

## САМОВОЗДЕЙСТВИЕ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В ВОЛОКОННОМ СВЕТОВОДЕ С ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ СЕРДЦЕВИНОЙ

А. В. Селищев, А. С. Щербакое

Одной из важных задач когерентной нелинейной оптики является исследование эффектов самовоздействия волновых пакетов. Эти эффекты представляют интерес как с физической точки зрения при изучении динамики сверхкоротких импульсов, так и для решения практических задач в области спектроскопии и оптической обработки информации. Сложным характером процесса самовоздействия сверхкоротких импульсов обусловлен тот факт, что в большинстве проведенных на эту тему исследований существенную роль играла изотропия свойств среды распространения. Целью данной работы является рассмотрение оптических солитонных явлений в обладающем кубической нелинейностью волоконном световоде с эллиптическим сечением сердцевинки. Такой световод имеет две собственные моды с нулевой частотой отсечки:  ${}_0HE_{11}$ , у которой вектор поля параллелен большой оси эллипса, и  ${}_eHE_{11}$ , орт электрического поля которой ориентирован вдоль малой оси эллипса. Постоянные распространения этих мод  $q_x$  и  $q_y$  различны, вследствие чего различными оказываются и групповые скорости распространения волн в собственных состояниях поляризации. Если в волокне в некотором частотном диапазоне не могут распространяться другие моды, то такой световод является двухмодовым.

Процесс самовоздействия световых импульсов в двухмодовом световоде с эллиптической сердцевинкой описывается системой нелинейных эволюционных уравнений. Для вывода этой системы из уравнений Максвелла во втором приближении теории дисперсии может быть использована методика [1], в основе которой лежит усреднение по поперечному сечению волоконного световода. Уравнения для медленно меняющихся огибающих  $A_x$  и  $A_y$  поперечных компонент волнового пакета с центральной частотой  $\omega_0$  во втором приближении теории дисперсии имеют вид

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 A_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_x}{\partial y^2} + \mu^4 \frac{\partial^2 A_x}{\partial \zeta^2} + \frac{\mu^2}{V^2} \frac{\partial^2 A_x}{\partial \tau_1^2} - 2 \frac{\mu^3}{V} \frac{\partial^2 A_x}{\partial \zeta \partial \tau_1} + 2iq_x \mu^2 \frac{\partial A_x}{\partial \zeta} - 2iq_x \frac{\mu}{V} \frac{\partial A_x}{\partial \tau_1} - \\ & - (q_x^2 - k^2) A_x + 2ikk'\mu \frac{\partial A_x}{\partial \tau_1} - (k'^2 + kk'') \mu^2 \frac{\partial^2 A_x}{\partial \tau_1^2} + 2k^2 \frac{n_2}{n} \times \\ & \times \left[ |A_x|^2 A_x + \frac{2}{3} |A_y|^2 A_x + \frac{1}{3} A_y^2 A_x^* e^{2i\zeta\mu^2(q_y - q_x)} \right] = 0 \end{aligned} \quad (1)$$

и аналогично для  $A_y$  после замены  $x \rightarrow y$ ,  $y \rightarrow x$ . Здесь  $n$  и  $n_2$  — линейный и нелинейный показатели преломления материала световода;  $k$ ,  $k'$ ,  $k''$  — волновое число и его производные по частоте  $\omega$  при  $\omega = \omega_0$ . Уравнения (1) записаны в сопровождающей системе координат  $\zeta$  и  $\tau_1$ , движущейся со скоростью  $V$ ,

$$\tau_1 = \mu\tau = \mu \left( t - \frac{z}{V} \right), \quad \zeta = \mu^2 z,$$

где  $\mu$  — малый параметр.

В соответствии с методикой [1] будем искать решение системы (1) в виде разложения огибающих  $A_x$ ,  $A_y$  и подлежащих определению постоянных распространения  $q_x$ ,  $q_y$  в ряд по степеням  $\mu$

$$A_{x,y}(x, y, \zeta, \tau_1; \mu) = \sum_{n=0}^{\infty} \mu^n A_{x,y}^{(n)}(x, y, \zeta, \tau_1), \quad q_{x,y} = \sum_{n=0}^{\infty} \mu^n q_{x,y}^{(n)}.$$

При этом предполагается, что нелинейные члены имеют порядок малости не ниже  $\mu^2$ , так как солитонные решения возможны лишь в результате компенсации дисперсионных эффектов нелинейными, а уравнения нулевого и первого порядка по  $\mu$  не содержат дисперсионных членов. Система нулевого порядка по  $\mu$  позволяет записать решения  $A_{x,y}^{(0)}$  в виде

$$A_{x,y}^{(0)}(x, y, \zeta, \tau_1) = \Psi_{0,e}(\zeta, \tau_1) R_{0e}(x, y),$$

где  $R_{0, e}$  — собственные функции системы, описывающие распределения поперечных компонент электрического поля мод  ${}_0HE_{11}$  и  ${}_eHE_{11}$  по сечению световода;  $\Psi_{0, e}$  — функции медленных переменных, которые характеризуют эволюцию огибающих.

Собственными значениями системы нулевого порядка являются поперечные фазовые параметры  $u_{0, e}^2 = k^2 - [q_r^{(0)}]^2$ , которые в отличие от [1] предполагаются зависящими от частоты.

Из уравнений первого порядка по  $\mu$  можно получить условие  $q_{r, y}^{(1)} = 0$ , а также выражение для скорости распространяющей системы  $V$

$$V = \frac{\sqrt{k^2 - u_0^2} + \sqrt{k^2 - u_e^2}}{2kk' - u_0u_0' - u_eu_e'}, \quad u_{0, e}' = \left( \frac{\partial u_{0, e}}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_0}.$$

Уравнения второго порядка по  $\mu$  после усреднения по поперечному сечению принимают вид

$$2i \sqrt{k^2 - u_0^2} \left[ \frac{\partial \Psi_0}{\partial z} + \left( \frac{kk' - u_0u_0'}{\sqrt{k^2 - u_0^2}} - \frac{1}{V} \right) \frac{\partial \Psi_0}{\partial \tau} \right] + \frac{2\pi n^2}{ck} D_0 \frac{\partial^2 \Psi_0}{\partial \tau^2} + \\ + 2k^2 \frac{n_2}{n} \left[ \beta_0 |\Psi_0|^2 \Psi_0 + \frac{2}{3} \alpha_0 |\Psi_e|^2 \Psi_0 + \frac{1}{3} \gamma_0 \Psi_e^2 \Psi_0^2 e^{2i(q_e - q_0)z} \right] = (q_0^2 - k^2 + u_0^2) \Psi_0 \quad (2)$$

и аналогично для  $\Psi_e$  после замены  $0 \rightarrow e, e \rightarrow 0$ . Здесь введены обозначения

$$q_{0, e}^2 = k^2 - u_{0, e}^2 + 2\mu^2 q_{x, y}^{(0)} q_{\tau, y}^{(2)} = [q_{x, y}^{(0)}]^2 + 2\mu^2 q_{x, y}^{(0)} q_{y, y}^{(2)} \approx q_{x, y}^2;$$

$\alpha_0, \alpha_e, \beta_0, \beta_e, \gamma_0, \gamma_e$  — коэффициенты, представляющие собой результат усреднения уравнения по поперечным координатам;  $D_0$  и  $D_e$  — групповые дисперсии мод, определяемые в случае слабонаправляющего волокна выражениями

$$\frac{2\pi n^2}{ck} D_{0, e} \approx -kk' + \left( \frac{k'u_{0, e}}{k} - u_{0, e}' \right)^2 + u_{0, e}u_{0, e}''.$$

Система уравнений (2) является точно интегрируемой, и солитонное решение, соответствующее наличию только одной компоненты поляризации на входе волокна, например, для огибающей  $\Psi_0(z, \tau)$ , имеет вид

$$\Psi_0(z, \tau) = \tilde{\Psi}_0 \operatorname{sech} \left( \sqrt{\frac{cn_2 k^3 \beta_0}{2\pi n^2 D_0}} \tilde{\Psi}_0 \tau \right) \exp i \left\{ \frac{ck \sqrt{k^2 - u_0^2}}{2\pi n^2 D_0} \times \right. \\ \left. \times \left[ \left( \frac{kk' - u_0u_0'}{\sqrt{k^2 - u_0^2}} - \frac{1}{V} \right) \frac{z}{2} - \left( \frac{kk' - u_0u_0'}{\sqrt{k^2 - u_0^2}} - \frac{1}{V} \right) \tau \right] \right\}; \quad \Psi_e(z, \tau) = 0 \quad (3)$$

при условии, что постоянная распространения принята равной

$$q_0^2 = k^2 \left[ 1 - \frac{u_0^2}{k^2} + \frac{n_2}{nk^2} \beta_0 \tilde{\Psi}_0^2 \right], \quad (4)$$

где  $\tilde{\Psi}_0$  — амплитуда огибающей.

Последнее слагаемое в выражении для  $q_0^2$  при значениях напряженности электрического поля, характерных для формирования оптических солитонов в волокне, имеет порядок  $10^{-9}$ . Следовательно, влияние амплитуды солитона на постоянную распространения и групповую скорость волнового пакета можно считать незначительным. Тогда из решения видно, что групповая скорость солитона в этом состоянии поляризации равна  $V_0 = \sqrt{k^2 - u_0^2} (kk' - u_0u_0')^{-1}$ . Аналогично групповая скорость солитона, распространяющегося в  ${}_eHE_{11}$ -моду равна  $V_e = \sqrt{k^2 - u_e^2} (kk' - u_eu_e')^{-1}$ . График зависимости удельной задержки  $\Delta t/L = (1/V_e) - (1/V_0)$  от нормированной частоты  $\Omega = (2\pi a/\lambda) \sqrt{n^2 - n_0^2}$ , где  $a$  — большая полуось эллипса,  $n_{e1}$  — показатель преломления оболочки, представлен на рис. 1. Исследование выражения (3) для огибающей стационарного оптического солитона позволяет определить область существования солитонов: из требования неотрицательности подкоренного выражения следует, что солитонный режим распространения в  ${}_0HE_{11}$ -моду возможен, если  $D_0 > 0$ , а в случае  ${}_eHE_{11}$ -моды, если  $D_e > 0$ . Эти неравенства определяют спектральные диапазоны, в которых возможно образование солитонов той или иной поляризации, через характеристики волоконного световода — размеры его сердцевинны, а также спектральные зависимости показателя преломления и поперечных фазовых параметров сердцевинны. Коротковолновые границы областей существования 0- и  $e$ -солитонов могут быть определены из неравенств для групповых дисперсий  $D_0$  и  $D_e$ . В отличие от [2] возникает целое семейство таких коротковолновых границ, обозначенное на рис. 2 заштрихованной зоной, в котором параметром выступает эллиптич-

ность волокна  $\epsilon = 1 - (b/a)$ ,  $b$  — малая полуось эллипса. Штриховая линия соответствует условию  $k'' = 0$  и является коротковолновой границей области существования солитонов с точки зрения одномерной модели волокна. Взаимное расположение коротковолновых границ для  $o$ - и  $e$ -солитонов требует отдельного расчета для каждого значения эллиптичности

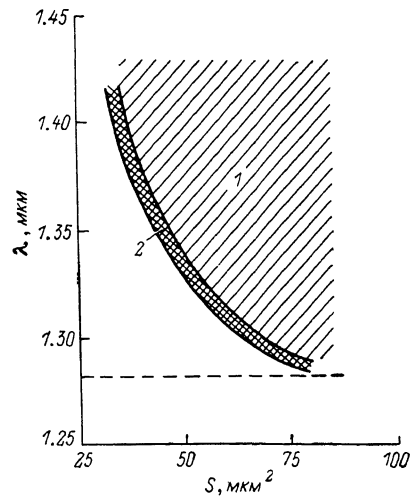
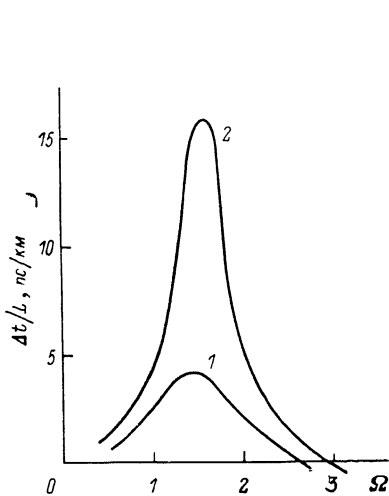


Рис. 1. Удельная задержка  $e$ -солитона относительно  $o$ -солитона при распространении через световод с эллиптической сердцевиной.

1 —  $\epsilon = 0.1$ , 2 — 0.3.

Рис. 2. Область существования солитонов в волокне с эллиптической сердцевиной.

1 —  $(D_o > 0) \cap (D_e \rightarrow 0)$  — область существования как  $o$ -, так и  $e$ -солитонов; 2 — семейство коротковолновых границ  $D_o = 0$ ,  $D_e = 0$  — границная зона.

волокна, но, как показывают оценки, ширина пограничной зоны при  $0 < \epsilon < 0.6$  относительно невелика.

Из решения (3), (4) следует также, что длительность оптического солитона  $\tau_0$  и его пиковая мощность  $P$  не являются независимыми и соответствующее соотношение для световода с площадью эллиптической сердцевины  $S$  имеет вид

$$P_0, \epsilon \tau_0^2 = \frac{\epsilon_0 n}{\pi^2 n_2} \lambda^3 S D_{0, e}, \quad (5)$$

где  $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м.

Различие мощностей солитонов одной и той же длительности, распространяющихся в различных состояниях поляризации, пропорционально разности волноводных дисперсий  ${}_o H E_{11}$ - и  ${}_e H E_{11}$ -мод. На рис. 3 приведен график, иллюстрирующий зависимость мощности солитона от его длительности для различных значений параметров

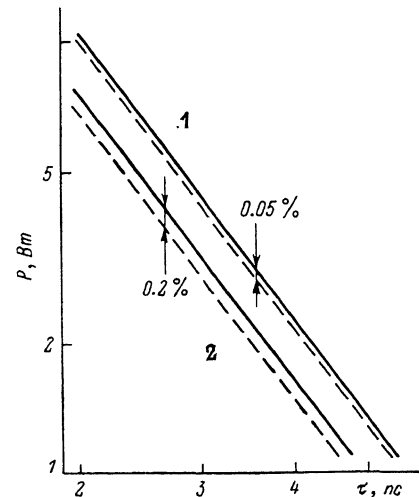


Рис. 3. Зависимость пиковой мощности солитона от его длительности в волокне с эллиптической сердцевиной при  $\lambda = 1.55$  мкм,  $2a = 8.5$  мкм.

Сплошные линии — для  $o$ -солитонов, штриховые — для  $e$ -солитонов; 1 —  $\epsilon = 0.1$ ; 2 — 0.3.

волокна (формула (5)). Как следует из графика, для формирования  $o$ -солитона требуется несколько большая мощность, чем для формирования  $e$ -солитона той же длительности, но это различие при  $\epsilon = 0.3$  не превышает 1 %.

Таким образом, получены условия формирования и распространения оптических солитонов в различных состояниях поляризации в двухмодовом волоконном световоде с эллиптической сердцевиной. Явное рассмотрение волноводной дисперсии такого световода позволило провести расчет параметров оптических солитонов на основании лишь характеристик мате-

риала волокна и его геометрических размеров. Представленные оценки удельной задержки, областей существования и амплитудно-временных характеристик оптических солитонов в различных состояниях поляризации могут быть использованы в экспериментах по идентификации солитонных импульсов, а также при разработке элементной базы солитонных волоконно-оптических систем обработки информации.

### Список литературы

- [1] Kodama Y. // J. St. Phys. 1985. Vol. 39. N 5/6. P. 597—614.  
[2] Петрунькин В. Ю., Селищев А. В., Щербakov А. С. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988. Т. 52. № 2. С. 364—368.

Ленинградский политехнический институт им. М. И. Калинина

Поступило в Редакцию  
21 июня 1989 г.  
В окончательной редакции  
2 января 1990 г.

06; 12

Журнал технической физики, т. 60, в. 10, 1990

© 1990 г.

## САМОКАЛИБРОВАННЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ ИК ФОТОДИОД НА ОСНОВЕ ДЕФЕКТНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА $Hg_3In_2Te_6$ ДЛЯ СПЕКТРАЛЬНОГО ДИАПАЗОНА 0.85—1.5 мкм

А. И. Малик, Г. Г. Грушка

Метод самокалибровки фотодиодов, заключающийся в том, что калибровка фотодиодов (ФД) по абсолютной спектральной чувствительности проводится непосредственно по их электрическим и оптическим характеристикам, является одним из наиболее перспективных методов радиометрии. Основой метода является практическая реализация 100%-го внутреннего квантового выхода в ФД. Установлено, что для кремния это условие выполняется для энергий фотонов 1.2—3.3 эВ [1]. Исполнение конструкции радиометра в виде световой ловушки с несколькими ФД и переотражением параллельного пучка света от поверхностей ФД позволяет учесть потери на отражение света от поверхности ФД и обеспечить высокую точность радиометра [2]. Отечественный абсолютный радиометр для спектрального диапазона 0.45—0.75 мкм с погрешностью, не превышающей 0.1 %, был создан в НПО ВНИИОФИ с использованием кремниевых поверхностно-барьерных ФД на основе гетероструктур  $In_2O_3-SiO_x-nSi$  [3].

Развитие волоконно-оптической техники требует решения задачи создания абсолютных радиометров для спектрального диапазона 0.85—1.5 мкм. Основными длинами волн в этом спектральном диапазоне являются 0.85, 1.06, 1.3 и 1.5 мкм. Причем для решения целого ряда задач вполне приемлемой может быть точность измерения мощности излучения порядка 1 %.

Создание таких радиометров возможно лишь при наличии ФД, обладающего 100%-ной внутренней квантовой эффективностью в этом диапазоне длин волн. Германиевые ФД, наиболее распространенные при измерениях в этом диапазоне, вследствие рекомбинационных потерь на поверхности и в объеме не удовлетворяют вышесформулированным требованиям.

В данной работе приводятся первые сведения об использовании для создания самокалиброванных ФД нового полупроводникового соединения — ртутно-индиевого теллурида (РИТ)  $Hg_3In_2Te_6$ . Данный полупроводник является тройным соединением, соответствующим составу  $x=0.5$  в псевдобинарной системе  $(In_2Te_3)_x-3(HgTe)_{1-x}$ , и относится к так называемым дефектным фазам. РИТ кристаллизуется в структуре цинковой обманки, где 1/6 часть всех узлов решетки вакантна. Наличие вакантных узлов, так называемых стехиометрических вакансий с концентрацией  $2.6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ , обуславливает ряд интересных свойств данного соединения — электрическую неактивность введенных примесей [4], повышенную стойкость к воздействию ионизирующих излучений [5]. Высокая плотность электрически нейтральных вакансий обуславливает инертность поверхности монокристалла, что было экспериментально доказано при исследовании спектров фотопроводимости [6]. Структура энергетических зон