

ДИФРАКЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ЯЧЕЙКИ ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА С ГОМЕОТРОПНЫМ И ПЕРИОДИЧЕСКИ ОРИЕНТИРУЮЩИМ ГРАНИЧНЫМИ УСЛОВИЯМИ

Г.С. ГЕВОРГЯН, Д.С. АЛАВЕРДЯН*, Р.С. АКОПЯН, М.Р. АКОПЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: davit.alaverdyan2@edu.y-su.am

(Поступила в редакцию 17 июня 2026 г.)

Теоретически исследована возможность дифракции светового пучка на ячейке нематического жидкого кристалла (НЖК) с гомеотропными и периодически ориентирующими граничными условиями. Для формирования непрерывной вращающейся структуры в НЖК необходимо добавить небольшое количество холестерического жидкого кристалла. В отличие от обычных поляризационных решёток, дифракционной эффективностью нулевого и ± 1 -го порядков в такой ячейке можно управлять с помощью внешних электрических или магнитных полей. Уникальные поляризационные свойства ячейки с гомеотропными и периодически ориентирующими граничными условиями могут быть использованы при разработке фотополяриметра и спектрографа кругового дихроизма, работающих в реальном времени.

1. Введение

Жидкокристаллическое состояние вещества создаёт условия для формирования различных структур, чувствительных к поляризации света [1–9]. Благодаря право-левой асимметрии хиральные структуры (холестерические жидкие кристаллы) демонстрируют принципиально различную реакцию на свет с правой и левой круговой поляризацией [10–17]. Это свойство позволяет разрабатывать плоские оптические устройства на основе жидких кристаллов, технологии формирования динамических поляризационных структур [18], методы оптимизации голографических решёток для различных применений [19], создавать двумерные устройства непрерывного управления световым пучком [20], реализовывать управляемые оптические фильтры [21], генерировать лазерное излучение с управляемой поляризацией [22], разрабатывать простые методы исследования состояния поляризации света [23], осуществлять дискретное управление световыми пучками под большими углами [24], обеспечивать пространственно-временное управление излучением в среднем инфракрасном диапазоне длин волн [25] и т.д.

Оптическая анизотропия, искусственно создаваемая за счёт интерференции поляризованных световых пучков, используется уже почти полвека. Элементы, получаемые этим методом, называются поляризационными решетками (ПР) [26]. Новая высокоэффективная фотоанизотропная среда, синтезированная в работе [27], позволила получить экспериментальное подтверждение уникальных свойств ПР.

В работах [28, 29] были экспериментально созданы и исследованы ПР в полимерных плёнках с азобензольными боковыми группами и в ферроэлектрических жидких кристаллах. В работе [30] продемонстрирована возможность получения дифракционной решётки с эффективностью до 98%. Последовательная теория ПР и подробные экспериментальные исследования представлены в работах [31, 32]. В частности, было показано, что нематические жидкие кристаллы (НЖК) с поперечно-периодической ориентацией способны обеспечивать дифракцию с очень высокой эффективностью (теоретически до 100%) в тонких плёнках материала, толщина которых сопоставима с длиной волны излучения. Такие структуры полностью дифрагируют падающий линейно-поляризованный световой пучок в дифракционные порядки $+1$ и -1 с круговой поляризацией.

Впоследствии многочисленные исследования продемонстрировали широкий спектр возможностей применения ПР на основе жидких кристаллов [33]. Обзорная работа [34] посвящена ПР и, в более общем плане, многочисленным исследованиям, связанным с геометрической фазой. Также было показано, что свет с правой и левой круговой поляризацией может быть разделён по углам, а затем вновь объединён с помощью пары ПР [35]. На основе точно управляемых микроструктур можно повысить дифракционную эффективность [36]. В работе [37] представлены экспериментальный и теоретический анализы электрически управляемых поляризационных свойств света с использованием поляризационно-скрученных жидкокристаллических структур.

Целью настоящей работы является исследование дифракционных свойств жидкокристаллической ячейки с гомеотропными и периодически ориентирующими граничными условиями (ПР). Показано, что свет произвольной поляризации, падающий на такую ячейку, дифрагирует в три порядка. В общем случае нулевой порядок сохраняет поляризацию падающего света, тогда как порядки ± 1 представляют собой лучи с правой и левой круговой поляризацией. Исследованы зависимости дифракционной эффективности ячейки с гомеотропно-поляризационной решёткой от максимального значения фазовой задержки системы, периода поляризационной решётки и длины волны падающего света. Благодаря возможности достижения дифракционной эффективности, близкой к 100%, такие структуры могут быть использованы для объединения лазерных пучков с минимальными потерями.

2. Ячейка с гомеотропными и периодически ориентирующими граничными условиями

Рассмотрим ячейку, заполненную НЖК, в которой на одной из подложек задано граничное условие в виде периодической ориентации вдоль оси x (поляризационная дифракционная решётка, ПДР, или просто ПР), а на другой – гомеотропная ориентация вдоль оси z (рис.1). Назовём такую структуру ячейкой с гомеотропными и поляризационно решёточными (ГПР) граничными условиями. Для решения задачи распространения света через такую ячейку необходимо сначала определить распределение директора в её объёме, а затем, разделив ячейку на большое число тонких слоёв, рассчитать её матрицу пропускания (матрицу Джонса).

Эта задача существенно упрощается, если считать все слои однородными. В этом случае матрица Джонса ПР имеет известный вид [31]:

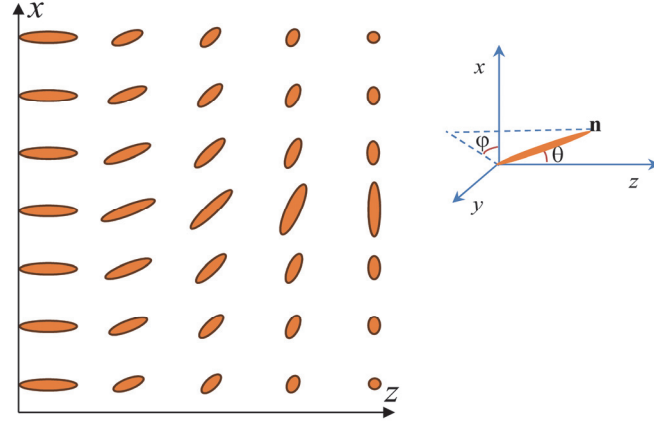


Рис.1. Схематическое изображение распределения молекул НЖК в плоскости (x, z) в ГПР ячейке. Среда однородна по оси y .

$$M_{PG}(\Delta\phi, qx) = \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) + i\sin\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right)\cos(2qx) & -i\sin\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right)\sin(2qx) \\ -i\sin\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right)\sin(2qx) & \cos\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) - i\sin\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right)\cos(2qx) \end{bmatrix}. \quad (1)$$

Здесь $\Delta\phi = 2\pi\Delta n L_0/\lambda$ – фазовая задержка анизотропной среды, $q = 2\pi/\Lambda_0$, Λ_0 – период периодического распределения молекул вдоль оси x , L_0 – толщина пластины, λ – длина волны света в вакууме. Следует отметить, что при формировании аналогичной структуры НЖК методом фотоориентации период структуры составляет $\Lambda_0/2$, поскольку молекулы НЖК обладают зеркальной симметрией. Выше мы также использовали обозначение $\Delta n = n_e - n_o$, которое является разностью показателей преломления необычного и обычного лучей, где

$$n_o = n_{\perp}, \quad \frac{1}{n_e^2} = \frac{\cos^2 \theta}{n_{\perp}^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_{\parallel}^2}, \quad (2)$$

а $n_{\parallel}$ и $n_{\perp}$ – главные показатели преломления материала.

От волны с произвольной поляризацией, падающей на такую ПР, на выходе могут возникать три волны: не дифрагированная волна нулевого порядка, сохраняющая поляризацию падающей волны, а также право- и лево-циркулярно поляризованные волны дифракционных порядков $+1$ и -1 . Для определения амплитуд и поляризационных состояний этих трёх волн необходимо умножить вектор Джонса падающей волны на соответствующую матрицу Джонса. Если фазовая задержка анизотропной среды равна нечётному числу π , $\Delta\phi = \pi(2m + 1)$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$), то волна нулевого порядка отсутствует, а дифракция происходит со 100%-ной эффективностью, при этом интенсивность поровну распределяется между порядками $+1$ и -1 [31].

Предположим теперь, что имеется ячейка НЖК, одна из подложек которой обеспечивает гомеотропную ориентацию вдоль оси z , то есть молекулы расположены перпендикулярно поверхности подложки. На другой подложке реализована периодическая ориентация вдоль оси x , соответствующая ПР, рассмотренной выше. Схематическое распределение директора НЖК (единичного вектора $\mathbf{n}$ в направлении предпочтительной ориентации молекул) в такой ГПР-ячейке показано на рис.1.

Аналитическое построение матрицы Джонса данной системы для описания

распространения света произвольной поляризации через такую структуру представляет собой весьма сложную задачу. Поэтому далее используется численный подход. Поскольку рассматриваемая структура характеризуется неоднородным закручиванием директора НЖК, среду целесообразно разделить на большое число тонких слоёв ($N \geq 20$) таким образом, чтобы каждый слой можно было считать однородно ориентированным. Таким образом, скрученная анизотропная среда представляется в виде N слоёв одинаковой толщины, каждый из которых моделируется как волновая пластина со своими значениями фазовой задержки и азимутального угла оптической оси. Полная матрица Джонса системы определяется последовательным перемножением матриц Джонса всех слоёв.

Рассматриваемая ячейка занимает область $0 < z < L$. При этом оптическая ось $\mathbf{n}$ периодически поворачивается в поперечном направлении x и одновременно закручивается вдоль направления z . В результате периодическая структура может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} n_x &= \sin \theta(z) \cos \varphi(x, z), \quad n_y = \sin \theta(z) \sin \varphi(x, z), \\ n_z &= \cos \theta(z), \quad \varphi(x) = qx, \quad \theta(z) = \frac{\pi}{2L} z. \end{aligned} \quad (3)$$

Заметим, что в плоскости $z = 0$ жёсткое граничное условие задаётся только для полярного угла θ , тогда как азимутальный угол φ остаётся свободным. Вследствие этого во всех плоскостях, параллельных подложкам, проекция ориентации молекул характеризуется равномерным распределением, которое описывается соотношением $\varphi = qx$. Если свет падает со стороны гомеотропной ориентации, то матрица Джонса M_0 первого слоя имеет простой вид, который может быть получен из выражения (1): $M_0 = M_{\text{PG}}(0, 0)$.

Согласно известному подходу [38], ГПР-структуру можно представить в виде последовательности из N тонких слоёв ПР, каждый из которых характеризуется фазовой задержкой $\Delta\varphi/N$ и малым азимутальным поворотом qx . В этом случае матрица Джонса ГПР-структуры определяется как произведение матриц Джонса отдельных слоёв.

Рассмотрим распространение линейно- или эллиптически-поляризованного света в такой среде. Тензор диэлектрической проницаемости для световой волны в рассматриваемой структуре имеет следующий вид:

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{\perp} \delta_{ij} + \varepsilon_a n_i n_j. \quad (4)$$

Здесь δ_{ij} – символ Кронекера, $\varepsilon_a = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$ – анизотропия диэлектрической проницаемости, а $\mathbf{n}$ – директор, заданный выражением (3).

3. Матрица Джонса ячейки с гомеотропными и периодически ориентирующими граничными условиями

Матрица Джонса тонкого j -го слоя жидкого кристалла имеет вид

$$\begin{aligned} J_j(x) &= R(-qx) D_j R(qx), \\ R(\varphi) &= \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi \\ \sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix}, \quad D_j = \begin{pmatrix} e^{-i\delta_j/2} & 0 \\ 0 & e^{i\delta_j/2} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $R(\varphi)$ – матрица поворота, а $\delta_j = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) [n_e(\theta_j) - n_o] L/N$, – фазовая задержка j -го слоя. Матрица Джонса всей системы будет

$$J_{\text{tot}}(x) = J_{N-1}(x) J_{N-2}(x) \cdots J_1(x) J_0(x). \quad (6)$$

Подставляя матрицы для каждого слоя, получаем

$$J_{tot}(x) = [R(-qx)D_{N-1}R(qx)][R(-qx)D_{N-2}R(qx)] \cdots [R(-qx)D_0R(qx)] \\ = R(-qx)D_{N-1}D_{N-2} \cdots D_0R(qx).$$

Поскольку все матрицы D_j являются диагональными, то имеем:

$$D_{N-1}D_{N-2} \cdots D_0 = \begin{pmatrix} \prod_{j=0}^{N-1} e^{-\frac{i\delta_j}{2}} & 0 \\ 0 & \prod_{j=0}^{N-1} e^{\frac{i\delta_j}{2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-i\Delta/2} & 0 \\ 0 & e^{i\Delta/2} \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где

$$\Delta = \sum_{j=0}^{N-1} \delta_j. \quad (8)$$

Таким образом, получаем

$$J_{tot}(x) = \begin{pmatrix} \cos \frac{\Delta}{2} - i \sin \frac{\Delta}{2} \cos(2qx) & i \sin \frac{\Delta}{2} \sin(2qx) \\ i \sin \frac{\Delta}{2} \sin(2qx) & \cos \frac{\Delta}{2} + i \sin \frac{\Delta}{2} \cos(2qx) \end{pmatrix}. \quad (9)$$

4. Распространение света в ячейке с гомеотропными и периодически ориентирующими граничными условиями

Рассмотрим падающий линейно-поляризованный свет

$$\mathbf{E}_{in} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Поле проходящего света будет иметь вид

$$\mathbf{E}_{out}(x) = J_{tot}(x) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (11)$$

В этом случае

$$E_x(x) = \cos \frac{\Delta}{2} - \frac{i}{2} \sin \frac{\Delta}{2} e^{i2qx} - \frac{i}{2} \sin \frac{\Delta}{2} e^{-i2qx}, \quad (12)$$

$$E_y(x) = \frac{1}{2} \sin \frac{\Delta}{2} e^{i2qx} - \frac{1}{2} \sin \frac{\Delta}{2} e^{-i2qx}. \quad (13)$$

Поскольку Δ не зависит от x , то проходящее поле имеет ровно три порядка дифракции: $m = 0, \pm 1$. Коэффициент пропускания, или дифракционная эффективность ГПР-ячейки для соответствующего дифракционного порядка определяется выражением $\eta = E_x E_x^* + E_y E_y^*$. Зависимости дифракционной эффективности от максимального значения фазовой задержки (в единицах 2π) представлены на рис.2. При построении графиков использовались следующие параметры: толщина ячейки $L = 8$, период поляризационной решётки $\Lambda = 7$ мкм. Как видно из рисунка, характер зависимости дифракционной эффективности от фазовой задержки качественно не отличается от случая обычной ПР. Однако наличие жидкокристаллической среды позволяет управлять дифракционной эффективностью различных порядков с помощью внешних электрических или магнитных полей. В частности, существует возможность подавления интенсивности нулевого или любого из дифракционных порядков.

На рис.3 представлены зависимости дифракционных эффективностей от периода ПР. Как видно из рисунка, при очень малых значениях периода дифракционные порядки ± 1 , соответствующие право- и левовращающему поляризованному волнам, практически отсутствуют. Они начинают появляться лишь при $\Lambda > 1.28$ мкм (при толщине ячейки $L = 8$ мкм) и, естественно, их интенсивность возрастает за счёт уменьшения интенсивности нулевого порядка. При $\Lambda > 4$ мкм

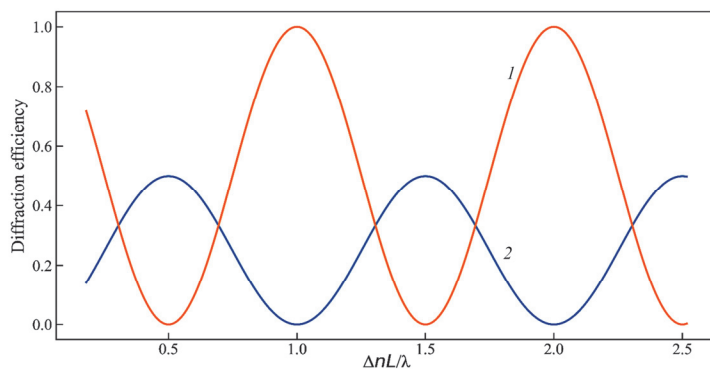


Рис.2. Зависимости дифракционных эффективностей порядков $m = 0$ (кривая 1) и $m = \pm 1$ (кривая 2) ГПР-ячейки от максимального значения фазовой задержки, разделенного на 2π .

дифракционные эффективности практически достигают насыщения.

Наконец, на рис.4 представлены зависимости дифракционных эффективностей от длины волны падающего света. Как и следовало ожидать, существует оптимальная длина волны, при которой суммарная дифракционная эффективность порядков $+1$ и -1 достигает 100%. Для ячейки толщиной $L = 8$ мкм и периода поляризационной решётки $\Lambda = 7$ мкм эта оптимальная длина волны в видимом диапазоне составляет 0.628 мкм.

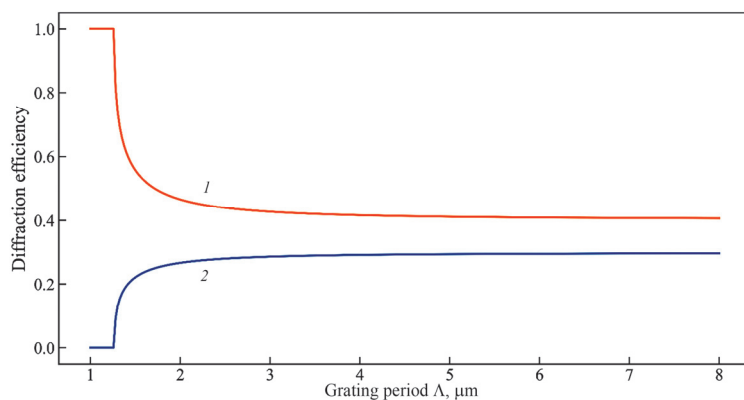


Рис.3. Зависимости дифракционных эффективностей порядков $m = 0$ (кривая 1) и $m = \pm 1$ (кривая 2) ячейки от периода Λ поляризационной решетки.

5. Заключение

В данной работе исследованы поляризационные свойства света, проходящего через жидкокристаллическую ячейку, в которой на одной подложке задана гомеотропная ориентация, а на другой – периодическая ориентация (поляризационная решётка) в качестве граничных условий. Для обеспечения полного следования молекул жидкого кристалла вращению, задаваемому граничными условиями, даже в областях, где требуется угол поворота более 90° , необходимо добавление к нематическому жидкому кристаллу небольшого количества (нескольких процентов) холестерического жидкого кристалла.

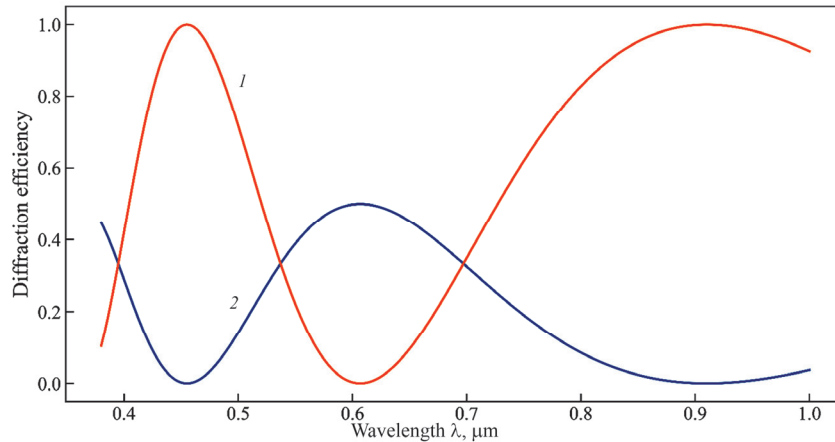


Рис.4. Зависимости дифракционных эффективностей порядков $m = 0$ (кривая 1) и $m = \pm 1$ (кривая 2) ГПР ячейки от длины волны λ падающего света.

Были исследованы зависимости дифракционной эффективности порядков $m = 0, \pm 1$ для гомеотропно-поляризационной решётки от максимального значения фазовой задержки системы, периода поляризационной решётки и длины волны падающего света.

Предложенная ячейка представляет интерес тем, что фазовую задержку можно регулировать с помощью внешнего электрического или магнитного поля, тем самым настраивая дифракционные эффективности порядков $m = 0, \pm 1$ в диапазоне от 0 до 100%.

В дальнейшем планируется рассмотреть более общий случай, когда первое граничное условие отличается от гомеотропного, а также задачу, в которой оба граничных условия заданы в виде поляризационных решёток, а внутреннюю ориентацию молекул жидкого кристалла можно контролировать с помощью внешних полей.

Все подтверждающие данные можно получить у авторов по соответствующему запросу.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Комитета по высшему образованию и науке РА в рамках научного проекта № 21AG–1C088.

ЛИТЕРАТУРА

1. **P.G. de Gennes, J. Prost.** The Physics of Liquid Crystals. Oxford, Oxford University Press, 1993.
2. **L.M. Blinov.** Structure and Properties of Liquid Crystals. London, New York, Springer, 2011.
3. **S. Singh.** Handbook of Liquid Crystals. V. I, II Foundations and Fundamental Aspects. London, New York, Springer, 2024.
4. **I.C. Khoo, F. Simoni, C. Umeton.** Optical Materials and Applications. V.1 Novel Optical Materials. London, World Scientific, 2024.
5. **L.S. Aslanyan, H.H. Hovakimyan.** J. Contemp. Phys., **55**, 30 (2020).
6. **H.L. Margaryan, V.K. Abrahamyan, N.H. Hakobyan, V.M. Aroutiounian, P.K.**

- Gasparyan, V.V. Belyaev, A.S. Solomatin, D.N. Chaurov. J. Contemp. Phys., **54**, 27 (2019).
7. R.B. Alaverdyan, A.L. Aslanyan, L.S. Aslanyan, G.S. Gevorgyan, S.Ts. Nersisyan. J. Contemp. Phys., **50**, 137 (2015).
8. A.H. Gevorgyan, M.S. Rafayelyan. J. Contemp. Phys., **48**, 276 (2013).
9. A.H. Gevorgyan, M.S. Rafayelyan. J. Contemp. Phys., **49**, 12 (2014).
10. Z. Zha, Z. Gou, Z. Peng, Y. Liu, C. Yang, X. Lu, Q. Wang, Q. Mu. Optics Express, **33**, 32479 (2025).
11. A.R. Mkrtchyan, H.S. Eritsyan, A.A. Lalayan, Sh.K. Eritsyan, R.S. Hakobyan, Zh.B. Khachatryan. J. Contemp. Phys., **55**, 199 (2020).
12. S.K. Patil, P.B. Jire, N.G. Ahire, S.G. Patil, S.P. Pawar. Research J. Pharmacognosy and Phytochemistry; Raipur, **17**, 179 (2025).
13. A.E. Martirosyan. J. Contemp. Phys., **49**, 202 (2014).
14. A.H. Gevorgyan. J. Contemp. Phys., **47**, 268 (2012).
15. A.H. Gevorgyan. J. Contemp. Phys., **48**, 75 (2013).
16. M.S. Rafayelyan, H. Gharagulyan, T.M. Sarukhanyan, A.H. Gevorgyan, R.S. Hakobyan, R.B. Alaverdyan. Liquid Crystals, **46**, 1079 (2019).
17. T. Sarukhanyan, M. Rafayelyan, A. Malinchenko, A. Gevorgyan, A. Makaryan, R. Alaverdyan, R. Hakobyan. J. Mol. Liq., **445**, 129218 (2026).
18. X. Qin, K. Zhao, X. Zhang, X. Zhou, W. Huang, L. Chen. Photonics, **11**, 350 (2024).
19. R. Kaur, K. Sharma, S. Saha, R. Kumar. Applied Optics, **65**, D1 (2026).
20. Y. Ma, Z. Luo, H.T. Safa, Y. Zhang, S.-L. Lee, Y.-T. Hu, S.-T. Wu. Optics Express, **34**, 16119 (2026).
21. H.L. Margaryan, P.K. Gasparyan, V.K. Abrahamyan, N.H. Hakobyan, H.S. Chilingaryan, D.K. Pokhsranyan, G.M. Stepanyan. J. Contemp. Phys., **58** 73 (2023).
22. T.M. Sarukhanyan. J. Contemp. Phys., **56** 103 (2021).
23. X. Guan, Y. Li, J. Li, H. Cheng, J. Wang, H. Xing, W. Ye. Applied Optics, **64**, 2092 (2025).
24. J. Gong, Z. Li, X. Li, Y. Liu, Z. Gong, Y. Yuan, J. Wang, D. Zhang, R. Hong, H. Mao, H. Lu, L. Fan, Z. Cao. Optics Comm., **593**, 132302 (2025).
25. D.L. Hovhannisyan, H.L. Margaryan, N.H. Hakobyan, V.M. Aroutiounian, V.V. Belyaev, A.S. Solomatin. J. Contemp. Phys., **50**, 55 (2015).
26. Sh.D. Kakichashvili. Kvant. Elektron., **1**, 1435, (1974).
27. T. Todorov, L. Nikolova, N. Tomova. Appl. Opt. **23**, 4588 (1984).
28. P.L. Rochon, V. Drnoyan, A. Natansohn. Proc. SPIE, **3491**, 306 (1998).
29. B. Saad, L. Dinescu, R.P. Lemieux, T.V. Galstyan. Appl. Phys. Lett., **73**, 20 (1998).
30. C. Provenzano, P. Pagliusi, G. Cipparrone. Appl. Phys. Lett., **89**, 121105-1 (2006).
31. H.V. Sarkissian, J.B. Park, N.V. Tabirian, B.Ya. Zeldovich. MCLC, **451**, 1 (2006).
32. H.V. Sarkissian, S.V. Serak, N.V. Tabirian, L.B. Glebov, V. Rotar, B.Ya. Zeldovich. Opt. Lett., **31**, 2248 (2006).
33. C. Pei, J. Weng, T. Shu, L. Fang, G. Hu, Y. Liu, T. Chen, R. Wu, H. Li, X. Liu. Laser & Photonics Reviews, **18**, 2400204 (2024).
34. A.S. Rao. eprint arXiv:2602.00655 (2026). DOI: 10.48550/arXiv.2602.00655.

35. V. Muradyan, M.R. Akopyan, R.S. Akopyan. J. Contemp. Phys., **56**, 98 (2021).
36. Z. Liang, B.Y. Wei, W. Chen, X. Guo, S. Liu, P. Li, D. Wen, K. Gao, J. Zhao. Appl. Opt. Mater., **2**, 1287 (2024).
37. E. Melnikova, K. Pantsialeveva, A. Tolstik, V. Stanevich, D. Dashkevich (Chepeleva), A. Murauski, A. Muravsky, A. Karabchevsky. Laser & Photonics Reviews, **0:e03023**, 1 (2026).
38. P. Yeh, C. Gu. Optics of Liquid Crystal Displays. Second edition, Wiley, 2010.

ՀՈՄԵՈՏՐՈՊ ԵՎ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ԿՈՂՄՆՈՐՈՇՄԱՆ ՍԱՀՄԱՆԱՅԻՆ
ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՎ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂԱՅԻՆ ԲՋՋԻ
ԴԻՖՐԱԿՏԱՅԻՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Գ.Ս. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Դ.Ս. ԱԼԱՎԵՐԴՅԱՆ, Ռ.Ս. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Մ.Ռ. ՀԱԿՈԲՅԱՆ

Տեսականորեն ուսումնասիրվել է հոմեոտրոպ և պարբերական կողմնորոշման սահմանային պայմաններով նեմատիկ հեղուկ բյուրեղային /ՆՀԲ/ բջջի հնարավորությունը դիֆրակտելու լուսային ճառագայթը: Անընդհատ պտտական կառուցվածք ապահովելու համար ՆՀԲ – ին պետք է ավելացնել փոքր քանակությամբ խալեստերիկ հեղուկ բյուրեղ: Ի տարբերություն հայտնի բևեռացումային ցանցերի, այս բջջի կողմից դիֆրակցիայի զերոյական և ± 1 կարգերի դիֆրակտային էֆեկտիվությունները հնարավոր է կառավարել արտաքին էլեկտրական կամ մագնիսական դաշտերի միջոցով: Հոմեոտրոպ և պարբերական կողմնորոշման սահմանային պայմաններով ՆՀԲ բջջի եզակի բևեռացման հատկությունները կարող են օգտագործվել իրական ժամանակի ֆոտոպոլյարիմետր և շրջանաձև դիքրոիզմի սպեկտրոգրաֆ մշակելու համար:

DIFFRACTION PROPERTIES OF A LIQUID CRYSTAL CELL WITH
HOMEOTROPIC AND PERIODIC ORIENTATION BOUNDARY CONDITIONS

G.S. GEVORGYAN, D.S. ALAVERDYAN, R.S. HAKOBYAN, M.R. HAKOBYAN

Theoretically, the possibility of a nematic liquid crystal (NLC) cell with homeotropic and periodic orientation boundary conditions diffracting a light beam has been investigated. To ensure a continuous helical structure, a small amount of cholesteric liquid crystal must be added to the NLC. Unlike known polarisation gratings, the zero-order and ± 1 orders diffractive efficiencies of this cell can be controlled by external electric or magnetic fields. With homotropic and periodic orientation boundary conditions, the unique polarisation properties of the NLC cell can be used to develop a real-time photopolarimeter and a circular dichroism spectrograph.