

резистор ПЭВ-30. Изменение температуры контролировалось калиброванным полупроводниковым датчиком 7, расположенным вместе с ВС внутри нагревателя. Сколламированное объективом 8 излучение на выходе ВС изучалось с помощью анализатора 9 и фотоприемного устройства 10. Эксперимент проводился в диапазоне температур от 20 до 120 °С. Вычисленное по графику $\varphi=f(T)$ значение $d\varphi/dT$ составило $1,5 \times 10^{-3}$ рад/°С. Учитывая, что температура размягчения плавленного кварца T_p около 800 °С, расчетная величина Δn равна 2×10^{-6} , что соответствует длине биений 30 см.

Несмотря на ограничения, присущие методу оценки величины двулучепреломления по тепловому воздействию на ВС, он может быть рекомендован при решении вопроса о пригодности данного ВС для применения его в качестве чувствительного элемента в интерферометрических волоконно-оптических датчиках.

1. *Rashleigh S. C. Origins and control of polarization effects in singlemode fibres // J. of deghtwave Technology. 1983. Vol. LT—1, N 2. P. 312—322.*

Поступила в редколлегию 20.09.86

УДК 621.372.85

Г. А. САМОВАЛОВ, студент, С. Б. МОГИЛЬНЫЙ, канд. техн. наук

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ВИТКА СВЯЗИ С ГИРОМАГНИТНЫМ РЕЗОНАТОРОМ

Для решения задачи возбуждения сферического гиромагнитного резонатора (ГР) с учетом неоднородности возбуждающего поля это поле удобно представить в виде разложения в ряд по сферическим гармоникам в ковариантной системе координат [4]. Для волновода такое представление получено [4], благодаря разложению по сферическим гармоникам $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ плоской волны [1].

Витковые элементы связи (ВЭС) с ГР обычно расположены в пространстве относительно резонатора таким образом, что направление внешнего подмагничивающего поля лежит в плоскости витка и совпадает с направлением OZ системы координат. Индукция переменного магнитного поля тока витка в области, где отсутствуют источники, определяется как [3]

$$\vec{B} = \text{rot } \vec{A}, \quad (1)$$

где векторный потенциал \vec{A} для бесконечно тонкого проводника выражается через интеграл по контуру

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_L \frac{d\vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}, \quad (2)$$

где \vec{dl} — векторный дифференциал длины; I — ток витка; μ_0 — магнитная постоянная вакуума; μ — относительная магнитная постоянная среды.

Согласно работе [1] для представляющей практический интерес области $|\vec{r}| < |\vec{r}'|$

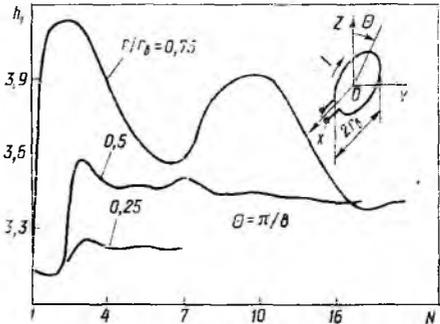
$$\frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|} = \frac{k}{i} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l g_l(kr) Y_{lm}(\theta, \varphi) h_l^{(2)}(kr') Y_{lm}(\theta', \varphi'); \quad (3)$$

здесь k — комплексное волновое число; $g_l(kr)$ и $h_l^{(2)}(kr)$ — сферические функции Бесселя и Ханкеля второго рода малого аргумента; $Y_{lm}^*(\theta, \varphi)$ — сопряженная сферическая гармоника.

Подставив (2) и (3) в (1) и выполнив преобразования с учетом рекуррентных формул [2], переходим к ковариантной системе координат, в которой для составляющих напряженности магнитного поля витка имеем

$$H_{\pm 1} = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (H_x \mp iH_y) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l H_{l,m,\pm 1} g_l(kr) Y_{lm}(\theta, \varphi);$$

(4)



Вклад членов ряда в составляющую магнитного поля тока витка в зависимости от отношения r/r_b

$$H_0 = H_z = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \times \\ \times H_{l,m,0} g_l(kr) Y_{lm}(\theta, \varphi).$$

Если начало системы координат совпадает с центром замкнутого витка радиуса r_b , плоскость которого лежит в плоскости XOZ , то коэффициенты $H_{l,m,n}$ равны

$$H_{l,m,\pm 1} = \frac{l \pm m + 1}{\sqrt{2}} i h_l^{(2)}(kr_b) k a_{lm} (1 - (-1)^{m \pm 1}) \int_0^{\pi} P_{lm}(\cos \theta') d\theta'; \quad (5)$$

$$H_{l,m,0} = -m i h_l^{(2)}(kr_b) k a_{lm} (1 - (-1)^m) \int_0^{\pi} \text{ctg} \theta' P_{lm}(\cos \theta') d\theta',$$

где $a_{lm} = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}}$, $P_{lm}(\cos \theta)$ — присоединенная функция Лежандра.

На рисунке приведены результаты расчета нормированной составляющей $h_1 = 2\sqrt{2}\pi r_b H_1 / I$ для различных точек пространства в плоскости YOZ , полученные из выражений (4) и (5).

Из анализа следует, что чем ближе рассматриваемая точка находится к началу системы координат (центру ВЭС), тем меньше членов ряда (4) необходимо для нахождения магнитного поля с заданной точностью. С ростом отношения r/r_v растет вклад в сумму (4) членов с высокими значениями индексов l и m , что связано с большей неоднородностью магнитного поля витка. Поэтому при увеличении относительных размеров ГР вырастет количество высших типов магнитоэлектрических колебаний резонатора, возбуждение которых зависит от наличия соответствующей сферической гармоники в разложении (4).

1. Джексон Дж. Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965. 704 с.
 2. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных сотрудников и инженеров. М.: Наука, 1974. 832 с.
 3. Никольский В. В. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1978. 544 с.
 4. Новицкас М. М., Шугуров В. К. Линейный ферромагнитный резонанс в малых ферритовых образцах. Вильнюс: Мокслас, 1978. 148 с.

Поступила в редколлегию 15.09.86

УДК 621.372.413

А. А. ТРУБИН, мл. науч. сотр.

РЕЗОНАНСНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ШАРА В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

В статье представлены исследования параметров металлодиэлектрического шара при условии вырождения основных электрических и магнитных колебаний, а также расчет коэффициентов связи этого вида открытых диэлектрических резонаторов (ОДР) со свободным пространством с учетом потерь в металле.

Результаты расчета коэффициентов связи металлодиэлектрического шара со свободным пространством имеют вид:

для магнитных колебаний H_{nmt}

$$k_s = 2 |\psi_n(p)/y_n(q)|^2 / \{ [x^3 \{ \psi_n^2(x) - \psi_{n-1}(x) \psi_{n+1}(x) \}]_s^2 / (\sqrt{\varepsilon_{1r} Q_0} + k_0 \Delta_0 / s^2) \}; \quad (1)$$

для электрических колебаний E_{nmt}

$$k_s = 2 \varepsilon_{1r} (2n+1) |\psi_n(p)/y_n(q)|^2 / \{ [x^3 (n+1) \{ \psi_{n-1}^2(x) - \psi_{n-2}(x) \psi_n(x) \} + x^3 n \{ \psi_{n+1}^2(x) - \psi_{n+2}(x) \psi_n(x) \}]_s^2 / (\sqrt{\varepsilon_{1r} Q_0} + (2n+1) k_0 \Delta_0) \};$$

где $\psi_n(x)$ — линейная комбинация сферических функций $j_n(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}} I_{n+1/2}(x)$; $y_n(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}} Y_{n+1/2}(x)$, коэффициенты которой имеют вид: $a_1 = y_n(s)$, $b_1 = -j_n(s)$ — для магнитных колебаний; $a_1 = \frac{d}{ds} \{ s y_n(s) \}$; $b_1 = -\frac{d}{ds} \{ s j_n(s) \}$ — для электрических колебаний; $[f(x)]_s^2 = f(p) - f(s)$; $Q_0 = 1/\text{tg } \delta$; $s = k_1 r_1$; $p = k_1 r_2$; $q =$