

國立臺灣大學電機資訊學院光電工程學研究所

碩士論文

Graduate Institute of Electro-Optical Engineering  
College of Electrical Engineering and Computer Science

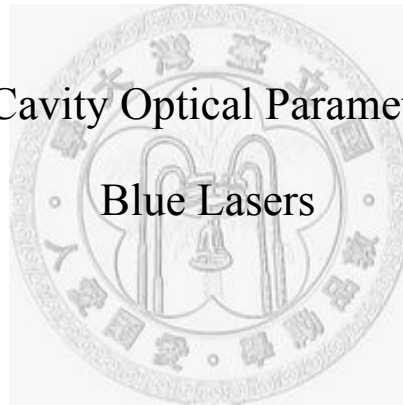
National Taiwan University

Master Thesis

短腔光學參量振盪器與藍光產生器之研究

Study of Short Cavity Optical Parametric Oscillator and

Blue Lasers



胡益寧

I-Ning Hu

指導教授：彭隆瀚 博士

Advisor : Lung-Han Peng, Ph.D.

中華民國 97 年 7 月

July 2008

## 致謝

回想當初進實驗室的情景，依然歷歷在目。看了網頁上的師資成員介紹後，雖然分別寄了多封 E-mail 給不同的老師詢問，但沒想到所拜訪的第一個實驗室，也是最後一個，當天應該就是我正式進這個實驗室的第一天。箇中的歷程，真是不足為外人道也。然而，我首先得感謝我的指導教授彭隆瀚博士，沒有您的鞭策與嚴格的要求與訓練，我無法在光學實驗與模擬計算上練得一身好功夫，更無法完成這篇論文，您讓我知道與體會何謂「對的事情」與對其應有的執著，對此，不僅在學術上，道德教育上也讓我受益良多。再來，就是要感謝口試委員張宏鈞博士、王維新博士、陳秋麟博士與李文欽博士，您們寶貴的建議，除了使這本論文更完整，也讓我在學術研究的態度上，更為小心的要求自己。此外，還要感謝孔慶昌博士與黃升龍博士，您們所提供的儀器設備與指導，讓我的眾多實驗得以順利完成。

和諧的氣氛是我當初決定進實驗室時最重要的情感驅動力，但一切都平靜似乎太無聊了，然而，世界總是有趣的，與大家相處時的酸甜苦辣，真真切切的豐富了我兩年的碩士生涯。感謝巫老大漢敏學長，我的思維裡，已經有你的「巫語錄」，因為你的話語，大至人生觀，小至吃個飯，總是帶給我莫大的幫助，你的領袖風範，讓小的心悅誠服。

感謝菘豐學長，你的真知灼見，帶我走過碩一及碩二上的「大黑暗時期」，你處理事事情時果決明快的態度，更是容易緊張的我學習的榜樣。

感謝 NO 哥，你的「釘孤枝」精神，在我忙碌的時候，是真的讓我有比較輕鬆些，但我們要表演的特技，還要多加練習；另外，在你身上，我學到一個好男人應有的榜樣，要好脾氣、好相處，還要買好的雙魚堡給女朋友。感謝原分所的時雨學長、建任學長、裴董學長、威廷學長以及逸豪學長，你們就像是 LN 組的博班學長般，默默的為遠在台大另一邊實驗室中的學弟妹打氣加油，尤其是時雨學長與威廷學長，教導我在光學測量上的技巧，讓我獲益良多。對已畢業的昶伸學長與順涵學長我只想說，沒有你們，就沒有今天的我，你們離開實驗室前的指導，令我難以忘記，其奠定了我畢業的基礎，更讓我在畢業季的此時有豐碩的成果；昶伸學長的隨和與耐心，是目前身為學長的我不斷追求的目標；順涵學長的幽默與細心，亦是我該培養的人格。感謝鈺珮學姐，妳讓我知道何謂「學長姐」的擔當與責任，也使我不斷思考未來的人生。感謝明正，在我身上貼了「不要緊張」四個字，好讓我時時警惕自己，相信我，我是真的有心改進的。感謝胤宣學長與孟桂學姐，你們讓我知道要當個好相處的人。感謝筑瑄，妳超凡的鉍酸鋰製程技術，帶給我豐富的實驗成果，更為我的畢業論文增色許多；妳

愛乾淨與追求完美的態度，也讓我不斷檢討自己，追求進步。感謝揆砲，你正面思考的態度，總是給抑鬱寡歡的我一劑強心針，真想學會你的泰然自若與樂觀進取。感謝建宇，幫我解決許多學問上的疑難雜症，也為我清楚的講解出國念書的相關事宜，對你的自我鍛鍊精神，我相當認同，也會努力學習。感謝伯淳，你不吝嗇的批評與指教，帶給我許多改善、檢討與進步，讓我不得不尊敬你的大神天威。感謝佳伶，你刻苦耐勞、追求浪漫的生活觀，是我所欠缺的，應該好好學習。感謝俊瑩學弟，你追求學問上實事求是的態度，讓我印象深刻。感謝英耀學弟，你的熱心服務與輕鬆愉快的精神，讓我每天都耳目一新，相信你與俊瑩都會是有擔當的學長。感謝西瓜，總是玩世不恭的調侃我們大家，對緩和實驗室的緊張氣氛有莫大的助益。感謝果凍，你沉穩的風格、強健的體格與堅毅的性格，必定對實驗室有相當的貢獻。感謝剛進來的學弟們，在你們的身影中，我看到實驗室未來的希望。

最後要感謝我的家人，一年難得幾次的見面，讓我對你們的思念與責任感與時俱增，謝謝你們對我的信任與支持，讓我能無後顧之憂地完成碩士學位。若我將來能有點小成就，一切將歸功於你們，也期望自己能達到你們所要求的「貢獻所學於社會」。感謝我可愛大方、熱情洋溢、活潑開朗的女友啟梅，這段聚少離多的日子，使我對妳感到

相當的抱歉。每天期待的電話時間中，感受到妳的體諒與鼓勵，六年多的陪伴，我許你一個未來。期許開花結果的那天，能得到我們家人的祝福；期許夢想實現的那天，能接受我們家人的肯定。感謝上天安排的機緣，讓我在茫茫人海中，認識如生命中貴人的妳。

益寧 于 2008 年 7 月



## 摘要

本篇論文以三大部分構成：準相位匹配與光參振盪器原理的介紹、光參振盪器晶體及光參振盪藍光產生器晶體之設計，以及光參振盪器系統架設與藍光產生器腔內倍頻實驗。

理論的部分，由簡入繁地介紹了非線性頻率轉換、準相位匹配、與基本的光參振盪器理論。接著在晶體週期設計的部分中，利用鉬酸鋰晶體色散的性質，計算所需之準相位匹配週期性極化反轉結構的週期大小。設計結果為：傳統 532nm 泵浦光參振盪器晶體極化反轉週期為 7.76 $\mu\text{m}$ ；自倍頻光參振盪藍光產生器晶體極化反轉週期為 7.90 $\mu\text{m}$ ，而級聯倍頻光參振盪藍光產生器晶體極化反轉週期分別為 7.76 $\mu\text{m}$  與 4.99 $\mu\text{m}$ 。

在光學測量的部分，利用奈秒( $\sim 20\text{ns}$ )532nm 綠光雷射進行光學泵浦實驗，使用晶體均未鍍膜。首先，測量二維週期性極化反轉結構藍光倍頻晶體之特性，並以理論計算驗證。再來，利用所設計之晶體架設一套奈秒光參振盪器系統，並設計分別共振於 930nm 與 1260nm 之兩種光學共振腔，測量此光參振盪器信號光之出光特性：對於 930nm 共振腔，可提供 896nm $\sim$ 1032nm 之雷射波長輸出，共振閾值和輸出功率斜線效率(Slope Efficiency)分別為 6.0MW/cm<sup>2</sup> 及 22.8%；對於 1260nm

共振腔，可提供 1098nm~1310nm 之雷射波長輸出，共振閾值和輸出功率斜線效率分別為 4.4MW/cm<sup>2</sup> 及 13.9%。對於級聯倍頻光參振盪藍光產生器，效能測試獲得單邊輸出之轉換效率達 16.9%，轉換效率波長頻寬 6.1nm；對於自倍頻光參振盪藍光器，效能測試獲得單邊輸出之轉換效率可達 4.8%，轉換效率波長頻寬 1.3nm。



# Abstract

This thesis is organized into three parts : (a) a theory of quasi-phase matching and quasi-phase matched optical parametric oscillator(QPM OPO), (b) a design of one-dimensional periodically poled congruent grown LiTaO<sub>3</sub> (1D-PPCLT) for constructing a 532nm laser pumped optical parametric oscillator (OPO) and the optical parametric blue light generators by two methods, (c) an implementation of two-dimensional second harmonic generation(2D SHG) experiment, a quasi-phase matched optical parametric oscillator system and two types of optical parametric blue light generators.

First, the theory of quasi-phase matching and optical parametric oscillation is introduced in chapter 2. In the second part, the designed periods of periodically poled lithium tantalate is introduced. The period for 532nm nano-second laser pumped optical parametric oscillator is 7.76 $\mu\text{m}$ , the period of the self-doubling optical parametric blue light generator is 7.90 $\mu\text{m}$ , and the periods of the cascading optical parametric blue light generators are 7.76 $\mu\text{m}$  and 4.99  $\mu\text{m}$ .

We finally implemented two types of singly resonant oscillators (SRO) at the wavelengths of 930nm and 1260nm, respectively. The output spectrum of the 930nm SRO ranges from 896nm to 1032nm, with lasing threshold of 6.0MW/cm<sup>2</sup> and slope efficiency of 22.8%. The output spectrum of the 1260nm SRO ranges from 1098nm to 1310nm, with a lasing threshold of 4.4MW/cm<sup>2</sup> and slope efficiency of 13.9%.

As for the optical parametric blue light generators, the cascading laser



has 16.9% conversion efficiency for one side output coupling and 6.1nm acceptance bandwidth, and the self-doubling case has 4.8% conversion efficiency for one side output coupling and 1.3nm acceptance bandwidth.



# 目錄

|                              |    |
|------------------------------|----|
| 第一章 緒論.....                  | 1  |
| 1.1 研究背景.....                | 1  |
| 1.2 非線性晶體的比較與選擇.....         | 5  |
| 1.3 鉬酸鋰晶體介紹.....             | 7  |
| 1.4 週期性區域反轉之製作方式.....        | 9  |
| 1.5 光參振盪器簡介.....             | 10 |
| 1.6 論文內容概述.....              | 12 |
| 第二章 頻率轉換與光參振盪器相關理論.....      | 13 |
| 2.1 非線性頻率轉換與相位匹配.....        | 13 |
| 2.2 雙折射相位匹配.....             | 16 |
| 2.3 一維空間的準相位匹配.....          | 21 |
| 2.4 二維空間的準相位匹配及模擬分析.....     | 24 |
| 2.4.1 二維倒置晶格向量.....          | 24 |
| 2.4.2 Ewald 釋義圖.....         | 26 |
| 2.4.3 二維非線性晶體結構的傅立葉轉換分析..... | 28 |
| 2.5 光參產生和光參共振之理論.....        | 31 |
| 2.5.1 傳統光參產生及準相位匹配光參產生.....  | 31 |

|                               |    |
|-------------------------------|----|
| 2.5.2 波長可調性.....              | 33 |
| 2.5.3 光參產生細部理論.....           | 33 |
| 2.5.4 光參振盪理論.....             | 36 |
| 第三章 晶體設計與模擬分析.....            | 38 |
| 3.1 倍頻晶體週期之設計.....            | 38 |
| 3.2 光參振盪器晶體週期之設計.....         | 40 |
| 3.2.1 光參振盪器晶體週期設計.....        | 40 |
| 3.2.2 光參振盪藍光產生器晶體週期設計.....    | 43 |
| 3.3 腔內倍頻光參振盪器理論與模擬分析.....     | 48 |
| 3.3.1 級聯倍頻光參振盪藍光產生器模擬與分析..... | 50 |
| 3.3.2 自倍頻光參振盪藍光產生器模擬與分析.....  | 57 |
| 第四章 光學測量與分析.....              | 61 |
| 4.1 光學測量之前置作業.....            | 61 |
| 4.1.1 晶體研磨拋光.....             | 61 |
| 4.1.2 晶體端面鍍膜.....             | 64 |
| 4.1.3 溫控系統製作.....             | 66 |
| 4.1.4 泵浦雷射.....               | 68 |
| 4.1.5 共振腔設計與模態匹配.....         | 72 |

|                               |     |
|-------------------------------|-----|
| 4.2 二維結構鉬酸鋰藍光倍頻量測與分析.....     | 75  |
| 4.2.1 實驗目的.....               | 75  |
| 4.2.2 實驗架構.....               | 76  |
| 4.2.3 實驗結果與分析.....            | 78  |
| 4.3 光參振盪器之建立量測與分析.....        | 89  |
| 4.3.1 實驗目的.....               | 89  |
| 4.3.2 系統架構.....               | 91  |
| 4.3.3 實驗結果與分析.....            | 93  |
| 4.3.4 光參振盪器之總結、文獻比較與討論.....   | 107 |
| 4.4 光參振盪藍光產生器之量測與分析.....      | 109 |
| 4.4.1 實驗目的.....               | 109 |
| 4.4.2 級聯倍頻光參振盪器之量測與分析.....    | 110 |
| 4.4.3 自倍頻光參振盪藍光產生器之量測與分析..... | 120 |
| 第五章 結論與未來展望.....              | 127 |
| 5.1 結論.....                   | 127 |
| 5.2 未來展望.....                 | 129 |

# 附表目錄

|  |     |
|--|-----|
| 表 1.2-1 三種常用非線性晶體之特性比較.....                    | 5   |
| 表 3.1-1 鋇酸鋰波長轉換與準相位匹配週期的關係.....                | 39  |
| 表 3.3-1 級聯倍頻光參振盪器耦合波方程模擬參數.....                | 52  |
| 表 3.3-2 自倍頻光參振盪器耦合波方程模擬參數.....                 | 58  |
| 表 4.1-1 研磨使用之水砂紙與拋光液之規格.....                   | 61  |
| 表 4.1-2 1064 nm 泵浦雷射之特性.....                   | 68  |
| 表 4.1-3 532nm 泵浦光參振盪器之前置泵浦光路鏡片規格.....          | 69  |
| 表 4.1-4 泵浦共振腔綠光規格.....                         | 71  |
| 表 4.2-1 倍頻藍光之 930 nm 基頻光特性.....                | 76  |
| 表 4.2-2 藍光倍頻出光角度之理論計算.....                     | 80  |
| 表 4.3-1 532nm 泵浦光參振盪器共振腔鏡與濾光鏡規格(兩組共振腔鏡).....   | 92  |
| 表 4.3-2 532nm 泵浦光參振盪器比較表.....                  | 107 |
| 表 4.4-1 級聯倍頻光參振盪藍光產生器共振腔鏡與濾光鏡規格.....           | 111 |
| 表 4.4-2 級聯倍頻光參振盪器倍頻藍光實驗所用濾光鏡於 465.3nm 之穿透率.... | 118 |
| 表 4.4-3 自倍頻光參振盪藍光產生器共振腔鏡與濾光鏡規格.....            | 121 |
| 表 4.4-4 自倍頻光參振盪藍光產生器倍頻藍光實驗濾光鏡於 435.1nm 穿透率...  | 126 |

# 附圖目錄

|  |    |
|--|----|
| 圖 1.3-1 鈮酸鋰的晶體結構(a)鐵電相(b)順電相.....  | 7  |
| 圖 1.3-2 鐵電相時，鋰離子在氧平面附近的位能圖.....  | 8  |
| 圖 1.5-1 光參振盪器架構示意圖.....  | 11 |
| 圖 2.2-1 第一型相位匹配示意圖.....  | 17 |
| 圖 2.2-2 分離角示意圖.....  | 19 |
| 圖 2.3-1 準相位匹配結構示意圖.....  | 21 |
| 圖 2.3-2 倍頻光強度與晶體長度之關係(a)相位匹配(b)準相位匹配(c)不匹配.....                              | 23 |
| 圖 2.4-1 (a)真實空間中 $\chi^{(2)}$ 的分佈 (b)倒置晶格結構.....                             | 24 |
| 圖 2.4-2 非線性之 Ewald 釋義圖.....  | 26 |
| 圖 2.4-3 (a)二維結構 $\chi^{(2)}$ 分佈(b)倒置晶格向量的強度.....                             | 28 |
| 圖 2.4-4 一維結構開孔率對鈮酸鋰非線性係數的影響.....   | 29 |
| 圖 2.4-5 二維結構開孔率對鈮酸鋰非線性係數的影響.....   | 30 |
| 圖 3.2-1 532nm 泵浦光參振盪器之信號光、閒置光與晶體光柵週期關係圖.....                                 | 40 |
| 圖 3.2-2 532nm 泵浦光參振盪器之信號光、閒置光溫度調整曲線.....                                     | 41 |
| 圖 3.2-3 532nm 泵浦光參振盪器光柵週期 7.90 $\mu\text{m}$ 、7.76 $\mu\text{m}$ 溫度調整曲線..... | 42 |
| 圖 3.2-4 級聯倍頻光參振盪器晶體產生藍光倍頻之溫度交點圖.....   | 45 |
| 圖 3.2-5 二階自倍頻光參振盪藍光產生器晶體產生藍光倍頻之溫度交點圖.....                                    | 47 |
| 圖 3.3-1 晶體示意圖(a)級聯倍頻光參振盪器(b)自倍頻光參振盪器.....                                    | 48 |
| 圖 3.3-2 信號光往返共振腔之損耗面示意圖.....   | 53 |
| 圖 3.3-3 級聯倍頻光參振盪器參量增益與信號光初始值比例之關係.....                                       | 53 |
| 圖 3.3-4 共振穩定態之相對光子流密度與晶體內部距離數值解.....   | 54 |
| 圖 3.3-5 級聯倍頻光參振盪藍光產生器級聯比例與倍頻藍光轉換效率之關係.....                                   | 55 |
| 圖 3.3-6 自倍頻光參振盪器參量增益與信號光初始值比例之關係.....  | 59 |

|   |     |
|---|-----|
| 圖 3.3-7 共振穩定態之相對光子流密度與晶體內部距離數值解.....              | 60  |
| 圖 4.1-1 (a)研磨機(b)磨形狀晶體夾具(c)研磨拋光之晶體夾具.....         | 62  |
| 圖 4.1-2 (a)反射式光源下晶體研磨端面圖(b)穿透式光源下晶體研磨端面圖.....     | 63  |
| 圖 4.1-3 鉬酸鋰晶體之穿透率曲線.....                          | 64  |
| 圖 4.1-4 光參振盪器溫控系統示意圖.....                         | 66  |
| 圖 4.1-5 4KHz 操作下，泵浦雷射之雷射二極體電流跟輸出功率之關係.....        | 68  |
| 圖 4.1-6 4KHz 下，泵浦雷射的雷射二極體電流跟脈衝寬度之關係.....          | 69  |
| 圖 4.1-7 532nm 綠光泵浦光參振盪器之前置泵浦光路.....               | 70  |
| 圖 4.1-8 光參振盪器線型共振腔示意圖.....                        | 72  |
| 圖 4.1-9 短腔光學參量振盪器光束寬度有限值條件.....                   | 73  |
| 圖 4.2-1 倍頻產生 465nm 藍光實驗架構.....                    | 77  |
| 圖 4.2-2 2D PPCLT 正向入射之轉換效率波長頻寬圖.....              | 78  |
| 圖 4.2-3 正向入射時，倒置晶格光柵動量滿足準相位匹配示意圖.....             | 80  |
| 圖 4.2-4 (a)基頻光波長倍頻藍光光點圖(b)倍頻藍光輸出功率與遠場角關係圖.....    | 82  |
| 圖 4.2-5 規一化有效非線性係數平方對開孔率之關係圖.....                 | 83  |
| 圖 4.2-6 斜向入射時之倍頻藍光輸出功率頻譜.....                     | 85  |
| 圖 4.2-7 準相位匹配時，基頻光波長與晶體角度之關係.....                 | 86  |
| 圖 4.2-8 2D PPCLT 轉換效率圖.....                       | 87  |
| 圖 4.3-1 準相位匹配 532nm 綠光泵浦鉬酸鋰光參振盪器實驗架構.....         | 91  |
| 圖 4.3-2 6mm 週期性極化反轉鉬酸鋰光參振盪器共振頻譜圖.....             | 93  |
| 圖 4.3-3 6mm 週期性極化反轉鉬酸鋰晶體光參振盪器溫度調整曲線.....          | 94  |
| 圖 4.3-4 6mm 鉬酸鋰晶體光參振盪器輸出功率與泵浦功率關係圖.....           | 95  |
| 圖 4.3-5 930nm 共振腔光參振盪器功率斜率效率曲線比較(a)雙凹腔(b)雙平腔..... | 97  |
| 圖 4.3-6 20mm 週期性極化反轉鉬酸鋰晶體光參振盪器溫度調整曲線.....         | 99  |
| 圖 4.3-7 930nm 共振腔光參振盪器泵浦光與輸出光之關係圖.....            | 100 |

|  |     |
|--|-----|
| 圖 4.3-8 1260nm 共振腔光參振盪器泵浦光與輸出光之關係圖.....    | 101 |
| 圖 4.3-9 930 nm、1260 nm 共振腔泵浦功率與頻寬之關係圖..... | 103 |
| 圖 4.3-10 930 nm 共振腔光參振盪器信號光頻寬與波長關係圖.....   | 105 |
| 圖 4.4-1 級聯倍頻光參振盪藍光產生器實驗架構.....             | 110 |
| 圖 4.4-2 級聯倍頻光參振盪器藍光轉換效率波長、溫度頻寬圖.....       | 112 |
| 圖 4.4-3 調整光參振盪器晶體溫度掃描轉換效率波長頻寬過程示意圖.....    | 114 |
| 圖 4.4-4 調整光參振盪器晶體溫度掃描轉換效率波長頻寬模擬圖.....      | 115 |
| 圖 4.4-5 級聯倍頻光參振盪器輸出信號光與閒置光對晶體溫度之關係.....    | 116 |
| 圖 4.4-6 級聯倍頻光參振盪器藍光轉換效率曲線.....             | 117 |
| 圖 4.4-7 自倍頻光參振盪藍光產生器實驗架構.....              | 120 |
| 圖 4.4-8 自倍頻光參振盪器藍光轉換效率波長、溫度頻寬圖.....        | 122 |
| 圖 4.4-9 調整光參振盪器晶體溫度掃描轉換效率波長頻寬模擬圖.....      | 123 |
| 圖 4.4-10 自倍頻光參振盪藍光產生器輸出信號光與閒置光對晶體溫度之關係..   | 124 |
| 圖 4.4-11 級聯倍頻光參振盪藍光產生器藍光轉換效率曲線.....        | 125 |



# 第一章 緒論

## 1.1 研究背景

2005 年於日本愛知縣舉行的萬國博覽會上，新力公司展示夢幻炫麗的雷射投影電影劇院，為當時顯示技術領域投下一顆震撼彈。其後，Novalux 公司以外延共振腔面射型二極體雷射(Novalux Extended Cavity Surface Emitting Diode Laser, NECSEL)泵浦週期性極化反轉鈮酸鋰晶體(Periodically Poled Lithium Niobate, PPLN)產生紅藍綠光之組合架構，又為背投影顯示的發展開啟另一扇大門<sup>1</sup>。美國康寧(Corning)公司亦成功以週期性極化反轉鈮酸鋰波導(PPLN Waveguide)產生高效率的微型綠光雷射光源<sup>2</sup>，此為可攜式投影(Mobile Projection)所需之光源的重要關鍵技術。2008 年元月份日本三菱公司繼新力公司之後於美國拉斯維加斯舉行的消費性電子展 (Consumer Electronics Show, CES) 中展示即將量產的雷射投影電視，其具有比傳統陰極射線管(Cathode Ray Tube, CRT)與液晶顯示器(Liquid Crystal Display, LCD)更為優越的彩度(Color Range)與亮度(Brightness)。

行動可攜式投影近來亦掀起一股熱潮，代表產品如 Microvision 公司的丕米投影器(Pico Projector Display)以及 Explay 公司的奈米投影器(OiO Nano-Projector)，兩者皆使用雷射做為投影技術的光源。由以上幾

家代表性大廠的動向預測，雷射顯示勢必為未來顯示科技領域的發展重點。

自 1960 年 Maiman 發明紅寶石雷射以後<sup>3</sup>，雷射至今仍在學術各領域或是工業各方面之應用扮演關鍵性的角色。其無可取代的高亮度、能量集中與同調性高的特性，是雷射顯示得以發展的最主要優勢。而非線性晶體達成之頻率轉換，有效地延伸雷射頻譜的範圍，使更多波段之光源得以應用於各種不同之需求。Novalux 與康寧等公司的雷射顯示技術源頭，便在於非線性晶體的使用，配合其所使用之晶體長晶技術的成熟，更可有效降低工業製作成本。

最早的光學非線性倍頻現象，由 Franken 等人於 1961 年以高能量紅寶石雷射泵浦石英而發現<sup>4</sup>，接著，Armstrong 和 Bloembergen 等人即於次年提出了非線性頻率轉換的概念<sup>5</sup>。非線性頻率轉換包含了倍頻、和頻與差頻，可產生與入射光場不同頻率之輸出。倍頻、和頻主要應用在 200nm ~ 780nm 之紅、藍、綠光以及 UV 雷射，可作為雷射顯示技術之光源或微機械加工等等；而差頻主要應用於光參振盪器(Optical parametric oscillator, OPO)，提供具有波長可調特性的紅外光雷射。

非線性頻率轉換因為晶體的色散現象，高效率的轉換一直到 Bloembergen 等人於 1992 年提出準相位匹配(Quasi-Phase Matching, QPM)之觀念<sup>5</sup>，才有重大突破。Fejer 等人則以人為的方式<sup>6</sup>，於晶體中

製造一倒晶格光柵向量，補償因色散造成的動量不守恒，高效率的非線性轉換於是達成。利用鐵電畴(Domain)的自發性極化性質，以高電壓製成週期性極化反轉結構，即可實現此一理論。1998年，二維週期性極化反轉的非線性光子晶體(Nonlinear photonic crystal)由 V. Berger 提出<sup>7</sup>，此概念可用以達成二維準相位匹配。與一維週期性極化反轉結構比較，二維週期性極化反轉結構可達成較多波長的準相位匹配，然而，透過適當的週期調製，可使達成準相位匹配之波長近乎連續而達到寬頻準相位匹配的效果，在實際雷射顯示產業的相關應用上，這是一相當關鍵的課題。

在高轉換效率的前提下，以準相位匹配之晶體達成非線性頻率轉換，提供雷射顯示光源一個重要的發展方向，而由於半導體製程的進步，使準相位匹配晶體的製造達到相當的水準，配合驅動電路、半導體雷射、溫控封裝等等技術，雷射顯示及投影是極可能在這樣的背景下實現。

目前，國內投影顯示相關產業之發展仍趨於保守，主要仍以發光二極體(Light Emitting Diode, LED)顯示科技為主，目前不論採用三片式液晶投影技術(3LCD)、數位光源處理技術(Digital Light Processing, DLP)或矽基液晶技術(Liquid Crystal on Silicon, LCoS)等等平台所開發之微型投影器，仍使用發光二極體光源，亮度介於 20~40 流明之間，

因此必須在較昏暗的環境下才可投影出模糊的影像，如要擴大應用層面，亮度的提升將是最重要的關鍵。人們對高亮度、高彩度以及大尺寸的顯示是永不滿足的，而雷射顯示正好符合以上三項條件，再加上現今世界潮流的脈動，雷射顯示技術的發展實是國內業者刻不容緩的要務。

本篇論文之目的，第一是以實驗室自製週期性極化反轉鉍酸鋰晶體建立一光參振盪器系統，並以其可調波長之特性，量測實驗室自製藍光倍頻晶體的轉換效率；第二，分析比較兩種自行設計的光參振盪藍光產生器。期能以此研究成果，為國內雷射顯示領域略盡棉薄之力。



## 1.2 非線性晶體的比較與選擇

非線性光學歷經數十年的發展，種類繁多的非線性晶體已被研究開發出來，而一般常用的有鉬酸鋰(LiNbO<sub>3</sub>)、鉭酸鋰(LiTaO<sub>3</sub>)以及磷酸鉍化鉀(KTP)，表 1.2-1 中列出了這三種材料的基本特性比較：

表 1.2-1 三種常用非線性晶體之特性比較

|                    | 非線性係數<br>$d_{33}$ (pm/V) | 透明區間<br>(nm) | 矯頑電場<br>(kV/mm) | 抗光折變能力 | 居禮溫度<br>(°C) |
|--------------------|--------------------------|--------------|-----------------|--------|--------------|
| LiNbO <sub>3</sub> | 34.4                     | 300-5000     | 21              | 差      | 1140         |
| LiTaO <sub>3</sub> | 26.0                     | 280-5200     | 21              | 次之     | 601          |
| KTP                | 10.7                     | 350-4500     | 5               | 佳      | 936          |

選擇非線性晶體，首重非線性係數  $d_{33}$  的大小，因為其直接關係到轉換效率。接著，因本篇論文之實驗均使用綠光脈衝雷射做為入射光源，故抗光折變能力亦扮演舉足輕重的角色。若抗光折變能力不佳，將會使晶體轉換效率隨時間降低，甚者更會造成晶體損壞。最後要考慮的是與晶體製程難易度息息相關的矯頑電場，矯頑電場越大，須施加越高的電壓進行週期性極化反轉結構的製作，電壓越高，精準的控制越是不易。考量以上條件，再加上鉭酸鋰有透明區間較寬之優點，故本篇論文之研究，選擇以共融組成鉭酸鋰(Congruent Lithium Tantalate, CLT)做為非線性頻率轉換之晶體。近年來，等化學計量比鉭酸鋰(Stoichiometric Lithium Tantalate, SLT)以及摻氧化鎂等化學計量比

鉍酸鋰(MgO Doped Stoichiometric Lithium Tantalate, MgO:SLT)，已被成功地生長出來，兩者皆具有較好的抗光折變效應(Anti-Photorefractive Effect)及較高的抗損害閾值(Anti-Damage Threshold)，但其價格較為昂貴，所以實驗中仍以共融組成鉍酸鋰為主。



### 1.3 鉭酸鋰晶體介紹

鉭酸鋰屬於鐵電性(Ferroelectric)材料，如表 1.2-1 所示，居禮溫度約為 601°C，當其溫度超過居禮溫度時自發性極化就會消失。若溫度低於居禮溫度，由於鉭離子  $Ta^{5+}$  與鋰離子  $Li^+$  的不對稱排列，如圖 1.3-1(a) 所示在晶體內部產生極性，這種狀態稱做鐵電相(Ferroelectric Phase)，帶有壓電、電光等效應，但當溫度高於居禮溫度時，鉭離子與鋰離子

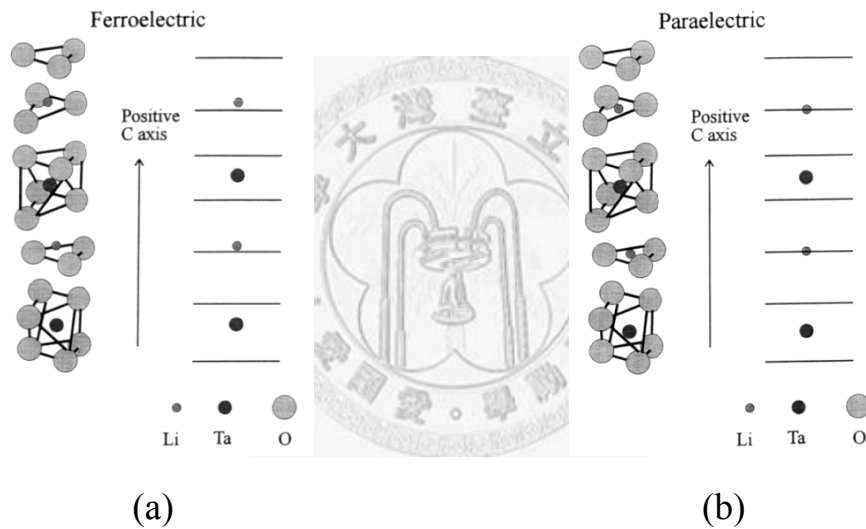


圖 1.3-1 鉭酸鋰的晶體結構(a)鐵電相(b)順電相

的不對稱排列會消失，如圖 1.3-1(b)所示，極性亦隨之消失，這種狀態叫做順電相(Paraelectric Phase)。

鐵電相的鉭酸鋰，鋰離子在氧平面附近有兩個位能穩定態，如圖 1.3-2 所示。自發性極化方向，由鋰離子所處穩定態決定，外加電壓使其由一穩定態激發至另一穩定態，此即為前所述之極化反轉，而此時

所需外加的最小電場稱為矯頑電場(Coercive Field)，鉭酸鋰的矯頑電場約為 21 kV/mm。超過居里溫度時，穩定態之間的位能障壁會消失，故鉭酸鋰的極性亦完全消失。

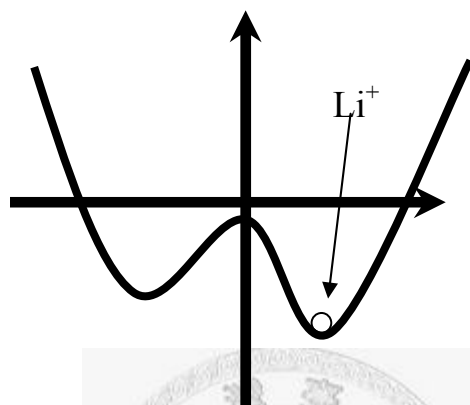


圖 1.3-2 鐵電相時，鋰離子在氧平面附近的位能圖

在圖 1.3-2 中顯示，兩個穩態所處的能量並不相同，故要將鋰離子由第一個穩定態激發到第二個穩定態，和從第二個穩態激發到第一個穩態，所需的能量並不相同，這是由於內建電場(Internal field) 造成的結果。要注意的是，內建電場的形成原因不同於內建電偶極。內建電場的來源，是因在鉭酸鋰晶體長晶的過程中， $\text{Li}_2\text{O} : \text{Ta}_2\text{O}_5$  的比例並非 50% : 50% 而是 48.6% : 51.4% 所造成，而這個特殊的比例，便是共融組成鉭酸鋰的長晶調製比例。



## 1.4 週期性區域反轉之製作方式

常見的鈹酸鋰製作週期性極化反轉的方式有質子交換法、鎳內擴散法、層狀結構長晶控制法<sup>8</sup>，及電子束掃描法<sup>9</sup>等。這些方法雖可導致鈹酸鋰的區域反轉，但是只能製作小面積且較淺的區域性極化反轉結構，且速度慢，不適合大量生產。高電壓致區域反轉法可快速製作大面積、均勻度高之塊狀晶片，為現今區域反轉是最為廣泛使用的方法<sup>10,11</sup>。

由實驗室自行研發的鎳金屬內擴散混和高電壓致區域反轉法製程技術，已趨成熟，本篇論文所用之鈹酸鋰晶體，均使用此製程方法製作。製程大致流程如下：

以制式清洗程序潔淨鈹酸鋰晶體表面，並利用黃光製程，於晶體的+Z面製作一維或二維週期性塊狀結構，再以濺鍍機制成長一適當厚度的鎳金屬層，經由掀離法(Lift Off)完成二維週期性孔洞結構。此週期性結構目的為規範高溫燒烤機製的有效擴散區域，以強化區域反轉機制的的作用，擴散完畢後，以王水移去晶體表面殘存鎳氧化物，再鍍上金屬電極並進行高電壓極化反轉，製作出週期性極化反轉鈹酸鋰晶體。

## 1.5 光參振盪器簡介

波長可調式的雷射光源可應用在許多領域，諸如分子光譜檢測、牙科手術、遙感技術以及光通訊等等領域。傳統雷射的最大缺點是其無法涵蓋所有波段，即使波長可調，往往範圍也不夠大。利用非線性光學原理的光參振盪器(Optical Parametric Oscillator, OPO)為此提供一解決的方法，其具有波長可調範圍大，架構簡單等等的優點，因而被廣泛的研究與應用。

光參振盪(Optical Parametric Oscillation, OPO)的基本現象來自於光參產生(Optical Parametric Generation, OPG)。光參產生的過程中，一較高能量的泵浦光(Pump)光子( $\omega_p$ )經過一塊非線性晶體，分裂為兩個較低能量的光子，分別稱之為信號光(Signal) ( $\omega_s$ )與閒置光(Idler) ( $\omega_i$ )，整個光參轉換過程遵守能量守恆 $\omega_p = \omega_s + \omega_i$ 。泵浦光波長通常是固定的，即 $\omega_p$ 固定，然經由調整非線性晶體之溫度與泵浦光入射角度，可得到波長可調的信號光和閒置光。

一般來說，光參振盪器腔鏡之鍍膜可決定共振光，此共振光即定義為信號光。然而，光參共振腔鏡面之鍍膜設計若僅對信號光或閒置光進行高反射鍍膜，稱之為 Singly Resonant Oscillator(SRO)，具有波長輸出穩定之特性。

圖 1.5-1 為一光參振盪器之示意圖。將泵浦光打入一個光參振盪器

中，泵浦光即被轉換成信號光和閒置光，又因加入了共振腔之故，光參振盪較光參產生具有較低的泵浦閾值 (Pump Threshold)。共振腔鏡的反射率愈高，閾值愈低。此外，光參振盪也較光參產生具有較窄的頻寬。

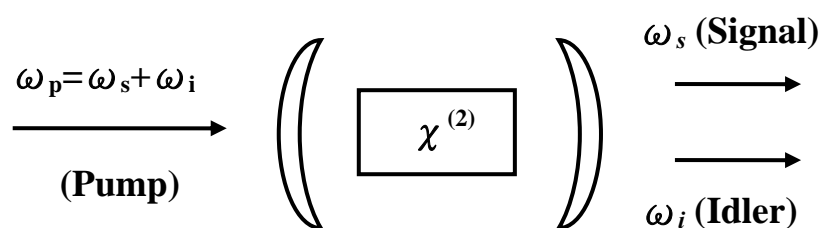


圖 1.5-1 光參振盪器架構示意圖

理論上來說，如果泵浦光屬於紫外光波段，則藍光信號光與紅光閒置光極有可能同時產生，此點為雷射顯示或雷射電視的應用提供一個發展的方向<sup>12</sup>。

本篇論文提供另外兩種以光參振盪器為基礎的方式實現藍光的產生，名為級聯倍頻光參振盪器(Cascading Optical Parametric Oscillator Second Harmonic Generation)及自倍頻光參振盪器(Self-Doubling Optical Parametric Oscillator)。兩者皆為光參振盪器共振的同時，產生由信號光倍頻之藍光，故又稱做光參振盪藍光產生器。

## 1.6 論文內容概述

本篇論文做為光參振盪器及倍頻之用的週期性極化反轉鉭酸鋰 (Periodical Poled Lithium Tantalite, PPLT) 非線性晶體，除一片 MgO:SLT 晶體由中央研究院原子與分子科學研究所的孔慶昌老師提供外，其餘由本實驗室成員製作。

論文之大綱如下。第二章將介紹到非線性頻率轉換、雙折射相位匹配、一維/二維準相位匹配以及光參振盪器相關理論；第三章對晶體週期設計及光參振盪藍光產生器之數值模擬有詳細討論；第四章光學測量的部分，二維藍光倍頻實驗、光參振盪器的轉換效率及波長特性以及光參振盪藍光產生器均有定性及定量的測量結果與分析。最後第五章為結論與未來之展望。



## 第二章 頻率轉換與光參振盪器相關理論

### 2.1 非線性頻率轉換與相位匹配

非線性介質中的光場傳播可用下列波動方程式表示：

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \epsilon_0 n^2 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (2.1-1)$$

$$\vec{P} = \epsilon_0 \vec{\chi} \vec{E} \quad (2.1-2)$$

$\mu_0$  及  $\epsilon_0$  為空氣中的導磁係數 (Permeability) 與介電常數 (Dielectric Constant)， $n$  為介質的折射率， $\chi$  為磁化率 (Susceptibility)，為一張量，可展開為光場的函數：

$$\vec{\chi} = \vec{\chi}^{(1)} + \vec{\chi}^{(2)} \vec{E} + \vec{\chi}^{(3)} \vec{E} \vec{E} + \dots \quad (2.1-3)$$

$\chi^{(1)}$  屬於線性光學的範疇，一般所見的反射、折射、繞射等皆由此項所造成，而  $\chi^{(3)}$  是造成柯爾效應 (Kerr Effect)、光折變 (Photorefractive Effect) 等效應的主要因素。 $\chi^{(2)}$  僅存在非中心對稱 (Non-Centro-Symmetric) 的晶體中，是造成非線性頻率轉換如倍頻、和頻及差頻等現象最重要的參數。

以和頻為例，考慮三種不同頻率的單頻光在非線性晶體中傳播， $\omega_1$ 、 $\omega_2$  為入射光頻率， $\omega_3$  則是輸出光頻率。輸入與輸出波之間為能量守恆關係  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ 。假設光在晶體中沿著  $x$  方向傳播，其光場可表示為：

$$\begin{aligned}
\vec{E}_1(x, t) &= \frac{1}{2} \{E_1(x)e^{i(k_1x - \omega_1t)} + c.c\} \\
\vec{E}_2(x, t) &= \frac{1}{2} \{E_2(x)e^{i(k_2x - \omega_2t)} + c.c\} \\
\vec{E}_3(x, t) &= \frac{1}{2} \{E_3(x)e^{i(k_3x - \omega_3t)} + c.c\}
\end{aligned} \tag{2.1-4}$$

式(2.1-4)代入式(2.1-1)與式(2.1-2)中後，只考慮 $\chi^{(1)}$ 及 $\chi^{(2)}$ 的影響，

再假設緩慢振幅增益  $\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} \ll k \frac{\partial E}{\partial x}$  且無能量損耗，則以平面波近似，可得：

$$\begin{aligned}
\frac{\partial E_1}{\partial x} &= -\frac{ik_1 d_{eff}(x)}{n_1^2} E_3 E_2^* e^{-i\Delta kx} \\
\frac{\partial E_2}{\partial x} &= -\frac{ik_2 d_{eff}(x)}{n_2^2} E_3 E_1^* e^{-i\Delta kx} \\
\frac{\partial E_3}{\partial x} &= -\frac{ik_3 d_{eff}(x)}{n_3^2} E_1 E_2 e^{i\Delta kx}
\end{aligned} \tag{2.1-5}$$

$$\Delta k = k_3 - k_1 - k_2 = 2\pi \left( \frac{n_3}{\lambda_3} - \frac{n_1}{\lambda_1} - \frac{n_2}{\lambda_2} \right) \tag{2.1-6}$$

$\Delta k$ 為不同頻率的光場在晶體中作用時整體的相位差， $d_{eff}$ 為等效的非線性係數大小。以上式子說明不同頻率的光場在非線性晶體中進行頻率轉換時，其振幅與行進距離、相位變化的關係。

以二倍頻(Second Harmonic Generation, SHG)為例， $\omega_1 = \omega_2$ ， $\omega_3 = 2\omega_1 = 2\omega_2$ ，在 $E_1$ 及 $E_2$ 強光場的作用下，假設基頻光強度遠大於二倍頻光強度，利用平面波近似，經過晶體作用長度  $L$  後，可推得二倍頻的轉換功率：

$$P_3^{2\omega} = \frac{2\omega^2 d_{eff}^2 L^2 (P\omega)^2 \sin^2\left(\frac{1}{2}\Delta kL\right)}{\varepsilon_0 c^3 n_\omega^2 n_{2\omega} A \left(\frac{1}{2}\Delta kL\right)^2} \tag{2.1-7}$$

由式(2.1-7)可以看出，倍頻轉換效率主要決定於最後一項 sinc 函數。當 $\Delta k = 0$ 時，就是所謂的相位匹配(Phase Matching)，二倍頻的輸出功率會隨著在晶體中作用長度的平方關係快速地增加。而 $\Delta k = 0$ 要成立，由式(2.1-6)可知，需滿足 $n_{2\omega} = n_{\omega}$ 。

然而，實際上用來當作光源的雷射為高斯光束(Gaussian Beam)，而式(2.1-7)為假設入射光是平面波推導所得。電場形式須把高斯光束發散的情況考慮進去， $E^{(\omega)}(r) \cong E_0 e^{-r^2/w_0^2}$ 。其中， $w_0$ 為基頻光之最小光束半徑(Beam Waist)。高斯波假設的情況下，所用到的截面積可以最小光腰處之截面積 $A = \pi w_0^2$ 置換。而利用雷射光束在瑞利長度(Rayleigh Length;  $2z_0$ )內光束發散並不會很大，我們設計晶體長度使符合 $L = 2z_0$  ( $z_0 \equiv \frac{\pi n w_0^2}{\lambda_1^2}$ )，並使最小光束半徑位於作用晶體長度 $L$ 中間，此為所謂共聚焦條件(Condition of Confocal Focusing)。把共聚焦條件代入式(2.1-7)中，最佳二倍頻轉換效率可簡化為：

$$\eta = \frac{P_3^{2\omega}}{P\omega} = \frac{16\pi^2 d_{eff}^2 L}{\epsilon_0 c \lambda_1^3 n_{\omega} n_{2\omega}} P\omega \frac{\sin^2(\frac{1}{2}\Delta k L)}{(\frac{1}{2}\Delta k L)^2} \quad (2.1-8)$$

由上式可知，在滿足共聚焦條件下，轉換效率與晶體長度和基頻光功率成正比關係，而不是前述之與晶體長度平方成正比<sup>13</sup>。

## 2.2 雙折射相位匹配

非等向性晶體(Anisotropic Crystals)中，相同傳播方向但不同極化方向的光，有著不同的折射率，以單軸(Uniaxial)晶體為例存在普極(Ordinary)折射係數 $n_o$ 與非普極(Extraordinary)折射係數 $n_e$ ，其關係式如下所示：

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\cos^2\theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2\theta}{n_e^2} \quad (2.2-1)$$

若 $n_e > n_o$ ，則稱為正單軸晶體(Positive Uniaxial Crystals)；若 $n_o > n_e$ ，則稱負單軸晶體(Negative Uniaxial Crystals)。因此我們可以利用其存在雙折射係數(Birefringence)的特性，加以選擇適當入射晶體的角度，便可使得基頻光在晶體中的折射係數恰等於倍頻光之折射係數，則基頻光與倍頻光可以相同的相速度(Phase Velocity)行進，稱之為雙折射相位匹配(Birefringence Phase Matching, BPM)。

利用雙折折性質形成相位匹配，依照相位匹配方式的不同，又可分為臨界相位匹配(Critical Phase Matching, CPM)與非臨界相位匹配(Non-Critical Phase Matching, NCPM)兩種。臨界相位匹配是單純的利用晶體雙折折特性，選擇適當的極化方向與入射角度，補償正常的色散而達成相位匹配，一般而言，分為下面兩種型式：

1. Type I Phase Matching :  $\begin{cases} o \text{ ray} + o \text{ ray} \rightarrow e \text{ ray} \\ e \text{ ray} + e \text{ ray} \rightarrow o \text{ ray} \end{cases}$



$$2. \text{ Type II Phase Matching} : \begin{cases} o \text{ ray} + e \text{ ray} \rightarrow o \text{ ray} \\ o \text{ ray} + e \text{ ray} \rightarrow e \text{ ray} \end{cases}$$

其中第一型相位匹配(Type I Phase Matching) 表示由兩個處於普極化頻率  $\omega$  光子合成一個處於非普極化頻率  $2\omega$  光子，或是由兩個處於非普極化頻率  $\omega$  光子合成一個處於普極化頻率  $2\omega$  光子；第二型相位匹配(Type II Phase Matching)則由不同極化態的光子合成。以第一型相位匹配為例，在一負單軸晶體當中，其  $\omega$  與  $2\omega$  光的折射率與入射晶體的角度關係圖 2.2-1 如所示。

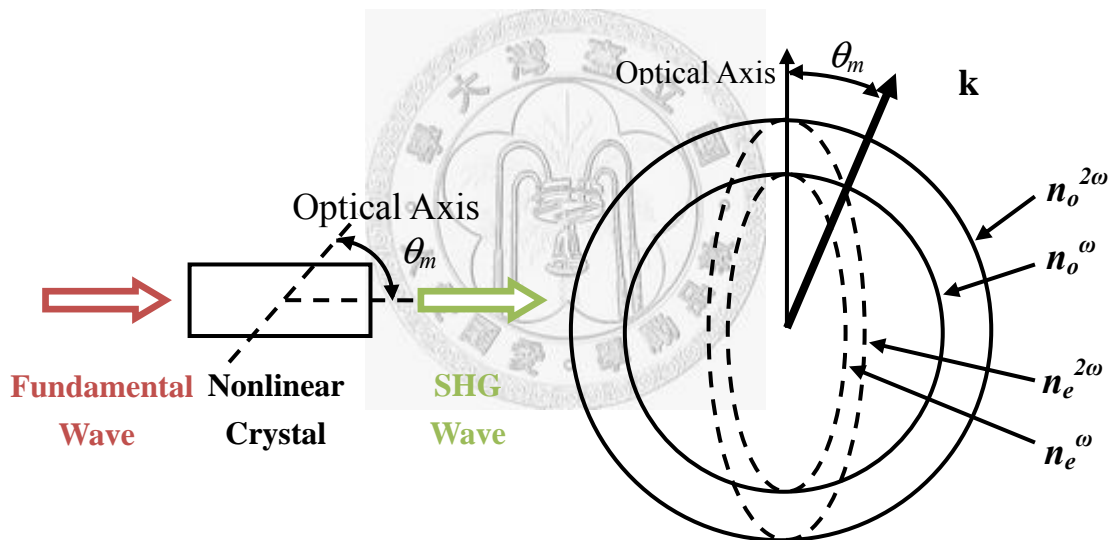


圖 2.2-1 第一型相位匹配示意圖

在某個特殊的相位匹配角度( $\theta_m$ )入射下，使得 $n_e^{2\omega}(\theta_m) = n_o^\omega(\theta_m)$ ，進而達成相位匹配 $\Delta k = 0$ 。將上述條件帶入式(2.2-1)，化簡整理可得

$$\sin^2 \theta_m = \frac{(n_o^\omega)^{-2} - (n_o^{2\omega})^{-2}}{(n_e^\omega)^{-2} - (n_o^{2\omega})^{-2}} \quad (2.2-2)$$

在負單軸晶體中，對於給定的基頻光，可以計算出產生二倍頻且相位匹配的光軸夾角來入射基頻光，利用雙折射晶體的特性使得  $\Delta k = 0$ ，進而達到最大的倍頻轉換效率。相同的狀況亦可適用於正單軸晶體，其關係式如下：

$$\sin^2 \theta_m = \frac{(n_o^{2\omega})^{-2} - (n_o^\omega)^{-2}}{(n_e^\omega)^{-2} - (n_o^\omega)^{-2}} \quad (2.2-3)$$

我們可依照晶體的雙折射特性，定義當轉換效率降為最大值的 1/2 時，非線性頻率轉換可接受角 (Acceptance Angle)，由式(2.1-8)可知：

$$\eta_{SHG} \equiv \frac{P^{2\omega}}{P^\omega} \propto \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2\pi}\right) \quad (2.2-4)$$

當  $\text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2\pi}\right) = \frac{1}{2}$  時，其相位差為：

$$\Delta k = 0.886 \frac{\pi}{L} \quad (2.2-5)$$

而單光軸之非線性晶體，在使用第一型相位匹配時，其相位差與晶體折射率有關：

$$\Delta k = k^{2\omega} - k^\omega = \frac{4\pi}{\lambda} [n_o^\omega - n_e^{2\omega}(\theta)] \quad (2.2-6)$$

綜合(2.2-1)式推得  $n_e^{2\omega}(\theta)$ ，並以微分關係得知，當基頻光以  $\theta_m$  入射時，晶體可接受角與  $\Delta k$  之關係為

$$\Delta k = \frac{\partial(\Delta k)}{\partial \theta} \Big|_{\theta=\theta_m} \times \frac{\Delta \theta}{2} \quad (2.2-7)$$

可得：

$$\Delta \theta = 0.886 \frac{\lambda}{L \sin(2\theta)} \times \frac{1}{(n_o^\omega)^3} \left[ \frac{1}{(n_o^{2\omega})^2} - \frac{1}{(n_e^{2\omega})^2} \right]^{-1} \quad (2.2-8)$$

由上式可知，當相位匹配時，增加晶體長度雖然可以提升轉換效

率，但相對的將減小晶體的可接受角，進而又影響到倍頻轉換效率。因此在使用雙折射相位匹配時，晶體種類、相位匹配角、晶體長度以及可接受角等重要因素皆互相影響，因而限制了雙折射匹配的應用性。

除了可接受角的限制，由於光束是以一特定角入射，利用晶體自然的雙折射特性而達成相位匹配，故相位匹配角不為  $0^\circ$  或  $90^\circ$ ，亦即基頻光是以不平行光軸的角度入射，而產生的倍頻光將會因雙折射效應而與基頻光分離，如圖 2.2-2 所示，稱此基頻光與倍頻光之夾角  $\rho$  為分離角 (Walk-Off Angle)。

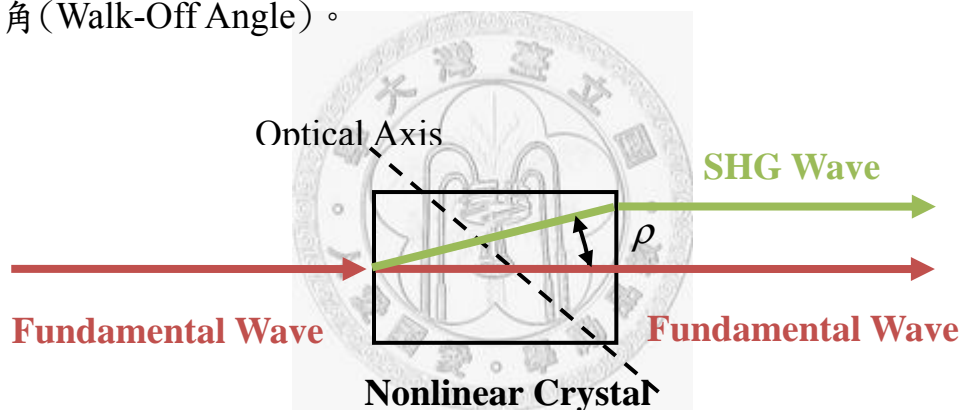


圖 2.2-2 分離角示意圖

光束分離將使得倍頻光能量無法累積而降低轉換效率，並使得倍頻光輸出模態變差，且限制了晶體的可用長度。為了解決分離角的問題，因而有了非臨界相位匹配的構想。當基頻光以垂直光軸的角度 ( $\theta_m$ ) 入射時，經由改變非線性晶體之溫度達到相位匹配，稱之為非臨界相位匹配。

某些晶體折射率隨溫度的變化很顯著，而  $n_e$  隨溫度的變化比  $n_o$  的

變化大，適當調變晶體溫度，使得倍頻光與基頻光之折射率相同。雖然藉由調整晶體溫度可以改變倍頻光與基頻光在晶體中之折射率，然而倍頻晶體本身的折射率也會因溫度改變而有所變化，使得倍頻的轉換效率受限於倍頻晶體的溫度頻寬。當倍頻晶體因溫度變化而導致折射率改變時，易使相位匹配的程度變差。如式(2.2-9)所示，晶體長度越長，倍頻的溫度頻寬將越小，當溫度頻寬過小時，就必須對倍頻晶體做溫度控制，以維持最佳的倍頻轉換效率。

$$\Delta T \times L = 0.443 \times \frac{\lambda/2}{\left[ \frac{\partial n_o^\omega(T_m)}{\partial T} - \frac{\partial n_e^{2\omega}(T_m)}{\partial T} \right]} \quad (2.2-9)$$

$\Delta T$ ：溫度頻寬

$T_m$ ：達相位匹配時的臨界溫度

綜合上述各點，利用雙折射相位匹配法可達到完美的相位匹配，但對鉬酸鋰晶體來說，其無法使用到最大的二階非線性係數  $d_{33}$ 。再者，一般利用雷射當基頻光光源時，還會遇到如空間離散和可接受角的限制，空間離散使得倍頻光隨著晶體長度增加而與基頻光漸行漸遠，且產生之倍頻光能量不集中；而可接受角則限制了轉換的效率，超過可接受角之外的基頻雷射光無法轉換為二倍頻，形同浪費。而非臨界相位匹配則礙於可調的溫度範圍，可倍頻的基頻光範圍也隨之受限。故在使用雙折射相位匹配法時須注意以上諸多條件而極受限制。

## 2.3 一維空間的準相位匹配

哈佛大學的 Bloembergen 教授於 1962 年首次提出準相位匹配 (Quasi Phase Matching, QPM) 的概念<sup>5</sup>。其基本構想是透過週期性結構調變晶體的非線性係數，提供入射光進行非線性頻率轉換所需之特定大小光柵動量，避免因相位不匹配引起破壞性干涉，造成頻率轉換的能量無法持續累積。圖 2.3-1 為準相位匹配結構示意圖：

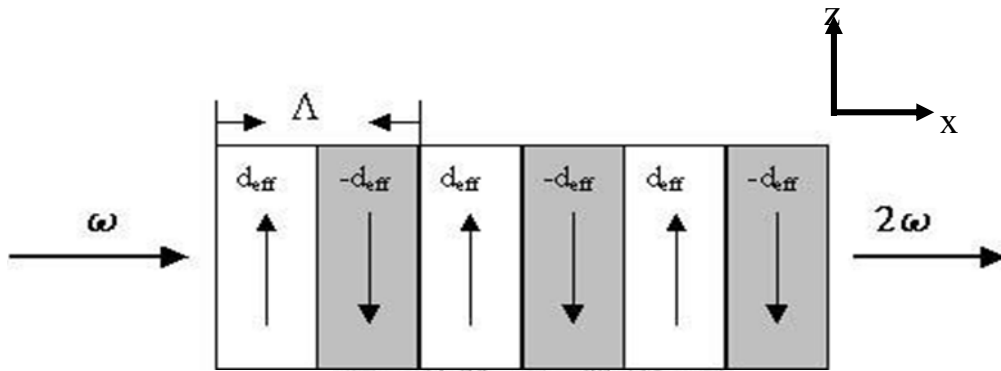


圖 2.3-1 準相位匹配結構示意圖

由傅立葉分析得知，這樣的結構將提供某些特定的光柵動量，此光柵動量大小可由週期  $\Lambda$  所決定。此時  $\chi^{(2)}$  經傅立葉分析可表示成：

$$\chi^{(2)}(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \chi^{(2)}(G_m) \exp(-iG_m x)$$

$$\chi^{(2)}(G_m) = \frac{2}{m\pi} d_{eff}, \quad m \in N \quad (2.3-1)$$

$$G_m = \frac{2\pi m}{\Lambda}, \quad m \in N$$

其中， $\chi^{(2)}(G_m)$  為第  $m$  階的傅立葉係數， $G_m$  為光柵向量 (Grating Vector)， $\Lambda$  是非線性係數在空間上被調變的週期。若經過調變後的相位

差修正量令為 $\Delta k_Q$ ，與原來的相位差式(2.1-6)相比，多出一項可調變的

$G_m$ 。如式(2.3-2)所示：

$$\Delta k_Q = k_3 - k_2 - k_1 - G_m \quad (2.3-2)$$

當 $\Delta k_Q = 0$ ，便稱為準相位匹配條件(QPM Condition)。吾人因此可

以得到調變週期，以二倍頻為例：

$$\Delta k_Q = \frac{4\pi}{\lambda}(n_{2\omega} - n_\omega) - G_m = \frac{4\pi}{\lambda}(n_{2\omega} - n_\omega) - \frac{2\pi m}{\Lambda} \quad (2.3-3)$$

$$\Lambda = m \frac{\lambda}{2} \cdot \frac{1}{(n_{2\omega} - n_\omega)}, \quad m \in N$$

而有效非線性係數 $d_{eff}$ 需修正為 $d_Q$ ：

$$d_Q = \frac{2}{m\pi} \sin(\pi m D) \cdot d_{eff} \quad (2.3-4)$$

其中 $D = l/\Lambda$ 稱為佔空比(Duty-Cycle)。 $l$ 為一個週期 $\Lambda$ 中，正或負其中一種非線性係數之區域的寬度。

在不考慮折射率及等效二階非線性係數差異的前提下，可比較相位匹配、相位不匹配、及準相位匹配等三種方式之倍頻強度隨雷射入射距離的變化，如圖 2.3-2 所示。由圖中可以看出，在相位不匹配時，最大的二倍頻效率在經過 $l_c = \Lambda/2$ 晶體長度作用後，能量又開始流回基頻光。因此，當相位不匹配時，二倍頻轉換效率會以 $\Lambda$ 為週期振盪，此週期正是準相位匹配所調變的最小週期單位。而最佳化的佔空比設計，須將原來相位不匹配之二倍頻能量開始流回至基頻時，將非線性係數的正負變號，如此二倍頻能量便可以持續累積。

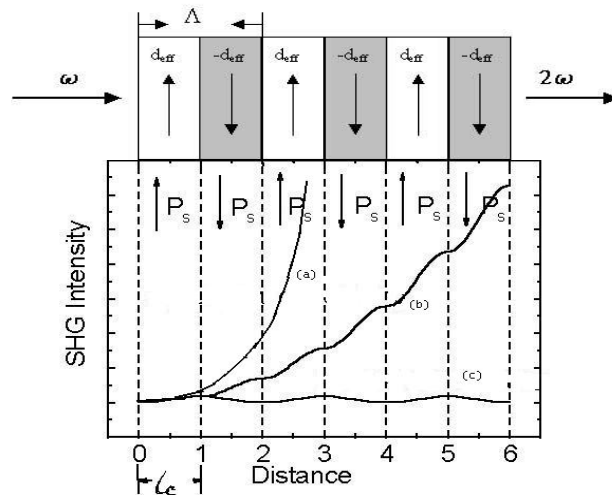


圖 2.3-2 倍頻光強度與晶體長度之關係(a)相位匹配(b)準相位匹配(c)不匹配

與雙折射相位匹配比較，準相位匹配可使用到晶體最大的二階非線性係數，鉬酸鋰、鈮酸鋰中， $d_{33}$  皆為最大的二階非線性係數。除此之外，因為基頻光與倍頻光同為非普極化偏振，準相位匹配也可避免光在晶體中傳播的空間離散效應，提高轉換效率。當在鈮酸鋰晶體中進行二倍頻轉換時，雙折射相位匹配與準相位匹配的等效最大二階非線性係數分別為： $d_{31} = 5.9 \text{ pm/V}$ ， $d_{QPM} = \frac{2}{\pi} d_{33} = 21.6 \text{ pm/V}$ ，由式(2.1-8)可知，轉換效率與非線性係數平方成正比，故準相位匹配的非線性轉換效率約為雙折射相位匹配的 13 倍左右。

## 2.4 二維空間的準相位匹配及模擬分析

### 2.4.1 二維倒置晶格向量

V. Berger 於 1988 年提出二維週期性極化反轉準相位匹配理論<sup>7</sup>。

若晶體折射係數為定值，且晶體之極性在空間中的調變製作成二維方向分佈，則其二階非線性係數 $\chi^{(2)}$ 的大小將呈二維週期性分佈，如圖

2.4-1 (a)所示。

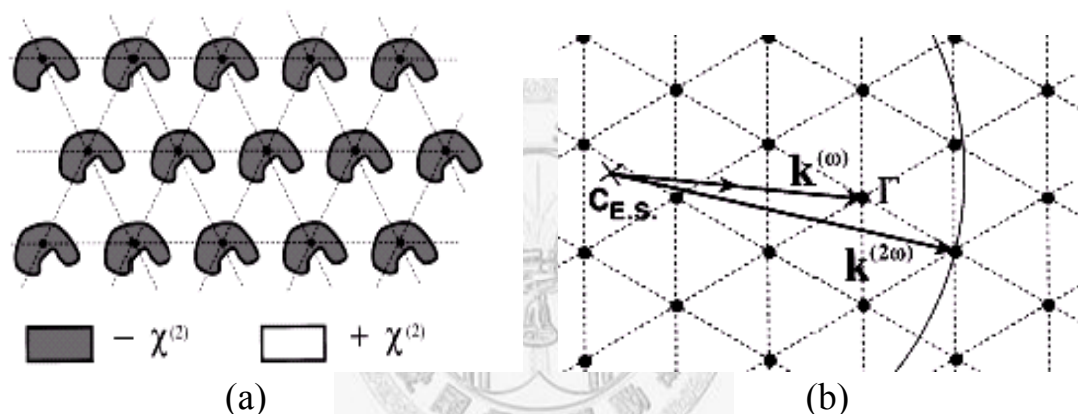


圖 2.4-1 (a)真實空間中 $\chi^{(2)}$ 的分佈 (b)倒置晶格結構

這時式(2.3-1)的 $\chi^{(2)}$ 應修正為更一般性的寫法：

$$\chi^{(2)}(\vec{r}) = \sum_{\vec{G} \in RL} \chi^{(2)}(\vec{G}_{mn}) \cdot \exp(-i\vec{G}_{mn} \cdot \vec{r}) \quad (2.4-1)$$

$$m, n \in N$$

由二維空間的傅立葉分析，得到倒置晶格空間(Reciprocal Lattice Space)的分佈如圖 2.4-1(b)所示。而式(2.4-1)中，對應的光柵向量 $\vec{G}_{mn}$ ，為倒置晶格中之分量。在倒置晶格空間中的任兩個點連線，都是二維晶體所能提供的光柵動量，和一維柵狀結構相比，二維晶體提供更多



的變化及可能的應用。

在二維晶體的結構中，波前向量差應改變為：

$$\Delta\vec{K}_Q = \vec{k}_3 - \vec{k}_1 - \vec{k}_2 - \vec{G}_{mn} \quad (2.4-2)$$

$\vec{G}_{mn}$  亦可稱為倒置晶格空間中的倒置晶格向量(Reciprocal Lattice Vector, RLV)。最基本的二維結構為週期  $\Lambda$ 、佔空比 1:1 之結構，其 RLV 可寫為：

$$\vec{G}_{mn} = \frac{2\pi}{\Lambda} \sqrt{m^2 + n^2} \quad (2.4-3)$$



## 2.4.2 Ewald 釋義圖

欲檢驗基頻光源在某個方向入射時，是否能夠達到準相位匹配以產生二倍頻輸出，可利用 Ewald 釋義圖 (Ewald Construction) 來檢驗，如圖 2.4-2 所示。

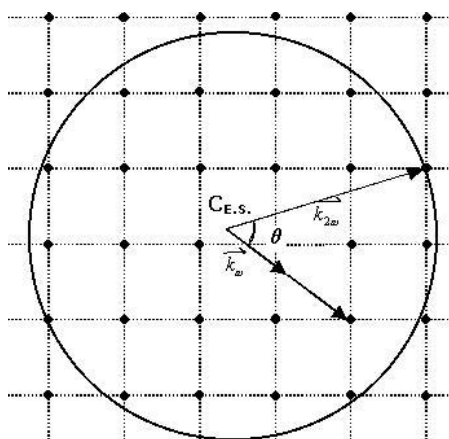


圖 2.4-2 非線性之 Ewald 釋義圖

通常  $2|k_\omega| < |k_{2\omega}|$ ，Ewald 釋義圖的畫法與一般晶格繞射不同。在被作用的倒置晶格點（稱為原點）附近距  $2|k_\omega|$  處為中心點，即 Ewald 圓的中心，以  $|k_{2\omega}|$  為半徑畫一圓。則由恰巧落在圓上的倒置晶格點，便可決定發生二維準相位匹配的倒置晶格向量  $\vec{G}_{mn}$  位置，在此可產生二倍頻。在同樣的倒置晶格點陣列平面中，可能不只有一個點在圓上，那麼可符合準相位匹配的倒置晶格向量就不只一個。同時，可藉由改變溫度、入射光波長的方式，改變基頻光與倍頻光的動量，亦即改變 Ewald 圓的半徑；轉動晶體角，即轉動倒置晶格結構的角度，都可能在不同方向得到倍頻光的輸出。

因此，在二維週期性極化反轉的結構中，由於能提供多種不同大小的光柵動量，除了二倍頻轉換，亦有可能經由準相位匹配，來達成其他種類的非線性轉換如和頻、差頻等等。



### 2.4.3 二維非線性晶體結構的傅立葉轉換分析

Ewald 圓清楚的說明，由晶格結構決定倒置晶格空間分布，以及可能的準相位匹配狀況。但要知道每一個倒置晶格向量的強度，單位晶格的形狀及分佈也必須考慮進去。非線性係數的分布 $d(x,y)$ 經傅立葉轉換後即為其倒置晶格向量空間：<sup>14</sup>

$$\iint_A d(x,y)e^{i(\Delta k_x x + \Delta k_y y)} dx dy \quad (2.4-4)$$

舉例來說，一個週期 $\Lambda$ 、佔空比1:1之二維結構，如圖 2.4-3(a)所示。此結構經傅立葉轉換後，可得出每一個倒置晶格向量的強度，如圖 2.4-3(b)所示。強度最大的倒置晶格向量為 $\vec{G}_{00}$ ，但此倒置晶格向量無法用於準相位匹配，因其為開孔率(Filling Ratio)不為 50%時，傅立葉轉換後數學上的結果。

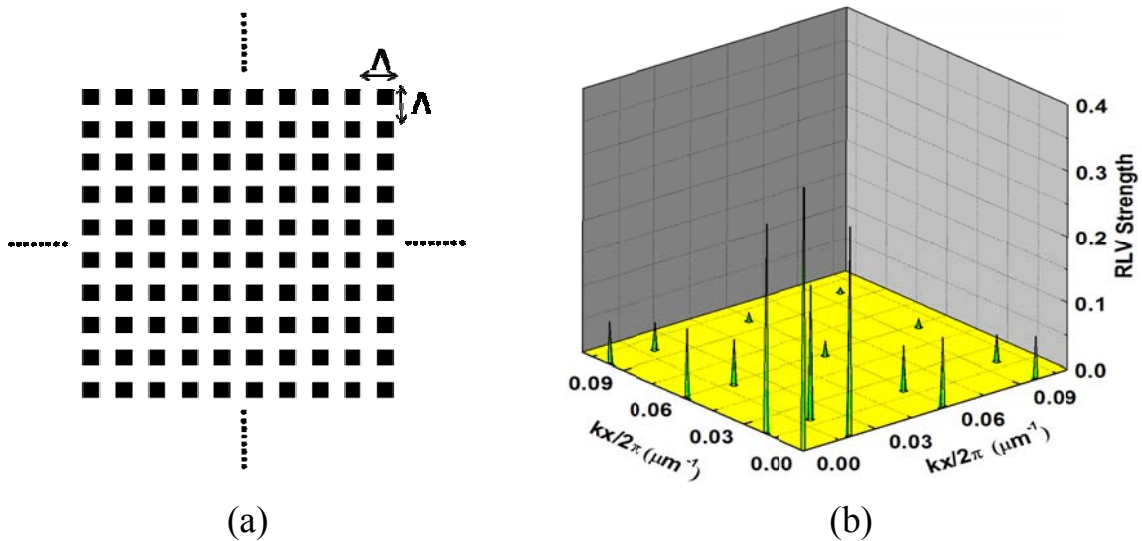


圖 2.4-3 (a) 二維結構 $\chi^{(2)}$ 分佈(b)倒置晶格向量的強度

雖然二維結構可提供更多準相位匹配所需的倒置晶格向量，但這所需付出的代價是其傅立葉分量變小。佔空比1:1的一維結構可提供的第一階倒置晶格向量強度為  $\frac{2}{\pi} \cong 0.6366$ ，而二維結構之最低階倒置晶格向量強度經傅立葉轉換計算可得約為 0.3185，約為一維結構倒置晶格向量強度的一半，如此一來，理論上轉換效率就差了四倍左右。

另外，佔空比事實上在二維結構中可衍伸出更具一般性的開孔率 (Filling Ratio) 概念，開孔率定義為單位晶格中，極化反轉區域所佔的面積比例。開孔率對倒置晶格向量強度的影響由傅立葉轉換後可以算出，

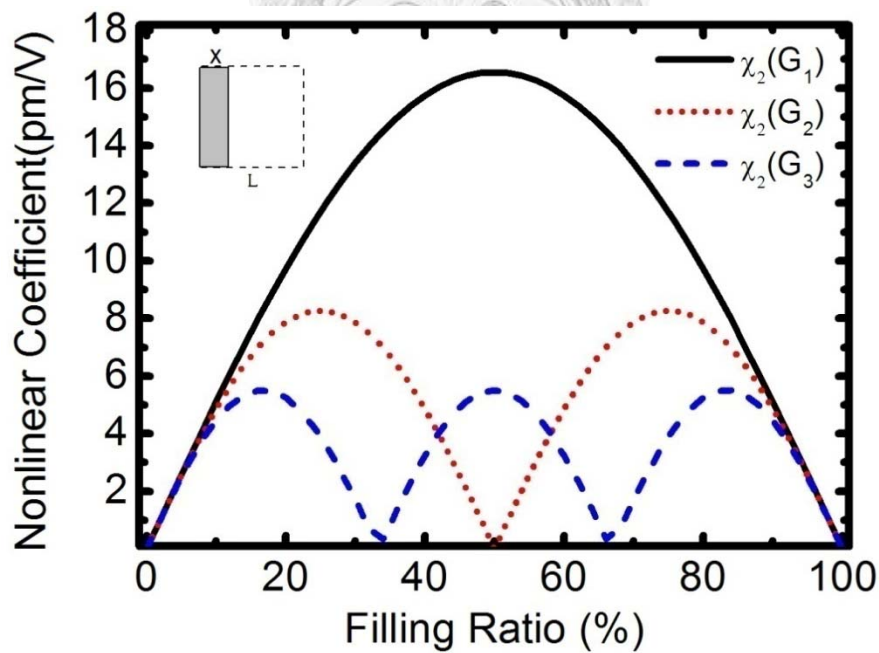


圖 2.4-4 一維結構開孔率對鉍酸鋰非線性係數的影響

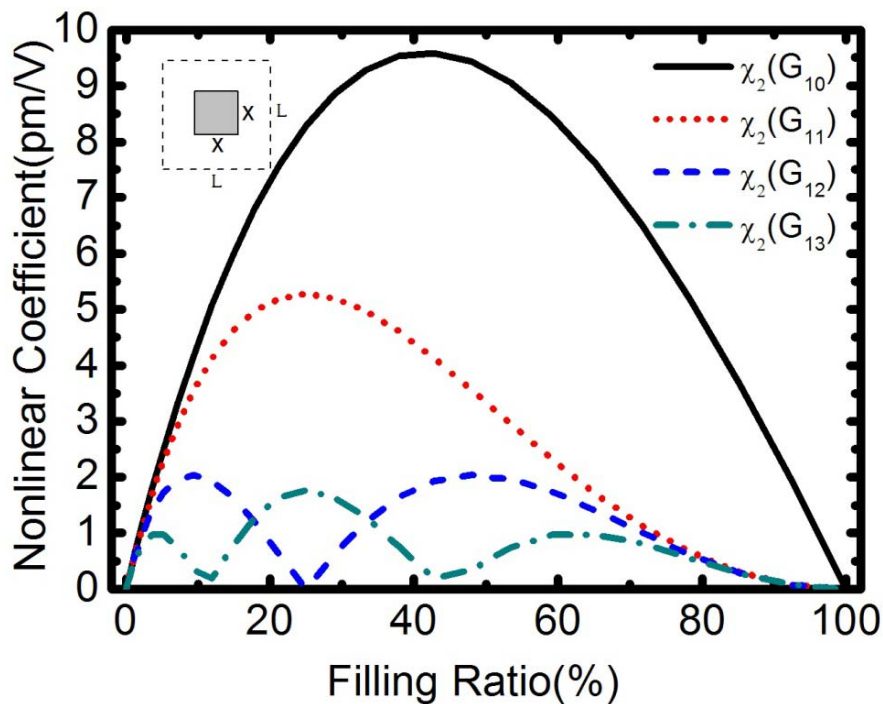


圖 2.4-5 二維結構開孔率對鉬酸鋰非線性係數的影響

以鉬酸鋰為例，可得出如圖 2.4-4、圖 2.4-5 之一、二維結構等效非線性係數對開孔率之作圖。

我們可歸納出兩個在設計二維非線性頻率轉換晶體可考慮的因素：(1) 兩向量在基底方向上的週期以及(2) 基底之夾角。然對不同的相位匹配倒置晶格向量，須設計相對應的開孔率，才可使該倒置晶格向量有最大的使用強度，進而使有效非線性係數最大，轉換效率才會高。頻寬的拓展方面，透過二維結構設計是可以等效達成的，與基頻光共線 (Collinear) 的  $\vec{G}_{10}$  向量有其相位匹配頻寬，而在非共線 (Non-Collinear) 方向上，仍有許多可達成相位匹配的倒置晶格向量，基頻光波長的移動，將激發其他倒置晶格向量達成準相位匹配。

## 2.5 光參產生和光參共振之理論

### 2.5.1 傳統光參產生及準相位匹配光參產生

考慮三個不同頻率的單頻光 $\omega_p$ 、 $\omega_s$ 、和 $\omega_i$ ，滿足下面關係：

$$\omega_s + \omega_i = \omega_p \quad (2.5-1)$$

其中 p 代表泵浦光(Pump)，s 代表信號光(Signal)，i 代表閒置光(Idler)。考慮緩慢振幅變化後，描述三者光行進方向(x 方向)上振幅

變化的耦合波方程(Coupled Wave Equation)為：

$$\begin{aligned} \frac{dE_s}{dx} &= -i \frac{\omega_s d_{eff}}{n_s c} E_p E_i^* \exp(-i\Delta k x) \\ \frac{dE_i}{dx} &= -i \frac{\omega_i d_{eff}}{n_i c} E_p E_s^* \exp(-i\Delta k x) \\ \frac{dE_p}{dx} &= -i \frac{\omega_p d_{eff}}{n_p c} E_s E_i \exp(i\Delta k x) \end{aligned} \quad (2.5-2)$$

其中  $d_{eff}$  為等效非線性係數。

$$\Delta k = k_p - k_s - k_i = 2\pi \left( \frac{n_p}{\lambda_p} - \frac{n_s}{\lambda_s} - \frac{n_i}{\lambda_i} \right) \quad (2.5-3)$$

假設泵浦光強度不變，即  $E_p$  視為定值，解式(2.5-2)，我們可以得到光參放大的單次通過功率增益(Single-Pass Power Gain)為：

$$G(L) = \frac{|E_s(L)|^2}{|E_s(0)|^2} - 1 \approx \frac{2\omega_s \omega_i d_{eff}^2 I_p}{n_s n_i n_p \epsilon_0 c^3} L^2 \text{sinc}^2 \left( \frac{\Delta k L}{2} \right) \quad (2.5-4)$$

在準相位匹配光參產生之情況時，我們可以將非線性係數 $d(x)$ 做傅立葉級數展開：

$$d(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} d(G_m) \exp(-iG_m x) \quad (2.5-5)$$

$$G_m = \frac{2\pi m}{\Lambda}$$

其中  $\Lambda$  為光柵週期。將式(2.5-5)代入式(2.5-2)，可以得到耦合波方

程為：

$$\begin{aligned}\frac{dE_s}{dx} &= -i \frac{\omega_s d_Q}{n_s c} E_p E_i^* \exp(-i\Delta k_Q x) \\ \frac{dE_i}{dx} &= -i \frac{\omega_i d_Q}{n_i c} E_p E_s^* \exp(-i\Delta k_Q x) \\ \frac{dE_p}{dx} &= -i \frac{\omega_p d_Q}{n_p c} E_s E_i \exp(i\Delta k_Q x)\end{aligned}\quad (2.5-6)$$

比較式(2.5-6)和式(2.5-2)，我們可以發現準相位匹配的光參產生和

傳統光參產生之相異處只在於  $d_Q$  和  $k_Q$ ，其中：

$$d_Q = d(G_m) \quad (2.5-7)$$

$$\Delta k_Q = k_p - k_s - k_i - G_m$$

當  $d(x)$  之調變為一方波，也就是週期性極化反轉時，其傅立葉係

數  $d(G_m)$  為：

$$d(G_m) = \frac{2d_{\text{eff}}}{m\pi} \sin\left(\frac{m\pi}{2}\right) \quad (2.5-8)$$

為了有最大的非線性係數，我們通常希望達成第一階( $m=1$ )準相位

匹配，並使佔空比 = 1:1，如下所示

$$d(G_1) = \frac{2}{\pi}$$

$$d_Q = \frac{2}{\pi} d_{\text{eff}} \quad (2.5-9)$$

$$\Delta k_Q = k_p - k_s - k_i - \frac{2\pi}{\Lambda}$$

當達到第一階準相位匹配時， $\Lambda$  為：

$$\Lambda = 2l_c = \frac{2\pi}{k_p - k_s - k_i} \quad (2.5-10)$$



假設泵浦光強度不變，可以得到準相位匹配的光參產生之單次通過功率增益(Single-Pass Power Gain)為：

$$G(L) = \frac{|E_s(L)|^2}{|E_s(0)|^2} - 1 \approx \frac{2\omega_s\omega_i d_Q^2 I_p}{n_s n_i n_p \epsilon_0 c^3} L^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k_Q L}{2}\right) \quad (2.5-11)$$

同樣地，式(2.5-11)與式(2.5-4)非常相似。

### 2.5.2 波長可調性

由式(2.5-7)，當達到第一階準相位匹配  $\Delta k_Q=0$  時，

$$\Lambda = \left[ \frac{n(\lambda_p, T)}{\lambda_p} - \frac{n(\lambda_s, T)}{\lambda_s} - \frac{n(\lambda_i, T)}{\lambda_i} \right]^{-1} \quad (2.5-12)$$

其中  $\lambda_p$ 、 $\lambda_s$ 、 $\lambda_i$  滿足能量守恆  $\lambda_p^{-1} = \lambda_s^{-1} + \lambda_i^{-1}$ 。式(2.5-12)也說明了準相位匹配光參產生的波長可調特性：

1. 固定光柵週期  $\Lambda$ ，調整溫度  $T$ ，輸出光的波長會改變。
2. 固定溫度  $T$ ，調整光柵週期  $\Lambda$ ，輸出光的波長也會改變。

### 2.5.3 光參產生細部理論

重寫式(2.5-2)，並假設  $E_p$  不衰減(Undepleted Pump)可得：

$$\begin{aligned} \frac{dE_s}{dx} &= -K_s E_i^* \exp(-i\Delta kx) \\ \frac{dE_i}{dx} &= -K_i E_s^* \exp(-i\Delta kx) \end{aligned} \quad (2.5-13)$$

其中  $K_j = i \frac{\omega_j d_{eff}}{n_j c} E_p$  ;  $j = s, i$  , 假設解為

$$\begin{aligned} E_s(x) &= (F e^{gx} + G e^{-gx}) e^{i\Delta kx/2} \\ E_i(x) &= (C e^{gx} + D e^{-gx}) e^{-i\Delta kx/2} \end{aligned} \quad (2.5-14)$$

其中  $g$  代表了場的空間變化速率， $C$ 、 $D$ 、 $F$ 、 $G$  為常數。將式(2.5-14)

帶入式(2.5-13)中，比較係數後可得：

$$\begin{aligned} F \left( g + \frac{i\Delta kx}{2} \right) &= K_s C^* \\ G \left( \frac{i\Delta kx}{2} - g \right) &= K_s D^* \\ C \left( g + \frac{i\Delta kx}{2} \right) &= K_i F^* \\ D \left( \frac{i\Delta kx}{2} - g \right) &= K_i C^* \end{aligned} \quad (2.5-15)$$

將式(2.5-15)寫為矩陣形式：

$$\begin{bmatrix} g + \frac{1}{2}\Delta kx & -K_s \\ K_i^* & -\left(g - \frac{i\Delta kx}{2}\right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F \\ C^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.5-16)$$

令行列式為零，可得

$$g = \sqrt{K_s K_i^* - \frac{1}{4} \Delta k^2} \quad (2.5-17)$$

定義光參增益係數(Parametric Gain Coefficient)為：

$$\Gamma^2 = K_s K_i^* = \frac{\omega_s \omega_i |d_{eff}|^2 |E_p|^2}{n_s n_i c^3} = \frac{2\omega_s \omega_i |d_{eff}|^2 I_p}{n_s n_i n_p \epsilon_0 c^3} \quad (2.5-18)$$

將邊界條件  $E_s(0)$ 、 $E_i(0)$  代入(2.5-14)可得：

$$\begin{aligned} E_s(0) &= F + G \\ E_i(0) &= C + D \end{aligned} \quad (2.5-19)$$

解式(2.5-15)、式(2.5-19)，可得一般解為：

$$E_s(x) = \left[ E_s(0) \left( \cosh gx - \frac{i\Delta k}{2g} \sinh gl \right) + \frac{K_s}{g} E_i^*(0) \sinh gx \right] e^{\frac{i\Delta kx}{2}} \quad (2.5-20)$$

$$E_i(x) = \left[ E_i(0) \left( \cosh gx - \frac{i\Delta k}{2g} \sinh gl \right) + \frac{K_i}{g} E_s^*(0) \sinh gx \right] e^{\frac{i\Delta kx}{2}}$$

得到單次通過功率增益(Single-Pass Power Gain)為

$$G_i(l) = \frac{|E_i(l)|^2}{|E_i(0)|^2} - 1 = \left[ 1 + \left( \frac{\Delta k}{2g} \right)^2 \right] \sinh^2 gl = \Gamma^2 l^2 \frac{\sinh^2 gl}{(gl)^2} \quad (2.5-21)$$

在高增益近似下：

$$G_i(l) = \frac{1}{4} \exp 2\Gamma l \quad (2.5-22)$$

$$\left( \frac{\Delta k}{2} \right) < g \text{ 或 } \Gamma^2 l^2 > \left( \frac{\Delta kl}{2} \right)^2$$

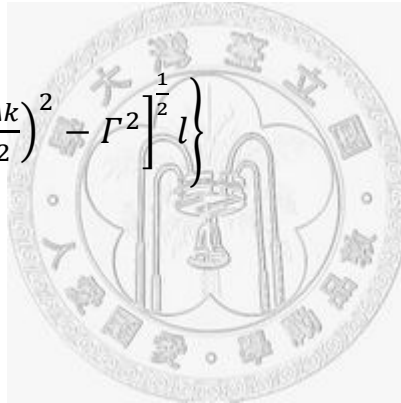
在低增益近似下：

$$G_i(l) = \Gamma^2 l^2 \operatorname{sinc}^2 \left\{ \left[ \left( \frac{\Delta k}{2} \right)^2 - \Gamma^2 \right]^{\frac{1}{2}} l \right\} \quad (2.5-23)$$

$$\Gamma^2 l^2 < \left( \frac{\Delta kl}{2} \right)^2$$

定義增益頻寬為：

$$\left| \left( \frac{\Delta k}{2} \right)^2 - \Gamma^2 \right|^{\frac{1}{2}} l = \pi \quad (2.5-24)$$



#### 2.5.4 光參振盪理論

將一塊非線性晶體置入一個共振腔中，就形成了光參振盪器。在泵浦光作用下，非線性晶體對信號光及閒置光可以提供增益。當增益超過了腔體的損耗，此光參振盪器就到達閾值並且共振。其特性相似於雷射，其輸出光為同調並與泵浦光同向。

光參振盪器有許多分類。首先，其操作模式可分為連續波(CW OPO)或是脈衝波(Pulse OPO)。依共振腔腔鏡鍍膜設計的不同也可分為很多種。其中最重要的兩種為 SRO(Singly Resonant Oscillator)及 DRO(Doubly Resonant Oscillator)，前者共振腔只對信號光或閒置光其中之一進行高反射鍍膜，後者共振腔之設計同時對信號光及閒置光進行高反射鍍膜。一般而言，DRO 有較低之閾值功率，但 SRO 仍提供較穩定之雷射波長輸出。

當泵浦光功率超過共振腔內部光學損耗所定義之閾值，光參振盪器就可以共振出光。光參振盪器之閾值的分析類似於雷射。在一個典型的光參振盪器中，當泵浦光單次通過晶體時，根據式(2.5-20)，信號光及閒置光就得到增益而成長起來。經過反射和回程後，當信號光和閒置光再和泵浦光同向時，又可以得到增益而再次被放大。所以光參振盪器的增益是單向的，而其損耗要計算整個迴路。當相位匹配時( $\Delta k = 0$ )，達到共振閾值的情況為：

$$E_s(l=0)e^{\alpha_s l} = E_s(0) \cosh \Gamma l + \frac{K_s}{\Gamma} E_i^*(0) \sinh \Gamma l \quad (2.5-25)$$

$$E_i(l=0)e^{\alpha_i l} = E_i(0) \cosh \Gamma l + \frac{K_i}{g} E_s^*(0) \sinh \Gamma l$$

其中 $\alpha_s$ 、 $\alpha_i$ 為信號光及閒置光在腔內來回一次之電場損耗(Roundtrip Electric Field Loss)。

假設低損耗， $e^{\alpha_s l} \sim 1 + \alpha_s l$ 、 $e^{\alpha_i l} \sim 1 + \alpha_i l$ ，可解得

$$\cosh \Gamma l = 1 + \frac{\alpha_s \alpha_i l^2}{2 + \alpha_s l + \alpha_i l}$$

$$\Gamma^2 l^2 \sim \alpha_s \alpha_i l^2 \quad (DRO) \quad (2.5-26)$$

$$\Gamma^2 l^2 \sim 2\alpha_s l \quad (SRO)$$

其中 $\alpha_s$ 、 $\alpha_i$ 為信號光和閒置光之單次通過(Single-Pass)功率損耗。

單次通過功率增益(Single-Pass Power Gain)在光參振盪器中扮演了很重要的角色。準相位匹配技術比傳統的雙折射相位匹配能提供更大的增益。近年來在微影製程及極化反轉技術方面的進步，也使光柵週期能做的更小、更精確，使得準相位匹配光參振盪器之頻譜範圍更廣，應用更多。

# 第三章 晶體設計與模擬分析

## 3.1 倍頻晶體週期之設計

設定好泵浦光源的波長與頻率轉換方式，可由式(2.3-2)、(2.4-2)計算出所對應的週期性極化反轉共熔組成鉭酸鋰(Periodically Poled Congruent Lithium Tantalate, PPCLT)週期，以達到準相位匹配，藉此滿足最大的頻率轉換效率所需條件。以第一階的二倍頻轉換說明，式(2.3-3)可化簡為：

$$\Lambda = \frac{\lambda_{\omega}}{2} \cdot \frac{1}{n_{2\omega} - n_{\omega}} \quad (3.1-1)$$

上式清楚說明以 $\lambda_{\omega}$ 波長基頻光入射PPCLT晶體時，晶體週期 $\Lambda$ 將由 $n_{\omega}$ 與 $n_{2\omega}$ 所決定。為了使用鉭酸鋰最大的非線性係數 $d_{33}$ ，我們將入射基頻光的極化方向設定在晶體Z軸方向，故式(3.1-1)中的 $n$ 值表示鉭酸鋰的非普及化(Extraordinary)折射率。而鉭酸鋰晶體的折射率，採用J. P. Meyn和 M. M. Fejer等人所提出的色列米爾方程式(Sellmeier Equation)計算<sup>15</sup>，如下式所示：

$$n_e^2(\lambda, T) = A + \frac{B+b(T)}{\lambda^2 - (C+c(T))^2} + \frac{E}{\lambda^2 - F^2} + D\lambda^2 \quad (3.1-2)$$

$$A = 4.5284$$

$$E = 7.769 \times 10^{-2}$$

$$B = 7.2449 \times 10^{-3}$$

$$F = 0.1838$$

$$C = 0.2453$$

$$b(T) = 2.6794 \times 10^{-8}(T + 273.15)^2$$

$$D = -2.367 \times 10^{-2}$$

$$c(T) = 1.6234 \times 10^{-8}(T + 273.15)^2$$

由式(3.1-1)、式(3.1-2)可以計算出各種基頻光在進行一階二倍頻轉換時，所需要的準相位匹配週期  $\Lambda$ 。針對鉬酸鋰可列舉幾個特定波長的倍頻轉換及其對應的週期作比較，如表 3.1-1 所示：

表 3.1-1 鉬酸鋰波長轉換與準相位匹配週期的關係

| Wavelength (nm)                   | Type | Temperature (°C) | QPM period ( $\mu\text{m}$ ) |
|-----------------------------------|------|------------------|------------------------------|
| 1260 + 1260 $\rightarrow$ 630 (R) | SHG  | 27               | 12.67                        |
| 1064 + 1064 $\rightarrow$ 532 (G) | SHG  | 27               | 7.83                         |
| 930 + 930 $\rightarrow$ 465 (B)   | SHG  | 27               | 5.13                         |
| 1260 + 1260 $\rightarrow$ 630 (R) | SHG  | 100              | 12.49                        |
| 1064 + 1064 $\rightarrow$ 532 (G) | SHG  | 100              | 7.71                         |
| 930 + 930 $\rightarrow$ 465 (B)   | SHG  | 100              | 5.04                         |
| 930 + 930 $\rightarrow$ 465 (B)   | SHG  | 140              | 4.99                         |
| 868 + 868 $\rightarrow$ 434 (B)   | SHG  | 150              | 3.95                         |

吾人可由上表中歸納出簡單的結論：(1)當操作溫度相同時，越短波長的倍頻轉換，所需要的週期越小；(2)當波長固定時，操作溫度越高，所需要的週期也會些微縮小。

## 3.2 光參振盪器晶體週期之設計

### 3.2.1 光參振盪器晶體週期設計

欲製作光參振盪器使用之週期性極化反轉鉬酸鋰晶體，準相位匹配的光柵週期可由式(2.5-9)計算。對於第一階準相位匹配， $\Delta k_Q = 0$ ，

光柵週期須為：

$$\Lambda(T) = \left( \frac{n(\lambda_p, T)}{\lambda_p} - \frac{n(\lambda_s, T)}{\lambda_s} - \frac{n(\lambda_i, T)}{\lambda_i} \right)^{-1} \quad (3.2-1)$$

其中  $\lambda_p$ 、 $\lambda_s$ 、 $\lambda_i$  分別為泵浦光(Pump)、信號光(Signal)、閒置光(Idler)之波長， $T$  為溫度， $n$  為折射率。所使用鉬酸鋰折射率之色列米爾公式如式(3.1-2)所示。由式(3.1-2)、(3.2-1)，可設計出用於光參振盪器晶體之光柵週期。此實驗中所使用之泵浦光波長為 532nm 之脈衝綠

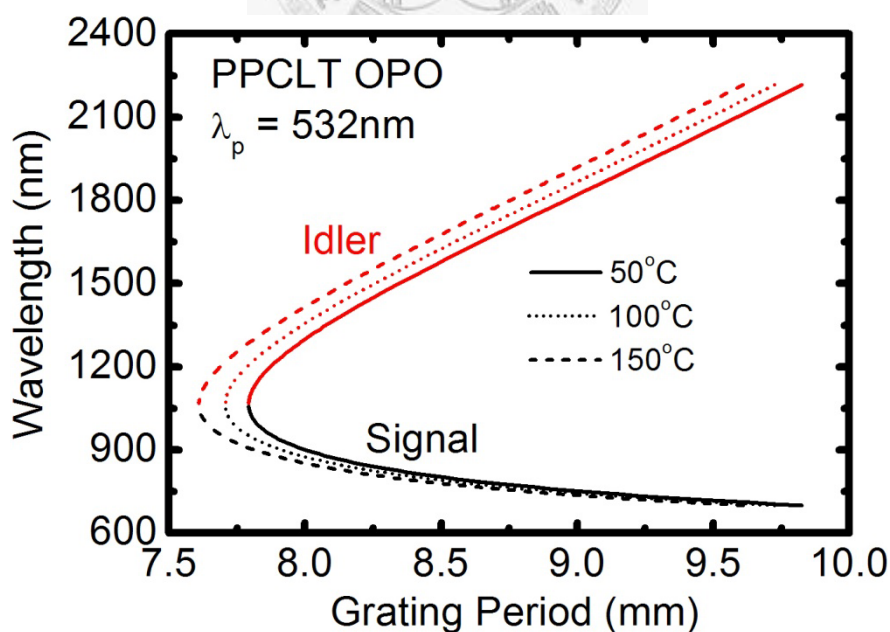


圖 3.2-1 532nm 泵浦光參振盪器之信號光、閒置光與晶體光柵週期關係圖



光，欲得到波長為 930nm 附近之信號光，可由圖 3.2-1 計算光柵週期在三個不同溫度下對應到的信號光與閒置光分佈。考慮晶體溫度控制上的精準，故設計 930nm 信號光與 1260nm 閒置光對應到的溫度在 50 °C ~ 150°C 之間，而由圖 3.2-1 可以得知，應設計的晶體光柵週期約在 7.7 $\mu$ m ~ 7.9 $\mu$ m 之間。

由於光參振盪器可以透過調整晶體溫度而調變輸出信號光與閒置光之波長，我們在圖 3.2-2 計算出光參雷射之晶體溫度調整對波長輸出之改變。透過如圖 3.2-2 的可用頻寬預估作業，再考慮鉍酸鋰晶體在低溫時仍有相當大的光折變效應，我們最後設計出兩款 532nm 泵浦光參振盪器晶體，光柵週期分別為 7.90 $\mu$ m 與 7.76 $\mu$ m，其模擬之溫度調整

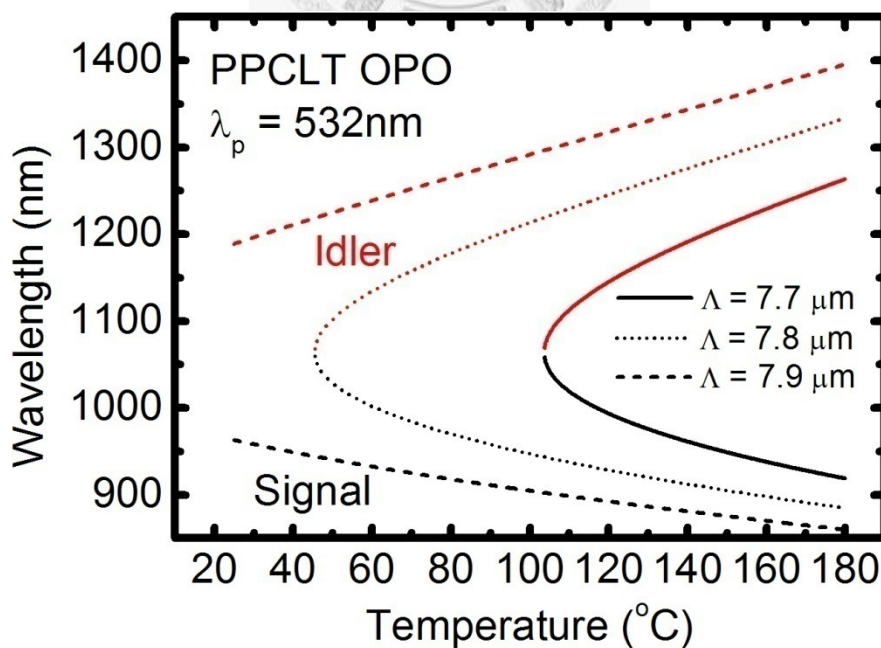


圖 3.2-2 532nm 泵浦光參振盪器之信號光、閒置光溫度調整曲線

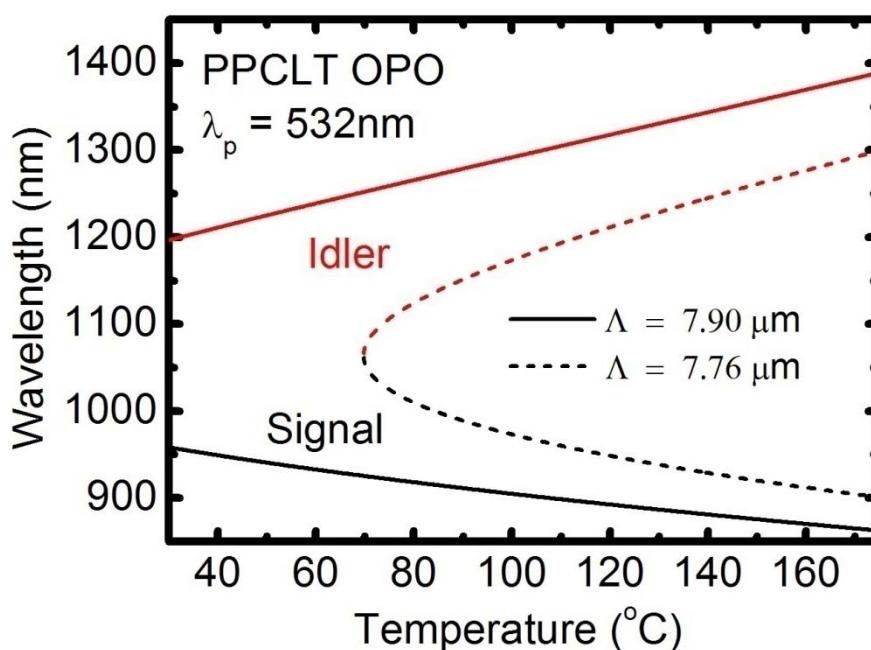


圖 3.2-3 532nm 泵浦光參振盪器光柵週期 7.90 $\mu\text{m}$ 、7.76 $\mu\text{m}$  溫度調整曲線

曲線如圖 3.2-3 所示，以此兩款晶體相互搭配，若忽略光參振盪器之簡併(Degeneracy)波長，可調波長範圍為 860nm~1390nm。

光柵週期 7.90  $\mu\text{m}$  的晶體主要用來做為二維週期性極化反轉結構藍光倍頻晶體之光源，因其 930 nm 信號光之對應溫度分別在 65.3 $^{\circ}\text{C}$  以及 75.8 $^{\circ}\text{C}$ ，溫度向上調整，即可符合高階準相位匹配之波長。而光柵週期 7.76  $\mu\text{m}$  之晶體因其 930 nm 信號光與 1260 nm 閒置光之對應溫度均大於 140 $^{\circ}\text{C}$ ，可使光折變效應更加降低，主要用在一維週期性極化反轉藍光倍頻晶體之光源以及一、二維週期性極化反轉紅光倍頻晶體。

### 3.2.2 光參振盪藍光產生器晶體週期設計

一般的光參振盪器，以差頻的方式產生紅外光的可調式光源，而這樣的性質，使得光參振盪器晶體本身為一雷射共振腔內的增益介質，若此增益介質本身又可與光參振盪器產生的信號光與閒置光有另一向上轉換(Up Conversion)的機制，如信號光的倍頻，便可成就自倍頻的光參振盪器。而這樣的頻率轉換，是利用晶體本身的折射率特性以高階準相位匹配的方式達成高效率的倍頻產生。

本篇論文主要以脈衝 532nm 綠光泵浦光參振盪器為主，故以 532nm 的泵浦光設計一自倍頻信號光的光參振盪藍光產生器晶體。配合鐳擴散製程中的穩定條件，佔空比定為 1:3，以一維週期性極化反轉結構的晶體來說，高階的有效非線性係數以二階為最大，如圖 2.4-4 所示。最後，如前一小節所討論的，溫控器的最佳溫控範圍定在 40°C ~165°C，故以此為設計之溫度範圍。

## 級聯倍頻光參振盪藍光產生器晶體設計

最直觀的光參振盪藍光產生器晶體設計為級聯倍頻光參振盪藍光產生器晶體，即一塊晶體中設計有兩種週期，分別扮演光參轉換與倍頻產生。此種設計，首先須選定晶體操作溫度，考慮在低溫下會有較強的光折變效應，故將操作溫度設計至  $140^{\circ}\text{C}$ 。

由於雷射顯示需求波長為  $465\text{nm}$  之純藍光，故在選定  $532\text{nm}$  綠光泵浦源後，光參振盪器之信號光波長則選為  $930\text{nm}$ ，才能進行級聯倍頻藍光  $465\text{nm}$  產生。有了以上設計資訊，以(3.1-1)、(3.1-2)式設計鉬酸鋰晶體的週期性極化反轉信號光倍頻週期，再以(3.2-1)、(3.1-2)式設計其光參振盪器週期。設計之信號光倍頻週期為  $4.99\mu\text{m}$ ，可將  $930\text{nm}$  信號光轉換為  $465\text{nm}$  的藍光；光參振盪器週期則如同前節之設計，為  $7.76\mu\text{m}$ 。

圖 3.2-4 為結構設計完成後，模擬溫度變化以驗證此設計之正確性，光參振盪器透過調整溫度改變輸出信號光波長，而倍頻晶體也因為溫度的調整而使準相位匹配波長有所改變，圖中兩曲線的交點溫度即為此級聯倍頻光參振盪藍光產生器晶體達成準相位匹配輸出倍頻藍光之溫度。級聯倍頻光參振盪藍光產生器的好處在於結構設計上相當有彈性，倍頻部分與光參產生部分可分開設計，但兩者的晶體長度比例則有一優化設計條件，約略是  $1:1$ 。

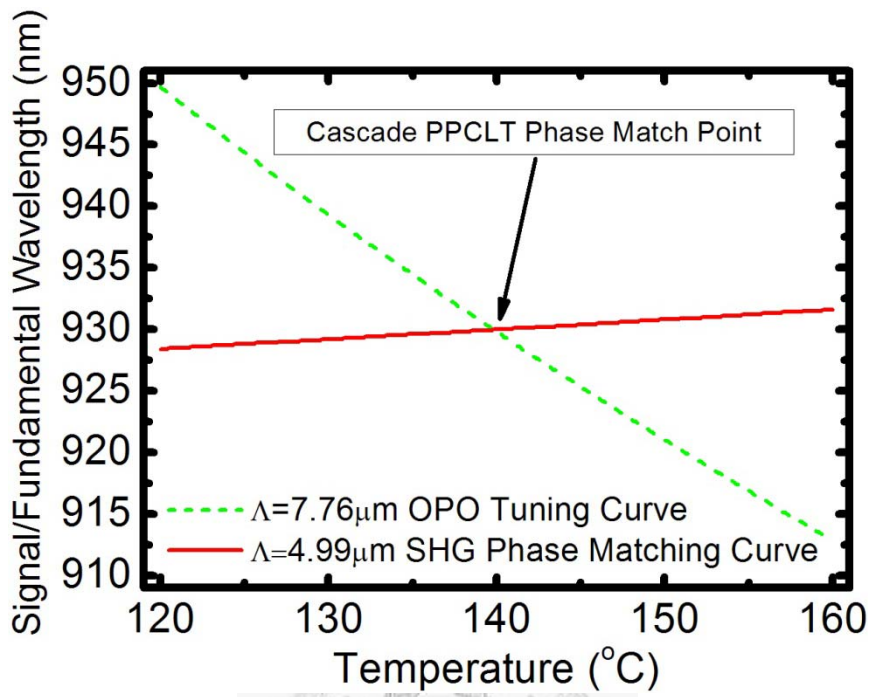


圖 3.2-4 級聯倍頻光參振盪器晶體產生藍光倍頻之溫度交點圖



## 自倍頻光參振盪藍光產生器晶體設計

鉍酸鋰相關製程上，倍頻藍光的週期皆在  $5\mu\text{m}$  以下，製作上有一定的難度，而高階準相位匹配提供另一獲得藍光的機會。由圖 2.4-4 可知，二階準相位匹配可用週期結構二倍於一階準相位匹配之週期進行，這方法可以克服小週期結構製造上之困難，然高階準相位匹配的有效非線性係數較小，故轉換效率亦相對較低。因光參振盪器的共振腔提供一腔內倍頻製造高效率倍頻藍光的方法，所以透過鉍酸鋰晶體結構設計，使得光參作用與倍頻產生共用同一週期，我們亦稱為二階自倍頻光參振盪藍光產生器晶體。此晶體光參振盪器的週期，恰好是二階倍頻藍光的週期，但對鉍酸鋰晶體來說，這並非可以隨意設計，只有在特定極化反轉週期及波長範圍內可以產生這樣的現象。圖 3.2-5 為設計以  $532\text{nm}$  泵浦出自倍頻藍光的光參振盪器與二階倍頻藍光溫度調整圖。

事實上，這樣的設計是相當受限制的。首先，因為固定泵浦光源為  $532\text{nm}$  的綠光及可調整溫度範圍為  $40^\circ\text{C}$  到  $165^\circ\text{C}$ ，故可產生倍頻藍光的極化反轉對應週期約在  $7.8\mu\text{m}$  到  $8.2\mu\text{m}$  之間，且如圖上的倍頻轉換曲線與光參振盪器溫度調整曲線的交點所示，信號光/基頻光波長侷限於  $868\text{nm}$  到  $870\text{nm}$  之範圍。同樣的，考慮低溫時較嚴重的光折變效應，最後決定使用的極化反轉鉍酸鋰晶體週期為  $7.90\mu\text{m}$ ，應於  $163.3$

°C時達成準相位匹配而出 869.1nm 信號光倍頻之藍光。

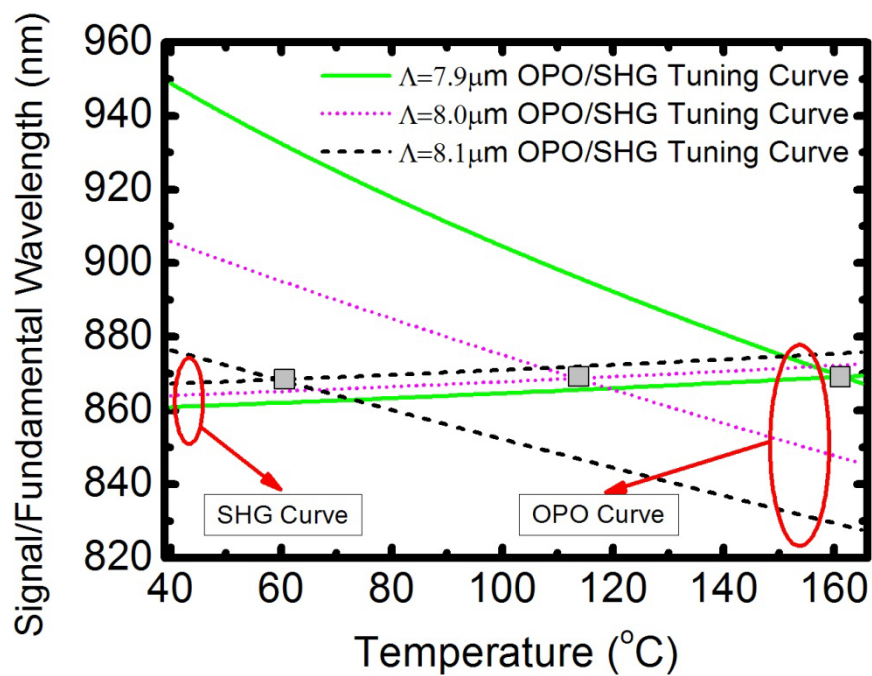


圖 3.2-5 二階自倍頻光參振盪藍光產生器晶體產生藍光倍頻之溫度交點圖



### 3.3 腔內倍頻光參振盪器理論與模擬分析

腔內倍頻光參振盪藍光產生器有兩種模式，一為級聯倍頻晶體之光參振盪器，一為自倍頻之光參振盪器，如圖 3.3-1，兩者的共通點在於皆使用光參產生並搭配上轉換(Up Conversion)以產生藍光，但兩者在理論分析上是有差異的。

級聯光參振盪倍頻藍光產生器的光參產生與倍頻過程是分開的，以耦合波方程(Coupled Wave Equation)的角度來看，兩者的耦合方程式沒有交互耦合的式子出現，光參產生與倍頻轉換有先後之分，但對於自倍頻光參振盪器來說，信號光的耦合方程存在與倍頻轉換的交互耦合，這就是兩者的最大差異。

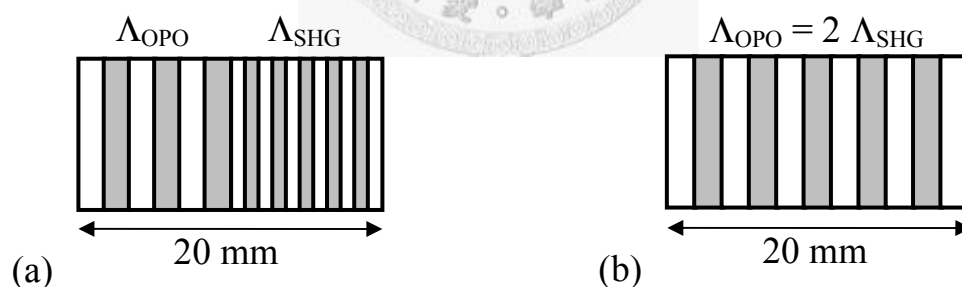


圖 3.3-1 晶體示意圖(a)級聯倍頻光參振盪器(b)自倍頻光參振盪器

自倍頻光參振盪藍光產生器的平面波理論分析由 Orhan Aytür 於 1998 年發表<sup>16</sup>。本節將依循其理論模型，先以傳統光參振盪器耦合波方程與倍頻理論耦合波方程分開的方式，進行級聯倍頻光參振盪藍光



產生器的數值模擬分析，再將兩者的耦合方程做一結合後，分析自倍  
頻光參振盪藍光產生器。



### 3.3.1 級聯倍頻光參振盪藍光產生器模擬與分析

在準相位匹配的前提下，光參振盪器的耦合波方程如式(2.5-6)所

述，為

$$\begin{aligned}\frac{dE_s}{dx} &= -j \frac{\omega_s d_Q}{n_s c} E_p E_i^* \exp(-j\Delta k_{Q1} x) \\ \frac{dE_i}{dx} &= -j \frac{\omega_i d_Q}{n_i c} E_p E_s^* \exp(-j\Delta k_{Q1} x) \\ \frac{dE_p}{dx} &= -j \frac{\omega_p d_Q}{n_p c} E_s E_i \exp(j\Delta k_{Q1} x)\end{aligned}\quad (3.3-1)$$

$$\Delta k_{Q1} = k_p - k_s - k_i - k_m$$

$$k_m = \frac{2\pi m}{\Lambda_{\text{OPO}}}$$

而倍頻轉換之耦合波方程以式(2.1-5)簡化後為

$$\begin{aligned}\frac{dE_f}{dx} &= -j \frac{\omega_f d_Q}{n_f c} E_{sh} E_f^* \exp(-j\Delta k_{Q2} x) \\ \frac{dE_{sh}}{dx} &= -j \frac{\omega_{sh} d_Q}{2n_{sh} c} E_f E_f^* \exp(j\Delta k_{Q2} x)\end{aligned}\quad (3.3-2)$$

$$\Delta k_{Q2} = k_{sh} - 2k_f - k_n$$

$$k_n = \frac{2\pi n}{\Lambda_{\text{SHG}}}$$

以上的數學式符號運用，已假設耦合波方程描述的對象為級聯倍頻光參振盪藍光產生器，且不考慮晶體的導電性損耗。同一片週期性極化反轉鉍酸鋰晶體中，基於晶體製程上的限制，即使擁有兩種不同週期 $\Lambda_{\text{OPO}}$ 、 $\Lambda_{\text{SHG}}$ ，開孔率仍須相同，故光參振盪器與倍頻轉換假設有相同的 $d_Q$ 。

級聯倍頻光參振盪器之數值模擬分析中，有兩項主要的設定。第

一，光參產生必定比倍頻轉換先發生；第二，倍頻藍光之飽和轉換效率發生在共振穩定態，且滿足第一項設定。

基於這兩項設定，將式(3.3-1)與式(3.3-2)在相位匹配之條件下，

$\Delta k_{Q1} = \Delta k_{Q2} = 0$ ，並定義 $\phi_y = A_y^2$ 為在 $\omega_y$ 頻率下之光子流密度(Photon

Flux Density, Unit :  $1/(\text{sec} \cdot \text{m}^2)$ )，於是電場可換算為實數振幅：

$$\begin{aligned} E_s &= \sqrt{\frac{2\hbar\omega_s}{n_s c \epsilon_0}} A_s \\ E_i &= -j \sqrt{\frac{2\hbar\omega_i}{n_i c \epsilon_0}} A_i \\ E_p &= \sqrt{\frac{2\hbar\omega_p}{n_p c \epsilon_0}} A_p \end{aligned} \quad (3.3-3)$$

簡化後之耦合波方程如下

$$\begin{aligned} \frac{dA_s}{dx} &= \kappa_o A_p A_i \\ \frac{dA_i}{dx} &= \kappa_o A_p A_s \\ \frac{dA_p}{dx} &= -\kappa_o A_i A_s \\ \kappa_o &= d_Q \sqrt{\frac{2\hbar}{c^3 \epsilon_0}} \sqrt{\frac{\omega_s \omega_i \omega_p}{n_s n_i n_p}} \end{aligned} \quad (3.3-4)$$

同理，可將倍頻轉換之耦合波方程以相同方式簡化如下

$$\begin{aligned} \frac{dA_f}{dx} &= -\kappa_{sh} A_f A_{sh} \\ \frac{dA_{sh}}{dx} &= \kappa_{sh} A_f A_f \\ \kappa_{sh} &= d_Q \sqrt{\frac{2\hbar}{c^3 \epsilon_0}} \sqrt{\frac{2\omega_f^3}{n_f^2 n_{sh}}} \end{aligned} \quad (3.3-5)$$

簡化後則以有限差分法(Finite Difference Method)的方式進行運算，運算

參數如表 3.3-1 所示。

表 3.3-1 級聯倍頻光參振盪器耦合波方程模擬參數

| 晶體<br>長度 | 週期<br>級聯比例  | 腔外入射泵<br>開孔率 | 泵浦光<br>浦光強度          | 信號光<br>波長 | 信號光<br>波長 |
|----------|-------------|--------------|----------------------|-----------|-----------|
| 20mm     | OPO:SHG=1:1 | 75%          | 21MW/cm <sup>2</sup> | 532nm     | 930nm     |

首先，為了滿足第二項設定，必須先知道共振腔中信號光，或者說是基頻光理論上的損耗。如圖 3.3-2 所示，信號光往返共振腔一次共經過四次晶體與空氣之介面，與兩次共振腔面。如 3.2.2 小節之設計，晶體溫度 140°C 時達成準相位匹配，出 930nm 之信號光，以式(3.1-2)可算出此信號光之折射率，由折射率可估計信號光在晶體與空氣介面的損耗為 13.3%。一般腔內倍頻使用之腔鏡具有對共振光 99.5% 以上高反射之鍍膜，故腔鏡損耗定為 0.5%。於是，綜合以上各面之損耗，可得信號光往返一周之總損耗為 44.1%。整個模型中不考慮信號光由輸出耦合鏡反射回晶體中產生倍頻的損耗，因此種模擬方法所計算之損耗須為線性。

知道信號光之損耗後，以第一項設定為原則進行耦合波方程的迭代，先於晶體前半段運算式(3.3-4)，再將信號光當基頻光，以式(3.3-5)運算晶體後半段，以此計算信號光在晶體中之增益。

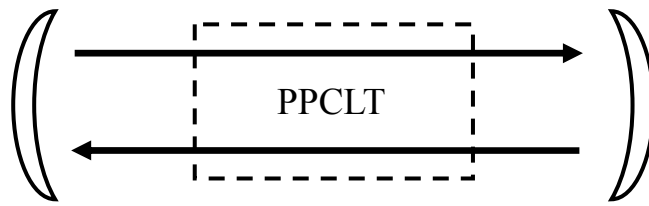


圖 3.3-2 信號光往返共振腔之損耗面示意圖

光參振盪的過程為空氣中的微小信號光與泵浦光，於增益介質中產生非線性差頻效應而使強度上升，再由共振腔提供之光場侷限而放大信號光經腔鏡而輸出。以此為模型進行計算，可得圖 3.3-3 之級聯倍

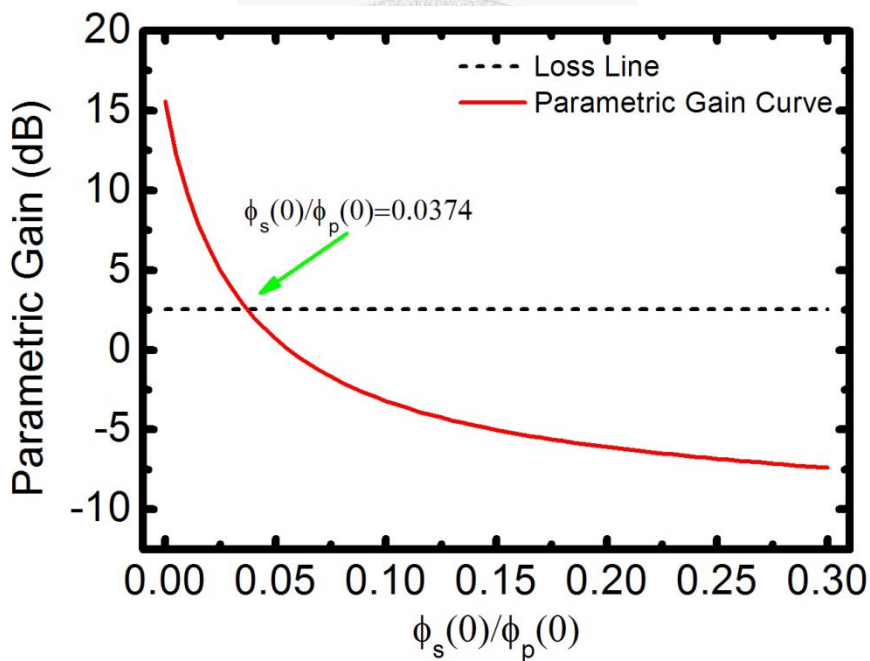


圖 3.3-3 級聯倍頻光參振盪器參量增益與信號光初始值比例之關係

頻光參振盪器信號光參量增益與信號光相對於泵浦光之初始光子流密度比例關係。圖中也將信號光之損耗線附上，其與參量增益曲線之交點即為共振穩定態時信號光於晶體輸入面之光子流密度比例。

以上模擬分析基於共振穩定態之觀念，即「損耗後剩餘之信號光於非線性晶體中之增益，使信號光於共振腔中之強度維持定值」，可用一簡單的數學式表示

$$\text{Gain} = \frac{1}{1-\text{Loss}} \quad (3.3-6)$$

決定共振穩定態時信號光於晶體輸入面之光子流密度後，便可計算輸出倍頻藍光之光子流密度，進而得知其輸出強度。如圖 3.3-4 所示。

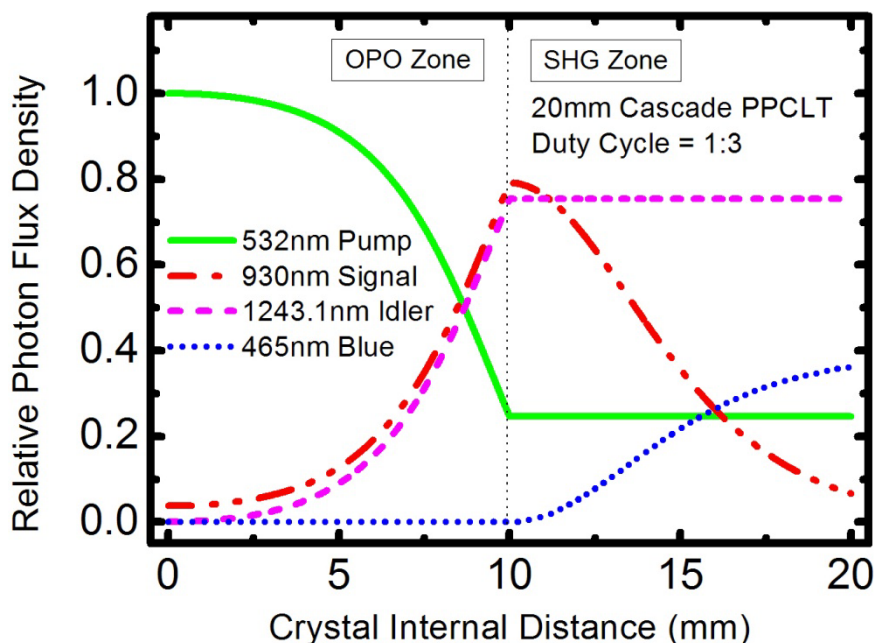


圖 3.3-4 共振穩定態之相對光子流密度與晶體內部距離數值解

由圖中可知，達成共振穩定態時之信號光於晶體輸入端面之光子流密度相對泵浦光的比例為 0.0374，此信號光促使非線性差頻效應，信號光、閒置光快速被放大，而泵浦光則不斷耗損，直到光參振盪器週期與倍頻轉換週期之交界面，泵浦光、閒置光因無法達成相位匹配，

能量無法累積，幾乎維持定值，但於圖中仍有不易看出之微小振盪，而信號光則因滿足倍頻轉換之相位匹配，開始耗損，而藍光能量同時累積生成。藍光於晶體輸出端面相對於入射泵浦光之光子流密度轉換效率約為 36.2%，和強度(Intensity)轉換效率為 41.5%。此模擬之結果為最理想化的計算，實驗要與單一波長平面波的計算方式相近，最低要求須每一個波長之頻寬在 0.1nm 以下，此外實驗中仍有許多變因影響此綠光到藍光之轉換效率，故模擬結果僅限於分析級聯倍頻光參振盪藍光產生器之性質，轉換效率之計算結果僅供參考。

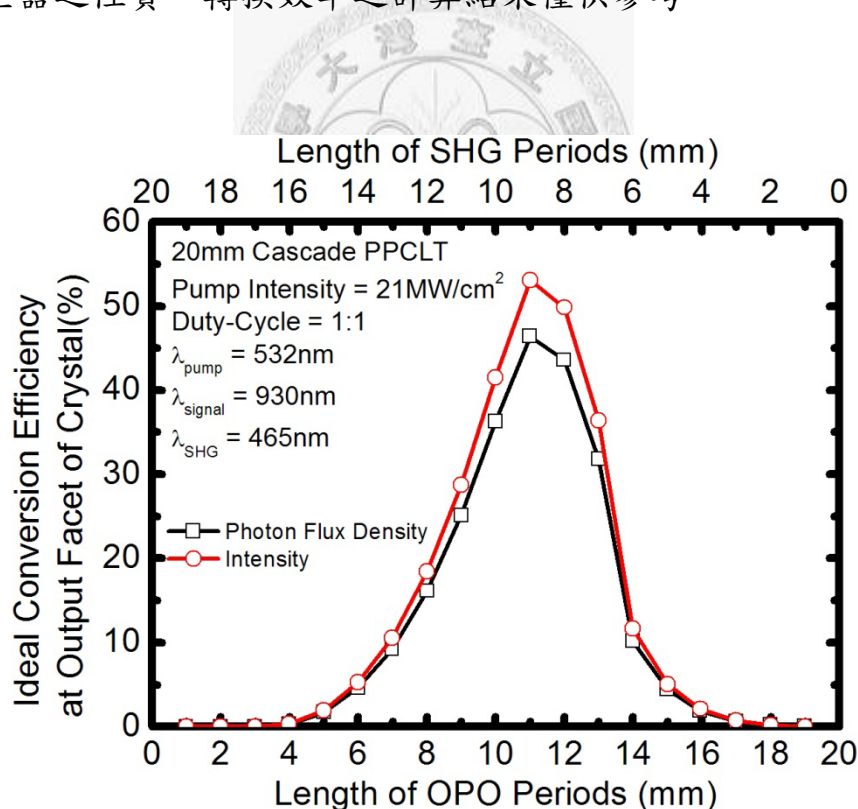


圖 3.3-5 級聯倍頻光參振盪藍光產生器級聯比例與倍頻藍光轉換效率之關係

另外有一工程上的問題，於設計此級聯倍頻光參振盪器晶體時頗


為重要。若固定此光參振盪器晶體之長度為 20mm，則光參振盪器準相位匹配週期之長度與倍頻轉換之長度必定互為消長，為了使倍頻藍光之轉換效率最高，以前面幾段所述之計算邏輯，可計算出光參振盪器準相位匹配週期、倍頻轉換準相位匹配週期長度之調配比例對倍頻藍光轉換效率之關係，如圖 3.3-5 所示。由圖中可以看出，光參振盪器準相位匹配週期、倍頻轉換準相位匹配週期長度之調配比例在 11:9 時有最大的倍頻藍光轉換效率。但因製程上之方便，晶體仍以 1:1 之調配比例製作。





### 3.3.2 自倍頻光參振盪藍光產生器模擬與分析

自倍頻之光參振盪藍光產生器與級聯倍頻光參振盪藍光產生器最大的不同點在於倍頻轉換與光參產生同時發生，故自倍頻光參產生之耦合波方程為光參產生方程與倍頻轉換方程之結合。以 3.3.1 小節之分析邏輯為基礎，可直接以簡化後的光參振盪器方程與倍頻轉換方程做結合，而光子流密度之定義也與前小節相同，如下式所示：

$$\begin{aligned}
 \frac{dA_s}{dx} &= \kappa_o A_p A_i - \kappa_{sh} A_{sh} A_s \\
 \frac{dA_i}{dx} &= \kappa_o A_p A_s \\
 \frac{dA_p}{dx} &= -\kappa_o A_i A_s \\
 \frac{dA_{sh}}{dx} &= \frac{1}{2} \kappa_{sh} A_s^2 \\
 \kappa_o &= d_Q \sqrt{\frac{2\hbar}{c^3 \epsilon_0}} \sqrt{\frac{\omega_s \omega_i \omega_p}{n_s n_i n_p}} \\
 \kappa_{sh} &= d'_Q \sqrt{\frac{2\hbar}{c^3 \epsilon_0}} \sqrt{\frac{2\omega_s^2}{n_s^2 n_{sh}}}
 \end{aligned}
 \tag{3.3-7}$$


式(3.3-7)比傳統光參振盪器耦合波方程式多了倍頻轉換的耦合項。耦合波方程決定後，同樣以有限差分法(Finite Difference Method)的方式進行運算。唯模擬計算之設定有所不同，第一，光參產生與倍頻藍光同時發生；第二，同樣地，倍頻藍光之最高轉換效率發生於共振穩定態時。

另外，如 3.2.2 小節所述，在週期性極化反轉鉍酸鋰晶體上能有這樣自倍頻的現象出現，波長是非常受限的，且其倍頻轉換屬於第二階

準相位匹配，以同樣 75% 之開孔率，由圖 2.4-4 中可知其非線性係數會略低於一階準相位匹配，於是式(3.3-7)中倍頻轉換之非線性係數以  $d'_Q$  表示之，因此自倍頻光參振盪器之模擬參數與級聯倍頻光參振盪器有些許差異，如表 3.3-2 所示。

表 3.3-2 自倍頻光參振盪器耦合波方程模擬參數

| 晶體   | 週期  | 腔外入射泵浦               | 泵浦光   | 信號光     |
|------|-----|----------------------|-------|---------|
| 長度   | 開孔率 | 光強度                  | 波長    | 波長      |
| 20mm | 75% | 21MW/cm <sup>2</sup> | 532nm | 869.1nm |

同樣地，為了滿足第二項設定，共振腔中信號光理論上的損耗須先知道。以 868.1nm 信號光來說，晶體與空氣介面的損耗為 13.4%。使用之腔鏡具有對共振光 99.5% 以上高反射之鍍膜，故腔鏡損耗定為 0.5%。最後之損耗由計算可得信號光往返一周經過四次空氣晶體介面及兩次腔鏡之總損耗為 44.3%。

與 3.3.2 小節相同的計算方法，可得如同圖 3.3-3 之圖 3.3-6。此圖與圖 3.3-3 有所不同，於信號光光子流密度對泵浦光光子流密度比例為 0.0218 時有一最低點，此點為典型的信號光在晶體中同時參量放大與倍頻轉換耦合之效果，隨著信號光於晶體輸入端面之光子流密度不斷增大，也會陸續出現第二個、第三個低點，這也說明了晶體長度長，

不一定代表信號光參量放大之轉換效率就高。

圖 3.3-6 之重點在於信號光損耗線與參量增益曲線之交點位於信號光光子流密度對泵浦光光子流密度比例為 0.0121 之處，此為共振穩定態時之信號光於晶體輸入端面之光子流密度比例。

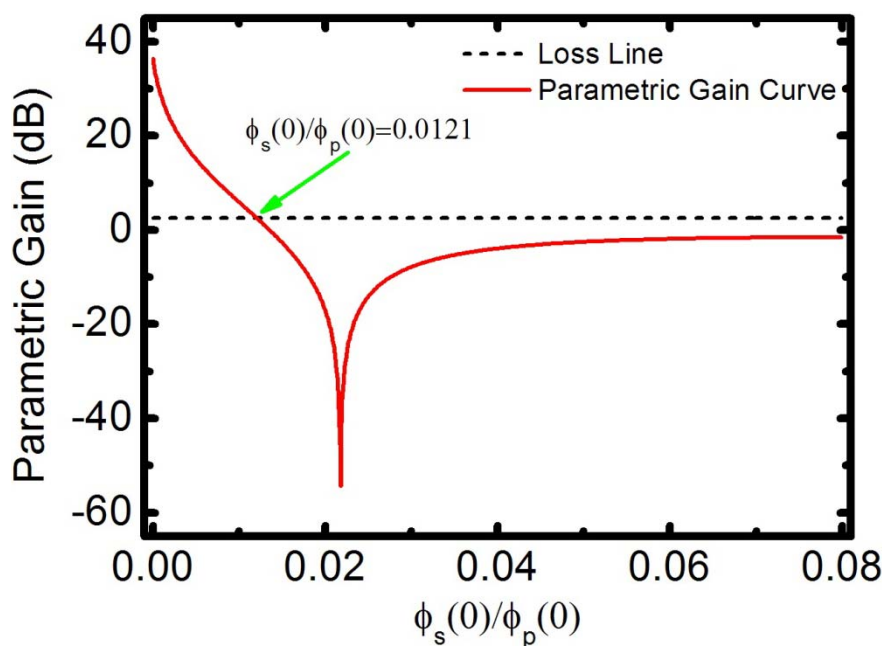


圖 3.3-6 自倍頻光參振盪器參量增益與信號光初始值比例之關係

有了以上資訊，便可計算藍光於晶體輸出端面之光子流密度，如圖 3.3-7 所示。434.6nm 藍光於晶體輸出端面相對於入射泵浦光之光子流轉換效率約為 35.8%，和強度(Intensity)轉換效率 43.9%。同樣地，此轉換效率計算為平面波理想化之計算，轉換效率僅供參考。最重要的是由圖 3.3-7 中可以看出，藍光的產生發生於晶體の後四分之一段，且藍光產生之後，信號光則開始衰減，信號光衰減後，閒置光也開始衰

減，於此同時，能量守恆必須滿足，故剩餘之泵浦光因兩者的合成而略有上升。

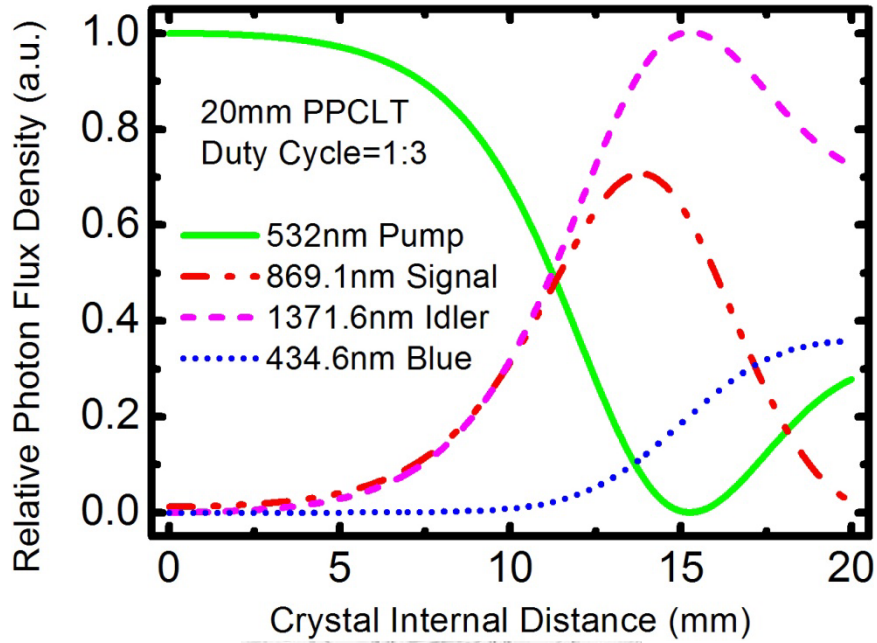


圖 3.3-7 共振穩定態之相對光子流密度與晶體內部距離數值解

# 第四章 光學測量與分析

## 4.1 光學測量之前置作業

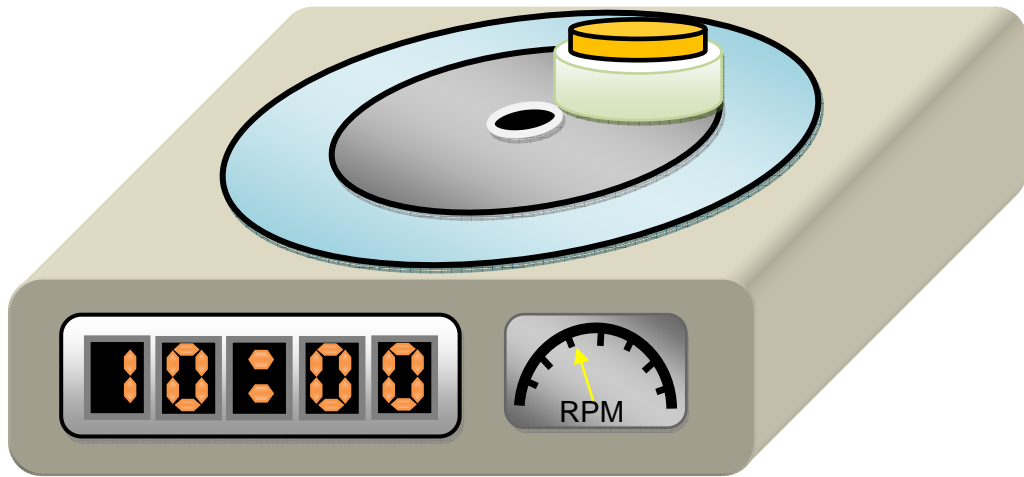
### 4.1.1 晶體研磨拋光

對於非線性頻率轉換晶體來說，晶體端面品質相當的重要，尤其是以共振腔型態做為非線性頻率轉換的晶體。光在共振腔中來回一趟，要經過晶體端面四次，如果端面平行度不夠好、表面精細度不夠高，甚至有髒汙，都會造成多餘的損耗，進而使此光學共振腔之泵浦閾值增高。為了研磨出平行度好且精細度高的晶體端面，我們已改良研磨拋光夾具與研磨方式，並且成功研磨出接近鏡面的晶體端面，並於光學實驗中證實此端面的適用性。

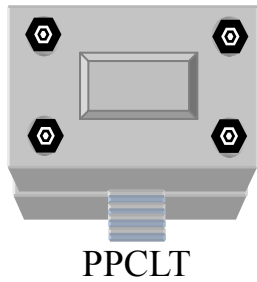
研磨及拋光所使用的耗材為 3M 所生產四種不同顆粒大小的水砂紙以及含氧化鋁粉末的拋光液，顆粒大小請見表 4.1-1。

表 4.1-1 研磨使用之水砂紙與拋光液之規格

| 種類  | 廠商        | 型號                   | 顆粒大小       |
|-----|-----------|----------------------|------------|
| 水砂紙 | 3M        | 240/280              | 52 $\mu$ m |
|     |           | 600/1200             | 15 $\mu$ m |
|     |           | 900/2500             | 9 $\mu$ m  |
|     |           | #4000                | 4 $\mu$ m  |
| 拋光液 | JENG YUEH | Polishing Slurry P-1 | 80 nm      |



(a)



(b)



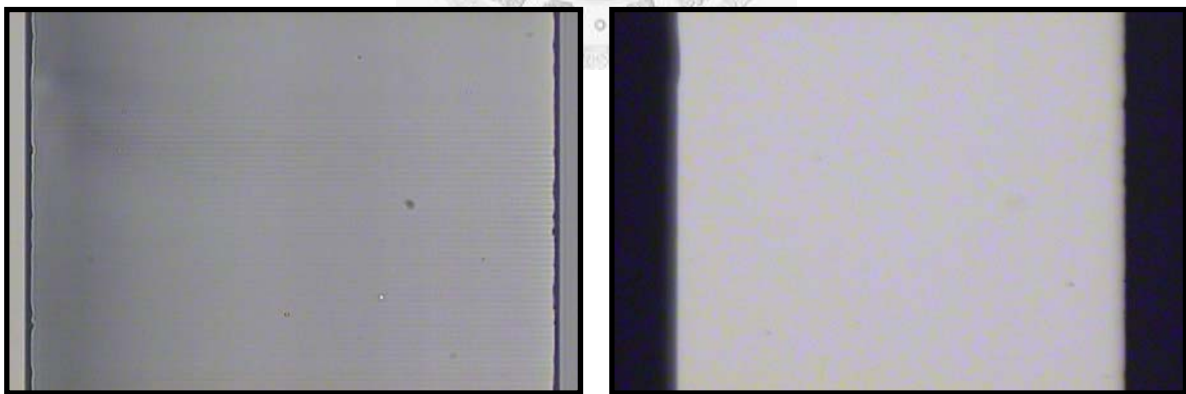
(c)

圖 4.1-1 (a)研磨機(b)磨形狀晶體夾具(c)研磨拋光之晶體夾具

圖 4.1-1(a)為研磨機示意圖，上有研磨平台及磨盤，磨盤貼上 3M 水砂紙或拋光皮再放置不鏽鋼套環及研磨拋光銅柱，須定時及調整適當轉數。首先將樣品置入如圖 4.1-1(b)之夾具中，以  $52\mu\text{m}$  顆粒的水砂紙先將製程結束後不規則狀的晶體依週期性極化反轉結構方向選定拋光面並研磨成矩形，再以黃臘固定於如圖 4.1-1(c)之銅柱中，將銅柱置於磨盤上，套上不鏽鋼環，依序以  $15\mu\text{m}$ 、 $9\mu\text{m}$ 、 $4\mu\text{m}$  的水砂紙研磨端

面。當水砂紙修整完畢後，最後使用 80nm 氧化鋁粉末之拋光液依研磨平台每轉一滴的速度在拋光皮上做拋光 50 分鐘。此研磨系統所使用的銅柱可以有效的減少晶體端面兩邊因為研磨時內外徑的線速度差而造成傾斜之情形。

圖 4.1-2 為研磨後之晶體端面圖，圖 4.1-2(a)與圖 4.1-2(b)為不同觀察方式下的晶體研磨端面圖，圖 4.1-2(a)可以真實的看見晶體端面是否平整，另外，由於此照片為二維週期性極化反轉結構的晶體研磨端面，由於正負極化反轉區域有些許折射率差<sup>17</sup>，故可隱約區分兩種不同的極化反轉區域。圖 4.1-2(b)主要用以檢測晶體的透光性質，研磨品質良好的晶體，可以清楚的看到光源透過兩晶體端面之情形。



(a)

(b)

圖 4.1-2 (a)反射式光源下晶體研磨端面圖(b)穿透式光源下晶體研磨端面圖

#### 4.1.2 晶體端面鍍膜

共振腔內光的損耗對光參振盪器實驗來說很重要。腔內的損耗愈低，泵浦光之共振閾值就愈小。要減少腔內光的損耗，除了晶體端面的品質要好、兩端面的平行度要高之外，一般還會在晶體端面鍍上泵浦光、信號光、閒置光波段之抗反射膜。因所有實驗中所用的晶體端面只有研磨成鏡面，並無鍍上抗反射膜，故光在通過晶體端面時會有折射率介面的損耗，而導致共振閾值的增高。圖 4.1-3 為鉭酸鋰晶體在

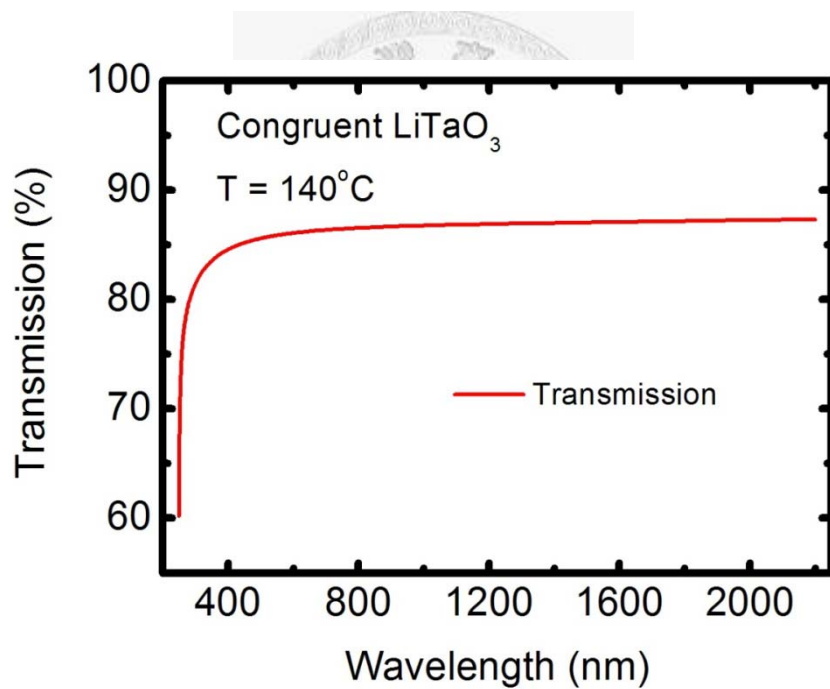


圖 4.1-3 鉭酸鋰晶體之穿透率曲線

140°C 時的穿透曲線圖。由圖可估計 532nm 綠光通過晶體之穿透率約為 73.6 %，推得每一個端面會有約 14.2 % 的光損耗。在光參振盪器中，共振閾值的估計通常由共振光之損耗決定，當共振光的增益大於損耗



時，即有雷射輸出信號光，如 930 nm 信號光通過晶體損耗約為 24.9%，若能以鍍抗反射膜的方式使得此損耗降至 1% 以下，在相同的泵浦光前提下，將使得信號光的輸出功率大幅提升。



### 4.1.3 溫控系統製作

光參共振器以溫度調變波長，故溫度控制是相當重要的一環。實驗中的溫控系統由五大部分組成，如圖 4.1-4，分別為溫度控制器(a)、電源供應器(b)、熱電致冷片(c)、銅製加熱載台(d)、電阻式溫度感應器(e)。

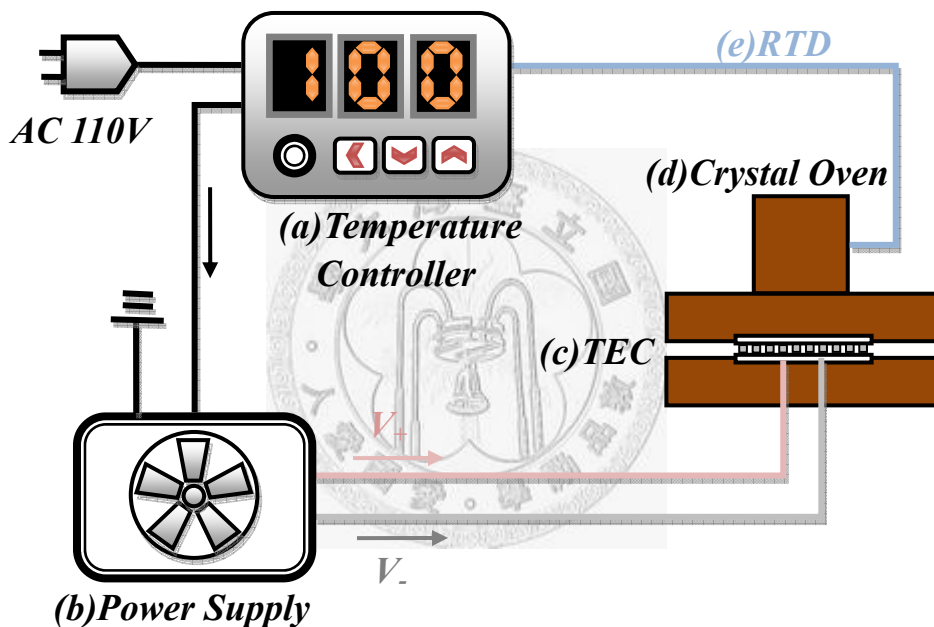


圖 4.1-4 光參振盪器溫控系統示意圖

此溫控系統由聯勝儀器公司生產的精密型溫度控制器(Temperature Controller)操縱，型號 GX-66S，溫控器提供一個交流訊號給電源供應器(Power Supply)，電源供應器再將此交流訊號轉換成直流輸出(實驗中選用 12V 輸出電壓)，此直流電壓再跨壓於 MELCOR 公司生產的高溫型熱電致冷片(Thermoelectric Cooler, TEC)的正負極，以電流控制升溫

和穩定溫度。熱電致冷片為銅製加熱載台(Crystal Oven)之熱源，載台同時連接電阻式溫度感應器(Resistance Temperature Detector, RTD)偵測載台之溫度，於是溫控器的五大部份形成一迴授(Feedback)機制，讀取溫度值並調控施加電壓使載台穩定地被控制於所需的溫度，其誤差可穩定控制在設定溫度之正負  $0.3^{\circ}\text{C}$  左右，安全操作原則下，操作溫度由室溫算起，以  $165^{\circ}\text{C}$  為上限。



#### 4.1.4 泵浦雷射

於本實驗室中所完成之光學測量皆使用綠光雷射進行，此雷射乃以 1064nm Q-開關 Nd:YVO<sub>4</sub> 雷射激發 KTP 晶體產生 532nm 綠光而得。此一主動 Q 開關雷射二極體泵浦 Nd:YVO<sub>4</sub> 雷射(RMI YV1064-1000)其規格如下。重複率可調整範圍為 0 ~ 200KHz，輸出光模態為 TEM<sub>00</sub>，M<sup>2</sup> 值約為 1.2。實驗中，重複率皆定在 4KHz，表 4.1-2、圖 4.1-5 與圖 4.1-6，為此泵浦雷射的一些輸出光特性。

表 4.1-2 1064 nm 泵浦雷射之特性

| 輸出<br>波長   | 脈衝<br>頻寬   | 脈衝<br>能量   | 重複率   | 脈衝<br>寬度   | 空間<br>模態          | 光束<br>直徑            | 光束<br>發散角    | 極化                   |
|------------|------------|------------|-------|------------|-------------------|---------------------|--------------|----------------------|
| 1064<br>nm | 0.25<br>nm | 0.38<br>mJ | 4 KHz | 17.2<br>ns | TEM <sub>00</sub> | ~0.5mm<br>at output | 1.25<br>mrad | Vertical<br>(>100:1) |

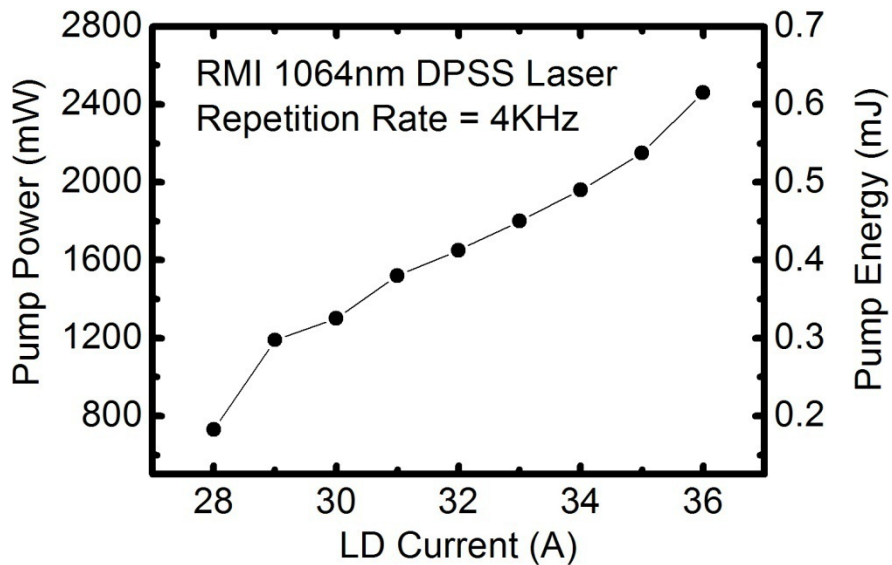


圖 4.1-5 4KHz 操作下，泵浦雷射之雷射二極體電流跟輸出功率之關係

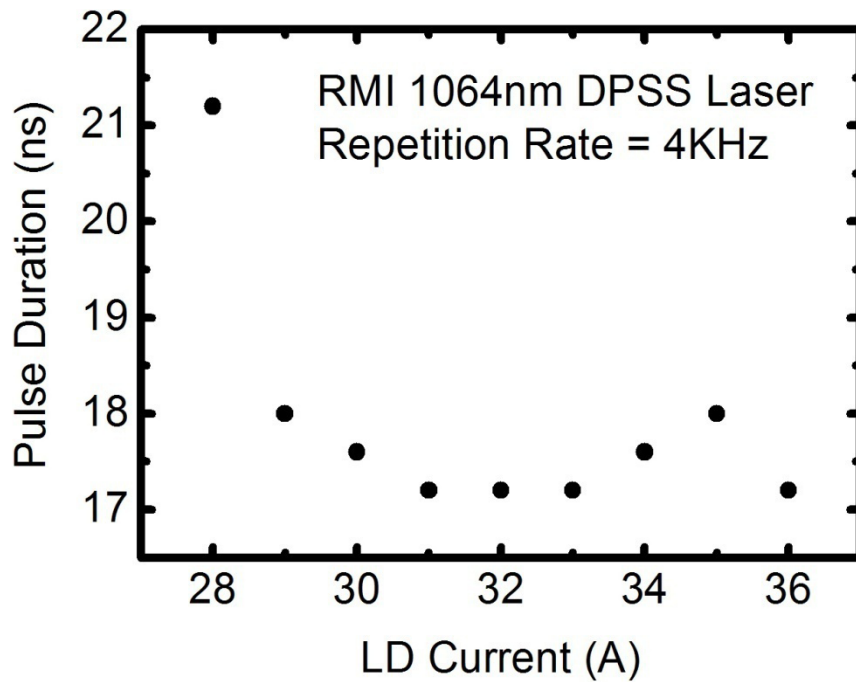


圖 4.1-6 4KHz 下，泵浦雷射的雷射二極體電流跟脈衝寬度之關係

在重複率為 4KHz 的情況下，將雷射二極體的電流定於 31A，此時泵浦光的最大平均功率為 1520mW，每發脈衝的能量為 0.38mJ，脈衝寬度為 17.2 ns，頻寬約為 0.25nm。

表 4.1-3 532nm 泵浦光參振盪器之前置泵浦光路鏡片規格

| 鏡片    | 種類   | 焦距    | 鍍膜  |
|-------|------|-------|---|
| F1    | 平凸面鏡 | 100mm | AR 1064nm $R \leq 0.25\%$ @ $0^\circ$ 入射  |
| F2    | 平凸面鏡 | 150mm | AR 532nm $R \leq 0.25\%$ @ $0^\circ$ 入射   |
| M1、M2 | 平面鏡  |       | AR 1064nm $T \geq 90\%$ @ $45^\circ$ 入射<br>HR 532nm $R \geq 99.5\%$ @ $45^\circ$ 入射 |
| M3、M4 | 平面鏡  |       | HR 532nm $R \geq 99.5\%$ @ $45^\circ$ 入射  |

共振腔前之光路大致如圖 4.1-7 所示。雷射後架設隔絕器 (Isolator)、半波片(Half-Waveplate)、第一面聚焦透鏡(F1)、KTP 晶體與四面反射鏡(M1~M4)，其中第三面與第四面反射鏡之間架上第二面聚焦透鏡(F2)。兩面聚焦透鏡與四面反射鏡的規格如表 4.1-3 所示。

隔絕器用以防止雷射光反射回雷射導致雷射輸出不穩定；因 KTP 晶體的倍頻轉換特性為雙折射相位匹配，詳見 2.2 節，只有特定極化方向的入射 1064nm 紅外光可被轉換為綠光，故半波片與 KTP 晶體正好形成光參共振腔的功率調節器，透過調整半波片，即可調整 532nm 綠光的泵浦入射功率；第一面聚焦透鏡 F1 焦距 100mm，鏡面鍍上 1064nm 抗反射膜，將 1064nm 紅外光聚焦至 KTP 晶體，使其倍頻轉換有更高的效率；第二面反射鏡 F2 則是鍍上 532nm 的抗反射膜，將 KTP 晶體產生的綠光聚焦至共振腔中，表 4.1-4 為 KTP 晶體倍頻綠光之特性；

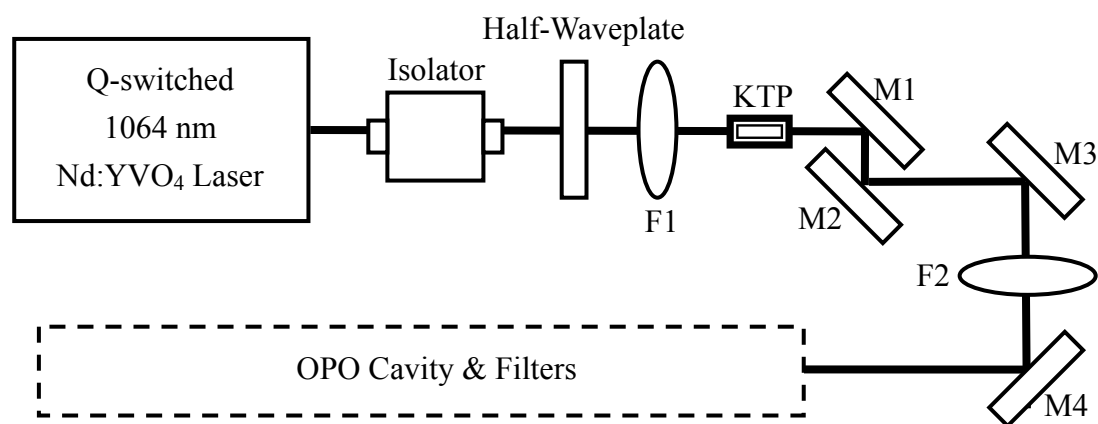


圖 4.1-7 532nm 綠光泵浦光參振盪器之前置泵浦光路

第一面、第二面反射鏡 M1、M2 主要用來過濾 1064nm 紅外光，鏡面鍍有 532nm 高反射、1064nm 抗反射膜，而第三面、第四面反射鏡 M3、M4 則單純的只是用來導引光路，鏡面鍍有 532nm 的高反射膜。

表 4.1-4 泵浦共振腔綠光規格

| 輸出波長  | 頻寬       | 重複率   | 脈衝寬度   | 光腰半徑        | 峰值強度                    |
|-------|----------|-------|--------|-------------|-------------------------|
| 532nm | <0.15 nm | 4 KHz | 17.2ns | 130 $\mu$ m | 20.81MW/cm <sup>2</sup> |



#### 4.1.5 共振腔設計與模態匹配

本篇論文中之光參振盪器皆採用最簡單的線型腔型式，如圖 4.1-8，可避免過多的元件造成共振腔的能量損耗而提高共振閾值。泵浦光由輸入耦合鏡(Input Coupler, IC)進入，並與晶體作用形成光參產生，故輸入耦合鏡須對泵浦光高穿透並對共振光高反射。

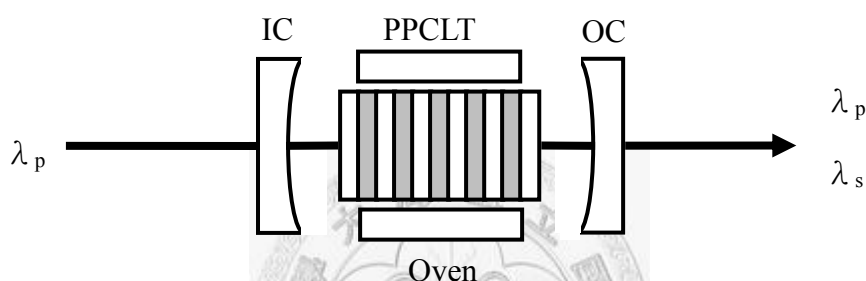


圖 4.1-8 光參振盪器線型共振腔示意圖

此處光參振盪器的設計係採共焦腔(Confocal Cavity)結構，輸入、輸出耦合鏡皆為平凹面鏡，曲率半徑為 50mm。輸入耦合鏡對共振光高反射，反射率大於 99%，而輸出耦合鏡(Output Coupler, OC)只對共振光部分反射，反射率約 75%。輸出耦合鏡的反射率對光參振盪器的特性有很大的影響，反射率愈高，共振閾值愈低，但可輸出之共振光能量則降低。

由Stephen J. Brosnan<sup>18</sup>以及L. E. Myers<sup>19</sup>的文章中得知，共振腔長度也是影響共振閾值的重要變因之一，因能量流的共振閾值為



$J_p \propto \cosh^{-1}(a \times L_{cav} + b)$ ,  $a$ 、 $b \in$  常數。簡而言之，長度越長，共振閾值越大。除此之外，共振腔長度縮短雖是一個考量，但共振光在具共焦腔曲率半徑之輸、出入耦合鏡作用下是否合乎穩定腔的模態匹配是另一個須要考慮的因素。

以高斯光束為基礎的共振腔光學中提到，光腔的約束穩定條件除滿足共振光往返一周的自再現外，還要滿足使光束寬度為有限值的條件，即

$$g_1 = 1 - \frac{L}{R_1}$$

$$g_2 = 1 - \frac{L}{R_2}$$

$$0 < g_1 g_2 < 1$$



(4.1-1)

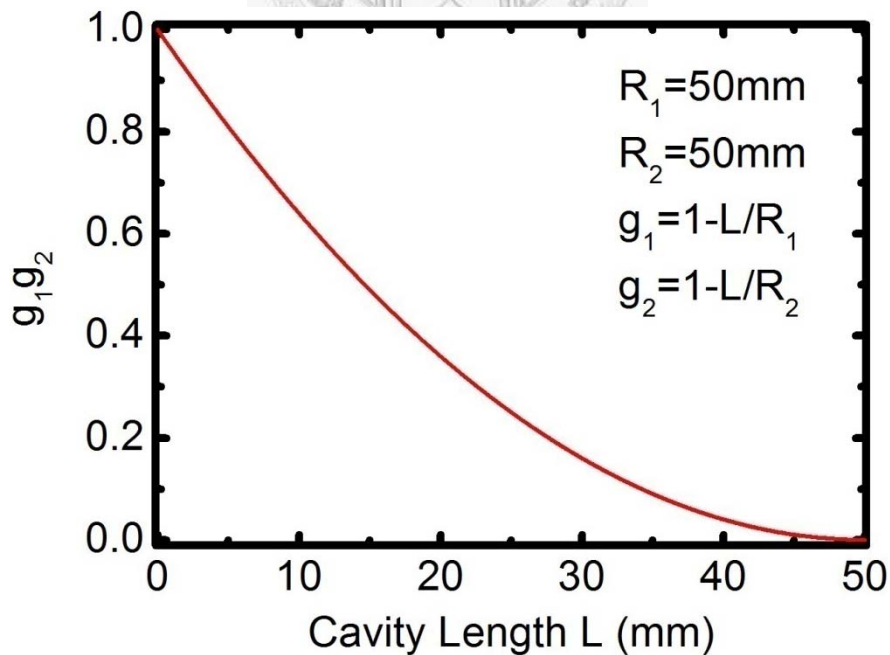


圖 4.1-9 短腔光學參量振盪器光束寬度有限值條件

$L$  為共振腔長度， $R_1$ 、 $R_2$  為輸入、輸出耦合鏡的曲率半徑。經簡單的模擬計算，可得知短腔光參振盪器的可行性，如圖 4.1-9，共振腔長度在 0 到 50mm 之間皆可形成穩定空間模態。

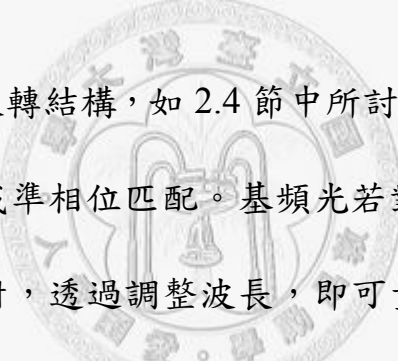
若考慮晶體長度  $L_{\text{crystal}}$ ，則共振腔長度的可調整範圍為  $L_{\text{crystal}} < L < 50\text{mm}$ 。為了降低光參振盪器的共振閾值，實驗中均使共振腔長度縮至最小腔長，而因共振腔鏡之空間角度須做最佳化調整的關係，最小腔長仍必須大於晶體長度，才有可調整的空間。



## 4.2 二維結構鉬酸鋰藍光倍頻量測與分析

### 4.2.1 實驗目的

鐵電性材料的週期性極化反轉結構達成準相位匹配頻率轉換若要應用在雷射顯示，必要有紅、綠、藍三原色之雷射晶體。紅光、綠光技術在本實驗室中已經相當成熟，在晶體端面未鍍抗反射膜的狀況下，已有 20%以上的轉換效率，目前唯有藍光倍頻晶體之轉換效率有待開發。開發之初，率先製作完成的是二維週期性極化反轉結構的藍光倍頻晶體。



二維週期性極化反轉結構，如 2.4 節中所討論，比一維結構有更多的倒置晶格向量可達成準相位匹配。基頻光若對二維週期性極化反轉結構之晶體做正向入射，透過調整波長，即可量測出多個可達成準相位匹配的倒置晶格光柵向量。另一方面，若基頻光入射晶體之角度改變，準相位匹配的條件亦改變，達成相位匹配的波長也隨之改變。由以上兩種量測方式可說明，二維結構是提供寬頻光源的研究方向之一。本實驗於中央研究院原子與分子科學研究所固態雷射實驗室完成。

#### 4.2.2 實驗架構

圖 4.2-1 為 930nm 紅外光倍頻產生 465nm 藍光之實驗架構。實驗所用之泵浦光源為 532nm 綠光泵浦摻氧化鎂等化學計量比鉬酸鋰 (PPMgO:SLT) 光參振盪器，共振信號光，透過晶體溫度之調整可輸出 930nm 附近之紅外光，經一焦距 100mm 之透鏡聚焦後，光腰半徑為 65 $\mu$ m，此時之最高可使用功率為 105mW，光腰半徑處之紅外光特性如表 4.2-1 所示。

藍光倍頻晶體之規格為實驗室自製二維結構週期性極化反轉鉬酸鋰晶體，晶體有效面積 6  $\times$  6 mm<sup>2</sup>，厚度 0.5mm，極化反轉週期為 5.13 $\mu$ m  $\times$  5.13 $\mu$ m，由 3.1 節之倍頻晶體設計可知，此週期對應到鉬酸鋰晶體溫度 27 $^{\circ}$ C 時，930nm 基頻光倍頻 465nm 藍光。

整個實驗架構為簡單的倍頻實驗架構，由光參振盪器共振之 930nm 信號光，經 100mm 透鏡聚焦至晶體中央做倍頻轉換，剩餘的 930nm 紅外光由對波長 930nm 附近高反射之濾光鏡濾掉，465nm 藍光通過濾光鏡後，由功率計進行量測。

表 4.2-1 倍頻藍光之 930 nm 基頻光特性

| 波長     | 頻寬    | 重複率   | 脈衝寬度    | 光腰半徑       | 峰值強度                 |
|--------|-------|-------|---------|------------|----------------------|
| 930 nm | ~1 nm | 3 KHz | 13.1 ns | 65 $\mu$ m | 40MW/cm <sup>2</sup> |

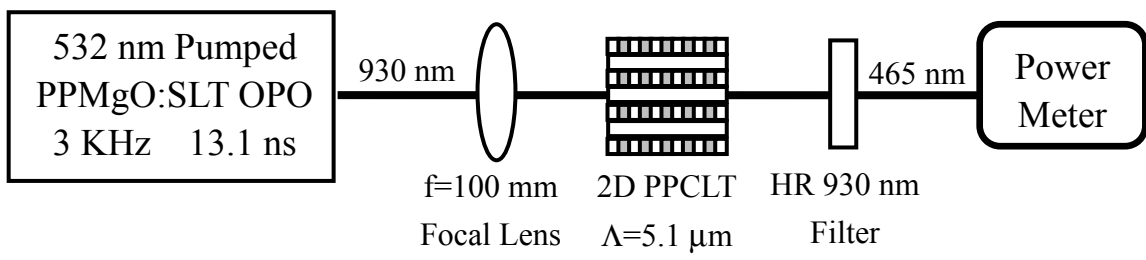


圖 4.2-1 倍頻產生 465nm 藍光實驗架構



### 4.2.3 實驗結果與分析

#### 中心波長轉換效率頻寬與基頻光波長調變效應

由式(2.1-6)以及(2.1-8)可知，調變光參振盪器之溫度，使基頻光之波長隨溫度連續變化，相位匹配偏差量 $\Delta k$ 亦連續變化，理論上來說，轉換效率隨波長之變化呈 sinc 函數分布。二維結構週期性極化反轉晶體，如 2.4 節所述，比一維結構具有更多之倒晶格光柵向量可滿足準相位匹配動量守恆之條件，且基頻光入射晶體方向亦會有所影響，於是實驗之初，須在正向入射之前提下，連續調變光參振盪器之晶體溫度，找出基頻光波長可調變範圍內所有倒晶格光柵向量達成準相位匹配之對應波長。圖 4.2-2 為量測之結果。

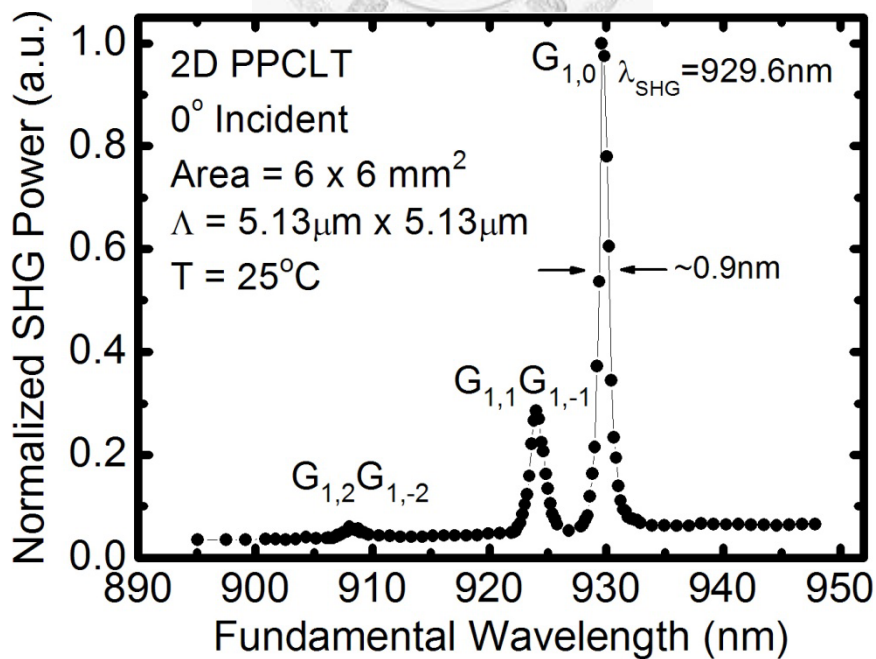


圖 4.2-2 2D PPCLT 正向入射之轉換效率波長頻寬圖

由量測結果可知，最高轉換效率對應的波長約為 929.6nm，與晶體設計之 930nm 波長相當接近。最高轉換效率之波長頻寬約為 0.9nm，與基頻光之頻寬相近，由此可知基頻光之頻寬過寬，以致無法得到更為精確的轉換效率頻寬。

圖 4.2-2 中可看出，於此基頻光範圍內有三個峰值，分別對應到 929.6nm、924.0nm 與 908.0nm 之基頻光波長。欲判斷此三個峰值對應的倒晶格光柵向量，須實際量測此三個峰值對應波長下的倍頻藍光外部遠場角並與準相位匹配動量守恆的理論計算相比。圖 4.2-3 為最低階之三個倒晶格光柵向量達成準相位匹配示意圖，而表 4.2-2 為設定溫度 25°C、週期 5.13 $\mu\text{m}$  時以色列米爾折射率公式，如式(3.1-2)，與動量守恆關係，如圖 4.2-3，所作之出光外部遠場角理論計算值。

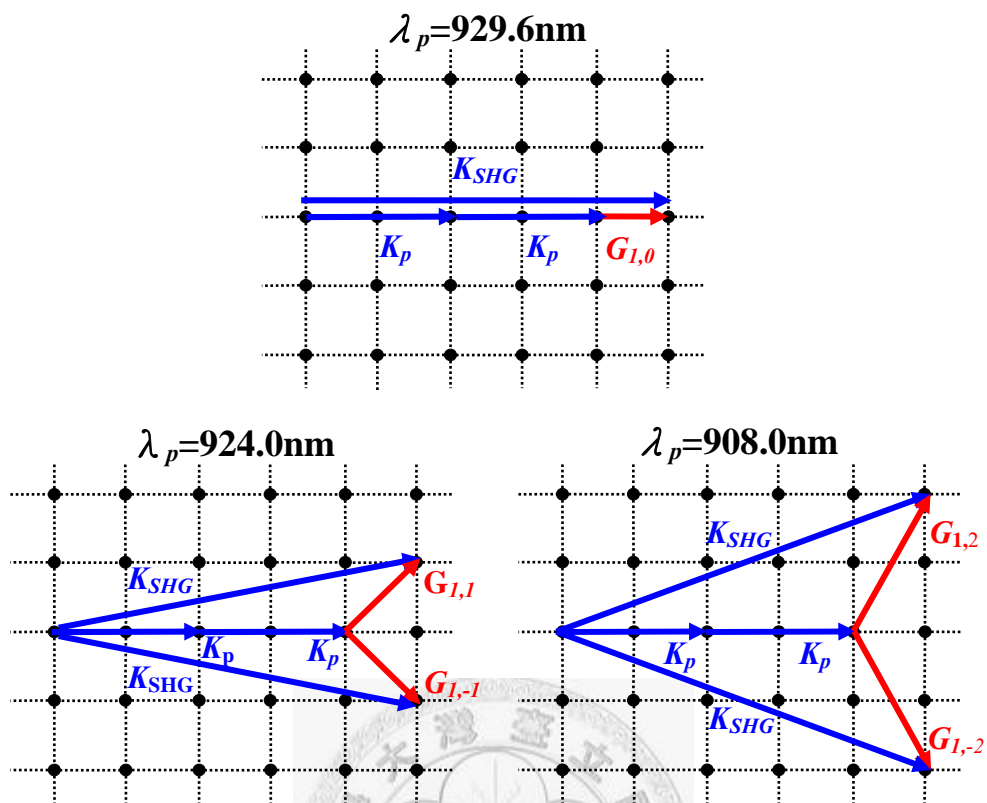


圖 4.2-3 正向入射時，倒置晶格光柵動量滿足準相位匹配示意圖

表 4.2-2 藍光倍頻出光角度之理論計算

| 溫度設定 | 週期設定         | $G_{1,0}$ 角度 | $G_{1,1}$ 角度 | $G_{1,2}$ 角度 |
|------|--------------|--------------|--------------|--------------|
| 25°C | 5.13 $\mu$ m | 0°           | 4.96°        | 9.77°        |

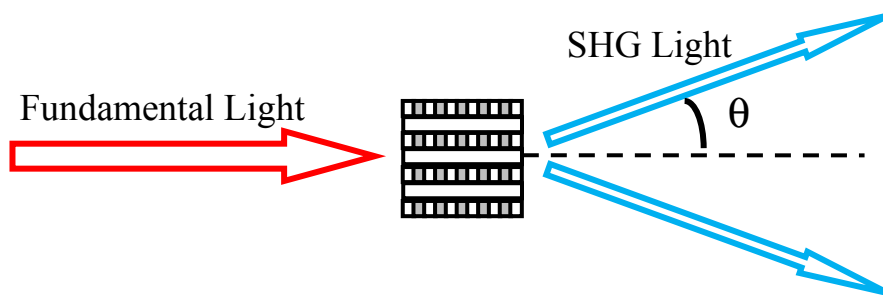
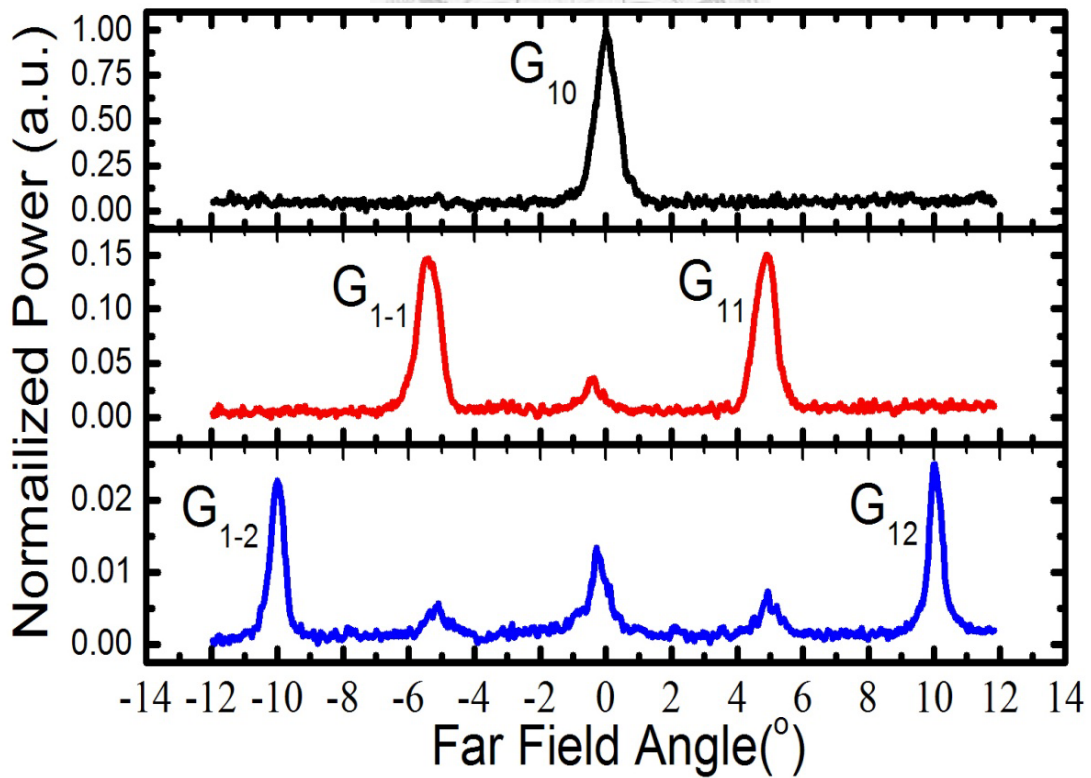
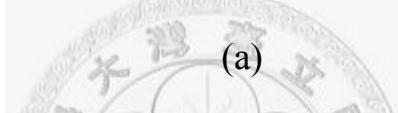
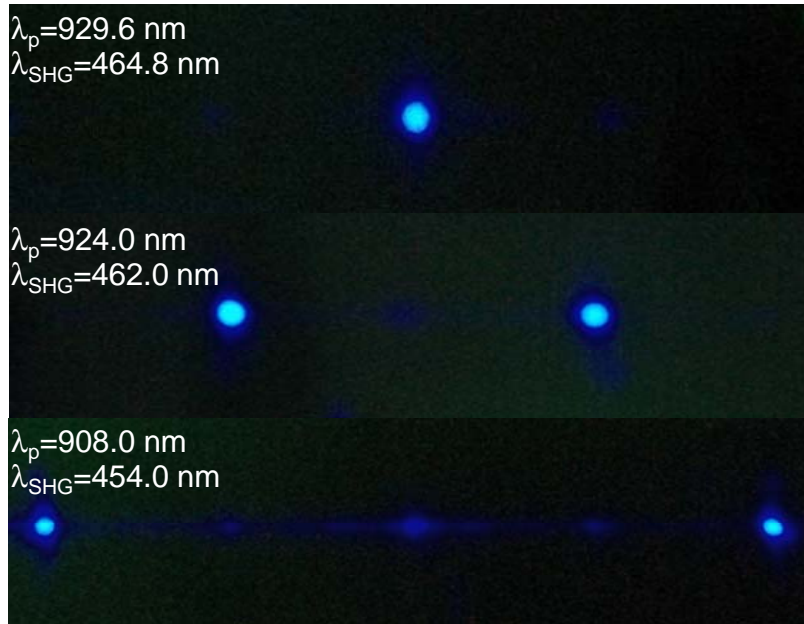




圖 4.2-4(a)為實際量測時所拍攝之不同入射波長下達成準相位匹配的倍頻藍光光點圖，將此光點圖做圖形分析，並搭配實驗時所量測之外部遠場角，即可將圖 4.2-4(a)轉換為圖 4.2-4(b)。由表 4.2-2 與圖 4.2-4(b)之比較，可以確定圖 4.2-2 所量測之三個峰值分別對應到  $G_{1,0}$ 、 $G_{1,\pm 1}$  與  $G_{1,\pm 2}$  倒晶格光柵向量所達成之準相位匹配。以上為二維週期性極化反轉結構倍頻晶體高階倒置晶格光柵向量之嚴謹確定流程。





(b)

圖 4.2-4 (a)基頻光波長倍頻藍光光點圖(b)倍頻藍光輸出功率與遠場角關係圖

另外，由 2.4.3 小節中可知以傅立葉轉換計算晶體週期開孔率對有效非線性係數之影響，如圖 2.4-5，又由式(2.1-8)可知轉換效率與有效非線性係數之平方成正比，故以圖 2.4-5 作圖 4.2-5。由圖 4.2-4(b)可得  $G_{1,0}$ 、 $G_{1,\pm 1}$  與  $G_{1,\pm 2}$  倒晶格光柵向量達成準相位匹配之輸出功率比為 1:0.15:0.025，但因  $G_{1,\pm 2}$  倒晶格光柵向量達成準相位匹配之輸出功率太低，故只考慮  $G_{1,0}$ 、 $G_{1,\pm 1}$  倒晶格光柵向量達成準相位匹配之輸出功率比，與圖 4.2-5 必對後，對應到的二維結構開孔率約為 47.2%。以這樣的方式，可以驗證晶體製作之準確度與成功率，若要  $G_{10}$  倒晶格光柵向量達成準相位匹配之轉換效率最好，則開孔率要設計在 43%左右。

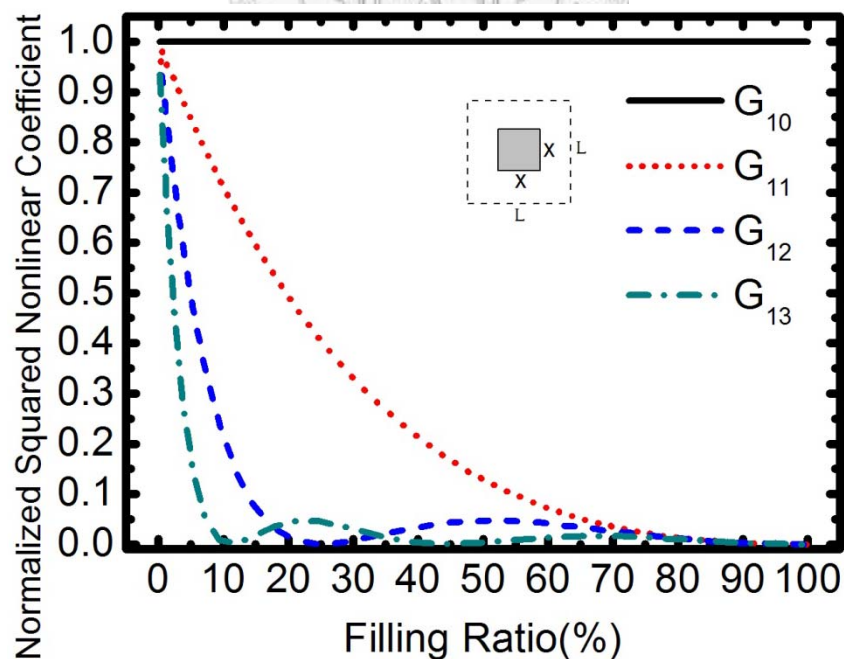
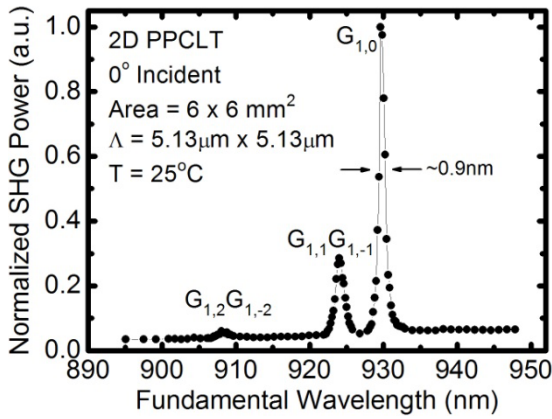


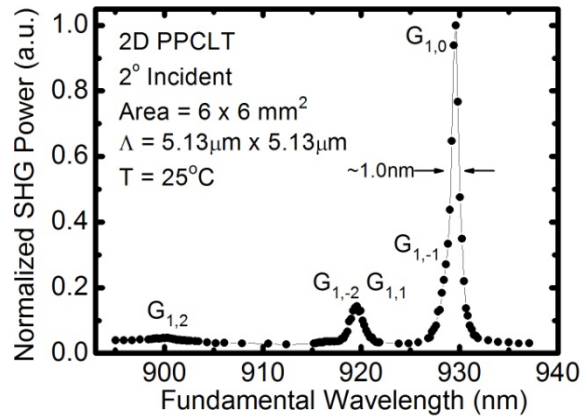
圖 4.2-5 規一化有效非線性係數平方對開孔率之關係圖

## 高階倍頻轉換與晶體角度之關係

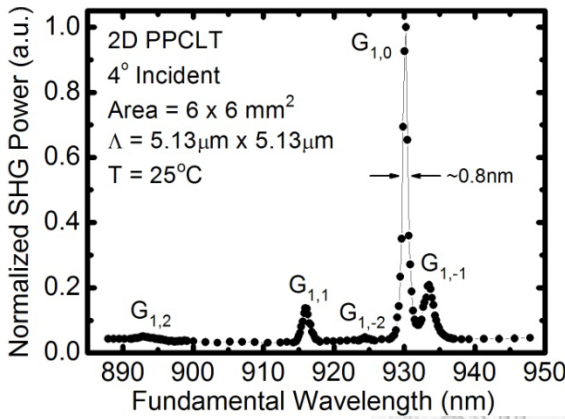
圖 4.2-2 為基頻光對倍頻藍光鋇酸鋰晶體正向入射時，透過光參振盪器改變基頻光波長所得之藍光輸出功率頻譜。二維結構週期性極化反轉結構有趣之處在於若倍頻晶體與入射基頻光之角度偏離正向入射，則準相位匹配的狀況也會改變。於是，旋轉二維結構倍頻藍光鋇酸鋰晶體，使入射基頻光對其斜向入射，並連續調變光參振盪器之晶體溫度，找出基頻光波長可調變範圍內所有達成準相位匹配之倒置晶格光柵向量的對應波長。圖 4.2-6(a)~(e)即分別為旋轉晶體  $0^\circ$ 、 $2^\circ$ 、 $4^\circ$ 、 $6^\circ$ 、 $8^\circ$  以及  $10^\circ$  時之二維週期性極化反轉結構倍頻藍光功率頻譜圖。 $G_{1,0}$  倒置晶格光柵向量達成準相位匹配之基頻光波長變化不大，皆在 930nm 附近，然而  $G_{1,1}$ 、 $G_{1,-1}$  與  $G_{1,2}$ 、 $G_{1,-2}$  兩組倒置晶格光柵向量之準相位匹配關係有類似之趨勢，由入射光角度偏離正向入射開始， $G_{1,1}$ 、 $G_{1,2}$  倒置晶格光柵向量達成準相位匹配之波長往短波長移動，而  $G_{1,-1}$ 、 $G_{1,-2}$  倒置晶格光柵向量達成準相位匹配波長則往長波長移動。



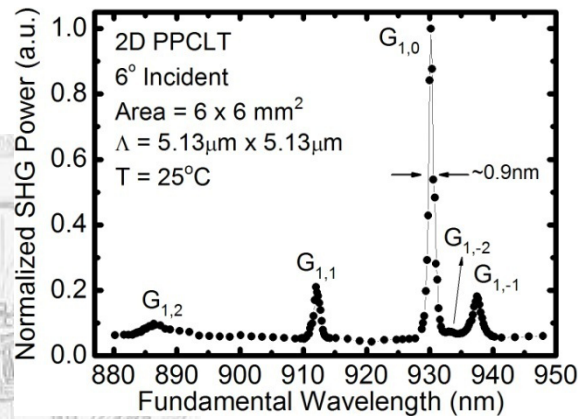
(a)



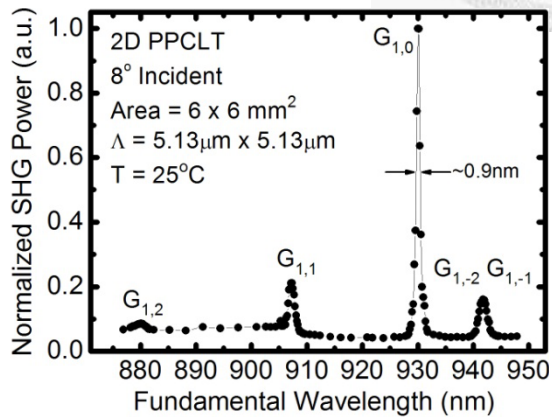
(b)



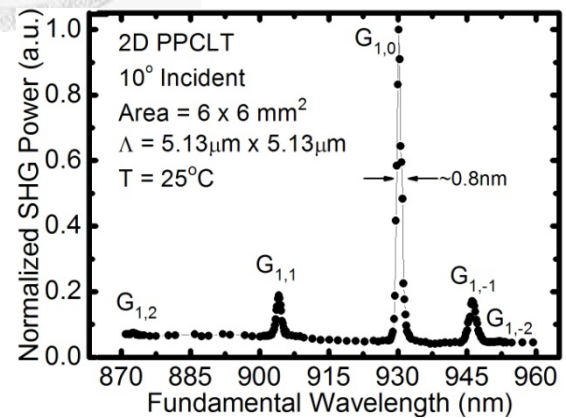
(c)



(d)



(e)



(f)

圖 4.2-6 斜向入射時之倍頻藍光輸出功率頻譜

(a) 0° 入射 (b) 2° 入射 (c) 4° 入射 (d) 6° 入射 (e) 8° 入射 (f) 10° 入射

同樣地，透過準相位匹配動量守恆的理論計算，再配合簡單的斯乃爾定律(Snell's Law)，可模擬計算出各倒置晶格光柵向量的準相位匹配波長對晶體旋轉角度之關係，如圖 4.2-7 所示。為了比較理論與實驗，紀錄圖 4.2-6 中每一斜向入射角度之倍頻藍光輸出功率頻譜的每個一峰值對應波長，標於圖 4.2-7 之模擬曲線上，可以發現，理論與實驗結果相當符合，並且再一次的確定倍頻藍光輸出功率頻譜峰值所對應的倒置晶格光柵向量。

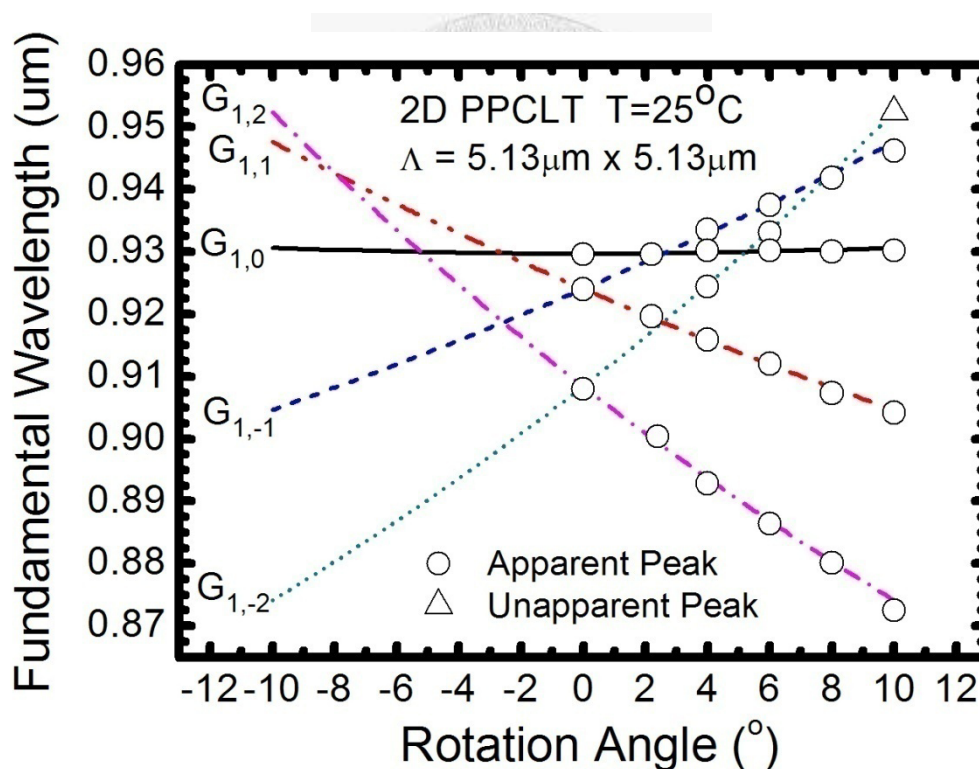


圖 4.2-7 準相位匹配時，基頻光波長與晶體角度之關係

## 轉換效率之討論

前所述為週期  $5.13\mu\text{m}$  之二維週期性極化反轉結構鉬酸鋰晶體特性上定性與定量的物理分析。然而，轉換效率之高低為使此倍頻藍光晶體應用於雷射顯示科技之重點。

晶體溫度  $25^\circ\text{C}$  時，調變光參振盪器使基頻光落至可使  $G_{10}$  倒晶格光柵向量達成準相位匹配之波長  $929.6\text{nm}$ ，並以此為基頻光，調整至正向入射，打入晶體倍頻輸出  $464.8\text{nm}$  藍光。使用可連續調控之功率衰減片 (Circular Variable Neutral Density)，調整打入晶體之基頻光功率密度，可得轉換效率曲線，如圖 4.2-8 所示。

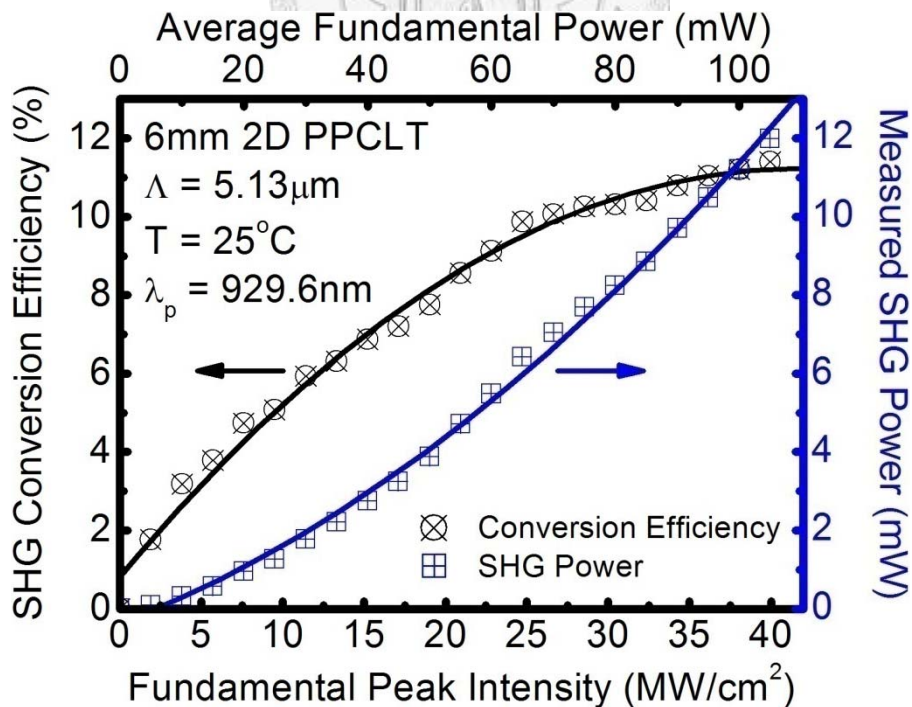


圖 4.2-8 2D PPCLT 轉換效率圖

由圖中可知，藍光輸出功率隨基頻光強度的增加而上升，成二次曲線關係，而轉換效率則隨基頻光強度的增加，於基頻光強度 25 MW/cm<sup>2</sup> 開始飽和，而在基頻光強度為 40 MW/cm<sup>2</sup> 時，倍頻藍光之轉換效率可達 11.5%。以上皆為量測之結果，然而，若考慮晶體端面以及濾光鏡對藍光輸出功率造成之損耗，轉換效率應該可以更高。

事實上，此藍光倍頻晶體對基頻光之可接受頻寬，由式(2.1-8)計算可得約 0.2nm，也就是說只有在此頻寬範圍內之基頻光可被有效地做非線性頻率轉換，但光參振盪器共振輸出之基頻光頻寬近於 1 nm，因此轉換效率頻寬之外的功率無法有效地產生倍頻藍光，於是造成轉換效率之低落。若能使基頻光頻寬降低，預計轉換效率可再提升。





## 4.3 光參振盪器之建立量測與分析

### 4.3.1 實驗目的

以倍頻方式產生高效率紅、綠、藍雷射光源為實驗室不斷致力研究的重點。紅光、綠光和藍光的波長分別設定在 630nm、532nm 與 465nm，其對應之基頻光分別為 1260nm、1064nm 與 930nm。為了量測自製倍頻晶體的轉換效率，基頻光之泵浦光源是不可或缺的。光參振盪器的特點諸如波長可調範圍大，結構簡單等等，非常符合實驗室倍頻光源應具備之條件。再者，若能達到信號光、閒置光之高轉換效率，並且頻寬夠小，則為倍頻實驗之理想光源。綠光倍頻實驗，由一般的 1064nm 固態脈衝雷射即可完成量測，唯紅、藍光所需之 1260nm 以及 930nm 基頻光光源並不符合一般固態雷射的規格，因而架設一套光參振盪器，做為紅、藍光所需之倍頻實驗之泵浦光源是必要的。

4.2 節提到之 532nm 泵浦光參振盪器光源使用週期性極化反轉摻氧化鎂近化學計量比鉬酸鋰 (MgO:SLT) 晶體建立，雖然考慮光折變效應 (Photorefraction) 及綠光致紅外光吸收效應 (Green-induced IR absorption, GRIIRA)，其為一相當理想的綠光泵浦光參振盪器晶體，但其價格相當昂貴。為降低成本，由實驗室製程開發相當成熟的共融組成鉬酸鋰晶體替代，其對綠光的光折變效應已較鉬酸鋰晶體好上許多，即使其不盡理想，卻也足以擔任綠光泵浦光參振盪器之增益介質，

而為了證明實驗的可行性，配合長度 6mm 鉍酸鋰光參振盪器晶體的率先開發完成，本實驗室第一座完全由實驗室自行建立的光學參量振盪器便是由 6mm 共融組成鉍酸鋰晶體完成，箇中流程包括晶體設計、製程到光學架設，故本節除了介紹一般光參振盪器使用之 20mm 晶體量測結果與分析外，也會對實驗室具劃時代意義的 6mm 晶體量測結果作一簡單的比較與分析。



### 4.3.2 系統架構

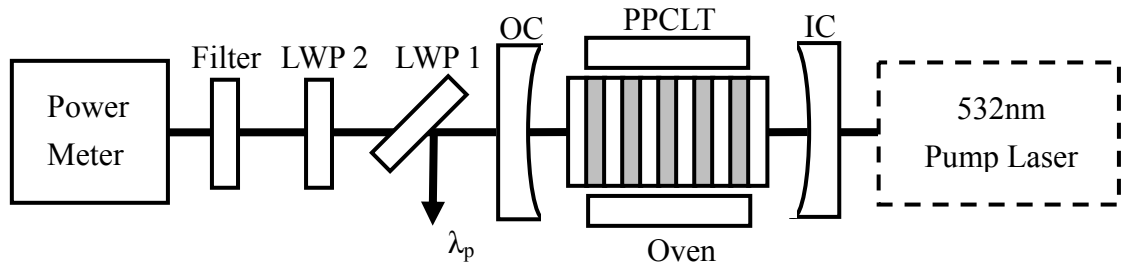


圖 4.3-1 準相位匹配 532nm 綠光泵浦鉍酸鋰光參振盪器實驗架構

圖 4.3-1 為 532nm 綠光泵浦鉍酸鋰光參振盪器之實驗架構圖。共振腔前的光路已於 4.1.4 小節說明，故不再贅述。

光參振盪器晶體置於連接到溫控器的載台中，透過調整晶體之溫度，控制輸出信號光與閒置光的波長。輸入耦合鏡(Input Coupler, IC)為對 532nm 泵浦光高穿透、對共振光高反射的平凹面鏡，而輸出耦合鏡(Output Coupler, OC)為對泵浦光高穿透、對共振光部分反射的平凹面鏡，而為了進一步確定平凹面鏡能降低共振時的損耗，對於 20mm 長度之光參振盪器晶體，加入了輸入、輸出耦合鏡皆為平面鏡的光參振盪器實驗，詳細的腔鏡規格如表 4.3-1 所示。另外，因光參振盪器共振時會有許多波長的光產生，為了提取欲使用之信號光與閒置光，而濾掉其他不需要的光，濾光鏡的使用是必要的，其規格如表 4.3-1 所示。

表 4.3-1 532nm 泵浦光參振盪器共振腔鏡與濾光鏡規格(兩組共振腔鏡)

| 鏡片     | 型式   | 曲率半徑  | 鍍膜  |
|--------|------|-------|---|
| IC     | 平凹面鏡 | 50mm  | AR532nm $R \leq 0.25\%$<br>HR 930nm $R \geq 99.5\%$ @ $0^\circ$ 入射                  |
|        | 平面鏡  |       | AR 532nm $R \leq 0.25\%$<br>HR 1260nm $R \geq 99.5\%$ @ $0^\circ$ 入射                |
| OC     | 平凹面鏡 | 50 mm | PR 930nm $R=75\%$ @ $0^\circ$ 入射  |
|        | 平面鏡  |       | PR 1260nm $R=75\%$ @ $0^\circ$ 入射   |
| LWP 1  | 平面鏡  |       | HR 532nm $R \geq 99.5\%$ @ $45^\circ$ 入射<br>HT >633nm $T \geq 85\%$ @ $45^\circ$ 入射 |
| LWP 2  | 平面鏡  |       | HR <700nm $R \geq 99.99\%$ @ $0^\circ$ 入射<br>HT >950nm $T \geq 99\%$ @ $0^\circ$ 入射 |
| Filter | 平面鏡  |       | HR 1260±55nm $R \geq 99\%$ @ $0^\circ$ 入射   |
|        | 平面鏡  |       | HR 930±46.5nm $R \geq 99\%$ @ $0^\circ$ 入射  |

兩片長波長穿透濾波片(Long Wavelength Pass Filter, LWP 1、LWP 2)分別主要濾掉由共振腔輸出功率甚強之剩餘綠光(LWP 1)以及微小的信號光倍頻藍光、閒置光倍頻紅光、合頻的紫外光和 LWP 1 未濾乾淨之綠光(LWP 2)。最後一片濾光鏡(Filter)，用以提取所需之共振光，如光參振盪器為 930nm 共振腔，則此濾光鏡則須濾掉閒置光，反之亦然。以上組成一波長可調光參振盪器光源系統。

### 4.3.3 實驗結果與分析

#### 6mm 週期性極化反轉鉍酸鋰晶體光參振盪器

鑒於 L. E. Myers 等人於 1995 年以長度為 5.2mm 之週期性反轉鉍酸鋰晶體完成 1064nm 紅外光泵浦光參振盪器之架設<sup>20</sup>，本實驗室以長度為 6mm 之週期性極化反轉鉍酸鋰晶體成功建立 532nm 綠光泵浦光參振盪器，以 930nm 共振腔做測試，圖 4.3-2 為其共振時之頻譜圖，因光譜儀的限制，無法量得閒置光的強度與波長。圖中有許多除了信號光波長外的峰值，其導因於共振腔共振時，因腔內泵浦光、信號光與閒置光之能量密度相當大，造成許多微弱的非線性和頻、差頻與倍頻轉換，經簡單的非線性頻率轉換分析，不難得知其來源。

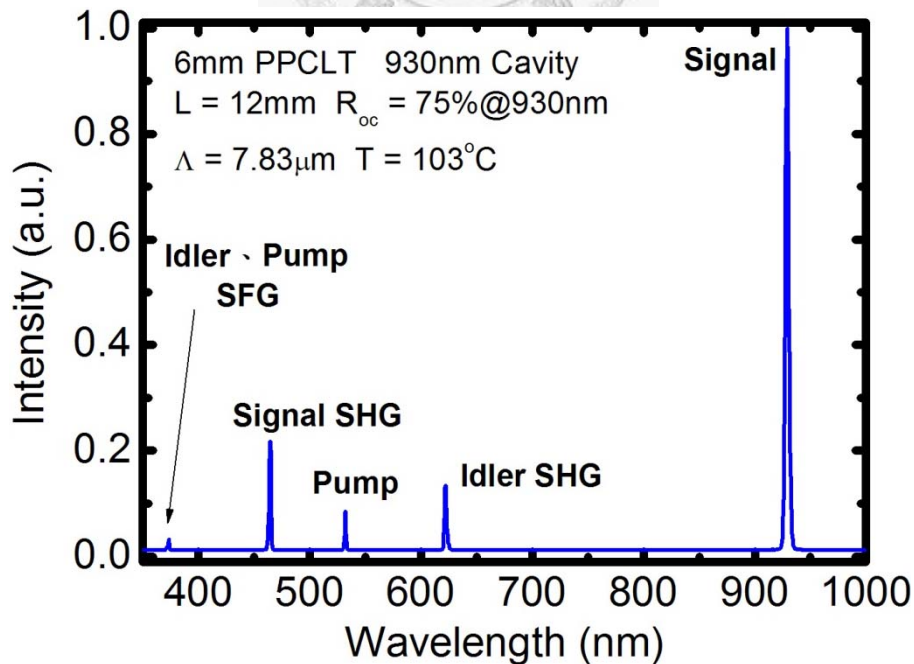


圖 4.3-2 6mm 週期性極化反轉鉍酸鋰光參振盪器共振頻譜圖

此長度為 6mm 之週期性極化反轉鉍酸鋰晶體，為最先設計以測試為前提之晶體，故輸出所需 930nm 信號光時的晶體溫度設定在較為折衷的 100°C，週期為 7.83 $\mu\text{m}$ 。透過調變晶體的溫度，可得此光參振盪器的溫度調整曲線，如圖 4.3-3 所示，而所量測之信號光與閒置光之波長，與模擬設計的曲線只有些許的誤差，最有可能的誤差來源可能是如 3.1 節中提及之色列米爾公式(Sellmeier Equation)、製程光罩與流程上的誤差，以及量測上的誤差。由圖中可看出，週期 7.83 $\mu\text{m}$  的鉍酸鋰光參振盪器，信號光可調範圍為 878nm ~ 994nm，閒置光可調範圍為 1144nm ~ 1350nm。

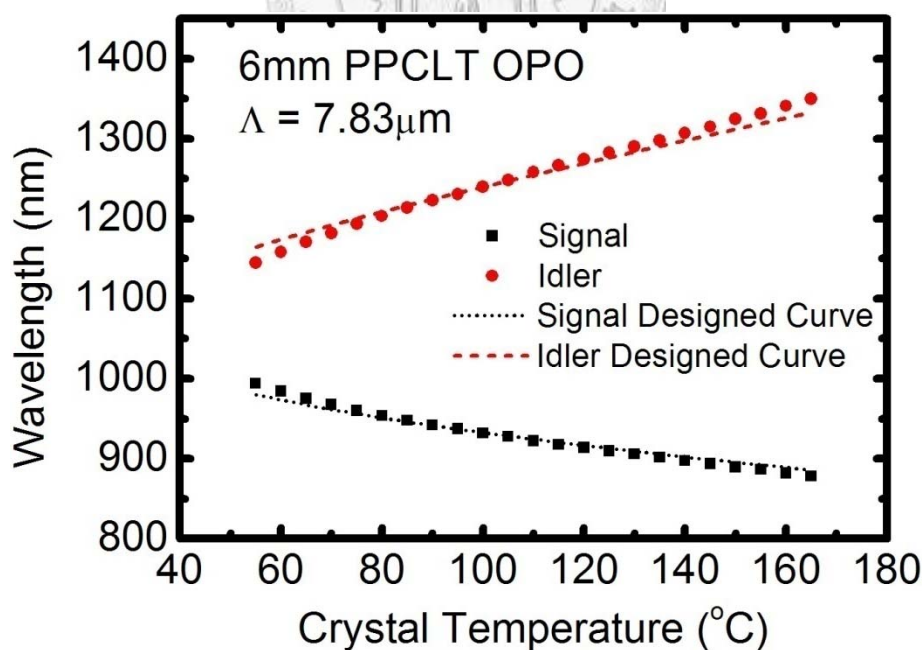


圖 4.3-3 6mm 週期性極化反轉鉍酸鋰晶體光參振盪器溫度調整曲線

由於 930nm 信號光是目前最亟需開發之倍頻藍光基頻光光源，故以信號光為此光參振盪器的共振光，共振腔長 12mm，如圖 4.3-1 之輸入耦合鏡使用鍍有 930nm 高反射(>99.5%)、532nm 高穿透之平凹面鏡，而輸出耦合鏡則使用 930nm 部分反射(75%)、532nm 高穿透之平凹面鏡，詳細規格如表 4.3-1。圖 4.3-4 為在晶體溫度 103°C，信號光波長 929.2nm，閒置光波長 1244.9nm 時所量測之功率斜率效率曲線(Slope Efficiency)，532nm 綠光泵浦之共振閾值約 140mW，合峰值強度約 7.7MW/cm<sup>2</sup>，差頻轉換之總功率斜率效率為 40.9%，信號光之功率斜率效率可達 22.2%。

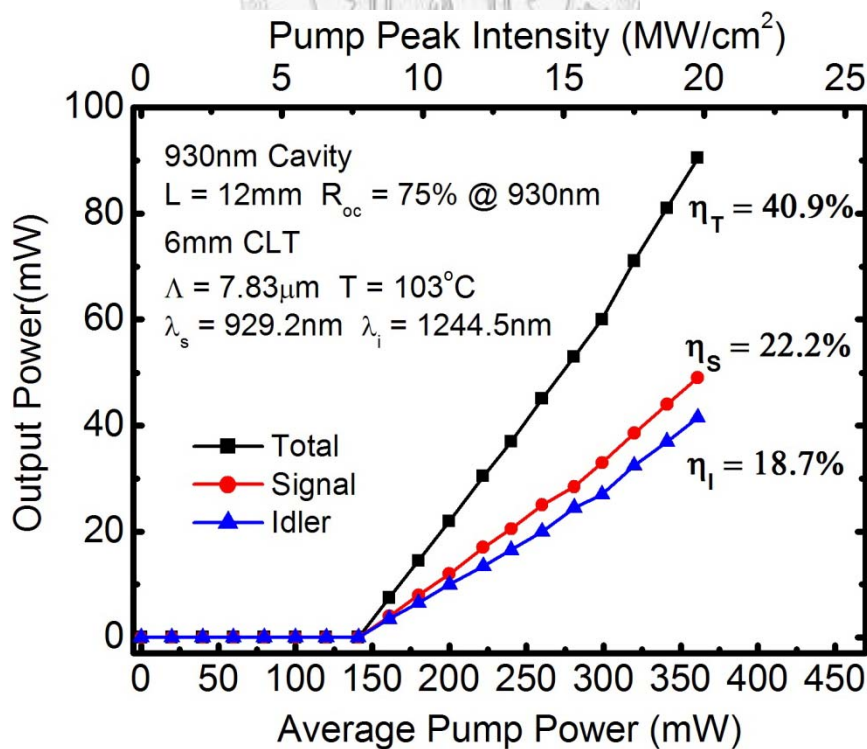


圖 4.3-4 6mm 鉍酸鋰晶體光參振盪器輸出功率與泵浦功率關係圖

以上為本實驗室建立之第一座光參振盪器實驗結果，以長度為6mm 之週期性極化反轉共融組成鉬酸鋰晶體完成，使用短腔共振腔的方式，共振閾值與轉換效率皆已達具相似系統架構之文獻上的水準。





## 平面共振腔鏡與凹面共振腔鏡對共振閾值與轉換效率的影響

由此開始之光參振盪器皆使用長度為 20mm 之週期性極化反轉鉬酸鋰晶體，晶體之設計細節如 3.2 節所述。

在實驗進行之初，實驗室提供兩種共振腔鏡的選擇，一種是平面鏡，一種是具 50mm 曲率半徑的平凹面鏡，兩種共振腔鏡各有其利弊，但選用的標準以能發揮光參振盪器晶體的最大效益為第一考量。於是分別以兩種型式的共振腔鏡做為光參振盪器的輸入、輸出耦合鏡，並於對系統進行最佳化後，量測共振閾值與功率斜線效率曲線(Slope Efficiency)。

實驗上，使用的鉬酸鋰晶體極化反轉週期為  $7.90\mu\text{m}$ ，共振 930nm 紅外光，故使用 930nm 高反射腔鏡，腔長設定在最小腔長 28mm，溫

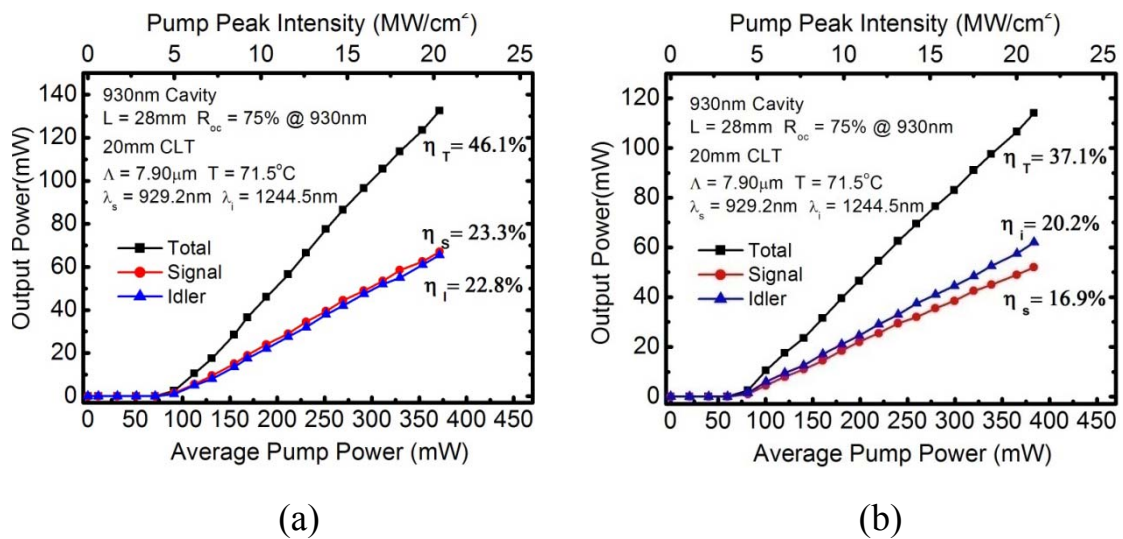


圖 4.3-5 930nm 共振腔光參振盪器功率斜率效率曲線比較(a)雙凹腔(b)雙平腔

度調整至  $71.5^{\circ}\text{C}$ ，使信號光波長落在  $930\text{nm}$  左右，並於最佳化系統後，進行功率斜率效率(Slope Efficiency)量測。

圖 4.3-5 為量測之結果，雙凹腔的泵浦光共振閾值為  $84\text{ mW}$  (峰值強度  $4.6\text{MW}/\text{cm}^2$ )，而雙平腔的泵浦光共振閾值則為  $76\text{ mW}$  (峰值強度  $4.2\text{ MW}/\text{cm}^2$ ) 這樣的閾值差距，幾乎可視為一樣的，因為量測時為每調整  $20\text{ mW}$  的泵浦光，紀錄一次輸出功率，這  $8\text{ mW}$  的差距仍在誤差  $20\text{ mW}$  之內，故以此看來，兩者在泵浦光共振閾值的比較上是差不多的。

兩者在輸出光的總功率斜線效率(Slope Efficiency)上就有所差距，雙凹腔的總輸出效率為  $46.1\%$ ，而雙平腔的總輸出效率為  $37.1\%$ ，很明顯的雙平腔無法使鉍酸鋰光參振盪器晶體的效益發揮到最大，且對信號光的共振較差，其信號光的功率斜率效率較閒置光的轉換效率少了三個百分點。

由此實驗之結果，可以驗證 4.1.5 小節的理論預測，腔長相同時，泵浦光共振閾值不變，但因高斯光束的空間分布型態，雙凹腔會有較佳的共振效果。

### 極化反轉週期 7.76 $\mu\text{m}$ 鉍酸鋰光參振盪器系統

首先以 930nm 為共振光，即使用之輸入耦合鏡為 930nm 高反射，輸出耦合鏡為 930nm 部分反射之腔鏡使此光參振盪器產生共振。光參振盪器使用之鉍酸鋰晶體極化反轉週期為 7.76 $\mu\text{m}$ ，溫度調整曲線如圖 4.3-6 所示，圖中曲線分佈與 3.2 節中所模擬之曲線已有一定的吻合程度，但仍有些許的誤差，原本設計的 930nm 應該落在溫度 140 $^{\circ}\text{C}$ ，而此光參振盪器之 930 nm 信號光經量測後約在晶體溫度 129 $^{\circ}\text{C}$  左右。然而，這 11 $^{\circ}\text{C}$  左右的差距，仍在可接受範圍，表示鉍酸鋰晶體在設計與製作上都相當的成功。

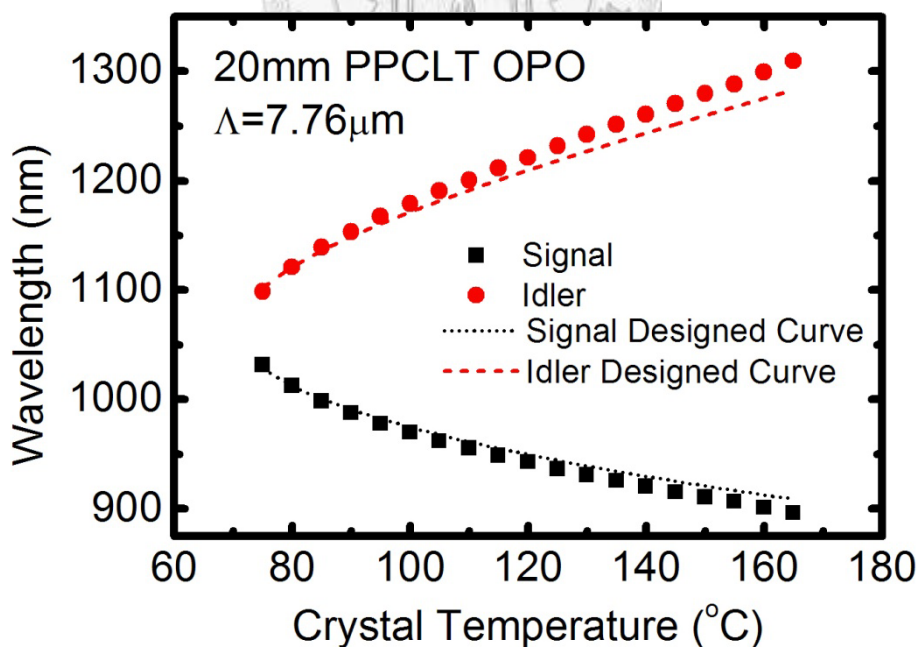


圖 4.3-6 20mm 週期性極化反轉鉍酸鋰晶體光參振盪器溫度調整曲線

轉換效率方面，使用雙凹腔的 930nm 共振腔，腔長 30mm，調整溫度於 128.5°C，共振波長 931.3nm，共振閾值 109mW，峰值強度 6.0 MW/cm<sup>2</sup>，總功率斜率效率可達 46.3%，如圖 4.3-7 所示，信號光與閒置光之轉換效率相當接近，幾乎各占一半。

若輸入耦合鏡為 1260 nm 高反射、輸出耦合鏡為 1260 nm 部分反射之光參振盪器，此光參振盪器為 1260nm 共振腔，依 1.5 小節之定義，原本的閒置光變為信號光。基本上，光參振盪器的溫度調整曲線與共振腔鏡無關，只與晶體週期有關，故可得知，以相同週期 7.76 $\mu$ m 架設之 1260nm 共振腔光參振盪器的溫度調整曲線與圖 4.3-6 是相同的。

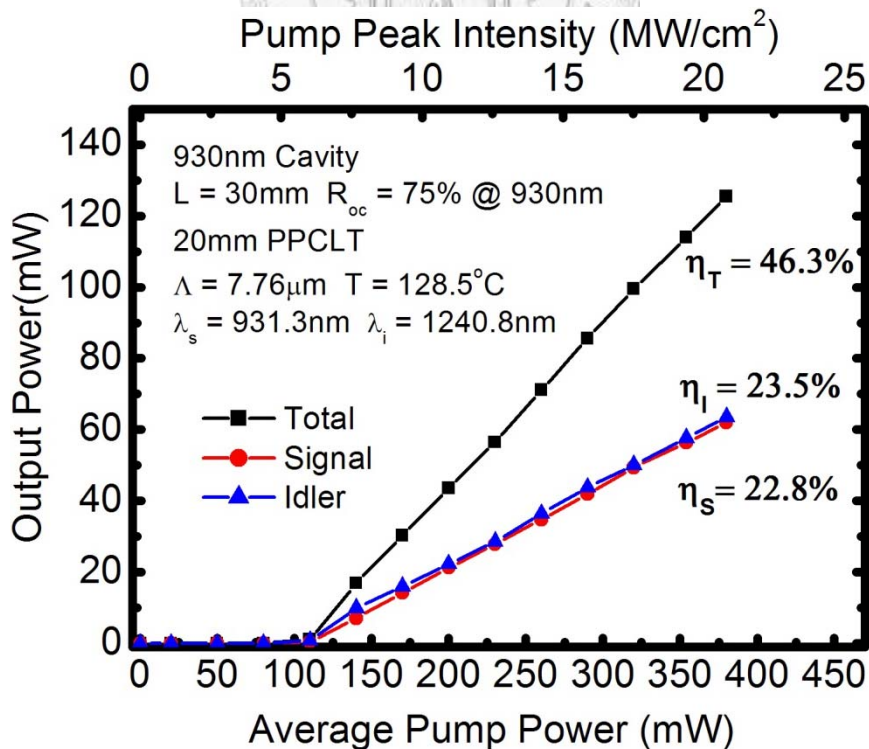


圖 4.3-7 930nm 共振腔光參振盪器泵浦光與輸出光之關係圖

1260nm 共振腔之功率斜率效率曲線如圖 4.3-8 所示，共振腔長度 31mm，調整晶體溫度於 139°C，共振信號光，其波長為 1264.3nm，共振閾值 80mW(峰值強度 4.4MW/cm<sup>2</sup>)，總轉換效率可達 46.4%。

比起 930nm 共振腔，1260nm 共振腔之閒置光的功率斜率效率明顯的較信號光高許多，這說明 1260nm 共振腔對共振光的共振強度是小於 930nm 共振腔的，然而，兩者的總功率斜率效率很接近，表示兩者之光參振盪器的最佳化程度相近。有了以上 930nm 共振腔以及 1260nm

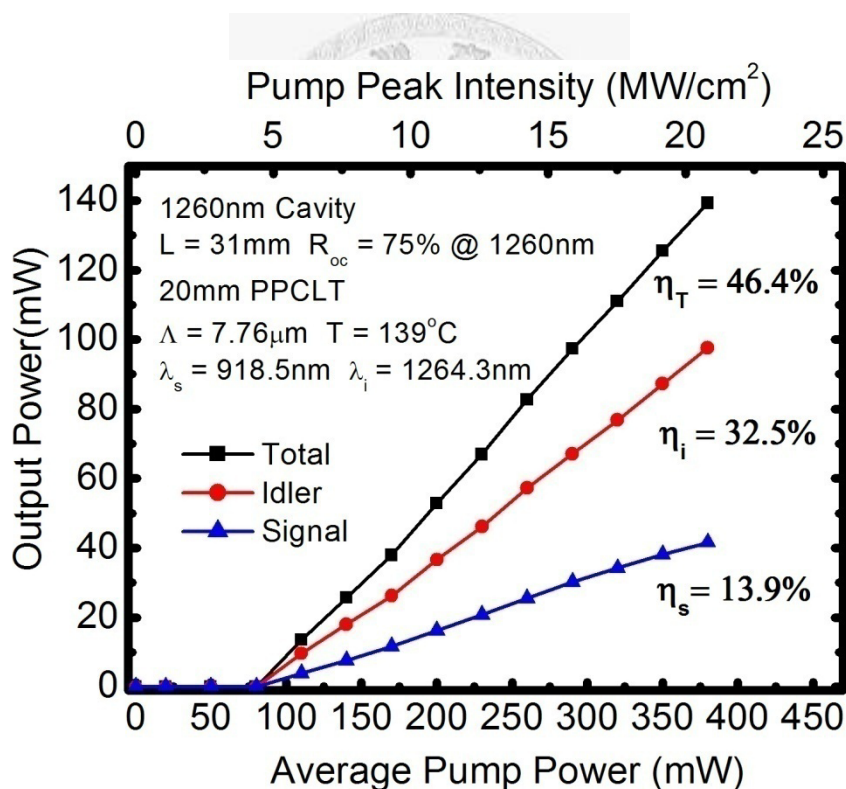


圖 4.3-8 1260nm 共振腔光參振盪器泵浦光與輸出光之關係圖

共振腔之光參振盪系統，藍光、紅光的倍頻晶體便有了基頻光光源，將此輸出光源用濾光鏡(Filter)提取後，再以透鏡聚焦打至倍頻藍光與紅

光之晶體，便可測試晶體製作品質與倍頻轉換效率。

從設計、製作到光學量測都如預期般順利，但不得不承認的是共融組成鉍酸鋰晶體美中不足的是其抗光折變能力並沒有很好且有綠光致紅外光吸收效應(Green-induced IR absorption, GRIIRA)。光參振盪器以差頻的參量變異方式，透過改變溫度，調整輸出波長，但當晶體因光折變效應而使部分折射率有了改變，造成整體折射率的不均勻，以2.5.1 小節的式(2.5-12)可知，在相同的極化反轉週期下，當折射率改變，差頻的出光波長也會改變，這樣的推測，可以合理的解釋使用共融組成鉍酸鋰做為光參振盪器的增益介質時，特定中心波長的信號光與閒置光會有較寬的頻寬。於是，鉍酸鋰光參振盪器的頻寬特性，將是接著要介紹的重點。



## 週期 7.76 $\mu\text{m}$ 鉍酸鋰光參振盪器信號光與閒置光頻寬量測

影響光參振盪器輸出信號光與閒置光頻寬的變因，推測大致可以分為四個要點，分別為輸出波長、光折變效應或 GRIIRA、共振腔的共振狀況以及差頻的簡併。

首先，以光折變效應的特性說明可能使頻寬變寬的可能機制。鉍酸鋰晶體的光折變效應，主要有兩個主要的來源，一為泵浦光的波長，不同波長產生的光折變效應程度不同，而 532nm 綠光屬於非常容易使鉍酸鋰晶體產生光折變的波長。再來就是入射功率的高低，入射功率越大，光折變效應越明顯，甚至會使晶體產生光折變損壞(Optical Refractive Damage)。

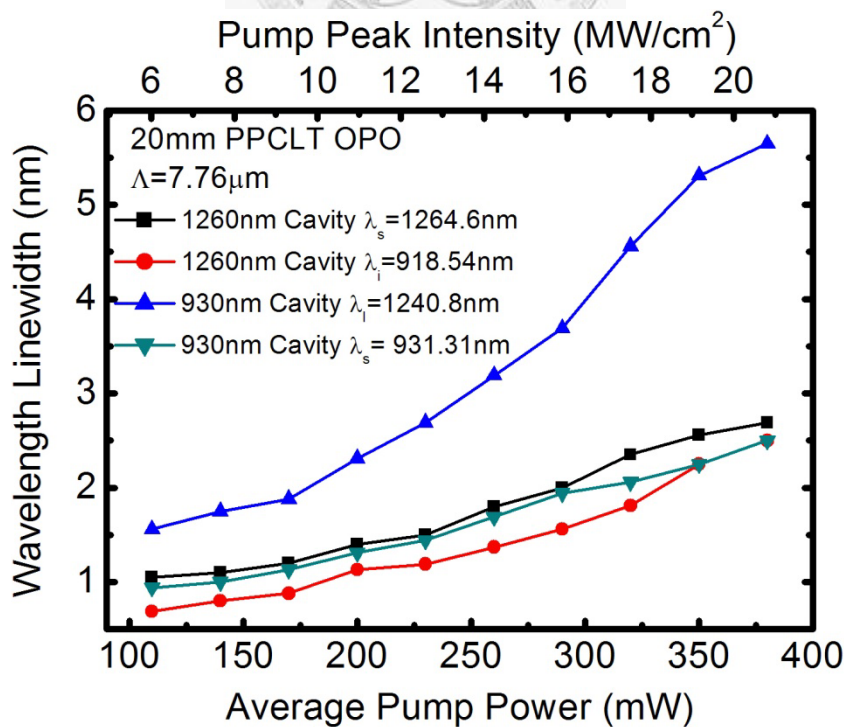


圖 4.3-9 930 nm、1260 nm 共振腔泵浦功率與頻寬之關係圖

光折變效應使頻寬加寬的推測，可以簡單的數學式表示。非線性差頻轉換，可視為泵浦光分裂為兩個能量較低的光子，須滿足能量守恆，可表示為

$$\frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i} \quad (4.3-1)$$

考慮因光折變效應產生折射率的變化而使非線性轉換之信號光與閒置光中心波長附近有一變量 $\Delta\lambda_s$ 、 $\Delta\lambda_i$ ，因泵浦光固定，為一常數，故微分為 0。

$$0 = -\frac{\Delta\lambda_s}{\lambda_s^2} - \frac{\Delta\lambda_i}{\lambda_i^2} \quad (4.3-2)$$

經整理後為

$$\frac{\Delta\lambda_s}{\Delta\lambda_i} = -\frac{\lambda_s^2}{\lambda_i^2} \quad (4.3-3)$$

圖 4.3-9 為 930 nm、1260 nm 共振腔泵浦功率與頻寬之關係圖，由上可以得知泵浦光功率對兩共振腔共振波長之輸出頻寬的影響，泵浦功率越大，輸出頻寬越寬，由此可相當的肯定，光折變效應在輸出頻寬的影響上，必定扮演關鍵的角色。

以 930nm 信號光與 1260nm 閒置光來說，(4.3-3)式之比值相當接近 0.5，圖 4.3-9 中可知 930 nm 共振腔所得出之信號光與閒置光波長頻寬的比值便只稍微大於 0.5，但 1260nm 共振腔所得出之實驗結果卻與單純只考慮光折變效應的推測不甚相符，此時，共振腔的變因也必須加入。雖然非共振光的功率斜率效率與腔鏡之鍍膜有關，圖 4.3-7、圖 4.3-8



之功率斜率效率曲線卻透露出另一個很重要的訊息，就是對非共振光的共振狀況，1260nm 共振腔對閒置光的共振強於 930nm 共振腔對閒置光的共振。也就是說，1260nm 共振腔除了對其信號光共振外，對閒置光也有一定的共振強度，由以上推測，相信是影響頻寬的一項重要變因，唯其中的機制過於複雜，仍需更深入的探究。

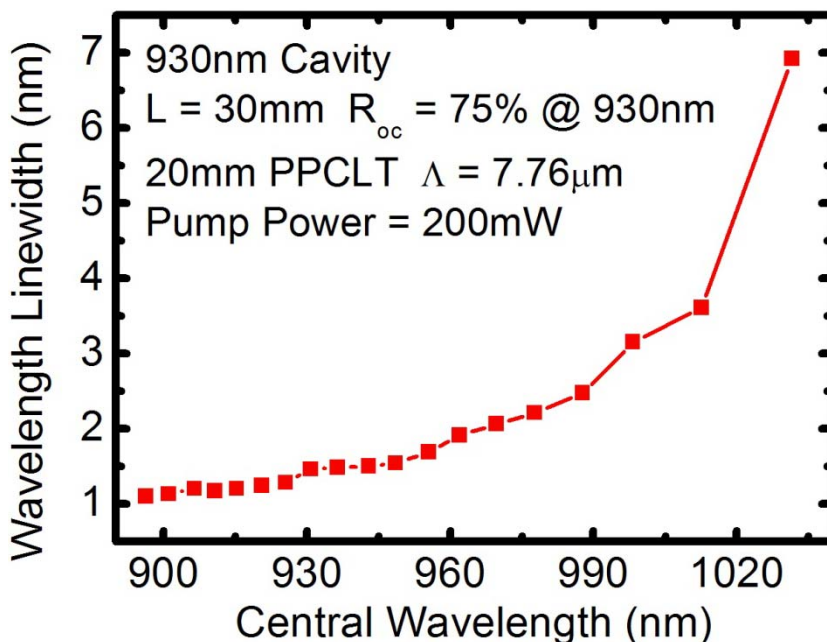


圖 4.3-10 930 nm 共振腔光參振盪器信號光頻寬與波長關係圖

以 930nm 共振腔為例，設定 532nm 泵浦光為 200mW，調整光參振盪器晶體的溫度，量測每個中心波長下的頻寬，結果如圖 4.3-10。很明顯的在波長 930nm 以後的頻寬開始明顯上升，到 1031nm 時已經將近是中心波長 930nm 之頻寬的五倍，如此大的增長幅度，是光折變效應、共振腔之共振狀況、中心波長、以及差頻簡併的綜合效應。

光參振盪器的信號光，由圖 4.3-6 可知，晶體溫度越低，波長越長，但當晶體溫度低時，光折變效應開始變得嚴重，影響頻寬甚鉅。又因 930nm 共振腔的鍍膜在信號光為 930nm 時有最好的侷限效果，當波長偏移過大，則共振狀況自然會被破壞掉，這與圖 4.3-9 所說明的重點有類似之處。另外，由式(4.3-3)可知，波長頻寬會因波長之長短放大或縮小，故波長越長，對應的頻寬自然越大。最後，考慮差頻簡併，當波長越接近光參振盪器的差頻簡併點，信號光與閒置光之波長越接近，交互影響之下，會使頻寬有變大的現象。



#### 4.3.4 光參振盪器之總結、文獻比較與討論

本實驗室以自行研發之鎳擴散製程製作用於 532nm 綠光泵浦光參振盪器之週期性極化反轉共融組成鉬酸鋰晶體，從設計到光學架設，皆由實驗室成員完成。雖然所用晶體之材料性質不甚完美，但也堪與同領域之先進做一比較。下表為由中央研究院原子與分子科學研究所固態雷射實驗室所發表的兩篇文獻之整理<sup>21,22</sup>與本實驗室之成果比較：

表 4.3-2 532nm 泵浦光參振盪器比較表

| 晶體材料      | PPSLT <sup>21</sup>  | PPMgO:SLT <sup>22</sup> | PPCLT               |
|-----------|----------------------|-------------------------|---------------------|
| 晶體抗光折變能力  | 好                    | 非常好 <sup>23</sup>       | 平                   |
| 晶體長度      | 20mm                 | 20mm                    | 20mm                |
| 共振腔鏡形態    | 平平腔                  | 平平腔                     | 凹凹腔                 |
| 共振腔長度     | 35mm                 | 26.5mm                  | 30mm                |
| 共振閾值峰值強度  | 15MW/cm <sup>2</sup> | 7MW/cm <sup>2</sup>     | 6MW/cm <sup>2</sup> |
| 總功率斜率效率   | 69.1%                | 59.8%                   | 46.3%               |
| 信號光功率斜率效率 | 53.5%                | 40.2%                   | 22.8%               |
| 中心波長      | 708.3nm              | 898nm                   | 931.3nm             |
| 中心波長頻寬    | ~0.2nm               | ~0.5nm                  | ~2.4nm              |

由表中可知，三者的晶體長度皆相同，然抗光折變能力卻是最大

的分野，根據文獻中所述，PPSLT 的操作溫度皆在 130°C 以上，否則打入晶體的泵浦光點會因光折變而扭曲變形，而 PPMgO:SLT 的操作溫度則由室溫開始至 200°C 皆可，從而可以發現抗光折變能力的重要。本實驗室以三種晶體中抗光折變最能力最差的 PPCLT 做為綠光泵浦光參振盪器晶體，若不論泵浦光與輸出光的扭曲，可調整溫度範圍為 120°C 到 165°C，雖然在功率斜率效率以及中心波長頻寬方面有明顯不及，但以三者中最低的共振閾值強度達成信號光的共振，且最值得驕傲的是 6mm 晶體即可以  $7.7\text{MW}/\text{cm}^2$  之共振峰值強度達成光參振盪器的共振，除了可證明本實驗室自行設計開發製作之共融組成週期性極化反轉鉍酸鋰晶體已達相當高的品質，更可說明短腔的應用有非常好之功效。

前節之雙平共振腔與雙凹共振腔的功率斜率效率比較實驗，說明將平平腔改為凹凹腔可提升功率斜率效率，使做為增益介質的非線性晶體獲得較高效率的利用，這就是一個改善的方向。

另外，本實驗室之目標為產生高效率之藍光，即使鉍酸鋰晶體易因光折變效應或 GRIIRA 等等之原因使頻寬變寬，但這也未嘗是其缺點。經過巧妙的設計，以腔內倍頻的方式，可使共融組成鉍酸鋰光參振盪器成為光參振盪藍光產生器，由寬頻之信號光可倍頻寬頻而高效率之藍光輸出。接下來之章節，將對此光參振盪藍光產生器有詳盡的說明。

## 4.4 光參振盪藍光產生器之量測與分析

### 4.4.1 實驗目的

光參振盪器的發明，提供可調式雷射光源領域一簡單而有效率的方向，雖然其產生之紅外光光源，可用於多種不同領域的需求上，但事實上，這些光源也可用於光參振盪器本身，產生向上轉換(Up Conversion)。藍光的頻率轉換，是本實驗室最近發展的重點，使用一維週期性極化反轉結構鉍酸鋰晶體做為光參振盪器的增益介質，由信號光於光參振盪器腔內自倍頻之藍光，提供另一高效率藍光光源的可能性，也由於腔內倍頻之特性，基頻光被侷限於共振腔內，累積較強的能量密度，可補足鉍酸鋰短腔光參振盪器頻寬過寬之缺點。

以下的兩個實驗主要著眼於兩種型態之腔內倍頻光參振盪藍光產生器的特性量測與分析討論。自倍頻光參振盪藍光產生器主要是利用共融組成鉍酸鋰色散特性上的巧合所設計而得，至於級聯倍頻光參振盪藍光產生器雖只是單純的將光參振盪器晶體與藍光倍頻晶體製作在同一片晶體上，但兩種不同週期結構所產生的交互非線性效應則是相當引人入勝的另一研究工作。

#### 4.4.2 級聯倍頻光參振盪器之量測與分析

##### 系統架構

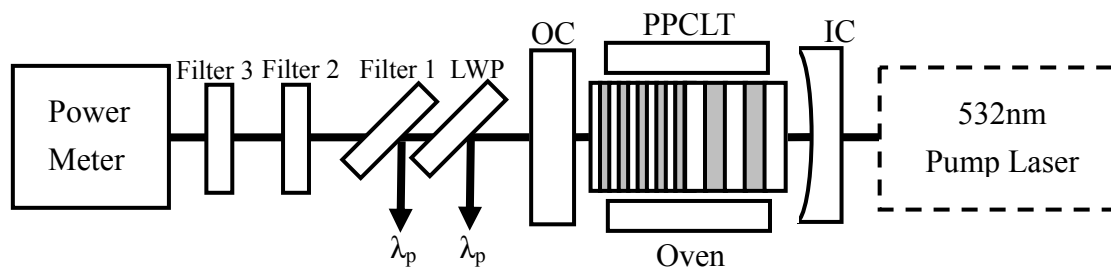
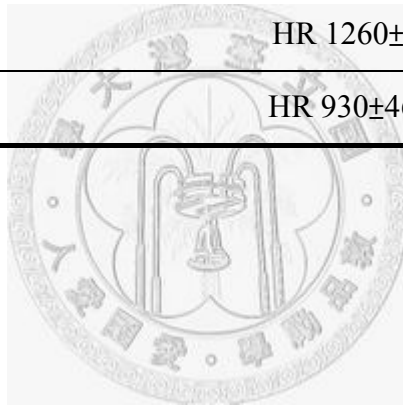


圖 4.4-1 級聯倍頻光參振盪藍光產生器實驗架構

圖 4.4-1 為級聯倍頻光參振盪藍光產生器之光路架構圖。如 3.2.2 小節所述，此級聯倍頻光參振盪器設計於晶體溫度  $140^{\circ}\text{C}$  時，共振信號光  $930\text{nm}$ ，並同時由信號光倍頻  $465\text{nm}$  的藍光，共振腔設計為平凹腔。於是，輸入耦合鏡為  $532\text{nm}$  高穿透、 $930\text{nm}$  高反射、具  $50\text{mm}$  曲率半徑之平凹面鏡，輸出耦合鏡之鏡面鍍膜與輸入耦合鏡相同，但為一平面鏡。共振腔後設置四面濾光鏡， $45^{\circ}$  反射鏡用來濾掉  $532\text{nm}$  綠光，另外兩面  $0^{\circ}$  入射之濾光鏡用來過濾共振之後的信號光與閒置光。腔鏡與濾光鏡之詳細規格如表 4.4-1。

表 4.4-1 級聯倍頻光參振盪藍光產生器共振腔鏡與濾光鏡規格

| 鏡片       | 型式   | 曲率半徑 | 鍍膜   |
|----------|------|------|--|
| IC       | 平凹面鏡 | 50mm | AR 532nm $R \leq 0.25\%$<br>HR 930nm $R \geq 99.5\%$ @ $0^\circ$ 入射                          |
| OC       | 平面鏡  |      | AR 532nm $R \leq 0.25\%$<br>HR 930nm $R \geq 99.5\%$ @ $0^\circ$ 入射                          |
| LWP      | 平面鏡  |      | HR 532nm $R \geq 99.5\%$ @ $45^\circ$ 入射<br>HT $>633\text{nm}$ $T \geq 85\%$ @ $45^\circ$ 入射 |
| Filter 1 | 平面鏡  |      | HR 532nm $R \geq 99.5\%$ @ $45^\circ$ 入射<br>HT 1064nm $T=90\%$ @ $45^\circ$ 入射               |
| Filter 2 | 平面鏡  |      | HR $1260 \pm 55\text{nm}$ $R \geq 99\%$ @ $0^\circ$ 入射                                       |
| Filter 3 | 平面鏡  |      | HR $930 \pm 46.5\text{nm}$ $R \geq 99\%$ @ $0^\circ$ 入射                                      |



## 相位匹配頻寬量測與模擬

倍頻量測的第一步，若是以調整波長來達到相位匹配，勢必須先知道其波長轉換效率頻寬。級聯倍頻光參振盪器晶體以調整晶體溫度的方式調整信號光，或是基頻光之波長，而溫度調變的同時也使倍頻晶體的相位匹配條件不斷改變，最後在光參產生與倍頻轉換之間，達到兩者共同的準相位匹配條件，此時藍光有最高轉換效率，如 3.2.2 小節圖 3.2-4 兩溫度調整曲線之交點。圖 4.4-2 為此級聯倍頻光參振盪器倍頻藍光的轉換效率波長、溫度頻寬圖，以 380mW 泵浦光泵浦此級聯

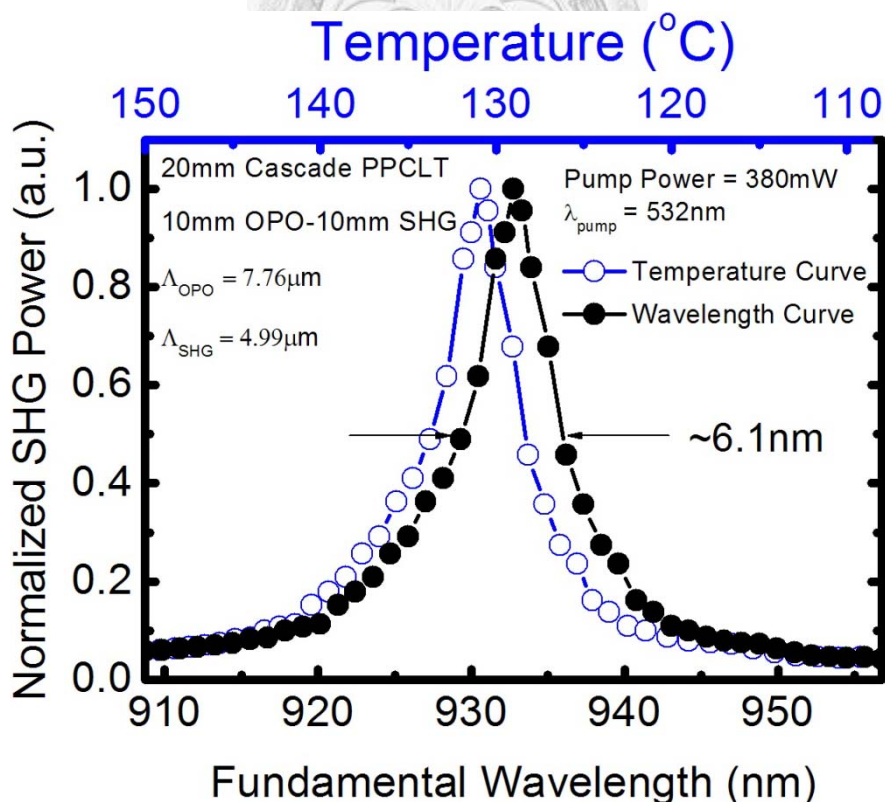


圖 4.4-2 級聯倍頻光參振盪器藍光轉換效率波長、溫度頻寬圖



倍頻光參振盪器，透過調整溫度，改變基頻光波長，於晶體溫度 129°C 時量得倍頻藍光之中心波長為 930.6nm，轉換效率波長頻寬 6.1nm。由於當初設計之晶體為 140°C 時，中心波長為 930nm，晶體溫度上有不小的誤差，誤差來源不啻為色列米爾公式及製程上的偏差所造成。

事實上，6.1nm 的轉換效率頻寬比最初設計時所預期的要寬許多，以式(2.1-8)計算，溫度 140°C 之一維週期性極化反轉結構具週期 4.99 $\mu$ m 之 10mm 鉍酸鋰晶體腔外倍頻藍光之理想頻寬僅 0.13nm，於是考慮 4.3 節的光參振盪器頻寬問題，並量測此時光參振盪器信號光的輸出頻寬，溫度範圍 110°C~150°C 之頻寬平均值約 2.6nm。以上述參數模擬量測時之情況，如圖 4.4-3，即調整光參振盪器的溫度，改變信號光波長，掃出整個轉換效率波長分佈，如圖 4.4-4。然而，模擬的結果，轉換效率波長頻寬僅 2.5nm，仍然與量測結果無法吻合。顯然以這樣的模型操作仍無法貼近實際狀況。此時可以預測兩種可能的狀況，第一，光折變效應除了使光參振盪器的信號光頻寬變寬，也必定對倍頻轉換部分造成影響，使其輸出之倍頻藍光轉換效率波長頻寬亦變寬；第二，兩種不同之一維週期性極化反轉結構於一片晶體上產生的非線性效應可能有相互耦合的效果，使輸出之倍頻藍光轉換效率波長頻寬變寬，如

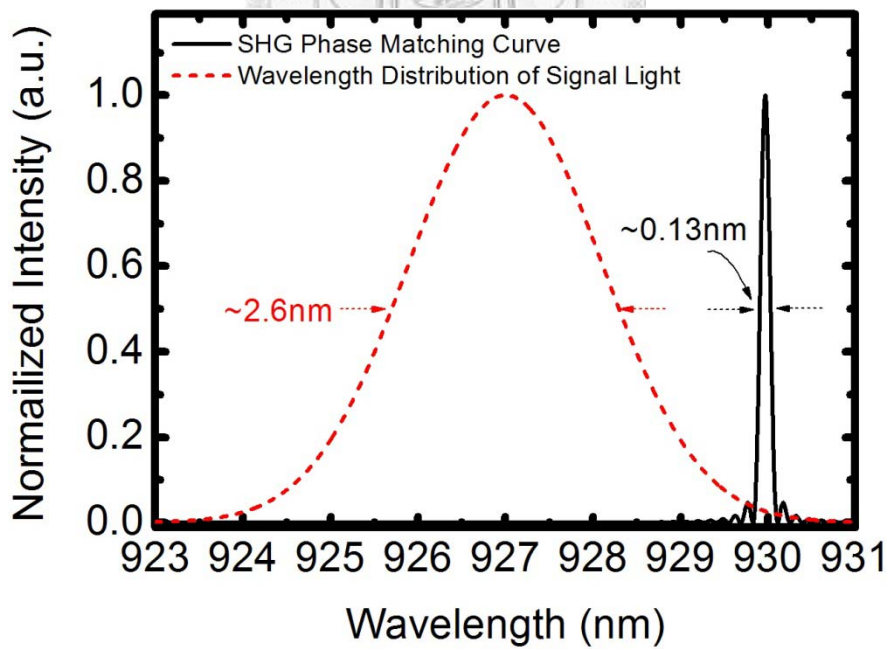
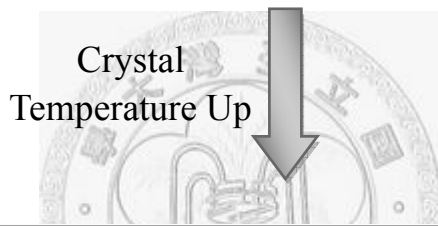
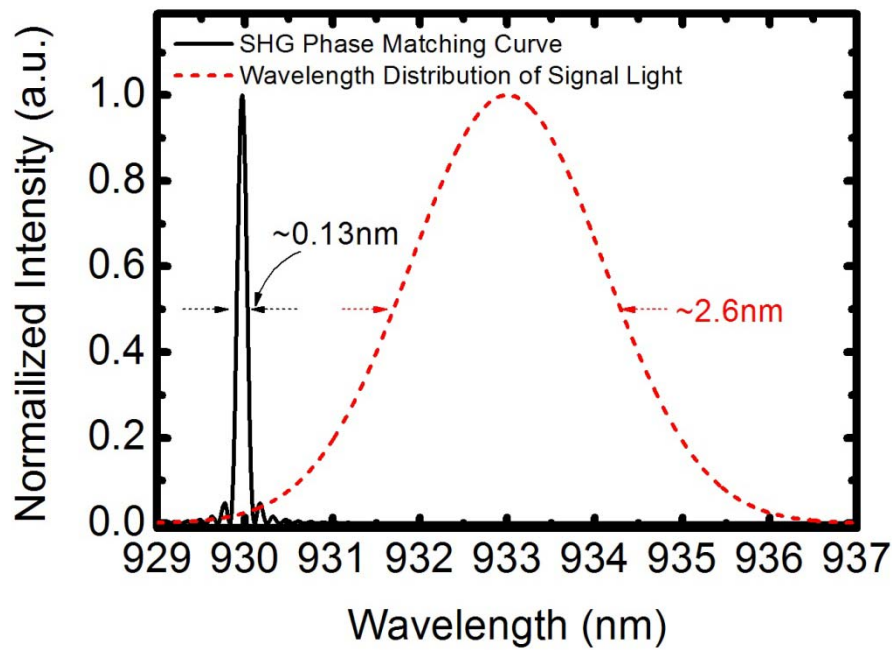


圖 4.4-3 調整光參振盪器晶體溫度掃描轉換效率波長頻寬過程示意圖

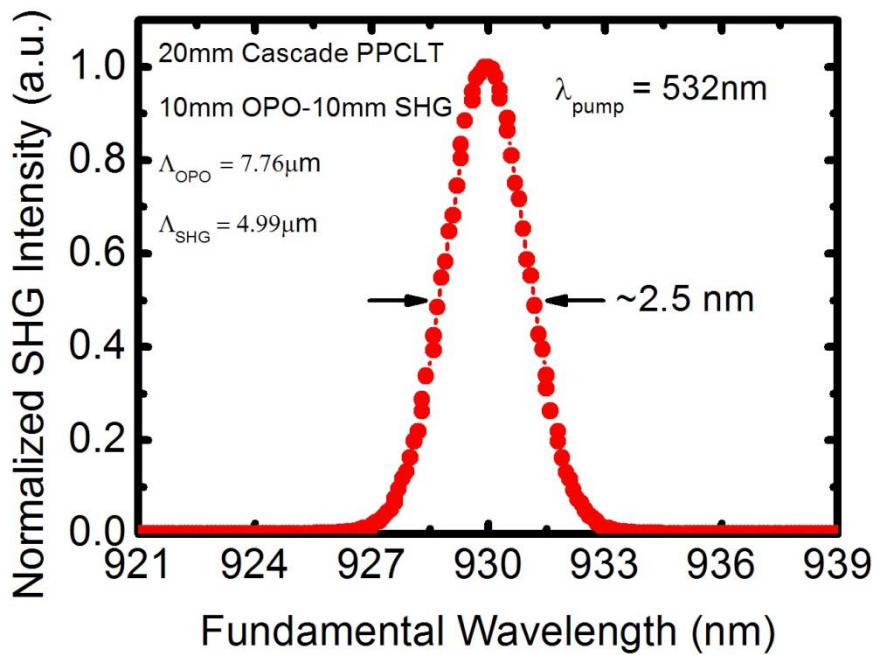


圖 4.4-4 調整光參振盪器晶體溫度掃描轉換效率波長頻寬模擬圖

M. Baudrier-Raybaut<sup>24</sup>、Pablo Molina<sup>25</sup> 致力研究之隨機準相位匹配 (Random QPM) 有使頻寬變寬的效果，具兩種週期性極化反轉結構之級聯倍頻光參振盪藍光產生器晶體相信為最簡單的隨機準相位匹配結構。

在倍頻藍光準相位匹配的過程中信號光與閒置光功率之變化有相當重要的連帶關係。的從某個角度來說，倍頻藍光對光參振盪器共振之信號光來說是損耗源之一，由圖 4.4-5 可看出，晶體溫度於 130°C 附近，信號光正好是藍光中心波長之倍頻光源，而信號光由對其高反射的輸出耦合鏡之輸出功率正好有一明顯的谷值，相對的閒置光此時的功率則較高，故可以明確的推斷，信號光的加速消耗，會使泵浦光為維持共振穩定態而產生較高的差頻轉換效率，故而閒置光明顯增高。

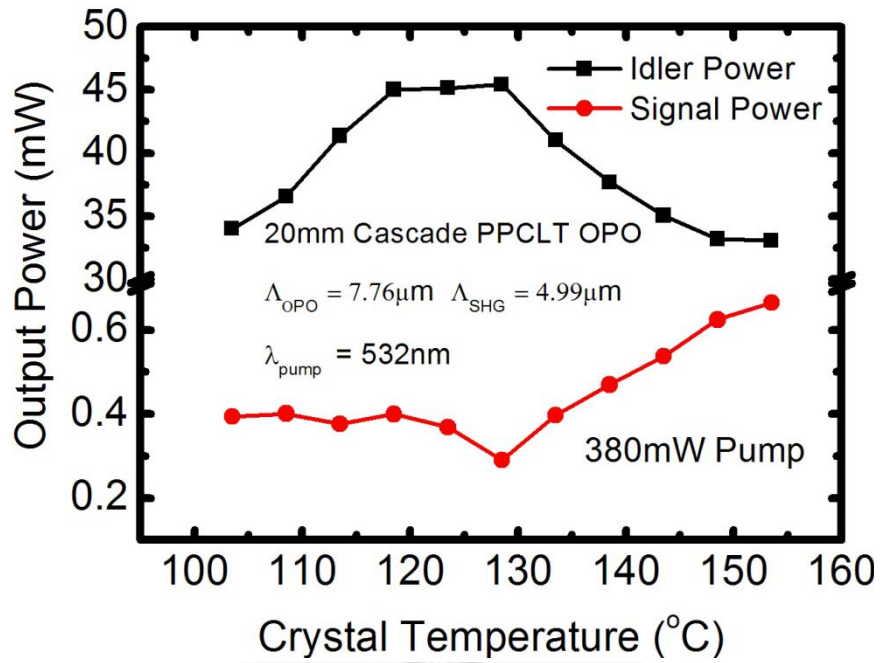


圖 4.4-5 級聯倍頻光參振盪器輸出信號光與閒置光對晶體溫度之關係



## 轉換效率之討論

由圖 4.4-2 轉換效率波長頻寬之量測結果可知，級聯倍頻光參振盪器於晶體溫度  $129^{\circ}\text{C}$ 、信號光中心波長  $930.6\text{nm}$  達到相位匹配，有最高轉換效率的倍頻藍光輸出。於此狀況下，調整  $532\text{nm}$  泵浦光之功率，可得倍頻藍光之輸出閾值與對  $532\text{nm}$  泵浦光的轉換效率曲線，如圖 4.4-6。

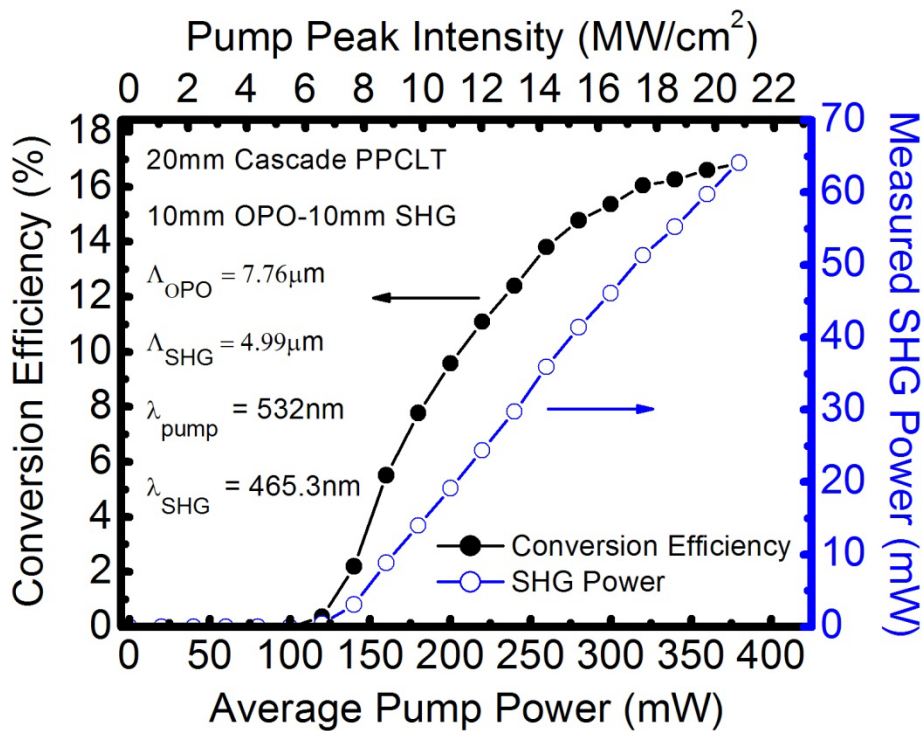


圖 4.4-6 級聯倍頻光參振盪器藍光轉換效率曲線

圖 4.4-6 中的功率與轉換效率事實上有將濾光鏡所造成的損耗算入，並非原始量測數據。圖 4.4-1 中，倍頻藍光由共振腔輸出後，經四面濾光鏡才得以量測藍光功率。每一面濾光鏡皆以簡易的穿透率實驗

測得其穿透頻譜，故可得知每一面濾光鏡於 465.3 nm 時之穿透率，詳細列表於表 4.4-2。其中 Filter 2 與 Filter 3 因為為 0° 入射，鏡面間會有無限次反射與透射的情況發生，故兩者的總穿透率需以一近似公式計算：

$$T_{\text{total}} = \frac{T_1 T_2}{1 - R_1 R_2} \quad (4.4-1)$$

故兩面濾光鏡之總穿透率為 69.26%。得知此穿透率後，即可得到如圖 4.4-6 之共振腔輸出倍頻藍光轉換效率曲線。

表 4.4-2 級聯倍頻光參振盪器倍頻藍光實驗所用濾光鏡於 465.3nm 之穿透率

| LWP        | Filter 1   | Filter 2  | Filter 3  |
|------------|------------|-----------|-----------|
| 53.56%@45° | 48.24%@45° | 90.31%@0° | 74.83%@0° |

圖中可知，倍頻藍光的泵浦光輸出閾值約為 115mW(峰值強度 6.3MW/cm<sup>2</sup>)，在 380mW 泵浦光入射下可得 16.9%的綠藍轉換效率，事實上，由於此光參振盪器之腔鏡兩片規格相同，故理論上在共振穩定態狀況下，輸入耦合鏡亦會有與輸出耦合鏡等量的倍頻藍光輸出，故實際轉換效率理論上應是 33.7%。

圖中功率曲線與一般腔外倍頻之功率曲線不同之處在於其非二次曲線，此主要肇因於共振腔中信號光的共振狀況，對信號光來說，倍頻轉換所屬極化反轉週期結構為其重要損耗之一，當泵浦光功率改

變，則共振腔中信號光之增益亦改變以達到另一個共振穩定態。又 4.3 節中光參振盪器信號光與閒值光之功率斜率效率量測結果皆與泵浦光呈線性，故可推測倍頻藍光之變化應與信號光之變化同步為線性。文獻<sup>26</sup>上亦有類似的說法，以級聯倍頻光參振盪藍光產生器來說，當泵浦光超過倍頻藍光產生之共振閾值，則共振之信號光功率會被鉗制住，而共振腔中的所有輸出光功率皆會相對於泵浦光能量大小呈線性。



#### 4.4.3 自倍頻光參振盪藍光產生器之量測與分析

##### 系統架構

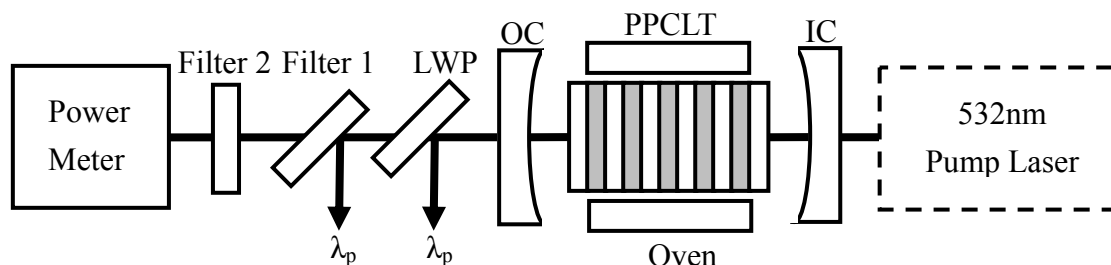


圖 4.4-7 自倍頻光參振盪藍光產生器實驗架構

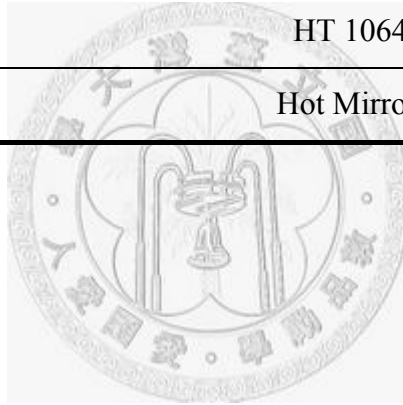
圖 4.4-7 為自倍頻光參振盪器之光路架構圖。3.2.2 小節中提到，自倍頻光參振盪藍光產生器晶體設計於晶體溫度  $163.3^{\circ}\text{C}$  時，共振信號光  $869.1\text{nm}$ ，並由其倍頻  $434.6\text{nm}$  的藍光，共振腔設計為凹凹腔。

輸入、輸出耦合鏡皆為  $532\text{nm}$  高穿透、 $868\text{nm}$  高反射、具  $50\text{mm}$  曲率半徑之平凹面鏡。共振腔後設置三面濾光鏡， $45^{\circ}$  反射鏡用來濾掉  $532\text{nm}$  綠光，另一面  $0^{\circ}$  入射之濾光鏡用來過濾共振之後的信號光，閒置光因波長過長而遠超過矽功率計 (Silicon Detector) 的吸收響應頻譜 (Absorption Responsivity Spectrum) 範圍，響應趨近於 0，故不設置濾光鏡。腔鏡與濾光鏡之規格如表 4.4-3。



表 4.4-3 自倍頻光參振盪藍光產生器共振腔鏡與濾光鏡規格

| 鏡片       | 型式   | 曲率半徑 | 鍍膜  |
|----------|------|------|---|
| IC       | 平凹面鏡 | 50mm | AR 532nm $R \leq 0.25\%$<br>HR 868nm $R \geq 99.5\%$ @ $0^\circ$ 入射                 |
| OC       | 平凹面鏡 | 50mm | AR 532nm $R \leq 0.25\%$<br>HR 868nm $R \geq 99.5\%$ @ $0^\circ$ 入射                 |
| LWP      | 平面鏡  |      | HR 532nm $R \geq 99.5\%$ @ $45^\circ$ 入射<br>HT >633nm $T \geq 85\%$ @ $45^\circ$ 入射 |
| Filter 1 | 平面鏡  |      | HR 532nm $R \geq 99.5\%$ @ $45^\circ$ 入射<br>HT 1064nm $T=90\%$ @ $45^\circ$ 入射      |
| Filter 2 | 平面鏡  |      | Hot Mirror, HR >700nm @ $0^\circ$ 入射  |



## 相位匹配中心波長、頻寬量測與模擬

如同級聯倍頻光參振盪藍光產生器晶體以調整晶體溫度的方式調整基頻光波長，自倍頻光參振盪藍光產生器也須先找出倍頻藍光的相位匹配中心波長以量測其轉換效率曲線。圖 4.4-8 為自倍頻光參振盪藍光產生器倍頻藍光的轉換效率波長、溫度頻寬圖，以 380mW 泵浦光泵浦共振腔，透過調整溫度，改變基頻光波長，於晶體溫度 149.5°C 時量得倍頻藍光之中心波長為 435.1nm，轉換效率波長頻寬 1.3nm。由於當

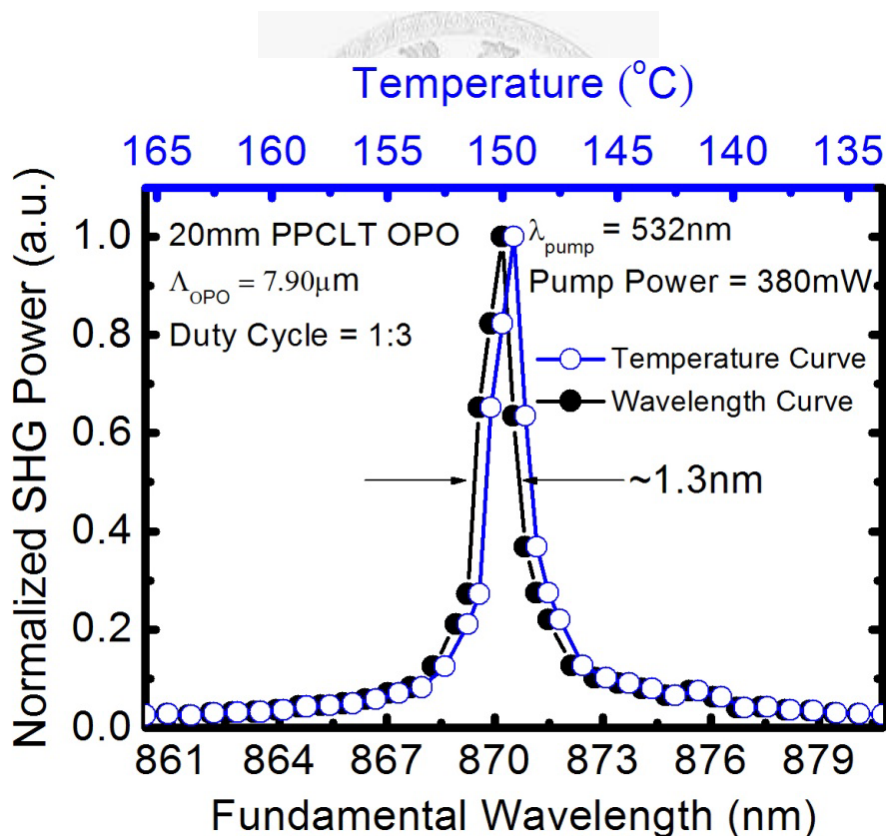


圖 4.4-8 自倍頻光參振盪器藍光轉換效率波長、溫度頻寬圖

初設計之晶體為  $163.3^{\circ}\text{C}$ 、基頻光中心波長  $869.1\text{nm}$  時倍頻藍光達成相位匹配，由此看來，設計與實驗結果之關係如同級聯倍頻光參振盪藍光產生器，有著不小的落差。

與級聯倍頻光參振盪藍光產生器比較，自倍頻光參振盪藍光產生器的轉換效率波長頻寬小許多，為了能夠預測可能的機制，首先量測調整溫度範圍內的平均頻寬，為  $1.3\text{nm}$ ，再以如圖 4.4-3 的方式，模擬自倍頻光參振盪藍光產生器的轉換效率頻寬，模擬結果如圖 4.4-9 所示，頻寬趨近於  $1.2\text{nm}$ ，與量測結果相當接近。事實上，因倍頻光之理想轉換效率波長頻寬遠小於光參振盪器信號光之波長頻寬，故調整光參振

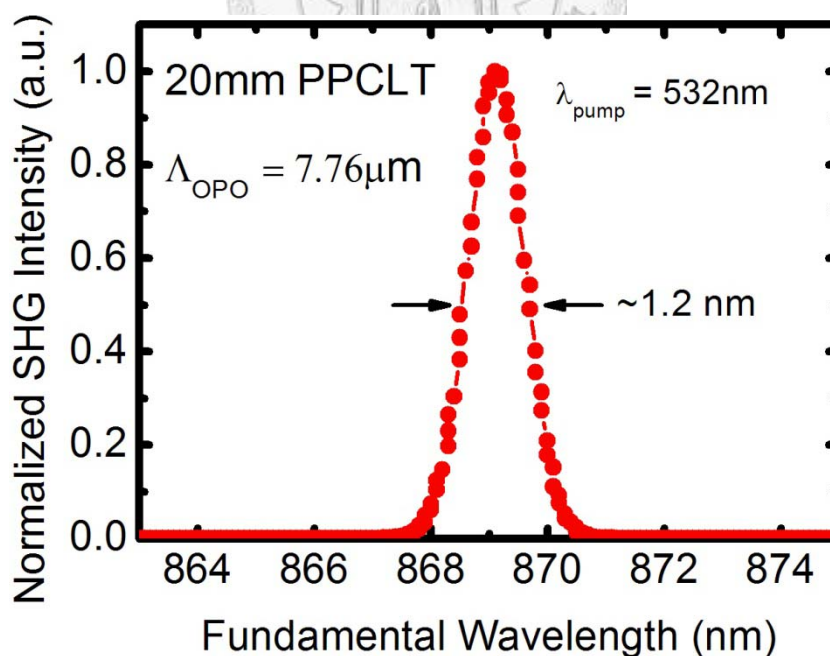


圖 4.4-9 調整光參振盪器晶體溫度掃描轉換效率波長頻寬模擬圖

盪器晶體溫度所掃出之倍頻光轉換效率波長頻寬接近信號光之波長頻寬是必然的。

自倍頻光參振盪藍光產生器與級聯倍頻光參振盪藍光產生器有許多相似之處，達成相位匹配之倍頻轉換時的信號光與閒置光之功率變化關係自然也包括在內，如圖 4.4-10 所示，晶體溫度 150°C 附近，信號光之輸出功率降至谷點，而閒置光之輸出功率則升至峰點，箇中的機制與級聯倍頻光參振盪器相信是一樣的。

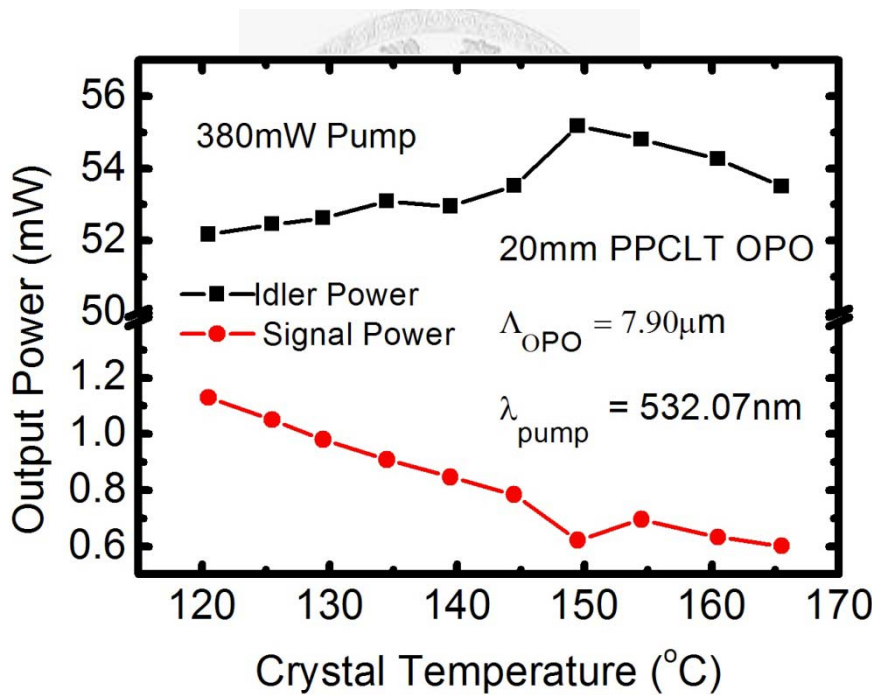


圖 4.4-10 自倍頻光參振盪藍光產生器輸出信號光與閒置光對晶體溫度之關係

## 轉換效率之討論

由圖 4.4-8 之轉換效率波長頻寬量測結果，自倍頻光參振盪藍光產生器於晶體溫度  $149.5^{\circ}\text{C}$ 、信號光中心波長  $870.2\text{nm}$  時達到相位匹配，輸出最高轉換效率的倍頻藍光。透過  $532\text{nm}$  泵浦光之功率調整，可得

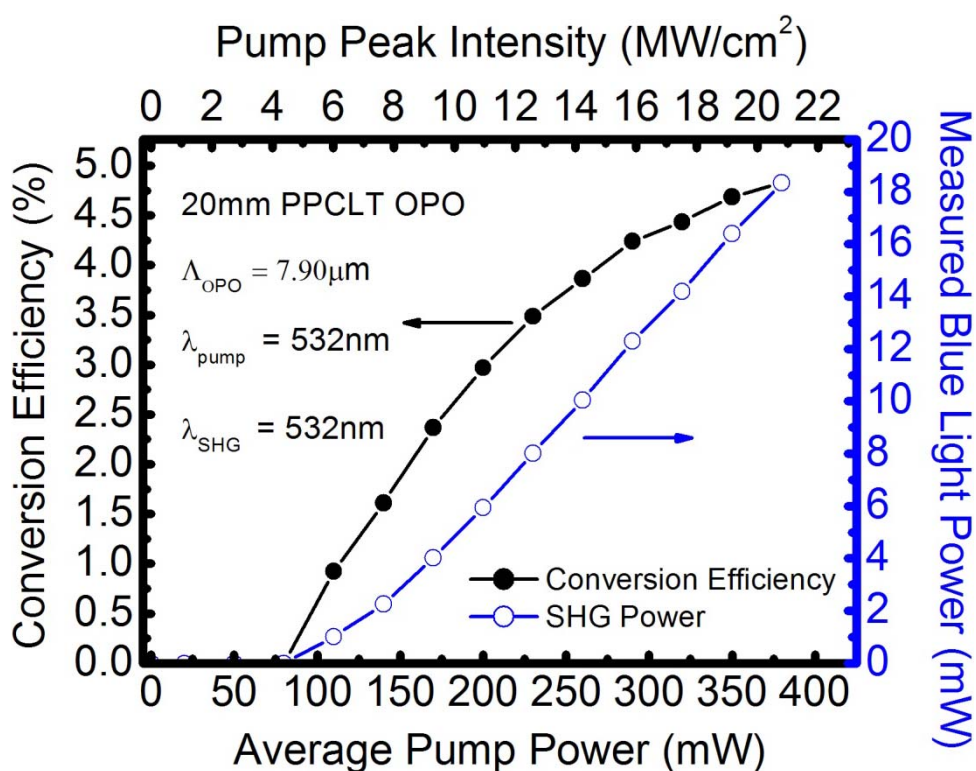


圖 4.4-11 級聯倍頻光參振盪藍光產生器藍光轉換效率曲線

倍頻藍光之輸出閾值與對  $532\text{nm}$  泵浦光的轉換效率曲線，如圖 4.4-11 所示，然而，此量測結果亦需考慮各面濾光鏡之穿透率，各面濾光鏡對  $435.1\text{nm}$  之穿透率詳見表 4.4-4。

表 4.4-4 自倍頻光參振盪藍光產生器倍頻藍光實驗濾光鏡於 435.1nm 穿透率

| LWP    | Filter 1 | Filter 2 |
|--------|----------|----------|
| 66.95% | 69.40%   | 84.52%   |

由圖 4.4-11 中可知，倍頻藍紫光的泵浦光輸出閾值約為 80mW，合峰值強度  $4.4\text{MW}/\text{cm}^2$ ，在 380mW 泵浦光入射下可得 4.8% 的綠藍轉換效率，同樣地，此光參振盪器之腔鏡兩片規格相同，故理論上在共振穩定態狀況下，輸入耦合鏡亦會有與輸出耦合鏡等量的倍頻藍紫光輸出，故實際轉換效率理論上應是 9.6%。

圖中倍頻轉換功率曲線仍為線性，更加驗證 4.4.2 小節之討論，故可以確定的是，使用光參振盪器並同時由腔內產生倍頻的方式，其倍頻轉換功率曲線過閾值後即呈線性成長。

# 第五章 結論與未來展望

## 5.1 結論

二維結構週期性極化反轉倍頻藍光鉬酸鋰晶體，以嚴謹的實驗步驟，從轉換效率中心波長、頻寬，經理論驗證所屬倒置晶格向量、斜向入射之相位匹配到最高飽和轉換效率的量測，已完整驗證理論之合理性，並得知此倍頻藍光晶體在峰值強度  $40\text{MW}/\text{cm}^2$  時之飽和轉換效率約 12%。

共融組成鉬酸鋰晶體光參振盪器之建立，由設計、製造、到光學架設，本實驗室已有相當的成果。晶體設計上，針對不同的用途分別有極化反轉週期  $7.90\mu\text{m}$  及  $7.76\mu\text{m}$  兩款，可調波長涵蓋範圍  $860\text{nm} \sim 1390\text{nm}$ ；共振腔設計上，以發揮非線性晶體最大效用為前提，以短腔共振腔為目標。輸出光效率方面，以  $6\text{mm}$  長度之鉬酸鋰光參振盪器晶體即可以  $7.7\text{MW}/\text{cm}^2$  共振峰值強度達到共振；以  $20\text{mm}$  長度之鉬酸鋰光參振盪器也可以比一般相關文獻低的共振峰值強度達到共振，總功率斜率效率可達將近 50%。然而，共融組成鉬酸鋰晶體之抗光折變能力不強，造成中心波長之頻寬較寬，為克服先天材料性質上的缺點，仍有許多改善的空間。

為了補足共融組成鉬酸鋰晶體光參振盪器之頻寬較寬之缺點，巧

妙利用鉍酸鋰之色散性質，配合高水準的製程技術，開發出兩種光參振盪藍光產生器。自倍頻光參振盪藍光產生器，基頻光中心波長 870.2nm，轉換效率波長頻寬 1.3nm，有 4.8% 以上的綠光到藍光之轉換效率；級聯倍頻光參振盪藍光產生器，基頻光中波長 930.6nm，轉換效率波長頻寬 6.1nm，有 16.9% 以上的綠光到藍光轉換效率。





## 5.2 未來展望

本篇論文已完成二維結構週期性極化反轉倍頻藍光鉍酸鋰晶體的特性測試，然而在這樣的結構下，雖然有多個波長達成準相位匹配，但波長並不連續，若要波長近似連續、增大轉換效率頻寬，可調製極化反轉區域之形狀為長條形，則倒置晶格空間中光柵向量之間的變化較小，調變入射光波長，可造成近似於連續達成準相位匹配之效果，等效於寬頻轉換。

由共融組成鉍酸鋰晶體所建立之光參振盪器，最大的問題為頻寬過寬，於量測倍頻晶體時通常會造成轉換效率低落。然而，影響頻寬之因素很多，如光折變、共振腔腔長與共振狀態、晶體溫度、輸出波長等等，故還有很大的空間以達最佳化。考量各項因素，並做進一步的設計，頻寬應還可降低，相對的，共振光之功率斜率效率亦還有提升的機會。目前極有機會解決光折變問題的方式為德國一個研究團隊所開發出的熱電氧化方法<sup>27,28</sup>，若能成功在共融組成鉍酸鋰晶體上應用，則可使光折變問題徹底解決。

另外一項需要重視的問題是，由共融組成鉍酸鋰晶體所建立之光參振盪器的穩定性，本實驗室雖已將其架設完成，但尚未對其穩定性做仔細的評估。其一，泵浦光參振盪器之綠光由固態雷射以 KTP 晶體倍頻而來，KTP 長時間使用下會使輸出綠光功率降低；其二，共振腔

中之鉍酸鋰晶體因光折變之故，推測亦會有輸出光功率降低之問題。

光參振盪藍光產生器在量測上有兩個問題，第一，因光參振盪器之輸出光有許多波長，故於實驗中提取藍光之方式為使用多面濾光鏡逐一過濾綠光與紅外光，如此一來量測到的藍光功率需經過換算，然而換算過程是容易出問題的，故以一 Band-Pass 濾光鏡過濾是較好的方式。第二，實驗中所使用之腔鏡兩面具有相同鍍膜，故輸入耦合鏡與輸出耦合鏡皆會出光，因此，系統架構仍有改善與最佳化的空間，式故如何使此光參振盪藍光產生器只於輸出耦合鏡出光並能保持高轉換效率為有待解決之重要問題。

除了光參振盪藍光產生器外，事實上紅光產生器也是極有可能實現的，因以共融組成鉍酸鋰晶體建立之 532nm 綠光泵浦光參振盪器有兩個主要的波長範圍，一為藍光倍頻適用波長，一為紅光倍頻適用波長，鉍酸鋰晶體用於紅光倍頻之極化反轉週期為  $15\mu\text{m}$  左右，約等於光參振盪器週期的兩倍，如此自倍頻光參振盪紅光產生器便可設計出來；至於級聯倍頻光參振盪紅光產生器則較為簡單，只需將對應到的倍頻紅光極化反轉週期與光參振盪器週期做於一塊晶體即可達成。另外，級聯倍頻光參振盪藍光產生器兩個週期所占晶體之比例對轉換效率之關係，雖已計算出來，但仍有待實驗去驗證。

最後，因本篇論文之光參振盪器與光參振盪藍光產生器均由綠光

泵浦，但若要能實際應用到雷射顯示所需光源，以開發較為成熟而便宜的紅光泵浦會使整體成本降低，具有極大的商業化潛力，故接下來的目標將是紅外泵浦光參振盪綠光、藍光產生器的研究。



## 參考文獻

---

- [1] Greg Niven, Aram Mooradian, "Trends in Laser Light Source for Projection Display," *Novalux Inc.*, 2006.
- [2] Hong Ky Nguyen, Martin H. Hu, "107-mW Low-Noise Green-Light Emission by Frequency Doubling of a Reliable 1060-nm DFB Semiconductor Laser Diode," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 18, No. 5, pp.682-684, 2006.
- [3] T. H. Maiman, "Stimulated Optical Emission in Ruby," *Journal of the Optical Society of America*, Vol. 50, pp. 1134-1134, 1960.
- [4] P. A. Franken, G. Weinreich, C. W. Peters, and A. E. Hill, "Generation of Optical Harmonics," *Physical Review Letters*, Vol. 7, pp. 118-119, 1961.
- [5] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan, "Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric," *Physical Review Letters*, Vol. 127, pp. 1918-1939, 1962.
- [6] M. M. Fejer, G. A. Mahel, D. H. Jundt, and R. L. Byer, "Quasi-phase-matched harmonic generation: tuning and tolerances", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 28, pp. 2631-2654, 1992.
- [7] V. Berger, "Nonlinear photonic crystals," *Physical Review Letters*, Vol. 81, pp. 4136-4139, 1998.
- [8] D. Feng, N. B. Ming, J. F. Hong, Y. S. Zhu, Z. Yang, and Y. N., Wang, "Enhancement of second-harmonic generation in LiNbO<sub>3</sub> crystals with periodic laminar ferroelectric domains ", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 37, pp. 607, 1980.
- [9] H. Ito, C. Takyu, and H. Inaba, "Fabrication of periodic domain grating in LiNbO<sub>3</sub> by electron beam writing for application of nonlinear optical processes", *Electron. Lett.* , Vol. 27, pp. 1221, 1991.
- [10] I. Camlibel, "Spontaneous polarization measurements in several ferroelectric oxides using a pulsed-field method", *J. Appl. Phys.*, Vol. 40, pp. 1690, 1969.
- [11] M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh, and K. Watanabe, "First-order quasi-phase matched LiNbO<sub>3</sub> waveguide periodical poled by applying an external field for efficient blue second harmonic generation" , *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 62, pp. 435, 1993.
- [12] Junji Hirohashi, "Characterization of domain switching and optical damage properties in ferroelectrics, " *Thesis for P.H.D. Degree at Department of Applied Physics, Royal Institute of Technology*, 2006.
- [13] A. Yariv, P. Yeh, "Optical Wave in Crystals, " *John Wiley & Sons. Inc*, New York, pp. 530, 1984.

- 
- [14] S. M. Russell, P. E. Powers, M. J. Missey, and K. L. Schepler, "Broadband mid-Infrared generation with two-dimensional quasi-phase-matched structures," *IEEE. J. Quantum Electron.*, Vol. 37, No. 7, pp. 877-887, 2001.
- [15] J.-P. Meyn and M. M. Fejer, "Tunable ultraviolet radiation by second-harmonic generation in periodically poled lithium tantalite," *Optics Letters*, Vol. 22, No. 16, 1997.
- [16] Orhan Aytür, Yamaç Dikmelik, "Plane-Wave Theory of Self-Doubling Optical Parametric Oscillators," *IEEE. J. Quantum Electron.*, Vol. 4, No. 3, pp. 447, 1998.
- [17] Venkatraman Gopalan, Terence E. Mitchell, "In situ video observation of 180° domain switching in LiTaO<sub>3</sub> by electro-optic imaging microscopy," *Journal of Applied Physics*, Vol. 85, No. 4, 1999.
- [18] Stephen J. Brosnan, Robert L. Byer, "Optical Parametric Oscillator Threshold and Linewidth Studies," *IEEE. J. Quantum Electron.*, Vol. 15, No. 6, pp. 415, 1979.
- [19] L. E. Myers, R. C. Eckardt, M. M. Fejer, and R. L. Byer, "Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO<sub>3</sub>," *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 12, No. 11, pp. 2102, 1995.
- [20] L. E. Myers, G. D. Miller, R. C. Eckardt, M. M. Fejer, and R. L. Byer, "Quasi-phase-matched 1.064-mm-pumped optical parametric oscillator in bulk periodically poled LiNbO<sub>3</sub>," *Optics Letters*, Vol. 20, pp.52, 1995.
- [21] S. Y. Tu, A. H. Kung, "Efficient periodically poled stoichiometric lithium tantalate optical parametric oscillator for the visible to near-infrared region," *OPTICS LETTERS*, Vol. 30, No. 18, pp.2451-2453, 2005.
- [22] S. Y. Tu, A. H. Kung, " Green-pumped high-power optical parametric oscillator based on periodically poled MgO-doped stoichiometric LiTaO<sub>3</sub>," *Optics Letters*, Vol. 31, No. 24, pp.3632-3634, 2006.
- [23] N. E. Yu, S. Kurimura, K. Kitamura, O.-Y. Jeon, M. Cha, S. Ashihara, T. Ohta, T. Shimura, K. Kuroda, and J. Hirohashi, "Efficient second-harmonic generation of ultrafast pulses in periodically poled KNbO<sub>3</sub>," *Appl. Phys. Lett.* Vol. 85, No. 24, pp.5839 ,2004.
- [24] M. Baudrier-Raybaut, R. Haïdar, "Random quasi-phase-matching in bulk polycrystalline isotropic nonlinear materials," *Nature*, Vol. 432, pp.374-375,

---

2004.

- [25] Pablo Molina, María de la O Ramírez, and Luisa E. Bausá, "Strontium Barium Niobate as a Multifunctional Two-Dimensional Nonlinear “Photonic Glass” ,"  
*Adv. Funct. Mater.*, Vol. 18, pp.709-715, 2008.
- [26] Pavel V. Gorelik and Franco N. C. Wong, "Cascaded optical parametric oscillation with a dual-grating periodically poled lithium niobate crystal," *Optics Letters*, Vol. 31, No. 13, 2006.
- [27] M. falk, k. buse, "Thermo-electric method for nearly complete oxidization of highly iron-doped lithium niobate crystals," *Appl. Phys. B*, Vol. 81, pp.853–855, 2005.
- [28] Ingo Breunig, Matthias Falk, "Second harmonic generation of 2.6 W green light with thermoelectricallyoxidized undoped congruent lithium niobate crystals below 100 °C," *Applied Physics Lett.* , Vol. 91, pp.221110, 2007.

