

Моделирование внутрирезонаторного оптического параметрического генератора с модуляцией добротности на основе уравнений баланса*

А.Кешаварз, С.Самими

На основе уравнений баланса построена уточненная модель внутрирезонаторного оптического параметрического генератора (ВОПГ) с модуляцией добротности, учитывающая собственное вынужденное комбинационное рассеяние. Уравнения баланса численно решены и проанализированы в приближении плоских волн для гауссова профиля пучка при различных условиях. Численное решение уравнений баланса получено также для пучка с распределением поля TEM_{00} . Проведенный анализ показал, что собственное вынужденное комбинационное рассеяние вызывает уменьшение мощности выходного сигнала и увеличение ширины сигнального импульса. С помощью данной модели предсказано, что мощность выходного сигнала можно увеличить за счет увеличения отношения времен жизни для комбинационных и основных фотонов. Это предполагает возможность экспериментального определения коэффициента усиления для собственного комбинационного рассеяния. Кроме того, представленная модель позволяет регенерировать многоимпульсный режим сигнального пучка ВОПГ. По сравнению с предыдущими исследованиями данная модель является более точной для разработки и оптимизации однорезонаторных ВОПГ.

Ключевые слова: внутрирезонаторный оптический параметрический генератор, собственное вынужденное комбинационное рассеяние.

1. Введение

Лазерные источники излучения среднего ИК диапазона, перестраиваемые в полосе частот, безопасных для глаз человека, находят широкое применение в спектроскопии, военной технике, для измерения дальности и др. Однако, используя обычные активные среды лазеров, трудно получить такой перестраиваемый источник излучения. В последние годы разработаны внутрирезонаторные оптические параметрические генераторы (ВОПГ), обеспечивающие на практике лазерное излучение, перестраиваемое в этой полосе частот, с использованием температурных методик и условий фазового квазисинхронизма [1–5]. На основе системы уравнений баланса создана теоретическая модель, успешно описывающая характеристики ВОПГ в импульсном режиме [6]. В приближении плоских волн теоретически исследованы выходные характеристики ВОПГ на КТА и влияние отбора мощности [7–9]. ВОПГ на Nd:YAG/КТА ЮРО с модуляцией добротности был также теоретически исследован с помощью пространственных уравнений баланса [10]. Конструкция и работа твердотельного ВКР-лазера описаны в [11]. Внутрирезонаторные ВКР-лазеры промоделированы на основе систем уравнений баланса в [12–17]. Однако в некоторых кристаллах (например, Nd:YVO₄ и Nd:GdVO [18, 19]) возникает собственное ВКР, в результате чего существенная часть лазерных фотонов не взаимодействует с нелинейным кристаллом, поскольку они

перепоглощаются в активной среде и конвертируются в фотоны комбинационного рассеяния, не удовлетворяющие условиям синхронизма в нелинейном кристалле.

Собственное ВКР не рассматривалось в предшествующих исследованиях ВОПГ-систем. В настоящей работе оно включено в рассмотрение. Проанализированы уравнения баланса, численно исследованы мощность выходного сигнала, длительность и форма импульса выходного излучения.

2. Экспериментальная установка

Типичная схема ВОПГ показана на рис.1. Основной пучок, усиливаемый активной средой лазера, распространяется в резонаторе, образованном зеркалами 31 и 32. Зеркало 33 пропускает излучение на основной длине волны и отражает на сигнальной длине волны. Зеркало 32 частично пропускает излучение на сигнальной длине волны, поскольку часть энергии сигнального излучения должна выходить из резонатора, образованного зеркалами 33 и 32, в качестве выходного сигнала ВОПГ. Другими словами, сигнальная волна является собственной волной резонатора, образованного зеркалами 33 и 32. В рассматриваемом здесь однорезонаторном варианте

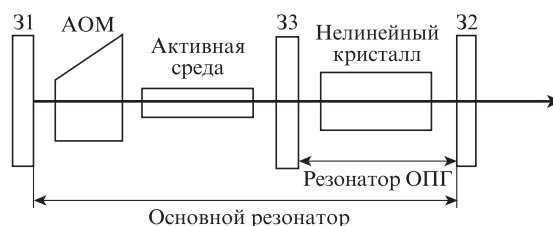


Рис.1. Схема внутрирезонаторного оптического параметрического генератора [7, 20].

* Перевод с англ. В.Л.Дербова.

ВОПГ все оптические элементы схемы прозрачны для холостой волны.

3. Теоретическая модель

С учетом собственного ВКР уравнения баланса [6, 12] для ВОПГ с активной модуляцией добротности могут быть обобщены следующим образом:

$$\frac{dn(r, z, t)}{dt} = -\gamma c \sigma n(r, z, t) \phi_1(r, z, t), \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \int_{C_1} \frac{d\phi_1(r, z, t)}{dt} dV &= \int_{LC} c \sigma \phi_1(r, z, t) n(r, z, t) dV \\ &- \int_{LC} c \sigma_r \phi_1(r, z, t) \phi_r(r, z, t) dV \\ &- \int_{NLC} c \sigma_{nl} \phi_s(r, z, t) \phi_s(r, z, t) dV \\ &- \frac{1}{\tau_1} \int_{C_1} \phi_1(r, z, t) dV, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \int_{C_2} \frac{d\phi_s(r, z, t)}{dt} dV &= \int_{NLC} c \sigma_{nl} \phi_s(r, z, t) \phi_s(r, z, t) dV \\ &- \frac{1}{\tau_s} \int_{C_2} \phi_s(r, z, t) dV, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \int_{C_3} \frac{d\phi_r(r, z, t)}{dt} dV &= \int_{LC} c \sigma_r \phi_1(r, z, t) \phi_r(r, z, t) dV \\ &- \frac{1}{\tau_r} \int_{C_3} \phi_r(r, z, t) dV + k_{sp} \int_{C_3} \phi_1(r, z, t) dV. \end{aligned} \quad (4)$$

Уравнение (1) является уравнением баланса для инверсии заселенностей, а уравнения (2), (3) и (4) описывают баланс числа основных лазерных, сигнальных и комбинационных фотонов соответственно. В уравнение (2), в отличие от предыдущих работ, добавлено второе слагаемое, чтобы учесть влияние собственного ВКР, а уравнение (4) введено впервые для учета генерации фотонов ВКР.

В уравнениях (1)–(4): γ – фактор затухания инверсии заселенностей в усиливающей среде; $n(r, z, t)$ – плотности инверсии заселенностей; $\phi_1(r, z, t)$, $\phi_s(r, z, t)$ и $\phi_r(r, z, t)$ – плотности числа фотонов основного излучения, сигнала и ВКР соответственно; $\phi_{1s}(r, z, t)$ – плотность числа основных фотонов в нелинейном кристалле. C_1 , C_2 , C_3 , LC и NLC обозначают пространственные области интегрирования в основном резонаторе, резонаторах ВКР и ОПГ, лазерном кристалле и нелинейном кристалле соответственно. Используются также следующие обозначения: c – скорость света в вакууме; σ – сечение вынужденного испускания на лазерном переходе; k_{sp} – коэффициент спонтанного комбинационного рассеяния; τ_1 , τ_r и τ_s – времена жизни основных, комбинационных и сигнальных фотонов в резонаторе, определяемые как

$$\tau_j = \frac{t_{vj}}{L_j + \ln(1/R_j)}, \quad j = 1, r, s. \quad (5)$$

Здесь t_{vj} , L_j и R_j – время жизни фотона в резонаторе, коэффициент внутренних потерь за один обход резонатора и коэффициент отражения выходного зеркала соответ-

ственно. Индексы 1, r и s обозначают основные, комбинационные и сигнальные фотоны.

Параметры σ_r и σ_{nl} – эффективные сечения комбинационного рассеяния и нелинейного преобразования, определяемые как [7, 12]

$$\sigma_r = g c \hbar \omega_r, \quad (6)$$

$$\sigma_{nl} = \frac{\hbar \omega_1 \omega_s \omega_{id} d_{eff}^2 l_{nl}}{\epsilon_0 c^2 n_1^2 n_s^2 n_{id}} \left(1 - \frac{\alpha_{id} l_{nl}}{3} \right), \quad (7)$$

где g – коэффициент усиления ВКР для активной среды лазера; ω_r – циклическая частота комбинационных фотонов; $\hbar = h/(2\pi)$, h – постоянная Планка; ω_1 , ω_s и ω_{id} – циклическая частота фотонов основной, сигнальной и холостой волн; d_{eff} – эффективный коэффициент нелинейного взаимодействия; l_{nl} – длина нелинейного кристалла; α_{id} – коэффициент поглощения на длине волны холостого излучения; ϵ_0 – диэлектрическая постоянная вакуума; n_1 , n_s и n_{id} – средние показатели преломления для основной, сигнальной и холостой волны соответственно.

3.1. Уравнения баланса в приближении плоских волн

В приближении плоских волн инверсия заселенностей и плотности числа фотонов зависят только от времени. В этом приближении уравнения баланса можно представить в виде

$$\frac{dn(t)}{dt} = -\gamma c \sigma n(t) \phi_1(t), \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\phi_1(t)}{dt} &= c \sigma \frac{l_{lc}}{l_f} n(t) \phi_1(t) - c \sigma_r \frac{l_{lc}}{l_f} \phi_1(t) \phi_r(t) \\ &- c \sigma_{nl} \frac{l_{nl}}{l_f} \phi_1(t) \phi_s(t) - \frac{1}{\tau_1} \phi_1(t), \end{aligned} \quad (9)$$

$$\frac{d\phi_s(t)}{dt} = c \sigma_{nl} \frac{l_{nl}}{l_{OPO}} \phi_1(t) \phi_s(t) - \frac{1}{\tau_s} \phi_s(t), \quad (10)$$

$$\frac{d\phi_r(t)}{dt} = c \sigma_r \frac{l_{lc}}{l_f} \phi_1(t) \phi_r(t) - \frac{1}{\tau_r} \phi_r(t) + k_{sp} \phi_1(t). \quad (11)$$

Здесь l_f и l_{OPO} – оптические длины основного резонатора лазера и резонатора ОПГ соответственно, а l_{lc} – длина лазерного кристалла.

Пороговое значение плотности инверсии заселенностей для основного лазера можно получить, полагая $d\phi_1(t)/dt$, $\phi_1(t)$, $\phi_s(t)$ и $\phi_r(t)$ равными нулю в уравнении (9). Тогда

$$n_{th} = \frac{L_1 + \ln(1/R_1)}{2\sigma l_{lc}}. \quad (12)$$

Для нахождения нормированных уравнений баланса введем параметры

$$\Phi_j(\tau) = \frac{2\gamma \sigma l_{lc}}{\ln(1/R_1) + L_1} \phi_j(t), \quad j = 1, s, r, \quad (13)$$

$$\tau = \frac{t}{\tau_1} [\ln(1/R_1) + L_1], \quad (14)$$

$$N(\tau) = n/n_{th}, \quad (15)$$

$$K_{sp} = \frac{l_{rl}}{\ln(1/R_l) + L_l} k_{sp}. \tag{16}$$

Постановка этих параметров в уравнения баланса (8)–(11) дает

$$\frac{dN}{d\tau} = -N\Phi_1, \tag{17}$$

$$\frac{d\Phi_1}{d\tau} = N\Phi_1 - M_r\Phi_1\Phi_r - M_s\Phi_1\Phi_s - \Phi_1, \tag{18}$$

$$\frac{d\Phi_s}{d\tau} = G\Phi_1\Phi_s - K_s\Phi_s, \tag{19}$$

$$\frac{d\Phi_r}{d\tau} = M_r\Phi_1\Phi_r - K_r\Phi_r + K_{sp}\Phi_1. \tag{20}$$

Здесь

$$M_r = \frac{\sigma_r l_c}{\gamma \sigma l_f}, \quad M_s = \frac{\sigma_{nl} l_{nl}}{\gamma \sigma l_f}, \quad G = \frac{M_s l_f}{l_{OPO}},$$

а относительные потери определяются как

$$K_j = \frac{\ln(1/R_j) + L_j}{\ln(1/R_l) + L_l}, \quad j = s, r. \tag{21}$$

Уравнения баланса (17)–(20) описывают ВОПГ в приближении плоских волн.

3.2. Пространственно-зависимые уравнения баланса

Чтобы учесть пространственное распределение поля в пучках, предположим, что основное, комбинационное и сигнальное излучения имеют гауссов поперечный профиль (мода TEM₀₀).

$$\phi_j(r, t) = \phi_j(t) \exp\left(\frac{-2r^2}{w_j^2}\right), \quad j = 1, s, r. \tag{22}$$

Для плотности числа основных фотонов в нелинейном кристалле $\phi_{1s}(r, t)$ положим

$$\phi_{1s}(r, t) = \phi_{1s}(t) \exp\left(\frac{-2r^2}{w_{1s}^2}\right), \tag{23}$$

где $\phi_{1s}(t)$ связано с $\phi_1(t)$ законом сохранения потока фотонов:

$$w_1^2 \phi_1(t) = w_{1s}^2 \phi_{1s}(t). \tag{24}$$

Здесь w_{1s} – диаметр пучка основного излучения в нелинейном кристалле. Для лазерных диодов с торцевой накачкой и четырехуровневой схемой генерации рабочей среды разумно предположить, что исходная плотность инверсии заселенностей имеет гауссов пространственный профиль [21]:

$$n(r) = n(0) \exp\left(\frac{-2r^2}{w_p^2}\right), \tag{25}$$

где $n(0)$ – начальная плотность инверсии заселенностей на оси усиливающей среды, а w_p – диаметр пучка накач-

ки в усиливающей среде. С помощью пространственных уравнений баланса находим модифицированное выражение для пороговой начальной плотности инверсии заселенностей

$$n_{th} = \frac{L_l + \ln(1/R_l)}{2\sigma l_c} \left(1 + \frac{w_1^2}{w_p^2}\right). \tag{26}$$

Введем обозначения

$$\beta = \left(1 + \frac{w_1^2}{w_p^2}\right)^{-1}, \quad M_{rs} = M_r \left(1 + \frac{w_1^2}{w_r^2}\right)^{-1}, \quad M_{ss} = M_s \left(1 + \frac{w_{1s}^2}{w_s^2}\right)^{-1},$$

$$G_s = M_{ss} \frac{l_f}{l_{OPO}} \frac{w_1^2}{w_s^2}, \quad M_{rl} = M_r \frac{w_1^2}{w_r^2}, \quad K_{sps} = K_{sp} \frac{w_1^2}{w_r^2}.$$

Тогда модифицированные пространственные уравнения баланса имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi_1(\tau)}{d\tau} &= \Phi_1(\tau) N(0) \int_0^1 \exp[-F(\tau)y^\beta] dy \\ &\quad - M_{rs}\Phi_1(\tau)\Phi_r(\tau) - M_{ss}\Phi_1(\tau)\Phi_s(\tau) - \Phi_1(\tau), \end{aligned} \tag{27}$$

$$\frac{d\Phi_s(\tau)}{d\tau} = G_s\Phi_1(\tau)\Phi_s(\tau) - K_s\Phi_s(\tau), \tag{28}$$

$$\frac{d\Phi_r(\tau)}{d\tau} = M_{rl}\Phi_1(\tau)\Phi_r(\tau) + K_{sps}\Phi_1(\tau) - K_r\Phi_r(\tau), \tag{29}$$

$$\frac{dF(\tau)}{d\tau} = \Phi_1(\tau). \tag{30}$$

Уравнения (27)–(30) представляют собой нормированные пространственные уравнения баланса, описывающие характеристики ВОПГ.

4. Численный анализ

В данном разделе уравнения баланса (17)–(20) и (27)–(30) решаются численно. Для численного анализа пространственных уравнений баланса требуется определить отношение диаметров пучков основной моды лазера и моды накачки w_1/w_p . При этом предполагается, что максимальное пространственное перекрытие пучков происходит при $w_1/w_p = 1$.

На рис.2 представлены временные зависимости плотности числа фотонов в приближении плоских волн для двух значений относительного времени жизни комбина-

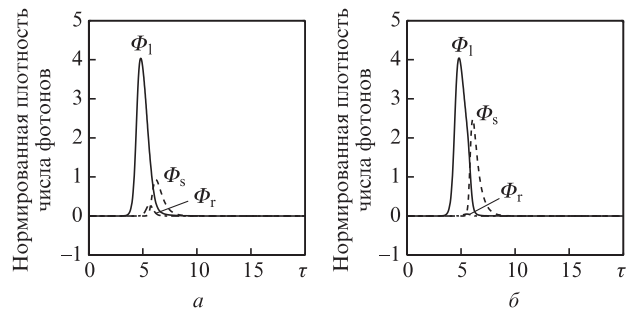


Рис.2. Плотности числа основных, сигнальных и комбинационных фотонов в зависимости от времени в приближении плоских волн при $K_r = 5$ (а) и 7 (б) ($N(0) = 7$, $M_r = 3$, $M_s = 2$, $G = 6$, $K_{sp} = 10^{-3}$, $K_s = 2$).

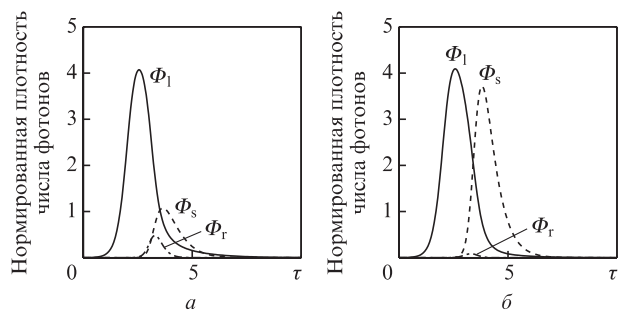


Рис.3. Плотности числа основных, сигнальных и комбинационных фотонов в зависимости от времени для пучков с гауссовым профилем при $K_r = 5$ (а) и 7 (б) ($N(0) = 5.2$, $M_{rs} = 2.85$, $M_{ss} = 0.5$, $G_s = 2.6$, $M_{r1} = 2.85$, $K_{sps} = 10^{-3}$, $K_s = 2$).

ционных фотонов. Видно, что плотность числа сигнальных фотонов растет с ростом относительного времени жизни комбинационных фотонов.

На рис.3 приведены аналогичные зависимости, рассчитанные с помощью пространственных уравнений баланса при выполнении условия полного пространственного перекрытия пучков $w_1/w_p = 1$. Из сравнения рис.2 и 3 можно сделать вывод, что импульсы, рассчитанные в приближении плоских волн, получаются более узкими, чем импульсы, рассчитанные с помощью уравнений, учитывающих пространственную структуру пучков.

На рис.4 длительность сигнала импульса показана как функция нормированного коэффициента усиления ВКР. Видно, что ширина сигнала импульса имеет максимум. Коэффициент усиления ВКР кристалла можно определить по значению этого максимума посредством следующих шагов.

Шаг 1: В уравнениях (27) и (29) параметры M_{rs} , M_{r1} и K_{sps} являются функциями отношения диаметров пучков основного и комбинационного излучений (w_1/w_r). Следовательно, для конкретной экспериментальной установки длительность импульса можно изменять, если варьировать w_1/w_r . Параметр $(w_1/w_r)_{max}$, соответствующий импульсу максимальной длительности, может быть получен экспериментально.

Шаг 2: Нормированный коэффициент усиления ВКР $(M_{rs})_{max}$, при котором формируется сигнал импульс максимальной длительности, вычисляется на основе рассматриваемой модели.

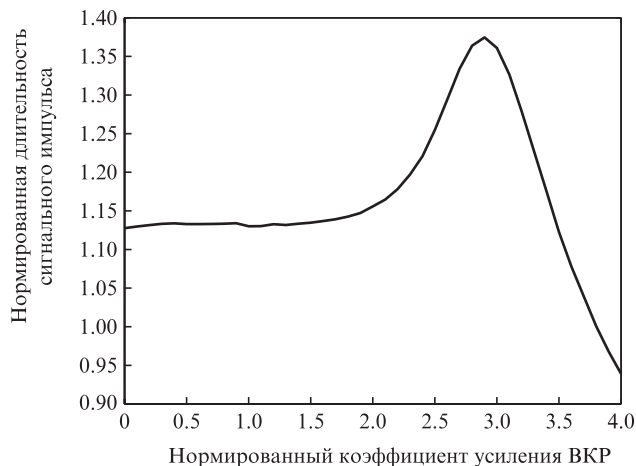


Рис.4. Длительность импульса как функция нормированного коэффициента усиления ВКР при $N(0) = 5.2$, $M_{ss} = 0.5$, $G_s = 2.6$, $K_{sps} = 10^{-3}$, $K_s = 2$ и $K_r = 5$.

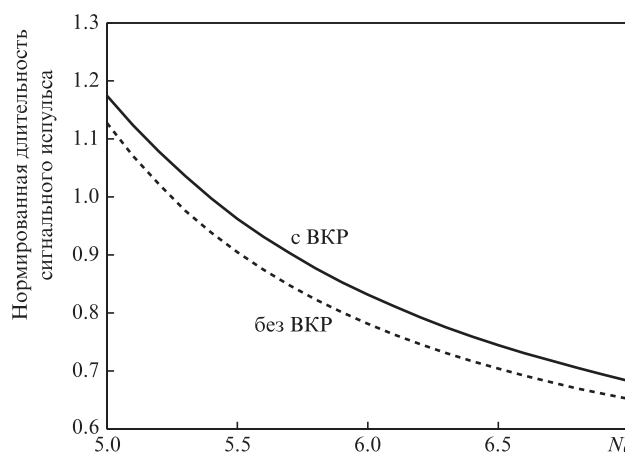


Рис.5. Длительность сигнала импульса как функция нормированной начальной инверсии заселенностей при $M_{rs} = 2.85$, $M_{ss} = 0.5$, $G_s = 2.6$, $K_{sps} = 10^{-3}$, $K_s = 2$ и $K_r = 5$.

Шаг 3: Наконец, коэффициент усиления ВКР лазерного кристалла определяем с помощью соотношения

$$g = \gamma \sigma \frac{l_f}{c \hbar \omega_r l_{lc}} \left[1 + \left(\frac{w_1}{w_r} \right)_{max}^2 \right] (M_{rs})_{max}. \tag{31}$$

На рис.5 приведены зависимости от начальной инверсии заселенностей нормированных длительностей сигнала импульса, рассчитанные с учетом собственного ВКР и без него. Более длинный импульс получается при учете ВКР.

Выходная мощность сигнала волны пропорциональна интегралу от нормированной плотности числа сигнальных фотонов по нормированному времени [15]. Поэтому на рис.6 показан результат интегрирования нормированной плотности числа сигнальных фотонов по нормированному времени Φ_s^{integ} как функция нормированной начальной инверсии заселенностей. Собственное ВКР вызывает уменьшение Φ_s^{integ} , поскольку большее число основных фотонов перепоглощается в усиливающей среде, преобразуется за счет ВКР в комбинационные фотоны и далее не участвует в нелинейном взаимодействии с нелинейным кристаллом.

Представленная модель позволяет описывать многоимпульсные режимы, обнаруженные в экспериментальных исследованиях [22–25]. На рис.7 и 8 приведены зависимо-

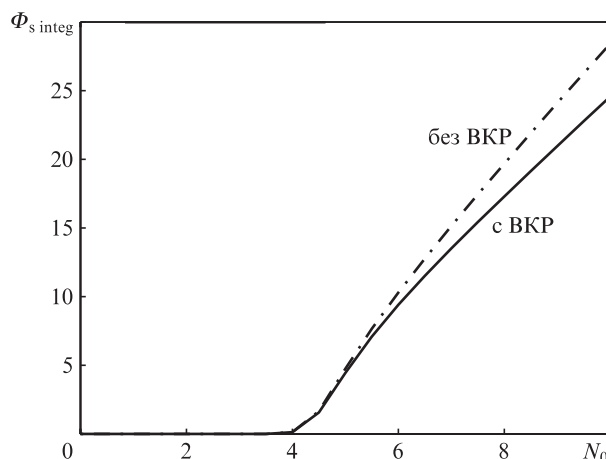


Рис.6. Зависимость Φ_s^{integ} от начальной инверсии заселенностей при $M_{rs} = 2.85$, $M_{ss} = 0.5$, $G_s = 2.6$, $K_{sps} = 10^{-3}$, $K_s = 2$ и $K_r = 5$.

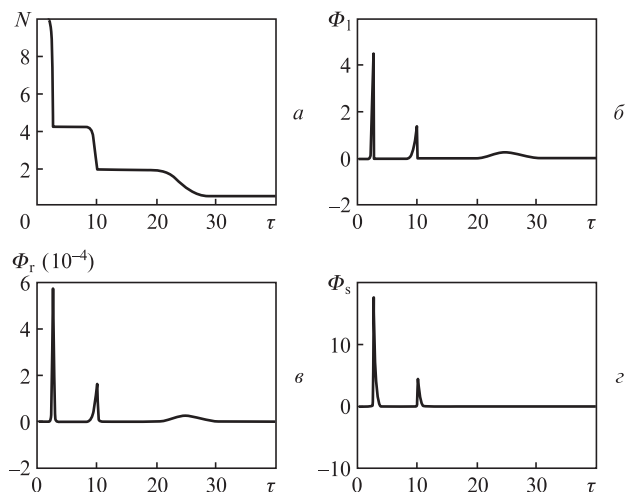


Рис.7. Характеристики многоимпульсной генерации для лазерного кристалла Nd:YVO₄ и нелинейного кристалла КТР в приближении плоских волн: нормированная инверсия заселенностей (а), плотности числа лазерных (б), комбинационных (в) и сигнальных фотонов (з).

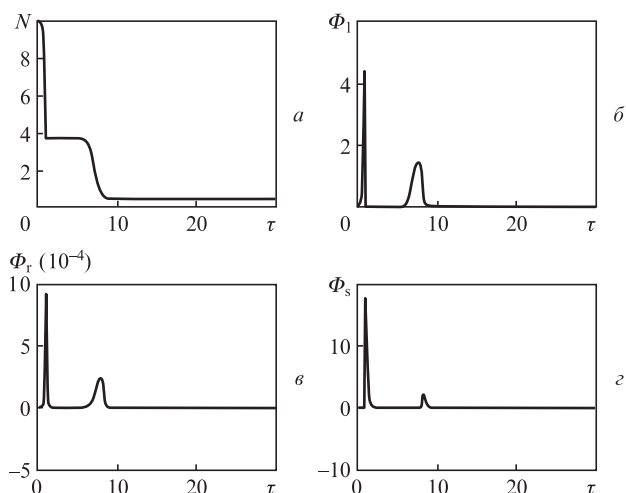


Рис.8. Характеристики многоимпульсной генерации для лазерного кристалла Nd:YVO₄ и нелинейного кристалла КТР для пучков с гауссовым профилем: нормированная инверсия заселенностей (а), плотности числа лазерных (б), комбинационных (в) и сигнальных фотонов (з).

сти от времени нормированной инверсной заселенности и импульсы основного, комбинационного и сигнального излучений для модельной установки, в которой в качестве лазерной и нелинейной среды использовались кристаллы Nd:YVO₄ и КТР соответственно.

5. Заключение

Собственное ВКР играет важную роль в ВОПГ на основе таких лазерных сред, как, например, кристалл Nd:YVO₄, поскольку в них возникает собственное ВКР. Для уменьшения его влияния необходимо увеличивать потери для комбинационного излучения, что можно ре-

ализовать путем соответствующего подбора параметров выходного элемента для длины волны ВКР. Предложен практический метод определения коэффициента усиления ВКР, основанный на анализе пространственных уравнений баланса. Из-за влияния собственного ВКР увеличивается длительность импульса сигнального излучения, при этом выходная мощность уменьшается, поскольку часть фотонов основного излучения преобразуется в комбинационные фотоны, которые не участвуют во взаимодействии с нелинейным кристаллом. С помощью представленной в настоящей работе модели можно теоретически исследовать многоимпульсную генерацию ВОПГ. По сравнению с описанной ранее моделью, предлагаемая модель обеспечивает более высокую точность расчетов, необходимых для разработки и оптимизации систем ВОПГ.

- Ding X., Sheng Q., Chen N., Yu X.-Y., Wang R., Zhang H., Wen W.-Q., Wang P., Yao J.-Q. *Chin. Phys. B*, **18** (10), 4314 (2009).
- Wan Y., Zeng Q.-Y., Zhu D.-Y., Han K., Li T., Han H., Yu S.-F., Su X.-Z. *Chin. Phys.*, **13** (9), 1402 (2004).
- Liu J.-L., Liu Q., Li H., Li P., Zhang K.-S. *Chin. Phys. B*, **20** (11), 114215 (2011).
- Lin X.-C., Kong Y.-P., Zhang Y., Zhang J., Yao A.-Y., Bi Y., Sun Z.-P., Cui D.-F., Wu Li R.-N., Ling A., et al. *Chin. Phys.*, **13** (7), 1042 (2004).
- Ding X., Yao J.-q., Yu Y.-z., Yu X.-y., Xu J.-j., Zhang G.-y. *Chin. Phys.*, **10** (8), 725 (2001).
- Debuisschert T., Raffy J., Pocholle J.-P., Papuchon M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **13** (7), 1569 (1996).
- Bai F., Wang Q., Liu Zh., Zhang X., Wan X., Lan W., Jin G., Tao X., Sun Y. *Opt. Express*, **20** (2), 807 (2012).
- Li G., Wang Q., Bai F., Gao Y., Zheng G., Zhao Y., Chen K. *Laser Phys.*, **23** (2), 025402 (2013).
- Huang Y.P., Huang Y.J., Cho C.Y., Chen Y.F. *Opt. Express*, **21** (6), 7583 (2013).
- Liu Z., Wang Q., Zhang X., Chang J., Wang H., Fan S., Sun W., Jin G., Tao X., Zhang S., et al. *Appl. Phys. B*, **92** (1), 37 (2008).
- Pask H.M.I. *Prog. Quantum Electron.*, **27** (1), 3 (2003).
- Bai F., Wang Q., Liu Zh., Zhang X., Wan X., Lan W., Jin G., Zhang H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **48** (5), 581 (2012).
- Kazzaz A., Ruschin Sh., Shoshan I., Ravnitsky G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30** (12), 3017 (1994).
- Ding Sh., Zhang X., Wang Q., Chang J., Wang Sh., Liu Y. *IEEE J. Quantum Electron.*, **43** (8), 722 (2007).
- Zhang X., Zhao Sh., Wang Q., Ozygus B., Weber H. *J. Opt. Soc. Am. B*, **17** (7), 1166 (2000).
- Loiko Yu.V., Demidovich A.A., Burakevich V.V., Voitovich A.P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **22** (11), 2450 (2005).
- Murray J.T., Austin W.L., Powell R.C. *Opt. Mater.*, **11** (4), 353 (1999).
- Ding Sh., Zhang X., Wang Q., Su F., Jia P., Li Sh., Fan Sh., Chang J., Zhang S., Liu Zh. *IEEE J. Quantum Electron.*, **42** (9), 927 (2006).
- Chen Y.F. *Opt. Lett.*, **29** (16), 1915 (2004).
- Huang H.T., He J.L., Dong X.L., Zuo C.H., Zhang B.T., Qiu G., Liu Z.K. *Appl. Phys. B*, **90** (1), 43 (2008).
- Zhang X., Zhao Sh., Wang Q., Ozygus B., Weber H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35** (12), 1912 (1999).
- Dabu R., Fenic C., Stratan A. *Appl. Opt.*, **40** (24), 4334 (2001).
- Chen Y.F., Chen S.W., Tsai S.W., Lan Y.P. *Appl. Phys. B*, **77** (5), 505 (2003).
- Yang J.-F., Zhang B.-T., He J.-L., Huang H.-T., Dong X.-L., Xu J.-L., Zuo C.-H., Zhao S., Yang X.-Q., Qiu G., et al. *Appl. Phys. B*, **98** (1), 49 (2010).
- Cho C.Y., Chen Y.C., Huang Y.P., Huang Y.J., Su K.W., Chen Y.F. *Opt. Express*, **22** (7), 7625 (2014).