

**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:

**«ГЕНЕРАТОР ТЕРАГЕРЦОВИХ СИГНАЛІВ ТА ОСНОВІ  
АНТИФЕРОМАГНІТНИХ СПІНТРОННИХ НАНОСТРУКТУР»**

**Виконав:**

студент 2-го курсу магістратури  
денної форми навчання  
спеціальності 105 Прикладна фізика  
ОНП «Прикладна фізика та наноматеріали»  
Штанько Олег Вікторович \_\_\_\_\_

**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

Робота вміщує 49 стор., 11 рис., 4 табл.

СПІНТРОНІКА, АНТИФЕРОМАГНЕТИК, СПІНОВИЙ ЕФЕКТ  
ХОЛЛА, ТУНЕЛЬНИЙ АНІЗОТРОПНИЙ МАГНІТООПР,  
ОСЦИЛЯТОР, ДІЕЛЕКТРИЧНИЙ РЕЗОНАТОР.

У роботі теоретично досліджено електродинамічні характеристики генераторів сигналів терагерцового діапазону частот на основі масивів антиферомагнітних спітронних наноструктур, вбудованих всередину високодобротного діелектричного резонатора. Для випадків використання антиферомагнітних спінових осциляторів Холла та антиферомагнітних тунельних контактів отримано аналітичні вирази для потужності, яка віддається масивами зазначених наноструктур до деякої моди коливань діелектричного резонатора. Задля отримання максимальної потужності корисного сигналу розроблено та проведено процедуру оптимізації параметрів розглянутих генераторів щодо вибору динамічного режиму роботи наноструктур, робочої моди діелектричного резонатора, а також – розташування антиферомагнітних тунельних контактів та антиферомагнітних спінових осциляторів Холла всередині діелектричного резонатора.

## ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ.....	4
ВСТУП .....	5
РОЗДІЛ 1 ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ .....	8
1.1.    Різновиди та принципи побудови спітронних джерел електромагнітних сигналів .....	8
1.2.    Спіновий ефект Холла .....	9
1.3.    Тунельний анізотропний магнітоопір .....	10
1.4.    Антиферомагнітний спіновий осцилятор Холла.....	14
1.5.    Антиферомагнітний тунельний контакт .....	17
РОЗДІЛ 2 МОДЕЛЬ .....	21
2.1.    Розрахунок компонент електромагнітного поля всередині діелектричного резонатора.....	22
2.2    Розрахунок потужності, яку АСОХ віддають у ДР .....	27
2.3    Розрахунок потужності, яку АТК віддають у ДР.....	29
РОЗДІЛ 3 АНАЛІЗ ТА РЕЗУЛЬТАТИ.....	36
3.1    Генератор на основі АСОХ .....	36
3.2    Генератор на основі АТК.....	41
ВИСНОВКИ.....	47
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	48
СПИСОК ВЛАСНИХ ПУБЛІКАЦІЙ ЗА ТЕМОЮ РОБОТИ .....	54

## ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

- АМО – анізотропний магнітоопір;
- АСОХ – антиферомагнітний спіновий осцилятор Холла;
- АТК – антиферомагнітний тунельний контакт
- АФМ – антиферомагнітний / антиферомагнетик;
- АФМР – антиферомагнітний резонанс;
- ГМО – гігантський магнітоопір;
- ДР – діелектричний резонатор;
- МТК – магнітний тунельний контакт
- СЕХ – спіновий ефект Холла;
- СОХ – спіновий осцилятор Холла
- СТГ – субтерагерцовий (діапазон частот, сигнал)
- ТАМО – тунельний анізотропний магнітоопір
- ТМО – тунельний магнітоопір
- ТГ – терагерцовий (діапазон частот, сигнал).

## ВСТУП

Електромагнітні сигнали, частоти яких лежать у межах від 500 ГГц до 30 ТГц мають значні перспективи використання в медицині, спектроскопії, мережних системах комунікації, астрономії, охоронних сервісах, тощо [1-6]. Зазначений інтервал частот прийнято називати терагерцовим (ТГц) діапазоном або, навіть, терагерцовою щілиною [7-9]. Остання назва обумовлена тим, що в межах саме ТГц діапазону використання методів і пристроїв для генерування, детектування та обробки сигналів, типових для мікрохвильового або оптичного випромінювання, викликає суттєві ускладнення (див. Рис. В. 1).

Кількість опублікованих наукових праць, тематика яких стосується генерування, детектування або обробки ТГц сигналів, з кожним роком зростає за майже експоненціальним законом [8], та автори все ще зазначають про те, що ТГц щілина є недостатньо дослідженою [9]. Наведені дані свідчать про **актуальність** наукових праць, тематика яких безпосередньо стосується ТГц діапазону та, зокрема, пристроїв генерації сигналів для цього діапазону. У той же час, елементна база пристроїв ТГц діапазону знаходиться лише на початку свого розвитку та, станом на сьогодні, орієнтуючись на такі специфічні джерела випромінювання як джозефсонівські контакти [10], гіротрони [11], деякі спеціалізовані конструкції лазерів [12] (лазери на вільних електронах, квантово-каскадні лазери, лазери на гетероструктурах), є сильно ускладненою використанням технологій, що передбачають отримання криогенних температур, високих значень напруженостей стаціонарних електричного та/або магнітного полів, також ці пристрої мають незадовільні масо-габаритні характеристики [2, 6, 8]. Ці недоліки існуючих генераторів ТГц сигналів стають особливо помітними, коли постає задача створення мікро-та/або наносистем як для генерування, так і для обробки й детектування ТГц сигналів [13].

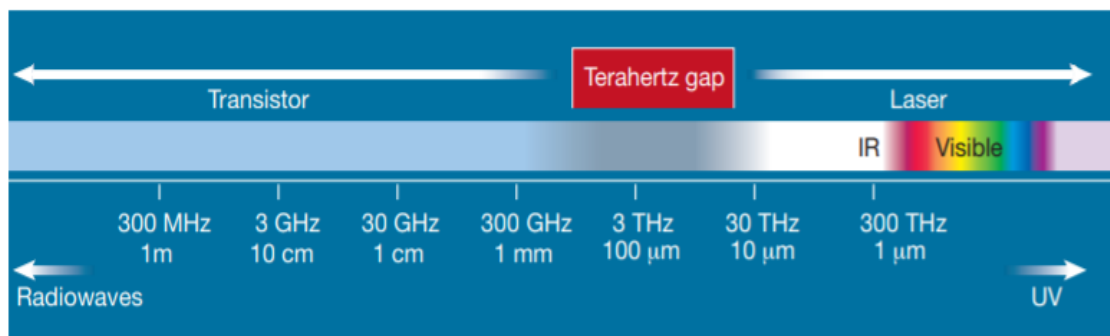


Рис. В.1. Місце ТГц щілини в електромагнітному спектрі. З роботи [7].

Альтернативою до існуючих джерел ТГц сигналів можуть бути нанорозмірні спітронні системи на основі антиферомагнітних (АФМ) матеріалів. У таких системах за певних умов може спостерігатися явище антиферомагнітного резонансу (АФМР), характерні частоти якого для різних АФМ матеріалів сягають, приблизно, від десятків ГГц до 10 ТГц [14-18], захоплюючи таким чином увесь субтерагерцовий (смуга від 0,1 ТГц до 1 ТГц) та, частково, ТГц діапазони частот.

У даній роботі розглядаються та порівнюються між собою два характерні нанорозмірні елементи спітроніки, де збудження АФМР відносно легко реалізувати: антиферомагнітний спіновий осцилятор Холла (АСОХ) [19-22] та антиферомагнітний тунельний контакт (АТК) [23-26]. Зазначені елементи, маючи принципово просту геометрію (двошаровий АСОХ та чотиришаровий АТК), виявляють простоту зміни своїх електродинамічних характеристиками за рахунок дії керуючого струму, однак, генератори на основі АСОХ та АТК мають принциповий недолік – їхня вихідна потужність, внаслідок малих розмірів даних структур (~ 1 нм) типово не перевищує ~ 10 мкВт [19, 26]. Для реалізації ж практичних систем на основі зазначених наноструктур бажано мати генератор з більшою вихідною потужністю, чого можна досягнути шляхом використання високодобротного діелектричного резонатора (ДР), всередину якого будуть вбудовуватись як АСОХ, так і АТК.

Враховуючи це, **метою роботи** є розробка теоретичної моделі генератора ТГ сигналів на основі кількох АСОХ та АТК з достатньою для практичних застосувань вихідною потужністю.

# РОЗДІЛ 1

## ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

### 1.1. Різновиди та принципи побудови спітронних джерел електромагнітних сигналів

Спітроніка – галузь знань, що первісно [11] трактується як «електроніка, в якій елементарним носієм інформації є не електричний заряд, а спін частинки». Для сучасного розуміння даної науки також важливо наголосити, що використання спінів часто передбачає незалежність від використання зарядів. Наприклад, існують магнітні діелектрики [15], які, за своєю природою, не пропускають зарядовий струм (що також впливає з визначення терміну «діелектрик»), але, в той же час, є чудовими провідниками для спінового. Тому, спітронним можна вважати будь-який прилад, у якому, для виконання певних функцій, використовується перенесення проекції спіну (обумовлене спіновим ступенем вільності заряджених частинок, якими, аналогічно до традиційної електроніки, зазвичай, виступають електрони), незалежно від наявності теплових або зарядових потоків у досліджуваній системі [27].

Серед численних пристроїв спітроніки найбільшу цікавість для даної роботи становлять саме генератори, в магнітних (виконаних із різноманітних магнетиків) областях яких тим чи іншим способом збуджується прецесія векторів намагніченостей магнітних ґраток (ферромагнетики), або, можливо, підґраток (антиферромагнетики). При цьому частота зазначеної прецесії якраз і визначає діапазон роботи досліджуваного генератора, оскільки саме це обертання векторів намагніченості і формує вихідний, по відношенню до генеруючої системи, сигнал. Типові генератори у сфері спітроніки (для досліджуваного випадку ТГ та СТГ діапазонів – антиферромагнітної спітроніки) розробляються на основі багат шарових структур, для яких

реалізується механізм перетворення зарядових струмів у спінові та/або навпаки [17, 19, 26, 28].

Перші теоретичні роботи, що включали збуджену струмом магнітну динаміку було опубліковано майже десятиліття тому [17, 18], проте реалістичну пропозицію генератора сигналів на основі АФМ було вперше висвітлено лише у 2016-му році [22]. Далі велася розробка кількох альтернативних проєктів подібних джерел, включаючи роботу над нейроморфними системами [19, 26, 29, 30]. В основі зазначених концепцій традиційно використовуються зворотний спіновий ефект Холла [22] (як першопричина для появи змінного електричного струму ТГ або СТГ частоти), ефект генерації змінної напруги [26] та можливість виділення отриманої потужності змінного сигналу шляхом магнітодипольного механізму випромінювання [19].

Щодо тематики даної роботи, то для повноцінного опису процесів, які відбуваються як у АСОХ, так і всередині АТК, необхідним є розгляд спінового ефекту Холла (СЕХ), а, для випадку використання АТК, ще й тунельного анізотропного магнітоопору (ТАМО), яким присвячені два наступні підрозділи.

## **1.2. Спіновий ефект Холла**

Первісно ефект Холла, відкритий у 1879 році американським фізиком Едвіном Холлом (Edwin Hall) – наслідок дії перпендикулярного до струму магнітного поля, що, завдяки дії сили Лоренца, і відхиляє заряджені частинки, які рухаються з певною (ненульовою у даній системі відліку) швидкістю. Далі було експериментально показано наявність аналогічного ефекту [28] (прояв у кілька разів інтенсивніший ніж у немагнітних матеріалів) у феромагнетиках, що спостерігався навіть за відсутності зовнішнього магнітного поля, тому дане явище було названо аномальним

ефектом Холла, підкреслюючи таким чином відмінність від первісно спостережуваного ефекту Холла. У ході подальших досліджень було обґрунтовано, що аномальний ефект Холла є наслідком асиметричного спін-залежного розсіювання заряджених частинок, яке має місце в матеріалах з яскраво вираженими магнітними властивостями (якими і виступають феромагнетики). Наступним, історично послідовним кроком, який і приводить до суті викладу, є вже зазначений СЕХ [31, 32], що спостерігається (першими зазначене явище теоретично обґрунтували радянські фізики М. І. Дьяконов та В. І. Перель у 1971 році [28]) у матеріалах з відсутньою спонтанною намагніченістю але суттєвою спін-орбітальною взаємодією. Таким чином, оскільки в немагнітному матеріалі не може спостерігатися порушення рівноваги спінів, то те ж спін-залежне розсіювання (яке у випадку аномального ефекту Холла індукувало різницю потенціалів на гранях досліджуваного зразка) тепер проявляється у виникненні як чисто спінового струму (за відсутності утворення різниці потенціалів – напруги на торцях провідника), перпендикулярного до напрямку руху заряджених частинок, так і областей спінової акумуляції у безпосередній близькості до граней провідника по якому пропускається струм. Далі зазначені області можуть спостерігатися, наприклад, оптичними методами [28, 32], причому варто звернути увагу на наявність СЕХ саме для нанорозмірних систем, оскільки, у випадку більших характерних фізичних масштабів, магнітне поле електричного струму порушує описану вище конфігурацію з утворенням спінової нерівноважності.

### **1.3. Тунельний анізотропний магнітоопір**

Магнітоопір (див. далі також магніторезистивний ефект) – залежність електричного опору деяких матеріалів та виготовлених на їх основі спеціальних структур від прикладеного магнітного поля [33]. Перше

спостереження явища магнітоопору здійснив ще лорд Кельвін (William Thomson, Lord Kelvin), про що вчений доповів у 1857 році [34]. Кельвін досліджував вплив магнітного поля на опір залізних та нікелевих зразків і виявив, що магнітоопір набагато краще проявляється для феромагнітного нікелю, ніж для парамагнітного заліза. Значно пізніше стало зрозуміло, що всередині даних ефектів лежить принципово різна фізична природа, через що явище магніторезистивності парамагнітних речовин нині класифікується як геометричний магнітоопір (з англ. geometrical magnetoresistance) [35], а для феромагнітних було введено термін анізотропний магнітоопір (з англ. anisotropic magnetoresistance) [36].

В основі геометричного магнітоопору, подібно до традиційного ефекту Холла, лежить та ж сама сила Лоренца, що діє на носії заряду, в той час як анізотропний магнітоопір (АМО) є набагато більш складним ефектом, що полягає у появі залежності електричного опору не лише від величини магнітного поля, а ще й від кута його прикладання відносно кристалографічних напрямків зразка. Джерелом анізотропного магнітоопору є спін-орбітальна взаємодія, внаслідок якої спін-поляризовані електрони розсіюються на домішках або власній гратці по різному (на дещо різні кути) [28].

Перша спроба пояснення явища АМО феромагнетиків була виконана англійським фізиком Моттом (Nevill Francis Mott) майже через століття після відкриття Кельвіна. У роботі [37] Мотт розглядає електронні підсистеми «більшості» (з англ. majority) та «меншості» (з англ. minority) з орієнтацією електронних спінів вздовж або проти намагніченості зразка відповідно. Таким чином вчений розробив відому в літературі двоканальну модель провідності та показав, що вона може задовільно описати анізотропний магнітоопір за низьких температур, коли магнетонне розсіювання стає нехтовно малим, а провідність феромагнітного металу можна розглядати у вигляді суми двох доданків, по одному для кожної із зазначених підсистем. Модель Мотта надалі активно розвивалася у роботах Камбелла та Ферта

[38, 39] і нині вважається основою для розуміння магніторезистивних явищ у багатошарових тонкоплівкових структурах [40].

У 1975 році французьким фізиком Жульєром (Michel Jullière) було відкрито явище тунельного магнітоопору (з англ. tunneling magnetoresistance) у структурі феромагнетик / тунельний бар'єр / феромагнетик [41]. Жульєр виявив, що, для даної структури, яку пізніше почали називати магнітним тунельним контактом (див. нижче), величина тунельного струму є пропорційною добутку густини електронних станів для кожної спінової підзони, тобто залежить від відносної орієнтації намагніченостей феромагнітних шарів.

Якісно подібним до явища тунельного магнітоопору (ТМО) є ефект гігантського магнітоопору (з англ. giant magnetoresistance), що був відкритий у 1988-1989 рр. незалежно двома науковими групами [42, 43]. Зазначений ефект полягає у перенесенні спін-поляризованих носіїв заряду через немагнітний метал, що розділяє феромагнітні шари. Таким чином, явища тунельного та гігантського (ГМО) магнітоопорів є подібними з точки зору впливу відносної орієнтації намагніченостей феромагнітних шарів на електричний опір досліджуваної системи. Дійсно, для обох ефектів, спін-поляризований струм, утворений у першому феромагнітному шарі проходить через другий, де відносна кількість електронів із такою ж спіновою поляризацією може бути іншою через інший напрямок намагніченості, що провокує зміни у характері розсіювання та, відповідно, прояв магніторезистивності.

З погляду на сучасну тенденцію до масштабування (з англ. scaling) об'єктів електроніки у бік зменшення, варто зазначити, що ГМО- та ТМО-структури є нанорозмірними за своєю природою, в той час як в основі описаного вище АМО лежать принципово макроскопічні ефекти. Дійсно, АМО провокується анізотропією розсіювання, що є наслідком спін-орбітальної взаємодії у дифузійному режимі провідності (з англ. diffusive transport regime) [35]. Таким чином, на перший погляд, можна прослідкувати

значну перевагу як ТМО, так і ГМО структур у сучасній електроніці, що поступово переходить до наномасштабів. Однак виявляється, що ефект АМО також може мати місце для нановимірних систем, маючи при цьому інші джерела виникнення. Наприклад, зазначений ефект є можливим для так званих балістичних провідників (з англ. ballistic conductors), характерний розмір яких є меншим за довжину вільного пробігу електрона всередині них. Зазначена балістична природа електронного транспорту призводить до квантування як провідності, так і кута між вектором намагніченості досліджуваного матеріалу та напрямком електричного струму. Описане явище зветься балістичний анізотропний магнітоопір (з англ. ballistic anisotropic magnetoresistance) [44].

Іншим видом АМО є так званий тунельний анізотропний магнітоопір (з англ. tunneling anisotropic magnetoresistance), що, як і ТМО, є безпосередньо пов'язаним із явищем квантового тунелювання. Першопричиною тунельного анізотропного магнітоопору (ТАМО) є анізотропія електронної структури, спричинена спін-орбітальною взаємодією. Причому варто відразу розрізнити даний ефект від звичайного ТМО, де характерною є зміна електричного опору при переорієнтації намагніченостей феромагнітних електродів один відносно іншого. Варто зазначити, що ТАМО, на відміну від ТМО, спостерігається навіть за випадків, коли положення намагніченостей електродів є незмінним та може мати місце за наявності лише одного феромагнітного електроду [45].

Не зважаючи на те, що перша робота з ТАМО датується 2004-м роком [46], цей ефект не зустрічається у типових оглядових статтях та підручниках останнього десятиліття [28, 47], де, під час опису пов'язаних із ним явищ, мова йде виключно про явища ТМО та ГМО. Наостанок варто зазначити на перспективний напрямок використання антиферомагнітних матеріалів у ТАМО структурах, що, завдяки цьому проявляють високі значення магнітоопору та можуть використовуватися для реалізації механізмів зчитування інформації з магнітних накопичувачів нового покоління.

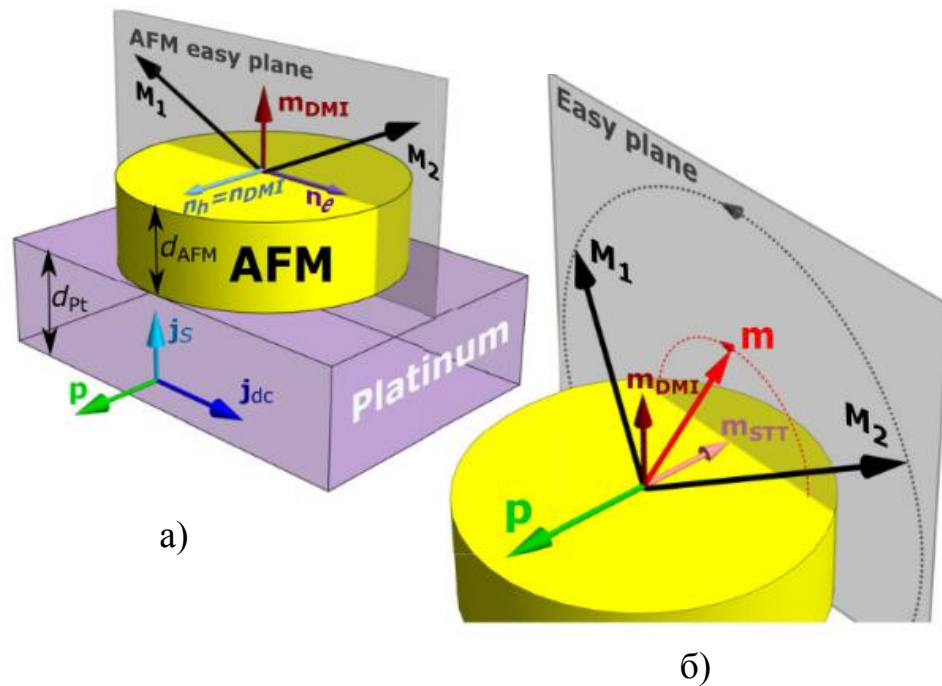


Рис. 1.4.1 а) Схематичне зображення COX, побудованого на основі платиного (позначено Platinum) та антиферомагнітного (AFM) шарів. б) До опису принципу роботи COX на основі «скошеного» антиферомагнетика. З роботи [19].

#### 1.4. Антиферомагнітний спіновий осцилятор Холла

Одним зі способів розв'язання поставленої вище задачі про розробку джерела ТГ сигналів є використання осциляторів, принцип роботи яких базується на вже розглянутому СЕХ – так званих спінових осциляторів Холла (СОХ) [19-22]. При цьому необхідним для отримання генерації у досліджуваному ТГ діапазоні виступає використання саме АФМ матеріалів, оскільки, як вже було зазначено, їхня магнітна динаміка, відповідно до [14-18], передбачає перебування характерних частот прецесії намагніченостей магнітних підгранок у ТГ та, особливо, СТГ діапазонах, що забезпечується завдяки сильній обмінній взаємодії, яка існує у АФМ.

Виходячи з описаних вище причин, слід розглянути будову окремого АСОХ (схематично зображено на Рис. 1.4.1.а, яка однозначно передбачає

фізичні ефекти, що мають у ньому місце та призводять до необхідного нам у даній роботі результату – генерації сигналів ТГ діапазону. Характерною для АСОХ є наявність двох шарів: так званого «нормального» металу (з англ. normal metal) з сильною спін-орбітальною взаємодією (на Рис. 1.4.1.а – це платина Pt) та АФМ вільного шару, що на Рис. 1.4.1.а позначено як AFM. На цьому ж Рис. 1.4.1.а) також важливим є те, що даний АФМ, в силу його анізотропії, має ненульовий результуючий вектор намагніченості при векторному додаванні намагніченостей обох його підґраток – є так званим «скошеним» АФМ (у [19] вважається, що причиною цього «скошення» є взаємодія Дзялошинського-Морія), тому і результуючий вектор намагніченості (позначено  $\mathbf{m}_{\text{DMI}}$ , що є векторною сумою намагніченостей  $\mathbf{M}_1$  та  $\mathbf{M}_2$  АФМ підґраток:  $\mathbf{m}_{\text{DMI}} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$ ) є ненульовим, навіть, за відсутності збурень намагніченостей (вектори  $\mathbf{M}_1$  та  $\mathbf{M}_2$  лежать у площині легкого намагнічування АФМ:  $\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2 \parallel \mathbf{n}_e \perp \mathbf{n}_h = \mathbf{n}_{\text{DMI}}$ , де  $\mathbf{n}_e$  та  $\mathbf{n}_h$  – одиничні вектори у напрямках легкого та важкого намагнічування відповідно). Вздовж шару нормального металу товщини  $d_{\text{Pt}}$  пропускається сталий електричний струм  $\mathbf{j}_{\text{dc}}$ , що, внаслідок СЕХ, викликає появу перпендикулярного до нього спінового струму з вектором поляризації  $\mathbf{p}$ . Отриманий потік електронів із наближено однаковим напрямком спіну (спіноюю поляризацією  $\mathbf{p}$ ) формує магнітний момент  $\mathbf{m}_{\text{STT}}$  ( $\mathbf{m}_{\text{STT}} \parallel \mathbf{p}$ ) та, у такий спосіб, внаслідок спін-оберткового ефекту (з англ. spin transfer torque), спричиняє появу прецесії векторів (див. Рис. 1.4.1.б) як намагніченостей підґраток  $\mathbf{M}_1$  та  $\mathbf{M}_2$  вільного антиферромагнітного шару, так і результуючого вектора  $\mathbf{m} = \mathbf{m}_{\text{DMI}} + \mathbf{m}_{\text{STT}}$ . Крім того, коли значення постійного струму  $\mathbf{j}_{\text{dc}}$ , що подається на вхід досліджуваного АСОХ, досягає деякого порогового, то розглядувана прецесія починає самостійно підтримуватись та формує відповідну динаміку намагніченостей магнітних підґраток АФМ шару [20-22].

Важливим питанням при розгляді СОХ є техніка, згідно з якою, сформований електромагнітний сигнал заданого частотного діапазону виводиться за межі досліджуваної структури. Відповідно до чого, серед розмаїття СОХ, виділяють кілька базових типів, основна відмінність між якими як раз і проявляється у способі виводу корисного сигналу, першопричиною якого є вже зазначена вище динаміка намагніченості того, чи іншого матеріалу. Зокрема, у першому запропонованому АСОХ [22], вихідний сигнал формується завдяки зворотному спіновому ефекту Холла (спіновий струм викликає появу перпендикулярного до нього сталого зарядового струму) та ефекту спінової накачки (з англ. spin pumping) (даний підхід є типовим для СОХ з феромагнітний вільним шаром [48]). Далі (у роботі [26]) було запропоновано використовувати СОХ як осцилюючий опір, що спричинений розглянутим вище магніторезистивним ефектом (див. підрозділ 1.3). Інший багатообіцяючий підхід розв'язку даної задачі було запропоновано у [19], де виведення корисної потужності відбувається завдяки магнітодипольному випромінюванню, що виникає внаслідок уже розглянутої прецесії векторів намагніченостей магнітних підґраток АФМ (схематично зображено на Рис. 1.4.1.б).

Незважаючи на вищевказане різноманіття типів СОХ, їхня частотно-залежна вихідна потужність становить, зазвичай, порядку 10 мкВт, або, навіть, менше [18-22], що далеко не є достатнім для багатьох практичних застосувань. Тому, задля значного підвищення ефективності, у даній роботі пропонується використовувати масив із кількох наноосциляторів. При цьому, навіть з якісних міркувань, стає цілком зрозумілим, що максимальне збільшення потужності генерованого сигналу (у досліджуваному випадку ТГ діапазону), за певної сталої кількості розглянутих СОХ (обмеження по кількості наноосциляторів матимуть технологічний характер), можливе лише у випадку підсилення даними наноосциляторами один одного. Саме тому останні мають бути узгодженими по своїй фазі коливань – так звані синхронізовані осцилятори, теорія яких є розробленою у фізиці коливань та

хвиль. Та все ж, практична синхронізація даних структур є досить складною задачею, що відносно просто розв'язується для АСОХ, побудованих з використанням «скошеного» АФМ [19], де необхідним є узгодження магнітодипольного випромінювання, яке генерується кожним із АСОХ у осциляторному масиві.

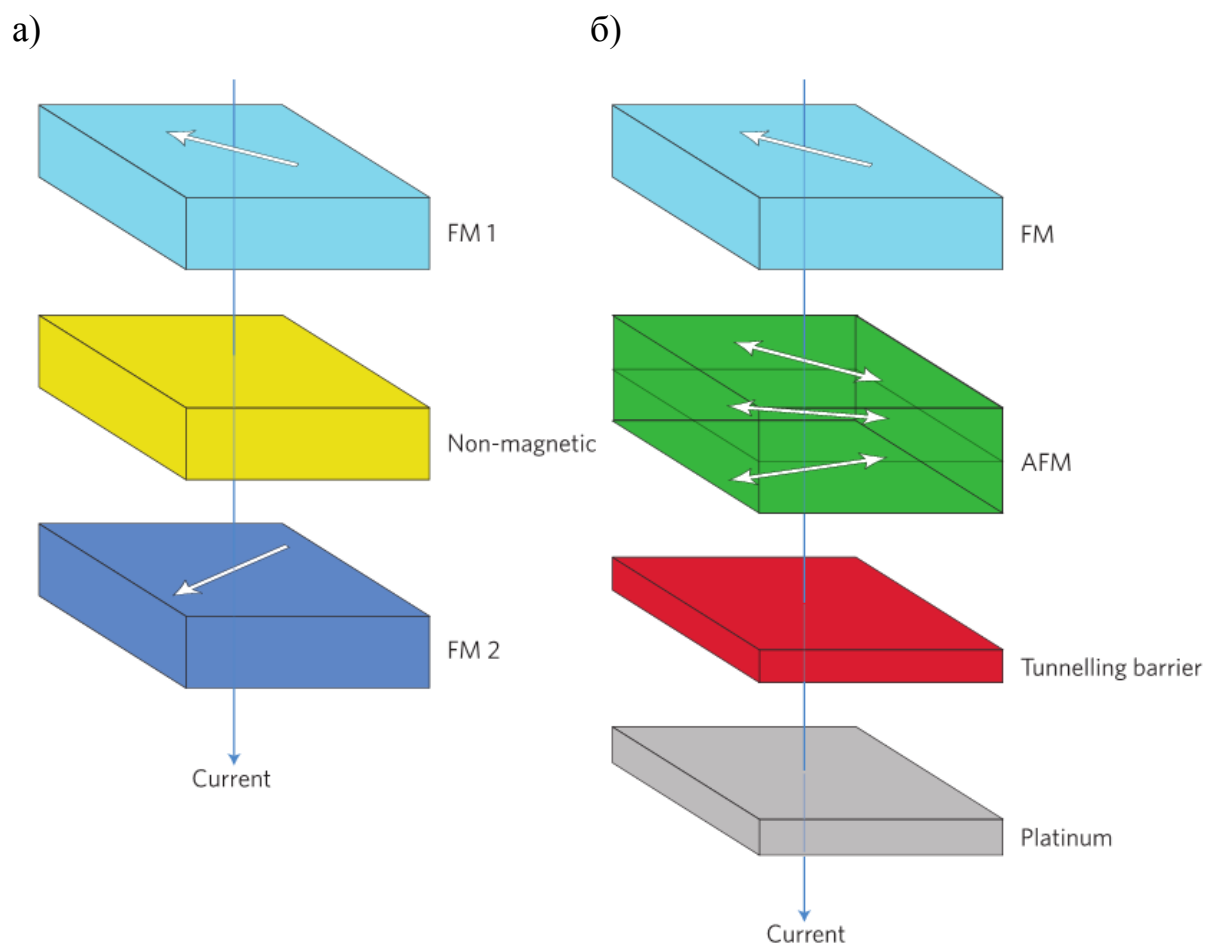
Таким чином, використання СОХ, які побудовані на основі «скошеного» АФМ є цілком обґрунтованим задля розв'язання поставленої задачі про створення компактного, мобільного та надійного джерела сигналів ТГ діапазону, а збільшення кількості наноосциляторів всередині високодобротного ДР пропонує багатообіцяючий підхід до збільшення результуючої потужності пропонованого генератора.

### **1.5. Антиферомагнітний тунельний контакт**

Виявляється, що ефект ТАМО можна спостерігати також у магнітних тунельних контактах (МТК) з наявним у них антиферомагнітним шаром. Перший важливий результат у цьому напрямку було досягнуто групою Парка (Byong Guk Park) [49], що спостерігали сильні прояви магнітоопору у багатошаровому МТК з антиферомагнітним IrMn шаром товщиною 1.5 нм.

На Рис. 1.5.1.а схематично зображено традиційний спіновий клапан (з англ. spin valve), електричний опір якого є функцією кута між напрямками намагніченостей феромагнітних шарів. Зокрема, опір є найменшим для їхньої паралельної орієнтації та найбільшим – для антипаралельної, як це традиційно має місце для ГМО та ТМО. Таким чином, пропускаючи електричний струм по даній системі, за її опором можна ідентифікувати орієнтацію намагніченості магнітом'якого феромагнітного шару. Наведені ефекти широко використовуються в елементах магнітної пам'яті [50].

Досліджений Парком МТК (див. Рис. 1.5.б), хоч і проявляє магніторезистивні властивості, але, в своїй основі, має якісно відмінні



*Рис. 1.5.1. Феромагнітний та антиферомагнітний спінові клапани, перпендикулярно до яких протікає електричний струм (Current): а) Схематичне зображення типового спінового клапана, що складається з двох феромагнітних шарів (FM1 та FM2), розділених немагнітним (Non-magnetic) прошарком; б) Схематичне зображення структури дослідженої Парком [49], що містить шари антиферомагнетика (AFM) та немагнітного металу (платини Platinum), розділені тунельним бар'єром (Tunneling barrier). З роботи [50].*

процеси. Електричний струм протікає від антиферомагнітного шару IrMn до парамагнітного шару Pt долаючи при цьому тунельний бар'єр з MgO. Ідея експерименту полягала у тому, що тунельний опір описаної структури виявився залежним від орієнтації магнітних моментів всередині антиферомагнетика – у досліджуваному МТК спостерігався ефект ТАМО, викликаний, як уже говорилося вище, наявністю спін-орбітальної взаємодії.

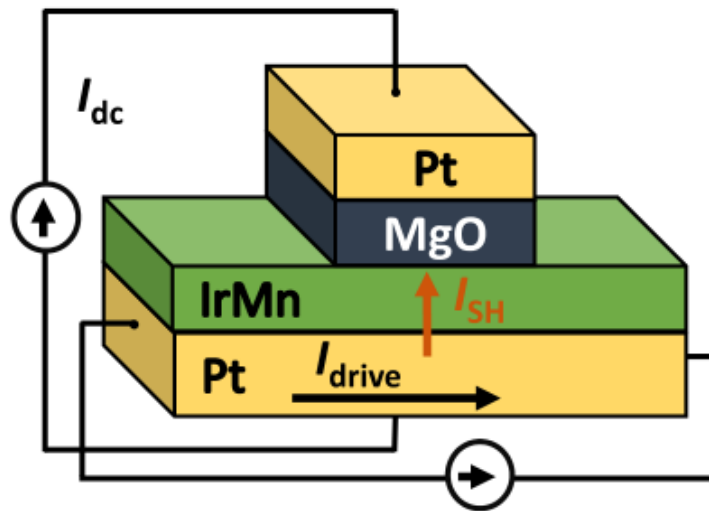


Рис. 1.5.2. Схематичне зображення генератора ТГ сигналів на основі АТК. З роботи [26].

Оскільки макроскопічна намагніченість антиферомагнітного шару є нульовою, то над ним було розташовано феромагнітний шар з NiFe, що дозволяв виконувати маніпуляції з магнітними моментами у межах антиферомагнетика завдяки наявності обмінної взаємодії (див. нижче).

Для даного МТК Парком було виміряно відносно великі значення магнітоопору (~160 %) як відгук на досить слабе прикладене магнітне поле (~50 мТл). Причому ці результати виявилися безпрецедентними (типові значення ТАМО для феромагнетиків та МТК на їхній основі складають 10 ÷ 20% [51]) та зародили значний науковий інтерес до даної галузі. Зокрема, у роботі [26], на основі дослідженої Парком структури, пропонується створити генератор сигналів ТГ діапазону з виведення корисної потужності завдяки ТАМО ефекту. Зазначений генератор схематично зображено на Рис. 1.5.2, де його подано у вигляді чотиришарової Pt/Ir<sub>0,2</sub>Mn<sub>0,8</sub>/MgO/Pt наноструктури. Ефект генерації у досліджуваній структурі починається з протікання у нижньому платиновому шарі сталого електричного струму  $I_{drive}$ , що, внаслідок вже розглянутого СЕХ (див. підрозділ 1.2), провокує появу спінового струму  $I_{SH}$ , який і збуджує динаміку намагніченостей підраток АФМ Ir<sub>0,2</sub>Mn<sub>0,8</sub>. Зазначена динаміка, як уже вказувалося, носитиме ТГ

характер, та, завдяки відкриттю Парка, може бути використаною для отримання корисного електричного сигналу в даній АТК структурі через ефект ТАМО.

## РОЗДІЛ 2

### МОДЕЛЬ

У даній роботі паралельно розглядаються дві теоретичних моделі джерела електромагнітних сигналів ТГ діапазону: перша – генератор на основі масиву АСОХ, де кожен наноосцилятор є двошаровою структурою «скошений» антиферромагнетик / нормальний метал та друга – де, замість АСОХ, використовуються чотиришарові (нормальний метал / антиферромагнетик / діелектрик / нормальний метал) АТК. Щодо першого підходу, то модель його опису будується на основі раніше розробленої для традиційних ферромагнітних осциляторів модель [52], яка адаптується до випадку АСОХ. У другому ж підході будується еквівалентна електрична схема АТК (вперше запропоновано в [26]), що аналітично досліджується за допомогою методу комплексних амплітуд. Для обох випадків проводиться розрахунок вихідної потужності, який базується на факті, що в основі роботи пропонуваного джерела сигналів лежить масив з  $N$  наноосциляторів, які розміщені всередині високодобротного ДР, що, згідно з [19], є ефективною системою для розв'язання задачі про генерацію ТГ сигналів на основі спінтронних наноструктур.

Першим етапом проведення подальших досліджень є розрахунок компонент електромагнітного поля досліджуваного високодобротного ДР так як саме від них і залежить режим роботи наноструктур розміщених всередині. Далі, окремо для АСОХ та АТК розглядаються аналітичні моделі опису їхніх електродинамічних характеристик, зокрема, генерованої потужності, яка віддається до обраної моди коливань ДР. Останній обов'язковий крок полягає у оцінці втрат та розміщенні деякої кількості  $N$  досліджуваних наноструктур (АСОХ чи АТК) всередині ДР для отримання кількісних результатів задля тлумачення поведінки пропонуваного генераторів.

## 2.1. Розрахунок компонент електромагнітного поля всередині діелектричного резонатора

У даній роботі розглядається прямокутний діелектричний резонатор висоти  $a$ , ширини  $b$  та довжини  $l$  з введенням системи координат як це подано на Рис. 2.1.1. У припущенні про однорідність та ізотропність обраного резонатора з діелектричною  $\varepsilon > 1$  (для подальших чисельних розрахунків вважалося, що  $\varepsilon = 10$ ) та магнітною  $\mu = 1$  проникностями, вектори напруженостей електричного  $\mathbf{E}$  та магнітного поля  $\mathbf{H}$  описуються системою рівнянь Гельмгольца [53]:

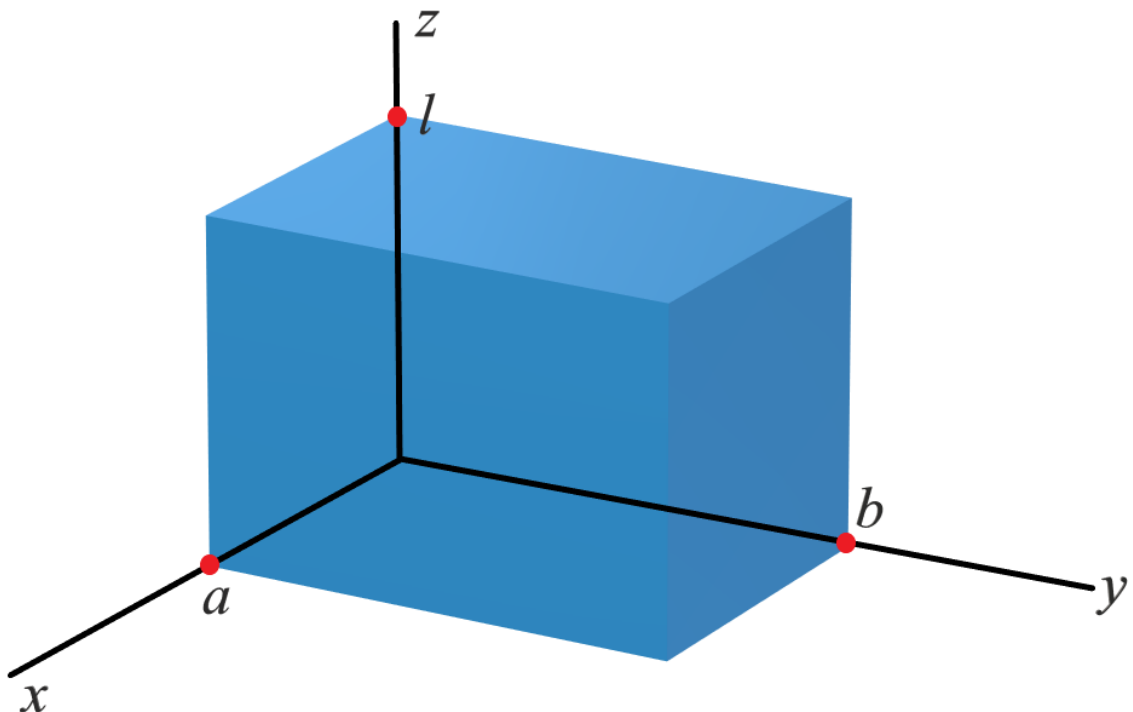
$$\begin{cases} \Delta \mathbf{H} + K^2 \mathbf{H} = 0, \\ \Delta \mathbf{E} + K^2 \mathbf{E} = 0; \end{cases} \quad (2.1.1)$$

де

$K = 2\pi f \sqrt{\epsilon\epsilon_0\mu_0}$  – хвильове число [ $\text{м}^{-1}$ ];

$f$  – частота досліджуваного сигналу [Гц].

Подальше застосування до системи (2.1.1) так званих умов магнітної стінки [53] на гранях досліджуваного діелектричного резонатора (у місцях  $x=0, a; y=0, b; z=0, l$ ) дає можливість отримати наступні системи рівнянь для компонент електромагнітного поля всередині даної структури (розглядаються конфігурації полів двох типів: типу Е (альтернативне, прийняте в літературі позначення – ТМ) та типу Н (альтернативне позначення – ТЕ), що були отримані попереднім зануленням компонент електромагнітного поля  $H_z$  та  $E_z$  відповідно):



*Рис. 2.1.1. Система координат та схематичне зображення прямокутного діелектричного резонатора.*

$$\left\{ \begin{array}{l} E_x^{(E)} = A \frac{\pi p}{l} \Phi'_x(x, y) \cos\left(\frac{\pi p}{l} z\right), \\ E_y^{(E)} = -A \frac{\pi p}{l} \Phi'_y(x, y) \cos\left(\frac{\pi p}{l} z\right), \\ E_z^{(E)} = -A \frac{\pi p}{l} \Phi(x, y) \sin\left(\frac{\pi p}{l} z\right), \\ H_x^{(E)} = 2iA\pi\epsilon\epsilon_0 \Phi'_y(x, y) \sin\left(\frac{\pi p}{l} z\right), \\ H_y^{(E)} = -2iA\pi\epsilon\epsilon_0 \Phi'_x(x, y) \sin\left(\frac{\pi p}{l} z\right), \\ H_z^{(E)} = 0; \end{array} \right. \quad (2.1.2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_x^{(H)} = -2iB\mu_0 \Psi'_y(x, y) \cos\left(\frac{\pi p}{l} z\right), \\ E_y^{(H)} = 2iB\mu_0 \Psi'_x(x, y) \cos\left(\frac{\pi p}{l} z\right), \\ E_z^{(H)} = 0, \\ H_x^{(H)} = -B \frac{\pi p}{l} \Psi'_x(x, y) \sin\left(\frac{\pi p}{l} z\right), \\ H_y^{(H)} = -B \frac{\pi p}{l} \Psi'_y(x, y) \sin\left(\frac{\pi p}{l} z\right), \\ H_z^{(H)} = B\pi^2 \tau_{mn}^2 \Psi(x, y) \cos\left(\frac{\pi p}{l} z\right); \end{array} \right. \quad (2.1.3)$$

де

$m$ ,  $n$  та  $p$  – індекси, що характеризують отримані компоненти полів для різних конфігурацій (мод);

$i = \sqrt{-1}$  – уявна одиниця;

$$\tau_{mn}^2 = \left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 [\text{М}^{-2}];$$

$A$  та  $B$  – залежні від потужності сигналу константи (математично виникають внаслідок проведення операції інтегрування системи (2.1.1));

$$\Phi(x, y) = \cos\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \cos\left(\frac{\pi n}{b} y\right);$$

$$\Psi(x, y) = \sin\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \sin\left(\frac{\pi n}{b} y\right).$$

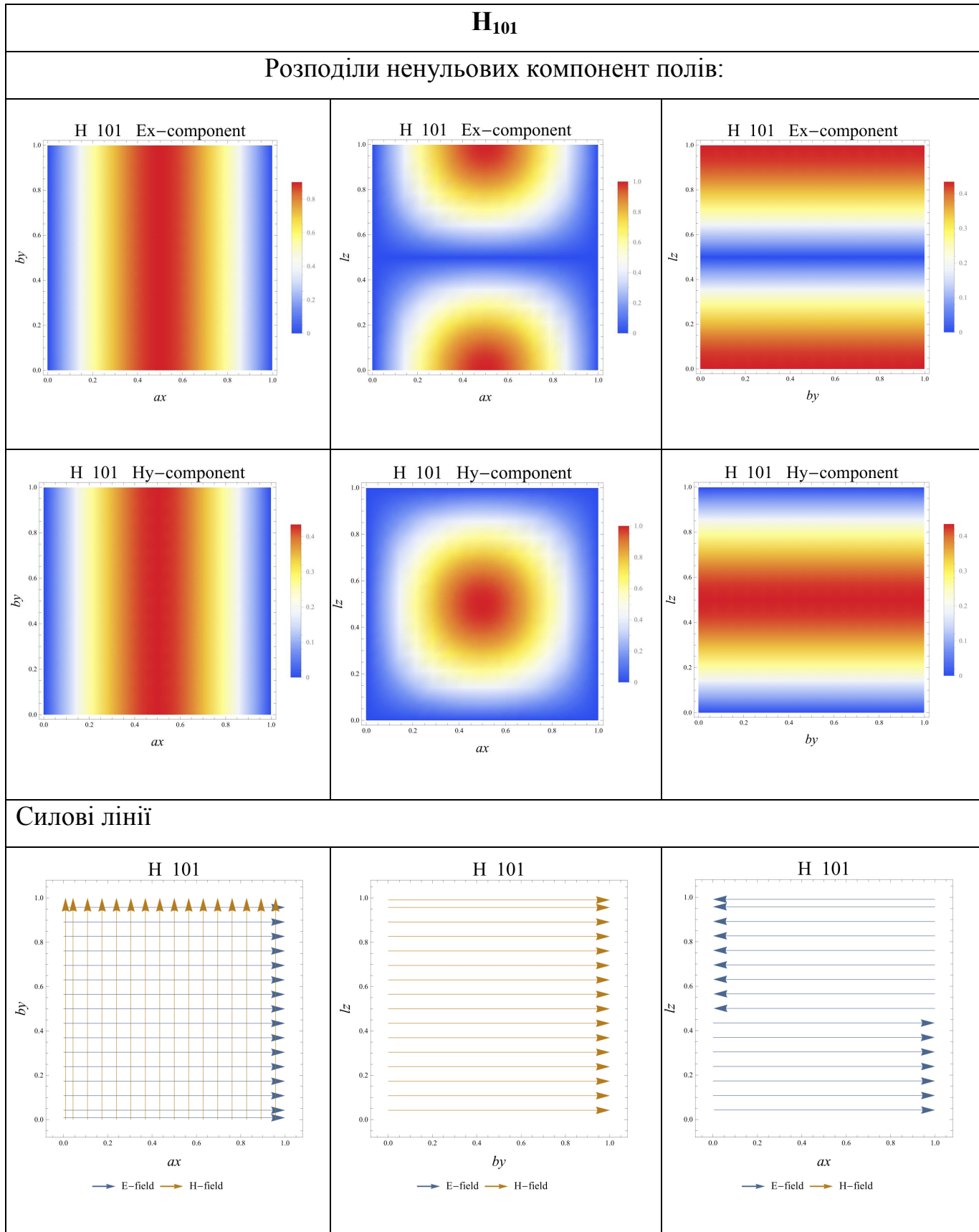
Для однозначності трактування отриманих систем (2.1.2) та (2.1.3) зазначимо, що штрихи разом з індексами  $x$  та  $y$  на функціях як  $\Phi(x, y)$ , так і  $\Psi(x, y)$  мають на увазі частинне диференціювання по відповідним змінним.

Вартим наведення є факт, що (2.1.2) та (2.1.3) були отримані разом із наступним співвідношенням для частоти досліджуваного сигналу  $f$ :

$$4\varepsilon\varepsilon_0\mu_0 f^2 = \tau_{mn}^2 + \frac{p^2}{l^2} \quad (2.1.4)$$

Інтерпретуючи системи (2.1.2) та (2.1.3) у поєднанні з (2.1.4), можна будувати розподіли поля будь-якої конфігурації всередині досліджуваного ДР. Зокрема, на прикладі моди  $H_{101}$  (див. Табл. 2.3.1) були побудовані ненульові компоненти та силові лінії як електричного, так і магнітного полів.

Наостанок також зазначимо, що, виходячи з (2.1.4), неважко зрозуміти простий та якісний факт про залежність генерованої ТГ частоти від розмірів діелектричного резонатора, що, як відомо, знаходить своє відображення для техніки, що працює у мікрохвильовому діапазоні частот [54].



## 2.2 Розрахунок потужності, яку АСОХ віддають у ДР

Зрозумілим є те, що збільшення результуючої потужності сигналу  $P_{\Sigma}^{(E),(H)}$  (підкреслюється універсальність застосування отримуваних співвідношень для мод обох типів: Е та Н) може бути виконане шляхом використання певної кількості АСОХ (цілий масив з  $N$  даних наноструктур) всередині діелектричного резонатора що, таким чином, призведе до сумування результуючої потужності ТГ сигналу джерела, яке пропонується у даній роботі:

$$P_{\Sigma}^{(E),(H)} = \sum_{j=1}^N P_j^{(E),(H)}, \quad (2.2.1)$$

де

$P_j^{(E),(H)}$  – потужність окремо взятого АСОХ [Вт].

При цьому, в [19] було показано, що значення потужності для кожного АСОХ можна розрахувати після введення величин  $G_j = \mu_0 \int_V (\mathbf{H}^* \cdot \mathbf{m}) dV$ ,

$N_h = \mu_0 \int_V (\mathbf{H}^* \cdot \mathbf{H}) dV$ ,  $N_e = \varepsilon \varepsilon_0 \int_V (\mathbf{E}^* \cdot \mathbf{E}) dV$  як

$$P_j^{(E),(H)} = \frac{N_h + N_e}{8N_h^2} G_j^2 f Q, \quad (2.2.2)$$

де

$V$  – об'єм досліджуваного резонатора [м<sup>3</sup>];

$\mathbf{m}$  – результуючий вектор намагніченості АФМ шару досліджуваних СОХ [А/м];

$Q$  – добротність досліджуваної електродинамічної системи.

Можна показати, що, для випадку ідентичних АСОХ (наближено маючих однакові характеристики, чого відносно легко досягнути в галузі наноелектроніки), добротність досліджуваної системи  $Q$  може бути оцінена

як суперпозиція двох внесків: добротності моди власних коливань резонатора  $Q_\varepsilon$  (за відсутності АСОХ вбудованих всередину, що спричиняють до збурень електромагнітного поля) та сталої затухання Гільберта  $\alpha$  :

$$Q(N, f) = \frac{1}{1/Q_\varepsilon(f) + \alpha N} \quad (2.2.3)$$

При цьому частотна залежність  $Q_\varepsilon(f)$  може бути оцінена через характеристики діелектричного резонатора  $f_0$  та  $Q_0$  (характерна частота та значення добротності на цій частоті) як це було виконано у [19]:

$$Q_\varepsilon(f) = Q_0 \sqrt[3]{\frac{f_0}{f}} \quad (2.2.4)$$

Розрахунок за (2.2.2) виконується послідовно для всіх величин, які до нього входять. По-перше, інтегрування для  $G_j$  даватиме ненульовий внесок у кінцевий результат лише в межах об'єму АФМ шару  $V_{\text{AFM}}$  у місці локалізації  $j$ -го АСОХ  $(x_j, y_j, z_j)$ , де  $\mathbf{m} \neq 0$ . Таким чином, після введення магнітного моменту АФМ шару досліджуваного  $j$ -го наноосцилятора  $\mathbf{M} = |\mathbf{m}| V_{\text{AFM}}$ , на основі системи (2.1.3) для Н-мод електромагнітного поля, можна отримати:

$$G_j^{(H)} = \mu_0 M B \pi \left\{ \begin{array}{l} \pi \tau_{mn}^2 \Psi(x_j, y_j) \cos\left(\frac{\pi p}{l} z_j\right) - \frac{p}{l} \times \\ \left[ \Psi'_x(x_j, y_j) + \Psi'_y(x_j, y_j) \right] \sin\left(\frac{\pi p}{l} z_j\right) \end{array} \right\} \quad (2.2.5)$$

Розрахунок параметрів  $N_h$  та  $N_e$  може бути проведений з використанням елементарного інтегрального співвідношення

$$\int_0^L \cos^2\left(\frac{\pi \eta}{l} \xi\right) d\xi = \frac{L}{2}, \text{ де } \eta \in \mathbb{N}:$$

$$N_h^{(H)} = N_e^{(H)} = \frac{1}{2} \varepsilon \varepsilon_0 \mu_0^2 f^2 B^2 \pi^4 V \tau_{mn}^2, \quad (2.2.6)$$

де

$V(f) = abl$  – частотно залежний об'єм розглядуваного діелектричного резонатора [м<sup>3</sup>].

Після підстановки (2.2.5) та (2.2.5) до (2.2.2) можна отримати вираз для потужності  $H_{\text{mnp}}$ -моди, що збуджується одним ( $j$ -м наноосцилятором для суми (2.2.1)) АСОХ:

$$P_j^{(H)}(N, f) = \frac{Q(N, f)M^2}{2\varepsilon\varepsilon_0 fV(f)\tau_{mn}^2} \left\{ \begin{array}{l} \pi\tau_{mn}^2 \Psi(x_j, y_j) \cos\left(\frac{\pi p}{l} z_j\right) - \frac{p}{l} \times \\ \left[ \Psi'_x(x_j, y_j) + \Psi'_y(x_j, y_j) \right] \sin\left(\frac{\pi p}{l} z_j\right) \end{array} \right\}^2 \quad (2.2.7)$$

Аналогічним чином проводиться розрахунок для  $E_{\text{mnp}}$ -моди збуджених всередині діелектричного резонатора коливань  $j$ -го АФМ СОХ, який локалізовано у точці  $(x_j, y_j, z_j)$ :

$$G_j^{(E)} = 2if \varepsilon\varepsilon_0 \mu_0 AM \pi \sin\left(\frac{\pi p}{l} z_j\right) \left[ \Phi'_y(x_j, y_j) - \Phi'_x(x_j, y_j) \right]$$

$$N_h^{(E)} = N_e^{(E)} = \frac{1}{2} \varepsilon\varepsilon_0^2 \mu\mu_0 f^2 A^2 \pi^4 V \tau_{mn}$$

$$P_j^{(E)}(N, f) = \frac{2Q(N, f)\mu_0 M^2 f}{V(f)\tau_{mn}} \sin^2\left(\frac{\pi p}{l} z_j\right) \left[ \Phi'_y(x_j, y_j) - \Phi'_x(x_j, y_j) \right]^2 \quad (2.2.8)$$

Наостанок варто зазначити, що використання (2.2.1), (2.2.3), (2.2.4), (2.2.7) та (2.2.8) дає можливість повного та узгодженого аналітичного опису моделі для дослідження властивостей пропонованого джерела сигналів ТГ діапазону на основі АСОХ.

### 2.3 Розрахунок потужності, яку АТК віддають у ДР

Як було зазначено вище (див. підрозділ 1.5), генеруючий АТК можна подати у вигляді осцилюючого опору  $R(t)$ . Тоді, за умови проходження крізь нього сталого струму амплітудою  $I_{\text{DC}}$ , утворюється змінна компонента

напруги  $U_{AC}(t) = I_{DC}R(t)$ . А середня вихідна потужність  $P_0$  утвореного змінного сигналу виявляється рівною:

$$P_0 = \langle U_{AC}(t)I_{AC}(t) \rangle,$$

де

$I_{AC}(t) = U_{AC}(t) / Z_{ATJ}$  – змінна компонента струму через АТК [А];

$Z_{ATJ}$  – імпеданс АТК [Ом];

$\langle \dots \rangle$  – усереднення по часу, що дорівнює періоду коливань змінного СТГ сигналу.

Відомо, що типовий АТК [49] має «субхвильові» розміри (значно менші за довжину генерованих ним хвиль) та, із загальних міркувань спрощення теоретичних викладок, може бути розглянутий як точковий об'єкт. Варто наголосити, що це ж наближення використовувалось у [19] для спітронних наноструктур на основі скошеного АФМ. У рамках описаного підходу справедливим є розгляд накачування енергії випромінювання від точкового АТК (виділяє потужність  $P_0$ ) у певну моду досліджуваного високодобротного ДР. Розв'язок поставленої задачі є складним та, у загальному випадку, залежить від конфігурацій електромагнітних полів випромінювання АТК та розподілу поля всередині ДР. Проте надалі вважається, що розміщення досліджуваного контакту є оптимальним для певного наперед заданого розподілу електромагнітного поля обраної моди ДР та, саме тому, утворені структури розподілу полів АТК та досліджуваної моди збігаються. Принагідно зазначимо, що, на практиці, для визначення оптимального положення АТК необхідно розв'язати задачу про збудження ним електромагнітного поля всередині окремо взятого ДР (наведений випадок не розглядається в межах даної роботи). Таким чином вважається, що обрана орієнтація АТК забезпечує накачування потужності до деякої моди ДР.

Врахувавши зазначене вище можна сформулювати простіше завдання про пошук середньої потужності змінного сигналу  $P_{AC}$ , який випромінюється від АТК до ДР, всередині якого він розміщений. Розв'язок цієї задачі є добре відомим у галузі мікрохвильової електроніки [53]:

$$P_{AC} = P_0(1 - |\Gamma|^2), \quad (2.3.1)$$

де  $\Gamma$  – комплексний коефіцієнт відбиття, значення якого можна знайти за наступним співвідношенням:

$$\Gamma = \frac{Z_{res} - Z_{ATK}}{Z_{res} + Z_{ATK}} \quad (2.3.2)$$

де  $Z_{res}$  та  $Z_{ATK}$  – комплексні імпеданси резонатора та АТК відповідно (див. Рис. 2.3.1).

Для пошуку  $P_0$  розглянемо просту електричну модель АТК, що наведена на Рис. 2.3.1 та вперше була запропонована й розглянута в [26]. Відповідно до цієї моделі, АТК із тунельним прошарком у вигляді MgO описується за допомогою наступних геометричних параметрів: товщини зазначеного прошарку  $d$  та площі його поперечного перерізу  $S$ , з яких далі знаходяться рівноважне значення опору  $R_0$ , внутрішні ємність  $C$  та індуктивність  $L$ , що і слугують основними електричними характеристиками обраного АТК. Зазначені параметри можуть бути розраховані як

$$\begin{cases} R_0 = RA(0)\exp(\kappa d) / S \\ C = \varepsilon\varepsilon_0 S / d \\ L = \mu_0 d \end{cases}$$

де

$RA(0)$  – ефективний добуток опору АТК на його площу [Ом м<sup>2</sup>];

$\kappa$  – характеристика тунельного прошарку з MgO [м<sup>-1</sup>];

$\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м та  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м – діелектрична проникність та магнітна сприйнятливність вакууму відповідно.

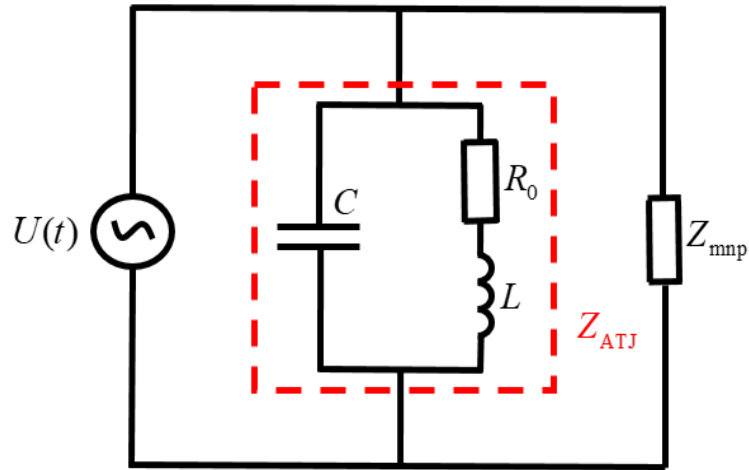


Рис. 2.3.1 Схема генератора на основі АТК, розміщеного всередині діелектричного резонатора з комплексним імпедансом  $Z_{\text{res}} = Z_{\text{mnp}}$ . Червоний пунктирний прямокутник обмежує спрощену еквівалентну RLC-схему, що представляє АТК з імпедансом  $Z_{\text{ATJ}}$ .

Зауважимо, що, в межах обраної моделі, введені  $R_0$ ,  $C$ , та  $L$ , є записаними у найпростішому вигляді, який передбачається специфікою наведеної вище системи. Якщо ж необхідно врахувати деякі додаткові фізичні ефекти, наприклад, частотну залежність магнітних властивостей АФМ шару, що явно впливає на  $L$ , слід скористатися більш точними наближеннями, а, відтак, складність теоретичних викладок зростає. Але, навіть для випадку частотно-залежних параметрів  $R_0$ ,  $C$ ,  $L$ , під час розгляду випромінювання змінного сигналу від АТК до деякої моди ДР з високою добротністю, можна цілком справедливо обмежитись аналізом досить вузької смуги частот обраного режиму резонансу та, в її межах, вважати, що  $R_0$ ,  $C$ , та  $L$  є сталими величинами, які не залежать від частоти випромінювання.

На основі методу комплексних амплітуд, виходячи з Рис. 2.3.1, отримуємо вираз для імпедансу  $Z_{\text{ATJ}}$  досліджуваного АТК:

$$Z_{\text{ATJ}} = \frac{(R_0 + i\omega L) \frac{1}{i\omega C}}{R_0 + i\omega L + \frac{1}{i\omega C}} = \frac{R_0 + i(\omega L(1 - \xi) - R_0\beta)}{(1 - \xi)^2 + \beta^2}, \quad (2.3.3)$$

де

$i = \sqrt{-1}$  – уявна одиниця;

$\omega = 2\pi f$  – кутова частота генерованого сигналу [ $\text{с}^{-1}$ ];

$f$  – частота генерованого сигналу [Гц];

$\xi = \omega^2 LC$  – безрозмірний параметр для опису резонансних властивостей досліджуваної системи;

$\beta = \omega R_0 C$  – безрозмірний параметр для опису інерційних властивостей досліджуваної системи.

На основі наведеної RLC-моделі можна наступним чином оцінити вихідну потужність змінного сигналу  $P_0$

$$P_0 \sim \frac{U_{AC}^2}{2R_0} = \frac{I_{DC}^2 \Delta R^2}{2R_0} \quad (2.3.4)$$

де

$\Delta R = \eta R_0 / (2 + \eta)$  - амплітуда ТАМО коливань;

-  $\eta$  – параметр ТАМО відношення.

Комплексний імпеданс ДР  $Z_{\text{res}}$  залежить від типу збудженої електромагнітної моди ( $\text{TM}_{\text{mnp}}$  або  $\text{TE}_{\text{mnp}}$ ) та, як наслідок, змінюється від точки до точки всередині нього. Щоб відобразити зазначені особливості, у даній роботі використовується позначення для комплексного хвильового опору резонатора  $Z_{\text{res}} = Z_{\text{mnp}}^{\text{TM,TE}}$ , оцінку якого можна провести наступним чином [53]:

$$Z_{\text{mnp}}^{\text{TM,TE}} = \frac{E_{\text{mnp}}}{H_{\text{mnp}}} \quad (2.3.5)$$

де  $E_{\text{mnp}}$  та  $H_{\text{mnp}}$  – комплексні амплітуди векторів напруженості електричного та магнітного полів відповідно, які залежать від типу збудженої моди (TM або TE) та її індексів  $m$ ,  $n$  та  $p$ .

Переходячи до розміщення деякої кількості  $N$  АТК всередині ДР, обов'язково мають бути враховані втрати у матеріалі АТК. Позначивши попередньо введений параметр результуючої потужності  $P_{AC} = P_{AC}(N=0, f)$  запишемо загальний вираз для опису повної потужності ТГ(чи СТГ) сигналу, яка віддається у ДР:

$$P_{AC}(N, f) = \sum_{i=1}^N P_{AC}^i(N, f) \quad (2.3.6)$$

де  $P_{AC}^i(N, f)$  внесок від кожного ( $i$ -го) окремо взятого АТК до результуючої потужності.

Нескладно зрозуміти, що (2.3.6) можна записати у більш простому вигляді, якщо нанорозмірні та ідентичні (як це попередньо вважалося для АСОХ) АТК вважати розміщеними в одній або еквівалентних точках з рівними значеннями напруженостей електричного та магнітного полів. Тоді, ввівши частотнозалежну потужність втрат  $P_l(f)$  кожного АТК, вираз (2.3.6) набуває вигляду:

$$P_{AC}(N, f) = N \left[ P_{AC}(0, f) - \frac{N}{2\pi} P_l(f) \right] \quad (2.3.7)$$

Оскільки основними механізмами втрат корисної потужності АТК є діелектричні втрати в тунельному прошарку з MgO  $P_{MgO}(f)$  та скін-ефект у Pt металевих шарах  $P_{Pt}(f)$ , то  $P_l(f)$  можна подати у сумі зазначених складових, розраховуючи кожен з яких з наступної системи [54]:

$$\begin{cases} P_{MgO}(f) = \pi \epsilon_0 f \int_V |\epsilon E^2| \operatorname{tg} \delta \, dV \\ P_{Pt}(f) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi \mu_0 f}{\sigma}} \int_S |H_\tau|^2 \, dS \end{cases} \quad (2.3.8)$$

де

$\epsilon$  – діелектрична проникність MgO;

$\operatorname{tg} \delta$  – тангенс кута діелектричних втрат MgO;

$\sigma$  – питома електрична провідність Pt [ $\text{Om}^{-1} \text{ м}^{-1}$ ].

У силу фізичної мализни нанорозмірних АТК порівняно з досліджуваним ДР мікронних розмірів, доцільним є наближення сталого поля – припущення, про сталість значень напруженостей електричного та магнітного полів задля заміни інтегрування у системі (2.3.8) простим множенням на об'єм тунельного прошарку з MgO у першій рівності та на чотири площі поперечного перерізу АТК (маємо два Pt шари – верхній та нижній) у другій.

## РОЗДІЛ 3

### АНАЛІЗ ТА РЕЗУЛЬТАТИ

#### 3.1 Генератор на основі АСОХ

Шляхом розгляду описуваних виразами (2.2.7) та (2.2.8) потужностей  $P_j^{(E)}$  та  $P_j^{(H)}$  як функцій змінних координат розміщення АСОХ  $x_j$ ,  $y_j$  та  $z_j$ , можна отримати (пошук максимального значення функції багатьох змінних) за яких локалізацій АСОХ матиме місце найбільша потужність генерованого сигналу ТГ діапазону (коли всі АСОХ розташовані на «оптимальних» місцях, коли генерована системою потужність досягатиме максимального значення):

$$\left\{ \begin{array}{l} P_{\Sigma \max}^{(H)} = \frac{Q(N, f)M^2}{2\varepsilon\varepsilon_0 f a^2 V(f)} N \kappa^{(H)}, \text{ де} \\ \kappa^{(H)} = m^2 + n^2 \left( \frac{a}{b} \right)^2, \\ x_j = a \frac{2k_x + 1}{2m}, k_x \in \left[ 0, m - \frac{1}{2} \right] \cap \mathbb{Z}, m \geq 1; \\ y_j = b \frac{2k_y + 1}{2n}, k_y \in \left[ 0, n - \frac{1}{2} \right] \cap \mathbb{Z}, n \geq 1; \\ z_j = l \frac{k_z}{p}, k_z \in [0, p] \cap \mathbb{Z}, p \geq 0; \end{array} \right. \quad (3.1.1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} P_{\Sigma \max}^{(E)} = \frac{2f\mu\mu_0 Q(N, f)M^2}{V(f)} N\kappa^{(E)}, \text{ де} \\ \kappa^{(E)} = \left[ 1 + \left( \frac{a}{b} \right)^2 \right]^{-1}, \\ x_j = a \frac{2k_x + 1}{2m}, k_x \in \left[ 0, m - \frac{1}{2} \right] \cap \mathbb{Z}, m \geq 1; \\ y_j = b \frac{k_y}{n}, k_y \in [0, n] \cap \mathbb{Z}, n \geq 0; \\ z_j = l \frac{2k_z + 1}{2p}, k_z \in \left[ 0, p - \frac{1}{2} \right] \cap \mathbb{Z}, p \geq 1. \end{array} \right. \quad (3.1.2)$$

Виходячи з вигляду систем (3.1.1) та (3.1.2) можна зрозуміти, що різні конфігурації розміщення АСОХ характеризуються відмінними значеннями введених у дані системи параметрів  $k_x$ ,  $k_y$  та  $k_z$ . Тому, на основі наведених для них інтервалів, існує  $m(n+1)p$  оптимальних локалізацій осциляторів для  $H_{\text{mnp}}$ -моди та  $mn(p+1)$  – для  $E_{\text{mnp}}$ .

Табл. 3.1.1 відображає основні принципи вибору оптимальних позицій АСОХ, які є прямим наслідком систем (3.1.1) та (3.1.2). У даній таблиці E- та H-моди з різними індексами порівнюються щодо максимальної потужності результуючого сигналу та оптимальних просторових конфігурацій АСОХ всередині досліджуваного ДР.

Інтерпретація результатів з Табл. 3.1.1 може бути виконана шляхом побудови розподілів полів всередині певного перерізу ДР (як це виконано у Табл. 2.3.1), на якому зобразити оптимальні конфігурації розміщення АСОХ. Приклад зазначеного розподілу подано на Рис. 3.1.1, де відразу стає зрозумілим, що оптимальні конфігурації досліджуваних наноосциляторів відповідають максимальним значенням напруженості магнітного поля  $\mathbf{H}$ , де введений вище (див. підрозділ 2.2) параметр  $G_j$  досягає свого максимального значення.

Таблиця 3.1.1

<b>Коефіцієнти потужності та можливі конфігурації осциляторів</b>		
Мода коливань	$\kappa$	Точки розміщення
$E_{101}$	1	$\left(\frac{a}{2}, b, \frac{l}{2}\right)$
$E_{111}$	$\frac{1}{1+(a/b)^2}$	$\left(\frac{a}{2}, 0, \frac{l}{2}\right), \left(\frac{a}{2}, b, \frac{l}{2}\right)$
$E_{202}$	1	$\left(\frac{a}{4}, b, \frac{l}{4}\right), \left(\frac{a}{4}, b, \frac{3l}{4}\right),$ $\left(\frac{3a}{4}, b, \frac{l}{4}\right), \left(\frac{3a}{4}, b, \frac{3l}{4}\right)$
$H_{110}$	$1+(a/b)^2$	$\left(\frac{a}{2}, \frac{b}{2}, l\right)$
$H_{111}$	$1+(a/b)^2$	$\left(\frac{a}{2}, \frac{b}{2}, 0\right), \left(\frac{a}{2}, \frac{b}{2}, l\right)$
$H_{220}$	$4[1+(a/b)^2]$	$\left(\frac{a}{4}, \frac{b}{4}, l\right), \left(\frac{a}{4}, \frac{3b}{4}, l\right),$ $\left(\frac{3a}{4}, \frac{b}{4}, l\right), \left(\frac{3a}{4}, \frac{3b}{4}, l\right)$

Неважко припустити, що позиції АСОХ можуть відрізнятися від наведених у Табл. 3.1.1. Тому, для дослідження інших можливих варіантів розміщення було створено Табл. 3.1.2, де пропоновані локації визначені для  $E_{111}$  моди. При цьому, три альтернативні просторові конфігурації з Табл. 3.1.2 подано на Рис. 3.1.2.

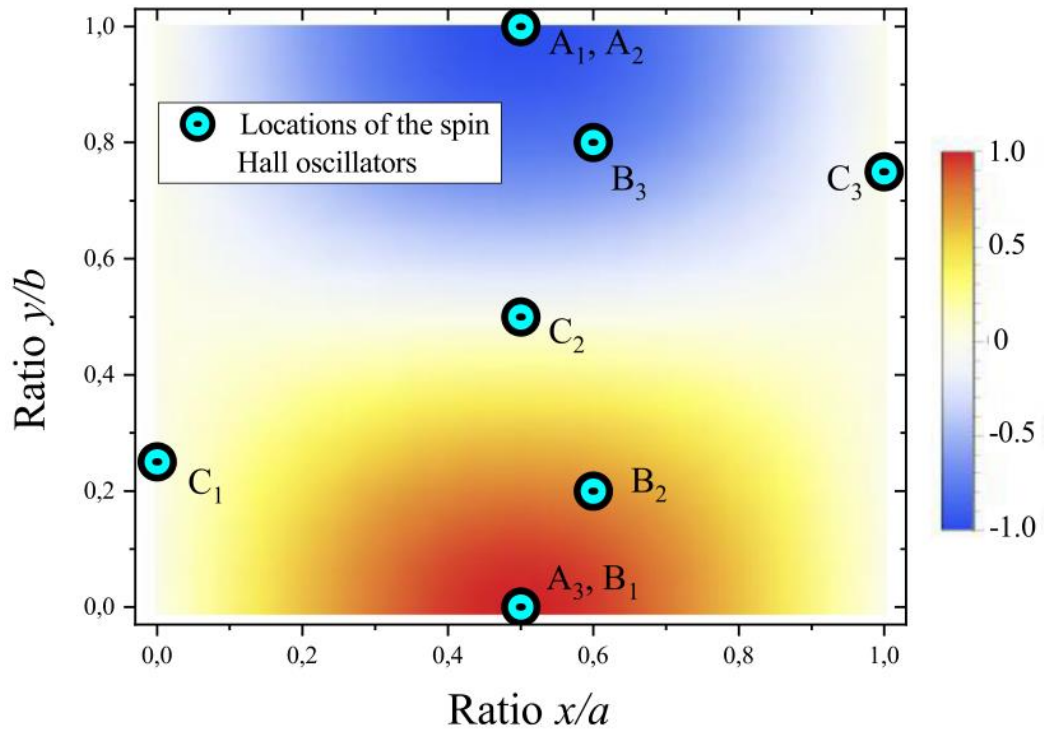


Рис. 3.1.1. А-, В- та С-схеми розміщення на розподілі поля  $E_{111}$ -моди, що відображає залежність її  $H_y$ -вої компоненти при  $z = l / 2$ .

Виходячи з локалізацій АСОХ, що наведені у Табл. 3.1.2 та продемонстровані на Рис. 3.1.1 для моди електромагнітних коливань  $E_{111}$  було побудовано криві (див. А-, В- та С-типи схем розміщення на Рис. 3.1.2) частотних залежностей вихідної потужності для отримання яких було зроблено наступні припущення:

- $\alpha = 0.01$  у виразі (2.2.3);
- $Q_0 = 6000$  та  $f_0 = 1$  ГГц у виразі (2.2.4);
- $V(f) = a(f)b(f)l$ , де  $l = 180$  мкм та  $a(f) = b(f) = \sqrt{(m^2 + n^2) / (4\epsilon\epsilon_0\mu_0 - p^2 / l^2)}$ , що слідує з виразу (2.1.4);
- $M = |\mathbf{m}|V_{\text{AFM}}$ , де  $|\mathbf{m}| = 2100$  А/м,  $V_{\text{AFM}} = \pi r_{\text{SHO}}^2 d_{\text{AFM}}$ , в якому  $r_{\text{SHO}} = 10$  мкм – радіус циліндричної наноструктури досліджуваного АСОХ,  $d_{\text{AFM}} = 450$  нм – товщина АФМ шару одного АСОХ.

Таблиця 3.1.2

Конфігурації	Розміщення
Тип-А	$A_1 = A_2 = \left(\frac{a}{2}; 0; \frac{l}{2}\right), A_3 = \left(\frac{a}{2}; b; \frac{l}{2}\right)$
Тип-В	$B_1 = A_1, B_2 = \left(\frac{3a}{5}; \frac{b}{5}; \frac{l}{2}\right), B_3 = \left(\frac{3a}{5}; \frac{4b}{5}; \frac{l}{2}\right)$
Тип-С	$C_1 = \left(0; \frac{b}{4}; \frac{l}{2}\right), C_2 = \left(\frac{a}{2}; \frac{b}{2}; \frac{l}{2}\right), C_3 = \left(a; \frac{3b}{4}; \frac{l}{2}\right)$

На Рис. 3.1.2 продемонстровано, що саме А-тип просторової

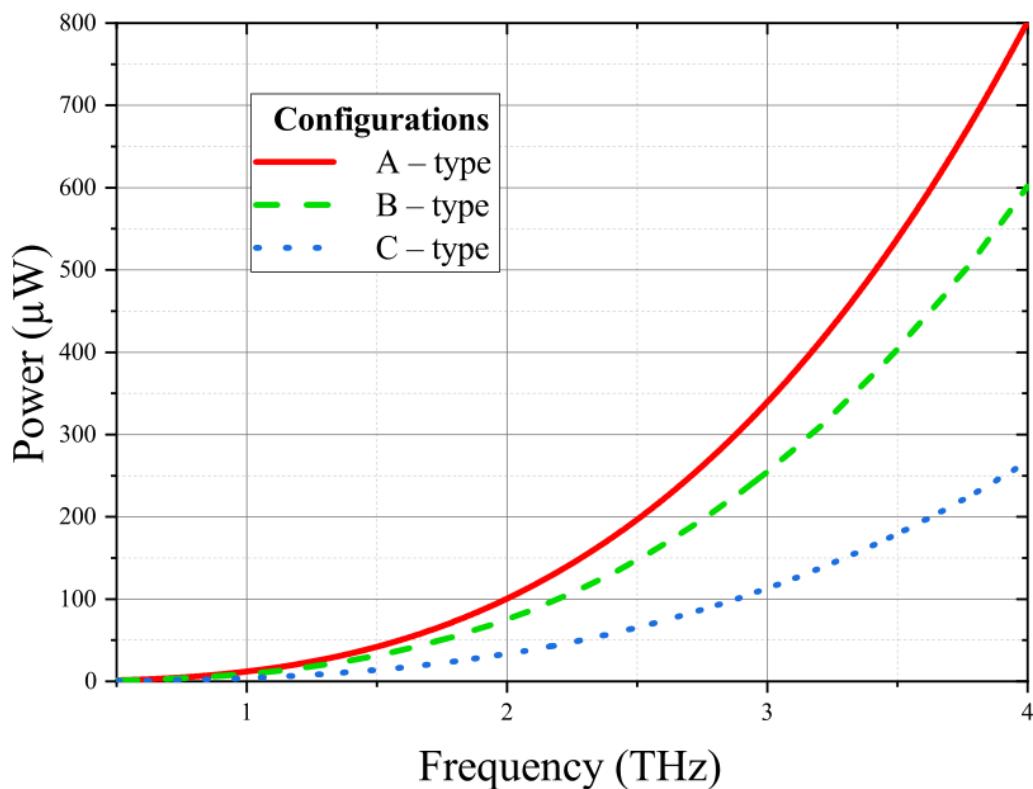


Рис. 3.1.2. Частотні залежності генерованої ТГ потужності для А-, В- та С-схем розміщення АСОХ.

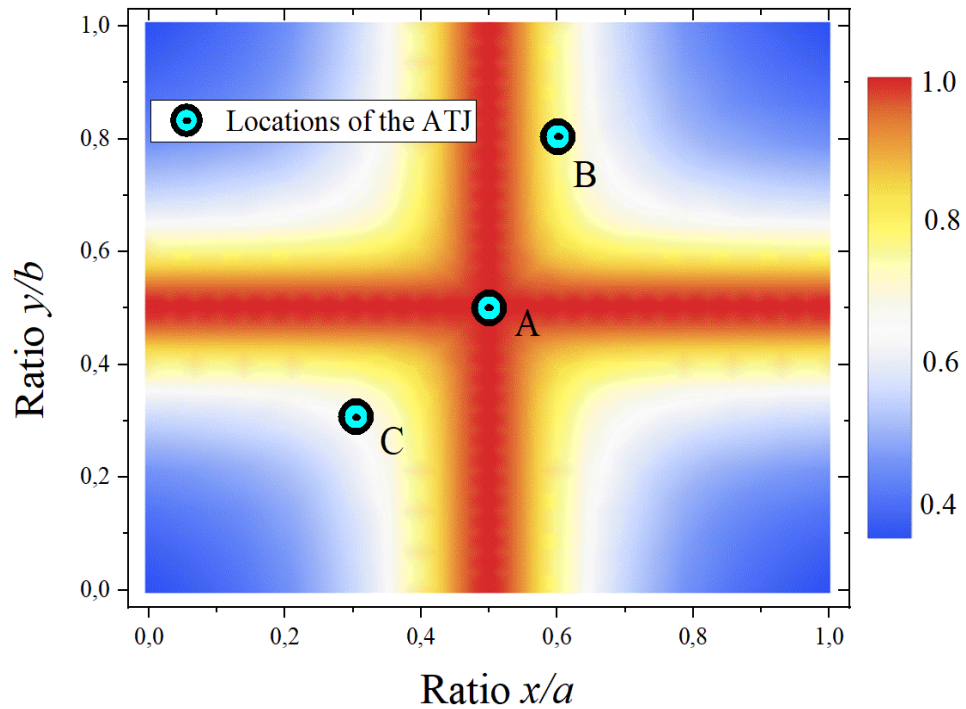
конфігурації АСОХ має найкращі характеристики по вихідній потужності (особливо на досить високих частотах) ніж В- та С-типи, що знову підтверджує наведений вище виклад про оптимальне розміщення АСОХ у точках з максимальними значеннями магнітного поля **H**. На додачу варто зазначити, що отримані на Рис, 3.1.2 частотні залежності є подібними (відрізняються з точністю до вагового множника) для усіх трьох кривих, наприклад, на частоті  $f = 2$  ТГц результуючі потужності становлять 100 мкВт, 75 мкВт та 35 мкВт, що відповідає А-, В- та С-типам конфігурацій АСОХ, які наведені на Рис. 3.1.1 та Табл. 3.1.2. При цьому, відношення зазначених потужностей становить 20:15:7, а на частоті  $f = 4$  ТГц отримується потужності 800 мкВт, 600 мкВт та 280 мкВт, що формуватимуть те ж саме наведене вище співвідношення.

### 3.2 Генератор на основі АТК

Для виконання чисельного розрахунку  $P_{AC}$  було використано наступні (взяті з праць [26, 49]) параметри АТК:  $d = 1$  нм,  $S = (200 \times 200)$  нм<sup>2</sup>,  $\eta = 1.3$ ,  $RA(0) = 0.14$  Ом / мкм<sup>2</sup>,  $\kappa = 5.8$ ,  $\sigma = 9.43 \cdot 10^6$  Ом<sup>-1</sup>см<sup>-1</sup> [55] для Pt,  $\text{tg}\delta = 10^4$  [56] та  $\epsilon = 6$  для MgO а для високодобротного ДР вважалось, що  $\epsilon = 10$  як це попередньо мало місце в [19]. Для отримання чисельних результатів необхідно також визначитись із модою коливань ДР (як це робилося вище у підрозділі 3.1). Зокрема, у разі розгляду моди коливань  $TM_{111}$ , взявши  $f = 1$  ТГц та  $a = b = 100$  мкм, можна за (2.1.4) розрахувати третій поперечний розмір досліджуваного ДР  $l = p / \sqrt{4\epsilon\epsilon_0\mu_0 f^2 - \tau_{mn}^2} \approx 64$  мкм. Для вищенаведених параметрів, шляхом проведення процедури оптимізації, можна знайти максимальне значення  $P_{AC}$ , яке становить  $P_{\max} = 0,36$  мкВт. Наведений розв'язок відповідає виконанню умови:

$$\frac{x_{\text{ATJ}}}{a} = \frac{y_{\text{ATJ}}}{b} = \frac{z_{\text{ATJ}}}{l} = \frac{1}{2}, \quad (3.2.1)$$

де  $(x_{\text{ATJ}}, y_{\text{ATJ}}, z_{\text{ATJ}})$  – точка локалізації АТК всередині ДР.



*Рис. 3.2.1. Просторовий розподіл залежності  $P_{AC} / P_{\max}$  розрахований для моди  $TM_{111}$ , збудженої внаслідок розміщення АТК всередині ДР у точках типу А, В або С.*

Вплив вибору точки розміщення АТК на вихідну потужність досліджуваного генератора чисельно описано у Табл. 3.2.1 та візуально подано на Рис. 3.2.1. Поклавши  $z_{\text{ATJ}} = l/2$  (як це слідує з (3.2.1)), можна отримати двовимірний розподіл  $P_{AC}(x_{\text{ATJ}}, y_{\text{ATJ}}) / P_{\max}$  як це продемонстровано на Рис. 3.2.1 (колір відповідає за нормовану потужність вихідного ТГ сигналу).

З Табл. 3.2.1 нескладно зрозуміти, що розміщення АТК всередині ДР відіграє важливу роль у загальній продуктивності пропонованого генератора. В той же час, зміна частоти генерованого сигналу та типу моди коливань (ТМ

або ТЕ) разом з її індексами також впливає на  $P_{AC}$ , причому точні значення для будь-якої обраної моди ДР можна розрахувати на основі (2.3.6) за допомогою схеми дослідження, продемонстрованої вище для випадку ТМ<sub>111</sub>. Наприклад, оптимальне розташування АТК у разі ТЕ<sub>110</sub> визначається наступними умовами:

$$\frac{x_{ATJ}}{a} = \frac{y_{ATJ}}{b} = \frac{z_{ATJ}}{l} = \delta,$$

де можливі значення  $\delta$  становлять 1 і 0. Варто зауважити, що, для режимів з більш високими індексами, можна знайти більшу кількість оптимальних місць розташування (спостерігатиметься більше вузлів та пучностей поля).

Припускаючи, що АТК розміщено в А-, В- і С-типах локалізацій (див. деталі у Табл. 2.3.1), можна провести розрахунок частотної залежності вихідної потужності  $P_{AC}$  джерела сигналу на основі АТК (див. Рис. 3.2.2). Отримані результати демонструють значне зменшення  $P_{AC}$  зі зростанням

Таблиця 3.2.1

Розташування АТК та вихідна потужність		
Тип точки розміщення	Характеристики	
	Координата	Вихідна потужність за частоти 1 ТГц
А	$\left(\frac{a}{2}, \frac{b}{2}, \frac{l}{2}\right)$	0.36 мкВт
В	$\left(\frac{3a}{5}, \frac{4b}{5}, \frac{l}{2}\right)$	0.20 мкВт
С	$\left(\frac{3a}{10}, \frac{3b}{10}, \frac{l}{2}\right)$	0.09 мкВт

частоти, що обумовлене впливом інерційних властивостей АТК, зокрема параметра  $\beta = \omega R_0 C$  (див. підрозділ (2.3))) на продуктивність пристрою.

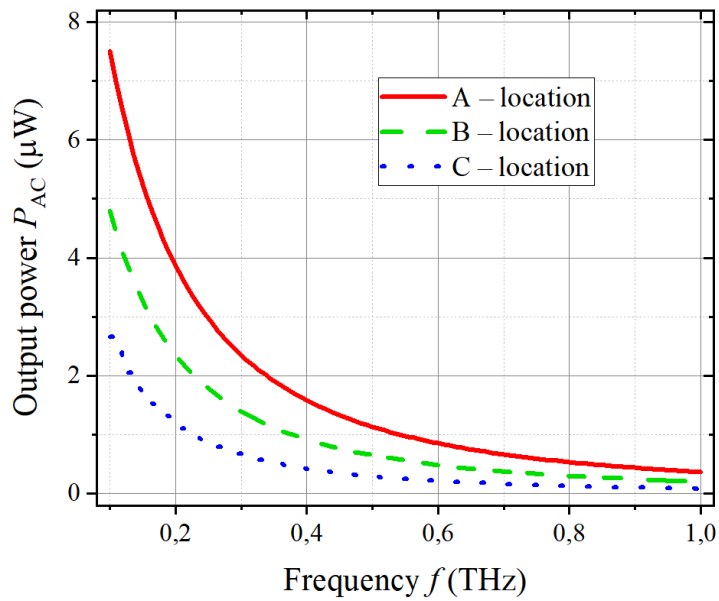


Рис. 3.2.2. Частотні залежності генерованого сигналу  $P_{AC}$  розраховані для моди  $TM_{111}$ , збудженої внаслідок розміщення АТК всередині ДР у локалізаціях типу А, В та С.

Додатковим фактором впливу є узгодження між  $Z_{\text{mnp}}^{\text{TM,TE}}$  і  $Z_{\text{ATJ}}$ , яке теж залежить від частоти СТГ сигналу  $f$  (обидві величини входять до виразу (2.3.2) та розраховуються за співвідношеннями (2.3.3) й (2.3.5)). властивостей тунельного контакту (характеризується параметром

Після оптимізації положення, розгляд випадку розміщення кількох АТК всередині досліджуваного високодобротного ДР виглядає цілком доцільним. Зокрема, на Рис. 3.2.3 продемонстровано випадок розміщення одного, двох та трьох АТК у точці типу А (у невеликому околі даної точки), де збільшення кількості наноструктур призводить до зростання результуючої потужності на низьких частотах одночасно звужуючи робочий діапазон пропонованого джерела. Зазначений негативний ефект пов'язаний зі зростаючим внеском від частотнозалежних втрат, що вводяться системою (2.3.8).

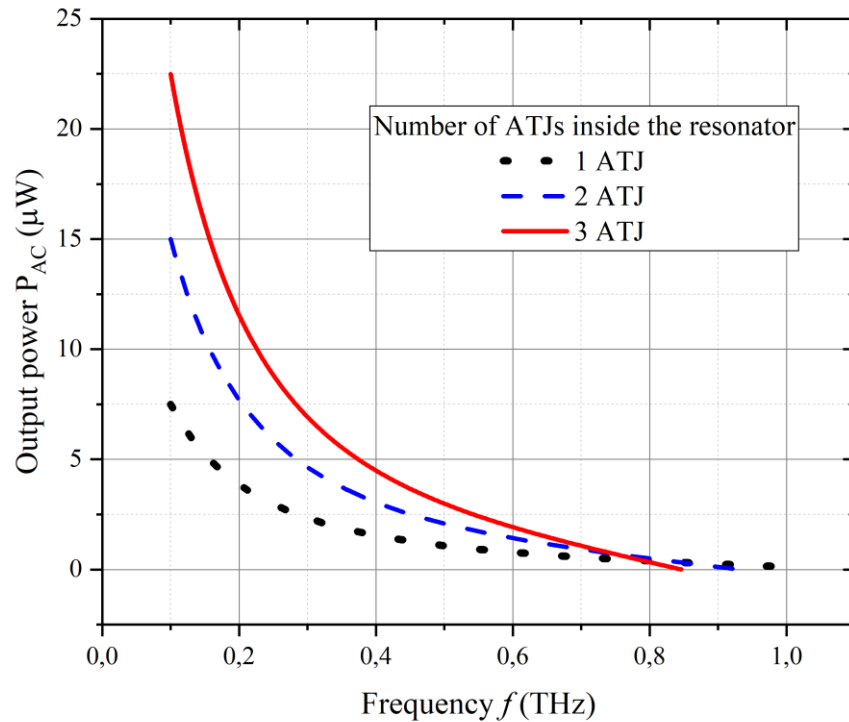


Рис. 3.2.3. Частотні залежності генерованого сигналу  $P_{AC}$  розраховані для моди  $TM_{111}$ , збудженої внаслідок розміщення одного, двох та трьох АТК всередині ДР.

Хоча  $P_{AC}(f)$  монотонно зменшується зі збільшенням частоти сигналу  $f$ , в діапазоні частот  $f = 0.1-1$  ТГц, для системи з всього трьома АТК (можливо виготовити за сучасного стану наноелектронних технологій [13]) маємо зміну результуючої потужності в межах  $\sim 1 - 22$  мкВт (див. також Табл. 1), чого має бути достатньо для деяких практичних застосувань.

Наостанок варто зазначити, що розрахована частотна залежність  $P_{AC}(f)$  подібна до отриманої в [26] для інших типів джерел сигналу на основі АТК. У той же час, максимальні значення  $P_{AC}(f)$  майже такі ж, як для генератора на основі NiO з використанням зворотного спінового ефекту Холла, хоча отримана там частотна залежність є принципово іншою та має «кварірезонансний» характер [22, 30]. Таким чином, результати проведеної роботи демонструють, що для розглянутого генератора на основі АТК

спостерігається продуктивність, порівняна з характеристиками традиційного джерела на основі АТК [26] та генератора, що використовує зворотний спіновий ефект Холла [22] або ефект магнітодипольного випромінювання [30].

## ВИСНОВКИ

1. Запропоновано два типи генераторів терагерцових (ТГ) сигналів на основі антиферомагнітних спітронних наноструктур, розміщених всередині високодобротного діелектричного резонатора (ДР). Перший тип передбачає використання антиферомагнітних спінових осциляторів Холла (АСОХ), а другий – антиферомагнітних тунельних контактів (АТК). Показано, що вихідна потужність розглянутих джерел сильно залежать від обраного динамічного режиму роботи наноструктур (амплітуди та частоти генерації), вибору робочої моди ДР, а також – розташування АТК та АСОХ всередині резонатора. Зокрема, за умови вибору оптимального положення наноструктур, потужність генерації на частоті 0,5 ТГц становить 1 та 2 мкВт для АСОХ та АТК відповідно.
2. Розроблено процедуру оптимізації параметрів для обох типів джерел та виявлено, що максимальна вихідна потужність досліджуваних генераторів на основі  $N = 3$  наноструктур може перевищувати 20 мкВт у діапазоні частот 0,1–1 ТГц для АТК й 700 мкВт в смузі 1–4 ТГц для АСОХ. Базуючись на порівнянні отриманих результатів із існуючими виявлено, що досліджені генератори передбачають рівень вихідної потужності, подібний до традиційних джерел на основі АТК [26] та інших джерел сигналу, які для своєї роботи використовують зворотній спіновий ефект Холла [22, 30] та/або магнітодипольне випромінювання [30]. Отримані в роботі результати можуть використовуватись для розробки та оптимізації джерел ТГ сигналів на основі антиферомагнітних спітронних наноструктур.

## СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Helminiak J. et al. Temperature dependence of the dielectric function of dehydrated biological samples in the THz band //Biomedical Optics Express. – 2023. – Т. 14. – №. 4. – С. 1472-1479.
2. Sabchevski S., Glyavin M. Development and Application of THz Gyrotrons for Advanced Spectroscopic Methods //Photonics. – MDPI, 2023. – Т. 10. – №. 2. – С. 189.
3. Sarkar P. et al. Review on the Evolution of 6G and Terahertz Communication for Highspeed Information Processing //Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. – 2022. – Т. 86. – №. 1. – С. S166-S170.
4. Sirsi S. Meissner Effect Transistor & Orbiting Astronomical Satellite for Investigating Stellar Systems. – 2022.
5. Su W. T. et al. Physics-Guided Terahertz Computational Imaging: A tutorial on state-of-the-art techniques //IEEE Signal Processing Magazine. – 2023. – Т. 40. – №. 2. – С. 32-45.
6. Sethy P. K., Mishra P. R., Behera S. An introduction to terahertz technology, its history, properties and application //International conference on computing and communication. – 2015.
7. Sirtori C. Bridge for the terahertz gap / C. Sirtori // Nature. – 2002. Vol. 417. – P. 132-133.
8. Lewis R. A. A review of terahertz sources / R. A. Lewis // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2014. Vol. 47. – P. 374001.
9. Sethy P. K., Mishra P. R., Behera S. An introduction to terahertz technology, its history, properties and application //International conference on computing and communication. – 2015.
10. Kihlstrom K. J. et al. Powerful Terahertz Emission from a Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8+δ</sub> Mesa Operating Above 77 K //Physical Review Applied. – 2023. – Т. 19. – №. 3. – С. 034055.

11. Sabchevski S., Glyavin M. Development and Application of THz Gyrotrons for Advanced Spectroscopic Methods //Photronics. – MDPI, 2023. – T. 10. – №. 2. – C. 189.
12. Hoffmann M. C., Lewis R. 9–Laser-based terahertz sources //The 2023 Terahertz Science and Technology Roadmap.
13. Diény B. Opportunities and challenges for spintronics in the microelectronics industry / B. Diény, I. L. Prejbeanu, K. Garello, P. Gambardella, P. Freitas, R. Lehndorff, W. Raberg, U. Ebels, S. O. Demokritov, J. Akerman, A. Deac, P. Pirro, C. Adelman, A. Anane, A. V. Chumak, A. Hirohata, S. Mangin Sergio. O. Valenzuela, M. Cengiz Onbaşlı, M. d'Aquino, G. Prenat, G. Finocchio, L. Lopez-Diaz, R. Chantrell, O. Chubykalo-Fesenko and P. Bortolotti // Nature Electronics. – 2020. – Vol. 3. – P. 446-459.
14. Han J. et al. Coherent antiferromagnetic spintronics //Nature Materials. – 2023. – C. 1-12.
15. Jungfleisch M. B. Perspectives of antiferromagnetic spintronics / M. B. Jungfleisch, W. Zhang, A. Hoffman // Physics Letters A. – 2018. Vol. 382, №13. – P. 865 -871.
16. Gomonay E. V. Spintronics of antiferromagnetic systems / E. V. Gomonay, V. M. Loktev //Low Temp. Phys. – 2014 –Vol. 40. – P. 17-35.
17. Jungwirth T. Antiferromagnetic spintronics / T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley, J. Wunderlich // Nat. Nanotech. – 2016 –Vol. 11. – P. 231-241.
18. Baltz V. Antiferromagnetic spintronics / V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, Y. Tserkovnyak // Rev. Mod. Phys. – 2018 –Vol. 90. – P. 015005.
19. Sulymenko O. Terahertz-Frequency Spin Hall Auto-oscillator Based on a canted Antiferromagnet / O. Sulymenko, O. Prokopenko, V. Tiberkevich, A. Slavin, B. Ivanov and R. Khymyn // Physical Review Applied. – 2017. Vol. 8. – P. 064007.

20. Chen, T. Spin-Torque and Spin-Hall Nano-Oscillators/ T. Chen, R. K. Dumas, A. Eklund, P. K. Muduli, A. Houshang, A. A. Awad, J. Akerman, //Proceedings of the IEEE. – 2016. Vol. 104. – P. 1919-1945.
21. Zahedinejad M. Two dimensional mutually synchronized spin Hall nano-oscillator arrays for neuromorphic computing / M. Zahedinejad, A. Ahmad, A. Awad, M. Shreyas, R. Khymyn, H. Fulara, H. Mazraati, M. Dvornik and J. Akerman // Nat. Nanotechnol. – 2020 –Vol. 15. – P. 47-52.
22. Cheng R. Terahertz Antiferromagnetic Spin Hall Nano-Oscillator / R. Cheng, D. Xiao, A. Brataas // Phys. Rev. Lett. – 2016 –Vol. 116. – P. 207603.
23. Jia X., Tang H. M., Wan S. Z. Tunneling magnetoresistance in Mn<sub>2</sub>Au-based pure antiferromagnetic tunnel junction //arXiv preprint arXiv:2303.10448. – 2023.
24. Qin P. et al. Room-temperature magnetoresistance in an all-antiferromagnetic tunnel junction //Nature. – 2023. – T. 613. – №. 7944. – C. 485-489.
25. Chen X. et al. Octupole-driven magnetoresistance in an antiferromagnetic tunnel junction //Nature. – 2023. – T. 613. – №. 7944. – C. 490-495.
26. Sulymenko O. R. Terahertz-Frequency Signal Source Based on an Antiferromagnetic Tunnel Junction / O.R. Sulymenko, O.V. Prokopenko, V.S. Tyberkevych, and A.N. Slavin // IEEE Magn. Lett. – 2018 –Vol. 9. – P.3104605.
27. Maddu R. et al. Spintronic heterostructures for artificial intelligence: A materials perspective //physica status solidi (RRL)–Rapid Research Letters.
28. Погорілий А. М. Спінтроніка. Основні явища. Тенденції розвитку / А. М. Погорілий, С. М. Рябченко, О. І. Товстолиткін // Укр. фіз. журн. Огляди. – 2010. – Т. 6, № 1. – P. 37–97.
29. Khymyn R. Ultra-fast artificial neuron: Generation of picosecond-duration spikes in a current-driven antiferromagnetic auto-oscillator / R. Khymyn, I. Lisenkov, J. Voorheis, O. Sulymenko, O. Prokopenko, V. Tiberkevich, J. Akerman, and A. Slavin // Sci. Rep. – 2018. Vol. 8. – P. 15727.

30. Khymyn R. Antiferromagnetic THz-frequency Josephson-like oscillator driven by spin current / R. Khymyn, I. Lisenkov, V. Tiberkevich, B.A. Ivanov, and A. Slavin // *Sci. Rep.*. – 2017. Vol. 7. – P. 43705.
31. Sinova J. et al. Spin hall effects // *Reviews of modern physics.* – 2015. – T. 87. – №. 4. – C. 1213.
32. Jungwirth T., Wunderlich J., Olejník K. Spin Hall effect devices // *Nature materials.* – 2012. – T. 11. – №. 5. – C. 382-390.
33. Nickel J. Magnetoresistance overview. – Palo Alto, CA, USA : Hewlett-Packard Laboratories, Technical Publications Department, 1995.
34. Thomson W. XIX. On the electro-dynamic qualities of metals:—Effects of magnetization on the electric conductivity of nickel and of iron // *Proceedings of the Royal Society of London.* – 1857. – №. 8. – C. 546-550.
35. Mansour A. M. Magnetic sensors and geometrical magnetoresistance: A review // *Journal of Metals, Materials and Minerals.* – 2020. – T. 30. – №. 4. – C. 1-18.
36. McGuire T., Potter R. L. Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys // *IEEE Transactions on Magnetics.* – 1975. – T. 11. – №. 4. – C. 1018-1038.
37. Mott N. F. The resistance and thermoelectric properties of the transition metals // *Proceedings of the Royal Society of London. Series A-Mathematical and Physical Sciences.* – 1936. – T. 156. – №. 888. – C. 368-382.
38. Campbell I. A., Fert A., Pomeroy R. Evidence for two current conduction iron // *Philosophical Magazine.* – 1967. – T. 15. – №. 137. – C. 977-983.
39. Fert A., Campbell I. A. Two-current conduction in nickel // *Physical Review Letters.* – 1968. – T. 21. – №. 16. – C. 1190.
40. Valet T., Fert A. Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers // *Physical Review B.* – 1993. – T. 48. – №. 10. – C. 7099.
41. Julliere M. Tunneling between ferromagnetic films // *Physics letters A.* – 1975. – T. 54. – №. 3. – C. 225-226.
42. Baibich M. N. et al. Giant magnetoresistance of (001) Fe/(001) Cr magnetic superlattices // *Physical review letters.* – 1988. – T. 61. – №. 21. – C. 2472.

43. Binasch G. et al. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange //Physical review B. – 1989. – T. 39. – №. 7. – C. 4828.
44. Velev J. et al. Ballistic anisotropic magnetoresistance //Physical review letters. – 2005. – T. 94. – №. 12. – C. 127203.
45. Burton J. D. et al. The Origin of Tunneling Anisotropic Magnetoresistance in Break Junctions //arXiv preprint cond-mat/0703345. – 2007.
46. Gould C. et al. Tunneling anisotropic magnetoresistance: A spin-valve-like tunnel magnetoresistance using a single magnetic layer //Physical review letters. – 2004. – T. 93. – №. 11. – C. 117203.
47. P. Jitendra, N. Roy. Spintronics. Fundamentals and Applications. Springer Nature Singapore Pte Ltd. 2021, - 273 P.
48. Noack T.B. Enhancement of the Spin Pumping Effect by Magnon Confluence Process in YIG/Pt Bilayers / T.B. Noack, V.I. Vasyuchka, D.A. Bozhko, B. Heinz, P. Frey, D.V. Slobodianiuk, O.V. Prokopenko, G.A. Melkov, P. Kopietz, 44 B. Hillebrands, and A.A. Serga // Phys. Status Solidi B. – 2019 –Vol. 256. – P.1900121.
49. Park B. G. et al. A spin-valve-like magnetoresistance of an antiferromagnet-based tunnel junction //Nature materials. – 2011. – T. 10. – №. 5. – C. 347-351.
50. Duine R. An alternating alternative //Nature materials. – 2011. – T. 10. – №. 5. – C. 344-345.
51. Chumak A. V. Magnon spintronics / A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, and B. Hillebrands // Nature Phys. – 2015. Vol. 11, №6. – P. 453 -461.
52. Prokopenko O. Spin-torque nano-oscillator as a microwave signal source / O. Prokopenko, E. Bankovskii, T. Meitzler, V. Tiberkevich, and A. Slavin // IEEE Magn. Lett. – 2011 – Vol. 2. – P. 3000104.
53. Ramo S. Fields and waves in communication electronics / S. Ramo, J. R. Whinnery, and T. Van Duzer // John Wiley & Sons. – 1994.
54. Мелков Г. А., Прокопенко О. В. Вибрані розділи з курсу «Мікрохвильова електродинаміка та електроніка»: Навчальний посібник. – К.: 52

Радіофізичний факультет Київського національного університету імені Тараса Шевченка, 2013. – 226 с.

55. Table of Electrical Resistivity and Conductivity [Electronic Source]. Access via link <https://tinyurl.com/4uamyurm> (date of appeal March 30, 2023). – Title from the screen.
56. Han J. et al. Terahertz dielectric properties of MgO nanocrystals //The Journal of Physical Chemistry C. – 2008. – Т. 112. – №. 45. – С. 17512-17516.

## СПИСОК ВЛАСНИХ ПУБЛІКАЦІЙ ЗА ТЕМОЮ РОБОТИ

1. Shtanko O., Prokopenko O. Terahertz-Frequency Signal Source Based on an Array of Synchronized Antiferromagnetic Spin Hall Oscillators //2021 IEEE 11th International Conference Nanomaterials: Applications & Properties (NAP). – IEEE, 2021. – С. 1-4.
2. Shtanko O., Prokopenko O. Subterahertz Frequency Signal Source Based on an Antiferromagnetic Tunnel Junction Embedded in a High-Q Dielectric Resonator //2022 IEEE 12th International Conference Nanomaterials: Applications & Properties (NAP). – IEEE, 2022. – С. 1-5.