03

ВЛИЯНИЕ ФАЗОВОГО СДВИГА ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ РЕШЕТОК НА ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ СОЛИТОНЫ

В.Н.Белый, Н.А.Хило

Нерасходящиеся световые пучки в нелинейных средах, или пространственные солитоны, изучаются в последние годы как теоретически, так и экспериментально [1–5]. Основная реализуемая здесь физическая идея состоит в компенсации дифракционной расходимости эффектом нелинейной рефракции. В прикладном плане пространственные солитоны интересны для осуществления полностью оптических межсоединений в схемах обработки информации и связи.

К настоящему времени большинство работ по пространственным солитонам выполнено применительно к средам с керровской нелинейностью. Данная нелинейность влияет непосредственно на фазу светового пучка, что позволяет компенсировать также фазовый дифракционный эффект. Однако нелинейная восприимчивость χ_3, ответственная за эффект Керра, относительно мала и поэтому для формирования нерасходящихся пучков требуются интенсивности света $\geqslant 1$ МВт/см^2. В данном отношении значительное преимущество имеют фоторефрактивные (ФР) кристаллы, в которых нелинейные режимы взаимодействия волн проявляются уже при интенсивностях < 1 Вт/см^2.

Однако получение пространственных солитонов в ФР кристаллах в общем случае затруднено из-за эффекта перекачки энергии между плосковолновыми компонентами светового пучка при дифракции на фазовосмещенных дифракционных решетках. Для устранения данного эффекта в работе [6] исследовалось формирование пространственных солитонов в режиме подавления фазового сдвига световых и ФР решеток соответствующим подбором внешнего электрического поля. В этом случае условия формирования солитонов в ФР кристалле и керровской среде похожи, поскольку в обоих случаях отсутствует внутренний энергообмен в пучке.

Из общих соображений, однако, не следует, что при наличии фазовосмещенных решеток существование пространственного солитона невозможно. В принципе не исключается ситуация, когда профиль пучка сохраняется и при наличии эффектов перекачки, но в условиях их взаимной компенсации, обеспечиваемой специальным видом этого профиля.

Исследуем данный вопрос исходя из уравнения эволюции светового поля в среде с нелокальной нелинейностью [6]

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2k}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) a(x,z) = \frac{ik}{na^*(x,z)}$$

$$\int a(x-\rho,z)a^*(x+\rho',z)\chi(\rho,\rho')d\rho d\rho', \tag{1}$$

где $a(x,z)$ — двумерная амплитуда поля, $k = 2\pi n/\lambda$, n — показатель преломления, $\chi(\rho,\rho')$ — функция нелинейного нелокального отклика, Фурье-спектр которой имеет вид

$$\hat{\chi}(q,q') = \frac{n^3}{2} r(q,q')\left(E_1(q,q') + iE_2(q,q')\right) e_1 \cdot e_2^*. \tag{2}$$

Здесь $r(q,q')$ — эффективная электрооптическая постоянная, e_1, e_2 — единичные векторы поляризаци и пары плоских волн $E_1(q,q')$, $E_2(q,q')$ — напряженности поля в ФР кристалле, ответственные за формирование синфазной и смещенной на $\pi/2$ дифракционных решеток, причем

$$E_1(q,q') = E_1(q',q) = E_1(-q,-q'),$$

$$E_2(q,q') = -E_2(q',q) = -E_2(-q,-q'), \quad r(q,q') = r(q',q). \tag{3}$$

С учетом свойств симметрии (3) функция нелокального отклика может быть представлена в виде суммы двух вещественных составляющих $\chi(\rho,\rho') = \chi_1(\rho,\rho') + \chi_2(\rho,\rho')$, где

$$\chi_1(\rho,\rho') = \frac{1}{(2\pi)^2}\int \frac{n^3}{2} r(q,q')E_1(q,q')\cos(q\rho + q'\rho')dqdq',$$

$$\chi_2(\rho,\rho') = \frac{1}{(2\pi)^2}\int \frac{n^3}{2} r(q,q')E_2(q,q')\sin(q\rho + q'\rho')dqdq',$$

причем, в соответствии с (3),

$$\chi_1(\rho,\rho') = \chi_1(\rho',\rho) = \chi_1(-\rho,-\rho''),$$

$$\chi_2(\rho,\rho') = -\chi_2(\rho',\rho) = -\chi_2(-\rho,-\rho'). \tag{4}$$

Следуя работе [6], решение уравнения (1) ищем в виде $a(x,z) = \alpha(x)\exp(i\gamma z)$. В результате, опуская промежуточные преобразования, находим амплитудное распределение $\alpha(x)$ поля солитона

$$\alpha(x) = \exp\left(\frac{p_{01}x}{2(p_{11} - p_{02})}\right)(\mathrm{sech} px)^D, \tag{5}$$

где

$$p_{01} = \frac{2k}{n}J_{01}, \quad p_{11} = \frac{k}{n}J_{11}, P_{02} = \frac{1}{2k} + \frac{k}{n}J_{02},$$

$$D = p_0/(p_{11} - p_{02}), \quad p = \sqrt{p_{01}^2 + 4(P_{11} - P_{02})\bar{\gamma}}/2p_{02},$$

$$\bar{\gamma} = \frac{k}{n}J_{00} - \gamma,$$

причем

$$J_{mn} = \int \rho^m \rho'^n \chi(\rho, \rho') d\rho d\rho'. \tag{6}$$

Для конкретизации вида коэффициентов J_{mn} учтем, что функция $r(q,q')$ может содержать в общем случае как симметричную r_c, так и антисимметричную r_a по отношеию к замене $(q,q') \to (-q,-q')$ части. Расчет показывает, что антисимметричная составляющая не дает вклад в коэффициенты P_{mn}. Пренебрегая, кроме того, относительно слабой зависимостью r_c от (q,q') и используя явный вид функций $E_{1,2}(q,q')$ (см., например, [9,10]) из (2)–(4), (6) получим для коэффициентов J_{mn} следующие выражения

$$J_{00} = \frac{n^3 r}{2}E_0, \qquad J_{01} = \frac{n^3 r}{2}\left(\frac{E_0^2}{C_p} + C_d\right),$$

$$J_{11} = -J_{02} = -\frac{n^3 r E_0}{C_p}\left(\frac{E_0^2}{C_p} + 2C_d\right), \tag{7}$$

где E_0 — напряженность внешнего электрического поля, $C_p = (q - q')E_p$, $C_d = E_d/(q - q')$, E_d — диффузионное поле, E_p — предельное поле пространственного заряда.

Из вида функции $\alpha(x)$ (5) следует, что существование пространственного солитона возможно даже при наличии энергообмена парциальных плоских волн, обусловленного фазовым сдвигом световых и ФР решеток. При этом форма солитона изменяется, приобретая характерную асимметрию, обусловленную экспоненциальным множителем.

Для оценки вклада этого множителя в поперечный профиль пучка введем характерные длины

$$L_1 = \frac{2(P_{11} - P_{02})}{P_{01}}, \quad L_2 = \frac{1}{PD} = \frac{2(P_{11} - P_{02})}{\sqrt{P_{01}^2 + 4(P_{11} - P_{02})\bar{\gamma}}},$$

смысл которых ясен из (5). Поскольку

$$L_2 = L_1/\sqrt{1 + 2L_1\bar{\gamma}/P_{01}} \quad \text{и} \quad P_{01} > 0,$$

то для пространственной ограниченности решения необходимо выполнение условия $\bar{\gamma} > 0$, или $\gamma < \pi n^3 r E_0/\lambda$. Отсюда следует, что при фиксированных внешнем полем и параметрах кристалла изменение ширины солитона сопровождается изменением его фазовой скорости $\Delta V/V = \gamma/K$: при уменьшении ширины скорость возрастает. В предельном случае бесконечной ширины солитона изменение его скорости совпадает с известным выражением для изменения скорости плоской волны во внешнем электрическом поле. С уменьшением ширины солитона его асимметрия также уменьшается и пренебрежимо мала при $L_2 \ll L_1$. Далее, параметрами солитона можно управлять, как следует из (5), (7), внешним электрическим полем. При этом допустимая область изменения поля, совместимая с существованием солитона, задается неравенствами $P_{02} > 0$, $P_{11} > P_{02}$, то есть не зависит от параметра P_{01}, определяющего асимметрию солитона.

Сравним полученный теоретический результат с экспериментами, выполненными в [7,8]. По нашим оценкам, в условиях эксперимента [7] $L_1 \sim 4 \cdot 10^{-6}$ м, в то время как $L_2 \gg L_1$, а профиль пучка практически симметричен. Это можно объяснить тем, что солитонное поле в данной работе выделялось в небольшом временном окне до развития процессов энергообмена. На более поздних стадиях самовоздействия пучка солитон разрушался, что объяснимо даже без учета процессов рассеяния тем, что его профиль резко отличался от стационарного, описываемого выражением (5). В условиях эксперимента [8] эффекты энергообмена также были незначительны вследствие малости произведения коэффициента усиления на длину взаимодействия.

Таким образом, в работе найден пространственный профиль пучка, сохраняющийся по мере его распространения и дифракции на фазовосмещенных решетках в фоторефрактивных кристаллах. Устойчивость солитона к процессам внутреннего энергообмена открывает возможность увеличения его времени жизни, что существенно для применений в системах оптической обработки информации.

Настоящая работа поддержана фондом Сороса (грант № RWF000).

Список литературы

[1] *Chiao R.Y., Garmire E., Townes C.H.* // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. N 15. P. 479–482.

[2] *Захаров В.Е., Шабат А.Б.* // ЖЭТФ. Т. 61. N 1(7). С. 118–134.

[3] *Barthelemy A., Maneuf S., Froehly C.* // Opt. Commun.1985. V 55. N 3. P. 201–206.

[4] *Aitchison J.S., Weiner A.M., Silberberg Y., Oliver M.K., Jackel J.L., Leaird D.E., Vogel E.M., Smith P.W.E.* // Opt. Lett. 1990. V. 15. N 9. P. 471–473.

[5] *Aitchison J.S., Silberberg Y., Weiner A.M., Leaird D.E., Oliver M.K., Jackel J.L., Vogel E.M., Smith P.W.E.* // JOSA. 1991. V. 8B. N 6. P. 1290–1297.

[6] *Crosignani B., Segev M., Englin D., Porto P., Yariv A., Salamo G.* // JOSA. 1993.V. 10B. N 3. P. 446–453.

[7] *Duree G.C.,Shutltz. Jr. L., Salamo G.J., Segev M., Yariv A., Crossignani B., Porto P., Sharp E.J., Neurgaonkar R.R.* // Phys. Rev. Lett. 1993. V 71. N 4. P. 533–536.

[8] *Castillo M.D.I., Aguilar P.A.M., Sanches–Mondragon J.J., Stepanov S., Vysloukh V.* // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 64. N 4. P. 408–410.

[9] *Kukhtarev N.V., Markov V.B., Odulov S.G., Soskin M.S., Vinetskii V.L.* // Ferroelectrics. 1979. V. 22. N 4. P. 949.

[10] *Петров М.П., Степанов С.И., Хомченко А.В.* Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л. 1983. 270 с.

Институт физики АН Беларуси
Отдел ОПИ АН Беларуси
Минск

Поступило в Редакцию
10 июня 1994 г.