

國立交通大學

電子物理研究所

碩士論文

腔內三倍頻全固態雷射之優化:355nm and 447nm

**Optimization of intracavity frequency-tripled
all solid-state laser system : 355nm and 447nm**

研究生：歐聰憲

指導教授：陳永富教授

中華民國九十四年六月

腔內三倍頻全固態雷射之優化：

355nm and 447nm

**Optimization of intracavity frequency-tripled
all solid-state laser system : 355nm and 447nm**

研究生：歐聰憲

Student : Tsung-Hsien Ou

指導教授：陳永富

Advisor : Yu-Fung Chen

國立交通大學



A Thesis

Submitted to Institute of Electrophysics

College of Science

National Chiao Tung University

In Partial Fulfillment of the Requirements

For the Degree of

Master of Science

In

Electrophysics

June 2005

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十四年六月

腔內三倍頻全固態雷射之優化：

355nm and 447nm

學生：歐聰憲

指導教授：陳永富 教授

國立交通大學電子物理研究所碩士班



不論工業、醫療與學術研究方面，355nm 紫外光雷射與 447nm 藍光雷射都有很廣泛的應用。採取二極體激發式主動 Q-開關腔內全固態雷射系統之架構，利用頻率轉換技術去獲得二倍頻及三倍頻光。本論文目的在介紹影響腔內三倍頻優化的因素條件，以及相關理論與實驗架構做一完整的描述。

Optimization of intracavity frequency-tripled all solid-state laser system : 355nm and 447nm

Student : Tsung-Hsien Ou

Advisor : Yu-Fung Chen

**Institute of Electrophysics
National Chiao Tung University**



355-nm violet laser and 447-nm blue laser have extensive application in industry, medical treatment, academic research. Taking intracavity frequency conversion in diode-pumped actively Q-switched all solid-state laser system to get frequency-doubled and frequency-tripled light. I introduce the optimization factors of intracavity frequency-triple . The succinctly description of correlative theory and experimental frame are the main purpose of this thesis.

誌謝

時間過的還真快，想當初才剛進來交大，一轉眼就要畢業了。在大學時，我就對雷射光學特別有興趣，也做了關於雷射方面的專題，所以考上電物所之後，我也就直接進入了陳永富老師的固態雷射實驗室。這一兩年裡，從實驗研究的過程中，雖然有出了一些差錯，也遇到了一些瓶頸，但我都記得老師一直提醒我去看學長的論文裡”實驗最佳化，操之在手及自我的耐心”的一段話，也慢慢磨出自己的進步，而自我的成長也會為即將踏入社會的我，帶來更大的自信心。



因此我很感謝老師對我的教誨，也要感謝這一兩年，陪我度過研究生生活的學長姐、學弟妹、和我最可愛的同學們，特別要感謝陳意鑫學長，在我實驗遇到瓶頸時，總會給我一些建議及鼓勵。也要感謝我家人還有我女朋友家羽，這段日子給予我鼓勵與支持，能讓我無後顧之憂，順利的完成學業。最後還是一句，謝謝你們，謝謝。

目 錄

中文摘要	i
英文摘要	ii
誌謝	iii
目錄	iv
圖表目錄	vi
第一章 簡介.....	1
1.1 研究動機.....	1
1.2 本論文組織.....	1
第二章 Nd:YVO ₄ 、Nd:GdVO ₄ 、Nd:Gd _{0.7} Y _{0.3} VO ₄ 晶體特性比較.....	2
2.1 導論.....	2
2.2 晶體摻雜Nd ³⁺ 的濃度與熱斷裂極限之關係.....	3
2.2-1 影響晶體能承受斷裂極限最大吸收激發功率的因素.....	3
2.2-2 晶體摻雜Nd ³⁺ 之濃度與最大吸收激發功率的關係.....	4
2.3 Nd:YVO ₄ 、Nd:GdVO ₄ 與Nd:Gd _{0.7} Y _{0.3} VO ₄ 晶體特性.....	5
2.4 Nd:YVO ₄ 、Nd:GdVO ₄ 與Nd:Gd _{0.7} Y _{0.3} VO ₄ 晶體之熱效應比較.....	7
第三章 影響腔內頻率轉換之因子.....	10
3.1 導論.....	10
3.2 非線性頻率轉換簡介.....	10
3.2-1 二倍頻轉換.....	12
3.2-2 影響倍頻轉換效率的因素.....	13
3.3 腔內三倍頻之極化匹配.....	18
3.4 以 Acousto-Optic 晶體做為主動式 Q-開關.....	20
3.4-1 Q-開關雷射的動作機制.....	21
3.4-2 A-O 晶體做為主動式 Q-開關的動作機制關.....	21

第四章	實驗裝置與結果討論.....	30
4.1	導論.....	30
4.2	532nm 綠光雷射.....	30
4.3	355nm 紫外光雷射.....	32
4.4	671nm 紅光雷射.....	35
4.5	447nm 藍光雷射.....	36
第五章	結論與未來展望.....	49
參考文獻.....		50
附錄	發表之論文	



圖 表 目 錄

表 3-1	Nd:GdVO ₄ 、Nd:Gd _{0.7} Y _{0.3} VO ₄ 與Nd:YVO ₄ 參數表.....	6
圖 2.1	0.5% Nd:YVO ₄ 螢光光譜圖.....	9
圖 2.2	受激輻射截面積與 Gd/Y 比例的關係圖.....	9
圖 3-1	Δk 對頻率轉換效率之影響.....	24
圖 3-2	晶體長度在不同相位未匹配的情況下，對諧波轉換效率的影響.....	24
圖 3-3	相位匹配示意圖.....	25
圖 3-4	Type I 和 Type II 的相位匹配，基頻光與倍頻光偏振方向之間的關係圖	25
圖 3-5	負單晶軸晶體之折射率橢球.....	26
圖 3-6	(a)晶體中走離角效應 (b)單晶軸晶體中的 o-ray、e-ray 及其向量關係。	26
圖 3-7	腔外三倍頻極化匹配的簡圖.....	27
圖 3-8	腔內三倍頻極化匹配的簡圖.....	27
圖 3-9	剩餘基頻光之極化方向與激發功率之關係圖.....	28
圖 3-10	Q-開關雷射的動作機制 (a) Q-開關打開時 (b) Q-開關關掉時。.....	28
圖 3-11	A-O 聲光晶體置於雷射共振腔內做為 Q-開關的裝置示意圖。.....	29
圖 3-12	A-O 聲光晶體的 Bragg angle 示意圖.....	29
圖 4.1	腔內全固態 Q-開關 532nm 綠光雷射實驗架構圖.....	40
圖 4.2	激發功率與脈衝式 532nm 綠光雷射輸出功率關係圖.....	40
圖 4.3	0.27% Nd:GdVO ₄ 激發功率與 532nm 綠光脈衝雷射輸出功率關係圖...41	
圖 4.4	0.27% Nd:GdVO ₄ 定激發功率時，532nm 綠光平均輸出功率與脈衝寬度 隨著 Q-開關重複率變化之關係圖.....	41
圖 4.5	腔內全固態 Q-開關 355nm 紫外光雷射實驗架構圖.....	42
圖 4.6	激發功率與脈衝式 355nm 紫外光雷射輸出功率關係圖.....	42

圖 4.7	0.5% Nd:YVO ₄ 定激發功率時，335nm紫外光平均輸出功率與脈衝寬度 隨著 Q-開關重複率變化之關係圖.....	43
圖 4.8	0.2% Nd:YVO ₄ 定激發功率時，335nm平均輸出功率與脈衝寬度隨著 Q-開關重複率變化之關係圖.....	43
圖 4.9	(a) 脈衝式 355nm 雷射的輸出脈衝波形圖.....	44
圖 4.9	(b) 脈衝強度對時間的分佈圖.....	44
圖 4.10	腔內全固態 Q-開關 671nm 紅光雷射實驗架構圖.....	44
圖 4.11	激發功率與脈衝式 671nm 紅光雷射輸出功率關係圖.....	45
圖 4.12	0.5% Nd:YVO ₄ 定激發功率時，671nm紅光平均輸出功率與脈衝寬度 隨著 Q-開關重複率變化之關係圖.....	45
圖 4.13	腔內全固態 Q-開關 447nm 藍光雷射實驗架構圖.....	46
圖 4.14	激發功率與脈衝式 447nm 藍光雷射輸出功率關係圖.....	46
圖 4.15	(a) 脈衝式 447nm 雷射的輸出脈衝波形圖.....	47
圖 4.15	(b) 脈衝強度對時間的分佈圖.....	47
圖 4.16	0.5% Nd:YVO ₄ 定激發功率時，447nm藍光平均輸出功率與脈衝寬度 隨著 Q-開關重複率變化之關係圖.....	47
圖 4.17	0.5% Nd:YVO ₄ 激發功率與脈衝式 447nm藍光雷射輸出功率關係圖 (重複率操作在 20kHz 和 30kHz 時之比較)	48

第一章 簡介

1.1 研究動機

自從雷射被發現以來，雷射已經在醫學、軍事、工業、娛樂等方面都有很廣泛的應用，而目前雷射前瞻的研究趨勢，大致上有分為高功率和高能量雷射、超快雷射、藍光雷射、紫外光雷射、X 射線雷射、以及中紅外半導體雷射等，六個大方向為主，而我們的研究主要是針對藍光雷射和紫外光雷射為主。因此我們主要是用二極體激發式全固態雷射系統，利用腔內三倍頻轉換的技術，去獲得 355nm 的紫外光雷射和 447nm 的雷光雷射輸出，然後再針對 355nm 和 447nm 兩波長的雷射做優化的研究。

355nm 紫外光雷射和 447nm 藍光雷射在雷射加工、雷射醫學等方面都有很廣泛的應用。因此很多學者都有利用一些方式來產生藍光雷射和紫外光雷射，目前常用的方法大致上有氣體雷射、半導體雷射、和二極體激發式全固態雷射頻率轉換技術等三種方式，而其中以二極體激發式全固態雷射頻率轉換技術最受到歡迎，因為其體積小、高效率、光模態佳，所以最近這幾年以這種方式發表的論文特別多。而二極體激發式全固態雷射頻率轉換技術有分為腔外與腔內兩種架構，其中腔內架構的優勢在於腔內功率高，除了可以降低激發門檻外，也有助於提升非線性轉換的效率；其中我們更在共振腔中引入 Acousto-optic 晶體做為主動式 Q-開關，進而帶來高能量的短脈衝雷射，更大大地提升光轉換效率；所以我們實驗架構是採取腔內主動式 Q-開關的技術，來實現良好的 355nm 紫外光雷射及 447nm 藍光雷射輸出。

1.2 本論文組織

本文以第二章的不同類型的增益介質之特性比較開始，接著是第三章介紹影響腔內頻率轉換優化的因子。第四章介紹的是綠光、紫外光、紅光、和藍光四種不同波段的雷射實驗架構及成果。最後在第五章裡作各總結及討論，還有未來展望。

第二章 Nd:YVO₄、Nd:GdVO₄與Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄晶體特性比較

2.1 導論

在固態雷射的範疇裡，雷射的增益介質扮演一個很重要的角色；也是設計二極體激發式全固態雷射中一個重要的關鍵。在最近這幾年裡，摻釹釩酸鹽類的晶體被發現是個相當優良的雷射材料，而這類晶體都是由釷釩酸鹽（yttrium orthovanadate，YVO₄）、釷釩酸鹽（gadolinium orthovanadate，GdVO₄）、和銦螢石釩酸鹽（strontium fluorovanadate，（Sr(VO₄)₃F 或 S-VAP））^[1]所組成的。在二極體激發式全固態雷射中Nd:YVO₄（或Nd:GdVO₄）優於Nd:YAG當作雷射材料，因為Nd:YVO₄（或Nd:GdVO₄）受激輻射截面積大、低出光閾值、寬廣的吸收頻寬、在 808nm波段的吸收係數大、高輸出斜效率、且輸出的雷射為線偏振，因為腔內頻率轉換對腔內基頻光的極化方有特殊的偏好，所以具有雙折射性單光軸晶體的Nd:YVO₄（或Nd:GdVO₄），在腔內混頻（含倍頻）系統中會有良好的轉換效率輸出，而較佔有優勢，而Nd:YAG晶體沒有特定的偏振方向，雖有熱效應的雙折射現象（thermal birefringence），但其熱效應不穩定，反而變成缺點，所以一般若使用Nd:YAG晶體做為頻率轉換的增益介質的話，都是使用在腔外頻率轉換的方式，可在Nd:YAG雷射後面擺入一偏振片，讓Nd:YAG雷射有特定的偏振方向，使得其基頻光經過非線性晶體時，會有更好的轉換效率。所以Nd:YVO₄（或Nd:GdVO₄）常被廣泛的使用在二極體激發式全固態雷射腔內頻率轉換。而Nd:GdVO₄、Nd:Gd_xY_{1-x}VO₄與Nd:YVO₄晶體都是摻釹釩酸鹽類的晶體，所以之間有很多相似的性質，也保有部份共同的優點，尤其是同時摻雜Gd及Y離子的Nd:Gd_xY_{1-x}VO₄晶體，是這兩年所研製出來的新晶體，其特性介於Nd:YVO₄和Nd:GdVO₄之間，Gd/Y之間的比例也會影響到其特性偏向何方。

此章節主要在探討晶體摻雜Nd³⁺的濃度與最大吸收激發功率之間的關係及Nd:YVO₄、Nd:GdVO₄與Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄晶體之間的特性比較，再從本論文第五

章的實驗中去比較出何者，在腔內三倍頻雷射中為最優的增益介質。

2.2 晶體摻雜Nd³⁺的濃度與熱斷裂極限之關係

2.2.1 影響晶體能承受斷裂極限最大吸收激發功率的因素

我們可以從理論及實驗中可學習到，雷射晶體所能承受的最大吸收激發功率，就是所謂晶體的斷裂極限。在二極體激發式雷射的設計裡，雖然以釩酸鹽為母材的雷射晶體保有許多的優勢比Nd:YAG晶體，但其熱傳導率不佳，導致在二極體激發下，在受激發的區域容易累積大量的熱，而不太適合往高功率發展。1997年，Tsunekane [2]發表了一篇文章，報告中指出利用單端激發下，1.1% Nd:YVO₄所能承受斷裂極限的最大吸收功率約為 13.5W。而 1992 年，Tidwell所發表的報告指出，Nd:YAG可承受晶體斷裂極限的功率達 50~70W [3]，所以早期在高功率激發下常被拿來使用。所以晶體所能承受最大的吸收激發功率與晶體的熱傳導率有關。影響晶體因受熱的斷裂極限與晶體本身的熱傳導率有關外，也跟吸收係數和晶體摻雜的濃度有關，其實這三種因素也是環環相扣，互相影響。

由於Nd:YVO₄晶體在激發波長 808nm較大的吸收係數，在相同濃度下 1.0% Nd:YVO₄的吸收係數是Nd:YAG的五倍。而高吸收係數代表著對 808nm有良好的吸收，能有效的轉換成 1064nm或 1342nm波段，相對也能有良好的輸出斜效率。但是吸收係數如果過高，會造成吸收過好，所產生的熱也會容易堆積在激發區域，而造成溫度梯度過大，使得晶體端面上有產生出過大的表面拉力，而造成晶體斷裂。

另一方面，我們也可以由文獻中得知吸收係數與晶體摻雜Nd³⁺的濃度有成正比的關係 [4]。摻雜的濃度若低，對 808nm波段也不容易收收去轉換成 1064nm或 1342nm，也會造成吸收係數不好，但相對的晶體所能承受斷裂極限的最大吸收功率也會增加。所以低濃度的Nd:YVO₄晶體除了能擴大斷裂極限的最大吸收功

率，高吸收係數（為Nd:YAG的五倍）也是其優點，使得Nd:YVO₄能往單端激發式高功率下發展。

2.2.2 晶體摻雜Nd³⁺之濃度與最大吸收激發功率的關係

晶體會受到壓力與表面張力之間的作用之下，會造成晶體的表面或整體結構受到破壞，甚至斷裂。主要原因來自於在二極體單端激發式雷射激發下，引起晶體內熱效應的堆積，使得晶體的溫度梯度增大，而產生熱應力，若產生的熱應力若過大，使得晶體本身無法承受而斷裂，而所能承受的最大吸收激發功率，叫做熱斷裂極限。

根據文獻【4】，我們可以得知晶體端面所能承受最大的張力的表示式：

$$\sigma_{\max} = \sigma_T E \frac{\xi P_{\text{abs}}}{4\pi K_c} \frac{\alpha}{1 - e^{-\alpha l}} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{w_p(z)}{r_b} \right)^2 \right] \quad (2.1)$$

這裡我們需考量實際狀況的條件，依我們目前晶體材料的特性 $\alpha l \gg 1$ ，保證晶體對激發光源有絕對的吸收比例，且需確保 $\left(\frac{w_p}{r_b} \right) \leq \frac{1}{2}$ ，避免光元過度的損耗。

如果 σ_{\max} 恰產生熱斷裂極限時的最大壓力，在熱斷裂極限時最大的吸收激發功率可被改寫成：

$$P_{\text{abs,lim}} = \frac{1}{\alpha} \frac{4\pi R}{\xi} \quad (2.2)$$

其中

$$R = \frac{K_c \sigma_{\max}}{\alpha_T E} \quad (2.3)$$

α ：吸收係數

K_c ：熱傳導率

R ：熱應力參數

ξ ：斷裂熱載入係數

α_T : 熱擴展係數

E : 楊氏係數

R在這裡被定義為熱應力參數 (Thermal Shock parameter)，與主材料本身的機械和熱性有關，不同的材料會有不同的R，R的大小會影響材料本身所能承受最大的吸收激發功率的大小，由(2)式，R若大，熱斷裂極限時的最大吸收激發功率也會變大。從另一個方面來看，單端激發式雷射晶體的熱斷裂極限正比於吸收係數的倒數， $P \propto \frac{1}{\alpha}$ ，與我們上一小節定性的討論相同，吸收係數很大的話，會使得最大的吸收激發功率變小，而吸收係數跟摻雜Nd³⁺的濃度成正比， $\alpha \propto N_d (\text{cm}^{-1})$ (ex.對Nd:YVO₄而言， $\alpha = 20 * N_d (\text{cm}^{-1})$) [4]，其中N_d是指摻雜Nd佔單位晶體的原子濃度百分比，所以摻雜Nd³⁺的濃度越高，吸收係數就越高，使得所能承受最大的吸收激發功率就會變小，一般而言， $\alpha l \approx 4 \sim 7$ ，所以若我們摻雜濃度過高，則晶體容易斷裂，而不適合用於做高功率之增益介質；但若摻雜濃度過低，造成參與粒子數反轉的粒子數不夠多，使得耗損增加，所以必須增加晶體的吸收長度，也就是將晶體加長。因此，在單端激發式的架構下，雷射晶體熱斷裂極限與晶體摻雜Nd³⁺的濃度有重要的關係。

2.3 Nd:YVO₄、Nd:GdVO₄與Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄晶體特性

摻釹釩酸鹽類的晶體吸收 808nm波段後，所躍遷的波長是大同小異的。圖 2.1 為 0.5% Nd:YVO₄吸收 808nm波段所產生的螢光光譜。由圖可得知，Nd:YVO₄雷射晶體吸收 808nm波段後，主要躍遷的波長以 914nm、1064nm與 1342nm為主。Nd:YVO₄、Nd:GdVO₄與Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄都具有良好的雷射屬性、化學穩定性和較高的轉換效率 [5][6][7]，且其輸出之雷射為線性偏振，很適合使用在腔內混頻 (含倍頻)系統中作為增益介質，可以使得轉換效率大大的提升。所以最近幾年，利用這三種同為摻釹釩酸鹽類的雷射晶體，作為增益介質的二極體單端激發式全固態雷射腔內頻率轉換的文獻特別多，其中以Nd:YVO₄和Nd:GdVO₄最受歡迎。

而Nd:GY_{0.7}Y_{0.3}VO₄是這一兩年所研製而成的新晶體，所以比較少拿來單純用做倍頻或混頻系統，不過可同時擁有Nd:YVO₄和Nd:GdVO₄的部分優點，也是備受期待的新晶體，目前反而比較常被使用在被動式Q-開關雷射裡，由圖 2.2，受激輻射截面積與Gd/Y比例的關係圖 [8]，我們可以得知以Nd:GY_{0.7}Y_{0.3}VO₄的受激輻射截面積最小，所以在被動式Q-開關雷射裡，在飽和吸收體未透明前，容易把光子能量鎖在腔內，等飽和吸收體透明後，原本鎖在腔內光子的能量一次放出，其輸出的脈衝雷射的峰值功率會很高，所以用在被動式Q-開關雷射裡有良好的表現。就主動式Q-開關而言，因為其重複率可以由我們自己控制，所以受激放射截面積的大小對其輸出功率不會影響太大。我們可以從以下表 2.1 [6,9,10] 發現這三種晶體光和熱參數的不同:

晶體	Nd:Gd VO ₄	Nd:Gd _{0.7} Y _{0.3} VO ₄	Nd:YVO ₄
雷射波長範圍	1064.3nm~1342nm	1063.9nm~1341.4nm	1062.9nm~1340nm
有效輻射截面積 (×10 ⁻¹⁹ cm ²) ⁴ F _{3/2} → ⁴ I _{11/2}	10.9	7.8	15.6
808nm附近的 吸收係數(cm ⁻¹)	74	66.6	40
在 ⁴ F _{3/2} 之平均 壽命(μs)	90	93	100
增益線寬(nm)	3	2.39	0.96
β (%) ⁴ F _{3/2} → ⁴ I _{11/2}	51.95	51.64	50.93

極化方向	polarization; 平行 光軸 (c-軸)	polarization; 平行 光軸 (c-軸)	polarization; 平行 光軸 (c-軸)
熱導率(W/mK)	11.7	9.72	5.1
比熱(cal/molK)	32.6	30.2	24.6

表 3-1 Nd:GdVO₄、Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄與Nd:YVO₄參數表

β : 光之分支比，與自發放射的轉換機率成正比

$^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ 表其輻射波長為 1064nm

我們從表中可以定性的看出有效輻射截面積Nd:GdVO₄是Nd:YVO₄的 0.7 倍，所以Nd:YVO₄比Nd:GdVO₄增益來的高，但是Nd:YVO₄的熱傳導率約為Nd:YVO₄的兩倍，使得在高吸收係數下，晶體因受激發所產生的溫度梯度不至於太大，所承受熱斷裂極限的最大吸收激發功率也相對比Nd:YVO₄來的高，且Nd:GdVO₄的熱透鏡效應 (thermal lensing effect) 較Nd:YVO₄弱 [11]，所以預期Nd:GdVO₄在高功率激發雷射的應用上會比Nd:YVO₄來的更具優勢。就Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄而言，其有效輻射截面積、熱導率、吸收係數、各項的晶體參數，都與其它兩種晶體差不多，而Gd的比例佔 70%，所以熱傳導率的表現比Nd:YVO₄佳，在高功率激發下也會有良好的表現，所以也許使用在倍頻或混頻系統會有良好效果，但是從不同廠商研製出來的雷射晶體，未必與上表的參數相同，所以都必須從實驗中去得到驗證，何者在腔內三倍頻中有較佳的優勢。

2.4 Nd:YVO₄、Nd:GdVO₄與Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄晶體之熱效應比較

本論文所使用到的增益介質為Nd:YVO₄、Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄與 Nd:GdVO₄，我們由這些晶體所提供的材料參數，若在摻雜相同Nd³⁺的濃度下，來比較其所能承受熱斷裂極限最大吸收激發功率的大小。

由文獻[12][13]可得知熱應力組抗 R_s (thermal stress resistance)也就是前面 2.2

節所述的熱應力參數 R 之表示式：

$$R_s = M_s \sigma_{\max} = (1 - \nu) \left(\frac{K_c}{\alpha_T E} \right) \sigma_{\max} = \frac{\xi P_{\text{abs}} \alpha}{4\pi} \quad (2.4)$$

M_s : material constant

ν : Poisson ratio

其中式子 (2.2) 與 (2.4) 的差別在於 $(1 - \nu)$ [4] 的參數的乘積，因為 Nd:YVO₄、Nd:GdVO₄、Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄ 是屬於異向性晶體，其晶體的熱和機械參數也屬於非對稱性，所以其熱應力參數相對來說比較複雜。將材料參數代入 (2.4) 得到：

$$R_s \Big|_{Nd:YVO_4} < R_s \Big|_{Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO_4} < R_s \Big|_{Nd:GdVO_4} \quad [4][13] \quad (2.5)$$

且三者的吸收係數差異不大， ξ 一樣都為 0.24 [4][13]，因此我們可以從式子 (2.2) 可得到：

$$P_{\text{abs,lim}} \Big|_{Nd:YVO_4} < P_{\text{abs,lim}} \Big|_{Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO_4} < P_{\text{abs,lim}} \Big|_{Nd:GdVO_4} \quad (2.6)$$

(2.6) 的結果顯示了就熱應力而言，Nd:GdVO₄ 所承受熱斷裂極限的最大吸收激發功率較高，比 Nd:YVO₄ 較適合做高功率之增益介質。晶體的物理特性和其他參數，都是由材料本身及研製的方法所決定的，其晶體摻雜 Nd⁺³ 的濃度、長度、... 等性質，也會相對影響晶體材料本身的部份參數，從其理論分析數據上的優劣好壞，只能當作參考之依據，對實際應用在實驗中，必須考量實驗的架構與周邊環境的影響，方能看出其優劣，最終理論還是要與實驗相呼應。

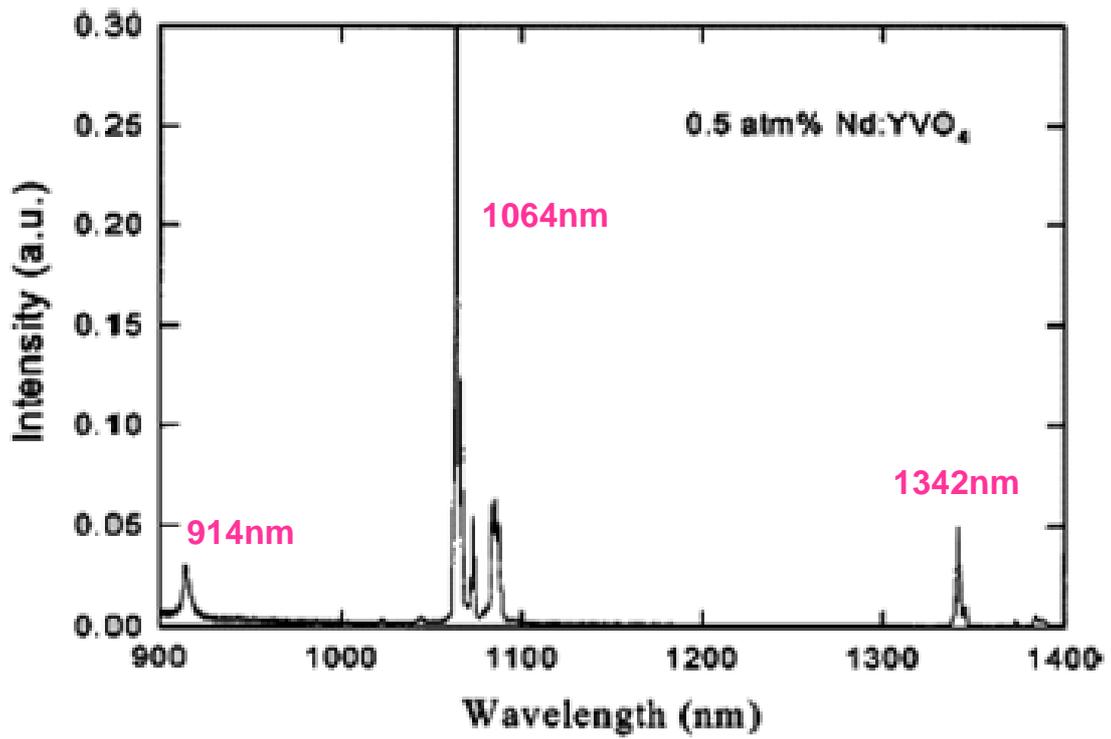


圖 2.1 0.5% Nd:YVO₄ 螢光光譜圖

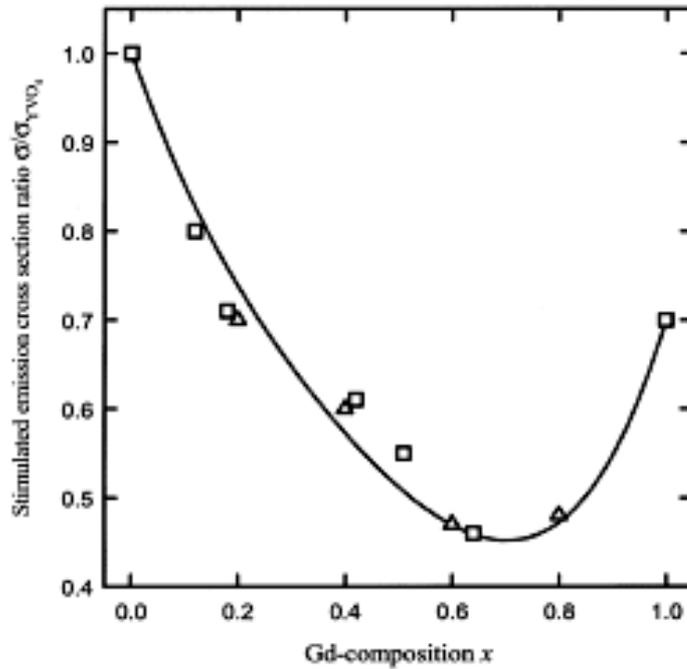


圖 2.2 受激輻射截面積與 Gd/Y 比例的關係圖

第三章 影響腔內頻率轉換之因子

3.1 導論

頻率轉換是延展高功率雷射用途的重要技術，而其中以腔內頻率轉換最受到歡迎，因為它的體積小、效率高、光模態佳等優點，如果再引入了主動式 Q-開關，會使得基頻光能擁有高峰值能量，會有助於提升頻率轉換的效率。所以除了應用在工業、醫學等方面，也可以朝向消費性的產品研發上邁進。但是要如何提高光對光轉換效率，影響腔內頻率轉換的因子又是哪些，這就是我們想要去關心的。

影響腔內頻率轉換優化的主要因素，大概區分為兩個部份，分別是晶體的選擇與相位匹配的問題，其中相位匹配又包含基頻光與倍頻光極化匹配的關係。晶體的選擇又分為增益介質和非線性晶體；其中增益介質的介紹，在第二章已有較詳細的描述，而我們常用的非線性晶體是 KTP、BBO、LBO 晶體，這三類晶體在文獻【14】和【15】中都有詳細的介紹。所以本章會著重在影響腔內頻率轉換優化和以 A-O 晶體做為主動式 Q-開關的介紹。



3.2 非線性頻率轉換簡介

自從 1960 年雷射被發明以來，科學家藉由其高功率的特性，照射在介質上，去研究其光學性質，發現其非線性效應相當明顯，也引起了許多科學家的興趣。就我們所知道的，光本身就是電磁波，介質中的原子受到光照射後，由於光的電場作用下，產生了偶極矩，而介質中單位體積的平均偶極矩就形成了電極化向量 P。所以首先我們考慮一介質的極化向量與電場的關係，其關係的數學表達式為：

$$\vec{P} = \epsilon_0 \left(\chi^{(1)} \vec{E}(t) + \chi^{(2)} \vec{E}^2(t) + \chi^{(3)} \vec{E}^3(t) + \dots \right) \quad (3.1)$$

其中 ϵ_0 ：是真空的介電常數

$\chi^{(1)}$ ：一階線性電極化率

$\chi^{(2)}$ 和 $\chi^{(3)}$ ：分別是二階和三階非線性電極化率

我們這裡用純量的方式來說明電極化向量與電場之間的關係。當入射光場的強度不大時，電場強度小，其中 $\chi^{(2)}$ 為二次非線性係數，其數量級約為 10^{-12}m/V ，使得非線性效應項很弱，可以忽略，而得到 $\vec{P} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}(t)$ [16]，此時電極化向量和電場呈線性關係，也就是我們大家所熟知的線性光學。但是若入射光場的強度大或介質的非線性細數很大時，會使得介質對光的非線性效應增強，此時電極化向量與電場呈非線性關係現象，也就是所謂的非線性光學。

假設有兩頻率不同的光照射在介質上，其初始的光電場可以表達為

$$\vec{E} = E_1 e^{-i\omega_1 t} + E_2 e^{-i\omega_2 t} + c$$

當我們考慮到 \vec{P} 的二階項時，我們可以得到

$$\begin{aligned} \vec{P}^{(2)}(t) &= \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}^2(t) \\ &= \epsilon_0 \chi^{(2)} (E_1^2 e^{-2i\omega_1 t} + E_2^2 e^{-2i\omega_2 t} + 2E_1 E_2 e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t} \\ &\quad + 2E_1 E_2^* e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t} + c) + 2\epsilon_0 \chi^{(2)} (E_1 E_1^* + E_2 E_2^*) \end{aligned} \quad (3.2)$$

我們可以從式子 (3.2) 中可以看出，當兩頻率不同的光進入介質之後，其光電場與介質產生交互作用後，二階電極化向量可能會產生混頻和光整流 (Optical Rectification) 的輻射光，其中混頻又分為二倍頻 (Second-Harmonic Generation, SHG)、和頻 (Sum-frequency Generation, SFG) 與差頻 (Difference-frequency Generation, DFG) 三種。而二倍頻和混頻中的和頻是我們實驗中會用到非線性頻率轉換的方法。所以我們由式子 (3.2) 分析可得到：

$$\text{倍頻： } P(2\omega) = \epsilon_0 \chi^{(2)} E^2 \Rightarrow \omega_3 = 2\omega$$

$$\text{差頻： } P(\omega_1 - \omega_2) = \epsilon_0 \chi^{(2)} E_1 E_2 \Rightarrow \omega_3 = \omega_1 - \omega_2$$

$$\text{和頻： } P(\omega_1 + \omega_2) = \epsilon_0 \chi^{(2)} E_1 E_2^* \Rightarrow \omega_3 = \omega_1 + \omega_2$$

而我們也可以定性的討論頻率轉換的機制，在大自然裡，物質與物質之間的交互作用，都需要遵守能量守恆和動量守恆，而頻率轉換當然也不例外。就能量守恆的觀點， $E_1 + E_2 = E_3$ ，而 $E = \hbar\omega$ ，所以可以得到頻率轉換的機制 ($\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$)。就動量守恆而言， $P_1 + P_2 = P_3$ ， $P = \hbar k$ ，可以得到 $k_1 + k_2 = k_3$ 。

3.2.1 二倍頻轉換

我們可由上述可知，倍頻是一種頻率為基頻光的兩倍，波長減半的技術，所以兩個頻率同樣為 ω 的基頻光經由非線性晶體轉換成 2ω 的倍頻光，我們可以表達 $\vec{P}^{(2)}$ 為：

$$P(2\omega) = \epsilon_0 \chi^{(2)} E^2(\omega) \quad (3.3)$$

假設光波為平面波且不考慮倍頻晶體的邊界問題時，將 (3.3) 代入由 Maxwell's equations 中，藉由基頻光與倍頻光在非線性介質中的耦合，可導出倍頻光功率 $P_{2\omega}$ 與基頻光功率 P_ω 的比值，稱為倍頻轉換效率 η [17]：

$$\eta \equiv \frac{P_{2\omega}}{P_\omega} = \tanh^2 \left[LK^{1/2} \left(\frac{P_\omega}{A} \right)^{1/2} \frac{\sin\left(\frac{\Delta kl}{2}\right)}{\frac{\Delta kl}{2}} \right] \quad (3.4)$$

其中

$$K = 2\eta^3 \omega_1^2 d_{eff}^2$$

d_{eff} ：非線性有效係數

ω_1 ：基頻光的頻率

L：非線性晶體長度

A：基頻光束的橫截面積

$\Delta k = k_{2\omega}^{(l)} - k_{\omega}^{(i)} - k_{\omega}^{(j)}$ ：相位不匹配（Phase mismatching）的程度，其中 i, j, k 各代表不同的偏振方向。

而兩個在晶體中傳播的基頻光，看到的折射率不同，而產生雙折射現象，所造成相位不匹配的程度可另外改寫為：

$$\Delta k = k^{(2\omega)} - 2k^{(\omega)} = \frac{2\omega}{c}(n^{2\omega} - n^{\omega}) \quad (3.5)$$

當基頻光為高斯光束（Gaussian Beam）且在低轉換效率的情況下，(3.4) 可近似為：

$$\eta = \frac{P_{2\omega}}{P_{\omega}} = l^2 K \frac{P_{\omega}}{A} \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta k l}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta k l}{2}\right)^2} \quad (3.6)$$

3.2.2 影響倍頻轉換效率的因素

我們可由上述的 (3.6) 式子，可以得知基頻光功率、晶體長度、非線性係數、和相位匹配的程度是影響轉換效率的主因，另外非線性晶體的可接受角、溫度寬帶、和走離效應也是影響轉換效率的因素。本小節主要以二次諧波轉換為主。

(A) 相位匹配

相位匹配又包含基頻光與倍頻光極化匹配的關係，而我們也從實驗中得到基頻光與倍頻光極化匹配的關係，對腔內二倍頻與三倍頻影響很大，所以我們把這個部分獨立出來，在本章 3.3 節作介紹。從 (3.6) 式中得知，當一給定雷射波長及非線性晶體的清況下， K 為定值，若固定入射基頻光的功率與非線性晶體的長度，則二次諧波轉換會隨著相位不匹配的程度作 $\text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k l}{2}\right)$ 的函數變化，如圖 3.1，當達相位匹配時，即 $\Delta k = 0$ ，此時轉換效率最大，這就是非線性光學中相

位匹配的條件。所以由上述可知，當 $\Delta k = 0$ 時，二倍頻光的光轉換效率最大，即

$$\mathbf{k}_{2\omega}^{(k)} = \mathbf{k}_{\omega}^{(i)} + \mathbf{k}_{\omega}^{(j)}$$

且 $k = \frac{\omega n}{c}$ ，先不考慮光的偏振方向，可獲得

$$(2\omega)n_{2\omega} = 2 * \omega n_{\omega} \Rightarrow n_{2\omega} = n_{\omega} \quad (3.7)$$

(3.7) 式即為相位匹配的定義。所以要達到最大的光轉換效率就必須要求相位匹配 $n_{2\omega} = n_{\omega}$ 或 $\Delta k = 0$ 。

但相位不匹配時，即 $\Delta k \neq 0$ ，則倍頻光功率會隨著基頻光在非線性晶體內行走的距離增加，做 $\frac{\Delta k l}{2} = \pi$ 的週期變化。定義同調長度 L_c (coherent length) 為函數 $\text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k l}{2}\right)$ 週期一半的長度：

$$L_c = \frac{\pi}{\Delta k} = \frac{\pi}{4(n_{2\omega} - n_{\omega})} \quad (3.8)$$

同調長度是指產生最大倍頻光功率時，基頻光在非線性晶體中所走的距離。如圖 3.2 所示，光轉換效率的趨勢隨著同調長度的增加而上升，尤其是 $L_c = \infty$ ($\Delta k = 0$)，光轉換效率隨著非線性晶體的長度增加而不斷往上攀升，但是由於大部分介質都具有色散 (dispersion)，表示折射率會隨著光波長改變而變化，且大部份晶體的同調長度約為 $10\mu\text{m}$ 左右，所以光轉換效率較低。因此選擇適當的入射光極化方向與傳播方向，加以調整晶體的角度，來達到補償色散效應與相位匹配。

一般達成相位匹配的方法可分為兩類，分別為 CPM (Critical phase matching) 與 NCPM (Non-critical phase matching)。如圖 3.3 所示，CPM 是指以一特定入射角 θ_m 利用非線性晶體的雙折射效應去達到相位匹配的一種方法，其相位匹配角不為 90 度。用 CPM 去達成相位匹配有分兩種方式，分別是第一類型和第二類型的相位匹配：

$$\text{Type I phase matching} \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{o} + \text{o} \rightarrow \text{e} \\ \text{e} + \text{e} \rightarrow \text{o} \end{array} \right.$$

$$\text{Type II phase matching} \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{e} + \text{o} \rightarrow \text{e} \\ \text{e} + \text{o} \rightarrow \text{o} \end{array} \right.$$

由圖 3.4 可看出，第一類型和第二類型的相位匹配，基頻光的偏振方向與倍頻光偏振方向之間的關係，對第一類型的相位匹配來說，兩個基頻光的偏振方向是平行，經由交互作用後，其倍頻光的偏振方向與基頻光是垂直的。而對第二類型的相位匹配來說，兩個基頻光的偏振方向是垂直，經由交互作用後，其倍頻光的偏振方向會與其中一基頻光是平行的，且基頻光的偏振方向與晶體光軸夾 45 度，使得基頻光偏振光對非常光（Extraordinary ray, e-ray）和正常光（Ordinary ray, o-ray），有 1 : 1 的配比，而達到最好的轉換效率。

如圖 3.5 所示為第一類型相位匹配的單光軸晶體，是屬於 $\text{o} + \text{o} \rightarrow \text{e}$ ，其中 θ_m 為入射光方向與晶體光軸之間的夾角，此時基頻光在晶體中的折射率等於倍頻光的折射率， $n_o^\omega = n_{2\omega}^e(\theta_m)$ ，即 $\Delta k = 0$

而 NCPM 是指入射光角度 θ_m 為 90 度入射，利用溫度對非線性晶體折射率的關係，在某特定溫度下，使得折射率改變，而達成相位匹配。

大多數的非線性晶都屬於雙折射性晶體，當光進入雙折射晶體中，o-ray和e-ray的傳播方向不會共線，而夾一雙折射角度，則稱之為走離效應（walk-off effect）。由圖 3.6 (a) 所示， l_{eff} 是入射到晶體的光射在為走離之前所重疊的長度，稱為相互作用長度，因此一但有了走離效應，隨著晶體的長度，會使得互相作用的光波漸行漸遠，而大大降低轉換效率。上述提到兩個相位匹配的方式，CPM與NCPM，而CPM類型中（以單晶軸晶體為例），由於入射光角度 θ_m 不為 90 度入射，所以波印亭向量（Poynting vector） \mathbf{S} 與波傳遞方向 \mathbf{K} 並不重合，如圖 3.6 (b)，其夾角即為走離角 α ，走離角隨著晶體長度越長，會使得轉換效率越差。而對NCPM類型來說，由於入射光角度 θ_m 為 90 度入射，此使波印亭向量 \mathbf{S} 與波傳遞方向 \mathbf{K}

是重合的，所以沒有因晶體雙折射效應引起的走離現象，但是需要利用溫度去控制晶體的折射率，來達到最佳的轉換效率。

(B) 基頻光的功率：

早期在做非線性頻率轉換時，都是利用腔外的方式，不過隨著鍍膜技術的進步，使得晶體破壞閾值增大且有良好的熱傳導性，有助於腔內頻率轉換技術往高功率發展所以。若使用腔內頻率轉換的話，可以使得基頻光的功率增大，而大大提升轉換效率，原因是若輸出透鏡的反射率是 R ，腔內基頻光的功率是腔外的

$(1-R)^{-1}$ 倍，而輸出透鏡上的鍍膜 R 趨近於 1 的話，腔內基頻光的功率會遠大於其輸出功率。因此從 (3.6) 式可知道倍頻光的功率正比為基頻光的平方，所以腔內頻率轉換技術可以有效的提升輸出功率，而且相對於腔外頻率轉換技術有體積小、效率高、光模態佳等優點，也難怪這門技術很受到研究非線性頻率轉換的學者的歡迎。但 (3.6) 式只限在低轉換效率的情況下，若是高轉換效率的話，就只能考慮 (3.4) 式，在相位匹配的條件下，隨著基頻光的功率增加時，光轉換效率會以 \tanh 的趨勢增加，慢慢到達飽和。

(C) 晶體長度

由 (3.6) 式可得知理想的轉換效率與晶體長度一次方成正比，而不是與晶體的兩次方成正比。由於光束會隨著傳播距離而發散，也就是晶體長度若太長，光束截面積會變大，使得轉換效率會降低，光束品質 (Beam Quality) 也會下降。如圖 3.2 所示，這是首先由 Maker 在實驗過程中所觀察到的 Maker-fringes 現象。在相位不匹配 ($\Delta k \neq 0$) 的情況下，光對光轉換效率，會隨著晶體的相互作用長度 L 變長，而會有振幅減弱的振盪現象。紋的數目等於 $L/(2L_c)$ ， L_c 為同調長度 ($\Delta k L_c = 2\pi$)。

(D) 非線性係數

由(3.6)式子可看出，有效非線性係數 (deff) 愈大，轉換效率越佳。所以理論上非線性係數越高的晶體很適合用在非線性頻率轉換技術裡，但是在現實的狀況下，需考慮周邊環境及晶體的光學品質、破壞閾值、溫度寬帶和光學接收角的大小。由上述晶體長度的討論可知，晶體長度若過長可能會把高非線性係數的作用給損耗掉。但非線性係數若低，可以靠晶體長度增長，來增加其非線性係數的功用。所以高非線性係數的短晶體與低非線性係的長晶體都有其優缺點，也都有其最佳應用的地方

(E) 可接受角

光線在傳播過程中會有一定的發散角，所以基頻光將會有小且有限的發散角，此發散角會使得相位未匹配，而有 Δk 的產生。即使基頻光以相位匹配的角度 θ_m 入射，而基頻光在非線性晶體傳播時，因為發散角的因素使得基頻光的入射角度會越偏離相位匹配角，相位匹配的程度越差，其光轉換效率會越低，所以實際上並沒有完美的相位匹配，如利用聚焦透鏡雖然可以提高基頻光的功率，但是強聚焦也會造成強發散，使得發散角度變的更大，使得更不利於相位匹配的程度，所以未必能提高轉換效，只能利用其他光學設計的方式，來控制基頻光發散角的大小。

依晶體雙折射的特性，一般定義可接受角 (fall angle at half maximum, FAHM) $\Delta\theta$ 為轉換效率降到最大值的一半時所偏離的角度，如圖 3.1 所示。在(3.4)式中，轉換效率在 $\frac{\Delta kl}{2} = 1.39$ 時下降為最大值的一半，以此定義二倍頻可接受角度 (angular tolerance, $\Delta\theta$) [18]

$$\Delta\theta = 2\sigma = \frac{5.56}{l\beta_\theta} \quad (3.9)$$

β_θ 為材料本身常數，代表晶體對角度的敏感程度。 σ 是指晶體外基頻光對相位匹配角度的偏差，因此在 β_θ 的表示式中必須除上 $n_o(\omega)$ 。

以 KTP 爲例， $\Delta\theta = 25 \text{ mrad-cm}$ ，相當於可容許的敏感角度 $\beta_\theta = 0.22(\text{mrad-cm})^{-1}$ 。

(F) 溫度寬帶

當非線性晶體的溫度發生變化時，晶體本身的折射率也會受到改變，而造成相位匹配的程度變差，所以非線性晶體的溫度寬帶會影響到光轉換效率。依據轉換效率下降至最大值一半的情況，定義出可接受的溫度變化程度

$$\Delta T = \frac{0.44\lambda(\omega)}{l \frac{d(n_e(2\omega, \theta) - n_o(\omega))}{dT}} \quad (3.10)$$

在式(3.5)中，轉換效率與晶體長度成正比，而溫度也會改變晶體長度

$$l(T) = l_o[1 + \alpha_T(T - T_o)] \quad (3.11)$$

其中， α_T 爲晶體在光傳播方向的熱膨脹係數； l_o 爲溫度 T_o 時，晶體的長度。

由 (3.10) 所示，晶體長度越長，其溫度寬帶就越窄，則溫度寬帶過小時，必須對晶體加以控溫，保持其良好的光轉換效率。實際的狀況上，我們可以利用循環水冷加以控溫的方式來控制晶體的溫度。

3.3 腔內三倍頻之極化匹配

相位匹配包含基頻光與倍頻光極化匹配的關係，而要達到最佳的轉換效率，除了前幾節所提到的因素外，另一個重要的因素就是非線性晶體以 O 軸（或 E 軸）與基頻光的極化方向之間的角度關係，去轉動非線性晶體，使得基頻光與倍頻光的極化方向有良好的搭配，來產生最佳的二倍頻光與三倍頻光的輸出。在 3.3.2 節中有提到腔內頻率轉換比腔外頻率轉換的優勢，所以我們的實驗架構是採取腔內頻率轉換的實驗架構，此章節主要是介紹腔外三倍頻與腔內三倍頻極化匹配方式的不同處。

首先我們先介紹腔外三倍頻極化匹配的方式，圖 3.7 是腔外三倍頻極化匹配的簡圖。主要是用 Nd-doped 脈衝式雷射產生基頻光爲 λ_{nm} 的線性偏振光，而產

生倍頻的非線性晶體一般採用 Type II 的相位匹配，由相位匹配的章節中，我們知道倍頻晶體 E 軸（或 O 軸）的角度必須與基頻光偏振方向夾 45 度角，使得基頻光的偏振在 o-ray 和 e-ray 有 1:1 的配比，才能產生最佳的倍頻光。產生倍頻光後，要使基頻光與倍頻光交互作用後得到三倍頻光，此處擺入非線性係數較大的 Type I 非線性晶體，由於是 Type I 的相位匹配，此時若基頻光與倍頻光的偏振方向是平行的話，會得到最佳的三倍頻轉換，所以在 Type I 與 Type II 的非線性晶體的中間擺入基頻光的相位延遲片，使得基頻光的偏振方向轉 45 度之後，會與倍頻光平行，經由 Type I 的非線性晶體後，達到最佳的三倍頻輸出。

腔內與腔外極化匹配最大的不同點在於基頻光偏振方向，對腔外來說，基頻光是利用 Nd-doped 脈衝式雷射來產生，分別經由二倍頻與三倍頻等動作，直接產生三倍頻光輸出，整體的光與光之間的交互作用是一次完成輸出。而對腔內而言，就大大不同了，主要是因為用二極體雷射去激發摻釷釷酸鹽類晶體的雷射共振腔，會產生線性偏振的基頻光，在經由雙折射的非線性晶體時，基頻光看到 n_e (θ) 和 n_o 兩種不同的折射率，以及在共振腔來回共振之後，改變了極化之間的相位差，使得原本是線性偏振光慢慢轉變橢圓偏振，所以才會使得腔內二倍頻與三倍頻最佳化的方式，會因 Type II 的倍頻晶體的角度不同，而各有其最佳化的角度。

圖 3.8 是腔內三倍頻極化匹配的簡圖，主要架構是用二極體雷射激發摻釷釷酸鹽類晶體之雷射共振腔，產生基頻光為 λ nm 的線性偏振光，而非線性晶體與上述腔外架構採用的晶體是一樣的，這裡我們做一個倍頻的實驗來檢驗 Type II 倍頻晶體的 E 軸與摻釷釷酸鹽類晶體的 C 軸之間夾角的變化，與產生倍頻光後，剩餘基頻光的極化方向是否隨著機發功率增加的改變，圖 3.9 剩餘基頻光之極化方向與激發功率之關係圖，其中縱軸 0 度代表倍頻光的極化方向，上下的正負值代表基頻光的極化方向以倍頻光的極化方向為基準點作左右變化。我們知道 Type II 倍頻晶體的 E 軸與摻釷釷酸鹽類晶體的 C 軸夾 45 度時，會有較佳的倍頻光輸出，可以從圖 3.8 可發現，雖然 45 度的倍頻光功率較佳，但是其基頻光的

極化方向，隨著機發功率增加，變動幅度很大，所以倍頻晶體選擇擺 45 度角的話，會很不利於 Type I 的混頻晶體產生三倍頻輸出。在從圖看 30 度的變化，可以發現雖然 30 度的倍頻光功率較弱於 45 度，但是其基頻光的極化方向變化幅度不大，反而隨著機發功率增加，基頻光的極化方向與倍頻光的極化方向之間的夾角變的很小，因此倍頻晶體選擇擺 30 度角的話，有利於 Type I 的混頻晶體產生三倍頻輸出。所以我們可以知道腔內極化方向的搭配是很重要的，而對不同的非線性晶體也會有不同的最佳極化角度，所以非線性晶體的選擇與搭配也會影響到其腔內三倍頻輸出的效率。

3.4 以 Acousto-Optic 晶體做為主動式 Q-開關

我們由式子 (3.6) 可知，基頻光的功率對光轉換效率的影響很大，雖然採取腔內頻率轉換技術的方式可以提升光轉換效率，不過如何再提升基頻光的功率進而大到更高的轉換效率，變成我們此章節所要探討的。一般雷射輸出的形式都是連續輸出，也就是所謂的 CW 雷射，其輸出功率為一定值，若要提高其基頻光的功率，相對的就要提供更高的激發光源，但是其經濟效益低且製作上有其困難度。所以引入一高能量的短脈衝雷射，變成最符合經濟效益及高效率的方法，因此在雷射共振腔內放入 Q-開關裝置元件也是產生高能量的短脈衝雷射方法之一。

Q-開關雷射的分類有兩種，一種是主動式Q-開關，重複率可有外在信號所控制而改變，例如：聲光晶體 (Acousto-optic)、電光晶體 (Electro-optic) ...等；另一種是被動式Q-開關，重複率只有由材料本身的性質決定，不能由外在信號來控制，例如：摻四價鉻的鈮鋁石榴石晶體 (Cr^{4+} : YAG)、有機染料片、....等。但是被動式Q-開關的飽和吸收體材料本身對可見光波段會有不錯的吸收，所以使用在腔內倍頻或三倍頻系統作為Q-開關的話，會使得其可見光輸出效率變差，因此我們實驗中所採取的是以A-O晶體做為主動式Q-開關的方式，因為吸收體的透明度高，光進入後損耗較低，關閉調變訊號後可馬上轉換成連續波輸出，其射頻

的驅動電路較為簡單，且重複頻率可由我們自行控制，所以可以有效提供最佳重複率來實現最佳的光轉換效率。

3.4-1 Q-開關雷射的動作機制 [17]

在脈衝式雷射中，擔任腔內品質因子 Q 調制工作的元件稱之為 Q-開關。Q 開關技術就是透過某種方法使腔內的品質因子 Q 值隨時間按一定程式變化的技術。由圖 3.10Q-開關工作原理可以知，當 Q-開關打開時，腔內的損耗就會增加，而處在低 Q 值的狀態，此時腔內的增益小於損耗而無法共振出雷射光，而激發光源持續激發中，因此增益介質的上的粒子數反轉濃度並不會減少，且得以持續大量累積。然後把 Q-開關關掉，則會使得腔內的損耗減小，增益遠大於損耗，光子在瞬間大量產生，使得 Q 值大增，所以會產生一個高能量的短脈衝雷射輸出，此時增益就會很快地往下降，當增益等於損耗的時候，光子累積到最大值，然後增益會掉到比損耗低，光子就很快消失，所有累積的能量在幾十奈秒的時間內被全部釋放出來，若脈衝寬度越窄，所輸出之短脈衝雷射功率就更高。



3.4-2 A-O 做為主動式 Q-開關的動作機制 [17][18]

在聲光 (A-O) 晶體 Q-開關裝置中，主要是利用發射超聲波進此入穿透性的 A-O 晶體。而 A-O 就像一穿透性的光學材料，當超聲波穿過 A-O 晶體時，A-O 晶體的行為就類似光柵，這是因為 A-O 晶體本身的光彈性效應作用造成的；所謂光彈性效應指的是當材料本身受到外力作用時，會使得材料本身的光學折射率也受到影響而改變。因次我們利用微波 (rf) 訊號來控制 A-O 晶體的動作，在 A-O 晶體尾端的壓電材料，傳送週期性的超聲波擾動進入晶體，當 A-O 晶體受其擾動時，其晶體內部的原子密度會因週期性的擾動，也相對產生一疏一密的週期性變化：

$$\Delta\rho = \Delta\rho_0 \cos(\omega_s t - k_s t) \quad (3.12)$$

其中

ω_s ：聲波的頻率

k_s ：波數， $k_s = 2\pi/\lambda_s$

由於原子密度隨著週期性的變化，所以其折射率也會隨其週期性的變化：

$$\Delta n = -\frac{n_0^3}{2} p S_0 \cos(\omega_s t - k_s t) \quad (3.13)$$

其中

P：光彈性係數

S_0 ：外力之大小

超聲波是縱波的一種，所以引入一週期性的超聲波擾動，其隨週期性變化的折射率也像縱波一樣，其在 A-O 晶體傳播速度與聲波相同，波前為垂直於聲波的傳播方向。而光速又是聲速的 100000 倍，使得當光進入 A-O 晶體時，晶體的作用如同光柵一般，其週期與聲波波長同寬且振幅正比於聲波振幅。所以當光進入已輸入超聲波微擾的 A-O 晶體時，大部分的光會被繞射到各不同的方向，類似布拉格散射的情況，如圖 3.11。布拉格的散射條件為：


$$L\lambda \gg \lambda_s^2 \quad (3.14)$$

在布拉格散射下，光束與超聲波會因為輕微的補償作用而兩者會夾一角度，此角稱為布拉格角 (Bragg angle)：

$$\sin \theta = \frac{\lambda}{2\lambda_s} \quad (3.15)$$

其中， λ 、 λ_s 、與 θ 都是在材料中所測量得到的，由圖 3.12 可得知，若光在介質外，入射光與聲波夾角為 $\theta' = n\theta$ ，散射角為散射光與原入射光的夾角，其散射角為 $2\theta'$ ，當散射角很小時，可近似為：

$$2\theta' = 2n\theta \sim \frac{\lambda_0}{\lambda_s} \quad (3.16)$$

舉個例子，我們選擇常用的入射光波長為 1064nm，微波擾動訊號的重複率控制在 50MHz，不同的材質的 A-O 有不同折射率，舉其中一種 A-O 晶體的折射率為 1.45，聲速在 A-O 晶體中為 $3.76 \times 10^5 \text{cm/s}$ ，可算出波長為：

$$\lambda_s = \frac{V_s}{f_a} = \frac{3.76 * 10^5}{5 * 10^7} = 7.5 \bullet 10^{-5} \text{ m} \quad (3.17)$$

將 (3.17) 帶入 (3.15) 可算出繞射角為：

$$\sin \vartheta = \frac{\lambda}{2\lambda_s} = \frac{1064 * 10^{-9}}{2 * 7.5 * 10^{-5}} \approx 0.007 \quad (3.18)$$

$$\Rightarrow \vartheta = 0.4^\circ \quad (\text{Bragg angle})$$

在布拉格角帶入 (3.16) 可得散射角為 $2\vartheta' = 1.16^\circ$ 。

因此我們能選擇適當的參數，驅動 A-O 晶體產生週期性擾動，就可以使得繞射光脫離出雷射共振腔，可以有效率地降低腔內 Q 值。當 A-O 晶體不被驅動時，此時 A-O 晶體擁有高穿透性的光學性質，入射光不在產生繞射現象，光子可在腔內來回共振，使得共振腔回到高 Q 值的狀態，就可以產生出高能量的短脈衝雷射了。



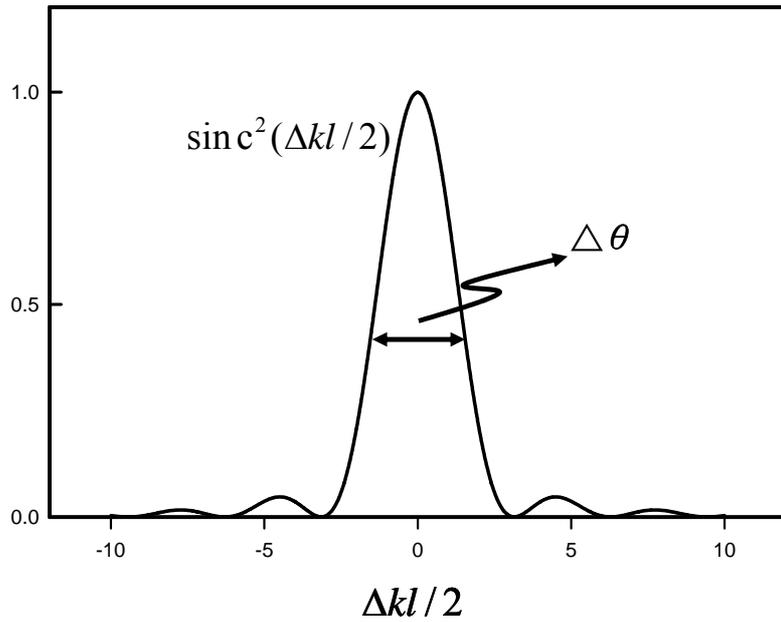


圖 3-1 Δk 對頻率轉換效率之影響

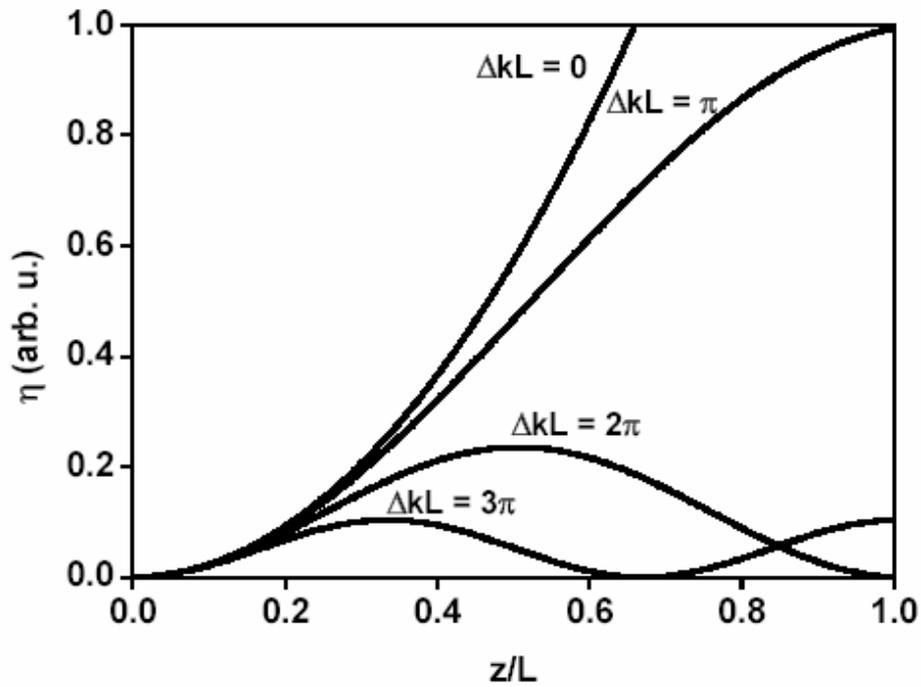


圖 3-2 晶體長度在不同相位未匹配的情況下，對諧波轉換效率的影響。

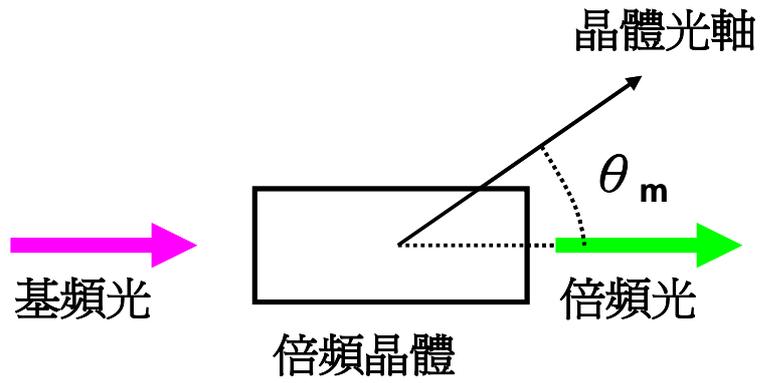


圖 3-3 相位匹配示意圖

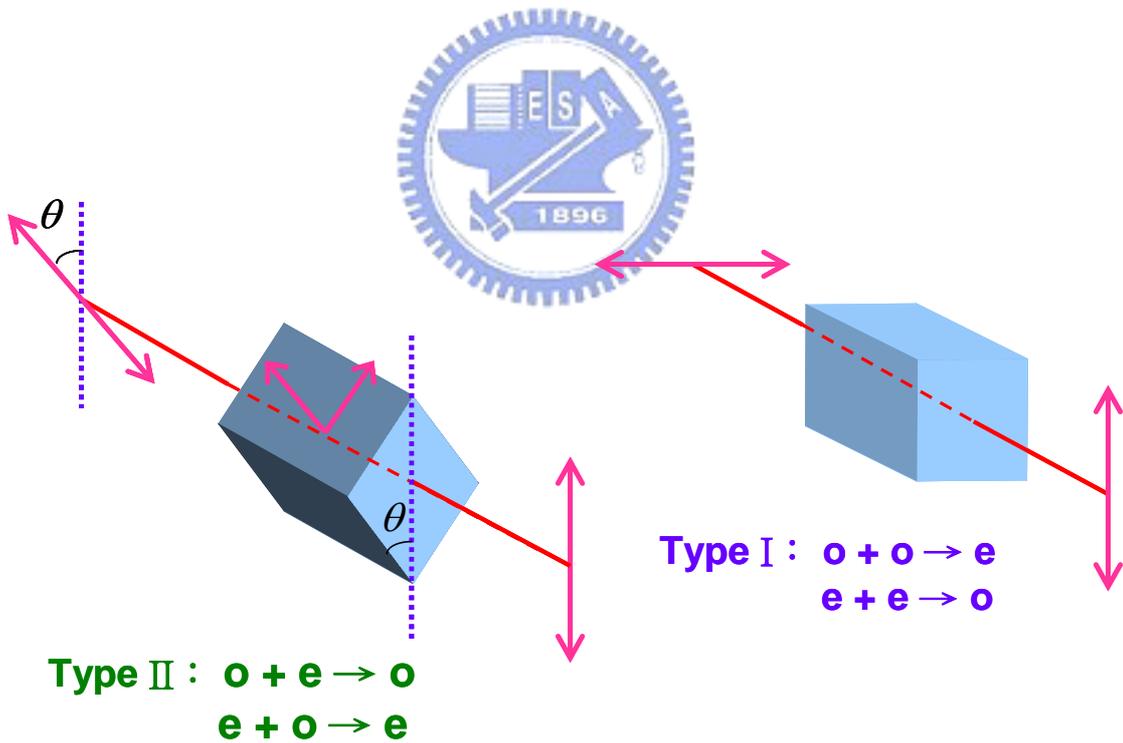


圖 3-4 Type I 和 Type II 的相位匹配，基頻光與倍頻光偏振方向之間的關係圖

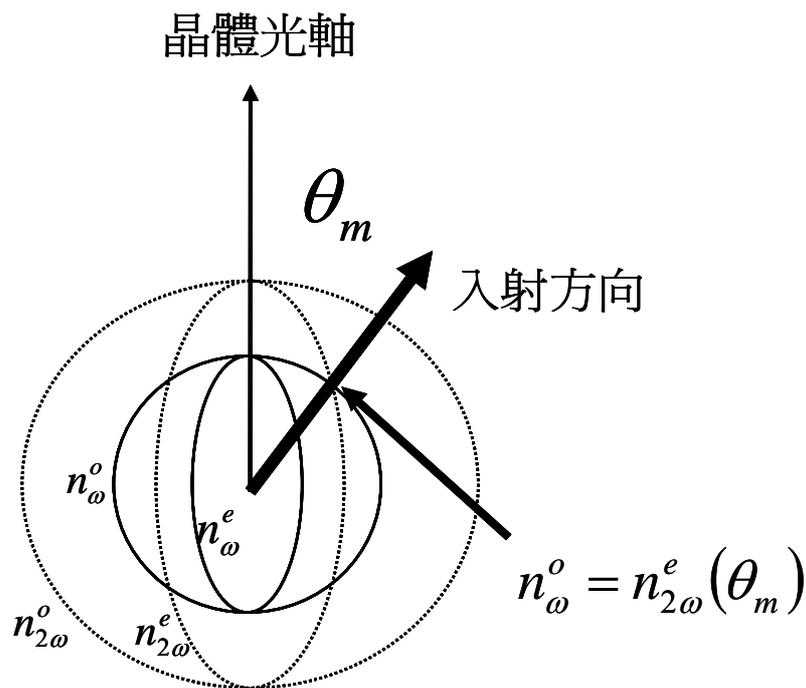


圖 3-5 負單晶軸晶體之折射率橢球

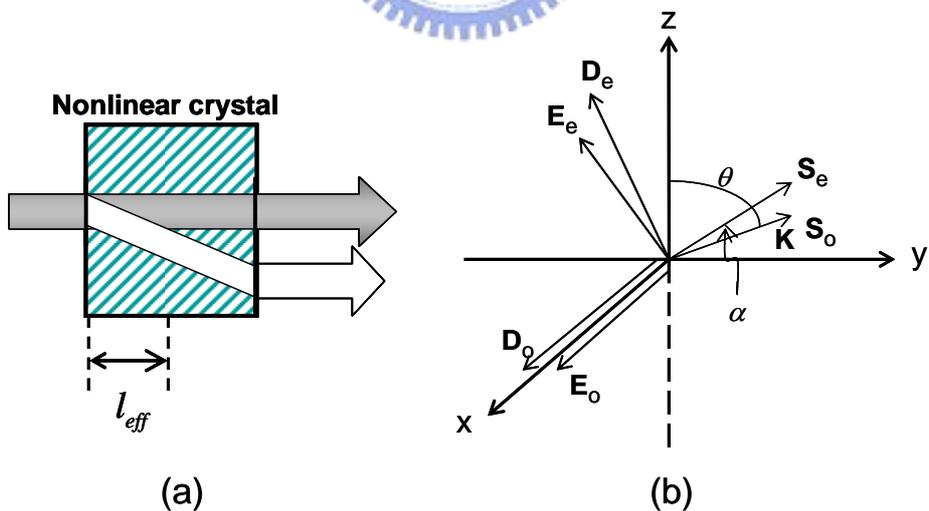


圖 3-6 (a)晶體中走離角效應 (b)單晶軸晶體中的 o-ray、e-ray 及其向量關係。

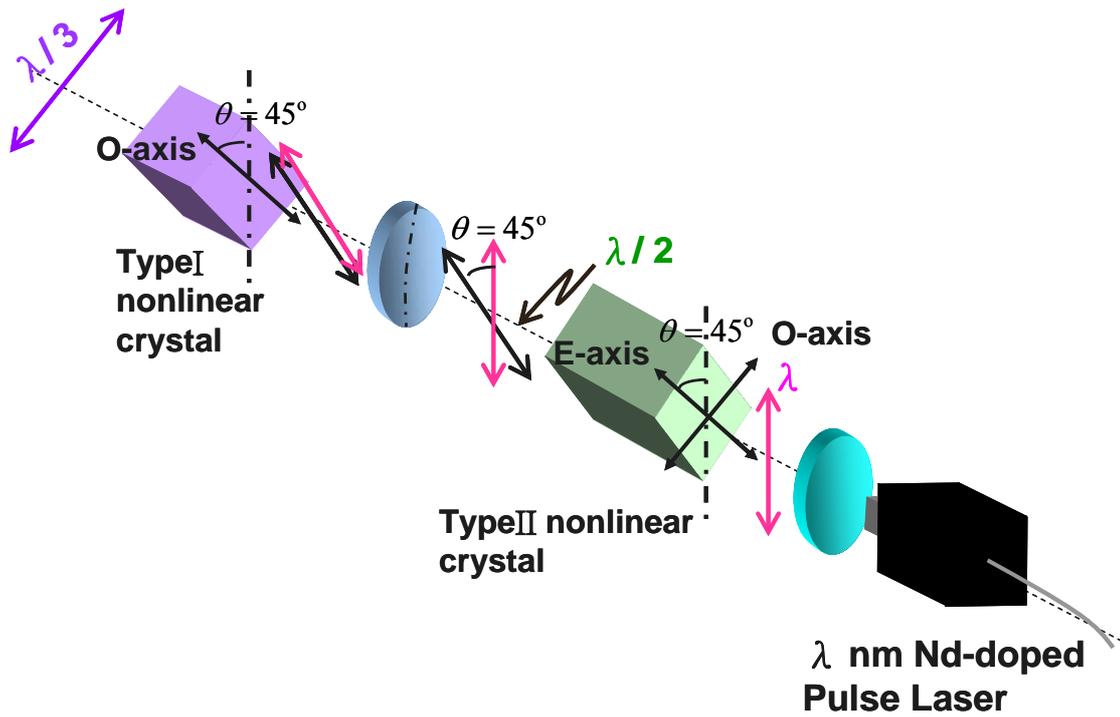


圖 3-7 腔外三倍頻極化匹配的簡圖

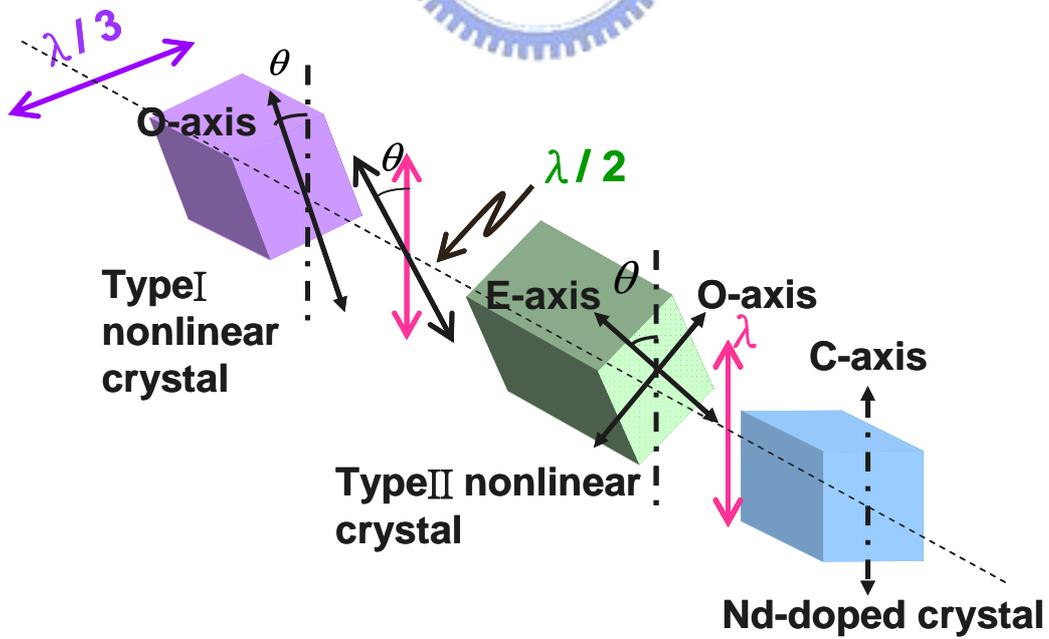


圖 3-8 腔內三倍頻極化匹配的簡圖

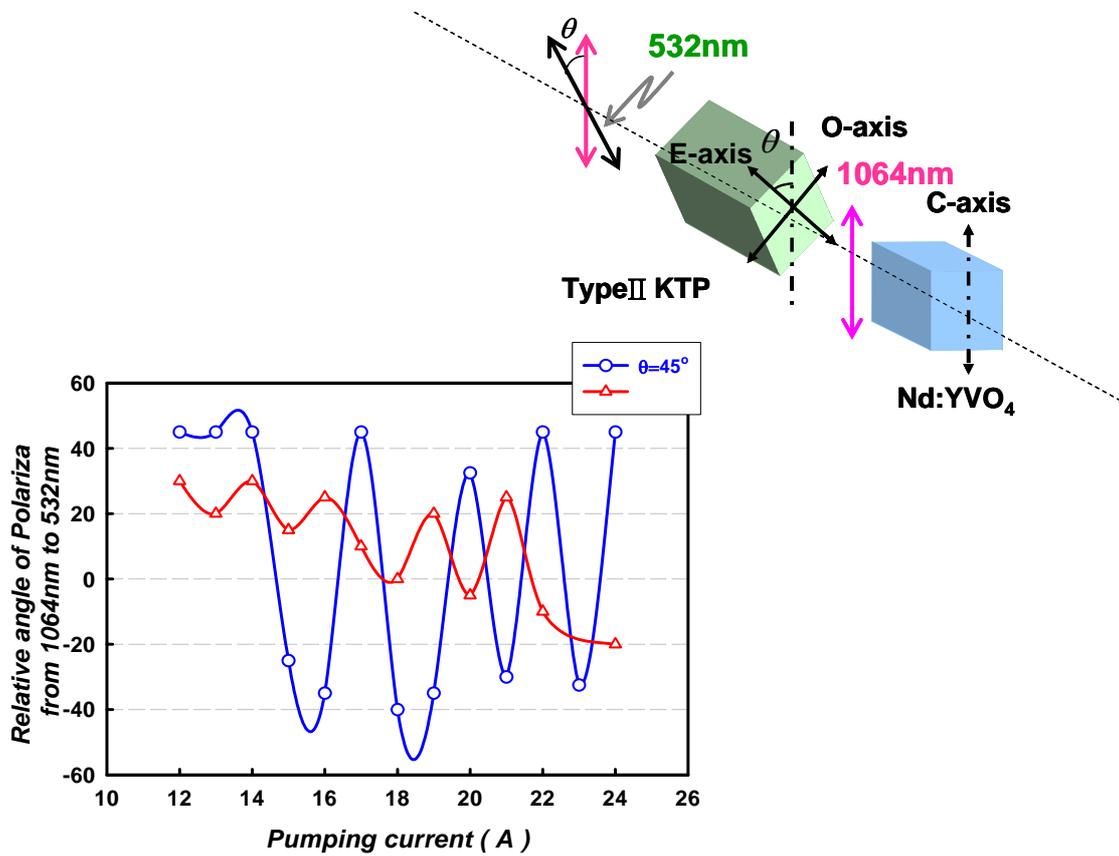


圖 3-9 剩餘基頻光之極化方向與激發功率之關係圖，其中縱軸 0 度代表倍頻光的極化方向，上下的正負值代表基頻光的極化方向以倍頻光的極化方向為基準點作左右變化。

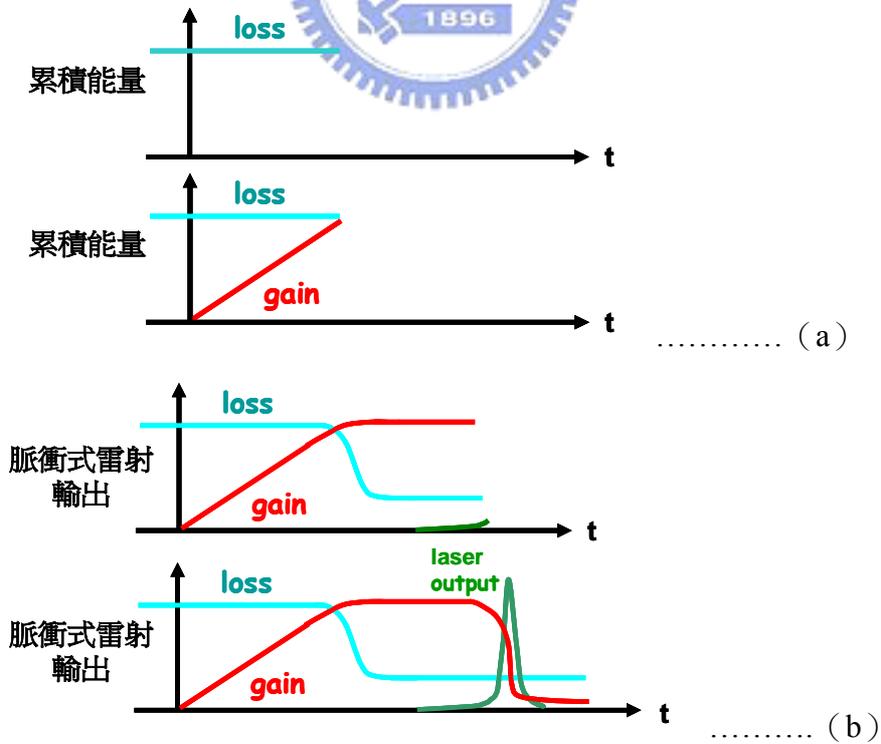


圖 3-10 Q-開關雷射的動作機制 (a) Q-開關打開時 (b) Q-開關關掉時。

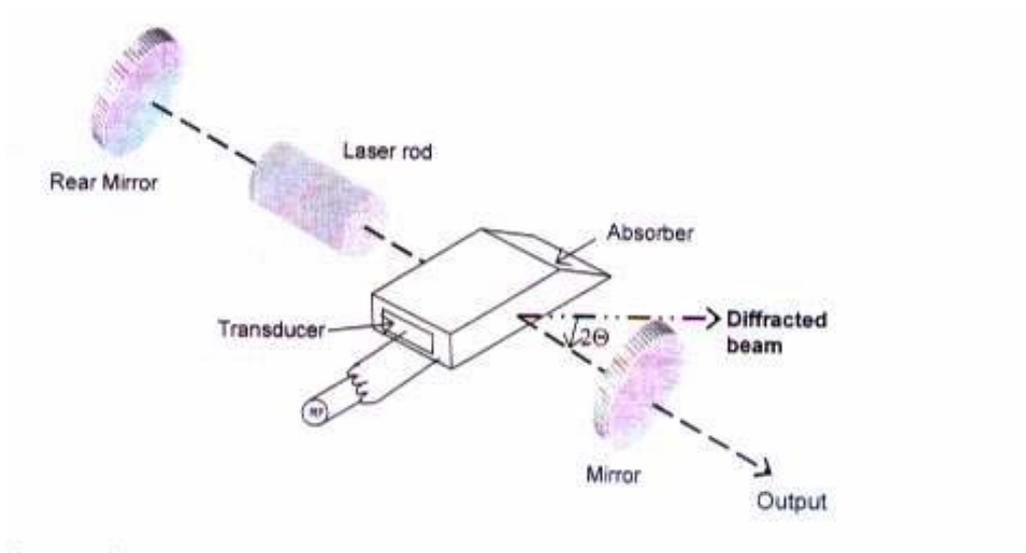


圖 3-11 A-O 聲光晶體置於雷射共振腔內做為 Q-開關的裝置示意圖。電能轉換器 (transducer) 和石英晶體連結，輸入 rf 訊號進入晶體時，會使得原光束變成偏轉角度為 Bragg angle 的散射光。

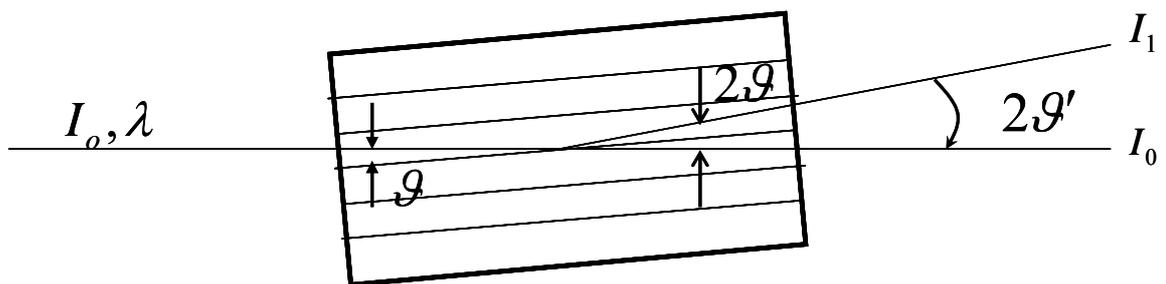


圖 3-12 A-O 聲光晶體的 Bragg angle 示意圖

第四章 實驗裝置與結果討論

4.1 導論

摻釹釩酸鹽類晶體由於其受激輻射面積大、以及在 808nm 波段有強吸收，所以在固態雷射的研究裡，在增益介質的選用上，很受到學者青睞。摻釹釩酸鹽類晶體在 808nm 波段的激發下，躍遷出 914nm、1064nm、和 1342nm 這三各增益較大的波段；其中我們利用 1064nm 和 1342nm 這兩各近紅外光波段作為基頻光，利用腔內二倍頻及三倍頻轉換的技術，來獲得紅光、綠光、藍光、和紫外光等四種波段。因此選擇不同種類的摻釹釩酸鹽類晶體當作腔內頻率轉換的增益介質，來比較其優劣與否。

本章主要是介紹 671nm、532nm、447nm 以及 355nm 雷射的實驗成果，其中嘗試著改變腔內頻率轉換優化的因子，除了增益晶體的選擇外，也強調基頻光與倍頻光極化方向之間的角度搭配，我們也在共振腔內引入了 A-O 晶體做為 Q-開關，都會對腔內三倍頻光之輸出效率有顯著的影響。



4.2 532nm 綠光雷射

以 1064nm 做為基頻光，經過非線性晶體做二倍頻諧波轉換，可獲得 532nm 的綠光雷射。以半導體雷射做為激發光源，A-O 晶體做為 Q 開關的腔內倍頻雷射，具有體積小、效率高、重複率高等優點。在工業上（例如：雷射測距、雷射切割、通訊...等方面）、醫學上都有良好及廣泛的應用。在高重複率、高功率的固態雷射中，採用 Nd:YAG 或 Nd:YVO₄ 晶體為增益介質的半導體激發式全固態腔內倍頻綠光雷射的研究中，都可獲得良好的高功率綠光輸出，尤其以 Nd:YVO₄ 晶體為增益介質時，已可獲得平均功率 4.5W 的綠光輸出^[19]。由於 Nd:YVO₄ 晶體有受激輻射截面積大，以及在 808nm 波段有強吸收等優點，所以常被拿來用在固態雷射中做為增益介質。因此我們這裡比較不同類型增益介質之綠光輸出的優劣。

實驗架構

實驗裝置如圖 4.1 所示。採用半導體雷射輸出的 808nm 雷射經由光纖耦合至 2:1 的聚焦耦合鏡組，聚焦至增益介質上，其中增益介質的選用，我們挑選了 4 根 a-cut 的 0.5% Nd:YVO₄、0.27% Nd:GdVO₄、0.2% Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄、0.2% Nd:YVO₄，不同濃度、摻雜 Gd 和 Y 離子的晶體，晶體長度各別是 7mm、10mm、10mm、10mm，以銅座包覆且通水溫控。聚焦耦合鏡組輸出端面上鏡子鍍膜對 1064nm 和 532nm 為高反射，做為雷射共振腔的前鏡，曲率半徑為 500mm，亦為一凹面鏡。做為 Q-開關的 A-O 晶體長度為 30mm，材質為 Crystal Quartz，晶體兩端面皆對 1064nm 和 1342nm 做抗反射的鍍膜，中心頻率操作在 27.12MHz，提供 15W 的 rf 訊號。在非線性晶體的選用上，我們選用 KTP 晶體，因為 KTP 有大範圍的透光波段（350nm~4000nm）、非線性係數大、寬的光學允許角、大範圍的忍受溫度、良好的傳熱性質及高破壞閾值的優點。II 類相位匹配 KTP ($\theta=90^\circ, \phi=23.5^\circ, e + o \rightarrow e$) [14]，晶體長度為 10mm，同樣以銅座包覆且通水溫控，晶體兩端鍍上 1064nm 及 532nm 抗反射膜。輸出耦合鏡有鍍膜對 1064nm 為高反射和 532nm 為高穿透。此實驗架構的腔長約為 6.2cm。

實驗結果及討論

由於低濃度的 Nd:YVO₄ 或是摻雜 Gd 或 Y 離子混晶的晶體，可以承受較大的激發功率，也可避免因熱堆積造成晶體的損傷，而濃度越低，所承受的激發功率就越高。圖 4.2 為激發功率與 532nm 脈衝雷射輸出功率關係圖。因為基頻光 1064nm 的增益較高，所以對光束品質要求不是很高，可發現四顆增益介質的效率差不多。其中以 0.5% Nd:YVO₄ 摻雜 Nd³⁺ 的濃度最高，所以沒辦法像其他三顆晶體一樣可以激發更高的功率。由圖 4.2，0.2% Nd:YVO₄ 在激發功率為 17.26W，Q-開關重複率為 45kHz 時，可獲得最高平均輸出功率 2.93W 的 532nm 綠光輸出，其光對光轉換效率約為 17%。

由圖 4.3，0.27% Nd:GdVO₄在激發功率為 15.73W，Q-開關重複率為 45kHz 時，其平均輸出功率 2.82W的 532nm綠光輸出，可獲得最佳的光對光轉換效率約為 18%，脈衝寬度為 24.51ns，峰值功率為 2.57kW。由圖 4.4，激發功率固定為 15.73W，隨著Q-開關的重複率增高時，其脈衝寬度會增寬，平均輸出功率有遞增的趨勢進而到達飽和，且峰值功率也隨之降低。

4.3 355nm 紫外光雷射

高功率的二極體激發式腔內三倍頻 355nm 紫外光雷射在微鑽孔、軟板切割、雷射回火、立體印刷、電路板加工等方面都有著廣泛的應用。本小節，主要是選擇適當基頻光與倍頻光極化方向的角度搭配，以及不同類型增益介質的比較，來獲得最佳的 355nm 的紫外光雷射輸出。

實驗架構

實驗裝置如圖 4.5 所示。採用半導體雷射輸出的 808nm雷射經由光纖耦合至 2:1 的聚焦耦合鏡組，聚焦至增益介質上，其中增益介質的選用，我們挑選了 4 根 a-cut 的 0.5% Nd:YVO₄、0.27% Nd:GdVO₄、0.2% Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄、0.2% Nd:YVO₄，不同濃度、摻雜Gd和Y離子的晶體，晶體長度各別是 7mm、10mm、10mm、10mm，以銅座包覆且通水溫控。聚焦耦合鏡組輸出端面上鏡子鍍膜對 1064nm、532nm和 355nm為高反射，做為雷射共振腔的前鏡，曲率半徑為 500mm，亦為一凹面鏡。做為Q-開關的A-O晶體長度為 30mm，材質為Crystal Quartz，晶體兩端面皆對 1064nm和 1342nm做抗反射的鍍膜，中心頻率操作在 27.12MHz，提供 15W的rf訊號。在非線性晶體的選用上，我們選用Type II KTP和Type I BBO，其中KTP晶體主要的作用是要對 1064nm作二倍頻轉換成 532nm，而BBO晶體主要的作用是要對 1064nm和經由KTP二倍頻得到的 532nm，兩個波段作和頻的動作去獲得 355nm的紫外光，也相等於是三倍頻轉換。所以緊接在



A-O晶體後面的是Type II KTP晶體，晶體長度為 10mm，與前面的 532nm綠光雷射實驗的晶體是同一顆，同樣以銅座包覆且通水溫控。我們先加入一片濾鏡，其直徑約為 2.54cm，其面上有針對 355nm鍍高反射膜（R=93%），主要目的是要防止經由BBO晶體所獲得的 355nm折回腔內造成增益介質的不良吸收，以及共振腔內的損耗，而降低轉換效率。接著在濾鏡之後再擺入Type I BBO（ $\theta=31.3^\circ$ ， $\phi=0^\circ$ ， $o+o \rightarrow e$ ）晶體 [14]，晶體長度為 8mm，以銅座包覆且通水溫控。輸出耦合鏡上有針對 1064nm、532nm鍍膜為高反射（R>99%），以及對 355nm鍍膜為高穿透（T>90%）。此實驗架構的腔長約為 9.2cm。

為了獲得最佳的 355nm 的三倍頻光輸出，因此我們必須考慮到基頻光與倍頻光的極化方向有最佳的角度搭配，根據我們由第三章所提到的極化匹配的方式，所以我們把 KTP 晶體的 E 軸與增益介質的 C 軸夾 30 度，在把 BBO 的 O 軸夾在 30 度的中間，也就是 BBO 的 O 軸與增益介質的 C 軸夾 15 度，所以輸出之三倍頻光的極化方向會與 BBO 的 E 軸方向。



實驗結果及討論（一）

在 355nm紫外光雷射的實驗中，主要也是要比較四顆增益介質的優劣。圖 4.6 為激發功率與 355nm脈衝雷射輸出功率關係圖。由圖可看出 0.5% Nd:YVO₄有較佳的 355nm紫外光雷射輸出，其次為 0.2% Nd:YVO₄，而 0.2% Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄和 0.27% Nd:GdVO₄的輸出效率較差，但 0.2% Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄在高功率時，功率有上不去的趨勢。由圖 4.6，由於 0.5% Nd:YVO₄的濃度較高，激發功率若太高，會導致晶體損害，所以只讓激發功率提供到 12.5W，此時Q-開關重複率為 30kHz，可獲得平均功率 608mW的 355nm紫外光輸出，其光對光轉換效率為 4.86%。由圖 4.7，激發功率固定為 12.5W時，Q-開關的最佳重複率為 35kHz，可獲得平均輸出功率 622mW的 355nm紫外光輸出，其光對光轉換效率為最佳的 4.98%，脈衝寬度為 15.76ns，峰值功率為 1.13kW。

從圖 4.6 可知，0.2% Nd:YVO₄在Q-開關重複率為 30kHz時，平均輸出功率雖遠不如 0.5% Nd:YVO₄，但是由圖 4.8 為 0.2 Nd:YVO₄ Q-開關操作重複率對平均輸出功率的關係圖，激發功率固定在 14.1W時，Q-開關的最佳重複率為 50kHz，可獲得最佳平均輸出功率 688mW的 355nm紫外光輸出，其光對光轉換效率為 4.88%。圖 4.9 (a) 為最佳狀態下的脈衝波形，脈衝寬度為 16.06ns，峰值功率為 857W。圖 4.9 (b) 可看出每一發的脈衝相當穩定。

實驗結果及討論 (二)

我們由上述綠光及紫外光一系列波段的實驗中發現，實驗中得到 0.5 % Nd:YVO₄與 0.2% Nd:YVO₄有最佳的 355nm紫外光輸出，尤其是 0.2% Nd:YVO₄在 Q-開關重複率為較高的 50kHz，可得到最佳的 355nm的紫外光輸出，原本預期 0.5% Nd:YVO₄可以獲得最高 355nm的紫外光輸出，但是受限於摻雜較高濃度的 Nd離子，激發功率不能太高，所以沒有得到最佳的輸出功率，但是其光轉換效率是最好的。而混晶的 0.2% Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄和 0.27% Nd:GdVO₄都有不錯的 532nm綠光輸出，但在三倍頻的 355nm紫外光輸出卻效果不佳，主要是因為我們利用Type I的BBO晶體來當作混頻元件，而BBO晶體的光學允許角比較小相對於其他類型的非線性晶體，所以對光束品質的要求較高，而晶體長度越長其光束品質越差，主要是激發光源聚焦在增益介質裡，之後光源會開始發散，若晶體越長，相對的發散角就越大，因此以高濃度 0.5% Nd:YVO₄的長度較短，且Nd:YVO₄的增益較Nd:GdVO₄與Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄來的高，因此高濃度的 0.5% Nd:YVO₄是此系列晶體最適合拿來做 355nm的紫外光雷射。

4.4 671nm 紅光雷射

利用 1342nm 為基頻光，倍頻後可得到 671nm 的紅光雷射輸出。因基頻光的受激輻射有效截面積[8]比較低，也就是說增益較低，所以倍頻後 671nm 紅光雷射的轉換效率沒有相同是倍頻後 532nm 的綠光雷射來得好。而我們這裡比較不同類型增益介質之紅光輸出的優劣。

實驗架構

671nm紅光雷射與前面所介紹的 532nm綠光雷射大同小異。實驗裝置如圖 4.10 所示。半導體雷射輸出的 808nm雷射經由光纖耦合至 2:1 的聚焦耦合鏡組，聚焦至增益介質上，其中增益介質的選用，我們挑選了 4 根 a-cut 的 0.5% Nd:YVO₄、0.27% Nd:GdVO₄、0.2% Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄、0.2% Nd:YVO₄，不同濃度、摻雜Gd和Y離子的晶體，晶體長度各別是 7mm、10mm、10mm、10mm，以銅座包覆且通水溫控。聚焦耦合鏡組輸出端面上鏡子針對 1064nm和 808nm鍍上高穿透膜，以及對 1342nm和 671nm鍍上高反射膜（R>99%），做為雷射共振腔的前鏡，曲率半徑為 500mm，亦為一凹面鏡。做為Q-開關的A-O晶體長度為 30mm，材質為Crystal Quartz，晶體兩端面皆對 1064nm和 1342nm做抗反射的鍍膜，中心頻率操作在 27.12MHz，提供 15W的rf訊號。在非線性晶體的選用上，我們選用了II類相位匹配KTP（ $\theta=60^\circ$ ， $\phi=0^\circ$ ， $o + e \rightarrow o$ ）^[14]，晶體長度為 10mm，同樣以銅座包覆且通水溫控，晶體兩端鍍上 1342nm及 671nm抗反射膜。輸出耦合鏡有鍍膜對 1342nm為高反射和 671nm為高穿透。由圖 2.1 可看出，由於Nd:YVO₄晶體或是混晶的Nd:Gd_xY_{1-x}VO₄晶體在激發光源為 808nm的激發下，1064nm受激輻射有效截面積遠比 1342nm高了許多，也就是說在 808nm的激發下 1064nm的增益遠高於 1342nm，所以我們必須在共振腔整體的結構上針對 1064nm鍍上高穿透膜，使得在高功率激發下，只有 1342nm產生共振輸出。此實驗架構的腔長約為 6.2cm。

實驗結果及討論

圖 4.11 為激發功率與 671nm 脈衝雷射輸出功率關係圖。以 0.5% Nd:YVO₄ 為最佳，其次為 0.27% Nd: GdVO₄ 和 0.2% Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄，兩者效率差不多，而 0.2% Nd:YVO₄ 相對來說表現的比較差，因為對 671nm 紅光雷射來說，其增益來得比 532nm 綠光雷射小很多，所以對光束品質的要求較高，其中以高濃度 0.5% Nd:YVO₄ 光束品質最佳，所以其效率也是最好的。而 0.2% Nd:YVO₄ 在高激發功率為 11W 之後，輸出功率有呈線性增加的趨勢而優於 0.27% Nd: GdVO₄ 和 0.2% Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄，因此我們可以推斷在 671nm 紅光雷射的實驗中，同樣摻雜 Nd，濃度為 0.2% 的 Nd:YVO₄ 與混晶的 Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄，Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄ 適合在低功率激發下獲得效率高的 671nm 紅光輸出，而 Nd:YVO₄ 在高功率激發下的 671nm 紅光輸出優於 Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄，主要是因為 Nd:YVO₄ 的增益比 Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄ 高，所以 Nd:YVO₄ 在高功率的表現較佳。

由圖 4.11，0.5% Nd:YVO₄ 在激發功率為 12.5W，Q-開關重複率為 45kHz 時，可獲得平均輸出功率 1.58W 的 671nm 紅光輸出，其光對光轉換效率約為 12.64%。由圖 4.12，激發功率固定為 12.5W，Q-開關的最佳重複率為 40kHz，可獲得最佳平均輸出功率 1.67W 的 671nm 紅光輸出，其光對光轉換效率為 13.4%，脈衝寬度為 35.34ns，峰值功率為 1.18kW。

4.5 447nm 藍光雷射

高功率的二極體激發式腔內三倍頻 447nm 藍光雷射在雷射彩色顯示器、環境分析、海水影像等方面都有著廣泛的應用，本小節，主要是選擇適當基頻光與倍頻光極化方向的角度搭配，以及不同類型增益介質的比較，來獲得最佳的 447nm 的藍光雷射輸出。

實驗架構

447nm藍光雷射與前面所介紹的 355nm紫外光雷射大同小異。實驗裝置如圖 4.13 所示。採用半導體雷射輸出的 808nm雷射經由光纖耦合至 2:1 的聚焦耦合鏡組，聚焦至增益介質上，其中增益介質的選用，我們挑選了 4 根a-cut的 0.5% Nd:YVO₄、0.27% Nd:GdVO₄、0.2% Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄、0.2% Nd:YVO₄，不同濃度、摻雜Gd和Y離子的晶體，晶體長度各別是 7mm、10mm、10mm、10mm，以銅座包覆且通水溫控。聚焦耦合鏡組輸出端面上鏡子針對 1064nm和 808nm鍍上高穿透膜，以及對 1342nm、671nm和 447nm鍍上高反射膜 (R>99%)，做為雷射共振腔的前鏡，曲率半徑為 500mm，亦為一凹面鏡。做為Q-開關的A-O晶體長度為 30mm，材質為Crystal Quartz，晶體兩端面皆對 1064nm和 1342nm做抗反射的鍍膜，中心頻率操作在 27.12MHz，提供 15W的rf訊號。在非線性晶體的選用上，我們選用Type II KTP和Type I LBO，其中KTP晶體主要的作用是要對 1342nm作二倍頻轉換成 671nm，而LBO晶體主要的作用是要把將進入的 1342nm和 671nm，兩個波段作和頻的動作去獲得 447nm的藍光，也相等於是三倍頻轉換。所以緊接在A-O晶體後面的是Type II KTP晶體，晶體長度為 10mm，同樣以銅座包覆且通水溫控，與前面的 671nm紅光雷射實驗的晶體是同一顆。接著之後再擺入Type I LBO ($\theta=90^\circ$, $\phi=20^\circ$, $o+o \rightarrow e$) 晶體 [14]，晶體長度為 8mm，以銅座包覆且通水溫控。輸出耦合鏡上有針對 1342nm、671nm鍍膜為高反射 (R>99%)，以及對 447nm鍍膜為高穿透 (T>85%)。此實驗架構的腔長約為 8.2cm。

為了獲得最佳的 447nm 的三倍頻光輸出，因此我們必須考慮到基頻光與倍頻光的極化方向有最佳的角度搭配，根據我們由第三章所提到的極化匹配的方式，所以我們把 KTP 晶體的 E 軸與增益介質的 C 軸夾 30 度，由於 671nm 的增益較小，為了有利於三倍頻之輸出，所以把 LBO 晶體的 O 軸沿著 KTP 晶體的 E 軸，因此輸出之三倍頻光的極化方向會與 LBO 的 E 軸方向。

實驗結果及討論 (一)

由於 447nm藍光雷射是由 671nm與 1342nm混頻後所得到的，所以會比

671nm紅光雷射更要求更好的光束品質，且Nd:YVO₄的增益較Nd:GdVO₄與Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄來的高，所以我們預期以較高濃度 0.5% Nd:YVO₄會有最好的表現。圖 4.14 為激發功率與四顆增益介質為最佳狀態的 447nm脈衝雷射輸出功率關係圖。由圖我們可以知道與我們預期相符，以 0.5% Nd:YVO₄為最佳的 447nm的藍光雷射輸出；其次為 0.2%Nd:YVO₄和 0.27% Nd:GdVO₄，兩者的輸出效率差不多；最差的是 0.2% Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄，當激發功率增高時，輸出功率都沒有增高的趨勢，相對於其他三顆晶體，0.2% Nd:Gd_{0.7}Y_{0.3}VO₄最不適合拿來作 447nm藍光雷射。由圖 4.14，0.5% Nd:YVO₄在激發功率為 12.5W，Q-開關重複率為 30kHz時，可獲得最佳平均輸出功率 398mW的 447nm藍光輸出，其光對光轉換效率約為 3.18%。圖 4.15 (a) 為最佳狀態下的脈衝波形，脈衝寬度為 26.45ns，峰值功率為 502W。圖 4.15 (b) 可看出每一發的脈衝相當穩定。由圖 4.16，激發功率固定為 12.5W時，最佳Q-開關的最佳重複率為 30kHz，而在高激發功率時，Q-開關重複率在低頻的狀況下，易不穩及損傷晶體，故沒辦法在低頻的狀況下完成數據。由圖 4.17，可看出Q-開關重複率為 20kHz時之斜效率比Q-開關重複率為 30kHz時之斜效率來的好。Q-開關重複率為較低頻的 20kHz，激發功率為 9.18W時，可獲得平均輸出功率 363mW的 447nm藍光輸出，其光對光轉換效率約為最佳的 3.95%。而在Q-開關重複率為 20kHz時，激發功率只能承受到 9.18W，如激發功率在往上增加時，亦同之前敘述，易不穩及損傷晶體。

實驗結果及討論 (二)

由圖 4.16 和圖 4.17 可看出，0.5% Nd:YVO₄在激發功率分別固定在 12.5W及 9.18W時，最佳重複率分別為 30kHz及 20kHz。從 447nm藍光雷射實驗中，可發現Q-開關重複率越低頻時，其平均輸出功率越佳，主要是 1342nm和 671nm的增益較低，因此重複率控制在低頻時，可以延長激發的速度，累積大量的粒子數反轉，使得 1342nm和 671nm的增益變大，所以想獲得良好的 447nm藍光雷射輸出，

Q-開關重複率必須在低頻，但也必須隨著激發功率的增高，Q-開關重複率也需隨著增加，否則會易造成晶體損害等現象。



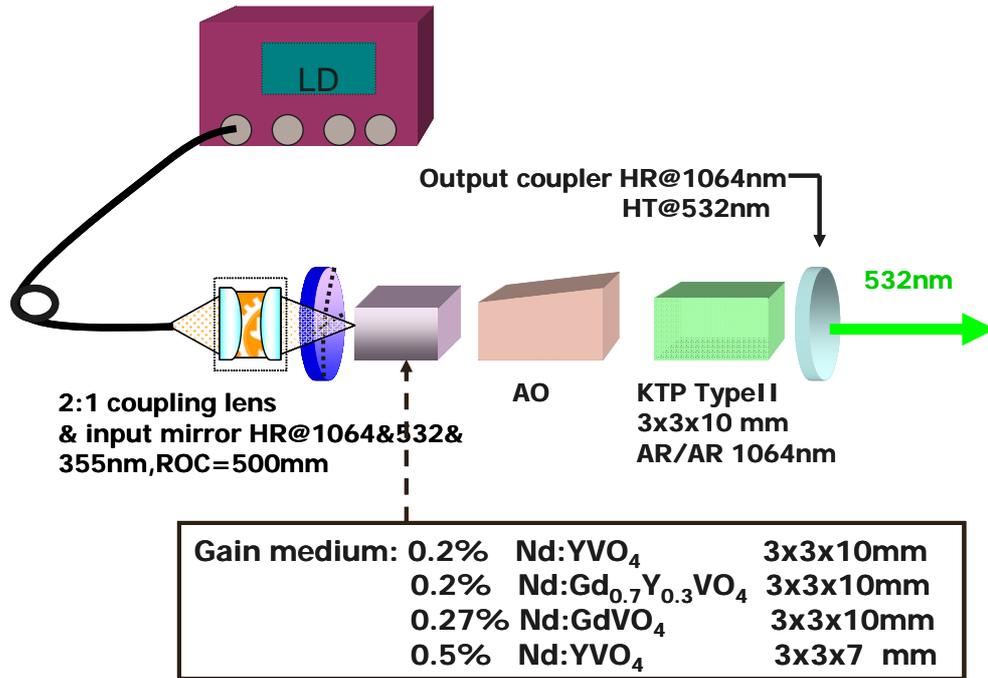


圖 4.1 腔內全固態 Q-開關 532nm 綠光雷射實驗架構圖

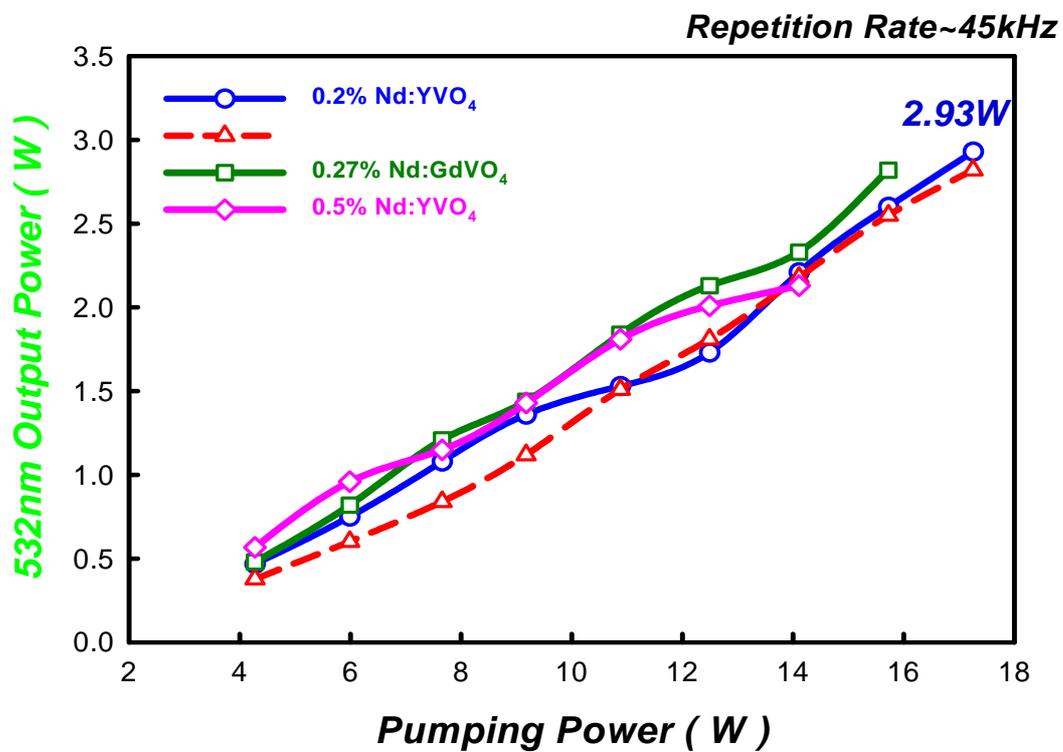


圖 4.2 激發功率與脈衝式 532nm 綠光雷射輸出功率關係圖(四顆增益介質比較)

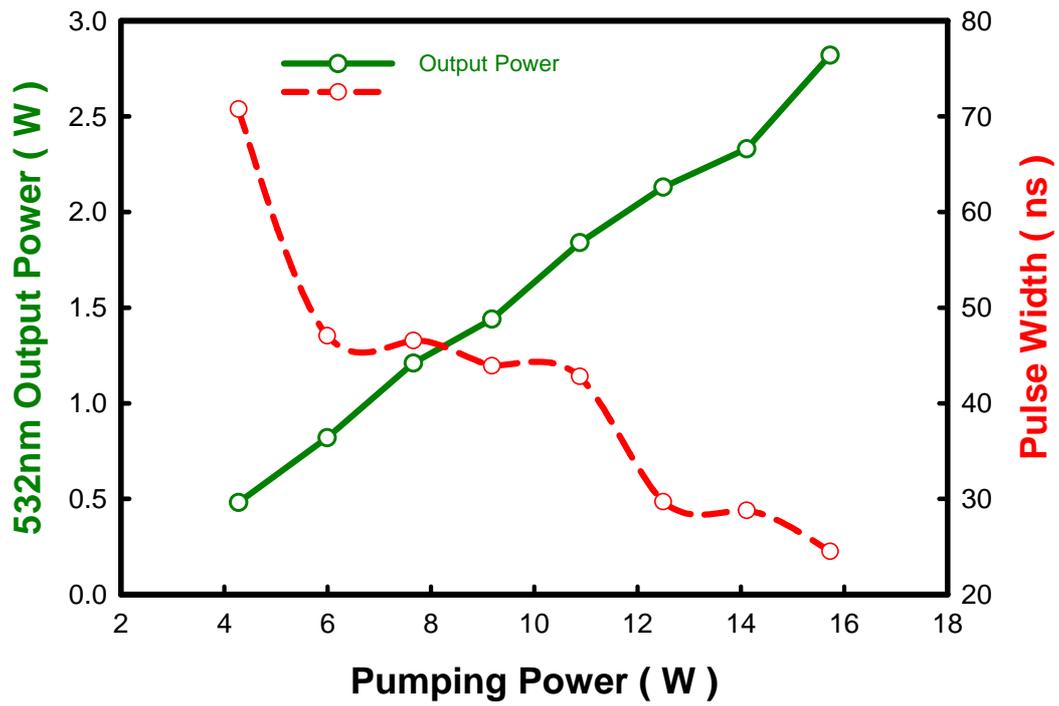


圖 4.3 0.27% Nd:GdVO₄ 激發功率與 532nm 綠光脈衝雷射輸出功率關係圖

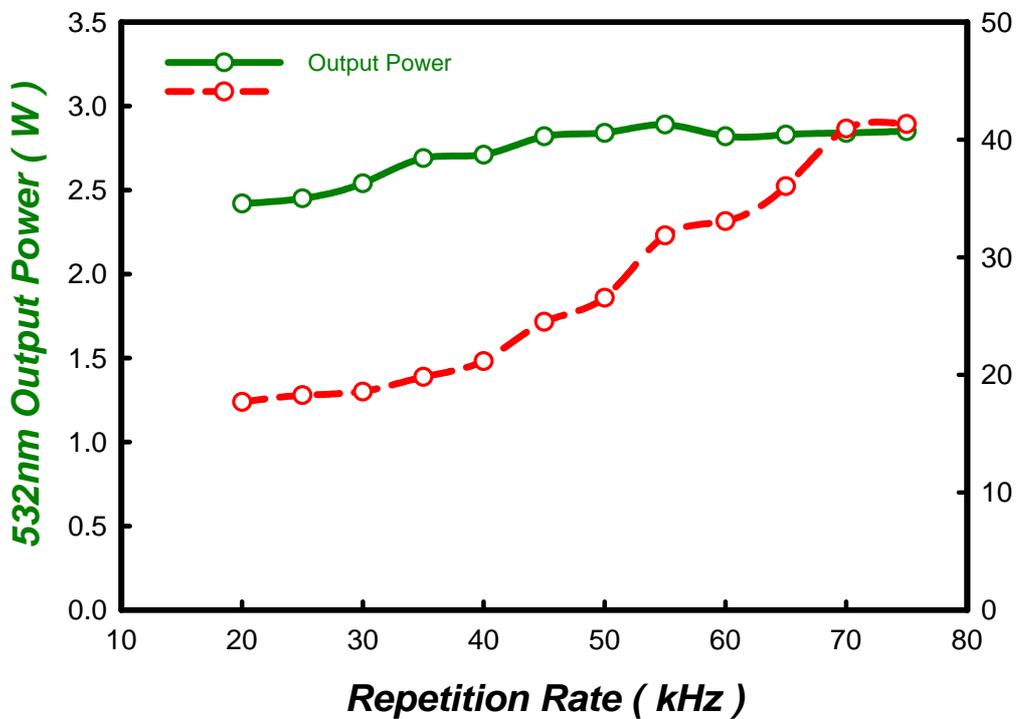


圖 4.4 0.27% Nd:GdVO₄ 定激發功率時，532nm 綠光平均輸出功率與脈衝寬度隨著 Q-開關重複率變化之關係圖

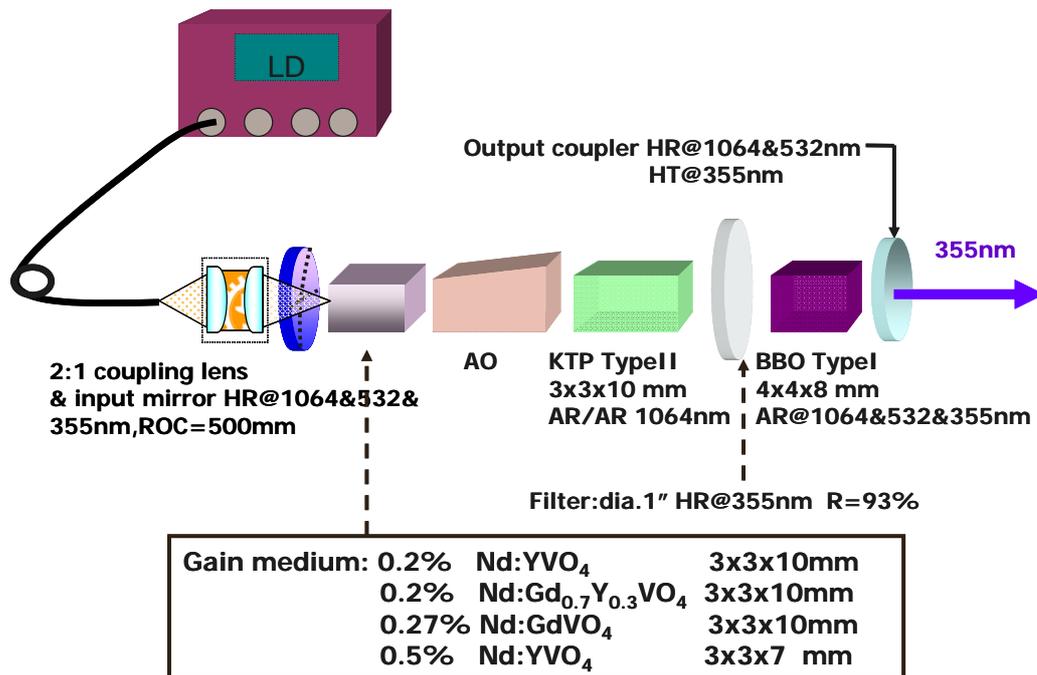


圖 4.5 腔內全固態 Q-開關 355nm 紫外光雷射實驗架構圖

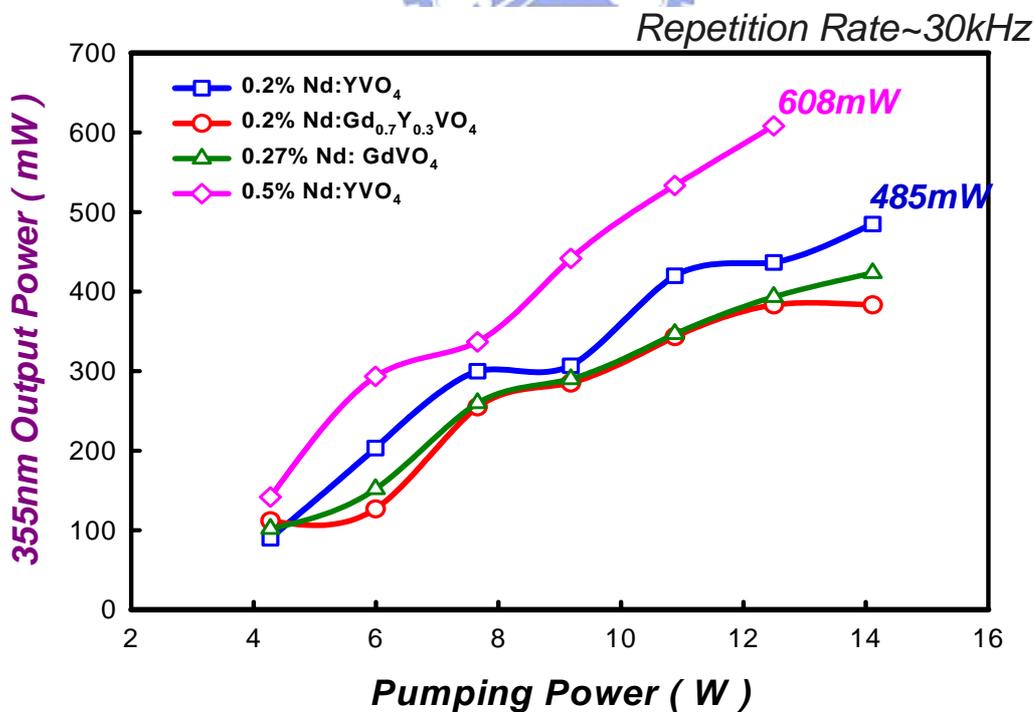


圖 4.6 激發功率與脈衝式 355nm 紫外光雷射輸出功率關係圖

(四顆增益介質比較)

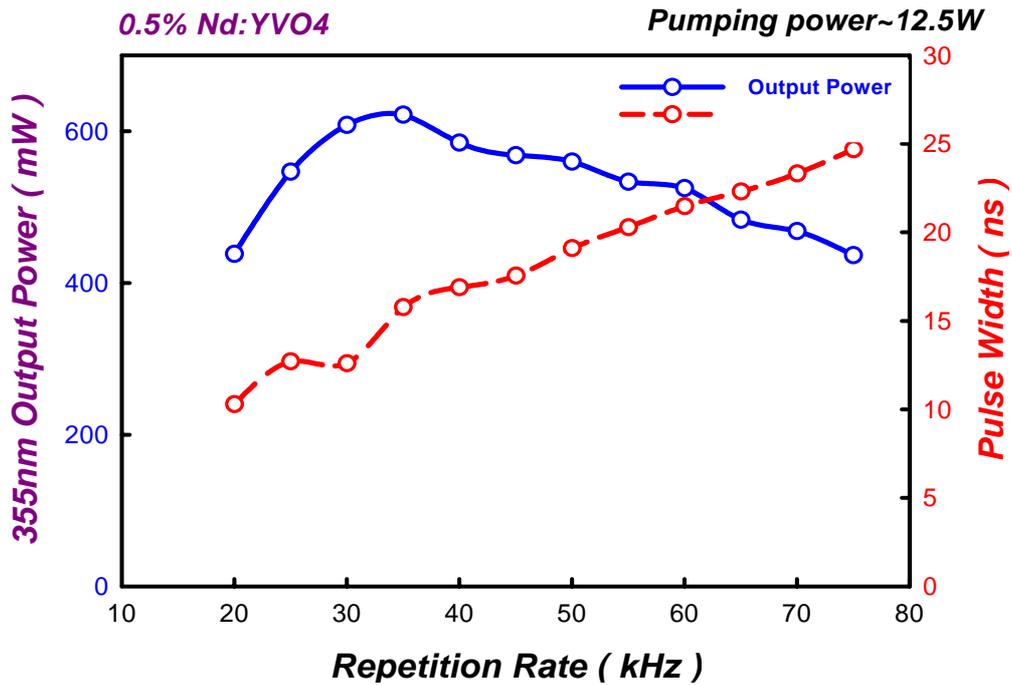


圖 4.7 0.5% Nd:YVO₄ 定激發功率時，335nm紫外光平均輸出功率與脈衝寬度隨著 Q-開關重複率變化之關係圖

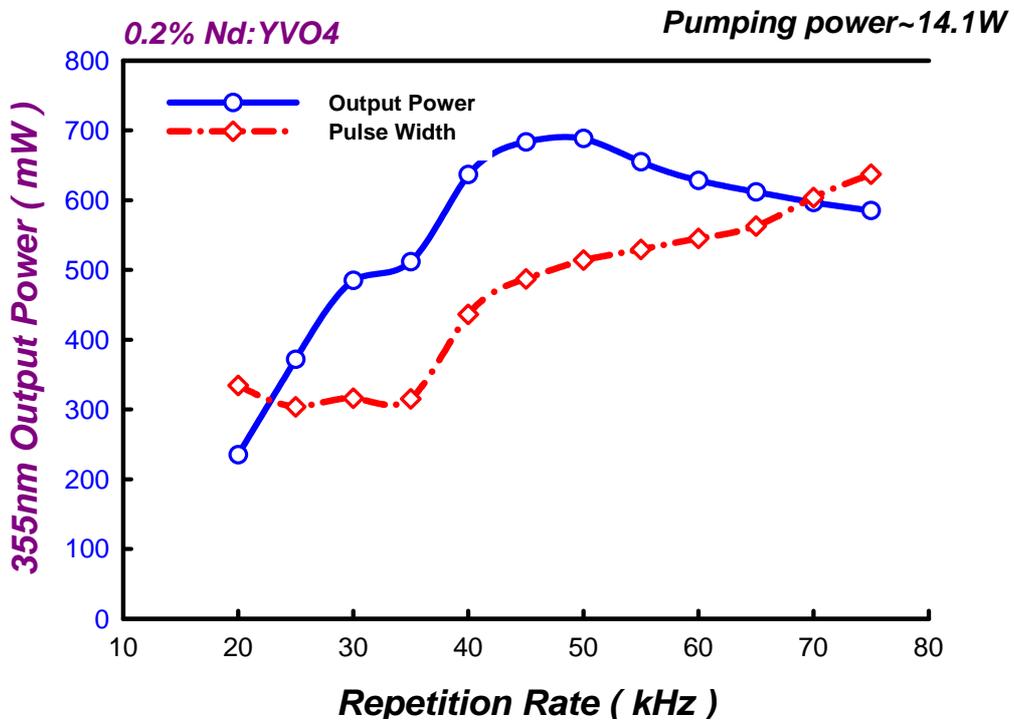


圖 4.8 0.2% Nd:YVO₄ 定激發功率時，335nm平均輸出功率與脈衝寬度隨著 Q-開關重複率變化之關係圖

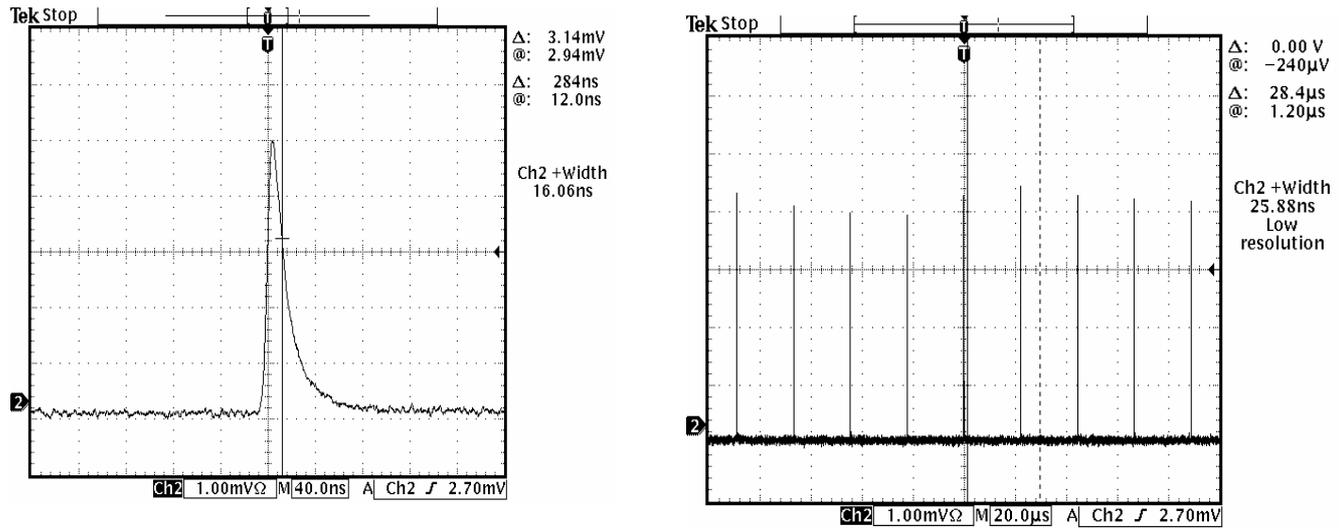


圖 4.9 (a) 脈衝式 355nm 雷射的輸出脈衝波形圖。(b) 脈衝強度對時間的分佈圖

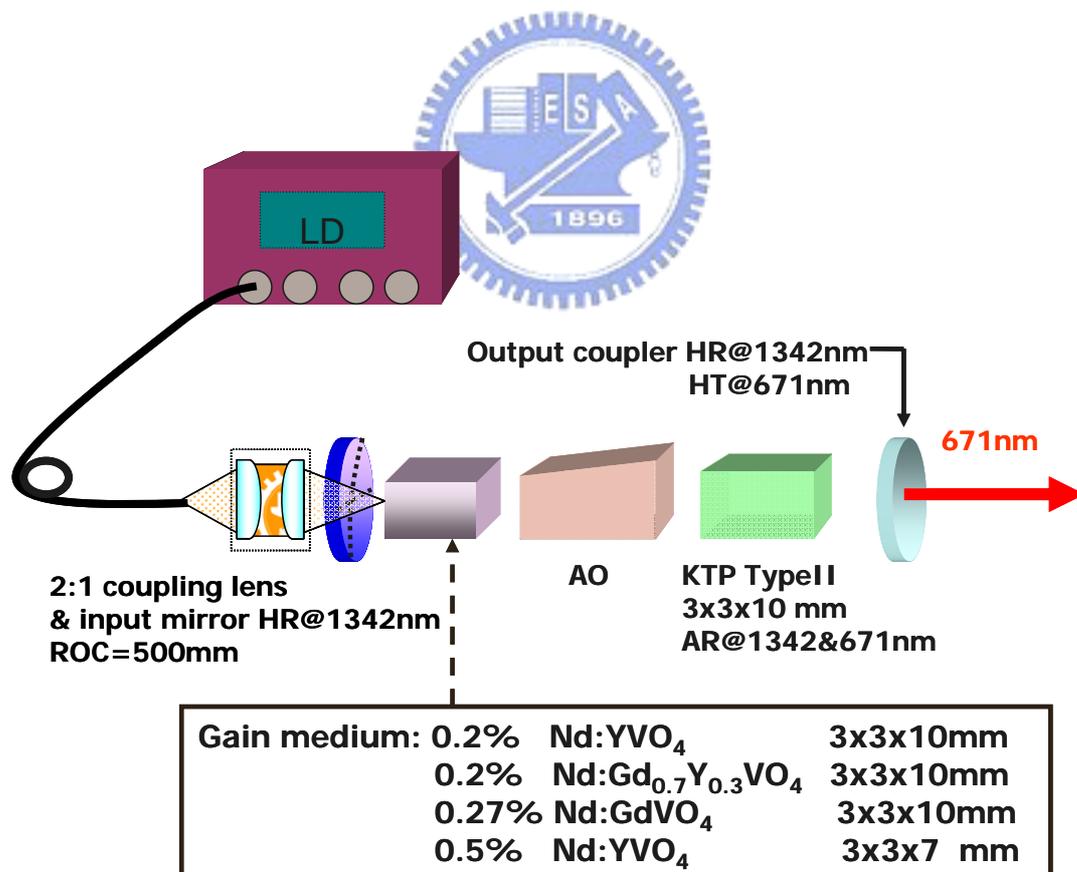


圖 4.10 腔內全固態 Q-開關 671nm 紅光雷射實驗架構圖

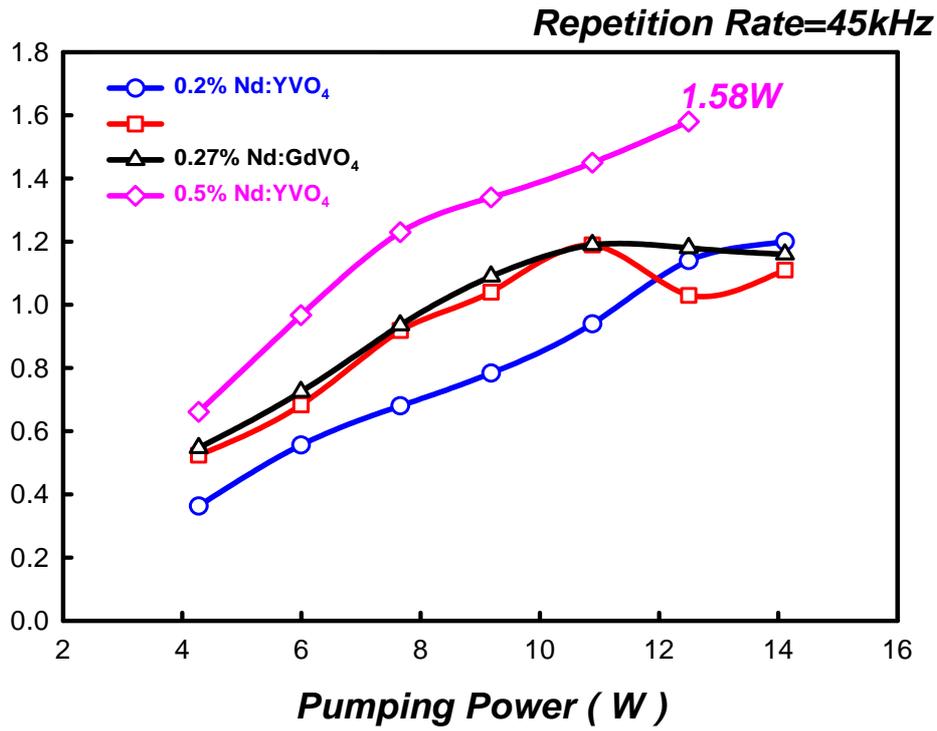


圖 4.11 激發功率與脈衝式 671nm 紅光雷射輸出功率關係圖
(四顆增益介質比較)

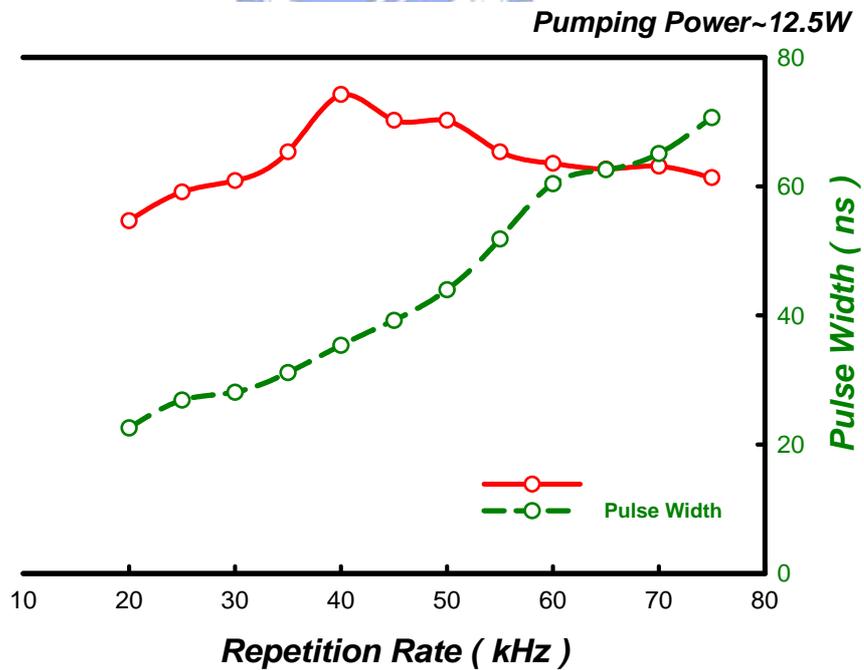


圖 4.12 0.5% Nd:YVO₄ 定激發功率時，671nm紅光平均輸出功率與脈衝寬度
隨著 Q-開關重複率變化之關係圖

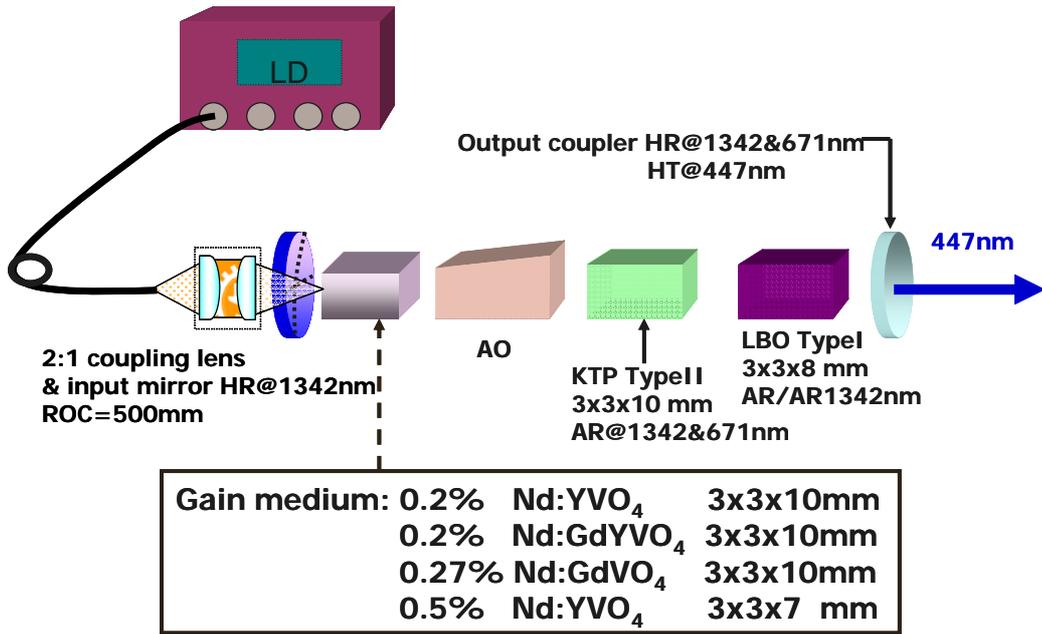


圖 4.13 腔內全固態 Q-開關 447nm 藍光雷射實驗架構圖

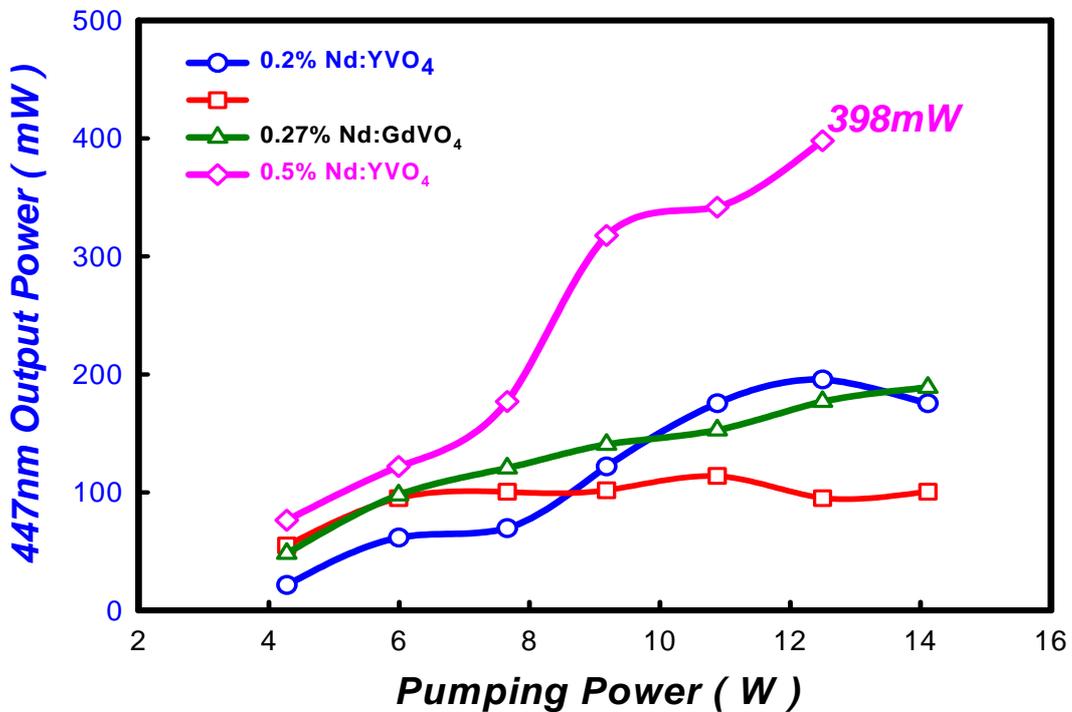


圖 4.14 激發功率與脈衝式 447nm 藍光雷射輸出功率關係圖

(四顆增益介質比較)

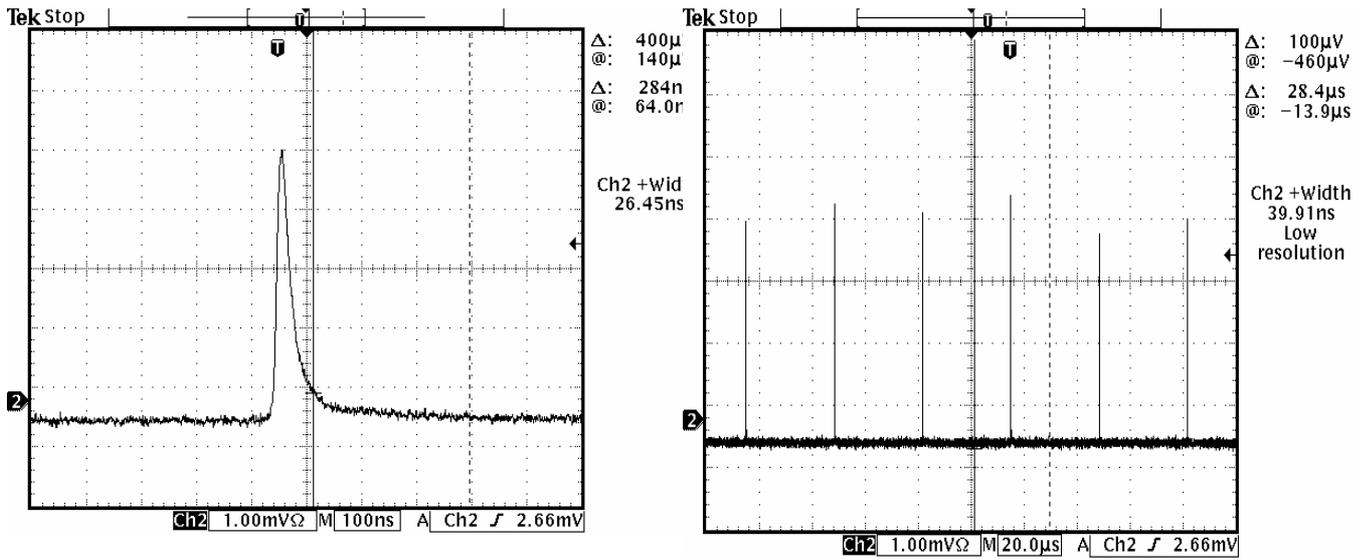


圖 4.15 (a) 脈衝式 447nm 雷射的輸出脈衝波形圖。 (b) 脈衝強度對時間的分佈圖

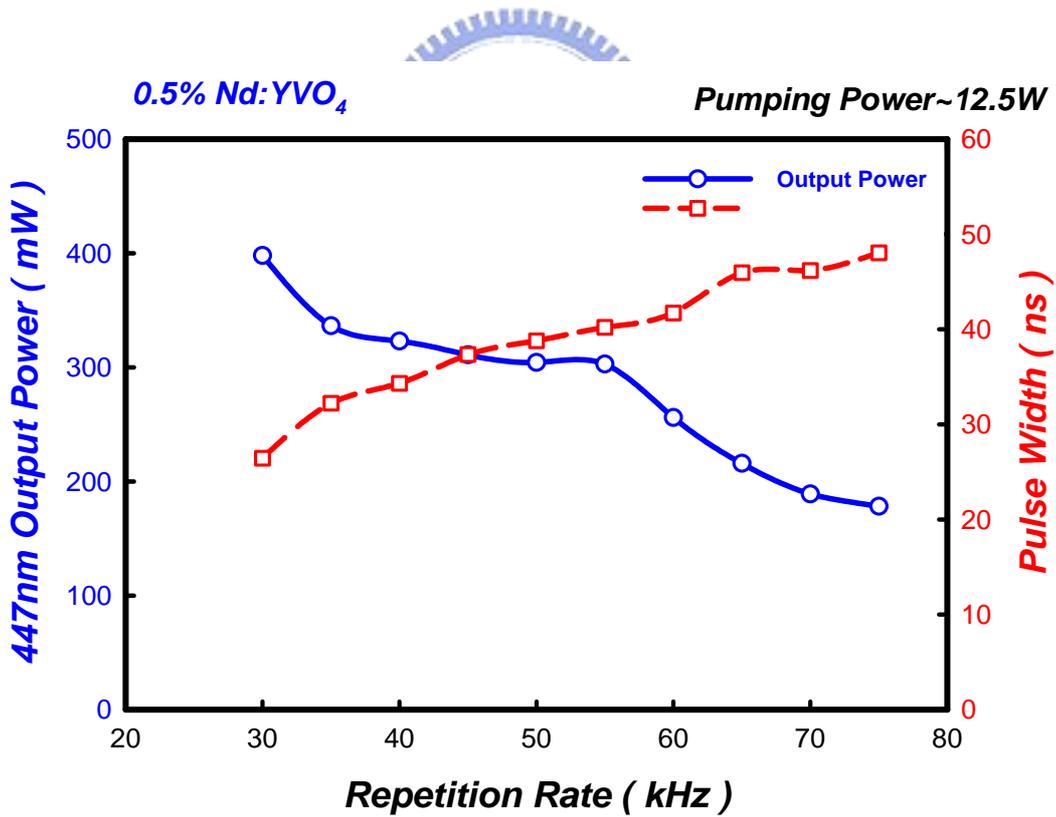


圖 4.16 0.5% Nd:YVO₄ 定激發功率時，447nm藍光平均輸出功率與脈衝寬度隨著 Q-開關重複率變化之關係圖

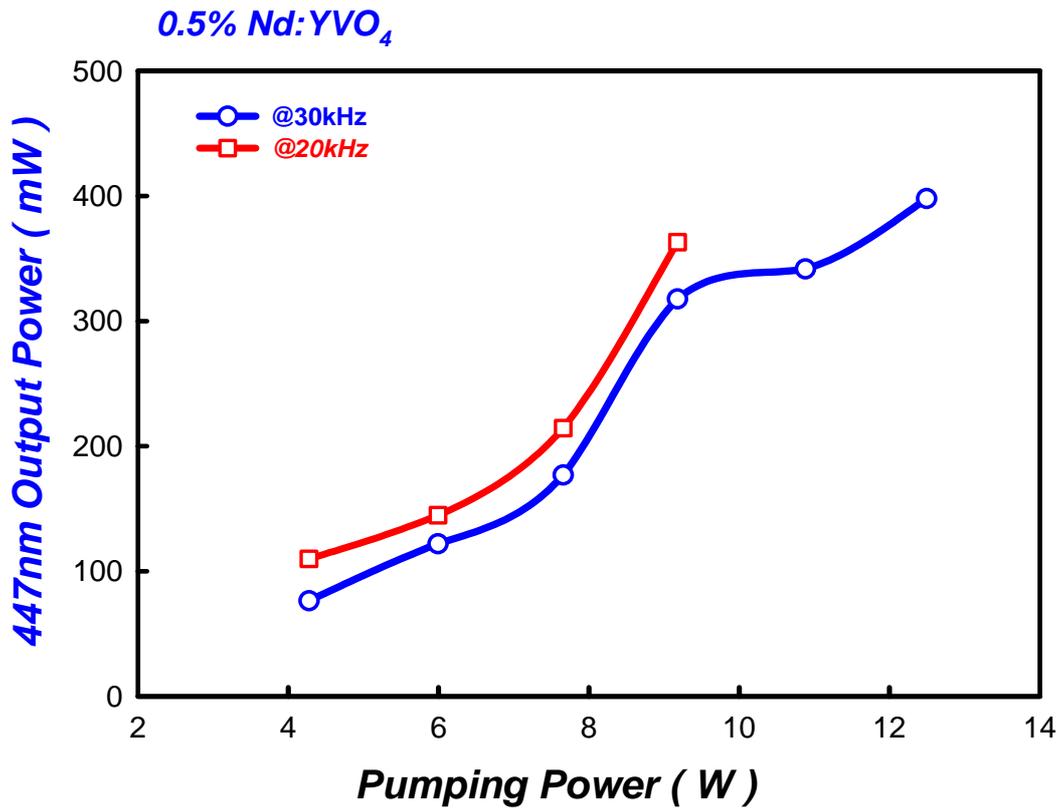


圖 4.17 0.5% Nd:YVO₄ 激發功率與脈衝式 447nm 藍光雷射輸出功率關係圖
(重複率操作在 20kHz 和 30kHz 時之比較)

第五章 結論與未來展望

5.1 結論

由我們的實驗的成果可以得到，以 0.5% Nd:YVO₄ 做為腔內頻率轉換地增益介質，相較於本實驗所使用其他的增益介質，會有最好的三倍頻光輸出。若我們想要獲得良好的腔內三倍頻光輸出的話，基頻光與倍頻光極化方向之間的角度搭配就很重要了，因此 Type II 非線性晶體的 E 軸需與增益介質的 C 軸夾 30 度。其中以 447nm 藍光雷射的實驗成果已經被 Applied Physics B 所接受了。

5.2 未來展望

由我們的實驗研究中，得到基頻光與倍頻光極化方向之間的角度搭配對腔內三倍頻影響甚大，所以我們除了定性的去討論之外，也要定量的去討論 Type II 非線性晶體的 E 軸需與增益介質的 C 軸所夾的角度，及其所對應到基頻光與倍頻光極化方向之間的角度隨著激發功率的變化，寫成一個完整的理論模型，是我們未來的工作。

參考文獻

1. P. Hong, X. X. Zhang, R. E. Peale, *J. Appl. Phys.*, vol. 77, pp. 294–299, 1995.
2. M. Tsunekane, N. Taguchi, T. Kasamatsu, and H. Inaba, *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 3, pp. 9–18, 1997.
3. S. C. Tidwell, J. F. Seamans, M. S. Bowers, and A. K. Cousins, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, pp. 997–1009, 1992.
4. Y.F.Chen, *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, p234(1999)
5. R.A.Field, M.Birnbaum, C.L.Fincher, *Appl. Phys. Lett.*, **51**, p1885(1987)
6. L.J. Qin, X.L. Meng, *Chemical Phys. Lett.*, **380**, 273-278 (2003)
7. A.I.Zaguniennyi, V.G.Ostoumov, I.A.Shcherbakov, T.Jensen, J.P.Meyen, G.Huber: *Sov. J. Quantum Electron.*, **22**, p1071(1992)
8. Y.F.Chen, M.L. Ku, *Opt. Lett.* Vol.29, No.19, 2279 (2004)
9. Huai-Dong Jiang, Hsui-Jin Zhang et. al., *Optics Communications*, **198**, p447(2001)
10. L.Fornasiero et.al., *Appl. Phys. B*, **67**, pp549-553(1998)
11. Liu J, Shao Z, Meng X, Zhang H et. al., *Chin. Phys. Lett.*, **16**, pp814(1999)
12. Y. F. Chen and H. J. Kuo, *Optics Lett.*, **23**, pp. 846-848(1998)
13. Huaijin Zhang et. al., *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, p18(2002)
14. V.G. Dmitriev, G.G. Gurzadyan, D.N. Nikogosyan, *Handbook of Nonlinear Optical Crystal*, 3thed. (1999)
15. 姚建銓, *非線性光學頻率轉換及激光調諧技術* (1995)
16. R.W.Boyd, *Nonlinear Optics.* (1992)

17. W.Koechner,Solid-State Laser Engineering,4thed.

18. Yariv.Yeh,Optical Waves in Crystals.

19. Y.F Chen,Opt.Lett.,**24**,1032 (1999)

