

**ГЕНЕРАЦИЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ СОЛИТОНОВ
ВЫНУЖДЕННОГО КОМБИНАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
В ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ**

B.A. Выслоух, B.N. Серкин

Показана возможность формирования в волоконных световодах стационарных сверхкоротких импульсов вынужденного комбинационного излучения – высокоенергетических солитонов, аккумулирующих в себе практически всю энергию накачки, но при этом имеющих значительно большую амплитуду, а следовательно, и меньшую длительность чем импульсы накачки.

В настоящее время оптические солитоны стали объектом не только теоретических, но и экспериментальных исследований^{1, 2}. Солитонные режимы распространения лазерного излучения в волоконных световодах (ВС) открывают новые перспективы в области формирования сверхкоротких импульсов с управляемыми параметрами, необходимых для субпикосекундной спектроскопии и сверхскоростной передачи информации по волоконным линиям связи.

В данной работе представлены результаты численных экспериментов по исследованию процесса формирования сверхкоротких импульсов ВКИ в спектральном диапазоне, соответствующем аномальной дисперсии групповых скоростей. Показано, что эффекты самовоздействия излучения в стеклянных ВС приводят к качественному изменению характера комбинационного преобразования частоты, в частности, оказывается возможным формирование на стоковой частоте стационарных импульсов с амплитудой, значительно превосходящей амплитуду импульсов накачки. В наиболее интересном случае взаимодействия накачки и первой стоковой компоненты, распространяющихся по разным модам двухмодового (маломодового) световода, исходная система уравнений относительно комплексных амплитуд обеих волн имеет вид

$$i \frac{\partial \Psi_H}{\partial z} = \frac{\mu_H}{2} \frac{\partial^2 \Psi_H}{\partial \tau^2} + \alpha_{HH} \beta |\Psi_H|^2 \Psi_H + \alpha_{HC} \beta |\Psi_C|^2 \Psi_H - i \frac{\omega_H}{\omega_c} a_{HC} |\Psi_C|^2 \Psi_H, \quad (1)$$

$$i \frac{\partial \Psi_C}{\partial z} = \frac{\mu_C}{2} \frac{\partial^2 \Psi_C}{\partial \tau^2} + a_{CC} \beta |\Psi_C|^2 \Psi_C + \alpha_{CH} \beta |\Psi_H|^2 \Psi_C + i \alpha_{CH} |\Psi_H|^2 \Psi_C. \quad (2)$$

Переменные нормированы следующим образом: $\Psi = \Psi / |\Psi_{H0}|$, $\tau = (t - z/v_H)/\tau_{H0}$, $z = z/z_y$, $\mu_H = z_y/z_d$, $\mu_C = \mu_H k''_C/k''_H$, $\beta = z_y/z_{HLL}$, где Ψ_{H0} , τ_{H0} – начальная амплитуда и длительность импульса накачки; $z_y = (g_c |\Psi_{H0}|^2)^{-1}$ – характерная длина усиления, $z_d = \tau_{H0}^2 / k''_H$, $z_{HLL} = (k n_2 |\Psi_{H0}|^2)^{-1}$ – дисперсионная и нелинейная длина; α_{mn} – коэффициенты перекрытия волновых полей световодных мод².

Уравнения (1), (2) описывают следующие физические процессы: конкуренцию дисперсионного распыления и нелинейного самосжатия импульсов⁵, эффект переложения частотной модуляции импульса накачки на стоковую частоту³ – "реактивное" взаимодействие, процессы энергобмена между волнами – "активное" взаимодействие. При возбуждении ВКИ в области минимума потерь $\lesssim 1$ дБ/км ($\lambda = 1,55$ мкм, кварцевый световод с площадью сечения ~ 100 мкм²) характерные порядки величин основных параметров задачи таковы: при входной мощности ~ 20 Вт и длительности $\tau_{H0} = 5$ пс, $z_d \sim 10^3$ м, $z_y \sim z_{MLL} \sim 10^2$ м. Отметим, что в двухмодовом световоде расстройку групповых скоростей на частотах ω_c и ω_H можно скомпенсировать за счет волноводной дисперсии⁴. Ввиду малости затухания его можно не учитывать, тогда система (1), (2) имеет интег-

рал, выражающий закон сохранения энергии

$$P_0 = \int_{-\infty}^{\infty} [\Psi_h \Psi_h^* + (\omega_h/\omega_c) \Psi_c \Psi_c^*] d\tau. \quad (3)$$

На начальном этапе развития генерации ВКИ, пока $|\Psi_c| \ll |\Psi_h|$, решение системы (1), (2) может быть получено методом обратной задачи теории рассеяния⁶. В линейном режиме развития ВКИ из спектрально ограниченного импульса накачки формируется связанное состояние N солитонов (рис. 1). По мере нарастания интенсивности ВКИ уменьшается энергия и, следовательно, число солитонов в накачке. Зависимость расстояния на котором существуют солитоны накачки от мощности сигнала подсветки на стоксовой частоте иллюстрируется на рис. 1, в. Эффект переложения ЧМ накачки на стоксову частоту, предсказанный в работе³, приводит к периодическому ускорению (при $\partial \omega_h / \partial t < 0$) и замедлению ($\partial \omega_h / \partial t > 0$) сжатия импульсов на стоксовой частоте.

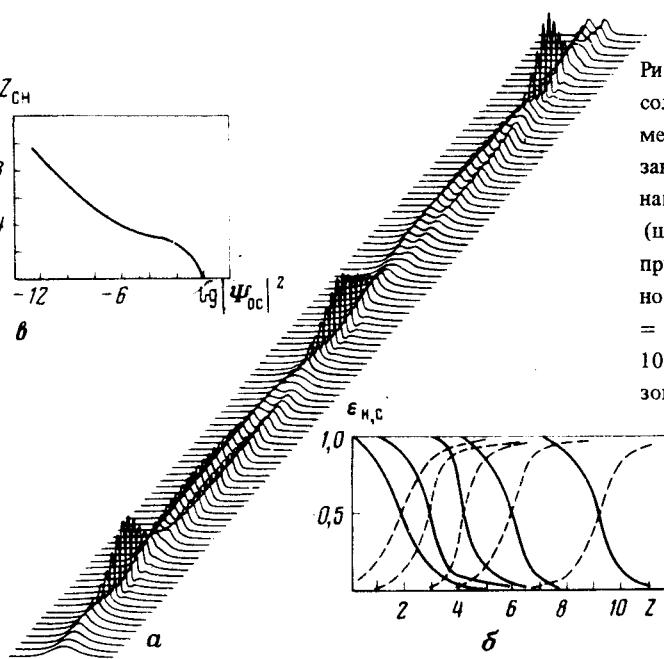


Рис. 1. а – Связанное состояние трех солитонов накачки – изменение временной огибающей с расстоянием; б – зависимость нормированной энергии накачки (сплошная линия) и сигнала (штриховая линия) от расстояния при различных начальных интенсивностях сигнала ВКИ $|\Psi_{e0}|^2 / |\Psi_{h0}|^2 = 4 \cdot 10^{-2}; 2,5 \cdot 10^{-3}; 2,5 \cdot 10^{-8}; 2,5 \cdot 10^{-9}; 10^{-12}$; в – зависимость длины преобразования по уровню 1/2 от $|\Psi_{c0}|^2$

В нелинейном режиме генерации ВКИ ($|\Psi_c| \sim |\Psi_h|$) происходит лавинообразный процесс перекачки энергии в стоксов импульс. Типичные результаты численного решения системы (1), (2) приведены на рис. 2. Переложение ЧМ накачки на стоксову частоту (реактивное взаимодействие) не только ускоряет или замедляет энергообмен между волнами, но и определяет характер импульса на стоксовой частоте. Если импульс ВКИ формируется на расстоянии $z_{\text{сж}} \pi (z_d z_{\text{нл}})^{1/2} / 2$, соответствующему максимальному самосжатию импульсов накачки⁵, то на частоте ω_c формируется один солитон или связанное состояние нескольких солитонов (рис. 2, а, б). Если перекачка энергии происходит в области максимального расщепления импульса накачки, то на частоте ω_c возникает пара разбегающихся импульсов (рис. 2, в). В промежуточной области параметров формируются пульсирующие по амплитуде импульсы, которые излучают энергию и превращаются в солитоны на расстояниях порядка десятков дисперсионных длин. Заметим, что величину предельного сжатия можно оценить из закона сохранения энергии (3), полагая, что вся энергия N -солитонов накачки содержится в одном высоконергетичном солитоне ВКИ: $\tau_h / \tau_c \approx (\omega_h / \omega_c) z_d / z_{\text{нл}}$.

Широкие линии КР в кварцевых стеклах позволяют, в принципе, формировать импульсы с длительностью $\tau_{\text{пр}} \sim 100$ фс. Для преобразования энергии многосолитонного импульса накачки в односолитонный импульс ВКИ необходимо, чтобы длина усиления z_y не превосходила

дила характерной длины максимального сжатия импульса $z_{\text{сж}}$, т. е. $z_y < z_{\text{сж}}$. Отсюда следует, что для получения односолитонного импульса предельной длительности $\tau_{\text{пр}} \sim \sim 100$ фс мощность импульса накачки с длительностью $\tau_{\text{н0}} \simeq 5$ пс должна превышать 2 кВт. При этом импульс накачки содержит $N = 7$ солитонов.

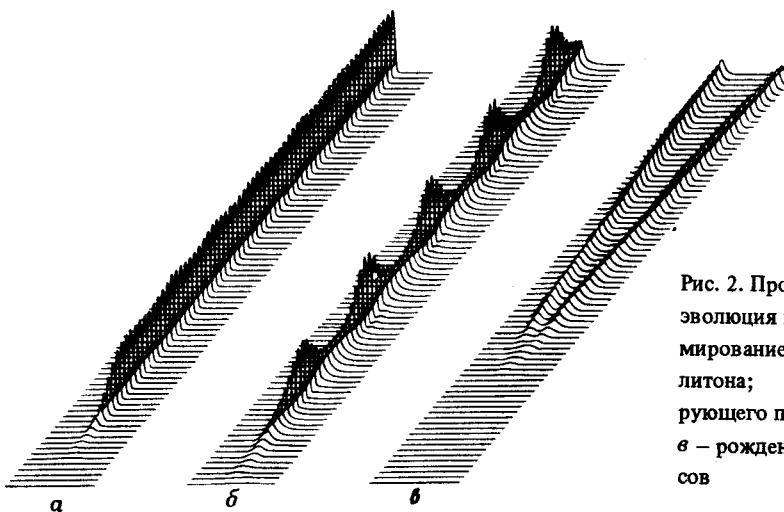


Рис. 2. Пространственно-временная эволюция импульсов ВКИ: *а* – формирование высокозэнергетичного солитона; *б* – образование пульсирующего по амплитуде импульса; *в* – рождение разбегающихся импульсов

Таким образом, процесс вынужденного комбинационного излучения в маломодовых оптических волоконных световодах можно использовать для передачи энергии из связанного состояния нескольких солитонов на частоте накачки в высокозэнергетичных односолитонные состояния на стоксовой частоте. Это открывает новые возможности для генерации перестраиваемых по частоте субпикосекундных импульсов с управляемыми параметрами.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность академику А.М.Прохорову и Е.М.Дианову за поддержку и полезные обсуждения настоящей работы.

Литература

1. Mollenauer L.F., Stolen R.H., Gordon J.P. Phys. Rev. Lett., 1980, **45**, 1095.
2. Выслоух В.А. УФН, 1982, **136**, 519.
3. Луговой В.Н. ЖЭТФ, 1976, **71**, 1307.
4. Беланов А.С., Дианов Е.М. Квантовая электроника, 1978, **5**, 138.
5. Зельдович Б.Я., Собельман И.И. Письма в ЖЭТФ, 1971, **13**, 182.
6. Захаров В.Е., Манаков С.В., Новиков С.П., Питаевский Л.П. Теория солитонов: метод обратной задачи. М.: Наука 1980.