

# Влияние внешней механической нагрузки на образование нанопор в оптическом волокне под воздействием импульсного УФ-света

© С.В. Кузьмичев<sup>1</sup>, С.А. Кукушкин<sup>1</sup>, А.В. Осипов<sup>1</sup>, М.Г. Шлягин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт проблем машиноведения РАН,  
Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Centro de Investigación Científica y Educación Superior de Ensenada,  
Ensenada, Baja California, México,

E-mail: sergey.kuzmichev@gmail.com, kukushkin\_s@yahoo.com

(Поступила в Редакцию 5 октября 2009 г.  
В окончательной редакции 14 января 2010 г.)

Исследовано совместное воздействие внешнего растягивающего механического напряжения, приложенного к волокну, и мощных импульсов УФ-света на фоточувствительное оптическое волокно. Вскрыт механизм образования волоконных решеток Брэгга типа IIА в фоточувствительных оптических волокнах и построена теоретическая модель их формирования. Данный механизм был подтвержден серией проведенных экспериментов по формированию волоконных решеток. Установлено принципиальное различие воздействия импульсов УФ-света на напряженное и ненапряженное волокно. Найдено критическое значение растягивающего напряжения волокна, при котором происходит интенсивное зарождение дефектов структуры в волокне при совместном воздействии облучения и внешней нагрузки. Значение этого напряжения совпадает со значением разрушающего напряжения в проведенных нами экспериментах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 07-08-00542, 10-08-00909, 09-03-00596, 08-08-12116-офи), Программ РАН: „Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов“, гранта правительства Санкт-Петербурга для студентов, аспирантов вузов и академических институтов РАН, а также мексиканского гранта CONACYT 84124.

## 1. Введение

В цикле работ [1–4] была построена микроскопическая теория начальных стадий разрушения твердого хрупкого тела. Отметим, что особо крупный вклад в проблему образования дефектов в материалах внесли Владимиров [5] и Журков [6]. Существенный вклад в исследования процессов зарождения различных дефектов был сделан и в работах Малыгина, Романова, Гудкина и Овидько и др. [7–9].

Основная идея подхода, развитого в работах [1–4], заключается в следующем. При приложении внешней механической нагрузки к хрупкому телу в объеме тела возникают дополнительные вакансии по отношению к уже существующим в теле равновесным вакансиям. С течением времени концентрация вакансий растет. Если концентрация зарождающихся под действием нагрузки вакансий превысит равновесную концентрацию вакансий, существующую в твердом теле при данной температуре, то они начинают сливаться с образованием нанопор. Нанопоры, согласно данному подходу, являются начальным элементом для дальнейшего роста трещин. На базе этой идеи в работах [1,10] была построена теория воздействия мощных лазерных импульсов ультрафиолета (УФ) наносекундной длительности на оптическое волокно. Данная теория позволила вскрыть механизм записи решеток индекса преломления, так называемых решеток Брэгга [1], и тем самым объяснить один из механизмов фоточувствительности оптических волокон, приводящий к образованию решеток типа IIА [10].

Волоконные решетки Брэгга находят широкое применение в системах волоконной связи, оптических датчиках и волоконных лазерах. Однако, несмотря на впечатляющие успехи в технологии изготовления и практическом использовании волоконных решеток Брэгга, механизмы фоточувствительности в оптических волокнах до настоящего времени неясны. Динамика формирования решеток имеет явно выраженный нелинейный характер, а в некоторых типах волокон наблюдается даже немонотонный рост амплитуды решетки: начальный рост с прохождением первого максимума (так называемая решетка типа I, характеризующаяся уплотнением материала) и дальнейшим уменьшением отражения почти до нуля и новым ростом отражения решетки (так называемые решетки типа IIА). Решетки Брэгга типа IIА были впервые обнаружены в кварцевых волокнах с очень высоким уровнем допирования сердцевины. Было обнаружено, что на динамику формирования решеток в волокнах большое влияние оказывают механические напряжения, приложенные к волокну в процессе записи, и мощность используемого УФ-света. Решетки типа IIА обладают существенно более высокой термостойкостью. Эти и некоторые другие экспериментальные результаты не нашли объяснения в рамках опубликованных моделей фоточувствительности оптических волокон. Исследования фоточувствительности решеток типа IIА находятся в настоящее время в активной фазе [11,12].

В настоящий момент модели, связанные с формированием центров окраски и с уплотнением структуры стекла под действием УФ-света, являются общепризнанными. На основе гипотезы о формировании центров

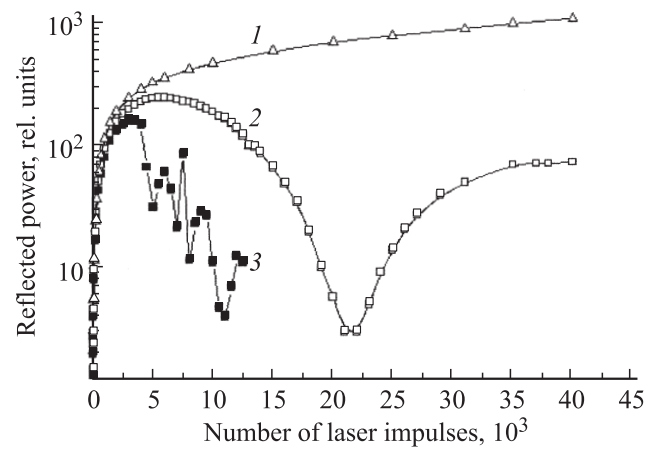
окраски объясняют и механизм формирования решеток типа I. Однако в рамках данных моделей механизм формирования решеток типа ПА не находит объяснения.

Данное исследование является логическим продолжением работ, начатых в [1,10]. В [1] рассматривалось действие мощных лазерных импульсов УФ наносекундной длительности на ненапряженное оптическое волокно. Целью настоящей работы является исследование воздействия мощных лазерных импульсов УФ-света на предварительно растянутое оптическое волокно, изучение процесса образования начальных стадий разрушения и выявление механизмов роста пор под действием нагрузки.

В работе приводятся результаты экспериментов по записи решеток при различной механической нагрузке оптического волокна, даются теоретические оценки для распределения потоков вакансий в зависимости от значений внешней механической нагрузки, а также оцениваются критические размеры пор, скорости нуклеации и время инкубации.

## 2. Эксперимент

В рамках настоящей работы мы провели эксперимент по влиянию внешнего растягивающего напряжения, приложенного к волокну в процессе записи решетки Брэгга, на динамику отражения зондирующего света. Для записи решеток в оптическом волокне использовался импульсный эксимерный лазер с длиной волны излучения 248 nm и длительностью импульсов 20 ns. Для записи решетки мы использовали метод фазовой маски: волокно освещалось пучком УФ-света через фазовую маску, установленную в непосредственной близости от волокна. При этом между лучами, имеющими противоположные порядки дифракции, т.е. порядки +1 и -1, возникала интерференция. После интерференции лучи света падали на волокно. На поверхности волокна образовывались периодические освещенные и темные полосы. В волокне при этом записывалась пространственная периодическая решетка индекса преломления. Процесс образования решетки контролировался посредством измерения интенсивностей прошедшего и отраженного от решетки инфракрасного света, который распространялся вдоль сердцевины волокна. Измерения интенсивности отражения производились на длине волны света, соответствующей длине волны Брэгга для решетки. В нашем эксперименте мы записывали решетки Брэгга в кварцевом оптическом волокне с низким уровнем легирования германием, примерно равным 3 mol.%. Для увеличения интенсивности УФ-света была использована цилиндрическая линза с осью цилиндра, параллельной оси оптического волокна. Таким образом, во всех экспериментах поверхность волокна облучалась УФ-импульсами с плотностью энергии 0.9 J/cm<sup>2</sup> в импульсе длительностью 20 ns. Растягивающее механическое напряжение было приложено вдоль продольной оси волокна во время записи решетки.



**Рис. 1.** Динамика отражения решетки Брэгга при различных уровнях растягивающего напряжения ( $\sigma_{z0}$ , GPa: 1 — 0.15, 2 — 0.29, 3 — 0.36) и одинаковых мощностях УФ-света.

Результаты экспериментов для трех уровней растягивающего напряжения представлены на рис. 1. Как видно из приведенных графиков, внешняя нагрузка играет определяющую роль в динамике формирования решетки при больших дозах облучения УФ-светом (более 3000 импульсов). При напряжении 0.15 GPa наблюдается монотонный рост отражения решетки. Приложение растягивающего напряжения величиной 0.29 GPa приводит к немонотонному плавному изменению отражения решетки и формированию решетки типа ПА при большой аккумулярованной дозе облучения. С ростом напряжения до значения, равного 0.36 GPa, наблюдается плавное возрастание отражения, достигающее своего максимального значения при облучении 3000 импульсами. После чего происходит незначительное плавное уменьшение отражения света. Дальнейшее увеличение дозы облучения приводило к скачкообразным случайным изменениям в отражении решетки. Эксперимент показал, что облучение волокна числом импульсов, превышающим 12–15 тысяч, приводит к разрыву волокна в точке, находящейся в зоне УФ-облучения. Многократные повторения эксперимента при данном уровне растягивающего напряжения показали, что качественная картина разрушения волокна остается неизменной. Однако значение момента и величины скачков в отражении пробной световой волны носят случайный характер.

Нами были проведены эксперименты по отжигу записанных решеток Брэгга. Решетки, сформированные при низком уровне растягивающего напряжения, выдерживали нагрев примерно до 450°C, а при более высокой температуре исчезали, что соответствует решеткам типа I в таких волокнах. Решетки, записанные при напряжении 0.29 GPa, выдерживали нагрев до 700°C. При более высокой температуре отражение от решетки спало до нуля в течение нескольких минут отжига. Решетки, записанные при напряжении 0.36 GPa, также отжигались при температуре 700°C. Однако вплоть до температуры 800°C сохранялось слабое нерезонансное

отражение света. Мы объясняем наличие скачков в отражении решетки зарождением в сердцевине волокна диаметром 10 μm трещин, которые вносят расфазировку между лучами, отраженными от различных частей формируемой решетки.

### 3. Физическая сущность и постановка задачи

Итак, будем облучать оптическое волокно мощными импульсами УФ-света подобно тому, как это было сделано в работе [1], но с одним существенным отличием. Приложим к оптическому волокну постоянное растягивающее напряжение и рассмотрим, в чем будет принципиальное различие воздействия импульсов УФ-света на напряженное и ненапряженное волокно. Это и будет целью настоящей работы.

В этой работе, так же как и в [1], облучается оптическое волокно, состоящее из двух коаксиальных цилиндрических частей: оболочки из чистого кварцевого стекла SiO<sub>2</sub> и легированной германием сердцевины SiO<sub>2</sub>:GeO<sub>2</sub>. Диаметр оболочки волокна R<sub>2</sub> = 125 μm, диаметр сердцевины R<sub>1</sub> = 10 μm (как правило, для промышленных целей используются волокна именно с такими значениями диаметров).

Направим координатную ось Oz вдоль оси волокна, а к внешним поперечным граням приложим растягивающее давление σ<sub>z0</sub>. Для записи решетки используется луч лазера с поперечными размерами L = 10<sup>-3</sup> m, длительность импульсов УФ-света равна 20 ns.

В работе [1] было показано, что действие лазерных импульсов сводится к нагреву внутренней части волокна, в которой импульсы поглощаются, что приводит к расширению сердцевины волокна и возникновению механических напряжений на границе сердцевина-оболочка оптического волокна. Эти напряжения приводят к рождению неравновесных вакансий и образованию нанопор. В настоящей работе, в отличие от [1], рассмотрим совместное действие растягивающего механического напряжения и облучения УФ-светом на процесс образования вакансий и нанопор в оптическом волокне. Это позволит построить замкнутую теорию образования решеток типа ПА в оптических волокнах.

Данную задачу рассмотрим в линейной постановке, ее полное решение может быть представлено как суперпозиция решений температурной и механической задач. Разрешающая система уравнений имеет вид:

$$C_V \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{C_P - C_V}{\alpha_V} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \mathbf{U} = \chi_L \Delta T,$$

$$C_V \frac{3(1 - \beta)}{(1 + \beta)} \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{U} - \frac{3}{2} \frac{(1 - 2\beta)}{(1 + \beta)} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{U} = \alpha_V \nabla T,$$

(1)

где C<sub>P</sub> и C<sub>V</sub> — теплоемкости при постоянном давлении и объеме, α<sub>V</sub> — объемный термический коэффициент расширения, β — коэффициент Пуассона, χ<sub>L</sub> — коэффициент температуропроводности кварцевого стекла, T —

температура, U — вектор перемещений. Как и в работе [1], считаем, что коэффициенты α<sub>V</sub>, β и χ<sub>L</sub> не зависят от температуры, а также что величина (C<sub>P</sub> - C<sub>V</sub>)/C<sub>V</sub> является малой. Первое уравнение в (1), представляющее уравнение теплопроводности, в цилиндрической системе координат (ось OZ направлена вдоль оси волокна) для данной задачи примет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi_L \Delta T + W(r, z, t),$$

(2)

где W(r, z, t) = Q(r, z, t)/(C<sub>P</sub>ρR<sub>1</sub>) — источник температуры, создаваемый излучением в сердцевине волокна, ρ — плотность.

Решение этой задачи можно записать в виде

$$T(r, z, t) = T_0 + \frac{Q_0}{C_P \rho R_2} \int_0^t f_{N_V}(\tau) \left[ \operatorname{erf} \left( \frac{z_0 - z}{2\sqrt{\chi_L(t - \tau)}} \right) + \operatorname{erf} \left( \frac{z_0 + z}{2\sqrt{\chi_L(t - \tau)}} \right) \right] \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\mu_m J_1 \left( \frac{\mu_m R_1}{R_2} \right)}{(\lambda^2 R_2^2 + \mu_m^2) J_0^2(\mu_m)} \times J_0 \left( \frac{\mu_m r}{R_2} \right) \exp \left( -\frac{\chi_L \mu_m^2}{R_2^2} (t - \tau) \right) d\tau,$$

(3)

где

$$f_{N_V}(t) = \sum_n \frac{\operatorname{sign}(t + n/\nu) - \operatorname{sign}(t - t_0 + n/\nu)}{2},$$

t<sub>0</sub> — длительность импульса, ν — частота следования импульсов, Q<sub>0</sub> — мощность лазерного импульса, поглощаемая сердцевиной волокна, z<sub>0</sub> — половина длины решетки Брэгга, T<sub>0</sub> = 273 K — комнатная температура, μ<sub>n</sub> — положительные корни трансцендентного уравнения

$$\mu J_1(\mu) - \lambda R_2 J_0(\mu) = 0,$$

где J<sub>1</sub> и J<sub>0</sub> — функции Бесселя, λ — коэффициент теплообмена.

Отметим, что максимальная температура в волокне при поглощении сердцевиной лазерного импульса мощностью 6.5 · 10<sup>10</sup> W · m<sup>-2</sup> достигает величины, примерно равной 900 K, а при мощности 1 · 10<sup>10</sup> W · cm<sup>-2</sup> — 400 K. Расчеты показали, что за время 3 · 10<sup>-4</sup> s температура в волокне опускается до комнатной. Последующие импульсы лазера, действующие каждые 0.1 s, повторяют этот процесс.

После подстановки выражения для температуры (3) во второе уравнение (1) получим температурную краевую задачу о напряженно-деформированном состоянии волокна

$$C_V \frac{3(1 - \beta)}{(1 + \beta)} \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{U} - \frac{3}{2} \frac{(1 - 2\beta)}{(1 + \beta)} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{U} = \alpha_V \nabla T.$$

(4)

#### 4. Решение и анализ задачи

Для определения суммарных напряжений, возникающих в волокне, используем полученное общее решение (2)

$$\begin{aligned} U(r, z, t) &= U_1(r, z, t) + U_2(r, z, t) \\ &= \Psi \left[ \frac{1}{r} \int_0^r [T(r, z, t) - T_0] r dr \right. \\ &\quad \left. - \frac{r}{R_1^2} \int_0^{R_1} [T(r, z, t) - T_0] r dr \right] + C_1 r, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $C_1$  — коэффициент, зависящий от модуля Юнга и коэффициента Пуассона кварцевого стекла, а также от величины растягивающего напряжения  $\sigma_{z0}$ .

Выражения для напряжений выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} \sigma_{rr}(r, z, t) &= \frac{E}{(1+\beta)(1-2\beta)} \left[ (1-\beta)\varepsilon_{rr} + \beta \frac{U_1(r, z, t)}{r} \right] \\ &\quad + \frac{E}{(1+\beta)(1-2\beta)} [C_1 + \beta\varepsilon_{zz}] - K\alpha_V [T(r, z, t) - T_0], \\ \sigma_{\varphi\varphi}(r, z, t) &= \frac{E}{(1+\beta)(1-2\beta)} \left[ (1-\beta) \frac{U_1(r, z, t)}{r} + \beta\varepsilon_{rr} \right] \\ &\quad + \frac{E}{(1+\beta)(1-2\beta)} [C_1 + \beta\varepsilon_{zz}] - K\alpha_V [T(r, z, t) - T_0], \\ \sigma_{zz}(r, z, t) &= \frac{E}{(1+\beta)(1-2\beta)} \\ &\quad \times [\beta C_1 + (1-\beta)\varepsilon_{zz}] - K\alpha_V [T(r, z, t) - T_0]. \end{aligned} \quad (6)$$

Напряжения  $\sigma_{rr}$  и  $\sigma_{\varphi\varphi}$ , возникающие из-за нагрева волокна, — это напряжения сжатия сердцевинки волокна. На границе между оболочкой и сердцевиной волокна со стороны оболочки будут действовать равные по абсолютной величине, но противоположные по знаку растягивающие напряжения. Именно эти напряжения наряду с растягивающими напряжениями вдоль оси  $OZ$  нас и интересуют, поскольку они и приводят к образованию пор.

Из выражений (6) следует, что радиальные и касательные напряжения, образующиеся в результате нагрева волокна, имеют значения, равные 0.13 и 0.09 ГПа при воздействии лазерных импульсов мощностью  $Q_0 = 6.5 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$  и 0.05 и 0.045 ГПа при облучении импульсами мощностью  $Q_0 = 1 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ . В работах [1,10] было показано, что критическое значение поглощенной мощности импульса равно  $Q_0 = 6.5 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ . При меньшем значении мощности облучения волокна поры в волокне, свободном от нагрузки, не образуются. Если мощность импульсов равна  $Q_0 = 6.5 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ , в волокне начинают интенсивно

зарождаются поры, плотность которых возрастает по мере увеличения мощности импульса. С течением времени поры сливаются с образованием микротрещин. Превращение пор в микротрещины возможно и в случае, если к телу приложена внешняя нагрузка, которая приводит к неустойчивости поверхности и формы поры [3]. Таким образом, для зарождения микротрещин, согласно нашей модели, необходимо, чтобы на первом этапе в волокне зародились поры.

Итак, возможны следующие варианты зарождения пор.

1) Максимальные радиальные напряжения, вызванные температурным расширением волокна, больше растягивающих механических напряжений:  $(\sigma_r)_{\max} > \sigma_{z0}$ . Тогда процесс зарождения пор будет происходить за счет радиальных температурных напряжений. Такой вариант был рассмотрен в работах [1,10].

2) Максимальные радиальные напряжения, вызванные температурным расширением волокна, меньше растягивающих механических напряжений:  $(\sigma_r)_{\max} \leq \sigma_{z0}$ . В настоящей работе исследуется именно этот случай.

Следуя работам [1,2], выражение для критического радиуса можно записать в виде

$$R_{\text{кр}} = \frac{2\gamma}{\sigma}. \quad (7)$$

Здесь  $\sigma = \frac{1}{3} I_1(\hat{\sigma})$ ;  $I_1(\hat{\sigma}) = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 = \sigma_{rr} + \sigma_{\varphi\varphi} + \sigma_{zz}$  — первый инвариант тензора напряжений,  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  — главные напряжения,  $\gamma$  — коэффициент поверхностного натяжения. Следовательно,

$$R_{\text{кр}} = \frac{2\gamma}{I_1(\hat{\sigma})/3}.$$

В общем случае необходимо использовать первый инвариант тензора напряжений, поскольку именно эта величина ответственна за изменение объема твердого тела и соответственно за скорость образования пор. Далее мы покажем, что зарождающиеся поры имеют наноразмеры. Для нас это означает следующее. Сердцевина волокна имеет диаметр порядка нескольких микрометров, т.е. она значительно больше размера нанопор. Таким образом, можно считать, что напряжения, возникающие из-за нагрева волокна и его растяжения, не меняют своей структуры и симметрии при образовании нанопор. Поэтому мы будем считать, что напряжения в волокне имеют аксиальную симметрию, т.е. использовать при всех расчетах инвариант тензора напряжений, приведенный в обозначениях к формуле (7).

Скорость зародышеобразования (или нуклеации) пор имеет вид [2,4]

$$I_0 = \frac{2\gamma^{1/2}\beta_0\sqrt{\delta}}{\sqrt{k_B T}} \exp\left(-\frac{16}{3} \frac{\pi\gamma^3\delta}{k_B T\sigma^2}\right), \quad (8)$$

где  $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$  — постоянная Больцмана,  $\beta_0$  — кинетический коэффициент, связанный с коэффициентом диффузии вакансий.

Значения критического радиуса, скорости нуклеации и времени нуклеации в зависимости от величины растягивающих напряжений  $\sigma_{z,0}$

$\sigma_{z,0}$ , GPa	$Q_0 = 6.5 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$			$Q_0 = 1 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$		
	$R_{cr}$ , $10^{-9}$ m	$I_0$ , $\text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$	$t_i$ , $10^{-9}$ s	$R_{cr}$ , $10^{-9}$ m	$I_0$ , $\text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$	$t_i$ , $10^{-9}$ s
0.35	2	$10^{23}$	1	2.7	0	3
0.4	1.9	$10^{24}$	0.8	2.4	$10^6$	1.3
0.5	1.6	$10^{28}$	0.6	2	$10^{14}$	1

Время нуклеации можно оценить, если воспользоваться формулой [2]

$$t_i = \frac{2k_B T \gamma \delta}{\beta_0 \omega^2 \sigma^2} \tag{9}$$

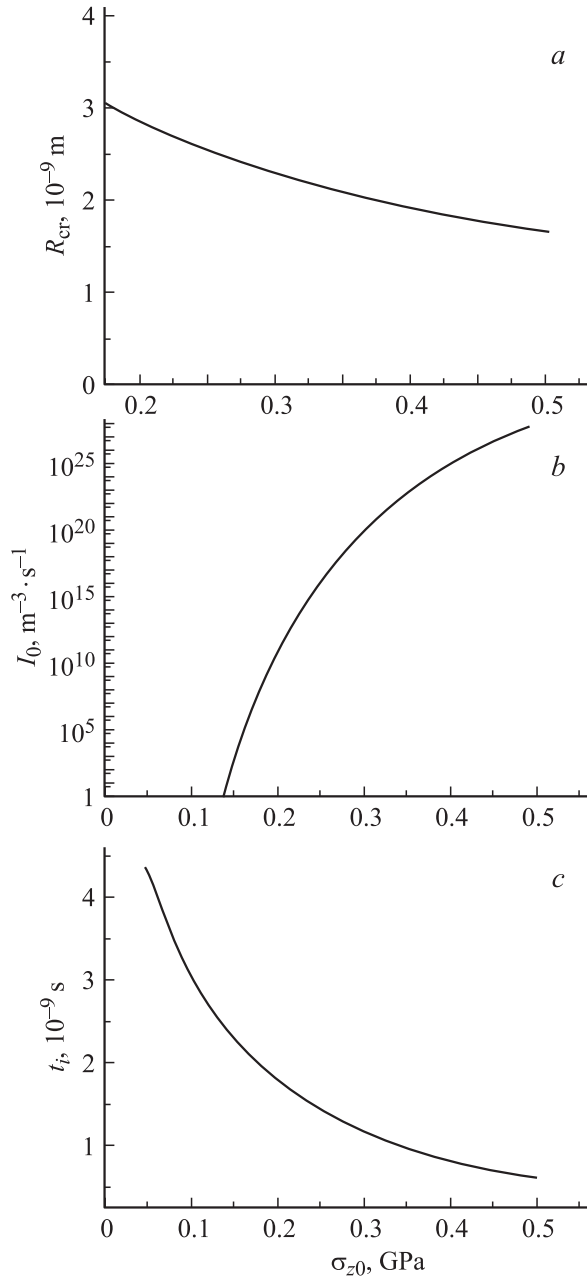
В работе [1] было показано, что величина поверхностного натяжения в оптическом волокне примерно равна  $\gamma = 0.2 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ , а коэффициент, учитывающий изменение работы образования поры при ее зарождении на границе раздела фаз, равен  $\delta = 10^{-1}$ . Там же было найдено, что температура в сердцевине волокна при мощности в импульсе  $Q_0 = 6.5 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$  достигает 900 К и спадает до 700 К за время  $2 \cdot 10^{-5}$  s. При мощности УФ-света в импульсе, равной  $Q_0 = 1 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ , температура в сердцевине волокна поднимается до максимального значения, равного 400 К. Будем считать, для простоты, что процесс зарождения пор происходит в квазитермических условиях, и примем, что средняя температура равна  $T = 800 \text{ K}$  для импульса мощностью  $Q_0 = 6.5 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$  и  $T = 400 \text{ K}$  для импульса мощностью  $Q_0 = 1 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ . Объем дефекта равен  $\omega = 5 \cdot 10^{-29} \text{ m}^3$ . Кинетический коэффициент  $\beta_0$ , входящий в формулу (8) и существенно влияющий на скорость нуклеации пор, экспоненциально зависит от температуры [1,10]. При  $Q_0 = 6.5 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$   $\beta_0 = 10^{29} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ , а при  $Q_0 = 1 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$   $\beta_0 = 10^{27} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ .

В таблице приведены значения критического радиуса, скорости и времени нуклеации в зависимости от величины растягивающих напряжений  $\sigma_{z,0}$  для случаев  $Q_0 = 6.5 \cdot 10^{10}$  и  $1 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ .

Из данных таблицы следует, что в том случае, если значение мощности УФ-света меньше, чем  $1 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ , поры в волокне будут зарождаться только за счет приложенного механического напряжения. Данный факт связан с тем, что при облучении волокна импульсами меньшей мощности температура в сердцевине волокна оказывается недостаточной для обеспечения подвижности кислородных вакансий [1,10]. Кинетический коэффициент  $\beta_0$  резко падает с уменьшением температуры. Температура, как видно из формул (7)–(9), входит и во все основные выражения, описывающие зарождение пор. Уменьшение температуры приводит к резкому падению скорости зарождения пор. Отметим, что при больших нагрузках, близких к пределу разрушения материала, трещины будут зарождаться и

при низкой температуре, однако механизм их образования будет отличаться от механизма, предложенного в [2]. Этот механизм в настоящей работе мы не рассматриваем.

Итак, наши расчеты показали, что образование пор, способных привести к разрушению волокна при воздействии света мощностью  $Q_0 = 1 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ , возможно, если величина растягивающего напряжения  $\sigma_{z,0} \geq 0.35 \text{ GPa}$ . При данной мощности и величине  $\sigma_{z,0} = 0.37 \text{ GPa}$ , согласно (8), скорость нуклеации  $I_0 = 1 \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ . Таким образом, при данных параметрах вероятность появления пор в объеме волокна становится отличной от нуля. Каждый последующий импульс приводит к зарождению новых пор. Как было отмечено выше, мы облучали волокно импульсами с мощностью  $0.9 \text{ J/cm}^2$  в импульсе длительностью 20 ns. Как известно, при низком содержании германия, сердцевина поглощает только 3–5% от падающей на нее мощности. С другой стороны, цилиндрическая оболочка волокна фокусирует свет и в области сердцевины его интенсивность увеличивается в 2–3 раза. Учитывая оба фактора, получим, что поглощенная мощность лазерных импульсов  $Q_0 \approx 4.5 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ . Расчеты, выполненные по формуле (3), при облучении волокна импульсами такой мощности показывают, что температура внутри волокна при этом поднимается до значения, приблизительно равного 640 К. При такой температуре и растягивающем напряжении  $\sigma_{z,0} = 0.36 \text{ GPa}$  скорость нуклеации  $I_0 \approx 10^{18} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ . Это означает, что в засвечиваемой сердцевине волокна объемом  $V = 10^{-13} \text{ m}^3$  в секунду образуется  $10^5$  нанопор. За время действия одного импульса, т.е. за 20 ns, вероятность образования поры в данном объеме ничтожна. Однако при воздействии серии импульсов, т.е. когда их число становится больше чем  $10^3$ , появляется отличная от нуля вероятность рождения пор. С увеличением числа импульсов эта вероятность растет. За 5000 импульсов в волокне должно образоваться около  $10^4$  пор, имеющих радиус порядка 2.5 nm. Согласно формуле (24) работы [1], скорость роста такой поры при данном значении импульса и напряжения будет приблизительно равна  $\approx 10^{-2} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ . Легко оценить, что за 5000 импульсов данная пора может иметь радиус порядка 1  $\mu\text{m}$ . Поры такого размера будут оказывать существенное влияние на интенсивность отраженного света. Следует отметить, что поры могут и раствориться. Растворение пор вновь изменит интенсивность отраженного света. В результате будут наблюдаться флуктуации



**Рис. 2.** Зависимости критического радиуса (а), скорости (b) и времени нуклеации (с) от величины растягивающих напряжений при облучении волокна импульсным УФ-светом мощностью  $Q_0 = 6.5 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ .

в интенсивности отраженного света. С увеличением числа импульсов число не растворившихся пор в волокне будет расти. Они будут расти до тех пор, пока не превратятся в трещину. Это приведет к необратимым изменениям отражающих и других оптических характеристик волокна. Отметим, что при снятии нагрузки на волокно и его отжиге раствориться могут только поры, имеющие размеры, незначительно превышающие критический. Отжиг крупных пор и трещин при температурах, не превышающих температуру размягчения стекла, не

должен приводить к существенному их „залечиванию“, т.е. после отжига отражающие характеристики волокна не должны возвратиться в исходное (до облучения) состояние. Именно это и подтверждается проведенными нами экспериментами.

Из рис. 1 следует, что при приложении растягивающего напряжения  $\sigma_{z0} = 0.36 \text{ GPa}$  и облучении волокна импульсами с мощностью  $Q_0 \approx 4.5 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$  отраженная мощность падает и появляется нерезонансное отражение света. Дальнейшее увеличение нагрузки приводит к разрушению волокна.

На рис. 2 приведены зависимости критического радиуса, скорости нуклеации и времени нуклеации от величины растягивающих напряжений для случая облучения волокна импульсами с мощностью  $Q_0 = 6.5 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ .

Определим основные кинетические характеристики образования пор в случае, если волокно облучается импульсами УФ-света мощностью  $Q_0 = 6.5 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$  и к нему приложено растягивающее напряжение вдоль оси  $Oz$ , равное  $\sigma_{z0} = 0.36 \text{ GPa}$ . Для сравнения полученных данных с данными, приведенными в [1,10], примем, как и в этих работах, что время действия импульса равно 20 пс. Для этих условий найдем зависимости напряжений в волокне, скорости нуклеации пор, плотности пор от времени, а также определим функцию распределения пор по размерам.

Вследствие наличия в волокне напряжений, как приложенных извне, так и образующихся под действием облучения, в волокне зарождаются неравновесные вакансии. Эти вакансии могут не только сливаться с образованием пор, но и встраиваться обратно в матрицу стекла. Последний процесс приводит к их релаксации. Анализ процесса релаксации вакансий был выполнен в [1]. Как и в работе [1], в проведенных экспериментах мы использовали волокно того же химического состава. Оценки времени жизни вакансий показали [1], что релаксация неравновесных вакансий не оказывает заметного влияния на кинетику зарождения пор. Поэтому в настоящей работе мы не будем учитывать релаксацию вакансий.

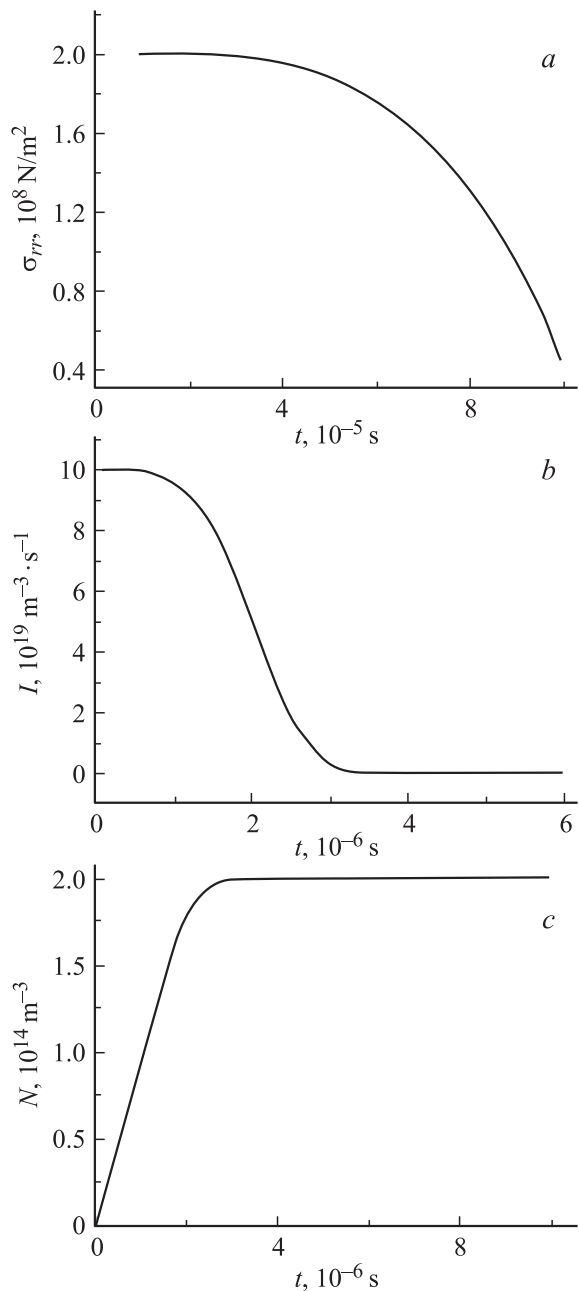
Согласно [2], зависимости напряжения  $\sigma(t)$ , скорости нуклеации  $I(t)$ , плотности пор  $N(t)$  и функции распределения по размерам  $g(R, t)$  от времени имеют вид

$$\sigma(t) = \sigma_0 \left[ 1 - u \left( \frac{y(t)}{y_0} \right) \Gamma \right], \quad (10)$$

$$I(t) = I_0 \exp \left( - \left( \frac{t}{t_2} \right)^4 \right), \quad (11)$$

$$N(t) = I_0 t_2 \int_0^{t/t_2} \exp(-x^4) dx, \quad (12)$$

$$g(R, t) = \begin{cases} \frac{I_0}{\beta_0 \omega} \exp \left[ -u \left( \frac{|y(t)-R|}{y_0} \right) \right], & y \geq R, \\ 0, & y < R, \end{cases} \quad (13)$$



**Рис. 3.** Зависимости нормальной компоненты тензора напряжения  $\sigma_{rr}(t)$  (a), скорости нуклеации пор  $I(t)$  (b) и плотности пор  $N(t)$  (c) от времени облучения.

где

$$y_0 = [4/\Gamma B]^{1/4}, \quad B = k(\theta)k_B T I_0 / (\omega^2 \beta_0 \sigma_0),$$

$$y(t) = \beta_0 \omega^2 \sigma_0 t / (k_B T),$$

$t_2 = y_0 k_B T / (\beta_0 \omega^2 \sigma_0)$  и  $u = 4 \int_0^y (y-x)^3 \exp(-x^4) dx$ ,  $\Gamma$  — коэффициент, связанный с коэффициентом поверхностного натяжения.

На рис. 3 представлены зависимости  $\sigma(t)$ ,  $I(t)$ ,  $N(t)$ . Результаты расчета показали, что в случае нагруженного

волокна скорость нуклеации пор становится равной нулю за значительно меньшее время, чем скорость зарождения пор в волокне без нагрузки. При этом стационарное значение плотности пор, равное  $2 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$ , превышает значение плотности пор, образующихся в ненагруженном волокне под действием облучения.

Выше мы отмечали, что если снять напряжения и начать отжигать волокно, то поры начинают залечиваться, поскольку мелкие поры будут растворяться, а крупные расти, и плотность образующихся пор будет уменьшаться во времени, что следует из общей теории фазовых переходов, т.е. начнется процесс освальдовского созревания пор [13].

### 5. Выводы

1) Показано, что при облучении импульсным лазером с длиной волны УФ-света 248 nm, продолжительностью 20 ns и мощностью порядка  $6.5 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$  температура в сердцевине волокна за один импульс достигает величины, примерно равной  $T = 900 \text{ K}$ . При данных условиях происходит образование нанопор в оптическом волокне. При мощности  $1 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$  температура в сердцевине волокна примерно равна  $T = 400 \text{ K}$ . В результате поры не зарождаются.

2) При облучении УФ-светом импульсного лазера мощностью  $\sim 6.5 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$  предварительно стационарно нагруженного с напряжением, равным  $\sigma_{z0} = 0.36 \text{ GPa}$ , оптического волокна значение напряжения составляет примерно 0.19 GPa, а время его существования —  $1 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ . Показано, что такое значение нагрузки приводит к образованию пор в различных частях волокна: а) центральной части сердцевины волокна для случая, когда значение механического растягивающего напряжения больше, чем максимальные радиальные напряжения, вызванные нагревом волокна  $(\sigma_r)_{\text{max}} < \sigma_{z0}$ ; б) на границе между легированной германием сердцевиной волокна и его оболочкой для случая, когда  $(\sigma_r)_{\text{max}} > \sigma_{z0}$ . Для двух этих случаев были найдены основные характеристики зарождения пор, а именно скорость зарождения, плотность пор и критический радиус пор.

3) Показано, что образование пор происходит интенсивнее в волокне, к которому была предварительно приложена механическая нагрузка. Граничным значением мощности импульса, при котором зарождаются нанопоры, в данном случае является значение равное  $1 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$  при величине растягивающего напряжения  $\sigma_{z0} \geq 0.35 \text{ GPa}$ . Значение мощности  $1 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$  значительно ниже значения мощности, равной  $4 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ , при котором образуются поры в ненагруженном волокне. Отметим, что именно образование пор и приводит к изменению показателя индекса преломления волокна.

4) Теоретически определена критическая величина растягивающего напряжения волокна, при котором происходит интенсивное зарождение пор, приводящее к раз-



рушению волокна. Это значение напряжения практически точно совпадает с экспериментально обнаруженным значением разрушающего напряжения.

## Список литературы

- [1] С.А. Кукушкин, А.В. Осипов, М.Г. Шлягин. ЖТФ **76**, 8, 73 (2006).
- [2] S.A. Kukushkin. J. Appl. Phys. **98**, 033503-1 (2005).
- [3] С.А. Кукушкин, С.В. Кузьмичев. ФТТ **50**, 1390 (2008).
- [4] С.А. Кукушкин, А.В. Осипов. УФН **168**, 1083 (1998).
- [5] В.И. Владимиров. Физическая природа разрушения металлов. Металлургия, М. (1984). 284 с.
- [6] С.Н. Журков. ФТТ **22**, 3344 (1980).
- [7] Г.А. Малыгин. ФТТ **49**, 961 (2007).
- [8] М.А. Гудкин, И.А. Овидько. Успехи механики **1**, 68 (2003).
- [9] А.Л. Колесникова, А.Е. Романов, В.В. Чалдышев. ФТТ **49**, 633 (2007).
- [10] S.A. Kukushkin, M.G. Shlyagin, P.L. Swart, A.A. Chetchebakov, A.V. Osipov. J. Appl. Phys. **102**, 053 502 (2007).
- [11] R. Aashia, K.V. Madhav, U. Ramamurty, S. Asokan. Opt. Lett. **34**, 2414 (2009).
- [12] S. Bandyopadhyay, J. Canning, M. Stevenson, K. Cook. Opt. Lett. **33**, 1917 (2008).
- [13] И.М. Лифшиц, В.В. Слезов. ЖЭТФ **35**, 479 (1958).