

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_h}{\partial z} + \frac{1}{v_h} \frac{\partial A_h}{\partial t} &= \gamma_h A_c Q, \\ \frac{\partial A_c}{\partial z} + \frac{1}{v_c} \frac{\partial A_c}{\partial t} &= \gamma_c A_h Q^*, \\ \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{Q}{T_2} &= \gamma_q A n, \quad A = A_h A_c^*, \\ \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{n - n_0}{T_1} &= \gamma_n (A Q^* - A^* Q), \end{aligned} \tag{23.111}$$

где v_h и v_c — скорости волн накачки и стоксовой компоненты. Постоянные коэффициенты в (23.111) определяются формулами

$$\begin{aligned} \gamma_h &= \frac{\pi N \alpha' \omega_h}{i n_h c}, & \gamma_c &= \frac{\pi N \alpha' \omega_c}{i n_c c}, \\ \gamma_q &= \frac{\alpha'}{4 i M \omega_0}, & \gamma_n &= \frac{i \alpha'}{4 \hbar}, \end{aligned} \tag{23.112}$$

где n_h и n_c — показатели преломления комбинационно-активной среды на частотах ω_h и ω_c .

Удельный коэффициент усиления ВКР. Найти общее решение уравнений (23.111) не представляется возможным. Можно, однако, существенно упростить эту систему, сделав предположения, которые часто оправдываютя в эксперименте. В приближении стационарного взаимодействия, заданного поля накачки и отсутствия движения населеностей система (23.111) сводится к одному уравнению

$$\frac{\partial A_c}{\partial z} = \frac{1}{2} g I_h A_c, \tag{23.113}$$

где I_h — интенсивность волны накачки,

$$g = \frac{4 \pi^2 N (\alpha')^2 T_2 \omega_c}{M \omega_0 c^2 n_h n_c}, \tag{23.114}$$

g — удельный коэффициент усиления ВКР, имеющий размерность см/Вт. Из (23.113) следует, что интенсивность стоксовой волны нарастает вдоль комбинационно-активной среды по экспоненциальному закону

$$I_c = I_{c0} \exp(g I_h z). \tag{23.115}$$

Формулу (23.115) можно использовать для экспериментального измерения параметра g . Для большинства комбинационно-активных сред (сжатый водород, жидкий азот и др.) величина g лежит в диапазоне 10^{-9} – 10^{-8} см/Вт.

Самофокусировка света. Как отмечалось выше (см. лекцию 22), в кубично-нелинейной среде возникает добавка к показателю преломления, пропорциональная интенсивности света. В теории самофокусировки принято записывать показатель преломления нелинейной среды в виде

$$n = n_0 + n_2 |A|^2, \tag{23.116}$$

где A — амплитуда световой волны.

Так как показатель преломления определяет скорость света в среде, формулу (23.116) можно интерпретировать как зависимость скорости света от его интенсивности. В зависимости от знака n_2 , в нелинейной среде происходит ускорение или замедление мощной световой волны, что может влиять на эффективность волновых взаимодействий. Особый интерес эффекты, связанные с нелинейной добавкой к показателю преломления, приобретают для ограниченных световых пучков. Здесь возникает новый физический эффект, который можно назвать *нелинейной рефракцией* световых лучей. Действительно, в поле ограниченного светового пучка первоначально однородная среда в силу (23.116) становится оптически неоднородной; показатель преломления среды определяется распределением интенсивности распространяющейся волны. Характер нелинейной рефракции определяется знаком n_2 . В среде с $n_2 > 0$ (такой знак реализуется обычно при высокочастотном эффекте Керра, электрострикции в поле интенсивной световой волны, а иногда и за счет нагрева среды в световом поле) области максимальной интенсивности света оказываются оптически более плотными. В этом случае нелинейная рефракция должна приводить, очевидно, к концентрации энергии — периферийные лучи отклоняются в область, где поле максимально. Этот эффект получил название *самофокусировки* светового пучка. Важным обстоятельством, выделяющим эффект самофокусировки среди других нелинейно-оптических процессов, является его “лавинный” характер. Действительно, даже слабое увеличение интенсивности в некотором участке светового пучка в среде с $n_2 > 0$ приводит к концентрации лучей в этой области, а следовательно, и к дополнительному возрастанию интенсивности; последнее усиливает эффект нелинейной рефракции и т. д.

Рассмотрим самофокусировку гауссова светового пучка. Сначала, пренебрегая дифракцией, запишем поле волны в виде

$$E = \frac{1}{2} A e^{i(\omega t - kz)} + \text{к. с.}, \quad (23.117)$$

где

$$A = A_0 \exp(-r^2/2\rho_0^2), \quad (23.118)$$

r — расстояние данной точки поперечного сечения от оси пучка, ρ_0 — радиус пучка. Волновое число представим в виде

$$k = \omega n/c, \quad (23.119)$$

где показатель преломления n определяется формулой (23.116).

Используя формулы (23.116)–(23.119) и полагая $r \ll \rho_0$ и $n_2 |A_0|^2 \ll n_0$, нетрудно получить формулу

$$kz = k_0 z - k_0 r^2 / 2R_{\text{нл}}, \quad (23.120)$$

где $k_0 = \omega n_0 / c$, $k_2 = \omega n_2 / c$,

$$R_{\text{нл}} = \frac{k_0 \rho_0^2}{2k_2 |A_0|^2 z}, \quad (23.121)$$

$R_{\text{нл}}$ — радиус кривизны волнового фронта, обусловленной нелинейной рефракцией. Знак “минус” в формуле (23.120) показывает, что при $n_2 > 0$ нелинейность среды приводит к фокусировке (сходимости) пучка (рис. 23.7).

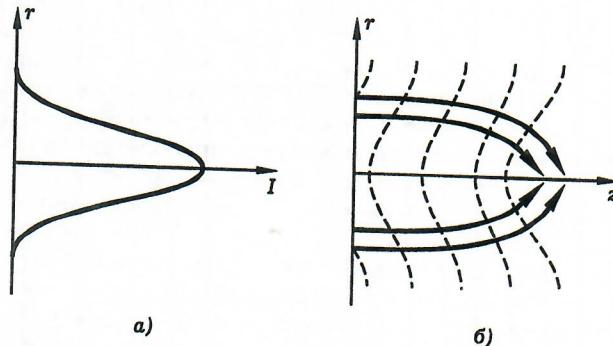


Рис. 23.7. Самофокусировка света. Профиль интенсивности гауссова светового пучка (a), искривление волнового фронта гауссова пучка (штриховые кривые) за счет нелинейности среды при $n_2 > 0$ (б)

Учтем теперь дифракционную расходимость пучка. В ближней дифракционной зоне, где $z \ll z_d$, кривизна волнового фронта гауссова пучка, обусловленная дифракцией, характеризуется радиусом (см. ч. III, дополнение 13)

$$R_d = z_d^2/z, \quad (23.122)$$

где

$$z_d = k_0 \rho_0^2, \quad (23.123)$$

z_d — дифракционная длина пучка. При условии

$$R_d = R_{nl} \quad (23.124)$$

нелинейная рефракция компенсирует дифракционную расходимость. В этом режиме, который можно назвать режимом *самоканализации*, световой пучок распространяется в среде, сохраняя плоский волновой фронт и постоянное поперечное сечение. Мощность гауссова светового пучка определяется формулами (см. ч. III, дополнение 13)

$$P = \pi \rho_0^2 I_0, \quad I_0 = \frac{c n_0}{8\pi} |A_0|^2. \quad (23.125)$$

Из формул (23.121)–(23.125) следует, что режим самоканализации должен иметь место при мощности пучка $P = P_{kp}$, где

$$P_{kp} = \frac{c \lambda^2}{64 \pi^2 n_2}, \quad (23.126)$$

P_{kp} — критическая мощность самофокусировки, λ — длина световой волны. При $P < P_{kp}$ световой пучок расплывается, однако темп этого расплывания меньше, нежели в линейной среде. При $P > P_{kp}$ лучи отклоняются к оси пучка — происходит самофокусировка.

Оценим критическую мощность самофокусировки для сероуглерода. В этом случае $n_2 = 1,45 \times 10^{-11} \text{ см}^3/\text{эрг}$ [14]. Для излучения с длиной волны $\lambda = 532 \text{ нм}$ получаем $P_{kp} = 0,9 \text{ кВт}$. Более подробно теория самофокусировки света изложена в [1; 7].