

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет Електронної та біомедичної інженерії
(повна назва)
Кафедра Фізичних основ електронної техніки
(повна назва)

АТЕСТАЦІЙНА РОБОТА
Пояснювальна записка

рівень вищої освіти другий (магістерський)
РОЗСПІЮВАННЯ ГАУСІВСЬКОГО ПУЧКА
НА РЕШТЦІ З НАНОДРОТІВ
(тема)

Виконав:
студент 2 курсу, групи ФТОІм-19-1
Гаврилюк М.В.
(прізвище, ініціали)

Спеціальність 152 «Метрологія та інформаційно-вимірювальна техніка»
(код і повна назва спеціальності)

Тип програми освітньо-професійна
(освітньо-професійна або освітньо-наукова)

Освітня програма «Фотоніка та оптикоінформатика»
(повна назва освітньої програми)

Керівник проф. каф. ФОЕТ Вертій О. О.
(посада, прізвище, ініціали)

Допускається до захисту

Зав. кафедри Мачехін Ю.П.
(підпис) (прізвище, ініціали)

2020 р.

Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет Електронної та біомедичної інженерії
(повна назва)
Кафедра Фізичних основ електронної техніки
(повна назва)
Рівень вищої освіти другий (магістерський)
Спеціальність 152 «Метрологія та інформаційно-вимірвальна техніка»
(код і повна назва)
Тип програми освітньо-професійна
(освітньо-професійна або освітньо-наукова)
Освітня програма «Фотоніка та оптоінформатика»
(повна назва)

ЗАТВЕРДЖУЮ:

Зав. кафедри _____
(підпис)

«___» _____ 20__ р.

ЗАВДАННЯ
НА АТЕСТАЦІЙНУ РОБОТУ

студентові Гаврилюку Максиму Васильовичу
(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи Розсіювання Гаусівського пучка на решітці з нанодротів

затверджена наказом по університету від " 27 "жовтня 2020 р. № 1450 Ст

2. Термін подання студентом роботи до екзаменаційної комісії 14 грудня 2020 р.

3. Вихідні дані до роботи структура та параметри Гаусових хвильових пучків;
конфігурації нанодротів, чисельні методи розрахунку розповсюдження хвильових
утворень; довжина хвилі випромінювання 750 нм, 1650 нм

4. Перелік питань, що потрібно опрацювати в роботі 1 Гаусівський пучок.

2. Наноструктури. 3 Хвильове рівняння. 4 Моделювання в пакеті мультифізичного
моделювання COMSOL. Висновки.

5. Перелік графічного матеріалу із зазначенням креслеників, схем, плакатів, комп'ютерних ілюстрацій (слайдів)

Схема оптична структурна (Л1) – установка для дослідження нанодротів

Кресленик деталі тримач для стійки – А4 – 1 шт.

Кресленик деталі система кріплення – А4 – 1 шт

Демонстраційний матеріал – 15 шт.

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№	Назва етапів роботи	Терміни виконання етапів роботи	Примітка
1	Інформаційно-тематичний пошук та огляд літературних джерел про Гаусівський пучок та наноструктури	04.11.20 — 12.11.20	Виконано
2	Моделювання розсіювання Гаусівського пучка з різними параметрами	13.11.20 — 16.11.20	Виконано
3	Моделювання розсіювання Гаусівського пучка на системі нанодротів	17.11.20 — 22.11.20	Виконано
4	Аналіз отриманих результатів розрахунків	23.11.20 — 27.11.20	Виконано
5	Оформлення пояснювальної записки	28.11.20 — 04.12.20	Виконано
6	Оформлення графічної та демонстраційної частин	05.12.20 — 09.12.20	Виконано
7	Проходження нормоконтролю та отримання рецензії на роботу	10.12.20 — 13.12.20	Виконано
8	Підготовка та захист атестаційної роботи	14.12.20 — 16.12.20	

Дата видачі завдання 2 листопада 2020 р.

Студент _____
(підпис)

Керівник роботи _____ проф. каф. ФОЕТ Вертій О. О.
(підпис) (посада, прізвище, ініціали)

РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка атестаційної роботи: 50 с., 32 рис., 2 додатки, 12 джерел.

ГАУСІВСЬКИЙ ПУЧОК, НАНОСТРУКТУРИ, НАНОДРОТИ, РЕШІТКА
З НАНОДРОТІВ, ПЕРЕТЯЖКА ПУЧКА, РОЗСІЮВАННЯ, ХВИЛЬОВЕ
РІВНЯННЯ

Об'єкт дослідження — Гаусівський пучок та система нанодротів.

Мета роботи — аналіз особливостей наноструктур, закономірностей розсіювання Гаусівського пучка на решітці з нанодротів. Набуття практичних навичок самостійного моделювання електромагнітних процесів.

Метод дослідження — чисельне моделювання за допомогою пакету COMSOL Multiphysics.

У роботі розглянуто падіння Гаусівського хвильового пучка на періодичну структуру, що сформовано з паралельних нанодротів.

Створено розрахунковий проект в пакеті електромагнітного моделювання COMSOL, що використовує метод скінченних елементів. Отримано розподіли поля хвильового пучка для різних значень параметрів решітки та випромінювання.

ABSTRACT

Explanatory note of certification work: 50 p., 32 fig., 2 appendices, 12 sources.

GAUSSIAN BEAM, NANOSTRUCTURES, NANOWIRES, LATTICE OF NANOWIRES, BEAM WAIST, SCATTERING, WAVE EQUATION

The object of study is the Gaussian beam and the nanowire system.

The purpose of the work is to analyze the peculiarities of nanostructures, regularities of Gaussian beam scattering on a lattice of nanowires. Acquisition of practical skills of independent modeling of electromagnetic processes.

The research method is numerical simulation using the COMSOL Multiphysics package.

In this work considers the incidence of a Gaussian wave beam on a periodic structure formed from parallel nanowires.

A computational design has been created in the COMSOL electromagnetic modeling package using the finite element method. The wavelength field distributions for different values of the lattice and radiation parameters are obtained.

РЕФЕРАТ

Пояснительная записка аттестационной работы: 50 с., 32 рис., 2 приложения, 12 источников.

ГАУССОВСКОЙ ПУЧОК, НАНОСТРУКТУРЫ, НАНОПРОВОДА,
РЕШЕТКА С НАНОПРОВОДАМИ, ПЕРЕТЯЖКА ПУЧКА, РАССЕЙВАНИЕ,
ВОЛНОВОЕ УРАВНЕНИЕ

Объект исследования — Гауссовский пучок и система нанопроводов.

Цель работы — анализ особенностей наноструктур, закономерностей рассеивания Гауссовского пучка на решетке с нанопроводами. Приобретение практических навыков самостоятельного моделирования электромагнитных процессов.

Метод исследования — численное моделирование с помощью пакета COMSOL Multiphysics.

В работе рассмотрено падение Гауссовского волнового пучка на периодическую структуру, сформированную из параллельных нанопроводов.

Создан расчетный проект в пакете электромагнитного моделирования COMSOL, что использует метод конечных элементов. Получены распределения поля волнового пучка для различных значений параметров решетки и излучения.

ЗМІСТ

Вступ.....	8
1 Теоретичні відомості про Гаусівський пучок та наноструктури.....	9
1.1. Гаусівський пучок	9
1.2. Наноструктури.....	22
1.2.1 Лазери на основі нанодроту	22
1.2.2 Сонячні елементи з нанопроводу.....	25
2 Моделювання розсіювання гаусівського пучка на системі нанодротів	28
2.1. Хвильове рівняння.....	28
2.1.1 Рішення Гаусівського променя в циліндричних координатах	30
2.1.2 Основна мода гаусівського пучка	36
2.2. Пакет мультифізичного моделювання COMSOL	39
2.3. Аналіз результатів моделювання	45
Висновки.....	49
Перелік джерел посилання	50
Додаток А Графічний матеріал	51
Додаток Б Демонстраційний матеріал	56

ВСТУП

Гаусівські пучки — це найпростіші і часто найбажаніші типи променя, що забезпечується лазерним джерелом. В них еволюція плавна і легко передбачувана. Гаусівські пучки зазвичай розглядаються в ситуаціях, коли розбіжність пучка є відносно невеликою, так що можна застосувати так зване параксіальне наближення. Це наближення дозволяє пропустити доданок з похідною другого порядку в рівнянні розповсюдження (як отримано з рівнянь Максвелла), так що вийде диференціальне рівняння першого порядку. У цьому наближенні Гаусів промінь, що поширюється у вільному просторі, залишається гаусовим, за винятком того, що його параметри змінюються.

Нанодроти представляють найважливішу групу одновимірних наноструктур. Завдяки своїм особливим фізичним та хімічним властивостям, пов'язаним зі структурою, нанодроти мають багато привабливих застосувань у галузі електроніки та оптоелектроніки. Дослідження нанодротів розвивалися дуже швидко за останні кілька років, та перейшли від синтезу нанодротів до прикладних програм і проектування системи.

В роботі проведено моделювання розсіювання Гаусівського пучка на однорядній системі нанодротів. Модель створювалася в пакеті COMSOL Multiphysics, де одною з вбудованих конфігурацій електромагнітного поля є саме Гаусівські пучки. Розглянута двовимірна модель, що дозволила значно скоротити час розрахунків та знизити вимоги, до обчислювальних ресурсів, без суттєвої втрати достовірності результатів.

1 ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ ПРО ГАУСІВСЬКИЙ ПУЧОК ТА НАНОСТРУКТУРИ

1.1 Гаусівський пучок

При опису пучка лазерного випромінювання використовується ідеальне наближення — Гаусівський пучок. Інтенсивність в такому пучку розподілена за законом Гауса. Гаусівський розподіл симетрично зменшується в міру віддалення від центру плями. На рис. 1.1 зображений Гаусівський пучок.

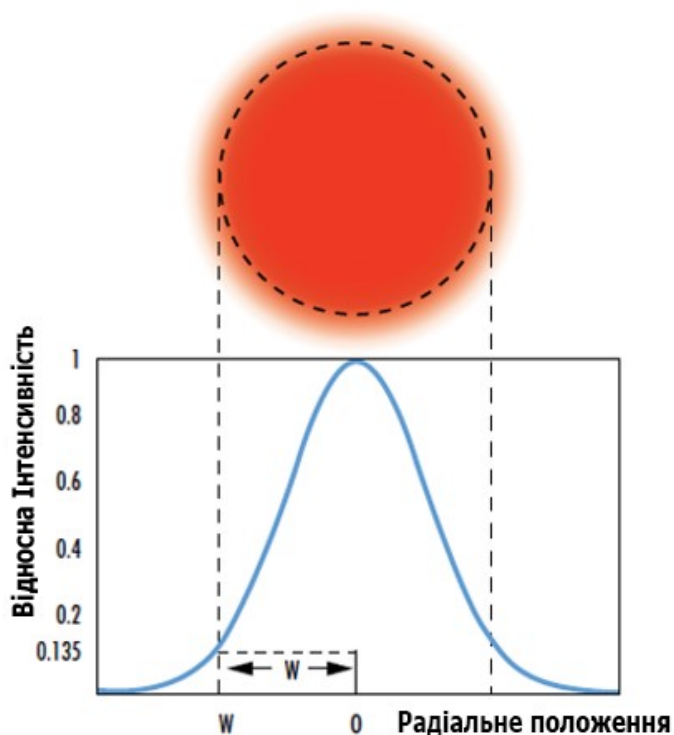


Рисунок 1.1 — Гаусівський пучок

Формула розподілу Гаусівського пучка описується формулою:

$$I(r) = I_0 \exp\left(\frac{-2r^2}{w(z)^2}\right) = \frac{2P}{\pi w(z)^2} \exp\left(\frac{-2r^2}{w(z)^2}\right), \quad (1.1)$$

де I_0 — пікова інтенсивність в центрі пучка;

r — радіальна відстань від осі;

$w(z)$ — радіус лазерного пучка за рівнем інтенсивності;

z — відстань від площини на якому фронт хвилі можна вважати плоским;

P — повна потужність випромінювання.

Профіль інтенсивності не залишається постійним при поширенні пучка в просторі, отже є залежність перетяжки (мінімального діаметру) $w(z)$ від траєкторії поширення z . Через дифракцію Гаусівський пучок буде зменшуватися і збільшуватися в діаметрі. Пучок сходиться і розходиться однаково по обидва боки від діаметра перетяжки пучка на кут розходження θ .

На рис. 1.2 показаний Гаусівський пучок і основні параметри, що застосовуються для його опису: діаметр перетяжки пучка w_0 , релеївська довжина перетяжки, Z_R , кут розходження θ .

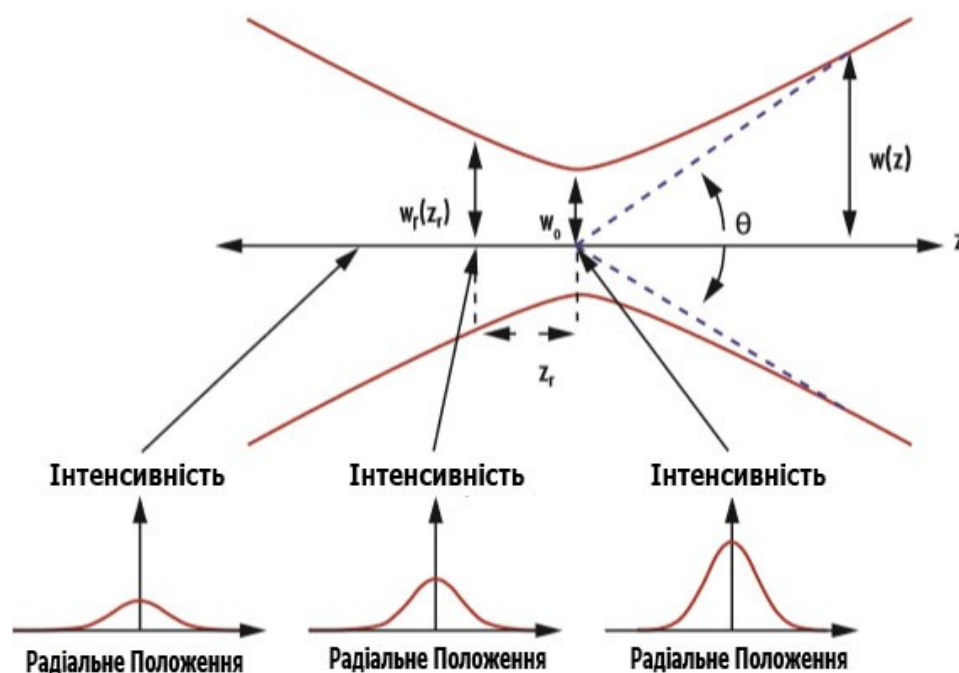


Рисунок 1.2 — Гаусівський пучок і його основні параметри

Діаметр перетяжки пучка і кут розходження відраховуються від основної осі z , їх зв'язок показано рівняннями:

$$w_0 = \frac{\lambda}{\pi\theta}, \quad (1.2)$$

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0}. \quad (1.3)$$

У наведених рівняннях (1.2), (1.3) λ — довжина хвилі лазерного випромінювання, а θ — наближення далекого поля. За цими рівняннями через наближення дальнього поля розбіжність пучка поблизу перетяжки розраховується з високою похибкою, але зі збільшенням відстані від перетяжки її можна знизити. Малий діаметр перетяжки призведе до більшого кутку розбіжності, в той час як великий діаметр перетяжки пучка — до меншого кутку розбіжності (в результаті утворюється більше паралельний або колімований пучок). Це пояснює причину, по якій розширювачі лазерних пучків знижують розбіжність.

Зміна мінімального діаметра пучка визначається як:

$$w(z)^2 = w_0^2 + \left(\frac{\lambda}{\pi w_0^2} \right)^2 z^2, \quad (1.4)$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2}. \quad (1.5)$$

Амплітудну функцію, що представляє гаусів промінь, можна вивести з граничних умов оптичного резонатора [1,2]. Геометричні характеристики резонатора визначають тип отриманого лазерного випромінювання. Для стабільних резонаторів, що нехтують невеликими втратами енергії, розподіл амплітуди відтворюється самостійно при кожному кругообігу лазера через резонатор. Нестабільні резонатори роблять розподіл амплітуди більш складним, ніж у стабільному випадку. Крім того, велика частка енергії витікає значною мірою туди й назад.

Кривизна дзеркал резонатора та їх осьова відстань визначають розмір і розташування області, що показує найбільшу щільність енергії вздовж променя. Поперечні характеристики резонатора дозволяють існувати набір амплітудних розподілів, які зазвичай називають режимами резонатора. Гаусів промінь є режимом найнижчого ступеня, і тому його найчастіше отримують з усіх стабільних оптичних резонаторів. Хоча фактичний випадок поширення лазерного променя — це тривимірна проблема (два поперечні розміри x , y та одна осьова розмірність z). Розподіл амплітуди гаусового лазерного променя можна записати так [1,2]:

$$\Psi(x, z) = \Psi_0 \sqrt{\frac{2}{\pi} \frac{w_0 \exp\{-i[\phi_0 - \phi(z)]\}}{w(z)}} \times \exp\left[-i \frac{kx^2}{2R(z)} - \frac{x^2}{w^2(z)}\right]. \quad (1.6)$$

Цей вираз описує поведінку амплітуди лазерного променя як функцію поперечної координати x та осьової координати z . На рис. 1.3 показаний графік освітленості через x та z . Це опромінення є квадратним модулем розподілу амплітуди, представленим вище. Опромінення показує максимум навколо даної точки, де поперечний розмір променя мінімальний. Це положення належить площині, яка називається площиною перетяжки променя.

Яскрава пляма відповідає перетяжці променя. Гіперболічні білі лінії представляють еволюцію ширини гауса, коли промінь поширюється через положення перетяжки пучка. Поперечний гаусівський розподіл опромінення зберігається, коли промінь поширюється вздовж осі z .

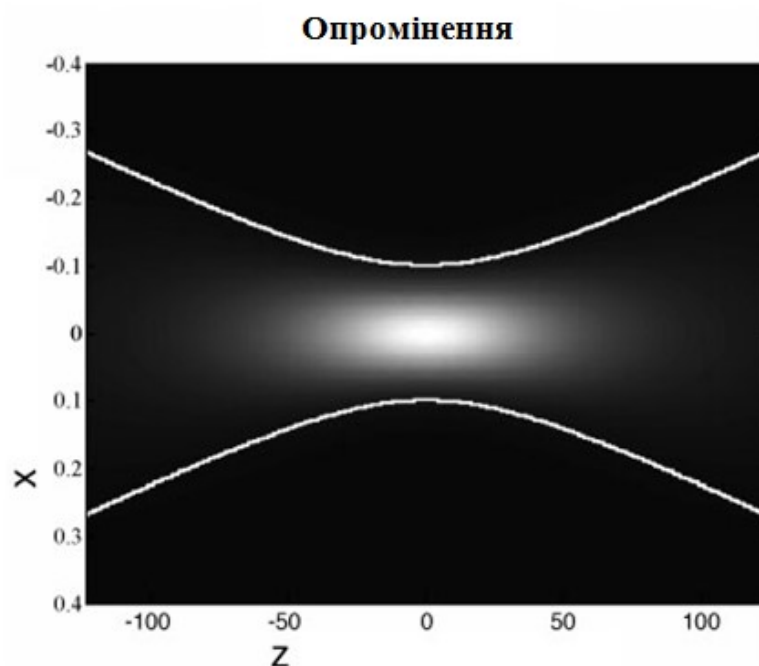


Рисунок 1.3 — Карта розподілу опромінення гаусівського пучка

Промінь стає пучком, і параметр ширини характеризує цей поперечний ступінь. Практично, питання полягає в тому, щоб знати, наскільки широкий промінь, коли він поширюється через дану оптичну систему. Експоненціальний доданок рівняння (1.8) показує реальну та уявну частину. Уявна частина буде пов'язана з фазою променя, а реальна частина буде пов'язана з поперечним розподілом випромінювання променя.

Залежність амплітуди та випромінювання можна виразити рівняннями:

$$\psi(x, z) \propto \exp\left[-\frac{x^2}{w^2(z)}\right], \quad (1.7)$$

$$I(x, z) = |\psi(x, z)|^2 \propto \exp\left[-\frac{2x^2}{w^2(z)}\right], \quad (1.8)$$

де функція z описує еволюцію вздовж напрямку поширення точок, що мають зменшення на $1/e$ по амплітуді або $1/e^2$ по освітленості щодо амплітуди на осі

поширення. Існують деякі інші визначення ширини променя, пов'язаного з деякими іншими полями. Наприклад, іноді корисно мати ширину з точки зору повної ширини на половину максимуму.

На рис. 1.3 показаний зв'язок визначення ширини гауса та визначення повної ширини на половину максимуму.

На рис. 1.4 показана частка загального опромінення, що входить всередину центральної частини променя, обмежену цими попередніми визначеннями. Приведено як 2D-, так і 3D-випадки. Для тривимірного випадку припущено, що промінь обертально симетричний відносно осі поширення. Іншим важливим питанням ширини гаусового пучка є знання його еволюції за напрямком поширення z . Ця залежність витягується з еволюції розподілу амплітуд. Цей розрахунок представлений наступною формулою:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2}. \quad (1.9)$$

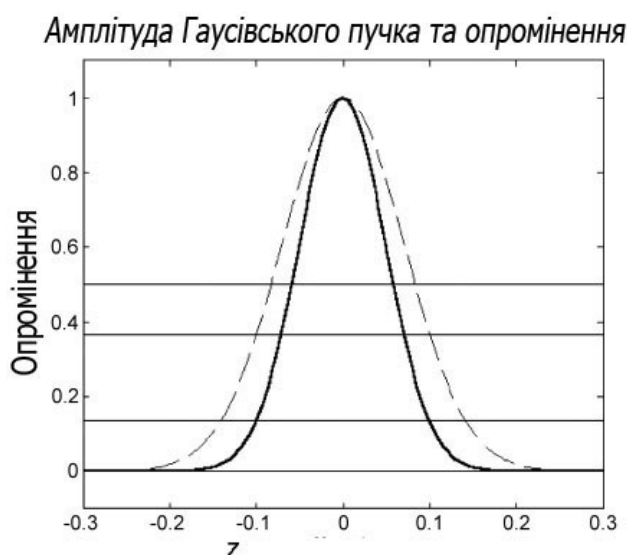


Рисунок 1.4 — Частка загального опромінення

Поперечний профіль амплітуди гаусівського пучка на перетяжці променя (пунктирна лінія) та освітленості (суцільна лінія). Обидва вони були

нормалізовані до максимального значення. Залежність ширини показує косу асимптоту з нахилом:

$$\theta_0 \cong \tan \theta_0 \frac{\lambda}{\pi w_0^2}, \quad (1.8)$$

де був використаний параксіальний підхід. Цей параметр називається дивергенцією гаусівського пучка. Він описує розповсюдження променя при розповсюдженні до нескінченності. З попереднього рівняння бачимо, що розбіжність і ширина є взаємними параметрами. Це означає, що більші значення ширини означають менші значення розбіжності, і навпаки. Це співвідношення має ще глибші основи, коли характеристика узагальнених пучків проводиться з точки зору параметрів, уже визначених для випадку гаусівського пучка. Використовуючи це співвідношення, можна зробити висновок, що хороша колімація (дуже низьке значення розбіжності) буде отримана, коли промінь буде широким. Навпаки, високий сфокусований промінь буде отриманий, дозволяючи великий кут розбіжності. Розглянемо уявну частину експоненціальної функції, яка залежить від x :

$$\exp \left[-i \frac{kx^2}{2R(z)} \right], \quad (1.9)$$

де k — хвильове число;

$R(z)$ — функція z .

Це параксіальний підхід сферичного фронту хвилі з радіусом $R(z)$. Функція відома як радіус кривизни хвильового фронту гаусівського пучка. Її залежність від z представлена рівнянням:

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{z\lambda} \right)^2 \right]. \quad (1.10)$$

Коли z прагне до нескінченності, воно демонструє лінійне відхилення від z , характерне для сферичного фронту хвилі, що виник при $z = 0$, тобто походить від точкового джерела. Однак радіус кривизни дорівнює нескінченності в положенні перетяжки променя. Це означає, що в перетяжці променя хвильовий фронт є площиною. Детальний опис попереднього рівняння наведено на рис. 1.5. Абсолютне значення радіуса кривизни більше (більш плоский фронт хвилі), ніж відповідне точкове джерело, розташоване на перетяжці пучка вздовж усього поширення. Промінь досягає мінімуму абсолютного значення радіуса на відстані $+Z_R$ і $-Z_R$ від перетяжки променя. У положенні перетяжки променя радіус кривизни дорівнює нескінченності, що означає, що фронт хвилі є площиною в перетяжці променя. Пунктирна лінія представляє радіус кривизни сферичного хвильового фронту, створеного точковим джерелом, розташованим у точці максимального опромінення перетяжки променя.

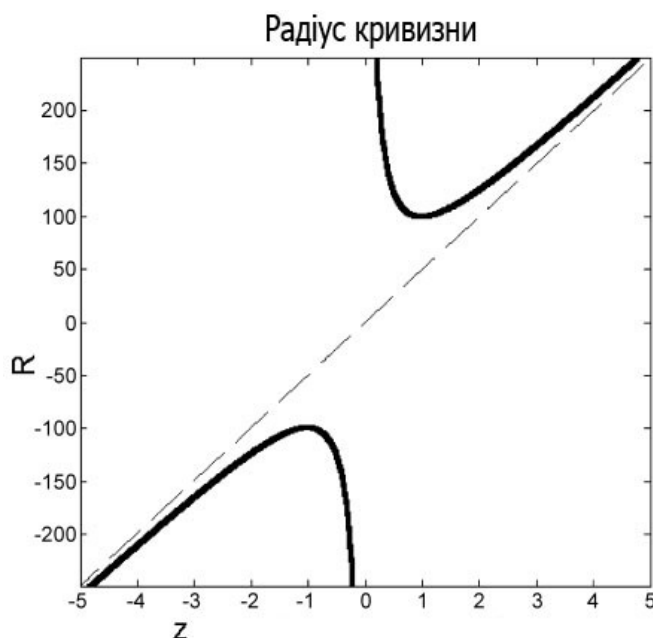


Рисунок 1.5 — Радіус кривизни гаусівського пучка навколо положення перетяжки променя

Ширина, локальної розбіжності і радіус кривизни містять залежність з w_0 і λ . Цю залежність можна записати у вигляді довжини, яка визначається як:

$$Z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (1.11)$$

Цей параметр відомий як діапазон Релея гаусівського пучка. Його значення пов'язане з поведінкою променя на відстані поширення. Можна сказати, що промінь перетяжки розміром вздовж Z дорівнює Z_R . Ширина при $Z = Z_R, \sqrt{2}$ більша, ніж у перетяжці. Радіус кривизни показує його мінімальне значення (найбільша кривизна) при $Z = Z_R$. З попередньої залежності бачимо, що осьовий розмір перетяжки більший (при квадратичній залежності), оскільки ширина більша. Приєднуючись до цієї залежності та співвідношення між шириною та розбіжністю, виявляється, що коли колімація стає кращою, тоді область колімації стає ще більшою, оскільки осьове розтягнення перетяжки променя довше.

Було описано кілька параметрів, що характеризують поширення двовимірною пучка. Насправді ці параметри можна розширити до симетричного променя, що обертається, припускаючи, що поведінка однакова для будь-якої меридіональної площини, що містить вісь поширення. Коли промінь перетворюється циліндричною лінзою, талія на площині вздовж фокусної сили змінюється, а інша залишається незмінною. Якщо використовується торична або астигматична лінза, то можна визначити два перпендикулярні напрямки. Кожна могла би внести зміни в пучок, які будуть відрізнятися від інших. Навіть більше, для деяких лазерних джерел геометрія порожнини лазера створює асиметрію, яка передається не ротаційно симетричному поширенню променя. Це випадок із напівпровідниковими лазерами з крайовим випромінюванням, де пучок можна моделювати, маючи два 2D гаусове розповсюдження пучка [3]. У всіх цих випадках можна

визначити дві системи координат: систему відліку променя, пов'язану з властивостями симетрії та поширення пучка, та лабораторну систему відліку.

Еволюція найпростішого випадку астигматичних гаусівських пучків може бути розділена на дві незалежні еволюції Гауса вздовж двох ортогональних площин. Промені, що дозволяють це роз'єднання, називаються ортогональними астигматичними гаусовими променями. Зазвичай ці пучки потребують деяких інших параметрів для характеристики астигматизму лазера, крім параметрів, що описують еволюцію Гауса вздовж опорних площин системи відліку пучка. Коли промінь досягає перетяжки в одній площині для двох ортогональних площин, визначених у системі відліку променя, нам потрібно лише надати параметр еліптичності схеми опромінення на даній площині.

У деяких інших випадках обидві ортогональні площини, що описують еволюцію Гауса, не роблять перетяжку в одній площині. У цьому випадку слід надати інший параметр. Цей параметр іноді називають поздовжнім астигматизмом. Хоча розповсюдження променя розташоване у двох ортогональних площинах, можливо, ці площини не збігаються з ортогональними площинами лабораторної системи відліку. Слід також навести кут для опису повороту системи відліку променя відносно лабораторної системи відліку.

Коли площини симетрії променя не збігаються з площинами симетрії оптичних систем, через які промінь перетинається, неможливо розділити поведінку результуючого пучка на дві ортогональні площини. Ця відсутність симетрії забезпечує нове різноманіття ситуацій, які зазвичай називають загальним випадком астигматизму [4,5].

На рис. 1.6 зображений тривимірний гаусівський промінь, що має промінь перетяжки вздовж напрямку x та напрямку y в тій же площині z .

У цьому випадку форма пучка буде еліптичною на кожній поперечній площині вздовж поширення, за винятком двох площин вздовж поширення, які матимуть круглий рисунок променя. Характерними параметрами є гаусова ширина вздовж напрямків x та y .

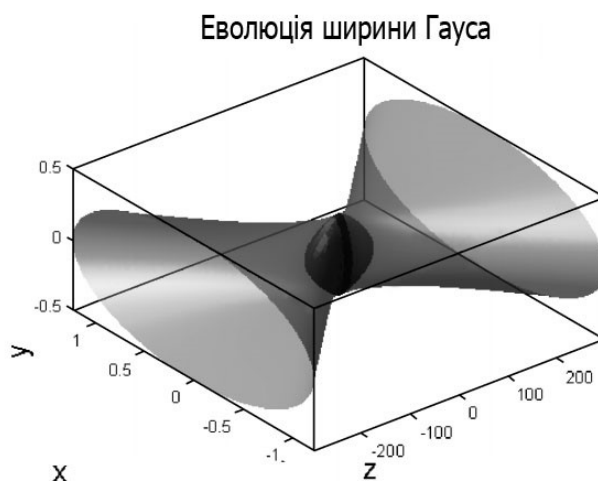


Рисунок 1.6 — Тривимірне зображення еволюції гаусової ширини для ортогонального астигматичного гаусівського пучка

На рис. 1.7 представлено еволюцію ширини Гауса вздовж двох ортогональних площин, де промінь розв'язаний. Перетин цих площин є віссю поширення променя.

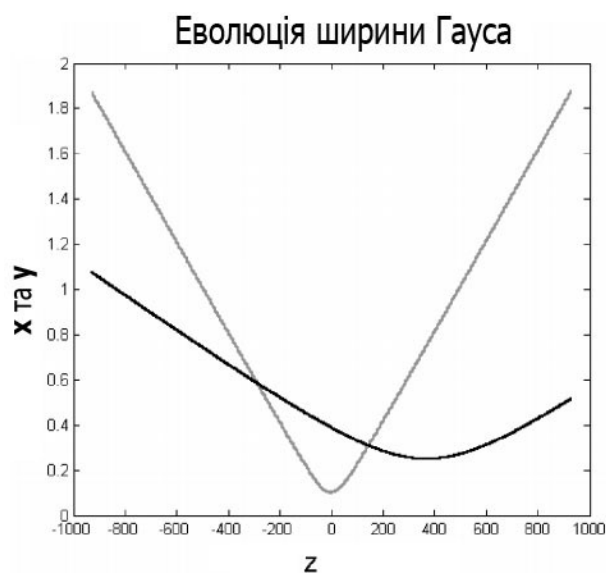


Рисунок 1.7 — Еволюція ширини Гауса і радіуса викривлення

Еволюція променя вздовж цих двох площин описується незалежно. Є дві різні перетяжки (одна на кожному площину) з різними розмірами. Щоб правильно

описати весь тривимірний промінь, необхідно вказати місце розташування та розмір цих двох перетяжок. Розташування точок перетину для гаусової ширини відповідають площинам, що мають круглий малюнок опромінення. Цікавою властивістю цього типу пучка є те, що еліптичність профілю опромінення змінюється кожного разу, коли уздовж поширення досягається кругова картина опромінення, змінюючи місцями довгу та коротку напіввісі. На рис. 1.8 показано еволюцію двох радіусів кривизни в межах двох ортогональних опорних площин. Аналітичний опис хвильового фронту променя дається тривимірним параболоїдом, що має дві площини симетрії. Перетин двох еволюцій радіусів кривизни описує розташування сферичного фронту хвилі.

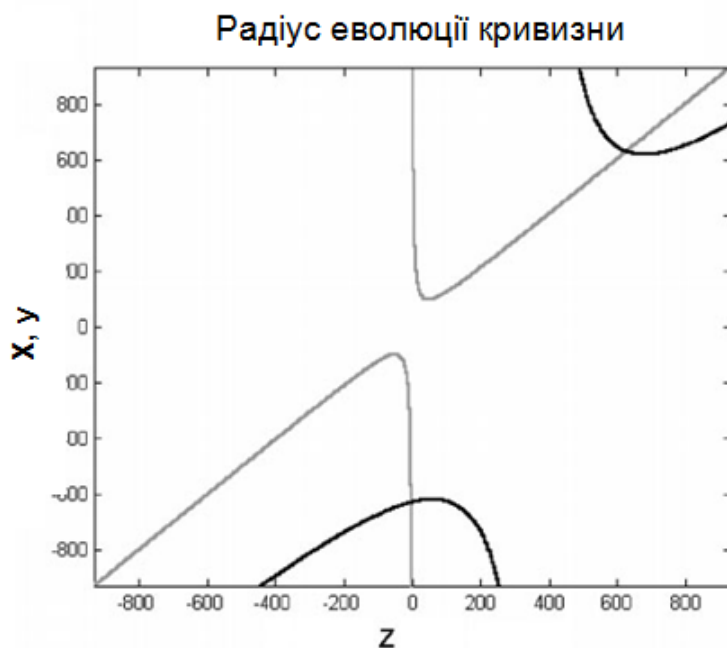


Рисунок 1.8 — Еволюція ширини Гауса і радіуса викривлення для ортогонального астигматичного гаусівського пучка

Важливо відзначити, що кругова картина опромінення не означає сферичного фронту хвилі для цього типу пучків. Для повного опису цього променя нам потрібні значення перетяжки променя вздовж опорних напрямків променя та відстань між цими двома перетяжками променя вздовж напрямку

поширення. Цей параметр іноді називають поздовжнім астигматизмом. Якби весь пучок обертався відносно лабораторної системи відліку, кут, що описує таке обертання, мав би також бути необхідним.

Різноманітність ситуацій у неортогональному випадку багатша, ніж в ортогональному, і дає багато інформації про пучок. Загальні астигматичні гаусові пучки були описані Арно та Когельніком [6], додавши складну природу до кута повороту, який пов'язує внутрішню вісь пучка (систему відліку пучка) з зовнішньою (системою координат лабораторних відправ) системою координат. Однією з найцікавіших властивостей цих пучків є те, що еліптична картина опромінення обертається вздовж осі поширення. Для правильної характеристики цих гаусових пучків необхідні ще деякі параметри, щоб забезпечити повний опис цієї нової поведінки. Найбільш актуальним є кут повороту між системою відліку променя та лабораторною системою відліку, яка тепер повинна бути забезпечена реальними та уявними частинами. На рис. 1.9 показана еволюцію гаусової ширини для пучка, що показує неортогональну астигматичну еволюцію. Важливою відмінністю по відношенню до рис. 1.6, крім обертання осі, є те, що неортогональні астигматичні пучки демонструють скручування оболонки $1/e^2$, що робить можливим обертання еліптичної картини опромінення. У випадку ортогонального астигматизму еліптична картина опромінення не змінює орієнтації їх напіввісей — це лише міняє їх роль.

Однак у загальному астигматичному випадку або неортогональному астигматизмі обертання відбувається плавно і залежить від уявної частини кута повороту. Простий спосіб отримання цих типів пучків — використання пари циліндричних або торичних лінз з характерними осями, повернутими на кут, відмінний від нуля або 90° . Незважаючи на те, що вхідний промінь є круглим, отриманий промінь матиме неортогональний астигматичний характер. Причина такої поведінки пов'язана з втратою симетрії між вхідним і вихідним пучками вздовж кожної з лінз.

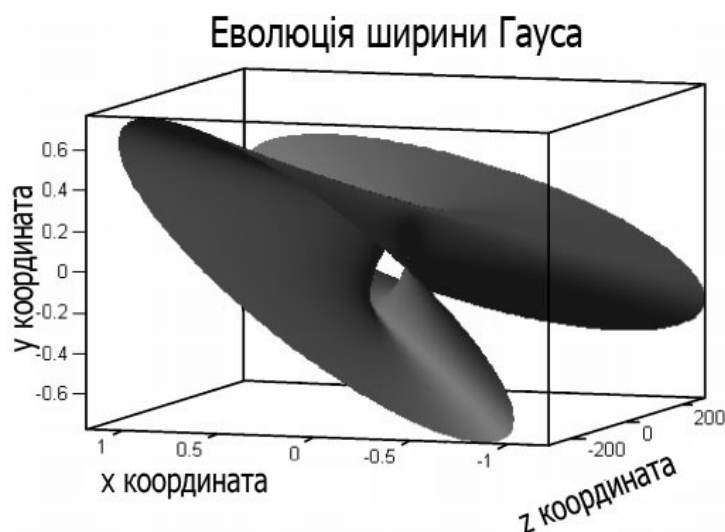


Рисунок 1.9 — Еволюція гаусівської ширини для випадку неортогонального астигматичного гаусівського пучка

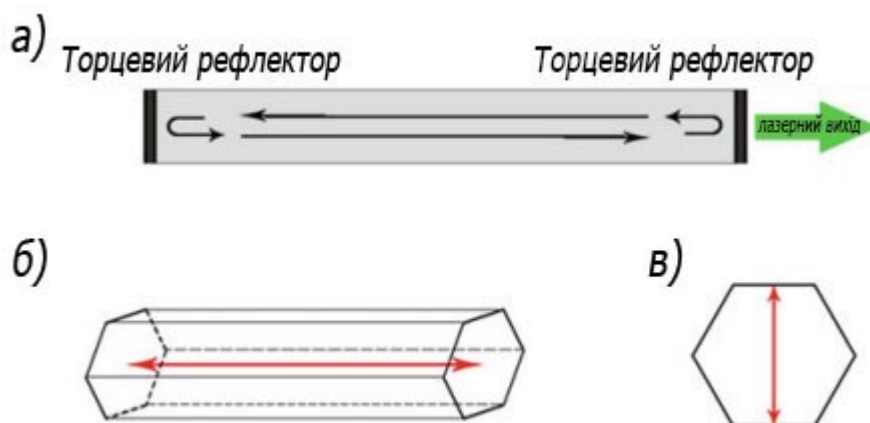
1.2 Наноструктури

1.2.1 Лазери на основі нанодроту

Трьома необхідними елементами для нанопровідних лазерів є джерело накачування, коефіцієнт посилення та оптична порожнина. Накачка може бути запропонована джерелом світла або джерелом струму, перша з яких частіше використовується для легшої реалізації, тоді як лише деякі дослідження успішно реалізували нанопровідні лазери за допомогою електричної накачки. Інші два необхідні елементи можуть бути задоволені самою нанопровідником завдяки притаманним нанопроводу перевагам, таким як велика різниця показника заломлення у навколишньому середовищі, ультрагладка поверхня, легко виготовляється плоска торцева грань та має високі коефіцієнти посилення.

Зазвичай одиночна напівпровідникова нанодротова з відносно високим показником заломлення в порівнянні з навколишнім середовищем є природною порожниною і, отже, виділяє одну з ключових передумов для проектування порожнини лазера: оптичне обмеження геометрії нанопровідності під

довжиною хвилі. Основним компонентом є порожнина, що складається із середовища посилення між двома протилежними торцями. У випадку нанодротів середовище посилення заповнює всю порожнину, а протилежні відбиття торця — від паралельної або перпендикулярної до осі нанодрота (рис. 1.10).



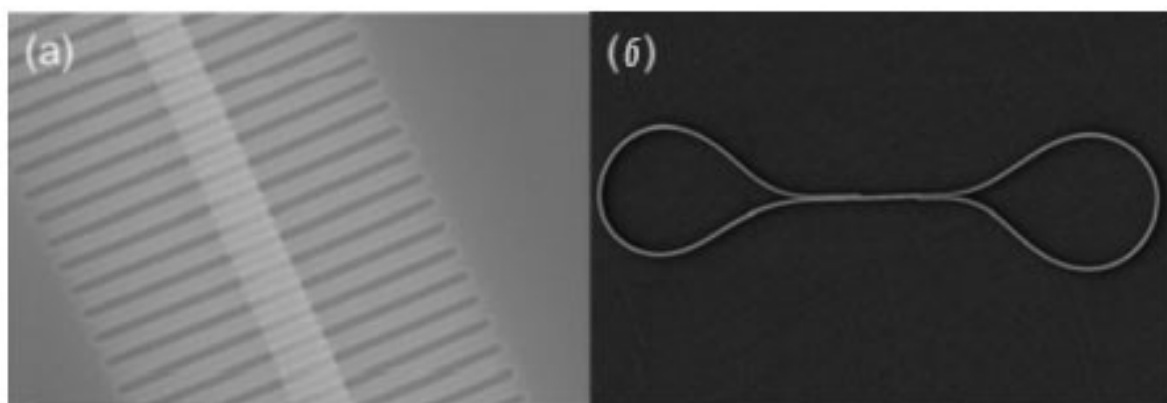
- а) схема лазера з порожниною FP;
- б) FP порожнина, утворена торцями нанодрота;
- в) FP порожнина, утворена торцями шестикутника,
паралельними осі дроту.

Рисунок 1.10 — Напівпровідникова нанопровідна порожнина FP [7]

Крім того, для нанопроводу з радіусом, близьким до або більшим за довжину хвилі напівпровідникової смуги, порожнину WGM можна легко встановити в площині поперечного перерізу нанодрота. Наприклад, Wiersig [8] повідомив про WGM у шестикутні діелектричні порожнини. Окрім вищезазначених порожнин, також були виготовлені інші геометрії оптичних порожнин, такі як кільцева порожнина, гібридна порожнина нанопровода — фотонні кристали або порожнини дзеркальних петель нанодрота (рис. 1.11).

Вирішуючи рівняння Максвелла, використовуючи подібний формалізм до нескінченного кругового хвилеводу, Маслов обговорював здатність геометрії

нанодрота підтримувати безліч керованих режимів залежно від його діаметра. Розрахунок кривих дисперсії перших керованих мод (HE_{11} , TE_{01} , TM_{01}) дає оцінку ефективності обмеження світла в таких хвильоводах, як показано на рис. 1.12. Дійсно, ці криві дисперсії виявляють два цікаві режими. Перший режим відбувається нижче діаметра відсікання першого поперечного режиму (режим TE_{01}), де всередині основного режиму обмежується лише основний режим HE_{11} , що дозволяє хвильоводу мати єдиний режим уздовж поперечної осі [9,10].



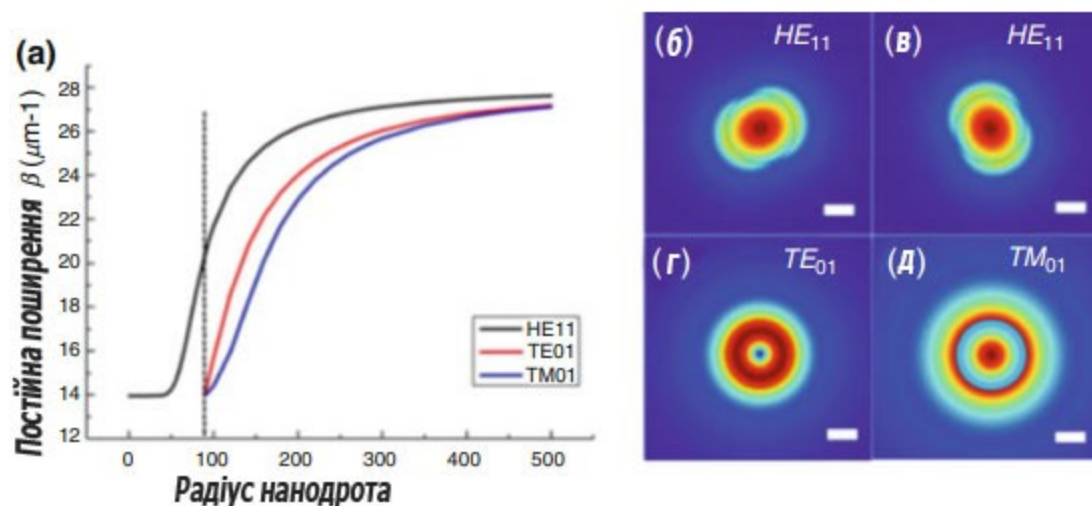
а) гібридна порожнина нанопровіда — фотонні кристали;

б) дзеркальна порожнина нанодрової петлі.

Рисунок 1.11 — Геометрії оптичних порожнин

Однак ефективний показник цього режиму не максимізований, що означає, що електричне поле значно поширюється за межі нанодрота і, отже, генерує значні втрати на поширення. Другий режим відбувається вище граничної частоти режиму TE_{01} ; при більших діаметрах декілька керованих режимів сильно замикаються всередині нанопроводу, ефективний показник асимптотично наближається до напівпровідникового індексу, зменшуючи тим самим втрати на розповсюдження основних мод по всій порожнині. Однак наявність декількох керованих режимів збільшує ризик роботи пристрою в багаторежимному режимі. Більше того, різні розподіли електричного поля в

обмежених режимах, що перекриваються із середовищем посилення, впливатимуть на продуктивність пристрою та сприятимуть конкуренції в режимі через дискримінацію посилення [11].



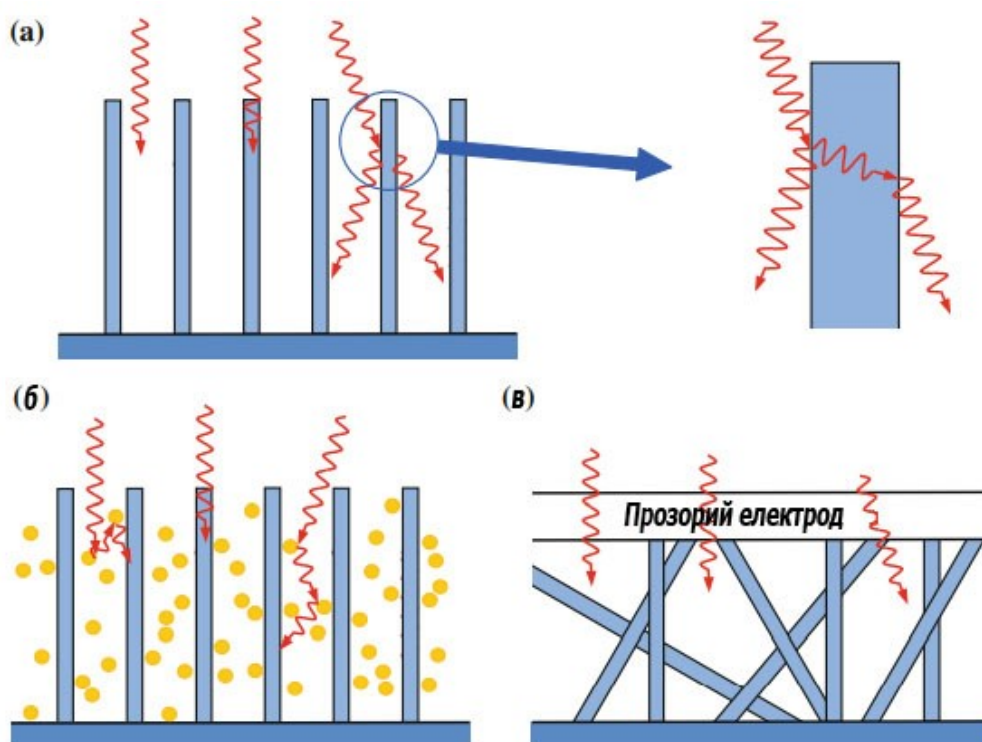
- а) чисельні розв'язки константи розповсюдження (β) режимів HE_{11} , TE_{01} та TE_{01} в нанодроті;
- б) — д) електричне поле режимів HE_{11} , TE_{01} і TE_{01} в нанодроті.

Рисунок 1.12 — Чисельні розв'язки розповсюдження та електричне поле режимів

1.2.2 Сонячні елементи з нанопроводу

Сонячні елементи з нанопроводу мають кілька переваг перед традиційними площинними приладами на основі пластин або тонких плівок з точки зору оптичних, електричних та матеріальних властивостей та вартості. Оптично сонячні елементи нанодроту можуть мати знижену відбивальну здатність при захопленні світла, а резонансні ефекти в структурі нанодроту можуть посилити поглинання світла. Електричні нанопровідні структури ядро-оболонка можуть збільшити перехід площі та зменшити відстань між утворенням та збиранням носія. Завдяки ефекту розслаблення деформації

нанодротів можуть використовуватися більш широкі матеріали та гетероструктури. Використання нанопровідників також має вигідні витрати, оскільки можна використовувати менше матеріалу, а стандарт якості матеріалів можна послабити. На рис. 1.13 показана одна з переваг нанодротів в оптичних характеристиках.

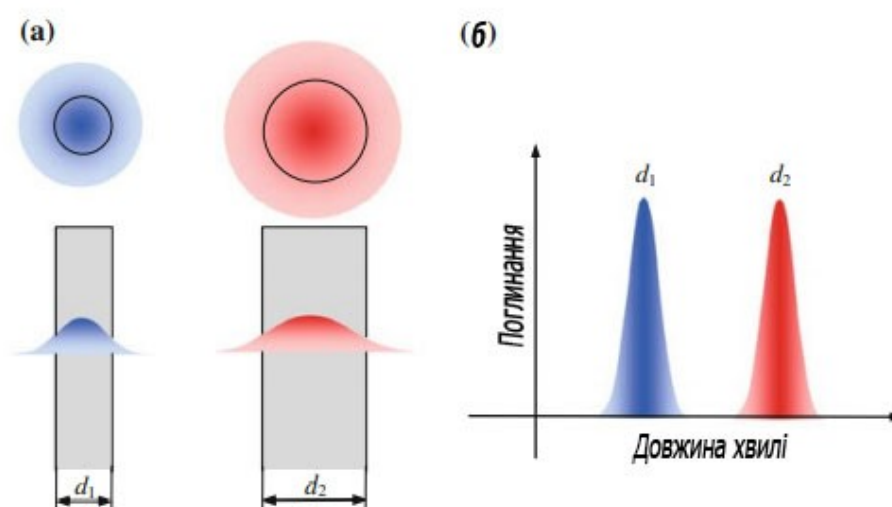


- а) багаторазове відбиття фотонів нанодротоми;
- б) посилення захоплення світла центрами розсіювання;
- в) посилення захоплення світла шляхом випадкового вирівнювання нанодротоми.

Рисунок 1.13 — Зменшення відбивної здатності шляхом захоплення світла

Багаторазове відбиття фотонів у масиві нанопровідників може зменшити відбивальну здатність і одночасно посилити захоплення світла. Однак цей ефект може бути досить чутливим до кута падаючого фотона у вертикальній масиві нанопровідників (рис. 1.13, а). Наприклад, фотони, які падають

паралельно нанопроводам, постраждають від низького поглинання. Якщо ми введемо центри розсіювання між нанопроводами (рис. 1.13, б) [12] або використаємо випадково вирівняні нанопроводи (рис. 1.13, в) [11], чутливість до кута падіння може значно зменшитися. Оптичні резонансні ефекти сприяють посиленню поглинання нанодротоми. На рис. 1.14 зображені резонанси з негерметичним режимом (LMR) в окремих нанодротових пристроях та піки поглинання, пов'язані з резонансами. На рис. 1.14, а електромагнітна хвильова функція розподілена за межі нанодроту, тому резонанс називається резонансом з негерметичним режимом. Резонанс виникає в результаті конструктивних перешкод між частковими хвилями, які багато разів відбиваються на поверхні нанодроту. Кожна резонансна мода задовольняє умові стоячої хвилі, і довжина резонансної хвилі на піку поглинання зростає зі збільшенням діаметра нанодроту. Для нанодроту з великим діаметром можна отримати численні піки поглинання завдяки множинним режимам резонансу.



а) резонанси з негерметичним режимом в нанодротах;

б) піки поглинання пов'язані з резонансами.

Рисунок 1.14 — Посилення поглинання світла за допомогою оптичних резонансних ефектів

2 МОДЕЛЮВАННЯ РОЗСПІВАННЯ ГАУСІВСЬКОГО ПУЧКА НА СИСТЕМІ НАНОДРОТІВ

2.1 Хвильове рівняння

Лише у дуже особливих випадках розповсюдження електромагнітної хвилі призводить до розподіл амплітуд поля, яка не залежить від положення — найбільш звичний приклад є плоскою хвилею. Якщо обмежити область, над якою спочатку існує ненульове поле, хвиля поширення стає проблемою дифракції, що в найзагальнішому вигляді надзвичайно складна векторна задача.

Гаусівський промінь має обмежені поперечні варіації порівняно з плоскою хвилею. Він відрізняється від променя, що походить від джерела в геометричній оптиці, оскільки бере початок від області кінцевої міри, а не з нескінченно малого точкового джерела.

Компонент ψ , електромагнітної хвилі, що поширюється в рівномірному середовищі задовольняє рівняння Гельмгольца:

$$(\nabla^2 + k^2)\psi = 0, \quad (2.1)$$

де ψ являє собою будь-яку складову E або H .

Припустим зміну в часі на кутовій частоті ω від $\exp(j\omega t)$. Хвильове число k дорівнює $2\pi / \lambda$, так що

$$k = \omega(\epsilon_r \mu_r)^{0.5} / c, \quad (2.2)$$

де ϵ_r та μ_r — відносна діелектрична проникність і проникність середовища.

Для плоскої хвилі — амплітуди електричного та магнітного полів є постійними, а їх напрямки взаємно перпендикулярні і перпендикулярні вектору розповсюдження.

Для пучка випромінювання, подібного до плоскої хвилі, перпендикулярні осі поширення, можемо припустити, що електричне та магнітне поля (взаємно перпендикулярні) перпендикулярні напрямку поширення.

Нехай напрямок поширення має позитивний напрямок z , тоді можемо записати розподіл для будь-якої складової електричного поля як:

$$E(x, y, z) = u(x, y, z) \exp(-jkz), \quad (2.3)$$

де u — складна скалярна функція, яка визначає неплову хвильову частину променя.

У прямокутних координатах рівняння Гельмгольца дорівнює:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + k^2 E = 0. \quad (2.4)$$

Якщо підставити квазі-плоске хвильове рішення, то отримаємо рівняння, яке іноді називають зменшеним хвильовим рівнянням:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - 2jk \frac{\partial u}{\partial z} = 0. \quad (2.5)$$

Параксіальне наближення полягає в припущенні, що зміна вздовж напрямку поширення амплітуди u (внаслідок дифракції) буде невеликою на відстані, порівнянній з довжиною хвилі, і що осьова варіація буде невеликою порівняно з варіацією, перпендикулярною цьому напрямку. Рішення рівняння параксіальної хвилі — це моди гаусівського пучка.

2.1.1 Рішення Гаусівського променя в циліндричних координатах

Рішення рівняння параксіальної хвилі можна отримати в різних системах координат, на додаток до прямокутної системи координат, осьова симетрія, яка характеризує багато ситуацій, що зустрічаються на практиці. У циліндричних координатах r являє собою перпендикулярну відстань від осі поширення, прийняту знову за вісь z , а кутова координата представлена φ . У цій системі координат рівняння параксіальної хвилі може бути представлене як:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} - 2jk \frac{\partial u}{\partial z} = 0, \quad (2.6)$$

де $u \equiv u(r, \varphi, z)$. Після чого отримаємо осьово-симетричне рівняння параксіальної хвилі:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - 2jk \frac{\partial u}{\partial z} = 0. \quad (2.7)$$

Найпростішим розв'язком рівняння осьово-симетричної параксіальної хвилі (2.7) є рівняння, яке можна записати у вигляді:

$$u(r, z) = A(z) \exp \left[\frac{-jkr^2}{2q(z)} \right], \quad (2.8)$$

де A і q — дві комплексні функції (лише для z), які залишається визначити.

Очевидно, що цей вираз для u виглядає приблизно як гаусівський розподіл. Для отримання невідомих доданків в рівнянні (2.8), підставляємо цей вираз до рівнянні (2.7) і отримаємо:

$$-2jk\left(\frac{A}{q} + \frac{\partial A}{\partial z}\right) + \frac{k^2 r^2 A}{q^2} \left(\frac{\partial q}{\partial z} - 1\right) = 0. \quad (2.9)$$

Оскільки це рівняння повинно виконуватися як для всіх r , так і для всіх z , а враховуючи, що перша частина залежить лише від z , тоді як друга частина залежить від r , і z . Тоді дві частини повинні бути окремо дорівнювати нулю. Це дає два відношення, які повинні бути одночасно задоволені:

$$\frac{\partial q}{\partial z} = 1, \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{A}{q}, \quad (2.11)$$

$$q(z) = q(z_0) + (z - z_0), \quad (2.12)$$

$$q(z) = q(0) + (z). \quad (2.13)$$

Функцію q називають комплексним параметром променя (оскільки вона є складною), часто називають просто параметром променя або параметром Гауса:

$$\frac{1}{q} = \left(\frac{1}{q}\right)_r - j\left(\frac{1}{q}\right)_i, \quad (2.14)$$

$$\exp\left(\frac{-jkr^2}{2q}\right) = \exp\left[\left(\frac{-jkr^2}{2}\right)\left(\frac{1}{q}\right)_r - \left(\frac{kr^2}{2}\right)\left(\frac{1}{q}\right)_i\right]. \quad (2.15)$$

Уявний член має вигляд варіації фази, що створюється сферичним фронтом хвилі в параксіальній межі. Це ми можемо побачити, починаючи з рівнофазної поверхні, що має радіус кривизни R і визначає $\phi(r)$ — що є фазовою змінною, відносно площини для фіксованого значення z як функція r (рис. 2.1).

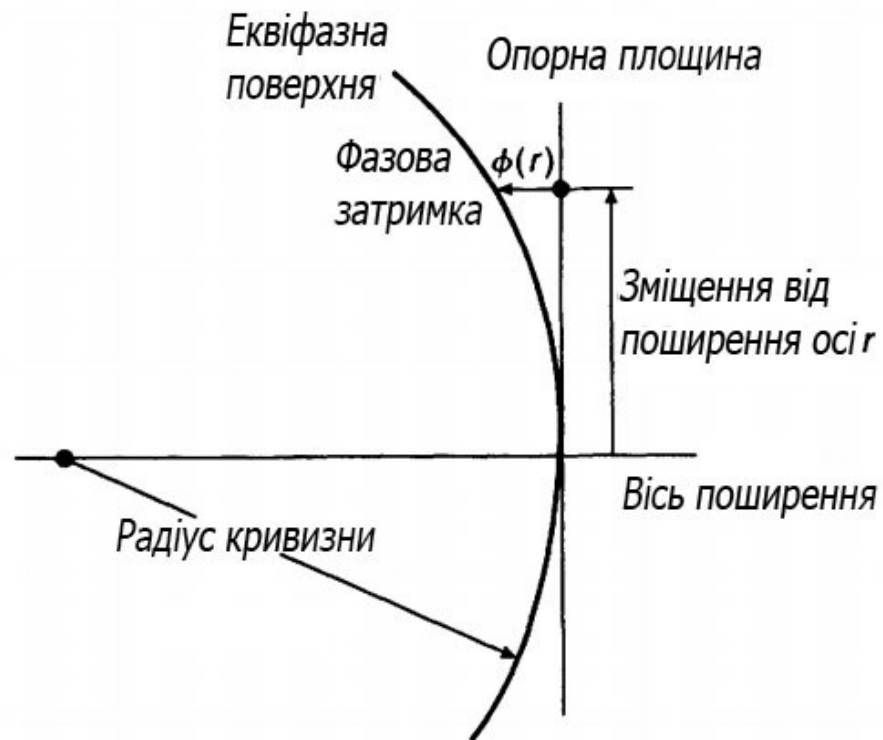


Рисунок 2.1 — Зсув фази відносно сферичної хвилі до плоскої хвилі

У межі $r \ll R$, затримка фази, яка виникла, приблизно дорівнює:

$$\phi(r) \cong \frac{\pi r^2}{\lambda R} = \frac{kr^2}{2R}. \quad (2.16)$$

Таким чином, робимо важливе ототожнення дійсної частини $1/q$ з радіусом кривизни променя:

$$\left(\frac{1}{q} \right)_r = \frac{1}{R}. \quad (2.17)$$

Розглянувши стандартну форму для гаусівського розподілу

$f(r) = f(0) \exp \left[- \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right]$, можна побачити, що величина r_0 являє собою відстань

до точки $1/e$ відносно осі значення. Щоб друга частина рівняння (2.15) мала такий вигляд, застосуємо рівняння:

$$\left(\frac{1}{q} \right)_i = \frac{2}{kw^2(z)} = \frac{\lambda}{\pi w^2}. \quad (2.18)$$

Таким чином визначимо радіус променя w , який є значенням радіуса, при якому поле падає до $1/e$ відносно його значення на осі.

Оскільки q є функцією z , радіус променя, як і радіус кривизни буде залежати від положення вздовж осі поширення. З цими визначеннями бачимо, що функція q задана формулою:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - \frac{j\lambda}{\pi w^2}, \quad (2.19)$$

де R і W є функціями z .

$$u(r, 0) = u(0, 0) \exp \left(\frac{-r^2}{w_0^2} \right), \quad (2.20)$$

де w_0 позначає радіус променя при $z = 0$, який називається радіусом перетяжки променя. За допомогою цього визначення можна отримати другий важливий вираз для q :

$$q = \left(\frac{j\pi w_0^2}{\lambda} \right) + z. \quad (2.21)$$

Рівняння (2.19, 2.21) разом дозволяють отримати радіус кривизни та радіус променя як функцію положення вздовж осі поширення:

$$R = z + \frac{1}{z} \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda} \right)^2, \quad (2.22)$$

$$w = w_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right]^{0.5}. \quad (2.23)$$

Радіус перетяжки променя є мінімальним значенням радіуса променя. Він виникає у перетяжці, де радіус кривизни нескінченний, характерний для плоского фронту хвилі. Поперечне розповсюдження гаусівського пучка під час його поширення разом із падінням амплітуди по осі показано на рис. 2.2. Поведінка радіуса кривизни схематично показано на рис. 2.3. Співвідношення, наведені у рівняннях (2.22) та (2.23) є основними для поширення гаусівського пучка.

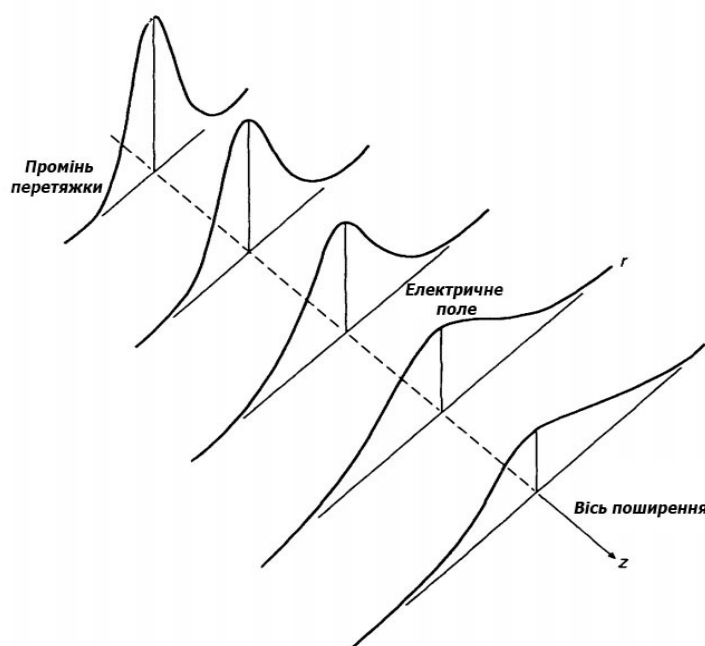


Рисунок 2.2 — Схема поширення гаусівського пучка

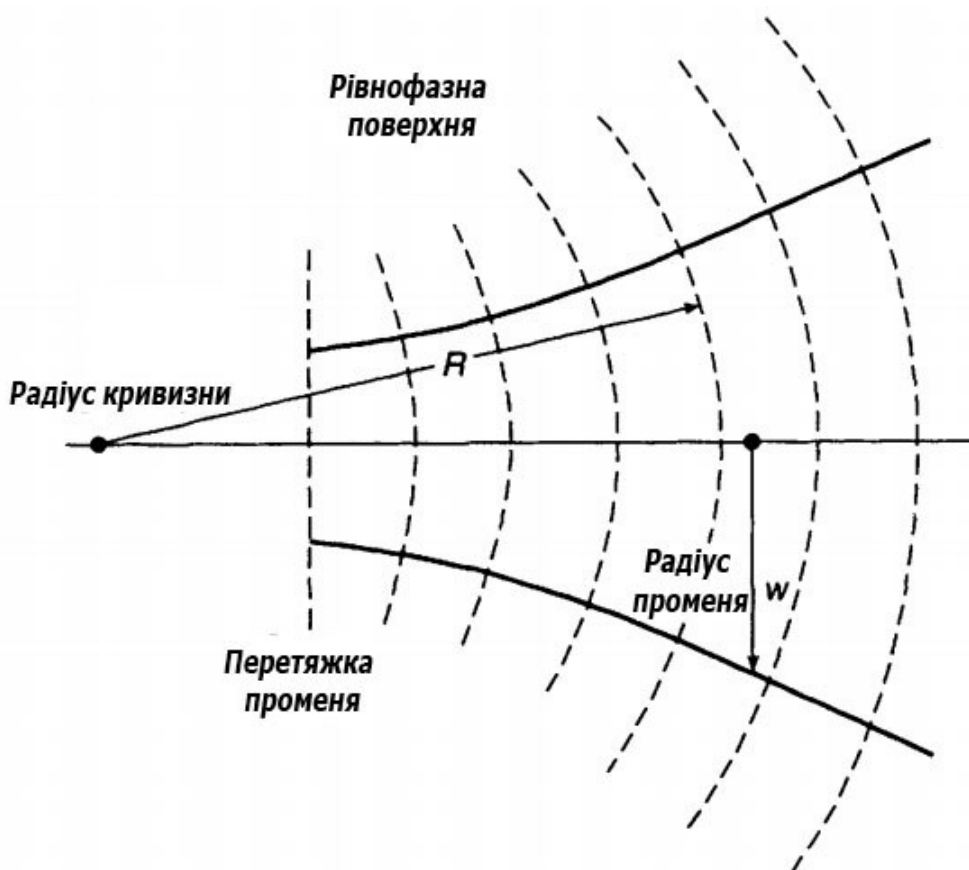


Рисунок 2.3 — Проріз променя, що показує рівнофазну поверхню (ламани лінії), радіус променя w та радіус кривизни R

Розподіл поля та щільність потужності основної моди гаусівського пучка є максимальними на осі поширення ($r = 0$) на перетяжці пучка ($z = 0$). Амплітуда поля та щільність потужності зменшуються, коли z і r відрізняються від нуля.

На рис. 2.4 показані контури щільності потужності щодо максимального значення. Щільність потужності завжди монотонно падає як функція r при фіксованому z , що відображає її гаусову форму.

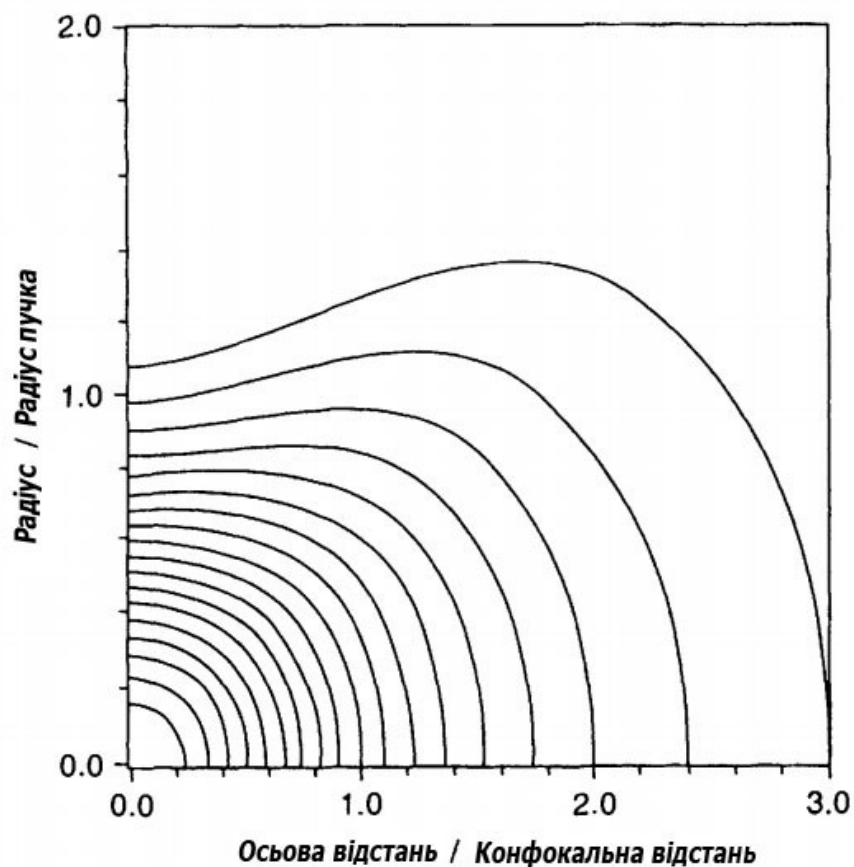


Рисунок 2.4 — Контури відносної щільності потужності в розповсюджуваному гаусівському пучку

2.1.2 Основна мода гаусівського пучка

Основна мода гаусівського пучка має гаусовий розподіл електричного поля, перпендикулярного осі поширення, і на всіх відстанях вздовж цієї осі дорівнює:

$$\frac{|E(r, z)|}{|E(0, z)|} = \exp \left[- \left(\frac{r}{w} \right)^2 \right] \quad (2.24)$$

де r — відстань від осі поширення.

Розподіл щільності потужності пропорційний цій величині у квадраті:

$$\frac{P(r)}{P(0)} = \exp \left[-2 \left(\frac{r}{w} \right)^2 \right]. \quad (2.25)$$

Охарактеризувати основну моду гаусового пучка можна через відносний рівень потужності при заданому радіусі. Конічне звуження T_e — це відносна щільність потужності при радіусі r_e , яка задається формулою:

$$T_e = \frac{P(r_e)}{P(0)}, \quad (2.26)$$

$$T_e(r_e) = \exp \left(\frac{-2r_e^2}{w^2} \right). \quad (2.27)$$

Конічне звуження часто виражається в децибелах для ефективного розміщення великого динамічного діапазону:

$$T_e(dB) = -10 \log_{10}(T_e). \quad (2.28)$$

Гаусова основна мода розподілу електричного поля в лінійних координатах та розподіл потужності в логарифмічній формі показані на рис. 2.5: горизонтальна вісь — це радіус, виражений через радіус променя (w).

Крайовий радіус променя отримують з конічного звуження (радіус від будь-якого заданого рівня потужності щодо рівня на осі поширення), використовуючи:

$$\frac{r_e}{w} = 0.3393 [T_e(dB)]^{0.5}. \quad (2.29)$$

Для основної моди Гауса в циліндричних координатах частку сумарної потужності, що міститься в колі радіуса, відцентрованого на осі пучка, знаходять за допомогою рівняння:

$$F_e(r_e) = \int_{r=0}^{r=r_e} |E(r)|^2 \cdot 2\pi r dr = 1 - T_e(r_e). \quad (2.30)$$

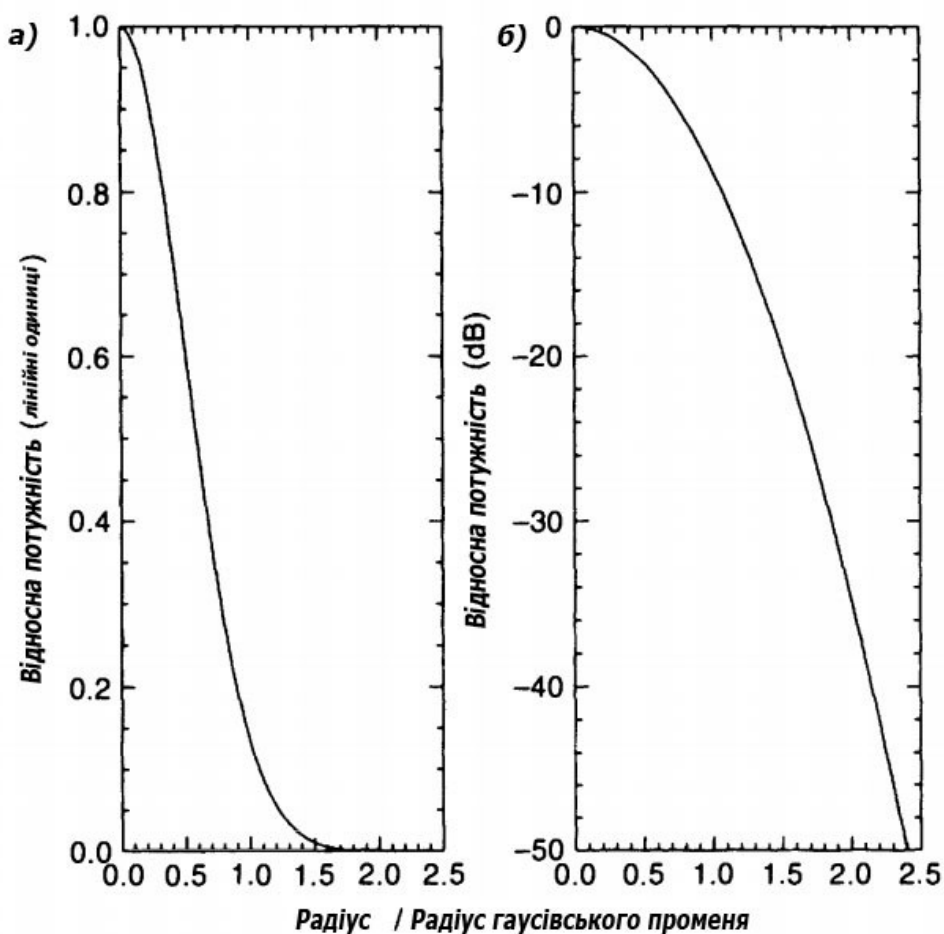


Рисунок 2.5 — Основна мода розподілу поля гаусівського пучка в лінійних одиницях (а) та розподіл потужності в логарифмічних одиницях (б)

Таким чином, відносна потужність фундаментальної моди Гауса, яка випадає за межі радіуса r_e , просто дорівнює кінчному звуженню променя при цьому радіусі. Значення частки сумарної потужності, що поширюється в основній моді гаусівського пучка, як функції радіуса кола, центрованого на осі пучка, показані на рис. 2.6.

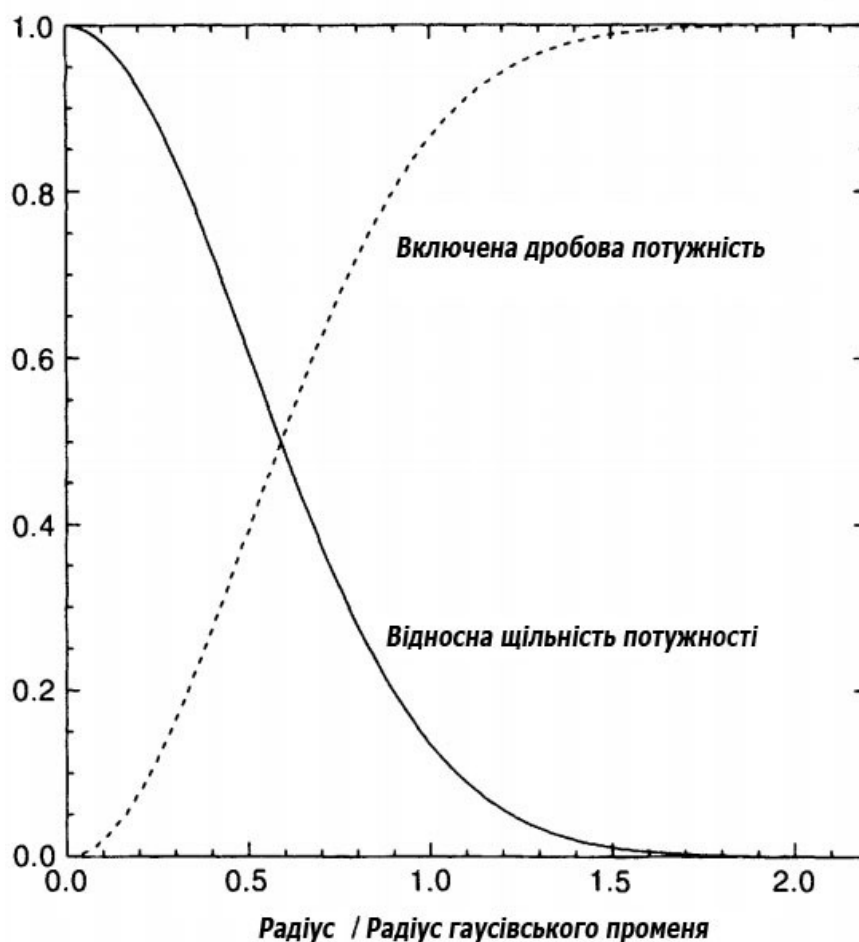


Рисунок 2.6 — Основна мода гаусівського пучка та дробові сили, що містяться в круговій області заданого радіуса

Крім радіуса пучка, що описує амплітуду та розподіл потужності гаусівського пучка, моди пучка визначаються радіусом кривизни. Радіус кривизни характеризує центр кривизни променя, який змінюється як функція відстані від перетяжки променя [6].

2.2 Пакет мультифізичного моделювання COMSOL

COMSOL Multiphysics — це інтегрована платформа для моделювання, що включає в себе всі його етапи: від створення геометрії, визначення механічних властивостей матеріалів і опису фізичних явищ, до налаштування рішення і процесу постобробки, що дозволяє отримувати точні і надійні результати.

Моделювання в COMSOL Multiphysics дозволяє досліджувати в одному програмному середовищі явища електромагнетизму, механіки конструкцій, акустики, гідродинаміки, теплопередачі і хімічні реакції, а також будь-які інші фізичні явища, які можна описати системами диференціальних рівнянь.

Модель можна створити за допомогою Model Wizard (майстер створення моделей) або на основі шаблону Blank Model (порожня модель), як показано на рис. 2.7.

Щоб відкрити інтерфейс COMSOL без компонентів і досліджень, то обираємо Blank Model. Для додавання компонента певної просторової розмірності, фізичного інтерфейсу або дослідження досить натиснути правою кнопкою миші в дереві моделі.

Якщо створювати модель за допомогою Model Wizard (рис. 2.8) то спочатку слід вибрати розмірність простору для компонента моделі: 3D (тривимірна модель), 2D Axisymmetric (двовірна осесиметрична модель), 2D (двовірна модель), 1D Axisymmetric (одновірна осесиметрична модель) або 0D (нульвимірна модель).

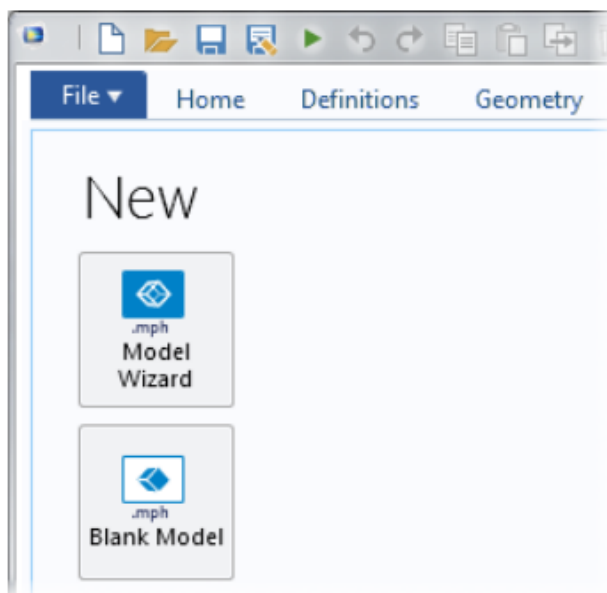


Рисунок 2.7 — Створення нової моделі в COMSOL Multiphysics

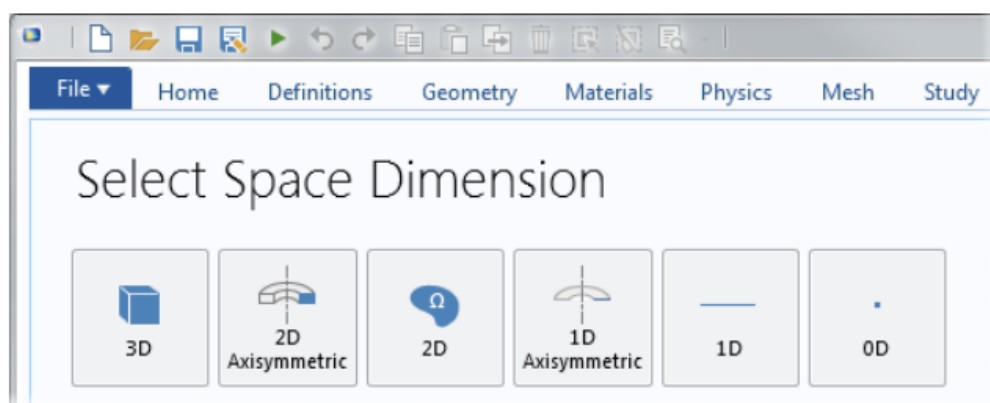


Рисунок 2.8 — Вибір розмірності простору для компонента моделі в COMSOL Multiphysics

Далі додаються один або кілька фізичних інтерфейсів (рис. 2.9). Вони згруповані за кількома розділами фізики. При додаванні продуктів в COMSOL Multiphysics додаткові фізичні інтерфейси можуть з'явитися відразу в декількох розділах.

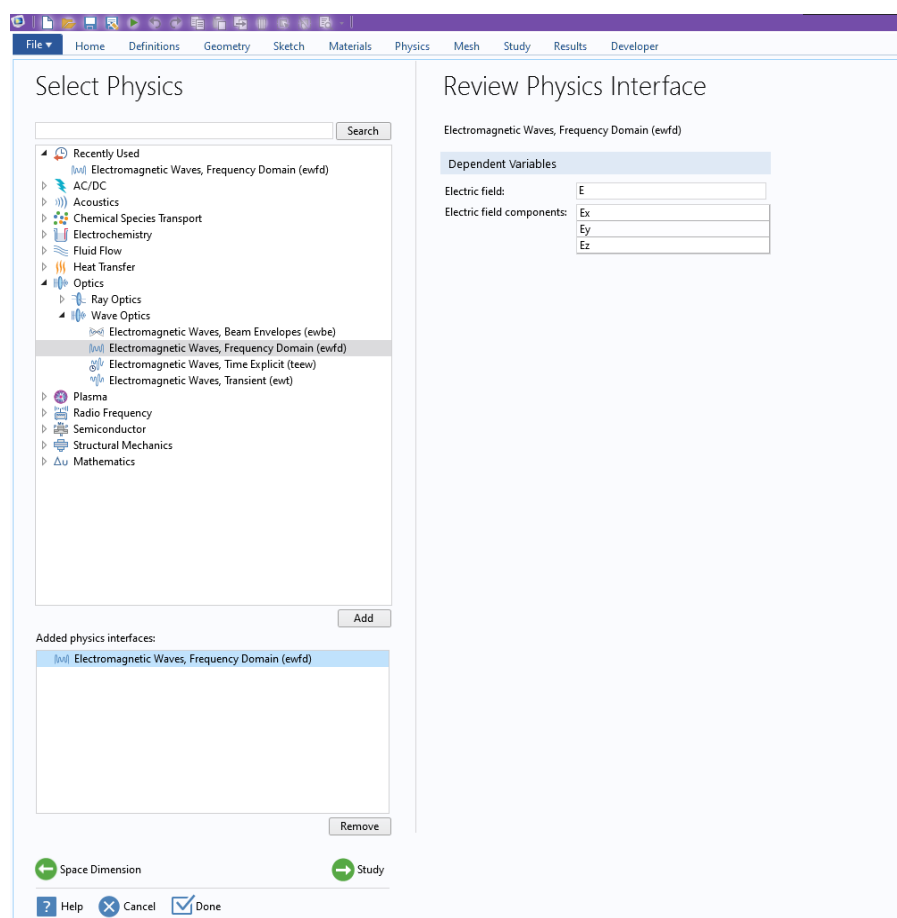


Рисунок 2.9 — Додавання фізичних інтерфейсів в COMSOL Multiphysics

Обираємо тип дослідження, який містить в своїй основі відповідний вирішувач або набір вирішувачів, які будуть використовуватися при обчисленнях (рис. 2.10).

Натиснувши «Done» (Готово), на робочому столі з'явиться дерево моделі з урахуванням тих налаштувань, які були задані в Model Wizard.

На рис. 2.11 показано вікно програми COMSOL Multiphysics.

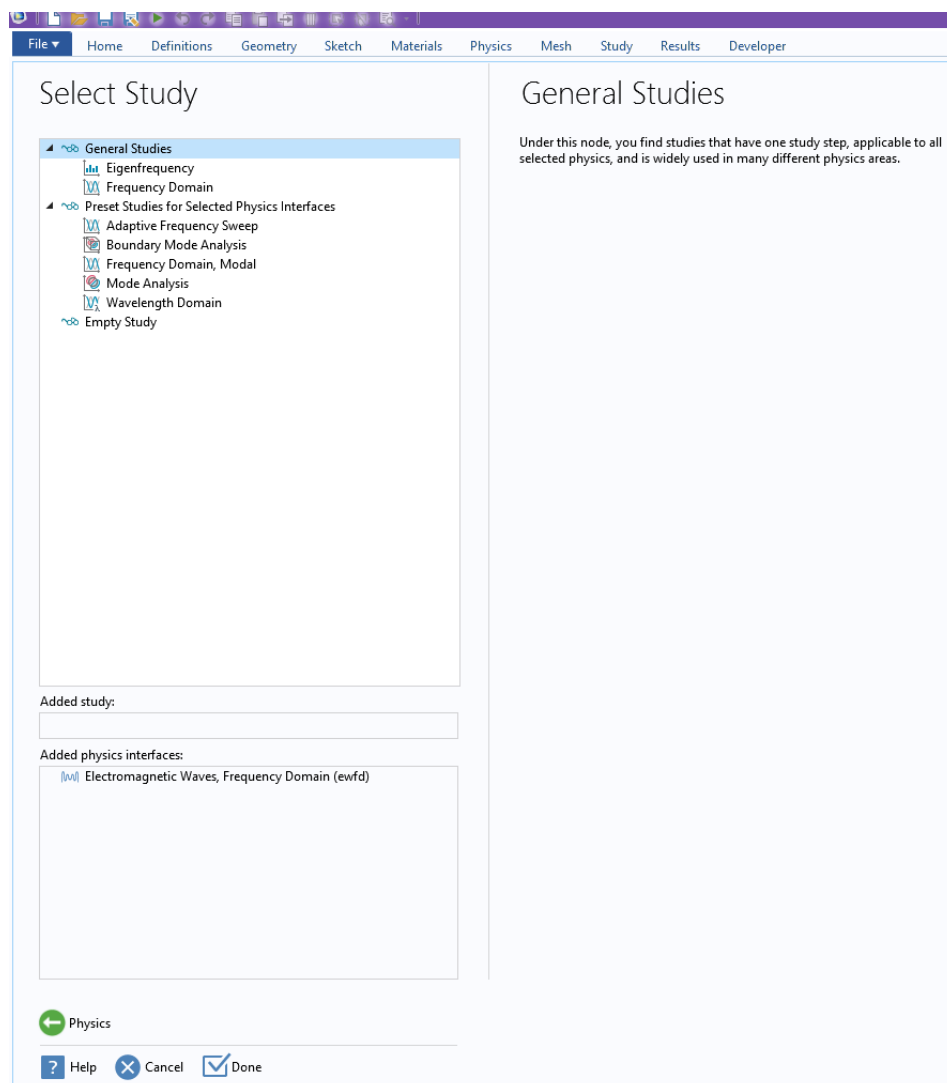


Рисунок 2.10 — Вибір тип дослідження в COMSOL Multiphysics

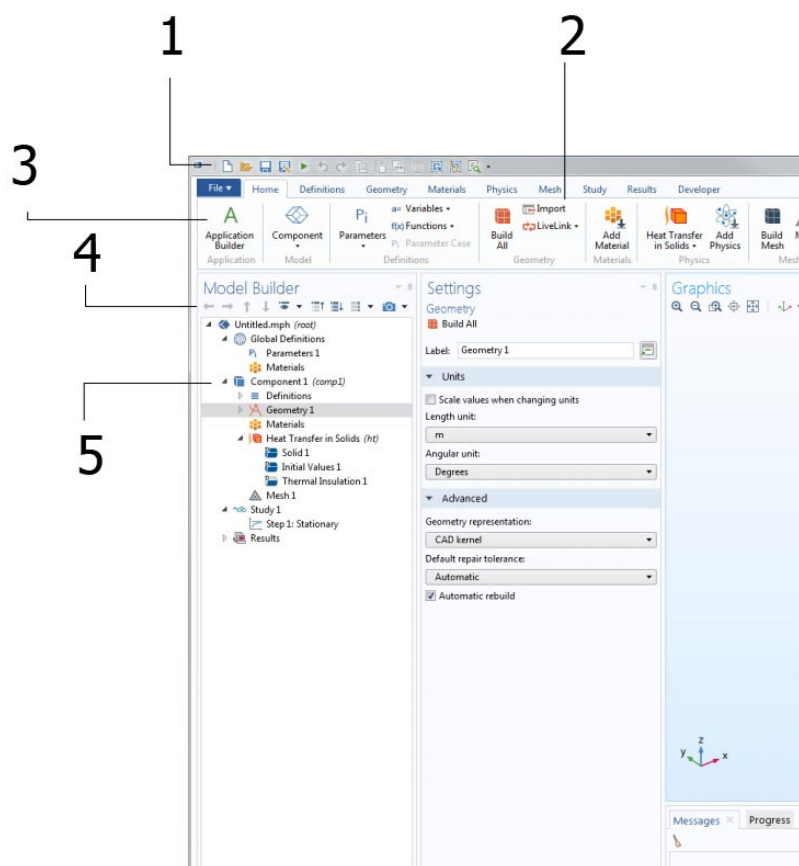


Рисунок 2.11 — Вікно програми COMSOL Multiphysics

Вікно програми COMSOL має такі основні елементи:

1 — панель швидкого доступу. Панель інструментів швидкого доступу містить такі команди, як «Open» (Відкрити), «Save» (Зберегти), «Undo» (Скасувати), «Redo» (Повторити), «Copy» (Копіювати), «Paste» (Вставити) і «Delete» (Видалити). Її вміст можна налаштувати за допомогою списку Customize Quick Access Toolbar (налаштувати панель інструментів швидкого доступу);

2 — стрічка у верхній частині робочого столу містить команди для виконання більшості задач моделювання;

3 — середовище розробки додатків: натиснувши цю кнопку, можна перейти до середовища розробки додатків;

4 — інструмент для завдання моделі і її компонентів: методу вирішення, аналізу результатів і створення звітів;

5 — дерево моделі відображає основні структури даних (модельний об'єкт, в якому зберігається стан моделі, включаючи налаштування геометрії, сітки, фізики, граничних умов, досліджень, розв'язувачів, постобробки і візуалізацій).

На рис. 2.12 показано вікно з налаштуваннями вузла «Геометрія». В цьому вікні задаються основні характеристики моделі, включаючи розмірність геометрії, властивості матеріалів, граничні і початкові умови, а також вся інша інформація, яка може знадобитися для розрахунку моделі.

«Plot windows» — це вікна для виведення графічних даних. Як і вікно «Graphics» (рис. 2.13), вікна «Plot» служать для візуалізації результатів. Для одночасного відображення декількох результатів можна використовувати кілька вікон графіків. Особливий вид вікна графіків — вікно «Convergence Plot», яке створюється автоматично і показує графік збіжності рішення в ході виконання розрахунку.

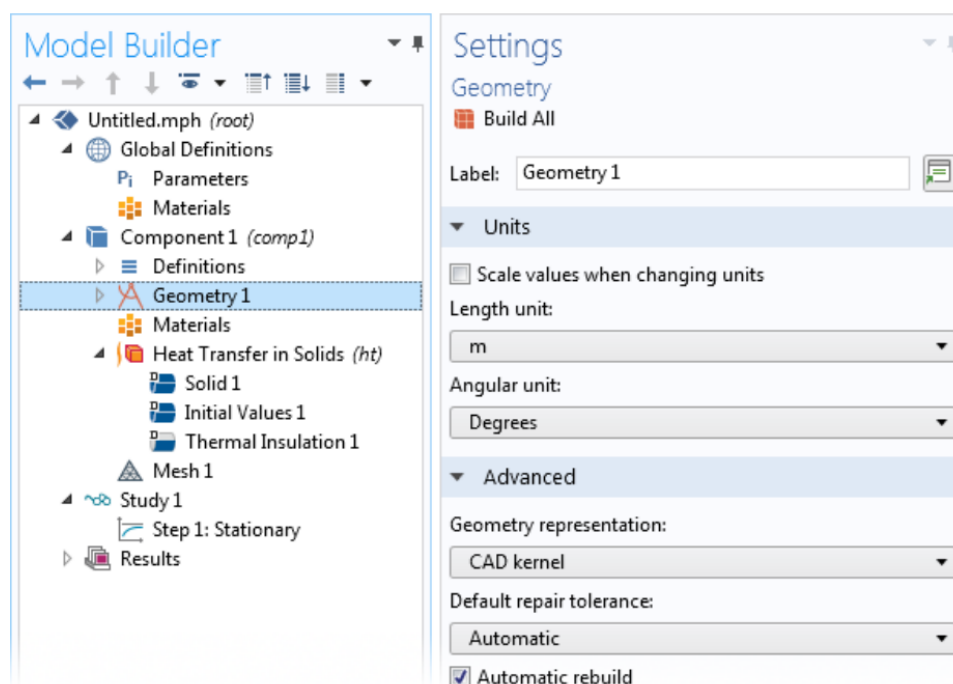


Рисунок 2.12 — Вікно з налаштуваннями вузла «Геометрія» в COMSOL Multiphysics

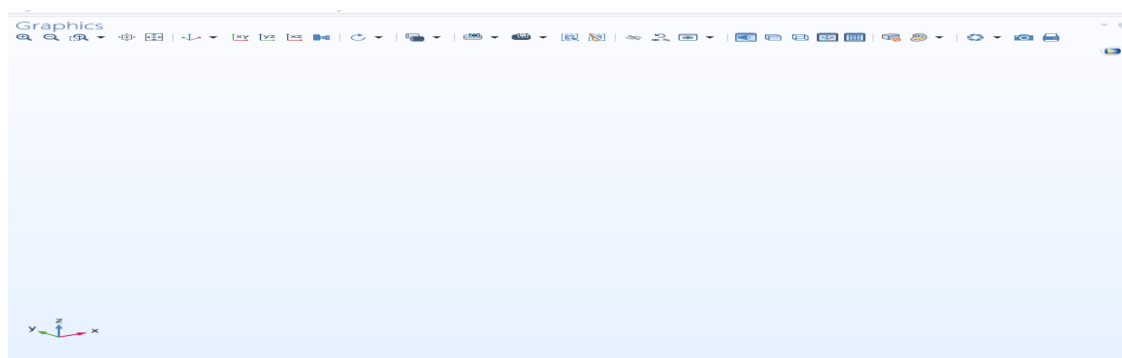


Рисунок 2.13 — Вікно «Graphics» в COMSOL Multiphysics

2.3 Аналіз результатів моделювання

В даній роботі було промодельовано розсіювання Гаусівського пучка на решітці з нанодротів.

Електромагнітна хвиля Гауса падає на решітку з нанодротів. На рис. 2.14 показана розрахункова сітка, яка має різну густоту залежно від зміни структури. В області нанодротів вона згущується, в області вільного простору — рідшає.

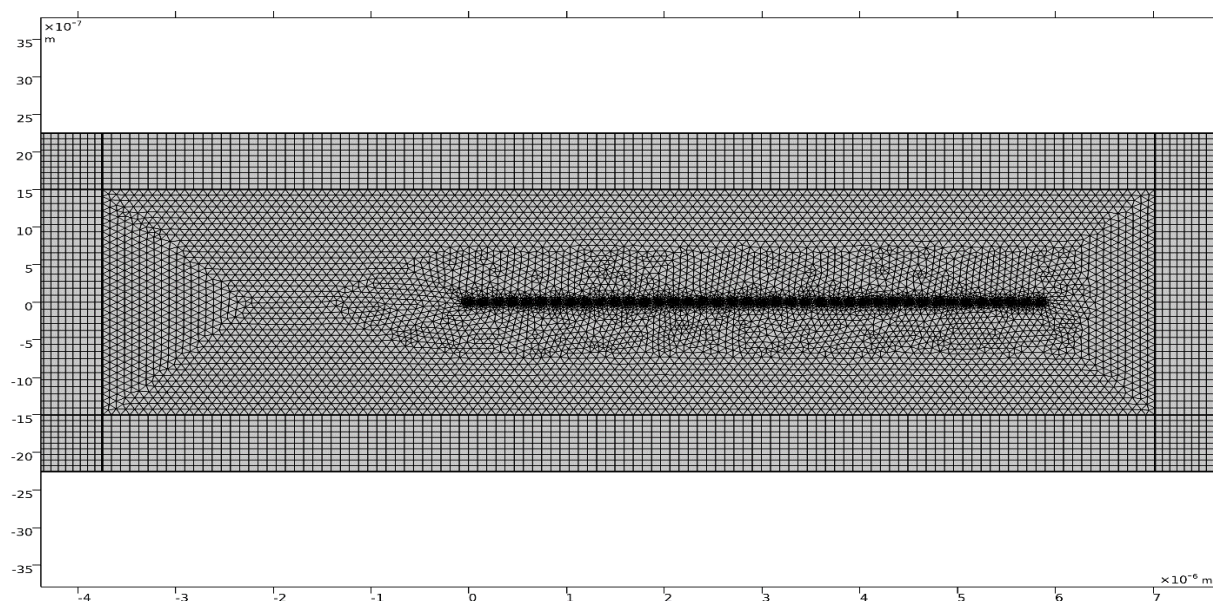


Рисунок 2.14 — Розрахункова сітка

На рис. 2.15 представлений Гаусівський промінь світла поляризований уздовж нанодротів. При моделюванні використовувались такі параметри: довжина хвилі променя — 750 нм, радіус нанодротів — 20 нм, відстань між нанодротоми — 150 нм.

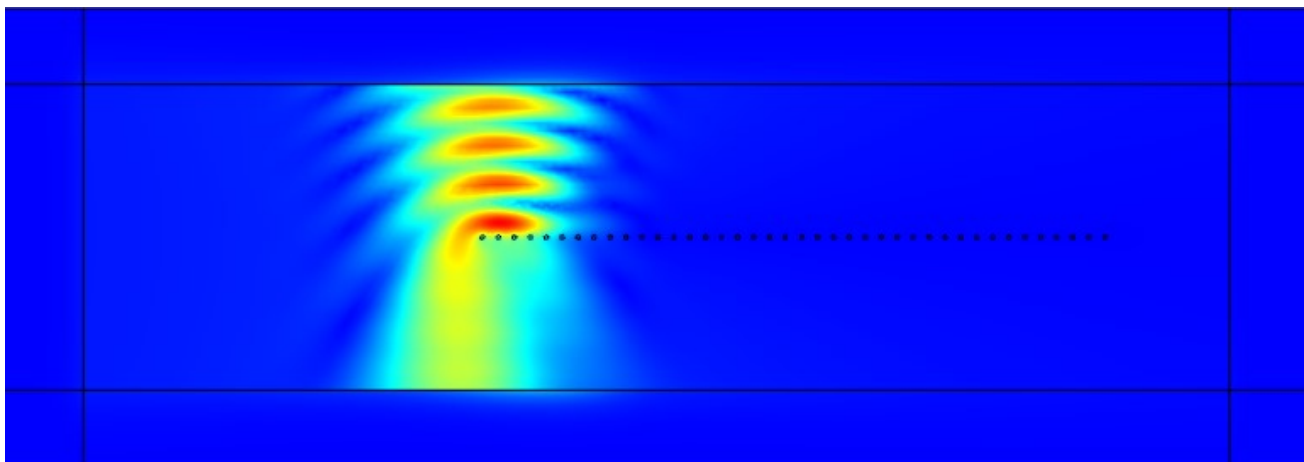


Рисунок 2.15 — Гаусівський промінь світла поляризований уздовж нанодротів

Залишивши ті ж самі параметри і зробивши решітку з нанодротів уздовж всього простору (рис. 2.16) бачимо, що електромагнітна хвиля Гауса майже повністю відбивається.

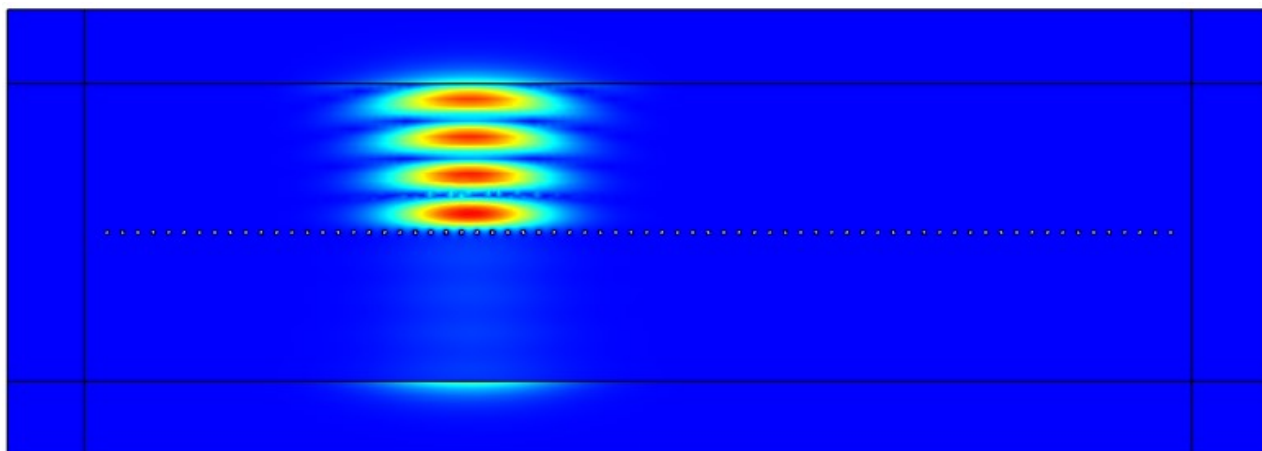
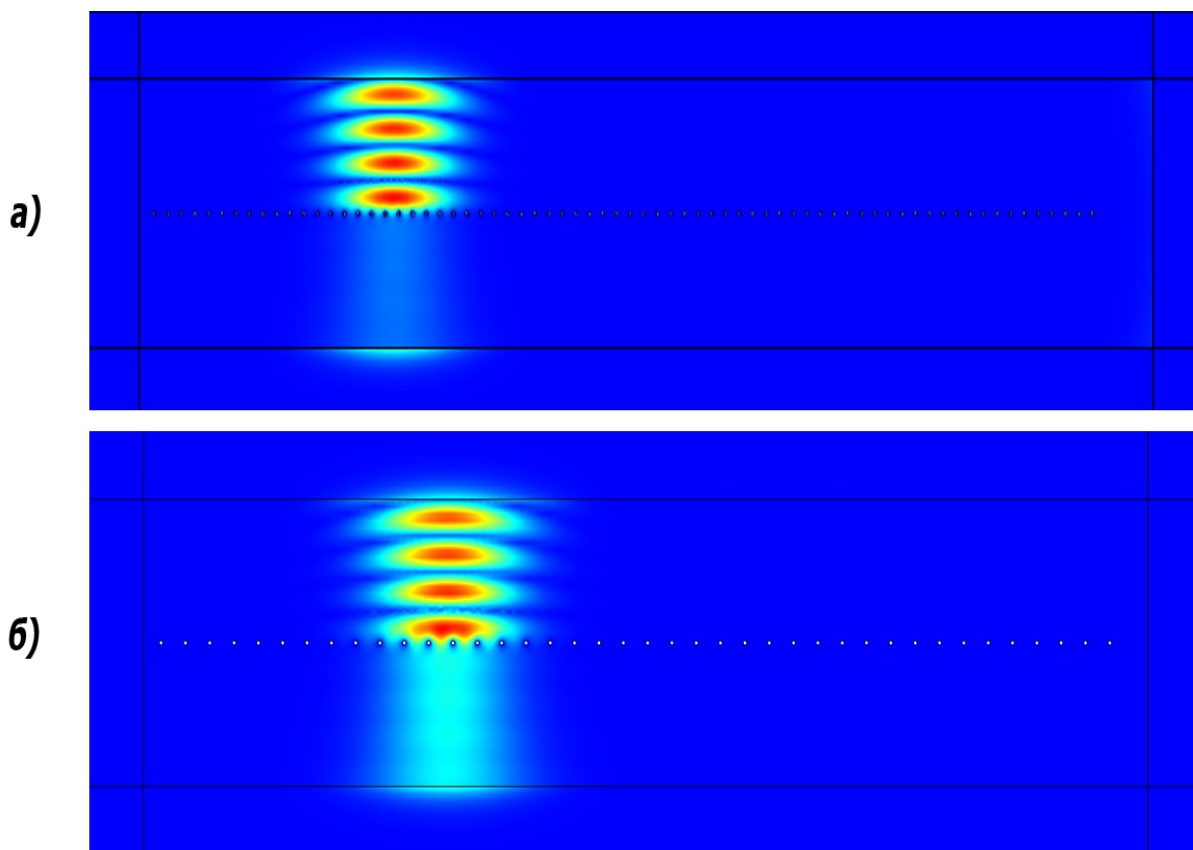


Рисунок 2.16 — Гаусівський промінь світла поляризований уздовж простору з нанодротів

Якщо зробити більшу відстань між нанодротоми — 200 нм (рис. 2.17, а) або 300 нм (рис. 2.17, б), то бачимо, як решітка пропускає більшу частину електромагнітної хвилі Гауса.



а) відстань між нанодротоми 200 нм;

б) відстань між нанодротоми 300 нм.

Рисунок 2.17 — Гаусівський промінь світла поляризований уздовж простору з нанодротів, зі збільшеною відстанню між нанодротоми

Зробивши відстань між нанодротоми — 200 нм та довжину хвилі — 1650 нм, бачимо, що решітка відбиває електромагнітну хвилю Гауса (рис. 2.18).

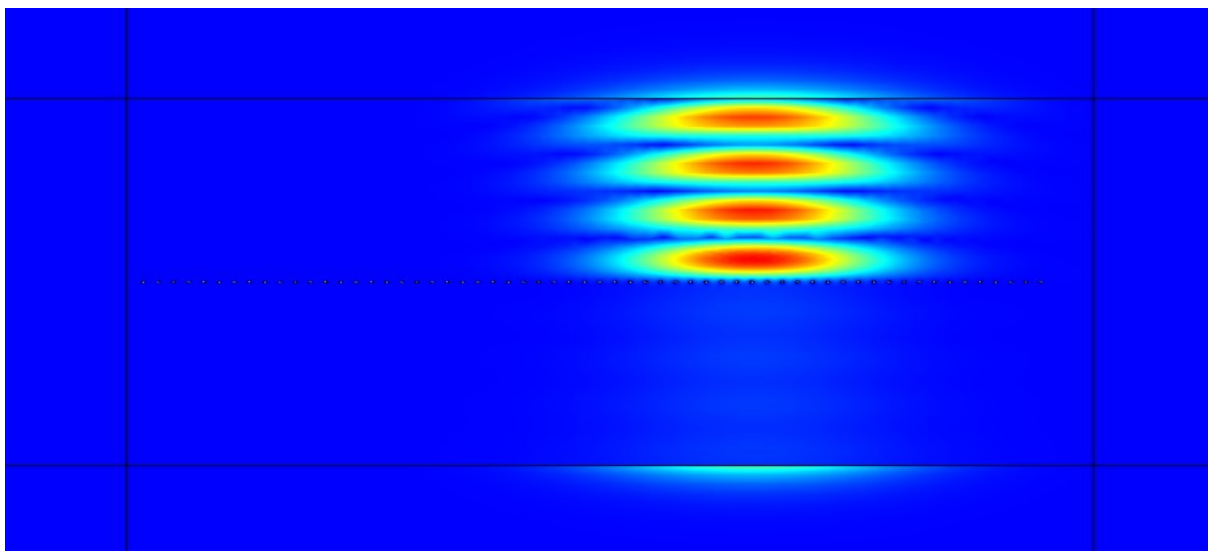


Рисунок 2.18 — Гаусівський промінь світла поляризований уздовж простору з нанодротів і довжиною хвилі — 1650 нм

За результатами моделювання розсіювання Гаусівського пучка на решітці з нанодротів, можна зробити висновок: якщо відстань між дротами і їх діаметр набагато менше довжини хвилі, решітка з нанодротів не поводить себе як дифракційна решітка.

Натомість решітка з нанодротів поводить себе так, ніби це суцільний металевий лист для світла, поляризованого уздовж дротів, тоді як для світла, поляризованого перпендикулярно стрижням, решітка майже прозора для електромагнітної хвилі.

ВИСНОВКИ

В атестаційній роботі був зроблений аналітичний огляд літератури пов'язаної із хвильовими пучками, сучасними наноструктурами, що застосовуються в оптичних системах, та методами чисельного моделювання взаємодії електромагнітного випромінювання з різноманітними об'єктами.

Було проведено ознайомлення з основними принципами роботи в пакеті електромагнітного моделювання COMSOL. Була створена модель періодичної структури, що складається з одного ряду паралельних нанодротів. Ця модель доповнена електромагнітним полем Гаусівського хвильового пучка, який нормально падає на цю структуру.

Проведено моделювання із різною відстанню між дротами, та різною довжиною хвилі. Якщо відстань між дротами і їх діаметр набагато менше довжини хвилі, решітка з нанодротів не поводить себе як дифракційна решітка, а поводить так, ніби це суцільний металевий лист для світла, поляризованого уздовж дротів, тоді як для світла, поляризованого перпендикулярно стрижням, решітка майже прозора для електромагнітної хвилі.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Agrawal G.P., Pattanayak. D.N. Gaussian beam propagation beyond the paraxial approximation // J. Opt. Soc. Am. 1979. P. 575—578.
2. Guenther R., Diffraction and Gaussian Beams. In Modern Optic // New York, 1990. P. 323—360.
3. Marshall G.F. Gaussian Laser Beam Diameters. In Laser Beam Scanning // Optical Engineering Series. 1985. Vol. 9. P. 289—301.
4. Dae Mann Kim., Yoon-Ha Jeong., Nanowire Field Effect Transistors: Principles and Applications // Springer New York. 2014.
5. Guozhen Shen., Yu-Lun Chueh., Nanowire Electronics // Springer Nature Singapore Pte Ltd. 2019.
6. Paul F. Goldsmith. Quasioptical Systems // Institute of Electrical and Electronics Engineers. 1998.
7. Hillion P. Gaussian beam at a dielectric interface // J. Opt. 1994. Vol. 25. P. 155 —164.
8. Vertiy A.A., Sirenko Y.K., Sautbekov S.S., Sabirov A.E. Formation of converging beams by diffraction radiation antennas in the millimeter wavelength range // Telecommunications and Radio Engineering, 2017. Vol. 76(9). P. 761—775.
9. Burambayeva N., Vertiy A., Naumenko V., Sautbekov S. Modeling and analysis of a fast-scanning diffraction radiation antenna // Telecommunications and Radio Engineering. 2016. Vol. 75(3). P. 189—199.
10. Kogelnik H., Li T. Laser beams and resonators // Proc. IEEE. 1966. Vol. 54. P. 1312—1329.
11. Self S.A. Focusing of spherical Gaussian beams // Appl.Opt. 1983. Vol. 22. P. 658—661.
12. Sleight. J. et al. Gate-all-around silicon nanowire MOSFETs and circuits. // IEEE Device Research Conference (DRC). 2010.