

05;09

## **Потери на СВЧ в электродах распределенных и сосредоточенных элементов на основе сегнетоэлектриков**

© О.Г. Вендик, М.А. Никольский, М.С. Гашинова

С.-Петербургский государственный электротехнический университет  
E-mail: OGVendik@mail.eltech.ru

Поступило в Редакцию 6 сентября 2002 г.

Производился анализ СВЧ-потерь в электродах линии передачи и сосредоточенного элемента на основе сегнетоэлектрика. Результаты вычислений эффективного тангенса потерь в электродах линии передачи на основе сегнетоэлектрика подтверждены двумерным электродинамическим расчетом и экспериментом для фазовращателя на копланарной линии. Было показано, что на частотах 1–50 GHz (большинство СВЧ-применений) целесообразно использовать СВЧ-устройства на сосредоточенных элементах, содержащих сегнетоэлектрик. Потери в электродах сосредоточенного элемента существенно меньше, чем в электродах линии передачи, и определяются соотношением глубины проникновения электромагнитного поля в проводник (сверхпроводник) и величины зазора между электродами и не зависят от диэлектрической проницаемости заполнения.

***Поглощение СВЧ-энергии в линии передачи на сегнетоэлектрическом слое.*** Применение сегнетоэлектрического материала в составе планарных СВЧ-устройств позволяет получать управляемые СВЧ-устройства на основе пленки сегнетоэлектрика, такие как управляемые СВЧ-линии задержки, СВЧ-фазовращатели, перестраиваемые фильтры, работающие при комнатной температуре в случае использования сегнетоэлектрика типа BSTO в сочетании с нормальным металлом (Cu, Ag, Pt) и при азотной температуре в случае использования сегнетоэлектрика типа STO в сочетании со сверхпроводником типа YBCO [1–5].

Несомненно важным параметром для любого СВЧ-устройства являются потери. В случае, если СВЧ-устройство выполнено на основе линии передачи с тонким слоем диэлектрика (сегнетоэлектрика), потери такого устройства определяются потерями в диэлектрике, характери-

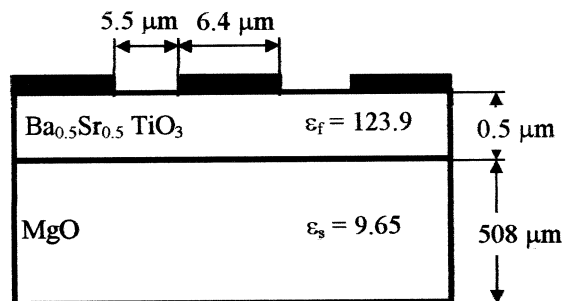
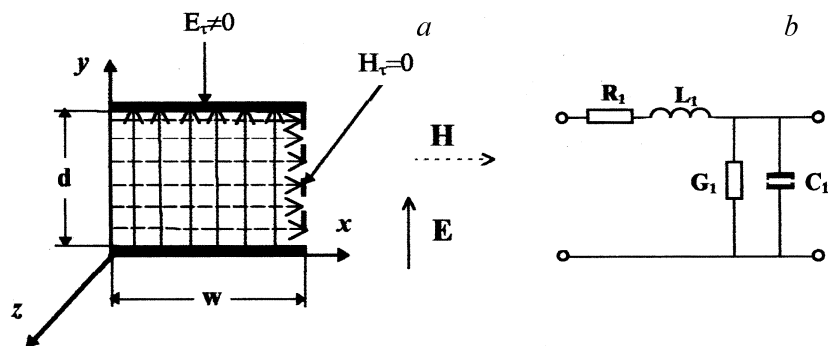


Рис. 1. Поперечное сечение копланарной линии передачи [6].

зующимися тангенсом угла диэлектрических потерь  $\operatorname{tg} \delta_d$ , и потерями в металлических (сверхпроводящих) электродах, характеризующимися —  $\operatorname{tg} \delta_{eff}^{N(S)}$ . Поскольку сегнетоэлектрики нашли применение в СВЧ-технике в виде тонких слоев, то, чтобы обеспечить напряженность поля, необходимую для управления их диэлектрической проницаемостью, в устройствах на их основе используются малые зазоры (порядка  $5\text{--}20\ \mu\text{m}$ ), размеры которых сопоставимы на частотах до  $50\ \text{GHz}$  с глубиной проникновения электромагнитного поля в проводник (величиной скин-слоя)  $\delta_{SK}$ . В этом случае, как будет показано далее, потери в металлических электродах длинной линии с вышеуказанными зазорами могут существенно (на порядок) превосходить потери в диэлектрике. Этому факту нашлось экспериментальное подтверждение.

Недавно в печати появилась статья [6], в которой описывался сегнетоэлектрический СВЧ-фазовращатель на копланарной линии передачи с зазором  $5.5\ \mu\text{m}$  (рис. 1). Фазовращатель обладал аномально высокими потерями, которые явно определялись потерями в металлических электродах линии. Вполне резонно возникают вопросы, является ли этот результат общим или это частный случай, характерный только для конкретной геометрии, и можно ли каким-либо образом избежать столь высоких потерь?

Рассмотрим поперечное сечение идеализированной полосковой линии передачи, заполненной диэлектриком с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_d$  и ограниченной неидеальными (с потерями) „электри-



**Рис. 2.** Линии передачи на сегнетоэлектрическом слое: *a* — поперечное сечение идеализированной полосковой линии передачи, *b* — фрагмент эквивалентной схемы длинной линии.

ческими стенками“ на границах металлических электродов и идеальными „магнитными стенками“ на границах диэлектрика и окружающей среды (рис. 2, *a*). Толщина пленки диэлектрика  $d$ , ширина электродов  $w$ , причем  $d \ll w$ .

Компоненты электромагнитного поля в пространстве, ограниченном „стенками“, непрерывны, соответственно внутри структуры поле однородно и не зависит от координат  $x$  и  $y$ . Это приводит к упрощению уравнений Гельмгольца, и решение уравнения для волны, распространяющейся в направлении положительных  $z$ , примет вид:

$$E(z) = E(0) \cdot e^{-i\gamma z},$$

где  $E(0)$  — амплитуда напряженности электрического поля для волны, распространяющейся в направлении положительных значений координаты  $z$ ;  $\gamma$  — комплексная постоянная распространения волны в длинной линии с потерями, определяемая выражением:

$$\gamma = -\alpha - i\beta, \quad (1)$$

где  $\alpha$  — постоянная затухания, определяющая потери в линии передачи, а  $\beta$  — волновое число в линии передачи.

Согласно теории длинных линий, линия передачи с потерями может быть представлена эквивалентной схемой, изображенной на рис. 2, *b*.

Тогда выражение (1) может быть переписано следующим образом:

$$\gamma = \sqrt{(R_1 + i\omega L_1)(G_1 + i\omega C_1)}, \quad (2)$$

где погонные параметры идеализированной линии передачи представлены выражениями:  $L_1 = \mu_0 d/w$  — индуктивность;  $C_1 = \varepsilon_0 \varepsilon_d w/d$  — емкость;  $\mu_0$  и  $\varepsilon_0$  — магнитная и диэлектрическая проницаемости вакуума,  $R_1 = 2R_s/w$  — сопротивление, которое определяется поверхностным сопротивлением материала проводников  $R_s$  и геометрией линии передачи;  $G_1 = \omega C_1 \operatorname{tg} \delta_d$  — проводимость, определяемая потерями в диэлектрике ( $\operatorname{tg} \delta_d$  — фактор потерь диэлектрика).

На основании выражения (2) при  $\alpha \ll |k|$  получим выражение для постоянной затухания

$$\alpha = \frac{\pi}{\lambda} \left( \frac{R_1}{\omega L_1} + \operatorname{tg} \delta_d \right), \quad (3)$$

где  $\operatorname{tg} \delta_d$  определяет потери в диэлектрике, а величина

$$\frac{R_1}{\omega L_1} = \operatorname{tg} \delta_{eff}^M \quad (4)$$

характеризует потери в металлических (сверхпроводящих) электродах линии передачи.

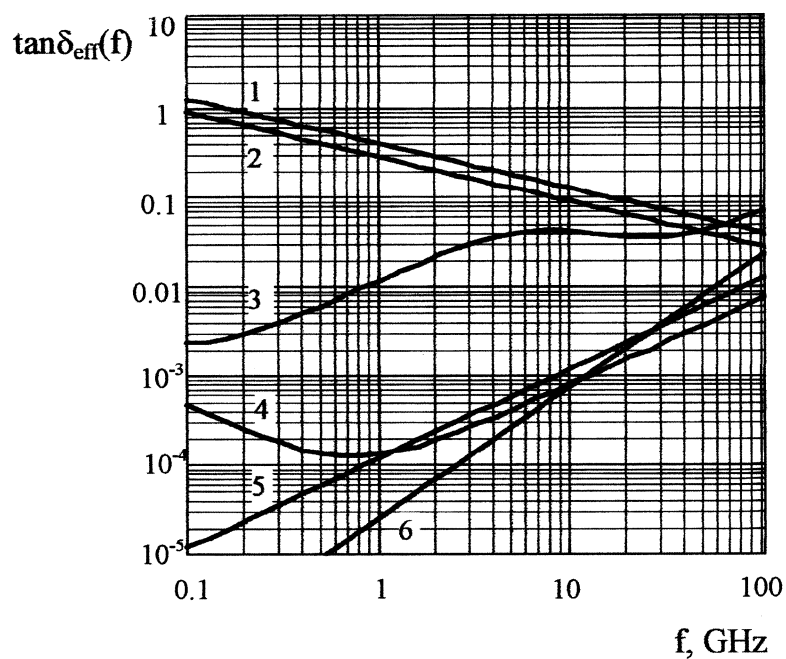
При условии, что толщина металла превышает глубину проникновения электромагнитного поля в проводник (сверхпроводник) (величину скин-слоя  $\delta_{SK}$  или лондоновскую глубину проникновения  $\lambda_L$ ) на данной частоте  $\omega$ , а также при подстановке в (4) соответствующих выражений для погонных параметров линии передачи из (2), получим следующие выражения, характеризующие потери в проводнике (сверхпроводнике):

$$\operatorname{tg} \delta_{eff}^N(\omega, T) = \frac{\delta_{SK}(\omega, T)}{d} \quad \text{для проводника,}$$

$$\delta_{SK}(\omega, T) = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \sigma(T)}} \quad \text{— скин-слоевая глубина проникновения,}$$

$$\operatorname{tg} \delta_{eff}^S(\omega, T) = \frac{\omega \mu_0 \sigma_N(T) \lambda_L^3(T)}{d} \quad \text{для сверхпроводника,} \quad (5)$$

где  $\sigma(T)$  — удельная электропроводность металла,  $\sigma_N(T)$  — удельная электропроводность сверхпроводника в „нормальном“ состоянии,  $\omega$  — частота,  $T$  — температура.



**Рис. 3.** Эффективный тангенс угла потерь в функции от частоты для линии передачи (1–5) и сосредоточенного элемента (6): 1 — пленка меди при комнатной температуре, 2 — пленка меди при азотной температуре, 3 — пленка  $\text{Ba}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{TiO}_3$  [7,8] при комнатной температуре, 4 — монокристалл  $\text{SrTiO}_3$  [7,8] при азотной температуре, 5 — пленка ВТСП (YBCO) при азотной температуре, 6 — пленка меди при комнатной температуре.

Как следует из выражений (4) и (5), потери в электродах определяются соотношением глубины проникновения электромагнитного поля в проводник (сверхпроводник) (величиной скин-слоя  $\delta_{SK}$  или лондонской глубиной проникновения  $\lambda_L$ ) и величиной зазора между электродами.

На рис. 3 представлены частотные зависимости эффективного тангенса потерь для различных материалов, построенные по формулам (4) и (5) для  $d = 5.5 \mu\text{m}$ . Как можно видеть, в пределах частот 1–50 GHz потери в металлических электродах доминируют над всеми остальными

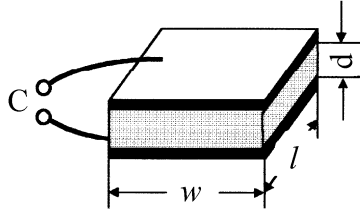


Рис. 4. Геометрия сэндвич-конденсатора на сегнетоэлектрическом слое.

потерями в случае их использования в составе линии передачи. Для сравнения на графике приведены также частотные зависимости тангенса угла потерь для монокристалла  $\text{SrTiO}_3$  и пленки  $\text{Ba}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{TiO}_3$ , построенные по известной феноменологической модели [7,8].

**Поглощение СВЧ-энергии в сосредоточенном элементе на основе сегнетоэлектрика.** Альтернативой распределенного элемента может быть сосредоточенный. Рассмотрим сосредоточенный элемент на плоской линии передачи длиной  $l \ll \frac{\lambda}{8}$  (рис. 4). Входной импеданс такого элемента без потерь в сегнетоэлектрике может быть записан следующим образом:

$$Z_{IN} = -iZ_0 \operatorname{ctg}(kl), \quad (6)$$

где  $Z_0 = \sqrt{(i\omega L_1 + R_1)/i\omega C_1}$ ;  $k = -i\sqrt{(R_1 + i\omega L_1)i\omega C_1}$ . Поскольку  $kl \ll 1$  в случае сосредоточенного элемента, то в формуле (6) котангенс может быть разложен в ряд. Ограничимся первыми двумя членами в разложении, тогда выражение (6) примет вид

$$Z_{IN} = -iZ_0 \left( \frac{1}{kl} + \frac{1}{3} kl \right). \quad (7)$$

Преобразуем (7) с учетом того, что  $kl \ll 1$ :

$$Z_{IN} = \frac{1}{i\omega C} \left[ 1 + i \frac{1}{3} \left( \frac{2\pi}{\lambda} l \right)^2 \frac{R_1}{\omega L_1} \right], \quad (8)$$

где  $R_1/\omega L_1 = \delta_{SK}/d$  (см. ранее полученные выражения (3) и (4)). Как видно из выражения (8), входной импеданс такого элемента

(рис. 2) имеет емкостную реакцию, поэтому потери в металле будут определяться выражением:

$$\operatorname{tg} \delta_{eff}^N = \frac{1}{3} \left( \frac{2\pi}{\lambda} l \right)^2 \frac{\delta_{SK}}{d}. \quad (9)$$

На рис. 3 представлена также частотная зависимость эффективного тангенса потерь в металлических электродах сосредоточенного элемента. Как можно видеть, в пределах частот 1–50 GHz при длине элемента  $l = 20 \mu\text{m}$  (приблизительно  $\lambda/10$  на частоте 50 GHz) эти потери существенно ниже, чем потери в случае распределенного элемента.

Кроме того, как видно из выражения (9), потери в электродах сосредоточенного элемента, так же как и в случае распределенного, определяются соотношением глубины проникновения электромагнитного поля в проводник  $\delta_{SK}$  и величиной зазора между электродами, а также существенно убывают с уменьшением длины сосредоточенного элемента.

**Потери в копланарной линии передачи, содержащей сегнетоэлектрический слой.** Для проверки теоретического предположения о том, что потери в электродах распределенного элемента определяются соотношением глубины проникновения электромагнитного поля в проводник  $\delta_{SK}$  и величиной зазора между электродами, использовались экспериментальные данные по измерению фазовращателя на копланарной линии передачи [6]. Геометрические размеры фазовращателя представлены на рис. 1. Для выяснения влияния сегнетоэлектрического слоя на параметры распространения волны в такой копланарной линии был выполнен электродинамический анализ в спектральной области, аналогичный представленному в работе [9]. Эффективный тангенс угла потерь в электродах связан с параметрами распространения следующим выражением:

$$\operatorname{tg} \delta_{eff}^N = \frac{2\alpha}{\beta}, \quad (10)$$

при условии, что затухание в линии передачи определяется главным образом потерями в электродах, потерями в слое сегнетоэлектрика можно пренебречь (рис. 3).

Результаты расчетов эффективного тангенса угла потерь в металлических электродах копланарной линии передачи по выражениям (4) при  $d = 5.5 \mu\text{m}$  и (10), а также взятые из экспериментальных измерений [6]

Экспериментальные и расчетные значения эффективного тангенса угла потерь в металлических электродах фазовращателя на копланарной линии (геометрию см. рис. 1) и полосковой линии на частоте 10 GHz и при нулевом постоянном смещении

Эксперимент для копланарной линии [6]			Идеализированная модель полосковой линии	Электродинамический расчет для копланарной линии		
$h_f, \mu\text{m}$	$\epsilon_f$	$\text{tg } \delta_{eff}^N$	$\text{tg } \delta_{eff}^N$	$h_f, \mu\text{m}$	$\epsilon_f$	$\text{tg } \delta_{eff}^N$
0.5	123.9	0.143	0.118	0.5	124	0.144
				0.5	620	0.14
				0.5	1240	0.14
				0.1	1860	0.139
				0.5		0.139
				0.5		0.139
				1		0.139

на частоте 10 GHz и нулевом постоянном смещении приведены в таблице.

**Результаты и обсуждение.** Таким образом, как следует из выражений (4), (5) для распределенных элементов и (9) для сосредоточенных, потери в электродах определяются соотношением глубины проникновения электромагнитного поля в проводник (величиной скин-слоя  $\delta_{SK}$  или лондоновской глубиной проникновения  $\lambda_L$ ) и величиной зазора между электродами и не зависят от свойств заполнения, т.е. в нашем случае от диэлектрической проницаемости и толщины слоя сегнетоэлектрика. Кроме того, проведенный анализ СВЧ-потерь в распределенных и сосредоточенных элементах на основе сегнетоэлектрика позволяет сделать вывод о том, что на частотах 1–50 GHz (большинство СВЧ-применений) целесообразно использовать СВЧ-устройства на сосредоточенных элементах, поскольку потери в электродах в этом случае существенно меньше, чем для случая распределенных элементов (рис. 3).

Результаты вычислений эффективного тангенса потерь по соотношению (4) были подтверждены двумерным электродинамическим расчетом, аналогичным [9], и экспериментом [6], проделанными для фазовращателя на копланарной линии передачи. Результаты расчетов



приведены в таблице. Как видно из таблицы, соотношение (4), полученное для идеализированной линии передачи (рис. 2), в которой геометрия поля существенно отличается от копланарной линии, дает значение эффективного тангенса потерь, близкое к полученному из электродинамического расчета и экспериментально. Кроме того, существенное изменение параметров копланарной линии не приводит к изменению эффективного тангенса потерь.

Полученные простые соотношения (4), (5) и (9) позволяют быстро и достаточно точно определить эффективный тангенс потерь в металлических или ВТСП электродах любого СВЧ планарного устройства.

## Список литературы

- [1] *Romanofsky R., Bernhard J., Washington G. et al. // IEEE MTT-S IMS Digest. 2000. V. 3. P. 1351–1355.*
- [2] *Sherman V., Astafiev K., Setter N. et al. // IEEE microwave and wireless components letters. 2001. V. 11. N 10. P. 407–409.*
- [3] *Vendik I., Vendik O., Sherman V. et al. // IEEE MTT-S Digest. 2000. V. 3. P. 1371–1374.*
- [4] *Vendik O.G., Vendik I.B., Pleskachev V.V. et al. // Integrated Ferroelectrics. 2002. V. 43. N 1–4. P. 153–162.*
- [5] *Vendik O.G., Vendik I.B., Sherman V.O. // Integrated Ferroelectrics. 2002. V. 43. N 1–4. P. 145–153.*
- [6] *Krowne C.M., Daniel M., Kirchoefer S.W. et al. // IEEE Transactions on microwave theory and technique. 2002. V. 50. N 2. P. 537–548.*
- [7] *Vendik O.G., Zubko S.P. // Journal of Applied Physics. 1997. V. 82. N 9. P. 4475–4483.*
- [8] *Vendik O.G., Zubko S.P. // Journal of Applied Physics. 2000. V. 88. N 9. P. 5343–5350.*
- [9] *Вендик О.Г., Гашинова М.С., Деленив А.Н. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. В. 11. С. 37–43.*