

УДК 535.4 : 681.7

ТОНКИЕ ДИНАМИЧЕСКИЕ ГОЛОГРАММЫ С АСИММЕТРИЧНЫМ ПРОФИЛЕМ ШТРИХА РЕШЁТКИ

В. Ю. Венедиктов

*Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования
«Санкт-Петербургский государственный электротехнический
университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина)»,
197376, Санкт-Петербург, ул. Проф. Попова, 5
E-mail: vlad.venediktov@mail.ru*

Представлены результаты исследования и сопоставления схем записи динамических голографических решёток в жидкокристаллическом пространственном модуляторе света, обеспечивающих асимметризацию профиля решётки и тем самым существенное повышение её дифракционной эффективности. Рассмотрены три подхода: цифровой, аналоговый и самоасимметризация профиля за счёт вторичного поля, наведённого в объёме нематика. Показано, что первые два способа осуществляют запись решёток с малой пространственной частотой (единицы лин./мм) с примерно одинаковой степенью асимметризации (потенциальная величина дифракционной эффективности в первый порядок 70–75 %), а третий обеспечивает запись решёток со значительно более высокой пространственной частотой (сотни лин./мм), но с меньшей эффективностью (около 50 %).

Ключевые слова: жидкий кристалл, пространственный модулятор света, динамическая голография.

Введение. В настоящее время тонкие динамические голограммы (ДГ) находят широкое применение при решении различных задач прикладной оптики, например для динамической голографической коррекции искажений в оптических и лазерных системах [1], при обработке оптической информации и т. д. Для записи тонких динамических голограмм наиболее эффективным оказалось применение так называемых оптически адресуемых жидкокристаллических пространственных модуляторов света (ОА ЖК ПМС) [2]. Это «сэндвичеобразные» устройства, содержащие слой жидкого кристалла (ЖК) и слой фотопроводника (ФП), к которым приложено напряжение. Характерные поперечные размеры такого устройства в плоскости (x, y) — десятки миллиметров, а толщина слоя ЖК (вдоль оси z) — несколько микрон. Под воздействием излучения проводимость слоя ФП возрастает, что приводит к увеличению напряжения, приложенного к слою ЖК, и, следовательно, к изменению оптических свойств (двулучепреломлению) тонкого слоя ЖК. Использование таких элементов позволяет записывать эффективные тонкие динамические (перезаписываемые в реальном времени с максимальной частотой обновления 10–1000 Гц в зависимости от используемого типа ЖК и других параметров модулятора [1, 2]) фазовые голограммы, структура которых в плоскости (x, y) определяется картиной интерференции световых волн.

Однако, как известно, при обычном «прямом» способе записи, т. е. при записи тонкой голографической решётки как картины интерференции двух лазерных пучков, её дифракционная эффективность (ДЭ) в +1-й и –1-й порядки дифракции не может превышать 33 % для синусоидального профиля или 40 % для прямоугольной решётки (меандра). Соответственно, использование такой голограммы в качестве корректора приводит к высоким потерям энергии в оптической системе.

Решением этой проблемы является асимметризация профиля голографической решётки, широко применяемая при создании разнообразных статических голограммных и ди-

фракционных оптических элементов, известных также как киноформы (см., например, [3]). В частности, в случае использования фазовой пропускающей решётки, профиль которой имеет вид прямоугольных треугольников, а глубина модуляции фазы составляет 2π , её ДЭ в $+1$ -й или -1 -й порядок может достигать 100 %. Если общая структура интерференционной картины (голограммы), т. е. локальный период и направление полос, остаётся неизменной, то и структура поля, восстанавливаемого такой асимметризованной голограммой при дифракции в $+1$ -й или -1 -й порядок, будет в первом приближении такой же, как и при дифракции на исходной голограмме.

Использование асимметризации профиля возможно и в случае записи динамических решёток, в том числе с переменным по площади периодом, т. е. тонких фазовых голограмм. В настоящее время известны три подхода к применению этого приёма при записи тонких ДГ — цифровой, аналоговый и использование внутренней анизотропии ЖК-ячейки.

Целью предлагаемой работы является суммирование результатов цикла работ, посвящённых изучению и сопоставлению всех трёх подходов.

Цифровой подход. Рассмотрим цифровой подход к асимметризации профиля штриха. В этом случае картина интерференции двух волн, записывающих ДГ, фиксируется матричным фотоприёмником, подвергается компьютерной асимметризации и воспроизводится на ЖК-модуляторе. Такой подход был в [4, 5], но его применение сдерживалось отсутствием адекватного алгоритма асимметризации, позволяющего осуществлять её в реальном времени.

В работах [6, 7] предложен и реализован эффективный алгоритм цифровой асимметризации профиля интерференционной картины, основанный на использовании только локальной (поточечной) информации о разности фаз интерферирующих пучков. Рассмотрим случай интерференции двух волн равной интенсивности. Распределение интенсивности картины их интерференции описывается зависимостью вида

$$I(x, y) = I_0(1 + \cos \Delta\varphi(x, y)), \quad (1)$$

где x и y — поперечные координаты, а $\Delta\varphi(x, y)$ — разность фаз интерферирующих волн.

Если в одну из волн внести дополнительную разность хода в $-\pi/2$, то распределение интенсивности в интерференционной картине подчиняется следующему закону:

$$I(x, y) = I_0(1 + \cos(\Delta\varphi(x, y) - \pi/2)) = I_0(1 + \sin \Delta\varphi(x, y)). \quad (2)$$

При наличии информации о распределении интенсивности в обоих случаях легко получить для каждой точки интерференционной картины значения синуса и косинуса разности фаз. Эта информация позволяет вычислить величину тангенса половины указанной разности фаз:

$$\operatorname{tg}(\Delta\varphi(x, y)/2) = \frac{\sin \Delta\varphi(x, y)}{1 + \cos \Delta\varphi(x, y)}, \quad (3)$$

а на её основе синтезировать функцию вида

$$f(x, y) = \frac{\operatorname{tg}(\Delta\varphi(x, y)/2)}{1 + |\operatorname{tg}(\Delta\varphi(x, y)/2)|}. \quad (4)$$

Такая аналитически задаваемая функция практически идеально соответствует пилообразному профилю. Зная величины $\sin \Delta\varphi(x, y)$ и $\cos \Delta\varphi(x, y)$ в каждой точке (x, y) , можно вычислить для неё значение данной функции и использовать массив значений точки в качестве синтезированной интерферограммы для записи ДГ.

Описанный алгоритм успешно применён к интерферограммам, полученным в эксперименте [6]. Для его реализации необходимо иметь две картины интерференции одного и того же пучка, идентичные с точностью до сдвига фаз в $\pi/2$. Для этого был разработан двухлучевой интерферометр, в одном из плеч которого размещался элемент с управляемым набегом фазы (S-ячейка). Интерферограммы, полученные для двух значений фазового набеге в S-ячейке, отличающихся на четверть длины волны лазерного излучения, записывались с помощью ПЗС-матрицы в память персонального компьютера и использовались в процедуре асимметризации.

Полученные данные делились на максимальную интенсивность $2I_0$. После чего находились два распределения: $1 + \cos \Delta\varphi(x, y)$ и $1 + \sin \Delta\varphi(x, y)$. Далее вычислялся массив значений функции (4), а затем — массив значений функции $I_{as}(x, y) = I_0(1 + f(x, y))$, который воспроизводился в интерферограмме с асимметризованным профилем. Синтезированные интерферограммы пригодны для записи голограммы с высокой ДЭ.

Результаты этого модельного эксперимента позволили реализовать описанный алгоритм в реальном времени [7]. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Пучок линейно поляризованного излучения He—Ne-лазера 1 ($\lambda = 633$ нм, плоскость поляризации наклонена на 45° по отношению к плоскости рисунка) расширяется коллиматором 2 и попадает в равноплечий интерферометр Майкельсона, образованный светоделительным кубом 4 и двумя плоскими зеркалами 3 и 6. В одном из плеч интерферометра находится слюдяная пластинка $\lambda/8$ (5). В результате на выходе интерферометра формируются два взаимно когерентных пучка, наклонённых по отношению друг к другу на небольшой угол, причём один из пучков имеет линейную, а другой — круговую поляризацию. Светоделительный куб 7 разделяет каждый пучок на два. Матричные камеры регистрируют картину интерференции пар пучков, при этом перед каждой камерой установлен поляризатор (8 и 9), один из которых выделяет вертикальную, а другой — горизонтальную поляризацию.

Была реализована программа формирования асимметричного профиля цифровым методом в реальном времени [7]. Полученные в эксперименте профили сечений синтезированной интерференционной картины после процедуры цифровой асимметризации показаны на

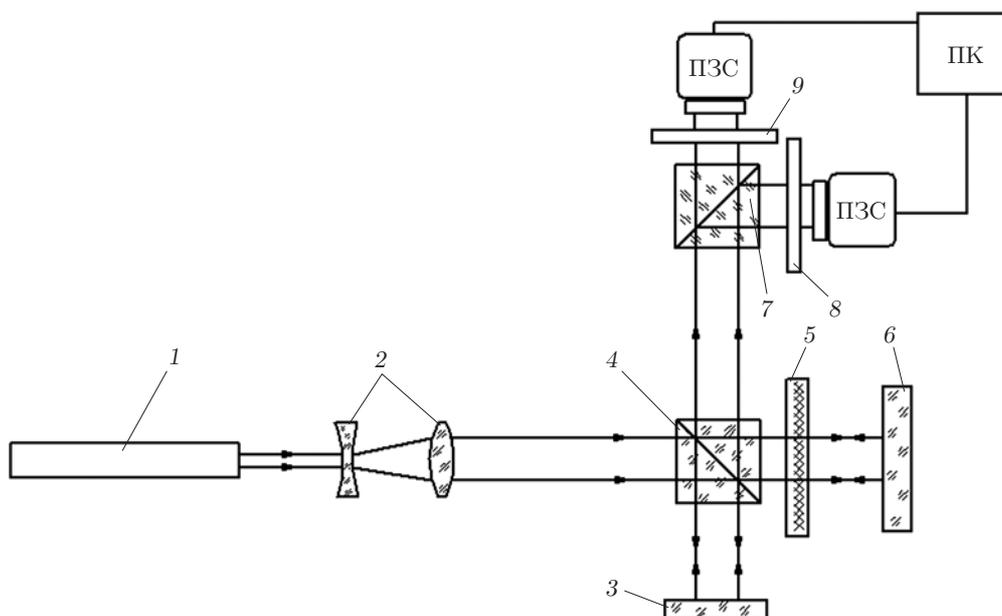


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для получения асимметричного фазового профиля цифровым методом

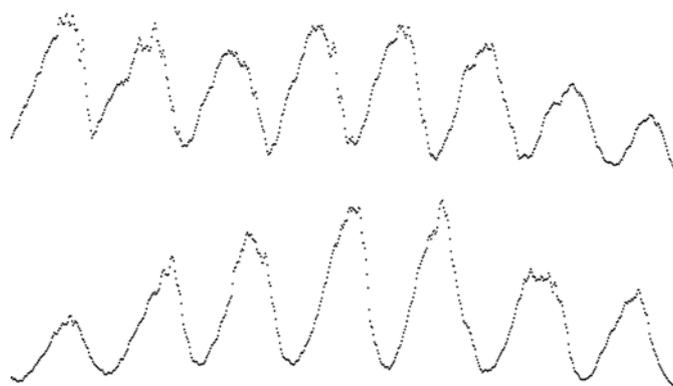


Рис. 2. Вид фазовых профилей, полученных в эксперименте цифровым методом

рис. 2. Видна отчётливая асимметрия профилей, а также выраженные остроконечные пики (изломы). Наличие такого излома снижает величину ДЭ в 0-й порядок. В частности, известно, что профиль в виде равнобедренных треугольников позволяет снизить её до нуля при равенстве величин ДЭ в прочие симметричные порядки.

Прямое измерение величины ДЭ на тонкой динамической голограмме, записанной в слое ЖК, представляет собой достаточно трудоёмкую задачу. Эта величина сильно зависит от реализованной глубины фазовой модуляции, а в реальном модуляторе также от ориентации вектора решётки, направления поляризации излучения и других технических параметров. Поскольку задачей данной работы было, прежде всего, изучение принципиальной возможности асимметризации профиля штриха такой решётки в реальном времени, оценка потенциальной величины ДЭ производилась численно.

Для такой оценки разработан специальный код [8], основанный на прямом численном интегрировании вторичных волн. Эти волны образуются на фронте плоской световой волны, пропущенной через фазовый экран, который вносит в него тот или иной фазовый профиль, соответствующий результатам численного или реального эксперимента. Заметим, что более распространённый подход на базе быстрого преобразования Фурье в нашем случае неприменим из-за наличия в волновом фронте сингулярностей (разрывов). Правильность счёта с использованием указанного кода была проверена на простейших профилях (синусоиде, П-образном и идеальном пилообразном), для которых существуют аналитические решения такой задачи, а также с помощью результатов эксперимента [5] по измерению величины ДЭ.

Для профилей, полученных цифровым методом в экспериментах [6, 7], расчёт ДЭ показал величину 70–75 % при оптимальной глубине модуляции фазы в динамической голограмме $\sim 2\pi$. Реализованная в эксперименте [7] частота обновления профиля составила 10–15 Гц.

Аналоговый подход. Альтернативным цифровому методу асимметризации является аналоговый, основанный на использовании петли оптической обратной связи (ООС) [8–10]. В такой системе используется ОА ЖК ПМС с внутренним зеркалом. Одна из волн (E_{rd}), участвующих в процессе записи, считывает моментальный профиль набега фазы в ЖК-модуляторе и переносится проекционной системой в качестве сигнальной волны (E_s) на обратную сторону модулятора, где интерферирует с опорной волной (E_{rf}). После переходного процесса, занимающего 2–4 времени перезаписи ДГ в модуляторе, его апертура разбивается на ряд доменов, на границе которых происходит скачок фазы в 2π . В такой схеме домены приобретают вид узких полос, распределение фазы внутри них имеет вид клина. Другими словами, в этой схеме должна записываться дифракционная решётка с асимметричным профилем штриха.

Была предпринята попытка реализации схемы, в которой перенос изображения осуществлялся оптическим методом. Однако при проведении эксперимента было сложно соблюдать высокую точность совмещения при переносе изображения (до 20 мкм). Поэтому схема модифицирована так, чтобы замыкание петли ООС осуществлялось телевизионно-компьютерным методом, и была успешно реализована. Применение такого метода позволяет существенно упростить оптическую схему, а также исключить гистерезисные эффекты, которые могут, в принципе, наблюдаться в тех зонах ПМС, где присутствует немонотонное по времени изменение фазового набега [8]. Работа схемы (рис. 3) заключается в следующем. Излучение He—Ne-лазера 1 коллимированным телескопом 2 направлялось в интерферометр Майкельсона. Световые пучки от светоделителя 3, отражённые зеркалом 4 и внутренним зеркалом 10 модулятора, сводились под небольшим углом и интерферировали на ПЗС-матрице. При этом линза 5 строила на матрице изображение плоскостей зеркала и модулятора. Сигнал с ПЗС-камеры 6 в реальном режиме времени поступал на вход персонального компьютера 7 и от него на мультимедийный проектор 8. Воспроизводимое компьютером изображение интерференционной картины строилось проектором на рассеивающем белом экране 9 и проецировалось высококачественным объективом 11 в плоскость модулятора (такой подход был отработан в системе с телевизионно-компьютерным переносом интерференционной информации [11]).

Процесс установления профиля решётки был смоделирован численно. Распределение фазы в модуляторе зависит от интенсивности управляющего излучения $I(x, y)$ и задаётся соотношением

$$\varphi(x, y) = \gamma I(x, y). \quad (5)$$

Здесь γ — коэффициент пропорциональности (чувствительность к внешнему записываемому полю). При замыкании петли обратной связи происходит интерференция двух световых волн, одна из них плоская, а вторая несёт информацию о текущей фазе модулятора, которая в начальный момент времени также является плоской. Результат интерференции

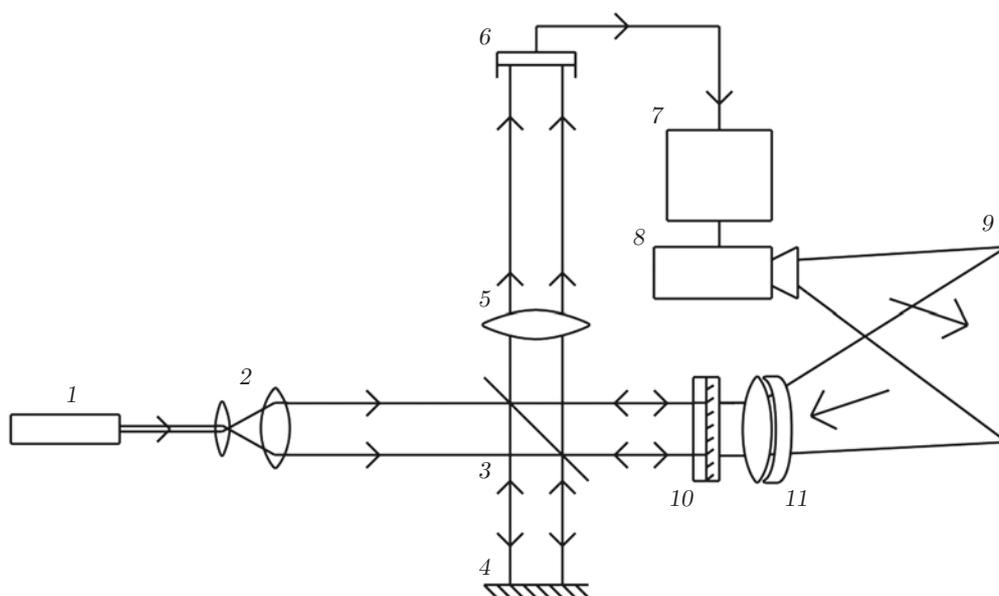


Рис. 3. Схема экспериментальной установки по асимметризации профиля штриха аналоговым способом с телевизионно-компьютерным методом переноса интерференционной информации

можно записать в виде

$$I(x) = I_{rr}[1 + p \sin(kx + \varphi(x, y))], \quad (6)$$

где k — волновой вектор; I_{rr} и p — коэффициенты, близкие к единице (их значения зависят от потерь в петле ООС и внутри модулятора).

Полученная из выражения (6) интенсивность определяет фазовый профиль модулятора. Моделирование показало, что данный итерационный процесс довольно быстро сходится к некоторому предельному профилю, близкому к искомому пилообразному.

Изложенные соображения были проверены в эксперименте (см. рис. 3): в такой системе после смены 4–5 кадров с момента включения питания модулятора картина интерференции двух пучков приобретала отчётливую асимметрию. Общий вид и параметры полученных профилей мало отличались от записанных цифровым методом (см. рис. 2). Оценка величины ДЭ с помощью описанного выше кода показала примерно такую же величину ДЭ в 70–75 % при оптимальной глубине фазовой модуляции. Этот результат близок к значениям ДЭ голограмм, записываемых цифровым способом.

В последнее время на рынке появились матричные фазовые ЖК-модуляторы с прямой адресацией и количеством пикселей около 10^6 , что позволило реализовать в эксперименте вариант системы [10], в которой замыкание петли обратной связи реализовано с помощью фазового ЖК-модулятора с электрической адресацией. Наличие электрической адресации даёт возможность упростить способ телевизионного замыкания петли обратной связи, изложенный в предыдущем эксперименте. Применение многоступенчатой процедуры, включающей в себя воспроизведение интерференционной картины на рассеивающем экране с помощью проектора и её переизображение на поверхность оптически адресуемого модулятора с помощью вспомогательной оптики, в данном случае оказывается ненужным. Вместо этого достаточно использовать распределение интенсивности в указанной картине в качестве сигнала, управляющего модулятором (производства компании "Нолоеуе"), подключённым к VGA-порту персонального компьютера. Схема установки показана на рис. 4.

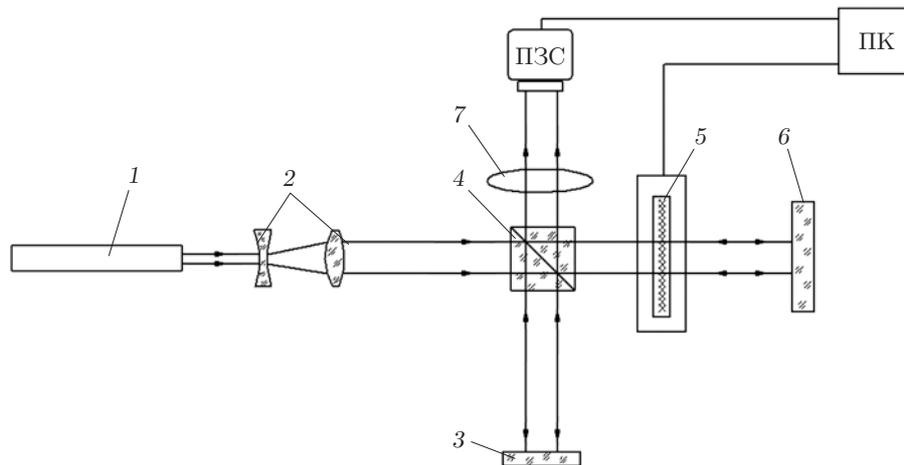


Рис. 4. Схема экспериментальной установки для исследования записи динамического голографического корректора в петле ООС с использованием электрически адресуемого матричного ЖК-модулятора: 1 — He—Ne-лазер (длина волны 633 нм); 2 — коллиматор; 3, 6 — плоские зеркала; 4 — светоделительный кубик; 5 — матричный электроуправляемый модулятор фазы; 7 — объектив, строящий в плоскости матричного фотоприёмника (ПЗС) изображение зрочка модулятора; ПК — персональный компьютер

Как и ожидалось, действие описанной системы оказалось весьма сходным с действием ранее реализованной системы с оптическим трактом передачи управляющего сигнала. После 3–4 итераций, занимавших доли секунды, система достигала относительно стабильного состояния, в котором распределение интенсивности в профиле регистрируемой картины интерференции (а значит, и распределение фазового набега, вносимого модулятором) имело выраженный асимметричный характер. Оценка потенциальной величины ДЭ в один из первых порядков составила около 70–75 %.

Самоасимметризация. В работах [12, 13], посвящённых созданию и исследованию ОА ЖК ПМС для голографической записи, был обнаружен эффект реализации динамических голографических решёток с аномально высокой ДЭ в один из первых порядков. При исследовании модулятора, использующего S-эффект в слое нематического ЖК (НЖК) толщиной 5 мкм, установлено, что при достаточно высоких интенсивности записывающих пучков (при глубокой модуляции фазы в решётке) и пространственной частоте решётки 20 мм^{-1} интенсивность +1-го и –1-го порядков становится существенно разной, при этом ДЭ в более интенсивный из первых порядков превышает 50 %, т. е. значительно превосходит теоретический предел для решётки с симметричным профилем (33 %). В рамках традиционной модели S-эффекта такую самоасимметризацию объяснить невозможно. Заметим, что S-эффект в нематике [14] является частным случаем реализации известного эффекта Фредерикса — ориентации молекул ЖК во внешнем поле. Молекулы НЖК не имеют собственного дипольного момента и представляют собой вытянутые эллипсоиды, расположенные параллельно друг другу. S-эффект наблюдается в тонких слоях НЖК с так называемой квазипланарной ориентацией. В таких слоях директор нематика (направление вдоль большой оси эллипсоидов) в отсутствие внешнего электрического поля ориентирован практически параллельно плоскости (x, y) , т. е. оси всех молекул расположены под малым углом θ (несколько градусов) к этой плоскости, определяемой подложками сэндвичеобразного устройства. Под действием внешнего квазистатического электрического поля, направленного вдоль оси z и перпендикулярного подложкам, молекулы ЖК поляризуются и стараются ориентироваться вдоль поля; во внутренних слоях ЖК величина угла θ может достигать 90° .

В [15] предложено объяснение наблюдавшегося эффекта самоасимметризации профиля голографической решётки за счёт ранее не учитывавшегося влияния вторичных электрических полей, наведённых в ориентированном нематике. Вклад такого вторичного поля оказывается различным на восходящих и нисходящих участках картины интерференции волн, записывающих голограмму, что и обеспечивает асимметризацию профиля. Нами была предложена и исследована частично непрерывная модель данного эффекта [15], которая позволяет описать эффект самоасимметризации профиля динамического голографического корректора. В этой модели объём ЖК разбивается на домены, включающие в себя 10^5 – 10^6 молекул. Поляризация молекул в домене под действием приложенного к слою ЖК электрического поля и их поворот вдоль силовых линий поля представляются идентичными. За счёт применения такого подхода удаётся получить не только конечное состояние, но и всю динамику процесса установления формы профиля.

Рассмотрим простейший двумерный случай. Предположим, что директор нематика лежит в плоскости (x, z) и наклонён на малый угол θ по отношению к оси x . Представим также, что к слою ЖК приложено внешнее электрическое поле $E(x)$, направленное вдоль оси z , напряжённость которого меняется вдоль оси x . Численная модель для получения S-эффекта основана на достижении устойчивого состояния равновесия двух сил: силы, поворачивающей молекулу под действием внешнего поля,

$$F_E = E(x) \sin \theta \cdot \cos \theta (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \quad (7)$$

и силы упругости, которая в простейшем приближении наличия анизотропии только по двум осям может быть записана не в виде тензора, а упрощена до

$$F_K = (k_1 \cos^2 \theta + k_2 \sin^2 \theta)(\theta - \bar{\theta}). \quad (8)$$

Здесь k_1 и k_2 — коэффициенты упругости; $\bar{\theta}$ — среднее значение угла ориентации директора соседних молекул нематика в окрестности рассматриваемой молекулы; $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ — коэффициенты диэлектрической проницаемости.

Форма эффективного фазового сдвига рассчитывается как интеграл по толщине слоя жидкого кристалла z :

$$\Delta\varphi \sim \int_0^{z_{\max}} \left(\frac{n_1}{\sqrt{n_1^2 \cos^2 \theta + n_2^2 \sin^2 \theta}} - n_2 \right) dz. \quad (9)$$

Для получения эффекта самоасимметризации профиля, который позволил бы повысить ДЭ, необходимо учесть ещё один фактор — воздействие поля, обусловленного наведённой поляризацией. Нематики без воздействия внешнего поля неполярны, но при его появлении помимо поворота у каждой молекулы появляется наведённый дипольный момент, который создаёт вторичное поле. Такое поле можно оценить как

$$E_p \sim \frac{2|P|}{r^3} \cos \theta; \quad E_t \sim \frac{|P|}{r^3} \sin \theta. \quad (10)$$

Здесь E_p и E_t — перпендикулярная и параллельная компоненты вектора напряжённости; P — дипольный момент источника вторичного поля; r — расстояние от центра поляризованной молекулы до точки, в которой поле вычисляется. Это вторичное поле и является источником асимметрии, увеличивающейся при повышении частоты периодической структуры внешнего поля.

В работе [15] реализована моделирующая программа, дающая возможность наблюдать процесс формирования профиля. Результаты расчёта иллюстрирует рис. 5. Видно,

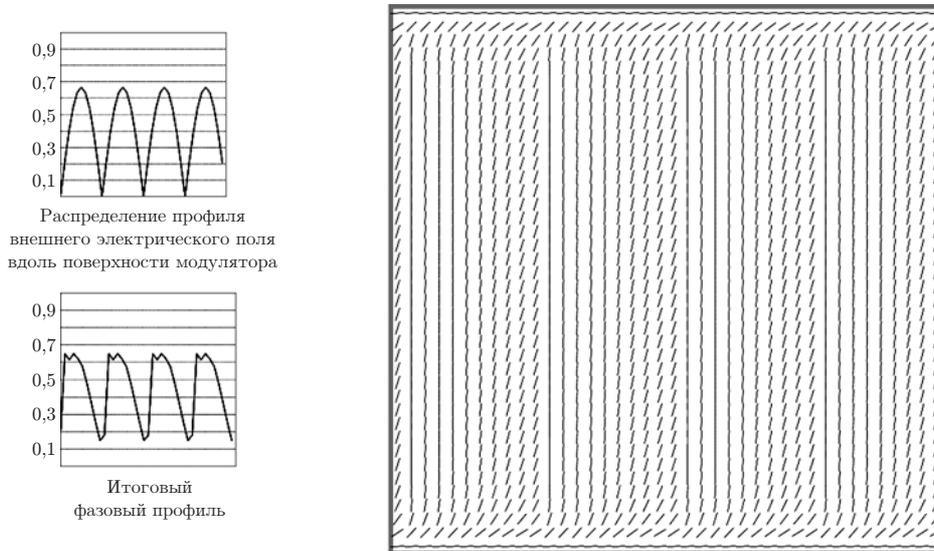


Рис. 5. Результаты расчёта модели эффекта самоасимметризации профиля динамического голографического корректора

что профиль принял асимметричную пилообразную форму, обеспечивающую максимум эффективности дифракции в один из первых порядков.

Метод, используемый при расчёте эффективности дифракции, показал, что интенсивность в один из первых порядков может превышать 50 %, и это согласуется с результатами эксперимента.

Заключение. На сегодняшний день известны три подхода к записи в ЖК ПМС тонких динамических голографических решёток с асимметричным профилем штриха.

Два из них, а именно цифровой способ, базирующийся на методах компьютерной голографии, и аналоговый, основанный на применении петли оптической обратной связи, были проверены в серии экспериментов и характеризуются практически одинаковыми свойствами. В обоих случаях оптимальным вариантом является применение компьютерно-управляемых ЖК ПМС, причём схемы управления схожи между собой. Как при цифровом, так и при аналоговом подходе могут быть реализованы голограммы с достаточно низкой пространственной частотой (единицы лин./мм), обеспечивающие величину ДЭ в рабочий порядок около 75 % и обновляемые с частотами 10–20 Гц (с учётом достигнутого уровня техники).

Третий подход связан с применением ЖК ПМС с достаточно толстым слоем ЖК и высокой пространственной частотой записи ($\sim 10^3$ лин./мм). В таких модуляторах возможно наблюдать явление самоасимметризации профиля динамической голографической решётки, обеспечивающее величину ДЭ более 50 %. Наиболее вероятным механизмом этой самоасимметризации следует считать эффекты, связанные с асимметрией вторичного электрического поля, наводимого в слое нематического ЖК, который состоит из ориентированных поляризованных молекул. Этот вывод подтверждён аналитическим рассмотрением и численным экспериментом, но нуждается в дальнейшем экспериментальном исследовании.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Васильев М. В., Венедиктов В. Ю., Лещев А. А. Телескопические системы с динамической нелинейно-оптической коррекцией искажений // Квантовая электроника. 2001. **31**, № 1. С. 1–15.
2. Васильев А. А., Касасент Д., Компанец И. Н., Парфенов А. В. Пространственные модуляторы света. М.: Радио и связь, 1987. 288 с.
3. Бобров С. Т., Грейсух Г. И., Туркевич Ю. Г. Оптика дифракционных элементов и систем. Л.: Машиностроение, 1986. 223 с.
4. Toyoda H., Kobayashi Y., Yoshida N. et al. High efficient electrically addressable spatial light modulator module for reconfigurable optical interconnection // Meeting "Spatial Light Modulators and Integrated Optoelectronic Arrays". OSA Technical Digest. 1999. SMB3.
5. Percheron I., Baker J. T., Gruneisen M. et al. Blazed holographic optical aberration compensation // Proc. of the 2nd Intern. Workshop on Adaptive Optics for Industry and Medicine. London: World Scientific, 1999. P. 384–387.
6. Венедиктов В. Ю., Фрейганг Н. Н. Асимметризация профиля динамической голографической решетки на основе сугубо локальной информации // Оптика и спектроскопия. 2008. **104**, № 2. С. 347–351.
7. Венедиктов В. Ю., Ласкин В. А., Савинов В. А. Асимметризация профиля картины интерференции двух волн в реальном времени // Оптика и спектроскопия. 2010. **109**, № 4. С. 675–677.
8. Венедиктов В. Ю., Иванова Н. Л., Ласкин В. А., Фрейганг Н. Н. Асимметризация профиля тонкой динамической голографической решетки в петле оптической обратной связи с телевизионным замыканием // Квантовая электроника. 2009. **39**, № 10. С. 973–976.

9. Беренберг В. А., Венедиктов В. Ю. Формирование тонких динамических голографических решеток с дифракционной эффективностью, близкой к 100 %, в оптической системе с обратной связью // Оптический журнал. 2001. **68**, № 9. С. 34–41.
10. Венедиктов В. Ю., Ласкин В. А., Пасечник И. М., Савинов В. А. Аналоговая асимметризация профиля тонкой динамической голографической решетки в матричном жидкокристаллическом транспаранте // Оптика и спектроскопия. 2010. **109**, № 6. С. 1048–1050.
11. Лещев А. А., Беренберг В. А., Васильев М. В. и др. ОВФ низкоинтенсивного лазерного излучения в схеме с тонкой динамической голограммой и телевизионной передачей интерферометрической информации // Квантовая электроника. 2007. **37**, № 8. С. 716–719.
12. Иванова Н. В., Онохов А. П., Чайка А. Н. Реверсивная запись интерференционных решеток с дифракционной эффективностью свыше 50 % на структуре «аморфный гидрогенизированный кремний — нематический жидкий кристалл» // Письма в ЖТФ. 2001. **27**, № 15. С. 57–61.
13. Беренберг В. А., Иванова Н. В., Феокистов Н. А., Чайка А. Н. Прямая запись тонких динамических дифракционных решеток в оптически адресуемых пространственных модуляторах света с дифракционной эффективностью более 50 % // ЖТФ. 2008. **78**, № 4. С. 99–103.
14. Блинов Л. М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978. 384 с.
15. Беренберг В. А., Венедиктов В. Ю., Ласкин В. А. Самоасимметризация профиля фазовой решетки в S-слое нематика. Частично-непрерывная модель // Оптика и спектроскопия. 2010. **109**, № 6. С. 1035–1040.

Поступила в редакцию 16 ноября 2011 г.
