

05;07;12

Образование микропор в оптическом волокне под воздействием импульсного УФ-света высокой интенсивности

© С.А. Кукушкин,¹ А.В. Осипов,¹ М.Г. Шлягин²¹ Институт проблем машиноведения РАН,
199178 Санкт-Петербург, Россия² CICESE, Энсенада, Мексика

(Поступило в Редакцию 27 декабря 2005 г.)

Предложен новый механизм формирования решеток индекса преломления (решеток Брэгга типа II A) в волокне при его облучении УФ-светом от мощного импульсного лазера. Механизм заключается в зарождении и росте микропор в областях волокна, где локализованы механические напряжения. Показано, что этими областями являются центральная часть сердцевины и граница раздела между сердцевиной и оболочкой волокна. Теоретически и экспериментально определена температура нагрева сердцевины волокна, легированной германием под воздействием мощных импульсов света. Рассчитаны термические механические напряжения, возникающие в волокне при нагреве от облучения. Построена теория зарождения пор и трещин в волокне при воздействии лазерных импульсов большой мощности. Вычислена функция распределения пор по размерам, скорость их зарождения, скорость роста и зависимость плотности пор от времени воздействия лазерных импульсов.

PACS: 42.81.-i

Введение

Впервые о явлении фоточувствительности и возможности записи голографических решеток Брэгга в оптических волокнах на основе кварцевых стекол, допированных германием, было сообщено более 20 лет назад [1]. Было обнаружено, что под действием интенсивного света от аргонового лазера (длина волны 488 nm) в сердцевине волокна может индуцироваться пространственно-периодическая решетка индекса преломления, которая сохраняется после выключения записывающего света. Спустя десять лет с изобретением нового гибкого и чувствительного метода формирования решеток, основанного на использовании бокового освещения волокна интерференционной картиной от мощного источника УФ-света [2], это направление исследований стало быстро развиваться, благодаря возможности использования модифицированных волокон в области волоконно-оптических телекоммуникаций и различного рода датчиков. В настоящее время такие решетки широко используются в оптических волокнах и планарных световодах для уплотнения каналов по длине волны (так называемая WDM-технология), оптической фильтрации сигналов, как резонаторные зеркала в волоконных и полупроводниковых лазерах, сглаживающие фильтры в оптических усилителях, для компенсации дисперсии в магистральных каналах связи и т.д. [3]. Другой областью применения волоконных решеток Брэгга является использование их в качестве датчиков. Простая решетка Брэгга имеет оптический спектр отражения в форме узкой резонансной линии, длина волны которой зависит от внешнего воздействия на волокно. Изменяя сдвиг резонансной линии отражения, можно определить и вариации внешнего воздействия, например, изменение температуры или механического напряжения [3].

За последние десять лет был достигнут существенный технологический прогресс в технике изготовления решеток для различного применения. Разработаны и промышленно выпускаются специальные УФ-лазеры, оптимизированные для записи решеток Брэгга. Наиболее часто используются мощные эксимеровые импульсные лазеры на длинах волн 248 и 193 nm, а также непрерывные аргоновые лазеры с внутривибраторным удвоением оптической частоты (244 nm). Для записи высокоотражающих решеток необходим очень высокий уровень аккумулированной энергии (экспозиции), порядка $\sim 10^2 - 10^4 \text{ kJ} \cdot \text{m}^{-2}$, поэтому более предпочтительно использование мощных импульсных лазеров. Для упрощения записи решеток и повышения чувствительности к записываемому свету были разработаны специальные волокна с увеличенным содержанием германия в сердцевине волокна [4], а также волокна, дополнительно допированные бором, которые демонстрируют наиболее высокую фоточувствительность. Кроме того, было обнаружено, что выдержка обычного волокна в водороде под давлением в несколько десятков атмосфер в течение нескольких суток повышает фоточувствительность на несколько порядков [3].

Несмотря на впечатляющие успехи в технологии изготовления и практическом использовании волоконных решеток Брэгга, механизмы фоточувствительности в оптических волокнах до сих пор окончательно не выяснены. Динамика формирования решеток имеет явно выраженный нелинейный характер. В некоторых типах волокон наблюдается даже немонотонный рост амплитуды решетки с прохождением максимума (так называемая решетка типа I, характеризующаяся уплотнением материала), дальнейшим уменьшением отражения решетки, спадающим почти до нуля, и новым ростом до насыщения (так называемые решетки типа II A). При

очень больших энергиях импульса света наблюдалась запись высокоотражающей решетки под воздействием одиночного светового импульса. Такие решетки наиболее термостойки и могут выдерживать длительный нагрев при температуре около 1000°C . Различная динамика роста решеток, а также существенно различающаяся термостойкость разных типов решеток свидетельствуют о наличии нескольких механизмов, участвующих в изменении индекса преломления под действием интенсивного света.

Было предложено несколько гипотез, объясняющих механизмы формирования решеток индекса преломления в оптических волокнах. Их можно условно разделить на два класса. К первому относятся микроскопические модели фоточувствительности, основанные на образовании и трансформации точечных дефектов в структуре волокна. Установлено, что германиевые кислороддефицитные центры (ГКДЦ) в германо-силикатных волокнах ответственны за наличие полосы поглощения в УФ-области спектра около 240 nm . Эти дефекты под воздействием света могут трансформироваться, образуя центры окраски и другие виды дефектов структуры стекла [3,4], приводя к значительным изменениям в УФ-спектре поглощения материала сердцевины волокна. Наведенные изменения спектра поглощения в УФ-области проявляются соответственно соотношению Крамерса–Кронига, в изменениях индекса преломления в ИК-диапазоне [3]. Однако с помощью модели центров окраски сложно объяснить даже качественно многие экспериментальные результаты. Оценка амплитуды модуляции коэффициента преломления за счет образования центров окраски более чем на порядок меньше величин, наблюдаемых в экспериментах, поэтому их образование не может служить в качестве основного механизма фоторефрактивного эффекта в германо-силикатных стеклах. Ко второму классу относятся модели, которые базируются на макроскопических изменениях в стекле, таких как уплотнение структуры стекла и релаксация упругих внутренних напряжений, образовавшихся в волокне на этапе изготовления. Оба эффекта были экспериментально продемонстрированы [3] и могут служить для объяснения процессов формирования решеток типа I. На данный момент модель, связанная с уплотнением структуры стекла под действием УФ света, общепризнана и является основной, хотя микроскопический механизм самого эффекта все еще до конца не выяснен. Тем не менее формирование решеток типа II не нашло своего объяснения в рамках упомянутых моделей. Недавно было предложено [5], что решетка типа II может быть связана с локальным растяжением волокна таким образом, что решетки I и II в освещенных частях волокна имеют разные знаки и поэтому в определенный момент могут компенсировать друг друга. Однако какой-либо микроскопической модели, приводящей к такому локальному растягиванию сердцевины волокна, предложено не было.

При одинаковой отражательной способности решеток, записанных непрерывным и импульсным УФ светом,

волокна с решетками, записанными импульсным лазером, как правило, обладают меньшей прочностью на разрыв. Решетки, записанные мощными импульсами света, обладают также значительно более высокими оптическими потерями из-за некогерентного рассеяния света в области записанной решетки. На динамику формирования решеток в волокнах большое влияние оказывают механические напряжения, приложенные к волокну в процессе записи, и различные виды предобработки волокна непосредственно перед записью.

Эти и некоторые другие экспериментальные результаты не нашли своего объяснения в рамках опубликованных моделей фоточувствительности оптических волокон. Приведенные в литературе данные по механизмам образования решеток часто противоречивы, немногочисленны и иногда относятся к разным типам волокон и используемых лазеров [3–8]. Это затрудняет построение строгой теории, позволяющей объяснить все наблюдаемые при эксперименте эффекты.

В настоящей работе предложен новый механизм формирования решеток Брэгга в волокне под воздействием мощного импульсного облучения волокна УФ-светом, а также приведено экспериментальное и теоретическое обоснование возможности этого механизма.

Согласно предлагаемому механизму поглощение сердцевиной волокна мощного короткого импульса света приводит к локальному разогреву волокна в освещенных областях и появлению на короткое время больших температурных градиентов. Это, в свою очередь, вызывает возникновение термоупругих механических напряжений и возможность деформации в центральной части волокна. При этих условиях в материале волокна могут зарождаться и расти микропоры, приводя к локальному уменьшению плотности стекла и соответственно локальному уменьшению его коэффициента преломления, т.е. к появлению отрицательной решетки индекса преломления.

В последующих разделах данной статьи мы приводим результаты экспериментального измерения нагрева волокна импульсами света, а также теоретические расчеты нагрева волокна и пространственного распределения температуры внутри волокна, оцениваем механические термоупругие напряжения и приводим основы теории зарождения пор и трещин в волокне при воздействии лазерных импульсов большой мощности.

Методика эксперимента

В настоящей работе мы поставили эксперимент по измерению степени нагрева волокна под действием одиночного лазерного импульса УФ-света с длиной волны 248 nm . Плотность энергии лазерного импульса варьировалась от $5 \cdot 10^2$ до $10^4\text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ при продолжительности импульса 40 ns . Для экспериментального измерения скачка температуры волокна под действием мощных импульсов УФ-света мы использовали интерферометрическую методику. В сердцевине образца фоточувствительного волокна был сформирован

интерферометр при помощи двух разнесенных решеток Брэгга, имеющих малый коэффициент отражения. В отраженном свете наблюдалась интерференция двух оптических волн, отраженных от соответствующих решеток. Расстояние между ними было около 10 мм, длина каждой решетки составляла 1 мм. Спектр отражения такого „внутриволоконного“ интерферометра содержит спектральные интерферометрические полосы, расстояние между которыми определяется длиной интерферометра, а их спектральное положение зависит от эффективного коэффициента преломления сердцевины волокна на участке между решетками. При нагреве волокна коэффициент преломления сердцевины волокна будет изменяться за счет термооптического эффекта, то вызовет движение интерференционных полос. В нашем эксперименте мы использовали когерентный полупроводниковый лазер для измерения отражения света с фиксированной длиной волны от сформированного интерферометра. Центральная часть волокна (с длиной около 6 мм) между решетками освещалась импульсами УФ-света от эксимерного лазера. За счет разогрева волокна и сдвига спектра отражения интерферометра фотодетектор регистрировал периодические колебания интенсивности отраженного света. Сигнал с фотодетектора регистрировался на скоростном запоминающем осциллографе. На рис. 1 показана типичная осциллограмма при остывании волокна после одиночного импульса света, одна интерференционная полоса соответствует изменению температуры сердцевины волокна на 30°C. Результаты экспериментов показали, что при плотности энергии в импульсе около $\sim 5 \cdot 10^3 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ (типичная плотность энергии при записи решеток) максимальный разогрев сердцевины волокна составлял около 300°C за импульс. На рис. 1 можно видеть эффект остывания волокна, разогретого под воздействием светового импульса. Сигнал, соответствующий нагреву за время действия импульса, равного 40 ns, не виден вследствие слишком медленной развертки осциллографа, однако хорошо видны интерферометрические полосы в отражении интерферометра из-за остывания волокна.

Следует отметить, что приведенные значения плотности энергии импульса света были измерены в плоскости, находящейся непосредственно перед волокном. Для получения высокой плотности энергии мы использовали цилиндрическую линзу с фокальным расстоянием около 300 мм и помещали волокно в области, близкой к фокальной плоскости. Волокно само также функционирует как короткофокусная цилиндрическая линза. Поэтому плотность мощности в районе сердцевины волокна может отличаться от величины, измеренной вне волокна. Точное измерение энергии, поглощенной сердцевиной, представляет сложную экспериментальную задачу и входит в цели данной работы. В то же время мы экспериментально продемонстрировали, что в режиме, типичном для записи решеток типа ПА, при помощи импульсного лазера за несколько сотен или тысяч импульсов температура сердцевины волокна может повышаться на 300°C и более за каждый импульс

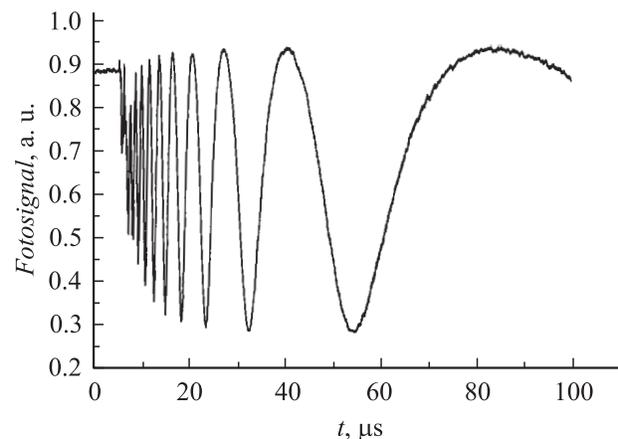


Рис. 1. Сигнал от „внутриволоконного интерферометра“ при остывании волокна после воздействия импульса УФ-света.

света и остывать почти до комнатной температуры за время около 10^{-2} s.

Таким образом, в центре волокна под воздействием облучения температура может скачкообразно повышаться на сотни градусов за время действия импульса света. УФ-свет поглощается в основном в допированной германием сердцевине волокна диаметром около 10 μm. Такая сердцевина волокна имеет коэффициент термического расширения $\alpha_{\text{Si-Ge}} = 1.2 \cdot 10^{-6} \text{ degr}^{-1}$, отличный от коэффициента термического расширения оболочки волокна $\alpha_{\text{Si}} = 5.5 \cdot 10^{-7} \text{ degr}^{-1}$. При этом в волокне возникают термические механические напряжения. Высокая температура и напряжения могут привести к протеканию в волокне различных фазовых превращений. Показатель преломления волокна вследствие этого изменится. Рассмотрим эти процессы количественно. Для начала вычислим степень нагрева сердцевины волокна при воздействии на него мощного импульсного УФ-света.

Температура внутри волокна

Стационарная задача о распределении температуры в оптическом волокне при распространении в нем излучения рассматривалась в работе [9], отмечено, что основной нагрев волокна связан с возбуждением в нем под действием излучения вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР). В этой работе исследовался процесс нагрева волокна, покрытого полимерной оболочкой, при распространении света вдоль оси волокна.

В принципе, в эффекте ВКР при каждом акте неупругого рассеяния фотона в тепло может переходить несколько процентов энергии кванта света. В данной работе мы этот механизм нагрева волокна учитывать не будем и рассмотрим влияние линейного поглощения света на степень нагрева волокна в геометрии освещения волокна сбоку. Для простоты примем, что часть энергии излучения полностью поглощается сердцевиной волокна, и не будем учитывать возникновение в волокне ВКР.

Оптическое волокно состоит из цилиндрической оболочки чистого кварцевого стекла диаметром $\sim 125 \mu\text{m}$. Внутри этой оболочки находится сердцевина — допированное германием кварцевое стекло диаметром $\sim 5\text{--}10 \mu\text{m}$. Таким образом, мы можем представить оптическое волокно в виде вложенных друг в друга цилиндров. Диаметр внутреннего цилиндра $\sim 10 \mu\text{m}$, а наружного — $125 \mu\text{m}$.¹ При записи решетки используется луч лазера с поперечными размерами $\sim 10^{-3} \text{ m}$. Образующаяся в волокне интерференционная картина состоит из светлых (с удвоенной плотностью энергии) и темных полос, в которых плотность энергии света практически равна нулю. Расстояние между этими полосами $l \sim 0.25 \mu\text{m}$. Коэффициент теплопроводности чистого кварцевого стекла $K_g = 1.42 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ [9–11], теплоемкость $c_p \sim 0.9 \cdot 10^3 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ [9–11] и плотность $\rho \sim 2.3 \cdot 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ [11].² Отсюда коэффициент температуропроводности кварцевого стекла $\chi_L = K_g / C_p \rho$, $\chi_L \sim 7 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Таким образом, за время $\tau \sim l^2 / \chi_L \sim 10^{-7} \text{ s}$ температура усредняется по всей длине решетки. Поэтому будем считать, что размер облученной части сердцевины волокна совпадает с поперечными размерами луча лазера, т.е. $L \sim 10^{-3} \text{ m}$. Пустим координату z вдоль оси волокна, $-\infty < z < \infty$. Координату r поместим перпендикулярно оси волокна так, чтобы она разделяла нагретую часть цилиндрической сердцевины на две равные половины. Обозначим радиус сердцевины волокна R_1 , а радиус оболочки — R_2 . Будем считать, что поверхность оболочки волокна медленно остывает на воздухе в соответствии с законом Ньютона, т.е. $K_g \frac{\partial T}{\partial r}|_{R_2} = -h[T(r, z, t) - T_0]$, где h — коэффициент теплообмена, T — температура воздуха, в нашем случае $T_0 = 293 \text{ K}$ (комнатная температура), $T(r, z, t)$ — температура в волокне, зависящая от радиуса вектора r , координаты z и времени t . Обозначим $\lambda = h / K_g$ и перепишем условие теплообмена в виде

$$\frac{\partial T(r, z, t)}{\partial r}|_{R_2} = -\lambda(T - T_0). \quad (1)$$

Поскольку все излучение поглощается сердцевиной волокна, а затем образующееся тепло распространяется по волокну, будем считать, что в центре волокна действует источник тепла с интенсивностью $Q(r, z, t)$.

Выше было отмечено, что излучение $Q(r, z, t)$, поглощается сердцевиной волокна, имеющей радиус R_1 и

¹ При вычислениях мы будем использовать эти значения размеров волокна.

² Отметим, что коэффициент теплопроводности, теплоемкость и плотность стекла растут с повышением температуры. Коэффициент температуропроводности является отношением этих величин, поэтому мы будем пользоваться значениями коэффициентов теплопроводности, теплоемкости и плотности для стекла, вычисленными при комнатной температуре.

длину $L \sim 10^{-3} \text{ m}$. Представим $Q(r, z, t)$ в виде

$$\begin{cases} Q_0(t) & \text{при } |z| \leq |z_0| \text{ и } |r| \leq |R_1| \\ 0 & \text{при } |z| > |z_0| \text{ и } |r| > |R_1|, \end{cases} \quad (2)$$

где z_0 — половина длины решетки Брэгга, $z_0 = L/2$. Интенсивность $Q_0(t)$ изменяется во времени с частотой 10 Hz при облучении волокна импульсным лазером. Предположим, что коэффициент теплопроводности постоянен вдоль оси и сечения волокна, т.е. не будем учитывать различие в теплопроводностях сердцевины и оболочки волокна. При этом уравнение для температуры в волокне $T(r, z, t)$ имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi_L \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + W(r, z, t), \quad (3)$$

где

$$W(r, z, t) = Q(r, z, t) / C_p \rho R_1 \quad (4)$$

— источник температуры, создаваемый излучением в сердцевине волокна.

К уравнению (3) с граничным условием (1) на поверхности оболочки волокна, граничным условием (2) на вид источника на границе сердцевины волокна, добавим начальное условие (5)

$$T(r, z, 0) = T_0 \quad (5)$$

и условие ограниченности температуры в центре волокна (6)

$$T(r, z, t) \neq \infty \quad (6)$$

при $r = 0$.

Вычислим теперь степень нагрева волокна при облучении его УФ-светом, исходящим от импульсного лазера.

Удобно представить импульсный источник света в виде ступенчатой функции

$$Q_0(t) = Q_0 f_{N_\nu}(t), \quad (7)$$

где

$$f_{N_\nu}(t) = \sum_n \frac{\text{sign}(t + \frac{n}{\nu}) - \text{sign}(t - t_0 + \frac{n}{\nu})}{2}, \quad (8)$$

t_0 — длительность импульса, которая в наших экспериментах была равна $t_0 = 40 \text{ ns}$, ν — частота следования импульсов, в наших экспериментах 10 Hz , $n = 0, 1, 2, \dots$ — действительные целые числа; количество членов, входящих в сумму (8), зависит от длительности облучения волокна светом, Q_0 — интенсивность энергии, поглощаемая сердцевиной волокна, а функция $\text{sign}(t)$ является ступенчатой функцией вида

$$\text{sign}(t) = \begin{cases} 1 & \text{если } t > 0, \\ 0 & \text{если } t = 0, \\ -1 & \text{если } t < 0. \end{cases}$$

Итак, рассмотрим воздействие лазерных импульсов с частотой следования 10 Hz продолжительностью 40 ns и интенсивностью $Q_0 = 1 \cdot 10^{10} \text{--} 10^{11} \text{ J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ на степень нагрева волокна. Цилиндрическая поверхность

волокна фокусирует УФ-свет. Это может привести к увеличению плотности мощности излучения внутри волокна в два и более раз. С другой стороны, только часть этой энергии переходит в тепловую, остальная часть проходит сквозь волокно (луч ослабевает в 2–3 раза [3,4,6]). Поэтому мы примем, что на сердцевину волокна приходит импульс с интенсивностью $Q_0 = 10^{10} - 10^{11} \text{ J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

Можно показать, что решение этого уравнения имеет вид

$$T(r, z, t) = T_0 + \frac{Q_0}{C_p \rho R_2} \int_0^t f_{N_v}(\tau) \left[\operatorname{erf} \left(\frac{z_0 - z}{2\sqrt{\chi_L(t - \tau)}} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{z_0 + z}{2\sqrt{\chi_L(t - \tau)}} \right) \right] \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\mu_m J_1(\mu_m R_1 / R_2)}{(\lambda^2 R_2^2 + \mu_m^2) J_0^2(\mu_m)} \times J_0 \left(\frac{\mu_m r}{R_2} \right) \exp \left[-\frac{\chi_L \mu_m^2}{R_2^2} (t - \tau) \right] d\tau, \quad (9)$$

где $J_0(r)$, $J_1(r)$ — функции Бесселя нулевого и первого порядка действительного аргумента первого рода, μ_n — положительные корни трансцендентного уравнения

$$\mu J_1(\mu) - \lambda R_2 J_0(\mu) = 0. \quad (10)$$

Когда коэффициент теплообмена кварцевого волокна с воздухом, согласно работе [9], имеет порядок величины $h \sim 170 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$. Отсюда следует, что $\lambda \sim 120 \text{ m}^{-1}$. Уравнение (10) легко решается численно. Первый корень уравнения (10) $\mu_1 = 0.174$, второй $\mu_2 = 3.836$, третий $\mu_3 = 7.018$ и т.д. В данном случае нельзя использовать только первый корень (10) для расчета температуры, поскольку нас интересуют процессы, протекающие в волокне при времени порядка нескольких десятков наносекунд. Это означает, что в формуле (9) необходимо учитывать все члены суммы с функциями Бесселя, находящейся под интегралом и принимающие конечное значение при этом времени. Из формулы (9) видно, что только при значениях корней порядка $\mu_m \sim 1000$ и выше экспоненты, входящие в это уравнение, начинают затухать. Наши оценки показали, однако, что при значениях корней выше $\mu_m > 60$ происходит чередование положительных и отрицательных членов функции Бесселя, приводящее к их взаимной компенсации. Основной же вклад в значение температуры дают примерно первые сорок корней. Именно их мы и учитывали при вычислении температуры по формуле (9). Остальные члены будут давать незначительный вклад в значение температуры.

На рис. 2, *a–c* представлены зависимости температуры в волокне от координаты z , радиуса r и времени t при облучении волокна импульсным лазером, за один импульс для двух значений интенсивности излучения $1 \cdot 10^{10}$ и $6.5 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$. Из расчетов и результатов, приведенных на рис. 2, следует, что

1. При мощности 40 ns импульса порядка $6.5 \cdot 10^{10}$ температура в сердцевине волокна за один импульс достигает величины, примерно равной $T \sim 900$, а при

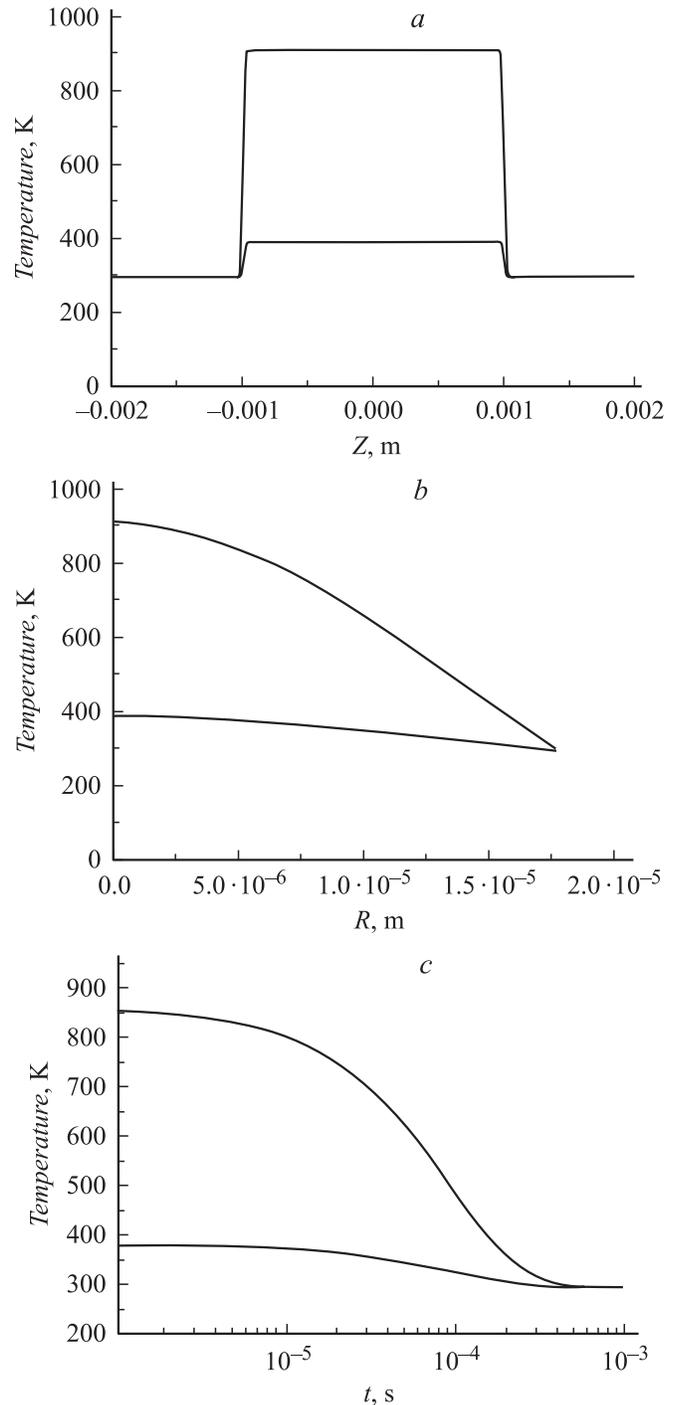


Рис. 2.

интенсивности импульса порядка $1 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ волокно нагревается до $T \sim 390 \text{ K}$. Этот результат находится в разумном соответствии с экспериментальными данными, полученными нами. Эксперимент показал, что при интенсивности импульса порядка $5 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ сердцевина волокна нагрелась до температуры равной $T \sim 500 \text{ K}$.

2. За время $t \sim 3 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ температура опускается до комнатной, образуя медленно затухающие хвосты, растянутые примерно на $t \sim 1 \text{ s}$. Эти температурные

хвосты, начиная с $t \sim 3 \cdot 10^{-4}$ s, лишь незначительно превышают комнатную температуру, что хорошо соответствует экспериментальным данным, полученным нами по остыванию волокна после импульсного воздействия (см. рис. 1).

3. Последующий импульс лазера, действующий каждые 0.1 s, повторяет этот процесс. Средняя температура в волокне при этом такая же, как и при одиночном импульсе, поскольку за $t \sim 10^{-1}$ s она опускается до комнатной температуры.

Механические деформации и напряжения, возникающие в волокне, при воздействии лазерного излучения

Полная система уравнений, определяющая деформацию U неравномерно нагретого тела, имеет вид [11]

$$C_V \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{C_p - C_V}{\alpha} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} U = \chi_L \Delta T, \quad (11)$$

$$\frac{3(1-\beta)}{(1+\beta)} \operatorname{grad} \operatorname{div} U - \frac{3}{2} \frac{(1-2\beta)}{1+\beta} \operatorname{rot} \operatorname{rot} U = \alpha^V \nabla T, \quad (12)$$

где C_p и C_V — теплоемкости при постоянном давлении и объеме, β — коэффициент Пуассона, α^V — объемный термический коэффициент расширения, Δ — оператор градиента.

При выводе уравнения (11) предполагалось [11], что коэффициенты α^V , β и χ_L не зависят от температуры. В общем случае это условие не выполняется. Например, коэффициент термического расширения кварцевого стекла [10] α^V является функцией температуры. В работе [10] показано, что существуют три достаточно широкие температурные области, внутри которых коэффициент α^V остается постоянным.

Для большинства твердых тел, в том числе и стекла [9,10], величина $(C_p - C_V)/C_V$ является малой, поэтому для решения уравнений (11) и (12) вполне достаточно решить обычное уравнение теплопроводности (3), а затем найденное решение (9) и (11) подставить в уравнение (12), которое есть уравнение равновесия изотропного тела при произвольном распределении в нем температуры. Поэтому сначала определим, насколько корректно использовать равновесное уравнение для описания деформаций, возникающих в процессе импульсного нагрева волокна.

Мы нашли, что характерное время релаксации температуры при импульсном облучении волокна имеет порядок 10^{-4} s. Хорошо известно, что скорость изменения деформации определяется скоростью распространения звука в волокне.

Согласно справочным данным [10], скорость распространения продольных V_l и поперечных акустических волн V_t в кварцевом волокне равна соответственно $V_l \sim 5.9 \cdot 10^3$ и $3.7 \cdot 10^3$ m · s⁻¹. Время прохождения акустической волны через сердцевину и оболочку волокна по порядку величины равно $t \sim R_2/V_{l,t} \sim 10^{-7}$ s, а время

отвода тепла — $\tau \sim 10^{-4}$ s. Это означает, что за время порядка 10^{-7} s деформация успевает подстроиться под изменение температуры, релаксирующей за время $\tau \sim 10^{-4}$ s. Время 10^{-7} s как раз соответствует длительности одного лазерного импульса. Таким образом, мы можем независимо друг от друга исследовать уравнение теплопроводности и уравнение (12).

Для простоты рассмотрим изменение напряжения только в области, непосредственно прилегающей к разогретой сердцевине волокна. Таким образом, будем считать, что деформация, вызванная нагревом, представляет собой чисто радиальное смещение $U_r(r) = U(r)$. В этом случае $\operatorname{rot} U = 0$. Примем, что смещение сердцевины волокна равно нулю, т. е. она „зажата“ оболочкой. Таким образом, $U_{r=R_1}(r) = 0$. Учитывая, что при $r = 0$ смещение ограничено, т. е. $U_{r=0} < \infty$, и переходя к цилиндрическим координатам, получим решение уравнения (12) для радиальной составляющей смещения:

$$U(r, z, t) = \psi \left[\frac{1}{r} \int_0^r [T(r, z, t) - T_0] r dr - \frac{r}{R_1^2} \int_0^{R_1} [T(r, z, t) - T_0] r dr \right], \quad (13)$$

где $\psi = \alpha^V 2(1+\beta)/3(1-2\beta)$. Отсюда легко найти радиальную $U_{rr}(r, 0, t) = \partial U(r, z, t)/\partial r$ и тангенциальную $U_{\varphi\varphi}(r, z, t) = U(r, z, t)/r$ компоненты тензора деформации.

Используя известное соотношение между компонентами тензора деформации и напряжения, с учетом теплового расширения тела получим

$$\sigma_{rr}(r, z, t) = \frac{E}{(1+\beta)(1-2\beta)} \left[(1-\beta) U_{rr}(r, z, t) + \beta \frac{U(r, z, t)}{r} \right] - K \alpha^V [T(r, z, t) - T_0], \quad (14)$$

$$\sigma_{\varphi\varphi}(r, z, t) = \frac{E}{(1+\beta)(1-2\beta)} \left[(1-\beta) \frac{U(r, z, t)}{r} + \beta U_{rr}(r, z, t) \right] - K \alpha^V [T(r, z, t) - T_0], \quad (15)$$

где K — модуль всестороннего сжатия, $K = E/3(1-2\beta)$, E — модуль Юнга. Для кварцевого стекла $E \sim 7.8 \cdot 10^{10}$ N · m⁻² [10], численное значение линейного коэффициента термического расширения сердцевины волокна, допированной германием, мы приводили выше $\alpha_{\text{Si-Ge}} = 1.2 \cdot 10^{-6}$ degr⁻¹. Поскольку $\alpha^V = 3\alpha_{\text{Si-Ge}}$ degr⁻¹, а коэффициент Пуассона равен $\beta \sim 0.17$ [10,11], то $K \alpha^V \sim 1.5E \alpha$.

Напряжения σ_{rr} и $\sigma_{\varphi\varphi}$ — напряжения сжатия сердцевины волокна. На границе между оболочкой и сердцевинной волокна, со стороны оболочки, будут действовать равные по абсолютной величине, но противоположные по знаку растягивающие напряжения. Именно эти напряжения нас и интересуют, поскольку именно они

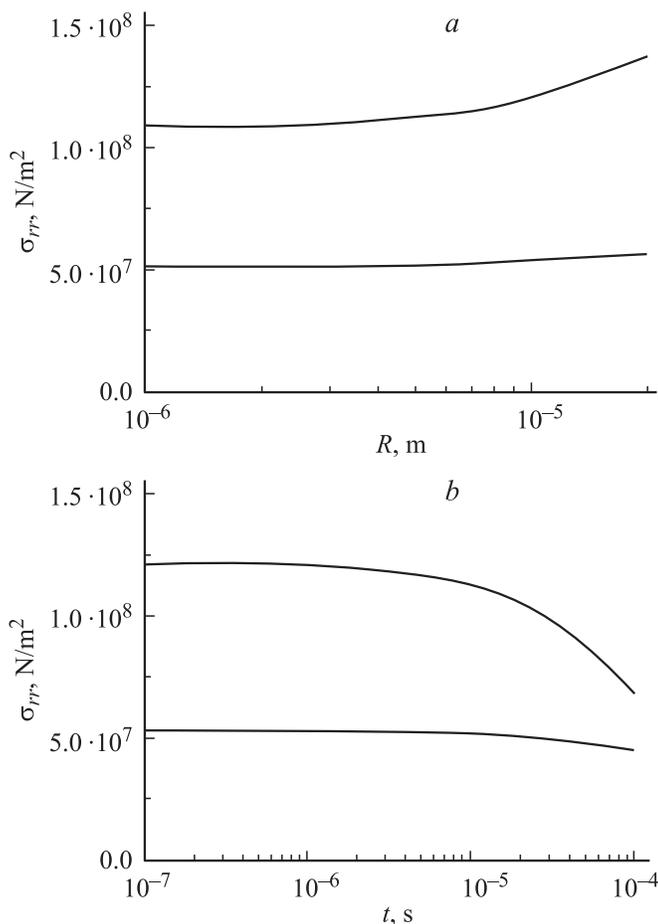


Рис. 3.

приводят, как будет видно, к образованию пор. Далее мы будем использовать значения напряжений (14) и (15), взятые со знаком плюс.

На рис. 3, *a, b* представлены зависимости радиальной (нормальной) компоненты тензора растягивающих механических напряжений от радиуса r и времени t для двух значений интенсивностей энергии УФ-света $Q_0 = 6.5 \cdot 10^{10}$ и $1 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ при $z = 0$. Из рис. 3 следует, что нормальная компонента тензора механических напряжений на границе между оболочкой и сердцевиной волокна достигает значения $\sigma_{rr} \sim 0.13 \text{ GPa}$ при интенсивности излучения $Q_0 = 6.5 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ и $\sigma_{rr} \sim 0.05 \text{ GPa}$ при интенсивности излучения $Q_0 = 1 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$. Тангенциальная компонента тензора напряжения при этих значениях интенсивности принимает значения $\sigma_{\varphi\varphi} \sim 0.09 \text{ GPa}$ при интенсивности излучения $Q_0 = 6.5 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ и $\sigma_{\varphi\varphi} \sim 0.45 \text{ GPa}$ при интенсивности излучения $Q_0 = 1 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ соответственно.

Время существования таких напряжений (см. рис. 3, *b*) $\sim 6 \cdot 10^{-5} \text{ s}$, затем абсолютные значения напряжений быстро спадают. Каждый последующий импульс снова „подбрасывает“ напряжения до этого значения. Отметим, что напряжения эти сжимающие, поскольку сердцевина волокна „зажата“ его оболочкой. Зная темпе-

ратуру в сердцевине волокна, можно оценить и напряжения, действующие со стороны освещенной $z = z_0$, на неосвещенную часть сердцевины волокна. В простейшем случае эти напряжения можно оценить по формуле $\sigma_z(0, z_0, t) \approx -K\alpha^V [T(0, z_0, t) - T_0]$.

Таким образом, при облучении волокна мощными лазерными импульсами возникающие в волокне напряжения существуют в волокне короткое время $t \sim 6 \cdot 10^{-5} \text{ s}$. За это время в волокне должны успеть образоваться дефекты, приводящие к изменению показателя преломления кварцевого стекла.

Рассмотрим теперь механизмы формирования решеток Брэгга в волокне.

Механизм формирования решеток Брэгга в волокне

Итак, в процессе облучения волокна импульсным лазером УФ-света большой мощности в волокне на границе между сердцевиной и оболочкой образуются механические напряжения, которые могут привести к потере прочности волокна и образованию в нем трещин и пор. Кроме того, в волокне может происходить уплотнение структуры волокна [4–8]. Такое уплотнение является следствием упорядочения (кварцевых тетраэдров) основы волокна [12]. При низких мощностях облучения УФ-светом от непрерывного лазера в волокне, насыщенном водородом, может происходить взаимодействие окиси германия и образование германиевых кристаллических кластеров со структурой рутила [13]. В данной работе мы ограничимся только кругом вопросов, связанных с образованием пор и трещин в волокне под воздействием механических напряжений.

При воздействии на волокно лазерного импульса мощностью $Q_0 \geq 6.5 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ на границе между оболочкой и сердцевиной волокна со стороны оболочки возникают тепловые механические напряжения растяжения $\sigma \geq 0.13 \text{ GPa}$. Согласно данным работ [14,15], прочность волоконных световодов лежит в широких пределах от ~ 0.2 до 6.5 GPa . Прочность „бездефектных“ кварцевых волокон на воздухе составляет $\sim 5\text{--}6 \text{ GPa}$ [14,15]. Таким образом, механические напряжения, определенные нами, примерно на порядок ниже критических. Если следовать традиционной концепции разрушения [15,16], необходимо принять, что в волокне имеются различные дефекты, и в частности микротрещины. Сама граница раздела между сердцевиной и оболочкой волокна может являться местом локализации напряжений. В общем случае напряжения $\sigma' = \sigma q$, где q — коэффициент усиления, связанный с локализацией напряжений. Однако ни сам коэффициент q , ни многие другие механические параметры не дают однозначного ответа на вопрос, как и в какой момент времени возникли микротрещины. Для объяснения образования трещин в волокне, в котором они изначально отсутствовали, воспользуемся иным подходом, а именно обратимся к микроскопической теории разрушения хрупких тел, развитой в работе [17].

Суть подхода состоит в следующем: процесс разрушения хрупких материалов начинается не с роста трещин, уже имеющихся в твердом теле еще до приложения к нему нагрузки, а с зарождения пор. Если плотность пор будет высокой, то они могут слиться друг с другом с образованием микротрещин. В общем случае поверхность пор при воздействии на них нагрузки может стать неустойчивой и поры могут превратиться в микротрещины [18]. Последний процесс сходен с образованием дендритов при росте кристаллов из растворов и расплавов [19].

Зарождение пор происходит из-за флуктуаций вакансий, образующихся в хрупких телах под нагрузкой. Механизм образования пор аналогичен процессу кавитации пузырьков пара в жидкости при кипении [20]. В работе [17] было показано, что критический размер вакансионной поры, зародившейся под нагрузкой, может быть вычислен по формуле

$$R_{cr} = \frac{2\gamma}{\left[\frac{\sigma^2}{2E} + \sigma\right]}, \quad (16)$$

где γ — поверхностное натяжение на границе поравнутренний объем тела, E — модуль Юнга, σ — нормальная компонента тензора растягивающих напряжений в твердом теле до образования в теле поры. Для большинства хрупких твердых тел, в том числе и для кварцевого стекла, $\sigma^2/2E \ll \sigma$. Это позволяет переписать формулу (16) в следующем виде

$$R_{cr} = \frac{2\gamma}{\sigma}. \quad (17)$$

Число пор, возникающих в единице объема тела в единицу времени при условии $\sigma^2/2E \ll \sigma$, согласно [17], равно

$$I_0 = \frac{2\gamma^{1/2}\beta_0\sqrt{\delta}}{\sqrt{k_B T}} \exp\left[-\frac{16}{3} \frac{\pi\gamma^3\delta}{k_B T \sigma^2}\right], \quad (18)$$

где $\beta_0 = N_{as} \nu \exp(-E_d/k_B T)$ — кинетический коэффициент, называемый удельным граничным потоком, $N_{as} \sim 1/\omega_a^2/3$, ω_a — объем, приходящийся на один атом в твердом теле, E_d — энергия перехода вакансии из объема твердого тела на поверхность поры (эта энергия по физическому смыслу является энергией активации диффузии вакансии), ν — частота перехода вакансий из объема тела в пору, N_{as} — плотность атомов вблизи поверхности поры, δ — коэффициент, учитывающий изменение работы образования поры при ее зарождении на границе раздела фаз, дефектах, поверхностях полос сдвига, как правило, $\delta \sim 10^{-1} - 10^{-2}$ [17]. В теории фазовых переходов первого рода I_0 носит название скорости нуклеации, или скорости зародышеобразования [21].

Важнейшей характеристикой фазового превращения является величина, называемая в теории нуклеации временем инкубации. Это есть время установления стационарной скорости зародышеобразования. В случае зарождения пор под воздействием механической нагрузки [17] это время можно оценить по формуле

$$t_i = \frac{4k_B T \gamma \delta}{\beta_0 \omega_a^2 \sigma^2}. \quad (19)$$

Согласно данным, приведенным в [11], поверхностное натяжение кварцевого стекла при 2000°C $\gamma \sim 0.3 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$. При комнатной температуре значения поверхностного натяжения различных стекол γ , как показали многочисленные исследования [16], изменяются от $\gamma \sim 0.546$ до $1 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ для различных типов стекол. Как правило, поверхностное натяжение растворов ниже, чем у чистых веществ [21]. Поверхностное натяжение между кристаллическими SiO_2 или GeO_2 и стеклом этого же состава $\gamma < 0.1 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$. И последнее, поверхностное натяжение пор в твердых телах, как правило, ниже, чем поверхностное натяжение поверхности твердого тела. Поскольку основное падение напряжения, а соответственно и зарождение пор, происходит на границе между сердцевинной волокна, легированной Ge, и не содержащей Ge кварцевой оболочкой, мы примем, что поверхностное натяжение $\gamma \sim 0.2 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$. Вполне возможно, что оно может быть и меньше, поскольку на границе, где происходит переход от одного состава стекла к другому, значение поверхностного натяжения, как правило, уменьшается. Тем не менее примем, что $\gamma \sim 0.2 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$.

Для нахождения величин R_{cr} , I_0 и t_i необходимо знать объем, приходящийся на одну вакансию в твердом теле ω_a , и величину удельного граничного потока β_0 при данной температуре. Для вычисления этих коэффициентов выясним, какие вакансии в кварцевом стекле могут являться „строительным материалом“ для роста и зарождения пор, и определим значение энергии активации образования и диффузии этих вакансий.

Среди собственных дефектов кремний-кислородной сетки кварцевых стекол наиболее важными являются [10] дефекты типа кислородной вакансии и обрыва связи Si–O.

В отсутствие кислорода между атомами кремния соседних кремний-кислородных тетраэдров образуется связь $\text{O}_{3/2}\text{Si}-\text{SiO}_{3/2}$. При наличии в стекле примеси германия, изоморфно замещающего кремний, кислородная вакансия может располагаться у атома германия, при этом образуется дефектный комплекс $\text{O}_{3/2}\text{Si}-\text{GeO}_{3/2}$. Дефектные комплексы $\text{O}_{3/2}\text{Si}-\text{SiO}_{3/2}$ и $\text{O}_{3/2}\text{Si}-\text{GeO}_{3/2}$ являются центрами поглощения света в УФ-области. В частности, кислородные вакансии ответственны за полосу поглощения 248 nm [22], как раз соответствующую длине волны эксимерового лазера.

Дефекты типа разрыва ковалентной связи Si–O образуются по одному из двух возможных механизмов [10]. При одном из них на атомах кремния и кислорода остается по одному электрону, в результате чего возникают два электрически нейтральных дефекта. Если при разрыве связи валентная пара электронов остается на атоме кислорода, образуется два заряженных дефекта $\text{O}_{3/2}\text{Si}^+$ и $^-\text{OSiO}_{3/2}$. Как правило, первый тип дефектов образуется в процессе облучения стекла или при его механическом разрушении. Энергия активации разрыва связи Si–O по порядку величины составляет 6 eV . Однако эти дефекты могут с выигрышем энергии взаимодействовать с примесями и фрагментами кремний-кислородной

сетки, что приводит к существенному снижению энергии активации их образования [10].

Считается, что дефекты типа кислородной вакансии образуются в кварцевом стекле либо в процессе синтеза, либо при облучении стекла быстрыми нейтронами [10]. В германо-силикатных стеклах, однако, образуются точечные дефекты, создаваемые примесью германия. Существуют различные модели германиевых кислороддефицитных центров. Например, в [23] была предложена модель нейтральной вакансии кислорода NOV вблизи атома Ge. Согласно этой модели, относительно слабая связь Ge-Si может разрываться при облучении волокна УФ-фотонами, а не только при облучении стекла быстрыми нейтронами [13]. При этом фрагменты NOV, взаимодействуя с различными радикалами в стекле, могут образовывать новые виды дефектов.

Подытоживая сказанное, можно отметить, что энергия активации перехода кислороддефицитных центров на аномальной конфигурации в нормальную лежит в пределах от 0.1 до 0.5 eV, что подтверждается и при компьютерном моделировании. Для германо-силикатных стекол эта энергия имеет более низкое значение, чем 0.5 eV, в силикатных стеклах она 0.5 eV [13]. В нормальной конфигурации вакансии Ge-Si расстояние между атомами Ge и Si приблизительно равно $\sim 2.3 \text{ \AA}$. Из дальнейшего будет видно, что именно такое значение энергии активации перехода дефектов из одного состояния в другое соответствует возможности зарождения пор в стекле, при облучении импульсами УФ-света с интенсивностью порядка $Q_0 \geq 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$. Это подтверждают данные, приведенные в вышеуказанных работах.

В связи с этим не будем уточнять тип точечного дефекта, а примем, что энергия активации диффузии дефекта (мы будем называть этот дефект вакансией, не уточняя его физического смысла) на границе раздела между германиевой сердцевинной и кремниевой оболочкой волокна равна 0.4 eV. Объем этого дефекта вычислим исходя из расстояния между атомами $\sim 2.3 \text{ \AA}$. При этом объем дефекта равен $\omega \sim 5 \cdot 10^{-29} \text{ m}^3$. Отсюда величина кинетического коэффициента $\beta_0 \sim 10^{28} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Поскольку поры образуются на поверхности раздела оболочки и сердцевины, будем считать, что коэффициент δ , входящий в уравнения (18) и (19), $\delta \sim 10^{-1}$ [24]. Выше было найдено, что при мощности импульса $Q_0 = 6.5 \times 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ температура в сердцевине волокна достигает $T \sim 900 \text{ K}$ и за время $t \sim 2 \cdot 10^{-5} \text{ s}$ спадает до $\sim 700 \text{ K}$. Дальнейший анализ покажет, что процесс зарождения пор окончился как раз ко времени $t \sim 5 \cdot 10^{-5} \text{ s}$. Для упрощения расчетов примем, что процесс зарождения происходит в „кваситермических“ условиях, и все параметры будем вычислять при средней температуре нагрева волокна $T \sim 800 \text{ K}$.

При этих значениях констант и $Q_0 = 6.5 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ критический радиус R_{cr} , время инкубации t_i и скорость нуклеации I_0 примут следующие значения: $R_{\text{cr}} \sim 3 \cdot 10^{-9} \text{ m}$, $t_i \sim 10^{-8} \text{ s}$ и $I_0 \sim 10^{19} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$. Отметим, что полученные значения

t_i и I_0 являются критическими для процесса зарождения пор. Так, при меньшем значении напряжения, т.е. меньшем значении мощности УФ-света, поглощаемого сердцевинной волокну, скорость нуклеации быстро спадет до нуля. Например, при интенсивности излучения $Q_0 = 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, $I_0 = 0$, а при $Q_0 = 4 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ $I_0 \sim 10^2 \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$. Таким образом, граничным значением мощности импульса, при котором в объеме волокна могут образовываться поры, для „идеального“ волокна будет $Q_0 \geq 4 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, что хорошо соответствует экспериментальным данным. Поскольку любое волокно содержит различного типа дефекты, в частности на границе между германо-силикатным и кремне-силикатным волокном мощность, приводящая к зарождению пор, может быть ниже этой величины. Если волокно растянуто в процессе облучения, зарождение пор будет происходить при еще более низкой энергии облучения. Критической для зарождения пор является и энергия активации перехода вакансий из объема стекла на поверхность пор. Оценки показывают, что если энергия активации E_d больше, чем 1 eV, то время инкубации $t_i \sim 10^{-6} \text{ s}$. Именно это значение времени сопоставим со временем существования в волокне напряжений, достаточных для образования пор (рис. 3) при $E_d \sim 1.5 \text{ eV}$, $t_i \sim 10^{-2} \text{ s}$. При таком времени инкубации процесс зарождения пор за один импульс будет уже невозможен.

Теперь определим все основные характеристики образования пор, а именно зависимости напряжения в волокне, скорости нуклеации пор, плотности пор от времени и вычислим функцию распределения пор по размерам. Согласно результатам, полученным в работе [17], для расчета этих величин необходимо знать соотношение между временем характерного изменения пересыщения $t_0 = (\beta_0 \omega^{2/3} \psi_1(\theta) \alpha(\theta))^{-1}$ и временем жизни неравновесных вакансий τ_0 . Для вычисления этого соотношения необходимо рассчитать значения безразмерных параметров $Q = t_0 \Gamma / \tau_0 (1 + k_B T / \sigma_0 \omega)$ и K , где

$$K = \frac{\Gamma A t_0 I_0 (k_B T)^2}{16(\sigma_0 \omega)^2 N_a c_{v0}}$$

$$A = \frac{2(3)^{2/3} \alpha(\theta)}{(2 - 3 \cos \theta + \cos^3 \theta)^{2/3}}, \quad \Gamma = \frac{8\gamma^3 \omega}{3(k_B T)^2 \sigma_0},$$

θ — краевой угол, учитывающий форму поры на границе раздела оболочки и сердцевины волокна, N_a — плотность атомов в стекле, c_{v0} — равновесная концентрация вакансий в стекле. Если $Q \ll K$, то релаксация неравновесных вакансий не будет оказывать заметного влияния на процесс зарождения пор. При $Q \gg K$ релаксация происходит достаточно интенсивно и поры не зарождаются, при $Q \sim K$ необходимо учитывать влияние релаксации на скорость зарождения пор.

Оценим величину Q и K для значения интенсивности в импульсе $Q_0 = 6.5 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ (в дальнейшем все расчеты мы будем проводить только для этого значения интенсивности), так $A \sim 10^{-1}$. Время τ_0 , согласно [17],

можно оценить по формуле $\tau_0 \sim (\beta_0 \omega^2)^{-1}$, отсюда $Q \sim 10^2$. Значение коэффициента K существенно зависит от величины равновесной концентрации вакансий c_{v0} . Для случая рассматриваемого нами $K \sim 10^{-17} \cdot c_{v0}^{-1}$, отсюда следует, что только в том случае, если концентрация равновесных вакансий достигает величины порядка $c_{v0} = \exp(-E_v/k_B T) \geq 10^{-19}$ и энергия активации образования вакансий $E_v \geq 3$ eV, могут реализоваться процессы зарождения пор и образования трещин. В противном случае образующиеся дефекты (вакансии, обрыв связи и т.п.) успеют релаксировать прежде, чем произойдет их слияние в пору. Энергия кванта УФ-света, излучаемого лазером с длиной волны 248 nm, который использовался в наших экспериментах, равна 5.01 eV. Энергия образования различных дефектов в стекле и соответственно энергия их релаксации по порядку величины может изменяться от значения $E_v \sim 3$ до 6.0 eV [10]. Энергия разрыва связи Ge–O по порядку величины, как было отмечено выше, может принимать как максимальное значение, равное 4.4 eV, так и более низкие, в зависимости от взаимодействия между дефектами. Таким образом, под воздействием УФ-света и образующихся при облучении напряжений зарождаются дефекты типа разрыва связи и другие виды вакансионных дефектов. Эти дефекты затем флуктуационным путем сливаются в поры. Поскольку в нашем случае $Q \ll K$, релаксация этих дефектов не оказывает сколь-нибудь заметного влияния на процесс зарождения пор. В этом случае, согласно [17], зависимости напряжения $\sigma(t)$, скорости нуклеации $I(t)$, плотности пор $N(t)$ и функции распределения пор по размерам $g(R, t)$ от времени имеют следующий вид:

$$\sigma(t) = \frac{k_B T}{\omega} \sigma_0 [1 - u(y(t)/y_0) \Gamma], \quad (20)$$

$$I(t) = I_0 \exp\left(-\left(\frac{t}{t_2}\right)^4\right), \quad (21)$$

$$N(t) = I_0 t_2 \int_0^{t/t_2} \exp(-x^4) dx, \quad (22)$$

$$g(R, t) = \begin{cases} \frac{I_0}{\beta_0 \omega x^3} \exp[-u([y(t) - R]/y_0)], & y \geq R, \\ 0 & y < R, \end{cases} \quad (23)$$

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

$$t_2 = y_0 k_B T / (\beta_0 \omega^2 \sigma_0)$$

и

$$u = 4 \int_0^y (y-x)^3 \exp(-x^4) dx.$$

На рис. 4, *a, b, c* приведены зависимости $\sigma(t)$, $I(t)$ и $N(t)$, можно видеть, что при значении времени $t \sim 2 \cdot 10^{-5}$ s скорость зарождения пор равна нулю, а плотность пор выходит на стационарное значение, равное $N(t) \sim 2 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-3}$. Расчеты функции распределения пор по размерам $g(R, t)$ показывают, что максимальный размер пор при этом значении времени равен

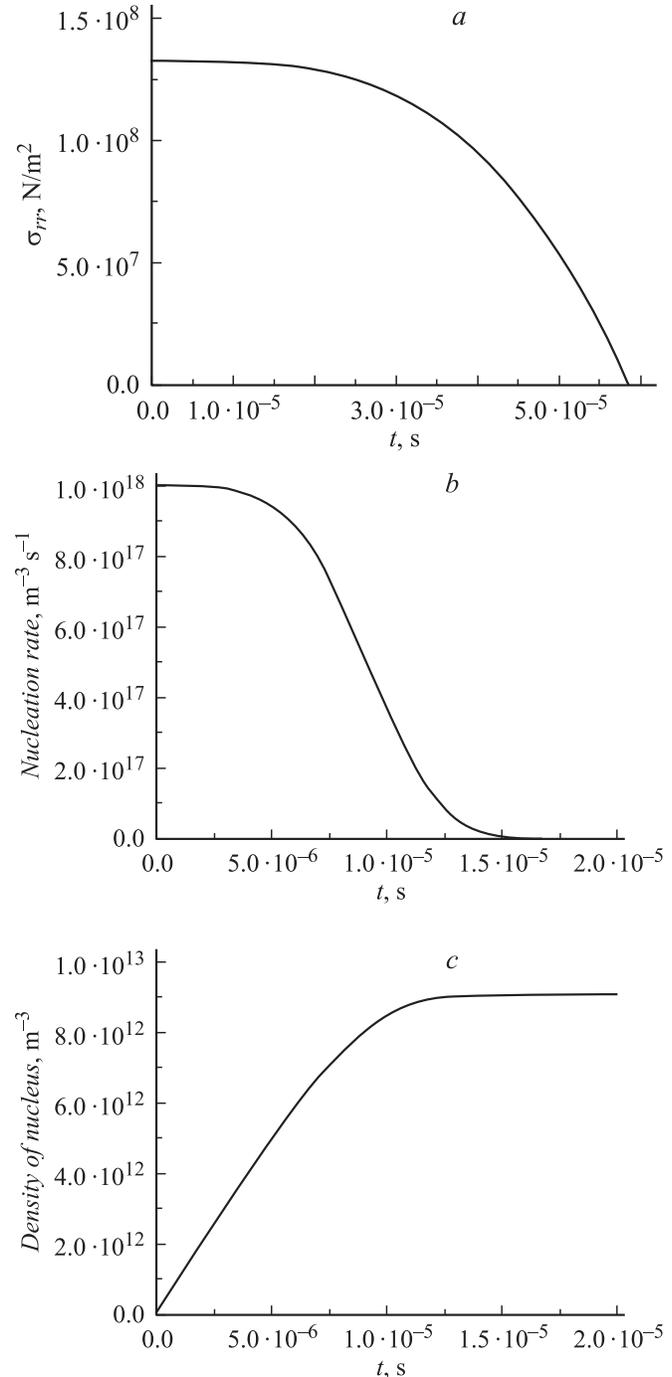


Рис. 4. Зависимости нормальной компоненты механического напряжения $\sigma(t)$ (*a*), скорости нуклеации $I(t)$ (*b*) и плотности пор $N(t)$ (*c*) на границе между сердцевинной и оболочкой волокна при облучении волокна импульсным УФ-светом с интенсивностью $6.5 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$.

³ Отметим, что уравнения, формально подобные уравнениям (20)–(23), впервые были получены в [25] при описании кристаллизации расплавов.

$R_{\max} \sim 4 \cdot 10^{-6}$ м. Напряжение медленно спадает примерно за $t \sim 2 \cdot 10^{-5}$ с. Из результатов следует, что за один импульс в волокне, в области, где происходит засветка, т.е. в объеме порядка $V \sim 10^{-11}$ м³, образуется примерно 100 пор, занимающих объем $V_p \sim 10^{-15}$ м³. Разделив этот объем на объем, приходящейся на одну вакансию, получим приближенное число вакансий, участвующих в зарождении пор, $\approx 10^{14}$. С другой стороны, при интенсивности импульса $Q_0 \sim 6.5 \cdot 10^{10}$ Вт · м⁻² и энергии ~ 4.5 эВ за импульс и времени $t \sim 40$ нс на поверхность волокна падает примерно $5 \cdot 10^{14}$ квантов света. Если принять, что только половина из этих квантов приводит к образованию дефектов (для более точной оценки нужно вычислить сечение рассеяния), то в объеме волокна $V \sim 10^{-11}$ м³ как раз и образуется примерно 10^{14} вакансий. Таким образом, наши расчеты оказываются вполне разумными. Из них также следует, что интенсивность $Q_0 \sim 6.5 \cdot 10^{10}$ Вт · м⁻² является критической для образования пор. При более низкой энергии облучения поры не будут образовываться в „идеальном“ волокне. В любом реальном волокне изначально содержатся дефекты (выше мы указывали, что многие дефекты образуются уже в процессе его производства), и поскольку волокно при облучении было растянуто, поры будут образовываться и при меньшем значении энергии. Однако интенсивность, равная $Q_0 \sim 10^{10}$ Вт · м⁻² достаточно низка для образования пор. Поэтому логично считать, что граничной интенсивностью является $Q_0 \sim 3 \cdot 10^{11}$ Вт · м⁻².

Мы рассмотрели образование пор только за один импульс. Частота лазера была равна 10 GHz, поэтому каждую 0.1 с этот процесс будет повторяться, но с некоторыми изменениями. Это связано с тем, что в волокне уже имеются поры. Во-первых, может начаться гетерогенное зарождение, т.е. поры могут зарождаться на поверхности уже зародившихся пор. Этот процесс будет протекать значительно интенсивнее, чем гомогенное зарождение [21]. Во-вторых, сами поры будут расти, увеличиваясь в размерах. В-третьих, новые поры будут зарождаться на свободных участках волокна. В работе [17] было показано, что скорость роста поры под нагрузкой равна

$$\frac{dR}{dt} = \frac{\beta_0 \omega^2 [\sigma(t) - \sigma_R]}{k_B T}, \quad (24)$$

где $\sigma_R = 2\gamma/R$ учитывает зависимость скорости роста поры от ее кривизны.

Подставляя в это выражение значения найденных констант, получим, что в начальный момент времени при $Q_0 \sim 6.5 \cdot 10^{10}$ Вт · м⁻² скорость роста поры примерно равна $10^{-2} - 10^{-1}$ м · с⁻¹. Итак, за несколько десятков подобных импульсов пора в среднем может вырасти от $R \sim 4 \cdot 10^{-7}$ до $10^{-5} - 10^{-4}$ м, т.е. сравняться с размерами оболочки волокна, что, естественно, приведет к его разрушению. При меньшей интенсивности, например при $Q_0 \sim 3 \cdot 10^{10}$ Вт · м⁻², необходимо облучать волокно большим количеством импульсов для образования в нем нужной плотности пор или микротрещин.

Таким образом, при воздействии на волокно мощных импульсов УФ-света в волокне происходит образование пор. Так, например, при интенсивности УФ-света в импульсе, превышающей $Q_0 \geq 3 \cdot 10^{10}$ Вт · м⁻², уже за один импульс в волокне могут образовываться поры. Образование пор, в свою очередь, ведет к увеличению объема волокна и уменьшению его плотности. Всякое изменение плотности волокна влечет за собой изменение показателя преломления n [10,11]. Причем с уменьшением плотности стекла показатель преломления уменьшается, что и наблюдается при образовании решеток данного типа II и ПА.

Облучение волокна с меньшей интенсивностью, чем $Q_0 < 10^{10}$ Вт · м⁻², не приводит к образованию пор и трещин в ненапряженном изначально волокне. Однако при растягивающем механическом напряжении, приложенном к волокну в процессе облучения УФ-светом, порог образования пор может быть значительно ниже. Под воздействием облучения импульсами УФ-света малой интенсивности возможно протекание иных процессов, в частности фотохимических превращений, приводящих к кристаллизации основы волокна и уплотнению структуры германий-силикатного стекла.

Однако рассмотрение этих превращений выходит за рамки данной статьи.

Заключение

1. Проведены экспериментальные и теоретические исследования формирования решеток индекса преломления (решеток Брэгга) в оптическом волокне при облучении его импульсным УФ-светом.

2. Показано, что при облучении импульсным лазером с длиной волны УФ-света 248 nm, продолжительностью импульса 40 ns и с интенсивностью порядка $6.5 \cdot 10^{10}$ Вт · м⁻² температура в сердцевине волокна за один импульс достигает величины, примерно равной $T \sim 900$ К. При интенсивности импульса порядка $1 \cdot 10^{10}$ Вт · м⁻² температура в сердцевине волокна поднимается примерно до ~ 390 К.

3. За время $t \sim 3 \cdot 10^{-4}$ с температура в сердцевине волокна опускается до комнатной, образуя медленно затухающие хвосты, растянутые примерно на $t \sim 1$ с. Эти температурные хвосты, начиная с $t \sim 3 \cdot 10^{-4}$ с, лишь незначительно, всего на несколько градусов, превышают комнатную температуру. Вдоль оси z образуется резкий температурный фронт, по форме и ширине соответствующий форме лазерного импульса.

4. Каждый последующий импульс лазера, действующий каждые 0.1 с, повторяет этот процесс. Средняя температура в волокне при этом такая, как и при одиночном импульсе, поскольку за $t \sim 10^{-1}$ с температура опускается до комнатной.

5. При облучении УФ-светом импульсного лазера с интенсивностью $6.5 \cdot 10^{10}$ Вт · м⁻² значения радиальных растягивающих механических напряжений на границе между оболочкой и сердцевинной волокна достигают

величины $\sigma_{rr} \sim 0.13$ ГПа. Время существования таких напряжений порядка $\sim 6 \cdot 10^{-5}$ с. Затем напряжения быстро спадают. Каждый последующий импульс снова „подбрасывает“ напряжения до этого значения.

6. Показано, что такие механические напряжения могут привести к образованию пор на границе между легированной германием сердцевиной волокна и его оболочкой. Найдены все основные характеристики, определяющие процесс зарождения пор, а именно скорость зарождения, плотность пор и распределение пор по размерам.

7. Расчеты функции распределения пор по размерам $g(R, t)$ показали, что максимальный размер, которого они могут достичь за время действия одного импульса с интенсивностью $Q_0 \sim 6.5 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, равен $R_{\text{max}} \sim 3 \cdot 10^{-6}$ м. В объеме волокна размером $V \sim 10^{-11} \text{ m}^3$ образуется примерно одна пора, занимающая объем $V_p \sim 10^{-17} \text{ m}^3$. Скорость роста поры при этих значениях облучения $\sim 3 \cdot 10^{-1} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. За десять подобных импульсов такая пора может вырасти в среднем от размера $R \sim 3 \cdot 10^{-6}$ до $10^{-5} - 10^{-4}$ м, т.е. может сравняться с размерами оболочки волокна, что приведет к его разрушению. При интенсивности энергии лазерного луча, например, если эта интенсивность равна $Q_0 \sim 3 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, для образования в нем нужной плотности пор или микротрещин, необходимо облучать волокно большим количеством импульсов.

8. Показано, что образование пор ведет к уменьшению индекса преломления волокна.

Авторы признательны Д.А. Индейцеву за помощь при обсуждении вопросов, касающихся решения уравнения (11).

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты № 03-01-00574, № 06-03-32467), государственного контракта (НШ-4518.2006.01), гранта (N 35460-U „CONACYT“) правительства Мексики и инвестиционного проекта УК „Созвездие“ (проект „Датчик“).

Список литературы

- [1] Hill K.O. et al. // Appl. Phys. Lett. 1978. Vol. 32. P. 647.
- [2] Meltz G., Morey W., Glenn W. // Opt. Lett. 1989. Vol. 14. P. 823.
- [3] Othonos A., Kalli K. Fiber Bragg gratings. Fundamentals and applications. Boston. London, Artech House, 1999.
- [4] Nishii J. // Materials Science and Engineering: B. 1998. Vol. 54. N 1. P. 1.
- [5] Ky N.H., Limberger H.G., Salathae R.P., Cochet F., Dong L. // Opt. Commun. 2003. N 225. P. 313.
- [6] Verelas D. et al. // Electronics Lett. 1997. Vol. 33. P. 804.
- [7] Janos M., Canning J., Sceats M. // Opt. Lett. 1996. Vol. 21. P. 1827.
- [8] Askins C.G. et al. // Electronics Lett. 1997. Vol. 33. P. 1333.
- [9] Бирюков А.С., Дианов Е.М. // Волоконно-оптические технологии, материалы и устройства. 2000. № 3. С. 6.
- [10] Лeko В.К., Мазурин О.В. Свойства кварцевого стекла. Л.: Наука, 1985.
- [11] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. VII (Теория упругости). М.: Наука, 1965.
- [12] Соколов В.О., Сулимов В.Б. // Волоконно-оптические технологии, материалы и устройства. 2000. № 3. С. 35.
- [13] Неуструев В.Б. // Волоконно-оптические технологии, материалы и устройства. 2000. № 3. С. 12.
- [14] Семенов С.Л. // Волоконно-оптические технологии, материалы и устройства. 2002. № 3. С. 47.
- [15] Семенов С.Л. // Волоконно-оптические технологии, материалы и устройства. 1988. № 1. С. 25–45.
- [16] Пух В.П. Прочность и разрушение стекла. Л.: Наука, 1973.
- [17] Kikushkin S.A. // J. Appl. Phys. 2005. Vol. 98. P. 033 503–1.
- [18] Кукушкин С.А., Вакуленко А.А. // ФТТ. 1998. Т. 40. № 7. С. 1.
- [19] Лодиз Р., Паркер Р. Рост монокристаллов. М.: Мир, 1974.
- [20] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. X (Физическая кинетика). М.: Наука, 1979.
- [21] Кукушкин С.А., Осипов А.В. // УФН. 1998. Т. 68. № 10. С. 1083.
- [22] Cohen A. // Phys. Rev. 1957. Vol. 105. N 4. P. 1151.
- [23] Амосов А.В., Петровский Г.Т. // ДАН СССР. 1983. Т. 268. № 1. С. 66.
- [24] Вакуленко А.А., Кукушкин С.А., Шапурко А.В. // ФТТ. 2001. Т. 43. № 2. С. 261.
- [25] Осипов А.В. // ФТТ. 1994. Т. 36. № 5. С. 1213.