

КУЗЬМИЧЕВ Сергей Вадимович

**ЗАРОЖДЕНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ ДЕФЕКТОВ СТРУКТУРЫ В  
ТВЕРДЫХ ХРУПКИХ ТЕЛАХ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ВНЕШНЕЙ  
МЕХАНИЧЕСКОЙ НАГРУЗКИ**

Специальность 01.02.04 – механика деформируемого твердого тела

**Автореферат**

диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург – 2011

Работа выполнена в Учреждении Российской Академии наук Институте проблем машиноведения РАН.

- Научный руководитель:** – доктор физико-математических наук,  
Кукушкин Сергей Арсеньевич
- Официальные оппоненты:** – доктор физико-математических наук,  
Фрейдин Александр Борисович
- кандидат физико-математических наук,  
Семёнов Борис Николаевич
- Ведущая организация:** – ГОУ ВПО «Санкт-Петербургский  
Государственный Политехнический  
Университет», ФМФ, кафедра  
«Механика и процессы управления»

Защита состоится 16 июня 2011 г. в 14.00 часов на заседании диссертационного совета Д 002.075.01 при Учреждении Российской Академии наук Институте проблем машиноведения РАН по адресу: г. Санкт-Петербург, Большой проспект В.О., 61

Отзывы на автореферат (в двух экземплярах, скрепленные гербовой печатью) просим направлять по адресу: 199178, г. Санкт-Петербург, Большой проспект В.О., 61, Ученому секретарю диссертационного совета.

С диссертацией можно ознакомиться в ОНТИ ИПМаш РАН.

Автореферат разослан «\_\_» мая 2011 г.

Ученый секретарь диссертационного совета  
доктор технических наук

В. В. Дубаренко

**Актуальность темы.** Создание материалов с низким содержанием дефектов структуры является одной из актуальных проблем современного материаловедения. Развитие современной микро-опто и нано-электроники возможно только на основе бездефектных оптических волокон и тонких полупроводниковых пленок. В процессе синтеза новых материалов, как правило, образуются различного рода дефекты, а именно: микро и нано-трещины, дефекты упаковки кристаллических решеток и т.п. Наличие подобного рода дефектов не допускается при производстве полупроводниковых и оптоэлектронных приборов. Возникающие в процессе синтеза материалов так называемые «ростовые» дефекты (дефекты роста), а также дефекты, образующиеся в процессе работы приборов, могут приводить к их деградации и снижению срока службы. И уже совсем недопустимо образование критической плотности дефектов в оболочках ядерных реакторов, корпусах самолетов, ракет и т.д.

Исследования в области механики разрушения показали, что дефекты в материалах могут возникать в процессе их эксплуатации, а не только на стадии создания материалов. Классические модели механики деформируемого твердого тела не позволяют описать микроскопические явления, вызывающие зарождение микротрещин в материале. Это обстоятельство явилось основным мотивирующим фактором для разработки новых теоретических моделей, способных описать зарождение и рост микродефектов.

Началом изучения процессов разрушения хрупких тел принято считать работу Алана Гриффитса «Явление разрушения и течение твердых тел», опубликованной в 1921г. В этой работе Гриффитс ввел априорное существование в материале микротрещин, объяснив тем самым существенное снижение теоретической прочности материала. Впервые была разработана модель, количественно описывающая процесс разрушения в хрупких телах. На базе этой идеи был разработан новый раздел механики твердого деформируемого тела – механики разрушения. С помощью аппарата теории упругости были получены важнейшие соотношения, которые до сих пор являются актуальными и востребованными для инженерных «макроскопических» задач.

Последующие исследования, однако, показали, что опираясь лишь на методы «макроскопического подхода» не удастся описать процессы, происходящие на микроуровне. Без понимания этих процессов было бы невозможно «выращивание» бездефектных нано- и микро-структур, которые нашли широкое применение в современных технологиях сегодня. Для решения этой задачи были предприняты многочисленные попытки интеграции методов механики сплошной среды с методами теории фазовых переходов I рода. Было введено понятие «микроскопического подхода» для описания эволюции различного рода микродефектов, таких как микропоры, дислокации, примеси и прочие.

Основным отличием «микроскопического подхода» является то, что для возникновения трещины совершенно необязательно, чтобы в твердом теле присутствовал зародыш будущей трещины. При рассмотрении физических механизмов образования микротрещин принято различать два принципиальных способа зарождения – в зависимости от «строительного» материала микротрещины. Микро-

трещина может возникать либо из-за слияния вакансий, либо из-за слияния дислокаций. Оба способа интенсивно изучаются и анализируются. В настоящей работе исследуется процесс зарождения микротрещин только за счет слияния вакансий.

**Фундаментальный и практический интерес** представляет теоретическая модель формирования «управляемых» дефектов, построенная на основе микроскопического механизма зарождения. В этой связи актуальным является вскрытие природы и критериев устойчивости формы зародыша новой фазы, поскольку в процессе роста форма микропоры может флуктуировать и ее морфология меняться. На базе такой теоретической модели в диссертации развит механизм образования волоконных решеток Брэгга типа ПА в фоточувствительных оптических волокна. Этот механизм подтвержден серией проведенных экспериментов по формированию волоконных решеток. Автором установлено принципиальное отличие воздействия импульсов УФ-света на напряженное и ненапряженное волокно.

**Теоретическую и практическую ценность** представляют также оценки критической растягивающей нагрузки для оптических волокон, при которой происходит интенсивное зарождение микродефектов, что приводит к потере оптических свойств и в некоторых случаях к разрушению волокна.

**Целью настоящей диссертационной работы** является установление закономерностей формирования дефектов в твердых хрупких телах под воздействием внешней механической нагрузки. В соответствии с целью работы решались следующие задачи исследования:

1. Нахождение критерия морфологической устойчивости микропоры с учетом поверхностного натяжения на границе микропоры.
2. Обоснование и использование температурно-диффузионной аналогии для задач устойчивости дефектов в телах произвольной формы под действием различного рода механических воздействий.
3. Расчет кинетики образования зародышей микротрещин в оптическом волокне под действием облучения мощными импульсами УФ-света и внешней растягивающей нагрузки.
4. Теоретическое определение величины критического значения внешней механической нагрузки, действующей на оптическое волокно под действием облучения мощными импульсами УФ-света и ее сопоставление с экспериментально полученным значением.

Достоверность результатов обеспечивается корректной математической постановкой задач, сравнении результатов аналитических решений и численных расчетов, сопоставлении теоретических решений с экспериментальными данными, применении современных программных вычислительных средств. Полученные в работе численные результаты согласуются с общими физическими представлениями. Правильность полученных результатов определяется корректностью математических выкладок и сопоставлением с известными результатами других авторов.

**На защиту выносятся следующие основные положения:**

1. Модель потери устойчивости сферической и сфероидальной поры в хрупких материалах при всестороннем растяжении с учетом поверхностного натяжения на границе микропоры.

2. Результаты численного моделирования нестационарного роста пор в телах, имеющих произвольную форму под действием произвольной механической нагрузки.

3. Механизм и кинетика зарождения пор в оптических волокнах под воздействием внешнего растягивающего механического напряжения и мощных импульсов УФ-света, а именно скорость зарождения, плотность пор и критический радиус пор и их сравнение с экспериментом.

4. Величина критического значения внешней механической нагрузки, действующей на оптическое волокно под действием облучения мощными импульсами УФ-света.

5. Критерий образования решеток Брэгга, который был теоретически вычислен и экспериментально подтвержден.

Все результаты диссертации, выносимые на защиту, являются новыми.

**Апробация работы.** Полученные результаты были представлены на следующих конференциях и семинарах:

Международная конференция RELMAS «Научно-технические проблемы прогнозирования надежности и долговечности конструкций и методы их решения» (Санкт-Петербург, 2008); XXXVI международная конференция IPME RAS «Advanced problems in mechanics» (Репино, 2008); XVIII Петербургские Чтения по проблемам прочности и роста кристаллов (Санкт-Петербург, 2008); XXXVII международная конференция IPME RAS «Advanced problems in mechanics» (Репино, 2009); XXXVIII международная конференция IPME RAS «Advanced problems in mechanics» (Репино, 2010);

**Публикации.** Основные результаты диссертации опубликованы в 2 статьях в журналах перечня ВАК и 7 тезисах докладов на международных и всероссийских конференциях.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, пяти глав, списка цитированной литературы, содержащего 99 наименований и приложений. Полный объем составляет 115 страниц машинописного текста, в том числе 38 иллюстраций.

**Личное участие автора в получении результатов, изложенных в диссертационной работе.** В работах, написанных в соавторстве, автору принадлежит теоретическая обработка и проверка полученных результатов, их сравнение с экспериментом, а также участие в обсуждении результатов и написании статей.

## ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

**Во введении** обоснована актуальность темы диссертационной работы, определены цель и задачи проводимых исследований, сформулированы научная новизна и практическая значимость работы, перечислены основные положения, выносимые на защиту.

**В первой главе диссертации** приводится обзор литературы. Дается подробный обзор теоретических методов исследования процесса зарождения трещин в твердых хрупких телах, указываются принципиальные отличия между макро и микро-скопическими подходами, обосновывается невозможность применения методов, основанных исключительно на механике идеях Гриффитса. Помимо этого при рассмотрении микроскопического подхода обсуждаются возможные механизмы роста микропор. Обоснована актуальность микроскопических подходов к теории зарождения трещин. Приведена аналогия с классической работой Маллинза и Секерка, посвященной вопросам морфологической устойчивости отдельно взятого зародыша новой фазы из среды с первоначально однородным пересыщением. В ней подробно исследована устойчивость сферической частицы при росте, лимитируемом диффузией, из среды с первоначально однородным пересыщением.

**Вторая глава** посвящена вопросам морфологической устойчивости отдельно взятого зародыша новой фазы в хрупких телах под действием внешней механической нагрузки. Обосновывается необходимость исследований морфологической устойчивости, знание которой является важной составляющей для последующих этапов эволюции микропор.

Известно, что поры могут образовываться и расти за счет присоединения к ним вакансий. При этом поры рассматриваются как отрицательный кристалл, а вакансии – как атомы пустоты. Зарождение пор из пересыщенного раствора вакансий происходит аналогично зарождению кристаллов из пересыщенных растворов. В объеме тела всегда существует равновесная концентрация вакансий; если же кристалл подвергнуть внешним воздействиям, к примеру, облучать нейтронами, то в кристалле появляются дополнительные по отношению к равновесным вакансии. В кристалле при этом может начаться процесс зарождения пор. Избыточная, сверхравновесная концентрация может быть создана не только облучением кристаллов радиоактивными лучами, ее можно получить, если подвергнуть кристалл внешней механической нагрузке. Эта концентрация вакансий может привести к флуктуационному зарождению микропоры. «Газ» вакансий и поры, таким образом, можно рассматривать как две фазы. Одной из фаз являются поры, другой – вакансии. В общем случае, поры могут расти как за счет присоединения к ним вакансий, так и за счет схлопывания дислокационных петель. В диссертации исследовалось зарождение и рост пор только за счет слияния вакансий,

Таким образом, пора растет аналогично частице новой фазы, растущей из пересыщенного раствора. Отметим, что в данной работе учитывается поверхностное натяжение на границе поры, поскольку поверхностное натяжение играет основную роль для того, чтобы форма поры оставалась устойчива. На рассматриваемом эта-

пе зарождения пор поверхностное натяжение фактически выступает в роли «стабилизатора», препятствующего потери формы поры.

Приложение внешней нагрузки вызывает избыточную концентрацию вакансий  $\bar{C}$  по отношению к равновесной концентрации в теле без нагрузки. Для ее определения вычисляется распределение полей напряжений, создаваемых в среде с порой под действием внешней нагрузки. Уравнение равновесия для тензора напряжений с граничными условиями в общем виде записано следующим образом

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \sigma &= 0, \\ \mathbf{n} \cdot \sigma|_{\Omega} &= \sigma_0 \mathbf{e}_r \\ \mathbf{n} \cdot \sigma|_{\Omega_1} &= p \mathbf{e}_r \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\sigma_0, p$  - заданные величины на границе поры и на внешней границе тела, соответственно,  $\Omega$  – поверхность поры,  $\Omega_1$  - внешняя поверхность тела.

Если поле напряжений неоднородно, то и поле избыточной концентрации вакансий также неоднородно, в следствии этого вакансии начинают перераспределяться в объеме тела за счет диффузии. Граничная диффузионная задача описывается соотношениями

$$\begin{aligned} \frac{dC}{dt} - D \cdot V \cdot \nabla^2 C &= q \\ C(t, r)|_{t=0} &= C_t(r) \\ C(t, r)|_{\Omega_1} &= C_{R_1}(t), \quad C(t, r)|_{\Omega} = C_R(t) \end{aligned} \quad (2)$$

где  $C_t(r)$ - начальное распределение концентрации вакансий;  $C_{R_1}(t), C_R(t)$  - законы изменения концентрации вакансий во времени на соответствующих границах;  $D, V$  - коэффициент диффузии и объем вакансии, соответственно;  $q$  -дополнительный член в уравнении, связанный с изменением напряженно-деформируемого состояния (НДС) вблизи поры.

Наложение напряжений приводит к возникновению дополнительных вакансий и следовательно к появлению избыточной концентрации  $\bar{C}$  в соответствии с формулой [1]

$$\frac{I_1(\sigma)V}{3K_B T} = \ln \frac{\bar{C}}{C_0} \quad (3)$$

где  $K_B$  - константа Больцмана,  $T$  - температура,  $C_0$  - равновесная концентрация вакансий вблизи плоской границы раздела фаз. Отметим, что формула (3) является обобщением формулы, полученной в [1], в которой вместо величины первого инварианта используется радиальная компонента тензора напряжений. Использование первого инварианта связано с тем, что 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.

Принимая за начало отсчета времени момент приложения нагрузки, имеем

$$C_i(r) = \bar{C} \equiv C_0 \cdot \exp\left(\frac{I_1(\boldsymbol{\sigma})V}{3K_B T}\right) \quad (4)$$

Система уравнений (1)-(3) дополнена локальным условием баланса вакансий на границе поры

$$dW = -DVJ_R dSdt \quad (5)$$

где  $dW$  – изменение объема поры;  $J_R$  - диффузионный поток вакансий на единицу площади поверхности.

Решение системы уравнений (1)-(5) связанных задач упругости и диффузии с переменными границами представляет существенные трудности. Вместе с тем, используя дополнительные характерные для процесса коалесценции допущения, система уравнений может быть упрощена.

Во-первых, принимается, что характерный масштаб изменения пересыщения со временем значительно больше времени установления стационарного потока вакансий у поверхности поры и величина относительного пересыщения в среде  $(\bar{C} - C_0)/C_0$  много меньше 1. Поэтому решается стационарная задача диффузии с граничными условиями Гиббса-Томсона на границе поры. В качестве примера рассмотрено упругое тело со сферической порой под действием равномерно растягивающей нагрузки:

$$\begin{aligned} \nabla^2 C &= q \\ C(R_1) &= C_\infty, \quad C(R_{per}) = C_0 + C_0 \Gamma_D K \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\Gamma_D$  - коэффициент поверхностного натяжения;  $K$  - сумма главных кривизн поверхности;  $R_{per}$  - радиус возмущенной поры;  $R_1$  - характерный размер тела, причем  $R_1 \gg R$ .

При этом, учитывая малость пересыщения, соотношения (3) и (4) переписываются в виде

$$\frac{I_1(\boldsymbol{\sigma})V}{3K_B T} = \frac{\bar{C} - C_0}{C_0} \quad (7)$$

Во-вторых, в силу малости отношения среднего размера пор к среднему расстоянию между ними будет иметь место самосогласованность диффузионного поля и диффузионный поток вакансий представляется как  $J_R = D \frac{dC}{dr} \Big|_{r=R_{per}}$  и соотношение (5) преобразуется к виду

$$\frac{dR_{per}}{dt} = DV \frac{dC}{dr} \Big|_{r=R_{per}} \quad (8)$$

Как и в задаче Маклинза - Секерки, возмущение поверхности поры представляется в виде разложения по гармоникам сферических функций  $P_n(\theta)$ , т.е.



$$\mathbf{R} = (R + \sum_n \delta_n P_n(\theta)) \mathbf{e}_r \quad (9)$$

Показано, что относительная скорость изменения  $n$ -ой гармоники возмущения в зависимости от величины приложенной нагрузки может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} \dot{\delta}_n / \delta_n &= \frac{\Phi_n}{1 - H_n} \\ \Phi_n &= D \frac{(n-1)}{R} \left[ \frac{\tilde{\sigma}_0 - \tilde{\sigma}_{0,R}}{R} - \frac{\Gamma_D}{R^2} (n+1)(n+2) \right] \\ H_n &= DV (n\tilde{\alpha}_n R^{n-1} - (n+1)\tilde{\beta}_n / R^{n+2} + \frac{d\lambda_n}{dr} \Big|_{r=R}) \\ \lambda_n(r) &= \left[ \frac{(n+1)}{2(2n+3)} A_n r^{n+2} + \frac{n}{2(2n-1)} \frac{B_n}{r^{n-1}} \right] T \end{aligned} \quad (10)$$

где  $\tilde{\alpha}_n, \tilde{\beta}_n, A_n, B_n, T$  - постоянные.

Величина коэффициента  $H_n$  характеризует влияние НДС на устойчивость поры. Показано, что в стационарной постановке влияние изменения напряженного состояния пренебрежимо мало, т.е.  $H_n \ll 1$ .

Выражение  $\Phi_n$  в (10) будет положительно, если номера гармоник, входящих в правую его часть удовлетворяют неравенству

$$(n+1)(n+2) + 2 < \frac{\tilde{\sigma}_0 R}{\Gamma_D} = \frac{pR}{2\gamma} \quad (11)$$

Если условие (11) выполняется, то морфология поры будет изменяться. Все гармоники более высокого порядка затухают, поскольку для них выражение  $\Phi_n$  в (10) будет отрицательным. Данному значению  $n$  соответствует определенный радиус сферы  $R_{cr}(n)$ , по достижении которого  $n$ -ая гармоника становится неустойчивой. Учитывая (11), этот радиус можно найти из условия

$$R_{cr}(n) = \left[ \frac{(n+1)(n+2)}{2} + 1 \right] \frac{2\gamma}{p} \quad (12)$$

Уравнения (10) - (12) математически подобны уравнениям, описывающим нарастание возмущений при росте кристалла из пересыщенного раствора. Однако, физическая природа уравнений (10) - (12) иная. Эти уравнения описывают морфологическую неустойчивость пор в хрупких телах под воздействием механической нагрузки и зависят только от механических параметров.

Таким образом, если приложенная нагрузка превысит критическое значение, определяемое условием (11), форма поры станет неустойчивой и может неконтролируемым образом расти. В конечном счете, пора может превратиться в разветвленный дендрит, подобный дендриту, растущему из пересыщенных растворов или переохлажденных расплавов.

**Третья глава** посвящена исследованию устойчивости формы поры, имеющей сферoidalную форму. Из результатов диссертации Главы 2 следует, что сферический зародыш с эллипсоидальным возмущением не меняет свою форму в процессе

роста. Такой же результат был изначально получен в работе Хэма[2] в 1959, в которой автор рассматривал устойчивость частицы эллипсоидальной (сфероидальной) формы, растущей за счет диффузии из пересыщенного раствора. При этом Хэм отметил, что такая форма частицы не может быть реализована на практике в растворах с однородным пересыщением. Однако, подобная форма частицы новой фазы характерна и может реализоваться в хрупких твердых телах, под действием различного рода нагрузок.

Поскольку в главе 2 было показано, что влияние НДС вблизи поры на устойчивость сферической поры в упругом теле в случае равностороннего растяжения пренебрежимо мало, то в данной главе рассматривается устойчивость поры без учета дополнительного «источникового» члена в уравнении диффузии, связанного с изменением НДС. В качестве примера рассматривается всестороннее растяжение поры сфероидальной формы.

Вводя в рассмотрение вырожденные эллиптические координаты, радиус-вектор поверхности поры принимает вид

$$\mathbf{r} = a\sqrt{1+s_0^2}\sqrt{1-\mu^2}\mathbf{e}_r + as_0\mu\mathbf{k} \quad (13)$$

где  $\mathbf{e}_r$ ,  $\mathbf{k}$ - орты цилиндрической системы координат.

На сфероидальную поверхность  $s=s_0$  наложено малое аксиально- симметричное (не зависящее от угла  $\varphi$ ) возмущение с амплитудой  $\delta$ . Сохраняя линейные слагаемые относительно малых величин  $1/s_0^2$ ,  $\delta$ , выражение для радиус-вектора представляется в форме

$$\mathbf{R} = \mathbf{r}(s_0) + \delta_l \cdot P_l(\mu)\mathbf{n}(s_0) \quad (14)$$

Получено, что при возмущении поверхности поры по  $l$ -гармонике имеет место также возмущение сопутствующих форм  $l-2$  и  $l+2$ . Для скоростей роста возмущений по формам  $P_{l-2}$ ,  $P_l$ ,  $P_{l+2}$  имеем

$$\begin{aligned} \dot{\delta}_{l-2} &= \frac{C_\infty D}{(C_p - C_R)a^2 s_0^2} \frac{4\Gamma_D a_{l-2}}{as_0^3} (l-5) \cdot \delta, \quad l \geq 2 \\ \dot{\delta}_l &= \frac{C_\infty D}{(C_p - C_R)a^2 s_0^2} \left( \frac{4\Gamma_D a_l}{as_0^3} (l-3) + \right. \\ &\quad \left. + (l-1) \cdot \left[ \frac{\bar{C} - C_\infty}{C_\infty} - \frac{\Gamma_D}{as_0} ((l+2)(l+1) + 2 \cdot (1 - \frac{1}{3s_0^2})) \right] \right) \cdot \delta \\ \dot{\delta}_{l+2} &= \frac{C_\infty D}{(C_p - C_R)a^2 s_0^2} \frac{4\Gamma_D a_{l+2}}{as_0^3} (l-1) \cdot \delta \end{aligned} \quad (15)$$

Для сопутствующих форм  $P_{l-2}$ ,  $P_{l+2}$  условия неустойчивости определяются неравенствами  $l > 5$  и  $l > 1$  соответственно.

Относительная скорость возрастания амплитуды  $\dot{\delta}/\delta$  для этих форм имеет порядок малой величины  $1/s_0^2$ .

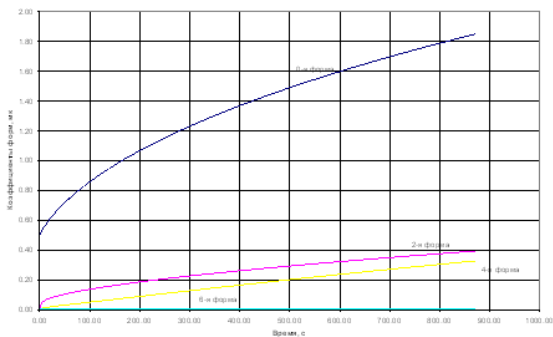
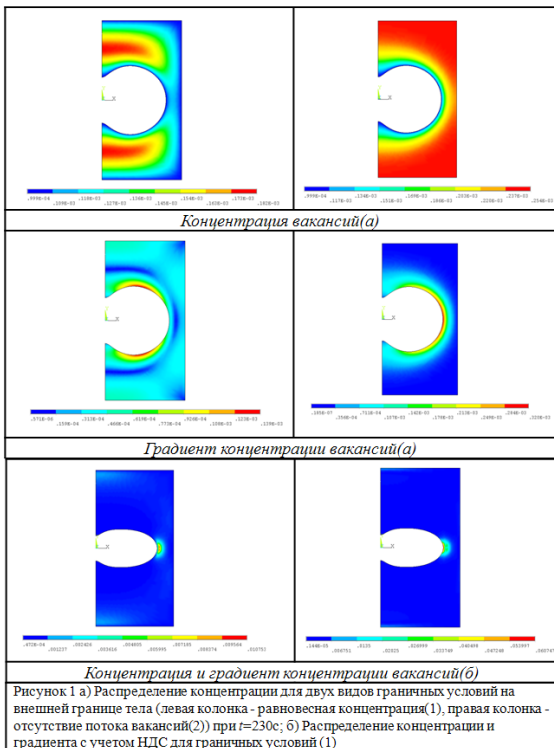
Условие неустойчивости для основной формы  $P_l$  носит более сложный характер

$$\frac{4\Gamma_D a_l}{as_0^3} (l-3) + (l-1) \cdot \left[ \frac{\bar{C} - C_\infty}{C_\infty} - \frac{\Gamma_D}{as_0} ((l+2)(l+1) + 2 \cdot (1 - \frac{1}{3s_0^2})) \right] > 0 \quad (16)$$

Второе слагаемое в (16) соответствует решению для сферической поры, первое слагаемое определяет влияние "сфероидальности" поры. Первое слагаемое относительно второго имеет порядок  $1/s_0^2$ . В предельном переходе  $as_0 \rightarrow R, s_0 \rightarrow \infty$  получается выражение скорости роста возмущения  $\dot{\delta}_1 / \delta$  для сферической поры [4].

Принципиальным отличием поведения сфероидальной поры является наличие неустойчивых сопутствующих форм возмущения.

**В четвертой главе** численно исследована устойчивость поры в нестационарной постановке в сферических и цилиндрических телах конечных размеров для различных вариантов возмущения ее поверхности с помощью температурно-диффузионной аналогии. Выполнено численное моделирование роста и потери устойчивости формы поры в хрупких телах конечного объема под действием внешней механической нагрузки. С целью исследования влияния вида граничных условий на морфологическую устойчивость поры на первом этапе предполагалось, что изменение НДС в процессе роста поры существенного влияния не имеет (Рис. 1а). Задача о НДС решалась для начального момента времени, определялось начальное распределение концентрации и предполагалось, что изменение формы поры в процессе диффузионного роста не имеет существенного влияния на НДС и, как следствие, на образование дополнительных вакансий. На втором этапе задача решалась с учетом изменения НДС.



Изменения НДС в процессе роста поры обуславливает появление источников вакансий в теле. Результаты расчетов показали, что в отличие от стационарной постановки, имеет место заметное влияние данного фактора на характер роста поры (скорость процесса, форма поры и т.п.). На рис. 1б для данного случая представлено характерное распределение концентраций вакансий в цилиндрическом теле.

Сопоставительный анализ результатов показал, что при существенном отличии в распределении концентраций влияние граничных условий на максимальные размеры поры незначительно. Отличие не превышает 5%. Кроме того, разложение вектор-радиуса поверхности поры по полиномам Лежандра, выполненное в ходе численных расчетов, показало, что имеет место возбуждение сопутствующих форм (Рис. 2), что полностью согласуется с результатами аналитической оценки процесса роста сфероидальной поры.

**В пятой главе** на базе микроскопического подхода развит механизм формирования решеток индекса преломления, а именно решеток Брэгга ПА, в оптическом волокне при его облучении УФ-светом от мощного импульсного лазера.

Проведены эксперименты по отжигу записанных решеток Брэгга. Эксперимент показал, что при облучении оптического волокна числом импульсов, превышающих 12-15 тысяч, ведет к разрыву волокна в точке, находящейся в зоне УФ облучения.

Показано, что наличие скачков в отражении решетки объясняется зарождением между сердцевинной и оболочкой волокна трещин, которые вносят расфазировку между лучами отраженными от различных частей формируемой решетки.

Рассмотрено оптическое волокно под действием мощных импульсов УФ-света подобно тому, как это было сделано в работе [5], с одним существенным отличием. К оптическому волокну приложено постоянное растягивающее напряжение и показано в чем заключается принципиальное отличие воздействия импульсов УФ-света на напряженное и ненапряженное волокно.

Действие лазерных импульсов сводится к нагреву внутренней части волокна, а именно сердцевины допированной германием, в которой импульсы поглощаются. Такая сердцевина волокна имеет коэффициент термического расширения  $\alpha_{Si-Ge}=1.2 \cdot 10^{-6} \text{ deg}^{-1}$ , отличный от коэффициента термического расширения оболочки волокна  $\alpha_{Si}=5.5 \cdot 10^{-7} \text{ deg}^{-1}$ . Это приводит к расширению сердцевины волокна и возникновению механических напряжений на границе сердцевина-оболочка оптического волокна. Наряду с растягивающими волокно напряжениями, эти напряжения приводят к рождению избыточных вакансий и образованию нанопор.

Для решения задачи решается следующая система уравнений

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

$$C_V \frac{3(1-\beta)}{(1+\beta)} \text{grad div} U - \frac{3}{2} \frac{(1-2\beta)}{(1+\beta)} \text{rot rot} U = \alpha_V \nabla T \quad (17)$$

где  $C_p$  и  $C_v$  – теплоемкости при постоянном давлении и объеме  $\alpha_v$  – объемный термический коэффициент расширения,  $\beta$  – коэффициент Пуассона,  $\chi_L$  – коэффи-

циент температуропроводности кварцевого стекла,  $T$  – температура,  $U$  – вектор перемещений.

Поскольку для большинства твердых тел, в том числе и для стекла, величина  $(C_p - C_v)/C_v$  является малой, то первое уравнение в (17), представляющее уравнение теплопроводности, в цилиндрической системе координат (ось  $OZ$  направлена вдоль оси волокна) для данной задачи имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi_L \Delta T + W(r, z, t) \quad (18)$$

где  $W(r, z, t) = Q(r, z, t)/(C_p \rho R_1)$  – источник температуры, создаваемый излучением в сердцевине волокна;  $\rho$  – плотность.

После подстановки решения температурной задачи (18) во второе уравнение (17) получается температурная краевая задача о напряженно-деформированном состоянии волокна

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

со следующими граничными условиями:

В работе [5] было доказано, что критическое значение энергии импульса равно  $Q_0 = 6.5 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ . При меньшем значении энергии облучения волокна, пор в волокне, свобод от нагрузки, не образуется. Если энергия импульсов равна  $Q_0 = 6.5 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ , то в волокне начинают интенсивно зарождаться поры, плотность которых возрастает по мере увеличения энергии 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. Таким образом, для зарождения микротрещин необходимо, чтобы на первом этапе в волокне зародились поры.

Выражение для критического радиуса записывается в виде

$$R_{cr} = 2\gamma/\sigma \quad (19)$$

Здесь  $\sigma = 1/3I_1(\sigma)$ ;  $I_1(\sigma)$  – первый инвариант тензора напряжений;

$\gamma$  – коэффициент поверхностного натяжения.

В работе показано, что зарождающиеся поры имеют наноразмеры. Это означает следующее: сердцевина волокна имеет диаметр порядка нескольких микрон, т.е. она значительно больше размера нанопоры. Таким образом, можно считать, что напряжения, возникающие из-за нагрева волокна и его растяжения, не меняют своей структуры и симметрии при образовании нанопоры. Поэтому будем считать, что напряжения в волокне имеют аксиальную симметрию, т.е. использовать при всех расчетах инвариант тензора напряжений, приведенный в обозначениях к формуле (19).

Скорость зародышеобразования (или нуклеации) пор имеет вид:

$$I_0 = \frac{2\gamma^{1/2} \beta_0 \sqrt{\delta}}{\sqrt{k_B T}} \exp\left(-\frac{16}{3} \frac{\pi \gamma^3 \delta}{k_B T \sigma^2}\right) \quad (20)$$

Из формулы (20) следует, что скорость нуклеации экспоненциально зависит от величины поверхностного натяжения и прикладываемой нагрузки. С увеличением прикладываемой нагрузки скорость нуклеации возрастает.

Время нуклеации (инкубационное время) оценивается по формуле:

$$t_i = \frac{2k_B \Gamma \gamma \delta}{\beta_0 \omega^2 \sigma^2} \quad (21)$$

В таблице 1 приведены значения критического радиуса, скорости и времени нуклеации

$\sigma_{z0}$ , GPa	$Q_0=6.5 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$			$Q_0=1 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$		
	$R_{cr}$ , m	$I_0$ , $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	$t_i$ , s	$R_{cr}$ , m	$I_0$ , $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	$t_i$ , s
0.35	$2 \cdot 10^{-9}$	$10^{23}$	$10^{-9}$	$7 \cdot 10^{-9}$	0	$3 \cdot 10^{-9}$
0.4	$1.9 \cdot 10^{-9}$	$10^{24}$	$8 \cdot 10^{-10}$	$4 \cdot 10^{-9}$	$10^6$	$1.3 \cdot 10^{-9}$
0.5	$1.6 \cdot 10^{-9}$	$10^{28}$	$6 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{-9}$	$10^{14}$	$10^{-9}$

в зависимости от величины растягивающих напряжений  $\sigma_{z0}$

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  $\sigma_{z0} > 0.35 \text{ GPa}$ . При данной мощности энергии и  $\sigma_{z0}=0.37 \text{ GPa}$ , согласно (20) 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. Отметим, что при снятии нагрузки на волокно и его отжиге, раствориться могут только поры, размеры которых лишь незначительно превышают 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 экспериментами.

Из эксперимента следует, что при приложении растягивающего напряжения  $\sigma_{z0} \approx 0.36 \text{ GPa}$  и облучении волокна импульсами с энергией  $Q_0 \approx 4.5 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$  отраженная мощность падает и появляется нерезонансное отражение света (Рис.3). Дальнейшее увеличение нагрузки приводит к разрушению волокна.

Определены 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 волокну приложено растягивающее напряжение вдоль оси Oz равное  $\sigma_{z0}=0.35 \text{ GPa}$ . На Рис. 4 представлены зависимости скорости нуклеации  $I(t)$  и плотности пор  $N(t)$ .

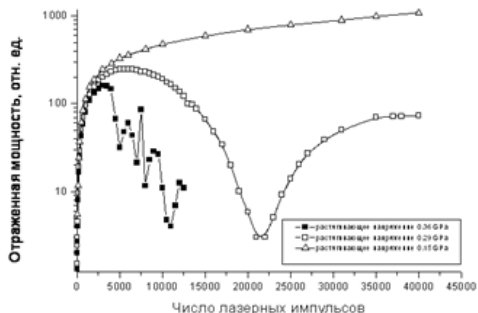


Рисунок 3 Зависимость отраженной мощности от числа импульсов.

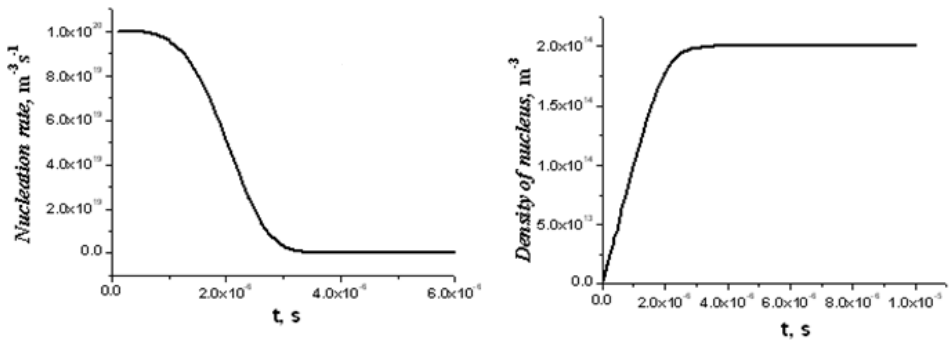


Рисунок 4. Зависимости напряжения  $\sigma(t)$  и скорости нуклеации  $I(t)$ .

Из полученных результатов, представленных на Рис.4, следует, что в случае нагруженного волокна скорость нуклеации пор значительно быстрее падает к нулю, чем скорость зарождения пор в волокне без нагрузки. Это означает, что в нагруженном волокне зарождение пор происходит более интенсивно.

**В заключении** сформулированы основные результаты работы.

1. Построена модель потери устойчивости сферической и сфероидальной поры в хрупких материалах при всестороннем растяжении с учетом поверхностного натяжения на границе микропоры.

2. Приведены результаты численного расчета роста пор, имеющих произвольную форму под действием произвольной механической нагрузки.

3. Предложен механизм зарождения пор в оптических волокнах под воздействием внешнего растягивающего механического напряжения и мощных импульсов УФ-света.

4. Теоретически определена критическая величина растягивающего напряжение волокна, при котором происходит интенсивное зарождение пор, приводящее к разрушению волокна. Это значение напряжения практически точно совпадает с экспериментально обнаруженным значением разрушающего напряжения.

5. Показано, что образование пор происходит интенсивнее в волокне, находящимся под воздействием механической нагрузки. 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.

6. При облучении, предварительно стационарно нагруженного с напряжением равным  $\sigma_{z0} = 0.35 \text{ GPa}$ , оптического волокна, УФ-светом от им-

пульсного лазера с интенсивностью порядка  $6.5 \cdot 10^{10} \text{W} \cdot \text{m}^{-2}$  значение напряжения составляет примерно 0.19 GPa, а время его существования составляет  $1 \cdot 10^{-4}$  s. Показано, что такое значение нагрузки приводит к образованию пор. В работе были найдены основные характеристики зарождения пор, а именно скорость зарождения, плотность пор и критический радиус пор.

**Список цитируемой литературы:**

- [1] Кукушкин, С. А. // Успехи механики. – 2003. – Т. 2. – С. 1-24.
- [2] Ham, F.S. // Quart. Appl. Meth. – 1959.. – V. 17. – P. 137.
- [3] Лурье, А.И. Теория упругости. // М.:Наука – 1970. – 940С.
- [4] Маллинз В., Секерка З.. Проблемы роста кристаллов / Под ред. Н. Н. Шефталы и Е. И. Геваргизова. // М.:Мир – 1968. – С. 89.
- [5] Кукушкин С. А., Осипов А. В., Шлягин М. Г. // ЖТФ. – 2006. – В.76. – С.73.

**Результаты диссертационной работы** опубликованы в следующих изданиях, рекомендованных ВАК России:

- 1. Кузьмичев, С.В. Эволюция морфологии микропоры в хрупком твердом теле под действием внешней механической нагрузки / Кукушкин С.А.// Журнал ФТТ. – 2008. – Т. 50. – Вып. 8. – С. 1390-1394.
- 2. Кузьмичев, С. В. Влияние внешней механической нагрузки на образование нанопор в оптическом волокне под воздействием импульсного УФ-света / Кукушкин С. А., Осипов А.В., Шлягин М. Г. // Журнал ФТТ. – 2010. – Т. 52. – Вып. 8. – С. 1531-1538.

**Другие статьи и материалы конференций:**

- 3. Kuzmichev, S.V. Evolution of uniformly stressed micropore in brittle solid / Kukuskin S.A. // Труды Международной конференции RELMAS, Санкт-Петербург - 2008. - Т. 1. - С. 181.
- 4. Kuzmichev S.V. Evolution of uniformly stressed micropore in brittle solid / Kukuskin S.A. // Advanced problems in mechanics, Saint-Petersburg, 6-10 July -2008 - Book of Abstracts - С. 46.
- 5. Кузьмичев, С.В. Эволюция морфологии микропоры в хрупком твердом теле под действием внешней механической нагрузки. / Кукушкин С.А. // XVIII Петербургские Чтения по проблемам прочности и роста кристаллов, Санкт-Петербург, 21-24 октября - 2008 - Сборник материалов. – С. 65
- 6. Kuzmichev, S.V. Formation of micropores in uniformly stressed optical fibres subject to an intense ultraviolet irradiation / Kukuskin S.A., Osipov A.V. // Advanced problems in mechanics, Saint-Petersburg, 30 June-5 July-2009-Book of Abstracts-C. 51.