

МЕТОД ДОСТИЖЕНИЯ МАКСИМАЛЬНОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГОЛОГРАММ НА ОСНОВЕ ОПТИМИЗАЦИИ ФОРМФАКТОРА

С.А. Шойдин

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, Новосибирск, Россия

Аннотация

Для случая фазовых объёмных голограмм показано влияние формфактора голограммы на её дифракционную эффективность. Понятие формфактора вводится по аналогии с классическим, используемым для вычисления усреднённого взаимодействия объектов сложной формы. Здесь понятие формфактора используется для определения усреднённой дифракционной эффективности голограмм, сформированных неравномерными по полю голограмм пучками. Показано, что эти поправки после их вычисления могут быть использованы как коэффициенты в классических формулах дифракционной эффективности. Влияние такого формфактора проявляется только при наличии одновременно двух факторов – нелинейности фотоотклика и неравномерности по полю голограммы формирующих её световых пучков. Предложен метод уменьшения влияния формфактора путём изменения по полю голограммы её видности, например, с помощью изменения степени пространственной когерентности или отношения интенсивности записываемых пучков.

Ключевые слова: лазер, голограмма, формфактор, дифракционная эффективность, Гауссов пучок.

Цитирование: Шойдин, С.А. Метод достижения максимальной дифракционной эффективности голограмм на основе оптимизации формфактора / С.А. Шойдин // Компьютерная оптика. – 2016. – Т. 40, № 4. – С. 501-507. – DOI: 10.18287/2412-6179-2016-40-4-501-507.

Введение

При разработке новых голографических материалов большое внимание уделяется увеличению динамического диапазона фотоотклика среды [1, 2]. Однако влияние фактора формы голограммы может существенно ограничивать достижимые значения дифракционной эффективности голограмм несмотря на достаточно большие значения динамического диапазона фотоотклика голографического материала [3–6]. Причиной этого является наличие перекрёстного взаимодействия двух факторов – нелинейности отклика на экспозицию и неравномерности самих голограмм по полю, проявляющееся как формфактор голограмм.

Традиционно формфактор в физике и геофизике – это функция, описывающая влияние протяжённости частицы на её взаимодействие с другими частицами и полями [7, 8]. Упрощённо – это поправочный коэффициент в формуле взаимодействия точечных частиц, приводящий к правильному вычислению взаимодействия тел сложной формы или взаимодействию тел с неоднородными полями. Здесь мы употребляем термин формфактор по аналогии с классическим, имея в виду, что основной «силовой» параметр голограммы – её дифракционная эффективность, может упрощённо вычисляться введением в классическую формулу Когельника [9] простого поправочного коэффициента ψ , заранее вычисленного для голограмм разной формы. Учёт такого коэффициента похож на учёт поправочного коэффициента (формфактора) для гравитационной постоянной G (или константы другого взаимодействия) в зависимости от формы тела с учётом нелинейного отклика (в формуле гравитационного взаимодействия – это $(1/R^2)$). Далее мы увидим, что полученный формфактор ψ вырождается при отсутствии любого из двух факторов – либо нелинейно-

сти, либо неоднородности пучков. В отсутствие любого из них он утрачивает своё значение.

В настоящей работе показана связь величины формфактора и максимально достижимой дифракционной эффективности голограммы. Предложены методы снижения влияния формфактора и увеличения средней дифракционной эффективности голограмм.

В работе показано, что с увеличением диаметра голограммы по отношению к размеру площадки голографического материала максимально достижимая дифракционная эффективность увеличивается. Это показывает, что в предельном случае прямоугольных по яркости пучков мы получаем известный результат [9], для которого формфактор равен единице.

В работе также предложен метод уменьшения влияния формфактора путём изменения по полю голограммы её видности, например, с помощью изменения взаимной когерентности записываемых пучков или отношения их интенсивностей.

Численное моделирование и экспериментальные результаты

Влияние формфактора определяется, во-первых, неоднородностью яркости объектного и опорного пучков по полю голограммы, что связано не только с неоднородностью яркости голографируемых объектов, но зачастую имманентно присуще неоднородности самого лазерного излучения, имеющего Гауссов вид, а во-вторых, – нелинейностью формирования фотоотклика. Действительно, нелинейность присуща не только насыщающемуся с ростом экспозиции фотоиндуцированному изменению показателя преломления Δn для фазовых материалов и фотоиндуцированному изменению показателя поглощения для амплитудных [10–13], но и самому способу формирования фотоотклика в виде дифракционной эффективности объёмных голограмм [9]:

$$\eta = \sin^2(\alpha\Delta n). \quad (1)$$

Здесь α (определён в [9]) – коэффициент, зависящий от углов падения записывающих, восстанавливающих пучков и толщины голографической среды.

Даже на линейном участке формирования фотоиндуцированного отклика Δn зависимость дифракционной эффективности голограммы η (её фотоотклика на экспозицию) нелинейна и имеет синусоидальный вид (1). При этом более яркие участки голограммы (у голограммы, записанной Гауссовыми пучками, это её центральная часть) скорее достигают максимально возможной η при $\alpha\Delta n = \pi/2$, а её края ещё только подтягиваются к максимуму.

А когда они достигают своего максимума, яркие участки голограммы уже свой максимум преодолели и их локальная η снижается.

На рис. 1а–в в виде трёхмерных фигур показано распределение локальных значений дифракционной эффективности по полю Гауссовой голограммы для трёх дискретных значений экспозиции. Видно, как центральная часть голограммы переходит максимум (очевидно, при $\alpha\Delta n = \pi/2$), затем как бы проваливается, затем повторно достигает максимума, а периферия голограммы отстаёт в своём вкладе в среднее значение дифракционной эффективности. Уже здесь, по рис. 1, можно понять, что среднее значение дифракционной эффективности η никогда не сможет достигнуть максимума, достижимого по формуле (1) её центром при экспозиции, соответствующей в центре $\alpha\Delta n = \pi/2$. Соответственно, при желании увеличить $\bar{\eta}$ за счёт увеличения экспозиции мы рискуем получить

нелинейные искажения в центральной части голограммы. Это тем более опасно, что мы увидим эти искажения не сразу, а только после преобразования скрытого изображения в процессе проявления. Так можно, не учитывая «форму голограммы», не догадываясь об этом, ухудшать отношение сигнал/шум, записывая всё более «яркие» голограммы, но всё более «зашумлённые». Фактор влияния этой формы на среднюю дифракционную эффективность определяется вычислением интегрального значения $\bar{\eta}$ для голограмм каждой определённой формы.

$$\bar{\eta} = \left(\frac{1}{S}\right) \iint \sin^2 \{ \beta(E) E(x, y) V(x, y) \} dx dy, \quad (2)$$

где $\beta(E)$ – голографическая чувствительность фото-материала, $E(x, y)$ – локальное значение экспозиции по полю голограммы и $V(x, y)$ – распределение видности, зависящее в общем случае от комплексной степени когерентности и локального соотношения опорного и объектного пучков при записи голограмм.

Как показано в [3, 4], в большинстве случаев сложное для практического использования выражение (2) можно с достаточной степенью точности заменять на (3).

$$\bar{\eta} = \Omega \sin^2 \{ \Psi f(EV) \}, \quad (3)$$

где Ψ – константа, характеризующая распределение яркости записывающих и восстанавливающего голограмму пучков по её полю или, другими словами, форму голограммы.

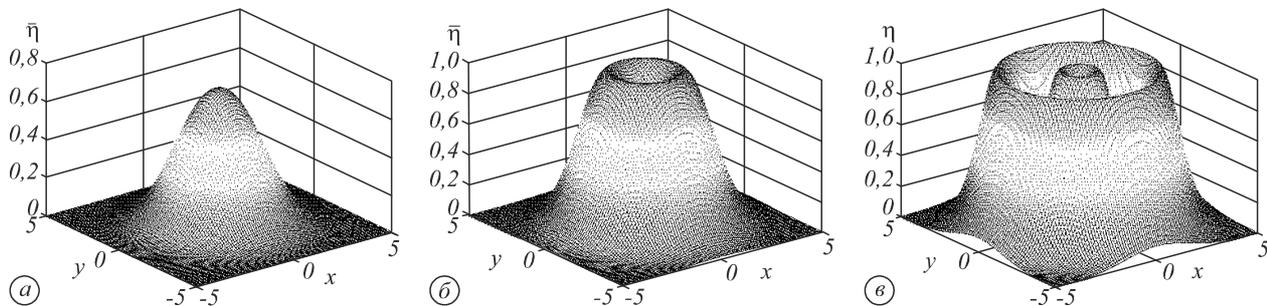


Рис. 1. Распределение локальной по полю голограммы дифракционной эффективности, записанной Гауссовыми пучками, при $\alpha\Delta n = (0,8)\pi/2$ (а), $\alpha\Delta n = 1,2\pi$ (б), $\alpha\Delta n = 5\pi/2$ (в)

Отметим, что в нашем случае формой голограммы, очевидно, является не её апертура (круглая, квадратная и др.), а трёхмерная фигура, где по двум осям координат отложена яркость восстановленного голограммой пучка. Такую константу можно вычислить для каждой голограммы, записанной Гауссовыми и не Гауссовыми пучками. Величина достижимой дифракционной эффективности Ω не поддаётся аналитическому вычислению, однако, определяется формой голограммы или её формфактором и может быть получена численно для каждого вида голограмм. Например, для наиболее интересного – Гауссова вида на рис. 2 приведены численные расчёты по (2), где $\beta(E)$ предполагается линейной.

Видно, что кривая 1 первого локального максимума, соответствующая не Гауссовой, а некой иде-

альной, плоской, с равномерной засветкой голограмме, рассчитанная по (1), достигает при $\alpha\Delta n = \pi/2$, а кривая 2, рассчитанная по (2), отстаёт примерно в 1,6 раза (для удобства сравнения амплитуда кривой 1 на графике уменьшена в 3 раза по сравнению с расчётной). Можно сказать, что для вычисления оптимальной экспозиции «Гауссовых» голограмм можно использовать известную для плоских голограмм экспозицию и, умножая её на коэффициент $\psi = (1/1,6) \approx 0,6$, находить оптимальную экспозицию из (4).

$$\Psi \beta E V = \pi / 2. \quad (4)$$

Здесь E – экспозиция, рекомендованная по ТУ [14], β – голографическая чувствительность фотома-

териала. Параметр ψ , который будем называть формфактором голограммы, определяет снижение её средней дифракционной эффективности в зависимости от формы голограммы и вида нелинейности отклика. Здесь под откликом понимается не только формируемый при экспозиции фотоотклик голографического материала, но и связанная с ним дифракционная эффективность полученной голограммы. Выражение (4) вместе с вычисленным Ω , упоминаемым в (3) как коэффициент снижения максимального значения средней дифракционной эффективности голограммы, полностью задаёт практически нужные характеристики голограммы. Величины ψ и Ω позволяют качественно, по-новому понять ограничения, связанные с формфактором голограммы. Последний из этих параметров, определённый из модельных расчётов по (2), (рис. 2), как $\Omega \approx 0,26$, объясняет, почему в экспериментальных работах [9, 11, 13] не была, да и не могла быть достигнута высокая дифракционная эффективность голограмм. Это позволяет понять, что поиск голографических сред с большим динамическим диапазоном фотоотклика уже не даст дальнейшего увеличения дифракционной эффективности.

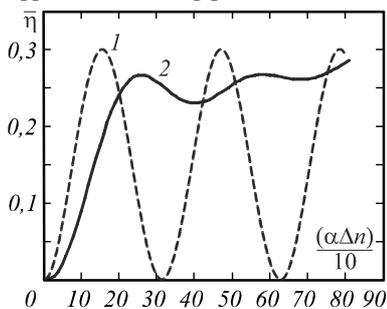


Рис. 2. Средняя дифракционная эффективность $\bar{\eta}$ голограммы Гауссовых пучков (кривая 2) для случая линейного фотоотклика в сравнении с дифракционной эффективностью плоских, равномерных пучков (кривая 1)

На рис. 3 отчётливо видно, что, действительно, как мы и предполагали, с увеличением средней экспозиции голограммы её дифракционная эффективность с какого-то момента уже не растёт, а приходит к насыщению (кривая 2). Одновременно её наиболее яркая часть (в случае Гауссовых голограмм – центральная) уже перевалила за максимум и ускоренно воспроизводит нелинейные искажения, которые при $\alpha\Delta n = \pi$ становятся уже существенными.

При введении нелинейности фотоотклика, аналогичной измеренной экспериментально в [15], вычисления по (2) дают для $\bar{\eta}$ почти такой же вид зависимости от экспозиции, но по величине существенно меньшей, чем при линейном отклике (рис. 3). По-видимому, это связано с тем, что к моменту достижения дифракционной эффективностью первого максимума (при $\psi\alpha\Delta n = \pi/2$) чувствительность фотоотклика голографического материала падает примерно в той же пропорции.

Следует отметить, что средняя дифракционная эффективность $\bar{\eta}$ зависит, согласно (2), не только от

экспозиции, но и от распределения видности записываемой интерференционной картины по полю голограммы.

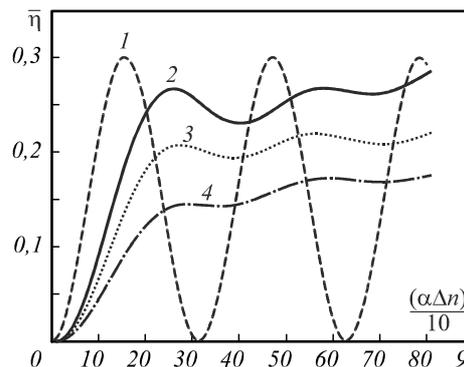


Рис. 3. Средняя по полю дифракционная эффективность $\bar{\eta}$ голограммы световых пучков для случая линейного фотоотклика (кривая 2) в сравнении со случаем нелинейного фотоотклика (кривая 3) для случая нелинейности, хорошо аппроксимирующей экспериментально найденную у фазового голографического материала «Реоксан» [11], и (кривая 4) для вдвое большей нелинейности

Видность при этом – дополнительный свободный параметр, который определяется не только соотношением интенсивностей объектного и опорного пучков (I_a/I_r), но и распределением по полю голограммы комплексной степени когерентности γ_{ar} [3].

$$V = 4(I_a I_r)^{\frac{1}{2}} (|\gamma_{ar}| + [2(I_a + I_r)]) = 2|\gamma_{ar}| + \left[(I_a / I_r)^{\frac{1}{2}} + (I_r / I_a) \right]. \tag{5}$$

При этом и E и V симметрично влияют на величину фотоиндуцированного фотоотклика среды Δn . А значит, следует учитывать распределение по полю голограммы не только экспозиции, но и качества интерференционной картины, достигшей фотоматериала при записи голограммы. На рис. 4 показаны зависимости η от экспозиции E и видности V для голограмм, записываемых Гауссовыми пучками разной ширины.

Приведённая на рис. 4а зависимость η (E) соответствует кривой 2 на рис. 2. Видно, однако, что изменения V могут корректировать значения $\bar{\eta}$ при фиксированной экспозиции E .

Также на рис. 4б – з видно, что с ростом экспозиции после определённого момента $\bar{\eta}$ не только не увеличивается, а даже начинает падать.

Гауссовы голограммы на рис. 4 имеют ширины, определённые по уровню $1/e$. От рис. 4а к рис. 4з дальние, неярые края такой голограммы всё более существенно выходят за поле голографического материала и возникает новый эффект, связанный со всё большей равномерностью экспозиции по полю голограммы, чем при чистом Гауссе.

Именно этот эффект приводит к снижению дифракционной эффективности голограммы после достижения первого максимума, как это происходит на кривой 1 рис. 3. То есть можно сказать, что рост

вклада в дифракционную эффективность краёв голограммы с ростом экспозиции замедляется виньетированием свободного поля зрения или виньетированием зрачка оптической системы, которую представляет голограмма. Однако, как видно из рис. 4в и з, пройдя максимум по E , можно снова вернуться к нему, уменьшая V , что открывает новые возможности для оптимизации параметров записывающего голограмму излучения. Как видно из выражения (5), зависимость $V(\gamma_{ар}, I_a, I_r)$ не очень простая и даёт возможность для творчества в поисках оптимальных по полю голограммы значений $\gamma_{ар}$, I_a и I_r . Например, при простом

уменьшении видности за счёт уменьшения $\gamma_{ар}$ в центральной части Гауссовых пучков, записывающих или восстанавливающих голограмму, можно получить большие значения $\bar{\eta}$, чем при больших $\gamma_{ар}$. Как это ни парадоксально звучит на первый взгляд, но средняя дифракционная эффективность Гауссовых голограмм может достигать более высоких значений при провале степени когерентности излучения в центре голограммы. Этот эффект не вполне осознанно нами использовался в [13, 15], где в некоторых случаях для записи голограмм или восстановления использовалась лазерная мода $TEM\ 01^*$, или «бублик».

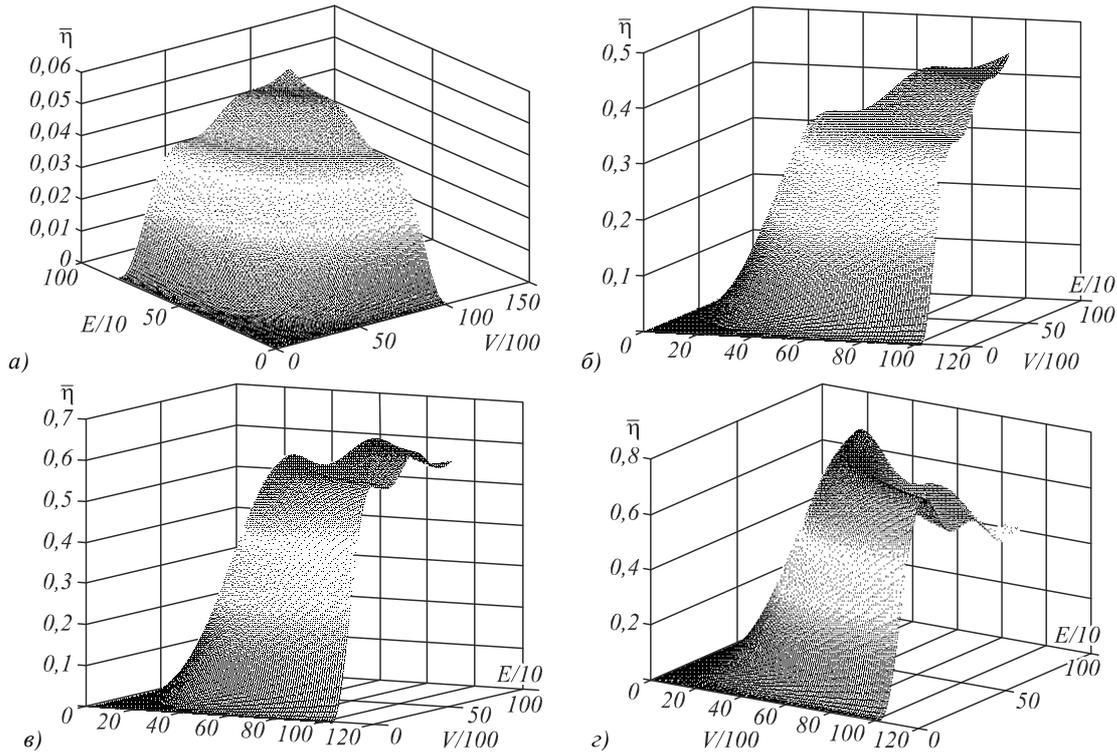


Рис. 4. Зависимость $\bar{\eta}$ от E и V для случая узкой, по сравнению с полем голографического материала, голограммы.

Их линейные размеры в данном случае относятся как 1 : 5, и краевые эффекты при этом слабы (а); зависимость $\bar{\eta}(EV)$ для соотношения линейного размера голограммы к линейному размеру голографической среды 3 : 5 (б); зависимость $\bar{\eta}(EV)$ для соотношения линейного размера голограммы к линейному размеру голографической среды 4 : 5 (в); зависимость $\bar{\eta}(EV)$ для соотношения линейного размера голограммы к линейному размеру голографической среды 1 : 1 (з)

Обсуждение результатов

В работе видно, что, когда радиус пучка меньше размеров площадки, где записывается голограмма (рис. 4), эффект влияния формфактора сказывается в полной мере, и с ростом произведения EV появляется почти плоская поверхность, слабо, мелкими шажками (через каждые $\pi/2$) прирастающая вверх. В этой ситуации, следуя экспериментальным измерениям $\bar{\eta}$, легко ошибиться и продолжать увеличивать экспозицию, хотя понятно, что наступает опасная область взрывного роста всяческих шумов [9] и нелинейных искажений. Но когда размер пучка становится сравним с размером площадки голограммы или больше, зависимость $\bar{\eta}$ уже больше напоминает классическую (1) или (3) с $\psi = \Omega = 1$.

Также из полученных в работе результатов видно, что нелинейность фотоотклика вместе с неравномер-

ностью экспозиции голограммы по полю голографического материала (определяющая формфактор голограммы) существенно ограничивают предельно достижимую дифракционную эффективность (пропорционально Ω) и снижают эффективную чувствительность (пропорционально ψ). Становится очевидно, что стандартное решение – поиск голографического материала с большим динамическим диапазоном фотоотклика – не принесёт желаемого результата – увеличения дифракционной эффективности голограмм. Для этого нужно выбирать другой путь.

Во всех рассмотренных на рис. 4 случаях видно, что недостаток локальных E можно компенсировать ростом локальных значений V . Обратное тоже верно. Переход через первый горб (где выполняются условия (4)) на графиках (рис. 4) приводит к неоправданному росту шумов, что должно быть подробно рассмотрено в дальнейшем. Достижение этого горба очень многовариант-

но. Это и локальные по полю голограммы изменения E и V , зависящие от $I_a + I_r$; I_a/I_r ; γ_{ar} , и меняющаяся в процессе записи чувствительность голограммы, хотя бы из-за нелинейности её фотоотклика, а также различные фазовые рассогласования интерферирующих пучков в процессе записи [11–13]. Всё это позволяет надеяться на то, что реализация таких условий записи, следовательно, и высокоэффективных голограмм, аналогичных плоским, Когельниковским (рис. 1), в том числе и динамических, не за горами.

Другими подтверждениями многовариантности и принципиальной реализуемости создания похожих условий является и широко известная неравномерная по полю модовая структура обычных лазерных пучков, и появление в последнее время совершенно новых структур лазерного излучения [16].

При исчезновении любого из двух эффектов (нелинейности, либо неоднородности) формфактор вырождается. В случае отсутствия неоднородности просто $\psi = 1$, а в случае отсутствия нелинейности (что может быть верно только для тонких сред на начальном этапе экспозиции и в случаях, когда нет эффектов перекачки из объектной в опорную волну и обратно) график зависимости $\eta(E)$ становится линейным и нет того горба, как на рис. 2, 3, по которому мы определяем оптимальное значение экспозиции и величину ψ (конечно же, в настоящей работе пока в отсутствие шумов). Следовательно, между нелинейностью и неравномерностью существует перекрёстное взаимодействие, порождающее возникновение эффекта, описанного нами как формфактор, и этот эффект существует только тогда, когда присутствуют эти оба фактора одновременно.

Распределение локальной дифракционной эффективности по полю голограммы меняется с экспозицией так, что центральная часть голограммы, записываемая наиболее яркими частями пучков, быстрее достигает Когельниковского максимума и затем «проваливается» в соответствии с формулой (1) и рис. 2, 3. Края голограммы при этом ещё только подтягиваются к локальному максимуму η . Понятно, что средняя дифракционная эффективность голограмм сложной формы растёт уже не по формуле Когельника, а сложнее. Удачно, что этот рост можно было увидеть в модельных экспериментах, результаты которых показаны на рис. 1–4, и выделить в них первую ступеньку, когда средняя дифракционная эффективность η достигает первого максимума. Из анализа этой кривой, точнее, из положения этого максимума, и делается вывод о величине поправочного коэффициента $\psi = (1/1,6) \approx 0,6$, позволяющего на практике пользоваться не сложной формулой (2), а простой формулой (3). Можно считать удачей, что этот первый максимум, определяемый формфактором голограммы, остаётся хорошо выраженным и легко определяемым.

Поиск аналитического выражения для вычисления формфактора голограмм не был задан в настоящей работе, хотя, несомненно, является интересным, по-

скольку, если нет явной формулы для вычисления формфактора, то это ещё не значит, что его нет. Он есть, он был обнаружен, и его влияние при записи голограмм бывает катастрофично. Максимально достижимая дифракционная эффективность уменьшается на порядки (рис. 4а). Это в некотором смысле подарок природы, что такой неподдающийся ранее фактор найден, т. к. он зависит не от одной причины, а проявляется только при одновременном наличии двух причин одновременно – нелинейности отклика и неоднородности яркости. В остальных случаях он не виден. Именно поэтому он долго и не был обнаружен. Однако в природе он присутствует всегда, поскольку голограммы всегда имманентно нелинейны, а лазерное излучение имманентно неравномерно. Попытки уменьшить влияние формфактора выравниванием яркости пучков по полю (рис. 4б–г) приводят к существенным потерям мощности в пучках [7] и усложнению аппаратуры, что иногда просто неприемлемо, как, например, в голографических запоминающих устройствах (ГЗУ).

Влияние формфактора на достижимую дифракционную эффективность не ограничивается Гауссовой формой записываемых пучков. В соответствии с (2) можно вычислить формфактор ψ для любых пучков, однако можно полагать, что в соответствии с ЦПТ теории вероятности, распределение ярких и неярких участков голограммы сложных пучков, например, изображений реальных объектов и даже портретов, будет также приближаться к Гауссовому, а, значит, полученный выше параметр $\psi \approx 0,6$ может иметь более широкое, чем только для Гауссовых голограмм, применение.

Заключение

В работе приведены результаты расчёта формфактора для объёмных фазовых голограмм. Показана его зависимость от типа (формы) голограммы и вычислены конкретные значения для Гауссовых голограмм. Также показано, что с увеличением влияния формфактора, выражающегося снижением значений ψ ниже единицы, уменьшается (пропорционально Ω) величина максимально достижимой дифракционной эффективности голограмм. Определена величина Ω для случая Гауссовых голограмм. Показаны пути уменьшения влияния формфактора на максимально достижимую дифракционную эффективность, в т. ч. изменение по полю голограммы видности γ_{ar} и соотношения интенсивности записываемых голограмму пучков I_a/I_r . Показано, что влияние формфактора проявляется только при одновременном существовании двух факторов – нелинейности отклика, в данном случае $\eta(E, V)$, и неравномерности яркости по полю $E(x, y)$. В отсутствие любого из них влияние формфактора вырождается, и средняя дифракционная эффективность определяется классическими выражениями [9]. На основе полученных в работе результатов сделано предположение о более широкой применимости вычисленных для Гауссовых пучков значе-

ний $\psi \approx 0,6$ и $\Omega \approx 0,26$, а именно: применимости для всех диффузных пучков, имеющих Гауссову статистику яркости по полю. Последнее носит характер постановки задачи для дальнейших исследований.

Литература

1. **Суханов, В.И.** Разработки ГОИ в области объемных регистрирующих сред для голографии / В.И. Суханов, А.В. Вениаминов, А.И. Рыскин, Н.В. Никоноров. – В кн.: Ю.Н. Денисюк – основоположник отечественной голографии: Сборник трудов Всероссийского семинара. – СПб: ФТИ, 2007. – С. 262-276.
2. **Шелковников, В.В.** Получение и свойства голографического фотополимерного материала в гибридной зольгель матрице / В.В. Шелковников, В.В. Русских, Е.В. Васильев, Е.Ф. Пен, В.И. Ковалевский, И.А. Кучин // Оптический журнал. – 2006. – Т. 73, № 7. – С. 65-69.
3. **Шойдин, С.А.** Дифракционная эффективность голограмм, записанных гауссовыми пучками / С.А. Шойдин // Интерэкспо Гео-Сибирь – 2015. СибОптика – 2015: сб. материалов междунар. науч. конф. – Новосибирск: Изд-во Сиб. ун-т геосистем и технологий. – 2015. – Вып. 1, Т. 5. – С. 71-76.
4. **Shoydin, S.A.** Requirements to lasers and formfactor of holograms / S.A. Shoydin // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). – 2016. – Vol. 25, Issue 2. – P. 95-101. – DOI: 10.3103/S1060992X16020053.
5. **Шойдин, С.А.** О требованиях к параметрам источника излучения для голографии / С.А. Шойдин // Лазеры. Измерения. Информация. 2013: сб. докл. – СПб.: Изд-во СПб. Политехнич. ун-та, 2013. – Т. 1. – С. 94-107.
6. **Шойдин, С.А.** Требования к лазерному излучению и формфактор голограмм // Оптический журнал. – 2016. – Т. 83, № 5. – С. 65-75.
7. **Знаменский, В.В.** Общий курс полевой геофизики: учебник / В.В. Знаменский. – М.: Недра, 1989. – 520 с.
8. **Биленькая, С.И.** Электромагнитный формфактор протона и тяжёлые гипотетические частицы / С.И. Биленькая, С.М. Биленький, Ю.М. Казаринов, Л.И. Лapidус // Письма в ЖЭТФ. – 1974. – Т. 19, Вып. 9. – С. 613-616.
9. **Кольер, Р.** Оптическая голография: монография / Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лин. – пер. с. англ. – М.: Мир, 1973. – 686 с.
10. **Шойдин, С.А.** Методика выполнения измерений дифракционной эффективности голограммы Денисюка на ПФГ-04 / С.А. Шойдин, В.Ю. Кондаков, Г.О. Смольский. – В кн.: Проблемы методического обеспечения топографо-геодезического производства и землеустроительных работ: материалы науч.-техн. конференции. – Новосибирск: Изд-во Сиб. гос. геодез. акад., 2001. – С. 62.
11. **Шойдин, С.А.** Запись голограмм в динамических безрелаксационных средах / С.А. Шойдин, Е.А. Сандер // Оптика и спектроскопия. – 1985. – Т. 58, Вып. 1. – С. 200-202.
12. **Сандер, Е.А.** Экспериментальное наблюдение пространственного резонанса спекл-поля с неоднородностями показателя преломления / Е.А. Сандер, В.В. Шкунов, С.А. Шойдин // ЖЭТФ. – 1985. – Т. 88, Вып. 1. – С. 116-119.
13. **Сандер, Е.А.** Исследование голографической записи двоичной информации в объёмной регистрирующей среде реоксан / Е.А. Сандер, В.И. Суханов, С.А. Шойдин. – В кн.: Денисюк, Ю.Н. Оптическая голография / Ю.Н. Денисюк, ред. – Л.: Наука, 1983. – С. 77-89.
14. Технические условия ПО «Славич» на голографические материалы [Электронный ресурс]. – URL: <http://www.slavich.ru/?id=24> (дата обращения: 29.05.2016).
15. **Шойдин, С.А.** Исследование влияния aberrаций оптической системы на плотность записи информации в голографических запоминающих устройствах: дис. ... канд. физ.-мат. наук. – Л.: ГОИ им. С.И. Вавилова, 1983. – 192 с.
16. **Волостников, В.Г.** Методы анализа и синтеза когерентных световых полей: монография / В.Г. Волостников. – М.: Физматлит, 2014. – 256 с.
17. **Миронов, В.С.** Курс гравиразведки: учебник / В.С. Миронов. – 2-е изд., перераб. и доп. – Л.: Недра, 1980. – 543 с.

Сведения об авторе

Шойдин Сергей Александрович, 1952 года рождения, в 1974 году окончил Новосибирский государственный университет по специальности 03.03.02 (011200.62) «Физика», имеет диплом того же университета по специальности 01.03.04 (231300.62) «Прикладная математика», к.ф.-м.н., работает доцентом Сибирского государственного университета геосистем и технологий. Область научных интересов: голография, оптическая обработка информации. E-mail: shoydin@ssga.ru.

ГРНТИ: 47.37.29

Поступила в редакцию 23 июня 2016 г. Окончательный вариант – 29 августа 2016 г.

A METHOD OF ACHIEVING THE MAXIMUM DIFFRACTION EFFICIENCY OF HOLOGRAMS BASED ON OPTIMIZING THE FORM FACTOR

S. A. Shoydin

Siberian State University of Geosystems and Technologies, Novosibirsk, Russia

Abstract

For the case of 3D phase holograms, the impact of the form factor on the hologram diffraction efficiency is shown. The form factor concept is introduced by analogy with the classical definition, which is used for calculating the averaged interaction of complex-shaped objects. In the present context, the form factor concept is used for determining the average diffraction efficiency of the holograms formed with the help of beams distributed non-uniformly over the hologram field. It is

shown that after calculating the corrections, they can be used in the same way as coefficients in the classical formulas of the diffraction efficiency. The impact of such a form factor only comes into play when there are two factor present at the same time, i. e. non-linearity of photoresponse and non-uniformity of the light beam distribution over the hologram field.

Keywords: laser, hologram, form factor, diffraction efficiency, Gaussian beam.

Citation: Shoydin SA. A method of achieving the maximum diffraction efficiency of holograms based on optimizing the form factor. *Computer Optics* 2016; 40(4): 501-507. DOI: 10.18287/2412-6179-2016-40-4-501-507.

References

- [1] Sukhanov VI, Veniaminov AV, Ryskin AI, Nikonorov NV. Developments of GOI in the field of the volume recording environments for a holography. In book: Yu.N. Denisyuk is the founder of a domestic holography: Collection of works of the All-Russian seminar / Saint-Petersburg: "FTI" Publisher; 2007: 262-276.
- [2] Shelkovnikov VV, Russian VV, Vasilyev EV, Pen EF, Kowalewski VI, Kuchin IA. Production and properties of holographic photopolymeric material in a hybrid sol-gel matrix. *J Opt Technol* 2006; 73(7): 480-483. DOI: 10.1364/JOT.73.000480.
- [3] Shoydin SA. Hologram diffraction efficiency recorded with Gaussian beams [in Russian]. *InterExpo GeoSiberia – 2015. SibOptika – 2015: papers of international scientific conference. Novosibirsk: Publishing Office of Siberian State University of Geosystems and Technologies* 2015; 5: 71-76.
- [4] Shoydin SA. Requirements to Lasers and Form Factor of Holograms. *Optical Memory and Neural Networks* 2016; 25(2): 95-101. DOI: 10.3103/S1060992X16020053.
- [5] Shoydin SA. On requirements to radiation source parameters for holograms. In book: *Lasers. Measurements. Information. 2013: papers collection. Saint-Petersburg: Publishing house of Saint Petersburg Polytechnical University; 2013; 1: 94-107.*
- [6] Shoydin SA. Requirements to laser emitter and hologram form factor // *J Opt Technol* 2016; 83(5): [in print].
- [7] Znamensky VV. Basic course of field geophysics [in Russian]. Moscow: "Nedra" Publisher; 1989.
- [8] Bilenkaya SI, Bilenky SM, Kazarinov YuM, Lapidus LI. Electromagnetic form factor of the proton and heavy hypothetical particles. *JETP Letters* 1974; 19(9): 317-318.
- [9] Collier RJ, Burckhardt CB, Lin LH. *Optical holography*. Academic Press; 1971. ISBN: 978-0121810504.
- [10] Shoydin SA, Kondakov VYu, Smolsky GO. Procedure of diffraction efficiency measurement for Denisyuk's hologram on PFG-04 [in Russian]. In book: *Issues of metrological assurance for survey production and land use planning: papers of scientific and technical conference. Novosibirsk: Publishing office of Siberian State Academy of Geodesy, 2001.*
- [11] Shoydin SA, Sander EA. Recording holograms in dynamic media without relaxation [in Russian]. *Optics and Spectroscopy* 1985; 58(1): 200-202.
- [12] Sander EA, Shkunov VV, Shoydin SA. Experimental observation of spatial resonance in a speckle field with variable refractive index. *JETP* 1985; 61(1): 68-69.
- [13] Sander EA, Sukhanov VI, Shoydin SA. Study of binary data holographic record in Reoxan, 3D hologram medium [in Russian]. In book: Denisyuk YuN, ed. *Optical holography*. Leningrad: "Nauka" Publisher; 1983: 77-89.
- [14] Technical specifications for Slavich software for holographic materials [in Russian]. Source: <http://www.slavich.ru/?id=24>.
- [15] Shoydin SA. Study of optical system aberration impact on data density in holographic storage devices: PhD thesis in Physics and Mathematics. Leningrad: SI Vavilov State Institute of Optics Publisher; 1983.
- [16] Volostnikov VG. *Methods of coherent optical field analysis and synthesis* [in Russian]. Moscow: "Fizmatlit" Publisher; 2014.
- [17] Mironov VS. *Course in gravity survey: textbook* [in Russian]. 2nd ed. Leningrad: "Nedra" Publisher; 1980.

Author's information

Sergey A. Shoydin, born in 1952, graduated from Novosibirsk State University in 1974, Major - Physics 03.03.02 (011200.62), has a diploma of the same university in Applied Mathematics 01.03.04 (231300.62). In 1985, S. A. Shoydin got PhD in Physics and Mathematics and currently works as an associate professor in Siberian State University of Geosystems and Technologies. Research interests: holography, optical data processing. E-mail: shoydin@sga.ru.

Received June 23, 2016. The final version – August 29, 2016.