

ПОНДЕРОМОТОРНОЕ ДЕЙСТВИЕ
 ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО
 ПОЛЯ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ
 ЭЛЛИпсоИД С ПОТЕРЯМИ

Изучение пондеромоторных эффектов электромагнитного поля постоянно стимулируется практикой и интересом к новым сторонам этого физического явления. Обычно пондеромоторные силы, действующие на тела правильной формы, рассчитывались для вещественных диэлектрических проницаемостей; переход к идеальному металлу осуществлялся операцией $\epsilon \rightarrow \infty$.

В настоящее время исследования, связанные с созданием пондеромоторного эталона единицы мощности СВЧ, разработка образцовых приборов для сверхбольших уровней и решение ряда задач синтеза и анализа ваттметров приводят к необходимости учета потерь в металлах и определения вращающего момента при произвольном соотношении между вещественной и мнимой частями диэлектрической проницаемости.

Решению этой задачи посвящена данная работа.

Вращающий момент, обусловленный действием электрического поля T_z , запишем в виде:

$$T_z = \int_V [\mathbf{P}, \mathbf{E}_0] dV,$$

где \mathbf{P} — вектор электрической поляризации;

\mathbf{E}_0 — напряженность электрического поля падающей волны.

Интегрирование производится по объему рассеивающего тела.

В нулевом (по a/λ) приближении

$$T_z^{(0)} = V [\mathbf{P}^{(0)}, \mathbf{E}_0^{(0)}].$$

Физически это соответствует тому, что поле на расстояниях, сравнимых с величиной рассеивающего тела, считается однородным (квазистатика).

Поскольку выражение для вращающего момента T_z квадратично по полю, то все величины должны быть записаны в вещественном виде [1]. Так как монохроматические вектор поляризации $\mathbf{P}^{(0)}$ и напряженность электрического поля $\mathbf{E}_0^{(0)}$ являются величинами комплексными, то вместо них следует подставить выражения $\frac{1}{2}(\mathbf{P}^{(0)} + \mathbf{P}^{(0)*})$ и $\frac{1}{2}(\mathbf{E}_0^{(0)} + \mathbf{E}_0^{(0)*})$ соответственно. При усреднении по времени выражения $[\mathbf{P}^{(0)}, \mathbf{E}_0^{(0)}]$ и $[\mathbf{P}^{(0)*}, \mathbf{E}_0^{(0)*}]$, содержащие множители $e^{\pm 2i\omega t}$, обращаются в нуль; тогда

$$T_z^{(0)} = \frac{V}{4} \{ [\mathbf{P}^{(0)*}, \mathbf{E}_0^{(0)}] + [\mathbf{P}^{(0)}, \mathbf{E}_0^{(0)*}] \}.$$

Используя зависимость вектора поляризации от напряженности внутреннего электрического поля

$$\mathbf{P} = \frac{\epsilon - 1}{4\pi} \mathbf{E},$$

получаем для компоненты вращающего момента, направленной вдоль оси x (система координат выбрана такой же, как и в работе [2]).

$$T_{yx}^{(0)} = \frac{V}{16\pi} \left\{ (\epsilon^* - 1) (E_y^{(0)*} E_{0z}^{(0)} - E_z^{(0)*} E_{0y}^{(0)}) + (\epsilon - 1) (E_y^{(0)} E_{0z}^{(0)*} - E_z^{(0)} E_{0y}^{(0)*}) \right\}.$$

После подстановки соответствующих выражений для нулевых приближений полей $E_0^{(0)}$ и $E^{(0)}$ получим формулы для компонент вращающего момента, аналогичные [2, 3], однако выражение для параметров, определяемых рассеивающим телом, имеет вид

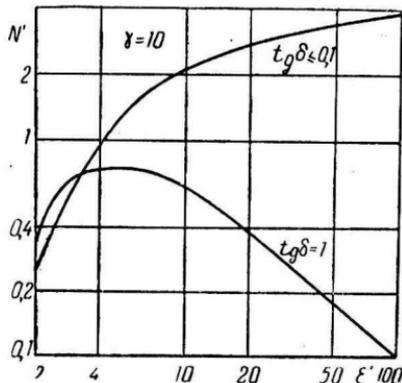


Рис. 1.

$$N = V \left\{ \frac{(\epsilon' - 1) [1 - (\epsilon' - 1) J_0^{200}] + (\epsilon''^2) J_0^{200}}{[1 - (\epsilon' - 1) J_0^{200}]^2 + (\epsilon'' J_0^{200})^2} - \frac{(\epsilon' - 1) [1 - (\epsilon' - 1) J_0^{002}] + (\epsilon''^2) J_0^{002}}{[1 - (\epsilon' - 1) J_0^{002}]^2 + (\epsilon'' J_0^{002})^2} \right\}. \quad (1)$$

Момент, обусловленный действием магнитного поля, определяется аналогичным образом, а новое значение M получается заменой в (1) $\epsilon' \rightarrow \mu'$, $\epsilon'' \rightarrow \mu''$.

Естественно, что при чисто вещественной диэлектрической проницаемости ϵ значение N совпадает с полученным ранее. Везде далее под моментом подразумевается часть выражения (1), заключенная в фигурных скобках и обозначаемая через N_1 .

На рис. 1 и 2 приведены расчетные кривые для моментов N_1 в зависимости от действительной части диэлектрической проницаемости ϵ' , тангенса угла диэлектрических потерь $\text{tg} \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'}$ и формы рассеивающего тела (а именно, от $\gamma = a^2/c^2$, где a и c — полуоси эллипсоида вращения).

При анализе результатов можно сделать следующие выводы.

Для форм эллипсоидов вращения от тонкого стержня до тонкого диска ($10^{-2} \leq \gamma \leq 10^3$) и значений действительной части диэлектрической проницаемости $2 \leq \epsilon' \leq 200$ существенные отличия момента, действующего на диэлектрик с потерями, начинаются в области $\text{tg} \delta \geq 0,1$. При этом зависимость момента от

потерь различна не только для разных значений ϵ' , но и для эллипсоидов разных форм.

Оказывается также, что введением потерь для малых значений действительной части диэлектрической проницаемости ϵ' можно повысить абсолютное значение N_1 , то есть чувствительность, а для больших ϵ' — понизить.

В диапазоне значений действительной части диэлектрической проницаемости $3 < \epsilon' < 10$ соотношение осей эллипсоида вращения γ можно выбрать таким образом, что вращающий

момент не будет практически зависеть от $\text{tg } \delta$, т. е. минимизировать N_1 от потерь. Ограничение на диапазон $\text{tg } \delta$, в котором возможна эта минимизация, рассматривается ниже.

При устремлении в бесконечность отдельно действительной ϵ' или мнимой ϵ'' части диэлектрической проницаемости вращающий момент оказывается одинаковым по вели-

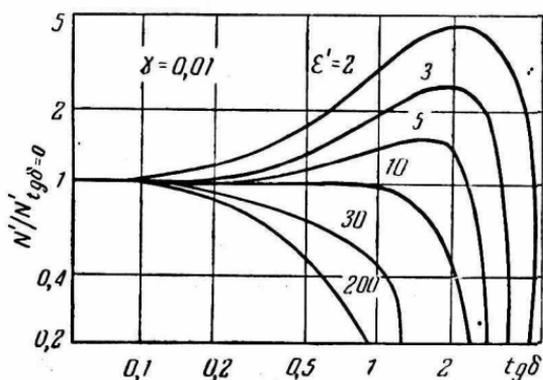


Рис. 2.

чине, но противоположным по знаку. Следовательно, для каждого значения ϵ' существует такое значение потерь $\text{tg } \delta_{\text{кр}}$, при котором момент исчезает. Искомое соотношение легко получить из (I), приравняв его нулю. Разрешая это уравнение относительно ϵ'' , получаем.

$$\text{tg } \delta_{\text{кр}} = \frac{1}{\epsilon' \sqrt{2J_0^{200} J_0^{002}}} \left\{ 1 - (\epsilon' - 1) (J_0^{200} + J_0^{002}) + \right. \\ \left. + [1 (\epsilon' - 1) (J_0^{200} + J_0^{002})] + 4 (\epsilon' - 1)^2 J_0^{200} J_0^{002} [1 + (\epsilon' - 1)^2 J_0^{200} J_0^{002} - \right. \\ \left. - (\epsilon' - 1) (J_0^{200} + J_0^{002})]^{1/2} \right\}^{1/2}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., «Наука». 1957. 532 с.
2. 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—169.
3. Жилков В. С., Сиротников А. И. О погрешности двухпластинчатого пондеромоторного ваттметра, обусловленной высшими типами волн.— Сб. «Радиотехника», Вып. 22. Харьков, 1972, с. 100—103.