

07

## ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ РЕГЕНЕРАЦИЯ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА В СРЕДЕ С КВАДРАТИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

И.Э. Б е р и ш е в, А.В. С е л и ш е в,  
А.С. Щ е р б а к о в

Во многих технических приложениях оптики сверхкоротких импульсов /СКИ/ существует проблема восстановления их амплитуды и длительности в реальном масштабе времени. Примерами могут послужить необходимость регенерации сверхкоротких носителей информации в солитонных волоконно-оптических системах [1], а также задача усиления непрерывной последовательности СКИ полупроводниковых лазеров [2]. При этом важно, чтобы процесс восстановления параметров СКИ обладал „эффектом насыщения“, который позволяет формировать на выходе регенератора импульсы с заранее заданными характеристиками при наличии различного рода возмущений характеристик входных сигналов. Одним из возможных способов воздействия на параметры СКИ является нестационарное параметрическое усиление в среде с квадратичной нелинейностью [3]. Такой тип ангармонизма свойственен нецентросимметричным кристаллам и обусловлен электронным механизмом взаимодействия света со средой с характерным временем релаксации нелинейности  $10^{-15}$  с [4], что обеспечивает динамику трансформации СКИ пико- и фемтосекундного диапазона. Необходимо отметить, что из-за относительно небольшого удельного усиления (3...5 дБ/см [5]) вопросам технического использования явления параметрического усиления уделено недостаточное внимание. Однако в ряде случаев, в частности, отмеченных выше, особенно важно трансформировать СКИ в реальном масштабе времени, а величина удельного усиления не играет существенной роли.

В связи с этим в данной работе исследуется параметрическая регенерация как солитонных СКИ [6] типа

$$\Phi(t) = \operatorname{sech}\left(\frac{t}{\tau_0}\right), \quad (1)$$

где  $\tau_0$  — характерная длительность импульса, так и импульсов с супер-гауссовской огибающей:

$$\Phi(t) = \exp\left[-\frac{1}{2}(1+i\tilde{\alpha})\left(\frac{t}{\tau_0}\right)^{2m}\right], \quad (2)$$

где  $m = 1, 2, 3 \dots$ ;  $\tilde{\alpha} = \alpha\tau_0^{2m}$ , описывающей форму волновых пакетов полупроводниковых лазеров [3].

Система эволюционных дифференциальных уравнений для случая вырожденного параметрического взаимодействия в пренебрежении дисперсионным расплыванием и оптическими потерями, а также при оптимальном согласовании фаз и точном выполнении условий фазового синхронизма имеет вид:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial z} = \sigma_1 \rho_1 \rho_2; \quad \frac{\partial \rho_2}{\partial z} + \beta \frac{\partial \rho_2}{\partial \eta} = -\sigma_2 \rho_1^2. \quad (3)$$

Здесь  $\rho_1, \rho_2$  - действительные части комплексных медленно меняющихся амплитуд волн на частотах  $\omega, 2\omega$ ;  $\beta = \frac{1}{u_2} - \frac{1}{u_1}$  - расстройка групповых скоростей  $u_1$  и  $u_2$  соответствующих волн;  $\sigma_1, \sigma_2$  - коэффициенты нелинейности;  $\eta$  - локальное время в системе координат, движущейся вдоль координаты  $z$  со скоростью  $u_1$ . Аналогично [4] можно найти приближенное решение системы (3) при граничных условиях вида (1) или (2). В первом приближении при выполнении неравенства  $\rho_2 \gg \rho_1$  из (3) имеем:

$$\rho_1^{(1)}(z, \eta) = \phi(\eta) \exp(\sigma_1 E_2 z). \quad (4)$$

Во втором приближении, когда  $\rho_1 \sim \rho_2$  и становится заметным истощение накачки  $\rho_2$ , учитывая лишь линейные по  $\beta$  члены, запишем решение системы (3), описывающее нестационарное усиление супергауссовского импульса:

$$\rho_1^{(2)}(z, \eta) = \frac{E_1 e^{\left(\frac{\eta}{\tau_0}\right)^{2m}} e^{(\sigma_1 E_2 z)}}{1 - \sigma_2 \frac{E_1^2}{E_2} e^{\left(\frac{\eta - \beta z}{\tau_0}\right)^{2m}} \left\{ \frac{1}{\frac{2\eta\beta}{\tau_0^2} + 2\sigma_1 E_2} \left[ e^{\left(\frac{2\eta\beta z}{\tau_0^2} + 2\sigma_1 E_2 z\right)} - 1 \right] + \frac{\tau_0^2}{2\eta\beta} \left[ e^{\left(\frac{2\eta\beta z}{\tau_0^2}\right)} - 1 \right] \right\}} \quad (5)$$

и импульса *sech*-образной формы:

$$\rho_1^{(2)}(z, \eta) = \frac{E_1 \operatorname{sech}\left(\frac{\eta}{\tau_0}\right) e^{(\sigma_1 E_2 z)}}{1 - \sigma_2 \frac{E_1^2}{E_2} \left\{ \frac{\tau_0}{2\beta} e^{\left(\frac{\beta z - \eta}{\tau_0}\right)} \left[ \frac{1}{1 + e^{\left(\frac{2\eta}{\tau_0}\right)}} - \frac{1}{1 + e^{\left(\frac{\eta - \beta z}{\tau_0}\right)}} + \ln \left( \frac{\operatorname{ch}\left(\frac{\eta - \beta z}{\tau_0}\right) e^{-\left(\frac{\beta z}{\tau_0}\right)}}{\operatorname{ch}\left(\frac{\eta}{\tau_0}\right)} \right) \right] + \frac{\tau_0}{\beta} \left[ \operatorname{th}\left(\frac{\eta}{\tau_0}\right) - \operatorname{th}\left(\frac{\eta - \beta z}{\tau_0}\right) \right] \right\}} \quad (6)$$

Исходя из вида выражений (4), (5), (6), можно провести качественный анализ процесса развития исходного СКИ с огибающей  $\rho_1$  в поле квазинепрерывной накачки  $\rho_2$ . В первом приближении процесс заключается в нарастании волны  $\rho_1^{(1)}$  (рис. 1,а). Во втором приближении в волне накачки  $\rho_2^{(2)}$  появляется провал, смещающийся из-за нестационарности процесса на величину  $\Delta \eta \sim \beta z$  (рис. 1,б), знак которой зависит от знака групповой расстройки  $\beta$ . Огибающая импульса  $\rho_1^{(2)}$  вследствие нестационарности процесса имеет

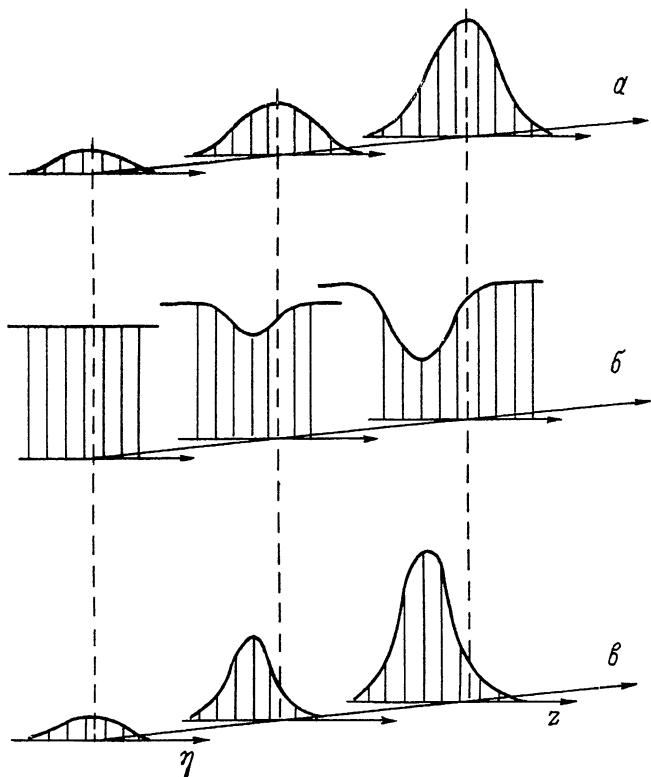


Рис. 1. Динамика трансформации СКИ в нелинейном кристалле при вырожденном нестационарном параметрическом усилении. а - усиление сигнала импульса при  $\rho_2 \gg \rho_1$ , б - истощение волны накачки при  $\rho_1 \sim \rho_2$ , в - усиление и сжатие сигнала импульса при нестационарном взаимодействии с квазинепрерывной волной накачки.

тенденцию к сжатию (рис. 1,в) и также смещается в сопровождающей системе координат, что соответствует изменению групповой скорости импульса  $\rho_1$ . Описанный процесс обладает „эффектом насыщения“, так что возможно устойчивое стабильное состояние, соответствующее полному истощению накачки и формированию солитона связанного состояния [7], групповая скорость которого в общем случае отлична от  $u_1, u_2$ .

Для количественного анализа процесса параметрического взаимодействия необходимо определить величину усиления и сжатия исходного импульса в поле квазинепрерывной накачки. Как видно из (4), импульс  $\rho_1$  с единичной амплитудой усиливается в  $e$ -раз на расстоянии  $L = \frac{1}{\sigma_1 E_2}$ . Нелинейный коэффициент в кристалле *KDP* равен

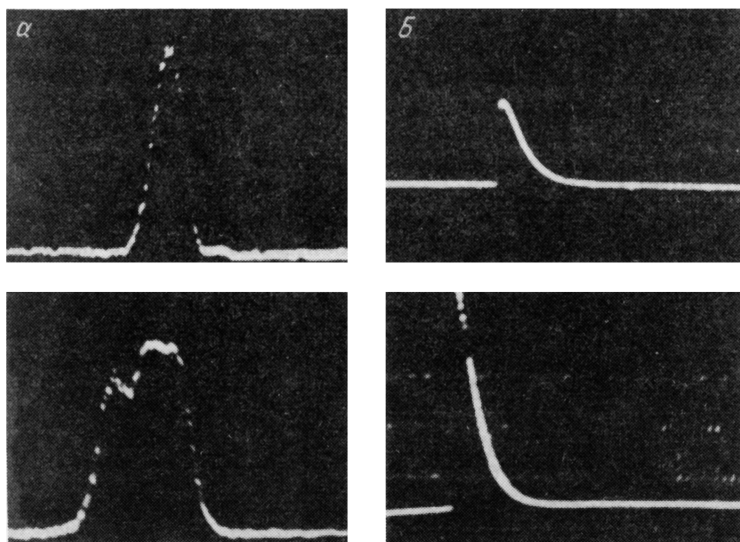


Рис. 2. а) Денситограммы автокорреляционных функций сигнала и накачки. б) Контрольные осциллограммы входного и усиленного в 2.5 раза сигнальных импульсов, зарегистрированные калиброванными фотодиодами.

$\tilde{\gamma}_1 = 5 \cdot 10^{-6} \text{ В}^{-1}$ , что при накачке  $E_2 = 10^7 \text{ В/м}$  обеспечивает усиление сигнала в  $e$ -раз в кристалле длиной 2 см. Временной сдвиг импульса сигнала относительно энергетического центра импульса накачки равен  $\Delta\tau \approx \beta L$ , и можно оценить укорочение сигнального импульса вызываемое нестационарностью процесса. При длительности входного импульса 5 пс в кристалле  $KDP: L = 2 \text{ см}$ ,  $\beta = -3 \cdot 10^{-13} \text{ с/см}$ , укорочение составит:  $\Delta\tau = 0.6 \text{ пс}$ .

С целью практической оценки возможности регенерации в среде с квадратичной нелинейностью проведено экспериментальное исследование параметрического усиления одиночных сверхкоротких оптических импульсов в поле квазинепрерывной накачки в вырожденном режиме. В кристалле  $KDP$  длиной 2 см был реализован синхронизм типа  $oe - o$ . Для получения как импульсов сигнала, так и накачки использовался задающий генератор - пикосекундный лазер ЛИ-С-801. Регистрация временных параметров сверхкоротких импульсов осуществлялась корреляционным методом пучка второй гармоники с обработкой результатов измерений специализированным процессом и выводом их на индикаторное устройство; амплитудные характеристики импульсов оценивались с помощью калиброванных фотодиодов и контрольного запоминающего осциллографа.

Излучение задающего генератора с помощью 50% зеркала распределялось между каналами формирования сигнала и накачки. Сигнальный импульс на длине волны  $\lambda_1 = 1.06$  мкм интенсивностью 2% от исходного поступал непосредственно на кристалл *KDP*. В канале накачки с помощью генератора второй гармоники на кристалле *KDP* и системы двух дифракционных решеток (600 штрихов/мм) формировался импульс длительностью более 15 пс на  $\lambda_2 = 0.53$  мкм с интенсивностью, в 100 раз превышающей пиковую интенсивность импульса сигнального канала. Экспериментально получено параметрическое усиление сигнального сверхкороткого оптического импульса длительностью 5.4 пс на длине волны  $\lambda_1 = 1.06$  мкм в 2.5 раза и его сжатие на 0.5 пс, что соответствует приведенным выше численным оценкам для данного кристалла. На рис. 2,а представлены денситограммы автокорреляционных функций импульсов накачки и сигнала, зарегистрированные методом пучка второй гармоники, а рис. 2,б иллюстрирует параметрическое усиление сигнального импульса в кристалле *KDP*.

Полученные результаты указывают на принципиальную возможность использования параметрического усиления, обладающего „эффектом насыщения“, для полностью оптической регенерации сверхкоротких импульсов в ближнем ИК-диапазоне, что представляется перспективным для создания высокоскоростных оптических информационных систем.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] M o l l e n a u e r L.E., G o r d o n J.P., I s l a m M.N., // IEEE Jour. of Quant. Elect. 1986. V. QE-22. N 1. P. 157-173.
- [2] Б о г а т о в А.П., В а с и л ь е в П.П., М о р о з о в В.Н., С е р г е е в А.Б. // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. № 10. С. 1957-1958.
- [3] А х м а н о в С.А., В ы с л о у х В.А., Ч и р к и н А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.
- [4] А х м а н о в С.А., К о в р и г и н А.М. // Письма в ЖЭТФ. 1968. Т. 7. В. 7. С. 237-242.
- [5] Я р и в А., Ю х П. Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987. 616 с.
- [6] З а х а р о в В.Е., Ш а б а т А.Б. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. № 1. С. 118-134.
- [7] С у х о р у к о в А.П. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1987. Т. 51. № 8. С. 1361-1369.

Ленинградский политехнический институт им. М.И. Калинина

Поступило в Редакцию  
18 мая 1989 г.