

НЕЛИНЕЙНОЕ СПАРИВАНИЕ СВЕТЛОГО И ТЕМНОГО ОПТИЧЕСКИХ СОЛИТОНОВ

В.В.Афанасьев, Е.М.Дианов, А.М.Прохоров,
В.Н.Серкин

Показана возможность нелинейного спаривания светлого и темного оптических солитонов при фазовой кросс-модуляции волн в нелинейной диспергирующей среде и реализации на этой основе принципиально новых методов нелинейной стабилизации мощных волновых пакетов как в области положительной, так и отрицательной дисперсии групповых скоростей взаимодействующих волн.

Идея образования связанных состояний парами частиц – спаривание – является одной из фундаментальных идей современной физики. Как показывает в настоящей работе, распространение этой идеи на нелинейную оптику приводит к теоретическому предсказанию образования новых "квазичастиц" при нелинейном спаривании оптических солитонов разных длин волн ("цветов"). Рассматриваемый эффект спаривания светлого и темного оптических солитонов открывает принципиально новую возможность нелинейной стабилизации мощных сверхкоротких импульсов света и генерации оптических солитонов как в области положительной, так и отрицательной дисперсии групповых скоростей при фазовой кросс-модуляции взаимодействующих волн^{1, 2}.

Нерезонансное самовоздействие N волн в кубичной нелинейной диспергирующей среде описывается системой уравнений шредингеровского типа для комплексных амплитуд взаимодействующих волн:

$$2ik_m \left(\frac{\partial E_m}{\partial z} + \frac{1}{v_m} \frac{\partial E_m}{\partial t} \right) = -k_m \frac{\partial^2 k_m}{\partial \omega_m^2} \frac{\partial^2 E_m}{\partial t^2} + \frac{k_m n_2 |E_m|^2 E_m}{n_0} + \frac{2k_m n_2}{n_0} \sum_{n=1, n \neq m}^N |E_n|^2 E_m. \quad (1)$$

В (1) приняты стандартные обозначения. Уравнения (1) описывают следующие физические процессы: конкуренцию дисперсионных и нелинейных эффектов – самовоздействие волн и "реактивное" (без обмена энергией) взаимодействие волн, обусловленное эффектом фазовой кросс-модуляции. Эффекты фазовой кросс-модуляции приводят к качественному изменению характера самовоздействия волновых пакетов, в частности, оказывается возможным формирование связанных состояний оптических солитонов разных длин волн – спаривание солитонов. Основные физические механизмы нелинейного спаривания солитонов в рамках модели (1) проиллюстрируем на примере взаимодействия двух волн:

$$i\partial\Psi_1/\partial z = 1/2\partial^2\Psi_1/\partial\tau^2 + R_{11}|\Psi_1|^2\Psi_1 + R_{12}|\Psi_2|^2\Psi_1, \quad (2)$$

$$i(\partial\Psi_2/\partial z + v\partial\Psi_2/\partial\tau) = 1/2\partial^2\Psi_2/\partial\tau^2 + R_{12}|\Psi_1|^2\Psi_2 + R_{22}|\Psi_2|^2\Psi_2. \quad (3)$$

Уравнения (2 – 3) записаны в сопровождающей системе координат в стандартных безразмерных переменных: $\Psi_i = E_i/E_{0i}$; $\tau = (t - z/v)/\tau_{0i}$; $z = z/z_d$, где z_d – длина дисперсионного расплывания импульсов, R_{ij} – параметры нелинейности. В отсутствие фазовой кросс-модуляции ($R_{ij} = 0, i \neq j$) система (2 – 3) вырождается в нелинейное уравнение Шредингера (НУШ), частными решениями которого являются светлые солитоны – частицы ($R_{ij} > 0$) и темные

солитоны – дырки ($R_{ij} < 0$): $\Psi_1^+(z, \tau) = \frac{\kappa}{\sqrt{R_{11}}} \operatorname{sech}(\kappa\tau) \exp(-i\kappa^2 z/2)$; $\Psi_2^-(z, \tau) = \frac{\kappa}{\sqrt{|R_{22}|}}$, $\operatorname{th}(\kappa\tau) \exp(i\kappa^2 z)$. Система (2–3) имеет первый интеграл, выражающий закон сохранения

полного числа солитонов-частиц и солитонов-дырок $\int (|\Psi_1^+|^2 d\tau + \int (|\Psi_2^-|^2 - |\Psi_2^-(z = \pm \infty)|^2) d\tau = N_1^+ + N_2^-$. Гамильтониан системы взаимодействующих солитонов в рамках модели (2–3) при $R_{12} = R_{21}$ имеет вид: $H = H_{01} + H_{02} + H_{int}$, где $H_{0i} = \int (|\Psi_{i\tau}|^2 - R_{ii} |\Psi_i|^4) d\tau$, гамильтониан "свободных" солитонов в отсутствие взаимодействия, а гамильтониан парного взаимодействия солитонов H_{int} представляется в виде: $H_{int} = \int \Psi_1^+ \Psi_2^+ R_{12} \Psi_1 \Psi_2$, где величину R_{12} удобно трактовать как энергию взаимодействия пары солитонов. Условие $R_{12} = R_{21}$ означает, что в системе взаимодействующих волн (1, 2–3) связанные состояния разных цветов появляются или исчезают парами.

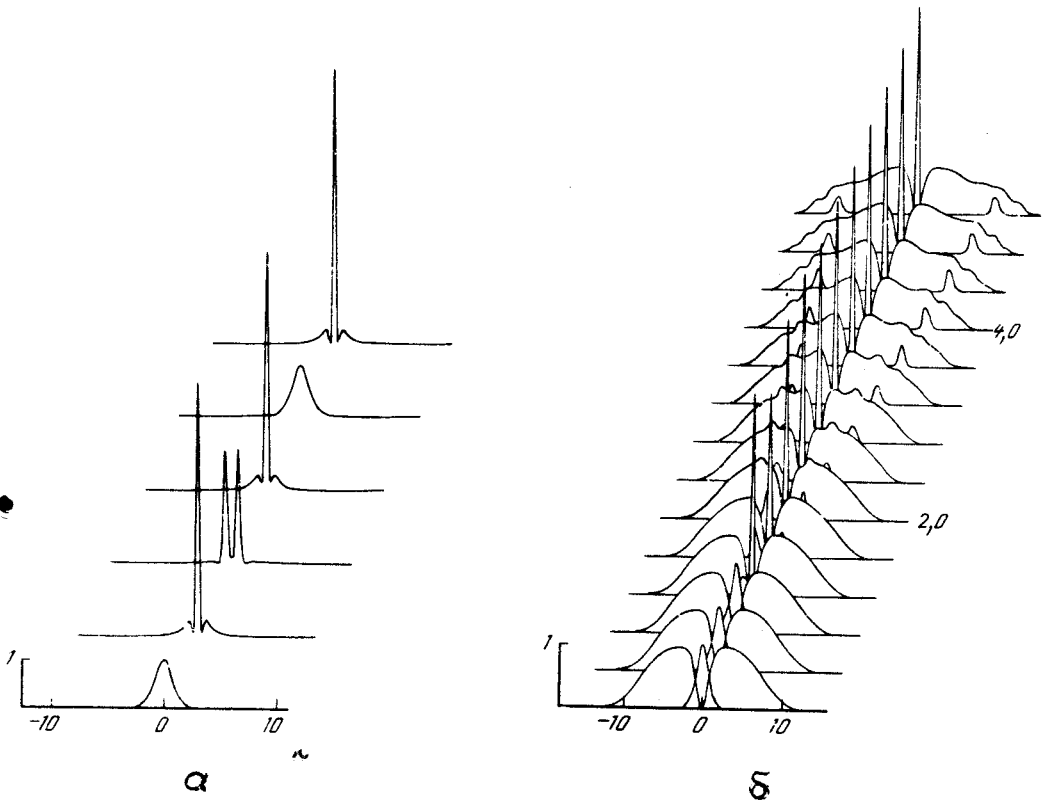


Рис. 1. а) Динамика связанного состояния $N^+ = 3(R_{11} = 9)$ светлых шредингеровских солитонов в отсутствие взаимодействия с темными. б) Нелинейная стабилизация многосолитонного импульса в связанном состоянии с темным солитоном (неинвентированный случай 2) $R_{11} = (N_1^+)^2 = 9$; $R_{12} = 8$; $R_{22} = -9$; $R_{21} = -8$. $\Psi_1^+(z = 0, \tau) = \operatorname{sech} \tau$

Система уравнений (2–3) имеет следующие солитонные решения: 1) спаренные светлые (все $R_{ij} > 0$) и темные (все $R_{ij} < 0$) солитоны, существующие в параметрической области $R_{12} = 1 - R_{11}$ и $R_{21} = 1 - R_{22}$ при $0 < |R_{ij}| < 1$. Отметим, что решения типа "светлый + светлый" солитон были впервые получены Манаковым³; 2) спаренные светлые и темные солитоны без инверсии длин волн (цветов). В отсутствие взаимодействия ($R_{12} = R_{21} = 0$) светлые солитоны ($R_{11} > 0$) и темные солитоны ($R_{22} < 0$) являются истинными солитонами модели НУШ. Точное решение (2–3) при $R_{ij} \neq 0$ и $R_{1j} > 0$, а $R_{2j} < 0$ представляет

собой квазичастицу, состоящую из спаренных светлых и темных солитонов:

$$\Psi_1^+(z, \tau) = \operatorname{sech} \tau e^{-i(1/2 + |R_{12}|)z}; \quad \Psi_2^-(z, \tau) = \operatorname{th} \tau e^{i|R_{22}|z}. \quad (4)$$

и существует в области параметров: $R_{12} = R_{11} - 1$; $|R_{21}| = |R_{22}| - 1$. С учетом $R_{1j} > 0$ можно видеть, что эти условия лишь устанавливают зависимость между параметрами R_{ij} , но не накладывают ограничений на пределы их изменения. Так как параметры $R = N^2$ связаны с числом солитонов одного цвета в каждом из импульсов, то это означает, что в рассматриваемой системе происходит нелинейная стабилизация светлого многосолитонного импульса темным (рис. 1). Физическое объяснение стабилизации волновых пакетов состоит в переложении частотной модуляции одной волны на другую, так что положительный chirp частоты в светлом импульсе в точности компенсируется отрицательным chirp частоты в темном импульсе. Используя пространственно-временную аналогию этот эффект можно рассматривать как взаимную самофокусировку пучков на разных длинах волн, причем пучок с уменьшением интенсивности на оси создает распределенную по длине среды нелинейную линзу, в которой реализуется волноводное распространение второго пучка с мощностью во много раз большей критической мощности самофокусировки. Эта ситуация близка к идее "банановой самофокусировки" Аскарьяна ⁴; 3) спаренные светлые и темные солитоны с инверсией цветов. Обратим длины волн взаимодействующих солитонов, т.е. рассмотрим возможность существования светлых солитонов при $R_{ij} < 0$ в связанном состоянии с темным солитоном при $R_{ij} > 0$. В отсутствие взаимодействия такие состояния принципиально невозможны. Спаривание солитонов при фазовой кросс-модуляции волн позволяют реализовать подобное нетривиальное решение (2 – 3) – эффект оптической "сверхтекучести"

$$\Psi_1^-(z, \tau) = \operatorname{sech} \tau e^{-(1/2 - |R_{21}|)z}; \quad \Psi_2^+(z, \tau) = \operatorname{th} \tau e^{-i|R_{22}|z}. \quad (5)$$

Условия существования решений (5) имеют вид: $|R_{12}| = |R_{11}| + 1$; $|R_{21}| = |R_{22}| + 1$. Как и в случае 2) данные условия не накладывают ограничений на пределы изменения параметров R_{11} и R_{22} , связанных с числом солитонов в импульсах $R_{ij} = N_i^2$. Реализация солитоноподобного решения в области положительной дисперсии ($R_{11}, R_{12} < 0$) иллюстрируется результатами численного решения уравнений (2 – 3) на рис. 2. Так как параметр $R_{ii} = 1$ соответствует односолитонному решению НУШ, то переход неинвертированного случая 2) к инвертированному 3) реализуется каждый раз при добавлении к "энергии связи" R_{12} величины $\Delta R = 2$, равной энергии двух солитонов. Заметим, что возможность существования светлых солитонов в области $\partial^2 k / \partial \omega^2 > 0$, при фазовой кросс-модуляции волн и th-модуляции основной волны отмечалась в ^{5, 6}. В численных экспериментах мы исследовали влияние на связанное состояние солитонов эффектов дисперсионного расплывания несущего импульса при $R_{2j} < 0$ (см. ^{7, 8}), развития в нем модуляционной неустойчивости при $R_{2j} > 0$, роль временного рассогласования темного и светлого солитонов и расстройки групповых скоростей. Устойчивость полученных нами решений к временному рассогласованию Δ определяется характером взаимодействия солитонов $H_{int} = \int |\Psi_1|^2 |R_{12}| |\Psi_2|^2 d\tau = A_0 + A_1 \Delta + A_2 \Delta^2$ при малых Δ . Как нетрудно показать, $A_1 = 0$ и характер взаимодействия (притяжение или отталкивание) определяется знаком A_2 . Расчет дает, что решения 1) и 3) соответствуют притяжению, решения 2) – отталкиванию.

При экспериментальной реализации нелинейного спаривания оптических солитонов особенно привлекателен инвертированный случай 3) поскольку в нем может быть реализовано как соотношение $R_{12} = 2$ при $R_{11} = 1$, характерное для одномодовых световодов, так и устойчивость к временному рассогласованию импульсов (рис. 3). "Обращая" условия пионерского эксперимента ⁹ по обнаружению в световодах светлых солитонов, т.е. формируя темный солитон на длине волны $\lambda = 1,56$ мкм с длительностью $\tau = 7$ пс и интенсивностью несущего

импульса $I = 1,2$ Вт, при $\lambda_0(\partial^2 k / \partial \omega^2 = 0) = 1,31$ мкм может быть реализован солитонный режим распространения импульса на длине волны 1,06 мкм той же длительности и интенсивности. В многомодовых световодах процесс спаривания солитонов будет определяться условиями (4–5).

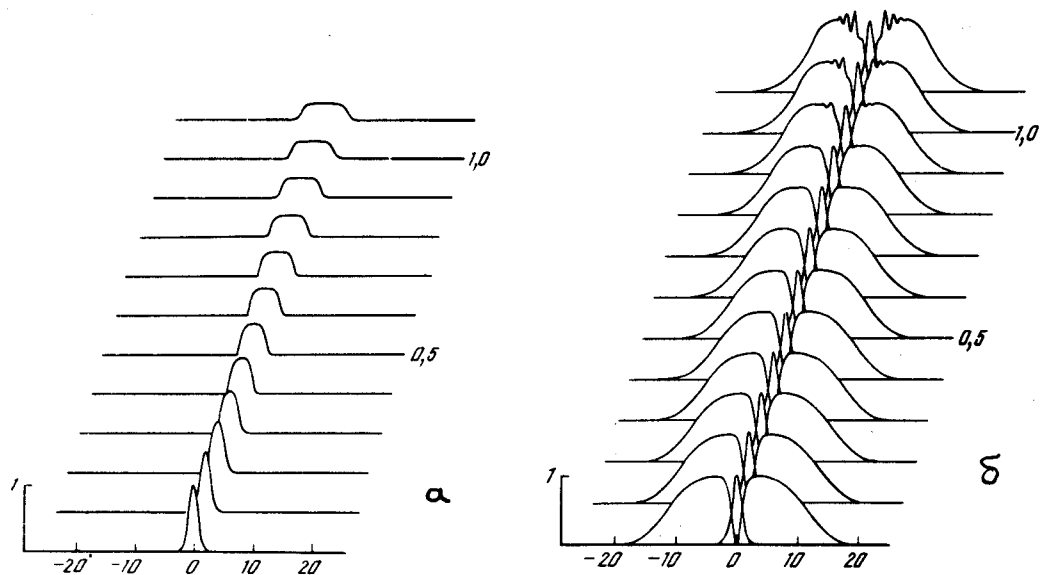


Рис. 2. а) Динамика самовоздействия временной огибающей волнового пакета в области положительной дисперсии групповых скоростей ($R_{ij} < 0$) в отсутствие взаимодействия с темными солитонами рассчитанная в рамках модели НУШ при $R_{22} = -9$. б) Формирование связанного состояния светлого солитона в области отрицательной дисперсии групповой скорости (инвертированный случай 3) $R_{11} = -9$; $R_{12} = -10$; $R_{21} = 10$; $R_{22} = 9$. $\Psi_1^-(z=0, \tau) = \text{sech } \tau$; $\Psi_2^+(z=0, \tau) = \text{th } \tau \exp(-\tau^4/10)$. $R = N^2$, где N – число солитонов в импульсе

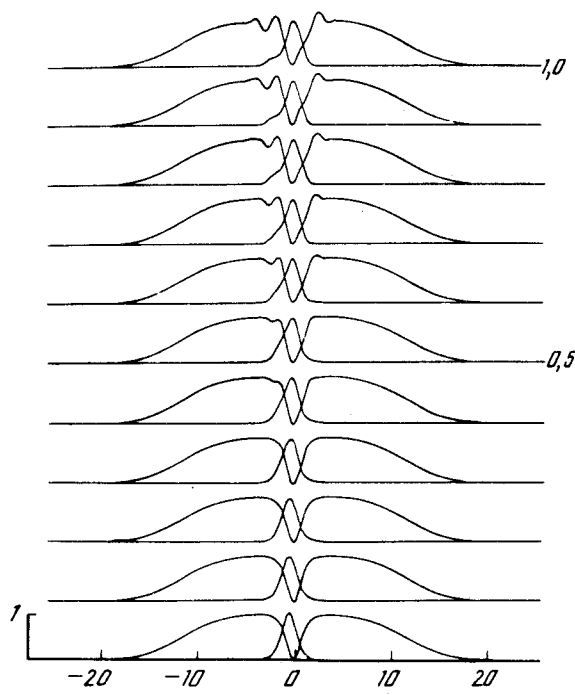


Рис. 3. Устойчивость связанного состояния светлого и темного солитона с инверсией цветов (случай 3) к временному рассогласованию огибающих: $R_{11} = -1$; $R_{12} = -2$; $R_{22} = 1$; $R_{21} = 2$, $\Psi_1^-(z=0, \tau) = \text{sech}(\tau + \Delta)$; $\Delta = 0,5$; $\Psi_2^+(z=0, \tau) = \text{th } \tau \exp(-\tau^4/10)$.

Таким образом, эффект нелинейного спаривания оптических солитонов при фазовой кросс-модуляции волн открывает возможность реализации принципиально новых методов нелинейной стабилизации мощных волновых пакетов.

После того, как данная работа была подготовлена к печати, появилась статья S.Trillo, S.Wabnitz, E.M.Wright, G.I.Stegeman Optics Letters, October 1988, в которой получено решение (5).

Литература

1. Дианов Е.М., Прохоров А.М., Серкин В.Н. Пленарный доклад на XIII Международной конференции по когерентной и нелинейной оптике. Минск, 6 – 9 сентября 1988 г.
2. Афанасьев В.В. Дипломная работа, физический факультет МГУ, 1988 г.
3. Манаков С.В. ЖЭТФ, 1973, 65, 505.
4. Аскарьян Г.А., Студенов В.Б. Письма в ЖЭТФ, 1969, 10, 113.
5. Agrawal G.P. Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 880.
6. Головченко Е.А., Дианов Е.М., Прохоров А.М., Серкин В.Н. ДАН СССР, 1986, 288, 851.
7. Krocel D., Halas N.J., Giuliani G., Grischkowsky D. Phys. Rev. Lett., 1988, 60, 29.
8. Weiner A.M., Heritage J.P. 16-th Int. Conference on Quant Electr. (IQEC), 1988, p. 690.
9. Mollenauer L.F., Stofen R.H., Gordon J.P. Phys. Rev. Lett., 1988, 45, 1095.

Поступила в редакцию
1 ноября 1988 г.
