

В другом предельном случае, когда $n \rightarrow N$ (что соответствует $x \rightarrow \infty$), формулы (4)–(6) примут соответственно вид

$$P_{ps}(F) = (N+1)F^N, \quad F^* = 1 - (N+2)^{-1},$$

$$D_{F^*} = (N+1)(N^2 + 7N^2 + 16N + 12)^{-1}. \quad (12)$$

Эта плотность вероятности, соответствующая $n/N=1$, также представлена на рис. 1. Она симметрична предыдущей плотности вероятности ($n/N=0$) относительно вертикальной прямой $F=0,5$.

Апостериорные плотности вероятности для промежуточных значений x оказываются одноомодальными. Качественный характер этих плотностей вероятностей для $n/N=0,2; 0,3$ и $0,5$ при $N=10$ показан на рис. 1.

В тех случаях, когда нет оснований для соглашения о равномерной априорной плотности вероятности, процедура получения оценок $F(x)$ может оказаться более сложной. Она будет сравнительно простой, если априорное и апостериорное распределения принадлежат к одному и тому же семейству. В частности, это имеет место, когда для обоих распределений зависимость от F имеет вид $F^a(1-F)^b$, где a и b — постоянные. Как видно из (2), при априорном распределении такого вида параметры апостериорного распределения определяются путем простого прибавления к параметрам априорного распределения соответствующих чисел, полученных в результате эксперимента.

Распределения, обладающие таким свойством, называются самоспряженными и самовоспроизводящими относительно процедуры выбора. К числу таких сопряженных семейств относится семейство бета-распределений (4). В качестве дополнительного преимущества использования бета-распределения следует указать, что им охватываются разнообразные по виду плотности вероятности [7].

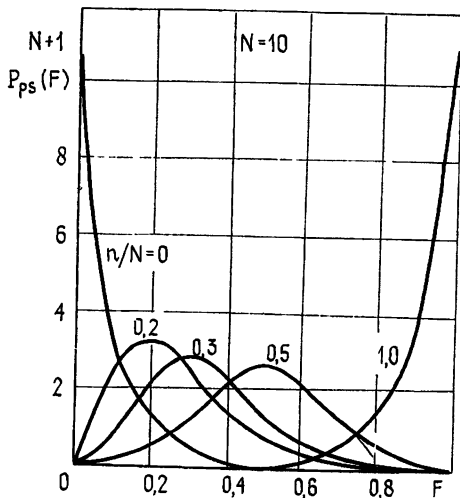


Рис. 1.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гнеденко Б. В. Курс теории вероятностей. Учебник для университетов. 5-е изд. — М.: Наука, 1969.
2. Пугачев В. С. Теория вероятностей и математическая статистика. Учебн. пособие для вузов. — М.: Наука, 1979.
3. Крамер Г. Математические методы статистики. / Пер с англ. — М.: Мир, 1975.
4. Schreiber F. — AEU, 1981, 35, № 12, S. 473.
5. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. — М.: Наука, 1971.
6. Тихонов В. И. Статистическая радиотехника — М.: Радио и связь, 1982.
7. Ховард Р. А. — ТИИЭР, 1970, 58, № 5, с. 32.

Поступила в редакцию
20 декабря 1983 г.

УДК 621.372.823

ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫХ ЛИНИЙ НА МНОГОСЛОЙНОЙ ПОДЛОЖКЕ

А. М. Лерер, В. С. Михалевский, А. С. Цюпка

Для техники СВЧ характерно продвижение в область все более высоких частот. Одним из наиболее перспективных типов линий передачи миллиметрового диапазона является волноводно-щелевая линия (ВЩЛ). На ее основе созданы различные устройства: фильтры, антенны, переключатели, направленные ответвители [1–3] и т. д.

Применение сегнетоэлектрических пленок (СП), хорошо зарекомендовавших себя в технике СВЧ, создает перспективы в ВЩЛ для создания управляемых СВЧ устройств коротковолновой части сантиметрового и длинноволновой части миллиметрового диапазонов.

В работе проведен анализ ВЩЛ на многослойной подложке. Рассмотрена структура, изображенная на рис. 1, частным случаем которой является ВЩЛ с СП. При расчете на плоскости $y = -t - \sum_{i=2}^N b_i$ ставились граничные условия либо электрической, либо магнитной стенки, что позволило рассчитывать ВЩЛ различных типов

(с одним и двумя гребнями). Известно, что СП обладает заметной анизотропией, что может существенно сказаться на результатах расчета [4]. Поэтому рассматривались анизотропные диэлектрические слои с диагональным тензором диэлектрической проницаемости

$$\hat{\epsilon}_i = \begin{pmatrix} \epsilon_{xi} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{yi} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zi} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

причем $\epsilon_{xi} = \epsilon_{zi}$, $\mu_i = \mu_0$.

В каждой из частных областей вводились электрический и магнитный поперечные потенциалы [5]:

$$F_{1,2} = - \sum_n \gamma_n \cos r_n x B_n^{e,1,2} (E_{n,1,2}^e(y) / C_{1,2}^e), \quad (2)$$

$$A_{1,2} = - \sum_n \sin r_n x B_n^{m,1,2} (M_{n1,2}^i(y) / C_{1,2}^m) \alpha \epsilon_{x1,2}, \quad i = 1, 2, \dots, N,$$

где $r_n = n\pi/L$, индексы 1, 2 соответствуют областям $y > 0$ и $y < -t$,

$$E_{n1,2}^e(y) = G_i^e \operatorname{ch} \left[\omega_i \left(y - \sum_{k=1,2}^i b_k \right) \right] + D_i^e \operatorname{sh} \left[\bar{\omega}_i \left(y - \sum_{k=1,2}^i b_k \right) \right],$$

$$M_{n1,2}^i(y) = G_i^m \operatorname{ch} \left[\bar{\omega}_i \left(y - \sum_{k=1,2}^i b_k \right) \right] + D_i^m \operatorname{sh} \left[\omega_i \left(y - \sum_{k=1,2}^i b_k \right) \right], \quad (3)$$

$$\omega_i = \sqrt{r_n^2 + h^2 - k^2 \epsilon_{xi}}, \quad \bar{\omega}_i = \sqrt{(r_n^2 + h^2 - k^2 \epsilon_{yi}) (\epsilon_{xi} / \epsilon_{yi})},$$

$$C_{1,2}^e = E_{n1,2}^{1,2} \left(\begin{matrix} 0 \\ -t \end{matrix} \right), \quad C_{1,2}^m = \partial \left(M_{n1,2}^{1,2} \left(\begin{matrix} 0 \\ -t \end{matrix} \right) \right) \partial y^{-1},$$

h — постоянная распространения, k — волновое число.

Из условия непрерывности тангенциальных составляющих полей на границах диэлектриков получены рекуррентные соотношения для коэффициентов $G_i^{e,m}$, $D_i^{e,m}$:

$$G_i^e = G_{i+2}^e \operatorname{ch}(\omega_{i+2} b_{i+2}) - D_{i+2}^e \operatorname{sh}(\omega_{i+2} b_{i+2}), \quad (4)$$

$$D_i^e = (\omega_{i+2} \mu_i / \omega_{i+2}) (D_{i+2}^e \operatorname{ch}(\omega_{i+2} b_{i+2}) - G_{i+2}^e \operatorname{sh}(\omega_{i+2} b_{i+2})).$$

Выражения для G_i^m , D_i^m записываются аналогично (4) при замене $\mu_i \rightarrow \epsilon_{xi}$, $\omega_i \rightarrow \bar{\omega}_i$, G_i^e , $D_i^e \rightarrow G_i^m$, D_i^m . Коэффициенты $G_{N,N-1}^{e,m}$, $D_{N,N-1}^{e,m}$ определяются из граничных условий типа электрической или магнитной стенки при $y = \pm \sum_{k=1,2}^{N,N-1} b_k$. После

удовлетворения граничным условиям на щели получена система интегродифференциальных уравнений относительно неизвестных тангенциальных компонент электрического поля на щели, которая решена методом Галеркина. Учет особенности на ребре определил выбор полиномов Гегенбаузера в качестве базисных функций, что обеспечивает быструю сходимость метода [6]. Для решения полученной системы уравнений составлена программа на языке Алгол-ГДР для ЭВМ БЭСМ-6.

Волновое сопротивление линии определялось по формуле $Z=U^2/2P$, где U — напряжение на щели, P — передаваемая мощность.

Рассчитаны характеристики ВЩЛ с СП толщиной $b_1=10$ мкм на полумиллиметровой поликоровой подложке ($\epsilon=9,8$) в волноводе $7,2 \times 3,4$ мм². На рис. 2 представлена зависимость коэффициента замедления $n=h/k$ и волнового сопротивления ВЩЛ от частоты. ВЩЛ с СП обладает более ярко выраженной дисперсией, чем ВЩЛ без СП, причем коэффициент замедления растет с частотой почти линейно. Иная, чем у линии без пленки, и зависимость волнового сопротивления, которое также растет с частотой. На рис. 3 показана зависимость n и Z от ширины зазора между гребнями при различных значениях диэлектрической проницаемости пленки. Из графика видно, что, меняя диэлектрическую проницаемость пленки, можно в широких пределах изменять длину волны в линии и ее волновое сопротивление.

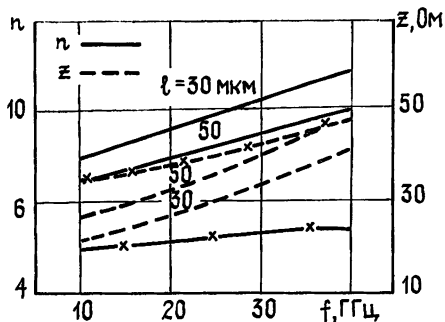


Рис. 2.

Рис. 2. $\epsilon_x = \epsilon_y = 1000$, $t = 3$ мкм, — \times — $b_1 = 2$ мкм, $l = 30$ мкм.

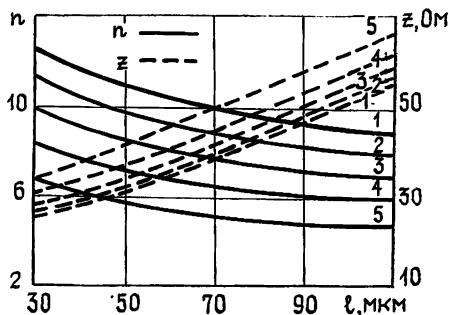


Рис. 3.

Рис. 3. $f = 30$ ГГц, $t = 3$ мкм, $b_1 = 10$ мкм, $\epsilon_y = \epsilon_x = 1-1500$, 2—1250, 3—1000, 4—750, 5—500.

Волновое сопротивление ВЩЛ с СП при допустимых размерах зазора порядка 100—200 мкм оказывается порядка нескольких десятков Ом, что, возможно, упростит их сочленения с микрополосковой линией. С уменьшением зазора волновое сопротивление ВЩЛ резко падает. Одновременно увеличивается полоса одномодового режима в линии.

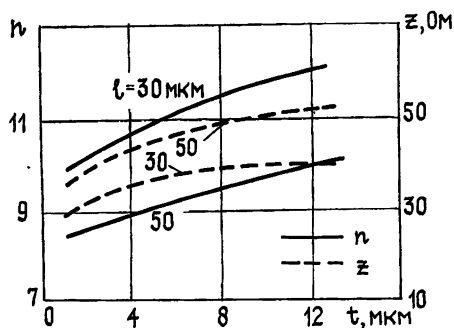


Рис. 4.

Рис. 4. $\epsilon_x = \epsilon_y = 1000$, $f = 30$ ГГц, $b_1 = 10$ мкм.

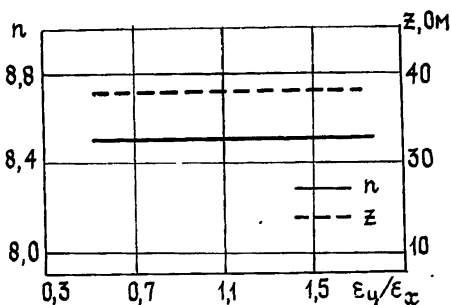


Рис. 5.

Рис. 5. $f = 30$ ГГц, $l = 50$ мкм, $t = 1$ мкм, $\epsilon_x = 1000$, $b_1 = 10$ мкм.

На рис. 4 представлены зависимости характеристик линии от толщины гребней. Поскольку их толщина сравнима с толщиной пленки, учет ее необходим при расчетах и волнового сопротивления, и коэффициента замедления.

Из графиков, приведенных на рис. 5, следует, что анизотропия пленки практически не сказывается на характеристиках линии, поскольку силовые линии электрического поля в основном параллельны подложке.

В результате проведенного анализа выяснены зависимости основных характеристик ВЩЛ с СП от параметров ВЩЛ и пленки в коротковолновой части сантиметрового и длинноволновой части миллиметрового диапазонов. Определена необходимость учета конечной толщины металла Разработана программа, позволяющая рассчитывать характеристики П- и Н-волноводов, неоднородно заполненных анизотропным диэлектриком.

1. Meier P. J. — Electron. Letters., 1973, 9, № 7, p. 162.
2. Meier P. J. — IEEE Trans., 1978, MTT-26, № 10, p. 726.
3. Vegemann G. — IEEE Trans., 1978, MTT-26, № 12, p. 1007.
4. Гительсон А. А., Лерер А. М. — Изв. СКНЦ ВШ. Сер. Естественные науки, 1977, № 1, с. 45.
5. Егоров Ю. В. Частично заполненные прямоугольные волноводы. — М.: Сов. радио, 1967.
6. Лерер А. М., Снявский Г. П., Цюцко А. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 10, с. 1268.

Ростовский государственный
университет

Поступила в редакцию
3 мая 1984 г.

УДК 539 293

ДИНАМИЧЕСКИЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СЛОЕВ В СКРЕЩЕННЫХ E - и B -ПОЛЯХ

А. М. Белянцев, М. Н. Дроздов

1. На протекание тока в замагниченной электронно-дырочной плазме в полупроводниках существенное влияние оказывает форма полупроводникового образца. В коротких образцах ($L \ll d$, L — длина, d — толщина образца) или в образцах геометрии диска Карбино в скрещенных E и B -полях возникают дрейфовые поперечные потоки носителей заряда, а продольный ток падает в v^2/ω_H^2 раз (v — частота релаксации импульса, ω_H — гирочастота, $\omega_H \gg v$). Этот хорошо известный эффект получил название геометрического магнитосопротивления (МС) [1, 2]. В длинных образцах ($L \gg d$) наличие резких боковых границ приводит к неравновесному пространственному перераспределению носителей и исчезновению дрейфовых поперечных потоков, поэтому геометрическое МС на постоянном токе отсутствует. В то же время в области высоких частот, когда перераспределение носителей запаздывает относительно высокочастотной силы Лоренца, компенсация поперечных потоков становится неполной, что приводит к появлению высокочастотного геометрического МС и уменьшению проводимости и в длинных образцах [3, 4]. Следует отметить, что механизм компенсации дрейфовых потоков и протекания квазистационарного продольного тока зависит от типа полупроводника — в монополярных полупроводниках продольный ток протекает в результате дрейфа в приложенном магнитном и возникающем холловском электрическом полях, в собственных или скомпенсированных — продольный ток обусловлен токами намагничивания, вызванными неоднородностью распределения «ларморовских» кружков. Характерные частоты ω^* , определяющие инерционность установления пространственного перераспределения носителей, в этих случаях различны — в монополярном полупроводнике ω^* совпадает с обратным временем максвелловской релаксации τ_M^{-1} , в собственном — с обратным диффузионным временем τ_D^{-1} [3, 5, 6]. При этом в отличие от времени максвелловской релаксации диффузионное время существенно зависит от величины приложенного электрического поля. Как будет показано ниже, такое различие приводит к интересной возможности возникновения динамических нелинейных эффектов в слоях из скомпенсированного полупроводника, обладающих линейными статическими вольт-амперными характеристиками.

2. Рассмотрим явления протекания тока в скомпенсированном полупроводниковом слое $0 < z < d$ в скрещенных электрическом $E_x = E_0 + \tilde{E} \cos \omega t$ и постоянном магнитном B_y -полях. Мы будем полагать выполненными условия

$$L_r \gg d \gg r_D, \quad \omega \ll \tau_M^{-1}, \quad v \quad (1)$$

(где L_r — рекомбинационная длина, r_D — длина дебаевской экранировки), при которых рекомбинацией в слое можно пренебречь, а поперечный перенос носителей представляет собой процесс амбиполярной диффузии [7, 8]. В этом случае перераспределение концентрации носителей тока n по толщине пленки описывается уравнением

$$\partial n / \partial \tau - \delta_1 \partial^2 n / \partial \xi^2 + \delta_2 (1 + \mathcal{E} \cos \tau) \partial n / \partial \xi = 0. \quad (2)$$