

# Вынужденное комбинационное рассеяние света в фотонном кристалле

Р.Г.Запорожченко, С.Я.Килин, А.Г.Смирнов

*Представлены результаты расчета вынужденного комбинационного рассеяния фемтосекундных импульсов в периодической структуре, состоящей из чередующихся четвертьволновых слоев плавленого кварца и кристалла Nd:KGW. Анализ расчетов показал, что эффективное ВКР-преобразование накачки возможно получить за счет увеличения плотности состояний электромагнитного поля при варьировании спектральных свойств периодической структуры.*

**Ключевые слова:** фотонный кристалл, фемтосекундные импульсы света, вынужденное комбинационное рассеяние.

## Введение

Периодические диэлектрические структуры, пространственные периоды которых близки к длине волны излучения, при определенных соотношениях между показателями преломления формируют так называемые фотонные кристаллы, перспективные для применения в новых устройствах, использующих фемтосекундные импульсы света [1–5]. Характерной особенностью таких устройств, как и полупроводниковых, является их способность формировать запрещенную зону для определенных частот.

Фотонные кристаллы исследуются с целью применения их в лазерах, оптических компьютерах и других устройствах. Это могут быть как структуры типа опала с внесенными в него частицами вещества, обладающего нелинейными свойствами, так и многослойные кристаллические структуры. В настоящее время большое число работ посвящено как технологии их выращивания, так и моделированию процессов взаимодействия излучения с периодическими структурами.

В [4, 5] предложены методы расчета взаимодействия излучения с фотонными кристаллами с применением быстрого фурье-преобразования (БФП). Подобный подход был далее развит нами в [6–8] для расчета генерации УКИ в лазере с вынужденной синхронизацией мод и отрицательной обратной связью, а также для анализа ГВГ фемтосекундными импульсами света в фотонном кристалле. Полученные результаты показывают эффективность использования метода БФП для моделирования взаимодействия излучения УКИ с периодическими структурами.

В настоящей работе представлены результаты численного моделирования ВКР излучения фемтосекундного импульса в периодической структуре, содержащей чередующиеся слои кристалла  $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2:\text{Nd}^{3+}$  (KGW: Nd), используемого в качестве рассеивающей среды, и плавленого кварца. Нелинейные свойства этого кристал-

ла исследовались в ряде работ [9, 10], он используется в качестве лазерной среды, а также обладает достаточно высокой нелинейной восприимчивостью для ВКР-преобразования. При этом может наблюдаться одновременно и генерация, и ВКР-преобразование [9] в зависимости от условий эксперимента.

Однако эффективное ВКР-преобразование в кристаллической нелинейной среде с длиной, составляющей десятки длин волн, в нестационарном режиме при накачке фемтосекундными импульсами света получить достаточно сложно из-за малой длины взаимодействия, т. к. нестационарный коэффициент преобразования ВКР, как известно, пропорционален корню квадратному из длины рассеивающей среды [14, 15]. Это может быть исправлено, поскольку увеличение плотности состояний электромагнитного поля, происходящее в фотонном кристалле, приводит к существенному увеличению эффективности нелинейного преобразования. Вопросы, связанные с ВКР-преобразованием в таких системах, обсуждались лишь в плане возможности рассмотрения данной проблемы.

Целью настоящей работы было численное моделирование процесса ВКР-преобразования фемтосекундного импульса в первую стоковую компоненту. На основе расчета линейных свойств периодической структуры и нелинейного взаимодействия импульса накачки с рассеивающей средой и диэлектриком анализировались энергетические и временные характеристики излучения стоковых импульсов, возникающих в прошедшем и отраженном свете накачки в зависимости от положения частоты накачки относительно запрещенной зоны периодической структуры.

## 1. Постановка задачи

Исследование временных и энергетических свойств излучения ВКР в фотонном кристалле в поле прошедшего и отраженного импульса длительностью 100 фс проводилось на основе системы уравнений с источниками для поляризации среды [11–13], дополненной вторыми производными по времени. Это позволяет учесть дисперсионные свойства как нелинейной, так и линейной среды во втором приближении теории дисперсии. В отличие

от постановки задачи в [11], волна, идущая в противоположном направлении относительно накачки, не является волной обратного ВКР, как в нелинейной рассеивающей среде, а возникает в поле отраженного фотонным кристаллом света.

Поле в фотонном кристалле представляло собой сумму волн:

$$E(z, t) = E_L^+ \exp(ik_L z - i\omega_L t) + E_L^- \exp(-ik_L z - i\omega_L t) + E_S^+ \exp(ik_S z - i\omega_S t) + E_S^- \exp(-ik_S z - i\omega_S t) + \text{компл. сопр.},$$

где  $E_{L,S}^\pm$ ,  $\omega_{L,S}$ ,  $k_{L,S}$  – медленно изменяющиеся амплитуды, частоты и волновые числа лазерной (L) и стоксовой (S) волн соответственно. В предположении, что  $\omega_L - \omega_S = \omega_{21}$ , поляризация рассеивающей среды записывалась в виде

$$P_{21}(z, t) = \{q^+(z, t) \exp[i(k_L - k_S)z] + q^-(z, t) \times \exp[-i(k_L - k_S)z]\} \exp[-i(\omega_L - \omega_S)t] + \text{компл. сопр.},$$

где  $q^\pm(z, t)$  – амплитуды поляризации среды для противоположно направленных волн стокова излучения. Система уравнений, которую мы использовали для анализа временных и энергетических свойств ВКР, имела вид [7, 11–13]

$$\begin{aligned} -iD_L \frac{\partial^2 E_L^+}{\partial t^2} + \frac{\partial E_L^+}{\partial z} + \frac{1}{u_L} \frac{\partial E_L^+}{\partial t} &= i \frac{\omega_L}{\omega_S} g_{2S} q^+ E_S^+, \\ -iD_L \frac{\partial^2 E_L^-}{\partial t^2} - \frac{\partial E_L^-}{\partial z} + \frac{1}{u_L} \frac{\partial E_L^-}{\partial t} &= i \frac{\omega_L}{\omega_S} g_{2S} q^- E_S^-, \\ -iD_S \frac{\partial^2 E_S^+}{\partial t^2} + \frac{\partial E_S^+}{\partial z} + \frac{1}{u_S} \frac{\partial E_S^+}{\partial t} &= i g_{2S} q^{++} E_L^+, \\ -iD_S \frac{\partial^2 E_S^-}{\partial t^2} - \frac{\partial E_S^-}{\partial z} + \frac{1}{u_S} \frac{\partial E_S^-}{\partial t} &= i g_{2S} q^{*-} E_L^-, \\ \frac{\partial q^+}{\partial t} &= -\Gamma q^+ + i[g_{1S} E_S^{*+} E_L^+] + Q^{1/2} F^+(z, t), \\ \frac{\partial q^-}{\partial t} &= -\Gamma q^- + i[g^{1S} E_S^{-*} E_L^-] + Q^{1/2} F^-(z, t), \end{aligned} \tag{1}$$

где  $g_{1S} = \beta(\omega_S)/\hbar$ ;  $g_{2S} = 2\pi\hbar\omega_S g_{1S} N_0$ ;  $\beta(\omega_S)$  – восприимчивость на стоксовой частоте;  $N_0$  – плотность рассеивающих частиц;  $u_i = c/n_i$  – групповая скорость  $i$ -й волны, принятая равной фазовой ( $i = L, S$ );  $D_i = (1/2)\partial^2 k_i / \partial \omega_i^2$  – параметры, определяющие дисперсию групповых скоростей волн накачки и гармоники в нелинейном кристалле и диэлектрике;  $\Gamma = 1/T_2$  – ширина линии ВКР;  $T_2$  – время фазовой релаксации;  $F^\pm$  – нормированные статистически независимые гауссовы источники флуктуаций поляризации [13];  $Q$  – интенсивность флуктуаций поляризации. Как и в [13], мы полагали, что  $Q = 2\Gamma/SN_0$ , где  $S$  – поперечное сечение возбужденного объема рассеивающей среды.

Система уравнений (1) решалась методом характеристик для решения уравнений в частных производных первого порядка аналогично ранее разработанному нами

алгоритму расчета ВКР [10–12]. При этом выполнялся переход к безразмерным переменным:  $tc/\lambda \rightarrow t$ ,  $z/\lambda \rightarrow z$  (где  $\lambda$  – длина волны излучения накачки), а линейный оператор  $-iD\partial^2/\partial t^2$  в фурье-пространстве заменялся скалярным умножением на  $\exp(-iK^2\Delta z/2)$  (где  $K = 2\pi/N\Delta z$ ,  $N$  – параметр фурье-преобразования, соответствующий числу шагов на сетке частот,  $\Delta z$  – безразмерный шаг по пространству). Алгоритм расчета соответствовал принципиальной схеме, приведенной в [7].

Начальные условия для волн и поляризаций  $q^\pm(z, t)$  задавались в виде

$$E_L(z = 0, t) = E_{L0} \exp\{-2 \ln [2((t - t_0)/\tau_L)^2]\}, \\ q^\pm(z, t = 0) = 0,$$

где  $\tau_L$  – длительность импульса накачки по полувысоте;  $t_0$  – время, соответствующее началу счета. Граничные условия для прошедшей и отраженной волн получаются путем применения метода БФП к волнам накачки и стокова рассеяния [7].

В качестве параметров излучения выбраны типичные характеристики фемтосекундного неодимового лазера на стекле с  $\lambda = 1060$  нм и длительностью импульса 100 фс. Параметры нелинейного слоя толщиной  $l_1$  (в единицах  $\lambda$ ) соответствовали кристаллу Nd:KGW ( $n_{1L} = 1.968$ ,  $n_{1S} = 1.977$ ,  $T_2 = 5.6$  пс,  $N_0 = 4.5 \cdot 10^{22}$  см $^{-3}$ ,  $\beta(\omega_S) = 2 \cdot 10^{-25}$  см $^3$ /эрг [10],  $\omega_L/\omega_S = 1.1$ ), а показатели преломления линейного слоя толщиной  $l_2$  – кварцу ( $n_{2L} = 1.467$ ,  $n_{2S} = 1.45$ ). Общая длина нелинейной среды  $l \approx 0.25\lambda j$  (где  $j$  – число слоев активной среды), число периодов структуры  $N_{str} = 2j$  изменяется в пределах 4–80. Интенсивности волны накачки и стоксовой волны нормировались на 1 ГВт/см $^2$ .

Нестационарный коэффициент ВКР-усиления можно оценить по формуле [14, 15]

$$G = \left( \frac{4g_0 J_L \tau_L}{T_2} \right)^{1/2}, \tag{2}$$

где  $g_0 = 4\pi g_{1S} g_{2S} / \Gamma c^2$  – коэффициент ВКР-усиления, равный 6 см/ГВт;  $J_L$  – интенсивность накачки. Процесс преобразования частоты фемтосекундных импульсов имеет нестационарный характер, если  $\tau_L/T_2 \ll G$ . Для типичных кристаллов времена поперечной релаксации лежат в области нескольких пикосекунд и это неравенство выполняется. Уровень спонтанных шумов в уравнениях (1) задавался интенсивностью  $Q$ . Для кристаллического слоя все параметры, входящие в  $Q$ , определены и в эксперименте можно варьировать лишь сечение пучка  $S$  в пределах  $10^{-2} - 10^{-6}$  см $^2$ . В нашем расчете сечение сфокусированного на поверхность кристалла пучка было равно  $10^{-4}$  см $^2$ .

Анализ эффективности ВКР-преобразования в нестационарном режиме, проведенный в [14–17], показал, что для достижения режима ВКР, в котором интенсивность излучения в первую стоксову компоненту превышает интенсивность спонтанного комбинационного рассеяния, необходимо, чтобы  $G \geq 1$ . Такой коэффициент  $G$  для рассеивающей среды длиной  $l$ , составляющей лишь пять длин волн при 20 периодах фотонного кристалла, можно получить при интенсивности накачки  $J_L = 400$  ГВт/см $^2$  (расчеты выполнены для этой интенсивности накачки). В таких условиях для неперiodической рассеивающей среды интенсивность стокова излучения превышает интен-

сивность шумового излучения только в несколько раз. В связи с этим увеличение интенсивности ВКР-преобразования в фотонном кристалле может быть получено за счет интерференции, существенно изменяющей плотности состояний электромагнитного поля накачки и стоксова излучения.

## 2. Результаты расчета

Спектры отражения и пропускания ограниченных одномерных периодических структур рассчитывались методом передаточной матрицы [18] применительно к произвольной слоистой структуре. Метод реализуется посредством формирования общей характеристической матрицы структуры  $b^{s,p}$  на базе матриц отдельных слоев  $M_j^{s,p}$ :

$$b^{s,p} = \prod_{j=1}^{N_{\text{str}}} M_j^{s,p},$$

$$M_j^{s,p} = \begin{pmatrix} \cos \phi_j & -i/q_j^{s,p} \sin \phi_j \\ -i/q_j^{s,p} \sin \phi_j & \cos \phi_j \end{pmatrix},$$

$$\phi_j = \frac{\omega}{c} l_j (n_j^2 - \alpha^2)^{1/2}, \quad q_j^s = (n_j^2 - \alpha^2)^{1/2},$$

$$q_j^p = -\frac{(n_j^2 - \alpha^2)^{1/2}}{n_j^2}, \quad \alpha = n_i \sin \theta_i,$$

где  $n_j, l_j$  – показатель преломления и толщина слоя с номером  $j$  (в расчетах выбирались показатели преломления, соответствующие приведенным выше их значениям на частотах накачки и стоксовой волны для нелинейной и линейной сред);  $n_i$  – показатель преломления однородной среды, из которой излучение падает на структуру;  $\theta_i$  – угол падения; индексы  $s$  и  $p$  относятся, соответственно, к излучению, поляризованному перпендикулярно и параллельно плоскости падения. С помощью общей матрицы структуры находятся амплитудные коэффициенты отражения ( $r^{s,p}$ ) и пропускания ( $t^{s,p}$ ):

$$r^s = \frac{b_{11}^s n_i \cos \theta_i + b_{12}^s n_t \cos \theta_t n_i \cos \theta_i - b_{21}^s - b_{22}^s n_t \cos \theta_t}{b_{11}^s n_i \cos \theta_i + b_{12}^s n_t \cos \theta_t n_i \cos \theta_i + b_{21}^s + b_{22}^s n_t \cos \theta_t},$$

$$t^s = \frac{2n_i \cos \theta_i}{b_{11}^s n_i \cos \theta_i + b_{12}^s n_t \cos \theta_t n_i \cos \theta_i + b_{21}^s + b_{22}^s n_t \cos \theta_t}, \quad (3)$$

$$r^p = \frac{b_{11}^p n_t \cos \theta_i + b_{12}^p \cos \theta_t \cos \theta_i - b_{21}^p n_i n_i - b_{22}^p n_i \cos \theta_t}{b_{11}^p n_i \cos \theta_i + b_{12}^p \cos \theta_t \cos \theta_i + b_{21}^p n_i n_i + b_{22}^p n_i \cos \theta_t},$$

$$t^p = \frac{2n_i \cos \theta_i}{b_{11}^p n_i \cos \theta_i + b_{12}^p \cos \theta_t \cos \theta_i + b_{21}^p n_i n_i + b_{22}^p n_i \cos \theta_t}.$$

В приведенных формулах  $\theta_t$  – угол (относительно нормали), под которым излучение выходит из фотонного кристалла в однородную среду с показателем преломления  $n_t$ ;  $b_{mn}^s, b_{mn}^p$  – элементы характеристической матрицы  $b^{s,p}$ . От амплитудных коэффициентов (3) можно перейти к энергетическим коэффициентам отражения и пропускания:

$$R^{s,p} = |r^{s,p}|^2, \quad (4)$$

$$T^{s,p} = \frac{n_i \cos \theta_i}{n_t \cos \theta_t} |t^{s,p}|^2.$$

Спектральные характеристики периодической структуры можно изменять, как следует из (3), варьируя толщину слоев, их число и показатели преломления. В соответствии с (4) рассчитаны интенсивности спектров отражения  $R_{L,S}$  и пропускания  $T_{L,S}$  для частоты накачки и стоксовой частоты в случае нормального падения излучения накачки на поверхность фотонного кристалла.

На рис.1 приведены спектры отражения лазерного и стоксова излучения для трех различных периодических структур, при которых: частота импульса накачки попадает в запрещенную зону частот (коэффициент отражения максимален), а частота стоксова излучения – в ее первый максимум (рис.1,а); лазерная частота попадает между запрещенными зонами второго и третьего порядка, при этом частота стоксова импульса находится слева от запрещенной зоны второго порядка (рис.1,б); частоты лазерного и стоксова импульсов находятся в области частот периодической структуры между первой и второй зонами, захватывая несколько боковых максимумов (рис.1,в).

Спектры пропускания можно получить из приведенных на рис.1 зависимостей вычитанием последних из единицы. Следует отметить, что зонная структура фотонного кристалла формируется при  $N_{\text{str}} \geq 10$ , дальнейшее наращивание толщины структуры приводит к незначительному сужению зоны и увеличению числа резонансов пропускания частоты [5].

В результате решения системы (1) для периодических структур, спектры отражения которых приведены на рис.1, получены интенсивности  $J_{L,S}^{\pm} \sim |E_{L,S}^{\pm}|^2$  и энергии  $W_{L,S}^{\pm} = \int J_{L,S}^{\pm} dt$  первой стоксовой компоненты, распространяющейся попутно с прошедшей и отраженной волнами накачки, и аналогичные величины для волн накачки. Статистические свойства излучения, обусловленные квантовыми шумами поляризации, не исследовались. Однако предварительные расчеты показали, что различные реализации источников  $F^{\pm}$  приводят к различным энергиям прошедшей и отраженной стоксовых волн.

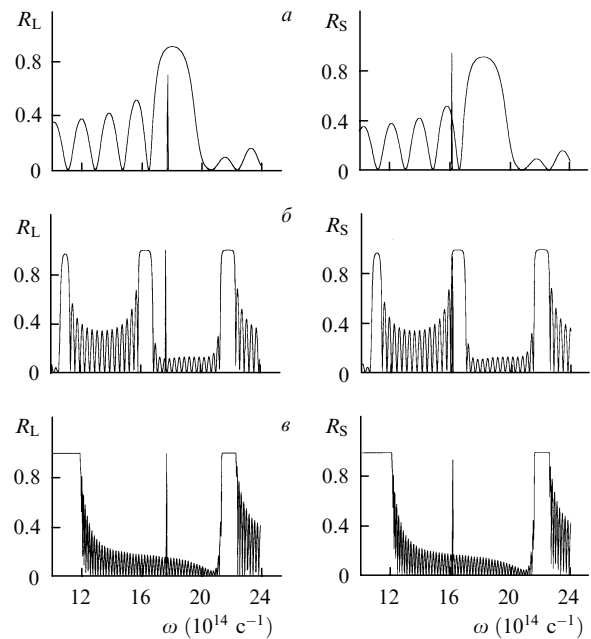


Рис.1. Спектры отражения периодических структур при параметрах  $l_1 = 0.21, l_2 = 0.06, N_{\text{str}} = 10$  (а),  $l_1 = l_2 = 0.5, N_{\text{str}} = 16$  (б) и  $l_1 = l_2 = 0.25, N_{\text{str}} = 55$  (в) для излучений накачки (слева) и стоксовой компоненты (справа).

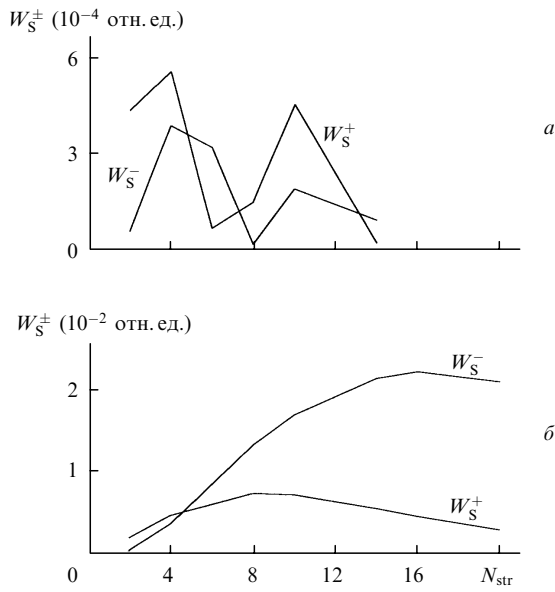


Рис.2. Зависимости энергии стоксова излучения  $W_S^\pm$ , распространяющегося попутно с прошедшей и отраженной волнами накачки, от числа периодов структуры  $N_{str}$  при  $l_1 = 0.21, l_2 = 0.06$  (а) и  $l_1 = l_2 = 0.5$  (б).

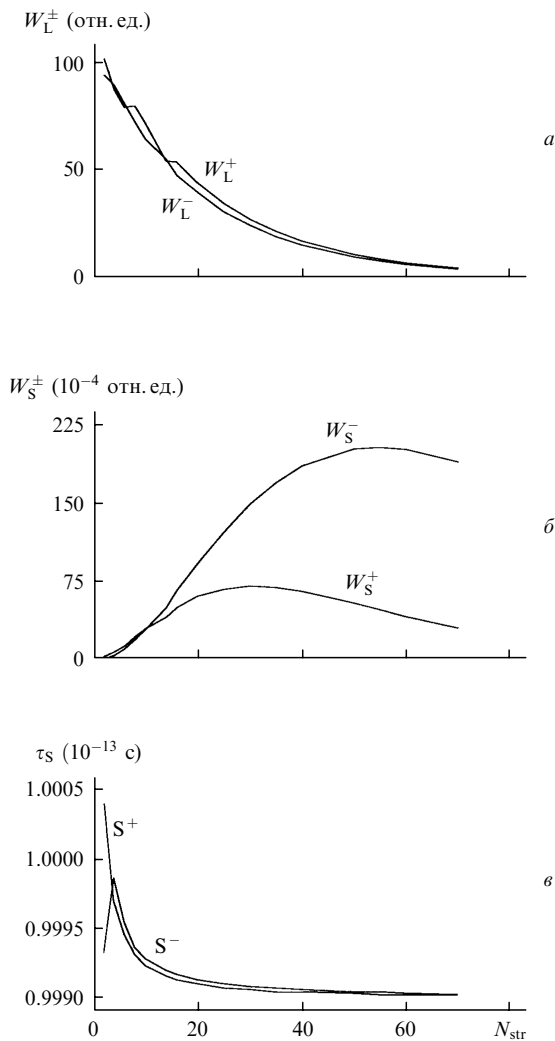


Рис.3. Зависимости энергии прошедшей и отраженной волн накачки (а) и стоксова излучения (б), а также длительности импульсов ВКР  $\tau_S$  (в) от числа периодов структуры  $N_{str}$ .

Зависимости энергии  $W_S^\pm$  стоксова излучения от числа периодов структуры  $N_{str}$  приведены на рис.2 и 3,б. На рис.3,а и в показаны энергии накачки, прошедшей через фотонный кристалл и отраженной им, а также изменение длительности импульсов стоксова излучения. Из сравнения рис.1,а и 2,а видно, что для кристалла с такими спектральными характеристиками энергия прошедшего стоксова излучения в 2.4 раза больше энергии отраженного излучения, таково же отношение интенсивностей линейных спектров на стоксовой частоте. При этом интенсивность отраженной накачки в 1.1 раза выше интенсивности прошедшего излучения, которая составляет 0.17 от начальной интенсивности накачки. Как видно из рис.2,а, при увеличении числа периодов структуры интенсивность стоксова излучения падает в обоих направлениях распространения.

Энергия стоксова излучения существенно возрастает при использовании фотонного кристалла с многозонной спектральной структурой, линейные спектры отраженного излучения соответствуют рис.1,б и в. Из рис.2,б видно, что максимум интенсивности отраженной стоксовой волны достигается для 16-слойной структуры и  $l_1 = l_2 = 0.5$ , при этом он в 4.9 раз превышает интенсивность прошедшей волны. Практически те же параметры стоксова излучения получены при  $l_1 = l_2 = 0.25$  и  $N_{str} = 55$ , хотя длина нелинейного взаимодействия, соответствующая рис.3, в 1.75 раза больше, чем для рис.2,б. Временные огибающие отраженного и прошедшего стоксовых импульсов для  $l_1 = l_2 = 0.25$  даны на рис.4. Видно, что с увеличением числа периодов структуры интенсивность отраженной волны и отношение интенсивностей отраженной и падающей волн растут, длительности импульсов при этом практически не меняются. Сравнение приведенных рас-

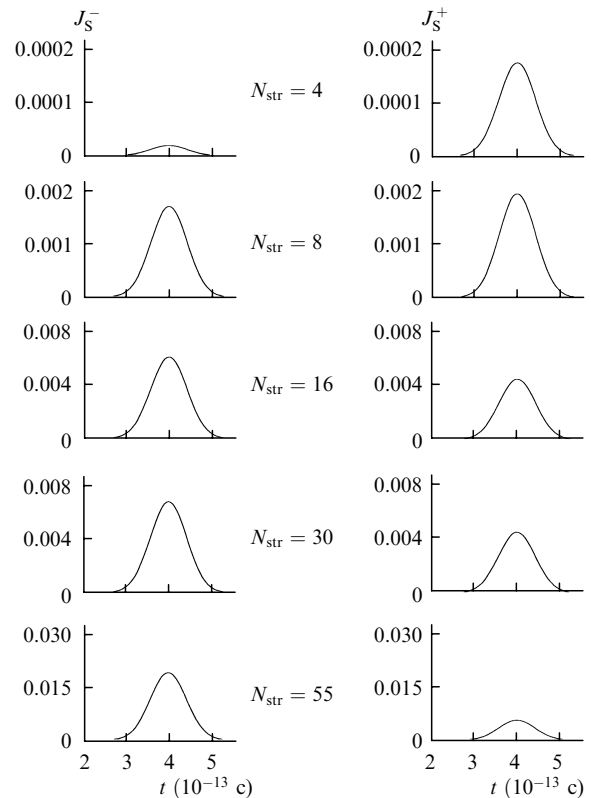


Рис.4. Импульсы ВКР, распространяющиеся назад и вперед относительно импульса накачки, при различных числах  $N_{str}$ .

четных данных показывает, что определяющее влияние на формирование излучения ВКР оказывают интерференционные свойства периодической структуры.

Если сравнить плотность состояний электромагнитного поля в фотонном кристалле с плотностью состояний носителей заряда в полупроводниках, можно понять, почему ВКР протекает более эффективно в случаях, соответствующих попаданию стоксовой частоты в области между зонами первого и второго порядка (см. рис. 1, б и в). Плотность состояний пропорциональна, во-первых, корню квадратному из разности частот поля излучения  $\omega_S$  и центра запрещенной зоны  $\omega_g$  и, во-вторых, числу эквивалентных минимумов между зонами. Полученное увеличение усиления стоксовой частоты в случае расположения ее вблизи второй зоны соответствует максимально возможной разности  $\omega_S - \omega_g$  (рис. 1, б). Для случая, показанного на рис. 1, в, увеличение плотности состояний достигается за счет увеличения частот минимумов между зонами первого и второго порядка.

Проведем анализ эффективности использования периодической структуры для преобразования частоты излучения фемтосекундных импульсов при ВКР. Рассчитанный по формуле (2) нестационарный коэффициент усиления ВКР  $G = 1.36$  для  $N_{str} = 16$  и  $J_L = 400$  ГВт/см<sup>2</sup>. Следовательно, получить интенсивность излучения на стоксовой частоте, отличающуюся от шумовой больше чем на порядок, практически невозможно даже при увеличении периода структуры в 3 раза.

Оценка нестационарного коэффициента преобразования ВКР в соответствии с [14, 15] по формуле  $G_\tau = \ln |J_S/J_0|$  (где  $J_0$  – интенсивность спонтанного шумового излучения, пропорциональная  $Q$ ) в случае максимального преобразования (рис. 2, а) дает  $G_\tau = 9$ . Это в 7.8 раза больше  $G$  (формула (2)). Так как коэффициент усиления пропорционален  $e^G$ , периодическая структура обеспечивает генерацию ВКР, интенсивность которой в 2000 раз превышает интенсивность спонтанного рассеяния. Суммарная эффективность ВКР-преобразования не превышает  $10^{-4}$ . При увеличении энергии накачки в данном варианте рассеивающей среды эффективность ВКР-преобразования увеличивается незначительно, поскольку происходит рост энергии прошедшего и отраженного излучения накачки.

## Заключение

Выполненные расчеты преобразования частоты фемтосекундных импульсов при ВКР в периодической структуре, состоящей из нелинейно-оптической среды Nd:KGW и плавленного кварца, для трех различных положений частот накачки и стоксова излучения относительно запрещенной зоны фотонного кристалла показали, что определяющее влияние на эффективность преобразования излучения накачки оказывают спектральные свойства структуры.

Сравнение проведенных расчетов показало, что в случае сложного спектрального состава запрещенной зоны, приводящего к увеличению плотности состояний электромагнитного поля как для излучения накачки, так и для стоксова излучения, ВКР-преобразование протекает более эффективно. При попадании стоксова излучения в край запрещенной зоны энергия отраженной волны превышает энергию прошедшей волны приблизительно в 5 раз, длительности импульсов стоксова излучения незначительно уменьшаются по сравнению с длительностями импульсов накачки. Излучение накачки в этом случае «запирается» в кристалле.

Сопоставление нестационарных коэффициентов ВКР-усиления в случае использования периодической структуры и рассеивающей среды с той же длиной взаимодействия показывает, что коэффициент усиления для данной среды увеличивается в 7.8 раза. Таким образом, выбором рассеивающей среды и диэлектрика, составляющих основу фотонного кристалла, можно управлять преобразованием частоты фемтосекундных импульсов при ВКР.

1. Yablonovich E. *Phys. Rev. Letts*, **58**, 2169 (1987).
2. Bowden C.M., Dowling J.P., Everitt H.O. *J. Opt. Soc. Amer. B*, **10**, 279 (1993).
3. Kurizki G., Haus J.W. *Photonic band structures*. Special issue of *J. Mod. Optics*, **41** (1994).
4. Scalora M., Crenshaw M.E. *Optics Comms*, **108**, 191 (1994).
5. Scalora M., Dowling J.P., Manka A.S., Bowden C.M. *Phys. Rev. A*, **52**, 726 (1995).
6. Запорожченко Р.Г., Запорожченко В.А. *ЖПС*, **67**, 65 (2000).
7. Zaporozhchenko R.G., Kilin S.Ya. *Laser Physics*, **9**, 1 (1999).
8. Апанасевич П.А., Запорожченко Р.Г., Захарова И.С. *Квантовая электроника*, **12**, 1397 (1985).
9. Андрионас К., Вишакас Ю., Кабелка В. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **42**, 333 (1985).
10. Запорожченко Р.Г., Захарова И.С., Сырус В., Барила А. *ЖПС*, **51**, 823 (1989).
11. Zaporozhchenko R.G., Zakharova I.S., Kotev G.G. *J. Mod. Optics*, **39**, 863 (1992).
12. Apanasevich P.A., Zaporozhchenko R.G., Zaporozhchenko V.A., Kilin S.Ya., Orlovich V.A. *Laser Phys.*, **6**, 1198 (1996).
13. Kilin S.Ya., Orlovich V.A., Grabchikov A.S. et al. *Quantum Opt.*, **5**, 223 (1993).
14. Akhmanov S.A., Chirkin A.S., Drabovich K.N., Kovrigin A.J., Khokhlov R.V., Sukhorukov A.P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **4**, 598 (1968).
15. *Сверхкороткие световые импульсы*. Под ред. С.Шапиро (М., Мир, 1981).
16. Lauberau A., Kaiser W. *Rev. Mod. Phys.*, **50**, 606 (1978).
17. Raymer M.G., Mostowski J. *Phys. Rev. A*, **24**, 1980 (1981).
18. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М., Наука, 1973).

**R.G.Zaporozhchenko, S.Ya.Kilin, A.G.Smirnov. Stimulated Raman scattering of light in a photonic crystal.**

The results of calculations of stimulated Raman scattering of femtosecond pulses by a periodic structure consisting of alternating quarter-wavelength fused silica and Nd:KGW crystal layers are reported. The analysis of the calculations showed that the efficient SRS conversion of the pump radiation can be obtained by increasing the density of states of the electromagnetic field by varying spectral properties of the periodic structure.