

ПРОЕКТИРАНЕ НА ТВ СИСТЕМА ЗА ВИЗУАЛИЗАЦИЯ НА ПРОСТРАНСТВЕНИ ИЗОБРАЖЕНИЯ CONSTRUCTING OF THE TV SYSTEM FOR VISUALIZATION OF SPATIAL IMAGES

Росен Спиров, Нели Грънчарова, Георги Ангелов

Резюме: Статията представя някои възможности на разработена методика за визуализиране на пространствени изображения на основата на математичен модел на дифракция на поле с ултразвукова холограма.

Ключови думи: Визуализация, Дифракция, Обработка на Изображения, Холограма.

I. ВЪВЕДЕНИЕ

Най-голям комфортен ефект за пространственост създават холографните системи. Чрез методите на холографията е възможно физически точно да бъде възпроизведено оптично копие на даден обект.

Задачите за запис, предаване по канал за връзка, синтез и формиране на холографични изображения в реално време понастоящем не са решени. Сложност представлява математическия синтез на холографното изображения с огромно изчислително натоварване.

1.1 Видео системи за формиране на изображения в изкуствено конструиран обем за визуализация.

Могат да се отделят 3 основни принципа, по които се строят такива системи:

- ❖ възбуждане с лъч на газови смеси или суспензии, така че сиянието възниква в точката на възбуждане;

- ❖ сканиране с електронен лъч на покрита с люминофор движеща се повърхност;

- ❖ дифузно отражение на оптичния лазерен лъч от движеща се повърхност.

Газовата смес или нелинейна оптична среда, затворена в прозрачен съд обезпечава светене само в точките на пресичане на два лазерни лъча. Ефектът позволява формиране в пространството на газовата камера на 3D изображения на различни предмети [1].

Недостатъците на системите се обуславят от заложените физични принципи при работата на тези устройства. 3D изображението е трептящо и с намалена разрешителна способност, поради

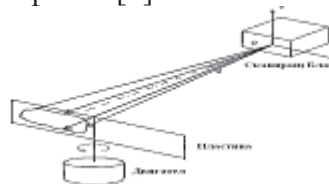
затруднено пространствено съвместяване на лъчите в точка.

1.2. 3D системи, построени на базата на стереотрон

Те представляват вакуумен стъклен балон, в който се върти екран, покрит с люминофор и възбуждането на люминофора става с помощта на електронен лъч. Основен недостатък на тези системи е конструктивната сложност за завъртане с голяма скорост на екрана във вътрешността на вакуумния балон.

Тези проблеми отсъстват при използване на дифузно отражение на оптичния лъч от движеща се повърхност и следователно не е необходима вакуумна среда.

Сканирането с оптичния лъч се осъществява по две координати, а преместването на пластината образува третата координата на изображението. Основен проблем е инерционността на системата и чрез използване на въртливо движение се формират нетрептящи 3D изображения. Принципът на работа на системата се пояснен на фиг. 1 [2].



Фиг.1

1.3 Основни изводи от обзора, постановка и задачи за изследвания

Понастоящем особено актуални за науката и практиката са изследването на следните въпроси:

- Разработване на модели за дифракция и математическо моделиране на кохерентни оптически полета върху ултразвукова

холограма, обезпечаваща максимална ефективност на дифракцията;

➤ Разработване на система за визуализация на обемни изображения, построени на принципа на дифракция на ултразвукови холограми;

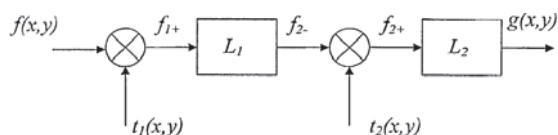
➤ Експериментални изследвания и избор на източниците на тримерна информация за кодиране, разработване на алгоритми и програми за възстановяване на триизмерна информация по плоски ъглови ракурси от медицински многоракурсни системи и стереосистеми, разработване на алгоритми и програми за кодиране на тази информация от пакета за триизмерно моделиране *3D Studio Max* за извадките на радиосигнала от формирания набор.

II. Математическо моделиране процеса на формиране на обемно изображение.

2.1. Модел на дифракция на кохерентното оптическо поле върху акустооптически дефлектор

Разработваната методика за изграждане на системата за визуализация на пространствени изображения се базира на дифракция на лазерно излъчване и акустична холограма.

Проекционната система на тази концепция може да се представи с математичния модел (фиг. 2.).



Фиг. 2. Математичен модел на проекционната система

Сигналът $f(x,y)$ на входа на системата се явява гаусова кохерентна емисия излъчвана от лазера. Сигналът се дифрактира в акустооптичен дефлектор - АОД с функция на пропускане $t_1(x,y)$, преобразува се в свободно пространство $L_1\{L_1+\{x,y\}\}$, следва фокусиране чрез събирателна леща, играеща роля на модулатор с функция на пропускане $t_2(x,y)$, и накрая отново се преобразува в свободно пространство $L_2\{f_2+\{x,y\}\}$. В представеният математичен модел може да се отделят 3 основни оператора, въздействащи върху сигнала:

1. Акустооптичен дефлектор

2. Оператор на свободното пространство
3. Леща

Функции на операторите

Дефлекторното устройство е предназначено за управление положението на оптическия лъч в пространството. В основата на неговата работа лежат законите на пречупване и отражение на излъчването. Дефлекторът е изграден във вид на оптически елементи с различна конфигурация. Изменяйки показателя на пречупване на средата чрез елементите, може да се управлява положението на лъча.

В АОД лъчът се отклонява с помоща на акустични вълни. Възможността за отклонение на оптическия лъч с помоща на акустична вълна се основава на периодично пространствено изменение на плътността на средата под въздействието на ултразвук, което води до периодично пространствено изменение на нейния показател на пречупване n в резултат на еластичен ефект. Възбужда се акустична вълна и радиосигнала има честотна лента, която зависи и се определя от материала на дефлектора и пиезопреобразователя. За най- популярния за АОД материал – парателурит тази лента е: 50 - 100 MHz.

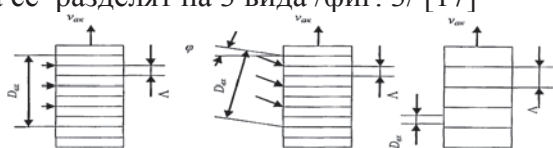
Акустичните вълни се образуват в средата с помоща на фазова решетка. Ултразвуковата вълна в коя да е среда представлява съвкупност от следващи една след друга на определено разстояние свивания и разреждания на средата. Разстоянието между две свивания се определя от дължината на звуковата вълна λ във веществото или периода на фазовата решетка L . При свиване или разреждане средата изменя своята плътност, а следователно, и показателя на пречупване на средата :

$$n_x = n + \Delta n \cos\left(2\pi f_{ak}\left(t - \frac{x}{v_{ak}}\right)\right) \quad (1)$$

n - показател на пречупване преди смущението на средата, Δn - амплитуда на изменение на показателя на пречупване, f_{ak} - честота на акустичната вълна, $v_{ak} = \lambda f_{ak}$ - скорост на звука в средата, x - текуща координата. Вълната създава градиент на показателя на пречупване:

$$\{grad(n)\} = \frac{dn}{dx} = -\frac{2\pi\Delta n}{\Lambda} \cdot \sin\left(\frac{2\pi x}{\Lambda}\right) \quad (2)$$

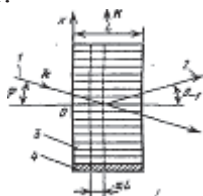
При преминаването на оптичестото излъчване през среда с променящ се показател на пречупване възниква дифракция или рефракция на лъча. В зависимост от съотношението между диаметъра на светлинното петно D_{ex} , дължината на акустичната вълна Λ , дължината на пътя на оптичестия лъч в акустичното поле L и ъгъла между направлението на разпространение на светлината и фронта на акустичната вълна φ ултразвуковите методи за сканиране може да се разделят на 3 вида /фиг. 3/ [17]



Фиг. 3. Ултразвуковите методи за сканиране.

- дифракционни ($D_{ex} \gg \Lambda, \varphi = 0$);
- дифракционни брагови $D_{ex} \gg \Lambda, \varphi = \varphi_B, L > L_0$,
- рефракционни - пречупващи ($D_{ex} \ll \Lambda, \varphi = 0$)

Интерес представляват дифракционните брагови дефлектори, понеже се оказват най-ефективни, предоставяйки най-голяма разрешителна способност.



- 1—падащ оптичен лъч
- 2—дифрактирана светлина
- 3— акустична вълна
- 4— излъчвател на ултразвук

Фиг. 4. Браговата дифракция с акустични вълни

Нека $D_{ex} \gg \Lambda$ и светлинното петно (фиг.4) попада на границата на прозрачната среда, в която са възбудени акустични вълни. Светлинните вълни са насочени под ъгъл φ към ултразвуковата вълна и ширината на акустичния стълб по посока на разпространение на светлината е достатъчно малка. Изменението на показателя на пречупване влияе само на фазата на светлинната вълна. Понеже скоростта на разпространение на светлината е няколко порядъка в повече от скоростта на звуковата вълна, акустичния стълб може да се приеме за неподвижен. При такива допускания може да се изгради дифракционна картина при произволна моментна стойност на интензивността на акустичното поле.

Амплитудата на максимумите $\pm l$ -ви порядък съдържа ъглови множители [3]:

$$A = \frac{\sin\left\{\frac{\pi L}{\lambda}(\cos\theta - \cos\varphi)\right\}}{\frac{\pi L}{\lambda}(\cos\theta - \cos\varphi)} \quad (3)$$

$$B = \frac{\sin\left\{\frac{\pi b}{\lambda}\left(\sin\theta - \sin\varphi \mp \frac{\lambda}{L}\right)\right\}}{\frac{\pi b}{\lambda}\left(\sin\theta - \sin\varphi \mp \frac{\lambda}{L}\right)} \quad (4)$$

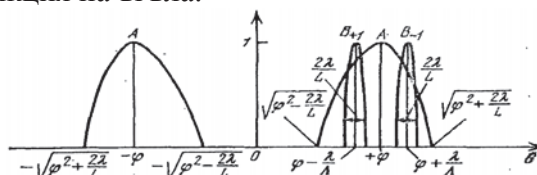
θ - ъгъл на наблюдението

b - напречен размер на дифракционната решетка

Множителят A определя обемните ефекти и зависи от дължината на акустичестия стълб L . Множителят B определя посоката на максимумите $\pm l$ -вия порядък

$$\sin\theta_{\pm 1} = \sin\varphi \pm \frac{\lambda}{L} \quad (5)$$

Фиг.5 представя главните максимуми в функция на ъгъла.



Фиг.5. Амплитуди на максимумите ± 1 -ви порядък при дифракцията С намаляване на L максимумите B_{+1} и B_{-1} разтягат, с увеличение на L максимумите A се свиват. Затова при високи акустични честоти или при големи стойности на L максимумите B_{+1} и B_{-1} не се прекриват с максимума A . Максимумът B_{-1} може да съвпадне с втория максимум за λ при определен избор на ъгъла φ на базата на съотношенията:

$$\sin\varphi = \frac{\lambda}{2\Lambda} \quad (6)$$

В този случай ъгълът на падане на оптичния лъч φ , който е ъгъла на Браг е означен с φ_B , а посоката на максимума за 7-ви порядък се намира с израза:

$$\sin\theta_{-1} = -\frac{\lambda}{2\Lambda} \quad (7)$$

Посоката на максимума $+7$ -ви порядък се определя от съотношението:

$$\sin\theta_{+1} = \frac{3\lambda}{2\Lambda} \quad (8)$$

Така, ако за посоката на оптичния лъч, излизаш под ъгъл на Браг $A = 1$, то при условие, че $\lambda \ll L$ за посоката на максимума $+1$ -ви порядък се получава:

$$A = \frac{\sin\left(\frac{\pi L \lambda}{\Lambda^2}\right)}{\frac{\pi L \lambda}{\Lambda^2}} \quad (9)$$

Максимумите +1-ви порядък имат еднаква интензивност при:

$$\frac{\pi L \lambda}{\Lambda^2} \ll 1 \quad (10)$$

и са асиметрични при:

$$\frac{\pi L \lambda}{\Lambda^2} \gg 1 \quad (11)$$

При изпълняване на условие (11), интензивността на всички дифракционни максимуми, освен максимума от 1-ви порядък, стават пренебрежимо малки.

По такъв начин за получаване на точките на изображението под различни ъгли е необходимо последователно да се възбуждат в дефлектора акустични вълни с различна дължина на вълната, респективно честота.

Сигналът за възбуждане на акустооптичния дефлектор (АОД) $Y(t)$ има вида:

$$Y(t) = A \cos\{2\pi f t\}, \quad (12)$$

където A – е амплитудата на сигнала, определяща яркостта на оптичното поле в точка от пространството след дифракцията под зададен ъгъл; f – е носещата честота; t – текущото време. Теоретично, в режим на развивка отклоняващата система на базата на АОД е длъжна да работи в реално време за да се получи висока разрешимост на динамичното изображение, т. е. отклонението на лъча трябва да се осъществи за време, съществено по-малко, отколкото е необходимо за запълване на цялата апертура на дефлектора за акустична вълна със зададена честота [3].

Намаляването на продължителността на всеки хармоничен сигнал води до непълно запълване на апертурата на АОД и до разширяване на точката на оптичното поле след дифракцията под зададен ъгъл.

За намаляване на влиянието от разширяването, за всеки сигнал за възбуждане АОД трябва да подбира не по-малки продължителности на времето на апертурата T . Развивката се формира чрез сумиране по апертура в АОД на хармоничните сигнали с различни амплитуди A и честоти f , определящи яркостите и ъглите на отклонения след дифракцията. В резултат на това след дифракцията в отдалечената зона се формира ред от точки със зададена яркост. При по-голяма скорост на сканиране, когато в

апертурата на дефлектора едновременно се намират звукови вълни с няколко дължини, настъпва разцепване на оптичното петно. Амплитудите и фазите при парциалните петна се определят от спектралния състав на акустичните вълни, т. е. създава се пространствено разпределяне на оптичното поле след дифракцията на акустичните вълни, както това се случва в холограмата. Сумата от синфазни трептения с различни дължини на вълната определят отклоненията на парциалните лъчи на необходимите ъгли и пораждаат резултат граничещ до δ -функция, т. е. в апертурата на дефлектора възниква сигнал с висок пик фактор, което съществено снижава ефективността на дифракция, т. е. при дифракцията Браг за максимума от -1 ви порядък излиза практически нулева интензивност на оптичното поле.

При разределение на оптичното поле след дифракцията във вид на ред точки еднаквата интензивност в зададените ъгли на отклонение на минималния пик фактор в дефлектора се получава сигнал с ЛЧМ:

$$Y(t) = A \cdot \cos [2\pi(f + tF/T)t], \quad (13)$$

тук F – е девиацията на честотата, определяща лентата честоти след дифракцията, т. е. броя засветявани точки, T – продължителност на радиоимпулса. Спектъра на такъв сигнал с висока степен на точност е постоянен в тази лента, което позволява да се създаде ред засветени точки, зададен с дължината и положението с равна яркост на пикселите. Началната фаза на този сигнал се променя във времето по квадратичен закон:

$$q = 2n^2 F/T. \quad (14)$$

В случая управлението не само на положението, но и яркостта на точките в сигнала се усложнява за сметка на въвеждането на зависимост на амплитудата от носещата честота $A(f)$. За получаване на ефективна дифракция на оптичното поле и разпределение в отдалечената зона във вид на редове засветяваните точки по зададен закон се разпределя яркостта и задачата се състои в определяне на разпределението на началните фази на сумиращите се хармонични сигнали с различни амплитуди и честоти, различаващи се в най-малка степен със зависимостта (14), обезпечаваща минимален пик фактор, близък

до пик фактора на ЛЧМ-сигнал. За решаване на тази задача следва да се разгледат подробно спектралните характеристики на сигнала с ЧМ запълвания.

2.2 Построяване на алгоритмичен модел

Математическият апарат, необходим за представяне на светлинното поле във вид на суперпозиция от плоски вълни, както вече бе показано се основава на преобразованието на Фурие. При компютърното моделиране на оптичските явления с използване на апарата на Фурие-оптиката се прилага 2D Фурие-преобразование [4].

Днес програмируемите логически микросхеми FPGA притежават мегафункции, осъществяващи апаратно БПФ над цифрово представените сигнали в реално време.

Универсалната изчислителна схема за моделелиране на явлениято саморепродукция, получаване на многофокусна система и пространствена филтрация изглежда така. Нека обекта $f(x,y)$ е разположен на разстояние z от предметната равнина, а във Фурие-равнината е поместен транспарант с функцията на пропускане $H(u,v)$, тогава полето в изходната равнина може да бъде намерено като [4]:

$$f(x,y) \rightarrow F(u,v)$$

$$G(u,v) = H(u,v) \cdot e^{i\frac{z}{2k}(u^2+v^2)} \cdot F(u,v)$$

$$g(x,y) \leftarrow G(u,v), \tag{15}$$

$$u = \frac{kx}{f}, v = \frac{ky}{f} \tag{16}$$

Нека L – е страната на квадрат в предметната равнина, в пределите на която крайната функция $f(x,y)$ е различна от нула, а N – е броя на разбивките на големия квадрат на "изчислителни" квадрати. Следователно, прехода от функция на два непрекъснати аргумента към матрица ще изглежда така:

$$f_{j_x, j_y} = f\left(j_x \frac{L}{N}, j_y \frac{L}{N}\right) \tag{17}$$

При двумерно дискретно преобразование на Фурие матрицата $||f_{j_x, j_y}||$ преминава в:

$$F_{j_x, j_y} = \frac{1}{N} \sum_{j_x, j_y=1}^N f_{j_x, j_y} e^{i\frac{2\pi}{N}(j_x j_x + j_y j_y)} \tag{18}$$

Страната на "изчислителния" квадрат $dx = L/N$ преминава при ДФП в: $\frac{2\pi}{dx} = \frac{2\pi N}{L}$ а височината на квадрата от страни преминава в

$dk = \frac{2\pi}{L}$ Отчитайки (16) се вижда, че $\frac{kdx}{f} = dk$ и следователно $\frac{2\pi L_F}{\lambda f} = \frac{2\pi}{L}$ където L_F – е "пространствения" размер на правоъгълника в Фурие - равнината. Следователно:

$$L_F = \frac{\lambda f}{L} N \tag{19}$$

По такъв начин, разстоянието във Фурие-равнината, съответстващо на нейния размер, е отражение на "изчислителния" квадрат в матрицата $||F_{j_x, j_y}||$ така:

$$L_F = \frac{\lambda f}{L} N \tag{20}$$

Съдържаща се във вида на множител в (15) функцията на свободното пространство се преобразува в "дискретна" форма:

$$\frac{z}{2k}(u^2 + v^2) = \frac{z}{2k}(x^2 + y^2) \frac{k^2}{f^2} =$$

$$= \frac{\pi z}{\lambda f^2}(x^2 + y^2) = \frac{\pi z}{\lambda f^2}(j_x^2 + j_y^2) d_0^2 =$$

$$= \pi \frac{\lambda z}{L^2}(j_x^2 + j_y^2). \tag{21}$$

По такъв начин общата схема на изчисление на полето в изходната равнина ще изглежда така:

$$f_{j_x, j_y} \rightarrow F_{j_x, j_y},$$

$$G_{j_x, j_y} = H_{j_x, j_y} \cdot e^{i\pi \frac{\lambda z}{L^2}(j_x^2 + j_y^2)} \cdot F_{j_x, j_y},$$

$$G_{j_x, j_y} \rightarrow g_{j_x, j_y} \tag{22, 23, 24}$$

В (23) се използва зависимостта от z/f , докато в задачите с изчислителен характер е удобно да се работи с безразмерни параметри. Въвеждането в алгоритъма на апертурни ограничения се постига с умножение на функцията на пропускане на транспаранта H_{j_x, j_y} с нулева функция с ширина, съответстваща на размера $D = a.L$ на апертурната рамка, т. е. всички изчисления се извършват по същите формули (22)-(24), но с променена функция на пропускане на транспаранта. Ако е необходимо да се увеличи контрастността на изображението в изходната равнина с методи за затъмняване на полето, то това се постига с просто зануляване на елементите на матрицата $||H_{j_x, j_y}||$ на системата и координатите в пространствените честоти. При изчисляване на (23) и (24) по пътя на пълното сумиране са необходими $\sim N^4$ елементарни операции от типа на умножение или събиране на комплексни експоненти. Затова за

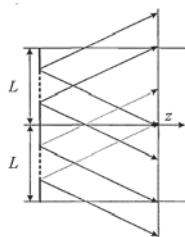
изчисляване е по-добре да се използва алгоритъма на БПФ, който за двумерния случай изисква $N^2 \log N$ елементарни операции. Следва да се отбележи, че за използването на алгоритъма на БПФ, е необходимо числото за N да бъде степен на 2.

2.3 Паразитни ефекти в компютърния модел

А. Дискретизацията в модела води не само до загуба на точности, но и в някои случаи до поява на паразитни смущения, не наблюдаеми в реалния експеримент.

Б. Следващото принципно ограничение на компютърните изчисления е свързано с разреждаността на използваните числа.

Използването на БПФ наслагват определени ограничения за моделиране на оптичните явления. Освен, че ограничения обект има безкраен спектър, методите за БПФ предполагат периодична структура на обекта и ограничаване на спектъра. Максималната 2π честота на пространствените хармоници имат честота: $U_{max} = \frac{2\pi}{dx}$, където dx е разстоянието между точките на отчетите на дискретното Фурие преобразование. Влиянието на хармониците с високи честоти може да се пренебрегне, ако в характеризиращите размери на обекта в експеримента се побира повече от една "изчислена" точка. В построения с БПФ модел протича Фурие преобразование на безкрайно периодично изображения с период, равен на размера на страната на равнината на наблюдение L . Ако обекта е периодичен и периода е кратен на L , то алгоритъма дава абсолютно точен резултат. Ако обектът има друг вид, например, дифракционната решетка е с крайна дължина, то съседните дифракционни петна от моделираната входна равнина и другите "изчислени" равнини ще се насложат върху изображението, както е показано на фиг. 6 в равнината на наблюдението.



Фиг.6. Наслагване на дифракционните петна от съседните "изчислени" равнини.

Този проблем би могъл да се преодолее, ако изображението от решетката заеме само малка централна част от цялата референтната равнина. Така и при отсъствие във Фуриера равнина на транспарант с периодична функция на пропускане, винаги присъства „изчислителна“ решетка, реализираща дискретизацията при замяна на функцията с непрекъснатия аргумент $G(u,v)$ с матрицата G_{ij} . Тази "изчислителна" ϵ -решетка с период d_0 (21), прави системата многофокусна винаги, даже при отсъствие на "физическа" решетка. Паразитните фокални равнини се намират съответно на разстояния [4]:

$$z_{\text{параз}}^n = \frac{2\lambda f^2}{d_0^2} n = \frac{2L^2}{\lambda} n, \quad n = 1, 2, \dots \tag{25}$$

Този ефект е свързан с дискретизацията и не может да бъде отстранен от модела, затова при моделирането е необходимо да се отчита това последствие. Ако периода на реалната решетка е кратен на периода на "излителната" мрежа d_0 , то създаваните от нея допълнителни равнини се намират на кратни разстояния така:

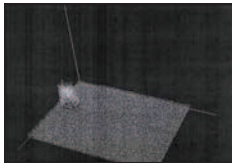
$$z_0 = 2\lambda \frac{f^2}{d^2} = 2\lambda \frac{f^2}{d_0^2} \frac{1}{(d/d_0)^2} = \frac{z_{\text{параз}_0}}{(d/d_0)^2} \tag{26}$$

т. е. на разстояния от $z_{\text{параз}}$. В реалната оптична схема поради апертурните ограничения качеството на изображението се влошава. Моделът не възпроизвежда някои оптични ефекти с малък порядък, като плавната деградация на качеството на изображението при големи стойности за z/f . Ефектите, свързани с дискретизацията, може да се намалят, избирайки достатъчно голям брой отчети на мрежестата решетъчна функция N .

2.2. Математическо моделиране на оптически полета

В съответствие с изложените алгоритми в средата Borland Developer Studio е разработена програма, реализираща описаните алгоритми. Програмата моделира разпределението на полето след дифракцията на акустичната холограма в апертурата на АОД, възбуждана от радиосигнал и последващо преминаване през тънка леща. Интерфейсът на програмата са два отделни прозореца, като единия съдържа елементи на управление и изходните данни за процеса на

моделиране, а другия прозорец извежда резултата с разпределението в 3D формат при използване на библиотеките на Open GL (фиг. 7).



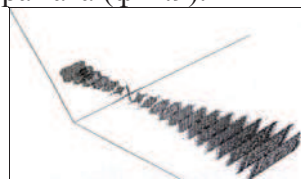
Фиг. 7. Резултати от процеса на моделиране

Процедурата за формиране на сигнала зависи от потребителските настройки. Блока за формиране на пространствения оператор, преобразованието на сигнала и разчета на оптичното поле съдържат необходимите математически процедури за последващо извеждане на резултата от разпределението на полето на екрана в 3D формат с използване на Open GL. Резултатът във вид на поток е показан на фиг. 8.



Фиг. 8. Надлъжно и напречно разпределение

В програмата, напречното сечение на полето за различни надлъжни разстояния Z се натрупва, образувайки пространствено разпределение на полето в обема. Оптичното поле, образувано от дифракцията на две плоски акустични вълни в близост до фокуса на лещата създава разпределение със свиване във фокуса на лещата. Опирайки се на математически експерименти с верифициране на програмата за моделиране, е разработена методика за синтез на радиосигнал, формираща холограма в апертурата на акустооптичния дефлектор (АОД). Тя се базира на сумиране на синусоидални сигнали. Всеки синусоидален сигнал възбужда в дефлектора акустична вълна, явяваща се дифракционна решетка за дифракция на оптичното поле, образувайки в отдалечената зона стеснение във вид на светеща точка върху холограмата (фиг.9).



Фиг. 9. Разпределение на полето в пространството при дифракция на хармонична вълна

Амплитудата на всеки сигнал определя яркостта на точката, честотата на сигнала

определя положението на точката по напречната координата X на холограмата. Добавяйки девиацията на честотата в синусоидалния сигнал по закона на лещата, може да се управлява положението на стесняването на петното, т. е. положението на светящата точка по оста Z . В зависимост от това доколко втория канал на АОД се възбужда с аналогичен сигнал, неговите параметри ще определят положението на линиите с точките за 2-та напречна координата в равнината на холограмата по оста Y и положението на точките по оста Z . В АОД протича процес на умножение на дифрактираните полета по двата ортогонални канали.

Резултатите от математическия експеримент потвърждават работоспособността и ефективността на разработената методика за синтез. Видно е, че положението на стесненията от светещи точки за всяко петно се измества за сметка на девиацията на честотата.

III. ИЗВОДИ

1. Разработен е математичен модел на дифракция на поле с ултразвукова холограма.
2. Обоснована е методика за синтез на холограма във вид на сума от хармонични дифракционни решетки за паралелно извеждане с дифракция на оптичното поле във вид на редове и точки.
3. Обоснован е закона за изменение на началните фази решетките за обезпечаване на максимална ефективност на дифракцията.
4. Извършено е математическо моделиране на дифракцията на кохерентно оптично поле с ултразвукови холограми при голям брой точки за моделиране в отдалечената и в близката за дифракцията зона.

ЛИТЕРАТУРА:

- [1] Bains S. Radial scanning produces 3-D image on flat screen // Laser Focus World. 1993.
- [2] C. Tsao, J. Chen "Moving Screen Projection: a new approach for volumetric three-dimensional imaging", Proceedings of SPIE, 1996.
- [3] E. Mulkens, W. Roberts "Effects of display geometry and pixel structure on stereo display usability" Proc. SPIE, Stereoscop. Displ. Virt. Real. Syst. VIII, 2001.
- [4] Sumiyoslii A., Sheridan J. T. „Almost-Fourier and almost-Fresnel transformations”, Opt. Commun. 1995.

За контакти:

Росен Спириков, ТУ-Варна, “ОУЛ-Електроника”,
9010, Варна, Ул. Студентска № 1, 606Е
e-mail: rosixel@abv.bg
Нели Грънчарова, ТУ-Варна, ЕФ, кат. КТТ
9010, Варна, Ул. Студентска № 1,
e-mail: nelly2000@abv.bg
Георги Ангелов, ТУ-Варна, ЕФ, кат. ЕТМ
9010, Варна, Ул. Студентска № 1