

6. Орлов В. Б., Якимов А. В. // Радиофизика. 1984. Т. 27. № 12. С. 1584 (Изв. высш. учеб. заведений).
 7. Капшин Ю. С., Носкин В. А., Якубович Б. И. // Радиофизика. 1984. Т. 27. № 9. С. 1208 (Изв. высш. учеб. заведений).
 8. Капшин Ю. С., Носкин В. А., Якубович Б. И. и др. // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 6. С. 1187.

Ленинградский институт ядерной физики
 АН СССР

Поступила в редакцию
 17 июня 1987 г.

УДК 621.317.794

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ТОНКОЙ ПРОВОДЯЩЕЙ ПОЛОСКОЙ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

И. М. Старобин, Н. В. Соина, С. В. Бирюков

В настоящей работе получено решение задачи о рассеянии электромагнитной волны на тонкой проводящей полоске в прямоугольном волноводе и построена эквивалентная схема.

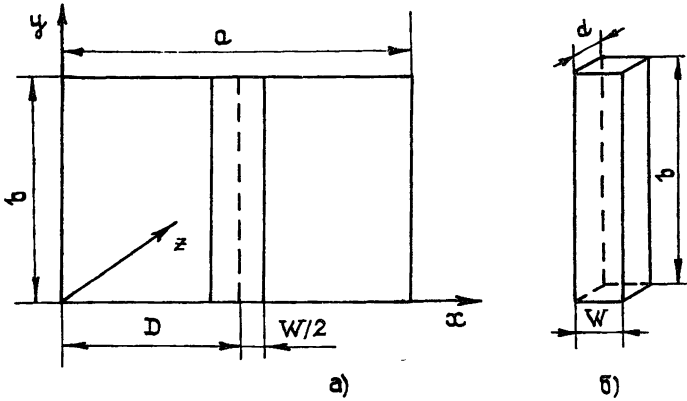


Рис. 1.

На рис. 1а, б представлено изображение поперечного сечения прямоугольного волновода с размерами a и b и тонкой полоски шириной W и толщиной d . Для этих величин выполнено неравенство: $d \ll \delta \ll W \ll \lambda$, где δ — глубина скин-слоя. Поле E^s , рассеянное полоской в нулевом приближении с учетом приведенного выше неравенства, определяется током I_0 , равномерно распределенным по сечению полоски. Согласно [1] справедливы следующие соотношения:

$$E^s = E_0 \sum_{m=1}^{\infty} A_m \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \exp(-\Gamma_m |z|); \quad (1)$$

$$H_x^s = i \frac{E_0}{\omega \mu_0} \sum_{m=1}^{\infty} A_m \Gamma_m \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \exp(-\Gamma_m |z|) \operatorname{sgn}(z). \quad (2)$$

Здесь $\Gamma_m = \sqrt{(m^2 \pi^2 / a^2) - k^2}$, $\Gamma_1 = i \sqrt{k^2 - (\pi^2 / a^2)}$, $k = 2\pi / \lambda$, $\omega = 2\pi c / \lambda$. Скачок магнитного поля H_x рассеянной волны при переходе от $z < 0$ к $z > 0$ в точке x равен $I_0 E_0 d W dx$. Учитывая это равенство и интегрируя его по сечению волновода, получим

$$A_m = -i \frac{2\Lambda I_0}{W} \sin \frac{m\pi}{2} \sin \frac{m\pi W}{2a} (m\Gamma_m)^{-1};$$

$$\Lambda = \sigma d W \omega \mu_0 / \pi. \quad (3)$$

Окончательно для E^s с учетом (3) получим

$$E^s = -i \frac{2\Lambda I_0}{W} \sum_{m=1}^{\infty} \sin \frac{m\pi}{2} \sin \frac{m\pi W}{2a} \sin \left[\frac{m\pi}{2} + \frac{m\pi W}{a} x \right] (m\Gamma_m)^{-1}. \quad (4)$$

Суммируя ряд в формуле (4) аналогично тому, как это было сделано в [2], т. е. замечая, что при $m > 3$ $\Gamma_m \sim m$, получим выражение для I_0 :

$$I_0 = (1 + A\Lambda + iB_1\Lambda)^{-1}, \quad A = [(2a^2/\lambda^2) - 1]^{-1/2}, \quad (5)$$

$$B_1 = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{4a}{\pi W} \right) - \frac{1 + \ln 4}{4}.$$

В соответствии с (3) параметр Λ можно представить в виде

$$\Lambda = 2Z_0 W / \lambda R_{\square} = 2bZ_0 / \lambda R, \quad (6)$$

где Z_0 — волновое сопротивление вакуума, $R = R_{\square} b / W$, λ — длина волны излучения в свободном пространстве, $R_{\square} = 1 / \sigma d$.

Для определения параметров эквивалентной схемы проводящей полоски в прямоугольном волноводе для моды TE_{10} найдем коэффициент отражения для этой моды. Из (4) имеем

$$r = E_s / E_e = -i\Lambda I_0 \pi / a \Gamma_1.$$

Подставив в это выражение $\Gamma_1 = i2\pi / \lambda \sqrt{1 - (\lambda^2 / 4a^2)} = i\pi / aA$, а также учитывая (5), получим

$$r = -A\Lambda / (1 + A\Lambda + iB_1\Lambda), \quad (7)$$

где Λ , A и B_1 — коэффициенты, определяемые формулами (3) и (5). Тогда нормированное входное сопротивление волновода в сечении проводящей полоски, при котором коэффициент отражения выражается формулой (7), имеет вид

$$Z_{вх} = (1 + iB_1\Lambda) / (1 + 2A\Lambda + iB_1\Lambda). \quad (8)$$

Эквивалентная схема системы по основной моде может быть изображена в виде, показанном на рис. 2. Параметр Z_0 этой схемы представляет собой эквивалентное сопротивление проводящей полоски, Z — волновое сопротивление волновода для моды TE_{10} (как будет ясно из дальнейшего, $Z = Z_{pv} = (2b/a) \times (Z_0 / \sqrt{1 - (\lambda^2 / 4a^2)})$). Сопротивление между точками 1 и 2 эквивалентной схемы, нормированное на Z , и есть даваемое (8) входное сопротивление волновода в сечении проводящей полоски для моды TE_{10} . Воспользовавшись очевидным соотношением $Z_0^{-1} = Z_{вх}^{-1} - 1$ (Z_0 и $Z_{вх}$ нормированы на Z) и учитывая (8), получим нормированное эквивалентное сопротивление полоски

$$\hat{Z}_0 = (1 + iB_1\Lambda) / 2A\Lambda = \hat{R}_0 + i\hat{X}_0.$$

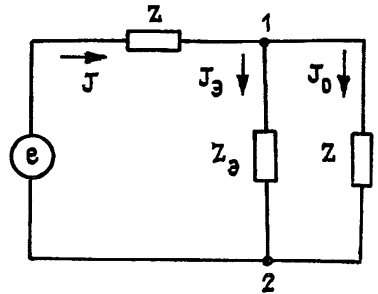


Рис. 2.

Таким образом, эквивалентное активное \hat{R}_0 и реактивное \hat{X}_0 сопротивления проводящей полоски на основной моде определяются соотношениями

$$\hat{R}_0 = 1 / 2A\Lambda, \quad \hat{X}_0 = B_1 / 2A\Lambda. \quad (9)$$

Подставив в (9) выражения для A , Λ и B_1 , даваемые (3), (5), получим

$$R_0 = \hat{R}_0 Z_{pv} = R_{\square} b / W, \quad (10)$$

$$X_0 = \hat{X}_0 Z_{pv} = Z_0 \frac{b\omega}{\pi c} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{4a}{\pi W} \right) - \frac{1 + \ln 4}{4} \right].$$

Электромагнитная мощность, поглощаемая проводящей полоской, определяется на основе эквивалентной схемы как мощность, рассеиваемая сопротивлением R_0 , $P_{\text{погл}} = |J_0|^2 R_0$; проходящая мощность — как мощность, рассеиваемая сопротивлением Z , $P_{\text{прох}} = J^2 Z$; J_0 и J представляют собой эффективные значения токов в соответствующих ветвях эквивалентной схемы (рис. 2), которые можно найти, положив $e = 2E_0 b$ и $Z = Z_{pv}$. Отношение поглощенной мощности к номинальной мощности источника дает коэффициент поглощения полоски

$$\kappa = P_{\text{погл}} / P_{\text{ном}} = 2A\Lambda / [(1 + A\Lambda)^2 + (B_1\Lambda)^2]. \quad (11)$$

Аналогично определяется коэффициент прохождения

$$\Pi = P_{\text{прох}} / P_{\text{ном}} = (1 + B_1\Lambda) / [(1 + A\Lambda)^2 + (B_1\Lambda)^2].$$

Отметим, что формулы (3), (5), (9), (11) получены в приближении однородного распределения тока по полоске, т. е. при $\Lambda \ll 1$. Следовательно для этих Λ с достаточной для практики точностью коэффициент поглощения полоской падающей мощности можно определить, измерив эквивалентный импеданс полоски для моды TE_{10} .

Авторы выражают благодарность Е. М. Гершензону и Ю. А. Кравцову за обсуждение результатов работы и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Левин Л. Теория волноводов. — М.: Радио и связь, 1981.
2. Старобин И. М. // Сб. Математическая физика и вычислительная математика. — М.: МГПИ, 1988.

Московский государственный педагогический институт
им. В. И. Ленина

Поступила в редакцию
24 апреля 1987 г.

УДК 536.75

СТАТИСТИКА НИЗКОЧАСТОТНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ТОКА ПОЛЕВОЙ ЭМИССИИ ИЗ МОНОКРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ

Р. З. Бахтизин, С. С. Гоц, Н. Э. Гофферт, Л. Ф. Хамидуллина

Количество свободных носителей тока и их временные характеристики в активной части полупроводникового полевого эмиттера определяют статистические характеристики фликкерных флуктуаций (частотную зависимость спектральной плотности мощности, функцию распределения и др.) [1]. В полупроводниковых образцах достаточно больших размеров число свободных носителей тока на любом из исследуемых участков велико, поэтому для них применима центральная предельная теорема теории вероятностей и функция распределения низкочастотных флуктуаций имеет гауссов вид.

В ряде случаев несложно реализовать условия, при которых заметное падение напряжения происходит на участке проводящей среды, где число элементарных составляющих (носителей тока) невелико. К изучению статистических характеристик такого класса устройств в настоящее время проявляется наибольший интерес, что связано с запросами современной интегральной микроэлектроники [2].

В данной работе исследованы статистические характеристики (функции распределения и кумулянты) низкочастотных флуктуаций тока полевой эмиссии из кремниевых эмиттеров, активная часть (кончик острия) которых представляет собой достаточно простую структуру с малым числом возможных состояний носителей тока, и поэтому статистика таких флуктуаций будет отличаться от гауссовой. Таким образом, имеется возможность более детально определить статистические характеристики центров эмиссии согласно модели, предложенной в [3]. Эксперименты проводились в цельностеклянном полевоом электронном микроскопе Мюллера с экранированным коллектором в вакууме 10^{-8} Па на образцах, изготовленных из монокристаллов p -типа кремния с ориентацией $\langle 110 \rangle$ и удельным сопротивлением 500 Ом·см [4].

Для рассмотрения вопроса о гауссовости или негауссовости функции распределения флуктуаций и ее вида для исследуемого $1/f$ -шума были измерены в зависимости от величины тока полевой эмиссии кумулянты первых четырех порядков и сняты функции распределения. Измерения проводились с помощью информационно-измерительного комплекса, созданного на базе микро-ЭВМ «Электроника ДЗ-28» [5]. Программно обеспечение позволяло проводить измерения функции распределения в реальном масштабе времени, а значения кумулянтов — с предварительным накоплением информации. Частота тактовых импульсов могла при этом изменяться в диапазоне 1 Гц—90 кГц, что позволяло регулировать скорость ввода—вывода. Тактовая частота выборок была 250 Гц для процесса, у которого верхняя граничная частота ограничивалась с помощью фильтра нижних частот величиной 100 Гц. Типовой объем выборок составлял 106 отсчетов, интервал выборки — 4000 с. Форма спектров исследуемых флуктуационных процессов во всех случаях имела вид $1/f^\gamma$ ($0,8 < \gamma < 1,8$) в соответствии с наблюдавшимися ранее [3] и контролировалась путем вычисления спектральной плотности мощности шума с помощью соответствующей программы быстрого фурье-преобразования.

Алгоритмы вычисления нормированных кумулянтов или кумулянтных коэффициентов можно представить в виде

$$\kappa_3 = \mu_3/\sigma^3, \quad \kappa_4 = \mu_4/\sigma^4 - 3, \quad \sigma^2 = \mu_2,$$

$$\mu_n = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M [i(\Delta t \cdot m) - \mu]^n,$$