

Расчет скорости и порога тепловой волны поглощения лазерного излучения в волоконном световоде

А.Н.Ткачев, С.И.Яковленко

На основе нестационарного одномерного уравнения теплопроводности с учетом эффективного теплоотвода исследована тепловая волна поглощения лазерного излучения в сердцевине лазерного световода. Вычислены скорости распространения волны как функции интенсивности лазерного излучения, а также пороговые интенсивности, при которых возникает волна прогрева. Показано, что скорость волны при больших интенсивностях хорошо описывается известной из теории горения формулой и пропорциональна квадратному корню из интенсивности излучения. Предложены простые формулы, описывающие зависимость пороговой интенсивности от эффективного радиуса охлаждения, а также зависимость скорости волны от интенсивности излучения (включая припороговую область). Пороговые интенсивности лазерного излучения, полученные в расчетах, примерно вдвое превышают интенсивности, которые необходимы для выполнения равенства вводимой в элемент волокна мощности эффективной мощности теплоотвода из него. Найденные зависимости скорости волны от интенсивности света и пороговые интенсивности согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

Ключевые слова: тепловая волна, порог разрушения, волоконный световод.

1. Введение

Эффект резкого изменения под действием мощного лазерного излучения физических параметров прозрачного конденсированного вещества известен давно [1]. В частности, при превышении интенсивностью лазерного излучения некоторого порогового значения резко повышается коэффициент поглощения. При оптических разрядах в конденсированной среде [2, 3] и в газе [4] это приводит к распространению волны поглощения навстречу лазерному излучению.

В последние годы появился большой интерес к явлению такого рода в волоконных световодах [5–15]. Если на каком-либо участке волокна коэффициент поглощения больше, чем на других, то в этом месте происходит нагрев, который приводит к дальнейшему увеличению поглощения. Теплопроводность обеспечивает продвижение такой тепловой волны поглощения (ТВП) навстречу лазерному излучению. Это волну обычно инициируют локальным сторонним нагревом или прикосновением конца световода к поверхности, поглощающей лазерное излучение.

ТВП рассматривалась ранее в упрощенном стационарном приближении в системе координат, движущейся со скоростью волны [7, 8]. При этом не были найдены пороговые интенсивности излучения. В настоящей работе ТВП рассматривается на основе нестационарного уравнения теплопроводности. Получены зависимости скорости движения ТВП от интенсивности излучения и определены пороговые интенсивности излучения, при которых возникает ТВП.

2. Рассматриваемая модель

Уравнение теплопроводности. Нестационарная одномерная модель ТВП учитывает нагрев сердцевины световода лазерным излучением и его эффективное охлаждение за счет радиального теплопереноса во внешнюю среду. Берутся средние по сечению сердцевины световода, заполненной излучением, значения температуры T и интенсивности излучения I . Изменения этих средних величин вдоль оси световода и во времени описываются уравнениями

$$c_p(T)\rho(T)\frac{\partial}{\partial t}T(t,x) = \frac{\partial}{\partial x}\left[k(T)\frac{\partial}{\partial x}T(t,x)\right] + \alpha(T)I(t,x) - \frac{6(T-T_g)k(T)}{r_k^2} - \frac{2\delta}{r_{\text{rad}}}\sigma_{\text{SB}}(T^4 - T_g^4), \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}I(t,x) = -\alpha(T)I(t,x). \quad (2)$$

Здесь x – координата вдоль оси волокна ($0 < x < l$, где l – длина световода); $c_p(T)$ – удельная теплоемкость; I – интенсивность (плотность потока энергии) лазерного излучения; $\alpha(T)$ – коэффициент поглощения лазерного излучения; $k(T)$ – коэффициент теплопроводности; $\rho(T)$ – плотность вещества; T_g – температура стекла, окружающего сердцевину волокна; $\sigma_{\text{SB}} = 5 \times 10^{-5}$ эрг·с⁻¹·см⁻² × К⁻⁴ = 1.03×10^5 Вт·см⁻²·эВ⁻⁴ – постоянная Стефана – Больцмана; δ – коэффициент черноты. Величины r_k и r_{rad} можно рассматривать как подгоночные параметры; они соответствуют эффективным радиусам, на которых существенно падает температура при соответствующем механизме охлаждения.

Зависимость коэффициента поглощения от температуры была выбрана следующей:

А.Н.Ткачев, С.И.Яковленко. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38

Поступила в редакцию 11 февраля 2004 г.

$$\alpha(T) = \begin{cases} 0, & T < T_1, \\ \alpha_p(T - T_1)/(T_p - T_1), & T_1 \leq T \leq T_p, \\ \alpha_p, & T > T_p. \end{cases}$$

Здесь α_p – максимальный коэффициент поглощения; T_p – температура, при которой достигается этот максимальный коэффициент; T_1 – температура, при которой начинается быстрый рост коэффициента поглощения. Полагалось, что $T_p - T_1 \ll T_p$, при этом результаты расчетов практически не зависят от T_1 . Исходя из данных работ [7, 8], мы приняли, что $\alpha_p = 560 \text{ см}^{-1}$ и $T_p = 2000 \text{ }^\circ\text{C}$. Если существенно изменить α_p , то результаты расчетов не будут согласовываться с экспериментальными данными. Кроме того, считалось, что $T_1 = 1700 \text{ }^\circ\text{C}$.

Зависимость теплоемкости от температуры и характеристик фазовых переходов представлялась в виде

$$c_p(T) = c_0(T) + \Delta c(T, T_m, \Delta T_m, \Delta H_m) + \Delta c(T, T_p, \Delta T_p, \Delta H_p).$$

Здесь $c_0(T)$ – функция, описывающая зависимость теплоемкости от температуры в отсутствие фазовых переходов;

$$\Delta c(T, T_0, \Delta T_0, \Delta H_0) = \frac{\Delta H_0}{\pi^{1/2} \Delta T_0} \exp \left[- \left(\frac{T - T_0}{\Delta T_0} \right)^2 \right]$$

– функция параметров T , T_0 , ΔT_0 , ΔH_0 , описывающая скачок теплоемкости в точке фазового перехода; T_m – температура плавления; ΔH_m – энергия плавления; ΔH_p – энергия фазового перехода при увеличении поглощения; величина ΔT_0 характеризует ширину фазового скачка.

Для стекла в приведенных здесь расчетах были выбраны следующие параметры [7, 8, 16]: $\rho(T) = 2.65 \text{ г/см}^3$, $k = 0.02 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$, $c_0(T) = 0.74 \text{ Дж}\cdot\text{г}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$, $T_m = 1600 \text{ }^\circ\text{C}$, $T_p = 2000 \text{ }^\circ\text{C}$, $\Delta H_m = 142 \text{ Дж/г}$, $\Delta H_p = 142 \text{ Дж/г}$, $\Delta T_m = 100 \text{ }^\circ\text{C}$, $\Delta T_p = 100 \text{ }^\circ\text{C}$.

Граничные и начальные условия. Излучение с интенсивностью I_0 вводится в волокно в точке $x = 0$: $I(t, 0) = I_0$. При этом из (2) имеем

$$I(t, x) = I_0 \exp \left\{ - \int_0^x \alpha[T(t, y)] dy \right\}.$$

Однако при численном интегрировании это выражение неудобно, поскольку содержит искомую величину $T(t, x)$. Считалось, что сток тепла с концов световода отсутствует:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=l} = 0.$$

Начальные условия соответствовали «ступеньке»:

$$T(t, x)|_{t=0} = \begin{cases} T_0 & \text{при } x < x_p, \\ T_p & \text{при } x \geq x_p. \end{cases}$$

Здесь x_p – координата точки начального возмущения. В расчетах полагалось, что $T_0 = 20 \text{ }^\circ\text{C}$.

Для численного решения уравнений (1), (2) использовалась явная разностная схема первого порядка по времени и второго порядка по координате. Сетка по координате была равномерной, потоки вычислялись в граничных точках ячеек, а температуры – в центре ячеек (по-

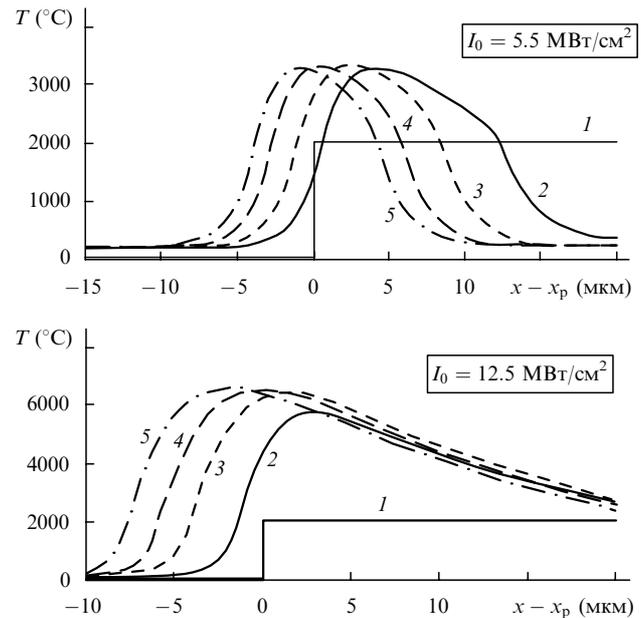


Рис.1. Распределение температуры по длине световода в моменты времени $t = 0$ (начальное распределение) (1), 8 (2), 20 (3), 32 (4) и 40 мкс (5) (а), а также $t = 0$ (1), 3 (2), 6 (3), 8 (4) и 10 мкс (5) (б) для $I_0 = 5.5$ и 12.5 МВт/см^2 , $r_k = 4 \text{ мкм}$, $r_{\text{rad}} = 4 \text{ мкм}$. Лазерное излучение направлено вдоль оси абсцисс слева направо.

дробнее см. в [17]). Точность расчетов контролировалась по выполнению закона сохранения энергии; в представленных ниже расчетах она была не хуже 0.1 %.

3. Результаты расчетов

Распространение волны поглощения. Характерное распределение температуры по оси световода при слабом и сильном лазерном излучении иллюстрирует рис.1. Как и следовало ожидать, имеет место пик температуры, продвигающийся навстречу лазерному пучку. Спад температуры за пиком обусловлен уменьшением интенсивности лазерного излучения за счет поглощения на длине $\alpha_p^{-1} = 18 \text{ мкм}$ и теплопроводным охлаждением. Радиационное охлаждение существенно лишь при очень высоких температурах ($T \sim 2.8 \times 10^4 \text{ К}$), которые здесь не достигаются. При меньшей интенсивности излучения охлаждение более существенно, поэтому пик выражен резче*.

Скорость фронта ТВП v_f находилась по зависимости от времени координаты фронта $x_f(t)$, определяемой равенством $T(t, x_f) = T_p$. Зависимость $x_f(t)$ с хорошей точностью являлась линейной: $x_f(t) = v_f t + \text{const}$, и по ее наклону находилась скорость v_f . Результаты расчетов представлены на рис.2. Там же приведены экспериментальные данные [12].

Скорость ТВП. В теории горения было установлено, что скорость распространения пламени пропорциональ-

*Отметим следующее. За фронтом ТВП температура продолжает повышаться и достигает высоких значений ($T \sim 10^4 \text{ К}$). Разумеется, в этой области образуется плазма, параметры которой рассмотрены в работе [18], и меняется коэффициент поглощения. Однако, согласно расчетным данным, лазерное излучение в указанной области уже сильно ослаблено и не влияет на скорость распространения ТВП. Отметим также, что приведенные расчеты согласуются с измерениями. По данным работы [7] при $I = 0.28 \text{ МВт/см}^2$, диаметре сердцевинки 40 мкм и внешнем диаметре 125 мкм температура, измеренная по сплошному спектру, составляет 5400 К.

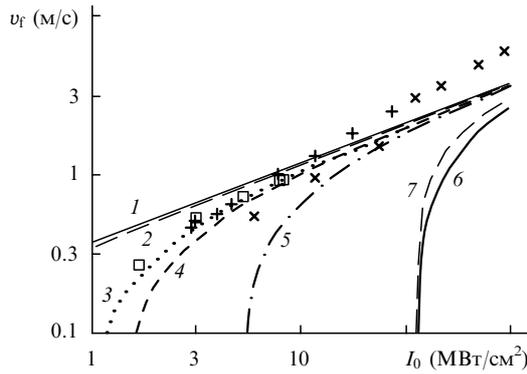


Рис.2. Зависимости скорости распространения фронта ТВП от интенсивности лазерного излучения, полученные при расчете по формуле (3) (1) и по формуле (4) (2), по формуле (6) при $r_k = 10$ (3), 8 (4), 4 (5) и 1.5 мкм (6) и по формуле (7) (7), а также в эксперименте с SiO₂-GeO₂-волоконном с внешним диаметром 125 мкм [12] при разности показателей преломления в центре и на периферии $\Delta n = 0.04$, диаметре заполненной излучением сердцевины $d = 3.3$ мкм (x), $\Delta n = 0.009$, $d = 5.75$ мкм (+) и $\Delta n = 0.0015$, $d = 11.05$ мкм (□).

на квадратному корню из удельной мощности энерговыделения [17]. Это используется в теории распространения разрядов [2], и выражение для скорости может быть в данном случае записано в виде

$$v_f = \frac{[k\alpha_p I_0 / (T_p - T_g)]^{1/2}}{\rho c_p} \quad (3)$$

В работах [7, 8] предложено несколько иное выражение для скорости фронта ТВП:

$$v_f = v_{f0} \left[\left(\frac{I_0}{I_{ch}} + 1 \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (4)$$

Здесь $v_{f0} = k\alpha_p / (2\rho c_p)$ характеризует линейное нарастание скорости с ростом интенсивности в слабых полях; $I_{ch} = k\alpha_p (T - T_g) / 4$ – интенсивность лазерного излучения, при которой линейная зависимость переходит в корневую. Параметры расчетов, результаты которых представлены на рис.2, были таковы: $v_{f0} = 0.03$ м/с, $I_{ch} = 5.8 \times 10^{-3}$ МВт/см².

Выражение (4) при $I_0 \gg I_{ch}$ переходит в выражение (3). В (4) учтены затраты энергии на разогрев смеси, которыми пренебрегали при получении соотношения (3). Проведенные нами расчеты скорости фронта v_f в отсутствие охлаждения согласуются с расчетами по формуле (4), когда интенсивность много больше пороговой (см. ниже). Впрочем, в условиях эксперимента результаты, получаемые на основе выражений (3) и (4), близки друг другу (см. рис.2). Более существенным для зависимости скорости от интенсивности оказывается влияние охлаждения.

Пороговые интенсивности. В серии расчетов была определена пороговая интенсивность I_{th} для различных значений r_k (см. рис.2). При $I_0 < I_{th}$ волна прогрева не возникает. Оценку порогового значения интенсивности излучения можно получить, приравняв поглощаемую мощность мощности теплоотвода. Обозначим найденную таким способом величину

$$I_{th1} \equiv \frac{6(T_p - T_g)k}{r_k^2 \alpha_p} \quad (5)$$

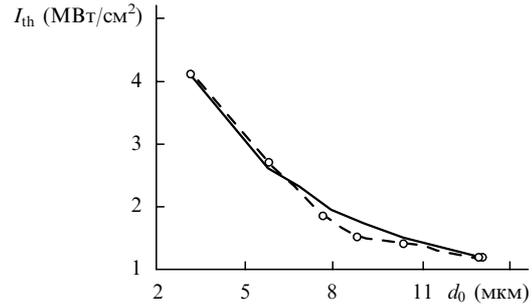


Рис.3. Зависимости пороговой интенсивности от диаметра сердцевины световода d_0 . Точки – экспериментальные данные [12], сплошная кривая – расчет по формулам (5), (6), где $r_k = d_0/2 + 3$ мкм.

Сравнение этой оценки с численными расчетами показывает, что результаты расчета в диапазонах $1 < I_0 < 100$ МВт/см², $1.5 < r_k < 10$ мкм можно с высокой точностью описать простым выражением

$$I_{th}(r_k) = 1.84 I_{th1}(r_k) + 0.3 \text{ МВт/см}^2 \quad (6)$$

Кроме того, с погрешностью до 30 % результаты численных расчетов скорости фронта ТВП можно аппроксимировать выражением (рис.2)

$$v_f = \frac{1}{\rho c_p} \left[\frac{k\alpha_p}{T_p - T_g} (I_0 - I_{th}) \right]^{1/2} \quad (7)$$

Сопоставление расчетов по формуле (6) с результатами измерений [12] пороговых интенсивностей проведено на рис.3.

4. Заключение

Проведенные расчеты показали, что ТВП, бегущая по сердцевине световода, хорошо описывается нестационарным уравнением теплопроводности с учетом эффективного теплоотвода во внешнюю среду в радиальном направлении и стационарным уравнением для интенсивности лазерного излучения. Скорость ТВП при интенсивностях, намного превышающих пороговую, хорошо описывается известной из теории горения формулой и пропорциональна квадратному корню из интенсивности света. При качественном описании в выражении для скорости волны вблизи порога следует вычесть пороговую интенсивность из интенсивности лазерного излучения.

Пороговое значение интенсивности лазерного излучения по порядку величины оценивается из сравнения нагрева с теплоотводом. Полученное на основе численных расчетов пороговое значение интенсивности оказывается примерно вдвое большим.

Вычисленные зависимости скорости волны от интенсивности света и пороговые интенсивности согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

Авторы благодарны Е.М.Дианову за постановку задачи, А.С.Бирюкову и И.А.Буфетову за обсуждение результатов, а также А.А.Фролову за предоставление результатов измерений в оцифрованном виде.

1. Аскармян Г.А., Прохоров А.М., Чантурия Г.Ф., Шипуло Г.П. *ЖЭТФ*, **44** (6), 2180 (1963); Прохоров А.М. *Квантовая электроника. Избранные труды* (М.: ИздАТ, 1996, с. 87–90).
2. Зеликин Н.В., Каск Н.Е., Радченко В.В., Фёдоров Г.М., Федорович О.В., Чопорняк Д.Б. *Письма в ЖТФ*, **4** (21), 1296 (1978).

3. Каск Н.Е., Корниенко Л.С. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **46** (6), 1010 (1982).
4. Райзер Ю.П. *Лазерная искра и распространение разрядов* (М.: Наука, 1974).
5. Kashyap R. *Proc. Int. Conf. Lasers'87* (Lake Tahoe, Nevada, USA, 1987, pp. 859–866).
6. Kashyap R., Blow K.J. *Electron. Lett.*, **24** (1), 47 (1988).
7. Hand D.P., Russel P.St.J. *Opt. Lett.*, **13** (9), 767 (1988).
8. Hand D.P., Russel P.St.J. *Proc. XIV ECOC* (Brighton, UK, 1988, pt 1, pp. 111–114).
9. Kashyap R., Sayles A., Cornwell G.F. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2965**, 586 (1997).
10. Driscoll T.J., Calo J.M., Lawandy N.M. *Opt. Lett.*, **16** (13), 1046 (1991).
11. Dianov E.M., Mashinsky V.M., Myzina V.A., Sidorin Y.S., Streltsov A.M., Chickolini A.V. *Sov. Lightwave Commun.*, **2**, 293 (1992).
12. Дианов Е.М., Буфетов И.А., Фролов А.А., Плотниченко В.Г., Машинский В.М., Чурбанов М.Ф., Снопатин Г.Е. *Квантовая электроника*, **32** (6), 476 (2002).
13. Davis D.D., Mettler S.C., DiGiovanni D.J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2714**, 202 (1997).
14. Davis D.D., Mettler S.C., DiGiovanni D.J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2966**, 592 (1997); *Opt. Lett.*, **28** (12), 974 (2003).
15. *Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).
16. Tkachev A.N., Yakovlenko S.I. *Laser Phys.*, **13** (10), 1259 (2003).
17. Зельдович Я.Б., Франк-Каменецкий Д.А. *Ж. физ. хим.*, **12** (1), 100 (1938); Зельдович Я.Б. *Избранные труды. Химическая физика и гидродинамика* (М.: Наука, 1984, с. 226–232).
18. Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **34** (8), 765 (2004).