

МЕТОДЫ И ПРИБОРЫ ДЛЯ АНАЛИЗА И КОНТРОЛЯ МАТЕРИАЛОВ, ИЗДЕЛИЙ, ВЕЩЕСТВ И ПРИРОДНОЙ СРЕДЫ

METHODS AND INSTRUMENTS FOR ANALYSIS AND MONITORING OF THE NATURAL ENVIRONMENT, SUBSTANCES, MATERIALS AND PRODUCTS

УДК 536.248.2
DOI: 10.17586/0021-3454-2024-67-10-853-866

ВЛИЯНИЕ МАТЕРИАЛА ИНИЦИАТОРА НА ПРОЦЕСС ВОЗНИКНОВЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ В ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ

В. А. Старикова^{1,2*}, А. В. Перминов^{1,2}

¹ Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Пермь, Россия

² Пермская научно-производственная приборостроительная компания, Пермь, Россия

* scherbackova.vict@mail.ru

Аннотация. Представлена математическая модель инициирования оптического пробоя в оптическом волокне. Для повышения управляемости процесса возникновения плазменного очага и структуры дефектов, формируемых им, исследованы различные варианты материалов инициатора. В результате расчетов получены зависимости различных характеристик фронта плазмообразования в волокне от теплофизических свойств материалов инициатора. Даны рекомендации по проведению экспериментальных исследований. Результаты настоящей работы могут быть применены для прогнозирования минимальных мощностей вводимого в волокно оптического излучения, необходимых для возникновения оптического пробоя в волокне при использовании различных материалов инициатора.

Ключевые слова: оптический пробой, плазма, коэффициент теплопроводности

Благодарность: исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-21-00169: <https://rscf.ru/project/23-21-00169/>.

Ссылка для цитирования: Старикова В. А., Перминов А. В. Влияние материала инициатора на процесс возникновения оптического пробоя в оптическом волокне // Изв. вузов. Приборостроение. 2024. Т. 67, № 10. С. 853–866. DOI: 10.17586/0021-3454-2024-67-10-853-866.

INFLUENCE OF INITIATOR MATERIAL ON THE PROCESS OF OPTICAL BREAKDOWN IN OPTICAL FIBER

V. A. Starikova^{1,2*}, A. V. Perminov^{1,2}

¹ Perm National Research Polytechnic University, Perm, Russia

² Perm Scientific-Industrial Instrument Making Company PJSC, Perm, Russia

* scherbackova.vict@mail.ru

Abstract. A mathematical model of optical breakdown initiation in optical fiber is presented. To increase the controllability of the plasma hearth formation process and the structure of defects formed by it, various variants of initiator materials are studied. As a result of calculations, dependences of various characteristics of the plasma formation front in the fiber on the thermophysical properties of the initiator materials are obtained. Recommendations for conducting experimental studies are given. It is assumed that the results can be applied to predict the minimum power of optical radiation injected into the fiber, which is necessary for optical breakdown occurrence a fiber when using various initiator materials.

Keywords: optical breakdown, plasma, thermal conductivity coefficient

Acknowledgments: the study was supported by the Russian Science Foundation grant No. 23-21-00169: <https://rscf.ru/project/23-21-00169/>.

For citation: Starikova V. A., Perminov A. V. Influence of initiator material on the process of optical breakdown in optical fiber. *Journal of Instrument Engineering*. 2024. Vol. 67, N 10. P. 853–866 (in Russian). DOI: 10.17586/0021-3454-2024-67-10-853-866.

Введение. В 1987 г. научной группой под руководством Кашьяпа впервые был описан эффект оптического пробоя, который представляет собой возникновение плазменного очага в волоконно-оптической линии и последующее его распространение навстречу источнику излучения [1–3]. При этом происходит разрушение значительного участка оптоволоконных линий. Данный эффект инициируется в локальной точке нагрева, где резко возрастают поглощение энергии излучения и температура в сердцевине волокна вплоть до температуры возникновения плазмы в кварцевом стекле. Плазменный очаг распространяется по оптическому волокну, расплавляя сердцевину и формируя квазипериодическую структуру дефектов, излучая при этом видимый белый свет.

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 представляют квазипериодические структуры, возникающие в результате прохождения плазменной искры. Эти структуры могут быть использованы в качестве сенсорного, рассеивающего или фильтрующего излучение элемента.

В работах отечественных и зарубежных исследователей, научный интерес которых прикован к эффекту оптического пробоя, описываются физическая сущность эффекта, последствия для оптических волокон, а также методы его изучения. В [4] исследуется оптический пробой в оптическом волокне с оболочкой уменьшенной толщины, обеспечивающей расширение области плазмы и уменьшение ее плотности. В работе описывается взаимодействие плазменного очага с материалом оптического волокна.

Механизм возникновения оптического пробоя в волоконном световоде тесно связан с нелинейным поглощением кварцевого стекла [5–7]. Одномерное уравнение теплопроводности, с учетом изменения оптической мощности вдоль длины оптического волокна, было использовано при моделировании процесса и расчете скорости движения плазменного очага [8]. Полученные значения скорости хорошо согласуются со значениями, полученными в ходе экспериментальных исследований. Результаты расчета показали также зависимость скорости плавления сердцевинного волокна от оптической мощности излучения, вводимого в оптическое волокно. В статьях [9, 10] описаны формирование полостей в волокнах и динамика их распространения явления по волокну.

В целом на фундаментальном уровне наиболее значимый вклад в исследование эффекта плавления волокна был внесен работами Y. Shuto [6, 7, 9, 10], а также S. Todoroki [11–14]. Последний посвятил свои исследования экспериментальному подтверждению теоретических наборок. Наиболее интересной в контексте настоящего исследования является работа [11], в которой экспериментально исследовано время инициации эффекта плавления волокна. Минимальное время запуска реакции составило 0,18 с, а минимальная мощность, при которой удалось запустить реакцию в волокне SMF-28, составила 0,4 Вт [13, 14].

Статьи [15–17] посвящены исследованию инициации эффекта оптического пробоя при наличии электрического разряда или загрязнении коннекторов оптического волокна. Эти работы позволяют углубить понимание явления плавления волокна и могут быть полезны для разработки мер по его предотвращению или управлению.

Ввиду сложности процесса возникновения плазмы и последующего формирования структуры дефектов процесс при исследовании был разделен на два этапа. Первый этап включает в себя инициирование оптического пробоя и формирование плазменного очага. Наблюдаемое время до начала движения плазменной искры составляет 1–2 с [9], однако моделирование данного процесса показало время инициирования менее 1 мс [10, 12, 13], поэтому заданное общее время первого этапа составило менее 1 мс. Второй этап включает в себя процесс движения плазменного очага по волокну с формированием в нем дефектов и не ограничен по времени.

В настоящей статье представлена математическая модель первого этапа плавления (пробоя) оптического волокна, основанная на уравнении теплопроводности. Ряд положений математической модели, алгоритм расчета и некоторые результаты были описаны авторами в [18–20]. В настоящей статье исследуется влияние теплофизических характеристик инициатора и оптического волокна на процесс пробоя волокна и образование в его сердцевине плазмен-

ного очага. Это исследование может быть полезно для понимания механизмов возникновения оптического пробоя, что позволит определить параметры инициатора, влияющие на процесс возникновения пробоя, и в дальнейшем повысить управляемость эффектом для создания периодических структур дефектов. 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, предназначенном для решения параболических интегрально-дифференциальных уравнений, поддерживающих возможность модернизации встроенных алгоритмов и методов расчета, например, за счет введения аналитических функций, скриптов.

Описание математической модели. Математическая модель возникновения плазменного очага описывает момент соприкосновения оптического волокна, в котором распространяется монохромное оптическое излучение, и инициатора. При этом соприкосновении резко возрастает температура в области сердцевинки оптического волокна и формируется плазменный очаг. Поскольку оптическое волокно имеет цилиндрическую форму, в модели использованы цилиндрические координаты (ось z направлена вдоль оси волокна, r — по его радиусу) и осесимметричная постановка задачи.

Расчетная область (рис. 1) представляет собой четыре элемента: отрезок одномодового волокна со ступенчатым профилем показателя преломления SMF-28е, состоящего из сердцевинки (1), оболочки (2) и защитного покрытия (3). Волокно вплотную прижато к инициатору (4) — его материал будет изменяться в ходе исследования. В обозначениях границ контактов S_{12} , S_{14} , S_{23} , S_{24} , S_{34} индексы соответствуют номерам соприкасающихся элементов. Наружная граница волокна и металлической пластины с окружающей средой обозначена S .

В рамках математической модели распределение температурного поля $T(r, z, t)$ во всей расчетной области (рис. 1) описывается уравнением теплопроводности [21]:

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

где $i = 1-4$ — номер элемента в расчетной области (рис. 1); ρ_i — плотность [кг/м³]; C_{Pi} — удельная теплоемкость [Дж/(кг·К)]; k_i — теплопроводность материала [Вт/(м·К)]; Q — источник тепла, интенсивность которого определяется заводимым в волокно оптическим излучением [Вт/м³].

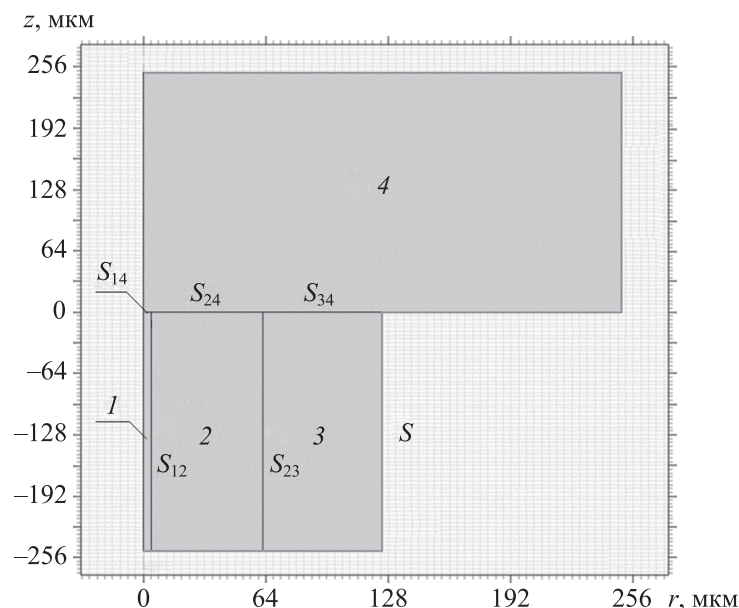


Рис. 1

Слагаемое Q в уравнении (1) описывает тепловыделение, возникающее из-за взаимодействия оптического излучения, распространяющегося по волокну, с инициатором, который вплотную прижат к торцу волокна. Полагается, что в месте контакта торца волокна и пластины воздушного зазора нет. После отражения в сердцевине образуется стоячая волна, энергия которой нелинейно поглощается веществом вблизи границы контакта. Интенсивность этого источника тепла зависит от оптической мощности, длины волны излучения и свойств волокна и рассчитывается по формуле:

$$Q = \alpha \frac{P}{A_{\text{eff}}} \Gamma, \quad (2)$$

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 $\alpha_0 \approx 1 \text{ м}^{-1}$ [5] (при температурах, близких к 293 К) и коэффициента поглощения электронного газа α_e , появившегося при температуре выше 1273 К. При температуре выше 1273 К происходит термическая ионизация молекул легирующих примесей оптического волокна и возникает электронный газ, коэффициент поглощения которого равен [22]:

$$\alpha_e = \frac{k_B n_1}{\sqrt{2}} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\mu_0 c_0 \sigma}{k_0 n_1^2} \right)^2} - 1 \right]^{1/2} \sim \frac{\mu_0 c_0 \sigma}{2 n_1} = \frac{\mu_0 c_0}{2 n_1} e \mu_e n_p \exp \left(-\frac{E_f}{k_B T} \right), \quad (3)$$

где k_B — постоянная Больцмана; n_1 — коэффициент преломления в сердцевине; μ_0 — магнитная постоянная; c_0 — скорость света в вакууме; k_0 — волновое число в вакууме; $n_p = 1,72 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ — концентрация легирующей примеси при нормальной температуре; μ_e — дрейфовая подвижность электронов, варьируемая от 7 до 63 $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, в расчетах полагалось $\mu_e = 50 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ [22]; $E_f = 2,5 \text{ эВ}$ — энергия формирования ионов легирующей примеси.

Эффективная площадь модового пятна в (3) рассчитывается с помощью эффективного радиуса для каждой из длин волн [23]:

$$A_{\text{eff}} = \pi a^2 \left(0,65 + \frac{1,619}{V^{3/2}} + \frac{2,879}{V^6} \right)^2, \quad (4)$$

(где a — радиус сердцевины волокна; V — нормированная частота, определяющая число мод заданного излучения в данной геометрии оптического волокна), т. е. зависит от длины волны излучения и показателей преломления сердцевины и оболочки.

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

$$\left(k_i \frac{\partial T}{\partial r} l_r + k_i \frac{\partial T}{\partial z} l_z \right)_{s_{ij}} = \left(k_j \frac{\partial T}{\partial r} l_r + k_j \frac{\partial T}{\partial z} l_z \right)_{s_{ij}}, \quad (5)$$

где l_r и l_z — проекции единичного вектора нормали к соответствующим поверхностям на координатные оси z и r . Внешняя граница расчетной области S считается идеально теплопроводной и для нее задана температура окружающей среды $T_0 = 293 \text{ К}$.

В расчетах физические свойства оптического волокна задавались согласно спецификации волокна SMF-28e. Теплофизические параметры материалов (плотность, удельная теплоемкость, теплопроводность) задавались для каждого элемента расчетной области как некоторые функции температуры. Вид этих функций выбирался из библиотеки Comsol Multiphysics.

Выбор материала инициатора. В качестве материалов для инициатора (рис. 1, 4) были выбраны: дюралюминий, титан, дерево (дуб) и базальт — распространенные материалы с различными теплофизическими характеристиками.

Дюралюминий — сплав алюминия и меди, усиленный легирующими присадками. В исследовании был выбран дюралюминий Д16, регламентированный ГОСТ 4784-97. Этот сплав широко распространен в различных отраслях промышленности и производства благодаря своим прочности и малому весу. Кроме этого, в ранее проведенных нами экспериментальных исследованиях [19] был использован инициатор из дюралюминия.

Титан также широко используется в различных отраслях промышленности, в частности аэрокосмической, благодаря уникальному сочетанию высокой прочности, низкой плотности и теплопроводности, а также способности выдерживать экстремальные температуры. В исследовании был выбран титан ВТ-1-00 ГОСТ 19807-91.

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

Базальт, излившаяся вулканическая горная порода основного состава (с содержанием кремнезема 44–53 %), является самой распространенной магматической горной породой (занимает около 40 % на континентах и свыше 90 % — на дне океанов). При выборе материала инициатора одним из значимых свойств базальта стало то, что он не выделяет вредных веществ при нагревании, т.е. безопасен для экспериментальных исследований [24, 25]. Стоит отметить, что его теплофизические свойства (для исследования взяты усредненные значения) зависят от структуры породы, слагаемых ее минералов и пустот, которые образуются из газовых флюидов, содержащихся в магме.

Теплофизические характеристики материалов, а именно коэффициент теплопроводности k , плотность вещества ρ и удельная теплоемкость c_p , необходимые для расчетов, были взяты из библиотеки Comsol. Данные характеристики представлены сложными функциями от температуры 293–5000 К, на границах этого диапазона функции приравняются к константам. В табл. 1 представлены константы теплофизических характеристик при граничных температурах для каждого из материалов инициатора.

Таблица 1

Параметр	Дюралюминий		Титан		Базальт		Дерево	
	293 К	5000 К	293 К	5000 К	293 К	5000 К	293 К	5000 К
k , Вт/(м·К)	120	171	22	29	2,50	1,02	00,40	0,043
ρ , кг/м ³	2780	2675	4500	4390	2900	2670	720	690
c_p , Дж/(кг·К)	850	1150	520	845	860	1100	1505	2400

Как видно из табл. 1, для всех материалов, за исключением базальта, коэффициент теплопроводности растет с увеличением температуры. Плотность всех материалов снижается при увеличении температуры, что объясняется термическим расширением и изменением внутренней структуры вещества. Удельная теплоемкость 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 количество энергии. Следовательно, чем выше температура, тем больше теплоты необходимо передать веществу, чтобы изменить его температуру на единицу.

Исследование влияния материала инициатора. В ходе математического моделирования на основании уравнений (1)–(5) было рассчитано температурное поле в оптическом волокне, плотно прижатом к инициатору.

Согласно полученным результатам, в начале процесса тепло возникает на границе волокно–инициатор S_{14} : сердцевина оптического волокна нагревается 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 (жидкое, газообразное или плазма). Температуре плавления кварца (оптического волокна) соответствует значение 1440 К, парообразованию в волокне — 2706 К, образование плазмы начинается с 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, отсчитываемых 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 координатам $r_{\max}$ и $z_{\max}$.

На рис. 2 приведен пример распределения температурного поля за 1 мс в области соприкосновения оптического волокна и инициатора при разных коэффициентах теплопроводности: a — 18, b — 200 Вт/(м·К).

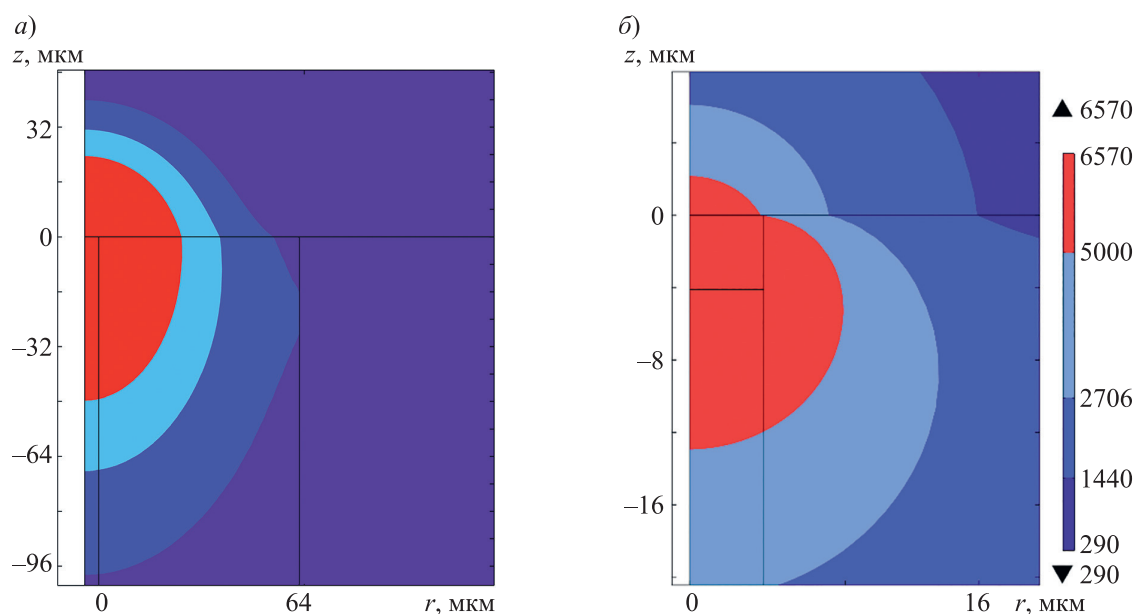


Рис. 2

Предполагается, 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 расчетов 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 значения времени для 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 табл. 2 представлены результаты расчета времени, размеров плазменного очага и минимальной мощности для каждого из исследуемых материалов.

Таблица 2

Параметр	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	22,21	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

Для расчета значений t_0 , t_1 , t_2 , $r_{\max}$ 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 [9].

Как видно из табл. 2, наибольшее значение времени возникновения плазмы в оптическом волокне t_0 было получено в случае титанового инициатора, а наименьшее — при расчете с инициатором из базальта. Необходимо отметить, что время возникновения плазмы t_0 практически одинаково 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 — с инициатором из дерева. Как видно из табл. 1, дюралюминий обладает наибольшим 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 — при расчете с инициатором из дерева. Как видно из табл. 1, 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 табл. 1, 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, в результате область нагрева в волокне остается наименьшей, по сравнению с другими материалами 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 — для дерева. Как видно из табл. 1, 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 о зависимости рассчитываемых характеристик (t_0 , t_1 , t_2 , $r_{\max}$, $z_{\max}$ и $P_{\min}$) от теплофизических (k , ρ и c_p) было решено провести дополнительное исследование, при котором изменяться будет только один теплофизический параметр, значения остальных будут соответствовать дюралюминию. Данный материал был выбран в качестве базового для расчетов, поскольку он наиболее часто используется в экспериментах [15, 19].

Для графического представления исследуемых зависимостей 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.

Исследование влияния теплофизических параметров инициатора на выходные параметры

Коэффициент теплопроводности. Для подтверждения предположения о влиянии коэффициента теплопроводности были проведены дополнительные расчеты, при которых изменялся только коэффициент теплопроводности инициатора k , а плотность вещества ρ и коэффициент теплоемкости c_p соответствовали параметрам дюралюминия. 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 при изменении коэффициента теплопроводности изменяется незначительно в пределах от 0,18 до 0,21 мкс. Эта зависимость здесь не приводится.

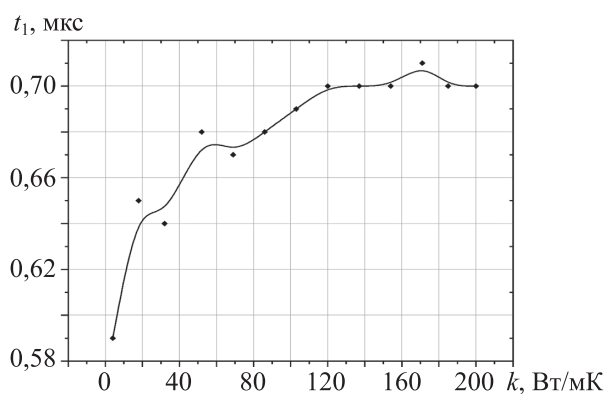


Рис. 3

Зависимость времени достижения фронтом плазмообразования границы сердцевина-оболочка t_1 при увеличении коэффициента теплопроводности k показана на рис. 3.

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 сердцевина-оболочка больше. При инициации оптического пробоя волокна целесообразно выбирать материал инициатора с минимальным коэффициентом теплопроводности. Особенно это будет актуально для неидеального соприкосновения торца волокна с инициатором, когда между волокном и инициатором присутствует воздушный зазор, а поверхность инициатора имеет шероховатости.

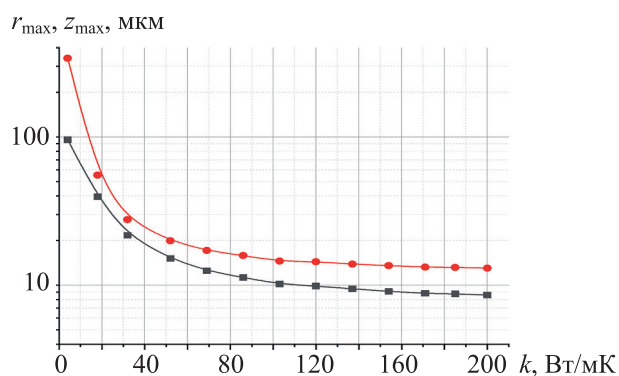


Рис. 4

На рис. 4 приведены графики зависимости максимальных значений радиальной $r_{\max}$ (красная кривая) и осевой $z_{\max}$ (черная кривая) 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 небольших 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 рис. 5 приведена зависимость минимальной мощности $P_{\min}$, необходимой для инициации оптического пробоя волокна, от коэффициента теплопроводности k .

Минимальная оптическая мощность $P_{\min}$ нелинейно возрастает с увеличением коэффициента теплопроводности k . При большем значении k инициатор прогревается больше и быстрее, отбирая у волокна значительное количество теплоты. Поэтому для инициаторов с более высокой теплопроводностью требуется большая минимальная мощность излучения при иницировании оптического пробоя.

Зависимость времени релаксации t_2 фронта плазмообразования от коэффициента теплопроводности k представлена на рис. 6. Из рисунка видно, что время релаксации существенно уменьшается с увеличением коэффициента теплопроводности материала инициатора. Это согласуется с результатами, представленными на рис. 4, 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.

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

Плотность материала инициатора. В следующей серии расчетов изменялась только плотность инициатора ρ , коэффициент теплопроводности k и коэффициент теплоемкости c_p соответствовали дюралюминию и выбирались из библиотеки Comsol. В табл. 3 представлены результаты расчетов при изменении плотности инициатора в пределах 500–5000 кг/м³.

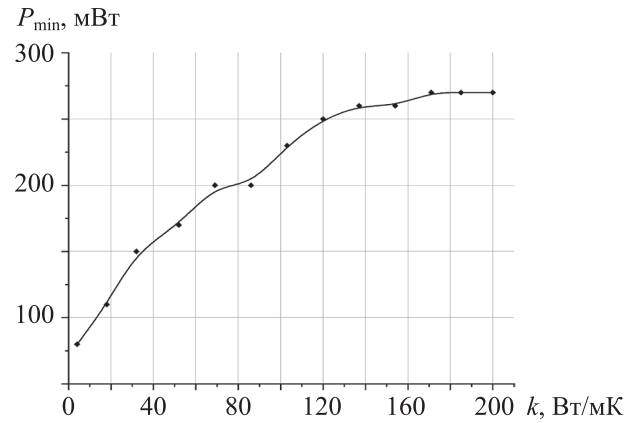


Рис. 5

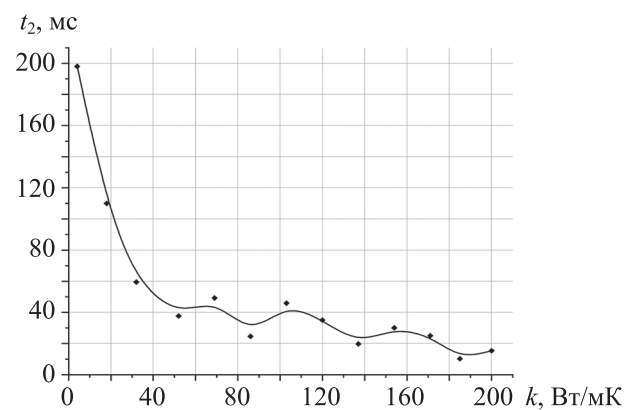


Рис. 6

Таблица 3

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

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 незначительно зависят от плотности инициатора. 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 — $(0,71 \pm 0,003)$ мкс, радиальный $r_{\max}$ размер области плазмообразования — $(8,83 \pm 0,005)$ мкм, осевой $z_{\max}$ — $(13,29 \pm 0,004)$ мкм. Данные зависимости здесь не приводятся.

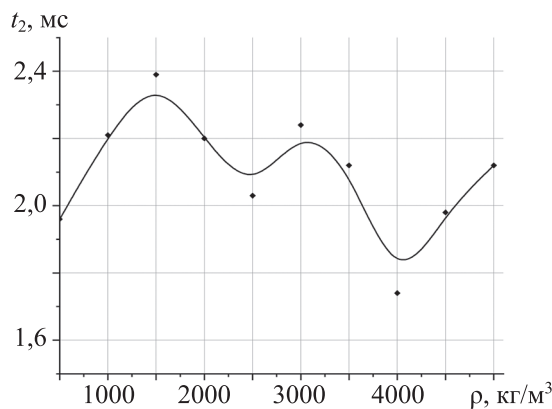


Рис. 7

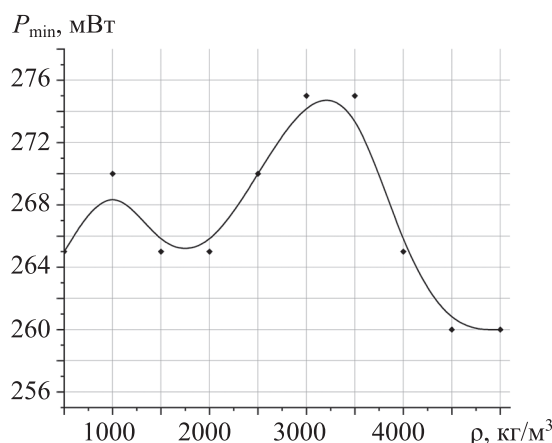


Рис. 8

На рис. 7 приведена зависимость времени релаксации t_2 фронта плазмообразования от плотности инициатора ρ . Видно, что время релаксации фронта плазмообразования нелинейно зависит от изменения плотности инициатора, среднее время релаксации фронта плазмообразования составило $(2,10 \pm 0,18)$ мс.

На рис. 8 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.

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

Коэффициент теплоемкости. На следующем этапе исследования изменялся только коэффициент c_p , коэффициент теплопроводности k и плотность инициатора ρ соответствовали дюралюминию. В табл. 4 представлены результаты расчетов при изменении коэффициента теплоемкости в пределах 860–3700 Дж/(кг·К).

Таблица 4

$c_p, \text{Дж/(кг·К)}$	$t_0, \text{мкс}$	$t_1, \text{мкс}$	$t_2, \text{мкс}$	$P_{\min}, \text{мВт}$	$r_{\max}, \text{мкм}$	$z_{\max}, \text{мкм}$
860	0,16	0,68	24,81	263	13,28	8,83
100	0,17	0,70	23,79	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	8,90
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

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 незначительно зависят

от коэффициента теплоемкости. Время возникновения плазменного очага в сердцевине волокна t_0 составило $(0,17 \pm 0,007)$ мкс, время достижения фронтом плазмообразования границы сердцевины–оболочка t_1 растет до значения теплоемкости $1200 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$, а затем стабилизируется в интервале $(0,72 \pm 0,01)$ мкс. Радиальный размер области плазмообразования составил $(8,85 \pm 0,05)$ мкм, осевой — $(13,27 \pm 0,05)$ мкм. Данные зависимости здесь не приводятся.

На рис. 9 приведена зависимость времени релаксации t_2 фронта плазмообразования от коэффициента теплоемкости c_p .

Из рис. 9 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 рис. 10 приведена зависимость минимальной мощности оптического излучения, необходимой для инициации оптического пробоя, $P_{\min}$ от коэффициента теплоемкости c_p .

Как видно из рис. 10, минимальная мощность оптического излучения, необходимая для инициации оптического пробоя, растет с увеличением коэффициента теплоемкости до $2350 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$, а после этого снижается. Пороговое значение $P_{\min}$ составило 275 мВт .

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

Заключение. В работе предложена математическая модель, описывающая стадию возникновения оптического пробоя в одномодовом оптическом волокне при помощи инициатора. В рамках исследования изменялся материал инициатора: дюралюминий, титан, дерево (дуб) и базальт.

Были определены границы температурных фронтов в волокне, соответствующих областям, где возможно возникновение различных фазовых состояний кварцевого стекла, а именно: жидкое, газообразное и плазма. По границам фронта плазмообразования были оценены различные его характеристики: времена эволюции, максимальные размеры в волокне и минимальная мощность, необходимая для инициирования оптического пробоя при различных материалах инициирования.

В результате расчетов получены зависимости различных характеристик фронта плазмообразования в волокне от теплофизических свойств материалов инициатора. Для проведения эксперимента необходимо выбирать материал инициатора с меньшим коэффициентом теплопроводности, большей теплоемкостью с целью быстрого и надежного инициирования оптического пробоя. Влияние плотности инициатора на параметры возникновения пробоя не было подтверждено.

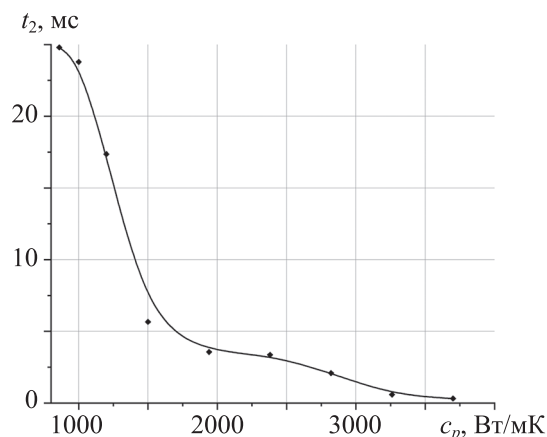


Рис. 9

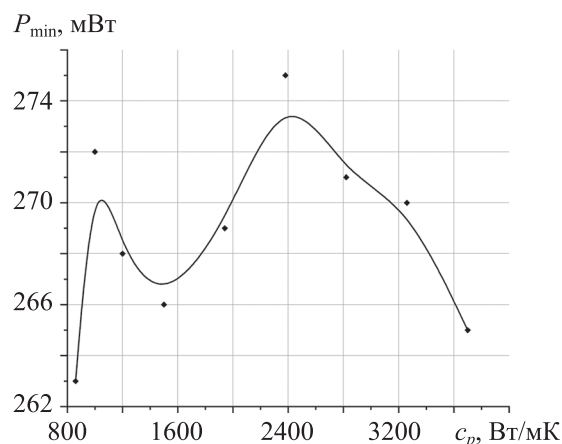


Рис. 10

Результаты настоящей работы могут быть применены для прогнозирования минимальных мощностей вводимого в волокно оптического излучения, необходимых для возникновения оптического пробоя в волокне. Для улучшения прогностических свойств модели и уточнения результатов расчетов необходим более корректный учет теплофизических свойств материала волокна в областях, в которых реализуются различные фазовые состояния вещества.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kashyap R.* Self-propelled self-focusing damage in optical fibers // Proc. X Inter. Conf. on Lasers, Lake Tahoe, USA, 7–11 Dec. 1987. P. 859–866.
2. *Kashyap R., Blow K. J.* Observation of catastrophic self-propelled self-focusing in optical fibres // Electron. Lett. 1988. Vol. 24, N 1. P. 47–49. DOI: 10.1049/el:19880032.
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. 1996. Vol. 2966. Laser-Induced Damage in Optical Materials. <https://doi.org/10.1117/12.274219>.
4. *Dianov E. M., Bufetov I. A., Frolov A. A.* Destruction of silica fiber cladding by the fuse effect // Optic letters. 2005. Vol. 29, N 16. P. 1852–1854.
5. *Bufetov I. A., Dianov E. M.* Optical discharge in fibre light guides // Adv. of Physical Sciences. 2005. Vol. 175, N 1. P. 100–103.
6. *Shuto Y.* Elements of Fiber Fuse Phenomena. Design Egg, Inc., 2023. 390 p.
7. *Shuto Y., Yanagi S., Asakawa S., Kobayashi M., Nagase R.* Fiber fuse phenomenon in step-index single-mode optical fibers // IEEE Journal of Quantum Electronics. 2004. Vol. 40, N 8. P. 1113–1121. DOI: 10.1109/JQE.2004.831635.
8. *Facão M.* Traveling Solutions of the Fuse Effect in Optical Fibers // Journal of Lightwave Technology. 2011. Vol. 29, N 1. P. 109–114. DOI:10.1109/JLT.2010.2094602.
9. *Shuto Y.* Cavity pattern formation and its dynamics of fiber fuse in single-mode optical fibers // J. Informatics Math. Sci. 2020. Vol. 12, N 4. P. 271–288. DOI: 10.26713/jims.v12i4.1459.
10. *Shuto Y.* End face damage and fiber fuse phenomena in single mode fiber optic connectors // Journal of Photonics. 2016. ID 2781392. DOI:10.1155/2016/2781392.
11. *Todoroki S.* Quantitative evaluation of fiber fuse initiation probability in typical single-mode fibers // Optical Fiber Communications Conf. and Exhibition (OFC). Los Angeles, USA, 2015. P. 859–866. DOI: 10.1364/OFC.2015.W2A.33.
12. *Todoroki S.* Quantitative evaluation of fiber fuse initiation with exposure to arc discharge provided by a fusion splicer // Scientific Reports. 2006. Vol. 6. P. 25366. DOI: 10.1038/srep25366.
13. *Todoroki S.* Fiber fuse propagation modes in typical single-mode fibers // Optical Fiber Communication Conference and Exposition and the National Fiber Optic Engineers Conf. (OFC/NFOEC). Anaheim, USA, 2013. P. 1–3. DOI: 10.1364/NFOEC.2013.JW2A.11.
14. *Todoroki S.* Modes and threshold power of fiber fuse propagation // IEICE Trans. Commun. 2013. Vol. J96-B, N 3. P. 243–248.
15. *Hanzawa T., Kurokawa K., Tsujikawa K., Mori T., Wada M., Yamamoto F.* Fiber fuse propagation in LP11 mode in few-mode fiber // Optical Fiber Communication Conf. OSA Technical Digest. 2015. Paper W4I.5.
16. *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 // Second International Conf. on Applications of Optics and Photonics. Proc. SPIE. 2014. Vol. 9286. Paper. 92862U. DOI: 10.1117/12.2060191.
17. *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 // International Society for Optical Engineering. Proc. SPIE. 2015. Vol. 9634. DOI: /10.1117/12.2195066.
18. *Konin Yu. A., Scherbakova V. A., Bulatov M. I., Malkov N. V., Lucenko A. S., Starikov S. S., Grachev N. A., Perminov A. V., Petrov A. A.* Structural characteristics of internal microcavities produced in optical fiber via the fuse effect // Journal of Optical Technology. 2021. Vol. 88, N 11. P. 672–677. DOI: 10.1364/JOT.88.000672.
19. *Konin Yu. A., Scherbakova V. A., Perminov A. V., Petuhova A. Yu.* Study of micro-cavities formed by optical breakdown under the influence of a magnetic field // Optics Communications. 2022. Vol. 517. P. 128242. DOI: 10.1016/j.optcom.2022.128242.
20. *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. <https://doi.org/10.17072/1994-3598-2024-1-24-32>.

21. Carslaw H. S., Jaeger J. K. *Conduction of Heat in Solids*. Oxford Univ. Press, 1959. 517 p.
22. Davis 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. Proc. SPIE. 1995. Vol. 2714. P. 202–210. DOI: 10.1117/12.240382.
23. Hanafusa H., Hibino Y., Yamamoto F. Formation mechanism of drawing-induced E centers in silica optical fibers // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 58, N 3. P. 1356–1361. DOI: 10.1063/1.336107.
24. Самойленко В. В., Фирсов В. В. Температурная устойчивость базальтовых волокон // Construction materials. 2011. № 2. С. 57–58.
25. Артеменко С. Е., Кадыкова Ю. А., Васильева О. Г. Базальтопластики — полимерные композиционные материалы XXI века // Вестн. СГТУ. 2005. № 1(7).

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

- Виктория Александровна Старикова** — аспирант; Пермский национальный исследовательский политехнический университет, кафедра общей физики; мл. науч. сотр.;
E-mail: scherbakova.vict@mail.ru
- Анатолий Викторович Перминов** — д-р физ.-мат. наук; Пермский национальный исследовательский политехнический университет, кафедра общей физики; зав. кафедрой;
E-mail: perminov1973@mail.ru

Поступила в редакцию 08.05.24; одобрена после рецензирования 03.06.24; принята к публикации 23.08.24.

REFERENCES

1. Kashyap R. *Proc. X Inter. Conf. on Lasers*, Lake Tahoe, USA, Dec. 7–11, 1987, pp. 859–866.
2. Kashyap R., Blow K.J. *Electron. Lett.*, 1988, no. 1(24), pp. 47–49, DOI: 10.1049/el:19880032.
3. Kashyap R., Sayles A.H., Cornwell G.F. *Proc. SPIE*, 1996, vol. 2966, Laser-Induced Damage in Optical Materials, <https://doi.org/10.1117/12.274219>.
4. Dianov E.M., Bufetov I.A., Frolov A.A. *Optic letters*, 2005, no. 16(29), pp. 1852–1854.
5. Bufetov I.A., Dianov E.M. *Adv. of Physical Sciences*, 2005, no. 1(175), pp. 100–103.
6. Shuto Y. *Elements of Fiber Fuse Phenomena*, Design Egg, Inc., 2023, 390 p.
7. Shuto Y., Yanagi S., Asakawa S., Kobayashi M., Nagase R. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2004, no. 8(40), pp. 1113–1121, DOI: 10.1109/JQE.2004.831635.
8. Facão M. *Journal of Lightwave Technology*, 2011, no. 1(29), pp. 109–114, DOI: 10.1109/JLT.2010.2094602.
9. Shuto Y. J. *Informatics Math. Sci.*, 2020, no. 4(12), pp. 271–288, DOI: 10.26713/jims.v12i4.1459.
10. Shuto Y. *Journal of Photonics*, 2016, ID 2781392, DOI: 10.1155/2016/2781392.
11. Todoroki S. *Optical Fiber Communications Conference and Exhibition (OFC)*, Los Angeles, USA, 2015, pp. 859–866, DOI: 10.1364/OFC.2015.W2A.33.
12. Todoroki S. *Scientific Reports*, 2006, vol. 6, pp. 25366, DOI: 10.1038/srep25366.
13. Todoroki S. *Optical Fiber Communication Conference and Exposition and the National Fiber Optic Engineers Conference (OFC/NFOEC)*, Anaheim, USA, 2013, pp. 1–3, DOI: 10.1364/NFOEC.2013.JW2A.11.
14. Todoroki S. *IEICE Trans. Commun.*, 2013, no. 3(J96-B), pp. 243–248.
15. Hanzawa T., Kurokawa K., Tsujikawa K., Mori T., Wada M., Yamamoto F. *Optical Fiber Communication Conference*, OSA Technical Digest, 2015, paper W4I.5.
16. André P.S., Domingues M.F., Antunes P., Alberto N., Frias A.R., Ferreira R.A.S. *Second International Conference on Applications of Optics and Photonics*, Proc. SPIE, 2014, vol. 9286, paper 92862U, DOI: 10.1117/12.2060191.
17. Domingues A.P., Paixão T., Mesquita E., Alberto N., Antunes P., Varum H., André P.S. *The International Society for Optical Engineering*, Proc. SPIE, 2015, Vol. 9634, DOI: 10.1117/12.2195066.
18. Konin Yu.A., Scherbakova V.A., Bulatov M.I., Malkov N.V., Lucenko A.S., Starikov S.S., Grachev N.A., Perminov A.V., Petrov A.A. *Journal of Optical Technology*, 2021, no. 11(88), pp. 672–677, DOI: 10.1364/JOT.88.000672.
19. Konin Yu.A., Scherbakova V.A., Perminov A.V., Petuhova A.Yu. *Optics Communications*, 2022, vol. 517, pp. 128242, DOI: 10.1016/j.optcom.2022.128242.
20. Starikova V.A., Konin Yu.A., Petukhova A.Yu., Perminov A.V. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2024, no. 1, pp. 24–32, <https://doi.org/10.17072/1994-3598-2024-1-24-32>. (in Russ.)
21. Carslaw H.S., Jaeger J.K. *Conduction of Heat in Solids*, Oxford, UK, Oxford Univ. Press, 1959, 517 p.
22. Davis D.D., Mettler S.C., DiGiovanni D.J. *27th Annual Boulder Damage Symposium: Laser-Induced Damage in Optical Materials*, Proc. SPIE, 1995, vol. 2714, pp. 202–210, DOI: 10.1117/12.240382.
23. Hanafusa H., Hibino Y., Yamamoto F. J. *Appl. Phys.*, 1985, no. 3(58), pp. 1356–1361, DOI: 10.1063/1.336107.
24. Samoilenko V.V., Firsov V.V. *Construction materials*, 2011, no. 2, pp. 57–58. (in Russ.)
25. <https://cyberleninka.ru/article/n/bazaltoplastiki-polimernye-kompozitsionnye-materialy-hhi-veka>. (in Russ.)

DATA ON AUTHORS

Viktoriya A. Starikova

— Post-Graduate Student; Perm National Research Polytechnic University,
Department of General Physics; Junior Researcher;
E-mail: scherbackova.vict@mail.ru

Anatoly V. Perminov

— Dr. Sci.; Perm National Research Polytechnic University, Department of
General Physics; Head of the Department;
E-mail: perminov1973@mail.ru

Received 08.05.24; approved after reviewing 03.06.24; accepted for publication 23.08.24.