

07;12

Прямая запись тонких динамических дифракционных решеток в оптически адресуемых пространственных модуляторах света с дифракционной эффективностью более 50%

© В.А. Беренберг,¹ Н.Л. Иванова,² Н.А. Феоктистов,³ А.Н. Чайка²¹ Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова, 199034 Санкт-Петербург, Россия² Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, 197101 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: nataliaiv@aport2000.ru³ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 3 мая 2007 г.)

Исследованы условия, при которых в жидкокристаллических оптических адресуемых пространственных модуляторах света возможна запись тонких динамических дифракционных решеток с асимметричной формой штриха и дифракционной эффективностью более 50%.

PACS: 42.40.Lx, 42.40.Ht, 42.70.Dt

Введение

Проблема повышения дифракционной эффективности (ДЭ) при записи тонких динамических дифракционных решеток в оптически адресуемых жидкокристаллических пространственных модуляторах света (ОА ЖК ПМС) важная для ряда применений этого типа ПМС (например, голографической коррекции aberrаций оптических элементов или управления пространственной структурой лазерных пучков [1,2]). В отличие от объемных решеток тонкие голографические решетки могут работать в широком угловом диапазоне без существенного изменения величины ДЭ, что является их важным преимуществом.

До недавнего времени считалось, что ОА ЖК ПМС при прямой записи дифракционной решетки (путем интерференции двух волн в фотопроводнике) формируется тонкая решетка с практически симметричным профилем штриха. В связи с этим полагалось, что ДЭ подобных решеток не может быть более 41% [3]. Экспериментально в ОА ЖК ПМС при использовании различных типов фотопроводников и ЖК реализованы значения физической дифракционной эффективности (без учета потерь в элементах модулятора), близкие к указанному пределу, но не превосходящие его [4,5]. В работе [6] сообщалось, что при определенных условиях в ОА ЖК ПМС возможна запись тонких динамических дифракционных решеток с ДЭ более 50%. Было сделано предположение, что обнаруженный эффект связан с записью решетки с асимметричным профилем штриха [7]. Настоящая работа является продолжением исследований, проведенных в [6,7].

Приготовление образцов

Исследуемые образцы ОА ЖК ПМС просветного типа представляли собой сэндвич-структуру, состоящую из двух стеклянных подложек, на которые наносились прозрачные электроды из оксидов олова и индия, слой фотополупроводника (ФП) толщиной $(1-2)\mu\text{m}$ и ориентирующие слои. Между подложками располагался слой нематического жидкого кристалла (НЖК), толщина которого $(5\mu\text{m})$ задавалась калиброванными прокладками. В качестве ФП использовались высокоомные слои аморфного гидрогенизированного кремния ($\alpha\text{-Si:H}$) или карбида кремния ($i\text{-}\alpha\text{-Si:C:H}$) и $p\text{-}i\text{-}n$ -структуры на их основе. Темновое удельное сопротивление слоя $p\text{-}i\text{-}n$ $\alpha\text{-Si:H}$ составляло $\rho_d = 10^{11}\Omega\text{cm}$. При засветке сопротивление уменьшалось на 4 порядка. У слоев $i\text{-}\alpha\text{-Si:C:H}$ $\rho_d = 10^{11}\Omega\text{cm}$, а $\rho_a/\rho_{ph} \sim 500$, где ρ_{ph} — удельное сопротивление слоя при засветке. Слои на основе $p\text{-}i\text{-}n$ $\alpha\text{-Si:C:H}$ имели более высокое темновое сопротивление $\rho_d = 10^{12}\Omega\text{cm}$, а $\rho_d/\rho_{ph} \sim 10^3\text{--}10^4$. Помимо этого максимум спектральной чувствительности слоя $p\text{-}i\text{-}n$ $\alpha\text{-Si:H}$ приходится на длину волны $\lambda = 633\text{ nm}$, а для слоев $p\text{-}i\text{-}n$ $\alpha\text{-Si:C:H}$ сдвинут в зеленую область спектра ($\lambda = 550\text{ nm}$) [8].

Использовались два типа НЖК с положительной диэлектрической анизотропией с существенно разной величиной двулучепреломления Δn : ЖК 1282 (НИО-ПИК) с $\Delta n = 0.164$ и ЖК BL006 (Merck) с $\Delta n = 0.286$ на длине волны 633 nm . Удельное сопротивление ЖК составляло $\approx 10^{11}\Omega\text{cm}$. Заполнение ПМС жидким кристаллом проводилось в вакууме.

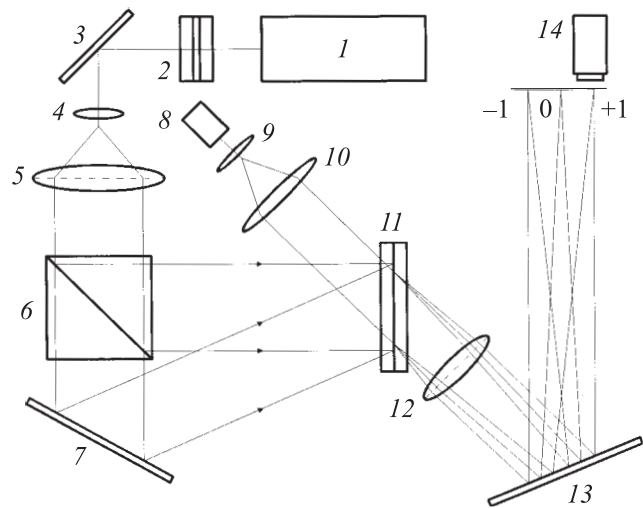


Рис. 1. Оптическая схема стенда: 1 — He-Ne-лазер; 2 — электроуправляемый ЖК-затвор; 3, 7, 13 — зеркала; 4, 5 и 9, 10 — системы формирования пучков; 6 — светоделительный элемент; 8 — ИК лазерный диод; 11 — исследуемый ОА ЖК ПМС; 12 — интегрирующий объектив; 14 — ФЖУ.

Исходная планарная ориентация молекул НЖК достигалась при помощи либо косонапыленных пленок двуокиси церия, либо с помощью пленок поливинилового спирта (ПВС), натертых батистом. Угол наклона молекул НЖК к подложкам в первом случае был порядка 14° , а во втором случае — $3-5^\circ$. Модуляция показателя преломления ЖК осуществлялась в результате переориентации планарного ориентированного слоя НЖК в электрическом поле (*S*-эффект) [9].

Экспериментальная часть

Формирование дифракционной решетки в ОА ЖК ПМС и измерение ДЭ производились по стандартной методике на голографическом стенде. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.

В качестве записывающего светового потока использовалось излучение He-Ne-лазера (1) с длиной волны 633 nm (мощность излучения 50 mW), расширенного с помощью телескопической формирующей системы (4, 5). Картина интерференции двух коллимированных пучков диаметром 10 mm с плоскими волновыми фронтами, полученных с помощью светоделительного устройства (6), формировалась на фоточувствительном слое ФП исследуемого ОА ЖК ПМС (11). Для реализации режима записи с модуляцией во времени записывающих пучков был применен электроуправляемый ЖК-затвор (2) на основе сегнетоэлектрического ЖК, который переключался синхронно с импульсами подаваемого на ПМС напряжения. Считывающее в режиме проходящего пучка осуществлялось с помощью полупроводникового лазерного диода (8) на длине волны излучения 814 nm, где фоточувствительность ФП фактиче-

ски отсутствует [8]. Диаметр считывающего пучка после формирующей системы (9, 10) равнялся 8 mm, угол падения линейно поляризованного считывающего излучения на ПМС мог варьироваться в широких пределах путем наклона ПМС. Картина дифракции наблюдалась на экране телевизионного устройства, а интенсивность дифрагировавшего в *n*-й порядок дифракции излучения регистрировалась с помощью ФЭУ (14), расположенного в фокальной плоскости интегрирующего объектива (12). Физическая (без учета потерь в элементах ОА ЖК ПМС) дифракционная эффективность η_n определялась как отношение максимальной во времени интенсивности излучения в *n*-м порядке дифракции I_n к интенсивности излучения I_0 , прошедшего через ПМС в отсутствие дифракционной решетки. Питание ПМС производилось прямоугольными однополярными импульсами, на которые в некоторых случаях накладывалось постоянное напряжение смещения противоположной полярности.

Результаты и их обсуждение

Было исследовано пять образцов ОА ЖК ПМС, отличавшихся друг от друга типом ФП, НЖК и способом его ориентации (см. таблицу). Измерение величины ДЭ решеток проводилось при вариации в широких пределах интенсивности света записи, пространственной частоты формируемой решетки и параметров управляющего напряжения. Соотношение между сопротивлениями слоев ФП и ЖК таково, что ОА ЖК ПМС данного типа могли работать только при импульсном питании. Функционирование ОА ЖК ПМС в этом режиме основано на переходных процессах в ФП и ЖК. Дифракционная решетка возникала на заднем фронте импульса напряжения как при постоянной, так и при импульсной записи световой интерференционной решетки. Максимальное значение ДЭ достигалось в определенный момент времени и

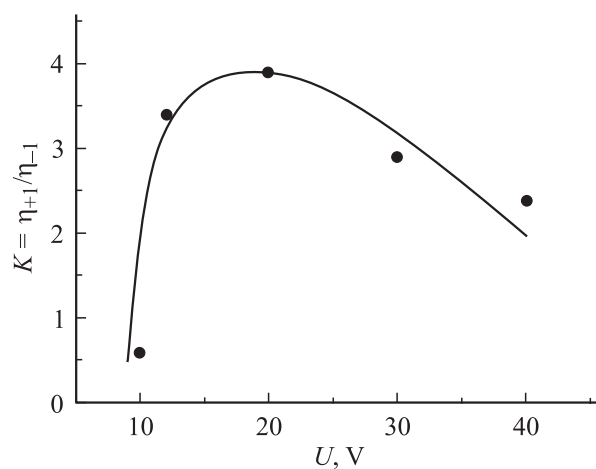


Рис. 2. Зависимость величины коэффициента асимметрии K от амплитуды импульсов управляющего напряжения при частоте следования импульсов $f = 1.6$ Hz для образца 4 при записи решетки с $\nu = 20$ mm $^{-1}$.

Результаты измерений максимального значения ДЭ в ОА ЖК ПМС

Параметр	Номер образца					
	1	1	2	3	4	5
Тип ФП	<i>p-i-n</i> α -Si:H	<i>p-i-n</i> α -Si:H	α -Si:C:H	α -Si:C:H	<i>p-i-n</i> α -Si:C:H	<i>p-i-n</i> α -Si:C:H
Толщина ФП, μm	1.2	1.2	2.0	1.2	1.2	1.2
Тип НЖК	1282	1282	1282	1282	1282	BL006
Ориентирующий слой	CeO ₂	CeO ₂	CeO ₂	CeO ₂	CeO ₂	ПВС
η_{max} , %	52	44	26.3	31	47	56
K	7.5	7.5	11	2	—	8
Угол считывания, $^\circ$	18	29	18	18	18	45
ν , mm^{-1}	20	20	16.5	26	26	13
U_{pp} , V	32.5	32.5	35	59	35	23
f , Hz	1.6	1.6	1.6	1	5	5
Чувствительность по уровню $0.9\eta_{\text{max}}$, $\mu\text{W}/\text{cm}^2$	20	—	2	35	450	90
Тип засветки	Импульсная	Постоянная	Импульсная	Импульсная	Импульсная	Постоянная

Примечание. ν — пространственная частота решетки, U — амплитуда управляющего импульса, f — частота следования импульсов.

зависело от параметров света записи и управляющего напряжения. Было замечено, что, когда вектор решетки \mathbf{R} , направление директора ЖК \mathbf{n} и направление вектора поляризации считывающего света \mathbf{p} были параллельны, наблюдалась асимметрия в порядке дифракции, характеризуемая коэффициентом $K = \eta_{+1}/\eta_{-1}$.

На рис. 2 для ОА ЖК ПМС (образец 4) приведена зависимость значения асимметрии K от амплитуды импульсов питающего напряжения. Из рисунка видно, что существует оптимальное значение амплитуды питающего напряжения, при котором величина K максимальна. Как показали измерения фазовой задержки, при этих напряжениях ориентация НЖК становилась практически гомеотропной, т.е. величина напряжения на НЖК значительно превосходила значение порогового напряжения [9]. Величина коэффициента асимметрии K зависела также от угла наклона ПМС по отношению к направлению считывающего света (рис. 3). Такая

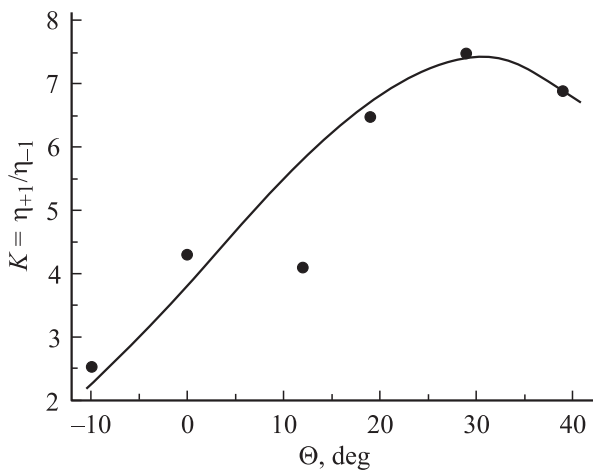


Рис. 3. Зависимость величины K от угла поворота ОА ЖК ПМС для образца 1.

картина наблюдалась для всех исследованных ОА ЖК ПМС. При этом для некоторых образцов измеренная величина максимальной ДЭ в одном из первых порядков дифракции превосходила теоретический предел для тонких фазовых решеток с симметричной формой штриха. Наиболее полно были исследованы два образца ОА ЖК ПМС (1 и 5), различающиеся типом ФП, ЖК и способом ориентации молекул ЖК, для которых η_{max} была более 50%.

На рис. 4 и 5 представлены результаты измерения зависимости дифракционной эффективности в порядках ± 1 дифракции от интенсивности света записи. Измерения ДЭ в образце 1 проводились при импульсной записи дифракционной решетки с пространственной частотой $\nu = 20 \text{ mm}^{-1}$, амплитуде управляющего импульса напряжения 32.5 V, длительности импульса записи 200 ms и частоте следования импульсов напряжения $f = 1.6 \text{ Hz}$. Измерения ДЭ в образце 5 проводились при записи дифракционной решетки с пространственной частотой $\nu = 13 \text{ mm}^{-1}$ излучением с постоянной интенсивностью, амплитуде управляющего импульса напряжения 23 V, напряжении смещения 7 V, длительности импульса напряжения 100 ms и частоте следования импульсов напряжения $f = 5 \text{ Hz}$.

Из таблицы и рис. 4, 5 видно, что величина максимальной ДЭ в первом порядке дифракции превышает теоретический предел, рассчитанный для тонких дифракционных решеток с симметричным профилем штриха, только для ОА ЖК ПМС с ФП со структурой *p-i-n*-диода. Этот факт, возможно, обусловлен тем, что процессы формирования зарядовой решетки в собственном ФП и в *p-i-n*-диоде различны из-за разных механизмов транспорта зарядов. В *p-i-n*-диоде при обратном смещении область обеднения с приблизительно однородным распределением электрического поля простирается на всю толщину *i*-слоя. Фотогенерированные носители под действием сильного поля пролетают *i*-слой, не успе-

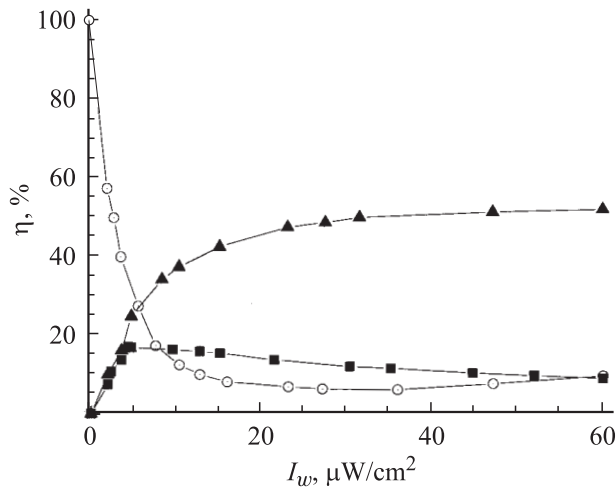


Рис. 4. ДЭ в порядке дифракции +1 (\blacktriangle), -1 (\blacksquare) и нормированная величина светового потока в нулевом порядке (\circ) в зависимости от интенсивности записывающего света для образца 1 [6].

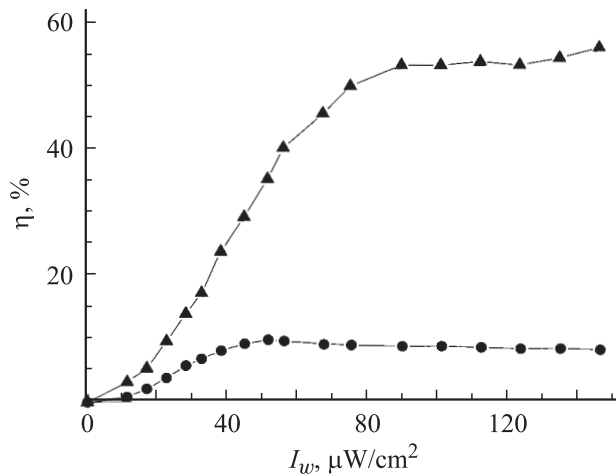


Рис. 5. Зависимость ДЭ в порядках +1 (\blacktriangle) и -1 (\bullet) от интенсивности записывающего света для образца 5.

вая рекомбинировать и не расплываясь в поперечном направлении [10]. Использование импульсной записи позволяет избежать растекания зарядов на границе n -слоя и ЖК [11]. Поэтому при использовании $p-i-n$ -структуры преобразование интерференционной картины распределения интенсивности света в ФП в распределение электрического поля, модулирующего слой НЖК, происходит с меньшей потерей глубины модуляции, чем при использовании собственного ФП.

Влияние типа НЖК (величины оптической анизотропии Δn) на величину максимального значения ДЭ прослеживается не столь явно, как влияние ФП. Однако толщина слоя НЖК d и величина оптической анизотропии Δn должны быть такими, чтобы фазовый набег $\Delta\Phi_{\max} = 2\pi\Delta nd/\lambda$ был не менее 2π .

Тип ориентирующего слоя влияет на угол подвеса молекул НЖК и, возможно, по этой причине для ПМС с меньшим углом подвеса молекул ЖК максимальная величина ДЭ была получена при большем угле падения считывающего света.

Следует отметить, что условия записи дифракционных решеток (отношение толщины решетки к периоду ~ 0.1 и низкая плотность записывающего излучения), при которых достигалась аномально большая дифракционная эффективность, исключают заметное проявление эффектов объемности решетки и нелинейных эффектов типа перекачки энергии от сильного пучка к слабому [3,12]. Таким образом, аномально большое значение ДЭ и возникновение асимметрии в значениях ДЭ в порядках ± 1 дифракции можно объяснить формированием дифракционной решетки с асимметричным профилем штриха. Как хорошо известно, подобная решетка, оставаясь тонкой, может иметь дифракционную эффективность до 100% [3]. В принципе, для наблюдаемого увеличения ДЭ (до 50–60%) достаточно сравнительно небольшой степени асимметрии профиля штриха решетки [7].

Теоретический анализ формирования профиля дифракционной решетки при приложении бинарного электрического напряжения к планарно ориентированному слою НЖК, а также некоторые эксперименты свидетельствуют о возникновении асимметрии в профиле штриха решетки, когда вектор решетки, директор НЖК и вектор поляризации считывающего света параллельны, а исходный угол наклона молекул НЖК к подложке $> 2^\circ$ [13,14]. При этом, согласно теоретическим оценкам, величина ДЭ может достигать значения, равного 75.8% [15].

Заключение

Экспериментально доказано, что при определенных условиях в просветных ОА ЖК ПМС с фотополупроводниковым слоем α -Si:H или α -Si:C:H с $p-i-n$ -диодной структурой может быть записана тонкая динамическая дифракционная решетка, имеющая ДЭ в +1-м порядке дифракции более 50%. При этом наблюдается значительная разница в интенсивностях света, дифрагировавшего в порядки +1 и -1 .

Дифракционная эффективность более 50% реализуется при выполнении следующих условий:

- геометрия эксперимента должна быть такова, чтобы $\mathbf{n} \parallel \mathbf{p} \parallel \mathbf{R}$;
- значение управляющего напряжения должно в несколько раз превосходить величину порогового напряжения для S -эффекта;
- тип НЖК, толщина слоя НЖК и способ создания планарной ориентации должны выбираться таким образом, чтобы величина фазовой задержки была более 2π ;
- считывающий свет должен падать на решетку под углом $\sim 20-30^\circ$;

— фотополупроводник должен иметь темновое удельное сопротивление $\rho_d \geq \rho_{ph}$, а кратность уменьшения сопротивления при его освещении должна быть не менее 500.

Работа выполнена в рамках программы Рособразования „Проведение фундаментальных исследований в области естественных, технических и гуманитарных наук“, грант РНП.2.1.1.1089.

Список литературы

- [1] Gruneisen M.N., Peters K.W., Wilkes J.M. // Proc. SPIE. 1997. Vol. 3143. P. 171–181.
- [2] Berenberg V.A., Leshchev A.A., Semenov P.M., Vasil'ev M.V., Venediktov V.Yu. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 2000. Vol. 351. P. 9–16.
- [3] Gaylord T.K., Moharam M.G. // Proc. IEEE. 1985. Vol. 73. N 5. P. 894–937.
- [4] Мыльников В.С. // Опт. журн. 1993. № 7. С. 41–45.
- [5] Mikohzaka N., Yoshida N., Toyoda H., Kobayashi Y., Hara T. // Appl. Opt. 1994. Vol. 33. N 14. P. 2804–2811.
- [6] Иванова Н.Л., Онохов А.П., Чайка А.Н. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. Вып. 15. С. 57–61.
- [7] Berenberg V.A., Chaika A.N., Ivanova N.L., Onokhov A.P. // Proc. SPIE. 2002. Vol. 4493. P. 239–244.
- [8] Ivanova N.L., Feoktistov N.A., Chaika A.N., Onokhov A.P., Pevtsov A.B. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1996. Vol. 282. P. 315–322.
- [9] Чигринов В.Г. // Кристаллография. 1982. Т. 27. Вып. 2. С. 404–430.
- [10] Хамакава Е. // Современные проблемы полупроводниковой фотоэнергетики / Под ред. Т. Коутса, Дж. Микина. М.: Мир, 1988. С. 139.
- [11] Ashley P.R., Davis J.H., Oh T.K. // Appl. Phys. Opt. 1988. Vol. 27. N 9. P. 1797–1802.
- [12] Khoo I.S. Liquid crystals: Physical properties and Nonlinear Optical Phenomena. N.Y.: Wiley Interscience, 1995. 320 p.
- [13] Bouvier M., Scharf T. // Opt. Eng. 2000. Vol. 39. N 8. P. 2129–2137.
- [14] Titus C.M., Kelly J.R., Gartland E.C., Shiyanovskii S.V., Anderson J.A., Bos P.J. // Opt. Lett. 2001. Vol. 26. N 15. P. 1188–1190.
- [15] Lindquist R.G., Kulick J.H., Nordin G.P., Larem J.M., Kowel S.T., Friends M., Leslie T.M. // Opt. Lett. 1994. Vol. 19. P. 670–672.