

УДК 539.3: 538.54

ОБ'ЄМНІ МАГНЕТОСТАТИЧНІ ХВИЛІ У МЕТАЛІЗОВАНІЙ ФЕРИТОВІЙ ПЛАСТИНІ, ЗУМОВЛЕНІ ЕЛЕКТРОМАГНЕТНИМ ПОЛЕМ

О. Р. ГАЧКЕВИЧ^{1,2}, М. Т. СОЛОДЯК¹,
Р. Ф. ТЕРЛЕЦЬКИЙ¹, Р. О. ІВАСЬКО¹

¹ Інститут прикладних проблем механіки і математики
ім. Я. С. Підстригача НАН України, Львів;

² Політехніка Опольська, Польща

З використанням відомої методики знаходження характеристик магнетного поля, що ґрунтується на методі розкладу шуканих величин за малим параметром (за який вибрано відношення амплітуди дотичного гармонічного поля до нормального сталого), за обмеження двома членами розкладу визначено умови збудження і досліджено закономірності поширення об'ємних магнетостатичних хвиль у металізованій нормально намагнетченій феритовій пластині залежно від характеру зовнішнього електромагнетного поля та електрофізичних характеристик її матеріалу.

Ключові слова: електромагнетне поле, металізована нормально намагнетчена феритова пластинка, об'ємні магнетостатичні хвилі, смуга пропускання частот.

Вступ. Теоретичні та експериментальні дослідження електродинамічних властивостей середовищ – актуальне завдання радіофізики, зокрема спін-хвильової електроніки. Високочастотні характеристики магнетовпорядкованих кристалів привертають увагу через спінові збудження (хвилі та коливання), які можуть виникати в них. Кількість матеріалів, в яких можуть існувати такі збудження, в останній час збільшується з появою багатшарових та неоднорідних структур, до складу яких входять феро- та феримагнетики. Магнетовпорядковані речовини можуть бути також середовищем для нелінійних та параметричних явищ під час взаємодії спінових хвиль між собою чи з електромагнетними.

Мініатюризування пристроїв надвисокочастотної (НВЧ) техніки неможливе без використання довгохвильових когерентних дипольних спінових хвиль (т.зв. магнетостатичних хвиль (МСХ)) у феритових плівках, які збуджують і приймають за допомогою вузьких металевих провідників (антен), розташованих на поверхні плівки. Тип збудженої хвилі визначає напрям постійного магнетного поля. МСХ суттєво відрізняються від звичайних електромагнетних хвиль НВЧ широким діапазоном частот (1÷110 GHz), можливістю електричної перебудови частоти шляхом зміни зовнішнього сталого магнетного поля, відносно низькою груповою швидкістю, можливістю керувати дисперсією через зміну геометричних розмірів хвилеводу чи резонатора, невеликими втратами, простотою способів збудження та реєстрації.

У літературі досить ґрунтовно проаналізовано умови їх збудження та поширення у феритових елементах електротехнічних пристроїв, але практично не досліджено умови часткового поглинання матеріалом енергії МСХ, наслідком якого є його нагрівання, а також виникнення механічних напружень, спричинених як нагрівом, так і силовими чинниками дії поля. Нижче, ґрунтуючись на відомих результатах [1, 2], вирішимо це завдання. Дію електромагнетного поля (ЕМП) вважаємо зовнішньою, яка проявляється в середовищі через енергетичні (притік енергії

Контактна особа: О. Р. ГАЧКЕВИЧ, e-mail: dept13@iapmm.lviv.ua

або тепловиділення) та силові чинники (пондеромоторні та поверхневі сили, а також моменти сил). У такому наближенні визначення температурних полів і напружень у тілі зводимо до послідовного розв'язування задачі електродинаміки (перший етап) та задачі термопружності (другий) за заданих початкових і крайових умов.

У літературі, розв'язуючи нелінійні рівняння електродинаміки, часто шукані величини розкладають за малим параметром, обмежуючись при цьому першим членом розкладу [3]. Нижче, використовуючи такий підхід, за обмеження двома членами розкладу, отримали вирази для параметрів магнетного поля в металізованій нормально намагнетченій феритовій пластині, а також визначили інтервал частот, в якому збуджуються об'ємні МСХ. Далі ці параметри вживатимемо як вихідні для знаходження енергетичних і силових чинників дії ЕМП на пластину.

Співвідношення магнетостатики. Під час вивчення процесів збудження та поширення МСХ характеристики гармонік ЕМП подамо у вигляді [3, 4]

$$a_j(x, y, z) = \bar{a}_j(z) e^{-i(k_x x + k_y y)} \quad (j = x, y, z), \quad (1)$$

де $a \equiv \{h, m, b\}$; k_x, k_y – хвильові числа (складники хвильового вектора) в напрямках осей $0x$ та $0y$ відповідно.

Підставивши це подання у відповідні формули праці [1], отримаємо рівняння для коефіцієнтів \bar{a}_j . Співвідношення (30)–(32) з цієї праці не змінять вигляду (над величинами потрібно лише ставити рисочку), а система рівнянь магнетостатики (23) в частинних похідних на функції h_j перетвориться в систему звичайних диференціальних рівнянь на функції \bar{h}_j :

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{h}_x}{dz} + ik_x \bar{h}_z = 0, \quad \frac{d\bar{h}_y}{dz} + ik_y \bar{h}_z = 0, \quad k_y \bar{h}_x = k_x \bar{h}_y, \\ \frac{d\bar{h}_z}{dz} - i\mu_d (k_x \bar{h}_x + k_y \bar{h}_y) = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

де $\mu_d = \omega_B / \Delta$, а Δ і ω_B описують відповідно формули (31) і (33) [1].

Оскільки МСХ поширюються з втратами енергії, які у матеріальному співвідношенні електродинаміки враховує параметр втрат [1, 5, 6], то хвильові числа повинні бути комплексними, тобто

$$k_x = k_{1x} - ik_{2x}, \quad k_y = k_{1y} - ik_{2y}.$$

Аналіз правих частин системи рівнянь (20), (26) праці [1] свідчить, що незалежні від часу (усереднені за часом) функції $\langle a_{2j} \rangle \equiv \{\langle h_{2j} \rangle, \langle m_{2j} \rangle, \langle b_{2j} \rangle\}$ ($j = (x, y, z)$) з другого наближення матимуть вигляд

$$\langle a_{2j}(x, y, z) \rangle = \langle \bar{a}_{2j}(z) \rangle e^{-2(k_{2x}x + k_{2y}y)}.$$

Тоді система рівнянь (23) [1] на функції $\langle h_{2j} \rangle$ буде:

$$\begin{aligned} \frac{d\langle \bar{h}_{2x} \rangle}{dz} + 2k_{2x} \langle \bar{h}_{2z} \rangle = 0, \quad \frac{d\langle \bar{h}_{2y} \rangle}{dz} + 2k_{2y} \langle \bar{h}_{2z} \rangle = 0, \quad k_{2y} \langle \bar{h}_{2x} \rangle = k_{2x} \langle \bar{h}_{2y} \rangle, \\ \frac{d\langle \bar{h}_{2z} \rangle}{dz} - 2\mu (k_{2x} \langle \bar{h}_{2x} \rangle + k_{2y} \langle \bar{h}_{2y} \rangle) = \frac{H_0}{M_s} \frac{d}{dz} (\bar{m}_x \tilde{m}_x + \bar{m}_y \tilde{m}_y) - \\ - 2 \left[k_{2x} (\bar{m}_x \tilde{h}_z + \tilde{m}_x \bar{h}_z) + k_{2y} (\bar{m}_y \tilde{h}_z + \tilde{m}_y \bar{h}_z) \right], \end{aligned} \quad (3)$$

де $\mu = 1 + \chi$, $\chi \equiv M_s / H_0$.

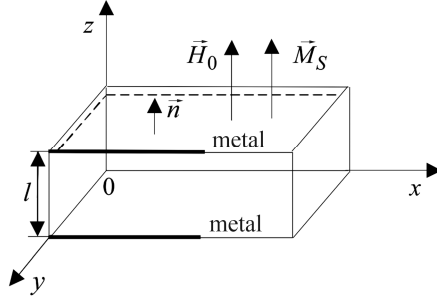


Рис. 1. Схема задачі.

Fig. 1. The calculation model.

Виникнення і поширення об'ємних МСХ у металізованій феритовій пластині. Розглянемо систему (рис. 1), в якій МСХ можуть поширюватись лише у площині xOy в напрямку осі Oz , тобто в об'ємі пластини. Тому вони мають назву об'ємних (ОМСХ). Зауважимо, що зв'язану систему рівнянь (2) на функції \bar{h}_j можна розділити, замінивши її системою рівнянь другого порядку:

$$d^2 \bar{h}_j / dz^2 - \mu_d k^2 \bar{h}_j = 0,$$

$$k^2 \equiv k_x^2 + k_y^2 \quad (j = x, y, z). \quad (4)$$

Її загальний розв'язок такий:

$$\bar{h}_x(z) = -\frac{ik_x}{\sqrt{\mu_d} k} \left(A \operatorname{sh} \sqrt{\mu_d} k z + B \operatorname{ch} \sqrt{\mu_d} k z \right),$$

$$\bar{h}_y(z) = -\frac{ik_y}{\sqrt{\mu_d} k} \left(A \operatorname{sh} \sqrt{\mu_d} k z + B \operatorname{ch} \sqrt{\mu_d} k z \right),$$

$$\bar{h}_z(z) = A \operatorname{ch} \sqrt{\mu_d} k z + B \operatorname{sh} \sqrt{\mu_d} k z, \quad (5)$$

де A і B – сталі інтегрування.

Зазначимо, що в площині xOy відсутній виділений напрямок (усі напрямки рівноправні), тобто всі хвильові величини інваріантні до поворотів. Тому на хвильові числа можна накласти додаткову умову:

$$k_x = k_y, \quad (k_{1x} = k_{1y} \equiv k_1, \quad k_{2x} = k_{2y} \equiv k_2), \quad k^2 = 2k_x^2 = 2(k_1^2 - k_2^2 - 2ik_1 k_2). \quad (6)$$

Щоб знайти невідомі сталі A і B , використовуватимемо відомі крайові умови [3, 4], які забезпечують появу ОМСХ, тобто

$$\bar{h}_x(0) = \bar{h}_y(0) = 1/2, \quad \bar{h}_z(0) = \bar{h}_z(l) = 0. \quad (7)$$

Зауважимо, що перші дві умови є наслідком ізотропності пластини (див. умови (6)), тобто магнетне поле в напрямках осей Ox і Oy повинно бути однаковим: $\bar{h}_x(z) = \bar{h}_y(z)$. Дві другі умови зумовлені тим, що пластинка покрита тонким шаром металу, тому нормальне магнетне поле, створене ОМСХ, не повинно проникати назовні пластини.

Враховуючи перші три умови (7), знаходимо невідомі сталі A і B , а розв'язки (5) подамо так:

$$\bar{h}_x(z) = \bar{h}_y(z) = \operatorname{ch} \sqrt{\mu_d} k z / 2, \quad \bar{h}_z(z) = -\sqrt{2\mu_d} \operatorname{sh} \sqrt{\mu_d} k z / (2i). \quad (8)$$

Дослідимо умови виникнення ОМСХ. Для цього введемо означення хвильового числа в напрямку осі Oz :

$$\sqrt{\mu_d} k = -ik_z \quad \text{чи} \quad \mu_d k^2 + k_z^2 = 0. \quad (9)$$

Підставимо вираз (8) для функції $\bar{h}_z(z)$ в останню з умов (7). Тоді, враховуючи означення (9), отримаємо:

$$\sin k_z l = 0 \quad \text{чи} \quad k_z = \pi n / l, \quad n = \overline{0, \infty}. \quad (10)$$

Тепер означення (9) можна трактувати як характеристичне рівняння на власні значення задачі (4), (7) (дисперсійне співвідношення).

Таким чином, можлива нескінченна множина об'ємних хвиль, для яких задовольняється умова (10). При цьому хвилі вздовж осі Oz (поперек пластини) мають різну періодичність (за $n = 0$ – однорідна прецесія, а за $n = 1$ – по товщині пластини вкладається півхвиля коливань – нижчий тип і т.д.).

Вирази (8) для функцій $\bar{h}_j(z)$ ($j = x, y, z$) з урахуванням співвідношень (9), (10) набудуть вигляду

$$\bar{h}_x(z) = \bar{h}_y(z) = \cos k_z z / 2, \quad \bar{h}_z(z) = -i k_z \sin k_z z / (\sqrt{2}k). \quad (11)$$

Дисперсійне співвідношення (9), беручи до уваги вирази (31), (33) з праці [1], подамо так:

$$\omega_B k^2 + \Delta \cdot k_z^2 = 0, \quad (12)$$

$$\omega_B \equiv (1 + \alpha_S^2) \omega^2 - i \alpha_S (2\omega_H + \omega_M) \omega - \omega_H (\omega_H + \omega_M),$$

$$\Delta \equiv (1 + \alpha_S^2) \omega^2 - 2i \alpha_S \omega_H \omega - \omega_H^2. \quad (13)$$

Підставляючи формули (6) і (13) у рівняння (12) та прирівнюючи вирази біля дійсних та уявних величин, для k_1^2 і k_2^2 отримаємо:

$$k_1^2 = \frac{\sqrt{d(\omega)d_B(\omega) - a(\omega)} k_z^2}{d_B(\omega) 4}, \quad k_2^2 = \frac{\sqrt{d(\omega)d_B(\omega) + a(\omega)} k_z^2}{d_B(\omega) 4}, \quad (14)$$

$$\text{де } a(\omega) \equiv (1 + \alpha_S^2)^2 \omega^4 - (1 - \alpha_S^2) \omega_H (2\omega_H + \omega_M) \omega^2 + \omega_H^3 (\omega_H + \omega_M),$$

$$d(\omega) \equiv (1 + \alpha_S^2)^2 \omega^4 - 2(1 - \alpha_S^2) \omega_H^2 \omega^2 + \omega_H^4,$$

$$d_B(\omega) \equiv (1 + \alpha_S^2)^2 \omega^4 - \left[2\omega_H (\omega_H + \omega_M) - a_S^2 (2\omega_H^2 + 2\omega_H \omega_M + \omega_M^2) \right] \omega^2 + \omega_H^2 (\omega_H + \omega_M)^2. \quad (15)$$

Тут між величинами існує такий зв'язок:

$$a^2(\omega) + \alpha_S^2 \omega_M^2 \omega^2 \xi_1^2(\omega) = d(\omega) d_B(\omega), \quad \xi_1(\omega) \equiv (1 + \alpha_S^2) \omega^2 + \omega_H^2.$$

Амплітуди компонент напруженості магнетного поля (11)

$$A_{h_x}(z) = A_{h_y}(z) = \cos k_z z, \quad A_{h_z}(z) = (k_z / k_0) \sin k_z z,$$

$$\text{де } k_0 \equiv \sqrt{k_1^2 + k_2^2} = 4 \sqrt{\frac{d(\omega)}{d_B(\omega)} \frac{k_z}{\sqrt{2}}}. \quad (16)$$

Під час виведення формули (16) брали до уваги співвідношення (14).

Зауважимо, що амплітуди напруженості магнетного поля $A_{h_z}(z)$ можуть існувати не для всіх частот ω , а лише для певного інтервалу $[\omega_1, \omega_2]$. Тому ОМСХ, очевидно, поширюватимуться лише в певному їх інтервалі.

Нижню частоту ω_1 визначимо з умови мінімуму хвильового числа k_0 (мінімуму величини $d(\omega)$), а верхню ω_2 – з умови його максимуму (мінімуму величини $d_B(\omega)$). Звідси

$$\omega_1 = \frac{\sqrt{1 - \alpha_S^2}}{1 + \alpha_S^2} \omega_H, \quad \omega_2 = \frac{1}{1 + \alpha_S^2} \sqrt{\omega_H (\omega_H + \omega_M) - \frac{\alpha_S^2}{2} (2\omega_H^2 + 2\omega_H \omega_M + \omega_M^2)}.$$

Таким чином, нормально намагнетчена металізована феритова пластинка є смугастим фільтром з граничними частотами відсікання ω_1 і ω_2 . Смуга пропускання фільтра

$$\Delta\omega \equiv \omega_2 - \omega_1 = \left[\sqrt{\mu - \alpha_S^2 \left(\mu + \frac{\chi^2}{2} \right)} - \sqrt{1 - \alpha_S^2} \right] \frac{\omega_H}{1 + \alpha_S^2}.$$

Враховуючи співвідношення (6) і (11), наведемо вирази (30), (32) з праці [1] для компонент намагнечування та індукції магнетного поля

$$\begin{aligned} \bar{m}_x(z) &= -\frac{\omega_M}{2\Delta} [\omega_H + i(1 + \alpha_S)\omega] \cos k_z z, \\ \bar{m}_y(z) &= -\frac{\omega_M}{2\Delta} [\omega_H - i(1 - \alpha_S)\omega] \cos k_z z, \end{aligned}$$

$$\bar{b}_x(z) = \frac{1}{2\Delta} [\omega_B - i\omega_H \omega] \cos k_z z, \quad \bar{b}_y(z) = \frac{1}{2\Delta} [\omega_B + i\omega_M \omega] \cos k_z z, \quad (17)$$

а також для їх амплітуд

$$\begin{aligned} A_{m_x} &= 2\sqrt{\bar{m}_x \tilde{m}_x} = \omega_M \sqrt{[(1 + \alpha_S)^2 \omega^2 + \omega_H^2] / d(\omega) \cos k_z z}, \\ A_{m_y} &= 2\sqrt{\bar{m}_y \tilde{m}_y} = \omega_M \sqrt{[(1 - \alpha_S)^2 \omega^2 + \omega_H^2] / d(\omega) \cos k_z z}, \end{aligned} \quad (18)$$

$$A_{b_x} = 2\sqrt{\bar{b}_x \tilde{b}_x} = \sqrt{\beta_x(\omega) / d(\omega) \cos k_z z}, \quad A_{b_y} = 2\sqrt{\bar{b}_y \tilde{b}_y} = \sqrt{\beta_y(\omega) / d(\omega) \cos k_z z}.$$

Тут

$$\begin{aligned} \beta_x(\omega) &\equiv d_B(\omega) + \omega_M^2 \omega^2 + 2\alpha_S \omega_M (2\omega_H + \omega_M) \omega^2, \\ \beta_y(\omega) &\equiv d_B(\omega) + \omega_M^2 \omega^2 - 2\alpha_S \omega_M (2\omega_H + \omega_M) \omega^2. \end{aligned}$$

Функції $\langle \bar{h}_{2j} \rangle$ ($j = (x, y, z)$) з другого наближення знаходимо зі системи рівнянь (3), беручи до уваги розв'язки (11), (17), а також додаткової умови (6):

$$\begin{aligned} \frac{d\langle \bar{h}_{2x} \rangle}{dz} + 2k_2 \langle \bar{h}_{2z} \rangle &= 0, \quad \langle \bar{h}_{2x} \rangle = \langle \bar{h}_{2y} \rangle, \\ \frac{d\langle \bar{h}_{2z} \rangle}{dz} - 4\mu k_2 \langle \bar{h}_{2x} \rangle &= -\frac{\omega_M k_z \gamma(\omega)}{2d(\omega) k_0^2} \sin 2k_z z, \end{aligned} \quad (19)$$

де $\gamma(\omega) \equiv \omega_H \xi_1(\omega) k_1^2 + 2\alpha_S \omega \xi_1(\omega) k_1 k_2 - \omega_H [(1 - 3\alpha_S^2) \omega^2 - 3\omega_H^2] k_2^2$.

Аналогічно, як і в першому наближенні, систему зв'язаних рівнянь (19) можна розділити:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \langle \bar{h}_{2x} \rangle}{dz^2} + 8\mu k_2^2 \langle \bar{h}_{2x} \rangle &= \frac{\omega_M k_2 k_z \gamma(\omega)}{d(\omega) k_0^2} \sin 2k_z z, \\ \frac{d^2 \langle \bar{h}_{2z} \rangle}{dz^2} + 8\mu k_2^2 \langle \bar{h}_{2z} \rangle &= -\frac{\omega_M k_z^2 \gamma(\omega)}{d(\omega) k_0^2} \cos 2k_z z. \end{aligned} \quad (20)$$

Рівняння (19), (20) доповнюємо такими крайовими умовами:

$$\langle \bar{h}_{2z}(0) \rangle = \langle \bar{h}_{2z}(l) \rangle = 0.$$

Тоді розв'язок задачі (19), (20) буде:

$$\langle \bar{h}_{2x}(z) \rangle = C(\omega) \left[\frac{k_z \sin \sqrt{2\mu} k_2 (2z - l)}{\sqrt{2\mu} \cos \sqrt{2\mu} k_2 l} - k_2 \sin 2k_z z \right],$$

$$\langle \bar{h}_{2z}(z) \rangle = -k_z C(\omega) \left[\frac{\cos \sqrt{2\mu} k_2 (2z-l)}{\cos \sqrt{2\mu} k_2 l} - \cos 2k_z z \right].$$

Тут
$$C(\omega) \equiv \frac{\omega_M k_z \gamma(\omega)}{4[k_z^2 - 2\mu k_2^2] d(\omega) k_0^2}.$$

Наведемо також вирази для усереднених за часом компонент намагнечування в другому наближенні:

$$\begin{aligned} \langle m_{2x} \rangle &= \langle h_{2x} \rangle - \frac{\omega_M k_z}{4d(\omega)k_0^2} [\omega\gamma_0(\omega)k_1 - \omega_H \gamma_x(\omega)k_2] \sin 2k_z z, \\ \langle m_{2y} \rangle &= \langle h_{2y} \rangle + \frac{\omega_M k_z}{4d(\omega)k_0^2} [\omega\gamma_0(\omega)k_1 + \omega_H \gamma_y(\omega)k_2] \sin 2k_z z, \\ \langle m_{2z} \rangle &= -\frac{\omega_H \omega_M \xi_1(\omega)}{2d(\omega)} \cos^2 k_z z, \end{aligned} \quad (21)$$

де
$$\gamma_0(\omega) \equiv (1 + \alpha_S)(1 + \alpha_S^2)\omega^2 - (1 - \alpha_S)\omega_H^2,$$

$$\gamma_x(\omega) \equiv (1 - 2\alpha_S - \alpha_S^2)\omega^2 - \omega_H^2, \quad \gamma_y(\omega) \equiv (1 + 2\alpha_S - \alpha_S^2)\omega^2 - \omega_H^2.$$

Для знаходження компонент індукції магнетного поля скористаємося формулами

$$\langle \bar{b}_{2j} \rangle = \langle \bar{h}_{2j} \rangle + \langle \bar{m}_{2j} \rangle, \quad j = (x, y, z). \quad (22)$$

Аналіз розв'язків. Числові дослідження виконували за характеристик матеріалу і параметрів зовнішнього магнетного поля, як і в праці [2]. Знайшли $\omega_1 = 44,2$ GHz; $\omega_2 = 134,0$ GHz; $\Delta\omega = 89,8$ GHz.

На рис. 2 подано залежності хвильових чисел k_1 , k_2 і k_0 від частоти ω (криві 1–3) у межах смуги пропускання. Як бачимо, крива 1 зі збільшенням частоти зростає від $1,1 \cdot 10^4$ (за частоти ω_1) до максимального значення $3,3 \cdot 10^5$ (за частоти 130,0 GHz), а потім спадає до $2,29 \cdot 10^5$ (за частоти ω_2). Крива 2 майже лінійно зростає від значення $1,7 \cdot 10^3$ для нижньої граничної частоти ω_1 до $6,46 \cdot 10^5$ для верхньої ω_2 . Крива 3 параболічно зростає від $5,47 \cdot 10^3$ до $5,71 \cdot 10^5$.

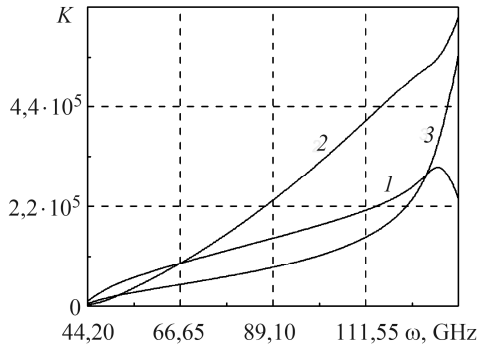


Рис. 2. Fig. 2.

Рис. 2. Частотні залежності хвильових чисел.

Fig. 2. Frequency dependences of wave numbers.

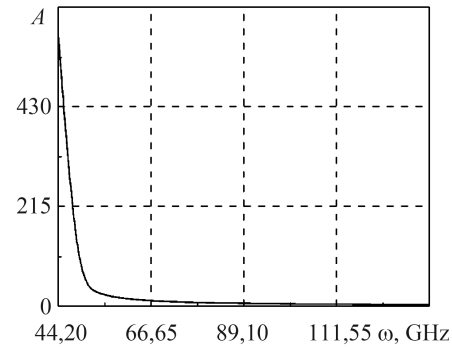


Рис. 3. Fig. 3.

Рис. 3. Частотна залежність амплітуд гармонік намагнеченості та індукції магнетного поля на поверхні $z = 0$.

Fig. 3. Frequency dependence of the amplitudes of the harmonics of magnetization and magnetic field density induction on the surface $z = 0$.

На рис. 3 наведено частотні залежності амплітуд $A_{m_x}(0)$, $A_{m_y}(0)$, $A_{b_x}(0)$ та $A_{b_y}(0)$ у межах смуги пропускання, які збігаються з точністю до відсотка. Максимальне значення амплітуди набувають на нижній частоті ω_1 , потім різко згасають, починаючи з частоти 70,0 GHz.

ВИСНОВКИ

Отримано вирази для напруженості, намагненості та індукції магнетного поля в металізованій нормально намагненій феритовій пластині, яка перебуває під впливом нормального постійного та дотичного гармонічного магнетних полів. Визначено інтервал частот, за яких у пластині виникають і поширюються ОМСХ. У межах смуги пропускання проаналізовано частотні залежності хвильових чисел і амплітуд гармонік намагненості та індукції магнетного поля. Виявлено, що амплітуди намагненості та індукції практично збігаються, тобто порівняно з ними амплітуда напруженості магнетного поля є нехтовна, і досягають максимального значення на першій граничній частоті ω_1 . Отримані параметри магнетного поля є вихідними для визначення зумовлених ОМСХ енергетичних і силових чинників дії поля.

РЕЗЮМЕ. С помощью известной методики нахождения характеристик магнитного поля, базирующейся на разложении искомых величин по малому параметру (в качестве которого выбрано отношение амплитуды касательного гармонического поля к нормальному постоянному), при ограничении двумя членами разложения определены условия возбуждения и исследованы закономерности распространения объемных магнитостатических волн в металлизированной нормально намагнетченной ферритовой пластине в зависимости от характера внешнего электромагнитного поля и электрофизических свойств ее материала.

SUMMARY. Using known technique of finding the characteristics of magnetic field based on the method of decomposition of desired quantities by small parameter (which is selected as a ratio of the amplitude of the tangent harmonic field to the normal constant), with a limit of two terms of decomposition, the excitation conditions of volumetric magnetostatic waves in a metallized normally magnetized ferrite plate are determined. The regularities of its propagation, depending on the character of the external electromagnetic field and the electrophysical characteristics of the plate material are investigated.

1. *Співвідношення* електродинаміки, енергетичні та силові чинники дії електромагнетного поля для магнетних середовищ / О. Р. Гачкевич, М. Т. Солодяк, Р. Ф. Терлецький, Д. В. Тарлаковський // Фіз.-хім. механіка матеріалів. – 2014. – **50**, № 4. – С. 62–68.
(*Electrodynamic relations, energy and force factors of the actions of electromagnetic fields for magnetic media* / O. R. Hachkevych, M. T. Solodyak, R. F. Terlets'kyi, D. V. Tarlakovskii // *Materials Science*. – 2014. – **50**, № 4. – P. 545–554.)
2. *Термонапружений стан* магнетного шару за феромагнетного резонансу / О. Р. Гачкевич, М. Т. Солодяк, Р. Ф. Терлецький, М. Г. Гачкевич // Фіз.-хім. механіка матеріалів. – 2015. – **51**, № 2. – С. 91–97.
(*Thermal stressed state of a magnetic layer under ferromagnetic resonance* / O. R. Hachkevych, M. T. Solodyak, R. F. Terlets'kyi, M. H. Hachkevych // *Materials Science*. – 2015. – **51**, № 2. – P. 244–253.)
3. Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. – М.: Наука, 1973. – 592 с.
4. Стальмахов В. С., Игнатъев А. А. Лекции по спиновым волнам. – Саратов: Изд-во Саратовск. ун-та, 1983. – Ч. 1. – 182 с.
5. Гуревич А. Г., Мелков Г. А. Магнитные колебания и волны. – М.: Физматлит, 1994. – 464 с.
6. *Моделювання дії* електромагнетного поля на термомеханічну поведінку деформівних твердих тіл / О. Р. Гачкевич, М. Т. Солодяк, Р. О. Івасько, В. Я. Бойчук // Фіз.-хім. механіка матеріалів. – 2009. – **45**, № 1. – С. 43–54.
(*Modelling of the influence of electromagnetic fields on the thermomechanical behavior of deformable bodies* / O. R. Hachkevych, M. T. Solodyak, R. O. Ivas'ko, V. Ya. Boichuk // *Materials Science*. – 2009. – **45**, № 1. – P. 41–56.)

Одержано 26.05.2015