

(черта означает усреднение по l , $\delta_{a\beta}$ — символ Кронекера). Как легко убедиться, в этих условиях $\overline{b_l b_{l+m}^*} = q^{|m|}$, в частности, $|b^2| = 1$. Спектр мощности процесса (2) является лоренцевым с шириной спектра γ . Таким образом, правая часть (1) представляет собой теперь случайные «толчки», спектр которых центрирован на резонансную частоту и характеризуется шириной γ и «амплитудой» ϵ . Расчеты при различных значениях ϵ и γ (ϵ в диапазоне 0,1—0,3, γ в диапазоне 0,5÷2) показали, что во всех случаях в системе возбуждаются кноидальные волны, средний квадрат амплитуды которых $\overline{A^2}$ вначале нарастает, а затем (иногда после нескольких колебаний) выходит на «плато» или существенно замедляет рост. На рис. 1 изображена возбужденная кноидальная волна в момент времени $t=140$ в случае $\epsilon=0,2$ и $\gamma=1$. На рис. 2 приведена зависимость $\overline{A^2}(t)$ для тех же значений параметров ϵ и γ . Степенной характер спектра мощности $a(t)$ при больших частотах при отсутствии какого-либо обрезания должен приводить к дальнейшему (медленному) росту $\overline{A^2}(t)$ (см. [6]). Сравнение различных вариантов счета показывает, что темп начального роста $\overline{A^2}(t)$ увеличивается при увеличении ϵ и уменьшении γ . В области $A \geq 2$ с хорошей точностью справедлива солитонная асимптотика кноидальной волны.

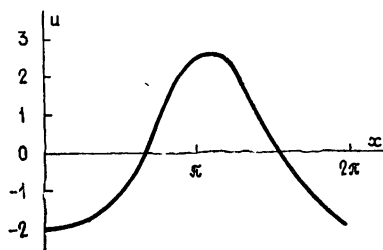
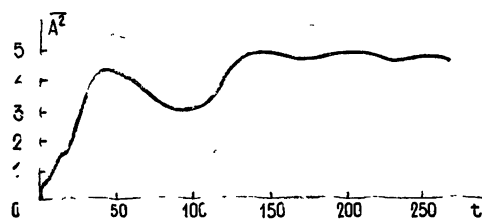


Рис. 1.

Таким образом, численное моделирование подтверждает основные положения предложенного механизма. В заключение отметим, что выбор пространственной структуры внешнего воздействия в виде $a(t)\exp(ix)$ (см. уравнение (1)) был обусловлен соображениями удобства численного моделирования. Предложенный механизм возбуждения солитонов должен, по-видимому, иметь место и в более общем случае произвольного числа пространственных гармоник внешнего воздействия (например, шум и по пространственной координате (а не только по времени)).

Авторы искренне благодарят В. А. Мохову за помощь в обработке результатов численного моделирования.

Рис. 2.



ЛИТЕРАТУРА

1. Кадомцев Б. Б., Карпман В. И. — УФН, 1971, 103, с. 193
2. Гуревич А. В., Питаевский Л. П. — В сб.: Вопросы теории и плазмы / Под ред. М. А. Леонтовича. — М. Атомиздат, 1980, вып. 10, с. 3.
3. Лонгрен К. В кн.: Солитоны в действии / Под ред. К. Лонгрена и Э. Скотта. — М.: Мир, 1981, с. 138
4. Gasch A., Berging T., Jäger D — Phys. Rev., 1986, A34, p. 4528.
5. Вайнберг Ю. Р., Меерсон Б. И., Сасоров П. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 12, с. 1528.
6. Меерсон Б. И. Краткие тезисы докладов VIII Всесоюзного симпозиума по дифракции и распространению волн. — М., 1981, 3, с. 126.

Институт теоретической
и экспериментальной физики,
Институт прикладной геофизики

Поступила в редакцию
29 сентября 1986 г.

УДК 621.391.029

ВЛИЯНИЕ КУБИЧНОЙ ДИСПЕРСИИ НА ДИНАМИКУ N -СОЛИТОННЫХ ИМПУЛЬСОВ В ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

В. А. Выслоух, Н. А. Сухотскова

Вопрос о взаимодействии солитонов в волоконных световодах и о динамике связанных солитонных состояний интересен, во-первых, с точки зрения создания сверхскоростных информационных систем, во-вторых, в связи с проблемой получения сверхкоротких световых импульсов. Критическая мощность, необходимая для формирования солитона в оптическом волокне, тем меньше, чем ближе длина волны излучения к

длины волны нулевой во втором порядке дисперсии. В этой связи представляется актуальным исследование влияния дисперсионных эффектов третьего порядка на взаимодействие солитонов и эволюцию N -солитонных импульсов.

Линейный режим распространения импульсов с учетом кубичной дисперсии исследовался в работах Маркузе [1-4]; авторы [5] провели теоретический анализ поведения солитона в оптическом волокне при наличии дисперсии третьего порядка, рассматривая ее как малое возмущение; в [6], напротив, численно анализировался случай, когда вклад дисперсии второго и третьего порядков одинаков, и показано, что форма односолитонного импульса слабо искажается на расстояниях вплоть до нескольких дисперсионных длин.

В данной работе исследовалось взаимодействие двух солитонов и эволюция связанного состояния двух и трех солитонов с учетом дисперсии третьего порядка.

Решалось уравнение для комплексной амплитуды временной огибающей $\Psi(z, t)$ электрического поля световой волны:

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial z} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \tau^2} + \frac{1}{6} i \beta \frac{\partial^3 \Psi}{\partial \tau^3} + R |\Psi|^2 \Psi, \quad (1)$$

где расстояние z нормировано на дисперсионную длину $z_d = \tau_0^2 / (-k_2)$ ($k_2 \equiv k''_{\omega\omega\omega} < 0$ в области аномальной дисперсии), а коэффициент $\beta = k'''_{\omega\omega\omega} / (\tau_0 |k_2|)$ характеризует вклад кубичной дисперсии по сравнению с квадратичной. Остальные обозначения совпадают с теми, что введены в [6]. Там же сформулированы основные предположения, при которых справедливо уравнение (1), и описывается алгоритм численного решения.

Проанализируем влияние дисперсии третьего порядка, во-первых, на компрессию N -солитонных импульсов, во-вторых, на динамику и возможность распада связанного состояния N солитонов ($N = 2, 3$) в пределах первого солитонного периода ($z \leq \pi/2$).

Уравнение (1) решалось численно с начальными условиями $\text{Re } \Psi = \text{sech}(\tau)$, $\text{Im } \Psi = 0$, при этом задавалось соответствующее ($R = 4,9$) превышение мощности над критической. Выяснилось, что для малых вкладов кубичной дисперсии ($\beta \leq 0,2$ для $N = 2$ и $\beta \leq 0,1$ для $N = 3$) пиковое значение интенсивности в точке максимального сжатия I_{max} несколько увеличивается по сравнению с $\beta = 0$; при дальнейшем росте β значение I_{max} падает примерно в 1,5 раза для $\beta = 0,4$, $N = 2$ и $\beta = 0,2$, $N = 3$. В указанных пределах кубичная дисперсия не препятствует компрессии N -солитонных импульсов. Дисперсия третьего порядка с весовым коэффициентом $\beta = 0,1$ практически не влияет на временные профили интенсивности связанного состояния двух солитонов вплоть до $z = \pi/2$; при $\beta = 1,0$ двухсолитонный импульс полностью разрушается к концу первого солитонного периода (рис. 1). Для связанного состояния трех солитонов уже при $\beta = 0,1$ распад в точке $z = \pi/4$ на два импульса является необратимым: с ростом z эти импульсы, обогащенные осцилляциями, становятся все более асимметричными и расходятся. В [7] установлено, что критическое значение β , выше которого кубичная дисперсия приводит к распаду солитона N -го порядка ($N = 2, 3$) на составляющие его солитоны, быстро уменьшается с ростом N .

В этой связи уместно обсудить предложение авторов [8, 9] об использовании N -солитонных импульсов с возможно большим значением N для передачи информации на дальние расстояния в волоконных световодах. Это представляется нецелесообразным, по крайней мере, вблизи длины волны λ_0 нулевой во втором порядке дисперсии, так как даже небольшая по величине кубичная дисперсия с ростом N все сильнее «возмущает» связанное состояние N солитонов (с нулевой энергией связи) и приводит к его распаду на расстояниях, меньших дисперсионной длины.

Проанализируем влияние дисперсии третьего порядка на длину столкновения z_1 двух синфазных солитонов, разделенных начальным интервалом 2Δ :

$$\Psi(0, \tau) = \text{sech}(\tau + \Delta) + \text{sech}(\tau - \Delta). \quad (2)$$

Применяя метод моментов, запишем уравнение для среднеквадратичной длительности $\bar{\tau}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \tau^2 \Psi \Psi^* d\tau / P_0$ системы (2):

$$P_0(\Delta) \frac{d^2 \bar{\tau}^2}{dz^2} = -8[2\Delta / \text{sh } 2\Delta + 3(2\Delta \text{cth } 2\Delta - 1) / \text{sh}^2 2\Delta] + 2\beta^2 \{7/15 + 2\Delta / \text{sh } 2\Delta + 4[2\Delta(5\text{ch}^2 2\Delta + 1) - \text{sh } 2\Delta \text{ch } 2\Delta (\text{ch}^2 2\Delta + 5)] / \text{sh}^5 2\Delta\} \quad (3)$$

и уравнение движения центра системы $\bar{\tau} = \int_{-\infty}^{\infty} \tau \Psi \Psi^* d\tau / P_0$

$$P_0(\Delta) \frac{d\bar{\tau}}{dz} = 2\beta [1/3 + 2\Delta / \text{sh } 2\Delta - 2\text{cth } 2\Delta (2\Delta \text{cth } 2\Delta - 1) / \text{sh } 2\Delta], \quad (4)$$

где $P_0(\Delta) = 4(1 + 2\Delta / \text{sh } 2\Delta)$ — энергия системы. Ясно, что при больших значениях Δ вклад второго члена в правой части уравнения (3) становится существенным (под

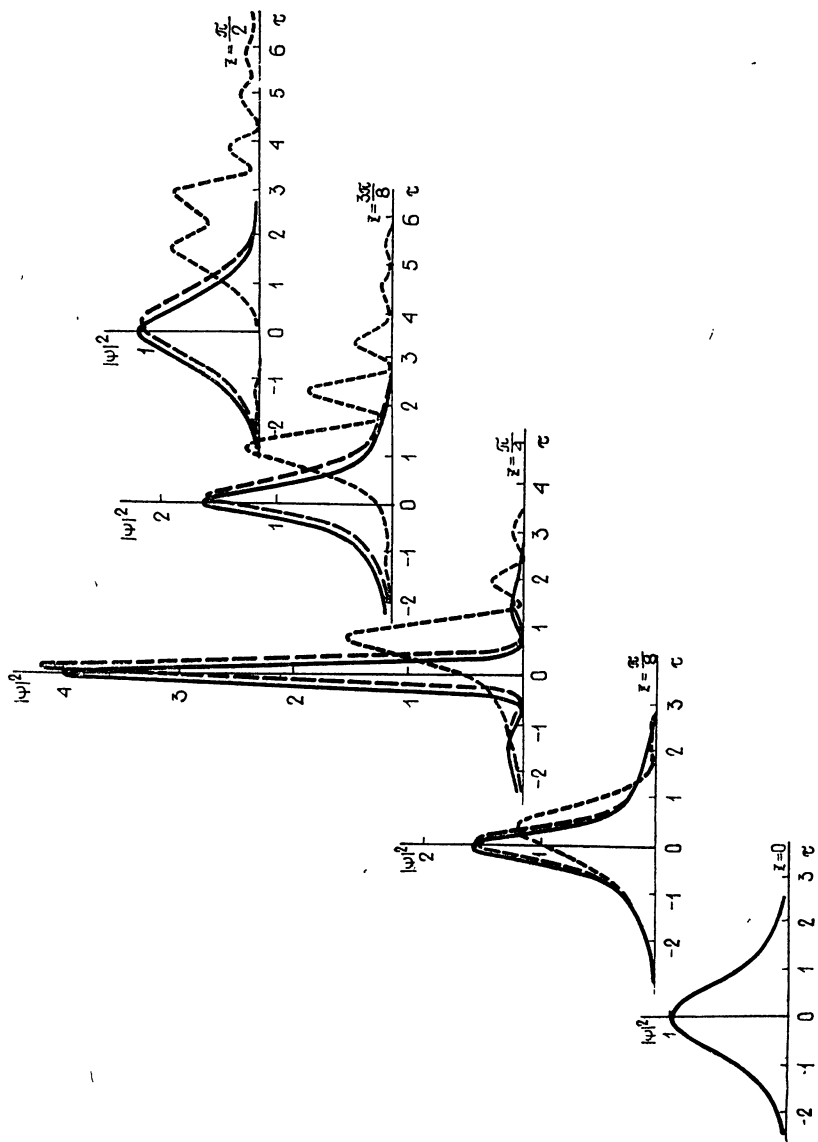


Рис. 1. Временные профили интенсивности связанного состояния двух солитонов: сплошные кривые — $\beta=0$ (чисто квадратичная дисперсия); штриховые — $\beta=0, 1$; пунктирные — $\beta=1, 0$.

влиянием кубической дисперсии взаимодействие солитонов ослабляется); знак правой части может даже измениться, если величина β превышает некоторое критическое значение $\beta_{кр}(\Delta)$. Уравнение (4) отражает групповую задержку центра системы.

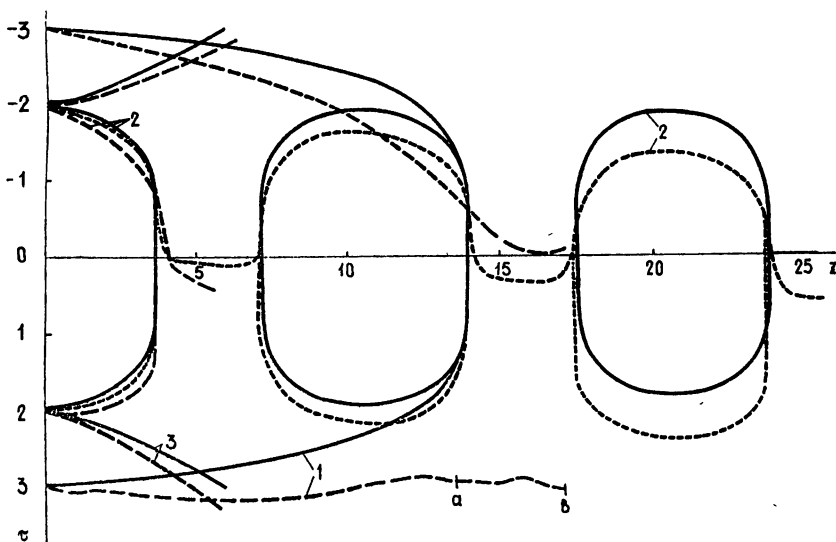


Рис. 2. Движение максимумов взаимодействующих солитонов и максимума образовавшегося при их слиянии импульса в случае чисто квадратичной дисперсии (сплошные кривые) и при наличии кубической дисперсии — $\beta=0,3$ (штриховые кривые), $\beta=0,1$ (пунктирные кривые): 1 — $\Delta=3$ (участок $a-b$ соответствует достаточно интенсивному боковому максимуму); 2 — $\Delta=2$; 3 — $\Delta=2$, сдвиг по фазе между исходными солитонами равен π .

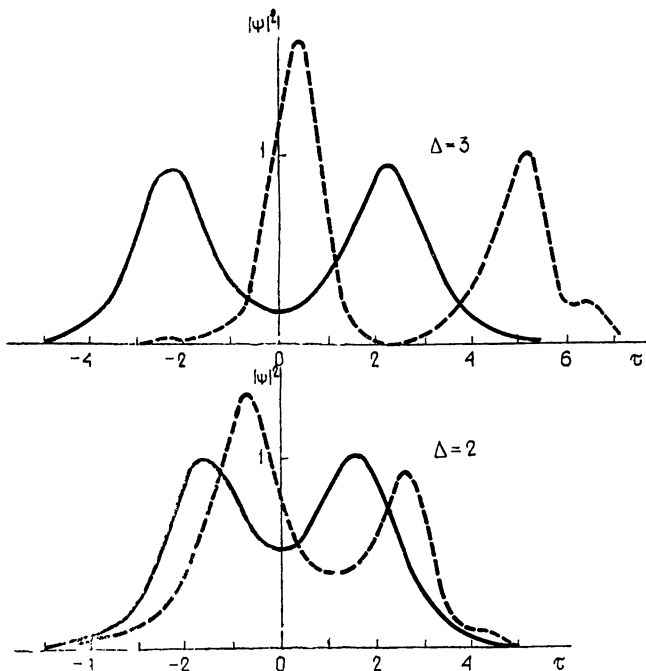


Рис. 3. Временные профили интенсивности двух синфазных солитонов при $z=0,8 \cdot z_1$ (Δ): сплошные кривые — $\beta=0$; штриховые — $\beta=0,8$.

Численное решение уравнения (1) с начальными условиями (2) позволяет провести более детальный анализ явления. В случае небольших начальных периодов следования ($2\Delta = 4,6$) с ростом β постепенно разрушается привычная картина взаимодействия двух синфазных солитонов: для $\Delta=2$ и $\beta \lesssim 0,1$, по крайней мере, на расстоянии нескольких периодов сохраняется свойство рекурсивности (рис. 2); при $\beta \sim 0,25$

система разрушается вскоре после точки z_2 максимального сжатия импульса, образовавшегося при слиянии двух солитонов, но пиковое значение интенсивности в точке z_2 не сильно меняется вплоть до $\beta=0,5$ (для $\Delta=3$ — вплоть до $\beta=0,2$). Если вклад дисперсии третьего порядка в уравнение (1) велик (β приближается к единице), уже в точке z_2 мы наблюдаем последовательность нескольких субимпульсов. Но даже при больших β кубичная дисперсия не существенно влияет на длину столкновения z_1 солитонов, выраженную в дисперсионных длинах, по сравнению с $\beta=0$ (рис. 3). Поскольку рост β соответствует уменьшению дисперсии (росту z_d), то реальная длина информационной системы может быть сильно увеличена при приближении длины волны излучения к λ_0 . Для случая больших начальных интервалов между солитонами ($2\Delta \geq 8$) в [10] численным анализом вскрыт дополнительный механизм, позволяющий повысить дальность передачи информации — ослабление взаимодействия солитонов под влиянием кубичной дисперсии.

Сравнение результатов теоретических расчетов с результатами непосредственного численного интегрирования, проведенное для $\Delta=3$ и 4, показало, что уравнение прямой (4) с хорошей точностью описывает движение центра системы импульсов; уравнение (3) в случае чисто квадратичной дисперсии применимо почти до точки z_1 слияния импульсов. При наличии кубичной дисперсии уравнение (3) дает заниженную оценку $\beta_{кр}(\Delta)$.

Итак, подчеркнем основные особенности, выявленные в результате проведенного исследования. Во-первых, влияние дисперсионных эффектов третьего порядка ограничивает применение N -солитонных импульсов в информационных системах; так, связанное состояние трех солитонов необратимо распадается уже при небольшом вкладе кубичной дисперсии $\beta=0,1$ на расстоянии, меньшем дисперсионной длины. В то же время приближение длины волны излучения к λ_0 позволяет существенно увеличить дальность передачи пары «притягивающихся» солитонов. Во-вторых, в известных пределах кубичная дисперсия не препятствует компрессии импульсов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Marcuse D. — Appl Opt., 1980, 19, № 10, p. 1653.
2. Marcuse D. — Appl Opt., 1981, 20, № 17, p. 2969.
3. Marcuse D. — Appl Opt., 1981, 20, № 20, p. 3573.
4. Lin C., Marcuse D. — Electron Lett 1981, 17, № 1, p. 54.
5. Хасэгава А, Колама Ю. — ТИИЭР, 1981, 69, № 9, с. 57.
6. Выслух В. А. — Квантовая электроника, 1983, 10, № 8, с. 1688.
7. Wai P. K. A., Menyuk C. R., Lee Y. C., Chen H. H. — Opt. Lett., 1986, 11, № 7, p. 464.
8. Blow K. G. Dorian N. G. — Opt Commun, 1982, 42, № 6, p. 403.
9. Dorian N. G., Blow K. G. — IEEE J. Quant. Electron., 1983, QE-19, № 12, p. 1883.
10. Chu P. L., Desem C. — Electron. Lett., 1985, 21, № 6, p. 228.

Московский государственный
университет

Поступила в редакцию
15 декабря 1986 г.

УДК 537.876:621.372.8

О НЕЛИНЕЙНОМ ПРЕОБРАЗОВАНИИ НЕПРЕРЫВНОГО СИГНАЛА С ДВУХЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ В ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ

Н. Н. Ахмедиев, Л. Л. Бетина, В. И. Корнеев

Оптические волокна в настоящее время широко применяются в линиях связи и устройствах высокоскоростной обработки информации [1]. Одним из способов повышения скорости передачи информации по волокну является использование нелинейных свойств материала волокна [2] на длинах волн 1,5—1,6 мкм. В ряде работ [2, 3] было показано, что распространение волн в оптическом волокне на этих длинах волн в преобладании затуханием и дисперсией высших порядков описывается нелинейным уравнением Шредингера (НУШ). Новым эффектом, предсказываемым теорией [4], является распад световой волны в оптическом волокне в серию импульсов, обусловленный модуляционной неустойчивостью. Это явление может быть использовано, например, при создании задающих генераторов импульсов в оптических линиях связи или для преобразования спектра сигналов. Первое экспериментальное наблюдение эффекта было осуществлено в работе [3]. С практической точки зрения выгодным является такой процесс, в котором задается слабая начальная модуляция непрерывного сигнала [6]. При этом форма импульсов на выходе волокна сильно зависит от вида исходной модуляции. В работе [7] был получен ряд точных решений НУШ, описывающих преобразо-