

[9] Бережецкая Н.К., Большаков Е.Ф., Голубев С.К. - ЖЭТФ, 1984, т. 87, № 6, с. 1926-1931.

Куйбышевский авиационный институт им. С.П. Королева

Поступило в Редакцию
6 мая 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 21

12 ноября 1988 г.

О ВОЗМОЖНОСТИ УПРАВЛЯЕМОГО ЗАМЕДЛЕНИЯ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

Г.Н. Бурлак, Н.Я. Коцаренко,
Ю.Н. Тараненко

Решение ряда задач обработки информации требует существенно замедления (до 4-5 порядков) световых импульсов. Для перекрытия столь значительного диапазона скоростей естественно использовать связь электромагнитной и акустической волн, характерные скорости которых отличаются на пять порядков. Однако ввиду слабости их взаимодействия эффект может быть замечен только при резонансном взаимодействии волн ($\omega_1 - \omega_2 = \Omega$, $k_1 - k_2 = K$, $b = \pm 1$, где ω_i , k_i и Ω , K - частоты и постоянные распространения света и звука соответственно).

В работах [1, 2] показано, что замедление световых импульсов до скоростей порядка звуковых может быть реализовано при попутном взаимодействии двух электромагнитных волн с акустической волной разностной частоты в режиме формирования трехволновых акустооптических солитонов огибающих. При этом оказывается возможным несколько менять скорость замедленного оптического импульса путем изменения амплитуды волны накачки на границе системы.

Ниже показано, что диапазон доступных параметров и возможности существенного управления скоростью солитонов (вплоть до полной остановки и движения в обратном направлении) значительно расширяются при использовании нелинейного взаимодействия двух оптических мод со встречной акустической волной. Такая ситуация может быть реализована как в оптически анизотропных кристаллах, так и в волоконных световодах. В волоконных световодах такое взаимодействие может быть не только в многомодовом режиме, но и в более простом случае возбуждения двух основных мод эллиптического световода, где снимается вырождение по фазовым скоростям основных ортогонально поляризованных мод. Для этого необходимо, чтобы более быстрая мода имела более высокую частоту: $\omega_1 > \omega_2$, $k_{1,2} = \omega_{1,2} n_{1,2} / c$, $n_1 < n_2$, $n_{1,2}$ - эффективные показатели преломления оптических мод, $\Omega = [s(n_2 - n_1) / c] \omega_1 \ll \omega_{1,2}$.

Будем исходить из следующей системы уравнений для амплитуд волн:

$$\frac{\partial \mathcal{E}_{1,2}}{\partial z} = \mp \beta_{1,2} \mathcal{E}_{2,1} u, \quad \left(\frac{1}{s} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} + \Gamma \right) u = \beta_3 \mathcal{E}_1 \mathcal{E}_2, \quad (1)$$

описывающей взаимодействие двух попутных электромагнитных волн с частотами $\omega_{1,2}$ со встречной акустической волной разностной частоты Ω . В (1) $\beta_1 = \alpha k k_1 G_1 / 2 n_1^2$, $\beta_3 = \alpha G_3 / 8 \pi \rho s^2$, α - фотоупругая постоянная, $G_i = |G_i|$ - фактор, определяемый поперечной структурой мод (интеграл перекрытия), Γ - коэффициент поглощения звука. С учетом медленности характерных скоростей импульсов ($V \ll c$) в уравнениях для $\mathcal{E}_{1,2}$ временные производные опущены, $\beta_1 \approx \beta_2$.

Будем считать, что на торец световода попадает лазерная накачка на частоте ω_2 , что отвечает граничным условиям $\mathcal{E}_2 = E_0 f(t)$, $\mathcal{E}_1 = 0$ при $z = 0$ и $u(L) = 0$, где L - длина волоконного световода.

Нетрудно убедиться, что в пренебрежении затуханием звука ($\Gamma = 0$) решением (1) является

$$\mathcal{E}_1 = E_0 \cdot f(t) \operatorname{sech} Q, \quad \mathcal{E}_2 = E_0 f(t) \tanh Q, \quad (2)$$

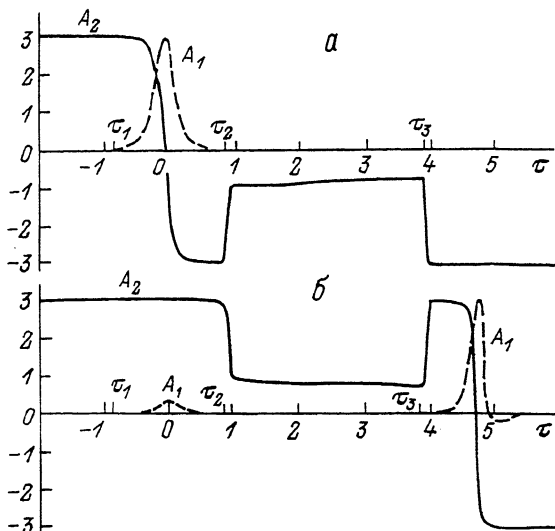
$$u = u_0 \operatorname{sech} Q, \quad Q = \beta_1 u_0 \cdot \left(z + st - \frac{\beta_3 s E_0^2}{\beta_1 u_0^2} \int_0^t f^2(t') dt' \right),$$

удовлетворяющее с экспоненциальной точностью граничным условиям. Скорость центра импульсов равна

$$v = s \left[\frac{\beta_3 E_0^2 f(t)}{\beta_1 u_0^2} - 1 \right]. \quad (3)$$

В зависимости от знака правой части выражения (3) (что определяется значением функции модуляции накачки $f(t)$) солитонные импульсы распространяются вперед или назад по системе с большей или меньшей скоростью. Тем самым в результате модуляции амплитуды \mathcal{E}_2 возможно управление световым импульсом волны \mathcal{E}_1 . Причем удержание солитонов в световоде ограничивается лишь временем их жизни, определяемым поглощением звука (поглощение электромагнитных волн в данном случае пренебрежимо мало).

Для выяснения динамики формирования и возможностей управления импульсами типа (2) нами были выполнены численные эксперименты по возбуждению солитонов путем непосредственного решения системы (1) с учетом поглощения $\Gamma \neq 0$. При этом длина световода предполагалась достаточно короткой $L = 45$ см, чтобы избежать конкуренции со стороны обратного ВРМБ. Конкретно были выбраны



Зависимость от времени значения огибающих электрических полей волн $A_{1,2}$: а - на входе световода $z = 0$; б - на выходе световода $z = L$.

следующие параметры: радиус световода $R = 10^{-3}$ см, $n^2 = 3$, $\rho = 4.7$ г/см³, $\omega_{1,2} \approx 5 \cdot 10^{15}$ с⁻¹, $\Omega = 1.83 \cdot 10^9$ с⁻¹, $\alpha = 0.12$, $\Gamma = 2.54 \cdot 10^{-2}$ см⁻¹, $G_i \sim 1$, $s \approx 4 \cdot 10^5$ см/с.

Численно решалась система уравнений (1), приведенная к следующим безразмерным переменным: $A_{1,2} = \mathcal{E}_{1,2}/E_0$, $A_3 = \sqrt{\beta_1/\beta_3} u/u_0$, $x = z/L_H$, $L_H = (\rho_1 \beta_3 E_0^2)^{-1/2}$, $\tau = ts/L_H$. При $E_0 = 3.75 \cdot 10^4$ В/см, что соответствует мощности электромагнитной волны 26 Вт, пространственный и временной масштабы, отвечающие данной нелинейности, равны $L_H \sim 2.5$ см и $L_H/s \sim 25$ мкс.

Численный эксперимент состоял в демонстрации управления скоростью солитона, возбуждаемого двумя световыми волнами при помощи модуляции волны накачки на входе (см. рисунок). Заданием ненулевых граничных условий для волн $A_{1,2}(0, \tau)$ с перебросом фазы волны A_2 на π (подобно экспериментальному возбуждению солитонов при ВКР [3]) в системе был возбужден солитон с амплитудой звуковой волны $A_3 \sim 1$ (время $\tau_1 - \tau_2$), распространяющийся со скоростью $v \sim 8 \cdot s$. Затем понижением входной амплитуды волны накачки A_2 до величины, определяемой из условия $v = 0$ в (3), солитон был остановлен и удерживался в течение $\tau_2 - \tau_3$. Удержанию солитона препятствует диссипация, которая ведет к затуханию амплитуды звуковой волны в солитоне по закону $u_0 \sim \exp(-2\Gamma st)$. На отрезке времени $\tau_2 - \tau_3$ мы подбирали $f(t)$ такой, чтобы тем не менее оказалось $v = 0$. В момент времени τ_3 амплитуда накачки повышается, вследствие чего солитон был выведен из системы в конец $z = L$. На рисунке, а показано значение полей $A_{1,2}$ на входе системы $z = 0$, а на рисунке, б

на ее выходе $z = L$. Видно, что в начальный момент на выход проходит примерно 1% вводимой мощности на частоте ω_1 , а основная часть появляется с задержкой в пять временных единиц, т.е. 125 мкс. Амплитуда и ширина выходного импульса волны A_1 определяются (без учета запаздывания) значением амплитуды волны накачки A_2 в данный момент времени. Средняя скорость движения светового импульса частоты ω_1 составляет $2 \cdot 10^{-5}$ скорости света в волокне. В результате реализуется понижение эффективной скорости распространения светового импульса почти на пять порядков.

Таким образом, в данной системе имеет место существенно более сильное замедление световых импульсов по сравнению, в частности, с эффектом самоиндуцированной прозрачности, где имеет место понижение скорости примерно на три порядка [4]. Кроме того, при описанном выше трехволновом акустооптическом взаимодействии задержка и направление движения импульсов управляемы, что открывает перспективы создания новых акустооптических устройств.

Л и т е р а т у р а

- [1] Б у р л а к Г.Н., Г р и м а л ь с к и й В.В., Т а р а н е н к о Ю.Н. - ЖТФ, 1986, т. 56, в. 2, с. 424-426.
- [2] Б у р л а к Г.Н., Г р и м а л ь с к и й В.В., К о ц а р е н к о Н.Я. - ЖЭТФ, 1986, т. 90, № 4, с. 1487-1492.
- [3] D r u h l К., W e n z e l R.G., G a r l s t e n J.L. - Phys. Rev. Lett., 1983, v. 51, N 13, p. 1171-1174.
- [4] G i b b s Н.М., S l u s h e r R.E. - Phys. Rev. Lett., 1970, v. 24, p. 683-686.

Киевский государственный
университет им. Т.Г. Шевченко

Поступило в Редакцию
8 июня 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 21 12 ноября 1988 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТОЭЛЕКТРОННОГО ЧАСТОТОМЕРА, ИСПОЛЬЗУЮЩЕГО ИНТЕРФЕРЕНЦИЮ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

Н.И. Б у р и м о в, А.В. Р е ш е т ь к о,
Л.Я. С е р е б р е н н и к о в

Известно, что нанесение на поверхность пьезоэлектрика тонких проводящих пленок, не влияющих на механические граничные условия, приводит к изменению скорости распространения поверхностных акустических волн (ПАВ) [1].