

ФЕМТОСЕКУНДНАЯ СТРУКТУРА ИЗЛУЧЕНИЯ ВКР
В ОДНОМОДОВОМ ВОЛОКОННОМ СВЕТОВОДЕ:
ВОЗМОЖНОСТЬ СУЩЕСТВОВАНИЯ
„ТЕМНЫХ“ СОЛИТОНОВ

А.Б. Г р у д и н и н, Е.М. Д и а н о в,
А.М. П р о х о р о в, Д.В. Х а й д а р о в

Одним из наиболее легко наблюдаемых оптических нелинейных эффектов в одномодовых волоконных световодах (ОВС) является вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР). Несмотря на то что впервые ВКР в волоконных световодах наблюдалось еще в 1972 году [1], к систематическому и серьезному исследованию временной структуры ВКР приступили лишь в последнее время; почти одновременно в нескольких группах был обнаружен эффект генерации солитонов в процессе каскадного ВКР в области отрицательной хроматической дисперсии ОВС [2-4]. Как известно, солитон существует благодаря балансу дисперсии и нелинейного самовоздействия и распространяется, не изменяя своих параметров (см., например, [5]). Нелинейная динамика распространения солитонов в ОВС описывается нелинейным уравнением Шредингера, из которого следует, что существование солитонов огибающей возможно в области отрицательной дисперсии ОВС ($\lambda \gtrsim 1.3$ мкм), в то время как в области положительной дисперсии могут существовать стационарные провалы огибающей, так называемые „темные“ солитоны. Поскольку в процессе ВКР в области отрицательной дисперсии ОВС формируются солитоны, то представляется весьма интересным исследовать структуру излучения ВКР в области положительной дисперсии с целью выяснения возможности существования „темных“ солитонов.

Временная структура излучения ВКР детально исследовалась в ОВС со следующими параметрами: длина волны отсечки первой высшей моды $\lambda_c = 1.15$ мкм, длина волны нулевой хроматической дисперсии $\lambda_0 = 1.362$ мкм, диаметр сердцевины $2a = 6$ мкм. Полные оптические потери не превышали 3 дБ/км в диапазоне 1.1-1.7 мкм, минимальные потери - 0.2 дБ/км в области 1.55 мкм [6]. Световод возбуждался 150 пс импульсами на АИГ: Nd^{3+} ($\lambda = 1.064$ мкм). Пиковая мощность излучения в световоде составляла величину около 10 кВт.

Временная структура ВКР исследовалась методом регистрации автокорреляционной функции интенсивностей АКФ по бесфоновой методике. Временное разрешение коррелятора 12-15 фс в диапазоне 1.1-1.6 мкм [2]. Измерения проводились на длинах волн, соответствующих первым пяти стоксовым компонентам ВКР ($\lambda = 1.12, 1.18, 1.24, 1.30, 1.36$ мкм), длина световода варьировалась от 10 до 850 м. На рис. 1 изображена АКФ, зарегистрированная в световоде длиной 150 м на длине волны

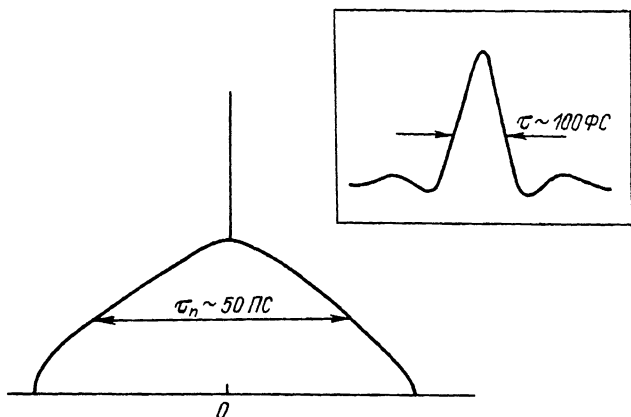


Рис. 1. Автокорреляционная функция АКФ излучения ВКР на длине волны второй стоксовой компоненты ($\lambda = 1.18$ мкм). На вставке показан центральный пик АКФ.

1.18 мкм. Такой вид корреляционной функции соответствует импульсу со структурой, при этом длительность импульса определяется шириной пьедестала АКФ τ_n , а характеристики структуры - амплитудой и длительностью центрального пика АКФ, изображенного более детально на вставке рис. 1.

Измеренные величины длительности стоксовых импульсов 25–100 пс в зависимости от длины волны, полученные корреляционным методом, находятся в хорошем согласии с нашими недавними работами [7, 8], в которых длительности стоксовых компонент измерялись с помощью электронно-оптической камеры с линейной разверткой.

Поскольку информацию о фемтосекундной структуре излучения ВКР несет центральный пик (ЦП) АКФ, то его характеристики были исследованы более подробно.

На рис. 2, а изображена зависимость длительности ЦП АКФ от длины световода на длине волны 1.18 мкм. Обращает на себя внимание плавное увеличение длительности ЦП АКФ с ростом длины ОВС, что нехарактерно ни для линейного распространения шумовых „всплесков” (длительность, т. е. время когерентности не зависит от длины ОВС [9]), ни для нелинейного (длительность уменьшается [10]).

Весьма интересны спектральные зависимости длительности ЦП АКФ и контраста, изображенные соответственно кривыми 1 и 2 на рис. 2, б (длина ОВС - 400 м). Из представленных результатов видно, что вблизи нуля хроматической дисперсии центральный пик АКФ становится менее интенсивным и укорачивается, т. е. в этой области стоксов импульс „сглаживается”. Таким образом, по измерению корреляционной функции

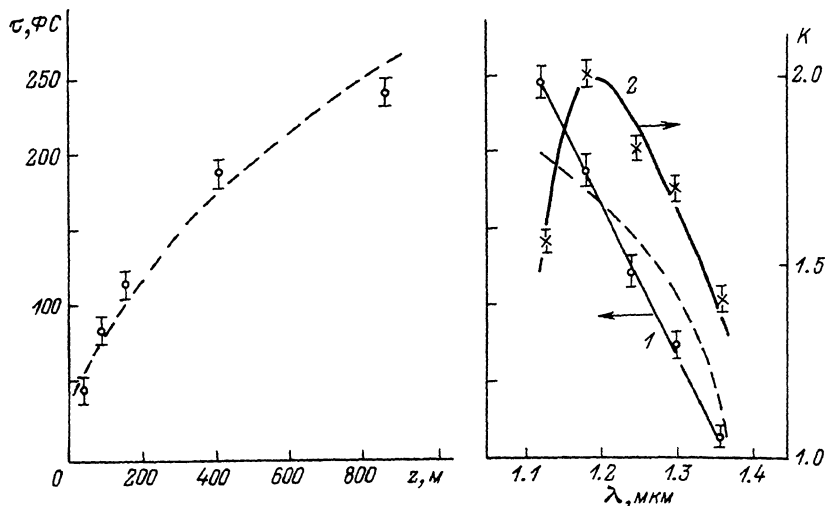


Рис. 2. а) Зависимость длительности ЦП АКФ τ от длины световода ($\lambda = 1.18$ мкм). Штриховая линия - теоретическая зависимость (4). б) Зависимость длительности ЦП АКФ τ и контраста АКФ K от длины волны в ОВС длиной 400 м. Штриховая линия - теоретическая зависимость (4).

интенсивностей ВКР в ОВС можно определять длину волны нулевой хроматической дисперсии, что является новым, хотя и не очень удобным, способом определения дисперсионных характеристик одномодовых световодов.

На наш взгляд, объяснить полученные результаты с единой точки зрения можно, если предположить, что в процессе каскадного ВКР в области положительной хроматической дисперсии ОВС на пикосекундной огибающей стока импульса формируются стационарные фемтосекундные провалы, т. е. „темные“ солитоны.

Действительно, АКФ, показанной на рис. 1, могут соответствовать не только шумовые всплески, но и гладкие импульсы, имеющие провалы в огибающей интенсивности. При этом форма и длительность центрального пика соответствуют автокорреляционной функции импульса, имеющего такую же форму, как и провал в огибающей. Контраст корреляционной функции K (отношение максимальной интенсивности АКФ к интенсивности пьедестала) определяется характерной длительностью провалов τ и средним промежутком времени T между ними. Если предположить, что статистика „появлений“ провалов подчиняется нормальному закону распределения, то можно показать, что контраст АКФ связан с τ и T следующим соотношением:

$$\tau/\tau \approx 3 + (K-1)^{-1}. \quad (1)$$

Длительность „темного“ солитона можно оценить следующим образом. Интенсивность несущей I связана с длительностью „темного“ солитона соотношением [11]

$$I\tau^2 = \lambda^3 D / (1.288 \pi^2 c n_2), \quad (2)$$

где D – хроматическая дисперсия ОВС, λ – длина волны, n_2 – нелинейный показатель преломления, c – скорость света. Интенсивность стоковса импульса после прохождения активного участка световода, т. е. участка, где стоковса волна взаимодействует с накачкой, равна [8]:

$$I = D \Delta G_n / (\tau_n g). \quad (3)$$

Здесь Δ – разность длин волн стоковсовой компоненты и накачки, g – коэффициент усиления ВКР, G_n – пороговый инкремент ВКР 32 для неполяризованного излучения, τ_n – длительность „осколка“ импульса стоковсовой компоненты. Если учесть линейные потери и дисперсионное уширение импульса в световоде и соотношения (2) и (3), то можно получить следующую зависимость длительности „провала“ τ от длины световода z :

$$\tau = \left(\frac{D \lambda^3 g \delta \lambda z}{1.288 \pi^2 / n_2 c G_n \Delta} \right)^{1/2} e^{-\frac{\alpha z}{2}}, \quad (4)$$

где $\delta \lambda$ – спектральная ширина стоковсовой компоненты ВКР, α – линейные потери. На рис. 2, а, б изображены соответствующие зависимости, рассчитанные по формуле (4). Качественное согласие между экспериментальными и расчетными результатами является аргументом в пользу возможности существования „темных“ солитонов.

Динамику формирования „темных“ солитонов огибающей можно представить следующим образом. При высокой интенсивности накачки в световоде ($\sim 10^{10}$ Вт/см²) эффективно развивается ВКР из спонтанных шумов. В конце активного участка световода, имеющего длину 20–40 м [8], формируется стоковсов импульс, имеющий шумовую структуру с характерной длительностью 50–100 фс, определяемой широким спектром усиления ВКР. Дисперсионное расплывание и фазовая самомодуляция приводят к взаимодействию соседних пиков, в результате чего начинают формироваться стационарные провалы огибающей, поведение которых подчиняется нелинейному уравнению Шредингера. Скорость „темного“ солитона зависит от его глубины [11], поэтому неподвижными относительно пикосекундной огибающей будут лишь провалы до нулевого уровня, остальные же распространяются быстрее и „сползают“ с огибающей стоковсова импульса.

- [1] Stollen R.H., Ippen E.P., Tynes A.R. - Appl. Phys. Lett., 1972, v. 20, No 2, p. 62-64.
- [2] Грудинин А.Б., Дианов Е.М., Коробкин Д.В. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 45, № 5, с. 211-213.
- [3] Zysset B., Beaud P., Hodel W. - Appl. Phys. Lett., 1987, v. 1.50, No 16, p. 1027-1029.
- [4] Gouveia-Neto A.S., Gomes A.S.L., Taylor J.R. - Electr. Lett., 1987, v. 23, No 10, p. 537-538.
- [5] Mollenauer L.F., Stollen R.H. - Laser Focus, 1982, No 4, p. 193-198.
- [6] Белов А.В., Гурьянов А.Н., Гусовский Д.Д. и др. - Квантовая электроника, 1987, т. 14, № 6, с. 1309-1310.
- [7] Воробьев Н.С., Грудинин А.Б., Дианов Е.М. и др. - Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, № 6, с. 365-368.
- [8] Грудинин А.Б., Пилипецкий А.Н., Хайдаров Д.В. - Препринт ИОФАН, № 117, 1987.
- [9] Борн М., Вольф Э. Основы оптики, М.: Наука, 1973.
- [10] Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. Введение в статистическую радиофизику и оптику, М.: Наука, 1981.
- [11] Карпман В.И. Нелинейные волны в диспергирующих средах. М.: Наука, 1973.

Институт общей физики
АН СССР,
Москва

Поступило в Редакцию
9 марта 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 11

12 июня 1988 г.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЕ
ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ УНИВЕРСАЛЬНОСТИ И ПОДОБИЯ
ДЛЯ МОДЕЛИ ГЕНЕРАТОРА С ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ
ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ**

В.П. Безручко, В.Ю. Каменский,
С.П. Кузнецов, В.И. Пономаренко.

Системы с запаздывающей обратной связью широко исследуются в радиофизике и электронике, нелинейной оптике и некоторых других областях [1-7]. Одна из актуальных проблем динамики этого класса систем состоит в выяснении специфики