

Київський університет ім. Тараса Шевченка

На правах рукопису

УДК 535.36, 535.317

Молебна Тетяна Василівна

ДОСЛІДЖЕННЯ ПОЛЯРИЗАЦІЙНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ДИФУЗНО  
РОЗСІЯНОГО КОГЕРЕНТНОГО ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО  
ВИПРОМІНЮВАННЯ

01.04.03 - радіофізика

АВТОРЕФЕРАТ

на здобуття наукового ступеня кандидата  
фізико-математичних наук

Київ - 1993

Дисертація виконана в Київському університеті  
ім. Тараса Шевченка.

Науковий керівник: кандидат фізико-математичних  
наук, доцент  
В.В.Мар'єнко

Офіційні опоненти: доктор фізико-математичних  
наук, професор  
А.І.Хижняк

кандидат фізико-математичних  
наук, ст. науковий співробітник  
А.І.Мащенко

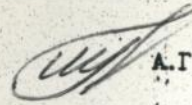
Провідна організація: Інститут напівпровідників  
АН України

Захист відбудеться "15" листопада 1983р. о 15 годині  
на засіданні спеціалізованої ради К 068.18.01 при Київському  
університеті ім. Тараса Шевченка за адресою:  
252217, Київ, пр. Акад. Глушкова, 6.

З дисертацією можна ознайомитись в бібліотеці Київського  
університету ім. Тараса Шевченка.

Автореферат розіслано "14" жовтня 1983р.

Вчений секретар спец. ради К 068.18.01

 А.Г.Шкавро

ЛНБ України ім.В.Стефаника



00810672 (0)

## Загальна характеристика роботи

Актуальність теми. Розвиток безконтактних, неруйнуючих методів дослідження об'єктів, контролю та діагностики їх властивостей, особливо при зондуванні природних об'єктів та об'єктів штучного походження, дослідженні біологічних та медичних об'єктів, зумовлює значний інтерес до питань, що пов'язані з розсіянням когерентного електромагнітного випромінювання реальними дифузно розсіюючими поверхнями.

Розсіяння когерентної електромагнітної хвилі супроводжується зміною не тільки її інтенсивності, а й поляризації. У зв'язку з цим актуальним є дослідження поляризаційних характеристик розсіяного випромінювання та можливостей їх використання як додаткового джерела інформації про розсіючі об'єкти.

В результаті інтерференції векторних хвиль з довільними амплітудами та фазами, що сформувалися за рахунок розсіяння на хаотично орієнтованих елементах шорсткої поверхні, гранулярну (спекл) структуру має не тільки розподіл інтенсивності, а й поляризації. Повний опис властивостей розсіяного поля у такому випадку вимагає статистичного підходу, тобто використання функцій густини ймовірності (ФГІ) та їх характеристик для опису інтенсивності та поляризаційних параметрів утвореного спекл-поля.

Незважаючи на досить великий інтерес до проблем розсіяння випромінювання шорсткими поверхнями, відомі теоретичні та експериментальні дослідження присвячені, головним чином, вивченню закономірностей розсіяння інтенсивності або деполіризації випромінювання, сформованого поверхнею з випадковим рельєфом (випадковою поверхнею). Слід також відзначити, що експериментальні дослідження поляризаційних властивостей радіохвиль, розсіяних реальними об'єктами (земною та морською поверхнею,

гідрометеорами), обмежуються, в основному, вивченням впливу поляризації падаючої хвилі (використовуються ортогональні лінійно поляризовані хвилі або хвиля кругової поляризації) на відбиту інтенсивність випромінювання. Практично відсутні роботи, в яких досліджується статистика поляризаційних параметрів розсіяного випромінювання. Відомі роботи із статистики ненормованих параметрів Стокса не дозволяють виділити флуктуації власне поляризації спекл-поля. Відсутні теоретичні роботи, в яких статистичні властивості поверхні враховуються у статистичних характеристиках поляризаційних параметрів розсіяного цими поверхнями випромінювання.

У зв'язку з цим мету роботи становлять:

- розробка методики вимірювання поляризаційних характеристик розсіяного випромінювання та оптимізація стокс-поляриметрів з точки зору досягнення мінімальної помилки вимірювання;
- теоретичне та експериментальне вивчення статистики поляризаційних параметрів спекл-поля, сформованого при розсіянні шорсткими поверхнями;
- розробка теоретичних уявлень, що враховують зв'язок між статистичними характеристиками випадкової поверхні та поляризаційними характеристиками розсіяного цієї поверхнею випромінювання.

Новизна роботи полягає у тому, що:

- проведено оптимізацію стокс-поляриметрів з точки зору одержання мінімальної помилки визначення параметрів Стокса на основі мінімізації числа обумовленості характеристичної матриці поляриметра;
- експериментально та теоретично досліджено статистичні характеристики просторового розподілу поляризації дифузно

розсіяного електромагнітного випромінювання на основі ймовірнісного розподілу нормованих параметрів Стокса, що дозволило відокремити флуктуації поляризації від флуктуацій інтенсивності;

- показано, що деполаризація, яка спостерігається експериментально, зумовлена апертурними ефектами вимірjuвальних систем; проведено кількісний аналіз цього ефекту;

- одержано зв'язок середнього ступеня поляризації та середнього кута повороту площини поляризації із статистичними характеристиками шорсткої поверхні, а саме їх залежність від відношення кореня квадратного дисперсії висот до радіуса кореляції висот нерівностей випадкової поверхні.

Практичне значення роботи полягає у тому, що:

- одержані результати можуть бути використані при розробці методів та приладів для дослідження поляризаційних характеристик слабого по інтенсивності розсіяного випромінювання;

- використання нормованих параметрів Стокса на відміну від відомих ненормованих параметрів дозволяє підвищити точність поляризаційних вимірювань завдяки виключенню неконтрольованих флуктуацій інтенсивності випромінювання;

- одержана залежність середнього ступеня поляризації від відносного (в одиницях лінійного розміру апертури фотоприймача) кореляційного розміру спекл-поля дає можливість відрізнати розсіяння з об'єму та поверхні об'єктів і може бути використана для визначення самих кореляційних розмірів;

- виявлений поворот площини поляризації при зворотному розсіянні є джерелом інформації при діагностиці анізотропії шорсткостей поверхні.

На захист виводяться:

- метод опису поляризаційної структури розсіяного випадковими

поверхніми випромінювання на основі ймовірного розподілу нормованих параметрів Стокса;

- положення про зв'язок деполяризації, що спостерігається експериментально, з апертурними ефектами: ступінь поляризації, що вимірюється, спадає із зменшенням відносного (в одиницях лінійного розміру апертури вимірювальних систем) радіуса кореляції спекл-поля до свого мінімального значення, яке визначається коефіцієнтом кореляції спекл-структури;

- положення про те, що при зворотному розсіянні на випадковій поверхні, яка має анізотропію нерівностей, спостерігається поворот азимута поляризації в розсіяній хвилі по відношенню до падаючої; цей поворот тим більший, чим більше відношення кореня квадратного дисперсії висот до радіуса кореляції висот нерівностей випадкової поверхні.

Апробація роботи. Результати дисертаційної роботи доповідалися на 3 Всесоюзній конференції "Еліпсоμεтрія: теорія, методи, застосування" (Новосибірськ, 1987 р.), 7 Всесоюзній науково-технічній конференції "Фотометрія та її метрологічне забезпечення" (Москва, 1988 р.), XI Всесоюзному симпозиумі з поширення лазерного випромінювання в атмосфері (Томськ, 1991 р.), 3 міжнародній конференції "Фізичні проблеми оптичного зв'язку та обробки інформації" (Севастополь, 1992 р.).

Публікації. За темою дисертаційної роботи опубліковано 10 друкованих праць, список яких наведено у кінці автореферату.

Обсяг та структура дисертації. Дисертація складається із вступу, чотирьох глав, висновку, а також списку основних цитованих літературних джерел. Робота містить 128 сторінок друкованого тексту, включно з 23 рисунками та списком основної цитованої літератури з 74 назв.

### Зміст дисертації

У вступі обгрунтовано актуальність теми, сформульовано мету роботи, коротко схарактеризовано основні результати, одержані в дисертації, їх новизну, наукове та практичне значення, основні положення, що виносяться на захист.

У першому розділі розглянуто можливості використання методів поляриметрії для поляризаційного аналізу спекл-полів.

Дослідження поляризаційних властивостей спекл-структур ставить певні вимоги до експериментальних приладів для їх вимірювання. По-перше, вимірювання у слабких по інтенсивності спеклах вимагає високої чутливості вимірювальної апаратури. По-друге, статистичний характер спекл-структур та пов'язана з цим необхідність великої кількості вимірювань диктує використання автоматизованих засобів вимірювання, що мають достатню швидкодюю.

З двох методів, відомих у стокс-поляриметрії - модуляційного методу та методу чотирьох інтенсивностей, при конструюванні автоматизованої установки перевагу було віддано останньому завдяки можливості вимірювання у вузькій смузі частот, а, отже, потенціально більшій чутливості поляриметрів, що працюють за цим методом.

Згідно з методом чотирьох інтенсивностей параметри Стокса досліджуваного випромінювання визначаються як результат розв'язку системи чотирьох лінійних рівнянь. У разі невідлого вибору поляризаційних матриць каналів ця система або ж характеристична матриця поляриметра, що формується з елементів поляризаційних матриць каналів, може бути погано обумовлена, тоді помилка визначення компонент Стокса може у багато разів перевищувати помилку величин, що безпосередньо реєструються - інтенсивностей.

Отже, при створенні поляриметрів, які використовують метод

чотирьох інтенсивностей, постає задача знаходження оптимальних параметрів поляризаційних елементів, що формують чотири поляризаційні канали і яким би відповідало мінімальне значення числа обумовленості характеристичної матриці поляриметра, яке характеризує її стійкість.

В дисертаційній роботі були досліджені на оптимальність поляриметри, поляризаційні канали яких складаються із фазової пластинки та аналізатора і використовується управління тільки одним параметром поляризаційного елемента - орієнтацією або ж зсувом фаз пластинки.

У загальному випадку поляризаційний канал можна характеризувати кутом орієнтації фазової пластинки  $\theta_1$ , аналізатора  $\phi$ , та фазовим зсувом пластинки  $\delta_1$  ( $i$  - номер каналу). Досліджувалась залежність числа обумовленості від одного з названих параметрів, при цьому значення інших параметрів були фіксованими.

Аналіз показав, що для поляриметрів з різною орієнтацією фазової пластинки у каналах мінімум числа обумовленості, спостерігається при певній симетрії в орієнтації аналізатора по відношенню до орієнтації фазових пластинок:

$$\theta_1 = \theta_0 + (1-1)\Delta\theta, \quad \phi = \frac{\theta_1 + \theta_2}{2}, \quad (1)$$

тут  $\theta_0$  - довільний початковий кут орієнтації пластинки,  $\Delta\theta$  - зміна кута орієнтації пластинки від каналу до каналу. При цьому  $\Delta\theta = 30^\circ$  та  $\delta = 130^\circ$  є оптимальними, а величина числа обумовленості досягає 4,9.

Для поляриметрів з різним зсувом фаз пластинки характеристична матриця завжди є виродженою. Невироджена матриця можлива, якщо фазовим зсувом відрізняються три канали, а четвертий відрізняється від них іншим параметром, скажімо, орієнтацією аналізатора. В

практичних схемах таких поляриметрів можна використати двохпроменеву призму, що забезпечує два канали з ортогонально орієнтованими аналізаторами. При цьому зсув фаз у фазовій пластинці, загальний для всіх каналів, залишається єдиним параметром, яким здійснюється управління. Аналіз показав, що мінімум числа обумовленості досягається при взаємних орієнтаціях аналізатора і пластинки під кутами:

$$\phi - \theta = 22,5 (1 \pm 2k), \quad (2)$$

тут  $k$  - довільне ціле число. Оптимальними є фазові зсуви, при яких три канали відрізняються один від одного на величину  $\Delta\phi = 120^\circ$ . При цьому величина обумовленості дорівнює 5,8.

Виходячи із проведеного аналізу, схеми з управлінням орієнтацією або зсувом фаз у пластинці з точки зору мінімальної помилки визначення параметрів Стокса можна вважати еквівалентними.

В основу оригінальної автоматизованої експериментальної установки, що показана на рис. 1, було покладено схему з управлінням зсувом фаз у пластинці при послідовній організації каналів. Великою перевагою такої схеми є можливість після кожного виміру інтенсивності на виході каналу (один із переривачів відкритий) вимірювати сумарну інтенсивність на виході призми (обидва переривачі відкриті). Це необхідно для використання нормованих значень інтенсивностей, щоб запобігти небажаному впливу флуктуацій інтенсивності лазера, які можуть бути значними на протязі повного циклу вимірювання чотирьох інтенсивностей. Абсолютні значення інтенсивностей при подальшому розрахунку нормованих параметрів Стокса не обов'язкові.

У другому розділі наведено теоретичні та експериментальні результати дослідження статистичних властивостей просторового

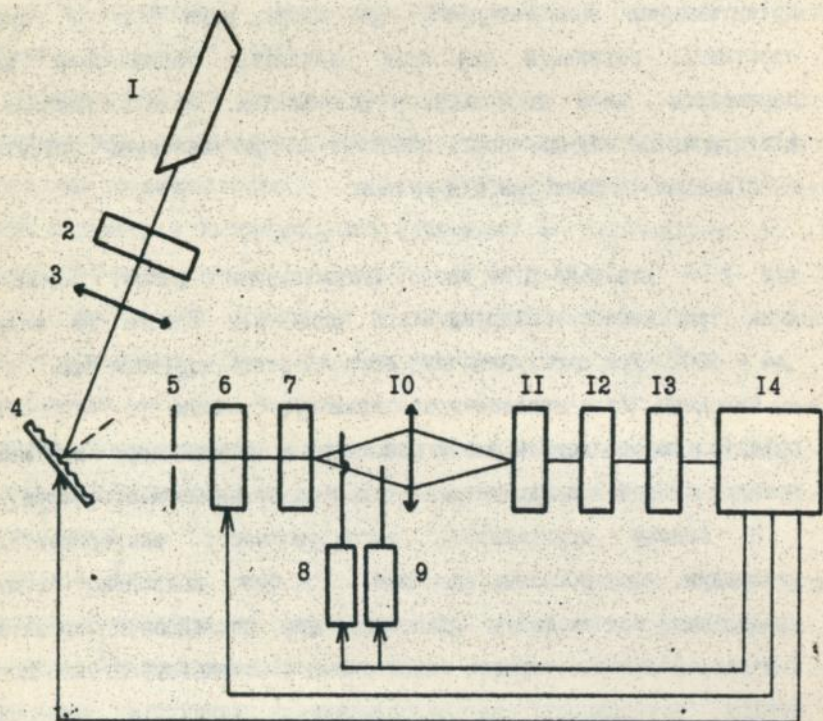


Рис. 1. Схема експериментальної установки для вимірювання параметрів Стокса розсіяного випромінювання. 1 - лазер; 2 - механічний модулятор інтенсивності; 3 - лінза; 4 - зразок; 5 - діафрагма; 6 - електрооптичний кристал; 7 - призма Волластона; 8, 9 - переривачі випромінювання; 10 - лінза; 11 - фотоприймач; 12 - підсилювач; 13 - АЦП; 14 - мікроЕОМ.

розподілу поляризаційних параметрів розсіяного когерентного електромагнітного випромінювання.

Оскільки статистика ненормованих параметрів Стокса, флуктуації яких визначаються як флуктуаціями інтенсивності, так і поляризації, не дають інформації про зміну саме стану поляризації випромінювання, в роботі вивчається статистика поляризаційних характеристик - нормованих параметрів Стокса та похідних від них: азимута та еліптичності.

Розглядається повністю розвинута та повністю поляризована спекл-структура, що формується при розсіянні поляризованого когерентного випромінювання сильним дифуззором (наприклад, шорсткою поверхнею металу чи діелектрика з середнім розміром нерівностей значно більшим за довжину хвилі  $\lambda$ ). У цьому випадку природним є припущення, що випадкова величина електричного поля, як результат когерентної суперпозиції великого числа незалежних хвиль з довільними амплітудами і фазами, рівномірно розподілена на всьому інтервалі  $[0; 2\pi]$ , підпорядкована нормальному закону розподілу.

Виходячи із гауссового розподілу та скориставшись зв'язком ортогональних компонент поля з параметрами Стокса, були одержані спочатку сумісні розподіли трьох параметрів Стокса  $f(S_0, S_1, S_2)$  або  $f(S_0, S_1, S_3)$ . Через взаємозалежність  $S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2$  для повністю поляризованого випромінювання сумісний розподіл чотирьох параметрів завжди можна виразити через розподіл трьох довільних параметрів. Після інтегрування були одержані одновимірні розподіли нормованих параметрів  $s_1 = \frac{S_1}{S_0}$ ,  $s_2 = \frac{S_2}{S_0}$ ,  $s_3 = \frac{S_3}{S_0}$  :

$$f(s_1) = m \frac{1 + ks_1}{[(1-p^2) + 2ks_1 + (p^2 + k^2)s_1^2]^{3/2}}$$

$$f(s_2) = m \frac{1 - ps_2}{[(1-k^2) - 2ps_2 + (p^2 + k^2)s_2^2]^{3/2}}, \quad (3)$$

$$f(s_3) = m \frac{1}{[1 - (p^2 + k^2)(1 - s_3^2)]^{3/2}}$$

$$\text{де } m = \frac{2x^2(1-\rho^2)}{(1+x^2)^2}, \quad k = \frac{x^2 - 1}{1+x^2}, \quad p = \frac{2x\rho}{1+x^2}, \quad x = \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \quad (4)$$

$\rho$  - модуль комплексного коефіцієнта кореляції,  $\sigma_1^2$ ,  $\sigma_2^2$  - дисперсії амплітуд ортогональних компонент розсіяного поля.

З  $f(s_3 = \sin 2(\arctg \epsilon))$  була одержана функція густини ймовірності для еліптичності  $\epsilon$  ( $-1 \leq \epsilon \leq 1$ ):

$$f(\epsilon) = \frac{2m(1-\epsilon^4)}{[(1+\epsilon^2)^2 - (p^2+k^2)(1-\epsilon^2)^2]^{3/2}} \quad (5)$$

З  $f(S_0, S_1, S_2)$  була одержана ФГІ для азимута  $\psi$  ( $-\pi/2 \leq \psi \leq \pi/2$ ), враховуючи різні вирази для проміжної функції розподілу  $f(\frac{S_2}{S_1} = \operatorname{tg} 2\epsilon)$  при додатних та від'ємних значеннях  $S_1$  та  $S_2$ , що відповідають певним інтервалам однозначності  $\psi$  ( $\psi = 1/2 \arctg(S_2/S_1)$ ) двозначна  $\psi$  інтервалі  $[-\pi/2 \leq \psi \leq \pi/2]$ ):

$$f(\psi) = \begin{cases} K_1(\psi), & -\pi/4 \leq \psi \leq \pi/4, \\ K_2(\psi), & \pi/4 \leq \psi \leq \pi/2, \quad -\pi/2 \leq \psi \leq -\pi/4, \end{cases} \quad (6)$$

$$K_{1,2}(\psi) = \frac{2\pi}{\pi \cos^2 2\psi [1 + \operatorname{tg}^2 2\psi - (k - \operatorname{ptg} 2\psi)^2]} \left[ 1 \mp \frac{2(k - \operatorname{ptg} 2\psi)}{[1 + \operatorname{tg}^2 2\psi - (k - \operatorname{ptg} 2\psi)^2]^{1/2}} \operatorname{arctg} \left( \frac{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 2\psi} \mp (k - \operatorname{ptg} 2\psi)}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 2\psi} \pm (k - \operatorname{ptg} 2\psi)} \right)^{1/2} \right].$$

На відміну від розподілу ненормованих параметрів Стокса, що характеризуються завжди нульовими найбільш ймовірними значеннями, для розподілу нормованих параметрів характерні у загальному випадку ненульові найбільш ймовірні значення. Вони можуть бути нульовими лише при певних граничних значеннях  $x$  та  $\rho$ . Завжди нульові найбільш ймовірні значення для розподілу параметра  $s_2$  у нашому випадку пов'язані з теоретичним припущенням про рівність нулю фази комплексного коефіцієнта кореляції. У разі, коли  $\rho = 1$  ( $x$  - будь-яке фіксоване) значення азимута та еліптичності, які розраховуються з найбільш ймовірних значень ФГІ нормованих Стокс-параметрів, співпадають з найбільш ймовірними значеннями розподілу азимута та еліптичності. Це свідчить про можливість використання в цьому випадку ФГІ нормованих параметрів Стокса для знаходження переважного стану поляризації спекл-поля.

Було проведено порівняння теоретичних та експериментальних результатів дослідження, що виконувалися із зразками, якими були шорсткі пластинки з розміром нерівностей  $\gg \lambda$  ( $\lambda = 0.63 \mu\text{м}$ ), матеріал яких сильно поглинає на  $\lambda$  (алюміній, скло ФС-1). Для

таких зразків ФГІ для ступеня поляризації, вимірюваного експериментально в умовах, коли апертура фотоприймача встановлювалася на порядок меншою середнього розміру спекл-поля, була достатньо вузькою з максимумом в одиниці.

Відзначається задовільний якісний збіг теорії та експерименту (рис. 2). Кількісні невідповідності зумовлені неврахуванням при теоретичних розрахунках деяких факторів: розмірів апертури та обмеженої чутливості вимірювальних систем.

Аналіз експериментальних результатів показує, що найбільш ймовірним станом у спеклах є стан поляризації, який відповідає законам відбиття Френеля від плоскої дзеркальної поверхні у даному напрямку спостереження. Ширина кривих розподілу залежить, по-перше, від матеріалу зразка: для алюмінію криві вужчі ніж для скла; по-друге, від розміру нерівностей: дисперсії кривих розподілу як функції розміру нерівностей після деякого зростання виходять на насичення.

Всі названі вище закономірності можуть бути пояснені, якщо у наближенні Кірхгофа поверхню розглядати як сукупність дзеркально відбиваючих площадок, а розсіяне поле у довільній точці спостереження - як векторну суму когерентних, одноразово й багаторазово відбитих та дифрагованих хвиль. При цьому суттєву роль відіграють багаторазові відбиття, оскільки розкид поляризаційних параметрів за рахунок дифракційних явищ невеликий.

У третьому розділі вивчається вплив умов реєстрації, а саме розмірів апертури та обмеженої чутливості вимірювальних систем, на статистичні властивості поляризаційних параметрів розсіяного випромінювання.

Хоча зрозуміло, що скінченні розміри апертури у першу чергу будуть призводити до фіксації у вимірюваннях деполаризації

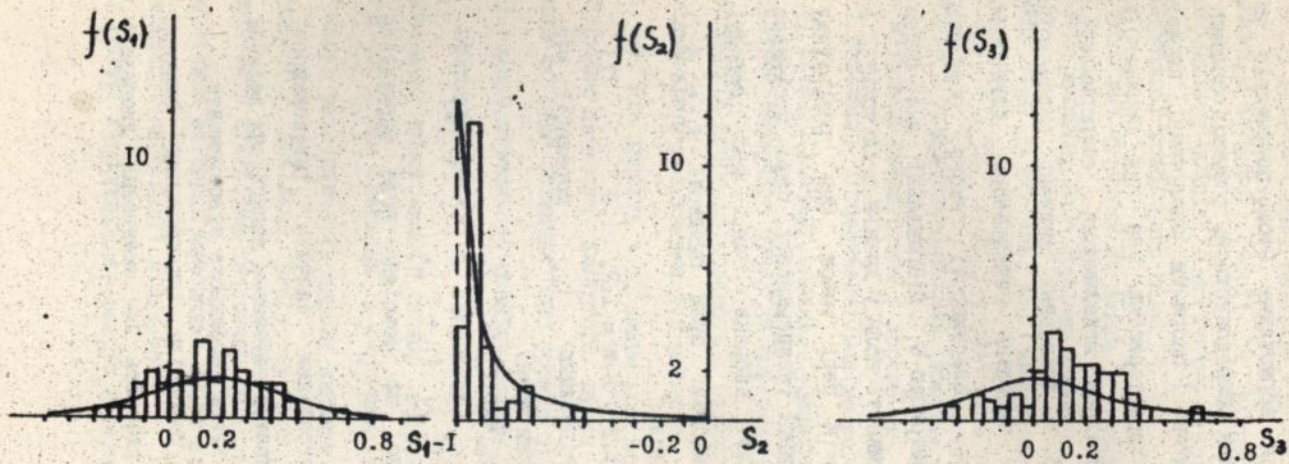


Рис. 2. Теоретичні та експериментальні функції густини ймовірності нормованих параметрів Стокса: гістограма - експеримент (алюмінієвий зразок з розміром нерівностей 140-160мкм, поляризація падаючого випромінювання -  $45^\circ$ ); суцільна лінія - теорія ( $\chi=1,17$ ,  $\rho=0,95$ ).

випромінювання, кількісний аналіз цього ефекту до цього часу не проводився.

Оскільки інтегральні величини нормованих Стокс-параметрів та ступеня поляризації, що через них розраховується, є функціоналами від негауссових випадкових величин, і одержати аналітичні вирази для функцій розподілу та їх характеристик для цих параметрів неможливо, було проведено чисельне моделювання експерименту. Інтегрування замінювалося сумою  $N$  локальних значень параметрів Стокса, що розраховувалися з чисельно генерованих гауссових реалізацій електричного поля, властивості якого повністю описуються  $4N \times 4N$  кореляційною матрицею  $G$ . Діагональні  $4 \times 4$  блоки цієї матриці відображають властивості поля у кожній  $n$ -ій точці, а недіагональні - у кожній  $nm$ -ій парі точок. При розрахунку елементів матриці нормування повної інтенсивності було проведено до одиниці. Система координат вибрана так, щоб середні інтенсивності ортогональних компонент були однакові  $g_{xx} = g_{yy}$ ; враховано умови стаціонарності поля:

$$\langle E_{\alpha n} E_{\beta m} \rangle = 0, \quad \alpha, \beta = x, y, \quad n, m = 1, 2, \dots, N \quad (7)$$

та однакову швидкість зміни з відстанню  $r_{nm}$  кореляції між однаковими та різними компонентами поля:

$$\begin{aligned} \langle E_{x_n} E_{x_m}^* \rangle &= \langle E_{y_n} E_{y_m}^* \rangle = g_{xx} \exp(r_{nm}^2 / 2r_k^2), \\ \langle E_{x_n} E_{y_m}^* \rangle &= g_{xy} \exp(r_{nm}^2 / 2r_p^2), \quad r_k = r_p. \end{aligned} \quad (8)$$

що доцільно, оскільки вважаємо, що розсіяне поле формується оптично ізотропним розсіювачем.

Апроксимація розподілу інтегральних значень інтенсивності відомим  $\chi^2$ -розподілом для квадратів гауссових випадкових величин свідчить про вірогідність результатів чисельного експерименту.

Оригінальні результати для розподілу інтегральних значень нормованих параметрів Стокса вказують на зменшення дисперсії

кривих розподілу із зменшенням відносного (в одиницях лінійного розміру апертури вимірювальних систем) радіуса кореляції  $r_k$ , що пояснює розбіжності теорії та експерименту, про які йшлося у попередньому розділі і практично означає зменшення розкиду станів поляризації розсіяного поля.

Найбільш чутливим до зміни  $r_k$  виявляється ступінь поляризації, що вимірюється. Його середнє значення (рис. 3) від 1 (при  $r_k \gg 1$ ) зменшується до значень, які визначаються коефіцієнтом кореляції  $P = g_{xy} / \sqrt{g_{xx}g_{yy}} = 2g_{xy}$  (при  $r_k \ll 1$ ). Дисперсія (рис. 4), нульова в граничних випадках, має максимум у районі  $r_k = 0,9 + 2$ . Цей максимум зменшується з ростом  $g_{xy}$ .

У реальному експерименті радіус кореляції оцінювався, виходячи із середнього розміру спекла. Середній розмір спекла визначався діаметром лазерного пучка на поверхні зразка. Результати чисельних розрахунків добре співпадають з результатами реального експерименту для зразків з розсіянням від поверхні (крива 1 та серія точок 1', рис. 3). Для зразків з об'ємним розсіянням це не так. За рахунок розширення діаметра лазерного пучка при проникненні всередину зразка об'ємна складова поля формує більш дрібну спекл-структуру. Тоді оцінка середнього розміру спекла за діаметром лазерного пучка на поверхні зразка є завищеною. Це впливає (рис. 3) із задовільної апроксимації певною розрахунковою кривою (3) серії точок (3'), яка одержана із експериментальної серії точок (2') для об'ємного розсіювача (в нашому випадку - білого паперу) при її стисканні у декілька разів (у 2,9 раз). При цьому значення коефіцієнта стискання практично співпадає (рис. 4) із значенням коефіцієнта зміщення максимуму (3,3) для кривої дисперсії ступеня поляризації як функції відносного  $r_k$ .

У роботі запропоновано радіус кореляції для зразків з об'ємним

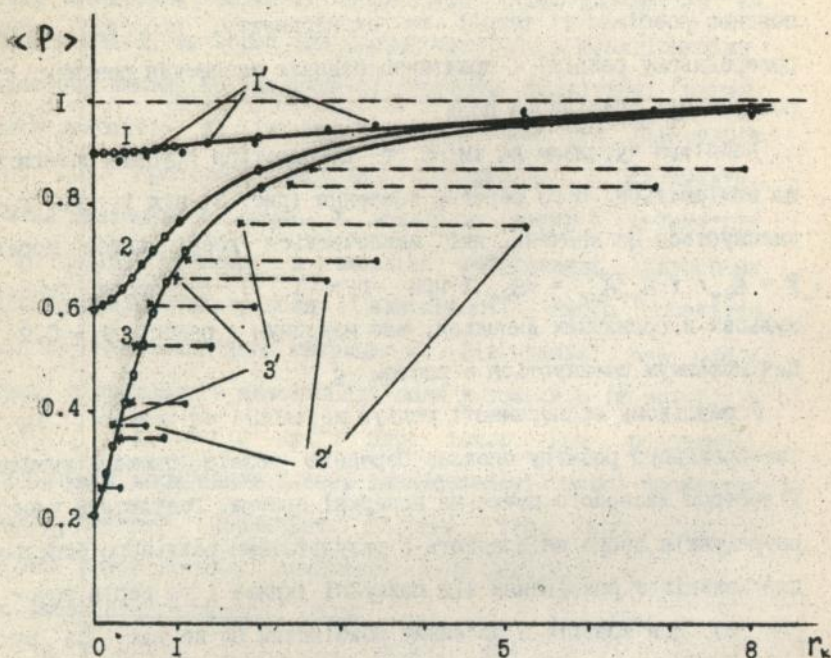


Рис. 3. Залежність середнього значення  $\langle P \rangle$  функції густини ймовірності вимірюваного ступеня поляризації від відносного радіуса кореляції  $r_k$ . Розрахункові криві: 1 -  $\xi_{xy} = 0,45$ ; 2 -  $\xi_{xy} = 0,3$ ; 3 -  $\xi_{xy} = 0,1$ . Експериментальні серії точок: 1' - для алюмінію, 2', 3' - для паперу. Серія точок 3' одержана із серії 2' при зменшенні масштабу осі  $r_k$  у 2,9 разів.

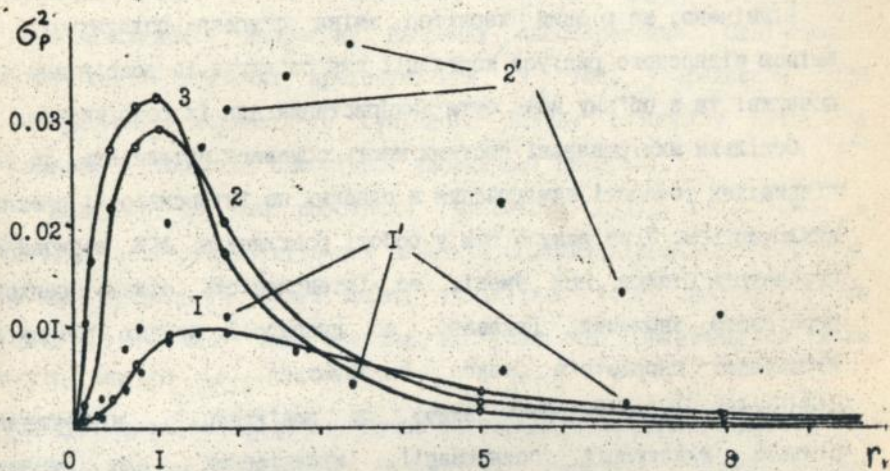


Рис. 4. Залежність дисперсії  $\sigma_p^2$  функції густини ймовірності вимірюваного ступеня поляризації від відносного радіуса кореляції. Позначення такі самі, як на рис. 3.

розсіянням, визначати із, щонайменше, двох середніх значень ступеня поляризації, що реально вимірюється, використовуючи результати чисельних розрахунків.

Відмічено, що різний характер зміни ступеня поляризації із зміною відносного радіуса кореляції для об'єктів із розсіянням від поверхні та з об'єму може бути використаний для їх розрізнення.

Оскільки вимірювальні системи мають обмежену чутливість, то для підвищення точності вимірювання в слабких по інтенсивності спеклах виключаються. У зв'язку з цим у роботі розглянуто ФГІ нормованих параметрів Стокса при умові, що інтенсивність більше деякого порогового значення. Показано, що дисперсії кривих розподілу нормованих параметрів Стокса зменшуються з ростом порогу відсікання інтенсивностей знизу. Це пов'язано з відкиданням більших флуктуацій поляризації, характерних для менших інтенсивностей. Як оцінку флуктуацій поляризації було взято дисперсію кривих, одержаних перерізом двовимірних функцій розподілу для певного параметра Стокса та інтенсивності площиною із фіксованим значенням інтенсивності. Названа дисперсія зменшувалась з ростом інтенсивності.

У четвертому розділі розглянуто поляризаційні характеристики когерентного випромінювання при відбитті від випадкової поверхні, враховуючи на відміну від попередніх розділів статистичні властивості шореткої поверхні. Розраховувалися середні значення матриці когерентності, а через них - середній ступінь поляризації та середній кут повороту вектора поляризації розсіяної хвилі.

Задача розв'язувалася у наближенні одноразового розсіяння за принципом Кірхгофа (випадок плавних шорсткостей), коли розсіяне поле поблизу поверхні можна виразити через поле падаючої хвилі за формулами Френеля. Для розрахунку електромагнітного поля у дальній

зоні (Френеля та Фраунгофера) запропоновано використання скалярної формули Гріна для кожної із  $x$ ,  $y$ ,  $z$  компонент поля.

Для розрахунку поляризаційних характеристик розглядалися проєкції цих  $x$ ,  $y$ ,  $z$  компонент поля у площині реєстрації, перпендикулярній вибраному напрямку спостереження. Статистичні властивості поверхні враховувалися на етапі усереднення при використанні нормального сумісного закону розподілу висот та нахилів нерівностей однорідної випадкової поверхні.

Показано, що для розсіяння гауссового пучка характерним є якісний збіг результатів для середніх поляризаційних характеристик у зоні Френеля та Фраунгофера, кількісний збіг спостерігається лише у тій області зони Френеля, де розсіяння визначається лише параметрами гауссового пучка (на відстані  $R \gg R_{kr}$ ,  $R_{kr}$  - радіус кривизни гауссового пучка на середній площині поверхні).

Дослідження показали залежність середніх поляризаційних параметрів лише від одного параметра  $\kappa$  - відношення кореня квадратного дисперсії висот  $\sigma$  до радіуса кореляції висот випадкової поверхні  $\rho_0$ , зв'язаного із статистичними характеристиками випадкової поверхні.

Аналітичний вираз одержано тільки для середнього значення інтенсивності компоненти поля, перпендикулярної площині падіння у зв'язку з відсутністю дрібно-раціональних функцій під інтегралом. Результати чисельного інтегрування відображають характер залежності поляризаційних характеристик від  $\kappa$ . Спостерігається зменшення середнього ступеня поляризації із ростом  $\kappa$ , що можна пояснити зростанням вкладу елементів поверхні з більшим нахилом, для яких коефіцієнти Френеля ортогональних компонент мають більшу різницю.

Природним є зменшення середнього ступеня поляризації із

зменшенням відношення  $\rho_0/\lambda$ , оскільки зростає вплив дифракційних ефектів.

Показано, що при зворотному розсіянні проявом анізотропії нерівностей випадкової поверхні є ненульовий середній поворот площини поляризації у відбитій хвилі у порівнянні з падаючою. Це пов'язано з однаковим напрямом повороту площини поляризації у хвилях, відбитих від елементів поверхні, що мають різний знак нахилу відносно середньої площини поверхні.

Величина названих ефектів, одержаних у наближенні одноразового розсіяння, невелика: значення середнього ступеня поляризації досягають значення 0,96, а середнього повороту площини поляризації - кількох градусів при зміні  $\kappa$  до одиниці ( $\rho_0/\lambda = 5$ ).

У висновку відзначається, що в дисертаційній роботі розроблена методика вимірювань поляризаційних характеристик розсіяного електромагнітного випромінювання, теоретично та експериментально досліджена просторова поляризаційна структура, яка формується при розсіянні електромагнітного випромінювання випадковими поверхнями, що відображено у таких основних результатах:

1. Для поляризаційного аналізу розсіяного когерентного електромагнітного випромінювання кращим є метод Стокса-поляриметрії, що базується на вимірюванні чотирьох інтенсивностей завдяки можливості роботи вимірювальної апаратури у вузькій смузі частот. Для поляриметрів цього типу існують оптимальні значення параметрів поляризаційних елементів, які відповідають мінімуму числа обумовленості характеристичної матриці поляриметра, що забезпечує мінімальну помилку визначення компонент Стокса.

2. Припускаючи гауссову статистику ортогональних компонент когерентного електромагнітного поля, вперше одержано ймовірнісний

розподіл параметрів Стокса для нормованих значень, що дозволяє одержати інформацію про зміну поляризації незалежно від зміни інтенсивності спекл-поля. Одержані теоретичні ФГІ поляризаційних параметрів достатньо добре описують експериментальні результати для зразків з розсіянням випадковою поверхнею розділу. Найбільш ймовірний стан поляризації для таких зразків може бути визначений з максимумів ФГІ нормованих параметрів Стокса та відповідає поляризації хвилі, дзеркально відбитої в даному напрямі спостереження; розкид поляризації зумовлений вкладом дифрагованих хвиль, а також багаторазово відбитих хвиль, що відіграють при цьому суттєву роль.

3. Врахування умов реєстрації при розрахунку ФГІ нормованих параметрів Стокса та їх характеристик дало змогу пояснити розбіжності між теоретичними та експериментальними результатами.

За допомогою чисельного моделювання експерименту підтверджено, що скінченні розміри апертури вимірювальних систем призводять до зменшення дисперсії ФГІ нормованих параметрів Стокса та до появи відмінного від  $\delta$ -функції ймовірного розподілу ступеня поляризації, та одержано кількісні характеристики цих ефектів. У рамках теоретичних уявлень, що враховують обмежені розміри апертури, можуть бути описані вимірювані поляризаційні характеристики розсіяного випромінювання, що формується широким класом дифузних розсіювачів, у тому числі об'єктами з об'ємним розсіянням. Розрахована залежність середнього ступеня поляризації від відносного радіуса кореляції спекл-поля може бути використана для визначення кореляційних розмірів спекл-поля, сформованого такими об'єктами.

Теоретичні розрахунки показали звуження ймовірнісних розподілів нормованих параметрів Стокса з обмеженням діапазону вимірюваних

інтенсивностей знизу, необхідність якого зумовлена скінченною чутливістю вимірювальних систем. Це пояснюється виключенням більших флуктуацій поляризації, характерних для менших інтенсивностей.

4. У наближенні однократного розсіяння визначено зв'язок між статистичними властивостями випадкової поверхні та поляризаційними характеристиками розсіяного нею когерентного електромагнітного випромінювання. Цей зв'язок проявляється у зменшенні середнього ступеня поляризації з ростом відношення  $\sigma/\rho_0$  - кореня квадратного дисперсії висот до радіуса кореляції висот шорсткої поверхні. При зворотному розсіянні поверхнею з анізотропією шорсткостей спостерігається поява ненульового середнього кута повороту площини поляризації у розсіяній хвилі по відношенню до падаючої, який також залежить від відношення  $\sigma/\rho_0$ , а саме - зростає з ростом цього відношення.

#### ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ДИСЕРТАЦІЇ ОПУБЛІКОВАНІ

##### В РОБОТАХ

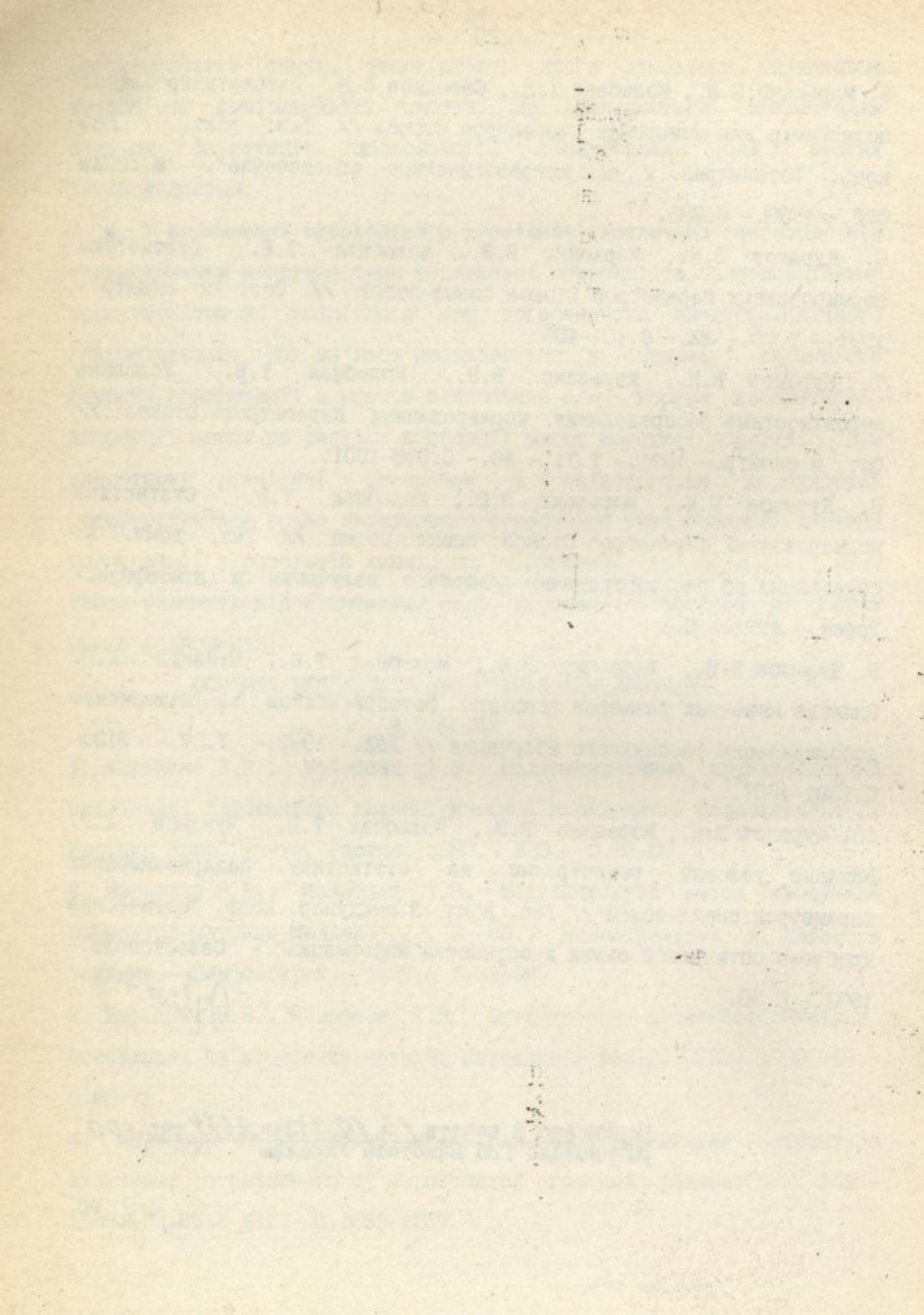
1. Марьенко В.В., Молебная Т.В. Поляризационные характеристики излучения, рассеянного диэлектрической шероховатой поверхностью // Вестник Киев. ун-та. Физика. 1987.- №28.- С.82-85.
2. Марьенко В.В., Молебная Т.В. Модуляционный метод измерения элементов матрицы Мюллера // В сб.: Эллипсометрия в науке и технике.- Новосибирск.- 1987.- С.52-56.
3. Марьенко В.В., Молебная Т.В. Оптимизация стокс-поляриметров, основанных на измерении четырех интенсивностей // ОМП.- 1990.- №7.- С.68-71.
4. Марьенко В.В., Молебная Т.В. Поляризационная структура излучения, отраженного от шероховатой границы раздела // УФЖ.- 1990.- Т.35.- №11.- С.1653-1657.

5. Марьенко В.В., Молебная Т.В., Савенков С.Н. Автоматизированный поляриметр для измерения параметров Стокса // Тез. докл. 7 Вс. конф. "Фотометрия и её метрологическое обеспечение".- М.:ВНИИ ОФИ.- 1988.- С.285.
6. Курашов В.Н., Марьенко В.В., Молебная Т.В. Статистика нормированных параметров Стокса спекл-полей // Опт. и спектр.- 1991.- Т.70.- №2.- С.401-406.
7. Курашов В.Н., Марьенко В.В., Молебная Т.В. Условные вероятностные распределения нормированных параметров Стокса // Опт. и спектр.- 1991.- Т.71.- №6.- С.998-1001.
8. Курашов В.Н., Марьенко В.В., Молебная Т.В. Статистика нормированных параметров Стокса спекл-полей // Тез. докл. XI симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере.- Томск.- 1991.- С.
9. Курашов В.Н., Марьенко В.В., Молебная Т.В., Чумаков А.Г. Влияние конечных размеров апертуры фотоприёмников на измеряемую деполаризацию рассеянного излучения // УФЖ.- 1992.- Т.37.- №10.- С.1501-1507.
10. Курашов В.Н., Марьенко В.В., Молебная Т.В., Чумаков А.Г. Влияние условий регистрации на статистику поляризационных параметров спекл-полей // Тез. докл. 3 междунар. конф. "Физические проблемы оптической связи и обработки информации".- Севастополь.- 1992.- С.30.

*Курашов*

Подписано к печати 13.10.93 Зак. 2674 тираж 100  
 размножено ГВЦ Минстата Украины ООП

*Курашов*





AB 28.395

**AB 28.395**