

## О РЕАЛИЗАЦИИ ОПТИЧЕСКОЙ БИСТАБИЛЬНОСТИ ПРИ ВСТРЕЧНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ДВУХ ВОЛН

© И.Г.Зазарова, В.А.Трофимов

Как известно [1], явление оптической бистабильности (ОБ) находит широкое применение при конструировании элементов для хранения и обработки информации. Ранее обсуждалась ОБ схема, основанная на встречном взаимодействии двух волн, одна из которых создается за счет отражения другой от зеркала, имеющего отверстие в центре [2-5]. Ее существенный недостаток, на наш взгляд, заключается в расположении неплоского экрана вдали от нелинейной среды, что делает ее весьма громоздкой. Поэтому актуальной проблемой в настоящее время является поиск способов уменьшения ее размеров. В данной работе нами предлагается использовать для этой цели свойство трубчатых пучков: их фокусировку на определенном расстоянии [6], так как отраженный пучок имеет кольцевой профиль интенсивности. Для увеличения связи можно сфокусировать падающий пучок.

Следует подчеркнуть, что анализ профиля пучка на реализацию ОБ выполнялся рядом авторов, и в частности в [5]. Однако он, во-первых, посвящен, как правило, случаю самофокусирующей среды, во-вторых, нелинейная среда описывалась в рамках тонкого нелинейного слоя, в-третьих, анализ проводился для традиционной схемы с расположением зеркала на некотором расстоянии от среды. Ниже анализируется случай дефокусирующей протяженной среды при расположении отражающего зеркала непосредственно на выходной грани кристалла.

Встречное взаимодействие волн в среде с локальной нелинейностью описывается известной системой безразмерных уравнений:

$$L_{\pm} A_{\pm} + i\varepsilon_{\pm} A_{\pm} = 0, \quad L_{\pm} = \nu \frac{\partial}{\partial t} \pm \frac{\partial}{\partial z} + iD\Delta_{\perp}, \quad 0 < t < L_t, \quad (1)$$

$$\varepsilon_{\pm} = \alpha (|A_{\pm}|^2 + 2|A_{\mp}|^2), \quad 0 < z < 1.$$

Здесь  $A_{\pm}$  — нормированные на максимальное значение  $A_0$  амплитуды падающей и отраженной от экрана волн;  $t$  — нормированное на длительность импульса  $\tau_u$  время;

$\nu = L_z/v_g\tau_u$  — отношение длины среды  $L_z$  к расстоянию, которое проходит импульс за время  $\tau_u$ ;  $v_g$  — его групповая скорость;  $z$  — нормированная на  $L_z$  продольная координата; коэффициент  $D$  равен отношению длины среды к дифракционной длине  $l_g = 2ka^2$ ;  $k$  — волновое число пучка;  $a$  — его начальный радиус.  $\Delta_{\perp} = (1/r)\partial/\partial r(r\partial/\partial r)$ ,  $r$  измеряется в единицах  $a$ ,  $\alpha$  — отношение начальной мощности пучка к характерной мощности самовоздействия. Отметим, что  $\alpha < 0$  соответствует случаю дефокусирующей среды, который рассматривается в данной статье.

На вход в нелинейную среду подается сфокусированный гауссов пучок

$$A_+|_{z=0} = 0.5I_0^{0.5}(t)e^{-r^2(1-iF)/Q}, \quad 0 \leq r \leq R, \quad (2)$$

где  $Q$  — норма пространственного распределения,  $F$  характеризует фокусировку. Амплитуда обратной волны в сечении расположения отражающего экрана  $z = 1$  вычисляется по формуле

$$A_-|_{z=1} = R_0A_+|_{z=1} \exp(ir^2/R_3) (1 - \exp(-(r/R_a)^2)), \quad (3)$$

$R_3$  — кривизна отражающего экрана,  $R_a$  — радиус приемной апертуры,  $R_0$  — коэффициент отражения зеркала.  $I_0(t)$  — форма импульса, которая задавалась в виде

$$I_0(t) = \begin{cases} \exp\{-2((t-2)/\tau^2)\}, & 0 \leq t < 2, \\ 1, & 2 \leq t \leq L_t - 3, \\ \exp\{-2((t-(L_t-3))/\tau^2)\}, & L_t - 3 < t < L_t. \end{cases} \quad (4)$$

В (4)  $L_t$  — безразмерная длительность импульса,  $\tau$  характеризует крутизну его фронтов.

Задача (1)–(4) решалась численно с использованием разностной схемы на характеристической сетке [7] для широкого набора параметров, в частности для:  $\alpha = -2.5 - -37.5$ ,  $R_a = 0.1-0.6$ ,  $D = 0.0625-0.25$ ,  $L_t = 9-13$ ,  $R_3 = 1-5$ ,  $\tau = 2$ ,  $F = 0-4$ ,  $\nu = 1$ ,  $R_0 = 0.95$ . Цель расчетов заключалась в исследовании влияния дифракции и фокусировки пучка, кривизны зеркала и размера отверстия в нем на колебательные режимы выходной интенсивности, а также на наличие самопересечений зависимости выходной мощности  $P_T(t)$ , принимаемой в гауссову апертуру  $R_a$

$$P_{\text{out}} = \int_0^{\infty} |A_+|^2 \exp(-2(r/R_a)^2) r dr,$$

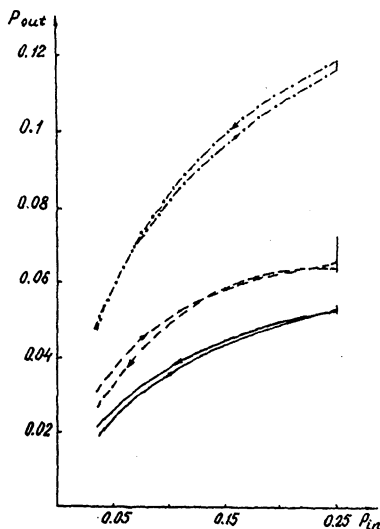


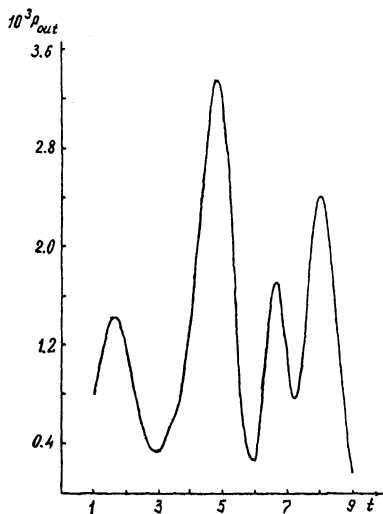
Рис. 1. Зависимости прошедшей в апертуру  $R_a$  оптической мощности, выраженной в единицах плотности входной мощности

$\rho = 0.25 \int_0^{\infty} e^{-2r^2} r dr / Q$ , от мощности входного излучения. Параметры:  $L_t = 9$ ,  $\tau = 2$ ,  $\alpha = -12.5$ ,  $D = 0.125$ ,  $r_3 = 5$ ,  $R_a = 0.6$ ,  $F = 0$  (сплошная кривая), 0.71 (пунктир), 2.5 (штрихпунктир).

от входной мощности  $P_{in}(t) = 0.25 I_0(t)$ . Заметим, что выбор коэффициента отражения зеркала представляет самостоятельную задачу, так как от его значения зависит обратная связь.

Полученные результаты позволяют сделать несколько выводов. Так, для реализации обратной связи, помимо вогнутого зеркала, можно использовать также плоское зеркало, сфокусировав при этом начальный пучок (рис. 1). Подчеркнем, что в численных экспериментах использовалась гауссова выходная апертура и поэтому переход в область геометрической тени его вблизи пучка происходил плавно. В действительности же вблизи оси зеркала профиль интенсивности отраженного пучка близок к гипергауссову. Он будет фокусироваться на значительно более коротких трассах, чем пучок с профилем (2) при  $F = 0$ . Это дает возможность перейти к коллимированным входным пучкам.

Вторая особенность, вытекающая из кольцевой структуры отраженного пучка, заключается в реализации для падающего излучения при определенных условиях почти полной "непрозрачности" системы нелинейная среда с отражающим зеркалом (рис. 2). Отношение максимального значения



**Рис. 2.** Эволюция  $P_{out}$  во времени для  $L_t = 9$ ,  $\tau = 2$ ,  $R_s = 1$ ,  $R_a = 0.1$ ,  $\alpha = -12.5$ ,  $D = 0.0625$ ,  $F = 0$ .

$P_{out}$  к ее минимальному значению определяется начальной мощностью пучка. При этом в большей степени от нее зависит минимум  $P_{out}$ . Так, при уменьшении  $|\alpha|$  до 12.5 он возрастает в 2.5 раза по сравнению со значением, реализуемым для  $|\alpha| = 18.75$  (рис. 2). С ростом входной мощности оптического излучения уменьшается и время достижения первого максимального отражения мощности световой волны. Положительная обратная связь приводит к дефокусировке падающего пучка за счет нелинейной линзы, наведенной отраженным оптическим излучением.

Существенную роль здесь играют дифракционные эффекты. Так, с ростом контрастности кольцевого распределения интенсивности (отношения ее максимального значения к осевому) оптическое излучение фокусируется ближе к выходному сечению нелинейной среды. В результате при слабой дифракции действие созданной отраженным пучком линзы может не успеть проявиться. С другой стороны, при слабой дифракции фокусировка оптического излучения за счет кольцевой структуры отраженного пучка может произойти за входным сечением нелинейной среды. Следовательно, падающая волна будет распространяться в "кольцевой линзе", созданной отраженной волной, и, в свою очередь, выходная мощность будет возрастать. Такая ситуация реализуется на рис. 2 для хвостовой части импульса.

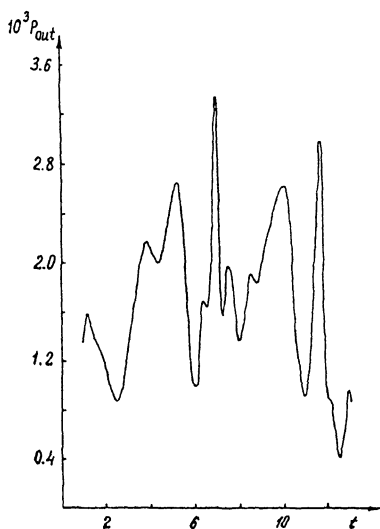


Рис. 3. Эволюция  $P_{out}$  во времени для  $L_1 = 13$ ,  $\tau = 2$ ,  $R_3 = 1$ ,  $R_a = 0.1$ ,  $\alpha = -18.75$ ,  $D = 0.125$ ,  $F = 2.5$ .

Третий эффект, полученный в численных экспериментах, связан с осцилляциями выходной интенсивности светового пучка. Представленная на рис. 3 зависимость соответствует реализации всех описанных выше ситуаций изменения фокусного расстояния отраженного пучка, что приводит к сложной временной эволюции выходного сигнала. Так, оптическое излучение, рассеянное на созданной отраженным пучком дефокусирующей линзе, может испытывать полное внутреннее отражение от протяженной кольцевой линзы. Это приводит к повышению концентрации мощности, прошедшей через выходную апертуру. В результате уменьшится отраженная от экрана часть оптической мощности. Затем процесс повторится. Существенную роль в появлении колебаний данного типа играет удвоенное время прохождения световой волной трассы, вдоль которой существует кольцевая линза (характерное время запаздывания). Именно оно при неизменной форме импульса определяет период колебаний.

Таким образом, кольцевая структура профиля интенсивности отраженной световой волны может принципиально изменить картину взаимодействия встречных пучков в протяженной среде и позволяет реализовать эффективную обратную связь.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 95-02-04448-а).

## Список литературы

- [1] Гиббс Х. Оптическая бистабильность / Пер. с англ. М.: Мир, 1988.
- [2] Bjorkholm J.E. et al. // IEEE J. of Quantum Electronics. 1982. V. QE-18. N 12. P. 2016-2022.
- [3] Борщ А.А., Бродин М.С., Семашко В.И. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 6. С. 345-349.
- [4] Арешев И.П. и др. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 23. С. 1431-1434.
- [5] Борщ А.А. и др. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 10. С. 3103-3110.
- [6] Аскарьян Г.А., Студенов В.Б. // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 10. В. 3. С. 113.
- [7] Карамзин Ю.Н., Сухоруков А.П., Трофимов В.А. Математическое моделирование в нелинейной оптике. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1989. 154 с.

Московский государственный  
университет  
им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию  
20 ноября 1994 г.  
В окончательной редакции  
3 ноября 1995 г.