

國立臺灣大學工學院機械工程學研究所



碩士論文

Department of Mechanical Engineering

College of Engineering

National Taiwan University

Master Thesis

增強壓電超晶格極子天線之電磁輻射能力

Enhancement of Electromagnetic Radiation of Piezoelectric

Superlattice Antennas

孟慶軒

Ching-Hsuan Meng

指導教授：劉建豪 博士

Advisor: Chien-Hao Liu, Ph.D.

中華民國 111 年 8 月

August, 2022

國立臺灣大學碩士學位論文  
口試委員會審定書

MASTER'S THESIS ACCEPTANCE CERTIFICATE  
NATIONAL TAIWAN UNIVERSITY

增強壓電超晶格極子天線之電磁輻射能力

Enhancement of Electromagnetic Radiation of Piezoelectric Superlattice Antennas

本論文係孟慶軒 (R09522538) 在國立臺灣大學機械工程研究所完成之碩士學位論文，於民國 111 年 08 月 25 日承下列考試委員審查通過及口試及格，特此證明。

The undersigned, appointed by the Department of Mechanical of Engineering on 25/August/2022 have examined a Master's thesis entitled above presented by Ching-Hsuan Meng (R09522538) candidate and hereby certify that it is worthy of acceptance.

口試委員 Oral examination committee:

劉建豪

(指導教授 Advisor)

周元昉

莊嘉揚

系主任/所長 Director:

柯汝群

## 誌謝



兩年的碩士生涯晃眼間便過去，仍充滿許多珍貴的回憶，首先必須感謝的是指導教授劉建豪老師，在研究中培養我們正確的處事態度，在意見產生分歧時仍耐心溝通，也針對許多專業的問題給予我們建議及修改方向，使我能順利完成碩士論文。另外要誠摯感謝的是周元昉教授，總是能在我們遇到研究瓶頸時適時提點，更可以看出周老師數十年研究經驗的深厚底蘊。

非常慶幸自己能夠遇到 410 實驗室的夥伴們，首先非常感謝學長，即便只有一年的相處時間，謝謝瀚辰教導我無塵室製程的技術，以及一起在學校打籃球的時光，立宇讓我知道台大純血生的實力，懷念研究結束後在 K 網一起吃大腸麵線的日子，另外則是秉勳帶給實驗室非常大的歡笑聲，我才知道原來待在實驗室可以這麼快樂，也深深感謝學長們在畢業後還不厭其煩地回答我研究上的問題。我認為能在學習路上遇到志同道合的夥伴難能可貴，謝謝昇祐、柏瑜、威志和士榕這兩年的陪伴使我研究路上並不孤單，在無塵室夜夜笙歌的日子有你們的陪伴，不論是來我家研究國粹、召喚峽谷相見歡、獅子王後的阿姨清粥小菜，還是研究後 Gi 去基隆的宵夜行，都完整了我的整個碩士生涯。也要謝謝碩一的學弟們，恩愷、忠峻、慶隆、築灝和柏云帶給實驗室活力及歡笑，這邊要特別感謝柏云，在研究上幫了我不少，也祝學弟們接下來這一年能夠順利。另外，最後要感謝的是 Mandy，除了幫忙處理大大小小的事，更在我們心情煩悶、研究受挫時給了很多建議。

感謝媽媽從小到大對我的栽培，讓我在沒有後顧之憂的情況下成長，即便最後忙得焦頭爛額的這一學期鮮少回家，仍然非常支持我的決定，順利完成學位，對家人的感激無法用言語形容。

這兩年碩士生涯的收穫除了得到的知識，更多的則是結交了一群有共同目標的夥伴，不論是順利或是低潮一起走過這個人生里程碑，也讓我體認到，往後的人生路上我們都不是孤軍奮戰。

## 中文摘要



微型化低頻天線的演進過程，往往有尺寸限制且伴隨著品質因子、頻寬的問題，研究者們除改變傳統電小天線的形狀，達到整體電流長度不變又能縮小體積的效果外，逐漸發展的機械式天線也成為近年鑽研的項目，其原理是透過應力致動壓電或壓磁材料，產生電磁輻射效果，但傳統壓電機械式天線的缺點是機械波與電磁波耦合量較低。近年來發展成熟的壓電超晶格成為微型化天線的方式，經由結構中週期性的調變，有著禁帶與通帶的特性，內部則有機械波波傳的聲子晶體、電磁波波傳的光子晶體，以及兩者耦合而成的極子，而本研究使用鈮酸鋰做為壓電超晶格天線的材料，經微機電製程使晶體結構產生週期性的正反兩種極化方向，透過機械波與電磁波的耦合性質激發出特定頻率的電磁波。

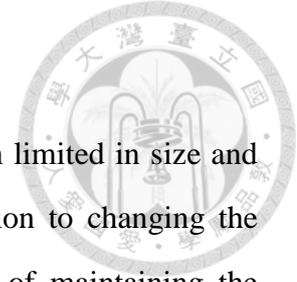
由於壓電超晶格的共振頻取於週期寬度，本論文將工作頻率設定在 80 MHz，並探討改變鈮酸鋰晶片之厚度對其電磁輻射的影響，選用 500  $\mu\text{m}$  及 1000  $\mu\text{m}$  兩種不同厚度的晶片進行製作，極化方式採用高壓電極化法，極化時饋入電壓與材料的厚度成正比，為解決極化過程所發生的金屬電極造成之電場集中與縱向極化深度不足等問題，進行光罩改良等製程相關研究，接著使用膜厚儀、光學顯微鏡以及電子顯微鏡進行表面與剖面檢測，確認極化深度與範圍，確立晶片極化的完成度。

基於壓電超晶格的機械波與電磁波的耦合效應，針對設定頻率附近的頻段進行遠場量測，比較之週期極化鈮酸鋰晶片尺度包含 3 吋晶片以及經切割後的 12 mm  $\times$  10 mm 微型晶片，量測方式以網路分析儀的  $S_{11}$ 、 $S_{21}$  以及頻譜分析儀在 80 MHz 的輻射效率為主，結果顯示厚度為 1000  $\mu\text{m}$  之鈮酸鋰晶片表面積與厚度為 500  $\mu\text{m}$  的相同，但在 80MHz 附近有著較高的電磁輻射接收能力，除驗證壓電超晶格可以有效率的耦合內部機械能與電磁能以及發射和接收電磁輻射的能力，也因厚度變為兩倍，其電磁輻射接收能力有約 2.5 倍的增幅，有助於改善微型化天線效率不足的問題。



**關鍵字：**壓電超晶格、極子、微型化天線、電偶極矩長度、鈦酸鋰晶片厚度

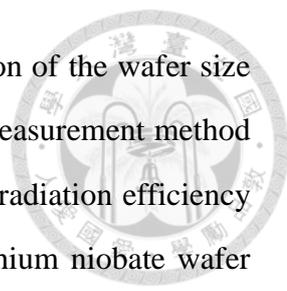
## ABSTRACT



The evolution of miniaturized low-frequency antennas is often limited in size and accompanied by quality factor and bandwidth problems. In addition to changing the shape of traditional electric small antennas to achieve the effect of maintaining the overall current length and reducing the volume at the same time. Mechanical antenna has also become a research project in recent years. The principle is to generate a dipole potential difference through applied stress on piezoelectric or piezoelectric materials, so that can achieve the effect of the antenna. However, the disadvantage of mechanical antenna is the electromechanical coupling is weak. In recent years, piezoelectric superlattice has become a way of miniaturized antenna. Through periodic modulation in the structure, it has band gap, and there are phononic and photon for mechanical wave and electromagnetic wave propagation. Lithium niobate is used as the material of the piezoelectric superlattice antenna, and the structure is produced in periodic positive and negative polarization through the MEMS process. Electromagnetic waves of specific frequencies are excited through the strong coupling of mechanical waves and electromagnetic waves.

Since the resonance frequency of the piezoelectric superlattice depends on the period width, the working frequency is set at 80 MHz in this thesis, and the influence of changing the thickness of the lithium niobate wafer on its electromagnetic radiation is discussed. We selected two different thicknesses, 500  $\mu\text{m}$  and 1000  $\mu\text{m}$ . The polarization method adopts the high-voltage electric polarization method. The feeding voltage is proportional to the thickness of the material during polarization. In order to solve the limitation of the wafer in polarization, the process-related research such as mask improvement is carried out, and then a film surface profiler is used, optical microscope and SEM for surface inspection of finished products to establish the completeness of wafer polarization.

Based on the electromechanical coupling effect of piezoelectric superlattices, microwave measurements are carried out for the frequency band near the set frequency.



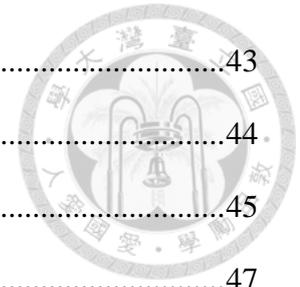
For the accuracy of the experiment, the measurement and comparison of the wafer size includes a complete 3-inch wafer and a cut  $12\text{ mm} \times 10\text{ mm}$ . The measurement method is mainly based on the  $S_{11}$  and  $S_{21}$  of the network analyzer and the radiation efficiency of the spectrum analyzer at 80 MHz. The results show that the lithium niobate wafer with a thickness of  $1000\text{ }\mu\text{m}$  has a higher electromagnetic radiation efficiency. Piezoelectric superlattices can efficiently couple internal mechanical energy and electromagnetic energy, as well as the ability to emit and receive electromagnetic radiation, and also have different electromagnetic radiation efficiencies due to different thicknesses, which helps to improve the problem of insufficient efficiency of miniaturized antennas.

**Keywords:** piezoelectric superlattices, poles, miniaturized antennas, electric dipole moment length, thickness of lithium niobate

# CONTENTS

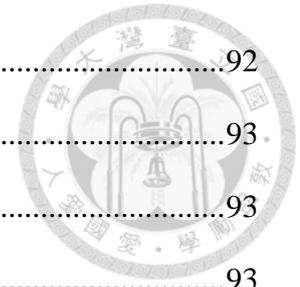


誌謝 .....	i
中文摘要 .....	ii
ABSTRACT .....	iv
CONTENTS .....	vi
LIST OF FIGURES .....	ix
LIST OF TABLES .....	xiv
<b>Chapter 1 Introduction.....</b>	<b>1</b>
1.1 研究動機與目標 .....	1
1.2 文獻回顧 .....	3
1.2.1 微型化天線 .....	3
1.2.2 機械式共振天線(Mechanical Antenna) .....	5
1.2.3 週期結構壓電超晶格 .....	10
1.2.4 週期極化鈮酸鋰之製程 .....	16
<b>Chapter 2 壓電超晶格理論 .....</b>	<b>20</b>
2.1 壓電超晶格極子理論 .....	20
2.1.1 壓電超晶格晶體簡介 .....	20
2.1.2 壓電超晶格之統御方程式 .....	20
2.2 一維無限域之週期性極化鈮酸鋰的波傳現象 .....	22
2.2.1 週期性壓電超晶格的一維頻帶結構 .....	22
2.2.2 頻散曲線中電磁能與機械能的分布關係 .....	28
<b>Chapter 3 壓電超晶格極子天線製程 .....</b>	<b>34</b>
3.1 鈮酸鋰(LiNbO <sub>3</sub> )的材料特性 .....	34
3.2 週期鈮酸鋰之微機電製程 .....	35
3.2.1 光罩設計 .....	37



3.2.2	晶片前置洗淨作業與鍍膜.....	43
3.2.3	第一步黃光微影(電極鋪設).....	44
3.2.4	第二部黃光顯影(開窗).....	45
3.3	週期鈮酸鋰之極化.....	47
3.3.1	極化前置作業(夾具與 O-ring).....	47
3.3.2	高壓電鈮酸鋰週期極化.....	48
3.3.3	極化情形比較.....	50
3.3.4	高壓電極化電路架構.....	52
3.3.5	極化之高壓電檢測與模擬.....	55
3.4	極化週期檢驗.....	58
3.4.1	鈮酸鋰成品外觀比較.....	59
3.4.2	$x_1$ 方向之表面檢測.....	62
3.4.3	$x_2$ 方向剖面檢測.....	66
<b>Chapter 4</b>	<b>週期性極化鈮酸鋰天線的電磁輻射.....</b>	<b>69</b>
4.1	三吋 PPLN 之反射係數 $S_{11}$ 量測.....	69
4.1.1	未極化之鈮酸鋰晶片的反射係數量測.....	70
4.1.2	已極化之三吋鈮酸鋰晶片在不同厚度下的反射係數量測.....	72
4.2	三吋 PPLN 之遠場穿透係數 $S_{21}$ 量測.....	74
4.2.1	利用網路分析儀量測遠場輻射.....	75
4.3	利用頻譜分析儀量測遠場輻射.....	78
4.3.1	三吋 PPLN 之遠場量測.....	79
4.3.2	均勻極化小尺寸 PPLN 之遠場量測.....	82
<b>Chapter 5</b>	<b>結論與未來展望.....</b>	<b>91</b>
5.1	結果分析.....	91
5.1.1	不同厚度鈮酸鋰微機電製程及極化比較.....	91

5.1.2	不同尺度的 PPLN 在 80MHz 的電磁接收能力.....	92
5.2	文獻比較.....	93
5.2.1	電磁輻射與接收功率.....	93
5.2.2	週期極化鈮酸鋰比較與應用.....	93
5.3	未來展望.....	94
	參考文獻.....	96



# LIST OF FIGURES

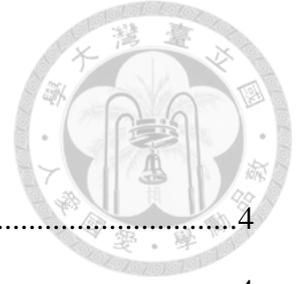


圖 1-1	SDA 電抗與偶極矩長度關係[28].....	4
圖 1-2	SDA 品質因子與偶極矩長度關係[28].....	4
圖 1-3	小天線比較圖[31].....	5
圖 1-4	J.P. Domann[52]的機械式天線產生電磁輻射示意圖 .....	7
圖 1-5	J.P. Domann[52]的機械式天線中 $\eta$ 與頻率之關係圖 .....	7
圖 1-6	利用壓電晶體 PZT 設計的天線 ADMIRE[57].....	8
圖 1-7	ADMIRE 天線的致動方式[57].....	9
圖 1-8	Body Mode Antenna[59] .....	10
圖 1-9	鈮酸鋰在橫波與縱波的反射係數[67].....	11
圖 1-10	不同填充比的鈮酸鋰之頻帶間隙大小[67].....	12
圖 1-11	週期壓磁超晶格模型[69].....	12
圖 1-12	薄膜機械式天線之模型[73].....	14
圖 1-13	磁損耗對電磁輻射的影響[73].....	15
圖 1-14	機電共振特性產生電磁輻射[74].....	15
圖 1-15	(a) 10 個並聯元件電場分布。(b)10 個並聯元件之位移[74] .....	16
圖 1-16	利用電腦設計的極化電壓波形與週期為 $4 \mu\text{m}$ 的鈮酸鋰成品[87] .....	18
圖 1-17	(a)多個脈衝電壓極化後成品 (b)單一脈衝電壓極化後成品[89] .....	18
圖 1-18	成功堆疊合併的 PPLN[91].....	19
圖 2-1	壓電超晶格座標系 .....	23
圖 2-2	聲子及極子的全域頻譜 .....	26
圖 2-3	小波數 $K_3 = [0, 1 \times 10^{-3}]$ 中聲子、光子、極子的頻譜.....	27
圖 2-4	$K_3 = [0, 3 \times 10^{-4}]$ 範圍之極子、聲子、光子局域頻帶結構關係.....	28
圖 2-5	第一條頻散曲線極子、聲子、光子的能量占比 .....	29

圖 2-6	第二條頻散曲線極子、聲子、光子的能量占比 .....	30
圖 2-7	第三條頻散曲線極子、聲子、光子的能量占比 .....	31
圖 2-8	第四條頻散曲線極子、聲子、光子的能量占比 .....	32
圖 2-9	$\Omega=1$ 附近頻帶間隙之頻散曲線，Band Gap 1 為 ( $\Omega=\Omega_b\sim 1$ ) 的區間， $\Omega_b=0.998$ ；而 Band Gap 2 則為 ( $\Omega=1\sim\Omega_r$ ) 的區間， $\Omega_r=1.032$ .....	33
圖 3-1	鈮酸鋰自發性極化方向(a)表示正向極化(b)表示反向極化 .....	35
圖 3-2	鈮酸鋰的自發性極化位能 .....	35
圖 3-3	微機電製程簡易流程圖 .....	36
圖 3-4	微機電製程流程示意圖 .....	37
圖 3-5	電極寬度與極化週期關係圖[85].....	38
圖 3-6	適用於 500 $\mu\text{m}$ 之鈮酸鋰晶片電極鋪設光罩 .....	40
圖 3-7	適用於 500 $\mu\text{m}$ 之鈮酸鋰晶片開窗光罩 .....	40
圖 3-8	適用於 1000 $\mu\text{m}$ 之鈮酸鋰晶片電極鋪設光罩 .....	41
圖 3-9	適用於 1000 $\mu\text{m}$ 之鈮酸鋰晶片開窗光罩 .....	41
圖 3-10	適用於 1000 $\mu\text{m}$ 之鈮酸鋰晶片電極鋪設光罩局部圖 .....	42
圖 3-11	鈮酸鋰晶片之座標 .....	43
圖 3-12	導電接地裝置 .....	45
圖 3-13	500 $\mu\text{m}$ 鈮酸鋰晶片完成開窗圖 .....	46
圖 3-14	1000 $\mu\text{m}$ 鈮酸鋰晶片完成開窗圖 .....	47
圖 3-15	鐵氟龍夾具 .....	48
圖 3-16	(a)極化 500 $\mu\text{m}$ 之圓形截面 O-ring (b)極化 1000 $\mu\text{m}$ 之方形截面 O-ring	48
圖 3-17	鈮酸鋰極化反轉 .....	49
圖 3-18	未極化區域上視圖 .....	50
圖 3-19	過極化即將併線的區域上視圖 .....	51
圖 3-20	過極化示意圖側視圖 .....	51

圖 3-21	電場集中晶片破裂 .....	52
圖 3-22	高壓電極化電路圖 .....	53
圖 3-23	Schmitt Trigger 輸入與輸出電壓關係圖 .....	55
圖 3-24	極化電路實體圖 .....	56
圖 3-25	極化 500 $\mu\text{m}$ PPLN 的輸入電壓 $V_{in}$ .....	57
圖 3-26	極化 1000 $\mu\text{m}$ PPLN 的輸入電壓 $V_{in}$ .....	58
圖 3-27	鈮酸鋰晶片座標系 .....	59
圖 3-28	厚度為 500 $\mu\text{m}$ 的鈮酸鋰晶片極化後外觀 .....	60
圖 3-29	厚度為 1000 $\mu\text{m}$ 的鈮酸鋰晶片極化後外觀 .....	60
圖 3-30	厚度為 1000 $\mu\text{m}$ 的鈮酸鋰晶片量測區域示意圖 .....	61
圖 3-31	經切割後的 PPLN .....	62
圖 3-32	各項檢測區域示意圖 .....	62
圖 3-33	500 $\mu\text{m}$ 厚度的 PPLN 表面極化檢測 .....	63
圖 3-34	1000 $\mu\text{m}$ 厚度的 PPLN 表面極化檢測 .....	63
圖 3-35	500 $\mu\text{m}$ 厚度的 PPLN 上表面寬度量測 (a)負向極化區 (b)正向極化區 .....	64
圖 3-36	500 $\mu\text{m}$ 厚度的 PPLN 下表面寬度量測 (c)負向極化區 (d)正向極化區 .....	65
圖 3-37	1000 $\mu\text{m}$ 厚度的 PPLN 上表面寬度量測 (e)負向極化區(f)正向極化區 .....	65
圖 3-38	1000 $\mu\text{m}$ 厚度的 PPLN 下表面寬度量測 .....	66
圖 3-39	厚度 1000 $\mu\text{m}$ PPLN $x_2$ 剖面 1 號區域檢測圖 .....	67
圖 3-40	厚度 1000 $\mu\text{m}$ PPLN $x_2$ 剖面 2 號區域檢測圖 .....	67
圖 3-41	厚度 1000 $\mu\text{m}$ PPLN $x_2$ 剖面 3 號區域檢測圖 .....	68
圖 3-42	厚度 1000 $\mu\text{m}$ PPLN $x_2$ 剖面 4 號區域檢測圖 .....	68
圖 4-1	3 吋 PPLN 量測裝置 .....	69
圖 4-2	500 $\mu\text{m}$ 的空白鈮酸鋰晶片反射係數[75] .....	70
圖 4-3	1000 $\mu\text{m}$ 的空白鈮酸鋰晶片反射係數[75] .....	71

圖 4-4	500 $\mu\text{m}$ PPLN 在 80 MHz 附近的反射係數.....	72
圖 4-5	1000 $\mu\text{m}$ PPLN 在 80 MHz 附近的反射係數.....	73
圖 4-6	500 $\mu\text{m}$ 與 1000 $\mu\text{m}$ PPLN 的反射係數比較.....	74
圖 4-7	遠場 $S_{21}$ 量測示意圖.....	76
圖 4-8	500 $\mu\text{m}$ PPLN、LN 與銅箔電極在 80 MHz 附近的 $S_{21}$ .....	76
圖 4-9	1000 $\mu\text{m}$ PPLN、LN 與銅箔電極在 80 MHz 附近的 $S_{21}$ .....	77
圖 4-10	1000 $\mu\text{m}$ 與 500 $\mu\text{m}$ 之 PPLN $S_{21}$ 比較圖.....	77
圖 4-11	偶極天線擺設與長度.....	78
圖 4-12	頻譜分析儀實驗量測示意圖.....	79
圖 4-13	兩種不同厚度之三吋 PPLN 於 80MHz 之接收頻譜.....	80
圖 4-14	兩種不同厚度之三吋 PPLN 於 80MHz 之接收功率.....	81
圖 4-15	兩種不同厚度之三吋 PPLN 扣除銅箔電極之接收功率.....	81
圖 4-16	兩種不同厚度之三吋 PPLN 扣除銅箔電極後頻譜.....	82
圖 4-17	適用於 12 mm $\times$ 10 mm PPLN 之載台.....	83
圖 4-18	面積、週期數相同之兩種不同厚度的 PPLN.....	83
圖 4-19	厚度 500 $\mu\text{m}$ 的微型 PPLN 在 79.7 – 80.3 MHz 之頻譜.....	84
圖 4-20	厚度 1000 $\mu\text{m}$ 的微型 PPLN 在 79.7 – 80.3 MHz 之頻譜.....	85
圖 4-21	厚度 500 $\mu\text{m}$ 的微型 PPLN 在 79.7 – 80.3 MHz 之電磁接收功率.....	85
圖 4-22	厚度 1000 $\mu\text{m}$ 的微型 PPLN 在 79.7 – 80.3 MHz 之電磁接收功率.....	86
圖 4-23	厚度 500 $\mu\text{m}$ 的微型 PPLN 在 79.7 – 80.3 MHz 之 $S_{21}$ .....	86
圖 4-24	厚度 1000 $\mu\text{m}$ 的微型 PPLN 在 79.7 – 80.3 MHz 之 $S_{21}$ .....	87
圖 4-25	兩種不同厚度的微型 PPLN 之 $S_{21}$ 比較圖.....	87
圖 4-26	兩種不同厚度之 12mm $\times$ 10mm PPLN 在 80.1 MHz 的 dBm.....	88
圖 4-27	兩種不同厚度之 12mm $\times$ 10mm PPLN 在 80.1 MHz 之接收功率.....	89
圖 4-28	兩種不同厚度之 12 mm $\times$ 10 mm PPLN 扣除銅箔電極之接收功率.....	89

圖 4-29 兩種不同厚度之 12 mm × 10 mm PPLN 扣除銅箔電極後 dBm.....90



## LIST OF TABLES



表 1-1 耦合能力比較表

表 5-1 不同厚度在 80MHz 週期極化鋯酸鋰製程比較

表 5-2 三吋 PPLN 對兩種厚度在 80 MHz 之電磁接收功率比較

表 5-3 12 mm × 10 mm 小 PPLN 對兩種厚度在 80.1 MHz 之電磁接收功率比較

表 5-4 PPLN 歷年研究比較

# Chapter 1 Introduction



## 1.1 研究動機與目標

針對 MHz 的低頻訊號，由於傳輸範圍廣，且能穿透複雜的地形，常應用於軍事通訊。科技日新月異，人類為追求產品便利性，嚮往將天線的尺度微型化，促成許多小天線爭相問世[3]-[13]，傳統金屬天線為人詬病的是它的尺寸，相對低頻的天線由於波長較長，有尺寸極大及幾何限制的問題，在傳統金屬天線的微型化中，輻射效率會大幅減少，其量測無法應用在實際發射與接收訊號上。以偶極天線為例，隨著尺寸縮小，該天線的物理尺寸小於半波長的共振尺寸，其阻抗將由小電阻與大電抗阻成，此條件會造成品質因子(Quality Factor)提升，通帶變窄、輻射效率低落。

爾後有許多研究尋求各種方式來滿足天線微型化的條件，為避開上述的限制則須屏除傳統天線材料，找到替代材料並加以鑽研形成新的研究課題，其中壓電材料比起一般彈性材料亦或單純的介電材料，擁有機械振動及電磁的特性，並且經找尋合適的幾何尺寸，透過給予材料應力的激發方式，可以使內部的機械波與電磁波耦合，此類天線稱為機械式天線，有別於傳統元件的振動，由於電磁波速遠大於機械波速，可以視為準靜態，這類材料甚至能產生 MHz 數量級的波傳，因應該材料的波傳特性，目前發展成熟，大多應用在感測器、濾波器[14]-[17]，但單純的壓電材料機電耦合量仍然不足以作為小天線元件。

綜觀上述特點，選用超穎材料(Metamaterials)作為小天線研究成為趨勢且日漸成熟，有別於機械式天線的弱耦合，該人造複合材料的週期結構可藉由調變參數改變波長大小，壓電週期結構經歷電耦合係數的週期性調變，形成機械與電磁能之間的強耦合。由於鈮酸鋰具有壓電特性，符合週期性調變之壓電超晶格材料的理論[20]-[21]，該理論針對一維，即厚度方向為無限域且週期數目亦無限進行討論，將傳統壓電機械式天線的理論應用在週期結構壓電超晶格，可將厚度方向視



為偶極矩長度，又因在鈮酸鋰內部光子與聲子的交互作用下能在特定頻率下激發電磁輻射，適合作為小天線的材料，此方向的研究及週期性的微機電製程日趨成熟[22]-[25]，並可在實務上成為小天線的材料，而探討週期調變壓電超晶格在不同維度的尺寸對於電磁輻射的影響則成為新的研究方向，其中包含討論鈮酸鋰晶片厚度方向之變化對於電偶極矩的影響，進而改變小天線的電磁輻射效果。

本研究有鑑於上述提及，可以發現以週期極化鈮酸鋰( Periodically Poled Lithium Niobate, 簡稱 PPLN )經製程配合壓電超晶格極子之理論可以作為輻射、接收電磁輻射的小天線，但大多數研究通常只討論壓電超晶格一維無限域之理論，即  $x_3$  波傳方向，鮮少有人討論晶片  $x_1$  之有限厚度對其電磁輻射的影響，以 PPLN 為例，因高頻所對應週期線寬小、週期數多，在電磁輻射的表現上會比週期線寬大、週期數少的低頻訊號佳，其上下邊界的電荷就像偶極天線，但是因為晶體太薄，如同 hertz dipole，所以我們的假設是如果厚度增厚，比較接近半波長偶極天線，也許可以增加輻射效率；若將機械式天線的基本理論套用在 PPLN 上，增加晶片厚度可以視為增加其電偶極矩長度，進而提升輻射效率。本研究主旨是利用微機電製程、高壓極化法製作兩種厚度的 PPLN，分別為 500 與 1000  $\mu\text{m}$ ，並量測反射係數、遠場輻射，探討厚度對量測結果的影響。

第二章會介紹一維壓電超晶格的基本理論與推導，鈮酸鋰內部聲子與光子耦合的極子晶體，並敘述其頻散曲線與能量分布比率。第三張以鈮酸鋰晶片之製程、極化為主，說明製程原理及步驟，分析兩種不同尺度的晶片製程方式差異、常遇到的問題及解決方案，以及切割成品進行週期檢測。第四章對兩種尺寸的 80 MHz PPLN 進行量測並比較，包含網路分析儀( Vector Network Analyzer, VNA )測定的反射係數  $S_{11}$ 、穿透係數  $S_{21}$ ，以及頻譜分析儀量測在 80 MHz 附近的遠場輻射，且為求精準針對三吋、12 mm  $\times$  10 mm 之極化鈮酸鋰晶片分別進行量測。第五章為結果分析，針對量測結果比較兩晶片在不同尺度下的電磁輻射接收效果並分析原因，也對製程產生的問題及差異進行討論。



## 1.2 文獻回顧

本論文研究主軸為比較不同厚度對週期極化壓電超晶格天線之電磁輻射影響，該天線屬於小天線的範疇，因此本文之參考文獻以微型化天線、機械式天線、週期結構壓電超晶格、週期極化鈮酸鋰之製程及理論為基礎。

### 1.2.1 微型化天線

偶極天線與單極天線分別以二分之一波長與四分之一波長為共振的尺寸，然而本論文所研究的是小天線，其尺寸以小於五十分之一波長的短偶極天線( Short Dipole Antenna, SDA)為標準，電流所經距離較短，分布更趨於線性，進一步探討尺寸對於天線的影響，包含品質因子所對應之頻寬、電磁輻射等重要參數。

1947年 Wheeler[26]提出當天線尺寸小於 $\lambda/2\pi$ 或是 $ka < 1$  ( $k$ 為波數 $\lambda/2\pi$ ,  $a$ 為可包覆天線的最小球體半徑)可稱為電小天線(Electrically Small Antennas, ESA)，得出天線的輻射效率和頻寬的乘積與天線尺寸之間的相關性。隨後在1948年，Chu[27]提出品質因子(Quality Factor)最小值與天線尺寸之間的關係(1.1):

$$Q \geq \frac{1}{(ka)^3} + \frac{1}{ka} \quad (1.1)$$

同時，品質因子  $Q$  愈高，將產生更窄的頻寬(1.2)，由於小天線輻射的體積較小，不論是電小天線或是磁小天線，大部分的電磁能量都在近場， $Q$  值很大，無法輻射到遠場，進而造成輻射效率(Radiation efficiency  $\eta = \frac{P_{radiated}}{P_{available}}$ )下降。

$$Q = \frac{f_{center}}{Bandwidth} \quad (1.2)$$

Banerjee[28]-[29]針對 Wheeler 與 Chu 所提出的品質因子公式對不同長度的短偶極天線進行分析探討，比較 Short dipole 長度與品質因子、電抗之間的關係(圖 1-1)(圖 1-2)。

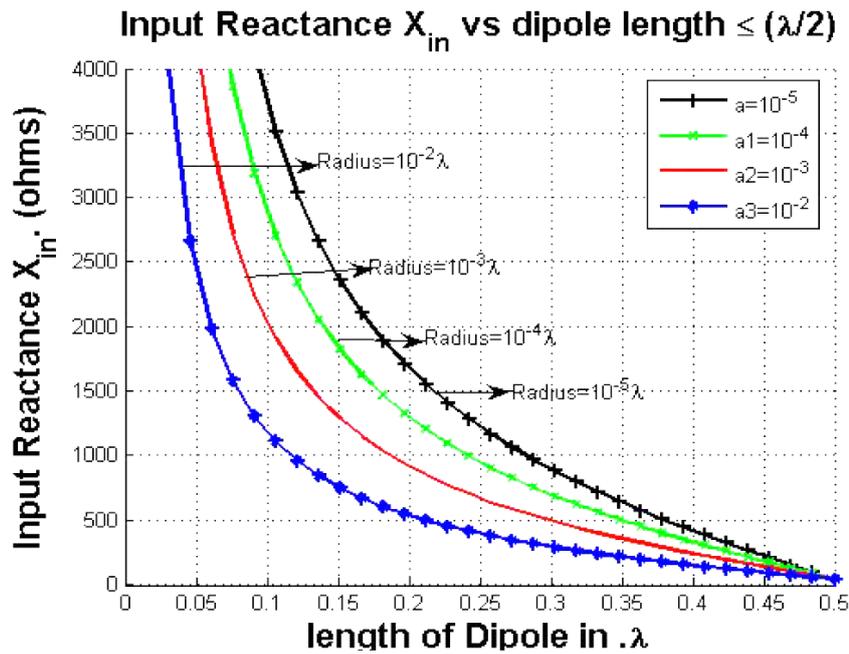


圖 1-1 SDA 電抗與偶極矩長度關係[28]

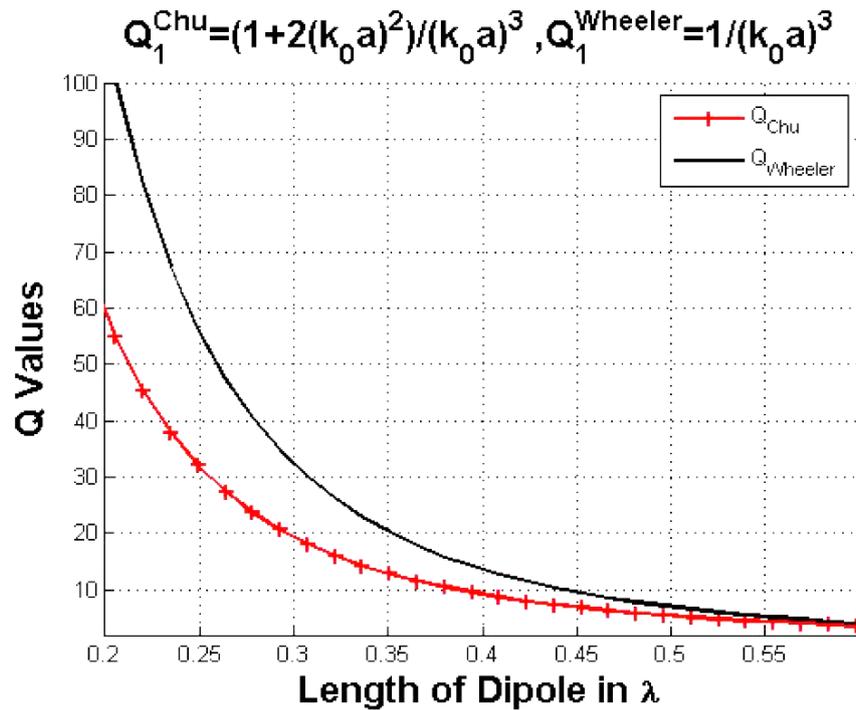


圖 1-2 SDA 品質因子與偶極矩長度關係[28]

此外，因小天線的設計會使它擁有高電感、高電容值[31]-[35]，將導致輻射電阻降低，易造成阻抗不匹配，也是影響輻射效率降低的主因，以短偶極天線(Short

Dipole Antenna) 為例，由於電流饋入天線後場型會呈偶極形式，但範圍小，隨著  $ka$  越來越小，頻寬變窄，使小天線的能量限於近場[36]。

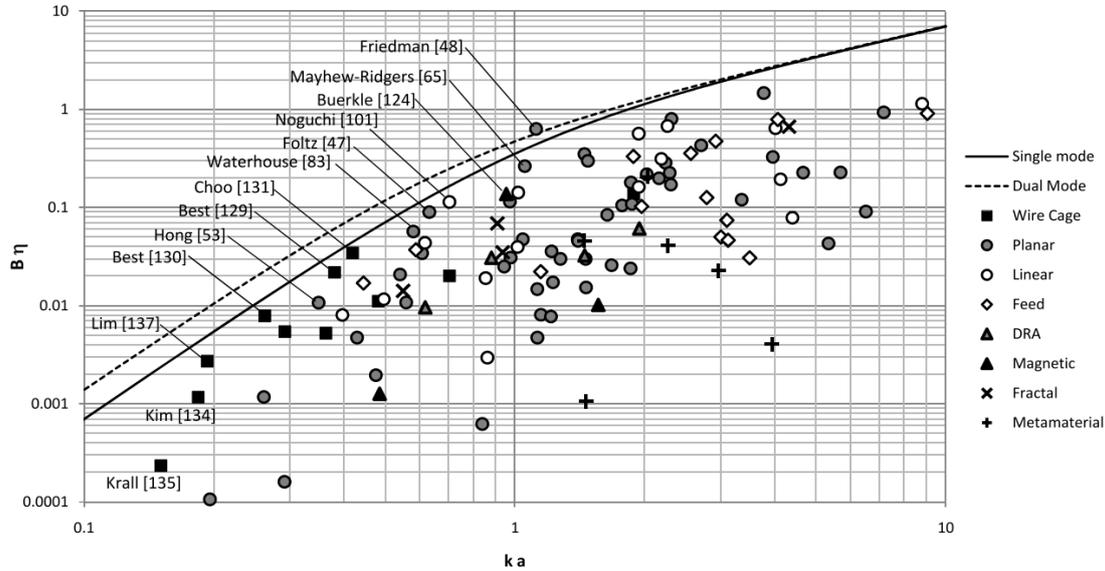


圖 1-3 小天線比較圖[31]

因為傳統天線的材料與形狀限制較多，研究者們改變天線幾何形狀來實現天線微型化，如倒 L 型天線(Inverted-L Antenna, ILA)[37]或倒 F 型天線(Inverted-F Antenna, IFA)[38]、碎型天線[39]、彎折型天線[40]-[41]，將傳統的金屬天線對折或彎折，體積縮小的同時，電流流經的範圍仍然相同，達到偶極矩長度相同體積縮小的目的，此類方法除縮小體積外，也可以提高天線有效電感、降低共振頻。

此外，改變材料特性也是微型化天線的方法之一，改變天線材料的介電、磁導係數會對其波長與頻寬造成影響，R.C.Hansen 的研究[42]指出，於平板共振天線中改變介電係數或磁導係數可以使波長縮短至  $1/\sqrt{\mu_r \epsilon_r}$ 、頻寬縮小至  $\sqrt{\mu_r / \epsilon_r}$ ，進而達到縮小天線尺寸的效果。

### 1.2.2 機械式共振天線(Mechanical Antenna)

在上一小節提到多種將傳統天線微型化的方法，但品質因子對尺寸的限制仍然存在，而近年出現不少機械波轉換電磁波的研究，其中在相同的共振頻下，機

械波與電磁波波長的比值約為  $10^5$ ，此現象有效的降低特定頻率的波長對天線尺寸的限制，該類天線稱為機械式共振天線( Mechanical Antenna )。Bickford[43]利用旋轉的磁鐵產生隨時間變化的磁場來激發電磁波，Arnold[44]則依照前述理論製作出用於通訊系統的特低頻段( ULF )。除了在材料中賦予磁流外，Hassanlen[45]運用電荷的移動來產生時變電流，藉以激發電磁波，生成類似於電偶極天線的輻射場型。

上述以磁場或電場激發電磁波，可產生偶極矩達到電磁輻射效果，而早在 1960 年代就有研究利用特定的聲學場輸入磁性材料使之產生耦合的電磁場[46]。而後發現藉由施加在壓電材料( Piezoelectric Material )或是鐵電材料( Ferromagnetic Material )上施加外力產生應變達到此效果[47]-[51]，首先 Mindlin[47]在 1972 年以 AT-cut 的石英(Quartz)為天線材料，其理論建立在該壓電平板振動時的機械能損耗，將轉換為電磁波的形式輻射，推導出施以厚度向週期性的應力在 AT-cut Quartz 壓電平板所生成的電磁輻射功率關係式(1.3):

$$P_{radiation} \approx \frac{1}{2} \frac{\epsilon_{33}}{\epsilon_0} C_{66}^2 S_0^2 / \rho c \quad (1.3)$$

其中  $\frac{\epsilon_{33}}{\epsilon_0}$  為材料介電常數與真空介電常數之比值， $S_0$  為應變幅值， $\rho$  為材料密度， $C_{66}$  表材料勁度參數。2017 年 J.P. Domann[52]-[53]在圓柱狀的 PZT 晶體和金屬玻璃( Metglass )上的施加應力產生縱波，將此微米尺度的材料當作一機械系統，再以偶極天線對電磁輻射的影響作為假設，將該系統類比為質量  $m$ 、阻尼  $b$ 、彈簧  $k$ 、外力  $q$ ，位移為  $x$  (1.4):

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + b \frac{dx}{dt} + kx = q \quad (1.4)$$

已知彈簧項  $kx$  在保守力的作用下能量不損失；而微分一次的阻尼項作為系統中表內部能量之損耗，在此圓柱材料中視為壓電振動耦合的電磁輻射(圖 1-4)，根據其阻尼損耗與外力  $q$  所供能量之比值計算出機械與電磁能耦合的數量級為  $10^{-5}$ ，與先前研究者得出的結論相同，並分析在各共振模態下輻射效率(Radiation Efficiency)

與頻率之關係(圖 1-5)。

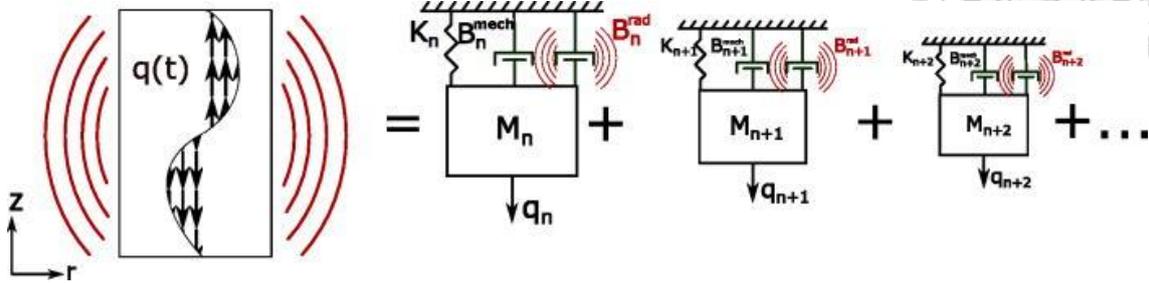


圖 1-4 J.P. Domann[52]的機械式天線產生電磁輻射示意圖

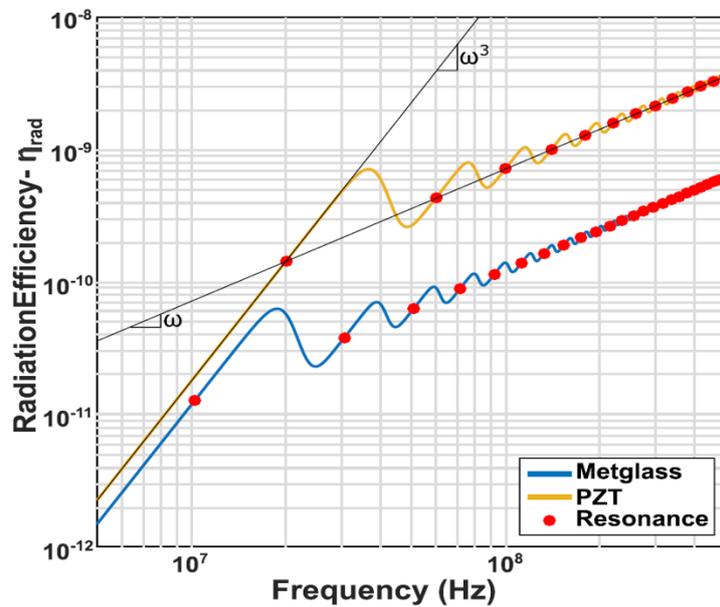


圖 1-5 J.P. Domann[52]的機械式天線中  $\eta$  與頻率之關係圖

根據壓電材料的耦合性質，能將電場輸入產生對應的彈性波，此方式甚至可以用來致動其他材料，如 Zhi Yao[54]-[55]在微米等級的壓電薄膜中間放入磁性薄膜 (Magnetic thin film)，外層的壓電材料受到外加 AC 電場激發產生機械振動，改變磁性薄膜的磁通密度，生成磁性電流，進而產生電磁輻射；Nan[56]則是使用壓電薄膜與鐵磁薄膜設計奈米板振動器 (Nanoplate Resonator, NPR) 和薄膜體波振動器 (Thin-film Bulk Acoustic Wave Resonator)，此結構運用外加電場激發壓電薄膜內部

的機械振動，再以該機械波致動中心鐵磁薄膜的電磁輻射，在長  $200\ \mu\text{m}$ 、寬  $50\ \mu\text{m}$  的尺寸透過機電耦合的方式激發  $180\ \mu\text{V}$  的電壓。A.E.Hassanien[57]-[58]用實驗來分析壓電晶體應變產生的輻射效率，以交流電側向激發圓柱的側向應力產生圓柱高度向形變，造成電偶極矩變化(圖 1-6)，成為以週期性機械波致動電磁輻射的 ADMIRE 天線 (圖 1-7)，並和傳統電偶極小天線進行比較，發現該壓電晶體 PZT 之輻射能力比同尺寸的傳統金屬電小天線佳，其遠場輻射效率也較高。

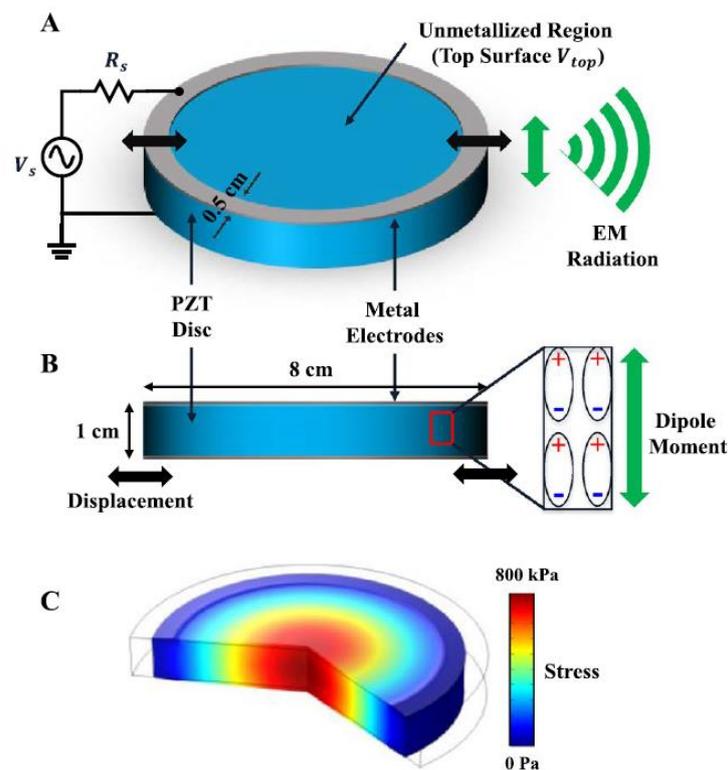


圖 1-6 利用壓電晶體 PZT 設計的天線 ADMIRE[57]

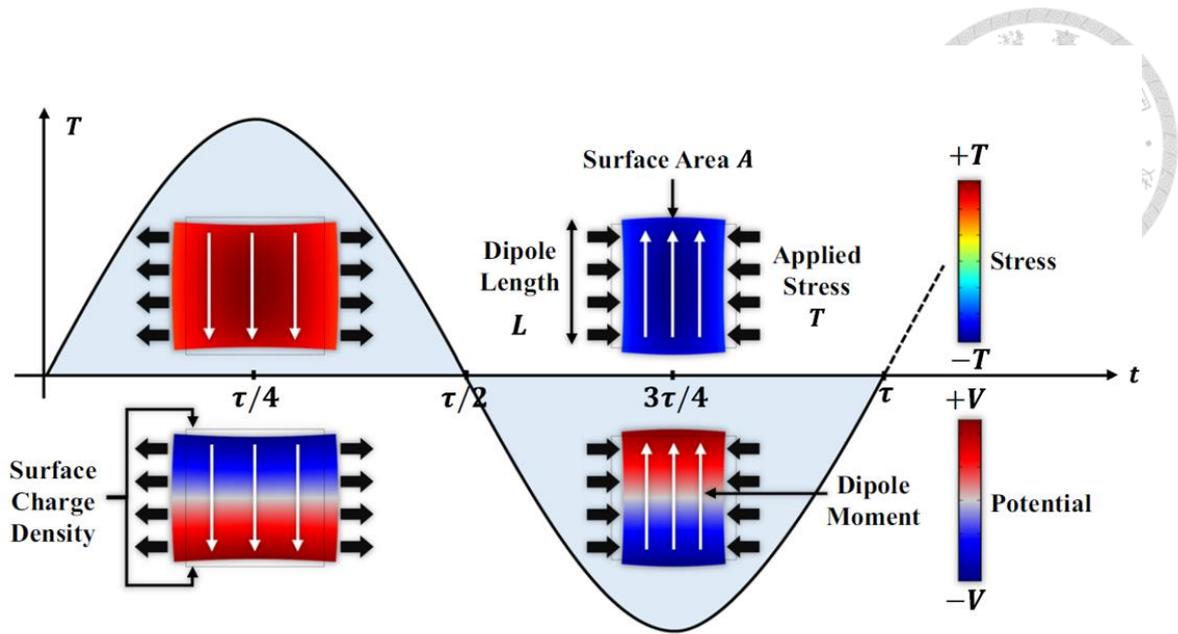


圖 1-7 ADMIRE 天線的致動方式[57]

2019 年 Bickford[59]針對各式機械小天線做出解釋與量測，透過不同的致動方式，如電流、旋轉磁鐵以及受彈性波激發的壓電材料，根據電偶極矩、磁偶極矩或是感應電流之變化產生電磁輻射，其中對 Body mode Antenna(圖 1-8)做出討論，該天線是由具極化方向的壓電材料構成，在尚未受到激發前並沒有電極，在受機械方式致動後產生表面電荷，形成電偶極矩的形式激發出電磁輻射，並歸納出電磁輻射在此類天線中的功率為：

$$P_{rad} = \frac{4\pi^3}{3\epsilon_0 c} d_x^2 E_x^2 \epsilon_{max}^2 V_m f^4 \quad (1.5)$$

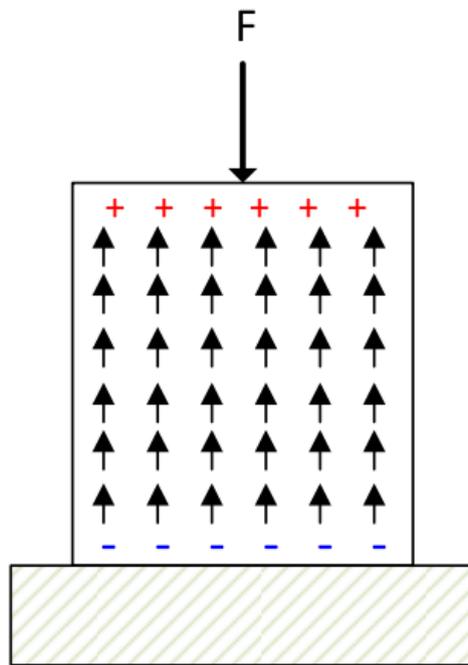


圖 1-8 Body Mode Antenna[59]

近年運用壓電晶體配合先進的製程技術，已印證在相同尺度下效率較傳統微型天線優異，不過上述研究皆間接證實該材料在耦合能力上仍然不足，僅有  $10^{-5}$  個數量級，可以實際應用於微型震盪器、傳感器等元件，但要以此發展為天線，效果仍略顯不足。

### 1.2.3 週期結構壓電超晶格

有別於一般材料，週期性結構壓電超晶格在經過人工工程後，具備週期性調變產生頻隙的特性，週期結構中通帶(Pass Band)與禁帶(Stop Band)是固體力學中重要的性質，其材料常數如密度、楊氏係數、阻抗等會因週期性調變而在結構中有所差異，此現象決定內部特定波數的彈性波傳通過與否，進而產生上述的通帶與禁帶[60]-[63]，此材料稱為聲子晶體，遵守牛頓第二運動定律。而另一種類似的現象則會發生在電磁波的傳遞上，節由介電係數的調變也可以決定結構對電磁波的通帶與禁帶，該材料稱為光子晶體，遵守馬克士威方程組，1987年 Yablonovitch

提出改變介電係數的人造週期性結構中電磁波只能在特定的頻段中通過，間接印證了電磁波頻帶間隙(Bandgap)的產生[64]。然而頻隙現象並非分別侷限於機械波與電磁波，經過兩種物理量的強耦合可以得到新的頻隙現象方式，此耦合令材料中光子與聲子產生交互作用，稱為極子，其具備頻隙現象且能量可以在位移場與電磁場間互相轉換，在壓電材料中改變電場則會生成應變，為逆壓電效應；其應變也會生成電場，是為正壓電效應[65]。根據上述章節可以得知，在以單純壓電材料製作而成的機械式天線，不論是機械波致動或是外加電場致動，能產生的電磁能或機械能互相轉換的比率都不大[65]。而綜合本章節，在藉由週期性壓電耦合係數調變的壓電超晶格材料，其內部縱波傳遞相較於單純壓電材料擁有更高的數量級，機械能與電磁能在此材料中能夠更有效率地相互轉換，中國南京大學研究介電體超晶格的理論與實驗，2004年張學進[67]利用平面波展開法與轉換矩陣法推導出鉍酸鋰的一維波傳，並討論縱波與橫波的頻散現象(圖 1-9)，利用內部的聲子與光子的耦合關係繪製成頻散曲線，提出填充比越是趨近於 0.5 頻時隙越大(圖 1-10)。

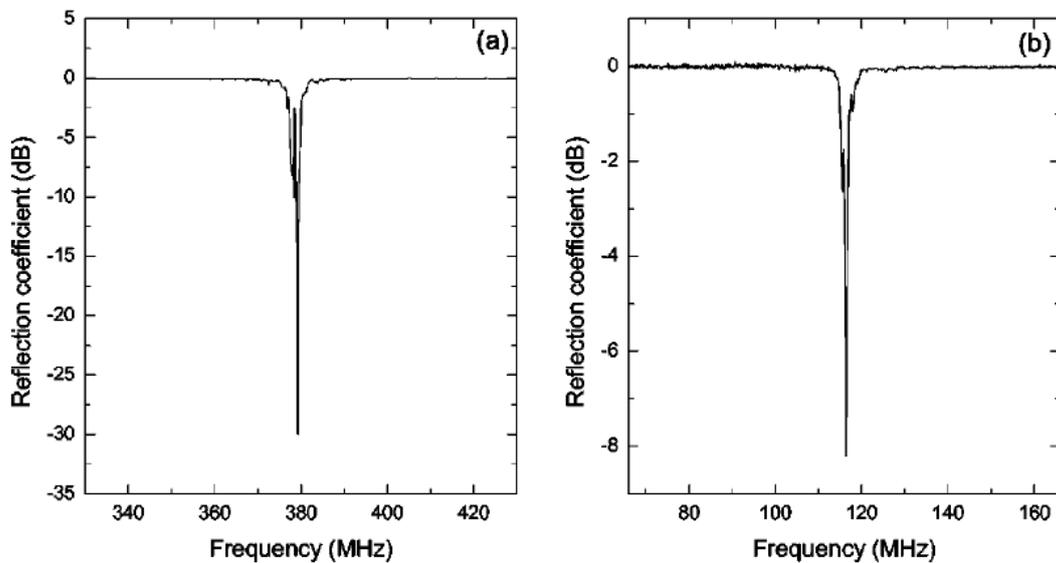


圖 1-9 鉍酸鋰在橫波與縱波的反射係數[67]

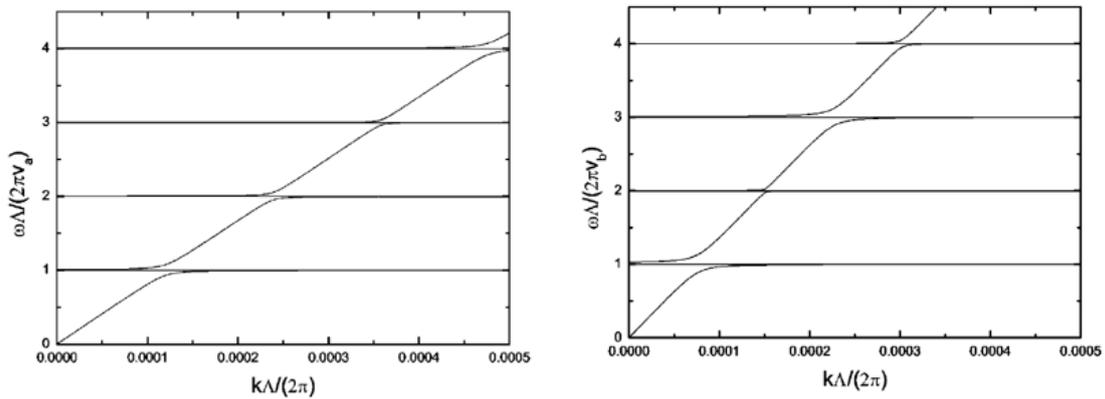


圖 1-10 不同填充比的鉿酸鋰之頻帶間隙大小[67]

隔年章維益[68]等人同樣利用平面波展開法與轉換矩陣法對壓電超晶格進行完整推導，發現在超過 10000 個週期數下，才可以使結果趨近於一維無限域的理论，並達到 19% 的頻帶間隙結果。2005 年，Liu[69]以前者的理論針對正負磁導率調變的週期壓磁超晶格進行應用，此結構分別使用  $\text{NiOFe}_2\text{O}_3$  和  $\text{NiO}_{0.8}\text{ZnO}_{0.2}$  為週期性材料(圖 1-11)，藉由 NiO 和 ZnO 的參雜比來改變磁導率，在此結構系統超晶格的振動會引起自旋波，進而影響電磁波的穿透，超晶格振動與電磁波強烈耦合激發出極子波，並分別計算出聲子與光子在耦合前後的頻散曲線。

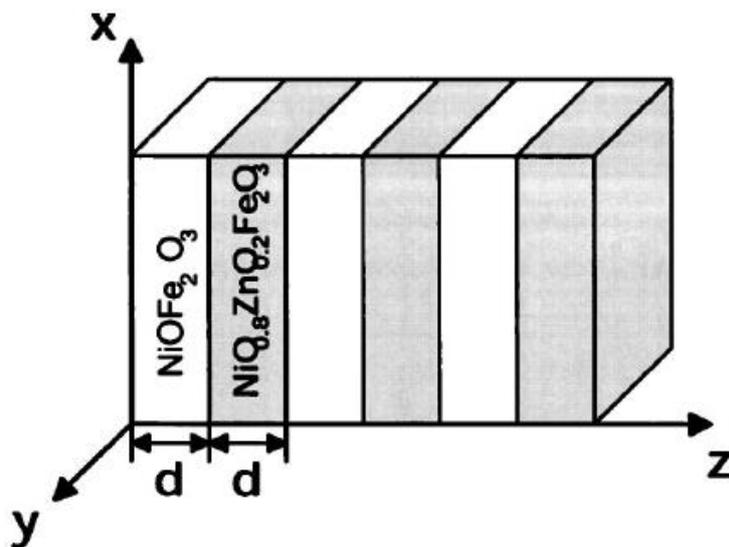


圖 1-11 週期壓磁超晶格模型[69]

2007 年周元昉教授[70]透過馬克士威方程式與牛頓第二運動定律與有限晶片

厚度之邊界條件，推導出壓電超晶格結構的本構方程式，分析該壓電平板內部與表面的場型變化，也完整解析極子中機械能與電磁能的能量分布，完整體現一維壓電超晶格的極子波傳現象，隔年陽明益[20]將壓電本構方程式運用在 PPLN 上，得到其頻帶結構並量測  $S_{21}$  觀察電磁輻射特性。

綜合機械式天線與週期結構壓電超晶格(表 1-1)可以看出，壓電晶體擁有耦合機械波與電磁波的能力，但耦合量不高，要有效的運用在實務上，皆是以電場施加於壓電晶體產生彈性波致動結構中其他磁致材料生成電磁輻射，近年來有限元素法的模擬軟體發達，不少研究者已著手進行研究且運用在各領域[71]-[74]探討壓電材料於電磁領域的細節，Zhi Yao 在 2019 年[73] 使用有限元素法預測天線的響應行為，同時以三組耦合方程:馬克士威電磁方程、朗道磁自旋響應方程，以及牛頓第二運動定律，模擬厚度  $1.3 \mu\text{m}$  的薄膜(圖 1-12)作為機械式天線體波的共振行為，其原理是使最下層的壓電薄膜，受到外加電場影響產生應變，進而影響上方中層的磁致材料產生電磁輻射，結果顯示改變中間層的材料會對電磁輻射造成影響，減少該部位之磁損耗可以增加天線的電磁輻射效率(圖 1-13)。2020 年 Xu 運用弱耦合的壓電晶體設計頻段在 VLF 的共振器，同樣地透過有線元素法模擬壓電晶體結構發現偶極矩現象，此機電共振現象以輸入電場使壓電晶體產生的位移場為基礎，該位移場生成電偶極矩形式之等效外部電流，進而達到電磁輻射的效果(圖 1-14)，從 (圖 1-15)可以發現，該結構有著上下對稱的電場，由此可知該機械式天線是為電偶極矩激發出電磁輻射，並採用並聯的方式降低天線系統的輸入阻抗，甚至無需匹配電路就能比一般電小天線有著更佳的電磁輻射效率。而使用壓電超晶格作為電磁輻射的材料則能提高耦合量，比起傳統壓電材料有更好的輻射效果。2017 年許展榮利用週期性極化鈮酸鋰接收到 FM 訊號[23]，此舉證實壓電超晶格應用在廣播電台收發訊號的可行性；2018 年李尚軒研究鈮酸鋰的製程[75]，並分析高壓電極化法的過程，製作出壓電超晶格天線應用在電小天線的領域；2020 年張哲源[76]用 PPLN 佐以阻抗匹配、相位放大電路最佳化此電小天線，應用在波源

判定上；2021 年白立宇[77]有別於以往用外加電場致動的方式，以脈衝雷射致動的方式成功激發出 PPLN 的電磁能。由以上文獻可以知道，壓電超晶格相較前者可以有更好的實際應用，但由於以上皆針對厚度為 500  $\mu\text{m}$  的 PPLN 進行研究，其理論也只針對一維無限域假設，因此本論文的研究重點為探討厚度對 PPLN 的電磁輻射影響。

表 1-1 耦合能力比較表

天線種類	天線材料	機械振動模態	分析方法	耦合量級
壓電晶體	厚度有限、長寬無限之石英平板[47]	厚度向橫波	平板振動之能量損耗	弱耦合( $10^{-5}$ )
壓電晶體	圓柱 PZT 晶體 [52]	厚度向縱波	m-c-k 振動系統中阻尼項損耗	弱耦合( $10^{-5}$ )
壓電超晶格	PPLN[20]	垂直週期縱波	平面波展開法	強耦合( $10^{-1}$ )

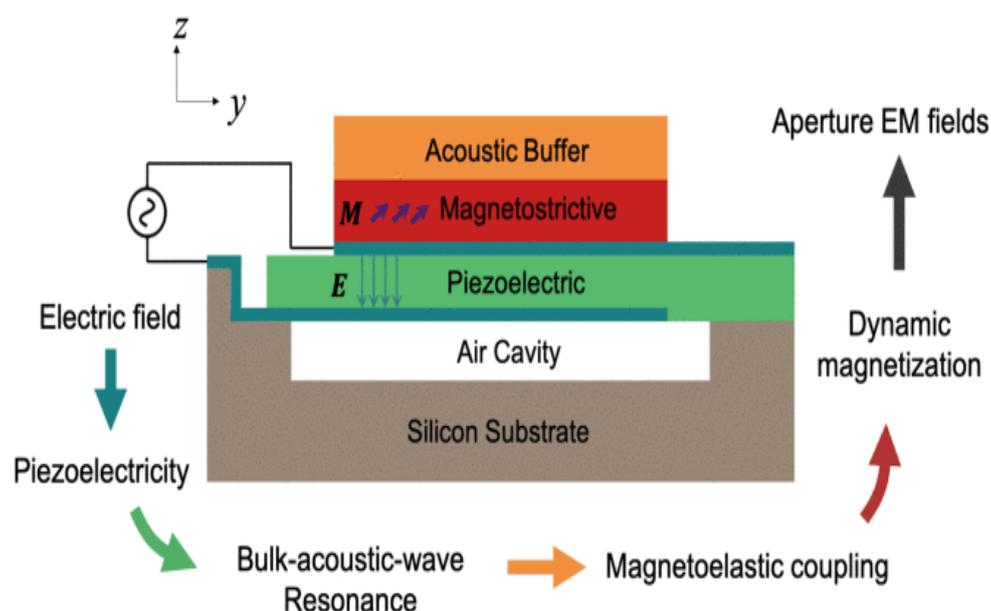


圖 1-12 薄膜機械式天線之模型[73]

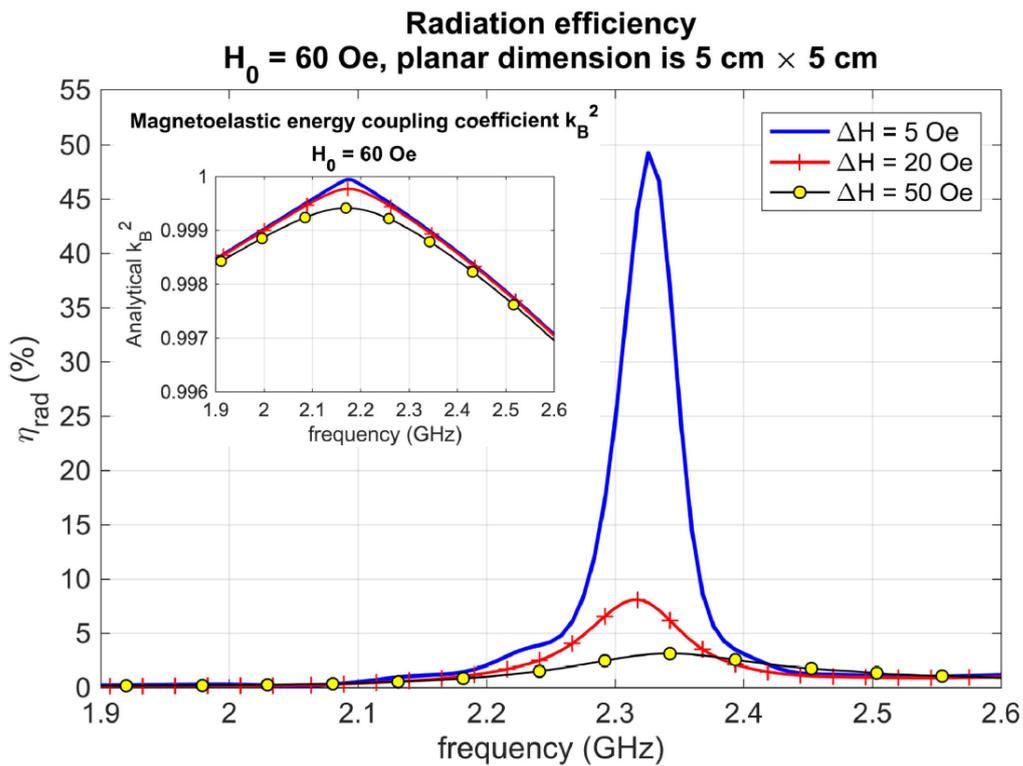


圖 1-13 磁損耗對電磁輻射的影響[73]

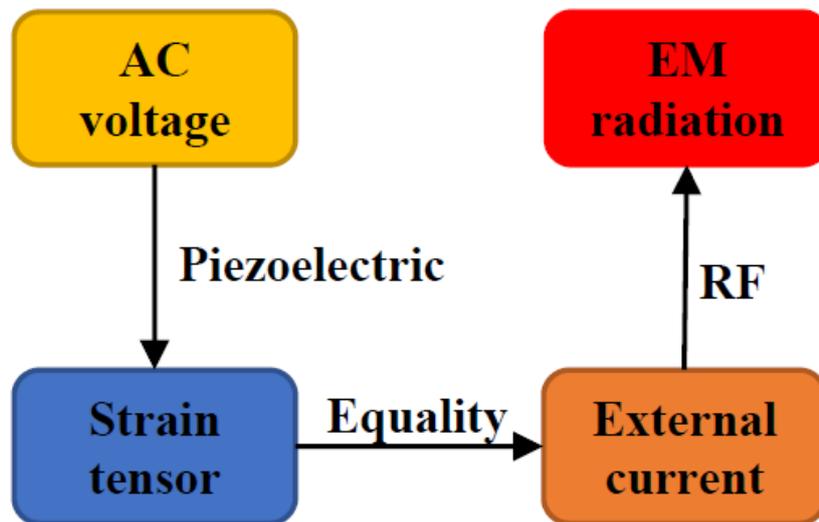


圖 1-14 機電共振特性產生電磁輻射[74]

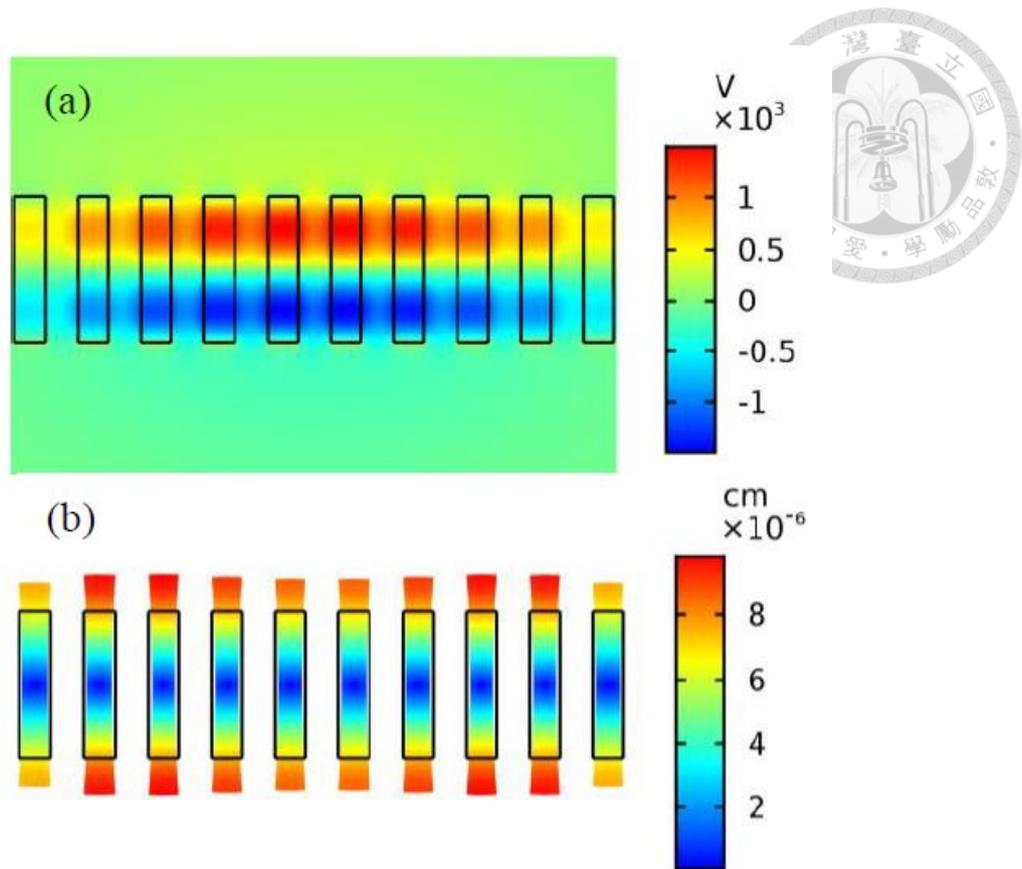
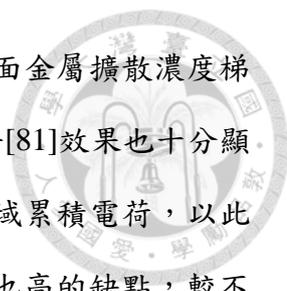


圖 1-15 (a) 10 個並聯元件電場分布。(b)10 個並聯元件之位移[74]

#### 1.2.4 週期極化鈮酸鋰之製程

在上一章節提到單純壓電材料耦合效果較差，若要符合本研究取向選擇壓電超晶格作為探討目標，則需在材料中人工做出週期性調變的結構，有鑑於此，本實驗的材料為鈮酸鋰，為使之產生週期性的反轉，施以外加電場使鋰離子越過位能屏障，達到結構之材料特性正反向的目的，以下將介紹各種製程方式。

從 1980 年代開始的層式結構長晶法[78]開始，由改變溫度的方式控制晶體內部的層狀生長，以達到特定區域反轉的目的，但由於單純利用溫控難以評估長晶的距離與面積，不利於精細的週期結構，溫度變化也會使鈮酸鋰在結構上有更多不穩定因素。也有許多以覆蓋外加材料的方式進行極化，如質子交換法[79]以鈹為遮罩，將遮罩與鋰酸鈮置於弱酸，弱酸中的氫離子與晶體中的鋰離子進行交換以達到極性反轉；鈦的內擴散法[80]於鋰酸鈮晶體表面生成鈦金屬圖案並將其加熱，



運用材料擴散效率不同的特性以達到內部擴散效果，在生成表面金屬擴散濃度梯度所產生電場進行特定區域的反轉。另外較先進的電子束掃描法[81]效果也十分顯著，利用高能電子束撞擊晶片的下平面，使晶片表面的特定區域累積電荷，以此生成電場達到極化反轉的目的，雖此方法精度高，伴隨著成本也高的缺點，較不符合經濟效益。隨著微機電製程進步，最後以高壓反轉極化法為核心的 Byer[84]設計的三明治極化結構和 G.D.Miller[85]提出的電極窗(contact window)成為主流製程方法。而早在 1969 年就有相關文獻出現[83]，利用微機電製程在材料上鋪設金屬電極做為預設極性反轉區域，通以超過該材料矯頑電場的電場強度，成功達成週期性極化方向反轉。1995 年 Byer 延伸此概念，改用電解液作為高壓電的通電介質[84]，大幅提升脈衝電壓作用的時間，增加製作效率，並解決了介電崩潰的現象，與 G.D.Miller 成功在 0.5 mm 厚的鈮酸鋰晶片上做出週期 15.5  $\mu\text{m}$  的週期結構[85]，此種極化方式也成為了 PPLN ( Periodically Poled Lithium Niobate ) 製程的主流方法。近年來越來越多研究者以高壓反轉極化法為核心理論進行琢磨，張永昌[86]進行高溫處理，避免側向擴散效應，製作出週期為 6.8  $\mu\text{m}$  的週期性極化鈮酸鋰，高壓極化法為了週期間隔小，用脈衝的方式監測即時電壓，缺點則是無法滿足大面積以及較厚的晶片；Robert G. Batchko 利用電腦設計電壓波形[87]，改善極化初期因密度變化造成成核點分布不均的問題，增加結構完整度及成品品質(圖 1-16)；Choi 設計反向電壓以及多脈衝電壓( Multiple Poling Pulse )形成的電壓波形製作厚度 500  $\mu\text{m}$ 、週期為 10  $\mu\text{m}$  的鈮酸鋰晶片[88]，利用脈衝形成的電流來計算後續的極化時間，達到鈮酸鋰反轉所需的最佳電荷量，並與單一脈衝[89]做比較，發現多脈衝電壓法能更有效地完成填充比 50%的條件(圖 1-17)，可以成功適用於週期數量級 10  $\mu\text{m}$  的 PPLN 製作。由於鈮酸鋰本身的热釋電性使製程尺寸有所限制、穩定性低，1998 年 Mark[90]運用擴散堆疊法將三塊 PPLN 加熱融合成一塊厚度為 3 毫米的 PPLN，在 2010 年 Kim[91]以高壓極化法並使用兩種脈衝 +17kV 與 -5kV 達到矯頑電場(22kV/mm)成功極化厚度為 1 毫米的鈮酸鋰晶片，再用擴散堆

疊法配合準相位匹配( quasi-phase-matching )疊合兩片厚度為 1 毫米的 PPLN(圖 1-18)。後續也有討論高壓極化法中橫向擴張期的文獻[92]-[93]，其中施以的電場與側向擴張的速率形成正相關，形成日後光罩設計的依據。

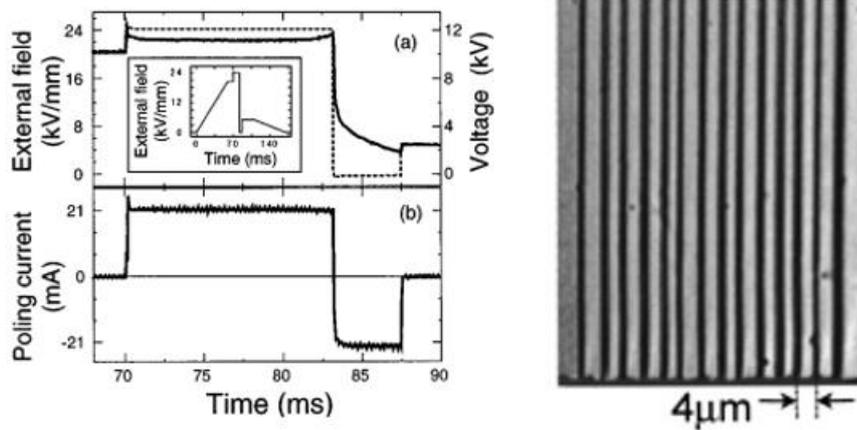


圖 1-16 利用電腦設計的極化電壓波形與週期為  $4\ \mu\text{m}$  的鈮酸鋰成品[87]

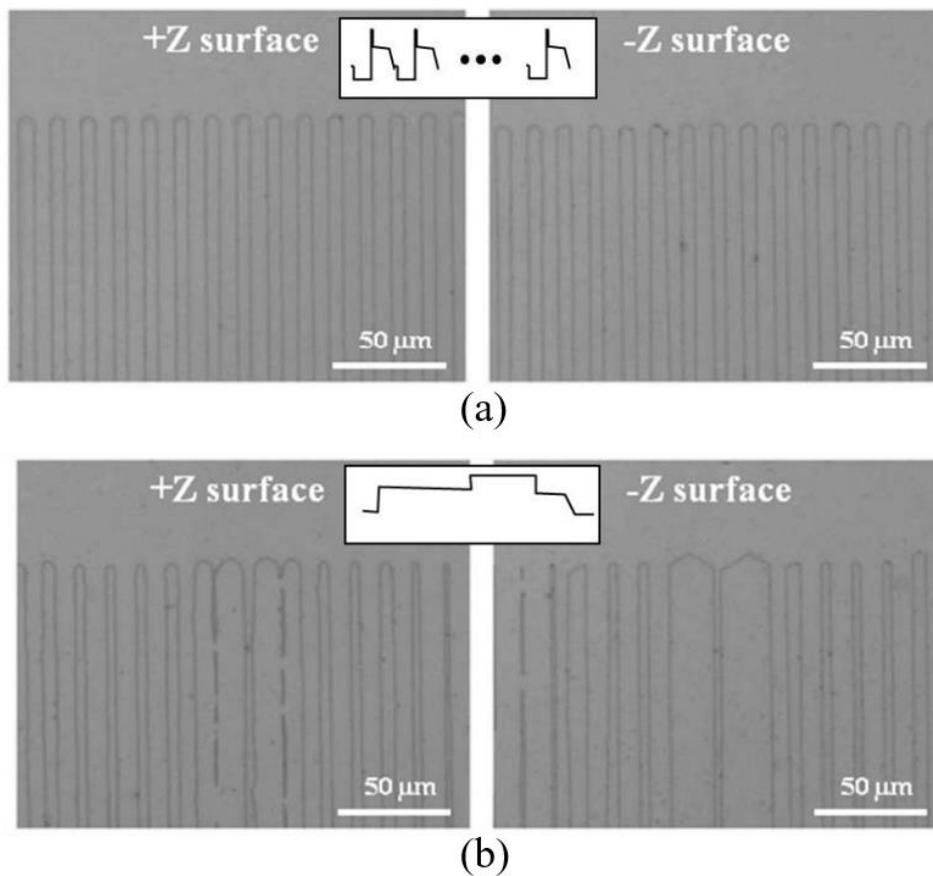


圖 1-17 (a)多個脈衝電壓極化後成品 (b)單一脈衝電壓極化後成品[89]

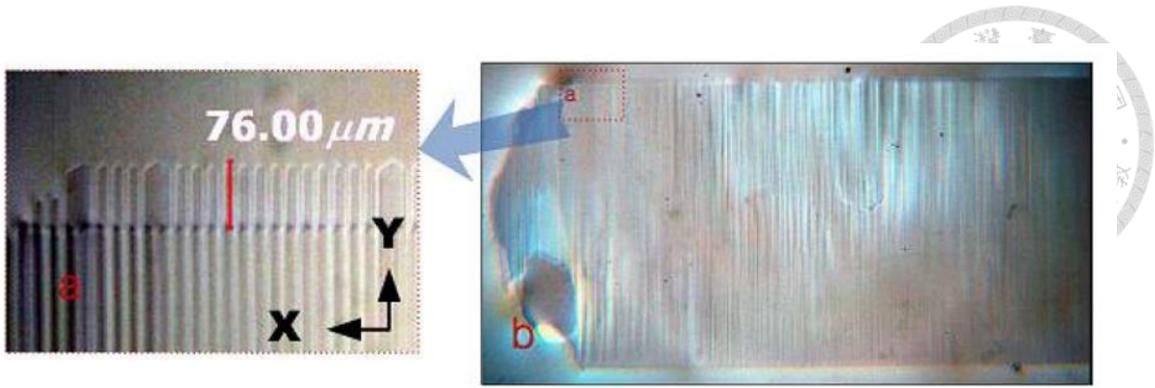


圖 1-18 成功堆疊合併的 PPLN[91]

## Chapter 2 壓電超晶格理論



### 2.1 壓電超晶格極子理論

#### 2.1.1 壓電超晶格晶體簡介

超晶格是以兩種或多種材料組成，通常是以奈米量級交疊排列而成的週期性結構，本篇論文討論的材料 PPLN 理論推導引用自 2008 年陽明益博士[20]，此週期性結構有特殊的禁帶與通帶性質，根據不同的材料特性與調變方式，可以分為兩大類。第一種是光子晶體，是藉由介電係數週期調變之晶體，此晶體遵守的統御方程式為 Maxwell's 方程式，並以電磁波的形式進行波傳。第二種是聲子晶體，透過將兩種或多種不同的材料密度或彈性係數之介質週期性複合而成，當波在該材料中傳播時，遵守 Newton's 第二運動定律，在通帶中可以無損耗的以機械波進行傳播。

本篇研究結合以上兩種不同物理量的晶體，利用壓電週期性材料調變使其耦合，使晶格內特定頻率中同時達到傳播電磁波和機械波的效果，造成此耦合波的量子稱為極子，而此材料稱為壓電超晶格極子晶體。

#### 2.1.2 壓電超晶格之統御方程式

由於壓電超晶格晶體中機械波與電磁波的耦合現象，我們須同時考慮聲子與光子晶體之間的統御方程式。

Maxwell's 方程式可以表示為(2.1):

$$\begin{aligned} -\nabla \times E &= \frac{\partial B}{\partial t} \\ \nabla \times H &= \frac{\partial D}{\partial t} + J \end{aligned} \quad (2.1)$$

其中 E 為電場、B 為磁通量、H 為磁場、D 為電位移、J 為電流密度。在非磁性材料中  $\mu_r = 1$ ，因此  $B = \mu_0 H$ ， $\mu_0$  為真空中的磁導係數。



Newton's 第二運動定律在固體中可以表示為(2.2):

$$\nabla \cdot T = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - F \quad (2.2)$$

其中  $T$  為應力場、 $u$  為位移場、 $\rho$  為密度、 $F$  為微體力，微體力是作用在物體內部各微小體積(elementary volume)上，並和各個微小體積的質量成正比的分佈力。

位移場  $u$  與應變場  $S$  的關係則可以表示為：

$$\nabla_s u = S \quad (2.3)$$

其中

$$\nabla_s = \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial x_1} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\partial}{\partial x_2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial x_3} \\ 0 & \frac{\partial}{\partial x_3} & \frac{\partial}{\partial x_2} \\ \frac{\partial}{\partial x_3} & 0 & \frac{\partial}{\partial x_1} \\ \frac{\partial}{\partial x_2} & \frac{\partial}{\partial x_1} & 0 \end{bmatrix} \quad (2.4)$$

壓電超晶格材料內部的壓電耦合現象，需用壓電本構方程式來表示。此方程式描述應變場  $S$  與耦合電場  $E$  以及電位移  $D$  與耦合應力場  $T$  之間的關係(2.5):

$$\begin{aligned} S &= d^T \cdot E + s^E : T \\ D &= \varepsilon^S \cdot E + d : T \end{aligned} \quad (2.5)$$

$d$  為壓電應變矩陣，在外力不變的條件下，沿著  $j$  方向的應變  $\varepsilon$  與施加在  $i$  方向電場  $E$  之比值，可以表示為(2.6):

$$d_{ij} = \frac{\varepsilon_j}{E_i} \quad (2.6)$$

將(2.6)兩邊同乘彈性係數矩陣  $C_{jk}^E$ ，目的是為了把應力改成該方程式中的變量(2.7):

$$C_{jk}^E d_{ki}^T = C_{jk}^E \frac{\varepsilon_k}{E_i} = e_{ij} = \frac{T_j}{E_i} \quad (2.7)$$

得到壓電應力矩陣  $e$ ，為沿著  $j$  方向的應力  $T$  與施加在  $i$  方向電場  $E$  之比值，原本的壓電本構方程式(2.5)則可以改寫成(2.8):

$$\begin{aligned} T &= C^E : S - e \cdot E \\ D &= e : S + \varepsilon^S \cdot E \end{aligned} \quad (2.8)$$

將 Maxwell's 方程式(2.1)與 Newton's 第二運動定律(2.2)代入壓電本構方程式(2.8)，不考慮微體力  $F$ 、自由電荷、無源電流以及損耗的情況下，可以將其統合成電場與位移場彼此耦合的統御方程組，此方程組即壓電超晶格晶體中必須滿足的統御方程組(2.9):

$$\begin{aligned} -\nabla \times \nabla \times E &= \mu_0 \varepsilon^S \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \mu_0 e : \nabla_s \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \\ \nabla \cdot (C^E : \nabla_s u) &= \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \nabla \cdot (e \cdot E) \end{aligned} \quad (2.9)$$

## 2.2 一維無限域之週期性極化鈮酸鋰的波傳現象

### 2.2.1 週期性壓電超晶格的一維頻帶結構

此部分討論一維無限域之週期極化結構的頻散關係，假設超晶格的厚度、深度以及長度皆為無窮大，因只考慮晶體波傳方向，其他邊界條件無需考慮，所以滿足超晶格內之統御方程式即可求得無限域一維超晶格之頻帶結構關係，其中晶體之波傳方向為  $x_3$  方向，厚度方向為  $x_1$  方向，週期無限大方向為  $x_2$  方向， $p$  為一個週期的寬，包含極化方向正反區域各一，如 (圖 2-1)所示

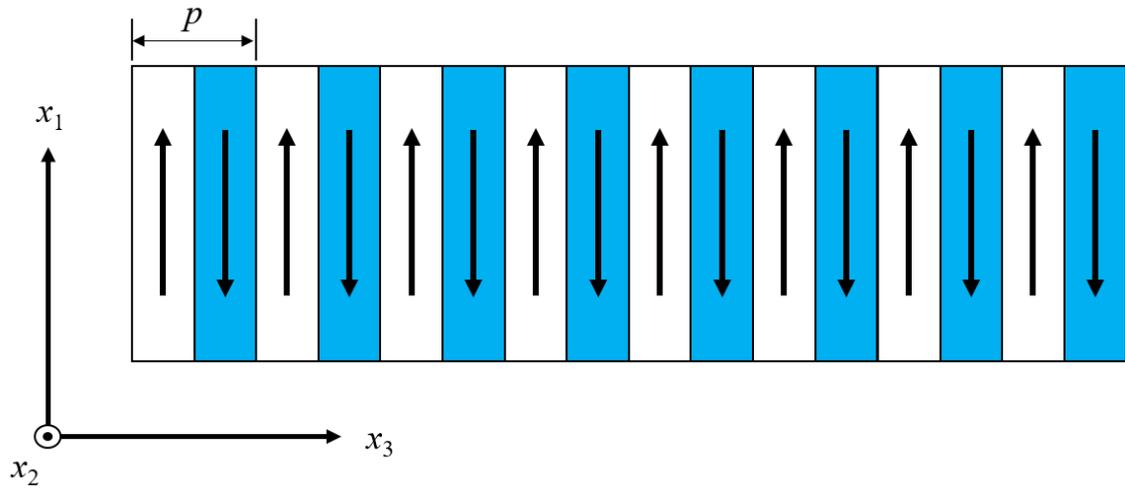


圖 2-1 壓電超晶格座標系

討論一維波傳方向的各參數，其中沿  $x_1$  方向極化之鈮酸鋰密度  $\rho$ 、壓電耦合係數矩陣  $e$ 、彈性係數矩陣  $C^E$ 、介電係數矩陣  $\varepsilon^S$  分別為：

$$\rho = 4700 \text{ kg / m}^3 \quad (2.10)$$

$$e = \begin{bmatrix} e_{33} & e_{31} & e_{31} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e_{22} & -e_{22} & 0 & 0 & e_{15} \\ 0 & 0 & 0 & -e_{22} & e_{15} & 0 \end{bmatrix} \quad (2.11)$$

$$C^E = \begin{bmatrix} C_{33} & C_{13} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{11} & C_{12} & 0 & 0 & -C_{14} \\ C_{13} & C_{12} & C_{11} & 0 & 0 & C_{14} \\ 0 & 0 & 0 & C_{66} & C_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{14} & C_{44} & 0 \\ 0 & -C_{14} & C_{14} & 0 & 0 & C_{44} \end{bmatrix} \quad (2.12)$$

$$\varepsilon^S = \begin{bmatrix} \varepsilon_{33} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{11} \end{bmatrix} \quad (2.13)$$

將以上四個材料參數帶入超晶格壓電材料的統御方程式(2.9)，在晶格對稱下，可解耦將  $E_1$ 、 $E_2$ 、 $u_3$  以及  $E_3$ 、 $u_1$ 、 $u_2$  兩個系統獨立出來討論(2.14)(2.15):



$$\begin{aligned}
 & \left[ \frac{\partial^2}{\partial x_3^2} + \mu_0 \omega^2 \varepsilon_{33} \right] E_1 + \mu_0 \omega^2 e_{31} \frac{\partial u_3}{\partial x_3} = 0 \\
 & \left[ \frac{\partial^2}{\partial x_3^2} + \mu_0 \omega^2 \varepsilon_{11} \right] E_2 - \mu_0 \omega^2 e_{22} \frac{\partial u_3}{\partial x_3} = 0 \\
 & \left[ \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_3} \left( C_{11} \frac{\partial}{\partial x_3} \right) \right] u_3 - \frac{\partial (e_{31} E_1)}{\partial x_3} + \frac{\partial (e_{22} E_2)}{\partial x_3} = 0
 \end{aligned} \tag{2.14}$$

$$\begin{aligned}
 & \mu_0 \omega^2 e_{15} \frac{\partial u_1}{\partial x_3} - \mu_0 \omega^2 e_{22} \frac{\partial u_2}{\partial x_3} + \mu_0 \omega^2 \varepsilon_{11} E_3 = 0 \\
 & \left[ \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_3} \left( C_{44} \frac{\partial}{\partial x_3} \right) \right] u_1 + \left[ \frac{\partial}{\partial x_3} \left( C_{14} \frac{\partial}{\partial x_3} \right) \right] u_2 - \frac{\partial (e_{15} E_3)}{\partial x_3} = 0 \\
 & \left[ \frac{\partial}{\partial x_3} \left( C_{14} \frac{\partial}{\partial x_3} \right) \right] u_1 + \left[ \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_3} \left( C_{66} \frac{\partial}{\partial x_3} \right) \right] u_2 + \frac{\partial (e_{22} E_3)}{\partial x_3} = 0
 \end{aligned} \tag{2.15}$$

(2.15)式中系統的電場  $E_3$  為伴隨著  $u_1$ 、 $u_2$  出現，故並不會發生光子與聲子交互作用，因此只考慮由縱波位移場  $u_3$  主導的(2.14)式。

其中倒置晶格向量為(2.16):

$$G_m = \frac{2m\pi}{p}, m \in I \tag{2.16}$$

並將倒置晶格向量對壓電耦合係數做傅立葉展開可得(2.17):

$$e_{ij}(x_3) = \sum_{G_m} \hat{e}_{ij}(G_m) e^{iG_m x_3} = \sum_m \hat{e}_{ij}(G_m) e^{i \frac{2m\pi}{p} x_3} \tag{2.17}$$

由基底函數正交的關係可以得到傅立葉級數的係數(2.18):

$$\begin{aligned}
 \hat{e}_{ij}(G_m) &= \frac{1}{p} \int_{-\frac{p}{2}}^{\frac{p}{2}} e_{ij}(x_3) e^{-i \frac{2m\pi}{p} x_3} dx_3 \\
 &= e_{ij} \delta_m - 2e_{ij} \frac{p_2}{p} \sin c \left( \frac{\pi m p_2}{p} \right)
 \end{aligned} \tag{2.18}$$

根據 Bloch Theorem，週期性結構之電場以及位移場波動方程式的解可以由平面波與週期函數的乘積來表示，因此(2.14)中的  $E_1$ 、 $E_2$ 、 $u_3$  可以表示為:



$$\begin{aligned}
 u_3 &= e^{i(kx_3 - \omega t)} \sum_{G_n} \hat{u}_3(G_n) e^{i \frac{2n\pi}{p} x_3} \\
 E_1 &= e^{i(kx_3 - \omega t)} \sum_{G_n} \hat{E}_1(G_n) e^{i \frac{2n\pi}{p} x_3} \\
 E_2 &= e^{i(kx_3 - \omega t)} \sum_{G_n} \hat{E}_2(G_n) e^{i \frac{2n\pi}{p} x_3}
 \end{aligned} \tag{2.19}$$

將(2.19)代入(2.14)壓電超晶格的統御方程式可得

$$A\hat{U} = \omega^2 B\hat{U} \tag{2.20}$$

$$\hat{U} = \begin{bmatrix} \hat{u}_3(G_n) \\ \hat{E}_1(G_n) \\ \hat{E}_2(G_n) \end{bmatrix} \tag{2.21}$$

$$A = \begin{bmatrix} 0 & \left(\frac{2\pi m}{p} + k\right)^2 \delta_{m,n} & 0 \\ 0 & 0 & -\left(\frac{2\pi m}{p} + k\right)^2 \delta_{m,n} \\ C_{11}^E \left(\frac{2\pi m}{p} + k\right)^2 \delta_{m,n} & j\left(\frac{2\pi m}{p} + k\right) \hat{e}_{31}(G_{m-n}) & j\left(\frac{2\pi m}{p} + k\right)^2 \hat{e}_{22}(G_{m-n}) \end{bmatrix} \tag{2.22}$$

$$B = \begin{bmatrix} j\mu_0 \left(\frac{2\pi n}{p} + k\right) \hat{e}_{31}(G_{m-n}) & \mu_0 \varepsilon_{33} \delta_{m,n} & 0 \\ j\mu_0 \left(\frac{2\pi n}{p} + k\right) \hat{e}_{22}(G_{m-n}) & 0 & -\mu_0 \varepsilon_{11} \delta_{m,n} \\ \rho \delta_{m,n} & 0 & 0 \end{bmatrix} \tag{2.23}$$

由於本研究討論頻散曲線(Dispersion Curve)，因此針對波數  $k$  及頻率  $\omega$  做無因次化



$$\begin{aligned}
 K_3 &= \left( \frac{p}{2\pi} \right) k \\
 \Omega &= \frac{\omega}{\omega_0} \\
 \omega_0 &= \frac{2\pi}{p} \sqrt{\frac{C_{11}}{\rho}}
 \end{aligned}
 \tag{2.24}$$

在考慮到壓電耦合項  $e$  後，機械波與電磁波會發生耦合現象，即聲子與光子的交互作用，(圖 2-2)為一維極子與聲子在  $K_3 = [0, 0.5]$  範圍的全域頻帶，其中包含了三種波傳，彈性波、光波以及極子波，其波長差距甚大，可以發現極子與聲子的曲線重疊，較難看出聲子與光子的關係；針對在小波數  $K_3 = [0, 1 \times 10^{-3}]$  (圖 2-3)可以發現機械波與電磁波的頻散曲線外可以發現極子波的頻散曲線，表示內部的機械能與電磁能可以互相轉換。

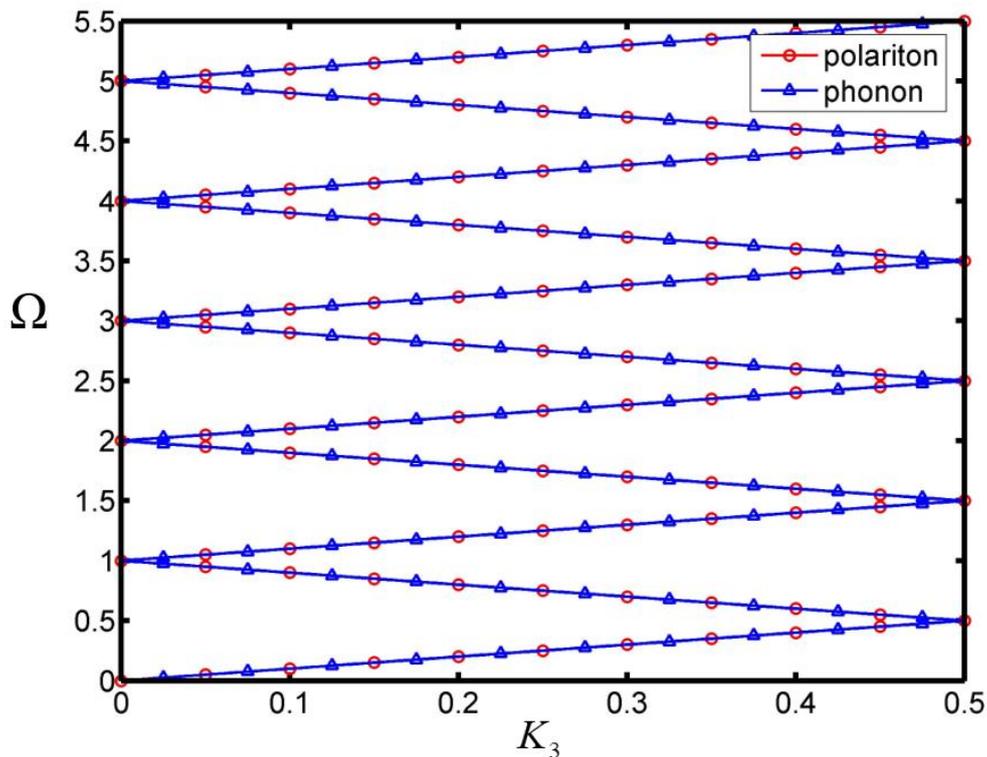


圖 2-2 聲子及極子的全域頻譜

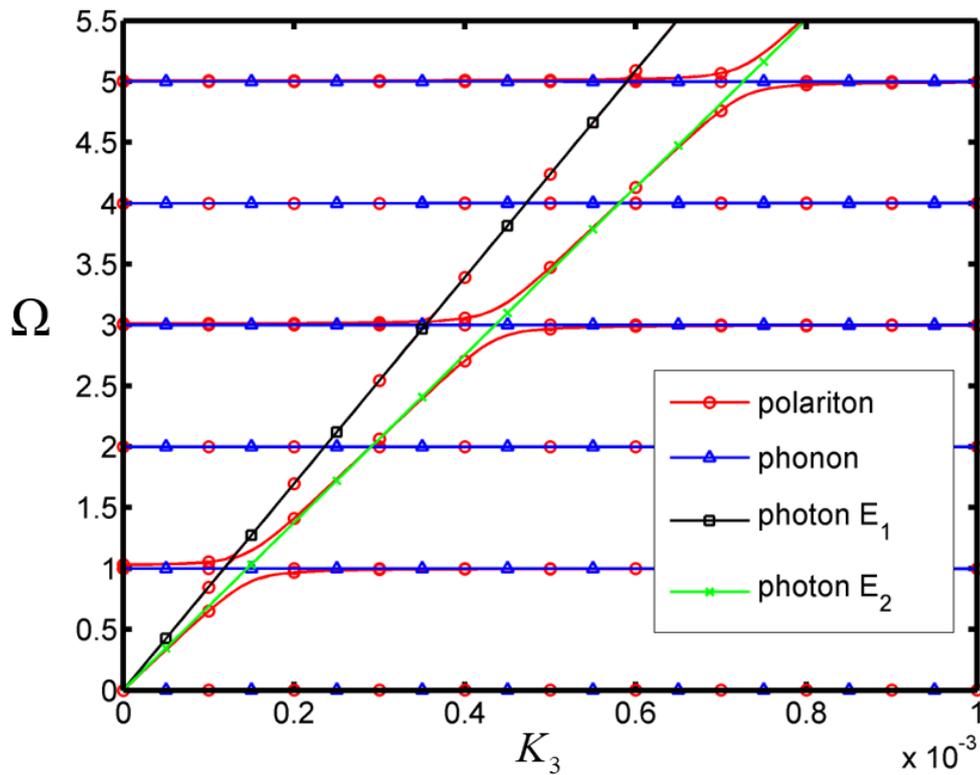


圖 2-3 小波數  $K_3 = [0, 1 \times 10^{-3}]$  中聲子、光子、極子的頻譜

進一步探討小波數(圖 2-3)中的局部頻譜，在機械波第一個共振頻中可以發現，其中有三條分別為  $E_1$ 、 $E_2$  的光子，以及  $u_3$  的聲子頻譜在  $K_3 = [0, 3 \times 10^{-4}]$  範圍內的趨勢如(圖 2-4)，進一步探討機械能與電磁能的占比情形與趨勢。

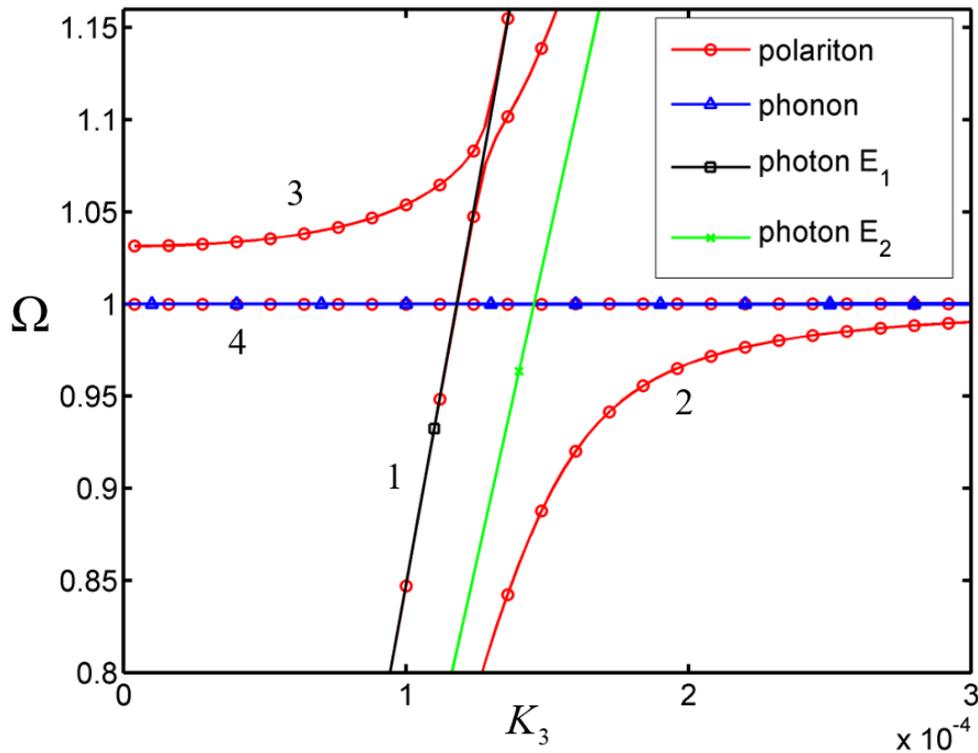


圖 2-4  $K_3=[0,3 \times 10^{-4}]$ 範圍之極子、聲子、光子局域頻帶結構關係

## 2.2.2 頻散曲線中電磁能與機械能的分布關係

根據上個章節所提到，壓電超晶格有機械能及電磁能耦合的特性，為了瞭解不同頻段下極子波傳電磁能與機械能分布情形，由頻散曲線的能量加以深入討論，分析四條極子頻散曲線在  $K_3 = [0, 3 \times 10^{-4}]$  的範圍，會以何種形式之能量來主導。

從(圖 2-4)可以觀察到極子的第一條頻散曲線先是由原點出發，貼近  $E_1$  之光子頻散曲線，表示此部分的能量是以  $E_1$  方向主導。在  $\Omega = 1.03$  時受到了聲子頻散曲線的影響產生偏移，漸漸靠近  $E_2$  方向之光子頻散曲線。再從(圖 2-4)的能量分佈圖(圖 2-5)可以觀察到相同的趨勢，由原點(0,0)開始時一直到  $\Omega = 1$  為  $E_1$  方向之電磁能占比最高，而隨著波數的增加，機械能與  $E_2$  方向電磁能占比逐漸增加且  $E_1$  方向之電磁能逐漸減少，直到  $\Omega = 1.03$  時由  $E_2$  方向占比最高，此處由它主導其能量。

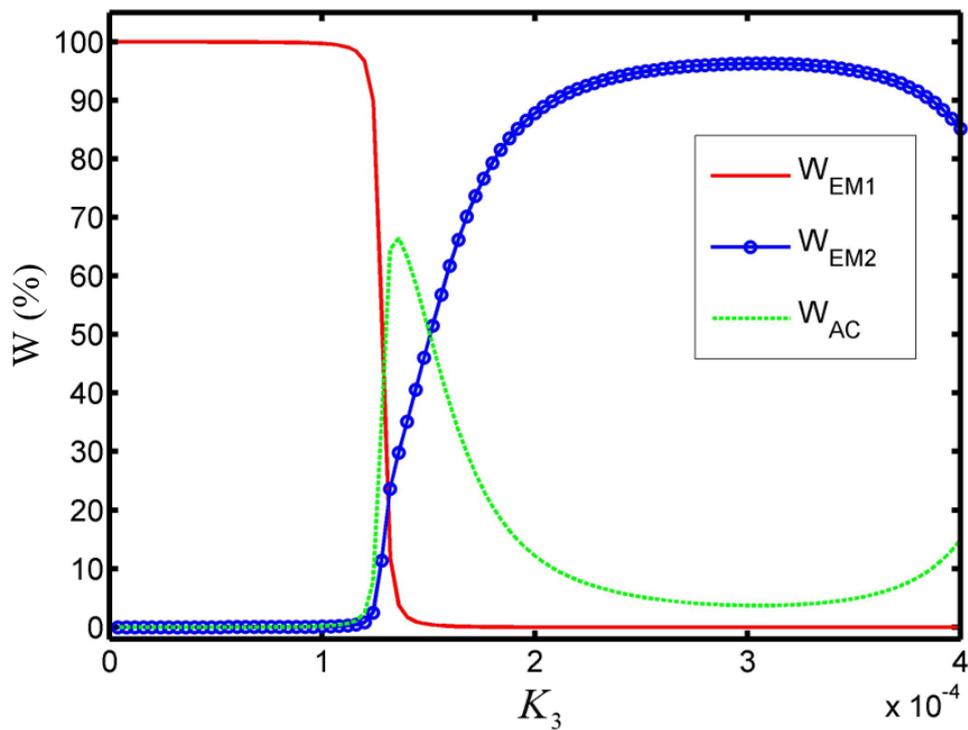


圖 2-5 第一條頻散曲線極子、聲子、光子的能量占比

觀察(圖 2-4)中的第二條頻散曲線，此時能量是由  $E_2$  方向的電磁能主導，當波數逐漸變大，頻散曲線會逐漸靠近聲子  $u_3$  的頻散曲線，表示電磁能逐漸轉換為機械能。由第二條頻散曲線的能量占比圖(圖 2-6)可以發現相同的趨勢，一樣由原點出發，此時是由  $E_2$  方向之電磁能占比最高，而隨著波數的增加機械能的占比漸漸上升， $E_2$  方向之電磁能占比下滑，最後極子能量都轉為機械能，此時機械能所占的占比達到 100%，因此第二條頻散曲線描述了光子轉為聲子的行為。

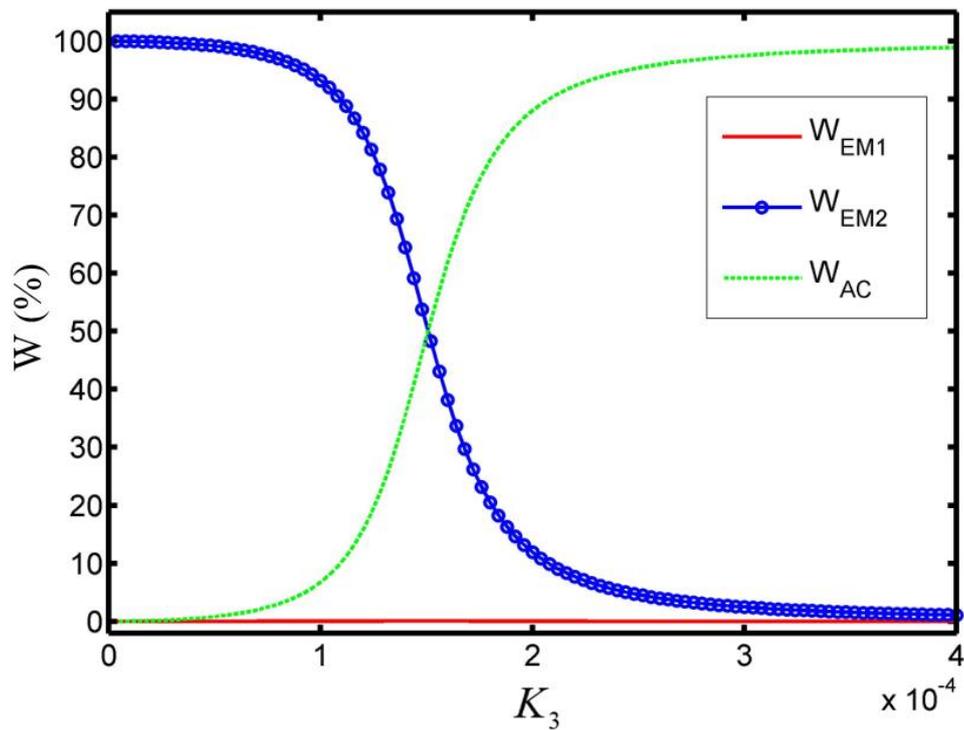


圖 2-6 第二條頻散曲線極子、聲子、光子的能量占比

(圖 2-4)中的第三條頻散曲線，由 $\Omega=1.03$ 出發，隨著波數的增加，曲線由聲子頻散曲線逐漸偏向 $E_1$ 方向之光子頻散曲線。由第三條頻散曲線的能量占比圖(圖 2-7)發現，第三條頻散曲線的能量分佈在初期以機械能占比最高，隨著波數的增加轉為 $E_1$ 方向之電磁能居多，最後轉為機械能與 $E_2$ 方向之電磁能為主導。

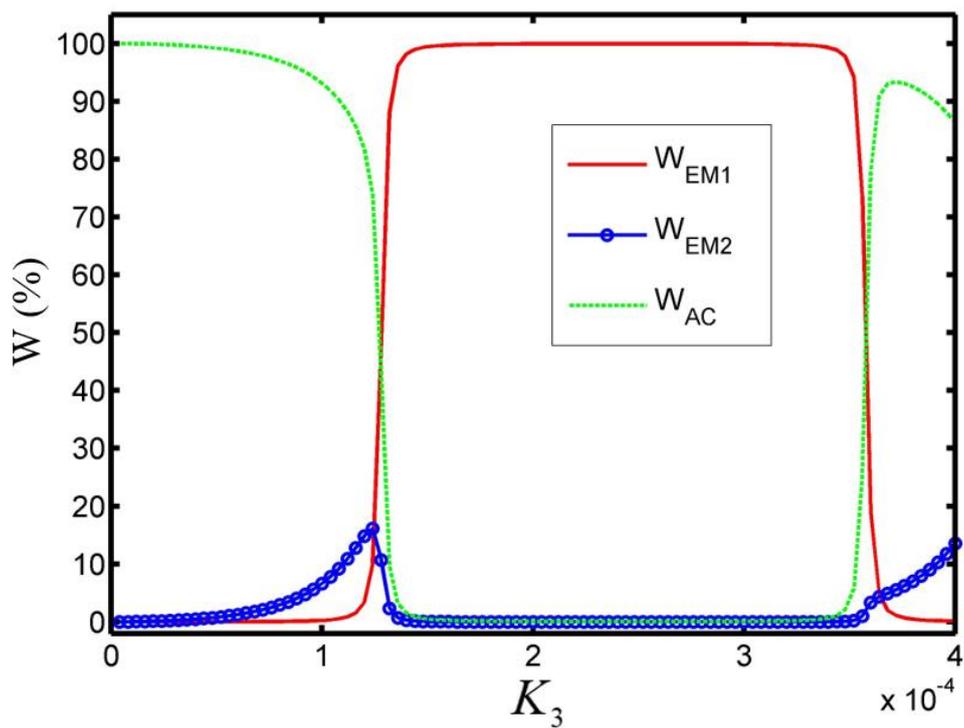


圖 2-7 第三條頻散曲線極子、聲子、光子的能量占比

第四條頻散曲線只和聲子重合，跟電磁能完全沒有發生耦合現象，且並沒有隨著波數改變，由(圖 2-8)可以發現，不論波數為何，機械能的占比都是 100%。

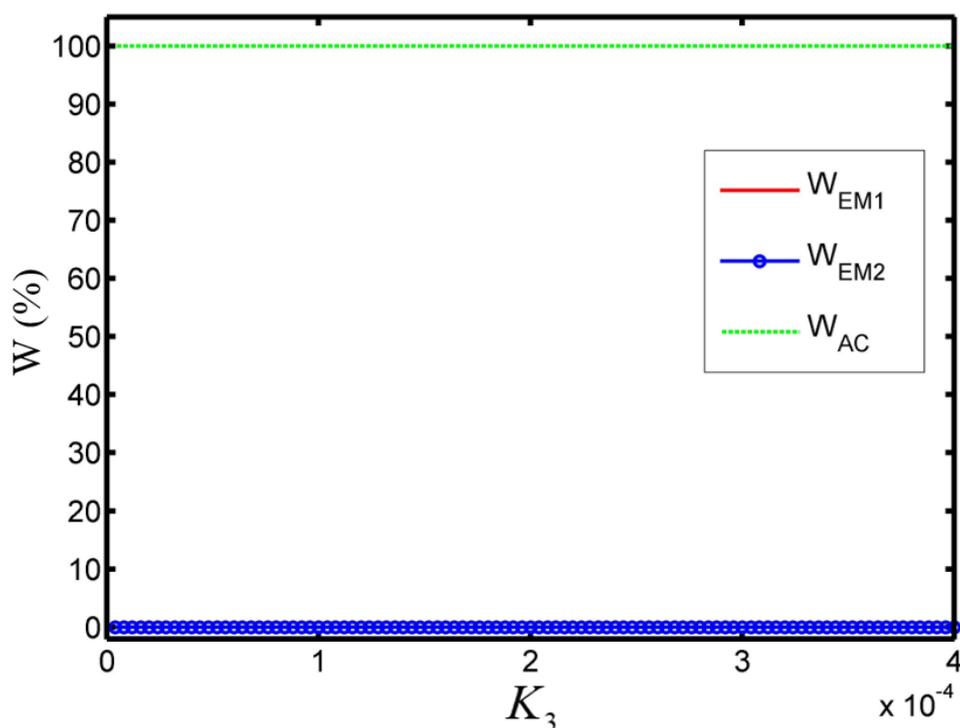


圖 2-8 第四條頻散曲線極子、聲子、光子的能量占比

然而，在頻帶間隙內的頻率內不能對應到(圖 2-4)的各個頻散曲線，將(2.20)解出的波數以複數平面來表示在頻譜中，且針對聲子共振頻 $\Omega=1$ 周圍的頻散關係進行討論，包含 $\Omega=0.99\sim 1.04$ 附近的頻散曲線，可得到下圖(圖 2-9)。其中， $\Omega=0.998\sim 1$ 的頻率下波數為複數，直到 $\Omega=1$ 時實部項以及虛部項皆為0，此頻段內晶體發生共振形成頻帶間隙，又因此頻段內極子曲線與聲子曲線彼此耦合，能量多以機械能的形式損耗。在 $\Omega=1\sim 1.032$ 的頻率為發生在共振頻率後的反相效應，波數為純虛數，在此頻率下其頻散曲線趨近於聲子頻散曲線，此頻率下能量多轉為機械能，而少部分的能量以電磁波的形式輻射出去，使其產生電磁輻射的能力。

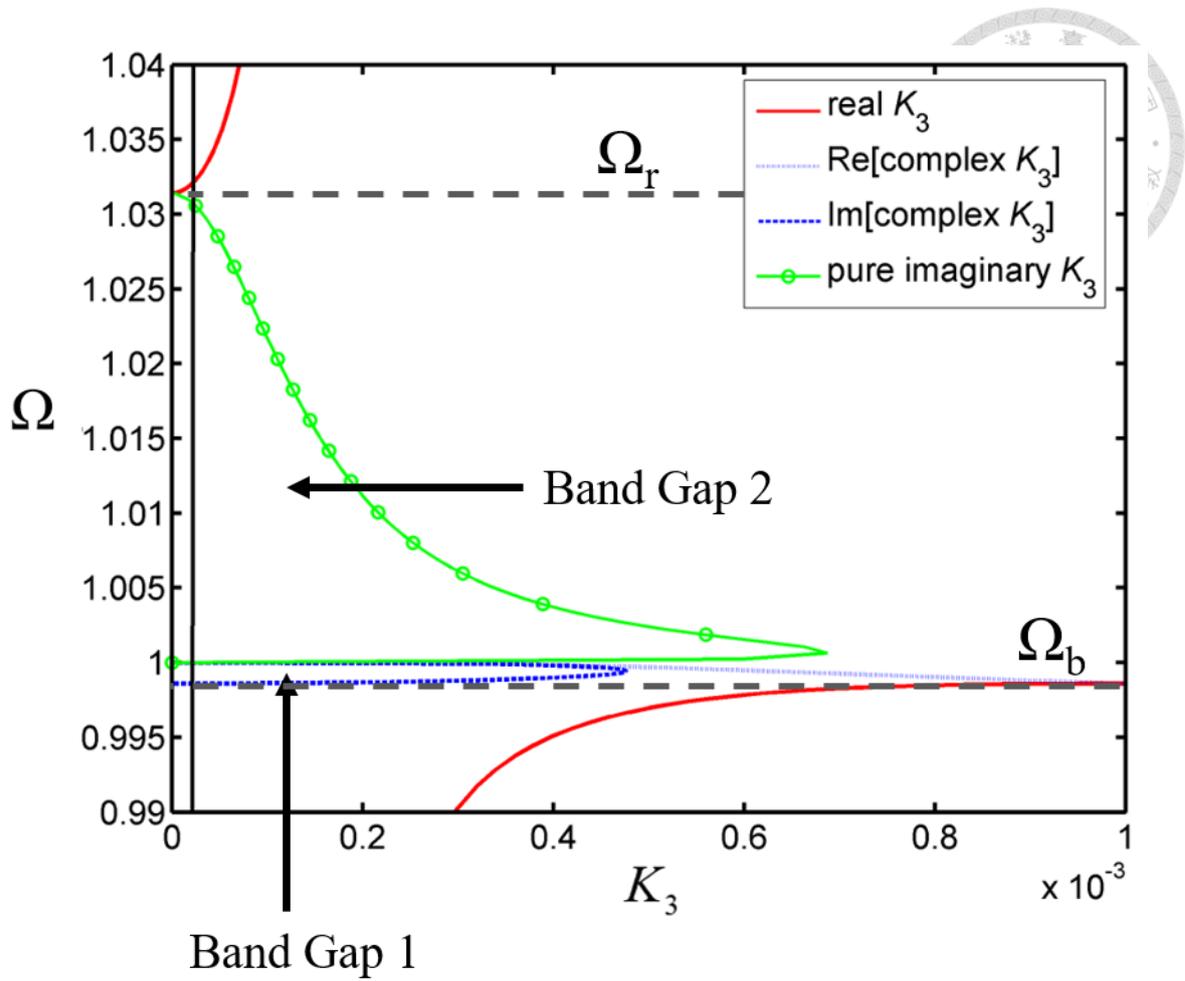


圖 2-9  $\Omega=1$ 附近頻帶間隙之頻散曲線，Band Gap 1為 ( $\Omega=\Omega_b \sim 1$ ) 的區間， $\Omega_b=0.998$ ；而Band Gap 2則為 ( $\Omega=1 \sim \Omega_r$ ) 的區間， $\Omega_r=1.032$

## Chapter 3 壓電超晶格極子天線製程



根據第二章所提及的壓電超晶格極子理論可以得知，為了使壓電超晶格中機械波與電磁波有更顯著的耦合現象，我們使用鈮酸鋰做壓電超晶格材料，並在該材料進行兩道微機電製程，黃光顯影和高壓極化反轉。而因為材料特性，對於不同厚度的鈮酸鋰有不同的製程方式及量測效果，本篇論文探討Z方向厚度為 500  $\mu\text{m}$  以及 1000  $\mu\text{m}$  的鈮酸鋰晶片之製程及量測。

### 3.1 鈮酸鋰( $\text{LiNbO}_3$ )的材料特性

本實驗使用的壓電超晶格材料是鈮酸鋰，鈮酸鋰是一種鐵電材料，由鋰原子、鈮原子及氧原子構成，且該晶體排列有極性方向，沿著 Z 軸方向堆積，在氧平面間沿 Z 軸方向依序置入鈮離子、空缺、鋰離子，鈮酸鋰的極性方向是由鋰離子相對於氧原子平面的方向所決定(圖 3-1)

在居禮溫度( Curie temperature ) $1210^\circ\text{C}$  以下，鈮酸鋰晶體屬於鐵電相( ferroelectric phase )，在晶體中的帶電離子有相對位移進而形成電偶極矩，具有自發極化的性質，因此該材料的極化方向會在外加電場的作用下被反轉，形成反轉區域( reversal domain )。

對於穩態的鈮酸鋰晶體，外加電場可以改變極化方向，而施加的電場最小值我們稱為矯頑電場( coercive field )，鈮酸鋰的矯頑電場在正向為 21~22 kV/mm，反向為 15~16 kV/mm(圖 3-2)，因此對於我們欲極化之鈮酸鋰，厚度為 500  $\mu\text{m}$  與 1000  $\mu\text{m}$ ，其最低極化電壓分別為 11 kV 與 22 kV。

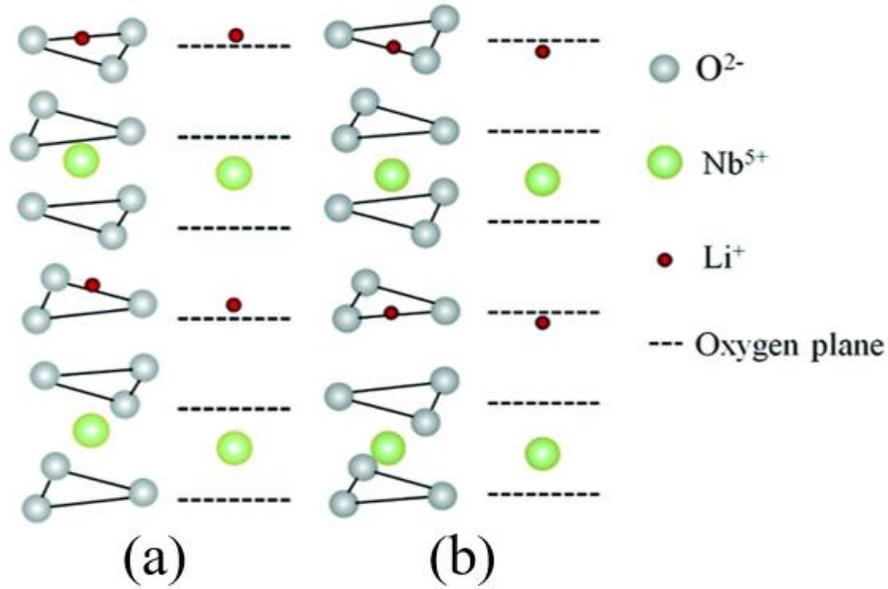


圖 3-1 鈮酸鋰自發性極化方向(a)表示正向極化(b)表示反向極化

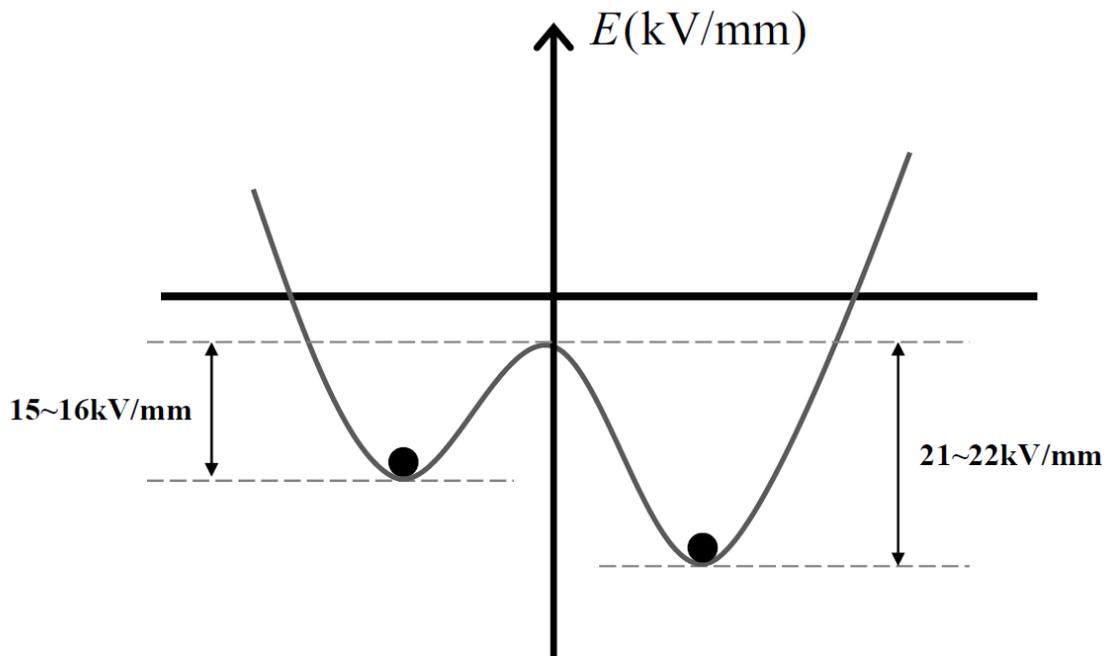


圖 3-2 鈮酸鋰的自發性極化位能

### 3.2 週期鈮酸鋰之微機電製程

根據壓電超晶格的一維無限域及頻散曲線理論，可透過壓電係數週期的調變決定頻隙，以增加機械波與電磁波間的耦合強度，需經過兩道微機電製程達到此

目的，依序是黃光顯影以及高壓電極化法，首先，在鈮酸鋰晶片上濺鍍一層鉻金屬薄膜，進行曝光顯影蝕刻，得到金屬電極圖形，接著塗上一層厚光阻，重複曝光顯影製作出與外界接觸的孔洞，其餘結構仍由厚光阻覆蓋，此步驟稱為開窗，該孔洞與電解液接觸並利用高壓電將鈮酸鋰晶片極化，形成週期性極化鈮酸鋰 (PPLN)。此微機電製程雖然步驟繁瑣，但對於只有  $\mu\text{m}$  量級的小週期線寬，精確度極高。(圖 3-3)為微機電製程的流程圖。

本篇論文為探討不同厚度 PPLN 對電磁輻射的影響，使用  $500\ \mu\text{m}$  及  $1000\ \mu\text{m}$  兩種厚度的晶片進行製程，而厚度  $1000\ \mu\text{m}$  的光罩和高壓電極化的設計與厚度  $500\ \mu\text{m}$  略有不同，將在以下小節做詳細的介紹及比較。

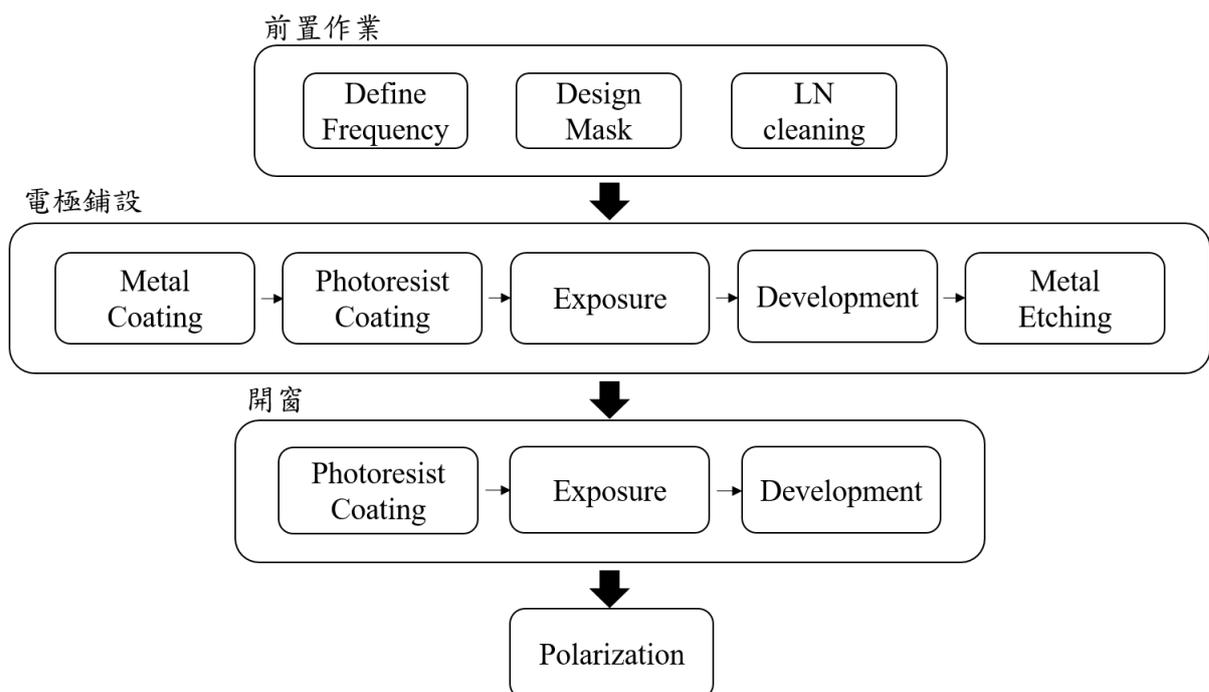


圖 3-3 微機電製程簡易流程圖

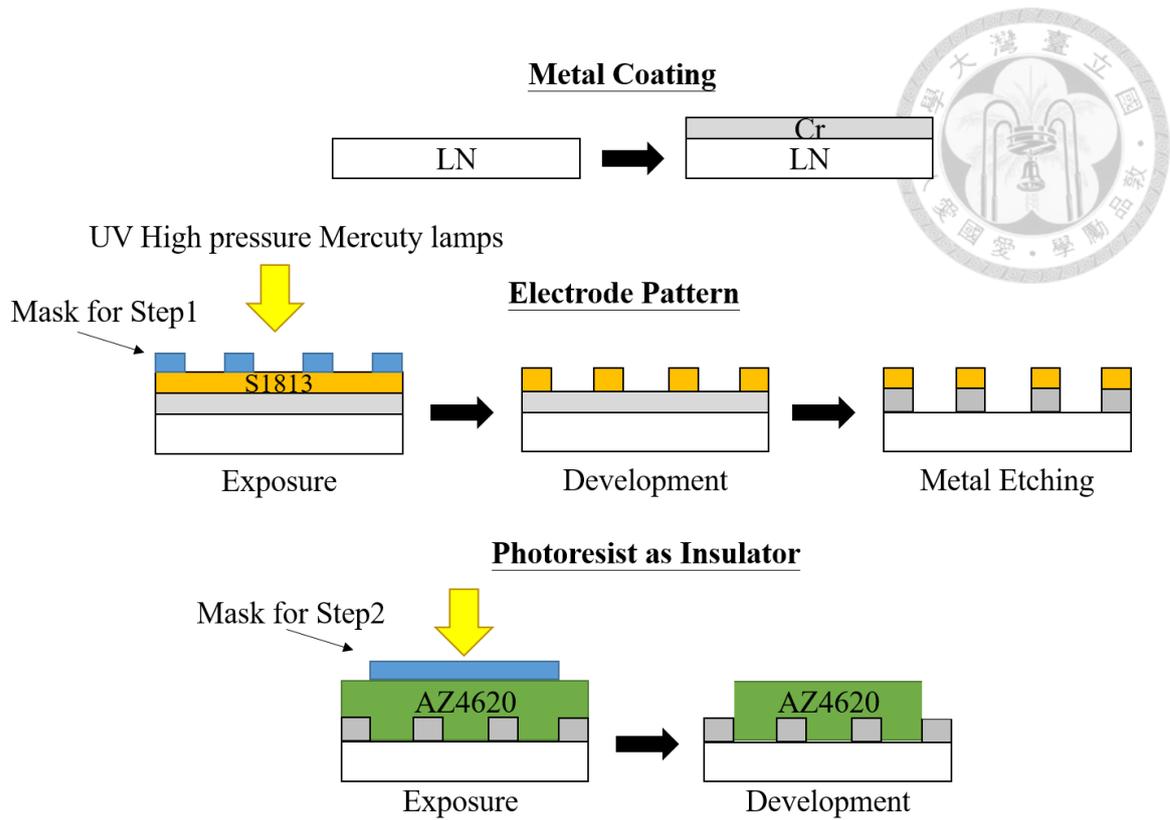


圖 3-4 微機電製程流程示意圖

### 3.2.1 光罩設計

為使鈮酸鋰晶片的極性方向週期性反轉，在高壓電極化前須在晶片上鋪設金屬電極和光阻做為的絕緣層，因此設計週期金屬電極光罩及開窗光罩。

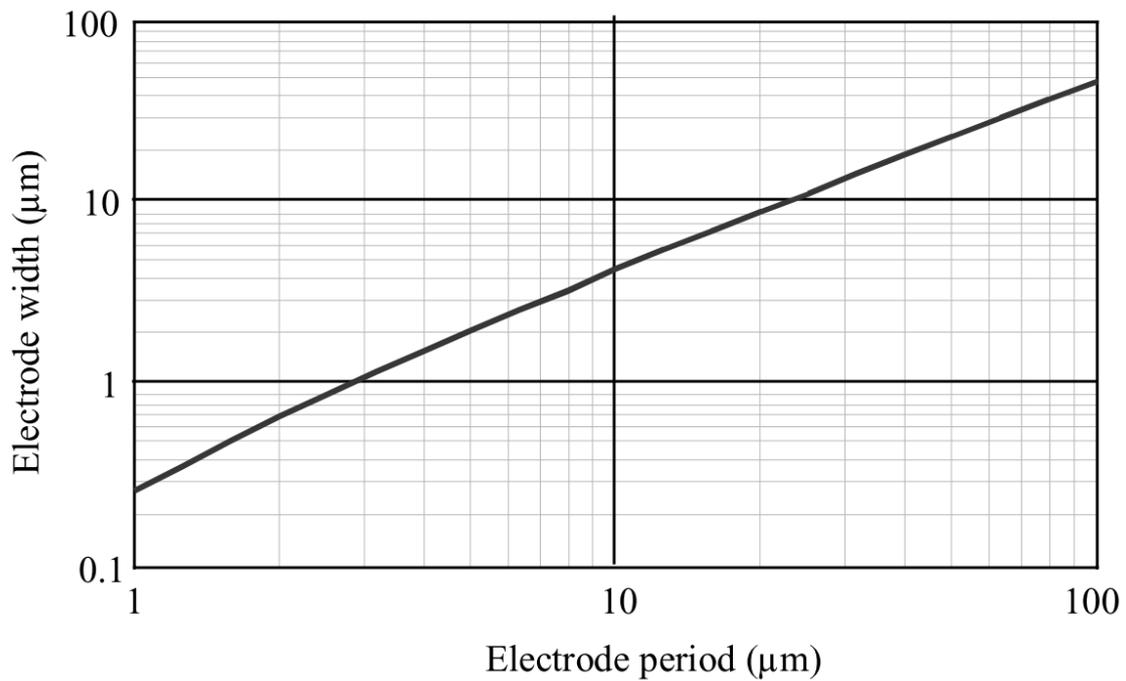


圖 3-5 電極寬度與極化週期關係圖[85]

本研究設定的 PPLN 的電磁輻射頻率為 80 MHz，根據第二章所提到的理論，頻率的公式可以寫成(3.1):

$$\omega_0 = \left( \frac{2\pi}{p} \right) \left( \frac{C_{11}}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} = \left( \frac{2\pi}{83.6 \times 10^{-6}} \right) \times \sqrt{\frac{20.3 \times 10^{10}}{4700}} = 80 \text{ MHz} \quad (3.1)$$

經由公式計算可以得到設定的頻率所對應的週期為 83.6 μm，為求填充比為 0.5 以利效果最佳化，理論上金屬電極線寬是 41.8 μm，不過根據 G. D. Miller 實驗出電極寬度與極化週期的關係，我們考量到高壓電極化時「橫向擴散期」電極下方反轉區域擴大的現象，因此將週期金屬線寬減少至 40 μm，空白部分為 43.6 μm，此光罩在極化後能夠達到接近填充比 0.5 的目的。在厚度為 500 μm 的鈮酸鋰晶片製程中，為了增加金屬電極在晶片中心的品質，以及減少製程斷線的可能，設計兩條垂直於電極的寬帶金屬線如(圖 3-6)所示。在第二步驟開窗，其目的是為了留下與電解液接觸的孔洞(圖 3-7)，其餘電極部分皆用厚光阻覆蓋防止電極直接接觸外界

含有高電的電解液。

厚度為 1000  $\mu\text{m}$  的鈮酸鋰晶片，根據高壓極化法理論配合矯頑電場，厚度 1000  $\mu\text{m}$  的晶片所需極化電壓是 22 kV，約為 500  $\mu\text{m}$  晶片所需電壓的兩倍，在 22 kV 的高壓電下，金屬電極稍有稜角便會產生電場集中的問題，進而造成晶片破裂，電解液從裂縫通過後會使極化失敗，甚至會影響到後續的電路；且在李尚軒的論文[75] 研究中顯示，厚度 1000  $\mu\text{m}$  的鈮酸鋰晶片有嚴重的極化不均現象，為解決以上問題，本研究重新設計光罩，如(圖 3-8)(圖 3-9)所示。

新型光罩屏除舊光罩只開四個半圓小孔的設計，我們將周圍佈上一圈較粗的金屬線，作為開窗位置，並且稍微加粗中段垂直於週期的寬帶金屬線，此目的是為了讓電荷更均勻且有效率地進入鈮酸鋰晶片內部進行反轉，且因晶片所受電壓提高，為防止邊緣電場集中造成晶片破裂，故將所有金屬線的交界處都改成圓弧狀(圖 3-10)，由於厚度為 1000  $\mu\text{m}$  的晶片在後續章節將會提到的晶尖垂直擴散期 ( Tip propagation )(圖 3-17)會需要更多時間極化，為使晶片均勻極化，此光罩設計較原光罩之面積大 1.09 倍。

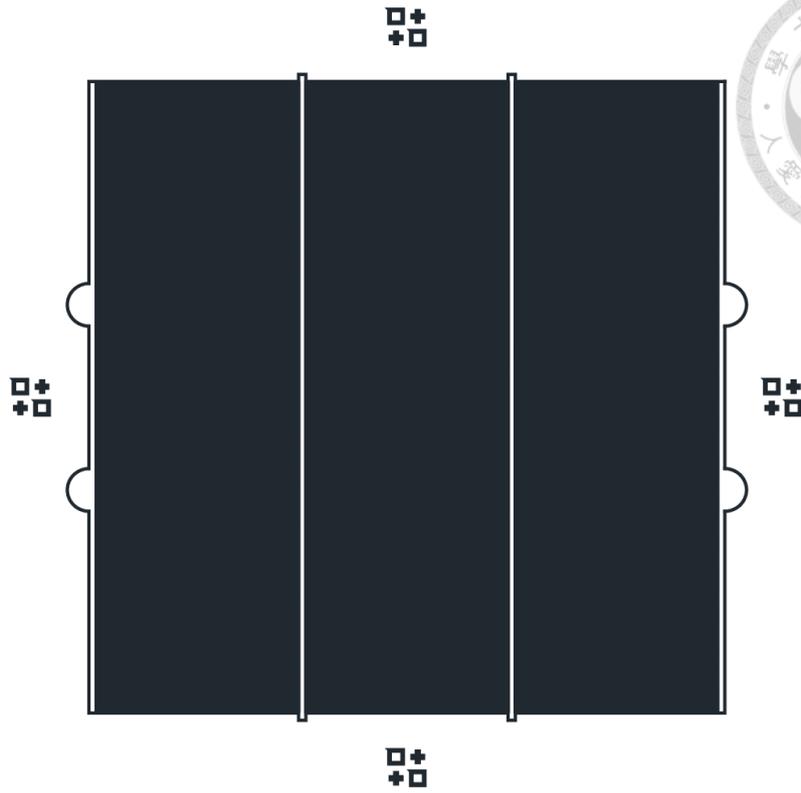


圖 3-6 適用於 500  $\mu\text{m}$  之鈮酸鋰晶片電極鋪設光罩

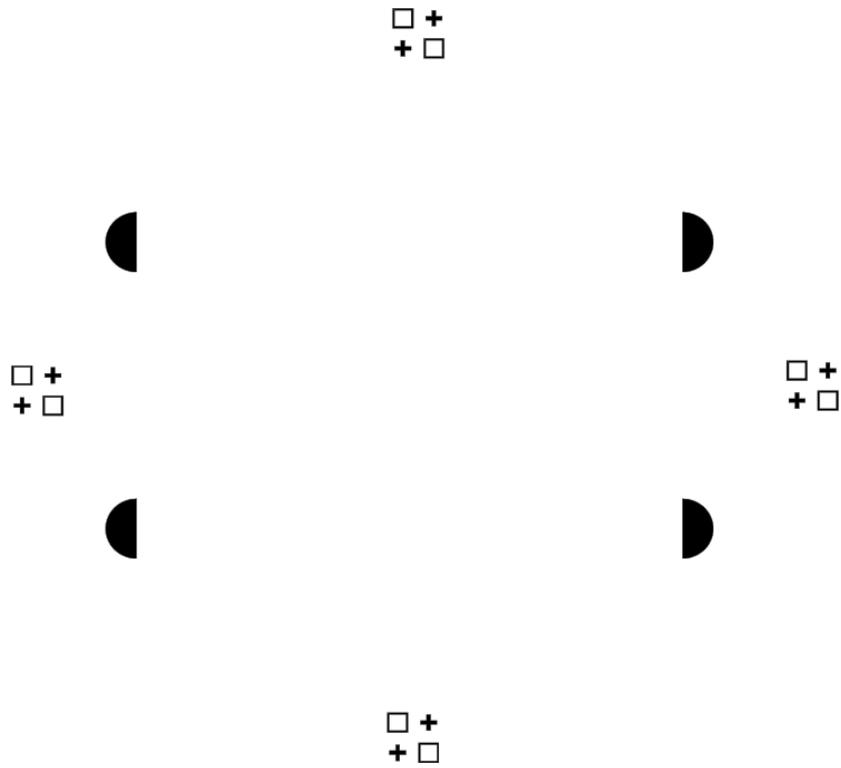


圖 3-7 適用於 500  $\mu\text{m}$  之鈮酸鋰晶片開窗光罩

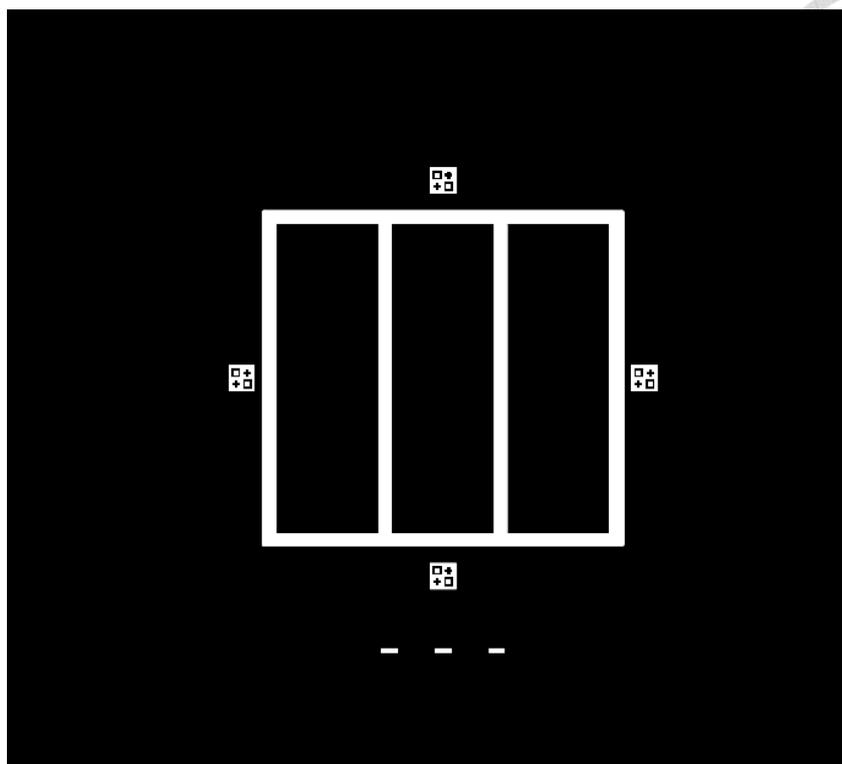


圖 3-8 適用於 1000  $\mu\text{m}$  之鈮酸鋰晶片電極鋪設光罩

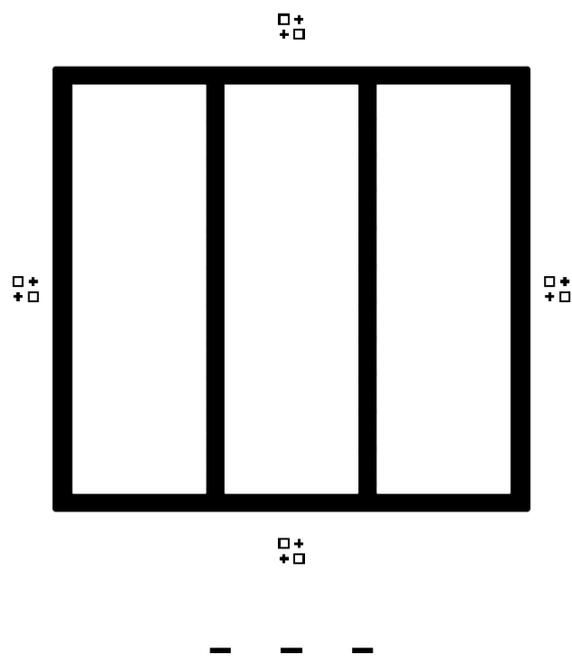


圖 3-9 適用於 1000  $\mu\text{m}$  之鈮酸鋰晶片開窗光罩



圖 3-10 適用於 1000  $\mu\text{m}$  之鈮酸鋰晶片電極鋪設光罩局部圖



### 3.2.2 晶片前置洗淨作業與鍍膜

本製程所使用的晶片是 z-cut 之 3 吋鈮酸鋰晶片，厚度分別是 500  $\mu\text{m}$  及 1000  $\mu\text{m}$ 、雙面拋光，定義大平邊方向為 y 軸，小平邊方向為 x 軸，厚度方向為 z 軸，在實驗過程中定義小平邊在左側時為晶片正面，如(圖 3-11)所示。

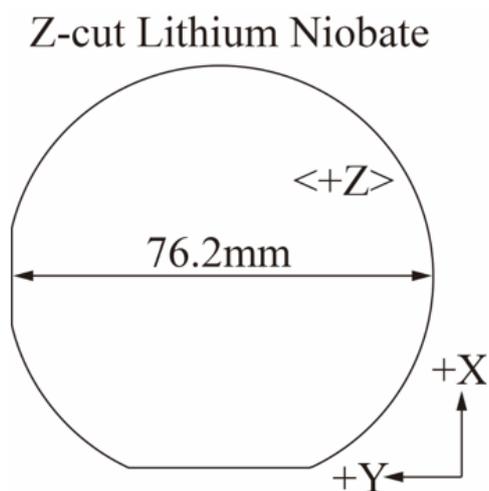


圖 3-11 鈮酸鋰晶片之座標

為確保實驗的可行性，在製程前須進行前置洗淨作業，此步驟是為了防止晶片運送過程中附著在表面的有機污漬或是灰塵微粒，並且在洗淨後，晶片表面呈親水性，在後續的濺鍍步驟可以使鉻金屬附著力更強，增加結構的強度，清洗晶片的步驟如下：

1. 將晶片置於鐵氟龍材料的載台上，並將夾具放置在大燒杯，以濃硫酸( $\text{H}_2\text{SO}_4$ ) 比雙氧水( $\text{H}_2\text{O}_2$ ) 3:1 的比例，將雙氧水緩緩加入濃硫酸中，避免激烈的化學反應產生的熱造成晶片破裂，並且浸泡約 2~3 小時。
2. 從置有晶片的鐵氟龍夾具取出晶片，以純水(DI water)沖洗表面殘留的酸。
3. 以氮氣槍吹乾表面水分，此時晶片呈最佳潔淨狀態，進入鍍膜階段。

本研究選用鉻金屬(Cr)，將清洗完畢的鈮酸鋰晶片與鉻靶材放入高真空濺鍍機(sputter)中，開始進行鍍膜作業，步驟如下：

1. 使用迴轉幫浦(rotary pump)將置有晶片的腔體壓力粗抽至  $10^{-3}$  Torr。

2. 利用低溫泵將腔體降溫至 15 K，此時的壓力降至  $10^{-7}$  Torr，達真空標準。
3. 接著將氫氣加入腔體並以流量控制器控制氫氣在空腔中壓力為 3.0 mTorr。
4. 預鍍 5 分鐘後將功率設定在 60 W，持續濺鍍 20 分鐘左右直至鉻金屬薄膜厚度達到 200 nm。

### 3.2.3 第一步黃光微影(電極鋪設)

此步驟是黃光微影，分為兩階段討論，分別為週期電極鋪設以及開窗。鍍膜完畢的晶片會重覆晶片清洗的步驟，除了去除表面的微粒以達到最佳潔淨度外，另一目的是為了使晶片表面的親水性更佳，以利後續旋塗的光阻劑附著力更強，接著即可進行第一次黃光微影-電極鋪設的步驟。

1. 本段製程使用常溫的 S1813 薄光阻劑，否則低溫會產生冷凝水影響後續操作，低溫的光阻劑在旋塗也較容易生成氣泡，影響覆蓋均勻度。
2. 將洗淨且去除水分子後的晶片置於旋轉塗佈機的載台上真空吸附，以 S1813 光阻劑均勻的滴在晶片上，並檢查是否有氣泡殘留。此步驟以兩階段旋塗光阻，第一階段轉速為 500 rpm 持續 5 秒使光阻均勻分布，第二階段轉速為 3000 rpm 持續 25 秒控制光阻厚度約為  $2\ \mu\text{m}$ 。
3. 旋塗完畢後，將晶片置於 hot plate 上進行軟烤至  $90^\circ\text{C}$ ，此步驟是為了使光阻劑內的溶劑蒸發，厚度為  $500\ \mu\text{m}$  的晶片取下靜置 15 分鐘使其冷卻，厚度為  $1000\ \mu\text{m}$  的晶片則要冷卻 25 分鐘，否則會因為鐵電材料鋰酸鋰晶片的熱電釋性(Thermoelectricity)產生火花造成晶片破裂，或是熱應力殘留造成晶片質地脆弱，另外，在 hot plate 上加熱時需使用特製的接地裝置(圖 3-12)防止此現象發生。
4. 軟烤完成且放置冷卻後，即可進行曝光步驟，將設計好的光罩放在晶片上，調整對齊之後以汞燈曝光能量  $79\ \text{mJ}/\text{cm}^2$  進行 12 秒的曝光。
5. 曝光完成後將晶片放入顯影劑 MF-319 中進行 30 秒的顯影，取出後用純水將

顯影脫落的光阻去除。

6. 顯影完成將晶片上的水吹乾後硬烤，置於 hot plate 上加熱至  $110^{\circ}\text{C}$ ，加熱後靜置冷卻，此硬烤步驟是為了提高光阻的硬度及附著力，用來阻擋蝕刻液。
7. 放入蝕刻液( Cr-7 )與純水 1:1 混和的溶液中，搖動蝕刻 1 分 30 秒，此步驟時間控管要準確，否則容易過度蝕刻，使金屬電極線斷裂。

以上步驟是電極鋪設的製程，在顯微鏡下觀察晶片上的金屬電極無瑕疵後，即可進行到下階段的製程。

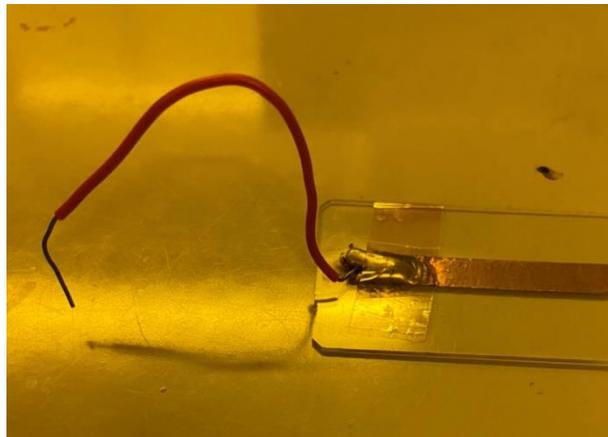


圖 3-12 導電接地裝置

### 3.2.4 第二部黃光顯影(開窗)

此段製程是為了在極化時限制高壓電電解液接觸金屬電極的位置，使鈦酸鋰晶片上的週期均勻極化，其步驟前段與電極鋪設相似，以下是該製程步驟。

1. 本段製程使用 AZ4620 厚光阻劑，該光阻相較 S1813 更黏稠，可以做為絕緣體。均勻塗上光阻劑後，旋塗機第一階段是 500 rpm 持續 10 秒，第二階段是 3400 rpm 持續 45 秒。
2. 取下晶片後軟烤，此步驟與電極鋪設參數皆相同。
3. 軟烤後使用設計好的開窗光罩使其以汞燈曝光能量  $79\text{ mJ/cm}^2$  曝光 25 秒。
4. 曝光完成後將晶片放入顯影劑 MF-319 中進行 3 分鐘的顯影，取出後用純水將顯影脫落的光阻去除，以光學顯微鏡觀察  $500\text{ }\mu\text{m}$  的晶片的 4 個半月型窗口是

否對齊下面的金屬；1000  $\mu\text{m}$  的晶片則是要注意所有金屬粗線是否完整對應在金屬寬線上。

5. 顯影完成後硬烤 110°C，冷卻過程觀察鈮酸鋰晶片光阻是否完整、晶片破裂與否。

完成以上步驟後，以光學顯微鏡觀察開窗位置(圖 3-13) (圖 3-14)，圖片中白色部分為無光阻覆蓋處，硬烤結束需靜置超過一小時，一方面是使晶片完全冷卻至室溫，另一目的則是觀察晶片是否有熱應力殘留，造成晶片出現小裂痕或是質地變得易碎，防止極化步驟時使用極化夾具失敗。確定無虞後即完成所有極化前的微加工製程，可以進行下步驟-極化。

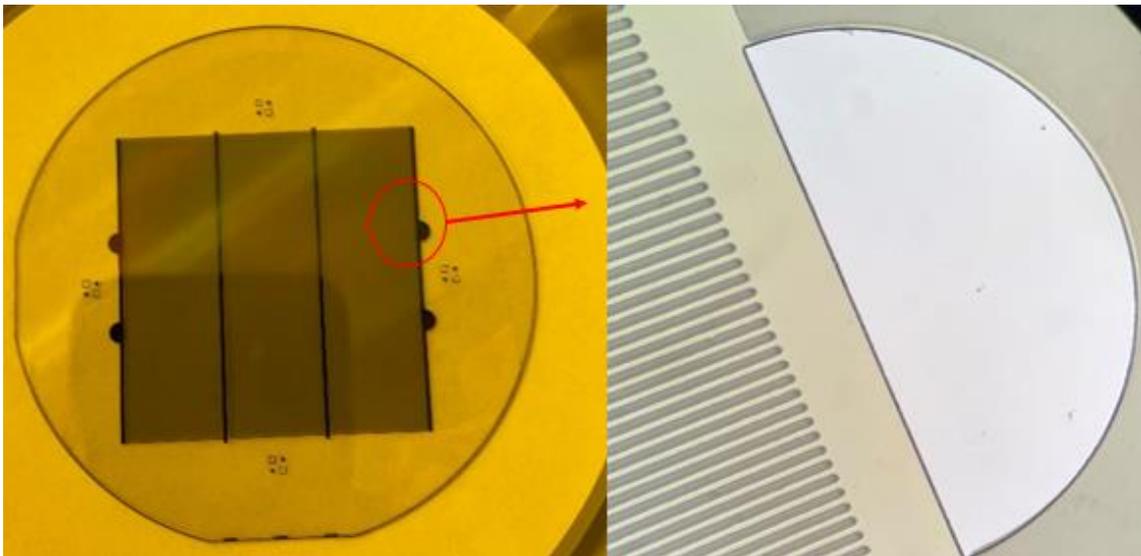


圖 3-13 500  $\mu\text{m}$  鈮酸鋰晶片完成開窗圖

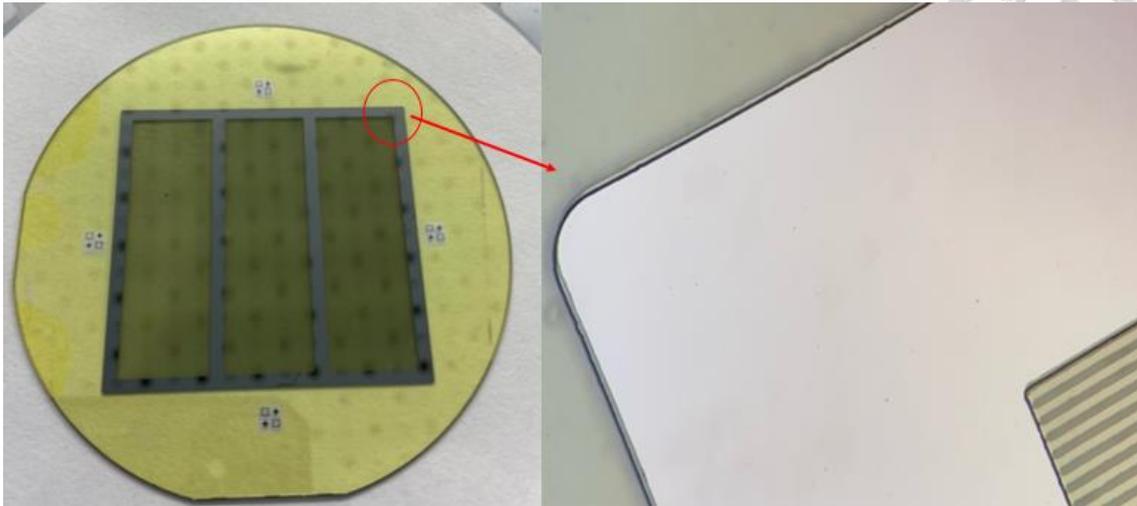


圖 3-14 1000  $\mu\text{m}$  鈮酸鋰晶片完成開窗圖

### 3.3 週期鈮酸鋰之極化

#### 3.3.1 極化前置作業(夾具與 O-ring)

在接上極化電路開始極化前，需要將鈮酸鋰晶片用清水洗淨後吹乾，置於 PP 夾具中(圖 3-15)，內部有放置 O-ring 的溝槽並有螺絲孔方便鎖緊夾具，O-ring 是夾具間與鈮酸鋰晶片緊貼的橡膠環，為了避免兩端電解液導通短路。由於後續高壓電極化法中厚度 500  $\mu\text{m}$  與 1000  $\mu\text{m}$  的晶片所需之電壓不同，所安裝的 O-ring 因崩潰電壓也會有所區別。

根據李尚軒的論文提到[75]，比較材質皆為橡膠加矽(a-Si)，截面分別為圓形與方形的 O-ring(圖 3-16)，且兩者都在夾具中與鈮酸鋰晶片成線接觸，圓形 O-ring 的設計考量到經濟性且與 PP 夾具較為契合，橡膠加矽(a-Si)的崩潰電壓為 28 kV/mm，表示該材料與導體的接觸面對崩潰電壓的影響，但由於 1000 $\mu\text{m}$  的晶片極化所需的電壓為 22 kV，已經超過圓形截面 O-ring 的崩潰電壓，因此選用方形截面增加其與晶片的接觸面積，避免電場集中超過崩潰電壓。

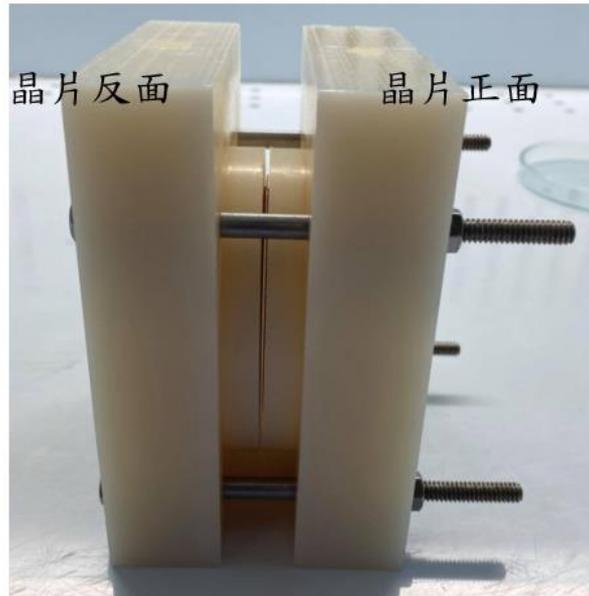


圖 3-15 鐵氟龍夾具

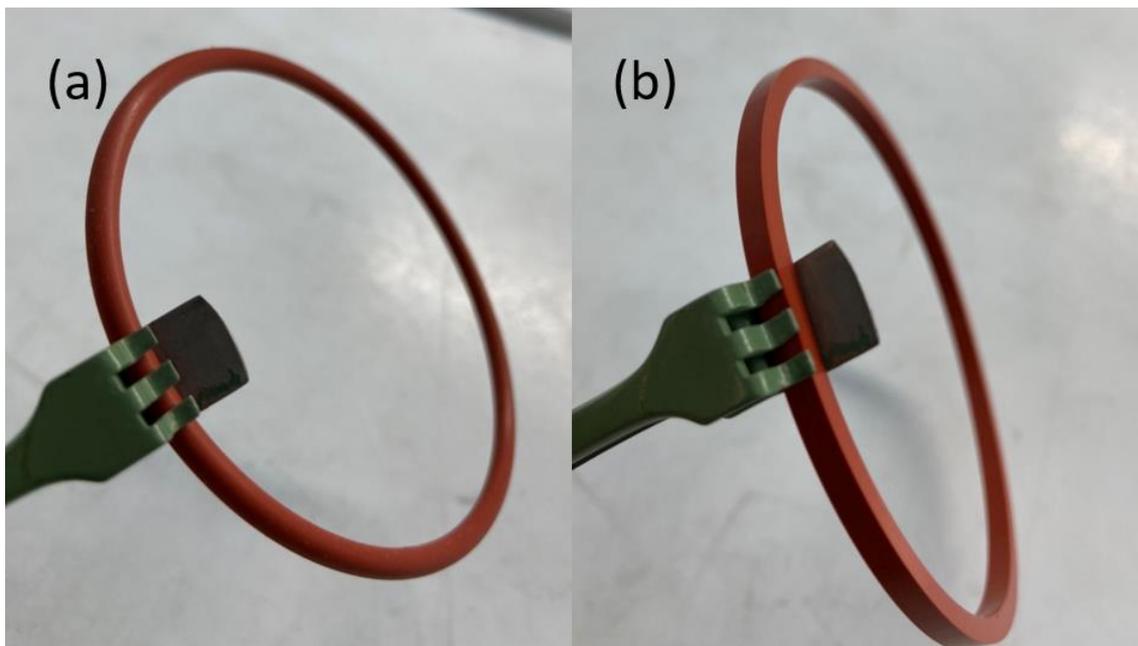


圖 3-16 (a)極化 500  $\mu\text{m}$  之圓形截面 O-ring (b)極化 1000  $\mu\text{m}$  之方形截面 O-ring

### 3.3.2 高壓電鈮酸鋰週期極化

本研究採用高壓極化法進行鈮酸鋰晶片的反轉，此種極化法架設器材簡單、成本低，可重複使用便於大量製作。鈮酸鋰的正向矯頑電場為 21~22 kV/mm，本實驗使用之晶片厚度為 500  $\mu\text{m}$  及 1000  $\mu\text{m}$ ，分別施以 11.5 kV 及 22 kV 極化。

根據 G. D. Miller 提出的鈮酸鋰極化反轉長晶模型，極化反轉的過程分為(a)成核期(nucleation)、(b)晶尖垂直擴散期(tip propagation)、(c)晶尖垂直擴散終止期(tip termination)、(d)迅速融合期(rapid coalescence)、(e)橫向擴散期(wall propagation)及(f)穩定期(stabilization) (圖 3-17)

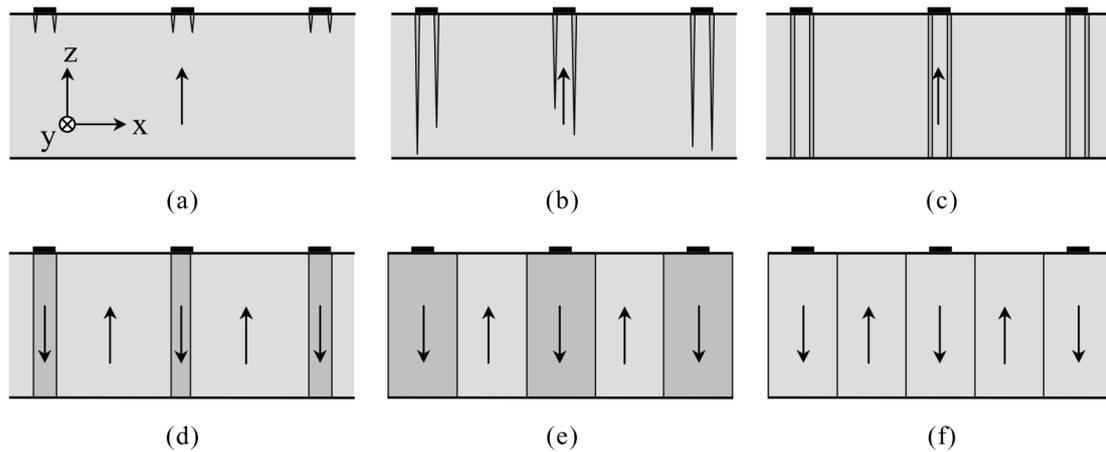


圖 3-17 鈮酸鋰極化反轉

以高壓電極化法製作週期性極化鈮酸鋰晶片時，在成核期時由於晶片並非均質材料，成核點並非常態均勻散布，是以群聚的形式，且成核點會優先在金屬電極周圍形成，造成極化不均。在晶尖垂直擴散期，鈮酸鋰在高電壓的作用下時介電層邊緣的電場較其他區域大，造成電流流向介電層以下之區域，當晶尖沿著 Z 軸向下生長時，也會容易因為鈮酸鋰非均值的缺陷，造成晶尖往側向延伸進而與其他生長的晶尖合併，導致側向擴散造成反轉區域合併 (domain merge)，該併線現象在金屬週期小於 10  $\mu\text{m}$  時最為明顯，並且材料越厚越容易發生併線，本研究為了在增加晶片厚度同時降低併線發生機率，將金屬線寬提升至 40  $\mu\text{m}$ ，此線寬改良所對應的共振頻為 80 MHz。在室溫下鈮酸鋰的自發性極化強度為 71  $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ ，因此反轉極化所需之總電荷量為  $Q = 2P_s \times A$ ，其中 A 為欲反轉之極化面積，在本研究所探討的兩種不同厚度的晶片，可以發現所需的電荷量是相同的，但因為晶片厚度的不同，供給電壓有所差異，將在以下章節討論。



### 3.3.3 極化情形比較

針對鈮酸鋰極化，以下我們整理出三種常見的失敗例子及原因分析，分別為未極化(unpoled)、過極化(over poled)以及電場集中造成破裂。

#### (I) 未極化(unpoled)：

此情形通常是伴隨著極化初期成核點分布不均所造成，成核點在特定區域若較少，極化寬度無法達到預設寬度，如(圖 3-18)所示，可以發現在虛線方框中成核點不足，導致該區域極化範圍跟其他區域相距甚大，若未極化區域過多，則會使 PPLN 無法達到預期的波傳效果。

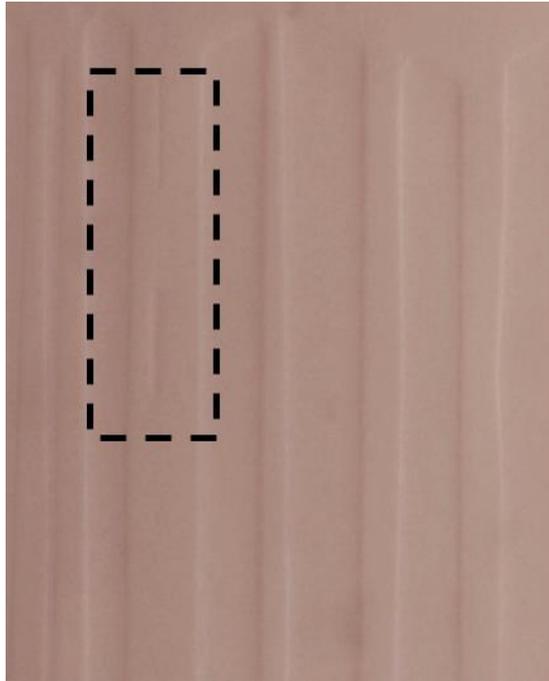


圖 3-18 未極化區域上視圖

#### (II) 過極化(over poled)：

此現象通常發生在晶尖垂直擴散期與橫向擴散期，因鈮酸鋰材料結構為非均質，因此每個週期在晶尖垂直往下極化的過程中速率不一，更容易影響後來的橫向擴散期時間，晶尖延伸進其他生長中的晶體，造成併線，導致整片併線區域全部極性反轉，如(圖 3-20)所示。

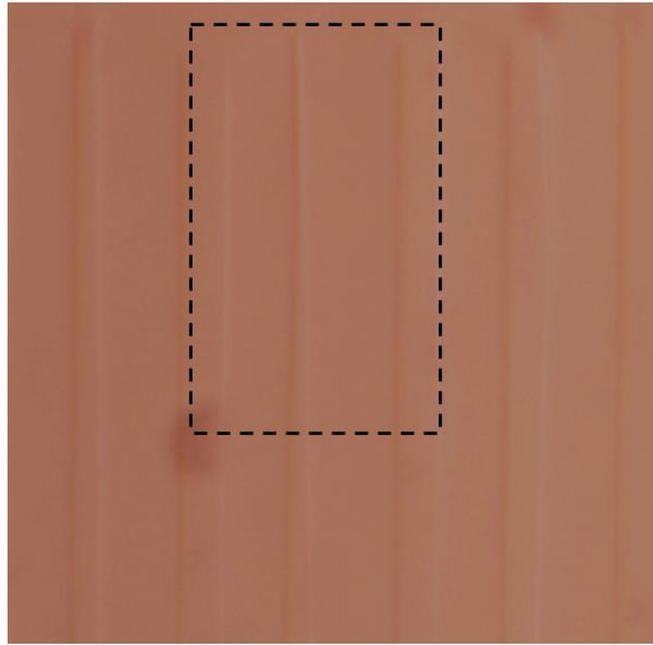


圖 3-19 過極化即將併線的区域上視圖

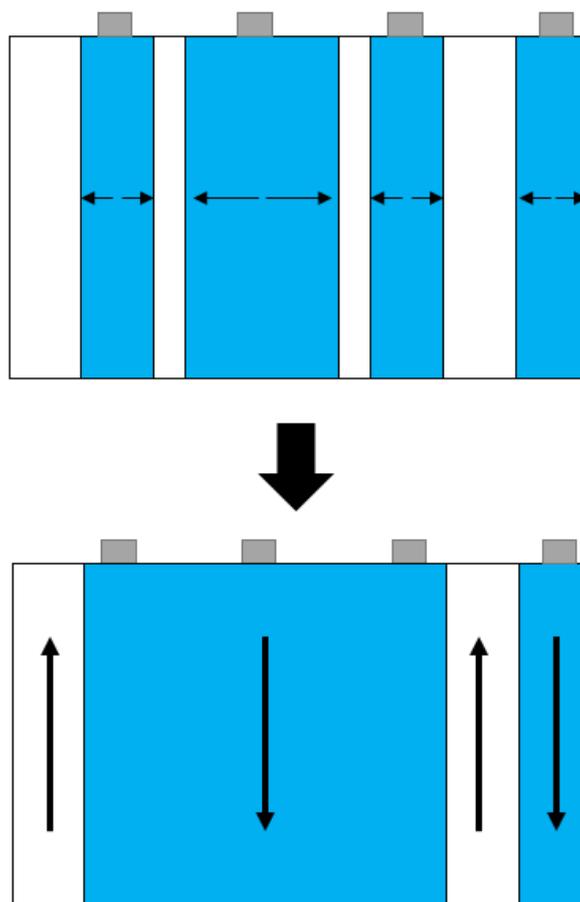


圖 3-20 過極化示意圖側視圖

### (III)電場集中：

此現象在極化厚度為 1000  $\mu\text{m}$  之鈮酸鋰尤為明顯，在極化的過程中，通以高壓電的範圍是我們事先用光罩在鈮酸鋰鋪上的金屬電極，由於金屬尖端電場為無限大，電荷會在金屬較尖銳有稜角處集中，稱為電荷集中現象，若此情形過於嚴重超過鈮酸鋰的崩潰( breakdown strength )範圍，則會使晶片破裂，高壓電從裂縫通過至後方電路而非晶片本身，極化失敗，如(圖 3-21)所示。

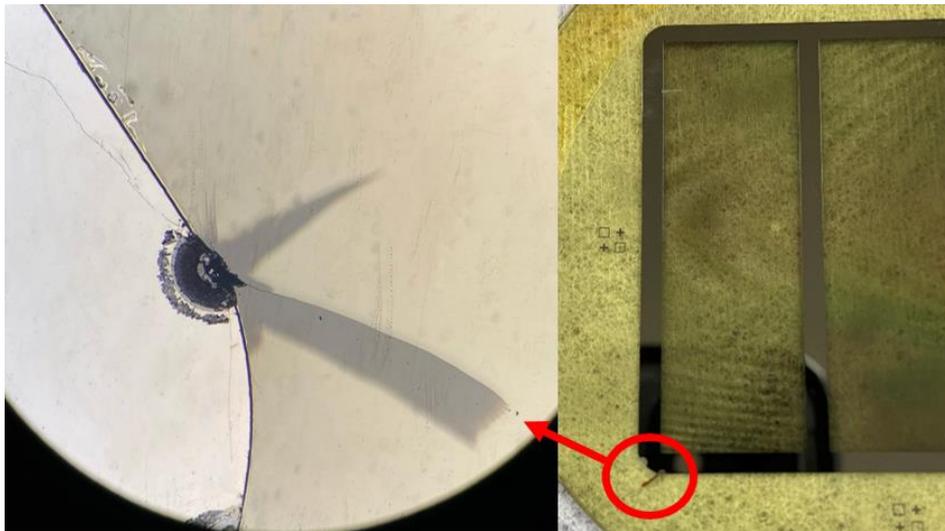


圖 3-21 電場集中晶片破裂

#### 3.3.4 高壓電極化電路架構

在微機電製程後，欲使鈮酸鋰晶片週期極化反轉，需要使用高壓電極化法，由以下是極化電路圖(圖 3-22)所示，根據鈮酸鋰自發極化強度  $71 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  以及反轉面積計算公式得到該晶片反轉所需的電荷量，我們藉由調整極化時間來達到該目標，並使極化過程的精準度提升，將電路分為四個部分討論：

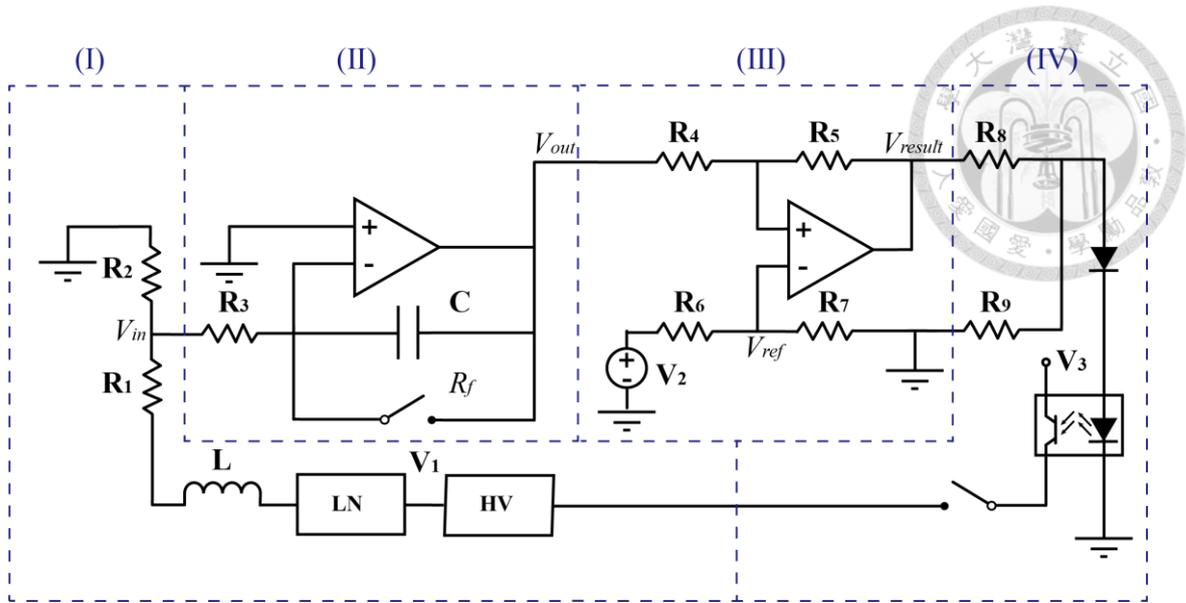


圖 3-22 高壓電極化電路圖

(I)高電壓晶片主軸電路：

此部分的電路串聯高電壓直流供應器 HV、欲極化的鈮酸鋰晶片包含其夾具、電感  $L$  以及大電阻  $R_I$ ，電感去除直流輸出的突波，大電阻是為了降壓，使小電壓進入後方積分電路，此區電路的輸出電壓與電流關係可寫成(3.2):

$$V_1 - V_{in} = L \frac{di}{dt} + i(R_1 + R_{PPLN}) \quad (3.2)$$

根據以上公式，當極化  $500 \mu\text{m}$  的鈮酸鋰晶片時， $R_I = 1500 \text{ k}\Omega$ ；但是極化  $1000 \mu\text{m}$  的鈮酸鋰晶片時則因極化所需電壓  $V_I = 11.5 \text{ kV}$  提升至  $V_I = 22 \text{ kV}$ ，根據歐姆定律  $V = IR$ ，厚度兩倍的鈮酸鋰電阻約略為 2 倍，為保持電流量以利晶片所需的電荷量穩定，且控制極化時間，選用  $R_I = 3000 \text{ k}\Omega$  的大電阻。

(II)電荷積分電路：

此區的積分器由  $20 \text{ k}\Omega$  的電阻  $R_2$ 、 $R_3$ 、 $137.5 \mu\text{F}$  的電容  $C$ 、運算放大器與開關組成，電流流經兩個電阻後會進入積分器計算，依據接上的示波器可以得到輸出電壓  $V_{out}$  與時間之關係圖。

經電阻分壓後的  $V_{in}$  可表示成:



$$V_{in} = \frac{\frac{R_2 R_3}{R_2 + R_3}}{\frac{R_2 R_3}{R_2 + R_3} + (R_1 + R_{PPLN})} \times V_1 \quad (3.3)$$

經電容後的  $V_{out}$  可表示成：

$$V_{out} = -\int dV_c = -\frac{1}{C} \int I_c dt = -\frac{1}{C} \int_0^{t_{pole}} \frac{V_{in}}{R_3} dt \quad (3.4)$$

經由(3.4)可以得到該積分極化電路的唯一變因只剩下時間  $t$ ，因此改變極化時間便能控制晶片極化反轉所需電荷量  $Q$

$$2P_s A = \int_0^{t_{pole}} I_1 dt \quad (3.5)$$

(III) 史密特觸發電路 (Schmitt Trigger) :

此段 Schmitt Trigger 電路的重點在於輸出電壓的滯待效應(Hysteresis)，輸入電壓  $V_{out}$  與輸出電壓  $V_{result}$  之關係如(圖 3-23)， $V^+$  為輸出電壓最大值、 $V^-$  為輸出電壓最小值、 $V_{TL}$  和  $V_{TR}$  為正向和負向輸出電壓之節點，調整電路內的可變電阻  $R_6$  來影響  $V_{ref}$ ，透過  $V_{ref}$  來控制  $V_{TL}$  和  $V_{TR}$  的值，其關係式如下：

$$V_R = \frac{R_4 + R_5}{R_5} \times V_{ref}$$

$$V_{TR} = V_R - \frac{R_4}{R_5} \times V^-$$

$$V_{TL} = V_R - \frac{R_4}{R_5} \times V^+$$

其中電阻  $R_4 = 0.96 \text{ k}\Omega$ 、 $R_5 = 6.22 \text{ k}\Omega$ ，當輸入的電壓逐漸增加，又未達到  $V_{TR}$  時，輸出電壓皆為  $V^-$ ，超過  $V_{TR}$  時輸出電壓會瞬間變成  $V^+$ ；反之，當輸入電壓逐漸減少且大於  $V_{TL}$  時輸出電壓皆為  $V^+$ ，一旦小於  $V_{TL}$  時輸出電壓會瞬間變成  $V^-$ 。電荷積分電路之反向負迴授阻態，電壓會隨著時間負向成長，積分器的輸出電壓達到  $V_{TL}$  時，史密特電路的輸出電壓由  $V^+$  轉換成  $V^-$ ，此現象即為截止電場訊號之觸發條件。

(IV) 回饋訊號輸出區：

此區電路由發光二極體、光耦合器和繼電器組成，當輸入電壓為  $V^+$  時，繼電器為通路狀態，電源供應器會持續施加電場；反之，當輸入電壓由  $V^+$  轉  $V^-$  時，發光二極體跟光耦合器為非正向偏壓狀態，繼電器會自動切斷電源供應器，從發光二極體熄滅判斷極化完成與否。

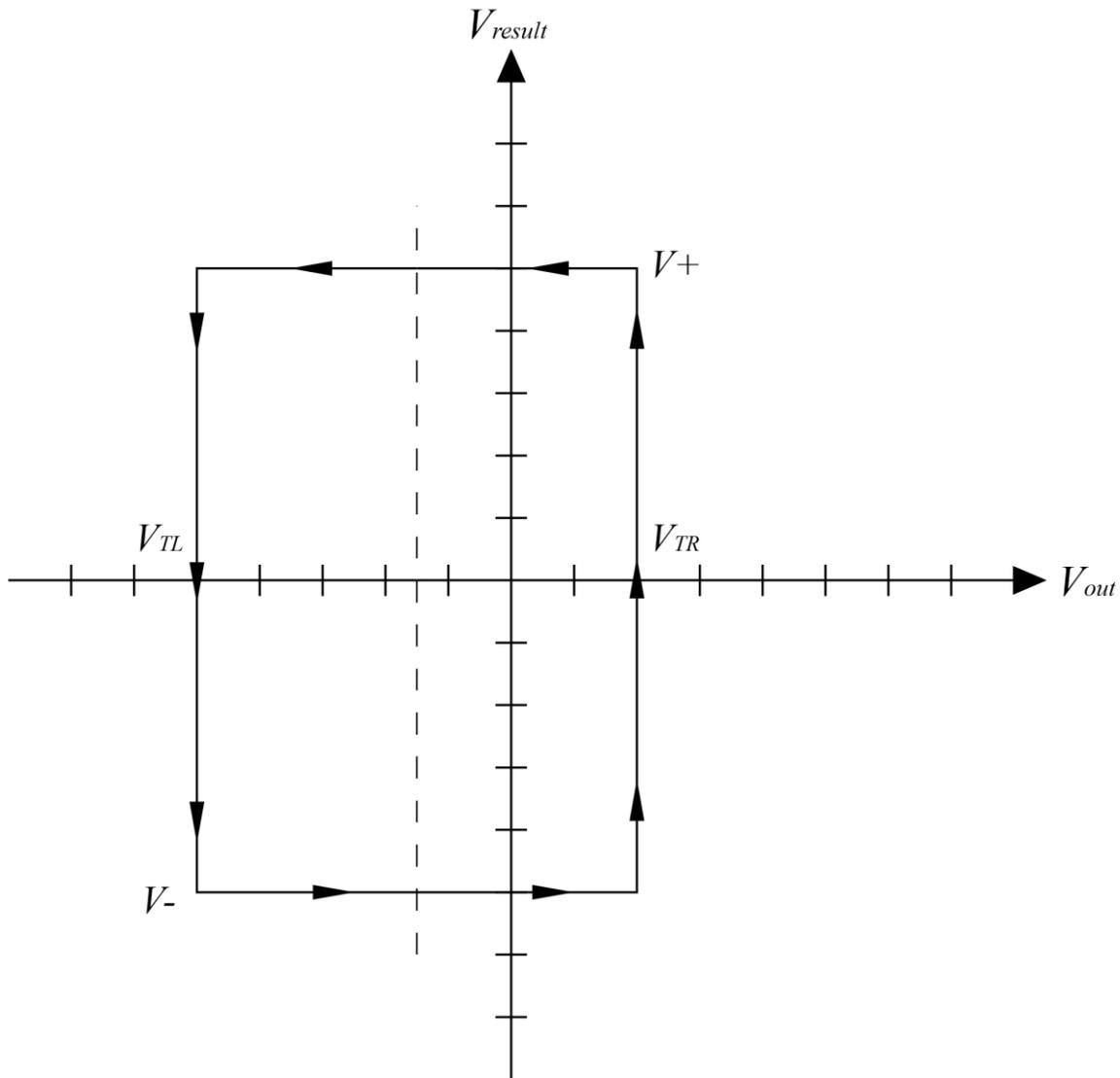


圖 3-23 Schmitt Trigger 輸入與輸出電壓關係圖

### 3.3.5 極化之高壓電檢測與模擬

此步驟為 PPLN 製程的最後一個步驟，期間必須即時監測電壓的即時數據，以防止各種異常狀況的發生，其中針對  $V_{in}$  以及  $V_{out}$  兩個點即時檢測，實際極化電路

圖如(圖 3-24)所示。

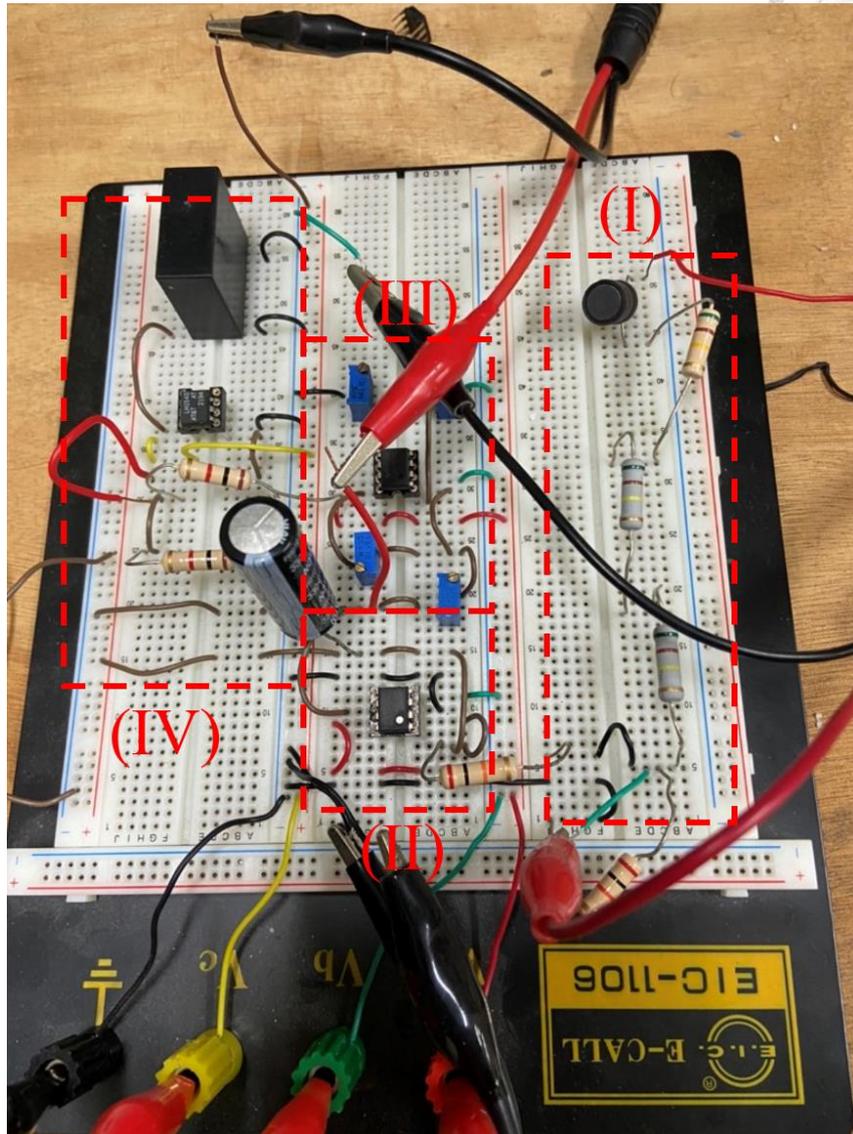


圖 3-24 極化電路實體圖

藉著調整電阻  $R_6$  以及  $R_7$  來控制  $V_{ref}$ ，再由  $V_{ref}$  改變  $V_{TL}$  的值，推算極化面積所需的總電荷量，接著估計在穩定電壓下累積的電荷量，求得最佳極化時間  $t_{pole}=3.3\text{sec}$ ，並帶入式(3.4)中計算出  $V_{TL}$  必須設定在  $-10.3\text{ V}$ ，當達到指定的極化時間積分後的輸出電壓  $V_{out}$  剛好會等於  $V_{TL}$ ，此時回饋訊號作動切斷電源供應；另外，由於設計給  $1000\text{ }\mu\text{m}$  晶片的電極光罩，為有效讓電荷進入、防止極化時垂直與橫向擴散期不均造成併線，除了調整中間兩直條金屬寬線，金屬週期的線長也受影響，經過計算，整體金屬覆蓋面積與  $500\text{ }\mu\text{m}$  晶片的電極光罩之金屬覆蓋面積比例為

12:11，因此在相同條件下，極化時間增加為  $t_{pole} = 3.6 \text{ sec}$ ，除了改變電阻設定外，也可以手動關閉電源供應器，極化過程中止。

除了積分電壓  $V_{out}$  外，在極化過程中由於夾具限制，無法即時觀察內部鋁酸鋰晶片極化的狀態，因此需隨時監控電源供應器的電壓，判斷內部晶片情形。我們連接示波器監測極化電壓  $V_{in}$  隨著時間變化的情形如(圖 3-25)(圖 3-26)，即可得知電壓穩定輸出與否，倘若電壓呈現極度不穩定則代表內部晶片因高電壓所導致的熱應力而破裂，必須即時關閉電源供應器電源，防止後端電路元件因未經晶片的高電壓損壞。

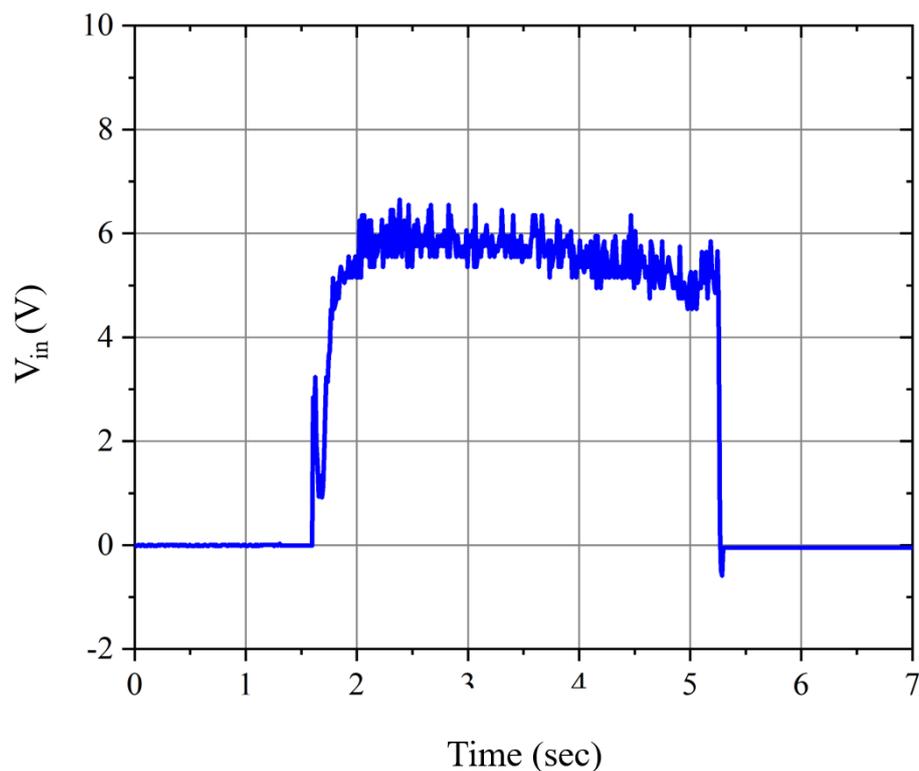


圖 3-25 極化  $500 \mu\text{m}$  PPLN 的輸入電壓  $V_{in}$

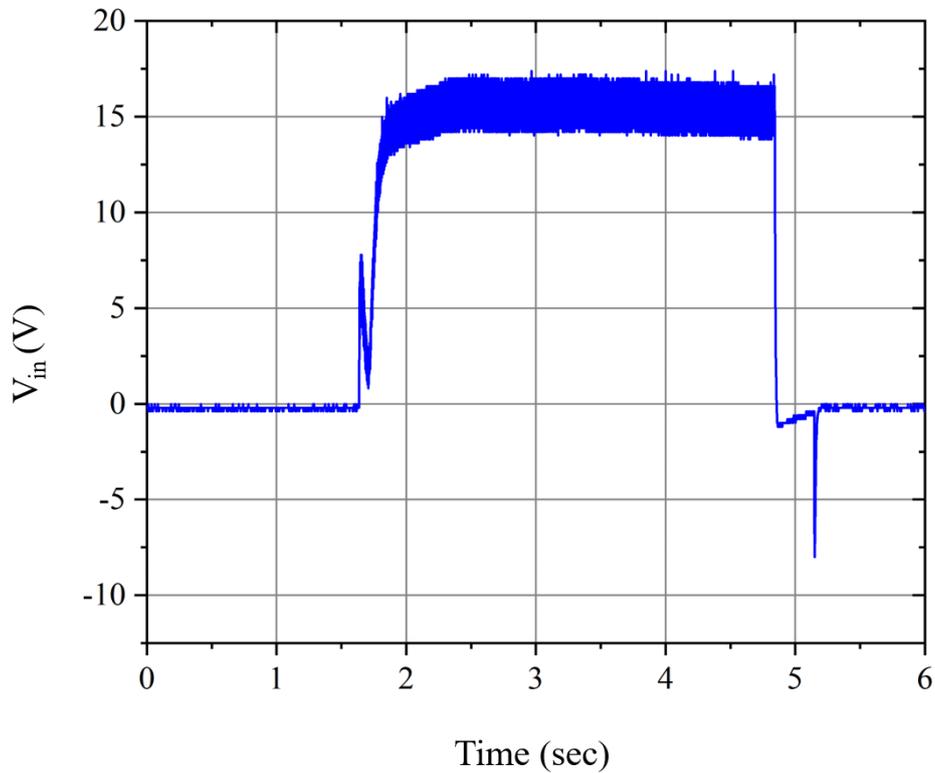
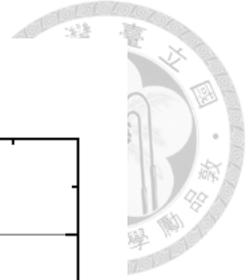


圖 3-26 極化 1000  $\mu\text{m}$  PPLN 的輸入電壓  $V_{in}$

### 3.4 極化週期檢驗

為證明鈮酸鋰晶片上的極化後的週期線寬是否為設計的 41.8  $\mu\text{m}$ ，且正反極化方向達到 1:1，符合填充比為 50% 的理論，我們將表面的 AZ4620 光阻以丙酮清洗掉，然後在表面進行蝕刻，調配氫氟酸(HF)比硝酸( $\text{HNO}_3$ ) 3:1 的溶液，由於正反向極化所受的蝕刻效率不同，反向極化的區域的蝕刻效率高於正向區域，浸泡蝕刻液約十分鐘後，外面會有明顯改變，也呈現週期性的高低起伏，正向極化區域會較負向區略高，方便進行成品檢測。下圖(圖 3-27)為鈮酸鋰晶片座標。

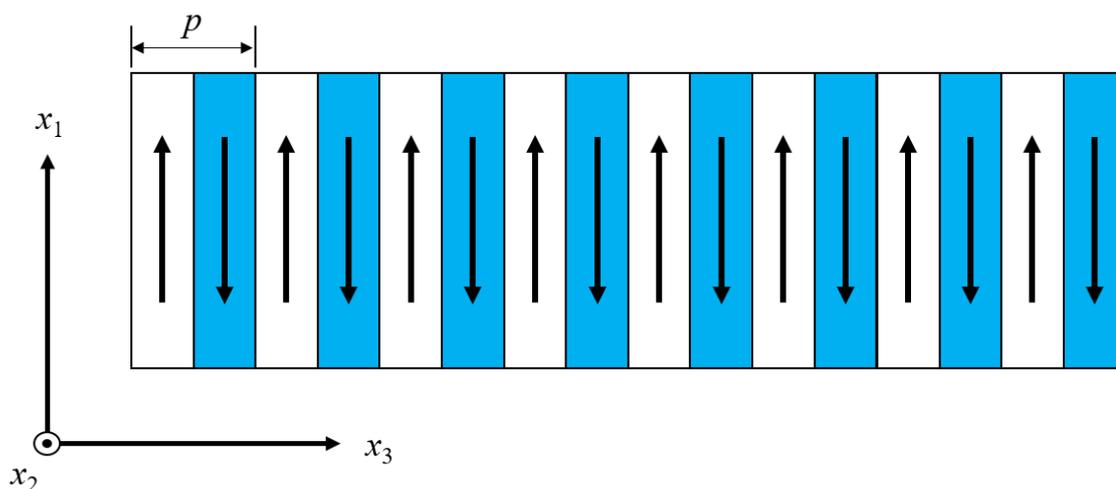


圖 3-27 鈮酸鋰晶片座標系

### 3.4.1 鈮酸鋰成品外觀比較

將蝕刻後的鈮酸鋰晶片置於光源下觀察其外觀，可以發現極化區域呈現半透明，未極化區域則仍呈透明。在分別極化厚度 500  $\mu\text{m}$  及 1000  $\mu\text{m}$  的鈮酸鋰晶片(圖 3-28)(圖 3-29)，可以發現厚度 500  $\mu\text{m}$  的晶片表面極化區域皆為半透明霧狀，表極化完整；由於厚度 1000  $\mu\text{m}$  的晶片有極化分布不均的現象，可以從圖(圖 3-30)之標示判斷，半透明霧狀區域為已極化，透明區域為未極化，厚度 1000  $\mu\text{m}$  的晶片有少部分仍呈現透明，判斷原因為該晶片厚度方向較厚導致晶尖垂直擴散期( tip propagation )時間較久，與後續迅速融合期( rapid coalescence )和橫向擴散期(wall propagation)會有部分時間同時進行，或是因厚度增加，使晶尖垂直擴散期路徑上接觸到的非均質部分機率增加，造成無法均勻極化，雖然已在光罩設計上讓極化此厚度晶片的時間拉長，但仍有部分區域出現未極化( Unpoled )的現象。

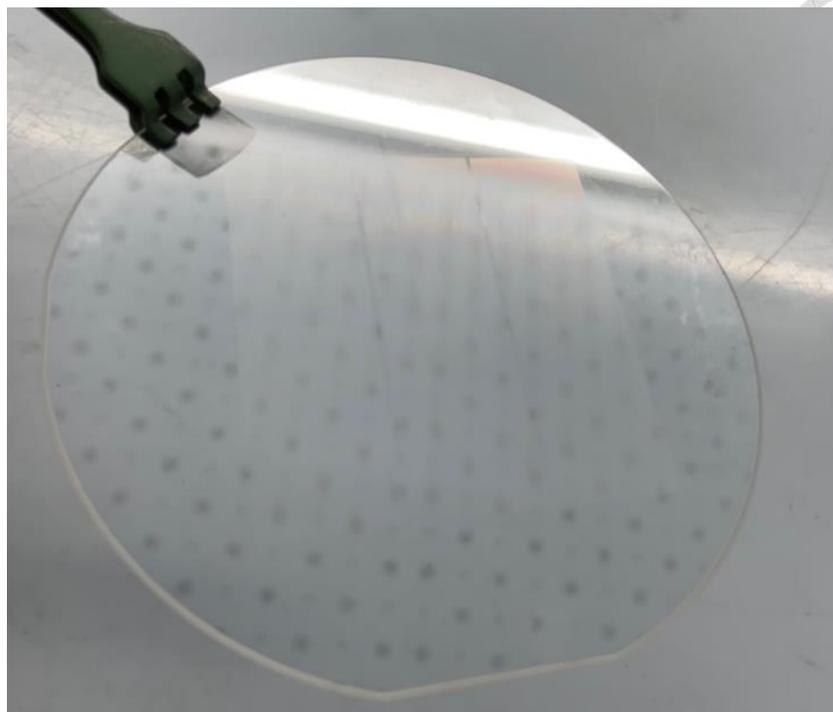


圖 3-28 厚度為 500  $\mu\text{m}$  的鈮酸鋰晶片極化後外觀

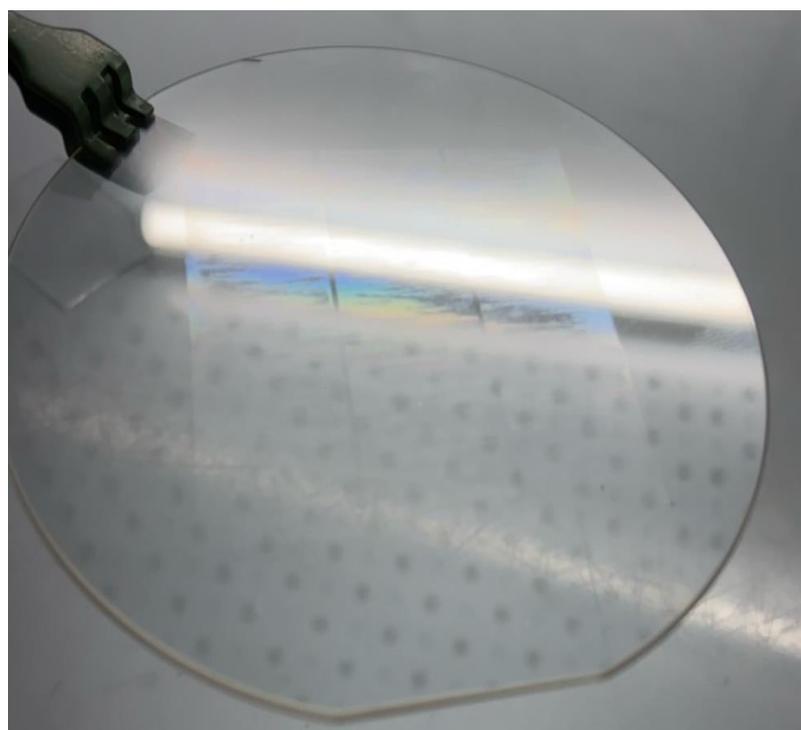


圖 3-29 厚度為 1000  $\mu\text{m}$  的鈮酸鋰晶片極化後外觀

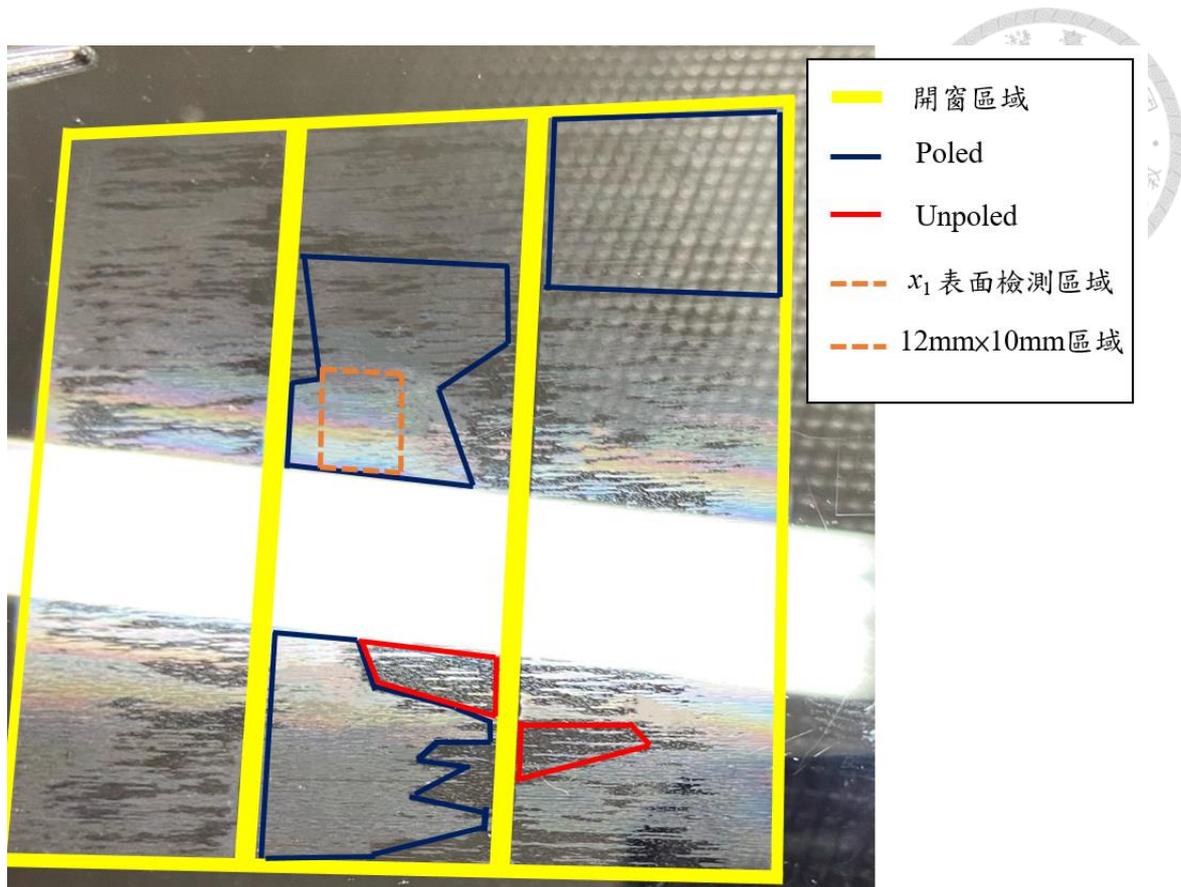


圖 3-30 厚度為 1000  $\mu\text{m}$  的鈮酸鋰晶片量測區域示意圖

經過觀察(圖 3-30)可以簡略計算已極化區域約為 75 - 80 %，且少有整片皆未極化的現象發生，其中多數透明區域皆有夾雜已極化的半透明區域，下一小節將對該晶片上表面  $x_1$  方向進行檢視，再進行剖面  $x_2$  方向檢測。

在進行表面及剖面檢測前，因應厚度 1000  $\mu\text{m}$  的 PPLN 極化不平均現象，故取(圖 3-30)中橘線部分進行分析檢驗，厚度 500  $\mu\text{m}$  的 PPLN 則切下相同面積且均勻極化的區域，使用半導體切割機(Dicing saw)進行切割該區域，面積均為 12 mm  $\times$  10 mm，成品為(圖 3-31)，各項檢測區域示意圖為(圖 3-32)

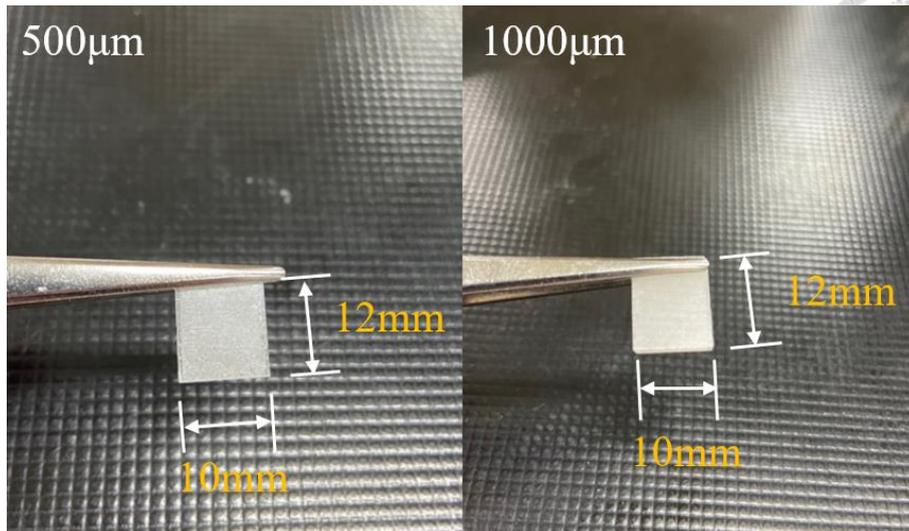


圖 3-31 經切割後的 PPLN

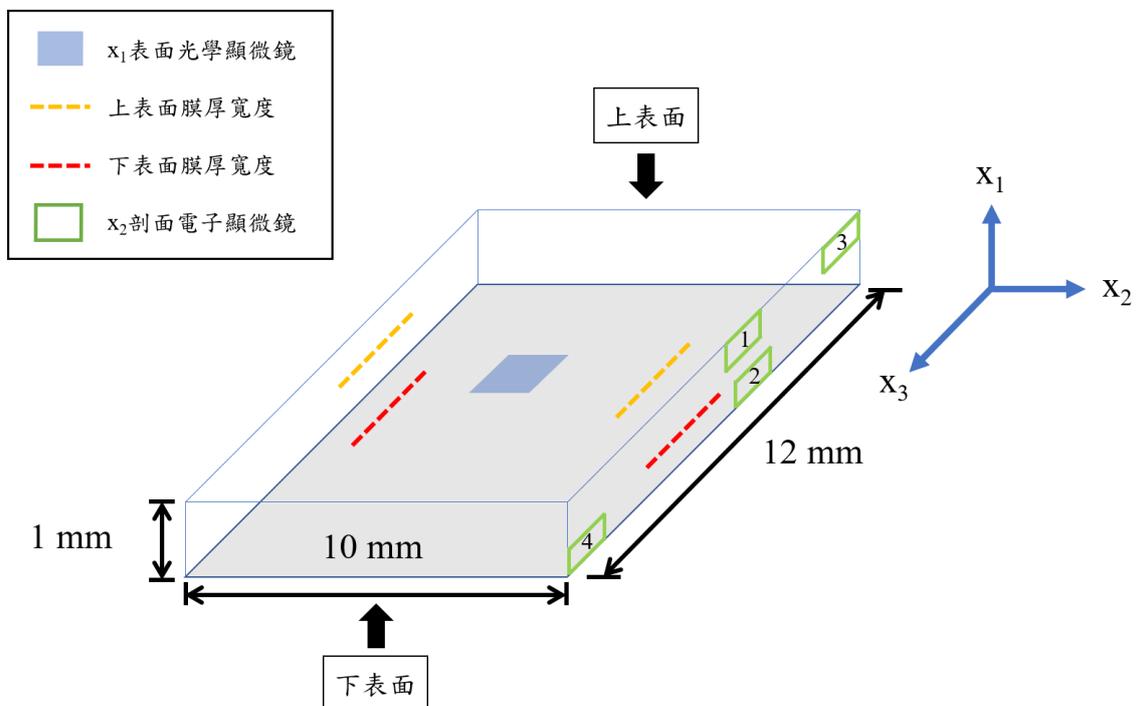


圖 3-32 各項檢測區域示意圖

### 3.4.2 $x_1$ 方向之表面檢測

如座標圖(圖 2-1)所定義鈮酸鋰晶片坐標系， $x_1$  為晶片厚度之方向。我們在  $x_1$  方向的表面進行蝕刻後，再分別利用光學顯微鏡跟表面輪廓儀進行檢測。此部分檢測由於 1000  $\mu\text{m}$  厚度未均勻極化，檢測範圍皆以完全極化區域為主



光學顯微鏡量測：

鈮酸鋰晶片在經過人為製造、加工、切割、拋光後的成品並非均值晶體，當晶體在迅速融合期時，若密度分布不均，易造成橫向擴散期的速率快慢不一，這個現象在  $x_1$  厚度方向越大時更加明顯，可以觀察到週期完整且由光學顯微鏡的比例尺可以得知在  $500\ \mu\text{m}$ 、 $1000\ \mu\text{m}$  厚度下一個週期的寬度分別為  $83.43\ \mu\text{m}$  和  $83.67\ \mu\text{m}$ (圖 3-33)(圖 3-34)，填充比分別為  $0.486$  和  $0.481$ ，且兩者週期線皆平行於晶片大平邊。

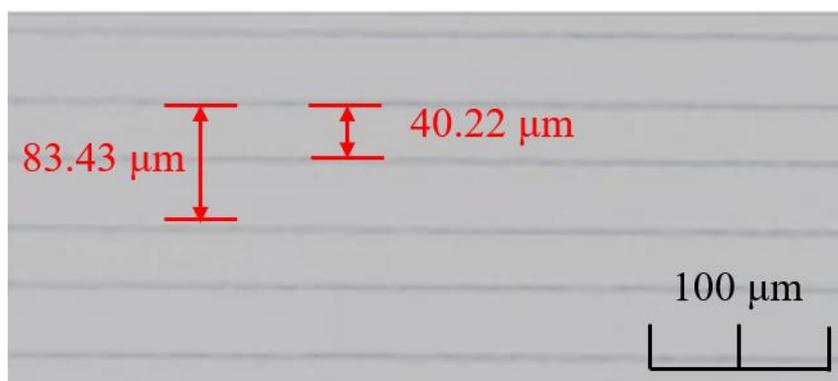


圖 3-33  $500\ \mu\text{m}$  厚度的 PPLN 表面極化檢測

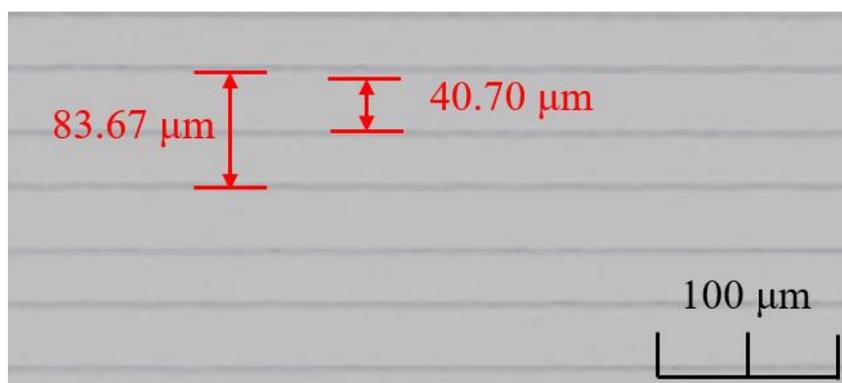


圖 3-34  $1000\ \mu\text{m}$  厚度的 PPLN 表面極化檢測

Surface Profiler 表面輪廓儀量測：

經由氫氟酸溶液的非等向性蝕刻，利用 Surface Profiler 量測功能量出正向跟負向極化區域的分布，掌控其填充比之外，若可以在晶片下表面(高壓電極化法負極

處)發現高低差情形，即代表整個 Z 軸方向的 LN 晶片皆有完整極化，兩側區域為(圖 3-32)中黃色及紅色虛線部分。從量測結果發現，500  $\mu\text{m}$  厚度的 PPLN 不論上下表面皆有極化過後正負向產生的高低差，以圖中 MR 線段作為寬度量測基準；因為 1000  $\mu\text{m}$  厚度的 PPLN 在極化分布上較不平均，因此對圖(圖 3-30)橘色框線處，此部分極化區域均勻，在上下表面亦有完整的極化現象。

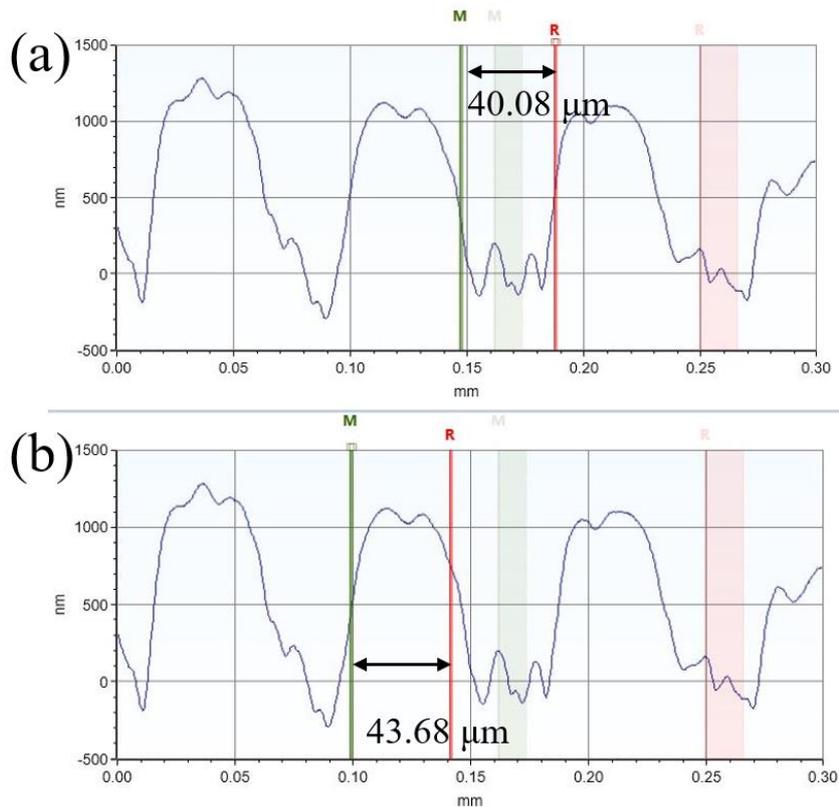


圖 3-35 500  $\mu\text{m}$  厚度的 PPLN 上表面寬度量測 (a)負向極化區 (b)正向極化區

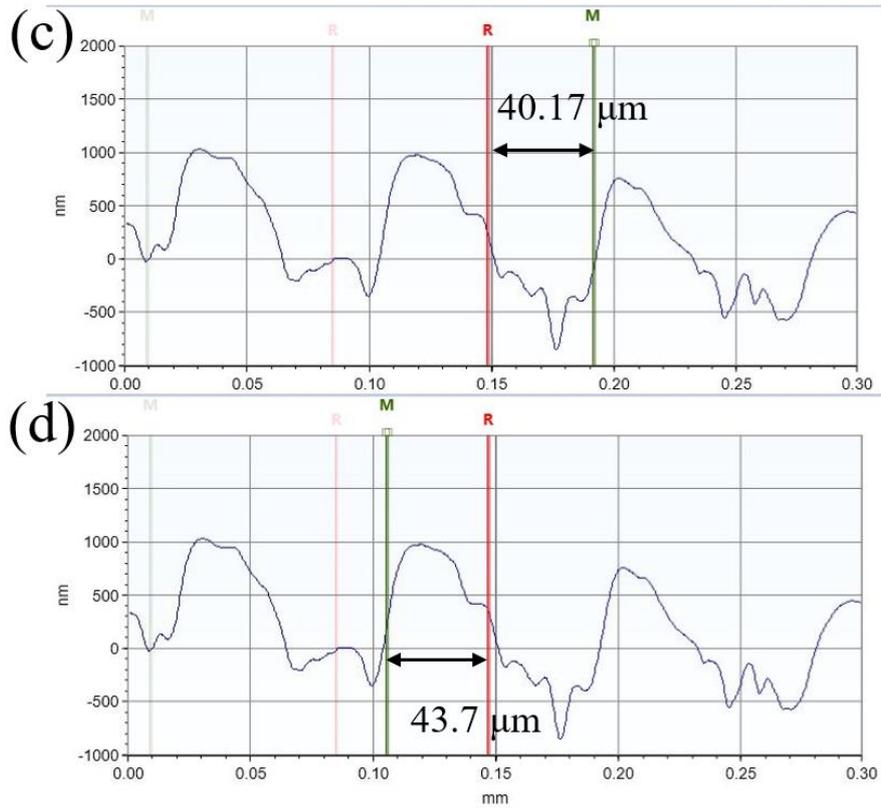


圖 3-36 500  $\mu\text{m}$  厚度的 PPLN 下表面寬度量測 (c)負向極化區 (d)正向極化區

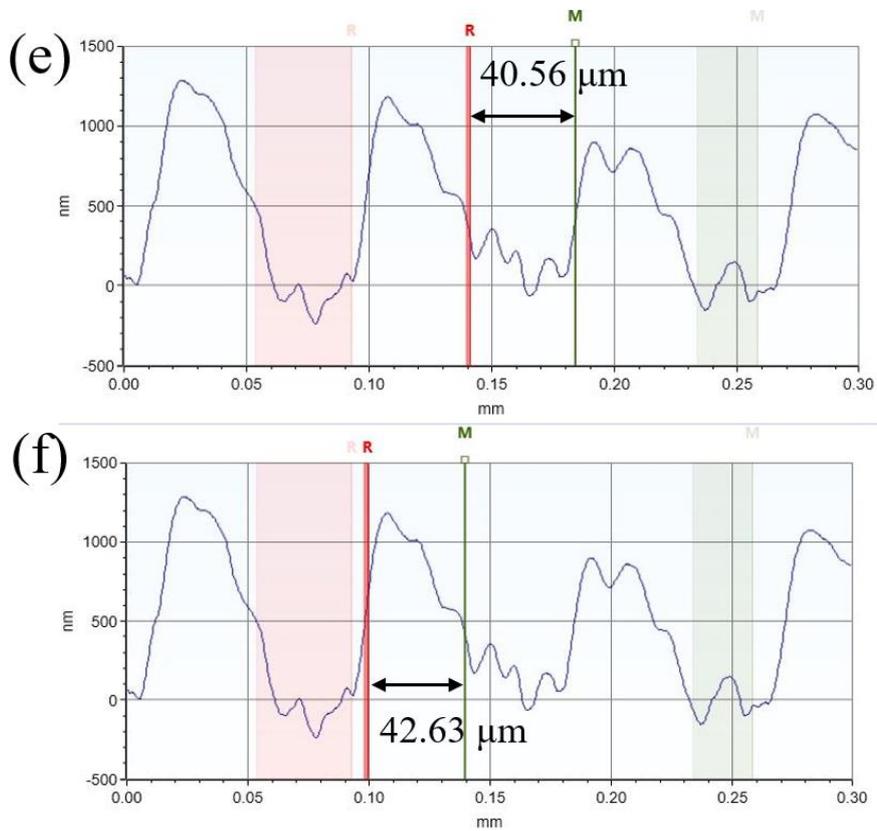


圖 3-37 1000  $\mu\text{m}$  厚度的 PPLN 上表面寬度量測 (e)負向極化區(f)正向極化區

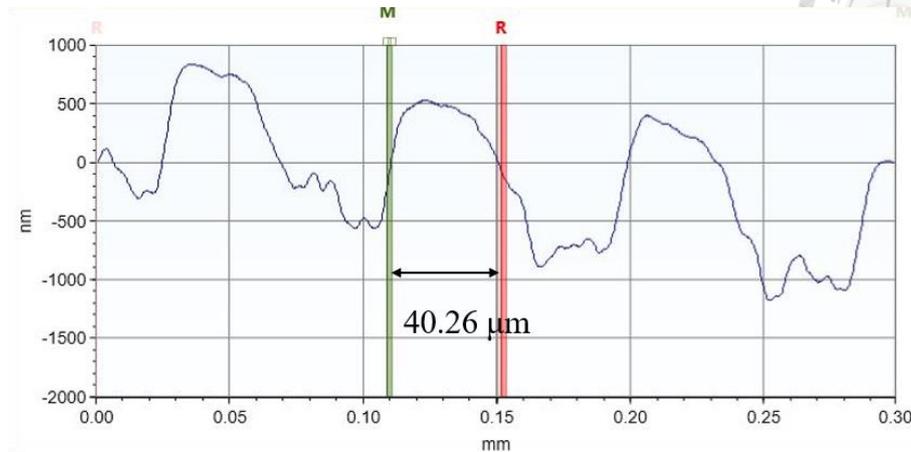


圖 3-38 1000  $\mu\text{m}$  厚度的 PPLN 下表面寬度量測

### 3.4.3 $x_2$ 方向剖面檢測

從上一小節可以得知，PPLN 在  $x_1$  厚度方向皆完整極化，此章節對 PPLN 的  $x_1$  方向之極化深度進行檢測，將觀測  $x_2$  方向之剖面，對該切面在  $x_2$  方向四個位置進行檢測(圖 3-32 綠框線處)，圖中顯示編號 1-4 是我們所檢測的區域，使用的量測儀器為 SEM 掃描電子顯微鏡，從(圖 3-39)-(圖 3-42)可以發現其剖面的填充比仍然維持與表面相同，且整體週期平整，證明極化有從晶片正面到背面 1000  $\mu\text{m}$ ，垂直極化效果好。

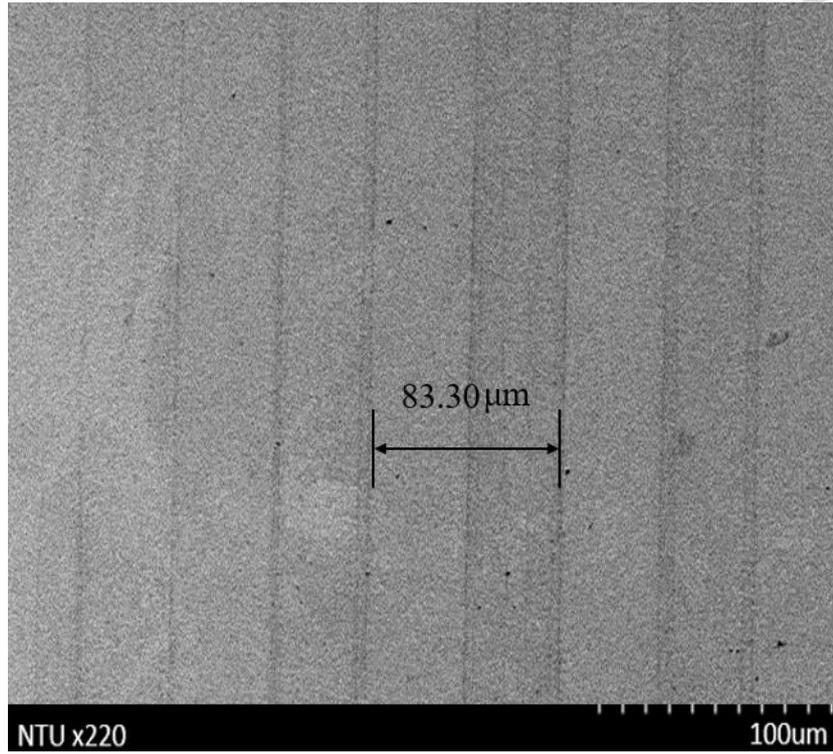


圖 3-39 厚度  $1000\ \mu\text{m}$  PPLN  $x_2$  剖面 1 號區域檢測圖

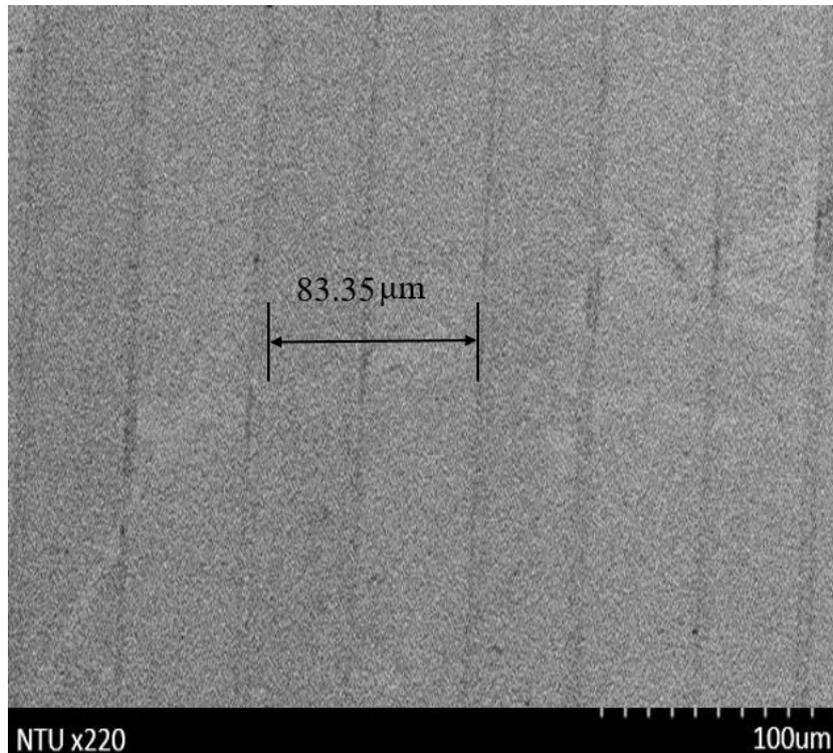


圖 3-40 厚度  $1000\ \mu\text{m}$  PPLN  $x_2$  剖面 2 號區域檢測圖

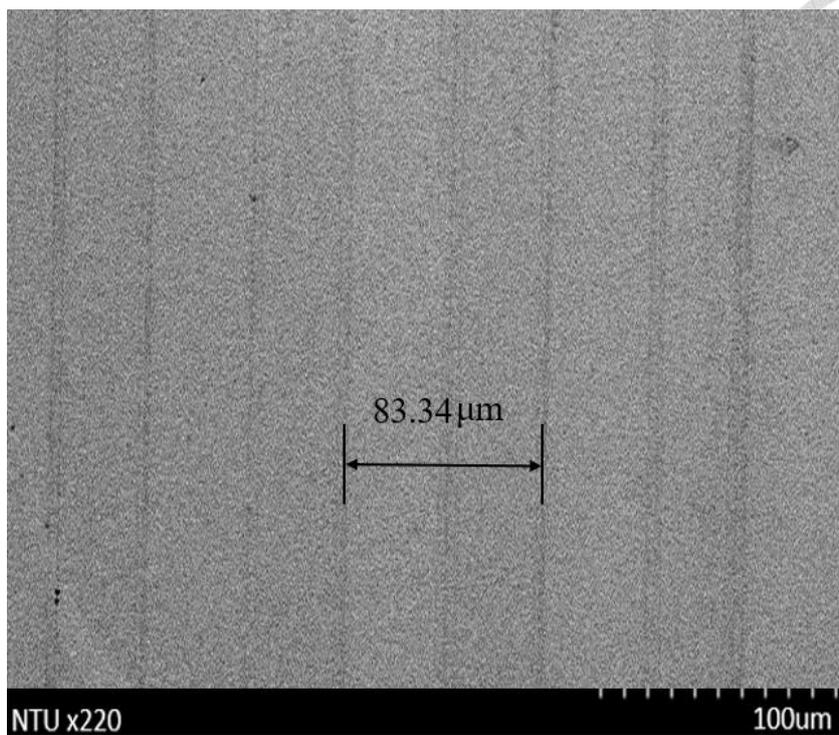


圖 3-41 厚度 1000 μm PPLN  $x_2$  剖面 3 號區域檢測圖

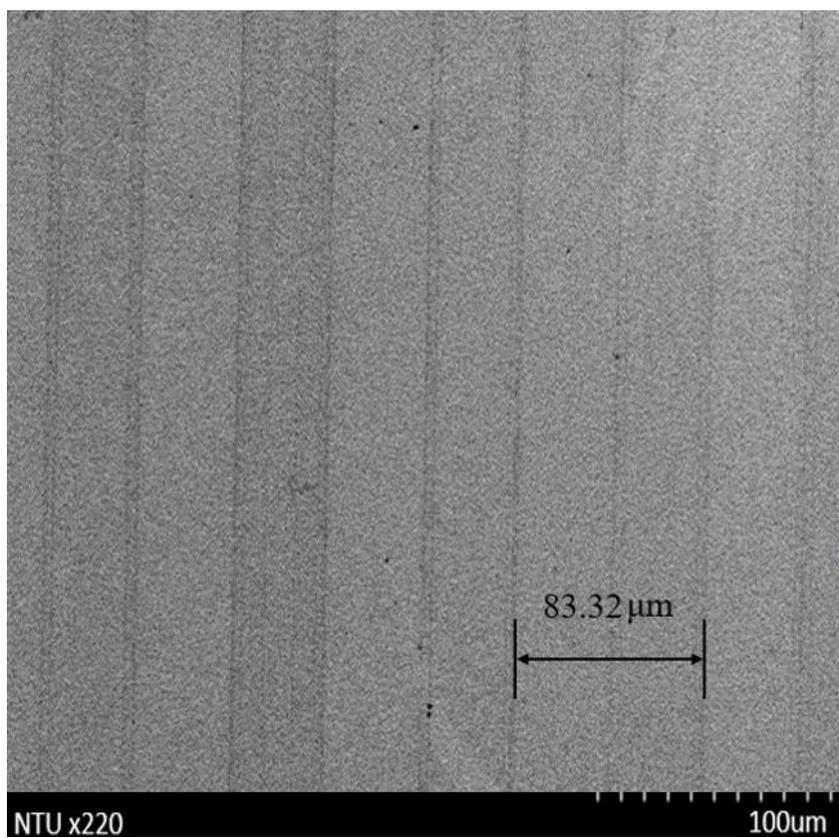


圖 3-42 厚度 1000 μm PPLN  $x_2$  剖面 4 號區域檢測圖

## Chapter 4 週期性極化鈮酸鋰天線的電磁輻射



### 4.1 三吋 PPLN 之反射係數 $S_{11}$ 量測

本研究為探討增加鈮酸鋰晶片材料厚度對電磁輻射產生增強的效果，將兩種不同厚度尺寸之 PPLN 分別作為訊號接收端，分析兩種厚度的壓電超晶格極子天線對應的電磁輻射接收效果。

由第二章的理論可以得知，我們針對 PPLN 的波傳行為探討  $E_1$ 、 $E_2$ 、 $u_3$  為主，本量測利用兩平行擺放之銅箔膠帶激發  $E_2$  方向之電場(圖 4-1)，SMA 接頭連接訊號源，此量測使用 VNA 做完量測器材，兩平行擺放的銅箔膠帶分別連接訊號源端及接地，其中使用的 VNA 有兩個埠極， $S_{11}$  參數是以埠 1 饋入鈮酸鋰晶片的電磁訊號與反射回埠 1 的電磁輻射功率比值，此參數以 dB 為單位(4.1)

$$dB = 10 \log\left(\frac{P_{reflect}}{P_{in}}\right) \quad (4.1)$$

其中  $P_{in}$  為輸入之電磁功率， $P_{reflect}$  為反射功率。

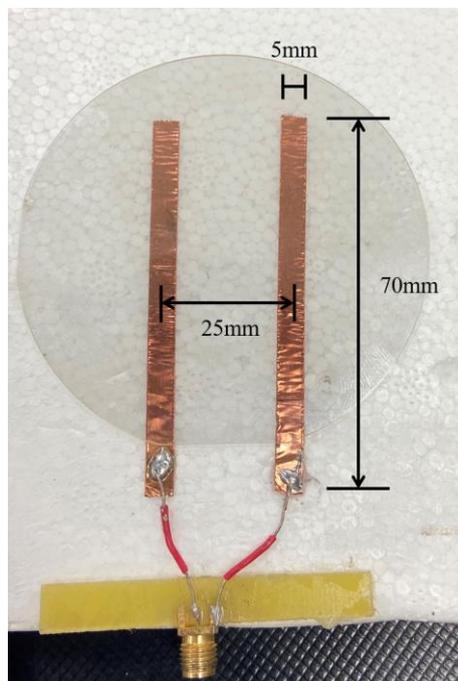


圖 4-1 3 吋 PPLN 量測裝置



#### 4.1.1 未極化之鈮酸鋰晶片的反射係數量測

量測兩尺寸 500  $\mu\text{m}$ 、1000  $\mu\text{m}$  中未極化之鈮酸鋰晶片的反射係數  $S_{11}$ (圖 4-2)(圖 4-3)，觀察兩者數值，可以發現兩者的峰值大小、頻率疏密程度不盡相同，厚度為 500  $\mu\text{m}$  的在間隔約 7 MHz 會出現峰值、厚度為 1000  $\mu\text{m}$  的在間隔約 3.5 MHz 出現峰值，此現象為厚度方向產生的板波共振頻率，以下為共振角頻率的公式(4.2)。

$$f = \frac{\bar{n}}{h} \sqrt{\frac{C_{11}}{\rho}} \quad (4.2)$$

其中  $h$  表示厚度，雖每片空白鈮酸鋰晶片的共振頻率不一定相同，但間隔頻率仍趨近公式得出的倍頻數值。

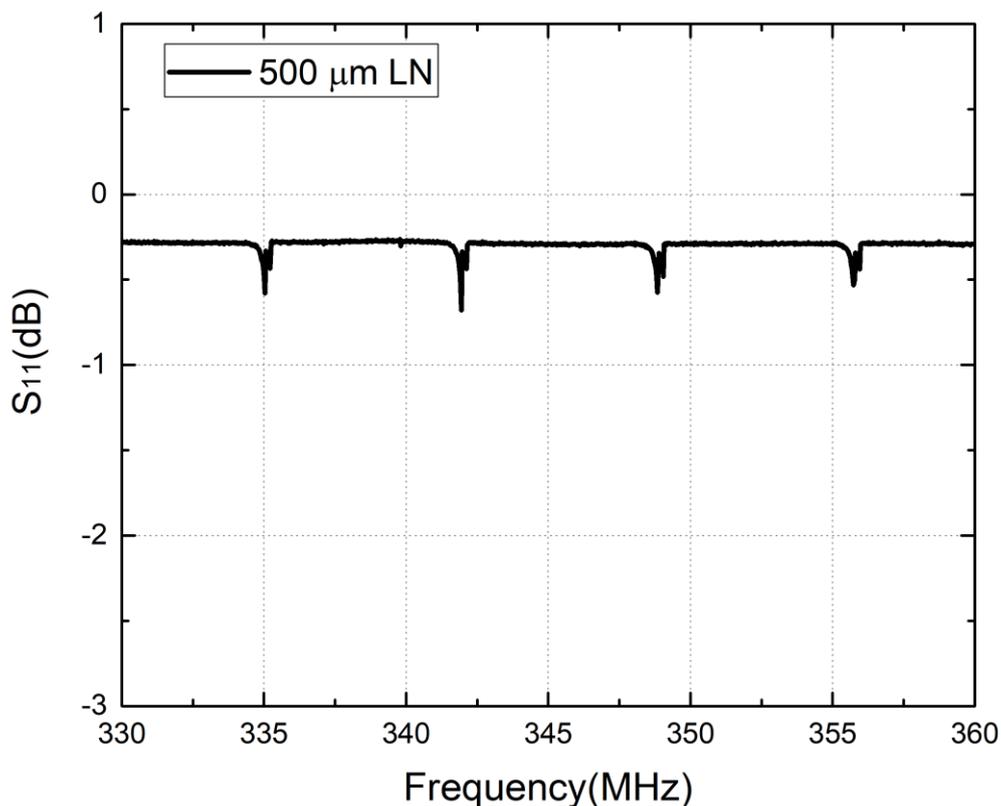


圖 4-2 500  $\mu\text{m}$  的空白鈮酸鋰晶片反射係數[75]

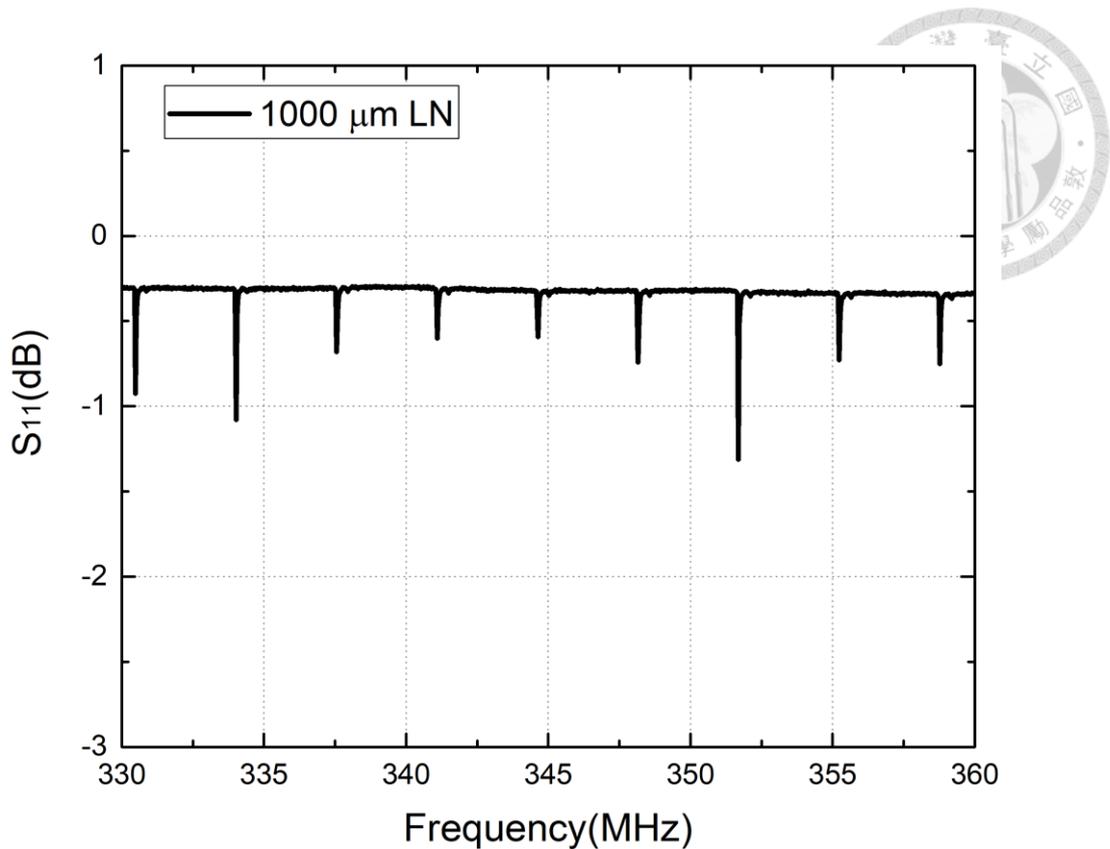


圖 4-3 1000  $\mu\text{m}$  的空白鈮酸鋰晶片反射係數[75]

進而討論兩種不同厚度量測的峰值，可以從 1000  $\mu\text{m}$  晶片的量測結果發現該厚度的  $S_{11}$  振幅較大，500  $\mu\text{m}$  晶片峰值約為 -0.7 dB，帶入(4.1)可得到  $\frac{P_{reflect}}{P_{in}}$  約為 0.85，因此有 15% 的能量以機械波的形式饋入鈮酸鋰晶片而並未反射回端口；1000  $\mu\text{m}$  晶片峰值約為 -1 dB， $\frac{P_{reflect}}{P_{in}}$  則約為 0.79，代表有 21% 的能量饋入。 $S_{11}$  量測是為了瞭解在各頻率下有多少能量會饋入 PPLN 而轉變為機械能或是電磁能，經由以上討論可以發現在不同厚度且都是未進行微機電製程極化的情況下，有更多的能量饋入 1000  $\mu\text{m}$  晶片而未被反射，下個章節將會比較兩種厚度且皆有極化的條件下，對應的頻率在  $\Omega=1$  附近之反射係數比較。

#### 4.1.2 已極化之三吋鋯酸鋰晶片在不同厚度下的反射係數量測

圖(圖 4-4)為厚度 500  $\mu\text{m}$  之 PPLN 在 78-82 MHz 的反射係數，可以觀察到 79.85 MHz，能量進入 PPLN 後不反射回網路分析儀。由壓電超晶格理論可知在  $\Omega = 1$  時能量轉換為機械能，顯示有 -5 dB 左右，代表超過 68% 的能量饋入後在 PPLN 內部形成機械波，此頻率即為共振頻率  $\Omega_b$ 。在 80-80.3 MHz 之間  $S_{11}$  下降，顯示還有其它機制造成能量會饋入 PPLN。 $\Omega_r$  即為本文所探討，因為壓電超晶格產生的電磁輻射所對應頻率，在此頻率範圍  $\Omega = 1.03$  時將以極子波的形式在 PPLN 內部傳遞，由於  $\Omega_r$  反射係數僅有約 -2.7 dB，代表約有 47% 的能量在晶體內以極子波形式傳遞。

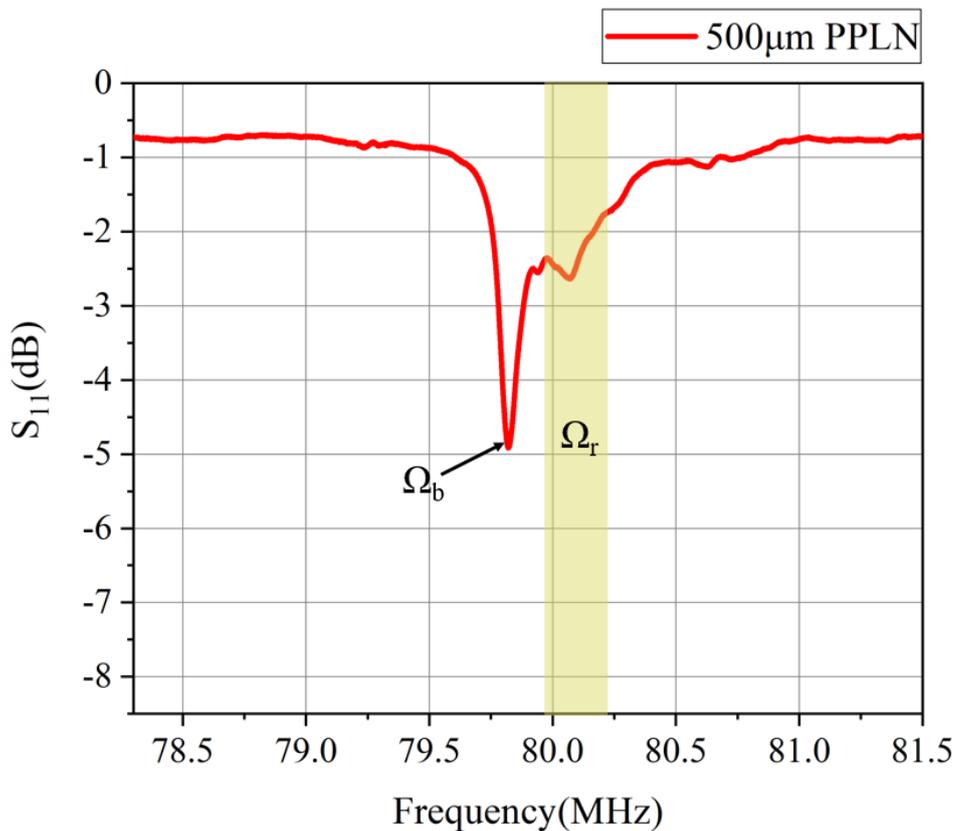


圖 4-4 500  $\mu\text{m}$  PPLN 在 80 MHz 附近的反射係數

接著比較厚度 1000  $\mu\text{m}$  之 PPLN 在 78-82 MHz 的反射係數(圖 4-5)，可以發現在約 79.75 MHz 處有最大峰值，此處我們視為共振頻率  $\Omega_b$ ，此處有約 -7.5 dB，表示有 83% 左右的能量饋入晶體形成機械波，較 500  $\mu\text{m}$  之 PPLN 的比率高。 $\Omega_r$  反射

係數約-4.5 dB，代表約有 65%的能量在晶體內以極子波型式傳遞。

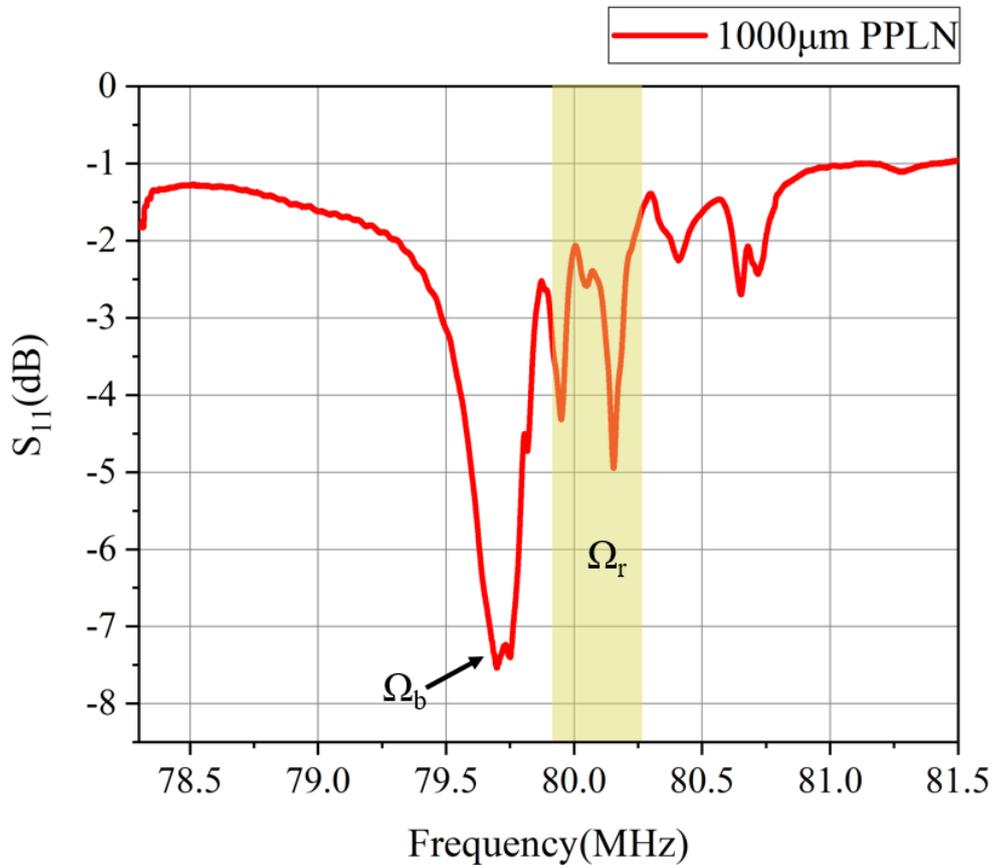


圖 4-5 1000  $\mu\text{m}$  PPLN 在 80 MHz 附近的反射係數

比較兩種不同厚度的 PPLN 在  $S_{11}$  的量值(圖 4-6)，可以發現厚度 1000  $\mu\text{m}$  PPLN 的量測結果，與預估在  $\Omega_r$  為 80 MHz 產生些微頻偏，此部分為製程週期極化上之誤差。而不論在機械波或是電磁波的頻段，1000  $\mu\text{m}$  PPLN 之頻寬比 500  $\mu\text{m}$  PPLN 大，可以呼應偶極天線 dipole 長度越長，品質因子越小之理論。

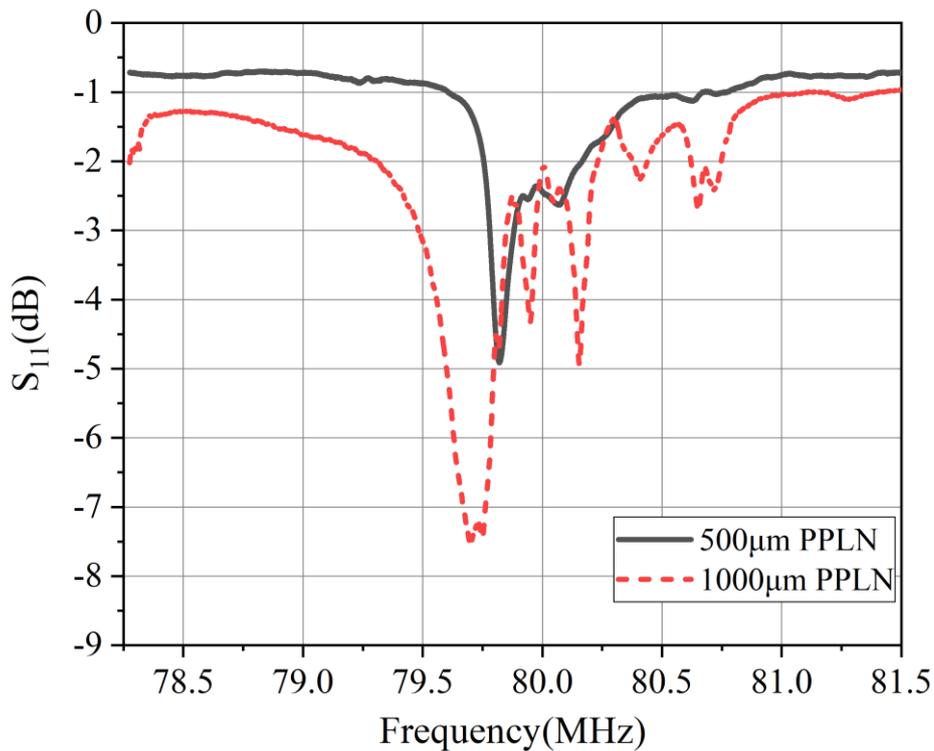


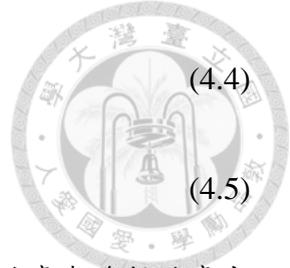
圖 4-6 500 μm 與 1000 μm PPLN 的反射係數比較

## 4.2 三吋 PPLN 之遠場穿透係數 S<sub>21</sub> 量測

本研究進行遠場輻射量測，已知壓電超晶格能有效地在內部轉換機械與電磁場，將其作為訊號接收端 VNA 埠 1；埠 2 連接偶極天線 AD-100 作為訊號發射端，量測 S<sub>21</sub> 參數。若考慮兩者皆為理想天線，則增益(Gain)與指向性(Directivity)相等，加上有效孔徑面積(Antenna Effective Aperture)的理論可以將增益表示為：

$$G = D = \frac{4\pi}{\lambda^2} A_e \quad (4.3)$$

對接收天線而言，其增益為輻射強度比上全向性天線的輻射強度，我們只需以發射天線為任意天線時的輻射功率密度(4.4)，而考慮到天線具有損耗、天線有效口徑面積  $A_e$ ，功率密度乘上天線的有效孔徑面積等於接收天線所接收到的能量(4.5)



$$S = \frac{P_t G_t}{4\pi r^2} (W/m^2) \quad (4.4)$$

$$P_r = S A_e = \frac{P_t G_t}{4\pi r^2} A_e (W) \quad (4.5)$$

將(4.4)式代入式(4.5)中，可以推導出對於此種天線系統而言接收功率與發射功率由增益所定義的比值(4.6):

$$\frac{P_r}{P_t} = G_r G_t \left(\frac{\lambda}{4\pi r}\right)^2 \quad (4.6)$$

此式為弗里斯傳輸方程式(Friis Equation)，為天線接收端所能接收到的最大能量，若考慮實際情況，天線真正的增益會受天線阻抗不匹配、導體損耗或介電質損耗而下降，進而影響到接收端能量的大小(4.7):

$$G_{realized} = D \times \eta \times (1 - |\Gamma|^2) = D \times e_{AT} \quad (4.7)$$

整理上述，我們可以將天線的輻射效率表示為(4.8):

$$\eta_{rad} = \frac{G\lambda^2}{4A_e\pi} \quad (4.8)$$

#### 4.2.1 利用網路分析儀量測遠場輻射

使用 AD-100 偶極天線作為訊號輸出端(Port 2)，PPLN 晶片作為接收端(Port 1)，此晶片電磁輻射頻率為 80 MHz，欲符合遠場量測條件兩埠間須超過 7.5 公尺(圖 4-7)，另外為了避免地面所造成的反射，也需與地面維持 1 公尺的距離。待測晶片包含厚度為 500  $\mu\text{m}$  之 PPLN 與 LN，厚度為 1000  $\mu\text{m}$  之 PPLN 與 LN，以及未放置任何晶片的銅箔電極載台互相比較(圖 4-8)(圖 4-9)。

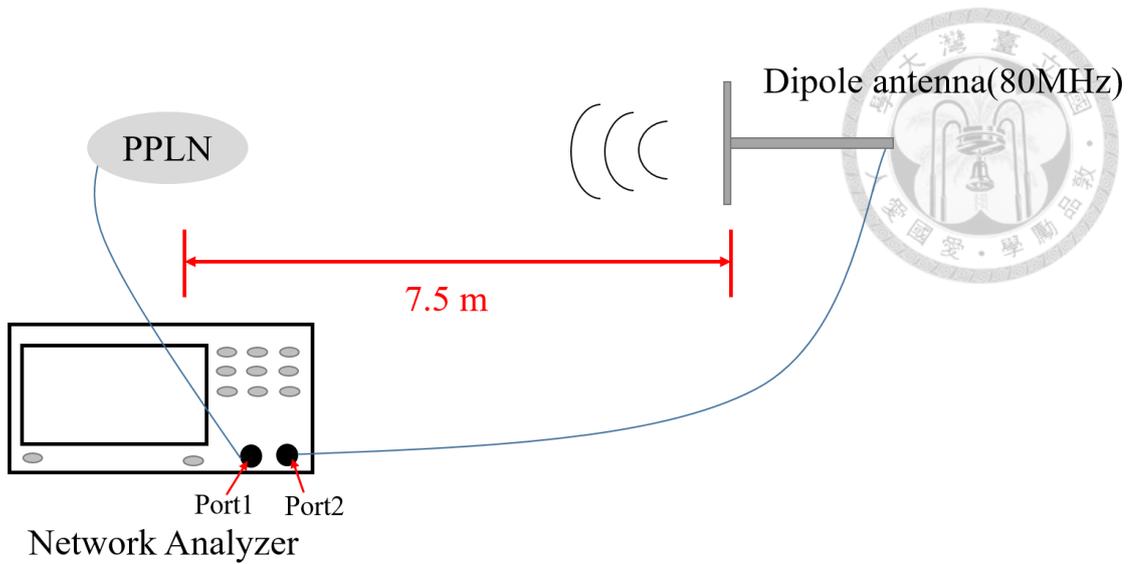


圖 4-7 遠場  $S_{21}$  量測示意圖

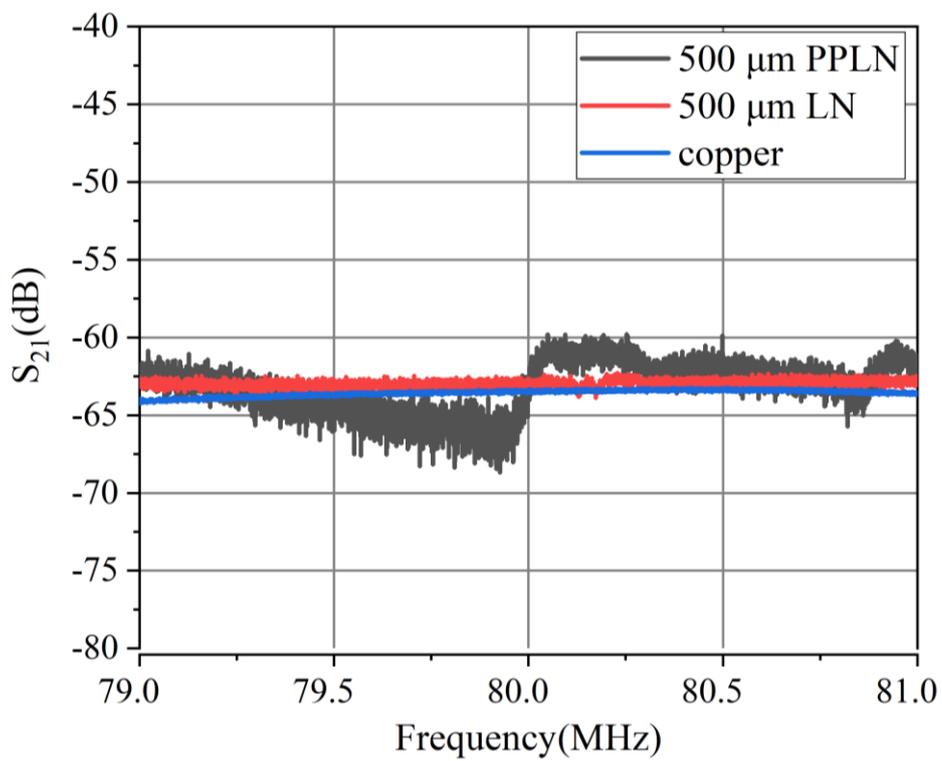


圖 4-8 500  $\mu\text{m}$  PPLN、LN 與銅箔電極在 80 MHz 附近的  $S_{21}$

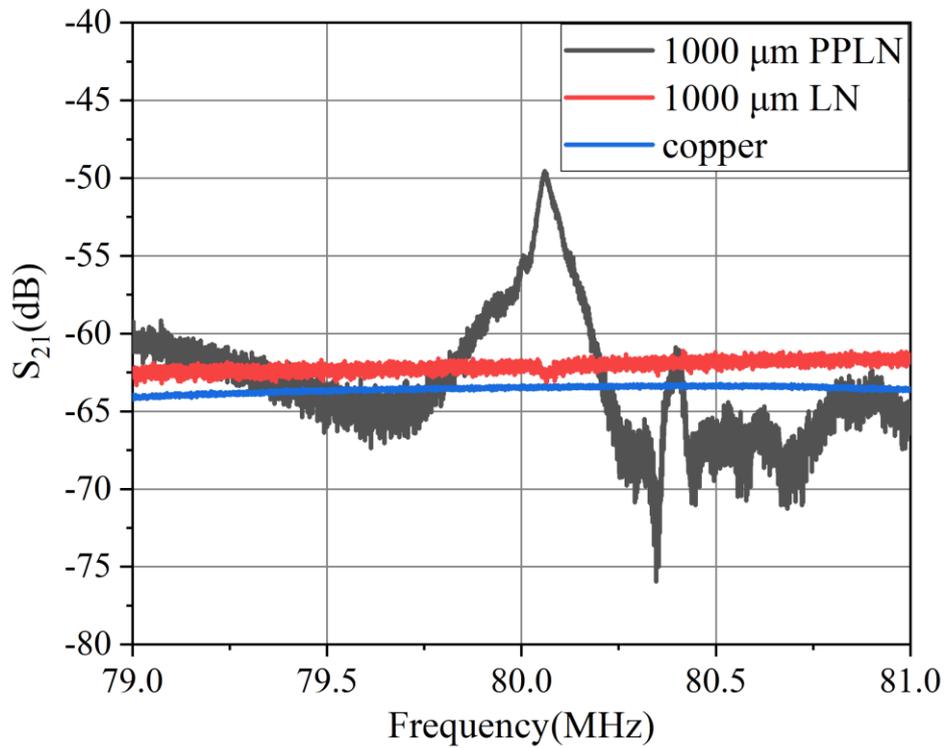


圖 4-9 1000 μm PPLN、LN 與銅箔電極在 80 MHz 附近的  $S_{21}$

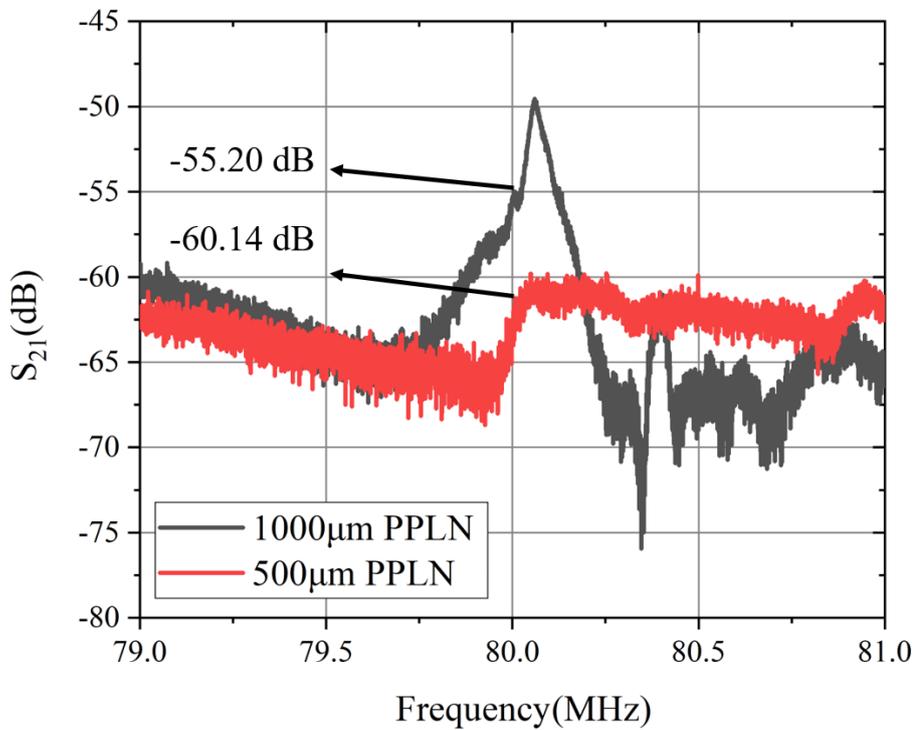


圖 4-10 1000 μm 與 500 μm 之 PPLN  $S_{21}$  比較圖

由(圖 4-10)可以發現，厚度 1000  $\mu\text{m}$  之 PPLN 在 80 MHz 的  $S_{21}$  比厚度 500  $\mu\text{m}$  的 PPLN 高 4.96 dB，說明厚度 1000  $\mu\text{m}$  的 PPLN 在電磁接收能力較 500  $\mu\text{m}$  的 PPLN 佳。



### 4.3 利用頻譜分析儀量測遠場輻射

本研究利用頻譜分析儀( Spectrum Analyzer )來量測所接收的訊號所對應之頻率。此實驗量測中，訊號輸出端以 AD-100 偶極天線連接訊號產生器，輸出功率為 -20 dBm，設定輸出頻率為 80 MHz，為達到最大輻射功率，使用半波長偶極天線，偶極天線長度需以共振頻尺寸  $\lambda/2$  為標準，設定偶極天線長度為 1.875 m 如圖(圖 4-11)；接收端則是 PPLN 連接頻譜分析儀，但由於量測遠場時，接收與發射端至少需相隔 7.5 公尺以上，由於 PPLN 為電小天線，在遠場接收效果不佳，在頻譜分析儀量測到的結果會被雜訊掩蓋，為此需要用到前置放大器( Pre-Amplifier )，在接收天線與頻譜分析儀之間加入此儀器可以使功率放大 2000 倍，讓峰值更加顯著，(圖 4-12)為實驗示意圖。

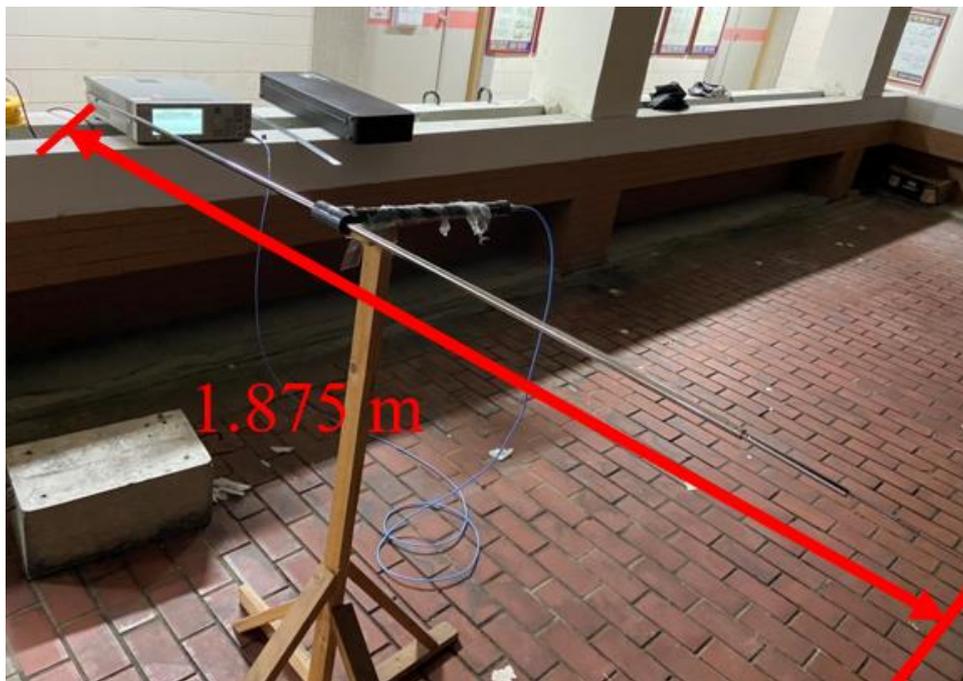


圖 4-11 偶極天線擺設與長度

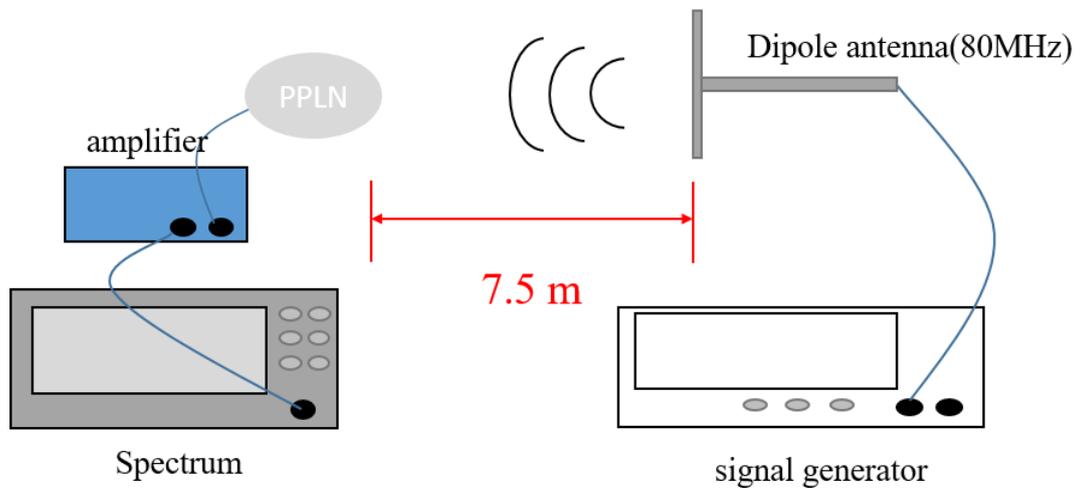
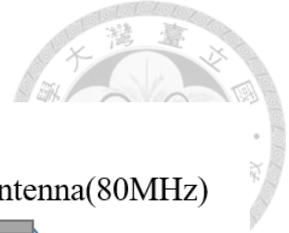


圖 4-12 頻譜分析儀實驗量測示意圖

另外，頻譜分析儀所量測的數值為  $dBm$ ，其定義為(4.9):

$$dBm = 10 \log \left( \frac{P_{receive}}{1 \text{ mW}} \right) \quad (4.9)$$

由於 PPLN 的量測是將鈮酸鋰晶片放置在銅箔電極上作為接收端，為了能精確比較不同尺度的 PPLN 對電磁輻射的接收能力，我們分別量測兩種不同厚度以及銅箔電極在 80 MHz 的接收能力，將量測數值經計算為功率，分別用厚度 1000  $\mu\text{m}$ 、500  $\mu\text{m}$  扣除銅箔電極之接收功率，即可看出單純 PPLN 天線在該頻段的接收能力，再將其值經運算改為原本的  $dBm$  值。

#### 4.3.1 三吋 PPLN 之遠場量測

我們以訊號產生器連接偶極天線產生 80 MHz 的電磁波時，激發 PPLN 上的單一頻率波傳，可以發現當訊號傳入晶片時，厚度 1000  $\mu\text{m}$ 、500  $\mu\text{m}$  與銅箔電極(尺寸如圖 4-1)在該頻率進行比較(圖 4-13)，厚度 1000  $\mu\text{m}$  的接收能力高約 2.23  $dBm$ ，可見厚度 1000  $\mu\text{m}$  的 PPLN 有較良好的輻射效率，接著將  $dBm$  值轉換為功

率(圖 4-14)，再將 1000  $\mu\text{m}$  與 500  $\mu\text{m}$  PPLN 之輻射接收功率扣除銅箔電極之輻射接收功率，其中 1000  $\mu\text{m}$  PPLN 的接收功率為 119.54 pW，相較 500  $\mu\text{m}$  PPLN 的 35.03 pW 約為 3.43 倍(圖 4-15)，最後將功率轉換回 dBm 值觀察其趨勢(圖 4-16)有 5.32 dBm 的差距。

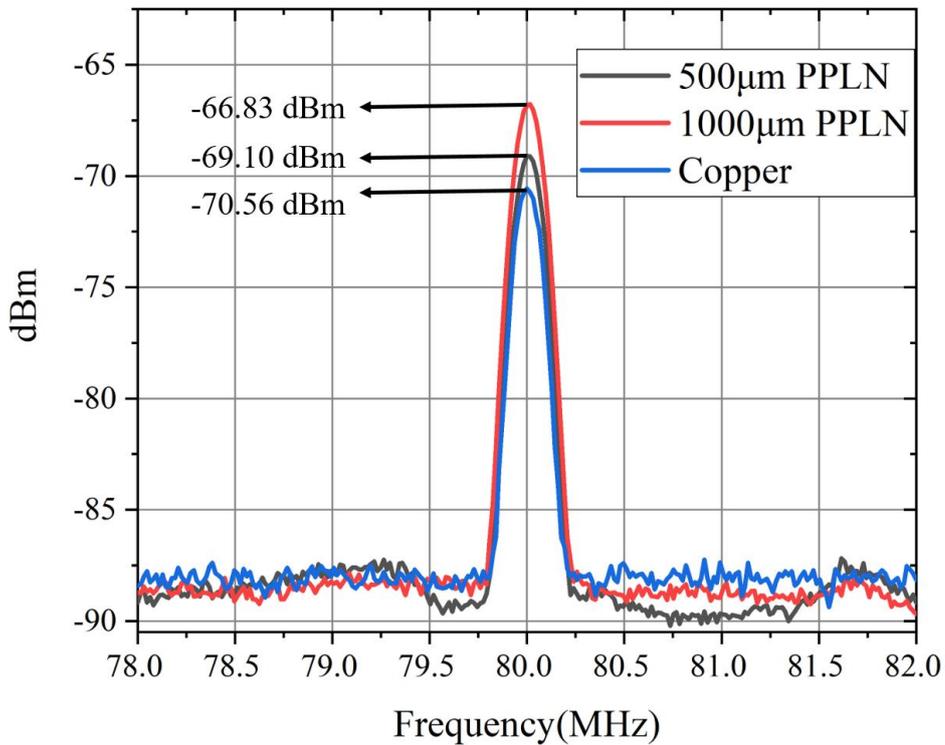


圖 4-13 兩種不同厚度之三吋 PPLN 於 80MHz 之接收頻譜

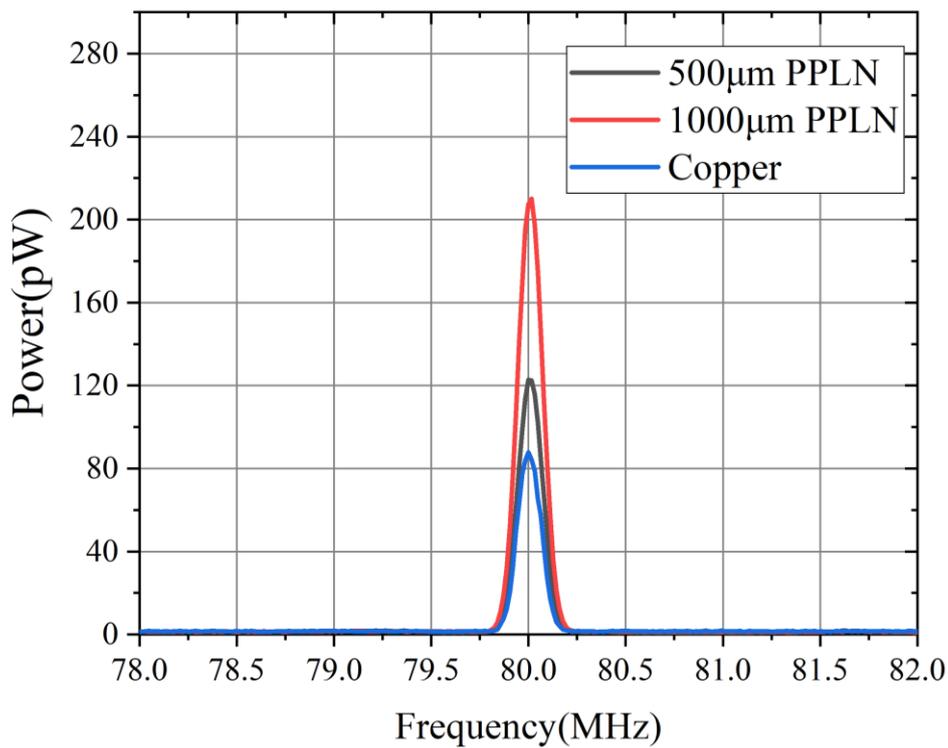


圖 4-14 兩種不同厚度之三吋 PPLN 於 80MHz 之接收功率

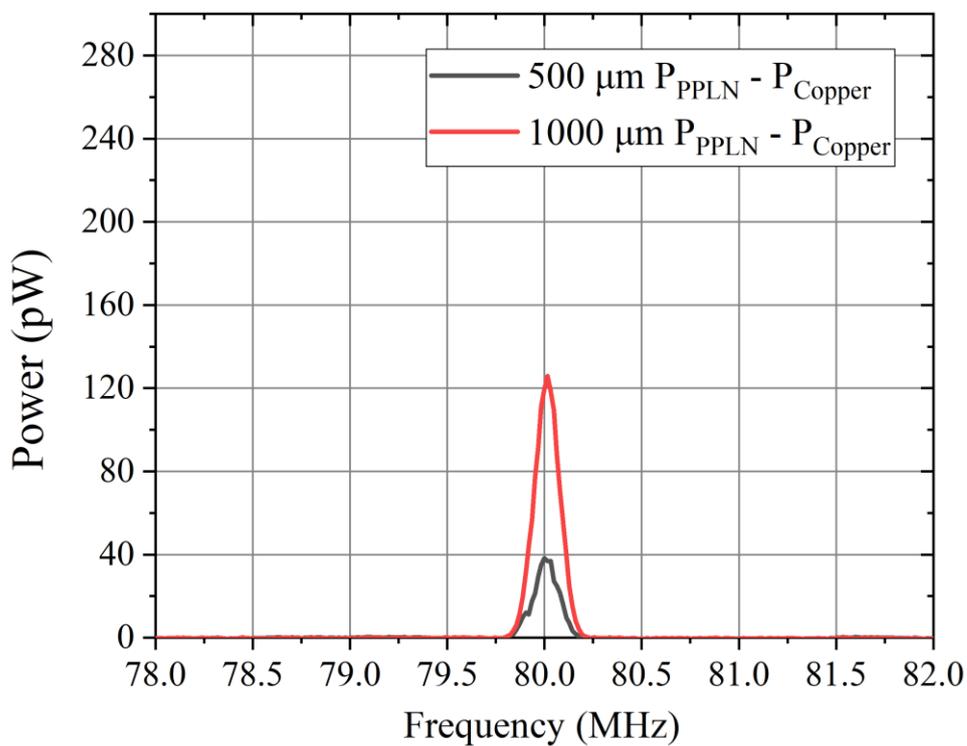


圖 4-15 兩種不同厚度之三吋 PPLN 扣除銅箔電極之接收功率

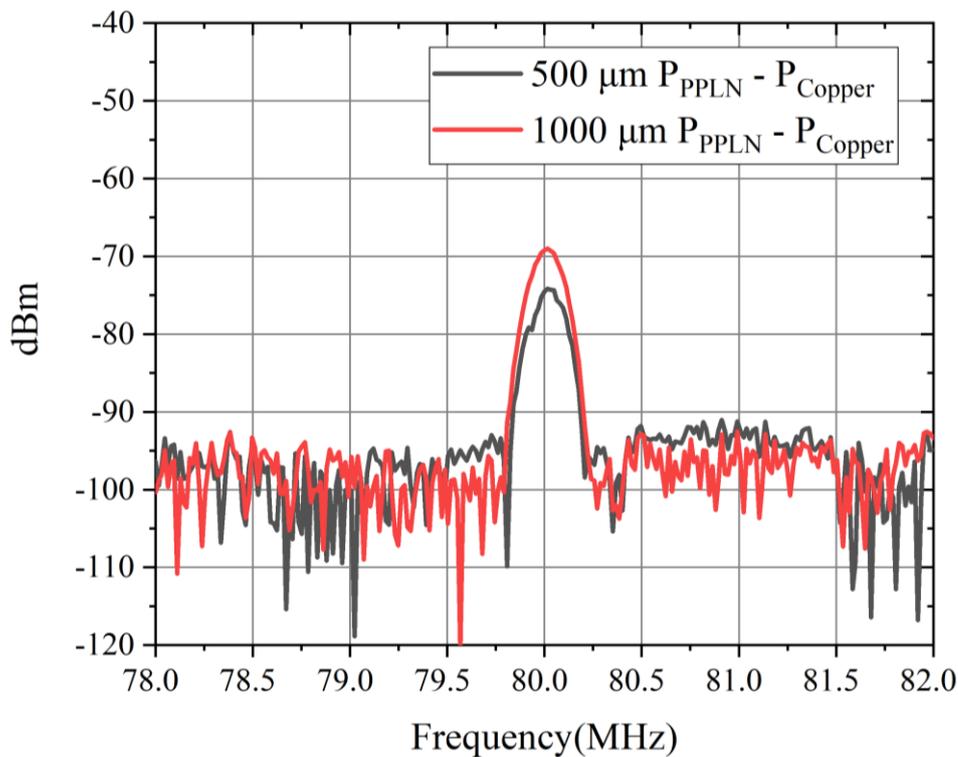


圖 4-16 兩種不同厚度之三吋 PPLN 扣除銅箔電極後頻譜

由以上量測可以發現，當厚度變為兩倍的情況，於目標頻率的電磁訊號接收效率會更好，由於此次製程下厚度 500  $\mu\text{m}$  之 PPLN 均勻極化，但厚度 1000  $\mu\text{m}$  之 PPLN 並未均勻極化，我們將進行下一階段的小晶片量測以求精準比較。

#### 4.3.2 均勻極化小尺寸 PPLN 之遠場量測

由於厚度為 1000  $\mu\text{m}$  之三吋 PPLN 晶片仍存在少數未均勻極化區域，為求實驗變因只存在厚度變化，因此於(圖 3-30)橘色虛線之範圍以 Dicing Saw 進行切割，比較面積皆為 12 mm  $\times$  10 mm、厚度分別為 500  $\mu\text{m}$  以及 1000  $\mu\text{m}$  之完整極化鈮酸鋰晶片(圖 4-18)，該小晶片已在第三章證實皆均勻極化且填充比完整，此部分的實驗將同樣以頻譜分析儀搭配前置放大器( Amplifier )進行量測，其裝置連接方式(圖 4-12)如同此章，唯獨放置 PPLN 小晶片的載台尺寸縮小，如(圖 4-17)所示，晶片擺放方式一樣是銅箔電極長度方向垂直鈮酸鋰週期線以此量測  $E_2$  方向

電場。為量測電磁訊號以平面波方式進入 PPLN，輸出端以 AD-100 偶極天線連接訊號產生器，輸出振幅為-20 dBm，且經計算 12 mm × 10 mm PPLN 上有約 140 個週期數。

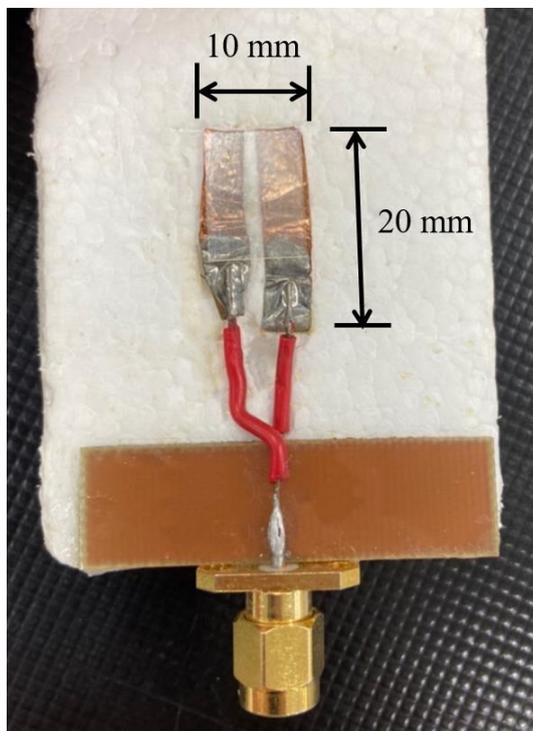


圖 4-17 適用於 12 mm × 10 mm PPLN 之載台

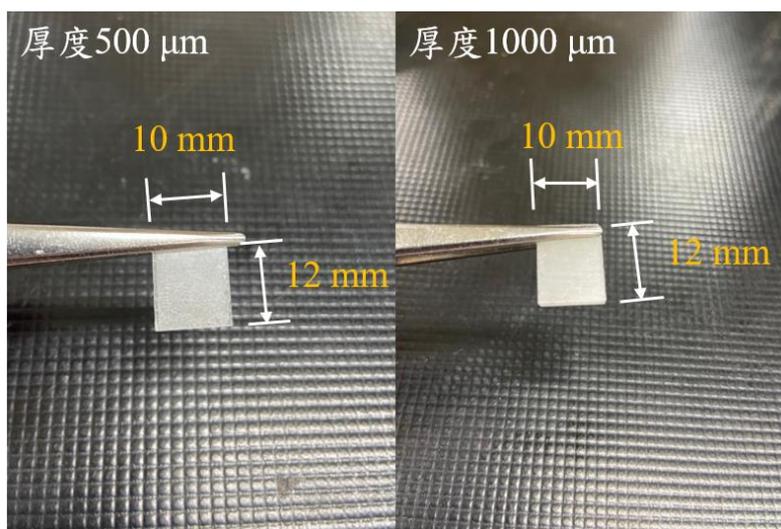


圖 4-18 面積、週期數相同之兩種不同厚度的 PPLN

因 PPLN 已被切割，首先檢驗兩種不同厚度的微型 PPLN 在 79.7 至 80.3 MHz 頻段的電磁接收能力，須先以頻譜分析儀對兩種不同厚度的微型 PPLN 進行每 0.1 MHz 一次的掃頻(圖 4-19)(圖 4-20)，再經計算為功率(圖 4-21)(圖 4-22)，又因輸出端設定均為-20 dBm，因此可將此圖轉換為  $S_{21}$  之形式(圖 4-23)(圖 4-24)。

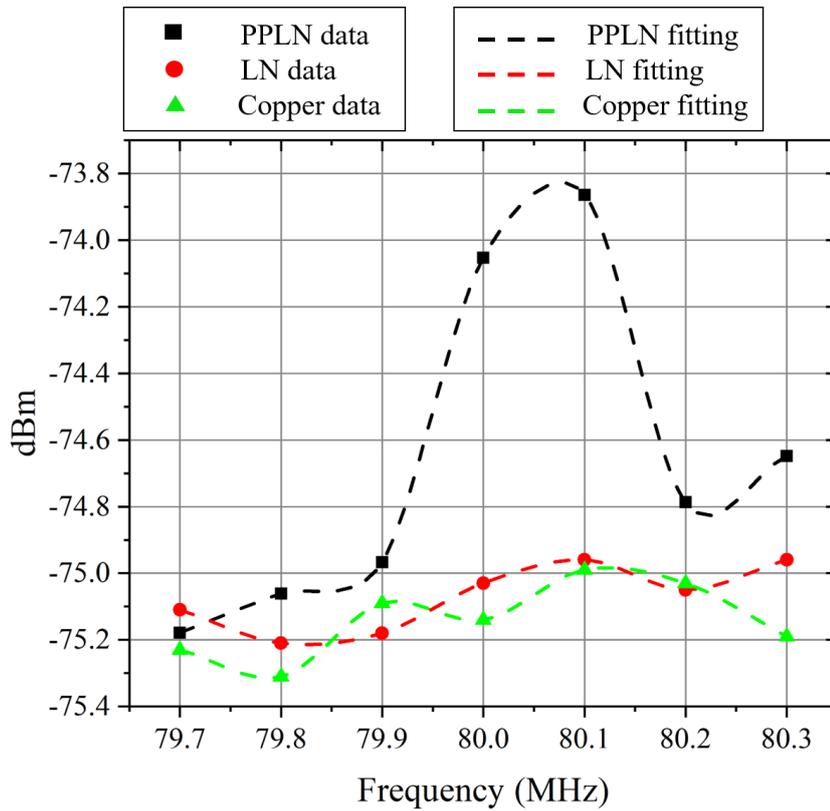


圖 4-19 厚度 500  $\mu\text{m}$  的微型 PPLN 在 79.7 – 80.3 MHz 之頻譜

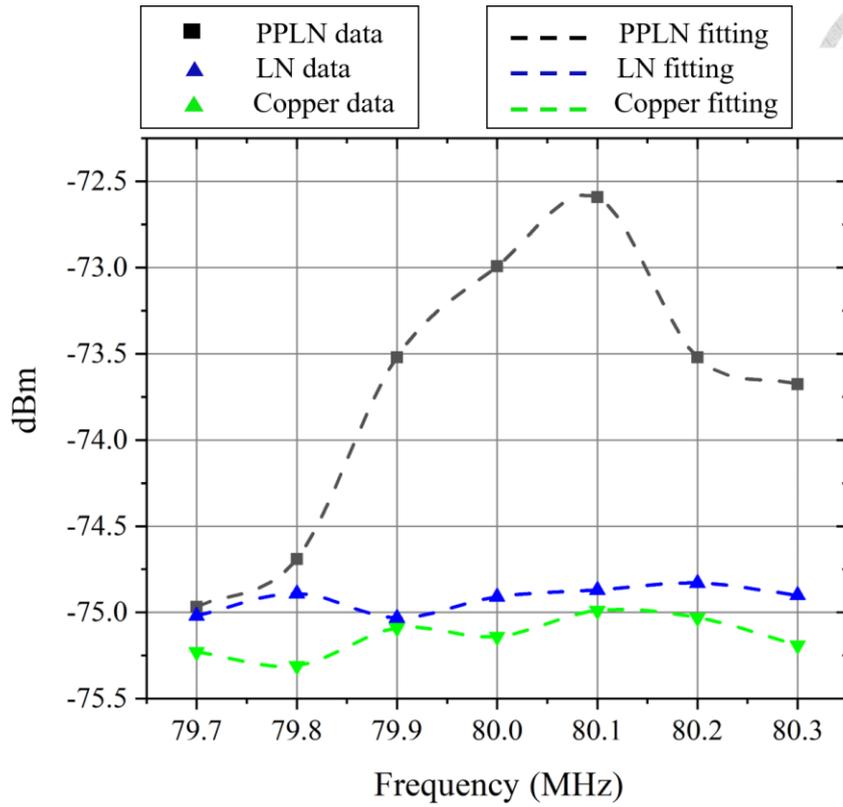
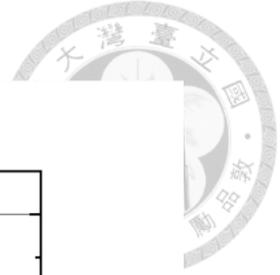


圖 4-20 厚度 1000  $\mu\text{m}$  的微型 PPLN 在 79.7 – 80.3 MHz 之頻譜

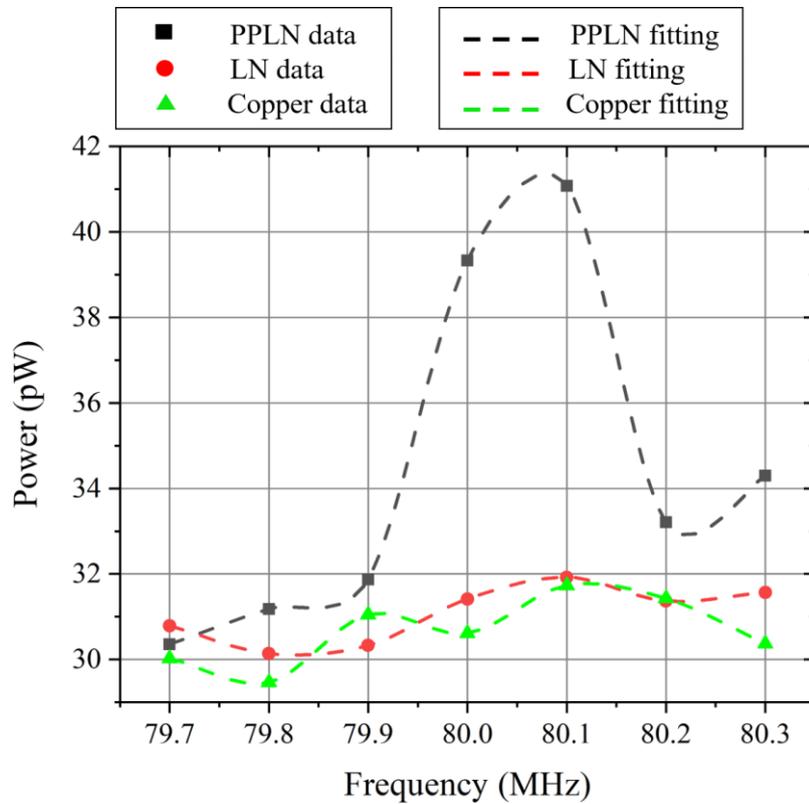


圖 4-21 厚度 500  $\mu\text{m}$  的微型 PPLN 在 79.7 – 80.3 MHz 之電磁接收功率

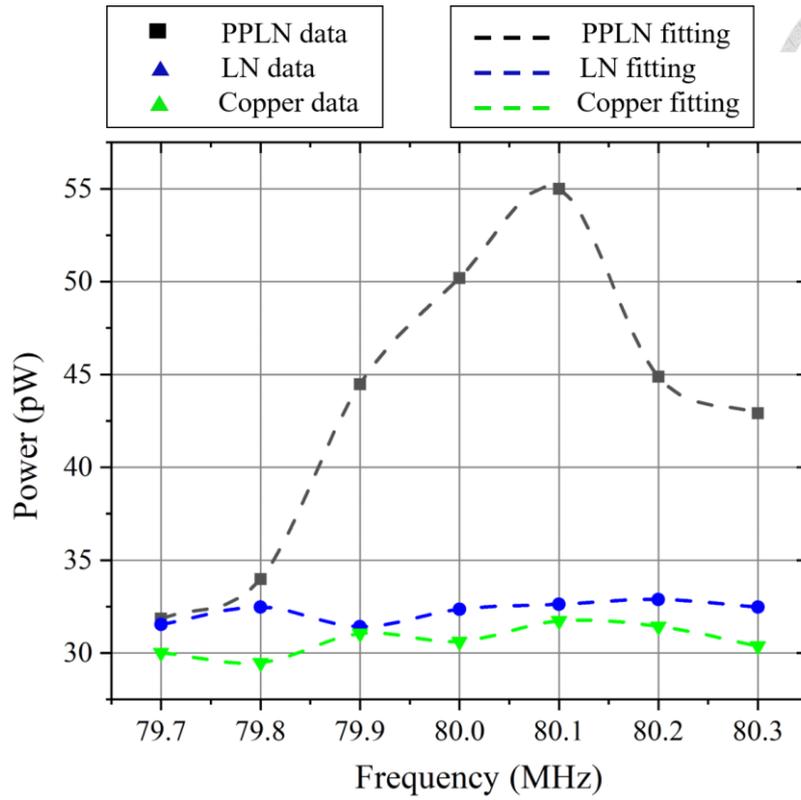
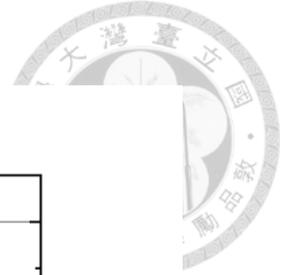


圖 4-22 厚度 1000  $\mu\text{m}$  的微型 PPLN 在 79.7 – 80.3 MHz 之電磁接收功率

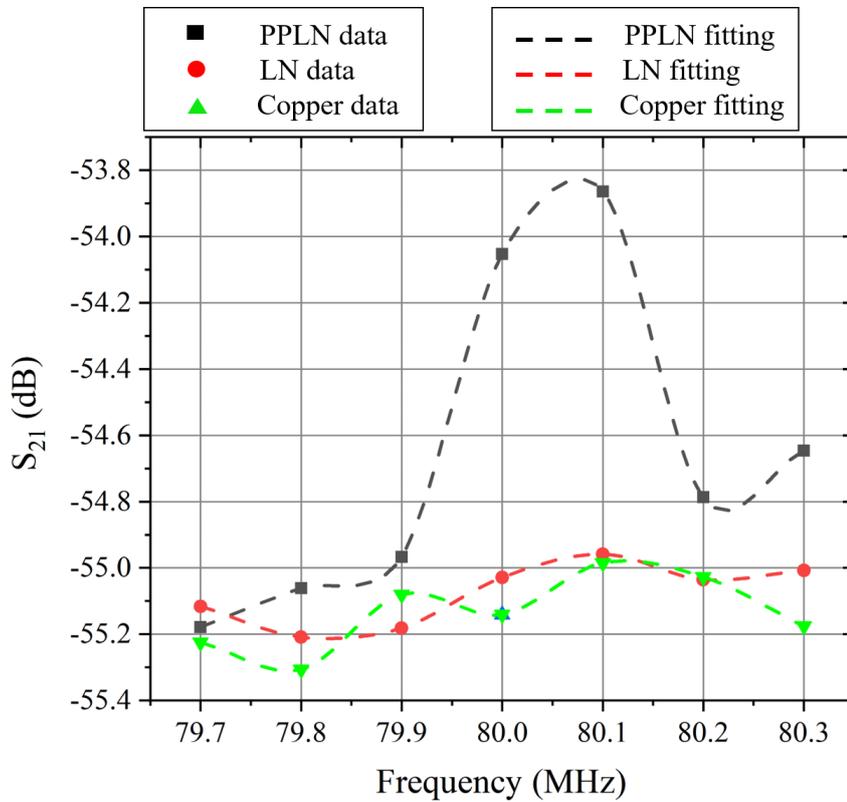


圖 4-23 厚度 500  $\mu\text{m}$  的微型 PPLN 在 79.7 – 80.3 MHz 之  $S_{21}$

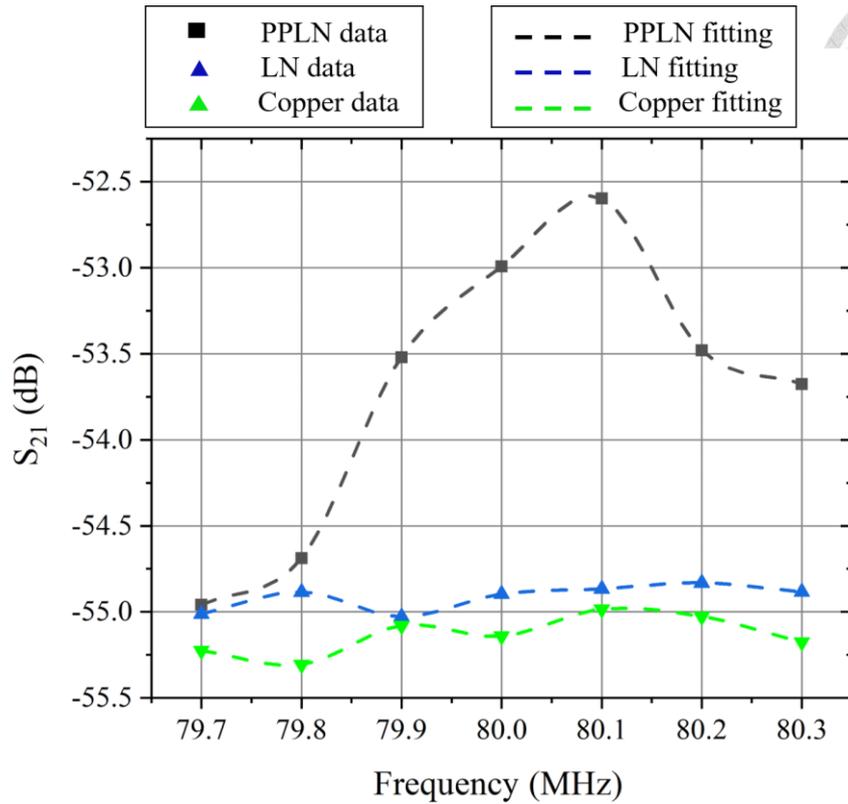
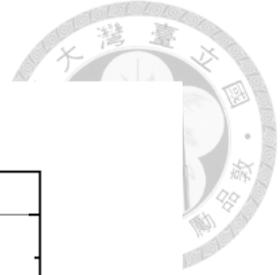


圖 4-24 厚度 1000  $\mu\text{m}$  的微型 PPLN 在 79.7 – 80.3 MHz 之  $S_{21}$

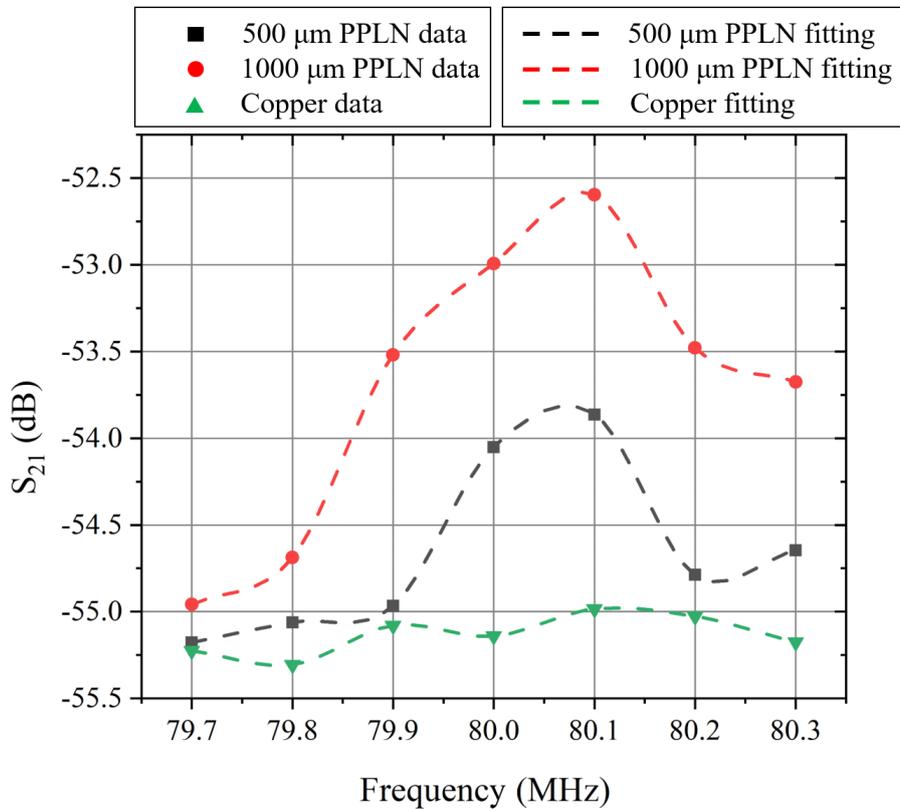


圖 4-25 兩種不同厚度的微型 PPLN 之  $S_{21}$  比較圖



由(圖 4-25)可以發現兩個不同厚度的微型 PPLN 之電磁輻射接收能力最佳頻率並非當初設定的 80 MHz，而是在 80.1 MHz，因此對該頻率進行數據處理，處理數值的計算方式如同上一小節，在直接測得 dBm(圖 4-26)後轉為功率(圖 4-27)，在扣除銅箔電極後得到單純以 PPLN 接收到的電磁功率(圖 4-28)，最終再轉為 dBm 值(圖 4-29)。

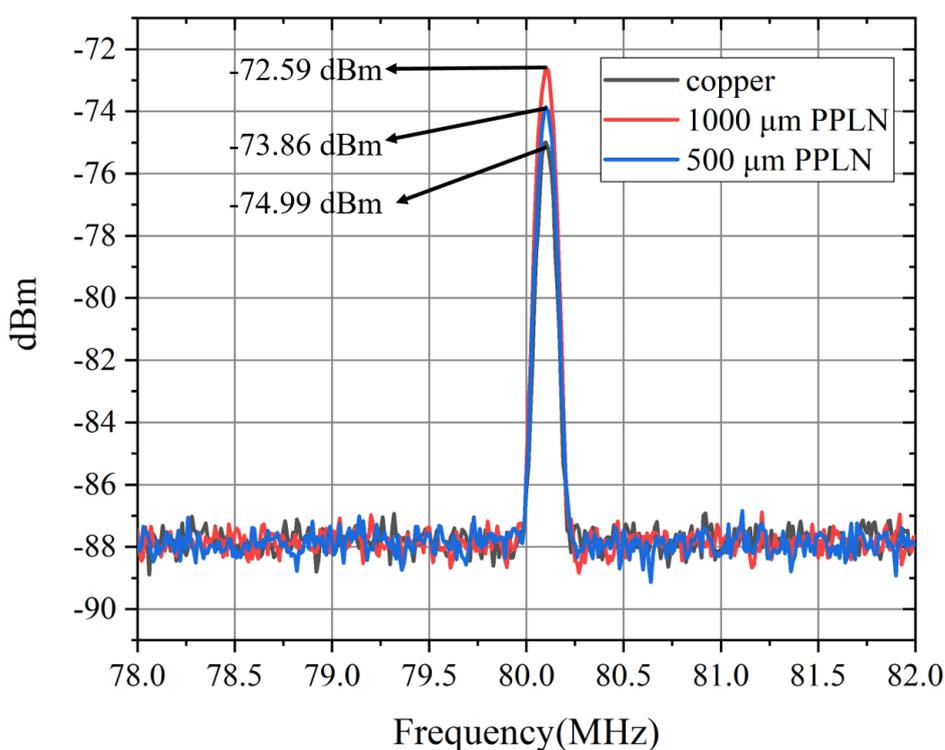


圖 4-26 兩種不同厚度之 12mm×10mm PPLN 在 80.1 MHz 的 dBm

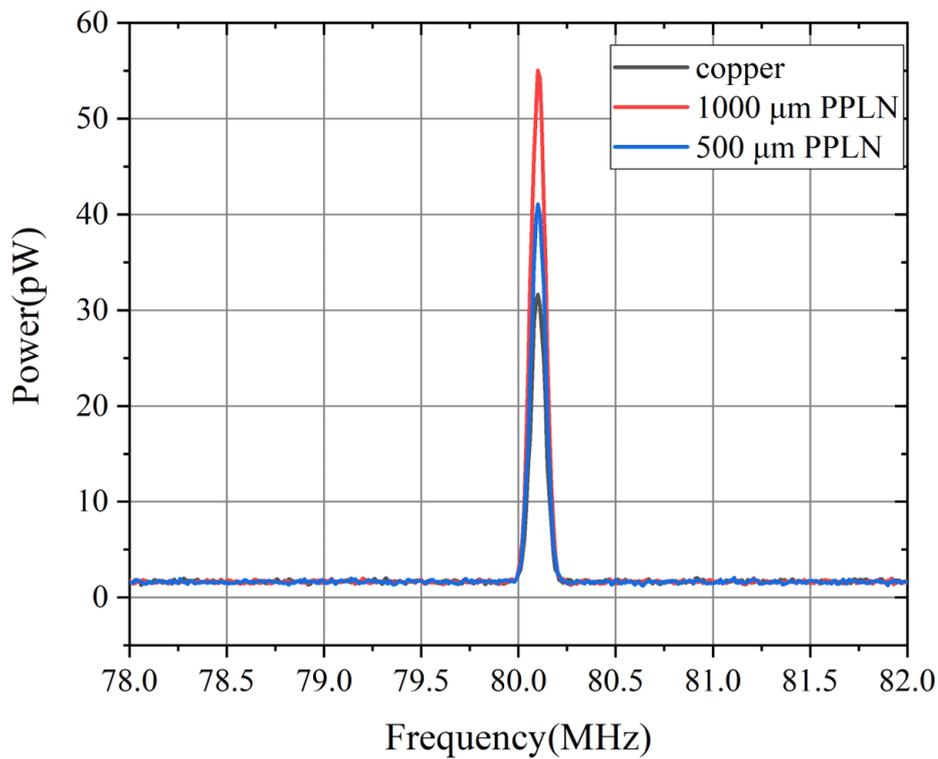


圖 4-27 兩種不同厚度之 12mm×10mm PPLN 在 80.1 MHz 之接收功率

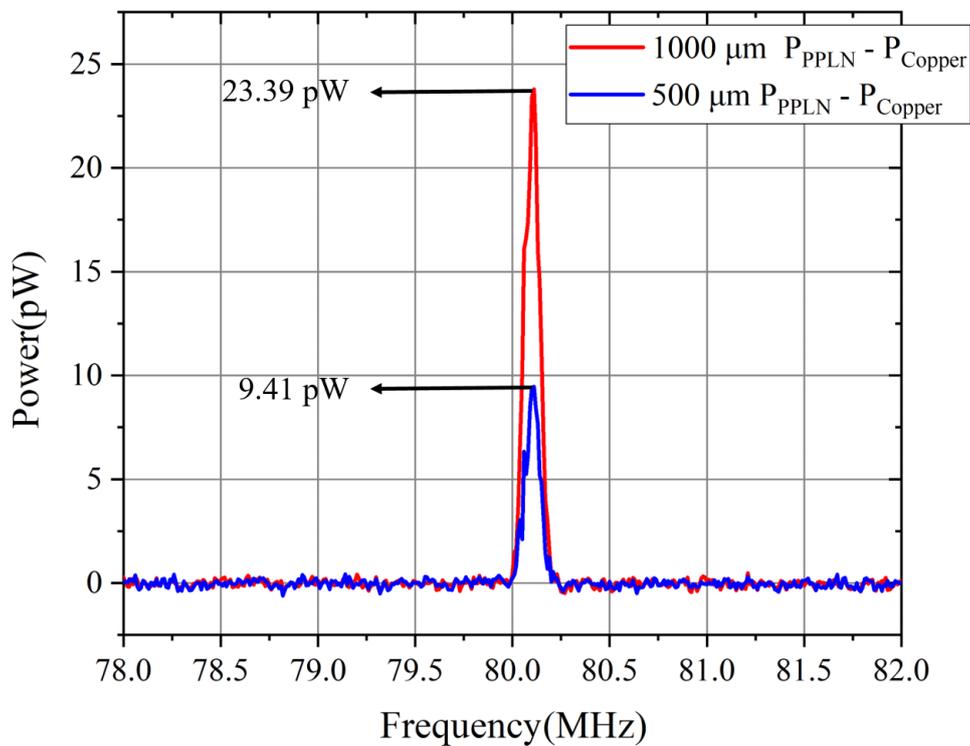


圖 4-28 兩種不同厚度之 12 mm × 10 mm PPLN 扣除銅箔電極之接收功率

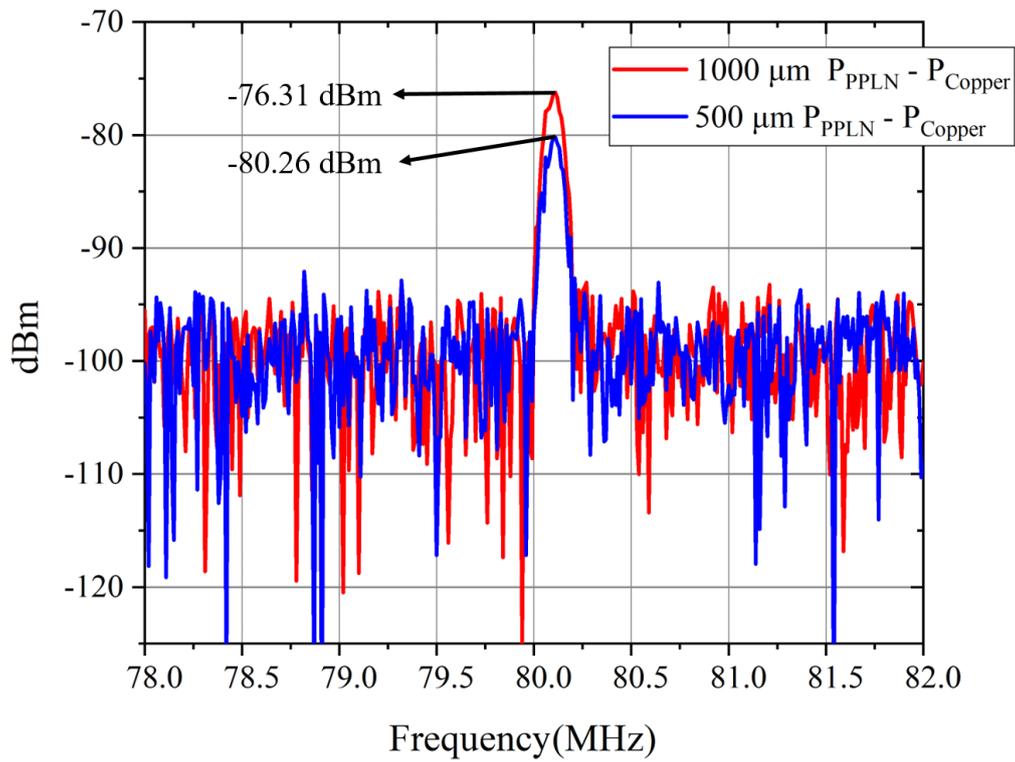


圖 4-29 兩種不同厚度之 12 mm × 10 mm PPLN 扣除銅箔電極後 dBm

綜合上述，可以推論若單純以 PPLN 接收訊號，厚度 1000 μm 微型 PPLN 的功率為 23.39 pW、厚度 500 μm 小 PPLN 的功率為 9.41 pW，厚度變為兩倍時，功率變為 2.48 倍，dBm 值則是相差 3.95 dBm。

## Chapter 5 結論與未來展望



### 5.1 結果分析

此章節將比較本實驗的結果，包含週期極化鈮酸鋰製程分析以及不同厚度在各尺度下之電磁輻射功率量測結果，最後再比對過去其他研究者的文獻，此結果可作為增加壓電超晶格厚度以增強電磁輻射接收能力的依據

#### 5.1.1 不同厚度鈮酸鋰微機電製程及極化比較

本實驗所使用的高壓電極化法為極化方式，其耗時短、成本低、設備門檻比起其他種類極化方法[79]-[82] 更為平易近人，但缺點則是會因晶片厚度的改變及電極鋪設的方式，影響極化效果，甚至會有因材料本身特性如電釋熱性使其極化失敗。比較兩種厚度 500  $\mu\text{m}$  及 1000  $\mu\text{m}$  的製程比較可以利用下表 5-1 說明。

表 5-1 不同厚度在 80MHz 週期極化鈮酸鋰製程比較

材料厚度	極化電壓	金屬電極開窗	極化時間(正比於金屬線面積)	串聯電阻 $R_1$
500 $\mu\text{m}$	11.5 kV	四開口半圓形	3.3 sec	1500 k $\Omega$
1000 $\mu\text{m}$	22 kV	環繞光罩外圍	3.6 sec	3000 k $\Omega$

本研究的製程主要是針對厚度 1000  $\mu\text{m}$  的鈮酸鋰進行改良，以往使用跟 500  $\mu\text{m}$  相同的光罩常出現兩個問題，一是金屬開窗部分邊角會產生電場集中問題，導致高高電壓(22 kV)通過時晶片破損，因此選用環繞型的開窗方式，並修整有稜角的位置改為圓弧狀；另一個常見問題則是極化不均，經過多次嘗試及觀察，推論厚度變為原本兩倍，因此在晶尖垂直擴散期時間不夠長，抑或更容易遇到密度不均的材料，導致各晶格尖完成極化時間不一，在無法改變材料本質的情形下，稍加增長極化時間可以使成品更加完整，因此設計金屬線寬不變，長度稍長，以增

加金屬面積，進而微調極化時間從 3.3 sec 增至 3.6 sec。



### 5.1.2 不同尺度的 PPLN 在 80MHz 的電磁接收能力

本研究另一重點為驗證壓電超晶格的機電耦合效率，進一步探討同為週期極化鈮酸鋰在不同厚度對於電磁接收功率的影響，為求精確，除了量測 3 吋 PPLN 晶片外，也將切割後的完整極化 12 mm × 10 mm 微型 PPLN 進行相同量測，將在下表比較及統整。

表 5-2 三吋 PPLN 對兩種厚度在 80 MHz 之電磁接收功率比較

接收端	材料尺寸	量測 (dBm)	Power (pW)	Power 相減 copper (pW)	相減 copper (dBm)
3 吋 PPLN	三吋晶片 厚度 500 $\mu\text{m}$	-69.11	122.86	35.03	-74.55
	三吋晶片 厚度 1000 $\mu\text{m}$	-66.83	207.37	119.54	-69.22
銅箔電極	70 mm × 5 mm	-70.56	87.83		

表 5-3 12 mm × 10 mm 小 PPLN 對兩種厚度在 80.1 MHz 之電磁接收功率比較

接收端	材料尺寸	量測 (dBm)	Power (pW)	Power 相減 copper (pW)	dBm 相減 copper
小 PPLN	12 mm × 10 mm × 500 $\mu\text{m}$	-73.86	41.07	9.41	-80.26
	12 mm × 10 mm × 1000 $\mu\text{m}$	-72.59	55.05	23.29	-76.31
銅箔電極	20 mm × 5 mm	-74.99	31.66		



## 5.2 文獻比較

此節將與過去研究者對於天線輻射功率進行比較，探討內容為本實驗的壓電超晶格與其他研究的壓電晶體天線在不同尺寸下的增益。

### 5.2.1 電磁輻射與接收功率

在此實驗我們以 PPLN 作為遠場量測的接收端，配合前置放大器，增加峰值，再以時間取點做平均，得到最終量測數值，證實厚度變為兩倍，輻射效果增強。比較過去的文獻對壓電晶體應用在機械式天線的研究，其中[57]對其壓電晶體 PZT 作為材料的 ADMIRE 天線在 VLF 頻段進行遠場輻射推導，得到以下公式：

$$P_{rad} = \frac{(\sigma_q A L \omega^2)^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \quad (5.1)$$

此天線是以 PZT 圓柱作為模型，其中  $A$  為圓形面積， $L$  為偶極矩長度，在此可視為圓柱高度，因此輻射功率正比於體積平方；[59]中提及的 Body mode Antenna 也有對此類壓電晶體之機械式天線做比較，其中天線體積的平方項，也正比於輻射功率  $P$ ，我們將單純的壓電晶體與完整極化的小尺寸壓電超晶格 PPLN 之電磁輻射接收功率進行比較，在厚度變為兩倍其餘面積不變的情況下傳統的機械式天線功率變為 4 倍，本實驗量測的  $12 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$  之 PPLN 功率則是變為 2.48 倍。

### 5.2.2 週期極化鈮酸鋰比較與應用

本實驗室研究鈮酸鋰晶片多年，歷屆學長皆有好的量測效果與應用，下表為歷年來本題目之研究與應用。

表 5-4 PPLN 歷年研究比較

研究者	頻率 (MHz)	晶片厚度	應用
許展榮	107.7	500 $\mu\text{m}$	接收 FM 訊號
李尚軒	346.2	500 $\mu\text{m}$ 1000 $\mu\text{m}$ (未完成)	阻抗匹配 遠場量測

張博智	107.7	500 $\mu\text{m}$	改變電極 (ITO)
張哲源	346.2	500 $\mu\text{m}$	波源判定
王瀚辰	346.2	500 $\mu\text{m}$	波源判定(可調式)
白立宇	76	500 $\mu\text{m}$	利用聲學致動電磁輻射

有別於本實驗室以往研究，本研究使用厚度為 1000  $\mu\text{m}$  之鈮酸鋰晶片進行相關製程、量測，除驗證壓電超晶格的機械波與電磁波耦合能力，也證明在改變晶片厚度時，不但不會改變材料共振頻，仍遵守 PPLN 一維無限域之頻率理論，更可以發現增加厚度增強電磁輻射之現象。

### 5.3 未來展望

本實驗經製程成功做出完整極化的壓電超晶格 PPLN，用以接收 80MHz 的電磁波，除可以驗證壓電超晶格理論，也對照機械式天線改變尺度可造成電磁輻射能力之增幅，在體積變兩倍的前提下，雖增幅只有 2.92 倍，距離理論的 4 倍仍有距離，但仍可作為不同尺度下的壓電超晶格天線改變輻射效率的基礎。

有別於傳統壓電晶體的弱耦合，壓電超晶格利用內部強耦合將機械能與電磁能相互轉換，不僅能高效率激發出電磁輻射、減少能損，在改變尺度後也能對電磁輻射造成增益效果；另一方面，在微機電製程中，壓電超晶格經簡單的運算即能輕易設計光罩改變週期，影響對應之中心頻率。微機電製程這一步驟仍然是壓電超晶格的一大挑戰，尤其在改變晶片厚度後，為解決極化問題而設計對應光罩、各項參數，仍無法製作出完整極化的 3 吋 PPLN，認為高壓電極化法雖能高效製作，但仍難以突破許多物理限制，或許在往後的實驗中，可以設計其他種類的極化方式，增加實驗精準度、提升成品良率。

本研究最後進行壓電晶體與壓電超晶格在輻射接收能力的比較，壓電晶體的致動方式有著較完整的理論及現象，壓電超晶格在單純討論週期方向的一維無限

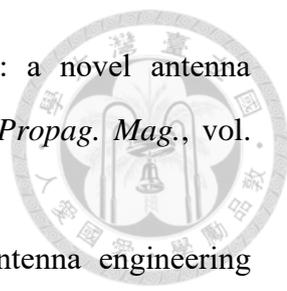
域理論也已十分完備，但針對厚度方向探討仍有待定奪，是否能以壓電晶體類比壓電超晶格還未知，現今有限元素法模擬蓬勃發展，往後的研究可以以此為方向，完整了解此壓電超晶格經由週期調變天線所致動的電磁輻射，使往後的實驗能更加順利且具備足夠的彈性空間。



## 參考文獻



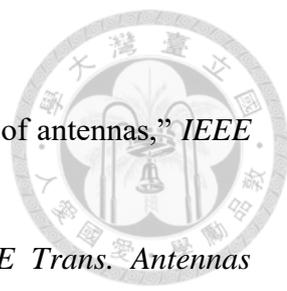
- [1] K. Owens, “Long-Range Communications without Large, Power-Hungry Antennas,” *DARPA Microsyst. Technol. Syst.*, pp. 1–6, 2017.
- [2] K. Ren, M. R. Nikkhah, and N. Behdad, “Earth-Effect Emulation Using Periodic Structures in Scaled-Model Characterization of HF Antennas,” *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, vol. 18, no. 12, pp. 2731–2735, 2019.
- [3] K. Carver and J. Mink, “Microstrip antenna technology,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 29, no. 1, pp. 2–24, Jan. 1981.
- [4] C. A. Balanis, “*Antenna theory : analysis and design*,” Wiley Interscience, 2005.
- [5] S. R. Best and J. D. Morrow, “The effectiveness of space-filling fractal geometry in lowering resonant frequency,” *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, vol. 1, pp. 112–115, 2002.
- [6] R. C. Hansen and M. Burke, “Antennas with magneto-dielectrics,” *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 26, no. 2, pp. 75–78, Jul. 2000.
- [7] T. Nan *et al.*, “Acoustically actuated ultra-compact NEMS magnetoelectric antennas,” *Nat. Commun.*, vol. 8, no. 1, pp. 1–7, 2017.
- [8] Y. Zhou, C.-C. Chen, and J. L. Volakis, “A compact 4-element dual-band GPS array,” in *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, 2009, pp. 1–4.
- [9] Shao-Yi Chen, Hsi-Tseng Chou, and Yi-Ling Chiu, “A size-reduced microstrip antenna for the applications of GPS signal reception,” in *IEEE Antennas and Propagation International Symposium*, 2007, pp. 5443–5446.
- [10] H. Nakano, H. Tagami, A. Yoshizawa, and J. Yamauchi, “Shortening ratios of modified dipole antennas,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 32, no. 4, pp. 385–386, Apr. 1984.
- [11] A. Holub and M. Polivka, “A Novel Microstrip Patch Antenna Miniaturization Technique: A Meanderly Folded Shorted-Patch Antenna,” in *2008 14th Conference on Microwave Techniques*, 2008, pp. 1–4.

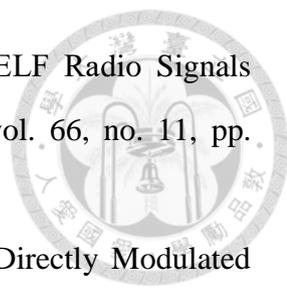
- 
- [12] J. P. Gianvittorio and Y. Rahmat-Samii, “Fractal antennas: a novel antenna miniaturization technique, and applications,” *IEEE Antennas Propag. Mag.*, vol. 44, no. 1, pp. 20–36, 2002.
- [13] D. H. Wqrner and S. Ganguly, “An overview of fractal antenna engineering research,” *IEEE Antennas Propag. Mag.*, vol. 45, no. 1, pp. 38–57, Feb. 2003.
- [14] G. Y. Yang, J. K. Du, B. Huang, Y. A. Jin, and M. H. Xu, “Surface acoustic waves in acoustic superlattice lithium niobate coated with a waveguide layer,” *AIP Advances*, vol. 7, no. 4, p. 045206, 2017.
- [15] D. Yudistira, A. Boes, D. Janner, V. Pruneri, J. Friend, and A. Mitchell, “Polariton-based band gap and generation of surface acoustic waves in acoustic superlattice lithium niobate,” *Journal of Applied Physics*, vol. 114, no. 5, p. 054904, 2013.
- [16] Y. Chao, J. Sheng, J. A. Sedlacek, and J. P. Shaffer, “Surface phonon polaritons on anisotropic piezoelectric superlattices,” *Physical Review B*, vol. 93, no. 4, 2016
- [17] D. Yudistira, S. Benchabane, D. Janner, and V. Pruneri, “Surface acoustic wave generation in ZX-cut LiNbO3 superlattices using coplanar electrodes,” *Applied Physics Letters*, vol. 95, no. 5, p. 052901, 2009.
- [18] X. J. Zhang, R. Q. Zhu, J. Zhao, Y. F.Chen, and Y. Y. Zhu, “Phonon-polariton dispersion and the polariton-based photonic band gap in piezoelectric superlattices,” *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.*, vol. 69, no. 8, pp. 1–10, 2004.
- [19] C. P. Huang and Y. Y. Zhu, “Piezoelectric-induced polariton coupling in a superlattice,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 94, no. 11, pp. 1–4, 2005.
- [20] 陽明益, “壓電超晶格之極子特性研究,”博士論文,國立台灣大學, 2008.
- [21] Y. F. Chou and C. H. Shih, “Electromagnetic radiation of polaritons in piezoelectric superlattices,” in *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 2011, vol. 7978, pp. 797820–797828.
- [22] 林子揚, “壓電極子發射與接收電磁波的研究,” 碩士論文, 國立臺灣大學機械

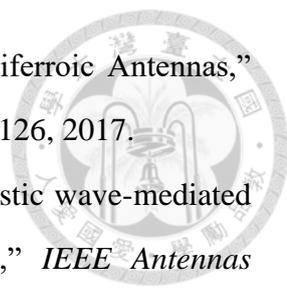
工程學研究所, 2013.

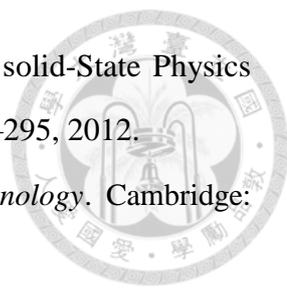
- 
- [23] 許展榮, “利用壓電超晶格極子之機械波與電磁波共生特性開發 FM 天線,” 碩士論文, 國立臺灣大學機械工程學研究所, 2017.
- [24] 呂晉祥, “微型化壓電超晶格 HF 天線,” 碩士論文, 國立臺灣大學機械工程學研究所, 2019.
- [25] 張博智, “透明壓電超晶格小天線應用於 FM 頻段,” 碩士論文, 國立臺灣大學機械工程學研究所, 2020.
- [26] H. A. Wheeler, “Fundamental limitations of small antennas,” *Proc. IRE*, vol. 35, no. 12, pp. 1479–1484, 1947.
- [27] L. J. CHU, “Physical Limitations of Omni-Directional Antennas,” *J. Appl. Phys.* 19, vol. 19, no. 6, pp. 1163–1175, 1948.
- [28] P. Banerjee and T. Bezboruah, “Theoretical study of radiation characteristics of short dipole antenna”, Proceedings of the International Multi Conference of Engineers and Computer Scientists, Vol. II, March 12 - 14, Hong Kong, 2014.
- [29] P. Banerjee and T. Bezboruah, “Some aspects of finite length dipole antenna design”, Proceedings of World Congress on Engineering 2014, Vol.1, WCE 2014, July 2-4, 2014.
- [30] M. N. Abdallah, W. Dyab, and T. K. Sarkar, “Electrically small antennas design Challenges,” *IEEE Antennas Propag. Soc. AP-S Int. Symp.*, vol. 4, no. 6, pp. 768–769, 2015.
- [31] D. Sievenpiper *et al.*, “Experimental validation of performance limits and design guidelines for small antennas,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 60, no. 1, pp. 8–19, 2012.
- [32] R. F. Harrington, “Effect of antenna size on gain, bandwidth, and efficiency,” *J. Res. Natl. Bur. Stand. Sect. D Radio Propag.*, vol. 64D, no. 1, pp. 1–12, 1960.
- [33] J. S. McLean, “A Re-examination of the fundamental limits on the radiation Q of Electrically Small Antennas,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 44, no. 5, pp.

672–676, 1996.

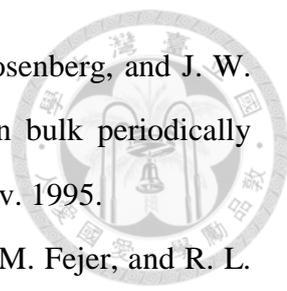
- 
- [34] A. D. Yaghjian and S. R. Best, “Impedance, bandwidth, and Q of antennas,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 53, no. 4, pp. 1298–1324, 2005.
- [35] R. C. Hansen, “Fundamental limitations in Antennas,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 69, no. 2, pp. 170–182, 1981.
- [36] “Totalecer: Radiating field regions of an antenna.” [Online]. Available: <https://totalecer.blogspot.com/2016/02/radiating-field-regions-of-antenna.html>. [Accessed: 03-Dec-2018].
- [37] S. Puri, K. Kaur, and N. Kumar, “A review of antennas for wireless communication devices,” *Int. J. Electron. Electr. Eng.*, vol. 2, no. 3, pp. 199–201, 2014.
- [38] D. H. Werner and S. Ganguly, “An Overview of Fractal Antenna Engineering Research,” *IEEE Antennas Propag. Mag.*, vol. 45, no. 1, pp. 38–57, 2003.
- [39] Y. Mouzouna, H. Nasraoui, A. Mouhsen, J. ElAoufi, and G. Chababi, “Miniaturized Meander Antenna using Low Cost Paper Substrate,” *Int. Conf. Multimed. Comput. Syst. -Proceedings*, vol. 1, no. 6, pp. 447–450, 2017.
- [40] H. Nakano, H. Tagami, A. Yoshizawa, and J. Yamauchi, “Shortening ratios of modified dipole antennas,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 32, no. 4, pp. 385–386, Apr. 1984.
- [41] T. Endo, Y. Sunahara, S. Satoh, and T. Katagi, “Resonant frequency and radiation efficiency of meander line antennas,” *Electron. Commun. Japan (Part II Electron.)*, vol. 83, no. 1, pp. 52–58, Jan. 2000.
- [42] R. C. Hansen and M. Burke, “Antennas with magneto-dielectrics,” *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 26, no. 2, pp. 75–78, Jul. 2000.
- [43] J. A. Bickford, R. S. McNabb, P. A. Ward, and D. K. Freeman, “Low Frequency Mechanical Antennas,” *2017 IEEE Int. Symp. Antennas Propag. Usn. Natl. Radio Sci. Meet.*, vol. 2, no. 7, pp. 1475–1476, 2017.

- 
- [44] H. C. Burch and A. Garraud, “Experimental Generation of ELF Radio Signals using a Rotating Magnet,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 66, no. 11, pp. 6265–6272, 2018.
- [45] T. J. Prins, “Going beyond Chu’s limit:ULF Radiation with Directly Modulated Spinning Magnet,” *University of California Electrical Engineering Master Thesis*, pp. 21–24, 2019.
- [46] J. H. Rowen, F. G. Eggers, and W. Strauss, “Generation of microwave electromagnetic Radiation in Magnetic Materials,” *Journal of Applied Physics*, vol. 32, no. 3, pp. S313-S315, 1961.
- [47] R. D. Mindlin, “Electromagnetic radiation from a vibrating quartz plate,” *International Journal of Solids and Structures*, vol. 9, no. 6, pp. 697-702, 1973.
- [48] P. C. Y. Lee, “Electromagnetic radiation from an AT-cut quartz plate under lateral-field excitation,” *Journal of Applied Physics*, vol. 65, no. 4, pp. 1395-1399, 1989.
- [49] P. C. Y. Lee, Y. G. Kim, and J. H. Prevost, “Electromagnetic radiation from doubly rotated piezoelectric crystal plates vibrating at thickness frequencies,” *Journal of Applied Physics*, vol. 67, no. 11, pp. 6633-6642, 1990.
- [50] C. Campbell and R. Weber, “Calculation of radiated electromagnetic power from bulk acoustic wave resonators,” in *1993 IEEE International Frequency Control Symposium*, 1993: IEEE, pp. 472-475.
- [51] J. Yang, “Piezoelectromagnetic waves in a ceramic plate,” *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, vol. 51, no. 8, pp. 1035-1039, 2004.
- [52] J. P. Domann and G. P. Carman, “Strain powered antennas,” *Journal of Applied Physics*, vol. 121, no. 4, p. 044905, 2017.
- [53] J. P. Domann, “On Magnetoelastodynamics,” Ph.D. dissertation, University of California, Los Angeles, 2017.

- 
- [54] Z. Yao and Y. E. Wang, “3D Modeling of BAW-based Multiferroic Antennas,” *2017 IEEE Antennas Propag. Soc. Int. Symp. Proc.*, pp. 1125–1126, 2017.
- [55] Z. Yao, Y. E. Wang, S. Keller, and G. P. Carman, “Bulk acoustic wave-mediated multiferroic antennas: Architecture and performance bound,” *IEEE Antennas Propag Mag*, vol. 63, no. 8, pp. 3335-3344, 2015.
- [56] T. Nan, H. Lin, and Y. Gao, “Acoustically actuated ultra-compact NEMS Magnetoelectric Antennas,” *Nat. Commun.*, vol. 8, no. 1, pp. 1–7, 2017.
- [57] A. E. Hassanien, M. Breen, M.-H. Li, and S. Gong, “Acoustically driven electromagnetic radiating elements,” *Scientific Reports*, vol. 10, no. 1, pp. 1-12, 2020.
- [58] A. E. Hassanien, M. Breen, M.-H. Li, and S. Gong, “A theoretical study of acoustically driven antennas,” *Journal of Applied Physics*, vol. 127, no. 1, p. 014903, 2020.
- [59] J. A. Bickford, A. E. Duwel, M. S. Weinberg, R. S. McNabb, D. K. Freeman, and P. A. Ward, “Performance of electrically small conventional and Mechanical Antennas,” *IEEE Trans. Antennas Propag*, vol. 67, no. 4, pp. 2209–2223, Apr. 2019.
- [60] M. I. Hussein, G. M. Hulbert, and R. A. Scott, “Dispersive elastodynamics of 1D banded materials and structures: analysis,” *Journal of Sound and Vibration*, vol. 289, no. 4-5, pp. 779-806, 2006.
- [61] R. Khajehtourian and M. I. Hussein, “Dispersion characteristics of a nonlinear elastic metamaterial,” *AIP Advances*, vol. 4, no. 12, p. 124308, 2014.
- [62] M. S. Kushwaha, P. Halevi, L. Dobrzynski, and B. Djafari-Rouhani, “Acoustic band structure of periodic elastic composites,” *Physical Review Letters*, vol. 71, no. 13, pp. 2022-2025, 1993.
- [63] M. Sigalas and E. N. Economou, “Band structure of elastic waves in two dimensional systems,” *Solid State Communications*, vol. 86, no. 3, pp. 141-143, 1993.

- 
- [64] X. Zhou and T. Schoepf, “Inhibited spontaneous emission in solid-State Physics and Electronics,” *IET Conf. Publ.*, vol. 12, no. 605 CP, pp. 288–295, 2012.
- [65] K. Uchino, *Advanced piezoelectric materials: Science and technology*. Cambridge: Woodhead Publishing, 2017.
- [66] Y. Y. Zhu, Y. F. Chen, and S. N. Zhu, “Acoustic superlattices and ultrasonic waves Excited by Crossed-field Scheme,” *Mater. Lett.*, vol. 28, no. 4–6, pp. 503–505, 1996.
- [67] X. J. Zhang, R. Q. Zhu, and J. Zhao, “Phonon-polariton Dispersion and the Polariton-based Photonic Band Gap in Piezoelectric Superlattices,” *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.*, vol. 69, no. 8, pp. 1–10, 2004.
- [68] W. Zhang, Z. Liu, and Z. Wang, “Band structures and transmission Spectra of Piezoelectric Superlattices,” *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.*, vol. 71, no. 19, pp. 71–78, 2005.
- [69] H. Liu *et al.*, “Coupling of electromagnetic waves and superlattice vibrations in a piezomagnetic superlattice: Creation of a polariton through the piezomagnetic effect,” *Phys. Rev. B*, vol. 71, no. 12, p. 125106, Mar. 2005.
- [70] Y. -F. Chou and M. -Y. Yang, “Energy conversion in piezoelectric superlattices,” *Behav. Mech. Multifunct. Compos. Mater.* 2007, vol. 6526, no. 7, pp. 1–9, 2007.
- [71] X. Ma and H. Zheng, “A VLF resonant antenna based on Piezoelectric Ceramics,” in 2021 IEEE 4th International Conference on Electronic Information and Communication Technology (ICEICT), Xi’an, China, pp. 338–341, 2021.
- [72] G. Xu, S. Xiao, Y. Li, and B.-Z. Wang, “Modeling of electromagnetic radiation-induced from a magnetostrictive/piezoelectric laminated composite,” *Physics Letters A*, vol. 385, p. 126959, 2021.
- [73] Z. Yao *et al.*, “Modeling of Multiple Dynamics in the Radiation of Bulk Acoustic Wave Antennas,” *IEEE J. Multiscale Multiphys. Comput. Tech.*, vol. 5, pp. 5–18, 2020 .

- 
- [74] G. Xu and S. Xiao, "Modeling of Piezoelectric Resonator Antennas for VLF Electromagnetic Radiation," in 2020 Cross Strait Radio Science & Wireless Technology Conference, Fuzhou, China, pp. 1–3, 2020.
- [75] 李尚軒, "特高頻壓電超晶格極子天線之電磁輻射分析," 碩士論文, 國立臺灣大學機械工程研究所, 2018.
- [76] 張哲源, "壓電微型化天線陣列應用於VHF波源判定," 碩士論文, 國立臺灣大學機械工程學研究所, 2020.
- [77] 白立宇, "脈衝雷射激發壓電超晶格受聲學致動的電磁輻射," 碩士論文, 國立臺灣大學機械工程學研究所, 2021.
- [78] D. Feng, N. BenMing, and J. F. Hong, "Enhancement of second-harmonic Generation in LiNbO<sub>3</sub> Crystals with periodic Laminar Ferroelectric Domains," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 37, no. 7, pp. 607–609, 1980.
- [79] L. H. Peng, Y. J. Shih, and Y. C. Zhang, "Restrictive domain motion in Polarization Switching of Lithium Niobate," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, no. 9, pp. 1666–1668, 2002.
- [80] S. Thaniyavarn, T. Findakly, D. Booher, and J. Moen, "Domain inversion effects in Ti-LiNbO<sub>3</sub> Integrated optical Devices," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 46, no. 10, pp. 933–935, 1985.
- [81] P. L. Waveguide *et al.*, "Noncritical quasi-phase-matched Second," *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 30, no. 12, pp. 2953–2960, 1994.
- [82] A. Agronin, Y. Rosenwaks, and G. Rosenman, "Ferroelectric domain reversal in LiNbO<sub>3</sub> crystals using High-voltage Atomic Force Microscopy," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, no. 3, pp. 452–454, 2004.
- [83] I. Camlibel, "Spontaneous polarization measurements in several ferroelectric Oxides using a Pulsed-field Method," *Journal of Applied Physics*, vol. 40, no. 4, pp. 1690–1693, 1969.

- 
- [84] L. E. Myers, R. C. Eckardt, M. M. Fejer, R. L. Byer, W. R. Bosenberg, and J. W. Pierce, "Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO<sub>3</sub>," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 12, no. 11, p. 2102, Nov. 1995.
- [85] G. D. Miller, R. G. Batchko, W. M. Tulloch, D. R. Weise, M. M. Fejer, and R. L. Byer, "42%-efficient single-pass cw second-harmonic generation in periodically poled lithium niobate," *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 24, p. 1834, Dec. 1997.
- [86] Y. Zhang, Y. Shih, C. Hsu, and L. Peng, "Quasi-phase-match double frequency of Green Laser Based on Lithium Niobate," *Taiwan Instrum. Research Inst*, vol. 24, no. 2, pp. 39–45, 2002.
- [87] R. G. Batchko and R. Byer, "Continuous-wave quasi-phase-matched generation of 60 mW at 465 nm by Single-pass Frequency Doubling of a Laser Diode in Backswitch-poled Lithium Niobate," *Opt. Lett.*, vol. 24, no. 18, p. 1293, 1999.
- [88] J. W. Choi, J. H. Ro, D. K. Ko, and N. E. Yu, "Poling quality enhancement of PPLN devices using Negative Multiple Pulse Poling Method," *J. Opt. Soc. Korea*, vol. 15, no. 2, pp. 182–186, 2011.
- [89] J. Min-Ji, J. Oc-Yeub, K. Byeong-Joo, and C. Myoungsik, "Fabrication of periodically poled Lithium Niobate Crystal and Poling-Quality Evaluation by Diffraction Measurement," *J. Korean Phys. Soc.*, vol. 47, no. 92, p. 336, 2005.
- [90] M. J. Missey, V. Dominic, L. E. Myers, and R. C. Eckardt, "Diffusion-bonded stacks of periodically poled lithium niobate," *Opt. Lett.*, vol. 23, no. 9, p. 664, May 1998.
- [91] B. Joo Kim *et al.*, "Fabrication of thick periodically-poled Lithium Niobate Crystals by Standard Electric Field Poling and Direct Bonding," *J. Opt. Soc. Korea*, vol. 14, no. 4, pp. 420–423, 2010.
- [92] G. D. Miller, "Periodically poled lithium niobate: modeling, fabrication, and nonlinear optical performance," *PhD Thesis*, July, pp. 1–98, 1998.

- [93] K. Nakamura, J. Kurz, K. Parameswaran, and M. M. Fejer, "Periodic poling of magnesium-oxide-doped lithium niobate," *J. Appl. Phys.*, vol. 91, no. 7, pp. 4528–4534, 2002.

