

УДК 621.3.09+621.373.1

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ДИСКРЕТНО-ВРЕМЕННЫХ ВОРТЕКСОВ В РЕШЕТКЕ ВОЛНОВОДОВ

А.К. Сатарин, А.П. Сухорук

Аннотация

В работе теоретически исследовано распространение оптических импульсных пучков, содержащих дислокации фазы (пространственно-временных вихревых волн) в решетке диэлектрических волноводов. При описании решетки использовано приближение слабой связи и линейная модель отклика волновода на воздействие. Основное внимание в работе уделено изучению влияния дискретности решетки волноводов на динамику распространения дислокаций в импульсном пучке. Рассмотрены вихревые волны, несущие малый топологический заряд. Выявлены различия в распространении импульсных пучков разной ширины, связанные с влиянием дискретности системы. Так, при распространении предельно узкого импульсного пучка происходит рождение новых дислокаций. С увеличением ширины вихревой волны эффект исчезает, и происходит простое преобразование типа дислокации из фазовой в смешанную фазово-краевую.

Введение

Впервые понятие дислокации оптического поля было введено в фундаментальной работе Ная и Берри [1]. В этой работе исследованы различные их виды: краевая, винтовая и смешанная краевая-винтовая. В настоящее время дислокации найдены не только в оптических пучках, но и в пучках другой природы. Винтовая фазовая дислокация – это такая конфигурация поля, что его фаза представляет собой спиральную поверхность, ось которой проходит через сингулярность поля. В этой особой точке поля амплитуда равна нулю, а фаза не определена. Пучки, содержащие подобные структуры, называются вихревыми, или оптическими вихрями. Благодаря спиральной структуре фазового фронта при дифракции энергия циркулирует вокруг сингулярной точки, и она не замыкается. Амплитуда в особой точке все время равна нулю – это фундаментальное свойство вихревых волн. Также неотъемлемым свойством вихревых волн является свойство сохранения топологического заряда.

В данной работе исследуется модифицированный тип вихревых волн, изучение которого началось недавно [2]. Модификация состоит в том, что эти вихревые волны – пространственно-временные, то есть это импульсные пучки, фазовая поверхность которых локализована в координатах пространство-время. В процессе распространения такого импульсного пучка он искажается под действием дифракции и частотной дисперсии, но нулевая амплитуда в сингулярной точке сохраняется. Закон сохранения топологического заряда при распространении таких импульсных пучков тоже верен. Топологический заряд в данном случае вводится аналогично обычной оптической дислокации как циркуляция градиента фазы поля вокруг особой точки.

Поскольку пространственно-временные вихревые волны имеют одну поперечную координату, то возможно изучение их распространения в планарных структурах. В данной работе мы исследовали распространение вихревых волн в решетке волноводов.

Подобные структуры широко исследуются, так как предполагается, что возможно создать на их основе чисто оптические переключатели и логические элементы. Решетка волноводов состоит из оптических диэлектрических волноводов, расположенных эквидистантно и параллельно друг другу. Волноводы в подобных структурах имеют размеры около 4 мк, расстояние между ними – около 10 мк, высота волноводов – 1.5 мк. На длине излучения 1.55 мк это – одномодовые волноводы со слабой туннельной связью. При данных параметрах структура обладает свойством дискретной дифракции [3], то есть основная энергия пучка распространяется вдоль границы света и тени. Очевидно, что непрерывные среды не обладают таким свойством, а основная энергия пучка при распространении в них остается в его центре.

1. Модель и результаты

В работе исследуется влияние дискретной дифракции на распространение пространственно-временных вихревых. При геометрии системы, представленной выше, эволюция амплитуды поля может быть описана следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial A_n}{\partial z} = i\alpha(A_{n-1} + A_{n+1}) + iD\frac{\partial^2 A_n}{\partial \tau^2}, \quad (1)$$

где A_n – медленно меняющаяся амплитуда в волноводе с номером n , α – константа связи соседних волноводов, τ – сопутствующее время, D – коэффициент дисперсии. Первые два слагаемых описывают слабую туннельную связь волноводов (дискретную дифракцию), третье – частотную дисперсию. Применение приближения слабой связи в данном случае обосновано, так как расстояние между волноводами существенно больше их ширины (приблизительно 10 и 4 мк соответственно). Именно слабая туннельная связь является причиной дискретной дифракции в решетке волноводов. В отдельном волноводе дифракции нет, но благодаря указанной связи свет может проникать в соседние волноводы и распространяться в поперечном направлении. При таком распространении основная энергия пучка уходит из центра и распространяется вдоль двух лопастей. Это явление и называется дискретной дифракцией.

В данном случае поперечная пространственная координата дискретна, но огибающую амплитуды вихрекса можно записать в виде, аналогичном непрерывному случаю [2]:

$$A_n(\tau, z = 0) = \left(\frac{n}{w} + i\frac{\tau}{T}\right) \exp\left[-\left(\frac{n}{w}\right)^2 - \left(\frac{\tau}{T}\right)^2\right], \quad (2)$$

где w – ширина, T – длительность вихрекса. В исследовании было выделено два основных типа вихреков: узкие и широкие, они отличаются поперечной шириной, а следовательно, влиянием дискретной дифракции. Были выбраны характерные величины $w = 1$ и $w = 2$; для узкого вихрекса влияние дискретной дифракции сильнее.

Для исследования динамики дислокаций в импульсных пучках использован метод динамических интерферограмм [2]. Суть метода – в сложении исследуемого поля с плоской волной и изучении полученной интерференционной картины. Этот метод позволяет определить положение и топологический заряд дислокации по интерференционным полосам. На рис. 1, а изображена интерферограмма вихрекса на входе в систему, в центре видна «вилка» из интерференционных полос, ориентированная «зубцами» влево. Это говорит о наличии в центре винтовой фазовой дислокации с зарядом $+1$. Циркуляция градиента фазы вокруг этой точки равна 2π .

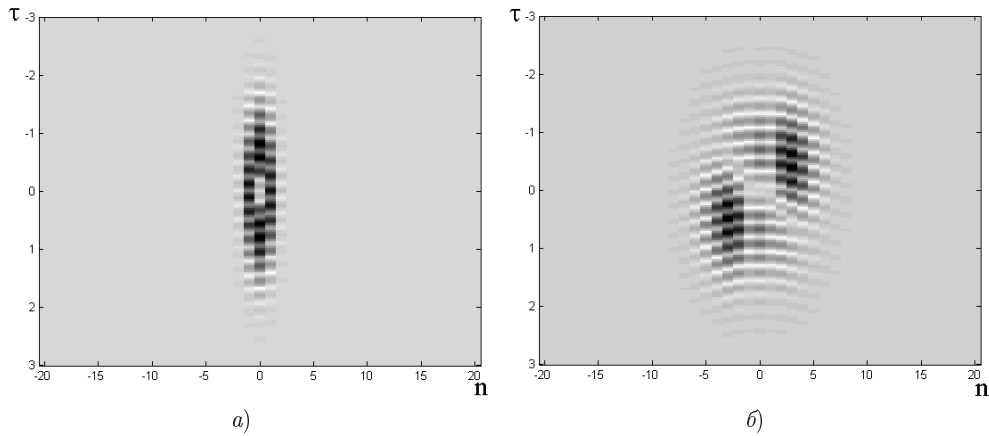


Рис. 1. Интерферограмма узкого вихря заряда $m = +1$, шириной $w = 1$, длительности $T = 1$ при $z = 0$ (а), $z = 0.4$ (б)

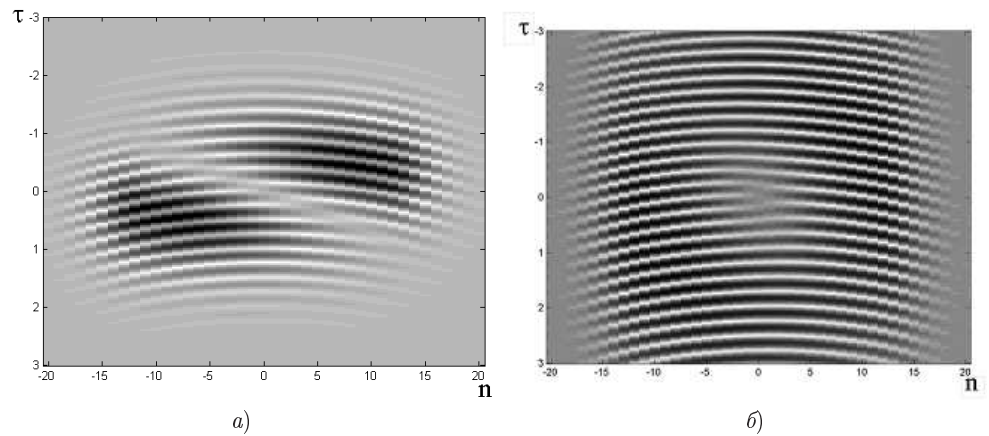


Рис. 2. Интерферограмма вихря заряда $m = +1$, шириной $w = 2$, длительности $T = 1$ при $z = 1$ (а), при дисперсии в 100 раз больше стандартной, $z = 1$ (б)

Численно было решено уравнение (1) при граничном условии (2), были использованы значения, характерные для AlGaAs волноводов: $\alpha = 7.28$, $D = 0.0065$. Полученные результаты были проанализированы методом динамических интерферограмм.

На рис. 1 представлены динамические интерферограммы узкого вихря на входе в решетку и после распространения (при $z = 0.4$). На рис. 1, а виден вихрь с дислокацией заряда $+1$ в центре. После распространения (рис. 1, б) число дислокаций в импульсном пучке увеличилось, теперь видны три дислокации зарядов $+1 - 1 + 1 = +1$. Полный топологический заряд в системе сохраняется, а новые дислокации образуются за счет влияния сильной дискретной дифракции. При дальнейшем распространении число дислокаций в импульсном пучке продолжает расти и интерферограмма усложняется.

Распространение широкого вихря существенно отличается. В данном случае влияние дискретной дифракции мало, и появления новых дислокаций не происходит. Но при распространении дислокация в импульсном пучке преобразуется из

винтовой в смешанную винтовую краевую. Интерферограмма для такого случая изображена на рис. 2, *а*. В центре рис. 2, *а* видна полоса малой интенсивности, делящая импульсный пучок, это и есть смешанная дислокация. В данном случае циркуляция градиента фазы вокруг всей протяженной дислокации равна 2π , что соответствует закону сохранения топологического заряда. Процесс преобразования вызван существенным влиянием дискретной дифракции и слабой частотной дисперсией. При данных параметрах дифракция преобладает, а расплывание из-за дисперсии мало, это приводит к фазовому сдвигу пространственной компоненты на $\pi/2$ и преобразованию типа дислокации.

При увеличении влияния частотной дисперсии в 100 раз, то есть если в расчетах использовать значение $D = 0.65$, преобразования дислокации не происходит. Интерферограмма для такого случая представлена на рис. 2, *б*. Здесь видно, что расплывание из-за частотной дисперсии существенно более сильно и тип фазовой дислокации сохранился. Сама дислокация осталась в центре, появления новых дислокаций нет, то есть этот случай очень близок к распространению вихря в непрерывной среде [2], как и случай, изображенный на рис. 2, *а*, только при сильной разнице влияния дифракции и дисперсии. Следовательно, при такой начальной ширине импульсного пучка ($w = 2$), а это около пяти изначально возбужденных волноводов, влияние дискретности очень мало.

Заключение

В работе исследовано распространение импульсных пучков, содержащих винтовые фазовые дислокации в дискретной структуре. Обнаружен эффект рождения дислокаций при распространении предельно узкого импульсного пучка, связанный с влиянием дискретной дифракции системы. Показано влияние ширины импульса на это явление, показана граница перехода к случаю распространения в непрерывной среде.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-4870.2006.2, РФФИ № 05-02-17308, 06-02-16801, БелРФФИ № 04-02-81054, «Университеты России» УР.01.02.499.

Summary

A.K. Satarin, A.P. Sukhorukov. Propagation of discrete-temporal vortices in a waveguide array.

In our work we theoretically study spatio-temporal vortices propagation in waveguide array. Approximation of weakly coupled waveguides and a linear waveguide model used to describe waveguide array. Major focus in our work dedicated to influence of array discreteness on dislocations propagation dynamics. We analyzed vortices with low topological charge. Discrepancies in propagation of wide and narrow impulse beams, associated with array discreteness, were revealed. Extreme narrow impulse propagation caused new dislocations born. With increasing vortex width effect of dislocations birth vanishes and only a simple type transformation from phase to mixed edge-screw is occurred.

Литература

1. *Nye J.F., Berry M.V.* Dislocations in wave trains // Proc. R. Soc. Lond. A. – 1974. – V. 336. – P. 165–190.
2. *Sukhorukov A.P., Yangirova V.V.* Spatio-temporal vortices: properties, generation and recording // Proc. SPIE. – 2005. – V. 5949. – P. 35–43.

-
3. *Christodoulides D.N., Lederer F., Silberberg Y.* Discretizing light behaviour in linear and nonlinear waveguide lattices // *Nature*. – 2003. – V. 424. – P. 817–823.

Поступила в редакцию
02.02.07

Сатарин Андрей Константинович – студент физического факультета Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова.

Сухоруков Анатолий Петрович – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой радиофизики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова.

E-mail: *apsmsu@gmail.com*