

國立交通大學
機械工程學系碩士班
碩士論文

聲導波對於向列型液晶排列的影響



Acoustic Realignment of Nematic Liquid Crystals by
Guided Waves

研究生：蘇裕為

指導教授：尹慶中 博士

中華民國九十六年七月

聲導波對於向列型液晶排列的影響
Acoustic Realignment of Nematic Liquid Crystals by
Guided Waves

研究生：蘇裕為

Student : Yu-Wei Su

指導教授：尹慶中 博士

Advisor : Dr. Ching-Chung Yin

國立交通大學
機械工程學系碩士班
碩士論文



Submitted to Department of Mechanical Engineering
College of Engineering
National Chiao Tung University
in Partial Fulfillment of the Requirements
for the Degree of
Master of Science
in
Mechanical Engineering
July 2007
Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十六年七月

國立交通大學

論文口試委員會審定書

本校 機械工程 學系碩士班 蘇裕為 君

所提論文(中文) 聲導波對於向列型液晶排列的影響

(英文) Acoustic realignment of nematic liquid crystals
by guided waves

合於碩士資格水準、業經本委員會評審認可。

口試委員： _____

馬劍清

游夏冰

楊哲化

指導教授： 王慶中

系主任： _____

周時

教授

中華民國 96 年 7 月 27 日

聲導波對於向列型液晶排列的影響

研究生：蘇裕為

指導教授：尹慶中 博士

國立交通大學機械工程學系碩士班

摘 要

向列型液晶是單光軸雙折射晶體，受到電場、磁場、聲場的影響，液晶分子的排列會發生改變。液晶受聲場作用致使分子排列扭轉，改變折射率，影響光穿透強度，稱為液晶的聲光效應。斜束超音波照射液晶試片時，不直接對液晶分子作用，液晶分子受到折射進入液晶試片的超音波生成聲導波作用，本文根據超音波理論及實驗探討聲導波對於垂直配向液晶層聲光特性的影響。

實驗以沒水式超音波換能器激發 0.2~7 MHz 的縱波，斜束入射沒於水槽的液晶試片，調整液晶層間隙、超音波強度、入射角等參數，以光接收器量測穿透液晶試片之光強度，間接觀察液晶分子排列之變化。在各入射角所生成的聲導波共振頻率處，穿透光強度明顯發生變化。光強度變化除了會趨於飽和穩態外，有時候還會呈現崩潰之後再度飽和的現象，彷彿液晶分子扭轉超過極限後，分子再度重排。

實驗結果與施文斌同學模擬液晶試片聲導波的頻散曲線結果比對，發現聲導波 S_0 、 S_1 模態明顯改變液晶分子之排列， A_0 模態也會改變分子排列，但是不明顯。液晶分子排列受到高頻聲導波影響的反應時間較低頻者縮短甚多，雖然尚未達商業利用價值，但是值得進一

步研究。

關鍵字：向列型液晶、聲光效應、聲導波、分子重排



Acoustic Realignment of Nematic Liquid Crystals by Guided Waves

Student: Yu-Wei Su

Advisor: Dr. Ching-Chung Yin

Department of Mechanical Engineering
National Chiao Tung University

ABSTRACT

Nematic liquid crystals (NLC) are optically uniaxial materials. Their alignments are easily disturbed by applied external fields such as electric, magnetic, acoustic fields. A change in the refractive index of NLC results from the realignment of liquid crystal molecules. The influence of acoustic waves on the optical transmission through the liquid crystal cell is called the acousto-optical effect of NLC. The liquid crystal molecules do not be directly perturbed by obliquely incident acoustic beam. Instead, they are influenced by the acoustic guided waves which are induced by the refracted ultrasound into the sandwiched liquid crystal cell. This thesis investigates the acousto-optical effect on vertically aligned NLC due to acoustic guided waves in liquid crystal cells based on experiments and theories of ultrasound.

In experiments, the liquid crystal cells are placed in a holder within a water tank and are obliquely insonified by an immersion ultrasonic transducer in a broad frequency range from 0.2 to 7 MHz. The acousto-optical effect was observed by a variation of optical transmission through the cell. The optical transmission was measured as a function of the gap of liquid crystal cell, acoustic intensity, incident angle, and so on. Experimental evidence indicates that optical transmission becomes significant at the occurrence of acoustic guided waves in the cell. The optical transmission not only reaches saturation with the increase of acoustic intensity and duration but also collapses and followed by becoming saturated again. It seems that realignment occurs once the molecules rotate over an extreme tilt angle.

The comparison of experimental results and the simulated dispersion curves of

acoustic guided waves in liquid crystal cells done by Shih shows that S_0 , S_1 modes have strong effect on the realignment of liquid crystal molecules. The A_0 mode has only slight influence. In addition, liquid crystal apparently has faster response in high frequency range than at low frequencies. Even though the response time does not reach the required commercial standard, it is worth further investigation on acoustic realignment of liquid crystals using guided waves.

Keywords: nematic liquid crystals, acousto-optic effect, acoustic guided waves, realignment of molecules.



誌 謝

在此論文定稿之際，感謝指導教授 尹慶中博士兩年來的悉心指導，使學生論文得以順利完成，在此致上由衷的謝意。同時感謝馬劍清老師、楊哲化老師及陳皇銘老師撥冗擔任學生口試委員，給予學生指教與指正，也感謝交大光電所林怡欣老師給予裕為實驗上的建議以及協助。此外，也謝謝學長游泰和、王多聞、許世明、李雨青、溫子達、陳俊宏、張桓禎及黃國彰給予裕為生活與學業上的幫助，加上同學施文斌、李振良、楊炘岳兩年來的互相扶持與幫助，使求學的過程並不孤獨。學弟蔡汶志、嚴承侯、潘權文謝謝你們過去一年的陪伴，讓裕為的研究所生涯增色許多，也祝福你們論文順利。

裕為最感謝的是偉大的雙親，蘇秀哲先生與陳秀緣女士，你們是裕為精神上最大的支柱，求學之路有你們的支持、呵護與寬容，讓裕為在無後顧之憂下完成碩士學位，也感謝弟弟裕詠的支持與鼓勵。此外，還要感謝女友佳佩在生活中點點滴滴的關心，有了你的支持與體貼，裕為才能順利的完成碩士學位。還有許多不及備載曾幫助裕為的朋友，衷心感謝外，裕為僅以此論文獻給我摯愛的雙親、家人、及好友。

目 錄

	頁次
中文摘要	i
英文摘要	iii
誌謝	v
目錄	vi
表目錄	ix
圖目錄	x
第一章 緒論	1
1.1 研究背景	1
1.2 文獻回顧	2
1.3 內容簡介	4
第二章 聲光理論	6
2.1 液晶簡介	6
2.1.1 液晶物理	6
2.1.2 液晶的光學特性	7
2.1.3 液晶的彈性連續體理論	8
2.2 液晶光學理論	8
2.2.1 瓊斯矩陣表示法	8
2.2.2 實驗架構分析	9
2.2.3 穿透光強度	11
2.3 聲導波理論	13
2.3.1 司乃耳定律	13
2.3.2 等向性平板之藍姆波頻散特性	13
2.3.3 聲導波對於液晶分子排列的影響	15



第三章 實驗架構與量測	17
3.1 液晶試片準備	17
3.1.1 液晶試片製程	17
3.1.2 液晶試片檢測	18
3.2 實驗平台設計	19
3.2.1 實驗架構	19
3.2.2 液晶試片	20
3.3 實驗訊號量測	21
3.3.1 示波器訊號量測	21
3.3.2 自動化光強度量測系統	21
3.3.3 光強度電壓訊號與光強度功率轉換	22
第四章實驗結果與討論	23
4.1 穿透光強度的穩態訊號	23
4.1.1 聲波入射角度之分析	23
4.1.2 穩態訊號的擷取	23
4.1.3 聲導波與液晶分子的排列	24
4.2 穿透光強度的動態訊號	25
4.2.1 短時間超音波作用之動態現象	25
4.2.2 長時間超音波作用之動態現象	26
4.3 聲場強度對穿透光之影響	28
4.4 相關實驗補充說明	28
4.4.1 聲導波對等向性指示劑試片之影響	28
4.4.2 聲導波對較薄液晶層厚度試片之影響	29
第五章 結論與展望	30
5.1 結論	30

5.1.1 實驗結果分析	30
5.1.2 聲導波模擬的影響	31
5.2 未來展望	31
參考文獻	33
附表	35
附圖	39



表目錄

表 1 向列型液晶 5CB 的材料參數	35
表 2 超音波換能器規格	36
表 3 等向性試劑參數	36
表 4 光接收器 New Focus 1801 的規格	37
表 5 光接收器輸出電壓值與輸入光功率量測值對照表	38



圖目錄

圖 2.1 層列型、向列型、膽固醇型液晶示意圖	39
圖 2.2 向列型液晶的異向性折射率	40
圖 2.3 液晶分子擴張、扭轉、彎曲形變示意圖	41
圖 2.4 光學系統改變入射光之偏極狀態示意圖	42
圖 2.5 兩正交偏極片與液晶試片所組成之光學系統示意圖	43
圖 2.6 相位延遲片的快、慢軸示意圖	43
圖 2.7 聲波斜向入射平板的示意圖	44
圖 2.8 平板藍姆波之參考座標	44
圖 2.9 等向性平板藍姆波各模態於板厚方向之位移分佈	45
圖 2.10 向列型液晶在藍姆波各模態下的分子排列預測	46
圖 2.11 向列型液晶三明治結構數值模擬各模態之位移示意圖	47
圖 2.12 玻璃-液晶-玻璃三明治結構之聲導波頻散曲線圖	53
圖 3.1 液晶試片製程	54
圖 3.2 試片製程示意圖	55
圖 3.3 試片填充液晶材料示意圖	55
圖 3.4 液晶試片完成圖	56
圖 3.5 螺旋測微計	56
圖 3.6 試片排列檢查實驗示意圖	57
圖 3.7 光彈實驗裝置實體	57
圖 3.8 液晶聲光效應實驗示意圖、照片圖	58
圖 3.9 超音波換能器聲場強度分佈示意圖	60
圖 3.10 垂直配向試片液晶分子排列檢測結果	60
圖 3.11 光接收器輸出的光強度電壓值與功率的關係	61
圖 4.1 1MHz 中心頻率換能器各入射角、頻率下穿透光強度	

的穩態響應	62
圖 4.2 2.25MHz 中心頻率換能器各入射角、頻率下透光強度的穩態響應	64
圖 4.3 超音波入射中心偏移示意圖	64
圖 4.4 5MHz 中心頻率換能器各入射角、頻率下透光強度的穩態響應	65
圖 4.5 透光強度穩態實驗值與液晶試片聲導波頻散曲線模擬結果	71
圖 4.6 入射角 17° ，頻率為 0.75、0.8、0.85、0.9MHz 之叢發正弦超音波訊號照射液晶試片，透光強度變化之歷時曲線。	72
圖 4.7 入射角 20° ，頻率為 0.75、0.8、0.85、0.9MHz 之叢發正弦超音波訊號照射液晶試片，透光強度變化之歷時曲線。	74
圖 4.8 中心頻率 1MHz 換能器各入射角、頻率下透光強度的歷時曲線	76
圖 4.9 中心頻率 5MHz 換能器各入射角、頻率下透光強度的歷時曲線	79
圖 4.10 透光強度歷時曲線的分類示意圖	82
圖 4.11 液晶受聲導波影響，分子排列達平衡態示意圖	83
圖 4.12 入射角 30° ，頻率為 2.1、2.14、2.18、2.22MHz 時超音波強度對透光強之影響	83
圖 4.13 入射角 15° ，頻率為 5.96、6、6.04、6.08MHz 時超音波強度對透光強之影響	84
圖 4.14 入射角 16° ，頻率為 5.96、6、6.04、6.08MHz 時超音波強度對透光強之影響	84
圖 4.15 等向性流體指示劑試片受到入射角 $\theta=17^\circ$ 、 20° 的超音波	



第一章 緒 論

1.1 研究背景

液晶(liquid crystal)最早在1888年被發現，奧地利植物學家F. Reinitzer發現膽固醇的安息香酸或乙酸的酯化物，在某一溫度領域會呈白濁狀液體。隔年，德國的物理學家O. Lehmann以可加熱偏光顯微鏡，發現此液體具有異向性結晶所特有的雙折射，並將其命名為液晶。

隨著顯示科技產業的蓬勃發展，液晶已逐漸被廣泛應用在生活周遭。液晶是一種具有液體般流動性及結晶般光學性質的第四狀態材料，不論在基礎科學上或應用工程上，都一直是具吸引力的功能性材料。液晶顯示器具有輕、薄和體積小等優點，漸漸成為顯示器的主流。

有關液晶的基礎研究及應用越來越多，液晶的聲光效應也受到重視。液晶之聲光效應結合了液晶物理、聲學、光學、機械、電磁學等不同領域，討論電場、磁場以外的超音波聲場對於液晶分子排列的影響。聲波的激發方式會產生不同形式之聲場，造成不同分佈之應力，使液晶分子有不同的運動方式，影響液晶層之光學性質。由於牽涉領域太過廣泛，至今尚未有完善的模型來解釋聲場對液晶的影響。

在非破壞檢測工程領域中，有關導波(guided waves)之相關研究一直是學者感興趣的討論對象。導波具有傳播距離遠、速度快的特點，在大型結構與複合材料板殼的非破壞檢測應用上，有相當好的前景，1980年代中期發展的洩漏藍姆波技術(leaky Lamb wave technique)曾獨領風騷約15個年頭。

過去有關超音波對於液晶分子排列影響的研究都著重於微體波形式，殊不知斜束超音波折射進入三明治結構的液晶試片，不僅生成波式轉換(mode-converted)的微體波，還會形成聲導波，沿著液晶試片

的平面傳遞。本研究根據超音波原理，以實驗觀察探討液晶試片內不同共振模態之聲導波對於液晶層的聲光效應。為聲導波影響液晶聲光效應奠定實驗驗證的基礎，對於液晶光電顯示產業相信會有意想不到的創新應用。

1.2 文獻回顧

向列型液晶分子受到微弱電場及磁場之影響，使排列發生改變的研究已被大量探討。1972年，Bertolotti *et al* [1]曾進行以超音波聲場改變向列型液晶分子排列之實驗。將超音波垂直入射液晶試片，並以光電倍增管量測穿透液晶試片之光強度，由示波器上觀察光強度發生變化，實驗結果顯示超音波脈衝訊號的作用時間越長，穿透光強度變化的持續時間也會增長。

1977年，Dion 及 Jacob [2]提出液晶之聲光效應是由於超音波的異向性衰減(anisotropic attenuation)，所產生的力矩引起液晶分子轉動之假說，分子會傾向於使波傳損失最小而轉動。Dion [3]並於隔年從熱力學的角度出發，以不可逆過程熵為最小值的觀點，驗證以力矩分析液晶分子受超音波影響的說法。

同年，Sripaipan *et al* [4]將接觸式超音波換能器與反射式向列型液晶試片垂直接觸，在試片內產生壓力駐波，其採用液晶試片的一個方向設有封口，另一方向沒有封口，液晶受到壓力波作用，會在沒有封口的方向產生駐波，位移為零的節線與自由邊緣平行。駐波反節線位置的液晶分子排列改變，造成光穿透率增加。

Letcher *et al* [5]首先提出將液晶試片置於水中之實驗架構，讓超音波斜束入射至液晶試片。改變換能器至試片之距離、水槽之環境溫度及超音波之強度，液晶試片會呈現不同的亮紋圖案。研究指出固定

超音波強度，光通過液晶試片的穿透率會隨著溫度增加而快速上升。

1980 年，Candau *et al* [6]從聲流(acoustical streaming)的觀點討論液晶之聲光效應，液晶簡化為非黏滯性流體，將假設一聲場外力項代入流體運動方程式作為理論基礎，考慮因聲束照射，在液晶中產生激流(streaming)，其速度梯度引起液晶分子之轉動。實驗則採用水下聚焦式超音波換能器激發聲波斜束入射液晶試片，觀察光穿透大區域液晶試片之擾動圖案。

2000 年，Inoue *et al* [7]將向列型液晶簡化為等向性流體，以數值方法分析交指叉電極(IDT)激發表面波，通過玻璃-液晶-玻璃的三明治結構，實驗觀察表面波對液晶分子排列發生改變，產生週期性亮暗紋圖形，由週期長度估算縱波在液晶中傳遞的波速。

2002 年，Selinger *et al* [8]提出依據連續彈性理論及自由能的流體動力學理論，解釋液晶的聲光效應。藉光軸-密度之間的耦合關係將聲光效應予以量化，將透光率表示成超音波強度的函數，建立模型預測液晶分子受聲場作用的傾角。實驗則以沒水式超音波換能器照射浸在水中的玻璃-液晶-玻璃的三明治試片，試片兩側置放兩片正交排列的偏光板，觀察氦氖雷射穿透試片的透光率變化。若無超音波的擾動，雷射光無法透過兩片正交的偏光板，經超音波擾動後，實驗裝置另一端的光接收器輸出穿透試片的光強度訊號。實驗值與 Selinger *et al* 的理論值吻合。研究結論指出 Dion 假設之力矩密度(torque density)與試片厚度成比例的關係矛盾，Selinger *et al* 主張力矩密度與液晶試片厚度互為獨立。

2003 年，Greanya *et al* [9]將 Selinger *et al* [8]的研究作更進一步說明，認為較厚的液晶層中間之分子之排列控制比較困難，厚度較薄的液晶層之聲光效應比較不明顯，理想的厚度介於 150 到 300 μm 。實

驗部分則考慮三個變數，包含聲波入射角度、雷射光入射角度及試片液晶層厚度。實驗的聲波頻率設為 3.3MHz，發現光穿透發生最大變化之角度會隨著試片液晶層厚度不同而變化，實驗也指出聲場入射於液晶試片，到達平衡狀態需要 30 秒以上。

2004 年，Malanoski *et al* [10]延續 Selinger *et al* [8]先前之理論，針對多層結構(水/玻璃/液晶/玻璃/水)討論超音波實際入射至液晶層之波傳行為，應用連彈理論討論聲場強度與液晶層的作用，造成分子轉動，推導液晶分子被重新排列後之光穿透率。

2005 年，Greanya *et al* [11]對向列型液晶之聲光效應進行動態響應實驗，比較電場和磁場對液晶結構影響的差別。應用超音波在液晶層產生駐波(standing waves)，致使液晶分子轉動。實驗觀察超音波源切換時之光強度動態訊號，推導穿透光強度與超音波作用時間。

同年，Toda *et al* [12]延續 Inoue *et al* [7]之實驗架構，理論分析則於液晶流體部分加入黏滯係數的假設，修正表面聲波在液晶試片上產生週期性圖案的關係，指出週期圖案與彈性波的頻率具有相依的關係。

1.3 內容簡介

本研究以垂直排列的向列型液晶之試片為對象，探討超音波對於液晶產生之聲光效應。全文共分為五章，第二章簡介液晶的光學理論及聲導波於液晶試片的頻散現象。

第三章敘述實驗流程與訊號量測。首先對液晶試片之製程作介紹，實驗架構類似 Letcher *et al* [5]，將液晶試片置於水中，量測光穿透受超音波遠場聲場作用的液晶試片之光強度。

第四章整理實驗結果，並與聲導波理論結合進行討論，針對所改

變之超音波特性的討論，討論液晶試片聲導波的頻散與透光強度變化的關係。第五章為本文的結論與未來展望。



第二章 聲光理論

本章主要介紹液晶之聲光效應理論，分別說明液晶光學及液晶試片之聲導波頻散現象，並討論聲導波對液晶分子之影響。

2.1 液晶簡介

液晶可被稱為物質的第四狀態，不屬於一般固體、液體、氣體的混濁液體，具有光學異方向結晶所特有的雙折射性。目前廣受採用的液晶分為向列型(nematic)、層列型(smectic)、膽固醇型(cholesteric)三類，是 1922 年法國學者 G. Fridel 所分類。如圖 2.1a 所示，層列型液晶為棒狀的分子呈現層狀構造，層與層之間的作用力很弱，但同一層中的分子間作用力則相當強，各分子與各層平面垂直或具一傾斜角度，所構成的分子均為相互平行排列，此類液晶多應用於光記憶材料的發展。向列型液晶亦為棒狀的分子，分子軸向作平行排列，如圖 2.1b 所示，但卻不具有如層列型液晶般的層狀構造，此類液晶最早被應用，常見於顯示元件上。圖 2.1c 所示為膽固醇型液晶，具有層列型液晶般的層狀構造，各層內的分子排列與向列型液晶相似，分子長軸於層內呈平行排列，其特徵為各層分子軸向與接鄰層分子軸向有微小偏向，整體呈螺旋構造。因為這種奇特排列方式，膽固醇型液晶具有特殊光學性質，多應用於溫度感測器中。上述三種液晶分子具有共通的排列規則，即各層分子長軸皆平行排列。

2.1.1 液晶物理

液晶的分子具有分子長軸皆相互平行排列的特性，在分子的長軸和橫軸方向上，折射率(n)、介電常數、磁化率、導電度及黏滯係數

等物理性質不同，因此液晶亦稱為異向性液體。

巨觀來看全體液晶分子，分子長軸具有順著某一方向排列的趨勢，此方向軸之單位向量以 n 表示，稱之為導軸(director)。液晶分子排列的整齊程度可以由秩序參數(order parameter) S 予以定義

$$S = \frac{1}{2} \langle 3 \cos^2 \theta - 1 \rangle \quad (2.1)$$

此處， θ 為各液晶分子長軸方向 α 與 n 之夾角，符號 $\langle \rangle$ 表示全部的平均值。若分子長軸排列整齊， $S=1$ ；若分子長軸排列方向雜亂不整則 $S=0$ 。

2.1.2 液晶的光學特性

向列型液晶之分子為單光軸結晶，具有雙折射(birefringence)的特性。單光軸分子具有 n_o 和 n_e 兩種不同的折射率，當光電場垂直於光軸時，折射率為 n_o ，稱為尋常光折射率(ordinary light index)，當光電場平行於光軸時，折射率為 n_e ，稱異常光折射率(extraordinary light index)。

向列型液晶的光軸與分子長軸的主軸方向 n 一致，因此

$$n_o = n_{\perp} \quad (2.2)$$

$$n_e = n_{\parallel} \quad (2.3)$$

$$\Delta n = n_e - n_o = n_{\parallel} - n_{\perp} \quad (2.4)$$

向列型液晶於空間中的折射率大小可參考圖 2.2 所示，若尋常光的折射率 n_o 較異常光折射率 n_e 小，尋常光折射率為橢圓球體的短軸，異常光折射率則為長軸，故 Δn 為正，向列型液晶在光學上被稱為正光學性。

此外，液晶之光學異向性與環境溫度有很大的關係。就向列型液

晶而言，在向列型相(nematic phase)之溫度範圍內，有效折射率 Δn 會隨著溫度上升而減少，當環境溫度升至清亮點 (clarification temperature) 溫度時，液晶會變成等向性(isotropic)流體，折射率為 n_i ，折射率差值 $\Delta n=0$ 。

2.1.3 液晶的彈性連續體理論

液晶分子的軸向變化非常微弱且具彈性的性質，因此大部分研究學者將其視為彈性連續體。相同排列的液晶分子受外力作用而變形可視為具某種程度應變的彈性連續體。如圖 2.3 所示，液晶的基本變形一般分為三種，分別為受外力作用呈現擴張狀態(splay)、扭轉狀態(twist)及彎曲狀態(bend)，這三種狀態的彈性常數分別為 k_{11} 、 k_{22} 、 k_{33} 。相較於一般彈性體，液晶的彈性常數很小，所以液晶分子的排列易受電場、磁場、應力場等影響而變形。



2.2 液晶光學理論

2.2.1 瓊斯矩陣表示法

當一個光學系統由許多元件所構成，且這些元件的方位角 (azimuth angle) 均不相同時，此時計算入射光的穿透率便會變得相當複雜，需要有系統的分析。1940 年，R. C. Jones 提出了一個有效的方法，以二維矩陣法分析光的偏極狀態，每一個光學元件都以一個二維矩陣表示，稱為瓊斯矩陣法(Jones matrix method)。

使用瓊斯矩陣法時，必須先假設不會有任何反射光在穿透光學元件時產生，也就是光會完全穿透光學元件。若一個頻率為 ν 的單色平面波朝正 z 方向行進，其電場的 x 、 y 分量可以分別以複數

$E_x = a_x \exp(i\varphi_x)$ 與 $E_y = a_y \exp(i\varphi_y)$ 表示。將以上兩分量用矩陣型式表示為

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

稱為瓊斯向量。由瓊斯向量可以知道一個波的全部能量，從振幅比 $a_y/a_x = |E_y|/|E_x|$ 及相位差 $\varphi = \varphi_y - \varphi_x$ 可決定其偏極狀態。

假設一個偏振方向漫無規律的光波經過一光學系統，此光學系統會改變的只有其偏極狀態，如圖 2.4 所示。若為線性系統，光場遵守疊加理論(principle of superposition)。當入射光的電場分量為 E_{1x} 和 E_{1y} ，經過光學系統後，其電場分量為 E_{2x} 和 E_{2y} ，兩者關係可表示如下：

$$\begin{aligned} E_{2x} &= T_{11}E_{1x} + T_{12}E_{1y} \\ E_{2y} &= T_{21}E_{1x} + T_{22}E_{1y} \end{aligned} \quad (2.6)$$

此處， T_{11} 、 T_{12} 、 T_{21} 、 T_{22} 分別為描述光學系統的常數，(2.6)式的前提是所有元件均為線性光學偏振元件。進一步整理，得

$$\begin{bmatrix} E_{2x} \\ E_{2y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{1x} \\ E_{1y} \end{bmatrix} \quad (2.7)$$

如果 \mathbf{J}_1 與 \mathbf{J}_2 分別代表入射光波與透光波的瓊斯向量。則

$$\mathbf{J}_2 = \mathbf{T}\mathbf{J}_1 \quad (2.8)$$

矩陣 \mathbf{T} 為瓊斯矩陣，用以描述此光學系統。

2.2.2 實驗架構分析

考慮一入射光的偏極態如圖 2.5 所示，光學系統由兩個光軸互相垂直的偏極片(polarizer)與液晶試片組成。液晶試片簡化成一個相位延遲的波片(waveplate)，先將光的電場分解為晶體的快軸與慢軸電場

的線性組合，如圖 2.6 所示。由座標轉換得到以下關係：

$$\begin{pmatrix} E_s \\ E_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\psi & \sin\psi \\ -\sin\psi & \cos\psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = R(\psi) \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

E_s 與 E_f 分別代表電場向量 E 在慢軸與快軸上的分量。慢軸和快軸相互垂直，固定在晶體之上，通過這兩個軸的光具有不同的折射率。這種特性稱為雙折射(doubly refracting 或 birefringent)。因為相速度的差異，使得一軸的分量會落後另一軸，相位延遲使得入射光束的偏極狀態發生改變。

令 n_s 和 n_f 分別代表慢軸和快軸的光折射率，在晶體 sf 座標系的入射光的電場改變量為

$$\begin{pmatrix} E'_s \\ E'_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \exp\left(-in_s \frac{\omega l}{c}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(-in_f \frac{\omega l}{c}\right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_s \\ E_f \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

此處 l 為波片的厚度、 ω 為入射光波的角頻率。通常 $|n_s - n_f| < n_s, n_f$ ，

(2.10)式可以進一步表示為

$$\begin{pmatrix} E'_s \\ E'_f \end{pmatrix} = e^{-i\phi} \begin{pmatrix} \exp(-i\Gamma/2) & 0 \\ 0 & \exp(i\Gamma/2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_s \\ E_f \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

此處 Γ 為相位延遲(phase retardation)，

$$\Gamma = (n_s - n_f) \frac{\omega l}{c} \quad (2.12)$$

另外，定義平均相位差(mean absolute phase change) ϕ 為

$$\phi = \frac{1}{2}(n_s + n_f) \frac{\omega l}{c} \quad (2.13)$$

經過波片後，光波在 xy 座標系的電場分量須由 sf 座標系轉換回來，

$$\begin{pmatrix} E'_x \\ E'_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\psi & -\sin\psi \\ \sin\psi & \cos\psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E'_s \\ E'_f \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

由式(2.9)、(2.11)和(2.14)，可以得到經過延遲波片之後的電場向量為

$$\begin{pmatrix} E'_x \\ E'_y \end{pmatrix} = \mathbf{R}(-\psi) \mathbf{W}_0 \mathbf{R}(\psi) \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

其中， $\mathbf{R}(\psi)$ 為轉換矩陣(transformation matrix)， \mathbf{W}_0 為延遲波片在 sf 座標系的瓊斯矩陣，分別如下所示

$$\mathbf{R}(\psi) = \begin{pmatrix} \cos\psi & \sin\psi \\ -\sin\psi & \cos\psi \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

和

$$\mathbf{W}_0 = e^{-i\phi} \begin{pmatrix} \exp(-i\Gamma/2) & 0 \\ 0 & \exp(i\Gamma/2) \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

如果不考慮干涉的效應，相位因子 $e^{-i\phi}$ 通常忽略不計。延遲波片在參考座標系 xy 的瓊斯矩陣可以相位延遲及它的方位角描述，為如下三個矩陣的乘積，

$$\mathbf{W} = \mathbf{R}(-\psi) \mathbf{W}_0 \mathbf{R}(\psi) \quad (2.18)$$

延遲波片的瓊斯矩陣為單式矩陣(unitary matrix)，即

$$\mathbf{W}^H \mathbf{W} = 1 \quad (2.19)$$

此處， \mathbf{W}^H 為賀米特矩陣(Hermitian matrix)。有許多物理特性在單式矩陣的轉換下是不變的，其中包含瓊斯向量的正交關係與大小。

如果忽略了絕對相位 ϕ ，光軸平行 x 、 y 軸的線性偏極片之瓊斯矩陣分別表示如下：

$$P_x = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad P_y = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

2.2.3 穿透光強度

瓊斯矩陣表示法不僅可以表示光波的偏極狀態，還可以用來表示光波的強度。假設一光束通過一偏極片，其電場向量可以用瓊斯矩陣

(2.5)式表示，則光強度大小為

$$I = E^H \cdot E = |E_x|^2 + |E_y|^2 \quad (2.21)$$

若考慮一個厚度為 d 的相位延遲波片(即液晶試片)在兩個光軸相互垂直的偏極片之間，其中 n_e 為異常光的折射率、 n_o 為尋常光的折射率，雙折射效應的折射率差為 $n_e - n_o$ 。則相位延遲為

$$\Gamma = 2\pi(n_e - n_o)\frac{d}{\lambda} \quad (2.22)$$

假設一個振動方向漫無規律的光波經過第一片光軸方向為 y 方向的偏極片，其瓊斯向量為

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} E_0 \quad (2.23)$$

由(2.18)、(2.20)式得知穿透光電場向量可以表示為

$$\begin{aligned} E' &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\psi & -\sin\psi \\ \sin\psi & \cos\psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-i\Gamma/2} & 0 \\ 0 & e^{i\Gamma/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\psi & \sin\psi \\ -\sin\psi & \cos\psi \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} E_0 \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos^2\psi e^{-i\Gamma/2} + \sin^2\psi e^{i\Gamma/2} & \sin\psi \cos\psi (e^{-i\Gamma/2} - e^{i\Gamma/2}) \\ \sin\psi \cos\psi (e^{-i\Gamma/2} - e^{i\Gamma/2}) & \sin^2\psi e^{-i\Gamma/2} + \cos^2\psi e^{i\Gamma/2} \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} E_0 \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \sin\psi \cos\psi (e^{-i\Gamma/2} - e^{i\Gamma/2}) \end{pmatrix} E_0 \\ &= \frac{-i}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \sin(2\psi) \sin\left(\frac{\Gamma}{2}\right) \end{pmatrix} E_0 \end{aligned} \quad (2.24)$$

穿透光的光強度可以表示為

$$\begin{aligned} I &= E'^H \cdot E' \\ &= \frac{1}{2} I_0 \sin^2(2\psi) \sin^2\left(\frac{\Gamma}{2}\right) \\ &= \frac{1}{2} I_0 \sin^2(2\psi) \sin^2\left(\frac{\pi(n_e - n_o)d}{\lambda}\right) \end{aligned} \quad (2.25)$$

由(2.25)式可以計算出當光穿透液晶試片與兩個光軸互相垂直的偏極

片，產生的相位延遲。

2.3 聲導波理論

聲波在波傳介質中的不連續交界面間，產生多次反射，並進一步干涉形成聲導波，聲導波通常具有頻散特性。本研究主要探討液晶試片受到斜束超音波照射，試片內生成的藍姆波對於液晶分子排列的影響。

2.3.1 司乃耳定律

斜束超音波由一介質入射至另一介質時，在交界面的入射角、反射角與折射角的關係遵守司乃耳定律。倘若入射聲波為縱波形式之超音波，以波數(wave number) k_0 斜向入射於液晶試片，入射角度為 θ_0 ，如圖 2.7 所示。入射波與折射波沿著試片平板方向(即 x 方向)的波數必須相等，若超音波折射進入液晶試片，生成藍姆波，則 k_0 與液晶試片內沿 x 方向傳遞之藍姆波波數 k 之關係如下：

$$k_0 \sin \theta_0 = k \quad (2.26)$$

又 $k_0 = \omega/c_0$ ，其中 ω 為角頻率(angular frequency)， c_0 為圍繞液晶試片之液體的聲波相速度； $k = \omega/c$ ， c 為藍姆波相速度。(2.26)式可寫成

$$\frac{\omega}{c_0} \sin \theta_0 = \frac{\omega}{c} \quad (2.27)$$

因此折射進入液晶試片生成的藍姆波相速度 c 為

$$c = \frac{c_0}{\sin \theta_0} \quad (2.28)$$

2.3.2 等向性平板之藍姆波頻散特性

本節討論等向性平板的藍姆波頻散特性。考慮板厚為 $2h$ 的一無

限大等向性固體薄板，如圖 2.8 所示，此處僅討論一個面內(xy 平面)運動且沿 x 方向波傳的藍姆波， $y = \pm h$ 處為平板的自由邊界。在 xy 平面內，斜束 P 與 SV 波於上下界面多次反射，不斷地發生波式轉換(mode-conversion)，即 P 波的反射生成 P 與 SV 波，SV 波的反射也生成 P 與 SV 波。這些波互相耦合，形成沿 x 方向傳遞的聲導波，稱為藍姆波。在平板之厚度方向(即 y 方向)，P 與 SV 波相互耦合形成共振駐波。因此，在不同頻率下，僅有特定角度能構成駐波的條件，因而在板厚方向存在各階共振模態的聲導波。

導波的相速度會隨著頻率之變化而不同，稱為頻散特性。參考 Royer [13] 的等向性平板藍姆波頻散關係式，

$$\frac{\omega^4}{c_T^4} = 4k^2 q^2 \left[1 - \frac{p \tan(ph + \alpha)}{q \tan(qh + \alpha)} \right] \quad (2.29)$$

其中 $p^2 = \omega^2/c_L^2 - k^2$ 與 $q^2 = \omega^2/c_T^2 - k^2$ ， ω 為角頻率， c_L 為縱波波速， c_T 為橫波波速， k 為波數。相對於平板中平面($y = 0$)而言，聲導波可分為對稱(symmetric)和反對稱(anti-symmetric)兩種運動型態。(2.29)式的 $\alpha = 0$ 與 $\pi/2$ 分別代表對稱與反對稱模態，對應的機械位移為

$$u_1 = qA \left[\cos(qx_2 + \alpha) - \frac{2k^2}{k^2 - q^2} \frac{\cos(qh + \alpha)}{\cos(ph + \alpha)} \cos(px_2 + \alpha) \right] \quad (2.30a)$$

$$u_2 = ikA \left[\sin(qx_2 + \alpha) + \frac{2pq}{k^2 - q^2} \frac{\cos(qh + \alpha)}{\cos(ph + \alpha)} \sin(px_2 + \alpha) \right] \quad (2.30b)$$

在低頻範圍內，各模態之機械位移表示如下：

S_0 模態為

$$\begin{cases} u_1 = qA \left(1 - \frac{2k^2}{k^2 - q^2} \right) \\ u_2 = ikqA \left(1 + \frac{2p^2}{k^2 - q^2} \right) x_2 \end{cases} \quad (2.31)$$

A₀ 模態為

$$\begin{cases} u_1 = q^2 A \frac{k^2 + q^2}{k^2 - q^2} x_2 \cong -k^2 A \frac{k^2 + q^2}{k^2 - q^2} x_2 \\ u_2 \cong ikqA \frac{k^2 + q^2}{k^2 - q^2} \end{cases} \quad (2.32)$$

S_{2n-1} 模態為

$$u_1 = 0, \quad u_2 = -pB \sin \left[\frac{(2m+1)\pi}{2} \frac{x_2}{h} \right] \quad (2.33)$$

S_{2n} 模態為

$$u_1 = qA \cos \left(n\pi \frac{x_2}{h} \right), \quad u_2 = 0 \quad (2.34)$$

A_{n-1} 模態為

$$u_1 = -qA \sin \left[\frac{(2m+1)\pi}{2} \frac{x_2}{h} \right], \quad u_2 = 0 \quad (2.35)$$

A_{2n} 模態為

$$u_1 = 0, \quad u_2 = -pB \cos \left(n\pi \frac{x_2}{h} \right) \quad (2.36)$$

其中， $n=1, 2, 3, \dots$ ， A 、 B 為未知係數。由(2.31-36)式整理出等向性平板各共振模態的機械位移分佈情形，如圖 2.9 所示。

2.3.3 聲導波對於液晶分子排列的影響

本節將探討垂直配向液晶試片的頻散現象，將液晶試片簡化成等向性平板，引用上一小節等向性平板各模態機械位移的分佈，再考慮

向列型液晶分子軸方向保持平行之特性及邊界條件，推測向列型液晶分子於各模態擾動下，可能的排列情形，如圖 2.10 所示。具有水平位移之聲導波模態比較可能改變液晶分子長軸的排列方向，如 S_0 、 S_2 、 A_1 、 A_3 模態。

施文斌同學[16]的研究將液晶試片模擬為玻璃-液晶-玻璃三明治結構，探討向列型液晶三明治結構頻散之數值模擬。其中，兩側的玻璃為等向性固體，中間的液晶層簡化為具等向性黏滯係數之牛頓流體，僅考慮一個黏滯係數。以一純量勢能函數 ϕ 與一向量勢能函數 ψ ，推導三明治結構之頻散方程式。實驗試片的液晶層簡化為水，界面連續條件僅考慮流體層與玻璃沿厚度方向的位移連續。將模態分為低頻(0.8MHz 左右)及高頻(約 5.98MHz)作探討，模擬所得三明治結構各共振模態之位移場示意圖及頻散曲線圖分別如圖 2.11 與圖 2.12 所示。

由圖 2.11 下方標註之座標軸原點為標準，比較中間流體層之橫向偏移量作為液晶分子排列改變的參考，在低頻(0.8MHz 左右)時， S_0 與 A_1 模態有較明顯之橫向改變量， S_1 與 A_0 模態則較不明顯，此與均質平板假設的模擬結果相同。在高頻(約 5.98MHz)範圍可以發現，除了 A_0 模態之橫向位移變化較明顯外，其餘模態較不明顯，也較難以從圖上判斷何種模態對液晶分子排列影響最大。

以上兩種簡化液晶之模型的數值模擬結果與本研究的實驗結果對照，推測液晶分子可能的位移變化及排列，可簡單說明液晶受到超音波照射影響透光變化的原因。

第三章 實驗架構與量測

本研究採用類似 Letcher *et al* [5] 的實驗架構進行量測液晶的聲光效應，將液晶試片設置於壓克力水槽內，以沒水式超音波換能器激發縱波，斜束入射於液晶試片，觀察穿透試片的雷射光強度討論液晶之聲光效應。

3.1 液晶試片準備

3.1.1 液晶試片製程

本研究採用之液晶試片為垂直配向的形式，流程如圖 3.1 所示，製作過程主要可分為以下二步驟：

(一) 空 cell 的製作

- (1) 切取適當尺寸為 2 cm×2.5cm 之 ITO 玻璃，以鑽石刀切割鍍有 ITO 的玻璃面，以三用電表分辨 ITO 玻璃面和一般玻璃面。
- (2) 清洗 ITO 玻璃，將切取的玻璃以清潔劑及純淨水，去除表面之粒子及油污，清洗至表面可形成不易破裂的水膜並可看到均勻干涉條紋即可。
- (3) ITO 玻璃置於試片托架上，放入盛有純淨水之燒杯中，以超音波震盪機清洗 ITO 玻璃 30 分鐘。
- (4) 以氮氣槍將清洗完之 ITO 玻璃表面水珠吹掉，置於培養皿中，以加熱盤將之加熱烤乾，溫度設定為 110°C，歷時 30 分鐘。
- (5) ITO 玻璃置於 UV-CLEANER，以 UV 燈進行照射 20 分鐘。
- (6) 旋轉塗佈垂直配向層，調配垂直配向層溶劑比例如下：

A： LIXON ALIGNER NB-32 LOT-070301

$$B : \begin{cases} 50\% \text{ LIXON ALIGNER NB-32 LOT -070301} \\ 50\% \text{ LIXON ALIGNER LOT -060113} \end{cases}$$

將清潔完之 ITO 玻璃置於旋轉塗佈機上，ITO 面必須朝上。依序旋鍍 A 溶劑及 B 溶劑。

(7) 旋鍍完之 ITO 玻璃置於培養皿中，以加熱盤加熱，設定溫度為 210°C，歷時為 1 小時。

(8) 取兩片 ITO 玻璃疊合起來，鍍有配向層之玻璃面朝內，內側夾入墊片(spacer)，並抹上 UV 膠封邊，如圖 3.2 所示。隨後將空 cell 置於 UV 燈下 curing，製作完成。

(二) 液晶材料的填充

本研究選用之液晶材料為大立高分子工業股份有限公司所生產的正型向列型液晶 5CB，其特性如表 3.1 所示。將空 cell 平置，以細針筒或細玻棒吸取適量之液晶材料，由試片未封邊之側面灌入，如圖 3.3 所示。由於重力以及毛細現象的作用，液晶材料會緩緩的流入灌滿整個空 cell。試片間隙越薄，灌滿所需的時間越長。

液晶填充完畢之後，將試片未封邊的兩側以 UV 膠進行封邊，隨後再將試片置於 UV 燈下 curing。最後，以 AB 膠將試片的四個側邊封膠補強，至此，液晶試片製作完成，完成圖如圖 3.4 所示。

3.1.2 液晶試片檢測

將完成之液晶試片以螺懸測微計(圖 3.5)量測試片間隙，最小精準單位為 1 μm ，因為本試片間隙約為 150 μm ，厚度較大，因此填充完液晶後需靜置 2~3 小時，液晶分子才會呈現垂直排列。

向列型液晶為單光軸晶體，具有雙折射特性，不同的排列會得到

不同的有效折射率。垂直配向排列的向列型液晶分子可視為相互平行且垂直於玻璃表面，分子導軸方向為光軸方向。當偏極方向平行於玻璃表面的線偏光正向入射試片，線偏光沿著光軸於液晶層內前進，不會發生雙折射(birefringence)現象，接著通過與光偏極方向垂直之偏光板時，則不會穿透光。反之，若入射之線偏光的偏極方向未平行或垂直於液晶分子的排列方向，則會發生雙折射效應，改變通過液晶層之光偏極模態，當通過第二片與入射光偏極方向垂直的偏光板時，會有漏光的情形，即所謂的穿透光。

試片液晶層的垂直配向排列之效果可以光彈實驗架構檢驗，檢驗裝置及照片如圖 3.6、圖 3.7 所示，最底層為白光光源，光依序通過第一片偏光板、液晶試片及第二片偏光板，兩片偏光板互為正交。若水平旋轉液晶試片的角角度，觀察投影於屏幕之圖形，會觀察到均勻暗態分佈的情形，故可確認液晶分子呈現均勻的垂直配向(homotropic)排列。



3.2 實驗平台設計

3.2.1 實驗架構

本研究採用類似 Letcher *et al* [5]之實驗架構，如圖 3.8a 所示。將液晶試片架設於兩垂直正交之偏光板，以波長為 632 nm 的氦氖雷射為光源通過此系統，經透鏡聚焦於光接收器，量測穿透光強度，實驗架構照片如圖 3.8b 所示。

液晶試片設置於尺寸為 20×20×25cm 之壓克力水槽中，以水為超音波傳遞的介質。液晶的性質及有效折射率會受到環境溫度的影響，因此以一具水溫控制器將環境溫度保持在 30°C。

實驗的超音波正弦訊號由函數產生器(Agilent 33250A function

generator)產生，訊號振幅的峰至峰值為 80mV，經功率放大器(ENI model 325LA)將正弦波訊號放大 50dB，傳至超音波換能器，激發超音波。

換能器採用 Panametrics 以及 Harisonic Labs 之沒水式超音波換能器，換能器之中心頻率分別為 1MHz、2.25MHz 以及 5MHz，採用之換能器具有寬頻特性(videoscan type)。表 3.2 所列為不同規格及中心頻率的換能器對應的近場距離 N (near field distance)。換能器表面 N 距離處的聲場，具有最大之強度，呈現單一之高斯分佈，距離換能器表面小於 N 時，聲場強度分佈較為混亂，如圖 3.9 所示。壓克力水槽上方設計一個固定超音波換能器之移動平台，使換能器得以進行 x、y、 θ 方向之移動，換能器與液晶試片之距離則為近場距離 N。

3.2.2 液晶試片



Greanya *et al* [9]曾指出探討液晶之聲光效應的理想試片間隙應介於 150 μm 到 300 μm ，因此本研究所製作之試片厚度以 150 μm 為主，於國立交通大學奈米中心製作試片。研究初期所製作的垂直配向液晶試片的排列情形不理想，實驗訊號也不如預期，本研究最後採用奇美電子所生產之垂直配向 ITO 玻璃製作試片，玻璃尺寸為 35×27×6 mm，接續第 3.1.1 節的製程步驟 8 之後，完成液晶試片製作，完成之試片間隙為 145.6 μm 。將試片置於檢驗架構下，觀察試片為均勻的暗態，確認液晶分子呈現垂直排列狀態，如圖 3.10 所示。

本實驗另外製作一組對照試片，於空試片內填充折射率為 1.5 之均質等向性指示劑(certified refractive index liquids)，詳細規格列於表 3.3。試片玻璃尺寸為 20×25×1.1 mm，液體層的厚度為 219 μm 。

3.3 實驗訊號量測

本研究以光接收器(125-MHz Photoreceivers Models 1801)接收穿透光強度，光接收器的規格如表 3.4 所示。分別以示波器監看及自動化系統來量測光強度的電壓訊號。

3.3.1 示波器訊號量測

在進行自動化量測之前，先給予數週期之正弦波訊號激發縱波，以示波器直接觀察光強度的變化，確認液晶排列的確會受到聲場作用影響而發生改變。

本實驗先將光接受器的電壓訊號傳至示波器(LeCroy digital oscilloscope ScopeStation 140)，進行監測，觀察 1 秒時間內聲波對液晶分子影響造成之光強度變化，擷取點數為 2000 點，取樣頻率為 400 Hz。



3.3.2 自動化光強度量測系統

本實驗以 NI-DAQ 訊號擷取卡(PCI-6036E)讀取光接收器轉換的電壓資料，建立自動化訊號擷取系統，具有省時且減少人為量測誤差之優點。

首先，以 LabView 圖控程式下達指令，經個人電腦中的 GBIP 介面卡，至函數產生器產生弦波函數，激發超音波換能器產生連續縱波。最後再以個人電腦的 NI-DAQ 卡擷取光接收器之光強度訊號。

為了避免超音波換能器連續激發造成過熱，須留意換能器每次激發的時間不宜持續過久，每一次實驗之後，預留約 30~40 秒之緩衝時間，再進行下一次的超音波激發。

3.3.3 光強度電壓訊號與光強度功率轉換

穿透光的強度通常以功率描述，然而上述之光接收器將光強度轉為電壓訊號，故本研究需先將光強度功率與光接收器的電壓輸出作一調校。以光功率量測器(power meter)量測不同光強度之氦氖雷射，量測值與光接收器的電壓訊號比對，所得的數據如表 3.5 所列。以最小平方法(the least square method)可求出兩者之間之線性關係。如圖 3.11 所示，光接收器的光強度電壓訊號與光功率之關係式為

$$P = 37.4V_r - 1.03 \quad (3.1)$$

其中 P 為光功率大小，單位為 μW ； V_r 為光接受器轉換之電壓訊號，單位為 V 。所減去之常數項單位為 μW ，是光接收器的準位誤差。



第四章 實驗結果與討論

4.1 穿透光強度的穩態訊號

4.1.1 聲波入射角度之分析

超音波換能器激發連續縱波經水傳遞至液晶試片，縱波入射方位與試片法向量所夾之 θ 角稱為聲波入射角。入射角與折射進入試片的角度依循第二章所提及之司乃耳定律。沿著液晶試片中傳遞之聲導波波速為

$$c = \frac{c_{water}}{\sin\theta} \quad (4.1)$$

其中，水的波速為 1485 m/s。由聲波入射角 θ 可以計算沿著液晶試片傳遞之聲導波波速。



4.1.2 穩態訊號的擷取

變化超音波的入射角及換能器之掃瞄頻率進行實驗，訊號擷取的時間間隔設為 0.5 秒，每一條件下，讀取 40~60 點數據，獲得穿透光強度的歷時曲線(time-history)。將所擷取之資料最後 8 筆作平均，獲得接近穩態或已達穩態之平均穿透光強度。

為了瞭解低頻至高頻的超音波對於液晶試片的影響程度，採用數個不同中心頻率之換能器，給予適當的頻率掃瞄範圍，觀察光強度的變化。1MHz 換能器的頻率掃瞄範圍為 0.2MHz 至 2MHz，掃瞄間距為 0.02MHz，各角度入射之實驗結果如圖 4.1a-d 所示。2.25MHz 換能器之頻率掃瞄範圍設為 0.5MHz 至 4MHz，掃瞄間距為 0.02MHz，各角度之實驗結果如圖 4.2 所示。5MHz 換能器之頻寬較廣，掃頻範圍

設為 3MHz 至 7MHz，掃瞄間距為 0.04MHz。因為 5MHz 換能器之近場距離 N 為 5.287 inch，比前兩者較大，超音波束照射至試片的入射點與雷射通過試片的光點對準較為困難，因此考慮超音波入射的水平偏移對實驗結果之影響。水平偏移實驗的示意圖如圖 4.3 所示，5MHz 換能器的各角度入射實驗結果如圖 4.4a-k 所示。

4.1.3 聲導波與液晶分子的排列

依據(4.1)式先將超音波入射角對應至折射入液晶試片的聲導波波速，與實驗結果明顯發生光強度變化的頻率對應成一組座標，繪於 2.3 節所述的液晶試片聲導波的模擬頻散曲線如圖 4.5 所示。

由圖 4.1a 至圖 4.1d 可以看出，液晶分子的排列在 0.8MHz 附近會有明顯的改變，隨著角度慢慢增加，穿透光強度發生改變的頻率有微微增大的趨勢。入射角 12° 到 16° ($c=7142.5\sim 5387.5$ m/s)，穿透光強度增加之頻率對應至聲導波的 S_1 模態(圖 4.1a-b)，入射角 17° 至 30° ($c=5079.2\sim 2970$ m/s)，則對應至 S_0 模態(圖 4.1b-d)。由圖 4.1d 可明顯看出，以上穿透光發生之頻寬較窄，符合 S_0 、 S_1 模態的頻散曲線在此頻率範圍呈現陡直的趨勢。當入射角為 20° ($c=4341.8$ m/s)以上，穿透光強度改變的頻寬變寬，此現象可對應 S_0 模態頻散曲線於 1MHz 左右逐漸趨緩。此外，由圖 4.1d 可發現當入射角為 45° ($c=2100.1$ m/s)時，於 0.96MHz 附近光強度有微弱變化，較其他角度的光強度變化小很多，此條件對應至頻散曲線的 A_0 模態。

圖 4.2 為中心頻率 2.25MHz 的換能器之實驗結果，入射角為 15° 、 20° 、 25° ($c=5737.6$ 、 4341.8 、 3513.8 m/s)時，只有在 0.78MHz 附近有顯著的穿透光強度變化，可對應至 S_0 模態。當入射角為 30° ($c=2970$ m/s)時，除了在 0.9MHz 附近(仍為 S_0 模態)有較大之光強度變化外，

另外在 2.18MHz 處也有較大的光強變化量，反應的頻寬比較寬。1.06~1.54MHz 處有持續微小的變化，這與 S_0 的頻散曲線在此區段的走向具有些微傾斜的趨勢有關， S_0 模態的頻散曲線在 2.18MHz 附近具有平緩的趨勢，可能與穿透光功率頻譜的寬頻效果相關。

圖 4.4a-k 為中心頻率 5MHz 的換能器之實驗結果，圖 4.4a 顯示在 5.48MHz 附近光強度有微弱變化，圖 4.4b-k 各入射角度都具有較明顯光強度變化的頻率範圍，隨著入射角度變化，各有不同的頻率範圍，可對應至如圖 4.5 所示的頻散曲線。於 4 至 5MHz 頻段的穿透光變化處對應到 S_1 模態。特別是在圖 4.4k 的 25° 入射角 ($c=3513.8$ m/s) 情況，穿透光發生變化的頻寬高達約 2MHz，說明此處的 S_1 頻散曲線趨於平緩。

圖 4.5 顯示 5 至 7MHz 的頻段，在 16° 到 20° ($c=5387.5\sim 4341.8$ m/s) 入射角的範圍內，有數種高階模態 S_2 、 A_3 、 S_3 、 A_4 存在，使得液晶層的應力分佈複雜，不能清楚的推測圖 4.4a-k 所示的實驗值對應的模態。此處的聲導波相速度會隨著頻率增加而減小的現象與實驗趨勢一致。

此外，由圖 4.4 中亦可看出入射超音波束中心點偏移造成的效應。偏移量會造成反應強度大小的改變，液晶分子排列發生改變的頻率不會受到對準中心偏移量的影響，此頻率僅與頻散曲線對應位置有關。

4.2 穿透光強度的動態訊號

4.2.1 短時間超音波作用之動態現象

本節以示波器擷取光接收器的動態電壓訊號，觀察光強度的變化。以函數產生器產生一段具有若干週期之叢發(burst)正弦波激發換

能器，接著進行休息以避免換能器過熱，從開始激發到休息結束之時間為 4 秒。實驗採用的函數產生器限制生成叢發正弦波的週期數，一次最多激發 1 百萬個週期。在此以入射角 17° 與 20° 、頻率 $0.75\sim 0.9\text{MHz}$ 討論，各別激發 1、0.8 百萬個週期之訊號，示波器上顯示之訊號如圖 4.6、4.7 所示。

由實驗結果可以看出，液晶在此架構受聲光效應的反應時間皆超過 1 秒，1 百萬個週期的正弦函數激發超音波，尚不能令穿透光到達穩態。對照 4.1 節之結果也可發現，若入射角對應聲導波模態附近的頻率，可明顯觀察到較大的穿透光如圖 4.6a、4.7b 所示。

4.2.2 長時間超音波作用之動態現象

由 4.1 節得知隨著超音波束入射角的不同，穿透光強度改變發生的頻率會改變。本節考慮三個不同的入射角 15° 、 20° 、 25° ，觀察不同頻率的超音波作用下，液晶分子的動態反應時間(dynamic response time)，並探討分子間平衡的狀態。圖 4.8、圖 4.9 分別為在 1MHz 和 5MHz 換能器頻段下各角度之實驗結果，整理為下列四種情形，分別討論。

- (一) 曲線一：如圖 4.10a 所示，穿透光強度無明顯變化，在此條件下，液晶層沒有導波產生，液晶分子沒有受到外場作用，分子排列方向仍舊垂直玻璃表面，如圖 4.8a 之 0.68MHz 的情形所示。
- (二) 曲線二：如圖 4.10b 所示，穿透光強度曲線呈現上升直到飽和狀態，液晶分子在受到聲導波作用後，液晶光軸發生轉動，產生雙折射效應，部分光穿透液晶試片，直到液晶分子的轉矩與聲場作用力達成平衡，此時液晶分子排列受到改變趨於穩定，如圖 4.8a 的 0.8MHz 情形所示。

- (三) 曲線三：如圖 4.10c 所示，穿透光強度曲線達到最高值後，下降再上昇達到飽和狀態。以圖 4.11 作說明，當液晶分子受聲場作用後達到平衡如圖 4.11(1)，超音波能量的持續增加破壞了原有的平衡狀態，到達如圖 4.11(2)所示的第二個平衡態，若再加大聲場能量，有可能會再達到飽和狀態，或是破壞第二種平衡狀態，達到如圖 4.11(3)所示第三種平衡狀態。一旦超音波能量持續作用，破壞了液晶分子的平衡狀態，分子無法保持在一個固定方向而尋找穩態排列，如圖 4.8f 之情形所示。
- (四) 曲線四：如圖 4.10d 所示，穿透光強度曲線持續上升，但是未達飽和狀態，推測有許多模態的聲導波在液晶層中同時作用，造成應力分佈不均勻，液晶分子來回振盪未能達到平衡，如圖 4.9c 之情形所示。本實驗為了避免能量持續增加，造成超音波換能器過熱，以致未延長作用時間至其穩態，推測延長作用時間或提升聲場能量會使曲線四趨向曲線二或三。

實驗結果顯示不同實驗參數的聲導波會影響反應速度，改變超音波頻率，反應速度會大不相同，起始時間及飽和時間也都不一樣。圖 4.9f、圖 4.9g 顯示頻率由 4.6MHz 增加至 4.88MHz 時，液晶分子重排的反應程度皆差不多，分子可以較快重新排列，起始時間也相近，推測該狀態對應圖 4.5 之聲導波的 S_1 模態頻散曲線趨於平緩之區域。

最後，比較入射角設為 15° 時，觀察各頻段造成的影響，將圖 4.8a、4.8b、4.9a、4.9b 的結果對照頻散曲線，若該頻段包含許多聲導波的模態，會造成液晶分子的動態響應出現不規則振盪，多模態聲導波的發生導致液晶層的應力分布複雜，液晶分子不易達成平衡狀態，例如在 5.84~6.12MHz 頻段下，其響應就比 0.68~0.96MHz 頻段不穩定。

4.3 聲場強度對透光之影響

超音波的入射聲場強度與透光強度變化相關，量測的方法也是由 LabView 程式透過 GBIP 介面卡，操控函數產生器固定頻率、不同強度的輸出訊號，經功率放大器增益，激發換能器發射超音波。函數產生器以 $V_{pp} = 20\text{mV}$ 為起始值，每 2mV 為間距增至 80mV。每一電壓振幅條件下，間隔 0.5 秒取一次，共取 40 點資料，之後讓換能器休息 40 秒，每電壓振幅下，擷取最後 8 點資料平均。

本文嘗試根據液晶試片聲導波模態行為較為單純及複雜的兩個頻段予以討論，在其對應的共振頻率附近進行實驗。首先固定頻率為 2.1、2.14、2.18、2.22MHz、入射角為 30° ，實驗結果如圖 4.12 所示，四個頻率之實驗曲線幾乎相同，對應 4.1 節所述之反應頻寬較寬，主導影響的聲導波模態較為單純。此外，固定頻率為 5.96、6、6.04、6.08MHz，觀察入射角為 15° 與 16° 之情形，實驗結果分別示於圖 4.13、圖 4.14，各頻率所對應的實驗曲線較為分明，因為此區段的聲導波模態較多，各個聲導波模態都有貢獻，造成的應力分佈較複雜所致。即使在該入射角度所對應的共振頻率附近，超音波入射的聲場大小必須到達一閾值強度，液晶分子才開始受到影響，改變排列方向。超音波頻率越接近該入射角對應的共振頻率，透光強度越大，如圖 4.13 中 6.08MHz 之情況所示。

4.4 相關實驗補充說明

4.4.1 聲導波對等向性指示劑試片之影響

為了瞭解上述觀察到的光聲效應是否來自於三明治試片的影響，設計了以下的試驗，將試片夾層的非等向性流體之液晶換成等向

性流體的指示劑，進行實驗比對。指試劑只有一個折射率($n=1.5000$)，不會造成雙折射的光學現象，在相同的實驗架構下，試片不會改變入射的線偏光之偏極模態，因此不會有穿越正交的第二片偏光片的穿透光產生。

超音波的入射角設為 17° 及 20° ，以先前之實驗流程觀察 $0.2\sim 2\text{MHz}$ 、 $5\sim 7\text{MHz}$ 頻段的穿透光變化，如圖 4.15 所示。可以看出穿透光強度沒有變化且保持在零附近，證明 4.1 至 4.3 節之實驗結果確實為非等向性液晶受到聲場作用，致使分子排列狀態改變。

4.4.2 聲導波對較薄液晶層厚度試片之影響

現今的光電顯示科技相關研究皆以較薄的液晶層為主要探討對象，本研究除了以主試片 $5\text{CB}/145.6\ \mu\text{m}$ 進行研究外，尚嘗試其他的液晶層及間隙之實驗。

另外嘗試的液晶試片有以下規格：

- (一) 內含液晶為 MLC-6608，厚度為 $7\ \mu\text{m}$ ，分子排列為垂直配向。
- (二) 內含液晶為 E48，厚度為 $7.39\ \mu\text{m}$ ，分子排列為垂直配向。
- (三) 內含液晶為 5CB，厚度為 $6.75\ \mu\text{m}$ ，分子排列為垂直配向。

以上試片在各種參數下，給予聲場作用都不會有穿透光的發生。換句話說，試片液晶層分子排列不會受到聲導波之影響而改變。可能原因是液晶層厚度較薄，液晶分子受到垂直配向的邊界條件拘束較大，折射進入試片的聲導波不能給予足夠的能量讓液晶分子發生轉動。同 Greanya *et al* [9] 亦曾提出類似架構研究液晶的聲光效應，認為液晶層間隙超過一定範圍，聲光效應才會明顯。

第五章 結論與未來展望

本文以沒水式斜束超音波實驗，探討聲導波對向列型液晶之聲光效應，透過實驗，觀察聲導波頻散特性及其模態對於液晶分子排列的影響。本章綜合實驗結果與討論，作為日後研究的參考。

5.1 結論

5.1.1 實驗結果分析

本研究的實驗結果顯示超音波斜束入射液晶試片，對於液晶的聲光效應有下列影響：

- (1)超音波的入射角度：不同入射角的斜束超音波折射進入液晶試片，生成沿液晶試片傳遞的導波相速度不同，不同的相速度在頻散曲線上對應不同工作頻率的共振模態。
- (2)超音波的工作頻率：在固定的導波相速度下，若工作頻率越接近特定模態的共振頻率，聲光效應會更為明顯，代表液晶分子受聲導波影響轉動的角度較大。
- (3)聲導波模擬的聲場分佈：超音波折射進入液晶試片生成的聲導波模態對於液晶分子產生不同程度的轉動影響，得到不同的透光強度變化。
- (4)超音波聲場的強弱：超音波換能器的發射功率必須超過某一閾值強度，液晶才會發生聲光效應的現象，這與液晶分子的光電效應相似。液晶分子由於外加電場作用，使得其排列狀態改變，造成液晶薄膜的光學性質發生變化。

5.1.2 聲導波模擬的影響

沒水式斜束超音波照射液晶試片所產生的液晶聲光效應，經實驗證實與液晶試片之聲導波模擬有關。對稱聲導波的 S_0 、 S_1 模態對液晶分子排列狀態的改變較為顯著。實驗雖觀察到 A_0 模態對於液晶分子排列的影響，但是較為不明顯。高階的對稱及反對稱模態對於液晶分子排列也有影響，但是部分頻散曲線過於接近，無法由液晶的透光率變化分辨不同聲導波模態個別的貢獻。倘若共振模態間互相耦合，造成液晶層的應力分佈複雜，雖改變液晶分子的排列狀態，但卻不穩定。

根據施文斌[16]模擬的液晶試片頻散曲線，可看出低階模態聲導波之頻散曲線區隔分明，液晶分子受到聲場作用而改變的行為單純，因此較低模態的頻段應為液晶聲光效應研究較佳的操作範圍。然而，高頻範圍的聲導波對於液晶聲光效應之影響具有較快的反應時間。此點猶待進一步的研究，可能具有應用的潛力。

此外，實驗值與模擬的頻散曲線相比較，低頻範圍的相速度實驗值皆略高於模擬值，可能是模擬過程對於具黏滯性流體之過度簡化，並且未考慮三明治結構與周圍流體的耦合條件，造成模擬結果與實驗值的落差，液晶的流體模型尚有改進的空間。

5.2 未來展望

本研究的實驗以沒水式超音波換能器激發超音波，折射進入液晶試片產生導波，影響液晶分子的排列。在相同的實驗架構下，若於發射探頭的同一側，再架設一沒水式超音波換能器接收自試片反射之訊號，若入射波進入試片產生導波，沿著液晶試片傳遞的聲導波會逐漸滲漏到周圍的液體中，與幾何反射的超音波聲場干涉形成滲漏藍姆波

(leaky Lamb waves, LLW)。滲漏藍姆波實驗訊號的頻率響應在特定頻率處，顯現超音波的反射能量減少，這些減少的能量大部分是被試片內生成的聲導波所帶走，這些特定的頻率與聲導波共振頻率相近。因為周遭液體與試片間的耦合效應，致使兩者存在些微的差異。透過此架構可以驗證試片內是否產生聲導波，量測其發生的頻率，也可以同時觀察超音波聲場分佈之情形。

此外，若將表面聲波元件與液晶試片結合，以交指差電極激發表面聲波，傳入試片盒影響液晶分子的排列，不需透過水為介質傳遞，直接於液晶試片上形成聲導波，此實驗可直接以偏光顯微鏡放大觀察液晶分子受聲場的影響。

本研究觀察垂直配向之液晶分子受超音波導波影響，改變排列方向發生雙折射，使雷射光得以穿透，但是液晶分子的排列通常不會馬上穩定下來。未來可進一步配合液晶光學理論分析液晶分子的排列及關鍵性的超音波參數，達成超音波操控液晶的積極目的。

參考文獻

- [1] M. Bertolotti, S. Martellucci, F. Scudieri, and D. Sette (1972), “Acoustic modulation of light by nematic liquid crystals,” *Appl. Phys. Lett.*, **21**(2), 74-75.
- [2] J. L. Dion and A. D. Jacobn (1977), “A new hypothesis on ultrasonic interaction with a nematic liquid crystal,” *Appl. Phys. Lett.*, **31**(8), 490-493.
- [3] J. L. Dion (1978), “The orienting of ultrasound on liquid crystals related to the theorem of minimum entropy production,” *J. Appl. Phys.*, **50**(4), 2965-2966.
- [4] C. Sripaipan, C. F. Hayes, and G. T. Fang, (1976), “Ultrasonically -induced optical effect in a nematic liquid crystal,” *Phys. Rev. A*, **15**, 1297-1303.
- [5] S. Letcher, J. Lebrun, and S. Candau (1977), “Acoustic-optic effect in nematic liquid crystal,” *J. Acoust. Soc. Am.*, **63**(1), 55-59.
- [6] S. Candau, A. Ferre, A. Peters, and G. Waton (1980), “Acoustical streaming in a film of nematic liquid crystal,” *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, **61**, 7-30.
- [7] M. Inoue, H. Moritake, and K. Yoda (2000), “Periodic property of domain in nematic liquid crystal induced by elastic wave,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, **39**, 3125-3129.
- [8] J. V. Selinger, M. S Greanya, B.T. Weslowski, D. K. Shenoy, and R. Shashidhar (2002), “Acoustic realignment of nematic liquid crystals,” *Phys. Rev. E*, **66**, 051708.
- [9] V. A. Greanya, M. S. Spector, J. V. Selinger, B.T. Weslowski, and R. Shashidhar (2003), “Acousto-optic response of nematic liquid crystals,” *J. Appl. Phys.*, **94**(12), 7571-7575.

- [10] A. P. Malanoski, V. A. Greanya, B.T. Weslowski, M. S. Spector, J. V. Selinger, and R. Shashidhar (2004), “Theory of the acoustic realignment of nematic liquid crystals,” *Phys. Rev. E.*, **69**, 021705.
- [11] V. A. Greanya, A. P. Malanoski, B.T. Weslowski, M. S. Spector, and J. V. Selinger (2005), “Dynamics of the acoustic-optic effect in a nematic liquid crystal,” *Liquid Crystals*, **32**(7), 933-941.
- [12] K. Toda, M. Inoue, H. Mokitake, and K. Yoshino (2005), “Analysis of acoustic streaming in nematic liquid-crystal cell,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, **44**, 316-323.
- [13] D. Royer and E. Dieulesaint (2000), *Elastic Waves in Solids*, Vol. I, 311-319, Springer, New York.
- [14] A. Yariv and P. Yeh (1984), *Optical Waves in Crystals*, 121-154, John Wiley & Sons, Inc., Canada.
- [15] B. E. A. Saleh and M. C. Teich (1991), *Fundamentals of Photonics*, 193-237, John Wiley & Sons, Inc., Canada.
- [16] 施文斌(2007)，向列型液晶三明治結構的聲導波波傳，國立交通大學機械工程學系碩士論文，新竹市，台灣。
- [17] 王新久(2006)，液晶光學和液晶顯示，科學出版社，北京。

表 1 向列型液晶 5CB 的材料參數

熔點 /°C		24
清亮點 /°C		35.5
黏度 /cP(25°C)	η_1	129.6
	η_2	22.9
	η_3	37.4
折射係數 (20°C, 632.8nm)	n_e	1.706
	n_o	1.530
	Δn	0.175
介電常數 (25°C)	$\epsilon_{ }$	19.7
	ϵ_{\perp}	6.4
	$\Delta \epsilon$	13.3
彈性係數 /dyn(22°C)	K_{11}	6.4×10^{-7}
	K_{33}	10.0×10^{-7}

表 2 超音波換能器規格

Frequency (MHz)	Element Diameter (inches)	Near field distances (inches)
1.0	0.50	1.043
2.25	0.50	2.374
5	0.50	5.287

表 3 等向性試劑參數

Certified refractive index liquids series A $n_D 25^\circ\text{C}=1.5\pm 0.0002$	
n_C	1.4967 ± 0.0010
n_F	1.5086 ± 0.0010
$n_F - n_C$	0.0119
abbe ν_D	42.0
n_D temp. coef.	$-0.000401/ +^\circ\text{C}$

表 4 光接收器 New Focus 1801 的規格

Description	Specification
Wavelength Range	300-1050 nm
Coupling	DC or AC
3-dB Bandwidth (DC versions)	DC-125 MHz (typical)
3-dB Bandwidth (AC versions)	25 kHz-125MHz (typical)
DC Bias Monitor Bandwidth (AC versions only)	DC-50 kHz (typical)
Risetime	3 ns (typical)
Transimpedance Gain (AC-coupled version)	40 V/mA (AC) 1 V/mA (DC)
Transimpedance Gain (DC-coupled version)	40 V/mA
Output Impedance	50 Ω
Minimum NEP*	3.3 pW/ \sqrt{Hz}
CW Saturation Power	120 μ W @ 950 nm
Maximum Pulse Power	5 mW
Detector Material/Type	Silicon / PIN
Detector Diameter	0.8 mm
Power Requirements	\pm 15V DC; 250 mA
Optical Input	Free space (FS)
RF Output	SMA
DC Bias Monitor output (AC-coupled units only)	SMB

表 5 光接收器輸出電壓值與輸入光功率量測值對照表

輸出電壓值	輸入光功率量測值
V	mW
0.1619	0.005
0.5609	0.02
1.2078	0.044
2.393	0.089
2.4775	0.091



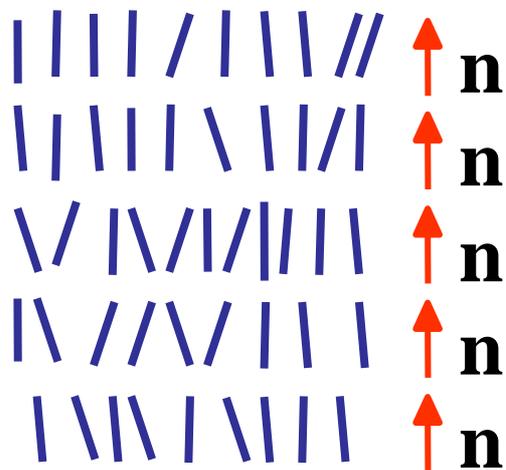


圖 2.1a 層列型液晶示意圖

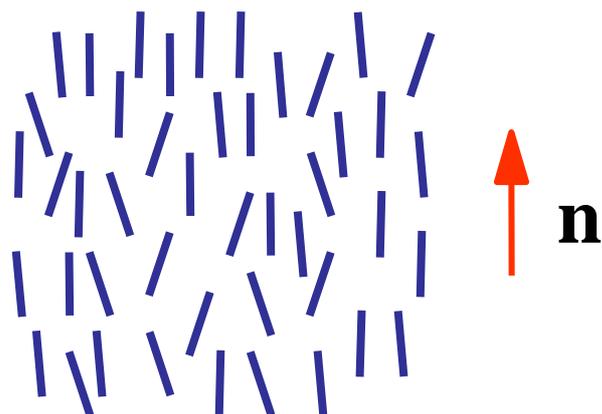


圖 2.1b 向列型液晶示意圖

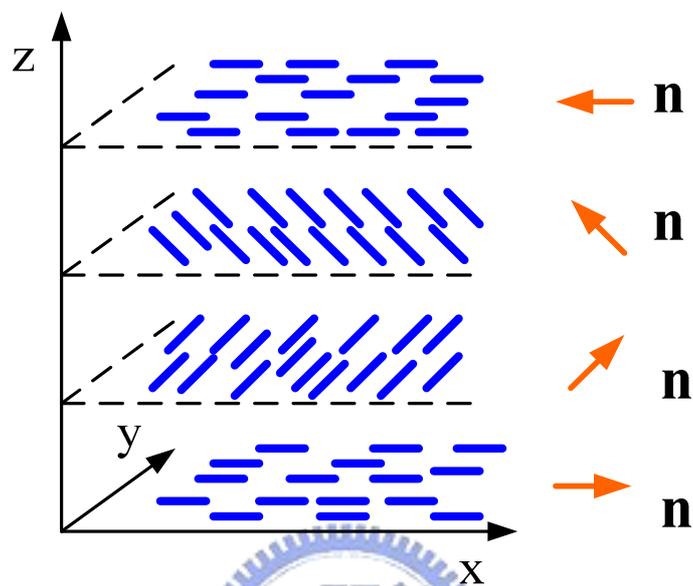


圖 2.1c 膽固醇型液晶示意圖

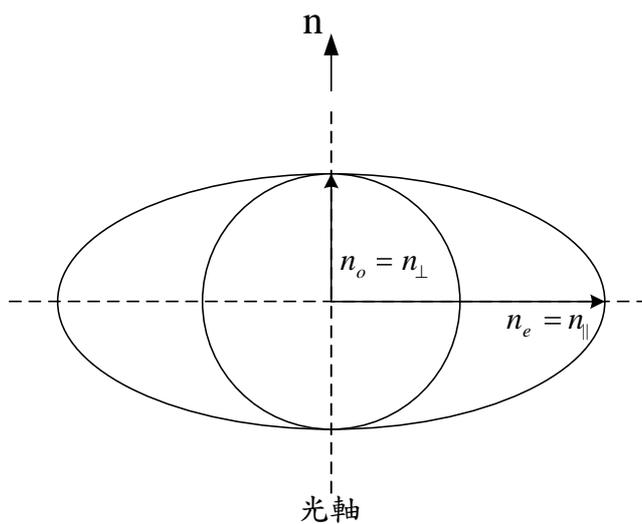


圖 2.2 向列型液晶的異向性折射率

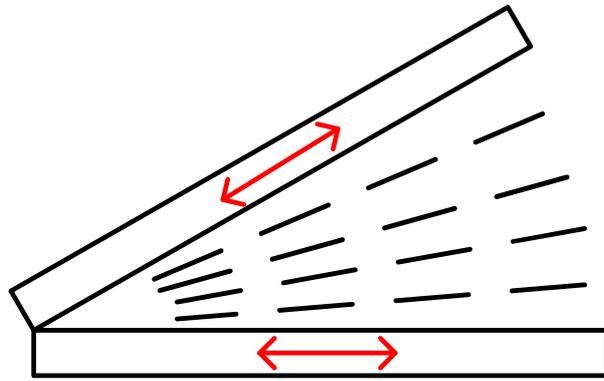


圖 2.3a 液晶擴張(splay)形變示意圖

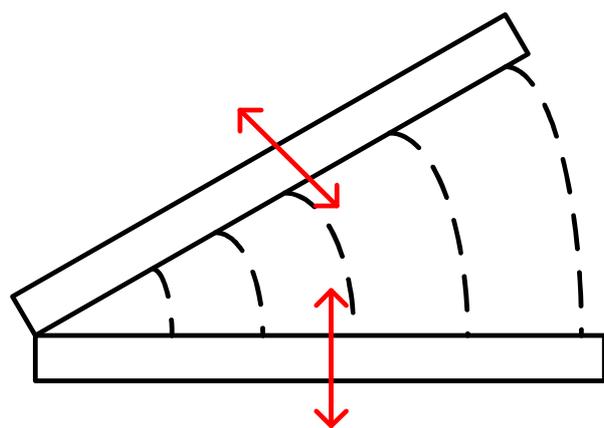


圖 2.3b 液晶扭轉(twist)形變示意圖

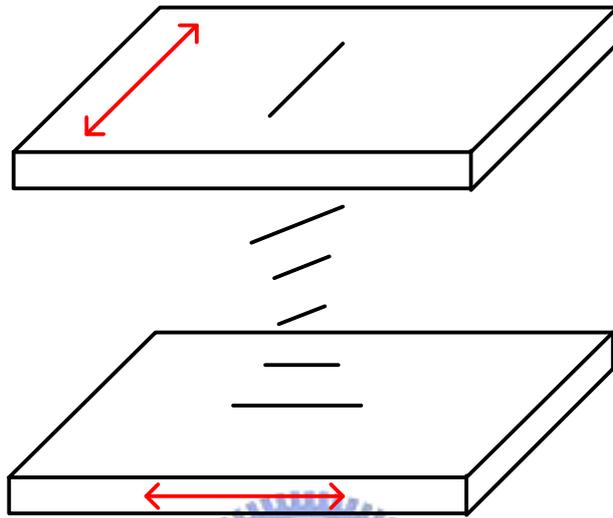
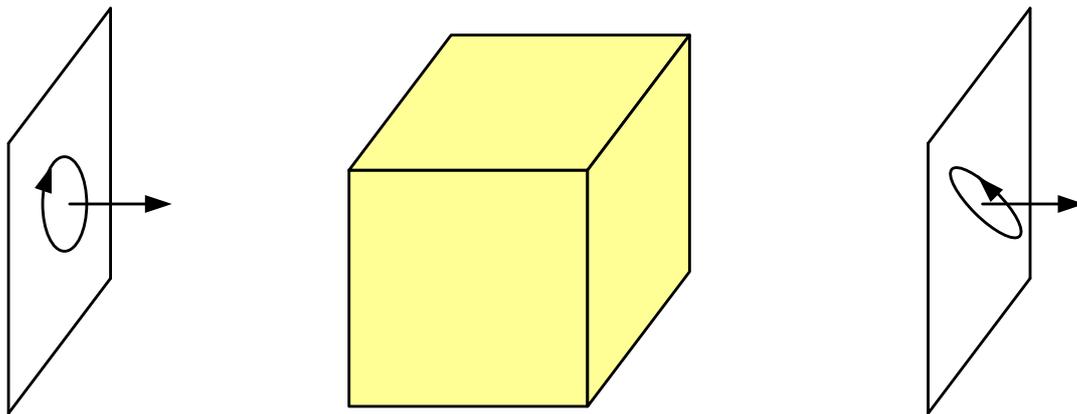


圖 2.3c 液晶彎曲(bend)形變示意圖



Optical system

圖 2.4 光學系統改變入射光偏極狀態示意圖

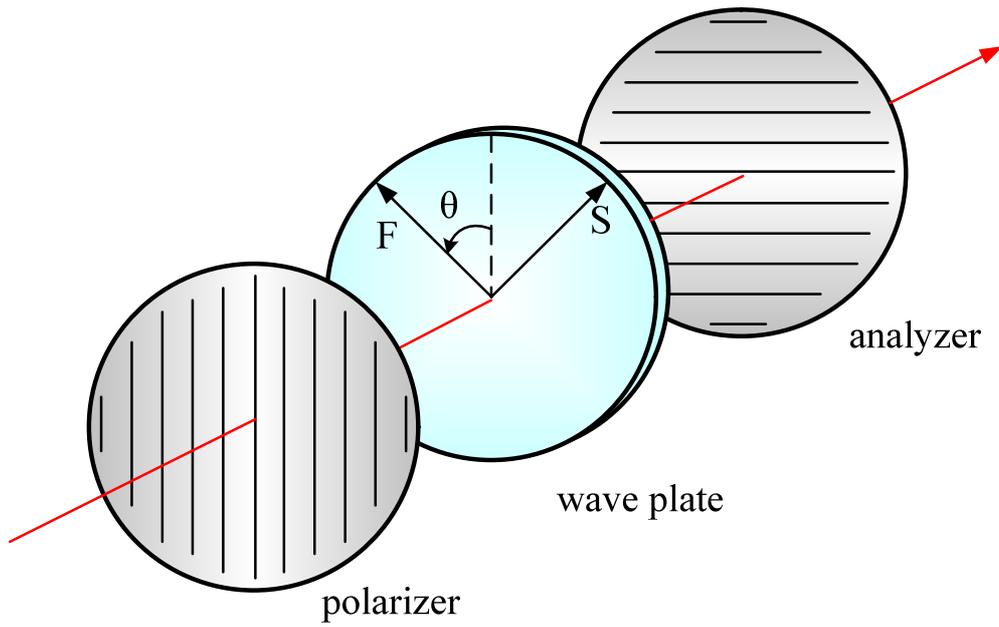


圖 2.5 兩正交偏極片與液晶試片所組成之光學系統示意圖

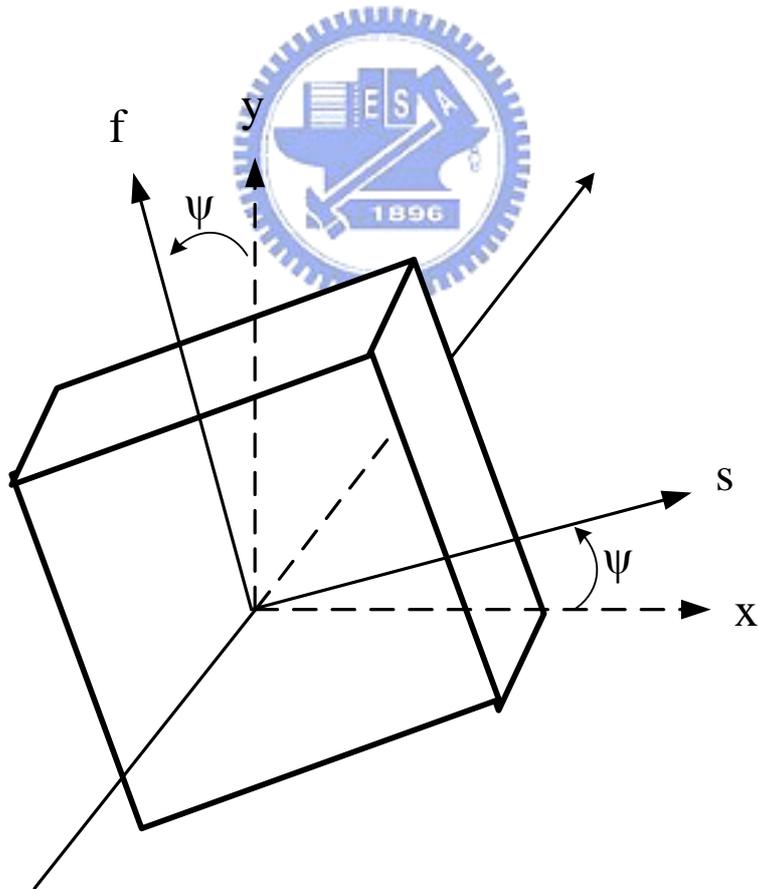


圖 2.6 相位延遲片的快、慢軸示意圖

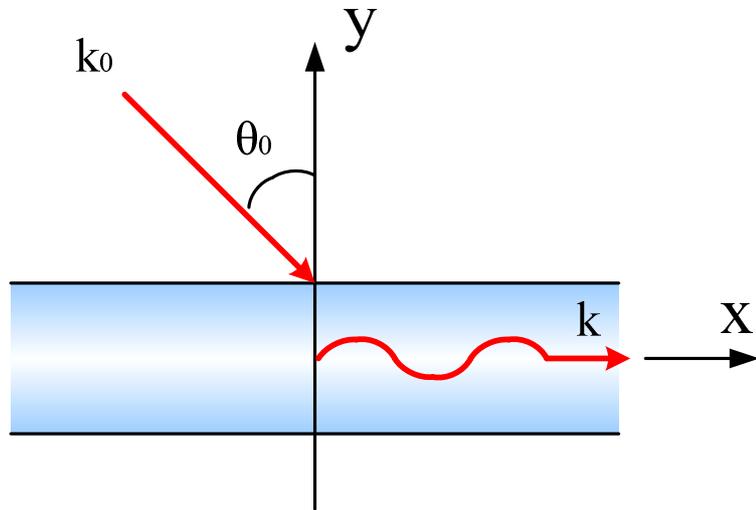


圖 2.7 聲波斜束入射平板的示意圖

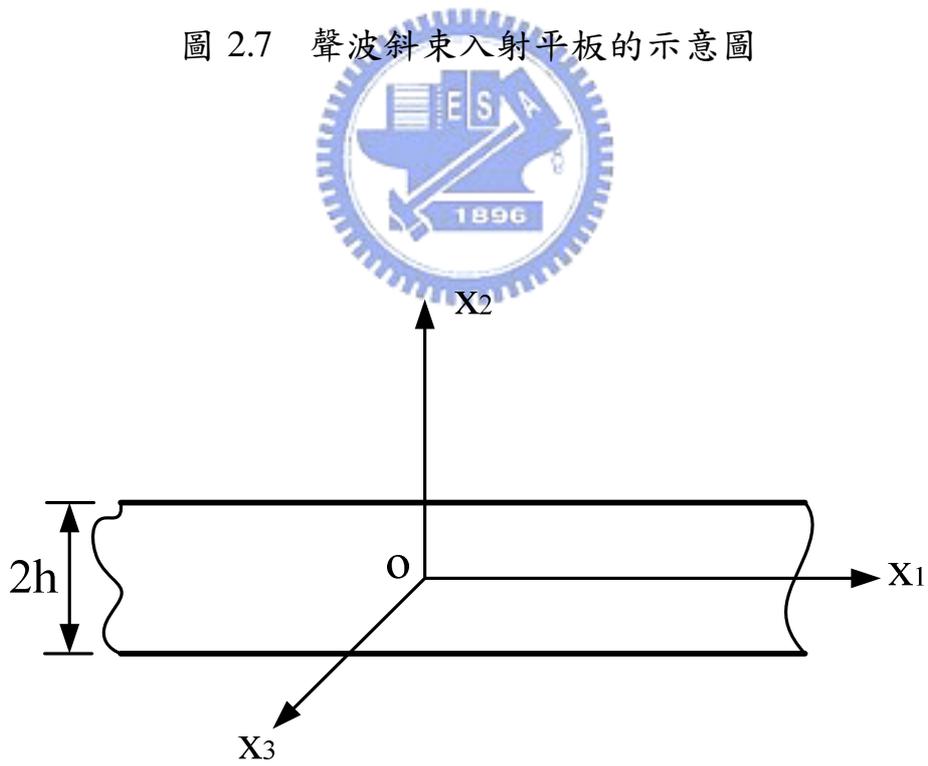
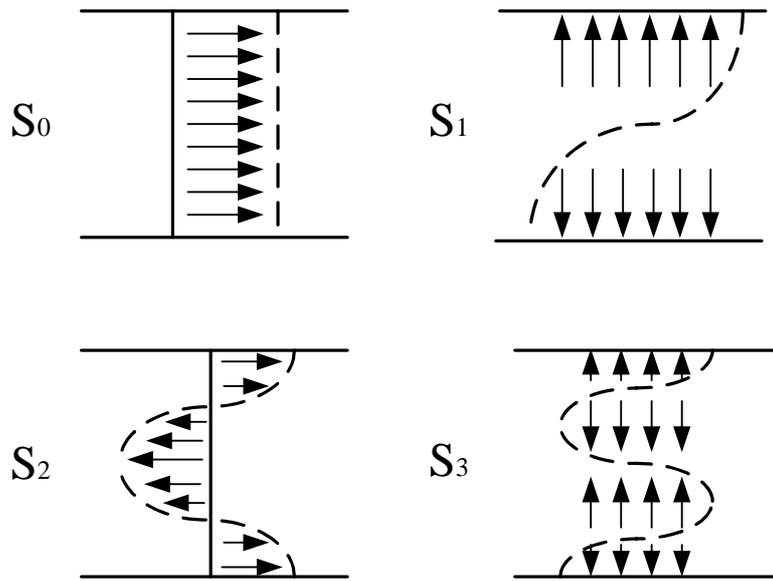
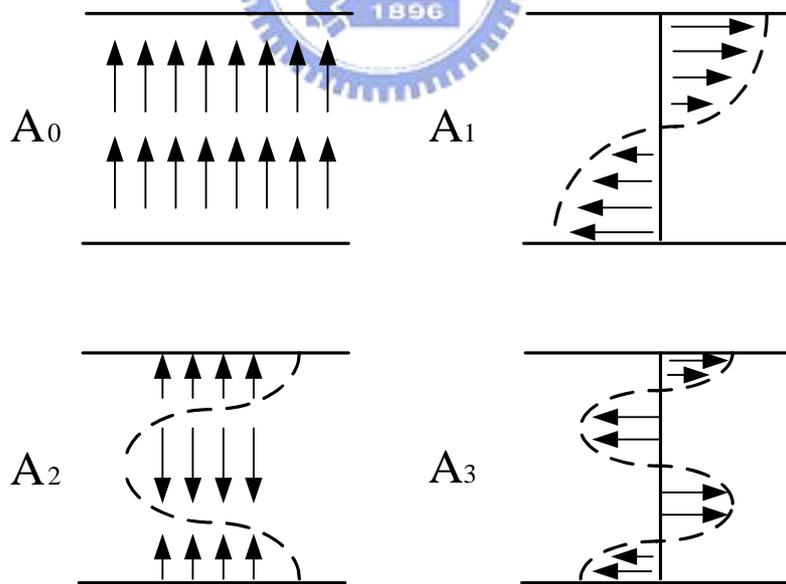


圖 2.8 平板藍姆波之參考座標



symmetric modes



antisymmetric modes

圖 2.9 等向性平板藍姆波各模態於板厚方向之位移分佈

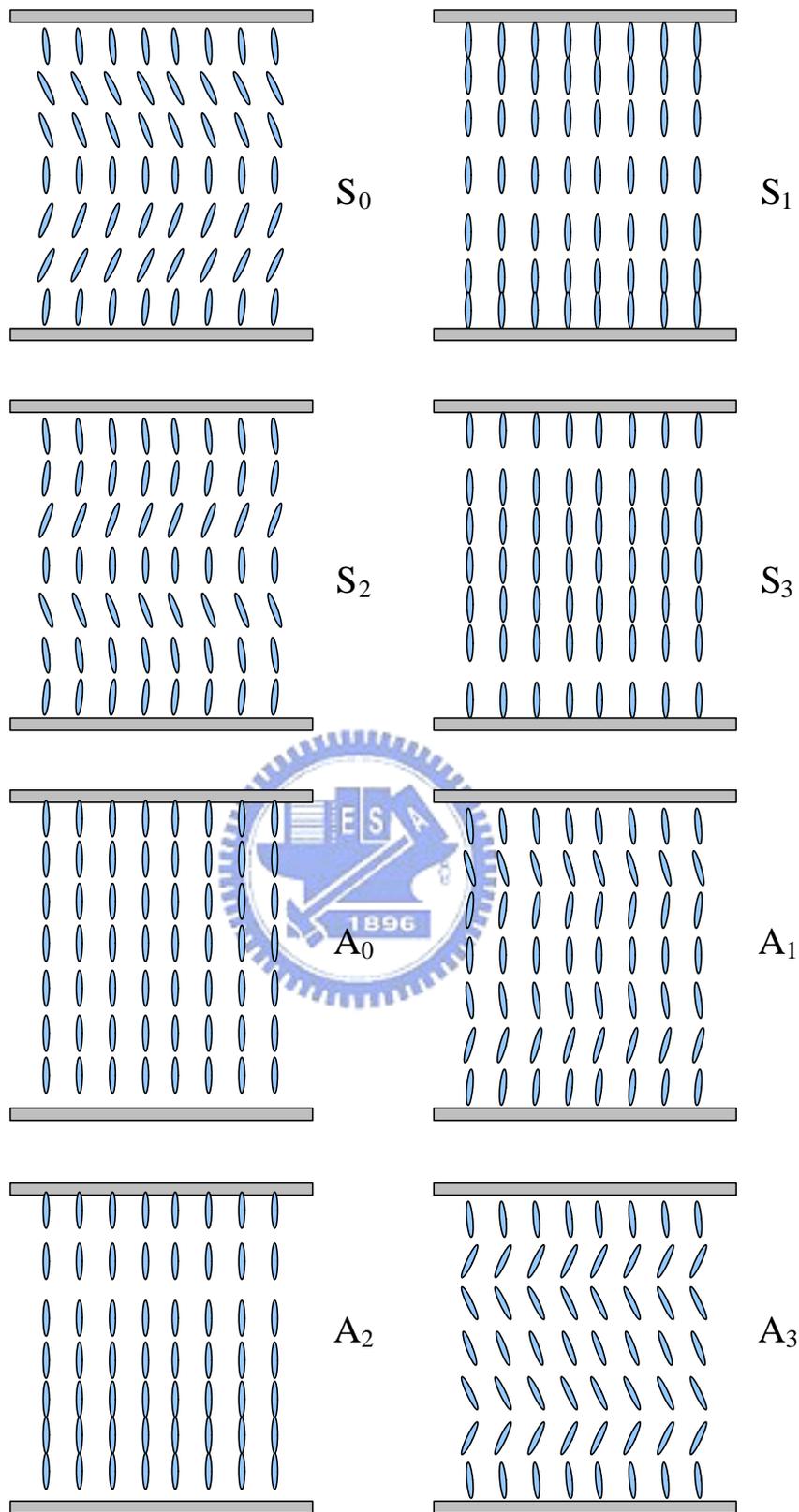


圖 2.10 向列型液晶在藍姆波各模態下的分子排列預測

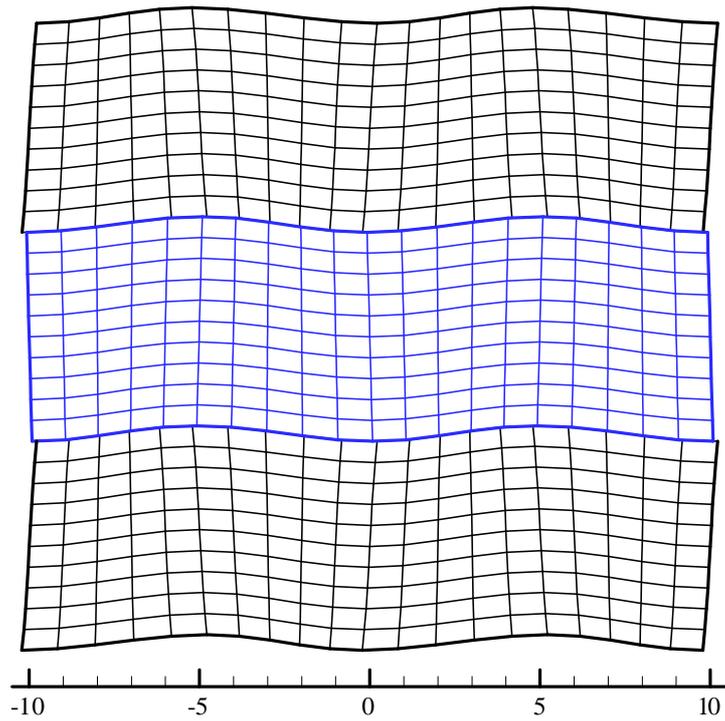


圖 2.11a 向列型液晶三明治結構之 A_0 模態位移示意圖，
 $f = 0.800\text{MHz}$ ， $c = 1789.6\text{m/s}$

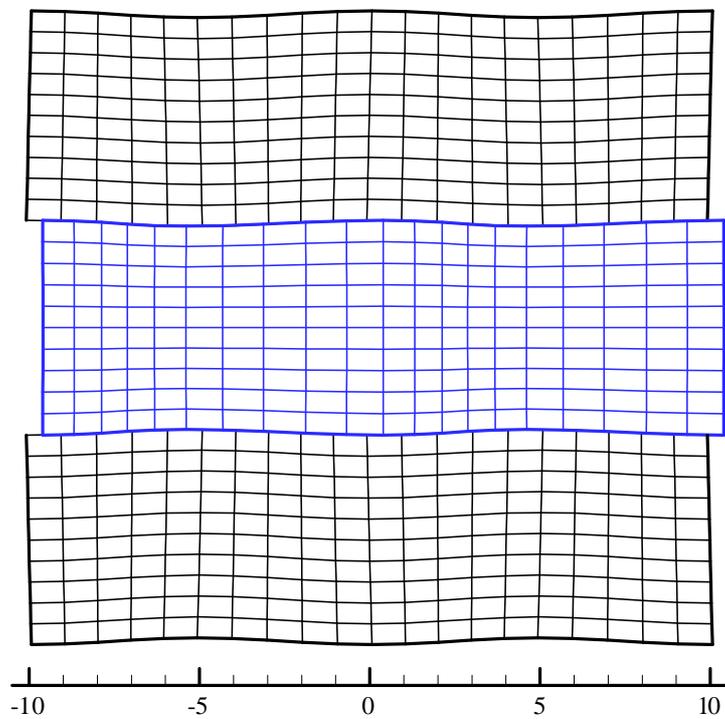


圖 2.11b 向列型液晶三明治結構之 S_0 模態位移示意圖，
 $f = 0.800\text{MHz}$ ， $c = 2804.9\text{m/s}$

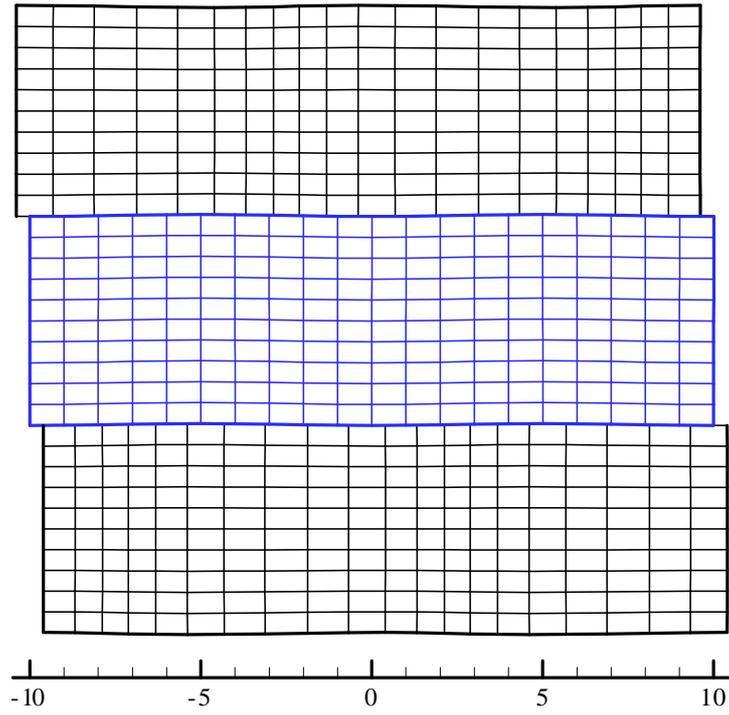


圖 2.11c 向列型液晶三明治結構之 A_1 模態位移示意圖，
 $f = 0.800\text{MHz}$ ， $c = 5140.3\text{m/s}$

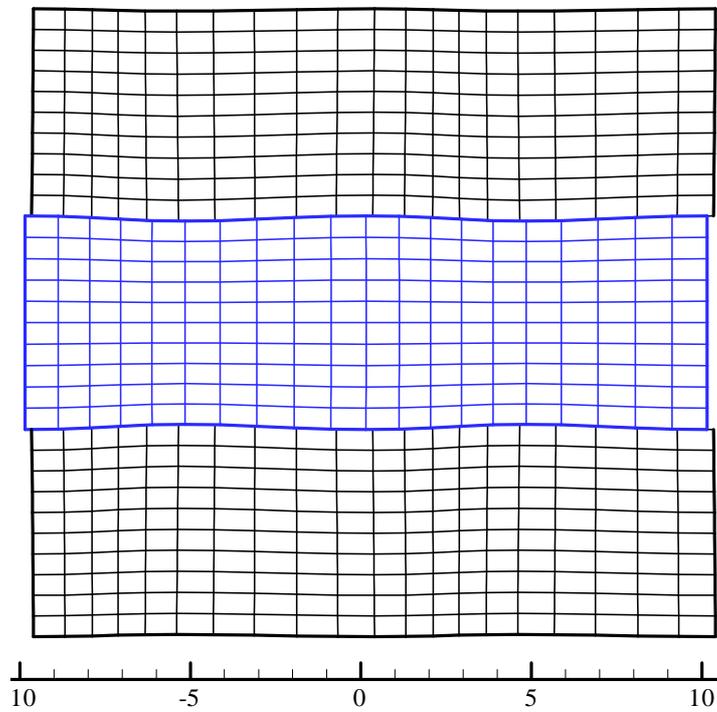


圖 2.11d 向列型液晶三明治結構之 S_1 模態位移示意圖，
 $f = 0.800\text{MHz}$ ， $c = 5218.0\text{m/s}$

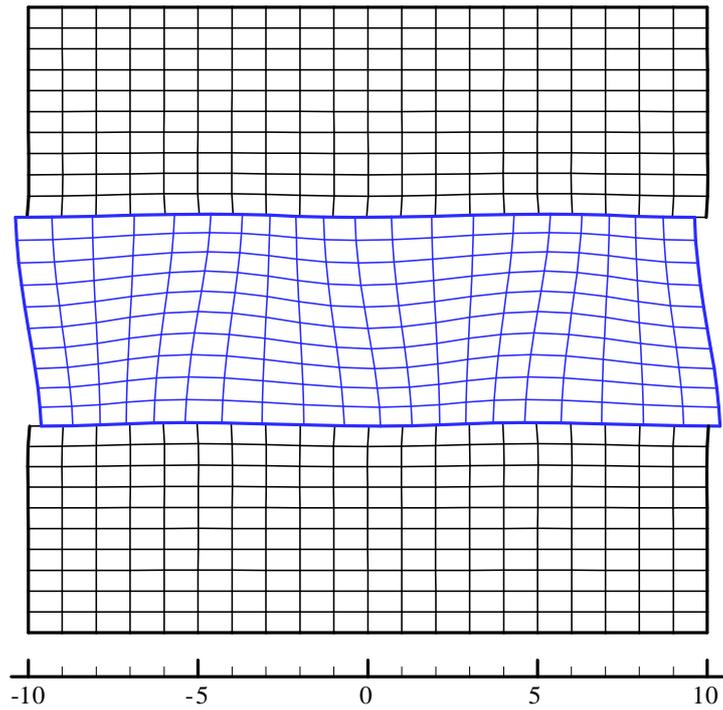


圖 2.11e 向列型液晶三明治結構之 A_0 模態位移示意圖，
 $f = 5.975\text{MHz}$ ， $c = 2139.3\text{ m/s}$

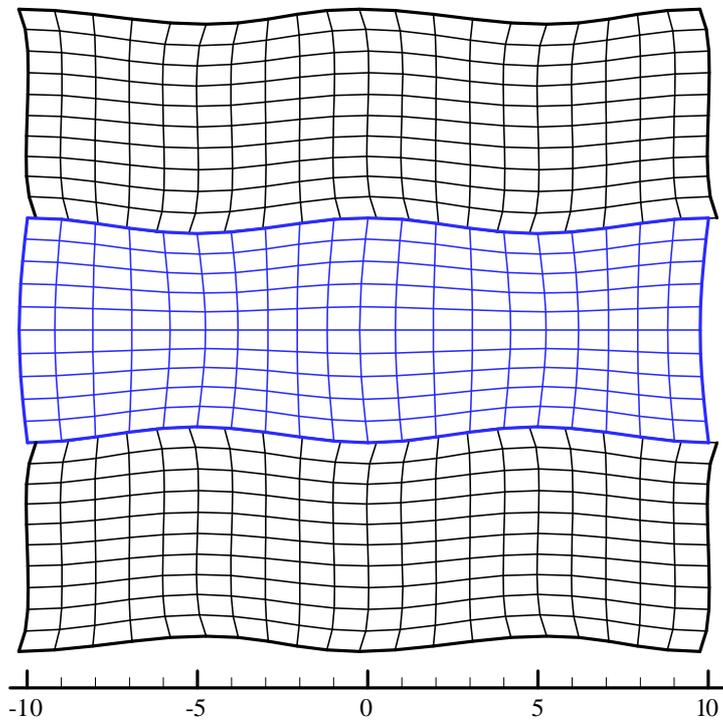


圖 2.11f 向列型液晶三明治結構之 S_0 模態位移示意圖，
 $f = 5.975\text{MHz}$ ， $c = 2790.0\text{ m/s}$

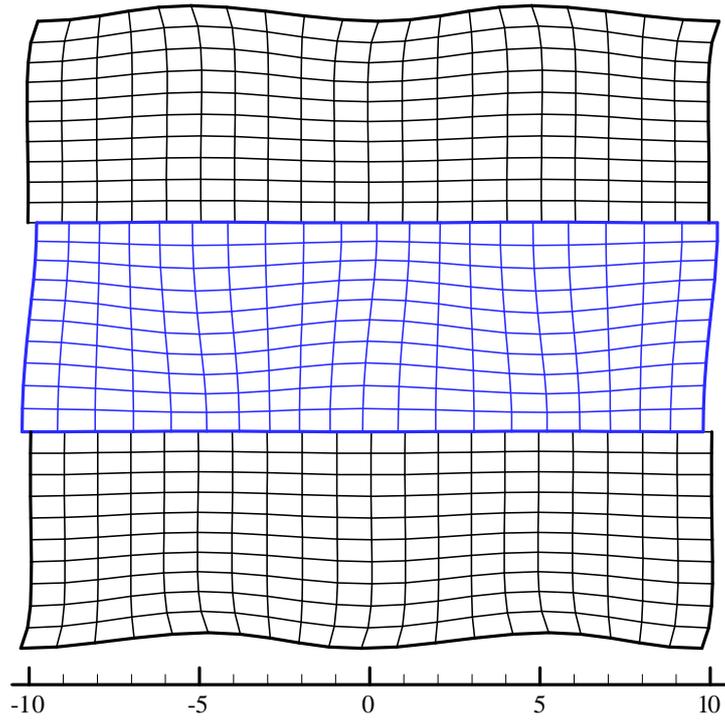


圖 2.11g 向列型液晶三明治結構之 A_1 模態位移示意圖，
 $f = 5.975\text{MHz}$ ， $c = 2858.8\text{ m/s}$

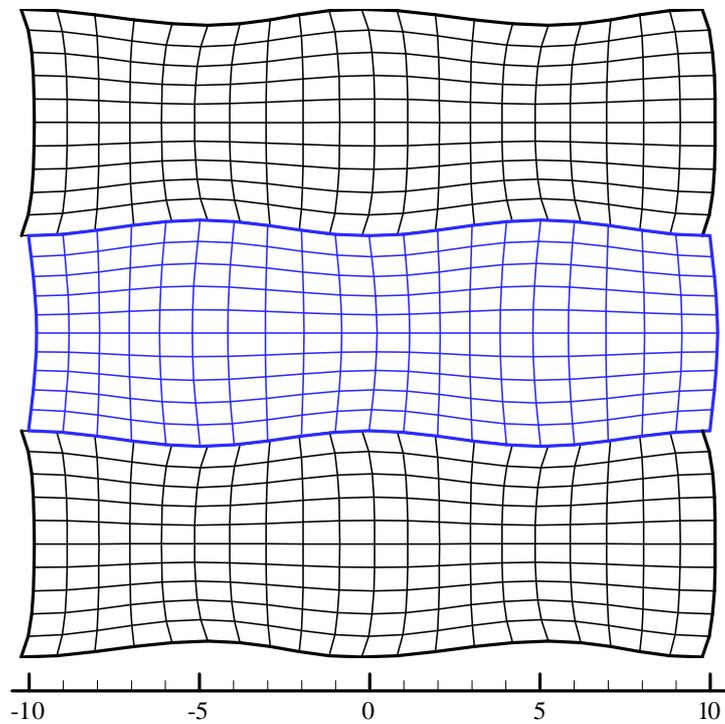


圖 2.11h 向列型液晶三明治結構之 S_1 模態位移示意圖，
 $f = 5.975\text{MHz}$ ， $c = 3004.3\text{ m/s}$

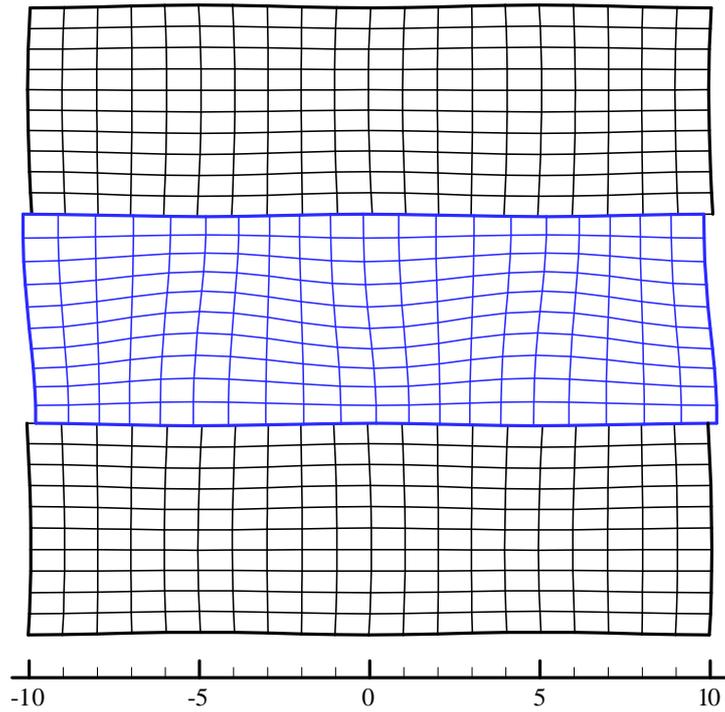


圖 2.11i 向列型液晶三明治結構之 A_2 模態位移示意圖，
 $f = 5.975\text{MHz}$ ， $c = 3480.4\text{ m/s}$

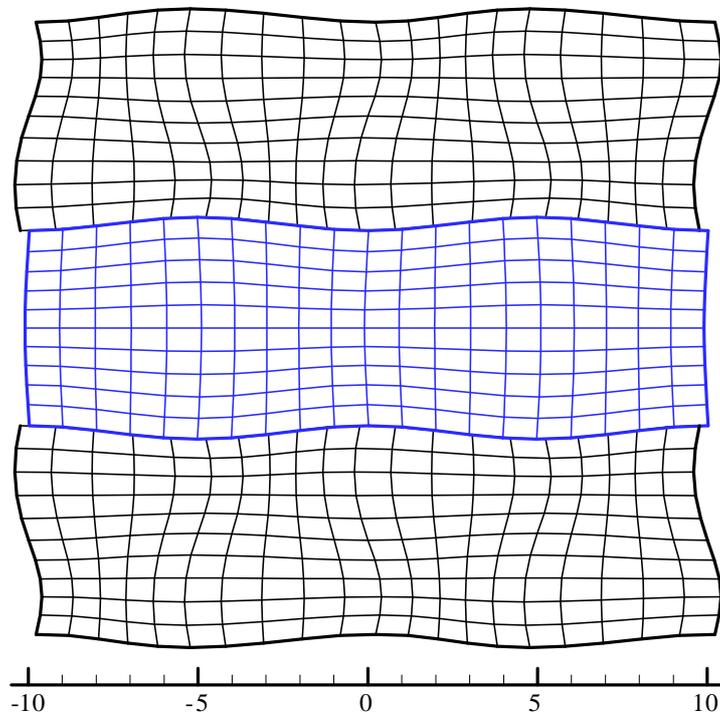


圖 2.11j 向列型液晶三明治結構之 S_2 模態位移示意圖，
 $f = 5.975\text{MHz}$ ， $c = 5166.8\text{ m/s}$

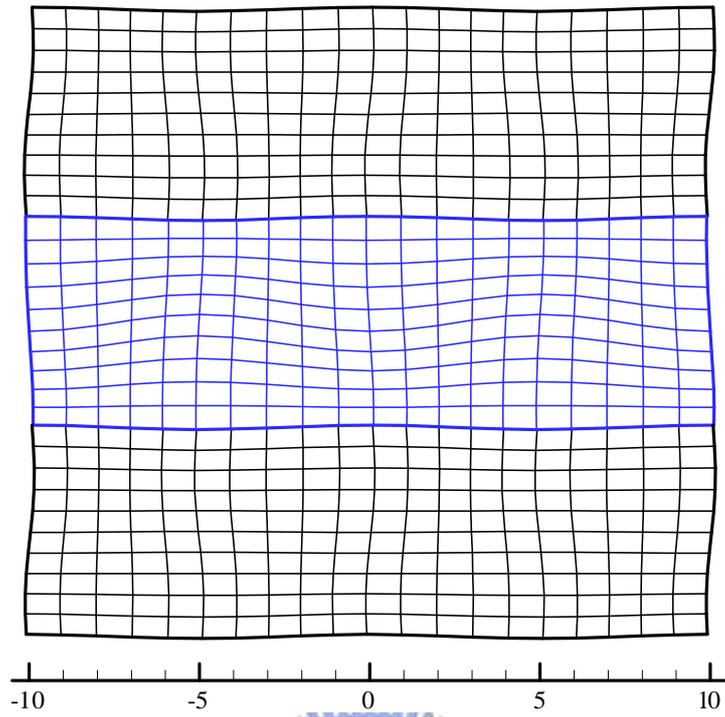


圖 2.11k 向列型液晶三明治結構之 A_3 模態位移示意圖，
 $f = 5.975\text{MHz}$ ， $c = 5519.1\text{m/s}$

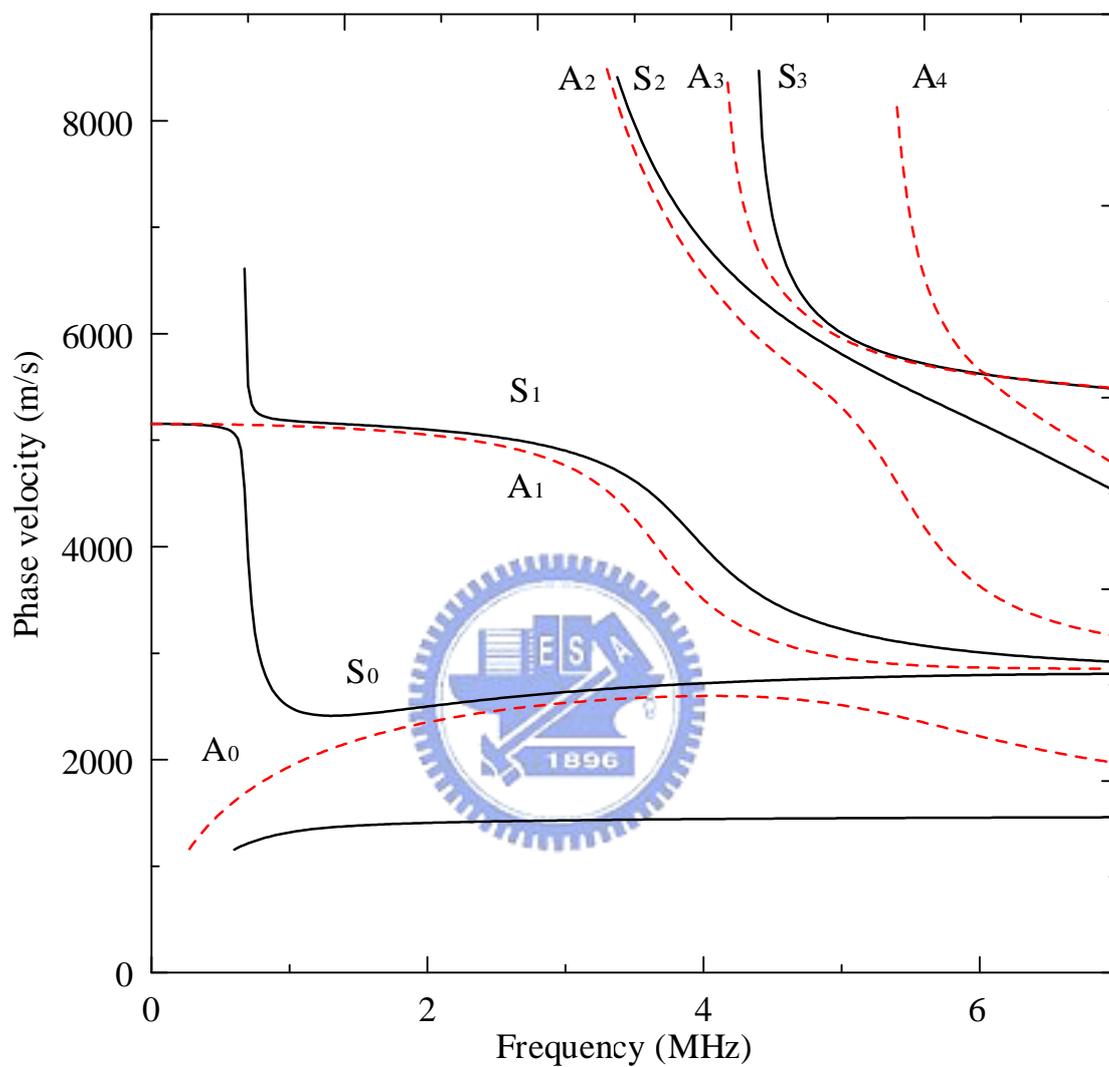


圖 2.12 玻璃-液晶-玻璃三明治結構之聲導波頻散曲線圖[16]
 ，實線為對稱模態，虛線為反對稱模態。
 (玻璃厚度 0.6mm，液晶層厚度 145.6 μ m)。

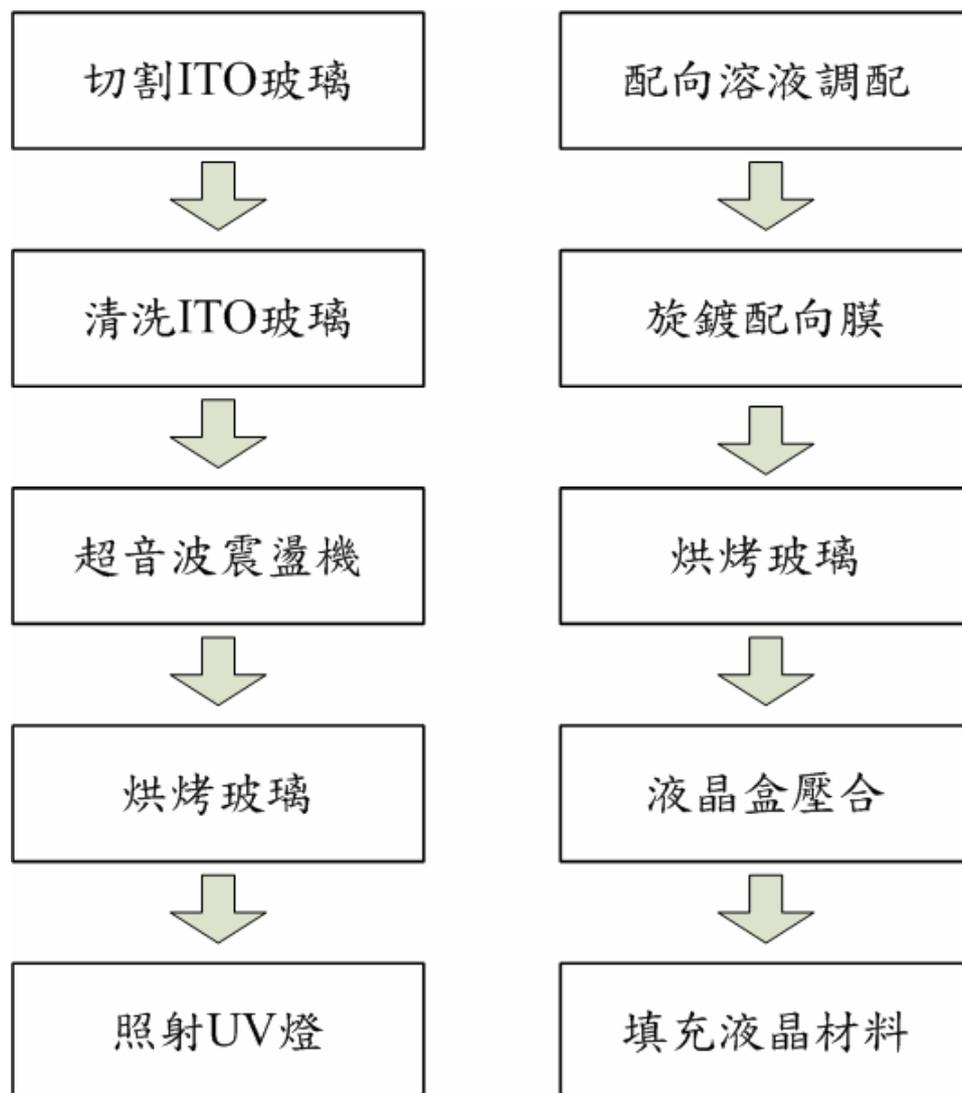


圖 3.1 液晶試片製程

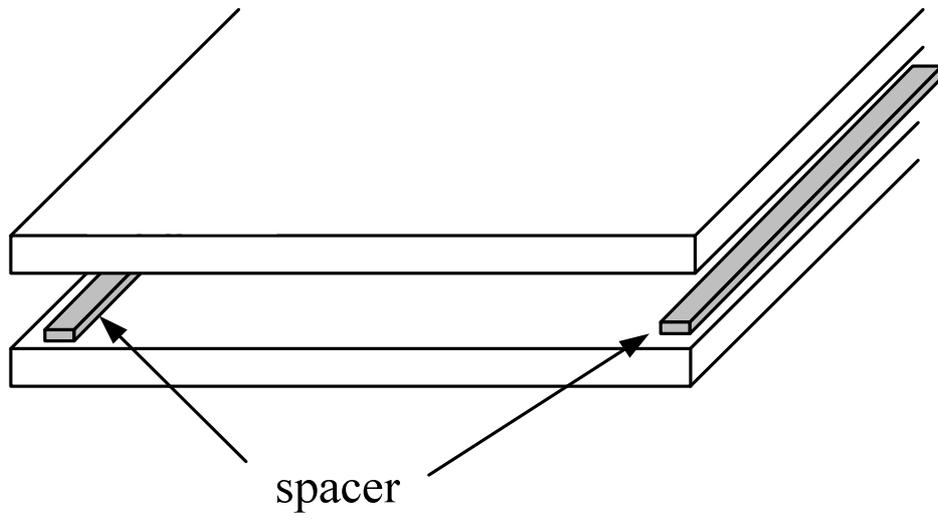


圖 3.2 試片製程示意圖



圖 3.3 試片填充液晶材料示意圖

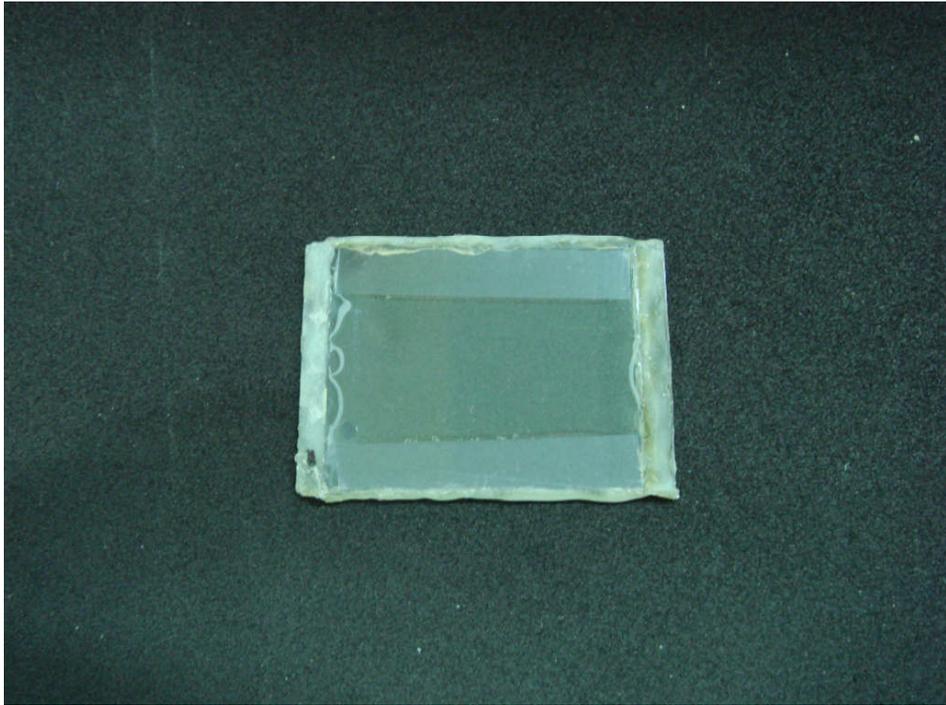


圖 3.4 液晶試片完成圖

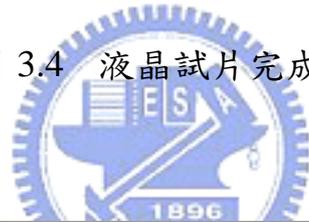


圖 3.5 螺旋測微計

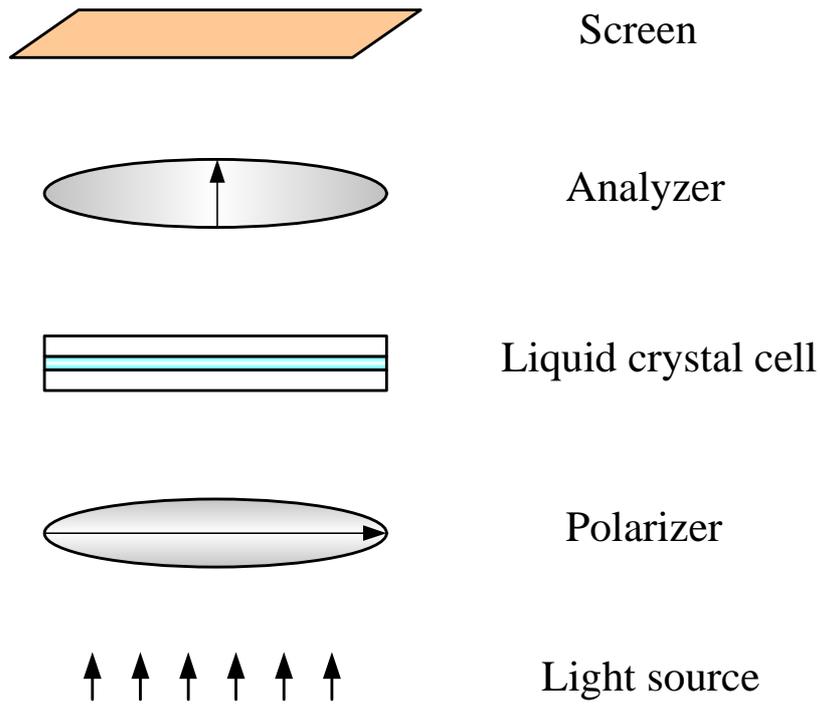


圖 3.6 試片排列檢查實驗示意圖



圖 3.7 光彈實驗裝置實體

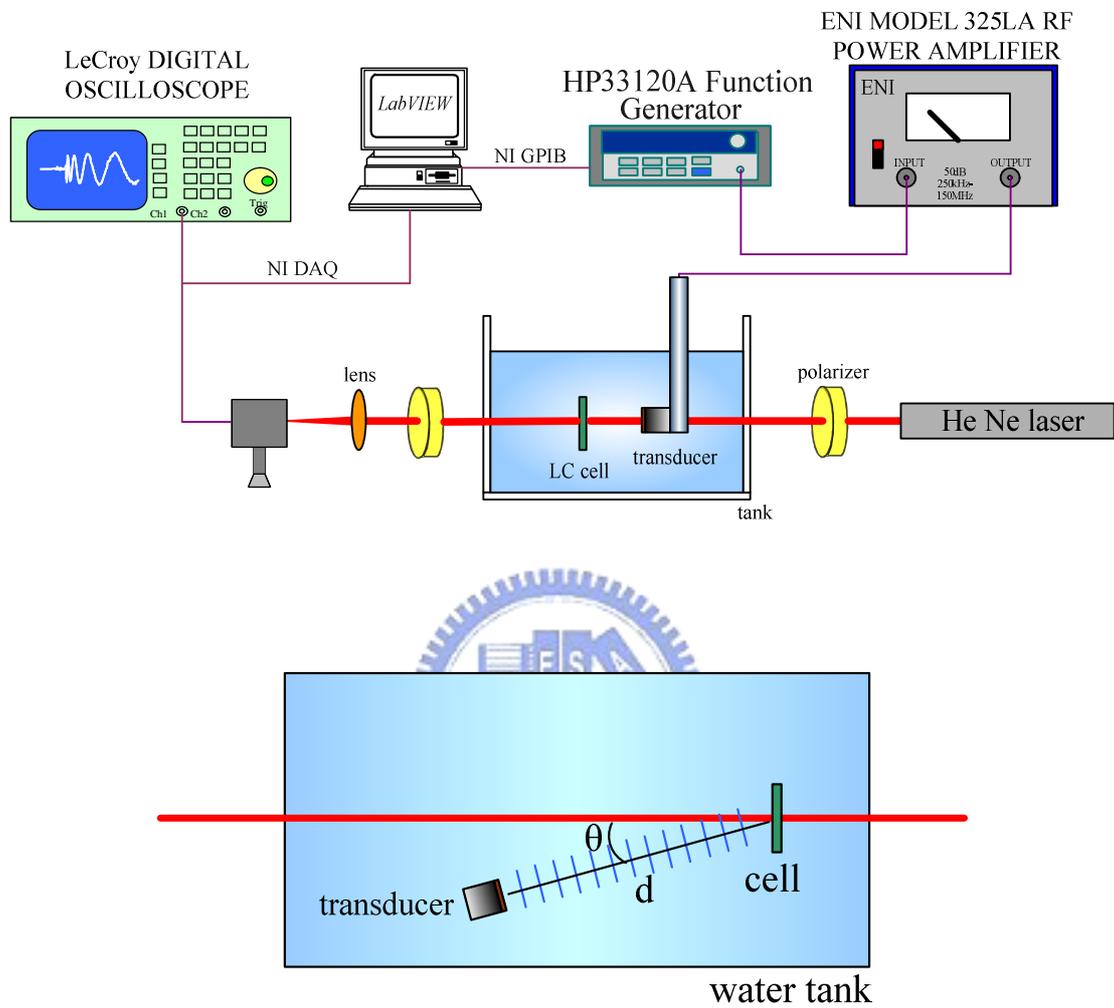


圖 3.8a 液晶聲光效應實驗示意圖

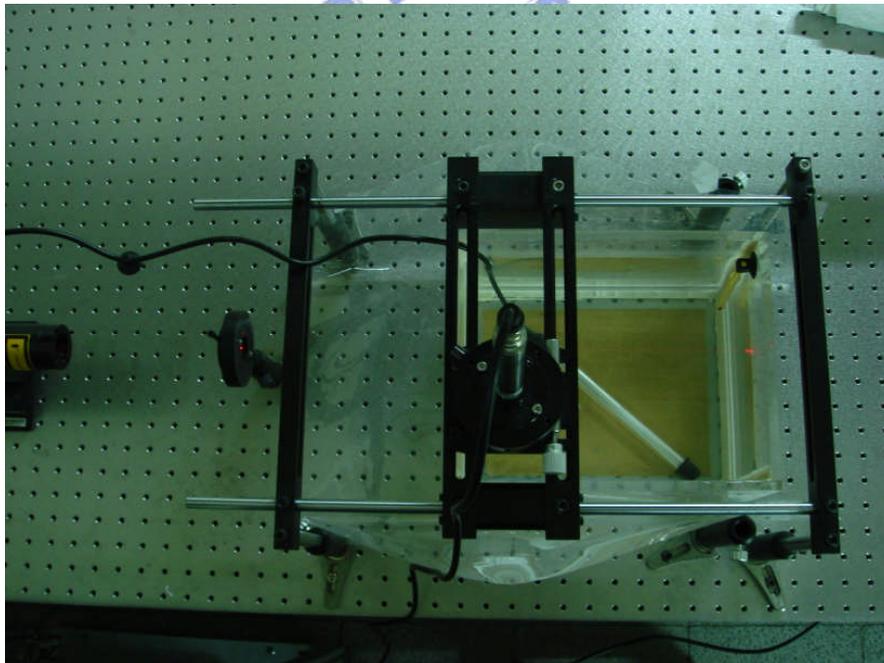
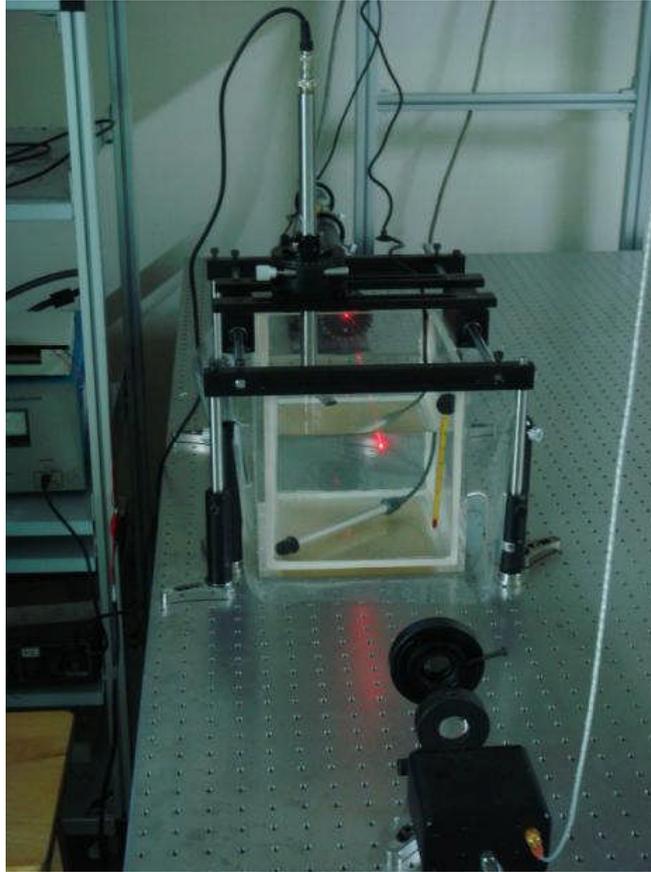


圖 3.8b 液晶聲光效應實驗照片

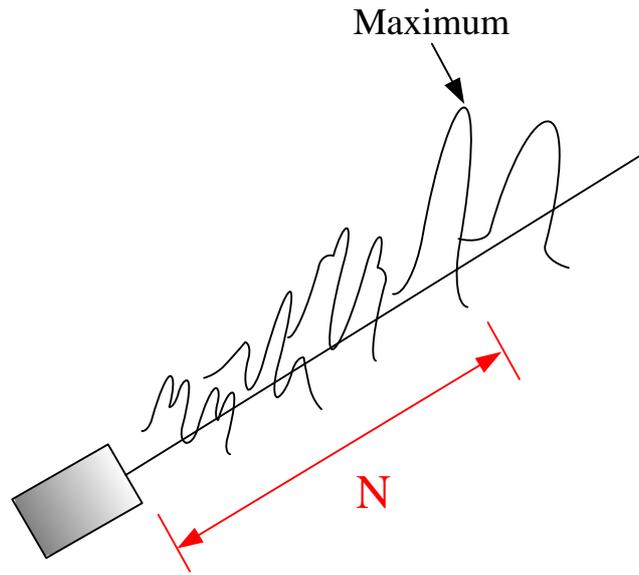


圖 3.9 超音波換能器聲場強度分佈示意圖

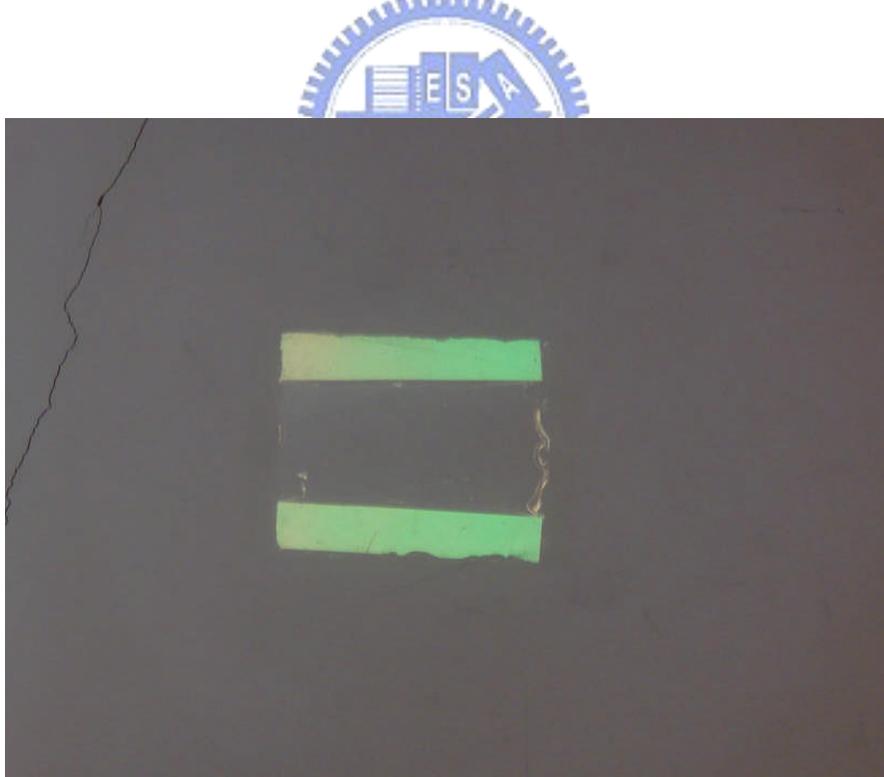


圖 3.10 垂直配向試片液晶分子排列檢測結果

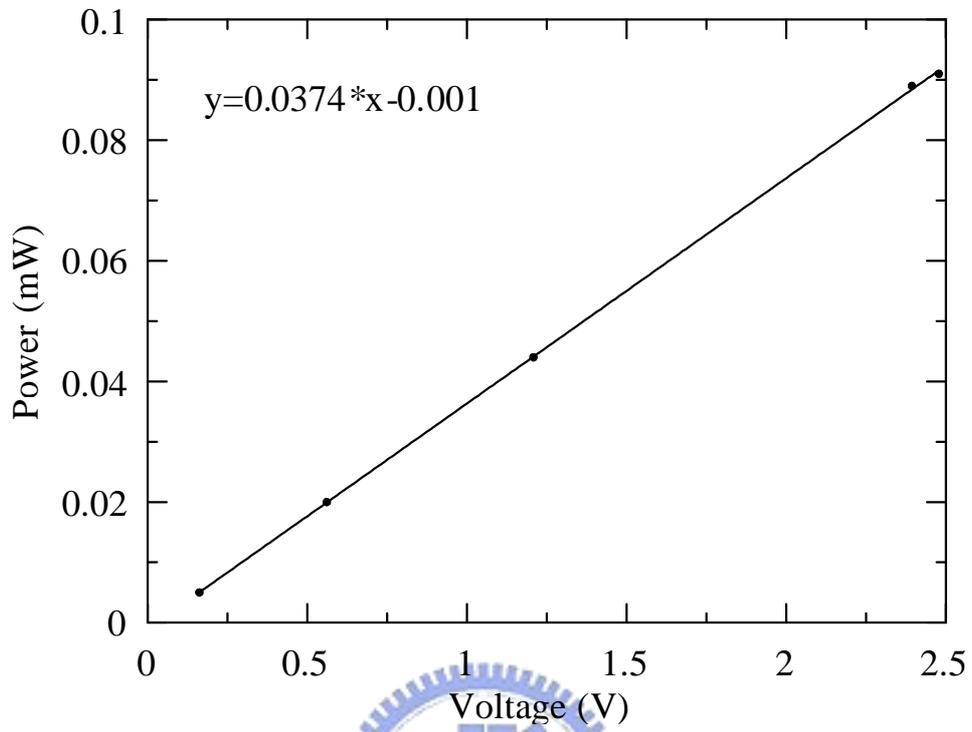


圖 3.11 光接收器輸出的光強度電壓值與功率的關係

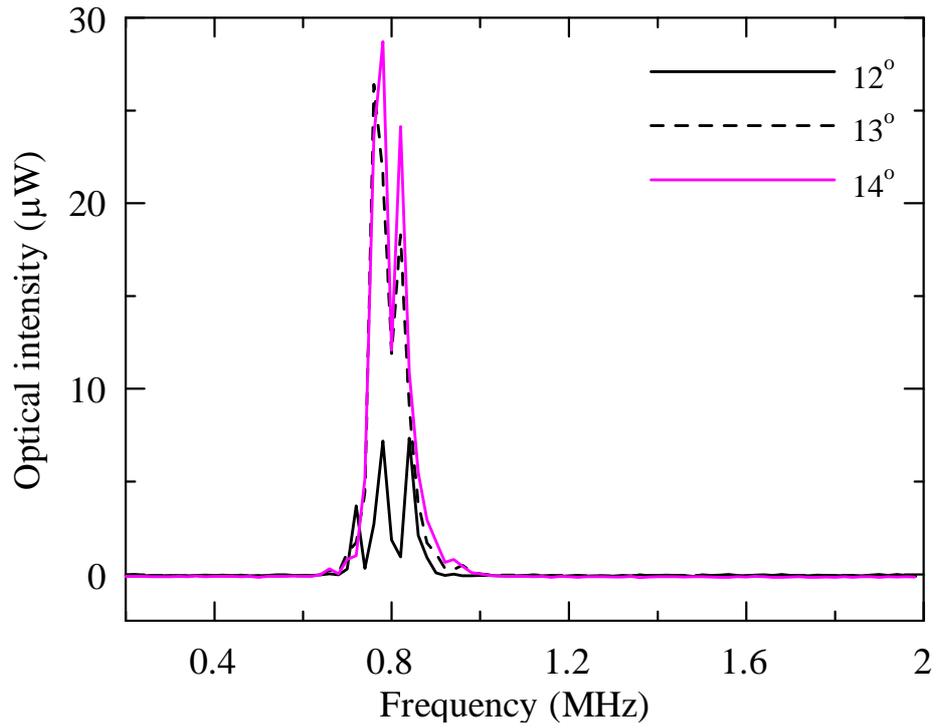


圖 4.1a 入射角 $\theta=12^{\circ}\sim 14^{\circ}$ ，頻率 0.2~2 MHz 超音波照射試片，穿透光強度穩態的頻率響應。

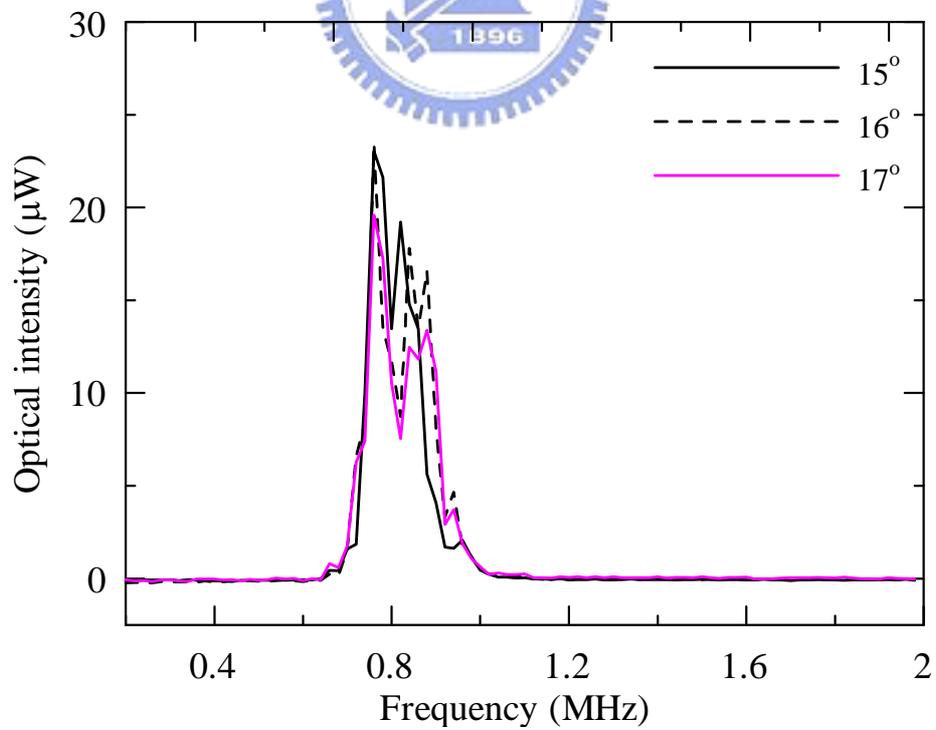


圖 4.1b 入射角 $\theta=15^{\circ}\sim 17^{\circ}$ ，頻率 0.2~2 MHz 超音波照射試片，穿透光強度穩態的頻率響應。

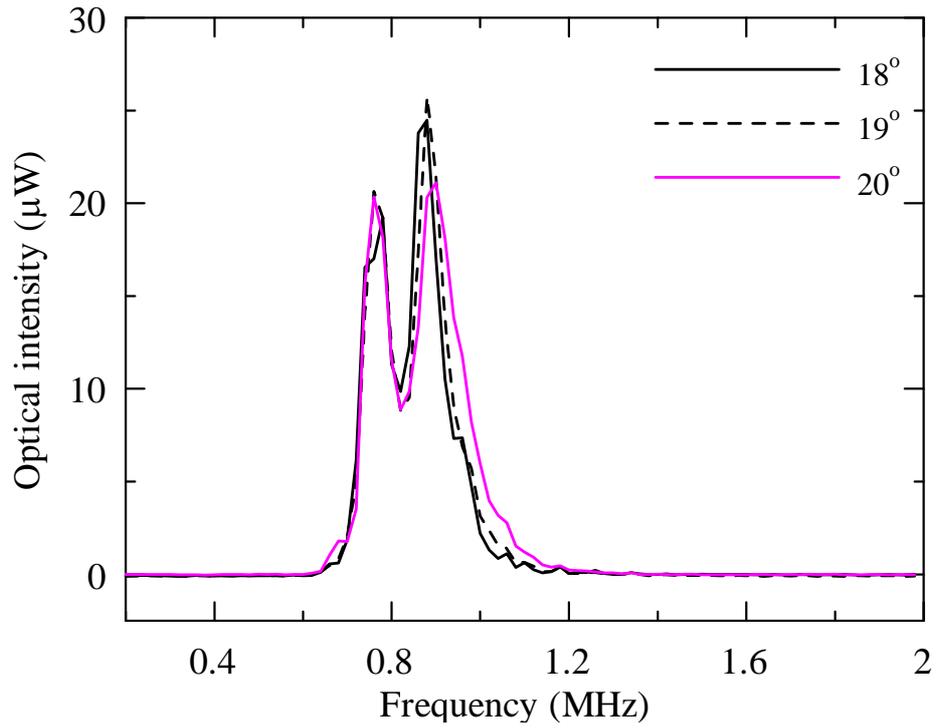


圖 4.1c 入射角 $\theta=18^\circ\sim 20^\circ$ ，頻率 0.2~2 MHz 超音波照射試片，穿透光強度穩態的頻率響應。

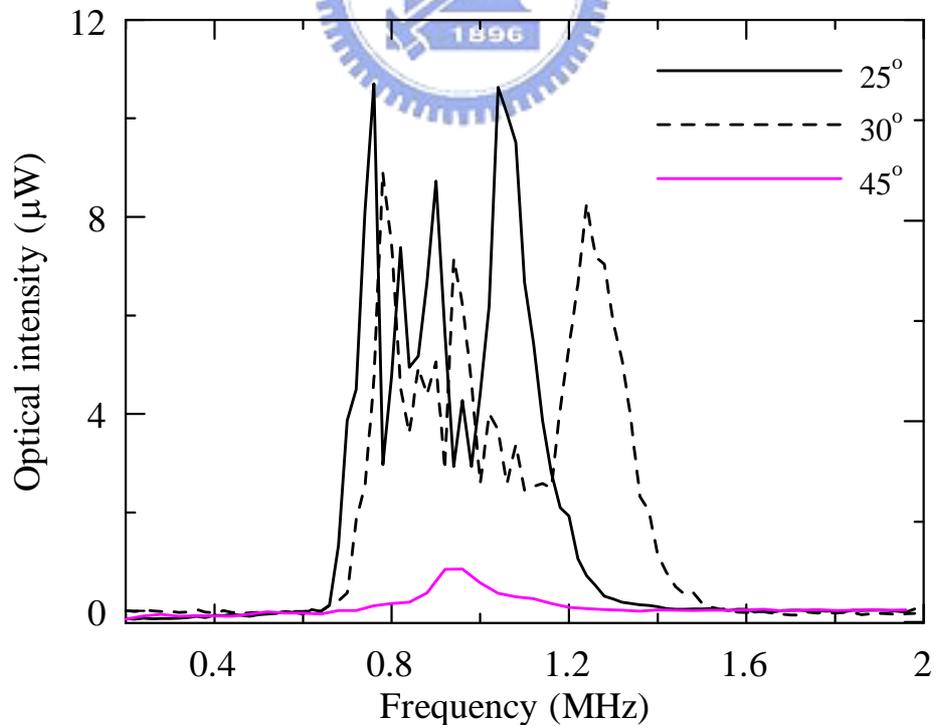


圖 4.1d 入射角 $\theta=25^\circ$ 、 30° 、 45° ，頻率 0.2~2 MHz 超音波照射試片，穿透光強度穩態的頻率響應。

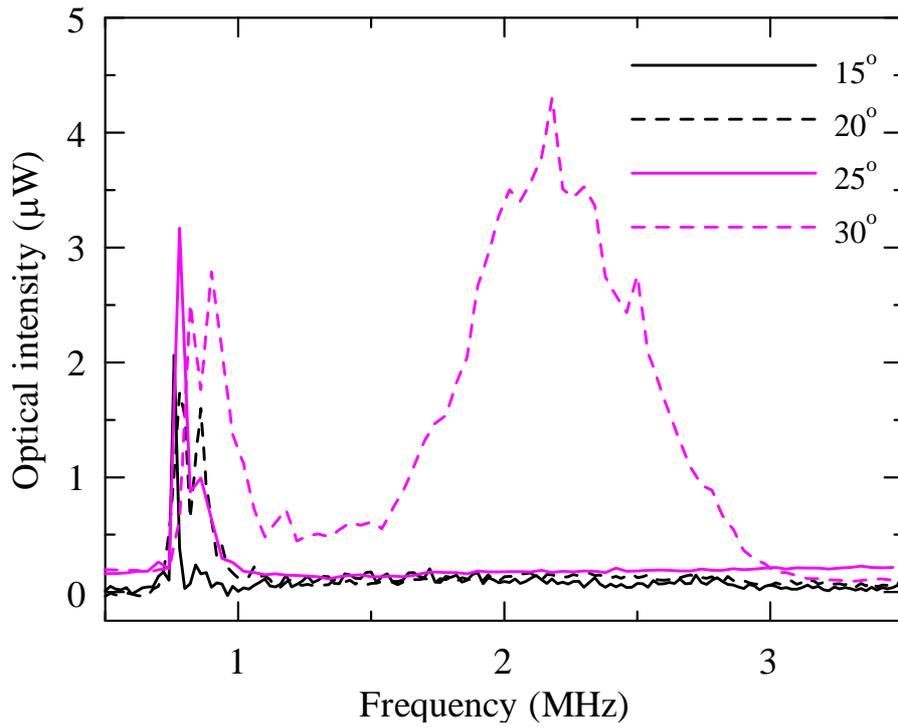


圖 4.2 入射角 $\theta=15^\circ$ 、 20° 、 25° 、 30° ，頻率 0.5~3.5 MHz 超音波照射試片，穿透光強度穩態的頻率響應。

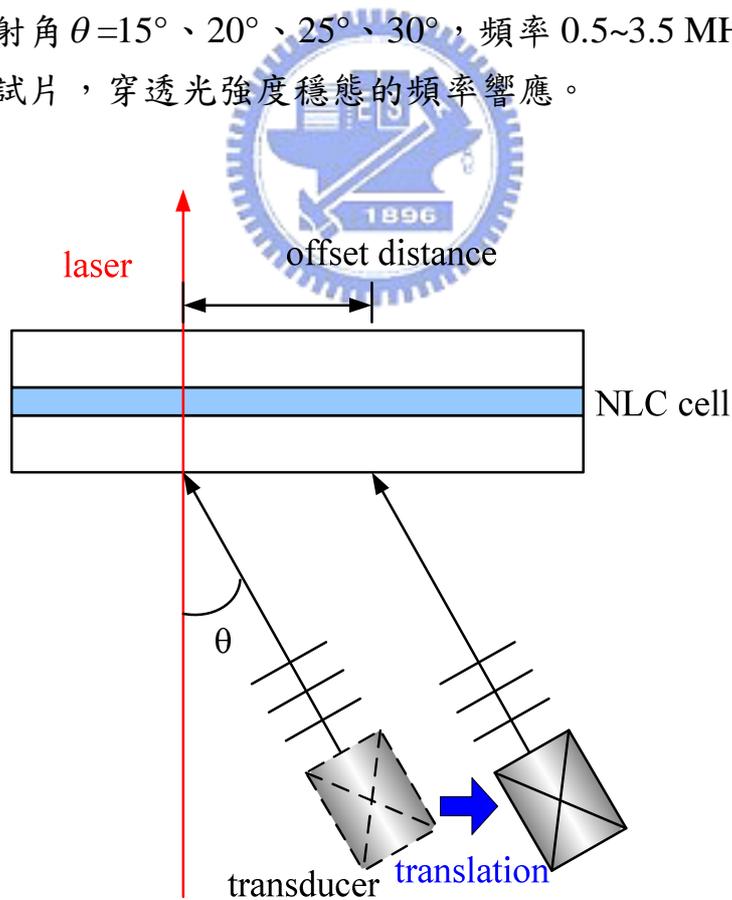


圖 4.3 超音波入射中心偏移示意圖

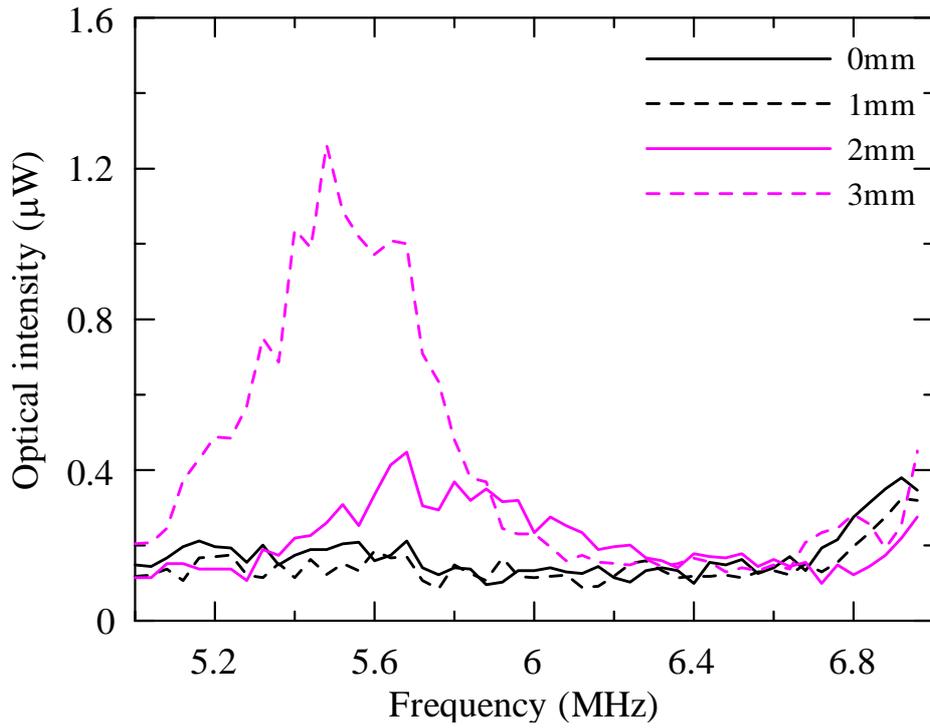


圖 4.4a 入射角 $\theta=14^\circ$ ，頻率 5~7 MHz，超音波束水平偏移量對於透光強度穩態頻率響應的影響。

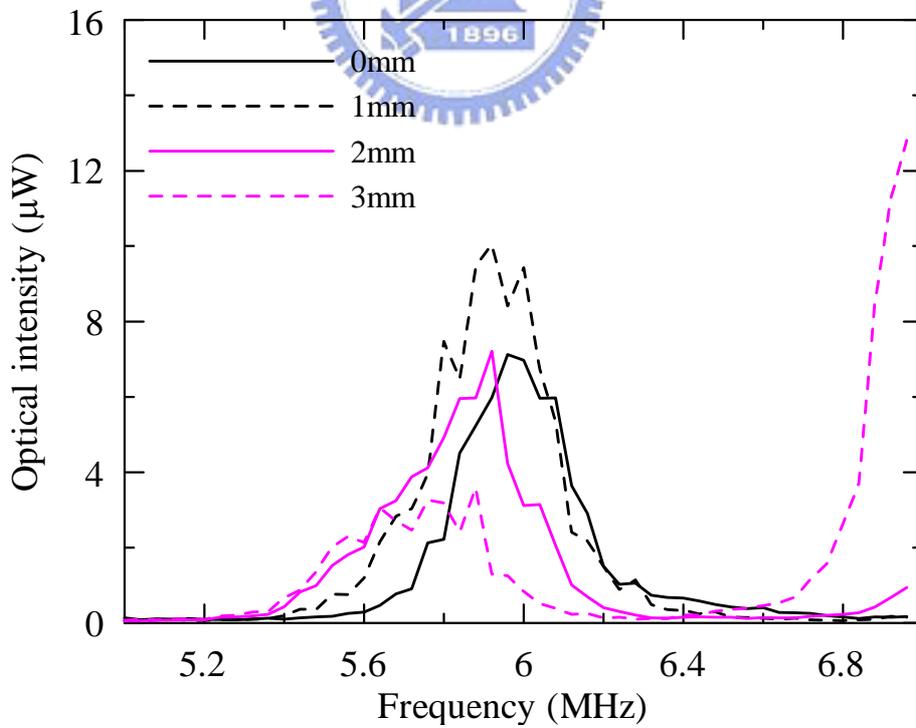


圖 4.4b 入射角 $\theta=15^\circ$ ，頻率 5~7 MHz，超音波束水平偏移量對於透光強度穩態頻率響應的影響。

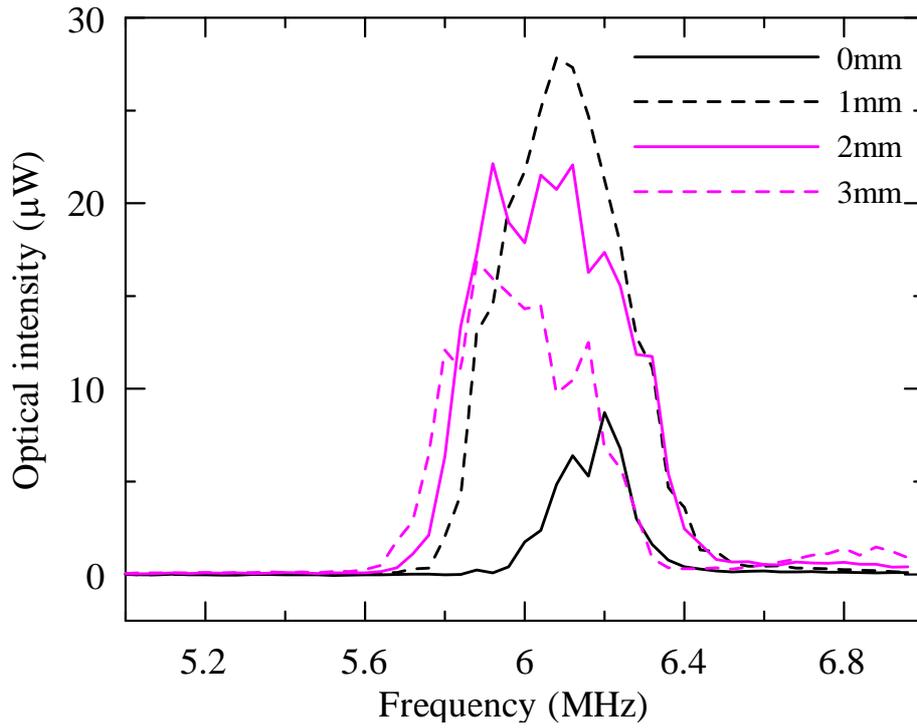


圖 4.4c 入射角 $\theta=16^\circ$ ，頻率 5~7 MHz，超音波束水平偏移量對於穿透光強度穩態頻率響應的影響。

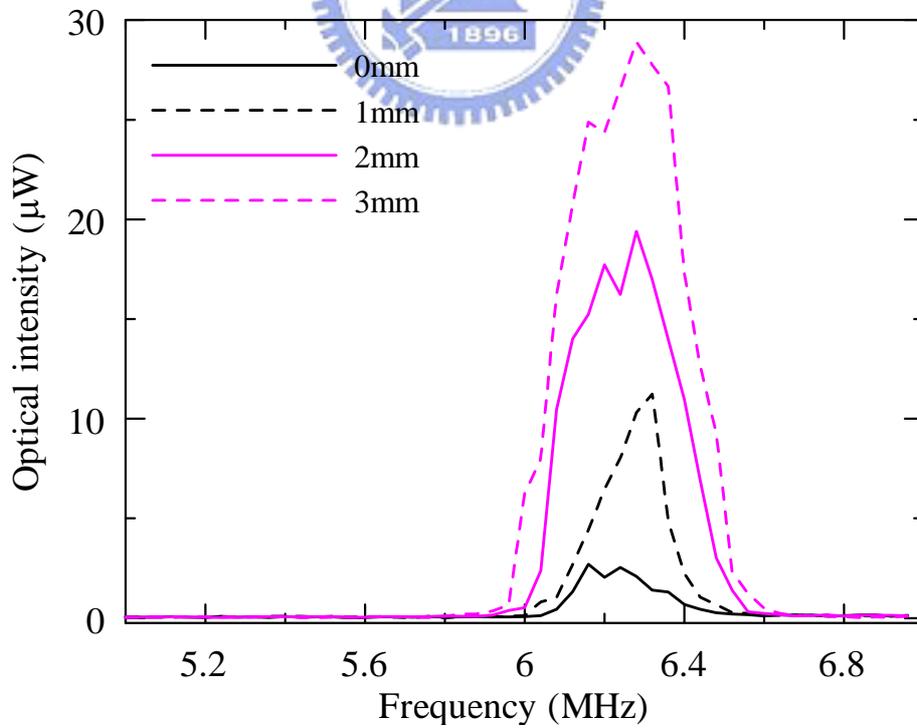


圖 4.4d 入射角 $\theta=17^\circ$ ，頻率 5~7 MHz，超音波束水平偏移量對於穿透光強度穩態頻率響應的影響。

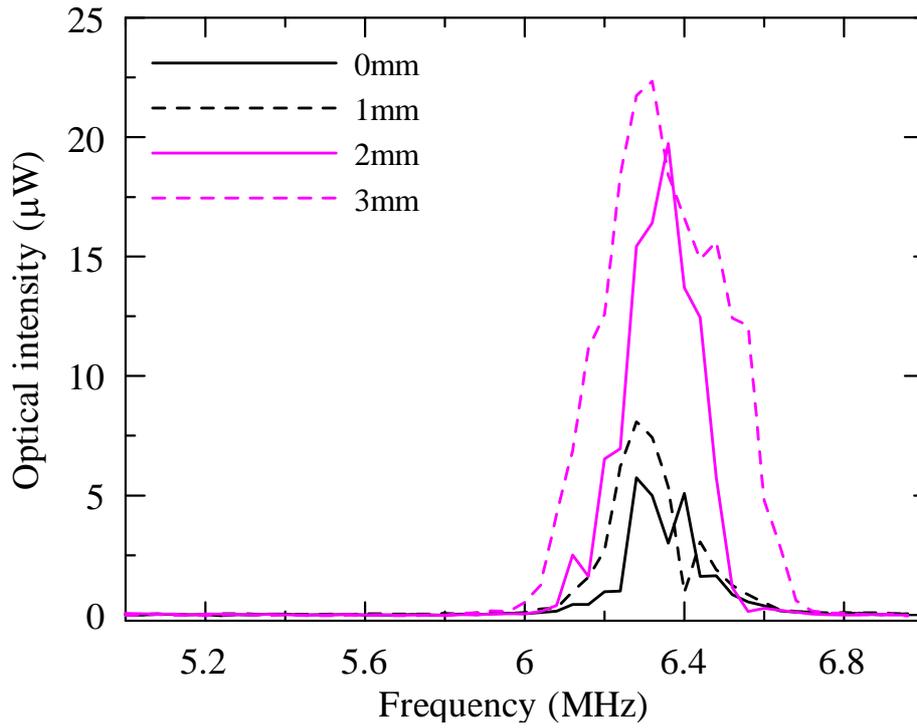


圖 4.4e 入射角 $\theta=18^\circ$ ，頻率 5~7 MHz，超音波束水平偏移量對於透光強度穩態頻率響應的影響。

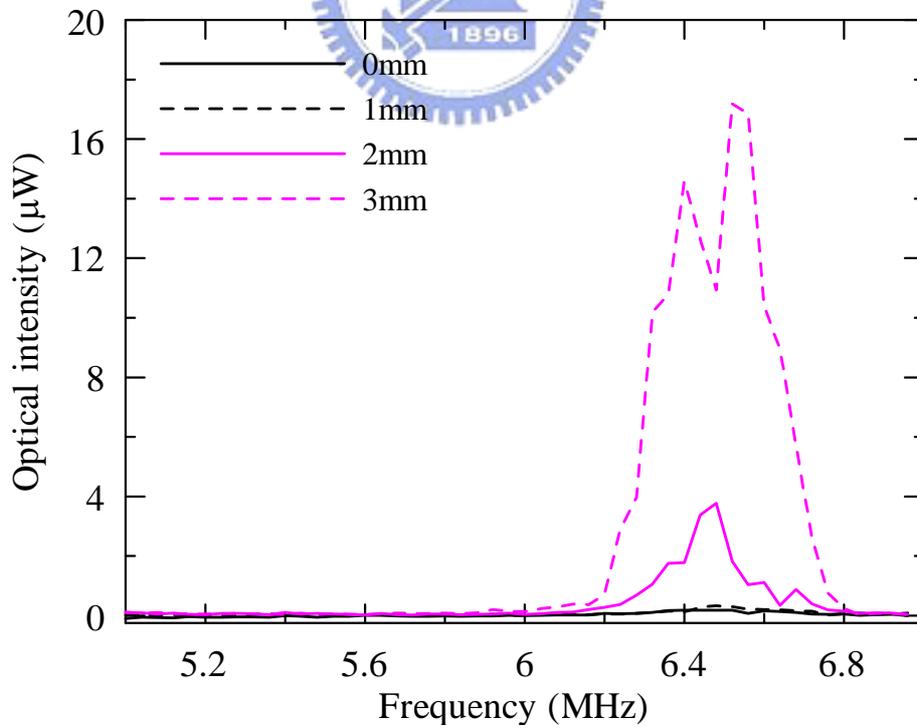


圖 4.4f 入射角 $\theta=19^\circ$ ，頻率 5~7 MHz，超音波束水平偏移量對於透光強度穩態頻率響應的影響。

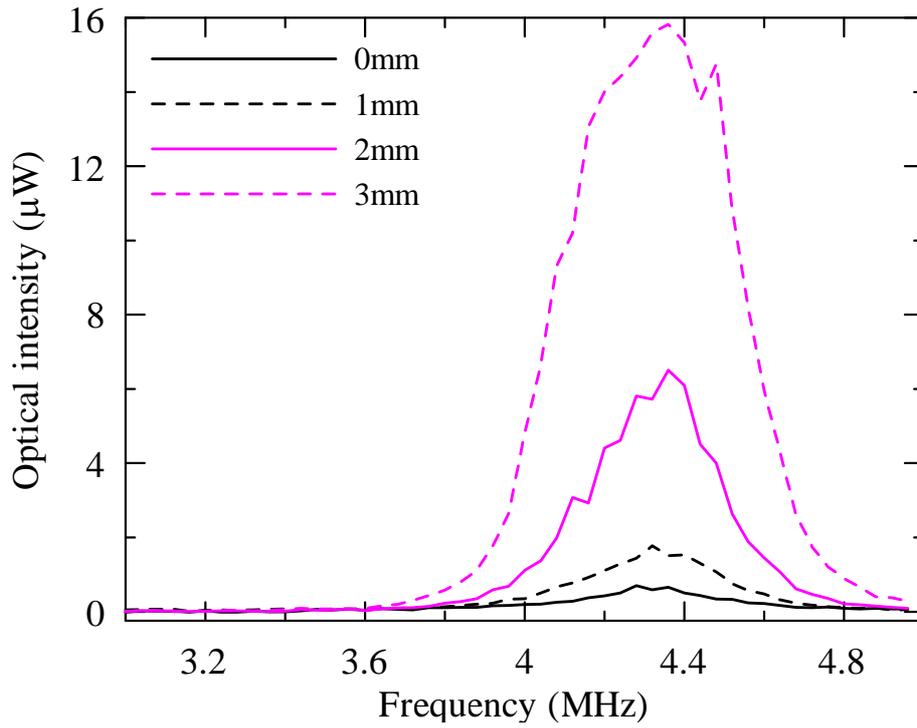


圖 4.4g 入射角 $\theta=20^\circ$ ，頻率 3~5 MHz，超音波束水平偏移量對於透光強度穩態頻率響應的影響。

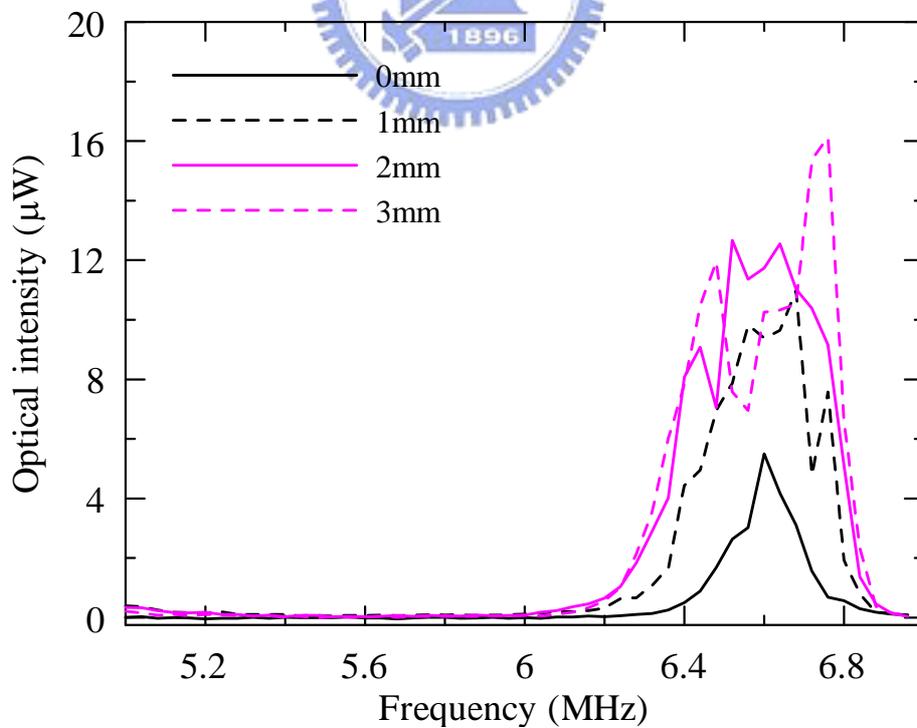


圖 4.4h 入射角 $\theta=20^\circ$ ，頻率 5~7 MHz，超音波束水平偏移量對於透光強度穩態頻率響應的影響。

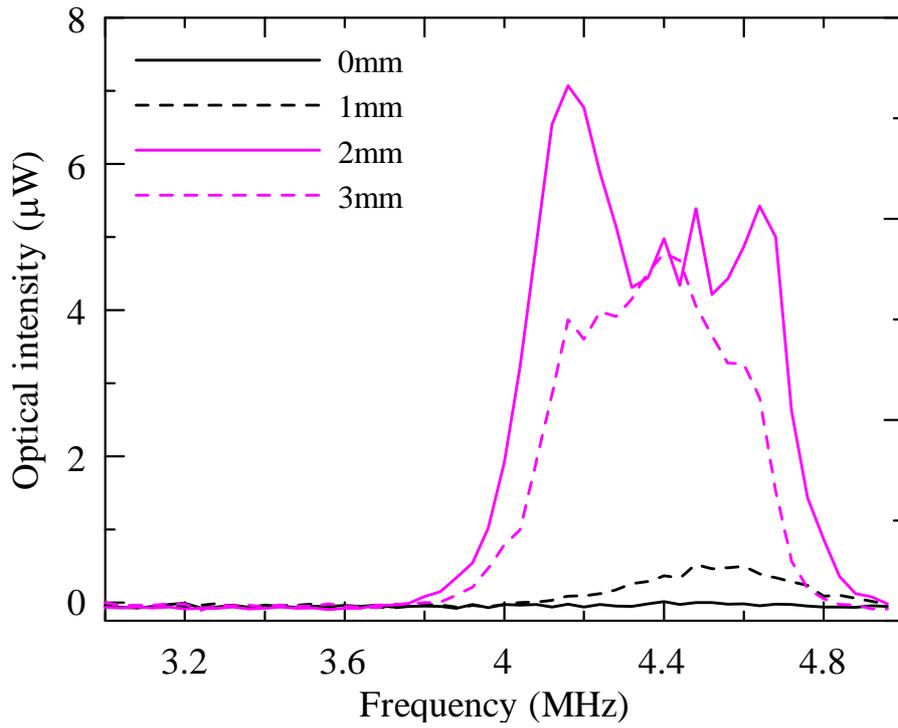


圖 4.4i 入射角 $\theta=22^\circ$ ，頻率 3~5 MHz，超音波束水平偏移量對於透光強度穩態頻率響應的影響。

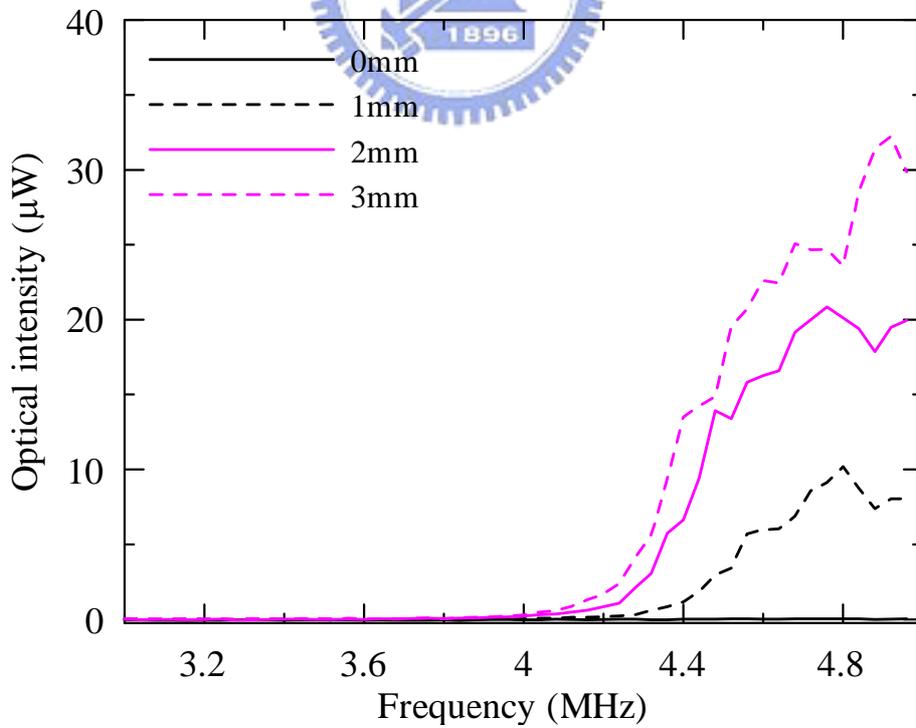


圖 4.4j 入射角 $\theta=25^\circ$ ，頻率 3~5 MHz，超音波束水平偏移量對於透光強度穩態頻率響應的影響。

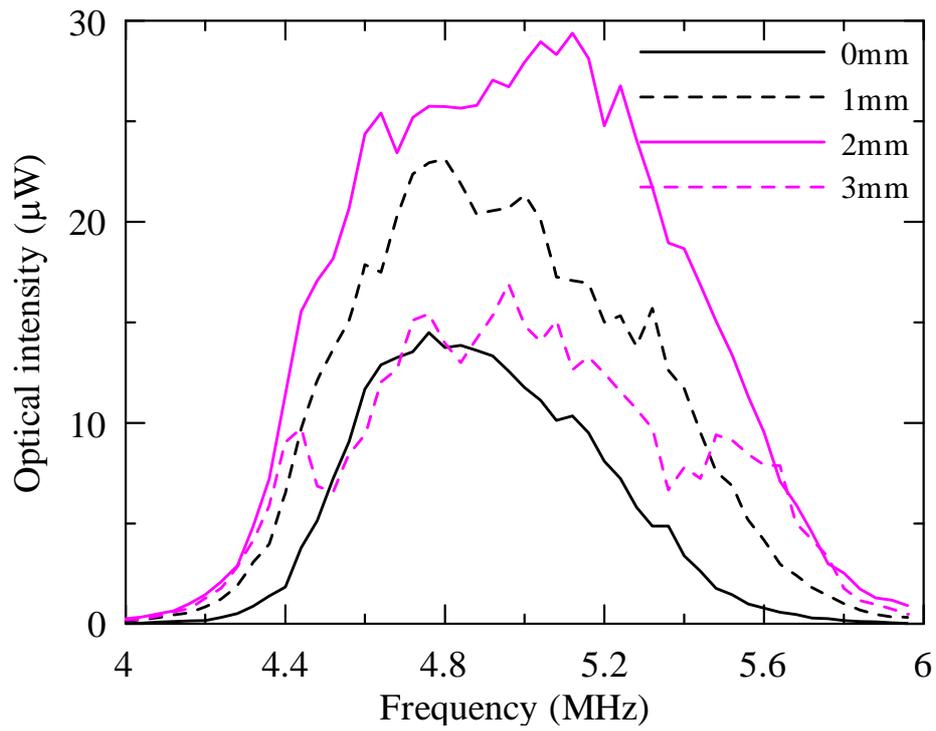


圖 4.4k 入射角 $\theta=25^\circ$ ，頻率 4~6 MHz，超音波束水平偏移量對於透光強度穩態頻率響應的影響。



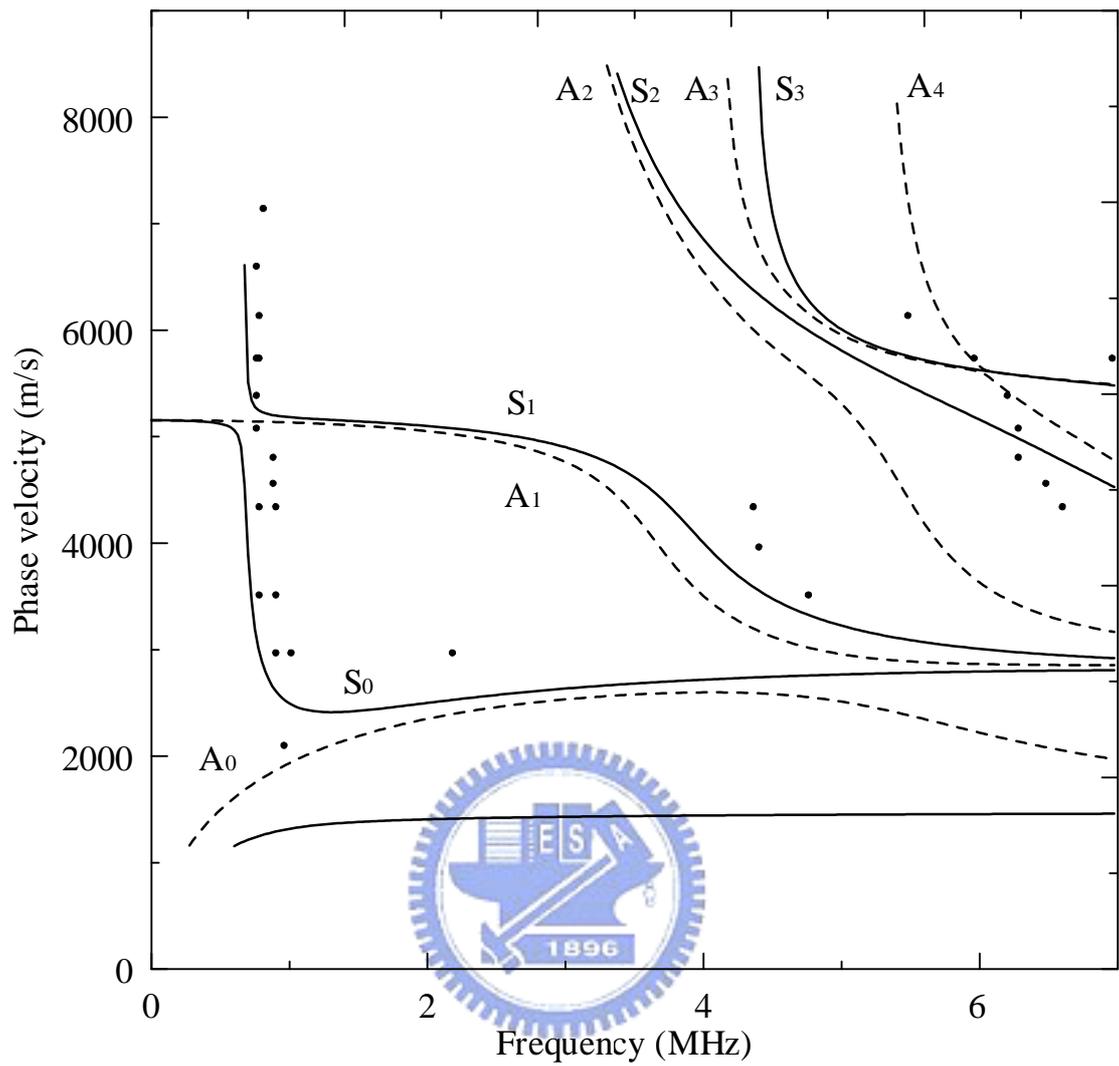


圖 4.5 穿透光強度穩態實驗值與液晶試片聲導波頻散曲線模擬結果。圓圈處為穿透光強度發生極大值處。

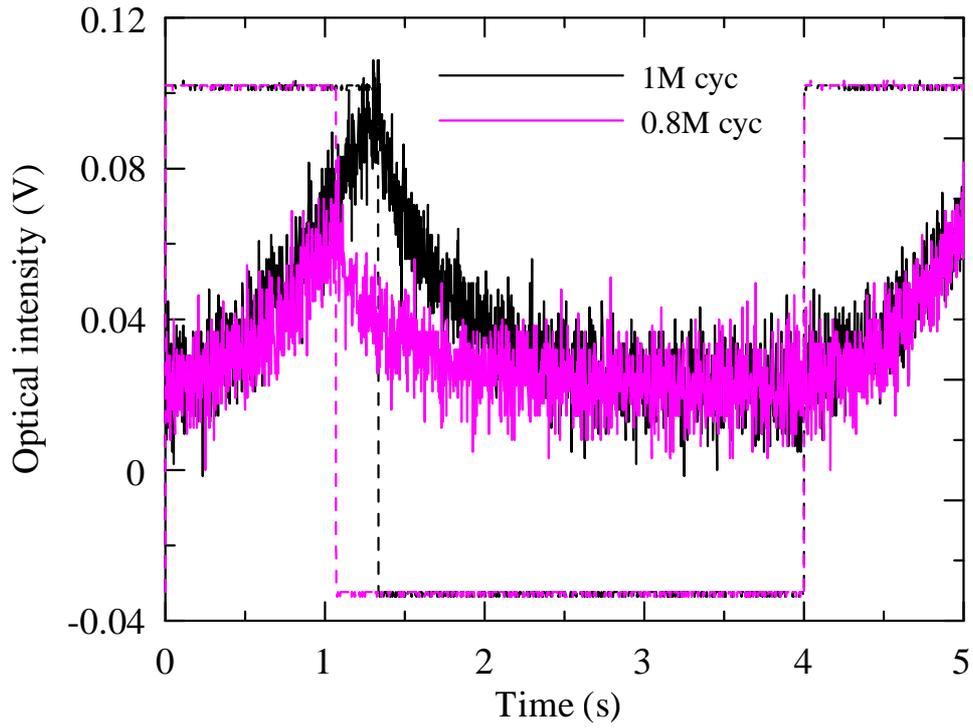


圖 4.6a 入射角 $\theta=17^\circ$ ，頻率 0.75MHz 之叢發正弦超音波訊號照射液晶試片，穿透光強度變化之歷時曲線。

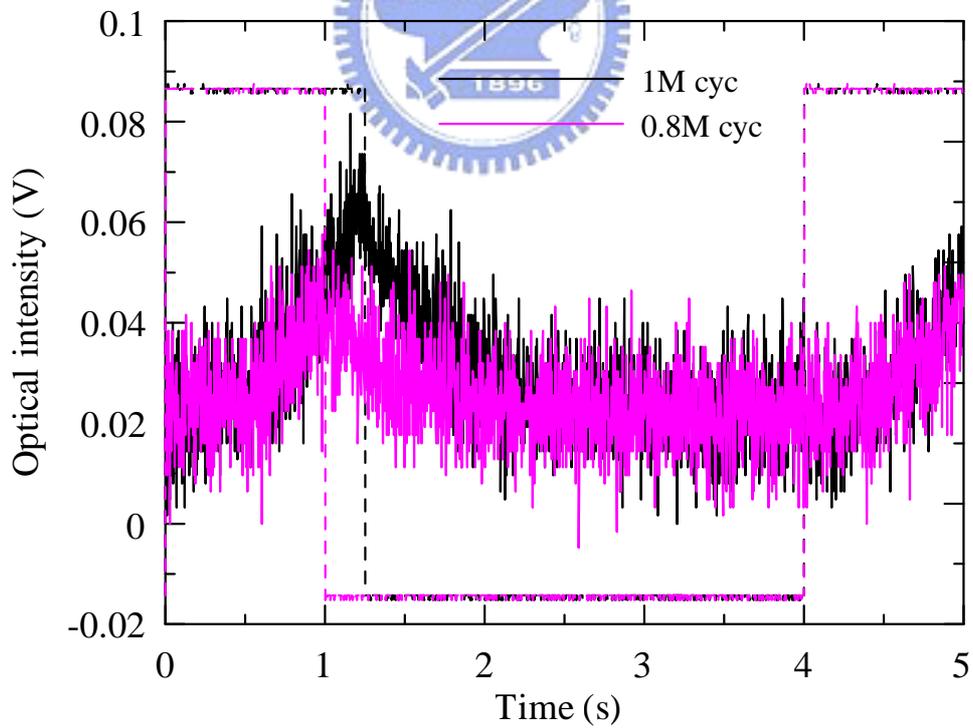


圖 4.6b 入射角 $\theta=17^\circ$ ，頻率 0.8MHz 之叢發正弦超音波訊號照射液晶試片，穿透光強度變化之歷時曲線。

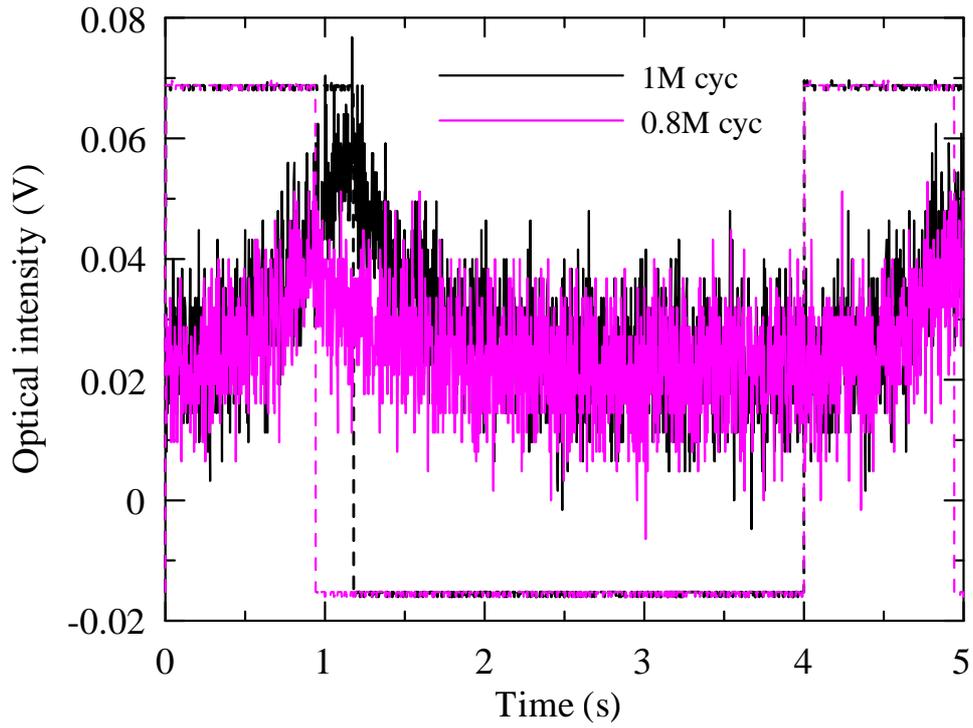


圖 4.6c 入射角 $\theta=17^\circ$ ，頻率 0.85MHz 之叢發正弦超音波訊號照射液晶試片，穿透光強度變化之歷時曲線。

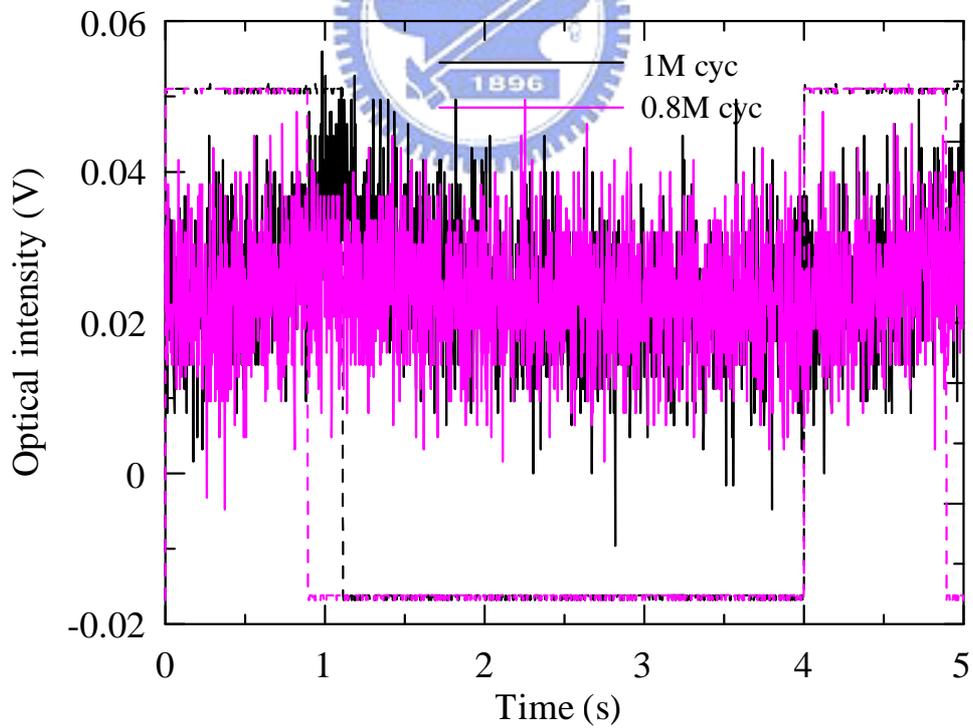


圖 4.6d 入射角 $\theta=17^\circ$ ，頻率 0.9MHz 之叢發正弦超音波訊號照射液晶試片，穿透光強度變化之歷時曲線。

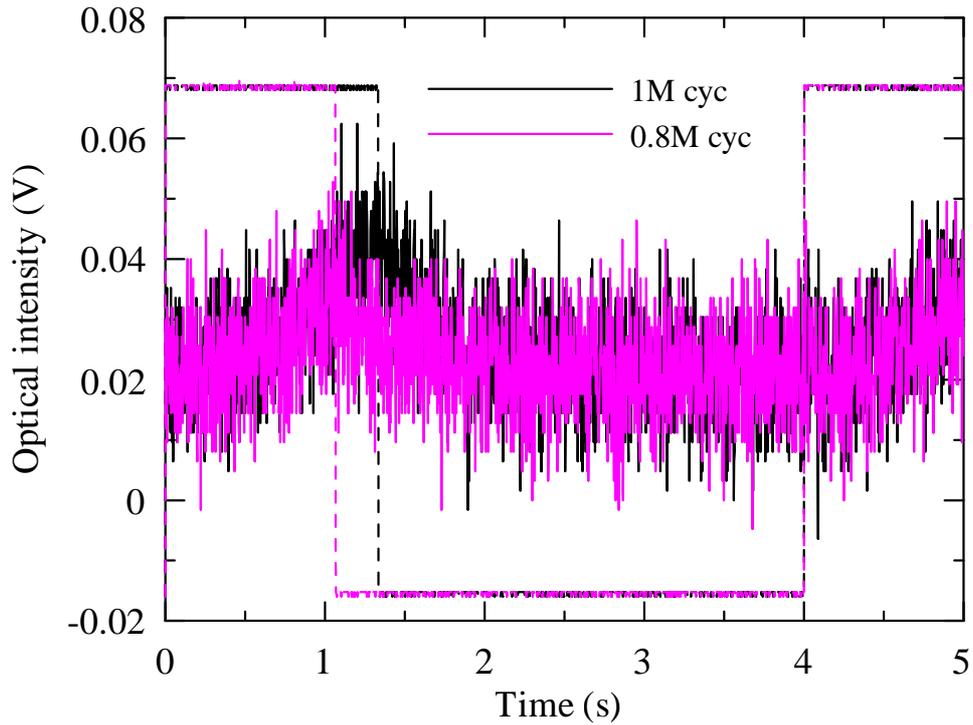


圖 4.7a 入射角 $\theta=20^\circ$ ，頻率 0.75MHz 之叢發正弦超音波訊號照射液晶試片，穿透光強度變化之歷時曲線。

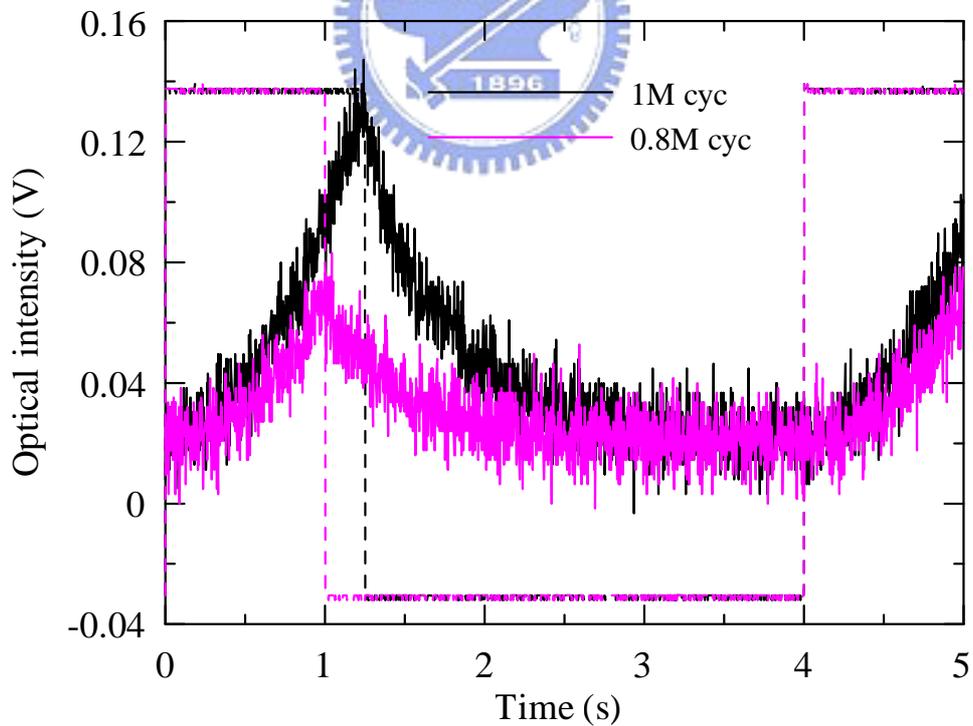


圖 4.7b 入射角 $\theta=20^\circ$ ，頻率 0.8MHz 之叢發正弦超音波訊號照射液晶試片，穿透光強度變化之歷時曲線。

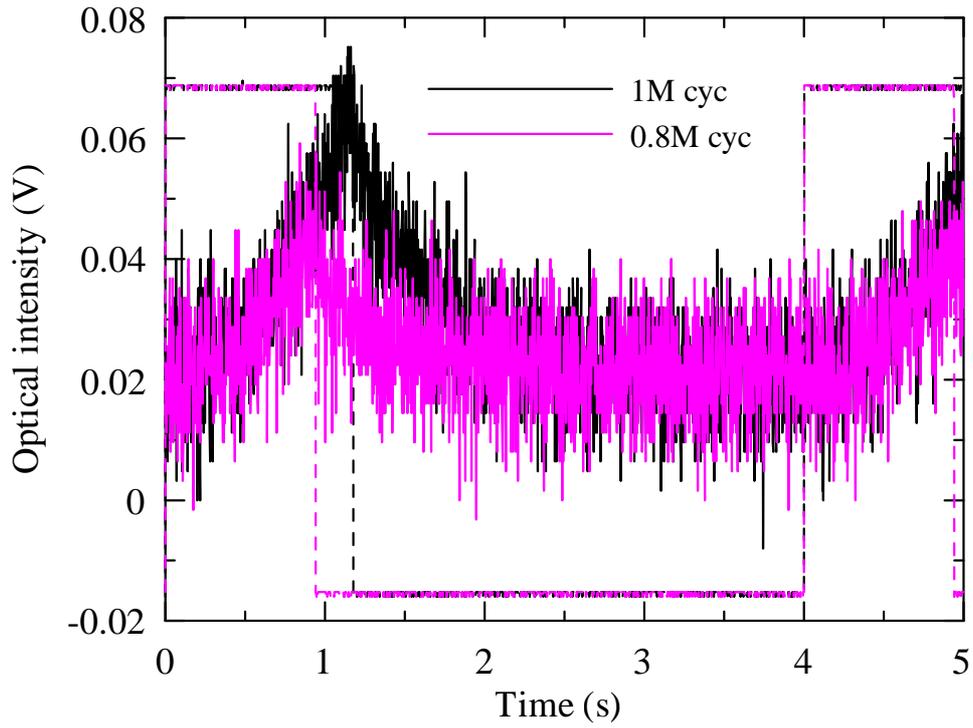


圖 4.7c 入射角 $\theta=20^\circ$ ，頻率 0.85MHz 之叢發正弦超音波訊號照射液晶試片，穿透光強度變化之歷時曲線。

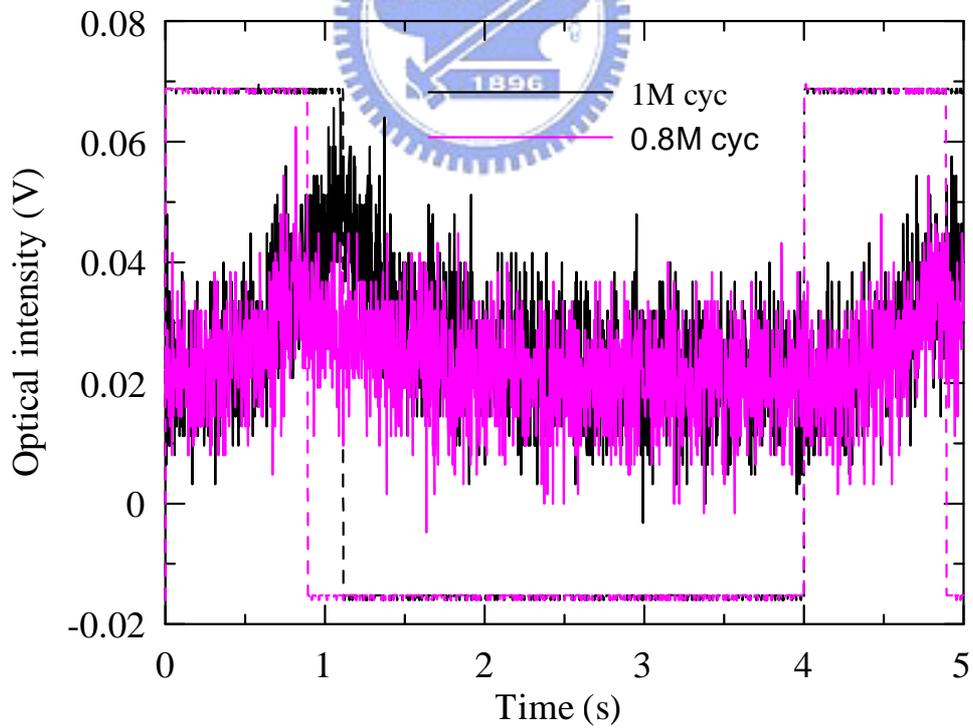


圖 4.7d 入射角 $\theta=20^\circ$ ，頻率 0.9MHz 之叢發正弦超音波訊號照射液晶試片，穿透光強度變化之歷時曲線。

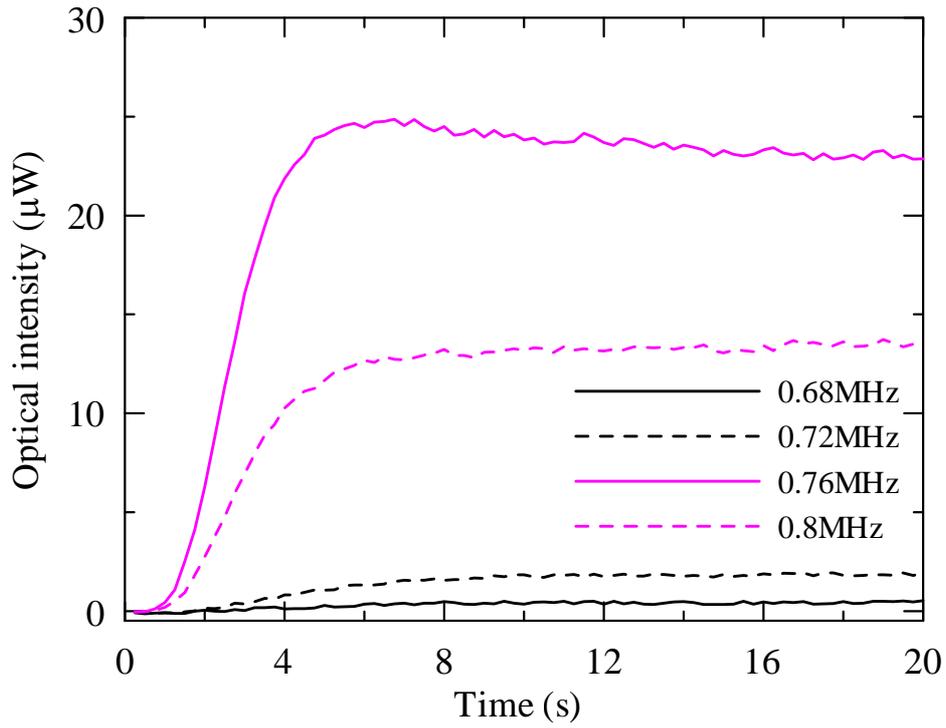


圖 4.8a 入射角 $\theta=15^\circ$ ，頻率 0.68~0.8 MHz 的超音波照射試片，穿透光強度的歷時曲線。

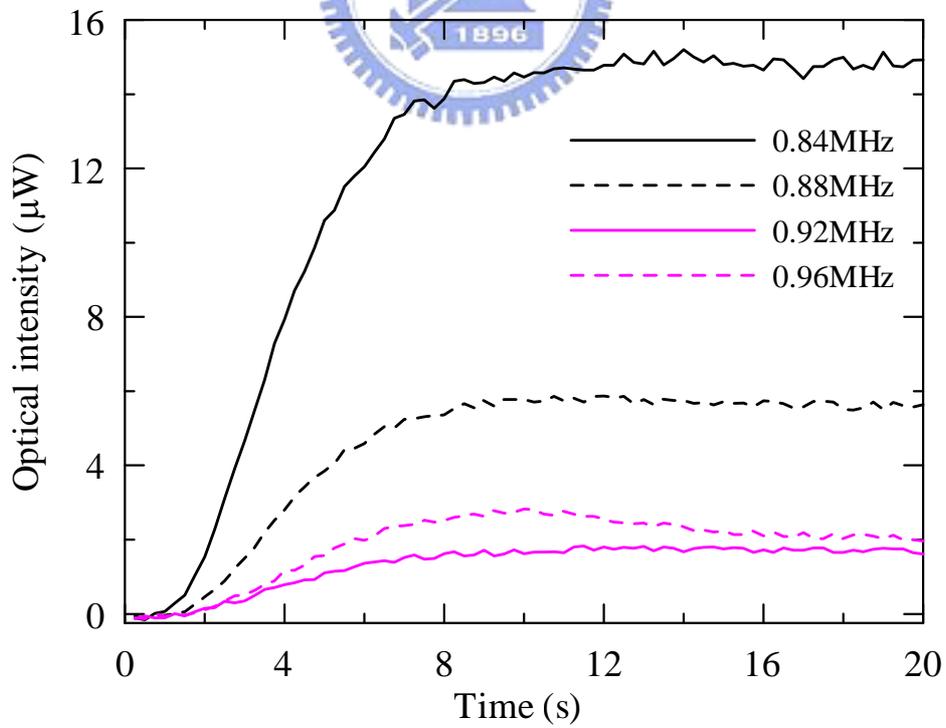


圖 4.8b 入射角 $\theta=15^\circ$ ，頻率 0.84~0.96 MHz 的超音波照射試片，穿透光強度的歷時曲線。

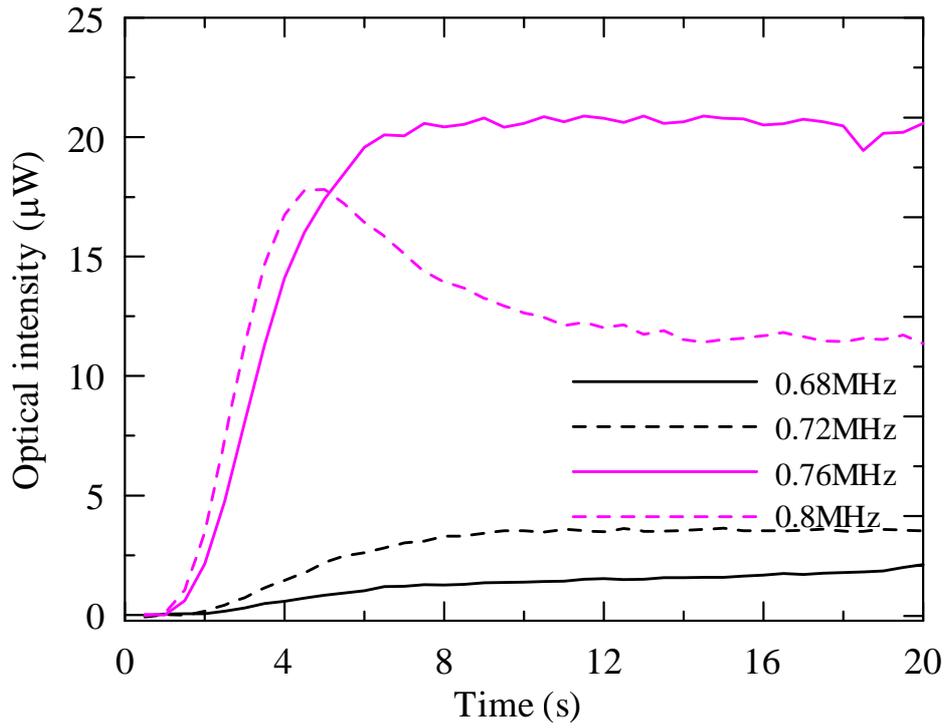


圖 4.8c 入射角 $\theta=20^\circ$ ，頻率 0.68~0.8 MHz 的超音波照射試片，穿透光強度的歷時曲線。

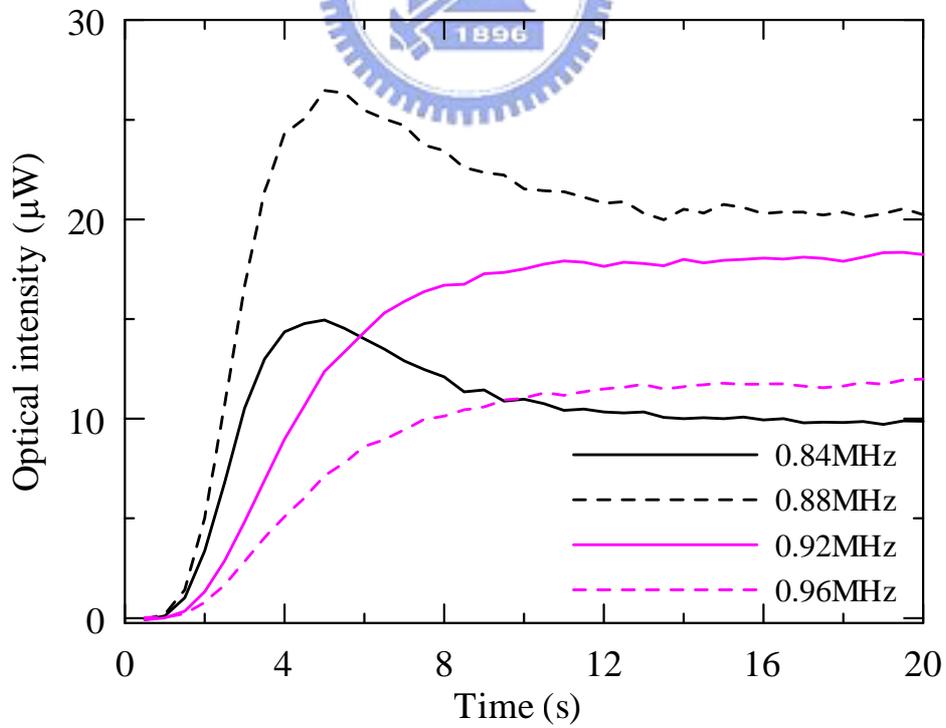


圖 4.8d 入射角 $\theta=20^\circ$ ，頻率 0.84~0.96 MHz 的超音波照射試片，穿透光強度的歷時曲線。

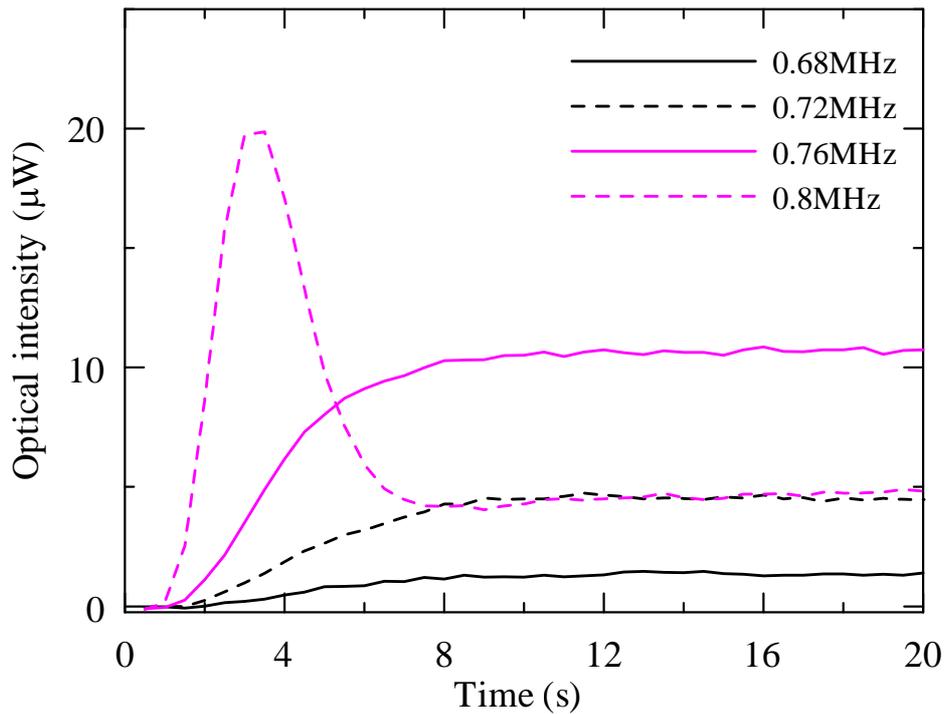


圖 4.8e 入射角 $\theta=25^\circ$ ，頻率 0.68~0.8 MHz 的超音波照射試片，穿透光強度的歷時曲線。

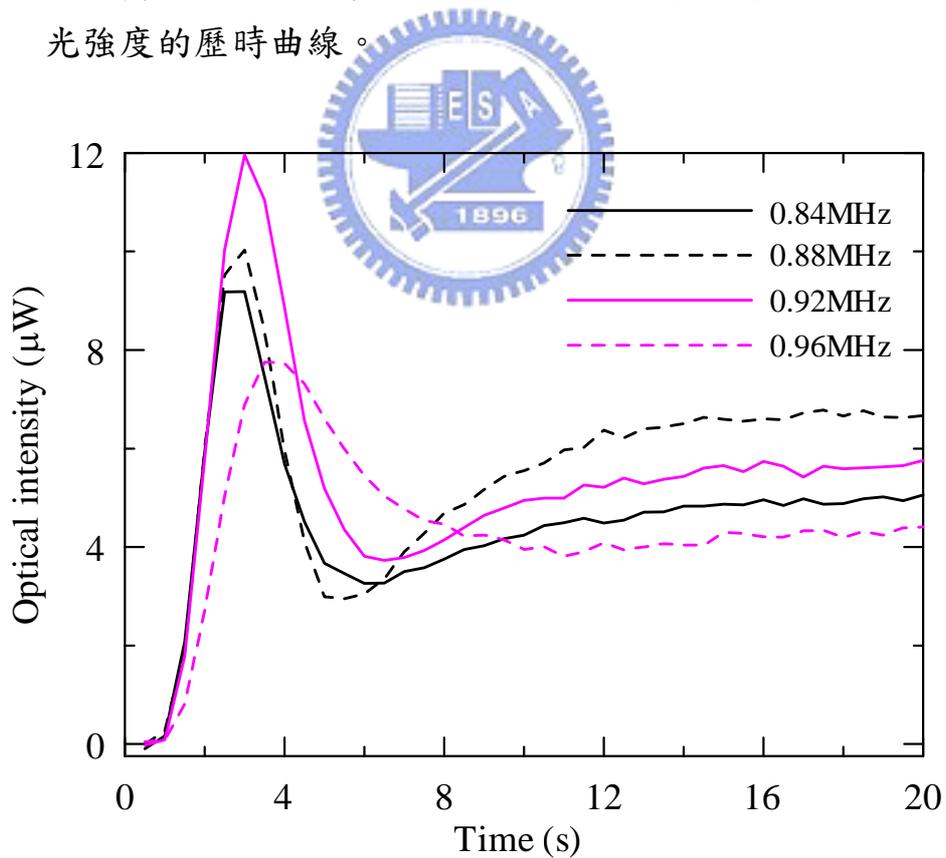


圖 4.8f 入射角 $\theta=25^\circ$ ，頻率 0.84~0.96 MHz 的超音波照射試片，穿透光強度的歷時曲線。

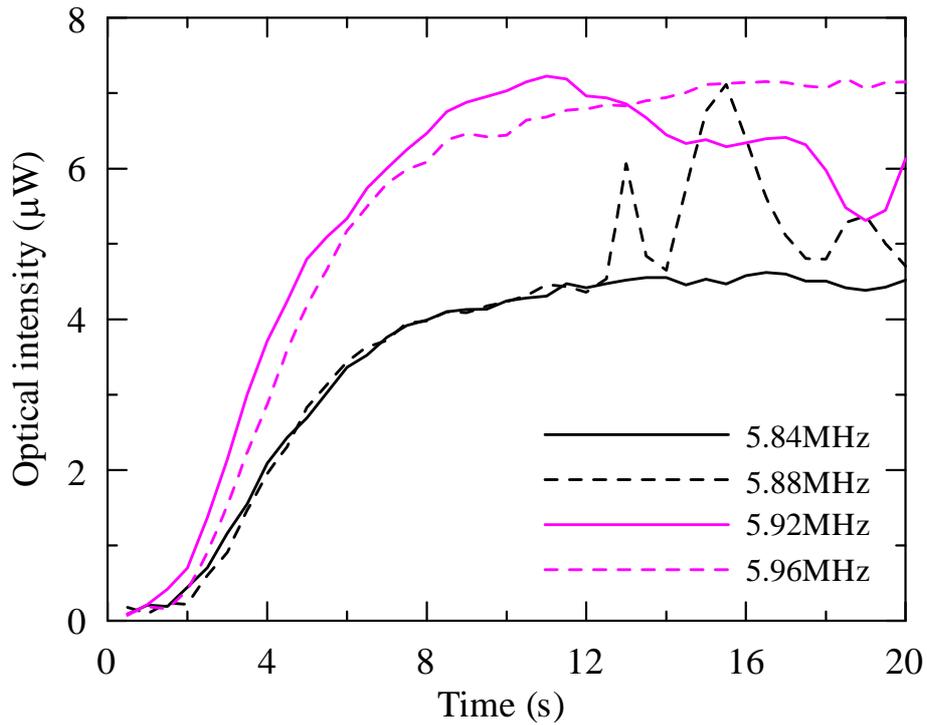


圖 4.9a 入射角 $\theta=15^\circ$ ，頻率為 5.84~5.96 MHz 的超音波照射試片，穿透光強度的歷時曲線。

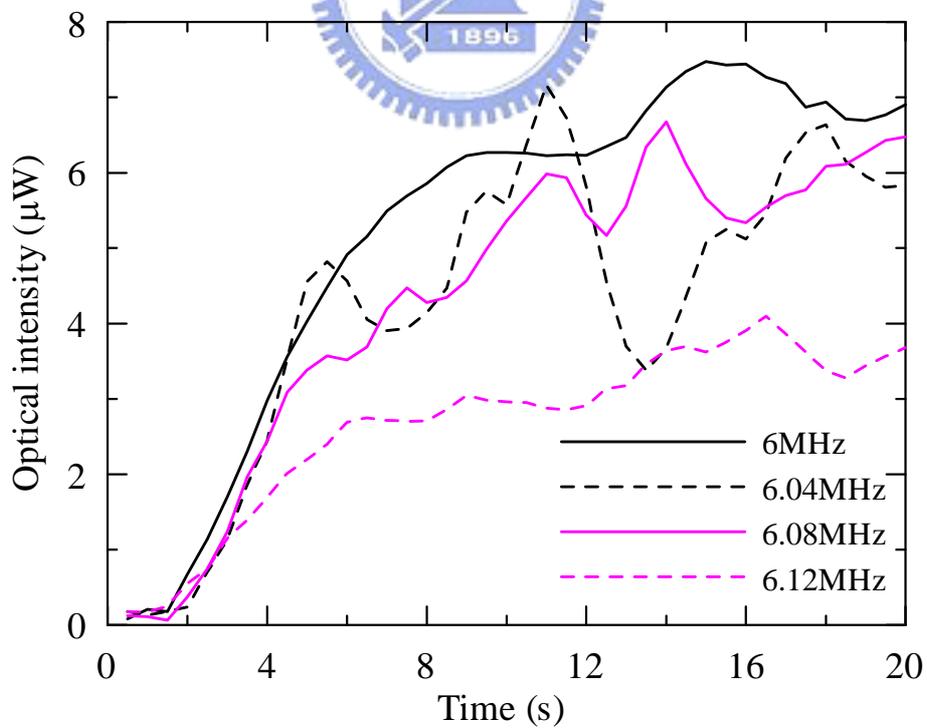


圖 4.9b 入射角 $\theta=15^\circ$ ，頻率為 6~6.12 MHz 的超音波照射試片，穿透光強度的歷時曲線。

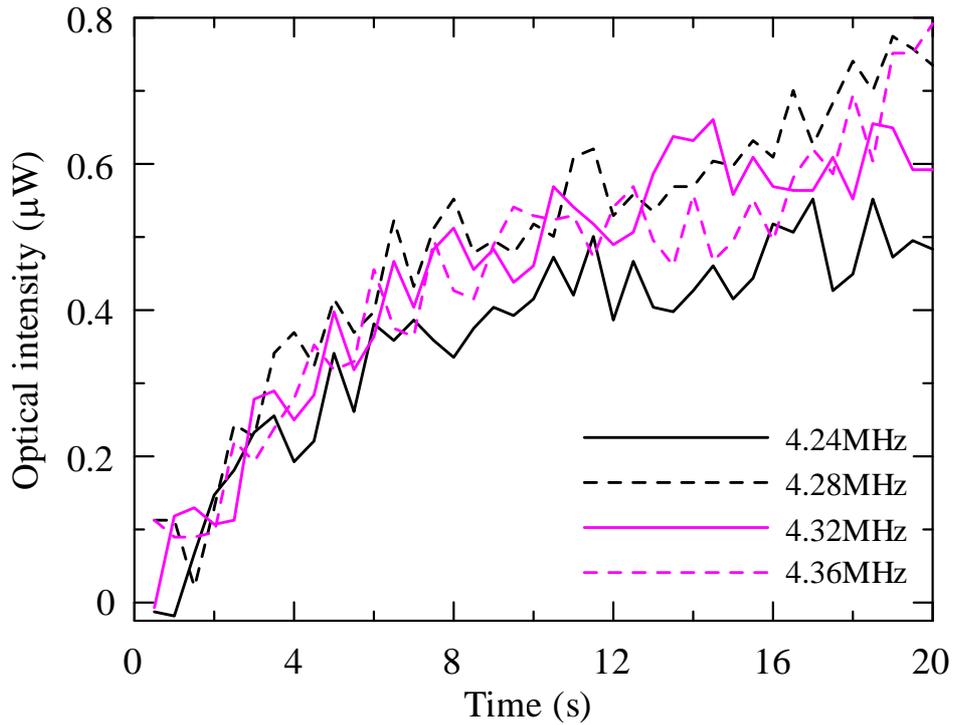


圖 4.9c 入射角 $\theta=20^\circ$ ，頻率為 4.24~4.36 MHz 的超音波照射試片，穿透光強度的歷時曲線。

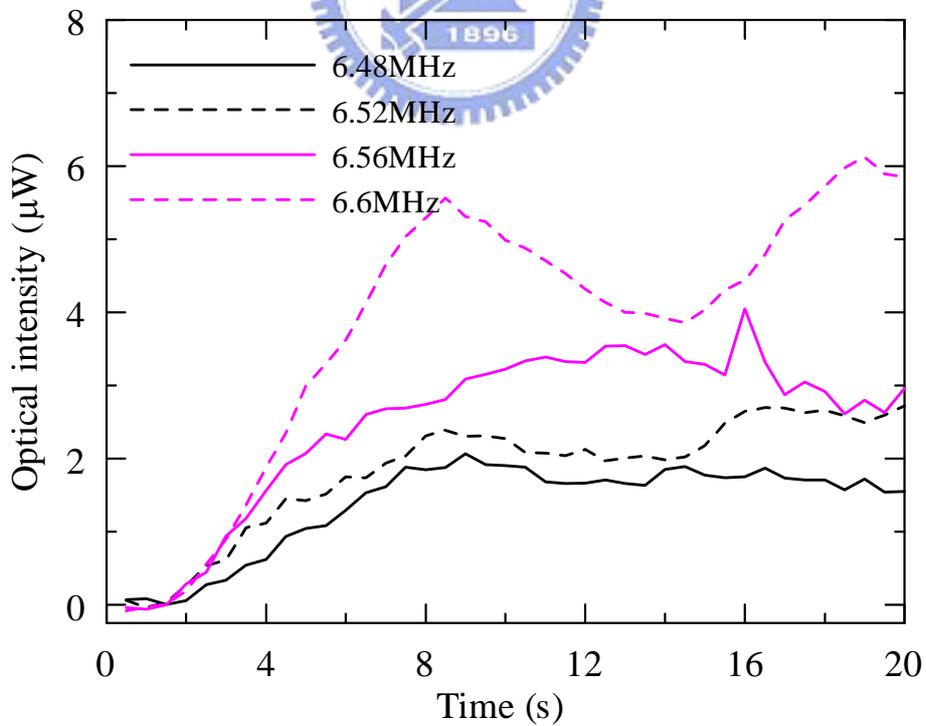


圖 4.9d 入射角 $\theta=20^\circ$ ，頻率為 6.48~6.6 MHz 的超音波照射試片，穿透光強度的歷時曲線。

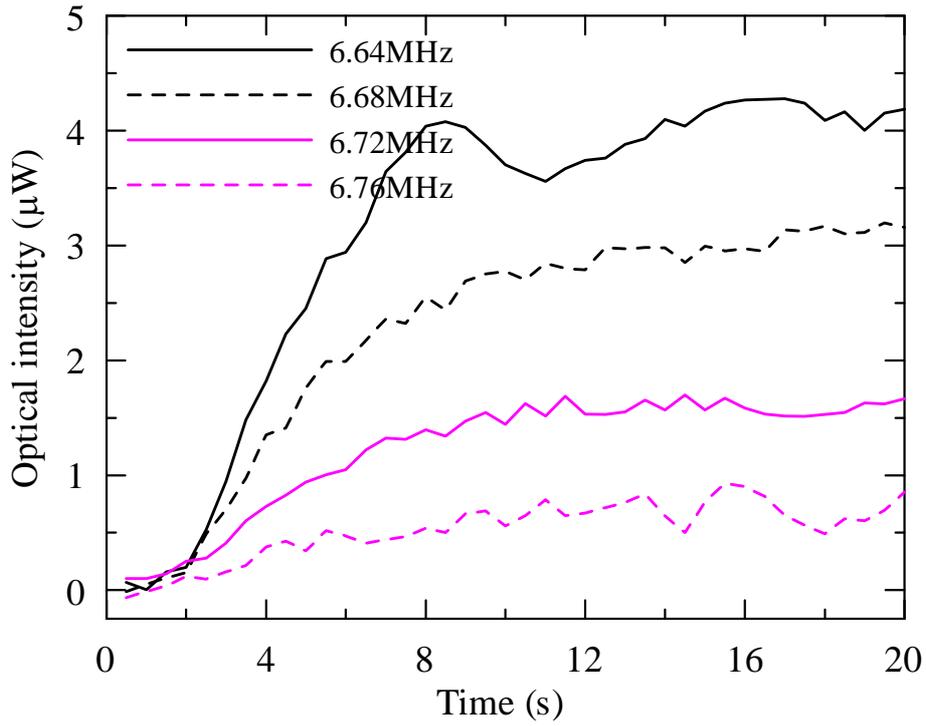


圖 4.9e 入射角 $\theta=20^\circ$ ，頻率為 6.64~6.76 MHz 的超音波照射試片，穿透光強度的歷時曲線。

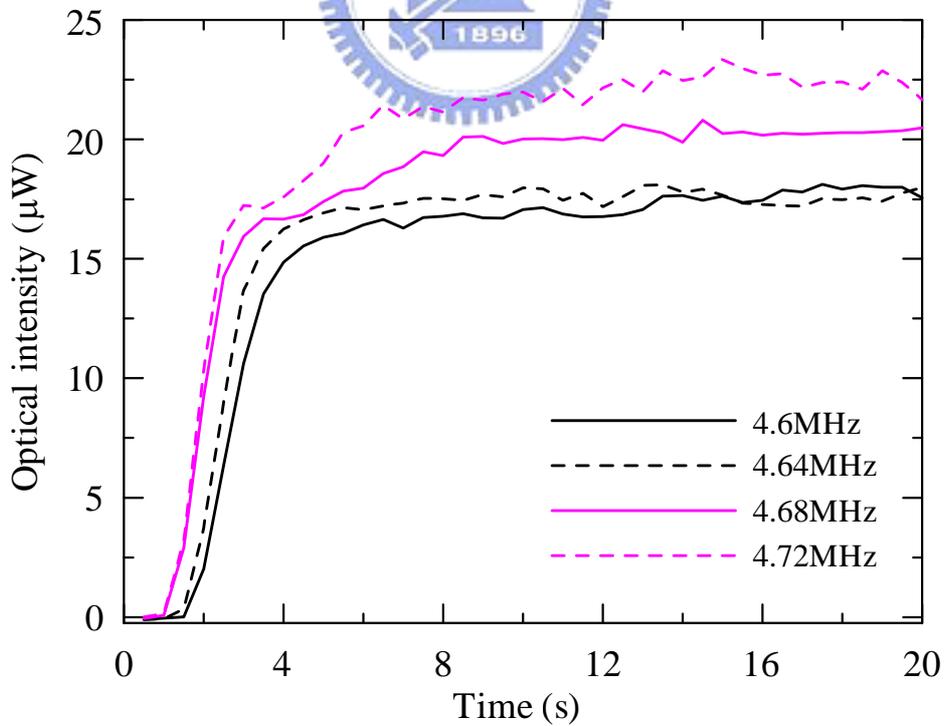


圖 4.9f 入射角 $\theta=25^\circ$ ，頻率為 4.6~4.72 MHz 的超音波照射試片，穿透光強度的歷時曲線。

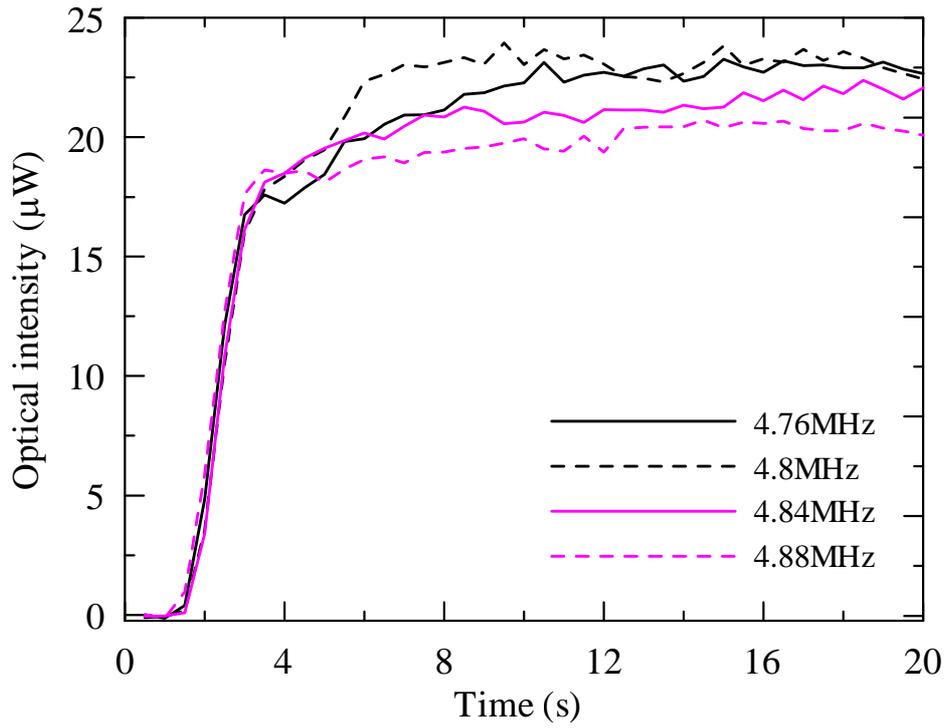


圖 4.9g 入射角 $\theta=25^\circ$ ，頻率為 4.76~4.88 MHz 的超音波照射試片，穿透光強度的歷時曲線。

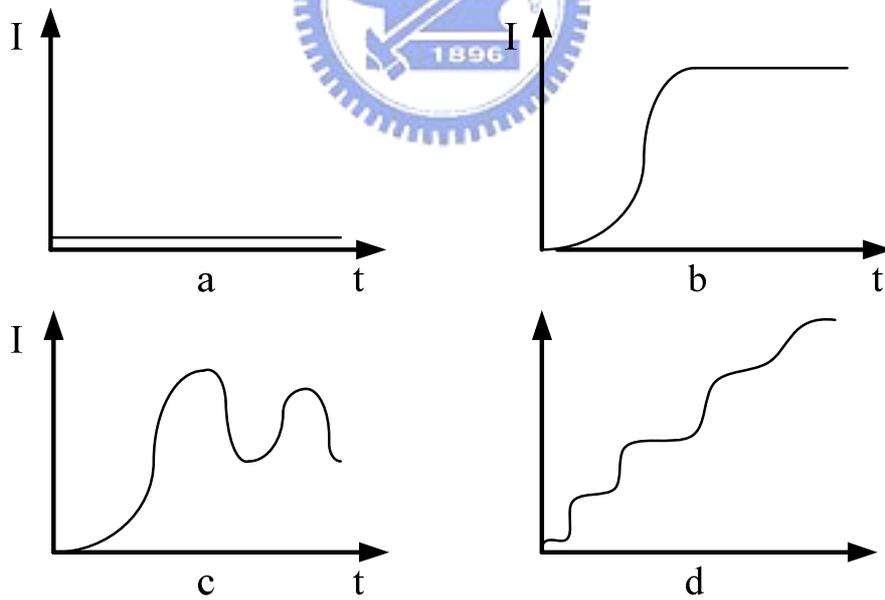


圖 4.10 穿透光強度歷時曲線的分類示意圖

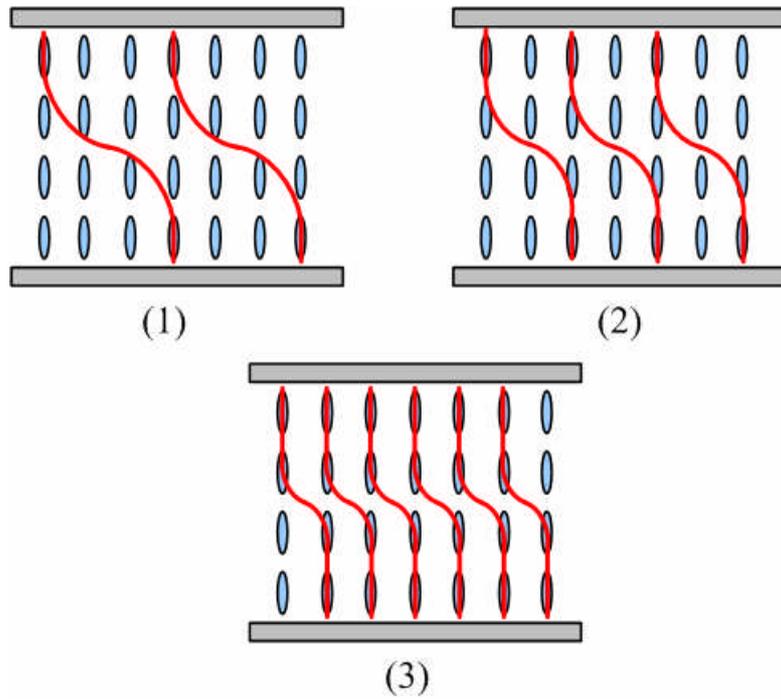


圖 4.11 液晶受聲導波影響，分子排列達平衡態示意圖

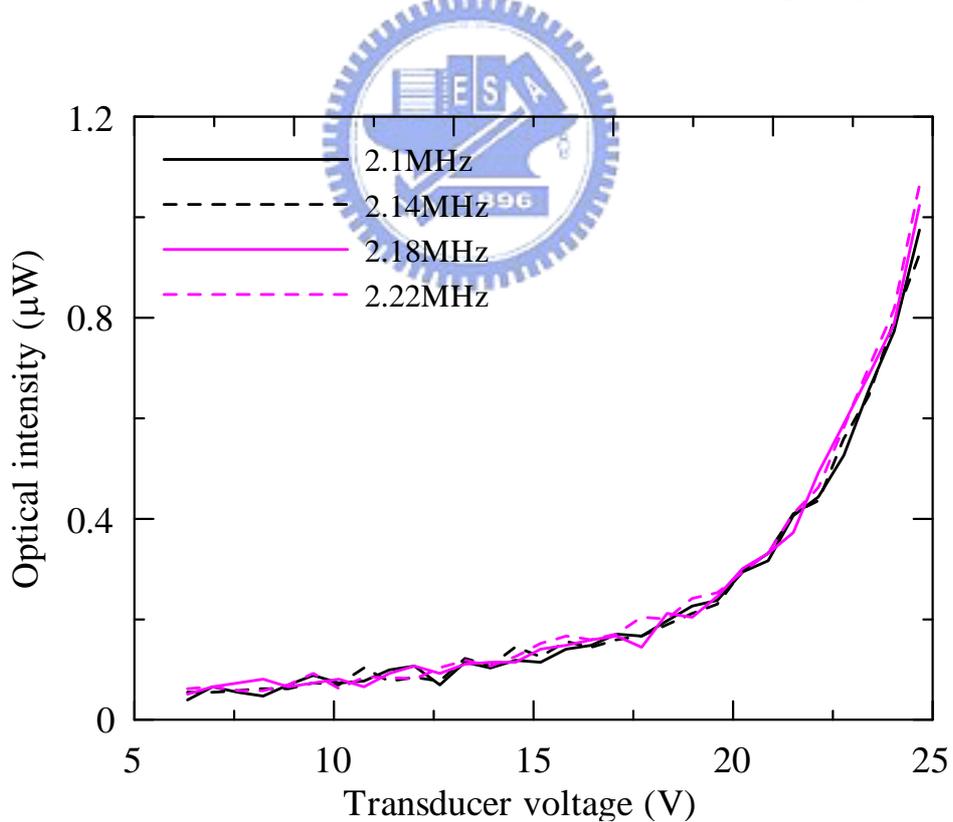


圖 4.12 入射角 $\theta=30^\circ$ ，頻率為 2.1、2.14、2.18、2.22MHz 的超音波強度對於穿透光強度之影響

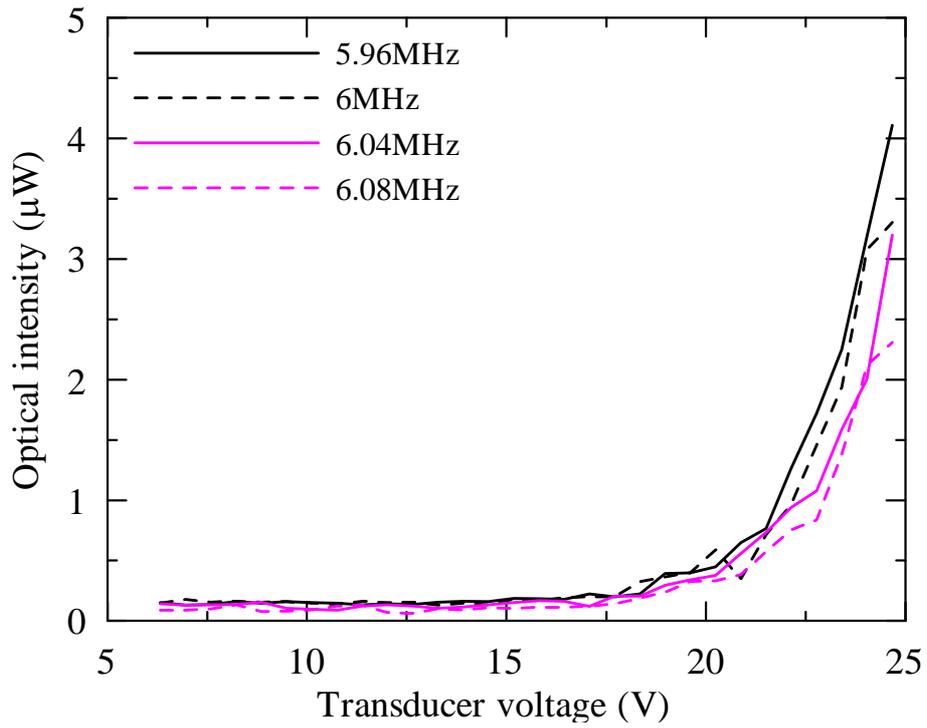


圖 4.13 入射角 $\theta=15^\circ$ ，頻率為 5.96、6、6.04、6.08MHz 的超音波強度對於穿透光強度之影響

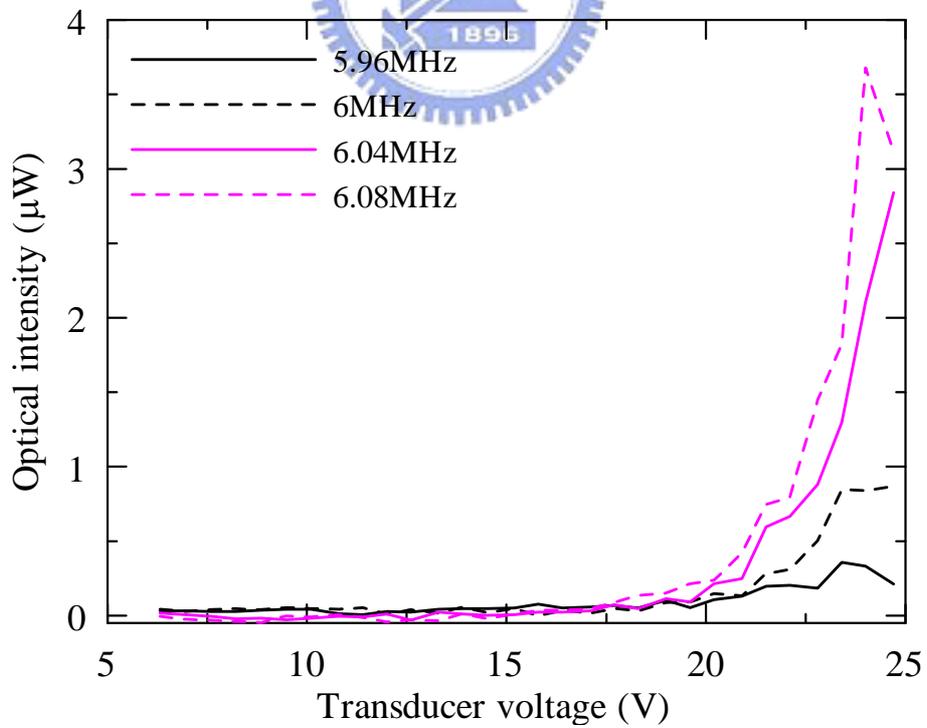


圖 4.14 入射角 $\theta=16^\circ$ ，頻率為 5.96、6、6.04、6.08MHz 的超音波強度對於穿透光強度之影響

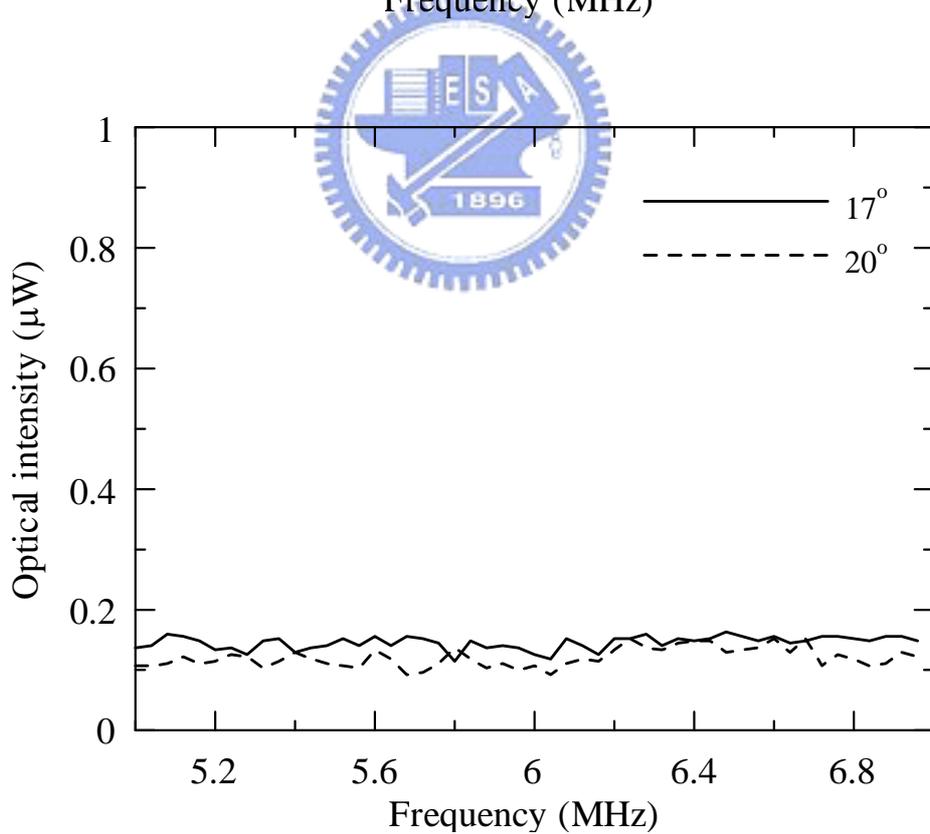
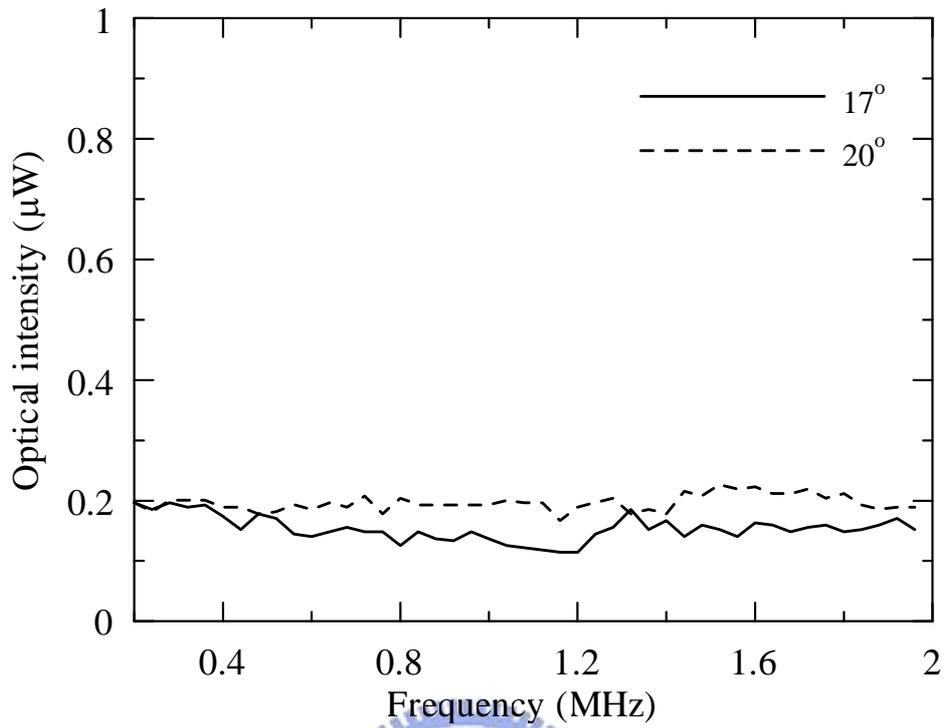


圖 4.15 等向性流體指示劑試片受到入射角 $\theta=17^\circ$ 、 20° 的超音波照射之穿透光強度變化，頻率範圍(a) 0.2-2MHz，(b) 5-7MHz。