ЗАВИСИМОСТЬ ШИРИНЫ САМОСФОКУСИРОВАВШЕГОСЯ ПУЧКА СВЕТА ОТ МОЩНОСТИ*

З.К.Янкаускас

В классической работе [1] показано, что геометрическая конфигурация самосфокусировавшегося цилиндрического пучка света описывается нормализованным уравнением

$$d^2E^*/dr^{*2} + \frac{1}{r^*}\,dE^*/dr^* - E^* + E^{*3} = 0. \qquad (1)$$

Уравнение (1) само по себе не позволяет оценить ширину пучка, так как обратно пропорциональный ширине пучка параметр нормализации Γ ($r^* = \Gamma \cdot r$, где r – радиальная координата) может быть свободно выбран с самого начала. Ширину пучка $\Delta \sim \Gamma^{-1}$ определяем из уравнения для мощности пучка

$$P = 16^{-1}\pi^{-2}n_2^{-1}\,n_0^{-1}\,\lambda^2 c\left[n_0^2 + \frac{\Gamma^2}{k_0^2}\right]^{1/2} A,\quad k_0 = \frac{2\pi n_0}{\lambda}, \qquad (2)$$

где n_0, n_2 – линейный и нелинейный коэффициенты показателя преломления нелинейной среды, λ – длина волны света, а формфактор A равен

$$A = \int_0^\infty E^{*2} r^* dr^*. \qquad (3)$$

Напомним также, что

$$\Gamma^2 = k_z^2 - k_0^2, \qquad (4)$$

где k_z – продольное волновое число самосфокусировавшегося пучка, k_0 – волновое число плоской волны.

Из уравнения (2) видно, что самофокусировка возникает лишь при мощности пучка P большей критической $P_{\text{кр.2}}$, определяемой по (2) при $\Gamma = 0$, так как лишь при $P > P_{\text{кр}}$ величина Γ будет действительной.

Эффекту самофокусировки соответствуют решения (1), удовлетворяющие граничным условиям

$$dE^*/dr^* = 0 \text{ при } r^* = 0,\quad E^* \to 0 \text{ при } r^* \to \infty. \qquad (5)$$

В [2] показано, что уравнение (1) имеет дискретный ряд решений (мод), удовлетворяющих граничным условиям (5). Это приводит к тому, что энергия сфокусированного излучения может концентрироваться в виде одного или нескольких колец вокруг центрального пучка. Подобные конфигурации зафиксированы экспериментально [3], где дана также ссылка на нашу заметку [2].

Формфактор каждой моды приходится определять путем численного интегрирования. (Для первых трех мод получено $A_1 = 1{,}85$, $A_2 = 1{,}2 \cdot 10$, $A_3 = 3 \cdot 10$.) Соответственно имеем ряд критических мощностей $P_{\text{кр.n}}$, определяемый по (2) при $A = A_n$ и $\Gamma = 0$.

Проследим, как будет меняться конфигурация пучка с ростом его мощности P. При P, слегка превышающей $P_{кр.1}$, может существовать только первая мода. При $P = P_{кр.2}$ возможно существование двух мод — первой с шириной пучка $\Delta \sim \Gamma_{M1}^{-1}$ (Γ_{M1} определяем по (2) при $P = P_{кр.2}$ и $A = A_1$) или второй с шириной $\Delta \to \infty$ ($\Gamma = 0$ при $P = P_{кр.2}$ и $A = A_2$). Заметим, что вследствие нелинейности уравнения (1) сумма двух или нескольких мод не является решением (1).

По соображениям наименьшей плотности энергии можно ожидать, что при $P = P_{кр.2}$ первая мода становится неустойчивой и в опыте реализуется вторая мода с $\Delta \to \infty$ ($\Gamma = 0$), т.е. в установившемся режиме пучок полностью расфокусирован и в среде распространяется плоская волна $k_z = k_0$ (последнее равенство следует из (4) при $\Gamma = 0$). При дальнейшем увеличении мощности P опять возникает фокусировка, но конфигурация пучка уже соответствует второй моде. При $P = P_{кр.3}$ происходит расфокусировка второй моды и т.д.

Конкретные значения $P_{кр.n}$ и Γ зависят от параметров среды и здесь не обсуждаются. Значения формфакторов A_n от среды не зависят.

Благодарю Э.Е.Фрадкина за руководство работой.

Институт физики полупроводников
Академии наук Литовской ССР

Поступило в редакцию
20 февраля 1967 г.

Литература

[1] R.Y.Chiao, E.Garmire, C.H.Townes. Phys. Rev. Lett., 13, 479, 1964.
[2] З.К.Янкаускас. Изв. Вузов. Радиофизика, 9, 412, 1966.
[3] E.Garmire, R.Y.Chiao, C.H.Townes. Phys. Rev. Lett., 16, 347, 1966.