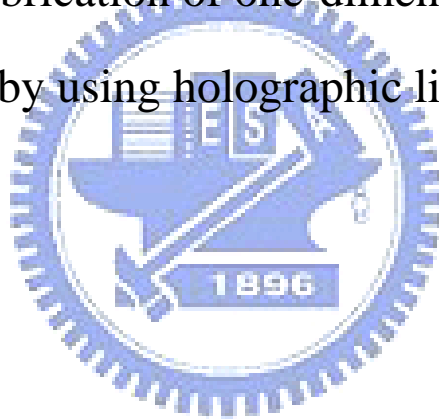


國立交通大學
光電工程研究所
碩士論文

以全像微影方法製作一維週期性結構

A study on fabrication of one-dimensional periodic
gratings by using holographic lithography



研究生：曾士莞

指導教授：許根玉教授

林烜輝教授

中華民國九十六年六月

以全像微影法製作一維週期性結構

學生：曾士芑

指導教授：許根玉
林烜輝

國立交通大學光電工程研究所

摘要

本論文主要是研究利用兩道等強度雷射光束(351nm)相干產生干涉場，並對塗佈在玻璃基版上的 SU8 負光阻劑曝光，製作一維週期性光柵結構，並調整製作過程中的曝光劑量與曝後熱烤時間，探討對光柵結構深度與表面分佈情況的影響，嘗試找出最適當的製作條件。另外我們量測光柵繞射效率，探討以純量繞射理論描述此光柵繞射行為的可行性。

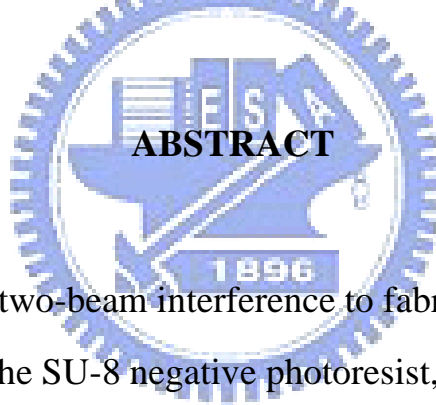
A study on fabrication of one-dimensional periodic gratings by using holographic lithography

Student : Shi-Yuan Tseng

Advisor : Ken-Yuh Hsu
Shiuan-Huei Lin

Institute of Electro-Optical Engineering

National Chiao Tung University



In this thesis, we use two-beam interference to fabricate one-dimensional periodic gratings on the SU-8 negative photoresist, which is deposited by spin coating onto glass substrates. By properly adjusting the exposure energies and the post-exposure-bake time, the structure of the gratings can be modified. In addition, we also measure the diffraction efficiency, and try to explain the grating diffraction by scalar diffraction theory.

誌 謝

很快的兩年過去了，在這段期間內，發生了太多有趣、無聊、令人高興與痛苦的事，讓我不斷的磨練成長。對於許根玉老師以及林烜輝，非常感謝他們對於研究方面的諄諄教誨，讓我對於科學研究態度有更深的體悟。感謝實驗室中男哥、伯霖、俊華學長在實驗上的大力幫忙，仁崇與建舜學長在口試上的指導，晟齊與蓉蓉在口試時的幫忙，還有一起拼戰到最後一刻的立偉，以及安澤的鼎力相助，讓我可以順利的畢業。感謝佩真在這段時間的陪伴，與妳一起走過的這段日子真好。感謝父母與哥哥給我的鼓勵與支持，家人的陪伴是最溫暖的。

要感謝的人很多，就感謝諸佛菩薩的保佑吧。



目 錄

中文摘要.....	i
英文摘要.....	ii
誌謝.....	iii
目錄.....	iv
表目錄.....	vi
圖目錄.....	vii
1、緒 論.....	1
2、理 論.....	7
2-1 全像微影方法.....	7
2-1-1 全像方法.....	7
2-1-2 光阻微影方法.....	12
2-2 繞射理論.....	15
2-3 光柵繞射理論.....	18
2-3-1 光柵型態分類.....	18
2-3-2 薄型相位光柵理論推導.....	21
3、SU8 樣品製作方法與測量儀器介紹.....	27
3-1 樣品製作流程.....	27
3-2 負光阻 SU-8 特性介紹.....	31

3-3 單束光曝光能量測定.....	36
3-4 表面分析儀器介紹.....	40
3-4-1 掃描式電子顯微鏡(SEM).....	40
3-4-2 原子力探針顯微鏡(AFM).....	43
4、實驗結果與討論.....	46
4-1 全像微影實驗.....	46
4-1-1 實驗架構.....	46
4-1-2 光阻顯影結果.....	47
4-2 光學量測實驗.....	52
4-2-1 實驗架構.....	52
4-2-2 實驗結果與討論.....	53
5、結論	59
參考文獻.....	61



表目錄

表 3-1 : 單束光曝光能量結果.....	38
表 3-2 : 光阻厚度對轉速關係.....	38
表 3-3 : 厚度對軟烤時間關係表.....	39
表 4-1 : 繞射效率比較表.....	54



圖目錄

圖 1. : 繞射光學概念圖.....	6
圖 2.1 : 兩道干涉光入射角度.....	7
圖 2.2 : 入射光與干涉條紋的空間波向量關係圖.....	8
圖 2.3 : 干涉條紋於光阻劑中分佈情況.....	11
圖 2.4 : 兩道光對稱入射干涉圖.....	12
圖 2.5 : 干涉光對光阻劑曝光.....	14
圖 2.6 : 光阻劑顯影後結構示意圖.....	14
圖 2.7 : 繞射座標關係圖.....	15
圖 2.8 : (a) (b) 相位型光柵(c) 振幅型光柵.....	19
圖 2.9 : (a) Bragg 繞射 (b) Raman-Nath 繞射.....	20
圖 2.10 : 正弦型相位光柵.....	21
圖 2.11 : 正弦光柵一階繞射效率對 ϕ 關係圖.....	23
圖 2.12 : 方波型相位光柵.....	23
圖 2.13 : 方波光柵一階繞射效率對 ϕ 關係圖.....	24
圖 2.14 : 三角型相位光柵.....	25
圖 2.15 : 三角光柵一階繞射效率對 ϕ 關係圖.....	26
圖 3.1 : SU-8 樣品製作流程圖.....	28
圖 3.2 : SU-8 高分子化學結構示意圖.....	32

圖 3.3(a) : SU-8 照 UV 光，產生氫離子示意圖.....	34
圖 3.3(b) : SU-8 分子官能基抓取氫離子示意圖.....	35
圖 3.3(c) : SU-8 硬烤後產生鏈結反應示意圖.....	35
圖 3.3(d) : 氫離子可重複反應示意圖.....	36
圖 3.4 : 單束光曝光能量測定裝置圖.....	37
圖 3.5 : 波長對吸收率關係.....	39
圖 3.6 : SEM 電子束路徑示意圖.....	42
圖 3.7 : AFM 工作原理示意圖.....	45
圖 4.1 : 兩道光干涉架構圖.....	47
圖 4.2 (a)~(c) : SEM 量測樣品鍍膜圖.....	50
圖 4.3 (a)~(d) : AFM 樣品表面量測圖.....	51
圖 4.4 : 繞射光強度量測實驗架構圖.....	52
圖 4.5 : 繞射光點圖.....	57
圖 4.6 : 不同熱烤時間之下，曝光時間對繞射效率結果.....	57,58

第一章 緒論

1. 簡介


早期人們對光的瞭解只有反射、折射現象。在 Sommerfeld 觀察出繞射現象時，並不能完全掌握此種光傳播的行為。因此，他將繞射定義為：繞射為任何無法由反射或折射定律解釋的光偏離直進路徑的現象。這即是繞射(diffraction)最初的定義。而光波動說之最早提議者 Huygens 認為繞射現象乃是光具有波的性質所造成。當光在傳播時，波前上之每一點都可作為新光源繼續向各方向傳播的次波，而次波波前所構成之包絡(envelope)將行成新的次波前繼續向前傳播。Huygens 成功的解釋了光波的傳播，如光的直線傳播、反射及折射等現象，同時也提及光波可能發生繞射之原因，然而對於光波之繞射現象並無詳細解說。1818 年 Fresnel 對 Huygens 所提出之理論作了以下修正，他將 Huygens 所提之次級波源做了有效振幅及相位之假定，並認為由波前所發出的次級波是同調的(coherent)。因此欲觀察螢幕上某個光點之強度，則應由在該點所形成干涉的結果而定，即該點振幅大小是由各次級波傳來的振幅疊加而成，由於觀察螢幕上每一點各有其不同的干涉結果，因此呈現出有規則的光強度分佈。1882 年，Kirchhoff 將 Huygens 及 Fresnel 之概念應用於數學基礎上，並證明瞭 Fresnel 所假設之有效振幅與相位，其實是光

波動特性的邏輯結論。

1984 年 Gabor 首先提出全像術(holography) [1]的想法，當時目的是為了提高電子顯微鏡的解析度，而其基本原理是利用兩束光的干涉，可以在感光底片上同時紀錄著光波的相位與振幅的資訊，當使用重建光波照射底片時，就可以重現原始的光波前，此為波前重建的概念。

利用全像術製作出來的光學元件稱為全像光學元件(Holographic Optical Element) [2]，簡言之，即是具有特殊設計與功能的全像片，全像光學元件主要是考慮入射光波的穿透或反射的繞射效應轉換成另一種波前分佈，所以也可以稱為繞射光學元件(Diffractive Optical Element)。後來全像術的發展主要在記錄方式與記錄材料兩方面，在 1960 年雷射發明後，由於雷射光具有相當好的同調性，正好提供了全像干涉成像所需要的同調光源，所以雷射全像術想法立刻被提出並且開始應用於資訊的記錄與重建，雷射全像術的做法以兩道同調雷射光干涉的方式，將干涉條紋照射在感光底片上，並藉由底片感光材料之光化學反應，可將光強度轉換為折射率變化或是吸收係數變化，形成我們想要的光柵圖案與結構，完成光訊號的紀錄。常見感光材料有鹵化銀底片、重鉻酸胺明膠(DCG)、感光高分子(photopolymer)及光折變(photorefractive)晶體等。隨後電腦全像術

(computer generated hologram)的提出，使全像術的記錄方式有新的發展，電腦全像術的製作方式，基本上是以電腦模擬出放大的干涉條紋圖形，再以光學縮影方式在感光材料上做成為全像片。另一方式乃是將電腦模擬出的干涉條紋圖案，再製作成光罩（或以電子束(E-beam)直接將圖案寫在基板上），隨後以曝光將圖案轉移到基板上的光阻，最後以蝕刻方式在透明基板上做出表面蝕刻(surface-relief)型的繞射光學元件，也就是電腦全像片，全像技術的發展更是愈多元化。圖 1 為繞射光學所包含的範圍示意圖。



表面蝕刻型的繞射光學元件是利用表面起伏的幾何結構使光產生繞射，一般可分為反射式與透射式元件，常見的一維或二維週期的光柵可說是最基本的繞射光學元件。光柵有分光、光偏折、濾波等多樣用途，所以被廣泛的使用於積體光學、全像光學、光電子學等領域，如在光譜儀、單頻儀之中，光柵都扮演著很重要的角色。表面蝕刻型的光柵由於需要改變幾何形狀，所以光柵的製作方式會最直接影響到光柵的工作效率，普遍讓大家所接受的製程方式是積體電路製作技術，半導體工業需要經由曝光與微影(lithography)過程，以製作出微小的電子元件。而隨著時代進步，科技愈來愈發達，微電子工業的製造技術需求更是一日千里，操作元件尺寸不斷的快速縮小，擁有更精確、解析能力更高的光學微影技術就相當關鍵。

微影技術所用的方法一般是指以光子束通過光罩(Mask)對光阻劑(photoresist)曝照，或是以電子束、離子束直接對阻劑照射，再經過製作程序使阻劑發生一連串的化學變化，目的是要將設計好的圖案轉移到阻劑上，以供後續製程使用。

電子束微影，此技術主要是利用電子束微影機(e-beam writer)的設備，裝置中有精密移動平台的電子顯微鏡，而電子顯微鏡的電子束與移動平台的定位都是由電腦控制。而使用於電子束微影機的樣品表面會先鍍上適合的光阻劑，再放入裝置內，由電腦將畫好的圖案經由設定，配合電子束劑量的計算後，以電子束掃描方式進行圖案的曝光顯影步驟，最後還可以將圖案以乾蝕刻方式轉移至基版上。電子束微影因為其高解析度所以可做出精確的圖案，適合某些極精密的元件製造，但是缺點是速度慢且成本高，不利於快速大量生產。

光學干涉微影(Interferometry Lithography)是利用左右對稱的同調光束互相干涉時，產生週期性的干涉條紋，並對光阻劑曝光，最後留下週期性圖案的光柵結構。微影技術除了曝光系統技術的提升，還必須要搭配適當的光阻劑，光阻劑的選擇著重在可使用的線寬度範圍，並且要注意光波對光阻的吸收或穿透性質，所以不同線寬等級要選擇不同的光阻劑；在實驗中我們選擇在微機電領域常用的新

型負型光阻劑 SU-8 2050[3]，在近紫外波長(350 nm ~ 400 nm)有相當不錯的感光特性與結構高深寬比，光阻劑濃度可調性大，厚度控制範圍彈性大，只需單一塗佈過程厚度就可達 1~200 微米，適用線寬達 0.1 微米，而且特別是具有高強度的特性，硬度高適合用於微小結構的製作，如光子晶體[4]的週期性結構，就可以利用全像干涉方法配合 SU-8 光阻劑做出大範圍結構。

在本論文中，將會以全像方法對 SU-8 光阻劑曝光，以微影製程做出一維的表面蝕刻型光柵，並且嘗試調整製程中的曝光劑量與熱烤時間，製作結果會以掃描式電子顯微鏡(SEM)與原子力探針顯微鏡(AFM)拍攝光阻表面結構，並量測光柵繞射之光學性質，觀察對光柵表面結構對其光學性質的影響。

本論文共分為五章，第一章為緒論，簡介全像術與繞射光學元件概念。第二章相關理論的介紹，推導全像干涉方法理論與說明微影方法的原理，接著說明純量繞射理論，並計算不同相位光柵的繞射效率。第三章為 SU8 樣品製作方法與量測儀器介紹，說明塗佈光阻劑到微影完成的步驟，及使用測量儀器的原理。第四章為實驗量測結果，第五章為結論。

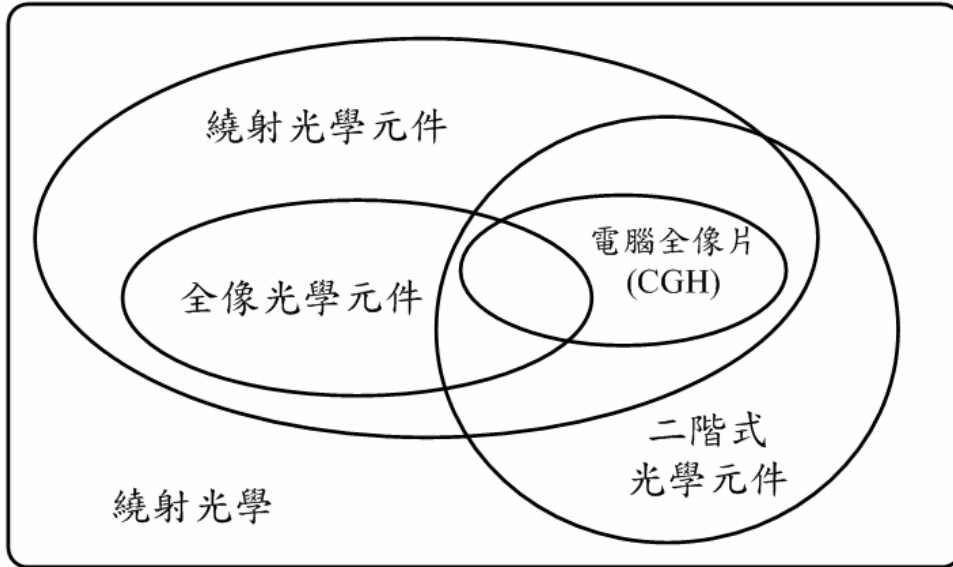


圖 1 繞射光學概念圖[5]



第二章 相關理論

實驗上所用到的方法分為兩方面，第一、全像方法是需要以雷射光源產生干涉條紋並使光阻劑曝光，第二、微影技術是光阻劑受到曝光後並且經過顯影步驟而留下部分光阻形成結構，達到紀錄光學圖案的效果。接著最後在推導純量繞射計算，純量繞射理論是以 Fourier 光學為基礎，在計算上並未考慮光的偏振(polarization)態以及波長與光柵週期的關係，所以計算較為簡單，但是純量繞射光學元件對於計算繞射光學元件還是有一定的價值[6]。

2-1 全像微影方法

2-1-1 全像方法

理論由全像方法推導開始，假設兩道雷射光為同調、光波長為 λ 、振幅分別為 A_1 、 A_2 ，入射面為 x - z 平面，如圖 2.1 所示。

$$\begin{aligned} a_1(x, z) &= A_1 e^{i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}} \\ a_2(x, z) &= A_2 e^{i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}} \end{aligned} \quad (2.1)$$

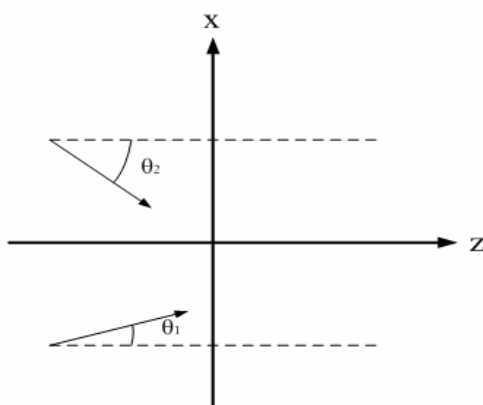


圖 2.1 兩道干涉光入射角度

兩道光在同一點交會時，便會在空間中產生干涉條紋，此時空間

光強度亮暗分佈可以表示為：

$$\begin{aligned}
 I(x, z) &= |a_1(x, z) + a_2(x, z)|^2 \\
 &= |A_1 e^{i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}} + A_2 e^{i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}}|^2 \\
 &= A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos[(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r}] \\
 &= (A_1^2 + A_2^2) \left\{ 1 + \frac{2A_1 A_2}{A_1^2 + A_2^2} \cos[(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r}] \right\} \\
 &= I_0 (1 + B \cos[\vec{K} \cdot \vec{r}])
 \end{aligned} \tag{2.2}$$

其中 $I_0 = A_1^2 + A_2^2$ ，為平均光強度

$$B = \frac{2A_1 A_2}{A_1^2 + A_2^2}，為干涉項$$

$$\vec{K} = (\vec{k}_1 - \vec{k}_2) = \frac{2\pi}{\Lambda} (\hat{x} \sin \phi + \hat{z} \cos \phi)，為亮暗紋的空間波向量$$

(grating vector)， Λ 為亮暗紋的空間週期， ϕ 為亮暗紋空間波向量

與 z 軸之夾角，各波向量之間的關係可以由向量圖（圖 2.2）表示：

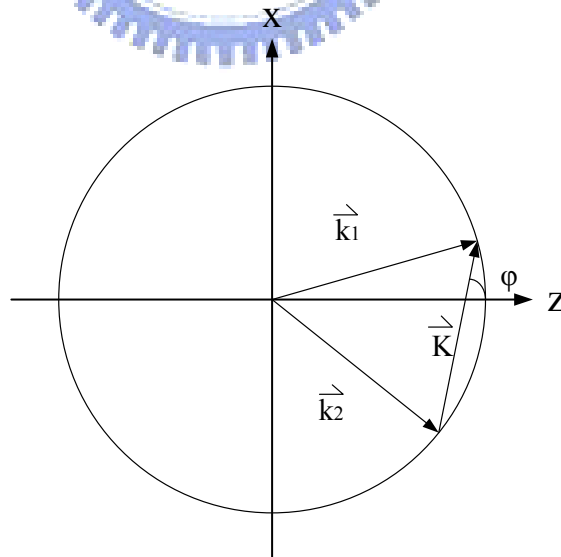


圖 2.2 入射光與干涉條紋的空間波向量關係圖

$$\begin{cases} \vec{k}_1 = k(\hat{x} \sin \theta_1 + \hat{z} \sin \theta_1) \\ \vec{k}_2 = k(\hat{x} \sin \theta_2 + \hat{z} \sin \theta_2) \end{cases} \quad (2.3)$$

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$: 為兩入射光的空間波向量。

所以 $I(x, z)$ 可以繼續表示為：

$$\begin{aligned} I(x, z) &= I_0[1 + B \cos(\vec{K} \cdot \vec{r})] \\ &= I_0[1 + B \cos((\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r})] \\ &= I_0[1 + B \cos(k(\sin \theta_1 \hat{x} + \cos \theta_1 \hat{z}) \cdot \vec{r}) + k(\sin \theta_2 \hat{x} + \cos \theta_2 \hat{z}) \cdot \vec{r}] \quad (2.4) \\ &= I_0 \{1 + B \cos[kx(\sin \theta_1 - \sin \theta_2) + kz(\cos \theta_1 - \cos \theta_2)]\} \end{aligned}$$

當餘弦函數 $\cos(\vec{K} \cdot \vec{r}) = 1$ 時，代表光強度最大產生亮紋，所以可知亮

紋產生的條件為：

$$\begin{aligned} k[x(\sin \theta_1 - \sin \theta_2) + z(\cos \theta_1 - \cos \theta_2)] &= 2N\pi, \quad N = 0, 1, 2, 3, \dots \\ \rightarrow x &= \frac{\cos \theta_2 - \cos \theta_1}{\sin \theta_1 - \sin \theta_2} z + \frac{\lambda}{\sin \theta_1 - \sin \theta_2} N \\ &= z \tan \psi + \frac{\lambda}{\sin \theta_1 - \sin \theta_2} N \end{aligned} \quad (2.5)$$

ψ : z 軸與亮暗條紋之夾角

$$\begin{cases} \sin \phi = \frac{k}{K} (\sin \theta_1 - \sin \theta_2) \\ \cos \phi = \frac{k}{K} (\cos \theta_1 - \cos \theta_2) \end{cases} \Rightarrow \tan \phi = \frac{(\sin \theta_1 - \sin \theta_2)}{(\cos \theta_1 - \cos \theta_2)} \quad (2.6)$$

由(2.5)式與(2.6)式可得

$$\begin{aligned} \rightarrow \tan \phi \tan \psi &= \frac{\sin \theta_1 - \sin \theta_2}{\cos \theta_1 - \cos \theta_2} \frac{\cos \theta_2 - \cos \theta_1}{\sin \theta_1 - \sin \theta_2} \\ &= -1 \end{aligned} \quad (2.7)$$

從上式可知 Ψ 角與 ϕ 角相差 90 度，也就可得知空間波向量與干涉亮暗條紋垂直，並可以改寫為

$$\begin{aligned}\psi &= \tan^{-1}\left(\frac{\cos\theta_2 - \cos\theta_1}{\sin\theta_1 - \sin\theta_2}\right) = \tan^{-1}\left[\frac{-2\sin\left(\frac{\theta_2 + \theta_1}{2}\right)\sin\left(\frac{\theta_2 - \theta_1}{2}\right)}{2\sin\left(\frac{\theta_1 - \theta_2}{2}\right)\cos\left(\frac{\theta_2 + \theta_1}{2}\right)}\right] \\ &= \tan^{-1}\left[\tan\left(\frac{\theta_2 + \theta_1}{2}\right)\right] = \frac{\theta_2 + \theta_1}{2}\end{aligned}\quad (2.8)$$

$$\left(\begin{array}{l} \text{由 } \cos\theta_1 = \cos\left(\frac{\theta_1 + \theta_2 + \theta_1 - \theta_2}{2}\right) = \cos\left(\frac{\theta_1 + \theta_2}{2}\right)\cos\left(\frac{\theta_1 - \theta_2}{2}\right) - \sin\left(\frac{\theta_1 + \theta_2}{2}\right)\sin\left(\frac{\theta_1 - \theta_2}{2}\right) \\ \therefore \cos\theta_2 = \cos\left(\frac{\theta_1 + \theta_2}{2}\right)\cos\left(\frac{\theta_2 - \theta_1}{2}\right) - \sin\left(\frac{\theta_1 + \theta_2}{2}\right)\sin\left(\frac{\theta_2 - \theta_1}{2}\right) \\ \therefore \sin\theta_1 = \sin\left(\frac{\theta_1 + \theta_2}{2}\right)\cos\left(\frac{\theta_2 - \theta_1}{2}\right) + \cos\left(\frac{\theta_1 + \theta_2}{2}\right)\sin\left(\frac{\theta_2 - \theta_1}{2}\right) \\ \therefore \sin\theta_2 = \sin\left(\frac{\theta_1 + \theta_2}{2}\right)\cos\left(\frac{\theta_2 - \theta_1}{2}\right) + \sin\left(\frac{\theta_1 + \theta_2}{2}\right)\sin\left(\frac{\theta_2 - \theta_1}{2}\right) \end{array}\right)$$

$$\text{可得 } \varphi = \psi + \frac{\pi}{2} = \frac{\theta_1 + \theta_2}{2} + \frac{\pi}{2}\quad (2.9)$$

而空間週期 Λ ：

$$K \sin\varphi = k(\sin\theta_1 - \sin\theta_2) \quad \rightarrow \quad \Lambda = \frac{\lambda \sin\varphi}{\sin\theta_1 - \sin\theta_2}\quad (2.10)$$

由以上的計算推導，可以得出兩道光干涉通式，而在光阻劑中亮暗紋分佈的情況如圖 2.3。

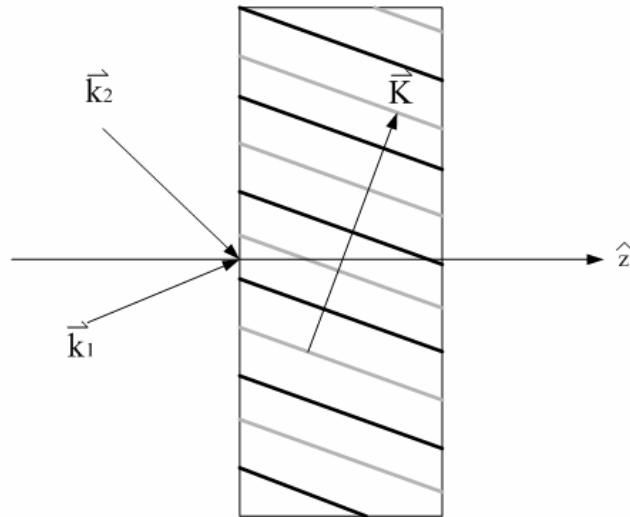


圖 2.3 干涉條紋於光阻劑中分佈情況

在實驗中我們使用兩道同強度、同偏極化的光，以相同角度對稱入射光阻劑，此時 $A_1 = A_2$ ， $\theta_1 = -\theta_2$ ，可求得 $\psi = 0^\circ$ ，所以亮暗紋與 z 軸平行； $\phi = \frac{\pi}{2}$ ，亮暗紋空間波向量與 z 軸垂直，由式(2.10)，可得條紋週期距離為：

$$\Lambda = \frac{\lambda \sin \phi}{\sin \theta_1 - \sin \theta_2} = \frac{\lambda}{2 \sin \theta_1}, \quad (2.11)$$

光強度分佈為：

$$\begin{aligned} I(x, z) &= I_0 \{1 + B(\cos(\vec{K} \cdot \vec{r}))\} \\ &= I_0 [1 + \cos(2kx \sin \theta)] \end{aligned} \quad (2.12)$$

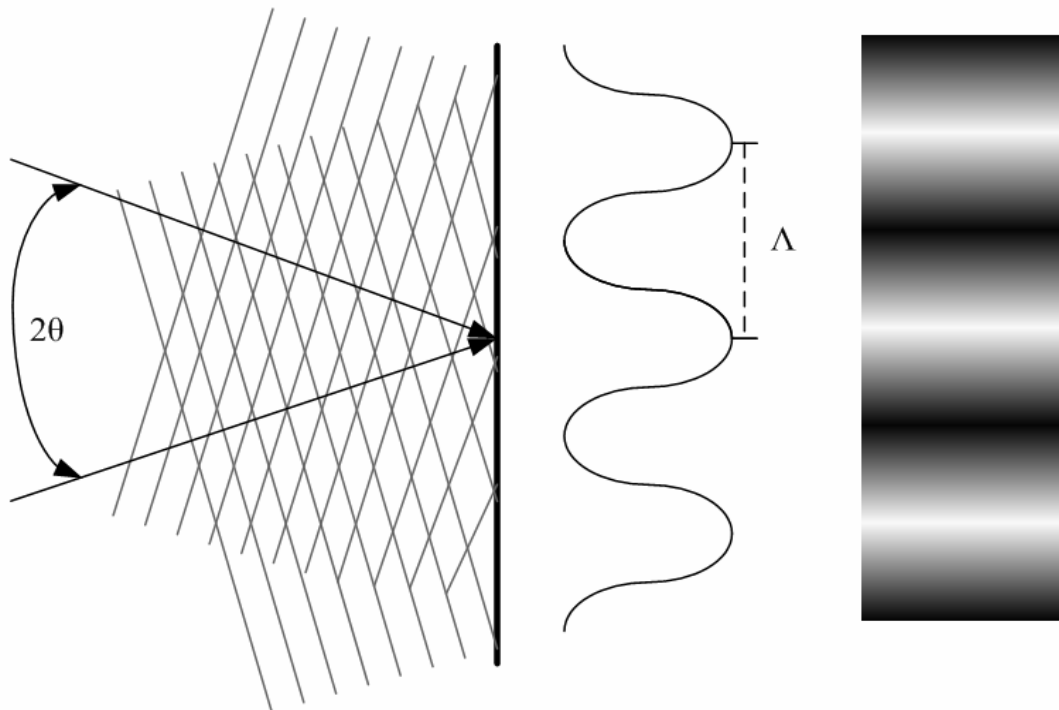


圖 2.4 兩道光對稱入射干涉圖

2-1-2 光阻微影方法

微影技術首先必須要在選定的基版上塗佈光阻劑，再以光源對光阻照射，使光阻有選擇性的被曝光，經過顯影後，完成圖案轉移到光阻上。在實驗中使用的全像干涉曝光，干涉條紋的光強弱之分別，會在同一曝光時間之內，使光阻所吸收到的能量有差異，若進一步控制時間，將亮紋處的曝光劑量超過臨界曝光量，而暗紋處的劑量低於臨界曝光量，再經過顯影步驟就可以做出具有規則排列的光柵結構，且結構出現位置與光線亮紋處相符（使用負型光阻）。每種光阻都有其對比性質，對比是光阻分辨曝光時亮區與暗區的能力，使用不同劑量對光阻進行曝光，經過同樣顯影步驟後，剩餘的光阻量

會有所不同，對負光阻而言，曝光劑量吸收的少，光阻反應不完全，造成光阻殘存量愈少甚至會完全沒有光阻殘留，曝光劑量愈多，會有愈多的光阻量在顯影後留下，但是吸收太多能量則會讓光阻全部反應而完全留存，必須要有條件的調整控制曝光時間，留下最適當的光阻量。

假設多道雷射光干涉的總光強度為 $I(\bar{r})$ ，曝光時間為 Δt ，二者相乘可以得出總曝光量為 $I(\bar{r}) * \Delta t = T$ ，當總曝光量 ($E(r)$) 超過光阻劑的臨界曝光能量 (E_{th}) 時，則光阻劑受曝光部分就會經由化學反應產生高密度不可溶的物質，未產生反應或反應較弱的部分則溶於顯影液中，曝光條件表示式：

$$\Theta(E(r) \geq E_{th}) = 1, \Theta(E(r) < E_{th}) = 0$$

所以選定光阻劑的材料特性與光學干涉條紋的設計，對結構的形成有重要的影響。

$$I(\vec{r}) \propto I_0 + \Delta I(\vec{r})$$

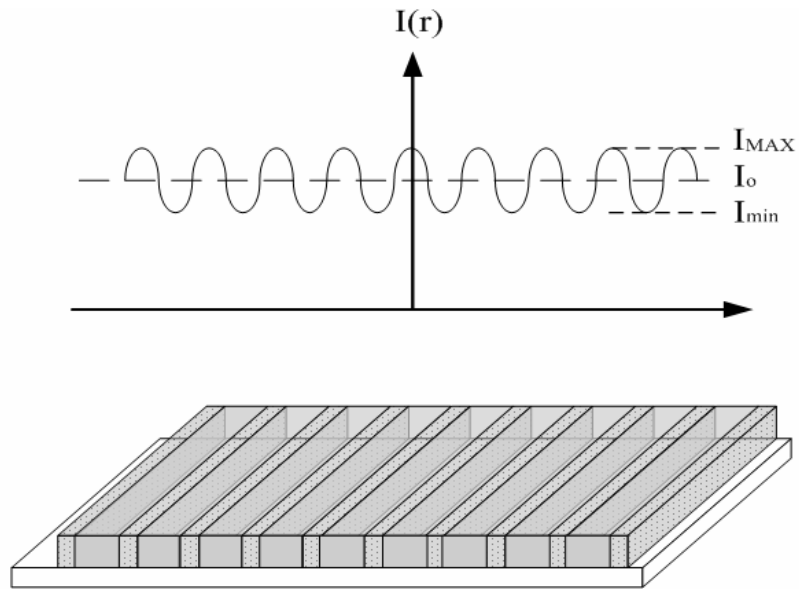
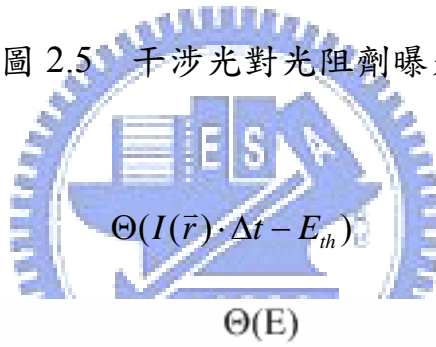


圖 2.5 干涉光對光阻劑曝光



$$\Theta(E)$$

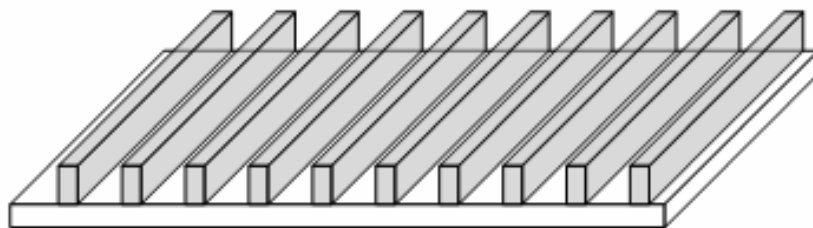
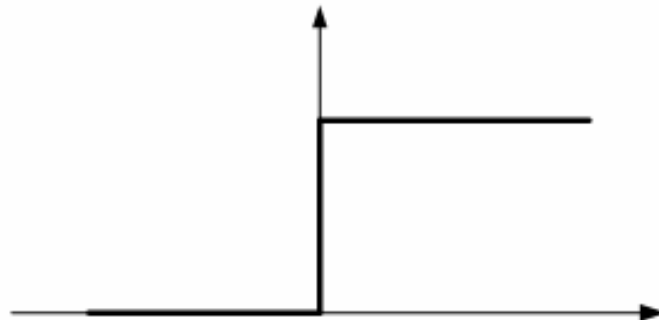


圖 2.6 光阻劑顯影後結構示意圖

2-2 繞射理論

通常我們把繞射現象分為近場(Near-field)繞射及遠場(Far-field)繞射，或者可稱為Fresnel繞射與Fraunhofer繞射[7]，由Hugnes - Fresnel光波繞射原理得繞射公式為

$$U(P_0) = \iint_{\Sigma} U(P_1) \frac{e^{jkr_{01}}}{r_{01}} \Lambda ds \quad (2.13)$$

上式中的 r_{01} 為觀測平面上一點到繞射屏幕上一點之距離， λ 為光波波長， Σ 為繞射孔徑結構， $\Lambda = \cos \theta = \frac{z}{r_{01}}$ 為傾斜因子， P_1 為 Σ 上的一點。

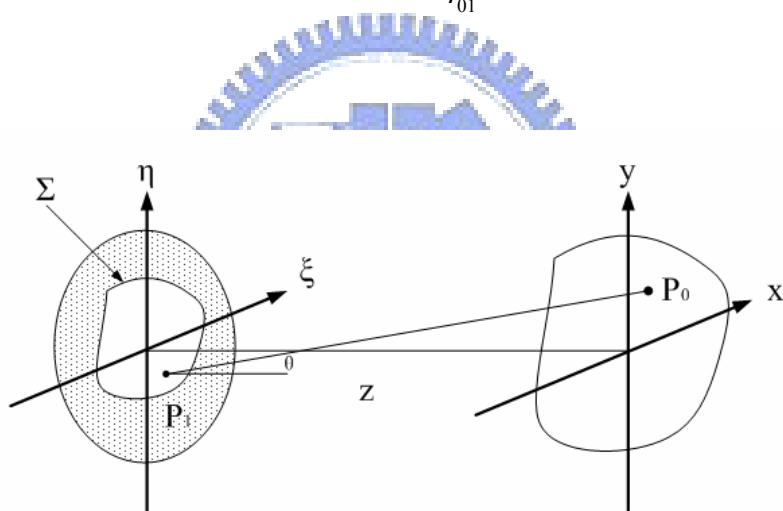


圖 2.7 繞射座標關係圖

如圖 2.7 所示，屏幕平面為 (ξ, η) ，觀察平面為 (x, y) 平面，則

$$r_{01} = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + z^2} \quad (2.14)$$

$$U_0(x, y) = \frac{z}{j\lambda} \iint_{\Sigma} U(\xi, \eta) \frac{e^{jkr_{01}}}{r_{01}^2} d\xi d\eta \quad (2.15)$$

此時假設觀測距離大於孔徑的線寬與觀測區域的大小，即為

$$\begin{cases} r_{01} \gg \Sigma_{\max} \\ r_{01} \gg R \end{cases} \quad (2.16)$$

其中 R 代表觀測區域，此時分母變化對積分值影響不大，可令

$r_{01} \cong z$ ，稱為近軸近似 (paraxial approximation)。但是對於分子項則不作如此的近似，因為光波波長 λ 很小，只要 r_{01} 有一點小變化，則指數相位項會產生快速震盪而影響積分結果。所以將 r_{01} 用二項式展開作一些近似，

$$\begin{aligned} r_{01} &= z \sqrt{1 + \left(\frac{x-\xi}{z}\right)^2 + \left(\frac{y-\eta}{z}\right)^2} \\ &= z \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{x-\xi}{z}\right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{y-\eta}{z}\right)^2 \right] + \dots \end{aligned} \quad (2.17)$$

此近似稱為 Fresnel 近似，可得

$$U_0(x, y) = \frac{e^{jkz}}{j\lambda z} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\xi, \eta) e^{j\frac{\pi}{\lambda z}[(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2]} d\xi d\eta \quad (2.18)$$

上式稱為 Fresnel 繞射公式，若將指數項展開，則可以寫成 Fourier 變換之形式，

$$U_0(x, y) = \frac{e^{jkz}}{j\lambda z} e^{j\frac{\pi}{\lambda z}(x^2 + y^2)} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [U(\xi, \eta) e^{j\frac{\pi}{\lambda z}(\xi^2 + \eta^2)}] e^{-j\frac{2\pi}{\lambda z}(x\xi + y\eta)} d\xi d\eta \quad (2.19)$$

若在更遠的地方來觀察，則屏幕上任意一點 (ξ, η) 都滿足

$$\frac{1}{\lambda z} (\xi^2 + \eta^2)_{\max} \ll 1 \quad (2.20)$$

則可得

$$e^{j\frac{\pi}{\lambda z}(\xi^2 + \eta^2)} \cong 1 \quad (2.21)$$

繞射光場可以進一步簡化成

$$U_0(x, y) = \frac{e^{jkz}}{j\lambda z} e^{j\frac{\pi}{\lambda z}(x^2+y^2)} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\xi, \eta) e^{-j\frac{2\pi}{\lambda z}(x\xi+y\eta)} d\xi d\eta \quad (2.22)$$

上式稱為 Fraunhofer 繞射公式。若令空間頻率 (lp/mm) u 、 v 與空間座標的關係為：

$$\begin{cases} u = \frac{x}{\lambda z} \\ v = \frac{y}{\lambda z} \end{cases}$$

則式(2.22)可寫成

$$U_0(x, y) = \frac{e^{jkz}}{j\lambda z} e^{j\frac{\pi}{\lambda z}(x^2+y^2)} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\xi, \eta) e^{-j2\pi(u\xi+v\eta)} d\xi d\eta \quad (2.23)$$

上式是一個 Fourier 變換型式，表示在 z 平面的光波分佈 $U_0(x, y)$ 正比於穿過繞射孔徑的光波 $U(\xi, \eta)$ 的 Fourier 變換，其空間坐標 (x, y) 與空間頻率 (u, v) 之關係為 $x = \lambda u z$ ， $y = \lambda v z$ 。因此，可以在遠處的 z 平面觀察 $U(\xi, \eta)$ 的 Fourier 頻譜。此時 z 平面的 (x, y) 坐標相當於孔徑圖案之空間頻率，空間頻率越高者其繞射信號在 x, y 軸上越偏離光軸，其比例常數為 λz 。由於 Fraunhofer 繞射是發生在相當遠的距離，因此，Fraunhofer 繞射又稱為遠場繞射 (Far field diffraction)；相對的，Fresnel 繞射在比較近之距離發生，所以又叫近場繞射 (Near field diffraction)。

2-3 光柵繞射理論

當光線入射光柵表面時，光線會因為光柵規則的溝槽(groove)結構而有繞射現象發生，而從光柵溝槽反射或是穿透的光線，都可以被視為是微小點光源(球面波)所發出的光線。此時可由繞射效率 η 來求出有多少入射光量分散到各個繞射光量上，繞射效率的意義為：在 m 階繞射光上的能量與入射光能量的比率。

2-3-1 光柵型態分類

繞射光柵通常可以根據一些準則來分類，例如光柵的幾何形狀、材質、製造方式、光柵適用範圍等，通常可將光柵分為[8]：

a. 振幅與相位型光柵

相位型光柵如圖 2.8(a)所示，圖中 n_1 、 n_2 、 n_3 代表不同層介質折射率，在中間的薄膜層折射率有週期性變化(實數)，因此光線通過光柵後，會調變光波的相位變化，也可以利用表面蝕刻結構的形狀造成厚度的變化，來達成相位的調變。如圖 2.8(b)所示，圖中薄膜層 n_2 的厚度隨 x 方向成週期性變化，因此，入射光波會因為光程差而產生週期性之相位變化。圖 2.8(c)則是一種振幅型光柵，圖中介質之折射率為複數之週期性分佈，因而造成介質對光線的吸收率週期性變化，來造成透光強度的週期性調變。

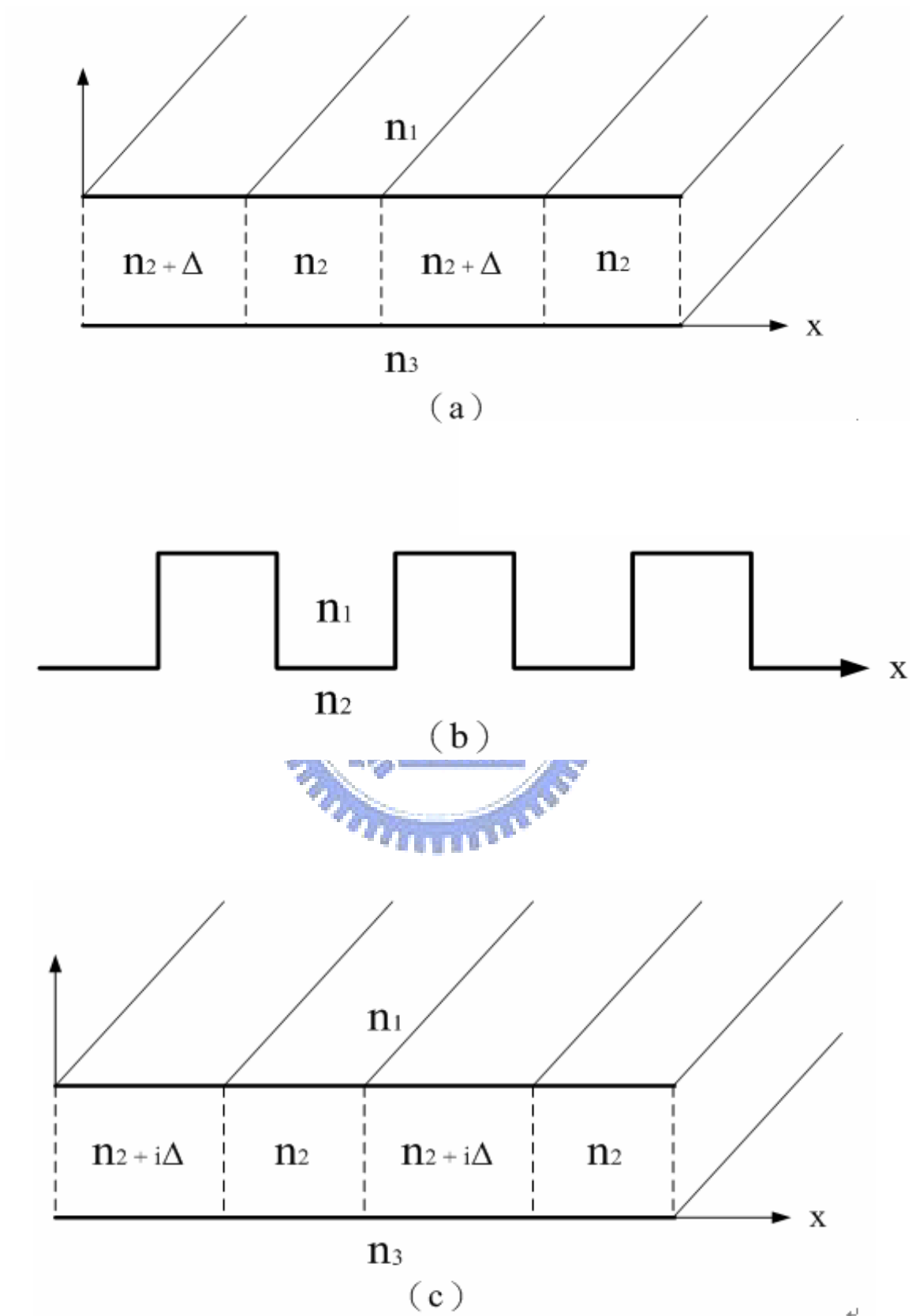


圖 2.8 (a)(b) 相位型光柵 (c) 振幅型光柵

b. 穿透式與反射式光柵

顧名思義，反射式光柵指光線入射光柵之後會被反射，入射與反射光在同一側。而穿透式光柵為入射光線會穿透過光柵，材料的選擇可以是金屬或是非金屬。對全像光柵而言，若物體光與參考光位在全像片同側，可形成穿透式全像光柵；若是位在全像片兩側，則可以形成反射式全像光柵。

c. Bragg(厚) 與 Raman-Nath(薄) 光柵

光線在 Bragg 繞射的過程中會嚴格滿足動量與能量守恆，即考慮相位匹配(phase matching)，造成繞射光線只往特定方向傳遞。當光線入射角度為接近 Bragg 角進入 Bragg 型光柵時，此時只有少數的繞射光階會出現，通常為 0 階與 1 階繞射光。另一方面，光進入 Raman-Nath 光柵時，並無同時滿足動量與能量守恆，不考慮相位匹配條件，所以會出現多階的繞射光，能量分散在各階繞射上。

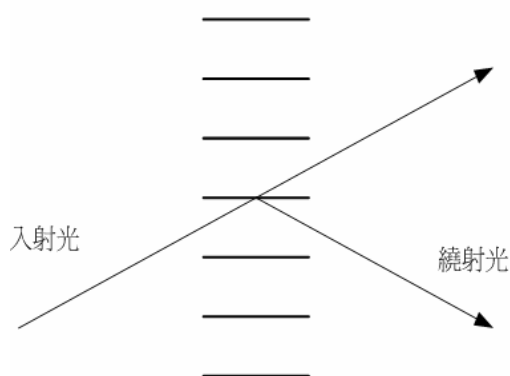


圖 2.9 (a) Bragg 繞射

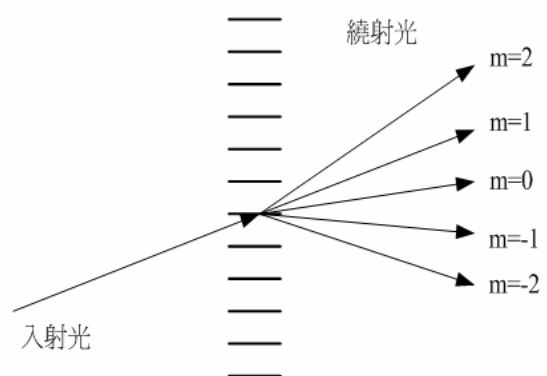


圖 2.9 (b) Raman-Nath 繞射

2-3-2 薄型相位光柵理論推導

以下介紹幾種不同形狀的相位光柵，並求其純量繞射效率的計算方法。

(1) 正弦型相位光柵

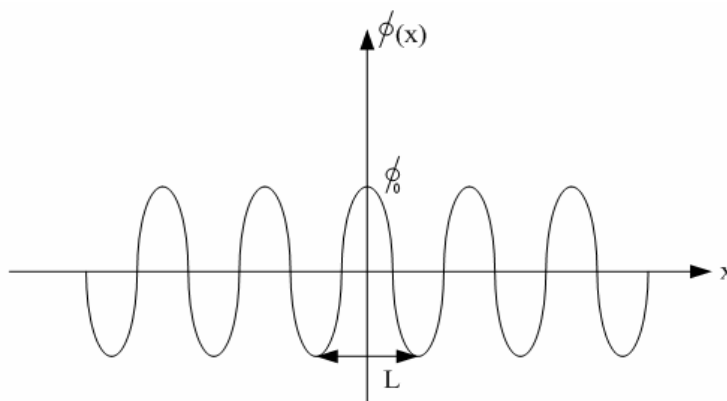


圖 2.10 正弦型相位光柵

圖 2.10 為正弦型相位光柵示意圖，假設在光柵平面上， L 為光柵寬度， $\phi(x)$ 為波峰到波谷 (peak-to-peak) 的相位變化，

$$\phi(x) = kd(x) \quad (2.25)$$

f_0 為光柵頻率， ϕ_0 為相位調變振幅，則透射率函數表示式：

$$\begin{aligned} t(x) &= \exp[j\phi(x)] \text{rect}\left(\frac{x}{L}\right) \\ &= \exp[j\phi_0 \sin(2\pi f_0 x)] \text{rect}\left(\frac{x}{L}\right) \end{aligned} \quad (2.26)$$

若以一單位強度的平面波入射此相位光柵，則經由上式可以得出光線穿透光柵後的分佈。利用恆等式

$$\exp[j\phi_0 \sin(2\pi f_0 x)] = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(\phi_0) \exp[j2\pi m f_0 x] \quad (2.27)$$

$$\Rightarrow F\{\exp[j\phi_0 \sin(2\pi f_0 x)]\} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(\phi_0) \delta(f_x - mf_0) \quad (2.28)$$

有利於使轉換的分析簡化，其中 J_m 為 m 階的第一類 Bessel 函數。

計算 Fourier 轉換的結果可得，

$$\begin{aligned} F\{U(x)\} &= F\{t(x)\} \\ &= [L \operatorname{sinc}(Lf_x)] \otimes \left[\sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(\phi_0) \delta(f_x - mf_0) \right] \\ &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(\phi_0) \operatorname{sinc}[L(f_x - mf_0)] \end{aligned} \quad (2.29)$$

其中 $f_x = \frac{x_0}{\lambda z}$ ， λ 為光波波長，

而在觀測面上的 Fraunhofer 繞射分佈為：

$$U(x_0) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(\phi_0) \operatorname{sinc}\left[\frac{L}{\lambda z}(x_0 - mf_0 \lambda z)\right] \quad (2.30)$$

光強度分佈式：

$$I(x_0) \propto \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m^2(\phi_0) \operatorname{sinc}^2\left[\frac{L}{\lambda z}(x_0 - mf_0 \lambda z)\right] \quad (2.31)$$

由式 (2.31) 可知，繞射效率為係數之平方：

$$\text{繞射效率} = J_m^2(\phi_0) \quad (2.32)$$

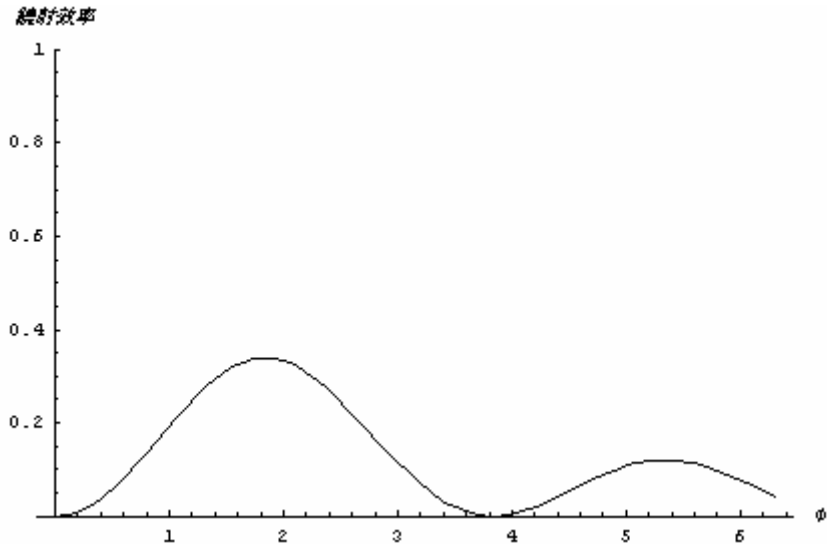


圖 2.11 正弦光柵一階繞射效率對 ϕ 關係圖

(2) 方波型光柵

穿透式方波相位光柵如圖 2.12 所示，相位調變振幅為 ϕ_0 ，週期為 L ，

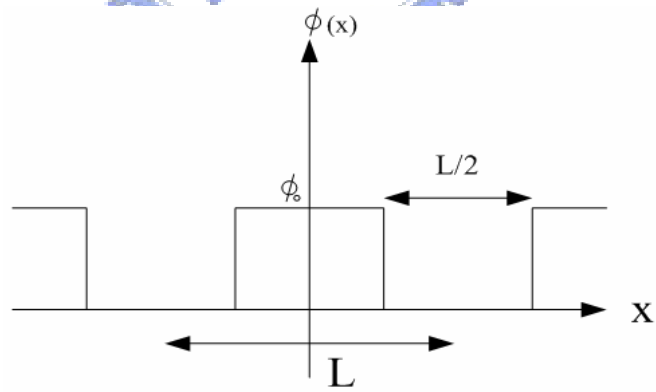


圖 2.12 方波型相位光柵

首先寫出光柵透射函數為：

$$\begin{aligned}
t(x) &= 1 - [(1 - e^{j\phi_0}) \times (\text{rect}(\frac{x}{L/2}))] \\
&= 1 - [(1 - e^{j\phi_0}) \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m e^{j\frac{2\pi mx}{L}}] \quad (2.33)
\end{aligned}$$

其中 ϕ 為相位差， c_m 為：

$$c_m = \frac{1}{L} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \text{rect}(\frac{x}{L/2}) e^{-j\frac{2\pi mx}{L}} dx = \frac{1}{L} F\{\text{rect}(\frac{x}{L/2})\}_{f_x=m/L} = \frac{1}{2} \text{sinc}(\frac{m}{2}) \quad (2.34)$$

將光柵透射函數作 Fourier 轉換：

$$\begin{aligned}
F\{t(x)\} &= \int_{-\infty}^{\infty} [1 - (1 - e^{j\phi_0}) \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m e^{j\frac{2\pi mx}{L}}] e^{-j\frac{2\pi mx}{L}} dx \\
&= \delta(f_x) - (1 - e^{j\phi_0}) \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m \int_{-\infty}^{\infty} e^{j\frac{2\pi mx}{L}} e^{-j\frac{2\pi mx}{L}} dx \quad (2.35) \\
&= \delta(f_x) - (1 - e^{j\phi_0}) \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} \text{sinc}(\frac{m}{2}) \delta(f_x - \frac{m}{L})
\end{aligned}$$

$m=1$ 時，為第一階繞射，此時將係數平方可得出繞射效率：

$$\begin{aligned}
\text{繞射效率} &= |1 - e^{j\phi_0}|^2 [\frac{1}{2} \text{sinc}(\frac{1}{2})]^2 = \frac{1}{4} (\frac{2}{\pi})^2 (2 - 2 \cos \phi_0) \\
&= \frac{2}{\pi^2} (1 - \cos \phi_0) \quad (2.36)
\end{aligned}$$

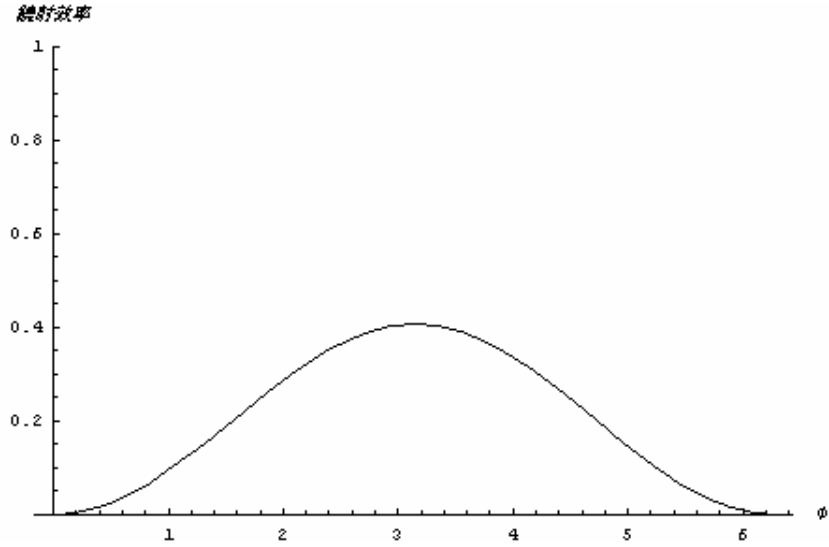


圖 2.13 方波光柵一階繞射效率對 ϕ 關係圖

(3) 三角形相位光柵

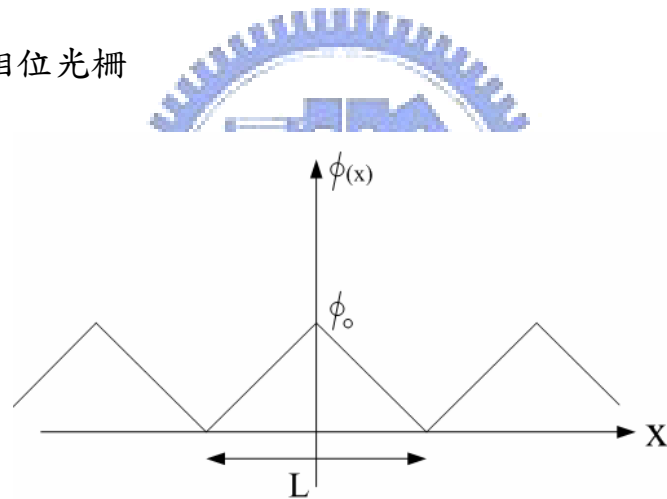


圖 2.14 三角型相位光柵

圖 2.14 為三角形相位光柵示意圖，相位調變振幅為 $\phi(x)$ ，週期為

L ，光柵透射函數可表示為：

$$t(x) = \begin{cases} e^{j\phi_0} \left(1 + \frac{2x}{L}\right) & , -\frac{L}{2} < x < 0 \\ e^{j\phi_0} \left(1 - \frac{2x}{L}\right) & , 0 < x < \frac{L}{2} \end{cases} \quad (2.37)$$

將 $t(x)$ 以 Fourier 級數展開並找出係數，即可求出繞射效率：

$$\begin{aligned}
C_m &= \frac{1}{L} \int_{-L/2}^0 e^{j\phi_0} e^{j\frac{\phi_0}{L}2x} e^{-j\frac{2m\pi}{L}x} dx + \frac{1}{L} \int_0^{L/2} e^{j\phi_0} e^{-j\frac{\phi_0}{L}2x} e^{-j\frac{2m\pi}{L}x} dx \\
&= \frac{1}{L} e^{j\phi_0} \int_{-L/2}^0 e^{j\frac{2}{L}(\phi_0 - m\pi)x} dx + \frac{1}{L} e^{j\phi_0} \int_0^{L/2} e^{-j\frac{2}{L}(\phi_0 + m\pi)x} dx \\
&= \frac{1}{L} e^{j\phi_0} \frac{L}{j2(\phi_0 - m\pi)} [e^0 - e^{j\frac{2}{L}(\phi_0 - m\pi)(\frac{L}{2})}] \\
&\quad + \frac{1}{L} e^{j\phi_0} \frac{L}{-j2(\phi_0 + m\pi)} [e^{-j\frac{2}{L}(\phi_0 + m\pi)\frac{L}{2}} - 1] \\
&= e^{j\phi_0} \left(\frac{1}{j2(\phi_0 - m\pi)} [1 - e^{-j(\phi_0 - m\pi)}] + \frac{1}{-j2(\phi_0 + m\pi)} [e^{-j(\phi_0 + m\pi)} - 1] \right)
\end{aligned} \tag{2.38}$$

將式(2.38)中兩項合併，且將實部虛部分開：

$$\Rightarrow C_m = \frac{(2\phi \sin \phi - 2m\pi \sin(m\pi)) - j(2\phi \cos \phi - 2\phi \cos(m\pi))}{2(\phi - m\pi)(\phi + m\pi)} \tag{2.39}$$

繞射效率為係數平方：

$$\text{繞射效率} = |C_m|^2 = \frac{\phi_0^2 (\cos \phi_0 - \cos m\pi)^2 + (\phi_0 \sin \phi_0 - m\pi \sin m\pi)^2}{(\phi_0 - m\pi)^2 (\phi_0 + m\pi)^2} \tag{2.40}$$

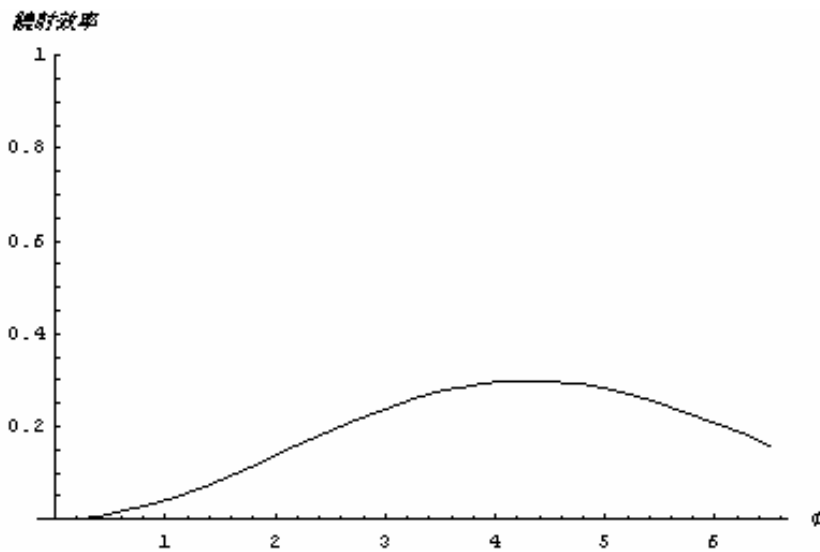


圖 2.15 三角光柵一階繞射效率對 ϕ 關係圖

第三章 SU8 樣品製作方法與測量儀器介紹

3-1. 樣品製作流程

SU-8 材料的發展已經有很長的時間，也是一種很常見的負型光阻劑，因為其良好的化學以及機械特性，所以最常運用於製作微機電元件等領域之需要膜厚蝕刻製程的相關應用[9]。若要使用 SU-8 光阻劑在光學微影方面，需要在基板上製作週期性結構，只要根據文獻資料[3][10]所載的樣品標準製備流程，加上精確的曝光條件控制，即可得到所設計的週期性結構[11]；而在實際製作上會根據全像微影法的需要，並且在不影響光阻特性之下，對標準製作步驟做些許的變動，調整出最適當的製作流程，

材料與設備：

裁切好的載玻片

SU-8 2050 光阻劑

SU-8 專用顯影液

旋轉塗佈（spin-coating）機

Hot plate 或熱電至冷器

超音波震盪器

UV 雷射



製作流程如下：

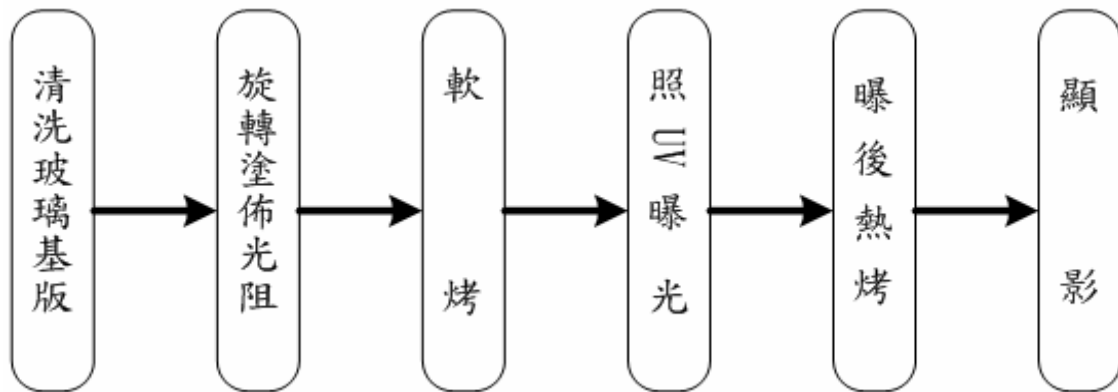
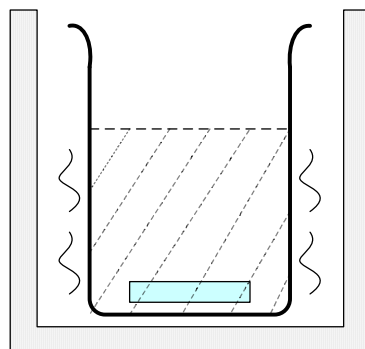


圖 3.1 SU-8 樣品製作流程圖

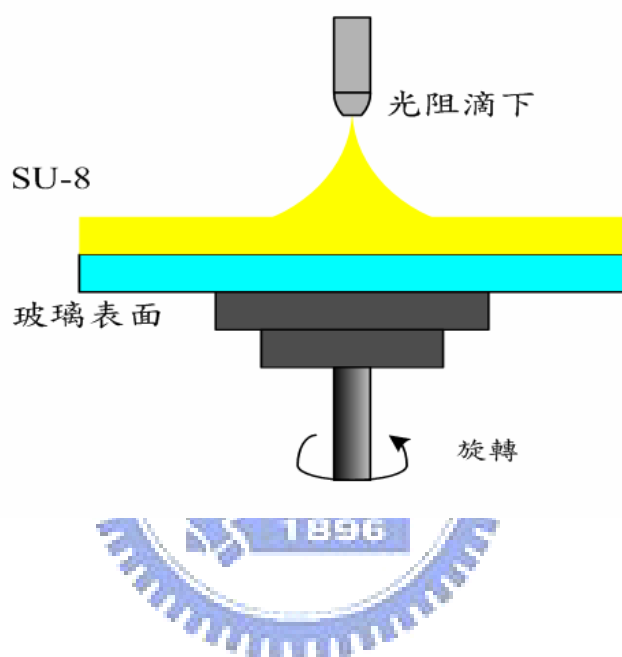
1. 清洗玻璃基板

- 用脫脂劑刷洗玻璃表面，並放入超音波震盪器中清洗 15 分鐘
- 將玻璃基板浸泡在稀釋之脫脂劑中，用超音波震盪器中清洗 15 分鐘
- 將玻璃基板浸入去離子水中，用超音波震盪器中清洗 15 分鐘
- 將玻璃基板浸泡在丙酮中，用超音波震盪器中清洗 15 分鐘
- 將玻璃基板浸在 IPA 中，用超音波震盪器中清洗 15 分鐘
- 將洗好的玻璃基板用氮氣吹乾



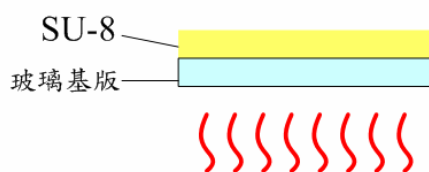
2. 塗佈光阻

取適量的 SU-8 劑量倒在玻璃基版上，使用旋轉塗佈機（500rpm，10 秒；4000rpm，30 秒）將 SU-8 均勻塗佈在玻璃基版上，預期厚度為 30um(表 3-2)。



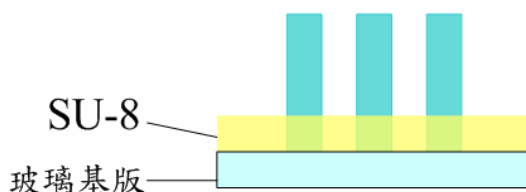
3. 軟烤

以熱電至冷器或 hot plate 均勻加熱樣品，攝氏 65 度加熱 3 分鐘，接著攝氏 95 度烤 5 分鐘；軟烤目的是要將 SU-8 中的溶劑趕出，樣品將會變硬且稍微具有淡黃色並附著在玻璃基板上(表 3-3)。



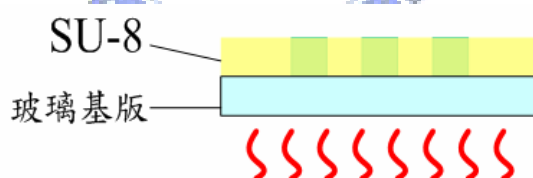
4. 曝光

將做好的樣品以 351nm 雷射照射出干涉圖形，並使 SU-8 產生光酸作為加熱反應時的媒介。



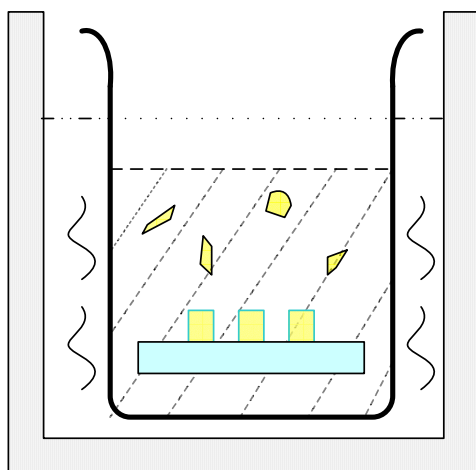
5. 曝後烤

以熱電至冷器或 hot plate 均勻加熱樣品，控制溫度攝氏 65 度加熱 1 分鐘，接著以攝氏 95 度加熱 5 分鐘；曝後烤的目的是促使 SU-8 分子產生交互鍊結反應，將圖案定形。



6. 顯影

將樣品浸泡在 SU-8 專用之顯影液內，並施以持續搖晃 4~5 分鐘，無參與鏈結反應的分子會離開基板溶於顯影液中，留下定形的圖案結構。



3-2. 負光阻 SU-8 特性介紹

實驗上所採用的光阻是由 MicroChem. Co. Ltd. 公司所製造的新式 SU-8 2050 負型光阻劑，此型光阻劑厚度最多可以達 50um，可以製作厚膜是 SU-8 的特性之一；由於 2050 此型光阻劑較具有黏稠性，若要製作薄光阻，則可以依據需求添加溶劑稀釋，讓光阻更容易均勻的分佈散開。負光阻的特性是受到曝光的部分在顯影後會留下結構，而正光阻是受到光照射的曝光部分會形成可溶性的物質並在經過顯影之後被洗掉，未曝光部分則留下結構；SU-8 光阻是一種環氧型樹脂，其主要組成成分有三：

- a. 高分子(Epoxy)：形成結構的主要材料，由一個氧原子連接另兩個特定原子，而環氧型樹脂則是具有多個環氧官能基的分子，圖 3.2。
- b. 溶劑(solvent)：加入溶劑可以適度的讓光阻具有流動性。
- c. 光起始劑(Photoinitiator)：曝照紫外光會有化學反應，光酸

(Lewis acids) 的來源，

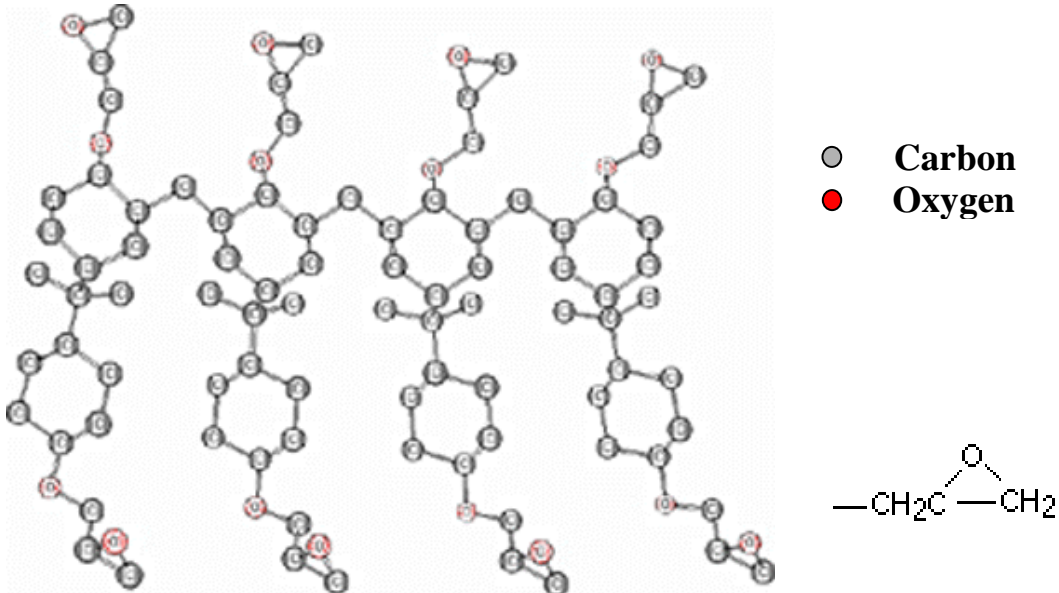
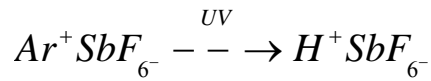


圖 3.2 高分子化學結構示意圖

SU-8 感光波段是在光波長 350~400nm 的範圍(圖 3.5)，在 351nm 波長之下折射率是 1.67，曝光時視光阻的厚度決定曝光量的多寡，光阻層厚度較薄需要較少的曝光量，厚光阻層需要較多的曝光能量；此外基版的材質也會影響曝光所需的時間，若是以矽晶圓為基板就需要注意 UV 光會被反射的問題，這些都是需要考慮的因素；而 SU-8 光阻劑的另一個特性是可以均勻的吸收 UV 光能量，上下層光阻所接收到的能量差異小，產生的結構差異可以降低到最小；而光阻劑內的光起始劑分子照射 UV 光後會發生光酸反應而產生氫離

子作為鏈結反應的媒介，舊式 SU-8 光阻劑是使用光酸混和物 PAC (Photo Acid Compound)，氫離子會參與反應而減少，必須持續曝照產生氫離子，所以需要曝照較多能量，而新式 SU-8 光阻劑是屬於化學增幅型光阻，採用光酸產生物 PAG(Photo Acid Generator)，光酸反應產生的氫離子可以一直重複參與反應，所以曝光能量需要較少，總體而言氫離子產生的多寡是依照曝光量所決定，曝光量過多或過少都會影響結構形成時的完整性，必須由實驗得出最佳化的曝光條件，而由於 SU-8 光阻有均勻吸收曝光量的特性，氫離子產生量較平均，所以可以形成較理想的結構。

光阻劑經過適量曝光後藉由熱烤提供熱能，此時 SU-8 分子上的八個官能基，會藉由氫離子而與鄰近的官能基彼此鏈結，產生交互鏈結反應(cross - linking)，形成堅固的網狀結構(如圖 3.3(a)~

3.3(d))；曝光能量不足的部分因光酸反應較弱，氫離子濃度較低，SU-8 分子的官能基彼此鏈結的機會少，相對的結構較為脆弱，在顯影過程會被顯影液分解剝離。也由於 SU-8 分子鏈結後具有相當高的聚合密度，所以在亮暗干涉條紋之間結構的溶解度對比性很大，也就有利於可以做出高縱深比的堅硬結構，因此適合用於微小尺寸結構的製作，應用性相當大。

樣品製作時需注意事項：

1. 在玻璃基板上塗佈光阻後，將其放置在暗處平坦位置，靜置一段時間(約 30 分鐘)，讓光阻分佈均勻再進行烘烤步驟。
2. 光阻曝光後烘烤步驟對結構成形影響很大，必須在曝光後即進行烘烤，溫度變化必須緩慢昇溫，溫度變化大容易造成未硬化結構的流動，影響結構形狀。

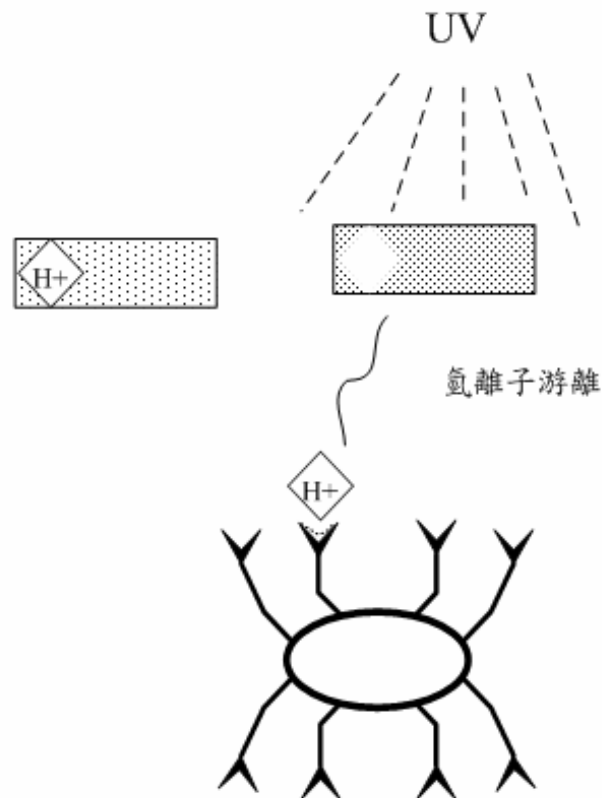


圖 3.3(a) SU-8 照 UV 光，產生氫離子示意圖

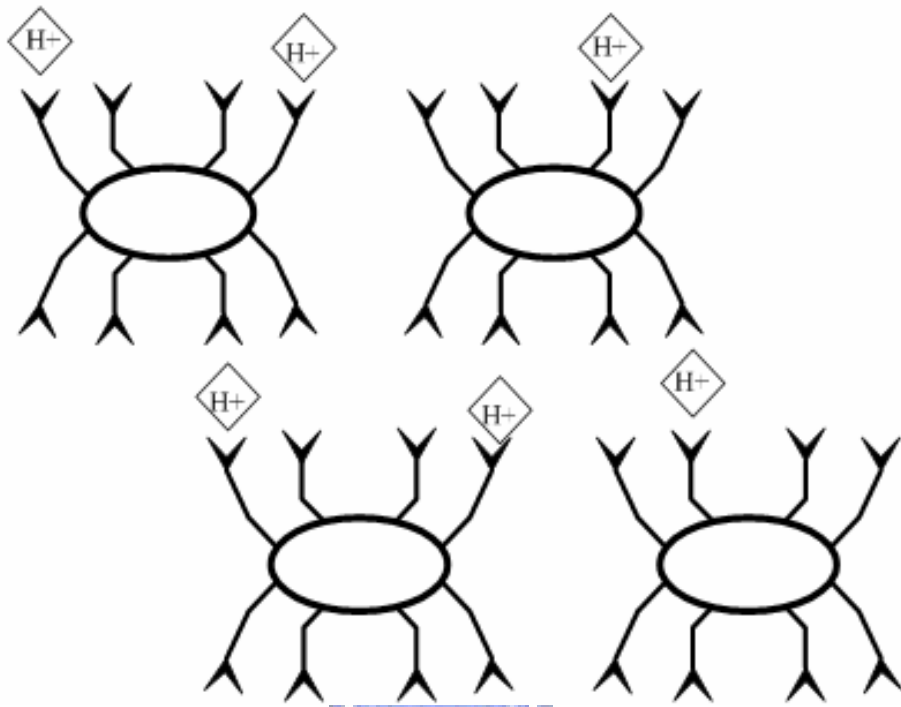


圖 3.3(b) SU-8 分子官能基抓取氫離子示意圖

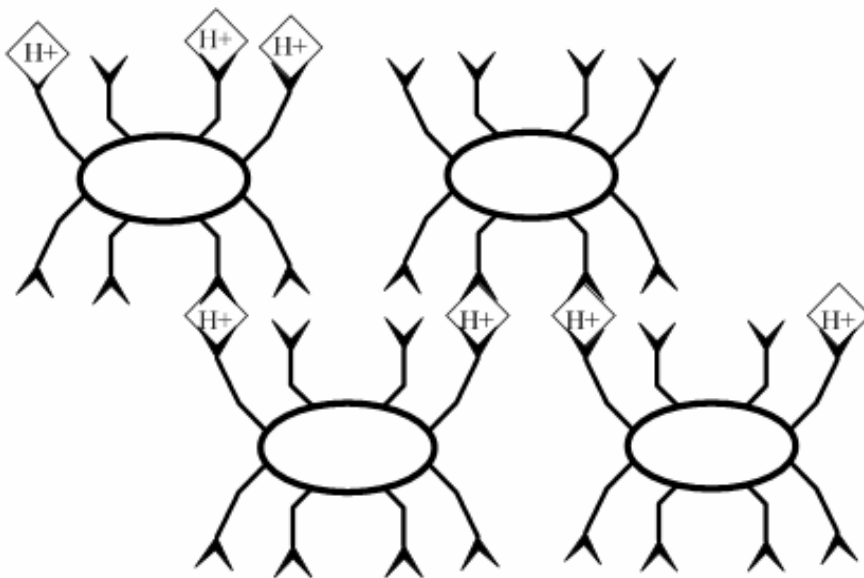


圖 3.3(c) SU-8 硬烤後產生鏈結反應示意圖

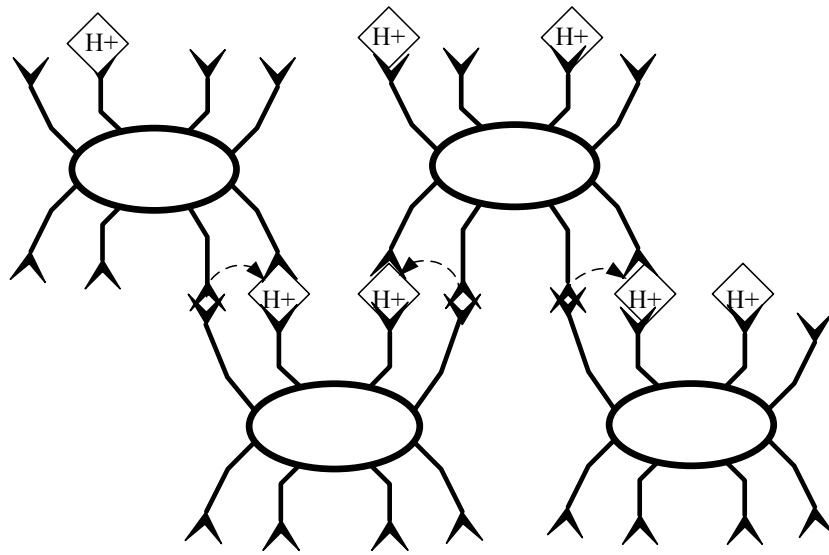


圖 3.3(d) 氫離子可重複反應示意圖

3-3 單束光曝光能量測定

根據上一節所制訂的樣品製作步驟所做出來的成品，將要先做曝光能量值的測定，目的是先初步找出 SU-8 光阻劑的臨界曝光能量值，實驗之中也一併試驗熱烤時間對光阻硬化成形的影響。實驗上使用波長 351nm 紫外雷射光當光源，光束經過空間濾波器 (spatial filter) 並擴束，接著通過一個快門 (shutter)，快門連接一個控制器，控制器設定快門啟閉間隔以調整曝光時間，之後放置一個單位面積的孔徑 (aperture)，最後光線到達樣品上。

實驗結果如表 3-1，曝光能量由 $16 \text{ (mJ / cm}^2\text{)} \sim 28 \text{ (mJ / cm}^2\text{)}$ ，每

次能量間隔 $4 \text{ (mJ / cm}^2\text{)}$ ；曝後烤時間由 1 分鐘開始，每次增加 1 分鐘，逐次提升至 5 分鐘；從表中可以看出，曝光能量必須要在 $20 \text{ (mJ / cm}^2\text{)}$ 以上，光阻吸收能量之後經過加熱後才会有光阻留存；而曝後烤時間必須要在攝氏 95 度三分鐘以上，光阻存留才會完整(不出現破損與白色殘留)。接著實驗將以此製程條件範圍，調整找出較適當的製程參數。

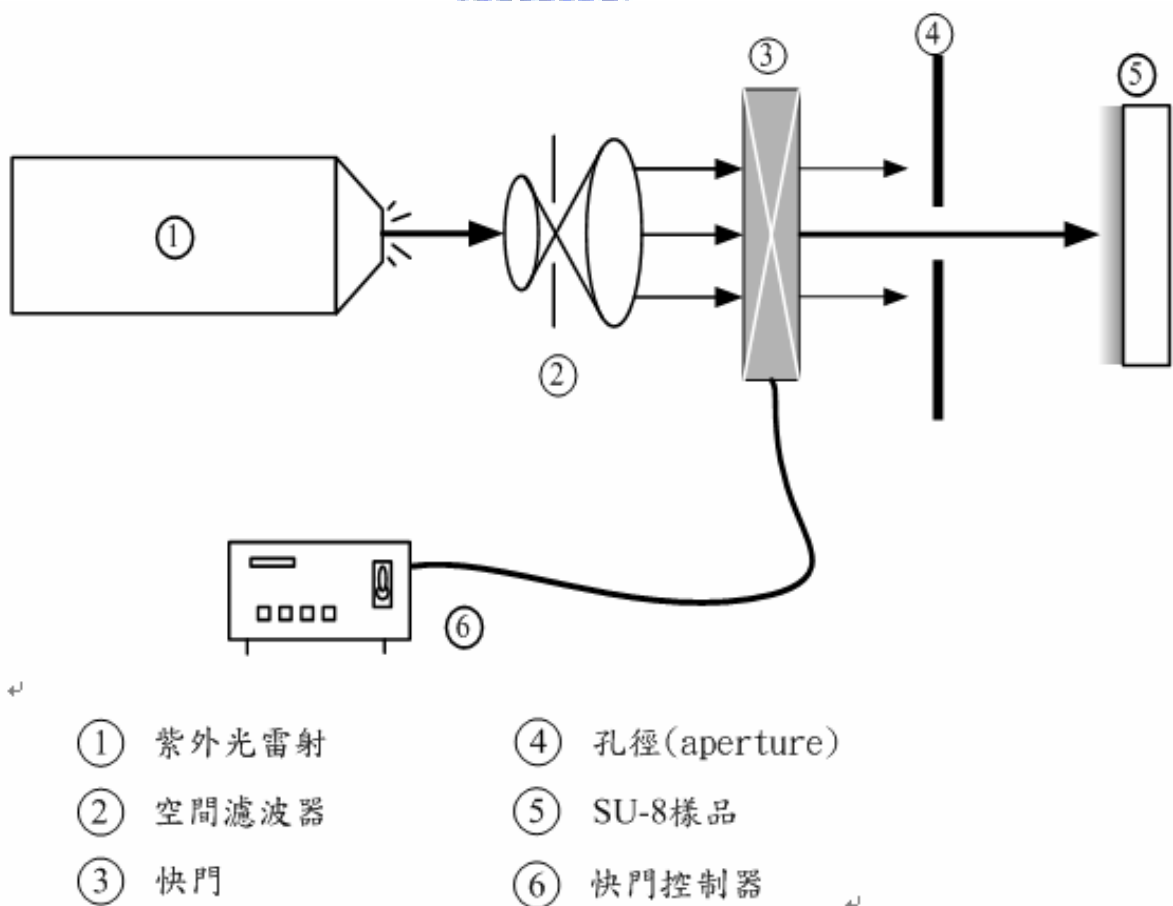


圖 3.4 單束光曝光能量測定裝置圖

曝光能量 曝後 烤時間	16 (mJ/cm ²)	20 (mJ/cm ²)	24 (mJ/cm ²)	28 (mJ/cm ²)
1分鐘				
2分鐘				
3分鐘				
4分鐘				
5分鐘				

表 3-1 單束光曝光能量結果



Product Name	Viscosity (cSt)	Thickness (µm)	Spin Speed (rpm)
		35	3000
SU-8 2035	7000	55	2000
		110	1000
		50	3000
SU-8 2050	14000	75	2000
		165	1000
		75	3000
SU-8 2075	22000	110	2000
		225	1000
		100	3000
SU-8 2100	45000	140	2000
		260	1000

表 3-2 光阻厚度對轉速關係 [12]

Product Name	Thickness (μms)	Pre-bake (@ 65° C)	Softbake (@ 95° C)
	35	2	5
SU-8 2035	55	3	6
	110	5	20
	50	3	6
SU-8 2050	75	3	9
	165	5	30
	75	3	9
SU-8 2075	110	5	20
	225	5	45
	100	5	20
SU-8 2100	140	5	35
	260	7	60

表 3-3 厚度對軟烤時間關係表[12]

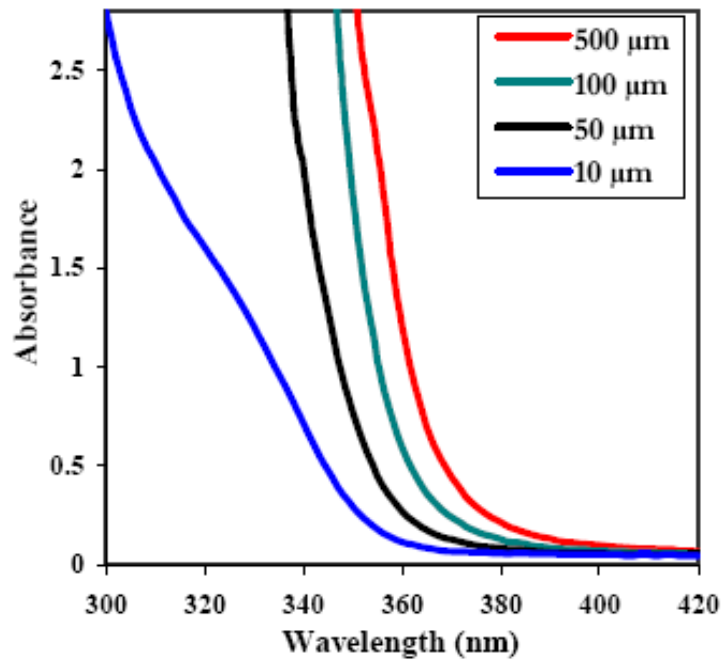



圖 3.5 波長對吸收率關係[12]

3-4 表面分析儀器介紹

3-4-1 掃描式電子顯微鏡(SEM)

由於在 SU-8 上所製作的結構只有幾百個奈米等級，所以在樣本的觀察上除了先利用光線的反射初步判斷是否有結構形成，精確的觀察樣本表面則是必須使用掃描式電子顯微鏡 (Scanning Electron Microscope, SEM) ；掃描式電子顯微鏡的工作原理是接收物體表面受電子束撞擊之後所釋出的電子，作為呈像的依據，加上有較長的景深，所以對於物體表面三度空間之微細結構的觀察，提供了非常真實而方便的研判。



掃描式電子顯微鏡主要包括兩部分，一為提供並聚集電子於樣本上，產生訊息的主體，主體包含電子槍、電磁透鏡、樣本室及真空系統。二為顯示影像的顯像系統。電子槍所產生的電子，經過電磁透鏡，聚成極小的電子探束後，照射於樣本上，探束深入樣本表面，由於電子探束相當小，所以掃描的速度要非常快，而肉眼由於「視覺暫留」的作用，在螢幕上所看到的卻是一幅完整的畫面。

電子束照射到樣本時會發生電子彈性碰撞與非彈性碰撞，而在不同方向上會釋放出各種不同能量的電子，如：

- (1) 穿透電子(Transmitted Electrons)：如果樣本很薄的話，一部分電子可以直接穿透樣本而不改變能量。

- (2) 背反電子(Backscattered Electrons)：電子受原子核散射作用，形成大角度散射之後，再逸出表面的電子，其在樣本內散射過程中並無多大之能量損失，稱為背反電子(或背向散射電子)。
- (3) 二次電子(Secondary Electrons)：入射一次電子進入樣本後，從樣本表面 50~500Å 深度之層內所激發產生的電子，能量約在 0~50eV 之間。二次電子屬於低能量電子，對樣本的表面非常敏感，故能有效地表現樣本之微觀形貌特徵，且產生之數量最多。

- (4) 其他還有歐傑電子、X 射線等。



掃描式電子顯微鏡是利用背反電子來看出影像之陰影對比效果，以及利用二次電子來觀察樣品之微觀形貌特徵。這些打到樣本所產生的訊號，經由適當之檢測器(Detector)接收後，再經放大器(Amplifier)放大，然後送到螢光幕上成像。

電子槍為掃描式電子顯微鏡之電子光源，主要考慮因素在於高亮度、光源區愈小愈好，以及高穩定度。目前電子的產生方式多為利用加熱燈絲(陰極)放出電子，主要的電子槍材料包括(1)鎢燈絲；(2)LaB₆ 硼化鏷；及(3)場發射電子槍三種。其中鎢燈絲是最常見也是最便宜的材料，但是其電子束收聚的程度較差，會影響到二次電子收集到的數目，造成解像力是這三種材料之中效果最不好的；而場發射

電子槍所能收聚的電子束最小，可獲得更佳之解析度，但真空度的要求也相對提高，成本也較昂貴。

掃描式電子顯微鏡所使用的樣本必須是導電體，這樣電子束撞擊時才易產生電子，因此對金屬試件之觀察，無須特殊處理即可直接觀察；非導體如礦物、聚合物等，則須鍍上一層導電性良好之金屬膜，如金(Au)或白金(Pt)，再作觀察。

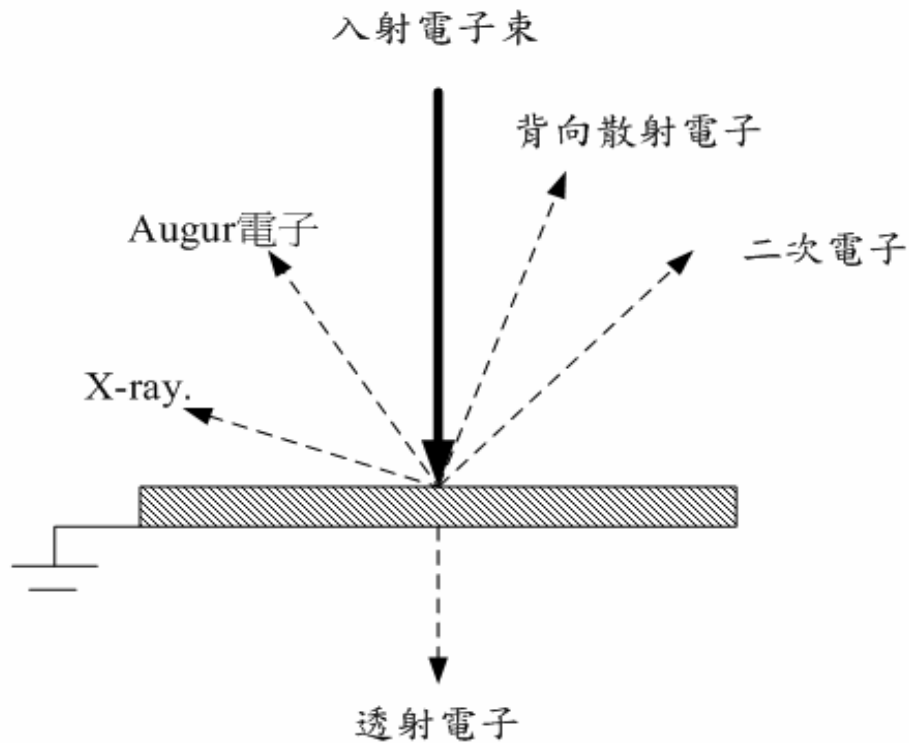


圖 3.6 SEM 電子束路徑示意圖

3-4-2 原子力探針顯微鏡(AFM)

AFM 是由 STM 發明人之一 Binnig、美國史丹福大學教授 Quate、及 IBM 的 Gerber 率先發展的，AFM 的原理是利用針尖原子與樣品表面原子間的微弱作用力來作為回饋，以維持針尖能在樣品上方以固定高度掃描，從而得知樣品表面的高低起伏。AFM 的微小探針通常是黏附在懸臂式的彈簧片上，當探針尖端與樣品表面接近時，因力場而產生作用力，造成懸臂簧片的微小偏折，此簧片的彈性變形量，可以利用電容感應法、光學偵測法來感測。在掃描過程中，簧片的偏移訊號可以轉換成電流，輸入回饋迴路，為了讓作用力的訊號保持一定，所以需控制探針在 Z 方向(圖 3.7)的位置。因此針尖原子與樣品表面原子的作用力(凡得瓦力)便會使探針在垂直方向移動，而此微調距離若以二維函數儲存起來便是樣品的表面圖形(surface topography)。因探針與樣品表面的作用力可以控制在非常微小的量，約在 $10^{-6} \sim 10^{-10}$ 牛頓之範圍，因此 AFM 的解析度可達原子尺寸。

AFM 的量測方式有三種：

(1) 接觸式：探針在掃描時總是接觸著材料的表面

在此操作模式下，探針與樣品表面間的作用力是原子間排斥力 (repulsive force)。由於排斥力對距離非常敏感，所以接觸式 AFM 較容易得到原子解析度，但因探針與樣品間的接觸面積極小，雖然其作

用力很小，仍會損壞樣品，尤其是軟性材質，但是較大的作用力通常會取得較佳的解析度，所以選擇適當的作用力便十分重要了。

(2) 非接觸式：探針與材料表面總維持著一定的距離

利用原子間的長吸引力—凡得瓦力來運作，不過此力對距離變化的敏感度小，因此必須使用調變技術來增強訊號雜訊比。非接觸式 AFM 一般只有 50nm 的解析度，不過在真空中即可得到原子級的解析，此操作方式的發展原因乃是為了解決接觸式損害樣品的缺點。

(3) 輕敲式：介於接觸式和非接觸式之間

探針以高頻在 z 方向振動，但其振幅較非接觸式小，而且每一振動週期中，探針在振盪底部和樣品表面接觸一次。與非接觸式比較，由於此式直接接觸樣品表面，因此解析度提高為 5 至 10nm;而與接觸式比較，雖然解析度較差，但破壞樣品的機率卻大為降低，同時也較不受摩擦力的干擾。由於高頻率敲擊的影響，對很硬的物體而言，探針針尖可能受損，而對很軟的樣品，則樣品仍可能會遭到破壞。對 SU8 顯影完成之樣品，雖然結構硬化，但是對於探針而言還是相對偏軟，所以輕敲式比較適合 SU8 樣品量測。

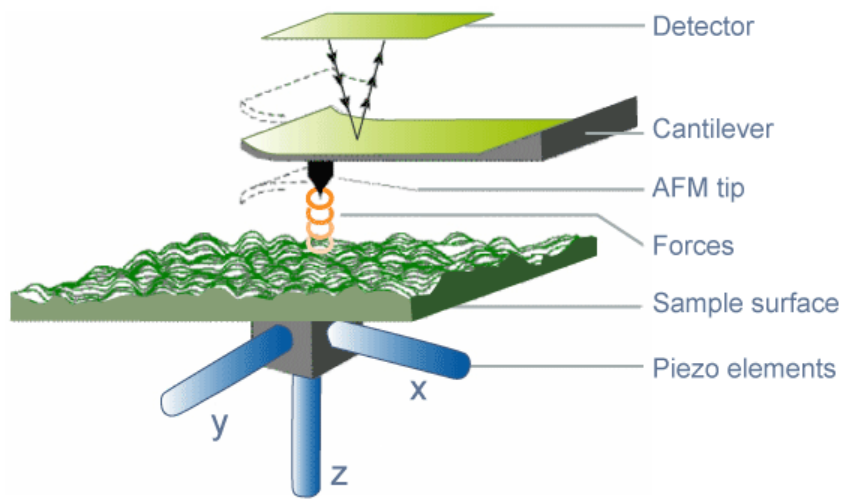


圖 3.7 AFM 工作原理示意圖[13]




第四章 實驗與結果討論

這一章節會說明如何在 SU-8 光阻上干涉曝光的實驗架構與記錄結果，製作完成的樣品首先量測光學上的繞射效率情況，以確定有繞射光點的產生，接著樣品則以掃瞄式電子顯微鏡(SEM)或是原子力探針顯微鏡(AFM)量測光柵表面情況與深度，之後將結果作繞射效率理論值計算，並與量測值作比較分析，探討實驗過程中可能的影響。

4-1 全像微影實驗

4-1-1 實驗架構



實驗架構如圖 4.1 所示。其中光源為波長 351nm 的紫外雷射光 (Spectra-Physics, BeamLok 2080-KR)，光線由空間濾波器擴束，再經過透鏡($f=26\text{cm}$)使光線成為平面光波，接著通過一個二分之一波長板，此波長板為控制光極化方向，使光波經過偏極化分光器(PBS)時可以調整不同極化之光量強度；接著通過面積一平方公分的孔徑 (aperture)及 PBS，經過 PBS 分出垂直偏振態與水平偏振態，我們取用垂直偏振態的光繼續當作實驗上的光源，光線接著通過二分之一波長板(調整兩道干涉光強度)，再經過一個 PBS 分出兩道光，兩道光線分別通過反射鏡聚焦在樣品上，PBS 到反射鏡距離為 20 公分，反射鏡至樣品距離為 28.28 公分，兩道光線夾角 $\theta=60^\circ$ ，由(2.11)式計算，可以預期光柵週期會光波長相當；其中水平偏振的光線會藉由一

個二分之一波長板調整為垂直極化方向，使兩道光線極化方向相同，在干涉時才會有最大對比度，而曝光時間則由用快門來控制。

樣品曝光時，兩道光強度分別為 $0.5(\text{mW}/\text{cm}^2)$ ，曝光時間依序由 20 秒開始增加，每次增加曝光時間一秒，另外我們也改變曝後熱烤時間，攝氏 65 度加熱時間固定 1 分鐘不變，而攝氏 95 度加熱時間條件為 3 分鐘、4 分鐘及 5 分鐘，相同條件下的樣品製備 2 片或更多，由以上步驟嘗試找出製作樣品的製程條件。

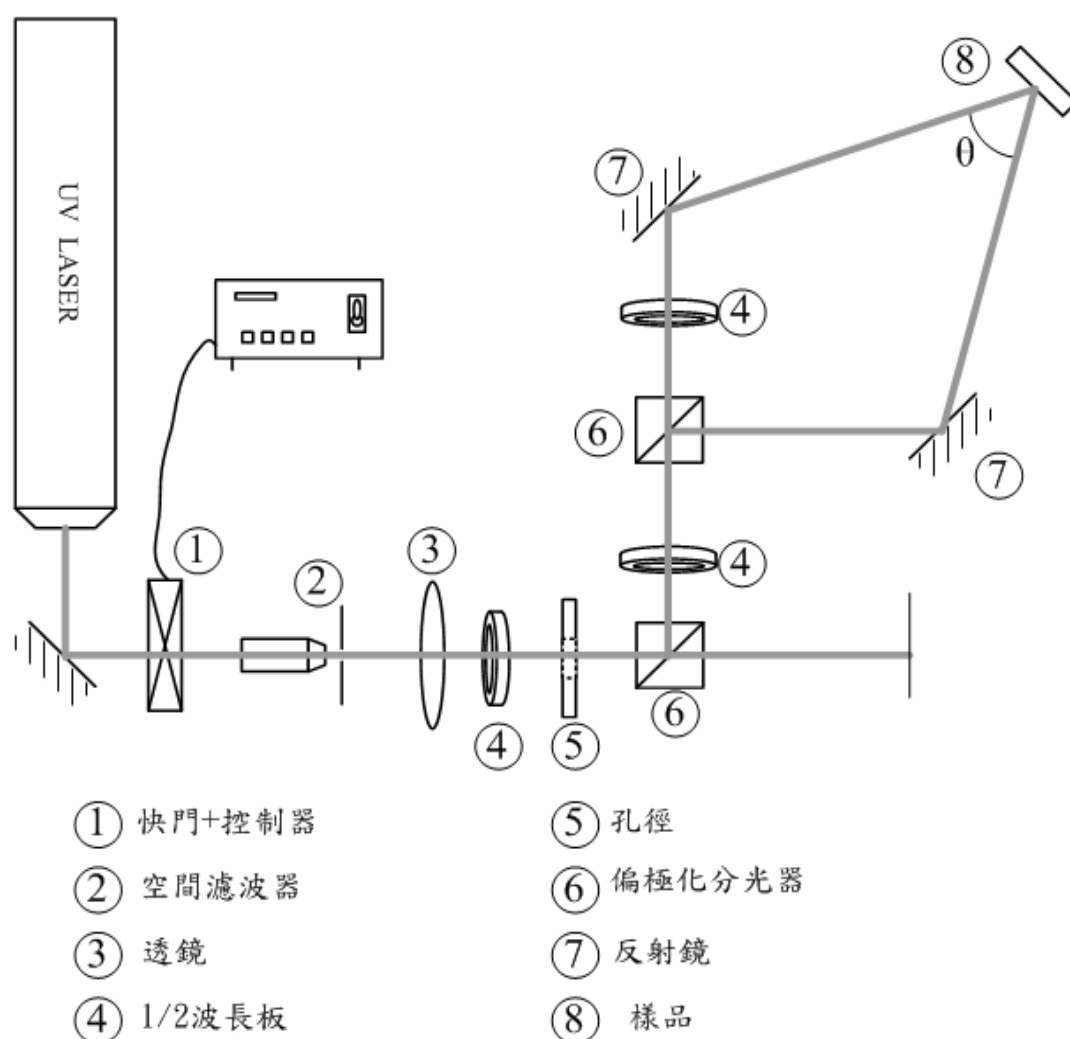


圖 4.1 兩道光干涉架構圖

4-1-2 光阻顯影結果

光阻顯影完成的樣品如圖 4.2(a)、(b)所示，由圖可以看出光阻表面確實有週期性光柵結構的產生，圖中峰-峰週期量測值分別為 345nm 與 352nm，確實與預估週期相符，且樣品結構沒有不規則彎曲或破損，表示干涉光強度分佈，確實可以轉移到光阻上；圖 4.2(a)為鍍金 (Au) 薄膜，因為金較容易聚結顆粒狀，所以表面看起來會有塊狀感覺，圖 4.2(b)為鍍白金(Pt)薄膜，顏色效果較均勻且亮暗對比度較高，圖 4.2(c)為樣品截面，圖中灰色區域為光阻層，右方白色區域為玻璃基版，量得光阻層厚度為 30.9um 左右，與預估值相符。由 SEM 表面圖並不能知道光柵深度，並且由於光柵結構為 100nm 以下，基於鍍膜與 SEM 機台操作技術熟練度，不容易拍出截面的清晰照片，所以量測結構深度必須考慮使用 AFM。

我們挑選出其中結構較佳的樣品，以 AFM 量測出可能的結構深度，圖 4.3(a)~(d)為量測結果，圖片右方曲線為結構表面起伏分佈，對照於左方圖案，暗區為凹陷處，亮區為隆起處，可看出具有週期性高低結構，但是由於我們不曉得曲線的確實函數，所以對曲線作擬合 (fitting)，試著找出近似的函數表示式；作法為先求出曲線上的平均深度，並假設樣品上的光柵結構皆很相似，再擬合曲線中的一個週期，則光柵結構可以由此擬合函數所表示，最後將所求得的函數由第

二章純量繞射理論估計出可能的繞射效率：

(1) 圖 4.3(a)，曝後烤時間 3 分鐘，曝光 24 秒

光柵週期為 357nm，深度為 40nm。理論計算繞射效率為 2.68%。

(2) 圖 4.3(b)，曝後烤時間 4 分鐘，曝光 24 秒

光柵週期為 392nm，深度為 62nm。理論計算繞射效率為 6.04%。

(3) 圖 4.3(c)，曝後烤時間 4 分鐘，曝光 25 秒

光柵週期為 357nm，深度為 59nm。理論計算繞射效率為 5.51%。

(4) 圖 4.3(d)，曝後烤時間 5 分鐘，曝光 24 秒

光柵週期為 373nm，深度為 3nm。理論計算繞射效率為 0.015%。

從 AFM 量測所得到的結果而言，由全像干涉方法所製作出的表面蝕刻光柵，深度最多為 62nm，週期範圍在為 350~390nm，而光阻蝕刻結果為接近正弦週期結構[14]，與干涉光強度皆同為正弦分佈，表示干涉光強度分佈依比例轉移到光阻上形成相似的圖形，而依照第二章理論而言，若光強度超過所謂的臨界曝光量值，則光阻會形成較平整的結構，低於臨界曝光量值區域，則有較不佳的結構，所以應該會有較陡峭的形狀，但與我們所得到的結果不太相符，相關的可能原因於下一小節中一併探討。

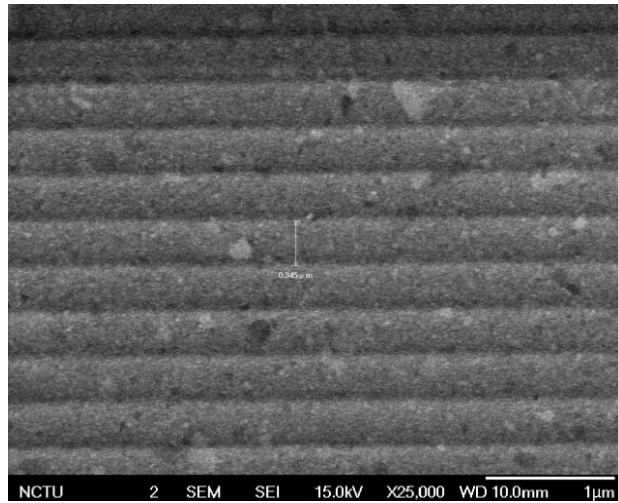


圖 4.2 (a)

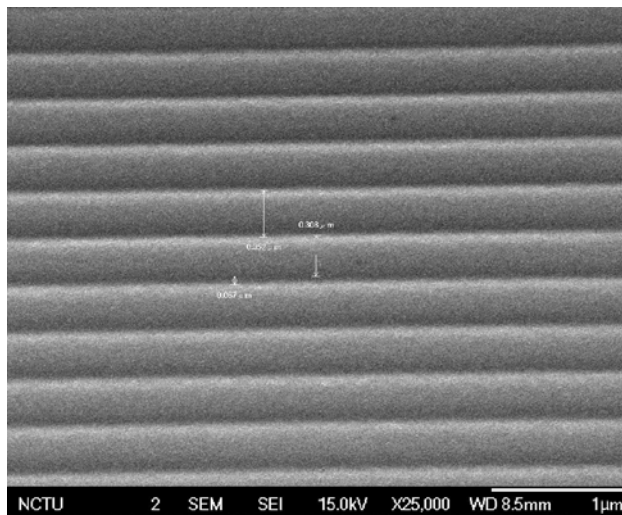


圖 4.2 (b)

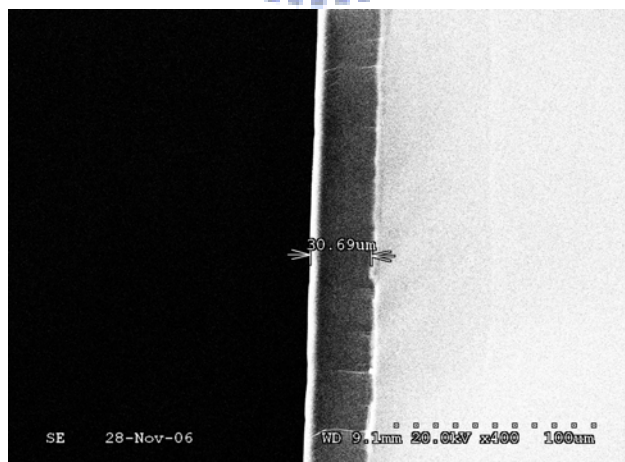


圖 4.2 (c)

圖 4.2 (a)曝光 22 秒，加熱 3 分鐘，鍍金薄膜
 (b)曝光 22 秒，加熱 4 分鐘，白金薄膜
 (c)樣品截面，光阻層厚度

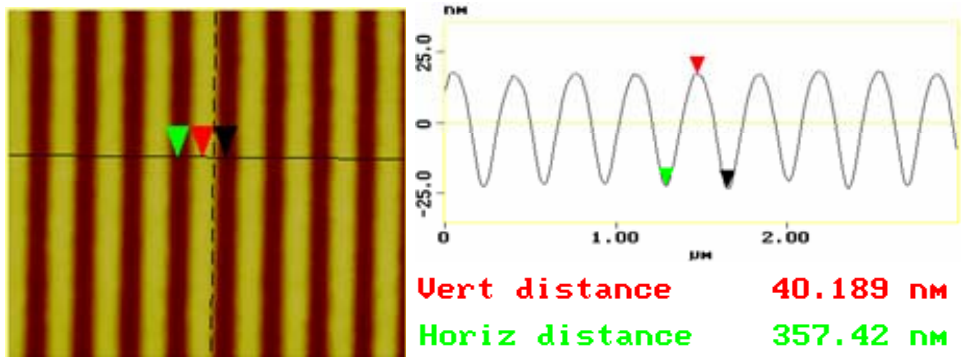


圖 4.3 (a) 曝後烤時間 3 分鐘，曝光 24 秒

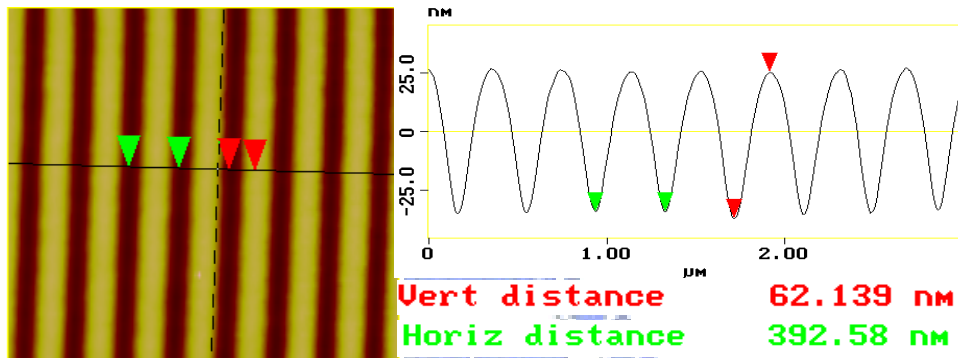


圖 4.3 (b) 曝後烤時間 4 分鐘，曝光 24 秒

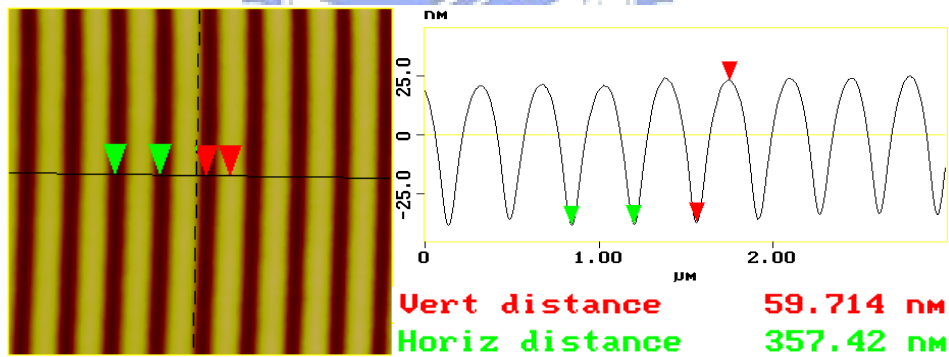


圖 4.3 (c) 曝後烤時間 4 分鐘，曝光 25 秒

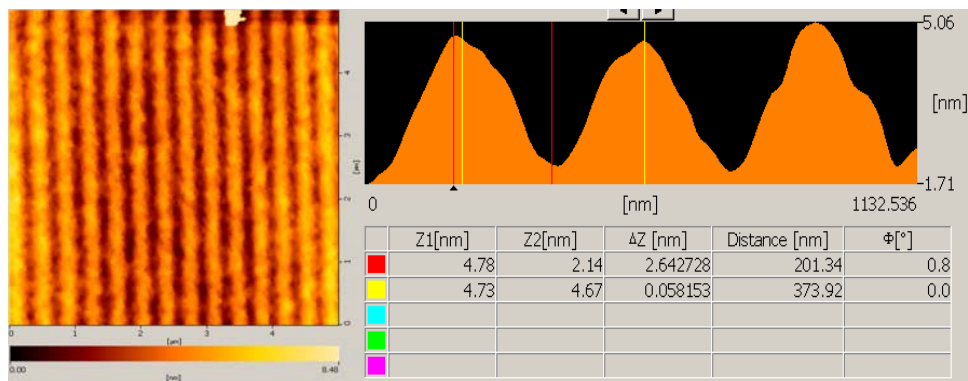


圖 4.3 (d) 曝後烤時間 5 分鐘，曝光 24 秒

4-2 光學量測實驗

4-2-1 實驗架構

由於光阻結構為週期性光柵，所以我們也試著量測樣品的繞射效率，並將量測所得的繞射效率與純量繞射理論值比較。繞射效率實驗架構圖如圖 4.4 所示，我們擋住兩道干涉光的其中一道，並且將樣品面垂直入射光線，在樣品後面 10cm 處的位置以光偵測器量測零階與一階繞射光強度。

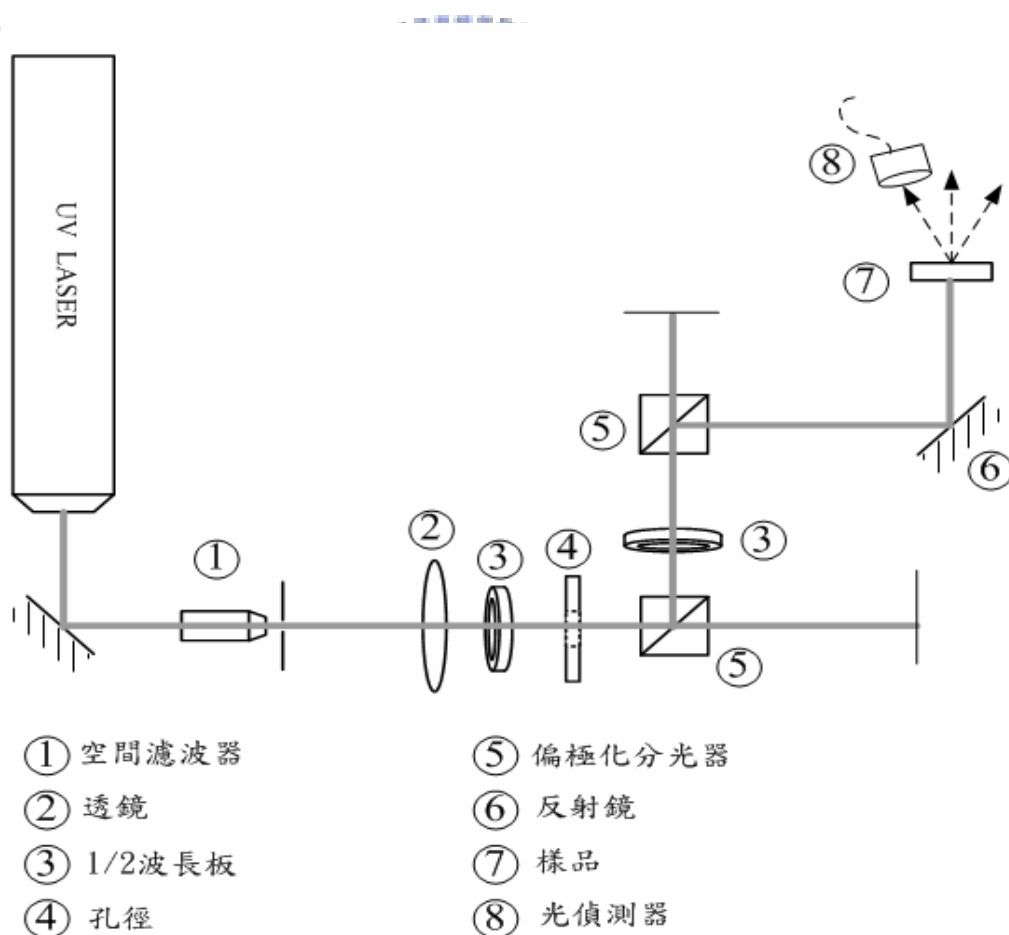


圖 4.4 繞射光強度量測實驗架構圖

4-2-2 實驗結果與討論

雷射光入射樣品時，若是樣品表面具有光柵結構，則會出現如圖 4.5 的繞射光點，照片右方較亮光點為零階繞射，左方為一階繞射光點，屏幕距離樣品 10cm，兩光點距離為 19.2cm，由邊長與角度關係可得夾角為 62.3 度。繞射效率量測結果如圖 4.6(a)~(c)，繞射效率的為一階繞射光強度除以零階與一階繞射光強度之和。由實驗結果可看出，在曝後烤時間 3 分鐘時，曝光時間在 22~24 秒附近的樣品有較高的繞射效率，接近圖形兩側的樣品其繞射效率較低，對照圖 4.3(a)，可知繞射效率較高的樣品其光柵結構佳好。而曝後烤時間 4 分鐘時，也同樣地在 22~25 秒附近有較高的繞射效率，對照圖 4.3(b)(c)，光柵結構較佳；對曝後烤時間 5 分鐘的結果而言，繞射效率都不高，對照圖 4.3(d)，光柵深度淺且深淺不一，表面彎曲變形品質不佳，而接近 20、21 秒曝光時間的樣品繞射效率有偏高現象；由以上的實驗結果推論，較佳的曝後烤時間為 3~4 分鐘左右，曝光時間則在 22~24 秒之間，接近 20 秒左右曝光時間些微不足，靠近 27 秒左右則曝光過久使結構深度都變淺。加熱 5 分鐘則有時間過久的可能，使得光阻高分子鏈結反應太多，所以造成光阻結構不深，繞射效率下降，而曝光時間 20 秒左右則可能因為曝光量少，但是高分子鏈節反應較多，所以些微彌補了曝光量不夠的影響，但還是不能得到較

佳的結構，繞射效率不高。

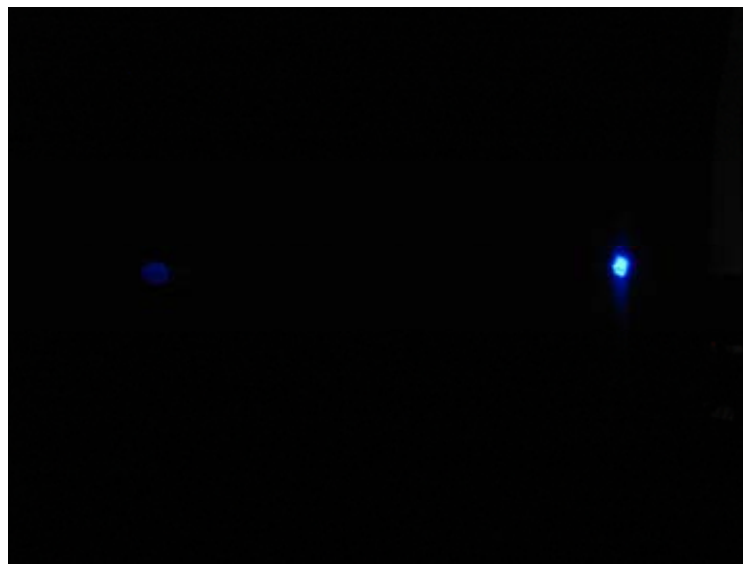


圖 4.5 繞射光點

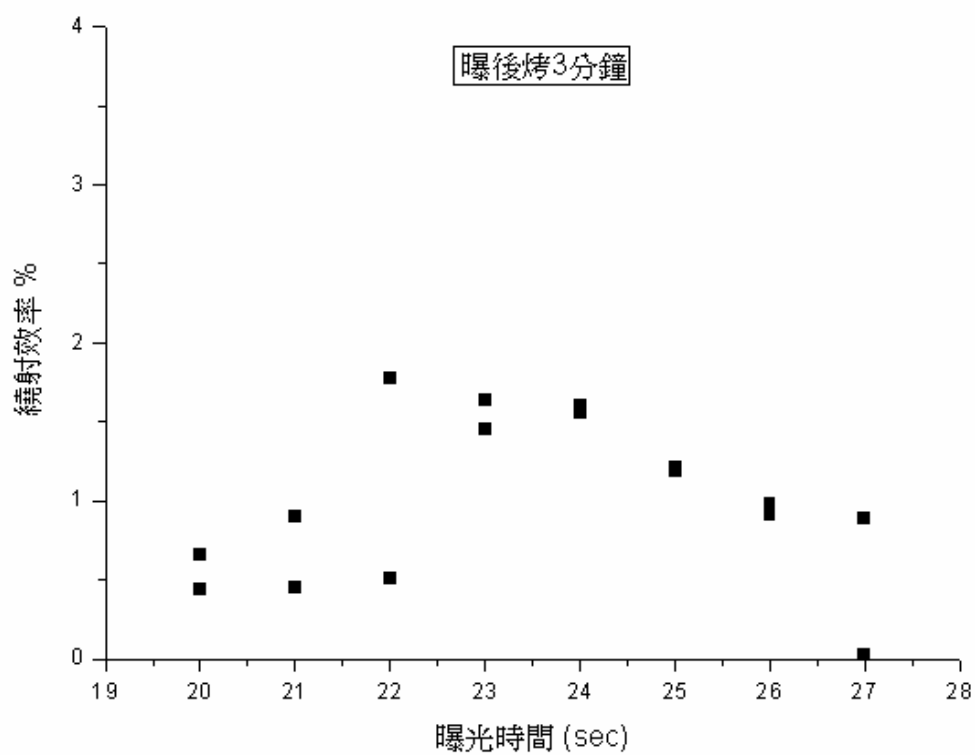


圖 4.6(a) 曝後烤時間 3 分鐘

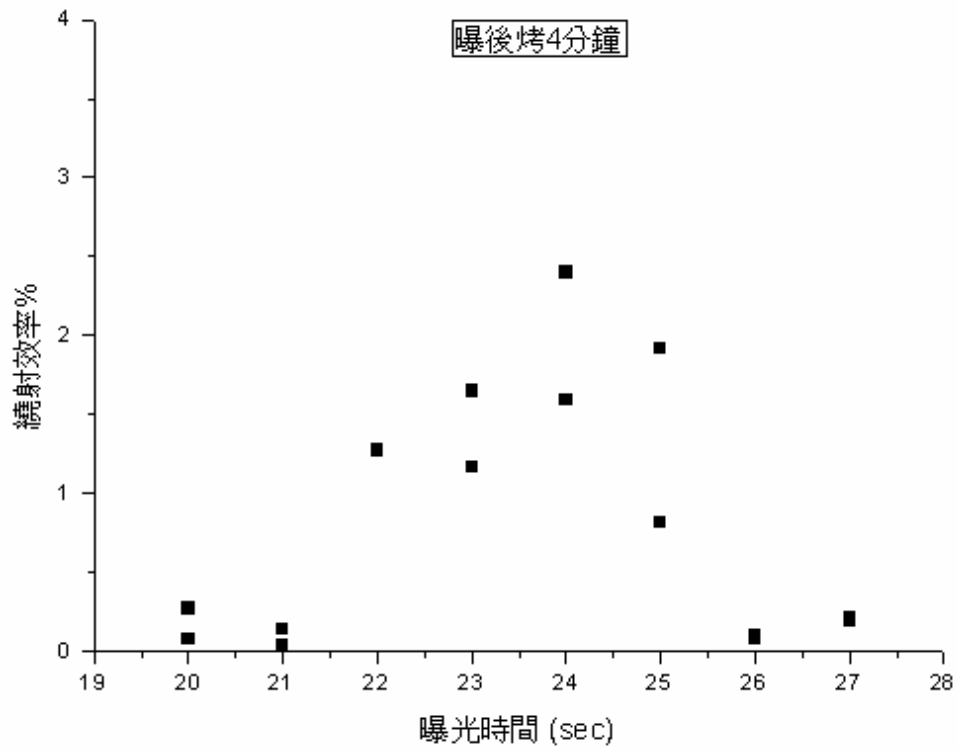


圖 4.6(b) 曝後烤時間 4 分鐘

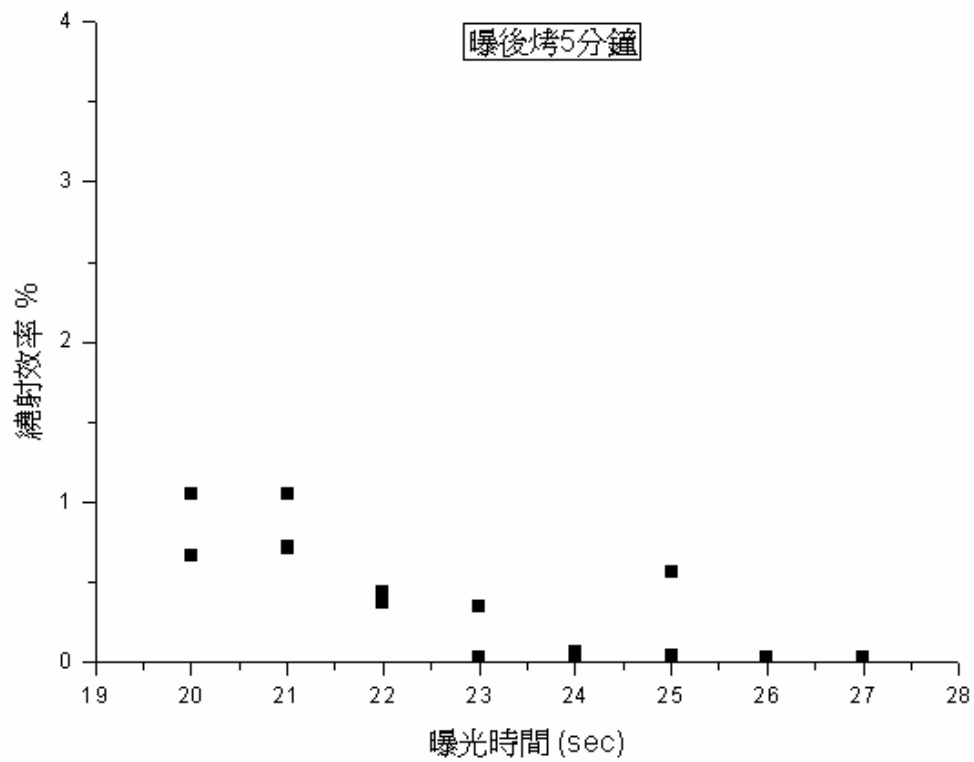


圖 4.6(c) 曝後烤時間 5 分鐘

圖 4.6 不同熱烤時間之下，曝光時間對繞射效率結果

我們找出前一節裡以理論計算過的樣品，比較理論值與量測值：

	曝後烤 3 分鐘 曝光 24 秒	曝後烤 4 分鐘 曝光 24 秒	曝後烤 4 分鐘 曝光 25 秒	曝後烤 5 分鐘 曝光 24 秒
結構深度 (nm)	40	62	59	3
理論值 (%)	1.41%	3.08%	2.96%	0.008 %
量測值 (%)	1.26%	2.41%	1.91%	0.06 %

表 4-1 繞射效率比較表

由表 4.1 的結果可以發現，結構深度愈深，繞射效率確實變好，但是量測值與理論值有不同程度的差距，並無法完全符合理論推算；原因可能與假設條件有關，對於純量繞射理論而言，前提假設是繞射孔徑與觀測距離都與大於波長之下才成立，且未考慮光的偏振態，但是我們的結構週期與入射光波長相當接近，與前提假設不同，所以可以預期會有不精確的情況發生，若要更精確的理論把偏振與結構尺寸一併納入考慮，則要計算更為複雜的嚴格耦合波分析(rigorous coupled-wave analysis ;RCWA)[15][16]。另外在理論計算過程中的假設為各個光柵結構均相同，而事實上，樣品光阻層表面不太可能相當平整，不同位置光柵結構深度也不盡相同，光線可能因表面粗糙程度不一，而有散射現象發生，造成繞射效率降低。造成光阻不平整的情況，與光源有直接的關係，因為雷射光源經擴束後，雖然將其視為平面光波，但是實際上光強度分佈可能還是會有不均勻情況發生，所以對光

阻曝光時，光阻結構的形成就會直接受到光強度分佈的影響；光阻層若不平整，則量測繞射效率時光線入射樣品位置不同可能也會造成不同的結果，較好的作法是盡量選取結構較佳的位置作量測點(位置的選取可能需要藉由 SEM 或 AFM 尋找)，所以要改善實驗結果，必須加強實驗技巧，將人為影響減至最低。

而光柵的製作過程對結構的形成也是重要的因素，曝光能量的多寡可以決定結構的形狀，而我們實驗上觀察到的結構形狀為類似弦波，而不是根據理論預期的方波形狀結構，可推測由干涉所形成亮暗條紋的能量變化，正好位於 SU8 光阻的”灰階”地帶，也就是未曝光與受到曝光區之間的過渡區域[17]，在這個區域之內，受到不同的劑量會使光阻部分殘留，也就是光阻結構殘餘量正比於曝光劑量，使得光柵結構反映出干涉條紋的分佈，深度則依條件不同而有高低之分；可能的改進方法為提高干涉條紋亮暗對比程度，這就必需從調整雷射光源強度與光波極化著手，也是相關於實驗技巧方面。

曝光後熱烤則控制結構的完整性，由於光酸反應產生的氫離子並不會隨反應而消耗，會一直存留在光阻內不斷的進行鏈結反應，所以加熱時間必須有適當的調整；若調整曝光量較少或是曝後烤時間縮短，則光阻鏈結反應減少，結構深度會降低，由於在 100nm 的範圍之下，高度的降低對整個光阻層而言不構成影響。若是增加曝光能量與曝後

烤時間較久，則鏈結反應太多，側壁變寬、凹陷處有被填滿的可能，側壁結構的銳利程度會降低；雖然光阻微影的結果，通常都會遇到側壁太寬或是太窄的問題，但是這種現象在數十微米尺吋的範圍影響較不明顯，但是對週期寬度在 1 微米以下的範圍，光阻結構相當的靠近，些微的誤差就會造成有較為顯著的影響，在尺吋愈來愈小的結構下是個比較難以克服的現象。

SU8 光阻劑的製程參數條件也許較為嚴苛，必須要多次實驗對曝光劑量的調整、對光阻加熱的時間控制，加強光學實驗技巧，才能有機會找出最精確的條件。



第五章 結論

在本論文中，主要是利用 SU8 光阻劑對近紫外光波長具有相當程度的靈敏性，並以全像干涉法對 SU8 光阻曝光，並探討以純量繞射理論來描述此光柵繞射的可行性，所得結論歸納如下：

- (1) 以全像干涉曝光方式確實可以做出光波長(351nm)範圍的光柵結構，並且在控制良好的製程條件之下，光柵表面結構完整，而光柵深度最多達 62nm。
- (2) 干涉曝光實驗中，干涉光束對比強度變化對 SU8 光阻劑而言，可能還是在曝光劑量”灰色區”內，光柵結構才會呈現弦波形狀，與預期圖案有差異。
- (3) 光阻曝光劑量及曝後熱烤時間對 SU8 光阻劑有重要的影響，曝光劑量的多寡，可以控制氫離子產生量，曝後熱烤時間會影響鏈結反應的次數，兩者都會關係到結構的好壞。由實驗結果可得到在曝光劑量為以 1 mW/cm^2 的光照射 22~24 秒，曝後熱烤時間為 3~4 分鐘的參數下，是比較適當的製程條件。
- (4) 以實驗上繞射效率量測結果而言，光柵結構愈深及表面品質較佳者，繞射效率確實會比較高；相反的，光柵品質不佳會造成繞射效率的降低。
- (5) 由於光波長尺度與光柵週期相近且未考慮偏振的條件，所以純

量繞射理論可能無法十分準確的描述此光柵的繞射效率；但屬於薄光柵的範圍內，所以繞射角度則相當接近。

科學技術的發展是積極的朝著更小尺吋的結構邁進，以全像干涉方式對 SU8 光阻曝光製作結構確實是可行的方法，最被大家所熟知的就是光子晶體的製作，但是以 SU8 的特性而言，雖然材料性質較佳，但是相對的實驗上所需的條件較嚴苛，需要更細微的調整製程參數，改進實驗上的技巧，才有辦法做出更小更好的結構。



參考文獻

1. D. Garbor , “ A new microscope principle.” , *Nature*, 1984
2. S. V. Papu , ”Holographic optical elements State-of-art review” *Opt. Laser Technol*, Vo21,pp305,1989
3. K.Y. Lee, N. LaBianca, S.A. Rishton, S. Zolgharnain, J.D. Gelorme, J. Shaw and T.H.P. Chang,” Micromaching application of a high resolution ultrathick photoresist” *J. Vac. Sci. Tech. B* **13**, 3012 (1995).
4. E. Yablonovitch, “Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics”, *Phys. Rev. Lett.* **58**, pp. 2059-2062 (1987)
5. Shigeru Kawai , Handbook Of Optical Interconnects, Ch. 4 , Taylor&Francis .2005
6. J. N. Mait, “Understanding diffractive optic design in the scalar domain” *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 12 pp. 2145
7. J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics 2nd*, (McGraw-Hill, New York, 1968).
8. E. G. Loewen , E. Popov, *Diffraction Gratings and Applications*, (MARCEL DEKKER, 1997)
9. Lorenz H. et al, ” EPON SU8 : A low-cost negative resist for MEMS”, *MicroMechanics Europ MME 96, Spain*, pp. 32-35 (1996)

10. Shaw J.M. et al, "[Negative photoresists for optical lithography](#)", *IBM Journal of Research and Development*, 41, (1997), pp. 81-94
11. Campbell M. et al, "Fabrication of photonic crystals for the visible spectrum by holographic lithography", *Nature* 404 (2000)
12. <http://www.microchem.com/>
13. <http://nanocenter.nchu.edu.tw/>
14. Fiona M. Bain, Andreas E. Vasdeis and Graham A. Turnbull, "Holographic recording of sub-micron period gratings and photonic crystals in the photoresist SU8", *Proc. of SPIE* Vol.5931 (2005)
15. M. G. Moharam and T. K. Gaylord, "Diffraction analysis of dielectric surface-relief gratings", *J. Opt. Soc. Am.*, Vol.71, pp. 811(1981)
16. D. A. Pommet, M. G. Moharam and E. B. Grann, "Limits of scalar diffraction theory for diffractive phase elements," *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 11, pp. 1827 (1994)
17. J. D. Plummer, M. D. Deal and P. B. Griffin, *Silicon VLSI Technology: Fundamentals, Practice and Modeling*, Chapter 5, (Princeton)