

obtained results shows the growth of sensitivity of the junction to external magnetic field with the increasing of barrier transparency.

Key words: tunnel junction, magnetic flux, critical current.

Стаття надійшла до редколегії
18.11.2013 р.

УДК 539.104:537.311.33

Геннадій Березюк
Петро Трохимчук

Моделювання лазерно-індукованих інтерференційних структур

Наведено результати моделювання процесів утворення лазерно-індукованих інтерференційних структур із використанням плазмон-поляритонної моделі, моделі Фейгенбаума, теорії каскадних процесів, застосовної до хімічних зв'язків. Отримане задовільне узгодження експериментальних результатів та теоретичних оцінок.

Ключові слова: релаксаційна оптика, інтерференція, наноструктури, плазмон-поляритонна модель, модель Фейгенбаума, каскадна модель.

Постановка наукової проблеми та її значення. Формування лазерно-індукованих мікро- та наноструктур має важливу роль у розвитку сучасної оптоелектроніки. Їх просторово-часовий розподіл визначається електромагнітним полем, що включає в себе інтенсивність, тривалість та спектральний склад опромінення. Саме ж явище утворення періодичних структур зумовлене інтерференцією падаючої хвилі зі збудженими на поверхні середовища електромагнітними хвилями, що дає змогу розглядати його в рамках і фізики плазми, і релаксаційної оптики. Механізм утворення лазерно-індукованих інтерференційних структур є до кінця не розв'язаним питанням, що потребує розробки нових теоретичних моделей для їх опису.

Метою та завданням нашої роботи є дослідження та моделювання процесів утворення поверхневих лазерно-індукованих інтерференційних структур; аналіз фізичних та математичних моделей утворення інтерференційних структур; вияснення залежності орієнтації структур від типу поляризації падаючого випромінювання.

Виклад основного матеріалу й обґрунтування отриманих результатів дослідження. Поверхневі плазмон-поляритони (ПП) – це взаємопов'язані між собою коливання густини вільних зарядів усередині провідного середовища та векторів електромагнітного поля в діелектрику, які поширюються вздовж межі між ними одночасно у двох середовищах (рис. 1).

Поля, що їх переносять ці хвилі, є локалізованими біля межі розподілу і швидко загасають із віддаленням від неї, зумовлюючи двовимірну природу поверхневих ПП. Унаслідок цього властивості поверхневих ПП значно залежать від властивостей і стану поверхонь, по якій поширюються. Тому оптичні характеристики металу і діелектрика, рельєф межі розподілу, домішки, адсорбовані на поверхні, тощо впливатимуть на швидкість поширення ПП і залежність цієї швидкості від частоти (дисперсію поверхневих ПП), а також на інші параметри поверхневих хвиль [1; 3; 4].

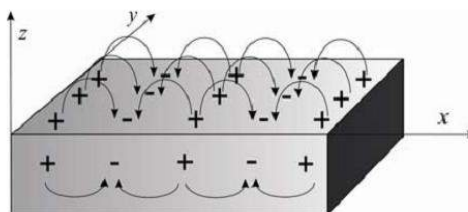


Рис. 1. Схематичне зображення взаємопов'язаних коливань електронного газу у металі ($z < 0$) та поля в діелектрику ($z > 0$), що формують ПЕХ

Однією з важливих проблем релаксаційної оптики є лазерно-індуковане формування наноструктур [1; 3–7].

Основними причинами лазерно-індукованої генерації інтерферогам і наногорбів є створення надлишкового негативного заряду і, як наслідок, плазмонних коливань у внутрішній області, а також утворення наногорбів.

Висота наногорбів залежить від тривалості лазерного опромінення. На рис. 2. наведено тривимірне зображення поверхні GaAs, отримане за допомогою атомної силової мікроскопії після опромінення другою гармонікою неодимового лазера з густиною потужності $I = 5,5 \text{ МВт/см}^2$. Висота наногорбів 15–20 нм [5]. Для випадку поверхні бінарних напівпровідників піки наногорбів можуть мати і n -тип, і p -тип провідності, залежно від інтенсивності опромінення [6; 7].

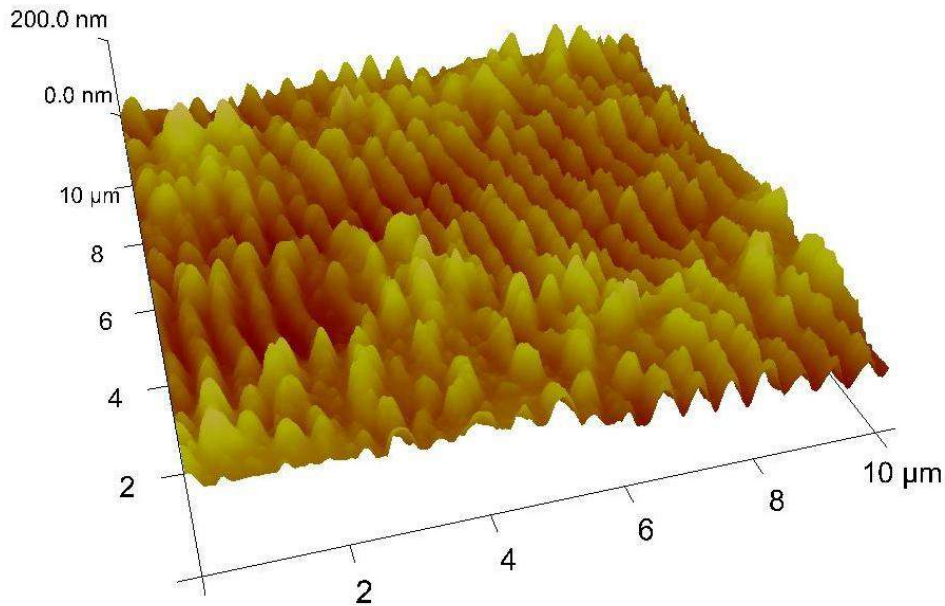


Рис. 2. Тривимірне зображення поверхні GaAs (атомна силова мікроскопія) після опромінення другою гармонікою неодимового лазера при $I = 5,5 \text{ МВт/см}^2$

Висота, форма, геометрія і фізико-хімічна структура наногорбів залежать від умов опромінення [3–6].

Теплові процеси зумовлюють зменшення висоти наногорбів [5; 6]. Це наочно видно при утворенні лазерно-індукованих наноструктур при опроміненні різних матеріалів фемтосекундними імпульсами.

Упорядковані структури, які були створені на поверхні Si після опромінення лазером, що контактує з водою, представлені на рис. 1.6 [3]. Наноструктури мають типові просторові масштаби $d_1 = 600 \text{ нм}$ і $d_2 = 120 \text{ нм}$, вектор решітки яких орієнтований паралельно до поля. Структури з періодом d_1 виникають при інтерференції падаючої хвилі з хвилею поверхневого плазмон-поляритона (ППП), утвореною на межі поділу вода – нерівноважна плазма, а структури з періодом d_2 виникають при взаємній інтерференції двох ППП, що поширюються у взаємопротилежних напрямках уздовж межі поділу кремній – плазмовий шар [3]. Структури з періодом 120 нм не залежать від природи рідини, яка контактує з кремнієм. Це експериментальний факт.

Утворені періодичні структури (рис. 3) являли собою стовпчасті структури заввишки до 400 нм, мали характерну величину періоду 90 нм і орієнтацію, паралельну до поля [3].

Третій тип наноструктур (із періодом 90 нм) був орієнтований перпендикулярно до вихідної поверхні, яку мав до опромінення [3].

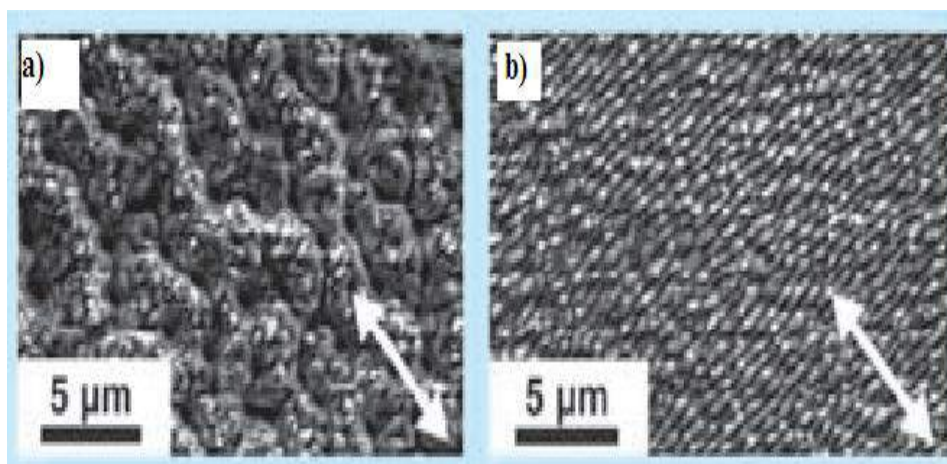


Рис. 3. Упорядковані структури, які виникають на поверхні кремнію при лазерній дії через шар води; тривалість імпульсу 100 фс, число імпульсів – 200, $\lambda = 800$ нм, густина енергії випромінювання: а) 25 кДж/м^2 , б) 5 кДж/м^2

Структури на інших гребенях дещо відрізнялися за періодами і не були скорельовані по фазі [3]. Крім того, Фур'є-перетворення цих структур свідчать про їх гарну періодичність у напрямку вектора решітки вихідних наноструктур (рис. 4 та 5). Генерація наноструктур уздовж гребенів $d = 90$ нм пов'язана з інтерференцією падаючого випромінювання із циліндричними поверхневими плазмон-поляритонами (ЦПП), збудженими вздовж гребеня рельєфу $d=120$ нм, а також зі взаємною інтерференцією ЦПП. Потужність лазерного випромінювання була меншою у два рази, ніж для попереднього випадку. Утворені періодичні структури (рис. 4 та 5) являли собою наноколони з висотою до 400 нм із просторовим періодом 90 нм та орієнтацією $\vec{g} \parallel \vec{E}$. Як напівциліндр розглядається контактуючий з підкладкою гребінь рельєфу [3]. Утворений при цьому затравочний регулярний рельєф $d \sim 90$ нм слугує основою для подальшого росту наностовпів. Для випадку еліптичної поляризації і падіння під кутом до поверхні основних наноструктур створюються: 1) поверхневі наноструктури з періодом ~ 200 нм; 2) структури з періодом 70–100 нм генеруються на гребенях структур із періодом ~ 200 нм, але їх орієнтація $\vec{g} \perp \vec{E}$.

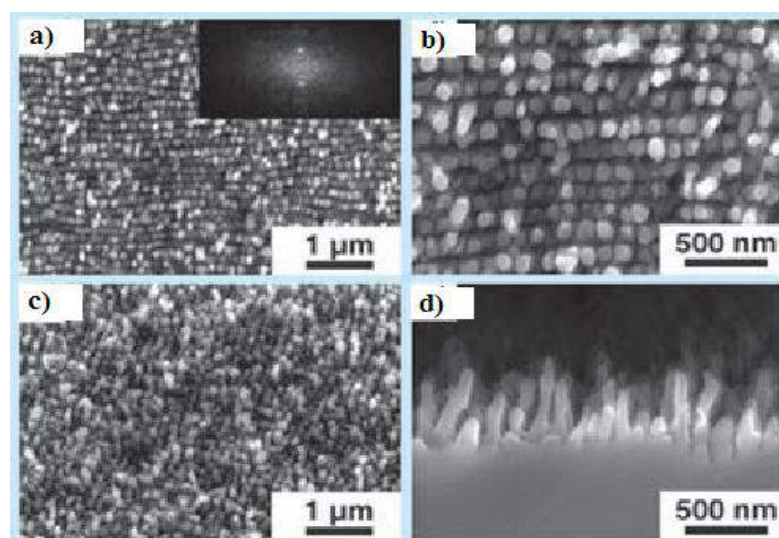


Рис. 4. Нанометрові стовпи, сформовані в процесі повторної лазерної дії на структури, зображені на рис. 3, ($\lambda = 800$ нм, число імпульсів – 200, густина енергії – $0,5 \text{ кДж/м}^2$)

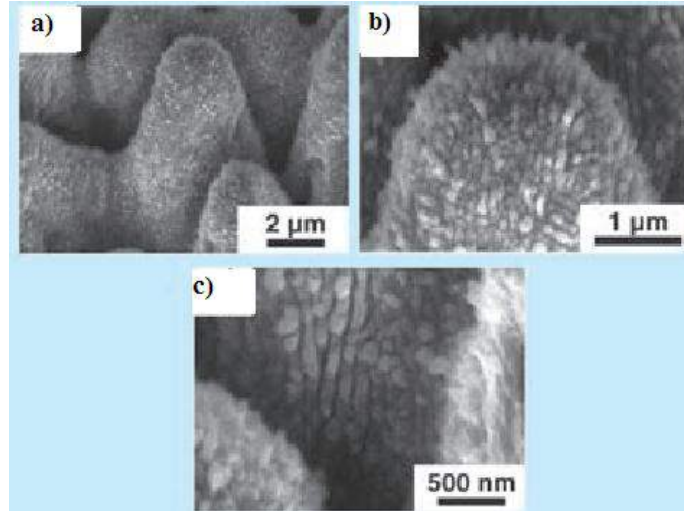


Рис. 5. Поверхневі стовпчасті наноструктури дрібного масштабу, орієнтовані ортогонально гребеням нанорельєфу великого масштабу

Типова схема для моделювання періодичного рельєфу на початково гладкій поверхні дуже проста [3; 4] (рис. 6)

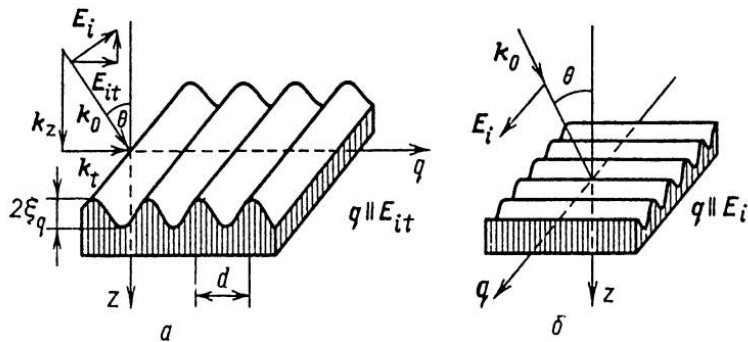


Рис. 6. Геометрія утворення найбільш поширених поверхневих решіток із хвилею накачки:

а) р-поляризації (вектор E_i лежить у площині падіння) б) s-поляризації (вектор E_i перпендикулярний площині падіння)

Інтерференційне поле падаючої та дифрагованої світлових хвиль поблизу поверхні містить періодично-модульований складник:

$$\begin{aligned}
 |E|^2 &= |E_r^\pm + E_i|^2 = |E_i|^2 + |E_r^\pm|^2 + 2 \operatorname{Re} \left\{ E_{i0} (E_r^\pm)^* \exp[i\rho(k_{it} - k_{rt})] \right\} = \\
 &= |E_i|^2 + |E_r^\pm|^2 + 2|E_{i0}| |E_{r0}^\pm| \cos \alpha^\pm \cos(qx + \varphi^\pm)
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Як видно з рівності (1), при накладанні падаючої і дифрагованої на періодичній поверхневій структурі світлових хвиль на поверхні дифракційної решітки утворюється інтерференційна картина з періодом, рівним d -періоду цієї решітки [3; 6; 7].

Період модуляції електронної густини й залишкових структур, які реєструються після закінчення дії випромінювання, визначаються за формулою, що відповідає інтерференції падаючого випромінювання з поверхневими плазмон-поляритонами:

$$d = \frac{\lambda}{\eta}, \tag{2}$$

$$\eta = \operatorname{Re} \frac{k_s}{k_0} = \left[\frac{\varepsilon(\omega) + N^2(\omega)}{\varepsilon(\omega)N(\omega)} \right]^{1/2}, \quad (3)$$

тут η – дійсна частина показника заломлення для поверхневих плазмон-поляритонів на межі поділу плазмовий шар діелектрик, $\varepsilon(\omega)$ – діелектрична проникність газу нерівноважних електронів, $N(\omega)$ – показник заломлення діелектрика.

При високій густині потужності лінійно поляризованого лазерного випромінювання інтенсивності настільки великі, що нелінійний процес взаємної інтерференції поверхневих плазмон-поляритонів починає визначати результуюче інтерференційне поле (див. рівняння (4)), у якому останній член правої частини рівняння домінує над другим:

$$J(x) = I(x) + (I_s)1/2 \sin(g_1 x + \varphi) + (I_{s_1} I_{s_2})1/2 \sin(g_2 x + \psi), \quad (4)$$

тому в сумарній інтенсивності електромагнітного поля другим доданком у правій частині можна знехтувати, порівняно з третім (на кінцевій стадії формування інтерференційної картини) [1; 3].

При дії поляризованого по колу лазерного випромінювання можуть реалізовуватися всі можливі напрями поширення поверхневих плазмон-поляритонів. Саме тому при впливі поляризованого по колу лазерного випромінювання формувався рельєф у вигляді регулярної сукупності субхвильових виступів (а не лінійних решіток) із характерними розмірами $d = \lambda/\eta, \lambda/N\eta, \lambda/2N\eta$. Типовий розмір отриманого рельєфу був дещо більшим порівняно з періодом структур, отриманих при дії лінійно поляризованого випромінювання фемтосекундної тривалості. Така поведінка мікроструктур типова для поляритонної моделі й експериментально спостерігалася на кремнії при впливі довгих ($\sim 10^{-3} c$) імпульсів лазерного випромінювання.

Період модуляції електронної густини й залишкових структур, що реєструються після закінчення дії випромінювання, визначаються за формулою, яка відповідає інтерференції падаючого випромінювання з поверхневими плазмон-поляритонами [1; 3]:

$$d = \frac{\lambda}{\eta}, \quad \eta = \operatorname{Re} \frac{k_s}{k_0} = \left[\frac{\varepsilon(\omega) + N^2(\omega)}{\varepsilon(\omega)N(\omega)} \right]^{1/2}.$$

Інтерференція поверхневих плазмонів із падаючим випромінюванням, взаємна інтерференція поверхневих плазмонів під час дії лазерного імпульсу викликають просторову модуляцію електронної густини з періодами, пропорційними $\lambda, \lambda/2, \lambda/N, \lambda/2N$, де N – показник заломлення діелектрика [3].

Інтерференція початкових збуджених поверхневих плазмонів із падаючою хвилею призводить до зростання резонансних решіток електронної концентрації – створення стоячої хвилі інтерференційного розподілу густини електронів. Збудження поверхневих плазмонів супроводжується додатнім зворотним зв'язком по амплітуді $n(x)$ просторової модуляції, і весь процес завершується протягом фемтосекундної тривалості лазерного випромінювання за рахунок практично безінерціального руху електронів на розглядуваних часових масштабах [3].

Модуляційний розподіл електронної густини, отриманий за час лазерного імпульсу, еволюціонує за рахунок дифузії електронів і частково зберігається на часових масштабах аж до часу електрон-фононої релаксації (τ_{e-ph}), $t \leq \tau_{e-ph}$ і в процесі термалізації електронної підсистеми здійснюється просторово модульоване руйнування матеріалу з формуванням структур резонансних решіток.

При впливі серії імпульсів лазерного випромінювання формуючі резонансні решітки структур є джерелами для подальшого більш ефективного перетворення падаючого лазерного випромінювання в поверхневі плазмони (створення резонансних структур із більшою амплітудою модуляції). В об'ємі

середовища процес іде через утворення решітки модуляції діелектричної проникності середовища, а на межі з повітрям (вакуумом, рідиною) утворюються переважно решітки рельєфу [1].

Поляритонна модель дає змогу з єдиних позицій розглядати індукований ультракороткими імпульсами лазерного випромінювання процес руйнування конденсованих середовищ (металів, напівпровідників, діелектриків) в умовах нетермічного фазового переходу, з точки зору поведінки підсистеми нерівноважних електронів при часі $t \leq \tau_{e-ph}$.

Одновимірне логістичне відображення, що моделює досліджуваний фізичний процес, має простий вигляд:

$$f(\chi, \mu) = 1 + \mu\chi(1 - \chi), \quad \chi \in [0, 1], \quad \mu \in [\mu_1, \mu_2]. \quad (5)$$

Виявляється, що складна неперіодична поведінка одновимірної динамічної системи не пов'язана зі своєрідністю логістичного відображення (2.29) і має місце для всіх унімодальних відображень, тобто відображень f , які мають на заданому інтервалі єдиний екстремум [32].

Згідно з Фейгенбаумом, побудуємо біфуркаційні діаграми каскаду подвоєнь періоду для відображення типу (6) [4; 6]. Тут граничне співвідношення

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{d_{n+1}}{d_n} = \alpha \quad (6)$$

визначає одну з так званих універсальних сталих Фейгенбаума α , точне значення якої дорівнює $\alpha = 2,50290785$. Універсальна стала α визначає скейлінг змінної χ у відображенні $f(\chi, \mu)$.

Інша змінна μ також визначає скейлінг виду

$$\mu_n - \mu_\infty \sim \delta^{-n}, \quad (7)$$

тут $\delta = 4,6692016$ – інша універсальна стала Фейгенбаума,

μ_∞ – граничне значення параметра μ при $n \rightarrow \infty$.

На відміну від відомих моделей і прикладів, подвоєння періоду Фейгенбаума в нашому випадку реалізується зворотнє подвоєння періоду дисипативних наноструктур, за допомогою якого сильно нерівноважна система переходить до складного неперіодичного стану. Результатом такого переходу є виражений фрактальний характер того, що ми називаємо поверхнею металу [3; 7].

Пояснення утворення незворотних фізико-хімічних змін, що проходять в опромінену матеріалі, проводилося за допомогою моделі насичення збудження відповідних хімічних зв'язків на основі двовимірного представлення решітки сфалериту (рис. 7) для антимоніду й арсеніду індію [6; 7] та фазової діаграми кремнію для кремнію та германію, а також алотропних фаз вуглецю [6; 7].

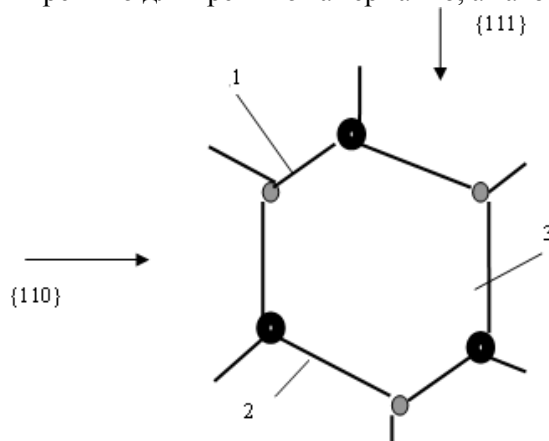


Рис. 7. Двовимірне представлення кристалічної решітки A_3B_5 модифікації сфалериту (включаючи InSb та InAs). Зв'язок 1 – чисто ковалентний

Запропонована модель дає змогу оцінювати фазові перетворення аморфізація – кристалізація в обох напрямках: лазерне опромінення може приводити і до впорядкування, і до розупорядкування структури. Окрім того, вона «узаконює» незворотну природу взаємодії лазерного випромінювання з речовиною.

Висновки.

1. Досліджено процеси утворення поверхневих лазерно-індукованих інтерференційних структур.
2. Проаналізовано фізичні та математичні моделі утворення інтерференційних структур і показано, що фізико-хімічна каскадна модель є мікроскопічним доповненням до поляритонної моделі.
3. Показана залежність орієнтації структур від типу поляризації падаючого випромінювання.

Джерела та література

1. Березюк Г. І. Проблема моделювання інтерференційних явищ релаксаційної оптики / Г. І. Березюк // Матеріали Всеукраїнського семінару з теоретичної та математичної фізики. До 85-річчя професора А. В. Свідзинського. – Луцьк : Вежа-Друк, 2014. – С. 10–13.
2. Болеста І. Поверхневі плазмон-поляритони / І. Болеста // Електроніка та інформаційні технології. – 2012. – Вип. 2. – С. 3–26
3. Макин В.С. Закономерности образования упорядоченных микро- и наноструктур в конденсированных средах при лазерном возбуждении мод поверхностных поляритонов : автореф. дис. ... д-ра физико-мат. наук : спец. 01.04.05 «Оптика» / В. С. Макин. – СПб, 2013.
4. Surface electromagnetic waves in optics / A. M. Bonch-Bruевич, M. N. Libenson, V. S. Makin, V. V. Trubaev // Optical Engineering. – 992. – V. 31. – No 4. – P. 718–730.
5. Medvid' A. Nano-cones Formed on a Surface of Semiconductors by Laser Radiation: Technology, Model and Properties / A. Medvid' // Nanowires Science and Technology ed. Nicoletta Lupu. – Vukovar : Inech, 2010. – P. 61–82.
6. Trokhimchuck P. P. Foundation of Relaxed Optics / P. P. Trokhimchuck. – Lutsk : Vezha, 2011. – 627 p.
7. Trokhimchuck P. P. Nonlinear and Relaxed Optical Processes. Problems of interactions / P. P. Trokhimchuck. – Lutsk : Vezha-Print, 2013. – 280 p.

Моделирование лазерно-индуцированных интерференционных структур Геннадий Березюк, Петр Трохимчук. Приведены результаты моделирования процессов образования лазерно-индуцированных интерференционных структур с использованием плазмон- поляритонной модели, модели Фейгенбаума, теории каскадных процессов применяемой к химическим связям. Показано влияние параметров лазерного излучения (длительности облучения, спектрального состава и поляризации) на формирование интерференционных структур. Показано, что поляритон-плазмонная и каскадная модели взаимодополняют друг друга. Высказывается предположение, что в силу того, что модель Фейгенбаума позволяет описывать только удвоение интерференционных картин, следует развивать методы фрактальной динамики. Полученное удовлетворительное совпадение экспериментальных результатов и теоретических оценок.

Ключевые слова: релаксационная оптика, интерференция, наноструктуры, плазмон-поляритонная модель, модель Фейгенбаума, каскадная модель.

Berezyuk Hennadiy, Trokhimchuck Petro. Modeling of Laser-induced Interference Structures. Results of modeling of processes the creation laser induced interference structures with help of polariton- plasmon model, theory of cascade processes for chemical bond are discussed and analyzed. An influence of parameters of laser irradiation (time, spectrum and polarization of irradiation) on formation of interference structures is discussed. It is shown that the plasmon polariton and cascade models complement each other. It is suggested that due to the fact that the Feygenbaum model allows to describe only doubling the interference patterns should develop methods of fractal dynamics. Normally agreement of experimental and theoretical data is received.

Key words: Relaxed Optics, interference, nanostructures, plasmon-polariton model, Feygenbaum model, cascade model.

Стаття надійшла до редколегії
04.11.2013 р.