

## ОТРИМАННЯ ВИХРОВИХ ПУЧКІВ

Розглянуто інтерференційну техніку створення вихрових пучків. Розглянуто один із варіантів реалізації перетворювача гладкий пучок – вихровий. Наведені результати тестування такого перетворювача.

The interferometric technique of vortex beam obtaining is considered. The transformer of a smooth beam to a vortex one is proposed. The results of experimental testing of such transformer are presented.

Останнім часом у оптичних дослідженнях все частіше застосовуються методи сингулярної оптики [1,2]. У скалярних полях відомий лише один тип оптичної сингулярності – вихор фази, або дислокація хвильового фронту [1-4]. Дислокація хвильового фронту виникає у тих місцях поля, де воно досягає нульового значення. Фаза поля у цих точках не визначена і змінюється стрибком на  $2\pi$  при обході центра вихору [1,2]. При цьому напрямок зростання фази визначається знаком топологічного заряду [2].

Для багатьох оптичних застосувань важливо володіти простими засобами створення таких пучків. Відомо, що формування дислокацій хвильового фронту може бути здійснено за допомогою лазерних пристроїв, які генерують моди Гауса-Лагера [3], або за допомогою синтезованих голограм [4,5].

Проте найбільш простою, з нашої точки зору, технікою є методи інтерференційного створення вихрових пучків. У роботі [6] показано можливість утворення фазових вихорів при інтерференції двох хвиль із відносно плавною фазовою модуляцією.

Розглянемо інтерференцію довільних когерентних хвиль  $U_1$  і  $U_2$ . Фази цих хвиль  $\Phi_1$ ,  $\Phi_2$  і модулі амплітуд  $A_1$ ,  $A_2$  такі, що для кожної площини спостереження, перпендикулярної до вісі  $z$ , розповсюдження хвиль, які аналізуються, можуть бути розглянуті в межах наближення хвильових фронтів [7], тобто поля  $U_1$  і  $U_2$  розповсюджуються у зоні аналізу без дифракції. У точці  $(x,y)$  площини спостереження модулі амплітуд хвильового фронту мало відрізняються і існує розв'язок рівняння  $A_1(x,y)=A_2(x,y)$  у вигляді  $y=f(x)$  – лінії рівних інтенсивностей. Тоді у невеликому околі точок утворення нулів амплітуди вздовж лінії

$y=f(x)$  тангенс фази результуючого поля визначається співвідношенням:

$$\operatorname{tg} \Phi = A_i \frac{\Delta \Phi_i^x X + \Delta \Phi_i^y Y}{\Delta A_i^x X + \Delta A_i^y Y}, \quad (1)$$

$$\Delta A_i^t = A_{1i}^t - A_{2i}^t, \quad \Delta \Phi_i^t = \Phi_{1i}^t - \Phi_{2i}^t, \quad A_{pi}^t = \left. \frac{\partial A_p}{\partial t} \right|_{x=x_i, y=y_i}$$

$$\Phi_{pi}^t = \left. \frac{\partial \Phi_p}{\partial t} \right|_{t=x,y, p=1,2}, \quad X, Y - \text{локальна система}$$

координат з початком у точці  $i$ -го нуля амплітуди.

Із (1) випливає, що поле в околі нуля визначається, як гвинтова дислокація, а знак вихору – співвідношенням між  $\Delta \Phi_i^t$  і  $\Delta A_i^t$ .

На рис.1 наведено експериментальні результати інтерференційного тестування інтерференції двох практично плоских хвиль з близькою інтенсивністю. Лінія однакових інтенсивностей позначена на рис.1 стрілками. Як видно з рис.1 гвинтові дислокації виникають на перетині лінії однакової інтенсивності та мінімумів інтерференційної картини.

Отже, формування гвинтової дислокації можливе при інтерференції навіть двох фронтів з гладкими хвильовими поверхнями. При цьому єдиною умовою є близькість модулів амплітуд інтерферуючих хвиль і ненульовий (хоча б у

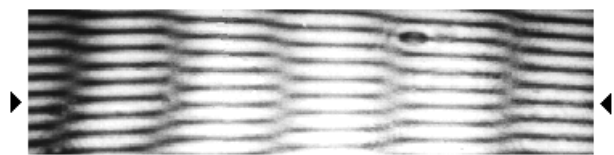


Рис.1. Результати інтерференційного тестування експериментально отриманих дислокацій хвильового фронту.

однієї з них) градієнт інтенсивності. Гвинтова дислокація формується у точці перетину ліній однакової інтенсивності фронтів і мінімумів інтерференційної картини.

Зауважимо, що експериментально цю ситуацію можна промодельовувати у будь-якому інтерферометрі, зокрема в інтерферометрі зсуву.

Такий перетворювач було реалізовано в такий спосіб (рис.2). В якості інтерферометра зсуву використано скляну плоскопаралельну пластинку товщиною 3 мм із клиноподібністю поверхонь  $\approx 3 \div 5$  кутових секунд. Спрямовуючи паралельний пучок на таку пластинку в напрямку на відбивання, маємо відому інтерференційну картину з  $2 \div 3$  інтерференційними смугами. Одну з поверхонь платівки (задню) було напилено алюмінієм з коефіцієнтом відбивання близьким до 100% (рис.2а). При напиленні іншої поверхні було створено такі умови, що коефіцієнт відбивання плавно змінювався вздовж робочої області від 0 до 100%. Причому ці зміни відбувалися у напрямку, перпендикулярному до напрямку інтерференційних смуг. Тоді відбитий від передньої грані (пучок 1) та від задньої грані (пучок 2) пучки набували модуляції інтенсивності, подібної до зображеної на рис.2б. Тобто створювалися необхідні умови для виникнення у результуючому полі гвинтової дислокації хвильового фронту.

Результати інтерференційного тестування результуючого поля наведено на рис.3. Довжина робочої зони  $L$  була такою, що перетворювач можна було використовувати для нерозширеного лазерного пучка. Рис.3а-3г відповідають послідовному зміщенню робочої зони відносно лазерного пучка. Утворена при цьому дислокація хвильового фронту позначена на рис.3 білою стрілкою.

На завершення хотілось би відмітити, той факт, що при утворенні вихрів внаслідок інтерференції хвиль з простими хвильовими поверхнями можуть спостерігатися порушення топологічних реакцій, наведених у [2], що характеризують процеси народження і зникнення дислокацій.

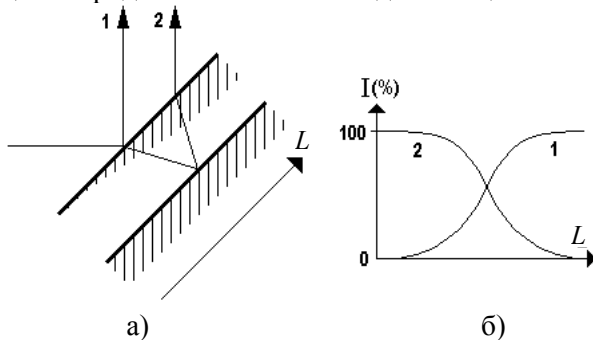


Рис.2. Перетворювач плоска хвиля - вихровий пучок.

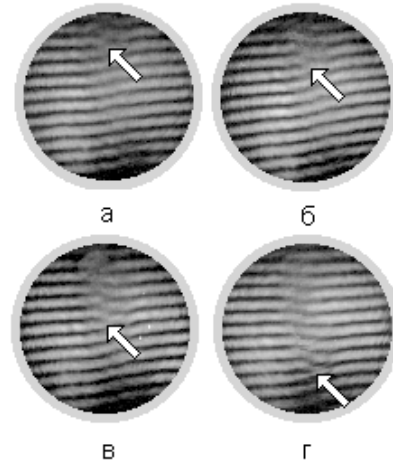


Рис.3. Інтерференційне тестування перетворювача.

Розгляньмо інтерференцію двох фронтів, характеристики яких підкоряється таким вимогам:

1. Одна із хвиль плоска, а друга володіє деякою кривизною.
2. Амплітудна модуляція плоскої хвилі постійна, а інтенсивність другої хвилі змінна і має у деякій точці максимум.

Тоді, залежно від відстані до площини спостереження  $z$ , послідовно будуть реалізовані ситуації, що ілюструються рис.4, на якому наведено якісну поведінку ліній зміни фази для різних величин  $z$ . Рис.4а відповідає ситуаціям, коли при інтерференції хвиль у кожній інтерференційній смузі формуються два вихора протилежного знака  $V^+$  та  $V^-$ . Зауважимо, що на безмежності (як "+", так і "-") формується ще одна система вихорів протилежного знаку. Вихри одного знаку (у напрямку, перпендикулярному інтерференційним смугам) з'єднуються між собою за допомогою сідел  $S$ . Рис.4б, 4в ілюструють поведінку фази у момент анігіляції вихрів і після нього відповідно. Як видно з рис.4б, у момент анігіляції утворюється крайова дислокація  $ED$  нульової довжини. Хоча така особлива точка поля має топологічний заряд, що дорівнює нулю, структура фази навколо неї подібна до структури вихра, тобто має характер фазової "зірки". Тоді топологічний індекс Пуанкаре буде той самий, що й у вихра і дорівнює +1. У напрямку перпендикулярному до інтерференційної смуги між крайовими дислокаціями розташовані не зовсім звичайні сідла  $PS$  (вздовж смуг немає зміни фази). Проте топологічний індекс, що притаманний їм, має традиційне значення -1. Природно, що сумарний топологічний заряд і сумарний топологічний індекс дорівнюють 0 для всіх ситуацій, що відображені на рис.4. Проте на відміну від топологічної реакції

анігіляції, наведеної у [2]

$$2S + V^+ + V^- \Leftrightarrow 0, \quad (2)$$

яка відображає процес анігіляції, що включає у себе одночасно руйнування як вихрів так і сідел, маємо таку послідовність топологічних реакцій.

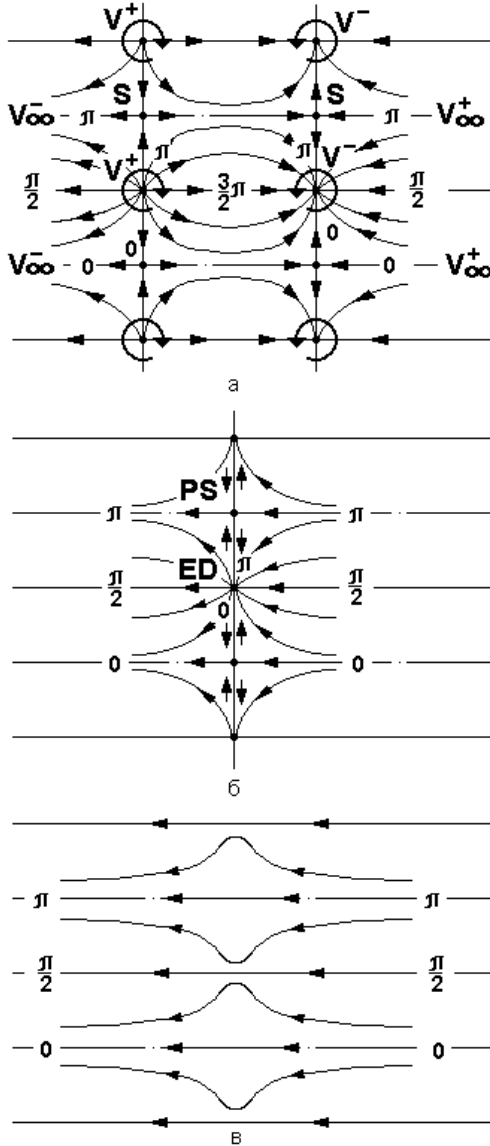


Рис.4. Лінії зміни фази при інтерференції двох хвиль залежно від відстані до площини спостереження.

1. Спочатку анігілюють вихри  $V^+$  і  $V^-$  і утворюється крайова дислокація нульової довжини. При цьому два сідла  $S$  зливаються у сідло  $PS$ . Тобто маємо систему:

$$\begin{cases} V^+ + V^- \Leftrightarrow ED, \\ S + S \Leftrightarrow PS. \end{cases} \quad (3)$$

2. Наступний етап – зникнення крайової дислокації і "незвичайного" сідла.

Очевидно, що це не єдиний можливий випадок, коли процеси народження і руйнування топологічних структур поля проходять у два етапи. Тому можна висунути припущення – процес анігіляції (народження) вихрів може відбуватися за двома наведеними схемами.

#### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Nye J.F. Natural focusing and fine structure of light. (Institute of physics publishing, Bristol and Philadelphia.). - 1999.
2. Nye J.F., F.R.S., Hajnal J.V., Hannay J.H. Phase saddles and dislocations in two-dimensional waves such as the tides // Proc.R.Soc. Lond. - 1988. - **A.417**. - P.7-20.
3. Heckenberg N.R., McDuff R., Smith C.P., Rubinsztein-Dunlop H. & Wegener M.J. Laser beams with phase singularities // Opt. Quantum Electron. - 1992. - **24**. - P.S951-S962.
4. Bazhenov V.Yu., Soskin M.S., Vasnetsov M.V.. Optical wavefront dislocations // J. Mod. Optics - 1992. - **39**. - P.985 - 989.
5. Heckenberg N.R., McDuff R., Smith C.P. & White A.G. Generation of optical phase singularities by computer-generated holograms // Opt. Lett. - 1992. - **17**. - P.221-223.
6. Angelsky O.V., Besaha R.N., Mokhun I.I. Appearance of wave front dislocations under interference among beams with simple wave fronts // Optica Aplicata. - 1997. - **27**, No.4. - P.273-278.
7. Mokhun I.. Optical implementation of scale-invariant transform // SPIE Proc. - 1997. - **3317**. - P.205-210.