

О ДИНАМИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ АМПЛИТУДЫ СВЕТОВОГО ПУЧКА В РЕАЛЬНОМ ОПТИЧЕСКОМ СВЕТОВОДЕ

М.Ю. Романовский

Рассматривается беспороговый (по дифракции) эффект неустойчивости амплитуды световой волны вследствие теплового самовоздействия в оптическом волоконном световоде. Теория показывает, что эффект проявляется через несколько секунд при введении в реальный световод излучения мощностью порядка ватта.

В оптике световодов широко известен эффект синхронизации мод. Суть его состоит в интерференции волн в световоде, распространяющихся с различными скоростями. К этому явлению примыкает рассмотренный здесь эффект динамической неустойчивости амплитуды волны в реальном световоде, вызванной тепловым самовоздействием. Природа эффекта состоит в следующем. В полубесконечный световод постоянно вводится оптическое излучение. При возрастании коэффициента преломления вещества n с температурой T , ввиду наличия в реальном световоде поглощения волны световая волна замедляется из-за индуцированного нагрева среды. Поэтому за определенный интервал времени из некоторого объема световода выйдет меньшее количество световой энергии, чем в него вошло. Это приводит к "накапливанию" энергии в световоде между входом и точкой наблюдения, и она может перераспределяться в пространстве.

Если знак $\partial n / \partial T$ отрицательный, волна убыстряется — это приводит к дополнительному "выбросу" энергии из области световода до точки наблюдения, что, соответственно, вызовет падение амплитуды поля в этой точке. Этот эффект также должен зависеть от времени.

Следует учитывать, что на эффект самовоздействия такого типа прямо не влияет дифракция: она сказывается только на модовой структуре поля в световоде. В этом состоит отличие предлагаемого эффекта от тепловой самофокусировки, для которой дифракционный порог существует и в волноводе.

Исходными служат неоднородное параболическое уравнение для каждой моды с правой частью, представляющей собой первый член разложения диэлектрической проницаемости соответствующей моды световода по температуре, т.е. пропорциональный $\partial n / \partial T$, и уравнение теплопроводности с наиболее сильным джоулевым источником тепла. В приближении геометрической оптики систему описывают всего два уравнения в случае очень большого числа мод и в случае одной моды, которые сводятся к стандартной системе уравнений [1]. Воспользуемся приосевым приближением: представим амплитуду поля в световоде в виде

$$A = A'(\xi, t) (1 - 2r^2/r_0^2)^{1/2}, \quad (1)$$

а эйконал в виде

$$s = \beta(\xi, t) r^2/2 + \varphi(\xi, t). \quad (2)$$

Здесь r_0 — радиус волновода (для многомодового режима, для одномодового это поперечный размер моды); ξ — продольная координата (без ограничения общности для задач с импульсным вводом световой энергии в волновод это может быть бегущая координата); t — время; A — амплитуда поля на оси. Если подставить A в виде (1) в источник уравнения теплопроводности, то его общее решение допускает точное представление вида:

$$T = F_1(\xi, t) + r^2 F_2(\xi, t). \quad (3)$$

Обозначим обратную нормированную амплитуду $B = A_0/A'(\xi, t)$ (A_0 — входная амплитуда поля) и выпишем систему уравнений, определяющих поведение B, F_2 :

$$\begin{aligned}
B^{-1} \partial^2 B / \partial \xi^2 &= \gamma_p F_2, \\
\partial F_2 / \partial t &= a P(t) \gamma_p B^2, \\
a &= 16 \delta |\gamma_p| \pi \rho_0 C_p r_0^4.
\end{aligned}
\tag{4}$$

Здесь ρ_0 — плотность; C_p — удельная теплоемкость вещества световода; $P(t)$ — полная мощность излучения, вводимая через входное сечение $z = 0$ в световод; $\gamma_p = 2n \partial n / \partial T$; δ — коэффициент поглощения.

Граничными условиями будут $B(z = 0) = 1$, $\partial B / \partial z(z = 0) = 0$ (ограничимся случаем введения в световод нерасходящегося пучка).

Эту систему можно свести к уравнению первого порядка с автомодельной переменной:

$$\begin{aligned}
\xi &= (a E \xi^2)^{1/3}, \quad E(t) = \int_0^t P(t') dt', \\
\partial B / \partial \xi &= (3/2) [3(2 \ln B / B^2 + 1/B^2 - 1)]^{1/3}.
\end{aligned}$$

Задача, таким образом, допускает преобразование $\xi \rightarrow \xi + C$. Для $\gamma_p < 0$ имеем:

$$A'(\xi, t) = A_0 (1 + a E \xi^2 / 2)^{-1}. \tag{5}$$

Амплитуда поля в соответствии с качественными рассуждениями в любом сечении $\xi = \text{const}$ меньше, чем была бы в линейном случае. Поскольку a не зависит от скорости волны (от n), полученное выражение (5) является точным для многомодового (число мод $\rightarrow \infty$) излучения в световоде, а также для одномодового режима.

Аналогичным решением для $\gamma_p > 0$ будет

$$A'(\xi, t) = A_0 (1 - a E \xi^2 / 2)^{-1} \tag{6}$$

при $\xi = \pm L_p = \pm (\pi \rho_0 C_p r_0^4 / 8 \delta |\gamma_p| E)^{1/2}$ выражение (6) обращается в бесконечность. При $\xi > L_p$ такой вид решения теряет смысл. Поэтому результат (6) следует интерпретировать как неустойчивость процесса распространения непрерывного излучения в реальном световоде, имеющую тепловой механизм.

Следует отметить, что идентичными уравнениями для безграничной среды описывается тепловая самофокусировка света [1], которая будет конкурировать с предлагаемым эффектом.

Однако в световоде последний обладает тем преимуществом, что не имеет дифракционного порога, и поэтому реализуется легче, чем самофокусировка.

Рассмотренный эффект в традиционных задачах распространения излучения в световоде является нежелательным, ибо искажает поле и может привести к сильному локальному перегреву световода и искажению проходящих сигналов. Следует, однако, учитывать возможности усиления света (например в кольцевом световоде).

Оценим величину эффекта. Для многомодового ИК световода (вещество КРС-5) $\delta \sim 10^{-3} - 10^{-4} \text{ см}^{-1}$, $r_0 \sim 0,5 \text{ см}$, $|\gamma_p| \sim 2,5 \cdot 10^{-4}$, $\rho_0 \cong 7,37 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, $C_p = 0,15 \text{ град}^{-1} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{Дж}$. Здесь $L_p \sim 100 \text{ (Pt)}^{-1/2} \text{ (см)}$, где P измерено в ваттах, а t — в секундах.

Для одномодового световода видимого диапазона следует положить $r_0 \sim \lambda$ (длина волны света); $\delta \sim 10^{-5} - 10^{-6} \text{ см}^{-1}$, что дает оценку $L_p \sim \text{(Pt)}^{-1/2}$.

Таким образом, предлагаемый механизм динамической неустойчивости амплитуды электромагнитной волны в световоде вследствие ее теплового самовоздействия может наблюдаться в реальных световодах видимого и ИК диапазона при непрерывном введении в световод излучения мощностью порядка 1 Вт.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В. УФН, 93, 19 (1967).