

Нелинейная компрессия импульсов в неоднородных фотонных кристаллах при обратной генерации второй гармоники

У.К.Сапаев, И.А.Кулагин, Т.Усманов

Теоретически исследовано удвоение частоты фазово-модулированных лазерных импульсов в кристаллах с апериодической доменной структурой, обусловленное квазисинхронным встречным взаимодействием волн. Проанализировано одновременное влияние изменения периода доменов и глубины фазовой модуляции основного излучения на формирование импульса второй гармоники в нестационарном режиме. Показано, что имеется оптимальное соотношение между чирпами апериодического кристалла и фазовой модуляцией основного излучения, при котором возможна максимальная нелинейная компрессия длительности импульса второй гармоники.

Ключевые слова: обратная генерация второй гармоники, квазисинхронные взаимодействия, кристаллы с апериодической доменной структурой, нелинейная компрессия лазерных импульсов.

Нелинейно-оптические кристаллы с квадратичной восприимчивостью могут быть использованы для нелинейной компрессии ультракоротких лазерных импульсов при различных типах параметрического взаимодействия волн в нестационарном режиме. Под компрессией подразумевается уменьшение длительности импульсов излучения, генерируемого в нелинейно-оптических процессах, по сравнению с длительностью импульса входного излучения. Поэтому компрессию подобного типа часто называют «нелинейной компрессией» лазерных импульсов. Например, в процессе генерации суммарной частоты эффективная компрессия импульса на суммарной частоте реализуется при оптимальном соотношении расстройки групповых скоростей и интенсивностей [1] или при наклоне фазовых фронтов [2, 3] падающих волновых пучков в нестационарном режиме. Подобная компрессия импульсов наблюдается также в процессе нестационарной генерации второй гармоники (ГВГ) при втором типе синхронизма, если взаимно перпендикулярные поляризованные импульсы основного излучения (ОИ) направляются в нелинейный кристалл с оптимальной временной задержкой относительно друг друга [4–6].

Интересно отметить, что наиболее впечатляющая нелинейная компрессия фазово-модулированных лазерных импульсов осуществляется в процессе нестационарной ГВГ в квадратичных нелинейно-оптических кристаллах с апериодической доменной структурой (АДС), в которых обратный период доменов линейно изменяется вдоль продольной координаты (так называемые АДС-кристаллы с линейным чирпом) [7–10]. Было показано, что эффективная компрессия импульса ОИ с определенной глу-

биной квадратичной фазовой модуляции должна наблюдаться при оптимальной величине линейного чирпа АДС-кристалла $D_{\text{opt}} = -v_0^2/C$ и оптимальной длине кристалла $L_{\text{opt}} = |(\sqrt{2}v_0)/(\tau_0 D_{\text{opt}})|$, где $v_0 = 1/V_1 - 1/V_2$; V_1 и V_2 – групповые скорости импульсов ОИ и второй гармоники (ВГ) соответственно; $C = \tau_0(\tau_1^2 - \tau_0^2)^{1/2}$ – параметр, определяющий глубину фазовой модуляции импульса ОИ; τ_0 и τ_1 – длительности спектрально-ограниченного и фазово-модулированного импульсов ОИ соответственно. Физика нелинейной компрессии в данном случае заключается в следующем: различные спектральные компоненты импульса ОИ эффективно преобразуются вдоль кристалла в соответствующие компоненты импульса ВГ таким образом, что различные спектральные компоненты ВГ покидают нелинейный кристалл одновременно. В результате создаются оптимальные условия для нелинейной компрессии импульса ВГ. Например, на основе данной схемы экспериментально достигнута 150-кратная нелинейная компрессия импульса ОИ длительностью 17 пс при удвоении частоты лазерного излучения в АДС-кристалле LiNbO_3 [8].

Предметом настоящей работы является также исследование механизма нелинейной компрессии коротких лазерных импульсов в процессе нестационарной ГВГ. В отличие от предыдущих работ, мы рассматриваем случай, когда квадратичная нелинейно-оптическая среда генерирует волну ВГ, направленную навстречу ОИ. Этот тип процесса преобразования частоты называется обратной ГВГ [11]. В настоящее время подобный и другие типы параметрического преобразования частоты могут быть успешно реализованы на практике благодаря усовершенствованию технологии выращивания кристаллов, обеспечивающих квазисинхронное взаимодействие волн в средах с ультрамалыми размерами доменов [12].

В нестационарном режиме процесс обратной ГВГ фазово-модулированного импульса ОИ в АДС-кристаллах описывается системой уравнений, которая в движущейся системе координат имеет вид [13]

У.К.Сапаев, И.А.Кулагин, Т.Усманов. НПО «Академприбор» АН РУ, Узбекистан, 100125 Ташкент, Академгородок;
e-mail: sapaev@tps.uz, lvliv@tps.uz

Поступила в редакцию 27 мая 2008 г., после доработки – 29 сентября 2008 г.

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = -i\Gamma A_1^* A_2 \exp(-iD_1 z^2), \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} - v \frac{\partial A_2}{\partial t} = i\Gamma A_1^2 \exp(iD_1 z^2)$$

с граничными условиями

$$A_1(z, t)|_{z=0} = \frac{A_0}{(\tau_0^2 + iC)^{1/2}} \exp\left[-\frac{t^2}{2(\tau_0^2 + iC)}\right], \quad (1a)$$

$$A_2(z, t)|_{z=L} = 0.$$

Здесь A_1 и A_2 – комплексные амплитуды ОИ и ВГ соответственно; A_0 – максимальная действительная амплитуда ОИ на входе нелинейной среды; Γ – коэффициент нелинейной связи; L – длина нелинейной среды; $v = 1/V_1 + 1/V_2$.

В (1) мы использовали фурье-разложение знакопеременной функции квадратичной восприимчивости для случая, когда обратный период доменов изменяется вдоль направления z и компенсация линейной фазовой расстройки происходит только в центре кристалла [7]:

$$\delta(z) = \frac{2\pi}{m} \exp[-i(\Delta kz + D_1 z^2 + D_2 z^3 + \dots)]. \quad (2)$$

Здесь $\Delta k = 2k_1 + k_2$; k_1 и k_2 – волновые числа ОИ и ВГ соответственно; m – порядок квазисинхронизма; D_1 и D_2 – коэффициенты фурье-разложения аperiodической решетки.

Для решения линейной части системы дифференциальных уравнений с частными производными (1) мы использовали стандартный метод быстрого преобразования Фурье, а для нелинейной части – метод Рунге-Кутты четвертого порядка. Затем результаты этих методов сшивались по схеме «симметричного расщепления» шагов, развитой для анализа нелинейного взаимодействия волновых пакетов в диспергирующих средах [14, 15]. Необходимо отметить, что из-за «неоднородности» граничных условий (1a) решение системы (1) требует дополнительных итеративных алгоритмов. К подобным относятся, в частности, алгоритмы, основанные на методах «стрельбы» [13] или множителей Лагранжа [16].

В настоящей работе для определения неизвестного профиля импульса ВГ на входе нелинейной среды ($z = 0$) нами развит специальный итеративный алгоритм, основанный на методе множителей Лагранжа. Отметим, что подобная методика была использована в [16] для определения неизвестного временного профиля распределения интенсивности ОИ с целью получения заданного профиля распределения интенсивности ВГ в процессе нестационарной ГВГ в однородных нелинейно-оптических средах с квадратичной нелинейностью. В отличие от [16], мы использовали следующие граничные условия для функций множителей Лагранжа: $\lambda_1(z, t)|_{z=L} = 0$, $\lambda_2(z, t)|_{z=L} = -A_2(z, t)|_{z=L}$, где $\lambda_1(z, t)$ и $\lambda_2(z, t)$ – функции множителей Лагранжа для ОИ и ВГ соответственно. Последовательность работы нашего алгоритма соответствует последовательности работы алгоритма [16]. (При расчетах мы полагали, что поперечные размеры (радиус пучка) ОИ намного меньше поперечных размеров АДС-кристалла и квазисинхронное взаимодействие волн происходит только вдоль координаты z .)

На основе численного решения (1) нами проанализировано влияние D_1 (в расчетах полагалось наличие у АДС-кристалла лишь линейного чирпа: $D_1 \neq 0$, $D_2 = 0$) на эффективность обратной ГВГ и коэффициент компрессии импульса ВГ σ ($\sigma = \tau_2/\tau_1$; τ_2 – длительность импульса ВГ при $z = 0$, которая определялась как среднеквадратичная полуширина распределения интенсивности по уровню $1/e$ от максимальной [17]). В расчетах были использованы безразмерные значения $A_0 = 1$, $\tau_0 = 1$, $v = 1$, $C = 50$, $\Gamma = 1$ и $L = L_{\text{opt}}$. Сравним характерную длину взаимодействия $L_{\text{nl}} = 1/(A_0\Gamma)$ и квазистатическую длину взаимодействия $L_v = \tau_0/v$ с длиной L нелинейного кристалла в наших условиях, для того чтобы оценить влияние дисперсии групповых скоростей и интенсивности ОИ на процесс обратной ГВГ. В данном случае для них выполняется условие $L \gg L_{\text{nl}} \gg L_v$, так как $L \approx 7$, $L_{\text{nl}} = 1$, $L_v = 0.1$. Это означает, что влияние на процесс преобразования частоты расстройки групповых скоростей по сравнению с другими эффектами является определяющим. Как показывают предварительные оценки, в данных условиях снижение интенсивности ОИ в процессе нестационарной ГВГ не превышает нескольких процентов. В связи с этим анализ данного нелинейно-оптического процесса был проведен в условиях слабого энергообмена (т.е. в приближении заданного поля), без учета искажения формы импульса ВГ, вызываемого истощением ОИ. Необходимо отметить, что развитый подход может быть также применим в случае сильного энергообмена взаимодействующих волн. Однако теоретический анализ указанной задачи выходит за рамки настоящей работы.

Результаты расчетов приведены на рис.1, где показаны зависимости коэффициента компрессии σ импульса ВГ (сплошная кривая) и энергетической эффективности η обратной ГВГ (штриховая кривая) от нормированной величины пространственного чирпа АДС-кристалла D_1/D_{opt} . Видно, что с ростом D_1 длительность импульса ВГ после некоторого увеличения уменьшается. При $D_1 = D_{\text{opt}}$ наблюдается максимальная компрессия длительности импульса ВГ. Таким образом, наши расчеты показывают, что максимальная компрессия в процессе обратной ГВГ достигается при оптимальных значениях длины и линейного пространственного чирпа АДС-кристалла, равных

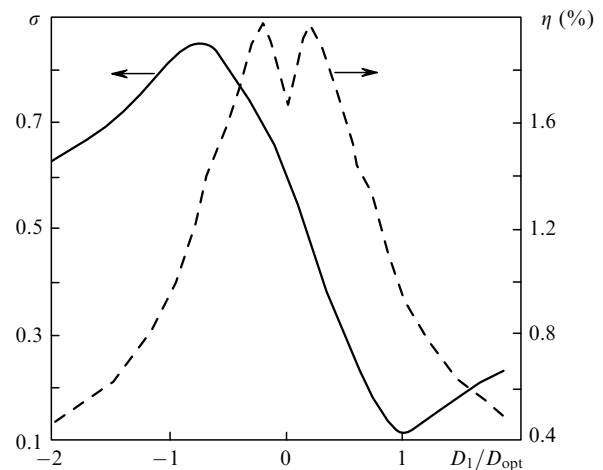


Рис.1. Зависимости коэффициента компрессии σ (сплошная кривая), и эффективности преобразования энергии η (штриховая кривая) от величины пространственного чирпа D_1/D_{opt} АДС-кристалла.

их соответствующим оптимальным значениям в процессе прямой ГВГ.

Следует отметить, что максимальная энергетическая эффективность обратной ГВГ в рассматриваемом случае наблюдается при $D_1 \neq 0$, а не при $D_1 = D_{\text{opt}}$ или $D_1 = 0$. Это хорошо видно из зависимости эффективности обратной ГВГ, представленной штриховой кривой. (Однако расчеты показывают, что максимальное значение пиковой интенсивности импульса ВГ наблюдается именно в оптимальных условиях компрессии для прямой ГВГ при $D_1 = D_{\text{opt}}$.) Из анализа рисунка следует, что энергетическая эффективность обратной ГВГ при $D_1 = D_{\text{opt}}$ по сравнению со случаем периодически поляризованного кристалла ($D_1 = 0$) снижается примерно в 2 раза. Такое сравнительно небольшое снижение эффективности вызвано тем, что спектральная ширина синхронизма АДС-кристалла больше, чем у периодического кристалла [18]. Недавние теоретические исследования прямой ГВГ [19] и вырожденного параметрического усиления света [20, 21] также продемонстрировали подобное поведение эффективности преобразования частоты фазово-модулированных лазерных импульсов в АДС-кристаллах. Отметим, что, как мы полагали в расчетах, максимальные отклонения периода доменов от его точного значения, при котором выполняется условие квазисинхронного взаимодействия для центральной частоты импульса ОИ, не превышают порядка квазисинхронизма m .

На рис.2 показаны временные профили нормированной интенсивности ВГ на входе АДС-кристалла при различных значениях D_1 . Из расчетов следует, что при $D_1 = D_{\text{opt}}$ максимальная интенсивность примерно в 8 и 14 раз больше, чем при $D_1 = 0$ и $D_1 = -D_{\text{opt}}$ соответственно. В то же время энергетическая эффективность η обратной ГВГ при $z = 0$ составила 1.6 %, 1.05 % и 0.8 % для $D_1 = 0$, $-D_{\text{opt}}$ и D_{opt} соответственно (см. рис.1).

Необходимо отметить, что экспериментальная реализация различных типов параметрического преобразования частоты, в том числе обратной ГВГ в периодически поляризованных нелинейных кристаллах с ультрамалыми размерами доменов, достижима на практике, поскольку в настоящее время технология выращивания подобных кристаллов хорошо развита [22]. Например, в [12] экспериментально продемонстрировано параметрическое усиление света в периодически поляризованных кри-

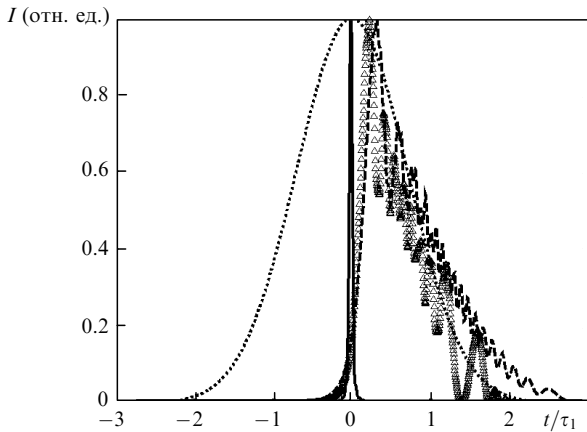


Рис.2. Нормированные временные профили интенсивности ВГ для $D_1 = D_{\text{opt}}$ (—), 0 (Δ) и $-D_{\text{opt}}$ (---) при $z = 0$. Для сравнения показан профиль интенсивности входного фазово-модулированного импульса ОИ (.....).

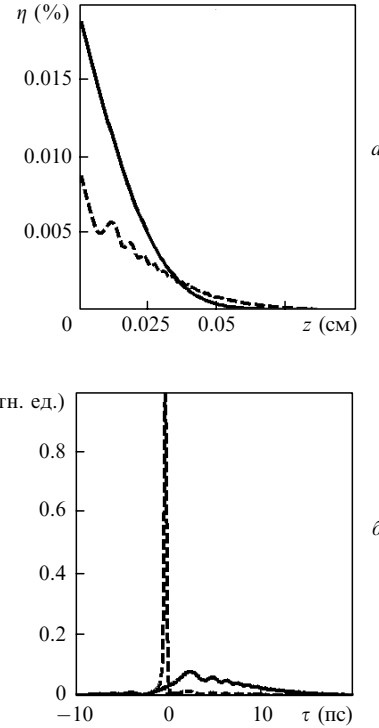


Рис.3. Зависимости энергетической эффективности обратной ГВГ вдоль длины АДС-кристалла (a) и профили интенсивности ВГ на входе нелинейной среды (b); сплошные кривые соответствуют расчетам, полученным при $D_1 = -D_{\text{opt}}$, штриховые – при $D_1 = D_{\text{opt}}$.

сталлах LiNbO_3 с периодом 800 нм для усиления холостой волны в направлении, встречном к направлению накачки. В [13] показано, что обратная ГВГ фемтосекундных лазерных импульсов в АДС-кристаллах может быть использована для оптимального формирования фемтосекундных импульсов ВГ, как и в случае традиционной ГВГ [23].

Рассмотрим конкретный эксперимент: удвоение частоты излучения с длиной волны $\lambda = 1.56$ мкм, максимальной интенсивностью $I_0 = 10$ ГВт/см², длительностью $\tau_1 = 10.5$ пс и глубиной фазовой модуляции $C = 1.4$ пс² при взаимодействии типа $ee-e$ в кристалле LiNbO_3 длиной $L = 0.1$ см с минимальным и максимальным периодом доменов $A_{\text{min}} = 2.52$ мкм и $A_{\text{max}} = 2.88$ мкм соответственно. В этом случае $v \approx 150$ пс/см, и период доменов A_0 , при котором возможна квазисинхронная обратная ГВГ 15-го порядка, составляет 2.7 мкм (таким образом, $D_1 = \pi(A_{\text{min}} - A_{\text{max}})/(LA_{\text{max}}A_{\text{min}}) \approx D_{\text{opt}} \approx 1.55$ мм⁻²). При данных параметрах изменяющийся диапазон периода доменов АДС-кристалла лежит между порядками квазисинхронизма $m = 14$ и 16 для обратной ГВГ, и величина чирпа АДС-кристалла и глубина фазовой модуляции входного импульса ОИ удовлетворяют оптимальным условиям для эффективной компрессии импульса ВГ. Результаты расчетов приведены на рис.3. На рис.3,a показано изменение энергетической эффективности обратной ГВГ вдоль длины АДС-кристалла, тогда как на рис.3,b – нормированные (на максимальную величину интенсивности оптимально скомпрессированного импульса ВГ) временные профили интенсивности ВГ на входе нелинейной среды. Видно, что изменение знака чирпа АДС-кристалла сильно влияет на временной профиль интенсивности ВГ. Импульс ВГ (сплошная кривая) удлиняется при противоположном

знаке чирпа АДС-кристалла относительно его оптимального значения. При оптимальных условиях импульс ВГ эффективно сжимается ($\sigma \approx 0.05$ – штриховая кривая на рис.3,б). Таким образом, в данном случае импульс ВГ сжимается примерно в 20 раз.

Отметим, что в общем случае условия квазисинхронизма различного порядка могут выполняться одновременно для разных типов трехчастотного взаимодействия. В этом случае необходимо учитывать все связанные типы процессов преобразования частоты. Однако в рассмотренном нами конкретном случае нет необходимости в таком анализе. Расчеты показывают, что в рассмотренном диапазоне изменения размеров доменов ниобата лития и в спектральном диапазоне условие квазисинхронизма 25-го порядка (размер доменов ~ 2.73 мкм) выполняется только для обратной генерации третьей гармоники. Учитывая снижение эффективности преобразования частоты с ростом порядка синхронизма, влияние обратной генерации третьей гармоники в рассмотренном случае должно быть несущественным.

Необходимо также отметить, что в этом случае энергетическая эффективность обратной ГВГ сравнительно невелика, что связано с выбором порядка квазисинхронизма, при котором в настоящее время возможно создание доменов требуемой толщины. Использование меньшего порядка квазисинхронизма при соответствующем уменьшении толщины доменов способно привести к существенному повышению эффективности.

Таким образом, в данной работе теоретически исследованы обратная ГВГ фазово-модулированных лазерных импульсов в АДС-кристаллах и нелинейная компрессия импульсов. Рассмотрен случай, когда обратный период доменов изменяется линейно вдоль направления распространения взаимодействующих волн. Исследовано одновременное влияние изменения периода доменов и расстройки групповых скоростей. Показано, что имеется оптимальное соотношение между величинами чирпов

АДС-кристалла и фазовой модуляции ОИ, при котором возможна максимальная компрессия длительности импульса ВГ по сравнению с длительностью входного импульса в нестационарном режиме. Результаты данной работы могут быть использованы для компрессии лазерных УКИ на практике.

1. Stabinis A., Valiulis G., Ibragimov E.A. *Opt. Commun.*, **86**, 301 (1991).
2. Danielius R., Piskarskas A., Trapani P.Di, Andreoni A., Solcia C., Foggi P. *Opt. Lett.*, **21**, 973 (1997).
3. Dubietis A., Valiulis G., Tamosauskas G., Danielius R., Piskarskas A. *Opt. Lett.*, **22**, 1071 (1997).
4. Wang Y., Dragila R. *Phys. Rev. A*, **41**, 5645 (1990).
5. Wang Y., Luther-Davies B., Chuang Y.H., Craxton R.S., Meyerhofer D.D. *Opt. Lett.*, **16**, 1862 (1991).
6. Wang Y., Luther-Davies B. *Opt. Lett.*, **17**, 1459 (1992).
7. Arbore M.A., Marco O., Fejer M.M. *Opt. Lett.*, **22**, 865 (1997).
8. Arbore M.A., Galvanauskas A., Harter D., Chou M. H., Fejer M.M. *Opt. Lett.*, **22**, 1341 (1997).
9. Imeshev G., Arbore M.A., Fejer M.M., Galvanauskas A., Fermann M., Harter D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **17**, 304 (2000).
10. Imeshev G., Arbore M.A., Kasriel S., Fejer M.M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **17**, 1420 (2000).
11. Ding Y., Kang J., Khurgin J. *J. Quantum Electron.*, **34**, 966 (1998).
12. Canalias C., Pasiskevicius V. *Nature Photonics*, **1**, 459 (2007).
13. Conforti M., De Angelis C., Sapaev U.K., Assanto G. *Opt. Express*, **16**, 2115 (2008).
14. Fisher R.A., Bischel W.K. *J. Appl. Phys.*, **46**, 4921 (1975).
15. Sidick E., Knoesen A., Dienes A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 1704 (1995).
16. Buffa R., Cavalieri S. *J. Opt. Soc. Am. B*, **17**, 1901 (2000).
17. Агравал Г. *Нелинейная волоконная оптика* (М.: Мир, 1996, с.62).
18. Reid D.T. *J. Opt. A. Pure Appl. Opt.*, **5**, S97 (2003).
19. Yusupov D.B., Chirkin A.S. *J. Phys. Wave Phenom.*, **15**, 263 (2007).
20. Yusupov D.B. *Laser Phys.*, **18**, 43 (2008).
21. Artigas D., Reid D.T., Fejer M.M., Torner L. *Opt. Lett.*, **27**, 442 (2002).
22. Busacca A.C., Cino A.C., Riva Sanseverino S., Ravaro M., Assanto G. *Electron. Lett.*, **41**, 92 (2005).
23. Sapaev U.K., Reid D.T. *Opt. Express*, **13**, 3264 (2005).