

ОБ ИНДУЦИРОВАННЫХ ТЕРМИЧЕСКИХ ПОВРЕЖДЕНИЯХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ

М.Ю. Романовский

Исследуется динамика плавления световода под действием распространяющегося в нем излучения. Получены оценки для скорости волны плавления в разных режимах и критической мощности излучения.

Проблема передачи энергии по световодам в настоящее время особенно актуальна в медицине /1,2/, хотя возможно использование ее и в технических целях, например, при резке и раскрое материалов. Особенно важно здесь исследование распространения излучения в теле световода с учетом его входных характеристик. Одним из главных эффектов, препятствующих передаче излучения больших интенсивностей в ИК диапазоне, являются индуцированные термические повреждения световодов. Судя по работе /2/, их два типа: первый — повторяющиеся "прогары" сердцевины световода, которые можно объяснить взрывной неустойчивостью электромагнитного поля в световоде, вызванной тепловым механизмом самовоздействия /3/. Другой — горение световода, начинающееся от его конца, который при медицинском использовании подвергается загрязнению, что, по-видимому, может инициировать горение. Необходимо определить скорость горения в зависимости от внешних факторов — мощности излучения, характеристик световода, режима охлаждения, а также условия поджига.

Постановка задачи во многом аналогична изложенной в /4/ проблеме лазерной искры. Рассматриваемое горение существенно "одномерно", что важно для составления физической модели. С другой стороны, горение световода само по себе представляет модельную ситуацию и может использоваться для проверки современных теорий горения /5/, а также для моделирования различных автоволновых процессов /6/.

Исходным для анализа задачи служит уравнение теплопроводности с источниками (Q_+) и стоками (Q_-) тепла:

$$\rho_0 C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(\kappa \nabla T) + Q_+ - Q_- \quad (1)$$

Здесь ρ_0 — плотность световода; C_p — теплоемкость; κ — коэффициент теплопроводности; $T = T_0 + \Delta T$ — температура световода. В дальнейшем для ΔT сохраним обозначение T . Источником тепла служит джоулев нагрев световода под действием излучения. Если усреднить T по поперечному сечению световода (обоснование этого дано в /4/), ввести автомодельную переменную $\eta = z + vt$ (z — продольная координата, v — постоянная скорость фронта горения), то для температуры получаем обыкновенное дифференциальное уравнение.

Мощность излучения P в световоде можно описать простым уравнением диссипации:

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\delta P, \quad (2)$$

где $\delta = \delta' + \delta''$; δ' — удвоенный коэффициент поглощения света по амплитуде; δ'' — коэффициент рассеяния.

Рассмотрим горение без изменения химического состава световода. Фактически в эксперименте /2/ происходит плавление с последующим остыванием. Вклад процесса с изменением химического состава, по-видимому, незначителен даже при помещении световода в жидкую среду /1/. Нет оснований считать, что при плавлении происходит сильное изменение величин C_p , κ , ρ . Заметно меняется лишь коэффициент δ' , причем его изменение имеет характер плавного скачка. Источником тепла в уравнении (1) служит величина, пропорциональная $\delta' P$. Стоки образуются за счет: а) передачи тепла через боковую поверхность световода, б) излучения с боковой поверхности, в) скрытой теплоты плавления световода. Механизм а) при принудительном охлаждении потоком с температурой T' можно описать законом теплопередачи Ньютона:

$Q_- = 2a(T + T_0 - T')r_0^{-1}$ (T' может быть низкой при принудительном "обдуве" световода), где r_0 – радиус световода, a – коэффициент теплопередачи. Механизм б) можно грубо описать законом Стефана – Больцмана: $Q_- \sim \sigma T^4$ (σ – постоянная Стефана). По этому каналу уйдет сравнимое количество тепла, если $\rho_0 C_p \sim \sigma T^4$, т.е. если $T \sim (\rho_0 C_p / \sigma)^{1/3} \sim 10^5 - 10^6$ К. Температура плавления вещества световода ~ 800 К, поэтому переизлучением можно в первом приближении пренебречь. Скрытая теплота плавления не зависит от температуры и является постоянной отрицательной добавкой к интегральному по времени стоку. При $\delta(T_n) > 1 \text{ см}^{-1}$ она невелика, так как объем плавления ($\sim \delta^{-1}$) мал (меньше 10^{-2} см^3). Для ИК световодов в области длины волны излучения 10 мкм коэффициент рассеяния меньше коэффициента поглощения даже в твердом состоянии. Если световод не имеет кожуха и теплоотдача в окружающую среду мала (идеальный пример – световод в вакууме), то

$$Q_+ = 2\delta P / \pi r_0^2, \quad \int_0^\infty Q_- dt = \rho_0 q,$$

где $\delta \approx \delta'$, q – скрытая теплота плавления. Подставляя (2) в (1) и используя автомодельную переменную η , получаем:

$$2\rho_0 C_p v T = 2\kappa dT/d\eta - 2v\rho_0 q - P/\pi r_0^2 + P_0/\pi r_0^2. \quad (3)$$

Заменив $T \rightarrow T + qC_p^{-1}$ и подставив (3) в (1), получим:

$$(\rho_0 C_p v - \delta\kappa)dT/d\eta - \kappa d^2 T/d\eta^2 = \delta P_0/2\pi r_0^2 - \delta\rho_0 C_p v T. \quad (4)$$

Для уравнения (4) минимальная скорость горения определяется величиной производной правой части по температуре при исходной температуре T_0 в основном от первого члена /6/:

$$v_{\min} = 4\kappa P_0 (\partial\delta/\partial T)_{T=T_0} / \pi r_0^2 \rho_0^2 C_p^2. \quad (5)$$

По данным /7/ $(\partial\delta/\partial T)_{T=T_0}$ определяется в основном электронной проводимостью и порядка $\delta(T_0)/T_0$. Если $v_{\min} > \delta\kappa/\rho_0 C_p$, то фронт горения не успевает отдавать тепло за счет теплопроводности. Следовательно, соотношение $v_{\min} \geq \delta\kappa/\rho_0 C_p$ служит в этом режиме условием применимости уравнений (2), (4). Необходимые для существования фронта горения мощности излучения при отсутствии стоков весьма малы:

$$P_0 > P_{\text{кр}} = \pi r_0^2 \rho_0 C_p / 4 (\partial \ln \delta / \partial T)_{T=T_0}. \quad (6)$$

Для ИК световода из вещества КРС-5 ($r_0 \sim 1$ мм, $\delta \sim 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, $\rho_0 C_p \sim 10^7$ СГС) $P_{\text{кр}} \sim 0,1$ Вт. При наличии теплопередачи в окружающую среду в правую часть (4) следует добавить члены, соответствующие типу охлаждения. Один из них возникает в случае принудительного охлаждения потоком (он может быть описан законом Ньютона); другой связан с охлаждением за счет конвекции. В последнем случае следует анализировать уравнение конвекции, что усложняет задачу. Поскольку весь поток излучения поглощается в области расплава, считаем его убывающим в этой области линейно, в (4) для получения оценок заменим P на $P_0/2$.

При принудительном охлаждении добавка в Q_- составляет величину $2a(T + T_0 - T')/r_0$. Из /6/ при этом можно найти постоянную (в этом режиме) скорость фронта v_n . При ступенчатой зависимости δ от T правая часть (4) $F(T)$ как функция температуры имеет три корня: T_1, T_2, T_3 . Первый из них без ограничения общности можно положить равным нулю. Оказывается /6/, что

$$v_n \sim T_3 - 2T_2. \quad (7)$$

Здесь T_2 – сумма температуры плавления T_n и поправки на скрытую теплоту плавления qC_p^{-1} : $T_2 = T_n + qC_p^{-1}$. Условие поджига световода в этом режиме ($v_n = 0$) определяет $P'_{\text{кр}}$:

$$P_0 > P'_{\text{кр}} = ar_0(T_n + qC_p^{-1} + T_0/2 - T'/2)/\delta(T_n). \quad (8)$$

При ламинарном обтекании потоком световода $a \sim \kappa_n L^{-1}$; κ_n — теплопроводность вещества потока; L — ширина области потока, где температура меняется от $T + T_0$ до T' . При обдуве воздухом $L < 0,1$ см, $\kappa_n \sim 3 \cdot 10^3$ СГС и $P'_{кр} \sim 0,1 \div 10$ Вт в зависимости от величины скачка $\delta(T_n)$. (Здесь $\delta = 0,1 - 10$ см $^{-1}$.) Как и следовало ожидать, $P'_{кр}$ оказалось пропорциональной коэффициенту теплопередачи. Очевидный физический результат представляет то обстоятельство, что при $T' > T_0$ (температура охлаждаемого потока выше начальной температуры световода) пороговая мощность излучения ниже, чем при $T' < T_0$, т.е. с понижением температуры потока порог поджига растет. Учесть экстинкцию можно, введя в правую часть (8) множитель $(1 + \delta''/\delta')$.

Из вышеизложенного можно сделать следующие выводы:

а) при отсутствии стока тепла скорость горения световода может быть любой выше определенной минимальной. Превышение скорости горения над скоростью диффузии тепла даст пороговое значение мощности излучения в этом режиме;

б) при длительном охлаждении реализуется только одна скорость горения.

Пороговое значение мощности излучения прямо пропорционально коэффициенту теплопередачи, а также растет с уменьшением температуры охлаждающего потока. При реализации более сложного режима охлаждения (например, конвективного в вязкой жидкости) возможно появление большого количества корней уравнения $F(T) = 0$, и, следовательно, возникновение нескольких фронтов горения волоконного световода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Артюшенко В. Г. и др. Грудная хирургия, № 5, 16 (1986).
2. Jan k i e w i c z Z. et al. Proc. symp. "Fiber optics and its appl." Warsaw, 1986.
3. Романовский М. Ю. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 10, 3 (1986).
4. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. М., Наука, 1974.
5. Зельдович Я. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва. М., Наука, 1980.
6. V a s i l e v V. A. et al. Autowave processes in kinetic system. Berlin, Deutscher Verlag der Wissen-schaften, 1986.
7. Butvina L. M., Dianov E. M. Proc. of SPIE, 484, 21 (1984).

Поступила в редакцию 2 февраля 1987 г.