

國立交通大學

電子物理系碩士班

畢業論文

可調制之電控式兆赫波液晶相位光柵

Electrically controlled Liquid Crystal
Terahertz Tunable Phase Grating

研究生：林俊賢

指導教授：趙如蘋 教授

中華民國九十六年七月

可調制之電控式兆赫波液晶相位光柵

研究生：林俊賢

Student : Chuan-Hsien Lin

指導教授：趙如蘋

Advisor : Ru-Pin Pan

國立交通大學

電子物理系碩士班

碩士論文

A Thesis

Submitted to Department of Electrophysics

College of Science

National Chiao Tung University

in partial Fulfillment of the Requirements

for the Degree of

Master

in

Electrophysics

July 2007

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十六年七月

可調制之電控式兆赫波液晶相位光柵

研究生：林俊賢

指導老師：趙如蘋 博士

國立交通大學電子物理系碩士班

摘 要

本實驗提出方便操作的電控式相位光柵，首先我們利用紫外光配向的方式，可做出多重區域配向的特性來製作相位光柵，但因為光配向屬於弱配向，無法製作較厚的液晶元件，在兆赫波段下相位變化量太小，導致調變效果不明顯。另一種方式是使用週期性溝槽結構的石英基板製作液晶相位光柵，利用較強表面配向方式(摩刷及表面活化劑)，可製作較厚液晶元件，在兆赫波段下，能有足夠相位變化量，達到明顯電控調變兆赫波之效果，將實驗所得繞射之結果與理論分析相互比較。由實驗結果可以發現，此液晶相位光柵對 0-th order 繞射頻譜的穿透率有明顯調變效果。對單一頻率的兆赫波(0.3 THz)，在 0-th order 及 1-st order 繞射位置，此液晶相位光柵可做為分光比例可調變的分光儀，其調變比例可由 10：1 調變成 1：1。

Electrically controlled Liquid Crystal Terahertz Tunable Phase Grating

Student : Chuan-Hsien Lin

Advisor : Dr. Ru-Pin Pan

Department of Electrophysics
National Chiao Tung University

ABSTRACT

In this study, we demonstrate a electrically controlled liquid crystal terahertz tunable phase grating. First, we take the advantage of the photo-alignment technique that can achieve multi-domain alignment to fabricate a liquid crystal (LC) phase grating. However, the surface anchoring for photoalignment is too weak to fabricate thick LC devices. Therefore, the tunable range of the phase grating is too small in the THz range, and the modification of the spectrum is hard to distinct. For this reason, the other method is employed for fabricating thick LC device. It is stacking the fused silica substrates that are treated with strong surface anchoring (rubbing process and coated with surfactant) for periodic structure. As a result of the sufficient phase shift in the THz range, the

modification of the THz waveform by applied electric field is obviously observed.

Theoretical predictions with comparison and experimental results will also be given. By electrically controlling the refractive index of nematic liquid crystal, the phase grating can be used as a beam splitter; the splitting ratio can be tuned from 10:1 to 1:1 at the zeroth and the first orders diffraction positions for 0.3 THz with particular polarization.



致謝

還記得當時剛進來實驗室羞澀的我，自我介紹時，還一度緊張地說不出話來。如今卻要在這完成兩年的碩士生活。首先，我必須感謝趙如蘋老師。給予我的指導，不管是物理觀念上給我的啟發以及實驗上的構想，都給予我莫大的幫助。老師 真的由衷地感謝您！

感謝雅峰、阿達、信穎、卓帆、家任、宇泰學長們不厭其煩地教導我實驗儀器的使用，當我實驗遇到瓶頸時，學長們也都很熱心地教導我，實驗上也多虧了你們的幫助，才有今天的論文。

再者，要感謝實驗室同伴，玉倩、政穎、誌佑、韋文、彥毓、宜貞，因為有你們，生活上多了幾分歡笑。也要謝謝逸君、孟秋、勝嵐、天昱、昱智，你們這一群可愛學弟妹的陪伴，也使實驗室更加熱鬧。

最後，我要特別感謝我最親愛的家人，因為有你們的支持，讓我能順遂的完成碩士學位。爸媽 您們真的辛苦了！翰平、裕仁你們也要好好加油！

俊賢

目 錄

中文摘要	i
英文摘要	ii
致謝	iv
目錄	v
圖目錄	vii
一、	緒論.....	1
二、	實驗基本原理.....	4
2-1	液晶相位光柵.....	4
2-2	Fréedericksz Transition	5
2-3	臨界電壓.....	6
2-4	兆赫波(THz)的輻射和偵測原理.....	8
2-4-1	Current-surge model	9
2-5	光導偵測原理.....	14
三、	實驗方法及樣品設計.....	17
3-1	基板製作.....	17
3-1-1	清洗玻璃.....	17
3-1-2	鍍配向膜.....	18
3-2	液晶相位光柵樣品.....	20
3-2-1	光配向製作液晶相位光柵樣品.....	20
3-2-2	石英溝槽結構液晶相位光柵製作.....	22
3-3	量測系統介紹.....	24
3-3-1	兆赫波 Time Domain Spectroscopy (TDS)之系統.....	24

3-3-2	Bolometer 系統裝置.....	26
四、	實驗結果與分析.....	28
4-1	光配向製作液晶相位光柵.....	28
4-2	石英基板製作溝槽結構液晶相位光柵.....	30
五、	結論與未來展望.....	35
參考文獻	36



圖 目 錄

圖 2-1	相位光柵之示意圖.....	38
圖 2-2	液晶的三種基本形變能變化.....	38
圖 2-3	外加電場所造成的液晶分子排列變化.....	39
圖 2-4	The case 1 of the Fréedericksz Transition.....	40
圖 2-5	GaAs 能隙圖.....	41
圖 2-6	光電流示意圖.....	42
圖 2-7	THz 偵測端的反射訊號.....	43
圖 3-1	照光系統示意圖.....	44
圖 3-2	光配向製作液晶相位光柵.....	45
圖 3-3	確定光配向之配向方向.....	46
圖 3-4	光配向製作液晶相位光柵樣品.....	46
圖 3-5	石英溝槽結構液晶相位光柵單一結構圖.....	47
圖 3-6	石英溝槽結構液晶相位光柵.....	48
圖 3-7	單一結構之液晶分子驅動關係圖.....	49
圖 3-8	THz Time Domain Spectroscopy 之系統架構圖.....	50
圖 3-9	系統取樣示意圖.....	51
圖 3-10	THz 取樣原理圖.....	51

圖 3-11	Bolometer 系統裝置圖.....	52
圖 4-1	THz 時域量測訊號.....	53
圖 4-2	光配向液晶相位光柵之頻譜與理論關係圖.....	53
圖 4-3	不同電壓下(0V~5.8V)頻譜關係圖.....	54
圖 4-4	古典繞射理論頻譜關係圖.....	54
圖 4-5	THz 時域訊號.....	55
圖 4-6	以石英基板堆疊結構，不同電壓下(0V~90V)頻譜關係圖	56
圖 4-7	以石英塊材結構，不同電壓下(0V~90V)頻譜關係圖.....	57
圖 4-8	ITO 膜與石英塊材的頻譜關係圖.....	58
圖 4-9	兆赫波以 0° 方向入射繞射圖形.....	59
圖 4-10	兆赫波以 0° 方向入射繞射圖形與理論分析.....	59
圖 4-11	古典繞射理論原始情況、積分以及修正情況.....	60
圖 4-12	兆赫波以 45° 方向入射，偵測端 0° 方向接收繞射圖形.....	61
圖 4-13	兆赫波以 45° 方向入射，偵測端 90° 方向接收繞射圖形.....	61
圖 4-14	石英溝槽結構參考樣品繞射圖形.....	62

第一章、緒論

西元 1888 年，奧地利的植物學家 Friedrich Reintzer 觀察到膽固醇苯酯(Cholesteryl Benzoate, $C_{6}H_{5}CO_{2}C_{27}H_{45}$)在 $145.5^{\circ}C$ 時為固體，隨著溫度上升會轉變成為白濁狀的液體，直到溫度上升到 $178.5^{\circ}C$ 才轉變成為清澈的液體。並且 F. Reintzer 也觀察到許多顏色的光譜[1]。這就是如今眾所皆知的液態晶體，簡稱「液晶」。

西元 1889 年，德國的物理學家 O. Lehmann 以偏光顯微鏡發現膽固醇苯酯具有異方性(anisotropy)晶體，所特有的雙折射性質與西元 1970 年後，液晶領域快速的發展，許多液晶的物理與化學性質也慢慢地被人們所瞭解，也因此許多利用液晶做為材料的產品也大量出現在市場上，如「液晶顯示器」。液晶顯示器從最早的靜態顯示(如：電子計算機、電子錶等)到後來的動態顯示(如：電腦液晶螢幕、PDA 手機、液晶電視等)，都不斷地研究改進，以期能夠達到更好的顯示效能[2]。

而近年來，研究液晶的光學與應用都探討在可見光以及遠紅外光波段下的使用，隨著兆赫波段及其元件的發展日趨重要，液晶的研究與應用也將延伸至兆赫波段。如今，在兆赫波下，已經有相關的研究提出將光柵應用於耦合器及濾波器上[3-4]，及使用光柵繞射之特性來進行兆赫波的影像重建[5]。然而，在上述的研究中，其光柵受限於

其固定的結構，導致其繞射的效應受到限制。另一方面，已有研究提出利用液晶製作可磁控式或電控式兆赫波下調制元件[6-7]，如相位延遲器及濾波器。

液晶相位光柵元件可應用於：轉換零階(0-th order)和一階(1-st order)繞射濾波器、二維顯示器色彩的控制、投影機的顯示器系統及兆赫波轉向器(beam steering) [8]，且在微波的波段下，已有相關的研究指出，可利用鋁片堆疊製作出電控式液晶相位光柵，其零階(0-th order)上面的調變的效果可達到相位差 π 之效果[9]。

根據本實驗室「磁控式兆赫波液晶相位光柵」經驗，有明顯地調變兆赫波效果。但使用電壓控制之元件將使實驗更為方便，因此本實驗提出製作可調制電控式兆赫波液晶相位光柵，利用紫外光配向方法，製作多重區域(multi-domain)配向之液晶相位光柵及石英基板週期溝槽結構之電控式兆赫波液晶相位光柵。此相位光柵的繞射效果，可以利用外加電場來改變液晶之折射係數已進行調制的效果。本實驗也進一步的量測到電控變化下零階(0-th order)繞射之結果及單一頻率下(0.3THz)的零階(0-th order)和一階(1-st order)下繞射圖形[10]。

在第二章中，我們將會介紹實驗的基本原理，如液晶相位光柵繞射原理、Fréedericksz Transition、臨界電壓和兆赫波輻射和偵測原理；第三章中，我們將介紹實驗方法、樣品設計以及量測系統；第四章中，

我們將實驗上所得到的結果進行分析並與理論相比較；最後第五章中將對目前的研究作總結及提出未來展望。



第二章 實驗基本原理

2-1 液晶相位光柵 (liquid crystal phase grating)

我們所製作的光柵是所謂的二元相位光柵(binary phase grating) 是利用兩種不同折射率的材料，形成週期性相位連續變化製作成相位光柵，如圖 2-1 所示。

有限週期液晶相位光柵分析，繞射效應可用古典繞射理論來預測，電磁波分別經過介質 1 及介質 2，電場的形式分別如下：

$$\int_S = \int_0^b + \int_h^{h+b} + \int_{2h}^{2h+b} + \dots + \int_{10h}^{10h+b} = \sum_{n=0}^{10} \int_{nh}^{(nh+b)} \quad (2-1-1)$$

$$E_1 = \sum_{n=0}^{10} \left(\int_{nh}^{(nh+b)} e^{iky \sin \theta} dy \right) \times e^{(n_1 + i\kappa_1)kd} \quad (2-1-2)$$

$$E_2 = \sum_{n=0}^{10} \left(\int_{nh+b}^{(n+1)h} e^{iky \sin \theta} dy \right) \times e^{(n_2 + i\kappa_2)kd} \quad (2-1-3)$$

$n_1 + i\kappa_1$ 及 $n_2 + i\kappa_2$ 分別代表兩介質的折射率、 d 為 x 軸方向材料厚度、 b 和 h 分別表示不同材料 y 軸方向的間距及位置。

在某觀測點量測得電場及光強度表示為：

$$E_{total} = E_1 + E_2 \quad (2-1-4)$$
$$I = E_{total} \times E_{total}^*$$

本實驗可利用此古典繞射理論來預測零階位置，不同頻率下穿透光的強度以及不同繞射位置下的繞射光強度。

我們也將從無限週期相位光柵進一步分析， m 階的繞射效率可用下式估算[11]：

$$\eta_m = \frac{1}{\Lambda^2} \left| \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} e^{i\phi} e^{-i(2\pi my/\Lambda)} dy \right|^2, \quad (2-1-5)$$

ϕ 是在 y 方向上一個週期(Λ)內的 phase shift。經過簡化後，我們二元相位光柵系統 m 階的繞射效率可表示為[12]：

$$\eta_m = \begin{cases} \cos^2(\Delta\phi/2) & \text{if } m=0 \\ [(2/m\pi)\sin^2(m\pi/2)]^2 \sin^2(\Delta\phi/2) & \text{if } m \neq 0 \end{cases}, \quad (2-1-6)$$

$\Delta\phi(= \frac{2\pi(n_{eff} - n_o)d}{\lambda})$ 為液晶相位光柵兩相鄰區域相位差， λ 為入射

光的波長、 d 為液晶樣品層厚度，由式(2-1-6)可看出當 $\Delta\phi=(2n+1)\pi$ ， $(n$ 為整數)，奇數階繞射效率($m=\pm 1, \pm 3, \pm 5 \dots$)有最大值。可由式(2-1-6)得知，此無限週期相位光柵的繞射效率，第三階的繞射效率 $\eta_{\pm 3}=4.5\%$ 是第一階繞射 $\eta_{\pm 1}=40.5\%$ 的九分之一。因此，在後面章節所量測的結果只對零階和一階的繞射進行數據處理與分析。

我們以有限週期古典繞射理論來計算可得： n_o 零階繞射效率 0.42，一階繞射效率 0.05； n_e 零階繞射效率 0.09，一階繞射效率 0.26。

2-2 Fréedericksz Transition [13-14]

在考慮 Fréedericksz Transition 之前，先介紹液晶後產生分子排列受外力而變形的狀態，如圖 2-2 所示。液晶分子受外力後產生斜展狀態(splay)，受扭曲狀態(twist)及彎曲狀態(bend)等三種基本的應變。這三種基本的應變係數為 K_1 、 K_2 、 K_3 。

液晶的應變係數數量級範圍為 $10^{-6} \sim 10^{-7}$ dyne。因此，液晶分子的排列易受電場、磁場或是應力等外界的影響而變形。經過變形的液晶彈性自由能密度 f_d ，可以含三種類的係數表示為：

$$f_d = \frac{1}{2} K_1 (\nabla \cdot n)^2 + \frac{1}{2} K_2 (n \cdot \nabla \times n)^2 + \frac{1}{2} K_3 (n \times \nabla \times n)^2, \quad (2-2-1)$$

其中， n 為液晶分子的單位方向向量。

對正型向列型液晶元件而言 ($\Delta\epsilon > 0$)，當內部液晶分子平行排列於表面，受表面定向強度影響，且同時受到外加電場影響時，如圖 2-3 所示。一開始液晶分子排列方向尚無任何的改變。直到電場達到了臨界值 E_c 時，液晶分子的方向將慢慢的發生變化，由於中間層液晶分子受到表面定向強度影響較小，因此較容易受到電場的影響而開始轉動，慢慢的影響到下一個液晶分子的排列。這樣液晶分子從原本表面配向的方式，改變成順著外加場的方向，此種現象稱為 Fréedericksz Transition。

2-3 臨界電壓 (Threshold Voltage)

在本實驗中，臨界電壓 V_{th} 指的是液晶分子受到外加電場的影響開始驅動的電壓。在 Fréedericksz Transition Case 1 中，如圖 2-4 所示。臨界電壓 V_{th} 的推導如下面的計算：

假設 θ 為液晶分子的方向和 X 軸所夾的夾角，可表示為 Z 的函數。

$$\theta = \theta(z) = \theta_m \sin\left(\frac{\pi}{d}z\right), \quad (2-3-1)$$

其中， θ_m 表示為在電場中最大轉動的角度。

在向列型液晶盒，形變自由能密度 f_d (the distortion free energy density per unit volume) 為：

$$f_d = \frac{1}{2}K_1(\nabla \cdot \hat{n})^2 + \frac{1}{2}K_2(\hat{n} \cdot \nabla \times \hat{n})^2 + \frac{1}{2}K_3(\hat{n} \times \nabla \times \hat{n})^2, \quad (2-3-2)$$

在 case 1 中， $n_x = \cos\theta(z)$ ， $n_y = 0$ ， $n_z = \sin\theta(z)$ ， f_d 將可以簡化為：

$$f_d = \frac{1}{2}K_1 \cos^2[\theta(z)]\left(\frac{d\theta}{dz}\right)^2 + \frac{1}{2}K_3 \sin^2[\theta(z)]\left(\frac{d\theta}{dz}\right)^2, \quad (2-3-3)$$

其中， K_1 ， K_2 ， K_3 分別表示 splay，twist，bend 的彈性常數，對體積積分後，可得：

$$F_d = \int_0^d f_d dz = \frac{1}{4}K_1 \frac{\pi^2}{d} \theta_m^2 + \frac{1}{16}(K_3 - K_1) \frac{\pi^2}{d} \theta_m^4. \quad (2-3-4)$$

在絕緣的向列型液晶內電位移 \bar{D} 可表示為：

$$\bar{D} = \varepsilon_{\perp} \bar{E} + (\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp})(\hat{n} \cdot \bar{E})\hat{n}, \quad (2-3-5)$$

其中， ε_{\perp} 和 ε_{\parallel} 分別表示垂直和水平方向的介電常數(dielectric constant)。

因此，單位體積內能量密度為：

$$f_e = -\frac{1}{4} \int \bar{D} \cdot d\bar{E} = -\frac{\varepsilon_{\parallel}}{8\pi} \bar{E}^2 - \frac{\varepsilon_a}{8\pi} (\hat{n} \cdot \bar{E})^2, \quad (2-3-6)$$

其中， $\varepsilon_a = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$ ， ε_a 為介電異方係數(dielectric anisotropy)。

對其作體積積分：

$$F_e = -\frac{\epsilon_a E^2}{8\pi} \int \sin^2 \theta dz \approx -\frac{\epsilon_a E^2}{8\pi} \theta_m^2 \cdot \frac{d}{2}, \quad (2-3-7)$$

則總自由能為形變自由能和電場下的自由能之和：

$$F = F_d + F_e = \theta_m^2 \left(\frac{1}{4} K_1 \frac{\pi^2}{d} - \frac{1}{16\pi} \epsilon_a E^2 d \right) + \theta_m^4 (\dots) \circ \quad (2-3-8)$$

在臨界電場 $E = E_c$ ， θ_m^2 的係數為 0，則 $\frac{K_1 \pi^2}{d} = \frac{\epsilon_a E^2}{4\pi} d$ 。

則臨界電壓 V_{th} 在 CGS 制單位下為：

$$V_{th} = 2\pi^{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{K_1}{\epsilon_0 \epsilon_a}}, \quad (2-3-9)$$

臨界電壓 V_c 在 MKS 制單位下為：

$$V_{th} = \pi \sqrt{\frac{K_i}{\epsilon_0 \epsilon_a}}, \quad (i=1,2,3) \circ \quad (2-3-10)$$

在實驗上， $V_{th} = E \times l$ ， E 為電場大小， l 表示為電極之間距。如果當電極間距 l 與兩玻璃間 d 不相同時，臨界電壓 V_{th} 在 MKS 制單位下可表示為：

$$V_{th} = \frac{\pi \times l}{d} \sqrt{\frac{K_i}{\epsilon_0 \epsilon_a}} \circ (i=1,2,3) \circ \quad (2-3-11)$$

2-4 兆赫波(THz)的輻射和偵測原理

本段將分為 THz 輻射和偵測兩部分來說明。在 THz 輻射方面，以 Current-surge model 推導出 THz 遠場的電場強度；而偵測部分則利用 Current-surge model 推導出來的電場強度，來得到我們所量測的電流密度。

2-4-1 Current-surge model

當我們照光於光導天線時，一旦光的能量大過於半導體的能隙，如圖 2-5 [15]，則半導體將會吸收入射光能量，同時產生電子-電洞對。而當我們在光導天線上之電極施予一偏壓時，就會加速光產生載子，進而造成短暫的表面電流。而這一個過程，我們可以用 Current-surge model 來說明。

我們先對 THz 的輻射參數作時域上的假設[16]：

$\rho(x,y,z,t) \rightarrow$ 電荷密度 (charge density) ，

$\vec{J}(x,y,z,t) \rightarrow$ 電流密度 (current density) ，

$\vec{E}(x,y,z,t) \rightarrow$ 電場強度 (electric field intensity) ，

$\vec{B}(x,y,z,t) \rightarrow$ 電通密度 (magnetic flux density) 。

由 Maxwell's equation 得知[17]：

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} , \quad (\text{法拉第定律}) \quad (2-4-1)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon} , \quad (\text{高斯定律}) \quad (2-4-2)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} , \quad (\text{安培定律}) \quad (2-4-3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 . \quad (2-4-4)$$

由式(2-4-1)和 $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$ 知

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \vec{A}) = \nabla \times \left(-\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}\right) , \quad (2-4-5)$$

$$\Rightarrow \therefore \nabla \times \left(\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}\right) = 0$$

我們可以假設一純量 V 帶入式(2-4-5)，可得：

$$\begin{aligned}
 -\nabla V &= \vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad , \text{(利用 } \nabla \times \nabla f = 0 \text{ , 其中 } f \text{ 為純量)} \circ \\
 \Rightarrow \therefore \vec{E} &= -\nabla V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (2-4-6)
 \end{aligned}$$

且由式(2-4-3)和 $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu}$ 、 $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ 、 $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$ 知

$$\begin{aligned}
 \Rightarrow \frac{\nabla \times \vec{B}}{\mu} &= \vec{J} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad , \\
 \Rightarrow \therefore \nabla \times (\nabla \times \vec{A}) &= \mu \left(\vec{J} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \circ
 \end{aligned}$$

再以式(2-4-6)帶回上式

$$\Rightarrow \therefore \nabla \times (\nabla \times \vec{A}) = \mu \left[\vec{J} + \epsilon \frac{\partial}{\partial t} \left(-\nabla V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) \right] \circ$$

然後利用 $\nabla \times (\nabla \times \vec{A}) = \nabla(\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A}$ ，上式可改寫為

$$\begin{aligned}
 \Rightarrow \nabla(\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A} &= \mu \vec{J} - \nabla \left(\mu \epsilon \frac{\partial V}{\partial t} \right) - \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} \quad , \\
 \Rightarrow \nabla^2 \vec{A} - \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} &= -\mu \vec{J} + \nabla \left(\nabla \cdot \vec{A} + \mu \epsilon \frac{\partial V}{\partial t} \right) \circ \quad (2-4-7)
 \end{aligned}$$

把式(2-4-2)代回式(2-4-6)可得：

$$\begin{aligned}
 \Rightarrow \therefore \nabla \cdot \left(-\nabla V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) &= \frac{\rho}{\epsilon} \quad , \\
 \Rightarrow \therefore \nabla^2 V + \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \vec{A}) &= -\frac{\rho}{\epsilon} \quad , \quad (2-4-8)
 \end{aligned}$$

然後，利用 Lorentz condition for potentials 或 Lorentz gauge for potentials，我們可得：

$$\nabla \cdot \vec{A} + \mu \epsilon \frac{\partial V}{\partial t} = 0 \quad , \quad (2-4-9)$$

將式(2-4-9)代入式(2-4-7)、(2-4-8)後，可得下列兩式：

$$\nabla^2 \vec{A} - \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\mu \vec{J} \quad , \quad (2-4-10)$$

$$\nabla^2 V - \mu\epsilon \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\epsilon} \quad (2-4-11)$$

其中，

式(2-4-10)為 \bar{A} 的非齊次波方程式 (non-homogeneous wave equation)

式(2-4-11)為 V 的非齊次波方程式 (non-homogeneous wave equation)

利用式(2-4-10)、式(2-4-11)就可以解出 THz 輻射時變電場的遠場分布。

再回到 Maxwell's equation，由式(2-4-3)及 $\nabla \cdot \bar{D} = \rho$ 、 $\nabla \cdot (\nabla \times \bar{H}) = 0$

三式，我們可得：

$$\nabla \cdot (\nabla \times \bar{H}) = \nabla \cdot \left(\bar{J} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} \right) = \nabla \cdot \left(\bar{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} \right) = 0,$$

且由於在一個加偏壓的光導天線上，產生的光電流(J_s)為橫向的，即電流(J_s)方向平行半導體表面，且垂直於THz的傳遞方向，如圖 2-6 所示[18]。

所以，我們可以得知 $\nabla \cdot \bar{J} = 0$ 且 $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ 。

即電荷密度時域為一常數，所以由式(2-4-11)及上式可知， V 將不會對遠場 \bar{E} 有貢獻，故式(2-4-6)可寫成：

$$\bar{E} = -\frac{\partial \bar{A}}{\partial t} \Rightarrow \bar{E}(t) = -\frac{\partial \bar{A}(t)}{\partial t}.$$

由式(2-4-10)中 \bar{A} 的解代入上式，我們就可以得到與光導天線中心距

離 r 的 THz 輻射電場強度為：

$$\therefore \bar{E}(\bar{r}, t) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{\partial}{\partial t} \int \frac{\bar{J}_s(\bar{r}', t - \frac{|\bar{r} - \bar{r}'|}{c})}{|\bar{r} - \bar{r}'|} da' \quad (2-4-12)$$

其中， ϵ_0 為自由空間的介電常數(permittivity of free space)

c 為真空中的光速

\bar{J}_s 為在推遲時間(retarded time)內之光導天線之表面電流

da' 為由光導天線中心位移 r 之後，輻射表面積增量

式(2-4-12)中的積分包含了光導天線的整個照光區域。

以遠場而言， $|\bar{r} - \bar{r}'| = r(1 - \frac{\hat{n} \cdot \bar{r}'}{r}) \approx r$ 。

且假設光脈衝均勻地照射在光導天線的 gap 上，所以表面電流 \bar{J}_s 在空間上可以設為常數，即 $\bar{J}_s(r, t) = \bar{J}_s(t)$ 。

故我們可以重新改寫式(2-4-12)：

$$\therefore \bar{E}(\bar{r}, t) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{A}{r} \frac{\partial}{\partial t} \bar{J}_s(t - \frac{r}{c}), \quad (2-4-13)$$

其中， $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ 、 A 為發射端的照射面積。

令 THz 的發射端和偵測端皆在 z 軸上，

即 $x=y=0$ ， $\therefore r = \sqrt{0+0+z^2} = z$ ，

故式(2-4-13)可以改寫為

$$\begin{aligned} \Rightarrow \bar{E}(\bar{r}, t) &= -\frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{A}{z} \frac{\partial}{\partial t} \bar{J}_s(t - \frac{z}{c}) \text{ 且讓 } t \rightarrow t - \frac{z}{c}, \\ \Rightarrow \bar{E}(\bar{r}, t) &\cong -\frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{A}{z} \frac{\partial}{\partial t} \bar{J}_s(t). \end{aligned} \quad (2-4-14)$$

此外，表面電流可由[19]得知：

$$\bar{J}_s(t) = \frac{\sigma_s(t)\bar{E}_b}{\frac{\sigma_s(t)\eta_0}{1+n} + 1}, \quad (2-4-15)$$

其中， n 為在 μm 光波長下光導天線之折射率

η_0 為自由空間的阻抗 (377Ω)

$\sigma_s(t)$ 為表面電導

$$\text{又 } \sigma_s(t) \equiv \frac{e(1-R)}{\hbar\omega} \int_{-\infty}^t m(t,t') I_{opt}(t') \exp\left[-\frac{(t-t')}{\tau_{car}}\right] dt' , \quad (2-4-16)$$

其中， e 為電子電荷 (electric charge)

R 為光導天線的反射率

$\hbar\omega$ 為光能量

$m(t,t')$ 為 $t \rightarrow t'$ 載子的移動率 (mobility)

I_{opt} 為時變的照射光強

τ_{car} 為激發載子的生命週期 (carrier lifetime)

假設載子移動率為一常數 $\Rightarrow m(t,t') = m$ 且 $\tau_{car} \rightarrow \infty$

且 $I_{opt}(t') = I_0 e^{-\frac{t'^2}{\tau^2}}$ (為一個高斯分佈)。

所以我們可以改寫式(2-4-16)為

$$\sigma_s(t) \equiv \frac{e(1-R)}{\hbar\omega} I_0 \int_{-\infty}^t m \exp\left[-\frac{t'^2}{\tau^2}\right] dt' , \quad (2-4-17)$$

將式(2-4-15)、(2-4-17)代入式(2-4-14)可得：

$$\Rightarrow \bar{E}(\bar{r}, t) \equiv -\frac{\bar{E}_b}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{A}{z} \frac{e(1-R)}{\hbar\omega} I_0 m \exp\left[-\frac{t^2}{\tau^2}\right] \times \left[1 + \frac{\eta_0 e(1-R) I_0 m}{(n+1)\hbar\omega} \int_{-\infty}^{t/\tau} \tau \exp(-x^2) dx\right]^2$$

,

(2-4-18)

而為了對current surge model得到的結果和我們的實驗結果做一個比

較，我們必須對式子(2-4-18)做改變，定義 F_{opt} 為入射光強：

$$F_{opt} = \int_{-\infty}^{\infty} I_0 \exp\left(-\frac{t'^2}{\tau^2}\right) dt = \sqrt{\pi} I_0 \tau \equiv \frac{E_{opt}}{A} ,$$

其中， E_{opt} 為量測到的平均光強

A 為光束截面積(由 πr^2 計算而來， $r = \frac{1}{e}$ × 量測到的光束半徑)

且令

$$B = \frac{Ae(1-R)m}{4\pi\epsilon_0 c^2 z \hbar \omega \sqrt{\pi}} \quad (m^2 s / J)$$

$$D = \frac{\eta_0 e(1-R)m}{(n+1)\hbar \omega \sqrt{\pi}} \quad (m^2 / J)$$

所以，式(2-4-18)可以被改寫為

$$\bar{E}(\bar{r}, t) = -B\bar{E}_b \frac{F_{opt}}{\tau} \exp\left(\frac{-t^2}{\tau}\right) \times [1 + DF_{opt} \int_{-\infty}^{t/\tau} \exp(-x^2) dx]^{-2}, \quad (2-4-19)$$

此即 THz 輻射於遠場的電場強度。



2-5 光導偵測原理

量測THz是利用THz訊號和光脈衝同時抵達偵測端時，去量測偵測端的光電流。於時間 t_p 時，到達偵測端的THz輻射電場，我們可用THz輻射的電場和偵測端的電導去做摺積，就是我們量測到的光電流 j 。

$$j(t_p) = \int_{t_p}^{\infty} E_{rad}(t') \sigma_d(t' - t_p) dt', \quad (2-5-1)$$

以我們實驗的偵測光導天線而言 σ_d 可假設為

$$\sigma_d(t' - t_p) = \begin{cases} 0 & , t_p > t' \\ \frac{\sigma_0}{\tau_d} \exp\left[-\frac{(t' - t_p)}{\tau_d}\right] & , t_p \leq t' \end{cases}, \quad (2-5-2)$$

其中， σ_0 為偵測端電導的最大值。

由於入射光脈衝有極短的脈衝寬度，所以可視為 σ_d 的變化是快速的。故 $\tau_d \gg 0$ ，所以式(2-5-2)可以改寫為：

$$\sigma_d(t' - t_p) = \begin{cases} 0 & , t_p > t' \\ \frac{\sigma_0}{\tau_d} & , t_p \leq t' \end{cases} ,$$

將上式代入式(2-5-1)，可得

$$j(t_p) = \frac{\sigma_0}{\tau_d} \int_{t_p}^{\infty} E_{rad}(t') dt' \quad (2-5-3)$$

假設 THz 脈衝在時域上是對稱的，所以式子(2-5-3)可寫為

$$j(t_p) \approx \frac{\sigma_0}{2\tau_d} \int_{-\infty}^{\infty} E_{rad}(t') dt' \quad (2-5-4)$$

將前一章節我們所推導出來的 THz 輻射於遠場的電場強度式(2-4-19)

代入式(2-5-4)，可得

$$j(t_p) = -\frac{\sigma_0}{2\tau_d} \frac{BE_b F_{opt}}{\tau} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{-t'^2}{\tau^2}\right) \times [1 + DF_{opt} \int_{-\infty}^{t'/\tau} \exp(-x^2) dx]^{-2} dt' \quad (2-5-5)$$

由於 THz 輻射於光導天線的表面，但偵測時卻先經過 GaAs Wafer，所以會由 wafer 產生一個反射訊號(以一正向入射的光脈衝而言)，使得原本的輻射場變弱，如圖 2-7 所示。

以平面介面反射和能量守恆而言，我們可以從 Fresnel formula 得到一個振幅的衰減因子 $\frac{2\sqrt{n}}{n+1}$ ，所以式(2-5-5)可以重新寫為：

$$j = -\sigma_0 CE_b \frac{F/F_s}{1+(F/F_s)} \quad (2-5-6)$$

其中，

$$\begin{cases} F_s = \frac{(n+1)\hbar\omega}{\eta_0 e(1-R)m} \\ C = \frac{A\sqrt{n}}{4\pi\epsilon_0 c^2 \eta_0 z \tau_d} \end{cases} .$$

n 為在 μm 光波長下光導天線(發射端)的折射率

$\hbar\omega$ 為光能量

η_0 為自由空間的阻抗 (377Ω)

R 為光導天線 (發射端的反射率)

A 為光照射的區域面積 (發射端)

ϵ_0 為自由空間的介電常數

c 為真空中的光速

τ_d 為載子生命週期 (lifetime)

在式(2-5-6)中， F_s 為欲得到 $\frac{1}{2}$ (最大電場強度) 所需要的光強， C 為在遠場量測到的偏壓場。

所以由式(2-5-6)及 $E = \frac{j}{\sigma_0}$ ，我們可以得到

$$E_{rad}(peak) = \frac{j}{\sigma_0} = -CE_b \frac{F/F_s}{1+(F/F_s)}, \quad (2-5-7)$$

此即為我們實驗量測到的 THz 電場強度。

第三章、實驗方法及樣品設計

在第三章裡，將介紹本實驗所使用到的方法，包括：樣品的製作、光配向的照光系統，THz TDS 系統和 bolometer 量測裝置。

3-1 基板製作

3-1-1 清洗玻璃

清洗玻璃的目的在於潔淨玻璃，因為玻璃表面若是有微粒或汙漬附著，會使鍍膜時，無法將配向劑均勻附著在玻璃表面，清洗的步驟如下：

(1) 本實驗中所使用的基板為石英玻璃，用於以下兩種樣品製作：

i. 光配向液晶相位光柵：

製作光配向液晶相位光柵，因需配合光罩大小以及銅片電極之間距，玻璃基板的大小設計為 $25.0 \times 36.0 \text{ mm}^2$ 。

ii. 石英基板製作溝槽結構液晶相位光柵：

製作石英基板溝槽結構，液晶相位光柵所使用的樣品，需準備兩種不同大小的玻璃基板：

A. 先在石英玻璃上，鍍上兩面的ITO膜，其大小為 $20.0 \times 20.0 \text{ mm}^2$ 。

B. 另一種則是將石英玻璃當作間隙物(spacer)，玻璃的大小

為 $17.5 \times 20.0 \text{ mm}^2$ 。

- (2) 將玻璃放入於燒杯內，加入中性玻璃清潔劑，再加水蓋過玻璃，將燒杯放入超音波振盪器，以超音波振盪清洗 10 分鐘。
- (3) 使用清水將玻璃沖洗乾淨，避免中性清潔劑殘留於玻璃上，沖洗乾淨後放置於另一個乾燥的燒杯內。
- (4) 加入丙酮(Acetone)使丙酮蓋過玻璃，並將燒杯放入超音波振盪器，設定超音波振盪清洗 10 分鐘，且將丙酮回收以免汙染。
- (5) 加入甲醇(Methanol)到燒杯內，使甲醇蓋過玻璃，將燒杯放入超音波振盪器，設定超音波振盪清洗 10 分鐘，且將甲醇回收以免汙染。
- (6) 加入去離子水(D.I. water)到燒杯裡面，將燒杯放入超音波振盪器內，設定超音波振盪清洗 10 分鐘。
- (7) 使用氮氣吹乾，放入烤箱中烤乾水氣，冷卻備用。

3-1-2 鍍配向膜

利用旋轉塗佈機(spin coater)，均勻的將配向劑塗佈於玻璃表面，藉由控制旋轉的速度來固定配向膜的膜厚。鍍膜的步驟如下：

- (1) 本實驗所使用到的配向劑為 Nissan RN-1349、Nissan 130B、

DMOAP。其中，光配向的樣品配鍍 Nissan RN-1349、石英玻璃鍍有 ITO 膜將配鍍兩面 Nissan 130B、而石英玻璃作 spacer 使用的將配鍍 DMOAP，且 DMOAP 之鍍膜方式與 Nissan RN-1349 及 Nissan 130B 不太相同，其後敘述於步驟(8)-(11)。

- (2) 將配向劑由冰箱中取出，放置於防潮箱中，待其回溫到室溫後，再行使用。
- (3) 將石英玻璃放於旋轉塗佈機上。
- (4) 用微量滴管取配向劑滴數滴在石英玻璃上，旋轉分為兩步驟，條件分別為第一步 2000 rpm (15 sec)，第二步 4000 rpm (25 sec)。
- (5) 將玻璃取下平放於加熱板上軟烤 60°C，約 2 分鐘，使配向劑中的溶劑蒸發。
- (6) 將鍍好配向劑的玻璃放入已預熱高溫的烤箱中，硬烤一小時；Nissan RN-1349 配向劑的硬烤溫度為 250°C，Nissan 130B 則為 170°C。
- (7) 硬烤完成後，將玻璃取出放入培養皿中，冷卻備用。
- (8) DMOAP 之配鍍方式：將玻璃清洗完成後，也需要將 DMOAP 溶劑，放置於防潮箱中，待其回溫到室溫。
- (9) 需鍍於石英玻璃上之 DMOAP。其先配 DMOAP 溶劑、DI water、醋酸之體積比為 1：96：3。

- (10) 將玻璃置於配好比例的 DMOAP 溶劑中，再將燒杯放入超音波震盪器，設定超音波清洗 15 分鐘。
- (11) 將玻璃取出，用 DI water 沖洗，使用氮氣吹乾，放入烤箱中設定 100°C，設定烤箱時間 1.5 小時，冷卻備用。

3-2 液晶相位光柵樣品

3-2-1 光配向製作液晶相位光柵樣品

本實驗照光系統，如圖 3-1 所示。所使用以氙燈做為光源 (Newport Xenon arc lamp, model 6269) 進行光配向實驗，圖中的 liquid filter 目的是為了避免紅外線對樣品的影響。

進行光配向照光之前，將偏振片調整在 0°，我們使用光罩週期為 1800 μm 。線性偏振紫外光正向照射配向膜 30 min，液晶分子的排列方向會與紫外光偏振方向垂直。照射 30 min 後，樣品固定不動，再利用 3-D stage 平移光罩 900 μm ，並改變偏振片方向(90°)，利用線性偏振紫外光照射另一區域之配向膜 30 min。使相鄰兩區域液晶分子配向方向相互垂直，如圖 3-2 所示。

製作光配向的元件，需要先確定光配向使液晶排列的方向是否如預期。我們利用已確定配向方向之摩刷基板以及上述經過兩種不同偏

振方向的光，基板製作出多重區域配向的樣品，如圖 3-3 所示，放置在 cross polarizers 下，摩刷配向與其中一片偏振片同方向，此時摩刷配向與紫外光偏振方向垂直的區域為暗態。表示內部液晶分子為平行排列(anti-parallel)。另一區域摩刷配向與紫外光偏振方向平行，此區域為亮態。表示內部液晶分子為 TN (twist nematics)的排列。因此，我們可以確定光配向使液晶分子排列的方向與紫外光偏振方向垂直。

確定配向方向後，利用多重區域配向製作折射率週期性變化的液晶相位光柵相鄰兩區域液晶分子排列方向互相垂直，如圖 3-4 所示。由圖看出，相鄰區域之間有向錯線(disclination lines)，因為液晶排列為連續的變化，故在相鄰區域之間會有配向的缺陷(如圖 3-4 照片中透光的部份)。



此液晶相位光柵為利用液晶不同排列方向之不同折射率(n_o 及 n_e)，造成週期性相位變化的繞射效應。欲趨動液晶分子，使其改變區域間折射率的差異(Δn)，外加電壓之大小須大於液晶在液晶樣品內所需之臨界電壓，如式(2-3-11)：

$$V_c = \frac{\pi \times L}{d} \sqrt{\frac{K_2}{\epsilon_0 \times \epsilon_a}},$$

式中， d 為液晶相位光柵之厚度， L 為兩電極之間距， K_2 為液晶之彈性係數， ϵ_a 為dielectric anisotropy。經過估算，樣品的臨界電壓為 10.89V，而實驗外加電壓大小從 11.2V 到 76.5V，向列型液晶

DN-125262W(大立高子分公司)在兆赫波段下，折射係數：對尋常光(ordinary wave)及非尋常光(extraordinary wave)分別為 $n_o=1.566$ ， $n_e=1.741$ ，相對應 Δn 可調範圍 0.175~0(由光電所何宜貞同學量測)。利用厚度 1.0 mm的銅片作為間隙物，並且做為驅動液晶分子外加電場所需電極，製作完成一可電控光配向液晶相位光柵。

當外加電壓夠大時，液晶分子的排列會完全順著外加電場的方向，此時兆赫波經過液晶區域所造成的相位變化 $\delta(\theta)$ 可表示：

$$\delta(\theta) = \frac{2\pi f d}{c} n_{eff}(\theta), \quad (3-2-2)$$

式中， θ 為液晶分子與外加電壓的方向之夾角， d 為液晶相位光柵的厚度， f 為兆赫波之頻率， n_{eff} 為液晶之等效折射係數。

液晶之等效係數可以表示為：

$$n_{eff}(\theta) = \left(\frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (3-2-3)$$

3-2-2 石英溝槽結構液晶相位光柵製作

製作溝槽結構液晶相位光柵時，我們先將大小為 $20.0 \times 20.0 \text{ mm}^2$ 且兩面鍍有ITO(Indium Tin Oxide)的石英玻璃(工研院顯示中心提供)鍍上Nissan 130B再將其摩刷配向。另外，我們將大小為 $17.5 \times 20.0 \text{ mm}^2$ 的石英玻璃鍍上會使液晶排列垂直於表面的DMOAP。將此兩種經過

處理且尺寸不同的玻璃基板，交錯堆疊，形成溝槽結構，並將溝槽兩側接上導電膠帶當作電極。此液晶相位光柵單一層結構，如圖 3-5 所示。最後，用一片鍍有DMOAP，大小為 $21.0 \times 20.0 \text{ mm}^2$ 的石英玻璃做為樣品封蓋。完成石英溝槽結構液晶相位光柵，如圖 3-6 所示。

此光柵之結構是由石英基板所製成的，石英玻璃在兆赫波段下 (0.2~0.8 THz) 之折射係數為 1.95，溝槽結構之週期為 2.0 mm，寬度為 1.0 mm 與溝槽深度為 2.5 mm。並將上述之樣品灌入向列型液晶 E7(Merck)，E7 為正型的液晶，會順著外加電場方向排列。

此液晶相位光柵，是藉由液晶和石英玻璃的折射係數不同，產生的相位光柵。另外使用大小 $20.0 \times 20.0 \text{ mm}^2$ 且兩面鍍有ITO的石英玻璃基板和沒有鍍ITO的石英玻璃交錯堆疊製作一與樣品大小相同的參考樣品。

由單一結構分析得知：

當入射兆赫波(THz)，偏振態為水平方向偏振。當電壓從 0V 慢慢增加時，經過液晶分子(E7)之折射係數能夠從 n_o (1.58)；電壓開始大過於驅動電壓時 ($V > V_{th}$)，液晶的分子將會慢慢的順著電場的方向排列，慢慢的轉向 n_{eff} ，進而轉變成 n_e (1.71)，如圖 3-7 所示。且吸收為 κ_o (0.03) 到 κ_e (0.02)。假如外加電壓仍小於臨界電壓時，液晶分子排列將受到表面配向膜的控制不會有任何的改變。

液晶相位光柵之厚度為 d 與兩電極之間距 L 是相同，從式(2-3-10)

臨界電壓可寫成：

$$V_c = \pi \sqrt{\frac{K_3}{\epsilon_0 \epsilon_a}},$$

其中 K_3 為 bend 彈性能常數， ϵ_a 介電異方係數。根據理論臨界電壓，我們知道 $V_c = 1.16V$ ，但在實驗上，發現外加電壓需大於 15V，液晶才會開始轉動。推測可能是因為樣品邊界的四個表面都做了表面處理。因此，理論可能還需要再修正。本實驗我們最大外加電壓加至 90V。

3-3 量測系統介紹



我們使用兩種系統量測液晶相位光柵的繞射效應。一為用兆赫波 Time Domain Spectroscopy (TDS) 之系統量測液晶相位光柵 0-order 繞射頻譜，另外我們使用 bolometer 來偵測液晶相位光柵不同繞射位置之光強度。

3-3-1 兆赫波 Time Domain Spectroscopy 之系統

THz-TDS 之系統架構，如圖 3-8 所示。本實驗使用藍寶石超快鎖模雷射(Ti:sapphire Laser)經過一 BS 分光，分光後 pump beam 的 power 約 35mW，probe beam 的 power 約 50mW。光經由透鏡(放大倍率 40

倍，焦距 5mm) 聚焦在低溫生成砷化鎵光導偶極天線上(LT-GaAs)，當光脈衝重覆打在發射端的天線上時，會讓天線的半導體基板產生電子電洞對，在天線加上 5.0 kTHz 的交流偏壓訊號，電子電洞對會被偏壓加速，天線就會輻射出兆赫波(0.1 ~ 2.1 THz)。然後 THz 波會經過緊連天線的 Si lens，再經由拋物面金鏡收集之後，到達偵測端的 Si lens，再經由收集到偵測端天線。在偵測端天線，光脈衝重覆打在天線上，經由接在天線的鎖相放大器，以 5.0 kTHz 當作參考頻率(同在發射端天線所加偏壓的頻率)，來讀取電訊號，移動 Delay Stage 去改變 Probe beam 的光程，每移動一次 Delay Stage，可以取到一組訊號，如圖 3-9。



在經過多次移動 Delay Stage 之後，我們便可對整個 THz 訊號做掃描取樣。我們將步進馬達(Actuator)的控制器和鎖相放大器(Lock-in Amplifier)接在 GPIB 卡上，與電腦連接，經由程式去讀取訊號。由此便可將整個電脈衝在時域上的波形完整地描繪出來，圖 3-10 為取樣方法的原理。

我們使用的取樣方法是等效時間取樣法，利用這個方法可以對電脈衝訊號波形做完整的掃描。此種取樣法基本的要求是電脈衝訊號與光脈衝訊號必須同步，而且電脈衝訊號必須具有重覆性。其基本原理是假設電脈衝產生同時，由於電脈衝寬度較寬，且電脈衝與光脈衝同

步。若系統不變的情況下，光脈衝將會在時域上，一直出現在電訊號的同一點，如此我們將在鎖相放大器看到相同大小的訊號，若我們使電訊號與光訊號在時域上有一個延遲，則光脈衝將會打在電訊號的另外一點，鎖相放大器也將看到另一點訊號。如此不斷的改變，時域上的延遲，將可以掃出整個電脈衝的波形。而我們是利用空間上的移動 Delay，來造成時間上的延遲，假設空間上改變光程差的距離 ΔL ，將造成時間有 ΔT 的延遲，則兩者之間的關係如下：

$$\Delta T = \frac{\Delta L}{c} = \frac{2 \times \Delta D}{c} ,$$

其中 c 為光速， ΔD 為 Delay 所移動的距離。

偵測端天線的訊號接至鎖相放大器，提供放射端天線的訊號為一個交流的方波訊號(5 kTHz)，如此便可以給定：鎖相放大器一個參考頻率(5 kTHz)，然後便可以避開雷射之高雜訊頻域以及其他來源的訊號，以增加我們訊號量測的訊噪比(signal to noise ratio)。

3-3-2 Bolometer 系統裝置

由於 TDS 系統上天線的發射端與偵測端，必須固定在雷射光路上。所以我們使用 bolometer 來量測經過液晶相位光柵不同繞射位置，實驗系統架構如圖 3-11 所示。藍寶石超快鎖模雷射脈衝激發氧離子佈值砷化鎵(GaAs:O)光導偶極天線產生兆赫波幅射，我們使用

wire-grid 做為偏振片，確定兆赫波的偏振方向。並使用一金屬孔洞陣列 Metal Hole Array (MHA)，作為兆赫波濾波器，經過金屬孔洞陣列之兆赫波訊號將變成窄頻的訊號，中心頻率在 0.3 THz，頻寬約為 0.03 THz。單頻的兆赫波經過液晶相位光柵使用 bolometer 來偵測不同位置繞射訊號。

本實驗將會利用 wire-grid 改變入射兆赫波偏振方向(0° 和 45°)正向入射相位光柵，且在 bolometer 偵測前擺置檢偏器(0° 和 90°)，量測經過液晶相位光柵後，不同偏振狀態訊號強度。



第四章、實驗結果與分析

本章節的實驗結果與分析，將會把「可調制之電控式兆赫波液晶相位光柵」分成兩個主題作為探討：一是利用光配向製作液晶相位光柵，另一則是使用石英玻璃製作溝槽結構之液晶相位光柵。兩者皆在兆赫波段下，利用 TDS 系統量測 0-th order 不同頻率下的穿透率變化，和使用 bolometer 量測單一頻率下，0-th order 和 1-st order 繞射圖形。

4-1 光配向製作液晶相位光柵

(1) 兆赫波(THz) TDS 系統量測之結果：

利用光配向可製作多重區域配向的特性來製作液晶相位光柵，相位變化週期 $1800\mu\text{m}$ ，兩相鄰區域液晶排列方向互相垂直，一區域($900\mu\text{m}$)，液晶排列方向做平行於兆赫波偏振方向 (extraordinary wave)，相對於液晶折射率 n_e 。另一區域($900\mu\text{m}$)，液晶排列方向垂直於兆赫波偏振方向 (ordinary wave)，相對於液晶折射率 n_o 。藉由 THz TDS 系統，量測水平偏振兆赫波正向入射於液晶相位光柵，時域下解析穿透光訊號，如圖 4-1 所示。在未放樣品時，量測時域的訊號作為參考訊號，可以很明顯地觀察到兆赫波通過液

晶相位光柵，脈衝將會有所改變，但可調的效果有限。

使用THz TDS系統並將訊號純化及去除水氣(purge)情況下，量測 0-th order繞射在不同外加電壓下之頻率與穿透率實驗結果以及利用理論計算結果，如圖 4-2 所示。圖中所示之歸一化效率是對系統沒有放任何樣品的情況下做歸一。圖中顯示出在THz波段下，增加外加電壓來驅動液晶分子轉動，可使原先液晶折射係數為 n_o 的區域，調制成 n_{eff} ，最後至 n_e ；另一區域液晶折射係數固定為 n_e ，表示相鄰區域之 $\Delta n(=n_e-n_{eff})$ ，隨著電壓增加而變小。

利用式(2-3-11)可預測臨界電壓：

$$V_c = \frac{\pi \times L}{d} \sqrt{\frac{K_2}{\epsilon_0 \epsilon_a}}$$



式中， $d(=1.043 \text{ mm})$ 為液晶相位光柵的厚度， $L(=16.60 \text{ mm})$ 為兩電極之間的間距， $K_2(=6.0 \times 10^{-12} \text{ N})$ 為液晶的彈性係數， ϵ_a 為介電異方係數。

外加電壓須大於臨界電壓才可以趨動液晶分子。經過計算，臨界電壓為 $10.89V_{rms}$ ，在實驗中外加電壓大小從 11.2V到 76.5V，向列型液晶DN-125262 在THz波段的折射係數： $n_o = 1.566$ ， $n_e = 1.741$ ， Δn 可調的範圍(=0.175~0)。實驗所得結果和理論計算有相同的趨勢，會發現隨著電壓慢慢增大時，0-th order在不同頻率下的穿透訊號強度會有上升的趨勢。但因為光配向為弱配向，我們所使

用的液晶層厚度只可達到 1000 μm ，光程差(Δnd)調變效果有限，導致 0-th order繞射結果穿透光調變效果甚小。

由於實驗室有製作石英溝槽結構的液晶相位光柵的經驗，利用外加磁場來改變液晶的折射係數，得知液晶層厚度 2500 μm 時，繞射的調變效果較顯著。故本實驗製作電控式石英溝槽結構的液晶相位光柵，利用外加電壓來改變液晶的折射係數，也利用強配向的方式(摩刷配向與 DMOAP)，使配向的液晶層厚度達 2500 μm ，使相位的調變效果較顯著。



4-2 石英基板製作溝槽結構液晶相位光柵

(1) 兆赫波 TDS 系統量測之結果：

石英基板製作成溝槽結構，是利用表面配向使液晶沒有外加場的情況在溝槽內可整齊排列，未加電壓時水平偏振兆赫波正向入射於溝槽結構的液晶相位光柵元件，兆赫波通過液晶分子的區域之折射率為 $n_o(1.586)$ 、通過石英玻璃區域為折射率 $n_g(1.95)$ 。隨著外加電壓的增加，驅動液晶分子，使液晶折射係數會由原先的折射率 n_o 慢慢轉成 n_{eff} ，最後折射率全部轉為 $n_e(1.715)$ ；另一區域則固定為石英玻璃的折射率 n_g ，表示相鄰區域之 Δn 隨著電壓增加而變小。我們THz

系統 0.3 THz 有較強的訊號，因此我們設計液晶相位光柵之週期 2.0 mm，寬度為 1.0 mm，深度為 2.5 mm。如此設計對 0.3 THz，液晶區域與石英玻璃之間的相位差，可在 π 與 2π 之間轉換。

外加電壓之大小須大於液晶在液晶樣品內所需臨界電壓，如式 (2-3-11)：

$$V_c = \frac{\pi \times L}{d} \sqrt{\frac{K_3}{\epsilon_0 \epsilon_a}}$$

式中， d 為液晶相位光柵的厚度，與 $L (= 1.0 \text{ mm})$ 為兩電極之間距相同， $K_3 (= 6.0 \times 10^{-12} \text{ N})$ 為液晶的彈性係數， ϵ_a 為介電異方係數。得知臨界電壓為 $V_c = 1.16 \text{ (V)}$ ，量測 0-th order 不同電壓下，繞射頻率與穿透率關係，如圖 4-3 所示。圖中顯示出隨著電壓的改變，穿透率沒有任何的調變效果。

我們也試著古典繞射理論來分析上述實驗的情形，理論預測相位光柵頻域上穿透訊號調變效果，如圖 4-4 所示。古典繞射理論發現改變液晶的折射係數 (n_e 、 n_o)，頻譜上的穿透率會有明顯地調變。在實驗上，我們嘗試增大外加電壓，發現外加電壓大於 $15V_{\text{rms}}$ ，液晶排列會開始改變。推測其可能的原因，在配向時，液晶層四面邊界都經過配向處理，與傳統液晶樣品只有做兩面表面處理，以至於需要更大的電壓才可以改變液晶排列方向。

實驗中改變外加電壓，在 THz-TDS 系統下，量測液晶相位光

柵對兆赫波時域訊號調變之結果，如圖 4-5。我們將與石英基板堆疊的參考樣品相比較，明顯地觀察到兆赫波通過液晶相位光柵，脈衝將會有所改變。

經過傅立葉轉換，我們可以得到此液晶相位光柵在零階繞射，不同外加電壓下，頻譜上繞射強度的變化，如圖 4-6 所示。我們也將與石英玻璃基板堆疊參考樣品與石英塊材做參考樣品比較，如圖 4-7 所示。圖中都顯示出實驗所得到的穿透率變化和理論分析的趨勢相同，以石英玻璃基板堆疊參考樣品，根據我們的樣品設計，當外加電壓為 0V 時，液晶折射率為 n_o 時，對於 0.3 THz，相鄰兩區域之相位差 2π 。此時零階的繞射效率較大，其繞射強度為 0.939；當外加電壓為 90V 時，液晶折射率為 n_e 時，對於 0.3 THz，相鄰兩區域之相位差 π 。此時零階的繞射效率較小，其繞射強度為 0.113。與理論相比較發現，在 0.3~0.4 THz，液晶折射率接近 n_o 時，實驗上所得的繞射強度比理論值大。其可能的原因，在理論計算上，可能未考慮 ITO 的效應。

為了探討 ITO 膜的影響，我們將鍍有 ITO 石英玻璃堆疊的參考樣品與相同大小的石英塊材做比較。兆赫波經過參考樣品與石英塊材頻譜上的穿透率，如圖 4-8 所示。我們發現通過石英塊材的兆赫波訊號，在 0.3~0.4 THz 會有較強的穿透訊號，但經過鍍有 ITO 膜

的參考樣品，在 0.3~0.4 THz 的穿透訊號會明顯變小。因此，液晶相位光柵對參考樣品作歸一化後，穿透率在 0.3~0.4 THz 會較理論值大，甚至有大於 1 的情況。

(2) 利用 bolometer 量測繞射之結果：

我們利用 bolometer 測量水平偏振單一頻率(0.3 THz)下的繞射圖像，如圖 4-9 所示。由圖中可看出一階繞射最大值的位置出現在 $\theta = 30^\circ$ 處。與光柵理論 $\Lambda \sin\theta = m\lambda$ ，預期之位置相符合。 Λ 表示光柵之週期為 2.0 mm，0.3 THz 之波長為 1.0 mm。

當外加電壓為 $0V_{\text{rms}}$ 時，液晶的折射係數為 n_o ，此時液晶與石英基板相鄰區域相位差為 2π 。零階的繞射效率最大，一階的繞射效率最小，其繞射強度分別為 0.62，0.06。當外加電壓漸漸增加，液晶的折射係數由原先的 n_o 變成 n_{eff} ，最後轉成 n_e ，在此過程中，零階繞射強度漸漸變小，而一階的繞射強度漸漸變大。當外加電壓為 $90V_{\text{rms}}$ 時，液晶折射率為 n_e ，此時液晶與石英基板相鄰區域相位差為 π 。零階的繞射效率最小，一階的繞射效率最大，其繞射強度分別為 0.22，0.25。

我們將實驗的結果與繞射理論預測結果相比較，由於 bolometer 偵測端的大小會造成 $\pm 3^\circ$ 偏差，所以我們也對式(2-1-4)做修正：

$I'(\theta) = \int_{\theta-3}^{\theta+3} I(\theta)d\theta$ 。我們所得實驗結果與修正後的理論結果相符，如圖 4-10。在零階與一階繞射位置此液晶相位光柵可作為兆赫波之分光儀。分光比率可由 10:1 調制 1:1。對於積分過後的數值做偵測端圓形接收的修正，且與原始數據、與積分修正過的結果相比較，如圖 4-11 所示。

調整偏振片改變單頻兆赫波(0.3 THz)偏振方向，與水平夾 45° ，並利用檢偏器調整。經過繞射的兆赫波偏振方向為水平或鉛垂方向(0° or 90°)，如圖 4-12 所示。當檢偏器為 0° ，外加電壓為 $0V_{\text{rms}}$ 時，零階繞射位置訊號最大，表示水平偏振方向之兆赫波主要傳到零階位置處。當電壓漸漸增加，零階訊號漸漸變小，一階訊號漸漸變大。當外加電壓為 $90V_{\text{rms}}$ 時，零階與一階繞射位置的訊號大小相等。當檢偏器為 90° 時，我們發現在任何電壓下量測得到繞射訊號幾乎為零，如圖 4-13 所示。表示 ITO 膜會屏蔽此方向的兆赫波，類似 wire-grid 偏振片的效果。

為了證實本實驗 ITO 膜會屏蔽此方向的兆赫波，利用鍍有 ITO 膜石英玻璃堆疊的參考樣品量測零階與一階繞射位置的訊號，發現當檢偏器 90° 時，量測得到繞射訊號幾乎為零，如圖 4-14 所示。

第五章 結論與未來展望

根據本實驗室「磁控式兆赫波液晶相位光柵」經驗，有明顯地調變兆赫波效果。且使用電壓控制元件使實驗比較容易操控。本文成功提出可調制電控式兆赫波段下液晶相位光柵，利用紫外光配向方法，製作多重區域(multi-domain)液晶相位光柵結構及石英基板溝槽結構電控式之兆赫波液晶相位光柵。此相位光柵的繞射效果，可以利用外加電場來改變液晶之折射係數已進行調制的效果。

此液晶相位光柵對 0-th order 繞射頻譜的穿透率有明顯調變效果。對單一頻率的兆赫波(0.3 THz)，在 0-th order 及 1-st order 繞射位置，此液晶相位光柵可做為分光比例可調變的分光儀，其調變比例可由 10 : 1 調變成 1 : 1。我們也發現電極 ITO 膜有類似 wire-grid 之偏振片效應。

我們以有限週期古典繞射理論來計算可得： n_o 零階繞射效率 0.42，一階繞射效率 0.05； n_e 零階繞射效率 0.09，一階繞射效率 0.26。且計算過無限週期的情況 n_o 零階繞射效率 0.95，一階繞射效率 0.02。但此計算未考慮液晶吸收係數情況[11]。

未來展望，希望能對 ITO 膜的影響做探討。且我們也將會試著此液晶相位光柵做更多的應用：如 beam steering 等，討論電控式調制的效果。

參考文獻

- [1] E. Hecht, *Optics* (Addison Wesley).
- [2] Hirohisa Kawamoto, Fellow, *IEEE*, Vol. 90, 460 (2002).
- [3] Shin-Tson Wu, Uzi Efron, and LaVerne D. and Hess, *Appl. Phys. Lett.* Vol. 44, 1033 (1984).
- [4] A. Filin, M. Stowe, and R. Kersting, *Opt. Lett.*, Vol. 26, 2008 (2001).
- [5] A. Boh Ruffin, Joan Decker, Laurent Sanchez-Palencia, Lénaïc Le Hors, John F. Whitaker, Theidire B. Norris, and J. V. Rudd, *Opt. Lett.*, Vol. 26, 681 (2001).
- [6] Hsin-Ying Wu, Cho-Fan Hsieh, Tsung-Ta Tang, Ru-Pin Pan, and Ci-Ling Pan, *IEEE Photonic Technology Letters*, Vol. 18, 1488 (2006).
- [7] Chao-Yuan Chen, Cho-Fan Hsieh, Yea-Feng Lin, Ci-Ling Pan, and Ru-Pin Pan, *Applied Physics Letters*, Vol. 88, 101107 (2006).
- [8] C. V. Brown, Em. E. Kriezis, and S. J. Elston, *Journal of Applied Physics*, Vol. 91, 3495 (2002).
- [9] Fuzi Yang and J. R. Sambles, *Applied Physics Letters*, Vol. 85, 2041, (2004).
- [10] Fumiaki Miyamaru and Masanori Hangyo, *Applied Physics Letters*, Vol. 84, 2742, (2004).
- [11] Joseph W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, 2nd ed., (1996).
- [12] Jae-Hong Park, Chang-Jae Yu, Jinyool Kim, Sung-Yeop Chung, and Sin-Doo Lee, *Applied Physics Letters*, Vol. 83, 1918, (2003).
- [13] P. G. de Gennes and J. Prost, *The Physics of Liquid Crystals*, (1993).
- [14] 松本正一, 角田市良, 液晶之基礎與應用.
- [15] Dongfeng Liu, and Jiayin Qin, *Appl. Optics*, Vol. 42, 3678, (2003).

[16] P. K. Benicewicz, J. P. Roberts, and A. J. Taylor, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 11, pp.2533, (1994).

[17] David K. Cheng, *Field and Wave Electromagnetics*, 2nd Ed., Addison-Wesley, (1989).

[18] Justin T. Darrow, Xi Cheng Zhang, and David H. Auston, Fellow, IEEE and Jeffrey D. Morse, *IEEE Journal of Quantum electronics*, Vol. 28, 1607, (1992).



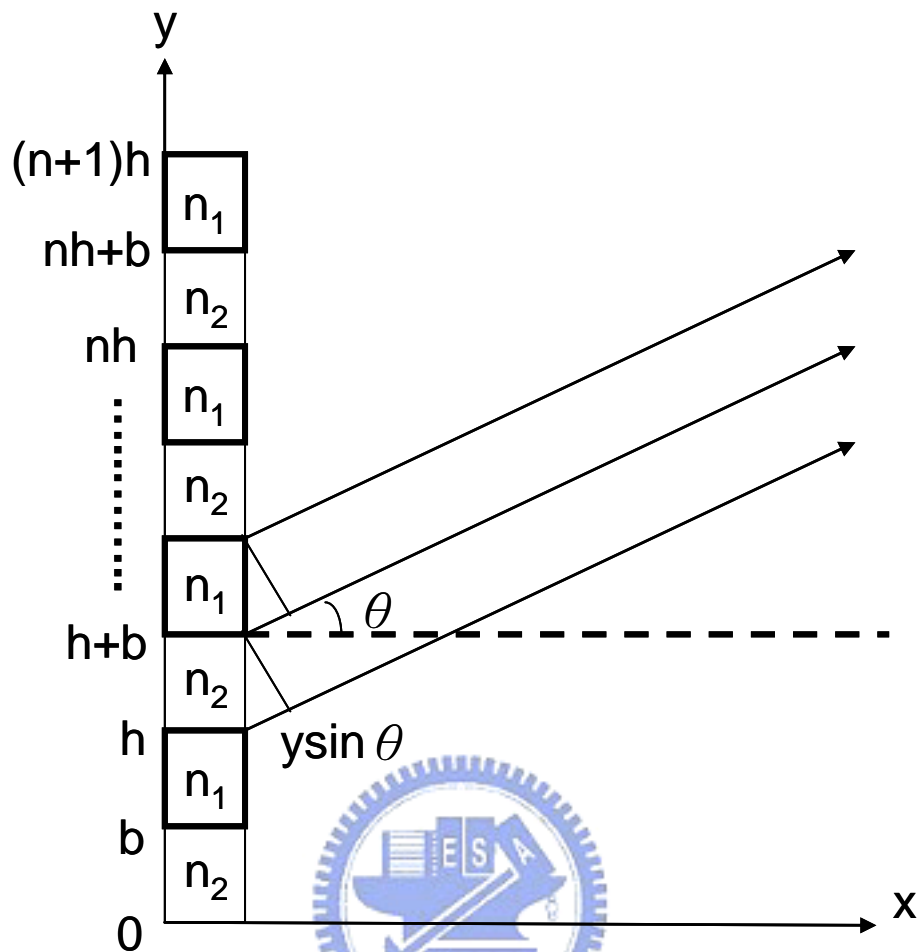


圖 2-1 相位光柵之示意圖。

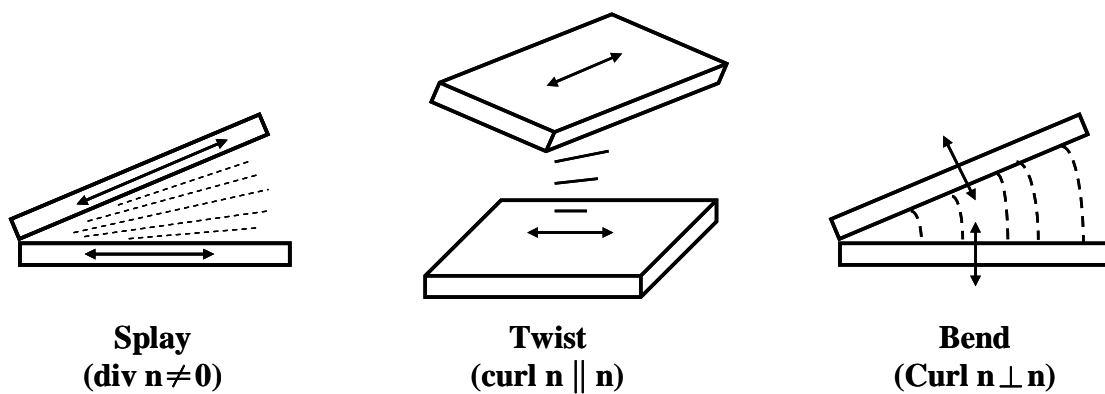


圖 2-2 液晶的三種基本形變能變化。

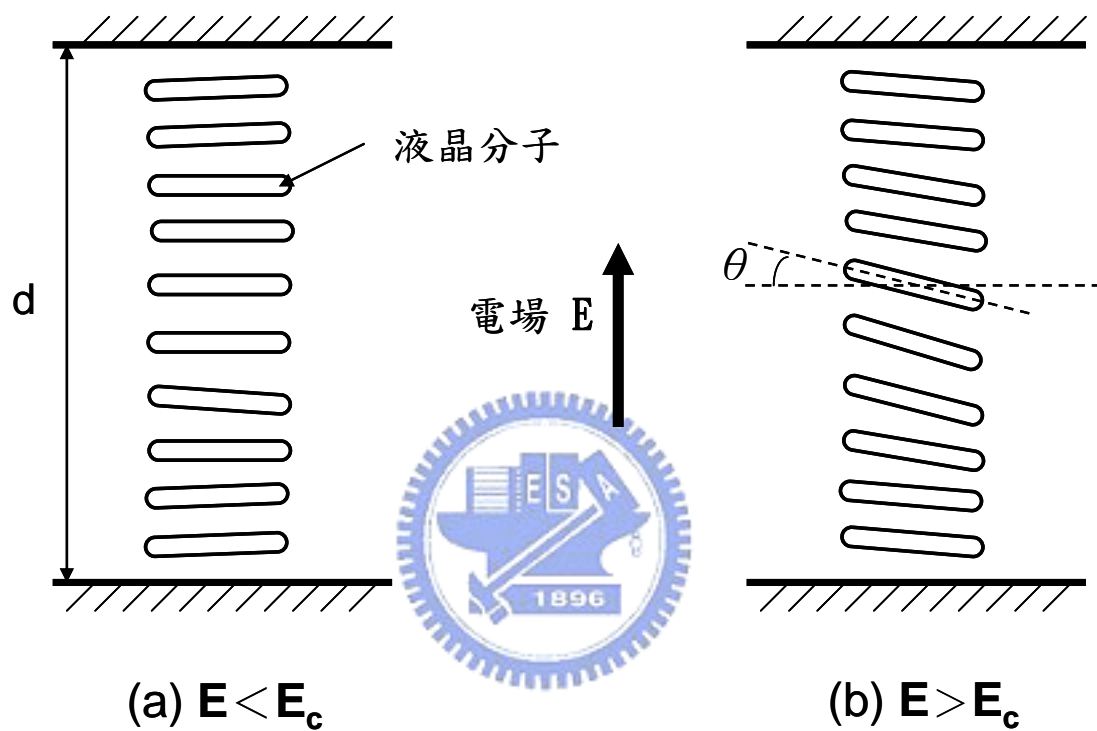


圖 2-3 外加電場造成液晶分子排列變化 (Fréedericksz Transition)。

(a)為驅動電場小於臨界電場時，(b)為驅動電場大於臨界電場。

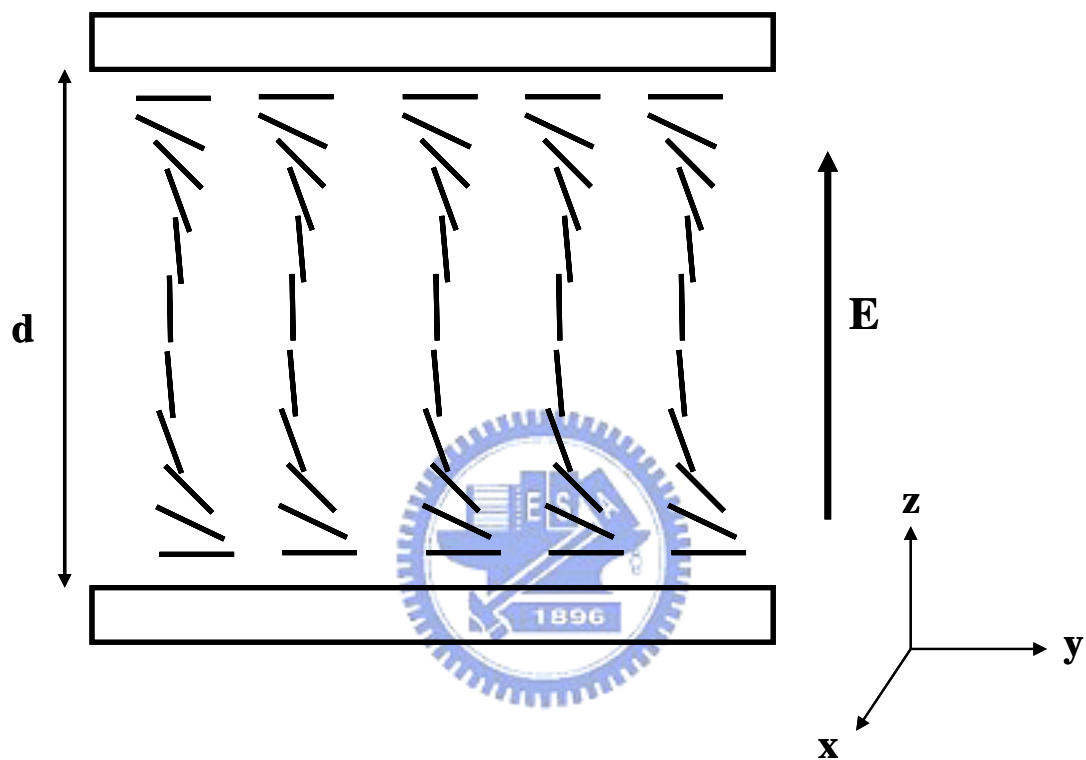


圖 2-4 The case 1 of the Fréedericksz Transition ◦

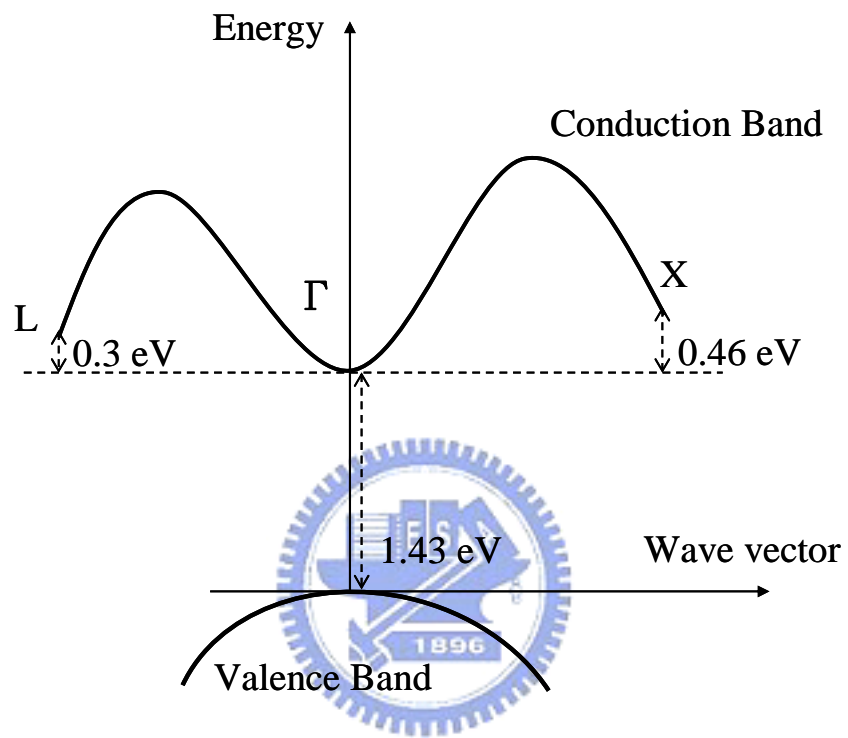


圖 2-5 GaAs 能隙圖。

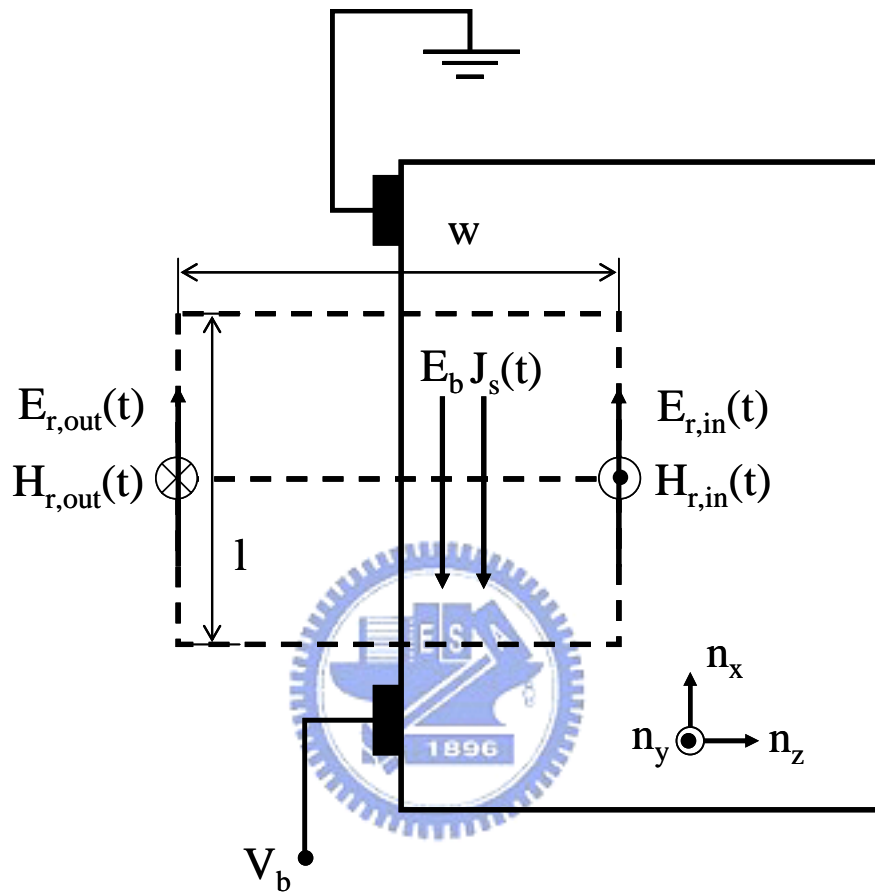


圖 2-6 光電流示意圖。

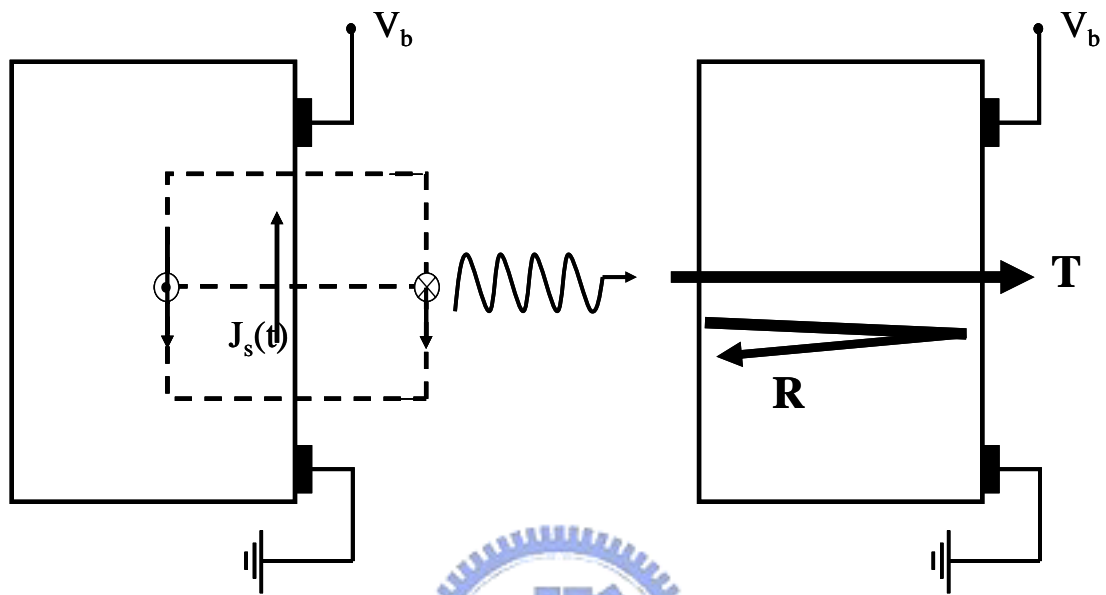


圖 2-7 THz 偵測端的反射訊號。



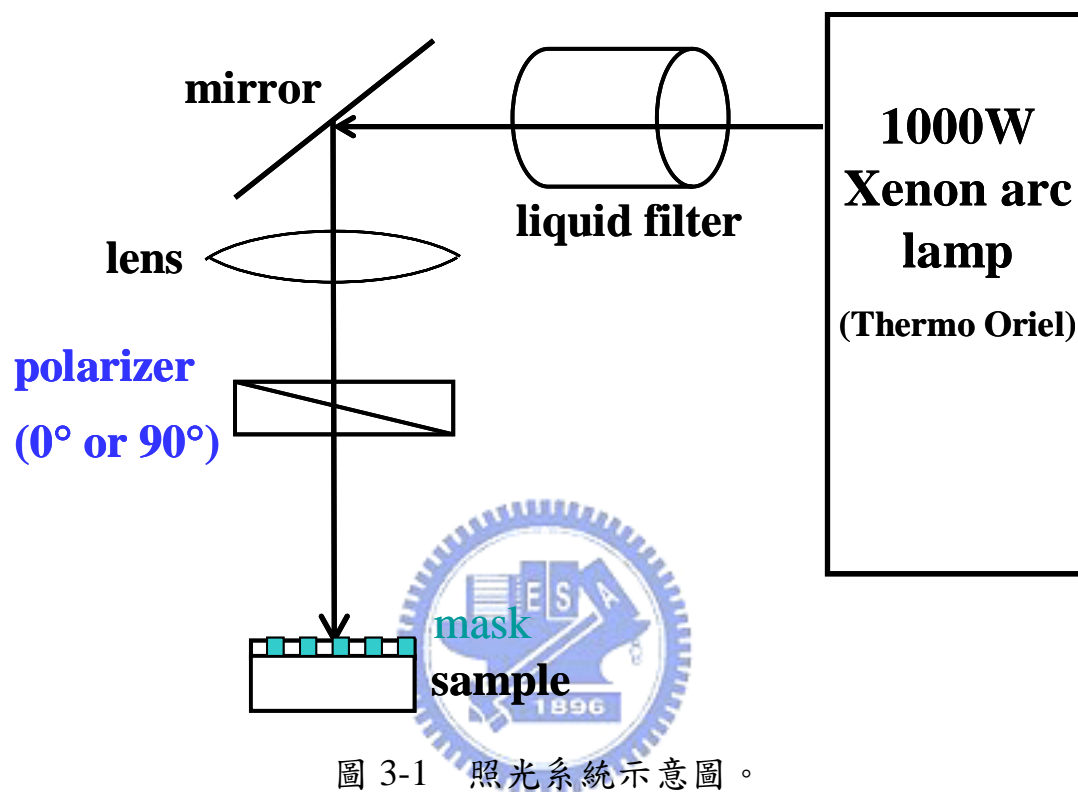
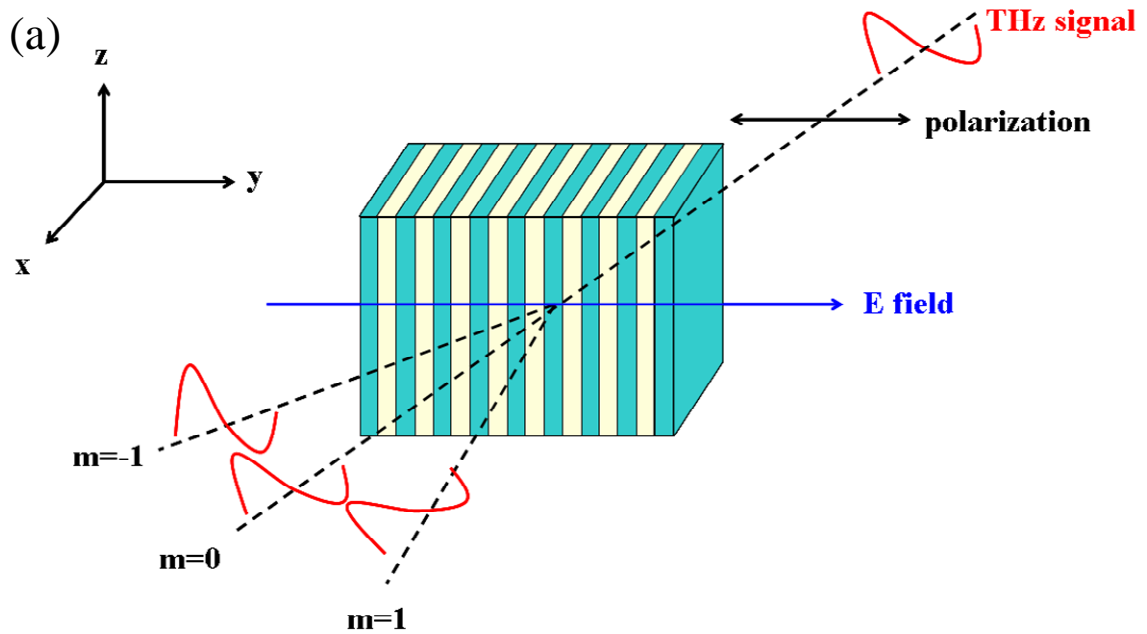


圖 3-1 照光系統示意圖。



(b) Top view :

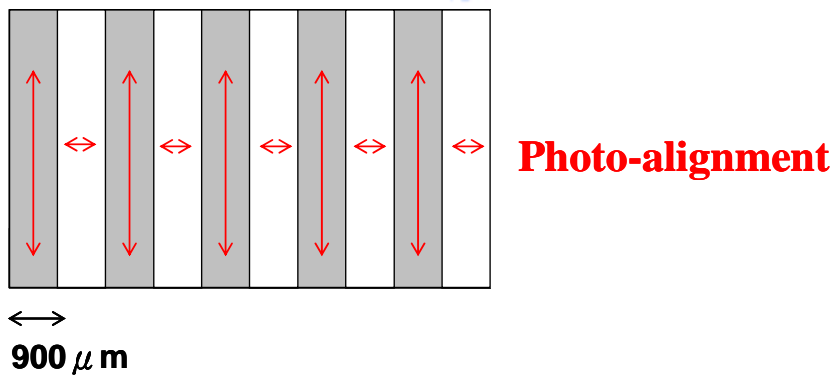


圖 3-2 光配向製作液晶相位光柵。(a)兆赫波入射與液晶相位光柵示意圖；(b)光配向液晶相位光柵結構圖。箭號方向表示該區域配向方向。

Rubbing direction

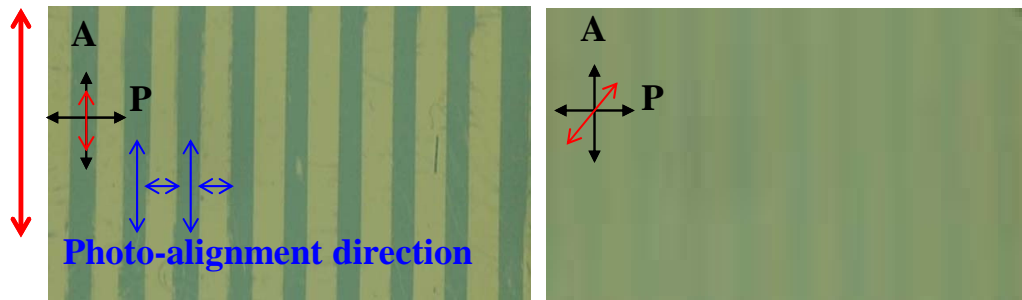


圖 3-3 確定光配向之配向方向。

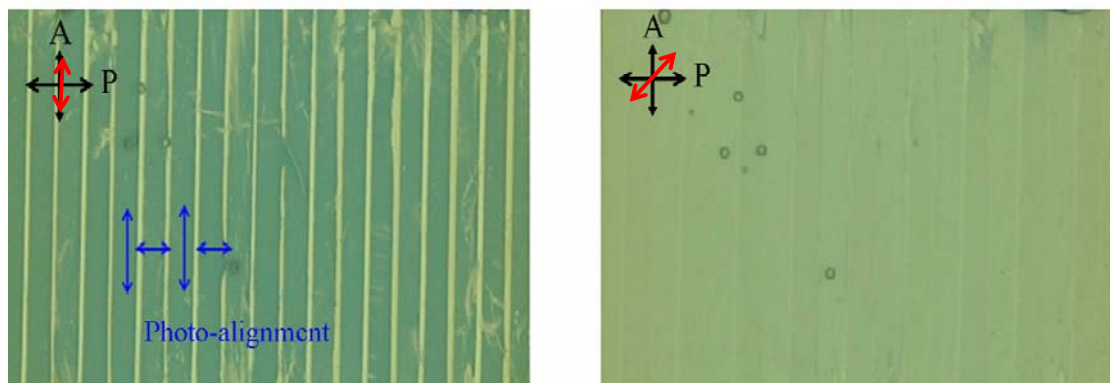


圖 3-4 光配向製作液晶相位光柵樣品。

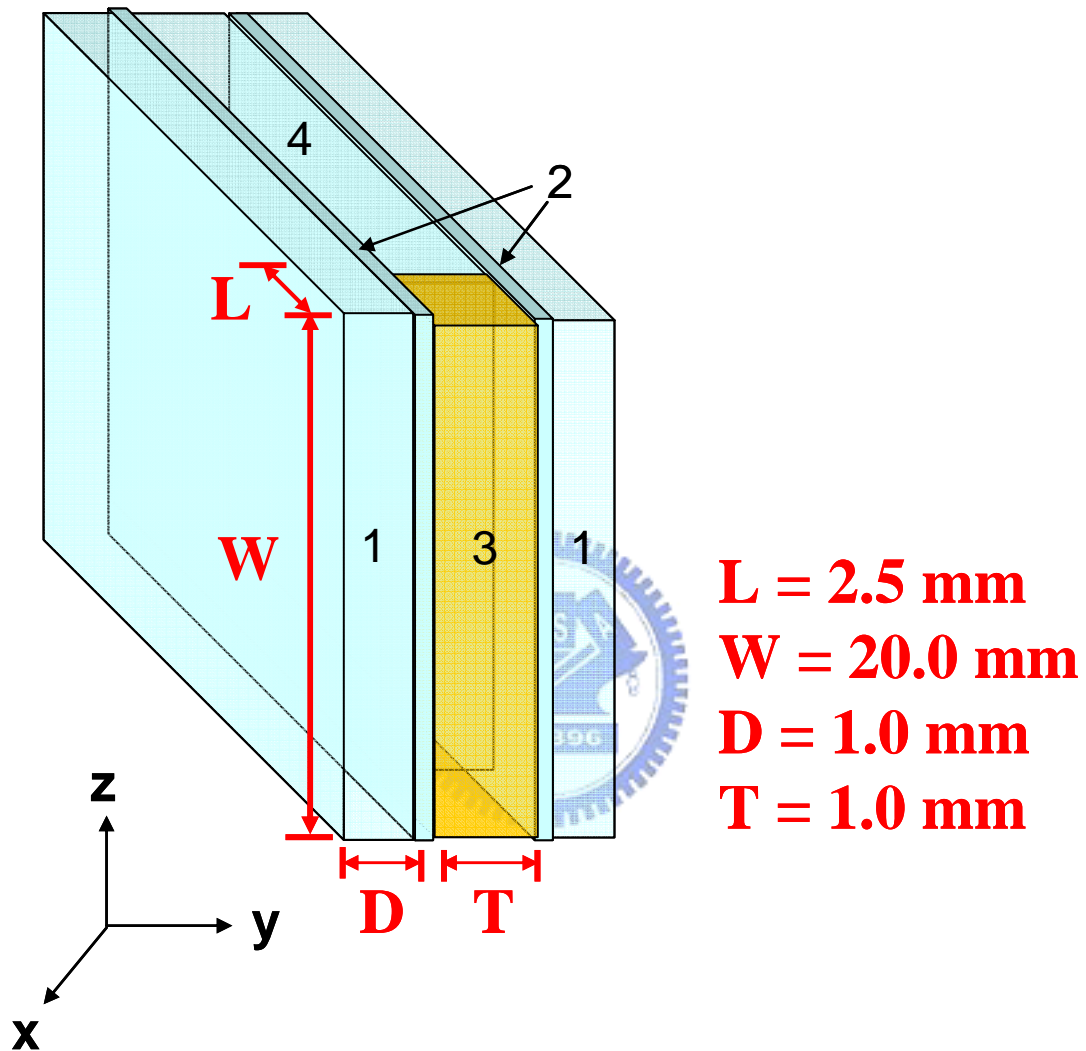


圖 3-5 石英溝槽結構液晶相位光柵單一結構圖。1 表示鍍有 ITO 的石英基板，2 表示 Nissan 130B 配向膜，3 表示向列型液晶(E7)，4 表示鍍有 DMOAP 的石英基板。

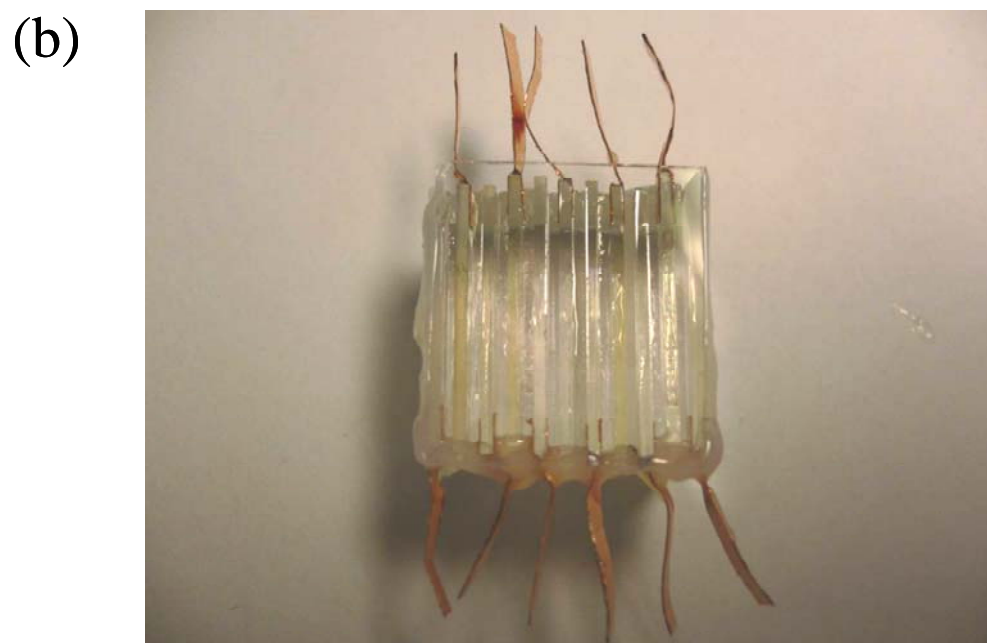
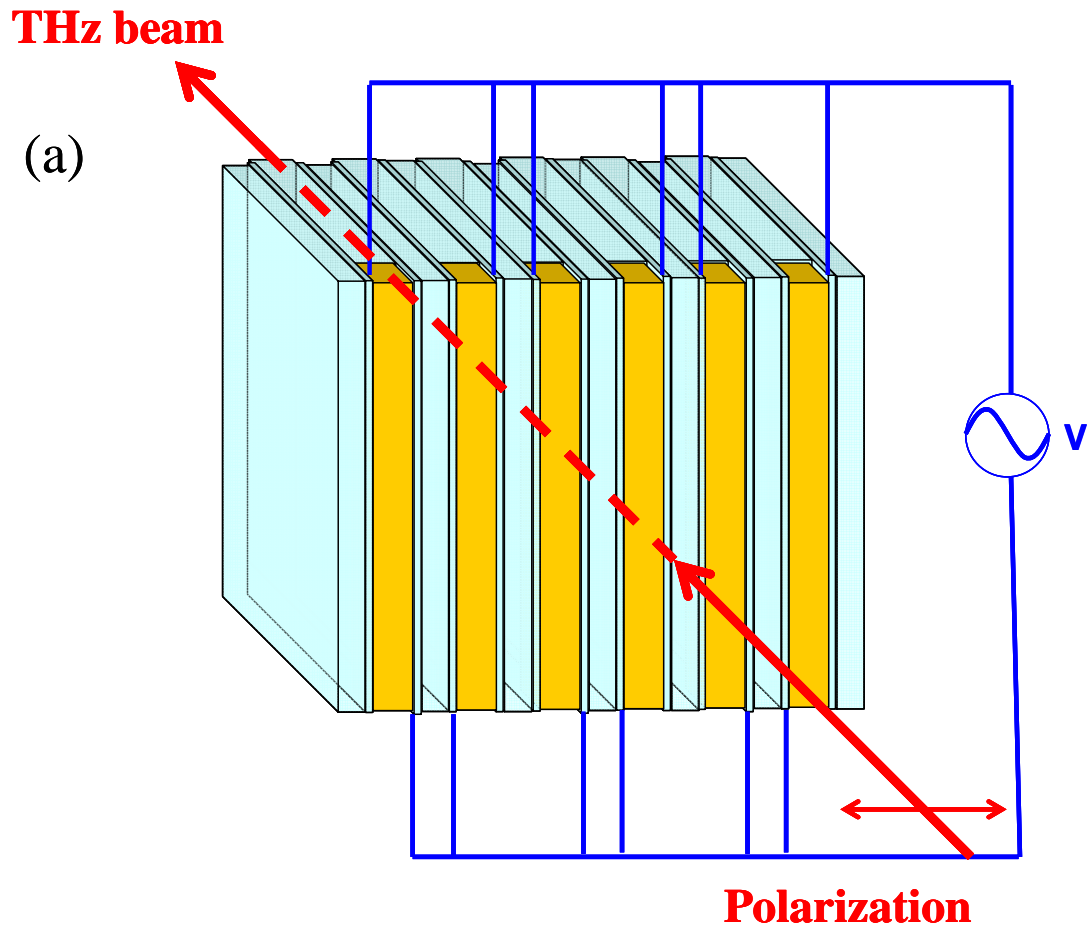


圖 3-6 石英溝槽結構液晶相位光柵。(a)石英溝槽結構液晶相位光柵與兆赫波入射示意圖；(b)石英溝槽結構液晶相位光柵樣品照片。

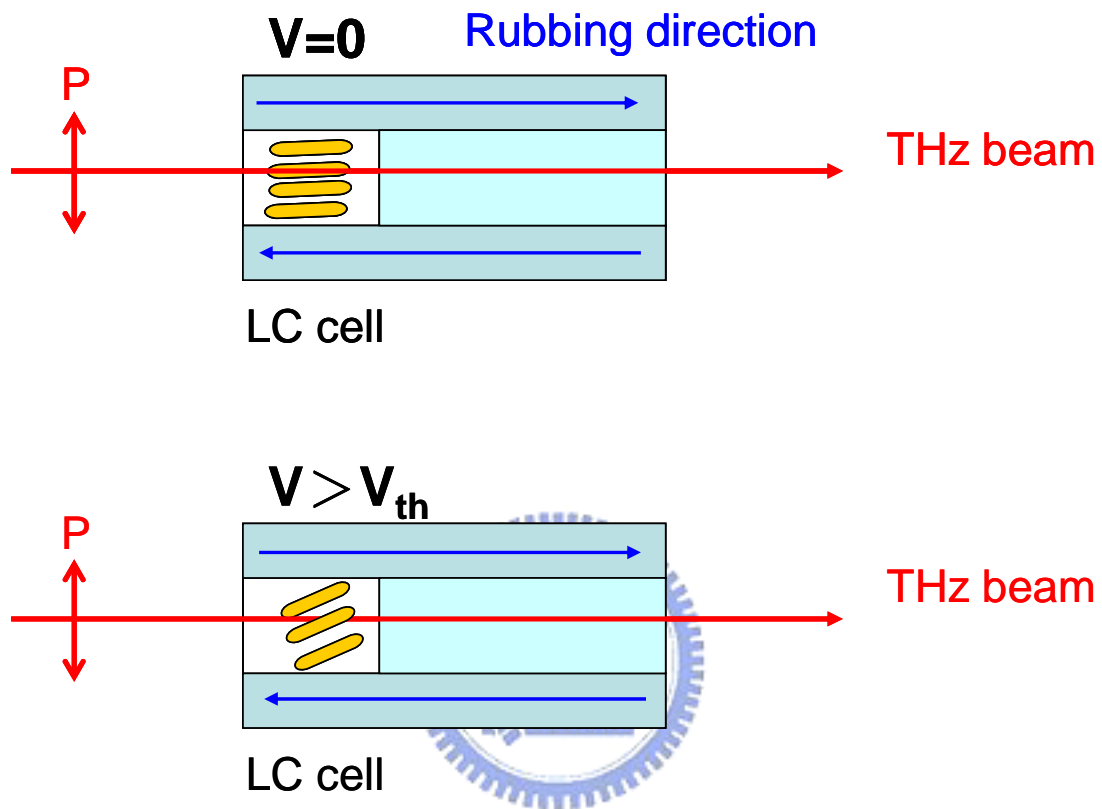


圖 3-7 單一結構之液晶分子驅動關係圖。(a) $V=0$ ，液晶分子受表面配向膜控制不影響；(b) $V > V_{th}$ ，液晶分子開始受驅動電壓之影響排列。

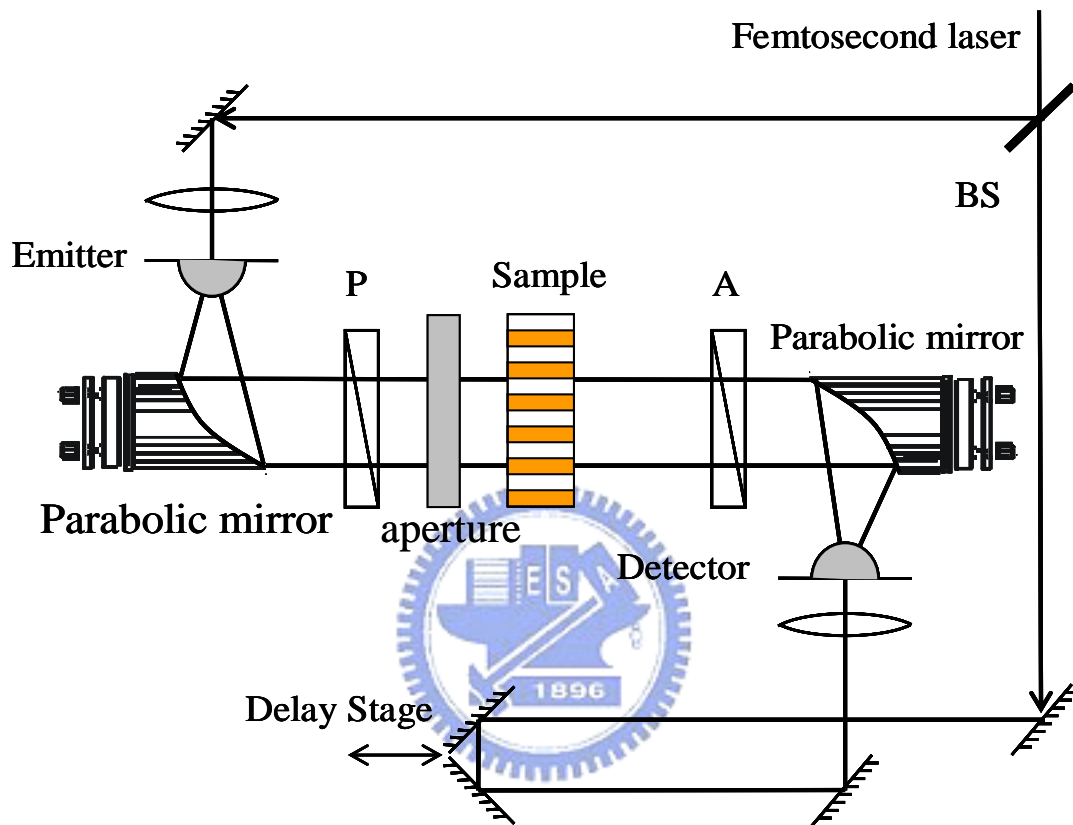


圖 3-8 THz Time Domain Spectroscopy (TDS)之系統架構圖。

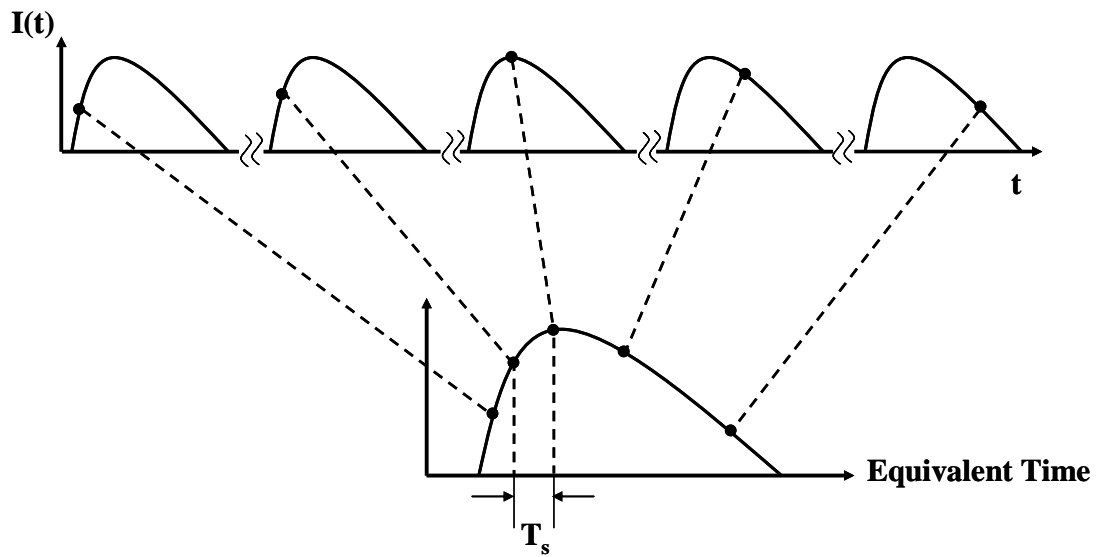


圖 3-9 系統取樣示意圖。

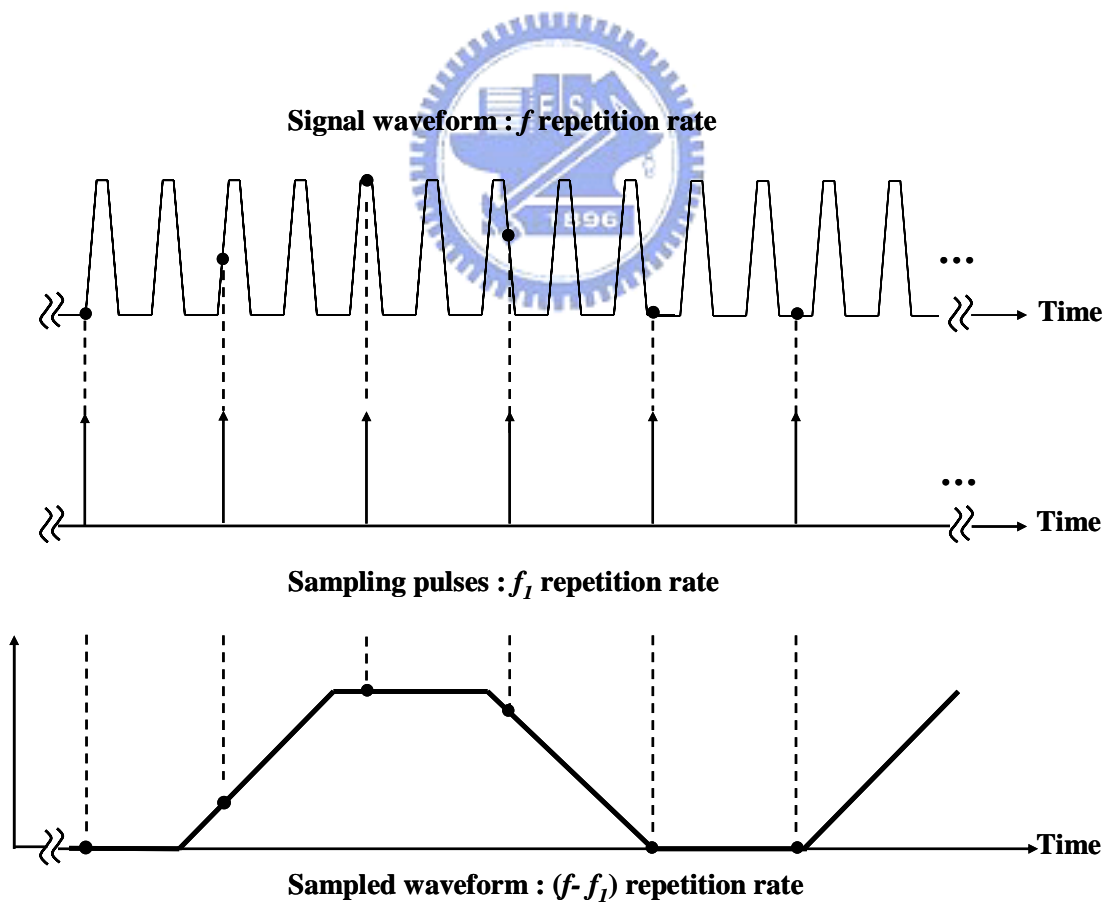


圖 3-10 THz 取樣原理圖。

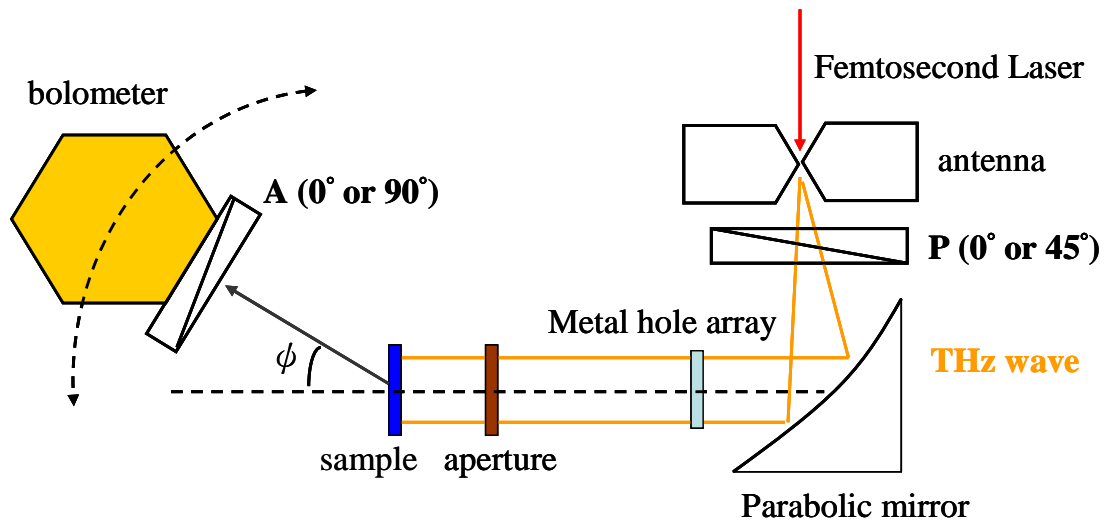


圖 3-11 Bolometer 系統裝置圖。



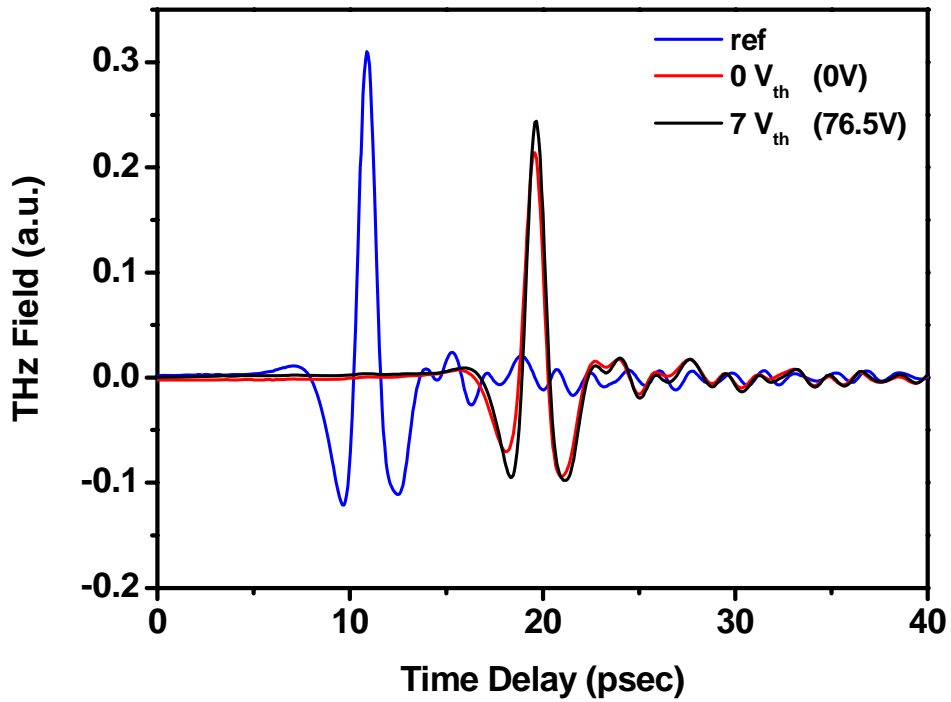


圖 4-1 THz 在時域上量測訊號，波形經相位光柵後有所改變。

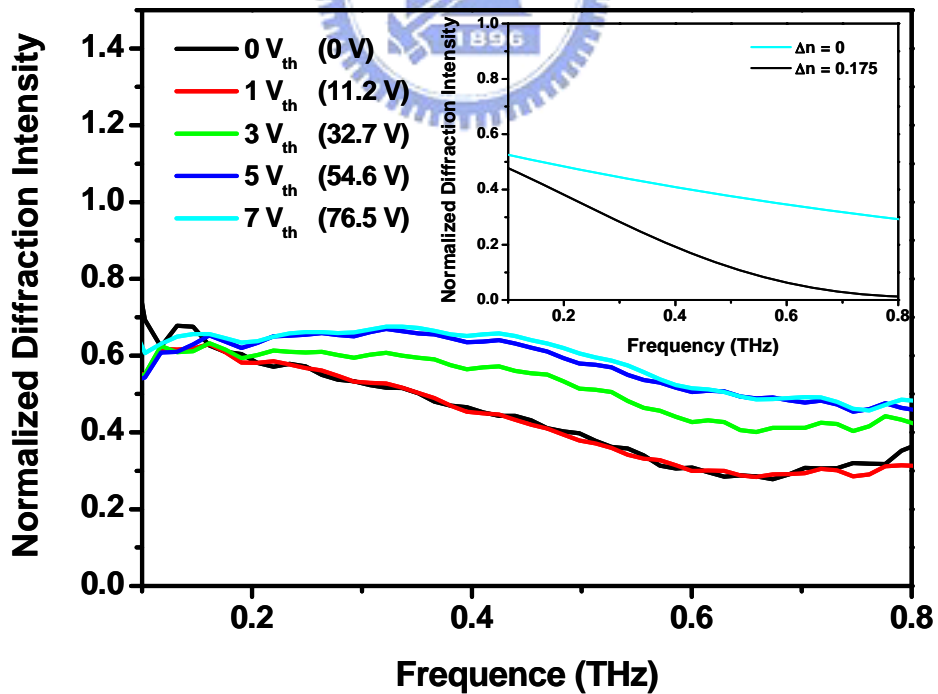


圖 4-2 光配向製作液晶相位光柵。量測不同電壓 0-th order 繞射之頻率與穿透率變化實驗與理論關係。

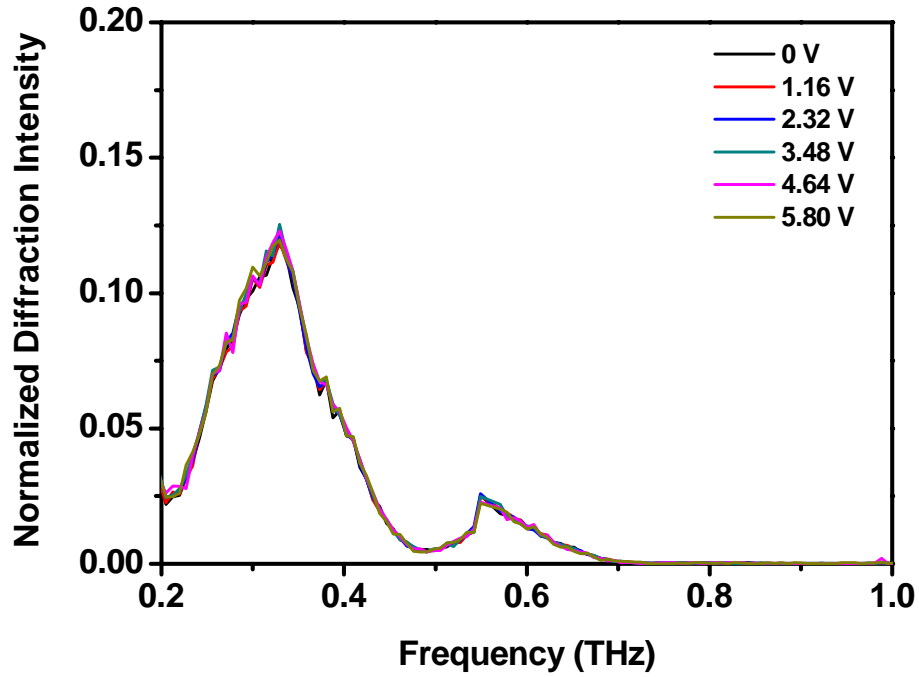


圖 4-3 石英溝槽結構液晶相位光柵。量測 0-th order 繞射結果在不同電壓下頻率與穿透率實驗關係圖。

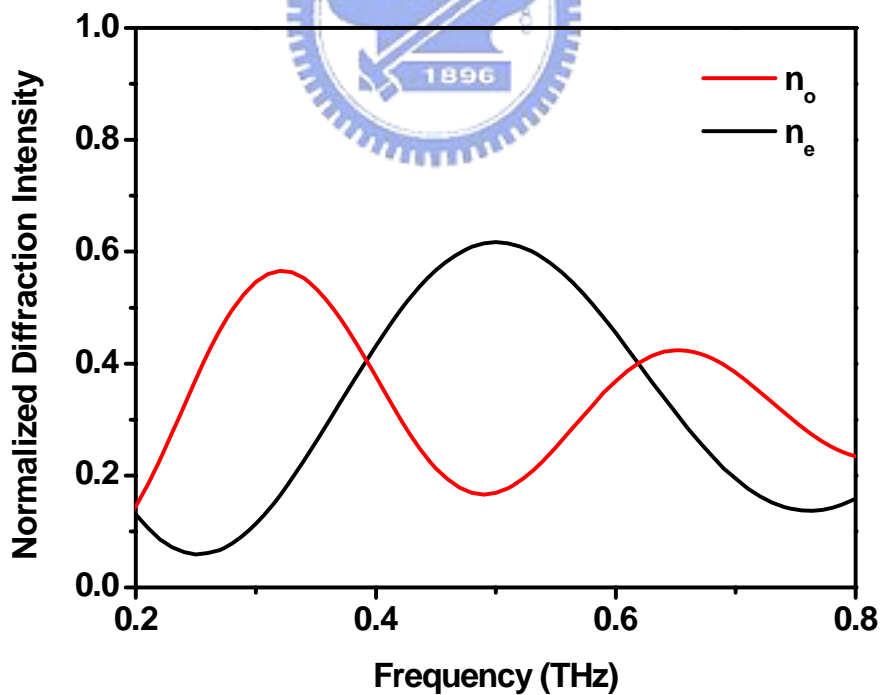


圖 4-4 石英溝槽結構製作成液晶相位光柵。0-th order 繞射結果之頻率與穿透率理論關係圖。

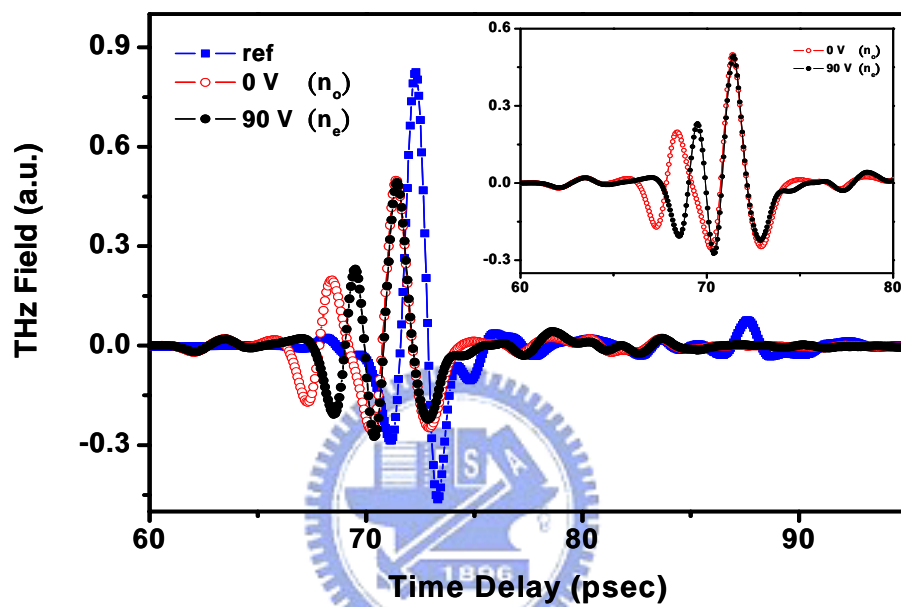


圖 4-5 THz 在時域上量測到訊號，波形經相位光柵後，有所改變。

右上方小圖為，兆赫波波形在不同電壓下情況。

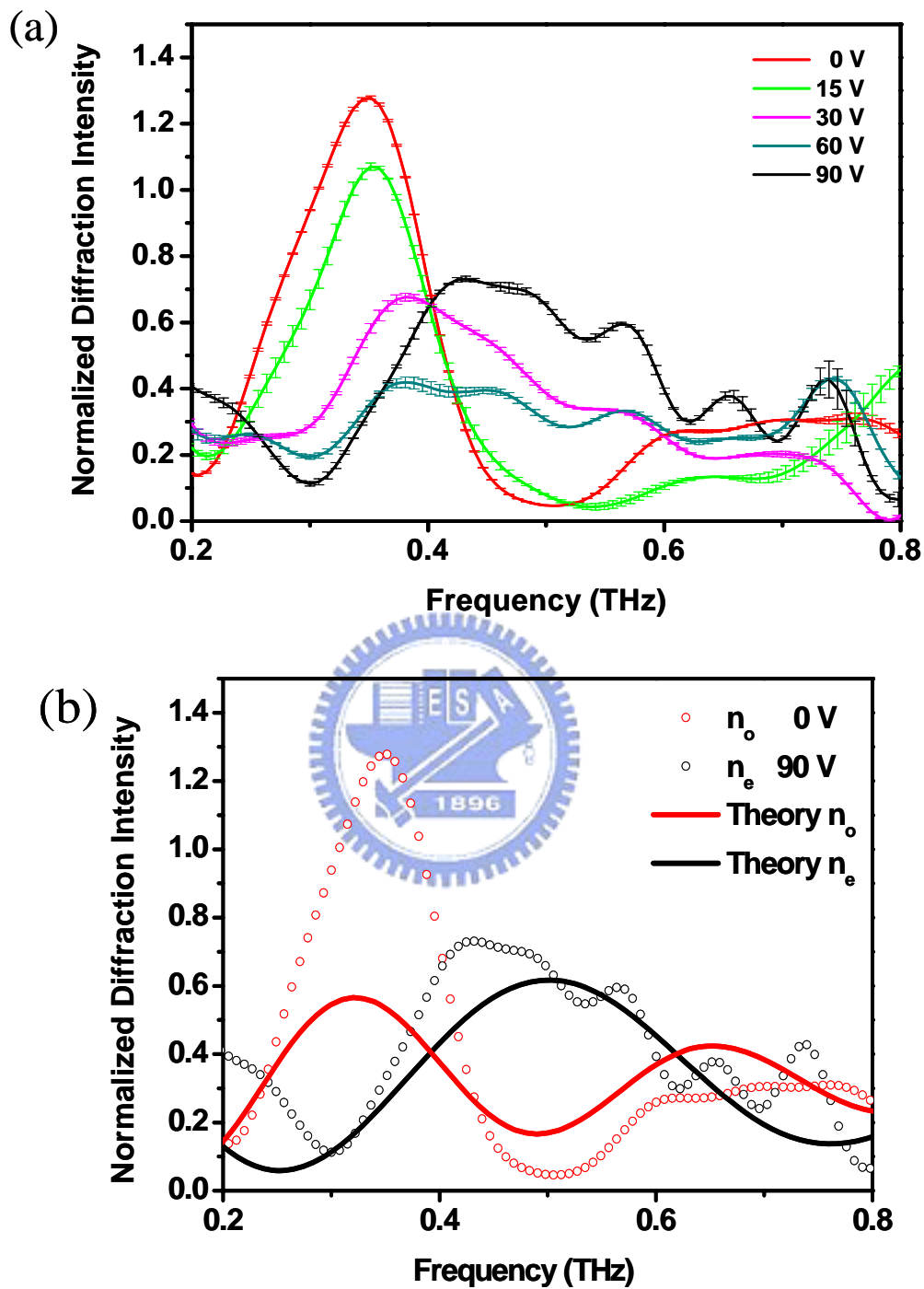


圖 4-6 石英溝槽結構液晶相位光柵，石英基板堆疊結構做參考樣品。(a)為量測 0-th order 繞射結果在不同電壓下頻率與穿透率實驗關係圖。(b)為特殊情況下 0 與 90V，頻率與穿透率關係圖。

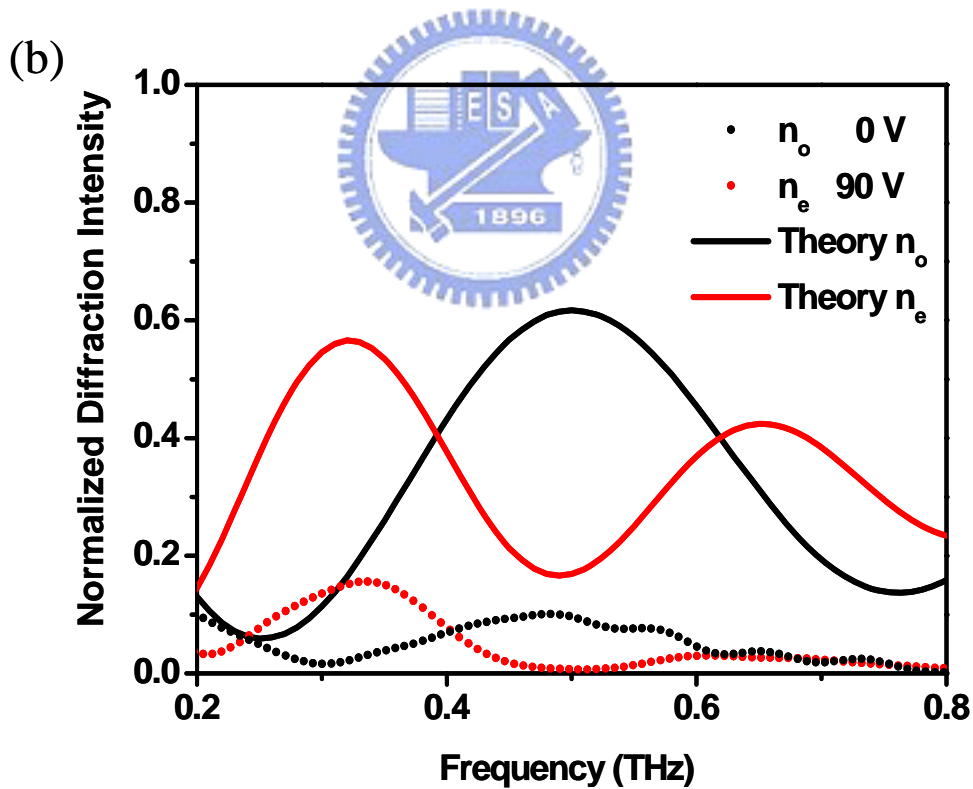
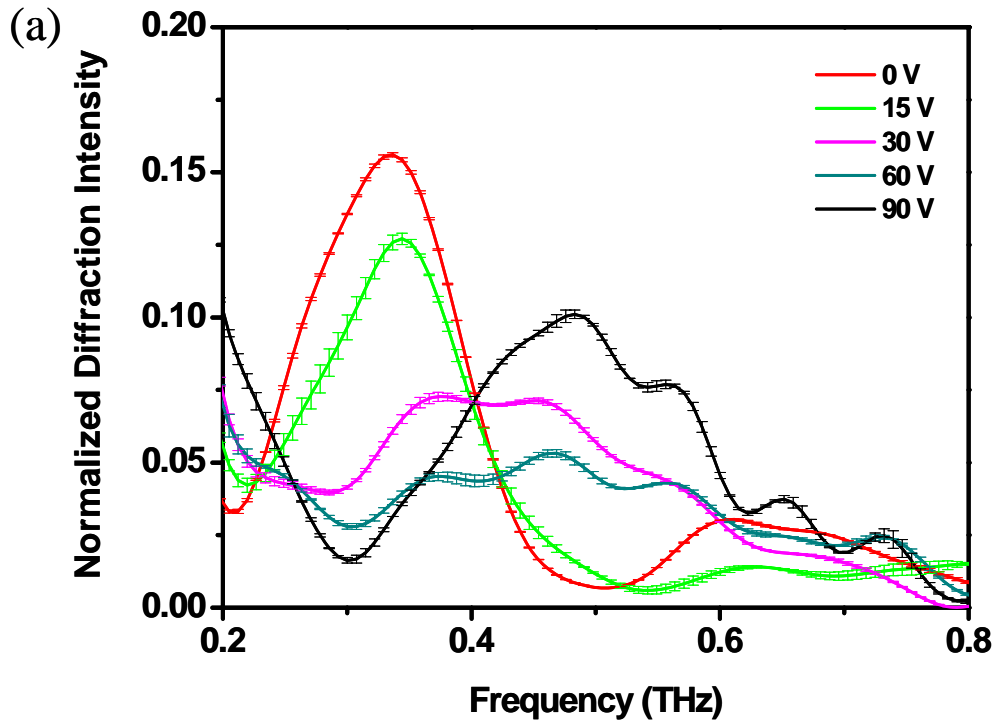


圖 4-7 石英溝槽結構液晶相位光柵，以石英塊材結構做參考樣品。(a)為量測 0-th order 繞射結果在不同電壓下頻率與穿透率實驗關係圖。(b)為特殊情況下 0 與 90V，頻率與穿透率關係圖。

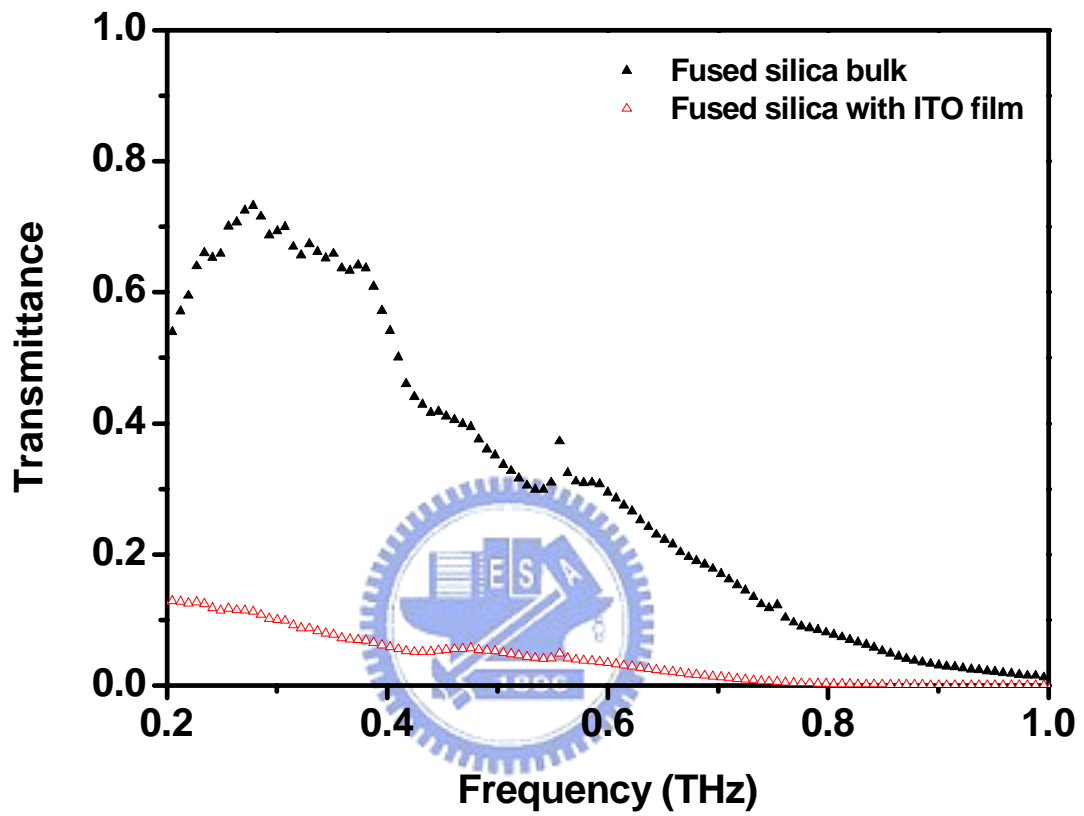


圖 4-8 石英溝槽結構鍍有 ITO 膜與石英塊材的頻譜與穿透率關係。

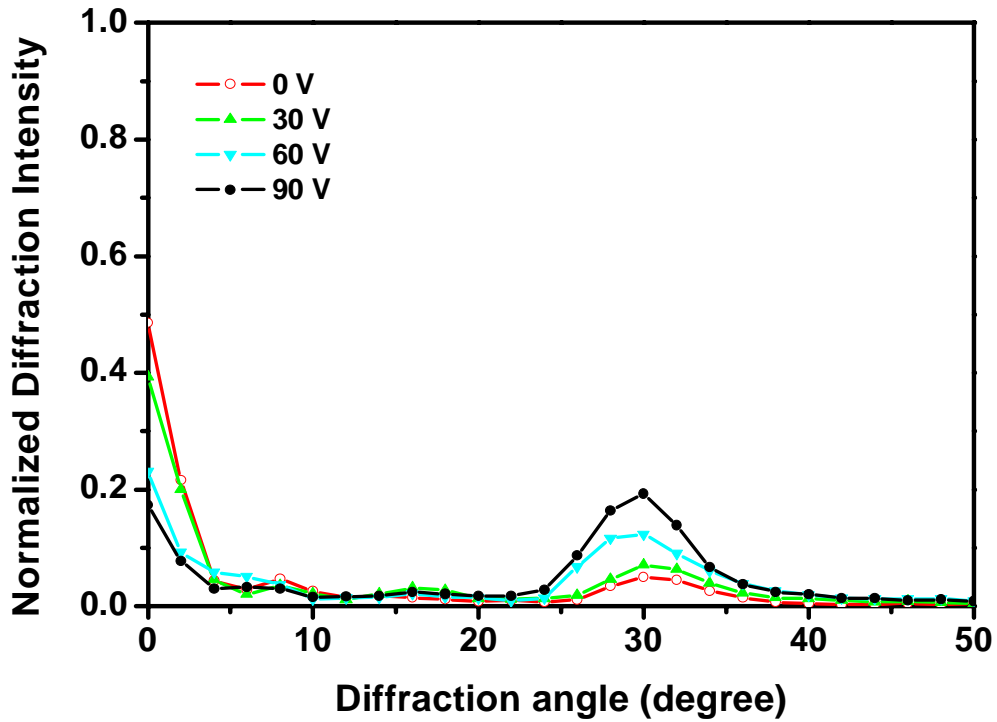


圖 4-9 石英溝槽結構液晶相位光柵繞射圖形實驗的結果(兆赫波偏振態以 0° 方向入射)。

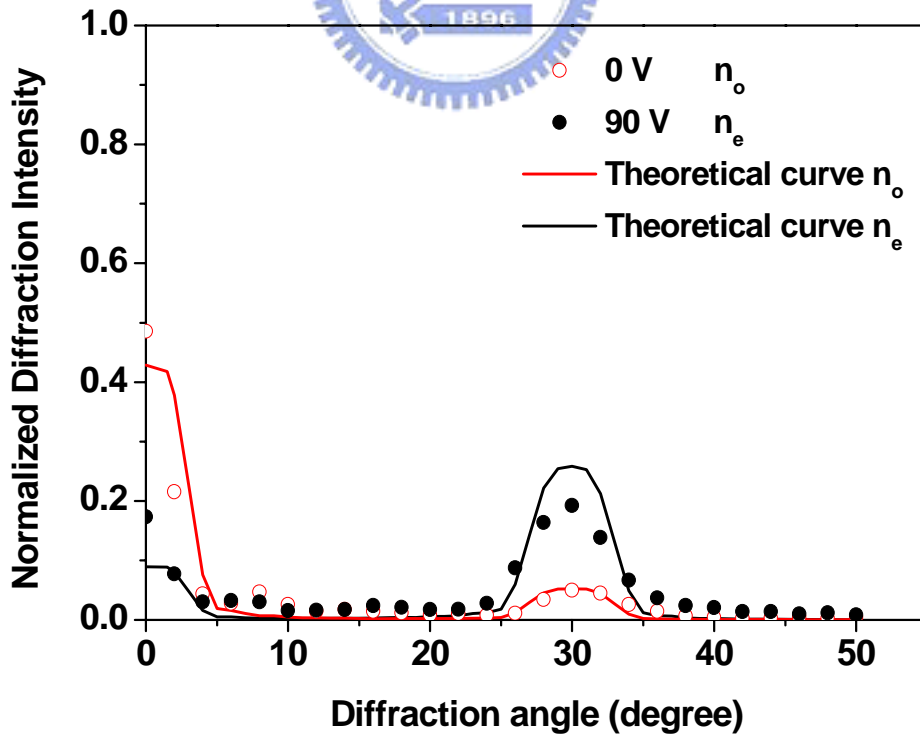


圖 4-10 石英溝槽結構液晶相位光柵不同繞射位置實驗與理論結果。

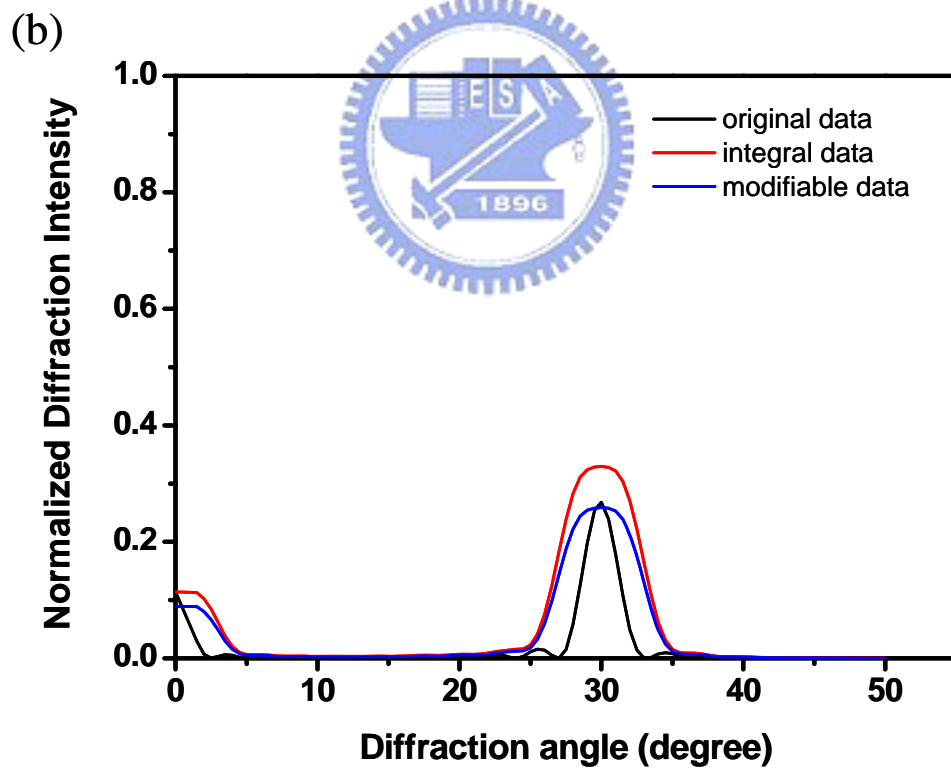
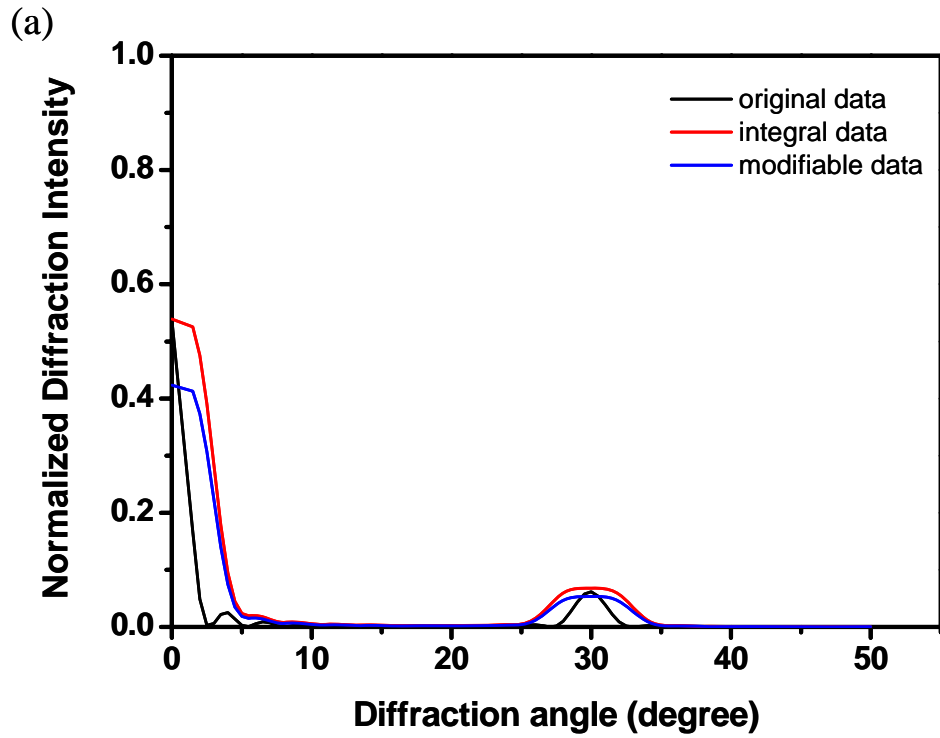


圖 4-11 古典繞射理論原始情況、積分以及修正情況。(a)表示液晶折射率為 n_o 情況，(b)表示液晶折射率為 n_e 情況。

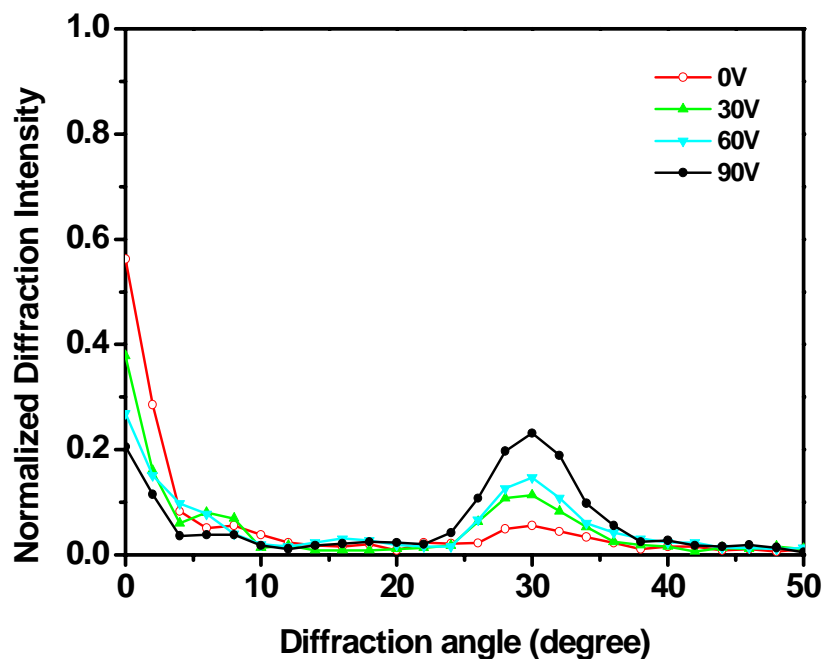


圖 4-12 石英溝槽結構液晶相位光柵繞射圖形實驗的結果(入射兆赫波偏振態為 45° 方向入射，偵測端偏振態為 0° 方向)。

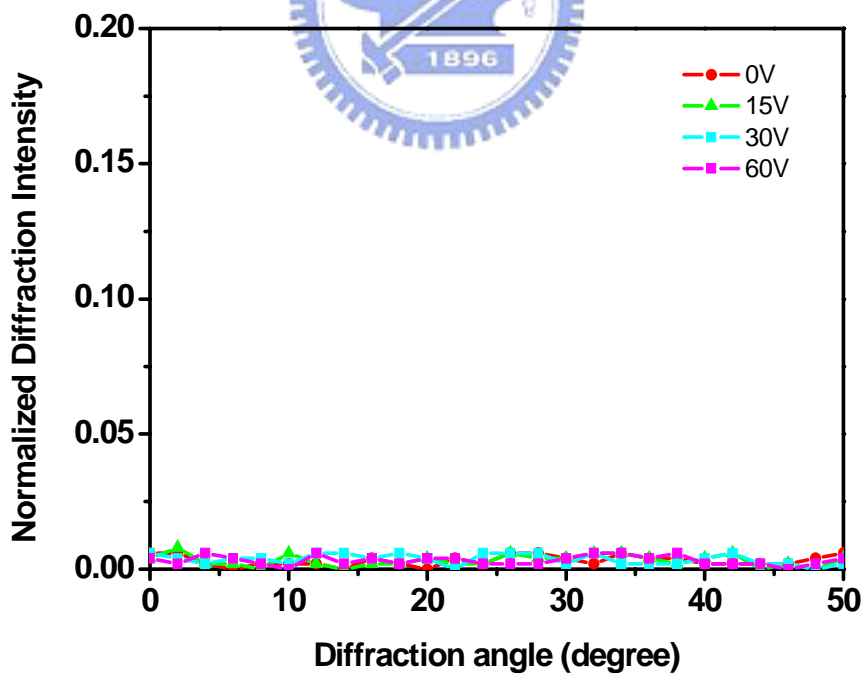


圖 4-13 石英溝槽結構液晶相位光柵繞射圖形實驗的結果(入射兆赫波偏振態為 45° 方向入射，偵測端偏振態為 90° 方向)。

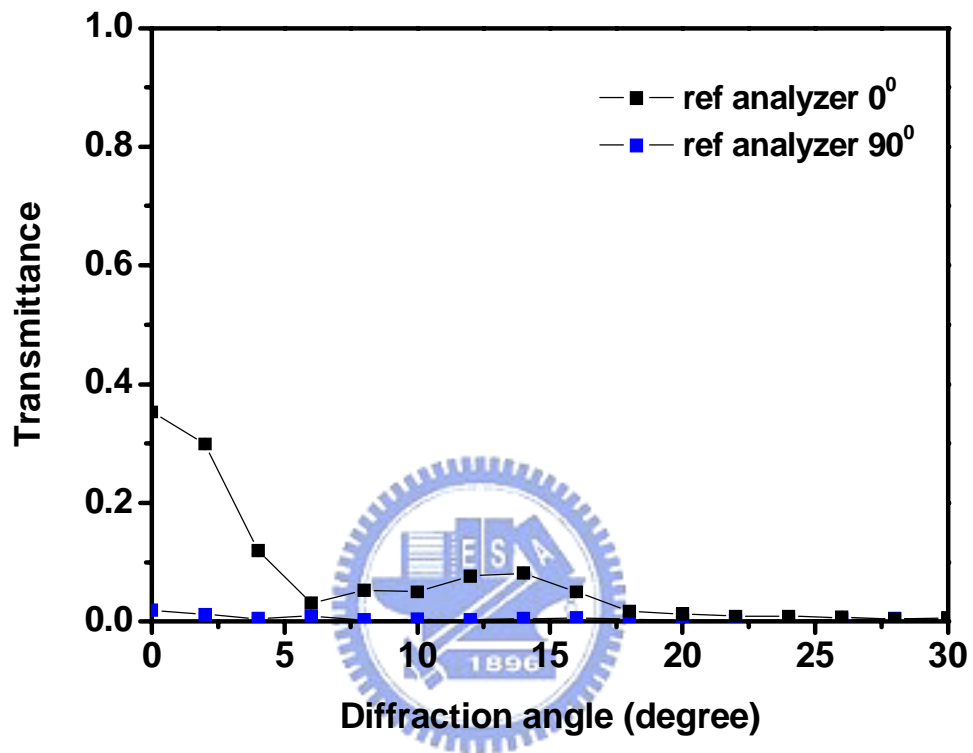


圖 4-14 石英溝槽結構參考樣品繞射圖形實驗的結果(入射兆赫波偏振態為 45°方向入射，偵測端偏振態為 0°及 90°方向接收)。