

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

Факультет радіофізики, біомедичної електроніки та комп'ютерних систем

Кафедра теоретичної радіофізики

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедри



В.В. Хардіков

підпис ініціали, прізвище

« ____ » _____ 2024 року

Кваліфікаційна робота магістра

на тему: **Збудження поверхневої хвилі на графені за допомогою діелектричного резонатора**

Виконав: студент II курсу магістратури, групи РР-61
спеціальності 105 Прикладна фізика та наноматеріали



Максим ФЕСЕНКО

Керівник

доктор фіз.-мат. наук,

доцент



Володимир ТУЗ

2024 рік

ЗМІСТ

ВСТУП	4
1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ	6
1.1. Графен та області його застосування.....	6
1.2. Поверхневі плазмон-поляритони на графені. ТГц плазмоніка	7
1.3. Збудження поверхневих хвиль на графені	9
1.4. Висновки до Розділу 1	12
2. ДОСЛІДЖЕННЯ ДИСПЕРСІЙНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ІЗОЛЬОВАНОГО ДІЕЛЕКТРИЧНОГО РЕЗОНАТОРА ТА МОНОШАРУ ГРАФЕНУ	13
2.1. Дисперсійні характеристики ізольованого діелектричного резонатора.....	13
2.1.1. Моді та характеристики випромінювання ізотропного діелектричного резонатора.	13
2.1.1. Польові розподіли мод нижчого порядку в циліндричному діелектричному резонаторі. Дисперсійні характеристики.	16
2.1.3 Числова модель для ізольованого діелектричного резонатора.....	19
2.1.4 Результати моделювання	21
2.2. Моношар графену. Дисперсійні характеристики поверхневих хвиль	23

2.1.1. Поверхнева провідність та діелектрична проникність графену.....	24
2.2.2 Дисперсійні характеристики поверхневих хвиль.....	26
2.3. Висновки до Розділу 2	28
3. ЗБУДЖЕННЯ ПОВЕРХНЕВИХ ХВИЛЬ В ГІБРИДНІЙ СТРУКТУРІ – ДІЕЛЕКТРИЧНИЙ РЕЗОНАТОР/МОНОШАР ГРАФЕНУ	30
3.1. Постановка задачі та числова модель	30
3.2. Результати числового моделювання	34
3.3. Висновки до Розділу 3	38
ВИСНОВКИ.....	40
ЛІТЕРАТУРА	41

АНОТАЦІЯ

Мета роботи – дослідження збудження поверхневих хвиль у гібридній структурі, яка складається з циліндричного діелектричного резонатора розташованого над плівкою графену.

Досліджено модові та дисперсійні характеристики циліндричного діелектричного резонатора в ТГц діапазоні (15 – 45 ТГц), з використанням як строгого числового моделювання, так і напіваналітичних методів. З використанням методу мультипольної декомпозиції проведено аналіз розсіяння плоскої електромагнітної хвилі на такому резонаторі. Досліджено дисперсійні характеристики поверхневих плазмон-поляритонів які поширюються у плівці графену, розташованій на підкладці діоксиду кремнію.

Досліджено збудження поверхневих хвиль у гібридній структурі діелектричний резонатор/моношар графену. Показано, що в такій структурі можливе збудження поверхневих плазмон-поляритонів на графені, за рахунок ближніх полів електричної та магнітної дипольних мод (моди EH_{11} та HE_{11} , відповідно) діелектричного резонатора. Визначено, оптимальні параметри структури, для найбільш ефективного збудження поверхневих плазмон-поляритонів. Отримані результати можуть бути використані в задачах зондування та спектроскопії.

Ключові слова: поверхневі хвилі, графен, дисперсійні характеристики, діелектричний резонатор, електромагнітне розсіяння, числові методи

ABSTRACT

The aim of the work is to study the excitation of surface waves in a hybrid structure consisting of a cylindrical dielectric resonator located above a graphene film.

The dispersion characteristics of a cylindrical dielectric resonator in the THz range (15 – 45 THz) have been studied, using both rigorous numerical modeling and semi-analytical methods. Using the multipole decomposition method, the scattering of a plane electromagnetic wave on such a resonator has been analyzed. The dispersion characteristics of surface plasmon polaritons propagating in a graphene film located on a silicon dioxide substrate have been studied.

The excitation of surface waves in a hybrid structure dielectric resonator/graphene monolayer have been studied. It is shown that in such a structure it is possible to excite surface plasmon polaritons on graphene due to the near fields of the electric and magnetic dipole modes (EH_{11} and HE_{11} modes, respectively) of the dielectric resonator. The optimal parameters of the structure for the most effective excitation of surface plasmon polaritons have been determined. The obtained results can be used in sensing and spectroscopy.

Key words: surface waves, graphene, dispersion behaviors, dielectric resonator, electromagnetic scattering, numerical methods

ВСТУП

Поверхневі хвилі знаходяться в центрі уваги дослідників із різних галузей науки, таких як, радіофізика, оптика, фізика конденсованого стану, фізика твердого тіла, хімія та інших. Їх унікальні властивості, такі як суттєва локалізація поля поблизу межі розділу, сильна чутливість до параметрів контактуючих середовищ, можливість гнучко керувати дисперсією за рахунок наноструктурування поверхні, використовуються в пристроях нанофотоніки та плазмоніки, в нелінійній оптиці, в задачах зондування та спектроскопії.

Завдяки суттєвому прогресу в матеріалознавстві та в технологіях виготовлення мікро- та наноструктур, досягнутому протягом двох останніх десятиліть, у наші дні, значний інтерес науковців зосереджено на розвитку технологій та елементної бази для ТГц діапазону. Одним із ключових матеріалів для пристроїв ТГц діапазону є графен, який характеризується унікальними властивостями по керуванню дисперсійними характеристиками поверхневих хвиль (плазмон-поляритонів), та знаходить широке застосування в задачах зондування та спектроскопії. Зважаючи на той факт, що поверхневі хвилі не можуть бути збуджені електромагнітною хвилею, яка падає на межу розділу з вільного простору, постає важливе питання стосовно реалізації механізмів їх збудження та моніторингу. Більшість існуючих на сьогодні методів збудження поверхневих плазмон-поляритонів на графенових плівках є громіздкими та доволі складними для реалізації.

Таким чином, актуальною задачею є дослідження нових методів збудження поверхневих плазмон-поляритонів на графені, які б поєднували в собі високу ефективність та простоту реалізації. Основною метою дипломного дослідження є перевірка гіпотези, що поверхневі хвилі можуть бути ефективно збуджені в гібридній структурі, яка складається з циліндричного діелектричного нанорезонатора, який розташований у

безпосередній близькості від плівки графену. Такий вибір предмету дослідження і зумовлює запропоновану структуру роботи. Перший розділ стосується огляду літературних джерел, присвячених характеристикам та областям застосування графену, зокрема, методам збудження поверхневих плазмон-поляритонів на плівці графену. Другий розділ містить результати аналізу дисперсійних та модових характеристик ізольованого циліндричного резонатора, та дисперсійних характеристик поверхневих плазмон-поляритонів, які поширюються на плівці графену в ТГц діапазоні. У третьому розділі проаналізовано характеристики гібридної структури – діелектричного нанорезонатора/моношару графену, та продемонстровано методику збудження поверхневих хвиль в такій структурі.

1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

1.1. Графен та області його застосування.

В останні роки, двовимірні (2D) матеріали, зокрема такі, як графен, дисульфід вольфраму (WS_2) та дисульфід молібдену (MoS_2), знаходяться в центрі уваги дослідників завдяки своїм унікальним оптичним і електронним властивостям. Графен – це двовимірний матеріал, утворений єдиним шаром атомів вуглецю, з'єднаних у гексагональну ґратку. Теоретичні дослідження графену розпочалися задовго до його експериментального виявлення. Протягом другої половини XX століття вчені припускали, що одноатомний графеновий шар (моношар графену) не може існувати у вільному стані, оскільки його плоска структура є термодинамічно нестійкою. Графен розглядали лише як уявну модель для опису властивостей інших алотропних форм вуглецю, зокрема структур з різною розмірністю: нульвимірних структур – фулеренів та квазіодновимірних структур – нанотрубок.

Перші кроки до отримання окремих двовимірних плівок були зроблені у 60-70х роках минулого століття, коли були отримані вуглецеві плівки з використанням методу хімічного осадження з газової фази (CVD). Проте, їхня товщина становила не менше 20-30 атомних шарів. Вирішальні експерименти, які відкрили світові графен, були проведені у 2004 році. Британським вченим, Андрію Гейму та Костянтину Новоселову з Манчестерського університету, вдалося за допомогою багаторазового використання адгезивної стрічки відокремити моношар графену від графіту та розмістити його на підкладці з діоксиду кремнію [1].

Унікальні властивості графену, такі як висока міцність, відмінна електропровідність та велика питома поверхня, роблять графен перспективним матеріалом для широкого спектра застосувань. Термін «графенові матеріали» охоплює не лише моношар графену, а й інші різноманітні шаруваті вуглецеві структури, включаючи графенові

нанопластины, оксид графену та відновлений оксид графену. Кожна з цих форм має свої особливості та знаходить застосування в різних галузях. Наприклад, графенові нанопластины використовуються в композитних матеріалах для покращення їх механічних властивостей, а оксид графену – в сенсорах та біомедицині. Серед областей потенційних застосувань графену, також можна відзначити: електроніку (транзистори, гнучкі дисплеї, сенсорні екрани), енергетику (батареї, сонячні елементи, суперконденсатори), композитні матеріали (зміцнення полімерів та металів), біомедицину (біосенсиори, імпланти).

Не менш значне застосування знаходить графен і в області проектування сучасних мікро- та нанорозмірних структур. Так, на сьогодні, графен широко використовується як в плазмоніці [2] так і нанофотоніці [3]. Серед найбільш поширених областей застосування можна виділити наступні: зондування, спектроскопію та обробка зображень (imaging). Більш детально деякі випадки розглянемо далі.

1.2 Поверхневі плазмон-поляритони на графені. ТГц плазмоніка.

Поверхневі плазмон-поляритони являють собою спрямовані електромагнітні хвилі, що поширюються вздовж межі розділу між провідником та діелектриком, та пов'язані з колективними коливаннями електронного газу на поверхні провідника.

Плазмонні збудження відіграють важливу роль у плазмоніці, нанофотоніці та оптоелектроніці. Традиційні плазмонні системи базуються на благородних металах (таких як золото та срібло), з резонансними збудженнями в ближньому інфрачервоному або видимому діапазоні довжин хвиль. У той же час нещодавні дослідження показали, що графен, який є відносно новим матеріалом, є унікальною платформою, для ТГц плазмоніки та оптоелектроніки [2; 4] завдяки декільком неординарним властивостям.

По-перше, графен може характеризуватися балістичним електронним транспортом на відстані в масштабі декількох мікрометрів з рекордно великою рухливістю при кімнатній температурі [5], і, отже, є ідеальним матеріалом для ТГц джерел випромінювання.

По-друге, графен характеризується частотно-незалежним міжсмуговим спектром поглинання, який поширюється на весь інфрачервоний діапазон [6].

По-третє, колективні коливання електронного газу в графені можуть викликати плазмонний резонанс в тій частині спектрального діапазону (включаючи середній інфрачервоний діапазон та терагерцові (ТГц) довжини хвиль), який недоступний для традиційної плазмоніки на основі благородних металів [7]. Ці плазмонні коливання характеризуються надзвичайно сильною локалізацією поля та великими довжинами пробігу поверхневих хвиль (завдяки незначному рівню втрат), крім того їх можна динамічно переналаштовувати, що є особливо привабливим для оптоелектронних застосувань, і може відкрити нові можливості в метафотоніці та трансформаційній оптиці [8].

По-четверте, графен, як і споріднені йому гетероструктури Ван-дер-Ваальса, можна легко інтегрувати на будь-якій підкладці [8], що дозволяє отримати широкомасштабну системну інтеграцію з великими потенційними перевагами з точки зору мініатюризації та розширеної функціональності системи.

Насамкінець, не менш важливим є і той факт, що поверхневі плазмон-поляритони на графені можуть бути використані як інструмент для посилення взаємодії між випромінюванням та матеріальним середовищем у ТГц діапазоні частот, зокрема через інтеграцію графенових резонансних структур із додатковими нанофотонними елементами [4].

Зазначені вище характеристики ідеально підходять для розробки новітніх пристроїв, наприклад, компактних вузькосмугових ТГц джерел випромінювання (зокрема заснованих на високочастотній когерентній динаміці носіїв [9] та механізмах електронно-променевого випромінювання

[10]), ТГц оптичних модуляторів (де поглинання вмикається та вимикається шляхом налаштування плазмонного резонансу) [11], ТГц фотодетекторів (що покладаються на внутрішньозонне поглинання з плазмонним підсиленням або випрямлення хвиль зарядової щільності [12]).

Ще однією важливою областю застосувань високоінтенсивних сильнолокалізованих плазмонів є біозондування [13], для якого необхідна сильна взаємодія випромінювання з речовиною. Середній інфрачервоний діапазон ідеально підходить для біосенсорів, оскільки вібрації біомолекул можуть бути ефективно ідентифіковані у цьому спектральному діапазоні. ДНК, білки та ліпіди є кількома прикладами компонентів, які можна виявити за допомогою вібраційної спектроскопії. Датчики на базі графену для середнього інфрачервоного діапазону були, зокрема, розглянуті в роботах [14] та [15].

Крім зондування, сильнолокалізовані плаزمони графену роблять його придатним для отримання субхвильових зображень та реалізації гіперлінз [16; 17]. Належним чином спроектована гіперлінза може мати роздільну здатність, яка досягає величини $\lambda/10$ [16].

Зважаючи на розмаїття практичних застосувань, та свої нетривіальні характеристики, графен продовжує знаходитись у фокусі уваги дослідників.

1.3. Збудження поверхневих хвиль на графені.

Довільна структура, яка складається з моношару графену, оточеного двома напівнескінченими матеріальними середовищами (з діелектричними проникностями ϵ_1 та ϵ_2), підтримує безперервний континуум плазмон-поляритонних мод, дисперсійні характеристики яких можна отримати безпосередньо з розв'язку рівнянь Максвелла. Але, незалежно від характеристик оточуючих середовищ, поверхневі плазмони на плівках графену не можуть бути безпосередньо збуджені падаючим випромінюванням, так як повздовжня компонента хвильового вектора

завжди менша за хвильове число в вільному просторі k_0 , яке, в свою чергу, набагато менше за постійну поширення плазмонного коливання $\text{Re}[\beta]$ (див., наприклад [2]). Це обмеження стосується не лише плівок графену, але воно є загальним, як для поверхневих плазмон-поляритонів в інших двовимірних структурах (на кшталт WS_2), так і для планарних інтерфейсів метал-діелектрик.

Таким чином, під час вивчення характеристик поширення поверхневих плазмон-поляритонів, постає важливе питання стосовно реалізації механізмів їх збудження та моніторингу. Для вирішення цієї задачі були використані різноманітні методики, зокрема методи оптичної мікроскопії ближнього поля, як це обговорювалось в роботі [18], в якій було вивчено характеристики сильно локалізованих плазмонів з низьким рівнем втрат, що поширюються в гетероструктурі графен-нітрид бору.

Водночас є декілька способів збудження та/або детектування плазмонних хвиль, які здобули найбільш широке використання, а саме: порушене повне внутрішнє відбиття (ППВВ), розсіювання на топологічному дефекті на поверхні провідника та брегівське розсіювання з використанням дифракційних ґраток або періодичного гофрування. У конфігурації ППВВ використовується призма з більшим показником заломлення, яку розміщено поблизу межі розділу середовищ. При повному внутрішньому відбитті поле має експоненційне спадання всередину середовища, від якого хвиля відбивається. Хвиля, що утворюється в цьому середовищі, називається затухаючою хвилею та характеризується деякою довжиною згасання. Якщо товщина шару повітря під основою призми буде порівнянна з довжиною хвилі λ , то повне внутрішнє відбиття буде порушено, і за певних умов можливе збудження поверхневої хвилі.

Існують дві різні конфігурації ППВВ для збудження поверхневих плазмон-поляритонів: конфігурація Кретчмана [19] та конфігурація Отто [20]. У конфігурації Кретчмана до призми притискається впритул тонкий шар металу. При будь-яких кутах падіння в металі буде збуджуватися згасаюча

хвиля, так як діелектрична проникність металу приймає від'ємне значення в частотному діапазоні, що лежить нижче плазмової частоти. При певному куті падіння, а саме, $\theta = \arcsin(k_{\text{ППП}}/kp)$ (тут, $k_{\text{ППП}}$ та kp це модулі хвильових векторів поверхневого плазмон-поляритона та падаючої хвилі в призмі) буде спостерігатися особливість коефіцієнта відбиття для p -поляризації, яка пов'язана зі збудженням поверхневого плазмон-поляритона на металі. Конфігурація Кретчмана часто застосовується для вимірювання показників заломлення розчинів. У конфігурації Отто, між металом і призмою, розміщують додатковий діелектричний прошарок скінченної товщини. При кутах падіння більше мінімального кута повного внутрішнього відбиття всередині шару утворюється затухаюча хвиля, яка при значенні кута падіння $\theta = \arcsin(k_{\text{ППП}}/kp)$, збуджує поверхневий плазмон-поляритон на межі розділу діелектричний шар/метал.

В іншому способі, для збудження поверхневих хвиль, використовується структурування поверхні (наприклад, створення дифракційної ґратки), на яку падає електромагнітна хвиля. Реалізація, на верхній межі металу, дифракційної ґратки, із правильно розрахованим періодом, дозволяє збуджувати поверхневі плазмон-поляритони [21]. При падінні електромагнітної хвилі з вільного простору на дифракційну ґратку хвильовий вектор розсіяної хвилі може змінитися на величину зворотного вектора ґратки [22]. Слід зазначити, що в цій конфігурації, можливе збудження поверхневих плазмон-поляритонів навіть при нормальному падінні електромагнітної хвилі на таку структуру [22]. Збудження поверхневих хвиль, за допомогою цього підходу було продемонстровано, зокрема для графенових плівок: розміщених поблизу поверхневої рельєфної ґратки [23], покритих періодичним масивом наночастинок [24] і з періодичним масивом отворів [25].

Слід зазначити, що перераховані вище методи збудження поверхневих плазмон-поляритонів на графенових плівках є громіздкими та доволі складними для реалізації. Зважаючи на це, доволі актуальною задачею є

пошук альтернативних методів збудження поверхневих хвиль на графені, які б поєднували у собі високу ефективність та простоту реалізації. У дипломній роботі, для вирішення цієї задачі, запропоновано ефективний метод, який базується на збудженні поверхневих плазмон-поляритонів на моношарі графену з використанням HE_{11} та EH_{11} власних коливань діелектричного циліндричного резонатора.

1.4. Висновки до Розділу 1

В першому розділі проведено огляд літературних джерел, присвячених електродинамічним характеристикам графену та сучасним областям його застосування. Крім того, розглянуто існуючі методи збудження поверхневих плазмон-поляритонів на плівці графену. Вказано на необхідність пошуку методів збудження поверхневих хвиль на графені, які б поєднували у собі високу ефективність та простоту реалізації.

З проведеного огляду літератури, можна зробити висновок, що графен – це матеріал майбутнього, який може революціонізувати багато сфер нашого життя. Незважаючи на значні успіхи, досягнуті в вивченні графену, перед науковцями стоїть ще багато викликів, пов'язаних з проведенням подальших досліджень у цій області.

2. ДОСЛІДЖЕННЯ ДИСПЕРСІЙНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ІЗОЛЬОВАНОГО ДІЕЛЕКТРИЧНОГО РЕЗОНАТОРА ТА МОНОШАРУ ГРАФЕНУ

У цьому розділі досліджено дисперсійні характеристики та модовий склад ізолюваного циліндричного діелектричного резонатора та особливості поширення поверхневих хвиль на плівці графену, яку розміщено на підкладці з діоксиду кремнію. Дослідження проведено в діапазоні частот 15-45 ТГц. Результати, отримані в цьому розділі, дозволяють визначити діапазон робочих частот та геометричні і матеріальні параметри гібридної системи, представленої циліндричним діелектричним резонатором, розташованим над плівкою графену, яку в свою чергу, розміщено на підкладці з діоксиду кремнію.

2.1. Дисперсійні характеристики ізолюваного діелектричного резонатора

Спочатку визначимо моди та проведемо їх класифікацію для ізотропного ізолюваного циліндричного діелектричного резонатора, зображеного на Рисунку 2.1(а)

2.1.1 Моди та характеристики випромінювання ізотропного діелектричного резонатора.

Моди циліндричного резонатора можна розділити на три окремі типи: ТЕ – поперечно-електричні моди, також позначаються як Н-моди, що вказує на наявність поздовжньої компоненти магнітного поля H_z та відсутність поздовжньої компоненти електричного поля E_z ; ТМ – поперечно-магнітні моди, також позначаються як Е-моди, що вказує на наявність поздовжньої компоненти електричного поля E_z та відсутність поздовжньої компоненти

магнітного поля H_z ; Гібридні моди, які можна додатково розділити на дві групи: HE та EH [26]. Для мод HE польова компонента H_z є досить малою порівняно з компонентою E_z . Інші компоненти поля для мод HE можуть бути визначені на основі компоненти E_z . Протилежна ситуація спостерігається для мод EH.

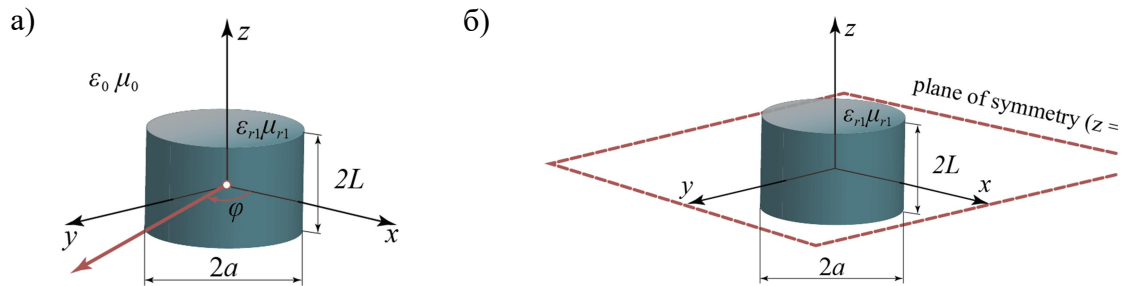


Рисунок 2.1 (а) Ізольований циліндричний діелектричний резонатор, (б) площина симетрії диска.

Польові розподіли для мод TE і TM є осесиметричними і тому не мають азимутальної варіації в площині, як це зображено на Рисунку 2.1(б). З іншого боку, поля гібридних режимів залежать від азимутальної координати.

Для позначення варіації полів вздовж азимутального, радіального та напрямку вісі z , всередині резонатора, до позначення кожної групи мод, додаються індекси мод (нижні індекси). Моди TE, TM, HE та EH класифікуються як моди $TE_{0mp+\delta}$, $TM_{0mp+\delta}$, $HE_{nmp+\delta}$ і $EH_{nmp+\delta}$ відповідно. Перший індекс n вказує на азимутальну варіацію полів. Азимутальна варіація має форму $\cos(n\phi)$ або $\sin(n\phi)$. Індекс m ($m = 1, 2, \dots$) позначає порядок варіації поля вздовж радіального напрямку, а індекс $p+\delta$ ($p = 0, 1, 2, \dots$) позначає порядок варіації полів вздовж напрямку вісі z . Оскільки, зазвичай, ми не фіксуємо точну кількість варіацій поля вздовж вісі z , третій індекс замінюється літерою δ . Використана вище класифікація, наведена в статті [27] і є широко вживаною [28]. Зазначимо, що для гібридних режимів

наведена вище класифікація мод іноді стає некоректною, коли діелектричний резонатор розміщується в металевому корпусі. Тому в літературі використовуються різні класифікації мод [29, 30].

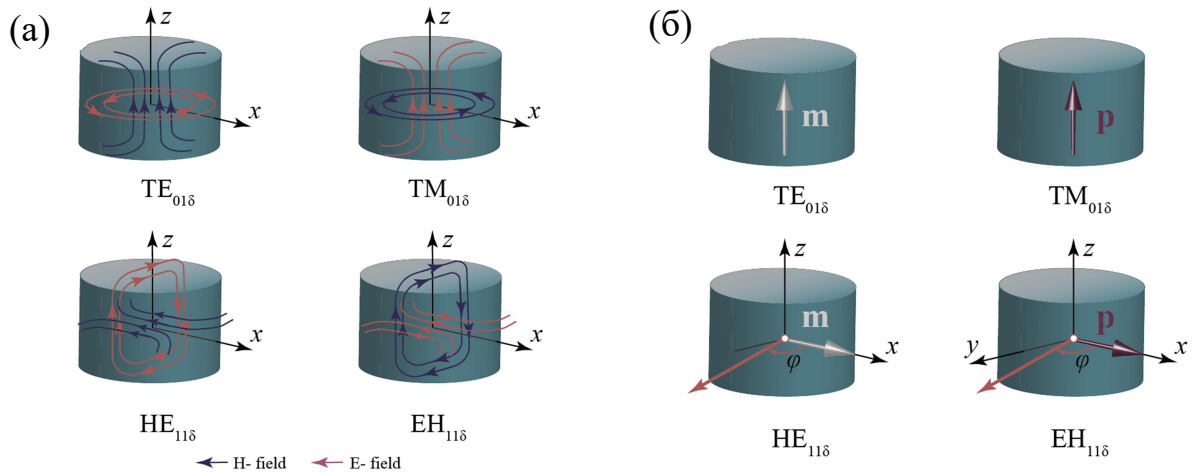


Рисунок 2.2 (а) Електричне і магнітне поля в діелектричному резонаторі. (б) характер випромінювання різних мод ізолюваного циліндричного діелектричного резонатора, $\mathbf{m}$ позначає магнітний диполь, а $\mathbf{p}$ позначає електричний диполь.

Цікавим аспектом для ізолюваного діелектричного резонатора є те, що різні моди діелектричного резонатора зазвичай випромінюють, як електричні та магнітні мультиполі, такі як диполь, квадруполь, октуполь тощо. Радіаційну діаграму резонатора правильної форми можна досить точно передбачити без необхідності проведення складних обчислень, завдяки розподілу ближнього поля у диску, див. Рисунок 2.2(а). Наприклад, добре відомо, що мода $TE_{01\delta}$ ізолюваного циліндричного резонатора випромінює, як магнітний диполь, орієнтований вздовж його вісі, як показано на Рисунку 2.2(б).

Аналогічно, моди $TM_{01\delta}$ випромінюють як осьовий електричний диполь (Рисунок 2.2(б)). Вищезазначені характеристики полів випромінювання для

мод ТЕ і ТМ не залежать від діелектричної проникності матеріалу резонатора [31].

Індекс, що позначає варіацію полів всередині резонатора уздовж напрямку осі z , може бути дуже корисним для прогнозування діаграми випромінювання у дальній зоні. Розподіл поля гібридних мод циліндричного діелектричного резонатора був детально вивчений у роботі [27]. Результати показують, що фундаментальна мода $HE_{11\delta}$ випромінює як магнітний диполь, орієнтований уздовж поперечного (горизонтального) напрямку, як показано на Рисунку. 2.2, де вважається, що діелектрична проникність матеріалу резонатора доволі висока ($\epsilon_r > 10$).

Це узгоджується з результатами, отриманими для полів у дальній зоні з використанням строгих методів [32]. Ці результати підтверджують, що поля в дальній зоні для моди $HE_{11\delta}$ ідентичні полям магнітного диполя, і майже не залежать від значення ϵ_r і співвідношення L/R резонатора. Оскільки гібридні моди є виродженими, існує мультиполь, що відповідає кожному виродженому гібридному режиму. Наприклад, для режиму $HE_{11\delta}$, компонента E_z якого змінюється за законом косинуса всередині резонатора, магнітний диполь, що відповідає цій моді, орієнтований у радіальному напрямку вздовж $\varphi = \pi/2$, оскільки такий диполь випромінюватиме максимум у напрямку $\varphi = 0$. З іншого боку, режим $EH_{11\delta}$ випромінює як електричний диполь, орієнтований уздовж поперечного напрямку.

2.1.2 Польові розподіли мод нижчого порядку в циліндричному діелектричному резонаторі. Дисперсійні характеристики.

У цьому підрозділі розглянуто польові розподіли мод нижчого порядку в циліндричному діелектричному резонаторі, який наведено на Рисунку 2.1(а). Вважаємо, що резонатор виготовлено з немагнітного матеріалу (тобто $\mu_1 = \mu_0$) який характеризується діелектричною проникністю $\epsilon_{r1} = \epsilon_1 \epsilon_0$. Тут, μ_0 та ϵ_0 – магнітна та діелектрична проникність вільного простору, відповідно.

У випадку, коли діелектрична проникність матеріалу резонатора достатньо велика ($\varepsilon_1 = \varepsilon_1/\varepsilon_0 \gg 1$), електромагнітне поле всередині резонатора може бути отримано з розв'язку рівнянь Максвелла. Це поле загалом може бути представлене у вигляді стоячої хвилі в круглому діелектричному хвилеводі [8]:

$$\begin{aligned}
 e_\rho &= \left[e_1 \frac{\beta_z}{\beta} J'_m(\beta\rho) + h_1 m \frac{i\omega\mu_0}{\beta} \frac{J_m(\beta\rho)}{\beta\rho} \right] \begin{pmatrix} \cos m\alpha \\ -\sin m\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sin \beta_z z \\ \cos \beta_z z \end{pmatrix} \\
 e_\alpha &= \left[e_1 m \frac{\beta_z J_m(\beta\rho)}{\beta} + h_1 \frac{i\omega\mu_0}{\beta} J'_m(\beta\rho) \right] \begin{pmatrix} \cos m\alpha \\ -\sin m\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sin \beta_z z \\ \cos \beta_z z \end{pmatrix}, \\
 e_z &= e_1 J_m(\beta\rho) \begin{pmatrix} \cos m\alpha \\ -\sin m\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sin \beta_z z \\ \cos \beta_z z \end{pmatrix}, \\
 h_\rho &= \left[e_1 m \frac{i\omega\varepsilon_1}{\beta} \frac{J_m(\beta\rho)}{\beta\rho} - h_1 \frac{\beta_z}{\beta} J'_m(\beta\rho) \right] \begin{pmatrix} \cos m\alpha \\ -\sin m\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sin \beta_z z \\ \cos \beta_z z \end{pmatrix}, \\
 h_\alpha &= \left[-e_1 \frac{i\omega\varepsilon_1}{\beta} J'_m(\beta\rho) + h_1 m \frac{\beta_z J_m(\beta\rho)}{\beta} \right] \begin{pmatrix} \sin m\alpha \\ \cos m\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sin \beta_z z \\ \cos \beta_z z \end{pmatrix}, \\
 h_z &= h_1 J_m(\beta\rho) \begin{pmatrix} \cos m\alpha \\ -\sin m\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \beta_z z \\ -\sin \beta_z z \end{pmatrix},
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

тут введено наступні позначення: $J'_m(\cdot)$ похідна функції Бесселя першого роду, e_1 та h_1 - невідомі амплітуди електромагнітного поля всередині резонатора, β та β_z - хвильові числа. Константи e_1, h_1, β , та β_z можуть бути визначені різними способами залежно від розподілу електричного та магнітного полів у просторі поза резонатором.

Щоб отримати наближений розв'язок щодо мод резонатора, розглянемо зовнішнє електромагнітне поле у вигляді згасаючих хвиль. В області $\rho >$

$r_0, z \in [-L/2, L/2]$, поле може бути представлене пропорційним модифікованій функції Бесселя другого роду, $K_m(\cdot)$. В області $\rho \leq r$, $|z| \geq L/2$, поле має вигляд (2.1), тобто вздовж вісі z воно поводить ся як експоненціально згасаюча функція $\exp(-\beta_{0z}|z|)$. Константи β, β_z, β_0 , та β_{0z} задовольняють умові:

$$\beta^2 + \beta_z^2 = k_1^2, \approx \sim -\beta_0^2 + \beta_z^2 = k_0^2, \approx \sim \beta^2 - \beta_{0z}^2 = k_0^2, \quad (2.2)$$

де, $k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$, $k_1 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_1}$ та ω - кутова частота.

Умова неперервності тангенціальних компонент поля на поверхні резонатора призводить до системи рівнянь з невідомими амплітудами e_0, e_1, h_0 , та h_1 . Прирівнюючи детермінант до нуля, можна отримати нетривіальний розв'язок системи, який дає наступне дисперсійне співвідношення для мод циліндричного діелектричного резонатора:

$$\left[\frac{\epsilon_{1r}}{\beta} \frac{J'_m(\beta r_0)}{J_m(\beta r_0)} + \frac{1}{\beta_0} \frac{K'_m(\beta_0 r_0)}{K_m(\beta_0 r_0)} \right] \cdot \left[\frac{1}{\beta} \frac{J'_m(\beta r_0)}{J_m(\beta r_0)} + \frac{1}{\beta_0} \frac{K'_m(\beta_0 r_0)}{K_m(\beta_0 r_0)} \right] = \left(\frac{m\beta_z}{k_0 r_0} \right)^2 \left(\frac{1}{\beta^2} + \frac{1}{\beta_0^2} \right)^2 \quad (2.3)$$

Приблизно задовольняючи граничні умови на поверхнях, отримуємо:

$$\beta_{0z} = \beta_z \left(\frac{-\cot \beta_z L/2}{\tan \beta_z L/2} \right) \quad (2.4)$$

Для $HE^\pm$ мод та

$$\epsilon_{1r} \beta_{0z} = \beta_z \left(\frac{\tan \beta_z L/2}{-\cot \beta_z L/2} \right) \quad (2.5)$$

для $EH^\pm$ мод .

У випадку азимутально-симетричних мод ($m = 0$), рівняння (2.3) розкладається на два рівняння:

$$\frac{1}{\beta} \frac{J_1(\beta r_0)}{J_0(\beta r_0)} + \frac{1}{\beta_0} \frac{K_1(\beta_0 r_0)}{K_0(\beta_0 r_0)} = 0 \quad (2.6)$$

для ТЕ-мод, і

$$\frac{\varepsilon_{1r}}{\beta} \frac{J_1(\beta r_0)}{J_0(\beta r_0)} + \frac{1}{\beta_0} \frac{K_1(\beta_0 r_0)}{K_0(\beta_0 r_0)} = 0 \quad (2.7)$$

для ТМ-мод. Зокрема, для $TE_{01\delta}$ моди можна отримати наступні співвідношення для поля всередині діелектричного резонатора $\rho \leq r_0$, $|z| \leq L/2$:

$$e_\rho = e_z = h_\alpha = 0,$$

$$e_\varphi = h_1 \frac{i\omega\mu_0}{\beta} J'_0(\beta\rho) \cos \beta_z z, \quad (2.8)$$

$$h_\rho = -h_1 \frac{\beta_z}{\beta} J'_0(\beta\rho) \sin \beta_z z,$$

$$h_z = h_1 J_0(\beta\rho) \cos \beta_z z.$$

Використовуючи співвідношення (2.1) – (2.8) та формули наведені в додадку А роботи [33], було реалізовано числовий алгоритм для аналізу власних коливань резонатора в пакеті MatLab.

2.1.3 Числова модель для ізольованого діелектричного резонатора.

Аналіз взаємодії електромагнітного поля з матеріальними середовищами неможливий без створення адекватної та точної числової моделі. Така модель повинна враховувати фізичні властивості складових компонентів та складну геометрію задачі, одночасно забезпечуючи точність отриманих результатів та простоту алгоритму. Існує багато числових методів для комп'ютерного моделювання електромагнітних явищ [34]: метод скінченних елементів (FEM), метод скінченних різниць у часовій області (FDTD), псевдоспектральний метод у часовій області (PSTD), метод моментів (MoM).

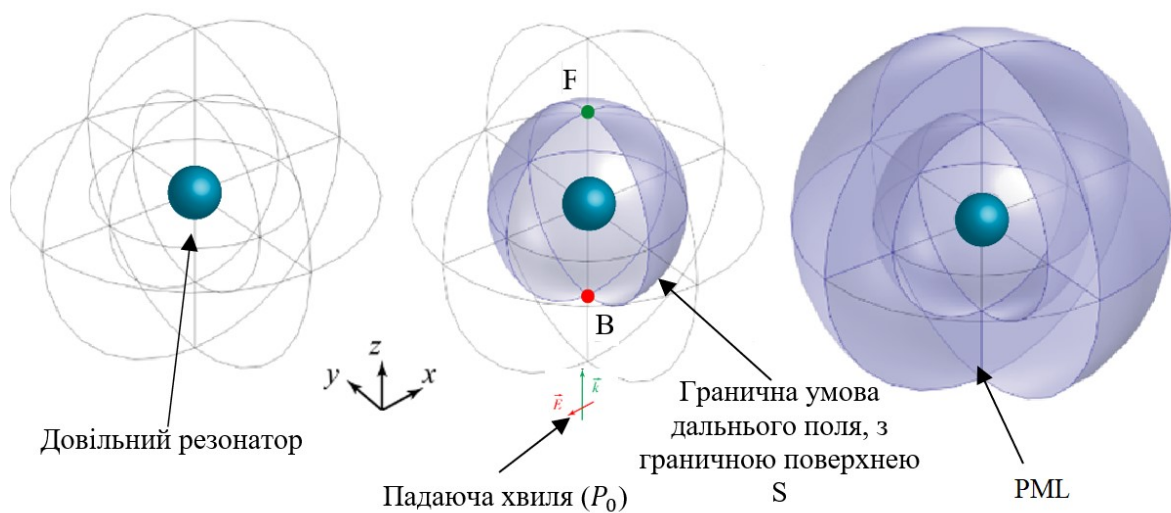


Рисунок 2.3 Схематичний вигляд числової моделі для визначення власних коливань та характеристик розсіяння (перетин розсіяння) довольного діелектричного резонатора.

У дипломній роботі віддається перевага методу скінченних елементів. Більш детальну інформацію про метод можна знайти у літературі [35]. Порівняно з широко використовуваним FDTD, FEM метод має перевагу універсальності і може використовуватись для обчислення дуже складної геометрії з відносно низькою складністю моделі. Однак, як недолік, він має відносно високі вимоги до обчислювальної потужності комп'ютера. Оскільки

це сітковий метод, точність отриманих результатів значно корелює з якістю сітки.

У даній роботі числовий аналіз власних коливань (мод) та характеристик розсіяння ізольованого циліндричного резонатора проведено з використанням комерційного програмного пакету COMSOL Multiphysics™ (радіочастотний модуль). На Рисунку 2.3 наведено схематичне зображення створеної моделі.

Як правило, для FEM-розв'язувачів важливо визначити геометрію задачі, параметри матеріалу, граничні умови та умову збудження (якщо потрібно). Конструкція складається з резонатора (об'ємом V_p) що досліджується, граничних умов PML, границі дальнього поля з поверхнею S та вибраного збудження плоскою хвилею (наприклад, x -поляризована падаюча хвиля, яка поширюється вздовж осі z : $\mathbf{E} = \{E_x \exp[-j k_o nr)], 0, 0\}$).

2.1.4 Результати моделювання.

В цьому підрозділі наведено результати моделювання для циліндричного діелектричного резонатора з параметрами $H = 4$ мкм, $a = 1.5$ мкм та $\epsilon_r = 11$. В подальшому, нас будуть цікавити лише HE_{11} та EH_{11} моди циліндричного діелектричного резонатора, які випромінюють як радіальний магнітний та діелектричний диполі відповідно (див., Рисунок 2.2(б)), та можуть бути використані для збудження поверхневих хвиль на плівці графену.

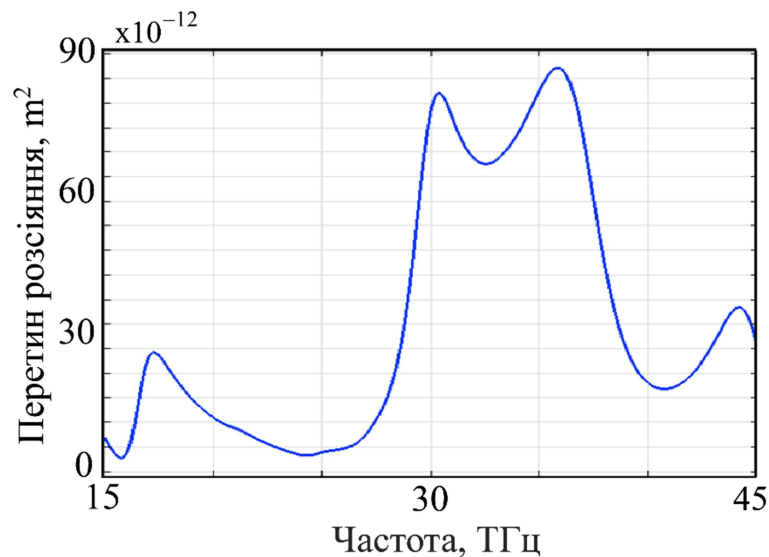


Рисунок 2.4 Розрахований перетин розсіяння.

Попередню оцінку резонансних частот цих мод проведено з використанням числового алгоритму, створеного на базі емпіричних формул із роботи [36]. В результаті було отримано наступні значення $f_{HE_{11}} \approx 24$ ТГц та $f_{EH_{11}} \approx 32$ ТГц.

Крім того, з використанням методу мультипольної декомпозиції, реалізованому в пакеті COMSOL Multiphysics™, було проведено аналіз розсіяння плоскої електромагнітної хвилі на такому резонаторі. Розрахований перетин розсіяння наведено на Рисунку 2.4. Як видно з цього рисунка, в отриманому спектрі розсіяння, існує два піки поблизу попередньо розрахованих резонансних частот для HE_{11} та EH_{11} мод, які відповідають магнітному та діелектричному диполям. Відповідні резонансні частоти становлять 25.4 ТГц та 30.8 ТГц, що добре корелює з результатами наближеного розрахунку.

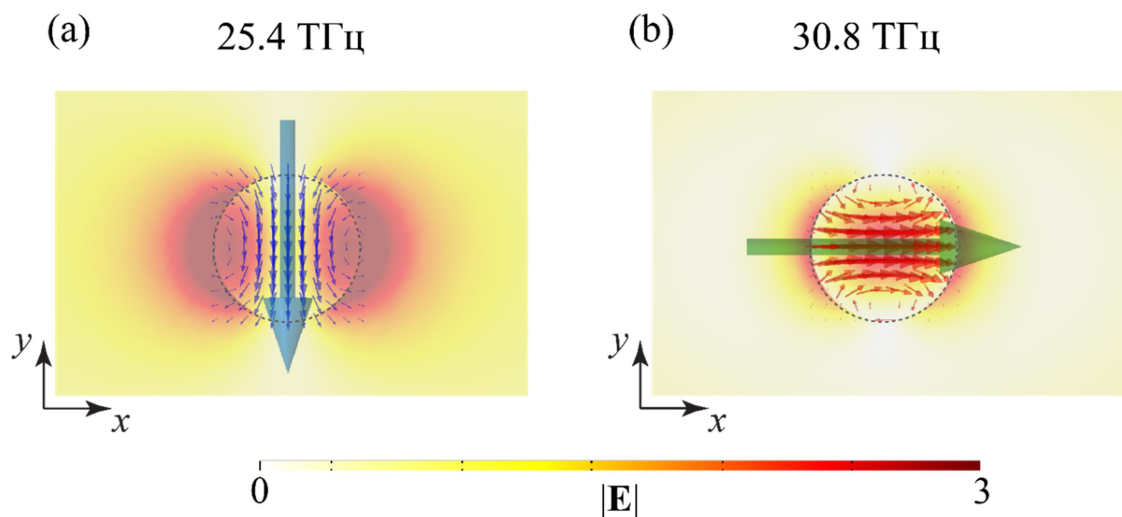


Рисунок 2.5 Розподіли електричного поля $|\mathbf{E}|$ (В/м) в поперечному перетині (площина x - y , $z = H/2$) діелектричного резонатора для (а) HE_{11} та (б) EH_{11} мод, отримані на частотах 25.4 ТГц та 30.8 ТГц, відповідно. Червоні та сині стрілки відображають потік електричного та магнітного полів, тоді як зелена та блакитна стрілки представляють електричний $\mathbf{p}$ та магнітний $\mathbf{m}$ дипольні моменти, відповідно. Розподіли отримано шляхом моделювання в пакеті COMSOL Multiphysics™

Для підтвердження того факту, що на визначених частотах збуджуються саме бажані HE_{11} та EH_{11} моди, в роботі було проведено аналіз власних коливань даного резонатора. Розрахунки було проведено як за допомогою радіочастотного модуля комерційного пакету COMSOL Multiphysics™ (Рисунок 2.5) так і з використанням числового алгоритму реалізованому в пакеті MatLab, та створеному на базі формул наведених в Підрозділі 2.1.2 (Рисунок 2.6).

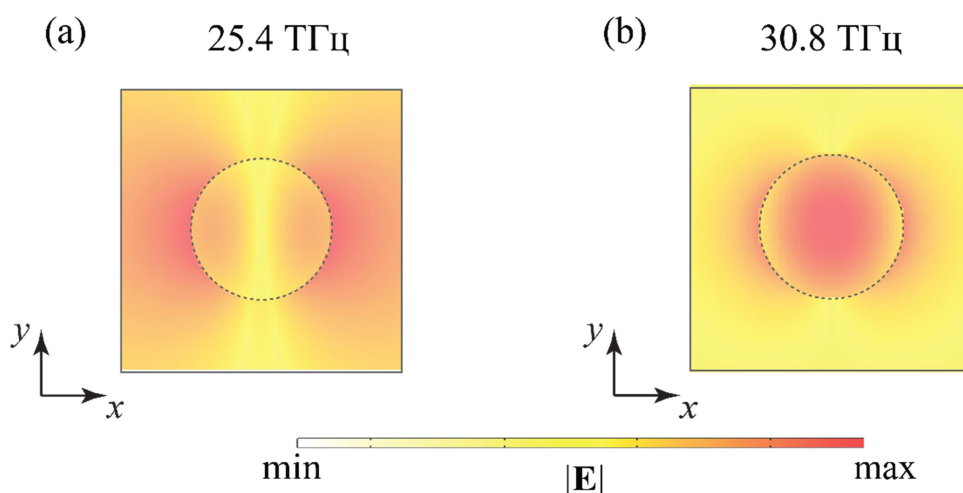


Рисунок 2.6 Розподіли електричного поля $|E|$ в поперечному перетині (площина x - y , $z = H/2$) діелектричного резонатора для (а) HE_{11} та (б) EH_{11} мод, отримані на частотах 25.4 ТГц та 30.8 ТГц, відповідно. Розподіли отримано шляхом моделювання в пакеті MatLab

Результати розрахунків наведено на Рисунках 2.5 та 2.6. Ці результати збігаються з добре відомими польовими розподілами HE_{11} та EH_{11} мод, представленими в літературних джерелах, наприклад, в роботі [36] (див., також Рисунок 2.2(а)), що повністю верифікує отриманий результат.

2.2 Моношар графену. Дисперсійні характеристики поверхневих хвиль.

В оптиці, для досягнення кращого утримання поверхневих плазмонів, зазвичай використовують благородні метали, на кшталт золота або срібла. На жаль, на терагерцових частотах благородні метали демонструють значні омичні втрати, і тому вони не завжди підходять для плазмонних пристроїв у цьому діапазоні [37]. На сьогоднішній день з'ясовано, що на терагерцових частотах найкращим матеріалом для плазмоніки є графен.

Графен – це двовимірний матеріал, утворений єдиним шаром атомів вуглецю, з'єднаних у гексагональну ґратку. Його унікальні властивості, такі як висока міцність, відмінна електропровідність та велика питома поверхня,

роблять його перспективним матеріалом для широкого спектра застосувань. Порівняно благородними металами, графен забезпечує значно нижчі омичні втрати та дозволяє отримати суттєве обмеження поля плазмона на межі розділу середовищ. Крім того, графен може підтримувати плазмони як з ТМ, так і з ТЕ поляризацією [38, 39]. Також, графеновий моношар може щільно покривати матеріальне середовище завдяки силам Ван-дер-Ваальса [40], завдяки чому виникає можливість налаштувати концентрації носіїв заряду в графені, змінюючи хімічний потенціал або використовуючи електростатичне зміщення. Це відкриває перспективи для численних практичних застосувань плазмоніки на базі графенових моношарів.

2.2.1 Поверхнева провідність та діелектрична проникність графену.

Якщо не брати до уваги ефект квантово-розмірної товщини графену t_g (як відомо, $t_g < 1$ нм), тоді графенове покриття розглядається у вигляді нескінченно тонкого шару товщиною $t_g \rightarrow 0$, який можна охарактеризувати макроскопічною поверхневою провідністю σ . Провідність є функцією температури навколишнього середовища T , хімічного потенціалу μ_c , швидкості розсіяння носіїв заряду Γ та кутової частоти $\omega = 2\pi f$.

Відповідно до формалізму Кубо [41], поверхнева провідність графену може бути представлена в вигляді суми внутрішньосмугового та міждіапазонного внесків:

$$\sigma = \sigma_{intra} + \sigma_{inter}, \quad (2.9)$$

де:

$$\sigma_{intra} = \frac{2ie^2k_BT}{\hbar^2\pi(\omega+i\Gamma)} \ln \left[2\text{ch} \left(\frac{\mu_c}{2k_BT} \right) \right], \quad (2.10)$$

$$\sigma_{inter} = \frac{e^2}{4\hbar\pi} \left[\frac{\pi}{2} + \text{arctg} \left(\frac{\hbar\omega - 2\mu_c}{2k_BT} \right) - \frac{i}{2} \ln \frac{(\hbar\omega + 2\mu_c)^2}{(\hbar\omega - 2\mu_c)^2 + (2k_BT)^2} \right].$$

У співвідношеннях (2.10) ми використали наступні позначення: k_B – стала Больцмана; $\hbar$ – зведена стала Планка; e – заряд електрона. Хімічний потенціал μ_c має таку залежність відносно носіїв заряду N_c : $\mu_c = \hbar v_F \sqrt{\pi N_c}$, де $v_F = \sqrt{2E_f/m_e}$ – швидкість Фермі для електронів у графені, E_f – енергія Фермі.

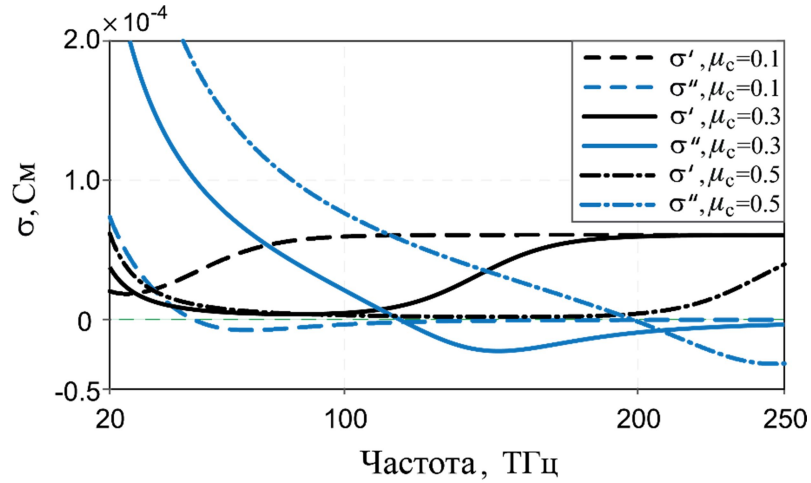


Рисунок 2.7 Дисперсійні характеристики провідності графену σ (См) отримані при різних значеннях хімічного потенціалу μ_c (eV).

Дисперсійні залежності дійсної σ' та уявної σ'' частин поверхневої провідності графену, отримані з використанням співвідношень (2.10), при сталій і фіксованій температурі $T = 300$ K, та при трьох різних значеннях хімічного потенціалу μ_c , наведено на Рисунку 2.7.

Також зазначимо, що коли товщина графенового шару t_g має величину порівнянну з геометричними розмірами резонатора, то графенове покриття

слід розглядати як шар скінченної товщини, що характеризується наступною діелектричною проникністю [42]:

$$\varepsilon_g = 1 + i\sigma/\varepsilon_0\omega t_g, \quad (2.11)$$

де ε_0 – діелектрична проникність вакууму.

2.2.2 Дисперсійні характеристики поверхневих хвиль.

Розглянемо систему, яка складається з моношару графену товщиною t_g , розташованого на напівнескінченній підкладці з діоксиду кремнію (SiO_2), яка займає весь нижній напівпростір $y < 0$. В якості верхнього напівпростору $y > t_g$ обрано повітря, як це зображено на Рисунку 2.8. Поверхневі хвилі поширюються в напрямку вісі x .

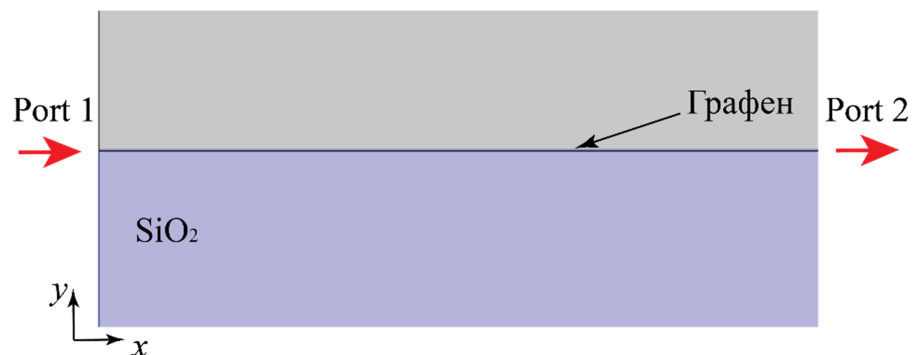


Рисунок 2.8 Схематичне зображення моношару графену розташованого на підкладці SiO₂. Два хвильоводні порти розташовані на лівій і правій границях структури.

Числова модель для розрахунку дисперсійних характеристик поверхневих хвиль, які можуть поширюватись на плівці графену, була реалізована в пакеті COMSOL Multiphysics™ (радіочастотний модуль). В числовій моделі, два порти, які розташовані на лівій та правій границях

відповідно, призначені для збудження та загасання поверхневих плазмонів, як це наведено на Рисунку 2.8.

Для подальших розрахунків було обрано наступні параметри для графену: $\tau = 10^{-1}$ с та $t_g = 0.345$ нм, (тобто, $t_g \ll H, a$), які задовольняють умовам збудження поверхневих плазмонів в обраному частотному діапазоні.

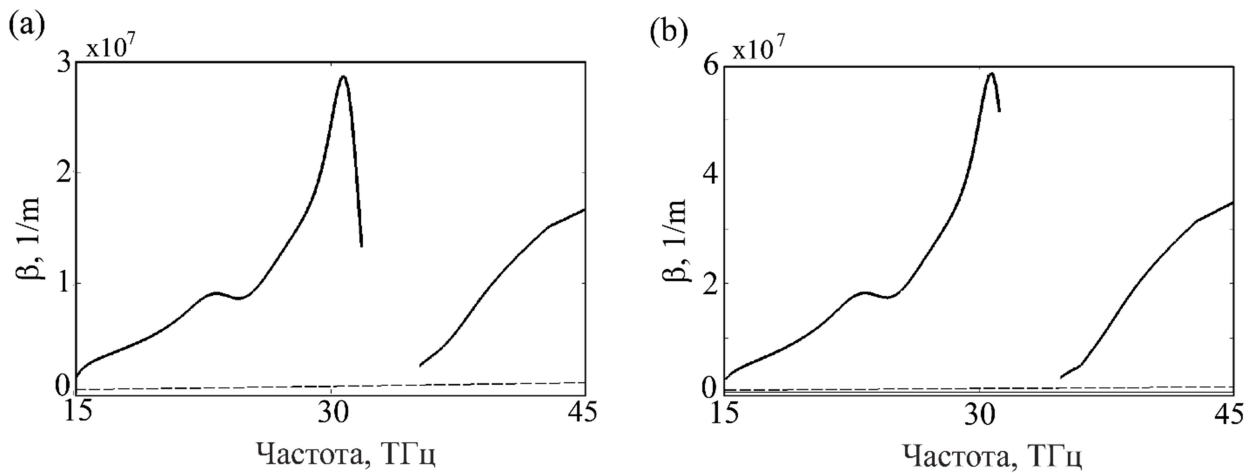


Рисунок 2.9 Дисперсійні залежності для поверхневих хвиль, отримані при різних значеннях енергії Фермі (а) $E_f = 0.8$ eВ; (б) $E_f = 0.4$ eВ.

З використанням представленої моделі, було отримано дисперсійні характеристики поверхневих хвиль та розподіли їх полів для двох значень енергії Фермі $E_f = 0.4$ eВ та $E_f = 0.8$ eВ, як це зображено на Рисунках 2.9 та 2.10 відповідно. На Рисунках 2.9(а, б) штрихова лінія відповідає світловій лінії.

Зокрема, на Рисунку 2.10 наведено польові розподіли поверхневих хвиль отримані на частотах 25.4 ТГц та 30.8 ТГц (зазначимо, що ці частоти відповідають частотам HE_{11} та EH_{11} власних коливань в циліндричному діелектричному резонаторі). З наведених результатів можна зробити висновок, що на обох частотах моношар графену підтримує поширення сильно локалізованих поверхневих хвиль.

2.3 Висновки до Розділу 2

В цьому розділі було вивчено модові та дисперсійні характеристики циліндричного діелектричного резонатора в ТГц діапазоні (15 – 45 ТГц), з використанням як строгого числового моделювання, так і напіваналітичних методів.

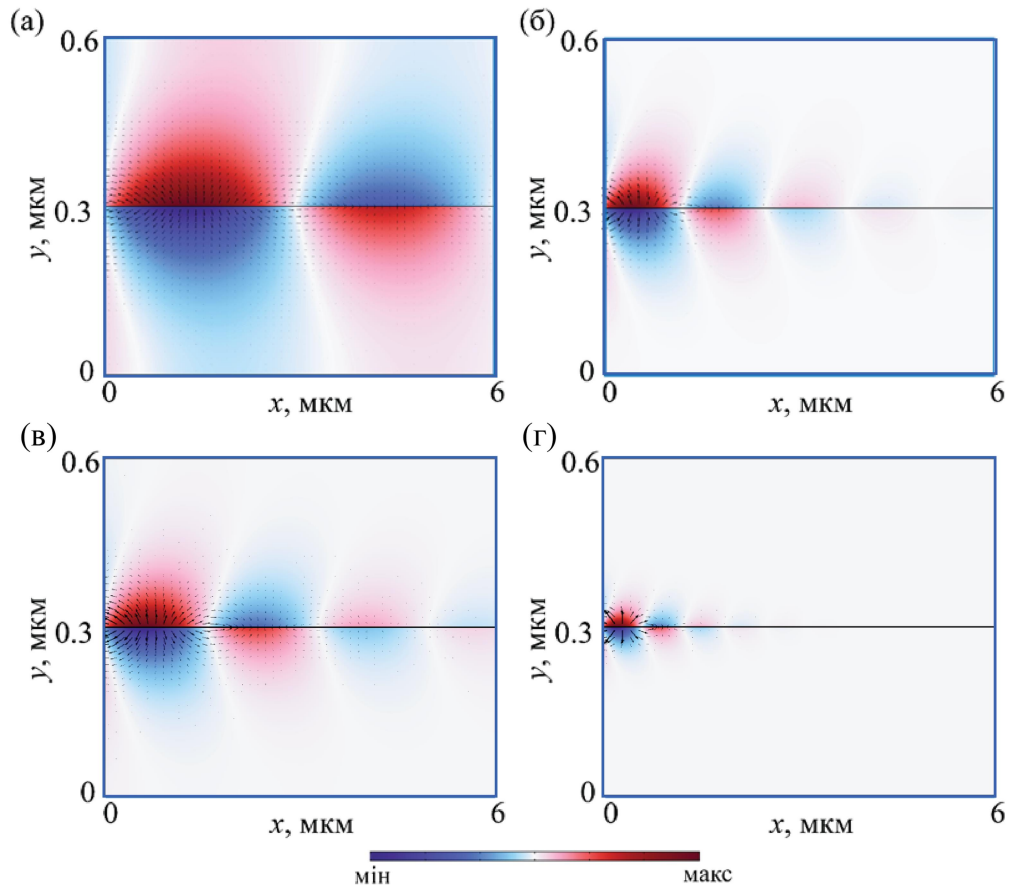


Рисунок 2.10 Розраховані розподіли електричного поля поверхневих хвиль, які поширюються на частотах (а, в) 25.4 ТГц та (б, д) 30.8 ТГц відповідно, при різних значеннях енергії Фермі E_f : (а,б) $E_f = 0.8$ еВ; (в, г) $E_f = 0.4$ еВ.

З використанням методу мультипольної декомпозиції проведено аналіз розсіяння плоскої електромагнітної хвилі на такому резонаторі. У результаті визначено геометричні та матеріальні параметри резонатора, який підтримує магнітну та електричну дипольні моди у заданому частотному діапазоні

Проаналізовано дисперсійні характеристики поверхневих плазмон-поляритонів, які поширюються у плівці графену, розташованій на підкладці діоксиду кремнію

Результати, отримані в цьому розділі, є вихідною точкою для аналізу можливості збудження поверхневих хвиль на плівці графену за допомогою діелектричного резонатора, як це буде продемонстровано в наступному розділі.

3. ЗБУДЖЕННЯ ПОВЕРХНЕВИХ ХВИЛЬ В ГІБРИДНІЙ СТРУКТУРІ – ДІЕЛЕКТРИЧНИЙ РЕЗОНАТОР/МОНОШАР ГРАФЕНУ

Електромагнітні хвилі, сильно локалізовані в незначному просторі біля поверхні, такі як поверхневі плазмон-поляритони (ППП), представляють інтерес для дослідників через їх потенційне застосування в керуванні світлом у нанометрових масштабах. У цьому розділі продемонстровано ефективне збудження поверхневих хвиль у гібридній структурі, що складається з циліндричного діелектричного резонатора та моношару графену.

3.1. Постановка задачі та числова модель.

Запропонована гібридна структура, складається з циліндричного діелектричного резонатора, розташованого над плівкою графену на відстані h_{gap} (товщина повітряного зазору), як це зображено на Рисунку 3.1.

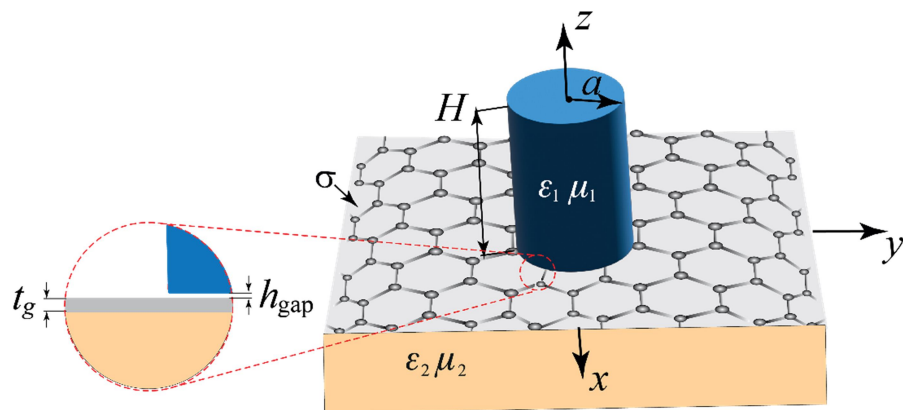


Рисунок 3.1 Схематичне зображення гібридної структури діелектричний резонатор/моношар графену розташованої на підкладці з діоксиду кремнію SiO_2 .

Діелектричний резонатор із радіусом a та висотою H виготовлено з немагнітного матеріалу (кремній), і він характеризується матеріальними

параметрами ε_1 та $\mu_1 = 1$. Гібридна структура розміщена на напівнескінченній підкладці з діоксиду кремнію (SiO_2), яка займає весь нижній напівпростір $y < 0$, та характеризується матеріальними параметрами ε_2 та $\mu_2 = 1$. Моношар графену товщиною t_g щільно покриває підкладку та характеризується провідністю σ , яку задано співвідношеннями (2.9).

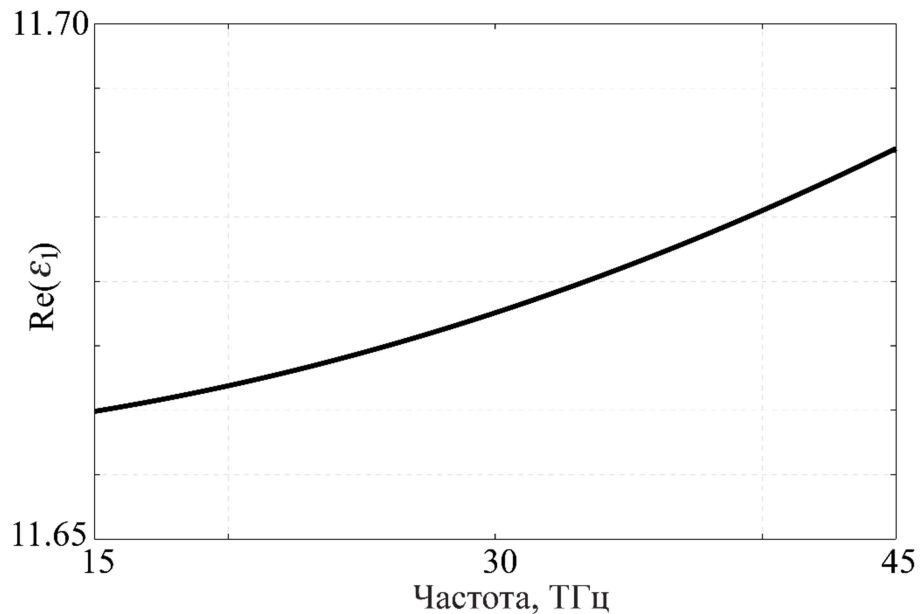


Рисунок 3.2 Дисперсійна залежність дійсної частини діелектричної проникності кремнію.

Дисперсійну залежність діелектричної проникності діоксиду кремнію було визначено з використанням емпіричної формули Селмейра [43]. У свою чергу, діелектрична проникність кремнію була апроксимована з використанням наступного поліному другого порядку [44]:

$$\varepsilon_1(\omega, T) = \varepsilon_{\text{Si}}(T) + \frac{\omega^2 L(T)}{4\pi^2 c^2} [A_0 + A_1 T + A_2 T^2]. \quad (3.1)$$

В обраному частотному діапазоні, коефіцієнти рівняння (3.1) приймають наступні значення: $A_0 = 0.8948$, $A_1 = 4.3977 \times 10^{-4}$, $A_2 = 7.3835 \times 10^{-8}$. Температурна залежність діелектричної проникності може бути визначена як

$$\varepsilon_{\text{Si}}(T) = 11.4445 + 2.7739 \times 10^{-4}T + 1.705 \times 10^{-6}T^2 - 8.1347 \times 10^{-10}T^3.$$

В свою чергу, коефіцієнти функції фітінгу $L(T) = \exp[-3\Delta L(T)/L_{293}]$ повинні бути обрані для відповідного температурного діапазону: $20 < T < 293$ К, $\Delta L(T)/L_{293} = -0.021 - 4.149 \times 10^{-7}T - 4.620 \times 10^{-10}T^2 + 1.482 \times 10^{-11}T^3$ та $293 < T < 750$ К, $\Delta L(T)/L_{293} = -0.071 + 1.887 \times 10^{-6}T + 1.934 \times 10^{-9}T^2 - 4.544 \times 10^{-13}T^3$.

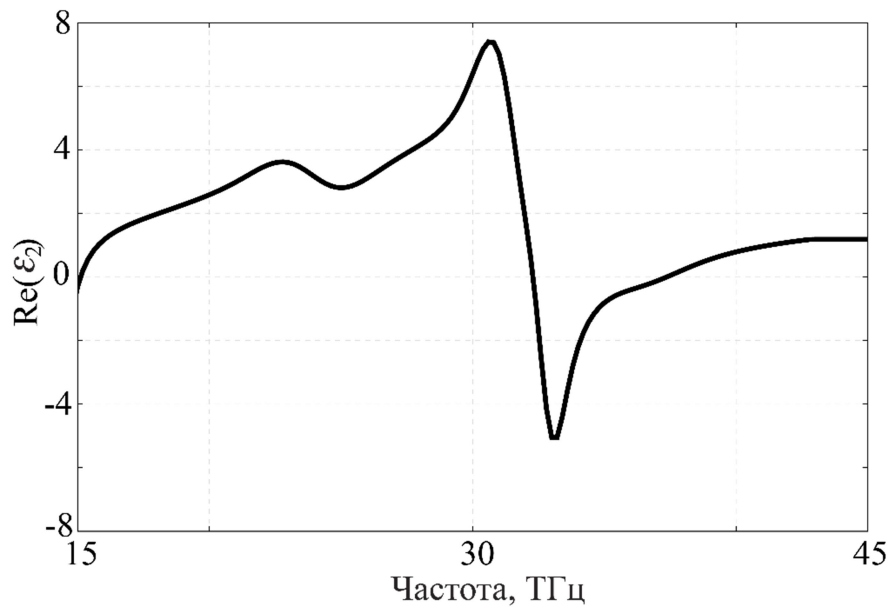


Рисунок 3.3 Дисперсійна залежність дійсної частини діелектричної проникності SiO₂.

Для повноти викладок, залежності $\text{Re}[\varepsilon_1(f)]$ (яку отримано при $T = 300$ К) та $\text{Re}[\varepsilon_2(f)]$ наведено на Рисунках 3.2 та 3.3, відповідно. Слід зазначити (див. Рисунок 3.3), що через фоновий резонанс, діелектрична проникність діоксиду кремнію досягає від'ємного значення поблизу частоти $f = 33$ ТГц (див. також роботу [45]), де поверхневі хвилі на графені не підтримуються. Це підтверджується результатами розрахунку дисперсійних характеристик поверхневих хвиль, наведених на Рисунку 2.9. Також зазначимо, що результати, наведені на Рисунку 3.2, добре корелюють з

результатами роботи [46], що підтверджує доцільність використання наближеної формули (3.1) в обраному частотному діапазоні.

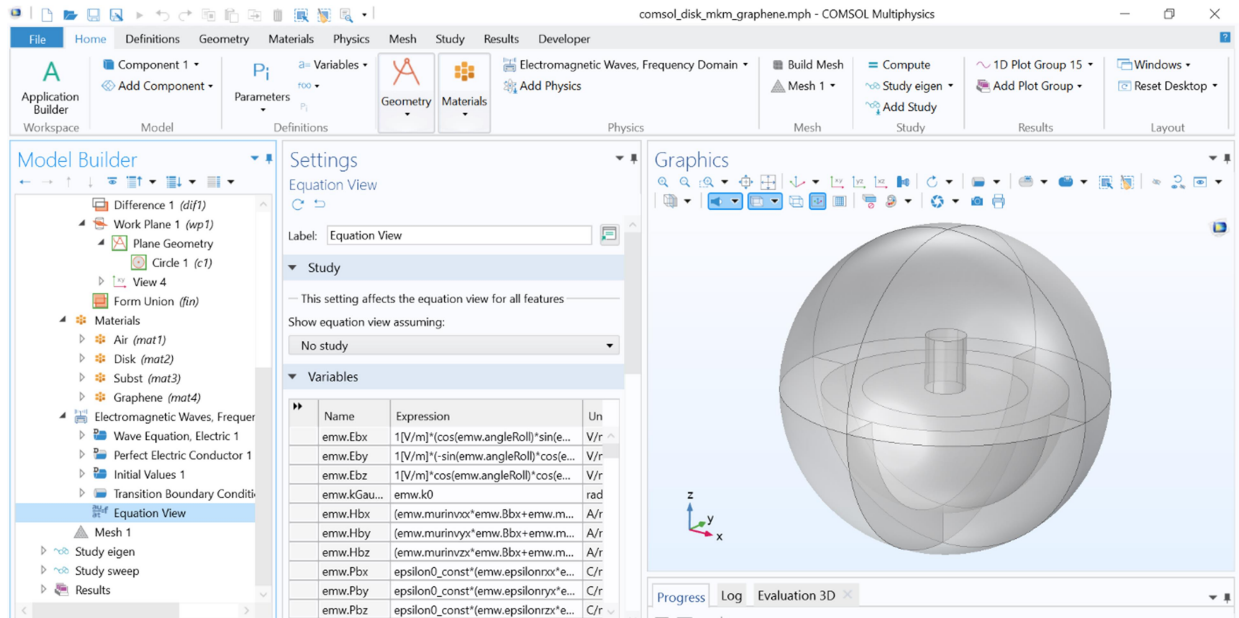


Рисунок 3.4 Числова модель для гібридної структури, яку реалізовано в пакеті COMSOL Multiphysics™.

Для розрахунку електродинамічних характеристик запропонованої гібридної структури, у пакеті COMSOL Multiphysics™ (радіочастотний модуль), було реалізовано числову модель, як це наведено на Рисунок 3.4.

У числовій моделі, діелектричні проникності Si та SiO₂, а також провідність графену σ було задано в такий спосіб, як це вказано в попередньому викладенні. Геометричні параметри складових елементів комплексної структури ті ж самі, які було використано в Розділі 2, при аналізі електродинамічних характеристик ізольованого циліндричного діелектричного резонатора, та моношару графену, див. Підрозділи 2.1 та 2.2, відповідно.

У числовій моделі Розділу 2, для збудження поверхневих хвиль на плівці графену було використано хвилеводні порти. В той же час, поверхневі

хвилі на графені також можуть бути збуджені, зокрема з використанням електричного точкового диполя, як це обговорювалось в роботі [47].

Слід зазначити, що поверхнева хвиля не може бути збуджена електромагнітною хвилею, яка падає на графен з вільного простору, через не співпадіння хвильових векторів. Однак ближнє поле, створене точковим диполем, містить компоненти з великими значеннями хвильових векторів, що дозволяє збуджувати поверхневі хвилі, як це і продемонстровано в роботі [47].

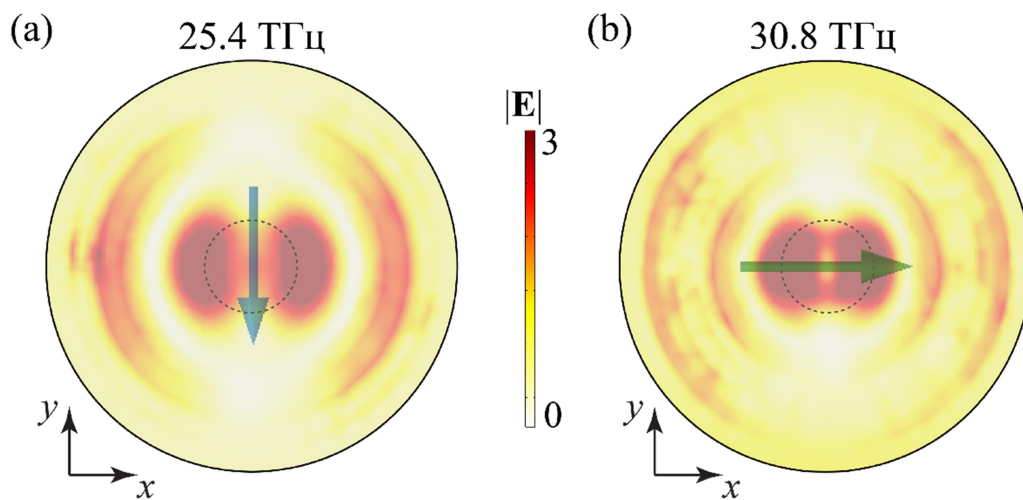


Рисунок 3.5 Розраховані розподіли нормованого електричного поля $|E|$ (В/м) поверхневих хвиль на плівці графену, які збуджуються ближнім полем (а) радіального магнітного диполя (коливання HE_{11}) та (б) радіального електричного диполя (коливання EH_{11}) на частотах 25.4 ТГц та 30.8 ТГц, відповідно. Синьою та зеленою стрілками відображено магнітний $\mathbf{m}$ та електричний $\mathbf{p}$ дипольні моменти. Тут, $h_{\text{gap}} = 0.1$ мкм та $E_f = 0.8$ еВ.

3.2. Результати числового моделювання.

У подальшому викладенні, продемонстровано можливість збудження поверхневих хвиль на плівці графену (див. Рисунки 3.5 – 3.8), завдяки ближнім полям власних коливань HE_{11} (радіальний магнітний диполь) та

EH_{11} (радіальний електричний диполь) ізолюваного циліндричного діелектричного резонатора (див., також Рисунок 2.2), розташованого в безпосередній близькості над плівкою. Польові розподіли для цих коливань з відображенням електричного $\mathbf{p}$ та магнітного $\mathbf{m}$ дипольних моментів, наведено на в Розділі 2 на Рисунках 2.5 та 2.6, відповідно.

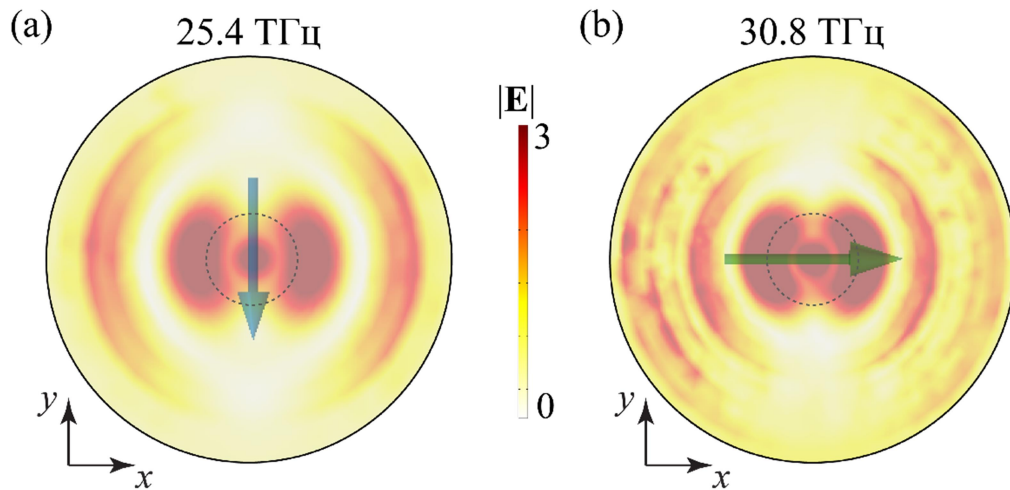


Рисунок 3.6 Розраховані розподіли повного електричного поля $|\mathbf{E}|$ (В/м) поверхневих хвиль на плівці графену, які збуджуються ближнім полем (а) радіального магнітного диполя (коливання HE_{11}) та (б) радіального електричного диполя (коливання EH_{11}) на частотах 25.4 ТГц та 30.8 ТГц, відповідно. Синьою та зеленою стрілками відображено магнітний $\mathbf{m}$ та електричний $\mathbf{p}$ дипольні моменти. Тут, $h_{\text{gap}} = 0.05$ мкм та $E_f = 0.8$ еВ

Зважаючи на те, що поверхневі хвилі на графені можуть бути збуджені ближнім полем відповідного дипольного джерела випромінювання, в дипломній роботі проаналізовано вплив товщини повітряного зазору h_{gap} між діелектричним резонатором та плівкою графена на ефективність збудження поверхневих хвиль. На Рисунках 3.5 – 3.7, наведено відповідні польові розподіли в площині x - y ($z = t_g$) для значень $h_{\text{gap}} = 0.1$ мкм, 0.05 мкм та 0.01 мкм, відповідно. На цих рисунках штрихове коло в центральній частині, позначає проекцію основи резонатора на площину x - y .

З Рисунків 3.5 – 3.7 можна зробити висновок, що поверхневі хвилі на плівці графену можуть бути ефективно збуджені, як з використанням HE_{11} так і EH_{11} власних коливань діелектричного резонатора. Причому ефективність збудження залежить від товщини повітряного зазору між резонатором і плівкою. Для обраної конфігурації визначено, що оптимальним значенням є $h_{\text{gap}} = 0.05$ мкм.

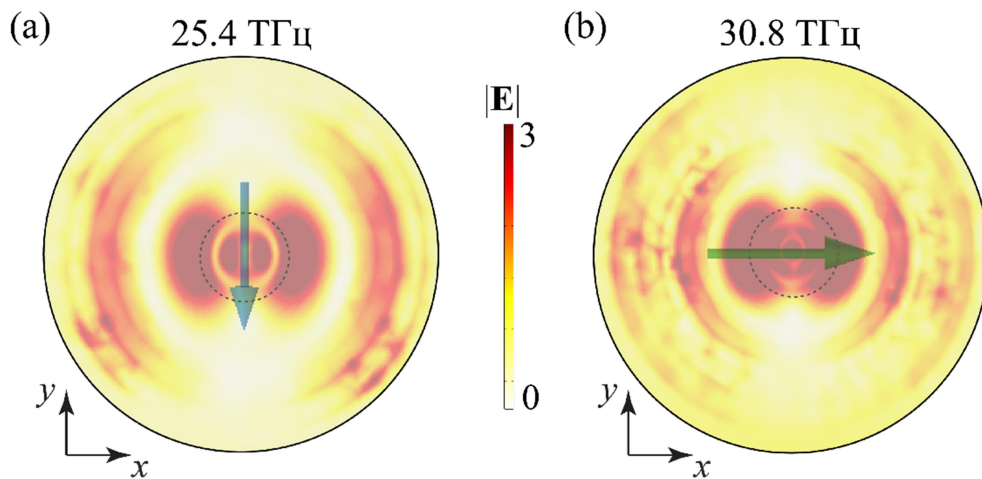


Рисунок 3.7 Розраховані розподіли повного електричного поля $|E|$ (В/м) поверхневих хвиль на плівці графену, які збуджуються ближнім полем (а) радіального магнітного диполя (коливання HE_{11}) та (б) радіального електричного диполя (коливання EH_{11}) на частотах 25.4 ТГц та 30.8 ТГц відповідно. Синьою та зеленою стрілками відображено магнітний $\mathbf{m}$ та електричний $\mathbf{p}$ дипольні моменти. Тут, $h_{\text{gap}} = 0.01$ мкм та $E_f = 0.8$ еВ

На наступному кроці проаналізуємо вплив величини енергії Фермі E_f (графен) на ефективність збудження поверхневих хвиль. Для подальших розрахунків оберемо значення $E_f = 0.4$ еВ. Розрахунки проведено для товщини повітряного зазору $h_{\text{gap}} = 0.05$ мкм.

Як слідує з Рисунку 3.8, в даному випадку ми отримуємо більш локалізовані поверхневі плазмон-поляритони, але довжина їхнього пробігу зменшується. Більш суттєва локалізація поля плазмон-поляритона біля межі

розділу середовищ є бажаною для практичних застосувань в області зондування, для більш ефективного визначення характеристик органічних та неорганічних речовин, і особливо в області біосенсингу.

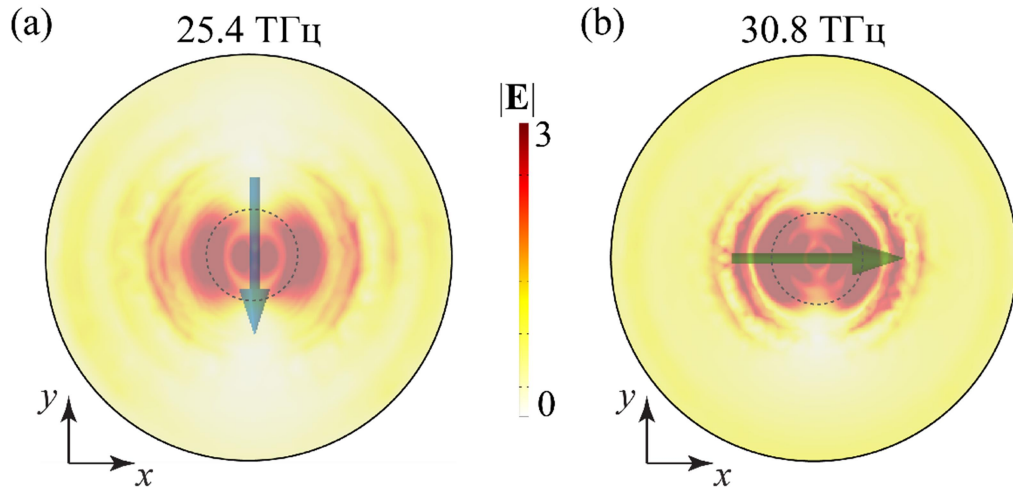


Рисунок 3.8 Розраховані розподіли повного електричного поля $|E|$ (В/м) поверхневих хвиль на плівці графену, які збуджуються ближнім полем (а) радіального магнітного диполя (коливання HE_{11}) та (б) радіального електричного диполя (коливання EH_{11}) на частотах 25.4 ТГц та 30.8 ТГц, відповідно. Синьою та зеленою стрілками відображено магнітний $\mathbf{m}$ та електричний $\mathbf{p}$ дипольні моменти. Тут, $h_{\text{gap}} = 0.05$ мкм та $E_f = 0.4$ еВ

Зважаючи на той факт, що резонансні частоти власних коливань діелектричного резонатора залежать від його геометричних та матеріальних параметрів, та можуть варіюватися в широкому спектральному діапазоні, ми можемо отримати гібридну систему, призначену для збудження поверхневих хвиль на довільній частоті з обраного частотного діапазону 15 – 45 ТГц, за виключенням вузького спектрального проміжку навколо частоти 33 ТГц, в якому поверхневі хвилі на графені не підтримуються, як це продемонстровано на Рисунку 2.9.

Для демонстрації цього факту на Рисунку 3.9 наведено результати розрахунків для діелектричного резонатора з параметрами $H = 3.2$ мкм,

$a = 1.2$ мкм. Зазначимо, що параметри обрано таким чином, щоб співвідношення $a/H = 0.75$ залишалось незмінним. В цьому випадку резонансні частоти HE_{11} та EH_{11} коливань, отримані шляхом числового моделювання, становлять 31.1 ТГц та 38.3 ТГц, відповідно.

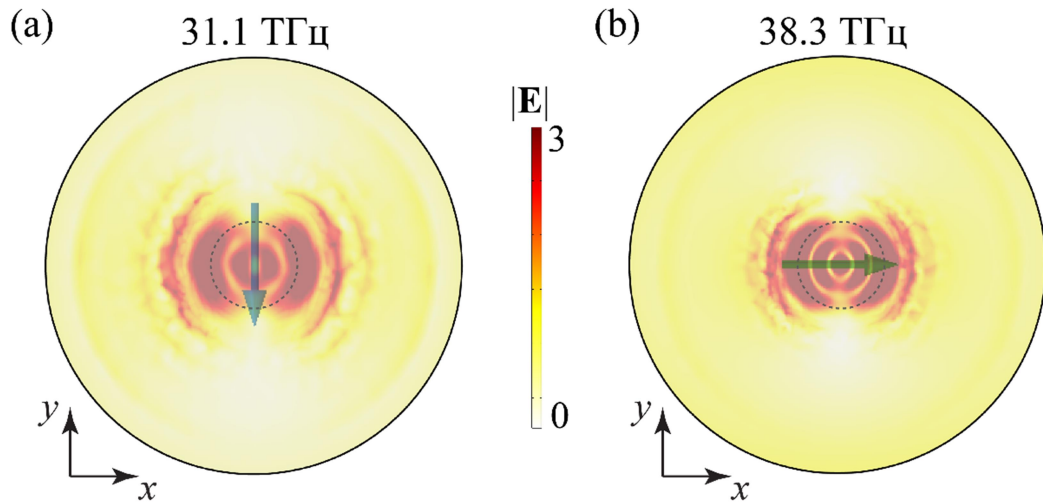


Рисунок 3.9 Розраховані розподіли повного електричного поля $|E|$ (В/м) поверхневих хвиль на плівці графену, які збуджуються ближнім полем (а) радіального магнітного диполя (коливання HE_{11}) та (б) радіального електричного диполя (коливання EH_{11}) на частотах 31.1 ТГц та 38.3 ТГц, відповідно. Тут, $H = 3.2$ мкм, $a = 1.2$ мкм, $h_{\text{gap}} = 0.05$ мкм та $E_f = 0.4$ еВ

Таким чином, можна зробити висновок, що частоти, на яких збуджуються поверхневі хвилі, можна ефективно переналаштувати шляхом зміни геометричних параметрів резонатора. Але головним недоліком такого способу керування є те, що виготовлена структура вже не може бути переналаштована на іншу частоту.

3.3 Висновки до Розділу 3

У третьому розділі дипломної роботи, продемонстровано ефективне збудження поверхневих плазмон-поляритонів в гібридній структурі, яка складається з циліндричного діелектричного резонатора розташованого над плівкою графену.

Для розрахунку електродинамічних характеристик запропонованої гібридної структури, в пакеті COMSOL Multiphysics™ було реалізовано числову модель, з використанням якої було зокрема проаналізовано вплив товщини повітряного прошарку h_{gap} між діелектричним резонатором та плівкою графена на ефективність збудження поверхневих хвиль, та визначено його оптимальне значення $h_{\text{gap}} = 0.05$ мкм.

Крім того, вказано на можливість переналаштування частот на яких збуджуються поверхневі хвилі, шляхом зміни геометричних параметрів резонатора.

Запропонована в цьому розділі гібридна структура діелектричний резонатор/моношар графену, має великі перспективи практичного застосування, зокрема в задачах зондування та спектроскопії

ВИСНОВКИ

У дипломній роботі досліджено збудження поверхневих хвиль у гібридній структурі, яка складається з циліндричного діелектричного (кремнієвого) резонатора розташованого над плівкою графену, яка в свою чергу розміщена на підкладці з діоксиду кремнію. Показано, що в такій структурі можливе збудження поверхневих плазмон-поляритонів на графені, за рахунок ближніх полів електричної та магнітної дипольних мод (моди EH_{11} та HE_{11} , відповідно) діелектричного резонатора.

Визначено, оптимальну товщину повітряного прошарку, для найбільш ефективного збудження поверхневих плазмон-поляритонів.

Продемонстровано можливість переналаштування робочих частот структури, шляхом зміни геометричних параметрів діелектричного резонатора.

Подальші дослідження в цій області можуть бути орієнтовані на реалізацію динамічного переналаштування робочих частот гібридної системи, що може бути досягнуто шляхом використанням активних середовищ в якості матеріалу резонатора, зокрема таких як InSb. У цьому випадку переналаштування буде досягнуто шляхом керування діелектричною проникністю InSb за допомогою зовнішнього магнітного поля.

Досліджена в цьому розділі гібридна структура має великі перспективи практичного застосування, зокрема в задачах зондування та спектроскопії.

1. A. K. Geim and K. S. Novoselov, “The rise of graphene,” *Nature materials*, vol. 6, no. 3, pp. 183–191, 2007
2. Li, Yuyu, Tantiwanichapan, Khwanchai, Swan, Anna K. and Paiella, Roberto. "Graphene plasmonic devices for terahertz optoelectronics" *Nanophotonics*, vol. 9, no. 7, 2020, pp. 1901-1920
3. F. Javier García de Abajo, Graphene Nanophotonics. *Science***339**,917-918(2013)
4. R. Wang, X.-G. Ren, Z. Yan, Jiang, L.-J., Sha, W. E. I., G.-C. Shan, 2019. Graphene based functional devices: A short review. *Front. Phys.* 14, 13603
5. A. S. Mayorov, R. V. Gorbachev, S. V. Morozov, et al., 2011. Micrometer-scale ballistic transport in encapsulated graphene at room temperature. *Nano Lett.* 11, 2396.
6. B. Sensale-Rodriguez, R. Yan, M. M. Kelly, T. Fang, K. Tahy, W. S. Hwang, D. Jena, L. Liu, and H. G. Xing, “Broadband graphene terahertz modulators enabled by intraband transitions,” *Nature communications*, vol. 3, p. 780, 2012
7. A. N. Grigorenko, M. Polini, and K. S. Novoselov, “Graphene plasmonics,” *Nat. Photon.*, vol. 6, pp. 749–758, 2012
8. A. Vakil and N. Engheta, “Transformation optics using graphene,” *Science*, vol. 332, no. 6035, pp. 1291–1294, 2011
9. V. Ryzhii, M. Ryzhii, V. Mitin, and M. S. Shur, “Graphene tunneling transit-time terahertz oscillator based on electrically induced p–i–n junction,” *Appl. Phys. Express*, vol. 2, p. 034503, 2009
10. K. Tantiwanichapan, A. K. Swan, and R. Paiella, “Onedimensional carbon nanostructures for terahertz electron-beam radiation,” *Phys. Rev. B*, vol. 93, p. 235416, 2016

11. D. R. Andersen, "Graphene-based long-wave infrared tm surface plasmon modulator," J. Opt. Soc. Am. B, vol. 27, pp. 818–823, Apr 2010.
12. F. H. L. Koppens, T. Mueller, P. Avouris, A. C. Ferrari, M. S. Vitiello, M. Polini, 2014. Photodetectors based on graphene, other twodimensional materials and hybrid systems. Nat. Nanotechnol. 9, 780–793.
13. Y. Liu, X. Dong, and P. Chen, "Biological and chemical sensors based on graphene materials," Chem. Soc. Rev., vol. 41, pp. 2283–2307, 2012
14. M. Jablan, H. Buljan, and M. Soljagic, "Plasmonics in graphene at infrared frequencies," Phys. Rev. B, vol. 80, p. 245435, Dec 2009
15. T. Low and P. Avouris, "Graphene plasmonics for terahertz to mid-infrared applications," ACS Nano, vol. 8, no. 2, pp. 1086–1101, 2014.
16. P. Li and T. Taubner, "Broadband subwavelength imaging using a tunable graphenelens," ACS Nano, vol. 6, no. 11, pp. 10107–10114, 2012
17. A. Andryieuski, A. V. Lavrinenko, and D. N. Chigrin, "Graphene hyperlens for terahertz radiation," Phys. Rev. B, vol. 86, p. 121108, Sep 2012
18. Woessner, A., Lundeberg, M., Gao, Y. *et al.* Highly confined low-loss plasmons in graphene–boron nitride heterostructures. *Nature Mater* **14**, 421–425 (2015).
19. *Kretschmann, E.* Die Bestimmung optischer Konstanten von Metallen durch Anregung von Oberflächenplasmaschwingungen [Text] / E. Kretschmann // Zeitschrift für Physik A Hadrons and nuclei. — 1971. — Aug. — Vol. 241, no. 4. — P. 313—324
20. *Otto, A.* Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection [Text] / A. Otto // Zeitschrift für Physik A Hadrons and nuclei. — 1968. — Aug. — Vol. 216, no. 4. — P. 398—410
21. *Faryad, M.* Grating-coupled excitation of multiple surface plasmon-polariton waves [Text] / M. Faryad, A. Lakhtakia // Physical Review A. — 2011. — Sept. — Vol. 84, no. 3.
22. *Maier, S. A.* Plasmonics: Fundamentals and Applications [Text] / S. A. Maier. —Springer US, 2007

23. J. Song, L. Zhang, Xue, Y., et al., 1986–1992, 2016. Efficient excitation of multiple plasmonic modes on three-dimensional graphene: an unexplored dimension. *ACS Photon.*
24. K. Tantiwanichapan, X. Wang, H. Durmaz, Y. Li, Swan, A. K., R. Paiella, 2017. Graphene terahertz plasmons: a combined transmission spectroscopy and Raman microscopy study. *ACS Photon.* 4, 2011–2017
25. K. Y. M. Yeung, J. Chee, H. Yoon, Y. Song, J. Kong, D. Ham, 2014. Far-infrared graphene plasmonic crystals for plasmonic band engineering,” *Nano Lett* 14, 2479–2484
26. Y. Kobayashi та S. Tanaka, “Resonant Modes of a Dielectric Rod Resonator Short Circuited at Both Ends by Parallel Conducting Plates,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. MTT-28, Oct. 1980
27. Y. Kobayashi та M. Miura, “Optimum Design of Shielded Dielectric Rod and Ring Resonators for Obtaining the Best Mode Separation,” *IEEE MTTS Int. Microwave Symp. Dig.*, (May 30-June 1), San Francisco, 1984, с. 184-186
28. M. Tsuji, H. Shigesawa та K. Takiyama, “Analytical and Experimental Investigations on Several Resonant Modes in Open Dielectric Resonators,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. M’IT2, червень 1984, с. 628-633.
29. D. Kajfez, A. W. Glisson, and J. James, “Computed Modal Field Distribution for Isolated Dielectric Resonators,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. MTT-32, грудень 1984, с. 1609-1616,
30. A. W. Glisson, D. Kajfez, and J. James, “Evaluation of Modes in Dielectric Resonators Using a Surface Integral Equation Formulation,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. M’IT-31, грудень 1983, с. 1023-1029.
31. M. Verplanken і J. Van Bladel, “The Magnetic Dipole Resonances of Ring Resonators of Very High Permittivity,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. Mn-27, квітень 1979, с. 328-333

32. A. A. Kishk, A. W. Glisson i D. Kajfez, "Computed Resonant Frequency and Far Fields of Isolated Disks," IEEE AP-S Int. Symp. Dig., (June 8-July 2), 1993, c. 408-411
33. Trubin A. Lattices of dielectric resonators. Cham: Springer; 2016. (Springer Series in Advanced Microelectronics; vol. 53
34. Sumithra P, Thiripurasundari D. Review on Computational Electromagnetics[J]. Advanced Electromagnetics, 2017, 6(1):42.
35. Pepper D W, Heinrich J C. The Finite Element Method Basic Concepts and Applications[M]. 2017.
36. 1994; Mongia; Dielectric Resonator Antennas A Review and General Design Relations for Resonant Frequency and Bandwidth
37. Schröter U, Dereux A. Surface plasmon polaritons on metal cylinders with dielectric core. Phys Rev B 2001;64:125420.
38. Kuzmin DA, Bychkov IV, Shavrov VG, Kotov LN. Transverse-electric plasmonic modes of cylindrical graphene-based waveguide at near-infrared and visible frequencies. Sci Rep 2016;6:26915
39. Mikhailov SA, Ziegler K. New electromagnetic mode in graphene. Phys Rev Lett 2007;99:016803.
40. Wu Y, Yao B, Zhang A, et al. Graphene-coated microfiber Bragg grating for high-sensitivity gas sensing. Opt Lett 2014;39:1235–7
41. Falkovsky LA, Pershoguba SS. Optical far-infrared properties of a graphene monolayer and multilayer. Phys. Rev. B. 2007;76(15):153410
42. Gao Y, Ren G, Zhu B, Liu H, Lian Y, Jian S. Analytical model for plasmon modes in graphene-coated nanowire. Opt. Express 2014;22(20):24322–24331
43. Ghosh, Gorachand (1997). "Sellmeier Coefficients and Dispersion of Thermo-Optic coefficients for some optical glasses". Applied Optics. 36 (7): 1540–6
44. Li H.H. Refractive index of silicon and germanium and its wavelength and temperature derivatives. J. Phys. Chem. Ref. Dat., 1980; 9(3):561–658

45. D. Franta, D. Nečas, I. Ohlídal, A. Giglia. Optical characterization of SiO₂ thin films using universal dispersion model over wide spectral range. Proc. of SPIE 9890, 989014 (2016)
46. D. Franta, D. Nečas, L. Zajíčková, I. Ohlídal, J. Stuchlík. Advanced modeling for optical characterization of amorphous hydrogenated silicon films, Thin Solid Films 541, 12-16 (2013)
47. Morgado, Tiago A. and Silveirinha, Mário G.. "Directional dependence of the plasmonic gain and nonreciprocity in drift-current biased graphene" Nanophotonics, vol. 11, no. 21, 2022, pp. 4929-4936