

12. Формфактор и требования к голографическим материалам

С. А. Шойдин

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, Новосибирск, Россия

Рассмотрены проблемы, возникающие при записи голограмм в объёмных средах. Выбраны основные для класса среды: безрелаксационные динамические среды и среды с проявлением. Показаны их преимущества и недостатки. Сформулированы рекомендации, основанные на анализе основных закономерностей формирования фотоотклика, включая пространственный резонанс и формфактор.

Ключевые слова: Оптика, Голография, Голографический материал, Формфактор.

Цитирование: Шойдин, С. А. Формфактор и требования к голографическим материалам / С. А. Шойдин // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 45—54.

Введение

Начиная с первых работ по голографии [1, 2] всегда перед разработчиками стоял принципиальный вопрос — на чём, на каком голографическом материале записывать ту или иную голограмму. Очень удачно сложилась история техники в том, что к моменту зарождения голографии уже достаточно давно развилась индустрия фотоматериалов. Разработанные для фотографии и спектроскопии фотографические материалы на галоидосеребряных эмульсиях уже производились на флагмане социалистической индустрии «ПО Славич», сегодня ОАО «Компания Славич». Это известные во всём мире голографические материалы ПФГ-01, ПФГ-02, ПФГ-03 и ПФГ-04. Последние относятся к бессеребряным материалам и сделаны на основе бихромированной желатины. Такие материалы и сегодня широко используются в голографии [3]. Однако мечта всех, кто занимается голографией о 100 % преобразовании света в восстановленное голограммой изображение на этих материалах, не была достигнута. И не только по причине технологических трудностей. Для тонких голограмм, используемых в схеме Лейта и Упатниекса [2], есть известный теоретический предел, который для амплитудных материалов не позволяет достигать дифракционную эффективность свыше 6,25 %, а для фазовых — 33,9 % [4, 5]. Поэтому уже многие годы внимание всех голографистов приковано к так называемым «толстым» голографическим слоям, в которых можно реализовать фазовые фотоиндуцированные изменения, т. е. изменения под действием света диэлектрической проницаемости вещества, приводящего к фотоиндуцированному изменению показателя преломления на длине волны восстановления. Теоретически, такие материалы, в случае отсутствия собственного поглощения, могут достигать 100 % дифракционной эффективности. Поэтому множество исследователей буквально бросились на разработку таких материалов, в результате чего появилась лавина публикаций, обзор которых можно посмотреть, например, в [6]. Однако позже выяснилось, что большинство из них несовершенно. Либо имеет сильное собственное поглощение, без которого невозможно обеспечить фото-

чувствительность, либо обладает значительной анизотропией, искажающей дифракцию, как это бывает в кристаллах, либо недостаточный диапазон фотоотклика, не позволяющий набрать необходимый фазовый фотоотклик в материале, либо недостаточна его толщина, либо есть почти всё, но голограмма долго не живёт. Словом, множество проблем не позволяют выбрать лучший материал, или, хотя бы, понять требования, которые надо предъявлять к «идеальному» голографическому материалу. Но и это ещё не всё. В настоящей работе мы обращаем внимание на два физических эффекта, которые также мешают фазовым голографическим материалам достигать большой дифракционной эффективности. Первый из них связан с эффектом, который можно назвать «пространственным резонансом записывающего голограмму поля с неоднородностями показателя преломления, вызванными этой записью», который свойственен голограммам, записываемым в динамических безрелаксационных средах, т. е. средах, формирующих фотоотклик непосредственно во время записи. Природа этого эффекта связана с взаимодействием уже частично созданной голографической решётки с ещё поступающим для продолжения записи излучением интерферирующих объектной и опорной волн, как это бывает в средах без проявления. Второй существует и в средах с проявлением и связан с наличием неоднородностей в записывающих объёмную (Брэгговскую) голограмму пучках. Этот эффект был сравнительно недавно обнаружен и назван «формфактор голограмм» [10—19].

Пространственный резонанс, или нелинейный набег фазы. Запись голограмм в динамических безрелаксационных средах

Среди динамических голографических материалов можно выделить такие, фотоотклик у которых определяется интегральной энергией света в течение всего процесса экспонирования, без этапа формирования скрытого изображения с последующим проявлением. А время релаксации наведённого фотоотклика существенно превышает время его формирования. В таких средах происходит самодифракция записывающих пучков на возникающих под их действием дифракционных решётках. Это вызывает нестационарный

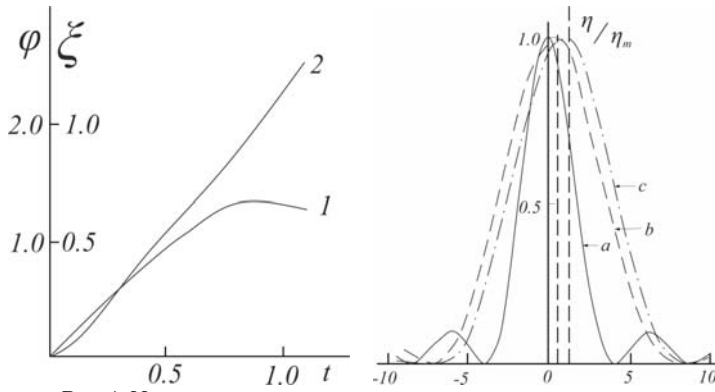


Рис. 1. Нормированная амплитуда фотоиндуцированной диэлектрической постоянной $\xi(t)$ на задней поверхности ($z = L$) голограммы (кривая 1) и фаза (φ) голографической решётки (кривая 2)

а — случай $t = 1, \rho = 1$;
б — случай $t = 0,5, \rho = 0,5$
с — случай $t = 1, \rho = 0,5$
Рис. 2. Абсцисса — нормированные значения отклонения опорного пучка (Γ) при восстановлении, ордината — нормированная дифракционная эффективность η/η_0 .

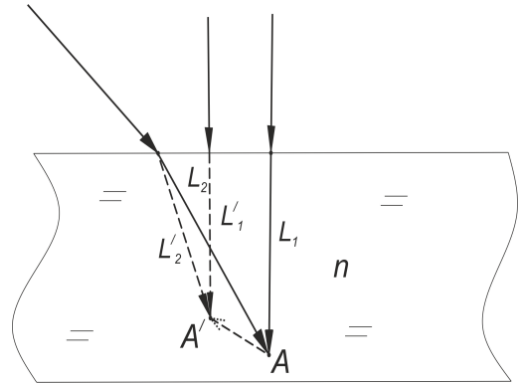


Рис. 3. L_1 -, L_2 -эйканалы соответственно опорного и объектного пучков в произвольной точке A среды вначале записи; L'_1 , L'_2 в процессе записи, A' — смещающаяся точка A одинаковой разницы эйканалов

энергообмен между записывающими пучками, особенности которого исследовались на примере голографического материала Реоксан [7]. В этой работе был проведён численный расчёт дифракционной эффективности плоских пучков в динамических безрелаксационных средах с фотооткликом вида

$$\varepsilon(r, t) = \varepsilon_0 + \xi = \varepsilon_0 + \beta \int_0^t |E(r, t)|^2 dt. \quad (1)$$

Здесь ε_0 — начальное значение диэлектрической проницаемости, β — константа, определяющая чувствительность среды, $r = (x, y, z)$, $E = a + b$ амплитуда записывающего излучения.

Динамика формирования голографической решётки, регистрируемая в среде с таким откликом, для случая двух плоских волн с различными углами падения на поверхность среды описывается такой системой связанных волн.

$$\begin{aligned} \frac{\partial a}{\partial z} - \frac{i\pi}{2} R a - \frac{i\pi}{2} D b &= 0, \\ \rho \frac{\partial b}{\partial z} - \frac{i\pi}{2} R b - \frac{i\pi}{2} D^* a &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

$$R(z, t) = \int_0^t [|a(z, t)|^2 + |b(z, t)|^2] dt. \quad (3)$$

$$D(z, t) = \int_0^t a(z, t) b^*(z, t) dt. \quad (4)$$

Здесь система уравнений (2–4) аналогична [8], где $a(x, y)$, $b(x, y)$ — объектная и опорная волна, а $R(z, t)$ и $D(z, t)$ коэффициенты взаимодействия. Амплитуды a , b нормированы на амплитуду C на передней границе среды $z = 0$; $z = z'/L$ координата, направленная вглубь среды толщиной L , нормально поверхности; $\rho = \cos \theta_b / \cos \theta_a$, θ_a , θ_b — углы распространения волн

в среде; $T = t/t_0$, где $t_0 = \lambda \cos \theta_a / 4\beta C^2 L$, λ — длина волны. При таком выборе t_0 значение безразмерной переменной $t = 1$ соответствует единичной дифракционной эффективности голограммы, записанной при $\rho = 1$.

При несимметричном падении пучков, когда $\rho \neq 1$, коэффициенты R , D в (2) становятся функциями координаты z и времени. Выражение для величины фотоиндуцированного изменения диэлектрической проницаемости в соответствии с [8], имеет вид

$$\xi(r, t) = \frac{\lambda \cos \theta_a}{2L} [R + |D| \cos(Kr + \varphi)]. \quad (5)$$

где $\varphi(z, t) = \cos^{-1}(\text{Re } D/|D|)$, K — фаза и вектор голографической решётки, соответственно. Зависимость $R(z, t)$, $D(z, t)$ определялись в результате численного решения системы (2) с граничными условиями $a(0, t) = b(0, t) = 1$. По вычисленным $R(z, t)$, $D(z, t)$ определялась амплитуда $\xi = \lambda |D| \cos \theta_a / L$ и фаза φ решётки.

На рис. 1 показаны графики зависимости фазы $\varphi(t)$ и нормированной амплитуды решётки $\xi(t) = |D(1, t)|$ на задней поверхности голограммы с параметром асимметрии записывающих пучков $\rho = 0,1$. В отличие от случая симметричной записи пучками равной интенсивности величина ξ растёт со временем нелинейно, более того, при $t > 0,9$ амплитуда решётки начинает падать, т. е. вследствие смещения интерференционной картины (рис. 3) происходит разрушение уже сформировавшейся голографической решётки. Нелинейность зависимости $\varphi(t)$ означает, что происходит не только наклон решётки, но и её искривление (смещение из A в A' на рис. 3).

Проявление указанных эффектов можно проследить наблюдая за поведением восстановленной на такой голографической решётке, вида (5) объектной

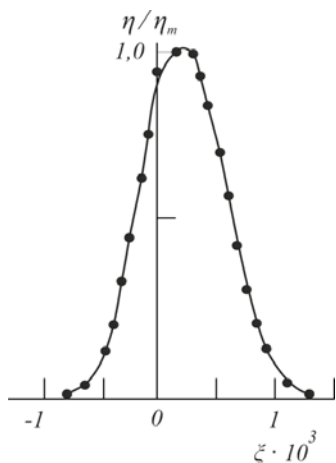


Рис. 4. Экспериментально измеренные точки и аппроксимирующая их кривая нормированной величины дифракционной эффективности η/η_0 в зависимости от угла поворота ξ плоской восстанавливающей волны относительно опорной при записи (запись производилась He—Ne лазером на плоскую голографическую среду Реоксан толщиной 1 мм).

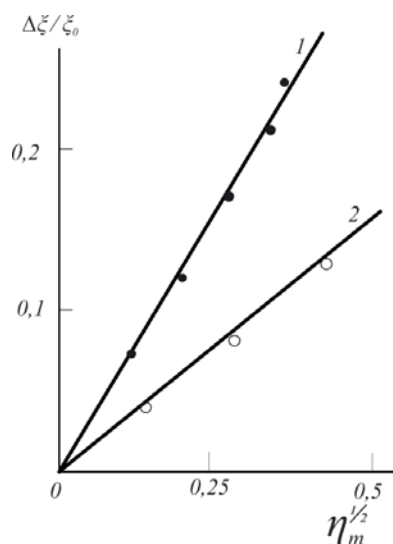


Рис. 5. Экспериментально измеренные точки сдвига оптимального угла восстановления ($\Delta\xi/\xi_0$), при котором достигается максимальная дифракционная эффективность η_m .

волны «а» т. е. решением задачи дифракции на такой решётке плоской волны в момент t . Пусть восстанавливающая волна отличается от опорной при записи на малый угол δ , лежащий в плоскости падения пучков при записи. В этом случае система уравнений для амплитуд волн при восстановлении отличается от (2) наличием в левых частях уравнений членов соответственно $i\gamma \sin \theta_a$ и $i\gamma \sin \theta_b$, где $\gamma = 2\pi\delta L/\lambda$. Угловая селективность голограммы определяется отношением интенсивности восстановленной волны $\eta = |a(z=1)|^2$ при различных δ к максимальной $\eta_{\max}$. Граничные условия при восстановлении записываются в виде: $a(0) = 0$, $b(0) = 1$.

На рис. 2 приведены графики угловой селективности при $\rho = 0,5$, $\rho = 1$ и $\cos \theta_a = 1$ в различные моменты записи. Безразмерный параметр $\Gamma = 2\gamma \sin \theta_b/\pi$ характеризует угол отклонения δ восстанавливающего пучка от опорного при записи. Видно, что при $\rho \neq 1$ максимальная интенсивность восстановленной волны достигается при отклонении восстанавливающего пучка от опорного при записи. Величина сдвига кривой селективности при $t = 1$ сравнима с полушириной её центрального лепестка. Сравнение кривых b и c показывает, что увеличение времени записи от $t = 0,5$ до $t = 1$ практически не уменьшает ширину кривой селективности.

Таким образом, асимметрия в геометрии записи голограмм плоскими пучками равной интенсивности в динамической безрелаксационной среде приводит к существенным различиям по сравнению со случаем симметричной записи, а также по сравнению с голограммами, записанными в проявляемых средах. Самодифракция записываемых волн на формируемой ими решётке приводит к изменению в процессе записи среднего наклона решётки, к её искривлению и уменьшению амплитуды по глубине среды. Это проявляется в

замедлении роста дифракционной эффективности и смещении угла брэгговского восстановления. В наиболее часто используемых случаях, когда $\rho > 0,5$, а $t < 1$, влияние искривления решётки сравнительно мало, и отмеченные отличия изменения брэгговского восстановления и уменьшения дифракционной эффективности в основном обусловлены изменением наклона решётки, сопровождающимся уменьшением амплитуды её модуляции по глубине.

Аналогичные эффекты были экспериментально изучены при записи голографических решёток в голографических запоминающих устройствах (ГЗУ), когда в качестве объектного пучка формировалась спекл-картина от Фурье преобразования матриц случайно расположенных отверстий [9]. В работе по экспериментальному наблюдению пространственного резонанса спекл-поля с неоднородностями наведённого им показателя преломления [10], было показано (рис. 4), что пик кривой селективности оказался сдвинутым по отношению к направлению опорной волны при записи, отвечающему максимальной дифракционной эффективности на объёмной статической решётке плоских волн. Причиной сдвига такой величины может являться сразу два эффекта. Первый — это упомянутая раньше самодифракция при записи голограммы в динамической среде. Второй — теоретически обнаруженный рядом авторов ранее [11] эффект пространственного резонанса спекл-волны, возбуждённой в объёме среды при считывании голограммы с неоднородностями записанной на голограмме спекл-структуры.

Также, наличие самодифракции на спекл-структуре записанной голограммы было экспериментально показано в [12]. На рис. 4 приведены экспериментально полученные на материале Реоксан графики зависимости относительного сдвига оптимального угла ($\Delta\xi/\xi_0$)

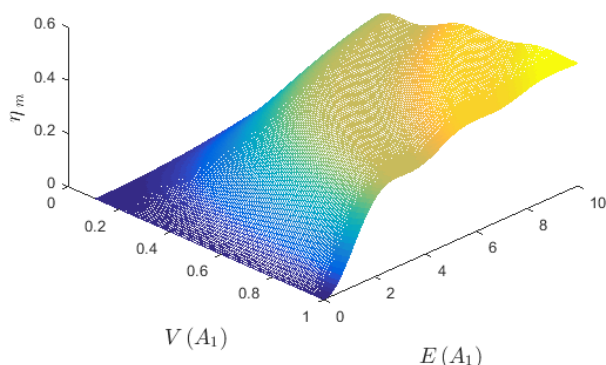


Рис. 6. Зависимость η_m от экспозиции E и видности V

восстановления плоской волны от величины максимальной дифракционной эффективности η_m , которая нелинейно зависит от экспозиции.

На рис. 2б приведены теоретические кривые 1 и 2 и соответствующие им экспериментально измеренные значения отклонения $\Delta\xi/\xi$ в зависимости от достигнутой на голограмме дифракционной эффективности, соответственно, для записи объектного пучка, представляющего собой спекл-картину (кривая 1) и плоского объектного пучка (кривая 2). Теоретически полученная в [12] оценка такой кривой имеет вид

$$\Delta\xi/\xi = \frac{\sqrt{\eta_m}}{2\pi} \sqrt{\frac{\langle |A|^2 \rangle}{|B|^2}}.$$

Полученные экспериментальные данные хорошо ложатся на эту кривую.

Сравнение полученных результатов показывает, что при записи голограмм реальных объектов, представляющих собой сложную агломерацию плоских волн, а, следовательно, имеющих спекл-структуру, смещение пика угловой селективности в динамических средах ещё возрастает в 2 раза за счёт самодифракции восстанавливаемой опорным пучком на записанной спекл-структуре, названной в [28] пространственным резонансом. Рис. 1, 2, 4 и 5 иллюстрируются схемой протекания процесса сдвига (искривления) линии расположения максимумов фотоиндуцированного фазового фотоотклика за счёт смещения максимумов интерференционных решёток в динамическом, безрелаксационном материале (рис. 3).

Такое взаимодействие интерференционной решётки с уже записанным фотооткликом можно назвать резонансно-диссипативным взаимодействием, поскольку они сначала взаимно усиливают друг друга, а затем разрушают.

Формфактор и его влияние на запись голограмм

Как было показано выше, динамическая безрелаксационная среда имеет имманентно ей присущие ограничения, не позволяющие на практике достигать

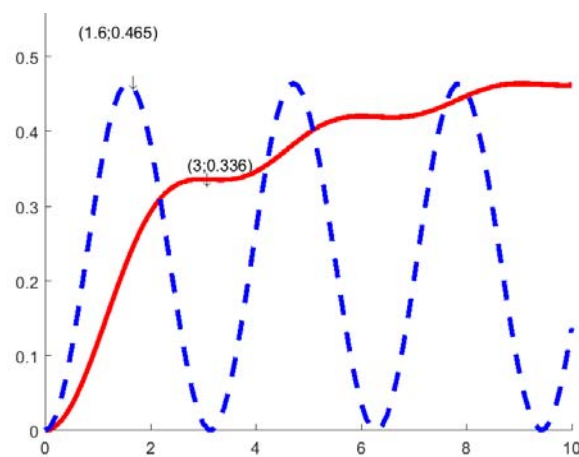


Рис. 7. Графики среза из рис. 1 при $V = 1$ (сплошная кривая) и когельниковское значение дифракционной эффективности для равномерного пучка (пунктирная кривая), уменьшенная примерно в 2 раза по амплитуде до максимальных значений η_m с целью удобства сравнения положений максимумов соответствующих кривых. Полученный формфактор

$$\Psi = 1,6/3,0 = 0,53$$

дифракционной эффективности, близкой к предельной. Можно было бы сделать вывод о том, что проявляемые среды, формирующие на первом этапе только скрытое изображение, и есть идеальный выход из положения. Однако ниже мы покажем новый класс ограничений дифракционной эффективности и для таких голограмм, связанный с понятием «Формфактор».

Обычно, при разработке новых голографических материалов и выборе удобных для решения технических вопросов большое внимание уделяется увеличению динамического диапазона фотоотклика среды [13–16]. Однако, как было показано выше, использование большого динамического диапазона голографической среды для увеличения дифракционной эффективности не всегда возможно.

Ещё одна, крайне важная и даже, можно сказать, первостепенная причина ограничения дифракционной эффективности голограмм, которая существует даже в проявляемых, с механизмом записи скрытого изображения и с большими диапазонами фотоотклика, голографических материалах, определяется влиянием, так называемого, формфактора голограммы. В [17–20] для гауссовых пучков были получены ограничения на максимально достижимую дифракционную эффективность η_m , а также получен коэффициент увеличения оптимальной экспозиции, требуемой для достижения её максимума, названный формфактором. Там же было отмечено, что влияние формфактора существует даже в проявляемых средах, но только при одновременном существовании двух эффектов: нелинейности отклика, в данном случае $\eta_m(E, V)$, и неравномерности яркости по полю $E(x, y)$. Причём, при устранении одной из этих двух нелинейностей эффект формфактора сводится к нулю, и величина достижимой дифракционной эффективности описывается классическим выражением, аналогичным (2), полученным Когельником для плос-

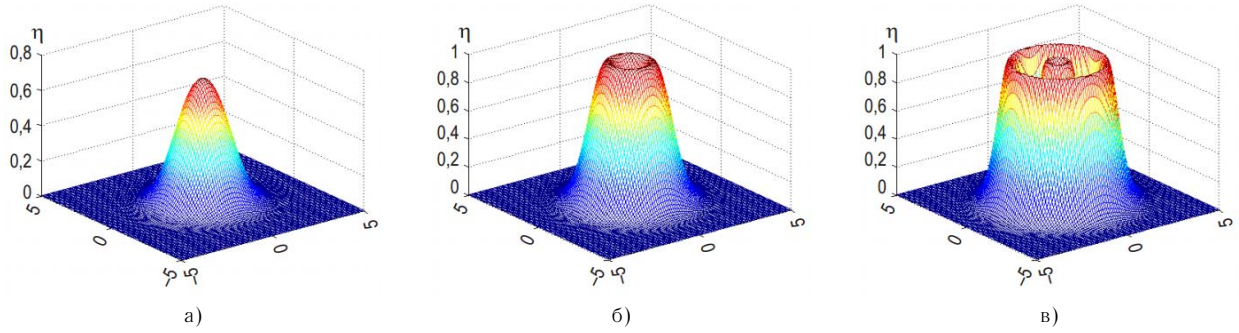


Рис. 8. Возрастающая от (а) к (в) экспозиция приводит сначала к росту η , а затем к провалу в центре и снова к росту, как на графике рис. 6

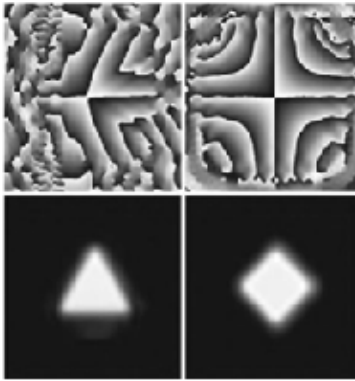


Рис. 9. Форма пучков на выходе лазера (снизу) при фазовой модуляции (сверху) из [23]

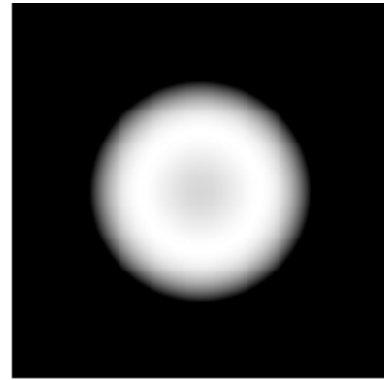


Рис. 10. Форма пучков на выходе лазера [24]

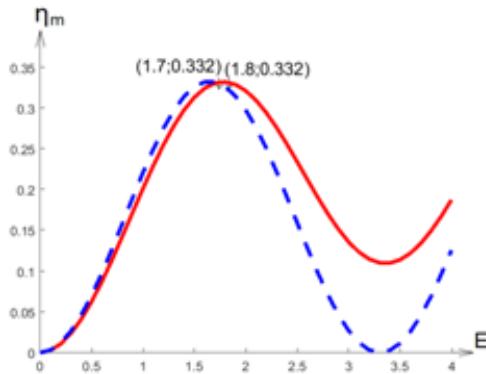


Рис. 11. $\eta_m(E)$, вычисленная для случая рис. 9

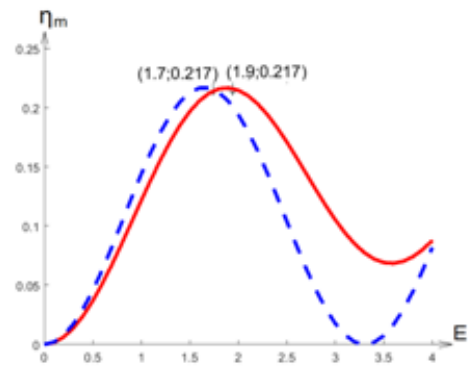


Рис. 12. $\eta_m(E)$, вычисленная для случая рис. 10

кой волны [5]. Степень приближения к этому классическому выражению определяется степенью приближения одной из двух вышеуказанных нелинейностей к прямолинейному, равномерному распределению. Как показано в [13–16], средняя дифракционная эффективность η_m определяется (6) и переходит в классическую (7) [5], когда произведение $\beta E(x, y)V(x, y)$ постоянно по полю голограммы.

$$\eta_m = \left(\frac{1}{s} \right) \iint \sin^2 \{ \beta(E) E(x, y) V(x, y) \} dx dy \quad (6)$$

$$\eta = \Omega \sin^2 [\Psi f(EV)]. \quad (7)$$

Здесь и далее, аналогично [17, 20], экспозиция E приводится в нормированных единицах так, что $E = 1$ изменяет фотоотклик голографического материала,

приводя к росту аргумента под синусом, равному одному радиану. Таким образом, экспозиция $E = \pi/2$, при $\beta = 1$ приводит к $\eta = 100\%$ при видности $V = 1$ в соответствии с выражением, найденным Когельником, в которое вырождается (2) при $\Psi f(EV) = EV$. На рис. 6, приведена зависимость $\eta_m(E, V)$, рассчитанная по (6) при экспозиции гауссовым пучком. Для сравнения на рис. 7 приведен график зависимости от нормированной экспозиции E классической Когельниковской [5] дифракционной эффективности (пунктирная кривая) и $\eta_m(E)$, рассчитанной по (6) для $V = 1$. Видно, что $\eta_m(E, V)$ на рис. 1 растёт нелинейно, как бы сначала забираясь на первую ступеньку, а потом на следующую.

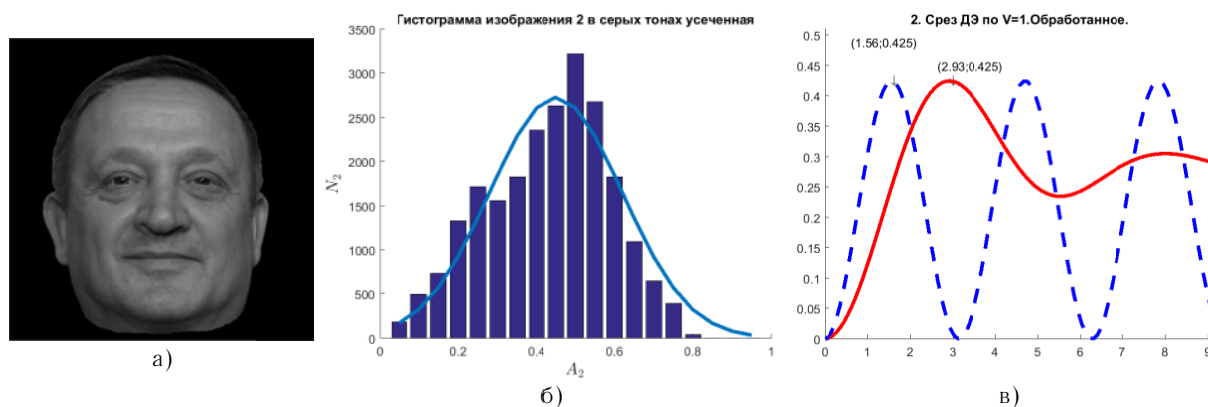


Рис. 13. Портретное изображение (а), гистограмма статистического распределения яркости (б) портретного изображения, дисперсия отклонения от гауссова пучка 17,9 %, дифракционная эффективность голограммы (в) портретного изображения (сплошная кривая) и дифракционная эффективность равномерной по полю когельниковской голограммы (в), уменьшенная по амплитуде для удобства сравнения (пунктирная кривая). Полученный формфактор $\Psi_{\#} = 1,56/2,93 = 0,53$

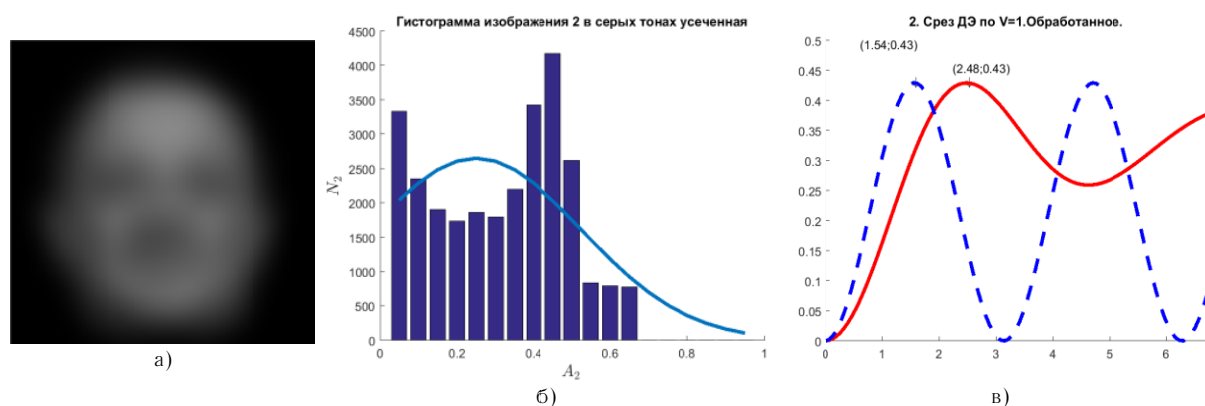


Рис. 14. Портретное изображение (а), расфокусированное на 10 %, гистограмма статистического распределения яркости (б) расфокусированного портретного изображения, дисперсия отклонения от гауссова пучка 45,2 %, дифракционная эффективность голограммы (в) такого расфокусированного портретного изображения (сплошная кривая) и дифракционная эффективность равномерной по полю когельниковской голограммы (в), уменьшенная по амплитуде для удобства сравнения (пунктирная кривая). Полученный формфактор $\Psi_5 = 1,54/2,48 = 0,62$

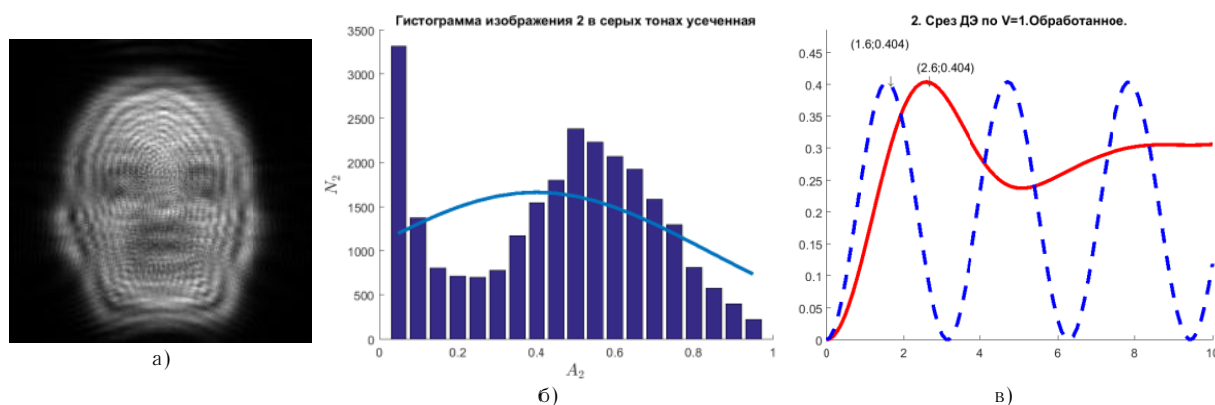


Рис. 15. Изображение в ближней зоне дифракции (а), соответствующая ему гистограмма распределения яркости (б), дисперсия отклонения от гаусса 47,9 %, графики средней дифракционной эффективности (в) по (1) при $V = 1$ — сплошная кривая и когельниковское значение дифракционной эффективности (в) по (2) при $\Psi(EV) = EV$ для равномерного пучка (пунктирная кривая). Полученный формфактор $\Psi_6 = 1,6/2,6 = 0,61$

Это связано с тем, что, согласно (6), наиболее яркие участки (x, y) голограммы гауссовых пучков достигая первыми максимальных локальных значений ди-

фракционной эффективности, рис. 8, затем уменьшают свой вклад в неё, когда для них значение аргумента (7) перерастает $\pi/2$.

Следующий этап возрастания $\eta_m(E, V)$ возникает при прохождении аргументом $3\pi/4$ и т. д. Отношение экспозиций, при которых дифракционная эффективность достигает максимума в [17–20] определено как формфактор, то есть фактор формы голограммы, определяемый формой пучков при её записи и влияющий на скорость достижения максимально возможной дифракционной эффективности и величину этого максимума.

Категоричность указанных выше ограничений на максимально достижимую дифракционную эффективность, смягчается при более внимательном рассмотрении причин такого явления. Свободным параметром является, например, видность V , точнее, комбинация трёх параметров в (6), это: экспозиция E , видность V и чувствительность β .

Все они имеют различную природу и часто могут быть искусственным образом изменены независимым образом по полю голограммы при её записи. Это помогает несколько оптимизировать влияние формфактора. Так, в [21, 22] были сделаны первые шаги по осмыслению путей снятия указанных ограничений. В частности, показано, что при использовании других, не гауссовых пучков, влияние формфактора слабеет. Действительно, при использовании для записи голограмм лазерных пучков, описанных в [23, 24], (рис. 9 и 10) можно существенно снизить влияние формфактора (рис. 8в и 8г). По графикам рис. 11 и 12 видно, что для таких пучков формфактор $\Psi_2 = 1,7/1,8 = 0,94$ и $\Psi_3 = 1,7/1,9 = 0,89$, т. е. практически близки к единице.

Несмотря на широкую применимость модели гауссовых пучков при записи голограмм, часто распределение яркости, так называемых, объектных пучков, по полю голограммы не соответствует по форме гауссу. Однако, как было отмечено в [25, 26], большинство сложных по форме пучков, имеющих многофакторное (хотя и не гауссово по полю) распределение яркости, в силу ЦПТ, могут приближаться к гауссовой статистике распределения яркости. Это означает, что для голограмм, записанных такими пучками, тоже можно ожидать подобного проявления формфактора.

На рис. 13 приведено изображение портрета человека (а), гистограмма распределения яркости (б) и вычисленная (в) для такого изображения $\eta_m(E)$. Видно,

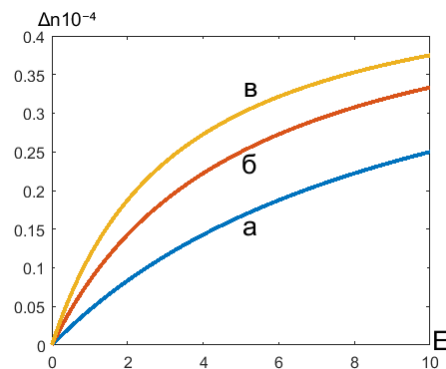


Рис. 16. Нелинейность фазового фотоотклика $\Delta\eta(E)$ при $\alpha = 0,5$ и $\alpha_1 = 0,1$ (а), 0,2 (б) и 0,3 (в)

что статистика распределения яркости в случае портретного изображения близка к гауссовой, а величина формфактора $\Psi_4 = 1,56/2,93 = 0,53$, практически совпадает с формфактором гауссовых пучков Ψ_1 .

Даже отклонения статистического распределения от гауссова не приводят к значительному изменению формфактора. При этом допустимы только такие отклонения, которые не приводят к нарушению структуры записываемого на голограмму сигнала (изображения). К ним могут относиться: расфокусировка, удаление объекта, изменение видности по полю и даже по объёму регистрируемого изображения. На рис. 14 и 15, соответственно, приведены рассчитанные по (6) графики $\eta_m(E)$ при расфокусировке изображения (рис. 14) и при значительном удалении объекта от плоскости голограммы при записи (рис. 15) для голограммы того же портретного изображения. Видно, что в обоих случаях значения формфактора очень близки и слабо отличаются от формфактора исходного портрета, хотя гистограммы распределения яркости от портрета уже значительно отличаются. Это даёт нам основание считать, что формфактор подобен некому инварианту движения, слабо зависящему от изменений записываемого изображения.

Далее введём нелинейность β , т. е. формирование фотоотклика будем считать в виде (8), соответствующем экспериментально наблюдаемому в материале Реоксан [7].

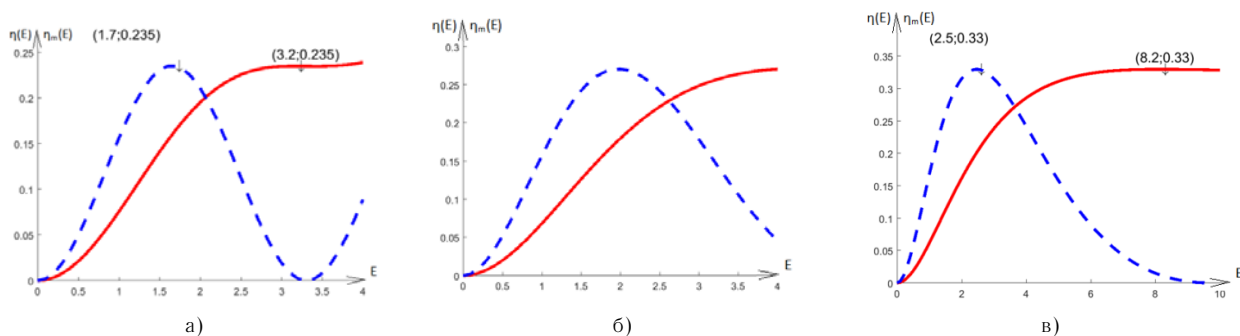


Рис. 17 Средняя дифракционная эффективность $\eta_m(E)$ голограмм гауссовых пучков для случаев нелинейности (а), (б) и (в) рис. 13

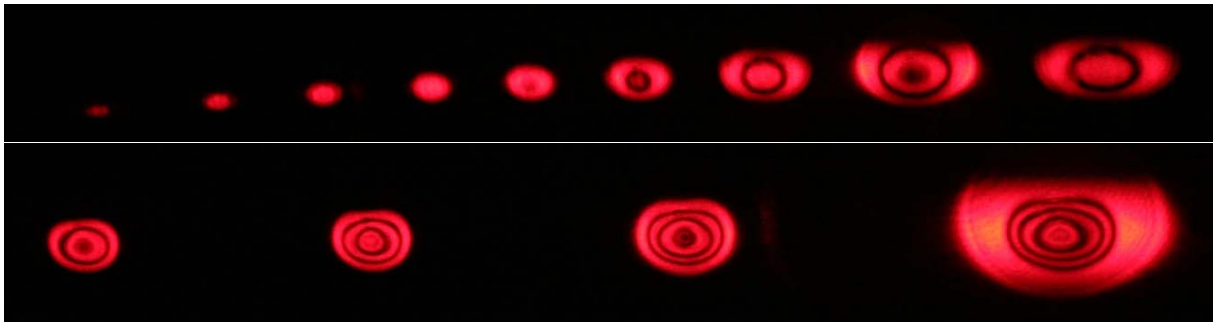


Рис. 18. Яркость восстановленного голограммой изображения с ростом экспозиции

$$\beta = \frac{\alpha}{1 + \frac{1}{\alpha_1 E}}. \quad (8)$$

По (6) получены кривые дифракционной эффективности (рис. 17) и по ним вычислены значения формфактора [27], изменяющиеся, соответственно, от $\Psi_7 = 1,7/3,2 = 0,53$ до $\Psi_8 = 2,5/8,2 = 0,3$. При этом был замечен эффект возрастания максимальной дифракционной эффективности η_m с ростом нелинейности, причём вполне ощутимый — от 23 % для $\alpha_1 = 0,1$ до 33 % для $\alpha_1 = 0,3$. Это значит, что нелинейность отклика фотоматериала, используемого для записи голограммы, в случае неравномерной по полю яркости записываемых пучков, приводит не к снижению дифракционной эффективности, а к её увеличению.

Причиной этого является взаимодействие трёх нелинейностей. Первая — это неравномерное, нелинейное распределение по полю интенсивности записываемых голограмму пучков. Вторая — это синусоидальная зависимость дифракционной эффективности фазовой голограммы на экспозицию. И третья — это нелинейный отклик на экспозицию самого голографического материала. Наличие первой и второй создаёт эффект формфактора [17–20], а наличие третьей приводит к тому, что локальный по полю вклад голографической

дифракционной решётки в среднюю дифракционную эффективность, перейдя максимум, спадает медленнее, чем растут соседние участки, ещё только стремящиеся к максимуму [27].

Следует отметить, что оба приведённых ранее метода модификации записываемых на голограмму изображений (нерезкость и удаление объекта) при одинаковой нелинейности фотоотклика не дают существенного изменения $\eta_m(E)$, а также практически не влияют на величину оптимальной экспозиции, что ещё раз подтверждает устойчивый характер параметра, названного нами формфактором. Таким образом, повторимся — формфактор, как для голограмм гауссовых пучков, так и для голограмм сложных, многофакторных изображений, похож на интеграл движения, поскольку остаётся практически постоянным при существенных искажениях записываемого на голограмму изображения.

Само же наличие формфактора значительно ограничивает величину достижимой дифракционной эффективности даже для голограмм, записываемых на проявляемые материалы, где сначала формируется скрытое изображение, которое не влияет на изменение фаз интерферирующих в среде пучков. Таким образом, название параграфа 12 работы [28] «Гимн объёмным голограммам» можно считать несколько преждевременным. Следует сделать другой вывод: дальнейшее улучшения дифракционной эффективности объёмных голограмм связано с разработкой согласованных по параметрам комплексов из сред и лазеров для записи голограмм.

Заключение

При разработке новых голографических материалов следует уделять первоочередное внимание проявляемым объёмным фазовым материалам. При этом не следует увлекаться получением рекордных значений динамического диапазона фотоиндуцированного отклика, поскольку на сегодняшний день одним из основных сдерживающих рост дифракционной эффективности голограмм эффектов является формфактор, зависящий одновременно и от свойств голографической среды и от характеристик записывающего голограмму лазерного излучения. Также, следует отметить, что нелинейная зависимость фотоотклика от экспозиции не всегда ограничивает максимально достижимую дифракционную эффективность, а наоборот, иногда за счёт эффекта формфактора её увеличивает.

Наиболее удачными, на наш взгляд, могут оказаться голографические материалы с химическим, термическим, электронным и др. проявлением, когда первичный фотон только индуцирует процесс изменения показателя преломления (диэлектрической постоянной), только создаёт канал, по которому энергия химической реакции, или физического поля многократно увеличивает воздействие на фотосреду (голографический материал), устраняя самовзаимодействие волны и фотоматериала в процессе записи.

Главное, что следует из изучения свойств формфактора голограмм — неправильно рассматривать голографический материал отдельно, изолированно от характеристик записывающего излучения. Разработка новых голографических должна происходить согласованно с разработкой лазеров с модифицированным распределением интенсивности и видности в сечении

пучка, а также оптических схем (в особенности некоторых их элементов), специально доработанных с этой же целью. Таким образом, задача создания высокоэффективных голографических дисплеев, систем памяти и других голографических проектов [29] требует комплексных усилий разработчиков голографического материала, источников излучения и оптических схем записи и восстановления.

Послесловие

Незадолго до окончания работы над настоящей статьёй нам поступило сообщение из Института прикладной физики, Молдова, г. Кишинёв о практическом интересе к изложенным в [19–22] результатам по формфактору. Даже были присланы результаты экспериментов по записи голограмм на ХСП и азополимерах (рис. 18).

Отчётливо виден экспериментально наблюдаемый рост яркости $\eta_m(E)$ и кольца провалов, аналогичные показанным на рис. 8.

Список источников

- [1] Денисюк, Ю. Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения // Доклады Академии наук СССР. — 1962 — Том 144. — № 6. — С. 1275–1278.
- [2] Leith, E. N. Reconstructed Wavefronts and Communication Theory / Emmett. Leith, Juris Upatnieks // Journal of the Optical Society of America. — 1962. — Vol. 52. — Issue 10. — P. 1123–1130. — DOI: 10.1364/JOSA.52.001123
- [3] Технические условия ПО «Славич» на голографические материалы / URL: <http://www.slavich.ru/?id=24> (дата обращения: 26.05.2018).
- [4] Кольер, Р. Оптическая голография: монография / Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лин // пер. с англ. — М.: Мир, 1973. — С. 257–258.
- [5] Kogelnik, H. Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings / H. Kogelnik // The Bell System Technical Journal. — 1969. — Vol. 48. — № 9. — P. 2909–2947.
- [6] Апрель, Ж. Оптическая голография / Ж. Апрель, А. Арсено, Н. Баласубраманиян и др. // пер. с англ. под ред. Г. Колфилда. — М.: Мир, 1982. — Том 1. — 376 с.
- [7] Шойдин, С. А. Запись голограмм в динамических безрелаксационных средах / С. А. Шойдин, Е. А. Сандер // Опт. и спектроскопия. — 1985. — Том 58. — Вып. 1. — С. 200–202.
- [8] Ninomiya, Y. Recording characteristics of volume holograms / Y. Ninomiya, P. Kaiser, A. R. Tynes, H. W. Astle, A. D. Pearson, W. G. French, R. E. Jaeger // JOSA. — 1973. — Vol. 63. — P. 1119–1124.
- [9] Соскин, С. И. Исследование голографического запоминающего устройства в режиме записи одиночных голограмм / С. И. Соскин, С. А. Шойдин / ОМП. — 1980. — № 11. — С. 3–8.
- [10] Шойдин, С. А. Экспериментальное наблюдение пространственного резонанса спекл-поля с неоднородностями показателя преломления / С. А. Шойдин, В. В. Шкунов, Е. А. Сандер // ЖЭТФ. — 1985. — Вып. 1. — С. 116–119.
- [11] Зельдович, Б. Я. Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии света / Б. Я. Зельдович, Н. Ф. Пилипецкий, В. В. Шкунов // УФН. — 1982. — Том 138. — Вып. 2 — С. 249–288
- [12] Shoydin, S. A. Experimental observation of spatial resonance in speckle field with variable refractive index / S. A. Shoydin, V. V. Shkunov, E. A. Sander // American Institute of Physics / Sov. Phys. JETP. — 1985. — V 61. — № 1. — P. 68–69.
- [13] 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: Сб. трудов Всероссийского семинара. — СПб.: СПбГУ ИТМО. — 2007. — С. 262–276.
- [14] Шелковников, В. В. Получение и свойства голографического фотополимерного материала в гибридной золь-гель матрице / В. В. Шелковников, В. В. Русских, Е. В. Васильев, Е. Ф. Пен, В. И. Ковалевский, И. А. Кучин // Оптический журнал. — 2006. — Том 73. — № 7. — С. 65–69.
- [15] Андреева, О. В. Обратимые и необратимые изменения оптических параметров образцов полимерного материала «Диффен», обусловленные воздействием излучения / О. В. Андреева, Б. Г. Манухин, Н. В. Андреева // Тезисы докладов XIV международной конференции HOLOEXPO, Москва, МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2017. — С. 198–202.
- [16] Шойдин, С. А. Изобразительные голограммы на бихромате желатины // Тезисы докладов XIV международной конференции HOLOEXPO 2017, Москва, МГТУ им. Н. Э. Баумана. — 2017. — С. 198–202.
- [17] Шойдин, С. А. Дифракционная эффективность голограмм, записанных гауссовыми пучками // Интерэкспо Гео-Сибирь — 2015. СибОптика — 2015: сб. материалов междунар. науч. конф. — Новосибирск: Изд-во Сиб. ун-та геосистем и технологий. — 2015. — Том 5. — С. 71–76.
- [18] Shoydin, S. A. Requirements to Lasers and Form Factor of Holograms // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). — 2014. — Vol. 23. — № 4. — P. 287–294. — ISSN 1060-992X.
- [19] Шойдин, С. А. О требованиях к параметрам источника излучения для голографии // Лазеры. Измерения. Информация. 2013: сб. докл. — СПб.: Изд-во СПб. Политехнич. ун-та. — 2013. — Том 1. — С. 94–107.
- [20] Шойдин, С. А. Метод достижения максимальной дифракционной эффективности голограмм на основе оптимизации формфактора // Компьютерная оптика. — 2016. — Том 40. — № 4. — С. 501–507.
- [21] Шойдин, С. А. Формфактор голограмм и модификация статистики / Национальная конференция с международным участием // С. А. Шойдин, А. Л. Пазоев, «СибОптика-2018», г. Новосибирск, 23 апреля. — 2018. — В печати.
- [22] Шойдин, С. А. Требования к лазерному излучению и формфактор голограмм // Оптический журнал. — 2016. — Том 83. — № 5. — С. 65–75.
- [23] Волостников, В. Г. Методы анализа и синтеза когерентных световых полей: монография. — М.: ФИЗМАТЛИТ. — 2014. — 256 с.

- [24] **Чеботарёв, Г. Д.** Кинетика активной среды рекомбинационного He-Sr⁺ лазера / Г. Д. Чеботарёв, Е. Л. Латуш, О. О. Пруцаков, А. А. Фесенко // Квантовая электроника. — 2008. — Том 38. — № 4. — С. 299–308.
- [25] **Шойдин, С. А.** Формфактор голограмм сложных изображений / С. А. Шойдин, А. В. Трифанов // Компьютерная оптика. — 2018. — В печати.
- [26] **Шойдин, С. А.** Формфактор голограмм портретных изображений / Национальная конференция с международным участием, «СибОптика-2018», г. Новосибирск, 23 апреля 2018 г. — В печати.
- [27] **Шойдин, С. А.** Влияние нелинейности фотоотклика на дифракционную эффективность голограмм / Национальная конференция с международным участием, «СибОптика-2018», г. Новосибирск, 23 апреля 2018 г. — В печати.
- [28] **Зельдович, Б. Я.** Голограммы спекл-полей / Б. Я. Зельдович, В. В. Шкунов, Т. В. Яковлева // УФН. — 1986. — Том 149. — Вып. 3. — С. 511–549

Formfactor and requirements for holographic materials

S. A. Shoydin

Siberian State University of Geosystems and Technologies, Novosibirsk, Russia

The problems that arise when recording holograms in volumetric media are considered. The main material for the class of materials are selected: non-relaxation dynamic media and media with manifestation. Their advantages and disadvantages are shown. Recommendations based on the analysis of the main regularities of photoresponse formation, including the resonance and form factor, are formulated.

Keywords: Optics, Holography, Holographic material, Formfactor.