

РАСЧЕТ КОАКСИАЛЬНО-ВОЛНОВОДНОГО ПЕРЕХОДА, ЗАПОЛНЕННОГО МНОГОСЛОЙНОЙ СТРУКТУРОЙ С ПОТЕРЯМИ

А. И. Нечаев, М. В. Детинко, А. Г. Левашкин

В последнее время решение задачи о сочленении волноводов, частично заполненных поглощающей средой, имеет большое практическое значение. Это связано, во-первых, с возможностью объяснения влияния свойств поглощающих сред на распределение поля в волноводах, а во-вторых, с приложением результатов расчета в области измерения свойств материалов неразрушающими электромагнитными методами [2-4].

В настоящей работе методом частичных областей [1] проведен строгий электродинамический расчет коаксиально-волноводного перехода, заполненного многослойной средой (рис. 1). Нетрудно убедиться, что принятая модель хорошо согласуется с кон-

струкцией целого ряда СВЧ датчиков (рис. 2а и рис. 2б), используемых для измерения электрофизических параметров полупроводниковых и диэлектрических материалов [2, 3].

Решение задачи проводится для аксиально-симметричной волны E -типа произвольно заданного модового состава, падающей из коаксиальной области (область 0) на сечение $z=0$. Общее решение волнового уравнения в каждой из $M+1$ частичных областей ищется в виде разложения по собственным функциям

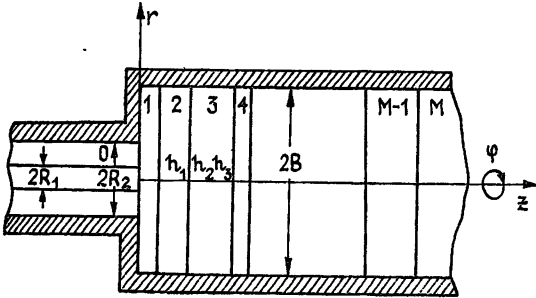


Рис. 1.

$$E_r^m = \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon^m} \sum_{j=0}^{\infty} k_j^m x_j^m F_1(x_j^m r) \left[A_j^m e^{-ik_j^m z} - C_j^m e^{ik_j^m z} \right],$$

$$E_z^m = \frac{1}{i\omega \epsilon_0 \epsilon^m} \sum_{j=0}^{\infty} (k_j^m)^2 F_0(x_j^m r) \left[A_j^m e^{-ik_j^m z} + C_j^m e^{ik_j^m z} \right],$$

(1)

$$H_\varphi^m = \sum_{j=0}^{\infty} x_j^m F_1(x_j^m r) \left[A_j^m e^{-ik_j^m z} + C_j^m e^{ik_j^m z} \right], \quad m=0, 1, 2, \dots, M.$$

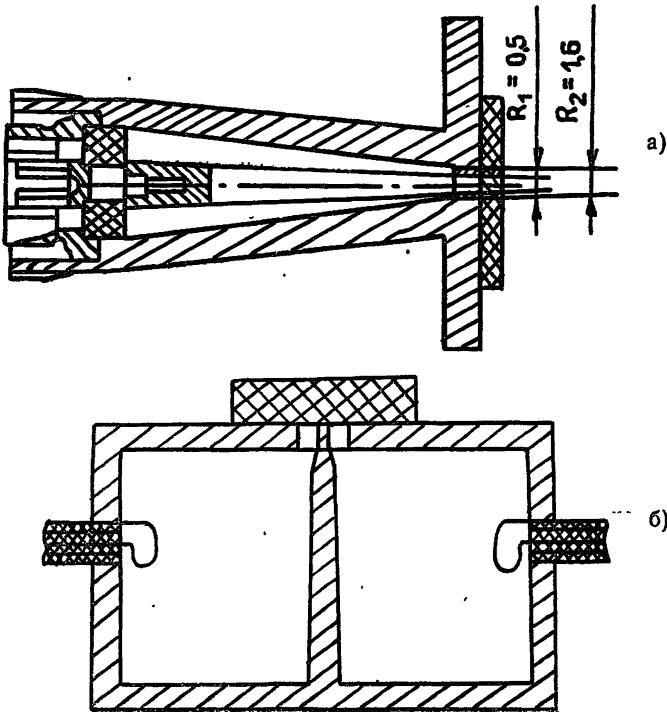


Рис. 2.

Здесь A_j^m и C_j^m — амплитуды собственных волн m -й области, возбуждаемых соответственно падающей и отраженной волнами, ϵ^m — комплексная диэлектрическая проницаемость m -й области, k_j^m и x_j^m — соответственно продольная и поперечная составляющие волнового вектора j -го собственного колебания m -й области, удовлетворяющие условию

$$(k_j^m)^2 + (x_j^m)^2 = (k^m)^2 = \omega^2 \epsilon^m \epsilon_0 \mu^m \mu_0, \quad (2)$$

где μ^m — магнитная проницаемость m -й области, $\omega = 2\pi f$ — частота электромагнитного поля.

Функция $F_n(x_j^m r)$ имеет вид

$$F_n(x_j^m r) = \begin{cases} J_n(x_j^m r) & \text{при } m = 1 \div M \\ J_n(x_j^m r) N_0(x_j^m R_1) - J_0(x_j^m R_1) N_n(x_j^m r) & \text{при } m = 0 \end{cases}, \quad (3)$$

где $J_n(x_j^m r)$ и $N_n(x_j^m r)$ — функции Бесселя и Неймана соответственно.

Заметим, что x_j^m является j -м корнем уравнения

$$k^m E_z^m(r=R_2) = 0 \quad \text{при } m = 0, \quad (4)$$

$$E_z^m(r=B) = 0 \quad \text{при } m = 1, 2, \dots, M,$$

откуда, в частности, следует, что

$$x_j^1 = x_j^2 = x_j^3 = \dots = x_j^M \neq x_j^j. \quad (5)$$

Используя далее условие непрерывности касательных составляющих полей на границах раздела сред и ортогональность собственных функций, получаем бесконечную систему линейных алгебраических уравнений относительно амплитуд гармоник отраженной волны в коаксиальной области ($n=0, 1, 2, \dots, \infty$):

$$\begin{aligned} & \sum_{l=0}^{\infty} k_l^0 A_l^0 \left[\sum_{j=0}^{\infty} \frac{\Phi(n, j) \Phi(j, l)}{N_j^1 k_j^1 G_j^m} - \delta_{l,n} \frac{\epsilon^0}{\epsilon^1} \frac{N_n^0}{k_n^0} \right] = \\ & = \sum_{l=0}^{\infty} k_l^0 A_l^0 \left[\sum_{j=0}^{\infty} \frac{\Phi(n, j) \Phi(j, l)}{N_j^1 k_j^1 G_j^m} + \delta_{l,n} \frac{\epsilon^0}{\epsilon^1} \frac{N_n^0}{k_n^0} \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь

$$\Phi(l, j) = \int_{R_1}^{R_2} x_l^0 x_j^1 F_1(x_l^0 r) F_1(x_j^1 r) r dr; \quad (7)$$

$$N_i^0 = \int_{R_1}^{R_2} [x_i^0 F_1(x_i^0 r)]^2 r dr; \quad (8)$$

$$N_j^1 = \int_0^B [x_j^1 F_1(x_j^1 r)]^2 r dr, \quad (9)$$

а коэффициент G_j^M определяется следующим рекуррентным соотношением ($m=0, 1, 2, \dots, M$):

$$G_j^0 = -i \frac{\epsilon^{M-1}}{\epsilon^M} \frac{k^M}{k^{M-1}},$$

$$G_j^m = \frac{\epsilon^{M-m} k_j^{M-m+1}}{\epsilon^{M-m+1} k_j^{M-m}} \frac{\text{tg } k_j^{M-m+1} h^{M-m+1} + G_j^{m-1}}{1 - \text{tg } k_j^{M-m+1} h^{M-m+1} G_j^{m-1}}, \quad (10)$$

$$G_j^M = i \frac{\text{tg } k_j^1 h^1 + G_j^{M-1}}{1 - \text{tg } k_j^1 h^1 G_j^{M-1}}.$$

Система (6) после усечения решается численно методом Гаусса [6]. Параметры усечения L и N — суть число учитываемых гармоник в коаксиальной и цилиндриче-

ской области модели соответственно — выбираются из условия требуемой точности расчета, которая оценивается по степени выполнения закона сохранения энергии.

$$\Gamma + T = 1,$$

где Γ и T — соответственно коэффициенты отражения и пропускания по мощности сечения $z=0$.

Исследование сходимости решения показывает, что для типичных размеров датчиков, приведенных на рис. 2а и рис. 2б, при $L=40$ и $N=100$ закон сохранения выполняется с погрешностью, не превышающей 10^{-4} %.

Решение системы (6) позволяет определить амплитуды пространственных гармоник падающей и отраженной волн в любой частичной области модели, т. е. решить задачу о распределении полей в электродинамической системе и рассчитать все реально измеряемые характеристики датчиков, описываемых данной моделью, как функции электрофизических параметров исследуемой многослойной структуры.

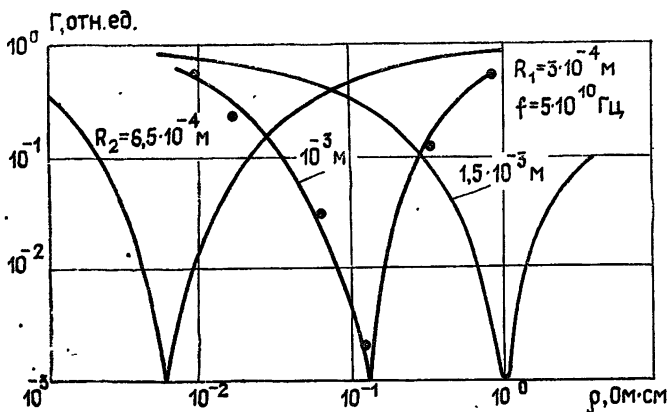


Рис. 3.

В качестве иллюстрации на рис. 3 приведены графики зависимости коэффициента отражения по мощности от величины удельного сопротивления исследуемых полупроводниковых образцов из кремния для накладного датчика коаксиального типа, приведенного на рис. 2а. Из графиков видно, что подбором размеров датчика можно регулировать диапазон измеряемых значений удельного сопротивления исследуемых образцов. Кроме того, теоретические зависимости на рис. 3 нашли хорошее экспериментальное подтверждение при измерении эталонных образцов из кремния (набор К—14—80) датчиком с размерами $R_1 = 3 \cdot 10^{-4}$ м, $R_2 = 10^{-3}$ м.

Заметим в заключение, что приведенный в настоящей работе расчет может служить основой как для разработки методики измерения электрофизических параметров полупроводниковых материалов, так и для синтеза интерференционных элементов для коаксиально-волноводных переходов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Миттра Р., Ли С. Аналитические методы теории волноводов. — М.: Мир, 1974, с. 83.
2. Ахманаев В. Б., Медведев Ю. В., Петров А. С. — Электронная техника. Сер. I, 1981, вып. 4, с. 48.
3. Ягудин Г. Х. — Электронная техника. Сер. II, 1967, вып. 2, с. 129.
4. Парватов Г. Н. Волноводно-резонаторный метод измерения параметров диэлектриков и полупроводников. Электромагнитные методы измерения, контроля и исследования свойств материалов. — Томск: Гос. ун-т, 1982, с. 62.
5. Калиткин А. А. Численные методы. — М.: Наука, 1978, с. 127.

Сибирский физико-технический институт
при Томском университете

Поступила в редакцию
23 июля 1985 г.

УДК 533.9.01:621.315.59

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА С ПОВЕРХНОСТНЫМИ ОПТИЧЕСКИМИ КОЛЕБАНИЯМИ РЕШЕТКИ

А. В. Семенов

Осуществление неустойчивостей объемных оптических колебаний решетки, обусловленных дрейфом носителей заряда в полярных полупроводниках [1], связано со значительными трудностями, которые во многом определяются ограничением дрейфо-