

О предельных интенсивностях света в кварцевых волоконных световодах. ВКР как основной тепловой источник оптических разрушений

А.С.Бирюков, Е.М.Дианов

Показано, что в определенных условиях основной причиной, ограничивающей сверху интенсивность излучения в световодах из кварцевого стекла, является вынужденное комбинационное рассеяние. Оценена пороговая интенсивность, приводящая к необратимым повреждениям световода из-за перегрева, и определены ее зависимости от физико-химических свойств материалов и геометрических размеров световедущей структуры световода.

Ключевые слова: кварцевый волоконный световод, вынужденное комбинационное рассеяние, интенсивность накачки, стоковые компоненты.

Исследование своеобразных разрушений сердцевин волоконных световодов в процессе распространения по ним интенсивного излучения началось более десяти лет назад [1–5]. Своеобразие этого явления проявлялось в том, что, зародившись на искусственно созданных неоднородностях световода (загрязненный выходной торец или локально разогретый некоторый участок световода), подобные повреждения в дальнейшем распространялись в материале сердцевин навстречу вводимому излучению в виде регулярно следующих друг за другом полосей, содержащих кислород. Скорость распространения разрушений росла с ростом интенсивности света и для $I > 15$ МВт/см² составляла ~ 1 м/с.

В этих же исследованиях был установлен тепловой механизм возникновения повреждений. Так, например, в [1] этот механизм обосновывается результатами измерений поглощения излучения с длиной волны 1.064 мкм в одномодовом световоде, некоторый произвольный участок которого длиной 1 м нагревается внешним тепловым источником вплоть до температуры 1100°C. Обнаружено, что малое (до температуры $\sim 1050^\circ\text{C}$) поглощение начинает очень быстро расти, достигая при $T \approx 1100^\circ\text{C}$ $\sim 2 \cdot 10^3$ дБ/км, и продолжает увеличиваться. Очевидно, что при определенной интенсивности, когда поглощенная часть энергии света оказывается сравнимой с внешним теплоподводом, процесс поглощения и дальнейшего нагрева световода становится самоускоряющимся вплоть до возникновения разрушений.

В [2] распространение разрушений навстречу вводимому в световод излучению объясняется действием тепловой ударной волны. По мнению авторов, эта волна возникает при поглощении излучения упомянутой искусственной неоднородностью, что сопровождается локальным повышением температуры, формированием фокусирующей тепловой линзы, дальнейшим ростом поглощения и еще большим ростом температуры и т. д. В результате в очень небольшом объеме (порядка 1 мкм³)

температура достигает нескольких тысяч градусов. Этого вполне достаточно не только для плавления кварцевого стекла, но и для его возгонки (с частичным разложением SiO₂ на SiO и кислород) и даже плазмообразования. Излучение, которое продолжает вводиться в световод, теперь полностью поглощается на подступах к локально перегретому объему ($\sim 95\%$ идет в тепло, остальное переизлучается во все стороны в виде излучения, близкого к излучению черного тела) и увеличивает его размеры в направлении навстречу излучению. Наблюдаемая на опыте периодичность возникновения разрушений (полосей) объясняется неустойчивостью тепловой волны, определяемой, в свою очередь, нестабильностью эффективно диаметра моды излучения [2].

В то же время в цитированных исследованиях [1–5] не ставился вопрос о возможности существования аналогичного спонтанного явления, т. е. возникновения разрушений в «идеальном» световоде, не содержащем явных неоднородностей, подобных упомянутому выше. Однако постановка такого вопроса вполне правомерна. Он, например, тесно связан с проблемой создания мощных волоконных лазеров. Активные исследования в этом направлении уже привели к реализации непрерывного одномодового волоконного лазера с рекордной на сегодня выходной мощностью 35 Вт [6]. Такой лазер представляет собой помещенный в резонатор волоконный световод с сердцевинной, легированной Yb с массовой долей 1.5%, накачиваемый светодиодами с длиной волны излучения 915 нм.

С учетом эффективного поперечного размера моды достигнутая мощность соответствует максимальной интенсивности света в сердцевине ~ 140 МВт/см², что существенно выше интенсивностей, применявшихся в исследованиях [1–5]. С другой стороны, например в [7], отмечено, что реальные оптические пороги разрушения кварцевых световодов соответствуют интенсивностям света более 10 ГВт/см², что, в свою очередь, все еще существенно ниже порога электрического пробоя кварцевого стекла. Последнее также означает, что при высоких интенсивностях излучения даже в «идеальном» световоде возможны тепловыделения, достаточные для вывода его из строя.

В этой связи, считая, как и авторы [1–5], причиной оптических разрушений в сердцевине световода тепловое воздействие излучения, в настоящей работе мы покажем, что наиболее реальным источником тепловыделения, способным «запустить» описанную выше и ведущую к разрушениям цепочку процессов, может служить ВКР. Иными словами, в процессе ВКР в «идеальном» световоде возникает локальная тепловая особенность, представляющая собой аналог искусственных неоднородностей, рассмотренных в работах [1–5].

Поскольку ниже речь пойдет о больших интенсивностях света, значительно превышающих пороги разрушения в [1–5] (свыше 3 МВт/см²), на первый план выступают нелинейные эффекты в волоконных световодах. К настоящему времени известен целый ряд оптических явлений, определяемых как квадратом, так и более высокими степенями напряженности электрических составляющих световых полей. Это, например, генерация гармоник, нелинейный эффект Керра, четырехволновое смешение, ВКР, ВРМБ, разнообразные параметрические процессы и др. Однако лишь некоторые из этих явлений сопровождаются нагревом среды. К ним, в частности, относятся ВРМБ и ВКР.

Что касается ВРМБ и тем более вынужденного релеевского рассеяния, то частотные сдвиги рассеянной волны в этих процессах и, следовательно, доля энергии электромагнитного поля, переходящая в тепло в каждом из актов рассеяния, весьма малы. Гораздо большим тепловыделением сопровождается ВКР, в процессе которого в кварцевом стекле в тепло в каждом акте может переходить более 5 % энергии кванта вводимого в световод излучения (для света с длиной волны более 1 мкм). Таким образом, именно ВКР способно ограничить предельную интенсивность пропускаемого через «идеальный» световод излучения.

Какова же эта интенсивность и чем, кроме нее, определяется перегрев волоконного световода?

Поскольку порог возбуждения ВРМБ в кварцевом стекле значительно ниже порога ВКР, то при выяснении роли ВКР в тепловой деградации световода далее всюду будем считать, что процесс возбуждения ВРМБ подавлен. (В противном случае вследствие противоположной направленности распространения рассеянного и вводимого излучения и при этом высокой эффективности рассеяния ВРМБ «сработает» как зеркало, не позволив ввести излучение в световод.) Способы подавления ВРМБ известны и связаны с достаточно узкой спектральной линией усиления ВРМБ (в кварцевом стекле она составляет ~100 МГц [8]), поэтому, используя более широкий спектр вводимого в световод излучения, эффективность возбуждения ВРМБ можно сделать значительно меньше эффективности возбуждения ВКР.

Задача о возможном перегреве волоконного световода должна рассматриваться на основе системы уравнений, описывающих ВКР, и уравнений теплопроводности.

Уравнения, описывающие ВКР, могут быть представлены, например, в виде [9]

$$\frac{dI_p}{dz} = -I_p \left(\alpha_p + g I_{s,1} \frac{v_p}{v_{s,1}} \right),$$

$$\frac{dI_{s,1}}{dz} = I_{s,1} \left(-\alpha_{s,1} - g I_{s,2} \frac{v_{s,1}}{v_{s,2}} + g I_p \right),$$

$$\dots \dots \dots (1)$$

$$\frac{dI_{s,n-1}}{dz} = I_{s,n-1} \left(-\alpha_{s,n-1} - g I_{s,n} \frac{v_{s,n-1}}{v_{s,n}} + g I_{s,n-2} \right),$$

$$\frac{dI_{s,n}}{dz} = I_{s,n} (-\alpha_{s,n} + g I_{s,n-1}),$$

где I_p – интенсивность вводимого в световод излучения с частотой v_p (далее – излучение накачки); $I_{s,i}$ – интенсивности стоксовых компонент излучения с частотами $v_{s,i}$ ($i = 1, \dots, n$); n – общее число этих компонент; $\alpha_p = \alpha_p(v)$, $\alpha_{s,i} = \alpha_{s,i}(v)$ – зависящие от частоты показатели линейных потерь в световоде; g – коэффициент усиления ВКР.

Поперечное распределение интенсивности основной моды световода хорошо аппроксимируется гауссовой зависимостью от радиуса [8], поэтому в уравнениях (1) $I_p = I_p(z,0) \exp(-r^2/w^2)$ и $I_{s,i} = I_{s,i}(z,0) \exp(-r^2/w^2)$, где w – эффективный радиус основной моды; $I_p(z,0)$ и $I_{s,i}(z,0)$ – соответствующие интенсивности на оси световода. В многомодовых ступенчатых световодах, радиус сердцевин которых много больше длины волны света, распределения интенсивностей можно считать практически равномерными по сечению сердцевин. В остальных случаях необходимо знать соответствующие радиальные распределения I_p и $I_{s,i}$.

Уравнение теплопроводности для простоты будем рассматривать в квазистационарном приближении, справедливом либо при прохождении по световоду непрерывного излучения, либо в режиме достаточно длинных импульсов, длительность которых превышает характерное время радиального теплопереноса $\tau = R^2 c \rho / \lambda$, где R – радиус сердцевин световода; c , ρ и λ – удельная теплоемкость, плотность и теплопроводность кварцевого стекла соответственно. Все прочие процессы, также определяющие нагрев, осуществляются за гораздо меньшие времена. Так, время релаксации в тепло участвующего в ВКР колебательного возбуждения среды, как правило, не превышает $\sim 10^{-10}$ с, тогда как для кварцевого световода с $R \approx 4$ мкм $\tau \approx 10$ мкс. В случае более коротких импульсов следует использовать нестационарное уравнение теплопроводности.

В квазистационарном приближении уравнение теплопроводности имеет вид

$$\lambda \Delta T = Q. \tag{2}$$

Здесь $Q = Q(r, z)$ – тепловой источник, определяемый плотностью мощности выделяемого тепла и равный сумме правых частей уравнений (1):

$$Q = - \left\{ I_p(z,0) \left[\alpha_p + g \frac{\Delta v}{v_{s,1}} I_{s,1}(z,0) \exp \left(-\frac{r^2}{w^2} \right) \right] + \sum_{i=1}^n I_{s,i}(z,0) \left[\alpha_{s,i} + g \frac{\Delta v}{v_{s,i+1}} I_{s,i+1}(z,0) \exp \left(-\frac{r^2}{w^2} \right) \right] \right\} \times \exp \left(-\frac{r^2}{w^2} \right), \tag{3}$$

где $\Delta v = v_p - v_{s,i} = v_{s,i} - v_{s,i+1}$ (для кварцевого стекла $\Delta v \approx 440$ см⁻¹ [8]).

Использование для наших целей линейного уравнения теплопроводности (2) вполне оправданно, поскольку в рассматриваемом диапазоне температур (от комнатной до $\sim 1000^\circ\text{C}$) теплопроводность кварцевого стекла меняется не более чем на ~ 50 %. При этом, как будет

видно из полученных ниже результатов, максимальный радиальный градиент температуры в световоде не превышает порядка -20 К/мкм. Поскольку для показателя преломления кварцевого стекла $dn/dT \approx 10^{-5}$, то такой температурный градиент соответствует $|dn/dr| \leq 3 \cdot 10^{-4}$ мкм $^{-1}$. Иными словами, фокусирующее действие тепловой линзы в световоде на начальной стадии, предшествующей развитию разрушений, еще не слишком заметно.

Система уравнений (1) нелинейна, и ее аналитическое решение в общем случае не представляется возможным. Однако, помимо возможности ее численного решения, существуют достаточно надежные приближенные модели.

Заметим, что с целью нахождения приближенного решения, во-первых, в уравнении теплопроводности с хорошей точностью можно пренебречь продольным градиентом температуры по сравнению с поперечным. Это связано с существенно разными геометрическими масштабами теплопереноса в обоих направлениях (радиус световода значительно меньше его размеров в продольном направлении), поэтому распределение температуры в рассматриваемой приближенной модели определяется действием распределенного по длине световода стационарного источника Q и радиальным теплопереносом.

Во-вторых, из (1) следует, что из-за нелинейности максимум интенсивности каждой следующей стоксовой компоненты располагается вдоль оси световода z дальше предыдущей. Это означает, что продольное распределение температуры в световоде в соответствии с (3) также обладает максимумами в тех местах, где одна стоксова компонента наиболее интенсивно преобразуется в другую. Поскольку интенсивность каждой возникающей стоксовой компоненты из-за потерь энергии на тепловыделение меньше интенсивности предыдущей, наибольшее значение $Q(z)$ пространственно соответствует наиболее интенсивному моменту рождения первой стоксовой компоненты из излучения накачки.

В связи с этим для оценки максимального нагрева можно ограничиться значениями координаты z , соответствующими максимуму интенсивности первой стоксовой компоненты, и опустить в (1) все уравнения, отвечающие более высоким стоксовым компонентам, а в (3) оставить лишь слагаемые, ответственные за возникновение только первой компоненты. Таким образом, возникновение первой стоксовой компоненты и обеспечивает появление той локальной тепловой особенности в «идеальном» световоде, которая служит аналогом искусственных неоднородностей, создававшихся в работах [1–5].

В-третьих, в дополнение к уже сделанным приближениям пренебрежем, как это часто принято при анализе ВКР [8], линейными членами в (1), (3) по сравнению с нелинейными.

Итак, с учетом всех перечисленных приближений система (1)–(3) принимает простой вид:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial T}{\partial r} &= \frac{Q}{\lambda}, \\ \frac{dI_p}{dz} &= -g I_p I_s \frac{v_p}{v_s}, \\ \frac{dI_s}{dz} &= g I_p I_s, \\ Q &= -g \frac{\Delta v}{v_s} I_p I_s. \end{aligned} \quad (4)$$

Заметим, что как система (4), так и система (1) в том виде, в котором они записаны, имеют смысл и, соответственно, решения лишь для ВКР-усилителя, когда на входе в световод уже есть определенное число фотонов стоксовой компоненты в направляемой световодом моде. Если же вводимое излучение является излучением только накачки, то формально обе системы не могут быть решены. Хотя вопрос о развитии ВКР с уровня спонтанных шумов до конца еще не выяснен, для конкретности в (1), (3), (4) под I_s будем понимать $I_s + S$, где S – интенсивность, соответствующая наличию в направляемой моде по крайней мере одного фотона с длиной волны стоксовой компоненты (см., напр., [10]). Конкретные значения S выбирались в соответствии с рекомендациями и оценками [8, 11].

Считая, что коэффициент усиления g от температуры не зависит (хотя такая зависимость, скорее всего, существует, но нам она не известна), запишем решение (4) сначала для интенсивностей $I_p(z, r)$ и $I_s(z, r)$, а затем для распределения тепловыделения $Q(z, r)$:

$$\begin{aligned} I_p &= \left(I_{p0} + S \frac{v_p}{v_s} \right) \frac{1}{A}, \\ I_s &= S \left\{ \exp \left[gz \left(I_{p0} + S \frac{v_p}{v_s} \right) \right] - 1 \right\} \frac{1}{A}, \\ A &= 1 + S v_p \exp \left[gz \left(I_{p0} + S \frac{v_p}{v_s} \right) \right] \frac{1}{I_{p0} v_s}, \end{aligned} \quad (5)$$

где I_{p0} – радиальное распределение интенсивности накачки на входном торце световода ($z = 0$).

Из (4) с помощью (5) находим

$$\begin{aligned} Q(z, r) &= -g S \Delta v \left(I_{p0} + S \frac{v_p}{v_s} \right) \\ &\times \left\{ \exp \left[gz \left(I_{p0} + S \frac{v_p}{v_s} \right) \right] - 1 \right\} \frac{1}{v_s A^2}, \end{aligned} \quad (6)$$

откуда определяем приближенную координату максимума функции $Q(z, r)$ по z

$$z_{\max} \approx \left[\ln \left(\frac{I_{p0} v_s}{S v_p} \right) \right] \frac{1}{g I_{p0}} \quad (7)$$

и сам этот максимум

$$Q_{\max} \approx -\frac{1}{4} g I_{p0}^2 \frac{\Delta v}{v_p}. \quad (8)$$

Из приближенных решений (7), (8) видно, что от величины S (не очень точно определяемой) слабо зависит лишь положение максимального тепловыделения z_{\max} . Однако в рассматриваемом нами затем интервале изменения интенсивности накачки величина z_{\max} меняется всего на $\sim 20\%$ даже при изменении S в пределах двух порядков.

При использовании уравнения (6) для теплового источника выражение для распределения температуры получается слишком громоздким и вряд ли представляет практическую ценность. Поэтому в аналитическом решении ограничимся нахождением радиального распределения температуры лишь в одном поперечном сечении све-

товода, соответствующем координате $z = z_{\max}$. Тогда, полагая в уравнении теплопроводности в (4) $Q = Q_{\max}$ и принимая во внимание радиальное распределение интенсивности, находим

$$T(z_{\max}, r) = \frac{aw^2}{8\lambda} \text{Ei}\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right) + C_1 \ln r + C_2, \quad (9)$$

где $a = gI_{p0}^2(0,0)\delta v/(4v_p)$; C_1, C_2 – постоянные интегрирования, определяемые так, чтобы удовлетворить граничным условиям.

С целью конкретизации этих граничных условий рассмотрим для примера типичный кварцевый одномодовый световод с полимерным покрытием. Его сердцевина имеет радиус R_1 , оболочка – радиус $R_2 = 62.5$ мкм, толщина полимерного покрытия при этом равна $R_3 - R_2$, где R_3 – полный радиус поперечного сечения световода. В соответствии с данной световедущей структурой решения (9) для трех слоев световода примут следующий вид:

$$T_1 = \frac{aw^2}{8\lambda_1} \sum_{k=1}^{\infty} \left(-\frac{2r^2}{w^2}\right)^k \frac{1}{k*k!} + G \quad (0 \leq r \leq R_1),$$

$$T_2 = \left(B + \frac{aw^2}{4\lambda_2}\right) \ln r + \frac{aw^2}{8\lambda_2} \sum_{k=1}^{\infty} \left(-\frac{2r^2}{w^2}\right)^k \frac{1}{k*k!} + C$$

$$(R_1 \leq r \leq R_2),$$

$$T_3 = D \ln r + E \quad (R_2 \leq r \leq R_3),$$

где T_1, T_2 и T_3 – температуры сердцевины, оболочки и полимерного покрытия; G, B, C, D, E – постоянные интегрирования для соответствующих слоев световода (вместо C_1 и C_2 в (9)); $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ – коэффициенты теплопроводности этих слоев. В (10) учтено, что излучение по полимерному покрытию не распространяется, а для сердцевины постоянная интегрирования C_1 взята равной $aw^2 \times (4\lambda_1)^{-1}$ с тем, чтобы исключить логарифмическую расходимость решения при $r = 0$.

С учетом описанной структуры световода граничные условия для уравнения теплопроводности имеют вид

$$T_1(R_1) = T_2(R_1), \quad T_2(R_2) = T_3(R_2),$$

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial r} \Big|_{R_1} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r} \Big|_{R_1}, \quad \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r} \Big|_{R_2} = \lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial r} \Big|_{R_2}, \quad (11)$$

$$\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial r} \Big|_{R_3} = -h[T_3(R_3) - T_0],$$

где h – коэффициент теплообмена наружного слоя световода с окружающей средой, имеющей температуру T_0 .

Полагая $w \approx R_1$ [8] и исключая с помощью (11) постоянные интегрирования из (10), находим

$$T_1 = \Phi + \frac{aR_1^2}{8\lambda_2} \sum_{k=1}^{\infty} \left[\left(1 - \frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right) 2^k - \left(\frac{2R_2^2}{R_1^2}\right)^k + \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \left(\frac{2r^2}{R_1^2}\right)^k \right] \frac{(-1)^k}{k*k!},$$

$$T_2 = \Phi + \frac{aR_1^2}{8\lambda_2} \sum_{k=1}^{\infty} \left[\left(\frac{2r^2}{R_1^2}\right)^k - \left(\frac{2R_2^2}{R_1^2}\right)^k \right] \frac{(-1)^k}{k*k!}, \quad (12)$$

$$T_3 = \Phi + \frac{aR_1^2}{4\lambda_3} \left[1 - \exp\left(-\frac{2R_2^2}{R_1^2}\right) \right] \ln \frac{R_2}{r},$$

$$\Phi = T_0 + \frac{aR_1^2}{4\lambda_3} \left[1 - \exp\left(-\frac{2R_2^2}{R_1^2}\right) \right] \left(\ln \frac{R_3}{R_2} + \frac{\lambda_3}{hR_3} \right).$$

Расчеты проводились для следующих значений параметров: $R_1 = 4, R_2 = 62.5, R_3 = 110$ (все в микрометрах); $\lambda_1 \approx \lambda_2 = 1.46 \cdot 10^{-2}$ Вт/(см·К) [12]; $\lambda_3 = 1.9 \cdot 10^{-3}$ Вт/(см·К) (для полиметилметакрилата) [13]; $h \approx 1.7 \cdot 10^{-2}$ Вт/(см²·К) [14]. Считалось также, что накачка осуществляется излучением неодимового лазера с длиной волны 1.064 мкм ($\nu_p \approx 9400$ см⁻¹), а в качестве показателя усиления ВКР бралось его значение для кварцевого стекла $g = 10^{-11}$ см/Вт [8].

С целью обоснования надежности дальнейших оценок по формулам приближенной модели (4)–(12) вначале численно рассчитывалось распределение тепловыделения Q на оси световода с привлечением как общих уравнений (1), (3), так и приближенных уравнений (4)–(12). При этом использовалась зависимость линейных потерь от длины волны света, приведенная, например, в [15].

Зависимости максимального тепловыделения $Q(0, z_{\max})$, соответствующего моменту наиболее интенсивного преобразования излучения накачки в первую стоксову компоненту, и координаты z_{\max} от интенсивности накачки представлены на рис.1. Из численных расчетов с привлечением уравнений (1), (3) следует, что при $I_{p0} = 100$ МВт/см² $Q(0, z_{\max}) = 1.25$ кВт/см³ и $z_{\max} = 190$ м, тогда как расчет по приближенным формулам (7), (8) дает 1.17 кВт/см³ и 207 м соответственно.

С ростом интенсивности накачки ВКР протекает быстрее, а первая стоксова компонента появляется ближе ко входному торцу световода. Отметим, что, благодаря уменьшению с ростом интенсивности относительного вклада линейных потерь в максимум тепловыделения, точность приближенной модели повышается и расхождение рассчитанных численно и найденных по приближенным формулам (7), (8) Q_{\max} и z_{\max} уменьшается. Это дает основание полагать, что при высоких интенсивностях излучения радиальные распределения температуры, определяемые с помощью формул (12), также будут близки к реальным.

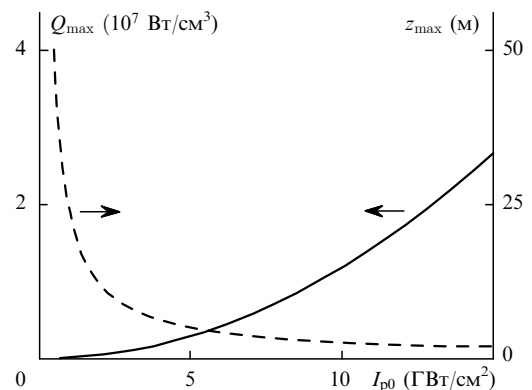


Рис.1. Зависимости максимального тепловыделения $Q(0, z_{\max})$ (сплошная кривая) и ее координаты на оси световода (штриховая кривая) от интенсивности накачки.

Полученные результаты свидетельствуют и о том, что высказанные авторами [6] опасения о возможных оптических разрушениях или существенных проявлениях в световоде нелинейных эффектов при интенсивностях света более 100 МВт/см^2 , на наш взгляд, преувеличены, по крайней мере в отношении разрушений. Так, при интенсивности 300 МВт/см^2 (при $R_1 = 4 \text{ мкм}$ она соответствует входной мощности излучения $\sim 150 \text{ Вт}$) ВКР возбуждается на длине свыше 60 м . Следовательно, более короткие отрезки световодов имеют достаточно большой запас по световой мощности по сравнению с мощностью, реализованной в [6] на отрезке длиной 50 м .

На рис.2 представлены радиальные распределения температуры для двух гораздо больших интенсивностей накачки – 14 и 20 ГВт/см^2 . Оба распределения построены для поперечных сечений световода, соответствующих максимальному в каждом из случаев тепловыделению, обусловленному рождением первой стоксовой компоненты. Расчетные продольные координаты z_{max} этих сечений составляют соответственно ~ 1.8 и 1.3 м . Видно, что из-за большого тепловыделения от ВКР при $I_p > 20 \text{ ГВт/см}^2$ температура на оси световода вполне может достичь упоминавшегося выше критического уровня $\sim 1100^\circ\text{C}$, начиная с которого процесс поглощения и разогрева становится самоускоряющимся, заканчиваясь разрушениями в сердцевине.

Дополнительному ускорению перегрева должна способствовать неучтенная в модели самофокусировка излучения к оси световода. Она несколько снизит пороговую интенсивность накачки, при которой появятся разрушения. Скорее всего, эта интенсивность может оказаться близкой к отмеченному в [7] критическому значению 10 ГВт/см^2 . Таким образом, без разрушений в сердцевине сравнительно длинный одномодовый световод способен пропустить излучение мощностью не выше $\sim 5 \text{ кВт}$ (со скидкой на фокусировку). Учет самофокусировки значительно усложняет рассмотренную задачу, поскольку возникает необходимость дополнительно находить радиальное распределение интенсивности электромагнитного поля в световоде с изменяющимся при изменении температуры показателем преломления.

Из рис.2 следует, что из-за высоких температур при $I > 15 \text{ ГВт/см}^2$ на участке световода с максимальным тепловыделением следует ожидать существенной деградации полимерного покрытия, которая начнется, возможно, даже раньше, чем возникнут разрушения в сердцевине, и приведет к полной потере прочности световода. Если считать, что полимеры начинают деградировать (гореть) при температуре в среднем $\sim 300^\circ\text{C}$, то мощ-

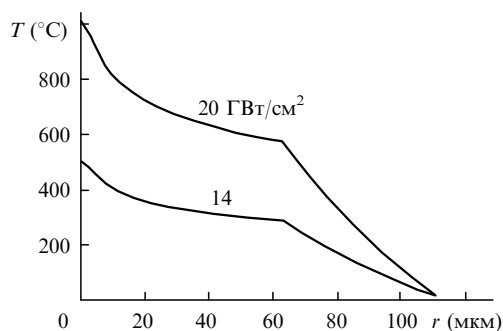


Рис.2. Расчетные радиальные распределения температуры в поперечных сечениях световода с максимальным тепловыделением при интенсивностях накачки 14 и 20 ГВт/см^2 .

ность, при которой это должно происходить в одномодовом световоде, не превысит $4\text{--}5 \text{ кВт}$, что вполне сравнимо с порогом разрушений сердцевин. Некоторая неопределенность в последней оценке обусловлена невысокой точностью определения температуры полимера T_3 , что, в свою очередь, связано с недостаточной точностью нахождения использованного в расчетах по формуле (12) коэффициента теплообмена h .

В заключение скажем несколько слов о тепловом действии ВКР в световодах с сердцевинной, легированной фосфором, которые сейчас активно исследуются в плане использования в волоконных ВКР-лазерах и усилителях [16]. Интерес к этим световодам связан с тем, что в них помимо основного, обусловленного сеткой самого кварцевого стекла частотного ВКР-сдвига с максимумом при $\Delta\nu \approx 440 \text{ см}^{-1}$, имеет место гораздо больший частотный сдвиг с максимумом при $\Delta\nu \approx 1330 \text{ см}^{-1}$ (см., напр., [17]), обусловленный присутствием в стекле P_2O_5 . Этот втрое больший по сравнению с «чистым» SiO_2 частотный сдвиг ВКР, казалось бы, должен определить и большее тепловыделение, ускорение описанных выше процессов и снижение порога оптических разрушений.

Однако это имеет место далеко не всегда, поскольку максимумы тепловыделения от возбуждения стоксовых компонент ВКР с частотными сдвигами 440 и 1330 см^{-1} расположены, как правило, в разных сечениях световода и их тепловое действие не суммируется. Связано это, с одной стороны, с тем, что сечение ВКР в P_2O_5 примерно в 3.5 раза больше сечения ВКР в SiO_2 [18]. С другой стороны, содержание легирующей присадки P_2O_5 в кварцевом стекле не должно быть слишком большим, что позволит избежать неприемлемо высоких оптических потерь в световоде.

Суммарная же скорость возбуждения ВКР с частотным сдвигом 1330 см^{-1} в легированном стекле определяется обоими отмеченными факторами. При найденном на практике оптимальном молекулярном содержании P_2O_5 в стекле $\sim 11\text{--}13\%$ [19] эта скорость по крайней мере вдвое меньше скорости возбуждения ВКР с частотным сдвигом 440 см^{-1} .

Таким образом, реально порог оптического разрушения в легированном фосфором кварцевом стекле даже выше, чем в чистом SiO_2 , поскольку энергия излучения накачки оказывается перераспределенной на возбуждение стоксовых компонент, отвечающих разным частотным сдвигам.

1. Kashyap R. *Proc. Intern. Conf. Laser '87* (Lake Tahoe, Nevada, USA; McLean, VA: STS Press, 1987, p. 859–866).
2. Hand D.P., Russell P. *St. J. Optics Letts*, **13**, 767 (1988).
3. Kashyap R., Blow K. *J. Electron. Letts*, **24**, 47 (1988).
4. Driscoll T.J., Calo J.M., Lawandy N.M. *Optics Letts*, **16**, 1046 (1991).
5. Dianov E.M., Mashinsky V.M., Myzina V.A. et al. *Sov. Lightwave Comms*, **2**, 293 (1992).
6. Muendel M., Engstrom B., Kea D et al. *Postdeadline Papers Intern. Conf. on Lasers and Electro-Optics (CLEO '97)* (Baltimore, Maryland, 1997, CPD30).
7. Stolen R.H. In: *Optical fibre telecommunications* (N.Y., Acad. Press, 1979, p.145).
8. Агравал Г. *Нелинейная волоконная оптика* (М., Мир, 1996).
9. Nakashima T., Seikai S., Nakazawa M. *J. Lightwave Technol.*, **4**, 569 (1986).
10. Auyeung J., Yariv A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **14**, 347 (1978).
11. Smith R.G. *Appl. Optics*, **11**, 2489 (1972).
12. *Таблицы физических величин. Справочник* (М., Атомиздат, 1976).
13. *Энциклопедия полимеров* (М., Сов. Энциклопедия, 1977, т.3, с.599).
14. Paek U.C., Kurkjian C.R. *J. Amer. Ceram. Soc.*, **58**, 330 (1975).

15. Белов А.В., Гурьянов А.Н., Гусовский Д.Д. и др. *Квантовая электроника*, **17**, 266 (1990).
16. Dianov E.M., Grekov M.V., Bufetov I.A. et al. *Electron.Letts*, **33**, 1542 (1997).
17. Grigoryants V.V., Davydov B.L., Zhabotinski M.E. et al. *Opt.Quantum Electron.*, **9**, 351 (1977).
18. Galeener F.L., Mikkelsen J.C. Jr., Geils H.R., Mosby W.J. *Appl. Phys.Letts*, **32**, 34 (1978).
19. Dianov E.M., Bufetov I.A., Bubnov M.M. et al. (to be published).

A.S.Biryukov, E.M.Dianov. Ultimate intensities of light in silica fibres. Stimulated Raman scattering as the main thermal source of optical destruction

It is shown that, under certain conditions, the intensity of light in silica fibres is mainly limited by stimulated Raman scattering. An estimate is made of the threshold intensity that leads to irreversible destruction of the fibre due to overheating. The dependence of the threshold intensity on physicochemical properties of the material and the geometric dimensions of the fibre core is determined.