

6. Жилков В. С., Сиротников А. И. О погрешности двухпластинчатого пондеромоторного ваттметра, обусловленной высшими типами волн.— Сб. «Радиотехника», Вып. 22, Харьков, 1972, с. 100—102.
7. Хижняк Н. А. Расчет пондеромоторных сил. Отчет о НИР № 594. ХГУ, 1971. 64 с.
8. Момент пондеромоторных сил, действующих на систему двух жестко связанных тел правильной формы в прямоугольном волноводе.— Сб. «Радиотехника». Вып. 26. Харьков, 1973, с. 105—117. Авт.: Н. А. Хижняк, Л. К. Гал, В. С. Жилков и др.
9. Сиротников А. И., Жилков В. С., Хижняк Н. А. Пондеромоторное действие электромагнитного поля на диэлектрический эллипсоид с потерями.— Сб. «Радиотехника». Вып. 29. Харьков, 1974, с. 146—148.
10. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1957, 532 с.

УДК 621.317.78

*А. И. СИРОТНИКОВ,*  
*В. С. ЖИЛКОВ,* канд. техн. наук;  
*Н. А. ХИЖНЯК,* д-р физ.-мат. наук

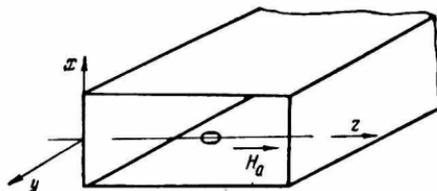
### МОМЕНТ ПОНДЕРОМОТОРНЫХ СИЛ, ДЕЙСТВУЮЩИХ НА ФЕРРИТОВЫЙ ЭЛЛИПСОИД ВРАЩЕНИЯ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

В работе [1] показано для некоторых модов, что моменты, обусловленные действием электрических и магнитных полей, имеют различные знаки. Таким образом, в точках (не выходящих за пределы поперечного сечения волновода), в которых абсолютные величины электрического и магнитного моментов для данного мода равны  $|T_{\text{э}}| = |T_{\text{м}}|$ , результирующий момент при действии этого мода равен нулю. Очевидно, что точки нулевого момента для различных модов, вообще говоря, не совпадают. Отсюда следует, что, помещая датчик последовательно в эти точки, получим набор показаний, в каждый из которых дадут вклад все типы волн за исключением мода с нулевым значением результирующего момента в данной точке. Для  $p$  модов полученная система  $p$  уравнений будет содержать  $p$  неизвестных модальных распределений и, следовательно, имеет единственное решение.

Большинство материалов в диапазоне СВЧ имеет магнитную проницаемость  $\mu \approx 1$  и, следовательно, составляющую момента, обусловленную действием магнитного поля  $T_{\text{м}} = 0$  [1]. Для наших целей наиболее подходит феррит.

Определим значение магнитной составляющей момента, действующего на ферритовый эллипсоид с подмагничиванием вдоль оси подвеса, т. е. вдоль направления действия момента (см. рисунок).

Полагаем потери в феррите пренебрежимо малыми, тогда ком-



поненты тензора  $\mu$  и  $\mu_a$  — действительные числа [3].

Поля определим аналогично [2], откуда в нулевом по  $a/\lambda$  приближении

$$\vec{H}^{(0)}(\vec{r}) = \vec{H}_0^{(0)}(\vec{r}) + \frac{1}{4\pi} \text{grad div} \int_V (\hat{\mu} - 1) \vec{H}^{(0)}(\vec{r}') \frac{d\vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}. \quad (4)$$

Используя ньютоновские потенциалы рассеяния для эллипсоида вращения [4], из (4) получаем

$$\begin{aligned} H_x^{(0)} &= H_{0x}^{(0)} + J_0^{200} [(\mu - 1) H_x^{(0)} + j\mu_a H_y^{(0)}]; \\ H_y^{(0)} &= H_{0y}^{(0)} + J_0^{002} [-j\mu_a H_x^{(0)} + (\mu - 1) H_y^{(0)}]; \\ H_z^{(0)} &= H_{0z}^{(0)} + J_0^{200} (\mu_z - 1) H_z^{(0)}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $J_0^{200}$ ,  $J_0^{002}$  определяются формулами (13), (14) работы [1].

Считаем, что феррит находится в насыщении, т. е.  $\mu_z = 1$ ; решая уравнение (5) относительно  $\vec{H}^0$ , получаем для ферритового эллипсоида вращения

$$\vec{H}^{(0)} = U \hat{K} \vec{H}_0^{(0)}, \quad (6)$$

при этом

$$U = \{1 - (\mu - 1)(J_0^{200} + J_0^{002}) + [(\mu - 1)^2 - \mu_a^2] J_0^{200} J_0^{002}\}^{-1}; \quad (7)$$

$$\hat{K} = \begin{bmatrix} K_{xx} & K_{xy} & 0 \\ K_{yx} & K_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & U^{-1} \end{bmatrix} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} K_{xx} &= 1 - (\mu - 1) J_0^{002}; & K_{xy} &= j\mu_a J_0^{200}; \\ K_{yx} &= -j\mu_a J_0^{002}; & K_{yy} &= 1 - (\mu - 1) J_0^{200}. \end{aligned} \quad (9)$$

Дальнейшая несложная, но громоздкая процедура расчета моментов выполняется аналогично [1], что, в конце концов, (с учетом действительности  $\mu$  и  $\mu_a$ ) приводит к новому выражению для коэффициента  $M$  (формула (12) работы [1]) для всех модов:

$$M' = \frac{[(\mu - 1)^2 - \mu_a^2] (J_0^{200} - J_0^{002})}{1 - (\mu - 1)(J_0^{200} + J_0^{002}) + [(\mu - 1)^2 - \mu_a^2] J_0^{200} J_0^{002}}. \quad (10)$$

Приравнивая абсолютные значения  $T_e$  и  $T_m$ , полученные в настоящей работе, получаем уравнение для определения координат точки нулевого момента данного мода.

Таким образом, в работе получены формулы, позволяющие рассчитать вращающий момент, действующий на датчики в виде эллипсоида вращения, изготовленные из материала с тензорным характером магнитной проницаемости. Показано, что при выполнении определенных условий с помощью такого датчика можно измерить модальное распределение мощности в многомодовых волноводах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Жилков В. С., Сиротников А. И., Хижняк Н. А. О погрешности однопластинчатого пондеромоторного ваттметра, обусловленной высшими типами волн. — Сб. «Радиотехника», Вып. 21. Харьков, 1972, с. 165—170.
2. Хижняк Н. А. Расчет пондеромоторных сил. Отчет о НИР № 594, ХГУ, 1971. 64 с.
3. Гуревич А. Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. М., Физматгиз, 1960. 407 с.
4. Лысенко О. Е. Рассеяние электромагнитных волн на анизотропном эллипсоиде. Автореф. канд. дис., Харьков, 1969. 24 с.