

УДК 621 373.7

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ГЕНЕРАТОРА С СИНХРОННЫМ ДВУХКАСКАДНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

А. А. Бабин, А. Н. Щелоков

В приближении взаимодействия плоских волн рассмотрены предельные значения коэффициента преобразования (КП) накачки в низкочастотное излучение в параметрическом генераторе с синхронным двухкаскадным взаимодействием. Показано, в частности, что максимальное значение КП в таких системах равно двум. Для генератора на нелинейном элементе из кристалла прустита приведены перестроечные характеристики.

Использование двух последовательных трехчастотных взаимодействий в одном кристалле с квадратичной нелинейностью обсуждалось как с точки зрения создания параметрических генераторов с низкочастотной накачкой, так и для одновременной генерации второй и третьей гармоники в ряде работ (см., например, [1-3, 9]). Подобного рода взаимодействия можно использовать и для увеличения коэффициента преобразования (КП) энергии накачки в энергию низкочастотного излучения в параметрических генераторах (преобразователях) света. Для этого необходимо, чтобы нелинейный кристалл одновременно допускал выполнение условий синхронизма для двух каскадов трехчастотного взаимодействия волн накачки E_n , первой стоксовой E_{c1} , второй стоксовой E_{c2} и длинноволновой E_d . Соответствующие частоты и волновые векторы должны быть связаны следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} \omega_n &= \omega_{c1} + \omega_d, & k_n &= k_{c1} + k_d, \\ \omega_{c1} &= \omega_{c2} + \omega_d, & k_{c1} &= k_{c2} + k_d. \end{aligned} \quad (1)$$

Как показано в работе [4], выполнение условий синхронизма (1) возможно, например, в кристалле прустита (Ag_3AsS_3). Перестройка по ω_d такого генератора может осуществляться только за счет изменения ω_n .

На рис. 1 приведены перестроечные характеристики генератора такого типа на кристалле Ag_3AsS_3 (для взаимодействия $e-eo$). Для перестройки по длинноволновому излучению в этой схеме предполагается использование источника накачки с переменной длиной волны. Таким источником может служить,

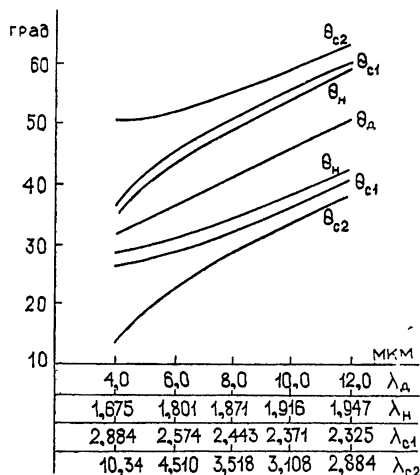


Рис. 1 Перестроечные характеристики параметрического генератора с синхронным двухкаскадным взаимодействием на кристалле Ag_3AsS_3 . Две ветви θ_n , θ_{c1} , θ_{c2} соответствуют двум возможным направлениям волновых векторов k_n , k_{c1} , k_{c2} , относительно k_d .

например, излучение параметрического генератора света (ПГС). Представленные на рис. 1 кривые определяют область изменения направления взаимодействующих в преобразователе волн ($\theta_n, \theta_{c1,2}, \theta_d$ — углы между направлением соответствующих волновых векторов и осью кристалла) при перестройке по длине волны низкочастотного излучения λ_d с соответствующим изменением $\lambda_n, \lambda_{c1}, \lambda_{c2}^*$.

Для оценки возможности увеличения КП параметрического генератора с одновременным синхронным взаимодействием четырех волн найдем его энергетические характеристики в схеме с резонатором на низкочастотную волну. Такая схема допускает простое аналитическое описание в приближении взаимодействия плоских волн, так что удастся получить зависимости коэффициента преобразования от превышения накачки порогового значения. Используя известную систему укороченных уравнений [1, 6], можно получить уравнения, описывающие поведение комплексных амплитуд волн, взаимодействующих в нашей системе.

В наиболее простом случае точного синхронизма система уравнений для амплитуд E_n, E_{c1}, E_{c2}, E_d имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dE_n}{dz} &= -i\gamma_1 E_{c1} E_d, \\ \frac{dE_{c1}}{dz} &= -i(\gamma_1 E_n E_d^* + \gamma_2 E_{c1} E_n), \\ \frac{dE_{c2}}{dz} &= -i\gamma_2 E_{c1} E_n^*, \\ \frac{dE_d}{dz} &= -i(\gamma_1 E_n E_{c1}^* + \gamma_2 E_{c1} E_{c2}^*). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь γ_1 и γ_2 — коэффициенты связи, а амплитуды волн нормированы таким образом, что квадраты их модулей пропорциональны плотности потока соответствующих квантов. Используя стандартную методику заданной структуры поля резонансной волны (см., например, [7, 8]), применимую для достаточно высокочастотного резонатора, легко получить выражения для стационарных значений амплитуд:

$$\begin{aligned} E_n(z) &= E_n(0) \left[1 - \frac{2\gamma_1^2}{\gamma_1^2 + \gamma_2^2} \sin^2 \frac{\Gamma z}{2} \right], \\ E_{c1}(z) &= -i \frac{\gamma_1}{\Gamma} E_0^* E_n(0) \sin \Gamma z, \\ E_{c2}(z) &= -2 \frac{\gamma_1 \gamma_2}{\Gamma^2} (E_0^*)^2 E_n(0) \sin^2 \frac{\Gamma z}{2}, \\ E_d(z) &= E_0 [1 + \mathcal{G}(z)]. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\Gamma^2 = (\gamma_1^2 + \gamma_2^2) |E_0|^2$, $E_n(0)$ — амплитуда накачки на входе в нелинейный кристалл; $\mathcal{G}(z)$ — относительная величина приращения амплитуды резонансной волны,

* Данные о величинах показателей преломления пружита взяты из работы [5]. Как видно из рис. 1, в генераторе такого типа осуществляется существенно неколлинеарное взаимодействие. Однако, как показано в [10], при достаточно больших углах (порядка 10°) между взаимодействующими волнами возможна эффективная работа ПГС.

$$\mathcal{G}(z) = 2 \frac{\gamma_1^2}{\gamma_1^2 + \gamma_2^2} \frac{|E_n(0)|^2}{|E_0|^2} \left(\sin^2 \frac{\Gamma z}{2} \right) \left[1 - \frac{\gamma_1^2 - \gamma_2^2}{\gamma_1^2 + \gamma_2^2} \sin^2 \frac{\Gamma z}{2} \right]. \quad (4)$$

Уравнение для определения стационарного значения поля резонансной волны E_0 получается, если учесть, что по длинноволновому излучению осуществляется обратная связь

$$\sqrt{R} [1 + \mathcal{G}(d)] = 1, \quad (5)$$

где \sqrt{R} — коэффициент передачи цепи обратной связи по амплитуде, d — длина нелинейного элемента. Из выражения (4) можно определить пороговое значение параметра $G_n = \gamma_2 d |E_n(0)|^2$, характеризующее усиление соответствующего условию самовозбуждения генератора, и его энергетические характеристики. Из (4) следует, что

$$G_0^2 = \frac{2(1 - \sqrt{R})}{\sqrt{R}}. \quad (6)$$

Как и следовало ожидать, эта величина совпадает с аналогичной для обычных однорезонаторных параметрических генераторов [6].

Существенное отличие предложенной схемы наблюдается в величине коэффициента преобразования резонансной волны по потоку фотонов

$$\eta_n = (1 - R) \frac{|E_n(d)|^2}{|E_n(0)|^2}, \quad (7)$$

который связан с КП по мощности η_p соотношением

$$\eta_p = \eta_n \frac{\omega_n}{\omega_n} \left(\frac{1 - R_+}{1 - R} \right), \quad (8)$$

где $(1 - R_+)$ — коэффициент пропускания выходного зеркала резонатора по интенсивности. Зависимость η_n от характерного параметра — превышения над порогом $S_n/S_n^n = G^2/G_n^2$ — определяется, как следует из (5) — (7), в неявном виде уравнением

$$\left[1 - \frac{\gamma_1^2 - \gamma_2^2}{\gamma_1^2 + \gamma_2^2} \sin^2 \sqrt{\xi \frac{S_n}{S_n^n}} \right] \sin^2 \sqrt{\xi \frac{S_n}{S_n^n}} = \xi. \quad (9)$$

Здесь $\xi = \frac{\gamma_1^2 + \gamma_2^2}{2\gamma_1^2} \frac{\eta_n}{(1 + \sqrt{R})(2 - \sqrt{R})} \approx \frac{\gamma_1^2 + \gamma_2^2}{4\gamma_1^2} \eta_n$. В соотношении (9) величина $(\gamma_2/\gamma_1)^2$ входит как параметр.

Для оценки предельных значений η_n можно считать, что $(\gamma_2/\gamma_1)^2 \approx \approx \omega_{c2}/\omega_n = 1 - 2/x$, где $x = \omega_n/\omega_n$. Из (9) следует, что при $x \gg 1$ наибольшее значение коэффициента преобразования равно двум. На рис. 2 приведены зависимости КП от превышения порога для разных значений x . Случай $x = 2$ соответствует вырожденному режиму, когда $\lambda_{c1} = \lambda_n$. При этом кривая $\eta_n(S_n/S_n^n)$ совпадает с известной кривой (см., например, [6, 8]) обычного однорезонаторного параметрического генератора света. Для всех $x > 2$ максимальная величина η_n превосходит единицу.

Таким образом, проведенные вычисления показывают возможность реализации генераторов с одновременным синхронным двухкаскадным взаимодействием и дают представления о степени увеличения коэффици-

циента преобразования накачки в длинноволновое излучение в такого рода системах.

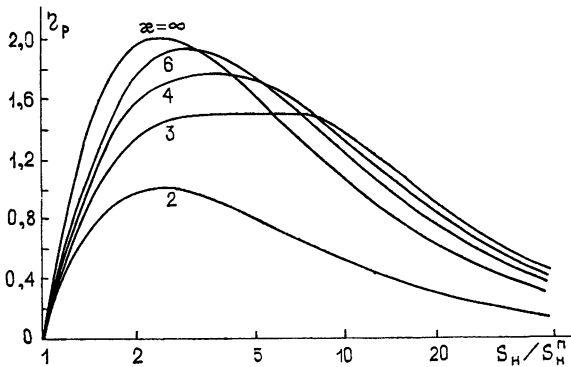


Рис 2 Зависимость коэффициента преобразования η_d от превышения порога для значений параметра $\alpha = 2, 3, 4, 6, \infty$.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Г. И. Фрейдману за внимание к работе и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов, Проблемы нелинейной оптики, ВИНТИ АН СССР, М., 1964.
2. Р. Ю. Орлов, Изв вузов — Радиофизика, 12, № 9, 1351 (1969).
3. А. П. Сухоруков, И. В. Томов, Изв. вузов — Радиофизика, 13, № 2, 266 (1976).
4. А. А. Бабин, Г. И. Фрейдман, А. Н. Щелокоев, Тезисы докладов VIII Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике, Тбилиси, 1976, т. 1, стр. 187.
5. D. P. Juval and G. S. Thomas, Opt Commun, 15, № 1, 26 (1975).
6. М. М. Сушик, А. М. Фортус, Г. И. Фрейдман, Изв вузов — Радиофизика, 13, № 5, 631 (1970).
7. A. Sigman, Appl. Opt., 1, 739 (1962).
8. В. М. Фортус, Диссертация, ГГУ, Горький, 1972.
9. F. D. Atman, I. M. Yarbovoud and J. Falk, Appl Phys, 42, 5618 (1971).
10. А. А. Бабин, Ю. Н. Беляев, М. М. Сушик, Ф. М. Фортус, Г. И. Фрейдман, Квантовая электроника, 3, № 8, 1755 (1976).

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
12 мая 1977 г

ENERGETIC CHARACTERISTICS OF PARAMETRIC OSCILLATOR WITH SYNCHRONOUS TWO-CASCADE INTERACTION

A. A. Babin, A. N. Shchelokov

The limit values of the coefficient of transformation of the pump into the low-frequency radiation in the parametric oscillator with synchronous two-cascade interaction are considered in the approximation of plane wave interaction. It is shown in particular that the maximum value of the transformation coefficient in such system is equal to two. The retuned characteristics are given for the oscillator on a nonlinear element of the proustite crystal.