

05

## Влияние тонкой пленки сегнетоэлектрика на характеристики микрополосковой линии передачи

© О.Г. Вендик, М.С. Гашинова, А.Н. Деленив

С.-Петербургский электротехнический университет („ЛЭТИ“),  
С.-Петербург, 197376, Россия  
E-mail: ogvendik@mail.eltech.ru  
Chalmers University of Technology, SE-412 96 Гетеборг, Швеция  
E-mail: anatoli@ep.chalmers.se

Поступило в Редакцию 18 января 2002 г.

Выполнен анализ микрополосковой линии (МПЛ) на двухслойной подложке, содержащей тонкий слой сегнетоэлектрика. Для расчета параметров распространения используется подход, основанный на двумерном электродинамическом моделировании. Изучено влияние краевого электрического поля в слое сегнетоэлектрика на характеристики линии. Показано, что для корректного моделирования СВЧ-устройств, использующих двухслойную подложку с сегнетоэлектрическим слоем, следует учитывать параметры сегнетоэлектрического слоя, несмотря на его очень малую толщину.

**Постановка задачи и анализ модели.** В последнее время в технике СВЧ появились фазовращатели на основе сегнетоэлектрической пленки, представляющие собой интегральные схемы, изготавливаемые по стандартной технологии без ручного монтажа и последующей настройки [1,2]. Основой подобных интегральных схем является диэлектрическая подложка (сапфир, поликор, MgO, LaAlO<sub>3</sub>), покрытая тонким (толщиной 0.5–1.0 μm) слоем сегнетоэлектрика (Ba,Sr)TiO<sub>3</sub>. Перестраиваемый элемент схемы выполнен в виде планарного конденсатора с зазором ( $s = 5 - 20 \mu\text{m}$ ) в проводящем покрытии [3], расположенном на слое сегнетоэлектрика. Емкость планарного конденсатора управляется приложенным напряжением. Наличие слоя сегнетоэлектрика поверх всей подложки за пределами зазора обусловлено лишь последовательностью технологического цикла.

Для корректного моделирования устройств такого типа необходимо знать, как влияет тонкий слой сегнетоэлектрика на характеристики неуправляемых МПЛ.

Простейшая модель распределения электрического поля в МПЛ (рис. 1, *a*), полученная в квазистатическом приближении [4,5], характеризуется эффективной шириной ( $w_{eff}$ ) полоски и эффективной диэлектрической проницаемостью ( $\epsilon_{eff}$ ). Такая модель МПЛ известна как квази-ТЕМ аппроксимация, которая представляется корректной в случае малого поперечного сечения линии по отношению к длине волны в подложке:

$$w, h_s < 0.05\lambda_0/\sqrt{\epsilon_s}, \quad (1)$$

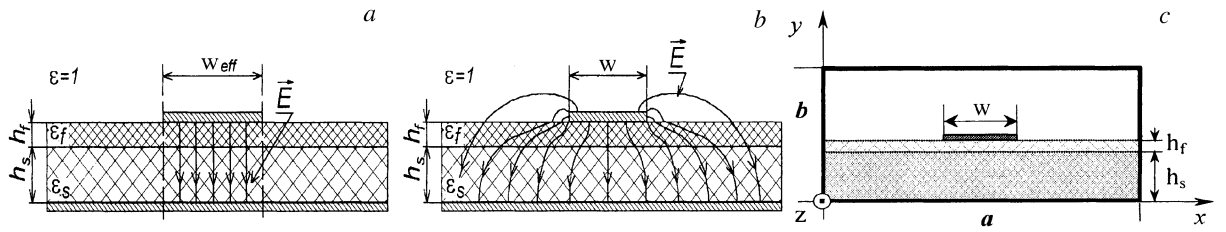
где  $w$  — ширина полоски,  $h_s$  и  $\epsilon_s$  — толщина и диэлектрическая проницаемость подложки,  $\lambda_0$  — длина волны в вакууме.

Применим подобную аппроксимацию к случаю МПЛ с двухслойной подложкой, содержащей сегнетоэлектрический слой. Погонная емкость линии может быть рассчитана как емкость слоистого конденсатора:

$$C_1 = \epsilon_0 \cdot w_{eff}(h_s/\epsilon_{s,eff} + h_f/\epsilon_f), \quad (2)$$

где  $\epsilon_{s,eff}$  — эффективная диэлектрическая проницаемость материала подложки,  $h_f$  и  $\epsilon_f$  — толщина и диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрического слоя и  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума. При  $h_s \gg h_f$ ,  $\epsilon_s \ll \epsilon_f$  второе слагаемое в знаменателе (2) на несколько порядков меньше первого. Это должно означать, что в такой аппроксимации наличие сегнетоэлектрического слоя не влияет на характеристики линии. Для более корректного подхода к задаче необходимо учитывать, что часть краевого поля параллельна поверхности сегнетоэлектрика (рис. 1, *b*). Таким образом, плотность энергии электрического поля в слое сегнетоэлектрика может быть больше, чем в подложке в  $\epsilon_f/\epsilon_s$  раз, что приводит к необходимости учитывать влияние сегнетоэлектрика на характеристики линии, несмотря на малость его толщины.

**Метод расчета.** Для определения параметров распространения волны в МПЛ на двухслойной подложке используется электродинамический анализ в спектральной области. Этот метод в общем виде формулируется для вычисления комплексных параметров распространения экранированных многопроводных МПЛ в многослойной структуре.



**Рис. 1.** Микрополосковая линия на двухслойной подложке с верхним слоем сегнетоэлектрика: *a* — модель без полей рассеяния; *b* — модель с учетом полей рассеяния; *c* — поперечное сечение моделируемой МПЛ.

Для вычисления спектральных функций Грина используется имитансный подход [6]. Рекурсивная процедура для расчета входного импеданса каждого слоя, рассматриваемого как отрезок линии для всех фундаментальных мод, позволяет построить гибкий алгоритм расчета компонент диады Грина для произвольного числа верхних и нижних по отношению к проводниковой поверхности слоев. Слои характеризуются толщиной и диэлектрической проницаемостью.

В стандартных обозначениях [7] линейные уравнения для полей и плотностей токов в проводящей поверхности могут быть записаны в виде:

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_z(\alpha_n) \\ \tilde{V}_x(\alpha_n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Z}_{zz} & \tilde{Z}_{zx} \\ \tilde{Z}_{xz} & \tilde{Z}_{xx} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_z(\alpha_n) \\ \tilde{J}'_x(\alpha_n) \end{bmatrix}, \quad V_x(x) = \int_{-a}^x E_x(x') dx', \quad (3)$$

где  $\tilde{E}_{z,x}$ ,  $\tilde{J}_{z,x}$  — касательные компоненты векторов напряженности электрического поля и плотности тока,  $Z = \begin{pmatrix} \tilde{Z}_{zz} & \tilde{Z}_{zx} \\ \tilde{Z}_{xz} & \tilde{Z}_{xx} \end{pmatrix}$  — диада Грина и  $\alpha_n$  — переменная Фурье. Тильда означает Фурье-образы соответствующих функций. Функции, описывающие касательные компоненты плотности электрического тока, раскладываются в ряд по базису, образованному полиномами Чебышева первого рода. Применяя метод Галеркина для решения (3), получим однородную систему линейных уравнений в виде:

$$[A(\omega, k_z)][X] = 0, \quad (4)$$

где  $[A(\omega, k_z)]$  — матрица скалярных произведений в соответствующем пространстве и  $[X]$  — вектор неизвестных коэффициентов в разложении токов  $J_z$ ,  $J_x$ ,  $\omega$  — угловая частота,  $k_z$  — постоянная распространения вдоль линии передачи. Нетривиальное решение (4) определяет значение  $k_z$  для данной частоты  $\omega$ .

Найденное значение постоянной распространения позволяет вычислить импеданс соответствующей моды в МПЛ. На основе метода, предложенного в [8], определяется мощность, переносимая в структуре с произвольным числом слоев. Ее значение использовано для определения вектора собственных напряжений в соответствии с формулой:

$$P = \frac{1}{2} VI^*. \quad (5)$$

Волновое сопротивление линии определяется для фундаментальной моды из отношения  $Z_0 = V/I$ .

Моделируемая структура одиночной МПЛ в трехслойной среде представлена на рис. 1, с. Металлический „ящик“ с идеально проводящими стенками имеет размеры  $a = 5 \text{ mm}$ ,  $b = 10 \text{ mm}$ . Расчет производился для частоты  $f = 12 \text{ GHz}$ . Результатом вычисления является определение постоянной распространения фундаментальной моды и соответствующего волнового сопротивления  $Z_0$  и соответственно эффективной диэлектрической проницаемости и эффективной ширины линии на двухслойной подложке:

$$\varepsilon_{eff} = (k_z \cdot c/\omega)^2, \quad (6)$$

$$w_{eff} = 120\pi \cdot (h_s + h_f)/(Z_0 - \sqrt{\varepsilon_{eff}}), \quad (7)$$

где  $c$  — скорость света в вакууме.

**Результаты и обсуждение.** На рис. 2 представлены  $\varepsilon_{eff}$  и  $Z_0$  как функции отношения толщины слоев  $h_f/h_s$ , где  $h_s = 500 \mu\text{m}$  при  $\varepsilon_s = 10$ . Вычисления производились для различных ширин полоски:  $w = 0.25$ ,  $0.5$  и  $1.0 \text{ mm}$  и различных значений диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика  $\varepsilon_f = 400$  и  $1000$ . Найденные значения  $\varepsilon_{eff}$ ,  $Z_0$  при  $h_f = 0$  (отсутствие сегнетоэлектрического слоя) хорошо совпадают с результатами моделирования в соответствии с квазистатическим подходом [4,5]. Эффективная ширина  $w_{eff}$  полоски не зависит от  $h_f$  и совпадает с  $w_{eff}$ , найденной в квазистатическом приближении для  $h_f = 0$  [4,5].

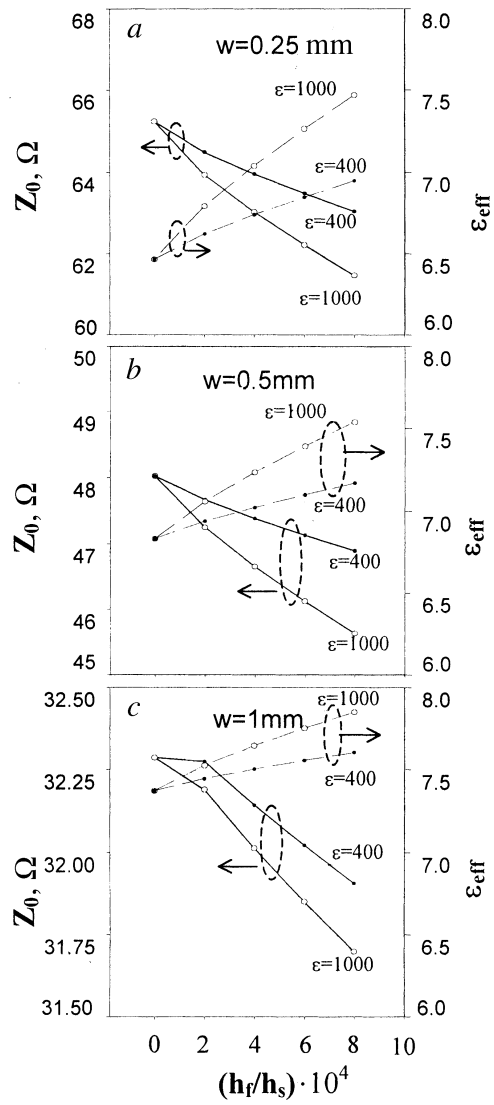
Таким образом, можно сделать следующие выводы.

1. Эффективная диэлектрическая проницаемость МПЛ на двухслойной подложке с тонким верхним слоем сегнетоэлектрика существенно зависит от толщины слоя. Для грубой оценки может быть использована следующая аппроксимационная формула:

$$\varepsilon_{eff}(h_f) \cong \varepsilon_{eff}(0) + \frac{h_f}{w} \cdot \varepsilon_f, \quad (8)$$

где  $\varepsilon_{eff}(0)$  — эффективная диэлектрическая проницаемость для МПЛ в отсутствие слоя сегнетоэлектрика [4,5].

2. В случае, когда выполнено условие (1), наличие тонкого слоя сегнетоэлектрика практически не влияет на эффективную ширину полоски.



**Рис. 2.** Расчет эффективной диэлектрической проницаемости и волнового сопротивления МПЛ. Здесь  $\epsilon = \epsilon_r$ .

Для определения погонных емкости и индуктивности линии ( $L_1, C_1$ ) известные формулы

$$Z_0 = \sqrt{L_1/C_1}, \quad k_z = \omega\sqrt{L_1C_1} \quad (9)$$

в комбинации с (6) и (7) приводят к соотношениям

$$C_1 = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{eff}(h_f)w_{eff}/(h_s + h_f), \quad L_1 = \mu_0(h_s + h_f)/w_{eff}, \quad (10)$$

которые соответствуют сделанному выше выводу о том, что  $C_1$  зависит от толщины и диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика, в отличие от  $L_1$ , которая практически не зависит от характеристик сегнетоэлектрика.

Авторы весьма признательны И.Б. Вендик за полезные предложения и комментарии в процессе работы.

## Список литературы

- [1] *Vendik O., Vendik I., Setter N., Tagantsev A., Sherman V., Astafiev K., Waser R., Hoffman S.* // Microwave and Wireless Components Letters. 2001. V. 11. N 10. P. 407–409.
- [2] *Козырев А.Б., Иванов А.В., Солдатенков О.И., Тумаркин А.В., Разумов С.В., Айгунова С.Ю.* // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. В. 24. С. 16–21.
- [3] *Вендик О.Г., Зубко С.П., Никольский М.А.* // ЖТФ. 1997. Т. 69. В. 4. С. 1–7.
- [4] *Hoffmann R.K.* Handbook of Microwave Integrated Circuits. Boston, London: Artech House, 1987.
- [5] *Kasa I.* Microwave Integrated Circuits. New York: Elsevier, 1991.
- [6] *Itoh T.* // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1980. V. 28. P. 733–736.
- [7] *Cano G., Medina F., Horno M.* // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1998. V. 46. P. 1801–1806.
- [8] *Cano G., Medina F., Horno M.* // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1992. V. 40. P. 217–227.