К теории параметрического усиления коротких лазерных импульсов в нелинейных фотонных кристаллах

О.И. Сабиров, Н.А. Акбарова, У.К. Сапаев*

Ташкентский государственный технический университет им И. Каримова, ул. Университетская 4, 100095, Ташкент, Узбекистан

Получена 21.12.2021.

*Corresponding author: e-mail usapaev@gmail.com, Phone: +998 93 551 82 31, Fax: +998 71 246 4600

Теоретически исследован процесс параметрического усиления коротких (фемтосекундных) лазерных импульсов в кристаллах с регулярной доменной структурой. Основное внимание уделено на формирование сигнального импульса при влиянии дисперсии среды и кубической нелинейности керровского типа. Показано, что незначительное изменение размера доменов от их точного значения, определяемого когерентной длиной, может значительно увеличить эффективность сигнальной волны. Это объясняется тем, что фазовые сдвиги, вызванные влияниями нелинейности третьего порядка и дисперсии среды (как правило, они влияют только на обобщенные фазы нелинейного взаимодействия волн), могут частично компенсироваться влиянием «избыточного» волнового числа нелинейной решетки. На основе полученных результатов проанализированы оптимальные значения размера доменов, при которых наблюдается максимальная эффективность генерации сигнальной волны в условиях самовоздействия и нестационарности.

Ключевые слова: чирп, квазисинхронизм, нелинейный фотонный кристалл, параметрическое усиление.

The process of parametric amplification of short (femtosecond) laser pulses in crystals with a regular domain structure is theoretically studied. The main attention is paid to the formation of a signal pulse under the influence of the medium dispersion and cubic nonlinearity of the Kerr type. It is shown that an insignificant change in the size of domains from their exact value, which is determined by the coherent length, can significantly increase the efficiency of the signal wave. This is due to the fact that phase shifts caused by the effects of third-order nonlinearity and dispersion of the medium (as a rule, they both only affect the generalized phases of nonlinear interaction of waves), can be partially compensated by the influence of the "excess" wavenumber of the nonlinear grating. On the basis of results obtained, the optimal values of the domain size are analyzed at which maximum efficiency of signal wave generation is observed under conditions of self action and nonstationarity.

Keywords: chirp, quasi-phase matching, nonlinear photonic crystals, parametric amplification

DOI: https//doi.org/10.52304/.v24i1.300

I. Введение

Для решения большинства прикладных и фундаментальных задач лазерной физики часто требуется преобразовать частоты лазерного излучения в те диапазоны спектра, где прямая лазерная генерация невозможна или малоэффективна. В связи с этим используются различные типы процессов преобразования частоты в квадратичных нелинейно-оптических средах. Несмотря на их обилие, параметрическое усиление (ПУ) лазерного излучения занимает особое место. Это связано с тем, что этот процесс позволяет плавно преобразовать лазерное излучение в различный

диапазон спектра и значительно усилить энергию сигнальной волны при присутствии мощной волны накачки, если выполняется условие фазового синхронизма (или условие квази-синхронизма в нелинейных фотонных кристаллах (НФК)) в традиционных анизотропных кристаллах.

Обычно ПУ можно реализовать как в объёмных нелинейно-оптических кристаллах, так и в периодически поляризованных кристаллах (см., н-р, последние обзоры [1, 2] и ссылки в них). Последнее в настоящее время широко применяется на практике, благодаря усовершенствованию технологии выращивания таких кристаллов [3]. Такие нелинейно-оптические решетки при ПУ могут быть ориентированы к любым длинам волн лазерных излучений. При этом условие квази-синхронизма выполняется с помощью изменения знака нелинейности второго порядка от домена к домену [4-6].

Высокоэнергетическая эффективность сигнальной волны при ПУ является одним из важных параметров, который требуется достичь на практике. Для этого необходимо использовать высокоинтенсивные излучения накачки. Это связано с тем, что высокоэффективные преобразования частоты, в том числе ПУ, прямо пропорциональны интенсивности лазера. В свою очередь, когерентные источники с высокой энергией имеют место в коротких лазерных импульсах. Однако использование коротких лазерных импульсов высокой энергии может приводить к двум ограничивающим эффектам. Первый – это увеличение влияния нелинейности третьего порядка, второй – влияние дисперсии среды. Первый эффект зависит от интенсивности падающего излучения и вызывает дополнительное изменение показателя преломления среды, тем самым нарушает условие квази-синхронизма. Второй приводит к задержке импульсов относительно друг друга и увеличению временного профиля взаимодействующих импульсов в первом и втором порядках дисперсии соответственно. Оба эти эффекта сильно ограничивают эффективность сигнальной волны при ПУ коротких лазерных импульсов.

Необходимо отметить, что указанная проблема успешно решалась с помощью использования чирпированного импульса сигнальной волны на входе в нелинейный кристалл [7, 8]. Однако данный метод требует сложных экспериментальных инструментов и может вызывать частичную потерю энергии.

В данной работе теоретически будет показано, что небольшое изменение размера доменов НФК существенно влияет на формирование импульса сигнальной волны при ПУ коротких лазерных импульсов в условиях нестационарности и самовоздействия.

II. Описание объекта и методов исследования

В процессе ПУ на вход в нелинейный кристалл падает некоторая высокочастотная волна накачки ω_p и слабая сигнальная волна ω_s. По условию $\omega_p = \omega_s+\omega_i$ на выходе кристалла получаем мощную сигнальную волну ω_s и холостую волну ω_i. Процесс ПУ в условиях нестационарности и самовоздействия описывается системой уравнений (взаимодействие *ee-e*):

$$\begin{aligned}
\hat{M}_s A_s &= -\frac{4\pi i d_{eff}}{n_s\lambda_s}\delta(z)A_i^* A_p e^{-i\Delta kz} - \\
&-\frac{3\pi i}{n_s\lambda_s}A_s\chi^{(3)}\left[|A_s|^2+2|A_i|^2+2|A_p|^2\right]; \\
\hat{M}_i A_i &= -\frac{4\pi i d_{eff}}{n_i\lambda_i}\delta(z)A_s^* A_p e^{-i\Delta kz} - \\
&-\frac{3\pi i}{n_i\lambda_i}A_i\chi^{(3)}\left[|A_i|^2+2|A_s|^2+2|A_p|^2\right]; \\
\hat{M}_p A_p &= -\frac{4\pi i d_{eff}}{n_p\lambda_p}\delta(z)A_i A_s e^{i\Delta kz} - \\
&-\frac{3\pi i}{n_p\lambda_p}A_p\chi^{(3)}\left[|A_p|^2+2|A_s|^2+2|A_i|^2\right]
\end{aligned} \qquad (1)$$

с граничными условиями:

$$\begin{aligned}
&A_p(z=0,t) = A_0\exp\left(-2\ln 2(t/\tau)^2\right); \\
&A_s(z=0,t) = 10^{-4}A_p(z=0,t); \\
&A_i(z=0,t) = 0
\end{aligned} \qquad . \qquad (2)$$

Здесь A_p, A_s и A_i – комплексные амплитуды накачки, сигнальной и холостой волны соответственно (A_0 – максимальная реальная амплитуда накачки на входе в кристалл); λ_p, λ_s и λ_i – длина волны накачки, сигнальной и холостой волны соответственно; n_p, n_s и n_i – показатели преломления волны накачки, сигнальной и холостой волны соответственно; $d_{eff} = \chi^{(2)}/2$ и $\chi^{(3)}$ – коэффициенты нелиней-

©Академия наук Республики Узбекистан, 2022 г.

ной связи второго и третьего порядков соответственно; δ(z) – знакопеременная периодическая функция; τ – длительность импульса накачки на входе в нелинейный кристалл; $\Delta k = k_p - k_s - k_i$ – фазовая расстройка;

$$\hat{M}_J = \frac{\partial}{\partial z} + D_{1j}\frac{\partial}{\partial t} - \frac{i}{2}D_{2j}\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{1}{6}D_{3j}\frac{\partial^3}{\partial t^3},$$

где

$$D_{1j} = \left.\frac{dk}{d\omega}\right|_{\omega=\omega_j};\ D_{2j} = \left.\frac{d^2k}{d\omega^2}\right|_{\omega=\omega_j};\ D_{3j} = \left.\frac{d^3k}{d\omega^3}\right|_{\omega=\omega_j},$$

$j = \{i, p, s\}$.

III. Анализ результатов

Прежде чем показать, почему оптимальное условие процесса ПУ в условиях нестационарности и самовоздействия не определяется длиной размера доменов, равной когерентной длине $\pi/|\Delta k|$, обратим внимание на аналитическое решение системы уравнений (1).

Систему уравнений (1) можно решить аналитически, если использовать приближение заданного поля и ограничиться первым порядком члена дисперсии. Тогда можно записать в спектральном пространстве:

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial A_s}{\partial z} + i\omega D_{1s}A_s = -i\frac{4\pi d_{eff}}{n_s\lambda_s}(2/\pi)A_i^*A_0e^{-i\delta kz} - \\
&-i\frac{6\pi}{n_s\lambda_s}A_s\chi^{(3)}|A_0|^2 \\
&\frac{A_i}{\partial z} = -i\frac{4\pi d_{eff}}{n_i\lambda_i}(2/\pi)A_s^*A_0e^{-i\delta kz} - \\
&-i\frac{6\pi}{n_i\lambda_i}A_i\chi^{(3)}|A_0|^2
\end{aligned}, \quad (3)$$

где $\delta k = \Delta k - \pi/d$ (d – толщина доменов).

Уравнения (3) можно упростить, если ввести новые обозначения для комплексных амплитуд сигнальной и холостой волн:

$$\begin{aligned}
U(z,\omega) &= A_s\exp(i\omega D_{1s}z + i\alpha z), \\
V(z,\omega) &= A_i\exp(i\beta z)
\end{aligned}, \quad (4)$$

где

$$\alpha_1 = \frac{6\pi}{n_s\lambda_s}|A_0|^2\chi^{(3)} \text{ и } \alpha_2 = \frac{6\pi}{n_i\lambda_i}|A_0|^2\chi^{(3)}.$$

Подставляя (4) в (3), получим известные уравнения для параметрического усиления в приближении заданного поля:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial U(z,\omega)}{\partial z} &= -i\beta_1V_i^*\exp[-i\Delta S(\omega)z] \\
\frac{\partial V(z,\omega)}{\partial z} &= -i\beta_2U_s^*\exp[-i\Delta S(\omega)z]
\end{aligned}, \quad (5)$$

где

$$\beta_1 = 8A_0d_{eff}/n_s\lambda_s,\ \beta_2 = 8A_0d_{eff}/n_i\lambda_i,$$
$$\Delta S(\omega) = -\alpha_1 - \omega D_{1s} - \alpha_2 - \delta k.$$

Эта система уравнений имеет известное решение для сигнальной волны [9]:

$$U(z,\omega) = -U_0e^{-\frac{i\Delta S(\omega)z}{2}}\left[\mathrm{ch}(bz) + i\left(\frac{\Delta S(\omega)}{2b}\right)\mathrm{sh}(bz)\right] \quad (6)$$

где

$$b = (1/2)\sqrt{g^2 - \Delta S^2}, \qquad g = A_0^2\beta_1\beta_2.$$

Нетрудно заметить, что уравнение (6) имеет монотонный рост только при $\Delta S \approx 0$. Из этого следует, что $\delta k \approx -\alpha_1 - \omega D_{1s} - Ga_2$. Отсюда можно найти оптимальную толщину доменов

$$d = \pi/[\Delta k - \alpha_1 - \omega D_{1s} - \alpha_2], \quad (7)$$

которую обычно находят по формуле $d_0 = \pi/|\Delta k|$.

Уравнение (7) позволяет найти оптимальную толщину доменов в условиях самовоздействия и нестационарности в приближении заданного поля. Однако из-за зависимости d от ω невозможно найти явного выражения d. Тем не менее, если условно выбрать ω_0 вместо ω, то можно найти приближенное оптимальное значение для d:

$$d = \pi/[\Delta k - \alpha_1 - \omega_0 D_{1s} - \alpha_2]. \quad (7')$$

Если не учитывать нелинейности керровского типа и дисперсии, из (7′) можно получить $d = d_0 = \pi/|\Delta k|$.

Мы анализировали (7′), подставляя реальное условие эксперимента (см. ниже) и получили приблизительно $d \approx 0.87\ d_0$. Для точного анализа

©Академия наук Республики Узбекистан, 2022 г.

роли размеров доменов в этих условиях рассмотрим численное решение уравнений (1).

Численное решение дифференциальных уравнений (1) с граничными условиями (2) проведено на основе метода пошагового расщепления, «сплит-степ» схемы [10]. Для линейной части использовали стандартный метод быстрого преобразования Фурье, а для нелинейной – метод Рунге-Кутта четвертого порядка. При этом точность численного расчета проверяли по закону сохранения энергии взаимодействующих волн и по длине «дисперсионного расплывания» из-за дисперсии групповых скоростей [11].

Для численного анализа ПУ коротких лазерных импульсов мы выбрали следующие параметры реальной ситуации эксперимента: нелинейный фотонный кристалл 5%Mg:PPLN (периодически поляризованный ниобат лития, легированный 5% магнием), $I_p = 10^{15}$ Вт/м^2, $I_s = 10^{-4}$ Вт/м^2, $\lambda_s = 3.4$ мкм, $\lambda_s = 1.064$ мкм, $\lambda_i = 1.5$ мкм, $d_0 \approx 15.3$ мкм, для длительности лазерного импульса мы выбрали несколько значений фемтосекундного диапазона [12-15]. Результаты для длительности 10 фс импульса накачки показаны на рис. 1.

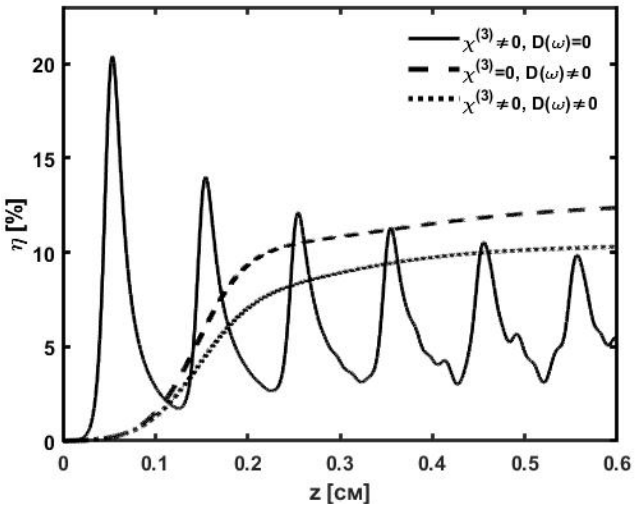


Рисунок 1. Энергетическая эффективность сигнальной волны от толщины нелинейного фотонного кристалла. Результаты представлены для случая 10 фс импульса накачки (здесь $d = d_0$).

На рис. 1 сплошной кривой продемонстрирована эффективность сигнальной волны, полученная с учетом только нелинейности третьего порядка. При этом максимальная эффективность наблюдается приблизительно при 0.05 см (сплошная кривая). Необходимо отметить, что результаты практически не меняются, когда не учитываются все ограничивающие факторы (эти результаты здесь не показаны). Но при учете влияния дисперсии всех порядков эффективность резко снижается (пунктирная кривая). Когда же учитываются все ограничивающие факторы, эффективность сигнальной волны еще снижается (точечная кривая). Полученные результаты показывают, что в этих диапазонах длительности и интенсивности импульса накачки основным ограничивающим фактором эффективности сигнальной волны является дисперсия среды, а не нелинейность третьего порядка.

Роль дисперсии при формировании импульса сигнальной волны хорошо видна из рис. 2, где показана зависимость эффективности сигнальной волны от полной длины нелинейной решетки. Из рисунка видно, что влияние дисперсии сильно ограничивает эффективность только при длительности импульса накачки меньше 10 фс.

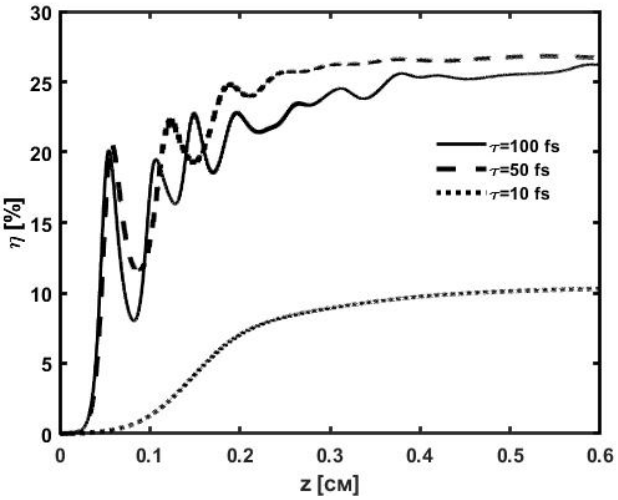


Рисунок 2. Зависимость эффективности сигнальной волны от полной длины нелинейного фотонного кристалла для различных случаев длительности импульса накачки: 100 фс (сплошная кривая), 50 фс (пунктирная кривая), 10 фс (точечная кривая) (здесь $d = d_0$).

Далее мы исследовали влияние толщины домена на эффективность сигнальной волны. На рис. 3 приведена зависимость эффективности сигнальной волны от изменения толщины домена при фиксированном значении полной длины периодического кристалла $z = 0.6$ см и длительности накачки 10 фс. Видно, что максимальная эффективность наблюдается не при $d/d_0 = 1$, а при $d/d_0 = 0.7955$. Здесь d_0 – толщина одного домена, равная когерентной длине данного нелинейно-

©Академия наук Республики Узбекистан, 2022 г.

оптического процесса. Следовательно, мы делаем вывод, что если мы уменьшаем толщину доменов, то возникает компенсация фазовых сдвигов, вызванных ограничивающими факторами. При этом выигрыш в эффективности составляет почти два раза [16].

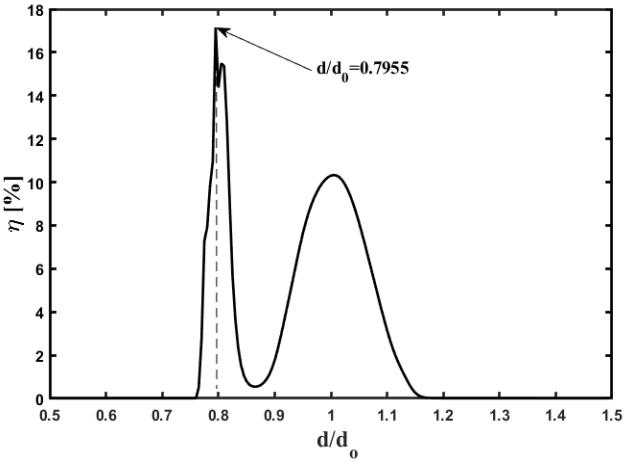


Рисунок 3. Зависимость эффективности сигнальной волны от d/d_0.

Используя результаты, представленные на рис. 3, для определения динамики обмена энергии между взаимодействующими волнами мы повторили вычисления зависимости эффективности сигнальной волны от длины нелинейного периодического кристалла z для случаев как d/d_0 =1, так и d/d_0≈0.7955. для 10 фс.

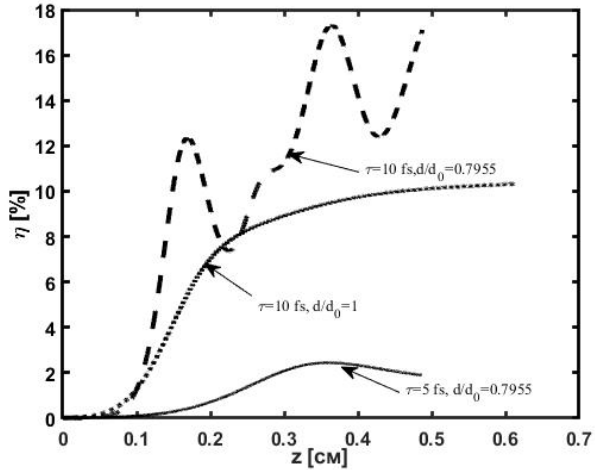


Рисунок 4. Результаты для случаев 10 и 5 фс при d/d_0 = 1 и d/d_0 = 0.7955..

Рис. 4 показывает КПД сигнальной волны от z при d/d_0 = 1 (точечная кривая) и d/d_0 = 0.7955 (пунктирная кривая). Здесь явно виден выигрыш в эффективности сигнальной волны при d/d_0 ≈ 0.7955. Для сравнения здесь также приведены результаты при 5 фс и d/d_0 ≈ 0.7955.

Из рис. 4 также видно, что при d/d_0 ≈ 0.7955 зависимость эффективности от z имеет осциллирующий характер. Это объясняется тем, что малое отклонение размера доменов от точного значения рождает дополнительную фазовую расстройку. Она, в свою очередь, частично компенсирует другие фазовые сдвиги, рождающиеся от других ограничивающих факторов. Но эта компенсация не полная. Потому что фазовые сдвиги от нелинейной решетки являются линейной функцией, в то время как от нелинейности третьего порядка и всех членов дисперсии – нелинейные. Из-за этого невозможна полная взаимная компенсация этих фазовых сдвигов. На этом рисунке наблюдается такая осциллируемая зависимость КПД обмена энергией сигнальной волны.

IV. Заключение

Таким образом, численным методом проанализировано параметрическое усиление коротких (фемтосекундных) лазерных импульсов в кристаллах с регулярной доменной структурой 5% MgO:$LiNbO_3$. При этом учитывались дисперсия среды до третьего порядка и кубическая нелинейность керровского типа. Расчеты проводили для длительностей основного лазерного импульса 100 фс, 50 фс и 10 фс.

Показано, что имеется оптимальная длина доменов, отличающаяся от $d_0 = \pi / |\Delta k|$, при которой наблюдается значительное повышение эффективности процесса преобразования частоты. Как показывают расчеты, небольшое отклонение размера доменов от точного значения, обеспечивающего квазисинхронизм, позволяет частично компенсировать фазовый сдвиг, вызванный влиянием кубичной нелинейности керровского типа и дисперсии среды. Результаты работы можно использовать для других процессов преобразования частоты.

Работа выполнена при частичной поддержке проектов Uzb-Ind-2020-96, Uzb-Ind-2020-83 и ATLANTIC-823897 (HORIZON-2020).

Метаданные

On the theory of parametric amplification of short laser pulses in nonlinearity photonic crystals

©Академия наук Республики Узбекистан, 2022 г.

O.I. Sabirov, N.A. Akbarova, U.K. Sapaev

Tashkent State Technical University, Faculty of Electronics and Automation, Universitetskaya street 2, 100095, Tashkent, Uzbekistan

The process of parametric amplification of short (femtosecond) laser pulses in crystals with a regular domain structure is theoretically studied. The main attention is paid to the formation of a signal pulse under the influence of the medium dispersion and cubic nonlinearity of the Kerr type. It is shown that an insignificant change in the size of domains from their exact value, which is determined by the coherent length, can significantly increase the efficiency of the signal wave. This is due to the fact that phase shifts caused by the effects of third-order nonlinearity and dispersion of the medium (as a rule, they both only affect the generalized phases of nonlinear interaction of waves), can be partially compensated by the influence of the "excess" wavenumber of the nonlinear grating. On the basis of results obtained, the optimal values of the domain size are analyzed at which maximum efficiency of signal wave generation is observed under conditions of self action and nonstationarity.

Keywords: chirp, quasi-phase matching, nonlinear photonic crystals, parametric amplification.

Литература (References)

[1] G. Cerullo, S. De Silvestri. Review of scientific instruments **74**, No.1, 1-18 (2003).
[2] D.S. Hum, M.M. Fejer. Comptes Rendus Physique **8**, No.2, 180-198 (2007).
[3] V. Pasiskevicius, G. Stromqvist, F. Laurell, C. Canaliaset. Optical Materials **34**, No.3, 513-523 (2012).
[4] J.A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P.S. Pershan. Physical Review **127**, No.6, 1918 (1962).
[5] D.B. Yusupov, U.K. Sapaev. Nelineynaya optika fotonnykh kristallov (Fan, Tashkent, 2008).
[6] D.B. Yusupov, U.K. Sapaev. Kvazisinkhronnye vzaimodeystviya lazernogo izlucheniya v aperiodicheskikh fotonnykh kristallakh (Fan, Tashkent, 2008).
[7] D. Strickland, G. Mourou. Optics Communications **55**, No.6, 447-449 (1985).
[8] D. Strickland. Reviews of Modern Physics **91**, No.3, 030502.1-7 (2019).
[9] A. Yariv. Optical Electronics (Saunders College Publishing, Philadelphia**,** 1991).
[10] E. Sidick, A. Knoesen and A. Dienes. Journal Optical Society of America B **12**, No.9, 1704-1712 (1995).
[11] S.A. Akhmanov, V.A. Vysloukh, A.S. Chirkin. Uspekhi fizicheskikh nauk **149**, No.7, 449-509 (1986).
[12] C. Heese, C.R. Phillips, L. Gallmann, M.M. Fejer, and U. Keller. Optics Letters **35**, No.14, 2340-2342 (2010).
[13] O. Gayer, Z. Sacks, E. Galun, A. Arie. Applied Physics B Lasers and Optics **91**, 343-348 (2008).
[14] I. Shoji, T. Kondo, A. Kitamoto, M. Shirane, and R. Ito. Journal Optical Society of America B **14**, No.9, 2268-2294 (1997).
[15] Z.J. Ruziev, O.M. Fedotova, O.Kh. Khasanov, and U.K. Sapaev. Journal of Applied Spectroscopy **88**, No.3, 514-518 (2021).
[16] http://khorezmscience.uz/archive/1617347811.pdf. O.I. Sabirov, U.K. Sapaev. Electronic journal of actual problems of modern science, education and training ISSN 2181-9750, 74 (Uzbekistan, http://khorezmscience.uz, 2021).

Ночизиқли фотон кристалларда қисқа лазер импульсини параметрик кучайтириш назарияси

О.И. Сабиров, Н.А. Акбарова, У.К. Сапаев

Тошкент давлат техника университети, Университет кўчаси 2, 100095, Тошкент, Ўзбекистон

Мунтазам доменли тузилишга эга кристалларда қисқа (фемтосекунд) лазер импульсларини параметрик кучайтириш жараёни назарий жиҳатдан ўрганилган. Муҳитнинг дисперсияси ва Керр типидаги кубик ночизиқлик таъсирида сигнал импульсини шакллантиришга асосий этибор берилади. Когерент узинлик билан белгиланадиган аниқ қийматдан доменлар ўлчамининг бироз ўзгариши сигнал тўлқиннинг самарадорлигини сезиларли даражада ошириши мумкинлиги кўрсатилди. Бунинг сабаби шундаки, учинчи даражали ночизиқлиги ва муҳитнинг дисперсияси таъсиридан келиб чиқадиган ортиқча фаза силжислари (қоида асосан, уларнинг иккаласи ҳам тўлқинларнинг ночизиқли ўзаро таъсирининг умумлаштирилган фазаларида таъсир қилади) ночизиқли панжаранинг "ортиқча" тўлқин сони таъсири билан қопланиши мумкинлиги билан изоҳланади. Олинган натижалар асосида домен ҳажмининг оптимал қийматлари таҳлил қилинади, бунда ўз-ўзига таъсир кўрсатиш ва стационарлик шароитида сигнал тўлқинини максимал яратишнинг энергия самарадорлиги кузатилади.

Калит сўзлар: чирп, квази-синхронлик, ночизиқли фотон кристалли, параметрик кучайтириш.

©Академия наук Республики Узбекистан, 2022 г.