

01;05;09

## **Электрическая перестройка дисперсионных характеристик спиновых волн в слоистых структурах металл–сегнетоэлектрик–феррит– сегнетоэлектрик–металл**

© В.Е. Демидов, Б.А. Калиникос

С.-Петербургский государственный электротехнический университет

Поступило в Редакцию 6 июля 1999 г.

Теоретически исследован спектр спиновых волн в касательно намагниченной слоистой пленочной структуре металл–сегнетоэлектрик–феррит–сегнетоэлектрик–металл (МСФСМ). Проанализированы дисперсионные зависимости поперечных спиновых волн для наиболее просто технически реализуемого варианта слоистой структуры. Показано, что изменение диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрической пленки в два раза может приводить к изменению волнового числа спиновой волны, достигающего  $40 \text{ см}^{-1}$ , и, как следствие, к изменению набега фазы волны до  $10\pi \text{ рад}$  на длине распространения 1 см.

Одним из основных преимуществ спин-волновых устройств обработки сверхвысокочастотных сигналов является возможность их электрической перестройки. Эта перестройка осуществляется изменением напряженности поля подмагничивания, в которое помещается ферритовая пленка. Такой вид магнитной перестройки позволяет изменять характеристики устройств в широких пределах. Однако он имеет ряд недостатков, к которым относятся сравнительная громоздкость магнитных систем, малая скорость перестройки и большие энергозатраты.

В последнее время появились работы, посвященные применению сегнетоэлектрических материалов для перестройки СВЧ устройств. Возобновление интереса к данной проблеме, ранее активно исследовавшейся в 70-е годы [1], связано с существенными успехами, достигнутыми в последние годы в области синтеза высококачественных сегнетоэлектрических пленок. Современные сегнетоэлектрические пленки характеризуются большой величиной диэлектрической проницаемости, которая может изменяться в широких пределах при приложении внешнего электриче-

ского поля, и малым значением тангенса угла диэлектрических потерь на сверхвысоких частотах [2]. На основе нелинейных пленочных сегнетоэлектрических конденсаторов уже создан ряд СВЧ устройств: таких как фильтры, фазовращатели, переключатели и др. (см., например, [3]). Исследования скорости перестройки разработанных устройств показало, что характерные времена изменения диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрических пленок при воздействии видеоимпульсов напряжения не превосходят нескольких десятков наносекунд [4].

Целью данной работы является теоретический анализ спектра дипольнообменных спиновых волн в касательно намагниченных слоистых пленочных структурах металл–сегнетоэлектрик–феррит–сегнетоэлектрик–металл и возможности использования таких структур в электрически перестраиваемых СВЧ устройствах. Физическая предпосылка к работе состояла в том, что благодаря замедлению электромагнитных волн в ферритовой среде сдвиг волнового числа при изменении диэлектрической проницаемости может значительно превышать таковой в случае быстрых волн в чисто диэлектрическом волноводе.

Задача о спектре дипольно-обменных спиновых волн в слоистых структурах металл–диэлектрик–феррит–диэлектрик–металл (МДФДМ) была решена в работе [5]. Однако теория в [5] была построена в магнитостатическом приближении, то есть без учета электромагнитного запаздывания, что не позволяет использовать полученные результаты для описания структур МСФСМ.

Решение задачи о спектре волн в структуре МСФСМ в данной работе проводилось на основе совместного интегрирования уравнения движения намагниченности и полной системы уравнений Максвелла. Для этого использовался теоретический подход, базирующийся на функциях Грина системы уравнений Максвелла, ранее развитый для описания свойств дипольно-обменных спиновых волн в ферромагнитных пленках [5,6]. Рассматривалась неограниченная в плоскости  $YOZ$  плоскопараллельная слоистая структура, состоящая из изотропной ферромагнитной пленки толщиной  $L$ , имеющей намагниченность насыщения  $M_0$  и диэлектрическую проницаемость  $\epsilon_L$ , отделенной с обеих сторон от идеально проводящих металлических экранов диэлектрическими слоями с толщинами  $a$  и  $b$  и диэлектрическими проницаемостями  $\epsilon_A$  и  $\epsilon_B$  соответственно (рис. 1). Ферромагнитная пленка намагничена до насыщения однородным постоянным магнитным полем напряженностью  $H_0$ , приложенным вдоль оси  $Z$ . При решении задачи предполагалось, что

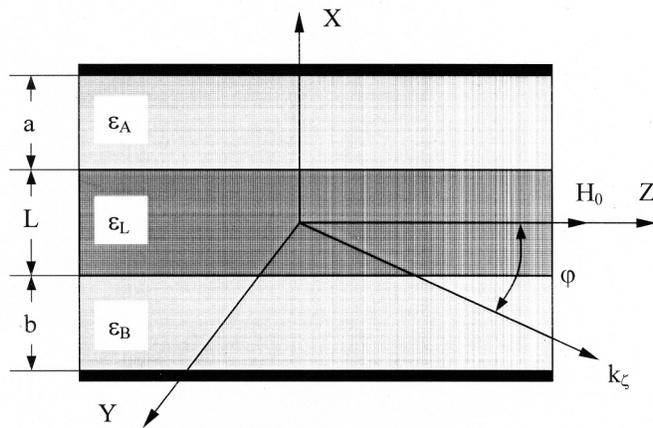


Рис. 1. Геометрия структуры.

неоднородные плоские волны  $\exp(i(\omega t - k_\zeta \zeta))$  с волновым числом  $k_\zeta$ , лежащим в плоскости  $YOZ$ , могут распространяться под произвольным направлением к постоянному магнитному полю. Направление распространения волны задавалось углом  $\varphi$ .

В результате решения было получено трансцендентное дисперсионное уравнение, описывающее связь частоты волн  $\omega$  с волновым числом  $k_\zeta$ . Для  $n$ -ой собственной волны это уравнение имеет вид:

$$(\Omega_{nk} - \omega_M A_n^{xx}) [\Omega_{nk} - \omega_M (A_n^{yy} \cos^2 \varphi + A_n^{zz} \sin^2 \varphi)] - (\omega_n + \omega_M A_n^{xz} \sin \varphi)(\omega_n - \omega_M A_n^{zx} \sin \varphi) = 0, \quad (1)$$

где

$$A_n^{xx} = \frac{k_0^2 - \kappa_n^2}{\gamma^2 + \kappa_n^2} - \frac{k_\zeta^2 \gamma}{\sinh(\gamma d) (\gamma^2 + \kappa_n^2)^2} \frac{2}{L(1 + \delta_{0n})} \times (C_n^{10} \cosh(\gamma b) - C_n^{11} \cosh(\gamma a)) + \frac{k_\zeta^2}{\gamma N} \frac{1}{\gamma_L^2 + \kappa_n^2} \frac{2}{L(1 + \delta_{0n})} \times \left[ T_B I_n^1 + T_B \frac{\gamma_L}{\gamma_B} \tanh(\gamma_B b) I_n^2 + T_A I_n^3 + T_A \frac{\gamma_L}{\gamma_A} \tanh(\gamma_A a) I_n^4 \right],$$

$$\begin{aligned}
A_n^{yy} &= \frac{k_0^2}{\gamma^2 + \kappa_n^2} + \frac{k_0^2 \gamma}{\sinh(\gamma d)(\gamma^2 + \kappa_n^2)^2} \frac{2}{L(1 + \delta_{0n})} \\
&\quad \times (C_n^9 \sinh(\gamma b) - C_n^{12} \sinh(\gamma a)) + \frac{k_0^2 \gamma_L}{\gamma^2 N} \frac{1}{\gamma_L^2 + \kappa_n^2} \frac{2}{L(1 + \delta_{0n})} \\
&\quad \times \left[ T_B I_n^5 + T_B \frac{\gamma_L}{\gamma_B} \tanh(\gamma_B b) I_n^6 + T_A I_n^7 + T_A \frac{\gamma_L}{\gamma_A} \tanh(\gamma_A a) I_n^8 \right], \\
A_n^{yz} &= \frac{k_\zeta \gamma^2}{\sinh(\gamma d)(\gamma^2 + \kappa_n^2)^2} \frac{2}{L(1 + \delta_{0n})} (C_n^9 \cosh(\gamma b) + C_n^{12} \cosh(\gamma a)) \\
&\quad - \frac{k_\zeta}{N} \frac{1}{\gamma_L^2 + \kappa_n^2} \frac{2}{L(1 + \delta_{0n})} \left[ T_B I_n^6 + T_B \frac{\gamma_L}{\gamma_B} \tanh(\gamma_B b) I_n^5 \right. \\
&\quad \left. + T_A I_n^8 + T_A \frac{\gamma_L}{\gamma_A} \tanh(\gamma_A a) I_n^7 \right], \\
A_n^{zx} &= \frac{k_\zeta \gamma^2}{\sinh(\gamma d)(\gamma^2 + \kappa_n^2)^2} \frac{2}{L(1 + \delta_{0n})} (C_n^{10} \sinh(\gamma b) + C_n^{11} \sinh(\gamma a)) \\
&\quad - \frac{k_\zeta \gamma_L}{N} \frac{1}{\gamma} \frac{2}{\gamma_L^2 + \kappa_n^2} \frac{2}{L(1 + \delta_{0n})} \left[ T_B I_n^2 + T_B \frac{\gamma_L}{\gamma_B} \tanh(\gamma_B b) I_n^1 \right. \\
&\quad \left. + T_A I_n^4 + T_A \frac{\gamma_L}{\gamma_A} \tanh(\gamma_A a) I_n^3 \right], \\
A_n^{zz} &= -\frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \kappa_n^2} + \frac{\gamma^3}{\sinh(\gamma d)(\gamma^2 + \kappa_n^2)^2} \frac{2}{L(1 + \delta_{0n})} \\
&\quad \times (C_n^9 \sinh(\gamma b) - C_n^{12} \sinh(\gamma a)) + \frac{\gamma_L}{N} \frac{1}{\gamma_L^2 + \kappa_n^2} \frac{2}{L(1 + \delta_{0n})} \\
&\quad \times \left[ T_B I_n^5 + T_B \frac{\gamma_L}{\gamma_B} \tanh(\gamma_B b) I_n^6 + T_A I_n^7 + T_A \frac{\gamma_L}{\gamma_A} \tanh(\gamma_A a) I_n^8 \right], \\
N &= \sinh(\gamma d) \left[ \cosh(\gamma_L L) \left( \frac{\gamma_L}{\gamma_B} \tanh(\gamma_B b) + \frac{\gamma_L}{\gamma_A} \tanh(\gamma_A a) \right) \right. \\
&\quad \left. + \sinh(\gamma_L L) \left( 1 + \frac{\gamma_L^2}{\gamma_A \gamma_B} \tanh(\gamma_A a) \tanh(\gamma_B b) \right) \right],
\end{aligned}$$

$$T_A = \sinh(\gamma a) - \frac{\gamma}{\gamma_B} \tanh(\gamma_B b) \cosh(\gamma a),$$

$$T_B = -\sinh(\gamma b) + \frac{\gamma}{\gamma_A} \tanh(\gamma_A a) \cosh(\gamma b),$$

$$I_n^1 = -1/4(C_n^1 K_n^+ + C_n^5 K_n^-) + D_n C_n^{10}, \quad I_n^2 = -1/4(C_n^2 K_n^+ - C_n^6 K_n^-) + D_n C_n^{10},$$

$$I_n^3 = 1/4(C_n^3 K_n^+ + C_n^7 K_n^-) - D_n C_n^{11}, \quad I_n^4 = 1/4(C_n^4 K_n^+ + C_n^8 K_n^-),$$

$$I_n^5 = -1/4(C_n^1 K_n^+ - C_n^5 K_n^-) + D_n C_n^9, \quad I_n^6 = -1/4(C_n^2 K_n^+ - C_n^6 K_n^-) + D_n C_n^9,$$

$$I_n^7 = -1/4(C_n^3 K_n^+ - C_n^7 K_n^-), \quad I_n^8 = 1/4(C_n^4 K_n^+ - C_n^8 K_n^-) + D_n C_n^{12},$$

$$K_n^+ = \frac{\gamma_L}{\gamma + \gamma_L} + \frac{\gamma_L(\gamma + \gamma_L) - 2\kappa_n^2}{(\gamma + \gamma_L)^2 + (2\kappa_n)^2}, \quad K_n^- = \frac{\gamma_L}{\gamma - \gamma_L} + \frac{\gamma_L(\gamma - \gamma_L) - 2\kappa_n^2}{(\gamma - \gamma_L)^2 + (2\kappa_n)^2},$$

$$C_n^1 = \cosh((\gamma + \gamma_L)L + \gamma a) - \cosh(\gamma a),$$

$$C_n^2 = \sinh((\gamma + \gamma_L)L + \gamma a) - \sinh(\gamma a),$$

$$C_n^3 = \cosh(\gamma_L L - \gamma b) - \cosh(\gamma(L + b)),$$

$$C_n^4 = \sinh(\gamma_L L - \gamma b) + \sinh(\gamma(L + b)),$$

$$C_n^5 = \cosh((\gamma - \gamma_L)L + \gamma a) - \cosh(\gamma a),$$

$$C_n^6 = \sinh((\gamma - \gamma_L)L + \gamma a) - \sinh(\gamma a),$$

$$C_n^7 = \cosh(\gamma_L L + \gamma b) - \cosh(\gamma(L + b)),$$

$$C_n^8 = \sinh(\gamma_L L + \gamma b) - \sinh(\gamma(L + b)),$$

$$C_n^9 = -\sinh(\gamma a)(-1)^n + \sinh(\gamma(L + a)),$$

$$C_n^{10} = -\cosh(\gamma a)(-1)^n + \cosh(\gamma(L + a)),$$

$$C_n^{11} = -\cosh(\gamma b)(-1)^n - \cosh(\gamma(L + b)),$$

$$C_n^{12} = \sinh(\gamma b)(-1)^n - \sinh(\gamma(L + b)).$$

Выше обозначено:

$$D_n = \frac{\gamma\gamma_L}{\gamma^2 + \kappa_n^2},$$

$$\gamma^2 = k_\zeta^2 - k_0^2, \quad k_0^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0,$$

$$\gamma_L^2 = k_\zeta^2 - k_L^2, \quad k_L^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_L,$$

$$\gamma_A^2 = k_\zeta^2 - k_A^2, \quad k_A^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_A,$$

$$\gamma_B^2 = k_\zeta^2 - k_B^2, \quad k_B^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_B,$$

$$d = a + b + L.$$

Остальные обозначения такие же, как в [5].

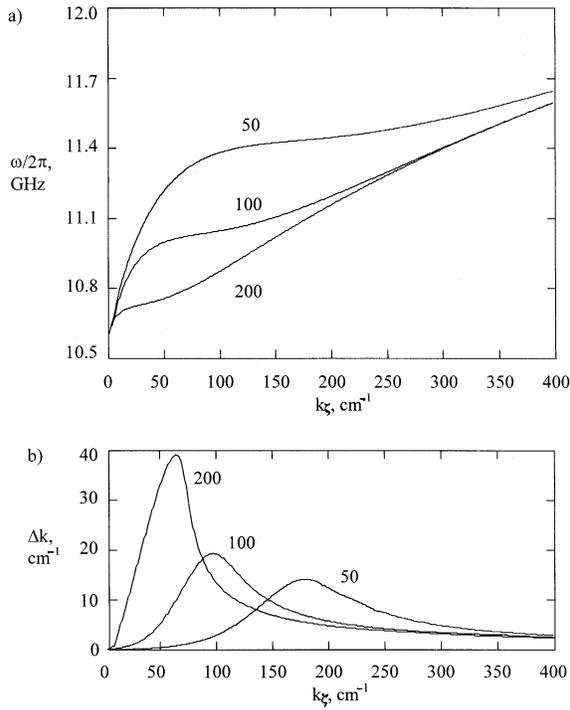
Полученное уравнение является приближенным, так как оно получено в первом порядке теории возмущений. Приделы применимости такого приближения исследованы в [6].

Выражения для матричных элементов  $A_n^{ij}$  приведены для случая обменных граничных условий, соответствующих свободным поверхностным спинам. Этот случай является наиболее выгодным с точки зрения влияния свойств сегнетоэлектрических слоев на спектр спиновых волн.

Дисперсионное уравнение (1) решалось численно при различных значениях параметров. В результате было установлено, что изменение диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрических слоев оказывает наибольшее влияние на дисперсию спиновых волн, распространяющихся перпендикулярно полю постоянного намагничивания ( $\varphi = 90^\circ$ ).

На рис. 2, *a* изображены дисперсионные зависимости спиновой волны низшего типа  $n = 0$  для наиболее просто технически реализуемого варианта слоистой структуры. Такая структура представляет собой ферритовую пленку, с одной стороны которой находится толстая подложка с малой диэлектрической проницаемостью, а с другой стороны — сегнетоэлектрическая пленка со сформированной на ней металлической структурой управления. На рисунке показаны только медленные ветви спектра. Собственно электромагнитные (быстрые) волны при толщинах  $a = 50, 100$  и  $200 \mu\text{m}$  имеют частоты отсечки 50, 25 и 12 GHz соответственно. Соответствующие им зависимости  $\omega(k_\zeta)$  на рисунке не показаны. При расчете принято:  $L = 20 \mu\text{m}$ ,  $b \rightarrow \infty$ ,  $\epsilon_L = 14$ ,  $\epsilon_B = 14$ ,  $\epsilon_A = 1000$ ,  $M_0 = 1750 \text{ G}$ ,  $H_0 = 3000 \text{ Oe}$ . Цифры у кривых соответствуют толщине сегнетоэлектрического слоя  $a$ .

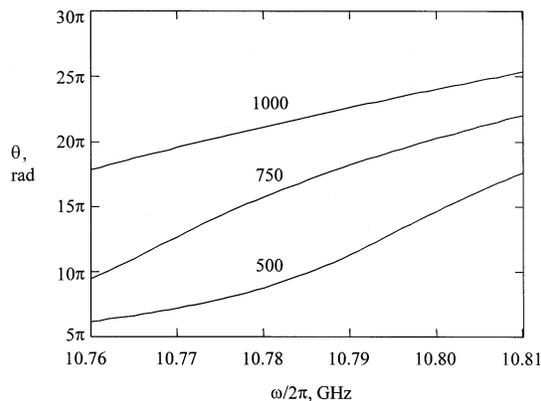
На рис. 2, *b* показана зависимость сдвига волнового числа  $\Delta k$  от абсолютного значения волнового числа  $k_\zeta$  при изменении  $\epsilon_A$  от 1000 до 500. (Выбранные значения  $\epsilon_A$  соответствуют характеристикам пленочных сегнетоэлектрических материалов, существующих в настоящее время). Как видно из рисунка, эта зависимость имеет максимум. Положение и величина максимума зависит от толщины сегнетоэлектрического слоя. При увеличении  $a$  максимум сдвигается в область меньших волновых



**Рис. 2.** Дисперсионные характеристики (а) и зависимость смещения волнового числа от абсолютного значения волнового числа при изменении  $\epsilon_A$  от 1000 до 500 при различных толщинах диэлектрического слоя (б).

чисел и увеличивается по абсолютному значению. При  $a = 200 \mu\text{m}$   $\Delta k$  достигает значений около  $40 \text{ cm}^{-1}$ .

Полученную немонотонную зависимость  $\Delta k(k_\zeta)$  можно объяснить "расталкиванием" дисперсионных ветвей быстрых и медленных волн. Чем больше толщина диэлектрического слоя, тем ближе лежат ветви собственно спиновых и быстрых электромагнитных волн и тем сильнее их гибридизация. Изменение  $\epsilon_A$  приводит к пропорциональному изменению частоты отсечки. При этом изменяется величина гибридизации. Оптимальная с точки зрения управления спектром спиновых волн ситуация реализуется при таких значениях  $H_0$ ,  $a$  и  $\epsilon_A$ , при которых



**Рис. 3.** Частотная зависимость набега фазы волны на длине распространения 1 см при различных величинах  $\epsilon_A$ .

частота отсечки быстрых волн лежит несколько выше начала спектра спиновых волн. Для  $H_0 = 3000$  Ое и  $\epsilon_A = 1000$  оптимальное значение  $a$  составляет около  $200 \mu\text{m}$ .

Исследование зависимости сдвига волнового числа от толщины ферритовой пленки показало, что увеличение  $L$  приводит к "усилению" перестройки. Однако для пленок с толщиной более  $50 \mu\text{m}$  спектр  $\omega(k_\zeta)$  становится сильно немонотонным, что может быть неудобным для построения конкретных устройств.

На рис. 3 показаны рассчитанные характеристики фазовращателя, построенного на слоистой структуре металл–сегнетоэлектрик–феррит с описанными выше параметрами для случая  $a = 200 \mu\text{m}$ . Длина распространения волн принята 1 см. Цифры у кривых соответствуют величинам  $\epsilon_A$ , использованным в расчетах. Как видно из рисунка, при изменении диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрической пленки от 1000 до 500 наблюдается изменение набега фазы волны, достигающее  $10\pi$  rad в частотном диапазоне в несколько десятков мегагерц.

Полученные результаты показывают, что на базе слоистых структур МСФСМ могут быть практически реализованы спин-волновые устройства, рабочие характеристики которых эффективно управляются электрическим полем.

Данная работа профинансирована Российским фондом фундаментальных исследований (грант 99–02–16370) и Министерством общего и профессионального образования Российской Федерации (грант 97–8.3–13).

## Список литературы

- [1] *Сегнетоэлектрики в технике СВЧ* / Под ред. Вендика О.Г. М.: Сов. радио, 1979. 272 с.
- [2] *Lancaster M.J., Powell J., Porch A.* // *Supercond. Sci. Technol.* 1998. V. 11. P. 1323–1334.
- [3] *Golovkov A.A., Kalinikos D.A., Kosyrev A.B., Samoilova T.B.* // *Electronics Lett.* 1998. V. 34. N. 14. P. 1389–1390.
- [4] *Козырев А.Б., Солдатенков О.И., Иванов А.В.* // *Письма в ЖТФ.* 1998. Т. 24. В. 19. С. 19–25.
- [5] *Дмитриев В.Ф., Калиникос Б.А.* *Изв. вузов. Физика.* 1988. Т. 31. № 11. С. 24–53.
- [6] *Калиникос Б.А.* *Изв. вузов. Физика.* 1981. Т. 24. № 8. С. 42–56.