

УДК 538.245:621.322

©1993

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ В ТРЕХСЛОЙНОЙ СИСТЕМЕ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК–ФЕРРИТ–СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК

Г.Н.Бурлак, В.В.Гримальский, С.В.Кошечая

Исследованы нелинейные волны, распространяющиеся вдоль приложенного постоянного магнитного поля в системе сегнетоэлектрик–феррит–сегнетоэлектрик со слоями конечной толщины. Методом усредненного лагранжиана получено нелинейное дисперсионное уравнение. Показана возможность распространения импульсных солитонов огибающих. Оценены размеры слоистой системы, необходимые для наблюдения солитонов.

В последнее время интенсивно исследуются волноводные системы, в которых возможно наблюдение нелинейных волн, в том числе солитонов огибающих [1–4]. Часто в качестве волноведущих структур применяются слоистые среды, в которых слои из различных материалов выполняют различные функции. Например, одни обеспечивают нелинейность, другие — дисперсионные свойства. Так, известно, что сегнетоэлектрики (СЭ) на СВЧ характеризуются значительной диэлектрической нелинейностью, но слабо дисперсионны, а ферриты типа ЖИГ во внешнем подмагничивающем поле обладают значительной дисперсией. Показано [5], что в таких слоистых системах гибридные волны имеют относительно малое затухание, а волноводная дисперсия значительна.

В работах [3,4] исследовались СВЧ поверхностные нелинейные волны на границе раздела феррита и СЭ, распространяющиеся перпендикулярно приложенному в плоскости раздела постоянному магнитному полю. Однако в случае полубесконечного слоя СЭ импульсные солитоны огибающей отсутствуют. В данной работе указывается, что импульсные солитоны могут распространяться в случае контактирующих слоев феррита и СЭ конечной толщины, причем более перспективной является трехслойная система СЭ–феррит–СЭ (рис. 1), в которой нелинейные волны распространяются вдоль приложенного постоянного магнитного поля H_0 . Фактически здесь происходит гибридизация нижней моды обратной объемной магнитостатической волны (ОМСВ) в ферромагнитном слое с замедленной электромагнитной волной в СЭ. Поскольку в однородном СЭ электромагнитные волны имеют положительную групповую скорость, а ОМСВ в ферритовом слое — отрицательную, то волноводная дисперсия гибридной волны гораздо выше, чем в геометрии [3]. Кроме того, здесь сильнее проявляются и нелинейные свойства, так как большая часть (по сравнению с [3]) энергии волны проникает в СЭ.

Рассмотрим трехслойную систему СЭ–феррит–СЭ. Толщина слоя феррита $2l$, каждого из сегнетоэлектрических слоев d (рис. 1). Диэлек-

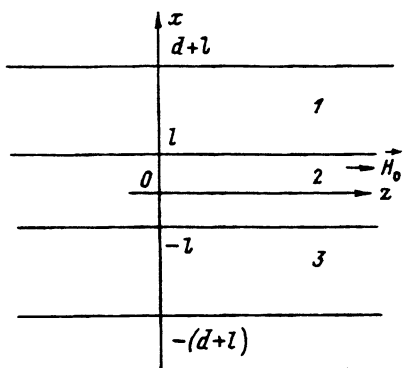


Рис. 1. Геометрия задачи.
1, 3 — сегнетоэлектрик; 2 — феррит.

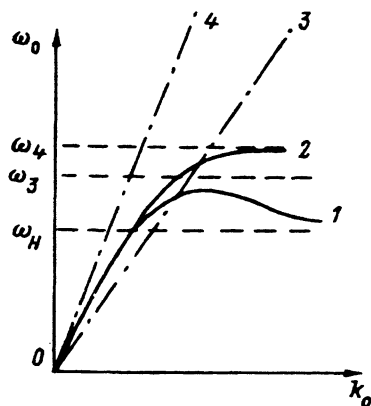


Рис. 2. Линейные дисперсионные зависимости для волн в трехслойной системе СЭ-феррит-СЭ.

- 1 — низшая мода ООМСВ ($\mathbf{k}_0 \parallel \mathbf{H}_0$),
 2 — ПМСВ ($\mathbf{k}_0 \perp \mathbf{H}_0$),
 3 — $\omega_0 = k_0 c / \sqrt{\epsilon_{10}}$,
 4 — $\omega_0 = k_0 c / \sqrt{\epsilon_3}$.
 $\omega_3 = (\omega_H(\omega_H + \omega_M))^{1/2}$, $\omega_4 = \omega_H + \omega_M/2$.

трическая проницаемость СЭ $\epsilon_1(|E|^2)$, феррита $\epsilon_2 \ll \epsilon_1$, окружающего пространства $\epsilon_3 < \epsilon_1$ (возможно, $\epsilon_3 \sim \epsilon_1$). Численные оценки показывают, что в данной слоистой среде можно ограничиться учетом только диэлектрической нелинейности в СЭ: $\epsilon_1 = \epsilon_{10} - a|E|^2$.

Уравнения Максвелла в СЭ и уравнения магнитостатики в феррите получаются из вариационного принципа для действия $S = \int \int \mathcal{L} d\mathbf{r} dt$ со следующим лагранжианом \mathcal{L} [6]:

$$8\pi\mathcal{L} = \begin{cases} \epsilon_3 \mathbf{E}^* \mathbf{E} - \mathbf{B}^* \mathbf{B}, & |x| \geq l + d, \\ \left(\epsilon_{10} - \frac{a \mathbf{E}^* \mathbf{E}}{2} \right) \mathbf{E}^* \mathbf{E} - \mathbf{B}^* \mathbf{B}, & l \leq |x| \leq l + d, \\ \epsilon_2 \mathbf{E}^* \mathbf{E} - \mathbf{B}^* \hat{\mu}^{-1}(\omega) \mathbf{B}, & |x| \leq l. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь $\hat{\mu}(\omega)$ — тензор магнитной проницаемости феррита; \mathbf{E} , \mathbf{E}^* означает положительно- и отрицательно-частотные составляющие напряженности электрического поля, аналогично \mathbf{B} , \mathbf{B}^* для магнитной индукции. Варьирование производится по вектор-потенциалу \mathbf{A} , \mathbf{A}^* с учетом соотношений

$$\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}, \quad \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}, \quad \mathbf{H} = \hat{\mu}^{-1}(\omega) \mathbf{B}.$$

Отметим, что из вариационного принципа получаются как материальные уравнения в объеме, так и граничные условия для тангенциальных компонент векторов \mathbf{E} , \mathbf{H} [6]. В силу условия $\epsilon_2 \ll \epsilon_1$ в феррите для медленных электромагнитных волн можно использовать магнитостатическое приближение.

В случае относительно слабой нелинейности волна в слоистой среде распространяется как единое целое и поперечный профиль ее изменяется слабо. Для получения нелинейного дисперсионного уравнения проще

всего воспользоваться вариационным принципом с лагранжианом, усредненным по поперечной координате x [6,7]

$$\bar{\mathcal{L}} = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{L} dx. \quad (2)$$

С учетом сказанного решение ищем в виде

$$E_y = \mathcal{E}(z, t) \begin{cases} \left(\cos qd - \frac{\tau}{q} \operatorname{tg} \tau l \sin d \right) e^{-r(x-d-l)}, & |x| \geq d+l, \\ \cos q(x-l) - \frac{\tau}{q} \operatorname{tg} \tau l \sin q(x-l), & l \leq |x| \leq d+l, \\ \frac{\cos \tau x}{\cos \tau l}, & |x| \leq l, \end{cases} \quad (3)$$

где $\omega = \partial\Theta/\partial t$, $k = -\partial\Theta/\partial z$, Θ — фаза волны, \mathcal{E} — действительная медленно меняющаяся амплитуда,

$$\begin{aligned} \tau &= k/(-\mu)^{1/2}, \quad \mu = 1 - \omega_M \omega_H / (\omega^2 - \omega_H^2), \\ \tau &= (k^2 - \omega^2 \varepsilon_3 / c^2)^{1/2}, \quad q = (\omega^2 \varepsilon_{10} / c^2 - k^2)^{1/2}, \\ \omega_H &= \gamma H_0, \quad \omega_M = 4\pi\gamma M_0, \end{aligned}$$

M_0 — намагниченность насыщения, γ — гиромагнитное отношение. Волна имеет компоненты $\{H_x, E_y, H_z\}$. Варьирование производится по \mathcal{E} и Θ , причем первое уравнение есть искомое нелинейное дисперсионное уравнение $D(\omega, k, \mathcal{E}^2) = 0$ [6], которое представим в виде

$$D \equiv D_L(\omega, k) - b\mathcal{E}^2 = 0, \quad (4)$$

где

$$D_L = q \sin qd - r \cos qd + (\tau/q) \operatorname{tg} \tau l (q \cos qd + r \sin qd),$$

$D_L = 0$ — линейное дисперсионное уравнение,

$$b = 3\omega^2 ad / (8c^2 \cos qd) G(\omega, k) > 0, \quad G(\omega, k) \sim 1.$$

Для анализа нелинейных импульсов огибающих удобнее использовать дифференциальное уравнение для комплексной медленно меняющейся амплитуды $\mathcal{E}_c(z, t)$, которое получается из (4) с учетом соотношений

$$\Theta = \omega_0 t - k_0 z + \Delta\Theta(z, t) (D_L(\omega_0, k_0) = 0),$$

$$\mathcal{E}_c = \mathcal{E} \exp(i\Delta\Theta),$$

а именно,

$$\frac{\partial \mathcal{E}_c}{\partial t} + v_g \frac{\partial \mathcal{E}_c}{\partial z} + \frac{i}{2} \frac{\partial v_g}{\partial k_0} \frac{\partial^2 \mathcal{E}_c}{\partial z^2} - ib \left(\frac{\partial D_L}{\partial \omega_0} \right)^{-1} |\mathcal{E}_c|^2 \mathcal{E}_c + \Gamma \mathcal{E}_c = 0. \quad (5)$$

Уравнение (5) имеет вид нелинейного уравнения Шредингера (НУШ), в которое феноменологически введено затухание волны $\Gamma \mathcal{E}_c$,

$$v_g = \partial \omega_0 / \partial k_0 = -(\partial D_L / \partial k_0) / (\partial D_L / \partial \omega_0)$$

групповая скорость.

Далее рассматриваем волну, переходящую в приближении малой амплитуды в низшую моду ООМСВ. Дисперсионная зависимость для нее представлена на рис. 2. Здесь $(\partial v_g / \partial k_0) b (\partial D_L / \partial \omega_0)^{-1} < 0$ и поэтому возможно распространение импульсных солитонов огибающих НУШ. Наибольший интерес представляет случай, когда $v_g \simeq 0$ и нелинейный импульс максимально задерживается в нелинейной среде и испытывает самовоздействие в течение длительного момента времени. Было проведено численное моделирование распространения солитонов в данной геометрии, которое показало, что для толщин слоев феррита и СЭ $2l \simeq 10^{-2}$ см, $d \simeq 2 \cdot 10^{-2}$ см, амплитуде волны \mathcal{E}_0 , удовлетворяющей соотношению $a \mathcal{E}_0^2 / \varepsilon_{10} \simeq 0.25$, $\omega_0 \simeq 5 \cdot 10^{10}$ с $^{-1}$, требуются продольные размеры системы $\simeq 0.5$ см, а длительность входного импульса $\simeq 5 \cdot 10^{-9}$ с $^{-1}$. Затухание в СЭ принималось равным $\text{tg } \delta \simeq 2 \cdot 10^{-3}$. При этом возможно наблюдение как односолитонных, так и многосолитонных режимов распространения.

Оценки, выполненные для поверхностных МСВ (аналогично [3], но при конечной толщине сегнетоэлектрического слоя) показывают, что даже с учетом меньшего затухания нелинейности и дисперсия там проявляются гораздо слабее и инкремент автомодуляционной неустойчивости [7] на порядок меньше. Кроме того, для ПМСВ групповая скорость всегда отлична от нуля. Поэтому наблюдение солитонов, распространяющихся вдоль магнитного поля, представляется предпочтительным.

Список литературы

- [1] Дианов Е.М., Прохоров А.М. // УФН. 1986. Т. 148. № 1. С. 289–311.
- [2] Гримальский В.В., Кошечая С.В. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. № 17. С. 1070–1073.
- [3] Глушенко А.Г. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 6. С. 1635–1639.
- [4] Boardman D., Shabat M.M., Wallis R.F. // J. Phys. D. 1991. V. 24. N 10. P. 1702–1707.
- [5] Анфиногенов В.Б., Вербицкая Т.Н., Зильberman П.Е., Казаков Г.Т., Мериакри С.В., Тихонов В.В. // ЖТФ. 1990. Т. 60. № 9. С. 114–117.
- [6] Бурлак Г.Н., Коцаренко Н.Я., Рапопорт Ю.Г. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 10. С. 3111–3114.
- [7] Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977. 576 с.

Киевский государственный университет
им. Т.Шевченко

Поступило в Редакцию
8 февраля 1993 г.