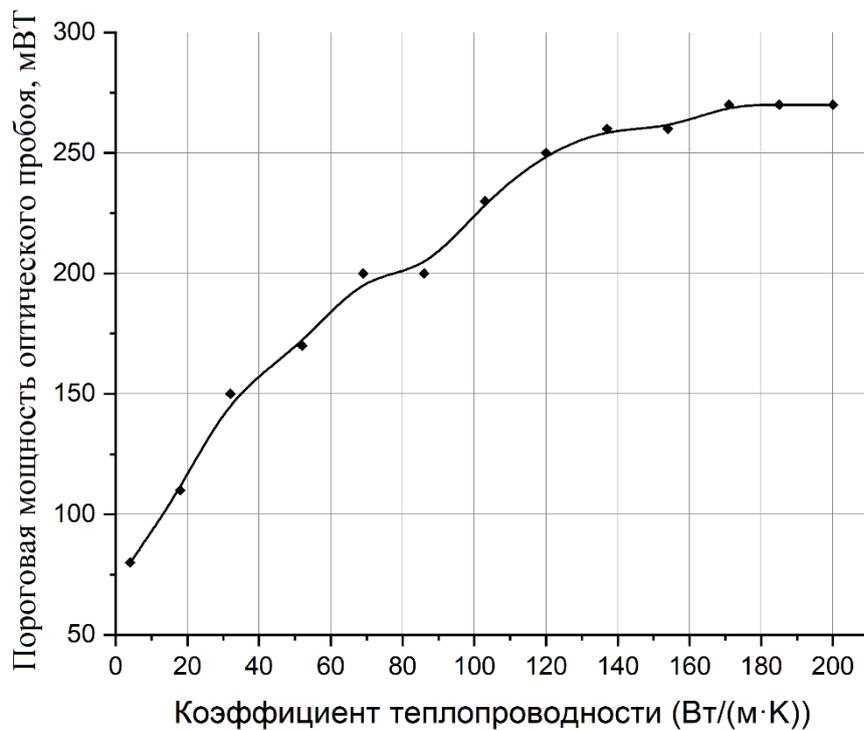


Рисунок 4.15 – Зависимость пороговой мощности оптического пробоя от коэффициента теплопроводности

Минимальная оптическая мощность P_{min} нелинейно возрастает с увеличением коэффициента теплопроводности k . При большем коэффициенте теплопроводности инициатор прогревается больше и быстрее, отбирая у волокна значительное количество теплоты. Поэтому для более теплопроводных инициаторов требуется большая минимальная мощность излучения для инициирования оптического пробоя.

Зависимость времени релаксации t_2 фронта плазмообразования от коэффициента теплопроводности k представлена на рисунке 4.16. Из рисунка видно, что время релаксации существенно уменьшается с увеличением коэффициента теплопроводности материала инициатора. Данный факт согласуется с результатами, представленными на рисунке 4.14 для размеров плазменного очага. При больших коэффициентах теплопроводности материала инициатора размеры плазменного очага минимальны, следовательно, время достижения таких размеров при заданной мощности излучения также минимально.

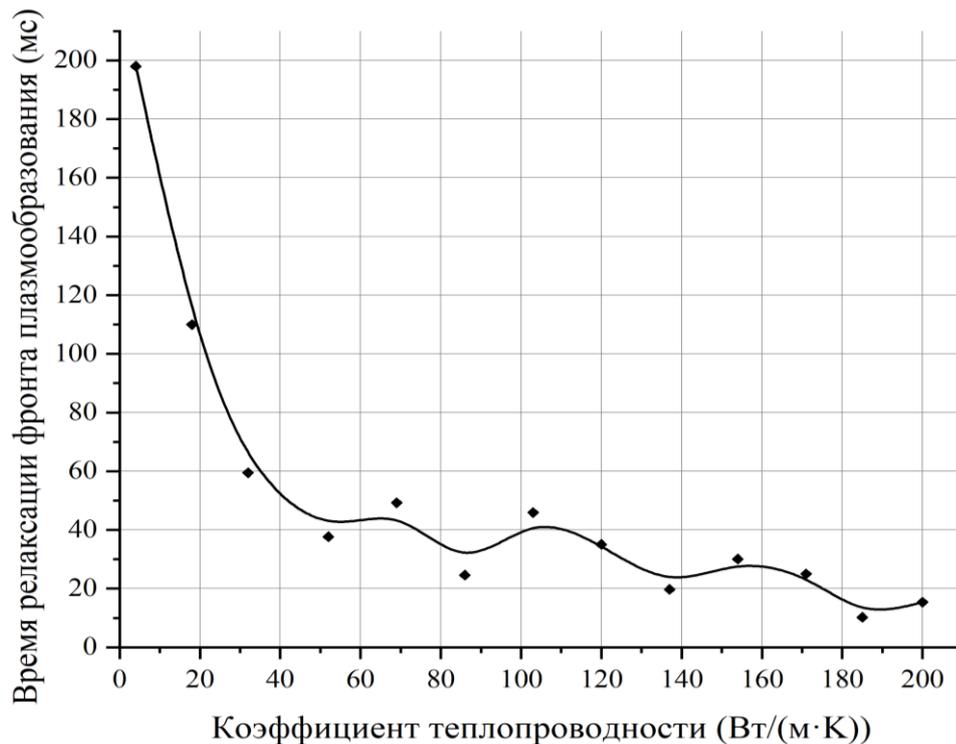


Рисунок 4.16 – Зависимость времени релаксации от коэффициента теплопроводности инициатора

Таким образом, все выходные параметры математической модели, за исключением времени возникновения плазмы, зависят от коэффициента теплопроводности материала инициатора.

4.1.5.2 Плотность инициатора

В следующей серии расчетов изменялась только плотность инициатора ρ , а оставшиеся теплофизические параметры – коэффициент теплопроводности k и коэффициент теплоемкости c_p соответствовали дюралюминию и выбирались из библиотеки COMSOL. В таблице 4.7 представлены результаты расчетов при изменении плотности инициатора в пределах 500-5000 кг/м³.

Расчеты показали, что время возникновения плазменного очага t_0 в сердцевине волокна, время достижения фронтом плазмообразования границы сердцевина-оболочка t_1 , радиальный r_{max} и осевой z_{max} размеры области плазмообразования в зависимости от изменения плотности инициатора изменяются не значительно. Время возникновения плазменного очага в сердцевине волокна t_0 составило $(0,18 \pm 0,006)$ мкс, время достижения фронтом плазмообразования границы сердцевина-оболочка t_1 составило $(0,71 \pm 0,003)$ мкс, радиальный r_{max} размер области плазмообразования – $(8,83 \pm 0,005)$ мкм, осевой z_{max} размер области плазмообразования – $(13,29 \pm 0,004)$ мкм. Данные зависимости мы приводить здесь не будем.

Таблица 4.7 – Значения времен, размеров плазменного очага и минимальной мощности для каждого из исследуемых материалов

ρ , кг/м ³	t_0 , мкс	t_1 , мкс	t_2 , мкс	P_{min} , мВт	r_{max} , мкм	z_{max} , мкм
500	0,19	0,71	1,96	265	8,82	13,29
1000	0,18	0,71	2,21	270	8,82	13,29
1500	0,18	0,71	2,39	265	8,82	13,29
2000	0,18	0,71	2,20	265	8,83	13,29
2500	0,19	0,71	2,03	270	8,83	13,29
3000	0,18	0,71	2,24	275	8,83	13,29
3500	0,18	0,71	2,12	275	8,83	13,29
4000	0,18	0,71	1,74	265	8,83	13,29
4500	0,18	0,71	1,98	260	8,83	13,28
5000	0,17	0,72	2,12	260	8,83	13,28

На рисунке 4.17 приведена зависимость времени релаксации t_2 фронта плазмообразования от плотности инициатора ρ .

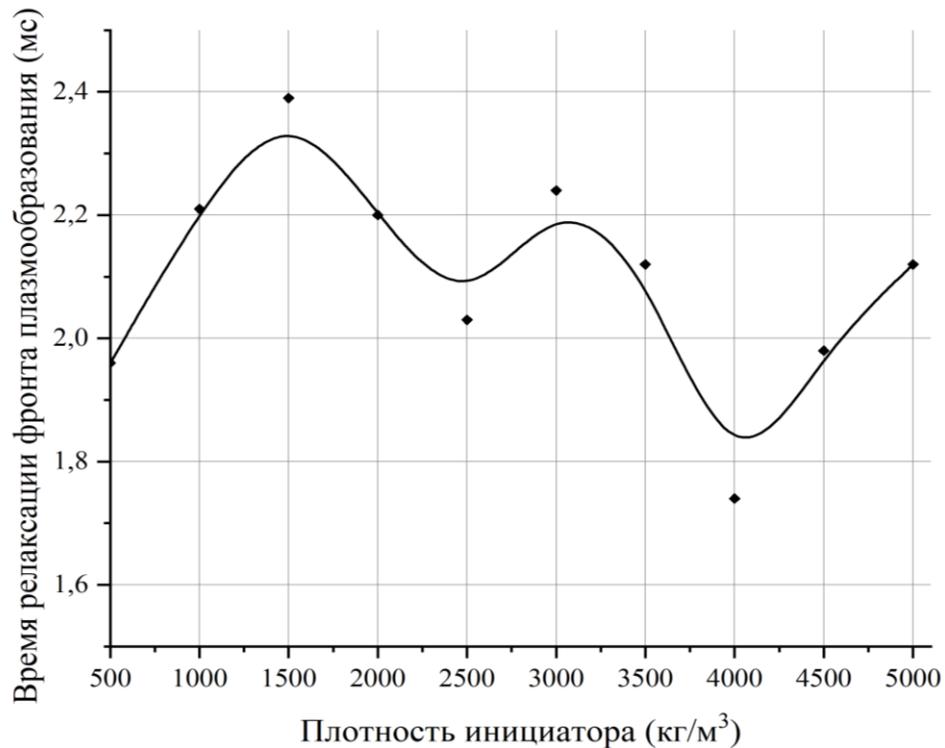


Рисунок 4.17 – Зависимость времени релаксации фронта плазмообразования от плотности инициатора

Видно, что время релаксации фронта плазмообразования нелинейно зависит от изменения плотности инициатора, среднее значение времени релаксации фронта плазмообразования составило $(2,10 \pm 0,18)$ мс.

На рисунке 4.18 приведена зависимость минимальной мощности оптического излучения, необходимой для инициации оптического пробоя, P_{min} от плотности инициатора ρ .

Видно, что минимальная мощность оптического излучения, необходимая для инициации оптического пробоя, нелинейно зависит от изменения плотности инициатора, среднее значение P_{min} составило (267 ± 5) мВт.

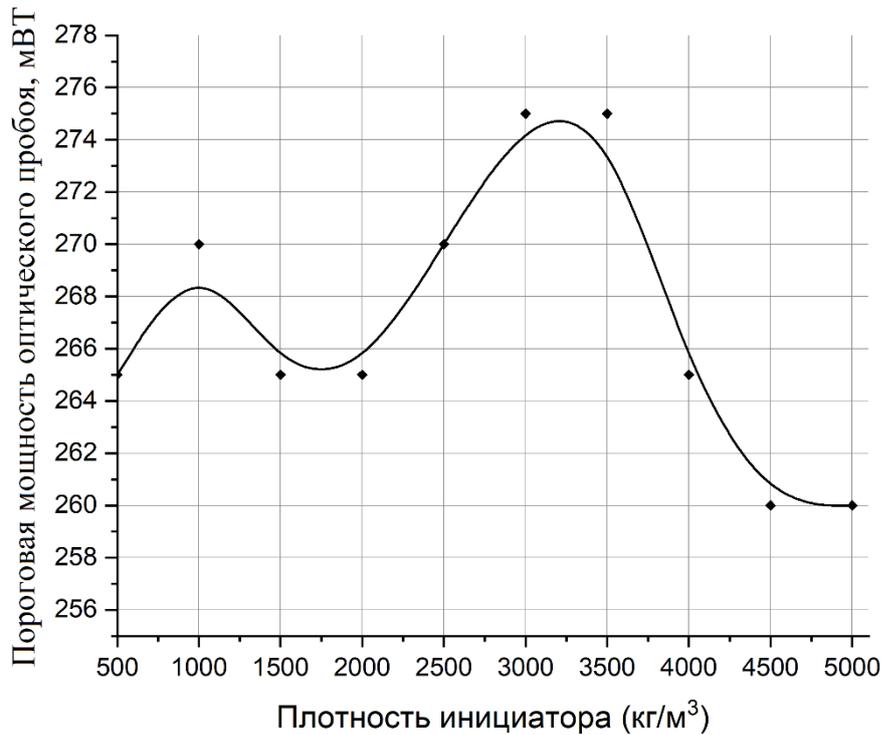


Рисунок 4.18 – Зависимость пороговой мощности оптического пробоя от плотности инициатора

Таким образом, все выходные параметры математической модели либо не зависят от плотности инициатора, либо зависят незначительно.

4.1.5.3 Коэффициент теплоемкости

В следующем исследовании изменялся только коэффициент c_p , оставшиеся теплофизические параметры – коэффициент теплопроводности k и плотность инициатора ρ соответствовали дюралюминию. В таблице 4.8 представлены результаты расчетов при изменении коэффициента теплоемкости в пределах 860-3700 Дж/(кг·К).

Время возникновения плазменного очага в сердцевине волокна t_0 составило $(0,17 \pm 0,007)$ мкс, время достижения фронтом плазмообразования границы сердцевина-оболочка t_1 растет до значения теплоемкости 1200 Дж/(кг·К), а затем стабилизируется в интервале $(0,72 \pm 0,01)$ мкс. Радиальный r_{max} размер области плазмообразования составил $(8,85 \pm 0,05)$ мкм, осевой z_{max} размер области плазмообразования – $(13,27 \pm 0,05)$ мкм. Данные зависимости мы приводить здесь не будем.

Таблица 4.8. Значения времен, размеров плазменного очага и минимальной мощности для каждого из исследуемых материалов

c_p , Дж/(кг·К)	t_0 , мкс	t_1 , мкс	t_2 , мкс	P_{min} , мВт	r_{max} , мкм	z_{max} , мкм
860	0,16	0,68	24,8	263	13,28	8,83
100	0,17	0,7	23,795	272	13,29	8,84
1200	0,17	0,71	17,36	268	13,31	8,87
1500	0,16	0,71	5,66	266	13,15	8,77
1940	0,17	0,72	3,56	269	13,26	8,9
2380	0,16	0,7	3,36	275	13,29	8,86
2820	0,17	0,72	2,09	271	13,29	8,96
3260	0,17	0,72	0,59	270	13,28	8,83
3700	0,18	0,73	0,31	265	13,29	8,83

На рисунке 4.19 приведена зависимость времени релаксации t_2 фронта плазмообразования от коэффициента теплоемкости c_p .

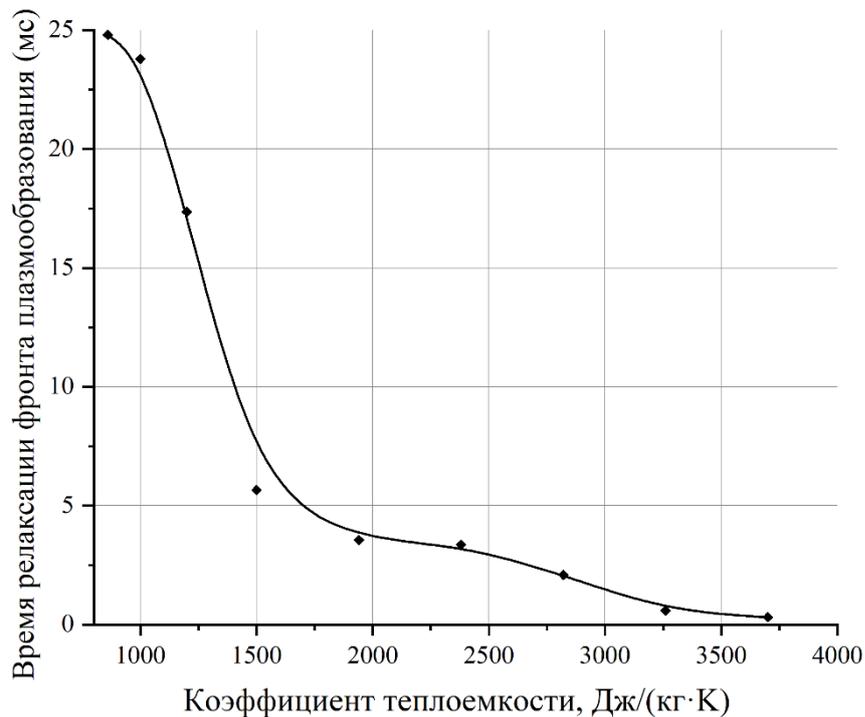


Рисунок 4.19 – Зависимость времени релаксации фронта плазмообразования от коэффициента теплоемкости

Из рисунка 4.19 видно, что время релаксации фронта плазмообразования нелинейно уменьшается с увеличением коэффициента теплоемкости. Материал

инициатора с большим коэффициентом теплоемкости требует меньше тепла для изменения температуры инициатора на 1 К. От этого быстрее прогревается инициатор, а за ним и оптическое волокно, и соответственно время релаксации фронта плазмообразования меньше. При инициации оптического пробоя волокна следует выбирать инициатор, материал которого будет иметь максимальный коэффициент теплоемкости.

На рисунке 4.20 приведена зависимость минимальной мощности оптического излучения, необходимой для инициации оптического пробоя, P_{min} от коэффициента теплоемкости c_p .

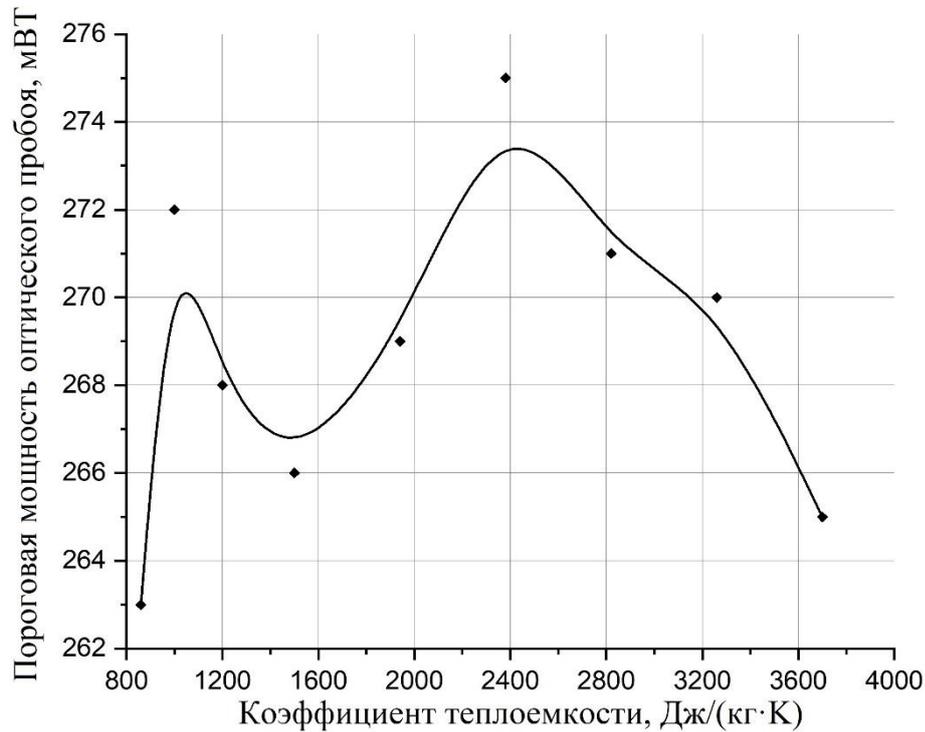


Рисунок 4.20 – Зависимость пороговой мощности оптического пробоя от коэффициента теплоемкости

Как видно на рисунке 4.20, минимальная мощность оптического излучения, необходимая для инициации оптического пробоя, растет с увеличением коэффициента теплоёмкости до 2350 Дж/(кг·К), а после этого уменьшается. Максимальное значение P_{min} составило 275 мВт.

Таким образом, все выходные параметры математической модели, за исключением времени релаксации фронта плазмообразования пороговой мощности оптического пробоя, не зависят от коэффициента теплоемкости инициатора.

4.2 Задача неидеального контакта оптического волокна и инициатора

4.2.1 Концептуальная и математическая постановки задачи

Тепловая математическая модель возникновения плазменного очага в оптическом волокне описывает момент соприкосновения оптического волокна, в котором распространяется монохромное оптическое излучение, и инициатора из дюралюминия. При этом предполагается, что между торцом оптического волокна и поверхностью инициатора существует некоторый воздушный зазор. Для моделирования были использованы цилиндрические координаты, что обусловлено цилиндрической формой оптического волокна. Ось z направлена вдоль оси волокна, а ось r по его радиусу. Также была использована осесимметричная постановка задачи, где ось симметрии проходит через центр сердцевины волокна. Расчетная область представлена на рисунке 4.21. Она состоит из пяти частей: отрезок одномодового волокна со ступенчатым профилем показателя преломления SMF-28e, состоящий из сердцевины (1) и оболочки (2) из кварцевого стекла, защитного покрытия (3) из акрилата, инициатора из дюралюминия (4), зазора между волокном и инициатором и окружающего волокно пространства (5), заполненного воздухом.

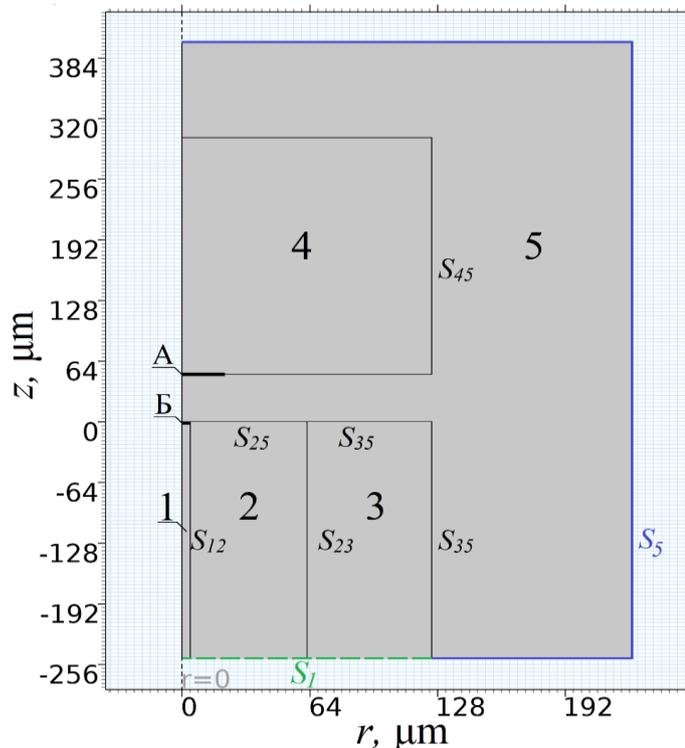


Рисунок 4.21 – Схема расчетной области, состоящая из сердцевины (1), оболочки (2), защитного покрытия оптического волокна (3) и инициатора (4) и воздуха (5)

Сердцевина волокна (1), его оболочка (2), защитно-упрочняющее покрытие (3), пластина дюралюминия (4) и воздух на рисунке 4.21 имеют границы контактов между собой $S_{12}, S_{14}, S_{23}, S_{24}, S_{34}, S_{15}, S_{25}, S_{35}, S_{45}$. Граница S_{15} на рисунке 4.21 обозначена буквой Б. Наружная граница воздуха с окружающей средой обозначена S_5 , а наружная граница оптического волокна, включающая сердцевину, оболочку и защитное покрытие, обозначена пунктирной линией и символом S_l . Для наглядности на рис. 4.21 пропорции воздушного зазора относительно волокна не соответствуют действительности. В расчетах размер воздушного зазора варьировалась от 1,12 до 15,75 мкм.

Для расчета температурного поля областей (1) – (4) были использованы уравнения (4.1) – (4.9), описанные в задаче идеального контакта оптического волокна и инициатора. Оценки характерных вязких времен возникновения конвективных течений и возникновения плазменного очага дают близкие по порядку величины значения.

В воздушном зазоре (5) из-за неоднородного распределения температуры может наблюдаться движение воздуха, которое описывается системой уравнений, которая включает в себя:

уравнение движения

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = \nu \Delta \vec{v} - \frac{1}{\rho} \nabla p + g \beta T \vec{\gamma}; \quad (4.10)$$

уравнение теплопереноса

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla T = \chi \Delta T; \quad (4.11)$$

уравнение непрерывности:

$$\operatorname{div} \vec{v} = 0, \quad (4.12)$$

где t – время, с; \vec{v} – вектор скорости, м/с; T – температура, К; g – ускорение свободного падения, м/с², $\vec{\gamma}$ – единичный вектор, направлен вдоль оси Oz; ρ – плотность, кг/м³; ν – кинематическая вязкость, м²/с; χ – коэффициент температуропроводности, м²/с; β – коэффициент объемного расширения, К⁻¹, ρ – плотность воздуха в равновесном состоянии, кг/м³.

На границах $S_{15}, S_{25}, S_{35}, S_{45}$ воздух - твердое тело, где под твердым телом подразумевается и инициатор, и волокно, выполняется условие прилипания:

$$\vec{v} = 0, \quad (4.13)$$

В математической модели учитывается тепловое излучение, возникающее на выходном торце оптического волокна (метка Б на рисунке 4.21) и отраженное от плоскости инициатора (метка А на рисунке 4.21). Согласно спецификации оптического волокна, большая часть излучения распространяется по его сердцевине радиусом 4,1 мкм. Вышедший из оптического волокна пучок излучения случайным образом рассеивается, когда луч проходит через воздушную среду. С учетом нормального распределения излучения была рассчитана расходимость пучка в зависимости от расстояния [139]:

$$r_A(z) = r_c \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi r_c^2}\right)^2}, \quad (4.14)$$

где r_c – радиус сердцевины волокна [мкм]; λ – длина волны излучения [мкм].

В модели учитывалось тепловое излучение от оптического волокна и инициатора. Наибольший вклад в тепловое излучение вносили области А и Б (см рисунок 4.21), где температура превышала значение температуры окружающей среды при распространении оптического излучения. Принималось, что и волокно, и инициатор поглощают все падающее на них электромагнитное излучение, т.е. являются абсолютно черным телом. Зависимость плотности потока собственного излучения абсолютно черного тела от абсолютной температуры рассчитывается по закону Стефана-Больцмана:

$$E_0 = \varepsilon_0 \sigma_0 (T_1^4 - T_2^4), \quad (4.15)$$

где $\varepsilon_0 = 1$ – интегральная степень черноты; $\sigma_0 = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴) – постоянная Стефана-Больцмана; T_1^4 – температура более нагретого тела, К; T_2^4 – температура менее нагретого тела, К.

На границах контактов соприкасающихся областей S_{12} , S_{14} , S_{23} , S_{24} , S_{34} , S_{15} (на рисунке 4.21 обозначена буквой Б), S_{25} , S_{35} , S_4 были применены условия сопряжения или баланса тепловых потоков по формуле (4.2). Внешняя граница волокна S_I считалась идеально теплопроводной и на ней задавалась температура окружающей среды $T_0 = 293$ К (граничное условие I рода). На внешней границе воздушной области S_5 был задан теплообмен между

окружающей средой и воздухом с учетом закона Фурье (граничное условие III рода):

$$-k_s \frac{\partial T_5}{\partial n} = \beta_1 (T_5 - T_0), \quad (4.16)$$

где $\beta_1 = 5 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ – коэффициент теплопередачи; T_5 – температура воздуха на границе S_5 , К; $T_0 = 293 \text{ К}$ – температура окружающей среды.

4.2.2 Исследование расчетной сетки

Расчетная область состояла из 5 доменов (см рисунок 4.21). Во всей расчетной области, кроме области вблизи границы S_{15} , где происходит интенсивный нагрев, вводилась расчетная сетка с одинаковыми по размерам элементами. Вблизи границы S_{15} выделялась небольшая область с линейными размерами равными радиусу сердцевины волокна, где, как и в случае с идеальным контактом, происходило измельчение расчетной сетки. В результате расчета получены температурные поля в волокне и инициаторе. На рисунке 4.22 приведено сравнение температурных полей для идеального и неидеального контакта. Был выбран воздушный зазор размером 11,25 мкм.

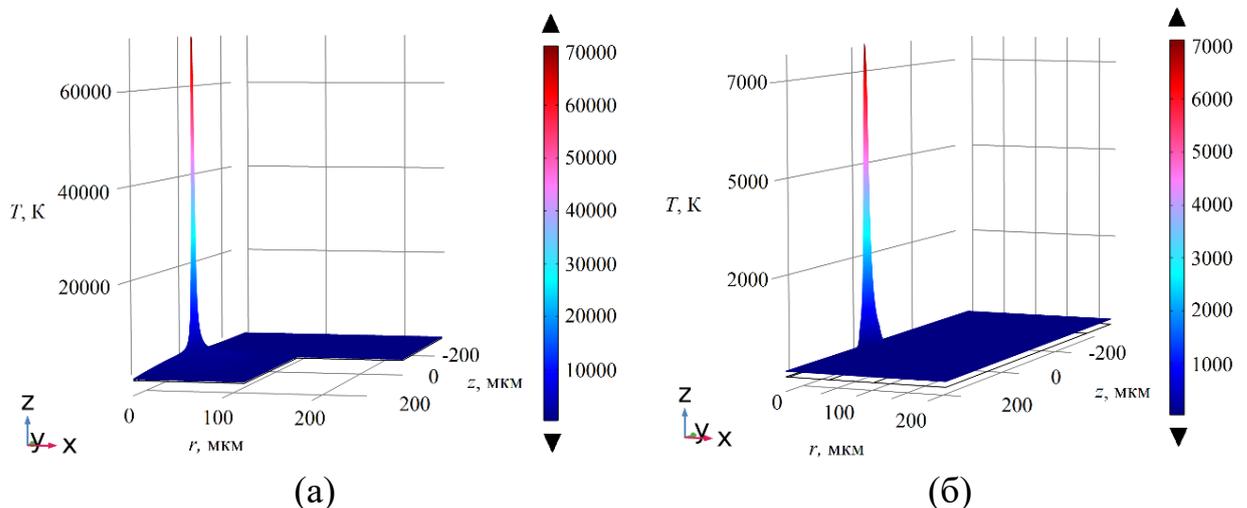


Рисунок 4.22 – Сравнение температурных полей, полученных в задачах: (а) – идеального контакта; (б) – неидеального контакта

Максимальная температура в центре плазменного пятна через 0,1 мс для излучения с длиной волны $\lambda_0 = 1125 \text{ нм}$ и мощностью $P = 2 \text{ Вт}$ с идеальным контактом составила 71210 К, а с неидеальным контактом – 16360 К. Математическая сингулярность, выявленная при исследовании сетки ранее,

сохраняется, но значение максимальной температуры значительно уменьшилось.

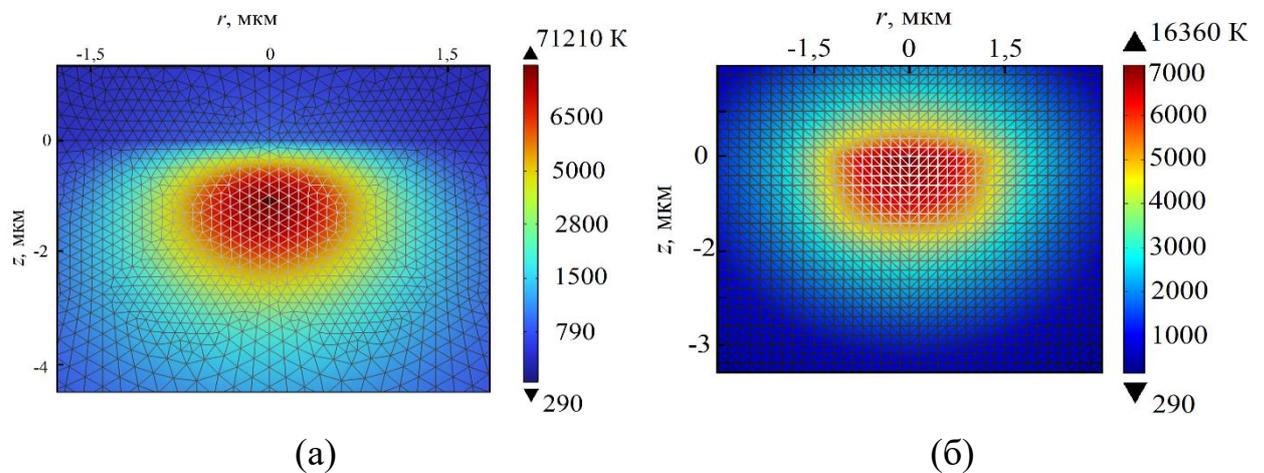


Рисунок 4.23 – Сравнение температурных полей вблизи источника тепла в задачах: (а) – идеального контакта; (б) – неидеального контакта

Высокие значения температуры локализуются в центре области плазмы, занимая не более двух элементов расчетной сетки, вне зависимости от общего количества сеточных элементов. В смежных элементах температура резко падает до значений $\sim 6500-7000$ К.

На рисунке 4.23 приведены температурные поля вблизи источника тепла для излучения 1125 нм мощностью 2 Вт через 0,1 мс для идеального (а) и неидеального (б) контакта с инициатором.

Была исследована сходимость результатов при увеличении количества сеточных элементов. Для этого была построена зависимость максимальной температуры T_{\max} , которая достигается в волокне с излучением 2 Вт через 0,1 физическую миллисекунду, от количества сеточных элементов в расчетной области. В расчете были исключены максимальные значения температуры, обусловленные математической сингулярностью. Полученная зависимость показана на рисунке 4.24 Черные квадратики показывают значения температуры при различном количестве элементов сетки, а красная линия – это линия тренда, построенная на основании метода наименьших квадратов.

Из рисунка 4.24 видно, что решение сходится к значению $T_{\max} \approx 6400$ К при общем количестве элементов расчетной сетки более, чем 32 000. При таком количестве сеточных элементов максимальный и минимальный линейные размеры ячейки сетки составили соответственно 3 мкм и 0,08 мкм.

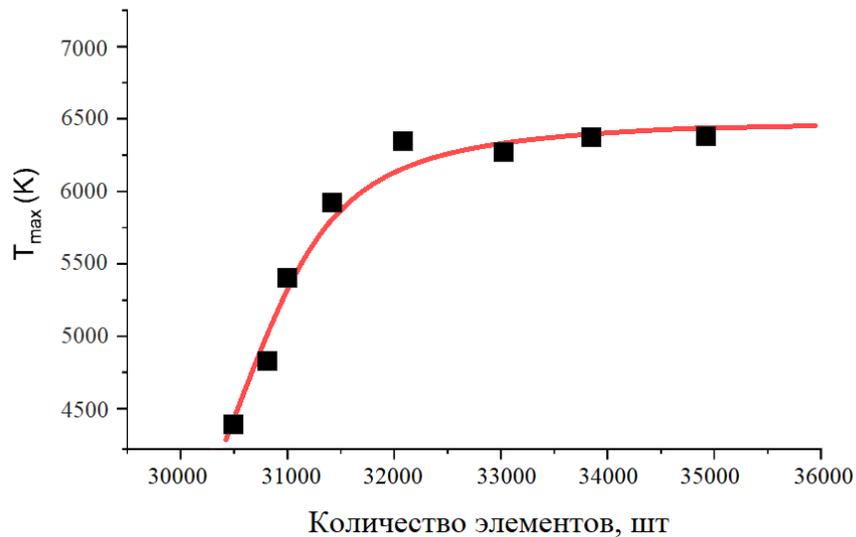


Рисунок 4.24 – Зависимость максимальной температуры от общего количества элементов сетки: черные квадратики – значения температуры при различном количестве элементов сетки, красная линия – линия тренда.

Оценим корректность применения уравнений сплошной среды для описания движения воздуха. Расчетная ячейка минимального размера имеет площадь примерно 4000 нм^2 . Воздух представляет собой смесь газов, где наибольшая часть принадлежит азоту. Имеет смысл оценить количество молекул азота в ячейке минимального размера. Молекула азота имеет эффективный диаметр $0,28 \text{ нм}$ [140], следовательно, эффективная площадь одной молекулы азота равна $1,12 \text{ нм}^2$. Расстояние между центрами молекул азота составляет около $3,7 \text{ нм}$ [141]. Можно утверждать, что молекула азота диаметром $0,28 \text{ нм}$, находясь в центре квадрата со сторонами $3,7 \text{ нм}$, занимает площадь около 14 нм^2 . Таким образом, в ячейке минимального размера помещается более 280 молекул азота, не считая молекул других газов в смеси. Оценки говорят, что использование приближения сплошной среды в наших расчетах вполне корректно.

4.2.3 Результаты исследования влияния воздушного зазора на оптический пробой

Для расчёта были выбраны несколько значений размеров воздушного зазора в диапазоне от $1,12$ до $15,75 \text{ мкм}$. Для выполнения условий формирования области нагрева на торце оптического волокна размер воздушного зазора полагался кратным длине волны распространяющегося излучения $\lambda = 2,05 \text{ мкм}$.

В ходе математического моделирования на основании уравнений (4.1) – (4.16) было рассчитано температурное поле в оптическом волокне,

инициаторе и воздухе между инициатором и волокном и вокруг них. Были определены границы температурных фронтов в волокне, соответствующих областям, где возможно возникновение различных фазовых состояний кварцевого стекла, а именно: жидкое, газообразное и плазма.

На рисунке 4.25 представлен пример рассчитанного температурного поля для излучения с длиной волны $\lambda_0 = 1125$ нм и мощностью $P = 1$ Вт через промежуток времени 1 с после ввода излучения для воздушного зазора 10 мкм.

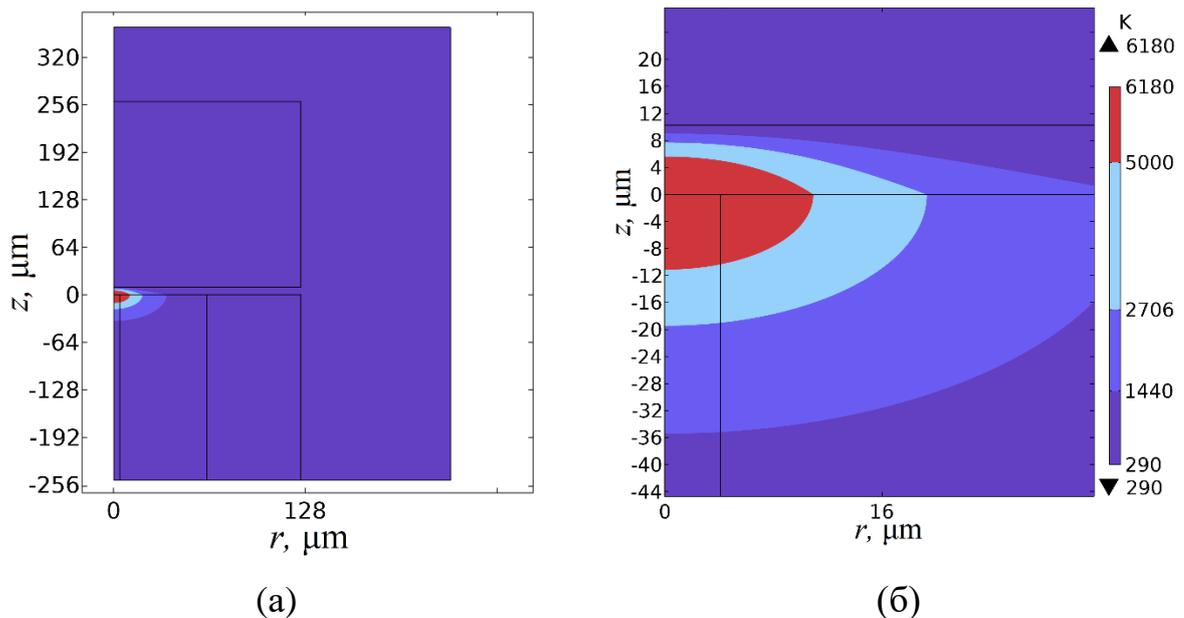


Рисунок 4.25 – Распределение температурного поля: (а) – общий вид; (б) – вблизи источника тепла

По полученным распределениям температурного поля для каждого значения величины воздушного зазора были рассчитаны:

- характерные времена фронта плазмообразования в волокне t_0, t_1 ;
- пороговая мощность оптического пробоя P_{min} .

Также было рассчитано поле скоростей воздуха в зазоре и вокруг инициатора и оптического волокна. Пример поля скоростей для излучения с длиной волны $\lambda_0 = 1125$ нм и мощностью $P = 1$ Вт через промежуток времени 1 с после ввода излучения для воздушного зазора 10 мкм приведен на рисунке 4.26.

Конвективные течения не интенсивные, отток тепла осуществляется за счет теплопроводности воздуха. В таблице 4.9 представлены результаты расчета времен и минимальной мощности для различных воздушных зазоров.

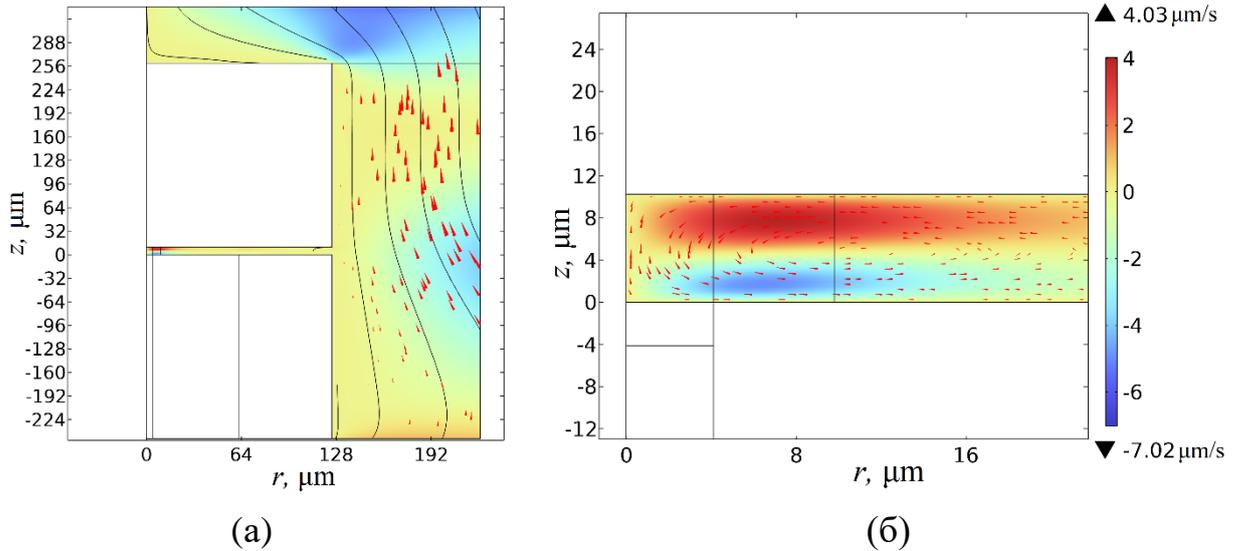


Рисунок 4.26 – Распределение поля скоростей: (а) – общий вид; (б) – вблизи источника тепла

Как видно из таблицы 4.9, исследуемые параметры слабо зависят от размера воздушного зазора, за исключением времени возникновения плазмы в волокне, которое растет на $\sim 2\%$ с увеличением размера воздушного зазора на λ . Время достижения фронта плазмообразования границы сердцевина-оболочка не зависит от размера воздушного зазора и в среднем составляет $t_l = (2,43 \pm 0,01)$ мкс. Минимальная мощность, необходимая для возникновения оптического пробоя, слабо зависит от размера воздушного зазора и в среднем составляет $P_{min} = (0,41 \pm 0,01)$ мВт, что совпадает с результатами экспериментальных исследований вероятности возникновения оптического пробоя, полученными С. Тодороки, где пороговая мощность оптического пробоя для одномодового волокна SMF-28e составила 0,4 Вт [30].

Таблица 4.9 – Значения времен и минимальной мощности для каждого из исследуемых воздушных зазоров

Размер воздушного зазора, мкм	1,12	4,50	6,75	9,00	11,25	15,75
t_0 , мкс	0,89	0,92	0,96	0,99	1,021	1,024
t_l , мкс	2,43	2,43	2,43	2,42	2,43	2,43
P_{min} , мВт	0,41	0,41	0,41	0,41	0,40	0,40

На рисунке 4.27 приведены продольная и радиальная составляющие скорости воздуха на отрезке, соединяющем поверхность волокна и инициатора на расстоянии 10 мкм от центра сердцевины, в диапазоне времени от 0 до 1 мс.

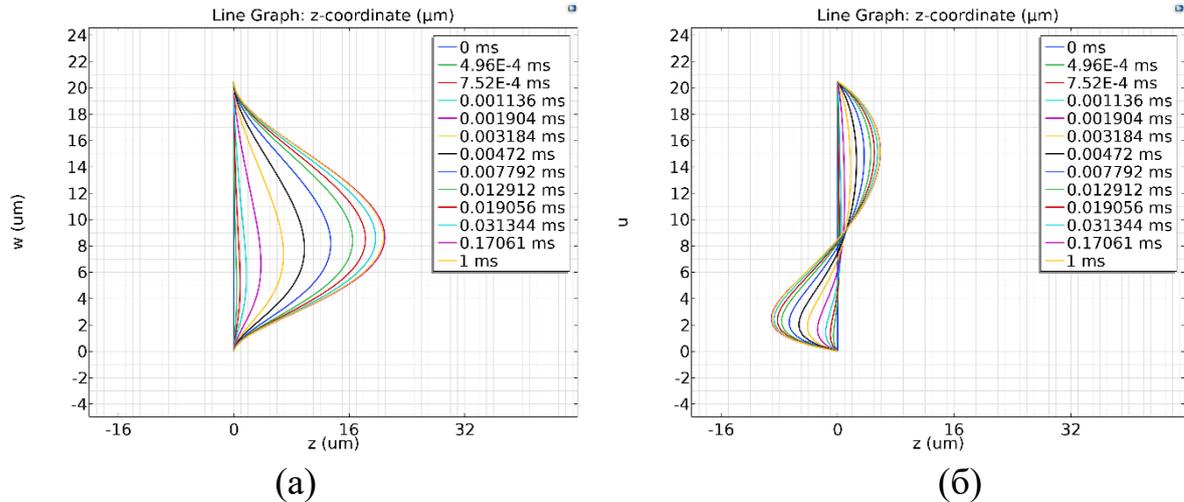


Рисунок 4.27 – Продольная и радиальная составляющие скорости воздуха на расстоянии 10 мкм от центра сердцевины

При увеличении времени растет амплитуда продольной и радиальной составляющих скорости воздуха. Это объясняется тем, что с увеличением времени растет температура нагрева и область нагретого волокна. Продольная и радиальная составляющие имеют разный характер поведения: продольная плавно увеличивается и плавно уменьшается со временем, достигая максимального значения в середине воздушного зазора на расстоянии ~ 10 мкм, в то время как радиальная составляющая имеет два максимальных значения на расстоянии $\sim 2,5$ мкм и ~ 15 мкм, а в середине воздушного зазора ~ 10 мкм меняет свое направление, что объясняется поворотом потока воздуха в противоположную сторону.

Чтобы выявить вклад воздушного зазора на возникновение оптического пробоя и формирование плазменного очага, необходимо сравнить рассчитанные параметры для идеального контакта и с воздушным зазором. Для этого были рассчитаны три разных подхода: задача идеального контакта, задача неидеального контакта с конвективным течением и задача неидеального контакта без конвективных течений. Были рассчитаны характерные времена возникновения плазменного очага, его размеры и пороговая мощность оптического пробоя. Результаты расчётов приведены в таблице 4.10.

Как видно из таблицы 4.10, рассчитанные параметры в задаче с неидеальным контактом значительно увеличились по сравнению с результатами задачи с идеальным контактом: время возникновения плазмы t_0 более, чем в 5 раз, время достижения фронта плазмообразования границы сердцевина-оболочка t_1 более, чем в 3 раза, минимальная мощность P_{min} более, чем в 1,5 раза.

Время релаксации фронта плазмообразования и максимальные размеры области плазмообразования в рамках математической модели с воздушным зазором не были зафиксированы. Это объясняется тем, что в задаче с неидеальным контактом инициатора и волокна на границе окружающего воздуха были учтены условия теплового потока, в то время как в задаче с идеальным контактом были поставлены условия идеально теплопроводной границы, температура которой равна температуре окружающей среды $T_0 = 293 \text{ К}$.

Таблица 4.10 – Сравнение результатов задачи с идеальным контактом и неидеальным

Контакт инициатора и волокна	Размер зазора, мкм	t_0 , мкс	t_1 , мкс	t_2 , мкс	r_{max} , мкм	z_{max} , мкм	P_{min} , мВт
Идеальный	0	0,17	0,73	2,14	9	13	270
Неидеальный	11,25 с конвективными течениями	0,99	2,42	нет	нет	нет	410
	11,25 без конвективных течений	0,98	2,40	нет	нет	нет	410

Однако значения рассчитанных параметров в задаче с неидеальным контактом с учетом конвективных течений слабо отличается от значений, полученных без учета конвективных течений воздуха. Следовательно, отток тепла осуществляется за счет теплопроводности воздуха.

4.3 Вывод по главе

Разработаны тепловые математические модели процесса возникновения оптического пробоя в оптическом волокне, вызванного идеальным и неидеальным контактом торца оптического волокна с поверхностью инициатора. В основе моделей были использованы уравнения теплопроводности с источником тепла, описывающим тепловыделение, которое возникает из-за взаимодействия оптического излучения, распространяющегося по волокну, с границей контакта торца волокна и инициатором. При расчете учитывались волноводные свойства оптического волокна, числовая апертура, показатели преломления сердцевины и оболочки, размер и форма модового пятна. Для неидеального контакта оптического

волокна и инициатора была добавлена область, заполненная воздухом, между волокном и инициатором и вокруг них. Движение воздуха описывалось уравнениями свободной конвекции с учетом теплового излучения, возникающего на торце оптического волокна и на участке инициатора напротив волокна, где возникает отражение излучения. Для упрощения математической модели были опущены расчеты фазовых переходов кварцевого стекла, особенности моделирования плазмы и гидродинамические течения расплавленного кварца вокруг плазменной искры.

При исследовании выявлена математическая сингулярность численного решения, приводящая к возникновению аномально высоких значений температуры более 70000 К при идеальном контакте и более 15000 К при неидеальном контакте волокна и инициатора. При исследовании сходимости результатов с увеличением количества сеточных элементов решения выяснилось, что такие высокие значения температуры локализуются в центре области плазмы, занимая не более двух элементов расчетной сетки, вне зависимости от общего количества сеточных элементов. Данные значения температуры в дальнейшем исключались из анализа результатов. Минимальный линейный размер ячейки итоговой расчетной сетки составил 0,03 мкм, что позволяет проводить вычисления в рамках приближения сплошной среды.

По результатам математического моделирования определены границы температурных фронтов, соответствующих областям, где возможно возникновение различных фазовых состояний кварцевого стекла, а именно: жидкое, газообразное и плазма. Дана оценка зависимости радиальной и осевой скорости фронта плазмообразования от времени. Определен промежуток времени возникновения оптического пробоя для разных длин волн.

В результате расчетов для излучения разных длин волн сформулированы зависимости радиальной и осевой скоростей фронта плазмообразования от мощности. Получены минимальные значения мощностей излучений, необходимые для инициации оптического пробоя. При минимальных мощностях оптического излучения время инициации плазменной искры для различных длин волн оказывается примерно одинаковым и равным 1 мс.

В результате расчета получены зависимости различных характеристик фронта плазмообразования в волокне от теплофизических свойств материалов инициатора. Выявлено, что для времени возникновения плазменной искры и пороговой мощности оптического пробоя необходимо выбирать материал инициатора с меньшим коэффициентом теплопроводности и большой теплоемкостью для быстрого и надежного инициирования оптического пробоя. Влияние плотности инициатора в ходе исследования не подтвердилось.

В задаче с неидеальным контактом характерные времена возникновения плазменного очага, его размеры и пороговая мощность оптического пробоя оказались значительно больше, чем в задаче с идеальным контактом. При этом времена релаксации фронта плазмообразования и максимальные размеры области плазмообразования не зафиксированы. Это объясняется тем, что в задаче с неидеальным контактом инициатора и волокна на границе окружающего поставлены условия теплового потока, в то время как в задаче с идеальным контактом – условия идеально теплопроводной границы, температура которой равна температуре окружающей среды $T_0 = 293$ К. Однако значения рассчитанных параметров в задаче с неидеальным контактом с учетом конвективных течений слабо отличается от значений, полученных без учета конвективных течений воздуха. Конвекция слабо отводит тепло по сравнению с другими механизмами теплопереноса. Также было рассчитано значение пороговой мощности оптического пробоя, ее значение составило 0,4 Вт, что совпадает с измеренным значением пороговой мощности в работе [30].

Основные результаты

1. Для значений оптической мощности, подаваемой в волокно и превышающей пороговое значение пробоя, экспериментально получена линейная зависимость скорости распространения плазменного очага от мощности вводимого оптического излучения.

2. Выявлено, что при одинаковых условиях инициирования оптического пробоя в одномодовом волокне наблюдаются микрополости одинаковой формы, размера и периодичности, в то время как в многомодовом волокне структура состоит из повторяющихся блоков, состоящих из микрополостей разных форм и размеров. В одномодовом волокне диаметр и длина отдельных микрополостей составили $(2,7 \pm 0,5)$ мкм и $(6,9 \pm 0,7)$ мкм соответственно, а период $(13,2 \pm 0,7)$ мкм, в многомодовом волокне диаметр отдельных микрополостей составил $(3,4 \pm 0,5)$ мкм, длина повторяющихся блоков $(317,0 \pm 0,7)$ мкм соответственно, а период $(490,2 \pm 0,7)$ мкм.

3. Выявлено, что в результате оптического пробоя в одномодовом волокне полностью теряются волноводные свойства волокна, а в многомодовом – частично.

4. Показано, что магнитное поле влияет на плазменный очаг и структуру из микрополостей, которая возникает в волокне после ее прохождения. Слабое магнитное поле величиной 0,6 Тл влияет на скорость движения плазменной искры, замедляя ее на 14 % по сравнению с измерениями вне магнитного поля постоянного магнита. Сильное магнитное поле величиной 11,6 Тл приводит к изменению размеров отдельных микрополостей:

- продольные размеры изменялись до 9 % в зависимости от направления распространения плазменной искры относительно векторов магнитной индукции и ускорения свободного падения.

- поперечные размеры изменялись в зависимости от величины магнитной индукции и структуры поля: в неоднородном магнитном поле увеличиваются на 5-7 %, в однородном уменьшаются на 1-2 % из-за расщепления микрополости.

5. Зафиксировано, что после прохождения плазменной искры по волокну в области сильного магнитного поля микрополости разделяются на две неравные части. Данный эффект был впервые описан автором настоящей диссертации. Дополнительная микрополость-сателлит диаметром примерно 0,78 мкм или 28% от диаметра основной микрополости располагается на расстоянии примерно 3-4 мкм от оси волокна.

6. Экспериментально исследован предел прочности одномодовых оптических волокон в полиимидном и акрилатном защитных покрытиях с внутриволоконной структурой из микрополостей, полученной после прохождения плазменной искры методами двухточечного изгиба и методом осевого растяжения:

- При измерении методом двухточечного изгиба предел прочности изменяется примерно на 8 % для обоих видов защитного покрытия, что говорит о том, что оптический пробой, распространяясь по оптическому волокну, оставляет защитное покрытие практически неповрежденным, не добавляя дополнительных микродефектов в его структуре.

- При измерении методом осевого растяжения снижение предела прочности оптического волокна составило: 72-83 % для волокна в полиимидном покрытии и 26-30 % для волокна в акрилатном покрытии. Волокно в акрилатном покрытии с механической точки зрения остается пригодным для эксплуатации, волокно в полиимидном покрытии – нет.

7. Разработано две тепловые математические модели, описывающие процесс возникновения оптического пробоя в оптическом волокне при его идеальном и неидеальном контакте с инициатором. Обе модели основаны на уравнении теплопроводности с учетом тепловыделения, происходящего при взаимодействии оптического излучения с границей контакта торца волокна и инициатора. При разработке моделей учитывались физические свойства волокна: его числовая апертура, показатель преломления сердцевины и оболочки, размер и форма модового пятна; оптические свойства излучения: длина волны, оптическая мощность; теплофизические свойства инициатора: коэффициент теплопроводности, плотность материала и коэффициент теплоемкости. В задаче с неидеальным контактом волокна и инициатора учитывались конвективный теплоперенос воздуха, перенос тепла излучением и теплопроводность. По результатам численных исследований:

- выявлено, что при идеальном контакте инициатора и волокна время возникновения плазмы в волокне составило 0,7-1,2 мкс, пороговая мощность оптического пробоя – 270-630 мВт для длин волн излучения в диапазоне 1080-2050 нм;

- выявлено, что при неидеальном контакте время возникновения плазмы составило 2,4 мкс, пороговая мощность оптического пробоя 410 мВт для длины волны излучения 1125 нм, что совпадает с экспериментальными результатами С. Тодороки;

- получены зависимости характерных времен (время возникновения плазмы в волокне и время оптического пробоя), размеров и форм плазменного

очага, пороговой мощности оптического пробоя от материала инициатора и его теплофизических свойств; показано, что наибольшее влияние оказывает коэффициент теплопроводности;

- доказано, что массоперенос в зазоре между инициатором и торцом волокна слабо отводит тепло по сравнению с теплопроводностью и тепловым излучением.

Перспективы развития и использования результатов

В настоящее время для измерения температуры используются термодатчики или волоконные датчики на основе волоконных брэгговских решеток. Такие датчики представляют собой отдельные устройства, созданные с помощью повреждения внешней защитной оболочки волокна, воздействия на сердцевину и вынужденного дополнительного покрытия, которое снижает исходную прочность и гибкость волокна. В результате такие датчики обладают низкой компактностью (не подходят для тонких и узких зон исследования), недостаточной гибкостью (не подходят для зон исследования с малыми радиусами изгиба) и ограничены по температурному диапазону (разрушаются при температуре выше 300°C). Поэтому есть необходимость в создании более гибкого и маленького по размеру вида датчиков, которые смогут расширить диапазон применимости волоконных датчиков температуры.

Основой таких датчиков могут стать сенсорные квазипериодические структуры из микрополостей, созданные при помощи оптического пробоя лазерным излучением, распространяющимся по волокну. В настоящей работе представлены как теоретические, так и экспериментальные результаты исследования влияния внешних факторов на оптический пробой и возникающую внутриволоконную структуру. Эти результаты можно использовать для создания методик управления процессом пробоя, которые позволят получать структуры с заранее известными геометрическими и физическими параметрами.

Дальнейшее направление исследований в рамках темы диссертации будет связано с разработкой технологий формирования внутриволоконных структур с помощью оптического пробоя, индуцированного лазерным излучением. Такие технологии позволят создавать волоконные сенсоры и рассеивающие устройства в сердцевине оптического волокна без повреждения его внешних защитных оболочек, т.е. исключается операция по снятию и восстановлению защитно-упрочняющего покрытия. Формирование периодической структуры из микрополостей не требует использования дорогостоящей прецизионной механики. На основе данной технологии могут быть созданы высокотемпературные и химически стойкие волоконные датчики, которые можно использовать при бурении скважин, разведке месторождений полезных ископаемых и других процессах горно-нефтяной промышленности.

Помимо выше сказанного с помощью эффекта плавления сердцевины можно создавать комбинированные устройства, включающие в себя, например, датчик температуры и волоконный рассеиватель. Существующие медицинские волоконно-оптические зонды для терапии не имеют встроенных температурных датчиков. Для этих целей используются отдельные зонды-датчики. Поэтому актуальным является создание устройств, которые сочетают в себе свойства датчика и терапевтического зонда.

В целом перспективы развития результатов, предложенных в работе, заключаются в понимании механизмов управления процессом оптического пробоя волокна, что может быть использовано при разработке волоконных рассеивателей, датчиков, фильтров и других оптоволоконных устройств.

Список литературы

1. **Kashyap R. Blow K. J.** Observation of catastrophic self-propelled self-focusing in optical fibres // *Electron. Lett.* – 1988. – Т. 24. – №. 1. – С.47-49.
2. **Kashyap R.** Self-propelled self-focusing damage in optical fibres // *ProC.Xth Int. Conf. Lasers.* – 1988. – С.859-866.
3. **Hand D. P., Townsend J. E., Russell C. St. J.** Optical damage in fibers: the fiber fuse // *ProC.Conf. on Lasers and Electro-Optics (CLEO).* – 1988.
4. **Yakovlenko S. I.** On reasons for strong absorption of light in an optical fibre at high temperature // *Quantum Electron.* – 2004. – Т. 34. – №. 9. – С.787-789.
5. **Dianov E. M. et al.** Change of refractive index profile in the process of laser-induced fibre damage // *Soviet lightwave communications.* – 1992. – Т. 2. – №. 4. – С. 293-299.
6. **De Rosa M. et al.** High-power performance of single-mode fiber-optic connectors // *Journal of Lightwave Technology.* – 2002. – Т. 20. – №. 5. – С.851.
7. **Atkins R. M., Simpkins P. G., Yablou A. D.** Track of a fiber fuse: a Rayleigh instability in optical waveguides // *Optics letters.* – 2003. – Т. 28. – №. 12. – С.974-976.
8. **Perival R. M., Sikora E. S. R., Wyatt R.** Catastrophic damage and accelerated aging in bent fibres caused by high optical powers // *Electron. Lett.* – 2000. – Т. 36. – №. 5. – С.414-415.
9. **Yanagi S. et al.** Fiber fuse terminator // *CLEO/Pacific Rim 2003. The 5th Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics (IEEE Cat. №. 03TH8671).* – IEEE, 2003. – Т. 1. – С.386
10. **Driscoll T. J., Calo J. M., Lawandy N. M.** Explaining the optical fuse // *Opt. Lett.* – 1991. – Т. 16. – №. 13. – С.1046-1048.
11. **Ferreira M. S. et al.** Fabry–Perot cavity based on a diaphragm-free hollow-core silica tube // *Optics letters.* – 2011. – Т. 36. – №. 20. – С.4029-4031.
12. **Liao C. R., Hu T. Y., Wang D. N.** Optical fiber Fabry-Perot interferometer cavity fabricated by femtosecond laser micromachining and fusion splicing for refractive index sensing // *Optics express.* – 2012. – Т. 20. – №. 20. – С.22813-22818.
13. **Domingues M. F. et al.** Hydrostatic pressure sensor based on micro-cavities developed by the catastrophic fuse effect // *24th International Conference on Optical Fibre Sensors.* – SPIE, 2015. – Т. 9634. – С.37-740.
14. **Domingues M. F. et al.** Enhanced sensitivity high temperature optical fiber FPI sensor created with the catastrophic fuse effect // *Microwave and Optical Technology Letters.* – 2015. – Т. 57. – №. 4. – С.972-974.

15. **Domingues M. F. et al.** Hydrostatic pressure sensor based on micro-cavities developed by the catastrophic fuse effect // 24th International Conference on Optical Fibre Sensors. – SPIE, 2015. – T. 9634. – C.737-740.
16. **Kashyap R.** The Fiber Fuse-from a curious effect to a critical issue: A 25 th year retrospective // Optics Express. – 2013. – T. 21. – №. 5. – C.6422-6441.
17. **R. Kashyap, A. Sayles, and G. F. Cornwell.** Heat flow modeling and visualisation of catastrophic self-propagating damage in single-mode optical fibres at low powers // Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. 1996. T. 2966. C. 586-591.
18. **R. Kashyap.** High average power effects in optical fibres and devices // Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 2003. T. 4940. C. 108-117.
19. **P. Hand and P. St. J. Russell.** Soliton-like thermal shock-waves in optical fibres: origin of periodic damage tracks // Proc. Eur. Conf. Opt. Commun. 1988. C. 111-114.
20. **Hand D. P., Russell C. S. J.** Solitary thermal shock waves and optical damage in optical fibers: the fiber fuse // Optics Letters. – 1988. – T. 13. – №. 9. – C.767-769.
21. **Rocha A. M. et al.** Detection of fiber fuse effect using FBG sensors // IEEE Sensors Journal. – 2010. – T. 11. – №. 6. – C.1390-1394.
22. **Leal-Junior A. G. et al.** Sensing applications of polymer optical fiber fuse // Advanced Photonics Research. – 2022. – T. 3. – №. 6. – C.2100210.
23. **Rocha A. M. et al.** Detection of fiber fuse effect using FBG sensors // IEEE Sensors Journal. – 2010. – T. 11. – №. 6. – C.1390-1394.
24. **Rocha A. M.** Study of fiber fuse effect on different types of single mode optical fibers // NOC/OC&I 2010 ProC.15th European Conference on Networks and Optical Communications and 5th Conference on Optical Cabling and Infrastructure, Universidade do Algarve, Faro-Algarve, Portugal, June 10. – 2010. – C.71-75.
25. **Rocha A. M. et al.** Halting the fuse discharge propagation using optical fiber microwires // Optics Express. – 2012. – T. 20. – №. 19. – C.21083-21088.
26. **Todoroki S.** Animation of fiber fuse damage, demonstrating periodic void formation // Optics letters. – 2005. – T. 30. – №. 19. – C.2551-2553.
27. **Todoroki S.** In-situ observation of fiber-fuse propagation // Japanese journal of applied physics. – 2005. – T. 44. – №. 6R. – C.4022.
28. **Todoroki S.** In-situ observation of fiber-fuse ignition // International Conference on Lasers, Applications, and Technologies 2005: Laser-Assisted Micro- and Nanotechnologies. – SPIE, 2006. – T. 6161. – C.166-169.
29. **Todoroki S.** In situ observation of modulated light emission of fiber fuse synchronized with void train over hetero-core splice point // PLoS One – 2008. – T. 3. – №. 9. – C.3276.

30. **Todoroki S.** Threshold power reduction of fiber fuse propagation through a white tight-buffered single-mode optical fiber // IEICE Electronics Express. – 2011. – T. 8. – №. 23. – C.1978-1982.
31. **Todoroki S.** Fiber fuse propagation modes in typical single-mode fibers // Optical Fiber Communication Conference. – Optica Publishing Group, 2013. – C. JW2A. 11.
32. **Todoroki S.** Quantitative evaluation of fiber fuse initiation with exposure to arc discharge provided by a fusion splicer // Scientific Reports. – 2016. – T. 6. – №. 1. – C.25366.
33. **Todoroki S.** Quantitative evaluation of fiber fuse initiation probability in typical single-mode fibers // Optical Fiber Communication Conference. – Optica Publishing Group, 2015. – C. W2A. 33.
34. **Todoroki S.** Fiber fuse propagation behavior. – IntechOpen, 2012.
35. **Zhang H. et al.** Fiber fuse effect in high-power double-clad fiber laser // 2013 Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim (CLEOPR). – IEEE, 2013. – C.1-2.
36. **Jiang S. et al.** Real-time locating and speed measurement of fibre fuse using optical frequency-domain reflectometry // Scientific Reports. – 2016. – T. 6. – №. 1. – C.25585.
37. **Sun J. Y. et al.** Fiber fuse behavior in kW-level continuous-wave double-clad field laser // Chinese Physics B. – 2015. – T. 25. – №. 1. – C.014204.
38. **Jiang S. et al.** Observation of fiber fuse propagation speed with high temporal resolution using heterodyne detection and time–frequency analysis // Optics Letters. – 2017. – T. 42. – №. 17. – C.3355-3358.
39. **Jiang S. et al.** Mode-interference-induced oscillation in propagation speed of fiber fuse in few-mode fibers // Optics letters. – 2018. – T. 43. – №. 17. – C.4252-4255.
40. **Shuto Y.** Heat conduction modeling of fiber fuse in single-mode optical fibers // Journal of Photonics. – 2014. – T. 2014.
41. **Shuto Y.** End face damage and fiber fuse phenomena in single-mode fiber-optic connectors // Journal of Photonics. – 2016. – T. 2016. – №. 1. – C.2781392.
42. **Shuto Y. et al.** Hypothalamic growth hormone secretagogue receptor regulates growth hormone secretion, feeding, and adiposity //The Journal of clinical investigation. – 2002. – T. 109. – №. 11. – C.1429-1436.
43. **Shuto Y.** Cavity Formation Modeling of Fiber Fuse in Single-Mode Optical Fibers // Advances in OptoElectronics. – 2017.
44. **Shuto Y.** Effect of Water and Aerosols Absorption on Laser Beam Propagation in Moist Atmosphere at Eye-Safe Wavelength of 1.57 μm // J. Electr. Electron. Eng. – 2023. – T. 11. – C.15-22.

45. **Shuto Y.** High-power laser beam propagation in slightly wet atmosphere // J. Electrical Electronic Eng. – 2022. – Т. 10. – №. 6. – С.215-222.
46. **Shuto Y. et al.** Low-cost 10-Gb/s optical receiver module using a novel plastic package and a passive alignment technique // Journal of lightwave technology. – 2005. – Т. 23. – №. 12. – С.4257.
47. **Shuto Y.** Possibility of Bending-Induced Fracture in Curved Double-Clad Fibers // Journal of Electrical and Electronic Engineering. – 2022. – Т. 10. – №. 3. – С.121-127.
48. **Shuto Y. et al.** Fiber fuse phenomenon in step-index single-mode optical fibers // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2004. – Т. 40. – №. 8. – С.1113-1121.
49. **Shuto Y.** Electron Density Estimation and Fiber Fuse Simulation in Laser-Irradiated Bulk Glass // Journal of Electrical and Electronic Engineering. – 2022. – Т. 10. – №. 1. – С.1-9.
50. **Shuto Y. et al.** Simulation of fiber fuse phenomenon in single-mode optical fibers // Journal of lightwave technology. – 2003. – Т. 21. – №. 11. – С. 2511.
51. **Shuto Y. et al.** Fiber fuse phenomenon in triangular-profile single-mode optical fibers // Journal of lightwave technology. – 2006. – Т. 24. – №. 2. – С. 846.
52. **Shuto Y. et al.** Optical characteristics and reliability of plastic ferrules for MU-type simplified receptacles // IEICE transactions on electronics. – 2004. – Т. 87. – №. 8. – С. 1302-1306.
53. **Shuto Y.** Elements of Fiber Fuse Phenomena: Design Egg // Inc.: Tokyo, Japan. – 2023.
54. **Shuto Y. et al.** Evaluation of high-temperature absorption coefficients of optical fibers // IEEE Photonics Technology Letters. – 2004. – Т. 16. – №. 4. – С.1008-1010.
55. **Shuto Y.** Bending induced temperature increases in double-clad fibers for high-power fiber lasers // Journal of Electrical and Electronic Engineering. – 2022. – Т. 10. – №. 2. – С.64-70.
56. **Shuto Y.** Heat conduction modeling of fiber fuse in single-mode optical fibers // Journal of Photonics. – 2014. – Т. 2014.
57. **Shuto Y.** Evaluation of high-temperature absorption coefficients of ionized gas plasmas in optical fibers // IEEE Photonics Technology Letters. – 2009. – Т. 22. – №. 3. – С.134-136.
58. **Иоффе А. Ф.** Электрическая и механическая прочность и молекулярные силы // Успехи физических наук. 1928. Т. 8. №. 2. С. 141-154/
59. **А. Ф. Иоффе.** Электрическая и механическая прочность и молекулярные силы // Успехи физических наук. 1928. Т. 8, С.141-154.
60. **А. Ф. Иоффе.** Физика кристаллов /М.: ГТТИ, 1929. – 192 с.

61. **Смуров А.А.** Электротехника высоких напряжений и передача энергии. Электрическое поле и передача энергии. М.: ГОНТИ, 1931. 768 с.
62. **Смуров А.А.** Электротехника высоких напряжений и передача энергии. Электрические измерения, изоляционные материалы, кабели и трансформаторы. М.: ГОНТИ, 1931. 536 с.
63. **Воробьев А. А.** Экспериментальные закономерности электронных процессов в ионных кристаллах, требующие теоретического обобщения. // Известия Томского технологического института. 1958. Т. 94. С. 3-15.
64. **Воробьев А.А.** Изоляционные свойства, прочность и разрушение диэлектриков // Акад. наук СССР. Сиб. отделение. Томский политехнического института им. С. М. Кирова. Новосибирск: Изд-во Сибирского отделения АН СССР, 1960. – 201 с.
65. **Воробьев А. А.** О применении ускорителей в электропередаче постоянным током высокого напряжения. // Известия Томского технологического института. 1948. Т. 66, №. 1. С. 23
66. **Akhmediev N. et al.** Heat dissipative solitons in optical fibers // Physics Letters A. – 2008. – Т. 372. – №. 9. – С.1531-1534.
67. **Akhmediev, N. Jose S.C.** Role of the quintic nonlinear refractive term in the stability of dissipative solitons of the complex Ginzburg–Landau equation // Journal of the Optical Society of America B. 2001. Т.38. №. 12. С. 3541-3548.
68. **Akhmediev N., Ankiewicz A.** Dissipative solitons in the complex Ginzburg-Landau and Swift-Hohenberg equations // Dissipative solitons. – 2005. – С.1-17.
69. **Яковленко С. И.** О причинах сильного фотопоглощения в волоконном световоде при большой температуре // Квантовая электроника. – 2004. Т. 34. – №. 9. – С.787-789.
70. **Yakovlenko S. I.** Plasma behind the front of a damage wave and the mechanism of laser-induced production of a chain of caverns in an optical fibre // Quantum Electron. 2004. Т. 34, №. 8, С. 765-770.
71. **Яковленко С. И.** Радиационно-столкновительные явления. М. энергоатомиздат, 1984.
72. **Ткачев А.Н., Яковленко С. И.** Расчет скорости и порога тепловой волны поглощения лазерного излучения в волоконном световоде // Квантовая электроника. – 2004. – Т. 34. – №. 8. – С.761-764.
73. **Yakovlenko S. I.** Mechanism for the void formation in the bright spot of a fiber fuse // Laser Phys. – 2006. –Т. 16. – №. 3. – С.474-476.
74. **Yakovlenko S. I.** Physical processes upon the optical discharge propagation in optical fiber // Laser Phys. – 2006. – Т. 16. – №. 9. – С.1273-1290.

75. **Яковленко С. И., Ткачев А.Н.** О механизме убегания электронов в газе. Верхняя ветвь кривой зажигания самостоятельного разряда // Письма в ЖЭТФ. – 2003. – Т. 77. – №. 5. – С.264-269.
76. **Яковленко С. И.** Лазерно-индуцированные радиационные столкновения // Квантовая электроника. 1978. Е. 5. №. 2. С. 259-289.
77. **Dianov E. M. et al.** Fiber fuse effect in microstructured fibers // IEEE Photonics Technology Letters. – 2004. – Т. 16. – №. 1. – С.180-181.
78. **Dianov E. M. et al.** Detonation-like mode of the destruction of optical fibers under intense laser radiation // JETP letters. – 2006. – Т. 83. – С.75-78.
79. **Dianov E. M. et al.** High-speed photography, spectra, and temperature of optical discharge in silica-based fibers // IEEE Photonics Technology Letters. – 2006. – Т. 18. – №. 6. – С.752-754.
80. **Dianov E. M., Bufetov I. A., Frolov A. A.** Destruction of silica fiber cladding by the fuse effect // Opt. Lett. – 2004. Т. 29. – №. 16. – С.1852-1854.
81. **Буфетов И. А., Дианов Е. М.** Оптический разряд в волоконных световодах // Успехи физических наук. – 2005. – Т. 175. – №. 1. – С.100-103.
82. **Буфетов И. А. и др.** Распространение оптического разряда по волоконным световодам в условиях интерференции мод // Квантовая электроника. – 2008. – Т. 38. – №. 5. – С.441-444.
83. **Бойченко А. М. и др.** Теоретический анализ механизмов влияния добавок водорода на генерационные характеристики лазера на парах меди // Квантовая электроника. – 2003. – Т. 33. – №. 12. – С.1047-1058.
84. **Колядин А. Н., Косолапов А. Ф., Буфетов И. А.** Распространение оптического разряда по волоконным световодам с поллой сердцевиной // Квантовая электроника. – 2018. – Т. 48. – №. 12. – С.1138-1142.
85. **Буфетов И. А. и др.** Спектральная диагностика оптического разряда, распространяющегося по полному волоконному световоду // Квантовая электроника. – 2021. – Т. 51. – №. 3. – С.232-239.
86. **Lin G. R. et al.** Harnessing the fiber fuse for sensing applications // Optics Express. – 2014. – Т. 22. – №. 8. – С.8962-8969.
87. **Алексеев В. В. и др.** Исследование индикатрисы рассеяния в высоколегированных волоконных световодах на основе кварцевого стекла // Квантовая электроника. – 2011. – Т. 41. – №. 10. – С.917-923.
88. **Domingues F., Rocha A. M., André C. S.** High-power effects in damaged and contaminated optical fiber connectors // Microwave and Optical Technology Letters. – 2011. – Т. 53. – №. 11. – С.2485-2488.
89. **Domingues M. F. et al.** Cost-effective in-line optical fiber Fabry-Perot interferometric pressure sensor // Signal Processing in Photonic Communications. – Optica Publishing Group, 2017. – С. JTU4A. 15.

90. **André C. et al.** Thermal effects in optical fibres // *Developments in Heat Transfer*. – 2011. – С.1-20.
91. **Antunes C. F. C. et al.** Optical fiber microcavity strain sensors produced by the catastrophic fuse effect // *IEEE Photonics Technology Letters*. – 2013. – Т. 26. – №. 1. – С.78-81.
92. **Domingues F. et al.** Refractive index sensor based on optical fiber void cavities produced by the catastrophic fuse effect // *Optical Sensors*. – Optica Publishing Group, 2013. – С.SM4C.3.
93. **Domingues F. et al.** Observation of fuse effect discharge zone nonlinear velocity regime in erbium-doped fibres // *Electronics letters*. – 2012. – Т. 48. – №. 20. – С.1295-1296.
94. **Herlin M. A., Brown S. C.** Microwave breakdown of a gas in a cylindrical cavity of arbitrary length // *Physical Review*. – 1948. – Т. 74. – №. 11. – С.1650.
95. **MacDonald A. D., Brown S. C.** High frequency gas discharge breakdown in helium // *Physical Review*. – 1949. – Т. 75. – №. 3. – С.411.
96. **Мак-Дональд А.** Сверхвысокочастотный пробой в газах. М.: Мир. 1969. 212 с.
97. **Phelps A. T., Fundingsland O. T., Brown S. C.** Microwave determination of the probability of collision of slow electrons in gases // *Physical Review*. – 1951. – Т. 84. – №. 3. – С.559.
98. **Райзер Ю.П.** Физика газового разряда. М.: Наука. 1987. 592 с
99. **Мейман Т.** The Laser Inventor: Memoirs of Theodore H. Maiman // Издательство: Laser Institute of America. Год издания. – 2000.
100. **Terhune R. W., Maker C. D., Savage C.M.** Optical harmonic generation in calcite // *Physical Review Letters*. – 1962. – Т. 8. – №. 10. – С.404.
101. **Devine R. A., Fiori C.** Thermally activated peroxy radical dissociation and annealing in vitreous SiO₂ // *J. Appl. Phys.* 1985. Т. 58. №. 9. С. 3368-3372.
102. **Вассерман Д. В., Михайлов О. В., Лыгина Т. З.** Фазовый переход в природном диоксиде кремния и его зависимость от микропримесей соединений металлов // *Вестник Казанского технологического университета*. 2012. №4. С. 41-43.
103. **Hanafusa H., Hibino Y., Yamamoto F.** Formation mechanism of drawing-induced E centers in silica optical fibers // *J. Appl. Phys.* 1985. Т. 58. №. 3. С. 1356-1361.
104. **Doremus R. H.** Ionic transport in amorphous oxides // *J. Electrochem. Soc.* 1968. Т. 115 С. 181-186.
105. **Goodman A. M.** Electron Hall effect in silicon dioxide // *Physical Review*. 1967. Т. 164. №. 3. С. 1145.

106. **Sellmeier W.** Ueber die durch die Aetherschwingungen erregten Mitschwingungen der Körpertheilchen und deren Rückwirkung auf die ersteren, besonders zur Erklärung der Dispersion und ihrer Anomalien // *Annalen der Physik*. 1872. T. 223. №. 12. C. 525-554.
107. **Sutherland R. L.** Handbook of nonlinear optics. CRC press, 2003.
108. **Smith W. L., Bechtel J. H., Bloembergen N.** Dielectric-breakdown threshold and nonlinear-refractive-index measurements with picosecond laser pulses // *Physical Review B*. 1975. T. 12. №. 2. C. 706.
109. **Katayama M.** Laser Chemistry; Nonlinear Spectroscopy and Laser Induced Chemical Processes. 1985.
110. **Gordon J. P. et al.** Long-transient effects in lasers with inserted liquid samples // *Journal of Applied Physics*. 1965. T. 36. №. 1. C. 3-8.
111. **Fröhlich H.** Bose condensation of strongly excited longitudinal electric modes // *Physics Letters A*. 1968. T. 26. №. 9. C. 402-403.
112. **Fröhlich H.** Theory of electrical breakdown in ionic crystals // *Proceedings of the Royal Society of London. Series A-Mathematical and Physical Sciences*. 1937. T. 160. №. 901. C. 230-241.
113. **Fröhlich H., Paranjape B. V.** Dielectric breakdown in solids // *Proceedings of the Physical Society. Section B*. 1956. T. 69. №. 1. C. 21.
114. **Гудзенко Л. И. и др.** Флуорисценция ХеF при химических радиационных столкновениях в системе Хе⁺ F₂ // *Доклады Академии наук СССР*. – Изд-во Академии наук СССР, 1979. Т. 248. С. 146.
115. **Chandrasekhar S.** Hydrodynamic and hydromagnetic stability. Courier Corporation, 2013.
116. **Shadowitz A.** The electromagnetic field. Courier Corporation, 1988.
117. **Carslaw H. S., Jaeger J. K.** Conduction of Heat in Solids. – U.K.: Oxford UniT. Press. 1959. C.517
118. **Gur'yanov A. N. et al.** Radiation-optical stability of lowloss glass-fiber waveguides // *Soviet Journal of Quantum Electronics*. 1979. T. 9. №. 6. C.768.
119. **Davis Jr D. D., Mettler S. C., DiGiovanni D. J.** Experimental data on the fiber fuse // *27th Annual Boulder Damage Symposium: Laser-Induced Damage in Optical Materials*: 1995. SPIE, 1996. T. 2714. C.202-210.
120. **Davis Jr D. D., Mettler S. C., DiGiovanni D. J.** Comparative evaluation of fiber fuse models // *Laser-Induced Damage in Optical Materials*. 1997. T. 2966. C.592-606.
121. **Matthewson M.J., Kurkjian C.R., Gulati S.T.** Strength measurement of optical fibers by bending // *J. Am. Ceram. Soc.* 1986. T.69 (11). C.815-821.

122. **Armstrong J.L., Matthewson M.J., Kurkjian C.R.** Humidity Dependence of the Fatigue of High-Strength Fused Silica Optical Fibers // *Journal of the American Ceramic Societ.* 2000. Т.83. №.12. С.3100-3108.
123. ГОСТ Р МЭК 60793-2-50-2018. Волокна оптические. Технические требования к изделию. Общие положения. М., 2018. 15 с.
124. **Griffith A. A.** VI. The phenomena of rupture and flow in solids // *Philosophical transactions of the royal society of london. Series A, containing papers of a mathematical or physical character.* 1921. Т. 221. №. 582-593. С. 163-198.
125. **Irwin G.R.** Analysis of Stresses and Strains Near the End of a Crack Traversing a plate // *J. Appl. Mech.* 1957. Т.24. №.361
126. **Williams M. L.** On the stress distribution at the base of a stationary crack // *J. Appl. Mech.* 1957. Т.24. №.109.
127. **Gombert J., et al.** Resistance mecanique des fibres optiques, Thomson-CSF - *Revue technique Thomson-CSF.* 1986. Т. 17. №. 4. С. 843-876.
128. **Weibull W.** A statistical theory of the strength of material // *Ingeniors Vetenskap Acadamiens Handligar.* 1939. Т. 151. №. 1. С. 1-45.
129. **Weibull W.** A statistical distribution of wide applicability // *J. Appl. Mech.* 1951. Т.18. С.293-297.
130. **Tatekura K., Itoh K., Matsumoto T.** Techniques and formulations for mode coupling of multimode optical fibers // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques.* 1978. Т. 26. №. 7. С. 487-493.
131. **France P.W., Paradine M.J., M.H. Reeve M.H., et al.** Liquid nitrogen strengths of coated optical glass fibers // *Journal of materials science.* 1980. Т.15. С. 825-830.
132. **Chean V., Robin E., Abdi R., Sangleboeuf J.** Study of the mechanical behavior of the optical fiber by a mark-tracking method // *The European Physical Journal Conferences.* 2010. Т.6. С.1-8.
133. **Мильков А.В., Яковлев М.Я.** Оценка надежности оптического волокна на основе испытаний на кратковременную прочность и статическую усталость // *Системы и средства связи, телевидения и радиовещания.* 2002. №1. С. 86-90.
134. **Mélin G. et al.** Radiation Resistant Single-Mode Fiber With Different Coatings for Sensing in High Dose Environments // *IEEE Transactions on Nuclear Science.* 2019. Т.66. №7. С.1657-1662.
135. **Reddy G. M. M. et al.** A compact FEM implementation for parabolic integro-differential equations in 2D // *Algorithms.* – 2020. – Т. 13. – №. 10. – С.242
136. **Friebele E. J., Gingerich M. E.** Radiation-induced optical absorption bands in low loss optical fiber waveguides // *Journal of Non-Crystalline Solids.* – 1980. – Т. 38. – С.245-250.

137. **Самойленко В. В., Фирсов В. В.** Температурная устойчивость базальтовых волокон // Строительные материалы. – 2011. – №. 2. – С.58-59.
138. **Артеменко С. Е., Кадыкова Ю. А., Васильева О. Г.** Базальтопластики–полимерные композиционные материалы XXI века // Вестник Саратовского государственного технического университета. – 2005. – Т. 2. – №. 1 (7). – С.32-35.
139. **Зеленовский, П. С.** Основы интегральной и волоконной оптики / Министерство науки и высшего образования Российской Федерации, Уральский федеральный университет. Екатеринбург: издательство Уральского университета. 2019. 132 с.
140. **Краснов К.С.** Молекулы и химическая связь: Учебное пособие для хим.-техн. Вузов. М.:Высш. Шк. 1984. 295 с.
141. **Федоровский В.Е.** Анализ сжимаемости воздуха и инертных газов. // Инновационная наука. 2020. № 10. С. 16-21.
142. **Konin Y.A., Shcherbakova V.A., Perminov A.V., Petukhova A.Y.** Study of micro-cavities formed by optical breakdown under the influence of a magnetic field // Optics Communications. 2022. T. 517. C. 128242.
143. **Konin, Y.A., Scherbakova, V.A., Bulatov, M.I., Malkov, N.A., Lucenko, A.S., Starikov, S.S., Petrov, A.A.** Structural characteristics of internal microcavities produced in optical fiber via the fuse effect // Journal of Optical Technology. 2021. T. 88. №. 11. C. 672-677.
144. **Starikova V.A., Konin Y.A., Petukhova A.Y., Aleshkina S.S., Petrov A.A., Perminov A.V.** Mathematical Model of Fuse Effect Initiation in Fiber Core //Algorithms. 2023. T. 16. №. 7. C. 331.
145. **Старикова В.А., Перминова А.В.** Влияние материала инициатора на процесс возникновения оптического пробоя в оптическом волокне // Изв. вузов. Приборостроение. 2024. Т. 67, № 10. С. 853–866.
146. **Старикова В.А., Конин Ю.А., Петухова А.Ю., Перминов А.В.** Математическое моделирование температурных полей при пробое оптического волокна // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2024. №. 1. С.24-32.
147. **Старикова В.А., Перминова А.В.** Оптический пробой волокна при неидеальном контакте с инициатором // Вестник ПГНИУ. Физика. 2024. №. 4. С. 05-13.
148. **Старикова В.А., Петухова А.Ю., Конин Ю.А., Перминов А.В.** Возникновение плазменной искры при оптическом пробое оптического волокна // Фотон-экспресс. 2023. №. 6. С.396-397. Конин Ю. А.,
149. **Щербакова В.А., Булатов М.И., Мальков Н.А., Луценко А.С., Стариков, С.С., Петров АА.** Исследование характеристик оптического

волокна с внутренней структурой микронеоднородностей, сформированной с помощью эффекта плавления // ОПТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ. 2021. Т. 88. №. 11. С. 80-89.

150. **Конин Ю.А., Щербакова В.А., Петухова А. Ю и др.** Способ изготовления волоконно-оптических рассеивателей излучения // Патент на изобретение №2021137590 от 26.09.2023 г.

151. **Петухова А Ю., Старикова В.А., Конин Ю.А., Перминов А.В.** Математическая модель рассеяния излучения в оптическом волокне на квазипериодической микроструктуре // Фотон-экспресс. 2023. №. 6. С.394-395.

152. **Konin Y.A., Petrov A.A., Starikova V.A., Smolnikov A.G.** Wide Temperature Range Fiber Optic Sensor //Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2022. Т. 86. №. Suppl. 1. С. S100-S103.

153. **Konin Y.A., Konin Y.A., Bulatov M.I., Shcherbakova V.A., Garanin A.I., Tokareva Y.D., Mosheva E.V.** Investigation of the properties of an all-fiber temperature sensor created using the melting effect // Instruments and Experimental Techniques. 2020. Т. 63. С. 511-515.

154. **Кашина Р.Р., Конин Ю.А., Великоцкий Ю.А., Рахматуллина А.Р., Петухова А.Ю., Щербакова В.А., Ромашова В.Б.** Влияние геометрии оптического волокна на выходное лазерное излучение // Фотоника. 2021. Т. 15. №. 2. С. 144-151.

155. **Луценко А.С., Петров А.А., Шухао Ц., Конин Ю.А., Старикова В.А., Петухова А.Ю.** Создание внутриволоконных устройств с помощью лазерной микрообработки // Фотон-экспресс. 2023. №. 6. С.375-376.

156. **Конин Ю.А., Булатов М.И., Щербакова В.А., Гаранин А.И., Токарева Я.Д., Мошева Е.В.** Исследование свойств цельноволокноного датчика температуры, созданного при помощи эффекта плавления // Приборы и техника эксперимента. 2020. №. 4. С. 78-82

157. **Конин Ю.А., Старикова В.А., Петухова А.Ю., Грачёв Н.А., Петров А.А., Перминов А.В.** Математическая модель рассеяния излучения на квазипериодической структуре в оптическом волокне // Прикладная фотоника. 2023. С.42-55.

158. **Konin Y.A., Garanin A.I., Scherbakova V.A.** Research the thermal sensitivity of a fiber optic sensor created with the catastrophic fuse. // PNRPU Bulletin. Electrotechnics, Informational Technologies, Control Systems. 2019. №. 32. С. 90-104.

159. **Konin Y.A., Shcherbakova V.A., Grachev N.A.** Simulation of an intrafiber sensor structure obtained by optical breakdown. // Сборник тезисов докладов, представленных на конференции FUNDAMENTALS OF LASER-ASSISTED

MICRO- AND NANOTECHNOLOGIES, прошедшей 27-30 июня в г. Санкт-Петербург (Россия). 2022. С. 45.

160. **Konin Y. A., Shcherbakova V.A., Garanin A.I., Mosheva E.W., Grachev N.A.** The Development of All-fiber Temperature Sensor for Extreme Conditions // 2021 IEEE Conference of Russian Young Researchers in Electrical and Electronic Engineering (ElConRus). IEEE, 2021. С. 1317-1320.

161. **Konin Y.A., Scherbakova V.A., Starikov S.S., Bulatov M.I., Lutsenko A.S.** Optical Discharge Velocity Measurement in Graded-Index Fiber // 2021 IEEE Conference of Russian Young Researchers in Electrical and Electronic Engineering (ElConRus). IEEE, 2021. С. 1314-1316.

162. **Shcherbakova V. A., Starikov S.S., Konin Y.A., Garanin A.I., Nurmukhametov D.I.** Fuse effect investigation in optical fiber for creation optical sensor structure // 2019 IEEE Conference of Russian Young Researchers in Electrical and Electronic Engineering (ElConRus). IEEE, 2019. С. 914-916.

163. **Konin Y. A., Garanin A. I., Shcherbakova V. A.** Research the thermal sensitivity of a fiber optic sensor created with the catastrophic fuse // 2019 IEEE Conference of Russian Young Researchers in Electrical and Electronic Engineering (ElConRus). IEEE, 2019. С. 897-900.

164. **Конин Ю. А., Булатов М.И., Щербакова В.А., Гаранин А.И., Токарева Я.Д., Мошева Е.В.** Исследование свойств цельноволокнистого датчика температуры, созданного при помощи эффекта плавления // Сборник тезисы докладов, представленных на Международной конференции «Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика – 2020», прошедшей 23-24 сентября 2020 г., в г. Пермь. (Россия). 2020. С. 19.

165. **Старикова В.А., Петухова А.Ю., Конин Ю.А., Перминов А.В.** Математическое моделирование возникновения плазменной искры при оптическом пробое оптического волокна // Материалы XXIII Международной конференции по вычислительной механике и современным прикладным программным системам (ВМСППС'2023). 2023. С.432-435.