

01; 07

© 1992

ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ФАЗА БЕРРИ ДЛЯ НЕЗАМКНУТЫХ ТРАЕКТОРИЙ В ПРОСТРАНСТВЕ ИМПУЛЬСОВ В ВОЛОКОННОЙ ОПТИКЕ

А.В. Воляр, В.И. Мягков,
С.Н. Лапаева

Квантовая общетеоретическая трактовка геометрической фазы Берри для замкнутых и незамкнутых фазовых траекторий физических процессов частиц с целым и полуцелым спином уже достаточно подробно обсуждалась в работах [1, 2]. Конкретная интерпретация геометрической фазы локальных волн с замкнутыми траекториями была дана в [3], как проявление деполяризации света в многомодовых ступенчатых волокнах. Однако более общая задача преобразования поляризационных характеристик локальных волн с незамкнутыми фазовыми кривыми пока не затрагивалась.

В данном сообщении сделана попытка дать наглядную геометрическую трактовку фазы Берри для незамкнутых траекторий локальных волн в многомодовых ступенчатых волокнах и оценить поляризационные характеристики светового потока.

Рассмотрим локальную волну, распространяющуюся через ступенчатое многомодовое волокно в направлении z . Для определенности выберем волокно с круглым профилем сечения. Такой выбор связан с упрощением расчета. Ниже будет показано, что представленный выбор также верен и для других типов волокон при корректном определении закона преобразования угловых координат локальной волны. Будем характеризовать локальную волну в волокне радиальным углом U_c , составленным оптической осью волокна и направлением распространения волны и азимутальным углом ψ , образованным проекцией импульса волны и радиусом, восстановленным в точку падения. Учтем, что при распространении через волокно с круговым поперечным сечением углы U_c и ψ не меняются. Определим угол ϑ между двумя бинормальными к последовательным плоскостям падения волны:

$$\cos \vartheta = \frac{\sin^2 \psi \operatorname{tg} U_c - \cos^2 \psi}{\sin^2 \psi \operatorname{tg} U_c + \cos^2 \psi}. \quad (1)$$

Этот угол также не меняется при распространении волны. Рассмотрим элемент лучевой траектории между последовательными отражениями. Поставим в соответствие им волновые векторы (импульсы) \hat{k}_N и \hat{k}_{N+1} . Перейдем в пространство импульсов k_i , образованное сферой единичного радиуса. Пусть при N -м отражении состояние

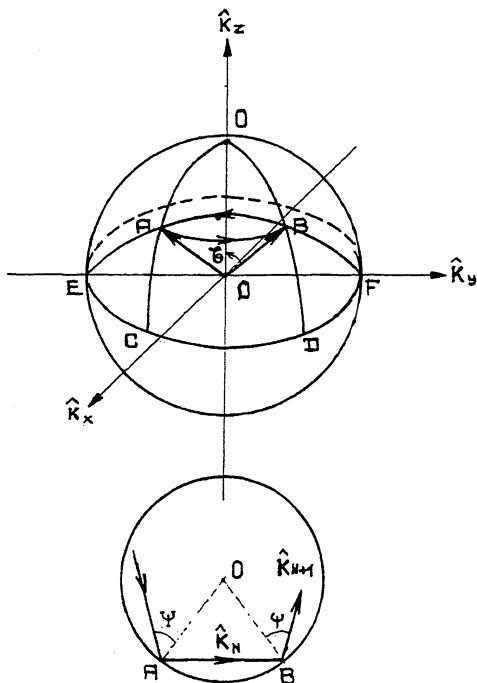


Рис. 1. Пространство импульсов с незамкнутой траекторией АВ для локальной волны и геометрические построения на сфере для определения фазы Берри.

волны характеризуется на сфере точкой А, а при $N+1$ -м отражении — точкой В. Соединим эти точки параллелью в направлении часовой стрелки. При обратном обходе соединим их геодезической (рис. 1). Вычислим площадь фигуры, ограниченной данным контуром:

$$F = 2\pi \frac{\psi}{\sin^2 \theta} (1 - \cos \theta) - 2 \left\{ \operatorname{tg} \left(\frac{3}{4} \theta \right) \operatorname{tg}^3 \left(\frac{1}{4} \theta \right) \right\}^{1/2}. \quad (2)$$

Полученная площадь (2), согласно работе [2], задает величину геометрической фазы Берри. В физической интерпретации — это поворот электрического вектора поля на угол ψ за счет неплоскостности траектории волны при переходе от одной плоскости падения в последующую.

Поскольку при отражениях волны, распространяющейся по ломаной спиральной траектории, происходит компенсация скачков фаз при большом числе отражений, достигаемый набег фаз оказывается малым вследствие параксиального приближения. Состояние поляризации волны с большой степенью точности остается линейным [4]. Поэтому можно, оставаясь в рамках адиабатического приближения

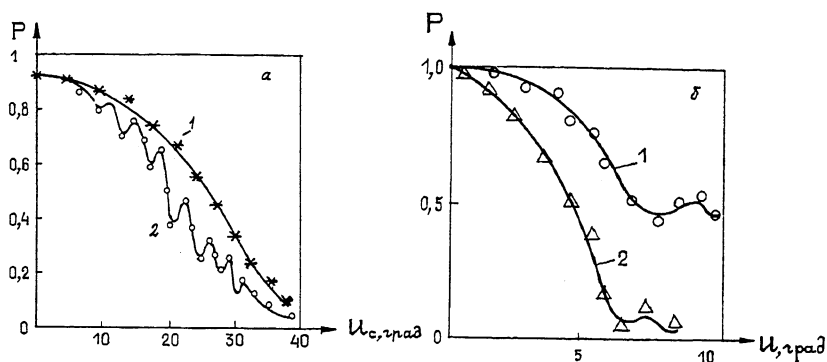


Рис. 2. Зависимость степени поляризации P от угла распространения U_C лазерного пучка в ступенчатом (а) квадратном волокне; кривая 1 – вектор \vec{E}_{BX} входного потока параллелен одной из граней волокна (сплошная линия – теоретическая кривая); кривая 2 – экспериментальная зависимость $P(U_C)$ при \vec{E}_{BX} , составляющем угол 45° с гранью волокна; в цилиндрическом (б) волокне при разных ориентациях вектора \vec{E}_{BX} – входного потока относительно осей анизотропии волокна.

(без изменения состояния поляризации), считать, что вектор потенциал \vec{A} адиабатически переносится по фазовой траектории [1–3]. Полный геометрический поворот электрического вектора после прохождения волокна определится как

$$\gamma = N \cdot \xi. \quad (3)$$

С этой точки зрения деполаризация света в многомодовом волокне выражается разориентацией электрических векторов локальных волн.*

В эксперименте были выбраны цилиндрические волокна квадратной и круговой формы поперечного сечения с одинаковыми длинами $d \approx 0.1$ м и со сторонами $D = 100$ мкм. Их числовая апертура составляла 0.17. Возбуждение волокон осуществлялось нефокусированным гауссовым пучком под углом к оси волокна $U_C \approx 10^\circ$.

Отметим, что для обоих типов волокон для азимутальных $\psi \approx 15^\circ$ и радиальных $U_C \approx 10^\circ$ углов фазовый набег при отражении составлял: цилиндрические – 0.02, квадратные – 0.003 рад. Геометрическая фаза при этих условиях была практически одинакова и равна 1.3 рад., что соответствует адиабатическому переносу.

*Для градиентных волокон с достаточно плавным профилем показателя преломления геометрическая фаза Берри выражается известным эффектом Рытова [6].

Составим параметры Стокса для локальных волн: $S_0 = 1$, $S_1 = \cos \gamma$, $S_2 = \sin \gamma$, $S_3 = 0$ и проинтегрируем их по углу ψ . На рис. 2 приведены семейства кривых зависимости степени поляризации P от угла U_c при различных ориентациях вектора \vec{E} . Рис. 2, а представляет зависимость $P(U_c)$ для квадратного волокна. Рис. 2, б описывает зависимость $P(U_c)$ для цилиндрического двулучепреломляющего волокна при различных ориентациях вектора \vec{E} относительно осей анизотропии волокна. Сплошные линии отражают теоретические результаты. Точками показаны экспериментальные результаты. В общих чертах кривые рис. 2, а и в имеют один вид. Их различие в поведении кривых связано с „синхронизирующей ролью“ двулучепреломления в цилиндрических волокнах [4].

Характер кривых показывает, что геометрическая фаза вносит доминирующий вклад в деполяризацию света. Кроме того, из анализа кривых видно, что проявление геометрической фазы не зависит от типа многомодового волокна.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Виницкий С., Дербов В., Дубовик В., Марковски М., Степановски Ю. // УФН. 1990. Т. 160. В. 6. С. 1-49.
- [2] Kwon O.J., Lee H.T., Lee S.B., Choi S.S. // Opt. Lett. 1991. V. 16. N 4. P. 223-224.
- [3] Воляр А.В., Кухтарев Н.В., Лапаева С.Н., Лейфер П.Н. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 13. С. 1-5.
- [4] Быков А.М., Воляр А.В. // Оптика и спектроскопия. 1984. Т. 56. В. 5. С. 894-899.
- [5] Воляр А.В., Кучикян Л.М. // Оптика и спектроскопия. 1974. Т. 35. В. 5. С. 1014-1016.
- [6] Шатров А.Д. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 24. № 3. С. 505-512.

Поступило в Редакцию
16 апреля 1992 г.
В окончательной редакции
30 октября 1992 г.