

УДК 621.373.826

О САМОВОЗБУЖДЕНИИ ДВУХПРОХОДОВОГО УСИЛИТЕЛЯ С ОВФ-ЗЕРКАЛОМ

А. А. Бетин, Н. Д. Миловский, Н. Ю. Русов, Н. Ф. Рульков

Исследуется самовозбуждение двухпроходового усилителя с обрабатывающим волновой фронт зеркалом (ОВФЗ) вследствие развития генерации в резонаторе, образованном ОВФЗ и усилителем, отражающим излучение за счет четырехволнового взаимодействия в активной среде. Определены параметры усилителя и усиливаемого сигнала, при которых возможно самовозбуждение.

Принцип работы двухпроходового усилителя с ОВФЗ, предназначенного для улучшения направленности лазерного излучения [1] или самонаведения излучения на мишень [2], состоит в следующем (см. рис. 1). Сигнальная волна E_1 падает на слой активной среды, усиливается в нем, а затем отражается в обратном направлении ОВФЗ, расположенным за усилителем. При обратном распространении отраженной волны E_2 вместе с усилением происходит компенсация искажений структуры поля, внесенных неоднородностями усиливающей среды. Таким образом, осуществляется усиление сигнальной волны, а ее структура с некоторой точностью [3, 4] преобразуется в сопряженную.

В обычных условиях самовозбуждение однопроходовых усилителей обусловлено паразитным переотражением излучения от элементов конструкции и оптики, что ограничивает коэффициент усиления на определенном уровне (например, для CO_2 -усилителей около $10^5 - 10^6$). Постановка за усилителем зеркала, в принципе, только облегчает условия возникновения паразитной генерации. Из ОВФЗ наилучшим образом сочетаются с усилителем ВРМБ-зеркала в силу порогового характера их отражения и зеркала, основанные на невырожденном четырехволновом взаимодействии. Для таких ОВФЗ порог самовозбуждения двухпроходового усилителя может быть почти таким же, что и у усилителя без ОВФЗ.

В данной работе рассматривается принципиальная физическая причина, которая может привести к самовозбуждению двухпроходового усилителя с ОВФЗ даже в том случае, когда паразитное переотражение волн и их рассеяние на неоднородностях среды сколь угодно малы. Такой причиной является способность активной среды усилителя, находящейся в поле встречных сопряженных между собой волн $E_{1,2}$, отражать падающее на нее излучение с обращением волнового фронта.

Нелинейным процессом, отвечающим за отражение от усилителя некоторых произвольных волн возмущений, является четырехволновое взаимодействие (ЧВ) в активной среде за счет эффекта насыщения усиления. Роль накачек играют взаимосопряженные волны $E_{1,2}$, которые присутствуют в активной среде одновременно, если длительность

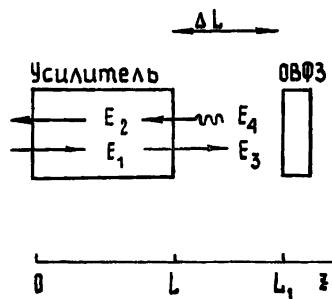


Рис. 1.

импульса излучения превосходит удвоенное время пробега света по усилителю. В итоге формируется резонатор, образованный двумя ОВФЗ, одним из которых является активный слой, а другим — ОВФЗ, расположенное за усилителем. Генерация излучения в таком резонаторе будет соответствовать самовозбуждению двухпроходового усилителя с ОВФЗ.

Пространственно-временные характеристики генерируемого излучения определяются свойствами образующегося резонатора, и в случае его самовозбуждения в световом пучке на выходе двухпроходового усилителя доля излучения, обращенного по отношению к входному, резко уменьшается. Определение вида полей в резонаторе с ОВФЗ, их типов колебаний и соответствующих частот является самостоятельной задачей (см., например, [5]), при решении которой необходимо принимать во внимание конкретный способ осуществления ОВФ. В случае ОВФ со сдвигом частоты теряет смысл сам термин «типы колебаний резонатора» и следует говорить о типах распространения полей с самоповторяющейся структурой, у которых нет единой частоты [6]. В рассматриваемом резонаторе одно ОВФЗ основано на четырехволновом взаимодействии (в общем случае невырожденном) в активном слое усилителя, а за усилителем может быть расположено любое ОВФЗ: ВРМБ-зеркало, ЧВ-зеркало или трехволновое параметрическое зеркало. Нетрудно убедиться, что для любого из перечисленных ОВФЗ падающая на усилитель волна возмущения E_4 с произвольной частотой, в принципе, преобразуется после отражения от усилителя и затем от расположенного за ним ОВФЗ в волну с той же частотой*. При этом встречные волны возмущений $E_{3,4}$ имеют в общем случае различные частоты и, следовательно, волновые числа. Для генерации необходимо, чтобы полный набег фазы излучения при обходе резонатора был кратен 2π . В соответствии с этим условием подберутся частоты возмущений $\omega_{3,4}$, разность которых можно оценить из соотношения ($\omega_3 = \omega_4$) $c^{-1}\Delta L + (\psi_3 - \psi_4) = 2\pi q$ ($q=0, \pm 1, \dots$). В этом соотношении ψ_3 и ψ_4 — постоянные сдвиги фазы, которые приобретаются при отражении возмущений от ОВФЗ с коэффициентом отражения $R_3 = |R_3| \exp(i\psi_3)$ и от усилителя, имеющего коэффициент отражения $R_4 = |R_4| \exp(i\psi_4)$. Фазовые сдвиги ψ_3 и ψ_4 сложным образом зависят от параметров системы, и разность $\psi_3 - \psi_4$ может принимать любое значение от 0 до 2π . Генерация возмущений на одной частоте ($\omega_3 = \omega_4$) возможна лишь при условии $\psi_3 - \psi_4 = 0; 2\pi$, а в общем случае необходима расстройка частот возмущений $\Delta\omega = |\omega_3 - \omega_4| \sim \pi c/\Delta L$. Оценки показывают, что при разумных значениях расстояния между усилителем и ОВФЗ $\Delta L \sim 1$ м величина расстройки $\Delta\omega$ не настолько велика, чтобы частота возмущений вышла за пределы линии усиления усилителя (например, $\Delta\nu = \Delta\omega/2\pi \sim 10^8$ Гц много меньше ширины линии $\Delta\nu_{\pi} \sim 5 \cdot 10^9$ Гц CO_2 -лазера атмосферного лавления). Таким образом, при достаточно больших коэффициентах отражения возмущений от усилителя и ОВФЗ ($|R_3 R_4| > 1$) должно наблюдаться самовозбуждение двухпроходового усилителя.

Имея в виду малость расстройки $\Delta\omega$, для определения $R_4 = E_3(L)/E_4^*(L)$ воспользуемся моделью вырожденного ЧВ в активной среде усилителя. Поскольку на вход усилителя, как правило, подается достаточно слабый пучок, а на выходе формируется мощное излучение, при расчете ЧВ будем учитывать изменение интенсивности волн накачки вдоль продольной координаты. Расположенное за усилителем ОВФЗ будем характеризовать коэффициентами отражения $R_0 = E_2(L_1)/E_1^*(L_1)$ для сигнальной волны E_1 и $R_3 = E_4(L_1)/E_3^*(L_1)$ — для волны возмущения E_3 , не вдаваясь в детали его работы.

Пусть усилитель представляет собой слой двухуровневой однородно уширенной среды со стационарным насыщением резонансного пере-

* В случае ВРМБ-зеркала это будет происходить при беспороговом отражении возмущений за счет ЧВ в поле падающей на ВРМБ-зеркало волны и распространяющейся ей навстречу стоксовой волны [7].

хода, нелинейная восприимчивость которой

$$\chi(E) = -(g/k) [(i+\delta)/(1+|E|^2)], \quad (1)$$

где $k = \omega/c$, E — комплексная амплитуда поля в единицах насыщения перехода с учетом отстройки $\delta = (\omega - \omega_0)T_2$ от центра линии, $g = g_0/(1+\delta^2)$ — коэффициент усиления по интенсивности слабого сигнала на частоте ω . Решение для прямой и отраженной волн (накачки) $E_{1,2}$, а также для возмущений $E_{3,4}$ будем искать в виде

$$\begin{aligned} E_1(\mathbf{r}_\perp, z) &= A_1(z)E_0(\mathbf{r}_\perp, z) \exp(-ikz), \quad E_2(\mathbf{r}_\perp, z) = \\ &= A_2(z)E_0^*(\mathbf{r}_\perp, z) \exp(ikz), \\ E_3(\mathbf{r}_\perp, z) &= A_3(z)e_0(\mathbf{r}_\perp, z) \exp(-ikz), \quad E_4(\mathbf{r}_\perp, z) = \\ &= A_4(z)e_0^*(\mathbf{r}_\perp, z) \exp(ikz), \end{aligned} \quad (2)$$

где структуры E_0 и e_0 удовлетворяют уравнению свободного пространства

$$(\partial/\partial z + i\Delta_\perp/2k)(E_0, e_0) = 0$$

и в общем случае ортогональны друг другу: $\int E_0^* e_0 d\mathbf{r}_\perp = 0$. В сечении $z=0$ структура E_0 соответствует падающей на усилитель сигнальной волне $E_1(\mathbf{r}_\perp, 0) = A_1(0)E_0(\mathbf{r}_\perp, 0)$, а волна E_3 , образующаяся в результате ЧВ-отражения волны E_4 от активного слоя, отсутствует: $A_3(0)=0$. Уравнения для амплитуд A_i при условии, что $|E_{3,4}|^2 \ll 1$ и среда насыщается волнами $E_{1,2}$, имеют вид

$$\frac{dA_{1,2}}{dz} = \pm \frac{g}{2} (1-i\delta) F_{1,2}(I_1, I_2) A_{1,2}; \quad (3)$$

$$\frac{dA_{3,4}}{dz} = \pm \frac{g}{2} (1-i\delta) [F_{3,4}(I_1, I_2) A_{3,4} - f(I_1, I_2) A_1 A_2 A_{3,4}^*], \quad (4)$$

где $I_{1,2} = |A_{1,2}|^2$. В дальнейшем воспользуемся приближением слабого входного сигнала, считая, что на всей длине усилителя $|E_1|^2 \ll 1$. При этом в (3), (4) $F_i(I_1, I_2)$, $f(I_1, I_2) \rightarrow F_i(I_2)$, $f(I_2)$.

Вид функций F_i , f зависит от характера интерференции волн $E_1 - E_4$, т. е. от того, какие решетки комплексной диэлектрической проницаемости они записывают в среде. Возможны два случая: наличие и отсутствие интерференции встречных опорных волн E_1 и E_2 (введем для них обозначения $E_1 \parallel E_2$ и $E_1 \perp E_2$ соответственно). В случае $E_1 \parallel E_2$ между собой интерферируют все четыре волны $E_1 - E_4$, в среде записываются длинноволновая решетка диэлектрической проницаемости (интерференция волн E_1 и E_3 , E_2 и E_4), коротковолновая (интерференция волн E_1 и E_4 , E_2 и E_3), а также «лишняя» решетка $E_1 E_2$, которая не требуется для процесса ЧВ и лишь ухудшает качество ОВФ. В случае $E_1 \perp E_2$ записывается либо длинноволновая, либо коротковолновая решетка.

Если сигнальная волна E_1 является плоской, то $E_0(\mathbf{r}_\perp, z) = 1$ и при $E_1 \parallel E_2$

$$F_{1,3,4} = (1+I_2)^{-2}, \quad F_2 = (1+I_2)^{-1}, \quad f = 2(1+I_2)^{-3}, \quad (5a)$$

а при $E_1 \perp E_2$ (рассматриваем случай длинноволновой решетки, т. е. попарной интерференции волн E_1 и E_3 , E_2 и E_4)

$$F_{1,2,3} = (1+I_2)^{-1}, \quad F_4 = f = (1+I_2)^{-2}. \quad (5b)$$

Различия инкрементов усиления F_i имеют наглядный физический смысл. Инкремент F_2 сильной волны E_2 и инкремент F_4 интерферирующей с ней волны возмущения E_4 одинаковы для случаев (5a) и (5b), причем интерференция с сильным полем приводит к подавлению усиления слабой волны. [8] ($F_4 < F_2$). Усиление волн $E_{1,3}$ в случае (5b) та-

кое же, как и у сильной волны E_2 , а при наличии интерференций с сильной волной (5а) их усиление подавляется.

Наряду с плоской сигнальной волной рассмотрим случай, когда входной сигнал имеет нерегулярную псевдослучайную [9] поперечную структуру с большим числом неоднородностей поля характерного размера r_0 . Если усиление на длине расплывания отдельной неоднородности мало ($g_0 k r_0^2 \ll 1$), то можно показать [10], что решение для поля имеет вид (2). При гауссовой статистике поля E_0 с нулевым средним $\langle E_0 \rangle = 0$ и постоянной по поперечному сечению средней интенсивностью $\langle E_0 E_0^* \rangle = 1$ усредненные инкременты F_i, f имеют вид

$$F_1 = \int_0^\infty \frac{ue^{-u} du}{(1+I_2 u)^2}, F_{2,3,4} = \int_0^\infty \frac{ue^{-u} du}{1+I_2 u}, f = 2 \int_0^\infty \frac{ue^{-u} du}{(1+I_2 u)^3} \quad (6a)$$

при $E_1 \parallel E_2$ и

$$F_{1,2,4} = \int_0^\infty \frac{ue^{-u} du}{1+I_2 u}, F_3 = \int_0^\infty \frac{e^{-u} du}{1+I_2 u}, f = \int_0^\infty \frac{ue^{-u} du}{(1+I_2 u)^2} \quad (6b)$$

при $E_1 \perp E_2$. Величина инкрементов $F_{1,3,4}$ в случае пространственно-модулированных полей определяется двумя эффектами. Интерференция с сильным полем, как и в случае плоских волн, приводит к подавлению усиления. Вследствие ортогональности структур e_0 и E_0 усиление волн возмущений $E_{3,4}$ подчеркивается, что позволяет ожидать увеличения коэффициента отражения возмущений R_y от активного слоя по сравнению со случаем плоских волн.

Из системы (3), (4) можно найти аналитическое выражение для R_y , если пренебречь влиянием отраженной от усилителя волны возмущения E_3 на усиление затравочной волны возмущения E_4 (приближение трех заданных волн). Если произведение интенсивностей волн $E_{1,2}$ меньше единицы, то пренебрежение вторым слагаемым в уравнении для A_4 может быть оправдано и при коэффициентах отражения от усилителя, больших единицы. В случае плоских опорных волн $E_{1,2}$ коэффициент отражения R_y удастся выразить через граничные значения интенсивности сильной волны I_2 :

$$R_y = \frac{2}{R_0^*} \frac{1-i\delta}{3+i\delta} \frac{1}{1+I_2(L)} \left[\left(\frac{1+I_2(L)}{1+I_2(0)} \right)^{(3+i\delta)/2} - 1 \right], E_1 \parallel E_2; \quad (7a)$$

$$R_y = \frac{1}{R_0^*} \frac{1-i\delta}{1+i\delta} \left[\left(\frac{1+I_2(L)}{1+I_2(0)} \right)^{(1+i\delta)/2} - 1 \right], E_1 \perp E_2. \quad (7b)$$

В случае пространственно-модулированных опорных волн $E_{1,2}$ выражение для R_y удобно представить в виде

$$R_y = \frac{1}{R_0^*} \left\{ 1 - \exp \left[\frac{1-i\delta}{2} (M_2 - M_1) \right] \right\}, E_1 \parallel E_2; \quad (8a)$$

$$R_y = \frac{1}{R_0^*} \left\{ 1 - \exp \left[\frac{1-i\delta}{2} (M_3 - M_1) \right] \right\}, E_1 \perp E_2, \quad (8b)$$

где интегральные инкременты $M_i = g \int_0^L F_i dz$ определяются с помощью

F_i из соотношений (6а) и (6б) соответственно.

Формулы (7), (8) позволяют найти произведение $R_y R_0^*$, если известны значения интегрального инкремента линейного усиления $g_0 L$, отстройки δ и выходной интенсивности сильной волны $I_2(L)$. В случае плоских опорных волн для этого достаточно вычислить $I_2(L)$ с помощью первого интеграла уравнений (3) (см., например, [11]). При пространственно-модулированных опорных волнах интегральные инкре-

менты M_i определяются численным интегрированием уравнения (3) для сильной волны с одновременным вычислением $F_i(z)$. Зависимости величины $|R_y R_0|$ от выходной интенсивности сильной волны в случае $E_1 \perp E_2$ построены на рис. 2 для плоских (пунктирные линии) и для пространственно-модулированных опорных волн (сплошные линии)*. Выходная интенсивность отложена в единицах $J_2(0) = (1 + \delta^2) I_2(0)$, соответствующих нормировке на интенсивность насыщения в центре линии усиления.

Прежде чем переходить к обсуждению результатов, опишем численное исследование исходной системы (3), (4), которое проводилось без использования приближения трех заданных волн. Переходя в уравнениях (3) к интенсивностям $I_{1,2}$ и фазам $\varphi_{1,2}$ волн накачки $A_{1,2} = \sqrt{I_{1,2}} \exp(-i\varphi_{1,2})$ и используя вместо (4) уравнение для комплексного коэффициента отражения возмущений $R_y(z) = A_3(z)/A_4^*(z)$ от активного слоя толщиной z , получаем систему

$$(1/g) (dI_{1,2}/dz) = \pm F_{1,2}(I_2) I_{1,2}; \quad (9)$$

$$\frac{2}{g} \frac{dR_y}{dz} = [(1 - i\delta) F_3(I_2) + (1 + i\delta) F_4(I_2)] R_y - \\ - f(I_2) \sqrt{I_1 I_2} [(1 - i\delta) \exp(-i\Phi) + (1 + i\delta) R_y^2 \exp(i\Phi)], \quad (10)$$

где

$$\Phi(z) \equiv \varphi_1(z) + \varphi_2(z) = \Phi(L) + \frac{\delta}{2} \ln \frac{I_1(z) I_2(z)}{I_1(L) I_2(L)}. \quad (11)$$

При точном ОВФ волн накачки на ОВФЗ, расположенном за усилителем, можно считать $\Phi(L) = 0$. Граничные условия уравнений (9) формулируются в виде краевой задачи: известно значение $I_2(0)$ интенсивности сильной волны на выходе усилителя и связь интенсивностей волн накачки $I_2(L) = |R_0|^2 I_1(L)$ на правой границе усилителя. Используя граничное значение $I_2(0)$, параметры системы gL , R_0 и рассчитанные заранее интегральные инкременты $M_{1,2}$, можно определить величину $I_2(L) = I_2(0) \exp(-M_2)$, а затем $I_1(L) = |R_0|^{-2} I_2(L)$ и $I_1(0) = I_1(L) \exp(-M_1)$. Таким образом, краевая задача сводится к задаче с условиями на одной границе ($z=0$) для величин $I_{1,2}$. Уравнение (10) имеет граничное условие $R_y(0) = 0$, а значение $R_y(L)$ соответствует искомому коэффициенту отражения возмущений от усилителя. Численное интегрирование системы (9), (10) проводилось методом Рунге—Кутты с вычислением на каждом шаге интегрирования несобственных интегралов F_i, f . Использовались значения параметров $gL = 10$, $|\delta| = 0; 0,5; 1; 2$, $I_2(0) = 10^{-2} \div 10$, $|R_0|^2 = 0,1; 1; 10$ (для плоских волн накачки), $|R_0|^2 = 1$ (для пространственно-модулированных волн накачки). Результаты расчетов для случая $E_1 \perp E_2$ также приведены на рис. 2 (кривые со светлыми точками). Как видно, результаты, полученные с использованием и без использования приближения трех заданных волн, близки друг к другу (в случае плоских волн накачки они совпадают), что свидетельствует о применимости этого приближения при практически интересных значениях параметров усилителя и мощности выходного излучения.

Величина $|R_y R_3|$, которая входит в условие самовозбуждения двухпроходового усилителя $|R_y R_3| > 1$, отличается от построенной на рис. 2 величины $|R_y R_0|$ в $|R_3/R_0|$ раз. В дальнейшем будем предполагать, что коэффициенты отражения волны возмущения E_3 и сигнальной волны E_1 от ОВФЗ, расположенного за усилителем, одинаковы ($R_3 = R_0$). В этом случае из рис. 2 следует, что при пространственно-модулированных волнах накачки в некотором интервале значений выходной интенсивности $J_2(0)$ величина $|R_y R_3| > 1$ и возможно самовозбуждение двухпроходового усилителя. На рис. 3 с помощью

* Расчеты в случае $E_1 \parallel E_2$ приводят к незначительным количественным изменениям результатов.

расчетов по формуле (86) построены области параметров g_0L и $J_2(0)$, при которых $|R_y R_3| > 1$ (эти области заштрихованы). Видно, что самовозбуждение возможно в усилителях с достаточно большим усилением $g_0L > 7$. С ростом g_0L интервал значений выходной интенсивности, в котором возможно самовозбуждение, увеличивается. При фиксированном g_0L ширина этого интервала зависит от абсолютной величины отстройки $|\delta|$. При увеличении $|\delta|$ интервал сужается, и если величина отстройки достаточно велика, то самовозбуждение становится невозможным. В случае плоских волн накачки самовозбуждения двухпроходowego усилителя не происходит ($|R_y R_3| < 1$) в широком диапазоне изменения параметров g_0L , $|\delta|$, $J_2(0)$. Порог самовозбуждения в этом случае достигается лишь при нереально больших усилениях $g_0L > 30$ и отличной от нуля отстройке $|\delta| \neq 0$.

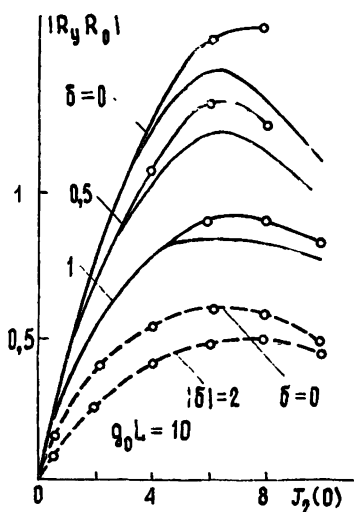


Рис. 2.

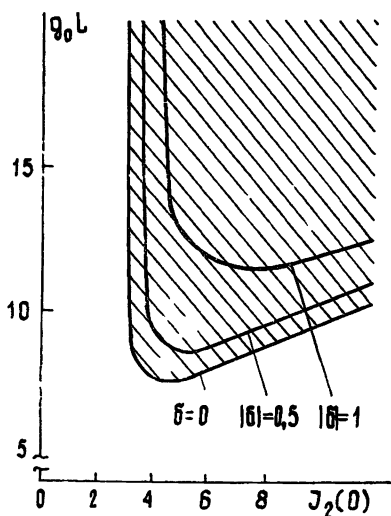


Рис. 3.

ЛИТЕРАТУРА

1. Носач О. Ю., Поповичев В. И., Рагульский В. В., Файзуллов Ф. С. — Письма в ЖЭТФ, 1972, 16, № 11, с. 617.
2. Пилипецкий Н. Ф., Поповичев В. И., Рагульский В. В. — Письма в ЖЭТФ, 1978, 27, № 11, с. 619.
3. Басов Н. Г., Ефимков В. Ф., Зубарев И. Г. и др. — Квантовая электроника, 1979, 6, № 4, с. 765.
4. Бетин А. А., Шерстобитов В. Е. — Изв. АН СССР. Сер. физическая, 1983, 47, № 12, с. 2397.
5. Бельдюгин И. М., Земсков Е. М. — Квантовая электроника, 1982, 9, № 4, с. 817.
6. Бельдюгин И. М., Галушкин М. Г., Земсков Е. М. — Квантовая электроника, 1979, 6, № 1, с. 38.
7. Басов Н. Г., Ефимков В. Ф., Зубарев И. Г. и др. — Квантовая электроника, 1979, 6, № 2, с. 394.
8. Миловский Н. Д., Попова Л. Л. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 5, с. 565.
9. Кузнецова Т. И. — Квантовая электроника, 1980, 7, № 6, с. 1257.
10. Кузнецова Т. И., Кузнецов Д. Ю. — Квантовая электроника, 1984, 11, № 11, с. 2210.
11. Бутылкин В. С., Каплан А. Е., Хронопупло Ю. Г., Якубович Е. И. Резонансные взаимодействия света с веществом. — М.: Наука, 1977.

Горьковский государственный
университет

Поступила в редакцию
26 ноября 1985 г.

ON SELF-EXCITATION OF A DOUBLE-PASS AMPLIFIER WITH A PC-MIRROR

A. A. Betin, N. D. Milovskij, N. Yu. Rusov, N. F. Ru'kov

Self-excitation of a double-pass amplifier with a phase-conjugate mirror (PCM) caused by the generation in a resonator is investigated. The resonator formed by a PCM and an amplifier reflects emission due to four-wave interaction in the active medium. Parameters of both the amplifier and the amplified signal that provide for self-excitation are determined.