Письма в ЖТФ, том 16, вып. 14 26 июля 1990 г.

07

СМЕШАННЫЕ СОСТОЯНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СОЛИТОНОВ РАЗНЫХ ДЛИН ВОЛН

В.В. Афанасьев, Л.М. Ковачев,
В.Н. Серкин

При использовании в экспериментах с оптическими солитонами импульсов лазерного излучения с различными длинами волн следует ожидать возникновения ряда новых явлений. Так, например, в работах [1–3] продемонстрирована возможность формирования солитонов как в области положительной, так и отрицательной дисперсии групповых скоростей при фазовой кросс-модуляции взаимодействующих волн, а в работе [4] обнаружена возможность неупругого рассеяния шредингеровских солитонов разных длин волн („цветов") и формирования при их распаде межволновых связанных состояний в „прошедшей" и „отраженной" волнах – смешанных состояний оптических солитонов разных „цветов". Предметом настоящей работы является анализ условий экспериментальной реализации смешанных состояний солитонов и исследование характера их взаимодействия. Работа направлена на инициирование прежде всего экспериментальных работ в данной области.

Взаимодействие оптических солитонов разных длин волн будет описывать в рамках модели векторного нелинейного уравнения Шредингера [5] для огибающих волновых пакетов Ψ_1 и $\Psi_j (j>1)$:

$$i\frac{\partial \Psi_1}{\partial z}=\frac{1}{2}\frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial \tau^2}+R_1\left(|\Psi_1|^2\Psi_1+2\sum_{j=2}^{n}|\Psi_j|^2\Psi_1\right), \tag{1}$$

$$i\left(\frac{\partial \Psi_j}{\partial z}+\nu_j\frac{\partial \Psi_j}{\partial \tau}\right)=\frac{1}{2}D_j\frac{\partial^2 \Psi_j}{\partial \tau^2}+R_j\left(|\Psi_j|^2\Psi_j+2\sum_{\substack{k=1\\k\neq j}}^{n}|\Psi_k|^2\Psi_j\right). \tag{2}$$

Система уравнений (1–2) записана в стандартном безразмерном виде [2, 3].

Математическое моделирование динамики рассеяния шредингеровских солитонов разных длин волн в рамках (1–2) позволяет установить, что в зависимости от расстройки групповых скоростей ν_j упругий характер взаимодействия сменяется неупругим. При $\nu_j <$ 1 каждый из импульсов в результате взаимодействия распадается на два, которые можно условно назвать „отраженным" и „прошедшим" (рис. 1). Отраженный импульс одного „цвета" совпа-

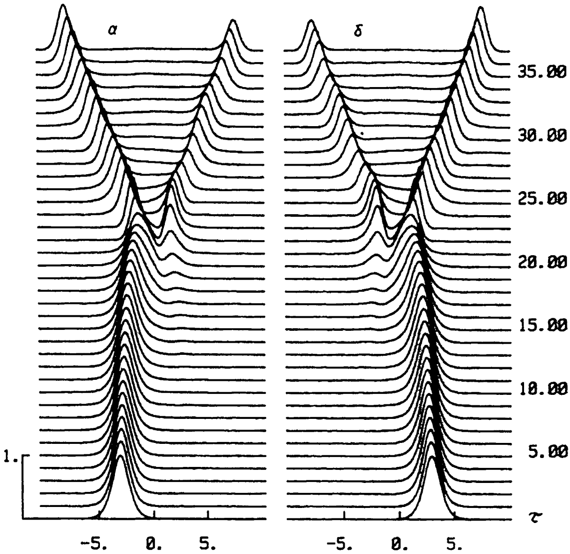

Рис. 1.

дает по времени с прошедшим импульсом другого „цвета". Эти импульсы образуют межволновое смешанное состояние, устойчивое на расстояниях в десятки дисперсионных длин (рис. 1, $\nu = 0.1$).

Проанализируем условия возникновения подобных смешанных состояний солитонов разных „цветов", воспользовавшись методом моментов [6, 7]. Движение центров тяжести локализованных волновых пакетов $\langle\tau(z)\rangle = \sum_{j=1}^{n} N_j \tau_j(z) / \sum_{j=1}^{n} N_j$, где $\tau_j(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \tau |\psi_j|^2 d\tau / N_j$; $N_j = \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_j|^2 d\tau$ в рамках модели (1–2) описывается следующими уравнениями:

$$\frac{\partial \tau_j(z)}{\partial z} = \nu_j + D_j \frac{P_j}{N_j}, \tag{3}$$

$$\frac{\partial^2 \tau_j(z)}{\partial z^2} = \frac{D_j}{N_j} \frac{d P_j}{d z}, \tag{4}$$

$$\frac{d \langle \tau(z) \rangle}{d z} = 0. \tag{5}$$

Как следует из (1–5), между солитонами возникает „нелинейная сила", связанная с изменением момента импульса $P_j = \frac{1}{2i}\left(\frac{\partial \psi_j^*}{\partial \tau}\psi_j - \frac{\partial \psi_j}{\partial \tau}\psi_j^*\right)$

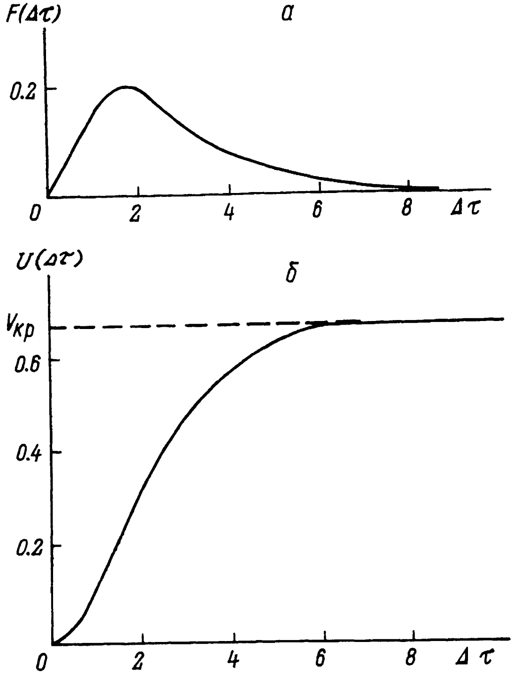

Рис. 2.

$$\frac{d^2\tau_j(z,\Delta\tau)}{dz^2}=F_j(\Delta\tau)\frac{2R_j D_j}{N_j}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\left|\psi_j(z,\tau+\Delta\tau)\right|^2\frac{\partial}{\partial\tau}\left(\sum_{\substack{k=1\\k\neq j}}^{n}\left|\psi_k\right|^2\right)d\tau. \qquad (6)$$

Введение нелинейной силы $F(\Delta\tau)$ и соответствующего ей потенциала $F=-\partial U_{eff}/\partial\tau$ позволяет наглядно представить процесс взаимодействия солитонов как отдельных частиц и записать аналог уравнений Ньютона для системы взаимодействующих солитонов разных длин волн (6).

Расчет нелинейной силы $F(\Delta\tau)$ в предположении неизменной формы импульсов в зависимости от расстояния между центрами солитонов (рис. 2,а) позволяет найти критическую величину потенциала $U_{кр}$ взаимодействия, определяющую условия формирования смешанных состояний (рис. 2,б). Здесь под критической величиной потенциала $U_{кр}$ понимается значение U, при котором обычные шредингеровские солитоны разных длин проходят один сквозь другой без изменения их формы после взаимодействия (рис. 2,б). Расчет дает значение $U_{кр}=0.63$. Следовательно, формирование смешанных состояний солитонов (рис. 1 и 2) разных „цветов" принципиально возможно при расстройках их групповых скоростей $\nu_{кр}$, удовлетворяющих условию $\frac{\nu_{кр}^2}{2}\leq U_{кр}=0.63$. Этот вывод подтверждается проведенными численными расчетами.

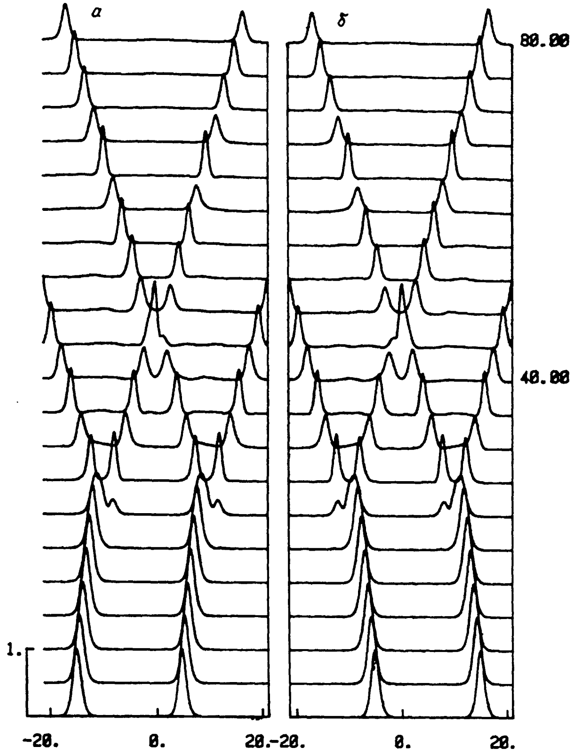

Рис. 3.

Принципиальный интерес представляет вопрос о взаимодействии смешанных состояний солитонов. Используя метод моментов, можно получить следующее выражение для „нелинейной силы" между двумя смешанными состояниями $(\psi_1^{(1)}, \psi_2^{(1)})$; $(\psi_1^{(2)}, \psi_2^{(2)})$:

$$F(\Delta\tau)=2\int\limits_{-\infty}^{\infty}\sum_{i=1}^{2} D_i R_i \left|\psi_i^{(1)}(\tau+\Delta\tau)\right|^2 \frac{\partial}{\partial\tau}\left(\sum_{j=1}^{2}\left|\psi_j(\tau)\right|^2\right)d\tau \Big/ \sum_{i=1}^{2} N_i .$$

Если выполнены условия $|\psi_i^{(1)}(\tau+\Delta\tau)|=|\psi_j^{(2)}(\tau)|$, то $F(\Delta\tau)\equiv 0$ и смешанные состояния взаимодействуют упруго.

Упругое взаимодействие смешанных состояний солитонов иллюстрируется результатами численного эксперимента (рис. 3). Здесь показано, как в процессе двух попарных столкновений шредингеровских солитонов разных длинн волн (а и б) формируются смешанные состояния, устойчивые к столкновению друг с другом (ν = 0.3).

Существование критической расстройки групповых скоростей позволяет достаточно четко очертить условия экспериментального наблюдения рассмотренных эффектов. В размерных переменных $\nu = Z_g/Z_{гр}$, где $z_g=\tau_0^2/K''$ – длина дисперсионного расплывания импульса, а $z_{гр}=\tau_0/\left(\frac{1}{v_1}-\frac{1}{v_2}\right)$ – длина группового разбегания. В обычных кварцевых волоконных световодах дисперсия групповой скорости $v(\omega+\Delta\omega)=v(\omega)+\frac{\partial v}{\partial\omega}\Delta\omega$, и параметр $\nu=\Delta\omega\tau_0$.

Это позволяет получить следующую оценку критической величины расстройки $\nu_{кр}=(\omega_1-\omega_2)\,\tau_0 = 1.26$, где ω_1 и ω_2 – частоты шредингеровских солитонов длительностью τ_0. Поэтому формирование смешанных состояний солитонов в световодах с линейной зависимостью дисперсии групповой скорости от частоты затруднительно, так как означает перекрытие спектров взаимодействующих солитонов. При величине расстройки $\nu=\Delta\omega\tau_0 = 2$, как показывает численный эксперимент, доля энергии в „отраженном" импульсе составляет 0.009. Это полностью снимает ограничения в задачах спектрального уплотнения солитонных каналов в информационных системах. Для экспериментальной реализации смешанных состояний солитонов разных „цветов" следует использовать световоды с „уплощенной" дисперсионной характеристикой, например, W-типа [8]. В таких световодах удовлетворяются как условия разделения спектров взаимодействующих солитонов, так и существования смешанных состояний $\nu<\nu_{кр}$. Подобные световоды уже используются в экспериментах по предельному сжатию импульсов генерации солитонного лазера [8].

Список литературы

[1] Christodoulides D.N. // Phys. Lett. 1988. V. A-132. P. 451-452.

[2] Trillo S., Wabnitz S., Wright E.M., Stegeman G.T. // Opt. Lett. 1988. V. 13. P. 871-873.

[3] Афанасьев В.В., Дианов Е.М., Прохоров А.М., Серкин В.Н. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. Вып. 11. С. 588-592.

[4] Афанасьев В.В., Дианов Е.М., Серкин В.Н. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 1989. Вып. 10. С. 21-23.

[5] Afanasjev V.V., Dianov E.M., Serkin V.N. // IEEE J. of Quant. Electr. 1989. V. 25. N 12. P. 2656-2664.

[6] Anderson D., Lisak M. // Phys. Rev. A. 1987. V. 35. N 1. P. 184-187.

[7] Caglioti E., Grosignani B., Porto Di. // Phys. Rev. A. 1988. V. 38. P. 4036-4042.

[8] Mitschke F.M., Mollenauer L.F. // Opt. Lett. 1987. V. 12. P. 407-409.

Институт общей физики
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
10 марта 1990 г.