

Р. Г. Вовк, А. Д. Киселев, Р. И. Егоров, член-корреспондент НАН
Украины М. С. Соскин

Поляризационная структура светопропускания холестерического клина

We apply the improved technique of Stokes polarimetry to measure the ellipticity form factor of the transmitted light in cholesteric liquid crystal (CLC) cells of wedge geometries at different polarizations of the incident wave. In the wedge geometry, a spatially varying local CLC pitch and the cell thickness are found to complicate the structure of the polarization parameter fields. We show available polarization singularities: C-point and L-lines on the light field after CLC. We also find periodic appear polarization singularities in Grandjean zones.

Хорошо известно, что оптические свойства жидких кристаллов (ЖК) являются очень важными для их многочисленных применений [1]. При этом значительный интерес представляют холестерические жидкие кристаллы (ХЖК), которые, подобно нематическим жидким кристаллам (НЖК), являются локально одноосными анизотропными средами, где оптическая ось параллельна единичному вектору n (директор), характеризующему направление преимущественной ориентации молекул. В отличие от НЖК, холестерики содержат хиральные молекулы (т. е. молекулы, отличающиеся от своего зеркального изображения) [2]. В результате нарушения зеркальной симметрии равновесная ориентационная структура ХЖК является спиральной. Такая структура периодична по оси z , и (поскольку n и $-n$ эквивалентны) пространственный период T составляет половину шага спирали, $T = P/2$.

В ограниченной геометрии ориентационная структура ХЖК, вообще говоря, отличается от равновесной спирали и в значительной степени определяется граничными условиями. Так, если холестерик поместить в клин с малым углом и жесткими планарными условиями сцепления, то спиральная структура в такой клиновидной ячейке холестерика (клин Кано) характеризуется локальным шагом спирали, величина которого квантована: половина локального шага спирали $P/2$ связана с локальной толщиной d соотношением $P/2 = d/n$, где n — целое число (число полувитков). При этом соседние области (зоны Гранжана) с n и $n + 1$ полувитками разделены дисклинационными линиями, которые в общем случае искажают ориентационную структуру в клине [2, 3]. Такая ориентационная структура холестерического клина называется текстурой Гранжана и используется для измерения равновесного шага спирали, который определяют по расстояниям между дисклинационными линиями.

Благодаря спиральной структуре оптические свойства холестерика весьма специфичны. В частности, для холестерика характерны вращение плоскости поляризации со сменой знака вращения на некоторой длине волны и наличие полосы селективного отражения определенной круговой поляризации, когда круговая поляризация противоположного знака пропускается без изменений [4, 5].

В настоящей работе изучаются поляризационные свойства света, прошедшего через клиновидную ХЖК ячейку. В общем случае, состояние поляризации света, прошедшего через слой холестерика, отличается от поляризации падающей волны и является эллиптической [4, 5]. При этом изменяются параметры, характеризующие эллипс поляризации, —

как эллиптичность, так и азимут. Эллиптичность равна отношению малой и большой полуоси эллипса поляризации $|b/a|$ и для левой (правой) поляризации изменяется в пределах от 0 (линейная поляризация) до +1 (-1) (циркулярная поляризация). Азимут поляризации φ характеризует ориентацию эллипса поляризации и определяется как азимутальный угол большой оси эллипса [6].

Поскольку как эллиптичность, так и азимут поляризации прошедшего света, помимо оптических характеристик ХЖК, существенным образом зависят от толщины ячейки и шага холестерической спирали, то в геометрии клина Кано, для каждой зоны Гранжана с числом полувитков n , прошедшая волна является неоднородно поляризованной. При этом поляризационная структура возникает из-за неоднородности спирали внутри зоны Гранжана и характеризуется соответствующим пространственным распределением поляризационных параметров в поперечном сечении зоны.

Известно, что существенными элементами описания такого типа поляризационных распределений являются поляризационные сингулярности [7]. Существует два основных типа поляризационных сингулярностей: L -точки (точки линейной поляризации), которые объединяются в L -линии, и C -точки (точки циркулярной поляризации). В работах [8–10] мы показали наличие и изучили особенности нетривиальной структуры поляризационных сингулярностей в угловых распределениях параметров поляризации света, прошедшего через НЖК ячейки.

Непосредственное обобщение угловых распределений параметров Стокса можно получить за счет расширения пространства управляющих параметров, которое в работах [8–10] представляет собой параметризованную углами падения сферу. В качестве первого шага в исследовании поляризационной структуры пропускания клина Кано мы ограничимся случаем нормального падения и изучим одномерное распределение поляризационных параметров в поперечном сечении зоны Гранжана для разных значений числа полувитков холестерической спирали. При этом, в качестве естественного управляющего параметра выступает либо толщина ячейки, либо связанный с ней шаг ХЖК спирали.

В эксперименте мы использовали ячейки, заполненные ЖК смесью E7 (показатели преломления необыкновенной и обыкновенной волн: $n_e = 1,74$ и $n_o = 1,52$), допированной хиральной добавкой так, что равновесный шаг индуцированного ХЖК P был равен 5 мкм. Для изготовления подложек ячеек наносилась полиамидная пленка и осуществлялась натирка вдоль зон Гранжана. В результате, планарные условия сцепления молекул ХЖК с подложками с хорошей точностью можно рассматривать как жесткие. Клиновые ячейки содержали 12 зон Гранжана.

Для исследования поляризационных особенностей света применялась методика Стокс-поляриметрии. Эта методика удобна тем, что позволяет получить сведения о состоянии поляризации светового поля (азимут поляризации и эллиптичность) в каждой точке поля [11].

В эксперименте схема экспериментальной установки показана на рис. 1, клиновидная ячейка освещалась линейно поляризованным светом с длиной волны $\lambda = 633$ нм, вектор электрического поля направлен вдоль легкой оси, которая определяется как вектор предпочтительной ориентации ХЖК директора на подложках. Измерения проводились таким образом, чтобы изображение одной зоны Гранжана попадало на матрицу CCD-камеры. Для определения параметров поляризации света с помощью Стокс анализатора (четвертьволновая пластинка и поляризатор) проводились измерения значений интенсивности четырех линейных компонент с азимутами $0, \pi/4, \pi/2$ и $3\pi/4$: $I(0), I(\pi/4), I(\pi/2)$ и $I(3\pi/4)$, соот-

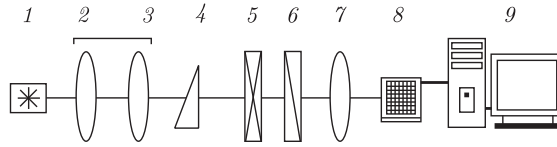


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 — He-Ne лазер; 2, 3 — коллимирующие линзы; 4 — клин Кано; 5 — четвертьволновая пластинка; 6 — поляризатор; 7 — масштабирующая линза; 8 — CCD-камера; 9 — компьютер

ветственно, а также интенсивности право- и левозакрученных компонент I_+ и I_- . Измеренные интенсивности были использованы для расчета параметров Стокса по формулам [6]

$$S_0 = I(0) + I\left(\frac{\pi}{2}\right), \quad (1a)$$

$$S_1 = I(0) - I\left(\frac{\pi}{2}\right), \quad (1б)$$

$$S_2 = I\left(\frac{\pi}{4}\right) - I\left(3\frac{\pi}{4}\right), \quad (1в)$$

$$S_3 = I_+ + I_-. \quad (1г)$$

С помощью параметров Стокса определялись значения азимута поляризации и эллиптичности света по формулам

$$\varphi = \frac{1}{2} \arctan \frac{S_2}{S_1}, \quad 0 \leq \varphi \leq \pi, \quad (2a)$$

$$\pm \frac{b}{a} = \tan \left[\frac{1}{2} \arcsin \left(\frac{S_3}{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}} \right) \right] \quad (2б)$$

для каждого пикселя CCD камеры и строились карты распределения эллиптичности и азимута поляризации.

На рис. 2, а представлены экспериментально полученные распределения эллиптичности света, прошедшего через ХЖК. Видно, что в центре 2 и 5 зон Гранжана значение эллиптичности света равно нулю. Такие точки соответствуют L -точкам или, в двумерном распределении, L -линиям. Необходимо отметить, что была обнаружена периодичность появления L -точек (L -линий). Мы наблюдали появление L -точек на 2, 5, 8 и 11 зонах Гранжана. При освещении ХЖК ячейки циркулярно поляризованным светом в центре отмеченных выше зон мы наблюдали появление C -точек. Они появлялись в тех же местах, что и L -точки, и для них так же была обнаружена периодичность. В двумерном распределении эллиптичности будет наблюдаться периодическая структура поляризационных сингулярностей (C -точек и L -линий), приведенная на рис. 3.

Таким образом, в L - и C -точках сохранялось состояние поляризации света, которым освещался ХЖК. Сохранение состояния поляризации света после прохождения ХЖК характерно для режима Могена. В режиме Могена вектор поляризации \mathbf{E} распространяющейся в ХЖК волны адиабатически отслеживает изменение ориентации директора [2, 4, 5]. Условием выполнения режима Могена является неравенство $\lambda \ll P(n_e - n_o)$, где λ — длина волны падающего на ХЖК света и P — шаг ХЖК спирали. Нетрудно убедиться, что это

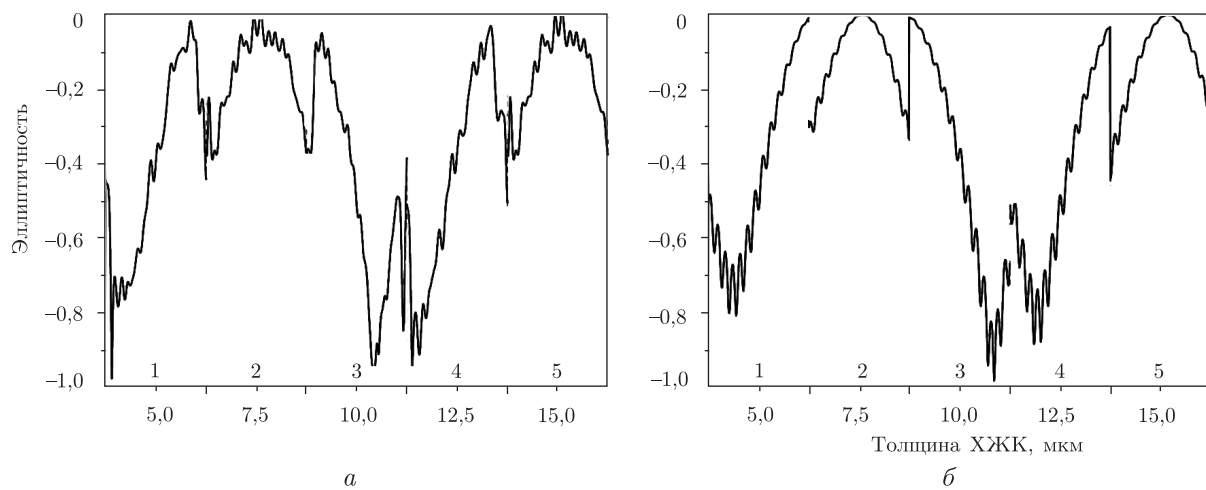


Рис. 2. Экспериментально полученный (а) и теоретически рассчитанный (б) профили эллиптичности для пяти зон Гранжана: штриховые линии — дисклинации; цифры — номера зон Гранжана

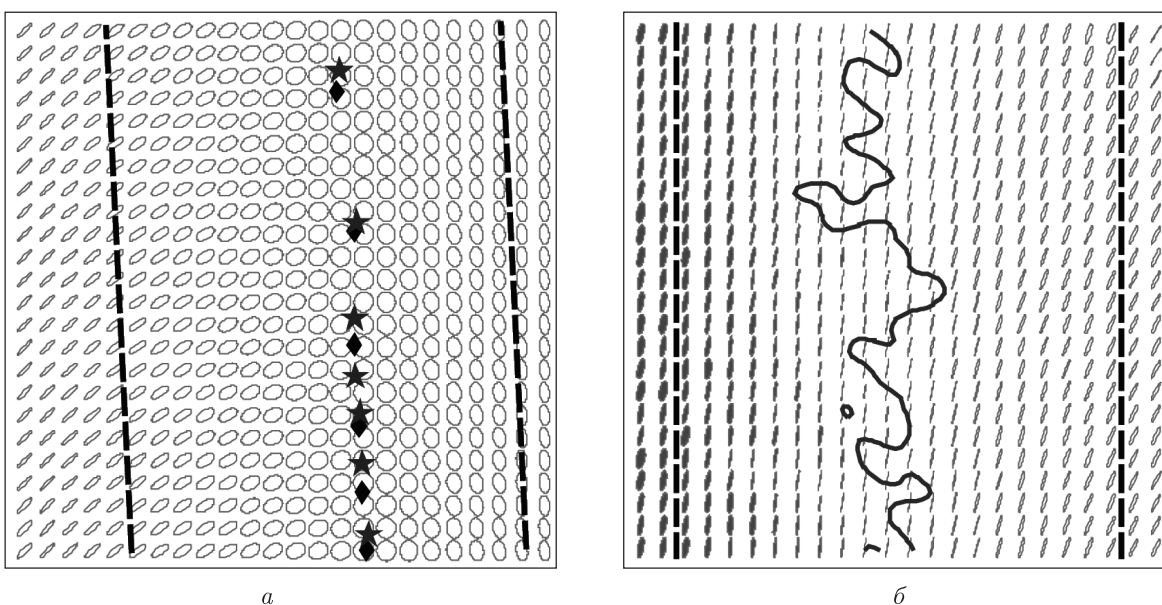


Рис. 3. Двумерные распределения эллиптичности в зоне Гранжана (в центре — сложная структура поляризационных сингулярностей): а — наличие C -точек в центре зоны Гранжана; входящая поляризация — циркулярная. Звездочками и ромбиками обозначены C -точки типа star и lemon соответственно [7]. Сплошной линией (б) изображена L -линия [7]; входящая поляризация — линейная. Штриховыми линиями показаны дисклинации

условие в нашем эксперименте не выполняется. Тем не менее, для линейно (вдоль легкой оси) и циркулярно поляризованных падающих волн наблюдается эффект сохранения состояния поляризации прошедшего света в виде поляризационных сингулярностей, расположенных в центре отмеченных выше зон Гранжана. Поскольку аналогичный эффект характерен для режима Могена, такие сингулярности можно было бы назвать могоновскими точками.

Для теоретической интерпретации экспериментальных результатов мы использовали точное решение задачи пропускания света через планарную ХЖК ячейку в случае нор-

мально падающей плоской волны [12]. В этой модели поляризационная структура зоны Гранжана определяется зависимостью параметров поляризации прошедшей волны от толщины ячейки d , пропорциональной шагу спирали холестерика P . На рис. 2, б приведено теоретически рассчитанное распределение эллиптичности. Видно, что наша модель хорошо описывает полученные нами экспериментальные данные. Согласие заметным образом ухудшается вблизи дисклинаций, расположенных на границах зон Гранжана, где распределение директора существенно отличается от идеальной геликоидальной структуры.

Модель подтвердила наличие периодичности появления поляризационных сингулярностей в центре зон Гранжана. Теоретический расчет показывает, что такая периодичность является довольно устойчивой и при нашем значении $P = 5$ мкм сохраняется примерно до 40 зоны Гранжана ($d \sim 100$ мкм). Но экспериментально такой вывод подтвердить довольно сложно, так как при такой толщине ЖК нарушается равновесная ориентационная структура и результаты экспериментальных измерений, по всей видимости, уже не будут совпадать с теоретическим расчетом.

Таким образом, в работе экспериментально подтверждается наличие поляризационных сингулярностей в световом поле после ХЖК. Показано, что в этих точках сохраняется поляризация света (могеновские точки), которым освещался ХЖК, а также наличие периодичности появления могеновских точек в зонах Гранжана. Теоретическая модель, построенная на предположении, что вдали от дисклинаций ориентационную структуру можно представить как ХЖК спираль с линейно зависящим от толщины ячейки d шагом P , хорошо описывает полученные экспериментальные данные.

1. Chigrinov V. G. Liquid crystal devices: Physics and applications // Boston: Artech House, 1999. – 366 p.
2. de Gennes P. G., Prost J. The physics of liquid crystals // Oxford: Clarendon Press, 1993. – 400 p.
3. Smalyukh I. I., Lavrentovich O. D. Three-dimensional director structures of defects in Granjean-Cano wedges of cholesteric liquid crystals by fluorescence confocal polarizing microscopy // Phys. Rev. E. – 2002. – **66**. – P. 051703.
4. Belyakov V. A., Dmitrienko V. E. Optics of chiral liquid crystals // Soviet scientific reviews. – Chur: Harwood Academic Pub., 1989. – **13**. – P. 222.
5. Yeh P., Gu C. Optics of liquid crystal displays. – Singapore: Wiley, 1999. – 438 p.
6. Born M., Wolf E. Principles of optics. – 7nd ed. – Cambridge University Press, 1999. – 986 p.
7. Nye J. F. Natural focusing and fine structure of light: Caustics and wave dislocations. – Bristol: Institute of Physics Publishing, 1999. – 328 p.
8. Kiselev A. D. Singularities in polarization resolved angular patterns: transmittance of nematic liquid crystal cells // J. Phys.: Condens. Matter. – 2007. – **19**. – P. 246102.
9. Vovk R. G., Kiselev A. D., Buinyi I. A., Soskin M. S. Angular polarization structure of light transmitted through a homeotropic nematic cell // Ukr. J. Phys. – 2007. – **52(8)**. – P. 748–753.
10. Kiselev A. D., Vovk R. G., Buinyi I. O., Soskin M. S. Angular structure of light polarization and singularities in transmittance of nematic liquid crystal cells // Ed by V. N. Belyi, K. N. Drabovich, C. Flytzanis. – Proceedings of ICONO 2007. – Coherent and Nonlinear Optical Phenomena. – SPIE (Minsk, Belarus), July 2007. – 6729.
11. Soskin M. S., Denisenko V., Egorov R. Topological networks of paraxial ellipse speckle-fields // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2004. – **6**. – P. p281-p287.
12. Egorov R. I., Vovk R. G., Kiselev A. D., Soskin M. S. Light transmission polarimetry of cholesteric cells in planar and wedge geometries: analysis of polarization parameter fields // Proceedings of the XIV-th Internat. Symp.: Advanced Display Technologies. – SID (Ukraine). – 2006. – P. 49–53.