AZƏRBAYCAN ELMLƏR AKADEMİYASININ XƏBƏRLƏRİ
FİZİKA-RİYAZİYYAT VƏ TEXNİKA ELMLƏRİ SERİYASI, 2000 №2

УДК 621. 373.826.038

ГЕНЕРАЦИЯ СТОКСОВОЙ КОМПОНЕНТЫ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ ВО ВНЕШНЕМ РЕЗОНАТОРЕ

Р. ДЖ. КАСУМОВА

Бакинский Государственный Университет,
370145, Баку, ул.З.Халилова,23

Развита теория генерации стоксовой компоненты комбинационного рассеяния во внешнем резонаторе типа Фабри-Перо, заполненном нелинейной средой. Анализ проведен в приближении заданной интенсивности, учитывающем обратную реакцию компонент рассеяния на фазу волны накачки. Рассмотрен однорезонаторный вариант параметрической генерации, показано, что учет фазовых эффектов в нелинейной среде ведет к увеличению пороговой интенсивности накачки.

С целью повышения эффективности различных нелинейных волновых взаимодействий часто пользуются внешними оптическими резонаторами типа Фабри-Перо [1,2] или лазерными резонаторами [3,4], заполненными нелинейной средой. Основным аналитическим методом исследования нелинейного взаимодействия волн является приближение заданного поля, которое не учитывает обратную реакцию возбуждаемых волн на волну накачки. В работе [5] анализ параметрического взаимодействия волн проводился в приближении заданной интенсивности [6], которое учитывает изменения фаз взаимодействующих волн.

Так как самовозбуждение параметрических генераторов носит пороговый характер, определяемый потерями в резонаторе, то для строгого исследования взаимодействия нелинейных волн необходимо учитывать затухание всех взаимодействующих волн в диспергирующей среде.

В предлагаемой работе проанализировано условие получения параметрической генерации компонент комбинационного рассеяния во внешнем резонаторе в приближении заданной интенсивности, которое позволяет одновременно рассмотреть как случай фазового рассогласования, так и затухание всех взаимодействующих волн.

Рассмотрим параметрическое взаимодействие волн во внешнем резонаторе, заполненным нелинейной средой длины d. Положим, что волна накачки падает нормально на левое зеркало резонатора. При прохождении через нелинейную среду волна в результате параметрического взаимодействия возбуждает стокс и антистоксовую компоненты комбинационного рассеяния. Поведение волн описывается системой укороченных уравнений:

$$
\begin{aligned}
&\pm\frac{dA_p^\pm}{dz}+\delta_p A_p^\pm=-i\gamma_p\left(A_p^\pm\right)^* A_s^\pm A_a^\pm\cdot e^{\mp i\Delta z}\\
&\pm\frac{dA_s^\pm}{dz}+\delta_s A_s^\pm=-i\gamma_s\left(A_p^\pm\right)^2\left(A_a^\pm\right)^*\cdot e^{\pm i\Delta z}\\
&\pm\frac{dA_a}{dz}+\delta_a A_a^\pm=-i\gamma_a\left(A_p^\pm\right)^2\left(A_s^\pm\right)^*\cdot e^{\pm i\Delta z}
\end{aligned}
\qquad (1)
$$

где $A^{\pm}_{p,s,a}$ - комплексные амплитуды волн накачки, стоксовой и антистоксовой компонент на частотах $\omega_{p,s,a}$ соответственно , причем $2\omega_p = \omega_s + \omega_a$, волна, бегущая слева направо, вдоль оси z - отмечена знаком плюс, в обратном направлении- знаком минус, δ,γ - коэффициенты поглощения и нелинейной связи волн и, наконец, фазовая расстройка $\Delta = 2k_p - k_s - k_a$.

Полагаем имеет место однорезонаторный вариант параметрической генерации света, когда резонатор прозрачен для двух волн, например, антистоксовой компоненты и волны накачки, а обратная связь имеется только для стоксовой компоненты.

Для нахождения порога генерации систему (1) надо решать в приближении заданной интенсивности со следующими граничными условиями:

$$A_p^-(z=d) = A_p^+ \cdot e^{-i2k_p d} \cdot R_s;\ A_p^+ (z=0) = A_0 + A_{po}^- \cdot R_{so};\ A_{s,a}^+(z=0) = A_{so,ao}$$

где R_{so}, R_s - комплексные коэффициенты отражения от левого и правого зеркал соответственно.

Однако, пороговое условие параметрической генерации можно получить и другим путем.

Как известно для получения стационарной параметрической генерации усиление за проход должно быть равно потерям за полный обход резонатора. Обозначим потери за один обход резонатора для стоксовой и антистоксовой компонент через $Q'_{s,a}$, где в последнее дают вклад потери при отражении от зеркал резонатора и потери на поглощение в резонаторе.

Рассмотрим общий случаи, когда на входе в нелинейную среду отличны от нуля все три волны. Решение (1) при параметрическом усилении бегущей волной для стоксовой компоненты при граничных условиях $A_{p,s,a}(z=0) = A_{po,so,ao}$ имеет вид:

$$A_s(z) = A_{so} e^{-\frac{p}{2}z}\left[ch q_1 z - \frac{B_s + P_s}{q_1} sh q_1 z\right], p^2 > 4q$$

$$q_1 = \sqrt{\frac{p^2}{4} - q},\ p = 2\delta_p + \delta_s + \delta_a - i\Delta; \qquad (2)$$

$$q = \delta_s(2\delta_p + \delta_a - i\Delta) - \gamma_s I_{po}(\gamma_a I_{po} - 2\gamma_p I_{ao})$$

$$A_s(z) = A_{so} e^{-\frac{p}{2}z}\left[\cos q_2 z - \frac{B_s + P_s}{q_2}\sin q_2 z\right], p^2 \le 4q$$

$$q_2 = \sqrt{q - \frac{p^2}{4}},$$

где

$$P_s = \frac{\delta_s - 2\delta_p - \delta_a + i\Delta}{2};\ B_s = \frac{i\gamma_s I_{po} A^*_{ao}}{A_{so}};$$

для антистоксовой компоненты

$$A_a(z) = A_{ao}e^{-\frac{p'}{2}z}\left[chq_1'z - \frac{B_s + P_s}{q_1}shq_1'z\right], p^2 > 4q'$$

$$A_a(z) = A_{ao}e^{-\frac{p'}{2}z}\left[\cos q_2'z - \frac{B_a + P_a}{q_2'}\sin q_2'z\right], p'^2 \le 4q' \tag{3}$$

где $p' = p$, $q' = \delta_a(2\delta_p + \delta_a - i\Delta) - \gamma_a I_{po}(\gamma_s I_{po} - 2\gamma_p I_{ao})$,

$$P_a = \frac{\delta_a - 2\delta_p - \delta_c + i\Delta}{2}; B_a = \frac{i\gamma_a I_{po} A_{so}^*}{A_{ao}}$$

Тогда условие параметрической генерации для стоксовой компоненты $A_s(z)e^{-Q_s'} = A_{so}$ после подстановки (2) имеет вид

$$A_s(0) = e^{-Q_s'}A_{so}e^{-\frac{p}{3}z}\left[chq_1z - \frac{B_s + P_s}{q_1}shq_1z\right], \tag{4}$$

аналогично для антистоксовой компоненты получаем

$$A_a^*(0) = e^{-Q_a'}A_{ao}^*e^{-\frac{p'^*}{2}z}\left[chq_1'^*z - \frac{B_a^* + P_a^*}{q'^*_1}shq_1'^*z\right], \tag{5}$$

Из(4) и (5) следует $(\delta_p = 0)$

$$\begin{vmatrix} chq_1z - \frac{\delta_s - \delta_a + i\Delta}{2q_1}shq_1z - e^{\frac{p}{2}z + Q_s} & -i\gamma_s I_{po}\frac{shq_1z}{q_1} \\ i\gamma_a I_{po}\frac{shq_1'z}{q_1'} & chq_1'z + \frac{\delta_s - \delta_a + i\Delta}{2q_1'}shq_1'z - e^{\frac{p^*}{2}z + Q_a} \end{vmatrix} = 0 \tag{6}$$

Отсюда получаем условие параметрической генерации в виде:

$$ch^2q_1z + e^{Q_s + Q_a} = sh^2q_1z\frac{(\delta_a - \delta_s - i\Delta)^2 + \gamma_s\gamma_a I_{po}^2}{q_1^2} + chq_1z\cdot e^{\frac{\delta_s + \delta_a}{2}z}\cdot(e^{\frac{Q_s'}{2} - i\frac{\Delta}{2}z} +$$
$$+ e^{\frac{Q_a'}{2} + i\frac{\Delta}{2}z}) + \frac{\delta_a - \delta_s - \Delta}{2}shq_1z\cdot(e^{\frac{Q_a'}{2} + i\frac{\Delta}{2}z} - e^{\frac{Q_s'}{2} - i\frac{\Delta}{2}z})\cdot e^{\frac{\delta_s + \delta_a}{2}}; \tag{7}$$

где $Q_{s,a} = Q_{s,a}' + \delta_{s,a}$.

В условиях синхронизма и при $Q_s' = Q_a' = Q'$ имеем:

$$ch^2 q_1 z + e^{2Q} = sh^2 q_1 z \cdot \frac{\left(\frac{\delta_a - \delta_s}{2}\right)^2 + \gamma_s \gamma_a I_{po}^2}{q_1^2} + 2chq_1 z \cdot e^Q \qquad (8)$$

Из (8) при γ_p=0 получаем известный результат приближения заданного поля [2].

Пороговая интенсивность накачки $I_{po}{}^{th}$, при которой возможна параметрическая генерация, определяется из соотношения $(\gamma_s = \gamma_a = \gamma; \delta_a = \delta_s; \frac{\gamma_p I_{ao}}{\gamma\ I_{po}} = 0{,}3)$

$$ch0.63x + 0.76sh^2(0{,}63x) \cdot e^{-Q} = chQ \qquad (9)$$

где $x = \gamma I_{po}^{th} z$.

При $Q = 0{,}2$ (9) имеет решение при $x = 0{,}22$, т.е. $I_{po}^{th} \geq \frac{0{,}22}{\gamma z}$ (в приближении заданного поля соответствующая величина $I_{po}^{th} \geq \frac{0{,}2}{\gamma z}$), а при $Q = 0{,}4$ $x = 0{,}45$, т.е. $I_{po}^{th} \geq \frac{0{,}45}{\gamma z}$ (в приближении заданного поля $I_{po}^{th} \geq \frac{0{,}4}{\gamma z}$).

Величина пороговой интенсивности накачки растет с потерями в резонаторе и в нелинейной среде Q. Если интенсивность накачки меньше пороговой величины, то параметрическая генерация вообще невозможна. Если выполняется знак равенства, то происходит самовозбуждение параметрической генерации на комбинационных компонентах. В отсутствие потерь в нелинейной среде генерация осуществляется, когда потери в резонаторе $Q'_{s,a}$ за один обход резонатора уравнены усилением в нелинейной среде. При $\delta_{s,a} \neq 0$ параметрическая генерация возможна, когда потери в резонаторе и нелинейной среде компенсируется усилением в нелинейной среде.

Сравнение величины пороговой интенсивности накачки в приближении заданной интенсивности накачки и в приближении заданного поля показывает, что учет фазовых эффектов в среде ведет к увеличению пороговой интенсивности накачки. Кроме того если при малых потерях в резонаторе результаты обоих приближений мало отличаются, то с ростом потерь в среде эта разница увеличивается.

Таким образом, при существенных потерях для взаимодействующих волн предпочтительно работать в приближении заданной интенсивности, нежели в приближении заданного поля.

1.С.А.Ахманов, Р.В.Хохлов, *Проблемы нелинейной оптики, М.,* (1964).
2.И.Р.Шен, *Принципы нелинейной оптики. М.,* (1986).
3.З.А.Тагиев, Р.Дж.Касумова, Ш.Ш.Амиров, *Оптика и спектроскопия,* **75** (1993) 908.
4.З.А.Тагиев, Р.Дж.Касумова, Ш.Ш.Амиров, Э.М.Гамидов, *Квантовая электроника,* **21** (1994) 968.
5.З.А.Тагиев, Ш.Ш.Амиров, *Квантовая электроника,* **16** (1989) 2243.

6. З.А.Тагиев, А.С. Чиркин, *ЖЭТФ*, **73** (1977) 1271.

XARİCİ REZONATORDA KOMBİNASİYALI SƏPİLMƏNİN STOKS KOMPONENTİNİN GENERASİYASI

R.C. QASIMOVA

Qeyri-xətti mühitdə Fabri-Pero tipli xarici rezonatorda kombinasiyalı səpilmənin stoks komponentinin generasiya nəzəriyyəsi araşdırılıb. Təhlil, qarşılıqlı tə'sirdə olan dalğaların fazalarının dəyişməsini nəzərə alan sabit intensivlik yaxınlaşmasına əsaslanmış, birrezonatorlu parametrik generasiyanın hədd şərti alınmış və göstərilmişdir ki, qeyri-xətti mühitdə faza effektləri nəzərə alanda doldurma intensivliyinin hədd qiyməti artır.

RAMAN SCATTERING STOKES COMPONENT GENERATION IN EXTERNAL CAVITY

RENA J.KASUMOVA

The theory of the Raman scattering Stokes component generation in Fabry-Perot external cavity full of the nonlinear medium has been developed. The analysis has been carried out in the constant intensity approximation taking into account the reverse reaction of scattering components on the pump wave phase. One-cavity parametric oscillation has been considered. The threshould condition of parametric oscillation has been determined, and the account of phase effects in a nonlinear medium has been shown to result in the threshould pump intensity.