

Неадиабатическая геометрическая фаза в хиральных фотонных структурах

И.В. Тимофеев^{1,2}, В.А. Гуняков¹, М.Н. Крахалев^{1,2}, В.А. Степаненко², С.Я. Ветров^{2,1},
В.Г. Архипкин^{1,2}, В. Ли³, В.Я. Зырянов¹

¹Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, г. Красноярск

²Сибирский федеральный университет, г. Красноярск

³Национальный университет путей сообщения (Чиао Тунг), г. Тайвань, Тайвань.

tiv@iph.krasn.ru

Геометрическая фаза – это фаза колебательной системы, набегающая при перемещении системы в параметрическом пространстве, обладающем геометрической кривизной [1]. Величина фазы зависит от топологии пространства, поэтому существует другое название – топологическая фаза. Простым примером геометрической фазы является угол поворота плоскости качания маятника Фуко при вращении земного шара. Угол вращения маятника пропорционален телесному углу, охватываемому траекторией маятника: чем дальше от полюса расположен маятник, тем больше геометрическая фаза. Поворот маятника Фуко происходит адиабатически, поскольку характерное время вращения земного шара (сутки) много больше периода колебаний маятника (секунды). В общем случае характерное время изменения параметров колебательной системы может быть сопоставимым с периодом колебаний, в таком случае важен учет неадиабатической (диабатической) составляющей геометрической фазы.

Геометрическая фаза получила большую известность после работ Берри по квантовой механике [2], где неадиабатическая геометрическая фаза носит имена Ааронова и Анандана [3]. Представление о природе геометрической фазы в оптических колебаниях было заложено в работах Рытова, Владимирова и Панчаратнама [1]. Исследованные ими структуры хиральны, то есть не обладают зеркальной симметрией. Жидкокристаллические (ЖК) дисплеи были созданы на основе хиральной структуры – твист-ячейки Шадта-Хелффриха, в которой по мере проникновения света вглубь ячейки плоскость его поляризации отслеживает ориентацию локального директора – преимущественной ориентации молекул ЖК. В начале прошлого века Моген экспериментально обнаружил и объяснил эволюцию состояния поляризации в твист-ячейке [4]. Он изобразил пространство поляризаций в виде сферы Пуанкаре, которая связана с теоремой Перельмана. Моген показал, что для света в твист-ячейке состояние поляризации смещается на сфере Пуанкаре по криволинейной траектории как точка конуса, катящегося по экватору сферы Пуанкаре и отслеживающего изменение ориентации молекул ЖК. Оборот конуса вокруг собственной оси выступает в качестве периода колебаний, а вращение самой оси конуса соответствует изменению параметра. Адиабатичность определяется отношением угловых скоростей.

Недавно была теоретически предсказана и экспериментально измерена геометрическая фаза света при неадиабатическом вращении поляризации в мультислойной фотонной структуре типа резонатора Фабри-Перо с твист-нематическим слоем [5]. Геометрическая фаза была определена по смещению частоты оптического резонанса при повороте молекул жидкого кристалла в плоскости зеркал. Адиабатическая геометрическая фаза, набегающая при прохождении светом твист-структуры, точно компенсируется фазой волны, проходящей через такой резонатор в обратном направлении. Поэтому смещение частоты обусловлено исключительно неадиабатической составляющей геометрической фазы. Для обыкновенной поляризации света (о-мода) резонансная длина волны укорачивается, что соответствует

уменьшению эффективного показателя преломления и не может быть объяснено локальным изменением диэлектрической проницаемости, поскольку здесь о-мод отвечает минимальная компонента тензора диэлектрической проницаемости.

В данном докладе рассмотрен случай *неравномерного* закручивания ЖК в магнитном поле, приложенном в плоскости зеркал резонатора. Представлены одновременные измерения смещений резонансных длин волн в противоположные стороны для серий о- и е-мод (ordinary, extraordinary). Дано количественное объяснение величины смещений в зависимости от длины волны, анизотропии и толщины слоя ЖК.

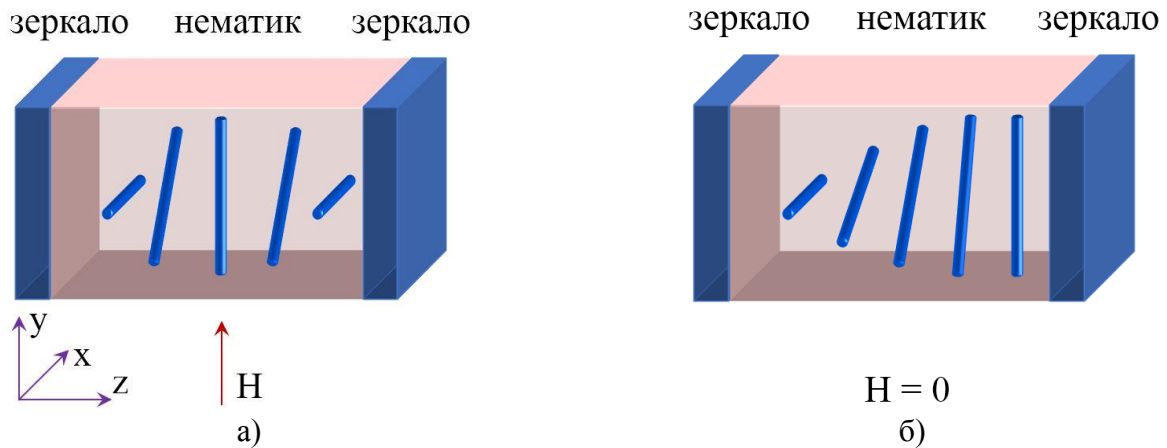


Рис. 1. Схема резонатора с оптически хиральной анизотропной средой: а) неравномерное закручивание при Т-эффекте, б) равномерное закручивание в твист-нематике. При закручивании слоя нематика резонансные моды е-типа, поляризованные преимущественно вдоль директора ЖК, смещаются в длинноволновую область, а о-моды – в коротковолновую.

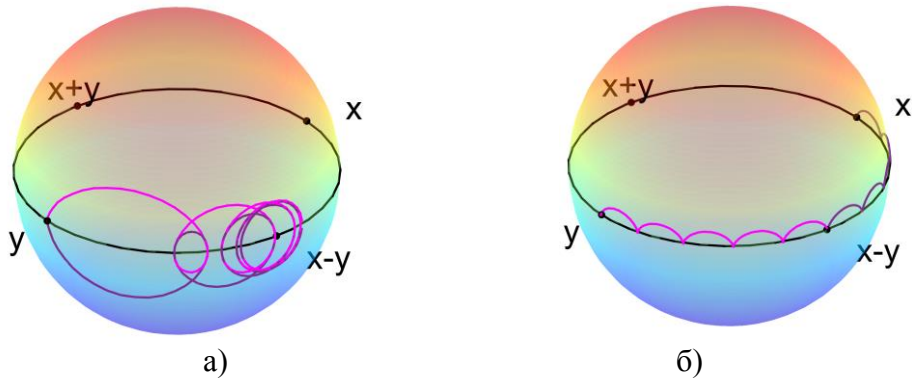


Рис. 2. Рассчитанное изменение поляризации света по мере прохождения ЖК-слоя изображено траекторией на сфере Пуанкаре. Малиновым цветом показана часть траектории в первой половине ЖК-слоя, фиолетовым – во второй половине. На сфере Пуанкаре точки экватора соответствуют линейным поляризациям света. Направлениям y , $x-y$, x , $x+y$ соответствуют углы $\Phi = 0, 90, 180$ и 270 градусов. Полюса сферы – круговые поляризации, верхнее полушарие – правые эллиптические поляризации. а) Поляризация бегущей составляющей волны для собственной моды резонатора. В случае неравномерное закручивания директора ЖК при Т-эффекте траектория поляризации – сферическая квазитрохида, б) Для равномерного закручивания директора ЖК в твист-нематике траектория – сферическая циклоида. В обоих случаях поляризация остается линейной на границах слоя. Изображен случай обыкновенной моды резонатора в минимуме Гуча-Терри, когда линейная поляризация на границах слоя перпендикулярна директору ЖК.

В качестве основных методов моделирования фотонных структур как правило используются прямые конечно-разностные и конечно-элементные, а также матричные численные и аналитические методы. Для представления численных результатов используются графические подходы, позволяющие объяснить явление и даже количественно описать простейшие случаи. Графические подходы используют такие

понятия как комплексный параметр поляризации, сфера Пуанкаре [6], диаграмма адмиттанса, круг Смита-Вольперта, метод катящегося конуса [4]. Последний метод дает механическое толкование изменения фазы через сложение двух взаимно перпендикулярных угловых скоростей конуса, катящегося по плоскости. Справедлива «геометрическая» формула: *геометрическая фаза (ГФ) равна половине площади, охватываемой траекторией параллельного перенесения по сфере Пуанкаре* [1]. Этот аналог теоремы Гаусса-Бонне может быть понят как сложение сферических избытков треугольников, составляющих охватываемую площадь. В «геометрической» формуле следует учитывать аналог динамической фазы по Ааронову-Анандану [1,5]. На рис. 2 изображены траектории плавного смещения состояний поляризации по мере проникновения волны вглубь закрученного слоя ЖК толщиной 30 мкм.

Траектории на рис. 2б описывает сферическая трохоида (от греч. τροχοειδής — колесообразный) – трансцендентная кривая, определяемая кинематически как траектория фиксированной точки производящего конуса, катящегося без скольжения по плоскости [6]. Если точка расположена на образующей конуса, то при касании точкой плоскости кривизна траектории становится бесконечной, в этом случае траектория называется циклоидой (от греческого κυκλοειδής — круглый). Если фиксированная точка находится вне конуса, то траектория имеет самопересечения и петли проходят под плоскость качения. Уравнение сферической трохойды в декартовых координатах параметров Стокса $S_{1,2,3}$ имеет вид:

$$\begin{aligned} S_1 &= R(1-k^2)\cos(k\varphi) + \rho r(k\cos(k\varphi)\cos(\varphi) + \sin(k\varphi)\sin(\varphi)), \\ S_2 &= R(1-k^2)\sin(k\varphi) + \rho r(k\sin(k\varphi)\cos(\varphi) - \cos(k\varphi)\sin(\varphi)), \\ S_3 &= r\sqrt{1-k^2}(1-\rho\cos(\varphi)), \end{aligned} \quad (1)$$

где R – длина образующей конуса, равная радиусу сферы, r – радиус окружности, лежащей в основании конуса, $k = r/R$ – безразмерный коэффициент адиабатичности, ρ – отношение расстояния от центра окружности до характеристической точки к радиусу окружности r . Циклоида соответствует $\rho = 1$. При $R \rightarrow \infty$ уравнение переходит в уравнение плоской трохойды. Траектории на рис. 2а описывает сферическая квазитрохида, для которой изменению скорости поворота мгновенной оси вращения соответствует изменение радиуса конуса и параметра ρ .

Экспериментальное исследование величины смещения мод проводилось в фотонной структуре, состоящей из двух диэлектрических зеркал, зазор между которыми толщиной 7.5 мкм заполнялся нематическим ЖК 4-н-пентил-4'-цианобифенил (5ЦБ). Образец помещался между полюсами магнита ФЭЛ ($0 < H < 6$ кЭ) таким образом, чтобы реализовать магнитооптический эффект, соответствующий чистой деформации кручения (torsion) нематика [7]. Деформация носила беспороговый характер, поскольку направление магнитного поля составляло угол 70° относительно исходной ориентации нематического директора. Плавная переориентация директора в центре ЖК-слоя вызывает неравномерное закручивание нематика (Рис. 1а). Поляризованные спектры пропускания исследуемой структуры регистрировались с помощью спектрометра Ocean Optics HR4000, оснащенного световолоконной оптикой. Для численного расчета использовался метод Берремана. Соответствующие спектральные сдвиги удовлетворительно согласуются с экспериментом (рис. 3).

В настоящее время создается новое поколение миниатюрных фотонных устройств геометрической фазы, таких как перестраиваемые дифракционные решетки, голограммы и линзы толщиной порядка микрометра с диапазоном использования от

очков дополненной реальности до создания новых протоколов для обработки квантовой информации. Мотивация настоящего исследования – тонкая настройка фазы световой волны при нарушении адиабатичности изменения поляризации, обеспечивающая высокую чувствительность резонансной длины волны к параметрам анизотропной среды. Данная идея может быть использована при создании электрически управляемых хиральных фотонных устройств на основе ЖК, наноструктурированных градиентных метаповерхностей и многослойных диэлектрических зеркал.

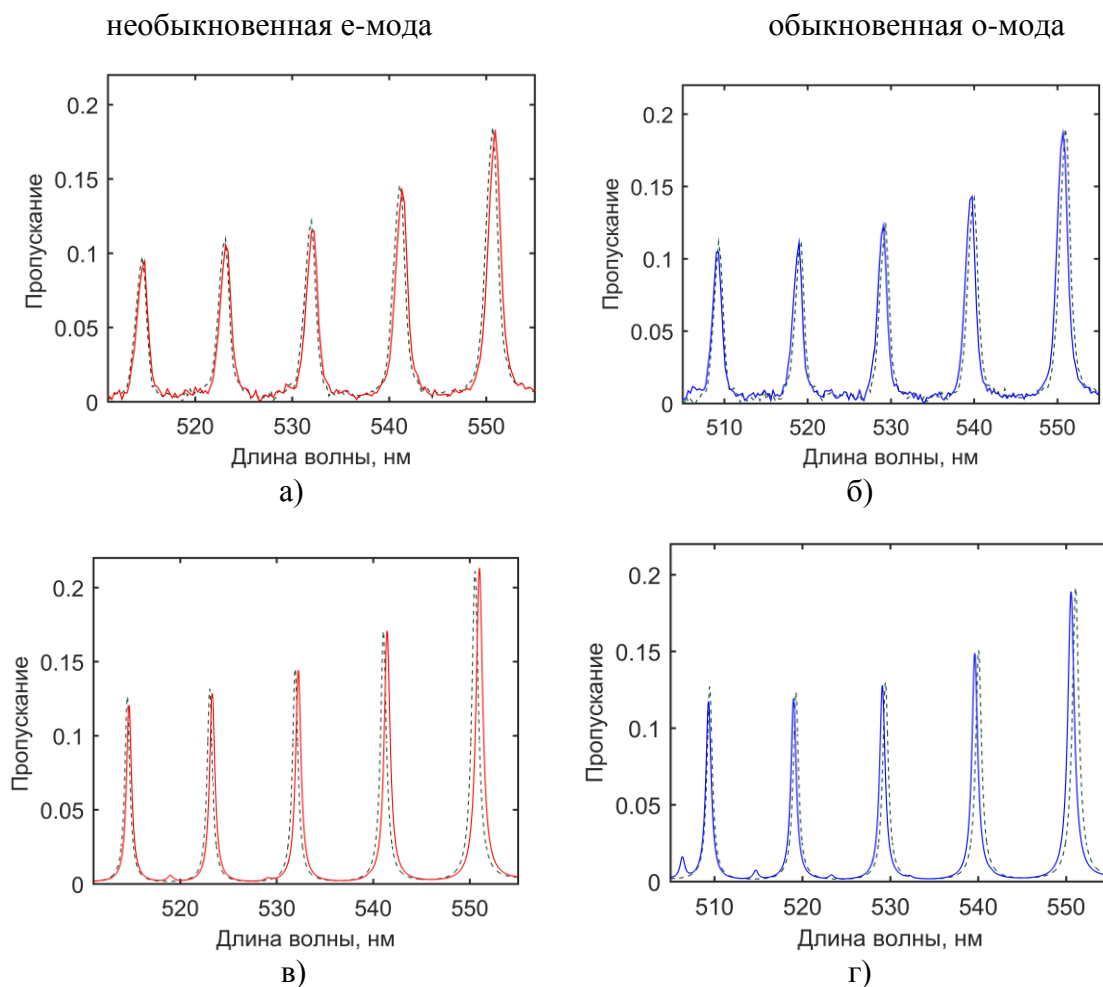


Рис. 3. Спектральные пики пропускания резонатора: (а-б) измерение, (в-г) расчет; (а,в) с поляризатором по направлению директора ЖК, (б,г) с поляризатором перпендикулярно направлению директора ЖК. Пунктиром показаны спектры в случае постоянной ориентации директора ЖК вдоль оси x . Сплошными линиями показаны смещенные пики в случае поворота директора ЖК магнитным полем (рис. 1а). Для е-моды наблюдается красный сдвиг, для о-моды – синий сдвиг.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.Н. Клышко // УФН. 1993. Т. 163, № 11. Р. 1–18.
2. M.V. Berry // Proc. RSA. 1984. Vol. 392, № 1802. Р. 45–57.
3. Y. Aharonov, J. Anandan // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 58, no. 16. Р. 1593-1596
4. C.V. Mauguin // Bull. Soc. Fr. Miner. 1911. Vol. 34. Р. 71–117.
5. I. V. Timofeev et al. // Phys. Rev. E. 2015. Vol. 92. No 5. Р. 052504(14).
6. Н. М. Jeffery // Q. J. pure Appl. Math. 1883. 19, 44–66.
7. Л.М. Блинов. "Жидкие кристаллы: Структура и свойства". Либроком, 2013.