

07

Вихревой оптический эффект магнуса в многомодовых волокнах

© В.В. Бутковская, А.В. Воляр, Т.А. Фадеева

Симферопольский государственный университет

Поступило в Редакцию 16 декабря 1996 г.

В работе дан теоретический и экспериментальный анализ проявления оптического эффекта Магнуса в многомодовых оптических волокнах, возбуждаемых лазерным пучком с чисто винтовой дислокацией волнового фронта, переносящим топологический заряд $\pm l$, где l — азимутальное квантовое число. Найдено, что угловое вращение плоскости распространения локальной волны зависит как от величины, так и от знака топологического заряда и качественно изменяет свой характер при изменении знака циркуляции поляризации. Фазовый механизм связан со спин-орбитальным взаимодействием в ансамбле фотонов.

Экспериментально показано, что оптический эффект Магнуса в маломодовом волокне для CP_{11} моды на длине ее биений проявляется в повороте оси чисто краевой дислокации поля на угол пропорциональный длине биений.

Распространение поляризованной меридиональной локальной плоской волны через многомодовое волокно связано с поворотом плоскости распространения волны вокруг оси симметрии волокна. В оптических волокнах с параболическим профилем показателя преломления, которые сохраняют состояние поляризации волны, наблюдается круговое вращение плоскости распространения волны, называемое оптическим эффектом Магнуса [1]. Оптические волокна со ступенчатым профилем показателя преломления состояние поляризации волны не сохраняют, и поэтому плоскость распространения локальной волны колеблется около некоторого условного состояния равновесия [2,3].

Известно, что оптические вихри электромагнитной волны переносят дополнительный к спине волны момент импульса [4]. Следует ожидать, что удельное вращение плоскости распространения волны, переносящей топологический заряд, будет откликаться на величину и знак топологического заряда l вихря возбуждающего пучка. Целью данной работы является экспериментальное исследование зависимости вращения волновой каустики в многомодовом оптическом волокне от

величины и знака топологического заряда l , а также исследование особенности проявления оптического эффекта Магнуса в маломодовых градиентных волокнах.

1. Экспериментально исследовалась зависимость удельного вращения χ волновой каустики, сформированной на выходном торце многомодового волокна, от величины и знака топологического заряда l чисто винтовой дислокации волнового фронта возбуждающего пучка. В качестве основы использовалась экспериментальная установка, описанная в работе [2]. Линейно поляризованное лазерное излучение проходило через поляризационно-оптический модулятор, после которого состояние поляризации изменялось от линейно поляризованного до правоциркулярно поляризованного с частотами, лежащими в интервале от 0.1 до 10 Hz. Промодулированный лазерный пучок падал на фазовый транспарант с компьютерной голограммой винтовой дислокации волнового фронта, имеющей топологический заряд l . Компьютерные голограммы создавались по методике, описанной в работе [5]. После голограммы свет фокусировался на входной торец волокна посредством $20\times$ микрообъектива таким образом, чтобы в волокне распространялись в основном меридиональные лучи. В качестве опытного образца было выбрано прямое многомодовое волокно со ступенчатым профилем показателя преломления. Диаметр волокна $D = 0.5$ mm, его длина $l = 7$ cm, числовая апертура $A = 0.65$. Картина ближнего поля выходного торца волокна проецировалась в плоскость экрана посредством короткофокусной линзы $f = 3$ cm. По картине волновых каустик подстраивалось меридиональное возбуждение волокна. Измерялось угловое смещение χ произвольной волновой каустики для двух последовательных состояний поляризации света после модулятора. При заданной величине l проводилось усреднение углового смещения χ для различных меридиональных каустик.

Результаты измерений представлены на рис. 1 в виде семейства кривых зависимости удельного углового смещения χ от величины и знака топологического заряда l оптического вихря возбуждающего лазерного пучка.

Заметим, что для одинаковых направлений σ и l наблюдается возрастание углового смещения χ с ростом величины модуля топологического заряда $|l|$ и наоборот, для противоположных направлений σ и l монотонное снижение величины углового смещения χ с ростом $|l|$.

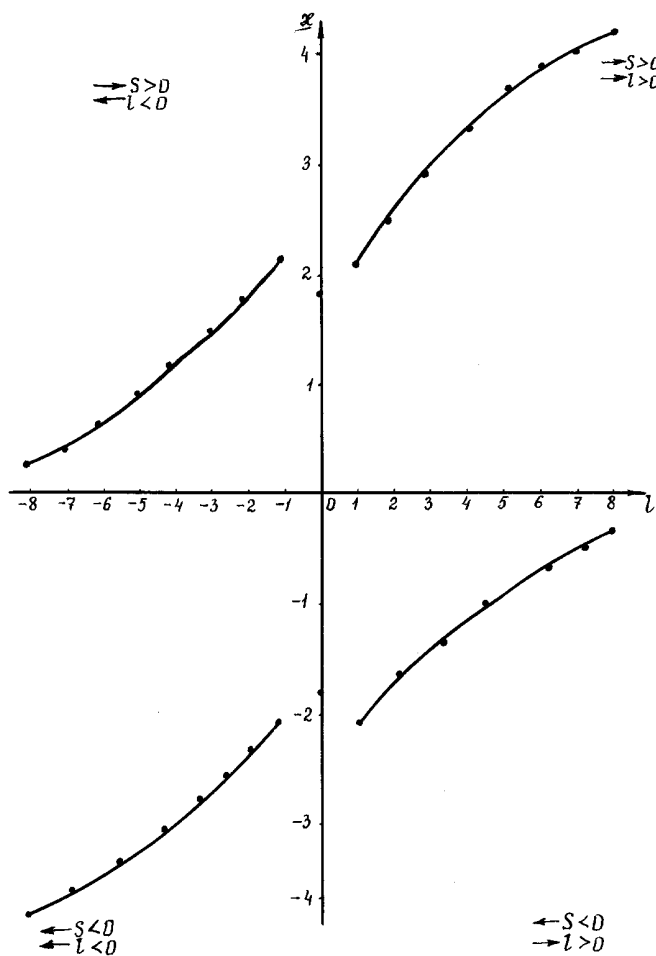


Рис. 1. Зависимость углового смещения σ от величины топологического заряда l вихря (σ — спиновое число, l — азимутальное квантовое число вихря).

Одновременная смена знаков для σ и для l не приводит к изменению характера зависимости $\sigma(l)$, а соответствует только угловому повороту кривой $\sigma(l)$ относительно начала координат. Характерно, что угловое

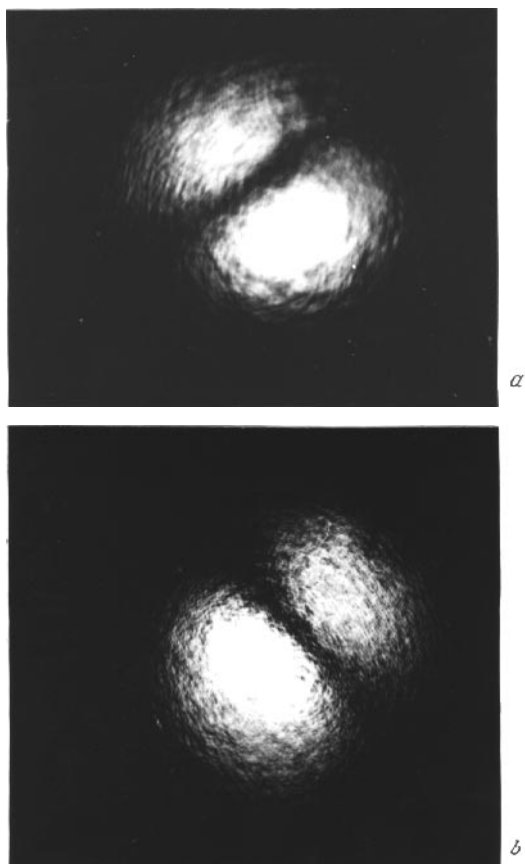


Рис. 2. Фотографии поля излучения циркулярно поляризованной CP_{11} моды на половине длины биений: *a* — возбуждение правоциркулярно поляризованным светом; *b* — возбуждение левоциркулярно поляризованным светом.

смещение \varkappa для гауссова пучка, не переносящего оптический вихрь ($l = 0$), оказывается меньше углового смещения для топологического заряда $|l| = 1$.

Физическая трактовка зависимости углового смещения каустик \varkappa в многомодовом волокне от топологического заряда светового поля,

возбуждающего волокно, связана с векторной природой спинового σ и орбитального l моментов оптического вихря. В волокне распространяется поле, переносящее z -компоненту полного момента импульса, которая в пересчете на один фотон определяется как [4] $L_z = (l_\sigma)/\omega$ ($\sigma = \pm 1$ — спиновое число). Очевидно, при возрастании топологического заряда возрастает собственный угловой момент фотона. Этот угловой момент складывается со спиновым моментом с учетом знака циркуляции электрического вектора и вызывает дополнительное закручивание каустик. Этим объясняются разные ветви кривых рис. 1 для различных знаков l и σ . Мы не получили линейной зависимости между угловыми вращениями χ и азимутальным числом l . Это, по-видимому, связано с неоднородностью распределения углового момента по поперечному полю волокна [4], поскольку поле в волокне уже нельзя представить в виде параксиального пучка и при описании момента импульса поля появляется перекрестный член.

2. Экспериментально исследованы особенности проявления оптического эффекта Магнуса в маломодовом волокне, возбуждаемом гладким гауссовым пучком. Было выбрано волокно со ступенчатым профилем показателя преломления и с диаметром сердцевинки $D = 3.5 \text{ мкм}$, в котором реализуются HE_{11} , HE_{21} , TE_{01} и TM_{01} моды. Максимально измеренная длина биений составляла 3.8 м. Волокно возбуждалось излучением, прошедшим через фазовую маску с профилем LP_{11} моды, для максимального подавления возбуждения HE_{11} моды. Волокно сламывали через каждые 2 см до тех пор, пока картина поля излучения не воспроизводила поле LP_{11} моды, повернутое на угол 38° (рис. 2, *a*). Затем посредством электрооптического модулятора состояние поляризации изменялось на левоциркулярно поляризованное. В результате картина поля излучения моды поворачивалась на угол -42° (рис. 2, *b*). При возбуждении гладкой волной в маломодовом волокне реализуется суперпозиция чисто краевых и чисто винтовых дисклинаций векторного поля, которые формируют оптические вихри. Можно показать, что поле чисто краевой дислокации циркулярно поляризованной CP_{11} моды на длине биений $\Delta\beta z_0 = m\pi$ ($\Delta\beta = -\delta\beta_1/2$, $\delta\beta_1$ — поляризационная поправка к HE_{11} моде) имеет вид:

$$E \Rightarrow \cos(\phi - \sigma_z \delta\beta_{21} z_0) \begin{pmatrix} 1 \\ \sigma_z i \end{pmatrix}.$$

Знак “+” соответствует возбуждению волокна правоциркулярно поляризованным, знак “−” — левоциркулярно поляризованным светом. Смена

направления циркуляции круговой поляризации вызывает поворот оси чисто краевой дислокации на угол $\Delta\phi = 2\delta\beta_{z0}$. Полученные результаты показывают, что оптический эффект Магнуса в волокне определяется поляризационной поправкой к HE_{21} моде.

Работа выполнена при частичной поддержке Международной Соросовской программы поддержки образования в области точных наук (ISSEP), грант N PSU062108.

Список литературы

- [1] Дугин А.В., Зельдович Б.Я., Кундикова Н.Д., Либерман В.С. // ЖЭТФ. 1991. Т. 100. В. 5. II. С. 1474–1482.
- [2] Воляр А.В., Лапаева С.Н. // Письма в ЖТФ. 1992. N 8. С. 53–57.
- [3] Воляр А.В., Лапаева С.Н., Мицай Ю.Н. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 5. С. 32–36.
- [4] Zeldovich B. // Phys. Rev. (A). 1991. V. 5. N 3. P. 7980–7996.
- [5] Bazhenov V.Yu., Soskin N.S., Vasnetsov M.V. // Journ. of modern optics. 1992. V. 39. W. 5. P. 985–990.