

ПРОХОЖДЕНИЕ ЛИНЕЙНО-ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА ЧЕРЕЗ СИСТЕМУ ДВУХ ЦИКЛОИДНЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ ВОЛНОВЫХ ПЛАСТИНОК

В. МУРАДЯН*, М.Р. АКОПЯН, Р.С. АКОПЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: vahagn.mour@gmail.com

(Поступила в редакцию 10 февраля 2021 г.)

Связанные циклоидальные дифракционные волновые пластины (ЦДВП) могут использоваться для двойной дифракции или коллинеарного распространения лазерного излучения соответствующей длины волны. Прибавление между ними двулучепреломляющей и дихроичной пленки позволяет получить возможность конечной попускание, даже при отсутствии двулучепреломления. Как в случае двух решеток с параллельными, так и с противоположными векторами решеток, в случае сильного поглощения (а также, в случае отсутствия анизотропии преломления), мы имеем ахроматическое пропускание.

1. Введение

Огромный круг высокоэффективных, мощных, компактных источников света широко доступны и являются не дорогими в области длин волн от УФ до инфракрасных [1,2]. Этот прогресс стал возможным благодаря открытию и использованию новых материалов и композитов [3]. Такие достижения мотивируют потребность во множестве оптических компонентов с более высокими характеристиками [4]. Однако фундаментальные ограничения и технологические трудности продолжают препятствовать модернизации оптических компонентов. Основные традиционные механизмы изменения распространения световых лучей включают использование линз, призм и т. д. [5,6] а также модуляция показателя преломления использованием дифракционных решеток [7–9]. Оптические элементы используемые в микроскопии [10,11], коммуникациях [12], в обработке материалов и дисплеях [13–15], в оптических фильтрациях [16], в химических и биохимических зондированиях [17], и в других фотонических приложениях [18,19] по-прежнему громоздкие, абберационные, неэффективные, медленные и узкополосные [5,6,20,21]. Качественно новые подходы обещают улучшить эти ограничения. Недавние достижения в обнаружении и использовании метаматериалов обещает преодолеть некоторые из этих ограничений, особенно те, которые связаны с лазерами и пучками большой площади [22–25].

Многие приложения фотоники, такие как немеханическое управление

лучом, отображение информации и оптическая обработка, голография, оптическое обращение фазы и оптическое переключение, требуют динамического электрооптического или полностью оптического управления распространением света. Проблемы и ограничения, связанные с фундаментальными материалами, по-прежнему затрудняют развитие динамических оптических технологий.

Жидкокристаллические материалы (ЖК) оказались многообещающими как в электрооптических, так и в полностью оптических системах благодаря их большому электрооптическому и нелинейно-оптическому константам, простоте настройки свойств ЖК-материалов, большим возможным изменениям их оптических состояний и эффективному управлению ориентационного упорядочения низковольтными электрическими полями и маломощными оптическими пучками [26]. Наши коллеги продемонстрировали оптическую систему нового поколения, основанную на модуляции ориентации оптической оси (в отличие от показателя преломления или толщины) в тонких пленках жидкокристаллических циклоидальных решеток, так называемых дифракционных волновых пластинах, которые могут играть роль в преодолении некоторых из выше указанных недостатков в ЖК-материалах [27]. Было показано, что с помощью пары циклоидных дифракционных решеток можно оптически управлять направлением распространения лазерного излучения [28, 29]. Путем замены ЖК-замедлителя фазы на ячейку с азобензольным нематическим жидким кристаллом (НЖК) в полуволновом состоянии можно использовать облучение для переключения между дифракционным и пропускающим состояниями.

В настоящей работе мы рассмотрим влияние поглощения на управление лазерным лучом с помощью пары циклоидных дифракционных решеток. Покажем, что возможно обеспечить ахроматичность дифракции в большом интервале длин волн. Во всех теоретических исследованиях, до сих пор, предполагалось, что фотоанизотропный материал не имеет потерь и что во время поляризационно-голографической записи индуцируется только пространственно модулированная анизотропия показателя преломления. На самом деле все материалы для поляризационной голографии действительно поглощают свет в некоторой области, и линейно поляризованный свет также вызывает анизотропию в их поглощении. Если полученные решетки не используются только для длин волн вне полосы поглощения регистрирующего материала, необходимо также учитывать голографическую модуляцию коэффициента поглощения и его анизотропию (дихроизм). Изменение поглощения и показателя преломления, конечно, связаны соотношением Крамерса–Кронига. В настоящей работе мы для полноты рассмотрим поляризационно-голографические решетки в материалах как с дихроизмом, так и с двулучепреломлением.

2. Прохождение света через систему циклоидных решеток

Рассмотрим циклоидную дифракционную волновую пластинку (ЦДВП), заключенную между плоскостями $z = 0$ и $z = L$, с оптической осью $\mathbf{n}$,

вращающейся в поперечном направлении x , так что образовывается периодическая структура

$$\mathbf{n}_0(x) = \{\cos \delta(x, z); \sin \delta(x, z); 0\}, \quad q = 2\pi/\Lambda. \quad (1)$$

Здесь Λ – период директора. Матрицу Джонса такой циклоидальной дифракционной волновой пластины запишем в виде $T = T_0 + T_{+1} + T_{-1}$, где

$$T_0 = \begin{bmatrix} \cos(xL) & 0 \\ 0 & \cos(xL) \end{bmatrix}, \quad T_{\pm 1} = \frac{i \sin(xL)}{2} \exp(\pm i 2qx) \begin{bmatrix} 1 & \pm i \\ \pm i & 1 \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Здесь $x = \pi(n_{\parallel}^0 - n_{\perp}^0)/\lambda$, $n_{\parallel}^0$ и $n_{\perp}^0$ – показатели преломления параллельный и перпендикулярный оси Ox , L – толщина ЦДВП, λ – длина волны в вакууме. Следовательно, через решётку проходят три волны – недифрагированная волна (0-й порядок) и две дифрагированные волны – в +1 и –1 порядках. T_0 определяет волну 0-го порядка, а $T_{\pm 1}$ определяет две дифрагированные волны. Чтобы получить интенсивности и поляризации волн, мы должны умножить вектор Джонса восстанавливающей волны E_{in} на матрицу T . Пусть E_{in} имеет линейную поляризацию под углом β относительно оси Ox :

$$E_{in} = \begin{bmatrix} \cos \beta \\ \sin \beta \end{bmatrix}. \quad (3)$$

Поле после решетки равно:

$$S = TE_{in} = (T_0 + T_{+1} + T_{-1})E_{in} = S_0 + S_{+1} + S_{-1}. \quad (4)$$

Нулевой порядок дифракционной волны будет:

$$S_0 = \cos(xL) \begin{bmatrix} \cos \beta \\ \sin \beta \end{bmatrix}. \quad (5)$$

Он возникает с той же поляризацией, а его интенсивность пропорциональна $\cos^2(xL)$. Волны ± 1 -ого порядка будут:

$$S_{\pm 1} = \frac{i \sin(xL)}{2} \exp(\pm i 2qx) \exp(\pm i \beta) \begin{bmatrix} 1 \\ \pm i \end{bmatrix}. \quad (6)$$

Из этих уравнений следует, что независимо от направления β поляризации E_{in} две дифрагированные волны имеют круговую поляризацию; волна +1 порядка имеет правую круговую поляризацию, как и сигнальная волна, используемая при записи, а волна –1 имеет левую круговую поляризацию, как опорная волна. Эти две дифрагированные волны имеют одинаковую интенсивность,

$$I_{+1} = I_{-1} = \sin^2(xL)/2. \quad (7)$$

Далее мы будем рассматривать полуволновые циклоидальные дифракционные

волновые пластины, для которых $xL = \pi/2$, тогда дифракционная эффективность в обоих порядках ± 1 может составлять 50%. В этом случае $S_0 = 0$.

Теперь положим вторую полуволновую ($xL = \pi/2$) ЦДВП с $T(q)$. Тогда мы получим две прошедшие волны 0-го порядка с правой и левой круговой поляризацией: правая преобразует левую, а левая – правую.

$$S'_{\pm 1} = -\frac{1}{2} \exp(\pm i\beta) \begin{bmatrix} 1 \\ \mp i \end{bmatrix}. \quad (8)$$

Пусть теперь вторая полуволновая ($xL = \pi/2$) ЦДВП будет противоположна первой с $T(-q)$. Тогда мы получим две дифрагированные волны ± 1 -го порядка с удвоенными углами и левой и правой круговой поляризацией: правая преобразуется в левую, а левая – в правую.

$$S'_{\pm 1} = -\frac{1}{2} \exp(\pm i\beta) \exp(\pm i4qx) \begin{bmatrix} 1 \\ \mp i \end{bmatrix}. \quad (9)$$

3. Прохождение света через систему циклоидных решеток с дихроизмом поглощения

Повторим вывод матрицы Джонса голографической решетки, записанной двумя плоскими волнами с ортогональной круговой поляризацией с учетом дихроизма поглощения. Теперь предположим, что этот пучок проходит через двулучепреломляющую и дихроичную среду толщиной L . Матрица Джонса двулучепреломляющей и дихроичной пленки замедлителя фазы может быть представлена в виде [30]:

$$T_{bd} = \exp(-\bar{\alpha}L) \exp(-i\bar{x}_{bd}L) \begin{bmatrix} \exp(-a) \exp(-i\varphi) & 0 \\ 0 & \exp(a) \exp(i\varphi) \end{bmatrix}. \quad (10)$$

Здесь $\bar{\alpha} = (\alpha_{\parallel} + \alpha_{\perp})/2$, $\bar{x}_{bd} = \pi(n_{\parallel} + n_{\perp})L/(2\lambda)$, $\alpha = (\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp})L/2$, $\varphi = \pi(n_{\parallel} - n_{\perp})L/\lambda$ и $n_{\parallel}$, $n_{\perp}$ и $\alpha_{\parallel}$, $\alpha_{\perp}$ – коэффициенты преломления и экстинкции, для параллельных и перпендикулярных к оси Ox поляризации соответственно двулучепреломляющей и дихроичной среды. Для выходящих волн имеем:

$$S'_{\pm 1} = \frac{i}{2} \exp(\pm i2qx) \exp(\pm i\beta) \exp(-\bar{\alpha}L) \exp(-i\bar{x}_{bd}L) \begin{bmatrix} \exp(-a) \exp(-i\varphi) \\ \pm i \exp(a) \exp(i\varphi) \end{bmatrix}. \quad (11)$$

Как мы видим, оба они представляют собой эллиптические поляризованные волны.

Если эти волны проходят через вторую циклоидальную дифракционную полуволновую пластину с тем же вектором решетки $T(q)$, то получаем, что система дает две пары пучков с правой и левой круговыми поляризациями. Первая пара будет дифрагировать под двойными углами

$$S_{\pm 1}'' = \frac{1}{2} \exp(\pm i 4 q x) \exp(\pm i \beta) \exp(-\bar{\alpha} L) \exp(-i \bar{x}_{bd} L) \times \left[\sinh(a) \cos(\varphi) + i \cosh(a) \sin(\varphi) \right] \begin{bmatrix} 1 \\ \pm i \end{bmatrix}. \quad (12)$$

И вторая пара – это вновь созданные волны 0-го порядка:

$$S_{\pm 1}'^0 = -\frac{1}{2} \exp(\pm i \beta) \exp(-\bar{\alpha} d) \exp(-i \bar{x}_{bd} d) \times \left[\cosh(a) \cos(\varphi) + i \sinh(a) \sin(\varphi) \right] \begin{bmatrix} 1 \\ \mp i \end{bmatrix}. \quad (13)$$

Таким образом, общая пропускная способность системы в направлении падающего луча равна

$$\mathfrak{S} = \exp(-2\bar{\alpha} d) \left[\cosh^2 a - \sin^2 \varphi \right].$$

Как мы видим, во первых, пропускание остается конечной из-за дихроизма даже при $\varphi = 0$, и во вторых, в случае сильного поглощения (а также, в случае отсутствия анизотропии преломления) мы имеем ахроматическое пропускание.

Если волны (11) проходят через вторую циклоидальную дифракционную полуволновую пластину с противоположным вектором решетки $T(-q)$, то получаем, что система дает две пары пучков с правой и левой круговыми поляризациями. Первая пара будет дифрагировать под двойными углами:

$$S_{\pm 1}'' = -\frac{1}{2} \exp(\pm i 4 q x) \exp(\pm i \beta) \exp(-\bar{\alpha} L) \exp(-i \bar{x}_{bd} L) \times \left[\cosh(a) \cos(\varphi) + i \sinh(a) \sin(\varphi) \right] \begin{bmatrix} 1 \\ \mp i \end{bmatrix}. \quad (14)$$

И вторая пара – это вновь созданные волны 0-го порядка:

$$S_{\pm 1}'^0 = \frac{1}{2} \exp(\pm i \beta) \exp(-\bar{\alpha} L) \exp(-i \bar{x}_{bd} L) \times \left[\sinh(a) \cos(\varphi) + i \cosh(a) \sin(\varphi) \right] \begin{bmatrix} 1 \\ \pm i \end{bmatrix}. \quad (15)$$

Из уравнений (15) следует, что независимо от направления β поляризации две пары дифрагированных волн имеют круговую поляризацию. Каждая пара дифрагированных волн имеет одинаковую интенсивность. Общая пропускная способность системы в направлении падающего луча равна

$$\mathfrak{S} = \exp(-2\bar{\alpha} d) \left[\sinh^2 a + \sin^2 \varphi \right].$$

На рисунках 1 и 2 показаны пропускание линейно поляризованного света с произвольным углом поляризации с осью Ox через три оптических элемента

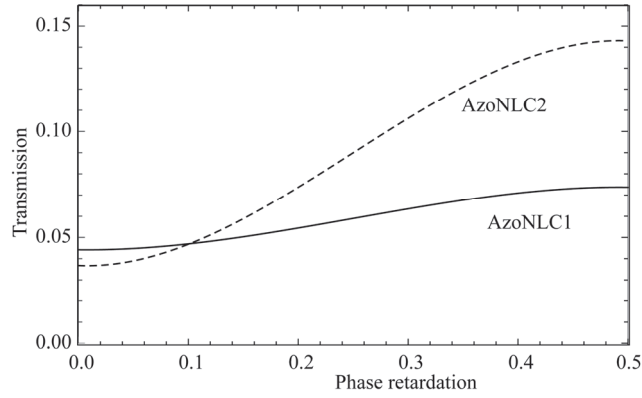


Рис.1. Пропускание линейно поляризованного света с произвольным углом поляризации с осью Ox через три оптических элемента (ЦДВП – анизотропный поглотитель – ЦДВП) как функция задержки фазы в поглотителе. Толщина поглотителя составляла 1.5 мкм, коэффициенты экстинкции для азо НЖК1 – $\alpha_{\parallel} = 18600 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_{\perp} = 4870 \text{ см}^{-1}$ и азо НЖК2 – $\alpha_{\parallel} = 11180 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_{\perp} = 3750 \text{ см}^{-1}$.

(ЦДВП – анизотропный поглотитель – ЦДВП) как функция задержки фазы в поглотителе и как функция безразмерной анизотропии коэффициента экстинкции поглотителя. Заметим, что пропускание остается конечной, благодаря дихроизма, даже при $\varphi = 0$: циркулярно поляризованные пучки, создаваемые первой ЦДВП, становятся эллиптическими на выходе из дихроичной пленки, и каждая из них приобретает компоненты правой и левой круговой поляризации, внося вклад как в дифрагированный, так и в прошедший лучи. Важно заметить также, что как в случае двух решеток с параллельными, так и с противоположными векторами решеток, во первых, пропускание остается конечной из-за дихроизма даже при $\varphi = 0$, и во вторых, в случае сильного поглощения (а также, в случае отсутствия анизотропии преломления) мы имеем ахроматическое пропускание.

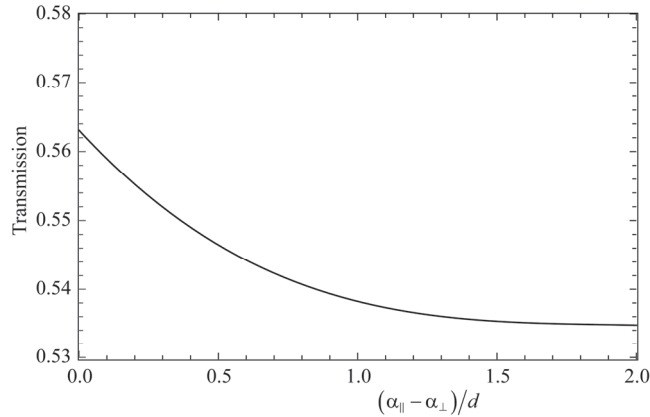


Рис.2. Максимальное пропускание линейно поляризованного света через оптические элементы ЦДВП – анизотропный поглотитель – ЦДВП как функция безразмерной анизотропии коэффициента экстинкции поглотителя.

4. Заключение

Таким образом, в данной работе мы рассмотрели дифракцию света от «ЦДВП - анизотропный поглотитель – ЦДВП» системы. Мы показали, что в этом случае возможна дифракционная генерация волн правой и левой круговой поляризации даже при отсутствии фазового замедлителя. Мы показали, что с помощью этой системы можно обеспечить ахроматическую дифракцию для довольно широкого диапазона длин волн света. В наших расчётах мы рассмотрели также случаи, когда главная ось двулучепреломляющей и дихроичной среды имеет угол γ с осью Ox . Не приводя формулы соответствующих расчётов, укажем лишь, что такое обобщение не приводит качественно новым результатам.

ЛИТЕРАТУРА

1. **S. Kitsinelis.** Light sources: technologies and applications. Taylor & Francis, Boca Raton, FL, 2011.
2. **M. O'Neill, S.M. Kelly.** Adv. Mater. Deerfield Beach Fla, **23**(5), 566 (2011).
3. **T. Smeeton, C. Humphreys.** Perspectives on electronic and optoelectronic materials. Springer handbook of electronic and photonic materials. (S.O. Kasap, P. Capper, eds.) New York: Springer, 2006.
4. **S. Ossicini, L. Pavesi, F. Priolo.** Light emitting silicon for microphotonics. Berlin: Springer, 2003.
5. **A. Al-Azzawi.** Photonics: principles and practices. Boca Raton: CRC Press, 2007.
6. **B.E.A. Saleh, M.C. Teich.** Fundamentals of photonics. Hoboken: John Wiley & Sons, Inc., 2007.
7. **A. Urbas, J. Klosterman, V. Tondiglia, L. Natarajan, R. Sutherland, O. Tsutsumi, T. Ikeda, T. Bunning.** Adv. Mater. Deerfield Beach Fla., **16**(16), 1453 (2004).
8. **J. Klosterman, L.V. Natarajan, V.P. Tondiglia, R.L. Sutherland, T.J. White, C.A. Guymon, T.J. Bunning.** Polymer, **45**, 7213 (2004).
9. **A. Urbas, V. Tondiglia, L. Natarajan, R. Sutherland, H. Yu, J.H. Li, T. Bunning.** J. Am. Chem. Soc., **126**(42), 13580 (2004).
10. **M.J. Booth.** Phil. Trans. R. Soc. A., **365**, 2829 (2007).
11. **J. Squier, M. Muller.** Rev. Sci. Instrum., **72**, 2855 (2001).
12. **M.C. Wu, O. Solgaard, J.E. Ford.** J. Lightwave Technol., **24**, 4433 (2006).
13. **D.K. Yang, S.T. Wu.** Fundamentals of liquid crystal devices. England, West Sussex: John Wiley, 2006.
14. **R.R. Hainich, O. Bimber.** Displays: fundamentals & applications. Boca Raton: Taylor & Francis Group, 2011.
15. **S.T. Wu, D.K. Yang.** Reflective liquid crystal displays. England, West Sussex: Wiley, 2001.
16. **T.J. White, M.E. McConney, T.J. Bunning.** J. Mater. Chem., **20**, 9832 (2010).
17. **D. Brennan, J. Justice, B. Corbett, T. McCarthy, P. Galvin.** Anal. Bioanal. Chem., **395**(3), 621 (2009).

18. **G. Sinclair, P. Jordan, J. Leach, M.J. Padgett, J. Cooper.** J. Mod. Opt., **51**(3), 409 (2004).
19. **M.R. Hakobyan, R.S. Hakobyan.** J. Contemp. Phys., **52**, 295 (2017).
20. **W.R. Jamroz, R.V. Kruzelecky, E.I. Haddad.** Applied microphotonics. Boca Raton: CRC Taylor & Francis, 2006.
21. **W.T. Welford.** Aberrations of optical systems. New York: Taylor and Francis, 1986.
22. **W. Cai, V. Shalaev.** Optical metamaterials. New York: Springer, 2010.
23. **O.D. Lavrentovich.** Proc. Nat. Acad. Sci. USA, **108**, 5143 (2011).
24. **I. Fernandez-Corbaton, C. Rockstuhl, P. Ziemke, P. Gumbsch, A. Albiez, R. Schwaiger, T. Frenzel, M. Kadic, M. Wegener.** New Twists of 3D Chiral Metamaterials, **31**, 1807742 (2019).
25. **Z. Ren, Y. Chang, Y. Ma, K. Shih, B. Dong, C. Lee.** Adv. Optical Mater., **8**(3), 1900653 (2019).
26. **Y. Yu, T. Ikeda.** J. Photochem. Photobiol. Chem., **5**(3), 247 (2004).
27. **S.R. Nersisyan, N.V. Tabiryan, D.M. Steeves, B.R. Kimball.** Opt. Photon. News, **21**(3), 40 (2010).
28. **A.A. Hayrapetyan, R.A. Aramyan, M.R. Hakobyan, R.S. Hakobyan.** J. Contemp. Phys., **54**, 262 (2019).
29. **N.V. Tabiryan, S.R. Nersisyan, T.J. White, T.J. Bunning, D.M. Steeves, B.R. Kimball.** AIP Advances, **1**, 022153 (2011).
30. **T.-H. Lin, A.Y.-G. Fuh,** Appl. Phys. Lett., **87**, 011106 (2005).

LINEARLY POLARIZED LIGHT TRANSMISSION FROM A PAIR OF CYCLOIDAL DIFFRACTIVE WAVEPLATE

V. MURADYAN, M.R. AKOPYAN, R.S. AKOPYAN

Coupled cycloidal diffractive waveplates (CDW) can be used to double diffract or collinearly propagate the laser beam with corresponding wavelength. Adding dichroic media and beam splitter between them gives us chance for finite transmission, even if there's no beam splitter. In the case of two parallel and antiparallel vector gratings, when we have strong absorption (also when there's no anisotropic refraction), we get achromatic transmission.