

DYNAMIC ENERGY RESONANCES IN THE DIFFRACTION GRATING SYSTEM

N. Medvid

National University of Food Technologies

O. Gnatovskiy

Institute of Physics National Academy of Sciences of Ukraine

Key words:

Correlation interaction of fields
Periodic structures
Intensity modulation
Diffraction resonances
Switching of optical channels

Article history:

Received 03.12.2019

Received in revised form
19.12.2019

Accepted 13.02.2020

Corresponding author:

Y. Onyshchenko

E-mail:

yaroslav_onyshchenko
@ukr.net

ABSTRACT

The possibilities of a system of phase diffraction gratings for the formation of diffraction orders and a way to control their intensity in the desired angular orders are considered. The purpose of the work was to determine the parameters of such systems to obtain the desired changes in the resulting angular spectrum, provided that the energy is effectively converted.

A correlation mechanism of diffraction resonance formation was developed when its field is formed due to the interference of several components from different periodic distributions of complex amplitude that form a synthesized resultant field at the original aperture of the system. We used a computer program to calculate the field for a complex system of sequentially placed diffraction gratings with various variable parameters. In particular, they are profile of phase relief, transverse and longitudinal displacements of system components and the periodicity of the component fields.

The possibility of using an artificial hologram as a diffraction grating for the purpose of optical information processing is considered. The energy pumping measure for the basic configurations of the diffraction system has been determined as well as the conditions under which almost complete energy pumping can be achieved in the near axial orders. The experimental setup reproduced the conditions and parameters of the values used for simulation. The measured values of the intensity when changing the tuning parameters confirm the calculated data.

The obtained results make the basis for their further use in metrological devices and for controlling the spatial and angular distribution of laser energy at technological targets.

ДИНАМІЧНІ РЕЗОНАНСИ ЕНЕРГІЇ В СИСТЕМІ ДИФРАКЦІЙНИХ РЕШІТОК

Н. В. Медвідь

Національний університет харчових технологій

О. В. Гнатівський

Інститут фізики НАН України

У статті розглянуто можливості системи фазових дифракційних решіток для утворення дифракційних порядків і керування їх інтенсивністю в потрібних кутових порядках. Визначено параметри таких систем для одержання необхідних змін результуючого кутового спектра за умови ефективного перетворення енергії.

Розвинуто кореляційний механізм формування дифракційного резонансу, поле якого утворюється внаслідок інтерференції кількох складових від різних періодичних розподілів комплексної амплітуди, що утворюють синтезоване результуюче поле на вихідній апертурі системи. Використовувалась комп'ютерна програма розрахунків поля для складної системи з послідовно розміщених дифракційних решіток з різноманітними змінними параметрами, зокрема профілем фазового рельєфу, поперечним і повздовжнім переміщенням компонент системи та періодичністю складових полів.

Розглянуто можливість застосування як дифракційної решітки штучної голограми з метою обробки оптичної інформації. Визначено величини перекачки енергії для базових конфігурацій дифракційної системи і наведено умови, за яких можна досягнути майже повної перекачки енергії в найближчих приосьових порядках. Експериментальна установка відтворювала умови та параметри величин, що використовувались для розрахунків. Виміряні величини інтенсивності при зміні параметрів настройки підтверджують розрахункові дані.

Одержані результати є підґрунтям для їх подальшого використання в метрологічних пристроях і для керування просторовим та кутовим розподілом лазерної енергії на технологічних мішенях.

Ключові слова: кореляційна взаємодія полів, періодичні структури, модуляція інтенсивності, дифракційні резонанси, переключення оптичних каналів.

Постановка проблеми. Як правило, решітки розглядаються за умови їх освітлення плоскою хвилею (хоча можливі й інші схеми), тому в основі математичного опису кутового спектра для дифракційного поля окремої решітки лежить згортка простої δ -функції з однозначно визначеним Фур'є образом функції розподілу комплексної амплітуди поля по апертурі саме цієї, окремо взятої решітки [1; 2].

Ми ж розглядаємо випадок, пов'язаний із системою решіток. Досліджується проходження вхідного пучка скрізь декілька решіток або ж проходження декількох пучків скрізь одну решітку, або ж обидва такі варіанти разом. Такі ситуації призводять до включення механізму інтерференції дифракційних резонансів для пучків різного походження та інтенсивності, пов'язаних зі змінами фази

хвильових фронтів, механічними зміщеннями елементів схеми, зміною кутів «вторинних» пучків тощо. Це означає заміну початкового розподілу комплексної амплітуди окремої решітки на певний «синтезований» розподіл поля на вихідній апертурі системи і перехід до «кореляційного» типу взаємодії полів різного походження всередині системи, коли певне поле системи відтворюється іншим, складним полем.

Також варто звернути увагу на певну аналогію наведених передумов із двоступінчастістю голографічних перетворень полів.

Аналіз останніх досліджень і публікацій. Розробка ефективних дифракційних модуляторів лазерного випромінювання залишається актуальним і складним технічним завданням, попри всі досягнення дифракційної оптики [3]. Ця проблема близька до розробок кореляційної і голографічної методик, в яких також приділяється увага відносній простоті та доступності відповідних модулаторів та вимірювачів [4; 5]. Крім того, наводяться нові результати досліджень у цьому напрямку, що спираються на кореляційний принцип відтворення кожного елемента дифракційної схеми складним, інформаційно значущим сигналом. Вивчалися системи з періодичними багат шаровими фазовими структурами, які об'єднуються в блоки з декількох, послідовно розміщених дифракційних решіток.

Взагалі, дифракція оптичних пучків на амплітудо-фазових дифракційних решітках (в т. ч. голографічних) вже багато часу вивчається в класичній оптиці [1]. Отримані результати можуть бути використані для реалізації як наукових, так і промислових завдань. Для прикладу, застосування ефекту Тальбота [6], інтерферометра Vonse-Hart [7], муарового інтерферометра [8] стали попередньою основою при створенні новітніх нейтронних інтерферометрів у дослідженнях структури і властивостей зразків, для проведення високоточних вимірювань прискорення вільного падіння тощо.

Але у дослідженнях функціональна роль дифракційної решітки обмежується її статичною роллю транспаранта з періодичним комплексним розподілом амплітуди на апертурі.

Метою дослідження є аналіз перетворень світлових пучків системою статичних дифракційних елементів за умови їх збудження складними полями, що призводить до появи динамічних факторів змін енергії дифракційних резонансів у цій системі.

Матеріали і методи. Теоретичні передумови, використані для подальшого чисельного моделювання, базуються на відомих співвідношеннях хвильової оптики.

Теорема про зміщення [1; 2]

$$\hat{F}\{f(x-a)\} = \hat{F}\{f(x)\} \cdot \exp(2\pi i \xi a) \quad (1)$$

пов'язує зміну фази коливань поля $\exp(2\pi i \xi a)$ в кутовому спектрі окремої решітки після її поперечного зсуву на величину a , тобто визначає механізм керування інтерференційним накладанням полів у дифракційних порядках сукупності решіток.

Зв'язок між розподілами полів [9] у площинах для двох послідовно розміщених на відстані z решіток $U(\xi, \eta, 0)$ та $U(x, y, z)$:

$$U(x, y, z) = \frac{kz}{2\pi i} \iint_{-\infty}^{+\infty} U(\xi, \eta, 0) \frac{\exp \left[ik \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + z^2} \right]}{\sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + z^2}} d\xi d\eta \quad (2)$$

першого поля $U(\xi, \eta, 0)$ та другого поля $U(x, y, z)$ для площин на відстані z .

У рамках скалярної теорії дифракції на основі співвідношення (2) можна розрахувати поле в площині P_2 , що розміщена на досить великій віддалі Z_1 відносно початкової площини P_1 з відомим розподілом поля (3, 4). Таку операцію можна повторювати декілька разів для послідовно розміщених каскадів, які включають площину P_n і відстань Z_n до наступної площини P_{n+1} . Відповідно, були розроблені комп'ютерні програми обчислень амплітуди і фази вихідного поля для різноманітних комбінацій решіток, їх розміщень у дифракційній кореляційній схемі, при різних умовах налаштування окремих елементів.

У дослідженні використовувались розподіли: вхідні, утворені інтерференційним полем *int.* та фазовою решіткою *rect.*:

$$\begin{aligned} P_{int.} &\propto \sin(2\pi N_f x / A + \Delta\varphi); \\ P_{rect.} &= \exp \left[(i\pi / 2) \cdot \operatorname{sgn}(\sin(2\pi N_f / A)) \right] \end{aligned} \quad (3)$$

та поля, перетворювані фазовими решітками синусоїдального та прямокутного профілю:

$$\begin{aligned} M_{\sin i} &= \exp \left(i \frac{m}{2} (\sin(2\pi N_i x / A)) \right); \\ P_{rect j} &= \exp \left[(i\pi / 2) \operatorname{sgn}(\sin(2\pi N_j x / A)) \right], \end{aligned} \quad (4)$$

де величина N визначає кількість періодів поля на апертурі A , значення m у подальшому фігурує в позначеннях решіток ($M=m=1, 36$ тощо).

Походження пучків із змінними амплітудами і фазами не має значення для їх подальшої інтерференції і визначається лише практичною задачею і зручністю її розв'язку.

Викладення основних результатів дослідження. Перевірка числового моделювання здійснювалась за допомогою експериментальної схеми, яка відтворювала умови, показані на рис. 1. Вони полягають у накладанні двох кутових спектрів дифракційної решітки, які зміщені один відносно іншого відповідно до кута між вхідними променями I_1 та I_2 . Розподіли енергії в спектрах однакові, але фази коливальних полів різні і вони будуть змінюватися при поперечному зсуві решітки, а амплітуди полів — при зміні співвідношення інтенсивності I_1 та I_2 .

Отже, випромінювання гелій-неонового лазера світлоподільним пристроєм розщеплювалось на два пучки з рівномірним розподілом енергії по перетину пучка. Кут сходження пучків забезпечував ширину інтерференційних смуг у межах 10...30 смуг на апертурі A , що становила 4 мм. Відстань між решітками була в межах 20...40 мм. Одержані кутові спектри за допомогою телекамери записувались і оброблялись на ЕОМ.

Решітки, які використовувались у дослідах, виготовлялись шляхом запису інтерференційного поля на голографічних фотопластинках з подальшим їх відбілюванням. Відібрані решітки проходили тестування на їх якість за виглядом кутового спектра, тобто в плоскій хвилі. Це давало змогу визначати глибину їх

фазового рельєфу по співвідношенню інтенсивності в дифракційних максимумах вищих порядків. Виміряні періоди решіток, відстань між ними та до об'єктиву, що здійснював Фур'є перетворення полів, їх глибина модуляції в подальшому використовувались для розрахунків з метою зіставлення результатів.

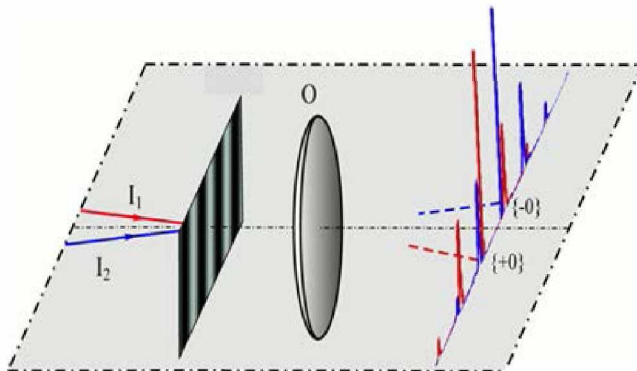


Рис. 1. Принцип накладання кутових спектрів різного походження

У цьому дослідженні розглядаються початкові варіанти кореляційних резонансних схем, адже вони є своєрідними «цеглинками», з яких складаються більш ефективні конфігурації для подальших практичних застосувань. Дослідження доцільно починати зі схеми з однієї решітки, яка освітлюється двома плоскими хвилями.

Були одержані такі результати числових експериментів:

а). Одна синусоїдальна (*SIN*) решітка та два вхідні пучки. Застосування кореляційного підходу до звичайної дифракційної решітки (освітлення її непласкою хвилею, а більш складним інтерференційним полем з двох плоских хвиль) одразу ж відкриває динамічні аспекти при її використанні. Передусім відкривається можливість здійснювати ефективну перекачку енергії між дифракційними порядками кутового спектра решітки (в напрямках пучків, що інтерферують) за умови її поперечного зсуву відносно інтерференційного поля [4; 10]. Із збільшенням глибини фазової модуляції решітки до оптимуму майже повна перекачка відбувається з коефіцієнтом корисної дії (ККД) близько 65%, решта енергії концентрується у вищі порядки.

Також у цьому найпростішому випадку вже спостерігається «обернення перекачки». Тобто домінуючий дифракційний порядок із збільшенням глибини фазової модуляції міняється своєю роллю з попередньо пригніченим порядком. Хоча такий ефект відбувається з ККД меншим за 50%.

Ілюстрація ефекту перекачки енергії для описаного випадку показана на рис. 2(b) або 2(c). Наведені розрахунки для ситуацій: (а) збігу екстремумів для розподілів полів решітки (червоний колір) та інтерференційного поля (синій). Далі показаний поперечний зсув розподілу решітки ліворуч на чверть його періоду (b), ще нижче на чверть періоду праворуч (c), як це зображено на рис. 2 (колонка 1).

Розрахунки проводились для решітки із синусоїдальним профілем фазового рельєфу (4) глибиною модуляції $M=1,36$, яка була розміщена в інтерференційному полі (3) з контрастністю смуг рівною одиниці (рівні за інтенсивністю пуч-

ки). Період інтерференційного поля N_{int} вдвічі менший за період розподілу поля решітки N_{sin} . Кількість смуг інтерференційного поля на діючій апертурі становила десять, а кількість періодів розподілу поля решітки — двадцять.

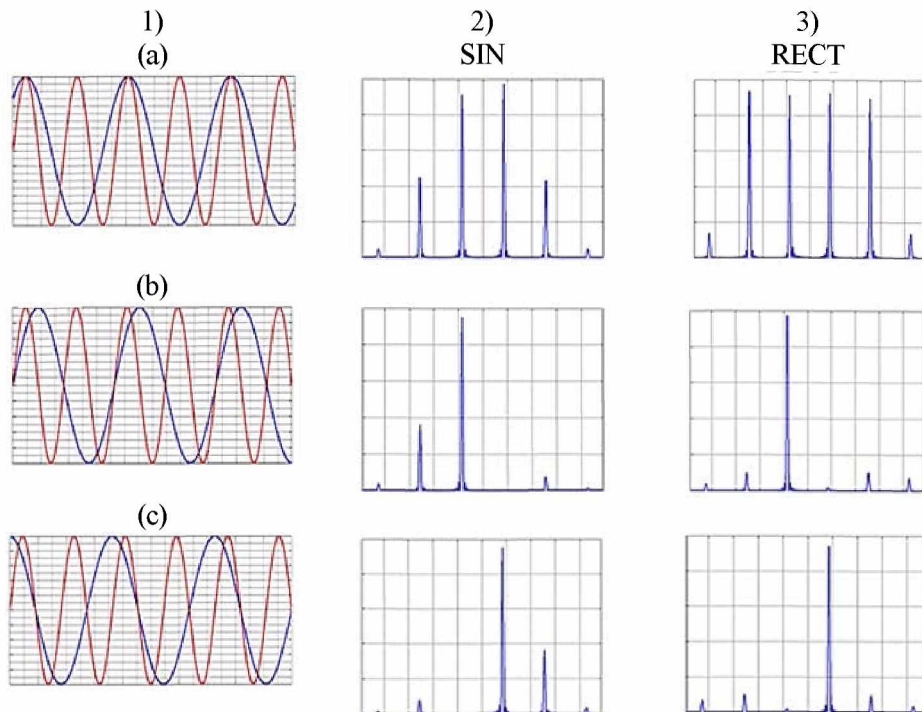


Рис. 2. Співвідношення енергій «+0» та «-0» дифракційних порядків решіток різного фазового профілю для їх різних (а) — (с) поперечних зсувів відносно інтерференційного поля

b). Прямокутна (Rect) та синусоїдальна (Sin) решітки. Громіздку схему інтерферометра, що забезпечує утворення інтерференційного поля, доцільно замінити на простіший фазовий транспарант, що забезпечує досить ефективне утворення двох пучків. Найбільш простий з них — це фазова дифракційна решітка з меандровим профілем і глибиною модуляції в π радіан (3, 4). Відповідно до цього, в колонці RECT для рис. 2 наводяться ілюстрації перекачки енергії, коли інтерференційне поле замінюється полем після решітки з прямокутною формою фазового рельєфу. Параметри синусоїдальної решітки для обох випадків (колонки SIN, RECT для рис. 2 залишались однаковими. ККД перетворення в обох випадках складало, відповідно, 65% та 70%. В той же час співвідношення енергій для вищих дифракційних порядків досить відмінні.

Підсумовуючи, можна зауважити, що цілком природним елементарним оптичним елементом для кореляційних підсилень дифракційних резонансів можна вважати систему з двох дифракційних решіток, що розділяються шаром простору. При освітленні плоскою хвилею перша решітка служить генератором (мультиплікатором) вхідних пучків. Вони далі інтерферують з пучками, що утворює друга решітка. Динаміка змін енергії відбувається при поперечних або повздов-

жніх зсувах однієї решітки відносно іншої, що пов'язано зі зміною фази парціальних пучків від першої решітки.

Зміни в кількості вторинних полів, їх амплітуди і фази при різноманітних зсувах решіток, а також зміна просторового розподілу фази вхідних пучків при повздовжньому зсуві решіток дають дуже багато варіантів для кожного дифракційного резонансу в результуючому кутовому спектрі системи. Тут доцільна аналогія між двопучковою та багатопучковою (порядку десяти) інтерференцією.

с). *Дві синусоїдальні решітки.* Узагальнення попередніх випадків призводить до дифракційного кореляційного каскаду з двох синусоїдальних решіток, що збуджується плоскою хвилею, або ж інтерференційним полем.

На рис. 3 плоска хвиля збуджує дві однакові синусоїдальні решітки. Параметри решіток: $H_{1,2}=20$; глибина модуляції $M_{1,2}=1,67$; Відстань між решітками $Z=8$. Наведені кутові спектри для випадків: А — результуючого кутового спектра без поперечного зсуву між решітками, в якому домінує центральний нульовий дифракційний порядок; Б — ілюструє випадок зсуву другої решітки на чверть її періоду щодо першої. Повністю зникає центральний «0» порядок і водночас зростає «-1» порядок з ККД до 60%. Цей приклад показує, що система решіток може мати ККД майже вдвічі вищий, ніж він є для однієї окремої решітки. Цей факт може бути корисним для голографічних схем обробки інформації.

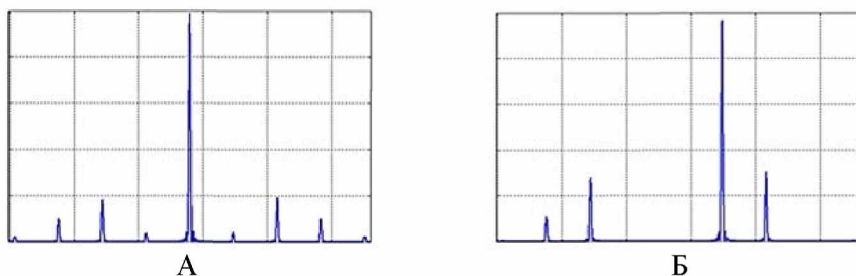


Рис. 3. Плоска хвиля освітлює дві синусоїдальні решітки:

А — кутовий спектр без поперечного зсуву між решітками;
Б — зсув другої решітки на чверть періоду відносно першої

Далі, для порівняння, на рис. 4 наведемо приклад кутового спектра системи з двох синусоїдальних решіток з глибиною фазової модуляції $M_{1,2}=0,8$, але при їх збудженні двопробним (інтерференційним) полем.

Тут, як і на рис. 2 (колонка 1), показані випадки: А — збіг екстремумів у розподілах комплексної амплітуди інтерференційного поля і двох решіток; В — поперечний зсув системи решіток як цілого на чверть періоду решіток ліворуч; С — зсув на чверть періоду праворуч. З порівняння результатів видно, що поява додаткової решітки суттєво підвищила ефективність перекачки до ККД більш як 95—97%. Фактично, ця ефективність буде залежати від експериментальних можливостей реалізації таких дослідів.

Враховуючи, що синусоїдальні решітки є, по суті, голограмами плоских хвиль, ми вважаємо, що наведені результати числового моделювання їх кутових спектрів мають перспективу і для більш складних голограм. Поряд із підвищенням до 95% енергетичної ефективності формування «зображень» у цьому разі відкри-

вається ще можливість їхніх перетворень. На рис. 5, як приклад, наведений кутовий спектр системи з трьох решіток, перша з яких являє собою штучну фазову голограму, пов'язану з гаусовим пучком моди TEM_{03} . Спостерігаються значні зміни в розподілах енергії різних порядків від відтворення зображень до формування розподілів, подібних до просторової автокореляційної функції моди.

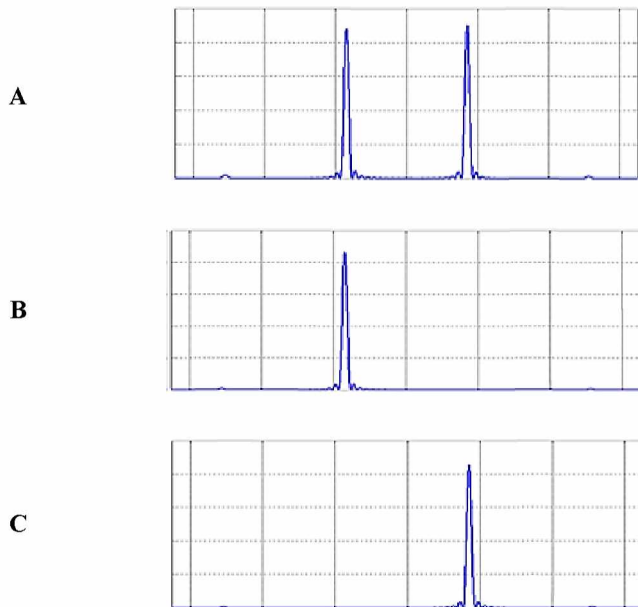


Рис. 4. Приклад ефективної перекачки енергії в « $\leftrightarrow 0$ » та « $\leftarrow 0$ » для двох синусоїдальних решіток в інтерференційному полі

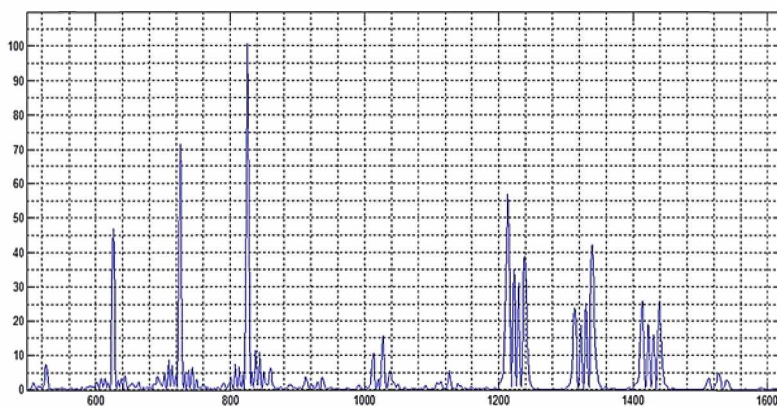


Рис. 5. Кутовий спектр системи з трьох періодичних синусоїдальних фазових структур, перша з яких є голограмою фазової частини моди TEM_{03}

Наведемо, як приклад, зіставлення деяких експериментально одержаних розподілів енергії в кутових спектрах системи з двох синусоїдальних решіток з розрахунками, що відповідають визначеним параметрам. На рис. 6 показаний випадок для двох однакових решіток при їх освітленні плоскою хвилею. Глибина

фазової модуляції решіток $M_{1,2}=1,26$. Період решіток $N=20$ на апертурі $A=4$ мм. Проміжок між решітками $Z=32$ мм. Показана перекачка енергії в ± 1 порядках відносно 0 порядку (за умови рівності величин нульового та перших порядків).

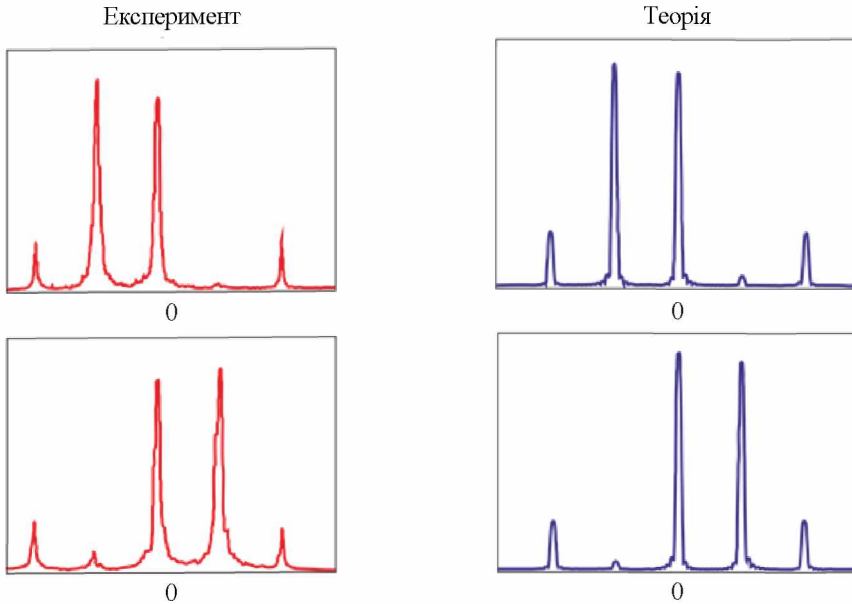


Рис. 6. Кутові спектри системи з двох однакових решіток при їх освітленні плоскою хвилею

На рис. 7 приклад майже повної перекачки енергії в « -0 » дифракційний порядок для системи з двох синусоїдальних решіток $M_1=1,82$ та $M_2=1,85$ з періодом $N=18\pm 0,2$ і проміжком $Z=50$ мм при її збудженні інтерференційним полем з контрастністю смуг одиниця.

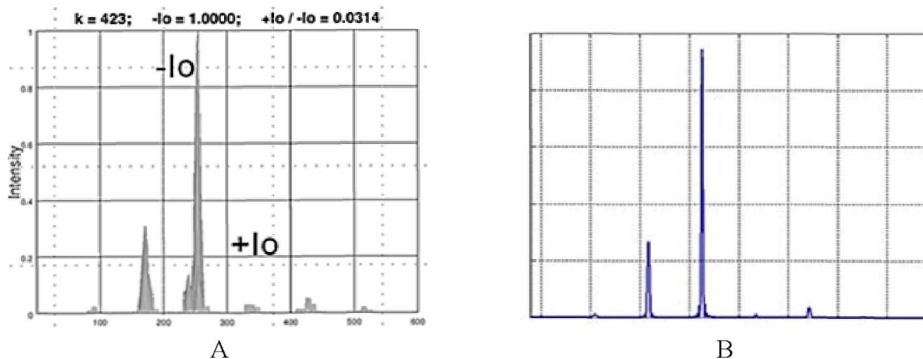


Рис. 7. Кутові спектри системи з двох майже однакових решіток в інтерференційному полі: А — експеримент; В — теорія

Позиція А являє собою кадр з кінограми, вибраний при неперервному поперечному зсуві системи решіток як цілого в інтерференційному полі (для точної фіксації зсуву).

Висновки

У статті запропонована модель кореляційного динамічного дифракційного резонатора як каскаду періодичних полів, утворених або полями на вході системи, або фазовими транспарантами з періодичною комплексною амплітудою пропускання. При цьому кожне поле є збуджуючим для подальших і забезпечує інтерференцію багатьох пучків у напрямку наперед вибраного дифракційного порядку. Були знайдені умови, що забезпечують ефективну перекачку енергії у низькочастотних напрямках кутового спектра системи симетрично відносно її оптичної осі, а також в напрямку осі. Започатковано застосування резонатора з використанням штучних голограм для кореляційних перетворень інформаційно значущих зображень.

Головним результатом можна вважати визначення динамічного аспекту досліджених дифракційних систем залежно від параметрів їх настройки і можливість ефективного ступеня перетворення енергії дифракційних порядків.

Література

1. Goodman J. W. Introduction of Fourier Optics. New-York: Ed. McGraw-Hil, 1996. 436 p.
2. Papoulis A. Systems and Transforms with Applications in Optics. New York: Ed. McGraw-Hil. 1968. 726 p.
3. Методы компьютерной оптики / под ред. В. А. Сойфера. Москва: Физматлит. 2003, 688 с.
4. Bugaychuk S. A., Gnatovskyy V. O., Negriyko A. M., Phyardko I. I. Multiplication and commutation of laser beams under cross-correlation interaction of periodic fields. *Ukr. J. Phys.* 2016. Vol. 61. P. 301—308.
5. Gnatovskyy V. O., Bugaychuk S. A., Negriyko A. M., Phyardko I. I., Sidorenko A. V. Angular spectra of phase diffraction gratings illuminated by interference field. *IEEE Catalog Number CFP13814-CDR, ISBN: 978-1-4799-0016-9.* 2013. P. 378—380.
6. Berry M. V., Klein S. Integer, fractional, and fractal Talbot effect. *J. Modern Optics.* 1996. Vol. 43. is. 10. P. 2139—2164.
7. Wen Han, Gomella A. A., Patel A., et.al. Boosting phase contrast with a grating Bonse-Hart interferometer of 200 nanometre grating period. *Phil. Trans. R. Soc. A.* Vol. 372. 2013. p. 2013—2028.
8. Sarenac D., Pushin D. A., Huber M. G., et.al. Phree phase-grating moiré neutron interferometer for large interferometer area applications. *Phys. Rev. Lett.* 2018. Vol. 120. P. 1132—116.
9. Литвиненко О. Н. Основы радиооптики. Киев: Издательство Техника. 1974. 208 с.
10. Kondilenko V., Odulov S., Soskin M. Degenerate forward four-wave mixing in LiNbO₃. *Ferroelectrice Letters.* 1983. Vol. 1(1). P. 19—26.