

РАССЛОЕНИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ
И РЕАЛЬНЫЙ ПОРОГ ДЛЯ САМОФОКУСИРОВКИ

К.П.Райзер

Ранее [1-3] изучались стационарные самоподдерживающиеся каналы излучения в среде с показателем преломления $n = n_0 + n_2 E^2$. В работах Таланова и Ахманова и др. [4,5] исследуются условия возникновения самофокусировки световых пучков, но последние описываются сферическими волнами с переменным радиусом кривизны, что заранее исключает возможность расслоения пучка и самоканализации его части. Между тем, опыты [6] свидетельствуют об обратном.

Ниже рассматривается самофокусировка лазерных пучков, обладающих реальной расходимостью α . Выясняется причина расслоения; оцениваются доля энергии, которая может пойти в канал, и пороговая мощность генератора $P_{\text{пор}}$. Последняя оказывается гораздо больше критической $P_{\text{кр}}$ [3].

Пусть пучок радиуса R фокусируется в среду линзой с фокусным расстоянием f . Максимальный угол схождения лучей $\theta_{\text{макс}} \approx R/fn_0$. Радиус кружка фокусировки $r_f = f\alpha$ ¹⁾ для рубинов обычно довольно большой и, в отличие от работ Таланова и Ахманова и др. [4,5], рефракция в области фокуса мало меняет $\theta_{\text{макс}}$ (см. ниже). Каждый элемент фокального объема является источником элементарного конуса лучей с углом полураствора θ _{макс} и лучи от разных элементов за областью фокуса пересекаются. Однако на расстояниях по оси $x > r_f / \theta_{\text{макс}}$ этим можно приближенно пренебречь и считать, что имеется поле направлений лучей $\theta(r, x)$. Положим для простоты, что распределе-

ние интенсивности по углам в расходящемся из области фокуса пучке, которое воспроизводит распределение яркости по торцу генератора, обладает осевой симметрией, и поле E в каждом сечении пучка монотонно падает при удалении от оси. Процесс считаем установившимся.

Исходим из уравнений квазиоптики для стационарных параксиальных лучей $r(x)$ [4,5] ($\theta_{\max} \ll 1$, $n_2 E_i^2 \ll n_0$):

$$\frac{d^2 r}{dx^2} = \frac{d\theta}{dx} = \nabla_1 \left(\frac{n_2 E^2}{n_0} + \frac{\lambda_0^2}{8\pi^2 n_0^2} \frac{\nabla_1^2 E}{E} \right). \quad (1)$$

Здесь λ_0 - длина волны в вакууме; $\frac{d\theta}{dx} = \frac{\partial \theta}{\partial x} + \theta \frac{\partial \theta}{\partial r}$. Второе уравнение запишем в интегральной форме:

$$\int_0^{r(x)} n_0 \frac{c E^2}{4\pi} 2\pi r' dr' = P_1 = \text{const} \quad (2)$$

(мощность внутри лучевой трубки постоянна).

Поставим начальные условия, экстраполируя решение к области фокуса: при $x=0$ $r=r_1$, $\theta=\theta_1(r_1)$, $E^2=E_1^2(r_1) \approx E_f^2 = 4P/n_0 c r_f^2$,

где P - полная мощность пучка. Зададимся для оценок профилем

$E^2(r') \sim e^{-r'^2/z^2}$ внутри трубки $r(x)$. Это дает

$$\nabla_1 E^2 = -2E^2/r, \quad \nabla_1(\nabla_1^2 E/E) = 2/r^3, \quad P_1 = (e-1) n_0 \frac{c E_f^2}{4\pi} \pi r^2.$$

Теперь уравнение луча

$$\frac{d\theta}{dx} = \frac{1}{2} \frac{d\theta^2}{dz} = -\theta^2 \frac{r_1^2}{z^3} (1 - P_{кр}/P_1), \quad (3)$$

где $\theta_t = (2n_2 E_f^2/n_0)^{1/2}$ - угол полного внутреннего отражения в области фокуса; $P_{кр} = \frac{e-1}{32\pi^2} \frac{c \lambda_0^2}{n_2}$ в 2,14 раза меньше точного значения [3]. Проинтегрируем (3):

$$\theta^2 = A + \theta_t^2 (1 - P_{кр}/P_1) \frac{r_1^2}{z^2}; \quad A = \theta_1^2 - \theta_t^2 (1 - P_{кр}/P_1). \quad (4)$$

Если $A > 0$ - лучи расходятся: при $x \rightarrow \infty$ $r \rightarrow \infty$, $\theta \rightarrow \sqrt{A}$, $r \approx \sqrt{A} x$.

Если же $A < 0$, а это возможно только при $P_1 > P_{кр}$, радиус ограничен и такие лучи могут фокусироваться в каналы ("самоканализироваться"). Положим для оценки, что интенсивность света в начальном конусе $\theta_1 < \theta_{\max}$ постоянна (торец лазера светится равномерно). Тогда $P_1 = P(\theta_1/\theta_{\max})^2$. Из уравнения $A(\theta_1^2) = 0$ найдем предельный

начальный угол для лучей, участвующих в самоканализации (см. рисунок):

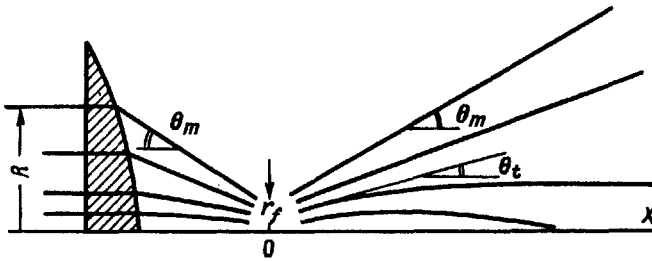


Схема хода лучей (преломление лучей на входе из воздуха в среду не показано)

$$\theta_t^* = \theta_t \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{1 - 4R_{кр} \theta_{макс}^2 / P \theta_t^2} \right)^{1/2} \approx \theta_t. \quad (5)$$

Он существует только при $P \geq 4R_{кр} \theta_{макс}^2 / \theta_t^2 (P)$, что определяет пороговую мощность всего пучка

$$P_{пор} = \frac{4\pi}{\sqrt{\theta-1}} \frac{n_o \tau_f \theta_{макс}}{\lambda_o} \quad P_{кр} = \frac{4\pi}{\sqrt{\theta-1}} \frac{R\alpha}{\lambda_o} P_{кр}. \quad (6)$$

В канал идет мощность $P_{кан} = P(\theta_t^* / \theta_{макс})^2 \approx P(\theta_t / \theta_{макс})^2$, т.е.

$$P_{кан} / P = 4R_{кр} P / P_{пор}^2 = \frac{\sqrt{\theta-1}}{\pi} \frac{\lambda_o}{R\alpha} P / P_{пор}. \quad (7)$$

Формулы (6), (7) справедливы, если $\theta_t < \theta_{макс}$. Если же $\theta_t > \theta_{макс}$, что получается при $P > P_{макс} = \frac{\pi}{\sqrt{\theta-1}} \frac{R\alpha}{\lambda_o} P_{пор}$, самоканализироваться может весь пучок.

Приведем численные оценки. При $R = 0,4 \text{ см}$, $\alpha = 2,5 \cdot 10^{-3}$, $\lambda_o = 7000 \text{ \AA}$, $P_{пор} = 138 P_{кр}$, $P_{макс} = 35 P_{пор}$. При $P \approx P_{пор}$ будет $P_{кан} / P \approx 3\%$, $\theta_t / \theta_{макс} \approx 0,17$. (Если $f = 4 \text{ см}$ и $n_o = 1,5$, $\theta_{макс} = 0,07$, $\tau_f = 10^{-2} \text{ см}$).

Положим $n_2 = 2 \cdot 10^{-12}$ абс. ед., что характерно для ряда жидкостей. Тогда $P_{кр} = 40 \text{ кВт}$ (по [3] - 87 кВт), $P_{пор} = 5,5 \text{ Мвт}$, $P_{макс} = 190 \text{ Мвт}$. Эти оценки согласуются с результатами опытов [6], согласно которым при $P \approx 20 \text{ Мт}$ в канал идет порядка процента мощности.

Формулы для $P_{пор}$, $P_{кан}$, $P_{макс}$ справедливы и для нефокусированного лазерного пучка (в предположении, что интенсивность равномерно распределена в пределах угла расходимости). В этом случае τ_f заменяется на R , а $\theta_{макс}$ - на α . Если же расходимость дифракционная, как в [8], то $\alpha \sim \lambda_o / R$ и, естественно, $P_{макс} \sim P_{пор} \sim P_1$

Пучок при этом самофокусируется на расстоянии $\sim R/\theta_t^2$ [9]. Следует отметить, что вопрос об образовании канала постоянного радиуса из самофокусирующихся к оси лучей у нас, также как и в [4,5,9], остается невыясненным (формальное решение приводит к пульсациям) 2).

Если учесть влияние нелинейности среды на ход лучей, сходящихся от линзы к фокусу, то получается, что луч с наклоном у линзы θ' в области фокуса приобретает наклон $\theta'' \approx \sqrt{\theta'^2 + \theta_t^2}$, т.е. при $R \ll \ll R_{\text{макс}}$, когда $\theta_t^2 \ll \theta'^2_{\text{макс}}$ заметно отклоняются (всегда в сторону оси) только лучи с $\theta'^2 \lesssim \theta_t^2$.

Это, однако, не должно приводить к существенному дефициту лучей с малыми начальными наклонами $\theta_t \lesssim \theta_t$, что значительно повысило бы пороговую мощность. Точки пересечения лучей в области фокуса лежат не столько на оси, сколько во всем объеме. Поэтому одни лучи подходят к этим точкам, приближаясь к оси, и их наклон за счет рефракции нарастает, а другие, вступив в область фокуса, подходят, удаляясь от оси, и их наклон уменьшается, что и создает компенсацию.

В опытах Пилипецкого и Рустамова [6] иногда наблюдались два или три канала. Это, видимо, связано с тем, что торцы реальных рубинов светятся не равномерно, а "пятнами". Следовательно, расходящийся от фокуса пучок состоит из нескольких более узких конусов, каждый из которых ведет себя самостоятельно, как было описано выше. Иногда перед фокусом линзы наблюдаются нити, сходные с теми, которые обычно интерпретируются как результат самоканализации 3). Можно предположить, что это - результат самоканализации излучения, испытывающего вынужденное рассеяние Манделштама-Бриллюэна назад.

Автор признателен Б.А.Зельдовичу и Н.Ф.Пилипецкому за ценные обсуждения.

Институт проблем механики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
20 апреля 1966 г.

Литература

[1] Г.А.Аскарьян. ЖЭТФ, 42, 1567, 1962.

[2] В.И.Таланов. Изв. ВУЗов, Радиофизика, 7, 564, 1964.

- [3] R.Y.Chiao, E.Garmire, C.H.Townes. Phys.Rev.Lett., 13, 479, 1964.
- [4] В.И.Таланов. Письма ИЭТФ, 2, 218, 1965.
- [5] С.А.Ахманов, А.П.Сухоруков, Р.В.Хохлов. ИЭТФ, 50, 1537, 1966.
- [6] Н.Ф.Пилипецкий, А.Р.Рустамов. Письма ИЭТФ, 2, 88, 1965.
- [7] Я.Б.Зельдович, К.П.Райзер. Письма ИЭТФ, 3, 137, 1966.
- [8] E.Garmire, R.Y.Chiao, C.A.Townes. Phys.Rev.Lett., 16, 347, 1966.
- [9] P.L.Kelley. Phys.Rev.Lett., 15, 1005, 1965.

- 1) При $\theta \ll 1$ наличие среды не меняет τ_f .
- 2) При рассмотрении самого канала ($d\theta/dx = 0$) уравнения (1), (2) следует уточнить, записав в (1) $\delta\epsilon/2\epsilon_0$ вместо $n_2 E^2/n_0$, а в (2) $\sqrt{\epsilon_0 + \delta\epsilon}$ вместо n_0 ($\epsilon = \epsilon_0 + \delta\epsilon$ - диэлектрическая постоянная). Получим приближенно в канале: $\delta\epsilon(E^2) = \lambda_0^2/4\pi^2 \tau_k^2$, $P_{кан} = \sqrt{\epsilon_0 + \delta\epsilon} \frac{c\delta^2}{4\pi} \pi \tau_k^2 (e-1)$, где τ_k - эффективный радиус канала. Исключим из этих уравнений поле, воспользовавшись интерполяционной формулой $\delta\epsilon = \frac{\epsilon_2 E^2}{1 + \epsilon_2 E^2 / \delta\epsilon_{макс}}$, которая обеспечивает "насыщение" поляризуемости [7] ($\epsilon_2 = 2n_0 n_2$, $\delta\epsilon_{макс} \sim \epsilon_0$). Получим тогда $P_{кан}/P_{кр} = (1 + \delta\epsilon/\epsilon_0)(1 - \delta\epsilon/\delta\epsilon_{макс})^{-1}$, что вместе с первым из уравнений дает зависимость радиуса от мощности. При $P_{кан} \approx \approx P_{кр}$ $\tau_k \sim \lambda_0 \left(\frac{P_{кан}}{P_{кр}} - 1\right)^{-1/2}$, как и в [3], а при $P_{кан}$ в несколько раз превышающей $P_{кр}$, τ_k порядка длины волны и не зависит от $P_{кан}$.
- 3) Частное сообщение Н.Ф.Пилипецкого.