

01;07;12

Термополяризационные свойства толстых анизотропных дифракционных голограмм, записанных в полимерно-диспергированных жидких кристаллах

© Р.С. Акопян, А.В. Галстян, Г.Г. Захарян, Н.Ф. Варданян, Ю.С. Чилингарян

Ереванский государственный университет,
375049 Ереван, Армения
e-mail: rhakob@web.am

(Поступило в Редакцию 5 октября 2005 г.)

Экспериментально и теоретически изучены дифракционные и поляризационные свойства толстых анизотропных голографических решеток записанных в полимерно-диспергированных жидких кристаллах. Из-за присутствия жидкокристаллических молекул такие решетки анизотропны и чувствительны к изменениям температуры, а дифракционные свойства сильно зависят от поляризации падающего излучения. Получены зависимости дифракционной эффективности и ориентации поляризации выходного дифракционного пучка от температуры дифракционной решетки и линейной поляризации падающего пучка при брэгговском падении. С помощью известных экспериментальных зависимостей диэлектрической проницаемости жидкого кристалла от температуры, получены те же зависимости. Экспериментальные результаты согласуются с теоретическими расчетами. Показана возможность управления дифракционными характеристиками дифракционной решетки в большом интервале температур.

PACS: 65.60.+a, 42.40.-i

Введение

В последние годы запоминающие устройства, основанные на фотополимерных материалах для ближней инфракрасной области спектра, стали предметом тщательного изучения [1–9]. Такими материалами являются так называемые полимерно-диспергированные жидкие кристаллы, ПДЖК, [10–13]. ПДЖК-структуры обладают механическими свойствами полимеров и контролируемой анизотропностью жидких кристаллов (ЖК). Одним из эффективных свойств является возможность управления уже записанных структур статическими электрическими полями, температурой, механическими деформациями и т. д. за счет переориентации анизотропных ЖК-молекул, внедренных в полимеры [13,14]. Кроме того, они дают возможность наблюдать динамику записи структур в реальном времени. Очень быстро они нашли применение в различных оптических системах, таких как оптическая запись [15], детектирование акустических волн [16], плоские экраны и экраны желаемой кривизны [10,17], переключаемый цветной фильтр для дистанционного управления [18], оптико-волоконные переключатели [11], линзы с управляемым фокусным расстоянием [12]. Поскольку они дают возможность послеэкспозиционный контроль над дифракционными характеристиками, можно получить электрооптические управляемые голографические устройства.

Голографические ПДЖК-структуры формируются с помощью интерференции двумя когерентными монохроматическими лазерными лучами. Для изготовления ПДЖК-смесей выбирается такой кристалл, чтобы имело место фазовое разделение ЖК и мономера-полимера, т. е. молекулы ЖК смешиваются с начальным раствором

мономера, но не с полимером или частично полимеризованным раствором. Благодаря молекулярной диффузии во время полимеризации число мономеров уменьшается в освещенных областях, и из условия динамического равновесия концентрации мономера начинается диффузия молекул мономера из темных областей в освещенные, следовательно, молекулы ЖК вытесняются из этих областей. В результате имеем молекулы ЖК в виде трехмерных доменов (капли), которые диспергированы в полимерной матрице с периодической модуляцией плотности [14].

В конечной решетке директор ЖК преимущественно будет направлен вдоль волнового вектора вследствие гидродинамических и диффузионных потоков, а волновой вектор перпендикулярен планарным слоям полимера и ЖК. Из-за периодической модуляции плотности ЖК и полимера в менее освещенных участках показатель преломления ПДЖК-решетки, в основном, зависит от ЖК, а в освещенных областях — от полимера. Следовательно, модуляция коэффициента преломления и дифракционные характеристики сильно зависят от плотности [19] и формы ЖК-капель, ориентации жидкого кристалла внутри капель, поляризации, температуры, и т. д. В силу этого одним из важнейших вопросов является понимание роли ЖК в угловой [20–22] и поляризационной зависимостях полученных систем.

Электрооптические свойства таких ПДЖК изучены довольно тщательно [23–25]. В работах [23,24] экспериментально и теоретически изучена зависимость максимальной дифракционной эффективности от приведенного поля, для s - и p -поляризованных волн, а также для неполяризованной волны. В работе [25] экс-

периментально получена зависимость дифракционной эффективности первого порядка от применяемого статического поля. Поляризационные свойства изучены в работах [26–28]. В работе [26] исследована зависимость дифракционной эффективности от интенсивности регистрирующего пучка, для *s*- и *p*-поляризованных волн. В работе [27] теоретически и экспериментально изучены зависимости дифракционной эффективности и состояния поляризации дифрагированной волны от линейной поляризации падающего пучка при брэгговском падении. А в работе [28] экспериментально изучены зависимости интенсивностей дифракционного и прошедшего пучков от угла, составленного линейной поляризацией с плоскостью падения, при температуре 27°C. Температурные свойства рассмотрены в работах [19,29,25]. В работе [19] изучена зависимость дифракционной эффективности от температуры ПДЖК при концентрации ЖК 28%, где пробный пучок был поляризован в плоскости падения. В работе [29] получена эффективность проходимости в зависимости от температуры и применяемого электрического поля для нескольких ячеек ПДЖК с разными значениями концентрации ЖК. В работе [25] изучена зависимость дифракционной эффективности первого порядка от температуры ПДЖК при понижении и возрастании температуры.

Целью данной работы являлось экспериментальное и теоретическое исследование дифракционных и поляризационных свойств ПДЖК-решеток, а именно: зависимости дифракционной эффективности и поляризации дифракционной волны на выходе из решетки от температуры ПДЖК под углом Брэгга. Присутствие анизотропных молекул ЖК приводит к сильной зависимости дифракционных характеристик от температуры ПДЖК, что позволяет легко управлять параметрами дифракционной решетки и дифракционной волны.

Эксперимент

Экспериментальная установка

Дифракционная решетка, с помощью которой проводились экспериментальные исследования, была создана следующим образом. При изготовлении ячейки использовался фотоактивный полимер, чувствительный в ИК-области спектра. Два когерентных луча лазера Ti–Sa с длиной волны $\lambda = 830$ nm падали на ячейку под таким углом между собой, чтобы конечная решетка имела период $\Lambda = 1.0$ μm . Спейсер между стеклянными поверхностями решетки имел толщину $d = 27.8$ μm . Принципиальная схема экспериментальной установки представляла на рис. 1. Решетка зондировалась He–Ne лазером с длиной волны $\lambda = 628$ nm и была поляризована под углом 45° относительно плоскости падения. Луч лазера становится циркулярно поляризованным после прохождения через $\lambda/4$ пластинку, после чего проходит через поляризатор (P1), который закреплен на шаговом двигателе (минимальный угол вращения 0.77°), который

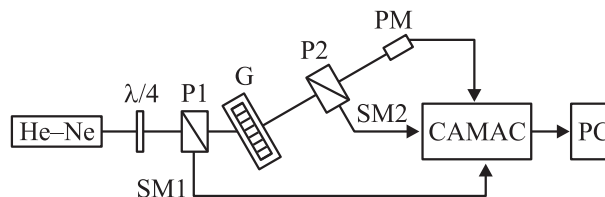


Рис. 1. Принципиальная схема автоматизированной экспериментальной установки.

программно управляется с персонального компьютера (PC) с помощью интерфейса САМАС. Поляризатором P1 задается известная линейная поляризация падающего пучка, далее пучок попадает на голографическую решетку под углом $\theta_B = 18.3^\circ$ (угол Брэгга для данной решетки), которая помещена в термостат Т, температура которого изменяется от 22 до 70°C. С другой стороны решетки под углом Брэгга выходят две волны: прошедшая и дифрагированная. Далее дифрагированный луч попадает на фотоприемник (PM), подключенный к аналого-цифровому преобразователю (АЦП) в интерфейсе САМАС. Поляризатором последовательно устанавливаются азимутальные углы линейной поляризации падающего пучка, и для нескольких значений температуры дифракционной решетки PM регистрирует интенсивность дифрагированного луча. Во втором эксперименте перед PM становится поляризатор P2 (с теми же параметрами), который закреплен на шаговом двигателе SM2. При тех же значениях температуры дифракционной решетки и поляризации падающего пучка P2 вращается на 360°, и АЦП снимает показания PM. После перерасчета этих данных восстанавливается состояние поляризации дифракционного пучка. Таким образом, для каждой температуры дифракционной решетки мы получаем угол поляризации выходного дифракционного пучка для нескольких значений линейных поляризаций падающего пучка.

Экспериментальные результаты

Экспериментальные зависимости получены для трех значений линейной поляризации падающего пучка: $\alpha = 30^\circ, 45^\circ, 78^\circ$. На рис. 2 приведены теоретическая (сплошная кривая) и экспериментальная (отмечено кружками) зависимости дифракционной эффективности от температуры дифракционной решетки. Таким образом, в некотором интервале температур дифракционной решетки эффективность плавно возрастает, достигая своего максимума, а потом убывает. Характерное изменение зависимости происходит в интервале температур 55–60°C. На рис. 3 приведены теоретическая (сплошная кривая) и экспериментальная (отмечено кружками) зависимости угла ориентации β дифрагированной волны от температуры дифракционной решетки. В зависимостях ориентации эллипса поляризации от температуры в том же интервале заметно резкое изменение.

Теория

Зависимость дифракционной эффективности от температуры

Направим оси x и y вдоль вектора решетки и нормали к поверхности решетки соответственно. Рассмотрим толстую анизотропную ненаклонную и прозрачную голографическую решетку, которая записана в ПДЖК. XU — плоскость падения, а внешний угол падения обозначим через θ_i . Предположим, что на ПДЖК-решетку падает плоская монохроматическая волна с длиной λ_0 в вакууме и волновым вектором \mathbf{k}_0 , абсолютное значение которого равно $k_0 = 2\pi/\lambda_0$. Поскольку в дифракционной решетке s - и p -компоненты распространяются, не взаимодействуя

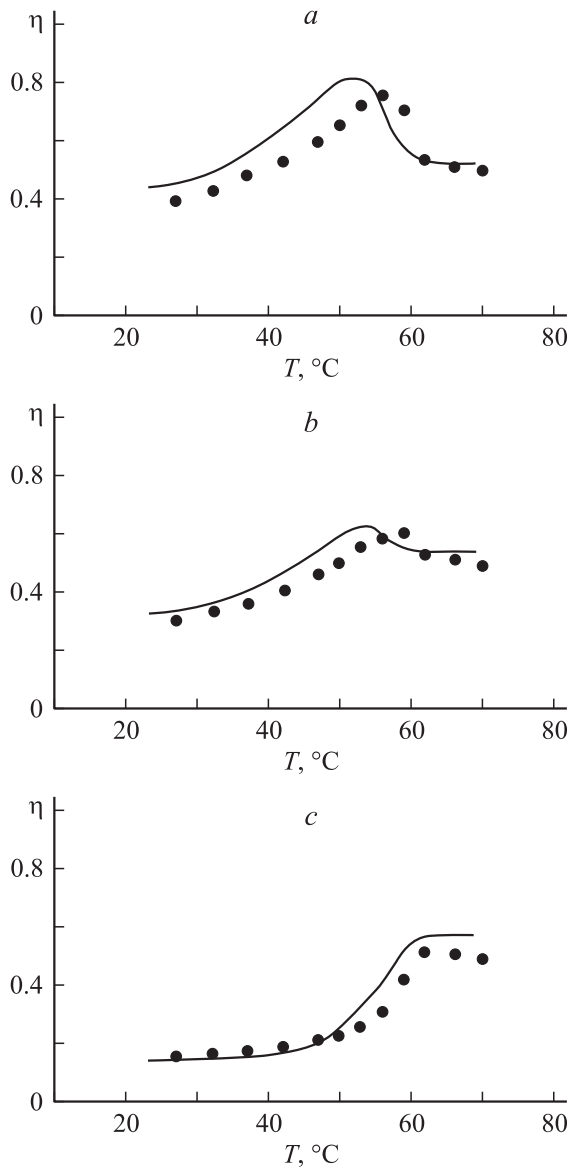


Рис. 2. Зависимость дифракционной эффективности η от температуры дифракционной решетки. a — $\alpha = 30^\circ$, b — 45° , c — 78° ($d = 27.8 \mu\text{m}$, $\Lambda = 1.0 \mu\text{m}$, $\Lambda = 1.0 \mu\text{m}$, $\lambda = 628 \text{ nm}$, $\epsilon_{\text{pol}} = 2.5$, $F_{\text{pol}}^0 = 0.669$, $F_{\text{pol}}^1 = 0.3$).

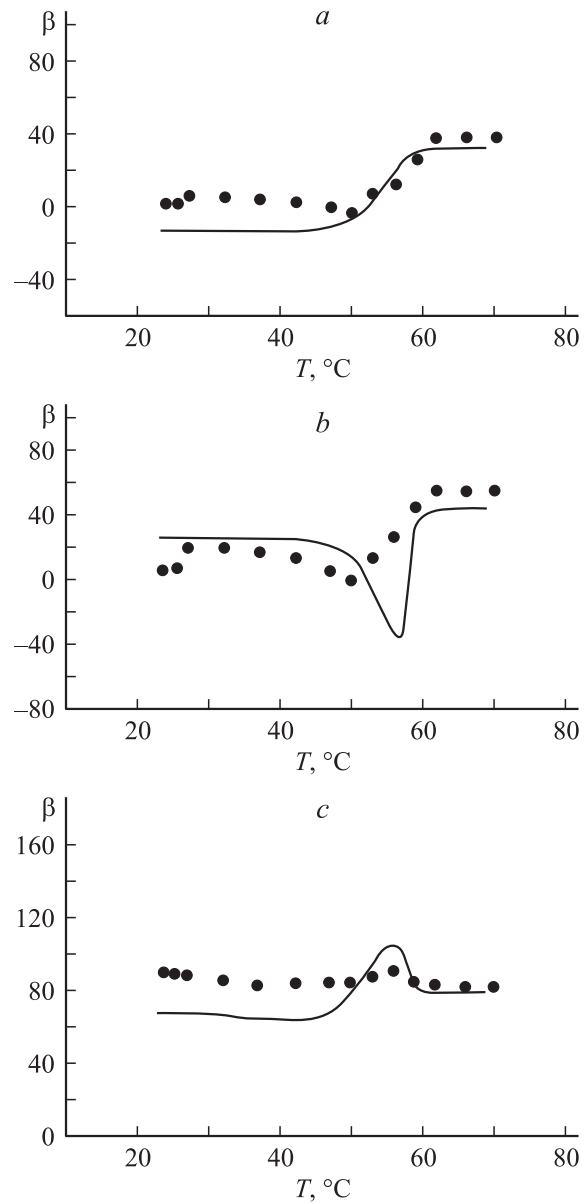


Рис. 3. Зависимость угла ориентации эллиптической поляризации дифракционного пучка β от температуры дифракционной решетки. Параметры те же, что и на рис. 2.

друг с другом, то для любой поляризации падающего пучка дифракционную эффективность можно выразить через эффективности для s - и p -компонент следующим образом [27]:

$$\eta = \frac{\eta_p f_p \cos^2 \alpha + \eta_s f_s \sin^2 \alpha}{f}, \quad (1)$$

где α — азимутальный угол линейной поляризации падающего пучка, η_p и η_s — дифракционные эффективности для p - и s -компонент, которые, согласно определению [30], имеют следующий вид:

$$\eta_{p,s} = \frac{E_{dp,ds}(d)E_{dp,ds}^*(d)n_{dp,ds}g_{dp,ds} \cos \varphi_{dp,ds}}{E_{ip,is}(0)E_{ip,is}^*(0)n_{ip,is}g_{ip,is} \cos \varphi_{ip,is}}. \quad (2)$$

Здесь $E_{dp,ds}(d)$ — выходная дифракционная волна для p - и s -компонент [30–32], $n_{ip,dp}$, $n_{is,ds}$ — средние коэффициенты преломления для падающего и дифракционного пучков соответственно,

$$n_{ip,dp}^2 = \frac{\varepsilon_{\perp}^0 \varepsilon_{\parallel}^0}{\varepsilon_{\perp}^0 \cos^2 \theta_{ip,dp} + \varepsilon_{\parallel}^0 \sin^2 \theta_{ip,dp}} \quad \text{— для } p\text{-волны,} \quad (3)$$

$$n_{is,ds}^2 = \varepsilon_{\perp}^0 \quad \text{— для } s\text{-волны,} \quad (4)$$

$g_{ip,dp}$, $g_{is,ds}$ — косинусы углов между волновыми векторами и векторами Пойнтинга для падающего и дифракционного пучков соответственно

$$g_{ip,dp} = \frac{\varepsilon_{\parallel}^0 \sin^2 \theta_{ip,dp} + \varepsilon_{\perp}^0 \cos^2 \theta_{ip,dp}}{\sqrt{(\varepsilon_{\parallel}^0)^2 \sin^2 \theta_{ip,dp} + (\varepsilon_{\perp}^0)^2 \cos^2 \theta_{ip,dp}}} \quad \text{— для } p\text{-волны,} \quad (5)$$

$$g_{is,ds} = 1 \quad \text{— для } s\text{-волны.} \quad (6)$$

Здесь $\varphi_{ip,dp}$, $\varphi_{is,ds}$ — углы между нормалью к поверхности ПДЖК и вектором Пойнтинга для падающего и дифракционного пучков соответственно

$$\varphi_{ip,dp} = \theta_{ip,dp} + \arccos g_{ip,dp} \quad \text{— для } p\text{-волны,} \quad (7)$$

$$\varphi_{is,ds} = \theta_{is,ds} \quad \text{— для } s\text{-волны.} \quad (8)$$

В выражении (3) ε_{\perp}^0 , $\varepsilon_{\parallel}^0$ — перпендикулярная и параллельная компоненты средних значений диэлектрической проницаемости ПДЖК решетки, $\theta_{ip,dp}$, $\theta_{is,ds}$ — углы падения и дифракции внутри образца для s - и p -компонент.

С помощью формулы Лорентц–Лоренца [33] и из условия нормировки концентраций полимера и ЖК можно найти распределение перпендикулярной и параллельной компонент коэффициента преломлений решетки [34]:

$$\frac{n_{\perp,\parallel}^2 - 1}{n_{\perp,\parallel}^2 + 2} = F_{\text{pol}} \frac{n_{\text{pol}}^2 - 1}{n_{\text{pol}}^2 + 2} + F_{LC} \frac{(n_{\perp,\parallel}^{LC})^2 - 1}{(n_{\perp,\parallel}^{LC})^2 + 2}, \quad (9)$$

где

$$F_{\text{pol}} = F_{\text{pol}}^0 + F_{\text{pol}}^1 \cos Kx, \\ F_{LC} = F_{LC}^0 + F_{LC}^1 \cos Kx \quad (10)$$

— распределение концентрации полимера и ЖК, n_{pol} — показатель преломления полимера, $n_{\perp,\parallel}^{LC}$ — показатель преломления ЖК для перпендикулярной и параллельной компонент, $n_{\perp,\parallel} = n_{\perp,\parallel}^0 + n_{\perp,\parallel}^1 \cos Kx$ — распределение показателя преломлений решетки, F_{pol}^0 и F_{LC}^0 — средние значения концентрации полимера и ЖК, F_{pol}^1 и F_{LC}^1 — модуляции концентрации полимера и ЖК, $n_{\perp,\parallel}^0$ — среднее значение показателя преломлений решетки, $n_{\perp,\parallel}^1$ — модуляция показателя преломлений решетки, K — абсолютное значение волнового вектора решетки. Подставляя (10) в выражение (9), учитывая распределение

показателя преломлений решетки и приравнивая члены с коэффициентом $\cos Kx$ и без него, получим среднее значение и модуляцию перпендикулярной и параллельной компонент коэффициента преломления

$$\frac{(n_{\perp,\parallel}^0)^2 - 1}{(n_{\perp,\parallel}^0)^2 + 2} = F_{\text{pol}}^0 \frac{n_{\text{pol}}^2 - 1}{n_{\text{pol}}^2 + 2} + F_{LC}^0 \frac{(n_{\perp,\parallel}^{LC})^2 - 1}{(n_{\perp,\parallel}^{LC})^2 + 2}, \quad (11)$$

$$n_{\perp,\parallel}^1 = \frac{1}{2n_{\perp,\parallel}^0}$$

$$\times \frac{F_{\text{pol}}^1 \left(\frac{n_{\text{pol}}^2 - 1}{n_{\text{pol}}^2 + 2} - \frac{(n_{\perp,\parallel}^{LC})^2 - 1}{(n_{\perp,\parallel}^{LC})^2 + 2} \right)}{1 - \frac{(n_{\perp,\parallel}^{LC})^2 - 1}{(n_{\perp,\parallel}^{LC})^2 + 2} - F_{\text{pol}}^0 \left(\frac{n_{\text{pol}}^2 - 1}{n_{\text{pol}}^2 + 2} - \frac{(n_{\perp,\parallel}^{LC})^2 - 1}{(n_{\perp,\parallel}^{LC})^2 + 2} \right)} [(n_{\perp,\parallel}^0)^2 + 2], \quad (12)$$

откуда и получим распределение перпендикулярной и параллельной компонент диэлектрической проницаемости ПДЖК и их модуляции $\varepsilon_{\perp,\parallel}^0 = (n_{\perp,\parallel}^0)^2$, $\varepsilon_{\perp,\parallel}^1 = 2n_{\perp,\parallel}^0 n_{\perp,\parallel}^1$. Используя экспериментальные зависимости (рис. 4) перпендикулярной и параллельной компонент диэлектрической проницаемости ЖК от температуры [35], подставляя эти значения в выражения (11) и (12), мы получим полуэмпирическую зависимость дифракционной эффективности от температуры ПДЖК-решетки для трех линейных поляризаций падающего пучка.

Зависимость поляризации от температуры

Обсудим изменение состояния поляризации в толстой анизотропной голографической решетке, записанной ПДЖК. Определим зависимость состояния поляризации дифрагированной волны от температуры дифракционной решетки для разной начальной линейной поляризации падающего пучка, а именно зависимость ориентации эллиптической поляризации дифрагированной волны от температуры ПДЖК. Предположим, что падающая волна линейно поляризована под азимутальным углом α . Согласно [36], мы можем записать угол

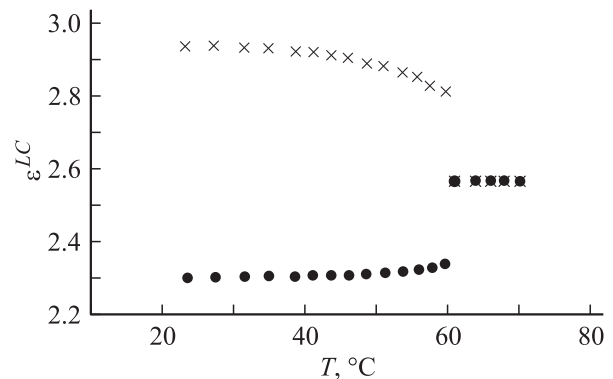


Рис. 4. Экспериментальные зависимости перпендикулярной ε_{\perp}^{LC} (●) и параллельной $\varepsilon_{\parallel}^{LC}$ (×) компонент диэлектрической проницаемости ЖК от температуры.

ориентации эллиптической поляризации (угол между главной полуосью эллипса и плоскостью падения) выходящего дифракционного пучка в следующем виде [27]:

$$\beta = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left(\frac{2R_{ds}R_{dp}}{R_{dp}^2 - R_{ds}^2} \cos \delta \right), \quad (13)$$

где δ — фазовое расхождение s - и p -волн для дифракционной волны [27]:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \left[\frac{d}{\cos \theta_{ds}} n_{ds} + d(\operatorname{tg} \theta_{ds} - \operatorname{tg} \theta_{dp}) \sin \theta_i - \frac{d}{\cos \theta_{dp}} n_{dp} \right]. \quad (14)$$

В (13) R_{ds} и R_{dp} являются модулями дифракционной волны соответственно для s - и p -компонент [27]:

$$\begin{aligned} R_{ds} &= E_0 \sin \nu_s \sin \alpha, \\ R_{dp} &= E_0 \sin \nu_p \cos \alpha, \end{aligned} \quad (15)$$

где E_0 — модуль электрического поля падающей волны, $\nu_{s,p}$ — модуляционный параметр, описывающий глубину модуляции [27].

Здесь снова используя экспериментальные зависимости (рис. 4), получим полуэмпирическую зависимость угла ориентации β дифрагированной волны от температуры ПДЖК-решетки для трех линейных поляризаций падающего пучка.

Заключение

Таким образом, теоретически и экспериментально исследована дифракционная эффективность и изменение состояния поляризации линейно поляризованного света в толстой анизотропной голограмме при падении под углом Брэгга в зависимости от температуры ПДЖК. Приведено подробное описание экспериментальной установки, с помощью которой проводились исследования. Поскольку диэлектрическая проницаемость жидкого кристалла значительно зависит от температуры, дифракционные и поляризационные характеристики дифракционной решетки также должны зависеть от температуры решетки. Оказывается, что, изменяя температуру ПДЖК, можно в некоторых пределах управлять дифракционной эффективностью анизотропной голограммы. Легко увидеть, что дифракционная эффективность во всех трех случаях возрастает до некоторого максимального значения и после этого убывает. Заметим, что температура фазового перехода жидкого кристалла в решетке близка к 60°C. Ориентация поляризации дифрагированной волны также сильно зависит от температуры дифракционной решетки. Как видно, поведение теоретических кривых находится в хорошем соответствии с экспериментальными результатами. Однако абсолютное значение теоретической кривой несколько отличается от

экспериментальной. Причиной является то, что мы пренебрегаем поглощением решетки, полагая модуляцию коэффициента преломления чисто косинусоидальной, что тоже является приближением.

Авторы благодарны Т. Галстяну и С. Харбору из университета Лаваль (Квебек) за предоставление дифракционных решеток на основе ПДЖК, чувствительных в ближней инфракрасной области спектра.

Список литературы

- [1] *Pilot P., Boiko Y., Galstian T.V.* // SPIE. 1999. Vol. 3635. P. 143–150.
- [2] *Banyasz I.* // Opt. Comm. 2000. Vol. 181. P. 215–221.
- [3] *Pilot P., Galstian T.V.* // ICAPT'2000. Proc. SPIE. 2000. Vol. 4087. P. 1302–1309.
- [4] *Bouguin F., Galstian T.V.* // SPIE. Santa Fe, New Mexico. 2001. Vol. 4342. P. 492–501.
- [5] *Galstian T., Tork A.* // USA. Patent. June 4, 2002. 6, 398, 981.
- [6] *Nagtegaale P., Galstian T.V.* // Synthetic Metals. 2002. Vol. 127. P. 85–87.
- [7] *Kanyto P., Сухов А.В., Уметон Ч.* и др. // ЖЭТФ. 2000. Т. 118. Вып. 6(12). С. 1374–1383.
- [8] *Денисюк Ю.Н., Ганжерми Н.М., Черных Д.Ф.* // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 9. С. 25–30.
- [9] *Ганжерми Н.М., Денисюк Ю.Н., Конол С.П.* // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 16. С. 22–29.
- [10] *Qi J., DeSarkar M., Warren G.T.* et al. // J. Appl. Phys. 2002. Vol. 91. P. 4795–4800.
- [11] *Domash L.H., Chen Y.M., Gozewski C.* et al. // Proc. SPIE. 1997. Vol. 3010. P. 214–228.
- [12] *Domash L.H., Chen Y.M., Gomatam B.* et al. // Proc. SPIE. 1996. Vol. 2689. P. 188–194.
- [13] *Bunning T.J., Natarajan L.V., Tondiglia V.P.* et al. // Ann. Rev. of Mat. Sci. 2000. Vol. 30. P. 83–115.
- [14] *Sutherland R.L., Natarajan L.V., Tondiglia V.P.* et al. // Chem. Mat. 1993. Vol. 5. P. 1533–1538.
- [15] *Lee H., Gu X., and Psaltis D.* // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 65. P. 2191–2194.
- [16] *Larson D.A., Black T.D., Green M.* et al. // JOSA. A 7. 1990. P. 1745–1750.
- [17] *Escuti M.J., Qi J., Grawford G.P.* // Opt. Letters. 2003. Vol. 28. P. 522–524.
- [18] *Fontecchio K., Bowley C.C., and Grawford G.P.* // Proc. SPIE. 1999. Vol. 3800. P. 36–44.
- [19] *Liu Y., Zhang B., Jia Y.* et al. // Opt. Comm. 2003. Vol. 218. P. 27–32.
- [20] *Butler J.J., Rodriguez M.A., Malcuit M.S.* et al. // Opt. Comm. 1998. Vol. 155. P. 23–27.
- [21] *Sutherland R.L., Tondiglia V.P., and Natarajan L.V.* // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 79. P. 1420–1422.
- [22] *Polot P., Boiko Y.B., Galstian T.V.* // SPIE. 1999. Vol. 3638. P. 26–34.
- [23] *Sutherland R.L.* // JOSA. B. 2002. Vol. 19. P. 2995–3003.
- [24] *Sutherland R.L., Natarajan L.V., Tondiglia V.P.* et al. // JOSA. B. 2002. Vol. 19. P. 3004–3012.
- [25] *Fuh A.Y.-G., Lee C.-R., Mo T.-S.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 83. P. 4285–4287.
- [26] *Kreuzer M., Cipparrone G.* et al. // JOSA. B. 2001. Vol. 18. P. 1632–1638.

- [27] *Акопян Р.С., Галстян А.В., Захарян Г.Г. и др. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 1. С. 55–60.*
- [28] *Fuh A.Y.-G., Lee C.-R., Ho Y.-H. // Appl. Opt. 2002. Vol. 41. P. 4585–4589.*
- [29] *Han J.-W. // Liquid Crystals. 2001. Vol. 28. P. 1487–1493.*
- [30] *Montemezzani G. and Zgonik M. // Phys. Rev. E. 1997. Vol. 55. 1. P. 1035–1047.*
- [31] *Kogelnik H. // Bell Syst. Tech. J. 1969. Vol. 48. P. 2909–2947.*
- [32] *Акопян Р.С., Галстян А.В., Галстян Т.В. // ЖЭТФ. 2004. Т. 126. № 7. С. 120–128.*
- [33] *Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 719 с.*
- [34] *Aubrecht I., Miler M., Koudela I. // J. Mod. Opt. 1998. Vol. 45. N 7. P. 1465–1477.*
- [35] *Khoo I.-C., Wu S.-T. Optics and Nonlinear Optics of Liquid Crystals. Singapore; New Jersey; London; Hong Kong: World Scientific, 1993. P. 419.*
- [36] *Davis C.C. Lasers and Electro-Optics. New York, 1996. 720 p.*