ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXXI, № 9 РАДИОФИЗИКА 1988

УДК 537.8—621.372.8

ТЕОРИЯ ВОЛНОВЕДУЩИХ СТРУКТУР СВЧ С НЕЛИНЕЙНЫМИ ПЛЕНКАМИ

А. Г. Глущенко

Показана возможность формирования солитонов огибающей электромагнитных волн в волноведущих структурах с помощью тонких нелинейных пленок. Получены соотношения для расчета параметров солитонов обобщенной структуры, соответствующей широкому классу волноведущих систем. Установлена зависимость параметров солитонов от параметров нелинейной пленки и дисперсионных характеристик структуры.

В последние годы большое внимание уделяется нелинейным волнам в различных средах [1, 2], свойства которых могут быть использованы в создании новых устройств. Сложность теоретического анализа многомерных нелинейных систем ограничила диапазон исследований в большей части публикаций одномерными системами. Вместе с тем, реальные структуры различных частотных диапазонов имеют трехмерную структуру и только для некоторых типов волн могут моделироваться плоскими, двухмерными моделями. Кроме того, одномерные в пространстве нелинейные волны типа солитонов, бризеров и др. часто неустойчивы по отношению к поперечным возмущениям, что требует обоснования применимости одномерных приближений при анализе параметров конкретных волноведущих структур. Использование тонкопленочной технологии позволяет получить нелинейную двухмерную, а для некоторых типов волн и одномерную структуру в трехмерной структуре, что позволяет в свою очередь формировать нелинейные волны в сложных многослойных системах от СВЧ до оптического диапазона и разработать аналитические методы анализа, используя эффект малого параметра толщины пленки. В работах [3–5] проведено исследование моделей волноведущих структур с нелинейными средами без учета дисперсионных характеристик реальных волноводов. В работах [6, 7] проведено исследование солитонов огибающих электромагнитных волн, формируемых на границах раздела сред переходными слоями с нелинейными параметрами, описываемыми в рамках двухуровневого приближения. В [8] проведено обобщение для произвольного волновода с учетом дисперсионных свойств структуры с нелинейной пленкой, описываемой в рамках модели двухуровневых систем. Вместе с тем, представляют интерес свойства структур с нелинейными пленками вне области резонанса.

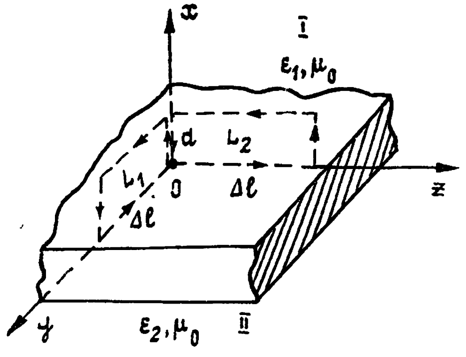

Рис. 1.

В настоящей работе рассмотрен метод анализа и основные свойства обобщенного (в общем случае многослойного) регулярного волновода с тонкой нелинейной пленкой. Получены двухсторонние граничные условия для тонкой нелинейной пленки. Для диэлектрических пленок с диагональным тензором $\varepsilon_{xx}=\varepsilon$, $\varepsilon_{yy}=\varepsilon_{zz}=\bar{\varepsilon}+\varkappa|\boldsymbol{E}|^2$ показана возможность формирования солитонов огибающей. Установлено, что параметры солитонов зависят как от параметров нелинейных пленок, так и от дисперсионных характеристик волноведущих структур, что позволяет реализовать устройства управления солитонами в волноведущих и резонансных структурах.

1. Двухсторонние граничные условия для нелинейной пленки. Учет влияния тонких слоев различных материалов на электродинамические параметры различных структур за счет малости параметра толщины kd (d — толщина слоя, $k=2\pi/\lambda$, λ — длина волны) эффективно проводится при использовании эквивалентных граничных условий [9–11], существенно упрощающих анализ структур. Рассмотрим тонкий ($kd \ll 1$) слой нелинейного диэлектрика, расположенного в плоскости раздела yz двух сред с линейными параметрами (рис. 1).

Применение уравнений Максвелла в интегральной форме записи

$$\oint \boldsymbol{E} d\boldsymbol{l} = -\frac{\partial}{\partial t}\iint\limits_S \boldsymbol{B} d\boldsymbol{S}, \qquad \oint \boldsymbol{H} d\boldsymbol{l} = \frac{\partial}{\partial t}\iint \boldsymbol{D} d\boldsymbol{S},$$

где $\boldsymbol{B}=\mu_0\boldsymbol{H}+\boldsymbol{M}_{NL}$, $\boldsymbol{D}=\varepsilon_0\bar{\varepsilon}\boldsymbol{E}+\boldsymbol{P}_{NL}$, $\boldsymbol{M}_{NL}$, $\boldsymbol{P}_{NL}$ — векторы в общем случае нелинейной намагниченности и поляризации, к контурам L_1 и L_2 (рис. 1) приводит к соотношениям

$$E_z|_{x=0}\Delta l+E_x|_{z=\Delta l}d-E_z|_{x=d}\Delta l-E_x|_{z=0}d=-\Delta l d\,\frac{\partial B_y}{\partial t}+O(kd)^2,$$

$$E_y|_{x=d}\Delta l+E_x|_{y=0}d-E_y|_{x=0}\Delta l-E_x|_{y=\Delta l}d=-\Delta l d\,\frac{\partial B_z}{\partial t}+O(kd)^2,$$

$$H_z|_{x=0}\Delta l+H_x|_{z=\Delta l}d-H_z|_{x=d}\Delta l-H_x|_{z=0}d=\Delta l d\,\frac{\partial D_y}{\partial t}+O(kd)^2,$$

$$H_y|_{x=d}\Delta l+H_x|_{y=0}d-H_y|_{x=0}\Delta l-H_x|_{y=\Delta l}d=\Delta l d\,\frac{\partial D_z}{\partial t}+O(kd)^2,$$

где $O(kd)^2$ — величины второго порядка малости. Учитывая непрерывность тангенциальных составляющих E_y, E_z, H_y, H_z и нормальных составляющих B_x, D_x полей в плоскостях раздела $x=0$, $x=d$, а также полагая, что внутри тонкого слоя

$$E_{y,z}=\frac{1}{2}(E^{(1)}_{y,z}+E^{(2)}_{y,z}), \quad H_{y,z}=\frac{1}{2}(H^{(1)}_{y,z}+H^{(2)}_{y,z}),$$

получим для монохроматических ($\exp(i\omega t)$) компонент общего поля

$$E^{(2)}_z-E^{(1)}_z+\frac{1}{2}\frac{d}{\bar{\varepsilon}}\frac{\partial}{\partial z}(\varepsilon_1 E^{(1)}_x+\varepsilon_2 E^{(2)}_x)=-i\omega\mu_0\frac{d}{2}(H^{(1)}_y+H^{(2)}_y)-i\omega d M_{NLy},$$

$$E^{(2)}_y-E^{(1)}_y+\frac{1}{2}\frac{d}{\bar{\varepsilon}}\frac{\partial}{\partial y}(\varepsilon_1 E^{(1)}_x+\varepsilon_2 E^{(2)}_x)=i\omega\mu_0\frac{d}{2}(H^{(1)}_z+H^{(2)}_z)+i\omega d M_{NLz},$$

$$H^{(2)}_z-H^{(1)}_z+\frac{d}{2}\frac{\partial}{\partial z}(H^{(1)}_x+H^{(2)}_x)=i\omega\varepsilon_0\bar{\varepsilon}\frac{d}{2}(E^{(1)}_y+E^{(2)}_y)+i\omega d P_{NLy}, \tag{1}$$

$$H^{(2)}_y-H^{(1)}_y+\frac{d}{2}\frac{\partial}{\partial y}(H^{(1)}_x+H^{(2)}_x)=-i\omega\varepsilon_0\bar{\varepsilon}\frac{d}{2}(E^{(1)}_z+E^{(2)}_z)-i\omega d P_{NLz},$$

не конкретизируя вида нелинейной поляризации и намагниченности, которые в линейном случае переходят в известные соотношения [11].

2. Вывод основного уравнения для волновода с нелинейной пленкой. Регулярную волноведущую структуру (например прямоугольный волновод с многослойным диэлектриком) с нелинейной пленкой в плоскости раздела сред yz представим для общности в виде трехслойной системы: тонкого нелинейного слоя, описываемого уравнениями (1), расположенного между слоистыми полупространствами I и II с линейными параметрами, характеризуемыми тензорами входных импедансов $\hat{Z}_1$, $\hat{Z}_2$, известных для широкого круга конкретных изотропных и анизотропных структур [10]. В отсутствие анизотропии в плоскости yz тензоры $\hat{Z}_1$, $\hat{Z}_2$ являются диагональными; полагая $\partial/\partial z=0$, легко видеть, что в структуре возможно независимое распространение $E(E_x, E_y, H_z)$- и $H(E_z, H_x, H_y)$-волн. Рассмотрим H-волны. Исходя из определения входного импеданса можно записать соотношения в плоскостях $x=0$, $x=d$ соответственно

$$E_z^{(1,2)} = \tilde{Z}_{1,2} H_y^{(1,2)} = i\omega\mu_0 Z_{1,2} H_y^{(1,2)}. \tag{2}$$

Для нелинейной пленки с параметрами μ_0, $\varepsilon_{zz}=\bar{\varepsilon}+\varkappa|E|^2$ $(M_{NL}=0)$ после перехода к фурье-компонентам граничные условия принимают вид

$$E_z^{(2)} - E_z^{(1)} = -i\omega\mu_0 \frac{d}{2} (H_y^{(2)} + H_y^{(1)}); \tag{3}$$

$$\begin{gathered} H_y^{(2)} - H_y^{(1)} + \frac{d}{2}\frac{\partial}{\partial y}(H_x^{(1)} + H_x^{(2)}) = -i\omega\varepsilon_0 \bar{\varepsilon}\frac{d}{2}(E_z^{(1)} + E_z^{(2)}) + \\ + i\omega d P_{NL}(\omega, k). \end{gathered} \tag{4}$$

Исходя из уравнений Максвелла и соотношений (2)—(4) получим уравнение относительно $E_z(\omega, k)$:

$$F(\omega, k)\, E_z(\omega, k) = -P_{NL}(\omega, k), \tag{5}$$

где

$$F(\omega, k) = \frac{1}{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 d}\left[2d\left(\frac{Y_2}{1+\alpha^{-1}} - \frac{Y_1}{1+\alpha}\right) + k^2\right] - \bar{\varepsilon},$$

$$\alpha = \left(1 - Y_1\frac{d}{2}\right)\left(1 + Y_2\frac{d}{2}\right)^{-1}, \quad Y_1 = Z_1^{-1}, \quad Y_2 = Z_2^{-1}, \quad \frac{\partial}{\partial y} \to k.$$

В y, t-представлении уравнение (5) имеет вид

$$\iint\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{dk\,d\omega}{(2\pi)^2} F(\omega, k)\, E_z(\omega, k)\, e^{-i(ky-\omega t)} = -p_{NL}(y, t) \tag{6}$$

и описывает волноведущие свойства структуры при произвольной нелинейности $p_{NL}(y, t)$. Решение уравнения зависит от вида нелинейного члена p_{NL}.

3. Решение уравнения. Ищем решение уравнения (6) в виде импульса

$$E_z(y, t) = e(y, t)\exp[-i(Qy - \Omega t)], \tag{7}$$

удовлетворяющего условию медленности

$$\left|\frac{\partial e(y,t)}{\partial t}\right| \ll \Omega\,|e(y,t)|, \qquad \left|\frac{\partial e(y,t)}{\partial y}\right| \ll Q\,|e(y,t)|. \tag{8}$$

Это означает, что компоненты $E_z(\omega, k)$ существенно отличны от нуля только в области

$$|k - Q| \lesssim l_s^{-1}, \qquad |\omega - \Omega| \lesssim \tau_s^{-1}, \tag{9}$$

где τ_s — длительность импульса, $l_s = v\tau_s$, v — скорость движения импульса. Полагая, что на спектральной ширине импульса, т. е. в области (9), функция $F(\omega, k)$ меняется достаточно медленно и ее особенности лежат вне этой области, при вычислении левой части уравнения (6) воспользуемся разложением с учетом пространственной дисперсии (в отличие от [6, 7], где пространственная дисперсия не рассматривалась):

$$F(\omega, k) = F(\Omega, Q) + \left.\frac{\partial F}{\partial \omega}\right|_{\substack{\omega=\Omega \\ k=Q}} (\omega - \Omega) + \left.\frac{\partial F}{\partial k}\right|_{\substack{\omega=\Omega \\ k=Q}} (k - Q) +$$
$$+ \frac{1}{2} \left.\frac{\partial^2 F}{\partial \omega^2}\right|_{\substack{\omega=\Omega \\ k=Q}} (\omega - \Omega)^2 + \left.\frac{\partial^2 F}{\partial \omega \partial k}\right|_{\substack{\omega=\Omega \\ k=Q}} (\omega - \Omega)(k - Q) + \frac{1}{2} \left.\frac{\partial^2 F}{\partial k^2}\right|_{\substack{\omega=\Omega \\ k=Q}} (k - Q)^2 + \ldots \qquad (10)$$

Подстановка (10) в (6) с учетом выписанных членов разложения и интегрирование с учетом свойств фурье-преобразований приводит к уравнению для функции $e(y, t)$

$$F(\Omega, Q)\, e(y, t) + i \left.\left\{\frac{\partial F}{\partial \omega} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial F}{\partial k} \frac{\partial}{\partial y}\right\}\right|_{\substack{\omega=\Omega \\ k=Q}} e(y, t) +$$
$$+ \left.\left\{-\frac{1}{2} \frac{\partial^2 F}{\partial \omega^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial \omega \partial k} \frac{\partial^2}{\partial y \partial t} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 F}{\partial k^2} \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right\}\right|_{\substack{\omega=\Omega \\ k=Q}} e(y, t) = \qquad (11)$$
$$= -\varkappa |e(y, t)|^2 e(y, t),$$

которое является обобщением нелинейного уравнения Шредингера. Если выполняется соотношение

$$\varkappa \left.\left(\frac{\partial^2 F}{\partial \omega^2} + \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 F}{\partial k^2} + \frac{2}{v} \frac{\partial^2 F}{\partial \omega \partial k}\right)\right|_{\substack{\omega=\Omega \\ k=Q}} < 0, \qquad (12)$$

решением (11), как можно убедиться непосредственной подстановкой, является функция

$$e(y, t) = E_s \operatorname{cn}(z, n), \qquad (13)$$

где E_s — амплитуда солитона, $\operatorname{cn}(z, n)$ — косинус амплитуды, $n \in (0, 1)$ — модуль [12], $z = (t - y/v)\tau_s^{-1}$, $v = d\Omega/dQ$.

Подстановка (13) в (11) позволяет получить формулы для определения длительности солитонов

$$\frac{1}{\tau_s^2} = -\frac{\varkappa E_s^2}{n^2} \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \omega^2} + \frac{2}{v} \frac{\partial^2 F}{\partial \omega \partial k} + \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 F}{\partial k^2}\right)^{-1}_{\substack{\omega=\Omega \\ k=Q}}, \qquad (14)$$

соотношение между Q и Ω

$$\Omega \left.\left(\frac{\partial^2 F}{\partial \omega^2} + \frac{1}{v} \frac{\partial^2 F}{\partial \omega \partial k}\right)\right|_{\substack{\omega=\Omega \\ k=Q}} + Q \left.\left(\frac{\partial^2 F}{\partial \omega \partial k} + \frac{1}{v} \frac{\partial^2 F}{\partial k^2}\right)\right|_{\substack{\omega=\Omega \\ k=Q}} + \qquad (15)$$
$$+ \left.\left(\frac{\partial F}{\partial \omega} + \frac{1}{v} \frac{\partial F}{\partial k}\right)\right|_{\substack{\omega=\Omega \\ k=Q}} = 0$$

и дисперсионное уравнение

$$\left[F(\Omega, Q) + \Omega \frac{\partial F}{\partial \omega} + Q \frac{\partial F}{\partial k} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 F}{\partial \omega^2} \left(\Omega^2 + \frac{1 - 2n^2}{\tau_s^2}\right) + \right.$$
$$\left.\left. + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 F}{\partial k^2} \left(Q^2 + \frac{1 - 2n^2}{(v\tau_s)^2}\right) + \frac{\partial^2 F}{\partial \omega \partial k} \left(\Omega Q + \frac{1 - 2n^2}{v\tau_s^2}\right)\right]\right|_{\substack{\omega=\Omega \\ k=Q}} = 0,$$

которое с учетом (14) принимает вид

$$\left[F(Q,\Omega)+\Omega\frac{\partial F}{\partial\omega}+Q\frac{\partial F}{\partial k}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 F}{\partial\omega^2}\Omega^2+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 F}{\partial k^2}Q^2+\frac{\partial^2 F}{\partial\omega\partial k}\Omega Q\right]\Bigg|_{\substack{\omega=\Omega\\ k=Q}}+ \frac{2n^2-1}{2n^2}\varkappa E_s^2=0. \tag{16}$$

В частности, при $n=1$ имеем одиночный солитон огибающей

$$E_z(y,t)=E_s\,\mathrm{sech}\left(\frac{t-y/v}{\tau_s}\right)\exp\left[i(Qy-\Omega t)\right]. \tag{17}$$

Если выполняется соотношение

$$\varkappa\left(\frac{\partial^2 F}{\partial\omega^2}+\frac{2}{v}\frac{\partial^2 F}{\partial\omega\partial k}+\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 F}{\partial k^2}\right)\Bigg|_{\substack{\omega=\Omega\\ k=Q}}>0, \tag{18}$$

решение (11) имеет вид

$$e(y,t)=E_s\,\mathrm{sn}(z,n)$$
$$(e(y,t)=E_s\,\mathrm{sn}(z,n=1)=E_s\,\mathrm{th}\left[(t-y/v)/\tau_s\right]), \tag{19}$$

при этом

$$\frac{1}{\tau_s^2}=\frac{\varkappa E_s^2}{n^2}\left(\frac{\partial^2 F}{\partial\omega^2}+\frac{2}{v}\frac{\partial^2 F}{\partial\omega\partial k}+\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 F}{\partial k^2}\right)\Bigg|_{\substack{\omega=\Omega\\ k=Q}}, \tag{20}$$

соотношение между Q и Ω (15) не изменяется, а дисперсионное уравнение имеет вид

$$\left[F(\Omega,Q)+\Omega\frac{\partial F}{\partial\omega}+Q\frac{\partial F}{\partial k}+\frac{1}{2}\Omega^2\frac{\partial^2 F}{\partial\omega^2}+\Omega Q\frac{\partial^2 F}{\partial\omega\partial k}+\frac{1}{2}Q^2\frac{\partial^2 F}{\partial k^2}\right]\Bigg|_{\substack{\omega=\Omega\\ k=Q}}- \frac{1+n^2}{2n^2}\varkappa E_s^2=0. \tag{21}$$

При $n=1$ имеем случай огибающей солитона «затемнения» [13].

Анализ полученных соотношений показывает, что в регулярной волноведущей структуре с нелинейными пленками возможно распространение солитонов, характер которых определяется знаком нелинейности и дисперсионными характеристиками структуры. В отсутствие нелинейной пленки ($d\to 0$, $\bar{\varepsilon}\to 1$, $\varkappa\to 0$) дисперсионное уравнение переходит в известное соотношение для линейной структуры

$$F(\omega,k)=Y_1(\omega,k)-Y_2(\omega,k)=0.$$

Наличие нелинейной пленки приводит к изменению дисперсионных характеристик (сдвигу $\omega\to\Omega$, $k\to Q$) как за счет линейной части диэлектрической проницаемости пленки $\bar{\varepsilon}$, так и за счет нелинейной части, пропорциональной уровню сигнала E_s^2. Параметры солитонов существенным образом зависят как от параметра пленки $\varkappa$, уровня сигнала E_s^2, так и от крутизны характеристик $F(\omega,k)$ как функции частоты и волнового числа, зависящих, в свою очередь, как от характеристик самой структуры, так и от положения нелинейной пленки в полости структуры. Таким образом, с помощью модуляции параметров линейной части волноведущей структуры, например путем подмагничивания введенных ферритовых слоев, можно управлять параметрами солитонов. Полученные соотношения позволяют моделировать различные конструкции волноведущих систем исходя из требуемых параметров солитонов для имеющихся пленок с нелинейными параметрами. Аналогичный анализ проводится для E-волн, отметим здесь только, что параметры солитонов E- и H-волн в одной и той же структуре различны, поскольку входные импедансы E- и H-волн в общем случае различны При наличии анизотропии в плоскости yz $\hat{Z}_1$ и $\hat{Z}_2$ являются тензорами и E- и H- волны взаимосвязаны в анизотропной области, исследование нелинейных волн в таких структурах представляет самостоятельный интерес.

ЛИТЕРАТУРА

1. Солитоны в действии / Под ред. К. Лонгрена. — М.: Мир, 1981.
2. Кононов М. В., Кошевая С. В., Омельяненко М. Ю. // Радиоэлектроника. 1984. Т. 27. № 10. С. 3 (Изв. высш. учеб. заведений).
3. Никитина Н. Е., Островский Л. А. // Радиофизика. 1985. Т. 25. № 5. С. 527 (Изв. высш. учеб. заведений).
4. Пелиновский Е. Н., Соколов В. В. // Радиофизика. 1976. Т. 19. № 4. С. 536 (Изв. высш. учеб. заведений).
5. Hasegawa A., Kodama Y. // Proc. IEEE. 1981. V. 69. № 9. P. 1145.
6. Агранович В. М., Рупасов В. И., Черняк В. Я. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 10. С. 2992.
7. Agranovich V. M., Chernyak V. Ya., Rupasov V. I. // Opt. Comm. 1981. V. 37. № 5. P. 363.
8. Глущенко А. Г. // Радиофизика. 1987. Т. 30. № 5. С. 681 (Изв. высш. учеб. заведений).
9. Вайнштейн Л. А. Теория дифракции и метод факторизации. — М.: Сов. радио, 1966. С. 310.
10. Курушин Е. П., Нефедов Е. И. Электродинамика анизотропных волноведущих структур. — М.: Наука, 1983. —223 с.
11. Глущенко А. Г. // Радиофизика. 1987. Т. 30. № 4. С. 535 (Изв. высш. учеб. заведений).
12. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. — М.: Наука, 1984. С. 761.
13. Солитоны / Под ред. Р. Буллафа, Ф. Кодри. — М.: Мир, 1983. С. 81.

Куйбышевский электротехнический институт связи

Поступила в редакцию 8 октября 1986 г., после переработки 8 октября 1987 г.

A THEORY OF MICROWAVE WAVEGUIDE SYSTEM WITH NONLINEAR THIN LAYERS

A. G. Glushchenko

It is demonstrated that solitons may exist in waveguide systems with thin nonlinear layers. It is shown that solitons parameters depend on dispersion waveguide characteristics.