

УДК 536.248, 536.422.  
PACS 02.60.Cb; 05.70.-a

## Оптический пробой волокна при неидеальном контакте с инициатором

В.А. Старикова<sup>1,2†</sup>, А.В. Перминов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Пермь

<sup>2</sup> ПАО «Пермская научно-производственная приборостроительная компания», Пермь

† scherbackova.vict@mail.ru

Рассматривается математическая модель возникновения оптического пробоя на торце оптического волокна при неидеальном контакте торца оптического волокна с поверхностью инициатора. Между торцом волокна и инициатором предполагается наличие воздушного зазора. Модель основана на уравнении теплопроводности в цилиндрических координатах. Движение воздуха в зазоре описывается уравнениями свободной конвекции в приближении Буссинеска с учетом теплового излучения, возникающего на торце оптического волокна и на участке инициатора напротив волокна, где возникает отражение излучения. В результате расчёта получены температурные поля. По границам температурных фронтов определены характерные времена эволюции области плазмообразования и пороговая мощность оптического пробоя. Сделан вывод о том, что конвекция слабо влияет на отвод тепла при возникновении оптического пробоя в волокне по сравнению с другими механизмами теплопереноса.

**Ключевые слова:** математическое моделирование, оптический пробой, оптическое волокно, уравнение теплопроводности, конвекция

Поступила в редакцию 12.07.2024; после рецензии 26.08.2024; принята к опубликованию 14.09.2024

## Optical breakdown of a fiber in the case of a non-ideal contact with the initiator

V. A. Starikova<sup>1,2†</sup>, A. V. Perminov<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Perm National Research Polytechnic University, Perm, Russia

<sup>2</sup> Perm Research and Production Instrument-Making Company, Perm, Russia

† scherbackova.vict@mail.ru

This article describes a mathematical model of optical breakdown at the end of an optical fiber in the case of a non-ideal contact between the end of the optical fiber and the initiator surface. An air gap was assumed between the fiber end face and the initiator. The model was based on a heat conduction equation in cylindrical coordinates. The air motion in the gap was described by equations of free convection in the Boussinesq approximation, taking into account the thermal radiation arising at the optical fiber end face and at the initiator section opposite the fiber, where the radiation reflection occurs. As a result, temperature fields were obtained. The characteristic times of evolution of the plasma formation region and the threshold power of optical breakdown were determined on the basis of the temperature fronts boundaries. It is concluded that convection has a weak effect on heat dissipation during optical breakdown in a fiber compared to other mechanisms of heat transfer.

**Keywords:** optical fiber, optical breakdown, thermal conductivity equation, mathematical modeling

Received 12 July 2024; revised 28 August 2024; accepted 14 September 2024

doi: 10.17072/1994-3598-2024-4-05-13

### 1. Введение

Эффект оптического пробоя сердцевины оптического волокна, или движущийся оптический разряд, впервые описан Кашьяпом и Блоу в 1987–88 гг. [1–3]. Механизм его возникновения в волоконном

световоде тесно связан с нелинейным поглощением кварцевого стекла [4].

Такой тип поглощения излучения возникает, например, в местах сдавливания, растрескивания, критического изгиба или загрязнения торцевого соединения волоконного световода [5–8]. Данные

факторы 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 разгорается и начинает двигаться вдоль сердцевинки волокна. При этом возникает локальное расплавление сердцевинки волокна, где формируется внутренняя структура из повторяющихся дефектов, представляющих собой полости, содержащие кислород, выделяющийся из двуокиси кремния [9]. Световодные свойства волокна при этом сильно изменяются из-за плавления, испарения и ионизации кварцевого стекла при высоких температурах [10].

Существует несколько подходов к объяснению физических процессов, происходящих при оптическом пробое волокна. Изначально считалось, что сердцевина волокна плавится в результате экзотермической химической реакции соединения кислорода и легирующих примесей [11]. Однако такой подход не мог объяснить движение возникшего плазменного очага (искры). Делалась попытка объяснить возникновение плазменного очага и его последующее движение с помощью эффекта самофокусировки лазерного излучения, который возникает в области расплавленного кварца [12]. Такой подход может качественно описать оптический пробой в волокне, но при количественных расчетах дает ошибку в несколько порядков [13].

Наиболее близкий к экспериментальным значениям результат дает подход, при котором оптический пробой описывается на основании обменных энергетических процессов между различными атомами посредством поглощения и испускания света при их неупругих столкновениях [4]. В данном подходе весомую часть в выделяемое тепло вносят заряженные частицы, которые возникают в результате нарушения электрической прочности кварцевого стекла. А.Ф. Иоффе был одним из первых, кто начал рассматривать процесс пробоя диэлектриков как скачкообразное явление возрастания их проводимости [14]. Он предполагал, что носителями тока являются свободные ионы, т.е. электропроводность в диэлектрике возрастает из-за выбивания ионов из узлов решетки свободными ионами, разгоняемыми электрическим полем. Однако прямыми опытами было показано, что возрастание электропроводности диэлектриков при высоких полях происходит за счет увеличения концентрации электронов, а не ионов. Теорию об электронном характере электропроводности диэлектриков развивали А. А. Смуров, А. А. Воробьев, Я. И. Френкель, Г. Фрѐлих, Э. И. Адриевич, В. А. Чуенков и др. [15].

В настоящее время изучение процессов пробоя оптического волокна и движения плазменной искры по нему является одной из актуальных задач в области разработки оптоволоконных устройств. Особый интерес в этой связи представляют квазипериодические структуры, возникающие в результате прохождения плазменной искры. Эти структуры могут быть использованы в качестве

сенсорных или рассеивающих элементов в оптоволоконных устройствах.

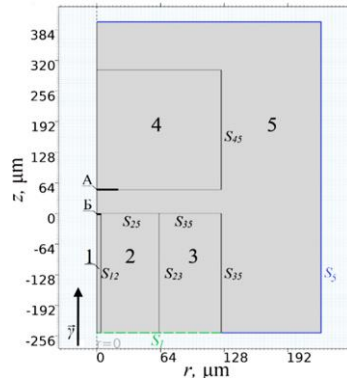
Ранее авторами работы была разработана математическая модель возникновения оптического пробоя, возникающего при идеальном контакте оптического волокна с поверхностью инициатора. В статьях [16–17] описаны исследования влияния оптического излучения, материала и теплофизических свойств инициатора. Однако в данных работах была зафиксирована аномально высокая температура в центре источника тепла. Ее значение составляло до 71000 К, что говорит о том, что некоторые механизмы отвода тепла не были учтены при разработке математической модели. В настоящей работе авторы рассматривают конвекцию и тепловое излучение как способы отвода тепла при возникновении оптического пробоя на торце оптического волокна. Основными неучтенными механизмами отвода тепла остаются фазовые переходы.

## 2. Математическая модель инициации плазменной искры

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 контакт волокна и инициатора не является идеальным, т.е. между торцом оптического волокна и поверхностью инициатора существует некоторый воздушный зазор. Схожий подход к изучению оптического пробоя, но не на торце, а в середине отрезка оптического волокна был предложен в работах [18–21]. Для моделирования были использованы цилиндрические координаты, задача решалась в осесимметричной постановке, что обусловлено цилиндрической формой оптического волокна. Ось  $z$  направлена вдоль оси симметрии волокна, а ось  $r$  – по его радиусу. Расчетная область представлена на рис. 1. Она состоит из пяти частей: отрезок одномодового волокна со ступенчатым профилем показателя преломления SMF-28e, состоящий из сердцевинки (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. Все свойства волокна, инициатора и воздуха задавались согласно спецификации волокна SMF-28e и справочной информации из библиотеки материалов COMSOL Multiphysics.

Сердцевина волокна (1), его оболочка (2), защитно-упрочняющее покрытие (3), пластина дюралюминия (4) и воздух на рис. 1 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 рис. 1 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  $S_i$ . Для наглядности на рис. 1 пропорции воздушного зазора относительно волокна не соответствуют действительности.



**Рис. 1.** Схема расчетной области: 1 – сердцевина; 2 – оболочка; 3 – защитное покрытие оптического волокна; 4 – инициатор; 5 – воздух

Распределение температурного поля  $T(r, z, t)$  в областях (1)–(4) описывается уравнением теплопроводности [22]:

$$\rho_i C_{pi} \frac{\partial T}{\partial t} = k_i \left( \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + Q, \quad (1)$$

где  $i = 1, 2, 3, 4, 5$  – номер элемента в расчетной области (рис. 1),  $\rho_i$  – плотности,  $\text{кг}/\text{м}^3$ ,  $C_{pi}$  – удельные теплоемкости,  $\text{Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$ ,  $k_i$  – теплопроводности материалов,  $\text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ ,  $Q$  – источник тепла, интенсивность которого определяется заводимым в волокно оптическим излучением,  $\text{Вт}/\text{м}^3$ .

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

$$\left( k_i \frac{\partial T}{\partial r} l_r + k_i \frac{\partial T}{\partial z} l_z \right)_{S_{ij}} = \left( k_j \frac{\partial T}{\partial r} l_r + k_j \frac{\partial T}{\partial z} l_z \right)_{S_{ij}}, \quad (2)$$

где  $l_r$  и  $l_z$  – проекции единичного вектора нормали к соответствующим поверхностям на координатные оси  $z$  и  $r$ , т.е. на границах, параллельных оси  $z$   $l_z = 0$ ,  $l_r = 1$ , а на границах, параллельных оси  $r$  –  $l_r = 0$ ,  $l_z = 1$ . Кроме того, полагается равенство температур на соответствующих границах.

Слагаемое  $Q$  в уравнении (1) описывает тепловыделение на торце оптического волокна за счет поглощения оптического излучения. Его интенсивность зависит от плотности мощности оптического излучения и коэффициента поглощения оптического излучения. Полагается, что площадь теплового источника равна площади модового пятна с центром в начале координат. Сам источник описывается формулой

$$Q = (\alpha_0 + \alpha_e) \frac{P}{A_{eff}} \Gamma, \quad (3)$$

где  $\alpha_0$  – коэффициент, характеризующий поглощения излучения кварцевым стеклом при нормальных условиях,  $\text{м}^{-1}$ ,  $\alpha_e$  – коэффициент, характеризующий

поглощение излучения электронным газом, образованным при температурах выше  $1273 \text{ К}$ ,  $\text{м}^{-1}$ ,  $P$  – вводимая мощность излучения,  $\text{Вт}$ ;  $\Gamma$  – стандартное распределение Гаусса;  $A_{eff}$  – эффективная площадь модового пятна,  $\text{м}^2$ . Так, при температуре более  $3000 \text{ К}$  –  $\alpha_0 \sim 1 \text{ м}^{-1}$ ,  $\alpha_e \sim 10^4 \text{ м}^{-1}$ . Подробное описание источника тепла дано авторами в [16, 17].

В воздушном зазоре из-за неоднородного распределения температуры может наблюдаться конвективное течение, которое описывается системой уравнений свободной конвекции в приближении Буссинеска, включающей уравнения движения

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \vec{v} + g \beta T \vec{y}, \quad (4)$$

теплопереноса

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) T = \chi \Delta T, \quad (5)$$

и непрерывности

$$\text{div } \vec{v} = 0, \quad (6)$$

где  $t$  – время, с;  $\vec{v}$  – вектор скорости,  $\text{м}/\text{с}$ ;  $T$  – температура,  $\text{К}$ ;  $g$  – ускорение свободного падения,  $\text{м}/\text{с}^2$ ; направлен против оси  $Oz$ ;  $\rho$  – плотность,  $\text{кг}/\text{м}^3$ ;  $\nu$  – кинематическая вязкость,  $\text{м}^2/\text{с}$ ;  $\chi$  – коэффициент температуропроводности,  $\text{м}^2/\text{с}$ .

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:

$$\vec{v} = 0. \quad (7)$$

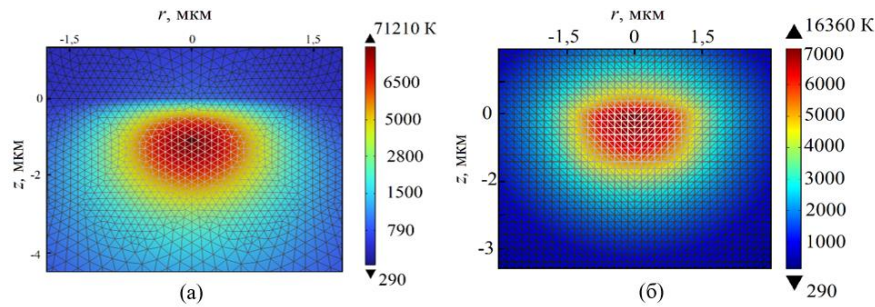
В математической модели учитывается тепловое излучение, возникающее на выходном торце оптического волокна (метка Б на рис. 1) и отраженное от плоскости инициатора (метка А на рис. 1). Согласно спецификации оптического волокна, большая часть излучения распространяется по его сердцевине радиусом  $4.1 \text{ мкм}$ . 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 [23]:

$$r_A(z) = r_c \sqrt{1 + \left( \frac{\lambda z}{\pi r_c^2} \right)^2}, \quad (8)$$

где  $r_c$  – радиус сердцевины волокна,  $\text{мкм}$ ;  $\lambda$  – длина волны излучения,  $\text{мкм}$ .

В рамках модели предполагалось, что нагрев волокна возникает в результате интерференции прошедшего и отраженного излучения, поэтому размер воздушного зазора полагался кратным длине волны распространяющегося излучения  $\lambda = 1.125 \text{ мкм}$  и варьировался от  $1.125$  до  $15.75 \text{ мкм}$ .

В модели учитывалось тепловое излучение от оптического волокна и инициатора. Наибольший вклад в тепловое излучение вносили области А и Б (см рис. 1), где температура превышала значение температуры окружающей среды при распространении оптического излучения. Принималось, что и волокно, и инициатор поглощают все падающее на



**Рис. 2.** Сравнение температурных полей вблизи источника тепла в задачах: а – идеального контакта; б – неидеального контакта

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:

$$E_0 = \varepsilon_0 \sigma_0 (T_1^4 + T_2^4), \quad (9)$$

где  $\varepsilon_0 = 1$  – интегральная степень черноты;  $\sigma_0 = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$  – постоянная Стефана-Больцмана;  $T_1$  – температура более нагретого тела, К;  $T_2$  – температура менее нагретого тела, К.

На границах контактов соприкасающихся областей  $S_{12}, S_{14}, S_{23}, S_{24}, S_{34}, S_{15}$  (на рис. 1 обозначена буквой Б),  $S_{25}, S_{35}, S_{45}$  были применены условия сопряжения или баланса тепловых потоков по формуле (2). Внешняя граница расчетной области, относящаяся к волокну,  $S_1$  считалась идеально теплопроводной и на ней задавалась температура окружающей среды  $T_0 = 293 \text{ К}$ . На внешней границе воздушной области  $S_5$  был задан теплообмен между окружающей средой и воздухом с учетом закона Фурье [24]:

$$-k_s \frac{\partial T_5}{\partial n} = \beta (T_5 - T_0), \quad (10)$$

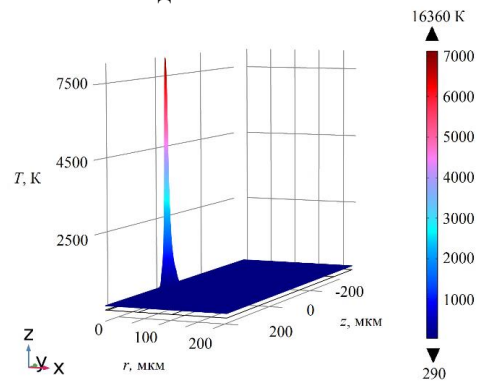
где  $k_s$  – коэффициент теплопроводности на границе  $S_5$ ,  $\text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ ,  $\beta = 5 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$  – коэффициент теплопередачи,  $T_5$  – температура воздуха на границе  $S_5$ , К;  $T_0 = 293 \text{ К}$  – температура окружающей среды вдали от волокна и инициатора.

### 3. Исследование расчетной сетки

Расчетная область состояла из 5 доменов. 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 сердцевинки волокна, где происходило измельчение расчетной сетки. В результате расчета получены температурные поля в волокне и инициаторе. На рис. 2 приведено сравнение температурных полей для идеального [16] и неидеального контакта вблизи источника тепла.

Максимальная температура в центре плазменного пятна через 0.1 мс для излучения с длиной волны  $\lambda = 1125 \text{ нм}$  и мощностью  $P = 2 \text{ Вт}$  с идеаль-

ным контактом составила 71210 К [16], а с неидеальным контактом – 16360 К. 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  $\sim 6500\text{--}7000 \text{ К}$ . Необходимо отметить, что экспериментальные исследования показывают, что в центре плазменного очага достигается температура  $\sim 5500\text{--}10000 \text{ К}$  [24]. Это 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.

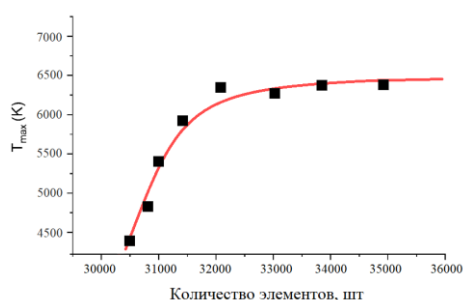


**Рис. 3.** Температурное поле, полученное через 0.1 с после ввода излучения

Пример температурного поля для неидеального контакта с воздушным зазором 11.25 мкм для излучения с длиной волны  $\lambda = 1125 \text{ нм}$  и мощностью  $P = 2 \text{ Вт}$  показан на рис. 3.

Была исследована сходимость результатов при увеличении количества сеточных элементов. Для этого была построена зависимость максимальной температуры  $T_{\text{max}}$ , которая достигается в волокне с излучением 2 Вт через 0.1 мс, от количества сеточных элементов в расчетной области. В расчете были исключены максимальные значения температуры, обусловленные математической сингулярностью. Полученная зависимость показана на рис. 4. Черные квадратики показывают значения температуры при различном количестве элементов сетки, а линия – это тренд, построенный на основании метода наименьших квадратов.

Решение сходится к значению  $T_{\max} \approx 6400$  К при общем количестве элементов расчетной сетки более, чем 32000. При таком количестве сеточных элементов максимальный и минимальный линейные размеры ячейки сетки составили соответственно 3 мкм и 0.08 мкм. Для оценки применимости физики сплошных сред было вычислено количество молекул воздуха, помещающихся в ячейках минимального размера. Площадь таких ячеек составляла  $4000 \text{ нм}^2$ . С учетом того, что воздух представляет собой смесь газов, где наибольшая часть принадлежит азоту, то имеет смысл оценить количество молекул азота в ячейке минимального размера. Молекула азота имеет эффективный диаметр 0.28 нм [25], следовательно, площадь одной молекулы азота занимает около  $1.12 \text{ нм}^2$ . Расстояние между молекулами воздуха составляет около 3.7 нм [26].



**Рис. 4.** Зависимость максимальной температуры от общего количества элементов сетки: черные квадратики – значения температуры при различном количестве элементов сетки, красная линия – линия тренда

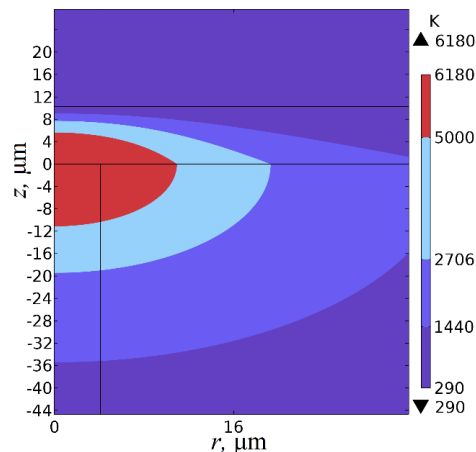
Представив молекулу азота окружностью диаметром 0.38 нм в центре квадрата со сторонами 3.7 нм, можно оценить площадь, которую занимает одна молекула воздуха с учетом расстояния до другой молекулы – около  $16 \text{ нм}^2$ . Таким образом, в ячейке минимального размера должно поместиться более 250 молекул воздуха, что позволяет проводить вычисления в рамках приближения сплошной среды.

Оценки характерных вязких времен возникновения конвективных течений и возникновения плазменного очага дают близкие по порядку величины значения.

#### 4. Результаты моделирования

В ходе математического моделирования на основании уравнений (1)–(10) 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 (1440 К), газообразное (2706 К) и плазма (5000 К). На рис. 5 представлен пример рассчитанного температурного поля для излучения с длиной волны

$\lambda = 1.125$  мкм и мощностью  $P = 1$  Вт через промежуток времени 1 с после ввода излучения для воздушного зазора 9 мкм. По полученным распределениям температурного поля для каждого значения величины воздушного зазора были рассчитаны:  $t_0$  – время возникновения области плазмообразования,  $t_1$  – время достижения фронтом плазмообразования границы сердцевина-оболочка  $S_{12}$  (время возникновения оптического пробоя),  $P_{\min}$  – пороговая мощность оптического пробоя.



**Рис. 5.** Распределение температурного поля температуры вблизи области нагрева через 1 с после ввода излучения в волокно

По полученным распределениям температурного поля для каждого значения величины воздушного зазора были рассчитаны:  $t_0$  – время возникновения области плазмообразования,  $t_1$  – время достижения фронтом плазмообразования границы сердцевина-оболочка  $S_{12}$  (иначе, время возникновения оптического пробоя),  $P_{\min}$  – пороговая мощность оптического пробоя. В табл. 1 представлены результаты расчета времен и минимальной мощности для различных воздушных зазоров.

Как видно из табл. 1, 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  $\lambda$ . Время достижения фронта плазмообразования границы сердцевина-оболочка не зависит от размера воздушного зазора и в среднем составляет  $t_1 = (2.43 \pm 0.01)$  мкс. Пороговая мощность 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 [27].

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 различных задачи: задача идеального контакта [16],

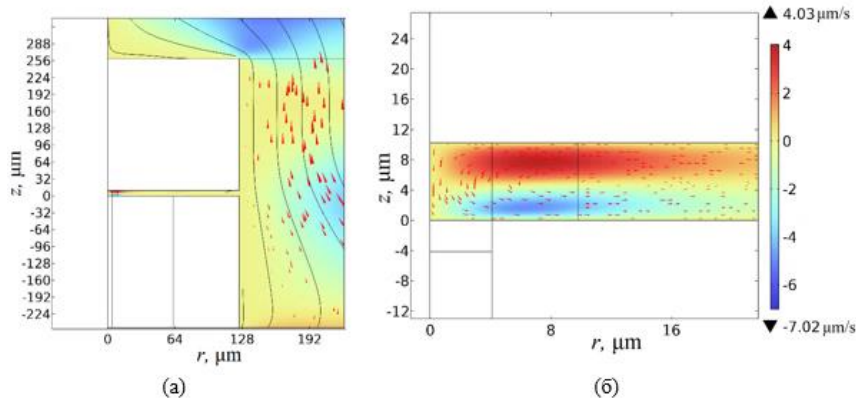


Рис. 6. Распределение поля скоростей: а – общий вид; б – вблизи источника тепла

задача неидеального контакта с конвективным течением и задача неидеального контакта без конвективных течений. Были рассчитаны характерные времена возникновения плазменного очага и пороговая мощность оптического пробоя. Результаты расчётов приведены в табл. 2.

Табл. 1. Характерные времена фронта плазмообразования

Размер воздушного зазора, мкм	1.125	4.50	9.00	15.75
$t_0$ , мкс	0.89	0.92	0.99	1.024
$t_1$ , мкс	2.43	2.43	2.42	2.43
$P_{\min}$ , мВт	0.41	0.41	0.41	0.40

Табл. 2. Сравнение результатов задачи с идеальным контактом и неидеальным

Контакт инициатора и волокна	Идеальный	Неидеальный	
		Размер зазора, мкм	Наличие конвекции
Размер зазора, мкм	0	11.25	11.25
Наличие конвекции	нет	нет	есть
$t_0$ , мкс	0.23	0.99	0.98
$t_1$ , мкс	0.35	2.42	2.40
$P_{\min}$ , мВт	270	410	410

Как видно из табл. 2, 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, которые наблюдались в расчетах с идеальным контактом инициатора и волокна [16], в рамках данной 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  $T_0 = 293$  К.

Однако значения рассчитанных параметров в задаче с неидеальным контактом с учетом конвективных течений слабо отличаются от значений, полученных без учета конвективных течений воздуха. Следовательно, конвекция слабо отводит тепло по сравнению с другими механизмами теплопереноса. На рис. 6 приведен пример рассчитанного поля скорости, где видно, что максимальные значения скорости потока воздуха составляют до 7 мкм/с, т.е. конвективные течения не интенсивные.

## 5. Обсуждение результатов и заключение

В работе была разработана математическая модель, описывающая возникновения оптического пробоя на торце оптического волокна при неидеальном контакте с инициатором. К недостаткам модели следует отнести сингулярность численного решения, приводящую к возникновению anomalously высоких значений температуры более 16000 К. 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 0.08 мкм, что позволяет проводить вычисления в рамках приближения сплошной среды. Возможно, наличие сингулярности при расчете поля температуры связано с использованием осесимметричной постановкой задачи и корректностью вычисления производных на оси симметрии. Для проверки данной гипотезы необходимо выполнить вычисления в полной геометрической постановке.

В результате расчетов были получены температурные поля во всей расчетной области и поле скорости в воздушном зазоре между волокном и инициаторов, а также вокруг них. По границам температурных фронтов определялись области, где

возможно возникновение различных фазовых состояний кварцевого стекла, а именно: жидкого, газообразного и плазмы.

В модели были учтены возможные конвективные течения воздуха и тепловое излучение от разогретых торца волокна и участка поверхности инициатора, куда падало оптическое излучение. Принималось, что и волокно, и инициатор поглощают все падающее на них электромагнитное излучение, т.е. являются абсолютно черным телом.

В рамках исследования сходимости решения при дроблении расчетной сетки было показано, что аномально высокая температура в расчетной области проявляется в не более, чем в двух ячейках расчетной сетки. Данный факт позволяет интерпретировать аномально высокую температуру, как некоторую математическую сингулярность численного решения, которая исключается при анализе результатов. Необходимо отметить, что подобные аномалии в температурном поле наблюдаются и в работах других авторов. В дальнейшем планируется модернизация численной модели.

В результате расчетов оценивалось влияние размера воздушного зазора в промежутке от 1.125 до 15.75 мкм, а также наличие конвективных течений. Было выявлено, что наличие зазора между торцом оптического волокна и поверхностью инициатора существенно влияет на время возникновения и пороговую мощность оптического пробоя. Так, время возникновения плазмы  $t_0$  увеличивается более, чем в 5 раз, время достижения фронта плазмообразования границы сердцевина-оболочка  $t_1$  (время возникновения оптического пробоя) – более, чем в 3 раза, пороговая мощность  $P_{\min}$  – более, чем в 1,5 раза по сравнению с теми же параметрами, рассчитанными в задаче идеального контакта волокна и инициатора. При этом стоит отметить, что указанные характерные времена оптического пробоя и пороговая мощность слабо зависят от размера воздушного зазора, за исключением времени возникновения плазмы в волокне, которое растет на ~2 % с увеличением размера воздушного зазора.

В работе на основании уравнений тепловой конвекции в приближении Буссинеска исследовалось влияние конвективных течений на параметры оптического пробоя на торце волокна. Для этого было решено три различных задачи: задача идеального контакта, задача неидеального контакта с конвективным течением и задача неидеального контакта без конвективных течений. В результате расчетов получилось, что значения рассчитанных параметров в задаче с неидеальным контактом с учетом конвективных течений слабо отличается от значений, полученных без учета конвективных течений воздуха. Следовательно, конвекция слабо отводит тепло по сравнению с другими механизмами теплопереноса.

Необходимо отметить, что использование приближения Буссинеска в данной задаче является не совсем корректным. Соответственно, моделирование на основании этих приближений приводит только к оценочным результатам влияния конвекции. В дальнейшем планируется уточнить влияние

движения воздуха на теплообмен в воздушном зазоре между волокном и инициатором исходя из понимания того, что воздух – сжимаемая слабовязкая среда, а характерные градиенты температур достаточно велики.

Результаты настоящей работы возможно применить для повышения управляемости оптического пробоя на торце оптического волокна при создании внутриволоконных датчиков и рассеивателей [28–30]. Настоящая модель может с хорошей точностью спрогнозировать пороговую мощность оптического волокна, т.к. полученная в ходе расчетов пороговая мощность совпадает с экспериментальным значением [27]. Для улучшения прогностических свойств характерных времен, размеров и формы области плазмообразования и уточнения результатов расчетов необходимо учитывать дополнительные механизмы теплопереноса.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-21-00169.

### Список литературы

1. *Kashyap R.* Self-propelled self-focusing damage in optical fibers // Proc. Xth Inter. Conf. on Lasers, Lake Tahoe, USA, 1987. STS Press, 1988. P. 859–866.
2. *Kashyap R., Blow K. J.* Observation of catastrophic self-propelled self-focusing in optical fibers // Electron. Lett. 1988. Vol. 24. № 1. P. 47–49.
3. *Kashyap R., Sayles A. H., Cornwell G. F.* Heat flow modeling and visualization of catastrophic self-propagating damage in single-mode optical fibers at low powers // Proc. SPIE. 1997. Vol. 2966. P. 586–591.
4. *Yakovlenko S. I.* On reasons for strong absorption of light in an optical fibre at high temperature // Quantum Electron. 2004. Vol. 34. P. 787–789.
5. *Dianov E. M., Mashinsky, V. M., Myzina, V. A., Sidorin, Y. S., Streltsov, A. M., Chickolini, A. V.* Change of refractive index profile in the process of laser-induced fibre damage // Soviet Lightwave Communications. 1992. Vol. 2. №. 4. P. 293–299.
6. *De Rosa M., Carberry J., Bhagavatula V., Wagner K., Saravanos C.* High-power performance of single-mode fiber-optic connectors // Journal of Lightwave Technology. 2002. Vol. 20. №. 5. P. 851.
7. *Atkins R. M., Simpkins P. G., Yablon A. D.* Track of a fiber fuse: a Rayleigh instability in optical waveguides // Optics Letters. 2003. Vol. 28. №. 12. P. 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. Vol. 36. №. 5. P. 414–415.
9. *Yanagi S., Asakawa S., Kobayashi M., Shuto Y., Nagase R.* Fiber fuse terminator // Proc. 5th Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics. 2003. Vol. I. P. 386.
10. *Driscoll T. J., Calo J. M., Lawandy N. M.* Explaining the optical fuse // Opt. Lett. 1991. Vol. 16. № 13. P. 1046–1048

11. Devine R. A. B., Fiori C. Thermally activated peroxy radical dissociation and annealing in vitreous SiO<sub>2</sub> // *Journal of Applied Physics*. 1985. Vol. 58. № 9. P. 3368-3372.
12. Stolen R. H., Lin C. Self-phase-modulation in silica optical fibers // *Physical Review A*. 1978. Vol. 17. № 4. P. 1448.
13. Smith W. L., Bechtel J. H., Bloembergen N. Dielectric-breakdown threshold and nonlinear-refractive-index measurements with picosecond laser pulses // *Physical Review B*. 1975. Vol. 12. № 2. P. 706.
14. Иоффе А. Ф. Электрическая и механическая прочность и молекулярные силы // *Успехи физических наук*. 1928. Т. 8. № 2. С. 141-154.
15. Чуенков В. А. Современное состояние теории электрического пробоя твёрдых диэлектриков // *Успехи физических наук*. 1954. Т. 54. № 10. С. 185-230.
16. Старикова В. А., Конин Ю. А., Петухова А. Ю., Перминов А. В. Математическое моделирование температурных полей при пробое оптического волокна // *Вестник Пермского университета. Физика*. 2024. № 1. С. 24–32.
17. Starikova V. A., Konin Yu. A., Petukhova A. Yu., Aleshkina S. S., Petrov A. A., Perminov A. V. Mathematical model of fuse effect initiation in fiber core // *Algorithms*. 2023. Vol. 16. № 7. P. 331–348.
18. Shuto Y. Electron density estimation and fiber fuse simulation in laser-irradiated bulk glass // *Journal of Electrical and Electronic Engineering*. 2022. Vol. 10. № 1. P. 1-9.
19. Shuto Y. Heat conduction modeling of fiber fuse in single-mode optical fibers // *Journal of Photonics*. 2014. № 1. P. 645207.
20. Yakovlenko S. I. Mechanism for the void formation in the bright spot of a fiber fuse // *Laser Phys*. 2006. Vol. 16. № 3. P. 474-476.
21. Rocha A. M. Study of fiber fuse effect on different types of single mode optical fibers // *Proc. of 15th European Conf. on Networks and Opt. Comm. and 5th Conf. on Opt. Cabling and Infrastructure*, Universidade do Algarve, 2010. P. 71-75.
22. Carslaw H. S., Jaeger J. K. *Conduction of Heat in Solids*. Oxford: Oxford Univ. Press, 1959. 517 p.
23. Зеленовский, П. С. Основы интегральной и волоконной оптики. Екатеринбург: изд-во УрФУ. 2019. 132 с.
24. Dianov E. M. et al. High-speed photography, spectra, and temperature of optical discharge in silica-based fibers // *IEEE Photonics Technology Letters*. 2006. Vol. 18. № 6. P. 752-754.
25. Краснов К.С. Молекулы и химическая связь. М.: изд-во «Высшая школа». 1984. 295 с.
26. Феодоровский В.Е. Анализ сжимаемости воздуха и инертных газов. // *Инновационная наука*. 2020. № 10. С. 16–21.
27. Todoroki S. Modes and threshold power of fiber fuse propagation // *IEICE Trans. Commun*. 2013. V. J96-B. № 3. P. 243–248.
28. André P. S., Domingues M. F., Antunes P., Alberto N., Frias A. R., Ferreira R. A. S. Sensors based on recycled optical fibers destroyed by the catastrophic fuse effect // *Proc. SPIE*. 2014. Vol. 9286, 92862U.
29. Domingues A. P., Paixão T., Mesquita E., Alberto N., Antunes P., Varum H., André P. S. Hydrostatic pressure sensor based on micro-cavities developed by the catastrophic fuse effect // *Proc. SPIE*. 2015. Vol. 9634, 96345M.
30. 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. V. 86. № 1. P. S100–S103.

## References

1. Kashyap R. Self-propelled self-focusing damage in optical fibers. *Proc. Xth Inter. Conf. on Lasers*, Lake Tahoe, USA, 1987. STS Press, 1988, pp. 859–866.
2. Kashyap R., Blow K. J. Observation of catastrophic self-propelled self-focusing in optical fibres. *Electron. Lett.*, 1988, vol. 24, no. 1, pp. 47–49.
3. Kashyap R., Sayles A. H., Cornwell G. F. Heat flow modeling and visualization of catastrophic self-propagating damage in single-mode optical fibres at low powers. *Proc. SPIE*, 1997, vol. 2966, pp. 586–591.
4. Yakovlenko S. I. On reasons for strong absorption of light in an optical fibre at high temperature. *Quantum Electron.*, 2004, vol. 34, pp. 787–789.
5. Dianov E. M., Mashinsky, V. M., Myzina, V. A., Sidorin, Y. S., Streltsov, A. M., Chickolini, A. V. Change of refractive index profile in the process of laser-induced fibre damage. *Soviet Lightwave Communications*, 1992, vol. 2, no. 4, pp. 293–299.
6. De Rosa M., Carberry J., Bhagavatula V., Wagner K., Saravanos C. High-power performance of single-mode fiber-optic connectors. *Journal of Lightwave Technology*, 2002, vol. 20, no. 5, 851.
7. Atkins R. M., Simpkins P. G., Yablon A. D. Track of a fiber fuse: a Rayleigh instability in optical waveguides. *Optics Letters*, 2003, vol. 28, no. 12, pp. 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, vol. 36, no. 5, pp. 414–415.
9. Yanagi S., Asakawa, S., Kobayashi, M., Shuto, Y., Nagase, R. Fiber fuse terminator. *Proc. 5th Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics*, 2003, vol. 1, p. 386.
10. Driscoll T. J., Calo J. M., Lawandy N. M. Explaining the optical fuse. *Opt. Lett.* 1991, vol. 16, no. 13, pp. 1046–1048
11. Devine R. A. B., Fiori C. Thermally activated peroxy radical dissociation and annealing in vitreous SiO<sub>2</sub>. *Journal of Applied Physics*, 1985, vol. 58, no. 9, pp. 3368-3372.
12. Stolen R. H., Lin C. Self-phase-modulation in silica optical fibers. *Physical Review A*, 1978, vol. 17, no. 4, 1448.



13. Smith W. L., Bechtel J. H., Bloembergen N. Dielectric-breakdown threshold and nonlinear-refractive-index measurements with picosecond laser pulses. *Physical Review B*, 1975, vol. 12, no. 2, p. 706.
14. Ioffe A. F. Elektricheskaia i mekhanicheskaia prochnost' i molekuliarnye sily [Electric and mechanical strength and molecular forces]. *Physics Uspekhi*, 1928, vol. 8, no. 2, pp. 141–154 (In Russian).
15. Chuenkov V. A. Sovremennoe sostoianie teorii elektricheskogo probоя tverdykh dielektrikov [Current state of the theory of electrical breakdown of solid dielectrics]. *Physics Uspekhi*, 1954, vol. 54, no. 10, pp. 185–230 (In Russian).
16. Starikova V. A., Konin Yu. A., Petukhova A. Yu., Perminov A. V. A mathematical model of optical breakdown of an optical fiber core. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2024, no. 1, pp. 24–32.
17. Starikova V. A., Konin Yu. A., Petukhova A. Yu., Aleshkina S. S., Petrov A. A., Perminov A. V. Mathematical model of fuse effect initiation in fiber core. *Algorithms*, 2023, vol. 16, no. 7, pp. 331–348.
18. Shuto Y. Electron density estimation and fiber fuse simulation in laser-irradiated bulk glass. *Journal of Electrical and Electronic Engineering*, 2022, vol. 10, no. 1, pp. 1–9.
19. Shuto Y. Heat conduction modeling of fiber fuse in single-mode optical fibers. *Journal of Photonics*, 2014, no. 1, 645207.
20. Yakovlenko S. I. Mechanism for the void formation in the bright spot of a fiber fuse. *Laser Phys.*, 2006, vol. 16, no. 3, pp. 474–476.
21. Rocha A. M. Study of fiber fuse effect on different types of single mode optical fibers. *Proc. of 15th European Conf. on Networks and Opt. Comm. and 5th Conf. on Opt. Cabling and Infrastructure*, Universidade do Algarve, 2010, pp. 71–75.
22. Carslaw H. S., Jaeger J. K. *Conduction of Heat in Solids*. Oxford, UK: Oxford Univ. Press, 1959. 517 p.
23. Zelenovskii P. S. *Osnovy integral'noj i volokonnoj optiki* [Fundamentals of integrated and fiber optics]. Yekaterinburg: Ural Federal Univ., 2019. 132 p. (In Russian).
24. Dianov E. M. et al. High-speed photography, spectra, and temperature of optical discharge in silica-based fibers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2006, vol. 18, no. 6, pp. 752–754.
25. Krasnov K. S. *Molekuly i himicheskaja svjaz'* [Molecules and chemical bonding]. Moscow: "Vysshaja shkola", 1984. 295 p. (In Russian).
26. Fedorovsky V. E. Analysis of compressibility of air and inert gases. *Innovative Science*, 2020, no. 10, pp. 16–21 (In Russian).
27. Todoroki S. Modes and threshold power of fiber fuse propagation. *IEICE Trans. Commun.*, 2013, vol. J96-B, no. 3, pp. 243–248.
28. André P. S., Domingues M. F., Antunes P., Alberto N., Frias A. R., Ferreira R. A. S. Sensors based on recycled optical fibers destroyed by the catastrophic fuse effect. *Proc. SPIE*, 2014, vol. 9286, 92862U.
29. Domingues A. P., Paixão T., Mesquita E., Alberto N., Antunes P., Varum H., André P. S. Hydrostatic pressure sensor based on micro-cavities developed by the catastrophic fuse effect. *Proc. SPIE*, 2015, vol. 9634, 96345M.
30. Konin Y. A., Petrov A. A., Starikova V. A., Smolnikov A. G. Wide temperature range fiber optic sensor. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.*, 2022, vol. 86, no. 1, pp. S100–S103.

**Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:**

Старикова В. А., Перминов А. В. Оптический пробой волокна при неидеальном контакте с инициатором // Вестник Пермского университета. Физика. 2024. № 4. С. 05–13. doi: 10.17072/1994-3598-2024-4-05-13

**Please cite this article in English as:**

Starikova V. A., Perminov A. V. Optical breakdown of a fiber in the case of a non-ideal contact with the initiator. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2024, no. 4, pp. 05–13. doi: 10.17072/1994-3598-2024-4-05-13

**Сведения об авторах**

1. *Виктория Александровна Старикова*, мл. науч. сотрудник и аспирант, Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Комсомольский проспект, 29, Пермь, 614990; инженер-исследователь ПАО «Пермская научно-производственная приборостроительная компания», ул. 25 Октября, 106, Пермь, 614007.
2. *Анатолий Викторович Перминов*, д-р. физ.-мат. наук, заведующий кафедрой общей физики, Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Комсомольский проспект, 29, Пермь, 614990.

**Author information**

1. *Viktoriya A. Starikova*, Junior Researcher, Postgraduate Student, Perm National Research Polytechnic University; 29, Komsomolsky prospekt, Perm, 614990, Russia; Research Engineer, Perm Research and Production Instrument-Making Company (PNPPK), PАО (PJSC); 106, 25th Oktyabrya st., Perm, 614007, Russia.
2. *Anatoliy V. Perminov*, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Head of the Department of General Physics, Perm National Research Polytechnic University; 29, Komsomolsky prospekt, Perm, 614990, Russia.