МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ ХАРКІВСЬКИЙ
НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ В. Н. КАРАЗІНА
НАУКОВО-НАВЧАЛЬНИЙ ІНСТИТУТ
КОМП'ЮТЕРНОЇ ФІЗИКИ ТА ЕНЕРГЕТИКИ
Кафедра інформаційних технологій в фізико-енергетичних системах

ПОЯСНЮВАЛЬНА ЗАПИСКА

до дипломної роботи
за освітньо-кваліфікаційним рівнем магістр

«Дослідження ефекту сильного поглинання електромагнітної енергії в дуже тонких волокон»

Виконав: студент 2 курсу, групи НФ-63
Мамедов Мамед
Спеціальність: 105 Прикладна фізика та наноматеріали
Освітня програма: Прикладна фізика енергетичних систем
Керівник: д.ф.-м.н., проф.Кокодій М.Г.
Рецензент:

Харків – 2023

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Харківський національний університет імені В.Н.Каразіна

Навчально - науковий інститут комп’ютерної фізики та енергетики
Кафедра інформаційних технологій у фізико-енергетичних системах
Рівень вищої освіти (освітньо-кваліфікаційний рівень) магістр
Спеціальність 105 Прикладна фізика та наноматеріали

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедри

_____ Руслан СУХОВ
підпис
“____”_____2023 року

ЗАВДАННЯ
НА ДИПЛОМНУ РОБОТУ

Мамедов Мамед

1.Тема роботи «Дослідження ефекту сильного поглинання електромагнітної енергії в дуже тонких волокон» керівник роботи: Кокодій Микола Григорович, доктор фізико-математичних наук, професор.

Затверджено наказом по університету від 12 вересня 2023 року № 4201–5/2491.

2. Строк подання студентом роботи 07.12.2023

3. Перелік питань, які потрібно розробити:

1) Ефект сильного поглинання електромагнітного випромінювання дуже тонкими провідниковими волокнами – огляд робіт.

2) Експериментальна вимірювальна установка – знайомство з будовою, робота з нею.

3) Вимірювання поглинання мікрохвильового випромінювання в дуже тонких металевих волокнах.

4. План роботи

№ з/п	Назви етапів роботи
1	Вибір теми.
2	Затвердження теми на кафедрі
3	Робота над літературою та іншими джерелами
4	Написання вступу до роботи та першого розділу
5	Написання другого розділу
6	Написання третього розділу
7	Завершення написання дипломної роботи (висновки та література)
8	Подача науковому керівнику
9	Відгук, рецензія, підготовка до захисту
10	Попередній захист
11	Захист

5. Дата видачі завдання

Студент _____ Мамед МАМЕДОВ
підпис

Керівник роботи _____ Микола КОКОДІЙ
підпис

РЕФЕРАТ

Мамедов Мамед «Дослідження ефекту сильного поглинання електромагнітної енергії в дуже тонких волокон» керівник роботи»
Кваліфікаційна робота магістра з прикладної фізики. – Х.: ХНУ імені В. Н.Каразіна, 2023. – 31 с.

Проведені експериментальні дослідження ефекту сильного поглинання електромагнітного випромінювання в дуже тонких провідникових волокнах. Дослідження велись в діапазоні частот 25…40 ГГц. Мішенню були грати з платинових дротинок діаметром 6 мкм. Елементами грат були дротинки довжиною 35 мм, розташовані на відстані 1 мм одна від другої. Кількість дротинок – 20. Випромінювання нагрівало дротинки, і їх електричний опір змінювався. Було знайдено, що в гратах поглиналось приблизно 20% падаючої на них енергії випромінювання.

Ключові слова: тонкі дротинки, електромагнітне випромінювання, поглинання, вимірювання.

ABSTRACT

Mamed Mamedov

Qualification work of the master of applied physics. – Kharkiv. – V.N. Karazin KhNU, 2023. – 31 p.

Experimental studies of the effect of strong absorption of electromagnetic radiation in very thin conductive fibers have been carried out. Research was conducted in the frequency range of 25...40 GHz. The target was a lattice made of platinum wires with a diameter of 6 μm. The lattice elements were wires 35 mm long, located at a distance of 1 mm from each other. The number of wires is 20. The radiation heated the wires, and their electrical resistance changed. It was found that approximately 20% of the radiation energy falling on the gratings was absorbed.

Key words: thin wires, electromagnetic radiation, absorption, measurement.

ЗМІСТ

Вступ……7

Розділ 1. Дифракція електромагнітної хвилі на циліндрі……..…..8

1.1. Індикатриса розсіювання ……...11

1.2. Абсолютно відбиваючий циліндр……..…..11

1.3. Заломлюючий циліндр…….……13

1.4. Поглинаючий циліндр…….…….17

1.5. Дифракційні резонанси у циліндрі……..…...22

Розділ 2. Експеримент……...24

Висновки…….……28

Список використаних джерел та літератури…….……..29

ВСТУП

Завдання про взаємодію електромагнітного випромінювання з круговим циліндром дуже старе. Її рішення наведено в монографіях [1-3] та багатьох статтях, наприклад [4, 5]. У цій роботі описані нові ефекти, що виникають при взаємодії електромагнітного випромінювання з циліндром, та можливості їх практичного використання.

Розглянуто випадки «товстих циліндрів», коли діаметр циліндра D набагато більший за довжину хвилі λ. Взаємодія випромінювання та циліндра відбувається за законами геометричної оптики. У деяких випадках виникають резонанси і вплив випромінювання на циліндр значно посилюється. З класичного рішення задачі дифракції електромагнітної хвилі на циліндрі випливає, що найбільш сильна взаємодія хвилі з циліндром (розсіювання та поглинання) відбувається, коли його діаметр можна порівняти з довжиною хвилі. З тонкими циліндрами, діаметр яких набагато менший за довжину хвилі, випромінювання взаємодіє слабо, хвиля їх «не помічає».

Але дослідження, проведені у Харківському національному університеті імені В.Н. Каразіна показали, що в деяких випадках спостерігається дуже сильне поглинання та розсіювання електромагнітного випромінювання на електропровідних волокнах, діаметр яких у сотні і тисячі разів менше довжини хвилі. Чинник ефективності поглинання (ставлення значення ефективного діаметра до значення геометричного діаметра) може досягати кількох тисяч.
Такий ефект дуже сильно проявляється в мікрохвильовому діапазоні при діаметрі дроту кілька мікрометрів. В експерименті [6] платиновим дротом діаметром, поміщеним у пучок мікрохвильового випромінювання діаметром пучка 3 см поглиналося близько 10% енергії пучка.

У наступних розділах ці ефекти будуть докладно описані.

Розділ 1. Дифракція електромагнітної хвилі на циліндрі

У цьому розділі досліджено ефекти взаємодії електромагнітного випромінювання з циліндричними мішенями (прозорими та поглинаючими), діаметр яких більший за довжину хвилі. Розглянуто розподіл полів та потоки енергії всередині та в околиці циліндра, досліджено резонансні ефекти та їх вплив на характеристики взаємодії хвилі та циліндра.

Геометрія задачі показано на рис. 1.1. Циліндр діаметром $d = 2a$ розташований так, що координатна вісь *Oz* проходить вздовж осі. Вектор Умова-Пойнтінга *S* падаючої на нього хвилі спрямований вздовж осі *Oy*. Можливі два випадки:

- вектор *E* паралельний осі циліндра (*E*-хвиля);
- Вектор *H* паралельний осі циліндра (*H*-хвиля).

Випадок довільної поляризації можна як комбінацію цих двох випадків.

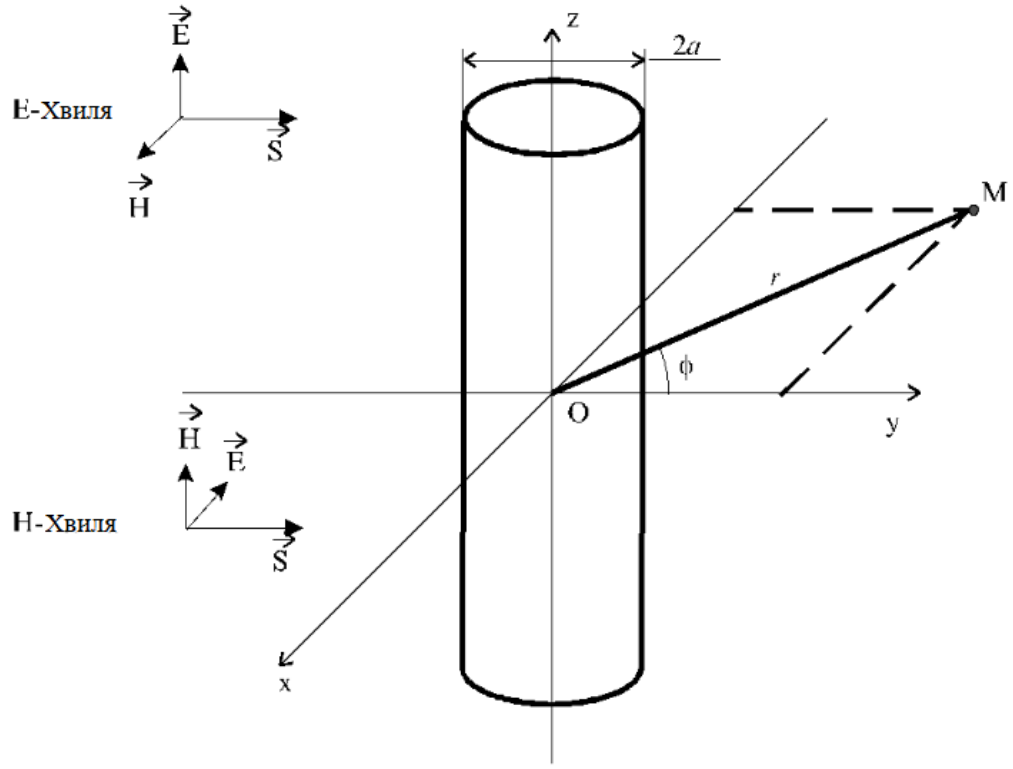


Рис. 1.1. Геометрія задачі

Вирази для полів у точці M з полярними координатами r та φ мають наступний вигляд.

E-хвиля

Падаюча хвиля:

$$E_z^0 = E_0 e^{-ikr\cos\varphi} = E_0 \sum_{l=-\infty}^{\infty} (-i)^l J_l(kr)\cos l\varphi,$$

$$H_\varphi^0 = -\frac{kE_0}{\omega\mu} e^{-ikr\cos\varphi}\cos\varphi = -\frac{ikE_0}{\omega\mu} \sum_{l=-\infty}^{\infty} (-i)^l J_l'(kr)\cos l\varphi,$$

$$H_r^0 = -\frac{kE_0}{\omega\mu} e^{-ikr\cos\varphi}\sin\varphi = -\frac{iE_0}{\omega\mu r} \sum_{l=-\infty}^{\infty} (-i)^l l J_l(kr)\sin l\varphi.$$

Розсіяна хвиля:

$$E_z^a = -E_0 \sum_{l=-\infty}^{\infty} (-i)^l b_l H_l^{(2)}(kr)\cos l\varphi,$$

$$H_\varphi^a = \frac{ikE_0}{\omega\mu} \sum_{l=-\infty}^{\infty} (-i)^l b_l H_l^{(2)'}(kr)\cos l\varphi,$$

$$H_r^a = \frac{iE_0}{\omega\mu r} \sum_{l=-\infty}^{\infty} (-i)^l l b_l H_l^{(2)}(kr)\sin l\varphi.$$

Поле всередині циліндра:

$$E_z^i = E_0 \sum_{l=-\infty}^{\infty} (-i)^l d_l J_l(k_1 r)\cos l\varphi,$$

$$H_\varphi^i = -\frac{ik_1 E_0}{\omega\mu_1} \sum_{l=-\infty}^{\infty} (-i)^l d_l J_l'(k_1 r)\cos l\varphi,$$

$$H_r^i = -\frac{iE_0}{\omega\mu_1 r} \sum_{l=-\infty}^{\infty} (-i)^l l d_l J_l(k_1 r)\sin l\varphi.$$

Коефіцієнти b_l і d_l описуються такими виразами:

$$b_l = \frac{mJ_l'(m\rho)J_l(\rho) - J_l(m\rho)J_l'(\rho)}{mJ_l'(m\rho)H_l^{(2)}(\rho) - J_l(m\rho)H_l^{(2)'}(\rho)}, \quad (1.1)$$

$$d_l = \frac{2i}{\pi\rho}\frac{1}{mJ_l'(m\rho)H_l^{(2)}(\rho) - J_l(m\rho)H_l^{(2)'}(\rho)}, \quad (1.2)$$

***H*-хвиля**

Падаюча хвиля:

$$H_z^0 = H_0 e^{-ikr\,cos\varphi} = H_0 \sum_{l=-\infty}^{\infty} (-i)^l J_l(kr) cos l\varphi,$$

$$E_\varphi^0 = \frac{kH_0}{\omega\varepsilon} e^{-ikr\,cos\varphi} cos\varphi = \frac{ikH_0}{\omega\varepsilon} \sum_{l=-\infty}^{\infty} (-i)^l J_l'(kr) cos l\varphi,$$

$$E_r^0 = \frac{kH_0}{\omega\varepsilon} e^{-ikr\,cos\varphi} sin\varphi = \frac{iH_0}{\omega\varepsilon r} \sum_{l=-\infty}^{\infty} (-i)^l l J_l(kr) sin l\varphi.$$

Розсіяна хвиля:

$$H_z^a = - H_0 \sum_{l=-\infty}^{\infty} (-i)^l a_l H_l^{(2)}(kr) cos l\varphi,$$

$$E_\varphi^a = - \frac{ikH_0}{\omega\varepsilon} \sum_{l=-\infty}^{\infty} (-i)^l a_l H_l^{(2)'}(kr) cos l\varphi,$$

$$E_r^0 = - \frac{iH_0}{\omega\varepsilon r} \sum_{l=-\infty}^{\infty} (-i)^l l a_l H_l^{(2)}(kr) sin l\varphi.$$

Поле всередині циліндра:

$$H_z^i = H_0 \sum_{l=-\infty}^{\infty} (-i)^l c_l J_l(k_1 r) cos l\varphi,$$

$$E_\varphi^i = \frac{ik_1 H_0}{\omega\varepsilon_1} \sum_{l=-\infty}^{\infty} (-i)^l c_l J_l'(k_1 r) cos l\varphi,$$

$$E_r^i = \frac{iH_0}{\omega\varepsilon_1 r} \sum_{l=-\infty}^{\infty} (-i)^l l c_l J_l(k_1 r) sin l\varphi.$$

Тут

$$a_l = \frac{mJ_l(m\rho)J_l'(\rho) - J_l'(m\rho)J_l(\rho)}{mJ_l(m\rho)H_l^{(2)'}(\rho) - J_l'(m\rho)H_l^{(2)}(\rho)}, \tag{1.3}$$

$$c_l = - \frac{2im}{\pi\rho} \frac{1}{mJ_l(m\rho)H_l^{(2)'}(\rho) - J_l'(m\rho)H_l^{(2)}(\rho)}. \tag{1.4}$$

Тут $\rho = \frac{\pi D}{\lambda}$, λ – довжина хвилі випромінювання, $m = n - ik$ – комплексний показник заломлення циліндра, n – показник заломлення, k –

показник поглинання, $i = \sqrt{-1}$ – уявна одиниця, $J_l(z)$ – функція Бесселя, $H_l^{(2)}(z)$ – функція Ханкеля 2-го роду, знак ' означає диференціювання по всьому аргументу функції, k – хвильове число для навколишнього середовища, $k_1 = mk$ – хвильове число для речовини циліндра.

1.1. Індикатриса розсіювання

Розподіл у просторі інтенсивності випромінювання, розсіяного циліндром, характеризується індикатриною розсіювання. Вона формується в дальній зоні (при $r >> \frac{D^2}{\lambda}$) і визначається як середнє в часі значення вектора Умова-Пойнтінга:

$$I = \frac{1}{2} Re(E \times H^*)$$

Виходять такі співвідношення:

$$I^E(r,\varphi) = I_0 \frac{2}{\pi kr} F^E(\varphi), \qquad F^E(\varphi) = \left| \sum_{l=-\infty}^{\infty} b_l cos(l\varphi) \right|^2,$$

$$I^H(r,\varphi) = I_0 \frac{2}{\pi kr} F^H(\varphi), \qquad F^H(\varphi) = \left| \sum_{l=-\infty}^{\infty} a_l cos(l\varphi) \right|^2$$

Тут I_0 - інтенсивність падаючого випромінювання.

Індикатриса розсіювання – важлива характеристика взаємодії випромінювання із циліндром. Вимірювання її параметрів дають інформацію про діаметр і матеріал циліндра.

1.2. Абсолютно відбиваючий циліндр

У випадку циліндра ($m \to \infty$), що абсолютно відбиває, вирази для коефіцієнтів розкладів у ряди (1.1) – (1.4) спрощуються:

$$a_l = \frac{mJ_l'(\rho)}{H_l^{(2)'}(\rho)}, \qquad b_j = \frac{J_l(\rho)}{H_l^{(2)}(\rho)}, \qquad c_l = 0, \qquad d_l = 0.$$

Вигляд індикатриси розсіювання залежить від співвідношення діаметра циліндра та довжини хвилі падаючого випромінювання, тобто значення параметра ρ.

Для товстих циліндрів індикатриса розсіювання для обох поляризацій добре описується асимптотичною формулою

$$F(\varphi) = \rho^2\left(\frac{sin(\rho\varphi)}{\rho\varphi}\right)^2, \qquad (1.5)$$

яка виходить із виразів (1.1) та (1.3) при $\rho >> 1$.

График функции $F(\varphi)$ для $\rho = 50$ показан на рис. 1.2. Видно, что приближенная формула (1.5) хорошо описывает форму индикатрисы рассеяния, в частности, положение ее минимумов.

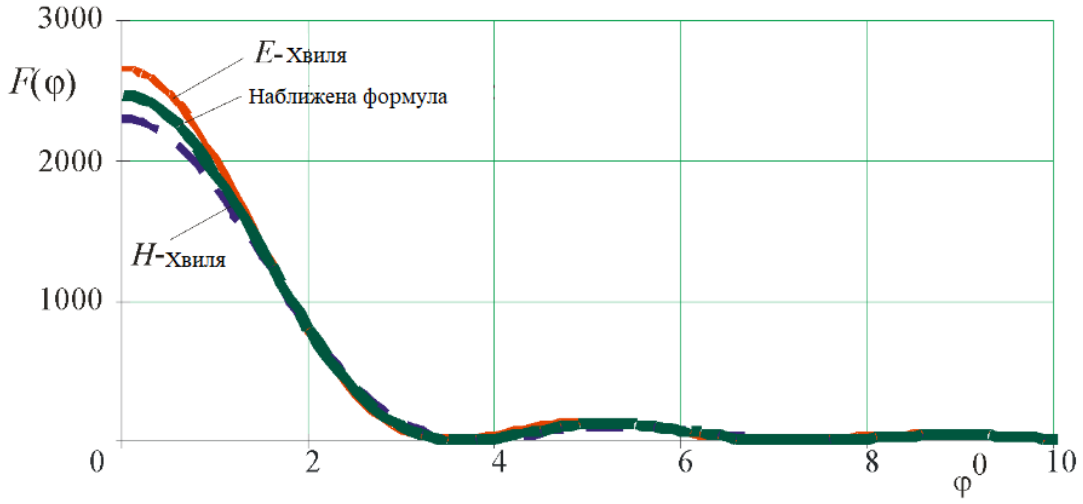


Рис. 1.2. Індикатриса розсіювання абсолютно відбиває циліндра ($\rho = 50$)

Дифракційна картина формується випромінюванням, що обгинає краї циліндра. Тому вона однакова для циліндра з будь-якої форми поперечного перерізу, а також для плоскої стрічки.

Спостерігається сильне розсіювання вперед, також формуються кілька бічних пелюсток значно меншої інтенсивності. З формули (1.5) випливає, що координати мінімумів інтенсивності, що визначають ширину пелюсток, дорівнюють:

$$\varphi_{k\,min} = \pm\frac{p\pi}{\rho}, \qquad (1.6)$$

де p = 1, 2, 3, ... – порядок мінімуму.

За допомогою формули (1.6) можна визначити діаметр циліндра при освітленні його випромінюванням із відомою довжиною хвилі:

$$D = \frac{p\lambda}{\varphi_{k\,min}}. \qquad (1.7)$$

1.3. Заломлюючий циліндр

Індикатриса розсіювання у разі має складний вид.

На рис. 1.3 показані результати розрахунку індикатриси розсіювання лазерного випромінювання з довжиною хвилі λ = 0.65 мкм скляним волокном діаметром 50 мкм з показником заломлення 1.5.

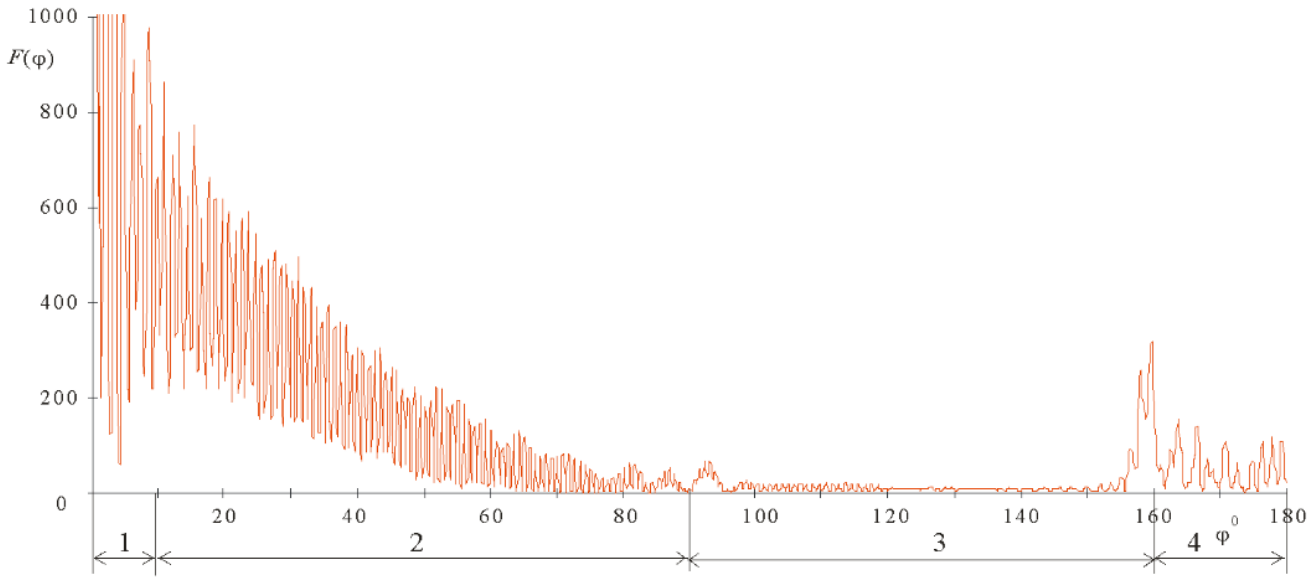


Рис. 1.3. Індикатриса розсіювання випромінювання скляним волокном (D = 50 мкм, n = 1.5, λ = 0.65 мкм)

У цьому випадку дифракційна картина формується трьома складовими - випромінюванням, що обгинає краї циліндра, відбитим від поверхні циліндра і що вийшли з циліндра після багаторазових відбитків усередині його.

На графіці виділяються такі характерні сфери:

1) *Область 1 розсіювання вперед* ($0 < \varphi < 10^{o}$). Центральна пелюстка індикатриси розсіювання має дуже велику інтенсивність ($F(0) \approx 66000$).

Бічні пелюстки – слабші (так, $F(1^{o}) \approx 2000$). У більшому масштабі ця область показана на рис. 1.4.

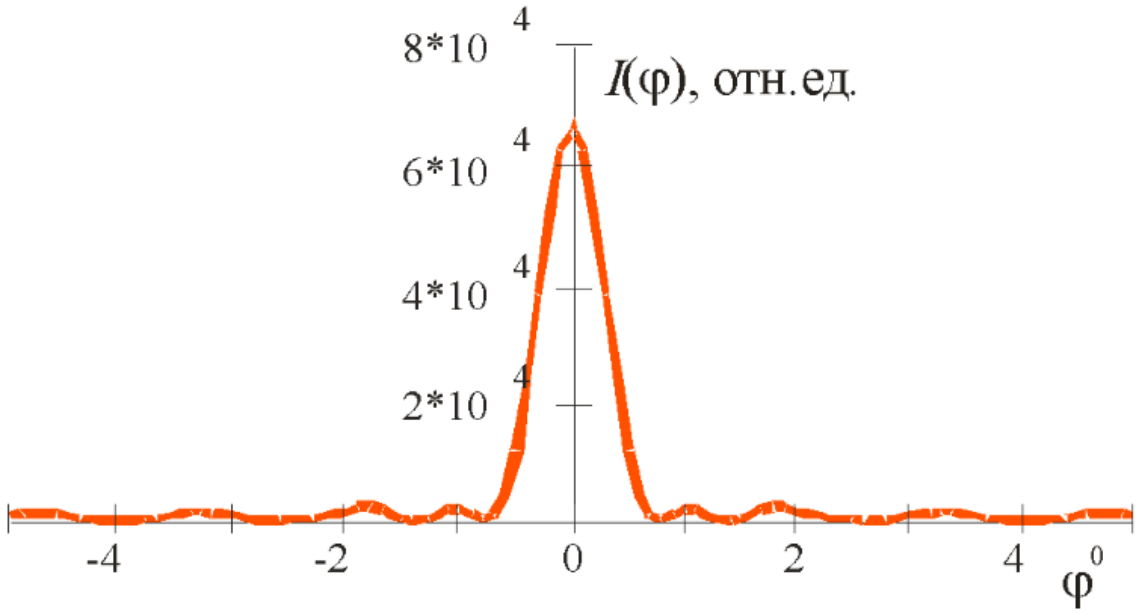


Рис. 1.4. Індикатриса розсіювання (область розсіювання вперед)

На рис. 1.5 показаний фотознімок дифракційної картини, створеної прозорим волокном діаметром 45 мкм. Джерело випромінювання – зелений лазер із довжиною хвилі 0.532 мкм. Відстань від волокна до екрану – 900 мм. Видно чергуються дифракційні максимуми і мінімуми розсіяного випромінювання. У нижній частині картини нанесено масштабну шкалу. Центральна пелюстка не видно. Він у просторі збігається з пучком падаючого випромінювання і проходить через отвір у екрані. Це зроблено, щоб він заважав фотографуванню картини.

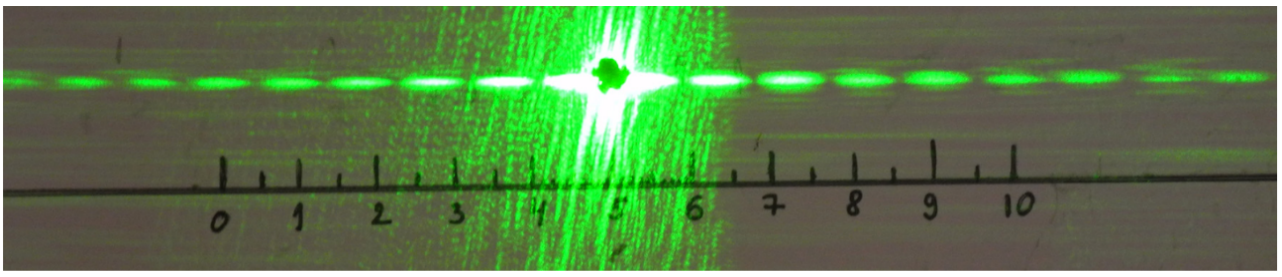


Рис. 1.5. Дифракційна картина (прозоре волокно діаметром 45 мкм)

Формула (1.5) для опису дифракційної картини тут працює погано, тому що на положення мінімумів впливає випромінювання, що пройшло крізь циліндр. При вимірі діаметра циліндра дифракційним методом потрібно

враховувати. Точнішою є формула для визначення діаметра циліндра, отримана в роботі [8]:

$$D = \frac{4\lambda}{2\varphi_{1min}+\varphi_{2min}}. \quad (1.8)$$

До формули не входить показник заломлення. При вимірах знати його не потрібно. Таким чином, формула застосовна до будь-яких волокон - як заломлюючим, так і поглинаючим. Це її перевага, порівняно з іншими відомими формулами [9], де необхідно знати показник заломлення.

2) *Область 2 бокового розсіювання* ($10 < \varphi < 90^o$). Це область пелюсток з поступово зменшується інтенсивністю (до значень у напрямі, перпендикулярному до осі падаючого пучка випромінювання $F(90^o) \approx 100$). У більшому масштабі вона показана на рис. 1.6.

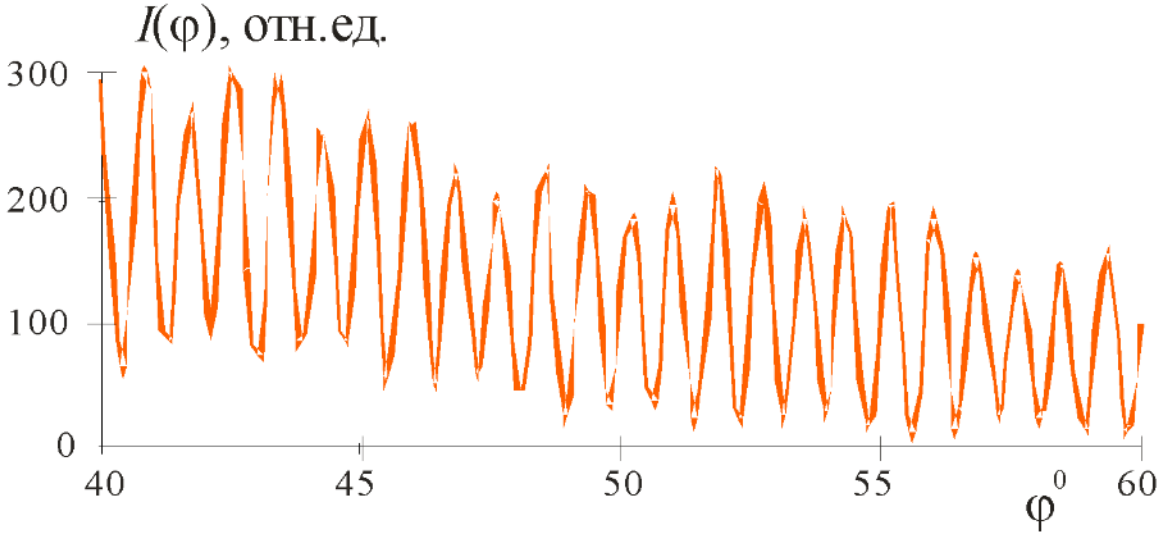


Рис. 1.6. Індикатриса розсіювання (область бокового розсіювання)

Відстань між сусідніми дифракційними максимумами дорівнює [9]:

$$\Delta\varphi = \frac{2\lambda}{D}\left(\left(1-\frac{2nB}{1+n^2}\right)^{\frac{1}{2}}\right)/\left(B\left(1-\frac{2nB}{1+n^2}\right)^{\frac{1}{2}}+\frac{nA}{\left(1+n^2\right)^{\frac{1}{2}}}\right), \quad (1,9)$$

$$A = sin\frac{\varphi}{2}, B = cos\frac{\varphi}{2}.$$

З формули (1.9) видно, що якщо знати показник заломлення, можна визначити діаметр волокна:

$$D = \left(2\lambda\left(1-\frac{2nB}{1+n^2}\right)^{\frac{1}{2}}\right)/\left(\Delta\varphi\left[B\left(1-\frac{2nB}{1+n^2}\right)^{\frac{1}{2}}+\frac{nA}{\left(1+n^2\right)^{\frac{1}{2}}}\right]\right), \quad (1.10)$$

3) *Область 3 кутів від 90º до 160º*. Тут інтенсивність розсіяного випромінювання дуже мала ($F(\varphi) \approx 10$). Це добре помітно на рис. 1.3.

4) *Область 4 розсіювання назад* ($160^o < \varphi < 180^o$). Розсіяне випромінювання зосереджено області, обмеженої пелюстками підвищеної інтенсивності рис. 1.7.

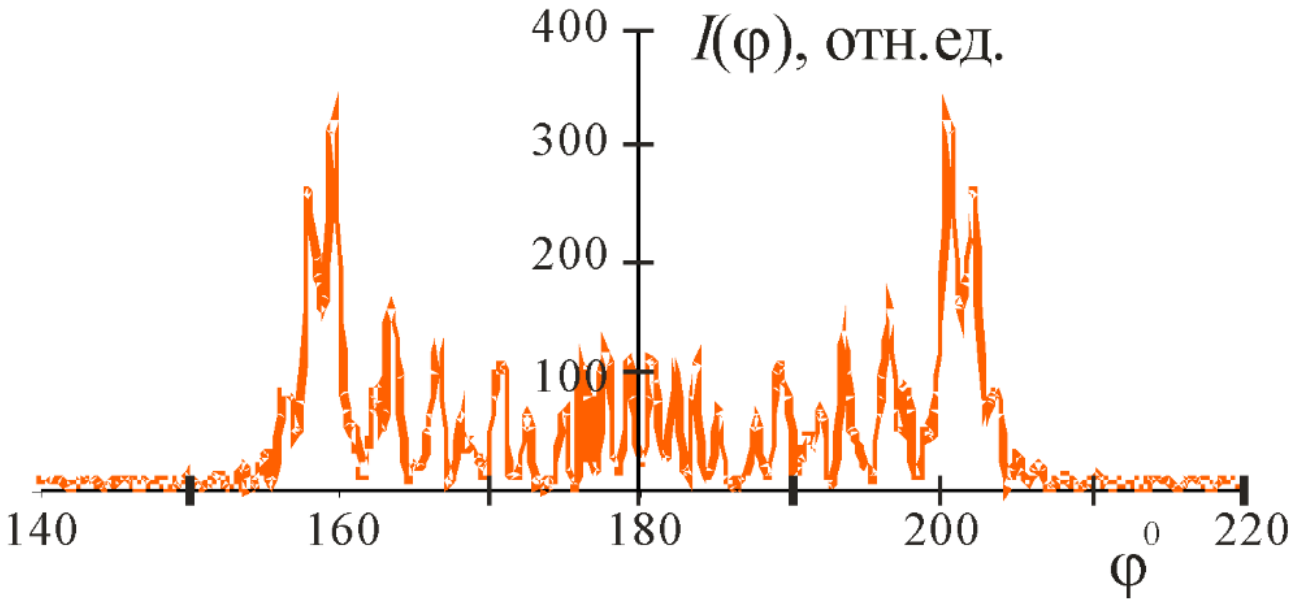


Рис. 1.7. Індикатриса розсіювання (область розсіювання назад)

Положення цих пелюсток (область веселки) ψ_{max} визначається показником заломлення, і для товстих циліндрів (D >> λ) воно не залежить від діаметра [9]:

$$\psi_{max} = 4arcsin\left(\frac{4-n^2}{3n^2}\right)^{\frac{1}{2}} - 2arcsin\left(\frac{4-n^2}{3}\right)^{\frac{1}{2}}. \qquad (1.11)$$

Вимірявши кут ψ_{max} і розв'язавши рівняння (1.11), можна визначити показник заломлення матеріалу циліндра.

На рис. 1.8 показано індикатрису розсіювання у вигляді графіка в полярних координатах. Значення інтенсивності відкладені в логарифмічному масштабі, щоб можна було на одному малюнку показати інтенсивності, що відрізняються одна від одної більш ніж у 1000 разів. Добре видно центральну пелюсток в області розсіювання вперед, поступове зменшення інтенсивності до кута близько 160º і область більш високої інтенсивності випромінювання, розсіяного назад (область веселки).

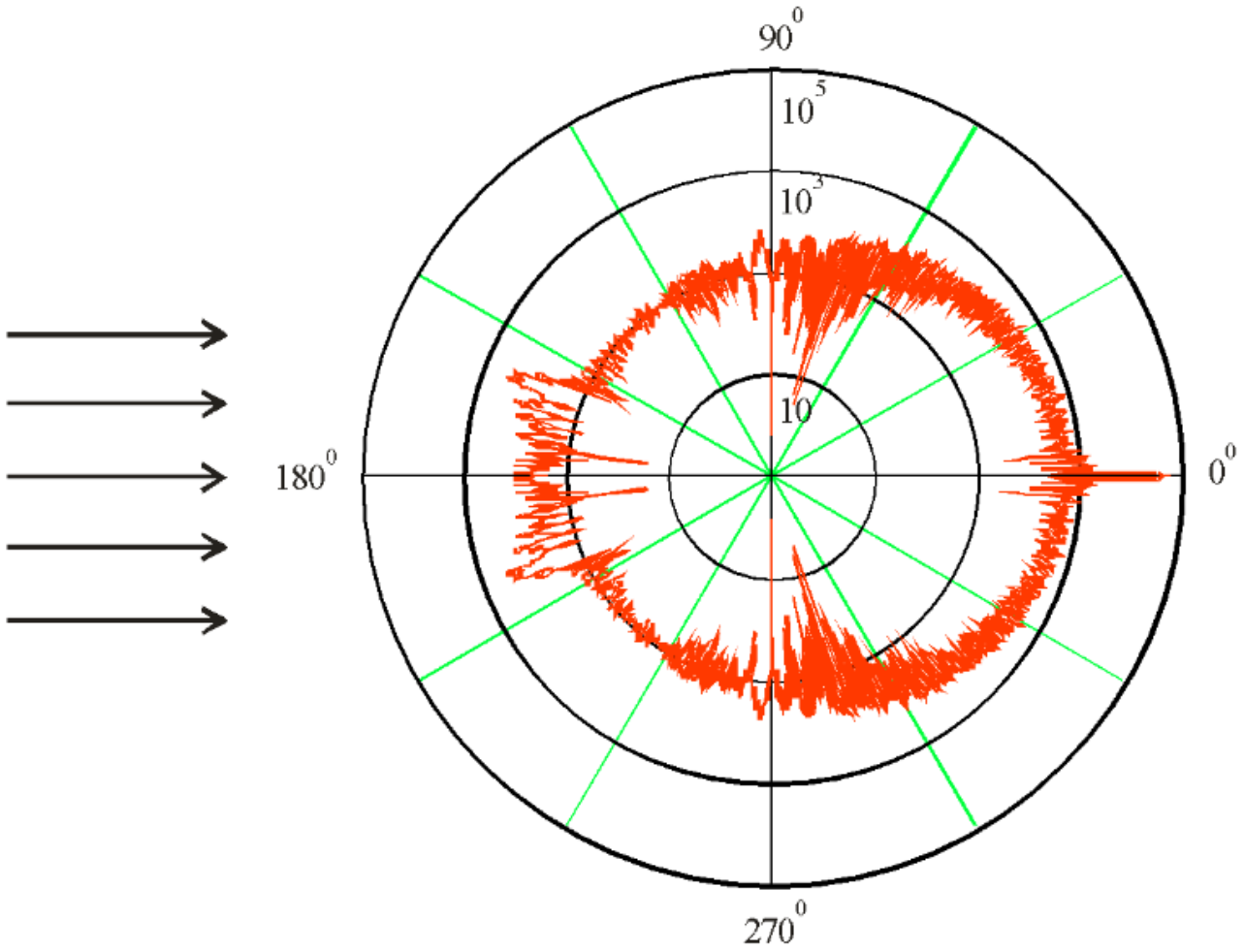


Рис.1.8. Індикатриса розсіювання (полярні координати)

1.4. Поглинаючий циліндр

В цьому випадку вид індикатриси розсіювання залежить від величини поглинання випромінювання циліндром. При малих поглинаннях вона близька до індикатриси для заломлюючих циліндрів. При великих поглинаннях вона така ж, як для абсолютно відбиваючих циліндрів, так як формується тільки за рахунок дифракції утворюючих циліндра.

На рис. 1.9 показані графіки індикатриси розсіювання циліндра діаметром 50 мкм (як і на рис. 1.3) випромінюванням із довжиною хвилі 0.65 мкм. Показник заломлення циліндра n = 1.5, коефіцієнт поглинання k – різний. На верхньому графіку k = 0, на нижніх графіках – k = 0.001 та 0.01 відповідно. При значенні k = 0.001 вид індикатриси такий самий, як і при k = 0, але

інтенсивність розсіяного поля менша. Це добре видно на ділянці розсіювання назад (для кутів = 160° – 180°).

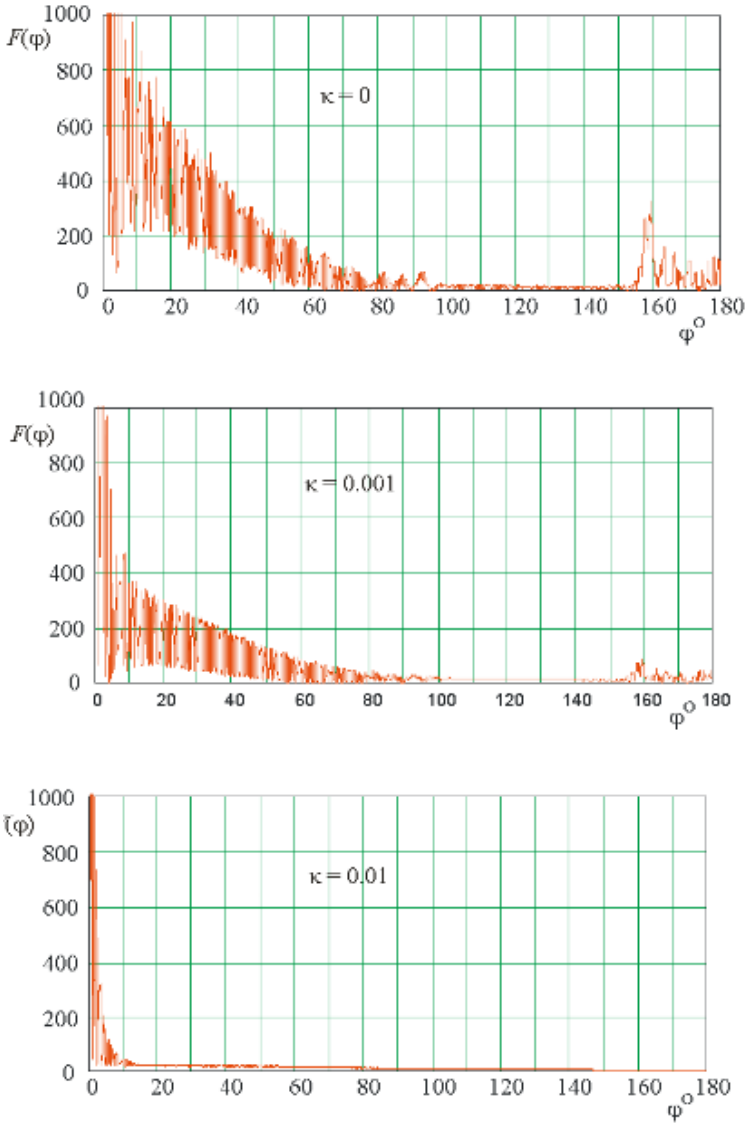


Рис. 1.9. Індикатриса розсіювання циліндра за різних коефіцієнтів поглинання

На нижньому малюнку показаний графік індикатриси розсіювання для k = 0.01. Він відрізняється від верхніх графіків тим, що розсіювання убік і назад дуже слабке. Для розсіювання вперед справедливі формули (1.5) і (1.7).

На рис. 1.10 показані ділянки цих індикатрис у напрямку вперед. На них видно, що при збільшенні параметра інтенсивність розсіяного випромінювання зменшується. Положення першого мінімуму добре визначається за допомогою формули (1.6) для сильно поглинаючого циліндра і набагато гірше – для циліндрів з малим поглинанням. Інтенсивність у мінімумі дуже мала у

поглинаючих циліндрів, і значно більше – у заломлюючих циліндрів без поглинання. Тут дається взнаки випромінювання, що пройшло через циліндр.

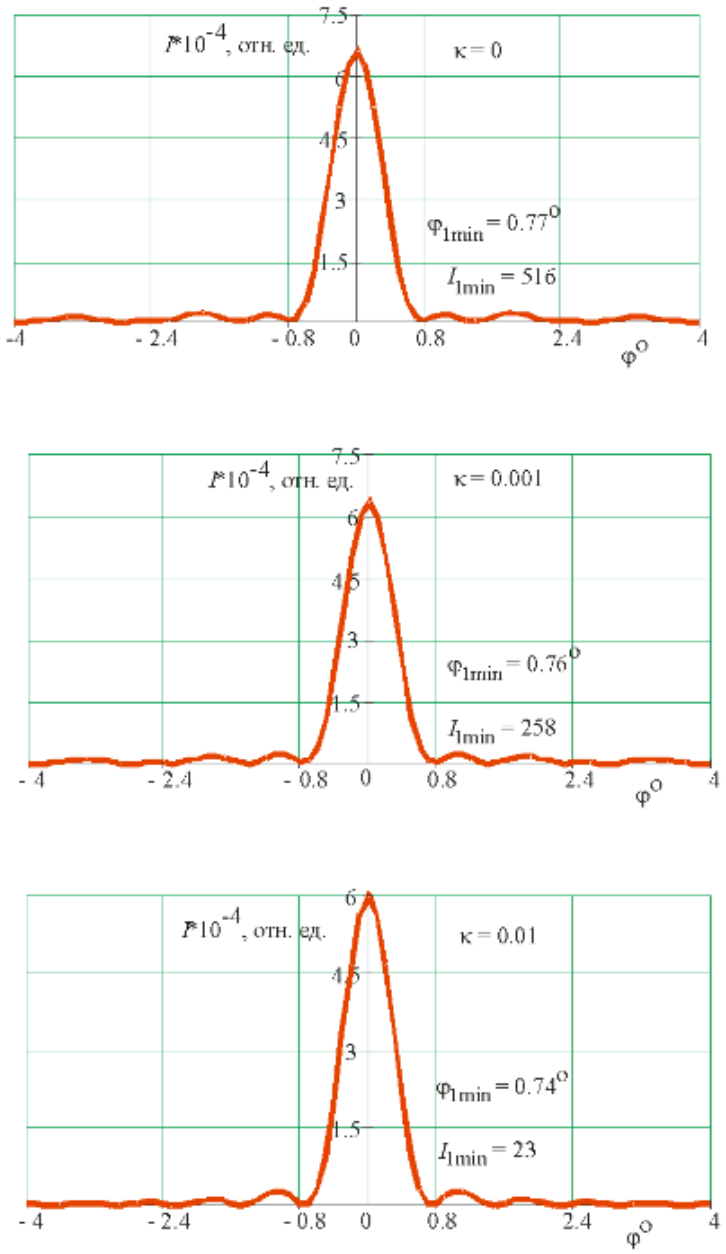


Рис. 1.10. Індикатриса розсіювання вперед циліндра за різних коефіцієнтів поглинання

Результати проведених розрахунків відносяться до "товстих" циліндрів, у яких $D >> \lambda$. При зменшенні діаметра циліндра розсіювання вперед зменшується ($F(0) \approx \rho^2$), а перша пелюстка індикатриси стає ширшою рис. 1.11. На рис. 1.11а показана індикатриса розсіювання при $\rho = 10$. Головна пелюстка (при $\phi = 0$) ширша і менша за інтенсивністю, ніж для $\rho = 242$ на рис. 1.8. На правому графіку (у логарифмічному масштабі) видно, що основні ділянки індикатриси залишаються такими ж, як на рис. 1.3. На рис. 1.11б – 1.11д

видно, що при зменшенні діаметра циліндра форма індикатриси стає більш гладкою, а інтенсивність – зменшується.

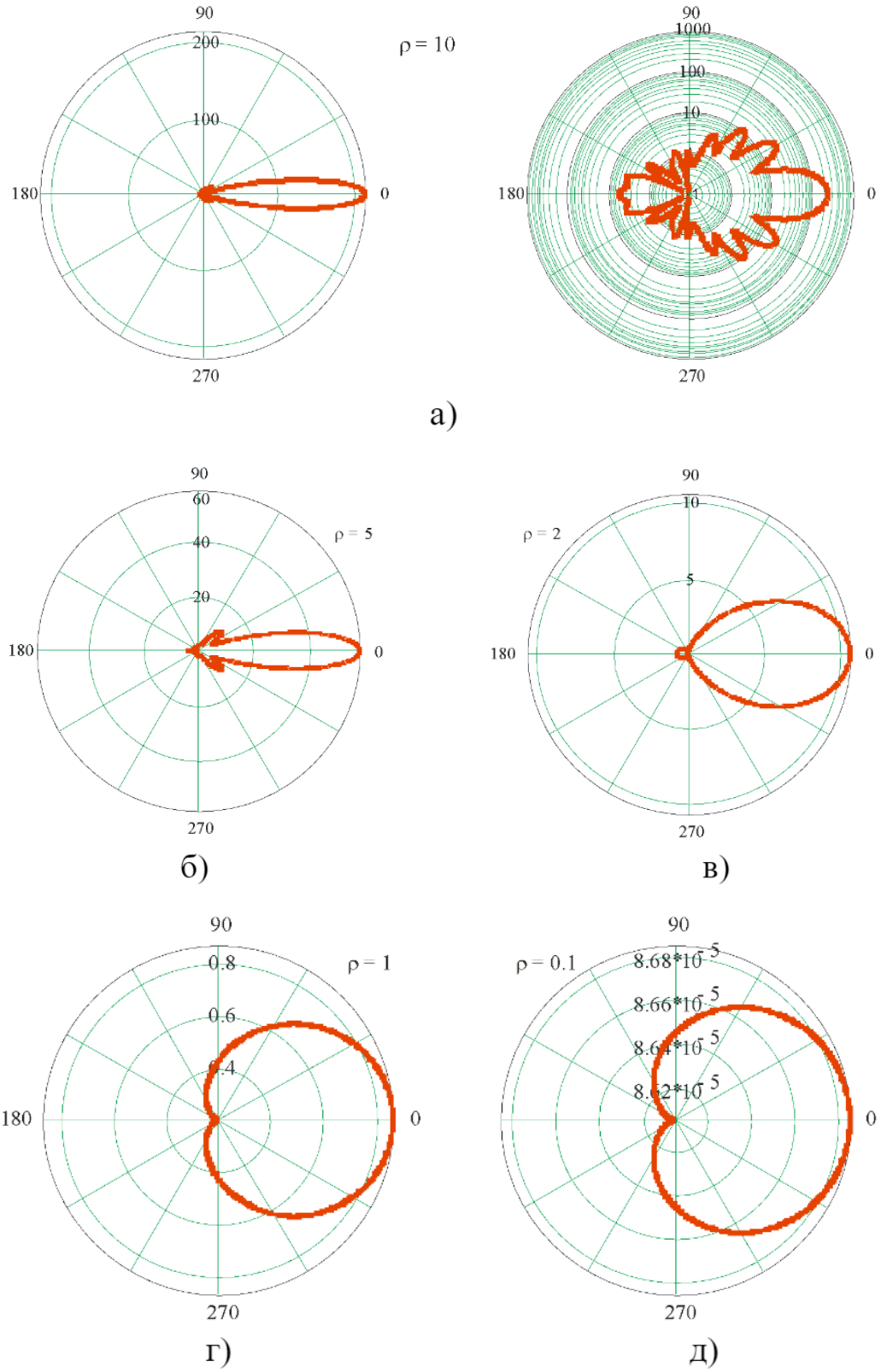


Рис. 1.11. Індикатриса розсіювання циліндрів з різними діаметрами (а – ρ = 10, б – ρ = 5, в – ρ = 2, г – ρ = 1, д – ρ = 0.1)

Формула (1.6), визначальна положення мінімумів індикатриси розсіювання показує, що з тонких циліндрів мінімуми зрушуються у бік

великих кутів. Так, перший мінімум індикатриси розсіювання при $\rho = 2$ розташований під кутом 90^o і дуже слабко виражений. При використанні видимого світла (середня довжина хвилі $\lambda = 0.5$ мкм) це відповідає діаметру $D \approx 0.3$ мкм. Тому такий метод не застосовується для вимірювання діаметрів нановолокон.

Поширення хвилі у поглинаючому середовищі визначається комплексним показником заломлення останньої $m = n - ik$. Його дійсна частина n визначає зміну фази хвилі та довжину хвилі в середовищі ($\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$, де λ_0 – довжина хвилі у вільному просторі). Уявна частина (коефіцієнт поглинання k) визначає зміну амплітуди хвилі в середовищі:

$I = I_0 exp(-\alpha z)$, де $\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda_0}$.

Коефіцієнт поглинання правильніше назвати коефіцієнтом згасання, оскільки, наприклад, у металі електромагнітна хвиля згасає дуже швидко, не поглинаючись у ньому, а майже повністю відбиваючись від поверхні.

На рис. 1.12 показано, як змінюється відбиття випромінювання від поверхні матеріалу з комплексним показником заломлення при нормальному падінні хвилі на його поверхню. Енергетичний коефіцієнт відображення визначається у разі наступним співвідношенням [10]:

$R = \left|\frac{m-1}{m+1}\right|^2$.

За відсутності поглинання та показника заломлення $n = 1.5$ – $R = 4\%$. Коли коефіцієнт загасання k збільшується, відображення зростає, наближаючись до 100%, а поглинання зменшується.

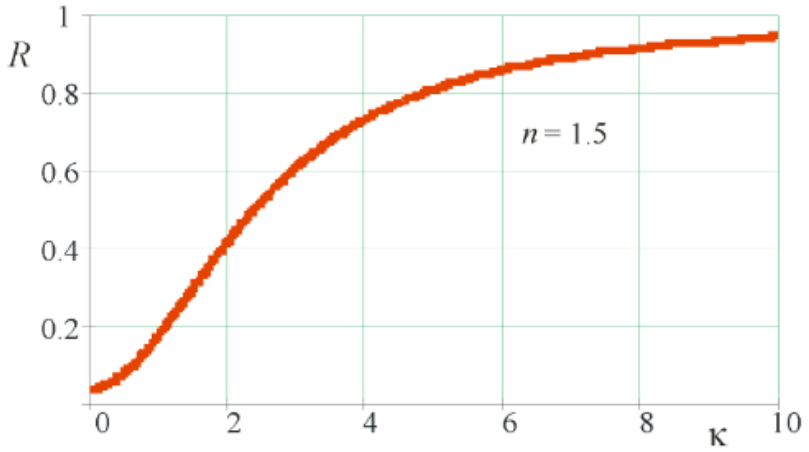


Рис. 1.12. Відображення випромінювання від матеріалу з комплексним показником заломлення m = n - ik

Вигляд індикатриси визначається значенням параметра αD, що показує ступінь загасання хвилі в циліндрі. Якщо $\alpha D > 10$, при взаємодії з випромінюванням циліндр поводиться як повністю поглинаючий. Це видно на третьому графіку рис. 1.8, при $k = 0.01$, при якому $\alpha D = 10$. На другому графіку, при $k = 0.001$ ($\alpha D = 1$), показаний проміжний випадок, коли вид індикатриси такий же, як для прозорого циліндра, але розсіювання убік і назад ослаблене.

1.5. Дифракційні резонанси у циліндрі

Взаємодія електромагнітної хвилі з циліндром зручно характеризувати безрозмірними параметрами [1, 2]:

$Q_{sca} = \frac{P_{sca}}{P}$ – фактор ефективності розсіювання,

$Q_{abs} = \frac{P_{abs}}{P}$ – фактор ефективності поглинання,

$Q = Q_{sca} + Q_{abs}$ – фактор ефективності ослаблення.

Тут P – потужність випромінювання, що потрапив на геометричний переріз циліндра, P_{sca} – потужність розсіяного випромінювання, P_{abs} – потужність поглиненого випромінювання:

$$Q^E = \frac{2}{\rho} \sum_{l=-\infty}^{\infty} Re(b_l), \qquad Q^H = \frac{2}{\rho} \sum_{l=-\infty}^{\infty} Re(a_l),$$

$$Q_{sca}^{E} = \frac{2}{\rho}\sum_{l=-\infty}^{\infty}\left|b_l\right|^2, \qquad Q_{sca}^{H} = \frac{2}{\rho}\sum_{l=-\infty}^{\infty}\left|a_l\right|^2,$$

$$Q_{abs}^{E} = Q^{E} - Q_{sca}^{E}, \qquad Q_{abs}^{H} = Q^{H} - Q_{sca}^{H}. \tag{1.12}$$

2. ЕКСПЕРИМЕНТ

Блок-схему експерименту показано на рис. 2.1. Джерелом випромінювання служить лампа зворотної хвилі 1. Частота випромінювання могла змінюватись від 28 до 38 ггц. Випромінювання йде хвилеводом 2 з перерізом 7.2 х 3.4 мм. Тип хвилі H_{10}. На відстані 3 мм від вихідного фланця 3 знаходиться рамка 4, з решіткою з платиновим провідників 5 $D = 5$ мкм, розташованих на відстані 1 мм один від одного. Розмір решітки 35 на 35 мм. Частина енергії випромінювання поглинається у решітці і нагріває її. Нагрів визначається по зміні електричного опору провідника, який вимірюється омметром 6. Потужність випромінювання контролюється термісторним ватметром 7, який з'єднується з хвилеводом за допомогою спрямованого відгалужувача 8.

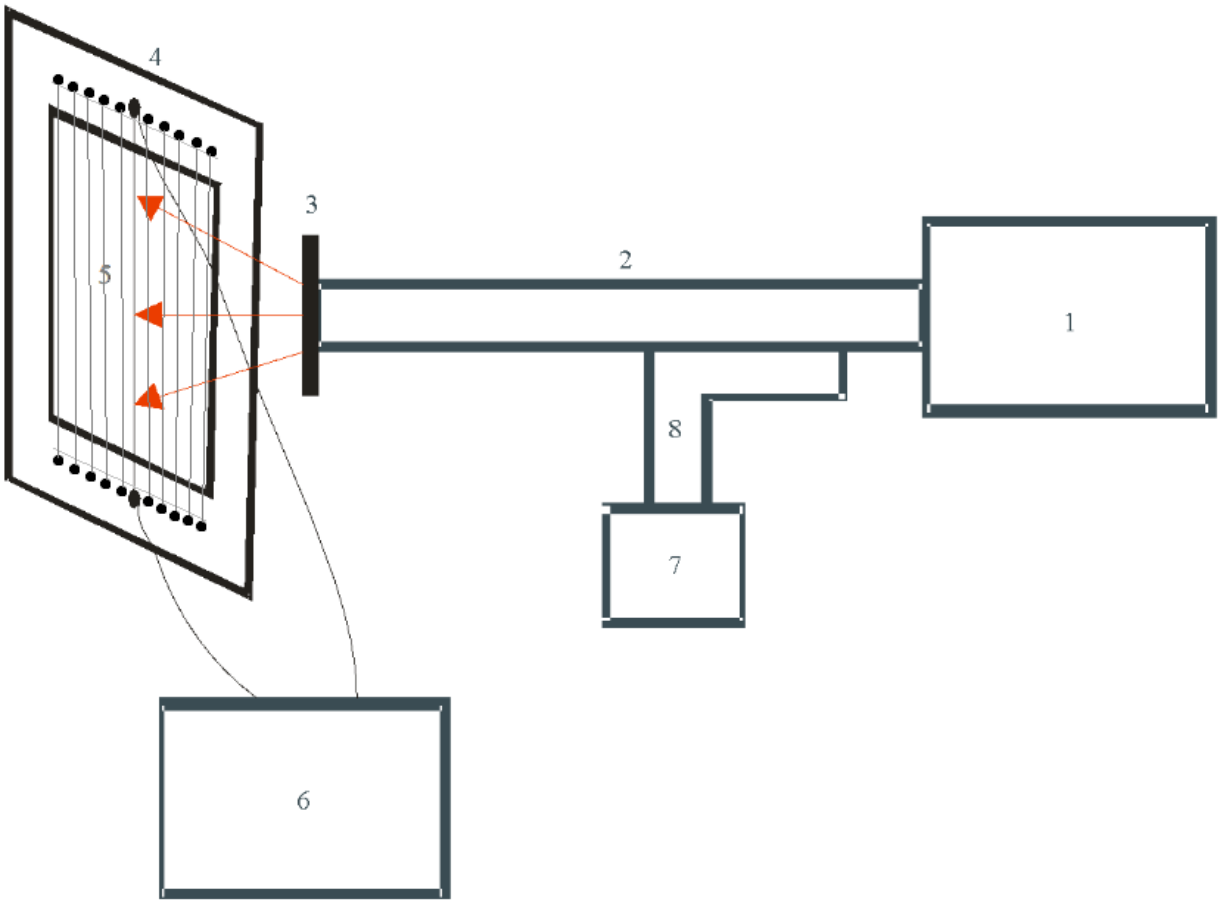


Рис. 2.1. Блок-схема експериментальної установки:

1 – генератор, 2 – хвилевод, 3 – фланець хвилеводу, 4 – рамка, 5 – провідник, 6 – омметр, 7 – ваттметр, 8 – спрямований відгалужувач.

На (Рис. 2.2) показана фотографія експериментальної установки.

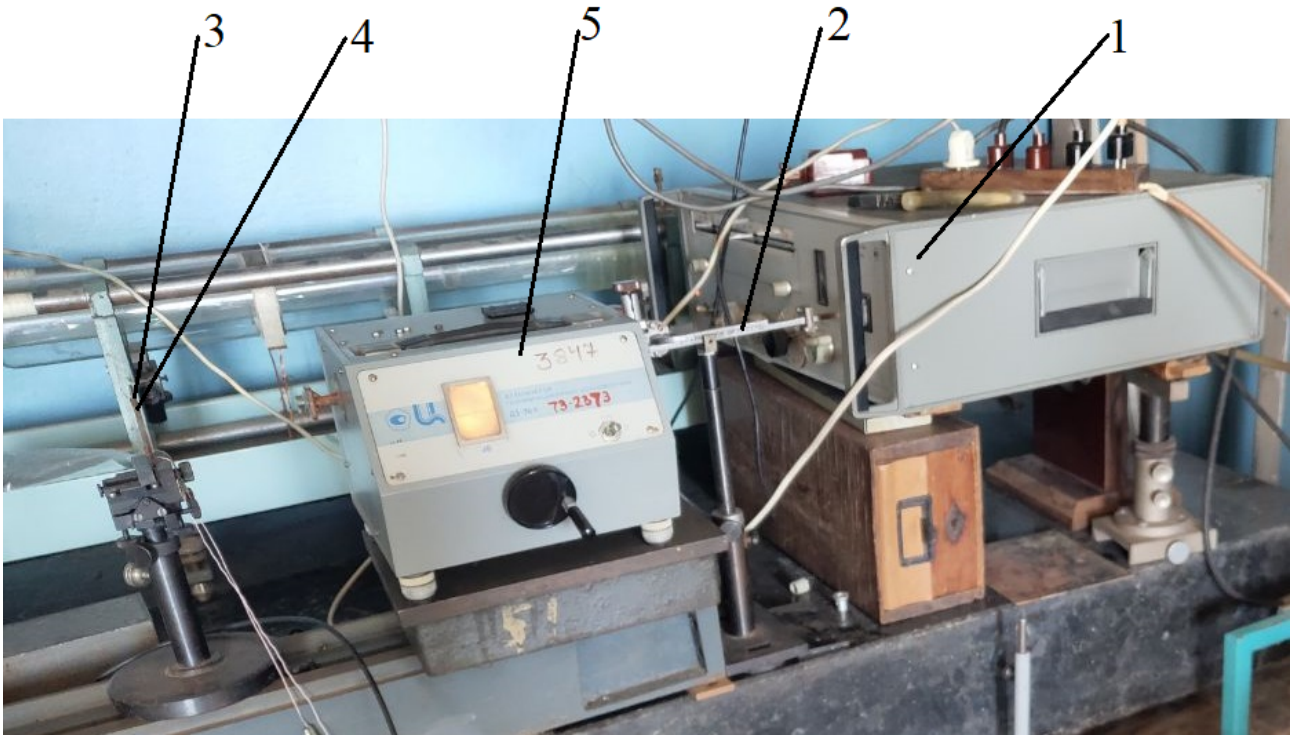


Рис. 2. Експериментальная установка

1 – генератор, 2 – хвилевод, 3 – рамка, 4 – провідник, 5 – атенюатор.

Загальна площа решітки: $S = D \times l \times N$

$D = 5$ мкм – діаметр дроту;

$D = 5 \times 10^{-6}$ м;

$l = 35$ мм – довжина одного елемента решітки;

$l = 0.035$ м;

$N = 20$ – кількість елементів решітки;

$S = 3.5 \times 10^{-6}$ м^2.

Загальна площа провідника:

$S_0 = l^2 = 0.001225$ м^2.

Коефіцієнт заповнення решітки:

$K = \frac{S}{S_0} \approx 0.003 = 0.3\%$.

Потужність випромінювання генератора $P_0 = 17.3 \times 10^{-3}$ Вт. Опір «холодного» провідника R_0 = 3384.5 Ом, опір «гарячого» провідника R = 3387.8 Ом. Середня по довжині провідника температура нагрівання визначається так:

$$\Delta T = \frac{R - R_0}{\alpha_R R_0} = 0.244 \text{ град}^{-1}\text{°C}.$$

Тут α_R= -0.004 град^{-1}- температурний коефіцієнт опору платинового волокна.

Потужність, яка поглинається в тонкому волокні, визначається за законом Ньютона для теплових процесів так:

$$P_{abs} = \alpha_p L \Delta T = 0.00342 \text{ Вт}.$$

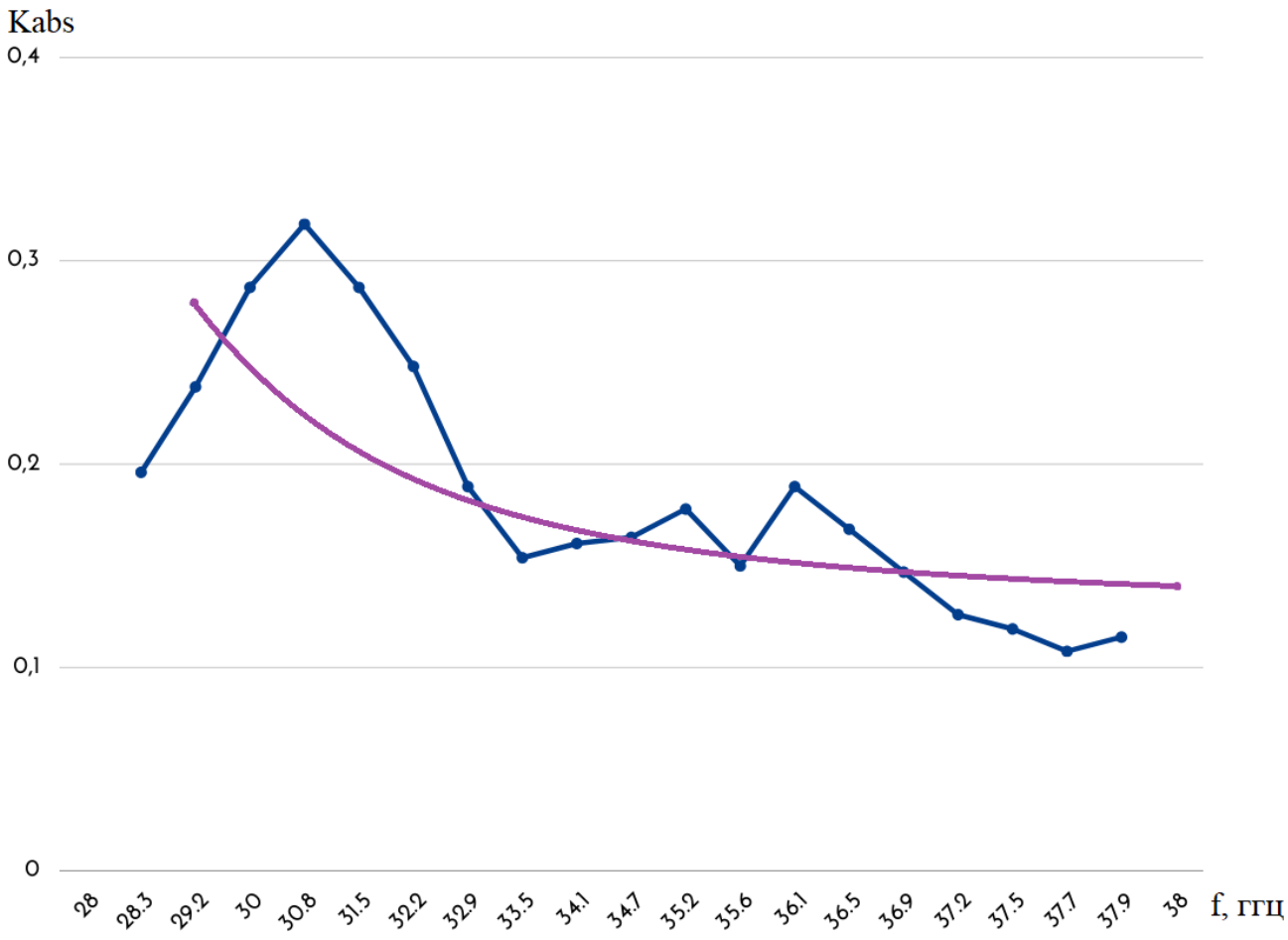
Тут α_P = 0.02 Вт/(м·град). Це погонний коефіцієнт теплового обміну волокна із зовнішнім середовищем. Він визначає кількість тепла, яке йде у зовнішнє середовище з 1 м провідника при різниці температур волокна та навколишнього середовища 1°C. У тонких провідників він не залежить від їхнього діаметру [13]. Його було визначено експериментально.

Коефіцієнт поглинання обчислювався за формулою:

$$K_{abs} = \frac{P_{abs}}{P_0}.$$

Таким чином, незважаючи на малий коефіцієнт заповнення в решітці поглинається до 20 відсотків енергії випромінювання яке падає на неї.

Графік:


Kabs
0,4
0,3
0,2
0,1
0
28
28.3
29.2
30
30.8
31.5
32.2
32.9
33.5
34.1
34.7
35.2
35.6
36.1
36.5
36.9
37.2
37.5
37.7
37.9
38
f, ггц

ВИСНОВКИ

1. Дане експериментальне підтвердження існування ефекту сильного поглинання електромагнітного випромінювання в тонких провідниках.
2. Дослідження велись в діапазоні частот 25…40 ГГц. Мішенню були грати з 20 платинових дротинок діаметром 6 мкм, розташованих на відстані 1 мм одна від другої.
3. Вимірювання показали, що в гратах поглиналось приблизно 20% енергії падаючого випромінювання, хоча площа металевих дротинок складала 0,35% від площі поперечного перерізу падаючого на них пучка випромінювання.
4. Це доказує існування ефекту сильного поглинання електромагнітного випромінювання в дуже тонких провідниках.

ЛІТЕРАТУРА

1. H.C. van de Hulst. Light scattering by small particles. NY, Wiley, Dover, 1981. – 536 p.

2. M.Kerker. The scattering of light and other electromagnetic radiation. New York and London, Academic Press, 1969. - 671 p.

3. Bohren C.F., Huffman D.R. Absorbing and scattering of light by small particles. – N.Y., Wiley, 1983. – 664 p.

4. Wait J.R., Scattering of a plane wave from a circular dielectric cylinder an oblique incidence // Canadian journal of physics, 1955, Vol. 33, No. 5. P. 189- 195.

5. Lind A.C., Greenberg J.M. Electromagnetic scattering by obliquely oriented cylinders // Journal of applied physics, 1966, Vol. 37, No. 8. P. 3195- 3203.

6. V. M. Kuz'michev, N. G. Kokodii, B. V. Safronov, and V. P. Balkashin. Values of the absorption efficiency factor of a thin metal cylinder in the microwave band // Journal of Communications Technology and Electronics, 2003, Vol. 48, No. 11, P. 1240-1242.

7. Akhmeteli A., Kokodiy N.G., Safronov B.V. et sl. Efficient non-resonant absorption in thin cylindrical targets: experimental evidence // Bulletin of the American Physical Sosiety, APS March meeting 2013 – Vol. 58, No. 1.

8. N.G.Kokodii, A.O.Natarova. Optical fiber diameter measurement by diffraction method with digital processing of the light scattering indicatrix // Optics and Spectroscopy. – 2016. – Vol. 121, No. 1. – P. 103-108.

9. Lazarev, L.P., Mirovitskaya, S.D.: Control of geometrical and optical parameters of fibers. M.: Radio and svyaz (1988) (in russian).

10. Benincasa D.S., Barber P.W., Zhang J.z., Hshieh W.F., Chang R.K. Spatial-distribution of the internal and near-field intensities of large cylindrical and spherical scatterers // Applied Optics. – 1987. – Vol. 26. – P. 1348-1356.

11. Chen Zh., Taflone A., Backman V. Photonic nanojet enhancement of backscattering of light by nanoparticles: a potential novel visible-light ultramicroscopy technique // Optics Express. – 2004. – Vol. 12, No. 7. – P. 1214-1220.

12. Li Xu, Chen Zh., Taflone A. Optical analysis of nanoparticles via enhanced backscattering facilitates by 3-D photonic nanojets // Optics Express. – 2005. – Vol. 13, No. 2. – P. 526-533.

13. R.C.L. Bosworth. Heat transfer phenomena. PTY. Ltd, Sydnay, 1952. - 211 p.