

# 國立交通大學

電子物理研究所

碩士論文

腔內被動式 Q 開關之光學參數振盪器研究

Passively Q-switched intracavity optical  
parametric oscillator



研究生：蔡玲意

指導教授：陳永富教授

中華民國九十四年六月

# 腔內被動式 Q 開關之光學參數振盪器研究

學生：蔡玲意

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



利用腔內光學參數振盪器來產生  $1.5\mu\text{m}$  左右波長的人眼安全雷射，在 14W 激發光源下，已可得到 1.6ns、10kW 的輸出；在我們實驗中，使用 Nd:GdVO<sub>4</sub> 當作增益介質可以得到奈米以下(0.7ns)的脈衝寬度，以及 20kW 的脈衝功率輸出。並可利用 two-mirror 的架構，使腔內光學參數振盪器更穩定，且提高其脈衝能量約 150%；並將穩定的特性運用在可調式波長，可得到  $0.4\text{nm}^{\circ}\text{C}$  的調整波長斜率，增加使用的便利性。且使用 Nd:Gd<sub>0.7</sub>Y<sub>0.3</sub>VO<sub>4</sub> 比 Nd:YVO<sub>4</sub> 的脈衝功率約 3 倍高、比 Nd:GdVO<sub>4</sub> 的脈衝功率約 1.8 倍高。


# Passively Q switched intracavity optical parametric oscillator

Student:Ling-Yi Tsai

Advisor:Yu-Fung Chen

Institute of Electrophysics  
National Chiao Tung University

## ABSTRACT



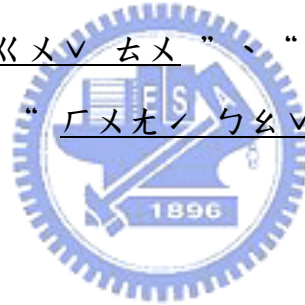
Extremely short (1.6 ns) high-peak-power ( $> 10$  kW) pulses of lasers at the eye-safe wavelength region about  $1.5 \mu\text{m}$  are obtained by intracavity optical parametric oscillators (OPOs). We demonstrated a compact efficient eye-safe OPO pumped by a diode-pumped passively Q-switched Nd:GdVO<sub>4</sub> laser to produce peak powers at 1571 nm higher than 20 kW with pulse widths of 0.7ns . On the other hand, we overcome the instability in the IOPO by using two-mirror structure .At the same time, we raise the pulse energy to 1.5 times. Due to its stability, we try to apply the two-mirror structure to tune wavelengths by temperature. As a result, we can get the curve slope about  $0.4\text{nm}/^\circ\text{C}$ . By the way, using Nd:Gd<sub>0.7</sub>Y<sub>0.3</sub>VO<sub>4</sub> crystals may get 3 times the pulse energy by using Nd:YVO<sub>4</sub> crystals and 1.8 times the pulse energy by using Nd:GdVO<sub>4</sub> crystals.

## 誌謝

自從進了研究所，在實驗室的時間幾乎佔了生活的一半。” power meter、冰水機、He-Ne、晶體、光譜儀、示波器、、、”是實驗室裡常出現的字彙，連平常閒聊的話題中不自覺就可以扯上雷射，除了嚴肅的話題，吃飯、請客、打球、一堆八卦的話題總是少不了。

很幸運認識這一群幼稚園的小朋友，雖然大家很愛起鬨，無聊時候聊聊八卦，或許偶爾會有點小爭吵，但這種爭吵其實也是很難得的。

要感謝的人很多，老師，劉志翰醫師、還有幼稚園的師醫們“ㄩㄨ ㄅㄨ”、“ㄨ ㄉㄨ”、“ㄨㄨ ㄨ ㄨ”、“ㄨ ㄨ ㄨ”、“ㄨ ㄨ ㄨ”、“ㄨ ㄨ ㄨ”、“ㄨ ㄨ ㄨ”。



最後，謝謝我的家人們，還有在我煩心時，傾聽我的苦水朋友們；當然，還有最大的功臣小叮嚀們。

I LOVE YOU ALL

## 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	端面激發雷射的設計考量.....	2
2.1	OVERLAP 導論.....	2
2.2	理論分析.....	3
2.3	模型.....	5
2.4	與實驗比較.....	8
	參考資料.....	11
第三章	PQS 理論模型與實驗比對.....	12
3.1	PQS 理論.....	12
3.2	雷射晶體介紹.....	18
3.2.1	Nd 摻雜晶體.....	18
3.2.2	Cr:YAG.....	23
3.3	PQS 實驗.....	24
3.4	PQS 理論與實驗比對.....	26
	參考資料.....	30
第四章	人眼安全雷射與光學參數振盪器相關理論.....	32
4.1	人眼安全雷射.....	32
4.2	光學參數振盪器相關理論.....	34

4.2.1	光學參數振盪器簡介	34
4.2.2	三光子系統	34
4.2.3	非線性轉換	34
4.2.4	相位匹配(Phase matching)	35
4.2.5	光學參數振盪器臨界條件以及其分類	37
4.3	非線性晶體介紹	38
4.3.1	KTP 簡介	38
4.3.2	PPLN 簡介	41
	參考資料	49
第五章	光學參數振盪相關實驗研究	51
5.1	改變不同的增益介質	52
5.2	改變腔體	61
5.3	可調式雷射	70
	參考資料	83
第六章	結論與未來展望	85
6.1	結論	85
6.2	未來展望	85
	著作論文	

## 圖表目錄

圖 2.3-1	重疊效率與模態比例的關係圖.....	7
圖 2.3-2	臨界功率、重疊效率與模態比例的關係圖.....	7
圖 2.3-3	臨界功率與輸出耦合鏡反射率的關係圖.....	8
圖 2.4-1	不同反射率的輸出耦合鏡，其輸出功率對輸出功率作圖.....	9
圖 3.1-1	飽和吸收體其初始穿透值與臨界功率關係圖.....	16
圖 3.1-2	脈衝寬度、脈衝峰值功率與飽和吸收體初始穿透值的關係...	17
圖 3.3-1	雷射二極體激發被動式 Q 開關實驗架構圖.....	27
圖 3.3-2	PQS, 輸入的電流與輸出功率的關係圖.....	27
圖 3.3-3	PQS, 輸入電流與脈衝功率的關係圖.....	28
圖 3.3-4	PQS, 輸入電流與脈衝寬度的關係.....	28
圖 3.3-5	PQS, Cr:YAG 與輸出鏡之間距離對輸出功率以及脈衝功率的影響 .....	29
圖 4.1-1	眼球的構造.....	43
圖 4.1-2	光經過水晶體聚焦在視網膜上.....	43
圖 4.1-3	不同輻射波長，其個別聚焦在眼睛的位置.....	43
圖 4.1-4	1 線表示不同波長由眼睛穿透到視網膜的百分比，2 線表示不同 波長在視網膜輻射吸收的百分比.....	44
圖 4.1-5	不同波長的雷射光其重複率對最大曝光計量的作圖.....	44
圖 4.2.1-1	光學參數振盪器為一非線性過程.....	45
圖 4.2.2-1	光學參數振盪器為一個三光子的過程.....	45
圖 4.2.4-1	一個激發光子產生一個訊號光子以及一個閒滯光子.....	46
圖 4.2.4-2	轉化效率對相位差的關係圖.....	46
圖 4.2.4-3	臨界相位匹配.....	47
圖 4.2.4-4	第一類以及第二類的相位匹配.....	47
圖 4.2.5-1	腔內以及腔外光學參數振盪器的簡單架構.....	48

圖 5.1-1	使用 Nd:YVO <sub>4</sub> 、Nd:GdVO <sub>4</sub> 討論 IOPO 架構圖.....	57
圖 5.1-2	分別使用 Nd: YVO <sub>4</sub> 以及 Nd: GdVO <sub>4</sub> 兩種不同增益介質，所得到訊號光平均輸出功率與輸入功率的關係.....	57
圖 5.1-3	分別使用 Nd: YVO <sub>4</sub> 以及 Nd: GdVO <sub>4</sub> 兩種不同增益介質，所得到訊號光脈衝重複率與輸入功率的關係.....	58
圖 5.1-4	分別使用 Nd: YVO <sub>4</sub> 以及 Nd: GdVO <sub>4</sub> 兩種不同增益介質，所得到訊號光脈衝能量與輸入功率的關係.....	58
圖 5.1-5	使用 Nd: YVO <sub>4</sub> 當增益介質，所得到的激發光以及訊號光的輸出波形，此圖為激發輸入功率小於 10W 所取得的圖型.....	59
圖 5.1-6	使用 Nd: GdVO <sub>4</sub> 當增益介質，所得到的激發光以及訊號光的輸出波形，此圖為激發輸入功率小於 10W 所取得的圖型.....	59
圖 5.1-7	使用 Nd: GdVO <sub>4</sub> 當增益介質，所得到的激發光以及訊號光的輸出波形，此圖為激發輸入功率高於 10W 所取得的圖型.....	60
圖 5.2-1	Three-mirror 實驗架構圖 .....	66
圖 5.2-2	Two-mirror 實驗架構圖 .....	66
圖 5.2-3	分別使用 two-mirror 以及 three-mirror 兩種不同腔體，所個別得到訊號光波長的平均輸出功率與輸入功率的關係圖.....	66
圖 5.2-4	分別使用 two-mirror 以及 three-mirror 兩種不同腔體，所個別得到訊號光波長的脈衝重複率與輸入功率的關係圖.....	67
圖 5.2-5	分別使用 two-mirror 以及 three-mirror 兩種不同腔體，所個別得到訊號光波長的脈衝功率與輸入功率的關係圖.....	67
圖 5.2-6	使用 Nd: GdVO <sub>4</sub> 當增益介質，所得到的激發光以及訊號光的輸出波形，此圖為激發輸入功率小於 10W 所取得的圖型.....	68
圖 5.2-7	利用圖形的 fitting，找出鎖模實際上的峰值功率.....	69
圖 5.3-1	實驗架構圖，使用非線性晶體 PPLN，來討論腔內 OPO 的相關研究.....	77



圖 5.3-2	分別在 75°C、110°C、145°C 以及 180°C，所個別得到訊號光波長的平均輸出功率與輸入功率的關係圖.....	77
圖 5.3-3	分別在 75°C、110°C、145°C 以及 180°C，所個別得到訊號光波長的脈衝重複率與輸入功率的關係圖.....	78
圖 5.3-4	分別在 75°C、110°C、145°C 以及 180°C，所個別得到訊號光波長的脈衝能量與輸入功率的關係圖.....	78
圖 5.3-5	分別在 75°C、110°C、145°C 以及 180°C，所個別得到訊號光波長的脈衝功率與輸入功率的關係圖.....	79
圖 5.3-6	實驗所得的輸出訊號光波長與控制 PPLN 溫度的關係。空心的點所代表的是理論計算下的結果.....	79
圖 5.3-7	在 TWO-MIRROR 架構下，所得到的激發光以及訊號光的輸出波形，此圖為激發輸入功率小於 10W 所取得的圖型.....	80
圖 5.3-8	在 TWO-MIRROR 架構下，所得到的激發光以及訊號光的輸出波形，此圖為激發輸入功率小於 10W 所取得的圖型.....	80
圖 5.3-9	控制加熱爐的溫度：30~180°C，分別使用三各不同增益介質：Nd:YVO <sub>4</sub> 、Nd:GdVO <sub>4</sub> 以及 Nd:Gd <sub>0.7</sub> Y <sub>0.3</sub> VO <sub>4</sub> ，所的的訊號光波長與溫度的關係圖.....	81
圖 5.3-10	使用三種增益介質：Nd:YVO <sub>4</sub> 、Nd:GdVO <sub>4</sub> 以及 Nd:Gd <sub>0.7</sub> Y <sub>0.3</sub> VO <sub>4</sub> ，所得到訊號光的輸出功率與入射光功率的關係圖.....	81
圖 5.3-11	使用三種增益介質：Nd:YVO <sub>4</sub> 、Nd:GdVO <sub>4</sub> 以及 Nd:Gd <sub>0.7</sub> Y <sub>0.3</sub> VO <sub>4</sub> ，所得到訊號光的脈衝能量與入射光功率的關係圖.....	82
圖 6.2-1	實驗結果總結做總結.....	86
圖 6.2-2	以轉動 KTP 角度來產生不同波長訊號光.....	86
表 2.1-1	關於雷射設計與對應的效率係數.....	3
表 2.4-1	不同反射率的輸出耦合鏡，其臨界功率的實驗值與理論值比較.....	10

表 3.4-1	不同初始穿透值的飽和吸收體，其臨界功率、脈衝寬度以及脈衝功率理論值與實驗值比較.....	26
表 5.1-1	使用不同增益介質其基本輸出功率的比較.....	56
表 5.2-1	使用不同腔體其基本輸出功率的比較.....	64
表 5.3-2	不同增益介質在不同溫度下的輸出訊號光波長.....	76
表 5.3-3	同一各溫度下，不同增益介質輸出功率的基本訊息.....	76



# 第一章 簡介

## 1.1 研究動機

人眼安全波長範圍（ $1.5\sim 1.6\ \mu\text{m}$ ）的奈秒級（ns）脈衝雷射，對於遙測以及雷射測距方面的應用，是非常不可或缺的。為了產生高功率的人眼安全雷射，我們一般會採用下列幾種方法：1.可利用被動式 Q 開關的型式、2.自發性拉曼 (Self-Raman)、以及 3.腔內光參數振盪器（optical parametric oscillators）的設計；尤其，隨著高損害閥值非線性晶體的發現以及雷射二極體激發式鈷（Nd）摻雜雷射的問世，腔內光參數振盪器（IOPO）更深受大家肯定、並廣為應用著。其優點，是光參數振盪器具有較高重複率以及較短的輸出脈波。

近來，我們已經可以利用半球腔的設計，來製作精巧與高效率之人眼安全的光參數振盪器，並用以產生  $1.5\ \mu\text{m}$  波長的雷射。在雷射二極體激發被動式 Q 開關 Nd:YVO<sub>4</sub>/KTP/Cr<sup>4+</sup>:YAG 腔內光參數振盪器系統的實驗中，我們已可藉由控制激發光斑的大小，來得到最佳化的模態對激發光斑的大小比例，成功的減低熱透鏡效應的影響，進而也提升了信號光的平均輸出功率以及峰值的能量。

本論文是以被動式 Q 開關激發非線性晶體產生非線性的特性，形成所謂的光學參數振盪器，主要的研究波段是在  $1.5\ \mu\text{m}$  左右。

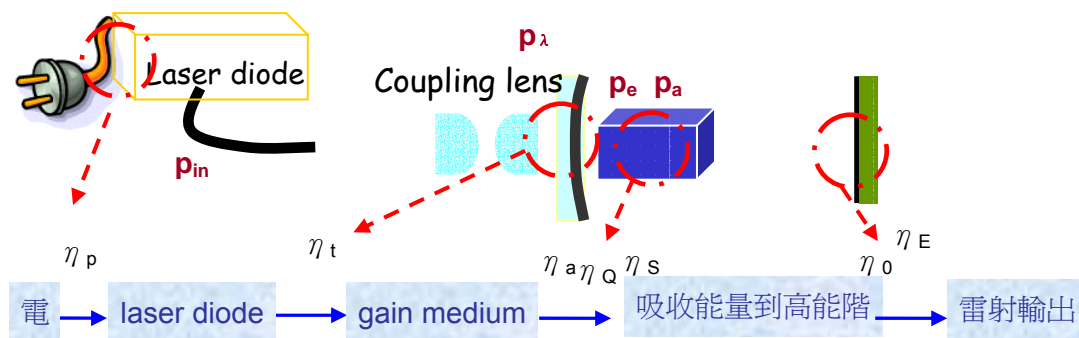
## 1.2 本論文組織

本論文以第二章的雷射設計條件開始，接著介紹我們使用的被動式 Q 開關，並加理論與模擬比對。在第四章裡，主要要跟大家介紹所謂的光學參數，其中並提及非線性理論以及相位匹配以及人眼安全雷射的主題。第五章，開始進入我們實驗研究的主題。實驗研究主題主要先從增益介質來研究，再進入光學參數的腔體研究，最後再將 two-mirror 應用在我們的可調節式雷射當中。

## 第二章 端面激發雷射的設計考量

### 2.1 OVERLAP 導論

在雷射的設計上，存在著幾種損耗。如下圖所示：



$\eta_p$  為激發光源的效率(pump source efficiency)，主要為從輸入電端到激發光源有效的功率轉化，其值的大小一般大約為 0.3~0.5。

$\eta_t$  包含了離開光源的光進入雷射腔體，以及穿透的效率；主要定義為從激發光輻射穿過鏡面時的有效轉化。

$\eta_a$ 、 $\eta_Q$ 、 $\eta_s$  主要是從被增益介質激發輻射的吸收以及將能階激發到高能階的過程。

$\eta_a$  為吸收效率，主要與光子傳遞的長度以及晶體的吸收係數有關係。而  $\eta_Q$  為光子對於雷射輻射的影響，雷射輻射未能有效被利用，有些會轉成熱輻射掉。 $\eta_s$  為量子缺陷(Quantum defect)，為雷射輸出光能量與激發光子能量的比例  $\lambda_p / \lambda_L$ 。而

$\eta_0$  為激發光子與腔內模態的空間重疊率，又稱為模態的匹配(mode-matching)。

以上介紹可知道，當選定雷射二極體以及雷射材料、雷射晶體之後，對於  $\eta_p$ 、 $\eta_t$ 、 $\eta_a$ 、 $\eta_Q$ 、 $\eta_s$  都將是一各定值。因此，為了提高我們雷射的輸出效率， $\eta_0$  將是一各非常重要的係數。

損耗	關聯性
$\eta_p$	雷射二極體材料的吸收、雷射二極體的放射光譜與增益介質的吸收光譜
$\eta_t$	Pumping cavity、表面的反射損耗
$\eta_a$	長度與吸收係數
$\eta_Q \eta_s$	Quantum(光子數對雷射輻射的影響)， and quantum defect
$\eta_0$	mode matching, optimization

表 2.1-1 關於雷射設計與對應的效率係數

## 2.2 理論分析

為了得到重疊係數( $\eta_0$ )，我們必須考慮進空間相關的關係，寫下速率方程式的分析。

假設為單模的激發機制(single mode operation)以及理想的四能階雷射(idea four level laser)：

$$\frac{dn(x, y, z)}{dt} = -c\sigma\phi n(x, y, z)\varphi_0(x, y, z) + R_p r_p(x, y, z) - \frac{n(x, y, z)}{\tau} \quad \dots(1)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = c\sigma\phi \int_{rod} n(x, y, z)\varphi_0(x, y, z)dV - \frac{\phi}{\tau_c} \quad \dots(2)$$

上兩式分別包含了激發光束與腔內光場的位置相關方程。

其中， $n(x, y, z)$ ：粒子反轉的密度， $\phi$ ：腔內的光子數目， $c$ ：光在介質內的速度， $\sigma$ ：有效的激發輻射面積， $\tau$ ：粒子的生命週期。

$\tau_c = \frac{2l_{eff}}{c} \frac{1}{L + \ln(\frac{1}{R})}$  為光子的生命週期；此處的 $l_{eff}$ 為有效的共振腔長度， $L$ 為腔

內的損耗， $R$ 為輸出境的反射率。

$R_p = \frac{p_{abs}}{h\nu_p}$ 為提供能量的速率；其中， $h\nu_p$ 為激發光子的能量， $p_{abs}$ 為激發光被

吸收的功率。

先看(1)式，表示增益界值的反轉濃度隨時間變化的速率。(1)式的右邊有三各組

成，依序分別代表：高能階粒子被光子吸收而有所損耗、低能階的粒子吸收能量而躍遷到高能階以及高能階粒子的自發性衰落。

而(2)式，代表腔內光子數隨時間的變化。其等號右邊分別說明了：光子吸收增益介質上的高能階粒子而放大以及光子的自我死亡。

(1)、(2)式中，代表空間主要的因子有兩項， $\varphi_0(x, y, z)$ 、 $r_p(x, y, z)$ ，分別代表雷射腔內基態以及激發光束的空間變數。將兩項都正規化，可得：

$$\int_{rod} r_p(x, y, z) dV = \int_{cavity} \varphi_0(x, y, z) dV = 1$$

由於，我們考慮是連續的雷射(CW laser)，在穩定狀況下：

$$\frac{dn}{dt} = 0 \rightarrow n(x, y, z) = \frac{R_p r_p(x, y, z)}{\frac{1}{\tau} + c\sigma\phi\varphi_0(x, y, z)}$$

而光子為產生之前，即  $\frac{d\phi}{dt} = 0$ 。可得： $c\sigma\tau R \int_{rod} \frac{r_p(x, y, z)\varphi_0(x, y, z)}{[1 + c\sigma\phi\varphi_0(x, y, z)]} dV = \frac{1}{\tau_c}$

另外，所輸出的功率可寫成： $P_{out} = \frac{c}{2l_{eff}} \phi h\nu_l \ln\left(\frac{1}{1-T}\right)$ ，其中， $h\nu_l$  為雷射的光子能量， $T$  為輸出鏡的穿透率。

由  $R_p = \frac{P_{abs}}{h\nu_p}$ ，以及  $I_{sat} = \frac{h\nu_l}{\sigma\tau}$  兩式，(其中， $I_{sat}$  為腔內飽和能量強度)。可得到：

$$P_{abs} = \frac{I_{sat} \nu_p \ln[1/1-T] + L}{l_{eff} \nu_l} \left\{ \int_{rod} \frac{\varphi_0 r_p}{[1 + \frac{2l_{eff} P_{out} \varphi_0}{I_{sat} \ln[1/1-T]}]} dV \right\}^{-1}$$

而當輸出功率為零( $P_{out} = 0$ )的時候，此時的所激發光所提供的功率即為臨界的激發功率，可寫成：

$$P_{th,0} = \frac{\ln(1/R) + L}{2l_{eff}} \frac{h\nu_p}{\sigma\tau} \int_{rod} \frac{1}{\varphi_0 r_p} dV$$

藉由數學運算，利用以下的近似，”當 t 值很小的時候： $(1-t)^{-1} \sim 1+t$ ”，

可進一步整理成：

$$P_{abs} \approx \frac{I_{sat}}{l_{eff}} \frac{\nu_p}{\nu_l} \frac{\ln[1/(1-T)] + L}{2} \frac{1}{\int_{rod} \varphi_0 r_p dV} \left\{ 1 + \frac{2l_{eff} P_{out} \varphi_0}{I_{sat} \ln[1/(1-T)]} \frac{\int_{rod} \varphi_0^2 r_p dV}{\int_{rod} \varphi_0 r_p dV} \right\},$$

再經過整理即可得到：

$$P_{out} = \frac{\lambda_p}{\lambda_l} \frac{\int_{rod} \varphi_0 r_p dV}{\int_{rod} \varphi_0^2 r_p dV} \frac{\ln[1/(1-T)]}{\ln[1/(1-T)] + L} [P_{out} - P_{th}], \quad \lambda_p \text{ 爲激發光子的波長, } \lambda_l \text{ 爲雷射}$$

光子波長。

即可得到重疊係數(Overlap coefficient)  $\eta_o$  的定義：

$$\eta_o = \frac{\int_{rod} \varphi_0 r_p dV}{\int_{rod} \varphi_0^2 r_p dV}$$

此係數對於雷射設計，是十分重要的係數，其值的大小，與雷射基態模對激發光子大小比例有關，會直接影響到腔內的功率大小。

以下，我們就針對重疊係數，做討論。



## 2.3 模型

爲了得到我們雷射輸入與輸出特徵，我們必須得知臨界功率(threshold)與重疊效率(overlap coefficient)的訊息。以下，我們就所得的資訊，來模擬程式找出臨界功率與重疊效率的相關訊息。

首先，對於一各多模態光纖(multi-mode fiber)耦合半導體雷射光源經過聚焦鏡，其波形在聚焦面，就像是一個 top-hat 的分佈。我們可以寫出激發光子空間分布（爲一個 Heaviside function 的分布）以及雷射基態(TEM<sub>00</sub>)光子分布（爲一個高斯分布）的數學式子：

$$r_p(x, y, z) = \frac{\alpha e^{-\alpha z}}{\pi \omega_0^2 (1 - e^{-\alpha l})} \Theta(\omega_p^2 - x^2 - y^2)$$

$$\varphi_0(x, y, z) = \frac{2}{\pi \omega_0^2 l_{eff}} \exp(-2 \frac{x^2 + y^2}{\omega_0^2})$$

Heaviside function 以及 Gaussian function 前面的係數為歸一化的係數。

其中， $\omega_0$ 、 $\omega_p$  分別代表基態光束大小(與腔內前鏡曲率、輸出鏡曲率以及熱效應產生的透鏡效應、腔長有關，其值的大小可以藉由 ABCD Law 來運算)以及激發光束的大小， $\alpha$  為激發光束的吸收係數。

將以上兩式代入，可進一步簡化

$$\eta_0 = \frac{F(\alpha, \omega_0)^2}{F(\alpha, \omega_0/\sqrt{2})}$$

$$\text{其中， } F(\alpha, \omega_0) = \frac{1}{2} \frac{\alpha}{1 - e^{-\alpha l}} \int_0^l \left( \frac{\omega_0}{\omega_p(z)} \right)^2 [1 - \exp(-2 \frac{\omega_p^2(z)}{\omega_0^2})] e^{-\alpha z} dz$$

為 match function，描述了激發光束與腔內模態的空間重疊性。

$$\text{同時可得， } p_{th,0} = \frac{\ln(1/R) + L}{2l_{eff}} \frac{h \nu_p}{\sigma \tau} \int_{rod} \frac{1}{\varphi_0 r_p} dV = \frac{\ln(1/R) + L}{2l_{eff}} \frac{h \nu_p}{\sigma \tau} \frac{\omega_o^2}{F(\alpha, \omega_o)}$$

參數使用如下：

$$Nd := 0.2 \quad \alpha := 20 \cdot Nd \quad n := 2.18 \quad \tau := 90 \cdot 10^{-6} \quad L := 0.01 \quad h := 6.626 \cdot 10^{-27}$$

$$NA := 0.18 \quad rc := 0.1 \quad C := rc \cdot NA \quad \sigma := 12.5 \cdot 10^{-19} \quad l_{eff} := 3.5 + (n - 1) \cdot 0.8$$

$$\beta := \frac{C}{n \cdot \alpha} \quad l := \frac{5}{\alpha} \quad \omega_{po} := \sqrt{\beta \cdot \ln(2)} \quad \omega_{pa} := 2.4 \omega_{po} \quad \nu_p := \left( \frac{3 \cdot 10^{10}}{808 \cdot 10^{-7}} \right)$$

(1) 模態的比例與重疊效率的關係圖：

圖形顯示出：激發光束( $\omega_p$ )與腔內模態( $\omega_0$ )的比例大小會影響重疊的效率。比例

達至 2.7 的時候，效率可達到 1。



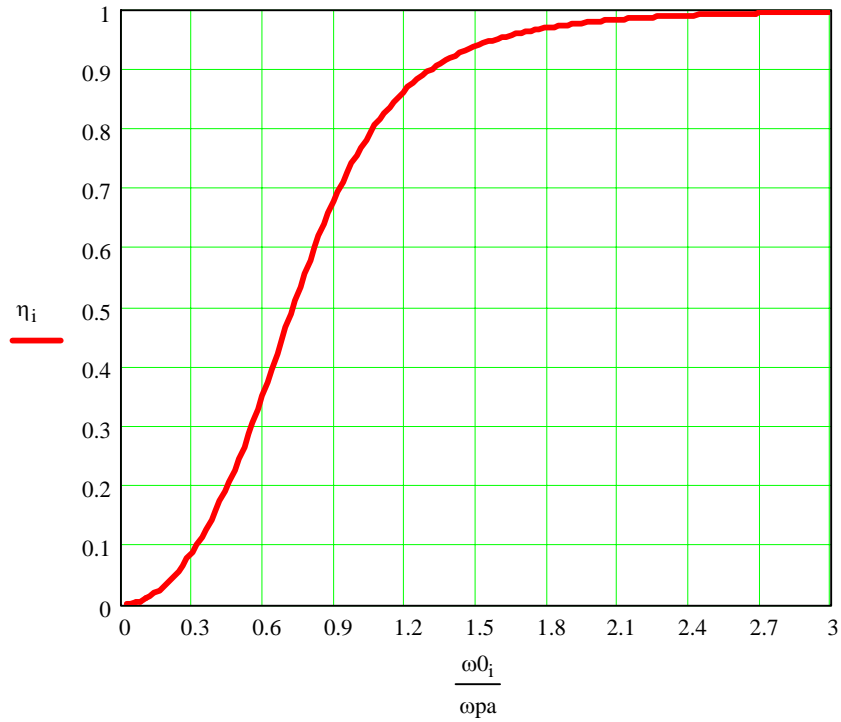


圖 2.3-1 重疊效率與模態比例的關係

(2) 輸出鏡反射率為 90% 時，產生雷射光的臨界功率與模態大小比例的關係圖。

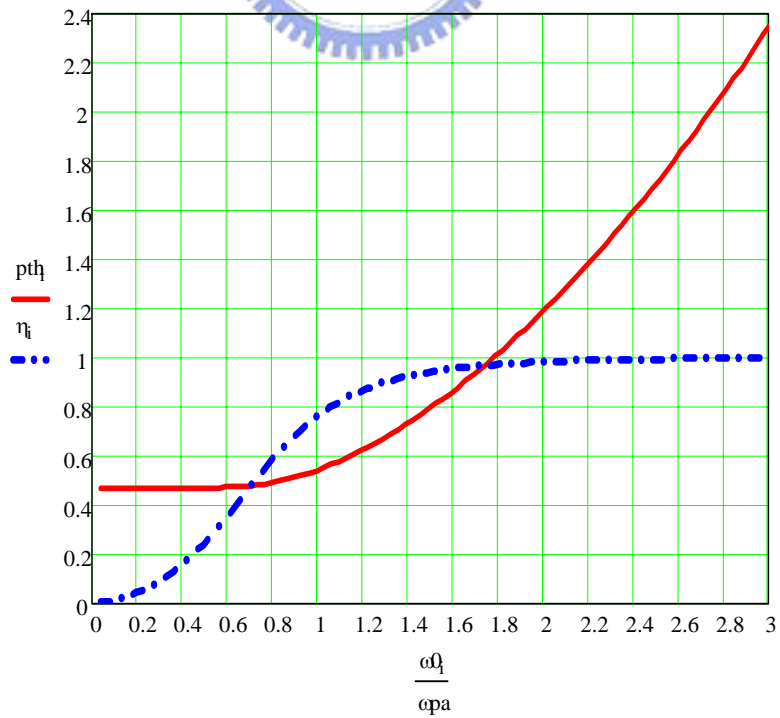


圖 2.3-2 臨界功率、重疊效率與模態大小的關係

雖然，比例達到 1，可以得到很高的重疊效率，但同時，其臨界功率就會很高。為了降低臨界功率，於是我們犧牲一點效率。我們設計雷射的時候，就會超為降低一點模態的比例，雖然犧牲了一點重疊效率，卻可以大大降低臨界功率。

(3) 我們將模態大小的比例固定為 0.94，看不同反射率的輸出耦合鏡對於產生光子的臨界功率的關係。

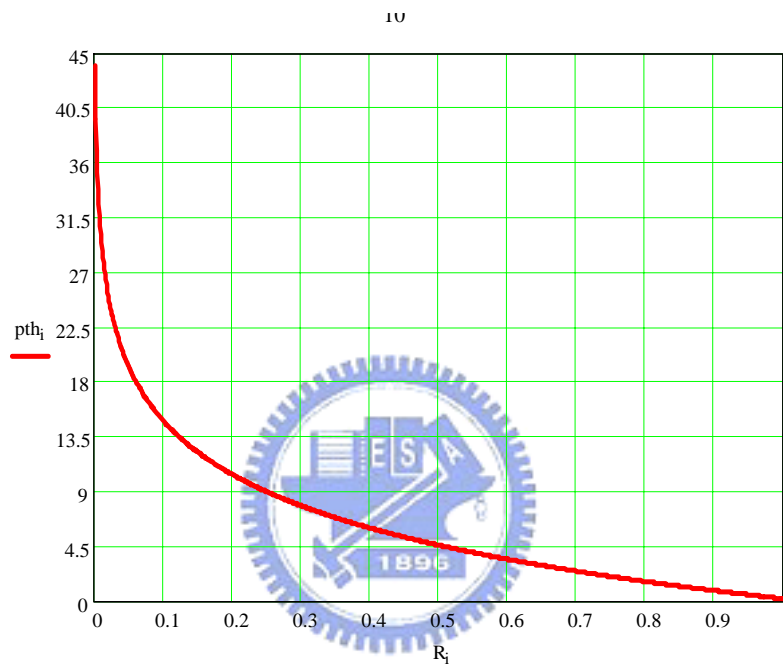
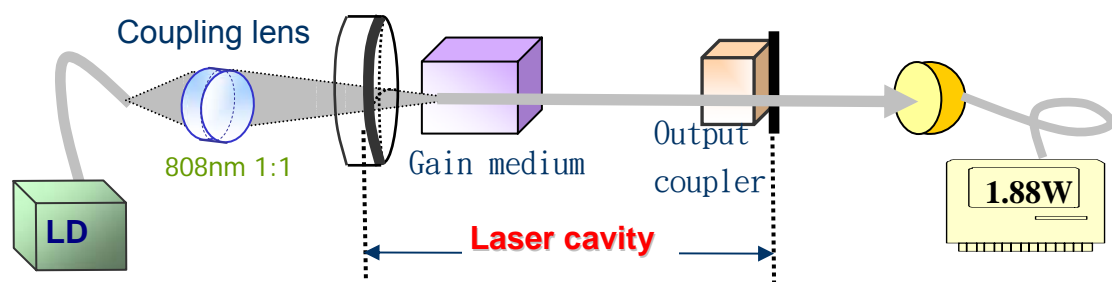


圖 2.3-3 臨界功率與輸出耦合鏡反射率的關係圖

我們固定重疊效率約 0.94，再固定腔長為 3.5cm。當輸出耦合鏡的反射率愈低，其臨界功率就會愈高。

## 2.4 與實驗比較



首先我們先建立簡單的 CW 雷射架構，如上圖。使用的增益介質為摻雜 0.2%Nd<sup>3+</sup>，8-mm 長的 a 切割 Nd: Gd<sub>0.7</sub>Y<sub>0.3</sub>VO<sub>4</sub>，此雷射晶體的兩端面都鍍上 1064nm 波長抗反射膜(R<0.2%)。使用低濃度的 Nd 摻雜主要可用來避免熱效應所引起的斷裂。這兩顆雷射晶體都需要裹上 In 片，並接上水冷式銅塊座，水溫約維持在 25<sup>0</sup>C，使能有效散熱。激發光源是 808nm 波長 16W 的光纖耦合雷射二極體；此光纖纖心直徑為 800 μm，其數值孔徑為 0.2。聚焦鏡的焦距為 12.5mm，從激發光到增益介質上，其耦合效率約為 92%。激發光束半徑 ω<sub>p</sub> 350 μm，用曲率 50mm 的凹透鏡當作前鏡，並鍍上 808nm 波長抗反射膜(R<0.2%)、對 1064nm 以及 1573nm 高反射(R>99.8%)的薄膜。注意，增益介質放置的位置要十分靠近前鏡。

使用曲率 5 公分凹面鏡當作前鏡，並在雷射二極體入射到前鏡的那一面上鍍上 808nm 抗反射膜(R<0.2%)，另一面則鍍上對 808nm 波長高穿透膜(T>95%)以及對 1064nm 波長高反射膜(R>99.8%)。使用的輸出耦合鏡，為平面鏡，其對 1064nm 反射率各為 54%、80%、90%。整體的雷射腔體長度大約 35mm。

我們將觀察輸入功率與輸出功率的關係，其實驗結果如下：

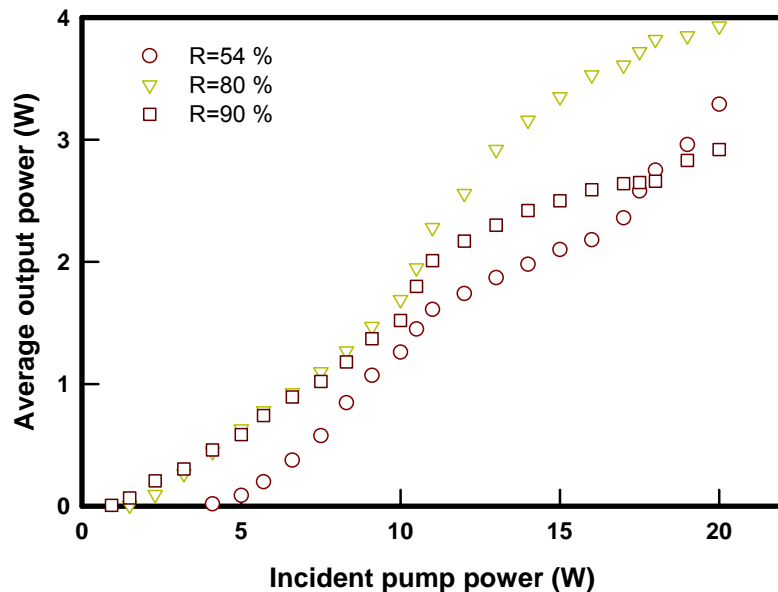


圖 2.4-1 不同反射率的輸出耦合鏡，其輸入功率對輸出功率做圖。

實驗結果：使用反射率為 54%、80%以及 90%的輸出耦合鏡，做連續雷射的實驗，其所需激發的臨界功率分別為 4.1W、1.5W 以及 0.93W，我們藉由以下的表格，將實驗的結果與理論算出來的結果做些比較：

臨界功率( $P_{th}$ )	R=54%	R=80%	R=90%
實驗值	4.1W	1.5W	0.93W
理論值	4.098W	1.605W	0.858W
誤差百分比	0.05%	4.03%	7.74%

表 2.4-1 不同反射率的輸出耦合鏡，其臨界功率的實驗值與理論值作表格。

結果顯示出：理論值與實驗值相當符合，其誤差值最高到 7.74%，而最低可降低至 0.05%。



## 參考資料

1. Ken'ichi Kubodera and Kenju Otsuka, J. Appl. Phys.50,2,653(1979)
2. Paolo Laporta ,and Marcello Brussard ,IEEE J. of Qunt.Elec.27,10,2319(1991)
3. Y. F. Chen et al., Optics Communications,133,517(1997)
4. Y. F. Chen, IEEE J.of Quantum Ele.35,2,234(1999)
5. Y. F. Chen et al., IEEE J. of Quantum Ele.36,5,615(2000)
6. Y. F. Chen, Y. P. Lan , S. C. Wang, Appl. Phys. B ,71,827(2000)
7. Koechner Bass, Solid-State Lasers.Spinder,88-95



## 第三章 PQS 理論模型與實驗比對

### 3.1 PQS 理論

被動式 Q 開關，即所謂的 PQS。我們主要是利用 Cr:YAG 當作飽和吸收體，其工作機制，類似閘門的功能，使得一開始雷射光提供增益介質讓光子放大，再經過飽和吸收體，光子讓 Cr:YAG 吸收掉，使其低能階的粒子躍遷到高能階，由於 Cr:YAG 的高能階粒子生命週期比較長，當雷射光能量慢慢加大，且當高能階粒子尚未衰減到低能階，而低能階粒子已經完全轉移到高能階的那一段時間，此時低能階無粒子存在，就形成所謂的透明，即雷射光不再被吸收，而完全穿過，形成一發雷射出來。而透明之後，Cr:YAG 高能階粒子自我死亡到低能階，當光子再進來，即能讓低能階粒子吸收躍遷到高能階，重複的循環下去，如此形成所謂的脈衝雷射。為求更進一步的推論，我們進行以下的討論：

首先，我們先寫下速率方程式：

$$\frac{dn}{dt} = -\gamma c \sigma \phi n + R_p - \frac{n}{\tau_f} \quad \dots(1)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\phi}{tr} [2\sigma n l - 2\sigma_{gs} n_{gs} l_s - 2\sigma_{es} n_{es} l_s - (\ln(\frac{1}{R}) + L)] \quad \dots(2)$$

$$\frac{dn_{gs}}{dt} = -\frac{A}{A_s} c \sigma_{gs} \phi n_{gs} \quad \dots(3)$$

參數的定義如下：

$n$  與  $\phi$ ：分別為單位體積粒子反轉數與光子數，

$n_{gs}$ 、 $n_{es}$  與  $n_{so}$ ：分別為飽和吸收體上基態、激態以及總電子反轉濃度，

$\gamma$ ：粒子反轉數轉換的比例，一般四能階雷射而言， $\gamma$  值為 1。

$c$ ：光速，

$R_p$ ：單位體積激發的速率，

$\tau_f$ ：粒子的生命週期，

$\sigma$ ：增益介質受激輻射的有效吸收截面積，

$\sigma_{gs}$  與  $\sigma_{es}$  : 分別為飽和吸收體基態與激發態粒子的有效吸收截面積。

$l$  : 腔體的長度，

$l_s$  : 飽和吸收體的長度，

$R$  : 耦合輸出鏡的反射率，

$L$  : 腔內的損耗，

$A/A_s$  : 增益介質與飽和吸收體有效的區域比值

由以上式子，我們想要利用數學計算求得：Q 開關的第二臨界條件，以及找出激發所需的臨界功率與飽和吸收體初始穿透值大小的關係。

(a) Q 開關的第二臨界條件...REF.1~3

由(1)式，當  $\phi$  不為零的時候(也就是光子已經激發不需考慮自發性的輻射)，此時可簡寫成

$$\frac{dn}{dt} = -\gamma\sigma n\phi \quad (4)$$

且我們知道

$$n_{gs} + n_{es} = n_{so} \quad (5)$$

整理(3)式，經過運算後可以得到

$$n_{gs} = n_{so} \left(\frac{n}{n_i}\right)^\alpha,$$

$$\alpha = \frac{A \sigma_{gs}}{A_s \gamma \sigma}$$

其中， $\alpha$ 值愈大表示飽和吸收體愈容易飽和透明。

我們考慮光子尚未產生 ( $\frac{d\phi}{dt} = 0$ )，且飽和吸收體的粒子尚停留在低能階、基

態( $n_{gs} = n_{so}, n_{es} = 0$ )，可得：

$$n_i = \frac{\ln\left(\frac{1}{T_0}\right) + \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L}{2\sigma},$$

$n_i$  為增益介質上初始居量反轉的濃度。其定義為，在 Q 開關尚未打開，且損耗恰好等於增益。此處的  $T_0 = \exp(-\sigma_{gs} n_{so} l_s)$  為飽和吸收體上的初始穿透值。

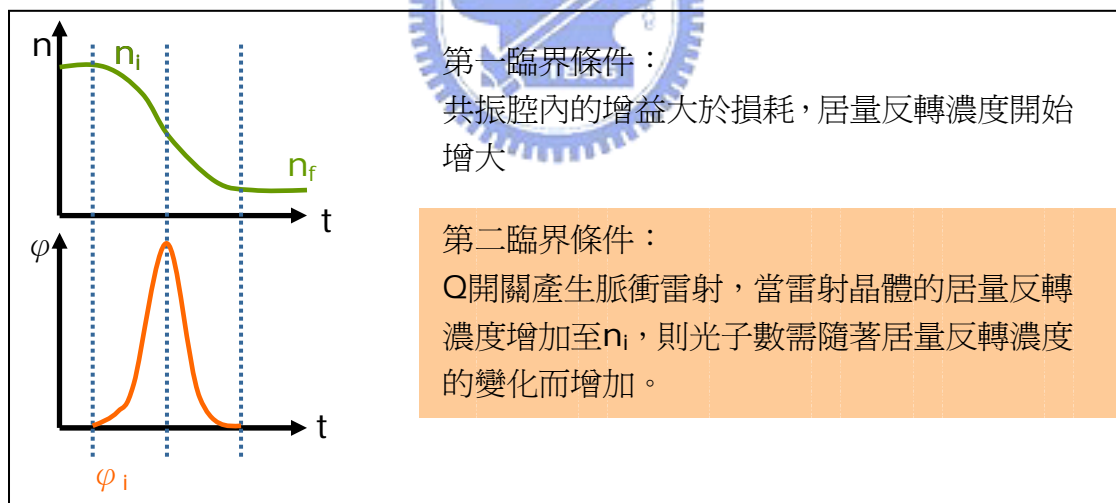
由(1)(2)式，可求得

$$\frac{d\phi}{dn} = -\frac{l}{\gamma l'} \left[ 1 - \frac{1-\beta}{2n_i \sigma l} \ln\left(\frac{1}{T_0^2}\right) \left(\frac{n}{n_i}\right)^{\alpha-1} - \frac{\beta \ln\left(\frac{1}{T_0^2}\right) + \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L}{2n \sigma l} \right] \quad (6)$$

此處的  $\beta = \frac{\sigma_{es}}{\sigma_{gs}}$ 。

首先回到我們的主題，要產生 Q 開關脈衝雷射的條件，需滿足第一臨界條件以及第二臨界條件。所謂的第一臨界條件即為：共振腔內的增益剛超過腔內的損耗，此時居量反轉濃度開始增大；第二臨界條件即為：當雷射晶體的居量反轉濃度增加至  $n_i$ ，則光子數需隨著居量反轉濃度的變化而增加，請參見下圖。

為求得第二臨界條件，我們需要求得光子密度與粒子反轉濃度的二次微分關係式。



首先，我們先求得  $\frac{d\phi}{dn}$  的關係。在  $n=n_i$  時，將(6)式整理成以下型式：

$$[\alpha(1-\beta)-1] \ln\left(\frac{1}{T_0^2}\right) - \ln\left(\frac{1}{R}\right) - L > 0$$

再進一步求得二次微分：

$$\frac{d^2\phi}{dn^2} = -\frac{l}{\gamma l'} \left[ -\frac{(1-\beta)(\alpha-1)}{2n_i^2 \sigma l} \ln\left(\frac{1}{T_0^2}\right) \left(\frac{n}{n_i}\right)^{\alpha-2} + \frac{\beta \ln\left(\frac{1}{T_0^2}\right) + \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L}{2n^2 \sigma l} \right]$$



將  $n = n_i$  帶入上式，即可求得

$$[\alpha(1-\beta)-1]\ln\left(\frac{1}{T_0^2}\right) - \ln\left(\frac{1}{R}\right) - L > 0 ,$$

再將  $\alpha = \frac{A \sigma_{gs}}{A_s \gamma \sigma}$  帶入，求得

$$\frac{\ln\left(\frac{1}{T_0^2}\right)}{\ln\left(\frac{1}{T_0^2}\right) + \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L} \frac{\sigma_{gs}}{\sigma} \frac{A}{A_s} \gg \frac{\gamma}{1-\beta} , \quad (7)$$

於是我們就求得了 Q 開關的第二臨界條件。這式子與 R 以及  $T_0$  有關，因此直接影響了 Q 開關的設計。

(b) 找出激發所需的臨界功率與飽和吸收體初始穿透值大小的關係...REF.4~7

由(1)式，當  $\varphi$  不為零的時候，可簡寫成

$$\frac{dn}{dt} = -\gamma \sigma n \phi ,$$

積分後

$$n_f = n_i e^{-2\gamma \sigma \phi l}$$



可再進一步寫成，

$$n_{i+1} = n_i e^{-2\gamma \sigma \phi l} + R_p t_r \Phi(\tau_p > (i+1)t_r)$$

右式第二項表示了：當激發持續時間大於粒子在腔內來回的時間，光子才會產生，首先先定義，

$$T_0 = e^{-n_{gs} \sigma_{gs} l_s} , \sigma_{es} = \beta \sigma_{gs} , n_0 = \frac{\ln \frac{1}{R} + L + \ln \frac{1}{T_0^2}}{2\sigma} ,$$

此處  $T_0$  為飽和吸收體的初始穿透值， $\beta$  為飽和吸收體上受激態與基態有效的吸收比值。

再由(1)(2)式，可得到

$$\phi_{i+1} = (n_i - n_{i+1}) + \phi_i \text{Re}^{-L} e^{-[(1-\beta)\left(\frac{n_i}{n_0}\right)^\alpha + \beta] \ln \frac{1}{T_0^2}} ,$$

由(1)(3)式，可整理出

$$\frac{dn_{gs}}{dn} = -\frac{A}{A_s} c \sigma_{gs} \phi n_s .$$

(b-1) 找出激發所需的臨界功率與飽和吸收體初始穿透值大小的關係

臨界功率指的就是光子快要出來的那一煞那，所以假定光子數為零的時候，即得臨界功率。

由(1)式

$$\frac{dn}{dt} = R_p - \frac{n}{\tau_p} ,$$

求得

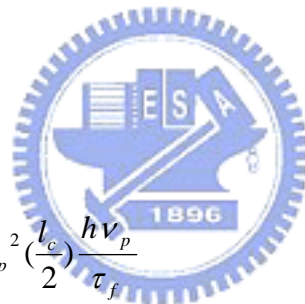
$$n_0 = R_p \tau_f ,$$

而

$$R_p = \frac{P_{abs} / h\nu_p}{\pi\omega_p^2 \left(\frac{l_c}{2}\right)} ,$$

所以可得到

$$P_{th} = \frac{\ln \frac{1}{R} + L + \ln \frac{1}{T_0^2}}{2\sigma} \pi\omega_p^2 \left(\frac{l_c}{2}\right) \frac{h\nu_p}{\tau_f}$$



10

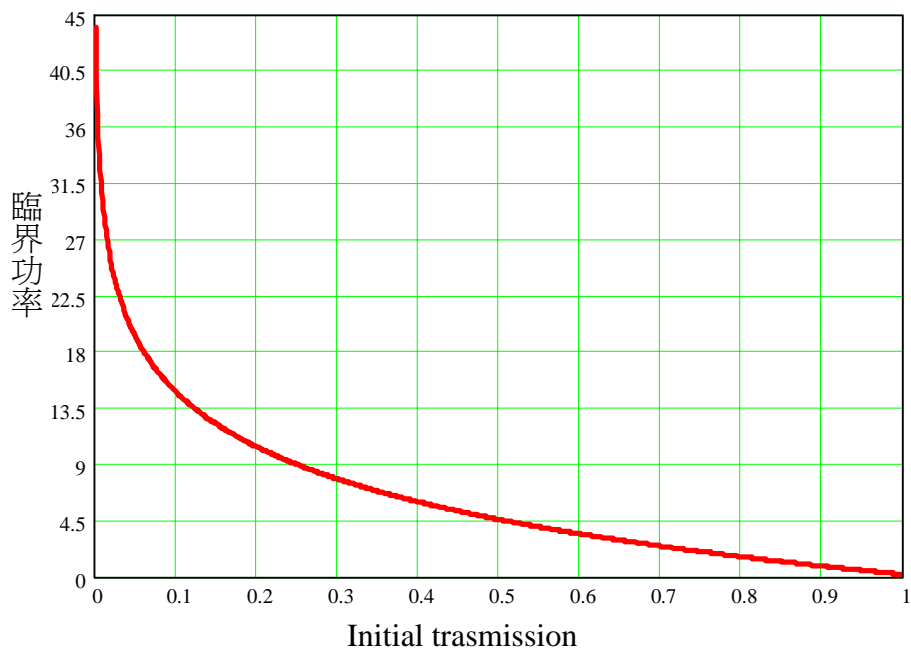


圖 3.1-1 飽和吸收體初始穿透值與臨界功率的關係圖。

使用參數如下：

$$\begin{aligned}
 R &:= 0.54 & l &:= 4.1 & h &:= 6.626 \cdot 10^{-27} & \sigma &:= 12.5 \cdot 10^{-19} & \text{vp} &:= \frac{3 \cdot 10^{10}}{808 \cdot 10^{-7}} \\
 L &:= 0.01 & l_c &:= 0.7 & \tau_f &:= 90 \cdot 10^{-6} & \text{wp} &:= 0.0275
 \end{aligned}$$

模擬所得的臨界值

$$\text{pth}(0.7) = 10.902 \quad \text{pth}(0.6) = 13.411 \quad \text{pth}(0.5) = 16.378 \quad \text{pth}(0.4) = 20.01$$

(b-2) 找出 Q 開關產生的脈衝寬度以及脈衝峰值功率與飽和吸收體初始穿透值的關係：

$$\Phi_{m+1} := \Phi_m \cdot e^{\left[ \prod_{k=0}^m e^{(-\gamma \cdot \Phi_k)} - 1 \right] \cdot \left( \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L \right) + \left[ \prod_{k=0}^m e^{-\gamma \cdot \Phi_k} \right] \cdot \left[ \beta + (1-\beta) \cdot \left( \prod_{k=0}^m e^{-\gamma \cdot \Phi_k} \right)^\alpha \right] \cdot \ln\left(\frac{1}{T^2}\right)}$$

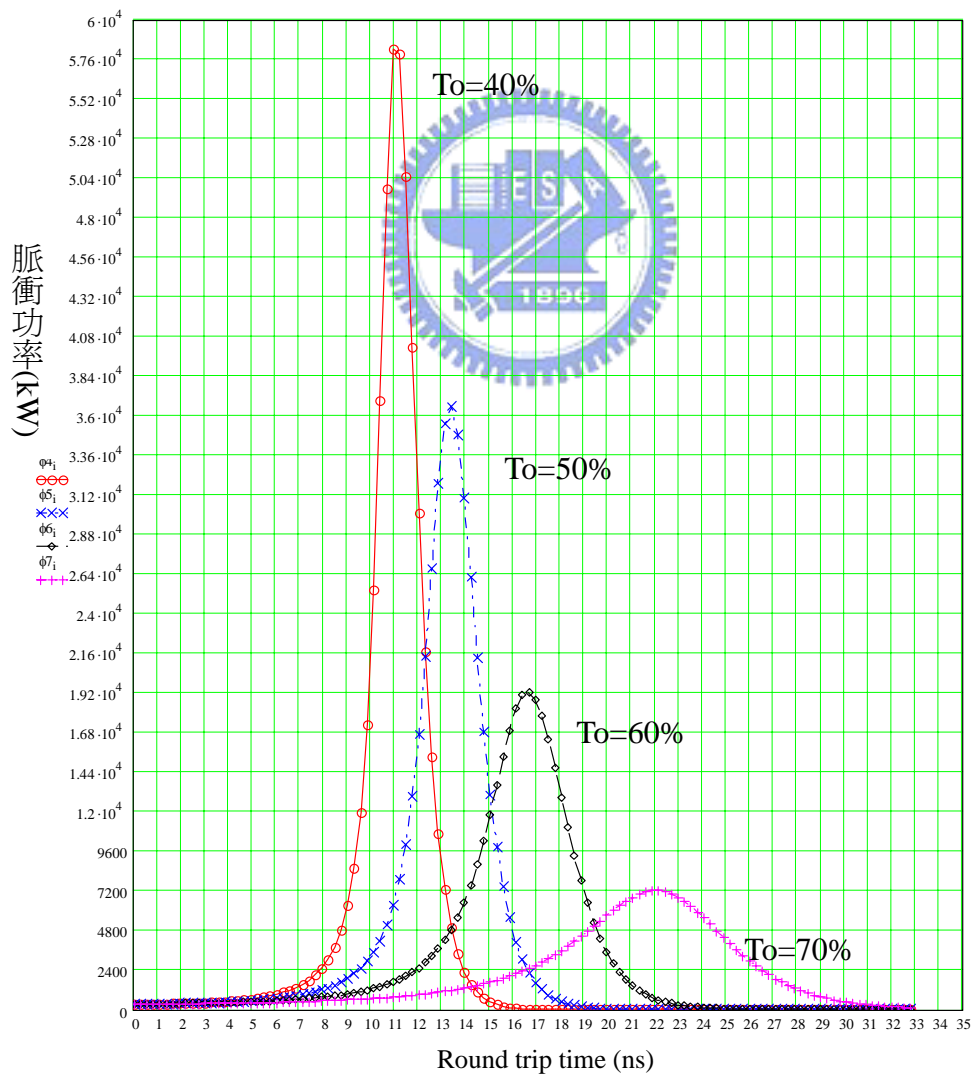


圖 3.1-2 脈衝寬度以及脈衝峰值功率與飽和吸收體初始穿透值的關係圖。

使用參數如下：

$$\begin{aligned} \sigma &:= 12.5 \cdot 10^{-23} & L &:= 0.01 & A &:= 0.123 & \gamma &:= 1 & l &:= 4.1 \cdot 10^{-2} & \text{tr} &:= 2 \frac{1}{3 \cdot 10^8} \\ \sigma_{gs} &:= 8 \cdot 10^{-23} & R &:= 0.54 & A_s &:= A \cdot 0.16 & \beta &:= 0.2 & \omega_0 &:= 0.3 \cdot 10^{-3} \end{aligned}$$

模擬所得的脈衝峰值功率(單位 kW)：

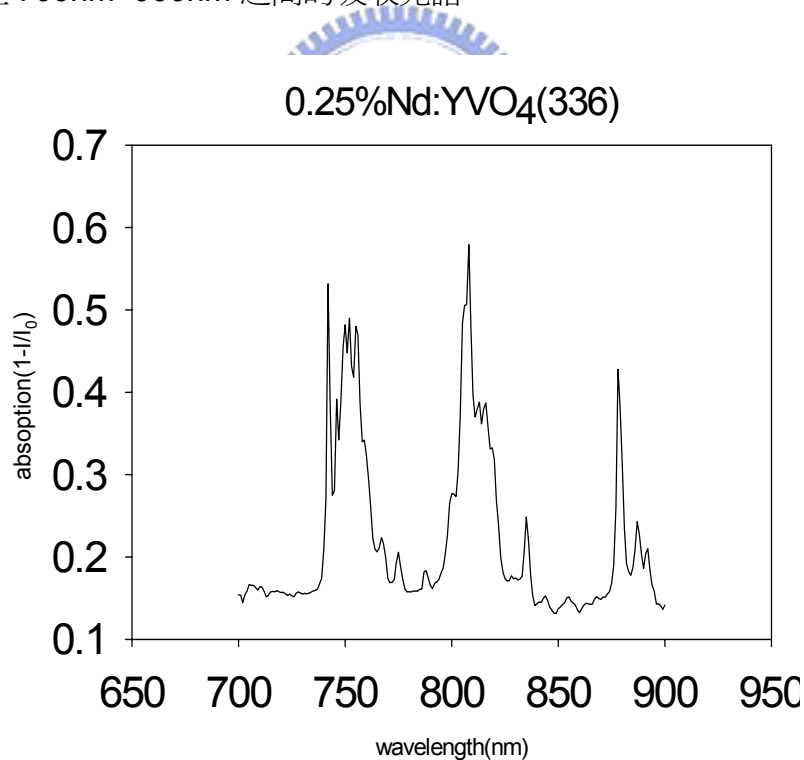
$$\max\left(\frac{\phi_7}{1000}\right) = 7.213 \quad \max\left(\frac{\phi_6}{1000}\right) = 19.255 \quad \max\left(\frac{\phi_5}{1000}\right) = 36.553 \quad \max\left(\frac{\phi_4}{1000}\right) = 58.266$$

## 3.2 雷射晶體介紹

### 3.2.1 摻雜 $\text{Nd}^{3+}$ 的晶體

#### 一、 $\text{Nd:YVO}_4$ 的特性

A. 在 700nm~900nm 之間的吸收光譜。



從我們實驗結果可以得到對  $\text{Nd:YVO}_4$  而言，最強的吸收是在 807.9nm。從理論值中，得到最強的吸收是在 808nm，其吸收的頻寬約 12nm，而在 808nm 的吸收係數為  $31.4\text{cm}^{-1}$ 。

## B. Nd:YVO<sub>4</sub> 基本物理特性

Formula	Nd:YVO <sub>4</sub>
Crystal Structure	Tetragonal
Moh Hardness	4-5
Melting Point	1825°C
Thermal Conductivity	5.2 W cm <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup>
Density	4.22 g/cm <sup>3</sup>
Specific Heat	0.59 Jg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup>
Thermal Expansion <sup>3</sup> (x 10 <sup>-6</sup> °C <sup>-1</sup> )	4.43 (along a axis) 11.4 (along c axis)
Lattice Constant <sup>2</sup> (nm)	0.712 (a axis) 0.629 (c axis)
Index of Refraction at 1064 nm	1.97
Fluorescence Lifetime <sup>1</sup> (μs)	98
Cross Section <sup>1</sup> (cm <sup>2</sup> )	20 x 10 <sup>-19</sup>

## 二、 Nd:GdVO<sub>4</sub> 的特性

### A. Nd:GdVO<sub>4</sub> 基本物理特性

#### Nd:GdVO<sub>4</sub> 的基本特性

Chemical Formula	Gd <sub>.99</sub> Nd <sub>.01</sub> VO <sub>4</sub>
Dopant Concentration Nd <sup>3+</sup> , at.%	1.0 +/- 0.1
Crystal Structure	Zircon tetragonal, a=b=7.212, c=6.350
Space Group	I41/amd

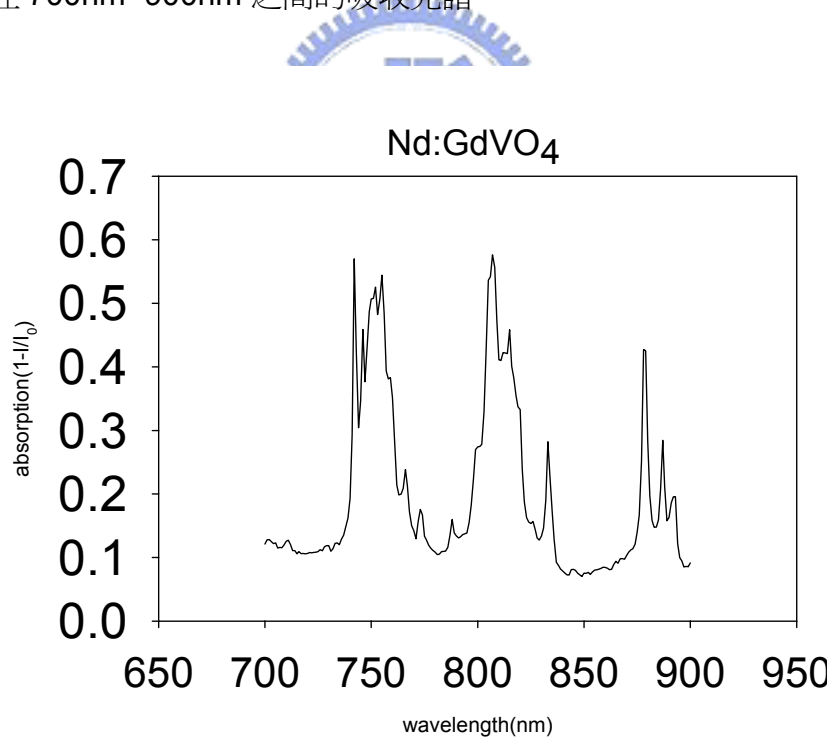
#### 不同光在 Nd:GdVO<sub>4</sub> 所對應的折射率

波長 (nm)	500	630	850	1064	1300	1400	1550
n <sub>o</sub>	2.0488	2.01685	1.99490	1.98535	1.97889	1.97683	1.9741
n <sub>e</sub>	2.3122	2.25431	2.21482	2.19813	2.18742	2.18419	2.1801

## Nd:GdVO<sub>4</sub>的光學特性

Lasing Transition	$^4F_{3/2} - ^4I_{11/2}$
Lasing Wavelength, nm	1062.9
Emission Cross Section, (E//c, at 1064 nm) cm <sup>2</sup> :	$7.6 \times 10^{-19}$
Absorption Cross Section, (E//c, at 808 nm) cm <sup>2</sup> :	$4.9 \times 10^{-19}$
Density:	5.48g/cm <sup>3</sup>
Mohs hardness:	4.6 - 5
Linewidth:	3 nm
Relaxation Time of Terminal Lasing Level:	100μs
Absorption Coefficient, (E//c, at 808 nm) cm <sup>-1</sup>	74
Thermal Conductivity, W/(mxK): <110>	11.7
Density, g/cm <sup>3</sup>	5.47

B. 在 700nm~900nm 之間的吸收光譜。



從我們實驗結果可以得到對 Nd:YVO<sub>4</sub> 而言，最強的吸收是在 806.96nm。從理論值中，得到最強的吸收是在 808.5nm。

三、 Nd:GdVO<sub>4</sub> 以及 Nd:YVO<sub>4</sub>的比較

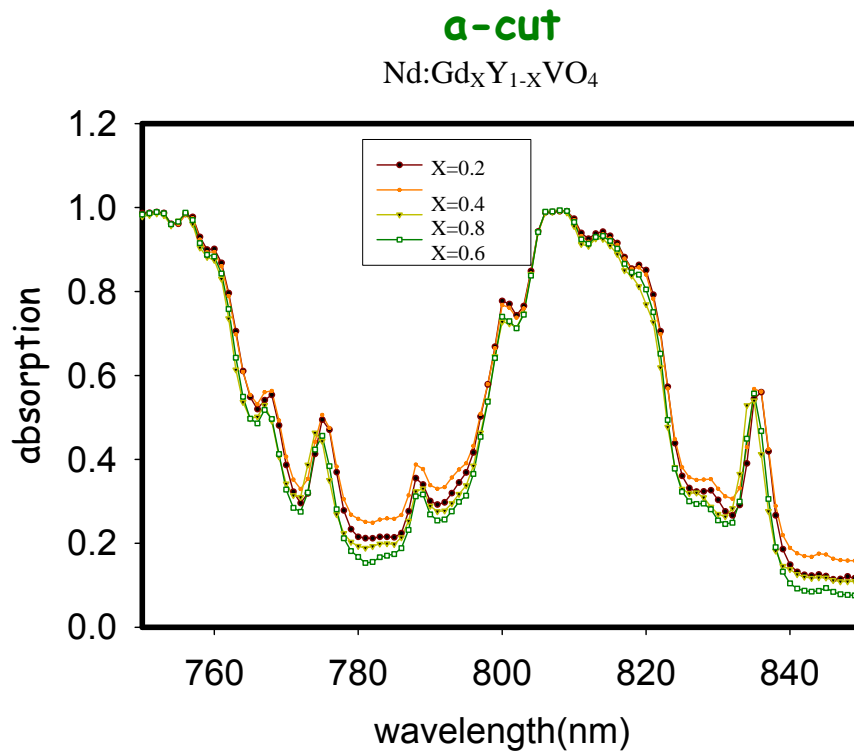
	Nd:YVO <sub>4</sub>	Nd:GdVO <sub>4</sub>
Laser wavelengths	1064.3 nm 1342.0 nm	1062.9 nm ~1340 nm
Emission bandwidth (linewidth at 1064 nm)	0.8 nm	No data
Effective laser cross section (emission cross section at 1064 nm)	$15.6 \times 10^{-19} \text{cm}^{-2}$	$7.6 \times 10^{-19} \text{cm}^{-2}$
Polarization	Parallel to c-axis	Parallel to c-axis
Radiative lifetime(microseconds) at 1% Nd doping	~ 100 $\mu\text{s}$	~ 95 $\mu\text{s}$
Pump wavelength	808.5 nm	808.4 nm
Peak pump absorption at 1% doping	~ 41 $\text{cm}^{-1}$	~ 57 $\text{cm}^{-1}$
Thermal conductivity, W/mK	5.1	11.7
Doping concentration range	0.1 - 3.0%	0.1 - 3.0%
Other possible dopants	Tm, Ho, Er	Tm, Ho, Er

材料特性的比較 : Nd:GdVO<sub>4</sub> 以及 Nd:YVO<sub>4</sub>

	Nd:GdVO <sub>4</sub>	Nd:YVO <sub>4</sub>
Crystal Structure, Space Group	Tetragonal, $I4_1/amd$	Tetragonal, $I4_1/amd$
Lattice constants, nm	0.721 0.635	0.721 0.629
Melting temperature, °C	1780	1825
Thermal expansion @25°C, $\times 10^{-6}/^\circ\text{C}$	1.5 7.3	4.43 11.4
Specific heat @25°C, cal/mol K	32.6	24.6
$dn / dT, \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$	4.7	2.7

#### 四、 $\text{Nd:Gd}_x\text{Y}_{1-x}\text{VO}_4$

A. 在 750nm~850nm 之間的吸收光譜。



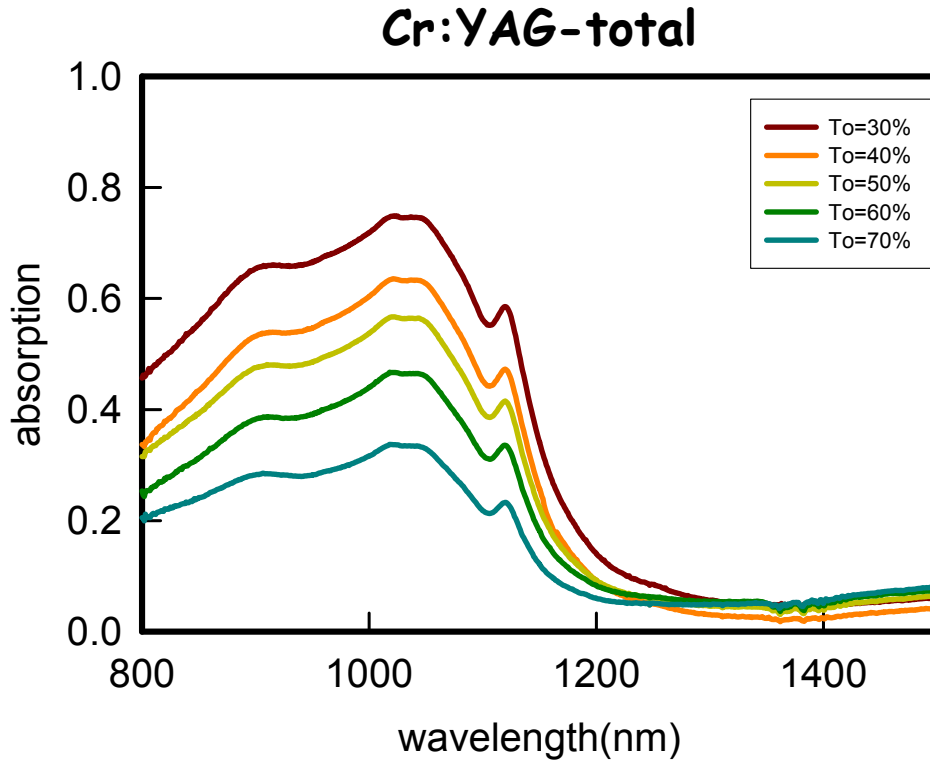
B. 基本物理特性

藉由需  $\text{Nd:YVO}_4$  以及  $\text{Nd:GdVO}_4$ ，以混合的比例藉由內差法求得其參數。



### 3.2.2 Cr:YAG

A. 在 800nm~1500nm 之間的吸收光譜。



B. 基本物理特性

<b>Mechanical Properties</b>	
Mohs hardness	8.5
Thermal conductivity, $W \times ^\circ K^{-1} \times cm^{-1}$	0.12
Thermo optical factor (dn/dt)	$8.0 \times 10^{-6} \times ^\circ K^{-1}$

<b>Spectral Properties</b>	
Operating transition	3A2 - 3T2
Absorption band, nm	900 - 1150
Emission band, nm	1340 - 1580
Dopant level, at/cm <sup>3</sup>	10 <sup>17</sup> - 10 <sup>18</sup>
Damage threshold at 1064 nm, 10 ns, MW/cm <sup>2</sup>	500
Upper-level lifetime at 300°K, ms	3.6
Quantum yield at 300°K, %	12
Absorption cross section at 1064 nm, cm <sup>2</sup>	5.0 x 10 <sup>-18</sup>
Emission cross section at 1420 nm, cm <sup>2</sup>	4.5 x 10 <sup>-19</sup>

### 3.3 PQS 實驗

- [前言]

爲了與我們模擬出來的結果比對，於是我們設計一連串的實驗。首先，架設基本的被動式 Q 開關架構。在飽和吸收體方面，我們使用四種不同初始穿透值 ( $T_0=40\%$ 、 $T_0=50\%$ 、 $T_0=60\%$ 以及  $T_0=70\%$ )的 Cr:YAG 當作飽和吸收體；在同一各腔長下，分別可以先量得  $T_0=40\%$ 、 $T_0=50\%$ 、 $T_0=60\%$ 以及  $T_0=70\%$ 的基本的輸出功率與入射功率的關係，以及脈衝寬度、脈衝峰值能量對入射功率的關係。以及在同一各腔長的條件下，觀察不同初始穿透值對於臨界輸入功率的影響。

## ● [實驗架構]

被動式 Q 開關雷射架構如圖 3.3-1。架構上，幾近半球體腔的構造更能強化被動式 Q 開關的行為。

所使用的增益介質為：摻雜  $0.2\% \text{Nd}^{3+}$ ，7-mm 長的 a 切割  $\text{Nd: Gd}_{0.7}\text{Y}_{0.3}\text{VO}_4$ ，此種雷射晶體的兩端面都鍍上 1064nm 波長抗反射膜 ( $R < 0.2\%$ )。使用低濃度的 Nd 摻雜主要可用來避免熱效應所引起的斷裂。雷射晶體需要裹上 In 片，並接上水冷式銅塊座，水溫約維持在  $25^{\circ}\text{C}$ ，使能有效散熱。激發光源是 808nm 波長 16W 的光纖耦合雷射二極體；此光纖纖心直徑為  $800 \mu\text{m}$ ，其數值孔徑為 0.2。聚焦鏡的焦距為 12.5mm，從激發光到增益介質上，其耦合效率約為 92%。激發光束半徑  $\omega_p 350 \mu\text{m}$ ，用曲率 50mm 的凹透鏡當作前鏡，並鍍上 808nm 波長抗反射膜 ( $R < 0.2\%$ )、對 1064nm 以及 1573nm 高反射 ( $R > 99.8\%$ ) 的薄膜。注意，增益介質放置的位置要十分靠近前鏡。

$\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$  厚度 3mm，對 1064nm 波長的初始穿透率各為 40%、50%、60% 以及 70%。在  $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$  的一面則鍍上對 1064nm 以及 1573nm 波長抗反射的膜。使用曲率 5 公分凹面鏡當作前鏡，並在雷射二極體入射到前鏡的那一面上鍍上 808nm 抗反射膜 ( $R < 0.2\%$ )，另一面則鍍上對 808nm 波長高穿透膜 ( $T > 95\%$ ) 以及對 1064nm 波長 54% 的反射膜。整體的  $\text{Nd: Gd}_{0.7}\text{Y}_{0.3}\text{VO}_4$  雷射腔體長度大約是 41mm。

## ● [實驗結果]

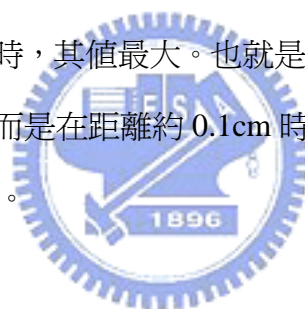
使用  $T_0=40\%$ 、 $T_0=50\%$ 、 $T_0=60\%$  以及  $T_0=70\%$  四種飽和吸收體，固定雷射腔長約 4.1cm，我們得知其每一發的輸出功率分別約為 120mW、95mW、60mW 以及 35mW；也是就說，飽和吸收體的初始穿透值愈大，其平均輸出功率就愈小。所需要的臨界入射功率，則是隨著初始穿透值的增大而減小，如圖 3.3-2。而脈衝寬度，也是隨著初始穿透值的增大而增大，如圖 3.3-3。而每一發的脈衝功率約個別為 55kW、30kW、15kW 以及 8kW，亦隨著初始穿透值的增加而減少，如

圖 3.3-4。

我們將實驗結果，利用以下表格做些整理。

R	threshold(W)	Pave. (mw)	p.w. (ns)	PeakPower(kW)
70%	10	35	5.5~6.6	8
60%	13	60	4.3~4.7	15
50%	17	95	3.5~3.7	30
40%	20	120	2.7~3.0	55

另外，我們針對初始穿透值 60% 的 Cr:YAG，改變其與輸出耦合鏡的距離，如圖 3.3-1，分別量得輸入功率與輸出功率以及脈衝峰值功率的關係，如圖 3.3-5。可以發現，飽和吸收體要離輸出耦合鏡愈近，輸出脈衝功率才會愈高。而輸出功率，在飽和吸收體約 0.1cm 時，其值最大。也就是說，飽和吸收體不是愈靠近輸出耦合鏡輸出功率才愈高，而是在距離約 0.1cm 時，其值是最大的，這有可能就是受限於熱透鏡效應的影響。



### 3.4 PQS 理論與實驗比對

理論值與實驗值比較：

	Pth(W)	Pulse width(ns)	Peak power(kW)
<b>40%</b>	<b>20/20.01</b>	<b>2.9/2.73</b>	<b>55/58.27</b>
<b>50%</b>	<b>17/16.37</b>	<b>3.6/3.58</b>	<b>30/36.55</b>
<b>60%</b>	<b>13/13.411</b>	<b>4.5/4.65</b>	<b>15/19.25</b>
<b>70%</b>	<b>10/10.902</b>	<b>6.1/6.27</b>	<b>8/7.213</b>

表 3.4-1 不同初始穿透值的飽和吸收體，臨界功率、脈衝寬度以及脈衝功率。

表格內的數據分別表示為：實驗值/理論值

由結果我們可以很清楚的發現，實驗的結果與理論值相差甚小。這也間接印證了理論分析的可靠性。

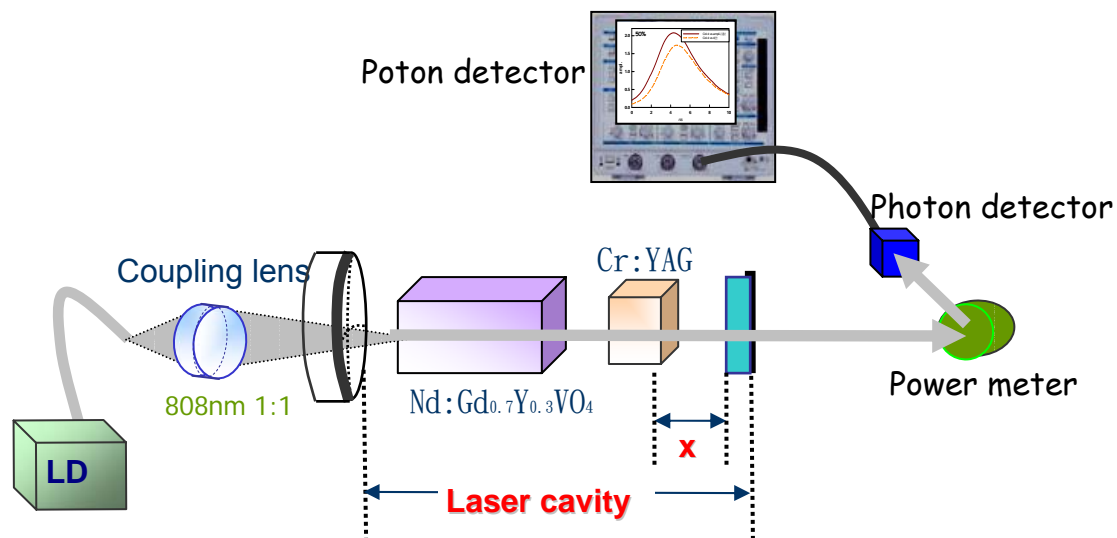


圖 3.3-1 雷射二極體激發被動式 Q 開關實驗架構圖。

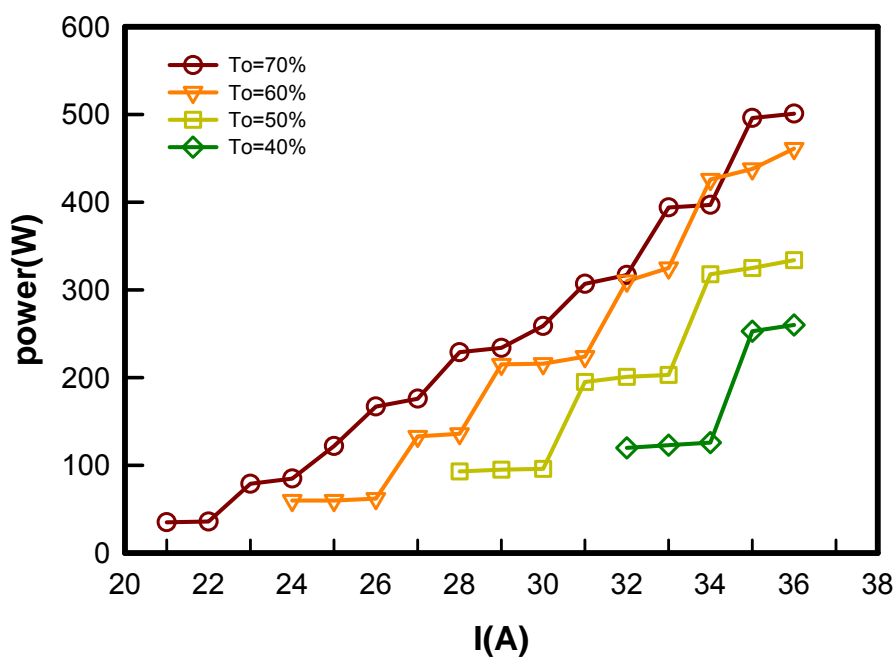


圖 3.3-2 輸入的電流與輸出功率的關係圖。

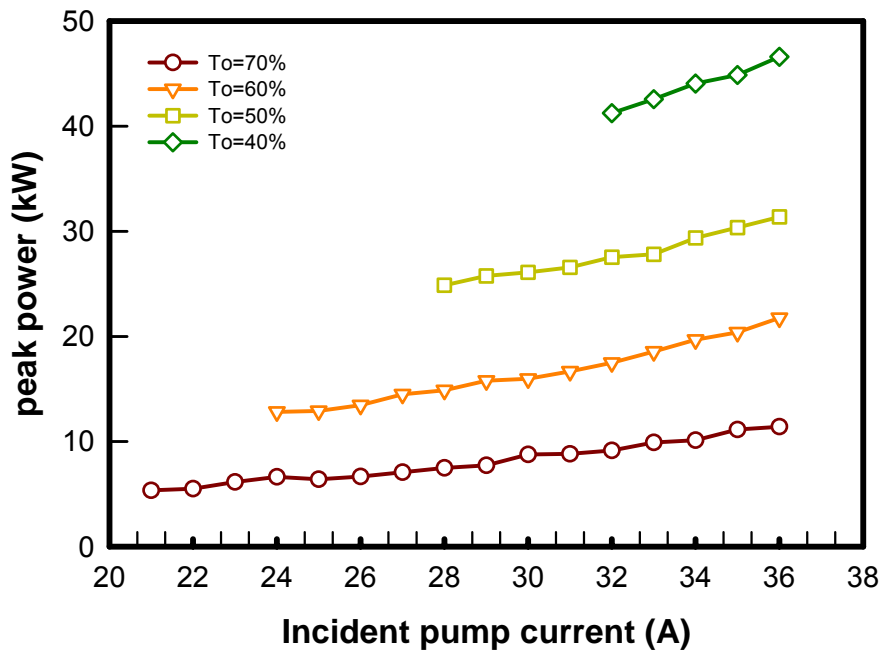


圖 3.3-3 輸入電流與脈衝功率的關係圖。

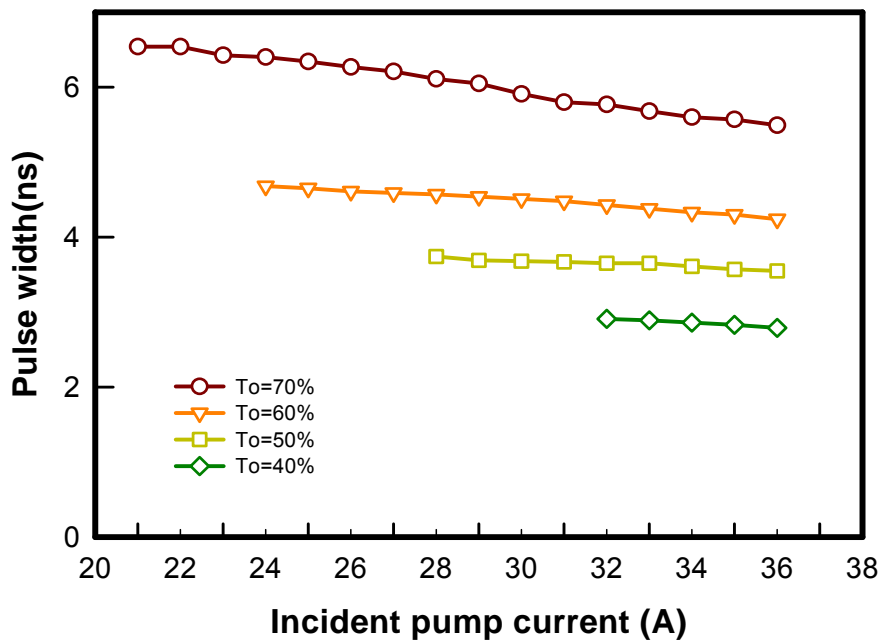


圖 3.3-4 輸入電流與脈衝寬度的關係。

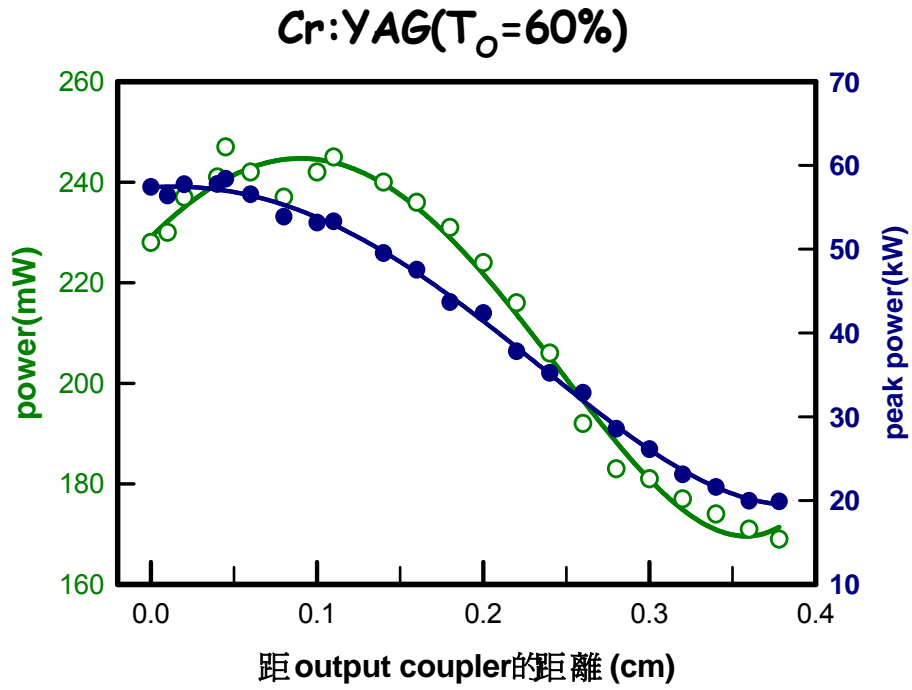


圖 3.3-5 Cr:YAG 與輸出鏡之間距離對輸出功率以及脈衝功率的影響。



### 3.1 的參考資料

1. Y.F.Chen,S.W.Tsai,IEEE J.Quantum Electron,37,4,580(2001)
2. Y.F.Chen,Y.P.Lan,H.L.Chang, IEEE J.Quantum Electron,37,3,462(2001)
3. Y.P.Lan, Y.F.Chen,S.C.Wang,Appl.Phys.B,71,27(2000)
4. John J.Degan, IEEE J.Quantum Electron,25,2,214(1989)
5. Guohua Xiao,Student Member,IEEE,Jin Hong Lim,Sidney Yang,Eric Van Stryland,Michael Bass ,Fellow ,IEEE,Lou Weichman, IEEE J.Quantum Electron,35,7,1086(1999)
6. Y.F.Chen,J.L.Lee,H.D.Hsieh,S.W.Tsai,IEEE J.Quantum Electron,38,3,312(2002)
7. John J.Degan,Senior Member,IEEE,D.Barry Coyle,and Richard B.Kay, IEEE J.Quantum Electron,34,5,887(1998)

### 3.2 的參考資料

1. C. Li, J. Song, D. Shen, N.S. Kim, J. Lu, K. Ueda, Appl. Phys. B, 70, 471 (2000)
2. A.I. Zagumennyi, V.G. Ostroumov, I.A. Shcherbakov, T. Jensen, J.P. Meyen, G. Huber, Sov. J. Quantum Electron., 22, 1071 (1992)



3. C.Q. Wang, Y.T. Chow, L. Reekie, W.A. Gambling, H.J. Zhang, L. Zhu, X.L. Meng, Appl. Phys. B, 70, 769 (2000)
4. H. Zhang, J. Liu, J. Wang, C. Wang, L. Zhu, Z. Shao, X. Meng, X. Hu, M. Jiang, Y.T. Chow, J. Opt. Soc. Am.
5. V.V. Kochurikhin, K. Shimamura, T. Fukuda, J. Crystal Growth, 151, 393 (1995)
6. L. Qin, X. Meng, J. Zhang, L. Zhu, H. Zhang, B. Xu, H. Jiang, J. Crystal Growth, 242, 183 (2002)
7. R.A. Fields, M.A. Birnbaum, C.L. Fincher, Appl. Phys. Lett. 51(23). 1885(1987).
8. K. Robinson, G.V. Gibbs, P.H. Ribbe, Amer. Mineral, 56. 782(1971).
9. H.C. Schopper, W. Urban, H. Ebel, Solid State Comm. 11. 955(1972).
10. L. DeShazer, Laser Focus World (Feb. 1994)
11. <http://www.newlightphotonics.com/gdvo-properties.html>
12. [http://www.mt-berlin.com/frames\\_cryst/descriptions/cryag.htm](http://www.mt-berlin.com/frames_cryst/descriptions/cryag.htm)



## 第四章 人眼安全雷射與光學參數振盪器相關理論

### ● [導論]

我們研究的主題是光學參數振盪器，而主要的研究波段範圍是在 1500nm ~ 1600nm 左右，此範圍是落在雷射的人眼安全波長範圍。以下，我們就人眼安全雷射以及光學參數振盪器做些簡介。

### 4.1 人眼安全雷射

雷射聚焦的特性，會在很短的時間內對眼睛照成很大的傷害，因此研究關於人眼安全雷射成爲一各很重要的課題。

眼睛是人類身上最爲複雜的器官之一，其工作方式和我們一般使用的照相機很相似，參見圖 4.1-1。其中眼球的虹膜就像光學儀器的光圈，可調整光的入射量。而眼球的水晶體則類似無段變焦透鏡可以聚集光線而由睫狀肌來調整焦距。另外，視網膜對接受到的光線起反應，並藉由視神經將視覺感受傳達到大腦。雷射對於人類眼睛的傷害一般來說比對皮膚表面的傷害還更加顯著，尤其在可見光至遠紅外線波段，如圖 4.1-2。可以看出一平行入射光進入人眼之後，將聚焦於視網膜上的一小區域，由於通過水晶體的聚焦，將使光強度在單位面積上提升至 10 萬倍；也就是說對於波長 400nm~1400nm 的雷射，若入射到眼睛的強度爲  $1\text{mw}/\text{cm}^2$ ，則視網膜卻接收到約  $100\text{W}/\text{cm}^2$  的強度。

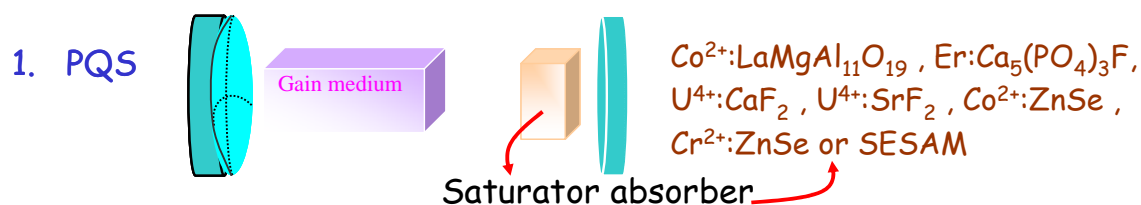
同一介質對不同波段光源之吸收率並不相同，所造成的傷害也不一樣，若對眼球照射的曝光量大於某個臨界值，不論哪個波段的光源，都將對眼球造成傷害。因眼球中各介質對不同光源之吸收率及靈敏度都不相同，當雷射光達到很高危險的功率或能量密度時，會經由眼球的晶狀體而聚焦在視網膜上。輻射波長在 400nm 以上到 700nm 可見光波，會穿透眼睛的視網膜、水晶體、以及玻璃體，主要會對眼睛的視網膜造成傷害；紅外的輻射(780~1400nm)也會傷害人眼，造成白內障、視網膜水腫；輻射波長在 400nm 以下以及 1400nm 以上的雷射光，幾乎都被晶體吸收了，所以不會造成眼球內部的傷害，也不會傷害視網膜以及晶狀

體。如圖 4.1-3、4.1-4。

一般軍用雷射脈衝測距儀多為：紅寶石、摻鉬、CO<sub>2</sub> 等。0.69 $\mu\text{m}$  的紅寶石雷射測距儀為最早使用的軍用雷射測距儀，其擁有結構簡單的優點；但由於其工作波長屬於紅外波段，極易暴露目標，加上對人眼及不安全，目前除少數應用外已被淘汰。摻鉬雷射測距儀的主要優點在於隱蔽性、效率及脈衝重複率大等，因此在 60 年代廣泛被使用，主要缺點為：1.工作波長為 1.06 $\mu\text{m}$ ，在大氣中的衰減較大，不完全適合霧氣和戰場煙霧等環境條件。2. 1.06 $\mu\text{m}$  波長之雷射發光之後，經人眼聚焦至視網膜，在短距離中若不加上防護裝置觀察，將造成永久失明，但在戰場使用上卻有不可取代之優點。CO<sub>2</sub> 雷射測距儀，為 70 至 80 年代針對摻鉬雷射缺點所研發出來的測距儀，主要缺點為不適合濕氣重的自然環境下操作。

根據美國 ANSI Z136.1-1986 標準所定，波長 1.5  $\mu\text{m}$  的波長被當作安全指標。當直接觀察此波長，其能量密度約為 10.6  $\mu\text{m}$  (CO<sub>2</sub> 雷射)的 100 倍大、1.06  $\mu\text{m}$ (Nd:YAG 雷射)的 2~10<sup>5</sup> 倍大。如圖 4.1-5。根據由 International Electrotechnical Committee 發布的標準，雷射元件的應用若不能符合安全需要，將會被列入管制。

人眼安全波長的雷射，主要可應用是在遙測以及測距儀上。一般製作人眼安全雷射的方法有以下幾種：



採用被動式 Q 開關，使用以下的晶體當作飽和吸收體，見上圖。

2. Self-Raman
3. 腔內光學參數振盪器(IOPO)

而隨著高損害閥值非線性晶體的發現以及 Nd 摻雜雷射的問世，腔內光學參數振盪器(IOPO)已經逐漸被重視了。以下，我們先介紹關於光學參數振盪器的簡單基本知識

## 4.2 光學參數振盪器相關理論

### 4.2.1 光學參數振盪器簡介

光學參數振盪器是一種三光子的系統，可以將一個較高頻的光轉成兩個較低頻的光。其非線性的轉換過程，是屬於第二次諧盪產生因子〈second harmonic generator〉的其中一種，相當於大家熟知倍頻過程的反轉，其最大的優點是其波長具有可調的彈性。以下我們就其特性來做些簡介。

如同雷射放大一樣，非線性晶體是由增益介質來激發的，而其增益與激發強度有關。當非線性晶體放置在腔內，當滿足適當的頻差、損耗以及激發強度的條件下，振盪就會產生，同時我們可以得知輸出光束的相關雷射特徵。此機制我們稱之為光學參數振盪。見圖 4.2.1-1。



### 4.2.2 三光子系統

如圖 4.2.2-1，光學參數振盪器可將激發光束轉換成訊號光以及閒滯光，其中最高階的能階可由激發光源的頻率來調整，而中間的能階則是藉由相位匹配來調整。整個過程完全沒有牽扯到輻射的傳遞，稱之為三光子過程。時空暫態的同調行為特徵主要由激發光源來決定，只要激發光源是雷射，可以選擇是同調或是不同調的光源。換句話說，當激發光源夠大，超過光學參數振盪器的臨界功率，由於其過程沒有牽扯到輻射，其量子轉換效率接近 100%，所以理想的光學參數振盪器是一個相當有效率的元件。

### 4.2.3 非線性轉換

對光學而言，古典電磁波理論告訴我們，光是一種電磁波，當其照射到介質，介質之帶電粒子便會受入射波的作用而振動，而振動的位移就是偏極化向量  $P_i$ 。

根據古典光學理論偏極化向量會正比於電場，但實際上物質普遍存在著非線性的特性，其偏極化向量可寫成：

$$p_i = \epsilon_0 \chi_{ij} E_j + 2d_{ijk} E_j E_k + 4\chi_{ijkl} E_j E_k E_l + \dots$$

其中，

$p_i = 2d_{ijk} E_j E_k$  為 SHG(二次諧波產生項)：包括了和頻、差頻以及參數放大、振盪。

$p_i = 4\chi_{ijkl} E_j E_k E_l$  為三次諧波產生項：包括了拉曼以及布里淵散射。

假如非線性晶體被放置在光學共振腔內，可提供給訊號光以及閒滯光的共振、以及參數的增加。在某些臨界激發的強度下能引起訊號光以及閒滯光的頻率共振。

共振的臨界相當於訊號光及閒滯光參數的增益與損耗達平衡的點。這就是光學參數振盪的基本物理。它主要的應用在：轉換輸出功率變成訊號光以及閒滯光的同調輸出，其頻率能有很大的調控範圍。



#### 4.2.4 相位匹配(Phase matching)

##### 一・相位匹配推導

我們可以由兩種方式去討論：

1. 首先，我們先從能量守恆(Energy conservation)以及動量守恆(Momentum conservation)概念開始：

##### Energy conservation

能量  $E = \hbar\omega$ ，其中  $\omega = 2\pi f = 2\pi \frac{c}{\lambda}$ ，所以可以得到  $E \propto \frac{1}{\lambda}$

##### Momentum conservation

動量  $p = \hbar k$ ，其中  $k = \frac{\omega n}{c} = 2\pi \frac{c}{\lambda} \frac{n}{c} = 2\pi \frac{n}{\lambda}$ ，所以得到  $p \propto \frac{n}{\lambda}$

又對於光學參數振盪器(OPO)的機制，我們可以知道激發光會轉換成信號光

以及閒滯光，如圖 4.2.4-1：

因此，

$$\Delta E=0 \rightarrow \frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_i} + \frac{1}{\lambda_s}$$

$$\Delta p=0 \rightarrow \frac{n_p}{\lambda_p} = \frac{n_i}{\lambda_i} + \frac{n_s}{\lambda_s}$$

即可求得相位匹配的公式。

2. 由非線性觀念來推論：

由Maxwell's equation：

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \vec{J} + \frac{\partial(\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P})}{\partial t}$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial(\mu_0 \vec{H})}{\partial t}$$

其中， $\vec{P} = \epsilon_0 \chi_L \vec{E} + \vec{P}_{NL}$ ,  $(\vec{P}_{NL})_i = 2d'_{ijk} E_j E_k$

可以整理成：

$$\frac{dE_{1i}}{dt} = -\frac{\sigma_1}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} E_{1i} - i\omega_1 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} d'_{ijk} E_{3j} E_{2k}^* e^{-i(k_3 - k_2 - k_1)z}$$

$$\frac{dE_{2k}^*}{dt} = -\frac{\sigma_2}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_2}} E_{2k}^* + i\omega_2 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_2}} d'_{ijk} E_{1i} E_{3j}^* e^{-i(k_1 - k_3 + k_2)z}$$

$$\frac{dE_{3j}}{dt} = -\frac{\sigma_3}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_3}} E_{3j} - i\omega_3 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_3}} d'_{ijk} E_{1i} E_{2k} e^{-i(k_1 + k_2 - k_3)z}$$

再假設，入射光幾乎無損耗( $\frac{dE_{1i}}{dz} \cong 0, \frac{dE_{2z}}{dz} \cong 0$ )，且晶體無吸收( $\sigma_3 = 0$ )。

求出：

$$\frac{dE_{3j}}{dt} = -i\omega_3 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_3}} d'_{ijk} E_{1i} E_{2k} e^{-\Delta k z}, \text{ 其中 } \Delta k = k_3^{(j)} - k_1^{(j)} - k_2^{(j)}$$

$$E_{3j}(L) = -i\omega_3 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_3}} d'_{ijk} E_{1i} E_{2k} \frac{e^{-\Delta k z} - 1}{i\Delta k}$$

$$E_{3j}^*(L)E_{3j}(L) = \frac{4\mu_0}{\varepsilon} \omega^2 (d'_{ijk})^2 E_{1i}^2 E_{1k}^2 L^2 \frac{\sin^2 \frac{1}{2} \Delta k L}{\left(\frac{1}{2} \Delta k L\right)^2}$$

$$\text{其中，我們可以定義出轉換效率 } \eta \propto \frac{\sin^2 \frac{1}{2} \Delta k L}{\left(\frac{1}{2} \Delta k L\right)^2}$$

由圖 4.2.4-2，我們得知在  $\Delta k=0$  有最大的轉換效率。而  $\Delta k=0$ ，即是相位匹配的條件。

## 二・相位匹配的分類：

1. 我們可藉由晶體角度的轉動、或溫度的調控，來獲得所需的相位匹配，其中轉動晶體的角度是我們最常使用的方法，見圖 4.2.4-3。當光軸與光束前進的方向夾角( $\theta$ )不等於  $90^\circ$  或  $0^\circ$  的時候，我們稱之為臨界相位匹配 (critical phase-matching 或 CPM)；反之， $\theta=90^\circ$  或  $0^\circ$ ，我們稱之為非臨界相位匹配(non-critical phase-matching 或 NCPM)。
2. 另外，可以從雷射光的偏振分向來分類相位匹配。假如，訊號光與閒滯光的偏振方向互相平行，稱之為第一類的相位匹配 (**type I phase-matching**)；反之，若訊號光與閒滯光的偏振方向互相垂直，則稱之為第二類的相位匹配 (**type II phase-matching**)。如圖 4.2.4-4。

### 4.2.5 光學參數振盪器臨界條件以及其分類

由於光學參數振盪器是屬於第二次非線性係數的轉換，爲了要顯現出其非線性的特性，於是需要足夠強的光來激發。因此，一般我們會選用瞬間功率比較高的 Q-開關來產生光學參數振盪，本論文我們主要針對被動式 Q 開關來討論。其他關於更多 Q 開關的討論，請參考本論文第二章。

而光學參數振盪器與其激發光源 Q 開關的架構，主要可以分為腔外跟腔內，見圖 4.2.5-1。以往，被廣為使用的是腔外的光學參數振盪器，主要是因為其光學參數振盪器落在腔外，因此比較沒有牽扯到關於腔的設計。然而，隨著大家對於雷射腔的研究越來越卓越，大家逐漸把光學參數振盪器的腔移到雷射腔內，這樣一來不僅可以讓架構更精巧，且由於雷射出來的功率幾乎給了光學參數振盪，如此一來效率也變好了。以下，我們所針對的就是腔內光學參數振盪器(Intracavity OPO 或簡稱為 IOPO)的研究。

### 4.3 非線性晶體介紹

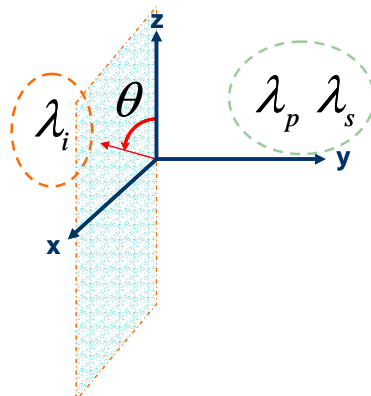
#### 4.3.1 KTP 簡介

全名為：鈦氧磷酸鉀  $\text{KTiOPO}_4$

我們所使用的 KTP 為



- a Type ii 的晶體， $\phi = 90^\circ$ ，如下圖所示。光是沿著  $xz$  平面行進，偏振會落在  $y$  軸。



關於產生光學參數(OPO)的過程，則須藉由相位匹配(phase matching)的公式來算得所得的訊號光(signal)以及閒滯光(idler)的波長。



b 非臨界相位匹配

就是光軸與光束行進的方向不是夾 0 度或 90 度。

關於 KTP 簡單的物理特性，如下表。

<b>Material Properties</b>	
Crystal Structure	Orthorhombic, Space Group Pna 2 <sub>1</sub>
Lattice Parameters	a=12.814Å, b=6.404Å, c=10.616Å
Melting Point	~1150°C with Partial Decomposition
Mohs Hardness	~5
Color	Colorless
Density	3.03 g/cm <sup>3</sup>
Specific Heat	0.1737 cal/g°C
Thermal Conductivity	k <sub>1</sub> =2.0, k <sub>2</sub> =3.0, k <sub>3</sub> =3.3 (x10 <sup>-2</sup> W/cm/°C)
Absorption Loss @1.064 μm	< 1%/cm
Nonlinear Optical Coefficients (x10 <sup>-12</sup> m/V)	d <sub>31</sub> =6.5, d <sub>32</sub> =5.0, d <sub>33</sub> =13.7, d <sub>24</sub> =7.6, d <sub>15</sub> =6.1
Refractive Indices @ 1.064 μm	n <sub>x</sub> =1.740, n <sub>y</sub> =1.747, n <sub>z</sub> =1.830
Refractive Indices @.532 μm	n <sub>x</sub> =1.779, n <sub>y</sub> =1.790, n <sub>z</sub> =1.887
Type Phase Matching	Type II
Phase Matching Angle @1.064 μm	24° to x in xy plane
Spectral Bandwidth	5.6 Å-cm
Angular Bandwidth	15-68 mrad-cm

Temperature Bandwidth	25 °C-cm
Walk-off angle	1 mrad

關於產生光學參數(OPO)的過程，則須藉由相位匹配(phase matching)的公式來算得所得的訊號光(signal)以及閒滯光(idler)的波長。



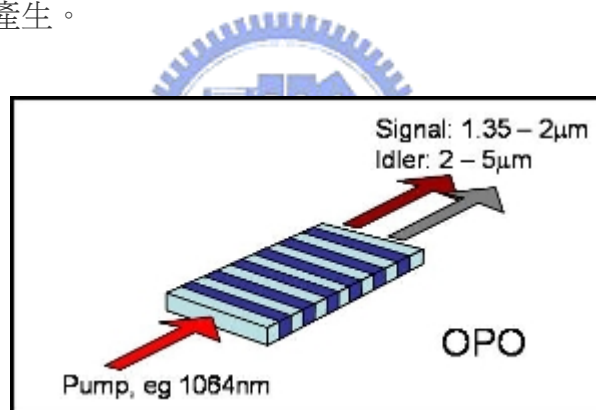
### 4.3.2 PPLN 簡介

全名為 periodically poled LiNbO<sub>3</sub>

準相位匹配(QPM)的概念就是利用週期性調變材料本身的二階非線性係數，來達到補償因色散所造成的相位不匹配。

一般 PPLN 的應用有下列幾種：

- 光學參數振盪器或光學參數放大器。
- 由第二次諧振因子的激發。例如：1064nm 倍頻轉成 532nm, 980nm 倍頻轉成 480nm, 1550nm 倍頻轉成 775nm。
- 不同頻率的產生。



關於 PPLN 的特性如下：

Transparency Range	420 - 5200 nm
Refractive Indices	$n_e = 2.146, n_o = 2.220 @ 1300 \text{ nm}$ $n_e = 2.156, n_o = 2.322 @ 1064 \text{ nm}$ $n_e = 2.203, n_o = 2.286 @ 632.8 \text{ m}$
Optical Homogeneity	$\sim 5 \times 10^{-5} / \text{cm}$
Sellmeier Equations ( $\lambda$ in $\mu\text{m}$ )	$n_o^2(\lambda) = 4.9048 + 0.11768 / (\lambda^2 - 0.04750) - 0.027169 \lambda^2$ $n_e^2(\lambda) = 4.5820 + 0.099169 / (\lambda^2 - 0.04443) - 0.021950 \lambda^2$

Crystal Structure	Trigonal, space group $R_{3c}$
Cell Parameters	$a = 0.515, c = 13.863, Z = 6$
Melting Point	$1255 \pm 5^\circ$
Curie Point	$1140 \pm 5^\circ$
Mohs Hardness	5
Density	$4.64 \text{ g/cm}^3$
Absorption Coefficient	$\sim 0.1\%/cm @ 1064 \text{ nm}$
Solubility:	insoluble in $H_2O$
Relative Dielectric Constant	$\epsilon_{T11}/\epsilon_0: 85$ $\epsilon_{T33}/\epsilon_0: 29.5$
Thermal Expansion Coefficients at $25^\circ$	$\parallel a, 2.0 \times 10^{-6}/K @ 25^\circ$ $\parallel c, 2.2 \times 10^{-6}/K @ 25^\circ$
Thermal Conductivity	$38 \text{ W/m/K} @ 25^\circ$

NLO Coefficients	$d_{33} = 34.4 \text{ pm/V}$ $d_{31} = d_{15} = 5.95 \text{ pm/V}$ $d_{22} = 3.07 \text{ pm/V}$
Electro-Optic Coefficients	$g_{33}^T = 32 \text{ pm/V}, g_{33}^S = 31 \text{ pm/V}$ $g_{31}^T = 10 \text{ pm/V}, g_{31}^S = 8.6 \text{ pm/V}$ $g_{22}^T = 6.8 \text{ pm/V}, g_{22}^S = 3.4 \text{ pm/V}$
Half-Wave Voltage, DC Electrical field $\parallel z$ , light $\perp z$ Electrical field $\parallel x$ or $y$ , light $\parallel z$	3.03 KV 4.02 KV
Damage Threshold	$200 \text{ MW/cm}^2 (10 \text{ ns})$
Efficiency NLO Coefficients	$d_{\text{eff}} = 5.7 \text{ pm/V}$ or $\sim 14.6 d_{36}(\text{KDP})$ for frequency doubling 1300 nm; $d_{\text{eff}} = 5.3 \text{ pm/V}$ or $\sim 13.6 d_{36}(\text{KDP})$ for OPO pumped at 1300nm; $d_{\text{eff}} = 17.6 \text{ pm/V}$ or $\sim 45 d_{36}(\text{KDP})$ for quasi-phase-matched structure;

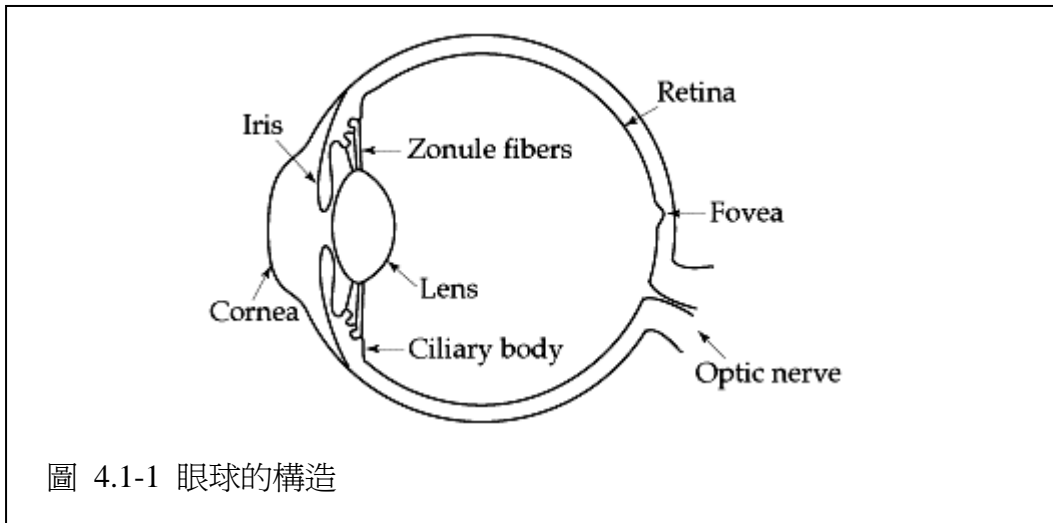


圖 4.1-1 眼球的構造

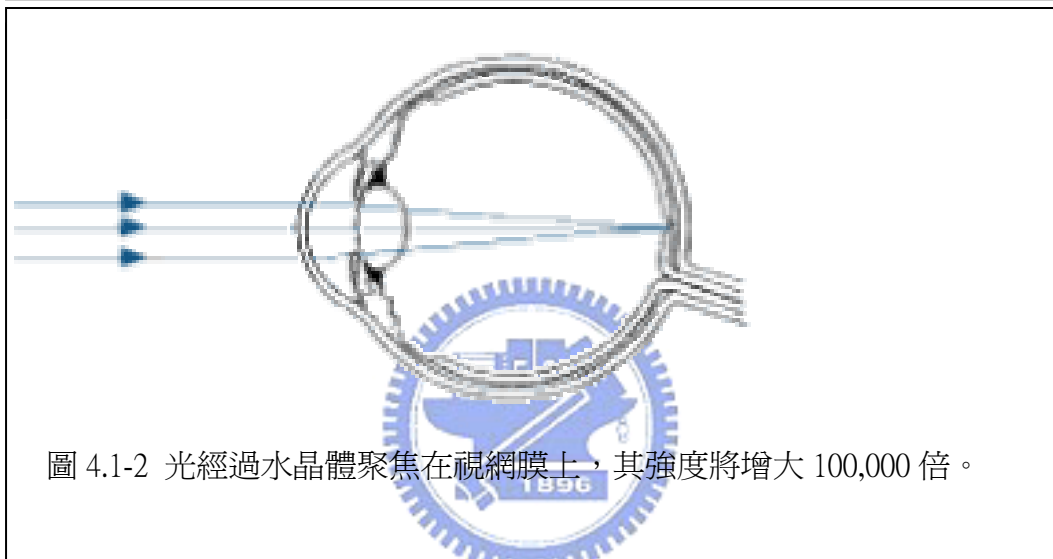


圖 4.1-2 光經過水晶體聚焦在視網膜上，其強度將增大 100,000 倍。

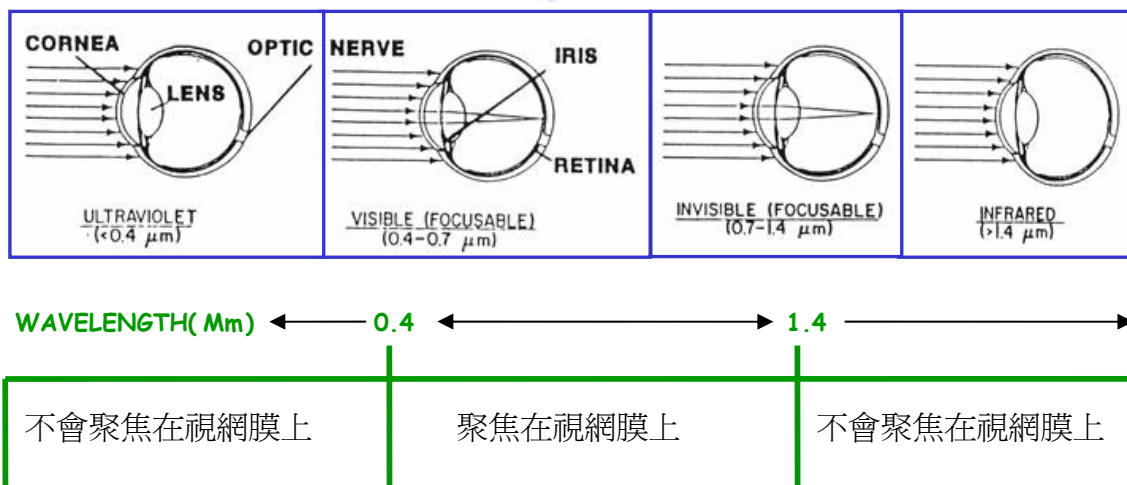


圖 4.1-3 不同輻射波長，其個別聚焦在眼睛的位置。

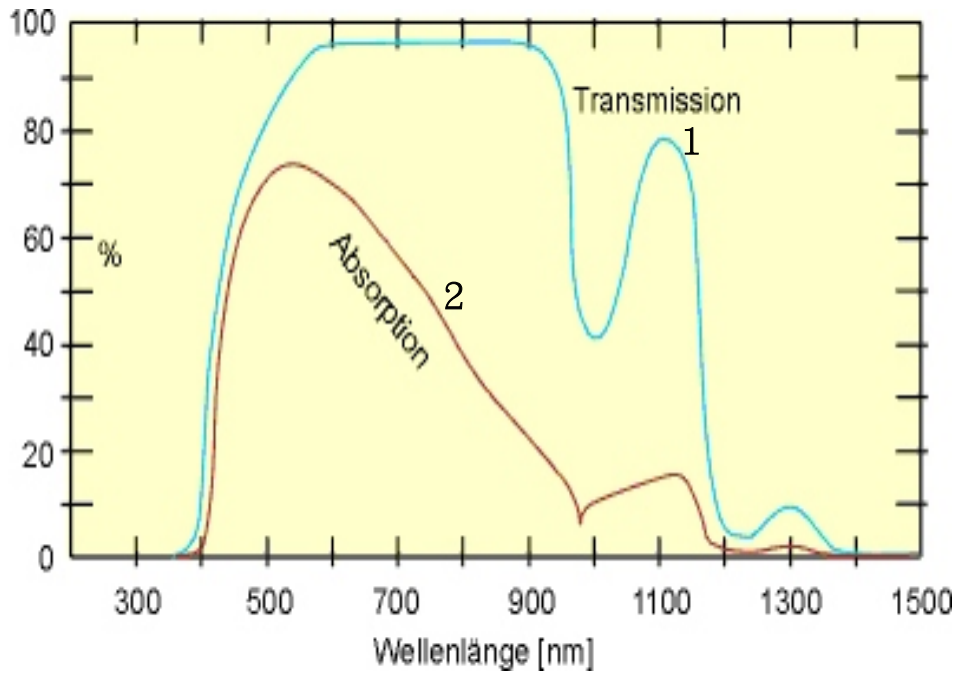


圖 4.1-4 1 線表示不同波長由眼睛穿透到視網膜的百分比，2 線表示不同波長在視網膜輻射吸收的百分比。

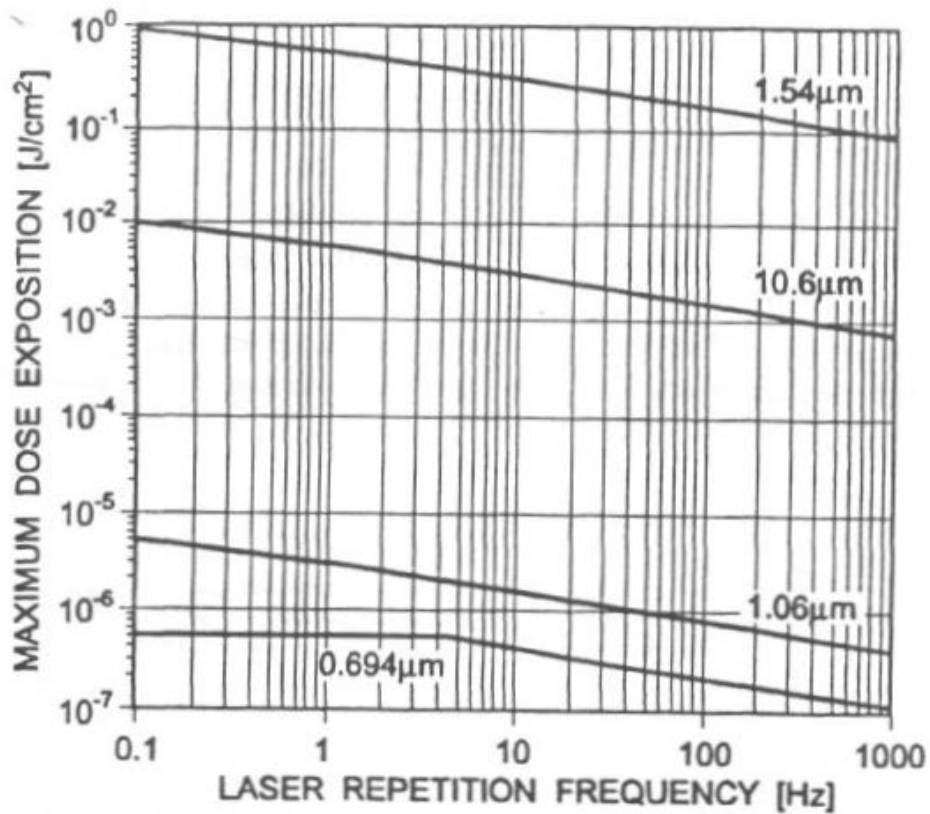


圖4.1-5 不同波長的雷射光其重複率對最大曝光計量的作圖。

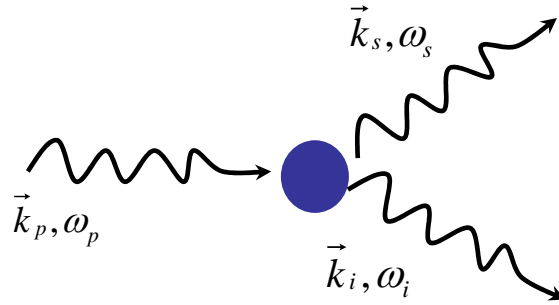
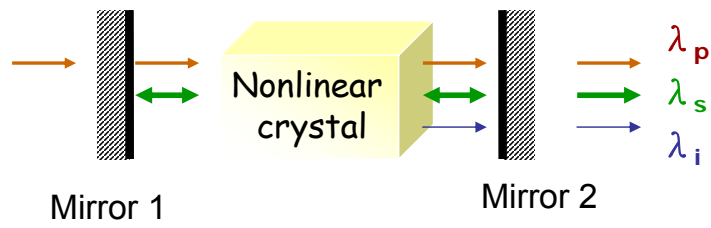


圖 4.2.1-1 光學參數振盪器為一非線性過程，會將一個高頻的光子轉成兩個較低頻的光子。

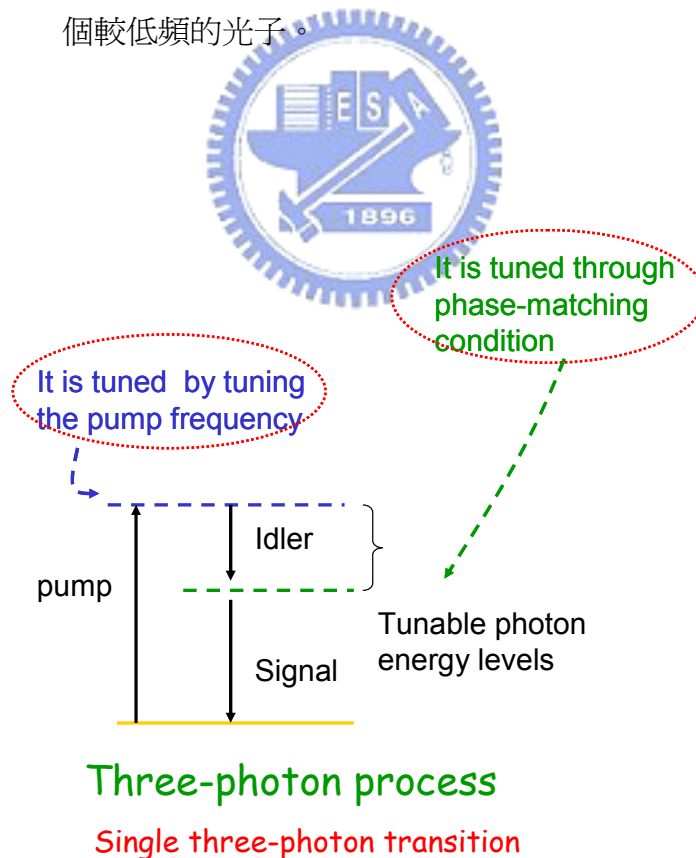


圖 4.2.2-1 光學參數振盪器為一個三光子的過程，其波長具有可調的特性。

Pumping  $\rightarrow$  idler + signal

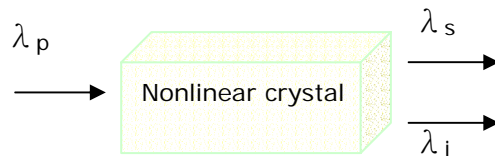


圖 4.2.4-1 一個激發光子經過非線性晶體由於光學參數振盪的特性，會變成產生一個訊號光子以及一個閒滯光子。

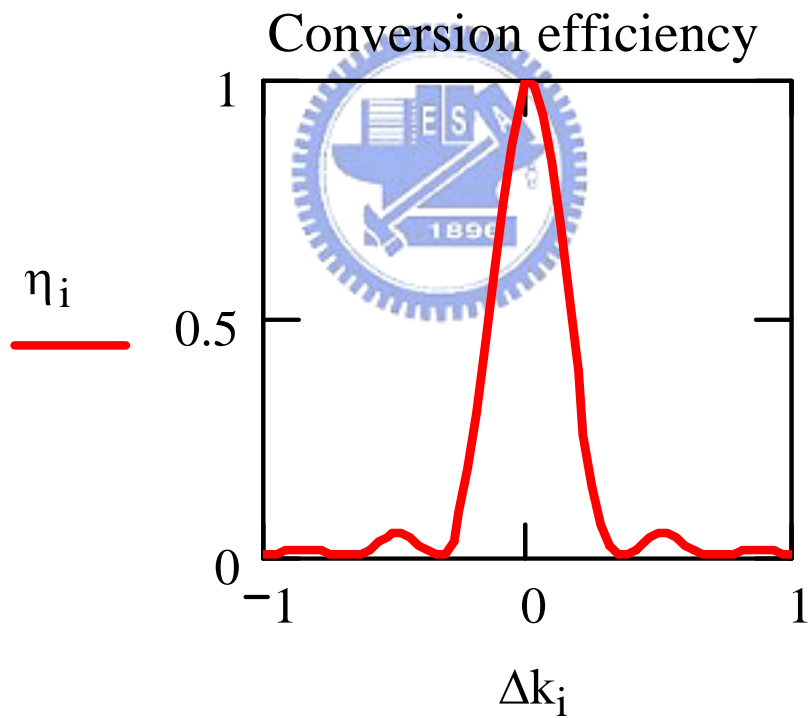
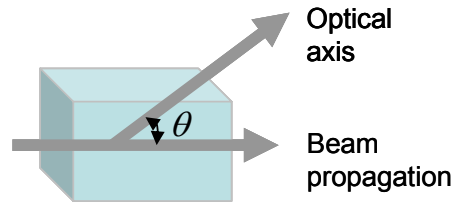


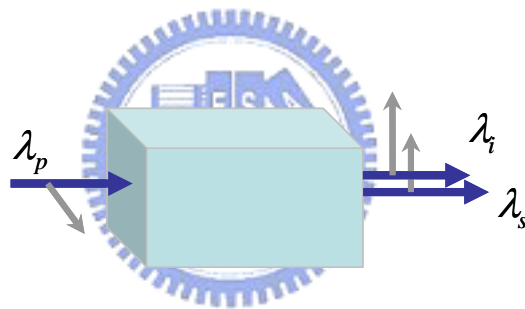
圖 4.2.4-2 轉化效率對相位差的關係圖。當相位差為零的時候，其轉化效率最大。



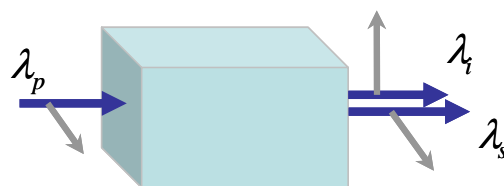


**Critical Phase Matching**

圖 4.2.4-3 當光軸與光束前進方向不是差 90 度或 0 度的時候，稱之為臨界相位匹配。



**Type I Phase Matching**



**Type II Phase Matching**

圖 4.2.4-4 描述了第一類以及第二類的相位匹配。

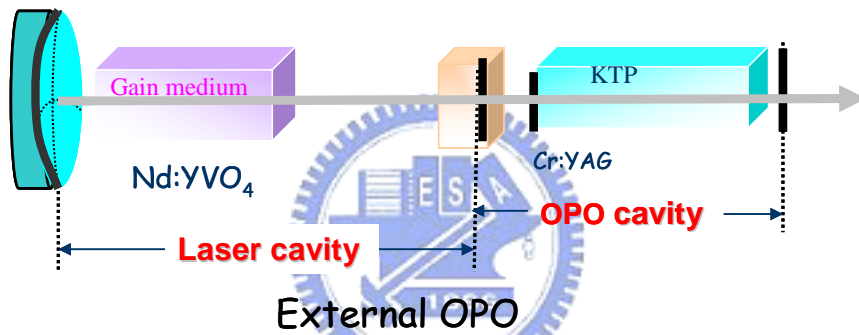
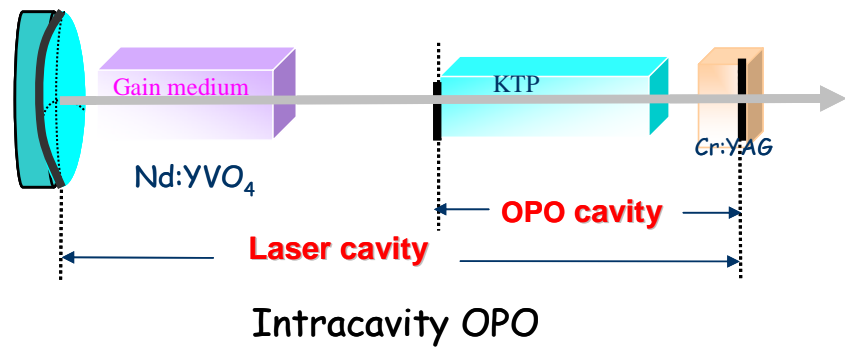


圖 4.2.5-1 腔內以及腔外光學參數振盪器的簡單架構。

#### [4.1 的參考資料]

1. Y.F.Chen,Opt.Lett,29,22,2004
2. K.Kopczynski,Z.Mierczyk,S.M.Kaczmarek,SPIE,3186,292
3. David Sliney and Myron Wolbarsht,PLENUM
4. "Recent Advances in Solid State Lasers and Nonlinear Optics for Remote Sensing",Peter Moulton,Alex Dergrachev,Yelena Isyanova,Bhabana Pati,Glen Rines,Q-Peak
5. Z.Mierczyk,M.Kwasny, K.Kopczynski,A.Gietka,etc.,J.of Alloys and Compounds,300-301,398-406,2000
6. Ruikun Wu,J.D.Myers,M.J.Myers,Christonpher R.Hardy,Kigre,SPIE AeroSence,2002
7. [http://www.laserinstitute.org/publications/safety\\_bulletin/laser\\_safety\\_info/](http://www.laserinstitute.org/publications/safety_bulletin/laser_safety_info/)
8. <http://www.ehs.indiana.edu/laserman.html>
9. <http://info.tuwien.ac.at/iflt/safety/refs/schroe93.htm>

#### [4.2 的參考資料]

1. Optical Sciences Walter Koechner, "Solid-state Laser Engineering 4th",**10.2**
2. Amnon Yariv,Pochi Yeh ,"Optical Waves in Crystals" ,A Mei Ya Taiwan Edition,**C12**
3. V.G.Dmitrev,G.G.Gurzadyan,D.N.Nikogosyan,"Handbook of Nonlinear Optical Crystals",Optical Sciences 3<sup>rd</sup> revised editon,Springer,**4.6**
4. C.L.Tang,L.K.Cheng,"Fundamentals of Optical Parametric Processes and Oscillators", harwood academic publishers
5. O B Jensen,T Skettrup,O B Petersen and M B Larsen,J.Opt.A:Pure

- Appl.Opt.4,190-193,2002
6. Awadhesh Prasad, Ying-Cheng Lai, Athanasios Gavrielides, Vassilios Kovanis, Physics Letters A, 314, 44-50, 2003
  7. O B Jensen, T Skettrup, O B Petersen and M B Larsen, J.Opt.A:Pure Appl.Opt.4,190-193,2002
  8. 王奎雄, 非線性光學, 1988
  9. 呂助增, 雷射原理與應用, 2001

### [4.3 的參考資料]

1. <http://linbo3.optical-components.com/>
2. <http://www.stratophase.com/products/prodwav.htm>
3. <http://www.jinsunglaser.com/product6.html>
4. <http://www.sciencemag.org/cgi/content/full/286/5444/1513>



## 第五章 光學參數振盪相關實驗研究

### ● [導論]

人眼安全波長範圍 ( $1.5\sim 1.6\ \mu\text{m}$ ) 的奈秒級 (ns) 脈衝雷射，對於遙測以及雷射測距方面的應用，是非常不可或缺的<sup>[1]</sup>。為了產生波長在  $1.55\ \mu\text{m}$  附近範圍的高功率人眼安全雷射，一般可使用  $\text{Co}^{2+}:\text{LaMgAl}_{11}\text{O}_{19}$ <sup>[2]</sup>、 $\text{Er}:\text{Ca}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}$ <sup>[3]</sup>、 $\text{U}^{4+}:\text{CaF}_2$ <sup>[4]</sup>、 $\text{U}^{4+}:\text{SrF}_2$ <sup>[5]</sup>、 $\text{Co}^{2+}:\text{ZnSe}$ <sup>[6]</sup>、 $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ <sup>[7]</sup>或半導體飽和吸收體鏡面 (SESAM)<sup>[8]</sup>所構成的被動式 Q 開關，或是採用腔內光參數振盪器 (optical parametric oscillators) 的設計<sup>[9]</sup>；其中，隨著高損害閾值的非線性晶體的發現，以及雷射二極體激發式鉕 (Nd) 摻雜雷射的問世<sup>[10]</sup>，腔內光參數振盪器 (OPO 's) 更深受大家肯定、並廣為應用著。其優點，是光參數振盪器具有較高重複率以及較短的輸出脈波。

近來，我們已經可以利用半球腔的設計，來製作精巧與高效率之人眼安全的光參數振盪器，並用以產生  $1.5\ \mu\text{m}$  波長的雷射<sup>[11]</sup>。在雷射二極體激發被動式 Q 開關  $\text{Nd}:\text{YVO}_4/\text{KTP}/\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$  腔內光參數振盪器系統的實驗中，我們已可藉由控制激發光斑的大小，來得到最佳化的模態對激發光斑的大小比例，成功的減低熱透鏡效應的影響<sup>[12]~[17]</sup>，進而也提升了信號光的平均輸出功率以及峰值的能量。

我們將在接下來的部分，研究關於人眼安全波長的光學參數振盪器。

## 5.1 改變不同的增益介質

### ● [前言]

由於摻鉬釩酸釷( $\text{Nd}:\text{GdVO}_4$ )晶體具有很高的吸收係數以及很大的熱係數，因此被認為是一種很好的增益介質，而目前為止，關於  $\text{Nd}:\text{GdVO}_4$  晶體輸出波長的研究，大多著重在 1.06、1.34、0.53、0.67 $\mu\text{m}$ 。近來，我們做雷射二極體激發被動式 Q 開關  $\text{Nd}:\text{YVO}_4/\text{KTP}/\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$  腔內光參數振盪器人眼安全雷射系統 [11]，來產生 1573nm 的光，實驗結果，其脈衝寬度約為 2.5ns，脈衝功率最高可達到 1kW。與摻鉬釩酸釷( $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ )雷射來比較，實驗研究數據顯示，在雷射二極體激發的固態雷射應用上， $\text{Nd}:\text{GdVO}_4$  似乎具有比較高的潛力。話雖如此，但  $\text{Nd}:\text{GdVO}_4$  卻從未被使用在腔內光學參數振盪(IOPPO)產生人眼安全雷射的實驗架構上。

因此，在這一章節裡，我們研究重點放在過雷射二極體激發被動式 Q 開關  $\text{Nd}:\text{GdVO}_4/\text{KTP}/\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$  腔內光參數振盪器人眼安全雷射系統。並討論使用兩種不同增益介質  $\text{Nd}:\text{YVO}_4$  以及  $\text{Nd}:\text{GdVO}_4$  所得的實驗結果差異。研究結果發現，使用  $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ ，在激發功率 14W、重複率 62kHz 的實驗條件下，對於 1573nm 的波長，我們可以得到輸出功率約 1.2W，而脈衝波的脈衝寬度約 1.66ns，其脈衝功率約可達到 16kW。而使用  $\text{Nd}:\text{GdVO}_4$  的實驗結果，在激發功率 14.5W、重複率 46kHz 的實驗條件下，對於 1571nm 的波長，我們可以得到輸出功率約 1.2W，而脈衝波的脈衝寬度卻可以減小至約 700ps，而脈衝功率竟也可以達到 20kW 以上。

因此，使用了雷射二極體激發被動式 Q 開關  $\text{Nd}:\text{GdVO}_4/\text{KTP}/\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$  腔內光參數振盪器人眼安全雷射系統，更能達到超短脈衝 (< 1ns) 以及高脈衝功率 (>10kW) 脈衝雷射的要求，這對於遙測系統以及測距儀的研究領域上，十分有貢獻。

## ● [實驗架構]

被動式 Q 開關內部 OPO 雷射架構如圖 5.1-1。架構上，飽和吸收體  $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$  經過鍍膜處理以當作 OPO 腔體的耦合輸出鏡面，而它幾近半球體腔的構造更能強化被動式 Q 開關的行為。

增益介質有兩種：摻雜  $0.25\%\text{Nd}^{3+}$ ，7-mm 長的 a 切割  $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ 、同樣摻雜  $0.25\%\text{Nd}^{3+}$ ，8-mm 長的 a 切割  $\text{Nd}:\text{GdVO}_4$ ，此兩種雷射晶體的兩端面都鍍上 1064nm 波長抗反射膜( $R<0.2\%$ )。使用低濃度的 Nd 摻雜主要可用來避免熱效應所引起的斷裂。這兩顆雷射晶體都需要裹上 In 片，並接上水冷式銅塊座，水溫約維持在  $25^{\circ}\text{C}$ ，使能有效散熱。激發光源是 808nm 波長 16W 的光纖耦合雷射二極體；此光纖纖心直徑為  $800\ \mu\text{m}$ ，其數值孔徑為 0.2。聚焦鏡的焦距為 12.5mm，從激發光到增益介質上，其耦合效率約為 92%。激發光束半徑  $\omega_p\ 350\ \mu\text{m}$ ，用曲率 50mm 的凹透鏡當作前鏡，並鍍上 808nm 波長抗反射膜( $R<0.2\%$ )、對 1064nm 以及 1573nm 高反射( $R>99.8\%$ )的薄膜。注意，增益介質放置的位置要十分靠近前鏡。

OPO 腔體主要由鍍膜的 KTP、以及鍍膜的  $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$  晶體組成。所使用的 KTP 為 20mm 長，屬於延著 x 軸( $\theta=90^{\circ}$ ， $\varphi=0^{\circ}$ )的第二類型非臨界相位匹配構造，此晶體有最大的有效非線性係數，且在激發光、訊號光、閒滯光之間沒有走離現象。KTP 一面鍍有 1064nm 波長高穿透( $T>95\%$ )、1573nm 波長高反射( $R>99.8\%$ )膜，另一面鍍上 1573nm 以及 1064nm 波長抗反射膜。

$\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$  厚度 3mm，對 1064nm 波長的初始穿透率為 80%。在  $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$  的一面鍍上對 1064nm 波長高反射( $R>99.8\%$ )、以及對 1573nm 波長部分反射( $R_s=85\%$ )的膜，另一面則鍍上對 1064nm 以及 1573nm 波長抗反射的膜。使用曲率 5 公分凹面鏡當作前鏡，並在雷射二極體入射到前鏡的那一面鍍上 808nm 抗反射膜( $R<0.2\%$ )，另一面則鍍上對 808nm 波長高穿透膜( $T>95\%$ )以及對 1064nm 波長高反射膜( $R>99.8\%$ )。整體的  $\text{Nd}:\text{YVO}_4$  以及  $\text{Nd}:\text{GdVO}_4$  雷射腔體長度大約都是 59mm，OPO 腔體長度大約 25mm，將之代入後面的理論分析，可發現這樣

的腔體長度，在光模與激發光源之間提供了很適當的模態匹配，且在飽和吸收體上也能得到適當的光斑大小。

### ● [實驗結果]

圖 5.1-2 顯示出，分別使用 Nd: YVO<sub>4</sub> 以及 Nd: GdVO<sub>4</sub> 兩種不同增益介質，所個別得到在 1573nm 以及 1571nm 波長的平均輸出功率與輸入功率的關係圖。可發現使用 Nd: YVO<sub>4</sub> 以及 Nd: GdVO<sub>4</sub> 兩種不同晶體當作增益介質，在輸入功率 14W 的時候，皆可以得到約 1.1W 的輸出。從雷射二極體輸入功率到 OPO 訊號光的輸出功率轉換效率大約為 7.86%。另一方面，激發光(1064nm)以及訊號光(1573nm 或者 1571nm)的脈衝波暫態行爲，可用快速銻質光二極體經由 LeCroy 9326 數位示波器(500MHz 頻寬)來紀錄，其脈衝與脈衝間的振盪幅度大約為 ±10%。

圖 5.1-3 以及圖 5.1-4 描述了訊號光(1573nm 或者 1571nm)脈衝波的重複率以及脈衝能量對輸入功率的關係圖，由圖可以看出，脈衝重複率約正比於輸入的功率，直到輸入功率約 11W 時，其重複率可達至飽和。分別使用 Nd: YVO<sub>4</sub> 以及 Nd: GdVO<sub>4</sub> 兩種不同晶體當作增益介質，其重複率的飽和值個別約為 62.5kHz 以及 46kHz。另一方面，一開始的脈衝能量約正比於輸入功率，而在輸入功率大於 11W 時，脈衝能量會達到飽和。脈衝能量的飽和現象說明了良好的被動式 Q 開關條件已經達到了(請參閱本論文第二章討論)；另一方面，我們得知使用兩種不同的增益介質 Nd:YVO<sub>4</sub> 以及 Nd:GdVO<sub>4</sub>，由 IP 曲線圖，發現使用兩者不同增益介質其輸出功率差不多，但由圖 5.1-4，同樣在輸入功率 11W，可發現使用 Nd:GdVO<sub>4</sub> 的脈衝能量(22 μJ)遠高於 Nd:YVO<sub>4</sub> 的脈衝能量(16 μJ)。

示波器紀錄的激發光以及訊號光的脈衝波形，如圖 5.1-5、圖 5.1-6。使用增益介質 Nd:YVO<sub>4</sub> 的時候，其脈衝寬度約為 1.66ns，其脈衝功率可以達至 13kW；而使用 Nd:GdVO<sub>4</sub> 的時候，其脈衝寬度更可以小至 600~700ns，其脈衝功率更可以達至 20kW 以上。



從速率方程式的分析，良好的被動式 Q 開關條件如下

$$\frac{\ln\left(\frac{1}{T_0^2}\right)}{\ln\left(\frac{1}{T_0^2}\right) + \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L} \frac{\sigma_{gs}}{\sigma} \frac{A}{A_s} \gg \frac{\gamma}{1-\beta},$$

由於 Nd:YVO<sub>4</sub> 的  $\sigma$  值( $25 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ )以及 Nd:GdVO<sub>4</sub> 的  $\sigma$  值( $17.5 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ )與 Cr<sup>4+</sup>:YAG 的  $\sigma_{gs}$  值( $\sim (20 \pm 5) \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ )相當，爲了滿足良好的被動式 Q 開關條件，所以  $A/A_s = (\omega_1/\omega_2)^2$  通常要大於 10。由此公式，當  $\sigma$  值爲唯一變數的時候，爲了更容易達到被動式 Q 開關的條件，我們會希望  $\sigma$  值愈小愈好。而 Nd:GdVO<sub>4</sub> 的  $\sigma$  值小於 Nd:YVO<sub>4</sub>，因此，會滿足比較好的 Q 開關條件，與我們實驗所得到的結果互相印證了。

我們再回過頭來討論圖 5.1-4，可以發現入射功率小於 10W 之前，其脈衝能量約爲一個常數。而且在入射光功率大於 11W 時，良好的被動式 Q 開關條件已經達到了。換句話說，實驗結果與理論分析結果十分吻合。雖然，使用的輸出鏡反射率( $R_s=80\%$ )可以得到較高的轉換效率，可是儲存的能量並非未完全都給單一訊號脈衝。由圖 5.1-4 我們可以看出，當入射功率大於 10W 之後，由於殘餘的能量能有效的引出激發場，所以能再達到 OPO 的臨界值，於是又產生第二個訊號波，如圖 5.1-7。估計輸入功率 10W 時，主要的脈衝輸出能量大約  $15 \mu\text{J}$ ，這結果與輸入功率小於 10W 所得的脈衝功率幾乎依樣。

#### ● [結論]

實驗結果顯示，使用雷射二極體激發被動式 Q 開關 Nd:GdVO<sub>4</sub>/KTP/Cr<sup>4+</sup>:YAG 腔內光參數振盪器人眼安全雷射系統，已經可以得到奈米尺度 (ns) 以下的脈衝寬度。其脈衝的峰值功率也遠高於以往我們所使用的雷射二極體激發被動式 Q 開關 Nd:GdVO<sub>4</sub>/KTP/Cr<sup>4+</sup>:YAG 腔內光參數振盪器人眼安全雷射系統。

使用兩種不同增益介質所得到的雷射二極體激發被動式 Q 開關 Nd 摻雜雷射

來產生腔內光參數振盪器人眼安全雷射系統，做出以下整理：

在入射功率同樣在 14W 的條件下

Crystal	Output power (W)	PulseWidth (ns)	Repetition Rate (kHz)	PeakPower (kW)
Nd:YVO <sub>4</sub>	1.2	1.4	62.5	>10
Nd:GdVO <sub>4</sub>	1.2	0.7	45.5	>20

表 5.1-1 使用不同增益介質其基本輸出功率的比較



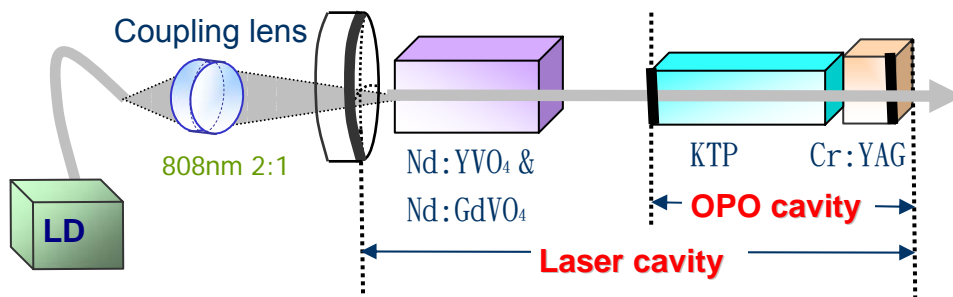


圖 5.1-1 實驗架構圖，分別使用 Nd: YVO<sub>4</sub> 以及 Nd: GdVO<sub>4</sub> 兩種不同增益介質，來討論二極體

雷射激發被動式 Q 開關 Nd 摻雜/Cr:YAG，以產生腔內 OPO 的相關實驗研究。

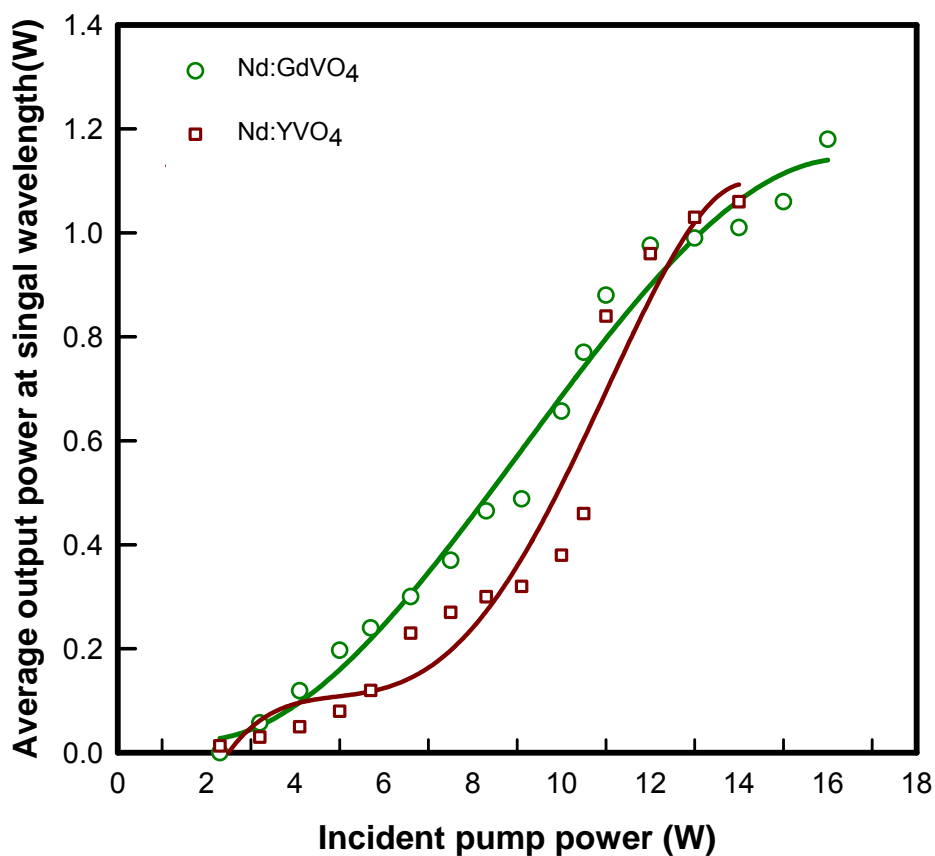


圖 5.1-2 分別使用 Nd: YVO<sub>4</sub> 以及 Nd: GdVO<sub>4</sub> 兩種不同增益介質，所個別得到在 1573nm 以及

1571nm 波長的平均輸出功率與輸入功率的關係圖。

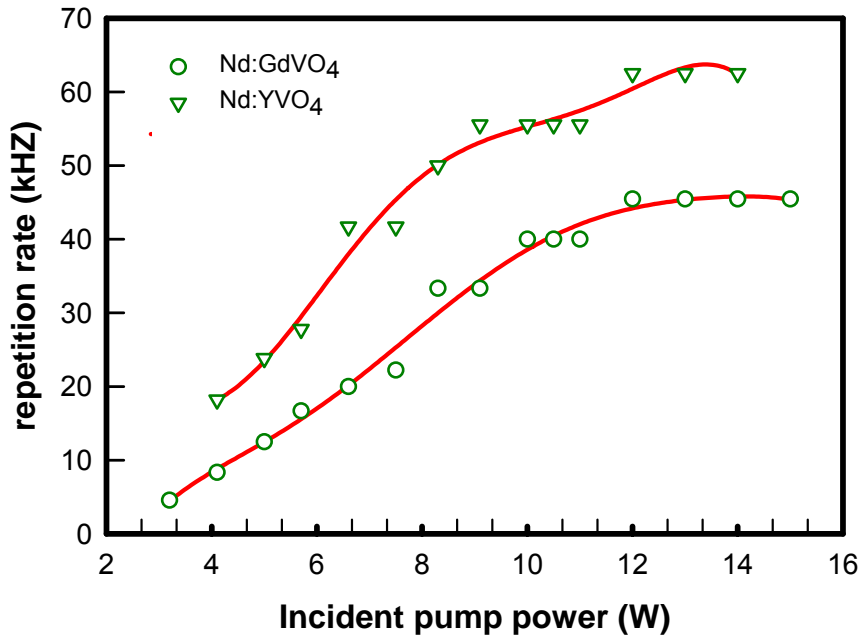


圖 5.1-3 分別使用 Nd: YVO<sub>4</sub> 以及 Nd: GdVO<sub>4</sub> 兩種不同增益介質，所個別得到在 1573nm 以及

1571nm 波長的脈衝重複率與輸入功率的關係圖。

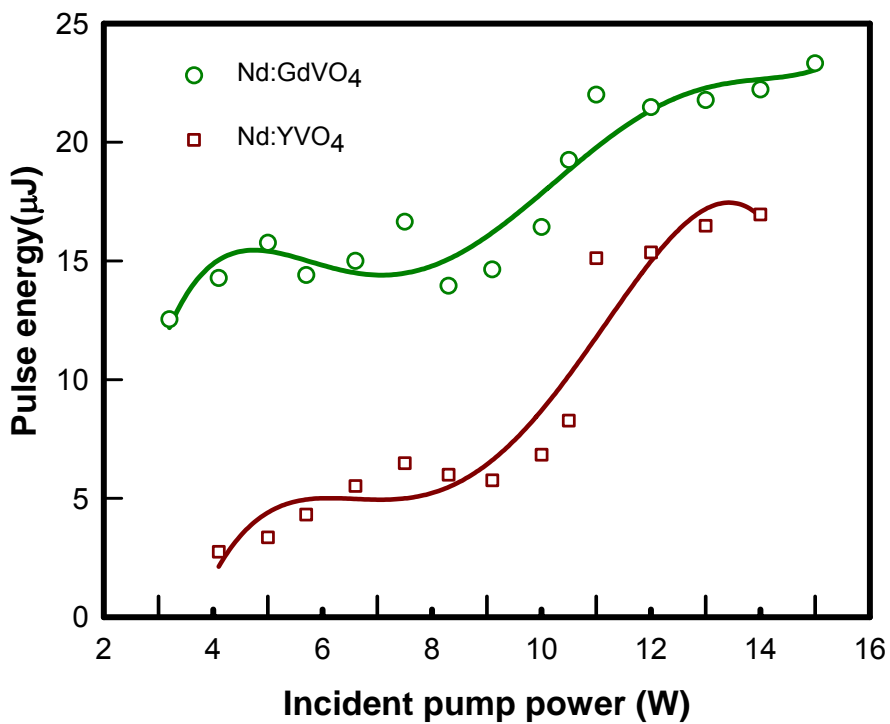


圖 5.1-4 分別使用 Nd: YVO<sub>4</sub> 以及 Nd: GdVO<sub>4</sub> 兩種不同增益介質，所個別得到在 1573nm 以及

1571nm 波長的脈衝能量與輸入功率的關係圖。

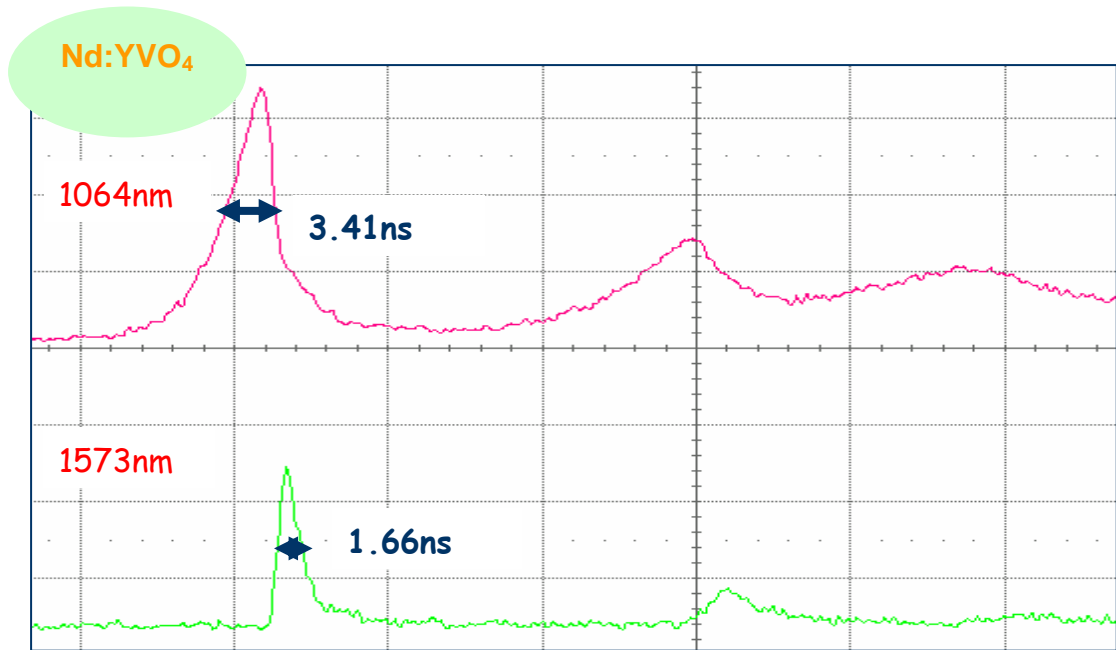


圖 5.1-5 使用 Nd: YVO<sub>4</sub> 當增益介質，所得到的激發光以及訊號光的輸出波形，此圖為激發輸入功率小於 10W 所取得的圖型。

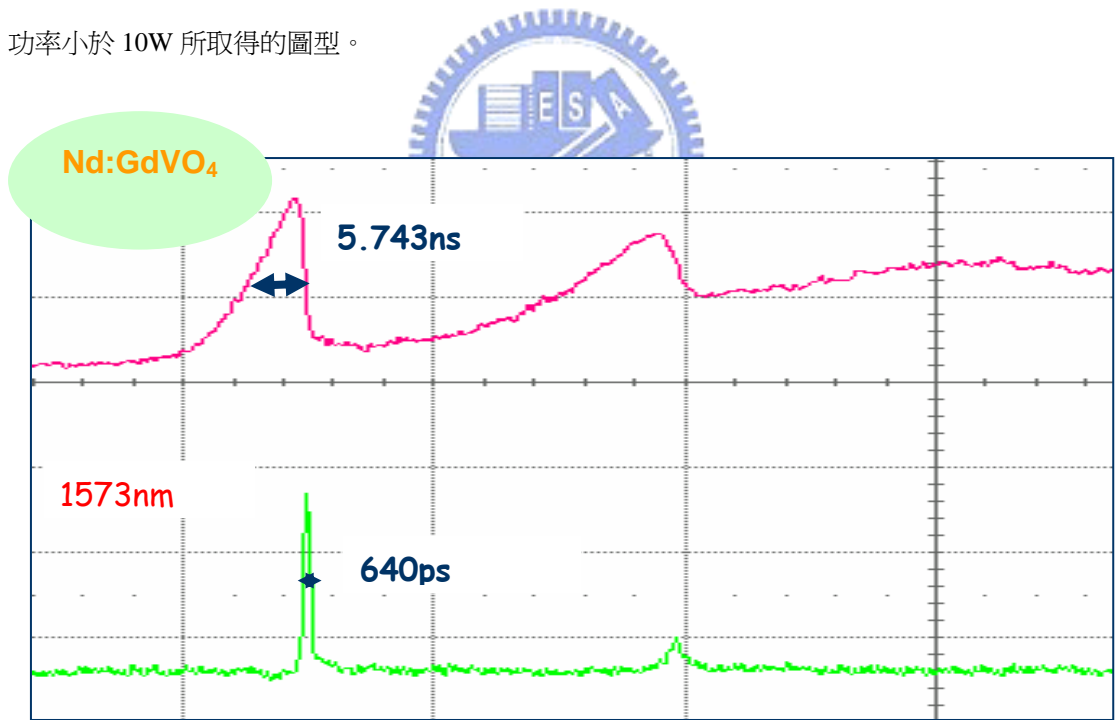


圖 5.1-6 使用 Nd: GdVO<sub>4</sub> 當增益介質，所得到的激發光以及訊號光的輸出波形，此圖為激發輸入功率小於 10W 所取得的圖型。

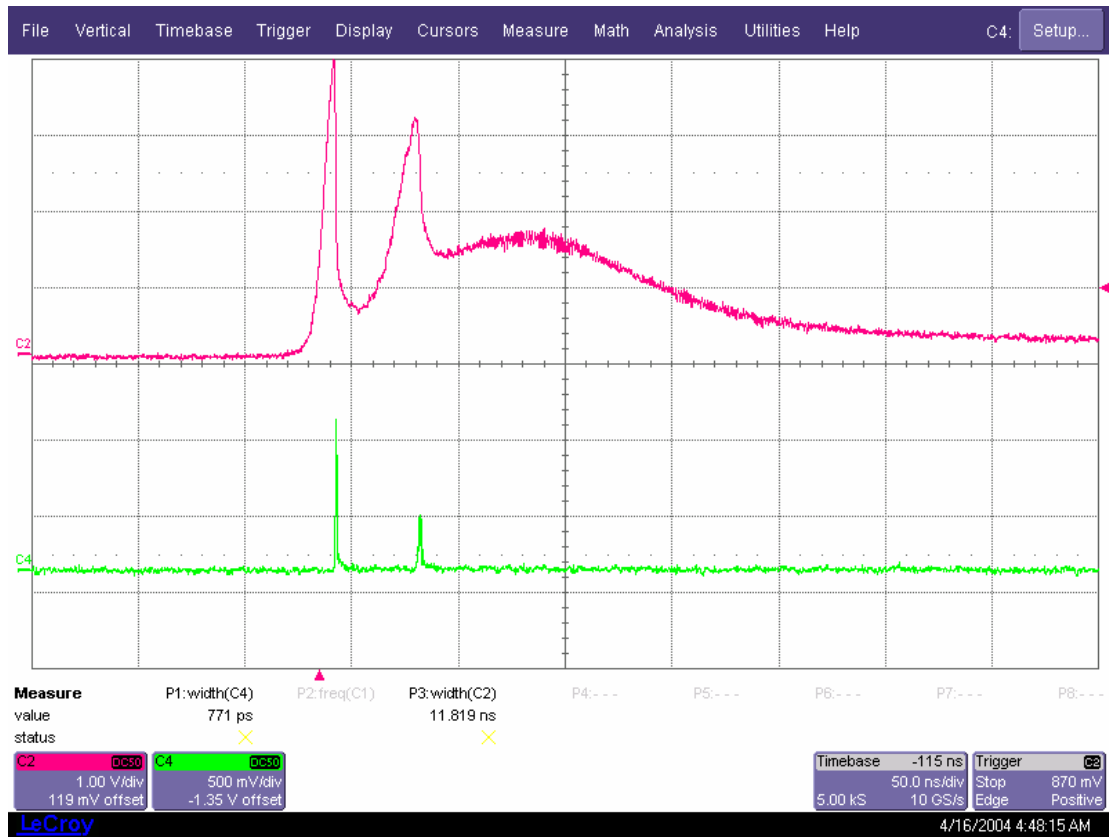


圖 5.1-7 使用 Nd: GdVO<sub>4</sub> 當增益介質，所得到的激發光以及訊號光的輸出波形，此圖為激發輸入功率高於 10W 所取得的圖型。

## 5.2 改變腔體

### ● [前言]

以往腔內光參數振盪器其共振腔的設計，大多是部分重疊的共振腔<sup>[1]</sup>。就是在前鏡鍍上 1064nm 高反射膜，於輸出鏡鍍上 1064nm 高反射膜以及 1573nm 部份反射膜，於 KTP 鍍上 1573nm 高反射膜；將雷射光鎖在前鏡與輸出鏡之間共振、而光參數主要在 KTP 與輸出鏡間共振並由輸出鏡輸出。於是就形成了雷射共振腔與光參數振盪的共振腔部分重合。以往使用此種腔體來做光參數振盪器研究，與到最大的困難是：由於非線性晶體上需要鍍上高反射膜，在高功率激發時，往往很容易造成晶體的損害。於是，我們開始尋找比較適當的方法，是否可以降低晶體的損害率。

在激發拉曼散射實驗中<sup>[2]</sup>，提出了一個新的想法：利用所謂完全重疊 (shared) 的腔 (two-mirror)，取代之前的部分重疊的腔 (three-mirror)。其實驗結果發現，利用完全重疊的腔來做激發拉曼實驗，不僅可提高腔內的穩定性，其功率也較高。

我們將激發拉曼散射實驗中所利用的完全重疊的腔，引入光參數振盪器的構造內。主要的設計，是在前鏡與輸出鏡鍍上 1573nm 以及 1064nm 高反射膜，使得信號光與激發光同時在前鏡與輸出鏡面間共振，形成光參數振盪器與激發雷射完全重疊的腔。

由上一個實驗結果，我們得知 Nd:GdVO<sub>4</sub> 的輸出功率比較高，以下就以 Nd:GdVO<sub>4</sub> 為增益介質，來討論使用兩種不同腔體 (two-mirror & three-mirror) 的優缺點。

藉此實驗方法，我們雖未得到較高的功率，但卻成功得提高了腔內光參數振盪器的穩定性。

因此，在這一章節裡，我們研究重點放在過雷射二極體激發被動式 Q 開關 Nd:GdVO<sub>4</sub>/KTP/Cr<sup>4+</sup>:YAG 腔內光參數振盪器人眼安全雷射系統。並討論使用兩

種不同腔體所得的實驗結果差異。研究結果發現，使用 two-mirror，雖然平均輸出功率小於 three-mirror，但是由於其有鎖模(mode-locking)的現象，所以其峰值功率幾乎可以跟 three-mirror 相當了。因此，使用 two-mirror 架構，雖然會稍微犧牲一點平均輸出功率，但卻能得到幾乎相當的峰值功率，尤其對於增加腔體的穩定度以及降低晶體損害率有非常大的貢獻。

- [實驗架構]

延續 5.1 的架構，在 5.2 我們將使用不同的前鏡以及 KTP，來做腔內光學參數振盪器的腔體研究。此部分，我們所針對的都是 Nd: GdVO<sub>4</sub> 晶體。

首先，我們先建構所謂的部分重疊的腔 (three-mirror)，如圖 5.2-1。我們將前鏡規格換成曲率 5 公分的凹面鏡，並在雷射二極體入射到前鏡的那一面鍍上 808nm 抗反射膜( $R < 0.2\%$ )，另一面則鍍上對 808nm 波長高穿透膜( $T > 95\%$ )以及對 1064nm 以及 1573nm 波長的高反射膜( $R > 99.8\%$ )。OPO 腔體主要由鍍膜的 KTP、以及鍍膜的 Cr<sup>4+</sup>:YAG 晶體組成。其餘的規格，都如同 5.1。整體的雷射腔體長度大約是 59mm，OPO 腔體長度大約 25mm，將之代入後面的理論分析，可發現這樣的腔體長度，在光模與激發光源之間提供了很適當的模態匹配，且在飽和吸收體上也能得到適當的光斑大小。

另一種腔體，我們稱之為完全重疊 (shared) 的腔 (two-mirror)，如圖 5.2-2。其不同處在於使用的 KTP 不同。在 two-mirror 內所使用的 KTP 為 20mm 長，同樣屬於延著 x 軸 ( $\theta = 90^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$ ) 的第二類型非臨界相位匹配構造，此晶體有最大的有效非線性係數，且在激發光、訊號光、閒滯光之間沒有走離現象。在 KTP 兩面同時鍍上 1573nm 以及 1064nm 波長的抗反射膜。因此，在 two-mirror 結構下，OPO 腔體主要就由鍍膜的前鏡、以及鍍膜的 Cr<sup>4+</sup>:YAG 晶體組成。所以，OPO 腔體也跟雷射腔體完全重疊了。整體的雷射腔體以及 OPO 腔體長度大約都是 59mm。



- [實驗結果]

圖 5.2-3 顯示出，分別使用 two-mirror 以及 three-mirror 兩種不同腔體，所個別得到在 1571nm 波長的平均輸出功率與輸入功率的關係圖。在輸入功率 15W 的時候，使用我們以往的架構，也就是 three-mirror 的架構，可得到平均輸出功率約 1.2W，使用新的腔體 two-mirror 架構，卻只能得到約 0.7W 的輸出。從雷射二極體輸入功率到 OPO 訊號光的輸出功率轉換效率個別約為 8%以及 4.7%。另一方面，激發光(1064nm)以及訊號光(1571nm)的脈衝波暫態行為，可用快速鍺質光二極體經由 LeCroy 9326 數位示波器(500MHz 頻寬)來紀錄，其脈衝與脈衝間的振盪幅度大約為  $\pm 10\%$ 。

圖 5.2-3 以及圖 5.2-4 描述了訊號光(1571nm)脈衝波的重複率以及脈衝能量對輸入功率的關係圖。由圖可以看出，脈衝重複率約正比於輸入的功率，直到輸入功率約 12W 時，其重複率可達至飽和。分別使用 three-mirror 以及 two-mirror 架構，其重複率的飽和值個別約為 46kHz 以及 17kHz。另一方面，使用 three-mirror 架構，一開始的脈衝能量約正比於輸入功率，而在輸入功率大於 11W 時，脈衝能量會達到飽和，脈衝能量的飽和現象說明了良好的被動式 Q 開關條件已經達到了(請參閱本論文第二章討論)；但，two-mirror 架構，其脈衝能量同樣正比於輸入功率，卻未達飽和現象。另一方面，我們得知使用兩種不同的架構 three-mirror 以及 two-mirror，由圖 IP 曲線，發現使用兩者不同架構其輸出功率差不多，但由圖 5.2-5，同樣在輸入功率 15W，可發現使用 two-mirror 架構的脈衝能量( $33 \mu\text{J}$ )遠高於使用 three-mirror 架構的脈衝能量( $22 \mu\text{J}$ )。

示波器紀錄的激發光以及訊號光的脈衝波形，如圖 5.2-6。使用 two-mirror 架構的時候，其脈衝寬度約為 2.19ns，其脈衝功率可以達至 16kW；而使用 three-mirror 架構的時候，其脈衝寬度更可以小至 600~700ns，其脈衝功率更可以達至 20kW 以上。

- 關於鎖模峰值功率的計算

我們將 two-mirror 在示波器上所量得的脈衝暫態行為取出，由於其圖形的振幅是相對的振幅，為求得絕對的高度(即為我們想要得知道的峰值功率)，於是我們利用電腦軟體將圖形下的面積積出來與實驗所得脈衝能量比較得到一個比值，再將圖形的乘上此比值，即可求得我們要的峰值功率。結果見圖 5.2-7。利用 fitting 求得的峰值功率約為 19.4kW，比實驗所得的 16kW 還大，故 two-mirror 造成的鎖模現象果然將峰值功率提高了。

● [結論]

使用雷射二極體激發被動式 Q 開關 Nd:GdVO<sub>4</sub>/KTP/Cr<sup>4+</sup>:YAG 腔內光參數振盪器人眼安全雷射系統，已經可以得到奈米尺度以下的脈衝寬度。其脈衝的峰值功率也遠高於以往我們所使用的雷射二極體激發被動式 Q 開關 Nd:GdVO<sub>4</sub>/KTP/Cr<sup>4+</sup>:YAG 腔內光參數振盪器人眼安全雷射系統。

使用兩種不同腔體所得到的雷射二極體激發被動式 Q 開關 Nd 摻雜雷射來產生腔內光參數振盪器人眼安全雷射系統，做出以下整理：  
在入射功率同樣在 15W 的條件下：

cavity	Output power (W)	PulseWidth (ns)	Repetition Rate (kHz)	PeakPower (kW)
Three-mirror	1.2	0.7	45.5	20
Two-mirror	0.7	2.16	20	16

表 5.2-1 使用不同的腔體結構，其基本輸出功率的相關表格

關於 two-mirror 的優點：

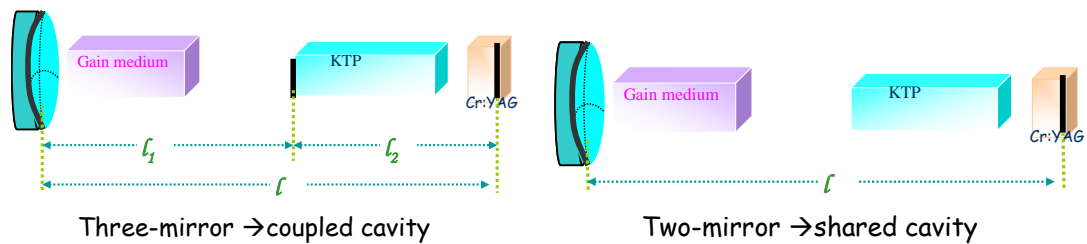
1.降低晶體的損害率：

由於 two-mirror 的腔體，將原本鍍在非線性晶體上對訊號光波長的高反射膜，移到前鏡上。此時，對於晶體可承受的光學損害(optical damage)閥值就升高了，如此一來就降低了晶體損害的機率。

## 2.增加腔體的穩定度：

由於在 two-mirror 下，雷射腔體與光學參數振盪器的腔體完全重合，因此我們可以不用考慮到雷射模態與訊號光模態的重疊(overlap)問題。另外，調整非线性晶體的角度時，由於雷射腔體與光學參數的腔體鎖在前鏡與輸出耦合鏡之間，故腔體的穩定度不會受其影響。

## 3.關於 two-mirror 的產生鎖模的原由：



要產生縱模的條件，對於 three-mirror 的架構而言，其自由空間範圍(free space range)需同時滿足的條件  $\frac{C}{2l}$ 、 $\frac{C}{2l_1}$ 、 $\frac{C}{2l_2}$ ，故縱模的形成是不容易的；另一方面，對於 two-mirror 而言，其自由空間範圍(free space range)只需滿足  $\frac{C}{2l}$ ，故很容易形成 mode-locking 的現象。

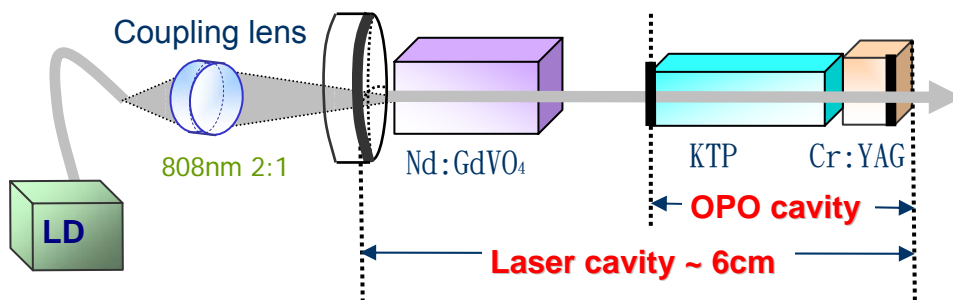


圖 5.2-1 three-mirror 實驗架構圖，使用針對 1571nm 波長 HR/HR 鍍膜的 KTP，討論二極體雷射激發被動式 Q 開關 Nd:GdVO<sub>4</sub>/Cr:YAG，以產生腔內 OPO 的相關實驗研究。

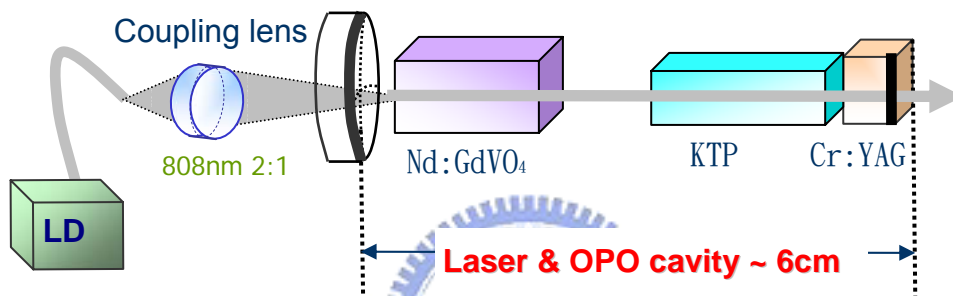


圖 5.2-2 two-mirror 實驗架構圖，使用針對 1571nm 波長 AR/AR 鍍膜的 KTP，討論二極體雷射激發被動式 Q 開關 Nd:GdVO<sub>4</sub>/Cr:YAG，以產生腔內 OPO 的相關實驗研究。

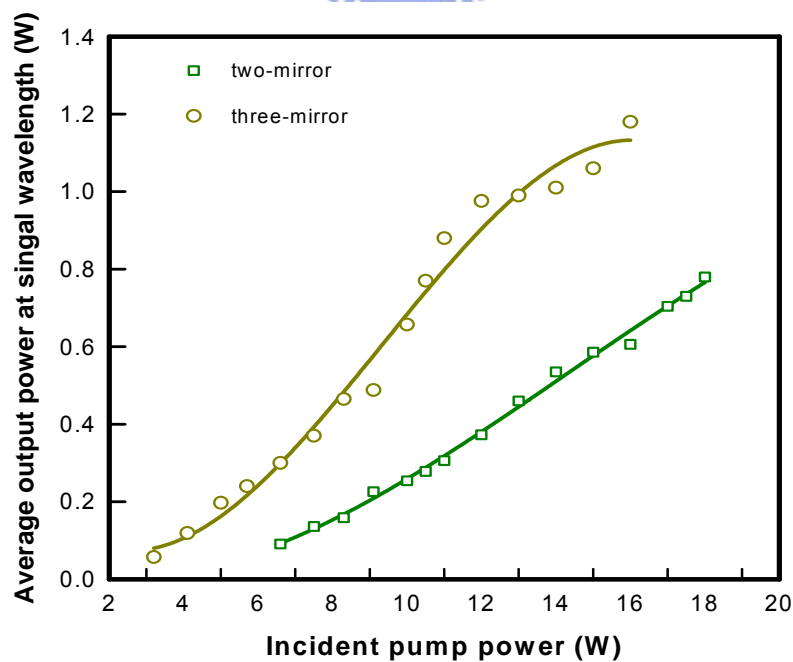


圖 5.2-3 分別使用 two-mirror 以及 three-mirror 兩種不同腔體，所個別得到在 1571nm 波長的平均輸出功率與輸入功率的關係圖。

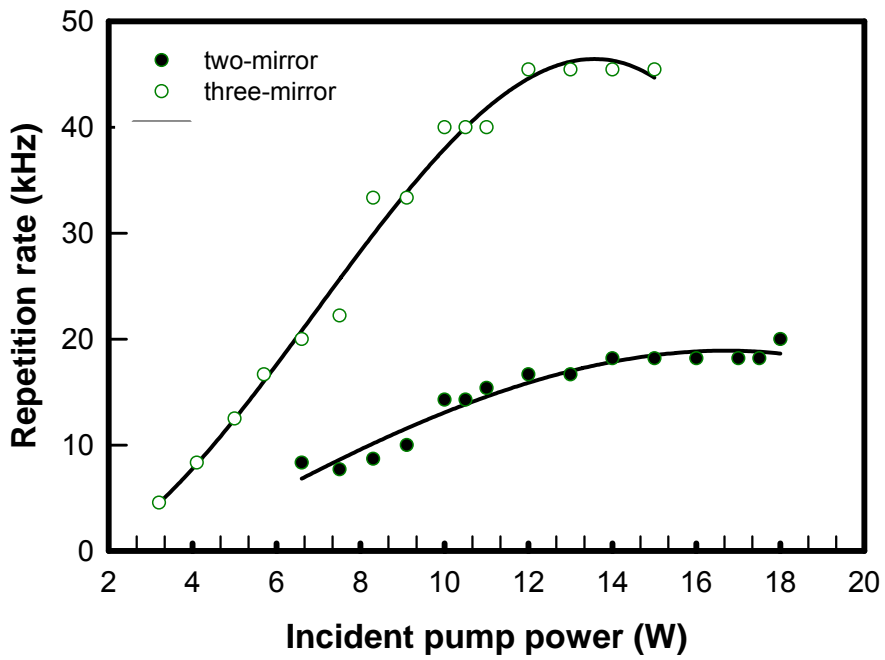


圖 5.2-4 分別使用 two-mirror 以及 three-mirror 兩種不同腔體，所個別得到在 1573nm 以及 1571nm 波長的脈衝重複率與輸入功率的關係圖。

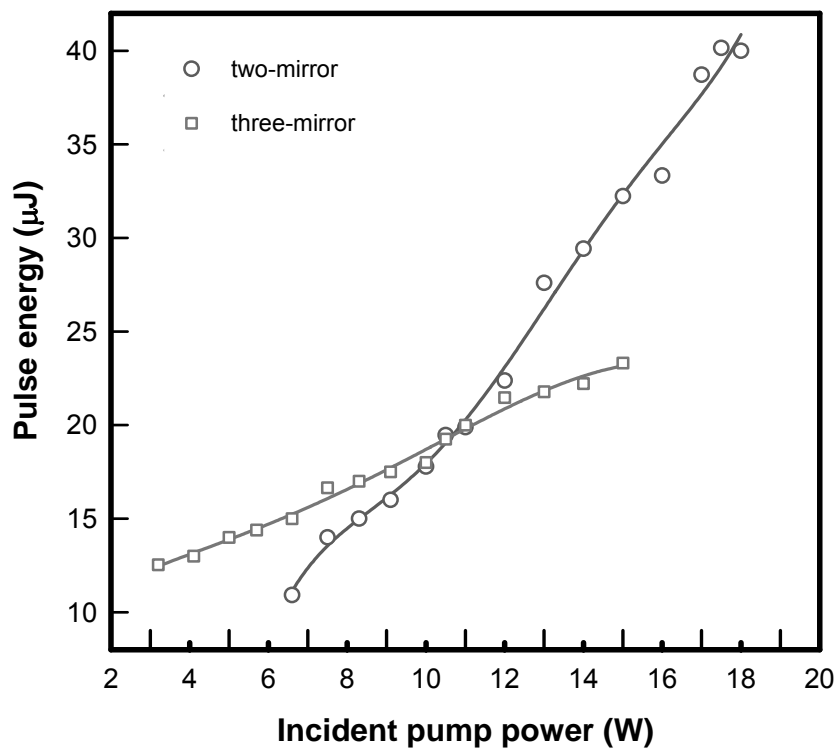


圖 5.2-5 分別使用 two-mirror 以及 three-mirror 兩種不同腔體，所個別得到在 1571nm 波長的脈衝功率與輸入功率的關係圖。

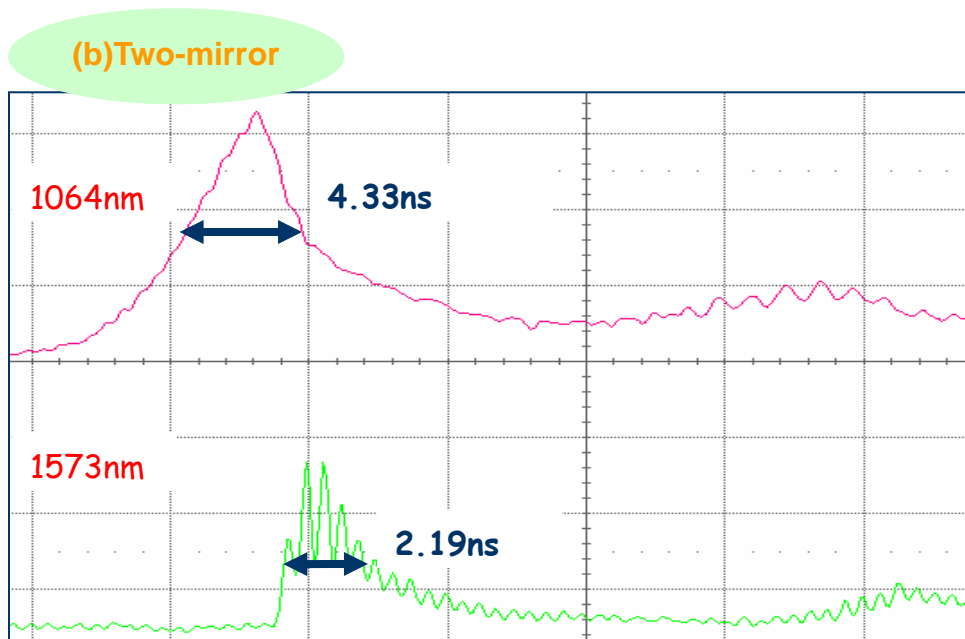
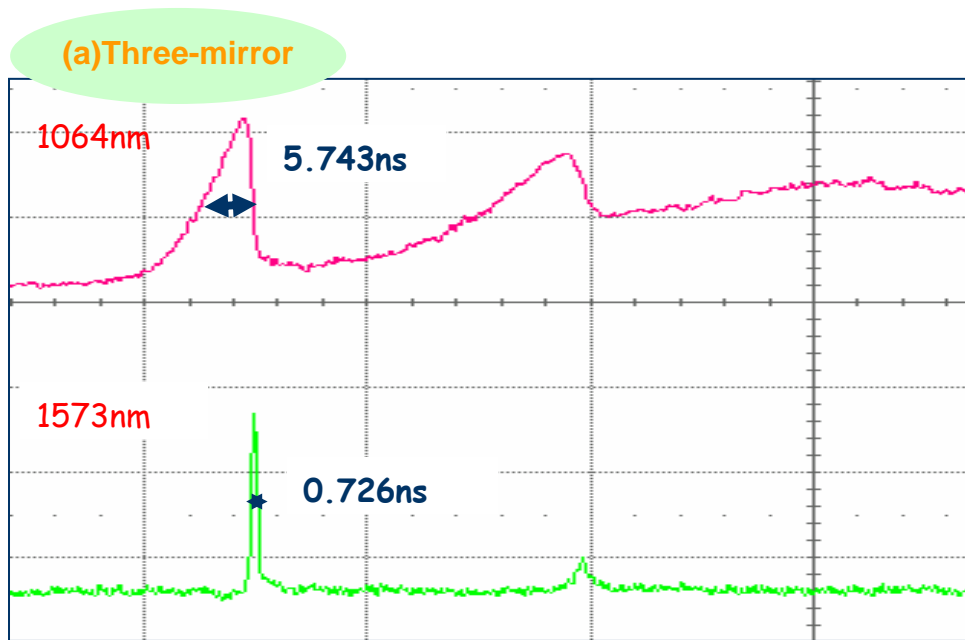


圖 5.2-6 使用 Nd: GdVO<sub>4</sub> 當增益介質，所得到的激發光以及訊號光的輸出波形，此圖為激發輸入功率小於 10W 所取得的圖型。



圖 5.2-7 利用圖形的 fitting，找出鎖模實際上的峰值功率。



### 5.3 可調式雷射

- [導論]

以往，我們在光學參數振盪（OPO）的實驗過程中，其 OPO 的腔體的組成大部分都是由兩面鏡子中間置入一各非線性晶體；爲了精簡結構，我們會將兩面鏡子拿掉，直接在非線性晶體上鍍膜，將非線性晶體直接變成 OPO 的腔體。如此一來，我們雖然將整各腔體結構縮短，但也面臨到另一個問題：由於非線性晶體有鍍上高反射膜，因此在調光上，非線性晶體的調制容易造成功率不穩，其數值上下振盪幅度約十幾二十  $m\omega$ ，且容易使得非線性晶體有打斑的現象。除此之外，在晶體上鍍膜，需把要鍍膜的晶體面立起來，對於體積小的晶體而言，本身就有點困難，對於薄型的晶體鍍膜，更加深了操作的困難度。

由 5.2 改變腔體的實驗當中，我們得知 two-mirror 的腔體對實驗穩定度比較好，於是我們將此概念運用到非線性晶體的應用，除了精簡實驗架構外，預期還可增加實驗的穩定度。另一方面，由於非線性晶體也不需要鍍上高反射的薄膜，於是也降低了非線性晶體受高功率光源而損害的機率。

- [前言]

首先，我們使用 PPLN，由於其折射率具有隨溫度變化的特性，而折射率會牽扯到相位的匹配(phase matching)，進而會影響到信號光 (signal) 以及閒滯光 (idler) 的波長。以往，已經有人利用 PPLN 晶體，來做可調式的雷射(tunable laser)。實驗上，利用溫控來調節波長，確實增加了雷射使用的彈性度。實驗採用腔內 OPO 的架構，需要在 PPLN 上鍍上 1573nm 高反射膜以及 1064nm 高穿透膜。PPLN 上鍍上高反射的膜，技術上就有點困難，並且當激發功率過高，可能會造成光學損害(optical damage)，容易有打斑現象。

於是，我們改用(two-mirror)的腔，來做 PPLN 的溫度調控波長的實驗，此架



構不須在 PPLN 上鍍膜，對於技術上，這是一大便利，同時又能減低高功率所造成的光學損害。將 PPLN 接上加熱器，除探討其信號光波長隨溫度變化的關係之外，我們也要加以討論實驗的便利性。

另一方面，我們使用了三種不同的增益介質：Nd:YVO<sub>4</sub>、Nd:GdVO<sub>4</sub> 以及 Nd:Gd<sub>0.7</sub>Y<sub>0.3</sub>VO<sub>4</sub>。將分別討論，三種不同增益介質來激發腔內光學參數振盪器，其輸出功率、脈衝的不同。

### ● [實驗架構]

延續 5.2 的架構，以下我們都將使用 two-mirror 的腔。在 5.3 我們將使用不同非線性晶體，來做腔內光學參數振盪器的腔體研究。

我們使用完全重疊 (shared) 的腔 (two-mirror)，如圖 5.3-1。在 two-mirror 內所使用的 PPLN 為 20mm 長，週期  $\Lambda=29.6\ \mu\text{m}$ ，其兩面同時鍍上，對 1064nm 以及 1573nm 的抗反射膜。將 PPLN 置於加熱爐上，並接上溫度控制器，用來控制 PPLN 的溫度。因此，在 two-mirror 結構下，OPO 腔體主要就由鍍膜的前鏡、以及鍍膜的 Cr<sup>4+</sup>:YAG 晶體組成。所以，OPO 腔體也跟雷射腔體完全重疊了。整體的雷射腔體以及 OPO 腔體長度大約都是 59mm，將之代入後面的理論分析，可發現這樣的腔體長度，在光模與激發光源之間提供了很適當的模態匹配，且在飽和吸收體上也能得到適當的光斑大小。

另一方面，我們使用的三種不同增益介質，分別如下：0.25%Nd<sup>3+</sup>，7-mm 長的 a 切割 Nd:YVO<sub>4</sub>；同樣摻雜 0.25%Nd<sup>3+</sup>，8-mm 長的 a 切割 Nd:GdVO<sub>4</sub>；以及摻雜 0.27%Nd<sup>3+</sup>，8mm 長的 a 切割 Nd:Gd<sub>0.7</sub>Y<sub>0.3</sub>VO<sub>4</sub>，此時 Gd 與 Y 混的比例為 0.7:0.3。此三種雷射晶體的兩端面都鍍上 1064nm 波長抗反射膜(R<0.2%)。比較三種不同增益介質，所得的實驗結果。

### ● [理論分析]

根據文獻上的記載，我們找出了兩個關於 PPLN 的 Sellmeier equation。接下

來，我們將個別使用兩種 Sellmeier equation 來與我們實驗的結果做比較：

1. 首先，

需要符合相位匹配(Phase matching)：

考慮動量守恆以及動能守恆

$$\frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i} \quad (1)(2) \quad ,$$

$$\frac{n_p}{\lambda_p} = \frac{n_s}{\lambda_s} + \frac{n_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\Lambda}$$

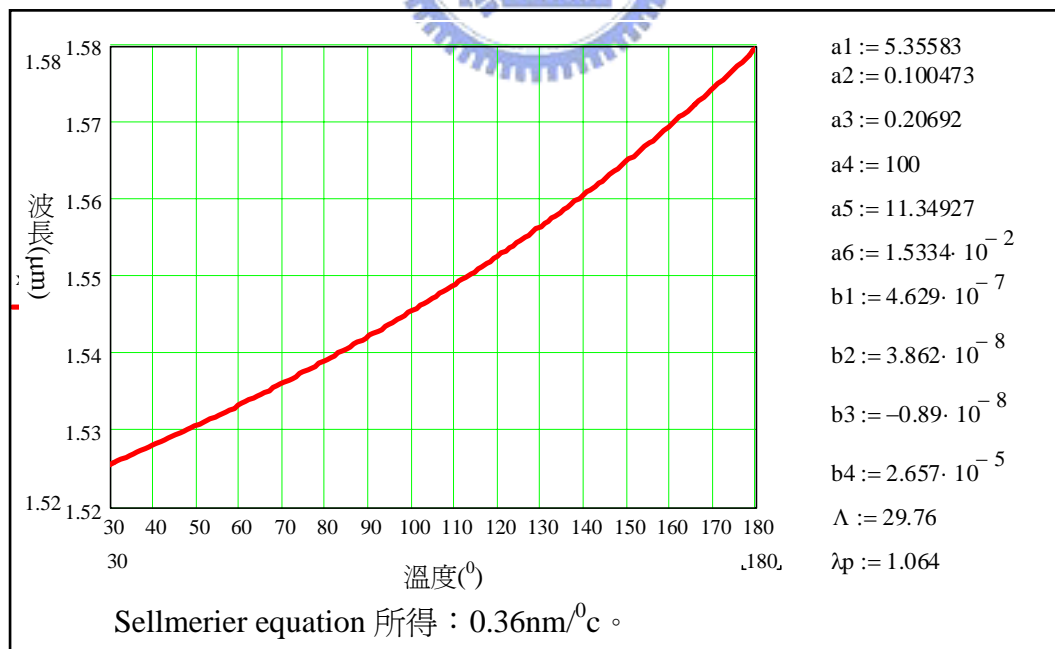
$\lambda_p$ 、 $\lambda_s$ 、 $\lambda_i$  分別為激發光(pump)、訊號光(signal)以及閒滯光(idler)的波長， $n_p$ 、 $n_s$ 、 $n_i$  分別為激發光(pump)、訊號光(signal)以及閒滯光(idler)的折射率， $\Lambda$  為 PPLN 的晶格週期長度。

再將 PPLN 的 Sellmerier equation 考慮進來，

$$n = a_1 + b_1 f + \frac{a_2 + b_2 f}{\lambda^2 - (a_3 + b_3 f)^2} + \frac{a_4 + b_4 f}{\lambda^2 - a_5^2} - a_6 \lambda^2 \quad (3)(4)$$

$$f = (T - 24.5^\circ)(T + 570.82)$$

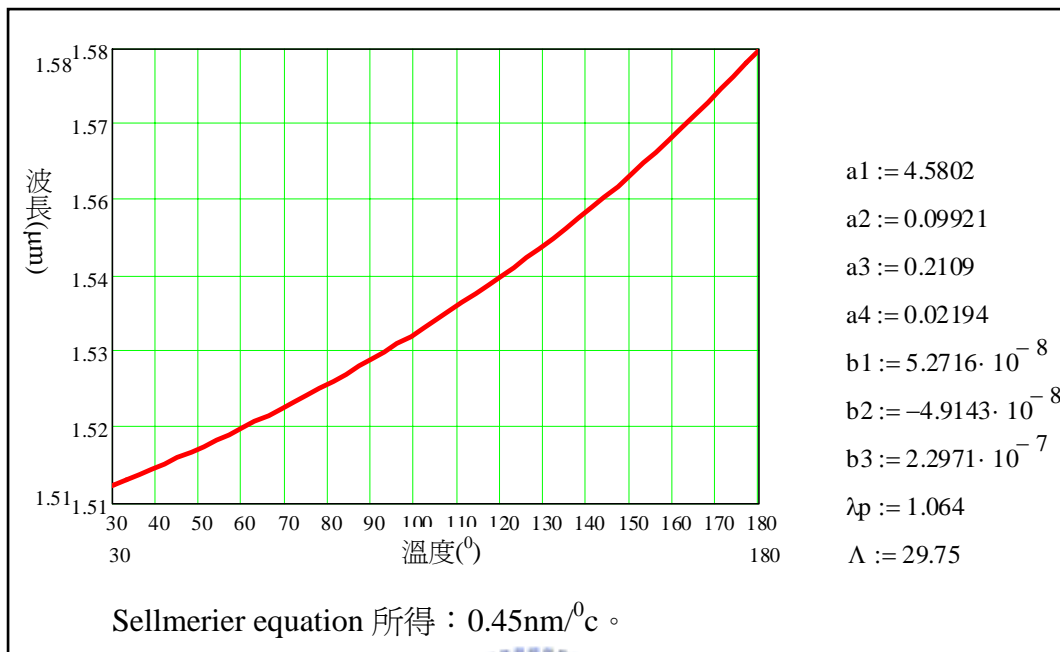
可得以下分析：



2. 另一各，PPLN 的 Sellmerier equation 考慮進來，

$$n^2 = a_1 + \frac{a_2 + b_1 f}{\lambda^2 - (a_3 - b_2 f)^2} + b_3 f - a_4 \lambda^2 \quad (5)$$

$$f = (T - 24.5)(T + 570.5)$$



PS.所使用的 PPLN 材料的週期  $\Lambda = 29.6 \mu\text{m}$ ，與所模擬出來的值  $\Lambda = 29.75 \mu\text{m}$  左右，其之間的差距乃來自於顯微鏡下所觀察的週期會有邊界上的誤差。

### ● [實驗結果]

圖 5.3-2 顯示出，分別在  $75^\circ\text{C}$ 、 $110^\circ\text{C}$ 、 $145^\circ\text{C}$  以及  $180^\circ\text{C}$ ，所個別得到在  $1571\text{nm}$  波長的平均輸出功率與輸入功率的關係圖。在輸入功率  $15\text{W}$  的時候，在  $75^\circ\text{C}$ 、 $110^\circ\text{C}$ 、 $145^\circ\text{C}$  以及  $180^\circ\text{C}$  得到平均輸出功率分別約  $0.64\text{W}$ 、 $0.84\text{W}$ 、 $0.84\text{W}$ 、 $0.75\text{W}$ ，從雷射二極體輸入功率到 OPO 訊號光的輸出功率轉換效率個別約為  $4.3\%$ 、 $5.6\%$ 、 $5.6\%$  以及  $5\%$ ，可以發現在  $110\sim 145^\circ\text{C}$  的工作環境下，可得到比較高的輸出功率。另一方面，激發光( $1064\text{nm}$ )以及訊號光的脈衝波暫態行為，可用快速銻質光二極體經由 LeCroy 9326 數位示波器( $500\text{MHz}$  頻寬)來紀錄，其脈衝與脈衝間的振盪幅度大約為  $\pm 10\%$ 。

圖 5.3-3 以及圖 5.3-4 描述了訊號光脈衝波的重複率以及脈衝能量對輸入功率的關係圖。由圖可以看出，脈衝重複率約正比於輸入的功率，直到輸入功率約  $12\text{W}$  時，其重複率可達至飽和。分別在  $75^\circ\text{C}$ 、 $110^\circ\text{C}$ 、 $145^\circ\text{C}$  以及  $180^\circ\text{C}$ ，其重複

率的飽和值個別約為 35.7kHz、35.7kHz、41.7kHz 以及 41.7kHz。另一方面，在 110<sup>0</sup>c、145<sup>0</sup>c 以及 180<sup>0</sup>c 一開始的脈衝能量約正比於輸入功率，而在輸入功率個別約 11W、11W 以 13W 及時，脈衝能量會達到飽和，其飽和的數值分別為 23.5  $\mu$ J、20  $\mu$ J 以及 20  $\mu$ J，脈衝能量的飽和現象說明了良好的被動式 Q 開關條件已經達到了(請參閱本論文第二章討論)；但在 75<sup>0</sup>c，其脈衝能量同樣正比於輸入功率，卻未達飽和現象。再由圖 5.3-5，我們得知分別在 75<sup>0</sup>c、110<sup>0</sup>c、145<sup>0</sup>c 以及 180<sup>0</sup>c，其脈衝功率個別約為 13.3kW、12kW、11kW 以及 11kW。示波器紀錄的激發光以及訊號光的脈衝波形，如圖 5.3-7、圖 5.3-8，使用 two-mirror 架構的時候，其脈衝寬度約為 1.8~1.9ns。同樣是 two-mirror 架構，我們可以得到 mode-lock(如圖 5.3-8)以及非 mode-lock(如圖 5.3-7)的情形。照理說，two-mirror 的架構下，我們會比較容易去取得 mode-lock 的圖形，但使用了 PPLN 此非線性晶體後，我們卻發現出現非 mode-lock 的情形會比較多。

另一方面，我們將要研究關於改變溫度，讓訊號光的波長位移。實驗所得的結果如圖 5.3-6，溫度從 30<sup>0</sup>c~180<sup>0</sup>c，每隔 10<sup>0</sup>c 紀錄一組數據。其波長位移的範圍從 1520nm~1580nm，約 0.4nm/<sup>0</sup>c。而我們帶入 Sellmeier equation 來計算，所得的理論數據約為 0.36nm/<sup>0</sup>c，其值相差不多。而由圖可以發現，我們實驗數值比較接近 Opt.Lett 的曲線；更近一步的說來，我們實驗數據落於兩者的理論分析之間，或許將兩者的 Sellmeier equation 做些調整，將會是一個更接近實驗的理論分析。

由圖 5.3-9，使用三種不同增益介質，所得到的訊號光輸出波長與溫度的關係，可以發現三者的曲線幾乎重疊；仔細分別，同一溫度下，Nd:Gd<sub>0.7</sub>Y<sub>0.3</sub>VO<sub>4</sub> 波長稍微長一點。

由圖 5.3-10，入射光功率在 15W 以下，Nd:GdVO<sub>4</sub> 具有較高的訊號光輸出光功率；入射光功率在 15W 以上，Nd:YVO<sub>4</sub> 具有較高的訊號光輸出功率。同樣在入射光功率 15W 時，使用三種增益界質 Nd:YVO<sub>4</sub>、Nd:GdVO<sub>4</sub>、Nd:Gd<sub>0.7</sub>Y<sub>0.3</sub>VO<sub>4</sub> 分別可得到的訊號光輸出功率為 0.92W、0.84W 以及 0.8W。

由圖 5.3-10，入射光功率在 15W 以上，Nd:GdVO<sub>4</sub> 具有較高的訊號光輸出脈衝能量；總體看來，Nd:YVO<sub>4</sub> 具有相對小的脈衝輸出功率。同樣在入射光功率 15W 時，使用三種增益介質 Nd:YVO<sub>4</sub>、Nd:GdVO<sub>4</sub>、Nd:Gd<sub>0.7</sub>Y<sub>0.3</sub>VO<sub>4</sub> 分別可得到的訊號光輸出脈衝能量為 15μJ、20μJ 以及 31μJ。


對於產生 Q 開關的增益介質，Nd:Gd<sub>0.7</sub>Y<sub>0.3</sub>VO<sub>4</sub> 似乎比起 Nd:YVO<sub>4</sub>、Nd:GdVO<sub>4</sub> 來的好。

● [結論]

使用雷射二極體激發被動式 Q 開關 Nd:GdVO<sub>4</sub>/PPLN/Cr<sup>4+</sup>:YAG 腔內光參數振盪器人眼安全雷射系統，我們探討了溫度對輸出功率的關係、以及對輸出訊號光波長的關係。

(1)溫度對輸出功率的關係

在入射功率同樣在 15W 的條件下：



溫度	Average output power(W)	PulseWidth (ns)	Repetition Rate (kHz)	PulseEnergy (μJ)	PeakPower (kW)
75 <sup>0</sup> c	0.9	1.9	35.7	25.2	13.3
110 <sup>0</sup> c	0.84	1.9	35.7	23.5	12
145 <sup>0</sup> c	0.84	1.8	41.7	20	11
180 <sup>0</sup> c	0.83	1.8	41.7	20	11

表 5.3-1 不同溫度得到不同的輸出功率

(2)溫度對輸出訊號光波長的關係

溫度從 30<sup>0</sup>c 到 180<sup>0</sup>c，其訊號光輸出波長可從 1520nm 位移到 1580nm。其斜率約為 0.4nm/<sup>0</sup>c，，相距甚近。

改用 two-mirror 結構，我們仍能得到可調式雷射，增加雷射使用的彈性，且操作上也較便利了。

### (3)使用不同增益介質

溫度從 30<sup>0</sup>c 到 180<sup>0</sup>c，使用三種增益介質，其訊號光輸出波長範圍都差不多。由下表可看出來：同各溫度下，Nd:Gd<sub>0.7</sub>Y<sub>0.3</sub>VO<sub>4</sub> 具有稍微長一點的輸出光波長。

	75 <sup>0</sup> c	110 <sup>0</sup> c	145 <sup>0</sup> c	180 <sup>0</sup> c
Nd:YVO <sub>4</sub>	1533.6nm	1547.2 nm	1561.3 nm	1578 nm
Nd:Gd <sub>0.7</sub> Y <sub>0.3</sub> VO <sub>4</sub>	1534 nm	1547.5 nm	1564 nm	1583.5 nm
Nd:GdVO <sub>4</sub>	1533 nm	1546 nm	1560 nm	1579 nm

表 5.3-2 不同增益介質在不同溫度下的輸出訊號光波長

另一方面，三種增益介質所的输出特性如下表。

同樣入射光波長在 15W 時，

Crystal	OutputPower (W)	PulseWidth (ns)	Frequency (kHz)	PulseEnergy (μJ)	PeakPower (kW)
0.25% Nd:YVO <sub>4</sub>	0.88	1.72	62.5	14.03	8.16
0.2% Nd:Gd <sub>0.7</sub> Y <sub>0.3</sub> VO <sub>4</sub>	0.8	1.68	27.8	33	19.64
0.27% Nd:GdVO <sub>4</sub>	0.84	1.82	41.7	20.23	11.12

表 5.3-3 同一各溫度下，不同增益介質輸出功率的基本訊息

使用 Nd:YVO<sub>4</sub>、Nd:GdVO<sub>4</sub>、Nd:Gd<sub>0.7</sub>Y<sub>0.3</sub>VO<sub>4</sub> 三種不同增益介質，其平均輸出功率都差不多，但是，對於脈衝光而言，使用 Nd:Gd<sub>0.7</sub>Y<sub>0.3</sub>VO<sub>4</sub> 當增益介質可以得到比較好的功率、能量。

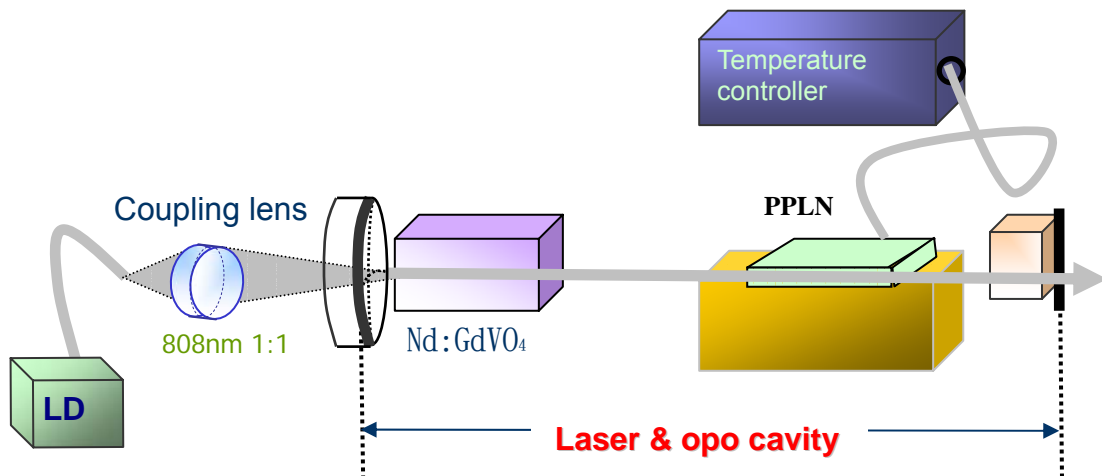


圖 5.3-1 實驗架構圖，使用非線性晶體 PPLN，來討論二極體雷射激發被動式 Q 開關 Nd 摻雜 /Cr:YAG，以產生腔內 OPO 的相關實驗研究。我們將改變溫度，研究關於訊號光波長隨著溫度變化的關係。並探討在不同溫度下，所得到的輸入功率與輸出功率、重複率、脈衝能量以及脈衝功率的關係。

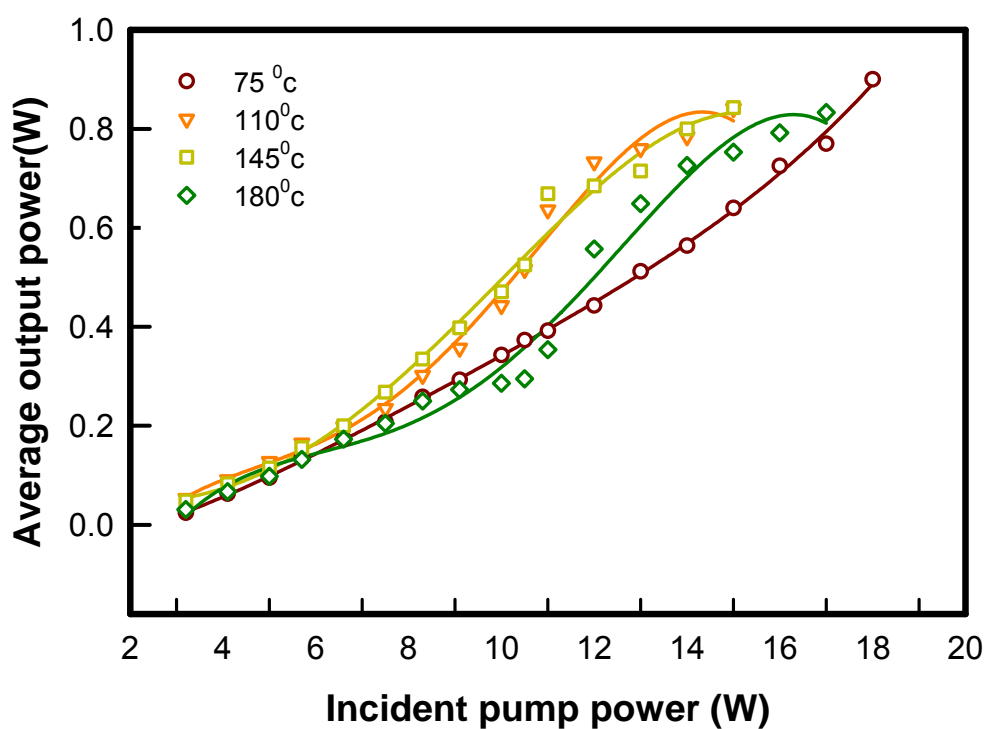


圖 5.3-2 分別在 75<sup>0</sup>c、110<sup>0</sup>c、145<sup>0</sup>c 以及 180<sup>0</sup>c，所個別得到訊號光波長的平均輸出功率與輸入功率的關係圖。

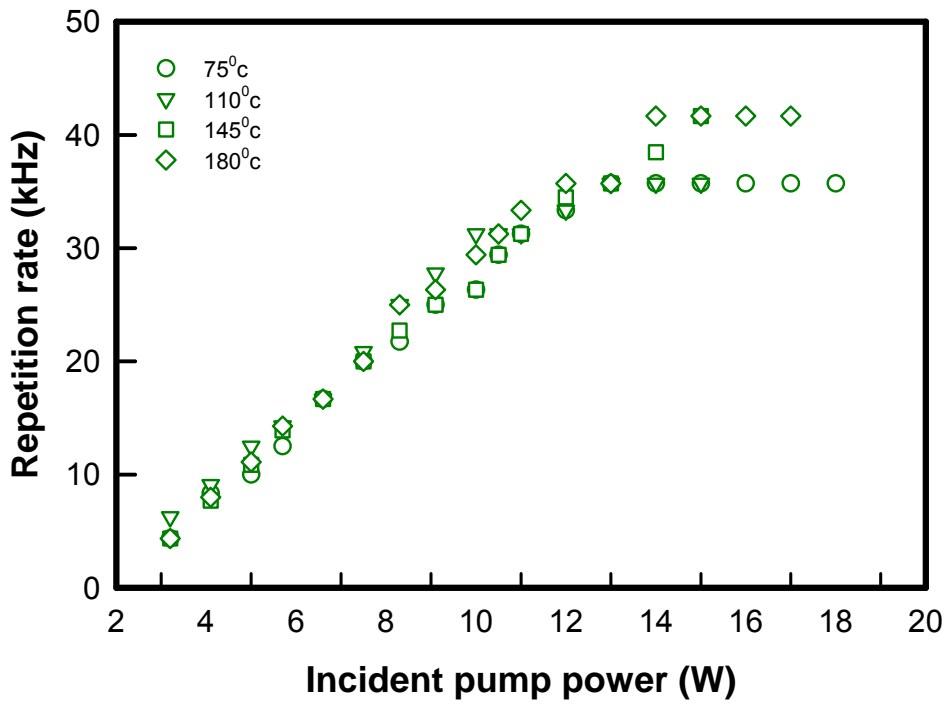


圖 5.3-3 分別在 75<sup>0</sup>c、110<sup>0</sup>c、145<sup>0</sup>c 以及 180<sup>0</sup>c，所個別得到訊號光波長的脈衝重複率與輸入功率的關係圖。

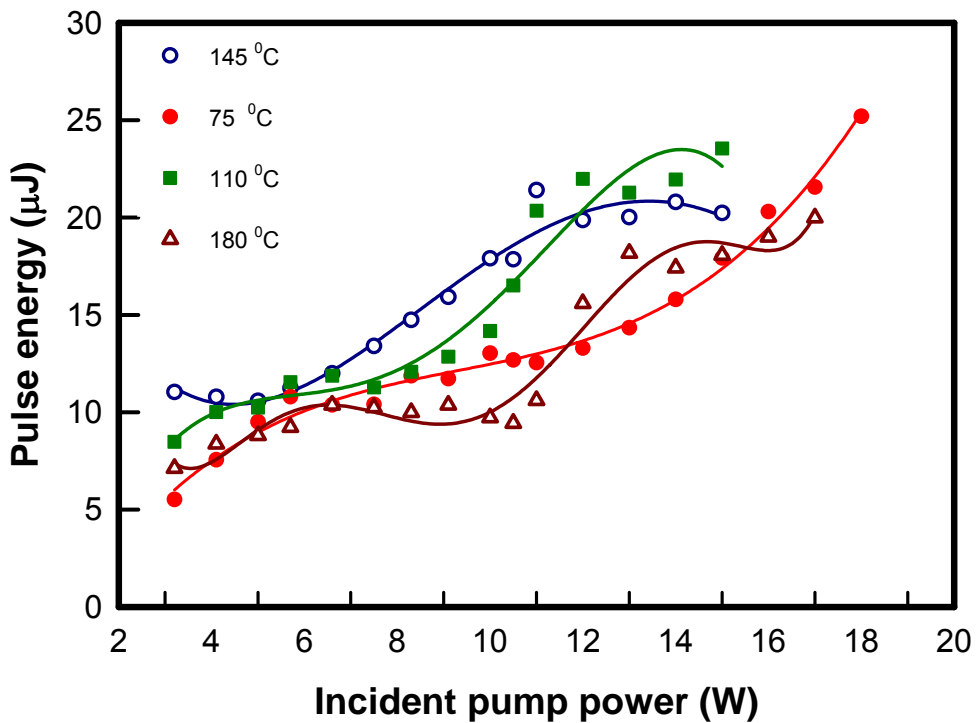
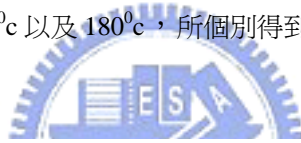


圖 5.3-4 分別在 75<sup>0</sup>c、110<sup>0</sup>c、145<sup>0</sup>c 以及 180<sup>0</sup>c，所個別得到訊號光波長的脈衝能量與輸入功率的關係圖。



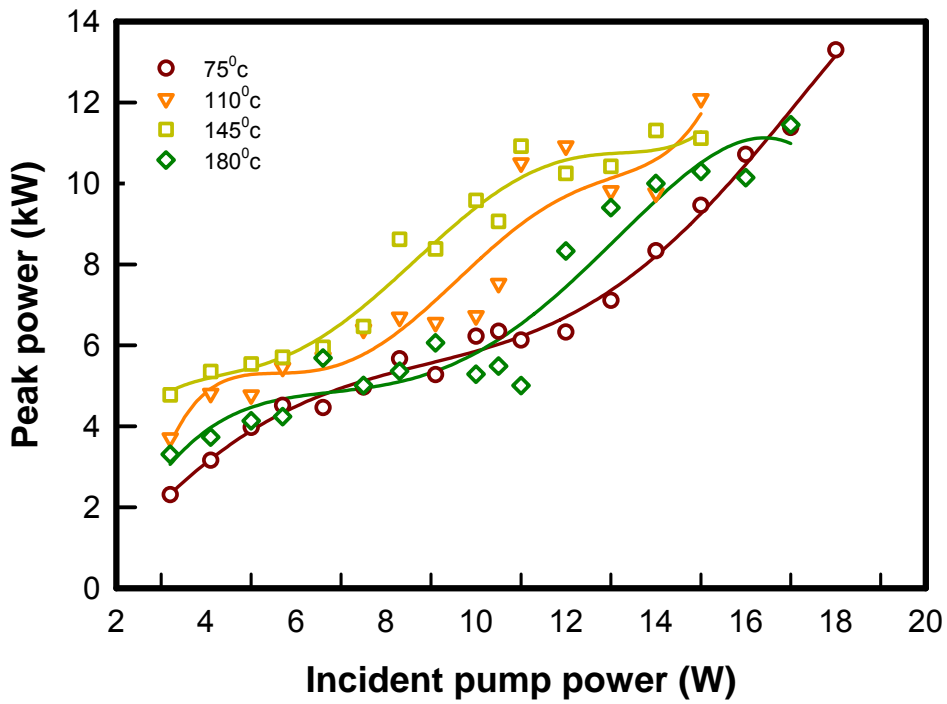


圖 5.3-5 分別在 75<sup>0</sup>c、110<sup>0</sup>c、145<sup>0</sup>c 以及 180<sup>0</sup>c，所個別得到訊號光波長的脈衝功率與輸入功率的關係圖。

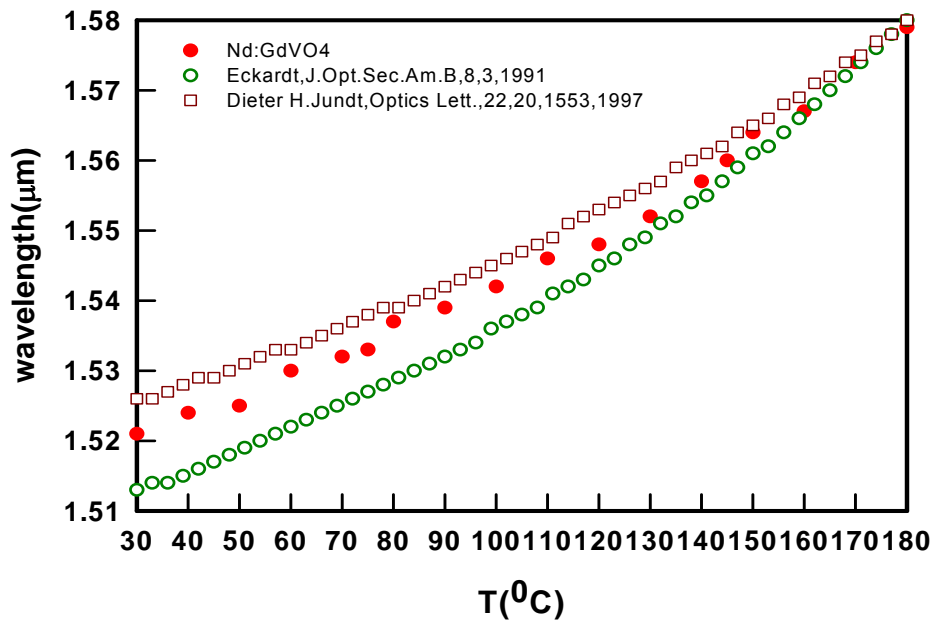


圖 5.3-6 實心的點所代表的為實驗所得的輸出訊號光波長與控制 PPLN 溫度的關係。空心的點所代表的是 Sellmeier equation fitting 下的結果。

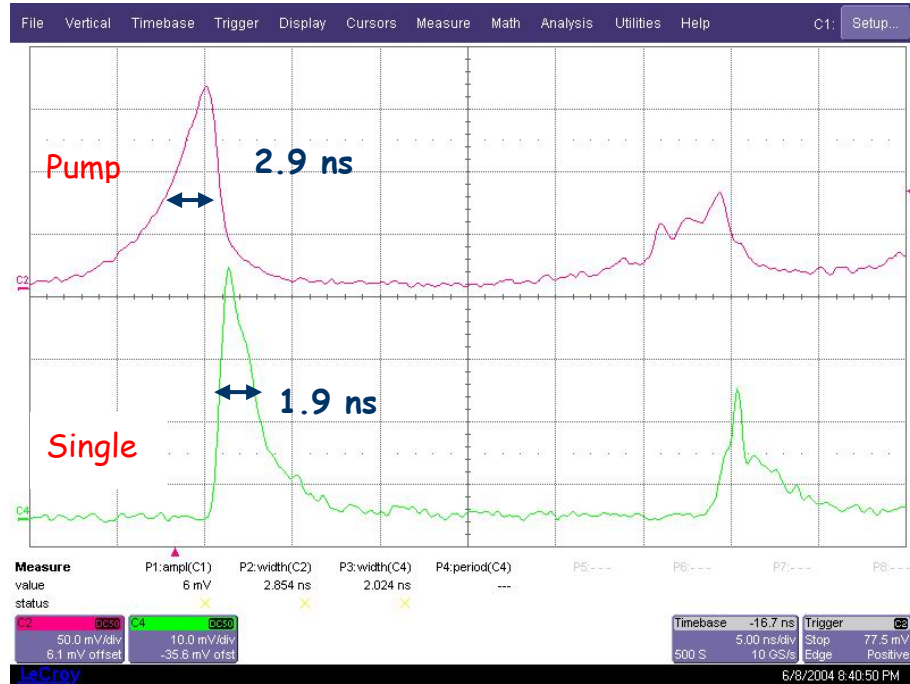


圖 5.3-7 在 TWO-MIRROR 架構下，所得到的激發光以及訊號光的輸出波形，此圖為激發輸入功率小於 10W 所取得的圖型。

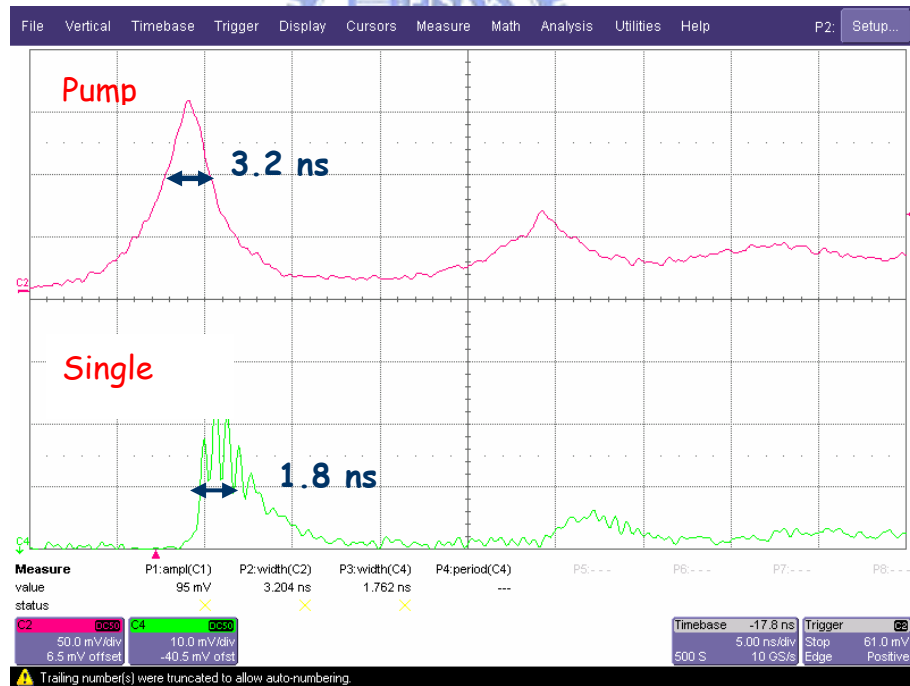


圖 5.3-8 在 TWO-MIRROR 架構下，所得到的激發光以及訊號光的輸出波形，此圖為激發輸入功率小於 10W 所取得的圖型。

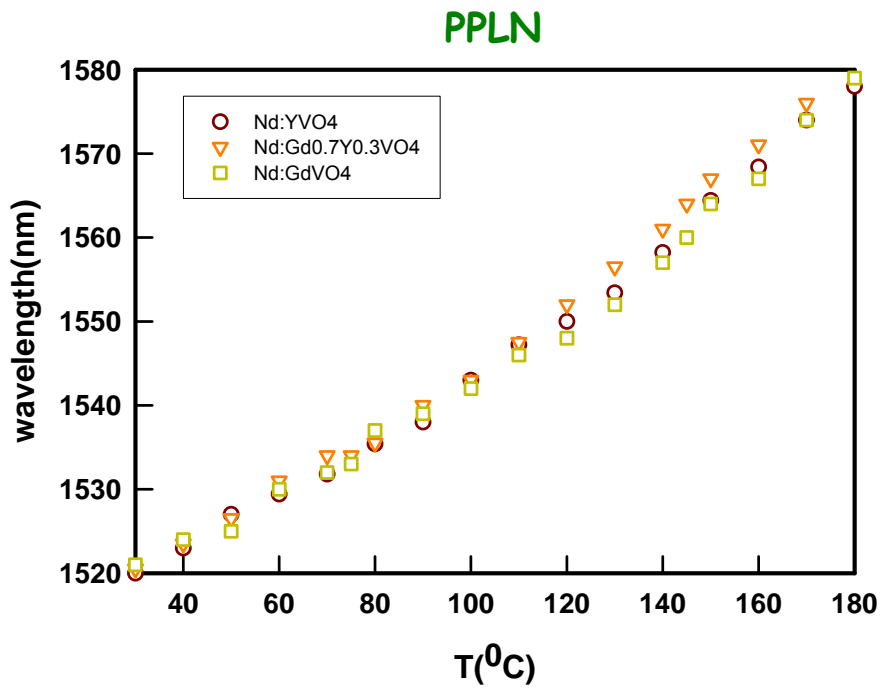


圖 5.3-9 控制加熱爐的溫度：30~180°C，分別使用三各不同增益介質：Nd:YVO<sub>4</sub>、Nd:GdVO<sub>4</sub> 以及 Nd:Gd<sub>0.7</sub>Y<sub>0.3</sub>VO<sub>4</sub>，所的的訊號光波長與溫度的關係圖。

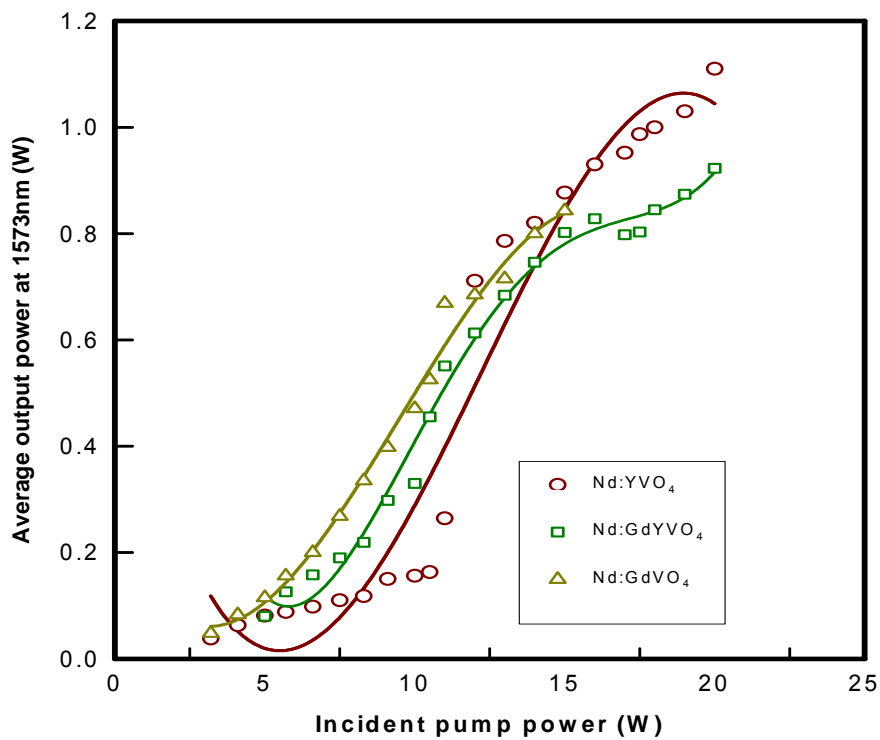


圖 5.3-10 使用三種增益介質：Nd:YVO<sub>4</sub>、Nd:GdVO<sub>4</sub> 以及 Nd:Gd<sub>0.7</sub>Y<sub>0.3</sub>VO<sub>4</sub>，所得到訊號光的輸出功率與入射光功率的關係圖。

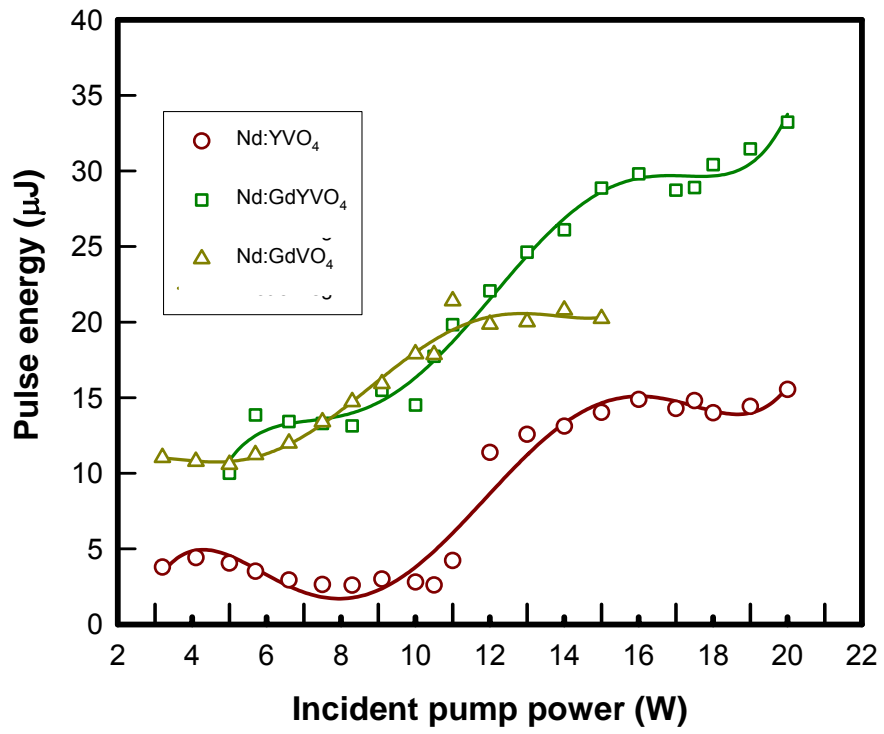


圖 5.3-11 使用三種增益介質：Nd:YVO<sub>4</sub>、Nd:GdVO<sub>4</sub> 以及 Nd:Gd<sub>0.7</sub>Y<sub>0.3</sub>VO<sub>4</sub>，所得到訊號光的脈衝能量與入射光功率的關係圖。



## 5.1 的參考資料

1. R. C. Stoneman, I. Esterowitz, in: Proceedings of the Conference on Advanced Solid State Lasers, Optical Society of America, Washington, DC, 1990, p.176, paperWC5-2
2. K.V. Yumashev, I.A. Denisov, N.N. Posnov, V.P. Mikhailov, R. Moncorgé, D. Vivien, B. Ferrand and Y. Guyot. *J. Opt. Soc. Am. B* **16** (1999), p. 2189.
3. K. Spariosu, R.D. Stultz, M. Birnbaum, T.H. Allik and J.A. Hutchinson. *Appl. Phys. Lett.* **62** (1993), p. 2763.
4. R.D. Stultz, M.B. Camargo and M. Birnbaum. *J. Appl. Phys.* **78** (1995), p. 2959.
5. R.D. Stultz, M.B. Camargo, M. Lawler, D. Rockafellow and M. Birnbaum. In: W.R. Bosenberg and M.M. Fejer, Editors, *Advanced Solid State Lasers OSA Trends in Optics and Photonics Series vol. 19*, Optical Society of America, Washington, DC (1998), p. 155.
6. R. D. Stultz, M. B. Camargo, S. T. Montgomery, M. Birnbaum and K. Spariosu. *Appl. Phys. Lett.* **64** (1994), p. 948.
7. M. Birnbaum, M.B. Camargo, S. Lee, F. Unlu and R.D. Stultz. In: C.R. Pollock and W.R. Bosenberg, Editors, *Advanced Solid State Lasers OSA Trends in Optics and Photonics Series vol. 10*, Optical Society of America, Washington, DC (1997), p. 148.
8. R. Fluck, R. Häring, R. Paschotta, E. Gini, H. Melchior and U. Keller. *Appl. Phys. Lett.* **72** (1998), p. 3273.
9. J. Falk, J. M. Yarborough, E. O. Ammann, *IEEE J. Quantum Electron.* 7(1971)
10. R. S. Conroy, C. F. Rae, G. J. Friel, M. H. Dunn, and B. D. Sinclair, J. M. Ley, *OPT. LETT.* 23(1998)
11. Y.F. Chen, S.W. Chen, Y.C. Chen, Y.P. Lan, S.W. Tsai, *Appl. Phys. B* 77(2003)493
12. Y.F. Chen, T.M. Huang, C.F. Kao, C.L. Wang, S.W. Wang, *IEEE J. Quantum Electron.*, 33(1997)1424
13. J. J. Degnan, D. B. Coyle and R. B. Kay. *IEEE J. Quantum Electron.* **34** (1998), p. 887.

14. Z. Xiong, Member, IEEE, Zhigang G. Li, Nicholas Moore, W. L. Huang, and G. C. Lim, IEEE J. Quantum Electron, 39(2003)979
15. Y. F. Chen, C. F. Kao, S. C. Wang, Opt. Comm.(1997)517
16. Y. F. Chen, Y. P. Lan, S. C. Wang, OPT. LETT. 25(2000)
17. Y. F. Chen, Member, T. M. Huang, C. C. Liao, Y. P. Lan, S. C. Wang, IEEE Photonics Tech.Lett.11(1999)1241

### 5.2 的參考資料：

1. Y. F. Chen, Y. C. Chen, S. W. Chen, Y. P. Lan, Opt. Comm.,(2004)9487
2. E. O. Ammann, Appl. Phys. Lett.32,1(1978)

### 5.3 的參考資料：

1. M.J.Orozco-Arellances,R.S.Cudney,Optics Express,11,1,20,2003
2. Lawrence E.Myers,Member,IEEE,and Walter R.Bosenberg,IEEE J.Quantum Ele.33,10,1663,1997
3. Steffen Kjaer Johansen , Pascal Baldi,Opt.Soc.Am.B,21,6,1137(2004)
4. Dieter H.Jundt,Optics Lett.,22,20,1553,1997
5. Eckardt,J.Opt.Soc.Am.B,8,3,1991
6. R.S.Conroy,C.F.Rae,M.H.Dunn,Sinclair,J.M.Ley,Optics Lett.,24,22,1614,1999
7. P.E.Britton,D.Taverner,K.Puech,D.J.Richardson,P.G.R.Smith,G.W.Ross,and D.C.Huanna, Optics Lett.,23,8,582,1998
8. L.E.Myers,G.D.Miller,R.C.Eckardt,M.M.Fejer,and R.L.Byer,W.R.Bosenberg, Optics Lett.,20,1,52,1995

## 第六章 結論與未來展望

### 6.1 結論

1. 我們得到了更好的增益介質  $\text{Nd:GdVO}_4$  來運用在腔內光學參數振盪器，此結果也被刊登在 "Applied Physics B: Lasers and Optics,79,7,2004"
2. 我們首度運用了 two - mirror 的架構來做腔內光學參數的研究，此研究結果顯示出此架構大大提升了實驗的穩定度。
3. 我們也首度運用了 two - mirror 來調控 PPLN 的波長。此實驗並得到了  $\text{Nd:Gd}_{0.7}\text{Y}_{0.3}\text{VO}_4$  比更好  $\text{Nd:GdVO}_4$  的效率。

綜合以上的結果，一開始做光學參數振盪器的研究，面臨到的問題就是穩定度的不夠。很幸運的我們將腔體改變之後，所獲得的穩定度讓我們之後的研究更順利。



### 6.2 未來展望

我們已經成功的使用 two-mirror 在調節 PPLN 的波長，接下來可以再將 two-mirror 運用在調節 KTP 的角度，也就是從溫度的調節進一步到用角度的調節。同樣是 two-mirror 架構，預期由於 KTP 上不需鍍上高反射率的膜，故對於晶體的傷害將會降低，同樣的對於穩定度來說，也將會是一大的優勢，請參見圖 6.2-2。

另一方面，許多關於光學參數振盪器的背後物理意義更有許多待以討論研究。

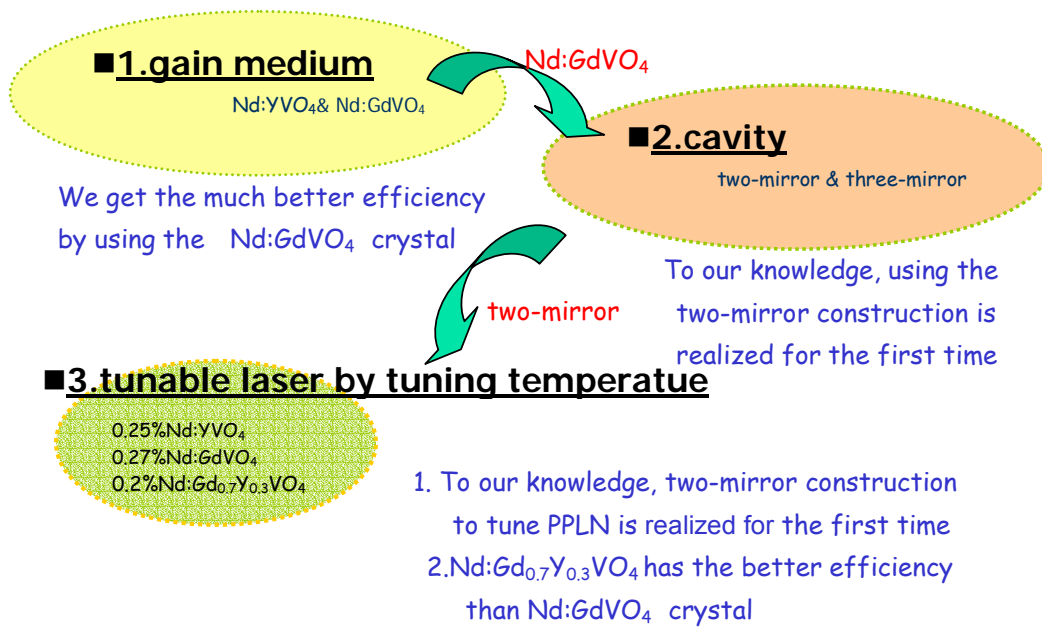


圖 6.2-1 實驗結果總結做總結。

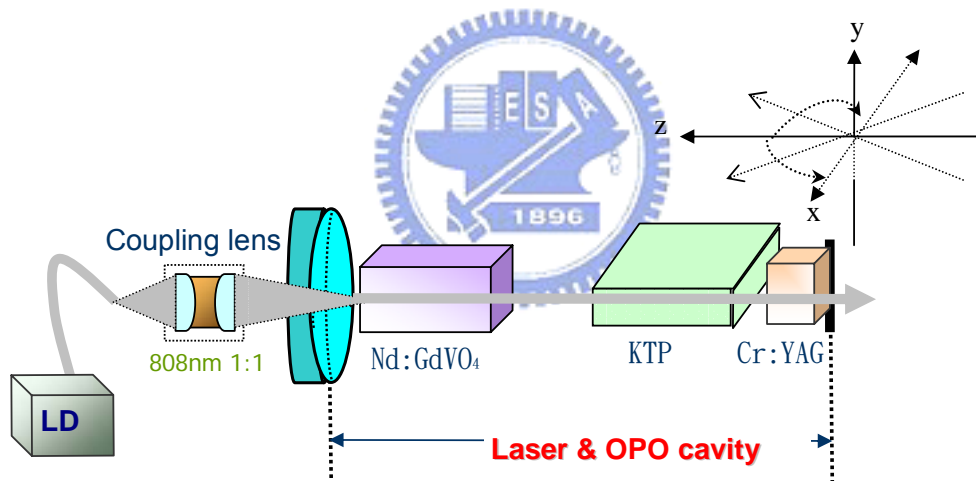


圖 6.2-2 延著 xz 平面來轉動 KTP，就相當於改變了 KTP 的夾角  $\theta$ ，由於相位匹配的原因，轉動角度的過程也牽動了訊號光的波長輸出。



# Diode-pumped passively $Q$ -switched picosecond Nd:Gd<sub>x</sub>Y<sub>1-x</sub>VO<sub>4</sub> self-stimulated Raman laser

Y. F. Chen, M. L. Ku, L. Y. Tsai, and Y. C. Chen

Department of Electrophysics, National Chiao Tung University, Hsinchu, Taiwan

Received April 16, 2004

An efficiency of 8.2% is demonstrated for a diode-pumped passively  $Q$ -switched self-stimulated Raman laser with an  $a$ -cut mixed vanadate crystal, Nd:Gd<sub>0.8</sub>Y<sub>0.2</sub>VO<sub>4</sub>. At 2.2 W of incident pump power, the self-stimulated Raman laser produces pulses as short as 660 ps at a Stokes wavelength of 1175 nm with 2.7  $\mu$ J of energy per pulse at a 66-kHz repetition rate. © 2004 Optical Society of America

OCIS codes: 140.3480, 140.3550.

Although stimulated Raman scattering (SRS) in crystalline media has been proposed for more than 40 years,<sup>1</sup> the study of all-solid-state Raman lasers has undergone something of a renaissance in recent years owing to the discovery and development of new Raman crystals.<sup>2-7</sup> Currently, the commonly used crystals for SRS are Ba(NO<sub>3</sub>)<sub>2</sub>,<sup>8</sup> LiIO<sub>3</sub>,<sup>9</sup> KGd(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>,<sup>10</sup> and PbWO<sub>4</sub>.<sup>11</sup> Kaminskii *et al.*<sup>12</sup> recently proposed yttrium orthovanadate (YVO<sub>4</sub>) and gadolinium orthovanadate (GdVO<sub>4</sub>) crystals as promising candidates for efficient SRS. Combinations of their stimulated-emission and SRS properties make Nd-doped YVO<sub>4</sub> and GdVO<sub>4</sub> crystals attractive self-SRS laser media.

More recently, a compact diode-pumped passively  $Q$ -switched self-stimulated Raman laser was successfully demonstrated by use of a Cr<sup>4+</sup>:YAG saturable absorber with a  $c$ -cut Nd:YVO<sub>4</sub> or a  $c$ -cut Nd:GdVO<sub>4</sub> crystal as the gain medium.<sup>13,14</sup> Experimental results revealed that conventional  $a$ -cut Nd:YVO<sub>4</sub> and Nd:GdVO<sub>4</sub> crystals do not result in successful SRS because their large emission cross sections significantly limit energy storage capacities in passive  $Q$ -switching operation. However, the thermal lens power in  $c$ -cut Nd-doped vanadate crystals is approximately three times larger than that in  $a$ -cut crystals because the thermo-optic coefficients  $dn/dT$  and thermal expansion coefficients of the former are strongly dependent on orientation of the crystal axes. In other words,  $c$ -cut vanadate crystals are not appropriate for power scaling.<sup>15</sup> To solve this problem, a new Nd-doped mixed vanadate crystal, Nd:Gd<sub>x</sub>Y<sub>1-x</sub>VO<sub>4</sub>, was demonstrated by Liu *et al.* in 2003.<sup>16,17</sup> The passive  $Q$ -switching performance based on Nd:Gd<sub>x</sub>Y<sub>1-x</sub>VO<sub>4</sub> crystal was found to be substantially superior to that with either Nd:YVO<sub>4</sub> or Nd:GdVO<sub>4</sub> crystal. The significant improvement reveals the possibility that an  $a$ -cut Nd:Gd<sub>x</sub>Y<sub>1-x</sub>VO<sub>4</sub> crystal can be used as a self-SRS active medium in a passive  $Q$ -switching operation.

In this Letter we report, for the first time to our knowledge, an efficient picosecond diode-pumped passively  $Q$ -switched self-stimulated Raman laser based on an  $a$ -cut Nd:Gd<sub>x</sub>Y<sub>1-x</sub>VO<sub>4</sub> crystal. At an incident pump power of 2.2 W, an average output power of 180 mW was obtained from a Nd:Gd<sub>0.8</sub>Y<sub>0.2</sub>VO<sub>4</sub> crystal at a Stokes wavelength of 1175 nm with a pulse repetition

rate of 66 kHz. The pulse width was generally shorter than 800 ps; consequently the maximum peak power was greater than 3.4 kW.

The experimental configuration for the diode-pumped passively  $Q$ -switched Nd:Gd<sub>x</sub>Y<sub>1-x</sub>VO<sub>4</sub>/Cr<sup>4+</sup>:YAG laser with self-frequency Raman conversion is depicted in Fig. 1. The cavity mirrors have special dichromatic coatings for efficient conversion at the first Stokes component. The active medium was a 1.0-at. % Nd<sup>3+</sup>, 6-mm-long Nd:Gd<sub>x</sub>Y<sub>1-x</sub>VO<sub>4</sub> crystal. Both sides of the laser crystal were coated for antireflection at 1064 nm ( $R < 0.2\%$ ). The pump source was a 2.5-W 808-nm fiber-coupled laser diode with a core diameter of 200  $\mu$ m and a numerical aperture of 0.16. A focusing lens with 16.5-mm focal length and 90% coupling efficiency was used to reimpose the pump beam into the laser crystal. The pump spot radius was  $\sim 100$   $\mu$ m. The input mirror was a 15-mm radius-of-curvature concave mirror with antireflection coating at the diode wavelength on the entrance face ( $R < 0.2\%$ ), a high-reflection coating at the lasing wavelength ( $R > 99.8\%$ ), and a high-transmission coating at the diode wavelength on the other surface ( $T > 90\%$ ). The Cr<sup>4+</sup>:YAG crystal had a thickness of 2 mm, with 70% initial transmission at 1064 nm. Both sides of the Cr<sup>4+</sup>:YAG crystal were antireflection coated at the fundamental wavelength ( $R < 0.2\%$ ). The flat output coupler had reflectivities  $R > 99.8\%$  at 1064 nm and  $R = 55\%$  at 1175 nm. The overall laser cavity length was approximately 10 mm.

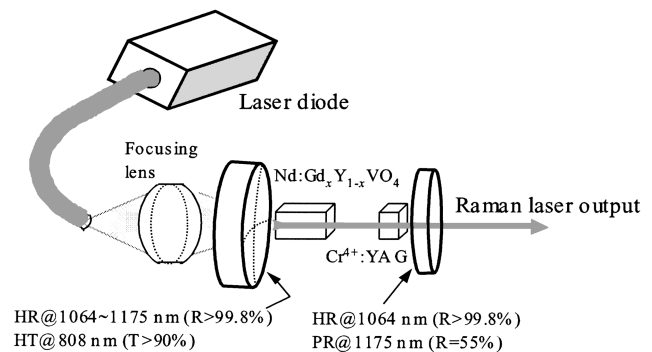


Fig. 1. Schematic of a diode-pumped passively  $Q$ -switched self-stimulated Raman laser: HR, highly reflective; HT, highly transmissive; PR, partly transmissive.

Spectral information on the laser was monitored by an optical spectrum analyzer (Advantest Q8381A). The spectrum analyzer, which employs a diffraction lattice monochromator, can be used for high-speed measurement of pulse light with a resolution of 0.1 nm. The pulse temporal behavior was recorded by a LeCroy digital oscilloscope (Wavepro 7100, 10 Gsamples/s, 1-GHz bandwidth) with a fast p-i-n photodiode.

A series of  $\text{Nd}:\text{Gd}_x\text{Y}_{1-x}\text{VO}_4$  crystals with several Gd compositions of  $x = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0$  were used in an experiment to investigate the qualifications for intracavity Raman conversion. First the cw performance of  $\text{Nd}:\text{Gd}_x\text{Y}_{1-x}\text{VO}_4$  crystals was investigated by use of an output coupler with reflectivity  $R = 80\%$ . The difference in cw efficiency was found to be within  $\pm 5\%$ . Figure 2 shows the ratio  $\sigma/\sigma_{\text{YVO}_4}$  as a function of Gd composition  $x$ , where  $\sigma$  and  $\sigma_{\text{YVO}_4}$  are the stimulated-emission cross sections of  $\text{Nd}:\text{Gd}_x\text{Y}_{1-x}\text{VO}_4$  and  $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ , respectively. The solid curve is a least-squares fit to the experimental data by use of a polynomial function. It can be seen that there is a minimum stimulated-emission cross section somewhere in the range  $x = 0.6-0.8$ . In an intracavity SRS experiment, however, only  $\text{Nd}:\text{Gd}_{0.8}\text{Y}_{0.2}\text{VO}_4$  and  $\text{Nd}:\text{Gd}_{0.6}\text{Y}_{0.4}\text{VO}_4$  crystals were found to result in self-stimulated Raman conversion; no Raman conversion was observed in the other mixed vanadate crystals ( $x = 0, 0.2, 0.4, 1.0$ ). Even though the Stokes shift decreased from 882 to 890  $\text{cm}^{-1}$  when Gd composition  $x$  increased from 0 to 1.0, this small variation did not have a noticeable influence on SRS results. The variation of  $\sigma$  with composition factor  $x$ , however, is believed not to be related to the crystal lattice constants because x-ray diffraction results<sup>18</sup> have revealed that the lattice constants are linear with Gd composition  $x$ . As discussed in Ref. 16, the bowing effect of  $\sigma$  in the  $\text{Nd}:\text{Gd}_x\text{Y}_{1-x}\text{VO}_4$  crystals almost certainly comes from a modification of the local crystal-field environment. As the reduction of stimulated-emission cross section can efficiently enhance passive Q-switching performance,<sup>19,20</sup> the superiority of  $\text{Nd}:\text{Gd}_{0.8}\text{Y}_{0.2}\text{VO}_4$  and  $\text{Nd}:\text{Gd}_{0.6}\text{Y}_{0.4}\text{VO}_4$  crystals for intracavity SRS comes mainly from the improvement of the energy storage capacity.

Figure 3 shows the average output power at a Stokes wavelength of 1175 nm with respect to the incident pump power from the laser diode. At 2.2 W of incident pump power, the maximum average output power reached 180 and 110 mW for  $\text{Nd}:\text{Gd}_{0.8}\text{Y}_{0.2}\text{VO}_4$  and  $\text{Nd}:\text{Gd}_{0.6}\text{Y}_{0.4}\text{VO}_4$  crystals, respectively. The conversion efficiency from diode laser input power to Raman output power was approximately 8.2% and 5% for  $\text{Nd}:\text{Gd}_{0.8}\text{Y}_{0.2}\text{VO}_4$  and  $\text{Nd}:\text{Gd}_{0.6}\text{Y}_{0.4}\text{VO}_4$  crystals, respectively. The present conversion efficiency is considerably higher than the  $\sim 0.7\%$  obtained with  $\text{Nd}:\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$  crystal.<sup>10</sup>

Figure 4 depicts the pulse-repetition rate versus the incident pump power for both self-stimulated Raman lasers. It can be seen that increasing the pump power increases the pulse repetition rate. The maximum repetition rate was as much as 66 and 38 kHz for  $\text{Nd}:\text{Gd}_{0.8}\text{Y}_{0.2}\text{VO}_4$  and  $\text{Nd}:\text{Gd}_{0.6}\text{Y}_{0.4}\text{VO}_4$  crystals, respectively. Figure 5 illustrates the pulse

energy versus the incident pump power for both self-stimulated Raman lasers. As the stimulated-emission cross section of  $\text{Nd}:\text{Gd}_{0.8}\text{Y}_{0.2}\text{VO}_4$  crystal is somewhat larger than that of  $\text{Nd}:\text{Gd}_{0.6}\text{Y}_{0.4}\text{VO}_4$  crystal, the SRS pulse energy produced by use of  $\text{Nd}:\text{Gd}_{0.8}\text{Y}_{0.4}\text{VO}_4$

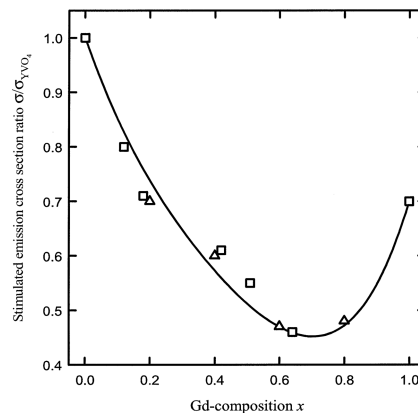


Fig. 2. Ratio  $\sigma/\sigma_{\text{YVO}_4}$  as a function of Gd composition: experimental results from Ref. 16 (open squares) and the present study (open triangles); a least-squares fit to experimental data by use of a polynomial function (solid curve).

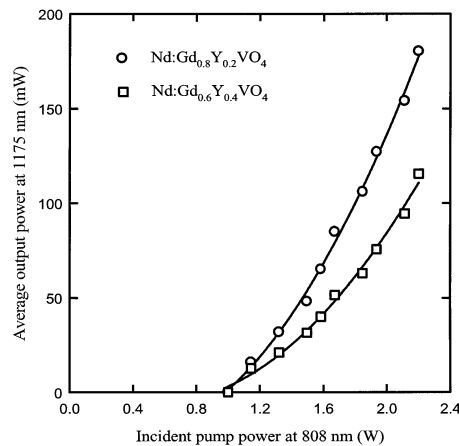


Fig. 3. Average output power and pulse repetition rate at a Stokes wavelength of 1175 nm with respect to the incident pump power.

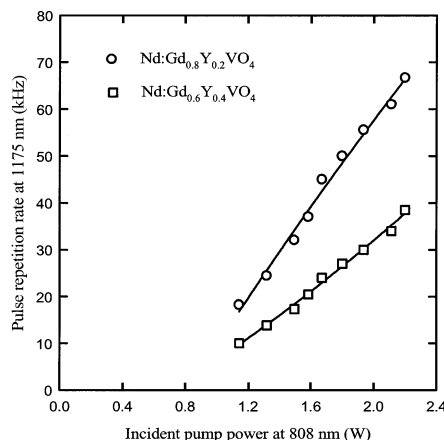


Fig. 4. Pulse repetition rate versus incident pump power for self-stimulated Raman lasers.

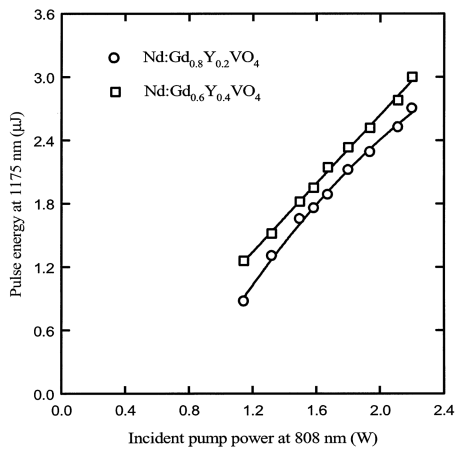


Fig. 5. Pulse energy versus the incident pump power for self-stimulated Raman lasers.

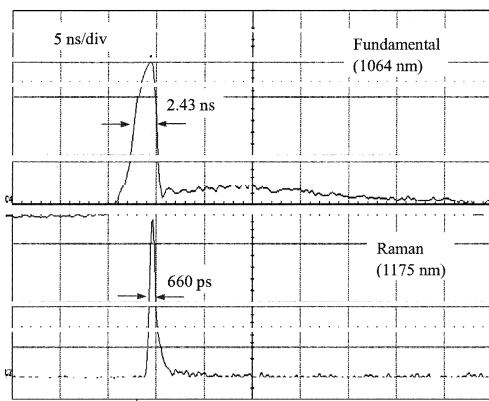


Fig. 6. Typical oscilloscope traces for fundamental and Raman pulses.

crystal is slightly lower than that by Nd:Gd<sub>0.6</sub>Y<sub>0.4</sub>VO<sub>4</sub> crystal. Even so, Nd:Gd<sub>0.8</sub>Y<sub>0.4</sub>VO<sub>4</sub> crystal is superior to Nd:Gd<sub>0.6</sub>Y<sub>0.4</sub>VO<sub>4</sub> crystal in overall Raman conversion efficiency, as shown in Fig. 3.

Typical time traces for the fundamental and Raman pulses are shown in Fig. 6. The width of the Raman pulse was found to be nearly the same for both lasers and to be insensitive to the pump power; its value was approximately 600–800 ps. As a result, the maximum peak power was generally greater than 3.4 kW.

A picosecond diode-pumped passively *Q*-switched self-SRS laser has been efficiently demonstrated by use of Nd:Gd<sub>*x*</sub>Y<sub>1-*x*</sub>VO<sub>4</sub> crystals with *x* = 0.6 and *x* = 0.8. With an *a*-cut Nd:Gd<sub>0.8</sub>Y<sub>0.2</sub>VO<sub>4</sub> crystal the conversion efficiency for the average power is 8.2% from pump diode input to self-Raman output, and the slope efficiency is as much as 15%. Consequently the

average output power can amount to 180 mW with a pulse repetition rate of 66 kHz and a peak power of >3.4 kW at an incident pump power of 2.2 W. These results provide the incentive for scaling a self-SRS laser by use of a Nd:Gd<sub>0.7</sub>Y<sub>0.3</sub>VO<sub>4</sub> crystal with low Nd-dopant concentration.

The authors thank the National Science Council for their financial support of this research under contract NSC-92-2112-M-009-013. Y. F. Chen's e-mail address is yfchen@cc.nctu.edu.tw.

## References

1. G. Eckhardt, D. P. Bortfeld, and M. Geller, *Appl. Phys. Lett.* **3**, 137 (1963).
2. H. M. Pask, *Prog. Quantum Electron.* **27**, 3 (2003).
3. R. G. Zevrev, T. T. Basiev, and A. M. Prokhorov, *Opt. Mater.* **11**, 335 (1999).
4. J. T. Murray, W. L. Austin, and R. C. Powell, in *Advanced Solid-State Lasers*, W. R. Bosenberg and M. J. Fejer, eds., Vol. 19 of OSA Trends in Optics and Photonics Series (Optical Society of America, Washington, D.C., 1998), pp. 129–135.
5. J. T. Murray, W. L. Austin, and R. C. Powell, in *Advanced Solid-State Lasers*, M. J. Fejer, H. Injeyan, and U. Keller, eds., Vol. 26 of OSA Trends in Optics and Photonics Series (Optical Society of America, Washington, D.C., 1999), pp. 575–578.
6. C. He and T. H. Chyba, *Opt. Commun.* **135**, 273 (1997).
7. P. Černý and H. Jelínková, *Opt. Lett.* **27**, 360 (2002).
8. A. S. Eremenko, S. N. Karpukhin, and A. I. Stepanov, *Sov. J. Quantum Electron.* **10**, 113 (1980).
9. E. O. Ammann and C. D. Decker, *J. Appl. Phys.* **48**, 1973 (1977).
10. A. S. Grachtchikov, A. N. Kuzmin, V. A. Lisinetskii, V. A. Orlovich, G. I. Ryabtsev, and A. A. Demidovich, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 3742 (1999).
11. J. Findeisen, H. J. Eichler, and A. A. Kaminskii, *IEEE J. Quantum Electron.* **35**, 173 (1999).
12. A. A. Kaminskii, K. Ueda, H. J. Eichler, Y. Kuwano, H. Kouta, S. N. Bagaev, T. H. Chyba, J. C. Barnes, G. M. A. Gad, T. Murai, and J. Lu, *Opt. Commun.* **194**, 201 (2001).
13. Y. F. Chen, *Opt. Lett.* **29**, 1251 (2004).
14. Y. F. Chen, *Appl. Phys. B* **78**, 685 (2004).
15. Y. F. Chen and Y. P. Lan, *Appl. Phys. B* **74**, 415 (2002).
16. J. Liu, X. Meng, Z. Shao, M. Jiang, B. Ozygus, A. Ding, and H. Weber, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 1289 (2003).
17. J. Liu, Z. Wang, X. Meng, Z. Shao, B. Ozygus, A. Ding, and H. Weber, *Opt. Lett.* **28**, 2330 (2003).
18. L. J. Qin, X. L. Meng, L. Zhu, J. H. Liu, B. C. Xu, H. Z. Xu, F. Y. Jiang, C. L. Du, X. Q. Wang, and Z. S. Shao, *Chem. Phys. Lett.* **380**, 273 (2003).
19. A. E. Siegman, *Lasers* (University Science, Mill Valley, Calif., 1986), p. 1024.
20. G. H. Xiao and M. Bass, *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, 41 (1997).

Y.F. CHEN<sup>1,✉</sup>  
S.W. CHEN<sup>1</sup>  
L.Y. TSAI<sup>1</sup>  
Y.C. CHEN<sup>1</sup>  
C.H. CHIEN<sup>2</sup>

# Efficient sub-nanosecond intracavity optical parametric oscillator pumped with a passively Q-switched Nd:GdVO<sub>4</sub> laser

<sup>1</sup> Department of Electrophysics, National Chiao Tung University, Hsinchu, Taiwan, R.O.C.  
<sup>2</sup> National Nano Device Laboratories, Hsinchu, Taiwan, R.O.C.

Received: 3 June 2004

Published online: 1 September 2004 • © Springer-Verlag 2004

**ABSTRACT** An efficient diode-pumped passively Q-switched Nd:GdVO<sub>4</sub>/Cr<sup>4+</sup>:YAG laser was employed to generate a high-repetition-rate, high-peak-power eye-safe laser beam with an intracavity optical parametric oscillator (OPO) based on a KTP crystal. The conversion efficiency for the average power is 8.3% from pump diode input to OPO signal output and the slope efficiency is up to 10%. At an incident pump power of 14.5 W, the compact intracavity OPO cavity, operating at 46 kHz, produces average powers at 1571 nm up to 1.2 W with a pulse width as short as 700 ps.

PACS 42.60.Gd; 42.65.Yj; 42.55.X

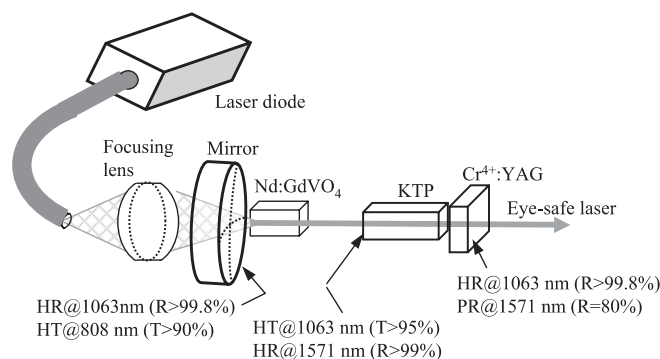
## 1 Introduction

Recently, neodymium-doped gadolinium orthovanadate (Nd:GdVO<sub>4</sub>) has proved to be an excellent gain medium due to its high absorption coefficient and large thermal conductivity [1–4]. Up to now, the output wavelengths of the researches involving Nd:GdVO<sub>4</sub> crystals were mostly focused on 1.06, 1.34, 0.53, and 0.67 μm [5–9]. One area that demands particular attention is the so-called eye-safe region of the spectrum near 1.5–1.6 μm. Extremely short (< 1 ns) high-peak-power (> 10 kW) pulses of lasers at the eye-safe wavelength region are practically valuable for applications such as telemetry and range finders. One approach for high-peak-power eye-safe laser sources is based on intracavity optical parametric oscillators (OPOs) [10]. The advent of high-damage-threshold nonlinear crystals and diode-pumped Nd-doped lasers has led to a renaissance of interest in intracavity OPOs [11–13]. Recently, we demonstrated a compact efficient eye-safe OPO pumped by a diode-pumped passively Q-switched Nd:YVO<sub>4</sub> laser to produce peak powers at 1573 nm higher than 1 kW with pulse widths of 2.5 ns [14]. Compared with Nd:YVO<sub>4</sub> lasers, all the experimental results to date have revealed that Nd:GdVO<sub>4</sub> crystals may be potentially more competent than Nd:YVO<sub>4</sub> crystals in diode-pumped solid-state lasers. Even so, diode-pumped Nd:GdVO<sub>4</sub> lasers have never been used to pump intracavity OPOs for generation of an eye-safe laser beam.

In this work we report, for the first time to our knowledge, the generation of a laser beam from an efficient sub-nanosecond intracavity OPO based on a diode-pumped passively Q-switched Nd:GdVO<sub>4</sub> laser. With an incident pump power of 14.5 W, the compact intracavity OPO cavity, operating at 46 kHz, produces average powers at 1571 nm up to 1.2 W with pulse widths shorter than 700 ps and peak powers higher than 20 kW.

## 2 Experimental setup

A schematic of the passively Q-switched intracavity OPO laser is shown in Fig. 1. Here a saturable absorber Cr<sup>4+</sup>:YAG crystal is coated as an output coupler of the OPO cavity and a nearly hemispherical cavity is used to enhance the performance of passive Q-switching. The OPO cavity was formed by a coated KTP crystal and a coated Cr<sup>4+</sup>:YAG crystal. The 20-mm-long KTP crystal was used in type II noncritical phase-matching configuration along the *x* axis ( $\theta = 90^\circ$  and  $\phi = 0^\circ$ ) to have both a maximum effective nonlinear coefficient and no walk-off between the pump, signal, and idler beams. The KTP crystal was coated to have high reflectivity at the signal wavelength of 1571 nm ( $R > 99.8\%$ ) and high transmission at the pump wavelength of 1063 nm ( $T > 95\%$ ). The other face of the KTP crystal was antireflection coated at 1571 nm and 1063 nm. The Cr<sup>4+</sup>:YAG crystal has a thick-



**FIGURE 1** Schematic of the intracavity OPO pumped by a diode-pumped passively Q-switched Nd:GdVO<sub>4</sub>/Cr<sup>4+</sup>:YAG laser

ness of 3 mm with 80% initial transmission at 1063 nm. One side of the  $\text{Cr}^{4+}$ :YAG crystal was coated so that it was nominally highly reflecting at 1063 nm ( $R > 99.8\%$ ) and partially reflecting at 1571 nm ( $R = 80\%$ ). The remaining side was antireflection coated at 1063 and 1571 nm. The active medium was an  $a$ -cut 0.25 at. %  $\text{Nd}^{3+}$ , 8-mm-long  $\text{Nd}:\text{GdVO}_4$  crystal. Both sides of the laser crystal were coated for antireflection at 1063 nm ( $R < 0.2\%$ ). A  $\text{Nd}:\text{GdVO}_4$  crystal with low doping concentration was used to avoid the thermally induced fracture [15]. All crystals were wrapped with indium foil and mounted in water-cooled copper blocks. The water temperature was maintained at 25 °C. The pump source was a 16-W, 808-nm fiber-coupled laser diode with a core diameter of 800  $\mu\text{m}$  and a numerical aperture of 0.2. A focusing lens with 12.5-mm focal length and 92% coupling efficiency was used to re-image the pump beam into the laser crystal. The pump spot radius was around 350  $\mu\text{m}$ . The input mirror was a 50-mm radius-of-curvature concave mirror with an antireflection coating at the diode wavelength on the entrance face ( $R < 0.2\%$ ), a high-reflection coating at lasing wavelength ( $R > 99.8\%$ ) and a high-transmission coating at the diode wavelength on the other surface ( $T > 95\%$ ). The overall  $\text{Nd}:\text{GdVO}_4$  laser cavity length was approximately 59 mm and the OPO cavity length was about 25 mm.

From the analysis of the coupled rate equations, the criterion for good passive Q-switching is given by [16–18]

$$\frac{\ln\left(\frac{1}{T_0}\right)}{\ln\left(\frac{1}{T_0}\right) + \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L} \frac{\sigma_{\text{gs}}}{\sigma} \frac{A}{A_s} \gg \frac{\gamma}{1 - \beta}, \quad (1)$$

where  $T_0$  is the initial transmission of the saturable absorber,  $A/A_s$  is the ratio of the effective areas in the gain medium and in the saturable absorber,  $R$  is the reflectivity of the output mirror,  $L$  is the nonsaturable intracavity round-trip dissipative optical loss,  $\sigma_{\text{gs}}$  is the ground-state absorption cross section of the saturable absorber,  $\sigma$  is the stimulated emission cross section of the gain medium,  $\gamma$  is the inversion reduction factor with a value between 0 and 2 as discussed in [19], and  $\beta$  is the ratio of the excited-state absorption cross section to that of the ground-state absorption in the saturable absorber. Since the ratio  $A/A_s$  in the present cavity is generally greater than 10, the criterion for good passive Q-switching can be satisfied under the circumstance that the  $\sigma$  value of the  $\text{Nd}:\text{GdVO}_4$  crystal is comparable to the  $\sigma_{\text{gs}}$  value of the  $\text{Cr}^{4+}$ :YAG crystal.

### 3 Experimental results

Figure 2 shows the average output power at 1571 nm with respect to the incident pump power. For all pump powers the beam quality  $M^2$  factor was found to be less than 2.0. The average output power reached 1.2 W at an incident pump power of 14.5 W. The conversion efficiency from diode laser input power to OPO signal output power was 8.3%. The pulse temporal behavior at 1063 nm and 1571 nm was recorded by a LeCroy 9362 digital oscilloscope (500-MHz bandwidth) with a fast InGaAs photodiode. The pulse-to-pulse amplitude fluctuation was found to be within  $\pm 10\%$ .

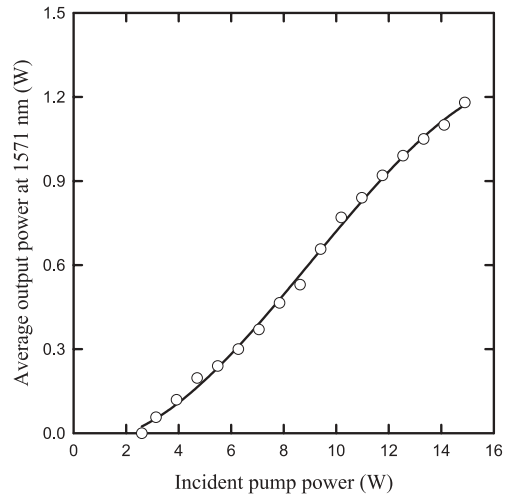


FIGURE 2 The average output power at 1571 nm with respect to the incident pump power

Figure 3 depicts the pulse-repetition rate and the pulse energy at 1571 nm versus the incident pump power. It is seen that the pulse-repetition rate initially increases with the pump power, and begins to saturate at 40–46 kHz for an incident pump power greater than 10 W. A typical temporal shape for the laser and signal pulses is shown in the inset of Fig. 4. As seen (Fig. 3), the pulse energy is nearly constant for a pump power less than 10 W. Figure 4 shows a typical temporal trace for the laser and signal pulses for a pump power less than 10 W. It can be seen that the pulse duration of the signal output was as short as 600–700 ps. As a consequence, the peak power was found to be higher than 20 kW. On the other hand, the stored energy is not fully extracted in a single output pulse for a pump power higher than 10 W. Since the remaining energy is sufficient to evolve the pump field, the OPO threshold can be reached again and a second signal pulse is produced, as shown in Fig. 5. The multiple-pulse output makes the pulse energy to linearly increase with the pump power beyond 10 W of the incident pump power, as seen in

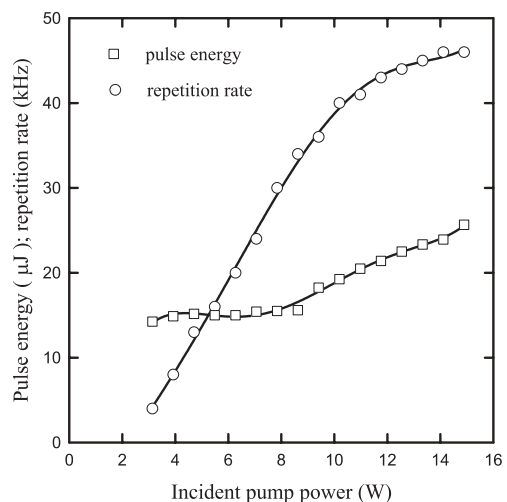


FIGURE 3 Dependence of the pulse-repetition rate and the pulse energy at 1571 nm on the incident pump power

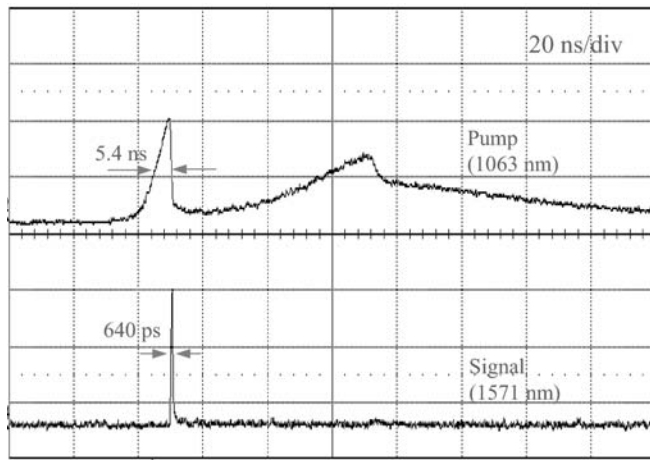


FIGURE 4 Typical temporal traces for the laser and signal pulses for pump power less than 10 W

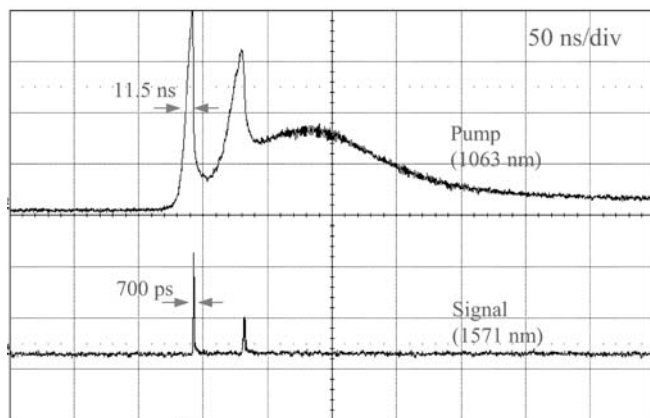


FIGURE 5 Typical temporal traces for the laser and signal pulses for pump power higher than 10 W

Fig. 3. The output energy of the main pulse for high pump power is found to be approximately  $15 \mu\text{J}$ , nearly the same as the value of the pulse energy at a pump power less than 10 W. Since the pulse duration of the main pulse is typically shorter than 700 ps, the overall peak power can still be higher than 20 kW.

#### 4 Summary

An efficient sub-nanosecond diode-pumped passively Q-switched eye-safe laser has been demonstrated by using Nd:GdVO<sub>4</sub>, Cr<sup>4+</sup>:YAG, and KTP crystals to be a gain medium, a saturable absorber, and a nonlinear crystal for an intracavity OPO, respectively. A nearly hemispherical cavity was employed to enhance the performance of passive Q-switching. At an incident pump power of 14.5 W, the average output power at 1571 nm can amount to 1.2 W with a pulse-repetition rate of 46 kHz and a peak power > 20 kW.

#### REFERENCES

- 1 A.I. Zagumennyi, V.G. Ostroumov, I.A. Shcherbarkov, T. Jensen, J.P. Meyn, G. Huber: *Sov. J. Quantum Electron.* **22**, 1071 (1992)
- 2 T. Jensen, V.G. Ostroumov, J.P. Meyn, G. Huber, A.I. Zagumennyi, I.A. Shcherbarkov: *Appl. Phys. B* **58**, 373 (1994)
- 3 V. Lupei, N. Pavel, Y. Sato, T. Taira: *Opt. Lett.* **28**, 2366 (2003)
- 4 T. Ogawa, Y. Urata, S. Wada, K. Onodera, H. Machida, H. Sagae, M. Higuchi, K. Kodaira: *Opt. Lett.* **28**, 2333 (2003)
- 5 J. Liu, B. Ozygus, S. Yang, J. Erhard, U. Seelig, A. Ding, H. Weber, X. Meng, L. Zhu, L. Qin, C. Du, X. Xu, Z. Shao: *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 652 (2003)
- 6 C.P. Wyss, W. Luthy, H.P. Weber, V.I. Vlasov, Y.D. Zavartsev, P.A. Studenikin, A.I. Zagumennyi, I.A. Shcherbarkov: *Appl. Phys. B* **68**, 659 (1999)
- 7 D.Y. Shen, H.R. Yang, J.G. Liu, S.C. Tam, Y.L. Lam, W.J. Xie, J.H. Gu, K. Ueda: *Appl. Phys. B* **72**, 263 (2001)
- 8 C. Du, L. Qin, X. Meng, G. Xu, Z. Wang, X. Xu, L. Zhu, B. Xu, Z. Shao: *Opt. Commun.* **212**, 177 (2002)
- 9 C. Du, L. Qin, H. Zhang, X. Meng, G. Xu, Z. Wang, X. Xu, L. Zhu, B. Xu, J. Wang, Z. Shao: *Jpn. J. Appl. Phys.* **42**, 5063 (2003)
- 10 J. Falk, J.M. Yarborough, E.O. Ammann: *IEEE J. Quantum Electron.* **7**, 359 (1971)
- 11 R.S. Conroy, C.F. Rae, G.J. Friel, M.H. Dunn, B.D. Sinclair, J.M. Ley: *Opt. Lett.* **23**, 1348 (1998)
- 12 A.R. Geiger, H. Hemmati, W.H. Farr, N.S. Prasad: *Opt. Lett.* **21**, 201 (1996)
- 13 O.B. Jensen, T. Skettrup, O.B. Petersen, M.B. Larsen: *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **4**, 190 (2002)
- 14 Y.F. Chen, S.W. Chen, Y.C. Chen, Y.P. Lan, S.W. Tsai: *Appl. Phys. B* **77**, 493 (2003)
- 15 Y.F. Chen: *IEEE J. Quantum Electron.* **35**, 234 (1999)
- 16 A.E. Siegman: *Lasers* (University Science, Mill Valley, CA 1986) pp. 1024, 1012
- 17 Y.F. Chen, S.W. Tsai: *IEEE J. Quantum Electron.* **37**, 586 (2001)
- 18 Y.F. Chen, Y.P. Lan, H.L. Chang: *IEEE J. Quantum Electron.* **37**, 462 (2001)
- 19 J.J. Degnan, D.B. Coyle, R.B. Kay: *IEEE J. Quantum Electron.* **34**, 887 (1998)