

УДК 621.378

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И СТРУКТУРА ОГРАНИЧЕННЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ДВУХПРОХОДОВОМ УСИЛИТЕЛЕ С ОВФ-ЗЕРКАЛОМ

А. А. Бегин, Н. Д. Миловский, Н. Ю. Русов

Исследованы изменения структуры и мощности двух встречных световых пучков, распространяющихся в активной среде двухпроходового усилителя с ОВФ-зеркалом в режиме насыщения усиления. Рассчитаны зависимости коэффициента усиления и КПД усилителя от его параметров, структуры и мощности входного пучка. Найдены ограничения, накладываемые на точность ОВФ нелинейным характером усиления, и определена доля мощности выходного излучения, приходящаяся на структуру, сопряженную с входным сигналом.

Влияние насыщения активной среды двухпроходового усилителя на энергетические характеристики режимов его работы рассматривалось в работе [1] в приближении плоских монохроматических волн. Однако для определения ширины и расходимости выходного излучения, точности воспроизведения входного сигнала, учета апертурных эффектов при подсчете коэффициента усиления и КПД усилителя следует учитывать наличие поперечной структуры усиливаемых световых пучков.

В настоящей работе исследуется усиление встречных световых пучков с квазиплоским или квазисферическим волновым фронтом (ВФ) в двухуровневой активной среде с однородно уширенной линией люминесценции при наличии и отсутствии интерференции волн.

1. Исходные уравнения. Рассмотрим двухпроходовой усилитель, представляющий собой цилиндрический объем активного вещества длиной L , площадью поперечного сечения $S = \pi a^2$, на правой границе которого расположено идеальное ОВФ-зеркало с коэффициентом отражения R .

В стационарном квазиоптическом приближении распространение двух встречных волновых пучков в активной среде с однородно уширенной линией люминесценции описывается системой связанных параболических уравнений [2, 3] для медленных комплексных амплитуд поля

$$\pm 2i \frac{\partial \mathcal{E}_{1,2}}{\partial z} = \Delta_{\perp} \mathcal{E}_{1,2} + \frac{\kappa}{2} (i + \delta) f_{1,2}^{(s)}(I_1, I_2) \mathcal{E}_{1,2}, \quad (1)$$

где $I_{1,2} = |\mathcal{E}_{1,2}|^2$ — интенсивности прямой и обратной волн, нормированные на интенсивность поля насыщения, κ — линейный (ненасыщенный) инкремент нарастания интенсивности поля, δ — отстройка частоты поля от частоты резонансного перехода в среде, нормированная на ширину линии. Продольная координата z нормирована на дифракционную длину $ka_1^2(z_0)$ пучка \mathcal{E}_1 , а поперечная координата r_{\perp} — на его начальную ширину $a_1(z_0)$. Характер насыщения нелинейной поляризуемости среды

$$f_{1,2}^{(s)}(I_1, I_2) = \frac{\sqrt{(1+I_1+I_2)^2 - 4\gamma_s I_1 I_2} - 1 \pm I_1 \mp I_2}{I_{1,2} \sqrt{(1+I_1+I_2)^2 - 4\gamma_s I_1 I_2}} \quad (2)$$

различен для интерферирующих ($\gamma_1=1$) и неинтерферирующих ($\gamma_0=0$) полей [1].

Граничными условиями для системы (1) является связь полей

$$\mathcal{E}_2(\mathbf{r}_\perp, z_L) = \sqrt{R} \mathcal{E}_1^*(\mathbf{r}_\perp, z_L) \quad (3)$$

на ОВФ-зеркале, а также, в зависимости от постановки задачи, либо поперечное распределение поля $\mathcal{E}_1(\mathbf{r}_\perp, z_0)$ во входном пучке, либо распределение $\mathcal{E}_2(\mathbf{r}_\perp, z_0)$ в выходном пучке.

2. Пучки с квазиплоским волновым фронтом. Будем рассматривать достаточно короткий усилитель, длина которого много меньше дифракционной длины входного пучка. Ограничимся исследованием такого аксиально-симметричного поля, у которого радиусы кривизны ВФ встречных пучков, появляющиеся вследствие начальной расходимости, дифракции и нелинейной рефракции, много больше длины усилителя: $|R_\varphi| \gg L$. При этих условиях можно воспользоваться приближением прямых лучей и исключить из уравнений (1) учитывающие дифракцию члены $\Delta_\perp \mathcal{E}_{1,2}$, сохранив значение поперечной координаты в качестве параметра. Вводя фазы полей согласно

$$\mathcal{E}_{1,2} = \sqrt{I_{1,2}} \exp(-i\varphi_{1,2}), \quad (4)$$

перейдем к уравнениям для интенсивностей и фаз

$$\frac{dI_{1,2}(\mathbf{r}_\perp, z)}{dz} = \pm \frac{\kappa}{2} f_{1,2}^{(s)}(I_1, I_2) I_{1,2}; \quad (5)$$

$$\frac{d\varphi_{1,2}}{dz} = \frac{\delta}{2} \frac{d}{dz} (\ln I_{1,2}). \quad (6)$$

Анализ уравнений (5) для интенсивностей удобно проводить, используя первые интегралы этой системы. Они имеют такой же вид, как и в случае плоских волн [1, 3], но сохраняются теперь вдоль каждого луча, т. е. каждому значению поперечной координаты \mathbf{r}_\perp соответствует определенное значение интеграла.

В целях единообразной записи как в случае отсутствия ($s=0$), так и при наличии ($s=1$) интерференции волн удобно ввести новые обозначения

$$U_{1,2}^{(0)}(\mathbf{r}_\perp, z) = I_{1,2}(\mathbf{r}_\perp, z), \quad U_{1,2}^{(1)}(\mathbf{r}_\perp, z) = I_{1,2}(\mathbf{r}_\perp, z) - A^{(1)}(\mathbf{r}_\perp) \quad (7)$$

и получить из первых интегралов соотношения

$$U_1^{(s)}(\mathbf{r}_\perp, z_0) U_2^{(s)}(\mathbf{r}_\perp, z_0) = U_1^{(s)}(\mathbf{r}_\perp, z_L) U_2^{(s)}(\mathbf{r}_\perp, z_L) = A^{(s)}(\mathbf{r}_\perp); \quad (8)$$

$$\ln \frac{U_{1,2}^{(s)}(\mathbf{r}_\perp, z_L)}{U_{1,2}^{(s)}(\mathbf{r}_\perp, z_0)} + [U_{1,2}^{(s)}(\mathbf{r}_\perp, z_L) - U_{1,2}^{(s)}(\mathbf{r}_\perp, z_0)] \left[1 + \frac{U_{2,1}^{(s)}(\mathbf{r}_\perp, z_L)}{U_{1,2}^{(s)}(\mathbf{r}_\perp, z_0)} \right] = \pm \kappa L, \quad (9)$$

совместное использование которых позволяет по известному входному распределению интенсивности $I_1(\mathbf{r}_\perp, z_0)$ определить выходное распределение $I_2(\mathbf{r}_\perp, z_0)$ и наоборот.

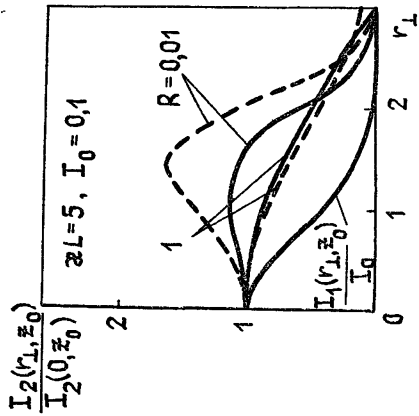


Рис. 1.

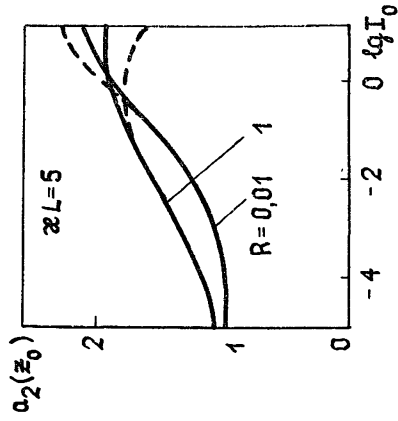


Рис. 2.

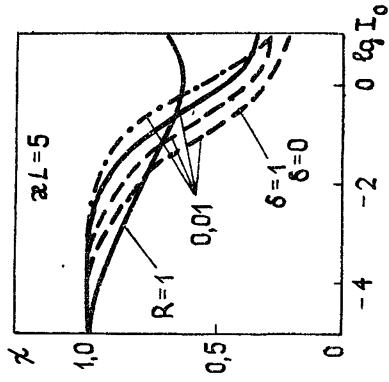


Рис. 3.

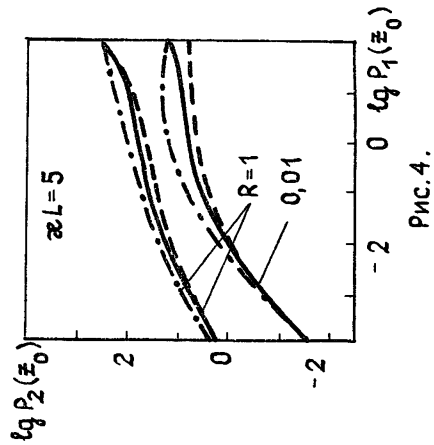


Рис. 4.

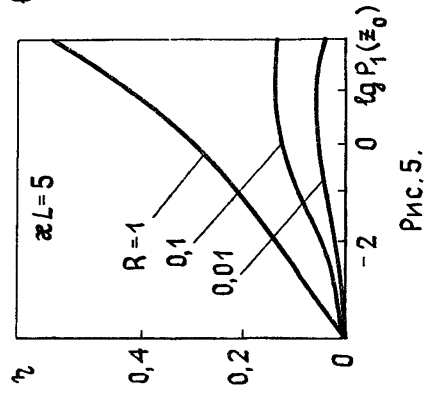


Рис. 5.

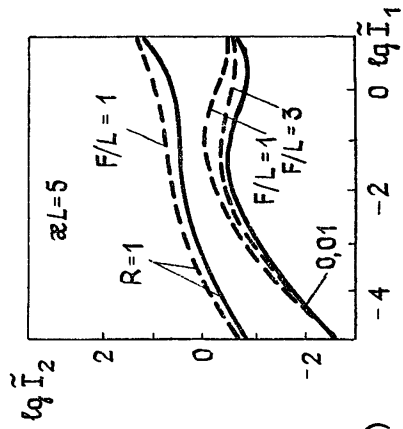


Рис. 6.

Будем считать, что на вход усилителя падает гауссов пучок с плоским фазовым фронтом

$$\mathcal{E}_1(r_{\perp}, z_0) = \sqrt{I_0} \exp(-r_{\perp}^2/2), \quad (10)$$

мощность которого на апертуре усилителя $P_1(z_0) = \int_{\mathcal{S}} I_1(r_{\perp}, z_0) dS$.

Если поперечное сечение усилителя много больше сечения пучка, то $P_1(z_0) \rightarrow \bar{P}_1(z_0) = \pi I_0$.

При численном определении характеристик выходного излучения используем следующие значения параметров усилителя и входного сигнала: $\kappa L = 1 \div 10$, $R = 0,01 \div 10$, $I_0 = 10^{-6} \div 10^2$. На рис. 1 приведены полученные с помощью соотношений (7)–(9) распределения интенсивности выходного излучения, иллюстрирующие искажения структуры пучка в процессе усиления. Здесь и в дальнейшем сплошные линии относятся к случаю отсутствия интерференции волн, а пунктирные — к случаю наличия интерференции. Как видно из рис. 1, при $R \geq 1$ происходит увеличение эффективной ширины пучка, уплощение распределения интенсивности. При $R < 1$ искажения более существенны: на выходе усилителя появляется кольцевая структура излучения с локальным минимумом (провалом) интенсивности на оси пучка. Возникновение подобной кольцевой структуры возможно при уровнях входного сигнала I_0 , превышающих некоторое пороговое значение, зависящее от величины усиления и коэффициента отражения зеркала. Это значение совпадает с величиной $I_{\text{вх}}$ интенсивности плоской волны на входе усилителя, соответствующей локальному максимуму немонотонной зависимости $I_{\text{вых}}(I_{\text{вх}})$ [1].

На рис. 2 изображена зависимость эффективной ширины выходного пучка, определяемой из соотношения

$$a_2^2(z_0) = \frac{1}{P_2(z_0)} \int r_{\perp}^2 I_2(r_{\perp}, z_0) dS, \quad (11)$$

от амплитуды входного сигнала I_0 . Из приведенных результатов следует, что несмотря на отсутствие дифракционного расплывания возможно более чем двухкратное увеличение эффективной ширины пучка вследствие нелинейного характера усиления.

Из уравнений (6) следует связь распределений фазы в пучках

$$\varphi_1(r_{\perp}, z) + \varphi_2(r_{\perp}, z) \equiv \Phi(r_{\perp}, z) = \Phi(r_{\perp}, z_L) + \frac{\delta}{2} \ln \frac{I_1(r_{\perp}, z) I_2(r_{\perp}, z)}{I_1(r_{\perp}, z_L) I_2(r_{\perp}, z_L)}, \quad (12)$$

которая целиком определяется граничным условием на зеркале и поведением интенсивностей полей. Если зеркало осуществляет точное ОВФ, то $\Phi(r_{\perp}, z_L) = 0$ и величина

$$\Phi(r_{\perp}, z) = \frac{\delta}{2} \ln \frac{I_1(r_{\perp}, z) I_2(r_{\perp}, z)}{I_1(r_{\perp}, z_L) I_2(r_{\perp}, z_L)} \quad (13)$$

характеризует нескомпенсированность фаз прямого и обратного пучков в сечении z . Физическим механизмом возникновения нескомпенсированности фаз $\Phi(r_{\perp}, z)$ является нелинейная рефракция. Из (13) видно, что в случае точного резонанса поля с частотой перехода ($\delta = 0$, отсутствие нелинейной рефракции) усилитель не вносит искажений в ОВФ и ВФ обратной волны в точности сопряжен с ВФ прямой волны.

Однако если отсутствует интерференция полей, то, несмотря на наличие нелинейной рефракции, ВФ прямого и обратного пучков по-прежнему в точности сопряжены в силу первого интеграла (8). Если поля интерферируют, то $\Phi(r_{\perp}, z) \neq 0$ и неточность сопряжения ВФ на выходе усилителя определяется соотношением (13) при $z=z_0$. Величина фазовых искажений $\Phi(r_{\perp}, z_0)$ линейным образом зависит от расстройки δ и при не слишком больших ее значениях $|\delta| < 0,1$ остается много меньше 2π . Таким образом, ВФ пучков в процессе распространения действительно остаются квазиплоскими, что подтверждает справедливость использованного приближения прямых лучей.

Амплитудно-фазовые искажения, появляющиеся в нелинейном режиме работы усилителя, приводят к снижению доли мощности выходного излучения

$$\chi = \frac{1}{\bar{P}_1(z_0) \bar{P}_2(z_0)} \left| \int \mathcal{E}_1(r_{\perp}, z_0) \mathcal{E}_2(r_{\perp}, z_0) dS \right|^2, \quad (14)$$

приходящейся на сопряженную с входным сигналом структуру. Зависимость этой величины от уровня входного сигнала приведена на рис. 3. Из рисунка видно, что даже при точном сопряжении ВФ прямой и обратной волн (случай отсутствия интерференции и нулевой отстройки $\delta=0$ для интерферирующих пучков) искажения поперечного распределения интенсивности приводят к снижению χ , более значительному при наличии интерференции. Сравнение кривых $\delta=0$ и $\delta=1$, относящихся к случаю интерферирующих волн, свидетельствует о том, что основной вклад в уменьшение χ вносят искажения распределений интенсивности, а дополнительное снижение вследствие фазовых искажений незначительно.

В области слабых входных сигналов ($I_0 \leq 10^{-2}$) величина χ достаточно велика как для больших ($R=1$), так и малых ($R=0,01$) коэффициентов отражения зеркала. То обстоятельство, что при этом χ несколько выше для случая $R < 1$, не имеет практического значения, так как соответствует почти линейному режиму усиления с небольшой интенсивностью выходного излучения. При более высоком уровне входного сигнала ($I_0 \geq 10^{-2}$) в усилителе с $R < 1$ возникают искажения поля в виде кольцевой структуры, что приводит к резкому снижению χ , увеличению угловой расходимости излучения и уменьшению концентрации энергии на оси пучка. Таким образом, усилитель с коэффициентом отражения зеркала $R > 1$ оказывается более предпочтительным для достижения достаточно больших значений выходной мощности и параметра χ .

Важными характеристиками двухпроходowego усилителя являются его коэффициент усиления по мощности $G = P_2(z_0)/P_1(z_0)$ и коэффициент полезного действия η . Последняя величина, в соответствии с [1], определяется как коэффициент передачи запасенной в активной среде мощности в мощность выходного поля:

$$\eta = \begin{cases} \frac{\Delta P_{\text{вых}} + R \Delta P_{\text{вх}}}{\chi L S}, & R \leq 1 \\ \frac{\Delta P_{\text{вых}} + \Delta P_{\text{вх}}}{\chi L S}, & R \geq 1 \end{cases}, \quad (15)$$

где $\Delta P_{\text{вх}} = P_1(z_L) - P_1(z_0)$ — прирост мощности входной волны, а $\Delta P_{\text{вых}} = P_2(z_0) - P_2(z_L)$ — аналогичная величина для обратной волны. Для определения G , η и выходной мощности $P_2(z_0)$ необходимо указать значение площади S поперечного сечения активной среды. Исходя из требований малости краевых эффектов, зададим такое значение S , при котором интенсивность выходного пучка на границе апертуры

составляет 1% от интенсивности на его оси. На рис. 4, 5 приведены зависимости выходной мощности $P_2(z_0)$ и КПД η усилителя от мощности входного сигнала $P_1(z_0)$. С ростом $P_1(z_0)$ выходная мощность $P_2(z_0)$ монотонно растет и вместе с тем снижается коэффициент усиления. Зависимость КПД усилителя от входной мощности при $R < 1$ немонотонна: имеются оптимальные (в смысле использования запасаемой в усилителе энергии) режимы работы с предельно достижимыми значениями $\eta = (6 \div 12)\%$ при $R = 0,01 \div 0,1$.

Мощность падающего на двухпроходовой усилитель сигнала, как правило, ограничена сверху: $P_1(z_0) \leq P_1^{\max}$. Это ограничение связано либо с источником сигнала, либо с возможностями ОВФ-зеркала по отражению мощных пучков. Возможность самовозбуждения усилителя накладывает также условие на величину ненасыщенного усиления: $\kappa L \leq (\kappa L)^{\max}$. Принимая во внимание эти ограничения, с помощью зависимостей, аналогичных представленным на рис. 3—5, в каждом конкретном случае легко определить значения параметров усилителя и мощности входного сигнала, при которых можно получить требуемые значения выходной мощности, коэффициента усиления и КПД системы, степени воспроизведения в выходном излучении структуры входного сигнала, а также найти предельно достижимые значения этих величин.

В заключение этого раздела отметим, что во многих практически интересных случаях при исследовании работы двухпроходового усилителя можно ограничиться приближением слабого входного сигнала, считая, что на всей длине усилителя $I_1(r_{\perp}, z) \ll 1$. После разложения в ряд по слабому полю правые части уравнений (5) принимают вид

$$\bar{f}_{1,2}^{(0)} = \frac{2}{1 + I_2}, \quad \bar{f}_1^{(1)} = \frac{2}{(1 + I_2)^2}, \quad \bar{f}_2^{(1)} = \frac{2}{1 + I_2}. \quad (16)$$

При дополнительном условии $I_2(z_L) = RI_1(z_L) \ll 1$ можно получить аналитическую связь распределений интенсивности входного и выходного пучков. Она имеет вид

$$I_1(r_{\perp}, z_0) = \frac{1}{R} I_2(r_{\perp}, z_0) \exp \{-2 [\kappa L - I_2(r_{\perp}, z_0)]\} \quad (17)$$

в отсутствие интерференции и

$$I_1(r_{\perp}, z_0) = \frac{1}{R} I_2(r_{\perp}, z_0) [1 + I_2(r_{\perp}, z_0)] \exp \{-2 [\kappa L - I_2(r_{\perp}, z_0)]\} \quad (18)$$

при наличии интерференции волн. Выражение (13), характеризующее нескомпенсированность набегов фазы интерферирующих волн, преобразуется к виду

$$\Phi(r_{\perp}, z_0) = \frac{\delta}{2} \ln [1 + I_2(r_{\perp}, z_0)]. \quad (19)$$

Соотношение (19) наглядно показывает, что требования высокой точности ОВФ и большой интенсивности выходного излучения противоречивы: нескомпенсированность фазовых набегов увеличивается с ростом выходной интенсивности. Однако при разумных значениях отстройки $|\delta| \sim 0,1$ и при интенсивности выходного излучения, равной интенсивности насыщения, нескомпенсированность ВФ выходного и входного пучков остается малой: $|\Phi(r_{\perp}, z_0)| \leq 10^{-2} \pi$.

3. Пучки с квазисферическим волновым фронтом. Приближение прямых лучей легко обобщается на случай наличия у входного пучка начальной расходимости. В условиях незначительного воздействия на излучение дифракции и нелинейной рефракции лучи расходящегося входного пучка и отраженного от ОВФ-зеркала сходящегося выходного пучка будут проходить не искривляясь по одним и тем же областям активной среды.

Записывая напряженность поля прямого и обратного пучков со сферическим ВФ в виде

$$E_{1,2}(r, t) = \frac{e_{1,2}(r)}{r} \exp [i(\omega t \mp kr)] \quad (20)$$

и вводя их интенсивности и медленные фазы

$$e_{1,2} = |e_{1,2}| \exp(-i\varphi_{1,2}), \quad I_{1,2} = |e_{1,2}|^2/r^2, \quad (21)$$

нетрудно получить уравнения

$$\frac{dI_{1,2}(r)}{dr} = \pm \frac{\kappa}{2} f_{1,2}^{(s)}(I_1, I_2) I_{1,2} - \frac{2}{r} I_{1,2}; \quad (22)$$

$$\frac{d\varphi_{1,2}(r)}{dr} = \frac{\delta}{2} \frac{d}{dr} (\ln I_{1,2}). \quad (23)$$

Области усилителя соответствуют значения координаты $F = r_0 \leq r \leq r_L = F + L$, где F — радиус кривизны фазового фронта входного пучка.

Уравнения (23) и (6) для медленных фаз пучков со сферическим и плоским ВФ совпадают с точностью до замены $r \rightarrow z$, а уравнения (22) для интенсивностей отличаются от соответствующих уравнений (5) наличием в правой части линейного слагаемого, ответственного за уменьшение (увеличение) интенсивности вследствие расходимости (сходимости) пучка.

С помощью уравнений (22), (23) легко убедиться в том, что для пучков с квазисферическим ВФ остаются в силе выводы о точности сопряжения ВФ: точное сопряжение имеет место в отсутствие интерференции ($\Phi(r) = 2\delta \ln(r_L/r)$) и при нулевой отстройке в случае интерферирующих волн ($\Phi = 0$).

В используемом приближении прямых лучей значение выходной интенсивности \tilde{I}_2 , соответствующее определенному лучу, не зависит от положения луча и однозначно определяется значением входной интенсивности \tilde{I}_1 на этом луче. Поэтому связь $\tilde{I}_2(\tilde{I}_1)$ выходной и входной интенсивностей вдоль одного луча позволяет по произвольному входному распределению интенсивности в пучке найти выходное распределение и наоборот. В пучке с квазиплоским ВФ положение луча определяется его поперечной координатой r_\perp , в пучке с квазисферическим ВФ — угловой координатой луча θ . На рис. 6 изображены зависимости $\tilde{I}_2(\tilde{I}_1)$ для случаев квазиплоского (сплошные линии) и квазисферического (пунктирные линии) ВФ в отсутствие интерференции встречных волн. Для нерасходящихся пучков расчет выполнен с помощью первого интеграла (7), а для расходящихся — с помощью численного интегрирования уравнения (22). Отличия кривых носят количественный характер и тем более значительны, чем меньше отношение F/L . Величина поправок, вносимых в характеристики усилителя наличием начальной расходимости входного пучка, иллюстрируется на рис. 3, 4: штрихпунктир — для параметра χ и выходной мощности при достаточно сильно расходящемся ($F/L = 1$) гауссовом входном пучке в случае отсутствия интерференции встречных волн.

4. Границы применимости приближения прямых лучей. Учет дифракционно-рефракционных явлений. Обсудим пределы применимости теории, связанные с наличием диафрагмы, ограничивающей поперечные размеры активной среды. С одной стороны, для увеличения КПД усилителя (или эффективности съема инверсии среды) решающее значение имеет фактор заполнения пучком апертуры усилителя $S_{\text{пучка}}/S$. С другой стороны, при «обрезании» пучка диафрагмой возникают дифракционные искажения, величина которых зависит от отношения $\xi = I(a)/I(0)$ интенсивности на границе к интенсивности на оси пучка и от длины усилителя. Дифракционные искажения такого типа остаются краевыми и не оказывают влияния на основную часть сечения пучка, если $\sqrt{2L\lambda} \ll a$ [4]. В практически интересных случаях это условие не выполняется. Например, для активной среды CO_2 ($\lambda = 10^{-3}$ см) с радиусом диафрагмы $a = 1$ см оно корректно только для усилителя, длина которого не более 10 см. Поэтому в практически используемых системах с $L = 1$ м могут возникнуть искажения поперечной структуры пучка, и только при низком уровне ξ они оказываются достаточно малы. Максимальная глубина модуляции поперечного распределения интенсивности связана с ξ соотношением $\Delta I/I_0 = 2\sqrt{\xi}$. Задавшись предельно допустимой глубиной модуляции, легко найти соответствующую величину ξ и апертуру усилителя, а затем определить КПД системы. При этом необходимо учитывать, что ширина пучка увеличивается в процессе распространения даже в отсутствие расходимости, и поэтому апертуру усилителя следует отыскивать по ширине выходного пучка. Зависимости выходной мощности и КПД усилителя от величины входного сигнала, приведенные на рис. 4, 5, построены для уровня $\xi = 10^{-2}$ по выходному пучку, приводящему к максимальной глубине модуляции интенсивности $\Delta I/I_0 = 0,2$. Следует отметить, что при таком низком уровне ξ мощности пучков $P_{1,2}$, усиливающих в среде с ограниченной апертурой, практически совпадают с мощностями $\bar{P}_{1,2}$ пучков, распространяющихся в неограниченно широком слое активного вещества. Поэтому представленные на рис. 4 зависимости могут быть использованы для описания характеристик усилителей, поперечное сечение активной среды в которых много больше сечения усиливаемых пучков.

Для учета эффектов дифракции и нелинейной рефракции, проявляющихся в процессе распространения пучков, была построена численная итеративная схема интегрирования связанных параболических уравнений (1), аналогичная схеме, предложенной в работе [5]. В качестве начального приближения на входе усилителя задавались падающий пучок $\mathcal{E}_1^{(0)}(r_{\perp}, z_0) = E_1^0 \exp(-r_{\perp}^2/2)$ и отраженный $\mathcal{E}_2^{(0)}(r_{\perp}, z_0)$, структура которого определялась из расчетов, проведенных в приближении прямых лучей. По системе уравнений (1) поля \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 пересчитывались на правую границу ($z = z_L$), где они, однако, не удовлетворяли граничному условию, т. е. $\mathcal{E}_2^{(0)}(r_{\perp}, z_L) \neq \sqrt{R} \mathcal{E}_1^{(0)*}(r_{\perp}, z_L)$. Поэтому отраженный пучок $\mathcal{E}_2^{(0)}(r_{\perp}, z_L)$ заменялся пучком $\bar{\mathcal{E}}_2^{(0)}(r_{\perp}, z_L)$, для которого $\bar{\mathcal{E}}_2^{(0)}(r_{\perp}, z_L) = \sqrt{R} \mathcal{E}_1^{(0)*}(r_{\perp}, z_L)$. Далее по системе (1) определялись $\bar{\mathcal{E}}_1^{(1)}(r_{\perp}, z_0)$ и $\mathcal{E}_2^{(1)}(r_{\perp}, z_0)$ на входе усилителя ($z = z_0$). Получающееся поле $\bar{\mathcal{E}}_1^{(1)}$ не удовлетворяло условию $\mathcal{E}_1(r_{\perp}, z_0) = E_1^0 \times \exp(-r_{\perp}^2/2)$, налагаемому на входной пучок. Поэтому функция $\bar{\mathcal{E}}_1(r_{\perp}, z_0)$ заменялась на $E_1^0 \exp(-r_{\perp}^2/2)$. Поля $\mathcal{E}_1^{(0)}(r_{\perp}, z_0)$ и $\mathcal{E}_2^{(1)}(r_{\perp}, z_0)$ использовались в качестве первого приближения, и далее расчет повторялся до тех пор, пока граничные условия при $z = z_0$ и $z = z_L$ не удовлетворялись с некоторой, заданной наперед точностью.

Эффективность воздействия на структуру усиливаемого пучка дифракции и нелинейной рефракции определяется следующими факторами: 1) длиной усилителя L , которая в используемых безразмерных переменных имеет смысл отношения длины усилителя к дифракционной длине входного пучка, 2) значением отстройки δ частоты поля от частоты резонансного перехода в среде, обуславливающей наличие (при $\delta \neq 0$) нелинейной рефракции, 3) степенью насыщения активной среды, которая зависит от уровня входного сигнала, величины усиления и коэффициента отражения зеркала. Максимальное воздействие нелинейной рефракции наблюдается при значениях отстройки $|\delta| \sim 1$ и интенсивности поля порядка поля насыщения [6].

На рис. 7, 8 приведены распределения интенсивности в выходном пучке, рассчитанные с учетом дифракционно-рефракционных явлений (сплошные линии) и в приближении прямых лучей (пунктирные линии) для пучков с квазиплоским ВФ. Представлены случаи как почти линейных ($I_0 = 10^{-4}, 10^{-2}$), так и существенно нелинейных ($I_0 = 1$) режимов усиления, больших ($R = 1$) и малых ($R = 0,01$) коэффициентов отражения зеркала, короткого ($L = 0,1$) и достаточно длинного ($L = 0,5$) усилителей, наличия (рис. 8) и отсутствия (рис. 7) интерференции полей.

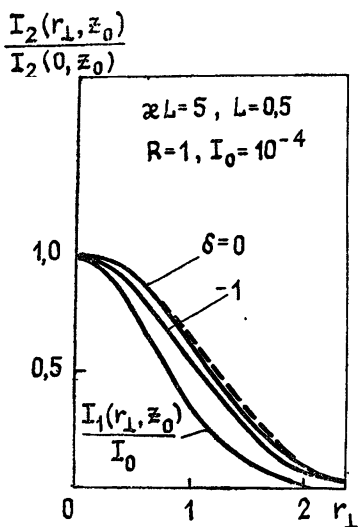


Рис. 7.

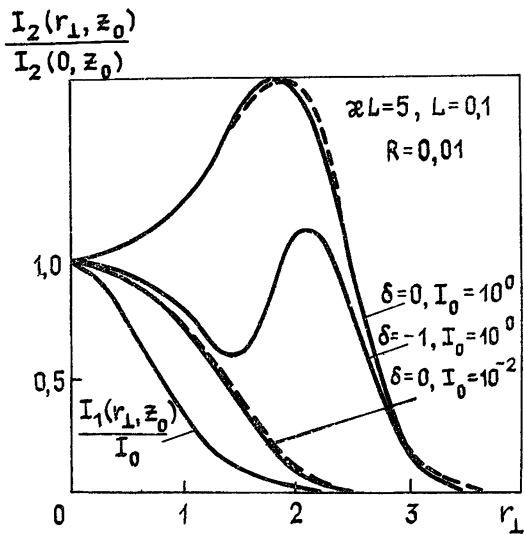


Рис. 8.

Рассмотрим сначала случай точного резонанса поля с частотой перехода активной среды, когда нелинейная рефракция отсутствует. Как видно из рисунков, в широком диапазоне параметров усилителя и входного сигнала распределения интенсивности, полученные с учетом и без учета дифракции, близки друг к другу. Значения мощности выходного пучка, параметра χ и распределения фазы, рассчитанные этими двумя методами, также оказываются весьма близкими. Заметим, однако, что для более длинного усилителя ($L = 0,5$) хорошее совпадение удалось получить только в случае не слишком малого коэффициента отражения зеркала ($R \geq 1$) и низких уровней входного сигнала ($I_0 \leq 10^{-2}$ для выбранного значения $\chi L = 5$). Это объясняется тем, что при $R < 1$ возникает кольцевая структура с более узким, чем у входного пучка, локальным максимумом интенсивности и дифракционные явления развиваются на меньших расстояниях.

Дополнительные ограничения на область применимости приближения прямых лучей накладывает нелинейная рефракция, появляющаяся

в среде при $\delta \neq 0$. Приближение остается по-прежнему справедливым в случае близких к линейным режимов работы усилителя ($I_0 \leq 10^{-2}$), однако при заметном насыщении среды входным сигналом и наличии значительных отстроек $|\delta| \sim 1$ становится некорректным даже для короткого усилителя $L=0,1$. В качестве примера на рис. 8 приведено распределение интенсивности в выходном пучке при высоком уровне входного сигнала $I_0=1$ и расстройке $\delta=-1$, не совпадающее с распределением, найденным в приближении прямых лучей.

Таким образом, при условии точного резонанса частоты поля с частотой перехода активной среды приближение прямых лучей хорошо описывает все режимы работы короткого ($L=0,1$), а с некоторыми ограничениями ($R \geq 1$, $I_0 \leq 10^{-2}$) и довольно длинного ($L=0,5$) двухпроходового усилителя. В тех случаях, когда становится существенной нелинейная рефракция ($|\delta| \sim 1$, $I_0 \sim 1$), приближение становится неприменимым и требуется строгое решение системы (1).

При анализе конкретных экспериментальных результатов может возникнуть также вопрос о точности обращения волнового фронта на нелинейном зеркале, коэффициент отражения которого, вообще говоря, зависит от интенсивности падающей волны и координаты отражающей поверхности. Если искажения отраженного поля настолько крупномасштабны, что применимо приближение прямых лучей, расчет точности и энергетической эффективности двухпроходового усилителя может быть выполнен предложенным в работе способом. При использовании разработанных в настоящее время ОВФ-зеркал с высоким качеством обращения ($\chi_a \approx 0,95$) и широким динамическим диапазоном ($I \approx 10^{-7} \div 1$) [7] обсуждаемые отклонения ОВФ-зеркала от идеального незначительны, и характеристики двухпроходовой схемы определяются, в основном, нелинейными свойствами усилителя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бетин А. А., Дятлов А. И., Кулагин С. В., Кулагина С. Н., Миловский Н. Д., Шерстобитов В. Е. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 5, с. 557.
2. Таланов В. И. Аннотации докладов III Всесоюзного симпозиума по нелинейной оптике. — Ереван, 1967.
3. Островский Л. А., Якубович Е. И. — ЖЭТФ, 1964, 46, № 3, с. 963.
4. Горелик Г. С. Колебания и волны. — М.: ГИФМЛ, 1959.
5. Власов С. Н. — Изв. вузов — Радиофизика, 1975, 18, № 4, с. 615.
6. Миловский Н. Д., Русов Н. Ю., Ястребова Т. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1982, 25, № 2, с. 148.
7. Обращение волнового фронта излучения в нелинейных средах. Сб. научных трудов. / Под ред. В. И. Беспалова. — Горький: ИПФ АН СССР, 1982.

Горьковский государственный
университет

Поступила в редакцию
14 июня 1984 г.

ENERGY CHARACTERISTICS AND THE STRUCTURE OF THE RADIATION OF A DOUBLE-PASS AMPLIFIER WITH A PC-MIRROR

A. A. Betin, N. D. Milovskij, N. Yu. Rusov

The variations in the structure and power of two counter-running light beams propagating in an active medium of a double-pass amplifier with a PC-mirror are studied in the regime of amplification saturation. The amplification coefficient and the efficiency of the amplifier are calculated versus the structure and power of the input beam and the amplifier parameters. The limitations set on the accuracy of phase conjugation by a nonlinear character of amplification are found as well as the portion of the output radiation power concentrated in a phase-conjugation wave.