

37. Отражающие полупрозрачные оптические элементы, не искажающие прошедшую волну

А. М. Смолович¹, В. Г. Чернов²

¹ Институт радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова Российской академии наук, Москва, Россия

² Universidad de Sonora, Hermosillo, Sonora, Mexico

Исследуется новый тип оптических элементов, содержащих полупрозрачные волнообразные пленки, которые формируют изображение в отраженных лучах, не искажая прошедшее через них излучение. Развита динамическая теория дифракции на многослойной волнообразной периодической структуре. Получены ограничения на параметры структуры, при которых искажения прошедшего пучка могут считаться малыми. Обсуждаются возможные применения предложенных оптических элементов, в частности, их использование в системах проекции на лобовое стекло транспортного средства или на стекла очков. Предложен новый тип высококачественных цветных голограмм.

Ключевые слова: Голография, Теория объемных решеток, Цветные голограммы, Оптические элементы, Проекция на лобовое стекло, Очки дополненной реальности.

Цитирование: Смолович, А. М. Отражающие полупрозрачные оптические элементы, не искажающие прошедшую волну / А. М. Смолович, В. Г. Чернов // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 158–164.

Введение

В ряде задач требуется уменьшить искажения волны, прошедшей через отражательную голограмму. Например, в голограммах, используемых в качестве экрана в системах проекции на лобовое стекло транспортного средства. Лучи, прошедшие через обычную полупрозрачную отражательную голограмму с поверхностным фазовым рельефом, имеют разную оптическую длину пути. Это приводит к фазовой модуляции прошедшего через голограмму света и, следовательно, к искажению его волнового фронта. В объемных голограммах искажения прошедшей волны существенно ниже. Однако такие голограммы не могут быть получены методом тиснения [1; 2, с. 183–188], и их массовое производство вызывает затруднения.

Искажения прошедшего излучения могут быть значительно уменьшены при использовании особого типа оптических элементов (ОЭ) [3]. Такой ОЭ (рис. 1а) представляет собой слой прозрачного материала с находящейся внутри него тонкой волнообразной пленкой (ВП). Эта ВП имеет постоянную толщину и ограничена поверхностями с одинаковым пространственным рельефом. Если направить на ОЭ плоскопа-

раллельный пучок излучения, то часть света отражается полупрозрачной ВП, а часть света проходит через нее. Оптические длины пути лучей, проходящих через разные части ОЭ, будут практически равны, поскольку коэффициенты преломления прозрачного материала ОЭ по обе стороны ВП одинаковы. ВП может иметь голографическую (локально периодическую) форму рельефа. Тогда она будет формировать в отраженном свете изображение, как обычная голограмма с поверхностным рельефом. Однако, в отличие от последней, часть восстанавливающего пучка, прошедшая сквозь волнообразную голограмму, не будет иметь существенных фазовых искажений. Полупрозрачная ВП также может иметь диффузную хаотическую форму рельефа (рис. 1б). Другой тип ВП предполагает наличие нескольких параллельных волнообразных слоев из материалов с различными коэффициентами преломления (рис. 1в). Это многослойная ВП, обладающая спектральной селективностью. Ее можно использовать, в частности, в цветных дисплеях.

Очевидно, что должны быть ограничения на толщину и другие параметры ВП, чтобы искажения прошедшего через нее света были достаточно малыми. Эти ограничения приводятся в Главе 2. В силу очень малой

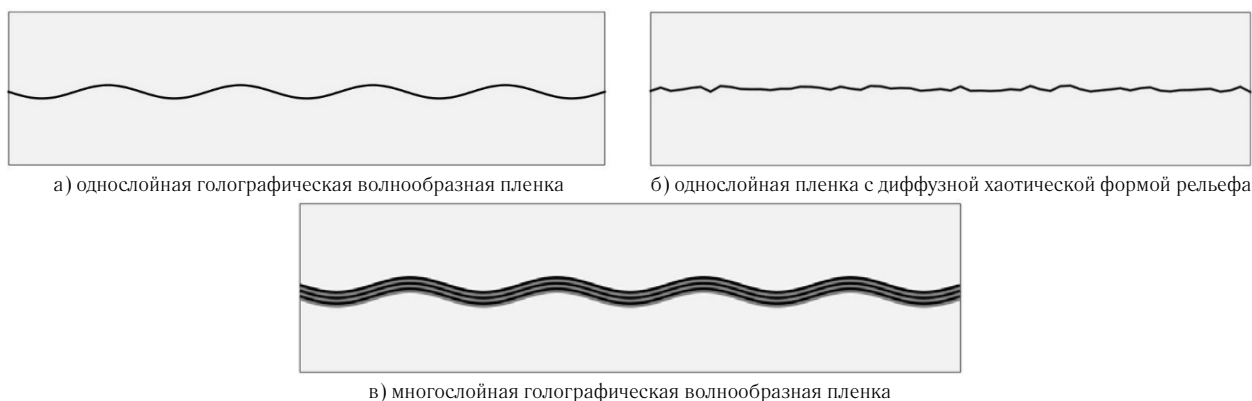


Рис. 1. Различные типы полупрозрачных волнообразных пленок, помещенных в ОЭ

толщины однослойных ВП, для них ограничения практически всегда выполняются. Для многослойных ВП ограничения на параметры существенны, и требуются специальные исследования, чтобы определить, позволяют ли эти ограничения получить достаточные для практических применений значения дифракционной эффективности и спектральной селективности. В Главе 1 развита динамическая теория дифракции излучения на многослойной синусоидальной ВП, и получено простое аналитическое выражение для дифракционной эффективности. Это позволяет оценить реализуемость ОЭ с многослойными ВП. В Главе 3 обсуждаются возможные применения ОЭ, содержащих ВП, в частности, предлагается новый тип цветных голограмм и показывается его принципиальная реализуемость.

1. Дифракция на отражение: динамическая теория

Рассмотрим многослойную ВП, содержащую несколько чередующихся слоев из двух материалов с различными диэлектрическими проницаемостями $\epsilon^{(1)}$ и $\epsilon^{(2)}$, локальными проводимостями $\sigma^{(1)}$ и $\sigma^{(2)}$, и толщинами d_1 и d_2 , соответственно. Структура ориентирована перпендикулярно оси z (рис. 2). Период структуры вдоль оси z равен $\Delta = d_1 + d_2$. Границы слоев периодически промодулированы вдоль оси x по закону

$$\Psi(x) = h \sin\left(\frac{2\pi x}{\Lambda}\right), \quad (1)$$

где h и Λ соответственно амплитуда и период периодической модуляции многослойной структуры вдоль оси x .

Запишем локальную диэлектрическую проницаемость многослойной структуры как функцию x и z : $\epsilon = \epsilon(x, z)$. При $h = 0$, ϵ не зависит от x и имеет вид ступенчатой функции от z , принимающей два значения: $\epsilon^{(1)}$ и $\epsilon^{(2)}$. Периодическую модуляцию структуры вдоль оси x будем описывать, как зависящий от x сдвиг аргумента функции $\epsilon(z)$ [4].

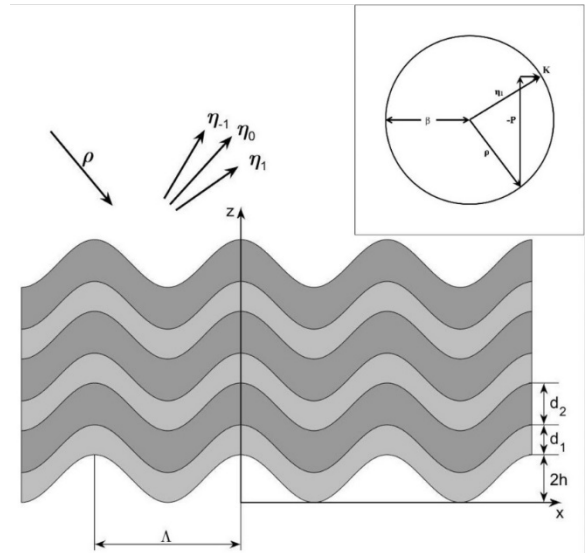
$$\epsilon(x, z) = \epsilon[z - \Psi(x)] \quad (2)$$

Используя подход работ Виноградова и Зельдовича [5, 6], разложим (2) в ряд Фурье, ограничиваясь членами 0-го и ± 1 -го порядков.

$$\begin{aligned} \epsilon = \epsilon_0 + \frac{\epsilon_1}{2} \exp\{iP[z - \Psi(x)]\} + \\ + \frac{\epsilon_1}{2} \exp\{-iP[z - \Psi(x)]\}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $P = |\mathbf{P}| = 2\pi/\Delta$, $K = |\mathbf{K}| = 2\pi/\Lambda$, \mathbf{P} и \mathbf{K} — вектора решеток вдоль осей z и x , соответственно, ϵ_0 — средняя диэлектрическая проницаемость (коэффициент нулевого порядка ряда Фурье), ϵ_1 — модуляция диэлектрической проницаемости (коэффициент первого порядка ряда Фурье).

Используем далее известное разложение [7, секция 7.2.4, выражение (II)].



d_1 и d_2 — толщины пленок; $\Delta = d_1 + d_2$ период многослойной структуры вдоль оси z ; h and Λ — период и амплитуда периодической структуры вдоль оси x ; ρ — волновой вектор падающей волны; η_0 , η_{-1} и η_1 — волновые векторы 0-го и ± 1 -го порядков дифрагированных отраженных волн
Рис. 2. Многослойная голографическая волнообразная пленка. Вставка показывает векторную диаграмму для случая выполнения условия Брэгга для первого порядка дифракции

$$\exp[ia \sin(b)] = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(a) \exp(imb), \quad (4)$$

где $J_m(a)$ — функция Бесселя m -го порядка. Имеем

$$\begin{aligned} \epsilon = \epsilon_0 + \frac{\epsilon_1}{2} \exp(iPz) \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m J_m(a) (-Ph) \exp(imKx) + \\ + \frac{\epsilon_1}{2} \exp(-iPz) \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m J_m(a) (Ph) \exp(imKx), \end{aligned} \quad (5)$$

Используем далее свойство функций Бесселя

$$J_m(-a) = (-1)^m J_m(a), \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \epsilon = \epsilon_0 + \frac{\epsilon_1}{2} \exp(iPz) \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m J_m(a) (-Ph) \exp(imKx) + \\ + \frac{\epsilon_1}{2} \exp(-iPz) \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(a) (Ph) \exp(imKx), \end{aligned} \quad (7)$$

Выражение для локальной проводимости σ может быть получено из (7) заменой ϵ_0 и ϵ_1 на σ_0 и σ_1 , обозначающие среднее значение и модуляцию локальной проводимости, соответственно.

Пусть на структуру падает линейно поляризованная плоская волна с волновым вектором \mathbf{p} , лежащим в плоскости xz , и вектором электрического поля \mathbf{E} , нормальным плоскости xz (рис. 2). Распространение волны внутри структуры описывается скалярным волновым уравнением (уравнением Гельмгольца) [8, секция 1.3].

$$\nabla^2 E + k^2 E = 0, \quad (8)$$

где $E(x, z)$ — комплексная амплитуда y -компоненты электрического поля \mathbf{E} , которое предполагается независимым от y и гармонически осциллирующим во времени с угловой частотой ω . Пространственная зависимость волнового числа $k(x, z)$ связана с пространственной модуляцией диэлектрической проницаемости ε и локальной проводимости σ структуры.

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - i\omega\mu\sigma, \quad (9)$$

где c — скорость света в свободном пространстве, а μ — магнитная постоянная. Далее мы предполагаем, что $\mu = 1$. Подставляя (7) в (9), получаем

$$k^2 = \beta^2 - 2i\alpha\beta + 2\chi\beta \left[\exp(iPz) \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m J_m(a)(-Ph)\exp(imKx) + \exp(-iPz) \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(a)(Ph)\exp(imKx) \right], \quad (10)$$

где $\beta = \varepsilon_0^{1/2} \left(\frac{\omega}{c} \right) = \frac{2\pi\varepsilon_0^{1/2}}{\lambda}$, α — средний коэффициент поглощения структуры: $\alpha = \frac{\mu\sigma\varepsilon_0}{\varepsilon_0^{1/2}}$, χ — параметр взаимодействия [9, секция 9.4].

$$\chi = \frac{1}{4} \left[\frac{2\pi\varepsilon_1}{\lambda\varepsilon_0^{1/2}} - \frac{i\mu\sigma_1}{\varepsilon_0^{1/2}} \right]. \quad (11)$$

Подобно работе Когельника [10] будем искать решение уравнений (8–11) в виде

$$E = R(z)\exp(-i\rho r) + \sum_{m=-\infty}^{\infty} S_m(z)\exp(-i\eta_m r), \quad (12)$$

где \mathbf{r} — радиус-вектор, ρ и η_m — волновые вектора падающей и дифрагированных волн, соответственно (рис. 2),

$$\eta_m = \rho + P\mathbf{e}_z + mK\mathbf{e}_x, \quad (13)$$

где \mathbf{e}_x и \mathbf{e}_z — единичные вектора вдоль осей x и z , соответственно.

Мы считаем, что вектор \mathbf{P} направлен противоположно \mathbf{e}_z (т. о., $P_z = -P$), а вектор \mathbf{K} направлен вдоль \mathbf{e}_x . Кроме того, следуя Когельнику [10], мы считаем -1 -ый порядок дифракции на периодической структуре вдоль оси z близким к брэгговскому. Медленно меняющиеся амплитуды $R(z)$, $S_0(z)$, и $S_m(z)$ относятся соответственно к падающей, зеркально отраженной (более точно, это порядок, дифрагированный только на периодической структуре вдоль оси z) волнам и m -му порядку дифракции на периодической структуре вдоль оси x . Будем рассматривать случай, когда

$$\delta\theta < |\theta_n - \theta_{n-1}|, \quad (14)$$

где $\delta\theta$ — угловая селективность структуры, θ_n — угол с осью z падающего пучка, для которого условие Брэгга выполняется для n -го порядка дифракции. Это позволяет учитывать только падающую волну и один

дифракционный порядок, наиболее близкий к брэгговскому. В таком случае угол падения может быть выбран из условия приблизительного выполнения условия Брэгга для одного из порядков дифракции S_n : $\eta_n^2 \approx \beta^2$. Это иллюстрируется векторной диаграммой для случая $n = 1$ на вставке рис. 2. В кинематическом приближении в [11] было показано, что в этом случае амплитуды всех волн в (12), кроме R и S_n будут малы. Поэтому, мы не будем их учитывать. Следуя подходу Когельника [10], члены с экспонентами, не содержащимися в (12), отбрасываем, как соответствующие «сильно небрэгговским» волнам, коэффициенты при оставшихся экспонентах приравниваем, и членами со вторыми производными от медленно меняющихся амплитуд пренебрегаем. В результате получаем систему уравнений двух связанных волн:

$$\begin{aligned} c_R \frac{\partial R}{\partial z} + \alpha R &= -i\chi J_n(Ph)S_n, \\ c_R \frac{\partial S_n}{\partial z} + (\alpha + i\Gamma_n)S_n &= -i\chi J_n(Ph)R, \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$c_R = \frac{\rho_z}{\beta}, \quad c_n = \frac{\eta_{nz}}{\beta} (c_n \leq 0), \quad \Gamma_n = \frac{\beta^2 - \eta_n^2}{2\beta}.$$

Здесь Γ_n определяет отклонение от условия Брэгга. Граничные условия аналогичны [10]: $R(0) = 1$, $S_n(T) = 0$, где T — толщина структуры. Мы также не учитываем френелевское отражение от границ структуры.

Решая (15), получаем амплитуду дифрагированной волны

$$S_n(0) = -i\chi J_n(Ph) \times \left\{ \alpha + i\Gamma_n + \frac{c_n [\gamma_1 \exp(\gamma_2 T) - \gamma_2 \exp(\gamma_1 T)]}{\exp(\gamma_2 T) - \exp(\gamma_1 T)} \right\}^{-1}, \quad (16)$$

где

$$\begin{aligned} \gamma_{1,2} &= -\frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{c_R} + \frac{\alpha}{c_n} + i\frac{\Gamma_n}{c_n} \right) \pm \\ &\pm \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\alpha}{c_R} - \frac{\alpha}{c_n} - i\frac{\Gamma_n}{c_n} \right)^2 - \frac{4\chi^2 J_n^2(Ph)}{c_R c_n} \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (17)$$

Оптимальная величина h соответствует первому максимуму функции Бесселя $J_n(Ph)$. Дифракционная эффективность DE_n в n -м порядке дифракции определяется (аналогично формуле (40) в [10]) выражением

$$DE_n = \frac{|c_n S_n(0) S_n^*(0)|}{c_R}, \quad (18)$$

где знак * обозначает комплексное сопряжение. При точном выполнении условия Брэгга для n -го порядка дифракции $\Gamma_n = 0$. Если в дополнении к этому структура не имеет потерь, выражения (16–18) сильно упрощаются.

$$DE_n = \tanh^2 \left[\frac{\chi J_n(Ph)}{(c_R |c_n|)^{1/2}} T \right], \quad (19)$$

где $\tanh(x)$ — гиперболический тангенс. Мы видим, что в этом случае дифракционная эффективность в n -м порядке асимптотически приближается к 100 % при росте T .

На рис. 3 показана рассчитанная дифракционная эффективность DE_1 в первом порядке дифракции для диэлектрической многослойной структуры без потерь. Параметры структуры были следующими: $\epsilon^{(1)} = 2,5$, $\epsilon^{(2)} = 2,0$, $d_1 = d_2 = 2,11 \cdot 10^{-7}$ м, $\Lambda = 2 \cdot 10^{-6}$ м, $h = 1,23 \cdot 10^{-7}$ м, косинусы углов падающей и дифрагированной волн $c_R = 0,6775$, $c_1 = -0,3225$. Дифракционная эффективность для ряда значений N (где N количество пар слоев с чередующимися значениями показателей преломления: $N = T/(d_1 + d_2)$) представлена как функция угла между волновым вектором восстанавливающей волны и осью z (угловая селективность). Из этих результатов видно, что условие (14) здесь выполняется для $N \geq 3$.

2. Модуляция фазы прошедшего пучка

Теперь приведем полученные в [3] оценки искажения фазы волны, прошедшей через ВП. Пусть плоскопараллельный пучок света падает на ОЭ, содержащий однослойную ВП с произвольной формой рельефа, под углом φ к оси z . Для разных лучей в пределах пучка набег фазы при прохождении через ОЭ будет зависеть от угла ψ между локальной нормалью к поверхности рельефа и осью z . Максимальная разность фаз δ между лучами будет определяться формулой [3].

$$\delta = \frac{\pi d_1 n_0 (n_1 - n_0)}{\lambda n_1} \left[\left(\left| \phi^2 - \psi^2 \right| \right)_{\max} - \left(\left| \phi^2 - \psi^2 \right| \right)_{\min} \right] \quad (20)$$

где d_1 — толщина ВП, n_1 и n_0 — коэффициенты преломления ВП и материала ОЭ, соответственно.

Однослойную ВП удобно делать из металла с толщиной порядка обратного коэффициента поглощения в рабочем диапазоне длин волн. Эта толщина составляет всего несколько нанометров, и величина δ будет достаточно мала. Для многослойной ВП удобно использовать два чередующихся диэлектрика с разными показателями преломления. В этом случае толщина каждого диэлектрического слоя будет почти на два порядка больше, чем металлической однослойной ВП. Формула (20) легко обобщается на многослойный случай. Для частного случая синусоидальной формы рельефа и нормального падения пучка на ОЭ в [3] получено выражение

$$\delta = \frac{4\pi^3 h^2 n_0 N}{\Lambda^2 \lambda} \left[\frac{d_1 (n_1 - n_0)}{n_1} + \frac{d_2 (n_2 - n_0)}{n_2} \right], \quad (21)$$

где n_1 и n_2 — коэффициенты преломления чередующихся слоев, d_1 и d_2 — их толщины, N — количество пар чередующихся слоев в многослойной ВП, Λ и h — период и величина модуляции вдоль оси x . Заметим,

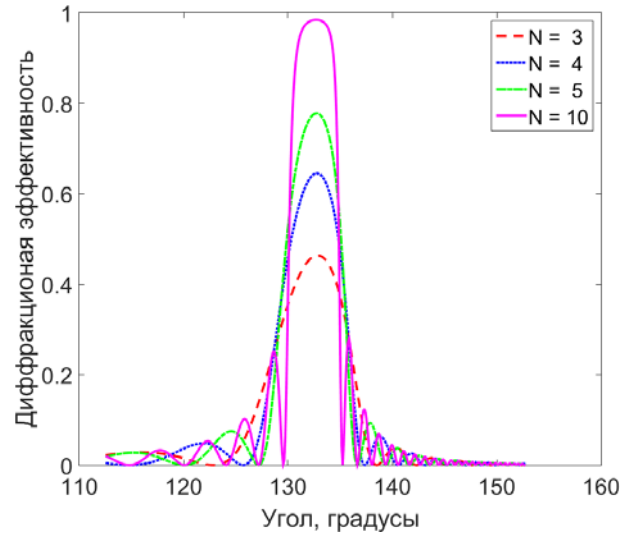


Рис. 3. Рассчитанная дифракционная эффективность DE_1 в первом порядке дифракции для диэлектрической многослойной структуры без потерь, представленная как функция угла между восстанавливающим волновым вектором и осью z (угловая селективность) для ряда значений N , где $N = T/(d_1 + d_2)$. Значения параметров структуры указаны в тексте.

что слагаемые в квадратных скобках, соответствующие набегам фаз соседних слоев, имеют разные знаки, и частично компенсируют друг друга. Выражение (21) будет использовано в следующей главе.

3. Возможные применения

ОЭ с голографическими ВП могут использоваться в качестве экрана (combiner) при проекции на лобовое стекло транспортного средства. Системы проекции на лобовое стекло (head-up displays (HUD)) появились достаточно давно, сначала в авиации, а затем и в автомобилях [12]. Однако до сих пор ими оснащаются лишь небольшой процент автомобилей, и разработка недорогого экрана для таких систем остается актуальной. Это связано с широким распространением автомобильных навигаторов, что повышает риск возникновения аварий, поскольку водителю приходится часто переводить взгляд от дороги на экран навигатора, меняя при этом аккомодацию глаз с дальней дистанции на короткую. Система проекции на лобовое стекло позволяет избежать подобных рисков, поскольку здесь необходимая водителю информация показывается на фоне дороги. При этом плоскость изображения находится в бесконечности, т. е. для его наблюдения не требуется изменения аккомодации глаза. В таких системах однослойные или многослойные ВП могут использоваться для монохромной и цветной проекции, соответственно.

Системы проекции на стекла очков (называемые также: head-mounted displays (HMD), очки дополненной реальности, «умные очки») [13] также сначала развивались для военной авиации (проекционная система в шлеме пилота). В этом случае проецируемое изображение тоже находится на бесконечности. Через эти же

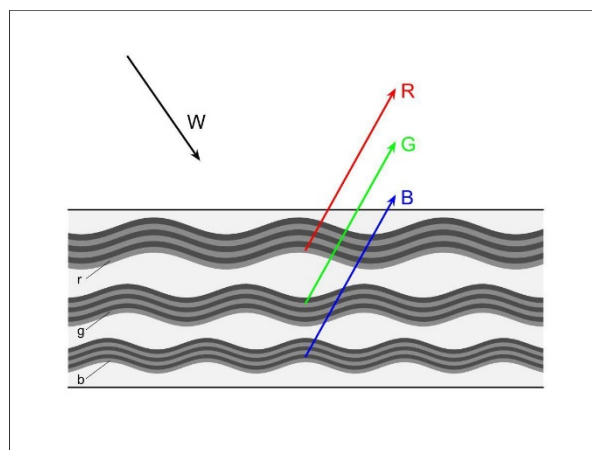
очки пользователь видит реальный мир (в этом их отличие от очков виртуальной реальности). Подобные системы помогут решить следующую назревшую проблему. Сейчас широко распространены различные мобильные устройства: смартфоны, планшеты, мобильные телевизионные и видео устройства и т. п. Они принципиально позволяют отображать на своих дисплеях большой объем информации с высоким качеством изображения. Имеется потребность увеличения размера дисплея, что вступает в противоречие с сохранения компактности устройства. «Умные очки» позволяют решить эту проблему. Мы предполагаем, что мир сейчас находится на пороге бума подобных систем.

Возможные применения ОЭ с ВП, имеющими хаотический случайным рельеф, основаны на том, что они диффузно рассеивают только отраженный свет. В то же время, прошедший через них свет не рассеивается и его фаза не искажается. Рельеф таких ВП может содержать как микронеровности, так и более крупные элементы, различимые невооруженным глазом. Рельеф ВП может быть получен путем снятия реплики с поверхности диффузно отражающих объектов. В качестве исходных объектов могут быть использованы, например, гравировка на металле, поверхность ткани и т. п. Полученный таким образом ОЭ будет точно имитировать для наблюдателя фактуру исходной поверхности.

Диффузные ВП могут использоваться в качестве альтернативы тонировки автомобильных стекол. В этом случае, выбирая толщину металлической ВП, можно получить любой нужный коэффициент пропускания. С другой стороны, выбор подходящего диффузного изображения на стекле автомобиля помогает скрыть от внешнего наблюдателя тех, кто находится в салоне. Это может быть достигнуто при большем коэффициенте пропускания, по сравнению с обычными тонированными стеклами. Таким образом, предлагаемая технология способна улучшить безопасность движения. Кроме того, она открывает новые возможности для дизайна автомобилей. Подобным же образом диффузные ВП могут использоваться вместо зеркальных стекол в элитных зданиях. В этом случае видимые в отраженном свете диффузные изображения могут, как играть роль элементов дизайна зданий, так и использоваться для наружной рекламы.

Другим возможным применением диффузных ВП могут стать изображения на очковых стеклах. В частности, на них может быть изображена торговая марка компании-производителя. Такое изображение будет видно внешнему наблюдателю, но останется незаметным для пользователя очков. В другом случае, подобное изображение может служить элементом дизайна очков. Метод может использоваться как в очках, предназначенных для коррекции зрения, так и в солнцезащитных очках.

Многослойные ВП также могут быть использованы для создания высококачественных цветных голограмм. Мы предлагаем новый тип цветных голограмм,



W — восстанавливающий пучок белого света; R, G, и B — восстановленные волны красного, зеленого и синего света, соответственно; r, g, и b — три многослойных волнообразных голограммы, зарегистрированные светом с различной длиной волны (красным, зеленым и синим, соответственно)

Рис. 4. Схема предлагаемой цветной голограммы

представляющий собой комбинацию трех многослойных голографических ВП, зарегистрированных светом трех различных длин волн (красной, зеленой, синей), и расположенных внутри одного слоя прозрачного материала (рис. 4). Период в направлении оси z для каждой из голографических ВП выбирается так, чтобы она селективно отражала именно ту длину волны, которая использовалась при ее регистрации. При восстановлении белым светом каждая из трех голографических ВП вырезает участок спектра в пределах линии своей спектральной селективности. Восстанавливающее и восстановленное излучение, длина волны которого находится вне линии спектральной селективности каждой многослойной ВП, проходит через нее без существенных искажений фазы. Таким образом, восстанавливается качественное цветное изображение. Подобная голограмма может также использоваться в качестве экрана в системах цветной проекции на лобовое стекло или на стекла очков.

Предложенные цветные голограммы имеют ряд преимуществ перед известными видами цветных голограмм. Голограммы Денисюка [14] позволяют получить цветное изображение очень высокого качества. Для полной цветопередачи в одной и той же регистрирующей среде тремя различными длинами волн записывается суперпозиция трех голограмм. Однако регистрация суперпозиции голограмм в одном фотослое ведет к падению дифракционной эффективности (секция 17.6.3 в [9]). Поэтому, для восстановления таких голограмм требуются специальные особо яркие источники света. Кроме того, объемные голограммы получаются только в результате непосредственной голографической регистрации, т. е. не допускают массового механического тиражирования, что ведет к увеличению их стоимости. Другим типом голограмм, допускающим восстановление в белом свете, являются радужные голограммы или голограммы Бентона [15]. В них изображения с разной длиной волны видны под различными углами в

вертикальной плоскости. Поэтому, правильный цвет восстановленного изображения можно увидеть только при одном строго определенном положении глаз наблюдателя. Такие голограммы получили чрезвычайно широкое распространение, благодаря возможности механического тиражирования и, следовательно, низкой стоимости. Однако качество изображения у голограмм этого типа значительно ниже, чем у голограмм Денисюка. Это связано с использованием при записи радужных голограмм дополнительных ОЭ (линз и щелей), а так же двухступенчатой регистрации. Кроме того, поскольку цвет изображения у голограмм этого типа меняется с изменением положения глаз наблюдателя, как правило, он видит изображение в условных цветах. Есть основание считать, что предлагаемая цветная голограмма будет сочетать достоинства голограмм Денисюка и Бентона, одновременно позволяя получать высокое качество изображения и допуская возможность массового механического тиражирования. Для получения ОЭ, содержащих ВП, могут быть использованы те же технологические операции, что и при получении обычных тиражируемых голограмм [3].

Принципиальная возможность реализации предложенных цветных голограмм была проверена с помощью компьютерной симуляции. Исследовалась структура, содержащая три многослойные голографические ВП, соответствующие брэгговским длинам волн 442, 529 и 647 нм и состоящие из чередующихся слоев с коэффициентами преломления n_1 и n_2 . Проводились расчеты с различными значениями n_1 и n_2 . Хорошее разделение линий спектральной селективности было достигнуто при значениях параметров: $n_1 = 1,65$, $n_2 = 1,38$ и $N = 13$. Результаты расчетов показаны на рис. 5. Другие параметры выбирались из условия, что углы наклона падающего и дифрагированного пучков для всех трех ВП одинаковы и имеют косинусы $c_R = -0,810$ и $c_1 = 0,694$. Эти углы определяют волновое число $K = 2\pi/\Lambda$ каждой периодической вдоль оси x голограммы. Для голограмм, соответствующих длинам волн 442, 529 и 647 нм, K равно $2,89 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, $2,42 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ и $1,98 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, соответственно. Периодичность голографических ВП вдоль оси z определялась из условия Брэгга. Мы предполагали, что $d_1 = d_2$. d_1 равен $9,66 \cdot 10^{-8} \text{ м}$, $1,16 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ и $1,41 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ для голографических ВП, соответствующих длинам волн 442, 529 и 647 нм. В этих расчетах мы использовали значения h равные $5,2 \cdot 10^{-8} \text{ м}$, $6,3 \cdot 10^{-8} \text{ м}$ и $7,5 \cdot 10^{-8} \text{ м}$ для голографических ВП, соответствующих длинам волн 442, 529 и 647 нм. Мы предполагаем показатель преломления n_0 плоскопараллельного слоя, в котором находятся три

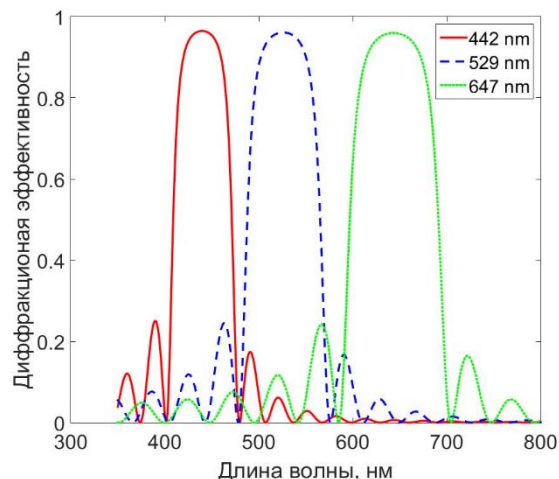


Рис. 5. Рассчитанная спектральная селективность цветной голограммы, содержащей три многослойных голографических ВП, соответствующим брэгговским длинам волн 442, 529 и 647 нм. Значения параметров указаны в тексте

голографических ВП, равным среднему значению показателей преломления чередующихся слоев. Для расчетов, показанных на рис. 5, $n_0 = 1,52$. Теперь оценим максимальную модуляцию фазы света, прошедшего сквозь структуру, которую мы рассматриваем. Подстановка параметров структуры в (24) дает значение δ , равное $-0,0027\pi$ для каждой из трех голографических ВП. Такое значение максимальной модуляции фазы позволяет в данном случае считать уровень искажений прошедшей волны небольшим. Это демонстрирует принципиальную возможность реализации предложенного типа цветных голограмм.

Заключение

Развита динамическая теория дифракции на многослойной волнообразной периодической структуре. Получены оценки модуляции фазы волны прошедшей через волнообразную структуру с произвольным профилем рельефа. Обсуждаются возможные применения предложенных оптических элементов. Предложен новый тип высококачественных цветных голограмм, их реализуемость продемонстрирована с помощью компьютерной симуляции.

Экспериментальные работы в этом направлении начинались в лаборатории Олега Борисовича Серова, но остались незавершенными.

Доклад подготовлен в рамках программы сотрудничества Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук, г. Москва, Россия и Университета Сонора, г. Эрмосийо, Сонора, Мексика.

Список источников

- [1] Haines, K. A. Development of embossed holograms / K. A. Haines // Practical Holography X. — International Society for Optics and Photonics (SPIE). — 1996. — Vol. 2652. — P. 45–53.
- [2] Johnston, S. F. Holograms: A cultural history. — Oxford University Press, 2016. — 257 p.
- [3] Smolovich, A. M. Optical elements containing semitransparent wavelike films / A. M. Smolovich, V. Chernov // Applied optics. — 2017. — Vol. 56. — № 22. — P. 6146–6155.

- [4] **Сисакян, И. Н.** Дифракция излучения на синусоидально модулированной многослойной структуре / И. Н. Сисакян, А. М. Смолевич // Компьютерная оптика. — 1989. — № 6. — С. 5–9.
- [5] **Vinogradov, A. V.** X-ray and far uv multilayer mirrors: principles and possibilities / A. V. Vinogradov, B. Y. Zeldovich // Applied optics. — 1977. — Vol. 16. — № 1. — P. 89–93.
- [6] **Виноградов, А. В.** О многослойных зеркалах для рентгеновского и далекого ультрафиолетового излучения / А. В. Виноградов, Б. Я. Зельдович // Оптика и спектроскопия. — 1977. — Том 42. — № 4. — С. 709–714.
- [7] **Курант, Р.** Методы математической физики / Р. Курант, Д. Гильберт; Пер. со 2-го нем. изд. З. Либина и др. — М.: Гостехтеориздат. — 1951. — Том 1. — 476 с.
- [8] **Борн, М.** Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф — М.: Наука, 1970. — 856 с.
- [9] **Кольер, Р.** Оптическая голография / Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. — М: Мир, 1973. — 695 с.
- [10] **Kogelnik, H.** Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings / H. Kogelnik // Bell System Technical Journal. — 1969. — Vol. 48. — № 9. — P. 2909–2947.
- [11] **Erko, A. I.** X-ray diffraction on a multilayer structure modulated by surface acoustic waves / A. I. Erko, D. V. Roshchupkin, A. A. Snigirev, A. M. Smolovich, A. Y. Nikulin, G. V. Vereshchagin // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. — 1989. — Vol. 282. — № 2–3. — P. 634–637.
- [12] **Bartlett, C. T.** Second generation holographic head-up display / C. T. Bartlett // Display Systems. — International Society for Optics and Photonics (SPIE). — 1993. — Vol. 1988. — P. 135–147.
- [13] **Сакмакци, О.** Head-worn displays: a review / О. Сакмакци, J. Rolland // Journal of display technology. — 2006. — Vol. 2. — № 3. — P. 199–216.
- [14] **Денисюк, Ю. Н.** Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения // ДАН СССР. — 1962. — Том 44. — № 6. — С. 1275–1278.
- [15] **Benton, S. A.** Hologram reconstruction with incoherent extended source / S. A. Benton // J. Opt. Soc. Am. — 1969. — Vol. 50. — № 10. — P. 1545A.

Reflective semitransparent optical elements non-distorting transmitted wave

A. M. Smolovich¹, V. G. Chernov²

¹ Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

² Universidad de Sonora, Hermosillo, Sonora, México

Novel optical elements containing semitransparent wavelike films embedded into the bulk of transparent material, which form a reflection image without transmitted light distortion, are studied. The dynamic theory of light diffraction by a locally periodic multilayer semitransparent wavelike film is developed. A simple analytical formula for near Bragg diffraction order intensity is obtained for the case when only one diffraction order lies within the hologram angular selectivity. The phase modulation of light transmitted through the optical element containing wavelike films is estimated for single-layer and multilayer wavelike films with an arbitrary shape of surface. The restrictions on the structure parameters for which transmitted light distortions would be negligible are obtained. A new type of high quality color hologram is proposed and shown to be feasible by calculation of hologram diffraction efficiency and spectral selectivity for three colors. Other possible applications, such as monochrome and color head-up and head-mounted displays, and imaging on spectacle lenses, are discussed.

Keywords: Holography, Volume gratings, Color holography, Optical elements, Head-up displays, Head-mounted displays, Wearable glasses.