



УДК 535.8

© 2008

О. І. Барчук, А. О. Голобородько, В. Н. Курашов

## Поляризаційні властивості когерентного випромінювання при багаторазовому розсіюванні

(Представлено академіком НАН України М. Г. Находкіним)

*The possibility to use the model of chaotic phase screens for the research of processes of coherent radiation scattering by stochastic multilayered structures is examined. The model is complemented by a spatial anisotropy of the reflection and transmission coefficients of orthogonal components of the electric field strength, which allows us to describe the polarization properties of scattered radiation. The experimental results that confirm the theoretical dependence both qualitatively and quantitatively within the limits of errors are obtained. The offered model can be applied to the analysis of polarization characteristics of radiation scattered by the turbulent atmosphere and to the determination of light scattering by eye retina.*

Дослідження процесів розсіювання електромагнітного випромінювання випадково неоднорідним середовищем проводилися, як правило, у межах окремих модельних уявлень про процеси світлорозсіювання, моделі опису яких розроблялися лише для конкретних типів оптично-неоднорідних об'єктів (шорсткі поверхні, об'ємно розсіюючі шари різної товщини) [1, 2]. Проведення порівняльного аналізу експериментальних даних було утрудненим через необхідність проведення усереднення великої кількості стохастичних випадкових величин і, крім того, самі результати часто мали емпіричний характер. Пізніше традиційні методи оптики розсіюючих середовищ були доповнені та розвинені сукупністю методів, які були пов'язані з наслідками когерентності світла, а саме, зі спостереженням випадкових змін інтенсивності поля після проходження когерентної хвилі крізь випадково-неоднорідне середовище (так званих спекл-структур).

Напрямок досліджень, який має назву “оптика спеклів”, заснований на аналізі параметрів модуля амплітуди і фази випадкових полів з подальшим пошуком взаємозв'язку кореляційних статистичних моментів поля з відповідними статистичними характеристиками фазово-неоднорідного шару. Зазначені методи оптики спеклів були застосовані для розв'язання великого кола прикладних задач: для визначення параметрів мікрорельєфу; форми дифузних поверхонь; вимірювання відстані до дифузора; усунення спекл-шуму хвилі, що пройшла крізь розсіювач; визначення дисперсії висот нерівностей шорстких поверхонь.

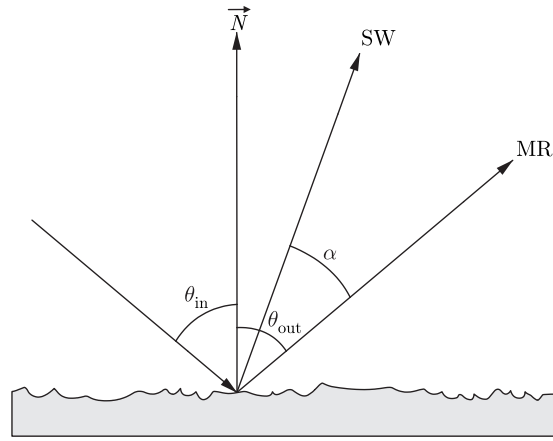


Рис. 1. Схема проведення поляризаційних досліджень:  $\theta_{in}$ ,  $\theta_{out}$  — кути падіння, дзеркальне відбиття, відповідно;  $\alpha$  — кут розсіяння (напрямок спостереження)

Оптика спеклів переважно використовує аналіз структури поля, що базується на одержанні інформації про його амплітудно-фазові характеристики, не враховуючи векторної структури поля. Доповнення її поляризаційними вимірюваннями виявилось дуже корисним для розв'язання ряду задач тестування поверхонь при одноразовому розсіюванні [3, 4]. Але при багаторазовому розсіюванні складність відповідних фізичних механізмів стохастичного розсіювання приводить до відсутності однозначних розв'язків для задач такого типу. В зв'язку з цим викликає інтерес побудова простих моделей розсіюючих середовищ, для яких можна знайти аналітичний розв'язок задачі, або звести її до чисельних розрахунків.

Метою даної роботи є отримання розв'язку прямої задачі багаторазового розсіювання в рамках запропонованої моделі одноразового розсіювання і дослідження експериментальних залежностей ступеня поляризації від кратності актів розсіювання та кута розсіювання, залежно від характеристик набору каліброваних дифузних поверхонь. Такі дослідження дають можливість порівнювати поляризаційні залежності на кожному етапі збільшення кратності розсіювання, що дає додаткову інформацію при застосуваннях запропонованої моделі [5].

Розглянемо основну ідею, що використовувалася при моделюванні процесу розсіювання оптичного випромінювання статистично неоднорідним середовищем. Нехай оптична хвиля під деяким, ненульовим, кутом  $\theta_{in}$  падає на дифузну гомогенну поверхню RS з заданим показником заломлення  $n$  (див. рис. 1). Якщо поверхня ідеально рівна, то виникає лише одна хвиля, що поширюється в середовищі зі швидкістю, яка визначається показником заломлення, і одна відбита хвиля, яка йде у зворотному напрямку до джерела випромінювання. У випадку, коли поверхня є шорсткою, відбивання і заломлення матиме стохастичний характер і виникнуть компоненти, які розповсюджуються у недзеркальному напрямку.

В теоретичних розрахунках метод кореляційної матриці є найбільш доцільним при дослідженні поляризаційних властивостей розсіяного випромінювання. В цьому випадку розгляд поширення електромагнітних хвиль проводиться як лінійне інтегральне перетворення з ядром, параметри якого визначаються статистичними параметрами середовища. Головною перевагою цього метода є те, що для нього не існує суттєвої різниці при описі процесів в каналі поширення, де випадковими параметрами будуть виступати неоднорідності, викликані флуктуаціями рельєфу або флуктуаціями показника заломлення.

Комплексна амплітуда напруженості електричного поля в точці  $\mathbf{r} = \{x, y\}$  площини спостереження подається двокомпонентним вектором Джонса:

$$E(\mathbf{r}) = (E_x(\mathbf{r}), E_y(\mathbf{r}))^T. \quad (1)$$

При поширенні оптичного випромінювання в лінійному оптичному каналі з статистично неоднорідними параметрами кожна реалізація  $E(\mathbf{r})$  може бути зображена таким чином:

$$E(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} H(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}) E_0(\boldsymbol{\rho}) d^2 \boldsymbol{\rho}, \quad (2)$$

де  $H(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho})$  — випадкова імпульсна матриця реакції лінійного оптичного каналу, що визначається функцією Гріна, яка в наближенні анізотропного фазового екрана, параметри якого не залежать від часу, може бути подана у вигляді:

$$H_{kl}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}) = \frac{1}{i\lambda z} e^{i((2\pi/\lambda)|\mathbf{r}-\boldsymbol{\rho}|+\delta_{kl}\varphi_l(\boldsymbol{\rho}))} \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r} - \boldsymbol{\rho}), \quad l, k = x, y, \quad (3)$$

де  $\delta_{kl}$  — символ Кронекера;  $\varphi$  — випадкова фаза, що визначається просторовими випадковими флуктуаціями показника заломлення або рельєфними неоднорідностями оптичного каналу. Явний вигляд випадкової фази визначається просторовим розподілом показника заломлення  $n(\mathbf{r})$  або рельєфних флуктуацій

$$\varphi_l(\boldsymbol{\rho}) = \frac{2\pi}{\lambda} n_l(\boldsymbol{\rho}) h(\boldsymbol{\rho}), \quad l, k = x, y, \quad (4)$$

$n_j(\boldsymbol{\rho})$  — випадкові флуктуації показника заломлення;  $h(\boldsymbol{\rho})$  — випадковий розподіл неоднорідностей рельєфу. Таким чином, співвідношення (2) враховує дифракційні явища в каналі і рефракцію на неоднорідностях

$$E_l(\mathbf{r}) = \frac{1}{i\lambda z} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(2\pi/\lambda)(|\mathbf{r}-\boldsymbol{\rho}|+n_l(\boldsymbol{\rho})h(\boldsymbol{\rho}))} \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r} - \boldsymbol{\rho}) E_0(\boldsymbol{\rho}) d^2 \boldsymbol{\rho}, \quad l, k = x, y. \quad (5)$$

Враховуючи конкретну структуру векторів Джонса і рівняння розповсюдження, елементи кореляційної матриці для хвилі, що поширюється в статистично неоднорідному оптичному каналі, записуються так:

$$G_{lk}(\mathbf{r}) = E_l(\mathbf{r}) E_k^*(\mathbf{r}), \quad l, k = x, y. \quad (6)$$

Видно, що випромінювання в кожній точці площини спостереження повністю поляризоване, але поляризація поля випадковим чином змінюється від точки до точки. Тому при апертурному усередненні має місце ефект просторової деполіризації поля. Розглянемо цей ефект у наближенні зони Френеля. Множник  $H_{lk}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}_1) H_{km}^*(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}_2)$  з урахуванням випадкової фази набуде вигляду:

$$\begin{aligned} H_{lk}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}_1) H_{km}^*(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}_2) &= \\ &= \frac{1}{\lambda^2 z^2} e^{i(\pi/\lambda z)(\zeta_1^2 - \zeta_2^2 + \eta_1^2 - \eta_2^2) - i(2\pi/\lambda z)(x(\zeta_1^- \zeta_2) + y(\eta_1^- \eta_2)) + i\varphi_k(\boldsymbol{\rho}_1) - i\varphi_l(\boldsymbol{\rho}_2)}. \end{aligned} \quad (7)$$

Надалі вважатимемо, що всі флуктуації фази визначаються рельєфними неоднорідностями. Слід відзначити, що у випадку розсіювання випромінювання турбулентною атмосферою потрібно вже враховувати не лише рельєфну статистику, а й випадкову зміну показників заломлення. Таким чином, (6) матиме вигляд

$$G_{lk}(\mathbf{r}) = \frac{I_0}{\lambda^2 z^2} K_l(\mathbf{r}) K_k^*(\mathbf{r}), \quad l, k = x, y, \quad (8)$$

де

$$K_l(\mathbf{r}) = \int \int_{-a}^a e^{i(\pi/\lambda z)(\zeta^2 + \eta^2 - 2x\zeta - 2y\eta + zn_l h(\boldsymbol{\rho}))} \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r} - \boldsymbol{\rho}) d\zeta d\eta, \quad l, k = x, y. \quad (9)$$

Багаторазове розсіювання, в цьому випадку, описується таким чином:

$$G_{lk}^s(\mathbf{r}) = I_0 \left( \frac{1}{\lambda^2 z^2} \right)^s \left\langle \prod_i K_l(\mathbf{r}_i) K_k^*(\mathbf{r}_i) \right\rangle, \quad l, k = x, y, \quad (10)$$

де  $s$  — кратність розсіювання. В загальному випадку при дослідженні поляризаційних характеристик розсіяного випромінювання ступінь поляризації визначається в межах деякої апертури, що розташована під певним кутом до напрямку дзеркального відбиття

$$\langle G_{ij}^s \rangle = \int_A^B G_{ij}^s(\mathbf{r}) d^2 \mathbf{r}, \quad l, k = x, y, \quad (11)$$

де межі інтегрування визначаються так:

$$\begin{aligned} A &= z \operatorname{tg} \alpha - a, \\ B &= z \operatorname{tg} \alpha + a. \end{aligned} \quad (12)$$

Тут  $\alpha$  — кут розсіювання;  $a$  — апертура, в межах якої проводиться усереднення;  $z$  — відстань від площини розсіювання до площини спостереження.

Тепер зрозуміло, що повністю поляризована падаюча хвиля буде деполаризуватись, оскільки не можливо звести одночасно всі парціальні матриці когерентності (8) до діагонального вигляду, а збільшення актів розсіювання посилює цей ефект.

Для експериментального вивчення залежності кратності розсіяння і посилення ефекту деполаризації було використано багат шарове середовище, кількість шарів якого можна було змінювати. Тим самим забезпечувалася можливість здійснення плавного переходу від одноразового до багаторазового розсіювання експериментально з використанням одного і того ж модельного підходу для кожного наступного шару. Зауважимо, що всі зразки були виготовлені в одному технологічному процесі та мали ідентичні розміри дисперсії висот та радіусу кореляції, що свідчить також про ідентичність шарів за статистикою (гауссівською для матового скла). Це дозволило раніше говорити про кратність розсіяння для середовища з однаковими статистичними характеристиками. Термін “кратність розсіювання” пов’язаний саме з кількістю границь середовища.

Для спостереження зміни поляризації розсіяного випромінювання була використана установка [6], яка схематично зображена на рис. 2. Вона складається з двох каналів: зон-

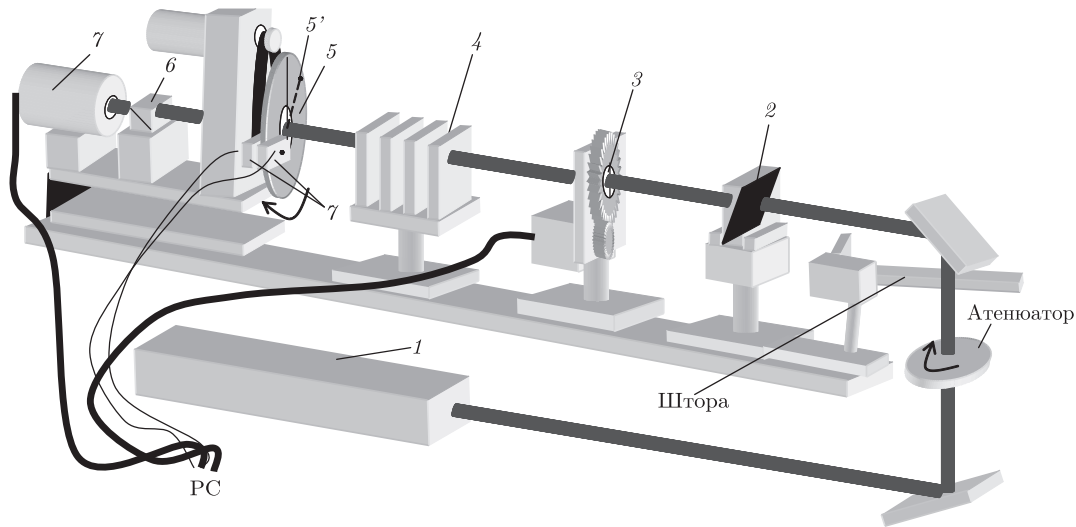


Рис. 2. Схема установки для вимірювання поляризації випромінювання

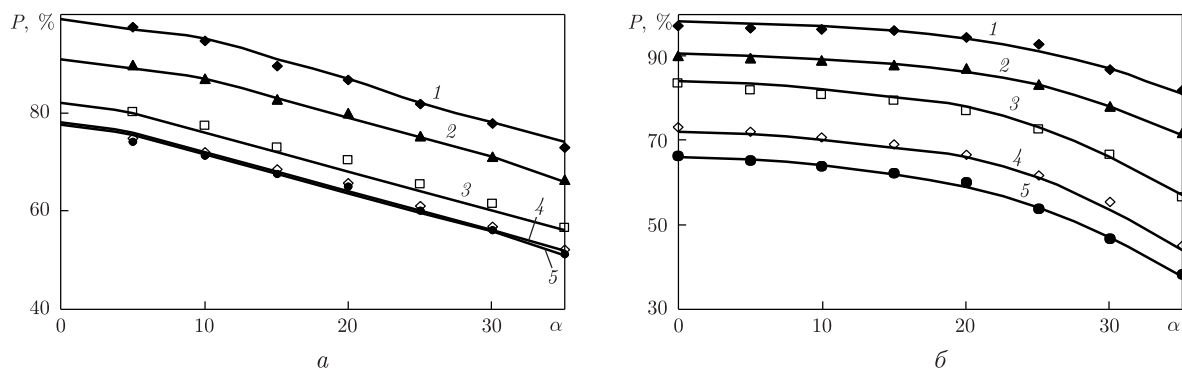


Рис. 3. Кутові залежності ступеня поляризації:

*a* — відбитої хвилі залежно від кількості розсіюючих шарів (крапки — експериментальні значення; лінії — теоретично розраховані залежності); *б* — заломленої хвилі (1 — один розсіюючий шар; 2 — три розсіюючих шари; 3 — п'ять розсіюючих шарів; 4 — сім розсіюючих шарів; 5 — вісім розсіюючих шарів)

дуючого та реєструючого. Канал зондування, в свою чергу, складається з таких елементів: джерела когерентного випромінювання з довжиною хвилі  $\lambda = 633$  нм (1), поляризатора (2), та чвертьхвильової платівки з комп'ютерно контрольованими азимутальними кутами повороту (3). Реєструючий канал складається з: фазової платівки (5), що постійно обертається; аналізатора (6), фотоприймача (7). Установка зібрана таким чином, що є можливість змінювати просторове розташування реєструючого каналу і, таким чином, спостерігати кутовий розподіл ступеня поляризації.

Повністю поляризоване випромінювання попадає на розсіююче середовище (4), що складається з набору дифузних гомогенних поверхонь з заданими показником заломлення  $n = 1,5$ . Кожна поверхня являє собою тонке скло, одна сторона якого є дифузною поверхнею з такими параметрами: дисперсія нерівностей поверхні  $\sigma = 1,1$  мкм та радіус кореляції нерівностей поверхні  $r_k = 11,4$  мкм.

Кутові залежності ступеня поляризації відбитої компоненти зображено на рис. 3, *a*. Видно, що, починаючи з деякої кількості шарів, рівень поляризації вже не є функцією кількості

розсіюючих поверхонь (для 7 та 8 розсіюючих шарів залежності збігаються). Спостерігається ефект насичення деполяризації відбитої компоненти при деякій кількості шарів, що визначається показником заломлення розсіюючого середовища. Це можна пояснити присутністю майже поляризованої компоненти, зумовленої відбиттям від декількох перших границь багатшарової структури. Інтенсивності цих компонент складають значну частку падаючого променя [5]. В результаті, рівень поляризації сумарного відбитого випромінювання залишається досить великим навіть при великому числі границь поділу. Це свідчить про те, що при розрахунках або експериментальних тестуваннях поверхонь досить враховувати тільки 8 границь поділу (для вказаного показника заломлення) і подальше врахування не дасть істотної зміни результатів. При збільшенні показника заломлення можна очікувати, що ефект насичення відбувається при меншій кількості шарів.

На рис. 3, б показано кутові залежності ступеня поляризації заломленої хвилі.

Заломлена компонента спочатку (для деякої кількості шарів) залишається майже повністю поляризованою, а при збільшенні кількості шарів відбувається повна деполяризація оптичного випромінювання. На відміну від відбитої хвилі, в даному випадку не спостерігається ефекту “насичення” деполяризації розсіяного випромінювання.

Як для заломленої, так і для відбитої хвиль при кутах  $\alpha > 35^\circ$  спостерігається подальше зменшення ступеня поляризації до повної деполяризації розсіяних хвиль. Збільшення кількості шарів у випадку заломленої хвилі знижує ступінь поляризації і, відповідно, понижує кут, при якому спостерігається повна деполяризація розсіяного випромінювання.

Проведені експериментальні дослідження і теоретичні розрахунки показали адекватність запропонованої моделі при переході від одноразового до багаторазового розсіювання. Отримані кутові залежності виявили ефект насичення поляризації відбитої компоненти при кількості шарів, що визначається співвідношеннями між показниками заломлення, кутами падіння та розсіяння і залежить від довжини хвилі зондуючого випромінювання. Саме виявлення цієї особливості дозволяє побудувати теоретичну модель ока людини і визначити методику вимірювання аберацій в цій оптичній системі.

1. *Исцмару А.* Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. – Москва: Мир, 1981. – Т. 1. – 280 с.
2. *Tuallle J. M., Tinet E., Vvrellier S.* A new and easy way to perform time-resolved measurements of the light scattered by a turbid medium // *Optics Communications.* – 2001. – **189**. – P. 211–220.
3. *Angelsky O. V., Buchkovsky I. A., Magun I. I., Maksimyak P. P., Perun T. O.* Optical correlation diagnostics of rough surfaces // *Proc. SPIE.* – 1992. – **1723**. – P. 413–418.
4. *Andrews L. S., Phillips R. L., Weeks A. R.* Propagation of a Gaussian-beam wave through a random phase screen // *J. Waves Random Media.* – 1997. – **7**. – P. 229–244.
5. *Barchuk O. I., Goloborodko A. A., Kurashov V. N.* Experimental studies of coherent light propagation under multiple scattering // *Укр. фіз. журн.* – 2006. – **51**, No 9. – P. 850–857.
6. *Savenkov S. N., Muttiah R. S., Oberemok Y. A.* Transmitted and reflected scattering matrices from an English oak leaf // *Applied Optics.* – 2003. – **42**, No 24. – P. 4955–4962.

*Київський національний університет  
ім. Тараса Шевченка*

*Надійшло до редакції 11.02.2008*