

05:07

Метод обнаружения винтовых дислокаций в полихроматическом свете на основе интерференционной схемы Юнга

© Н.В. Шостка

Таврический национальный университет, Симферополь, Украина
E-mail: nataliya_shostka@mail.ru

Поступило в Редакцию 28 января 2011 г.

Предложен и описан экспериментальный метод регистрации фазовых дислокаций в полихроматическом свете, основанный на интерференционной схеме Юнга с использованием экрана с множеством пар отверстий.

В современной оптике большой интерес представляют винтовые дислокации в полихроматическом свете, так называемые „белые вихри“. В некоторых случаях исследование таких структур позволяет выявить скрытую информацию об источнике света и характере изменений, которые происходят со светом в процессе его распространения. Впервые на возможность генерации таких вихрей было указано в работе М. Берри и С. Клейна в 1996 году. В последние годы был предложен ряд экспериментальных методик получения „белых вихрей“ в кристаллах и на компьютерно-синтезированных голограммах [1,2]. В 2004 году был получен полихроматический вихрь за счет дифракции на внеосевой голограмме пучка Лагерра–Гаусса [3]. В большинстве случаев в полихроматическом пучке оптические вихри не наблюдаются вследствие низкой временной и пространственной когерентности. Но при этом они сохраняют все свои основные свойства. Вопрос определения скрытого сингулярного состава некогерентного света является открытой областью исследований. На сегодняшний день основным методом определения топологического состава света является двухплечевой интерференционный метод, требующий большой тщательности настройки всех элементов схемы и не всегда осуществимый в реальных условиях [4,5].

В данной работе рассматривается возможность обнаружения винтовых дислокаций в частично-когерентном свете, основанная на интерфе-

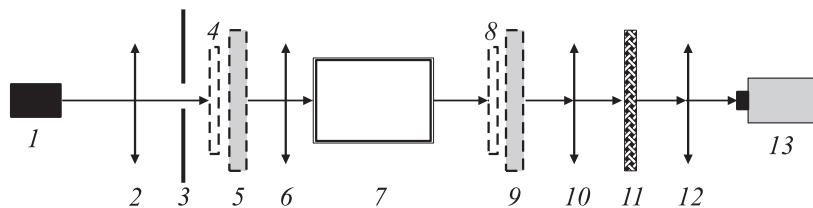


Рис. 1. Экспериментальная установка: 1 — галогенная лампа; 2 — собирающая линза L_1 ; 3 — диафрагма (12 mm); 4, 8 — пластинки $\lambda/4$; 5, 9 — поляризатор; 6 — линза L_2 ; 7 — кристалл LiNB; 10 — коллимирующая линза L_3 ; 11 — экран с множеством пар щелей; 12 — собирающая линза L_4 ; 13 — CCD-камера.

рениционной схеме Юнга с использованием экрана с множеством пар отверстий, повышающим энергетическую эффективность интерференционной картины [6,7]. Предложенный нами экспериментальный метод довольно прост и удобен в обращении.

Для экспериментальной генерации полихроматических вихрей применялся метод, предложенный в работе [2]. В экспериментальной установке (рис. 1) свет от галогенной лампы мощностью 50 W проходил через диафрагму и коллимировался линзовой системой L_1 , затем последовательно проходил через поляризатор P и четвертьволновую пластинку. В результате формировался циркулярно-поляризованный свет, который при помощи линзы L_2 фокусировался в одноосный кристалл (LiNbO_3), оптическая ось которого ориентирована вдоль оси пучка. После кристалла пучок проходил через вторую пару четвертьволновой пластинки и поляризатора P . На выходе системы получался линейно-поляризованный вихрь с двойным зарядом (рис. 2).

Далее проводился анализ полученного топологически неоднородного белого света. С помощью линзы L_3 сколлимированный пучок направлялся на экран с множеством пар отверстий, при этом интерферирующие пучки, соответствующие этим парам, накладывались друг на друга без смещения, тем самым увеличивая интенсивность в интерференционных максимумах.

Данная схема имеет ряд особенностей: полосы Юнга в данной схеме наблюдаются в плоскости, оптически сопряженной плоскости формирования вихря, эта плоскость находится в дальнем поле дифракции. При этом плоскость наблюдения интерференционной картины будет

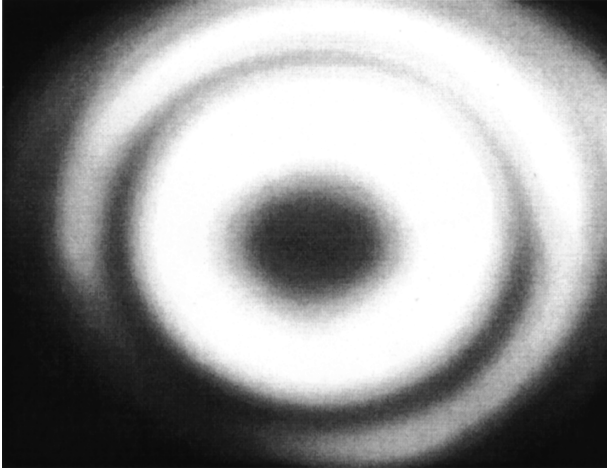


Рис. 2. Поперечное распределение интенсивности оптического вихря в полихроматическом свете.

определяться фурье-преобразованием поля за экраном с множеством пар отверстий, т.е. изменение положения экрана не будет влиять на смещение интерференционных полос Юнга.

С помощью линзы L_4 полученное поле проецировалось на CCD-камеру. Наблюдаемая интерференционная картина дает информацию о заряде и знаке винтовых дислокаций (рис. 3).

Электрическое поле когерентного монохроматического поля может быть записано в следующей форме:

$$E_l = E_0 \left(\frac{r^l}{w_0^{|l|} \sigma^{|l|+1}} \right) \exp \left(\frac{-r^2}{\omega_0^2 \sigma} \right) \exp(ikz + il\varphi),$$

где E_0 — амплитуда поля, $\sigma = 1 + i(z/z_0)$, z_0 — длина Рэлея, w_0 — перетяжка пучка, l — топологический заряд вихря.

Известно, что когерентный свет, проходя через систему „кристалл—четвертьволновая пластинка и поляризатор“, формирует оптический вихрь с двойным топологическим зарядом [1,2]. При прохождении через данную систему частично-когерентного света распределение

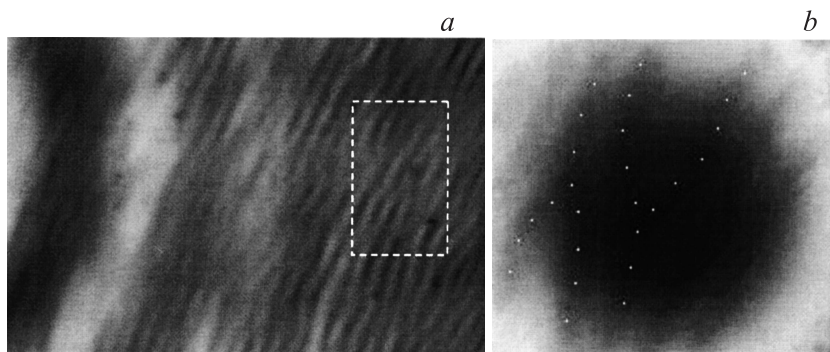


Рис. 3. Интерференционная картина системы винтовых дислокаций в периферийном (а) и центральном (б) поле белого оптического вихря.

интенсивности в плоскости поляризатора идентично распределению интенсивности в когерентном свете [8].

Согласно работе [6], при известной общей интенсивности пучка частично-когерентного света на некоторой поверхности A можно определить интенсивность света на любой другой поверхности A' , параллельной A .

В нашем случае поверхность A совпадает с поверхностью второго поляризатора, а поверхность A' — с поверхностью экрана с множеством пар щелей.

Таким образом, распределение интенсивности на поверхности экрана запишется следующим образом:

$$I(P) = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N \int_A \int_A \sqrt{I(P_n)} \sqrt{I(P_m)} \gamma(P_n, P_m) \frac{\exp(ik(s_n - s_m))}{s_n s_m} \Lambda_n \Lambda_m^* dP_n dP_m, \quad (1)$$

где $\gamma(P_n, P_m)$ — функция когерентности между точками P_n и P_m на поверхности A , s_n и s_m — расстояния от точек P_n и P_m поверхности A до точки наблюдения суммарной интенсивности, Λ_n и Λ_m — факторы, характеризующие расходимость пучков (для малых расходимостей $\Lambda \approx -i/\lambda$). В результате, если лучи после выходного зрачка достаточно хорошо сколлимированы, параллельное смещение поляризатора также

не несет существенного влияния на степень когерентности и распределение интенсивности пучка света.

Поле в выходном и входном зрачках линзы L_4 с хорошей степенью точности может быть аппроксимировано гауссовой функцией, тогда комплексная степень когерентности для множества пар точечных источников в поле выходного зрачка может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} \gamma(P'_n, P'_m) &= \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N \frac{2J_1(u')}{u'} \exp(i\Phi_{nm} - \Phi_{mm}) \\ &= \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N \frac{2J_1(u')}{u'} \frac{(x_n + y_n)^{|l|} (x_m - y_m)^{|l|}}{(x_n^2 + y_n^2)^{|l|/2} (x_m^2 + y_m^2)^{|l|/2}}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $(\Phi_{nm} - \Phi_{mm}) = 2\pi\{[P_n P'_n] - [P_m P'_m]\}/\bar{\lambda}$ — разность фаз, $u' = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta x' \sin(\alpha')$, $\Delta x'$ — расстояние между точками P'_n и P'_m , α' — угол, под которым радиус изображения источника виден из центра выходного зрачка системы.

Таким образом, предложенный и описанный метод позволяет просто и надежно регистрировать винтовые дислокации в поле топологически неоднородного полихроматического света, что не всегда удается с помощью прямых интерференционных измерений.

Список литературы

- [1] *Ciattoni A., Cincotti G., Palma C.* // J. Opt. Soc. Am. 2003. V. A 20. P. 163–171.
- [2] *Volyar A.V., Fadeeva T.A.* // Opt. Spectrosc. 2003. V. 94. P. 235–244.
- [3] *Leach J., Padgett M.J.* // New J. Phys. 2003. V. 5. P. 154.1–154.7.
- [4] *Angelsky O.V., Maksimyak A.P., Maksimyak P.P.* // Optics Express. 2005. V. 13. P. 8179–8183.
- [5] *Mokhum I., Galushko Yu.* // Ukr. J. Phys. Opt. 2008. V. 9. N 4.
- [6] *Born M., Wolf E.* Principles of Optics. Oxford, 1969.
- [7] *Рябухо В.П., Перепелица О.Ф., Чаусский А.А.* // Физическое образование в вузах. 2001. Т. 7. В. 4. С. 99–111.
- [8] *Shvedov V.G., Izdebskaya Ya., Rode A.V., Desyatnikov A., Krolkowski W., Kivshar Yu.S.* // Optics Express. 2008. V. 16. N 25. P. 20 902–20 907.