

УДК 004.85

В. В. Петров, А. С. Лапчук, А. А. Крючин, С. М. Шанойло

Інститут проблем реєстрації інформації НАН України

вул. М. Шпака, 2, 03113 Київ, Україна

тел. (044) 454-95-05; e-mail: alarчук@yahoo.com)

Оптичні системи запису даних на BluRay-носії

На основі чисельного моделювання параметрів сфокусованого лазерного пучка та спрощеної моделі фоторезисту розглянуто особливості оптичних систем для створення дисків-оригіналів за допомогою пучка світла фіолетового лазера. Розглянуто дві оптичні системи: твердотільно-імерсійну оптичну систему з використанням лінійного фоторезисту та високоапертурну оптичну систему з використанням фоторезисту з термічним порогом. Аналіз твердотільно-імерсійної оптичної системи показав, що для цього методу необхідно сканування поверхні диска з точністю до одиниць нанометрів для досягнення варіації розмірів пітів у допустимих межах. Розгляд методу на основі фоторезисту з чітко вираженим температурним порогом показав, що метод потребує зменшення амплітуди флуктуацій інтенсивності лазерного випромінювання і сканування поверхні оптичною системою з підтримкою висоти з точністю до декількох десятків нанометрів.

Ключові слова: диск-оригінал, фоторезист, твердотільна імерсія, температурний поріг, чутливість, зміщення фокуса, флуктуації інтенсивності.

Вступ

Масове тиражування інформації на оптичних дисках здійснюються за допомогою інжекційного лиття під тиском [1, 2]. Щоб виготовити форми для лиття, необхідно створити диски-оригінали [1–3]. В основі виготовлення диска-оригіналу лежить запис інформації на тонкий шар фоторезисту чи іншого фоточутливого матеріалу з наступним витравлюванням пітів на поверхні диска, або з безпосереднім використанням отриманого рельєфу [1]. Для експозиції резистивної плівки можна використовувати як оптичний промінь, так і пучок електронів [4]. Проте електронні методи вимагають глибокого вакууму і дорогого устаткування, і тому переваги віддаються оптичним методам, як більш технологічним і дешевим. Використання оптичних методів для створення дисків-оригіналів для CD та DVD базувалося на стандартних методах фотолітографії з використанням короткохви-

льового лазера і високоапертурного об'єктива. Проте ситуація кардинально змінилася для випадку BluRay-дисків (BD). BD вимагає малу (120–140 нм) ширину пітів [5]. Незавжди порахувати, що використання оптичної системи з максимальною числовою апертурою $NA \approx 1$ і лазера фіолетового діапазону спектра створить світлову пляму діаметром 480 нм, що значно перевищує необхідну ширину пітів. Так як швидкість хімічної реакція у фоторезисті пропорційна інтенсивності світла, а швидкість травлення пропорційна кількості молекул, що прореагували, то ширина пітів, отримана цим методом, буде фактично такою ж як і ширина світлової плями. На рис. 1 показано розподіл інтенсивності світла у сфокусованому лінзою з числовою апертурою $NA = 0,85$ фіолетовому лазерному пучку ($\lambda = 405$ нм). Обчислення проведено для променя з різною поляризацією і за різного ступеня аподизації (часткового затемнення центральної частини апертури лінзи) для досягнення мінімального розміру центральної плями. З представлених графіків видно, що для даної лінзи, незалежно від рівня аподизації, не можна отримати діаметр плями меншим за 400–420 нм.

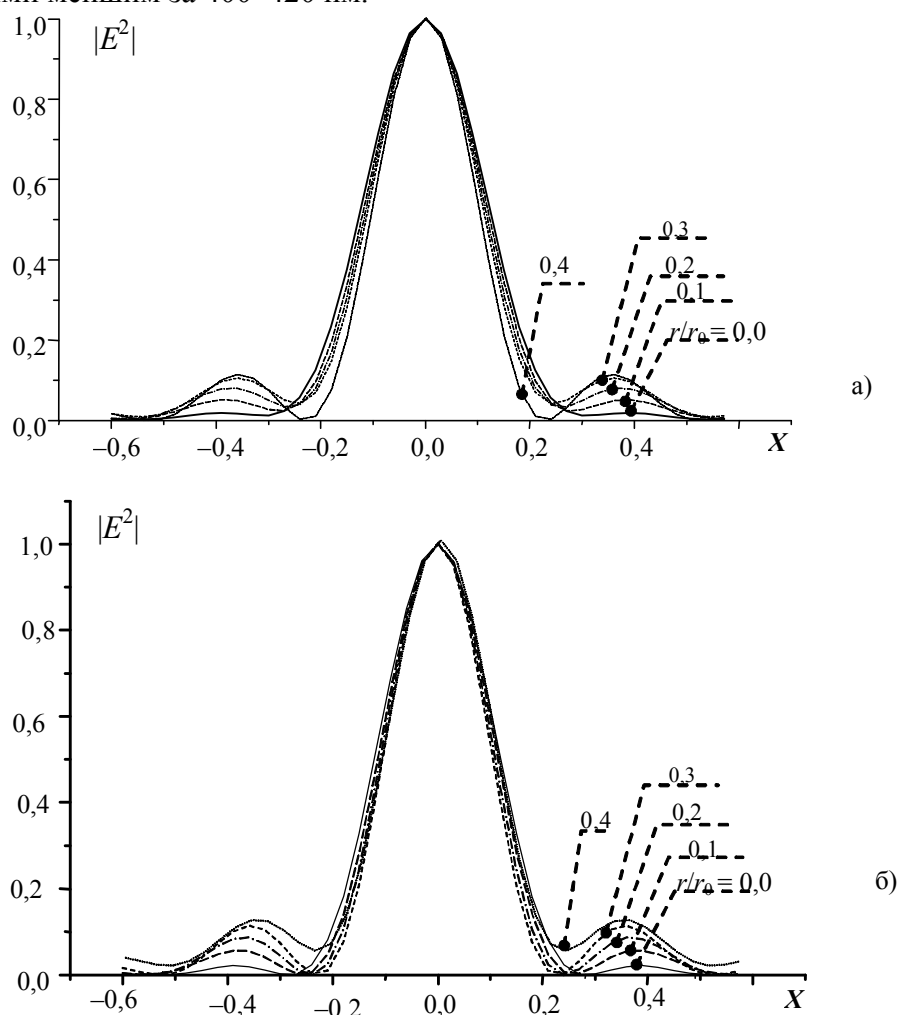


Рис. 1. Розподіл інтенсивності електричного поля у сфокусованому пучку лінійно поляризованого лазерного світла із затемненням центральної частини апертури лінзи: а) у-поляризований світловий пучок; б) х-поляризований світловий пучок; $NA = 0,85$; $\lambda = 405$ нм; r — радіус затемненої частини; r_0 — всієї апертури об'єктива

Використання фоторезистів, дія яких основана на двофотонному поглинанні, не виглядає перспективним, оскільки ефективність двофотонного поглинання є малою, що призведе до малої швидкості запису. При цьому ефективна ширина плями скоротиться лише в два рази, що не є достатнім при використанні лазера фіолетового діапазону. Тому, щоб уможливити застосування цієї зручної і дешевої технології для виготовлення ВД-оригіналів, необхідно знайти нові технічні підходи і технології.

Особливості застосування твердотіЛЬНО-імерсійного методу для виготовлення ВД-оригіналів

Одним із можливих підходів, що дозволив би використання оптичних методів для виготовлення ВД-оригіналів оптичними методами, є використання твердотіЛЬНО-імерсійного методу. Розглянемо, яким вимогам повинна задовольняти твердотіЛЬНО-імерсійна система для того, щоб бути придатною для створення ВД-оригіналів. Для цього проведемо моделювання розподілу інтенсивності світла у шарі фоторезисту при використанні твердотіЛЬНО-імерсійної системи. При цьому ми припускаємо що фоторезист має коефіцієнт заломлення близький до коефіцієнта заломлення підкладки, і товщина фоторезисту становить 100 нм. При розрахунку розподілу інтенсивності світла в околі фокальної площини твердотіЛЬНО-імерсійної лінзи були використанні методи, розроблені нами раніше [6].

На рис. 2 та 3 представлені графіки розподілу інтенсивності сфокусованого твердотіЛЬНО-імерсійною лінзою ($NA = 1,7$) лазерного пучка ($\lambda = 405$ нм). Із представлених графіків видно, що сфокусований пучок має достатньо малу ширину $w \approx 150$ нм поперечного перерізу, близьку до потрібної для створення диска-оригіналу. Тому оптична схема на основі твердотіЛЬНО-імерсійної лінзи може бути використана для створення на її основі установки для виробництва дисків-оригіналів. З приведених на рис. 3 графіків видно, що інтенсивність світла у фоторезисті є надзвичайно чутливою до величини зазору h між лінзою та фоторезистом ($dI_0 / dw / I_0 \approx 4,5 - 6,5 \% / \text{нм}$).

Найменші зміни висоти лінзи призведуть до значного коливання величини інтенсивності світла у фоторезисті, а отже, і до зміни ширини записаних пітів. При цьому форма світлової плями фактично не буде змінюватися. Збільшення відстані між лінзою і реєструвальним шаром до 50–100 нм призво-

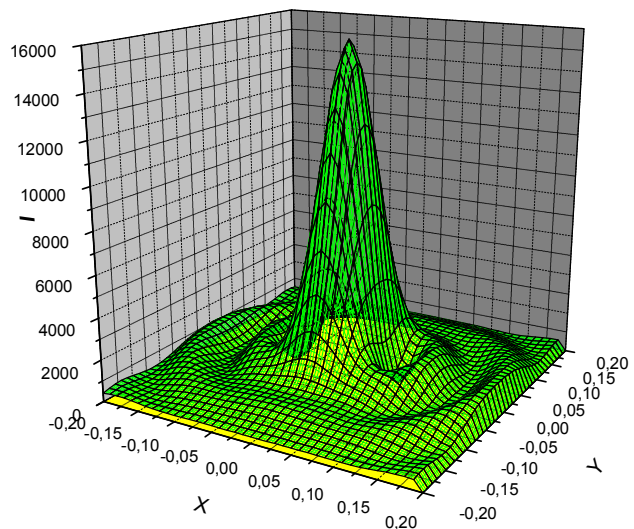


Рис. 2. Розподіл інтенсивності лазерного пучка ($\lambda = 405$ нм) на поверхні фоторезисту з $n = 1,64$, розташованого на відстані $h = 10$ нм від поверхні твердотіЛЬНО-імерсійної лінзи з $NA = 1,7$ ($n = 2$; $\sin\theta = 0,85$)

дить до зменшення чутливості до зміни відстані в 2–3 рази, але при цьому величина інтенсивності зменшиться відповідно до зміни чутливості. Тому застосування цього методу для виготовлення диска-оригіналу, а також до зчитування і запису інформації, вимагає розробки надзвичайно точної та надійної системи позиціонування лінзи, яка би не дозволяла твердотільно-імерсійній лінзі відхилитися по висоті сканування не більше ніж на одиниці нанометрів.

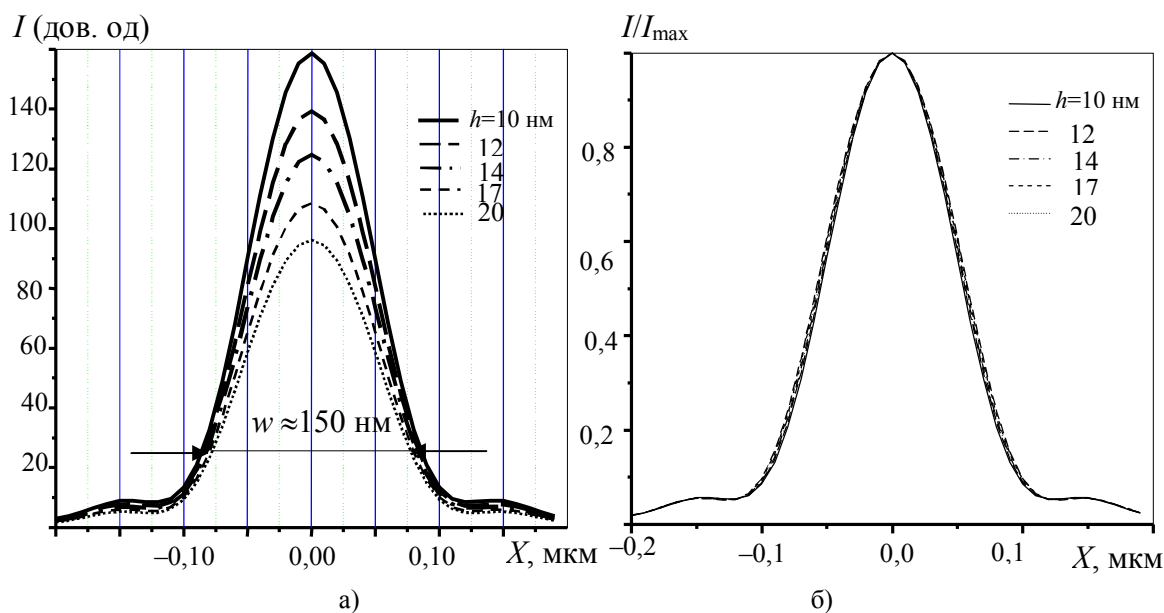


Рис. 3. Розподіл інтенсивності лазерного пучка ($\lambda = 405$ нм) на поверхні фоторезисту з $n = 1,64$, при різних відстані між поверхнею фоторезисту та поверхнею твердотільно-імерсійної лінзи з $NA = 1,7$ ($n = 2$; $\sin\theta = 0,85$): а) абсолютні значення інтенсивності (при заданій потужності лазерного пучка); б) відносні значення інтенсивності (нормування на інтенсивність у центрі пучка)

Особливості застосування фоторезисту з температурним порогом для виготовлення ВД-оригіналів

Одним із перспективних методів, який дозволяє обійти обмеження на мінімальні розміри пітів, є використання фоторезистів, у яких запис інформації здійснюється розігрівом фоторезисту. Фоторезист повинен мати чіткий температурний поріг, до досягнення якого реакція не відбувається, а після досягнення йде самопідтримуюча швидка екзотермічна реакція. До типу таких реакцій можна віднести фазовий перехід з аморфного до кристалічного стану (або навпаки), фазовий перехід твердого тіла до газоподібної фази, такі як сублімація, розклад, випаровування або видування [7, 8], як показано на рис. 4,в–д. Як видно з приведеної на рис. 4 принципової оптичної схеми запису інформації на термічному фоторезисті з чітким температурним порогом, цим методом можна отримати розміри пітів набагато меншими за розмір світлової плями. Але в цьому випадку запис здійснюється за відносно високим рівнем інтенсивності світлової енергії, і тому кількість світлової енергії, що поглинула поверхня шару фоторезисту в записаній зоні і прилягаючій незаписаній, будуть мало відрізнятися. Внаслідок цього будуть мало

відрізнятися і їхні температури, що накладає жорсткі умови і обмеження на параметри як оптичної системи, так і оптичного середовища.

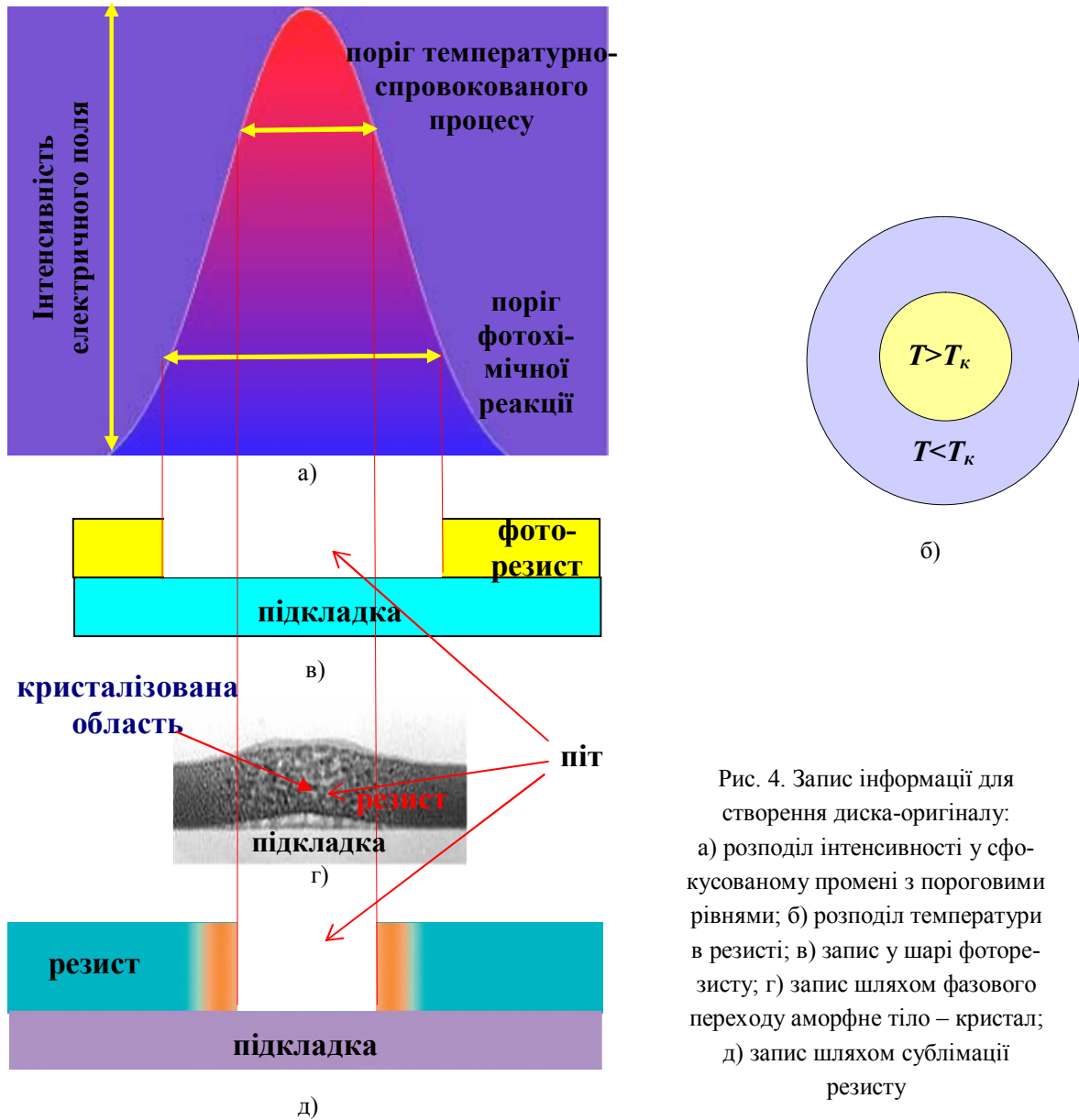


Рис. 4. Запис інформації для створення диска-оригіналу: а) розподіл інтенсивності у сфокусованому промені з пороговими рівнями; б) розподіл температури в резисті; в) запис у шарі фоторезисту; г) запис шляхом фазового переходу аморфне тіло – кристал; д) запис шляхом сублімації резисту

Процеси утворення пітів у фоторезистах із температурним порогом є складними, і тому отримати точний розрахунок впливу параметрів оптичної системи і реєструвального середовища на параметри запису інформації є надзвичайно складною задачею. Проте задачу можна значно спростити, якщо розглядати запис як пороговий процес, в якому реакція відбувається достатньо швидко, щоб можна було знехтувати процесом теплопереносу. Крім того, будемо припускати, що після початку процесу запису він у подальшому не вимагатиме значного підігріву середовища лазером і, порівняно з процесом теплопереносу, відбувається швидко.

У цьому наближенні можна відносно легко провести оцінку чутливості розмірів пітів (зміну ширини) до флуктуації інтенсивності лазерного випромінювання без детального моделювання фізичних процесів. Лазерне випромінювання має гауссів розподіл інтенсивності, і тому на поверхні фоторезисту, що знаходиться у фокальній площині об'єктива, розподіл інтенсивності за радіусом буде мати також гауссів розподіл

$$I = I_0 \exp(-x^2 / r_0^2), \quad (1)$$

де r_0 — радіус світлової плями. Нехай потужність і тривалість лазерних імпульсів вибрані так, що утворення пітів проходить у зоні, що обмежена радіусом r . Тоді зміну ширини пропаленої ділянки при флуктуації рівня інтенсивності лазера I_0 можна знайти за умови компенсації зміни інтенсивності зміною радіуса, яку можна записати як

$$\delta I = \delta I_0 - 2r \cdot \delta r \cdot I_0 \exp(-r^2 / r_0^2) / r_0^2 = 0, \quad (2)$$

або

$$2 \frac{\delta r}{r_0} = \frac{\delta I_0}{I_0} \frac{r_0}{r} \exp(r^2 / r_0^2). \quad (3)$$

Оскільки $2\delta r$ є зміна ширини піта δw , що викликана зміною інтенсивності, то рівняння (3) можна записати так:

$$\frac{\delta w}{w_0} = \frac{\delta I_0}{I_0} 0,5 \frac{r_0}{r} \exp(r^2 / r_0^2). \quad (4)$$

Проте приведена вище формула нормує зміну ширини піта на ширину світлової плями, а нам важливо знати варіацію ширини пітів відносно їхньої ширини, яку можна записати після простого перетворення формули (4) наступним чином:

$$\frac{\delta w}{w} = \frac{\delta I_0}{I_0} 0,5 \frac{r_0^2}{r^2} \exp(r^2 / r_0^2). \quad (5)$$

Отже, коефіцієнт

$$\alpha = \frac{\delta w}{w} / \frac{\delta I_0}{I_0} = 0,5 \frac{r_0^2}{r^2} \exp(r^2 / r_0^2) \quad \alpha = 0,5 \frac{r_0}{r} \exp(r^2 / r_0^2) \quad (6)$$

показує чутливість ширини пітів до коливання потужності лазера для випадку, коли ізоклін інтенсивності, що відповідає температурному порогу, знаходиться на відстані r від центра плями. З формули (6) видно, що для малих розмірів пітів ($r/r_0 < 1$) чутливість ширини пітів до флуктуації інтенсивності лазерного випромінювання буде зростати як величина обернена квадрату ширини пітів.

На рис. 5 показано залежність чутливості ширини пітів до флуктуації інтенсивності випромінювання від номінальних значень ширини пітів. З приведених графіків видно, що при зменшенні ширини пітів до розмірів 0,8 від ширини світлової плями, чутливість фактично залишається постійною, оскільки зменшення ширини пітів компенсується різкою залежністю інтенсивності від радіуса (експоненційний член у формулі). При подальшому звуженні чутливість зміни ширини пітів до флуктуації інтенсивності швидко зростає. При застосуванні лазера з довжиною хвилі 405 нм і об'єктива з числовою апертурою 0,85, радіус робочої центральної частини світлової плями (радіуси, які дають необхідну ширину пітів) можна оцінити як $0,35 < r/r_0 < 0,45$ (виділений затемненою ділянкою на графіку). Робоча ділянка знаходиться біля підніжжя піка зросту чутливості. З приведенного графіку видно, що у цьому випадку треба забезпечити в 2–3 рази більшу стабільність інтенсивності лазерного пучка по відношенню до випадку, коли б використовувався ультрафіолетовий лазер з довжиною хвилі, яка би забезпечувала при даній апертурі лінзи (0,85) діаметр променя рівний ширині пітів.

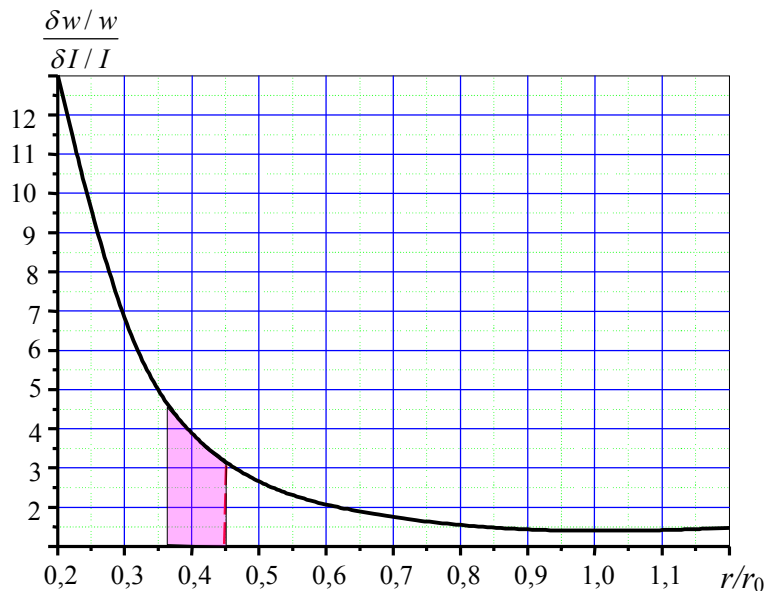


Рис. 5. Залежність чутливості ширини пітів до зміни інтенсивності випромінювання від ширини пітів

Розглянемо тепер, наскільки зростають вимоги до точності фокусування оптичної системи на шарі фоторезисту при його застосуванні з пороговою температурною реакцією. Для цього проведемо обчислення розподілу інтенсивності у вертикальній площині, що проходить через фокус системи. Інтенсивність світла розраховувалася за допомогою строгої векторної теорії [9]. Для того, щоб отримати аналітичні формули, отриманий розподіл інтенсивності розкладався в точці максимуму інтенсивності в ряд Тейлора. Безпосередньо в точці фокуса світлова пляма має максимум інтенсивності. Тому в області фокуса інтенсивність поля в площині XZ можна представити як ряд тільки за парними степенями x і z . Оскільки нас цікавить тільки область біля центра світлової плями, то ми обмежилися тільки першими членами розкладу

$$I = I_0 + (x - x_0)^2 / a^2 + (z - z_0)^2 / b^2. \quad (7)$$

З рівняння (7) випливає, що поблизу фокуса лінії однакової інтенсивності є еліпсами. Зі сказаного ясно, що поверхня порогового рівня інтенсивності, яка визначає форму піта, буде розміщатися на поверхні еліпсоїда. В перерізі $y = 0$ цей еліпсоїд є еліпсом. При зміщенні фокуса буде зміщуватися відносно фоторезисту і цей еліпс, і відповідно буде змінюватися форма піта, як показано на рис. 6. Спочатку розглянемо випадок, коли промінь фокусується точно посередині товщини шару фоторезисту (рис. 6). Таке положення фокуса забезпечує мінімальну чутливість зміни форми і розмірів пітів до зміщення фокуса. При зміщенні фокуса, як видно з рис. 6, найбільше буде змінюватися верхня або нижня частина піта залежно від зміщення фокуса вниз чи вгору відповідно. Ми будемо проводити оцінку допустимого зміщення фокуса, виходячи з умови, що максимальна зміна ширини пітів (верхня або нижня частина) не повинна перевищувати певних значень. Запишемо рівняння для поверхні, що обмежує область з інтенсивністю вище критичної для зміщеної світлової плями наступним чином:

$$\left(\frac{x}{a}\right)^2 + \frac{(z - h/2 - \delta z)^2}{b^2} = 1, \quad (8)$$

де δz є зміщення фокуса від центральної площини шару фоторезисту. Тоді зміщення ширини піта на границях фоторезисту можна записати як

$$\Delta x = a\sqrt{1 - \frac{(0 - h/2)^2}{b^2}} - a\sqrt{1 - \frac{(0 - h/2 - \delta z)^2}{b^2}} = w \cdot \Delta, \quad (9)$$

де Δ — відносна зміна ширини піта. Розв'язавши рівняння (9) відносно δz , отримаємо залежність допустимого зміщення фокуса від початкової ширини пітів при заданій допустимій зміні ширини пітів:

$$\delta z = -h/2 \pm \sqrt{(h/2)^2 + 2 * \Delta b^2 \sqrt{1 - \frac{(h/2)^2}{b^2}} - \Delta^2 b^2}. \quad (10)$$

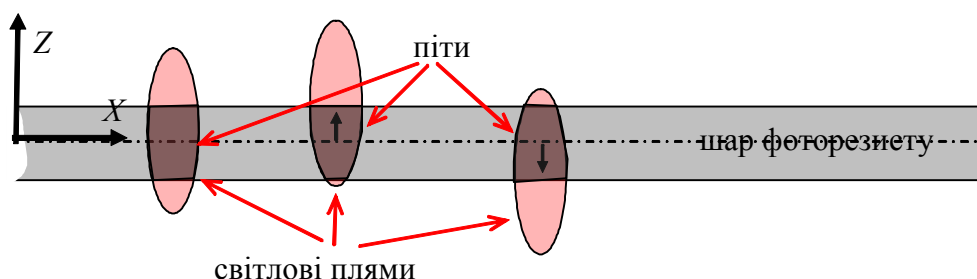


Рис. 6. Зміна форм пітів при зміщенні фокуса відносно фоторезисту

Оскільки нас цікавить мінімально можливе відхилення по висоті, то треба вибрати плюс у рівнянні (10), і формула перепишеться як

$$\delta z = \sqrt{(h/2)^2 + 2 \Delta b^2 \sqrt{1 - \frac{(h/2)^2}{b^2}} - \Delta^2 b^2} - h/2. \quad (11)$$

Для малих значень Δ формула спроститься до

$$\begin{aligned} \delta z &= \sqrt{(h/2)^2 + 2\Delta b^2 \sqrt{1 - \frac{(h/2)^2}{b^2}} - \Delta^2 b^2} - h/2 = \\ &= \frac{2\Delta b^2 \sqrt{1 - \frac{(h/2)^2}{b^2}} - \Delta^2 b^2}{\sqrt{(h/2)^2 + \Delta b^2 \sqrt{1 - \frac{(h/2)^2}{b^2}} - \Delta^2 b^2} + h/2} = \frac{\Delta \sqrt{b^2 - (h/2)^2}}{h} * (1 + O(\Delta)). \end{aligned} \quad (12)$$

Тобто допустиме зміщення фокуса по висоті зменшується пропорційно до зменшення відносної допустимої ширини пітів. Коли ж висота критичного еліпса (його розмір вздовж осі Z) наближається до товщини фоторезисту, то максимально допустиме зміщення фокуса прямує до нуля.

Для збільшення глибини фокуса можна використати затемнення центральної частини апертури об'єктива — аподизацію [8, 9]. На рис. 7 показано розподіл інтенсивності світла у сфокусованій об'єктивом з $NA = 0,85$ лазерній плямі в середовищі фоторезисту ($n = 1,64$). З приведених розподілів інтенсивності легко можна отримати рівняння еліпса, що обмежує критичну область: для випадку без аподизації

$$(x / (0,5 * w))^2 + (z / (7,1 * 0,5 * w))^2 = 1 \quad (13)$$

та для випадку з аподизацією

$$(x / (0,5 * w))^2 + (z / (10,6 * 0,5 * w))^2 = 1 \quad (14)$$

відповідно. З приведених графіків видно, що аподизація значно збільшує глибину фокуса (у даному випадку приблизно в 1,5 рази). Тому аподизований об'єктив має менші вимоги на стабільність висоти сканування вздовж поверхні диска. Існування бокових максимумів, що зумовлені аподизацією, у цьому випадку не має ніякого впливу на якість запису за причини температурного порогу запису. Підставивши рівняння (13), (14) у (12), ми отримали оцінки для допусків на зміщення фокуса по вертикалі для аподизованого і неаподизованого об'єктивів, які представлені на графіку (рис. 8), де область, що цікава для виготовлення ВД-оригіналів, виділена затемненням. З представлених графіків видно, що система без аподизації

повинна забезпечити зміщення фокуса не більше ніж на 50–70 нм, а аподизована — не більше ніж на 80–120 нм.

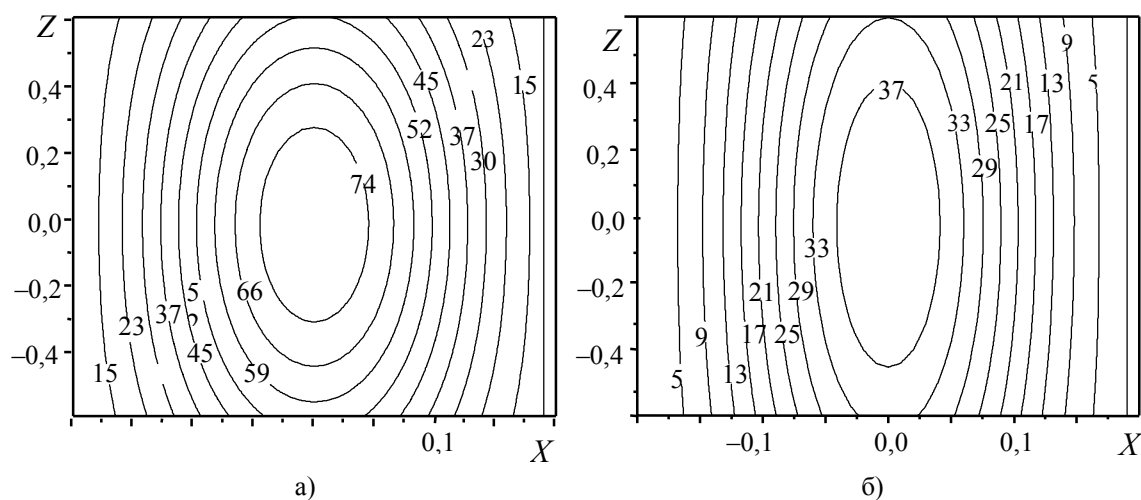


Рис. 7. Розподіл інтенсивності у сфокусованому пучку світла ($\lambda = 405$ нм, $NA = 0,85$) вздовж осі променя у фоторезисті з $n = 1,64$: а) рівномірно освітлена апертура; б) аподизована апертура $r / r_0 = 0,3$

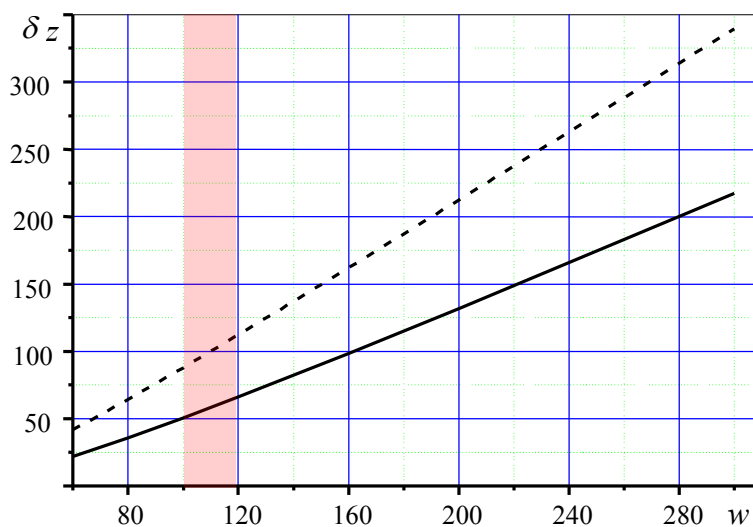


Рис. 8. Залежність максимально допустимого зміщення фокуса від ширини пітів при 3 % допуску на зміну ширини пітів: неперервна лінія — апертура без аподизації; пунктир — з аподизацією $r / r_0 = 0,3$. Затемненням виділена область ширини, яка може застосовуватися для створення дисків-оригіналів BD-формату

У випадку застосування фоторезисту, в якому запис відбувається завдяки сублімації фоторезисту, краще (а може й необхідно), щоб процес сублімації почався з верхнього шару фоторезисту, для того, щоб уникнути утворення тріщин за причини високого тиску, створюваного утвореним газом. У цьому випадку фокус

повинен бути розташований на верхній межі фоторезисту, і система не повинна допускати його значного зміщення всередину. Оскільки товщина фоторезисту приблизно рівна 100 нм, то зміщення вниз не повинно перевищувати 20–30 нм. Допустиме ж зміщення фокуса вгору можна оцінити за формулою (12), якщо в ній взяти в 2 рази більшу товщину фоторезисту. На рис. 9 наведено графіки на допустимі зміщення вгору при 3 % відхиленні ширини пітів для цього випадку. З наведених графіків видно, що для об'єктива без аподизації фокус не може зміщуватися вгору більше за 40–50 нм. Таким чином, у цьому випадку система слідкування за фокусуванням не повинна допустити зміщення фокуса більше ніж на 20–50 нм.

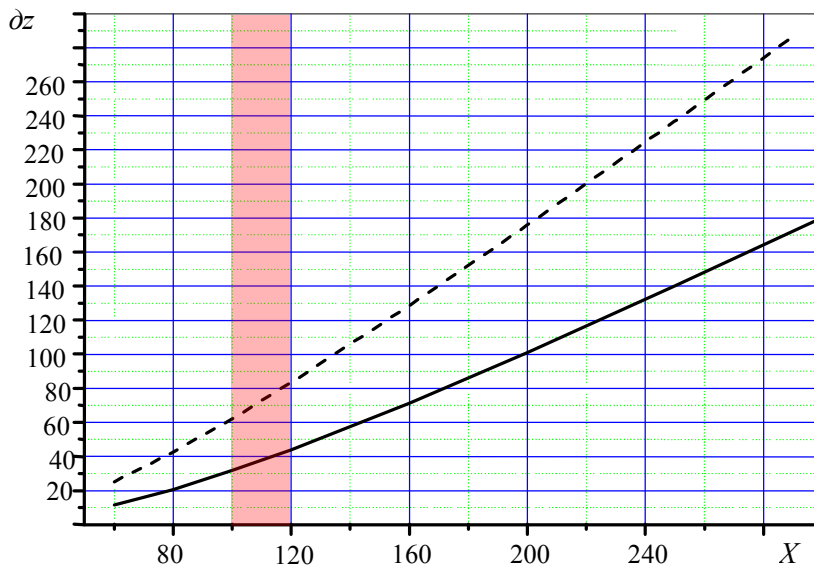


Рис. 9. Залежність максимально допустимого зміщення фокуса вгору (нм) від ширини пітів при 3 % допуску на зміну ширини пітів: неперервна лінія – апертура без аподизації; пунктир — з аподизацією $r/r_0 = 0,3$. Затемненням виділена область ширини, яка може застосовуватися для створення дисків-оригіналів BD-формату

Висновки

Розглянуто вимоги на допустиму зміну висоти сканування та інтенсивності лазерного випромінювання на параметри пітів на диску-оригіналі.

Аналіз розподілу інтенсивності у фокусі твердотільно-імерсійної лінзи показав, що твердотільно-імерсійний метод вимагає сканування поверхні диска з точністю в одиниці нанометрів для досягнення необхідної стабільності отриманих пітів. Тому, при використанні цього методу, необхідно особливу увагу приділити системі фокусування променя із застосуванням системи оберненого зв'язку.

Розгляд методу створення диска-оригіналу на основі застосування фоторезисту, в якому ефект запису здійснюється при зміні температури з чітко вираженим температурним порогом показав: 1) метод вимагає 2- 3-разове зменшення амплітуди флуктуації інтенсивності лазерного випромінювання порівняно зі стандартним методом з використанням лінійного фоторезисту і потрібної довжини лазерного випромінювання; 2) метод вимагає сканування поверхні оптичною системою

з підтримкою висоти сканування з точністю $\pm 50 \div 70$ нм для неаподизованої системи і підтримкою з точністю $\pm 80 \div 120$ нм — для аподизованої при фокусуванні по центру глибини шару фоторезисту; 3) при фокусуванні променя на поверхню фоторезисту вимоги до точності висоти сканування зростають.

1. Braat J. Principle of Optical Disc Systems / J. Braat and G. Bouwhuis. — New York: Adam Hilger, 1985. — 286 p.
2. *Оптические диски: история, состояние, перспективы развития: [монография]* / [Петров В.В., Крючин А.А., Лапчук А.С. и др.]. — К.: Наук. думка, 2004. — 176 с.
3. *Оптико-механические запоминающие устройства* / [Петров В.В., Крючин А.А., Токарь А.П. и др.]. — К.: Наук. думка, 1992. — 152 с.
4. *Improvement of Electron Beam Recorder for Mastering of Future Storage Media* / Y. Wada, H. Tanaka, H. Kitahara [et al.] // Japanese Journal of Applied Physics. — 2008. — Vol. 47, Issue 7. — P. 6007–6012.
5. *White Paper Blu-Ray Disc 1.C. Physical Format Specifications for BD-ROM 5th Edition March. — 2007, Blu-ray Disc Association.* — P. 36.
6. *Theoretical Investigation of the Influence of a Diaphragm on the Flat Surface of a Solid Immersion Lens on Beam Parameters* / A.S. Lapchuk, V.V. Petrov, A.A. Kryuchin [et al.] // Opt. Eng. — 2001. — Vol. 40, N 8. — P. 1471–1475.
7. *High-Resolution Blue-Laser Mastering Using an Inorganic Photoresist* / A. Kouchiyama, K. Aratani, Y. Takemoto [et al.] // Jpn. J. Appl. Phys. — 2003. — Vol. 42, N 2B. — P. 769–771.
8. *405 nm Laser Thermal Lithography of 40 nm Pattern Using Super Resolution Organic Resist Material* / Y. Usami, T. Watanabe, Y. Kanazawa [et al.] // Appl. Phys. Expr. — 2009. — Vol. 2, N 12. — P. 126502-1–126502-3.
9. *Ojeda-Castaneda J. High Focal Depth by Apodization and Digital Restoration* / J. Ojeda-Castaneda, R. Ramos, A. Noyola-Isgleas // Appl. Opt. — 1988. — Vol. 27, N 12. — P. 2583–2586.
10. *Tunable Three-Dimensional Intensity Distribution by a Pure Phase-Shifting Apodizer* / X. Gao, Zh. Fei, W. Xu // Appl. Opt. — 2005. — Vol. 44, N 23. — P. 4870–4873.
11. *Дифракція гауссового променя на діелектричних сферах та об'ємний запис інформації* / А.С. Лапчук, М.Ю. Колесников, А.А. Крючин [та ін.] // Український фізичний журнал. — 1996. — Т. 41, № 9. — С. 453–462.

Надійшла до редакції 21.04.2011