Math-Net.Ru
Общероссийский математический портал

В. В. Елисеев, В. Т. Тихончук, Структура волновых полей в невырожденном параметрическом кольцевом генераторе, *Квантовая электроника*, 1989, том 16, номер 6, 1158–1166

https://www.mathnet.ru/qe8164

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
https://www.mathnet.ru/rus/agreement

Параметры загрузки:
IP: 18.97.14.84
19 июля 2025 г., 08:47:44

Квантовая электроника», **16**, № 6 (1989) УДК 621.373.826.038.825

В. В. Елисеев, В. Т. Тихончук

СТРУКТУРА ВОЛНОВЫХ ПОЛЕЙ В НЕВЫРОЖДЕННОМ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ КОЛЬЦЕВОМ ГЕНЕРАТОРЕ

Изучена структура собственных мод параметрического кольцевого генератора ВРМБ на самопересечении сигнального светового пучка в нелинейной среде. Исследовано влияние невзаимности петли обратной связи, обусловленной невырожденностью четырехволнового взаимодействия, на пороги генерации и качество ОВФ вблизи порога. Показано, что изменением коэффициента сжатия сигнального пучка и разности фаз сигнальной и рассеянной волн в петле обратной связи можно управлять качеством ОВФ и структурой пучка рассеянного излучения.

Среди различных методов ОВФ в последнее время большое развитие получили схемы само-ОВФ светового пучка при четырехволновом взаимодействии. Они реализованы в широком диапазоне длин волн и мощностей лазерного излучения в средах с фоторефрактивной [1, 2], стрикционной [3, 6], поляризационной [7] и тепловой [8] нелинейностями. К достоинствам этих схем относятся отсутствие необходимости внешних опорных волн, низкие пороги генерации, высокие коэффициенты конверсии.

Типичная схема параметрического кольцевого генератора приведена на рис. 1. Прошедший через нелинейную среду *1* сигнальный пучок возвращается с помощью системы зеркал, вторично проходя нелинейную среду по направлению, не совпадающему с первоначальным. Возникающее в результате нелинейного взаимодействия рассеянное излучение распространяется назад, навстречу сигнальному пучку.

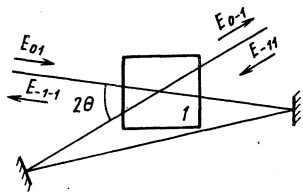

Рис. 1. Схема кольцевого самообращающего генератора

Для теоретического описания параметрического кольцевого генератора предложены различные подходы. Простейший из них — одномерная теория [1, 3, 6] — позволяет оценить порог генерации и коэффициент конверсии. Для определения поперечной структуры пучка генерируемого излучения предложена теория [10—12], аналогичная теории собственных мод линейного резонатора [13]. Однако нелинейная среда при этом описывается модельно как идеальное бесконечно тонкое ОВФ-зеркало. Физически это отвечает случаю, близкому к реализованному в [8, 9], когда толщина нелинейной среды мала по сравнению с поперечными размерами взаимодействующих световых пучков, а коэффициент конверсии мал по сравнению с единицей.

Поскольку порог генерации снижается при увеличении толщины нелинейной среды, то больший практический интерес представляет случай «толстой» среды, когда размер области взаимодействия определяется поперечным размером сигнального пучка. Для этого случая в работах [14, 15] предложена трехмер-

ная околопороговая теория генерации. На ее основе в настоящей работе исследуется влияние параметров области взаимодействия и петли обратной связи на характеристики рассматриваемого ОВФ-зеркала в случае стрикционной нелинейности.

Следуя [14 ,15], рассмотрим ВРМБ в области перекрытия двух пучков накачки, пересекающихся под углом 2θ в нелинейной среде с показателем преломления n. Ось X направим вдоль оси падающего пучка, имеющего амплитуду электрического поля E_{01}, ось y — вдоль второго пучка накачки E_{0-1}, ось Z — перпендикулярно плоскости пересечения пучков. Из всех возможных ВР рассмотрим здесь лишь одно — рассеяние на звуковой волне с частотой $\omega \approx \Omega = 2k_0 v_s \cos\theta$ ($k_0 = n\omega_0/c$ — волновое число волны накачки, v_s — скорость звука), распространяющейся по биссектрисе угла, образованного волновыми векторами волн накачки $\mathbf{k}_s \approx \mathbf{k}_{01} - \mathbf{k}_{0-1}$. При этом в результате рассеяния падающей волны накачки возникает стоксова волна E_{-11}, распространяющаяся навстречу второй волне накачки. После прохождения петли обратной связи волна E_{-11} преобразуется в волну E_{-1-1}, которая усиливается в поле второго пучка накачки.

В предположении, что все электромагнитные волны поляризованы вдоль оси Z, а амплитуды стоксовых волн малы ($|E_{-1\pm1}| \ll |E_{0\pm1}|$) и вся область пересечения лежит внутри нелинейной среды, имеем следующую систему укороченных уравнений для амплитуд стоксовых волн:

$$\frac{\partial E_{-11}(\mathbf{r})}{\partial y} = -\frac{K}{1-i\Delta}\left[|E_{01}|^2 E_{-11} + E_{01}E^*_{0-1}E_{-1-1}\exp\left(-i\Delta k \operatorname{tg}\theta(x-y)\right)\right], \tag{1}$$

$$\frac{\partial E_{-1-1}(\mathbf{r})}{\partial x} = -\frac{K}{1-i\Delta}\left[|E_{01}|^2 E_{-1-1} + E^*_{01}E_{0-1}E_{-11}\exp\left(i\Delta k \operatorname{tg}\theta(x-y)\right)\right],$$

где $K = k_0\Omega\rho(\partial\varepsilon/\partial\rho)_s/16\pi\rho v_s^2 n\gamma_s \sin 2\theta$ — константа связи; $\Delta = (\omega-\Omega)/\gamma_s$ — отстройка частоты рассеянной волны от центра полосы усиления; производными в направлениях, перпендикулярных осям пучков, пренебрегаем в предположении, что френелевские длины каждого из пучков больше длины области взаимодействия. В дополнение к [14] в (1) учтено, что из-за отличия частоты рассеянных волн от частоты сигнальной волны ($\Delta k = k_0 - k_{-1} = n\omega/c$) пространственный синхронизм в четырехволновом взаимодействии выполнен неточно. Это проявляется в наличии фазового множителя во вторых слагаемых в правых частях (1).

Граничные условия к системе (1) отвечают отсутствию стоксовой волны на входе в область взаимодействия

$$E_{-11}(x, d(z), z) = 0 \tag{2}$$

и учитывают линейную связь волн в петле обратной связи:

$$E_{-1-1}(d(z), y, z) = \exp(i\varphi)\mathscr{L}_{-1}\{E_{-11}(x', -d(z), z')\},$$
$$E_{0-1}(x, z) = \mathscr{L}_0\{E_{01}(x', y')\}. \tag{3}$$

Здесь $\pm d(z)$ — граница области взаимодействия, определяемая формой сигнального пучка, $\varphi = [L + 2nd(z)]\omega/c$ — относительный набег фазы стоксовых волн в петле обратной связи с оптической длиной L; $\mathscr{L}$ — оператор распространения волн в петле обратной связи:

$$\tilde{A}(x, y) = \mathscr{L}_{0(-1)}\{A(x', y')\} \equiv r\frac{i\omega_{0(-1)}}{2\pi Lc}\iint\limits_{-d(z)}^{d(z)} dx'dy' A(x', y') \times$$
$$\times \exp\left\{\frac{i\omega_{0(-1)}}{2Lc}\left[(x'+x)^2 + (y'-y)^2\right]\right\},$$

r — коэффициент ослабления волны в петле; $\omega_{-1} = \omega_0 - \omega$.

В дальнейшем для конкретности ограничимся изучением сходящегося пучка накачки $E_{01}(y, z) = \bar{E}_{01}(y, z)\exp\left[-i\omega_0(y^2+z^2)/2cR_1\right]$, предполагая, что область взаимодействия находится вне каустики, т. е. поле $\bar{E}_{01}$ плавно меняется

на масштабе $(Rc/\omega_0)^{1/2}$. Тогда граничные условия (3) приобретают следующий вид:

$$E_{0-1}(x, z)=r\alpha^{-1}E_{01}(-x/\alpha, z/\alpha)\exp[-i\omega_0(x^2+z^2)/2cR_2], \tag{4}$$
$$E_{-1-1}(d(z), y, z)/E_{01}^*(y, z)=|r|^2\exp(i\varphi)E_{-11}(-\alpha y, -d(z), \alpha z)/E_{0-1}^*(-\alpha y, \alpha z),$$

где α — коэффициент сжатия поперечного сечения пучка в петле обратной связи. Согласно [14] ОВФ в рассматриваемой схеме имеет место при $|\alpha|<1$.

Фазовые множители в правых частях (1) не позволяют построить точное аналитическое решение системы (1) (ср. с [14]). Поэтому, следуя [16], построим приближенное решение, рассматривая параметрическую генерацию волны E_{-1-1} в области взаимодействия (второе слагаемое в правой части второго уравнения системы (1)) как возмущение. Определяя при этом поле E_{-11} на выходе из области взаимодействия и используя граничные условия (2), (4), получаем при $\alpha>0$ для функции $\Psi_1(y, z)=E_{-1-1}(d(z), y, z)/E_{01}^*(y, z)$ уравнение на собственные значения:

$$\begin{aligned}\Psi_1(y, z)=&\frac{|r|^2e^{i\varphi}K}{1-i\Delta}\exp\Big(i\Delta k\operatorname{tg}\theta y+\frac{K|r|^2}{\alpha(1-i\Delta)}\times\\&\times\int\limits_{-d(z)}^{y}dy''|E_{01}(y'', z)|^2\int\limits_{-d(z)}^{d(z)}dy'|E_0|(y', \alpha z)|^2\times\\&\times\exp\Big(\frac{K}{1-i\Delta}\int\limits_{-d(z)}^{d(z)}dy''|E_{01}(y'', \alpha z)|^2+i\Delta k\operatorname{tg}\theta y'\Big)\Big[\Psi_1(y', \alpha z)+\\&+\Big(\frac{K}{1-i\Delta}\Big)^2\frac{|r|^2}{\alpha}\int\limits_{-d(z)}^{y}dy'''|E_{01}(y''', z)|^2\exp(-i\Delta k\operatorname{tg}\theta y)\times\\&\times\int\limits_{y'}^{d(z)}d\xi|E_{01}(\xi, \alpha z)|^2\Psi_1(\xi, \alpha z)\times\\&\times\exp\Big(\frac{K}{1-i\Delta}\int\limits_{y'}^{\xi}dy''|E_{01}(y'', \alpha z)|^2+i\Delta k\operatorname{tg}\theta\xi\Big)\Big].\end{aligned} \tag{5}$$

Здесь второе слагаемое в квадратных скобках описывает дополнительную генерацию волны E_{-1-1} в поле волны E_{-11} порядка $\varkappa(1-\exp(-\varkappa|r|^2/\alpha)$, где $\varkappa=K\int\limits_{-d(z)}^{d(z)}dy|E_{01}(y, z)|^2$, поэтому при $|r|^2/\alpha\ll 1$ это слагаемое мало: $\sim\varkappa^2|r|^2/\alpha\ll 1$. При $|r|^2\sim 1$ оценка этого слагаемого для $\varkappa$, близких к порогу основной моды, дает $\sim 0{,}23$. Поэтому с погрешностью ~ 20 % второе слагаемое в квадратных скобках в (5) для основной поперечной моды является поправкой к первому и в дальнейшем не рассматривается.

Для анализа влияния фазового рассогласования волн внутри области взаимодействия рассмотрим пучок накачки с равномерным распределением интенсивности в плоскости пересечения $|E_{01}(y, z)|^2=|E_{01}(z)|^2$. Полагая при этом в (5) $z=0$, получаем следующее дисперсионное уравнение:

$$\begin{aligned}&\Big[\frac{1}{\alpha}+\frac{1}{|r|^2}+\frac{i(\alpha+1)\delta}{\varkappa|r|^2}(1-i\Delta)\Big]\exp\Big[-i\varphi+\frac{1}{2}i(1+\alpha)\delta\Big]+1=\\&=\exp\Big[\frac{\varkappa}{1-i\Delta}\Big(1+\frac{|r|^2}{\alpha}\Big)+i\delta(1+\alpha)\Big],\end{aligned} \tag{6}$$

где $\delta=2\Delta k\operatorname{tg}\theta d$ определяет порог генерации $\varkappa(0)$ и частоту Δ. Отметим, что параметры φ и δ пропорциональны сдвигу частоты рассеянной волны и поэтому зависят от Δ: $\varphi=\varphi_0+H\Delta$, $\delta=\delta_0+\delta_1\Delta$, где φ_0 и δ_0 — соответствующие параметры в центре полосы усиления; $H=(\gamma_s/c)(L+2nd)$; $\delta_1=(\gamma_s/c)nd\operatorname{tg}\theta$.

В условиях типичных экспериментов по ВРМБ [4—6] ($\Omega \sim 0{,}1$ см$^{-1}$, $L \sim 50$ см, $d \sim 5$ мм, $\theta \lesssim 0{,}1$ рад, $\gamma_s/\Omega \sim 0{,}1$) имеем $\varphi_0 \sim 30$—50, $H \sim 1$, поэтому зависимость $\varphi(\Delta)$ оказывается существенной. (Отметим, что в силу периодической зависимости от φ_0 в (6) достаточно рассмотреть изменение φ_0 на отрезке $-\pi$, π. В эксперименте обычно δ_0 и δ_1 малы: $\delta_0 \sim 10^{-2}-10^{-3}$, $\delta_1 \sim 10^{-4}-10^{-5}$, и ими в уравнении (6) можно пренебречь. В условиях $d \lesssim c/\Omega n$ влияние фазового рассогласования волн внутри области взаимодействия на условия генерации может оказаться существенным лишь для встречных пучков, когда $\operatorname{tg}\theta \gg 1$.) Ограничиваясь далее случаем $\operatorname{tg}\theta \lesssim 1$, пренебрегаем фазовым рассогласованием волн внутри области взаимодействия, полагая формально в (5), (6) $\Delta k = 0$.

Для иллюстрации общих закономерностей рассмотрим прежде всего случай $|r|^2/\alpha \ll 1$, когда уравнения (5), (6) допускают аналитическое решение. Из (6) при $\delta = 0$ находим выражения для порога генерации и частоты излучения на пороге

$$\varkappa_{\text{п}N}(0) = (1 + \Delta_N^2)\ln(1/|r|^2),$$

$$\Delta_N = (-\varphi_0 + r\pi N)/[H + \ln(1/|r|^2)],$$

где N — целое число, нумерующее продольные моды резонатора, $\varkappa(0) = K\int\limits_{-d}^{d} dy'|E_{01}(y', 0)|^2$. В случае длинного тракта и (или) малого пропускания ($H + \ln(1/|r|^2) \gg 2\pi$) генерация может носить многомодовый характер с числом возбужденных мод $N \sim [\ln(1/|r|^2) + H]/\pi$. Влияние фазового рассогласования на порог при этом несущественно. В реальных условиях, как правило, $\ln(1/|r|^2) + H \lesssim 2\pi$. При этом вблизи порога генерация одномодовая, причем подбором φ_0 можно настроиться в центр полосы усиления и тем самым снизить порог. Еще один аналитически решаемый случай отвечает длинной петле обратной связи, когда $H \gg 1$. При этом из (6) ($\delta = 0$) находим

$$\varkappa_{\text{п}N}(0) = \frac{1 + \Delta_N^2}{1 + |r|^2/\alpha}\ln\left(1 + \frac{1}{|r|^2} + \frac{1}{\alpha}\right), \quad \Delta_N = (-\varphi_0 + 2\pi N)/H.$$

Видно, что генерация носит многомодовый характер с числом мод $N \sim H/\pi$. С увеличением пропускания тракта $|r|^2$ порог генерации снижается, достигая минимального значения при $|r|^2 = 1$.

Для практически интересных значений $H \sim 1$, $|r|^2 \lesssim 1$ дисперсионное уравнение решалось численно. На рис. 2 приведены зависимости порога генерации и частоты основной моды ($N = 0$) от коэффициента сжатия пучка α и разности фаз φ_0.

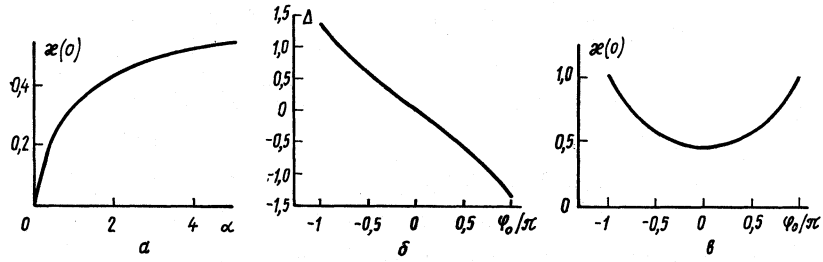

Рис. 2. Зависимости порога генерации (*а*, *в*) и сдвига частоты (*б*) от коэффициента сжатия пучка (*а*) и разности фаз (*б*, *в*) для основной моды параметрического кольцевого генератора при $|r|^2 = 1$, $\varphi_0 = 0$ (*а*), $\alpha = 0{,}5$ (*б*, *в*)

Порог генерации монотонно убывает с увеличением степени сжатия, однако при этом, как показано ниже, качество ОВФ в отличие от случая тонкой нелинейной среды [8, 12] ухудшается. Отметим также, что порог генерации немонотонно зависит от φ_0. Минимального значения $\varkappa_{\text{п}}$ для основной моды достигает при $\varphi_0 = 0$, возрастая с увеличением $|\varphi_0|$.

В рассматриваемой схеме качество ОВФ внутри петли обратной связи вблизи порога генерации характеризуется формфактором $\Psi_1(y, z)$. Решение уравнения (5) в пренебрежении вторым слагаемым в квадратных скобках имеет вид

$$\Psi_1(y, z)=\exp\left[i\Delta k\alpha \operatorname{tg}\theta y+\frac{K|r|^2}{\alpha(1-i\Delta)}\int\limits_{-d(z)}^{y} dy'|E_{01}(y', z)|^2\right]\times$$

$$\times\prod_{s=1}^{\infty}A(\alpha^s z), \tag{7}$$

где $A(z)=\frac{a(z)}{a(0)}$; $a(z)=\int\limits_{-d(z)}^{d(z)} dy|E_{01}(y, z)|^2\exp\left[\frac{K}{1-i\Delta}\left(1+\frac{|r|^2}{\alpha}\right)\int\limits_{-d(z)}^{y} dy'|E_{01}(y', z)|^2+\right.$

$\left.+i(1+\alpha)\Delta k \operatorname{tg}\theta y\right]$.

Формфактор выходящего излучения $\Psi(y, z)=E_{-1-1}(-d(z), y, z)/E_{01}^*(y, z)$, согласно (5) связан линейным соотношением с функцией $\Psi_1(y, z)$:

$$\Psi(y, z)=\exp\left(\frac{K}{1-i\Delta}\frac{|r|^2}{\alpha}\int\limits_{-d(z)}^{d(z)} dy'|E_{01}(y', z/\alpha)|^2\right)\times$$

$$\times\left[\Psi_1(y, z)+\left(\frac{K}{1-i\Delta}\right)^2\frac{|r|^2}{\alpha}\int\limits_{-d(z)}^{d(z)} dy''|E_{01}(y', z/\alpha)|^2\times\right.$$

$$\times\int\limits_{y}^{d(z)} dy'|E_{01}(y', z)|^2\Psi_1(y', z)\times$$

$$\left.\times\exp\left(\frac{K}{1-i\Delta}\int\limits_{y}^{y'} dy''|E_{01}(y'', z)|^2+i\Delta k \operatorname{tg}\theta(y'-y)\right)\right] \tag{8}$$

Из (7), (8) следует, что фазовое рассогласование волн в области взаимодействия приводит к отклонению пучка рассеянного излучения в плоскости пересечения от направления строго назад на угол $\Delta\theta\approx 2\alpha(v_s/c)\sin^2\theta$. Малость этого угла, особенно при $\theta\ll 1$, позволяет далее ограничиться случаем $\Delta k=0$. При этом формфактор выходящего излучения

$$\Psi(y, z)=\prod_{s=1}^{\infty}A(\alpha^s z)\exp\left(\frac{|r|^2}{\alpha(1-i\Delta)}\varkappa\left(\frac{z}{\alpha}\right)\right)\left[\exp\left(\frac{K}{1-i\Delta}\frac{|r|^2}{\alpha}\times\right.\right.$$

$$\left.\times\int\limits_{-d(z)}^{y} dy'|E_{01}(y', z)|^2\right)+\frac{|r|^2}{(1-i\Delta)\alpha}\frac{1}{(1+|r|^2/\alpha)}\times$$

$$\times\exp\left(\frac{|r|^2}{\alpha}\frac{K}{1-i\Delta}\int\limits_{-d(z)}^{y} dy'|E_{01}(y', z)|^2\right)\times \tag{9}$$

$$\left.\times\left(\exp\left(\frac{(1+|r|^2/\alpha)}{1-i\Delta}K\int\limits_{y}^{d(z)} dy'|E_{01}(y', z)|^2\right)-1\right)\right],$$

$$A(z)=a(z)/a(0),\quad a(z)=\exp\left(\frac{\varkappa(z)}{1-i\Delta}(1+|r|^2/\alpha)\right)-1.$$

Второе слагаемое в квадратных скобках (9) описывает дополнительное рассеяние на втором проходе области взаимодействия. Несмотря на то, что в выражение для порога рассеяния этот эффект дает малый вклад, он оказывает заметное влияние на формфактор выходящего пучка.

Явный вид формфакторов Ψ и Ψ_1 зависит от распределения интенсивности по сечению пучка накачки. Дальнейший анализ проведем для простейшего случая сигнального пучка круглого сечения с радиусом ρ и равномерным распределением интенсивности.

При малом коэффициенте пропускания $|r|^2/\alpha \ll 1$ согласно (7) $\Psi_1(y, z) = \mathrm{const}$, т. е. внутри кольца имеет место идеальное ОВФ. Функция $\Psi(y, z)$ в этом случае имеет вид

$$\Psi(y, z) = \prod_{s=1}^{\infty} A(\alpha^s z)\left[1 + \frac{|r|^2}{\alpha}\frac{\varkappa(z/\alpha)}{1-i\Delta}\left(\exp\left\{\frac{1}{2(1-i\Delta)}\times\right.\right.\right.$$

$$\left.\left.\left.\times\left(\varkappa(z) - \frac{\varkappa(0)}{\rho}y\right)\right\} - 1\right)\right], \qquad (10)$$

где $A(\alpha^s z) = \{\exp[\varkappa(\alpha^s z)/(1-i\Delta)] - 1\}/\{\exp[\varkappa(\ )/(1-i\Delta)] - 1\}$. При этом $\varkappa(z) = K\int\limits_{-(\varrho^2-z^2)^{1/2}}^{(\varrho^2-z^2)^{1/2}} dy''\,|E_{01}(y'', z)|^2 = \varkappa(0)\,(\varrho^2-z^2)^{1/2}/\varrho$. Выражение (10) определяет формфактор выходящего излучения в области $|z| < \alpha\rho$ для той части пучка E_{-1-1}, которая при проходе через нелинейную среду не пересекает пучок E_{0-1}: $\Psi(y, z) = \Psi_1(y, z)$. В плоскости $z=0$ при $\varphi_0 = 0$ функция $\Psi(y, 0)$ близка к константе практически всюду, за исключением области $y \approx -d$, где происходит экспоненциальный рост $\Psi(y, 0)$ от единицы до $\sim 1 + \alpha^{-1}\ln(1/|r|^2)$. Изменением фазы φ_0 рост $\Psi(y, 0)$ может быть несколько замедлен. Действительно, при $\varphi_0 \neq 0$ из (10) имеем

$$|\Psi(y, 0)|^2 = 1 + 2\frac{|r|^2}{\alpha}\varkappa(0)\exp\left\{\frac{\varkappa(0)}{2}(1-y/\rho)/(1+\Delta^2)\right\}\times$$

$$\times\cos\left(\varphi_0\frac{\varkappa(0)}{2}(1-y/\rho)\right) + \left(\frac{|r|^2}{\alpha}\varkappa(0)\exp\left\{\frac{\varkappa(0)}{2}(1-y/\rho)/(1+\Delta^2)\right\}\right)^2. \qquad (11)$$

В частности, при $\varphi_0 = \pi$ максимальное значение $|\Psi(y, 0)|^2 = [\alpha^{-1}\ln(1/|r|^2) - 1]^2$ меньше, чем при $\varphi_0 = 0$. При не малых α и не слишком малых $|r|^2$ этот эффект может быть существенным.

В плоскости $y=0$ формфактор имеет вид

$$\Psi(0, z) = \prod_{s=1}^{\infty} A(\alpha^s z)\left[1 + \frac{|r|^2}{\alpha}\frac{\varkappa(z/\alpha)}{1-i\Delta}(\exp[\varkappa(z)/2(1-i\Delta)] - 1)\right]. \qquad (12)$$

В [14] показано, что возможна оптимизация формфактора выходящего излучения по параметру α. Найденное там оптимальное $\alpha \approx 0{,}5$.

Изменение фазы φ_0 на виде функции $|\Psi(0, z)|^2$ при $|r|^2 \ll 1$, $\alpha \ll 1$ практически не сказывается. Это связано с тем, что $\varkappa/(1+\Delta^2)$ от φ_0 не зависит, а зависимость Δ от φ_0 на вид $|\Psi(0, z)|^2$ влияет слабо в силу того, что Δ сказывается на аргументе косинуса. В случае не малых $|r|^2$ и α в выражении $\varkappa/(1+\Delta^2)$ возникает добавка, зависящая от φ_0. Можно ожидать, что для $|r|^2 \lesssim 1$, $\alpha \lesssim 1$ зависимость $|\Psi(y, z)|^2$ от φ_0 будет более существенной.

Таким образом, случай $|r|^2/\alpha \ll 1$, хотя и позволяет достичь достаточно высокого качества ОВФ внутри петли обратной связи, имеет недостатки для практических приложений из-за сильных искажений в амплитудном распределении выходящего пучка и высокого порога генерации.

Обратимся к случаю петли обратной связи с малыми потерями ($|r|^2 = 1$). Выражение (8) для формфактора $\Psi(y, z)$ имеет следующий вид:

$$\Psi(y, z) = \prod_{s=1}^{\infty} A(\alpha^s z)\exp\left\{\frac{|r|^2}{\alpha(1-i\Delta)}\left(\varkappa\left(\frac{z}{\alpha}\right) + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \frac{\varkappa(z)}{2} + \frac{\varkappa(0)}{2\rho}y\right)\right\}\left[1 + \frac{\varkappa(z/\alpha)}{(1-i\Delta)(1+\alpha/|r|^2)}\times\right.$$

$$\left.\times\left(\exp\left\{\frac{1+|r|^2/\alpha}{1-i\Delta}\left(\frac{\varkappa(z)}{2} - \frac{\varkappa(0)}{2\rho}y\right)\right\} - 1\right)\right] \text{ при } |z| < \alpha\rho,$$

$$\Psi(y, z) = \prod_{s=1}^{\infty} A(\alpha^s z)\exp\left\{\frac{|r|^2}{\alpha(1-i\Delta)}\left(\frac{\varkappa(z)}{2} + \frac{\varkappa(0)}{2\rho}y\right)\right\} \text{ при } |z| > \alpha\rho, \qquad (13)$$

$$\text{где } A(\alpha^s z) = \frac{\exp\left[\,(1+|r|^2/\alpha)\,\varkappa\,(\alpha^s z)\,/\,(1-i\Delta)\,\right]-1}{\exp\left[\,(1+|r|^2/\alpha)\,\varkappa\,(0)\,/\,(1-i\Delta)\,\right]-1}.$$

Результаты численного расчета по формуле (13) для $|\Psi(y, z)\,/\,\Psi(0, 0)|^2$ и $\arg(\Psi(y, z)\,/\,\Psi(0, 0))$ даны на рис. 3. На рис. 3, *а, б* приведены графики амплитудных ($|\Psi|^2$) зависимостей формактора выходящего рассеянного стоксова излучения при $\alpha=0{,}5$ и различных φ_0. Из рис. 3, *а* видно, что увеличение φ_0 от 0 до π заметно улучшает качество ОВФ в выходящем пучке. В плоскости $z=0$ (рис. 3, *б*) наибольшие искажения имеют место в области $y>0$, что соответствует внешней относительно тракта обратной связи границе области взаимодействия. При увеличении фазового набега φ_0 искажение в поперечном распределении интенсивности в плоскости $z=0$ возрастает.

Так как при $\varphi_0=0$ частотная отстройка от центра полосы усиления $\Delta=0$, то согласно (13) для основной моды фазовые искажения отсутствуют. При $\varphi_0\neq 0$ наряду с амплитудными возникают также фазовые искажения (см. рис. 3, *в, г*). В плоскости $y=0$ эти искажения соответствуют дефокусировке рассеянного излучения с углом расхождения лучей от плоскости пересечения $\delta\vartheta\sim\lambda/2\pi d$. При этом наиболее резко фаза выходящего пучка изменяется при $|z|<\alpha\varrho$, т. е.

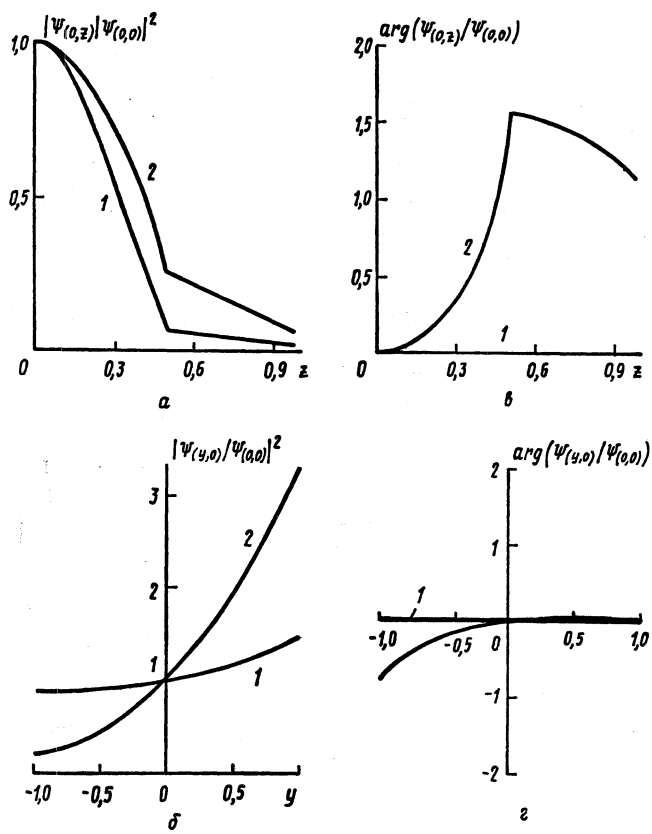

Рис. 3. Амплитудные (*а, б*) и фазовые (*в, г*) искажения в обращенном световом пучке при $|r|^2=1$, $\alpha=0{,}5$ для $\varphi_0=0$ (*1*), π (*2*)

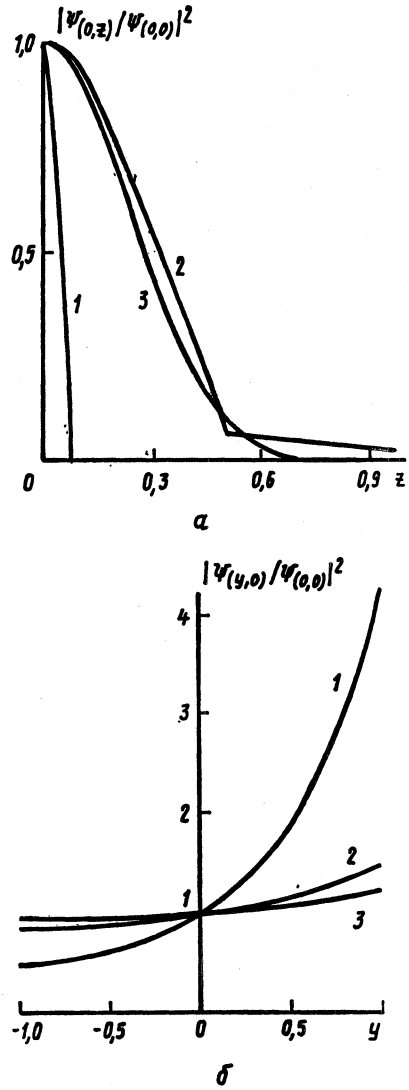

Рис. 4. Амплитудные искажения в обращенном световом пучке при $|r|^2=1$, $\varphi_0=0$ для $\alpha=0{,}1$ (*1*), 0,5 (*2*), 0,9 (*3*)

в области пересечения пучка накачки E_{01} с пучком накачки, прошедшим петлю обратной связи E_{0-1}.

Фазовые искажения в плоскости пересечения пучков ($z=0$) носят клиновидный характер и соответствуют отклонению пучка рассеянного излучения, выходящего из области взаимодействия, как целого в сторону от петли обратной связи на угол $\delta\vartheta \sim 1/k_0 d$. Оптимизация формфактора Ψ по сжатию пучка иллюстрируется рис. 4, где приведены зависимости $|\Psi(y, z)/\Psi(0, 0)|^2$ от коэффициента сжатия α при $|r|^2=1$. В плоскости $z=0$ наименьшие искажения в выходящем пучке наблюдаются при $\alpha \approx 1$, т. е. в случае коллимированного пучка накачки.

В плоскости $y=0$ оптимальные $\alpha \approx 0{,}5$—$0{,}7$, при $\alpha \ll 1$ и $\alpha \to 1$ качество ОВФ ухудшается. Таким образом, для того чтобы добиться наилучшего качества ОВФ в обеих плоскостях, следует фокусировать пучок накачки в петле обратной связи таким образом, чтобы $\alpha \approx 0{,}7$.

На основании вышеизложенного можно сделать следующие выводы. В случае невырожденного четырехволнового взаимодействия в самообращающем параметрическом генераторе за счет относительного фазового набега стоксовой волны возникает еще один параметр управления генерацией и качеством ОВФ наряду со сжатием сигнального пучка α и эффективным коэффициентом отражения петли обратной связи r.

Набег фазы в области взаимодействия в рассмотренной геометрии задачи оказывается пренебрежимо малым. Изменяя фазовый набег φ_0 на длине петли обратной связи, можно настраиваться на центр полосы усиления и тем самым снижать порог генерации основной моды.

Фазовый набег заметно влияет на качество ОВФ в самообращающем генераторе. Увеличение фазы φ_0 уменьшает амплитудные искажения в обращенном пучке в направлении, перпендикулярном плоскости самопересечения пучка накачки. Вместе с этим несколько ухудшается качество ОВФ в плоскости самопересечения сигнального пучка.

Относительный набег фаз приводит также к дополнительным фазовым искажениям в рассеянном излучении по сравнению с падающим. Однако, как показывают проведенные оценки, эти искажения незначительны.

Таким образом, оптимизацию качества ОВФ следует проводить по следующим параметрам: по эффективному коэффициенту отражения петли обратной связи r, с увеличением которого уменьшаются амплитудные искажения в выходящем пучке; по коэффициенту сжатия сигнального пучка α, оптимальные значения которого в данной схеме $\alpha \approx 0{,}7$; по относительному фазовому набегу стоксова излучения φ_0 (подбором оптимальной длины тракта обратной связи).

1. M. Cronin-Golomb et al. *IEEE J.* ***QE*-20**, 12 (1984).
2. О. М. Вохник, Ю. С. Кузьмичев, Н. М. Полозков, *Квантовая электроника,* **13**, 1633 (1986).
3. В. М. Одинцов, Л. Ф. Рогачева. *Письма в ЖЭТФ,* **36**, 281 (1982).
4. О. П. Заскалько, А. А. Зозуля, Н. Н. Панаиоти, В. Т. Тихончук. *Кр. сообщ. по физ.,* ФИАН, № 8, 43 (1986).
5. В. В. Елисеев, Н. Н. Жуков, О. П. Заскалько, А. А. Зозуля, В. Т. Тихончук. *Изв. АН СССР. Сер. физич.,* **52**, 393 (1988).
6. И. Ю. Аникеев, И. Г. Зубарев, И. С. Михайлов. *Квантовая электроника,* **13**, 2320 (1986).
7. А. Д. Новиков, С. Г. Одулов, М. С. Соскин. *ДАН СССР,* **295**, 596 (1987).
8. А. А. Бетин, Е. А. Жуков, О. В. Митропольский, Н. Ю. Русаков. В кн.: Обращение волнового фронта лазерного излучения в нелинейных средах.— Минск: изд. ИФ АН БССР, 1987, с. 5.
9. И. М. Бельдюгин, М. Г. Галушкин, М. В. Золотарев, Ф. Ф. Каменец. *Изв. АН СССР. Сер. физич.,* **51**, 358 (1987).
10. И. М. Бельдюгин, Б. Я. Зельдович, М. В. Золотарев, В. В. Шкунов. *Квантовая электроника,* **12**, 2394 (1985).
11. A. E. Siegman, P. A. Belanger, A. Hardy. In: Optical Phase Conjugation. N. Y.: Acad. Press, 1983, p. 466.
12. А. А. Бетин, Н. Ю. Русов. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика,* **30**, 676 (1987).
13. Ю. А. Ананьев. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения.— М.: Наука, 1979.

14. Н. Г. Басов, В. М. Ковалев, М. А. Мусаев, Ф. С. Файзуллов. *Труды ФИАН*, **172**, 116 (1986)
15. А. А. Зозуля, В. П. Силин, В. Т. Тихончук. *ЖЭТФ*, **92**, 788 (1987).
16. А. А. Зозуля, В. П. Силин, В. Т. Тихончук. Препринт ФИАН. М., 1987, № 74.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР, Москва

Поступила в редакцию
19 февраля 1988 г.

V. V. Eliseev, V. T. Tikhonchuk. **A Structure of Wave Fields in a Nondegenerate Parametric Ring Oscillator.**

A structure has been studied of eigenmodes of a parametric ring SBS oscillator due to self-crossing of a signal light beam in a nonlinear medium. An effect has been investigated of the independence of the feedback loop resulting from nondegeneracy of four-wave mixing on lasing thresholds and OPC quality in the vicinity of the threshold. It is shown that the OPC quality and the structure of the scattered radiation beam can be controlled by changing the signal beam compression coefficient and the phase difference between the signal and scattered waves in the feedback loop.