

УДК 621 378.3

О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ГЕНЕРАТОРА СВЕТА НА ОСНОВЕ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В АКТИВНЫХ СРЕДАХ

Н. П. Башлакова, В. Р. Блок, Г. М. Крочик, Ю. Г. Хронопуло

Рассматривается возможность создания параметрического генератора света (ПГС) на основе четырехволнового взаимодействия в активной среде: $\omega_l = 2\omega_p - \omega_s = \omega_{21}$, $\omega_s < \omega_p < \omega_{21}$ (ω_{21} — частота лазерного перехода, ω_l, p, s — частоты лазерной, накачивающей и генерируемой волн соответственно). Получены выражения для стационарных значений полей, к которым они стремятся в процессе лазерного усиления и одновременного параметрического взаимодействия. В зависимости от соотношения между резонансной $\chi_R(\omega_s)$ и нерезонансной $\chi_{NR}(\omega_s)$ параметрической восприимчивостью выделены два предельных случая. Оценки, проведенные для параметров лазера на красителе, свидетельствуют о возможности создания подобного ПГС и получения с его помощью перестраиваемого излучения в трех диапазонах длин волн, например, $\lambda_l = 570 \div 630$ нм, $\lambda_p = 650 \div 800$ нм, $\lambda_s = 670 \div 2000$ нм.

1. В работе [1] было рассмотрено преобразование частоты лазерного излучения посредством резонансных четырехволновых взаимодействий в полубесконечной активной среде. Частотные соотношения взаимодействующих волн имеют вид

$$\omega_l = 2\omega_p - \omega_s = \omega_{21}, \quad \omega_l = \omega_s \pm 2\omega_p = \omega_{21}, \quad (1a)$$

где ω_l, p, s — частоты лазерной, накачивающей и генерируемой волн, ω_{21} — частота лазерного перехода. Исследование, проведенное в [1], показало, что, начиная с некоторого расстояния z , поле частоты ω_s усиливается с инкрементом лазерной волны даже в отсутствие линейного синхронизма. Это обусловлено захватом фаз взаимодействующих волн в поле усиливаемой лазерной волны.

В данной работе рассматривается возможность использования данных процессов для создания параметрического генератора света (ПГС), перестраиваемого в широком диапазоне частот. Будем предполагать, что на частотах ω_l , ω_p и ω_s существуют резонаторы бегущей волны, внутри которых помещены среды, генерирующие лазерное поле E_l и поле накачки E_p (рис. 1). Параметрическое смещение полей при этом осуществляется в активной среде с частотой перехода ω_l . Использование резонаторов позволяет соответственным выбором геометрии системы добиться выполнения условия линейного синхронизма ($\delta k = 2k_p - k_l - k_s = 0$), что в сочетании с многократным взаимодействием волн способствует повышению эффективности процесса.

Как выяснилось в работе [2], принципиальное ограничение на коэффициент преобразования в случае резонансного четырехволнового взаимодействия накладывает насыщение населенностей резонансного перехода, приводящее к уменьшению резонансной параметрической восприимчивости. Поэтому представляет интерес учесть также нерезо-

нанное параметрическое взаимодействие волн, которое, как мы увидим, может давать существенный вклад в генерацию поля частоты ω_s (например, в веществе растворителя в лазерах на красителях [3], где концентрация растворителя много больше концентрации красителя, или в буферных газах газовых лазеров).

2. Проведем расчет характеристик ПГС на основе четырехчастотного процесса $\omega_s = 2\omega_p - \omega_l$ при наличии лазерного усиления на частоте ω_l . Уравнения для комплексных амплитуд полей с учетом перечисленных выше факторов имеют вид

$$\left(\frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau_s}\right) c_s = -\frac{2\pi\omega_s^2 F}{k_s c} (\chi_R(\omega_s) N_l \eta_l + \chi_{NR}(\omega_s) N) c_p^2 c_l^*; \quad (16)$$

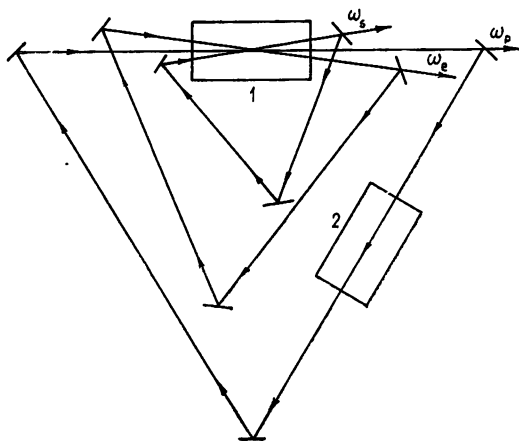


Рис. 1. Схема параметрического генератора света: 1—активная среда с лазерным переходом на частоте ω_l , 2—активная среда с лазерным переходом на частоте ω_p .

$$\left(\frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau_l}\right) c_l = \frac{2\pi\omega_l^2 F}{k_l c} \left[\frac{T_{2l} d_l^2 N_l \eta_l}{\hbar} c_l + i (\chi_R(\omega_l) N_l \eta_l - \chi_{NR}(\omega_l) N) c_p^2 c_s^* \right]; \quad (1b)$$

$$\left(\frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau_p}\right) c_p = \frac{2\pi\omega_p^2 F}{k_p c} \left[\frac{T_{2p} d_p^2 N_p \eta_p}{\hbar} c_p + \right. \\ \left. + 2i (\chi_R(\omega_p) N_l \eta_l - \chi_{NR}(\omega_p) N) c_l c_p^* c_s \right], \quad (1r)$$

где $\chi_R(\omega_j) = -i [(d_j \chi_{(3)} T_{2j})/\hbar] \eta_0$ — резонансная восприимчивость генерирующих молекул (без учета насыщения населенностей), $N_{l, p}$ — концентрация активных частиц, $\chi_{NR}(\omega_j)$ — нерезонансная параметрическая восприимчивость, N — концентрация растворителя или буферного газа, d_j — дипольные моменты лазерных переходов, T_{2j} — времена поперечной релаксации, $\chi_{(3)}$ — поляризуемость третьего порядка перехода с частотой ω_j ; $\tau_{s, l, p}$ — времена затухания соответствующих полей в резонаторе, F — коэффициент заполнения резонатора активной средой.

Если длительности импульсов полей гораздо больше характерного времени образования инверсии T_1 (например, при лазерной накачке

красителей $T_1 < 10^{-9}$ с), то для разностей населенностей $\eta_{l,p}$ может быть использовано стационарное выражение* [4]

$$\eta_{l,p} = \eta_{l,p}^0 (1 + \gamma_{l,p} |c_{l,p}|^2)^{-1}, \quad (2)$$

где $\gamma_{l,p} = (4/\hbar^2) d_{l,p}^2 (T_2)_{l,p} T_1$ — коэффициенты насыщения соответствующих лазерных переходов.

Подставляя (2) в (1а) и разделяя действительные и мнимые части, можно получить следующие уравнения для действительных амплитуд $A_{s,l,p}$ и разности фаз полей $\theta = 2\varphi_p - \varphi_l - \varphi_s$:

$$\frac{dA_s}{dt} = r_s \frac{A_p^2 A_l}{1 + \gamma_l A_l^2} \cos \theta + q_s A_p^2 A_l \sin \theta - \tau_s^{-1} A_s; \quad (3a)$$

$$\frac{dA_l}{dt} = G_l \frac{A_l}{1 + \gamma_l A_l^2} + r_l \frac{A_p^2 A_s}{1 + \gamma_l A_l^2} \cos \theta + q_l A_p^2 A_l \sin \theta - \tau_l^{-1} A_l; \quad (3б)$$

$$\begin{aligned} \frac{dA_p}{dt} = G_p \frac{A_p}{1 + \gamma_p A_p^2} + 2r_p \frac{A_l A_p A_s}{1 + \gamma_l A_l^2} \cos \theta - \\ - 2q_p A_p A_l A_s \sin \theta - \tau_p^{-1} A_p; \end{aligned} \quad (3в)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{dt} = q_s \frac{A_p^2 A_l}{A_s} \cos \theta + r_s \frac{A_p^2 A_l}{A_s (1 + \gamma_l A_l^2)} \sin \theta + \\ + q_l \frac{A_p^2 A_s}{A_l} \cos \theta - r_l \frac{A_p^2 A_s}{A_l (1 + \gamma_l A_l^2)} \sin \theta - \\ - 4q_p A_s A_l \cos \theta - 4r_p \frac{A_l A_s}{1 + \gamma_l A_l^2} \sin \theta, \end{aligned} \quad (3г)$$

где $G_j/Fc = 2\pi\omega_j^2 d_j^2 T_{2j} N_j / \hbar k_j c^2$ — коэффициент лазерного усиления активной среды, $q_j = \frac{2\pi\omega_j^2 FN}{k_j c} \chi_{NR}(\omega_j)$, $r_j = \frac{2\pi\omega_j^2 d_j T_{2j} F}{\hbar k_j c} N_l \eta_l$.

При $A_s \ll A_{l,p}$, как легко установить из (3г), значение разности фаз

$$\theta = \pi - \text{arctg}(q_s/r_s) (1 + \gamma_l A_l^2) \quad (4)$$

устойчиво. Ниже мы увидим, что условие $A_s \ll A_{l,p}$ выполняется в широкой области параметров. Тогда, подставляя (4) в (3а)—(3в), найдем, что в системе существует устойчивое состояние с ненулевыми значениями полей, к которым стремятся взаимодействующие поля в процессе лазерного усиления и одновременного параметрического взаимодействия.

Значения полей в стационарном состоянии даются выражениями

$$\bar{A}_s = \frac{r_s^2 \tau_s}{q_s} \frac{\bar{A}_p^2 \bar{A}_l}{(1 + \gamma_l \bar{A}_l^2)^2} + q_s \tau_s \bar{A}_p^2 \bar{A}_l; \quad (5a)$$

* В (2) мы пренебрегли слабым влиянием параметрического и трехфотонного комбинационного процессов на величину η .

$$\begin{aligned} \bar{A}_i^2 = & \{ (G_i + 2q_s q_l \tau_s \bar{A}_p^4 - 2/\tau_l) + [(G_i + 2q_s q_l \tau_s \bar{A}_p^4 - 2/\tau_l)^2 - \\ & - 4(q_s q_l \tau_s \bar{A}_p^4 - \tau_l^{-1})(G_i - \tau_l^{-1} - r_s r_l \tau_s \bar{A}_p^4 + q_s q_l \tau_s \bar{A}_p^4)^{1/2}] \} \times \\ & \times (2\gamma_l/\tau_l - 2q_s q_l \tau_s \gamma_l \bar{A}_p^4)^{-1}; \end{aligned} \quad (56)$$

$$\begin{aligned} \bar{A}_p^2 = & \{ - [2r_p r_s \tau_s \bar{A}_i^2 (1 + \gamma_l \bar{A}_i^2)^{-2} + 2q_p q_s \tau_s \bar{A}_i^2 + \\ & + q_s \tau_s \tau_p^{-1} \bar{A}_l + \gamma_p \tau_p^{-1}] + \{ [2r_p r_s \tau_s \bar{A}_i^2 (1 + \gamma_l \bar{A}_i^2)^{-2} + \\ & + 2q_p q_s \tau_s \bar{A}_i^2 + q_s \tau_s \tau_p^{-1} \bar{A}_l + \gamma_p \tau_p^{-1}]^2 + \\ & + 4G_p [2r_p r_s \tau_s \gamma_p \bar{A}_i^2 (1 + \gamma_l \bar{A}_i^2)^{-2} + 2q_p q_s \tau_s \gamma_p \bar{A}_i^2]^{1/2} \} \times \\ & \times [4r_p r_s \tau_s \gamma_p \bar{A}_i^2 (1 + \gamma_l \bar{A}_i^2)^{-2} + 4q_p q_s \tau_s \gamma_p \bar{A}_i^2]^{-1}. \end{aligned} \quad (5B)$$

Выражения (5) дают максимальные значения полей, достигаемых в ПГС с учетом как резонансного, так и нерезонансного параметрического взаимодействия.

Рассмотрим два предельных случая.

Если $\chi_{NR}(\omega_s)N \gg \chi_R(\omega_s)N_l$, то основной вклад в генерацию поля E_s вносит нерезонансное параметрическое взаимодействие и выражения (5) можно представить в приближенном виде:

$$\bar{A}_s \approx q_s \tau_s \bar{A}_p^2 \bar{A}_l, \quad \bar{A}_l \approx (G_l \tau_l / \gamma_l)^{1/2}, \quad (6)$$

$$\bar{A}_p \approx (G_p \tau_p / 2\gamma_p)^{1/2}.$$

При $\chi_R(\omega_s)N_l \gamma_l \gg \chi_{NR}(\omega_s)N$ поле E_s генерируется главным образом за счет резонансных параметрических процессов. Стационарные значения полей в этом случае имеют вид

$$\bar{A}_s \approx (r_s \tau_l / \gamma_l) (\bar{A}_p^2 / \bar{A}_l), \quad (7)$$

$$\bar{A}_l \approx (2G_l \tau_l / \gamma_l)^{1/2}, \quad \bar{A}_p \approx (G_p \tau_p / 2\gamma_p)^{1/2}.$$

Выражения для предельных значений полей (5)–(7) получены в предположении $A_s \ll A_{l,p}$. В этом предположении можно считать, что изменение амплитуд A_p и A_l обусловлено только лазерным взаимодействием. Из уравнений (3а)–(3в) в области $A_s \ll A_{l,p}$ найдем, что

$$\begin{aligned} A_{l,p} & \approx [\gamma_{l,p}^{-1} + 2G_{l,p} \gamma_{l,p}^{-1} (t - t_{\text{нас}})]^{1/2}, \\ A_s & \approx (1/5) \gamma_j q_s G_j^{-1} [\gamma_j^{-1} + 2G_j \gamma_j^{-1} (t - t_{\text{нас}})]^{5/2}. \end{aligned} \quad (8)$$

Из выражений (8) нетрудно оценить время, необходимое для достижения полей, близких к стационарным; для этого достаточно положить в (8) $A_{l,p} = 0,5 \bar{A}_{l,p}$ и $A_s = 0,5 \bar{A}_s$.

3. Проведем некоторые оценки. Возьмем следующие параметры лазера на красителе: $N_{l,p} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N = 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $d_{l,p} \approx 10^{-18} \text{ CGSE}$, $\kappa_{(3)} \approx 10^{-30} \text{ CGSE}$, $T_1 = 10^{-10} \text{ с}$, $(T_2)_{l,p} = 10^{-13} \text{ с}$, $\tau_{l,p} \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ с}$, $\tau_s \approx 3 \cdot 10^{-9} \text{ с}$, $F = 10^{-2}$. Значения $\tau_{l,p,s}$ и F вычислены в предположении, что длина резонатора равна 30 см, коэффициенты потерь за один проход для полей $E_{l,p}$ равны 0,05, а для поля E_s — 0,3, длины актив-

ных сред — около 0,3 см. Тогда: $G_j \approx 6 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ (это соответствует коэффициенту усиления 60 см^{-1}); $q_j \approx 6 \cdot 10^{-1}$ ед. CGSE, $r_j \approx 6 \cdot 10^{-3}$ ед. CGSE, $\gamma_j \approx 4 \cdot 10^{-5}$ ед. CGSE. При таких параметрах $\chi_{NR}(\omega_s) N > \chi_R(\omega_s) N_l$ и, следовательно, нерезонансное параметрическое взаимодействие играет главную роль в генерации поля E_s . Стационарные значения полей найдем из (6): $\bar{A}_s \approx 5,3$ ед. CGSE (это соответствует интенсивности поля $\bar{I}_s \approx 1,4 \cdot 10^4 \text{ Вт/см}^2$), $\bar{A}_l \approx 1,8 \cdot 10^3$ ед. CGSE ($\bar{I}_l \approx 1,6 \text{ ГВт/см}^2$), $\bar{A}_p \approx 1,25 \cdot 10^3$ ед. CGSE ($I_p \approx 785 \text{ МВт/см}^2$). Если потери в резонаторе обусловлены в основном прозрачностью его зеркал, то соответствующие интенсивности на выходе ПГС равны $\bar{I}_s^{\text{вых}} \approx 4 \cdot 10^3 \text{ Вт/см}^2$, $\bar{I}_l^{\text{вых}} \approx 78,5 \text{ МВт/см}^2$, $\bar{I}_p^{\text{вых}} \approx 39,3 \text{ МВт/см}^2$.

При большем коэффициенте усиления, например 180 см^{-1} ($N_j = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), интенсивности полей на выходе $\bar{I}_s^{\text{вых}} \approx 1,1 \cdot 10^5 \text{ Вт/см}^2$, $\bar{I}_l^{\text{вых}} \approx 240 \text{ МВт/см}^2$, $\bar{I}_p^{\text{вых}} \approx 118 \text{ МВт/см}^2$.

При приближении частоты накачки ω_p к резонансной частоте ω_l величина поляризуемости $\chi_{(3)}$ растет, в результате чего, по крайней мере на начальном участке взаимодействия, выполняется условие $\chi_R(\omega_s) N_l \gamma_l \gg \chi_{NR}(\omega_s) N$. Предельное значение поля \bar{A}_s в такой ситуации не меньше значения, даваемого (7), поскольку при росте A_l разность населенностей η_l падает и усиление A_s осуществляется не только за счет резонансного, но и за счет нерезонансного процессов. При $\chi_{(3)} \approx 10^{-27}$ ед. CGSE из (7) найдем $\bar{I}_s \approx 7,8 \cdot 10^3 \text{ Вт/см}^2$ ($\bar{I}_p^{\text{вых}} \approx 2,3 \cdot 10^3 \text{ Вт/см}^2$).

Время достижения значения $A_s = 0,5 \bar{A}_s$, оцененное из (8) при $N_j = (1 \div 3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, составляет $(6 \div 8) \cdot 10^{-9} \text{ с}$ (число проходов в резонаторе не менее 6—8).

4. Итак, проведенные расчеты свидетельствуют о возможности построения внутрирезонаторного ПГС на основе четырехволновых процессов непосредственно в активных средах лазеров, например, лазеров на красителях. Кроме известных достоинств внутрирезонаторных ПГС здесь следует отметить возможность плавной перестройки частот путем изменения частот лазеров ω_l и ω_p , не меняя при этом геометрии взаимодействующих пучков. Это связано со слабой критичностью четырехволнового процесса к волновой расстройке. Такой ПГС с успехом может быть использован в лазерной спектроскопии оптического смещения, где требуется плавно перестраиваемое излучение на нескольких частотах. Например, при использовании активных сред лазеров на красителях можно создать источник перестраиваемого лазерного излучения в трех диапазонах длин волн: $\lambda_l = 570 \div 630 \text{ нм}$, $\lambda_p = 650 \div 800 \text{ нм}$, $\lambda_s = 670 \div 2000 \text{ нм}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Крочик Г. М., Хронопуло Ю. Г. — Квантовая электроника, 1978, 5, с. 2065.
2. Башлакова Н. П., Крочик Г. М., Хронопуло Ю. Г. Тезисы докладов на сессии Научного совета АН СССР по проблеме «Когерентная и нелинейная оптика». — Ташкент: ФАН, 1979. — С. 15.
3. Бутенин А. В., Коган Б. Я., Хронопуло Ю. Г. Письма в ЖТФ, 1976, 2, с. 261.
4. Бутылкин В. С., Каплан А. Е., Хронопуло Ю. Г., Якубович Е. И. Резонансные взаимодействия света с веществом. — М.: Наука, 1977.

A POSSIBILITY OF CREATING OF A PARAMETRIC LIGHT GENERATOR ON THE BASIS OF FOUR-WAVE INTERACTION IN ACTIVE MEDIA

N. P. Bashlakova, V. R. Blok, G. M. Krochik, Yu. G. Khronopulo

A possibility is considered for creating a parametric light generator (PLG) on the basis of four-wave interaction in an active medium $\omega_l = 2\omega_p - \omega_s = \omega_{21}$, $\omega_s < \omega_p < \omega_{21}$ (ω_{21} is the frequency of the laser transition, ω_l, p, s are the frequencies of laser pumping and generating waves, respectively). Expressions have been derived for stationary values of fields to which they are tend in the process of laser amplification and simultaneous parametric interaction. Two limiting cases have been isolated depending on the relation between resonance $\chi_R(\omega_s)$ and nonresonance $\chi_{NR}(\omega_s)$ parametric susceptibility. Estimations made for parameters of a dye laser testify to the possibility of creating of a similar PLG and obtaining by it a retuned radiation in three wave ranges, for example, $\lambda_l = 570 + 630$ nm, $\lambda_p = 650 + 800$ nm, $\lambda_s = 670 + 2000$ nm.

Т. XX, № 2, 1980 г.

(Окончание)

Г. В. Гивишвили, М. Д. Флигель, Л. Н. Лещенко, Ю. А. Афиногенов, В. А. Гарбацевич. Планетарное распределение поглощения радиоволн в ионосфере.

Рассмотрены данные о поглощении, полученные методом А1 в восьми рейсах советских и зарубежных научно-исследовательских судов. Их анализ указывает на наличие региональной структуры в глобальном распределении поглощения. Обнаружено, что области повышенного поглощения близки либо совпадают с зонами резкого уменьшения электронной концентрации в ночные часы на уровне примерно 250 км

Ю. Н. Горшков. Частотно-временные и спектрально-энергетические особенности среднеширотного ОНЧ шумового фона.

Приводятся результаты исследования экспериментальных характеристик ОНЧ регулярного шумового фона, подтверждающие концепцию двух разнесенных по частоте источников его генерации. Сделаны оценки энергии резонансных электронов, ответственных за возбуждение высокочастотной полосы шумового фона и высоты области его генерации

А. А. Арыков, Ю. П. Мальцев. Магнитосферное эхо после импульсного включения наземного вертикального магнитного диполя.

Исследовано поле сигнала, отраженного сопряженной ионосферой и вернувшегося к источнику. Показано, что днем магнитное поле магнитосферного эхо описывается полем квадруполья, возникающего в момент прихода эхо в точке, расположенной зеркально относительно нижней кромки ионосферы. Ночью можно выделить две зоны — ближнюю и дальнюю, в каждой из которых поле приблизительно квадрупольно

В. Н. Савченко, В. П. Смагин. Поля магнитной индукции морских ветровых волн в прибрежной и шельфовой зонах.

Рассчитаны поля магнитной индукции морских ветровых вихревых волн длиной от 5 до 200 м в прибрежной и шельфовой зонах с учетом структуры геомагнитного поля и распределения электропроводности морской воды в северных, умеренных и экваториальных широтах Мирового океана.