

超解析近場光學之奈米級微影加工模式研究

黃燕文¹、周祖亮¹、楊慶彬¹

¹ 桃園創新技術學院機械工程系

摘要

本文提出應用近場光學微影加工技術結合熱致超解析效應的方法，進行奈米級線段加工之模擬與分析。由金屬薄膜光學理論模式計算出線段加工時鈾薄膜之穿透率，進而利用熱傳導理論模式分析出雷射光穿透鈾薄膜後，光阻表面的曝光能量密度。本文並將光阻分割成有限節點，結合曝光能量密度公式、曝光模式與顯影模式，模擬出超解析近場光學微影線段加工之線寬及加工外形。本文點加工模擬鍍鈾膜之加工線寬為 62.0 nm，而未鍍鈾膜之加工線寬為 89.1 nm，縮減約為 30.4%。而線段加工模擬鍍鈾膜之加工線寬為 88 nm，而未鍍鈾膜之加工線寬為 130 nm，縮減約為 32%。

關鍵字： 近場光學微影加工、線寬、熱致超解析效應

1. 前言

近場光學顯微術 (Scanning near-field optical microscopy - SNOM) 是個極新的技術，目前正快速地發展與應用在各相關之領域中。利用近場光學微影術加工可突破遠場光學之繞射極限的限制，以提高加工的解析度。而應用熱致超解析效應的方法於光碟母膜製程上，其利用金屬薄膜遮罩層產生熔融區與結晶區，造成雷射光的穿透率變化亦能達到縮減雷射光點的效果。本文提出以近場光學微影加工技術結合熱致超解析效應的方法，進行奈米級線段加工之模擬與分析，屬於創新的想法與先進技術。

1986 年 Betzig et. al. [1] 以理論模式證明近場光學顯微術，可克服傳統光學的繞射極限，得到超解析度的影像。次年，Betzig et. al. [2] 利用收取模式之近場光學顯微鏡得到超高解析度的影像，所產生之影像解析度與探針口徑及光纖探針至試片之近場距離有關。Leviatan [3] 使用低頻率瞬間法研究平行光通過一個電子般小孔徑之近場區現象，並分析近場光功率密度與近場距離之關係。

有關光纖探針方面的研究，Betzig et. al. [4] 發展出高通光量的光纖探針，使高密度資料儲存的技術大幅提昇。Balanis [5] 書中提到電磁理論之近場輻射公式，但未進一步分析探討光纖探針近場的光功率密度分佈。

有關近場光學微影加工實驗方面的研究，Naber et. al. [6] 等人使用波長為 455 nm 之 argo-ion 雷射光，加

工出半高線寬在 80 與 150 nm 之加工線，但未有理論模式分析其製程。Lin and Yang [7] 使用光波長為 488 nm 之雷射光，加工出半高線寬為 81.6 nm 之奈米級加工線。

類似超解析效應的方法應用於光碟母膜製程之上，首次見於在 1998 年由 Higuchi et. al. 提出 [8]，其使用遮罩層的感光層結構，利用雷射光所造成的穿透率變化而達到縮減雷射光點的效果。接著由 Kuwahara et. al. [9] 將金屬遮罩層應用在母模製作上。Shieh et. al. [10] 與 Tsai et. al. [11] 使用鈾 (Indium, In) 鍍在光阻上，並以遠場雷射光進行曝光顯影加工，加工線寬可縮減約為 40%，同時提到使用蝕刻液 (HF: H₂O₂: H₂O = 1:1:4) 可以除去鈾薄膜，又不傷害光阻。

在微影加工之曝光理論方面，Dill et. al. [12] 在 1975 年提出了光阻之曝光模式，用來計算曝光後光阻內部 photoactive compound (PAC) 的濃度變化。其後，1986 年 Babu and Barouch [13] 把 Dill 之光阻曝光聯立偏微分方程式解得正解，使得 Dill 之曝光模式之適用性大增。在光阻之顯影理論方面，Mack [14] 從顯影製程的物理及化學反應機制切入，提出顯影模式，求得顯影速率的表示式。Lin and Yang [15] 結合近場輻射場理論、曝光模式及顯影模式來分析近場光學微影點加工製程及進行實驗驗證工作。

本文為達到繼續縮小近場光學微影線段加工之尺寸，將熱致超解析法製作光碟母模 [10] 的遠場光源系統改為近場光源系統，金屬層同樣選用鈾做為遮罩材料，提出應用近場光學微影加工技術結合熱致超解析效應的方法，進行奈米級線段加工之模擬與分析。此技術是將雷射光通過鍍鋁光纖探針口徑後，輻射在一層薄薄 (約 10 nm) 的鈾薄膜後，鈾薄膜會開啟小於雷射光束之熔融孔徑，產生熔融區與結晶區，使兩者的穿透率不同，而產生熱致超解析效應。

2. 超解析近場光學微影線段加工模式

本文之超解析近場光學微影加工如圖 1 所示 [16]，係將聚焦的雷射光通過鍍鋁光纖探針口徑後，輻射在一層薄薄 (10 nm) 的鈾薄膜後，鈾薄膜會開啟小於雷射光束之熔融孔徑，產生熔融區與結晶區，使兩者的穿透率會不同，而產生熱致超解析效應。本文理論公式推導如下：

2.1 鍍鋁光纖探針之近場光功率密度分析

Lin and Yang [15] 以 \vec{E}_a 及 \vec{H}_a 分別表示鍍鋁光纖

探針的出射口之電場與磁場，則鍍鋁光纖探針的出射口必須存在磁流源 \vec{M}_S ，以滿足在介面之切線方向電場不連續之邊界條件，本文並假設光纖探針之鍍鋁層為良導體，所以光纖探針出射口之電流源 J_s 可忽略不計。由等效理論[5]知磁流源 \vec{M}_S 可用下式求得：

$$\vec{M}_S = 2\vec{E}_a \times \vec{n} \quad (1)$$

其中 \vec{n} 為光纖探針出射口向外法線向量

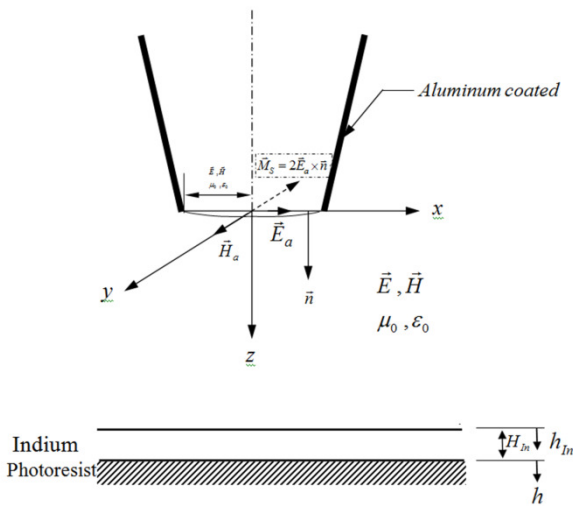


圖 1 超解析近場光學微影加工示意圖

假設均勻強度分佈的雷射光經透鏡聚光後，光能量分佈為高斯函數分佈，其電場表示式如下[17]:

$$\vec{E}_a = E_0 \times e^{-\rho^2/w^2} \vec{n}_x \quad (2)$$

其中 E_0 為電場中心處最大值， ρ 為距光纖探針中心之距離， \vec{n}_x 為 x 方向之單位向量， w 為電場強度衰減為中央強度的 $1/e$ 時之半徑。所以(1)式之磁流源可表示式如下:

$$\vec{M}_S = \begin{cases} -2E_0 e^{-\rho^2/w^2} \vec{n}_y & \rho \leq \rho_0 \\ 0 & \text{elsewhere} \end{cases} \quad (3)$$

其中 \vec{n}_y 為 y 方向之單位向量， ρ_0 為光纖探針之半徑，同時由磁流源可得到磁向量位能

$$\vec{F}(x, y, z) = \frac{\epsilon_0}{4\pi} \iint_S \vec{M}_S(x', y', z') \frac{e^{-j\beta R}}{R} ds' \quad (4)$$

其中 $j = \sqrt{-1}$ ， $\beta = 2\pi/\lambda$ ， λ 為波長， ϵ_0 代表近場空間之介電係數。(x,y,z)代表觀測點之座標，(x',y',z')代表光纖探針口徑內任一點之座標。

由(4)式磁向量位能可以得到觀測點之電場方程式[5]

$$\vec{E}_F = -\frac{1}{\epsilon_0} \nabla \times \vec{F} = \frac{-1}{4\pi} \iint_S \nabla \times [\vec{M}_S(x', y', z') \frac{e^{-j\beta R}}{R}] ds' \quad (5)$$

又由馬克斯威爾基本方程式(Maxwell's equation)，可以得到觀測點之磁場方程式

$$\vec{H}_F = -\frac{1}{j\omega\mu_0} \nabla \times \vec{E}_F \quad (6)$$

最後，透過正規化處理可得到觀測點之最大功率密度值為 1。則觀測點之正規化功率密度可用下式得到[15]:

$$I_{nor}(x, y, z) = \frac{1}{2} \text{Re} \{ \vec{E}_F \times \vec{H}_F^* \} \quad (7)$$

其中 $I_{nor}(x, y, z)$ 代表觀測點之正規化功率密度， \vec{E}_F 代表觀測點由於磁流源 \vec{M}_S 所造成的電場， \vec{H}_F 代表觀測點由於磁流源 \vec{M}_S 所造成的磁場，*符號代表共軛複數。

超解析近場光學固定點微影加工之錫薄膜表面所吸收的能量密度[15]:

$$E_{in}((x_p, y_p, h_{in} = 0), t) = I_p(x_p, y_p, h_{in} = 0) \times t \quad (8)$$

其中 $E_p((x_p, y_p, h_{in} = 0), t)$ 為超解析近場光學微影點加工時，錫薄膜表面在曝光時間 t 之能量密度； t 為曝光時間； $I_p(x_p, y_p, h_{in} = 0)$ 為點加工時錫薄膜表面之曝光功率密度分佈。

2.2 錫薄膜表面之曝光能量密度分析

在分析超解析近場光學微影線段加工時，首先要分析錫薄膜表面之曝光能量密度分佈，本文參照 Lin and Yang [18]之近場光學微影線段加工理論模式的研究成果，將錫薄膜表面曝光能量密度公式修訂如下:

$$E_{in}((x_L, y_L, h_{in} = 0), V) = \frac{\int_{-2\rho_0}^{2\rho_0} I_p(x_p, y_p, h_{in} = 0) dx_p}{V} \quad y_p = y_L \quad (9)$$

其中 $E_{in}((x_L, y_L, h_{in} = 0), V)$ 為超解析近場光學微影線段加工時，錫薄膜表面之曝光能量密度分佈。

2.3 錫薄膜之穿透率分析

錫薄膜溫度未達熔點時，由於原子間的鍵結尚未被破壞，因此其折射係數($n+ik$)大致維持一定，當溫度接近熔點時，金屬原子間原本排列整齊的鍵結會因原子的熱擾動過於激烈而被破壞，此時折射係數 n_1 隨溫度升高而快速降低，穿透率反而隨熔融液態而上升。圖2為錫薄膜固態與液態下之光功率密度穿透率圖，由圖所示，當錫厚度為10 nm時之固態穿透率為8.5%，而液態穿透率為40% [16]。

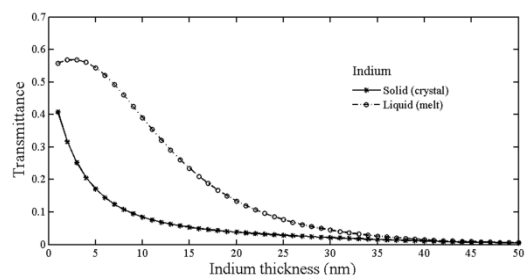


圖 2 銅薄膜固態與液態光功率密度穿透率圖

2.4 點加工之銅薄膜熔融孔徑分析

本文使用一維熱傳導理論分析超解析近場光學微影點加工之銅薄膜的溫度分佈及熔融孔徑之區域，圖3為一維熱傳導示意圖。一維熱傳導方程式如下[19]:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 U}{\partial h_m^2} \tag{10}$$

初始條件:

$$U(h_m, t=0) = T_0 \tag{11}$$

邊界條件:

$$\frac{\partial U}{\partial h_m}(h_m=0, t) = q_0 \tag{12a}$$

$$\frac{\partial U}{\partial h_m}(h_m=H_m, t) = q_1 \tag{12b}$$

其中: $q_0 = I_p(x_p, y_p, h_m=0) / K_s$

$$q_1 = I_p(x_p, y_p, h_m=0) / K_s \times \bar{T}_s((x_L, y_L), h_m)$$

上式中初始條件 T_0 表示常溫，是一常數；邊界條件 q_0 表示在銅薄膜表面($d=0$)的曝光量；邊界條件 q_1 表示在銅薄膜底面($h_m=H_m$)固態時之穿透曝光量。 H_m 代表銅薄膜厚度。 α 為熱擴散係數， $\alpha=K_s/\rho_s C_s$ ，式中的 K_s 為銅薄膜固態熱傳導係數， ρ_s 是密度， C_s 是比熱。

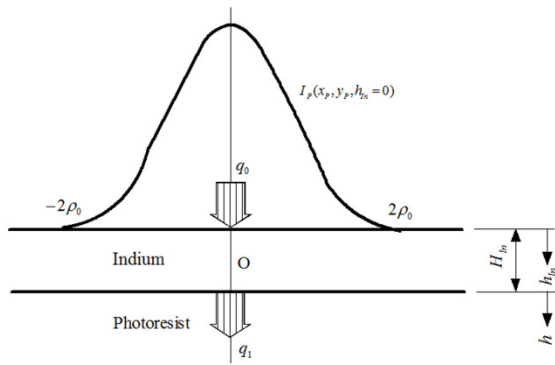


圖 3 一維熱傳導示意圖

求解所得到的溫度解析解 $U(h_m, t)$ 為[19]:

$$U(h_m, t) = \frac{H_m h_m - \frac{1}{2} h_m^2}{H_m} q_0 + \frac{\frac{1}{2} h_m^2}{H_m} q_1 + a + b_0 + \sum_{n=1}^{\infty} b_n e^{-\alpha \lambda_n^2 t} \cos\left(\frac{n \pi h_m}{H_m}\right) \tag{13}$$

其中: t 為點加工之曝光時間(sec)

$$b_0 = T_0 - \frac{q_0}{3} H_m - \frac{q_1}{6} H_m$$

$$b_n = \frac{-2 H_m q_0}{n^2 \pi^2} [(-1)^n - 1] + \frac{2 H_m^2 q_0}{n^2 \pi^2} (-1)^n - \frac{2 H_m^2 q_1}{n^2 \pi^2} (-1)^n$$

分析銅薄膜溫度時，先以銅固態時之 K_s 、 C_s 、 α_s 、 $\bar{T}_s((x_L, y_L), h_m)$ 代入上式，可計算出銅薄膜固態區域之溫度。若計算之溫度達到銅的熔點 T_l (430⁰K)時，

表示銅薄膜固態開始熔化成液態，此時溫度保持不變，表示固態與液態並存區域。當熱量超過其熔化熱 q_l 後，溫度才繼續上升，此階段以銅液態時之 K_l 、 C_l 、 α_l 、 $\bar{T}_l((x_L, y_L), h_m)$ 代入上式，可計算出銅薄膜液態區域之溫度。由此可分析出點加工時，銅薄膜之溫度分佈 $U(h_m, t)$ 及達到熔融孔徑的區域，並分析出銅薄膜內部之穿透率 $\bar{T}((x_L, y_L), h_m)$ 。

2.5 線段加工之銅薄膜熔融孔徑分析

在分析超解析近場光學微影線段加工的銅薄膜溫度分佈 $U_L(h_m)$ 與穿透率 $\bar{T}_L((x_L, y_L), h_m)$ 時，本文提出以曝光能量密度除以曝光功率密度之方法，求得銅表面各座標 (x_L, y_L) 之等效曝光時間 $t_{eq}(x_L, y_L)$ ，再求得微影線段加工之穿透率 $\bar{T}_L((x_L, y_L), h_m)$ 與溫度分佈 $U_L(h_m)$ 。其等效曝光時間 $t_{eq}(x_L, y_L)$ 可由下式求得 [16]:

$$t_{eq}(x_L, y_L) = \frac{E_m((x_L, y_L, h_m=0), V)}{I_p(x_p, y_p, h_m=0)} \tag{14}$$

2.6 光阻表面之曝光能量密度分析

由一維熱傳導理論模式及金屬薄膜光學理論公式，可分析出微影線段加工時銅薄膜之穿透率 $\bar{T}_L((x_L, y_L), h_m)$ 。而微影線段加工之銅薄膜表面的曝光能量密度與穿透率 $\bar{T}_L((x_L, y_L), h_m=H_m)$ 之乘積即為曝光在光阻表面之能量密度，可用下式求得[16]

$$E_{PR}((x_L, y_L, h=0), V) = E_m((x_L, y_L), h_m=0, V) \times \bar{T}_L((x_L, y_L), h_m=H_m) \tag{15}$$

上式中 $E_{PR}((x_L, y_L, h=0), V)$ 為光阻表面之曝光能量密度。

2.7 曝光模式

本文將光阻內部依微影線段加工座標 (x_L, y_L) 及光阻劑的深度 h 分割成座標 $((x_L, y_L), h)$ 之有限節點。在此部分本文使用 Dill [12]所提出的光阻曝光模式，依光阻內部分割為座標 $((x_L, y_L), h)$ 的各節點，並修正 Dill 之光阻曝光模式為如下公式:

$$\frac{\partial I_{PR}((x_L, y_L), h, t)}{\partial h} = -I_{PR}((x_L, y_L), h, t) \times [A \times M_{PR}((x_L, y_L), h, t) + B] \tag{16a}$$

$$\frac{\partial M_{PR}((x_L, y_L), h, t)}{\partial t} = -I_{PR}((x_L, y_L), h, t) \times M_{PR}((x_L, y_L), h, t) \cdot C \tag{16b}$$

上式中 $I_{PR}((x_L, y_L), h, t)$:光阻內部之節點在曝光 t 時間時 h 深度之光功率密度。 $M_{PR}((x_L, y_L), h, t)$:光阻內部之節點在曝光 t 時間時 h 深度之PAC所剩下的相對濃度。 t : 曝光時間

(16a)與(16b)式中的A、B、C 叫做 Dill A、B、C 參數。Dill 所提出的光阻曝光模式為一組偏微分方程式，已由 Babu and Barouch [13]求得正解如下:

$$h = \int_{g(t)}^{M_{PR}((x_L, y_L), h, t)} \frac{1}{h' \times [A \times (1 - h') - B \times \ln h']} dh' \quad (17)$$

在此 $g(t)$ 為當 $h=0$ 之 $M_{PR}((x_L, y_L), h=0, t)$ ，所以

$$g(t) = M_{PR}((x_L, y_L), h=0, t) = e^{-E_{PR}((x_L, y_L), h=0, t) \cdot C} \quad (18)$$

(18) 式中， $E_{PR}((x_L, y_L), h=0, t)$ 為超解析近場光學微影加工時光阻表面所受之曝光能量密度，所以需用本文所提出之曝光能量分析方法，求得微影線段加工之曝光能量密度 $E_{PR}((x_L, y_L), h=0, V)$ ，代入(18)式之 $E_{PR}((x_L, y_L), h=0, t)$ 項中，才可求得光阻內部各節點之 $M_{PR}((x_L, y_L), h, t)$ 。

2.8 顯影模式

本文將 Mack 的顯影模式，依光阻內部分割成座標 $((x_L, y_L), h)$ 的各節點，並修正 Mack 之顯影模式為如下公式[14]：

$$R_{bulk}((x_L, y_L), h, t) = R_{max} \times \frac{(\alpha 1 + 1) \times (1 - M_{PR}((x_L, y_L), h, t))^n}{\alpha 1 + (1 - M_{PR}((x_L, y_L), h, t))^n} + R_{min} \quad (19)$$

其中：

$$\alpha 1 = \frac{n+1}{n-1} (1 - M_{th})^n \quad (20)$$

$R_{bulk}((x_L, y_L), h, t)$ ：光阻顯影速率

R_{max} ：光阻經曝光照射極長時間之後的顯影速率

R_{min} ：光阻未曝光的顯影速率

M_{th} ：PAC 相對濃度門檻值

n ：為選擇因子

通常光阻的表面因高溫的烘烤將導致樹脂產生交聯反應，光阻表面會產生抗溶現象，造成靠近光阻表面的顯影速率降低。因此在 $0 \leq h \leq 10$ 的光阻其顯影速率必須為[14]：

$$R_{10}((x_L, y_L), h, t) = R_{bulk}((x_L, y_L), h, t) \times (1 - (1 - R_0) \times e^{-\gamma h}) \quad (21)$$

其中 R_{10} ：光阻深度在 $0 \leq h \leq 10$ 之顯影速率

γ ：表示一常數，須滿足 R_{bulk} 與 R_{10} 連續性

由(19)式可計算出各別 (x_L, y_L) 座標在已知曝光時間 t 時，光阻內部各節點之顯影速率 $R_{bulk}((x_L, y_L), h, t)$ 。因曝光時間已知，故將曝光時間 t 略去，可再進一步獲得回歸關係式 $R_{bulk}((x_L, y_L), h)$ 。而由(21)式亦可計算出各別 (x_L, y_L) 座標在已知曝光時間 t 時，光阻內部各節點之顯影速率 $R_{10}((x_L, y_L), h, t)$ 。因曝光時間已知，故將曝光時間 t 略去，可再進一步獲得回歸關係式 $R_{10}((x_L, y_L), h)$ 。又

$$R = \frac{dH}{dt_d} \quad (22)$$

其中， R 為顯影速率， t_d 為顯影時間， H 為顯影深度。所以

$$\int_0^H \frac{dh}{R_{10}((x_L, y_L), h)} = \int_0^{t_d} d\tau \quad (23a)$$

$$\int_{h_{crit}}^H \frac{dh}{R_{bulk}((x_L, y_L), h)} = \int_{t_{crit}}^{t_d} d\tau \quad (23b)$$

其中 H 為顯影深度。

如前所述，本文之超解析近場光學微影線段加工模式提出將光阻內部依微影線段加工座標 (x_L, y_L) 及光阻的深度 h ，分割成座標 $((x_L, y_L), h)$ 之有限節點。並將所得之曝光能量密度放入曝光模式，計算出光阻內部各節點之光活性化合物(PAC)的濃度變化 $M_{PR}((x_L, y_L), h)$ 。並結合顯影模式，進而可繪出整體光阻所有 (x_L, y_L) 座標之顯影深度 H 。最後可將所有的光阻座標 (x_L, y_L) 之顯影深度 H 連成光阻顯影後的加工外形。

3.超解析近場光學微影點加工模擬實驗分析

超解析近場光學微影線段加工模擬 SPR3001 型光阻鍍上 10 nm 之鈦薄膜，再以波長 365 nm 之雷射光用 $V=500 \mu\text{m/s}$ 曝光及 CD-26 顯影液進行顯影。超解析近場光學微影線段加工實驗先將光阻旋轉塗佈於基板上，經軟烤(soft bake)再曝光。顯影之前，可以使用蝕刻液(HF:H₂O₂:H₂O = 1 : 1 : 4)除去鈦薄膜，又不傷害光阻 [10]。模擬所用之參數如下：曝光功率 $P=0.5 \text{ nW}$ ，光纖探針口徑 $d=70 \text{ nm}$ ，光纖探針與鈦薄膜之近場距離 $z=5 \text{ nm}$ ，曝光時間 $t=0.0001 \text{ s}$ ，顯影時間 $t_d=50 \text{ s}$ ，實驗室溫度 $T_0=293 \text{ }^\circ\text{K}$ 。曝光與顯影之參數如下：Dill's $A=9.481 \times 10^{-4} \text{ 1/nm}$ ， $B=6.11 \times 10^{-5} \text{ 1/nm}$ ，and $C=1.64 \text{ nm}^6/\text{nJ}$ ； $R_{max}=132.26 \text{ nm/s}$ ， $R_{min}=0.029 \text{ nm/s}$ ，與 $w = 0.69$ ，此數據係由生產光阻之 SHIPLEY 公司所提供。而鈦薄膜之參數如下：厚度 $H_{in}=10 \text{ nm}$ ，固態熱傳導係數 $K_s=81.9 \text{ nJ/nm}\cdot\text{K}\cdot\text{s}$ ，固態密度 $\rho_s=7.31 \times 10^{-21} \text{ g/nm}^3$ ，比熱 $C_s=0.23 \times 10^9 \text{ nJ/g}\cdot\text{K}$ ，固態熱擴散係數 $\alpha_s=4.871 \times 10^{13} \text{ nm}^2/\text{s}$ ，熔點溫度 $T_f=430 \text{ }^\circ\text{K}$ ，熔化熱 $q_f=2.07 \times 10^{-10} \text{ nJ/nm}^3$ [20]；液態熱擴散係數 $\alpha_l=(3.533+0.0394T-1.091 \times 10^{-5}T^2) \times 10^{12} \text{ nm}^2/\text{s}$ [21]，液態熱傳導係數 $K_l=13.06+0.05368T-1.66 \times 10^{-5}T^2 \text{ nJ/nm}\cdot\text{K}\cdot\text{s}$ [21]。

圖 4 為點加工光阻表面之曝光功率密度分佈圖，當鈦薄膜溫度未達熔融固態之區域其穿透率為 8.5%，而溫度達熔融液態之區域，其金屬之鍵結被破壞，穿透率提升為 40%。圖 5 為點加工鍍鈦膜與未鍍鈦膜之加工外形比較圖，由圖 5 可以看出來鍍鈦膜之加工線寬為 62.0 nm，而未鍍鈦膜之加工線寬為 89.1 nm，縮減約為 30.4%。另外鍍鈦膜之半高線寬(Full-width at half maximum)為 46.5 nm，未鍍鈦膜之加工線寬為 36.5nm，其原因為雷射光穿透鍍鈦膜後，其功率密度降低到 40% 以下，所以加工深度明顯減少，因而造成鍍鈦膜之加工半高線寬沒有降低反而增加的原因。

4.超解析近場光學微影線段加工模擬實驗分析

超解析近場光學微影線段加工模擬 SPR3001 型

光阻鍍上 10 nm 之鈾薄膜，再以波長 365 nm 之雷射光用 $V=500 \mu\text{m/s}$ 曝光及 CD-26 顯影液進行顯影。模擬所用之參數如下：曝光功率 $P=0.5 \text{ nW}$ ，光纖探針口徑 $d=70 \text{ nm}$ ，光纖探針掃描速度 $V=500 \mu\text{m/s}$ ，顯影時間 $t_d=50\text{s}$ 。

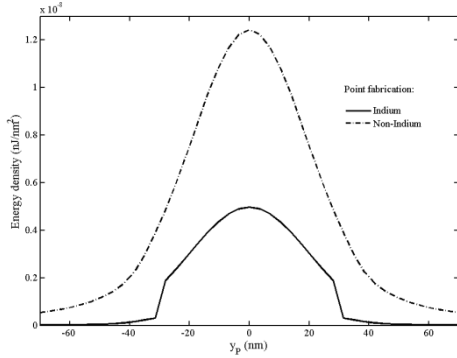


圖 4 點加工光阻表面之曝光功率密度分佈圖

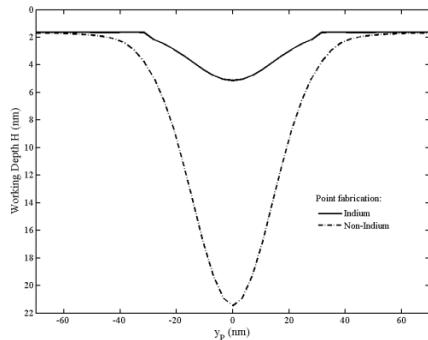


圖 5 點加工鍍鈾膜與未鍍鈾膜之加工外形比較圖

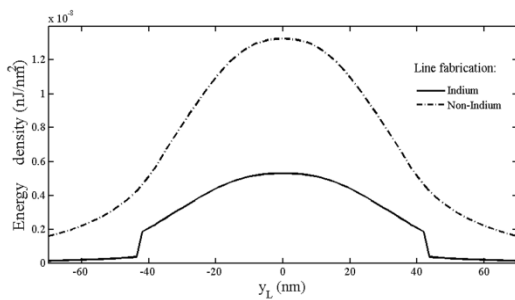


圖 6 線段加工光阻表面之曝光功率密度分佈圖

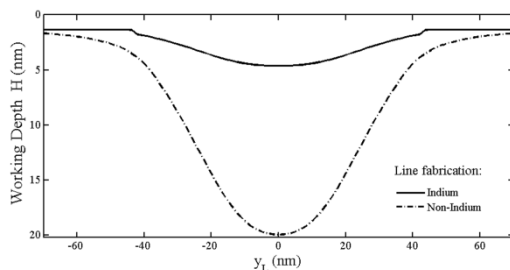


圖 7 線段加工鍍鈾膜與未鍍鈾膜之加工外形比較圖

圖 6 為線段加工光阻表面之曝光功率密度分佈圖，當鈾薄膜溫度未達熔融固態之區域其穿透率為 8.5%，而溫度達熔融液態之區域，其金屬之鍵結被破壞，穿透率提升為 40%。圖 7 為線段加工鍍鈾膜與未鍍鈾膜之加工外形比較圖，由圖 7 可以看出來鍍鈾膜之加工線寬為 88 nm，而未鍍鈾膜之加工線寬為 130 nm，縮減約為 32%。同時由變異數分析可知超解析近場光學微影線段加工實驗時，探針口徑(PA)對線寬影響最顯著性，其貢獻度為 46.9%，其次為曝光能量/ μm ，其貢獻度為 41.7%，而顯影時間(DT)與鈾厚度影響則不明顯。

5. 結論

本文以近場光學微影加工技術結合熱致超解析效應的方法，進行超解析近場光學微影線段加工之模擬與分析。此技術是將雷射光通過鍍鋁光纖探針口徑後，輻射在一層薄薄(約 10 nm)的鈾薄膜後，鈾薄膜會開啟小於雷射光束之熔融區孔徑，產生熔融區與結晶區，使兩者的穿透率不同，而產生熱致超解析效應，進而改善近場光學微影線段加工之線寬。鈾薄膜厚度為 10 nm 時之固態穿透率為 8.5%，而液態穿透率為 40%。其原因為鈾未達熔點時，由於原子間之鍵結尚未被破壞，其折射係數較大，而溫度達到熔點時，金屬原子間原本排列整齊之鍵結會因原子的熱擾動過於激烈而被破壞，其折射係數會快速降低，穿透率因而提升。超解析近場光學微影點加工模式所模擬之結果為鍍鈾膜之加工線寬為 62.0 nm，而未鍍鈾膜之加工線寬為 89.1 nm，縮減約為 30.4%。不過雷射光穿透鍍鈾膜後，其功率密度降低到 40% 以下，所以加工深度明顯減少，因而造成鍍鈾膜之半高線寬沒有降低反而增加的原因。

超解析近場光學微影線段加工模式所模擬之結果為鍍鈾膜之加工線寬為 88 nm，而未鍍鈾膜之加工線寬為 130 nm，縮減約為 32%。同時由變異數分析可知超解析近場光學微影線段加工實驗時，探針口徑(PA)對線寬影響最顯著性，其貢獻度為 46.9%，其次為曝光能量/ μm ，其貢獻度為 41.7%，而顯影時間(DT)與鈾厚度影響則不明顯。

6. 致謝

本論文為國科會編號 NSC 100-2221-E-253-007 之計畫，由於國科會的支持，使本計畫得以順利進行，特此致上感謝之意。

7. 參考文獻

1. E. Betzig, A. Harootunian, A. Lewis and M. Isaacson, Near-field diffraction by a slit: implication for superresolution microscopy, Applied Optics, Vol. 25, pp.1890-1900, 1986.
2. E. Betzig, M. Isaacson and A. Lewis, Collection mode near-field scanning optical microscopy,

- Appl. Phys. Lett., Vol. 51, pp. 2088-2090, 1987.
3. Y. Leviatan, Study of near-zone fields of a small aperture, J. Appl. Phys. Vol. 60(5), 1 September, pp. 1577-1583, 1986.
 4. E. Betzig, S. G. Grubb, R. J. Chichester, D. J. Diovanni and J. S. Weiner, Fiber Laser Probe for Near-field Scanning Optical Microscopy, Appl. Phys. Lett. Vol. 63, pp. 3550-3552, 1993.
 5. C. A. Balanis, Advanced Engineering Electromagnetics, John Wiley & Sons, Inc. New York, 1989.
 6. Naber, H. Kock and H. Fuchs, High-Resolution Lithography with Near-Field Optical Microscopy, Scanning Vol. 18, pp. 567-571, 1996.
 7. Z. C. Lin and C. B. Yang, Combining the Taguchi method with an artificial neural network to construct a prediction model of near field photolithography experiments, Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C, Journal of Mechanical Engineering Science, Vol. 224(10), pp. 2223-2233, 2010.
 8. T. Higuchi, Y. Okumuro and T. Iida, High-Density Optical Disc Mastering Using Photobleachable Dye, Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 37 pp. 2130 -2136, 1998.
 9. M. Kuwahara, T. Nakaoka, J. Tominaga, M. B. Lee and N. Atoda, High-Speed Optical Near-Field Photolithography by Super Resolution Near-Field Structure, Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 38, pp. L1079-L1081, 1999.
 10. H. P. Shieh, S. Y. Tsai, Y. H. Peng and T. E. Hsieh, Optical Disk Mastering Using Optical Superresolution Technique, Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 40, pp. 1671-1675, 2001.
 11. S. Y. Tsai, T. E. Hsieh and H. P. Shieh, Optical Disk Mastering Using Optical Super Resolution Effect, Proc. SPIE Vol. 4081, pp. 95-102, 2000.
 12. F. H. Dill, W. P. Hornberger, P. S. Hauge and J. M. Shaw, Characterization of Positive Photoresist, IEEE Trans. Electr. Dev., Vol. ED-22(7), pp. 445-452, 1975.
 13. S. V. Babu and E. Barouch, Exact Solution of Dill's Model Equation for Positive Photoresist Kinetics, IEEE Electr. Dev. Letters, Vol. EDL-7, NO. 4, APRIL, pp. 252-253, 1986.
 14. C. A. Mack, Development of Positive Photoresists, J. Electronchem. Soc.: Solid-State Science and Technology, Vol.134, No. 1, pp. 148-152, 1987.
 15. Z. C. Lin and C. B. Yang, Analysis of point fabrication model for near-field photolithography with experimental study, Journal of Scanning Microscopies, Vol.28, pp. 32-41, 2006.
 16. C. B. Yang, Nano-Scale Line segment Fabrication Using Super-Resolution Near Field Photolithography, Scanning, 2012. (in-press)
 17. W. T. Silfvast, Laser Fundamentals, Cambridge University Press, New York, pp. 312-337, 1996.
 18. Z. C. Lin and C. B. Yang, Line Segment Fabrication Model Analysis of Near Field Photolithography, Proc. IMechE, Part B: J. Engineering Manufacture, Vol. 223, pp. 145-154, 2009.
 19. C. J. Lin and Z. C. Lin, Scanning Near Field Optical Microscopy Dot Processed Mode Analysis of Photoresist Layer Coating Indium Thin Film, 國立台灣科技大學自動化及控制所碩士論文·2005
 20. Wikipedia, "Indium," <http://en.wikipedia.org/wiki/Indium>.
 21. I.V. Savchenko, S.V. Stankus, and A. Sh. Agazhanov, Heat transfer coefficients of liquid indium in the temperature range 470–1275 K, Thermophysics and Aeromechanics, Vol. 17(1), pp. 121-125, 2010.

Analysis of Nano scale Photolithographic fabrication in Super resolution Near Field

Yan-Wen Huang¹, Tsu-Liang Chou¹,
Ching-Been Yang¹

¹Department of Mechanical Engineering,
Taoyuan Innovation Institute of Technology

Abstract

This study proposed a method to combine near field photolithography with thermally-induced super-resolution, and conducted simulation and analysis on nanoscale line segment fabrication. A theoretical model of optical metal film was used to calculate the transmittance of indium film during line segment fabrication. A theoretical heat transfer model was employed to analyze the exposure power density on the surface of the photoresist after laser beams penetrated the indium film. This study divided the photoresist into finite nodes. Through a simulation combining an exposure energy density formula, an exposure model, and a developmental model, we derived the theoretical width and profile of the line segment fabricated using super-resolution near field photolithography. The widths of the derived point segments were 62.0nm for photoresist with indium coating and 89.1nm without. The indium film accounted for a reduction in width of 30.4%. The widths of the derived line segments were 88 nm for photoresist with indium coating and 130 nm without. The indium film accounted for a reduction in width of 32%.

Keywords: Near field photolithography, line width, Thermal-induced super-resolution