

07

## ГИБРИДНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ, ИСПОЛЬЗУЮЩАЯ ДВУХПУЧКОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НА ФОТОРЕФРАКТИВНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ

© М.Н.Фролова<sup>2</sup>, С.М.Шандаров<sup>1</sup>, А.В.Решетько<sup>1</sup>, С.Н.Питченко<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Томский государственный университет, 634050 Томск, Россия

<sup>2</sup> Томская государственная академия систем управления и радиоэлектроники, 634050 Томск, Россия  
(Поступило в Редакцию 20 июня 1995 г.)

Интерес к бистабильным оптическим устройствам связан с возможностью их использования для реализации полностью оптических схем логики, в оптической обработке информации и в оптических нейрокомпьютерах [1-4]. Для осуществления бистабильности необходима нелинейность и обратная связь [1,2]. Чисто оптическая бистабильность имеет место, например, в резонаторах Фабри-Перо, заполненных нелинейной средой. Безрезонаторные гибридные бистабильные устройства используют нелинейности, присущие оптическим модуляторам (электрооптическим, акустооптическим и др.), и электрическую обратную связь, осуществляемую с помощью фотоприемных устройств [1,5].

Сильная оптическая нелинейность проявляется при взаимодействии световых волн в фоторефрактивных кристаллах и оптических волноводах [3,4,6,7]. На ее основе реализуются эффекты динамической оптической памяти, усиления слабых изображений, обращения и самообращения волнового фронта световых пучков. Фоторефрактивный отклик среды взаимодействия на основе кубических кристаллов  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ,  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ , GaAs, InP и др. увеличивается во внешних электрических полях [6]. Это делает возможной реализацию эффекта гибридной оптической бистабильности за счет введения связи между выходным оптическим сигналом и прикладываемым к кристаллу (или оптическому волноводу) электрическим полем. В данной работе рассмотрена одна из возможных схем реализации гибридной оптической бистабильности на фоторефрактивной нелинейности. Гибридное бистабильное устройство (рис. 1) содержит кубический фоторефрактивный кристалл ФРК с приложенным к нему внешним меандровым по-

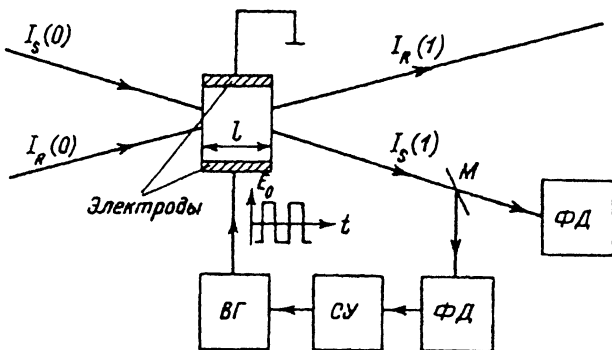


Рис. 1.

лем. В кристалле происходит усиление слабой сигнальной волны с интенсивностью  $I_S$  при двухпучковом взаимодействии с сильной волной накачки (ее интенсивность —  $I_R$ ). Часть мощности усиленной сигнальной волны с помощью зеркала  $M$  подается на фотодетектор  $\Phi Д$ . Снимаемый с фотодетектора сигнал через схему управления  $СУ$  регулирует амплитуду выходного напряжения  $E_0$ , создаваемого высоковольтным генератором  $ВГ$  и прикладываемого к кристаллу, замыкая таким образом цепь обратной связи.

Отметим, что в данном устройстве наиболее существенны нелинейности трех типов. Первый из них связан с отклонением от линейной зависимости амплитуды поля пространственного заряда  $E_1$  фоторефрактивной решетки, формируемой при двухпучковом взаимодействии, от контраста  $m = 2\sqrt{I_R I_S} / (I_R + I_S)$  для сравнительно больших значений  $m$  [8]. Второй тип нелинейности обусловлен значительным истощением волны накачки при сравнимых  $I_S$  и  $I_R$  и приводит к неэкспоненциальной зависимости интенсивности сигнальной волны от толщины кристалла  $l$  (рис. 1) и от величины  $Im(E_1)/m$ , определяющей экспоненциальный коэффициент двухпучкового усиления  $\Gamma$  [6,8]. В данном сообщении мы будем пренебрегать указанными выше нелинейностями, считая выполняющимися условия  $I_S \ll I_R$  и экспоненциального характера усиления,

$$I_S(1) = I_S(0) \exp(\Gamma l) \exp(-\alpha l) \tau^2, \quad (1)$$

где  $\tau$  — коэффициент пропускания по интенсивности граней кристалла,  $\alpha$  — коэффициент поглощения света в кристалле, коэффициент  $\Gamma$  определяется выражением [8]

$$\Gamma = -\frac{2\pi n_0^3 r_{ef}}{\lambda \cos \theta} \frac{Im(E_1)}{m}, \quad (2)$$

при линейной зависимости амплитуды поля фоторефрактивной решетки от контраста  $m$

$$E_1 = -imE_{SC}. \quad (3)$$

В формулах (2) и (3)  $\lambda$  — длина волны света,  $\theta$  — угол между нормалью к граням кристалла и взаимодействующими пучками (рис. 1),  $n_0$  — средний коэффициент преломления кристалла,  $r_{ef}$  — эффективная электрооптическая постоянная.

При меандровом внешнем поле поле пространственного заряда фоторефрактивной решетки  $E_{SC}$  определяется выражением, полученным [9],

$$E_{SC} = E_q \frac{(E_\mu + E_D)E_D + E_0^2}{(E_\mu + E_D)(E_q + E_D) + E_0^2}, \quad (4)$$

где  $E_q = eN_A/\epsilon K$  — поле насыщения ловушек,  $E_\mu = 1/(K\mu\tau_R)$  — дрейфовое поле,  $E_D = (Kk_B T)/e$  — диффузионное поле,  $e$  — заряд электрона,  $N_A$  — концентрация ловушек,  $\epsilon$  — статическая проницаемость кристалла,  $K = 2\pi/\Lambda$  — модуль вектора фоторефрактивной решетки,  $\Lambda$  — ее пространственный период,  $\mu$  — подвижность,  $\tau_R$  — время жизни фотовозбужденных носителей заряда,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура.

Соотношения (1)–(4) характеризуют третий тип нелинейности, присущий описываемому устройству. Нелинейная зависимость интенсивности усиленного сигнального пучка  $I_S(l)$  от амплитуды приложенного к кристаллу внешнего поля  $E_0$  и рассматривается ниже как причина бистабильности в устройстве, представленном на рис. 1.

Рассмотрим цепь обратной связи, обеспечивающую линейную зависимость приложенного к кристаллу поля от интенсивности сигнальной волны

$$E_0 = E_{0i} + SI_S(l) \quad (5)$$

для  $0 \leq I_S(l) \leq (E_m - E_{0i})/S$  и поддерживающую постоянное значение поля  $E_0 = E_m$  для  $I_S(l) \geq (E_m - E_{0i})/S$ . В этом случае из уравнений (1)–(5) можно получить следующее уравнение состояния для  $\Gamma_S < \Gamma_{Sm}$ :

$$\Gamma_S = \Gamma_q \frac{(E_\mu + E_D)E_D + E_{0i}^2 \left[ 1 + \frac{I_{S0}}{I_i} \exp(\Gamma_S l) \right]^2}{(E_\mu + E_D)(E_q + E_D) + E_{0i}^2 \left[ 1 + \frac{I_{S0}}{I_i} \exp(\Gamma_S l) \right]^2}, \quad (6)$$

где введены обозначения

$$\Gamma_S = \frac{2\pi n_0^3 r_{ef}}{\lambda \cos \theta} E_{SC}, \quad \Gamma_q = \frac{2\pi n_0^3 r_{ef}}{\lambda \cos \theta} E_q, \quad I_i = \frac{E_{0i}}{S\tau^2 R} \exp(\alpha l), \quad (7)$$

$I_{S0} = I_S(0)$ ,  $R$  — коэффициент отражения зеркала  $M$  (рис. 1),  $\Gamma_{Sm}$  соответствует приложенному к кристаллу полю  $E_0 = E_m$ .

Из уравнения (6) следует, что при определенных параметрах кристалла и цепи обратной связи показанная на рис. 1 схема является бистабильной. Для удобства анализа выразим из уравнения (6)  $I_{S0}$

$$\frac{I_{S0}}{I_i} = \exp(-\Gamma_S l) \left[ \frac{\sqrt{E_\mu + E_D}}{E_{0i}} \sqrt{\frac{\Gamma_S(E_q + E_D) - \Gamma_q E_D}{\Gamma_q - \Gamma_S}} - 1 \right]. \quad (8)$$

Увеличение интенсивности света  $I_{S0}$  на входной грани кристалла приводит к увеличению прикладываемого к нему внешнего поля  $E_0$  и к соответствующему увеличению экспоненциального коэффициента усиления  $\Gamma_S$ . При достаточно больших толщинах кристалла  $l$  зависимость  $I_{S0}(\Gamma_S)$  имеет  $N$ -образную форму в диапазоне  $\Gamma_i \leq \Gamma_S \leq \Gamma_q$ ,

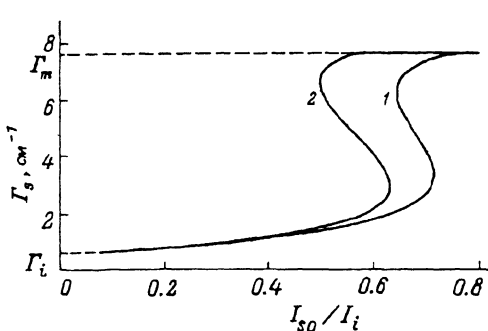


Рис. 2.

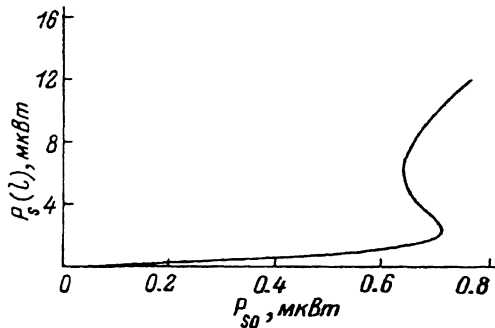


Рис. 3.

где  $\Gamma_i$  соответствует минимальному значению внешнего поля  $E_0 = E_{0i}$ . Максимальное значение амплитуды прикладываемого поля  $E_0 = E_m$  должно обеспечивать коэффициент усиления  $\Gamma_{Sm}$ , достаточно близкий к его предельному значению  $\Gamma_q$ , и не превышать поля поверхностного пробоя  $E_{br} \cong 15 \text{ кВ/см}$ . При легко выполняющемся условии  $E_D \ll E_m$  из формулы (4) следует, что наблюдение гибридной оптической бистабильности рассматриваемого типа возможно лишь в кристаллах с достаточно малыми значениями полей  $E_\mu, E_q < E_m$ .

Используя уравнение (6), мы провели анализ для кристалла  $\text{Vi}_{12}\text{SiO}_{20}$  с типичными параметрами  $\epsilon = 4.96 \cdot 10^{-10} \text{ Ф/м}$ ,  $\tau_{ef} = 5 \text{ пм/В}$ ,  $\mu_{TR} = 10^{-11} \text{ м}^2/\text{В}$ ,  $N_A = 2 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$  [6]. При длине световой волны  $\lambda = 633 \text{ нм}$  и периоде фоторефрактивной решетки  $\Lambda = 10 \text{ мкм}$  характерные параметры схемы принимают значения  $E_D = 0.16 \text{ кВ/см}$ ,  $E_q = 10.3 \text{ кВ/см}$ ,  $E_\mu = 1.6 \text{ кВ/см}$ ,  $\Gamma_q = 8.48 \text{ см}^{-1}$ . Результаты расчета зависимостей экспоненциального коэффициента усиления  $\Gamma_S$  от входной интенсивности  $I_{S0}/I_i$  представлены на рис. 2 для  $E_m = 12.5 \text{ кВ/см}$  ( $\Gamma_{Sm} = 7.6 \text{ см}^{-1}$ ),  $E_{0i} = 1 \text{ кВ/см}$  ( $\Gamma_i = 0.6 \text{ см}^{-1}$ ) и при размерах кристалла  $l = 3.6$  (кривая 1),  $4 \text{ мм}$  (кривая 2).

Из рис. 2 следует, что область входных интенсивностей света, для которых имеет место бистабильность коэффициента усиления схемы, расширяется при увеличении длины взаимодействия  $l$ . Для данных параметров схемы бистабильность исчезает при  $l \leq 3 \text{ мм}$ .

Зависимость выходной мощности сигнального пучка  $P_S(l) \sim I_S(l)$  от его мощности на входе схемы  $P_{S0}$  для  $P_i = 1 \text{ мкВт}$ ,  $l = 3.6 \text{ мм}$ ,  $\alpha = 1 \text{ см}^{-1}$ ,  $\tau = 1$  представлена на рис. 3. В этом случае бистабильность имеет место в диапазоне входных мощностей от  $0.64$  до  $0.73 \text{ мкВт}$ . Для  $P_{S0} > 0.75 \text{ мкВт}$  выходная мощность линейно зависит от входной, что связано с постоянством коэффициента усиления  $\Gamma_S = \Gamma_{Sm}$  при  $E_0 = E_m$ .

Условия применимости рассмотренного здесь подхода к реализации гибридной оптической бистабильности  $I_R \gg I_{S0}$ ,  $m \ll 1$  могут быть выполнены при мощности пучка накачки  $P_{R0} > 10 \text{ мВт}$ . Цепь обратной связи должна иметь крутизну характеристики  $S = 14 \text{ кВ}/(\text{см} \cdot \text{мкВт})$  на линейном участке зависимости (5) при коэффициенте отражения зеркала  $R = 0.1$  (см. формулу (7) для  $I_i$ ). Кроме того, максимальная напряженность внешнего поля должна быть равной  $E_m = 12.5 \text{ кВ/см}$ .

Авторы благодарят Р.В. Литвинова за полезные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 93-02-14994).

### Список литературы

- [1] Гиббс Х. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. Пер. с англ. М.: Мир, 1988. 520 с.
  - [2] Розанов Н.Н. Оптическая бистабильность — современное состояние и перспективы. Тр. ГОИ им. С.И. Вавилова. 1985. Т. 59. № 193. С. 3.
  - [3] Одулов С.Г., Соскин М.С., Хижняк А.И. Лазеры на динамических решетках. Оптические генераторы на четырехволновом смешении. М.: Наука, 1990. 272 с.
  - [4] Gu C., Yeh P. // Optical Memory and Neural Networks. 1993. Vol. 2. P. 185-198.
  - [5] Poon T.-C., Cheung S.K. // Appl. Opt. 1989. Vol. 28. P. 4787-4791.
  - [6] Петрова М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. Л.: Наука, 1992. 320 с.
  - [7] Glazov G., Itkin I., Shandarov E., Shandarov V., Shandarov S. // J. Opt. Soc. Am. B. 1990. Vol. 7. P. 2279-2288.
  - [8] Brost G.A. // J. Opt. Soc. Am. B. 1992. Vol. 9. P. 1454-1460.
  - [9] Stepanov S., Petrov M. // Opt. Commun. 1985. Vol. 53. P. 292-295.
-