

Авторы выражают искреннюю благодарность Р.М. Мехлису за неоценимое содействие при проведении экспериментов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] L a n g D.V. // J. APPL. Phys. 1974. V. 45. N 7. P. 3014-3022.
- [2] Т о к у м у р а Y. // Japan J. Appl. Phys. 1963. V. 2. N 9. P. 542-549.
- [3] B o u r g o i n L.C., C o r b e t t J.W. // Phys. Lett. 1972. V. 38A. N 1. P. 135-137.
- [4] C o n z e l m a n n H., G r a f f K., W e b e r E.R. // Appl. Phys. A. 1983. V. 30. N 3. P. 169-175.

Поступило в Редакцию
11 апреля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 14

26 июля 1990 г.

06.3; 07

© 1990

НЕВЫРОЖДЕННАЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ РЕГЕНЕРАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В КРИСТАЛЛАХ

Д.М. И н д е н б а у м, В.М. С ы с у е в,
А.С. Щ е р б а к о в

Одним из возможных методов воздействия на характеристики оптических сверхкоротких импульсов (СКИ) является нестационарное параметрическое усиление в среде с квадратичной нелинейностью [1]. Динамика трансформации СКИ в этом случае обусловлена электронным механизмом взаимодействия света со средой и имеет характерные времена релаксаций нелинейности 10^{-15} с [2, 3], что обеспечивает регенерацию пикосекундных импульсов [4]. Однако описанные в [4] экспериментальные результаты были получены в режиме вырожденного параметрического усиления, при котором существенным является поддержание определенной и фиксированной разности фаз волн сигнала и накачки, что достаточно затруднительно для приложений. В данном сообщении рассматривается невырожденный режим параметрического взаимодействия СКИ с квазинепрерывной накачкой в нецентросимметричном кристалле, когда фаза холостой волны согласует фазы сигнальной волны и волны накачки. Имея в виду задачу регенерации СКИ в солитонной волоконно-оптической линии связи (ВОЛС) [5], ограничимся рассмотрением импульсов длительностью τ_0 типа [6]

$$\varphi(z) = \operatorname{sech} \frac{z}{\tau_0}. \quad (1)$$

Система эволюционных дифференциальных уравнений для случая невырожденного параметрического взаимодействия в пренебрежении дисперсионным распылением и оптическими потерями, а также при точном выполнении условий фазового синхронизма имеет вид

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial z} = \beta_1 \rho_2 \rho_3; \quad \frac{\partial \rho_2}{\partial z} + \beta' \frac{\partial \rho_2}{\partial \eta} = \beta_2 \rho_1 \rho_3; \quad \frac{\partial \rho_3}{\partial z} + \beta \frac{\partial \rho_3}{\partial \eta} = -\beta_3 \rho_1 \rho_2. \quad (2)$$

Здесь ρ_1, ρ_2, ρ_3 — действительные части комплексных медленно меняющихся амплитуд сигнальной, холостой волн и волны накачки соответственно; $\beta = \frac{1}{u_3} - \frac{1}{u_1}$; $\beta' = \frac{1}{u_2} - \frac{1}{u_1}$ — расстройки групповых скоростей u_1, u_2, u_3 соответствующих волн; $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ — коэффициенты нелинейности; η — локальное время в системе координат, движущейся вдоль координаты z со скоростью u_1 . Найдем приближенные решения системы (2) при граничных условиях

$$\rho_1(z=0) = E_1 \varphi(\eta), \quad \rho_2(z=0) = 0, \quad \rho_3(z=0) = E_3 - \text{const}, \quad (3)$$

и форме импульса (1). В первом приближении, при $\rho_3 \gg \rho_1, \rho_2$ из (2) имеем

$$\rho_1^{(1)}(z, \eta) = E_1 \operatorname{sech} \left(\frac{\eta - \beta' z}{\tau_0} \right) \operatorname{ch} (E_3 z \sqrt{\beta_1 \beta_2}) \quad (4)$$

и аналогично для $\rho_2^{(1)}(z, \eta)$. Во втором приближении, когда $\rho_1, \rho_2 \sim \rho_3$ и становится заметным истощение накачки ρ_3 , учитывая лишь линейные по β члены, запишем решение системы (2), описывающее нестационарное усиление сигнального импульса sech — образной формы:

$$\rho_1^{(2)}(z, \eta) = \frac{E_1 \operatorname{sech} \left(\frac{\eta - \beta' z}{\tau_0} \right) \times}{1 - \frac{\beta_3 E_1^2 \tau_0 \sqrt{\beta_2}}{4 E_3 \sqrt{\beta_1} (\beta - \beta')} \operatorname{sh} \left(\frac{\eta - \beta z}{\tau_0} \right)} \quad (5)$$

$$\times \frac{\operatorname{ch} (E_3 z \sqrt{\beta_1 \beta_2})}{\left[\frac{1}{1 + \exp \frac{2}{\tau_0} (\eta - \beta' z)} - \frac{1}{1 + \exp \frac{2}{\tau_0} (\eta - \beta z)} + \ln \frac{\operatorname{ch} \frac{\eta - \beta z}{\tau_0}}{\operatorname{ch} \frac{\eta - \beta' z}{\tau_0}} \exp \left(-\frac{z}{\tau_0} (\beta - \beta') \right) \right]}.$$

Аналогичная формула получается для огибающей холостой волны $\rho_2^{(2)}$. Исходя из выражений (4), (5), можно качественно проанализировать процесс эволюции исходного СКИ с огибающей ρ_1 и импульса ρ_2 в поле квазинепрерывной накачки ρ_3 . В первом при-

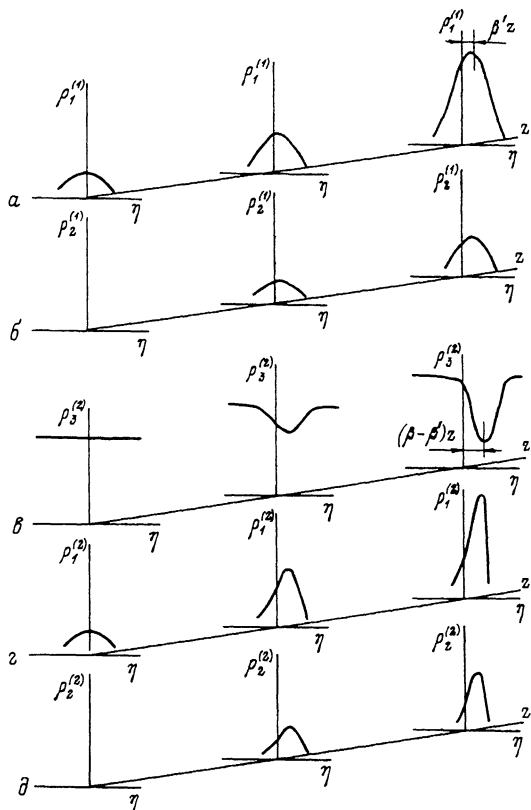


Рис. 1. Динамика трансформации СКИ в нелинейном кристалле при невырожденном нестационарном параметрическом усилении. а - усиление и сжатие сигнального импульса при $\rho_1 \ll \rho_3$, б - усиление и сжатие холостого импульса при $\rho_2 \ll \rho_3$, в - истощение накачки при $\rho_1 \sim \rho_3$, г - усиление и сжатие сигнального импульса при нестационарном взаимодействии с квазинепрерывной волной накачки, д - усиление и сжатие холостого импульса при нестационарном взаимодействии с квазинепрерывной волной накачки.

ближении процесс заключается в равномерном нарастании импульсов $\rho_1^{(1)}$, $\rho_2^{(1)}$ (рис. 1, а, б) и смещении из-за нестационарности процесса на величину $\Delta z' = \beta' z$, знак которой зависит от знака групповой растройки β' , что соответствует изменению групповых скоростей импульсов ρ_1 и ρ_2 . Во втором приближении в поле накачки

$\rho_3^{(2)}$ появляется провал смещающийся на величину $\Delta z = (\beta - \beta') z$, а огибающие импульсов $\rho_1^{(2)}$ и $\rho_2^{(2)}$ вследствие нестационарности процесса имеют тенденцию к сжатию (рис. 1, г, д) и дополнительно смещаются в сопровождающей системе координат. Описанный процесс ведет к устойчивому стационарному состоянию, соответствующему полному истощению накачки и формированию солитона связанного состояния [7], групповая скорость которого в общем случае отлична от u_1, u_2, u_3 . Однако при рассмотрении регенерации СКИ можно ограничиться приближением заданного поля накачки. В этом приближении динамика изменения значения максимума амплитуды сигнального импульса определяется формулой (4) при $z = \beta' z$, так что заданное нарастание амплитуды \bar{E}_1 происходит на длине взаимодействия:

$$z_A = \frac{1}{E_3 \sqrt{\sigma_1 \sigma_2}} \ln \left(\frac{2\bar{E}_1}{E} \right). \quad (6)$$

Следуя [6], отметим, что амплитуда *sech*-образных солитонных импульсов при распространении по волокну спадает как $\exp(-0.23\alpha z_B)$, а длительность увеличивается по закону $\exp(0.23\alpha z_B)$, где α - коэффициент потерь в дБ/км, z_B - длина волокна. При наличии потерь следует использовать сжатие импульсов за счет выбора амплитуды сигнала, в 1.5 раза превышающей амплитуду солитона. При этом на длине L_{NL} , определяемой через пиковую мощность солитона P_0 и сечение сердцевины волокна S

$$L_{NL} \text{ (м)} = 5.3 \lambda_1 \text{ (мкм)} S \text{ (мкм}^2\text{)} P_0^{-1} \text{ (Вт)},$$

длительность импульса сокращается до 0.5 начального значения. Если выполняется условие $L_{NL} < (0.115\alpha)^{-1}$, то уширение солитона вследствие затухания начинается не с $2\tau_0$ а с τ_0 , и на расстоянии $z_B = 3 \text{ (дБ)}/\alpha$ длительность импульса снова становится равной $2\tau_0$. Это рассмотрение позволяет заключить, что условие $\alpha z_B = 3 \text{ дБ}$ при требуемых в солитонной ВОЛС потерях менее 0.5 дБ/км, является условием тождественной регенерации сигнальных импульсов. Таким образом, регенерационный участок представляет собой параметрический усилитель-кристалл длиной z_A с ко-

эффициентом усиления по амплитуде $\frac{\bar{E}_1}{E_1} = 1.5$ и волокно длиной

z_B с потерями α . Следовательно, параметрический регенератор сможет эффективно функционировать в такой линии при длине регенерационного участка до 15 км.

В качестве среды взаимодействия может быть использован кристалл $LiIO_3$, который при $\lambda_1 = 1.32 \text{ мкм}$, $\lambda_2 = 5.38 \text{ мкм}$, $\lambda_3 = 1.06 \text{ мкм}$ имеет $\sigma_1 = 12.3 \cdot 10^{-6} \text{ В}^{-1}$, $\sigma_2 = 3.06 \cdot 10^{-6} \text{ В}^{-1}$, так что при накачке $E_3 = 6.6 \cdot 10^4 \text{ В/см}$, соответствующей плотности мощности 20 МВт/см^2 , для тождественной регенерации не-

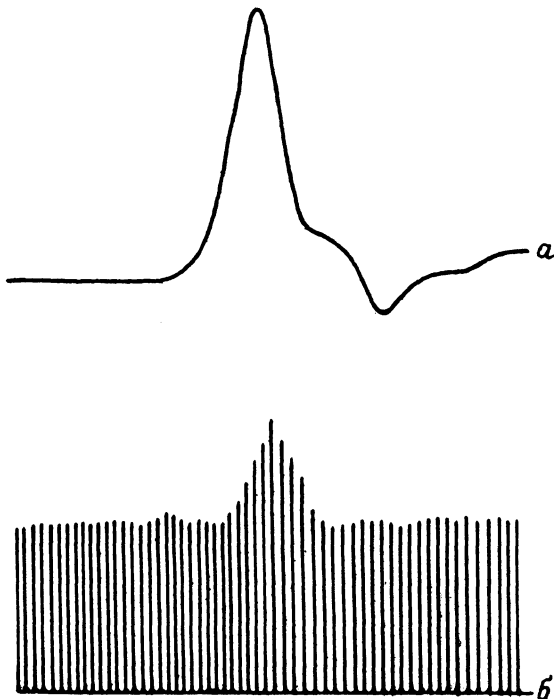


Рис. 2. Усиление сигнальных импульсов в полосе мощного импульса накачки. а - осциллограмма импульса накачки, б - осциллограмма усиленных сигнальных импульсов.

обходима длина кристалла 3 см. Уменьшения длин взаимодействия можно добиться, например, в кристалле КТР (титанил-фосфат калия), нелинейные коэффициенты которого значительно выше, чем в $LiIO_3$ [8].

Экспериментальное исследование параметрической регенерации СКИ в невырожденном режиме проводилось с использованием образцов из $LiIO_3$ с автономной юстировкой по трехкристальной схеме для уменьшения сноса волны накачки. Каждый из кристаллов длиной 0.5 см был вырезан под углом $11^{\circ}30'$ к оптической оси, для реализации π -е синхронизма. Лазер ЛТИ-ПЧ использовался в качестве генератора импульсов накачки на длине волны $\lambda_3 = 1.06$ мкм с параметрами $\tau_3 = 13$ нс и $P_{3 \text{ имп}} = 10^6$ Вт, что при сечении светового пучка $d = 1$ мм соответствовало амплитуде поля $E_3 = 14.8 \cdot 10^4$ В/см. Для получения непрерывной последовательности сигнальных СКИ на длине волны $\lambda_1 = 1.32$ мкм служил описанный в [9] источник на основе $InGaAsP/InP$ гетеролазера

с внешним резонатором и активной синхронизацией мод. Параметры сигнальных импульсов: $\tau_1 = 5$ пс, $P_{1 \text{ имп}} = 1$ Вт, $f = 700$ МГц обеспечивали имитацию солитонных информационных сигналов, следующих с высокой частотой повторения. Усиление ряда сигнальных импульсов в поле мощного импульса накачки (рис. 2,а) иллюстрирует осциллограмма (рис. 2,б). При указанных уровнях входных интенсивностей экспериментально получено усиление СКИ на $\lambda_1 = 1.32$ мкм на 57 %, что хорошо соответствует полученной по формуле 4 численной оценке для данных кристаллов - 60 %.

Полученный результат указывает на возможность использования невырожденного параметрического усиления для эффективной полностью оптической регенерации пикосекундных импульсов ближнего ИК диапазона, следующих с большой частотой повторения, что представляется перспективным для создания высокоскоростных ВОЛС.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] А х м а н о в С.А., В ы с л о х В.А., Ч и р к и н А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 310 с.
- [2] 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. Вып. 7. С. 237-242.
- [3] Д м и т р и е в В.Г., Т а р а с о в Л.В. Прикладная нелинейная оптика: Генераторы второй гармоники и параметрические генераторы света. М.: Радио и связь, 1982. 352 с.
- [4] Б е р и ш е в И.Э., С е л и щ е в А.В., Щ е р б а - к о в А.С. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 15. С. 82-86.
- [5] С в е т и к о в Ю.В., С е л и щ е в А.В., С ы с у - е в В.М., Щ е р б а к о в А.С. // Техника средств связи. Сер. техника проводной связи. 1989. Вып. 3. С. 9-12.
- [6] Х а с э г а в а А., К о д а м а Ю. // ТИИЭР. 1981. Т. 69. № 9. С. 57-63.
- [7] С у х о р у к о в А.П. Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизике. М.: Наука, 1988. 232 с.
- [8] А л е к с а н д р о в с к и й А.Л., А х м а н о в С.А., Д и а н о в В.А. и др. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. № 7. С. 1333-1336.
- [9] П е т р у н ь к и н В.Ю., С ы с у е в В.М., Щ е р б а - к о в А.С. и др. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 24. С. 64-68.

Ленинградский политехнический институт им. М.И. Калинина

Поступило в Редакцию
24 февраля 1990 г.