Считывание информации для такого метода визуализации происходит в покадровом режиме, а динамический диапазон увеличивается дополнительно на 6 дБ.

Таким образом, в результате проведенных исследований разработана методика измерения динамического диапазона приборов ЭЛТМЗ, определены оптимальные режимы считывания информации, обеспечивающие максимальный эффект модуляции доменной структуры магнитооптических преобразователей.

1. *Антонов В. И., Веклич В. П., Водяницкий Л. П. и др.* Справочник по технике магнитной записи. К.: Техніка, 1981. 319 с. 2. *Глушенко В. Н., Дереновский М. В., Лысак В. В.* Исследование методов электронно-лучевой термомагнитной записи // Автометрия. 1986. Вып. 2. С. 108—110. 3. *Дереновский М. В., Лысак В. В., Шмарев Е. К.* Магнитооптический пространственно-временной модулятор света // Там же. 1985. Вып. 2. С. 81—85.

Поступила в редколлегию 20.09.86

УДК 621.373.826.621.396

Т. Л. АНДРУШКО, асп., С. Н. ХОТЯИНЦЕВ, канд. техн. наук

СОЛИТОННЫЙ РЕЖИМ РАБОТЫ НАПРАВЛЕННЫХ ВОЛОКОННЫХ ОТВЕТВИТЕЛЕЙ

Нелинейные свойства волоконных световодов (ВС) открывают новый путь к решению задачи «бездисперсионного» распространения импульсов в оптических волокнах [2]. В одиночных волокнах существование солитонных режимов предсказано теоретически и показано в экспериментальных работах. В более сложных структурах существование солитонных режимов до настоящего времени не изучалось. В настоящей работе рассматриваются возможности создания направленных ответвителей для систем связи и датчиков на одномодовых волоконных световодах, работающих в нелинейном режиме.

Воспользуемся нелинейным уравнением Шредингера, описывающим эволюцию электрического поля в ВС,

$$i\left(\frac{\partial\Phi}{\partial x}+\gamma\Phi+k'\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2}\right)-i\frac{1}{6}k'''\frac{\partial^3\Phi}{\partial t^3}-\frac{1}{2}k''\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2}+\frac{1}{2}\frac{\omega_0 n}{c}|\Phi|^2\Phi=0, \quad (1)$$

которое может быть приведено к безразмерной форме

$$i\left(\frac{\partial q}{\partial\xi}\right)+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 q}{\partial\tau^2}+|q|^2 q=-i\Gamma q+i\beta\frac{\partial^3 q}{\partial\tau^3}, \quad (2)$$

где Φ — огибающая электрического поля в ВС; штрих у k обозначает производную по частоте; γ^{-1} — расстояние, на котором амплитуда электрического поля спадает в e раз из-за потерь в ВС; ξ — нормированное расстояние; τ — нормированное время; q — нормированная амплитуда; ξ, τ, q определяются по формулам

$$\xi = 10^{-9}x/\lambda; \tag{3}$$

$$\tau = \frac{10^{-4,5}}{(-\lambda k'')^{1/2}}(t - x/v_g); \tag{4}$$

$$q = 10^{4,5}(\pi n_2)^{1/2}\Phi, \tag{5}$$

в которых $v_g = \partial\omega/\partial k$ — групповая скорость; Γ, β в уравнении (2) определяются по формулам

$$\Gamma = 10^9\lambda\gamma; \tag{6}$$

$$\beta = \frac{1}{6}(k'''10^{4,5})/(k''(-\lambda k'')^{1/2}). \tag{7}$$

Стационарное решение для q является односолитонным решением для нелинейного уравнения Шредингера [3]

$$q(\tau, \xi) = q_0 \operatorname{sech}(q_0\tau)\exp(iq_0^2\xi/2). \tag{8}$$

Для анализа двух световодов направленного ответвителя в солитонном режиме необходимо рассчитать распределение полей в этих световодах в одни и те же моменты времени. При расчете распределения полей в плечах направленного ответвителя воспользуемся уравнениями связанных волн для двух диэлектрических волноводов [1]

$$\begin{cases} \dfrac{\partial a_1}{\partial z} = i\beta_1 a_1 + ic_{11}a_2, \\ \dfrac{\partial a_2}{\partial z} = -i\beta_2 a_2 + ic_{21}a_1. \end{cases} \tag{9}$$

Поскольку нелинейное уравнение Шредингера описывает распространение волны во времени и пространстве, то в рассматриваемом случае система уравнений (9) будет иметь вид

$$\begin{cases} i\dfrac{\partial q}{\partial \xi} + \dfrac{1}{2}\dfrac{\partial^2 q}{\partial x^2} + |q|^2 q + c_1 p = 0, \\ i\dfrac{\partial p}{\partial \xi} + \dfrac{1}{2}\dfrac{\partial^2 p}{\partial x^2} + |p|^2 p + c_2 q = 0. \end{cases} \tag{10}$$

Связь между световодами предполагается взаимной, поэтому коэффициенты связи предполагаем равными $c_1 = c_2 = c$.

Особенностью решения стоящей перед нами задачи является совокупное использование двух вычислительных методов: метода конечных разностей и итерационного алгоритма интегрирования. При этом производная $\partial^2 q/\partial x^2$, как обычно при использовании метода конечных разностей, заменяется выражением

$$\left.\frac{\partial^2 q_m}{\partial x^2}\right|_{x=x_m} = \frac{q_{m+1} + q_{m-1} - 2q_m}{h^2}, \tag{11}$$

где

$$h = x_i - x_{i-1}; \quad i = 2, \ldots, n; \quad m = 1, \ldots, n. \tag{12}$$

Так как исследуемая функция должна быть периодичной, для точки $m = 1$ $q_{m-1} = q_n$, а для точки $m = n$ $q_{m+1} = q_1$. Это позволяет вычислить $\partial q/\partial \xi$ в (10).

Дальнейшее интегрирование целесообразно производить с помощью итерационного алгоритма интегрирования, который для рассматриваемого случая можно выразить формулой

$$q_j, (\xi x_m) = q_{j-1}(\xi, x_m) + \frac{\delta t}{2}\left[F^0(\xi, x_m) + F^j(\xi, x_m)\right]; \tag{13}$$

$j = 0, \ldots$; M — число итераций; $m = 1, \ldots, n$ — число точек разбиения, δt — приращение по времени.

Для первого шага итерационного алгоритма $F^j(\xi, x_m) = F^0(\xi, x_m)$. В соответствии с (10) $F_q^0(\xi, x_m)$ и $F_q^j(\xi, x_m)$ имеют вид

$$F_q^0(\xi, x_m) = \frac{\partial q_0}{\partial \xi} = -i\left[\frac{q_0(x_m - 1) + q_0(x_m + 1) - 2q_0(x_m)}{2h^2} + \right.$$
$$\left. + |q_0(x_m)|^2 q_0(x_m) + cp_0(x_m)\right]; \tag{14}$$

$$F_q^j(\xi, x_m) = \frac{\partial q_j}{\partial \xi} = -i\left[\frac{q_j(x_m - 1) + q_j(x_m + 1) - 2q_j(x_m)}{2h^2} + \right.$$
$$\left. + |q_j(x_m)|^2 q_j(x_m) + cp_j(x_m)\right]. \tag{15}$$

На основании вышеизложенного можно составить следующий алгоритм расчета:

1. Задаемся исходным моментом времени.
2. В первом уравнении системы (10) выделяем член, содержащий

$$\frac{\partial q}{\partial \xi} : \frac{\partial q}{\partial \xi} = -i\left(\frac{1}{2}\frac{\partial^2 q}{\partial x^2} + |q|^2 q + cp\right). \tag{16}$$

3. Пользуясь методом конечных разностей, находим: $\frac{\partial q_0}{\partial \xi} = F_q^0(\xi, x_m)$.
4. Переход к п. 7.
5. Во втором уравнении системы (10) выделяем член, содержащий $\partial p/\partial \xi$.
6. Находим $\frac{\partial p_0}{\partial \xi} = F_p^0(\xi, x_m)$.
7. Осуществляем первый шаг итерационного алгоритма.
8. По полученным значениям находим $p_j(\xi, x_m)$, $q_j(\xi, x_m)$, затем $F_p^j(\xi, x_m)$, $F_q^j(\xi, x_m)$.

9. Проверяем $j \leqslant M$, «да» — переход к п. 10, «нет» — переход к п. 12.

10. Осуществляем следующий шаг итерационного алгоритма.

11. Переход к п. 8.

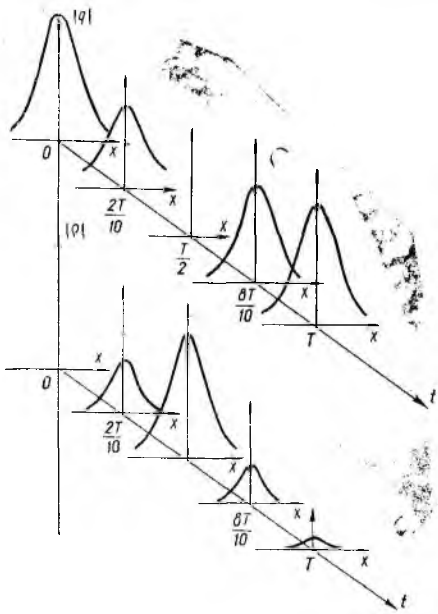
12. Окончание итерационного процесса, переход к следующему моменту времени.

13. Проверяем $m \leqslant n$, «да» — переход к п. 3, «нет» — переход к п. 14.

14. Окончание счета.

Выработанный алгоритм был реализован программой на языке Ассемблера.

Как видно из (8) и (10), эффективность перехода энергии из одного плеча в другое зависит от величин q_0 и c. Поэтому были проанализированы следующие характерные случаи: 1) $q_0=1$, $c=0{,}1$; 2) $q_0=0{,}1$, $c=0{,}1$; 3) $q_0=0{,}01$, $c=0{,}1$; 4) $q_0=0{,}01$, $c=0{,}01$.



В результате численного моделирования получены распределения полей в обоих плечах ответвителя. Наиболее характерный вид этих распределений для случая $q_0=0{,}1$, $c=0{,}1$ представлен на рисунке. Анализ полученных результатов позволяет сделать выводы, что работа направленных волоконных ответвителей в нелинейном режиме возможна. При создании направленных ответвителей целесообразно обеспечивать параметр $q_0=0{,}1$, что обусловливает оптимальное соотношение между амплитудой солитона и его шириной и тем самым обеспечивается оптимальный режим работы направленного ответвителя. При $q_0>0{,}1$ сильно уменьшается эффективность работы ответвителя из-за уменьшения связи между волоконными световодами, расположенными в плечах ответвителя. При $q_0<0{,}1$ сильно уменьшается амплитуда солитоны и усложняется задача выделения полезного сигнала на фоне шумов. Величина c должна выбираться в зависимости от требуемого значения периода «перекачки» энергии из одного плеча в другое.

1. *Маркузе Д.* Оптические волноводы. М.: Мир, 1974. 574 с. 2. *Хасегава А., Кодама Ю.* Передача сигналов оптическими солитонами в одномодовом волокне // ТИИЭР. 1980. Т. 69, № 9. С. 57—63. 3. *Marcuse D.* Pulse distortion in singlemoole fibers // Appl. Opt. 1980. Vol. 19, N 9. P. 1653—1657.

Поступила в редколлегию 22.09.86