

І.В. ЗАВИСЛЯК, Г.Л. ЧУМАК

Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
факультет радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем
(Просп. Академіка Глушкова, 4г, Київ 03022)

МАГНОН-ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНИ В ШАРУВАТІЙ СИСТЕМІ МЕТАЛ–ФЕРИТ ЗІ СМУГОВОЮ ПЕРІОДИЧНОЮ ДОМЕННОЮ СТРУКТУРОЮ

УДК 537.874

Представлена теорія магнон-плазмон-поляритонів у шаруватій структурі метал–ферит–повітря. Припускається, що ферит має анізотропію типу “легка вісь” та знаходиться в ненасиченому стані зі смуговою періодичною доменною структурою за відсутності поля підмагнічування. Знайдені дисперсійні залежності для магнон-плазмон-поляритонів та відповідні розподіли полів у хвилеводній структурі з гексаферитами типу $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$. Проаналізовані ефекти, пов'язані з гібридизацією поверхневих плазмон-поляритонів та доменних резонансів у феритовому шарі. Обговорені загальні характеристики магнон-плазмон-поляритонних резонаторів міліметрового діапазону.

Ключові слова: магнон-плазмон-поляритон, ферит, смугова періодична доменна структура.

1. Вступ

Поверхневі електромагнітні хвилі (ПЕХ) вперше були описані Зоммерфельдом в 1899 році [1] та Ценком в 1907 році [2]. Теоретичний аналіз таких хвиль з використанням імпедансної граничної умови Леонтовича на поверхні металевого провідника можна знайти в монографіях [3–5].

Досить великий проміжок часу хвилі такого типу не викликали особливого інтересу, але час від часу до розгляду цього питання поверталися декілька наукових груп [6–8]. Починаючи з 2000 року в роботах Мелкова Г.А. зі співавторами було запропоновано використовувати резонатори на ПЕХ для вимірювання поверхневих імпедансів високо-температурних надпровідників та дослідження масивів контактів Джозефсона [9–13].

Нова потужна хвиля інтересу до ПЕХ виникла в зв'язку з формуванням такого напрямку досліджень як плазмоніка [14–16]. Саме тоді була сформульована їх основна риса, а саме: ПЕХ на плоскій провідній поверхні – це хвиля електричного типу (E – хвиля), яка нерозривно пов'язана з плазмоном – коливанням вільних електронів поблизу поверхні провідника, і саме такий тип хвиль почали називати поверхневими плазмон–поляритонами

(ППП). Було звернуто увагу на те, що такі хвилі мають місце як в оптичному, так і в мікрохвильовому діапазонах [17]. У зв'язку з цим поновився інтерес до ППП в мікрохвильовому діапазоні.

Зазвичай, при розгляді ППП на межі метал–діелектрик, вважають, що у видимому діапазоні електрична проникність металу має приблизно дійсний характер, а в мікрохвильовому – уявний. У загальному випадку електрична проникність металу має комплексний характер, і для більш коректного опису необхідно використовувати модель Друде [18]. З іншого боку, в діелектриках при дуже високих частотах далеко від усіх резонансів діелектрична проникність наближається до одиниці [17]. В області електронних та коливальних переходів атомів та молекул (видимий та інфрачервоний діапазон) дійсна частина діелектричної проникності збільшується. На нижчих частотах діелектрична проникність зростає через механізми, що призводять до поляризації середовища. У мікрохвильовому діапазоні діелектрична проникність відрізняється для полярних та неполярних діелектриків і швидко росте в області частот, яка відповідає оберненому часу релаксації дипольних моментів полярних діелектриків. У цій області полярні діелектрики сильно поглинають випромінювання. На частотах, близьких до нуля, діелектрич-

на проникність досягає максимуму. Усе вищезазначене впливає на частотну залежність діелектричної проникності i , як наслідок на дисперсію ППП.

У той самий час при розгляді ППП магнітні властивості середовищ в більшості випадків опускаються, вважаючи при цьому, що їх магнітна проникність $\mu = 1$. Це справедливо для видимого та інфрачервоного діапазонів, оскільки, зазвичай магнітні збудження магнітовпорядкованих матеріалів знаходяться в мікрохвильовому та субтерагерцовому діапазонах. Проте, розглядаючи питання поширення ППП в мікрохвильовому діапазоні, варто звернути увагу і на випадки, коли діелектрик з додатною діелектричною проникністю матиме відмінну від одиниці магнітну проникність з резонансною частотною залежністю. Тому дослідження хвиль поверхневого типу в структурі метал-ферит є актуальною задачею. У такій структурі можливе гібридне коливання, в якому беруть участь вільні електрони в металі, магнітні моменти в фериті та електромагнітна хвиля на межі поділу метал-ферит, що є магнон-плазмон-поляритоном (МПП).

Існує багато робіт, в яких розглядалися ППП на границі діелектрик-метал [17, 19], діелектрик – високотемпературний надпровідник [9], намагнічений напівпровідник-діелектрик [20].

У даній роботі зосереджено увагу на розгляді МПП у системі метал-шар фериту зі смуговою періодичною доменною структурою (СПДС). Мета роботи полягає у вивченні дисперсійної залежності для МПП при кінцевій товщині феритового шару, розрахунку розподілів електромагнітних полів та аналітичному аналізі граничного випадку необмеженого фериту.

2. Магнон-плазмон-поляритон в структурі метал-шар фериту зі СПДС

Розглянемо структуру, що складається з одновісного фериту зі СПДС та металу, зображену на рис. 1. При відсутності поля підмагнічування магнітні моменти в сусідніх доменах направлені антипаралельно вздовж легкої осі намагнічування (вісь x). Така структура з двома типами доменів має 2 власних коливання [21]. При дослідженні хвиль з довжиною, набагато більшою за період доменної структури, можна використовувати тензор магнітної проникності, усереднений

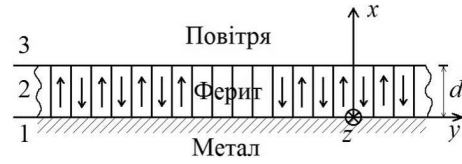


Рис. 1. Структура метал-ферит зі СПДС

по періоду доменної структури [22]:

$$\hat{\mu}_f = \mu_0 \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{33} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

де $\mu_{22} = (\omega^2 - \omega_2^2)/(\omega^2 - \omega_a^2)$, $\mu_{33} = (\omega^2 - (\omega_a + \omega_M)^2)/(\omega^2 - \omega_2^2)$, $\omega_2^2 = \omega_a(\omega_a + \omega_M)$, $\omega_a = \gamma H_a$, $\omega_M = \gamma M_s$. H_a – поле одновісної анізотропії, M_s – намагніченість насичення фериту. Втрати в фериті можна врахувати заміною $\omega_a \rightarrow \omega_a + i\alpha\omega$, де α – параметр релаксації Гільберта. Типовим прикладом такого одновісного фериту є гексаферит барію $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ [22] (БФ). Для нього величина одновісного поля анізотропії становить 1400 кА/м, намагніченість насичення 380 кА/м, а параметр релаксації Гільберта $\alpha = 0,001$ [23].

У даній роботі всі теоретичні залежності було отримано, використовуючи параметри БФ.

Будемо розглядати електромагнітні хвилі, які поширюються вздовж осі z , вважаючи, що поля не залежать від координати y та представлені у вигляді $e^{i(\omega t - k_z z)}$.

Відносна електрична проникність металу визначається з моделі Друде [18]:

$$\varepsilon_m = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - i\Gamma\omega}, \quad (2)$$

де ω_p – плазмова частота (частота коливань вільних електронів в металі) та Γ – частота зіткнень електронів.

Розглянемо лише E -хвилі, оскільки для утворення плазмону необхідна саме поздовжня компонента електричного вектора електромагнітної хвилі. У цьому випадку електромагнітна хвиля матиме такі відмінні від нуля компоненти E_x, E_z, H_y .

Використаємо формалізм векторів Герца. З рівняння Гельмгольца розв'язок для електричного вектора Герца матиме вигляд

$$\Gamma_z^e = \psi(x)e^{-ik_z z} \mathbf{e}_z. \quad (3)$$

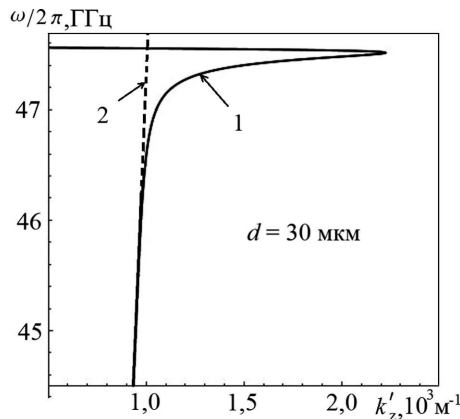


Рис. 2. Дисперсійна залежність магнон-плазмон-поляритонів у мікрохвильовому діапазоні: 1 – розв’язок дисперсійного рівняння, 2 – дисперсійна залежність для власних електромагнітних хвиль у вакуумі

Мембранні функції в металі, фериті та повітрі матимуть такий вигляд: $\psi_1(x) = A_1 e^{\tau_1 x} + A_2 e^{-\tau_1 x}$, $\psi_2(x) = B_1 e^{\tau_2 x} + B_2 e^{-\tau_2 x}$, $\psi_3(x) = C_1 e^{\tau_3 x} + C_2 e^{-\tau_3 x}$. Враховуючи граничні умови на нескінченностях $\psi_1(-\infty) \rightarrow 0$ та $\psi_3(\infty) \rightarrow 0$ стали $A_2, C_1 = 0$. Хвильові числа в металі, фериті та повітрі визначаються як $k_1^2 = (\omega^2/c^2)\epsilon_m$, $k_2^2 = (\omega^2/c^2)\epsilon_f \mu_{22}$ та $k_3^2 = \omega^2/c^2$, де $c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ – швидкість світла в вакуумі. Поперечні хвильові числа відповідно визначаються як

$$\begin{aligned} \tau_1 &= \sqrt{k_z^2 - (\omega^2/c^2)\epsilon_m}, \\ \tau_2 &= \sqrt{k_z^2 - (\omega^2/c^2)\epsilon_f \mu_{22}}, \\ \tau_3 &= \sqrt{k_z^2 - (\omega^2/c^2)}. \end{aligned} \quad (4)$$

Враховуючи зв’язок векторів напруженості електричного і магнітного полів з електричним вектором Герца

$$\mathbf{E} = \text{grad div} \mathbf{\Gamma}^e + k_z^2 \mathbf{\Gamma}_z^e, \quad \mathbf{H} = i\omega \epsilon_0 \epsilon_f \text{rot} \mathbf{\Gamma}_z^e,$$

можна отримати такі вирази для компонент полів в фериті:

$$\begin{aligned} E_x &= -ik_z \tau_2 (B_1 e^{\tau_2 x} - B_2 e^{-\tau_2 x}) e^{-ik_z z}, \\ E_z &= -\tau_2^2 (B_1 e^{\tau_2 x} + B_2 e^{-\tau_2 x}) e^{-ik_z z}, \\ H_y &= -i\omega \epsilon_0 \epsilon_f \tau_2 (B_1 e^{\tau_2 x} - B_2 e^{-\tau_2 x}) e^{-ik_z z}. \end{aligned} \quad (5)$$

Аналогічно виглядають вирази для полів у металі з замінами $\tau_2 \rightarrow -\tau_1$, $B_2 \rightarrow A_1$ і $B_1 = 0$ та

в повітрі $\tau_2 \rightarrow \tau_3$, $B_2 \rightarrow C_2$ та $B_1 = 0$. Використовуючи граничні умови на межі ферит – метал для тангенційних компонент векторів напруженостей електричних полів та нормальних компонент векторів електричних індукцій, можна отримати характеристичне рівняння, яке пов’язує τ_1 , τ_2 , τ_3 та k_z :

$$\begin{aligned} &\sinh(\tau_2 d) (\tau_1 \tau_3 \epsilon_f^2 + \epsilon_m \tau_2^2) + \\ &+ \cosh(\tau_2 d) (\tau_1 \tau_2 \epsilon_f + \epsilon_m \epsilon_f \tau_2 \tau_3) = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Підставляючи (4) в (6), отримуємо дисперсійне рівняння, яке дозволяє знайти дисперсійну залежність для МПП. Числовий розв’язок цього рівняння в області частот, близькій до частоти доменного резонансу $\omega_a/2\pi = 47,6$ ГГц, наведений на рис. 2 для структури Су-БФ зі СПДС при товщині феритового шару 30 мкм. Саме в цій області частот дисперсія МПП має аномальний характер, який є результатом гібридизації трьох збуджень. У фериті магнітні втрати враховуються по моделі Гільберта, діелектричні втрати характеризуються комплексною діелектричною проникністю $\epsilon_f = 16(1 - i \cdot 0,01)$, а електрична проникність металу моделлю Друде з параметрами $\omega_p = 1,38 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $\Gamma = 2,9 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ для міді.

При $d = 0$ рівняння (6) зводиться до $\tau_1 + \tau_3 \epsilon_m = 0$. Використовуючи (4), можна отримати вираз для поздовжнього хвильового числа, який збігається з відомим виразом [18]:

$$k_z^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}, \quad (7)$$

за умови $\epsilon_d = 1$, що справедливо для повітря.

В іншому граничному випадку, коли $d \rightarrow \infty$ рівняння (6) зводиться до $\epsilon_m \tau_2 + \epsilon_f \tau_1 = 0$. Провівши підстановку, аналогічну до попереднього випадку, аналітичний вираз для поздовжнього хвильового числа має такий вигляд:

$$k_z^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon_m \epsilon_f (\epsilon_m \mu_{22} - \epsilon_f)}{\epsilon_m^2 - \epsilon_f^2}. \quad (8)$$

Варто відзначити, що в дисперсійних рівняннях (6), (8) потрібно враховувати, що $\omega \neq \omega_a$. На частоті $\omega = \omega_a$ існує ненульова змінна намагніченість m_y , в той час як змінне магнітне поле відсутнє.

Для аналізу основних параметрів МПП достатньо використовувати результати, отримані для моделі необмеженого по товщині фериту. Так, дійсна

та уявна частина позовжнього хвильового числа в мікрохвильовому та оптичному діапазонах показана на рис. 3.

Як видно, в мікрохвильовому діапазоні з'являється додаткова гілка, пов'язана з МПП. Горизонтальна асимптота на рис. 3, *a* в мікрохвильовому діапазоні точно збігається з частотою ω_a , якщо не враховувати втрати в фериті. У тому самому наближенні $k'_z = 0$ на частоті ω_2 . В оптичному діапазоні компоненти тензора магнітної проникності можна вважати рівними одиниці, а тому отримана верхня частотна границя в дисперсійній залежності рис. 3, *b* переходить у відомий результат [18]:

$$\omega_{sp} = \frac{\omega_p}{\sqrt{\epsilon_d + 1}} \quad (9)$$

за умови $\epsilon_f = \epsilon_d$. У даному випадку є дві області частот, де уявна частина позовжнього хвильового числа значно більша за дійсну і тому поширення хвиль не відбувається. Також варто звернути увагу на фазову швидкість МПП в мікрохвильовому діапазоні, її частотна залежність зображена на рис. 4. Так, на частотах, близьких, але менших за ω_a , фазова швидкість МПП суттєво менша в порівнянні з фазовою швидкістю ППП в структурі метал-немагнітний діелектрик (при одному й тому ж значенні діелектричної проникності). Це означає, що МПП стає повільною хвилею. Отриманий результат аналогічний до властивостей ППП в оптичному діапазоні поблизу частоти ω_{sp} , але він має місце в мікрохвильовому діапазоні. Таке сповільнення МПП призводить до можливості мінітюаризації резонансних структур на їх основі.

У діапазоні частот, де $k''_z \gg k'_z$ (рис. 3, *a*) поширення хвилі вздовж межі розподілу середовищ відсутнє, про що свідчить асимптотичний ріст фазової швидкості в мікрохвильовому діапазоні. У даній області уявні частини τ_1, τ_2 значно більші дійсних і тому поверхня поділу метал-ферит зі СПДС втрачає направляючі властивості.

3. Глибина проникнення поля МПП в метал та ферит зі СПДС у мікрохвильовому діапазоні

Вирази для поперечних хвильових чисел в моделі необмеженого фериту

$$\tau_1 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_m^2 (\epsilon_f \mu_{22} - \epsilon_m)}{\epsilon_m^2 - \epsilon_f^2}}, \quad (10)$$

$$\tau_2 = -\frac{\epsilon_f \omega}{\epsilon_m c} \sqrt{\frac{\epsilon_m^2 (\epsilon_f \mu_{22} - \epsilon_m)}{\epsilon_m^2 - \epsilon_f^2}}. \quad (11)$$

На відміну від оптичного діапазону, де електрична проникність металу визначається її дійсною частиною, в мікрохвильовому діапазоні уявна частина ϵ_m є домінуючою. Тому поперечні хвильові числа мають комплексний характер. У зв'язку з цим, поля МПП в фериті осцилюють з амплітудою, яка експоненційно згасає при віддаленні від металу. Глибина проникнення поля МПП у ферит визначається дійсною частиною поперечного хвильового числа $\delta_f = 1/\Re(\tau_2)$. У мікрохвильовому діапазоні $|\epsilon_f \mu_{22}| \ll |\epsilon_m|$, а тому вплив магнітної природи фериту на глибину проникнення поля МПП у ферит та метал виявився незначним, тому, наприклад, для структури Cu-БФ $\delta_f = \delta_d = 0,45$ м поблизу частоти ω_a , в той самий час $\delta_m = 0,3$ мкм, див. рис. 5.

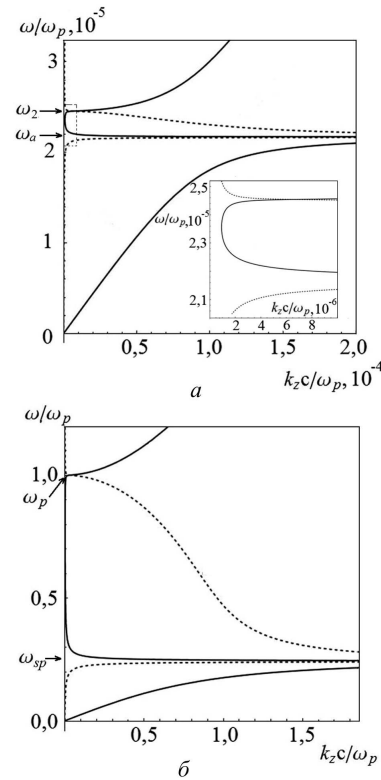


Рис. 3. Дисперсійна залежність для МПП в структурі Cu-БФ в мікрохвильовому діапазоні (*a*) та в оптичному діапазоні (*b*). Суцільна крива – дійсна частина нормованого хвильового числа (k'_z), штрихова крива – уявна частина нормованого хвильового числа (k''_z). Величини $\omega_a/2\pi = 47,6$ ГГц, $\omega_2/2\pi = 53,9$ ГГц

4. Резонатори

Резонатор на МПП може бути побудований з відрізків хвильоводної структури подібно до резонатора [19]. Він являє собою металеву прямокутну платівку, вкриту шаром фериту. Для збудження такого резонатора його можна помістити в секцію прямокутного хвильовода. Оскільки основний тип хвилі H_{10} має електричну компоненту поля, нормальну до ширшої стінки хвильовода, то резонатор треба розміщувати так, щоб ненульовими були проекції електричного поля E_x, E_z . Обмеження розмірів структури метал – ферит зі СПДС в площині призводить до квантування хвильового вектора k_z :

$$k_z^2 = \left(\frac{\delta_1 \pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\delta_2 \pi}{b}\right)^2, \quad (12)$$

де a, b – розміри резонатора. Зазвичай, на практиці, індекси δ_1, δ_2 не є натуральними числами, але

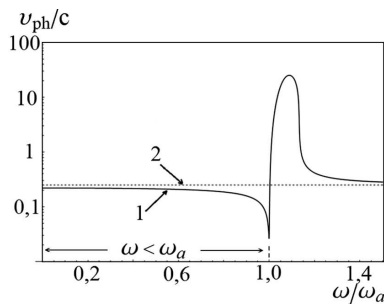


Рис. 4. Фазова швидкість поляритонів у мікрохвильовому діапазоні: 1 – МПП в структурі метал–ферит зі СПДС, 2 – плазмон-поляритони в структурі метал–немагнітний діелектрик. Діелектричні проникності фериту та немагнітного діелектрику рівні і дорівнюють $16(1 - 0,01i)$

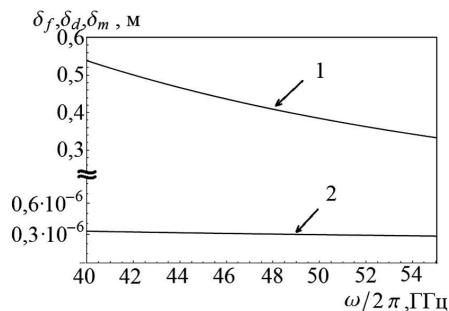


Рис. 5. Глибина проникнення поля МПП в середовища: 1 – δ_f, δ_d в структурі метал–ферит та метал–немагнітний діелектрик, 2 – δ_m в структурі метал–ферит та метал–немагнітний діелектрик

наближені до них. Це виникає через те, що поле хвилі частково виходить за межі резонатора.

5. Висновки

Представлено теорію магнон-плазмон-поляритонів у шаруватій системі метал–ферит зі смуговою періодичною доменною структурою і виявлено, що при відсутності поля підмагнічування у їхній дисперсійній залежності, існує додаткова гілка в мікрохвильовому діапазоні, верхня гранична частота якої збігається з частотою доменного резонансу.

Розрахована глибина проникнення електромагнітного поля магнон-плазмон-поляритону в ферит у мікрохвильовому діапазоні, яка слабо залежить від магнітних властивостей фериту.

Продемонстровано, що фазова швидкість магнон-плазмон-поляритонів на частотах, нижчих частоти доменного резонансу, менша в порівнянні з фазовою швидкістю поверхневих плазмон поляритонів на границі метал–немагнітний діелектрик.

Показано, що в околі частоти доменного резонансу магнон-плазмон-поляритон є повільною хвилею. Властивості МПП в цій області частот дозволяють створювати резонатори міліметрового діапазону нового типу.

Робота виконана при частковій підтримці Міністерства Освіти і Науки України (Бюджетна тема 18БФ052-01М)

1. A. Sommerfeld. Fortpflanzung elektrodynamischer Wellen an einem zylindrischen Leiter. *Ann. der Physik und Chem.* **67**, 233 (1899).
2. J. Zenneck. Über die Fortpflanzung ebener electromagnetischer Wellen an einer ebenen Leiterfläche und ihre Beziehung zur drahtlosen Telegraphie. *Ann. der Physik* **23**, 846 (1907).
3. Л.А. Вайнштейн. *Электромагнитные волны* (Радио и Связь, 1988).
4. М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков. *Теория волн* (Наука, 1990).
5. S.F. Mahmoud. *Electromagnetic Waveguides: theory and applications* (Short Run Press Ltd. Exeter, 1991).
6. Ю.М. Гербштейн, М.А. Меркулов. Новый тип поверхностных колебаний на границе металла с диэлектриком в системе призма-диэлектрик-металл. *ФТТ* **17**, 1501 (1975).
7. W. Chen. *Surface EM waves and spectroscopy in ATR configuration*. Dissertation (Philadelphia, 1977).
8. *Поверхностные поляритоны: электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред*. Под ред. В.М. Агранович, Д.Л. Миллс (Наука, 1988).

9. G.A. Melkov, Y.V. Egorov, O.M. Ivanjuta, V.Y. Malyshev, H.K. Zeng, K.H. Wu, J.Y. Juang. HTS surface wave resonator. *J. Supercond.* **13**, 95 (2000).
10. G.A. Melkov, Y.V. Egorov. Swihart waves and surface plasmons in a parallel-plate superconducting transmission line. *Low temperature physics* **26**, 108 (2000).
11. A.M. Klushin, G.A. Melkov, O. M. Ivanyuta, K. Numssen, M. Siegel. Irradiation of multi-junction Josephson arrays embedded in a surface wave resonator. *Phys. C* **305**, 372 (2002).
12. O.M. Ivanyuta, O.V. Prokopenko, V.M. Raksha, A.M. Klushin. Microwave detection using Josephson junction arrays integrated in a resonator. *Physica Status Solidi (c)* **2**, 1688 (2005).
13. O.M. Ivanyuta, O.V. Prokopenko, Ya.I. Kishenko, V.M. Raksha, A.M. Klushin. The effect of the external magnetic field on the current-voltage characteristic of HTS Josephson junction arrays. *J. Low Temp. Phys.* **139**, 97 (2005).
14. S.A. Maier. *Plasmonics: Fundamentals and Applications* (Springer, 2007) [ISBN: 978-0387-33150-8].
15. F. Omeis. *Theoretical and Experimental Study of Plasmonic Metamaterials for Infrared Application*. Thesis (Université Clermont Auvergne, 2017).
16. Е.А. Виноградов. Поляритоны полупроводниковой микрополости. *УФН* **172**, 1371 (2002).
17. Б.А. Князев, А.В. Кузьмин. Поверхностные электромагнитные волны: от видимого диапазона до микроволн. *Вестник НГУ. Серия: Физика* **2**, 108 (2007).
18. R.S. Anwar, Huan Sheng Ning, Ling Feng Mao. Recent advancements in surface plasmon polaritons-plasmonics in subwavelength structures at microwave and terahertz regime. *Digital Communications and Networks* (2017).
19. Г.А. Мелков, А.В. Прокопенко, В.Н. Ракша. Разрежение спектра собственных колебаний резонатора поверхностной волны. *Радиоэлектроника* **1**, 29 (2004).
20. Д.Г. Санников, Д.И. Семенцов. Поверхностные поляритоны на границе намагниченного полупроводника и диэлектрика. *Физика твердого тела* **55**, 2209 (2013).
21. А.Г. Гуревич. *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках* (Наука, 1973).
22. В.В. Данилов, І.В. Зависляк, О.Ю. Нечипорук. *Спін-хвильова електродинаміка* (Київський університет, 2008).
23. D.B. Nicholson. Hexagonal ferrites for millimeter-wave applications. *Hewlett-Packard J.* **41**, 59 (1990).

Одержано 12.09.19

I.V. Zavislyak, H.L. Chumak

MAGNON-PLASMON POLARITONS
IN THE LAYERED STRUCTURE METAL-FERRITE
WITH A PERIODIC STRIPE-LIKE
STRUCTURE OF DOMAINS

S u m m a r y

The theory of magnon-plasmon polaritons in the layered structure metal-ferrite-air is presented. It is assumed that the ferrite has an easy-axis anisotropy, and, in the absence of a magnetization field, it is in an unsaturated state with a periodic stripe-like domain structure. A dispersion dependence for magnon-plasmon polaritons and corresponding microwave field distributions in a waveguide structure based on BaFe₁₂O₁₉-type hexaferrite are found. Effects associated with the hybridization of surface plasmon polaritons and domain resonances in the ferrite layer are analyzed. General characteristics of magnon-plasmon-polariton millimeter-wave resonators are discussed.