

**КИЇВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА**

Факультет радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем
Кафедра квантової радіофізики та наноелектроніки

До захисту допущено:

«На правах рукопису»

Завідувач кафедри _____ Ганна КАРЛАШ

« 20 » травня 2023 р.

КВАЛІФІКАЦІЙНА МАГІСТЕРСЬКА РОБОТА

на тему:

**«МАГНОН-ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНИ
В ПРОВІДНІЙ МАНІТНІЙ ПЛІВЦІ»**

Виконав:

студент 2-го курсу магістратури
денної форми навчання
спеціальності 105 Прикладна фізика
ОНП «Прикладна фізика та наноматеріали»
Малишев Олексій Володимирович

Науковий керівник:

д.ф.-м. н., зав. каф., ННІ Високих технологій
проф. Олександр Володимирович Прокопенко

Рецензент:

д.ф.-м. н. зав. відділу, Інститут магнетизму НАН
Роман Володимирович Верба

Засвідчую, що у цій магістерській роботі
немає запозичень з праць інших авторів без
відповідних посилань

Студент _____

Робота допущена до захисту в ЕК рішенням кафедри квантової радіофізики та
наноелектроніки від «19» травня 2023 р., протокол № 19.

Завідувач кафедри _____,

канд. фіз.мат. наук, доцент

Карлаш Ганна Юріївна

РЕФЕРАТ

Дипломна робота магістра: 55 стор., 20 рис., 3 табл., 32 джер.

Методом мікрохвильової рефлектометрії в восьмиміліметровому (Ka-) та в трисантиметровому (X-) діапазонах., з використанням вимірювачів коефіцієнтів стоячої хвилі та послаблення, експериментально досліджено мікрохвильові характеристики електродинамічних систем, на основі феромагнітного резонатора поверхневої електромагнітної хвилі (ФРПЕХ) та продемонстровано можливість утворення зв'язаних коливань магنونів з поверхневою електромагнітною хвилею (ПЕХ), виникнення поверхневих магنون-плазмон-поляритонів (ПМПП).

В Ka- діапазоні дослідження ПМПП проводилися на основі ФРПЕХ з пермалою (Py), який був розташований в стандартному прямокутному регулярному хвилеводі в електродинамічній системі на відбиття.

Для спостереження ПМПП в X- діапазоні було обрано ФРПЕХ з FeNi сплаву, що був розміщений в центрі позамежного хвилеводу на основі хвилеводу цього діапазону.

МАГНОН, ПЕРМАЛОЙ, ПЛАЗМОН, ПОВЕРХНЕВА ХВИЛЯ,
ПОВЕРХНЕВИЙ МАГНОН-ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОН, ПОЛЯРИТОН,
РЕЗОНАТОР ПОВЕРХНЕВОЇ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ХВИЛІ

ЗМІСТ

РЕФЕРАТ	2
ВСТУП.....	3
1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ	5
1.1. Особливості поверхневих електромагнітних хвиль	5
1.2. Хвильове рівняння	7
1.3. Поверхневі плазмон-поляритони на одиноких межах середовищ.....	11
1.4. Характеристики та властивості РПЕХ.....	18
2. Експериментальні методики досліджень	21
2.1. Експериментальні установки для вимірювання мікрохвильових характеристик ФРПЕХ.....	21
2.2. Опис експериментальної секції	27
2.3. Методика вимірювань	29
3. Експериментальні дані та їх аналіз.....	30
3.1. Мікрохвильові властивості в Ка-діапазоні.....	30
3.2. Дослідження енергетичних характеристик магнон-плазмон-поляритонів	34
3.3. Мікрохвильові властивості РПЕХ в X-діапазоні	39
3.4. Вплив початкового зв'язку на мікрохвильові властивості РПЕХ.....	47
ВИСНОВКИ.....	50
ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ	51

ВСТУП

Інтенсивний інтерес до спінових хвиль у періодичних магнітних середовищах з'явився наприкінці 1990-х [1, 2] після винаходу фотонного кристала. Цей винахід підняв на новий рівень вивчення спінових хвиль і народив нову галузь науки - магنونіку. У 2001 році Гуляєвим і Нікітовим був введений термін "магنونний кристал" (МК) як магнітний аналог фотонних кристалів [3, 4].

Для різних прикладних досліджень й застосувань в метрології, радіолокації, військовій техніці, радіоастрономії і інших галузях, використовуються мікрохвильові резонатори різних типів [5 – 7]. Найбільш поширені зараз об'ємні [8, 9] та діелектричні [10, 11] резонатори, які створюються на основі, або порожнистих конструкцій з провідними стінками, або на основі діелектричних матеріалів з малими втратами. Також часто застосовуються мікросмушкові резонатори [12, 13], які є комбінацією діелектричних та відповідних металевих елементів. Всі зазначені типи резонаторів характеризуються використанням об'ємних коливань електромагнітного поля, які зосереджені в достатньо великій області простору, яка сумірна з довжиною хвилі. На відміну від таких резонаторів існують інші мікрохвильові резонатори з суттєво відмінним розподілом електромагнітного поля. До таких резонаторів відноситься резонатор поверхневої електромагнітної хвилі [14, 15], який являє собою провідну плівку або циліндричний дріт, що вкриті чи не вкриті, шаром діелектрика, з одного чи обох боків вкриті певним діелектричним шаром. В таких резонаторах відбувається збудження поверхневих коливань, енергія яких зосереджена на поверхні провідної частини такої конструкції, за рахунок чого вдається досягти дуже високих напруженостей електричного поля. Крім того, такі резонатори можуть утворюватися на основі лише однієї провідної поверхні і тому можуть мати кращі технічні характеристики при вживанні в деяких типах прикладних задач [16].

Дані резонатори були розроблені в Київському національному університеті імені Тараса Шевченка, в науковій групі професора Генадія Мелкова і детально досліджувалися в роботах [16, 17], але в усіх цих роботах розглядався випадок тільки резонаторів, які створенні з провідних речовин, що не мають магнітних властивостей. Питання про вплив магнітних властивостей матеріалу на характеристики властивостей такого резонатора не розглядався, в той час, як відповідний вплив може бути суттєвим і є цікавим з точки зору різних практичних застосувань для створення керованих магнітним полем мікрохвильових пристроїв.

Подібні системи дозволяють забезпечити інтенсивну взаємодію електромагнітного поля поверхневих коливань, які виникають, на поверхні провідного зразка з коливаннями намагніченості, які можуть збуджуватися в матеріалі резонатора. Все це разом відкриває нові шляхи для реалізації магнітокерованих пристроїв мікрохвильового діапазону і може бути перспективним для впровадження в нанорозмірні магнітні системи.

Попереднє теоретичне дослідження таких систем [18] показало, що в такій системі очікується виникнення нової квазічастинки – мікрохвильового магнон-плазмон-поляритону.

Заплановані дослідження можуть відкрити шляхи для створення магнітних кристалів нового покоління.

Метою цієї роботи, є, вперше, експериментально зафіксувати появу мікрохвильових магнон плазмон-поляритонів в феромагнітному резонаторі поверхневої електромагнітної хвилі.

1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

1.1. Особливості поверхневих електромагнітних хвиль

Поверхневі електромагнітні хвилі є типом електромагнітних хвиль, що поширюються вздовж границі розділу двох середовищ з експоненціальним затуханням амплітуд при віддаленні від поверхні розділу. У 1907 році, Ценнек вперше використав термін "поверхневі хвилі" у зв'язку з радіохвилями, що поширюються над землею поверхнею [19]. При певних умовах, такі хвилі розповсюджуються вздовж межі розділу двох різнорідних середовищ та мають відмінні від об'ємних хвиль властивості. Поверхнева хвиля має сконцентроване електромагнітне поле поблизу поверхні, що створює велику густину струму. Процес утворення поверхневої хвилі пов'язаний з уповільненням електромагнітних хвиль, тому перед розглядом поверхневих хвиль слід розглянути утворення повільних хвиль, які мають фазову швидкість розповсюдження меншу, ніж швидкість світла в вакуумі c . Повільні хвилі мають власні властивості та застосування.

Вираз для поздовжнього хвильового числа повільної хвилі, при умові однорідного заповнення хвилеводу діелектриком, з діелектричною проникністю ε , має вигляд:

$$\beta = \sqrt{k^2 \varepsilon - g^2}, \quad (1.1)$$

де g — поперечне хвильове число.

А для фазової швидкості:

$$v_\phi = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon - \left(\frac{g}{k}\right)^2}} < c \quad (1.2)$$

Аналізуючи формулу (1.2) можна зрозуміти, що фазова швидкість хвилі може істотно зменшуватися для випадку, коли величина діелектричної сталої ε набуває достатньо великих значень.

Для випадку розповсюдження хвилі вздовж границі діелектрика з вакуумом або повітрям, її електричні та магнітні поля частково проникають в

це середовище та розповсюджуються з тією ж сталою розповсюдження β та фазовою швидкістю v_ϕ , але з врахуванням діелектричної проникності середовища ($\varepsilon = 1$):

$$\beta = \sqrt{k^2 - g^2} \quad (1.3)$$

Як можна бачити, $\beta > k$, а значить для поперечного хвильового числа в вакуумі $g^2 < 0$, отже g – уявна величина, що відповідає експоненціальному затуханню полів такої повільної хвилі в напрямку від поверхні, як наслідок концентрація потужності хвилі біля поверхні, відбувається нібито її прилипання до поверхні, в даному випадку повільна хвиля є поверхневою хвилею. Якщо ж діелектрична проникність середовища має комплексний вигляд $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$ й $|\varepsilon'| \gg |\varepsilon''|$, як для випадку металевої або діелектричної поверхні із втратами, то експоненціальне затухання електромагнітного поля відбувається не лише в напрямку від поверхні у вакуум, а і при віддалені в зворотному напрямку, в глиб середовища. Отже коли поверхнева електромагнітна хвиля розповсюджується вздовж поверхні металу її поля, а отже і потужність зосереджені переважно неподалік поверхні цього металу й експоненціально спадають в обох напрямках від поверхні, як в метал так і в вакуум.

Ці хвилі знайшли широке застосування в науці та техніці [11], як засіб ефективної передачі сигналів, пакетів інформації та енергії іншим носіям. Але в сучасних приладах, явище уповільнення електромагнітних хвиль діелектриком майже не застосовується, перевага надається використанню інших методів, наприклад використання ліній затримки, хвилеводів складної форми або методів на основі дифракції.

Поверхневі електромагнітні хвилі (ПЕМХ) добре вивчені в оптичному діапазоні [20, 21] на противагу мікрохвильовому діапазону, де вивчення цих явищ нещодавно активно було розпочато [22, 23].

Електромагнітні хвилі, які поширюються вздовж певної поверхні або межі розподілу середовищ називають поверхневими хвилями, поверхневими плазмонами, або поверхневими поляритонами.

1.2. Хвильове рівняння

Для дослідження властивостей поверхневих плазмон поляритонів давайте розглянемо рівняння Максвелла у випадку плоскої границі розподілу між провідником та діелектриком.

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_{ext} \quad (1.4a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.4b)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.4c)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_{ext} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1.4d)$$

Рівняння Максвелла можна зручно перетворити до вигляду хвильових рівнянь. У відсутність зовнішніх струмів та зарядів з рівняння (1.4a), (1.4d) можна отримати

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} \quad (1.5)$$

Використовуючи тотожності $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} \equiv \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$, а також $\nabla \cdot (\varepsilon \mathbf{E}) \equiv \mathbf{E} \cdot \nabla \varepsilon + \varepsilon \nabla \cdot \mathbf{E}$ та згадуючи, що при відсутності зовнішніх джерел $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$, рівняння (1.5) можна зобразити в такому вигляді

$$\nabla \left(-\frac{1}{\varepsilon} \mathbf{E} \cdot \nabla \varepsilon \right) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}. \quad (1.6)$$

У випадку малих змін діелектричних властивостей середовища $\varepsilon = \varepsilon(\mathbf{r})$ на масштабів порядку довжини хвилі, рівняння (1.6) зводиться до хвильового рівняння

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.7)$$

Для неоднорідного середовища це рівняння слід вирішувати окремо в областях постійних значень ε , а отримані результати краще зшити, використовуючи відповідні граничні умови. Для того, щоб привести рівняння (1.7) до зручного вигляду для опису локалізованих хвиль, зробимо наступні пояснення. По-перше, часову залежність електричного поля будемо вважати гармонічною: $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}$. Підстановка цієї формули в рівняння (1.7) дає відоме рівняння Гельмгольца

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k_0^2 \varepsilon \mathbf{E} = 0. \quad (1.8)$$

де $k_0 = \frac{\omega}{c}$ – хвильовий вектор хвилі, що розповсюджується у вакуумі.

Наступним кроком необхідно конкретизувати геометрію задачі. Для спрощення ми обмежимося одновимірним випадком, в якому ε залежить лише від одної просторової координати, наприклад $\varepsilon = \varepsilon(z)$. Будемо розглядати хвилю, яка розповсюджується вздовж осі x декартової системи координат, в напрямку осі y (див. рис. 1.1), середовище будемо вважати однорідним. В нашому випадку для поверхневої електромагнітної хвилі площина $z = 0$ співпадає з межею розподілу середовища, електричне поле хвилі можна записати у вигляді $\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{E}(z)e^{i\beta x}$. Комплексний параметр $\beta = k_x$ називається коефіцієнтом розповсюдження бігучої хвилі, відповідає хвильовому вектору в напрямку розповсюдження. Підстановка даного виразу в рівняння (1.8) призводить до тої форми хвильового рівняння, який шукаємо:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}(z)}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) \mathbf{E} = 0. \quad (1.9)$$

Зрозуміло, що аналогічне рівняння дійсне і для магнітного поля \mathbf{H} .

Рівняння (1.9) є вихідним пунктом для загального аналізу електромагнітних мод, які розповсюджуються в хвилеводах.

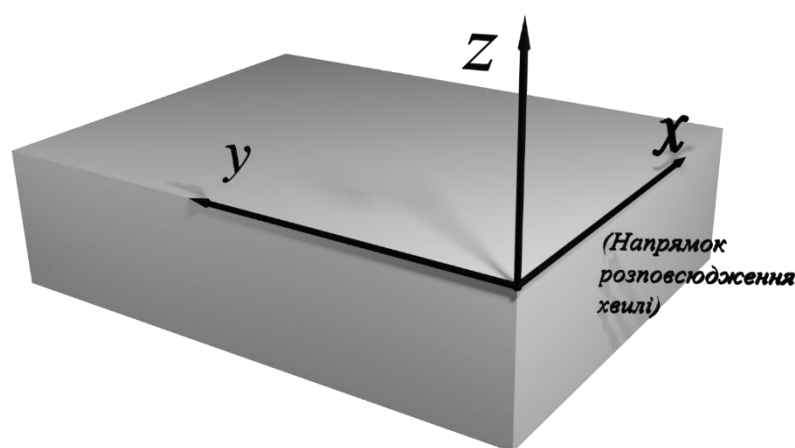


Рис. 1.1 Геометрія планарного хвилеводу. Хвиля розповсюджується вздовж осі x декартової системи координат.

Більш детальне обговорення властивостей рівняння та його застосування можна знайти в книзі [24], де також містяться і інші дослідження по фотоніці та оптоелектроніці. Для того, щоб з хвильового рівняння знайти просторовий профіль та закон дисперсії хвиль, необхідно знайти явні вирази для різних компонент полів \mathbf{E} та \mathbf{H} . Це легко отримати з рівнянь (1.4c) та (1.4d).

У випадку гармонічної залежності від часу ($\frac{\partial}{\partial t} = -i\omega$) отримуємо наступну систему зв'язаних рівнянь:

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = i\omega\mu_0 H_x \quad (1.10a)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\omega\mu_0 H_y \quad (1.10b)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = i\omega\mu_0 H_z \quad (1.10c)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon E_x \quad (1.10d)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon E_y \quad (1.10e)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon E_z \quad (1.10f)$$

Для хвилі, яка розповсюджується вздовж осі x ($\frac{\partial}{\partial x} = i\beta$) та однорідною вздовж напрямлення y ($\frac{\partial}{\partial y} = 0$), система рівнянь спрощується наступним чином:

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = -i\omega\mu_0 H_x \quad (1.11a)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - i\beta E_z = i\omega\mu_0 H_y \quad (1.11b)$$

$$i\beta E_y = i\omega\mu_0 H_z \quad (1.11c)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = i\omega\varepsilon_0\varepsilon E_x \quad (1.11d)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - i\beta H_z = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon E_y \quad (1.11e)$$

$$i\beta H_y = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon E_z \quad (1.11f)$$

Неважно показати, що система рівнянь, яку розглядаємо має два самопогоджених рішення, які відповідають хвилям з різними поляризаціями. Перше вирішення визначає поперечні магнітні (ТМ- або р-) моди, в яких

відмінні від нуля лише компоненти полів E_x , E_z та H_y , друге – поперечні електричні (TE- або s-) моди з відмінними від нуля H_x , H_z та E_y .

Для ТМ-мод система рівнянь (1.11) зводиться до

$$E_x = -i \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon} \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad (1.12a)$$

$$E_z = -\frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon} H_y, \quad (1.12b)$$

а хвильове рівняння в цьому випадку приймає вигляд

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) H_y = 0. \quad (1.12c)$$

Аналогічна система рівнянь для ТЕ-мод має вигляд

$$H_x = i \frac{1}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial z}, \quad (1.13a)$$

$$H_z = \frac{\beta}{\omega \mu_0} E_y, \quad (1.13b)$$

і відповідне хвильове рівняння:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) E_y = 0. \quad (1.13c)$$

Рівняння, які наведено вище, дозволяють аналізувати поверхневі плазмон-поляритони.

1.3. Поверхневі плазмон-поляритони на одиноких межах середовищ

Найпростішою структурою, яка підтримує ППП, є плоска межа розподілу (рис. 1.2) між непоглинаючим діелектриком, який заповнює напівпростір ($z > 0$) з додатною дійсною діелектричною проникністю ε_2 та струмопровідним напівпростором ($z < 0$), яке визначається діелектричною функцією $\varepsilon_1(\omega)$. Вимоги металевих властивостей напівпростору мають на увазі, що $\text{Re}[\varepsilon_1] < 0$. В металах умова виконується при частотах нижче частоти об'ємних плазмонів ω_p . Ми шукаємо рішення у вигляді біжучих хвиль, локалізованих в околиці межі середовища, тобто затухаючих у напрямку, перпендикулярному z -направленню.



Рис. 1.2 Геометрія розповсюдження ППП вздовж одинарною межею середовища між металом та діелектриком

Для початку розглянемо ТМ-рішення. Використовуючи першу систему рівнянь (1.12), в обох напівпросторах отримуємо

$$H_y(z) = A_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z}, \quad (1.14a)$$

$$E_x(z) = iA_2 \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} k_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z}, \quad (1.14b)$$

$$E_z(z) = -A_1 \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} e^{i\beta x} e^{-k_2 z}, \quad (1.14c)$$

при $z > 0$ та

$$H_y(z) = A_1 e^{i\beta x} e^{k_1 z}, \quad (1.15a)$$

$$E_x(z) = -iA_1 \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} k_1 e^{i\beta x} e^{k_1 z}, \quad (1.15b)$$

$$E_z(z) = -A_1 \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} e^{i\beta x} e^{k_1 z}, \quad (1.15c)$$

При $z < 0$. Тут $k_i \equiv k_{z,i}$ ($i = 1, 2$) – проекція уявного хвильового вектору на напрямок, перпендикулярний межі розділу двох середовищ. Обернена їй величина $\hat{z} = 1/|k_z|$ визначає довжину затухання полів в цьому напрямку та являє собою поперечний масштаб локалізації хвилі. Неперервність H_y та $\varepsilon_i E_z$ на межі розділу двох середовищ потребує рівності $A_1 = A_2$, а також

$$\frac{k_2}{k_1} = -\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}. \quad (1.16)$$

Треба помітити, що при обраному тут погодженні відносно знаків показників експонент в рівняннях (1.14), та (1.15) локалізація хвилі поблизу поверхні потребує виконання нерівності $\text{Re}[\varepsilon_1] < 0$ при $\varepsilon_2 > 0$. Це означає, що поверхневі хвилі можуть існувати лише на межу розділу матеріалів з протилежними знаками дійсних частин їх діелектричних проникностей, тобто лише на межах розділу провідників та діелектриків. Більш того, вираз для H_y повинний задовольняти хвильовому рівнянню (1.12c), що дає

$$k_1^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_1, \quad (1.17a)$$

$$k_2^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_2, \quad (1.17b)$$

Комбінуючи ці рівняння з (1.16), ми отримуємо основний результат даного розділу – дисперсійне співвідношення для ППП, який розповсюджується вздовж межі розділу між двома напівпросторами

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}. \quad (1.18)$$

Даний вираз є правдивим як для дійсних, так і для комплексних значень ε_1 , тобто як для поглинаючих, так і для не поглинаючих провідників.

Перед тим як перейти до більш детального обговорення властивостей дисперсійного співвідношення (1.18), коротко проаналізуємо умови існування

поверхневих ТЕ-мод. Використовуючи рівняння (1.13), отримаємо відповідний вираз для компонентів полів:

$$E_y(z) = A_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z}, \quad (1.19a)$$

$$H_x(z) = -iA_2 \frac{1}{\omega \mu_0} k_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z}, \quad (1.19b)$$

$$H_z(z) = A_2 \frac{\beta}{\omega \mu_0} e^{i\beta x} e^{-k_2 z}, \quad (1.19c)$$

при $z > 0$ та

$$E_y(z) = A_1 e^{i\beta x} e^{k_1 z}, \quad (1.20a)$$

$$H_x(z) = iA_1 \frac{1}{\omega \mu_0} k_1 e^{i\beta x} e^{k_1 z}, \quad (1.20b)$$

$$H_z(z) = A_1 \frac{\beta}{\omega \mu_0} e^{i\beta x} e^{k_1 z}, \quad (1.20c)$$

при $z < 0$. Неперервність E_y та H_x на межі розділу призводить до наступної умови:

$$A_1(k_1 + k_2) = 0. \quad (1.21)$$

Так як утримання хвилі поблизу поверхні можливо при виконанні нерівностей $\text{Re}[k_1] > 0$ та $\text{Re}[k_2] > 0$, ця умова виконується лише при $A_1 = 0$ та, відповідно, при $A_2 = A_1 = 0$. Таким чином, с ТЕ-поляризацією поверхневих мод не існує. Поверхневі плазмон-поляритони існують тільки при ТМ-поляризації.

Розглянемо більш детально властивості поверхневих плазмон-поляритонів, які впливають з дисперсійних співвідношень. На рис. 1.3 представлені розраховані за допомогою (1.18) дисперсійне співвідношення ППП для межі розділу метал-повітря ($\epsilon_2 = 1$) та метал-кварцове скло ($\epsilon_2 = 2,25$). В обох випадках припускається, що метал є непоглинаючим та діелектрична проникність визначається із наближення Друде. На наведеному графіку частота ω нормована на плазмену частоту ω_p , також на рисунку представлена дійсна та уявна частини хвильового вектору β – дійсна (суцільні лінії) та уявна (штриховані). Оскільки ППП мають характер зв'язаних коливань, їм відповідають ділянки дисперсійних кривих, розташовані справа від дисперсійних кривих світла, які розповсюджуються в повітрі та кварці

відповідно. Таким чином, для збудження ППП за допомогою електромагнітних хвиль потрібні спеціальні методи узгодження, таких як призматичний зв'язок або ґратковий ввід. Електромагнітні хвилі в металі виникають в режимі прозорості $\omega = \omega_p$. Для частот, які відповідають різним модам, знаходиться щілина, в якій хвильове число β приймає тільки уявні значення, та відповідно, розповсюдження хвиль неможливе.

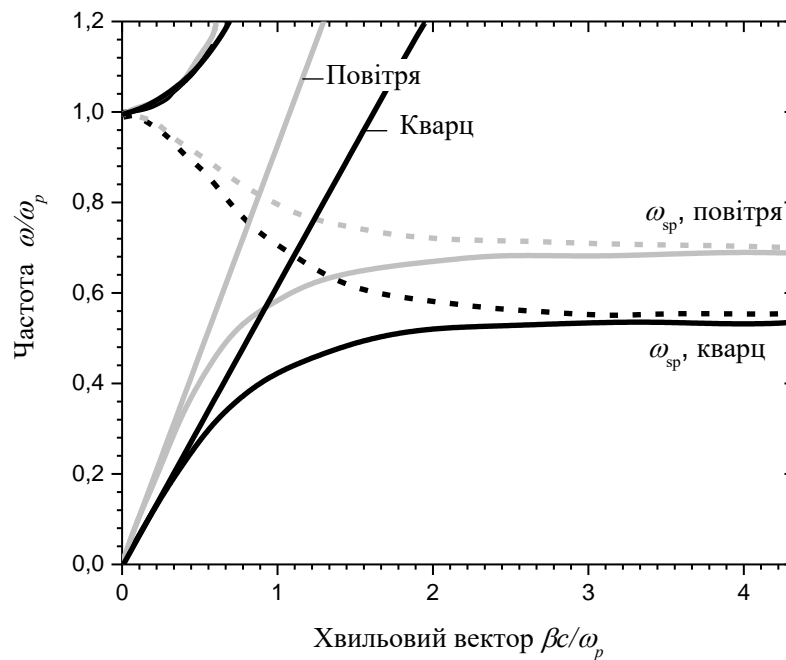


Рис. 1.3 Дисперсійні криві ППП, які розповсюджуються вздовж межі розподілу між металом та повітрям (сірі лінії), та кварцем (чорні лінії) ω_{sp} , повітря

При малих хвильових числах, які відповідають відносно низьким частотам (середина інфрачервоного діапазону і нижче) коефіцієнт розповсюдження ППП близький до значення k_0 , який відповідає оптичному закону дисперсії, і поля проникають вглиб діелектрика на відстань, набагато більшу від довжини хвилі. Отже, в цьому режимі поверхневі плазмон-поляритони набувають природи ковзного світлового поля, відомого в літературі як хвилі Зоммерфельда-Ценнека [25].

В протилежному режимі великих хвильових чисел частота ППП наближається до характерної частоти поверхневого плазмону:

$$\omega_{\text{sp}} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1+\varepsilon_2}}, \quad (1.22)$$

що можна показати, підставляючи діелектричну проникність газу вільних електронів в рівняння (1.18). У межі зневажливо малого згасання для електронів провідності (що має на увазі $\text{Im}[\varepsilon_1(\omega)] = 0$) хвильове число β прямує до нескінченності, а групова швидкість $v_g \rightarrow 0$ у випадку частоти, яка прагне до значення ω_{sp} . Таким чином, мода приймає електростатичний характер і називається *поверхневим плазмоном*. Дійсно, її можна отримати шляхом безпосереднього вирішення рівняння Лапласа $\nabla^2\phi = 0$ для зображеної на рис. 1.2 геометрії з одиночною межею розділу, де ϕ – електричний потенціал. Рішення, яке має хвильовий характер вздовж осі x та експоненціально згасаюче вздовж осі z , має вигляд

$$\phi(z) = A_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z} \quad (1.23)$$

при $z > 0$ та

$$\phi(z) = A_1 e^{i\beta x} e^{k_1 z} \quad (1.24)$$

при $z < 0$. Рівняння $\nabla^2\phi = 0$ потребує виконання рівності $k_1 = k_2 = \beta$: глибини проникності $|\hat{z}| = 1/k_z$ в діелектрику та металі однакові. Неперервність ϕ та $\varepsilon \partial\phi/\partial z$ забезпечує неперервність тангенціальних компонент напруженості електричного поля та нормальної компоненти електричної індукції i , відповідно, потребує виконання нерівностей $A_1 = A_2$ та

$$\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2 = 0. \quad (1.25)$$

Порівняння рівнянь (1.25) та (1.18) показує, що поверхневий плазмон дійсно є граничною формою ППП при $\beta \rightarrow \infty$.

Вище, при обговоренні рис. 1.3 ми вважали провідник ідеальним, тобто вважали, що $\text{Im}[\varepsilon_1] = 0$. Але в реальних металах колективні збудження поглинаються як електронами, так і міжзонними електронними переходами. Отже, $\varepsilon_1(\omega)$ є комплексною величиною. Комплексні значення приймає також і коефіцієнт розповсюдження ППП β . Біжучі ППП експоненціально згасають

на деякій довжині (яку також називають довжиною розповсюдження) $L = (2 \operatorname{Im}|\beta|)^{-1}$, типові значення якої, у видимій області спектрі, лежать між 10 та 100 мкм в залежності від характеристик досліджуваної структури метал-діелектрик.

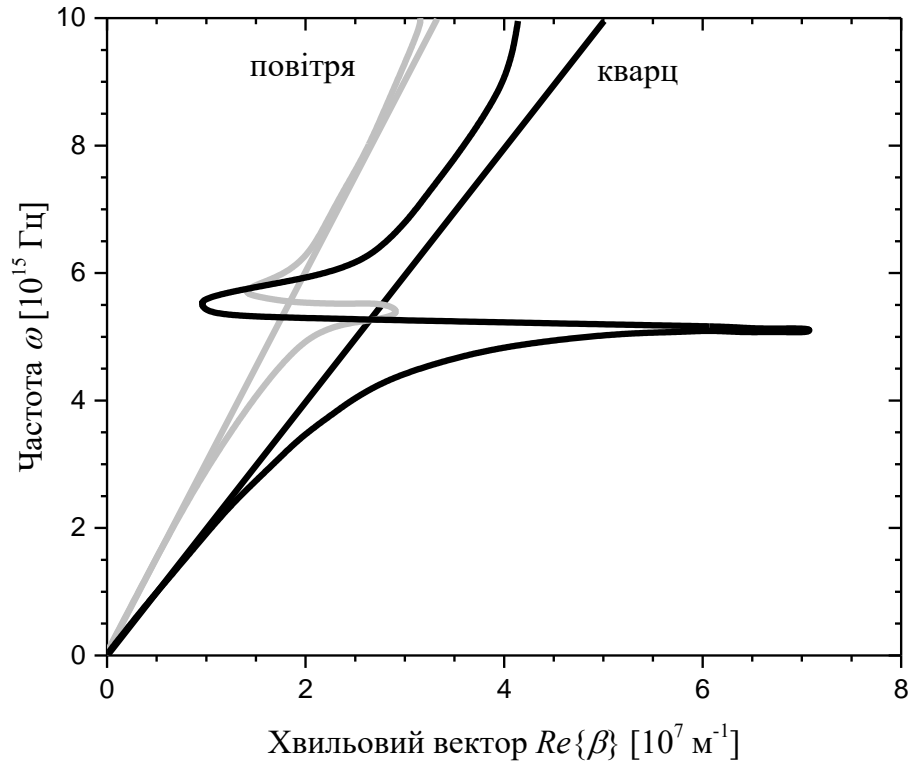


Рис. 1.4 Дисперсійні криві ППП, які розповсюджуються вздовж межі розподілу срібло-повітря (сіра крива) та срібло-кварц (чорна крива). Внаслідок поглинання хвильове число зв'язаних коливань ППП наближається до кінцевої межі при частоті поверхневого плазмону.

В якості прикладу на рис. 1.4 представлені дисперсійні криві ППП, які розповсюджуються вздовж межі середовищ срібло-повітря та срібло-кварц, розраховані за допомогою діелектричної функції срібла $\varepsilon_1(\omega)$, отриманої з результатів Джонсона та Крісті [26]. Як впливає з рисунка, в протилежність до зображених на рис. 1.3 дисперсійним кривим незатухаючих ППП з наближенням до частоти поверхневих плазмонів ω_{sp} хвильове число зв'язаних ППП прямує до деякого максимального, але скінченного значення. Це

обмеження встановлює нижню межу як для довжини хвилі $\lambda_{sp} = 2\pi/\text{Re}[\beta]$ поверхневого плазмону, так і для степені локалізації моди в перпендикулярному до поверхні напрямку тому, що поля ППП спадають по закону $e^{-|k_z||z|}$, де $k_z = \sqrt{\beta^2 \varepsilon_2 \left(\frac{\omega}{c}\right)^2}$. Це призводить до появи *квазізв'язаних мод* в інтервалі частот між ω_{sp} та ω_p , який у випадку ідеального провідника відповідає щілині дисперсного співвідношення, де $\text{Re}[\beta] = 0$ (рис. 1.3).

Закінчимо цей пункт обговоренням довжини розповсюдження L та утримання енергії (який визначається величиною \hat{z}) в діелектрику. Як видно з дисперсійного рівняння, ці величини сильно залежать від частоти. При частотах, близьких до ω_{sp} , ППП сильно локалізовані поблизу межі розподілу та мають малу довжину розповсюдження. Використовуючи формули, що обговорювали раніше, знаходимо, що ППП на межі середовищ срібло-повітря при $\lambda_0 = 450$ нм мають $L \approx 16$ мкм та $\hat{z} \approx 180$ нм, тоді як при $\lambda_0 = 1,5$ мкм: $L \approx 1080$ мкм, $\hat{z} \approx 2,6$ мкм. Ця характерна ситуація з локалізацією і втратами типічна для плазмоніки. Зауважимо, що поблизу ω_{sp} довжина утримання поля в діелектрику може досягати значень, які лежать нижче дифракційної межі, тобто половини довжини хвилі. Безпосередньо в металі в широкому частотному діапазоні від видимої частини спектру до інфрачервоної, електромагнітне поле майже зникає вже на відстані порядку 20 нм від межі розподілу середовищ.

1.4. Характеристики та властивості РПЕХ

Узагальнений вигляд РПЕХ може бути представлений як провідна поверхня з деякою товщиною d_M , до якої можуть бути приєднані, з обох сторін, діелектрики. Наприклад, діелектрик 1 та/або діелектрик 2, з товщинами d_1 та d_2 , і з відповідними діелектричними сталими ϵ_1 та ϵ_2 . Система з провідною поверхнею має розташовуватись перпендикулярно до широких стінок хвилеводу, як це показано на рис. 1.5.

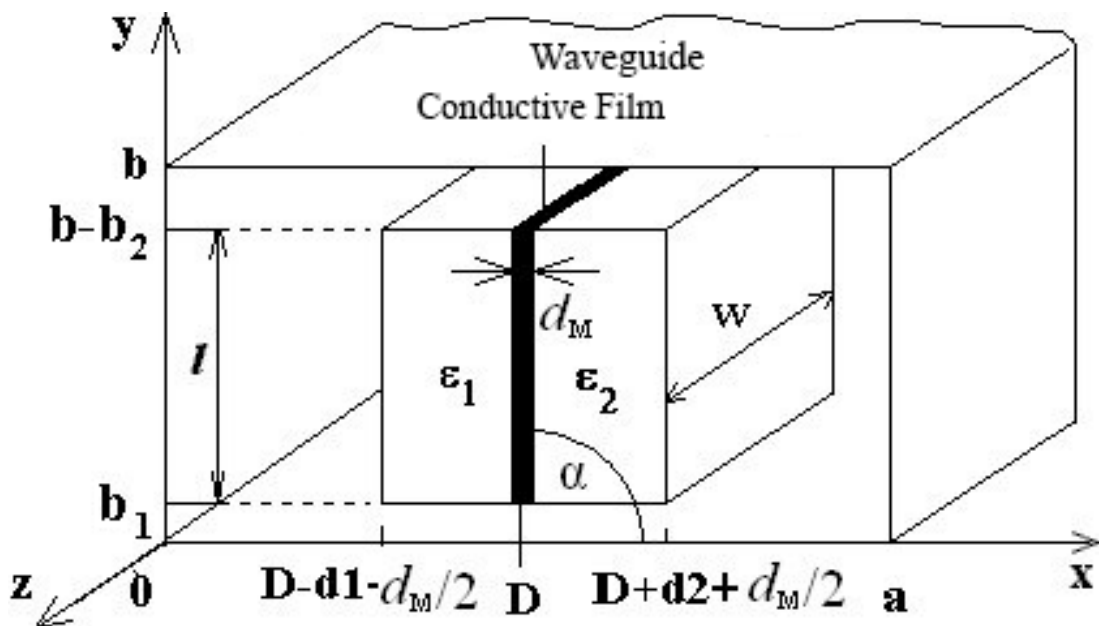


Рис. 1.5. Півхвильовий РПЕХ у прямокутному хвилеводі [27].

В порівнянні з мікросмушковими та компланарними резонаторами РПЕХ мають суттєві переваги. Серед яких можна зазначити більш простий процес для його виготовлення, можливість легкого збудження основною хвилею H_{10} прямокутного хвилеводу та наявної, достатньо однорідної, значної густини НВЧ струму поблизу провідної поверхні. Проте існує і суттєвий недолік, а саме, відносно невелике значення власної добротності, через втрати в стінках хвилеводу, що оточують резонатор. В роботах [27, 28], достатньо ґрунтовно та повно, розглянуті мікрохвильові властивості таких систем для випадку

електродинамічної системи на основі регулярних хвильоводів. Для X-діапазону, при умові кімнатної температури, добротність не перевищує 10^4 .

Основним резонансним елементом РПЕХ – є поверхня із скінченою провідністю, з геометричними латеральними розмірами l , w та d . Де l - довжина резонатора, що визначається як резонансний розмір для поперечних мод коливань резонатора; w – ширина резонатора, що визначає частоту коливань повздовжніх мод резонатора; а товщина d – не є резонансним розміром, проте накладається умова, існування достатньої величини, щоб забезпечити протікання мікрохвильового струму.

Поперечні коливання – є основним класом коливань РПЕХ та є більш зручними, для застосування у магнітоплазмонічних пристроях, на відміну від повздовжніх коливань.

На рис. 1.6а представлені моди обох типів коливань для Ka-діапазону, які були отримані експериментально в [29, 30]. Аналогічний спектр частот був отриманий для X-діапазону [17].

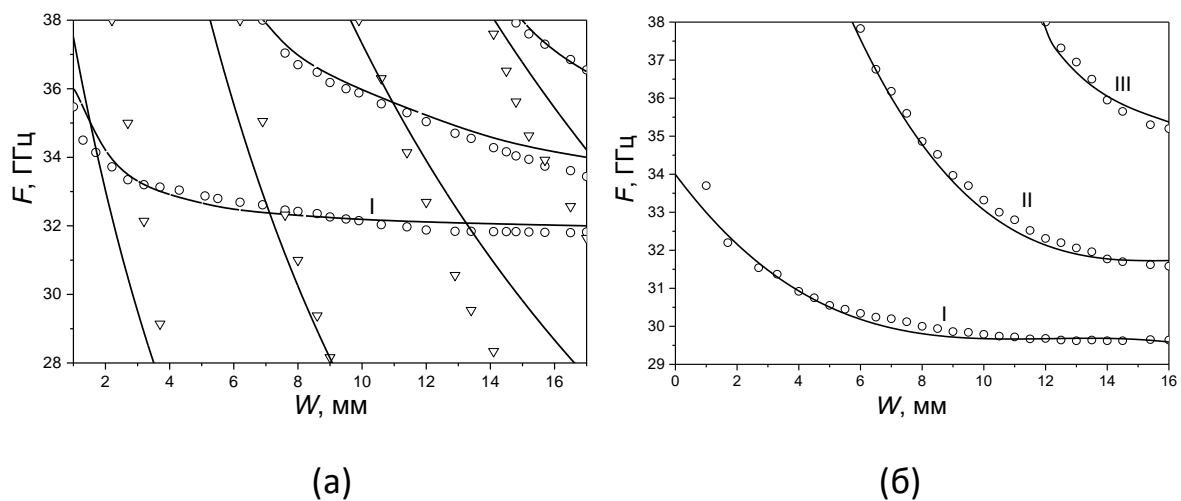


Рис. 1.6. Залежність власних частот півхвильового РПЕХ від поздовжнього розміру резонатора w у стандартному хвильоводі (а) та позамежному хвильоводі (б). Суцільні лінії – результати теоретичного аналізу, точки – дані експерименту [29, 30].

Дані, що позначені “○” – відображають поперечні моди коливання РПЕХ, а дані, що позначені “▽” – повздовжні моди коливань. Рис. 1.6а

відображає випадок застосування електродинамічної системи для РПЕХ на основі регулярного хвилеводу, проте як було показано в роботі [29] можливе застосування іншої електродинамічної системи, на основі позамежного хвилеводу. Наслідком застосування – є спрощення спектру коливань РПЕХ, а саме зникнення мод повздожніх коливань, як це видно на рис. 1.6б.

Позамежний хвилевід – це хвилевід, в якому обрана хвилеводна мода поширюватись не може. Він так створений, що це поза робочим діапазоном для цієї моди.

2. Експериментальні методики досліджень

2.1. Експериментальні установки для вимірювання мікрохвильових характеристик ФРПЕХ

Експериментальні вимірювання мікрохвильових характеристик феромагнітного резонатора поверхневої електромагнітної хвилі, таких як амплітудно-частотні характеристики, зсув резонансної частоти ФРПЕХ, зміна коефіцієнтів відбиття та коефіцієнту стоячої хвилі в резонансі та інших, були проведені за допомогою установок, основу яких складає лінійний аналізатор ланцюгів з відповідною довжиною хвиль та електромагніт. Блок-схема установки для вимірювання таких мікрохвильових характеристик в Ка-діапазоні була побудована на основі лінійного аналізатору ланцюгів P2-65 восьмиліметрового діапазону та представлена на рис.2.1.

Вимірювання величини індукції однорідного постійного магнітного поля було здійснено попередньо каліброваним вимірювачем магнітної індукції Ш1-8, робота якого побудована на застосуванні явища ефекту Хола.

Скалярний лінійний аналізатор Ка-діапазону P2-65, далі вимірювач, призначений для вимірювання АЧХ елементів та пристроїв надвисокочастотного тракту, а саме частотних характеристик послаблення або коефіцієнтів стоячої хвилі по напрузі (КСХН).

Вимірювач P2-65 складається з НВЧ генератора “ГКЧ-65” на основі лампи оберненої хвилі, індикатора “Я2Р-67”, набору елементів НВЧ тракту та з’єднувальних коаксіальних й додаткових кабелів, що необхідні для його функціонування.

Генератор частоти “ГКЧ-65”, призначений для генерування мікрохвильового високочастотного сигналу Ка-діапазону із стабілізованою, регульованою вихідною потужністю за допомогою системи “АРМ” (система автоматичного регулювання потужності), яка утримує рівень вихідної потужності сигналу шляхом внесення втрат прохідним електрично керованим атенюатором при зміні частоти цього сигналу. Індикатор “Я2Р-67”

призначений для відображення та спостереження на екрані електронно-променевої трубки амплітудно-частотних характеристик елементів та пристроїв НВЧ, що досліджуються, і надає можливості проводити вимірювання зазначених величин шляхом порівняння відліків візирів та шкального пристрою як в ручному так і в автоматичному режимах зміни частоти ГКЧ.

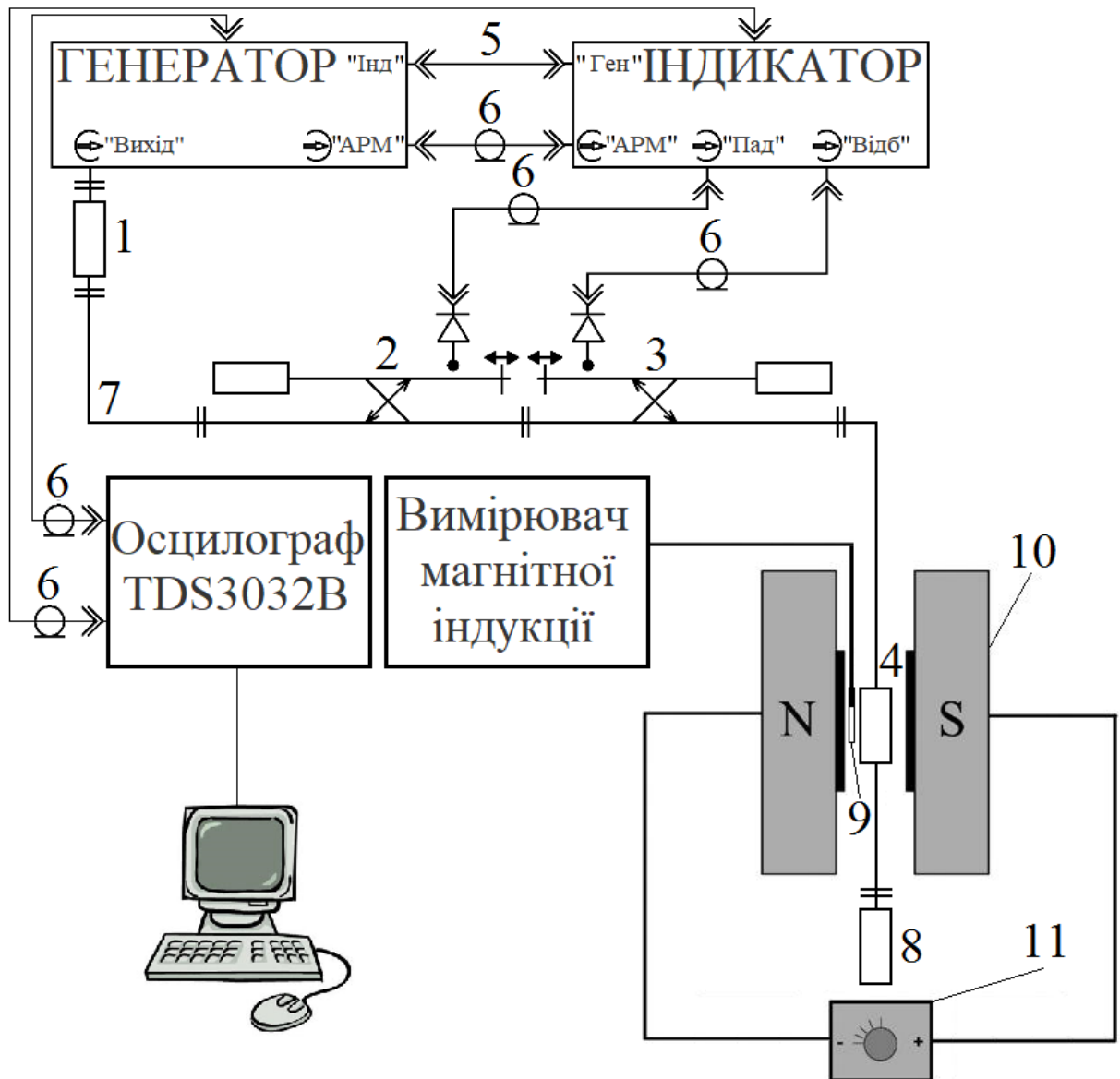


Рис. 2.1 Експериментальна установка Ка-діапазону на основі вимірювача P2-65: розв'язувальний атенюатор 3 дБ (1); хвилеводний направлений відгалужувач «Падаюча» (2); хвилеводний направлений відгалужувач «Відбита» (3); вимірювальна хвилеводна секція (4);

з'єднувальний міжблочний кабель (5); коаксіальний кабель ВЧ (6); поворот хвилеводу за вузькою стороною (7); узгоджене навантаження (8); датчик вимірювача магнітної індукції Ш1-8 (9); електромагніт (10); джерело живлення електромагніту (11).

Генератор “ГКЧ-65” використовується в режимі “F1,F2”, в якому він в автоматичному режимі генерує НВЧ сигнал, який лінійно змінюється на протязі певного проміжку часу, встановленого органами керування “Період, сек”, за частотою в діапазоні від “F1” до “F2”, та швидко повертається до “F1” (за пилкоподібною функцією амплітуди від часу). що не перевищує робочий діапазон частот ГКЧ який складає не менше від 25,86 ГГц до 37,5 ГГц із забезпеченням додаткового інтервалу частот, як знизу так і згори. До складу генератора входить вбудований об'ємний циліндричний резонансний частотомір, який використовується для визначення частоти сигналу.

Електричний магніт (10) має повітряне природне охолодження. В просторі між його наконечників можливе створення та регулювання однорідного постійного магнітного поля із достатньо великою індукцією до 0,8 Тл. Стабілізований електричний струм в його котушках, який необхідний для створення цього достатньо потужного магнітного поля забезпечується використанням лінійних джерел живлення (11), які послідовно ввімкнені в електричне коло разом із котушками електромагніту. Зразок, що розташований в експериментальній секції (4), був розміщений безпосередньо в центрі зазору, який утворений між наконечниками, полюсами електромагніту. НВЧ тракт, який складається з хвилеводів восьмиміліметрового діапазону довжин хвиль з перерізом 7,2 мм*3,4 мм. Експериментальна секція (4) побудована на відрізку такого хвилеводу та приєднана до регулярного тракту за допомогою фланців, що передбачені для з'єднання окремих відрізків хвилеводної лінії передач. НВЧ тракт приєднаний до ГКЧ через хвилеводний атенюатор 3 дБ (1), який використовується в якості розв'язки генератора. Для усунення відбиття електромагнітної хвилі від кінця хвилеводу та забезпечення узгодження, НВЧ тракт закінчувався хвилеводним

узгодженим навантаженням (8), яке було підключено до регулярного хвилеводу.

Експериментальні вимірювання мікрохвильових характеристик ФРПЕХ в X-діапазоні були проведені за допомогою установки аналогічної до рис. 2.1, будова якої заснована на роботі лінійного аналізатора ланцюгів трисантиметрового діапазону довжин хвиль Р2-61 та іншого електричного магніту СП-78 та представлена на рис.2.2.

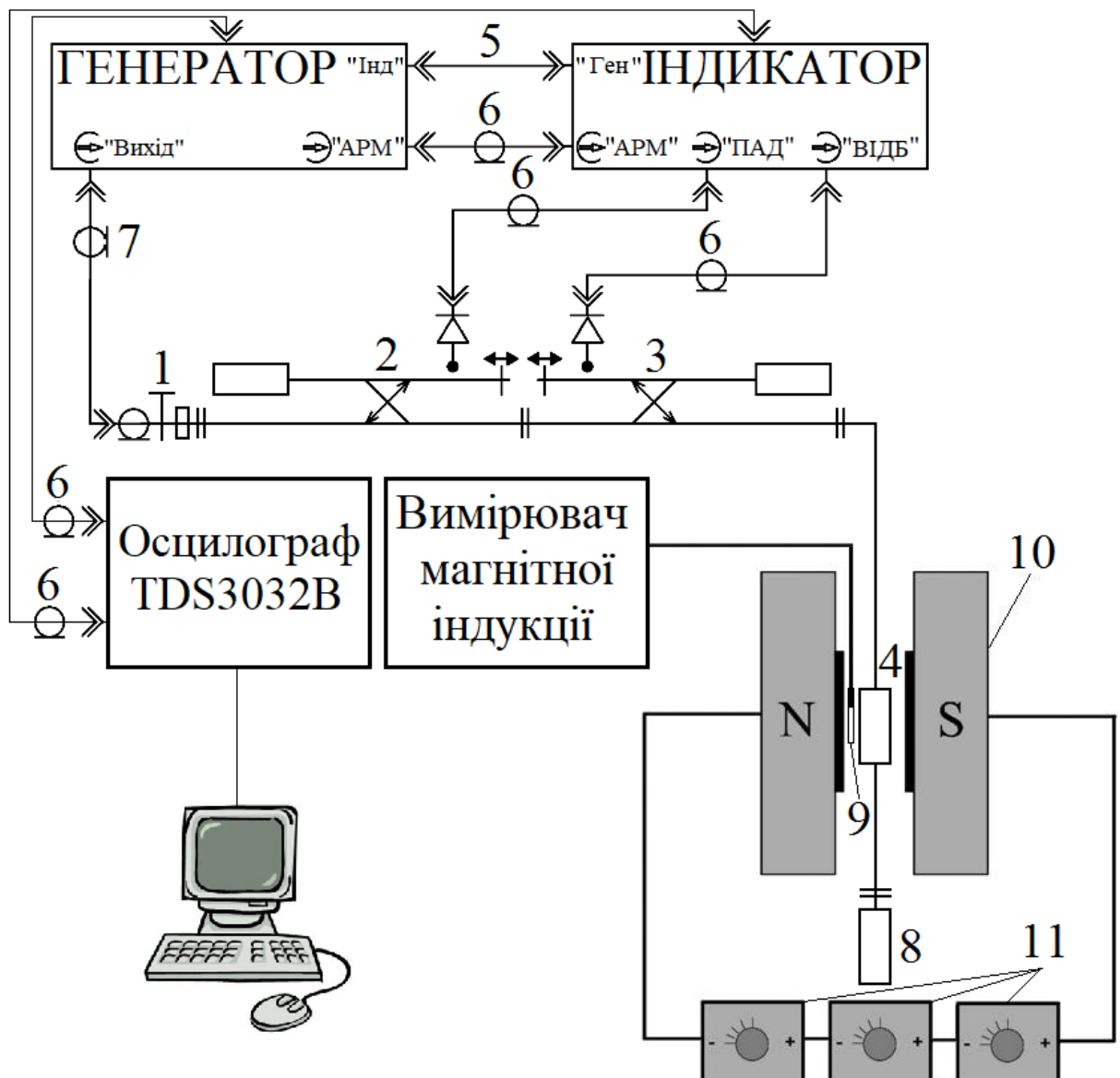


Рис. 2.2 Експериментальна установка X-діапазону на основі вимірювача Р2-61: коаксіально-хвилеводний перетворювач (1); хвилеводний направлений відгалужувач «Падаюча» (2); хвилеводний направлений

відгалужувач «Відбита» (3); вимірювальна хвилеводна секція (4); з'єднувальний міжблочний кабель (5); коаксіальний кабель ВЧ (6); коаксіальний НВЧ кабель(7); узгоджене навантаження (8); датчик вимірювача магнітної індукції Ш1-8 (9); електромагніт (10); джерела живлення електромагніту (11).

Електричний магніт СП-78, за принципом дії є аналогічним до попереднього, але має більший повітряний зазор та можливість створення і регулювання однорідного постійного магнітного поля з індукцією до 1,25 Тл. Вибір більш потужного електромагніту для Х-діапазону пов'язаний з необхідністю збільшення зазору магніту через необхідність розташувати в зазорі більш габаритні хвилеводні вузли та зберегти однорідність постійного магнітного поля.

Лінійний аналізатор ланцюгів Р2-61 складається з генератора "ГКЧ-61", індикатора "Я2Р-67", набору елементів НВЧ тракту, а також з'єднувальних коаксіальних та додаткових кабелів.

До складу генератора частоти "ГКЧ-61" входить блок управління та вставлений в нього блок НВЧ №5. Робочий діапазон частот ГКЧ з блоком НВЧ №5 складає не менше від 8,15 ГГц до 12,05 ГГц з додатковим інтервалом частот біля 300 МГц. Джерело НВЧ сигналу засновано на роботі діода Ганна в генераторному режимі. Зміна частоти генератора забезпечується керованою системою на основі феритової сфери, що розташована в магнітній системі. Частота вихідного сигналу генератора пропорційна магнітному полю, яке створене магнітною системою. Тому вимірювання частоти сигналу генератора забезпечується шляхом вимірювання напруги на каліброваному датчику струму магнітної системи. Режим зміни частоти сигналу генератора є лінійним як і для випадку вимірювань в Ка-діапазоні.

НВЧ тракт приєднаний до генератора за допомогою коаксіального НВЧ кабеля (7) через коаксіально-хвилеводний перехід (1) та складається з хвилеводів трисантиметрового діапазону довжин хвиль до якого була вбудована експериментальна секція (4) на основі поза межного хвилеводу.

НВЧ тракт закінчується хвилеводним узгодженим навантаженням, яке підключено до позамежного хвилеводу, з метою усунення відбиття електромагнітної хвилі від кінця хвилеводу.

Обидві експериментальні установки були модернізовані шляхом введення до їх складу цифрового осцилографа Tektronix TDS3032B який був використаний в якості швидкісного 16-бітного аналого-цифрового перетворювача сигналів вимірювачів, який крім того забезпечив накопичення та збереження цих сигналів.

2.2.Опис експериментальної секції

Найнижча за частотою поперечна мода – є основною модою РПЕХ. Саме ця мода є найзручнішою, тому і використовується для магнітоплазмонних застосувань. Випадок використання для РПЕХ електродинамічної системи на основі позамежного хвилеводу є технічно більш простий, принаймні дає можливість легко зорієнтувати зовнішнє постійне магнітне поле, забезпечити кращу добротність резонатора, за рахунок віддалення провідної поверхні резонатора від стінок хвилеводу, зменшуючи втрати в них. Тому РПЕХ переважно застосовують у позамежному хвилеводі [29, 31].

Саме тому попередні експериментальні дослідження ПМПП проводилися в Х-діапазоні та геометрії позамежного хвилеводу. Постало питання можливості експериментального спостереження ПМПП в області більш високих частот. У зв'язку з наявністю значного обсягу вузлів та обладнання Ка-діапазону, було вирішено використати цей діапазон. Проте виникає питання можливості застосування геометрії регулярного хвилеводу. Для першої серії експериментів були обрані дані умови та виготовлено феромагнітний резонатор на основі пермалою, з лінійними розмірами 3,00мм x 2,00 мм x 0,02 мм та розташовано у відріжку стандартного восьмиміліметрового хвилеводу з перерізом 7,2 x 3,4 мм. Цей ФРПЕХ було розташовано на пінополістерольній вставці по центру хвилеводу, щоб забезпечити його максимальну добротність. Проте для збудження РПЕХ необхідна не нульова проекція електричного поля основної моди H_{10} коливань хвилеводу. Зв'язок резонатора з полем електромагнітної хвилі хвилеводу забезпечувався зміною кута між поверхнею резонатора та широкою стінкою хвилеводу. Щоб забезпечити найкраще спостереження поверхневий магнітоплазмон-поляритонів необхідно встановити коефіцієнт зв'язку близький до критичного за умови відсутності зовнішнього магнітного поля.

Для перевірки можливості спостереження ПМПП в системі на основі феромагнітного РПЕХ, за умов зменшення провідності магнітного середовища

резонатора, було проведено іншу серію експериментів. Було обрано X-діапазон тому, що в порівнянні з Ka-діапазоном збільшення довжини хвилі, дозволяє полегшити виготовлення та налаштування резонатора і виміральної секції. Як показали попередні дослідження, відносна наявна величина ефекту, який ми досліджуємо говорить також на користь X-діапазону. Із трансформаторного заліза, на основі залізо-нікелевого сплаву, був виготовлений феромагнітний резонатор, розмірами 11,25 мм x 1,35 мм x 0,4 мм та застосована традиційна геометрія позамежного хвилеводу. Для забезпечення максимальної добротності резонатор був розташований по центру хвилеводу, тобто поверхні резонатора рівновіддалені від широких стінок хвилеводу на відстань біля 5 мм.

2.3.Методика вимірювань

Були проведені експерименти щодо резонансу поверхневого плазмон-поляритону (ПМПП) в плівці феромагнітного пермаллою (Pу) та залізо-нікелевого сплаву (FeNi) вимірюючи залежності мікрохвильових характеристик резонансної системи під дією індукції зовнішнього магнітного поля. Феромагнітні плівки є природнім резонансним поверхневим плазмон-поляритоном, відомим як резонатор поверхневої електромагнітної хвилі (РПЕХ). Частота цього резонансу головним чином залежить від бічних розмірів плівки l , w плівки. Проте, при наявності певного постійного магнітного поля, магнони в феромагнітній плівці збуджуються, і може утворитися складний резонанс ПМПП, якщо частота магنونів збігається з частотою поверхневих коливань плазмон-поляритонів.

Експерименти проводилися в Ка-діапазоні та Х-діапазоні за допомогою скалярних панорамних вимірювачів P2-65 та P2-61 відповідно за методом мікрохвильової рефлектометрії. Феромагнітний РПЕХ у формі плівки знаходився всередині прямокутного хвилеводу відповідного діапазону довжин хвиль. Для вивчення розподілу потужності електромагнітної хвилі в тракці НВЧ була застосована методика вимірювання потужності за допомогою вимірювача потужності на основі ваттметра МЗ-53 та термоелектричного перетворювача відповідного діапазону. З метою розширення меж його роботи, був використаний додатковий хвилеводний направлений відгалужувач. Частота визначалася апаратними засобами відповідних панорамних вимірювачів. Для визначення добротності резонатора був застосований метод стоячої хвилі [32]. Оцифровані сигнали з панорамних вимірювачів за допомогою осцилографа Tektronix TDS3032В накопичувалися та за рахунок вбудованих функцій усереднювалися. Після обробки цих даних, їх перетворення у відповідні фізичні величини були отримані та накопичені амплітудно-частотні залежності, що дозволило зменшити похибки вимірювання.

3. Експериментальні дані та їх аналіз

3.1. Мікрохвильові властивості в Ка-діапазоні

На рис. 3.1 представлені типові амплітудно-частотні мікрохвильові характеристики для феромагнітного РПЕХ в Ка-діапазоні, що був виготовлений із платівки пермалою з лінійними розмірами 3,00мм x 2,00 мм x 0,02 мм та був розташований в центрі стандартного регулярного прямокутного металевого хвилеводу під невеликим кутом до наявної широкої стінки хвилеводу, який забезпечує достатній зв'язок резонатора із електричним полем основної моди H_{10} електромагнітної хвилі, що генерована джерелом та розповсюджується основним трактом НВЧ.

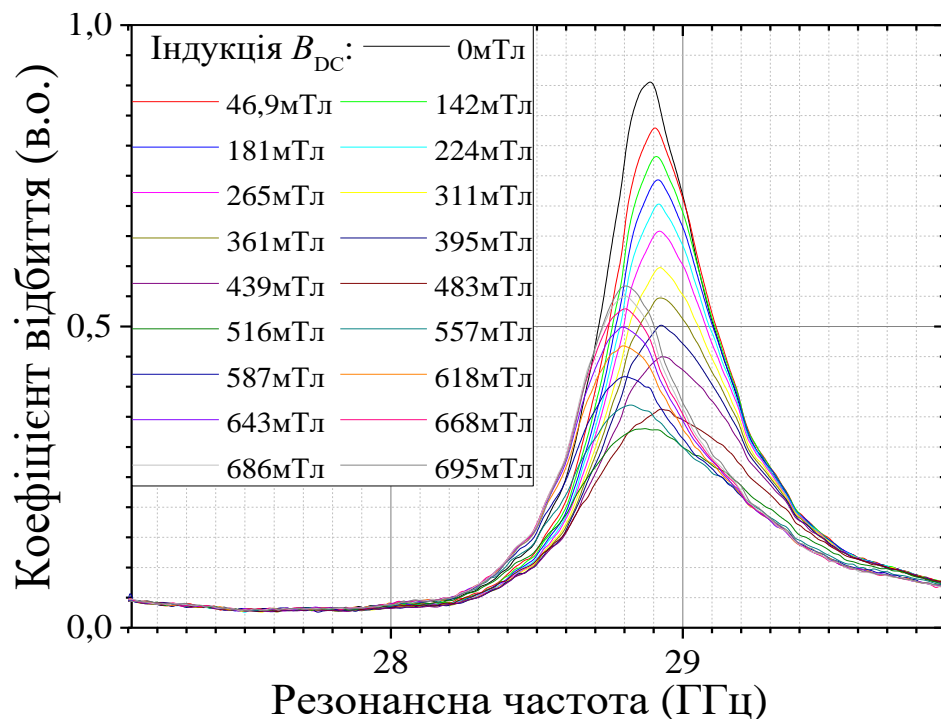


Рис. 3.1. Типові амплітудно-частотні мікрохвильові характеристики феромагнітного електромагнітного резонатора поверхневої хвилі при різних значеннях індукції зовнішнього магнітного поля B_{DC}

Зовнішнє однорідне постійне магнітне поле розташовано паралельно площині поверхні феромагнітного резонатора та вздовж його резонансної

довжини, для забезпечення максимальної взаємодії коливань основної моди РПЕХ із коливаннями намагніченості середовища резонатора.

Експериментально спостерігається значна зміна амплітуди та частоти резонансу під дією зміни величини індукції зовнішнього магнітного поля.

Після аналізу експериментально отриманих даних були побудовані залежність резонансної частоти (див. рис. 3.2) та коефіцієнта відбиття(див. рис. 3.3) основної моди коливань феромагнітного РПЕХ, поверхневого плазмон-поляритону від індукції B_{DC} магнітного поля.

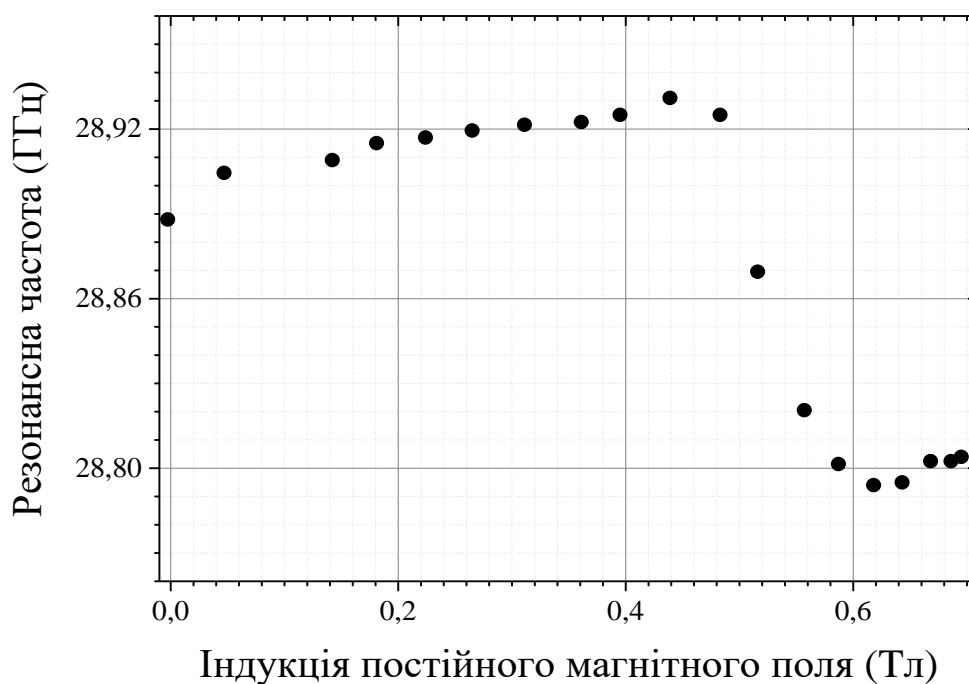


Рис. 3.2. Експериментальна залежність резонансної частоти для основної моди резонатора від індукції зовнішнього постійного магнітного поля B_{DC} , прикладеного паралельно до досліджуваної поверхні феромагнетику.

Як видно з рис. 3.2. типова залежність демонструє експериментальне спостереження зсуву частоти резонатора в Ка-діапазоні для випадку регулярного хвилеводу на величину 0,13 ГГц в зовнішніх постійних магнітних полях з величиною індукції біля 500 мТл. Спостережений зсув резонансної частоти розглянутої електродинамічної системи складає величину майже 0,5

відсотка, пов'язаний із наявною взаємодією коливань поверхневої електромагнітної хвилі з магнонами, коливаннями намагніченості феромагнітного середовища провідної поверхні резонатора.

Одночасно із зсувом частоти коливань резонатора спостерігається зміна коефіцієнта відбиття в резонансі, зменшення майже в три рази в зовнішньому постійному магнітному полі з величиною індукції біля 500 мТл (див. рис. 3.3).

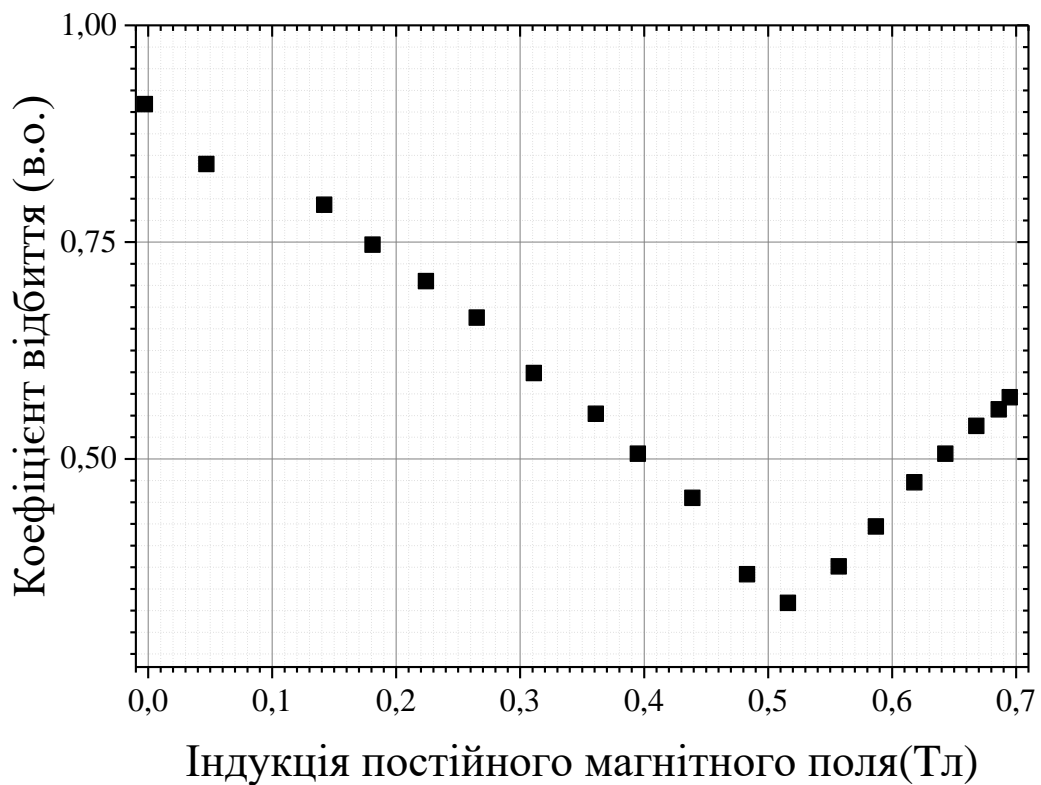


Рис. 3.3. Експериментальна залежність нормованої амплітуди відбитого мікрохвильового сигналу на межі пермалой–вакуум від індукції зовнішнього постійного магнітного поля B_{DC} , прикладеного паралельно до досліджуваної поверхні феромагнетика.

Для розуміння природи зміни коефіцієнта відбиття сигналу в резонансі проаналізуємо типові амплітудно-частотні характеристики надвисокочастотного сигналу, розглянутої електродинамічної системи, розрахуємо та побудуємо залежність навантаженої добротності від величини індукції B_{DC} зовнішнього постійного магнітного поля (див. Рис. 3.4).

Навантажена добротність може бути знайдена згідно [32] за формулою:

$$Q_n = \frac{f_0}{\Delta f_n}, \text{ де } f_0 \text{ – резонансна частота системи, а } \Delta f_n \text{ – напівширина резонансної}$$

кривої, що відповідає рівню половинної потужності.

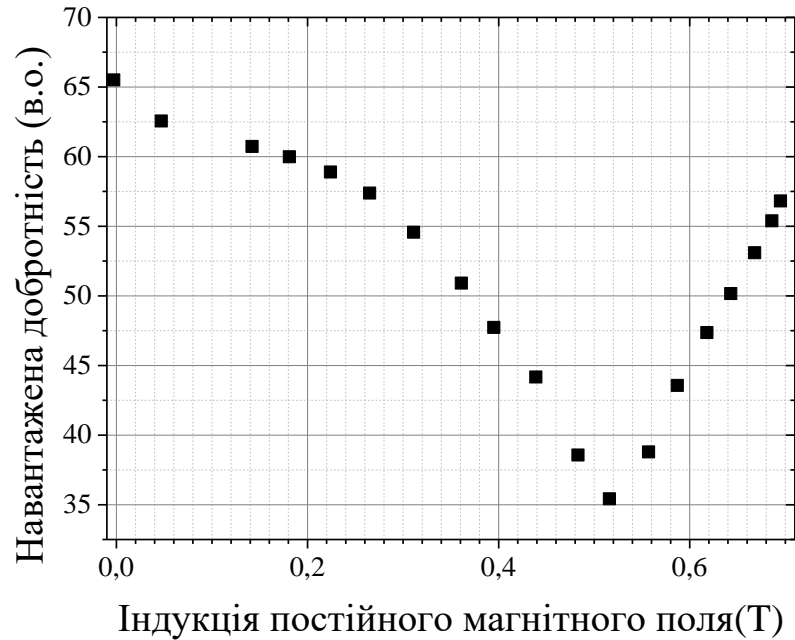


Рис. 3.4. Експериментальна залежність добротності ФРПЕХ на межі пермалой-вакуум від індукції зовнішнього постійного магнітного поля B_{DC} , прикладеного паралельно до досліджуваної поверхні феромагнетика.

Спостерігаємо значне зменшення навантаженої добротності майже в двічі в полях, що відповідають мінімуму коефіцієнта відбиття в резонансі. Цей мінімум вірогідно відповідає максимуму взаємодії коливань, виникненню нових зв'язаних коливань поверхневої електромагнітної хвилі резонатора з коливаннями намагніченості феромагнітного середовища резонатора появою нових квазічастинок, поверхневих магнон-плазмон-поляритонів.

3.2. Дослідження енергетичних характеристик магнон-плазмон-поляритонів

Для глибокого розуміння явища взаємодії коливань системи феромагнітного резонатора поверхневої електромагнітної хвилі (ФРПЕХ), що була досліджена вище, було експериментально досліджено розподіл потужності електромагнітної хвилі на різних ділянках мікрохвильового тракту.



Рис. 3.5. Фактичний мікрохвильовий тракт, який використовувався для експериментальних досліджень.

На Рис. 3.5 представлена фактична послідовність пристроїв мікрохвильового діапазону, що складала наявний тракт сигналу, яка була використана для експериментальних досліджень розглянутих явищ, а саме:

Генератор мікрохвильового випромінювання (SFG), в якості якого використовується стандартний генератор 8-мм діапазону довжин хвиль у складі панорамного вимірювача (P2-65) – розв’язуючий атенюатор (DA) 3 dB – стандартний поворот (TW) відносно вузької стінки на 90 градусів – стандартний направлений хвилевідний відгалуджувач з детектором «Падаюча» (WDC1) - стандартний направлений хвилевідний відгалуджувач з детектором «Відбита» (WDC2) - стандартний відрізок хвилеводу S – конфігурації (SW1) (два повороти на 90 градусі відносно широкої стінки хвилеводу, що забезпечують паралельний перенос осі тракту НВЧ в зазор наконечників електромагніту для забезпечення однорідного постійного магнітного поля) – короткий відрізок стандартного хвилеводу в якому розташований ФРПЕХ у пінополістерольній вставці (WS) – стандартний відрізок хвилеводу S – конфігурації (SW2) – узгоджене навантаження (TL).

Використання наведених елементів тракту забезпечувало вирішення наступних експериментальних задач:

- розв'язуючого атенюатор (DA) 3 дБ – забезпечення необхідної розв'язки генератора з вихідним вимірювальним трактом НВЧ;
- стандартний поворот (TW) відносно вузької стінки на 90 градусів – дає можливість змінити напрямок (вісь) тракту для забезпечення зручності розташування тракту відносно приладу генератора ГКЧ;
- стандартний направлений відгалужувач (WDC1) з детектором «Падаюча» та стандартний направлений відгалужувач (WDC2) з детектором «Відбита» порівняння сигналів з детекторів стандартних направлених відгалужувачів забезпечують можливість вимірювання АЧХ вузлів та елементів НВЧ тракту в залежності від їх спільної орієнтації та положення по відношенню до об'єкту, який досліджується;
- стандартні відрізки хвилеводу S – конфігурації (SW1 та SW2) дозволяють розташувати вимірювальну секцію з ФРПЕХ в зазорі між наконечниками електромагніту, припідняти вісь НВЧ тракту на рівень осі наконечників електромагніту, де розташована область простору однорідного постійного магнітного поля та недопустити потрапляння феромагнітних частин інших НВЧ пристроїв, таких як WDC1, WDC2 та TL;
- стандартне узгоджене навантаження забезпечує відсутність відбиття електромагнітної хвилі та дозволяє спостерігати відбиття електромагнітної хвилі винятково від ФРПЕХ;
- короткий відрізок стандартного хвилеводу в якому розташований ФРПЕХ у пінополістерольній вставці (WS) дозволяє розмістити резонатор в регулярному прямокутному металевому хвилеводі, забезпечуючи його збудження за рахунок взаємодії електричної компоненти основної моди H_{10} хвилеводу з власним розподілом електромагнітного поля резонатору.

Для розуміння процесу спостереження явища виникнення поверхневих магнон-плазмон-поляритонів було зроблено вимірювання мікрохвильової потужності в різних частинах надвисокочастотного тракту, яке було

забезпечене вимірювачем потужності, ватметром МЗ-53, який складається з блоку ватметра вимірювального Я2М-66 та виносного термоелектричного перетворювача. Враховуючи наявний малий динамічний діапазон ватметра та відносно досить слабкого сигналу генератору панорамного вимірювача було використано для вимірювання потужності в різних ділянках тракту додатковий відгалужувач (WDCA) з послабленням в додатковий канал біля 10 dB, що забезпечувало спостереження потужності електромагнітної хвилі в певній ділянці тракту НВЧ, майже не спотворюючи розподіл потужності в основному каналі цього тракту. Для додаткового направлено відгалужувача (WDCA) на робочій частоті було знайдено послаблення основного каналу, що склало 0,7 dB, а додаткового – 9,9 dB.

Для врахування втрат окремими елементами тракту НВЧ вони були атестовані Таб.1, тобто визначені величини послаблення які вони вносять в сигнал електромагнітної хвилі, що розповсюджується хвилеводом. Це було зроблено як порівнюючи характеристики електромагнітної хвилі в контрольних точках 1 – 5 за допомогою прецизійних вимірювань на панорамному вимірювачі Р2-65 так і безпосередніми вимірюваннями потужності в цих контрольних точках.

Таблиця 1. Ослаблення мікрохвильових трактів.

Параметри пристрою	Види мікрохвильових пристроїв				
	<i>WDC2</i>	<i>SW1</i>	<i>WS</i>	<i>SW2</i>	<i>WDCA</i>
Втрати передавання сигналу	0,27 dB	0,06 dB	0,02 dB	0,06 dB	0,7 dB

Для розуміння подій, при спостереженні явища виникнення поверхневих магнон-плазмон-поляритонів, в різних точках НВЧ тракту були виміряні значення потужності електромагнітної хвилі (див. Табл.2.):

Таблиця 2. Вимірювання значення потужності за допомогою ватметра.

Зовнішні постійні магнітні поля	Контрольні точки вимірів		
	<i>Точка 2 (Прямий напрямок розповсюдження сигналу)</i>	<i>Точка 2 (Зворотній напрямок розповсюдження сигналу)</i>	<i>Точка 4 (Хвиля після проходження зразка)</i>
Без поля	61,1 μW	37,8 μW	0,8 μW
Максимальне поле взаємодії	61,8 μW	16,2 μW	9,3 μW

І шляхом аналізу отриманих експериментальних даних та достатньо простого обрахунку було встановлено величини наявних потужностей в резонаторі, а саме $P_{fal, in}$ – потужність, яка падає в точці 2 в напрямку на вимірювальну секцію, $P_{in, res}$ – потужність, яка падає на резонатор, що знаходиться в середині вимірювальної секції, P_{out} – потужність, яка пройшла крізь резонатор, P_{dis} – потужність, що була розсіяна резонатором, P_{ref} – потужність, що була відбита резонатором:

Таблиця 3. Розрахункові значення фактичної потужності.

Види взаємодії	Потужність в різних перерізах мікрохвильового тракту				
	$P_{fal, in, \mu W}$	$P_{in, res, \mu W}$	$P_{out, \mu W}$	$P_{dis, \mu W}$	$P_{ref, \mu W}$
Без взаємодії	597,09	500,08	9,35	49,63	441,1
Максимум взаємодії	603,93	505,81	108,5	208,31	189,0

Вихідна потужність з панорамного генератору НВЧ під час експерименту з вимірювання за допомогою ватметра складала 1,368 мВт, яка була збільшена по відношенню до каліброваного режиму вимірювань характеристик, для зменшення похибки визначення величин потужності через не надто високі параметри задіяних приладів.

В момент спостереження максимальної взаємодії коливань поверхневих плазмон-поляритонів з коливаннями намагніченості середовища резонатора спостерігається збільшення в понад 4 рази поглинання енергії електромагнітної хвилі ФРПЕХ за рахунок більш ефективного розсіювання енергії взаємодіючих коливань, саме коливаннями намагніченості. Спостерігається також незначне збільшення вихідної потужності генератора приблизно 1,1% через слабку розв'язку генератора з вихідним трактом НВЧ, збільшення потужності відбитого сигналу від тракту пригнічує генерацію джерела.

3.3. Мікрохвильові властивості РПЕХ в X-діапазоні

В попередньому розділі, як і в попередніх дослідженнях спостереження магنون-плазмон поляритонів здійснювалося в пермалої, традиційному магнітному середовищі як для надвисокочастотної електроніки. Постає питання чи можливе спостереження цієї взаємодії в інших залізо-нікелевих сплавах, з переважним вмістом заліза, які мають помітно меншу провідність в порівнянні з пермалоєм та використовуються в традиційній високочастотній техніці та електротехніці.

Для реалізації цієї мети було вирішено обрати трисантиметровий діапазон довжин хвиль, так як це було зроблено в попередніх дослідженнях через значний розмір довжини хвилі, через що відносна точність виготовлення та розташування резонатора може бути покращеною. Був виготовлений феромагнітний резонатор поверхневої електромагнітної хвилі, із пластини трансформатора, лінійних розмірів з резонансною довжиною $l = 11,25$ мм шириною $w = 1,35$ мм та товщиною $d = 0,4$ мм. Лінійні розміри резонатора були обрані згідно відповідного спектра коливань резонатора[17] для виконання умов одномодового збудження резонатора. Для зручності, конфігурацію електромагнітної системи обираємо в вигляді позамежного хвилеводу.

Для випадку розташування ФРПЕХ по центру позамежного хвилеводу, та наявного зовнішнього постійного магнітного поля, напрям якого співпадає з резонансним розміром довжиною l та є паралельним до широкої стінки позамежного хвилеводу або вузької стінки вхідного регулярного хвилеводу були отримані експериментальні залежності резонансної частоти (див. рис. 3.6) та коефіцієнту стоячої хвилі (див. рис. 3.7) від індукції магнітного поля V_{DC} . Ці залежності демонструють наявність значної взаємодії зв'язаних коливань.

Як видно із наведеної типової залежності резонансної частоти (див. рис. 3.6.) спостерігається зсув частоти резонатора на величину в 42 МГц в зовнішньому постійному магнітному полі з величиною індукції біля 70 мТл.

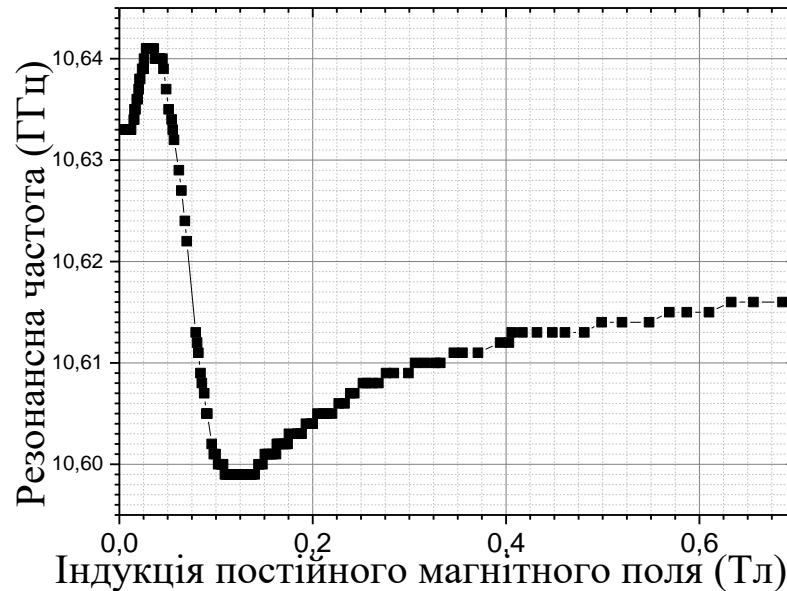


Рис. 3.6. Експериментальна залежність резонансної частоти ФРПЕХ від індукції зовнішнього постійного магнітного поля V_{DC} , прикладеного паралельно до досліджуваної поверхні феромагнетика.

Одночасно з виникненням зсуву резонансної частоти, виникає значна зміна коефіцієнту стоячої хвилі (див. рис. 3.7) і спостерігається максимум на її залежності, який майже вдвічі перевищує його початкове значення. Із подальшим збільшенням величини індукції постійного магнітного поля V_{DC} на наведеній експериментальній залежності спостерігається зростання коефіцієнта стоячої хвилі після зміни його величини через одиницю. Спостережені зміни досліджених величин демонструють виникнення взаємодії коливань поверхневої електромагнітної хвилі з коливаннями намагніченості феромагнітного середовища. Максимум коефіцієнта стоячої хвилі відповідає найефективнішому збудженню магнонів та виникнення магнон-плазмон-поляритонів.

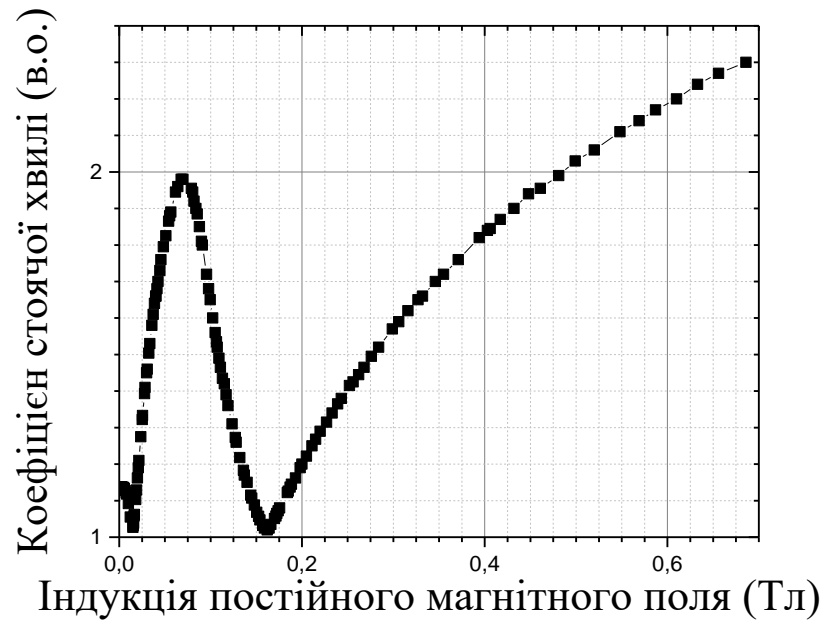


Рис. 3.7. Експериментальна залежність коефіцієнту стоячої хвилі ФРПЕХ в резонансі від індукції зовнішнього постійного магнітного поля V_{DC} , прикладеного паралельно до досліджуваної поверхні феромагнетика.

Щоб зрозуміти природу зміни коефіцієнта стоячої хвилі в резонансі були безпосередньо, експериментально виміряні смуги частот амплітудно-частотної характеристики резонансної системи на рівні, що відповідає навантаженій добротності та сама резонансна частота. На основі цих даних за стандартною методикою визначення добротності [32] були розрахована та побудована експериментальна залежність навантаженої добротності від величини індукції зовнішнього постійного магнітного поля V_{DC} (див. Рис. 3.8). Дана залежність демонструє в полях біля 70 мТл наявність істотного мінімуму, зменшення величини навантаженої добротності від початкового значення майже вдвічі та подальше зростання її величини, що перевищує початкове значення. Аналізуючи різну поведінку експериментальних залежностей коефіцієнту стоячої хвилі ФРПЕХ в резонансі при різних початкових умовах стає зрозуміло, що на залежності коефіцієнта стоячої хвилі відбувається зміна типу зв'язку при зміні величини магнітної індукції V_{DC} .

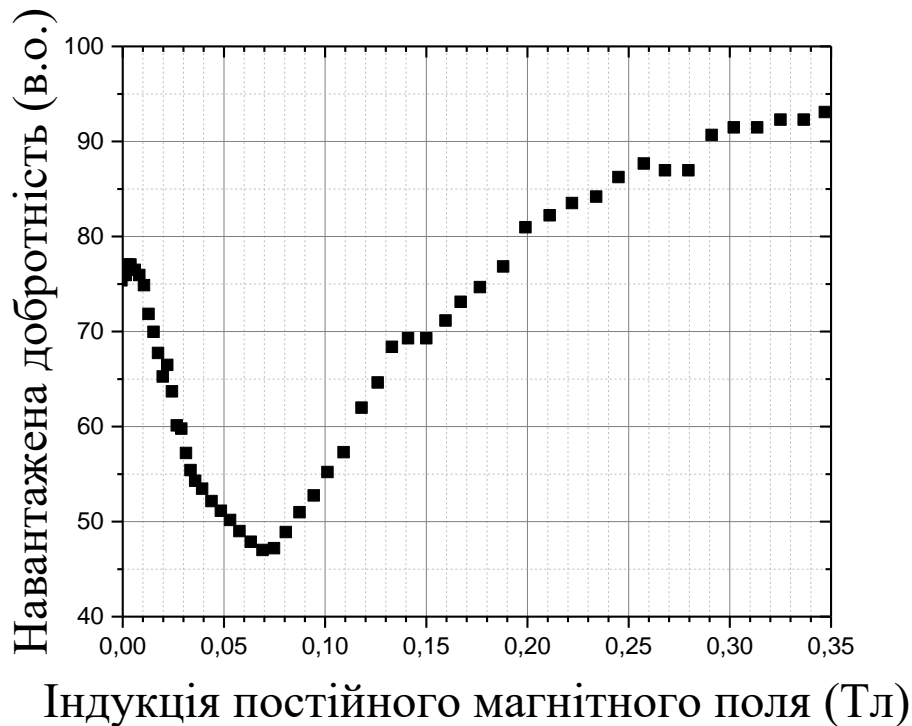


Рис. 3.8. Експериментальна залежність навантаженої добротності ФРПЕХ від індукції зовнішнього постійного магнітного поля V_{DC} , прикладеного паралельно до досліджуваної поверхні феромагнетику.

Для розуміння процесу перебудови типу зв'язку виникла необхідність дослідити поведінку коефіцієнту зв'язку під дією індукції зовнішнього постійного поля V_{DC} . Була можливість змінювати початкове значення коефіцієнту зв'язку, а отже і коефіцієнта стоячої хвилі шляхом переміщення вздовж осі хвилеводу положення резонатора. Зрозуміло, що при наближенні до стику регулярного та позамежного хвилеводу, коефіцієнт зв'язку має збільшуватися, за рахунок взаємодії резонатора із більшою амплітудою електричного поля основної моди електромагнітної хвилі H_{10} , що розповсюджується у вхідному, регулярному хвилеводі. Шляхом поступових переміщень резонатора було обрано початкове положення, що відповідає закритичному типу зв'язку або більше критичного, тобто $\beta > 1$. Вираз для коефіцієнту зв'язку через коефіцієнт стоячої хвилі має вигляд [32]:

для випадку закритичного зв'язку або більше критичного:

$$\beta = k,$$

а для докритичного зв'язку або менше критичного:

$$\beta = 1/k.$$

Експериментальна залежність коефіцієнту зв'язку, яка відповідає початковому положенню, що і для попередніх залежностей (див.рис. 3.6-3.8) була отримана та представлена на рисунку 3.9.

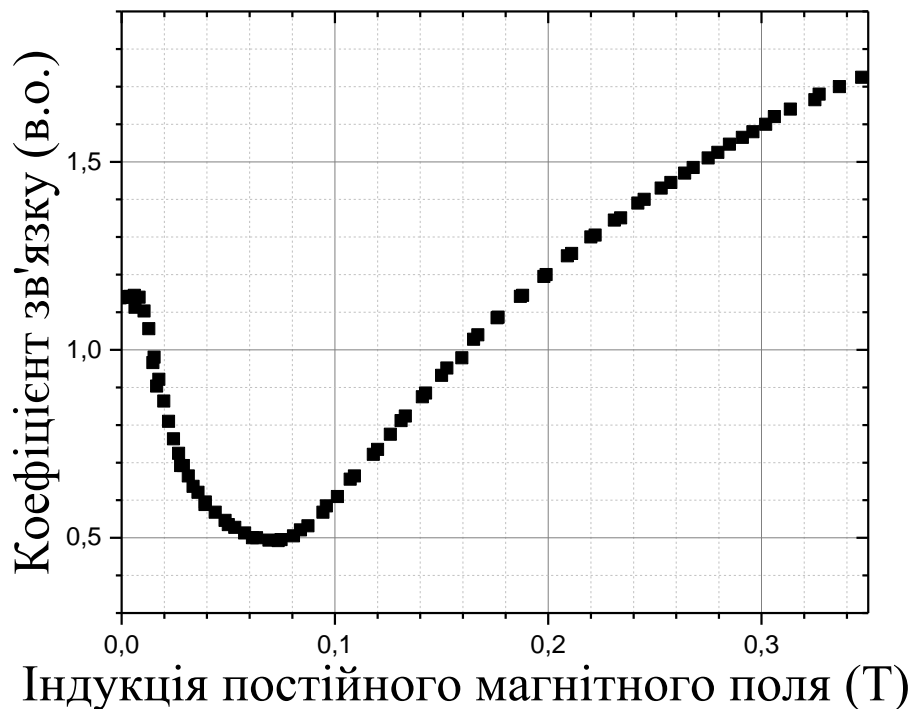


Рис. 3.9. Експериментальна залежність коефіцієнту зв'язку резонатора від індукції зовнішнього постійного магнітного поля V_{DC} , прикладеного паралельно до досліджуваної поверхні феромагнетика.

Дана залежність має так само виражений відповідний мінімум при величині індукції $V_{DC} \approx 70$ мТл. Зазвичай зміна коефіцієнту зв'язку визначає зміну добротності зв'язку, проте під дією зовнішнього постійного магнітного поля, положення резонатора не змінюється, і нема причин для його зміни. Тож виникає питання про причини такої поведінки залежності коефіцієнту зв'язку.

На це питання може відповісти дослідження добротностей ФРПЕХ. Застосовуючи метод коефіцієнта стоячої хвилі [32] для знаходження навантаженої добротності Q_n , власної добротності Q_0 та добротності зв'язку Q_s маємо вирази:

$$Q_n = \frac{f_0}{\Delta f_n}, \quad Q_0 = \frac{f_0}{\Delta f_0}, \quad Q_s = \frac{f_0}{\Delta f_s}.$$

де f_0 – резонансна частота системи, а Δf_n , Δf_0 , Δf_s – напівширини резонансної кривої, що відповідають відповідним рівням половинної потужності $(k_{1/2})_n$, $(k_{1/2})_0$, $(k_{1/2})_s$ на амплітудно-частотній залежності коефіцієнта стоячої хвилі по напрузі. Величина коефіцієнтів стоячої хвилі відповідних рівнів може бути обрахована із значень коефіцієнтів зв'язку в резонансі за наступними формулами [32]:

$$(k_{1/2})_n = \frac{1+\beta+\beta^2+(1+\beta)\sqrt{1+\beta^2}}{\beta},$$

$$(k_{1/2})_0 = \frac{2+\beta^2+\sqrt{4+\beta^4}}{2\beta},$$

$$(k_{1/2})_s = \frac{2+\beta^2+\sqrt{1+4\beta^4}}{2\beta}.$$

Тому для даного положення резонатора було експериментально виміряні смуги частот амплітудно-частотної характеристики, що відповідають різним добротностям при різних величинах зовнішнього постійного магнітного поля та побудовані відповідні залежності, що представлені на рис. 3.10.

Спостерігаємо відсутність помітної залежності для добротності зв'язку. Отже можемо вважати, що вона не змінюється, а зміна її величини може бути пояснена похибками вимірювання відповідних величин. Знайдемо середнє значення для величини добротності зв'язку $Q_{st} = \langle Q_s \rangle = const$.

Якщо використати вираз для співвідношення добротностей:

$$\frac{1}{Q_n} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_s}$$

та вираз для коефіцієнту зв'язку через власну добротність та добротність зв'язку:

$$\beta = \frac{Q_0}{Q_s}$$

можемо отримати вирази для Q_0 та Q_n :

$$Q_0 = Q_s \cdot \beta, \quad Q_n = Q_s \cdot \frac{\beta}{1+\beta}.$$

Результати таких обчислень представлено на рис. 3.10. відповідними суцільними лініями.

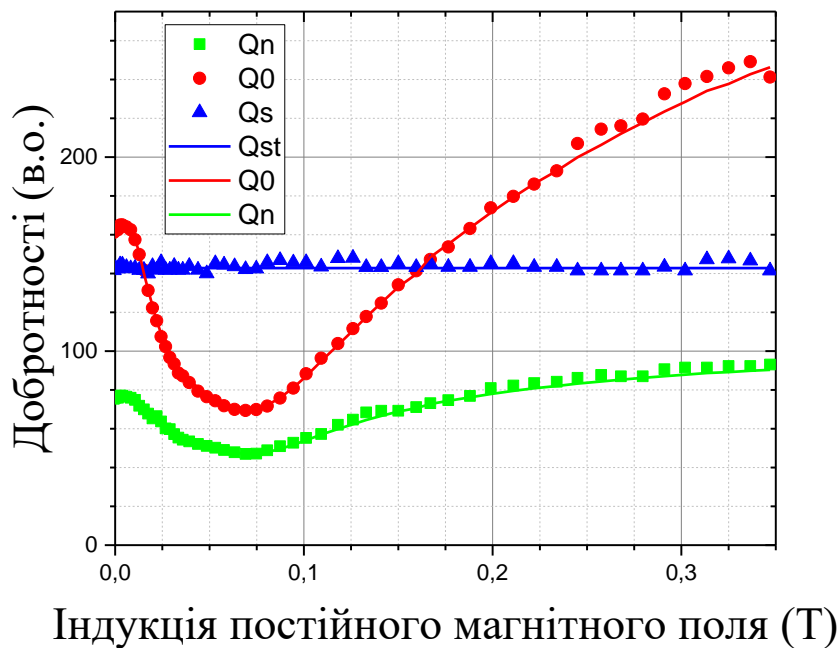


Рис. 3.10. Експериментальні залежності добротностей ФРПЕХ від індукції постійного магнітного поля B_{DC} .

Як добре видно, що методики вимірювання величин застосовані правильно, а розбіжність відповідає збільшенню похибок в наслідок непрямих вимірів величин та похибками, що пов'язані в першу чергу з визначенням напівширини резонансних кривих АЧХ за частотою, як це видно з вимірювань добротності зв'язку.

Експериментальні залежності добротностей ферромагнітного резонатору демонструють, що значна зміна навантаженої добротності, що спостерігалася на рис. 3.8, та коефіцієнту зв'язку, виявляється відповідає аналогічній

поведінці власної добротності ФРПЕХ, в той час як зміна величини добротності зв'язку, в межах точності експерименту – не відбувається. Отже, мінімум власної добротності, який спостерігається в постійному магнітному полі з індукцією $B_{DC} \approx 70$ мТл, відповідає максимуму втрат в середині резонатора пов'язаних з максимумом взаємодії зв'язаних коливань поверхневої електромагнітної хвилі та коливаннями намагніченості, а отже і виникненням магнон-плазмон-поляритонів.

3.4. Вплив початкового зв'язку на мікрохвильові властивості РПЕХ

Аналізуючи отримані різні експериментальні результати само-собойо напрошується питання, а чи впливає початкове значення коефіцієнту зв'язку, тобто тип зв'язку та його величина на спостережені явища. На рисунку 3.11 представлені типові експериментальні залежності коефіцієнта стоячої хвилі від прикладеного зовнішнього магнітного поля, напрям якого співпадає з площиною зразка та направлене вздовж резонансного розміру l - довжина резонатора.

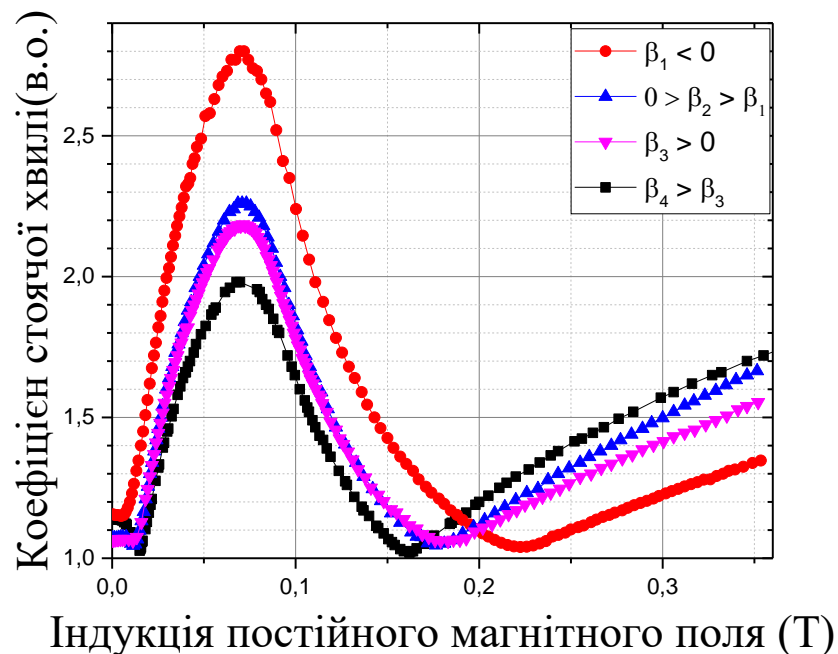


Рис. 3.11. Експериментальні значення коефіцієнтів стоячої хвилі ФРПЕХ від індукції постійного магнітного поля V_{DC} , при різних типах зв'язку резонатора.

Інші взаємні орієнтації площини ФРПЕХ та зовнішнього постійного магнітного поля, як було показано [18] призводять до значного зменшення величини досліджуваного ефекту. Величина початкового значення коефіцієнту стоячої хвилі обиралася поступовим переміщенням вздовж осі

хвилеводу пінопластової вставки із орієнтованим феромагнітним резонатором поверхневої електромагнітної хвилі так, щоб отримати не лише різні початкові значення величини коефіцієнта стоячої хвилі, але і різний тип зв'язку, так для експериментальних залежностей, позначених трикутниками, цей зв'язок – є докритичним, а для інших закритичним. Виявляється, що із збільшенням коефіцієнту зв'язку зменшується величина максимуму коефіцієнту стоячої хвилі, що відповідає найефективнішій взаємодії.

Отримані експериментальні залежності резонансних частот для відповідних до рис. 3.11 початкових значень коефіцієнту стоячої хвилі демонструють його вплив і на залежності, що зображені на рис. 3.12.

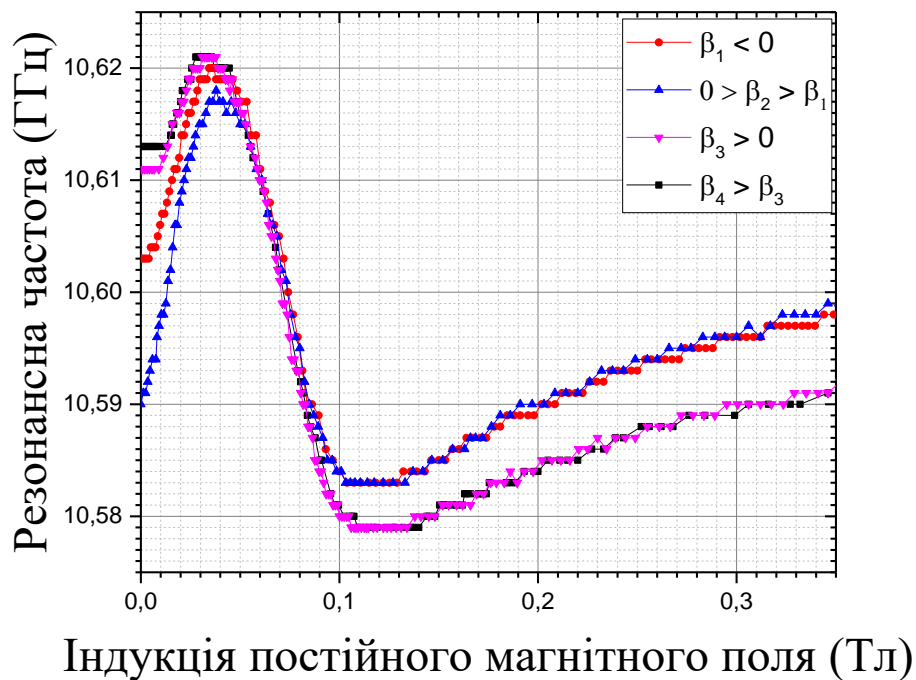


Рис. 3.12. Експериментальні значення резонансних частот ФРПЕХ від індукції постійного магнітного поля V_{DC} , при різних типах зв'язку резонатора.

Спостерігаємо для більш малих початкових величин коефіцієнту зв'язку значно довшу початкову перебудову резонансної частоти вгору. А для закритичного зв'язку помітно більший зсув частоти близько 20%. Стає зрозумілим, що для найкращого спостереження взаємодії зв'язаних коливань

та виникнення поверхневих магнон-плазмон-поляритонів, потрібно мати феромагнітне середовище з максимальною електропровідністю, розташовувати резонатор поблизу провідного екрану з коефіцієнтом зв'язку близькому до критичного.

ВИСНОВКИ

Вперше, для ФРПЕХ в Ка-діапазоні спостережена можливість регулювання частоти резонатора на $\sim 0,5\%$ (0,13 ГГц) та зміна коефіцієнта відбиття в резонансі приблизно в 3 рази, за умови наявності зовнішнього постійного магнітного поля ~ 500 мТл.

Зміна коефіцієнта стоячої хвилі пов'язана із збільшенням поглинання електромагнітної хвилі коливань феромагнітним резонатором в понад 4 рази, в момент найефективнішого збудження мікрохвильових поверхневих магнон-плазмон-поляритонів.

Для ФРПЕХ на основі залізо-нікелевого сплаву спостережений зсув частоти на величину 42 МГц ($\sim 0,4\%$) та зміна коефіцієнта стоячої хвилі в понад 2 рази у зовнішньому постійному магнітному полі біля 70 мТл.

Доведено, що зміна навантаженої добротності системи пов'язана із зміною власної добротності, а отже спостережувані явища пов'язані з трансформацією полів резонатора і збільшенням втрат на збудження магнонів у феромагнетику.

Із збільшенням коефіцієнту зв'язку збільшується величина зсуву частоти та зменшується величина максимуму коефіцієнту стоячої хвилі, що відповідає найефективнішій взаємодії.

Поведінку такої системи можна пояснити існуванням мікрохвильових поверхневих магнон-плазмон-поляритонів, які збуджуються в матеріалі резонатора за умови, що частота коливань РПЕХ наближається до частоти збуджених магнонів у феромагнетику середовища резонатора.

Робота виконана за підтримки гранту № 22BF07-03 Міністерства освіти і науки України, гранту НАН України № 16F-2022 та гранту НАТО SPS.MYP G5792.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Parekh J P and Tuan H S, Magnetostatic surface wave reflectivity of a shallow groove on a YIG film *Appl. Phys. Lett.* 30 667 (1977)
2. John S 1987 Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices *Phys. Rev. Lett.* 58 2486
3. Vasseur J O, Dobrzynski L, Djafari-Rouhani B and Puzkarski H 1996 Magnon band structure of periodic composites *Phys. Rev. B* 54 1043
4. Gulyaev Y V and Nikitov A A 2001 Magnonic crystals and spin waves in periodic structures *Dokl. Phys.* 46 687
5. C.R.H. McRae, H. Wang, J. Gao, M.R. Vissers, T. Brecht, A. Dunsworth, D.P. Pappas, and J. Mutus, Materials loss measurements using superconducting microwave resonators. *Rev. Sci. Instrum.* 91, 091101 (2020).
<https://doi.org/10.1063/5.0017378>
6. H. Liu, B. Ren, X. Guan, P. Wen, T. Zuo, High-Temperature Superconducting Microwave Circuits and Applications. Singapore: Springer Nature Singapore Pte Ltd., 2019. – 272 p.
7. F. Borjans, X.G. Croot, X. Mi, M.J. Gullans & J. R. Petta, Resonant microwave-mediated interactions between distant electron spins, *Nature* 577, P. 195 - 198 (2020).
8. Pozar D. M. *Microwave Engineering* / D. M. Pozar. – New York: John Wiley & Sons, 2012. – 756 p.
9. M. Golio, J. Golio (Eds.), *The RF and Microwave Handbook* (2nd ed.) – 3 Volume Set. Boca Raton: CRC Press, 2018. – 2208 p.
10. C. Wang, K.A. Zaki, Dielectric resonators and filters. *IEEE Microwave Magazine*, – 2007, – Vol. 8, No. 5, – P. 115 - 127.
<https://doi.org/10.1109/MMM.2007.903648>
11. M.T. Sebastian, R. Uvic, H. Jantunen (Eds.), *Microwave Materials and Applications*. New York: John Wiley & Sons, 2017. – 1000 p.

12. M. Makimoto, S. Yamashita, *Microwave Resonators and Filters for Wireless Communication: Theory, Design and Application*. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag Science & Business Media, 2001. – 162 p.
13. T.H. Lee, *Planar Microwave Engineering: A Practical Guide to Theory, Measurement, and Circuits*. Cambridge: Cambridge University Press, 2004. – 862 p.
14. Г.А. Мелков, Ю.В. Єгоров О.М. Іванюта, В.Ю. Малишев. Мікрохвильові резонатори на поверхневій хвилі. Вісник Київського ун-ту. Сер.: фіз.-мат. науки, 3, – Р. 334 - 338 (1998).
15. Г.А. Мелков, Ю.В. Єгоров О.М. Іванюта, В.Ю. Малишев. Чвертьхвильові резонатори на поверхневій хвилі. Вісник Київського ун-ту. Сер.: фіз.-мат. науки 2, – Р. 395 (1999).
16. Malyshev V., Melkov G., Prokopenko O. Microwave devices based on superconducting surface electromagnetic wave resonator (Review article). *Low Temperature Physics*. – 2020. – Vol. 46, No. 4. – P. 348-357.
17. G.A. Melkov, Y.V. Egorov, O.M. Ivanyuta, V.Y. Malyshev, H.K. Zeng, Kh. Wu, J.Y. Juang. HTS Surface Wave Resonators. *J. Supercond.* 13, 95 (2000). <https://doi.org/10.1023/A:1007734428003>
18. Microwave magnon-plasmon-polaritons in the ferromagnetic metal–screened insulator structure / V.Yu. Malyshev [et al.] // *Ukr. J. Phys.*– 2020. – Vol.65. – No.10. – P.939 – 948.
19. J. Zenneck. Über die Fortpflanzung ebener elektromagnetischer Wellen längs einer ebenen Leiterfläche und ihre Beziehung zur drahtlosen Telegraphie. *Ann. Phys.* **328**, 846 (1907). <https://doi.org/10.1002/andp.19073281003>
20. J.A. Polo Jr., A. Lakhtakia. Surface electromagnetic waves: A review. *Laser Photonics Rev.* **5**, 234 (2011). <https://doi.org/10.1002/lpor.200900050>
21. F. Yang and Y. Rahmat-Samii (Eds.), *Surface Electromagnetics: With Applications in Antenna, Microwave, and Optical Engineering*, Cambridge University Press, Cambridge 2019. – 506 p. <https://lccn.loc.gov/2018051219>.

22. R.S. Anwar, H. Ning, L. Mao. Recent advancements in surface plasmon polaritons-plasmonics in subwavelength structures in microwave and terahertz regimes. *Digit. Commun. Netw.* **4**, 244 (2018).
23. X. Zhang, Q. Xu, L. Xia, Y. Li, J. Gu, Z. Tian, C. Ouyang, J. Han, W. Zhang. *Terahertz surface plasmonic waves: A review*. *Adv. Photon.* **2**, 014001 (2020).
24. Yariv, Amnon. *Optical Electronics in Modern Communications* Oxford University Press, Oxford, UK, fifth edition 1997. – 744 p.
25. Goubau, Georg. *Surface waves and their application to transmission lines*. *J. Appl. Phys.*, **21**, pp.1119-1128 (1950).
26. P.B. Johnson and R.W. Christy *Optical constants of the noble metals*. *Phys. Rev. B*, **6**(12), pp.4370-4379 (1972).
27. Іванюта О.М. Методи підвищення власної добротності резонатора поверхневої електромагнітної хвилі / О.М. Іванюта, О.В. Прокопенко // Вісник Київського університету. Серія: фізико-математичні науки. – 2007. – № 1. – С. 248-252.
28. Іванюта О.М. Вплив діелектричних підкладок на добротність напівхвильового резонатора поверхневої хвилі / О.М. Іванюта [та ін.] // Вісник Київського університету. Серія: фізико-математичні науки. – 2002. – № 2. – С. 328-336.
29. Melkov G.A. Rarefaction of the natural oscillation spectrum of a surface wave resonator / G.A. Melkov, A.V. Prokopenko, V.N. Raksha // *Radio electronics and communications systems*. – 2004. – Vol. 47. – No.1. – P. 20 – 22.
30. Мелков Г.А. Резонатор поверхневої хвилі зі щілинами в міліметровому діапазоні довжин хвиль / Г.А. Мелков [та ін.] // Вісник Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Серія: радіофізика та електроніка. – 2001. – № 3. – С. 62-67.
31. Напівхвильовий резонатор поверхневої хвилі в позамежному хвильоводі / Г.А. Мелков [та ін.] // Вісник Київського національного університету

імені Тараса Шевченка. Серія: фізико-математичні науки. – 2001. – № 4.
– С. 394-402.

32. E.L. Ginzton, *Microwave measurements*. McGraw - Hill Book Co., Inc. 1957.
– 515 p.

.

Список публікацій Малишева О.В.**ТЕЗИ КОНФЕРЕНЦІЙ**

O.V.Malyshev, V.Y.Malyshev, G.A.Melkov, O.V.Prokopenko, Possible Observation of Magnon-Plasmon-Polaritons in the Ka-band, NAP2022, 2022 IEEE 12th International Conference “Nanomaterials: Applications & Properties” (IEEE NAP-2022) Krakow, Poland, Sep. 11-16, 2022