

УДК 538.56+621.318

В. В. Чернига, к. т. н., доц.;

С. П. Кононов к. т. н., доц.

ВПЛИВ МЕТАЛЕВИХ СТІНОК НА СПЕКТР МАГНІТОСТАТИЧНИХ ТИПІВ ПРЕЦЕСІЇ НАМАГНІЧЕНОСТІ ГІРОМАГНІТНОГО РЕЗОНАТОРА

Запропоновано спосіб урахування впливу металевих стінок на спектр магнітостатичних типів прецесії намагніченості гіромагнітного резонатора.

Здійснено аналіз впливу металевих стінок на амплітуди і резонансні частоти типів прецесії намагніченості.

Вступ

Гіромагнітні резонатори (ГР) в формі кулі використовують в різних пристроях НВЧ. ГР в цих пристроях працюють на основному типі прецесії намагніченості (ТПН), але в них з ряду причин збуджуються вищі ТПН, які погіршують характеристики пристроїв. Однією з причин їх виникнення є вплив металевих стінок. Металеві стінки, як випливає з результатів експерименту, суттєво впливають на амплітуди і резонансні частоти ТПН.

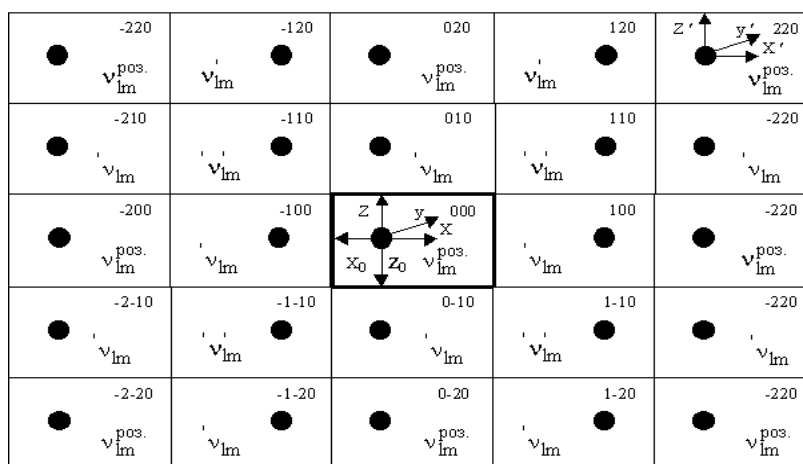
Електромагнітні поля, які розсіяні ГР, відбиваються від металевих стінок і знову впливають на ГР, повинні врахуватися під час розв'язання граничної задачі.

Мета роботи – розробити методику розрахунку електромагнітних полів відбитих від металевих стінок прямокутного хвилеводу.

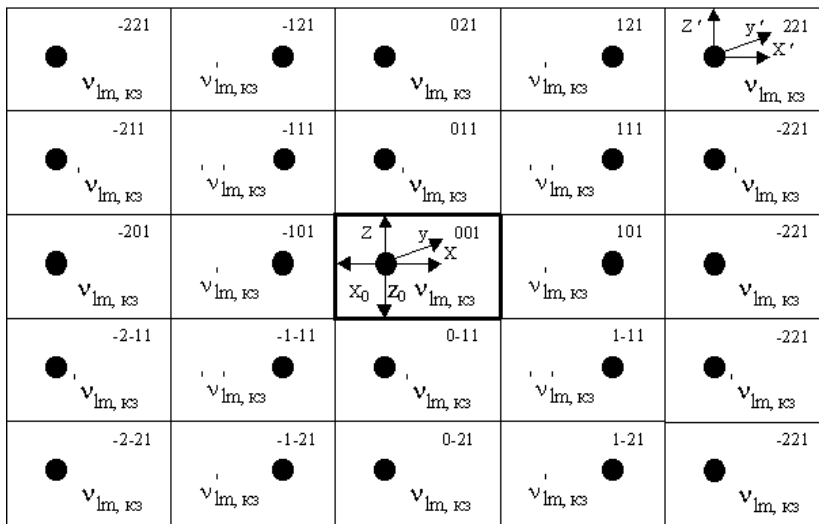
Основна частина

Оскільки ГР мають малі розміри в порівнянні з довжиною хвилі в сантиметровому і частині міліметрового діапазонів довжин хвиль, то електромагнітні поля відбиті від стінок прямокутного хвилеводу можна враховувати, користуючись методом дзеркальних зображень. Згідно з цим методом, отримаємо нескінченну двовимірну ґратку для узгодженого чи тривимірну для короткозамкнутого хвилеводів (рис. 1). На рис. 1 зображені фрагменти цих ґраток.

На рис. 1а показані амплітуди полів, відбитих від горизонтальних і вертикальних стінок, на рис. 1б – відбитих від короткозамкнутої стінки. Хвилевід з ГР має індекси «000». Декартова x, y, z і сферична r, θ, φ системи координат знаходяться в центрі ГР, а штриховані системи координат x', y', z' , r', θ', φ' знаходяться в центрі куль-зображень (рис. 1).



а)



б)

Рис. 1. Дзеркальні зображення ГР в стінках прямокутного хвилеводу: а) – в горизонтальних і вертикальній стінках, б) – в короткозамкнутій стінці

Поля відбиті від стінок хвилеводу треба розкласти в ряд за сферичними функціями, як того вимагає форма ГР. Їх можна записати у вигляді [1]

$$H^{роз.} = -\sum_{lm} \frac{1}{k} \nabla \varphi_{lm}^{від.}(r'), \tag{1}$$

де $\varphi_{lm}^{від.} = \sum_{pq} v_{lm}^{pqs} h_l(kr') Y(lm/r')$; v_{lm}^{pqs} — амплітуда поля в комірни з номером pqs ; $h_l(kr')$ — сферична функція Ханкеля другого роду; $k = 2\pi/\lambda$ — постійна поширення; $r' = r - R_{pqs}$ (див. рис. 2); R_{pqs} — відстань від центра ГР до центра зображення; $Y(lm/r')$ — сферична функція.

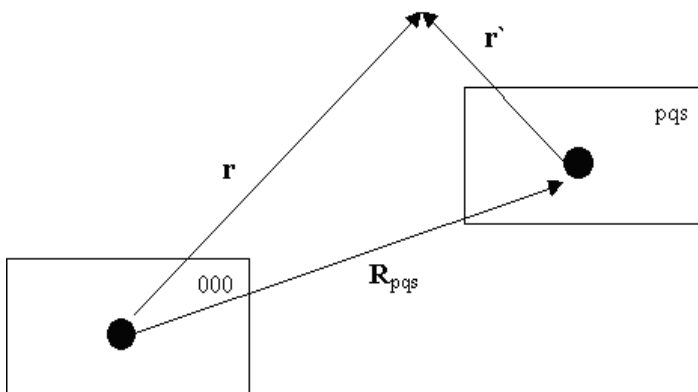


Рис. 2. До визначення радіус-вектора r'

Позначимо амплітуду електромагнітного поля розсіяного ГР через $v_{lm}^{роз.}$. Амплітуди відбитих від стінок полів v_{lm}^{pqs} можна знайти, користуючись граничними умовами на стінках хвилеводу

$$H_{1\tau} - H_{2\tau} = j_s, \tag{2}$$

де $H_{1\tau}, H_{2\tau}$ складові магнітного поля; j_s — поверхневий струм.

Оскільки стінки хвилеводу вважаються ідеально провідними, то $H_{2\tau} = 0$ і для виконання граничних умов необхідно припустити існування поверхневого струму. Але, в разі використання методу дзеркальних зображень, поля зображень не дорівнюють нулю і тому вважають, що поверхневий струм $j_s = 0$, і граничні умови виконують відповідним підбором $H_{2\tau}$. Рівність дотичних складових поля замінюють рівністю потенціалів.

Таким чином, враховуючи граничні умови на металевих стінках хвилеводу, а також властивості сферичних функцій, отримаємо зв'язок між амплітудою розсіяного поля $v_{lm}^{роз.}$ і амплітудами полів зображень v_{lm}^{pqs} .

Зв'язок між амплітудами зображень і амплітудами розсіяного поля для горизонтальних і верти-

кальних стінок такий:

$$\begin{aligned} v'_{lm} &= (-1)^{l+m} v_{lm}^{\text{поз.}}; \\ v'_{lm} &= v_{l-m}^{\text{поз.}}; \\ v'_{lm} &= (-1)^l v_{l-m}^{\text{поз.}}; \end{aligned} \tag{3}$$

для короткозамкнутої стінки

$$\begin{aligned} v_{lm,кз} &= (-1)^m v_{l-m}^{\text{поз.}}; \\ v'_{lm,кз} &= (-1)^l v_{l-m}^{\text{поз.}}; \\ v'_{lm,кз} &= (-1)^m v_{lm}^{\text{поз.}}; \\ v'_{lm,кз} &= (-1)^l v_{lm}^{\text{поз.}}; \end{aligned} \tag{4}$$

де v'_{lm}, v_{lm}, v'_{lm} — амплітуди полів зображень у відповідних комірках з горизонтальних і вертикальних стінок; $v_{lm,кз}, v'_{lm,кз}, v'_{lm,кз}, v'_{lm,кз}$ — амплітуди полів зображень у відповідних комірках короткозамкнутої стінки.

Амплітуди і резонансні частоти ТПН знаходяться з розв'язку граничної задачі на поверхні ГР, розшташованого в прямокутному хвилеводі.

Для розв'язання граничної задачі на поверхні ГР необхідно поля, відбиті від металевих стінок, записати в системі координат кулі оригіналу. Для цього потрібно скористатись формулами переходу до іншого центра [1].

Скориставшись цими формулами, отримаємо електромагнітні поля відбиті від стінок хвилеводу, які записані в системі координат кулі оригіналу у вигляді нескінченного ряду

$$H = - \sum_{pqs} \sum_{l_1 m_1} \sum_{l_2 m_2} \sum_{lm} \left[\frac{l_2}{k} v_{l_2 m_2}^{\text{поз.}} B(l_1 m_1; l_2 m_2; lm/R_{pqs}) g_{l_2}(kr) Y(l_2 m_2/r) \right], \tag{5}$$

де

$$\begin{aligned} B(l_1 m_1; l_2 m_2; lm/R_{pqs}) &= B(l_1 m_1; l_2 m_2; lm/R_{2p2q0}) + \\ &+ (-1)^{l+m} B(l_1 m_1; l_2 m_2; lm/R_{2p2q-10}) + B(l_1 m_1; l_2 m_2; lm/R_{2p-12q0}) + \\ &+ (-1)^{l+m} B(l_1 m_1; l_2 m_2; lm/R_{2p-12q-10}) + (-1)^m B(l_1 m_1; l_2 m_2; lm/R_{2p2q1}) + \\ &+ (-1)^m B(l_1 m_1; l_2 m_2; lm/R_{2p-12q1}) + (-1)^l B(l_1 m_1; l_2 m_2; lm/R_{2p2q-11}) + \\ &+ (-1)^l B(l_1 m_1; l_2 m_2; lm/R_{2p-12q-11}); \end{aligned}$$

$g_{l_2}(kr)$ — сферична функція Бесселя.

Індекси p, q, s змінюються в межах $\infty \leq p \leq \infty, \infty \leq q \leq \infty, s = 0, 1$.

Коефіцієнти $B(l_1 m_1; l_2 m_2; lm/R_{pqs})$ розраховуються за формулою, яка наведена в [1]

$$B(l_1 m_1; l_2 m_2; lm/R_{pqs}) = \sum_{l_1=0}^{l_1 \leq l+m} (i)^{l_2-l_1-l} h_{l_1}(kR_{pqs}) C(l_1 m_1; l_2 m_2; l \pm m) Y(l_1 m_1/R_{pqs}), \tag{6}$$

де $C(l_1 m_1; l_2 m_2; l \pm m) = (-1)^m \sqrt{\frac{(2l_1 \pm 1)(2l_2 \pm 1)}{2l + 1}} C_{l_2 m_2; l \pm m}^{l_1 m_1} C_{l_2 0; 0}^{l_1 0}$;

$C_{l_2 m_2; l \pm m}^{l_1 m_1}, C_{l_2 0; 0}^{l_1 m_1}$ — коефіцієнти Клебша-Гордона [2].

Модуль вектора R_{pqs} визначається за такими формулами:

$$\begin{aligned}
 R_{2p2qs} &= \sqrt{(2pa)^2 + (2qb)^2 + (2sy_0)^2}; \\
 R_{2p2q-1s} &= \sqrt{(2pa)^2 + [2(qb - z_0)]^2 + (2sy_0)^2}; \\
 R_{2p-12qs} &= \sqrt{[2p(a - x_0)]^2 + (2qb)^2 + (2sy_0)^2}; \\
 R_{2p-12q-1s} &= \sqrt{[2p(a - x_0)]^2 + [2q(b - z_0)]^2 + (2sy_0)^2},
 \end{aligned}
 \tag{7}$$

де a, b розміри хвилеводу; x_0, y_0, z_0 — координати ГР в хвилеводі.

Чисельний аналіз суми цього ряду (5) приводить до висновку, що для збігу теоретичних розрахунків з експериментальними даними необхідно утримувати в сумі (5) до 100 членів ряду.

Висновки

З аналізу розв'язку граничної задачі на поверхні ГР виходить, що резонансні частоти його будуть комплексними за рахунок відбитих від стінок електромагнітних полів навіть у випадку, якщо не враховувати дисипативні втрати в компонентах тензору магнітної сприйнятливості.

Спектр ТПН ГР в хвилеводі збігається зі спектром цих коливань у вільному просторі, але спостерігається зсув частот спектра за рахунок впливу металевих стінок. Для різних ТПН цей зсув не є однаковим і може досягати десятки мегагерц. Особливо сильно впливають стінки хвилеводу на частоту основного ТПН. Вплив стінок хвилеводу на резонансні частоти вищих ТПН незначний. В хвилеводі відбувається розширення резонансної кривої ГР в порівнянні з його розташуванням у вільному просторі. Це розширення залежить від частоти, діаметра кулі, намагніченості та відстані від ГР до металевих стінок. За рахунок стінок також спостерігається зв'язок між різними ТПН.

Отримані результати можуть бути використані для розрахунку різних пристроїв НВЧ.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Новицкас М. М., Шугуров В. К. Линейный ферромагнитный резонанс в малых ферритовых образцах. — Вильнюс: Мокслас, 1978. — 148 с.
2. Юцис А. П., Бандзайтис А. А. Теория момента количества движения в квантовой механике. — Вильнюс: Минтис, 1965. — 464 с.

Рекомендована кафедрою радіотехніки

Надійшла до редакції 13.01.05.
Рекомендована до друку 4.05.05.

Чернига Вячеслав Васильович — доцент кафедри радіотехніки, **Кононов Сергій Павлович** — доцент кафедри телекомунікаційних систем і телебачення.

Вінницький національний технічний університет