

ОПТИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА ИНФОРМАЦИИ

УДК 681.327.68 : 778.38

А. А. БОРИСКЕВИЧ, В. Ф. ДАЙЛЮДЕНКО, В. К. ЕРОХОВЕЦ

(Минск)

ОРИЕНТАЦИОННАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ГОЛОГРАММ В ГЗУ ТИПА 3D

Направление архивной голографической памяти на данном этапе развития запоминающих устройств характеризуется как одно из наиболее рациональных и перспективных с точки зрения достижения максимальной плотности записи и надежности хранения информации, оперативности и простоты доступа к требуемым массивам данных [1, 2].

На современном этапе развития ГЗУ центр тяжести исследований постепенно переносится в область использования потенциальных возможностей объемных регистрирующих сред для наложенной записи ряда страниц с кодированной опорной волной света и использования свойств их угловой избирательности с целью существенного повышения плотности записи данных [2, 3]. Эти свойства проявляются в том, что считывающий пучок света дифрагирует на объемной голографической решетке в максимальной степени только при соблюдении условий Брэгга. Отклонение от условий Брэгга приводит к уменьшению дифракционной эффективности (ДЭ) вплоть до нулевого значения. Для описания чувствительности такого отклонения, как правило, основополагающей является работа Х. Когельника [4], где развита теория толстых одномерных голографических решеток в приближении двух связанных волн. Известны попытки успешного использования основных выводов этой теории для построения ГЗУ типа 3D с трехкоординатной выборкой [5]. Однако одномерная модель толстой голографической решетки, образованной в результате записи интерференционной картины двух плоских волн, неадекватна реальным объемным голограммам при записи трехмерных волновых полей с конечными угловыми размерами. Поэтому теорию Х. Когельника в части оценки избирательных свойств применительно к голографической памяти следует рассматривать оправданной лишь в первом приближении. Эти обстоятельства явились стимулирующими для исследования селективных свойств трехмерных голографических решеток сферических волновых фронтов [6].

Вместе с тем выполненные работы не исчерпывают затронутую проблему с точки зрения конструктивных особенностей практических схем ГЗУ. В этой связи нами был разработан ряд последующих приближений к теории толстых голограмм за счет исследования трехмерных ориентационных свойств суперпозиции толстых наклонных голографических решеток.

Пользуясь теорией Х. Когельника, для одномерной модели такой голограммы с наклонными интерференционными плоскостями (рис. 1, а) найдем выражение для угловой чувствительности, т. е. изменение угла падения считывающего пучка в регистрирующей среде, ведущее к падению ДЭ до нулевого уровня:

$$\delta_{1c} = \frac{\lambda [\cos \theta'_{1c} - \cos \theta_{1c} - \cos (2\Phi + \theta_{1c})]}{nT \sin 2(\Phi + \theta_{1c})} \quad (1)$$

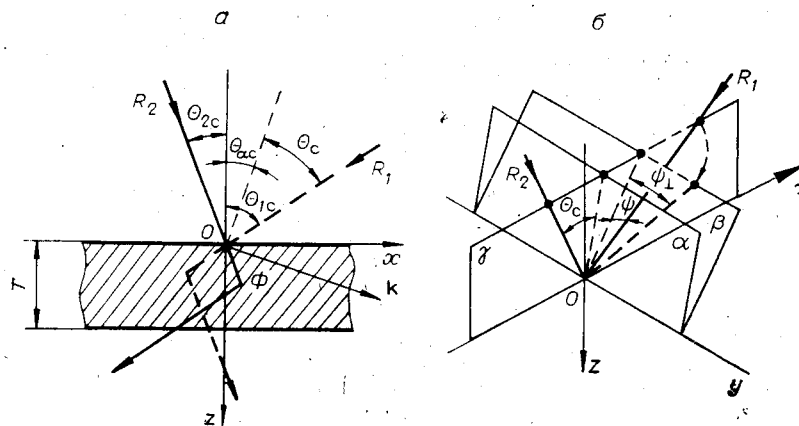


Рис. 1. Одномерная (а) и пространственная (б) модели толстой голограммы.

где $\lambda_w = \lambda_r = \lambda$ — длина волны записывающего и считывающего пучков света в воздухе; \bar{n} — средний показатель преломления регистрирующей среды; T — толщина голограммы; $\Theta'_{1c} = \Theta_{1c} - \delta_{1c}$ — угол падения считывающего пучка в среде, отличный от угла Брэгга Θ_{1c} ; Φ — угол наклона интерференционных плоскостей голограммы.

С учетом связи углов Брэгга Θ_{1c} и Θ_{2c} соотношением

$$\Phi = \pi/2 - \Theta_{\alpha c} = \pi/2 - (\Theta_{1c} \mp \Theta_{2c})/2$$

($\Theta_{\alpha c}$ — угол между интерференционной плоскостью голограммы и нормалью к ней, верхний и нижний знаки соответствуют падению пучков R_1 и R_2 по разные и по одну сторону от оси Oz) выражение (1) перепишем в виде

$$\delta_{1c} = \frac{\lambda (\cos \Theta'_{1c} - \cos \Theta_{1c} + \cos \Theta_{2c})}{\bar{n}T \sin (\Theta_{1c} \pm \Theta_{2c})}$$

Для малых значений δ_{1c} , т. е. при $\Theta_{1c} \gg \delta_{1c}$ и $\cos \Theta'_{1c} \approx \cos \Theta_{1c}$,

$$\delta_{1c} = \lambda \cos \Theta_{2c} / \bar{n}T \sin (\Theta_{1c} \pm \Theta_{2c}) \quad (2)$$

с относительной погрешностью такого приближения

$$\Delta = \frac{\cos \Theta'_{1c} - \cos \Theta_{1c}}{\cos \Theta_{2c}}$$

Для практических случаев голографической записи, когда $\lambda = 0,63$ мкм, $T = 15$ мкм, $\bar{n} = 1,52$, $\Theta_{2c} = 0$ и $\Theta_{1c} \geq 30^\circ$, относительная погрешность $\Delta \leq 4,8\%$. При величине модуляции показателя преломления регистрирующей среды $n_1 \leq 10^{-2}$ [4] с погрешностью не более 4% справедливо соотношение, связывающее угловые чувствительности голограммы для нулевого и заданного уровня падения ДЭ:

$$\delta_{1c}^{K_2} = \frac{\delta_{1c}^{K_1}}{\pi},$$

где $k_1 \leq \pi$ — энергетический безразмерный параметр, задающий уровень падения ДЭ голограммы.

При замене $\Theta_{1c} \rightleftharpoons \Theta_{2c}$ переходим к угловому отклонению считывающего пучка от второго угла Брэгга Θ_{2c} :

$$\delta_{2c} = \lambda \cos \Theta_{1c} / \bar{n}T \sin (\Theta_{2c} \pm \Theta_{1c}) \quad (3)$$

и к их отношению

$$\delta_{1c} / \delta_{2c} = \cos \Theta_{2c} / \cos \Theta_{1c}. \quad (4)$$

Для малых значений δ_{1c} согласно закону преломления угловая чувствительность для среды $\delta_{1c} = \Theta'_{1c} - \Theta_{1c}$ и воздуха $\delta_{1b} = \Theta'_{1b} - \Theta_{1b}$ связана соотношением

$$\delta_{1b} = \bar{n} \delta_{1c} \cos \Theta_{1c} / \cos \Theta_{1b}.$$

С учетом записи (5) и замены $\Theta_{1c} \rightleftharpoons \Theta_{2c}$, $\Theta_{1b} \rightleftharpoons \Theta_{2b}$ выражение (4) принимает вид

$$\delta_{1c} / \delta_{2c} = \cos \Theta_{2b} / \cos \Theta_{1b}. \quad (5)$$

Для модели трехмерной пропускающей голограммы найдем выражения для определения изменения угла падения считывающего пучка по двум взаимно перпендикулярным направлениям (рис. 1, б): в плоскости γ , проходящей через направления интерферирующих пучков при записи, и в плоскости β , проходящей через направление опорного пучка при записи и перпендикулярной плоскости γ . Значение первой составляющей оценивается выражением (5), а при изменении направления считывающего пучка в плоскости β на величину ψ_{\perp} изменяется угол между считывающим пучком и интерференционной плоскостью α по соотношению

$$\Theta'_c = \arcsin (\sin \Theta_c \cos \psi_{\perp}) \quad (6)$$

при $\Theta_c = 0,5 (\Theta_{1c} \pm \Theta_{2c})$.

Пренебрегая влиянием поворота плоскости поляризации считывающего пучка на ДЭ голограммы при изменении его направления в плоскости β , получаем выражение для угловой чувствительности, ортогональной δ_{1c} :

$$\delta_{1c\perp} = \arccos \frac{\sin [0,5 (\Theta_{1c} \pm \Theta_{2c}) - \delta_{1c}]}{\sin 0,5 (\Theta_{1c} \pm \Theta_{2c})}.$$

С учетом закона преломления аналогично определяется угловая ортогональная чувствительность голограммы в воздухе:

$$\delta_{1b\perp} = \arccos \left\{ \frac{\bar{n}}{C} [\sin (\Theta_c - \delta_{1c}) \sin \Theta_{1b} \cos \Theta_{\alpha c} + \sin \Theta_{\alpha c} \sqrt{\sin^2 (\Theta_c - \delta_{1c}) \cos^2 \Theta_{1b} + (\bar{n}^2 - 1) \bar{n}^{-2} C}] \right\} \quad (7)$$

при

$$\Theta_c > \delta_{1c},$$

где

$$C = \sin (\Theta_{1b} - \Theta_{\alpha c}) \sin (\Theta_{1b} + \Theta_{\alpha c}).$$

Совместный анализ выражений (5) и (7) указывает на существенное различие δ_{1b} и $\delta_{1b\perp}$. Из рис. 2 видно, что для практических угловых параметров ГЗУ δ_{1b} в 3—5 раз больше $\delta_{1b\perp}$.

Любое сложное изменение направления считывающего пучка в пространстве можно разложить по двум взаимно перпендикулярным направлениям. Если направление в плоскости γ изменилось на угол ψ , а в плоскости β — на угол ψ_{\perp} , то угол между считывающим пучком и интерференционной плоскостью α согласно (6) равен

$$\Theta'_c = \arcsin [\sin (\Theta_c - \psi) \cos \psi_{\perp}]. \quad (8)$$

При изменении направления считывающего пучка по конической поверхности, осью которой является ось объектного пучка при записи, ψ и ψ_{\perp} выражаются через азимутальный угол φ следующим образом:

$$\psi = 2\Theta_c - \arctg (\tg 2\Theta_c \cos \varphi); \quad (9)$$

$$\psi_{\perp} = \arccos (\cos 2\Theta_c \sqrt{1 + \tg^2 2\Theta_c \cos^2 \varphi}). \quad (10)$$

Подставляя (9) и (10) в выражение (8), находим

$$\Theta_c = \arcsin [(\tg 2\Theta_c \cos \varphi \cos \Theta_c - \sin \Theta_c) \cos 2\Theta_c]. \quad (11)$$

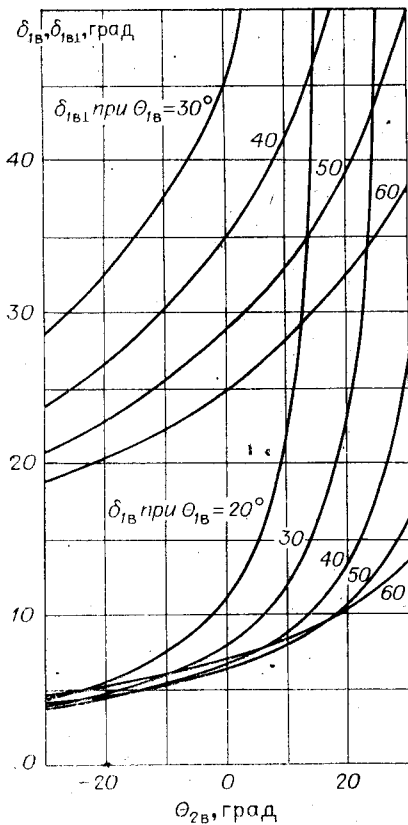


Рис. 2. Графические зависимости угловой δ_{1B} и ортогональной $\delta_{1B\perp}$ чувствительностей толстой голограммы: $T=12$ мкм; $\lambda=0,63$ мкм; $\bar{n}=1,52$.

чувствительности δ_{1c} и незначительно отличается от ортогональной угловой чувствительности $\delta_{1c\perp}$. На выбор угла поворота регистрирующей среды для увеличения числа наложенных голограмм оказывает влияние не только азимутальная чувствительность, но и условие пространственного разделения изображений:

$$\Delta\varphi \geq 2 \arctg \left(\frac{\operatorname{tg} \theta_{2B}^a}{\operatorname{tg} \theta_{1B} - \operatorname{tg} \theta_{2B}^b} \right),$$

где $2\theta_{2B}^a = 3 \arctg \frac{a}{2z}$ и $2\theta_{2B}^b = 2 \arctg \frac{b}{2z}$ — углы схождения сторон изображения, имеющих соответственно размеры a и b .

Ряд практических вариантов построения ГЗУ вызывает необходимость использования на этапе записи и воспроизведения источников излучения с различными длинами волн. В связи с этим оценим влияние различия длин волн светового излучения на ориентационную чувствительность голограмм.

При изменении длины волны считывающего пучка ($\lambda_r = \lambda_w \pm \Delta\lambda$) согласно закону Брэгга максимальная ДЭ голограммы наблюдается при освещении ее не под углом Θ_c , а под новым углом $\Theta_c'' = \Theta_c + \delta_\lambda$ при $(\Delta\lambda/\lambda_w) \ll 1$.

Таким образом, из закона Брэгга следует, что

$$\delta_\lambda = (\Delta\lambda/\lambda_w) \operatorname{tg} \Theta_c = |\mu - 1| \operatorname{tg} \Theta_c$$

при $|\mu - 1| \ll 1$, где $\mu = \lambda_r \lambda_w^{-1}$; δ_λ — угловое отклонение считывающего пучка от угла Θ_c при изменении длины волны.

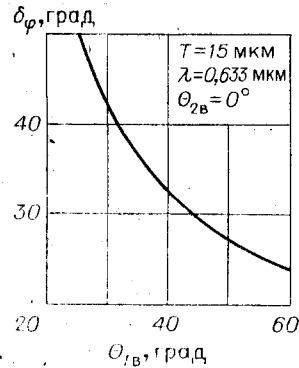


Рис. 3. Графическая зависимость азимутальной чувствительности.

Выражая из (11) угол φ и полагая $\Theta_c' = \Theta_c - \delta_{1c}$, получаем запись для азимутальной чувствительности голограммы

$$\delta_\varphi = \arccos \left[(\sin(\Theta_c - \delta_{1c}) + \sin \Theta_c \cos 2\Theta_c) / \cos \Theta_c \sin 2\Theta_c \right]$$

при $\Theta_c > \delta_{1c}$.

После преобразований

$$\delta_\varphi = \arccos [1 - (\delta_{1c}/\sin 2\Theta_c)]. \quad (12)$$

Анализ полученных аналитических и графических зависимостей (рис. 3) показывает, что для серийно выпускаемых фотопластинок типа ЛОИ-2-633 для практических значений Θ_{1B} азимутальная чувствительность δ_φ оказывается в 3—5 раз меньше угловой чувствительности δ_{1c} .

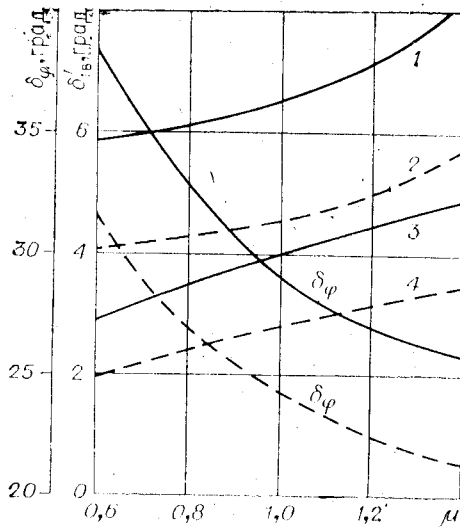


Рис. 4. Графические иллюстрации влияния изменения длины волны считывающего света на чувствительность толстой голограммы:

кривые 1 и 2 — $\Theta_{1B} = 45^\circ$, $\Theta_{2B} = 0^\circ$; кривые 3 и 4 — $\Theta_{1B} = \Theta_{2B} = 30^\circ$, $\lambda_w = 0,633$ мкм (сплошная линия); $\lambda_w = 0,442$ мкм (штриховая линия).

Два новых угла Брэгга, которыми будет характеризоваться толстая голограмма, имеют вид

$$\Theta'_{1c} = \Theta_c + \Theta_{\alpha c} = \Theta_{1c} \pm \delta_\lambda;$$

$$\Theta'_{2c} = \Theta_c - \Theta_{\alpha c} = \Theta_{2c} \pm \delta_\lambda,$$

где верхний и нижний знаки соответствуют $\mu > 1$ и $\mu < 1$.

С учетом новых брэгговских параметров Θ'_{1c} , Θ'_{2c} , λ_r и при $\Theta_c = 0,5(\Theta_{1c} + \Theta_{2c})$ выражения (2), (3), (7) и (12) перепишем соответственно в виде:

$$\delta'_{1c} = \frac{\mu \lambda_w \cos(\Theta_{2c} \pm \delta_\lambda)}{nT \sin(\Theta_{1c} + \Theta_{2c} \pm 2\delta_\lambda)};$$

$$\delta'_{2c} = \frac{\mu \lambda_w \cos(\Theta_{1c} \pm \delta_\lambda)}{nT \sin(\Theta_{1c} + \Theta_{2c} \pm 2\delta_\lambda)};$$

$$\delta'_{1B} = \frac{\bar{n} \delta'_{1B} \cos(\Theta_{1c} \pm \delta_\lambda)}{\cos \Theta'_{1B}};$$

$$\delta'_{1B\perp} = \arccos \left\{ \frac{\bar{n}}{C'} \left[\sin(\Theta_c \pm \delta_\lambda - \delta'_{1c}) \sin \Theta_{1B} \cos \Theta_{\alpha c} + \sin \Theta_{\alpha c} \sqrt{\sin^2(\Theta_c \pm \delta_\lambda - \delta'_{1c}) \cos^2 \Theta_{1B} + (\bar{n}^2 - 1) \bar{n}^{-2} C'} \right] \right\};$$

$$\delta_\varphi = \arccos \left[1 - (\delta'_{1c} / \sin 2(\Theta_c \pm \delta_\lambda)) \right],$$

где

$$C' = \sin(\Theta'_{1B} - \Theta_{\alpha c}) \sin(\Theta'_{1B} + \Theta_{\alpha c});$$

$$\Theta'_{1B} = \arcsin [\bar{n} \sin(\Theta_{1c} \pm \delta_\lambda)].$$

На рис. 4 представлены графические иллюстрации, указывающие на уменьшение угловой чувствительности δ_{1B} с ростом параметра μ и на увеличение азимутальной чувствительности. Результаты экспериментальных исследований показывают [7], что элементарные голограммы на фотопластинах ЛОИ-2-633 при $\lambda = 0,63$ мкм, $\Theta_{1B} = 0$, $\Theta_{2B} = 30, 40$ и 50° обеспечивают азимутальную чувствительность $\delta_\varphi = 40, 35$ и 30° соответственно. Это с 6%-ной точностью совпадает с расчетными значениями $\delta_\varphi^{\text{расч}} = 41,5; 32,4; 29,2^\circ$, что свидетельствует о целесообразности использования полученных аналитических зависимостей для экспресс-анализа регистрирующих сред при их использовании в схемах ГЗУ с азимутальным кодированием наложенных записей [8].

ЛИТЕРАТУРА

1. Твердохлеб П. Е. Голографическая память и информационные машины.— Автометрия, 1980, № 2, с. 9—24.
2. Микаэли А. Л. Радиооптические системы хранения и отображения информации на принципах голографии.— Радиотехника, 1981, № 11, с. 6—24.
3. Денисюк Ю. Н. Голография и ее проблемы.— В кн.: Проблемы оптической голографии. Л.: Наука, 1981, с. 5—27.
4. Kogelnik H. Coupled wave theory for thick hologram gratings.— The Bell Syst. Techn. J., 1969, v. 48, N 9, p. 2909—2947.

5. Акаев А. А., Майоров С. А. Когерентные оптические вычислительные машины.— Л.: Машиностроение, 1977, с. 74—83.
6. Якимович А. П. Селективные свойства трехмерных голографических решеток сферических волновых фронтов.— Опт. и спектр., 1979, т. 47, вып. 5, с. 960—967.
7. Ярмош Н. А., Ероховец В. К., Кулик В. Я. Избирательные свойства объемно ориентированных голограмм.— В кн.: Фундаментальные основы оптической памяти и среда. Киев: Вища школа, 1984, вып. 15, с. 123—127.
8. Борискевич А. А., Дайлюденко В. Ф., Ероховец В. К., Ярмош Н. А. ГЗУ типа ЗД с функциями записи и считывания изображений.— В кн.: V Всесоюз. школа по оптической обработке информации (Тезисы докладов). Киев, 1984, с. 235—236.

Поступила в редакцию 8 февраля 1985 г.

УДК 681.327 : 621.373

Б. В. ВАНЮШЕВ, В. А. ТАРКОВ, П. М. ШИПОВ

(Новосибирск)

АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ДЕФЛЕКТОР

При построении архивных голографических ЗУ с модульной организацией памяти, наряду с применением механических систем выборки модулей (медленная ступень), используются также быстрые ступени адресации светового пучка на основе дефлекторов. Они предназначены для восстановления изображений страниц двоичных данных, записанных в голограммах. В голографическом ЗУ [1, 2] для этой цели используется однокоординатный акустооптический дефлектор (АОД), осуществляющий адресацию считывающего пучка в пределах зоны, состоящей из 32 голограмм.

Цель настоящего сообщения — рассмотреть особенности построения и основные характеристики управляемой от ЭВМ акустооптической системы адресации светового пучка, работающей в составе цифрового голографического ЗУ [1].

Дефлектор. Акустооптический дефлектор выполнен на основе монокристаллов парателлуриата (TeO_2) с использованием анизотропной дифракции света на медленной сдвиговой волне, распространяющейся под небольшим углом к оси [110] в плоскости (110) кристалла. Геометрия акустооптического взаимодействия такого типа хорошо изучена [3, 4].

В связи с тем, что монокристаллы парателлуриата обладают акустической анизотропией, остановимся на особенностях распространения медленной сдвиговой волны в парателлуриате. Уравнения Кристоффеля для плоской акустической волны позволяют определить величины отклонения потока энергии от направления волнового вектора φ и ψ в плоскостях (110) и (001) соответственно:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \varphi = \sin(2\alpha) [c_{66} - c_{44} + \mu \cos^2(2\beta)] / 2 [c_{66} \cos^2 \alpha + \\ + c_{44} \sin^2 \alpha + \mu \cos^2 \alpha \cos^2(2\beta)]; \end{aligned} \quad (1)$$

$$\operatorname{tg} \psi = \mu \cos \alpha \sin(2\beta) \cos(2\beta) [c_{66} \cos^2 \alpha + c_{44} \sin^2 \alpha + \mu \cos^2 \alpha \cos^2(2\beta)], \quad (2)$$

где c_{ij} — компоненты тензора упругости; $\mu = (c_{11} - c_{12})/2 - c_{66}$; α , β — отклонение волновой нормали от оси [110] в плоскостях (110) и (001) соответственно. На рис. 1, а, б приведены расчетные зависимости отклонения потока энергии волны $\varphi(\alpha)$ при $\beta = 0$ и $\psi(\beta)$ при $\alpha = 0$, полученные на основании выражений (1), (2) с использованием значений упругих констант из [5]. В частности, для используемого в дефлекторах среза кристалла $\alpha = 6^\circ$, $\beta = 0^\circ$ значение $\varphi(\alpha) \approx 46^\circ$. Наличие отклонения потока энергии волны приводит к необходимости точной ориентировки светового пучка, поскольку ошибка в ориентации грани, на которой крепится