

ПРО ОСОБЛИВОСТІ РЕАЛІЗАЦІЇ ЕФЕКТУ ВІРТУАЛЬНОГО ТЕМНОГО ПОЛЯ У ЮНГІВСЬКІЙ ГОЛОГРАФІЇ

Показано, що дифракційна ефективність комбінаційних ґраток, асоційованих з квадратичною компонентою амплітудного відгуку нелінійної голограми Юнга, пропорційна четвертому ступеню контрасту експонуючого інтерференційного розподілу. Вказана залежність дифракційної ефективності визначає квадратичний ефект віртуального темного поля, який зумовлює оконтурювання фазоспряженого асоціативного відгуку нелінійної голограми Юнга.

A diffraction efficiency of the combination gratings associated with the quadratic component of the nonlinear Young hologram's amplitude response is shown to be proportional to the fourth degree of a visibility of the exposing interference pattern. Such behavior of a diffraction efficiency provides the quadratic effect of a virtual dark field resulting in edge enhancement at the phase-conjugate associative response of a nonlinear Young hologram.

Ефект лінійного віртуального темного поля у юнгівській голографії

Голограма Юнга (ГЮ) – це безпорний запис дифракційної картини ближнього поля [1,2], здатний відновлювати зображення контуру дифракційної перешкоди. Такий запис характеризується низькою дифракційною ефективністю, при цьому зображення краю дифракційної перешкоди відновлюється на фоні потужного зчитуючого пучка. Темнопольне спостереження контурних зображень передбачає використання "твердих" (матеріальних) блокуючих екранів. Це зумовлює як незручності технічного характеру – дифракція на краю блокуючого екрана спотворює відновлюване контурне зображення, – так і інформаційні втрати: невідтворюваність або відтворюваність з нижчою яскравістю деяких ділянок контуру [1].

Інша ситуація має місце при голографічній реєстрації дифракційної картини з позаосевою опорною хвилею [3]. Таку голограму можна представити як сукупність кількох парціальних голограм: а) власне ГЮ (голограма краю дифракційної перешкоди з геометричною хвилею в якості опорної); б) позавісева голограма геометричної хвилі на ділянці фотоплатівки, яка відповідає прямо освітленій області (ПОО) дифракційної картини; в) дві парціальні позаосеві голограми краю перешкоди в області геометричної тіні (ОГТ) та у ПОО.

При цьому виникає можливість керування співвідношенням дифракційних ефективностей

парціальних позавісєвих голограм шляхом вибору відношення інтенсивностей компонент повного дифракційного поля, які у рамках моделі дифракції Юнга-Рубіновича (МДЮР) [4,5] асоціюються з крайовою дифракційною хвилею (КДХ), яка при нормальному падінні плоскої хвилі на край напівплощини має інтенсивність $I_d(\theta) \sim \text{ctg}^2(\theta/2)$ (θ – кут дифракції), геометричною хвилею, $I_g \equiv \text{const}$, і опорною хвилею, $I_r \equiv \text{const}$ [6]. Нагадаємо, що дифракційна ефективність голограми η , пропорційна квадрату глибини модуляції амплітудного пропускання або, у рамках лінійної теорії голографії, квадрату контрасту інтерференційної картини. Отже, процес реєстрації голограми може бути оптимізованим з метою максимізації дифракційної ефективності парціальної позаосєвої голограми КДХ.

Розглянемо випадок, коли інтенсивність опорної хвилі сумірна з інтенсивністю КДХ для деякого кута дифракції θ_r й (у ПОО) набагато менша за інтенсивність геометричної хвилі:

$$I_d(\theta_r) \approx I_r \ll I_g, \quad (1)$$

що має місце вже на невеликих відстанях від границі геометричної тіні. У термінах МДЮР в ОГТ суперпонує лише відповідна частина КДХ і позаосєва опорна хвиля. Отже, контраст інтерференційної картини

$$V_d^{(\text{ОГТ})}(\theta) = 2\sqrt{I_d(\theta)I_r} / (I_d(\theta) + I_r),$$

а дифракційна ефективність відповідної парціальної голограми

$$\eta_d^{(ОГТ)}(\theta) \sim 4I_d(\theta)I_r / [I_d(\theta) + I_r]^2 \quad (2)$$

$\eta_d^{(ОГТ)}(\theta)$ досягає максимального значення, яке обмежується лише співвідношенням початкового оптичного пропускання τ_0 та коефіцієнтом контрастності реєструючого середовища γ для амплітудних голограм, або глибиною фазової модуляції (наявності так званої експозиції насичення) для фазових голограм, в околі θ_r і спадає при відхиленні θ від θ_r , як в сторону більших, так і в сторону менших кутів дифракції [7]. У ПОО контрасти інтерференційних розподілів, утворюваних опорною хвилею з КДХ і з геометрооптичною хвилею, визначаються як

$$V_d^{(ПОО)}(\theta) = 2\sqrt{I_d(\theta)I_r} / (I_d(\theta) + I_r + I_g)$$

і $V_g(\theta) = 2\sqrt{I_g I_r} / (I_d(\theta) + I_r + I_g)$, а дифракційні ефективності відповідних парціальних голограм визначаються як

$$\eta_d^{(ПОО)}(\theta) \sim 4I_d(\theta)I_r / [I_d(\theta) + I_r + I_g]^2 \quad (3)$$

$$\eta_g(\theta) \sim 4I_g I_r / [I_d(\theta) + I_r + I_g]^2 \quad (4)$$

При опроміненні голограми простою хвилею (плоскою або сферичною, з постійною інтенсивністю), співвідношення енергетичних внесків парціальних позавісйо́вих голограм визначається безпосередньо відношенням відповідних дифракційних ефективностей. З урахуванням (1) знаходимо:

$$\frac{\eta_d^{(ОГТ)}(\theta)}{\eta_d^{(ПОО)}(\theta)} \approx \frac{I_g^2}{[I_r + I_d(\theta)]^2} \quad (5)$$

$$\frac{\eta_d^{(ОГТ)}(\theta)}{\eta_g(\theta)} \approx \frac{I_d(\theta)I_g}{[I_r + I_d(\theta)]^2} \quad (6)$$

Оцінка знизу відношень (5) і (6) отримується при $\theta = \theta_r$:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\eta_d^{(ОГТ)}(\theta_r)}{\eta_d^{(ПОО)}(\theta_r)} &\approx \frac{I_g^2}{4I_d^2(\theta_r)} \gg 1; \\ \frac{\eta_d^{(ОГТ)}(\theta_r)}{\eta_g(\theta_r)} &\approx \frac{I_g}{4I_d(\theta_r)} > 1. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

З (7) випливають такі висновки. По-перше, при не надто малих θ_r переважною дифракційною

ефективністю характеризується парціальна позавісйо́ва голограма частини КДХ, яка записується в ОГТ. Оскільки реконструкція першого позавісйо́вого порядку спостерігається в ОГТ зчитуючого (опорного) пучка, і при цьому парціальна голограма геометрооптичної хвилі володіє низькою дифракційною ефективністю, то відновлюватиметься контурне зображення дифракційної перешкоди. По-друге, слід очікувати відновлення одиничного контуру, оскільки, згідно з першою формулою (7), визначальний енергетичний внесок у зображення зумовлюється частиною відновленої КДХ, що відповідає ОГТ, а друга (протифазна [2,4-6]) компонента КДХ, що поширюється у ПОО, практично вилучається з процесу формування зображення. Останнє твердження справедливе для обговореного випадку дифракції на краю напівплощини, коли ПОО необмежена. У випадку замкнених дифракційних апертур обидві протифазні компоненти КДХ можуть бути записаними за межами ПОО, причому з тим ближчими дифракційними ефективностями, чим ближча область реєстрації до фраунгоферової зони дифракції. У граничному випадку, коли позавісйо́ва голограма дифракційної апертури реєструється у фраунгоферовій зоні, на симетричних відносно центрального дифракційного максимуму ділянках фотоплатівки записуються парціальні голограми протифазних компонент КДХ з еквівалентною дифракційною ефективністю, й у першому порядку відновлюється двічі оконтурене зображення [3, 8-10].

Описаний ефект – результат реалізації віртуального темного поля (формування контурного зображення дифракційної перешкоди з передбачуваною тонкою структурою) без використання матеріальних екранів у площині реєстрації, а лише за рахунок балансу дифракційних ефективностей парціальних голограм шляхом доцільного вибору відношення інтенсивностей опорної та об'єктної хвиль.

Сформулюємо переваги віртуального темного поля перед звичайним – через використання непрозорих екранів. По-перше, при "м'якому" (аподизованому) блокуванні геометрооптичної хвилі виключаються спотворення відновлюваного зображення, які зазвичай спричиняються дифракцією на краях самого блокуючого екрану. По-друге, мінімізуються інформаційні втрати, оскільки віртуальне темне поле (область низької дифракційної ефективності поблизу границі геометричної тіні) автоматично профілюється – набуває форми дифракційних смуг.

Ефект віртуального темного поля є результативно еквівалентним до "м'якого блокування регулярної складової у Фур'є-перетворюючих оптичних системах", яке реалізується з використанням спеціальних матеріалів (electron-trap-ring films, зокрема, фірми Quantex Corporation) [11]. Дійсно, в обох випадках частина зчитуючого випромінювання, що поширюється у ПОО (у випадку Фур'є-голограм – сфокусована у центральному дифракційному максимумі) втрачається, проте аподизована функція зіниці [10] відповідає передаточній функції зображуючого пристрою, при якій виключаються небажані вторинні максимуми у результуючому зображенні (у термінах МДЮР - вплив КДХ блокуючого екрана). "М'яке" блокування регулярної складової через баланс дифракційних ефективностей парціальних голографічних ґраток володіє очевидними перевагами, оскільки не потребує застосування будь-яких спеціальних матеріалів або процедур і може бути реалізованим на високоефективних фазових голографічних фотоплатівках.

Вкажемо ще на відомий, концептуально близький до обговорюваного, спосіб оптимізації процесу когерентно-оптичного розпізнавання знаків (символів) за Вандер Люгтом або шляхом сумісного Фур'є-перетворення [12,13]. Підкреслення високочастотних компонент Фур'є-спектру об'єкта з метою розпізнавання індивідуалізованих контурів символів й зниження потужності відгуків хибної кореляції (зумовленої наявністю спільних структурних компонент різних символів) також здійснюється через обрання інтенсивності опорної хвилі, меншої за середню інтенсивність об'єктної хвилі. Окрім різної мети (здійснення вірогідного розпізнавання або відновлення контурного зображення), вкажемо на ще дві відмінності отриманого нами результату і підходу, здійсненого у цитованих роботах. По-перше, розгляд у [12,13] проводиться методами Фур'є-оптики – безвідносно до тієї чи іншої моделі оптичної дифракції. При цьому втрачаються деталі явища – подвійний або одиничний контур у відновлюваному зображенні. Наведені нами аргументи дають підстави стверджувати, що на основі МДЮР досягається повна й однозначна фізична інтерпретація спостережуваних ефектів як результат відновлення одної або обох протифазних компонент КДХ. По-друге, проведений розгляд показує недостатність засобів, використаних у цитованих роботах, для досягнення поставленої мети. Покажемо це.

Когерентно-оптичне розпізнавання здійснюється в умовах узгодженої фільтрації: голограма зчитується не опорною або іншою простою хвилею, а об'єктною – у хвильових та геометричних умовах запису. При цьому ділянка голограми з низькою дифракційною ефективністю (у межах ПОО) зчитується потужною геометрооптичною хвилею, і навпаки ділянка з високою дифракційною ефективністю (в ОГТ) зчитується низькоінтенсивною КДХ. У цьому випадку співвідношення енергетичних ефективностей парціальних позаосьових голограм краю перешкоди в ОГТ і геометрооптичної хвилі у ПОО визначається так:

$$\frac{\eta_d^{(ОГТ)}(\theta)I_d(\theta)}{\eta_g(\theta)I_g} \approx \frac{I_d^2(\theta)}{[I_r + I_d(\theta)]^2} \leq 0,25, \quad (8)$$

де рівність відповідає куту $\theta_r - I_r = I_d(\theta_r)$. Отриманий результат означає, що при когерентно-оптичному розпізнаванні за методом похідної відносний енергетичний внесок контуру символа у кращому випадку "підтягується" до енергетичного внеску від ПОО, проте ніколи не стає переважним. Для того, щоб у режимі узгодженої голографічної фільтрації виділити контур дифракційної перешкоди й здійснити розпізнавання саме контуру, потрібно реалізувати більш високе відношення $\eta_d^{(ОГТ)}(\theta)/\eta_g(\theta)$, ніж визначається формулою (6). Така можливість реалізується лише при виході за рамки лінійного наближення теорії голографії.

Квадратична голограма – дзеркало фазового спряження

Розглянемо особливості фазового спряження (ФС) за квадратичною голограмою (КГ) [9,14,15] у випадку, коли об'єктна хвиля $G(\vec{r})$ виникає у результаті дифракції простої первинної хвилі на апертурі довільної конфігурації. Згідно з МДЮР, поле за дифракційною перешкодою описується сумою:

$$G(\vec{r}) = G_g(\vec{r}) + G_d(\vec{r}), \quad (9)$$

де $G_g(\vec{r})$ – геометрооптична хвиля у біжучій точці області спостереження, а $G_d(\vec{r})$ – КДХ у цій точці, яка визначається інтегралом по контуру дифракційної перешкоди.

Відомі передумови нелінійного голографічного запису [14,16], такі як сумірність інтенсивностей парціальних опорних хвиль і середньої інтенсивності об'єктної хвилі, тривалий час експонування і перепроявлення фотошару, які забезпечують помітну величину квадратичної компо-

ненти амплітудного відгуку голограми, будемо вважати виконаними.

Специфічні відображаючі властивості КГ визначаються квадратичною компонентою розкладу амплітудного відгуку голограми $T_a(\vec{r})$ у ряд за степенями інтенсивності [14]:

$$T_a(\vec{r}) = \sum_{l=0}^2 T_l I^l(\vec{r}), \quad (10)$$

де $T_l = c_l t^l$, $c_l = \frac{1}{l!} \frac{\partial^l T_a}{\partial E^l}$; $E(\vec{r}) = tI(\vec{r})$; t – час експонування, $I(\vec{r})$ – інтенсивність експонуючого поля, \vec{r} – радіус-вектор біжучої точки в області реєстрації.

Нехай КГ хвилі (9) записується з двома контрапрямленими опорними хвилями $\Omega_A(\vec{r})$ і $\Omega_B(\vec{r})$, так що

$$\Omega_A(\vec{r}) + \Omega_B(\vec{r}) = A \exp[i(\omega t - \vec{k}_A \vec{r} + \varphi_A)] + B \exp[i(\omega t - \vec{k}_B \vec{r} + \varphi_B)], \quad (11)$$

де A, B – (постійні) амплітуди, а φ_A, φ_B – початкові фази парціальних опорних хвиль; при цьому $\vec{k}_A + \vec{k}_B \equiv 0$ у кожній точці області реєстрації. Інтенсивність експонуючого поля набуває вигляду:

$$I(\vec{r}) = |\Omega_A(\vec{r}) + \Omega_B(\vec{r}) + G(\vec{r})|^2. \quad (12)$$

У досліджуваному випадку КГ від дифракційної апертури доцільним є такий вибір відношення інтенсивностей опорних і об'єктної хвиль:

$$I_A \approx I_B \sim I_d(\vec{r}) \ll I_g \text{ – у ПОО}; \quad (13)$$

$$I_A \approx I_B \sim I_d(\vec{r}) \text{ – в ОГТ (при } \theta = \theta_r), \quad (14)$$

де $I_d(\vec{r}) = |G_d(\vec{r})|^2$, $I_g(\vec{r}) = |G_g(\vec{r})|^2$, $I_A = |\Omega_A|^2$, $I_B = |\Omega_B|^2$. Підставляючи (12) з $G(\vec{r})$, визначеним у формі (9), у розклад (10), знаходимо серед доданків цього розкладу компонента, яка відповідає за самообертання об'єктного хвильового фронту:

$$\left\{ 2T_2 (G_d^*(\vec{r}) + G_g^*(\vec{r}))^2 \Omega_A(\vec{r}) \Omega_B(\vec{r}) \right\} \text{ – у ПОО}; \quad (15)$$

$$\left\{ 2T_2 (G_d^*(\vec{r}))^2 \Omega_A(\vec{r}) \Omega_B(\vec{r}) \right\} \text{ – в ОГТ}. \quad (16)$$

При зчитуванні частиною об'єктної хвилі, яка поширюється у ПОО $G_d(\vec{r}) + G_g(\vec{r})$, комбінаційні ґратки, асоційовані з парціальним оператором КГ – дзеркала фазового спряження (ДФС) (15), зумовлюють відновлення відповідної ком-

поненти ФС-відгуку:

$$\left\{ 2T_2 (G_d^*(\vec{r}) + G_g^*(\vec{r}))^2 \Omega_A(\vec{r}) \Omega_B(\vec{r}) \right\} \times (G_d(\vec{r}) + G_g(\vec{r})) = (K_0 + K_1) (G_d^*(\vec{r}) + G_g^*(\vec{r})), \quad (17)$$

де $K_0 = 2T_2 \Omega_A(\vec{r}) \Omega_B(\vec{r}) (|G_d(\vec{r})|^2 + |G_g(\vec{r})|^2)$, $K_1 = 2T_2 \Omega_A(\vec{r}) \Omega_B(\vec{r}) \{G_d^*(\vec{r}) G_g(\vec{r}) + \text{к.с.}\}$ (к.с. – комплексне спряження). Зауважимо, що усереднення здійснюється по набору критичних точок першого роду, розташованих у межах апертури [6,17], і крайових ретрансляторів, які дають внески у біжучу точку області реєстрації з радіус-вектором \vec{r} . Доданок з K_0 у правій частині (17) описує точну ФС-репліку об'єктної хвилі, а доданок з K_1 – компоненту, зумовлену перехресною інтерференцією геометрооптичної хвилі з КДХ, яка, в принципі, може призводити до інтермодуляційних шумів у зображенні.

Аналогічно, при зчитуванні частиною КДХ, яка поширюється в ОГТ, комбінаційні ґратки, асоційовані з парціальним оператором КГ-ДФС (16), зумовлюють відновлення компоненти ФС-відгуку

$$\left\{ 2T_2 (G_d^*(\vec{r}))^2 \Omega_A(\vec{r}) \Omega_B(\vec{r}) \right\} G_d(\vec{r}) = K G_d^*(\vec{r}), \quad (18)$$

де $K = 2T_2 \Omega_A(\vec{r}) \Omega_B(\vec{r}) (|G_d(\vec{r})|^2)$.

Квадратичне віртуальне темне поле

Порівняємо дифракційні ефективності парціальних КГ-ДФС, записаних у межах ПОО і в ОГТ. В ОГТ крос-ґратки $\{G_d^*(\vec{r}) \Omega_A(\vec{r}) + \text{к.с.}\}$ і $\{G_d^*(\vec{r}) \Omega_B(\vec{r}) + \text{к.с.}\}$ характеризуються глибинами модуляції, пропорційними контрастам відповідних парціальних інтерференційних картин, утворюваних КДХ з кожною з двох компонент стоячої опорної хвилі:

$$V_{dA}^{(\text{ОГТ})}(\vec{r}) = 2\sqrt{I_d(\vec{r}) I_A} / (I_d(\vec{r}) + I_A + I_B), \quad (19)$$

$$V_{dB}^{(\text{ОГТ})}(\vec{r}) = 2\sqrt{I_d(\vec{r}) I_B} / (I_d(\vec{r}) + I_A + I_B). \quad (20)$$

Згідно з лінійною теорією голографії [16], дифракційна ефективність кожної з таких лінійних (інтерференційних) крос-ґраток пропорційна квадрату контрасту відповідної інтерференційної картини. Глибина ж модуляції комбінаційних ґраток, які визначаються виразом (15), доповненим його комплексним спряженням, пропорційна добутку глибин модуляції утворюючих крос-

граток. Отже, ділянка КГ-ДФС в ОГТ володіє дифракційною ефективністю

$$\eta_d^{(ОГТ)}(\vec{r}) \sim [V_{dA}^{(ОГТ)}(\vec{r})V_{dB}^{(ОГТ)}(\vec{r})]^2. \quad (21)$$

З іншого боку, крос-гратки $\{G_g^*(\vec{r})\Omega_A(r)+\text{к.с.}\}$ і $\{G_g^*(\vec{r})\Omega_B(r)+\text{к.с.}\}$, утворювані у межах ПОО через інтерференцію геометрооптичної хвилі з кожною з двох компонент стоячої опорної хвилі, володіють контрастом

$$V_{gA}(\vec{r}) = 2\sqrt{I_g I_A} / (I_g + I_d(\vec{r}) + I_A + I_B), \quad (22)$$

$$V_{gB}(\vec{r}) = 2\sqrt{I_g I_B} / (I_g + I_d(\vec{r}) + I_A + I_B), \quad (23)$$

тоді як крос-гратки $\{G_d^*(\vec{r})\Omega_A(\vec{r})+\text{к.с.}\}$, $\{G_d^*(\vec{r}) \times \Omega_B(\vec{r})+\text{к.с.}\}$, які утворюються у ПОО через інтерференцію КДХ з кожною з двох компонент стоячої опорної хвилі володіють контрастом

$$V_{dA}^{(ПОО)}(\vec{r}) = 2\sqrt{I_d(\vec{r}) I_A} / (I_g + I_d(\vec{r}) + I_A + I_B), \quad (24)$$

$$V_{dB}^{(ПОО)}(\vec{r}) = 2\sqrt{I_d(\vec{r}) I_B} / (I_g + I_d(\vec{r}) + I_A + I_B). \quad (25)$$

Отже, парціальна КГ-ДФС геометрооптичної хвилі характеризується дифракційною ефективністю

$$\eta_g(\vec{r}) \sim [V_{gA}(\vec{r})V_{gB}(\vec{r})]^2, \quad (26)$$

а парціальна КГ частини КДХ у ПОО – дифракційною ефективністю

$$\eta_d^{(ПОО)}(\vec{r}) \sim [V_{dA}^{(ПОО)}(\vec{r})V_{dB}^{(ПОО)}(\vec{r})]^2. \quad (27)$$

Нарешті, дифракційна ефективність шумових граток $\{G_d^*(\vec{r})G_g(\vec{r})+\text{к.с.}\}$ (див. формулу (17)) визначається як

$$\eta_{gd}^{(ППО)}(\vec{r}) \sim [V_{gA}^{(ППО)}(\vec{r})V_{dB}^{(ППО)}(\vec{r})]^2 \approx [V_{gB}^{(ППО)}(\vec{r})V_{dA}^{(ППО)}(\vec{r})]^2. \quad (28)$$

Враховуючи (13) і (14), оцінімо відношення дифракційних ефективностей різних комбінаційних граток, які утворюють КГ-ДФС:

$$\left(\eta_d^{(ОГТ)}(\vec{r})/\eta_g(\vec{r})\right) \sim [I_g/I_d(\vec{r})]^4, \quad (29)$$

$$\left(\eta_d^{(ОГТ)}(\vec{r})/\eta_d^{(ПОО)}(\vec{r})\right) \sim [I_g/I_d(\vec{r})]^8, \quad (30)$$

$$\left(\eta_d^{(ОГТ)}(\vec{r})/\eta_{gd}^{(ПОО)}(\vec{r})\right) \sim [I_g/I_d(\vec{r})]^6. \quad (31)$$

Вирази (29)-(31) за реалізації умов (13) і (14) визначають квадратичний ефект віртуального темного поля, який характеризує відновлення ФС-репліки об'єктної хвилі за КГ від дифракційної апертури. Згідно цих виразів, переважною дифракційною ефективністю володіє парціальна КГ-ДФС для частини КДХ, що поширюється в ОГТ. У порівнянні з формулами (5)-(7), формули (29)-(31) визначають квадратично підсилену залежність дифракційної ефективності КГ-ДФС краю перешкоди від відношення інтенсивностей опорної і об'єктної хвилі. Даний результат вказує на суттєве зменшення напівширини кривої залежності дифракційної ефективності від відношення $I_g/I_d(\vec{r})$ – звуження спектральних вікон у ОГТ. З (29)-(31) випливає також, що дифракційними ефективностями $\eta_d^{(ПОО)}(\vec{r})$ і $\eta_{gd}^{(ПОО)}(\vec{r})$ можна знехтувати внаслідок їх сильніших залежностей від відношення $I_g/I_d(\vec{r})$ у порівнянні з $\eta_d^{(ОГТ)}(\vec{r})$. При цьому, внаслідок малості відношення $\eta_d^{(ОГТ)}(\vec{r})/\eta_{gd}^{(ПОО)}(\vec{r})$ інтермодуляційні шуми у ФС-відгуці КГ-ДФС – дуже малі.

Актуальність останнього висновку виявляється при порівнянні результату зчитування КГ-ДФС у режимі узгодженої фільтрації (точною копією об'єктного поля)

$$\frac{\eta_d^{(ОГТ)}(\vec{r})I_d(r)}{\eta_g(\vec{r})I_g} \sim \frac{I_g}{I_d(\vec{r})} \gg 1 \quad (32)$$

з результатом, описуваним формулою (8). Нерівність (32) визначається умовами (13), (14). Згідно з (32), навіть при зчитуванні НГ у режимі узгодженої фільтрації, коли низькоефективні парціальні гратки, записані у ПОО, зчитуються потужною хвилею $G_g(\vec{r}) + G_d(\vec{r})$, а високоефективні парціальні гратки в ОГТ зчитуються низькоінтенсивною КДХ $G_d(\vec{r})$, яскравість зображення краю дифракційної перешкоди у ФС-репліці вхідного сигналу значно перевищує яскравість зображення апертури. Отже, ФС-репліка вхідного сигналу, відновлювана за КГ-ДФС, – контурна. Виділення контуру у чистому вигляді (edge detection), а не лише його підкреслювання (edge enhancement), не реалізоване у методі узгодженої фільтрації за лінійною голограмою, тобто є суто нелінійно-голографічним ефектом.

Отже, квадратичний ефект віртуального темного поля зберігає усі переваги, притаманні вір-

туальному темному полю, що реалізується засобами лінійної голографії ("м'яке" аподизоване блокування регулярної складової дифрагованого поля, адаптацію форми віртуального блокуючого екрану до макроформи вхідного сигналу), і додатково забезпечує, внаслідок квадратично підсиленої залежності дифракційної ефективності актуальних комбінаційних ґраток, відновлення контурного зображення і звуження спектральних вікон, асоційованих з когерентною передаточною функцією КГ-ДФС.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Polyanskii P.V., Polyanskaya G.V.* On a consequence of the Young-Rubinowicz model of diffraction phenomena in holography // *Opt. Appl.* - 1995. - **25**, No.3. - P.171-183.
2. *Полянський П.В., Полянська Г.В.* Голограма Юнга - п'ятий тип голограмм // *Оптич. журн.* - 1997. - **64**, №4. - С.52-63.
3. *Polyanskaya G.V.* Imaging by off-axis fractalogram // *Proc. SPIE.* - 1997. - **3317**. - P.251-260.
4. *Зоммерфельд А.* Оптика. - М.: ИИЛ, 1953.
5. *Борн М., Вольф Е.* Основы оптики. - М.: Наука, 1973.
6. *Miyamoto K., Wolf E.* Generalization of the Maggy-Rubinowicz theory of the boundary diffraction wave // *J.Opt.Soc.Amer.* - 1962. - **52**, No.6. - P.615-637.
7. *Богатирьова Г.В., Полянський П.В.* Нелінійна голограма Юнга як вейвлет-перетворювач вхідного сигналу // *Науковий вісник ЧДУ. Вип. 66: Фізика. Електроніка.* - Чернівці: ЧДУ, 1999. - С.73-78.
8. *Bogatiryova G.V.* Edge-enhanced phase conjugation based on a quadric hologram // *Proc. SPIE.* - 1998. - **3573**. - P.170-173.
9. *Полянський П.В.* Об эффекте оконтуривания комплексно-сопряженного ассоциативного отклика голограммы второго порядка // *Опт. и спектр.* - 1998. - **85**, №5. - С.854-858.
10. *Angelsky O.V., Konovchuk A.V., Polyanskii P.V.* Off-axis quadric fractalogram // *J.Opt. A: Pure and Appl. Opt.* - 1999. - **1**, No.1. - P.15-24.
11. *Jutamulia S., Gregory D.A.* Soft blocking of the dc term in Fourier optical systems // *Opt.Eng.* - 1998. - **V.37**, №1. - P. 49-51.
12. *Вьено Ж.-Ш., Смигельский П., Руайе А.* Оптическая голография. Развитие и применение. - М.: Мир, 1973.
13. *Owechko Yu.* Nonlinear holographic associative memories // *IEEE Journ. of Quant.Electron.* QE-25. - 1989. - **25**, No.3. - P.619-634.
14. *Полянський П.В.* Ассоциативные свойства голограмм второго порядка // *Оптич. журн.* - 1997. - **64**, №4. - С. 28-37.
15. *Полянський П.В.* Ассоциативная память с использованием статического фазообращающего зеркала на основе голограммы второго порядка // *Оптика и спектр.* - 1998. - **84**, №2. - С.346-351.
16. *Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л.* Оптическая голография. - М.: Мир, 1973.
17. *Ваганов Р.Б., Каценеленбаум Б.З.* Основы теории дифракции. - М.: Наука, 1982.