

## РАСПАД ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ОДНОМОДОВЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

*А.Б.Грудинин, Е.М.Дианов, Д.В.Коробкин, А.М.Прохоров,  
В.Н.Серкин, Д.В.Хайдаров*

В работе впервые экспериментально исследована динамика распада 70 фс импульса на два солитона в одномодовом световоде. По результатам эксперимента оценено время релаксации нелинейного отклика кварцевого стекла.

Нелинейное уравнение Шредингера (НУШ), описывающее распространение пикосекундных солитонов в одномодовых волоконных световодах (ОВС), предсказывает периодическое изменение формы огибающей волнового пакета в случае многосолитонного режима распространения импульса (см., например, <sup>1</sup>). Однако, с уменьшением длительности импульса возрастает роль высших дисперсионных и нелинейных членов, не входящих в НУШ, в результате чего возможен ряд принципиально новых физических эффектов, исследование которых позволяет оценить численные значения некоторых фундаментальных постоянных.

В данной работе впервые экспериментально исследована динамика распространения и распада многосолитонного 70 фс импульса в ОВС, что позволило оценить время релаксации нелинейности в кварцевом стекле.

Источником 70 фс импульсов света служил ВКР-генератор на одномодовом световоде, возбуждаемый излучением лазера на АИГ:  $\text{Nd}^{3+ 2}$ . Излучение вводилось в ОВС со следующими параметрами: эффективная площадь сердцевины  $S = 11 \text{ мкм}^2$ , длина волны нулевой хроматической дисперсии  $\lambda_0 \cong 1,55 \text{ мкм}$ . В световод вводилось примерно 1,5 кВт мощности.

На рис. 1 изображены корреляционные функции интенсивностей на входе ОВС, после 1, 2, 4 и 10 м световода. На рис. 2 изображены соответствующие спектры. Из представленных результатов видно, что на первом метре ОВС импульс сжался до  $\sim 25 \text{ фс}$ , а затем вместо того, чтобы восстановить свою форму (как предсказывает НУШ), расщепился в спектре и во времени на две части, причем если временной интервал увеличивается с длиной (рис. 3), то спектральный от длины световода практически не зависит. В опубликованной недавно работе <sup>3</sup> полученные аналогичные результаты интерпретировались как распад многосолитонного импульса на солитонную и несолитонную составляющие и непрерывный сдвиг центральной частоты солитона в стоксову область спектра. Полученные нами результаты свидетельствуют о том, что оба эти импульса являются солитонами; на первых метрах ОВС их длительность в пределах точности измерений не зависит от длины световода, однако, на больших длинах наблюдалось некоторое ее увеличение. Так, в частности, на  $z = 10 \text{ м}$  длительность импульса при-

мерно на 40% больше, чем на  $z = 2$  м (см. рис. 3). Такое поведение обусловлено потерями энергии солитона, как за счет линейных оптических потерь, так и вследствие вынужденного комбинационного саморассеяния<sup>2</sup>. Следует отметить, что коротковолновый (и более короткий по длительности) солитон был менее стабилен по амплитуде, чем длинноволновый.

В работе<sup>3</sup> на примере 500 фс импульса было показано, что квадрат временного интервала между расщепленными компонентами пропорционален вводимой мощности. В нашем эксперименте эта зависимость привела к некоторому расплыванию и уменьшению по амплитуде бокового пика (см. рис. 1), поскольку мощность накачки была недостаточно стабильной.

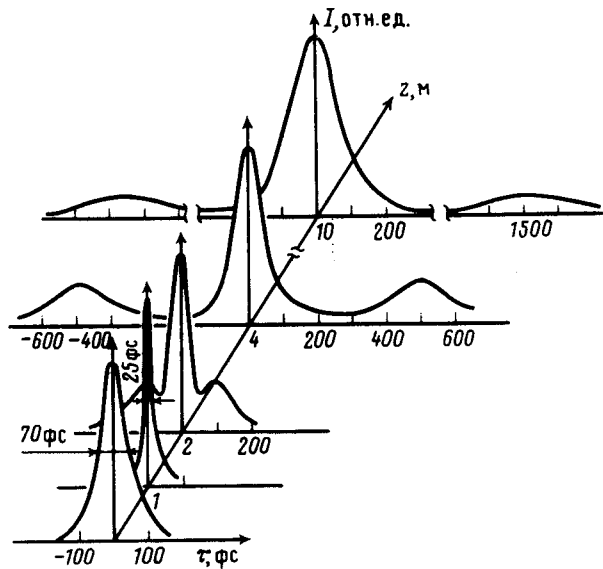


Рис. 1

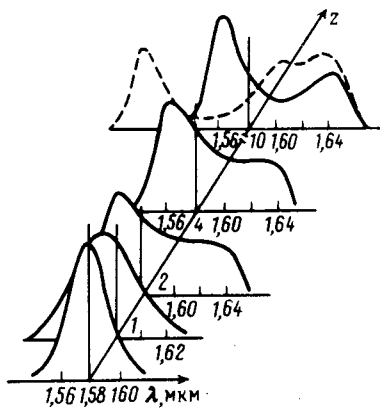


Рис. 2

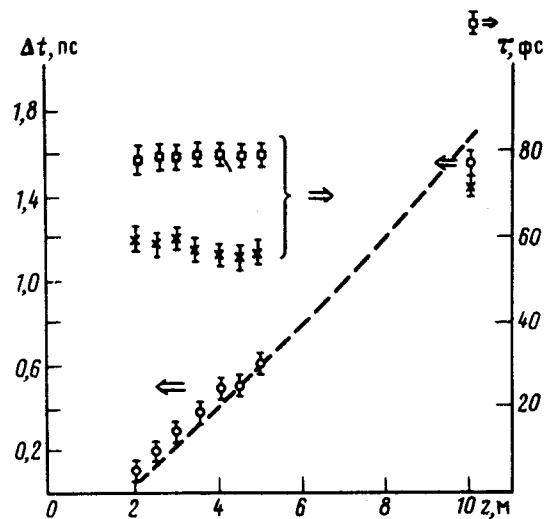


Рис. 3

Рис. 1. Автокорреляционные функции интенсивностей на входе в световод и после 1, 2, 4, 10 м

Рис. 2. Спектр излучения соответствующий корреляционным функциям на рис. 1. Пунктирная кривая – расчет по формулам (1)

Рис. 3. Зависимости от длины: о – временного интервала между распавшимися солитонами; х – длительности высокочастотного солитона; □ – длительности низкочастотного солитона. Пунктирная кривая – расчет по формулам (1)

Для интерпретации полученных результатов вначале приведем некоторые численные оценки. В области 1,58 мкм в используемом ОВС хроматическая дисперсия  $D = 1$  пс/нм · км, а тогда период и мощность основного солитона длительностью  $\tau_u = 70$  фс соответственно равны  $z_0 = \pi c \tau_u^2 / |D| \lambda^2 = 1,8$  м и  $P_0 = \lambda S / 4n_2 z_0 = 280$  Вт. В ОВС вводилась мощность  $P \cong 1,5$  кВт что дает порядок солитона  $N = \sqrt{P/P_0} \cong 2,3$ . Дисперсионные длины второго и третьего порядков равны соответственно  $z_d^{(2)} = \tau_0^2 / k'' = 115$  см и  $z_d^{(3)} = \tau_0^3 / k''' = 100$  см, где  $\tau_0 = \frac{\tau_u}{2 \ln(\sqrt{2} + 1)} =$

$= 40$  фс,  $k'' = d^2 \tilde{\beta} / d\omega^2 = 1,4 \cdot 10^{-29}$  с<sup>2</sup>/см,  $k''' = d^3 \tilde{\beta} / d\omega^3 = (0,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-42}$  с<sup>3</sup>/см,

$\beta$  — постоянная распространения основной моды. Нелинейная длина  $z_{нл} = z_0/N^2 = 23$  см. Приведенные оценки показывают, что для корректного анализа полученных результатов необходимо принимать во внимание высшие дисперсионные и нелинейные эффекты.

Динамика распространения фемтосекундных импульсов в ОВС теоретически рассматривалась в ряде работ <sup>4-6</sup>, в которых по отдельности учитывались эффекты возникновения ударных волн огибающих <sup>4</sup>, дисперсии третьего порядка <sup>5</sup>, вынужденного комбинационного саморассеяния импульса <sup>6</sup>. Однако ни одна из этих работ не описывает удовлетворительно экспериментальные результаты.

На настоящий момент полной теории распространения многосолитонного фемтосекундного импульса в ОВС, учитывающей одновременно все эффекты (релаксацию и дисперсию нелинейного отклика среды, дисперсию третьего порядка, ВКР и т.д.) нет. Поэтому, в качестве "первого приближения" мы рассмотрели процесс самовоздействия фемтосекундных волновых пакетов в нелинейной диспергирующей среде в рамках следующей модели,

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial z} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \tau^2} + R \delta n \Psi - i \gamma R \frac{\partial}{\partial \tau} (\delta n \Psi) - i \beta \frac{\partial^3 \Psi}{\partial \tau^3},$$

$$\frac{T_1}{\tau_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \delta n + \delta n = |\Psi|^2, \quad (1)$$

в которой феноменологически учитывается релаксация нелинейного отклика среды. Здесь введены следующие обозначения  $\Psi = E/E_0$  — нормированная амплитуда огибающей волнового пакета,  $\tau = \frac{(t - z/v_{гp})}{\tau_0}$ ,  $R = N^2$ ,  $\gamma = \frac{T}{\pi \tau_0}$ ,  $\beta = \left(\frac{1}{6}\right) \left(\frac{k'''}{k'' \tau_0}\right) T$  — оптический период колебания поля.

Численное решение системы (1) позволило оценить время релаксации электронной нелинейности  $T_1$ . Процедура определения  $T_1$  была следующей. Зная диапазон возможных значений  $\beta$  (0.1 — 0.3), варьированием  $T_1$  мы добивались качественного совпадения выходных спектров и зависимости  $\Delta t(z)$ . Результаты такого численного моделирования изображены на рис. 2 и 3 пунктирными кривыми для случая  $R = 5$ ,  $\gamma = 0,04$ ,  $\beta = 0,2$ ,  $T_1/\tau_0 = 0,05$ . Хорошее качественное согласие расчетных и экспериментальных кривых позволяет оценить время релаксации нелинейности  $T_1$  как равное 2 — 4 фс.

В заключение хотелось бы подчеркнуть, что используемая нами теоретическая модель является достаточно примитивной и не учитывает целого ряда факторов. В частности, поскольку рабочая длина волны близка к точке нулевой дисперсии, то  $R$  зависит от  $\lambda$  даже внутри огибающей волнового пакета. Однако в качестве первого шага такая модель, по-видимому, вполне пригодна и дает возможность более целенаправленно теоретически и экспериментально исследовать процессы распространения фемтосекундных импульсов в волоконных световодах как с целью исследования динамики их распространения, так и обнаружения новых физических эффектов.

#### Литература

1. Mollenauer L.F., Stolen R.H. Laser Focus, 1982, №4, 193.
2. Грудинин А.Б., Дианов Е.М., Коробкин Д.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, 45, 211.
3. Mitschke F.M., Mollenauer L.F. Opt. Lett., 1986, 11, 659.
4. Головченко Е.Д., Дианов Е.М., Прохоров А.М., Серкин В.Н. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 74.
5. Wai P.K.A., Menyuk C.R., Lee Y.C., Chen H.H. Opt. Lett., 1986, 11, 464.
6. Gordon J.P. Opt. Lett., 1986, 11, 662.