

國立交通大學

電子物理研究所
碩士論文

半導體雷射式激發摻鈿及鏡之固態雷射：

1028nm~1123nm

Diode-Pumped Solid State Yb^{3+} and Nd^{3+} Doped Lasers at
1028~1123nm



學生：黃哲彥

指導教授：陳永富 教授

中華民國九十五年六月

半導體雷射激發式摻釷及鏡之固態雷射：
1028nm~1123nm

**Diode Laser Pumped Solid State Laser Doped
with Nd³⁺ and Yb³⁺ at 1028nm~1123nm**

研究生：黃哲彥
指導教授：陳永富

Student: Wei-Li Wang
Advisor: Yu-Fung Chen



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 2006
Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十五年六月

半導體激發式摻鉍及鏡之固態雷射：1028nm~1123nm

學生：黃哲彥

指導教授：陳永富 教授

國立交通大學電子物理所碩士班

摘要



利用半導體雷射激發摻鉍及鏡之增益介質，在摻鏡晶體實驗中利用不同反射率的輸出鏡得到各種不同的輸出波長，並實現可調變及被動式 Q 開關雷射。另外摻鉍晶體實驗中亦利用被動式 Q 開關機制提升輸出波長 1123nm 的倍頻效率，產生約 700mW 之黃綠光雷射。

Diode Pumped Solid State Laser Doped with Yb^{3+} and Nd^{3+} at 1028~1123nm.

Student : Je Yen Huang

Advisor : Yu Fung Chen

Institute of Electrophysics
National Chiao Tung University

ABSTRACT

We use the diode laser as pumping source on Yb^{3+} and Nd^{3+} doped laser medium. For Yb^{3+} doped($\text{Yb}:\text{GdCOB}$ and $\text{Yb}:\text{YVO}_4$) crystal we got different emission wavelength through the output coupler of different reflectivity, and we also demonstrated tunable and passively Q-switched laser. Besides, for Nd^{3+} doped ($\text{Nd}:\text{YAG}$) crystal, with passive Q-switching we had about 700mW at 561nm via frequency doubling of $\text{Nd}:\text{YAG}$ laser.

誌謝

兩年的日子如白駒過隙的結束了，而我的碩士班生活也將告一段落。在此我首先感謝李威儀老師、顏順通老師以及黃凱風老師擔任我的口試委員以及感謝口試中的指導與建議，讓我受益良多。

我要特別感謝陳永富老師這兩年的教誨，在您的身上我看到了學者的風範，讓我不只學到實驗技巧及作學問的態度，也人生哲理上獲得許多想法。

另外要感謝冠暉及玲意等學長姐時常幫我解決實驗上的問題，也教導我實驗及其相關的知識；我也要感謝實驗室的所有人，一起討論、打球、出遊，讓我的研生活充滿歡樂。

最後我要感謝我的家人、雅璿與朋友，謝謝你們的陪伴，在我難過時鼓勵我、支持我，讓我的生活能夠無憂無慮而順利畢業完成我的碩士學位。我衷心感謝所有幫助過我的人，你們豐富我的人生，讓我更有自信，謝謝你們。



中文摘要	I
英文摘要	II
誌謝	III
目錄	IV
圖表目錄	VI
第一章 序言	1
1.1 研究動機.....	1
1.2 本文組織.....	2
第二章 簡介	3
2.1 Nd: YAG Laser.....	3
2.2 摻鏡晶體.....	4
2.3 Q 開關.....	6
2.4 非線性光學.....	7
第三章 雷射及 Q 開關機制	10
3.1 雷射速率方程式.....	10
3.2 Q 開關理論.....	17
3.2.1 被動式 Q 開關雷射動作機制.....	17
3.2.2 飽和吸收體.....	18
3.2.3 飽和吸收體作為 Q 開關的機制.....	18
3.3 Q 開關理論模型.....	19



第四章 實驗結果	22
4.1 摻鏡晶體研究.....	22
4.1.1 導論.....	22
4.1.2 Yb:GdCOB, Yb:YVO ₄ 連續波雷射.....	24
4.1.3 可調變雷射.....	31
4.1.4 脈衝雷射.....	32
4.2 Nd:YAG 1123nm 倍頻之黃綠光雷射.....	36
4.2.1 導論.....	36
4.2.2 倍頻理論.....	37
4.2.3 實驗結果.....	40
(a) CW Nd:YAG 1123nm 雷射.....	40
(b) Nd:YAG 1123nm 腔內倍頻之連續波黃綠光雷射.....	42
(c) Nd:YAG 1123nm 腔內倍頻之脈衝黃綠光雷射.....	45
第五章 結論與未來工作	55
參考文獻	56

圖 2-1	Nd:YAG之能階圖.....	3
圖 2-2	三階與四階系統及雷射下能階之示意圖.....	5
圖 2-3	Q 開關產生光脈衝示意圖.....	7
圖 3-1	不同 B 值下，S 與 F 的關係.....	14
圖 3-2	晶體長度與臨界功率有無重覆吸收的情形下的關係.....	15
圖 3-3	3 階雷射系統之理論計算與實驗比較.....	16
圖 3-4	利用飽和吸收體作為 Q 開關產生脈衝之示意圖.....	17
圖 4-1-1	下能階電子濃度與晶體溫度間關係.....	22
圖 4-1-2 (a)	臨界功率與晶體溫度的關係.....	23
(b)	臨界功率與晶體長度的關係.....	24
圖 4-1-3	Yb:GdCOB, Yb:YVO ₄ 之吸收光譜.....	24
圖 4-1-4	Yb:GdCOB, Yb:YVO ₄ 之螢光光譜.....	25
圖 4-1-5	CW Yb:GdCOB, Yb:YVO ₄ 架構圖.....	26
圖 4-1-6	Yb:GdCOB, Yb:YVO ₄ CW 雷射輸出頻寬之圖.....	26
圖 4-1-7	輸出鏡 R1 的反射率.....	29
圖 4-1-8 (a)	Yb:YVO ₄ 之出光效率.....	30
(b)	Yb:GdCOB 之出光效率.....	30
圖 4-1-9	以 Yb:GdCOB 為增益介質的可調變雷射架構圖.....	30
圖 4-1-10	Yb:YVO ₄ 為增益介質之可調變雷射的調變範圍.....	32

圖 4-1-11 半導體飽和輸出鏡之反射率(100-穿透率%).....	33
圖 4-1-12 Yb:GdCOB 之脈衝雷射之架構.....	33
圖 4-1-13 (a) Yb:GdCOB 脈衝雷射之平均功率.....	34
(b) Yb:GdCOB 脈衝雷射之脈衝能量.....	34
(c) Yb:GdCOB 脈衝雷射之脈衝功率.....	35
圖 4-2-1 sinc function 之圖.....	37
圖 4-2-2 折射率橢圓球(負單光軸為例)38	
圖 4-2-3 BBO 晶體 SHG 角度相位匹配曲線 39	
圖 4-2-4 Nd:YAG 之螢光光譜 40	
圖 4-2-5 CW Nd:YAG 1123nm 雷射之架構.....	41
圖 4-2-6 CW Nd:YAG 1123nm 輸出功率·O.C.= R=98.8%.....	42
圖 4-2-7 連續波之 561nm 出光之架構.....	44
圖 4-2-8 使用 15mm,10mm KTP 及 10mm BBO 所得到的 CW 出光功率.....	46
圖 4-2-9 高功率波長 1116nm 出現之圖.....	46
圖 4-2-10 脈衝波之重覆率.....	46
圖 4-2-11 Nd:YAG 1123nm 腔內倍頻之脈衝黃綠光雷射之架構圖.....	47
圖 4-2-12 (a) KTP 一階拉曼之 1158nm	48
(b) 1158nm 與 1123nm 之波形.....	49
(c) KTP 之 Raman shift	49
圖 4-2-13 (a) 5QW 之 SESAM 所得之平均功率.....	50
(b) 3QW 之 SESAM 所得之平均功率.....	50

圖 4-2-14 (a) 5QW 之 SESAM 脈衝寬度.....	51
(b) 3QW 之 SESAM 脈衝寬度.....	51
圖 4-2-15 (a) 5QW 之 SESAM 脈衝能量.....	52
(b) 3QW 之 SESAM 脈衝能量.....	52
圖 4-2-16 轉換效率會隨著基頻光增加而飽和之示意圖.....	53
表1 Nd:YAG之光學與機械性質.....	4
表2 Yb:GdCOB, Yb:YVO ₄ 之光學與熱特性.....	22
表 3-1 Yb:YVO ₄ , 不同輸出鏡所得之波長變化.....	28
表 3-2 Yb:GdCOB, 不同輸出鏡所得之波長變化.....	28
表 4 KTP 與 BBO 之特性.....	43
表 5 KTP 和 BBO 以連續波與脈衝型式所得到的結果.....	53



第一章 序言

1.1 研究動機

傳統的激發光源如電弧燈(arc lamp)及閃光燈(flash lamp)因使用期限短、需高電壓、容易過熱且頻寬較大導致轉換效率過低等缺點，在近年來已被半導體雷射所取代。而由半導體雷射所激發之固態雷射，可以結合半導體雷射輕薄短小及頻寬較窄(2~5nm)的特性，及固態雷射的高品質輸出橫、縱向模態、高峰值功率等優點。傳統的雷射由於效率低、體積大、有些則是須在高壓的環境下工作，因此在許多應用方面都已固態雷射取代。固態雷射更由於其各元件在近幾年迅速發展，使其效率愈來愈高，生命期也愈來愈長。

我於實驗中則利用半導體雷射來激發摻鐳及摻鉍晶體，分別研究摻雜此兩種離子晶體之雷射。第一部分的摻鐳晶體，如 Yb:YAG, Yb:YAB 及 Yb:GdCOB，在近幾年因其不錯的效率，如較寬的輻射頻寬而受到許多注意，不論在可調變雷射或超快雷射均有不錯的結果。而摻鉍晶體，如 Nd:YAG，因其增益大，且效率高更是在多方面有顯著的發展，不論是在 0.9 μm , 1.0 μm 或 1.3 μm 波段有許多的研究，實際上如美容、醫療、物質切割或量測上均有大量的應用。

本實驗即利用半導體雷射激發之固態雷射的架構研究 Yb:GdCOB 及 Yb:YVO4 之連續波、可調變及脈衝輸出之特性。而在摻鉍(Nd³⁺)晶體則使用 Nd:YAG 為增益晶體，且將重點放在其 1.123 μm 增益上，雖此波段之研究不如上述波段多且增益也較之低，但經由有效的單端半導體雷射激發及共振腔設計，仍可達到 4W 的連續波輸出，之後我們利用倍頻晶體得到了 0.561 μm 達 700mW 的可見光輸出。

1.2 本文組織

本文共分五個章節，其架構如下：

第一章：闡述實驗動機與本文內容大綱。

第二章：簡介實驗中相關之資料，分別為 Nd:YAG 雷射、摻鏡晶體、Q 開關、及非線性光學。

第三章：由速率方程式出發，首先介紹與空間相關的雷射速率方程式，先導出任意分布的激發膜態與共振腔膜態的數值解，再代入高斯分布而求得三階系統雷射的臨界功率與雷射斜效率，而由此公式亦可近似到四階系統；再來則說明被動 Q 開關機制，說明 Q 開關原理並介紹飽和吸收體及 Q 理論模型。

第四章：討論實驗結果，第一部分為以摻鏡晶體為增益介質，可經由控制損耗的方式，達到多波段的輸出。之後再以半導體飽和吸鏡為 Q 開關機制產生脈衝輸出；第二部分則以摻鈹釷石榴石(Nd:YAG)作為增益介質，先利用前鏡與輸出鏡的鍍膜選擇以產生 1123nm 的連續波雷射。再來就使用 KTP 與 BBO 此兩種倍頻晶體來測試以提高 561nm 的黃綠光雷射的輸出。

第五章：未來工作與展望。

第二章 簡介

2.1 Nd : YAG Laser

Nd:YAG(Neodymium Doped Yttrium Aluminium Garnet)因其具有高增益及良好的熱導與機械性質，故在目前固態雷射裡是極為常見的一種晶體。此種晶體為立方晶格結構，故其輸出光不具有偏折性且增益線寬頗窄(3~5nm)而具有高增益及低臨界功率，而由表1可知其硬度頗高，且輻射截面積與生命週期之值皆顯示其為極適合半導體雷射激發之固態雷射的晶體材料。我們可由圖2-1可知其為能階躍遷為四階系統，而除了較常使用的808nm($^4I_{9/2} \rightarrow ^4F_{5/2}$)的激發光源外，尚可使用885nm(pumping from thermally excited ground state)及869nm(ground state direct pumping)之光源^[1-3]取代而有較高的量子轉換較率以減少熱能的產生；Nd:YAG主要的雷射能階為 $^4F_{3/2}$, $^4I_{13/2}$, $^4I_{13/2}$, 及 $^4I_{11/2}$ ，最強為從 $^4F_{3/2}$ 躍遷至 $^4I_{11/2}$ 所得到的1064nm之螢光(對Nd³⁺之離子大都如此)；所以在此波段的研究不勝枚舉，而應用也極為非常廣泛。

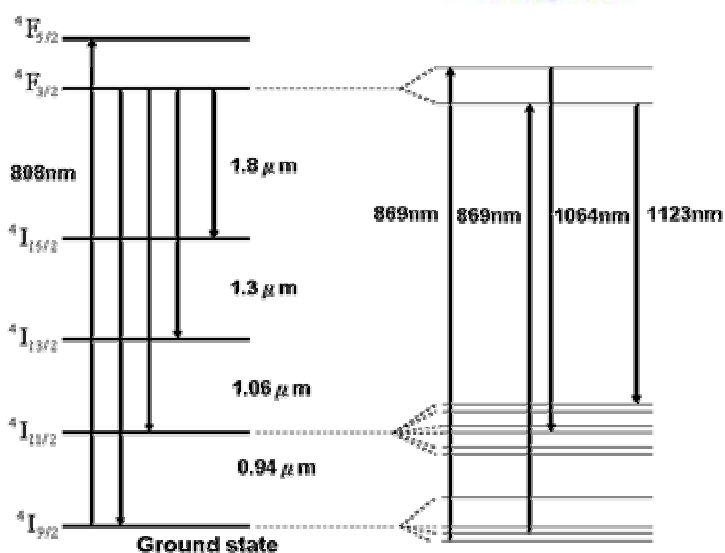


圖2-1 Nd:YAG之能階圖

除了1064nm波段之外，0.94 μm 、1.3 μm 也有許多的研究，我們則著重在與1064nm相同的 $^4F_{3/2}$ 躍遷至 $^4I_{11/2}$ 的波段，但不同的我們在 $^4F_{3/2}$ 之細部結構為從 R_1 到 $^4I_{11/2}$ 的 Y_6 (1064nm則為 R_2 到 Y_3)，而得到1123nm的輸出波長；此波段的螢光較弱，故相對於1064nm是較難得到的，而我將在第4章討論如何利用共振腔的設計及倍頻晶體的選用得到561nm之黃綠光雷射。

晶格結構	立方晶格(cubic)
輻射截面積(cm^2)	2.8×10^{-19} @1064nm 1.9×10^{-20} @1123nm
吸收截面積(cm^2)	28×10^{-19} @808nm
吸收線寬(nm)	1nm@808nm
折射率	1.82
熱膨脹係數(/K)	7.7×10^{-6}
熱傳導率(W/m-K)	12
莫氏硬度	8.5
回復時間(μs)	230

表1 Nd:YAG之光學與機械性質

2.2 摻鏡(Yb^{3+})晶體

摻鏡晶體為(準)三階雷射系統($^2F_{7/2} - ^2F_{5/2}$)，表雷射下能階與基態相距非常近(\sim 數百 cm^{-1})；其與四階雷射系統的差異在於其吸收激發光源後在能階中躍遷中的行為，如圖 2-2。由圖可看出其激發的波長與輻射波長差較四階小，表示有較高的量子轉換效率，對於晶體內吸收-放射過程較能減少熱能的產生，也因此簡單

的結構，其無 up-conversion 及 excited-state absorption 等效應，故無 concentration quenching 而能夠摻雜更高濃度的離子。

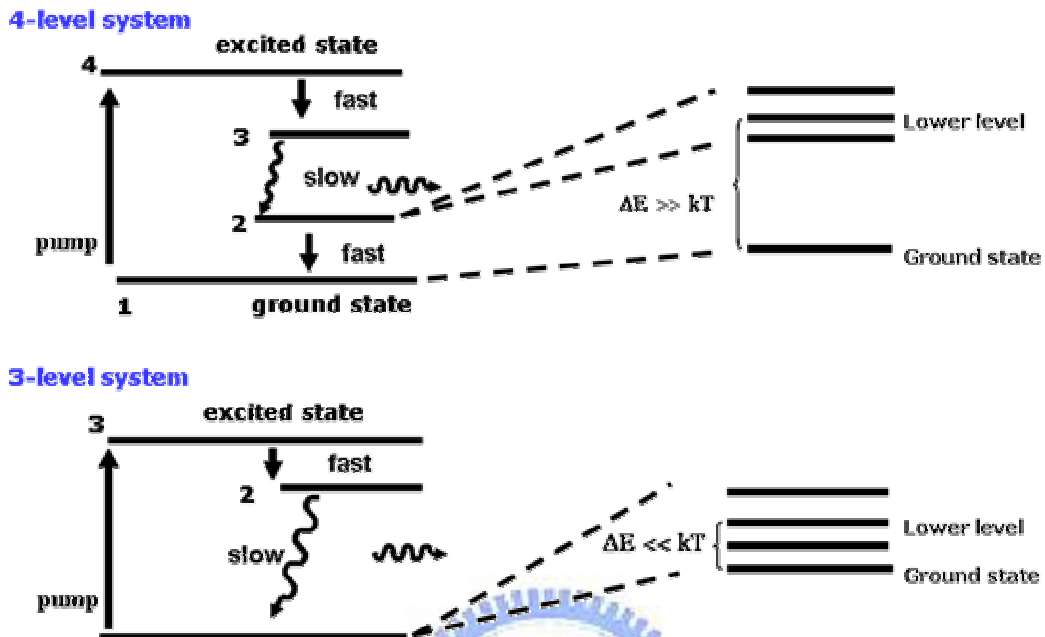


圖 2-2 3 階與 4 階系統及雷射下能階之示意圖

其中可看出在三階和四階系統中雷射下能階與基態的能量差(ΔE)分別遠小於與遠大於波茲曼常數與溫度的乘積(kT)，而從波茲曼分布公式我們可得某能階的粒子數正比於基態粒子數，且與此二者之能階差有關：

$$N \propto N_0 \exp(-\Delta E / k_B T)$$

K_B ：波茲曼常數

T ：晶體溫度

N_0 ：基態電子數

由上式可知三階系統雷射能階之下能階電子濃度因其能階較靠近基態故不像在四階系統中幾乎為零，而會依照波茲曼能量分布存在於雷射下能階，造成居量反轉閥值較四階系統高。居量反轉的表示式如下

$$\Delta N|_{4level} = N_3 - N_2 \approx N_3 \quad \Delta N|_{3level} = N_2 - N_1$$

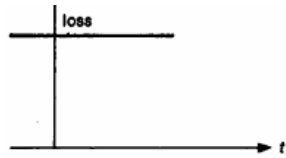
由能量分布公式可知若欲降低下能階的電子濃度，因晶體之雷射能階能量差已固定，故晶體溫度不可太高以避免因熱造成的下能階濃度增加而使得雷射效率降低。

2.3 Q 開關

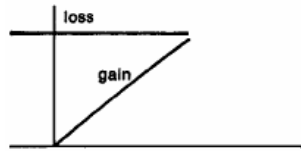
對於以連續波出光的雷射來說，儘管輸出功率高達幾百 W，但在應用上有時尚且不足，故一般大都將能量壓縮在更短的時間內再放出形成更高的功率，即所謂的脈衝雷射。在產生脈衝雷射的技術中，較為廣為使用的方式有 mode-locking, gain-switching 和 Q 開關^[1]。而對固態雷射來說，因增益介質具有較長的回覆時間及較高的飽和能量，所以 Q 開關是很適合產生脈衝的一種方式。因此接下來我們將討論 Q 開關產生脈衝的方法。

對雷射來說，出光的條件為增益等於損耗；由圖 2-3 大致可知，Q 開關雷射即為利用增加損耗的方式，讓增益介質能夠累積比連續波雷射更多的電子在激發態，也就是更多能量的累積，再將此損耗移除，產生的高增益在很短的時間內迅速釋放，便可得高功率的脈衝雷射。其機制大約如下：

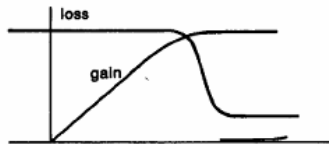
1. 增益介質內離子不斷吸收激發光使其基態電子躍遷至高能階，腔內維持在高損耗(low Q)，此時增益仍小於損耗。
2. 經過一段時間後，增益介質居量反轉濃度能量迅速增加至其飽和能量時，增益介質即開始飽和且當損耗降至增益時打開 Q 開關，使損耗急速減少。
3. 當 Q 值激增，儲存於增益介質高能態的電子即大量躍遷至低能態(增益降低)而迅速釋放出光子，而光子的釋放也因增益減少而減少，達成脈衝形式的光子輸出。



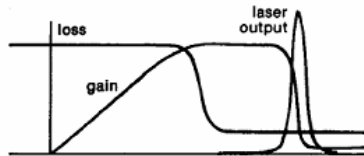
未激發時腔內總損耗甚高



增益隨激發光強度增加



增益逐漸飽時，Q 開關關閉而腔內
損耗降低。



當增益遠大於損耗時，光子迅速放出，之後
再隨著增益降低於損耗而停止

圖 2-3 Q 開關產生光脈衝示意圖

使用 Q 開關的方法能夠產生高脈衝能量與功率的雷射，而其脈衝是由螢光放大，故脈衝之間並無相位相關(phase correlation)所以雷射模態也較為隨機；此外有時會伴隨著的像雙脈衝(double pulse)的非線性現象。

2.4 非線性光學

當一強度夠強的光入射等向性之物質，將產生電偶極矩，偶極矩振盪產生偏極化 P， $P = P_L(\text{線性項}) + P_{NL}(\text{非線性項})$ 或可寫成

$$P_i = \epsilon_o \left[\chi_{ij}^{(1)} E_j + \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + c.c. \right] \dots \dots \dots (2.1)$$

$\chi_{ij}^{(1)}$ ：線性極化率(susceptibility)

$\chi_{ijk}^{(n)}$ ：非線性極化率

ϵ_o ：介電常數(permittivity)

若只考慮非線性中頻率轉換的過程，則由 Ref[]我們只注意上式之第 2 項，其可

進一步寫成

$$P_i^2(\omega_3) = 2\varepsilon_0 \sum_{jk} \chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_3; \omega_1, \omega_2) E_j(\omega_1) E_k(\omega_2) \dots\dots\dots (2.2)$$

而 2 階極化率我們以係數 d 表示為 $\chi_{ijk}^{(2)} = 2d_{ijk}$ (2 階非線性張量)，其為一 3x6 之矩陣，由光在物質中的行進方向與偏極作用得到，用來分析轉換的效率。[4]

Ex.

Symmetry class	General conditions	Kleinman symmetry
mm2 (KTP)	$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{24} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{24} & 0 & 0 \\ d_{15} & d_{24} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$

Table 1: The forms of the d -matrix for KTP crystal

若只考慮頻率轉換的情形，因此假設有 3 道光在物質中作用時，基於動量與能量守恆，大致可產生以下的頻率轉換情形：

(a) 兩光子轉換為一光子

合頻(Sum Frequency Generation)、差頻(Difference Frequency Generation)及倍頻(Second Harmonic Generation)

(b) 一光子轉換為兩光子

光參數產生/放大/震盪(Optical Parametric Generation, Optical Parametric Amplification and Optical Parametric Oscillation).

我們再考慮倍頻的轉換情形，當兩道光($E = E_1 e^{-i\omega_1 t} + E_2 e^{-i\omega_2 t}$)產生交互作用，我們可將其代入馬克斯威爾方程式可得

$$\frac{dE_{SH}}{dz} = -\frac{i\omega_{SH} d_{eff} E_F^2}{2n_{SH} c} e^{i\Delta k z} \dots\dots\dots (2.3)$$

E_{SH} 為倍頻光， E_F 為基頻光，上式表倍頻光在光軸方向行進時隨位置改變之變化率，再利用基頻光與二倍頻光在非線性晶體中耦合的條件可得到轉換效率[4,5]：

$$\eta = \frac{P_{SH}}{P_F} = \tanh^2 \left[\frac{d_{eff} \omega_3}{k_3 c} l \sqrt{\frac{n_3 P_F}{cA}} \frac{\sin(\Delta k l / 2)}{\Delta k l / 2} \right] \dots \dots \dots (2.4)$$

l : 倍頻晶體長度

d_{eff} : 等效非線性係數

A : 基頻光截面積

$\Delta k = k_{2\omega}^i - k_{\omega}^j - k_{\omega}^k$ 相位不匹配程度

至此可知當光子致使物質產生偏極化後，其 2 次項(非線性項)夠強不能忽略的條件下，可推出頻率轉換的現象；在第四章中的黃綠光雷射實驗我們將會更一步說明實驗中如何達到相位匹配並提升轉換效率。



第三章 雷射及 Q 開關機制

3.1 雷射速率方程式

由第二章可知 3 階系統需考慮下能階的電子濃度，故由前人的研究^[6,7]我們可知空間的速率方程式可寫成

$$\frac{d\Delta N(r, z)}{dt} = (f_a + f_b)Rr_p(r, z) - \frac{\Delta N(r, z) - \Delta N^o}{\tau} - \frac{c}{n}\sigma\Delta N(r, z)\Phi\phi_o(r, z) \dots\dots\dots(3.1.1)$$

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{c}{n}\sigma\iiint\Delta N(r, z)\Phi\phi_o(r, z)dV - \frac{\Phi}{\tau_c} \dots\dots\dots(3.1.2)$$

其中 $f_{a,b}$ 如同第二章所提到的 **fractional population**， ΔN^o 為摻雜濃度； $r_p(r, z)$, $\phi_o(r, z)$ 為歸一化的共振腔及激發膜態，單位為 1/volume：



$$r_p(r, z) = \frac{2\alpha}{\pi\omega_p^2(1 - e^{-\alpha l})} e^{-\alpha z} e^{-\frac{2r^2}{\omega_p^2}} \dots\dots\dots(3.1.3)$$

$$\phi_o(r, z) = \frac{2}{\pi\omega_o^2 l} e^{-\frac{2r^2}{\omega_o^2}} \dots\dots\dots(3.1.4)$$

α 為吸收常數， l 為增益介質長度， ω_p, ω_o 分別為激發膜態及共振腔膜態之光腰。

首先假設已出光到穩定狀態，即令(3.1.1)為零，可得到：

$$\frac{d\Delta N(r, z)}{dt} = 0$$

$$\Rightarrow \Delta N(r, z) = \frac{(f_a + f_b)\tau_f R r_p(r, z)}{1 + (f_a + f_b)\frac{c}{n}\sigma\tau_f\Phi\phi_o(r, z)} + \frac{(\Delta N^o \approx -\Delta N_1^o)}{1 + (f_a + f_b)\frac{c}{n}\sigma\tau_f\Phi\phi_o(r, z)} \dots\dots\dots(3.1.5)$$

$$\Rightarrow G(r, z) = \frac{(f_a + f_b)\tau_f R r_p(r, z)\sigma}{1 + (f_a + f_b)\frac{c}{n}\sigma\tau_f\Phi\phi_o(r, z)} - \frac{\Delta N_1^o\sigma}{1 + (f_a + f_b)\frac{c}{n}\sigma\tau_f\Phi\phi_o(r, z)} \dots\dots\dots(3.1.6)$$

則可得總增益如上，第一項為經由激發所得到的飽和增益，其與激發膜態和共振腔膜態有關；第二項則為下能階電子濃度因重覆吸收造成的飽和損耗。且上能階熱電子濃度遠小於下能階之熱電子濃度，故 $\Delta N^o = \Delta N_2^o - \Delta N_1^o \approx -\Delta N_1^o$ ，而此項亦為與四階不同的地方，若令此項為零可對應於四階之增益。再將(3.1.5)代入(3.1.2)可得

$$2\sigma\frac{l_c^*}{n}\iiint dV \cdot \left[\frac{(f_a + f_b)\tau_f R r_p(r, z) - \Delta N_1^o}{1 + (f_a + f_b)\frac{c}{n}\sigma\tau_f\Phi\phi_o(r, z)} \right] \phi_o(r, z) = l_{oss} + T = \delta \dots\dots\dots(3.1.7)$$

其中 l_c^* 為等效光程，若 l_c 為腔長，則 $l_c^* = (n-1)l + l_c$ ； l_{oss} 為元件造成的損耗； T 為輸出鏡穿透率。上式表光子在一次吸收激發光源的條件下，其在腔內一次來回後，增益等於輸出鏡之穿透及元件造成的損耗才能達到出光的條件。現在再作以下的假設：

$$F = \frac{2(f_a + f_b)\sigma\tau_f l_c^*}{n\delta} R \dots\dots\dots(3.1.8)$$

$$S = \frac{(f_a + f_b)c\sigma\tau_f}{n} \Phi \dots\dots\dots(3.1.9)$$

$$B = \frac{2\Delta N_1^o\sigma L}{\delta} \dots\dots\dots(3.1.10)$$

(3.1.8)式之 F 為與激發功率成正比之歸一化的變數；(3.1.9)之 S 為與腔內光子成正比之歸一化的變數；(3.1.10)之 B 則為下能階電子濃度比上共振腔損耗的常數。

再將(3.1.8)~ (3.1.10)帶入(3.1.7)後化簡可得到

$$F = \frac{1 + B \frac{l_c^*}{nl} \iiint \frac{\phi_o(r, z)}{1 + S\phi_o(r, z)} dV}{\iiint \frac{r_p(r, z)\phi_o(r, z)}{1 + S\phi_o(r, z)} dV} \dots\dots\dots(3.1.11)$$

上式為激發功率與腔內光子數的關係式，我們可帶入各項參數得到腔內光子數，再進而求得輸出功率之臨界條件及斜效率之解，如下：

(I)出光臨界條件, $\Phi = 0 \Rightarrow S = 0$, 則(3.1.11)可寫成

$$F(S = 0) = F_{th} = \frac{1 + B \frac{l_c^*}{nl} \iiint \phi_o(r, z) dV}{\iiint r_p(r, z)\phi_o(r, z) dV} \dots\dots\dots(3.1.12)$$

$$\text{或 } F_{th} = V_{eff} \left[1 + B \frac{l_c^*}{nl} \iiint \phi_o(r, z) dV \right] \dots\dots\dots(3.1.13)$$

其中 $V_{eff} = \frac{1}{\iiint r_p(r, z)\phi_o(r, z) dV}$ 為等效膜態，且由(3.1.8)可得

$$P_{in} = \frac{h\nu_p n\delta}{2(f_a + f_b)\sigma\tau_f l_c^* (1 - e^{-\alpha L})} F \dots\dots\dots(3.1.14)$$

η 為吸收的激發光子轉為共振頻率之光子比例。再將(3.1.13)代入上式可得

$$P_{th} = \frac{h\nu_p}{\eta(1 - e^{-\alpha L})} \frac{V_{eff} / l_c^*}{2(f_a + f_b)\tau_f \sigma} (T + l_{oss} + 2N_1^o \sigma L) \dots\dots\dots(3.1.15)$$

(II)斜效率

由(3.1.11)可看出 F 為 S 的函數，表輸入功率與腔內共振光子(circulating photon)具有一對應關係，故將(3.1.11)對 S 作全微分，再將其倒數可得膜態耦合效率

$$\frac{dS}{dF} = \frac{1 + B \frac{l_c^*}{nl} \iiint \frac{\phi_o(r, z)}{1 + S\phi_o(r, z)} dV}{F \iiint \frac{\left[Fr_p(r, z) - B \frac{l_c^*}{nl} \right] \phi_o^2(r, z)}{[1 + S\phi_o(r, z)]^2} dV} \dots\dots\dots(3.1.16)$$

其表示每一個被吸收的激發光子轉成共振光子的效率。因此再利用簡單的關係式便能得到斜效率如下：

$$\frac{dP_{out}}{dP_p} = (1 - e^{-\alpha l}) \frac{dS}{dF} \frac{\nu_L}{\nu_p} \frac{T}{T + l_{oss}} \dots\dots\dots(3.1.17)$$

上式中 $(1 - e^{-\alpha l})$ 為入射光子被吸收的效率， ν_L / ν_p 為量子轉換效率， $T / (T + l_{oss})$ 則為有效輸出光子效率。



因此，若將高斯分布帶入(3.1.15)和(3.1.17)可得

$$P_{th} = \frac{h\nu_p}{\eta(1 - e^{-\alpha l})} \frac{\pi(\omega_o^2 + \omega_p^2)}{4(f_a + f_b)\tau_f\sigma} (T + l_{oss} + 2N_1^o\sigma l) \dots\dots\dots(3.1.18)$$

$$\eta_{slope} = \frac{dP_{out}}{dP_p} = (1 - e^{-\alpha l}) \frac{\nu_L}{\nu_p} \frac{T}{T + l_{oss}} \frac{1 + B \frac{C}{S} \ln(1 + \frac{S}{C})}{\frac{F}{C} \int_0^\infty \frac{\frac{F}{C} \exp(-x) - Ba^2}{\left[1 + \frac{S}{C} \exp(-a^2 x) \right]^2} \exp(-2a^2 x) dx} \dots\dots(3.1.19)$$

其中

$$C = \frac{\pi\omega_o^2 l_c^*}{2},$$

$$a = \omega_p / \omega_o,$$

$$x = 2r^2 / \omega_p^2$$

因此我們可得到 3 階雷射的臨界功率及斜效率。其中如再令 $B=0$ 及 $N_1^o = 0$ ，即不考慮雷射下能階的熱致電子濃度。我們可以得到無重覆吸收情形的解：

$$P_{th} = \frac{h\nu_p}{\eta(1-e^{-\alpha L})} \frac{\pi(\omega_o^2 + \omega_p^2)}{4f_b\tau_f\sigma} (T + l_{oss}) \dots\dots\dots(3.1.20)$$

$$\eta_{slope} = \frac{dP_{out}}{dP_p} = (1-e^{-\alpha L}) \frac{\nu_L}{\nu_p} \frac{T}{T+l_{oss}} \frac{1}{\frac{F}{C} \int_0^\infty \frac{\frac{F}{C} \exp(-x)}{\left[1 + \frac{S}{C} \exp(-a^2x)\right]^2} \exp(-2a^2x) dx} \dots\dots(3.1.19)$$

此結果可對應到 4 階雷射，其臨界功率一般較低。

現在我們以 F 與 S (與激發強度與腔內光子有關的變數)來看重覆吸收對雷射效率的影響，如下圖。當 B 值增加，即重覆吸收嚴重時效率會因此下降。

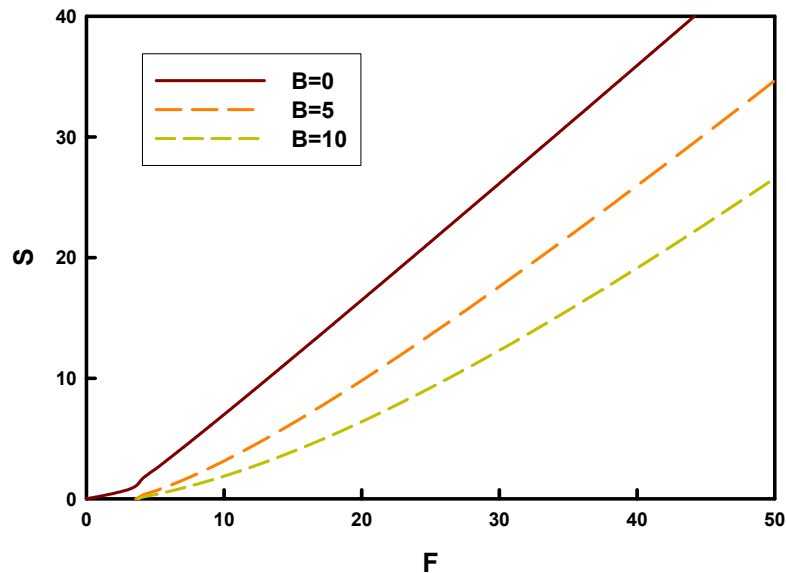


圖 3-1 不同 B 值下， S 與 F 的關係

此外臨界條件

$$P_{th} = \frac{h\nu_p}{\eta(1-e^{-\alpha l})} \frac{\pi(\omega_o^2 + \omega_p^2)}{4(f_a + f_b)\tau_f\sigma} (T + l_{oss} + 2N_1^o\sigma l) \dots\dots\dots(3.1.18)$$

其與晶體長度有一定關係，可由其對晶體長度微分以求得最小出光閾值之晶體長度 L_{opt} ：

$$\left. \frac{dP_{th}}{dL} \right|_{L_{opt}} = 0$$

$$\Rightarrow \frac{N_o^1\sigma}{\alpha} = \frac{e^{-\alpha L_{opt}}}{1-e^{-\alpha L_{opt}}} \left[\frac{\delta}{2} + N_o^1\sigma L_{opt} \right] \dots\dots\dots(3.1.19)$$

此結果可由圖 3-2 看到並與 4 階系統比較，長度 L_{opt} 表示當長度超過其值時，激發能量被重覆吸收；過短則無法完全吸收。

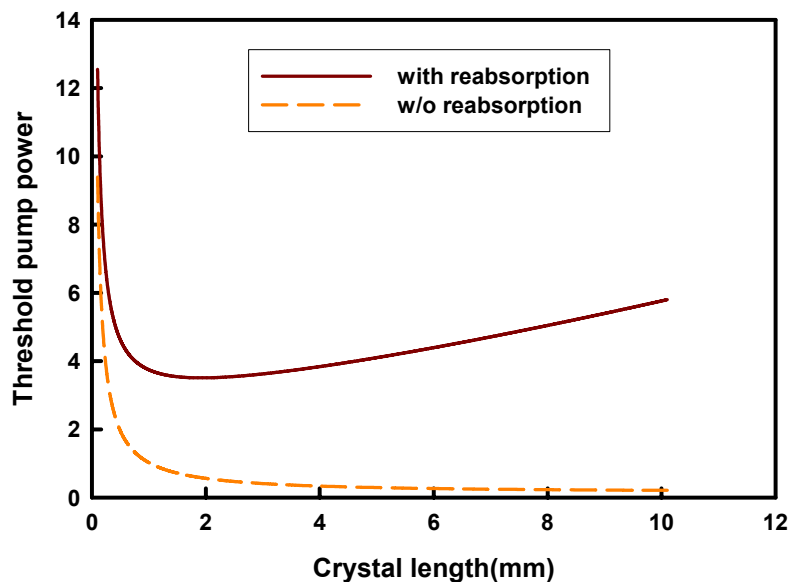


圖 3-2 有無重覆吸收(3 階與 4 階系統)的條件下，晶體長度與臨界功率的關係。

我們現以 Yb:GdCOB 為例，其參數如下：

$$\omega_o = 150\mu m, \omega_p = 350\mu m,$$

$$l_c^* = 3.22cm, l_c = 3cm,$$

$$\lambda_p = 980nm,$$

$$\delta = 0.03,$$

$$\tau = 2.44ms,$$

$$\alpha = 3cm^{-1},$$

$$n = 1.4$$

$$N_1^o = 3.8 \times 10^{20} cm^{-3},$$

$$T = 150^\circ C$$

可得圖 3-3，我們由此圖可看出在較高激發功率時，實驗所得到的輸出功率較低，可能是其已達到激發飽和，增益介質吸收效率有所下降；且在較大的激發強度下，雷射晶體雖有通水散熱但仍有限而產生 Thermal lensing 效應，導致雷射膜態可能已非高斯分布，所以未來若進一步考量這些因素可得到更精準的預測。

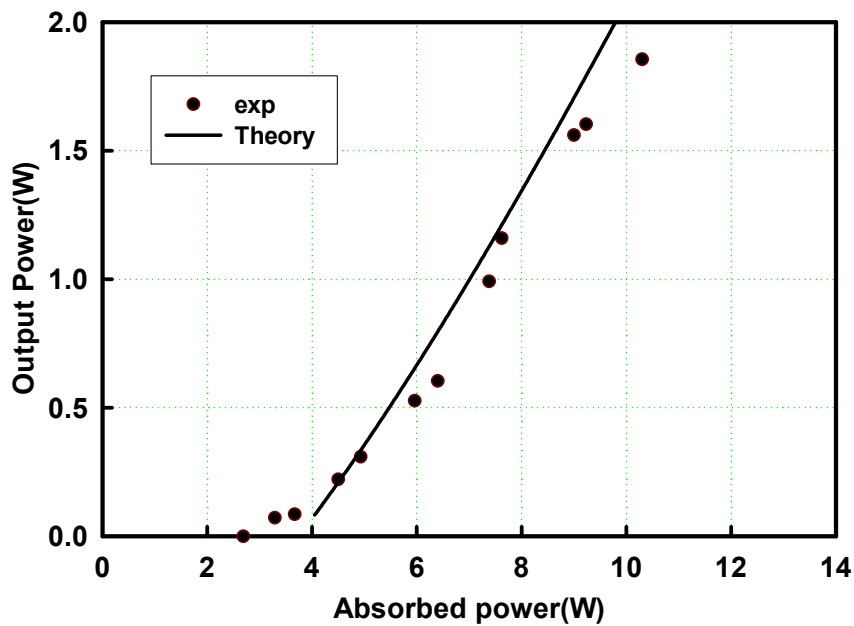


圖 3-3 3 階雷射系統之理論計算與實驗比較

3.2 Q 開關理論

Q 開關為調控共振腔的品質因子(Q factor)而得到短脈衝的一種技術。即原本一連續波(CW)雷射可經由此方法將能量累積後，再於一很短的時間內(\sim ns)放出而得到較功率較高的雷射，如一功率為毫瓦的連續波雷射可到千瓦的脈衝雷射，如此便可廣泛的應用在醫學、工程上。

目前調制 Q 開關的方法大概可分為主動式與被動式。其中主動式即利用外加信號控制腔內增益，如：聲光式或電光式 Q 開關；被動式則是另置一晶體(飽和吸收體)於腔內，依其本身的特性控制增益，如：Cr:YAG，wafer，有機染料片等。

被動式 Q 開關因為主要是由所加入的晶體調制其增益，所以並無法自行控制脈衝的頻率，但也由於只需加入此晶體，不用其它的驅動電路，故架構較簡單且晶體本身也較便宜，故常應用在固態雷射的研究上。

3.2.1 被動式 Q 開關雷射動作機制

飽和吸收體即利用材料本身對能量吸收的限制以達到開關的動作如圖 3-4。

而飽和吸收體的飽合時間必須射於增益介質激發態的回覆時間，以確定增益介質的居量反轉濃度在飽和吸收體變透明前不會減少。

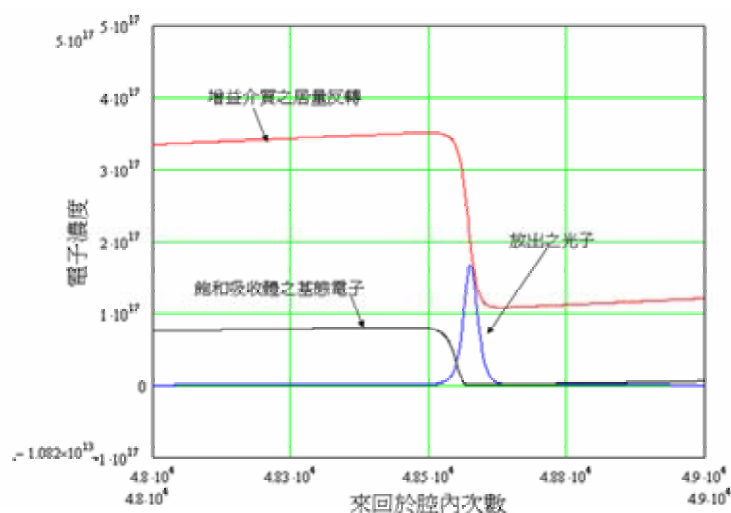


圖 3-4 利用飽和吸收體作為 Q 開關產生脈衝之示意圖

3.2.2 飽和吸收體

1. Cr:YAG

Cr:YAG 為一四能階的晶體，除了本身可作為增益介質外，它亦可當作飽和吸收體，而作為飽和吸收體的關鍵是它的吸收波段寬(900~1150nm)、基態有效吸收面積小($\sim 5 \times 10^{-18} \text{cm}^2$)及基態的回復時間短($\sim \text{ns}$)。

當入射光(增益介質自發放射之光)逐漸增強時，Cr:YAG 從基態躍遷至高能階的電子量也增加，直到大量基態電子都在高能階時，即不再吸光，表示腔內損耗減少(Q 開關打開)，能量隨即釋放。

2. SESAM(semiconductor saturable absorber mirrors)

半導體飽和吸收鏡為整合量子井與分散式布拉格鏡的一種結構，本身具有飽和吸收體與輸出鏡的功能，且體積小，故已廣泛應用在被動式固態雷射上。其吸收原理即半導體吸收光能，載子由價帶激發至導電帶，在一極短的時間內($\sim \text{fs}$)會因熱效應而至導電帶能階最低點，再自發放射(有可能因半導體中的缺陷而更快放出)，故在時間上的反應機制取決於導電帶的電子與價電帶的電洞結合的反應時間且此回復時間與材料磊晶過程所涉及的參數相關。半導體飽和吸收體可藉由改變量子井的厚度調變吸收光譜，且依照量子井的多寡決定吸收強弱。

3.3.3 飽和吸收體作為 Q 開關的機制

1. 初期當激發光源入射時，雷射晶體之增益雖有增加但仍小於共振腔之損耗(總損耗為共振腔之損耗 + 飽和吸收體之損耗)，故總損耗維持定值，介質內離子不斷吸收激發光使其基態電子躍遷至高能階，腔內維持在高損耗

(low Q) ;

2. 當增益大於共振腔之損耗時，飽和吸收體開始吸收腔內之逐漸變強之螢光使其基態電子躍遷至激發態，而其穿透率上升，損耗也就逐漸下降。
3. 當飽和吸收體開始透明時其損耗將快速減少而開始出光，但此時增益介質激發態之電子仍在持續增加，直到腔內之螢光夠強能促使這些高能量之電子躍遷至基態而有較多的光子釋出。
4. 腔內螢光因激發放射而逐漸增強，且增益介質居量反轉濃度飽和時，腔內光脈衝能量會迅速增加則更快速誘使增益介質之能量放出直到增益又小於共振腔之損耗而停止，此過程光子將形成一脈衝型式放出。

3.3 Q 開關理論模型

由理論^[9-11]我們可得被動式 Q 開關雷射的速率方程式如下：

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\phi}{t_r} \left[2\sigma n l - 2\sigma_{gs} n_{gs} l_{gs} - 2\sigma_{es} n_{es} l_{es} - \left(\ln\left(\frac{1}{R}\right) + L \right) \right] \dots\dots\dots (3.3.1)$$

$$\frac{dn}{dt} = R_p - \frac{n}{\tau_f} - \gamma \sigma c \phi n \approx -\gamma \sigma c \phi n \approx -\sigma c \phi n (4 - level) \dots\dots\dots (3.3.2)$$

$$\frac{dn_{gs}}{dt} = \frac{n_{es}}{\tau_p} - \frac{A}{A_s} \sigma_{gs} c \phi n \approx -\frac{A}{A_s} \sigma_{gs} c \phi n \dots\dots\dots (3.3.3)$$

$$n_{gs} + n_{es} = n_{so} \dots\dots\dots (3.3.4)$$

$\frac{A}{A_s}$: 增益介質與飽和吸收體有效面積比

$n_{so}, n_{gs},$ and n_{es} : 飽和吸收體之全部、激態與基態電子濃度

$t_r = \frac{2l}{c}$: 光子於腔內來回時間

l_s, l : 飽和吸收體與增益介質之長度

我們可得 $n_{gs} = n_{so} \left(\frac{n}{n_i} \right)^\alpha \dots (3.3.5)$; $\alpha = \frac{A}{A_s} \frac{\sigma_{gs}}{\sigma}$, 當 α 愈大 n_{gs} 愈快趨近零, 即

飽和吸收體愈容易飽和; n_i 為增益介質濃度出光的臨界值。

再假設出光前為 steady state, 可得(3.3.1)為零, 且此時飽和吸收體的電子仍停留在基態($n_{gs}=n_{so}, n_{es}=0$), 故

$$2\sigma n_i l - 2\sigma_{gs} n_{so} l_s - \left[\ln\left(\frac{1}{R}\right) + L \right] = 0 \dots (3.3.6)$$

再代入 $T_o = \exp(-\sigma_{gs} n_{so} l_s)$ (T_o 表飽和吸收體之初始穿透率), 可得

$$n_i = \frac{\ln\left(\frac{1}{R}\right) + L + \ln\left(\frac{1}{T_o^2}\right)}{2\sigma} \dots (3.3.7)$$

再經由(3.3.1),(3.3.2)與(3.3.5)可得

$$\frac{d\phi}{dn} = -\frac{l}{l'} \left[1 - \frac{(1 - \frac{\sigma_{es}}{\sigma_{gs}}) \ln\left(\frac{1}{T_o^2}\right) + \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L}{2\sigma n_i l} \ln\left(\frac{1}{T_o^2}\right) \left(\frac{n}{n_i}\right)^{\alpha-1} - \frac{\frac{\sigma_{es}}{\sigma_{gs}} \ln\left(\frac{1}{T_o^2}\right) + \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L}{2\sigma n l} \right] \dots (3.3.8)$$

並將上式作積分得

$$1 - \frac{n_f}{n_i} - \frac{\frac{\sigma_{es}}{\sigma_{gs}} \ln\left(\frac{1}{T_o^2}\right) + \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L}{\ln\left(\frac{1}{T_o^2}\right) + \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L} \ln\left(\frac{n_i}{n_f}\right) - \frac{(1 - \frac{\sigma_{es}}{\sigma_{gs}}) \ln\left(\frac{1}{T_o^2}\right)}{\ln\left(\frac{1}{T_o^2}\right) + \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L} \frac{1}{\alpha} \left[1 - \left(\frac{n_f}{n_i}\right)^\alpha \right] = 0 \dots (3.3.9)$$

由上式可得 $\frac{n_i}{n_f}$ 為晶體及共振腔參數的函數, 再由脈衝雷射的能量公式^[12]

$$E = \frac{h\nu A}{2\sigma\gamma} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \ln\left(\frac{n_i}{n_f}\right) \dots (3.3.10)$$

可解出每一發脈衝的能量。

而由(3.3.8)式尚解不出光子形成脈衝的趨勢，所以我們再將其微分可得

$$\frac{d^2\phi}{dn^2} = -\frac{l}{l'} \left[1 - \frac{(\alpha-1)(1-\frac{\sigma_{es}}{\sigma_{gs}})}{2\sigma_i^2 l} \ln\left(\frac{1}{T_o}\right) \left(\frac{n}{n_i}\right)^{\alpha-2} - \frac{2\frac{\sigma_{es}}{\sigma_{gs}} \ln\left(\frac{1}{T_o^2}\right) + \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L}{2\sigma n^2 l} \right] \dots\dots\dots(3.3.8)$$

令上式 ≥ 0 表曲率變化為正，可得光子逐漸增加的趨勢，

且 $\alpha = \frac{A}{A_s} \frac{\sigma_{gs}}{\sigma}$ ，可得

$$\frac{\ln\left(\frac{1}{T_o^2}\right)}{\ln\left(\frac{1}{T_o^2}\right) + \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L} \frac{\sigma_{gs}}{\sigma} \frac{A}{A_s} > \frac{1}{1 - \frac{\sigma_{es}}{\sigma_{gs}}} \dots\dots\dots(3.3.9)$$

為產生脈衝的臨界條件。



第四章 實驗結果

4.1 摻鏡晶體研究

4.1.1 緒言

我們使用 Yb : GdCOB 及 Yb : YVO₄ 兩種晶體為增益介質，雖其輻射面積較小於摻鉍之晶體，然而其上能階生命週期較大 (Nd:YVO₄~90 μs, Nd:YAG~250 μs ; Yb:GdCOB~2,440 μs, Yb:YVO₄~750 μs)，因此非常適合使用在半導體雷射激發的固態雷射；摻鏡晶體尚有非線性晶體的特性，故亦有頻率轉換方面的研究^[13]。表二為此兩種晶體的光學參數。

	Yb : GdCOB	Yb : YVO ₄
Absorption cross-section($\times 10^{-20} \text{cm}^2$)	1.12@980nm	7.4@980nm
Emission cross-section($\times 10^{-20} \text{cm}^2$)	0.46@1030nm	1.25@1030nm
Radiative lifetime(ms)	2.44	0.75
Thermal conductivity(W/mK)	2.1	a-axis : 5.1 c-axis : 5.23
Thermal expansion coefficient(/K)	11×10^{-6}	a-axis : 1.5×10^{-6} c-axis : 8.5×10^{-6}

^[14,15] 表二 Yb : GdCOB，Yb : YVO₄ 之光學與熱特性

在第二章中已說明了溫度對於摻鏡晶體的影響，在此則以 Yb : GdCOB 為例，模擬其雷射下能階之電子濃度與出光閾值對溫度的影響。

由之波茲曼分布公式

$$\frac{N_a}{N_0} = \frac{g_a e^{-E_a/k_B T}}{\sum_i g_i e^{-E_i/k_B T}} \equiv f_a$$

可得圖 4-1-1，縱軸為下能階之電子濃度與摻雜濃度比例，橫軸為晶體溫度。

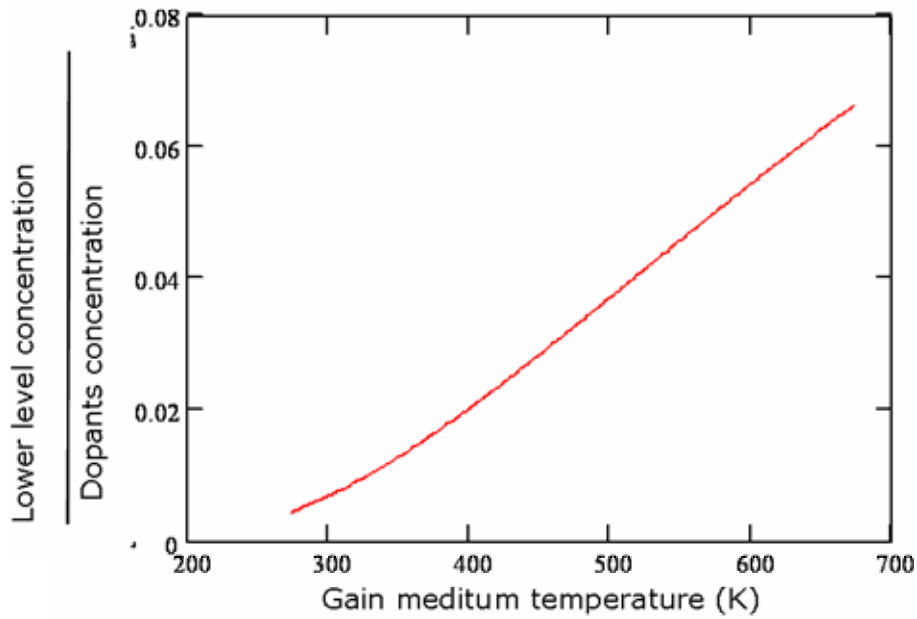


圖 4-1-1 下能階電子濃度與晶體溫度間關係

再由(3.1.6)可得到出光閾值受溫度及長度的影響，如圖 4-1-2。由圖 4-1-2(b)可看出其在 2mm 有最低之出光閾值，但我們在實驗中發現其在高功率激發會有飽和的現象，因此在實驗中將採用 4mm 長之 Yb : GdCOB 為增益介質，且圖 4-1-2(a)說明降溫對於摻鏡晶體是非常重要的，故我們在實驗中將晶體包覆銅片並通水於 17°C。

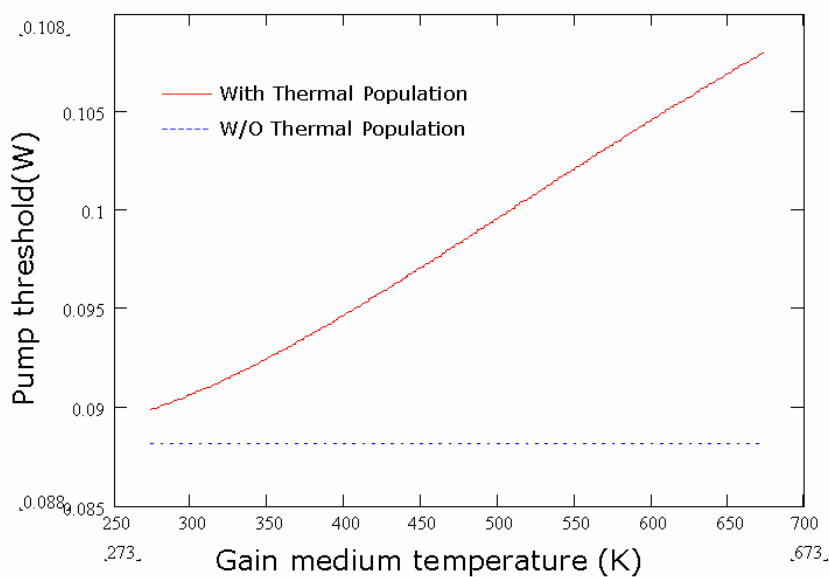


圖 4-1-2 (a) 臨界功率與晶體溫度的關係

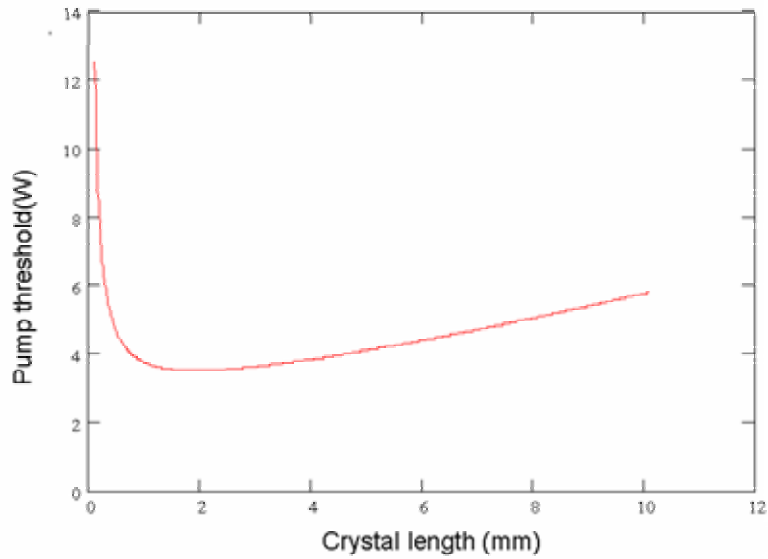


圖 4-1-2 (b) 臨界功率與晶體長度的關係

4.1.2 Yb : GdCOB , Yb : YVO₄ CW 雷射

吸收光譜及螢光光譜

經由單光儀(SPFIX 3210)量測可發現如圖 4-1-3 Yb : GdCOB 之吸收光譜峰值在 905nm、940nm 及 974nm，其中 974nm 的吸收波段較窄但也吸收率也較高；而 Yb : YVO₄之峰值則在 983nm，故我們採取波長為 976nm 之半導體雷射作為激發光源。

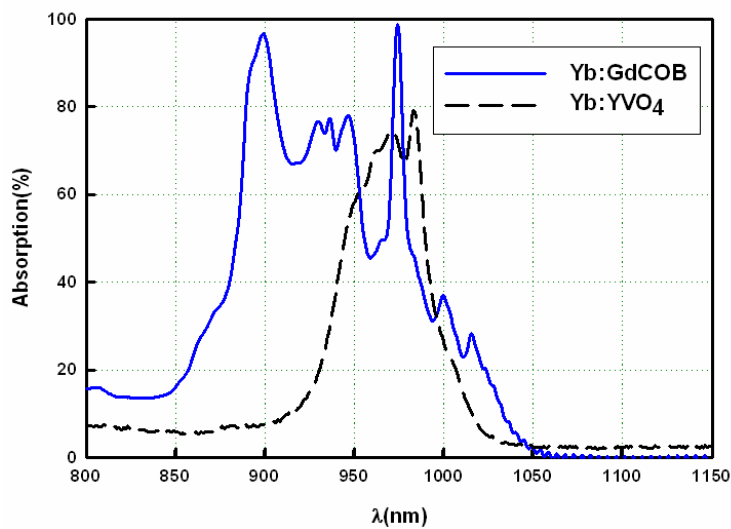


圖 4-1-3 Yb : GdCOB , Yb : YVO₄之吸收光譜

之後我們量測晶體的螢光光譜，由圖4-1-4可發現Yb：GdCOB峰值在1030nm；而Yb：YVO₄則在1007nm，且其皆約數十個nm之寬，而這頗寬的螢光光譜很適合經由控制損耗的方式影響其輸出的波段，即可調變雷射，與利用鎖膜方式達成鎖膜雷射。而我們一開始則先觀察其以CW雷射的情形。

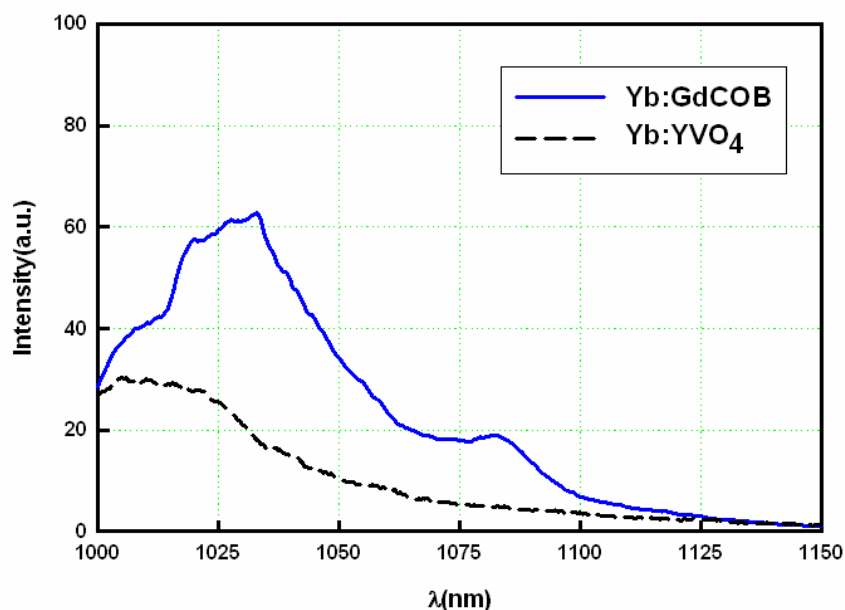


圖 4-1-4 Yb：GdCOB，Yb：YVO₄之螢光光譜

實驗架設

實驗架構如圖 4-1-5，我們分別使用長 4mm 長的 Yb：GdCOB 與 3mm 長的 Yb：YVO₄ 晶體為增益介質，採用單端激發及凹平腔的架構，其中前鏡為凹面鏡，鍍膜為在 980nm 抗反射與 1030nm 高反射膜且曲率半徑為 504.7mm；我們分別採取反射率 R 分別為 >99.9%、98%、95%、90%、及 80% 的數片平面鏡作為輸出鏡；增益介質為 Yb：GdCOB(4mm) 與 Yb：YVO₄(3mm)，鍍膜分別為 980nm 的抗反射膜，我們將其包覆銅片並通水控溫在 18°C 以避免其雷射下能階電子濃度太高而影響雷射效率；激發光源為半導體雷射，中心波長為 976nm，並以直徑 400nm 且 NA 為 0.16 之光纖經過耦合效率為 85% 耦合鏡擴束再聚焦於增益介質上，其光點半徑約為 0.25mm

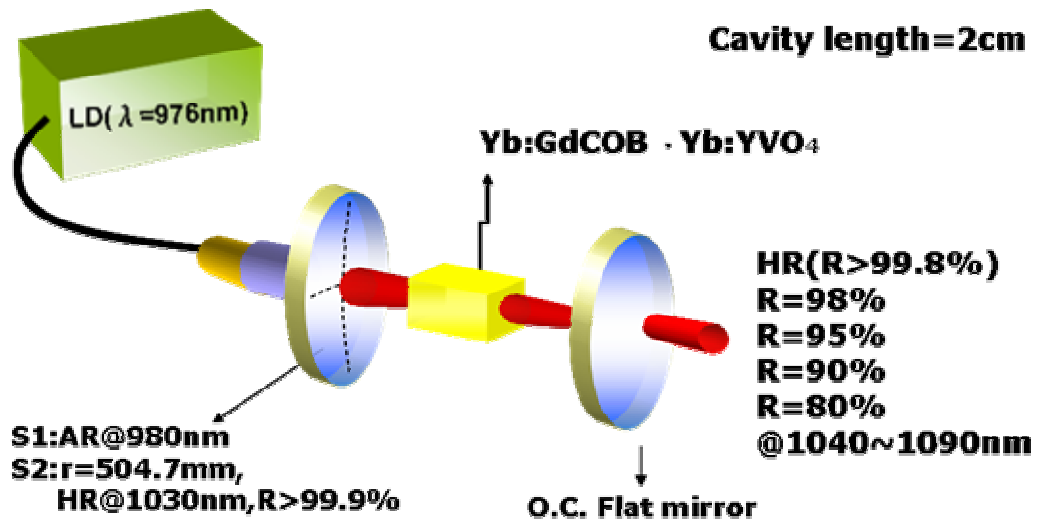


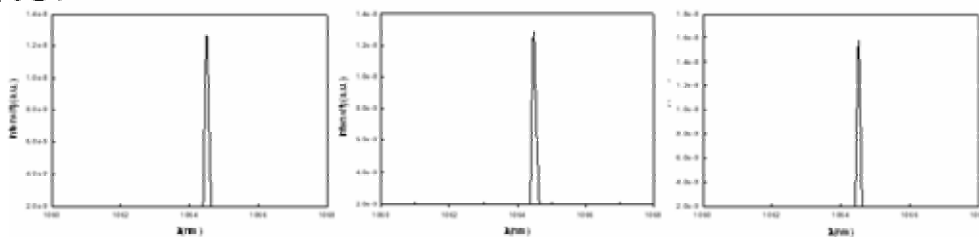
圖 4-1-5 CW Yb : GdCOB , Yb : YVO₄架構圖

實驗結果

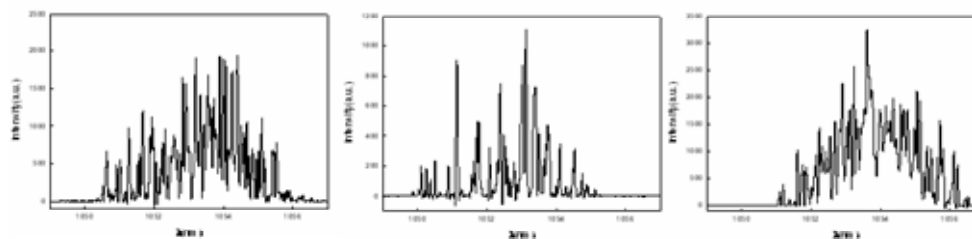
1. 波形隨時間改變

我們可發現輸出頻寬較寬且其波形會隨時間變化，如圖 4-1-6 可看出此兩種晶體之輸出光之半高寬約為 5~6nm，應是由於其螢光較寬而造成較多波段彼此競爭且又被下能階之電子不斷重覆吸收而有些許變化。

Nd:YVO₄



Yb:YVO₄



Yb:GdCOB

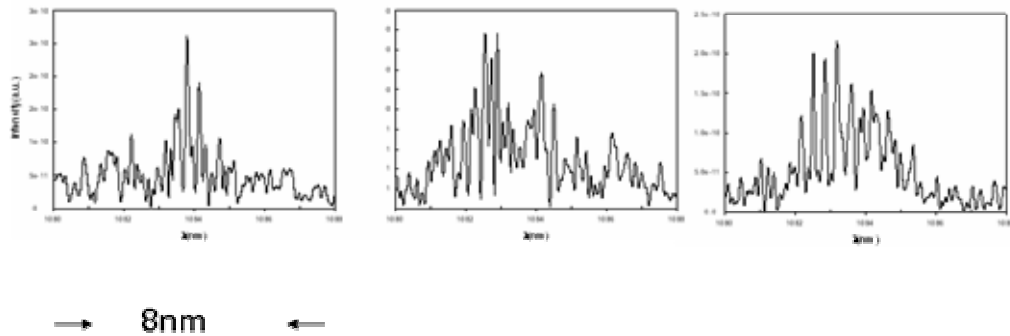


圖 4-1-6 Yb : GdCOB , Yb : YVO₄ CW 雷射輸出頻寬之圖。其中摻鏡晶體輸出波段相對於摻鉬晶體較寬且隨時間而有所變化。

2 輸出波長隨鍍膜反射率改變

如表 3-1，當我們以鍍高反射膜為輸出鏡時，可發現 Yb : YVO₄ 之出光波長並不在 1007nm 而是 1055nm 左右，並且當置換其它鍍膜之輸出鏡後，可得到各種不同的輸出波長，且當反射率愈低波長愈短，其原因應是重覆吸收導致，即當光子在必須在腔內震盪愈多次，被下能階之電子吸收的機率愈高，愈容易因此放出聲子而往長波長共振出光，而我們使用最低反射率為 98% 可得 1040nm 左右的波長輸出。表 3-2 亦說明 Yb:GdCOB 晶體有此特性，而這如同之前所述即利用輸出鏡本身的損耗來改變其輸出波長，其中當反射率由 98% 換成 95% 時，波長從 1082nm 跳到 1050nm，表其在此的變化較劇烈；所以我們改置入一非固定反射率的輸出鏡 R1，其反射率如圖 4-1-7。其輸出結果如表 3-2，輸出波長偏移到 1056nm，此結果是因為其反射率在 1040nm~1060nm 為 99%~98%，比較之前的輸出鏡，應該出光在 1080nm，但 R1 在 1080nm 的反射率只有 96%，損耗較大的結果即造成其輸出波段會較 1080nm 短的波長移動，故我們可利用此種鏡子得到不同於之前的輸出波段。

	HR@1050nm	R=99.4%@1040nm	R=99%@1040nm	R=98%@1040nm
λ	1051nm~1057nm	1046nm~1050nm	1044nm~1045nm	1039nm~1042nm
P_{max}	0.08W	1.03W	0.92W	0.98W

表 3-1 Yb : YVO₄ , 不同輸出鏡所得之波長變化

	HR	R=98%	R=95%	R=90%	R=80%
λ	1084nm~1086nm	1082nm~1084nm	1051nm~1053nm	1044nm~1051nm	1040nm
P_{max}	0.07W	1.86W	1.05W	0.6W	0.14W

	R=99%@1056nm
λ	1054nm~1056nm
P_{max}	1.54W

表 3-2 Yb : GdCOB , 不同輸出鏡所得之波長變化

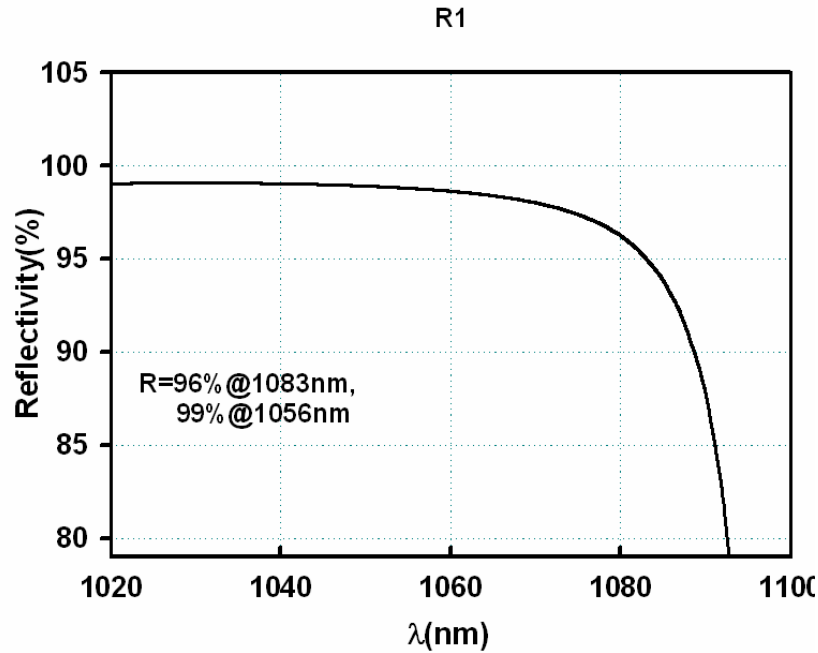


圖 4-1-7 輸出鏡 R1 的反射率，隨波長增加而遞減，且在 1080nm 較為大的降幅。

另外由圖 4-1-8 可看出 Yb:YVO₄ 與 Yb:GdCOB 之出光效率。增益介質為 Yb:YVO₄ 時，R=99% 與 R=98% 之出光閾值各為 6.5W 及 8.0W，輸出光對於激發光之轉換效率為 10.15% 及 8.86%，而斜效率則為 22% 及 29%。增益介質為 Yb:GdCOB 時，以 R=98% 為例，出光閾值為 2.69W，輸出光對於激發光之轉換效率為 18%，而斜效率則為 26%；且輸出功率對於不同反射率如 R=98%、R=95%、R=90% 等輸出鏡僅在出光閾值上有所不同，斜效率並不因反射率增加而減小，應是如上所述之高反射率造成短波長光子來回共振時被重覆吸收而使長波長增益增加。輸出鏡 R1 則因短波長往長波長平移故其斜效率稍差，但以其出光波段同 R=97% @ 1030nm~1090nm 來看，其較小的出光閾值反而造成功率較高。故我們可利用其重覆吸收的特性，選擇適當的鍍膜得到各種輸出波長。

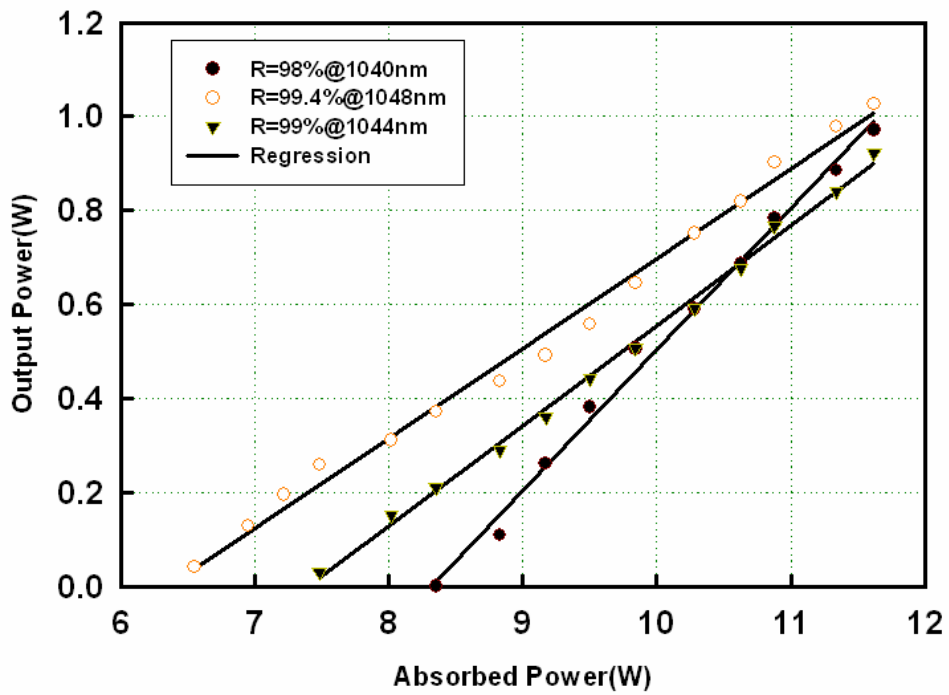


圖 4-1-8(a) Yb : YVO₄ 之出光效率

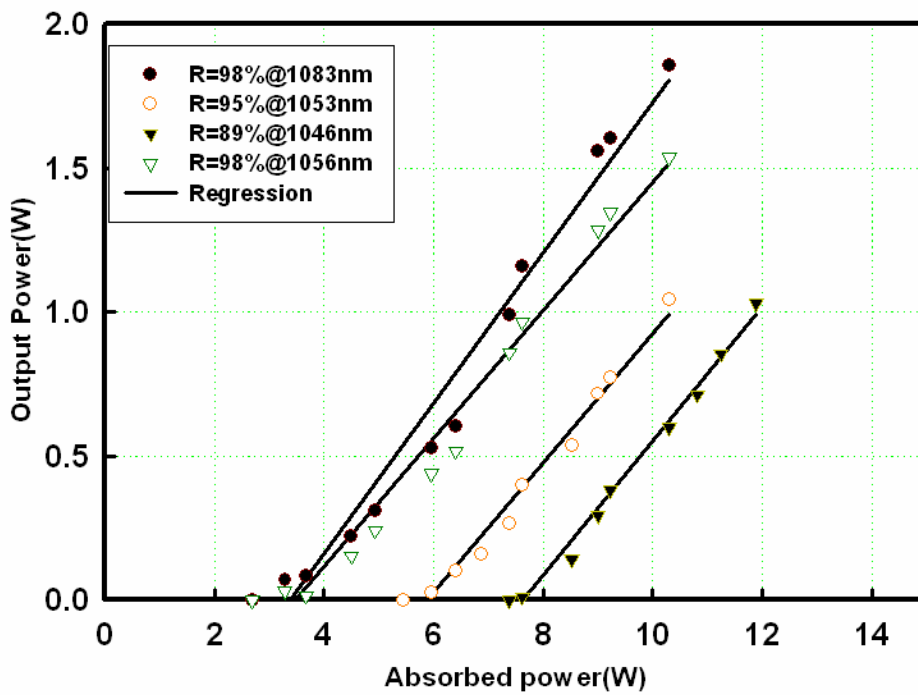


圖 4-1-8(b) Yb : GdCOB 之出光效率

4.1.3 可調變雷射

我們利用兩個無鍍膜之玻璃片($\sim 230 \mu\text{m}$)疊成之 etalon 作為調變出光波段的機制。其中 etalon 之空氣層約 $50 \mu\text{m}$ 左右，得其 $\text{FSR}=11\text{nm}$ ，但由於未鍍膜，故其等效 finesse 只有約 0.2 左右。

實驗架設

如同前之架構並使用 $R=99.4\%$ 的輸出鏡，如圖 4-1-9，我們使用 Yb:YVO_4 作為增益介質，另加入了此 etalon 來調變輸出波長，腔長也拉長至 5cm。

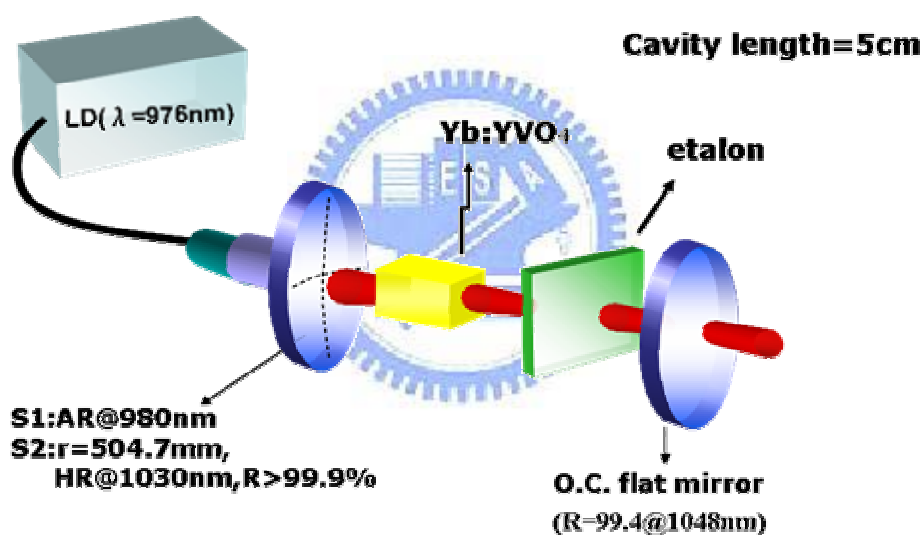


圖 4-1-9 以 Yb:GdCOB 為增益介質的可調變雷射架構圖

實驗結果

加入 etalon 前可得最大功率為 550mW，而在置入 etalon 後適當地旋轉 etalon 改變 finesse 之 $\Delta \lambda$ ，可得輸出波長之 $\Delta \lambda = 0.25\text{nm}$ ，與之前的輸出頻寬相比加入可知加入 etalon 後有利於縱膜的選擇。我們得到其調變範圍為 1030nm~1055nm，約 27nm 的寬度，如圖 4-1-10，此調變範圍主要由輸出鏡及晶體之特性所決定，即

最長波長限制在 1055nm 是因輸出鏡的損耗造成的限制。另外可看出其有數個峰值，主要是單純旋轉 etalon 無法調出單頻，尚需 etalon 中厚度不同的空氣層造成 $\Delta \lambda$ 的變化。

***Average power(no etalon)=550mW@1050mW**

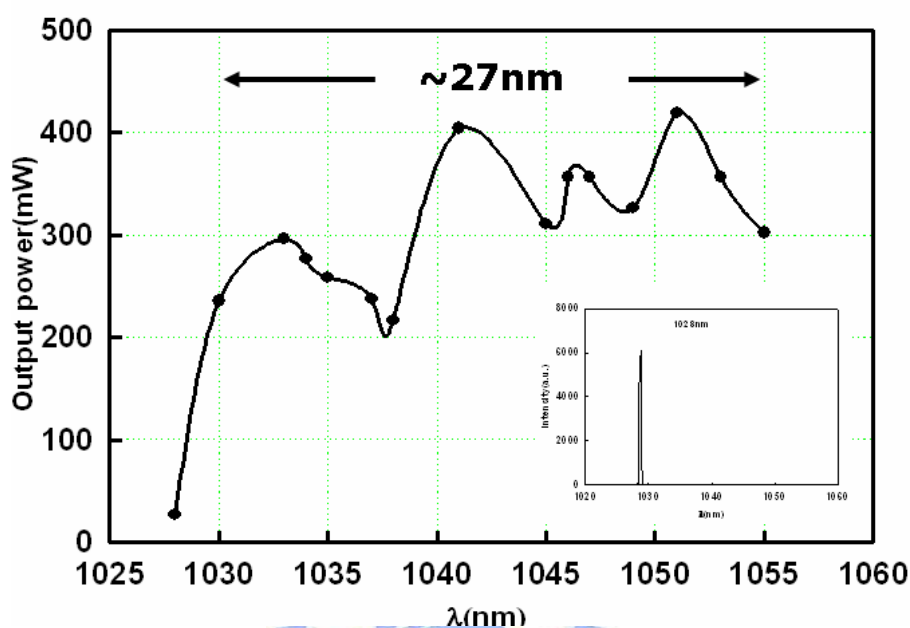


圖 4-1-10 Yb:YVO₄ 為增益介質之可調變雷射的調變範圍

4.1.4 脈衝雷射

我們使用半導體飽和輸出鏡作為飽和吸收體，並先量測此半導體飽和輸出鏡之穿透率可得圖 4-1-11，若不考慮吸收，則可看出其在 1033nm 左右反射量雖不大，但損耗過大卻也造成無法出光在此波段而輸出在 1047nm；另此半導體飽和輸出鏡之吸收波段設計在 1064nm，因此量子井若能配合反射率而設計在其出光波段應有更好的結果。

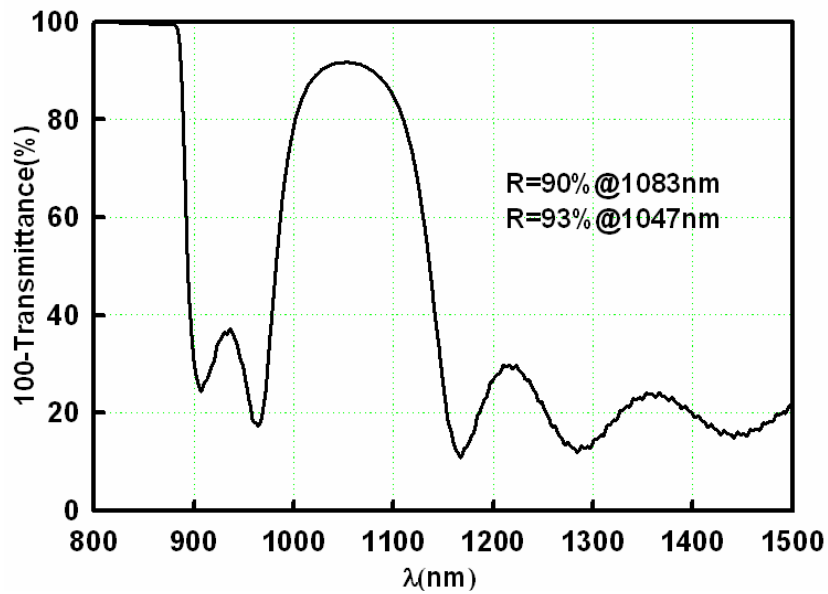


圖 4-1-11 半導體飽和輸出鏡之反射率(100-穿透率%)

實驗架設

我們以 Yb:GdCOB 為增益介質，並將輸出鏡置換為半導體飽和輸出鏡(2 quantum-well, 10 pairs DBR)即可得到脈衝雷射的結果，架構如圖 4-1-12。

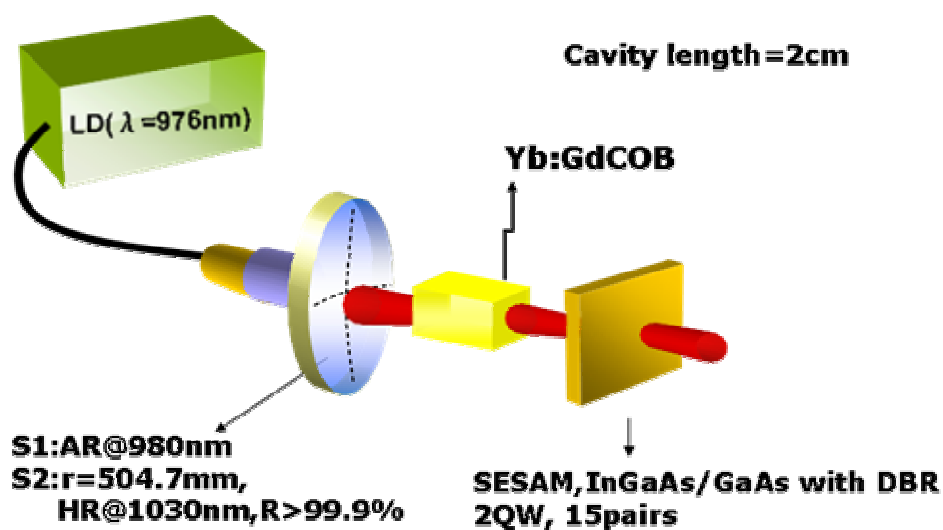


圖 4-1-12 Yb:GdCOB 之脈衝雷射之架構

實驗結果

我們可得到如圖 4-1-13，出光波長在 1047nm，其均功率出光閾值為 8.1W，斜效率為 23%，而相對於激發光之光轉換效率則為 7%；且當吸收功率為 11.9W 時有 876mW 的平均功率、190 μ J 的脈衝能量及 3.4kW 的脈衝功率輸出。

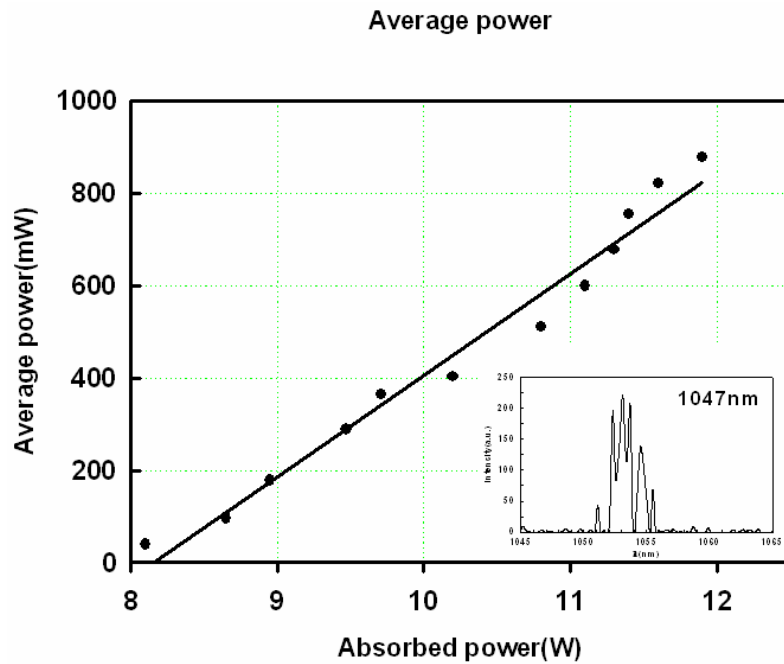


圖 4-1-13(a) Yb:GdCOB 脈衝雷射之平均功率

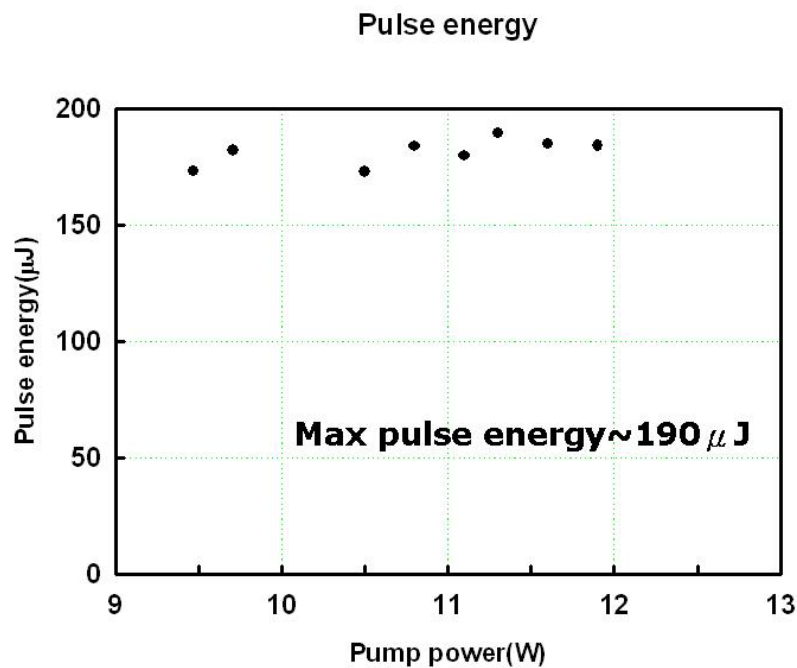


圖 4-1-13(b) Yb:GdCOB 脈衝雷射之脈衝能量

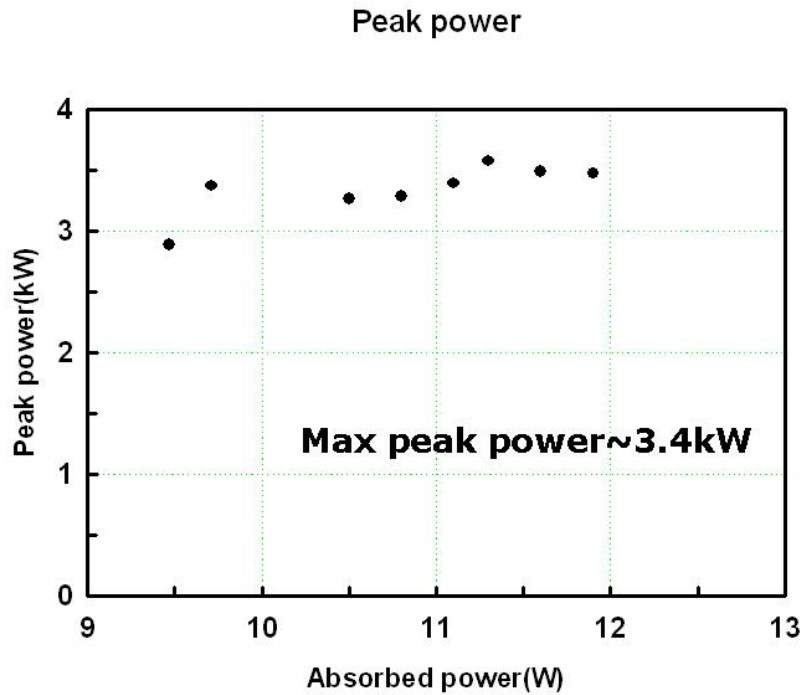


圖 4-1-13 (c) Yb:GdCOB 脈衝雷射之脈衝功率

結論：

不同於 Yb:YAG，我們驗證了 Yb:GdCOB 及 Yb:YVO₄ 的出光選擇性均受到不同於 Yb:YAG 重覆吸收的影響，故可利用腔內損耗的改變，不論是藉由不同反射率的輸出鏡或 etalon 均可達到調變波長的目的(後者較簡便但功率較低)。此外，利用半導體飽和輸出鏡作為 Q 開關可得到不錯的效率，往後可考慮採用更多量子井之半導體飽和輸出鏡作為提升脈衝功率的方法。

4.2 Nd:YAG 1123nm 倍頻之黃綠光雷射

4.2.1 導論

黃綠光雷射在近年來已有廣泛的運用，包括 RGB 大型雷射顯示器、雷射印刷、顯微鏡及醫療應用，如眼科手術上。

以下介紹幾種產生黃光雷射的技術：

1· 氙雷射：

其原理為使氙原子低電壓（200~400V）及大電流（5~50A）情況下放電而游離成氙離子，然後在氙離子的能階間形成居量反轉出光。

此雷射的效率較低、壽命短，且其構造較複雜，價格也較昂貴。在醫療上則因其波長亦容易被黑色素吸收、且照射時間太長，容易導致皮膚紋理改變、色素永久脫失、產生疤痕而較少使用。

2· 染料雷射

其原理為利用染料之能階有二系列又其中有電子、振動及轉動等能階，由於分子很大故其能階幾可相連而染料分子自基態 S_0 升至激發態 S_1, S_2, \dots 上的某一次能階，又立即衰退到 S_1, S_2, \dots 等能階上故可形成居量反轉而可產生雷射光。

此雷射的優點為能夠在一區間選則要的特定波長的光；缺點則是體積龐大，且染料經激發光長期輻照，染料降解就會出現，故此染料需要每 2 星期更換一次。

另外最近有利用摻鏡的光纖的拉曼效應產生黃綠光雷射，但仍在發展中，功率僅有幾個毫瓦^[16]。

而半導體激發的固態雷射，因其體積小，模態小，且晶體的生命週期也較長，較符合經濟效益。近年已有許多 Nd:YAG 1123nm 雷射方面的研究^[17-20]，且已有這方面的商品，如上海 Dream Laser、Coherent、及 Lumenis 等公司皆有 561nm 之固態雷射，最大輸出功率約 600mW。

目前的作法大都採用 Nd:YAG 作為雷射晶體，由於 Nd:YAG 的輻射光譜有一峰值在 1123nm，故利用適當的共振腔設計以及藉由半導體飽和吸收體的特性，

將吸收波段控制在此，即可得到 1123nm 脈衝雷射，且由倍頻公式可知倍頻效率與基頻光成正比，故腔內倍頻應是達到高轉換效率較好的方法。而我們的實驗即採取腔內倍頻的方式，分別測試連續波及脈衝出光的雷射效率。

4.2.2 倍頻理論

由(2.4)知轉換效率與基頻光強度、晶體特性(長度、可接受角、非線性係數、走離角)及相位匹配有關。其中 Δk 表相位配程度。

$$\eta = \frac{P_{SH}}{P_F} = \tanh^2 \left[\frac{d_{eff} \omega_3}{k_3 c} l \sqrt{\frac{n_3 P_F}{cA} \frac{\sin(\Delta k l / 2)}{\Delta k l / 2}} \right] \dots\dots\dots(2.4)$$

由圖 4-2-1 可得其中 sinc 函數的變化情形，當 Δk 不為零時，轉換效率將急速下降，表示相位不匹配會造成轉換效率急速下降；而 Δk 為零(相位匹配)，即 $n_2 \omega = n_1 \omega$ (即基頻光與倍頻光在倍頻晶體中具有同樣的相速度)時有最佳轉換效率。

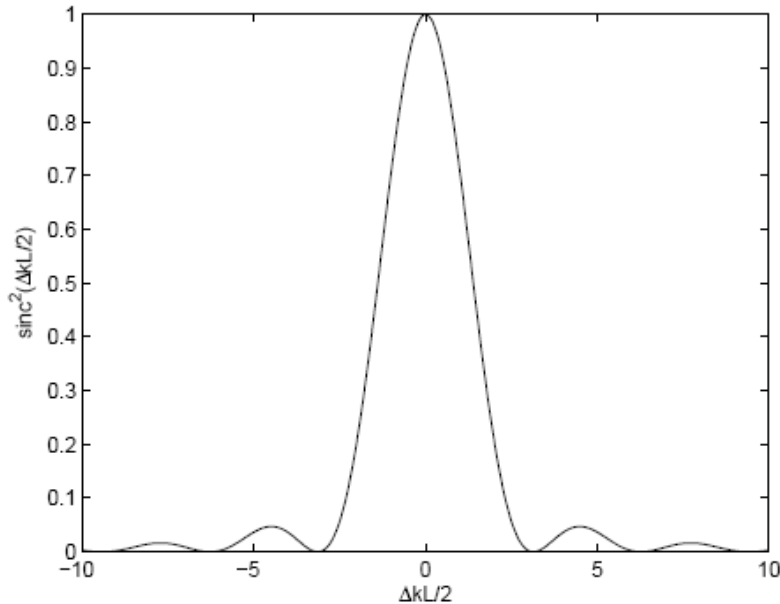


圖 4-2-1 sinc function 之圖。

由此圖可知達到相位匹配是提升頻率轉換效率的關鍵。

一般要達到相位匹配我們大都採用雙折射性相位匹配的方法即利用非線性晶體的雙折射及色散特性達到相位匹配。對一單光軸晶體來說，入射光若以一相對於光軸(Z-axis)為 θ 的角度入射，其所見的折射率如圖 4-2-2

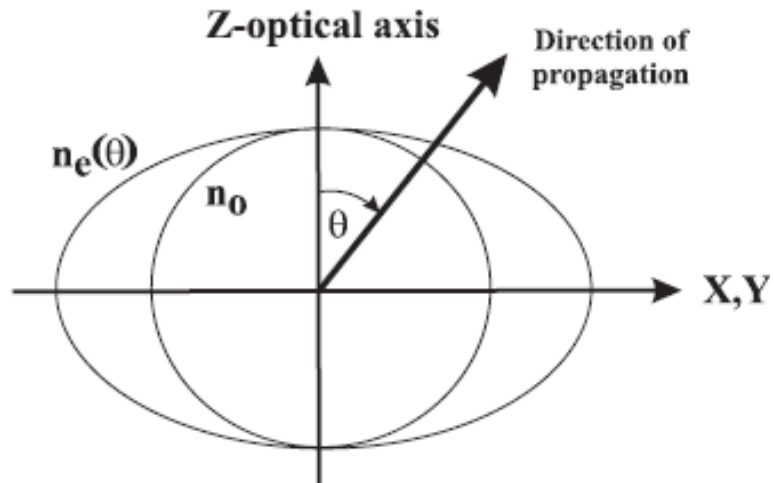


圖 4-2-2 折射率橢圓球(負單光軸為例)

先定義光入射方向與光軸組成的平面為光平面，則此光之偏振方向可能垂直於光平面(extraordinary ray, or e-ray)或平行於光平面(ordinary ray, or o-ray)，代表光在晶體內有不同的折射率，分別為 n_o 與 $n_e(\theta)$ ， $n_e(\theta)$ 即等效垂直光平面之折射率，也就是入射光所見之折射率，可表示為下式：

$$\frac{1}{n_e^2(\lambda, \theta)} = \frac{\cos^2 \theta}{n_o(\lambda)} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e(\lambda)} \dots\dots\dots(4.2.1)$$

而在非線性晶體內交互作用的三道光之光頻為 $\omega_3 > \omega_2 \geq \omega_1$ ，或只考慮倍頻 $\omega_3 > \omega_2 = \omega_1$ ，且依晶體的特性倍頻方式可分為：(1)若 ω_2 與 ω_1 之光其偏振方向垂直，則對正單軸晶體為折射率為 $n_e(\theta)$ 的 2 道基頻光作用產生折射率為 n_o 的倍頻光，即 e+e->o，負單軸晶體則相反，為 o+o->e，稱為 type I；(2)若 ω_2 與 ω_1 之光其偏振方向平行，若正單軸晶體則為 o+e->o；負單軸晶體為 e+o->e)，稱為 type II。

因此若要找到欲求得的頻率之相位匹配角，可利用 sellmeier 方程式得到 $n_o(\lambda)$ 與 $n_e(\lambda)$ ， λ 為基頻光波長；再由(4.2.1)求 $n_e(\lambda, \theta)$ 後，依照晶體為正或負單光軸及 typeI 或 typeII 所得到的光轉換方式，可得欲達到相位匹配的最佳之光入射方向；以 BBO 晶體為例，其為 TYPE I 且負單光軸故為 $o+o \rightarrow e$ ，而對 TYPE I 的 BBO 一般來說都令 ϕ 為零度。則其相位匹配條件為可寫成 $n_o(\omega) = n_e(2\omega, \theta)$ ，再由(4.2.1)

$$\text{得到 } n_e(2\omega, \theta) \text{ 的表示式， } n_e(\lambda/2, \theta) = \frac{n_e(\lambda/2)n_o(\lambda/2)}{\sqrt{n_o^2(\lambda/2)\sin^2(\theta) + n_e^2(\lambda/2)\cos^2(\theta)}}, \text{ 並代}$$

入 Sellmeier equation 可得最佳入射角度，即切角與波長的關係。如圖 4-2-3，由此圖我們可得我們實驗中基頻光 1123nm 的最佳入射角度為相對於光軸 22.4 度左右。

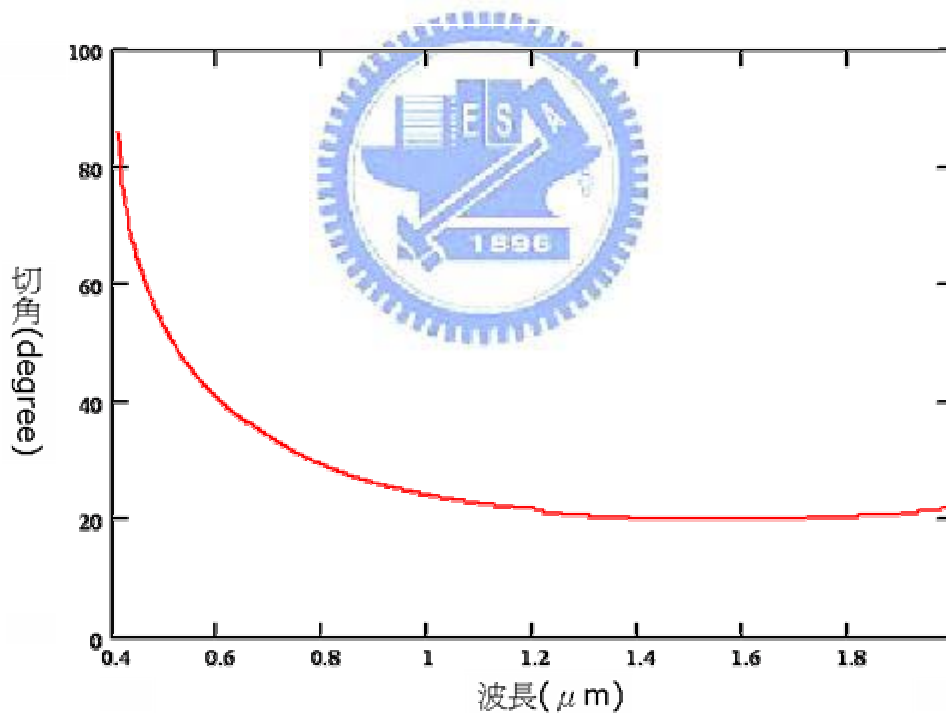


圖 4-2-3 BBO 晶體 SHG 角度相位匹配曲線

在式(2.4.1)中明顯可看出基頻功率會影響轉換效率，其會隨基頻功率增加而提升，且隨著鍍膜技術的進步，其破壞閾值已增加不少且有良好的熱導特性，故我們以腔內倍頻的設計以增加倍頻晶體內的基頻光，以期待有較多的倍頻光子產

生；除此之外腔內倍頻尚比腔外倍頻多了體積小且較佳的膜態，所以我們的實驗架構就以腔內倍頻的方式來產生 561nm 的黃綠光雷射。

4.2.4 實驗結果

(a) CW Nd:YAG 1123nm Laser

我們以 808nm 的半導體雷射為激發光源，量測 Nd:YAG 之螢光光譜，得到如圖 4-2-4，發現 Nd:YAG 的有效輻射面積在 1123nm 僅為在 1064nm 的十五分之一^[18]，故共振腔的設計需抑制 1064nm 附近的波段才有能夠在 1123nm 波段出光。

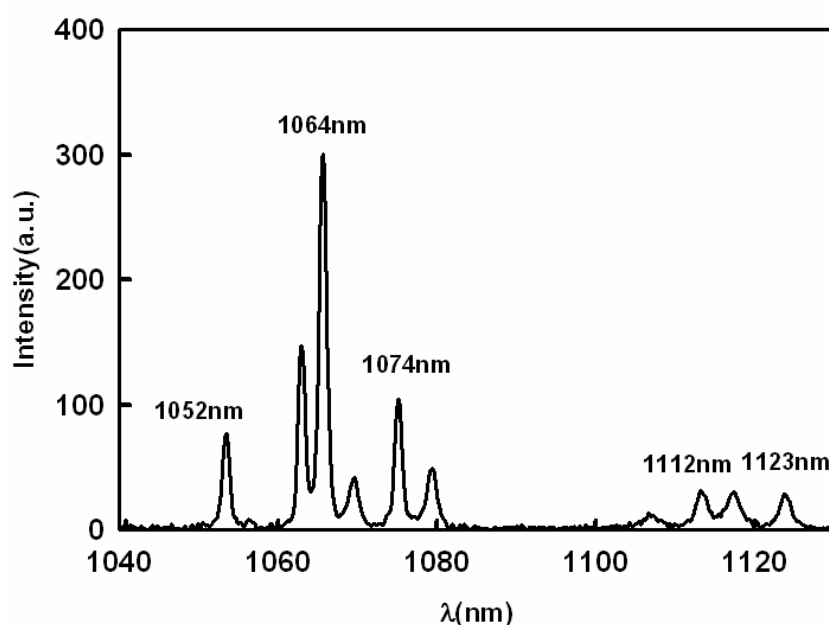


圖 4-2-4 Nd:YAG 之螢光光譜

實驗架構

實驗架構如圖 4-2-5 所示，我們採用凹平腔的設計；前鏡使用曲率半徑為 200mm 之前鏡，其反射率為一邊 808nm 高穿透，腔內一邊為 1064nm 高穿透膜(HT)以抑制 1064nm 及 1123nm 之高反射膜(AR)，輸出鏡兩端皆為平面，其腔內端鍍膜為 $R=98.8\% @ 1123\text{nm}$ ，而增益介質 Nd:YAG(0.8%)則在兩面鍍上 1123nm 抗反射膜並以銅片包覆在銅座上通水(20°C)；光源則使用中心波長在

807.5nm，FWHM=3nm，pump size=400 μm^2 之半導體雷射，其以光纖傳導並通過一耦合效率為 0.9 之耦合鏡組再聚焦至增益介質上。

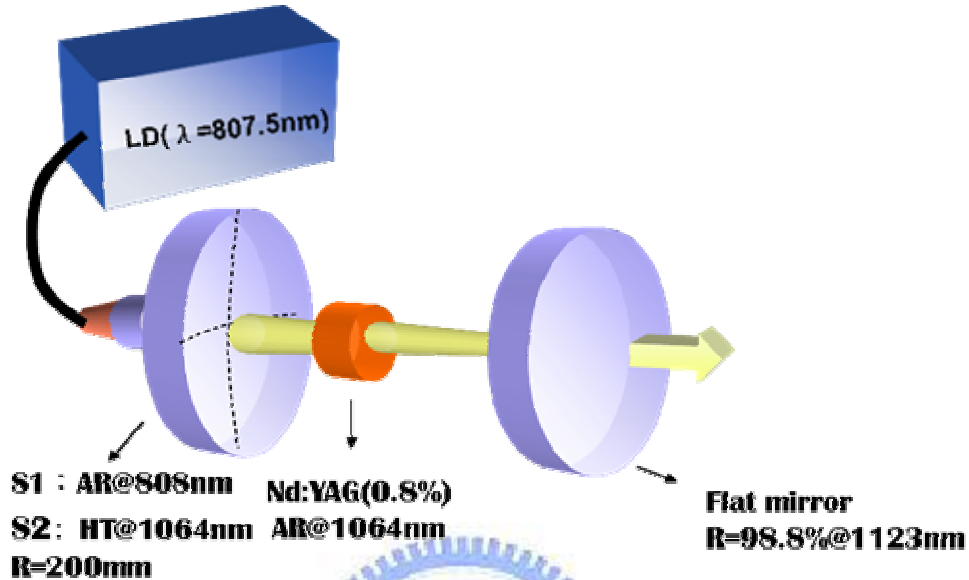


圖 4-2-5 CW Nd:YAG 1123nm 雷射之架構

實驗結果

如圖 4-2-6，以半導體雷射光源激發之最大激發光源功率 20.4W 可得 4.53W 的 1123nm 之連續光輸出，其斜效率約為 24%，輸出光相對於激發光之光轉換效率則為 22%，所以此架構抑制了 1064nm 與其附近的增益；不過由其螢光光譜來看，1123nm 附近如 1112nm 和 1116nm 的輻射面積幾乎與 1123nm 差不多，而一般鍍膜較難將這差距不到 10nm 的增益抑制的很好，因此這兩個波段在實驗中必須注意其有可能會出光。另外值得注意的是由於水分子對於 1122.49nm 具有吸收譜線^[21]，所以在實驗中必須小心水氣凝結造成功率降低的及其它的影響。

Nd:YAG-CW 1124nm

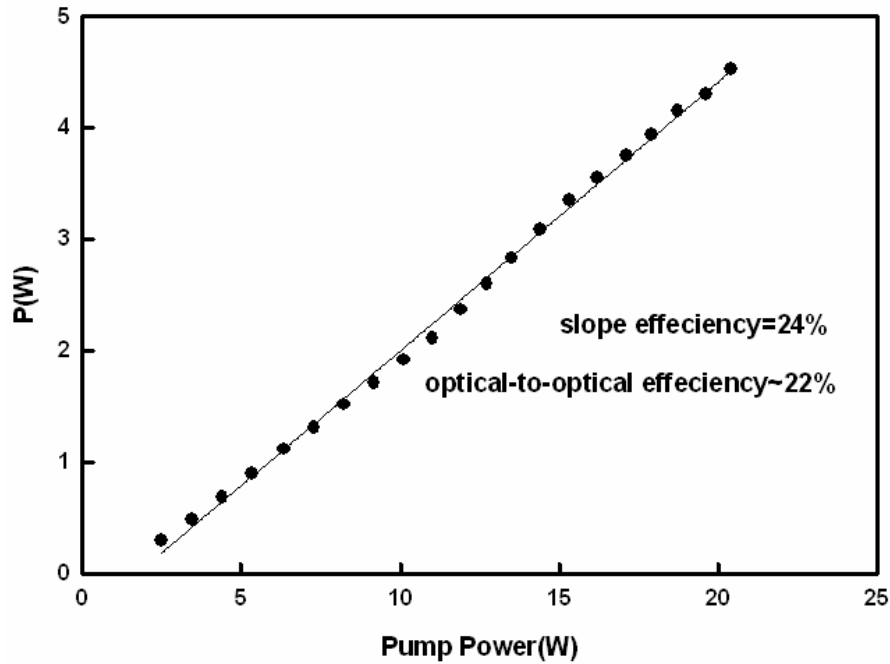


圖 4-2-6 CW Nd:YAG 1123nm 輸出功率 V.S. 激發功率，O.C.= R=98.8%

(b) Nd:YAG 1123nm 腔內倍頻之連續波黃綠光雷射

由上個實驗得到此架構最大約 4W 的 1123nm 雷射，現在則在增益介質後加入一倍頻晶體以得到 561nm 的輸出，然而倍頻晶體的選擇是非常重要的，(2.4)式告訴我們晶體長度愈長能提升轉換效率，然而在腔內的光束的截面積會因發散而改變，所以倍頻長度並非愈長愈好。

此外在不同倍頻的考量，非線性係數理論上愈高愈好，但晶體本身的破壞閾值與光學品質有關，如可接受角，即因光束的發散造成其並非以最佳角度入射而有相位不匹配 Δk 產生，故需定義可接受角 $\Delta \theta$ ，其為轉換效率降低至最大值一半的時所偏離的角度；另一項光學參數為溫度寬帶，因光束在晶體內作用會產生熱能使得晶體溫度升高，而這溫度變化會造成晶體折射率及晶體長度的改變，所以我必須對晶體加以控溫以避免轉換效率降低。

表 4 為我們所使用二種倍頻晶體 KTP(TYPE I)及 BBO(TYPE II)之特性，可發現雖然 KTP 的非線性係數較大，但其溫度寬帶較小，反之 BBO 的溫度寬度較小，所以我們必須由實驗來分辨哪一種晶體才是較適合作為 1123nm 倍頻之用。

	β -BBO	KTP
Phase-matching Type	Type I	Type II
Phase-matching angle (deg.)	$\theta = 22, \varphi = 0$	$\theta = 90, \varphi = 75.6$
Acceptance angle (mrad-cm)	$\Delta\theta = 0.474, \Delta\varphi = \text{large}$	$\Delta\theta = 75, \Delta\varphi = 18$
Nonlinear coefficient (pm/V)	0.122	2.72
Temperature bandwidth($^{\circ}\text{C}$ -cm)	55	25
Spectral acceptance (nm-cm)	0.61	0.56
Walk-off angle (deg.)	3.2	1

表 4 KTP 與 BBO 之特性

實驗架構

架構如圖 4-2-7，我們分別置入硼酸鋇(BBO， $L=10\text{mm}$ ， $\phi = 22^{\circ}$ ， $\theta = 0^{\circ}$ ，type I)與磷酸鈦化鉀 (KTP、 $L=15、10\text{mm}$ ， $\phi = 22^{\circ}$ ， $\theta = 75.8^{\circ}$ ，type II)，並將其如增益介質通水控溫，比較這二種晶體及 KTP 不同長度的倍頻結果。且將輸出鏡改爲鍍膜在 1123nm 爲高反射膜、561nm 爲高穿透膜之平面鏡，讓更多 1123nm 之基頻光在倍頻晶體內作用以提升轉換效率並儘量使 561nm 能夠輸出。但我們所使用的前鏡因沒有對 561nm 做鍍膜處理，所以在 561nm 的反射率僅有 32%左右，即有 68%往前鏡方向行進的 561nm 之光子會由此逸散造成損失，且凹平腔的架構所產生的光腰在輸出鏡上，所以比起雙凹腔能夠得到的功率會較小。因此現在的架構

並非最好的設計，而未來這方面必須加以改善。

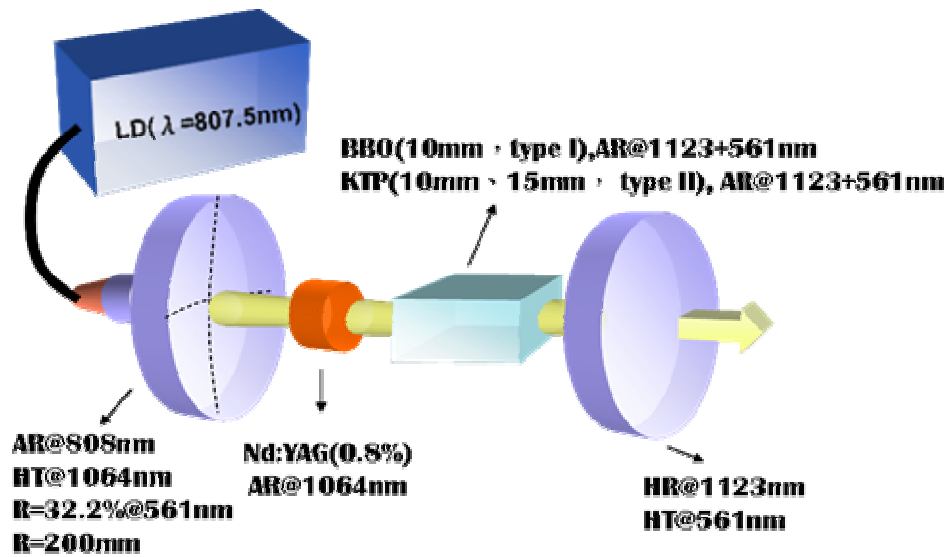


圖 4-2-7 連續波之 561nm 出光之架構



實驗結果

由圖 4-2-8 可看出 15mm-KTP 轉換效率較 10mm-KTP 高，約 1.2 倍左右，而 BBO 晶體效率又為相同長度 KTP 晶體的 3.8 倍，且最高以 20.4W 之連續波激發，可得到 790mW 的黃光雷射輸出(斜效率為 5.3%，光轉換效率則為 4.12%)。原因可能是因為倍頻晶體雖有通水但本身的溫升仍難以避免，以致於 KTP 雖有較大之非線性係數但轉換效率仍較 BBO 低，故在連續波出光時使用 BBO 是較好的選擇。

CW-561nm

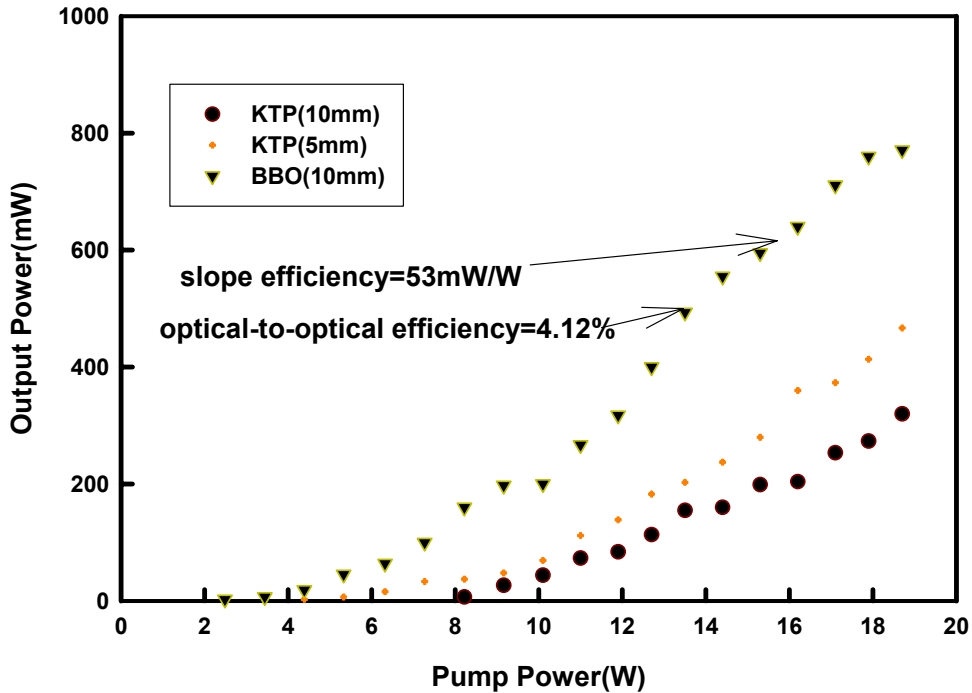


圖 4-2-8 使用 15mm,10mm KTP 及 10mm BBO 所得到的 CW 出光功率

(c) Nd:YAG 1123nm 腔內倍頻之脈衝黃綠光雷射

我們之前已使用了連續波出光的方法得到最高為 4.12% 的光轉換效率，現在則將 1123nm 改為脈衝的型式，提高其脈衝功率以期望增加轉換效率。我們以半導體飽和輸出鏡作為 Q 開關的飽和吸收體，因為其對可見光波段有很高的吸收，故無法如上個實驗的架構由直線腔出光，因此改採 folded cavity (V 型腔) 的設計。

然而以此為架構需考量到由於輸出鏡的鍍膜皆為垂直入射作為鍍膜標準，故現對於 1123nm 與 561nm 會有些許的損耗，及對 Nd:YAG 其它波長的抑制已無法像之前那麼好。當倍頻晶體尚未置入腔內時會有其它波長輸出，如圖 4-2-9；當激發光源約 10W 時，1123nm 附近的 1116nm 本身即因相距太近而較難抑制，現又因輸出鏡鍍膜反射率因傾斜而改變，所以會共振出光造成 1123nm 的增益減少。

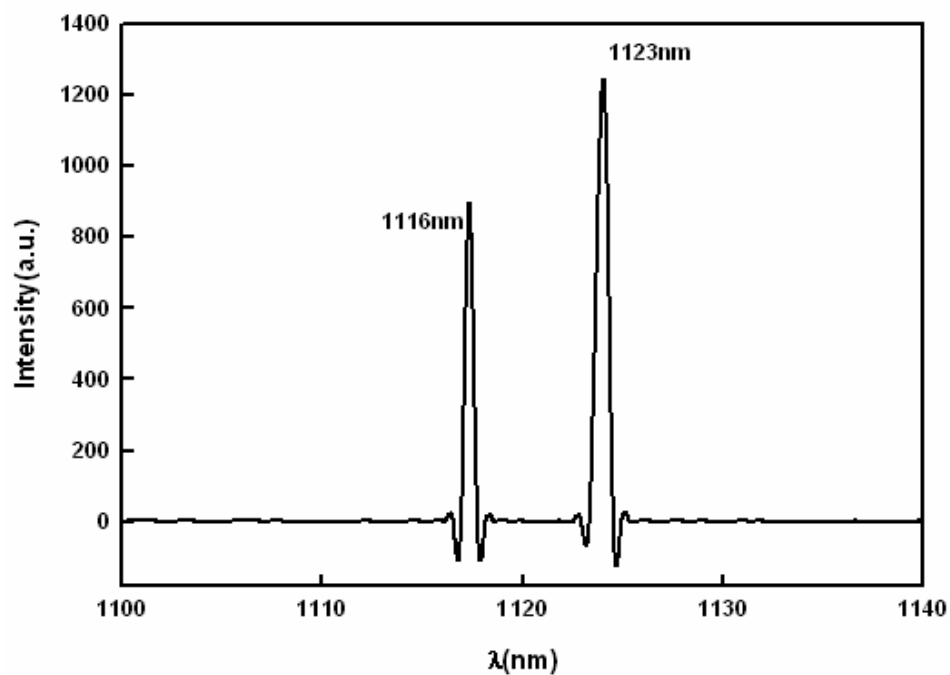


圖 4-2-9 高功率波長 1116nm 出現之圖

另外發現此時的脈衝波形如圖 4-2-10 並不是很穩定，應是此凹平腔的光腰在半導體飽和輸出鏡上，雖然我們將其通水降溫(17°C)，但應該仍因光強度太高而不穩定。

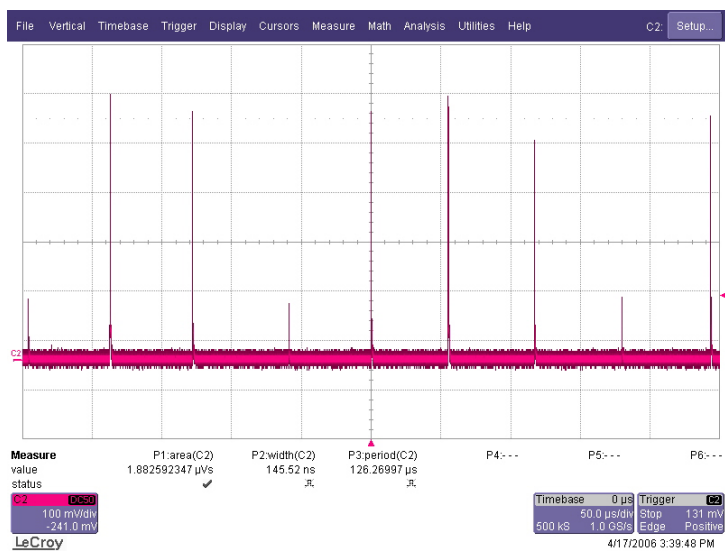


圖 4-2-10 脈衝波之重覆率，其因太熱而不穩定。

我們採用的半導體飽和輸出鏡可能因晶格不匹配而容易損壞，故在腔內能量較高時脈衝不太穩定，且因得到的重覆率太高與脈衝寬度太寬造成脈衝能量不高的結果在未來在考慮晶格匹配後應較能改善。

實驗架構

此架構所使用的鏡片大都如前，差別在我們偏轉輸出鏡並於另一軸放入半導體飽和輸出鏡(分別為 3 個與 5 個之量子井及皆有 30 對之布拉格反射鏡)，再置入倍頻晶體改由輸出鏡出光，架構如圖 4-2-11。

另外由於 SESAM 會吸收可見光，所以在我們在其前置入一平面鏡(side1：HR@561nm，HT@1123nm；side2：AR@1123nm)以避免 561 nm 之光子被吸收，所以未來最好能夠直接在 SESAM 或倍頻晶體上鍍 561nm 的高反射膜。

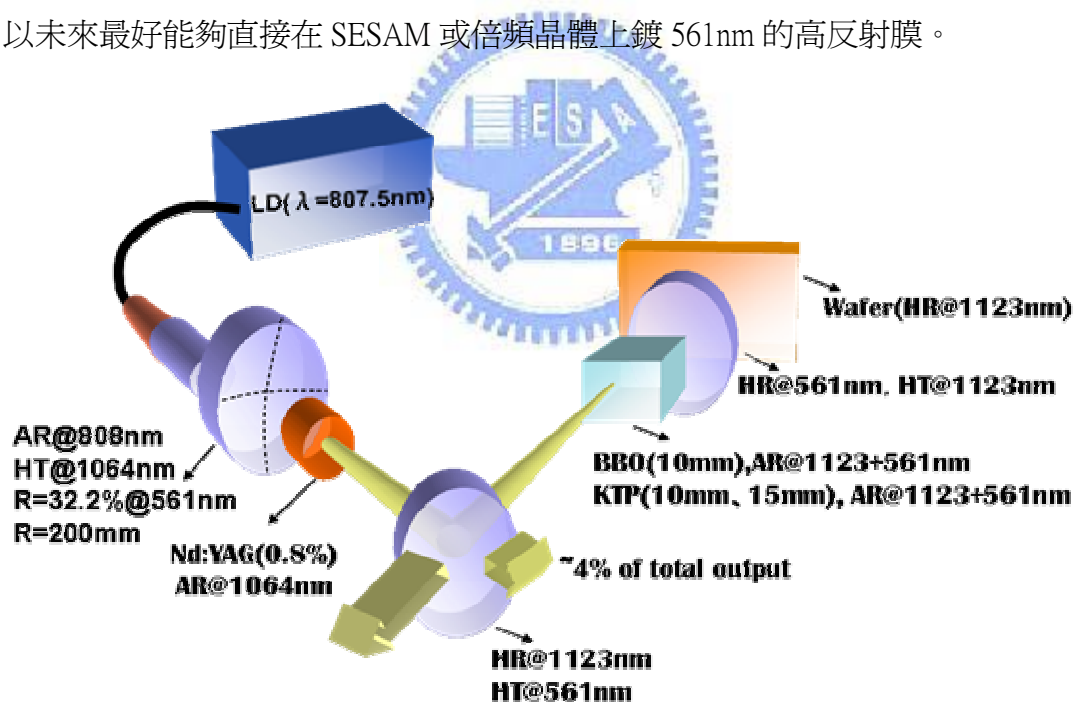


圖 4-2-11 Nd:YAG 1123nm 腔內倍頻之脈衝黃綠光雷射之架構圖

實驗結果

由於 SESAM 本身即會造成不太穩定(重覆率及脈衝寬度變化頗大)的脈衝，故在加入倍頻晶體後，而 Nd:YAG 雖藉能由熱雙折射特性提高轉換效率，但同時也因溫度不太穩定，故更有可能影響其穩定性。

另外我們發現以 5 對量子井的半導體飽和吸收鏡當 Q 開關時，由於每一發脈衝的能量較大，使得以 KTP-15mm 為倍頻晶體時，有拉曼散射產生(1158nm)圖 4-2-12(a)，再由圖 4-2-12(b)可看出 1123nm 之能量因轉成 1158nm 而減少，故對以 561nm 出光為主是一項損耗，所以當拉曼散射出現時，不僅晶體容易損壞且轉換效率會因之降低。另外經由圖 4-2-12(c)可得 KTP 的一階拉曼位移在 270cm^{-1} ，經由公式計算可得到 1158nm 的產生，所以更可確定其為拉曼效應產生之波段。

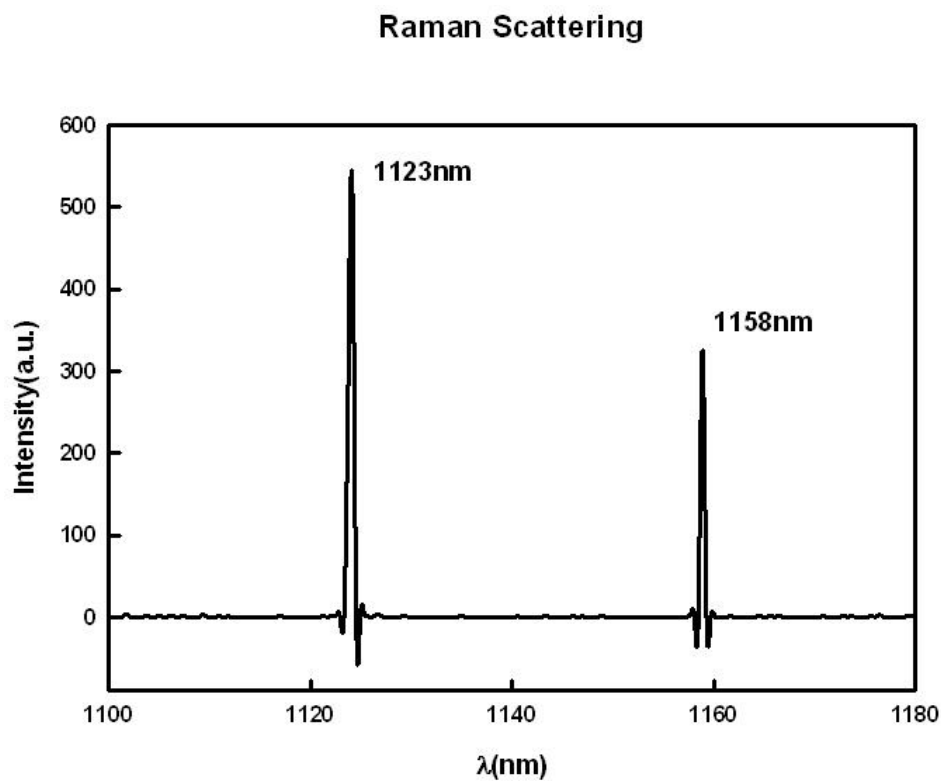


圖 4-2-12(a) KTP 一階拉曼之 1158nm

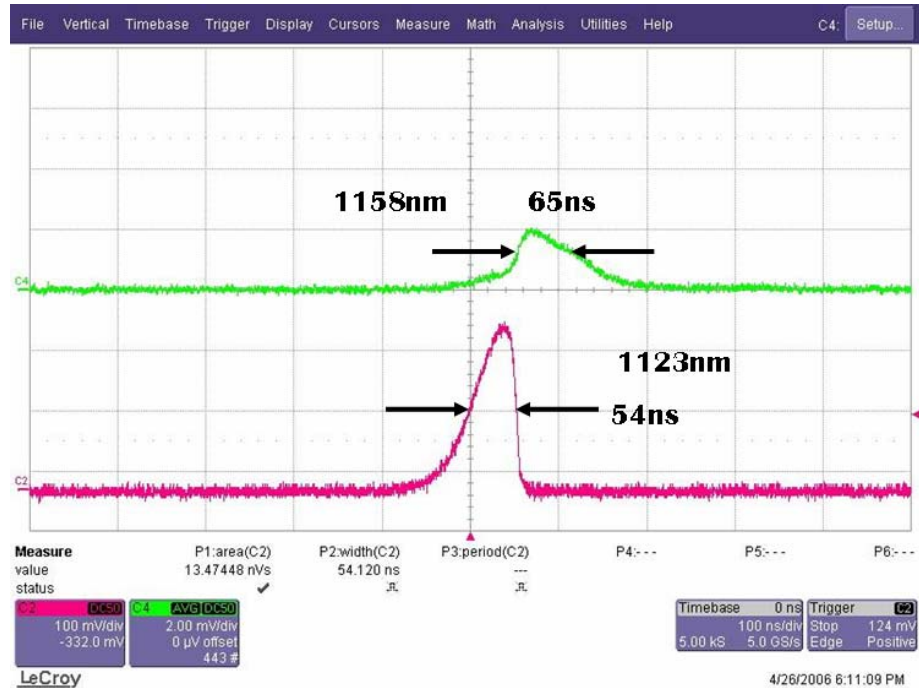
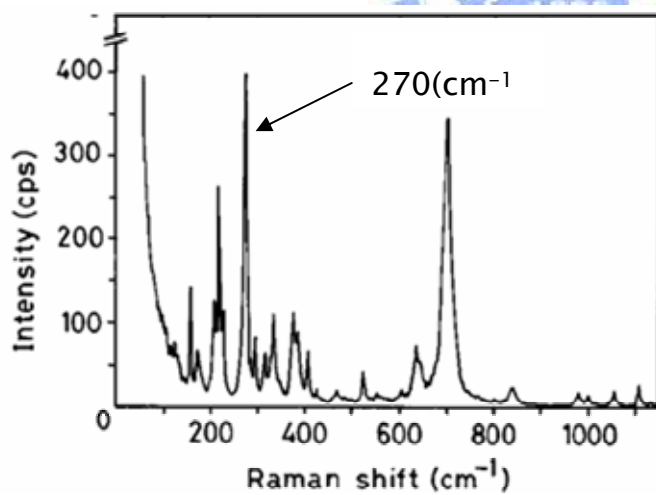


圖 4-2-12(b) 1158nm 與 1123nm 之波形，明顯看出當 1123nm 脈衝功率因 1158nm 的出現而降低。



$$k' = k - \Omega$$

$$\Rightarrow \frac{10^7}{\lambda'} = \frac{10^7}{1123} - 270$$

$$\Rightarrow \lambda' = 1158nm$$

圖 4-2-12(c) KTP 之 Raman shift

其平均功率如同在以連續波出光一樣，BBO 具有較大的功率值，對於 3 個量子井與 5 個量子井的 SASEM 分別可得斜效率為 5.7%與 6.3%，對激發光而言其光轉換效率則為 5.14%與 5.56%，如圖 4-2-13。

Average Power

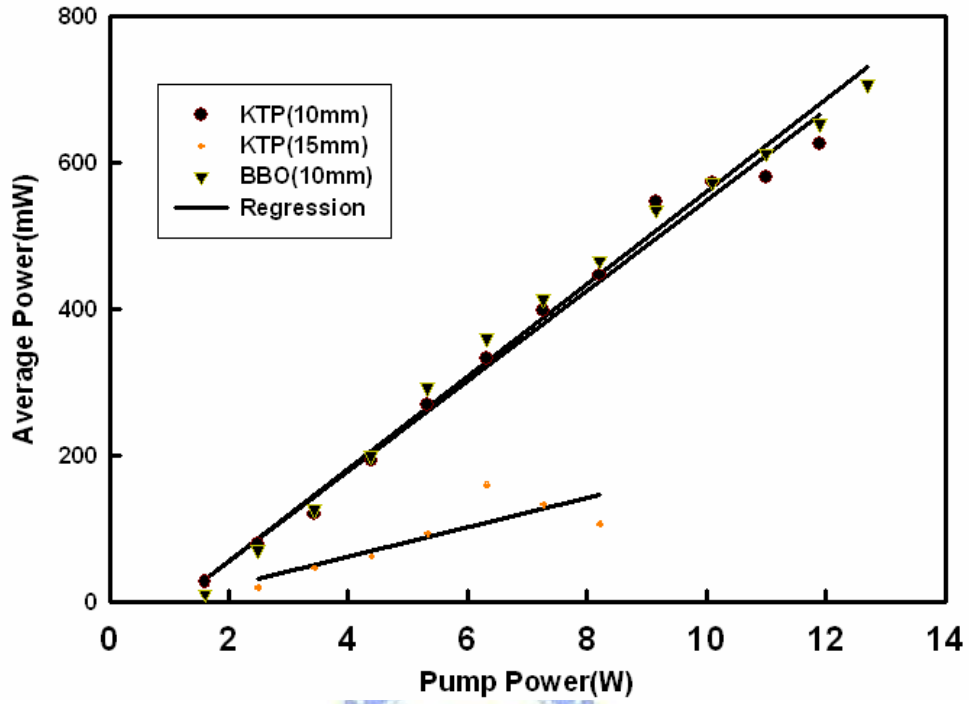


圖 4-2-13 (a) 5QW 之 SESAM 所得之平均功率

Average Power

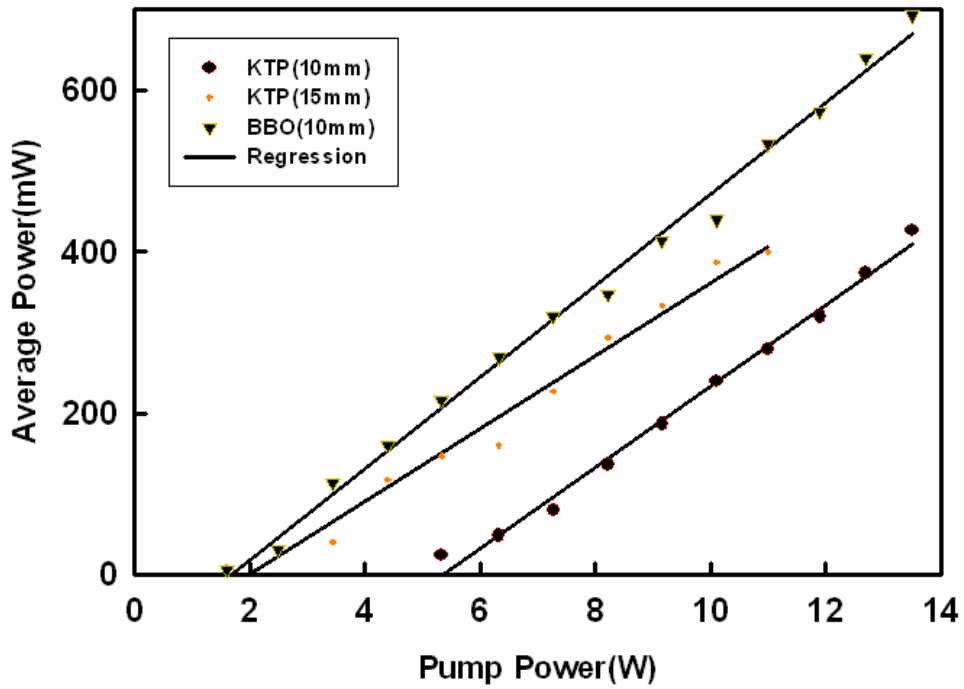
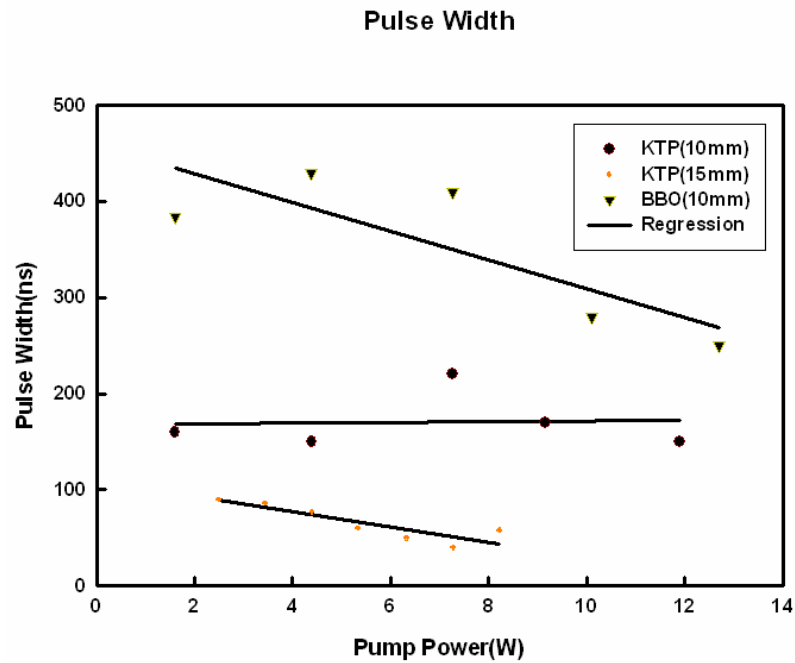
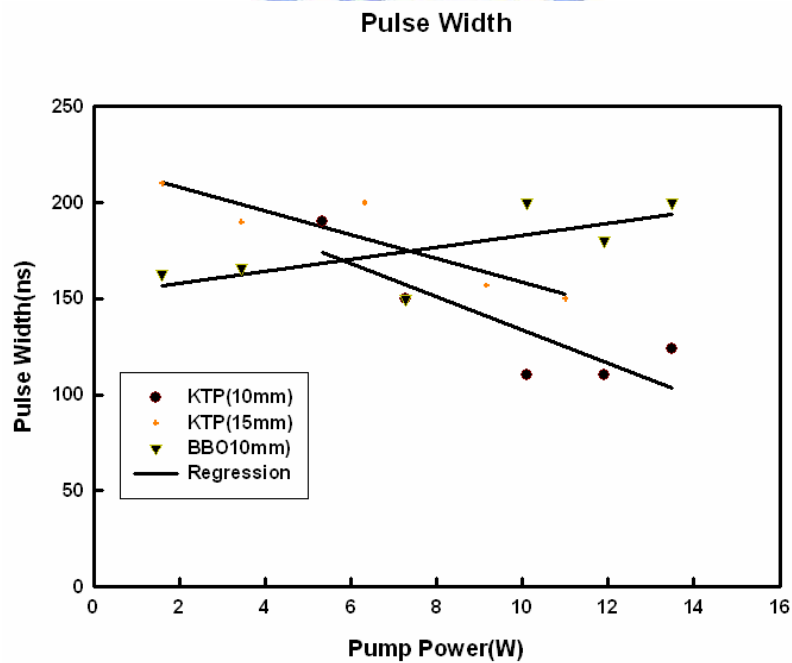


圖 4-2-13 (b) 3QW 之 SESAM 所得之平均功率

在激發功率增加到 12W 左右時，波長為 1116nm 的光子因抑制不足而輸出，此兩個增益在彼此競爭成脈衝的不穩定。由圖 4-2-14 可發現脈衝寬度均在數百 nm 左右，其中脈衝寬度有些會隨激發功率下降，應是因脈衝能量逐漸升高造成。



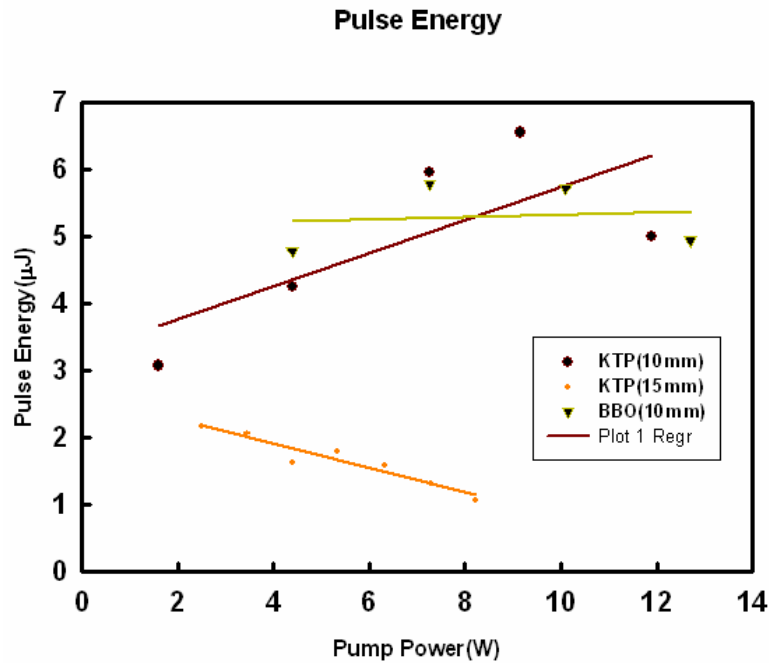
(a)5QW 之 SESAM



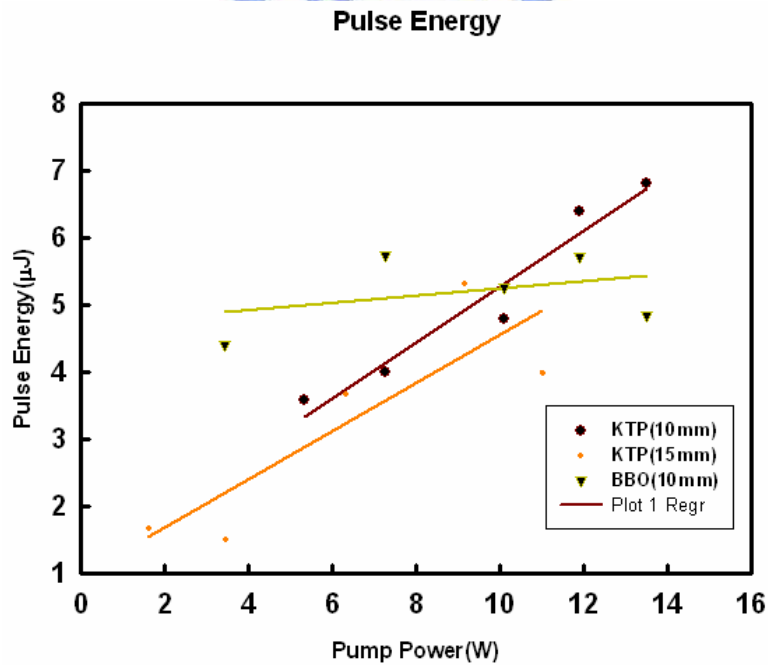
(b)3QW 之 SESAM

圖 4-2-14 脈衝寬度

圖 4-2-15 說明脈衝能量隨激發光源變化之關係，除了拉曼造成的能量損失外，可發現利用 BBO 晶體所得之能量較為穩定約為 $5 \mu\text{J}$ ，而利用 KTP 晶體之能量則隨激發功率上升。



(a)5QW 之 SESAM



(b)3QW 之 SESAM

圖 4-2-15 脈衝能量

由以上可看出在脈衝的實驗架構所得到的功率雖因半導體飽和輸鏡及腔內偏振方向不是很穩定，但大致可得到以下的如表五的結果。

		Avg power (mW)	Pulse energy (μ J)	Peak power (W)
CW	KTP(10 mm)	320	N.A.	N.A.
	BBO	770	N.A.	N.A.
3QW	KTP(10 mm)	426	6.83	55
	BBO	693	6.4	38
5QW	KTP(10 mm)	626	6.56	44
	BBO	706	5.9	23

表五 KTP 和 BBO 以連續波與脈衝型式所得到的結果

我們可看出脈衝能量約在 6 個 μ J 左右，脈衝功率為 20~50W，而 KTP 與 BBO 的平均輸出功率之差會隨著腔內基頻光增加而減少，是因為由頻率轉換公式可得到如圖 4-2-16，當基頻功率增加時，其會趨向一飽和值，而 KTP 之較大的非線性係數的特性造成其有較大變化的結果，而與 BBO 有相近的功率。

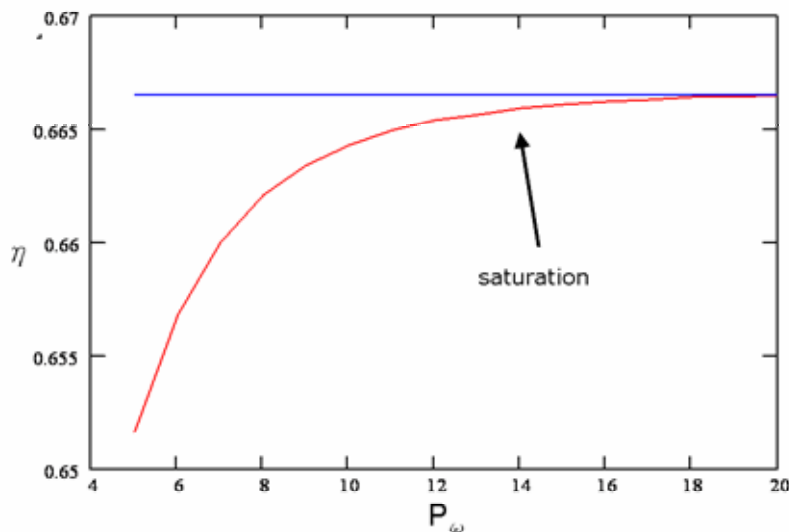


圖 4-2-16 轉換效率會隨著基頻光增加而飽和之示意圖

結論：

我們利用 Nd:YAG 作為增益介質，搭配硼酸鋇(BBO, $L=10\text{mm}$, $\phi=22^\circ$, $\theta=0^\circ$, type I)為倍頻晶體可在以連續波出光得到較好的轉換效率(斜效率為 5.3%，光轉換效率為 4.12%)，最高的輸出功率則為 770mW。而在被動式 Q 開關中倍頻晶體以磷酸鈦化鉀 (KTP, $L=10\text{mm}$, $\phi=22^\circ$, $\theta=75.8^\circ$, type II)可得較好的脈衝功率(~40W)，而換為前述之硼酸鋇則可較高的平均功率(~706mW，斜效率為 6.3%，光轉換效率為 5.56%)。

不過目前最大的問題在於其穩定性，不論是輸出鏡的鍍膜或半導體飽和輸出鏡的品質均是較為可改善的地方。



第五章 結論與未來工作

1· 摻鏡晶體

我們在摻鏡晶體得到幾種不同波長的輸出，並利用半導體飽輸出鏡實現被動式 Q 開關脈衝雷射，但目前可能因重覆吸收造成無法以有最大輻射面積的波長出光，所以未來可考慮以不同濃度的晶體測試輸出特性；此外，現在水溫最低為 16°C 左右，由能量分布公式得知若再繼續降溫，出光效率應能提升，且之後能嘗試以 Cr:YAG 為飽和吸收體作為 Q 開關的被動式 Q 開關雷射。另外因螢光波段極寬，故超快雷射方面的研究是之後努力的方向。

2· 黃綠光雷射

經由腔內倍頻我們可得 700mW 的 561nm 黃綠光雷射，未來在輸出鏡上可將平面鏡改為凹面鏡使其膜態更小並考慮鍍膜以避免非垂直入射造成其它波段的增益放大；半導體飽和輸出鏡也可利用現在的技術選擇適當的匹配，期待有更高的脈衝輸出。此外由於我們尚未使它的極化方向固定，所以之後要利用偏振片或其它的技術使其更穩定。

另外未來也可將現在的被動式改為主動式，利用主動可自行控制脈衝的特性，應當會有較好的轉換效率，而輸出功率也可期待有較高的輸出。

Reference

1. R. Lavi, S. Jackel, Y. Tzuk, M. Winik, E. Lebiush, M. Katz, and I. Paiss, *Appl. Opt.*, 38 7382–7385 (1999).
2. R. Lavi and S. Jackel, *Appl. Opt.* 39, 3093–3098 (2000).
3. R. Lavi, S. Jackel, A. Tal, E. Lebiush, Y. Tzuk, and S. Goldring, *Opt. Commun.* 195, 427–430 (2001).
4. A. Yariv, *Quantum Electronics* 3rd.
5. W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, chap 10.
6. W.P. Risk, *J. Opt.*, 5,7(1998).
7. T.Y. Fan and R. L. Byer, *IEEE J. Quantum Electronics*, 23, 5 (1987).
8. Takunori Taira, William M. Tulloch, and Robert L. Byer, *Appl. Opt.* 36, 1867-1874 (1997).
9. J.J. Degnan, *IEEE J. Quantum Electron.*, 31(1995).
10. G Xiao and M.Bass, *IEEE J. Quantum Electron.*, 33(1997)
11. X.Ahang, S.Zhao, Q.Wang, Q. Zhang, L.Sun, and S. Zhang, *IEEE J. Quantum Electron.*, 31(1995).
12. J.J. Degnan, *IEEE J. Quantum Electron.*, 25(1989).
13. F.M;ougel, K. Dardenne, G. Aka, A. Kahn-Harari, and D. Vivien, *J. Opt. Soc. Am. B*, 16,(1999).
14. Huaijin Zhang, Xianlin Meng, Li Zhu, Pu Wang, Xuesong Liu, Zhaohe Yang, Judith Dawes, and P. Dekker, *phys. stat. sol.* 175, 705 (1999).
15. S. Ch´enais¹, F. Druon¹, F. Balembois¹, G. Lucas-Leclin¹, P. Georges¹, A. Brun¹, M. Zavelani-Rossi, F. Aug´e, J.P. Chambaret, G. Aka, D. Vivien, *Appl. Phys. B* 72, (2001).
16. Yan Feng, Shenghong Huang, Akira Shirakawa, and Ken-ichi Ueda, *Opt. Soc.*

Am.,(2004).

17. J. Marling: IEEE J. Quantum Electron. QE-14, 56 (1978)
18. N.Moore, W.A. Clarkson, D.C. Hanna, S. Lehmann, J. Bosenberg : Appl. Opt. 38, 5761 (1999).
19. N.V. Kravtsov, V.V. Firsov, P.P. Pashinin: Quantum Electron. 29, 778, (1999).
20. Y.F. Chen, Y.P. Lan : Appl. Phys. B 79, 29–31 (2004).
21. E. K. Plyler, N. M. Gailar, and T. A. Wiggins, *J. Res. N.B.S.*, vol. 48, 221-224, (1952).

