# 高功率 Q-開關紫外固態雷射的優化 與製作

# Optimization and Fabrication of High-Power Ultraviolet Q-switched Solid-State Laser

黄郁仁、唐政猷、蘇冠暐、陳永富 Yu-Jen Huang, Cheng-Yu Tang, Kuan-Wei Su, Yung-Fu Chen

高功率紫外光雷射在基礎科學以及產業發展上占有不可或缺的角色。本文將針對高功率 Q-開關紫外固態 雷射的優化與製作進行詳細的介紹與探討。我們發現當激發功率越高時,寄生雷射的產生會使得 Q-開關 雷射的輸出性能明顯變差,為了有效抑制寄生雷射作用以及克服熱透鏡問題,利用摻釹濃度只有0.1% 的 Nd:YVO4 晶體設計了一個輕巧簡便的高功率 Q-開關雷射。接著採用此優化的高功率 Q-開關雷射進行腔外 二倍頻及三倍頻轉換,在脈衝重複率為 40 kHz 以及輸入功率 44 W 的情況下,532 nm 以及 355 nm 所得到 的最高輸出功率分別為 8.38 W 以及 6.65 W。由 808 nm 到 355 nm 的光轉換效率達 15.1%;而由 1064 nm 到 355 nm 的光轉換效率則達 38.2%。

High-power ultraviolet laser plays an important role in a variety of scientific and industrial applications. In this report, optimization and fabrication of high-power ultraviolet Q-switched solid-state laser are introduced and investigated in detail. It is experimentally found that the parasitic lasing leads to the degradation of the actively Q-switched laser in high-power operation. We manifestly confirm that the combined effects of the parasitic lasing and the thermal lensing made Nd:YVO<sub>4</sub> crystals with 0.1% dopant concentration to be more appropriate in designing a high-power Q-switched laser with a flat-flat cavity. We further use the optimized high-power actively Q-switched laser to perform the extra-cavity harmonic generations. At an incident pump power of 44 W, the output powers at 355 nm and 532 nm as high as 6.65 W and 8.38 W are obtained at a pulse repetition rate of 40 kHz. The optical-to-optical conversion efficiencies from 808 nm to 355 nm and from 1064 nm to 355 nm are found to be up to 15.1% and 38.2%, respectively.

一、前言

近年來紫外 (ultraviolet, UV) 光源在快速 成型技術 (rapid prototyping)、雷射列印 (laser printing)、雷射加工 (laser processing)、光譜學 (spectroscopy)、光資訊儲存 (optical data storage) 以及醫學治療 (medical treatment) 等基礎科學與產 業應用上占有不可或缺的角色。相較於其他種類 的 UV 雷射,利用雷射二極體激發固態雷射 (laserdiode-pumped solid-state laser) 進行腔外非線性頻率

轉換 (extra-cavity nonlinear frequency conversion) 的 方式具有許多優點,例如:更小的聚焦尺寸、更高 的轉換效率、更長的生命週期、更高的穩定性、更 小的系統尺寸,以及易於操作的方便性等(1-2)。一 般來說,要利用腔外非線性頻率轉換的方式來得 到 UV 雷射,最常見的做法是將原本落在紅外波 段的基頻光 (fundamental beam) 先進行二倍頻轉換 (second harmonic generation),再由剩餘的基頻光與 二倍頻光進行和頻作用 (sum frequency generation) 得到三倍頻光 (third harmonic generation)。以目前 廣為流行的摻釹釩酸釔 (Nd:YVO4) 為例,其基頻 光波段為 1064 nm,進行二倍頻轉換後得到 532 nm 的二倍頻光,再將殘餘的 1064 nm 與 532 nm 利用和頻作用就可以得到 355 nm 的 UV 雷射光。 而要有效率地完成非線性頻率轉換,通常空間上需 藉由聚焦鏡將基頻光聚焦在非線性晶體 (nonlinear crystal) 裡;而時間上則需藉由時間調制元件 (time modulation) 得到相當高尖峰功率的基頻光。以後 者而言,由於聲光 (acousto optic, AO) 晶體的損耗 低 (low-insertion loss)、穩定性高 (high stability)、 時序抖動低 (low timing jitter),因此非常適合用 於製造高脈衝重複率 (pulse repetition rate) 以及 高尖峰功率的主動式 Q-開關固態雷射 (actively Q-switched solid-state laser),完成高效率的腔外非 線性頻率轉換。

本文將針對高功率 Q-開關紫外固態雷射的優 化與製作進行詳細的介紹與探討。首先利用一顆雷 射二極體作為激發光源,並且利用簡單的平平共振 腔架構 (flat-flat cavity) 進行腔外三倍頻轉換,得到 了 2.5 W 的 UV 雷射。接著利用兩顆雷射二極體作 為激發光源,期望能得到更高且更有效率的 UV 雷 射。然而,我們發現當激發功率越高時,寄生雷射 (parasitic lasing) 的產生會使得 Q-開關雷射的輸出 性能明顯變差:寄生雷射使得 Q-開關脈衝波形帶 有一條長長的尾巴,導致 Q-開關雷射的尖峰功率 下降。我們發現在沒有寄生雷射作用下的臨界腔長 隨著激發功率的增加而增加。同時實驗數據以及理 論分析顯示,利用摻雜濃度高於 0.2% 的 Nd:YVO4 很難完成一個沒有寄生雷射的 Q-開關雷射。因此 使用 0.1% 的 Nd:YVO4 設計了一個輕巧簡便的高 功率 Q-開關雷射,並且利用此優化的高功率 Q-開 關雷射進行腔外三倍頻轉換得到了高達 6.65 W 的 UV 雷射。由 808 nm 至 355 nm 以及 1064 nm 至 355 nm 的光轉換效率分別高達 15.1% 以及 38.2 %。

# 二、單端激發之 Q-開關紫外固態雷射

#### 1. 實驗架構

圖 1 為單端激發 (single-end-pumped) Q-開關 固態雷射的系統架構圖。前鏡 (front mirror) 的輸 入面鍍有 808 nm 的抗反射膜 (antireflection),而另 一面則鍍有 808 nm 的高穿透膜 (high transmission) 以及 1064 nm 的高反射膜 (high reflection)。我們 利用摻釹濃度為 0.1% 以及大小為 3 × 3 × 12 mm<sup>3</sup>



圖 1. 單端激發 Q-開關固態雷射的系統架 構圖。

的 Nd: YVO4 晶體作為增益介質 (gain medium), 並 且放置於與前鏡相鄰的位置以方便作端面激發的 設計。Nd:YVO₄的兩面皆鍍有 808 nm 以及 1064 nm 的抗反射膜。為了將熱有效的散除,使用銦箔 (indium foil) 將晶體包裹並將其安裝於溫度為 20°C 的水冷散熱銅座裡。在共振腔的中央處,放置一個 20 mm 長的聲光晶體,可產生 20 kHz 至 100 kHz 的脈衝重複率。聲光晶體的兩面皆鍍有 1064 nm 的 抗反射膜,其中心頻率以及射頻 (radio frequency) 功率分別為 41 MHz 以及 25 W。激發光源的輸出 功率為 30 W、中心波長為 808 nm 的光纖耦合雷 射二極體 (fiber-coupled laser diode),光纖的纖芯直 徑 (core diameter) 為 600 µm,數值孔徑 (numerical aperture) 為 0.16。激發光束經由一個焦距長 25 mm、耦合效率為 90% 以及放大倍率為 1 的耦合 透鏡 (coupling lens) 重新聚焦在晶體上。因此激發 光束成像在晶體上的半徑大小約為 300 µm。在實 驗中所用的輸出耦合鏡 (output coupler) 在 1064 nm 有著 50% 的穿透率。整個共振腔的腔長大約為 L = 14 cm。脈衝的動態行為是利用高速的矽光偵測 器將雷射訊號送到 LeCroy 數位示波器 (WavePro 7100, 10 G samples/s, 1 GHz bandwidth) 進行分析。

#### 2. 基頻光實驗結果

圖 2(a) 及 (b) 為基頻光在脈衝重複率為 40 kHz 時,其輸出功率 (output power)、脈衝寬度 (pulse width)、脈衝能量 (pulse energy) 以及尖峰功率 (peak power) 與激發功率 (incident pump power) 的 關係圖。此基頻光雷射的臨界輸入閾值 (threshold) 約為7W;當激發功率為25W時,輸出功率達 8.75 W, 對應到的光轉換效率 (optical-to-optical conversion efficiency) 為 35%。同時,隨著激發功 率由 9.5 W 增加至 25 W,脈衝寬度由 24 ns 縮短至 9 ns。利用下列的關係式:脈衝能量 = 輸出功率/ 脈衝重複率,尖峰功率=脈衝能量/脈衝寬度, 可以發現當激發功率由 9.5 W 增加至 25 W 時,脈 衝能量由 60 µJ 增加到 220 µJ,尖峰功率則由 2.5 kW 增加至 24.3 kW。圖 3(a) 及 (b) 為激發功率等 於 25 W 時,基頻光的輸出功率、脈衝寬度、脈衝 能量以及尖峰功率與脈衝重複率的關係圖。當脈衝

重複率由 20 kHz 上升至 80 kHz 時,基頻光的輸出 功率由 6.46 W 升至 10 W,脈衝寬度由 7 ns 增加至 17 ns,脈衝能量由 323  $\mu$ J 下降至 125  $\mu$ J,而尖峰 功率也由 46.2 kW 變化至 7.35 kW。接下來,將運 用此高功率 Q-開關雷射探討腔外二倍頻轉換與三 倍頻轉換的效能。

#### 3. 腔外二倍頻轉換及三倍頻轉換的實驗結果

使用三硼酸鋰 (lithium triborate, LBO) 作為二 倍頻轉換與三倍頻轉換的非線性晶體,因其具有 高損壞閾值 (damage threshold)、較大的容許接收 角 (acceptance angle) 以及較小的走離角度 (walkoff angle) 等優點。二倍頻晶體的尺寸大小為  $3 \times 3 \times 15 \text{ mm}^3$ 的 LBO,其切角為  $\theta = 90^\circ, \phi = 10.4^\circ,$ 以符合在操作溫度為 46.6 °C 的情況下滿足第一 類相位匹配條件 (type-I phase-matching)。二倍頻



圖 2. 脈衝重複率為 40 kHz 時,其 (a) 輸出功率 (紅色)、脈衝寬度 (綠色)、(b) 脈衝能量 (藍色)
以及尖峰功率 (粉紅色) 與激發功率的關係圖。

晶體的兩端皆鍍有 1064 nm 與 532 nm 的抗反射 膜。三倍頻晶體為尺寸大小為  $3 \times 3 \times 10 \text{ mm}^3$  的 LBO,其切角為 $\theta = 44^{\circ}, \phi = 90^{\circ},$ 以符合在操作 溫度為 48°C 的情況下滿足第二類相位匹配條件 (type-II phase-matching)。三倍頻晶體的兩端皆鍍 有 1064 nm、532 nm 與 355 nm 的抗反射膜。此 兩顆非線性晶體的溫度分別由精度為 0.1 °C 熱電 致冷器 (thermoelectric controller) 精準地監控。為 了進行有效的非線性頻率轉換過程,我們利用兩 個聚焦鏡將雷射光束聚焦於二倍頻晶體以及三倍 頻晶體,如圖4所示。第一個聚焦鏡的焦距為38 mm,其兩端皆鍍有 1064 nm 的抗反射膜;而第 二個聚焦鏡的焦距為 19 mm,其兩端皆鍍有 1064 nm 和 532 nm 的抗反射膜。實驗中發現 UV 功率 最佳化的參數條件為  $L_1 = 70 \text{ mm} \cdot L_2 = 30 \text{ mm} \cdot$  $L_3 = 25 \text{ mm}$  以及  $L_4 = 30 \text{ mm}$ 。

在激發功率為 25 W 的情況下,圖 5(a) 至 (c)分別顯示了 532 nm 及 355 nm 的輸出功 率、脈衝能量以及尖峰功率與脈衝重複率的關 係。值得一提的是,雖然非線性頻率的轉換 效率會隨著脈衝重複率的降低而提高,但也 必須考慮到基頻光的輸出功率則是隨著頻率 的增加而增加。在本實驗中,發現 532 nm及 355 nm 所得到的最大輸出功率是在脈衝重複率 為 40 kHz 的情況下,而它們的值分別為 2.82 W 及 2.45 W。因此從 808 nm 到 355 nm 的光 轉換效率為 9.8%;而由 1064 nm 至 355 nm 的 光轉換效率則為 28.1%。另一方面,在脈衝重 複率為 20 kHz 時,532 nm 的最大脈衝能量為 107.35 μJ,而最大尖峰功率則為 15.34 kW。同



圖 3. 激發功率等於 25 W 時,其 (a) 輸出功率 (紅色)、脈衝寬度 (綠色)、(b) 脈衝能量 (藍色) 以及尖峰功率 (粉紅色) 與脈衝重複率的關係圖。

樣地,在脈衝重複率為 20 kHz 時,355 nm 的最大脈 衝能量為 89 μJ,而最大尖峰功率則為 12.71 kW。 雖然利用單端激發的架構已經可以得到相當大能量 的 UV 雷射,然而工業上還是有許多應用是需要更高 功率的 UV 光源。因此接下來將採用雙端激發 (dualend-pumped) 的架構來提升 UV 雷射的輸出功率。







圖 5. 激發功率等於 25 W 時,532 nm (錄色) 與355 nm (藍色),其 (a) 輸出功率、(b) 脈衝能量以及 (c) 尖峰功率與脈衝重複率的關係圖。

# 二、雙端激發之 Q-開關紫外固態雷射

#### 1. 寄生雷射效應

雖然聲光晶體可以有效地應用在高脈衝重複率 以及高尖峰功率的 Q-開關雷射。然而過去的研究 發現,如何在高激發功率的操作下避免寄生雷射效 應的產生是非常重要的<sup>(3-6)</sup>。寄生雷射效應意味著 在低 Q 階段 (low-Q stage) 仍有殘餘的受激輻射光 子,導致 Q-開關雷射的尖峰功率下降,並降低腔 外非線性頻率轉換的輸出效率。雖然說增加共振腔 的腔長可以有效地抑制寄生雷射效應,但是這將會 導致脈衝寬度的增加;而且為了避免熱透鏡效應的 影響,通常需要設計一個較為複雜的實驗架構來完 成穩定的 Q-開關雷射操作。因此,如何設計一輕 巧簡便的高功率 Q-開關雷射並且能夠有效地抑制 寄生雷射效應是一個相當重要的研究課題。

#### 2. 實驗架構

圖 6 為雙端激發 Q-開關固態雷射的系統架構 圖。前鏡的輸入面鍍有 808 nm 的抗反射膜,而另 一面則鍍有 808 nm 的高穿透膜以及 1064 nm 的 高反射膜。轉折鏡 (folded mirror) 的鍍膜特性與 前鏡相同,只是針對的入射光角度為 45°。我們 利用摻釹濃度為 0.1% 及大小為 3 × 3 × 14 mm<sup>3</sup> 的 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶體作為增益介質,其兩面皆鍍有 808 nm 及 1064 nm 的抗反射膜。為了將熱有效地散 除,則使用銦箔將晶體包裹並將其安裝於溫度為



圖 6. 雙端激發 Q-開關固態雷射的系統架構圖。



圖 7. 臨界腔長與激發功率的關係圖。

18 °C 的水冷散熱銅座裡。在共振腔的中央處,放 置一個 20 mm 長的聲光晶體,其特性與單端激發 架構中所用的皆相同。激發光源為兩顆輸出功率 分別為 25 W、中心波長為 808 nm 的光纖耦合雷射 二極體,光纖的纖芯直徑為 800 μm,數值孔徑為 0.16。激發光束分別經由一個焦距長 25 mm、耦合 效率為 88 %,以及放大倍率為 1 的耦合透鏡重新 聚焦在晶體上。因此最大的激發光源功率大約為 44 W。在實驗中所用的輸出耦合鏡在 1064 nm 有 著 50% 的穿透率。

## 3. 高功率 Q-開關雷射的優化:實驗結果與 理論分析

由於寄生雷射效應在低 Q 階段可以利用共振 腔長度的增加而完全抑制,所以定義了在無寄生 雷射效應下的最短腔長為臨界腔長 (critical cavity length)。圖 7 為臨界腔長與隨不同激發功率的實驗 關係圖。我們可以發現在無寄生雷射作用下的臨 界腔長會因為激發功率的增加而增加。更重要的 是,在實驗中發現寄生雷射效應嚴重地影響 Q-開 關脈衝的動態行為。圖 8(a)與 (b)分別顯示當腔長 為 16 cm 及 18 cm 的情況下,在最大輸入功率等於 44 W 時,寄生雷射作用對於 Q-開關脈衝波形的影 響。可看出 Q-開關脈衝波形伴隨著一條長尾巴或 是殘餘脈衝 (satellite pulse)。相反地,無寄生雷射 作用下的 Q-開關脈衝波形,就只有一條短尾巴以 及沒有殘餘脈衝的產生,如圖 8(c)與 (d) 所示,其 腔長分別等於 20 cm 與 22 cm。

Q-開關脈衝因寄生雷射效應而產生的長尾巴 就意味著尖峰功率的降低。尖峰功率降低的程度 可以簡單地由速率方程式 (rate equation) 來分析。 假設由寄生雷射作用所造成的平均光子密度為  $\phi_b$ ,則在低 Q 階段下,居量反轉密度 *n* (population inversion density) 的速率方程式可以表示成:



圖 8.Q-開關脈衝波形在: (a) L = 16 cm, (b) L = 18 cm, (c) L = 20 cm, (d) L = 22 cm 的情況。

$$\frac{dn}{dt} = R_p - \frac{n}{\tau} - c\sigma\phi_b n \tag{1}$$

其中  $R_p$  是激發光源密度的速率 (rate of the pump density)、 $\tau$  是增益介質雷射上能階的生命週期 (upper-state lifetime of gain medium)、c 是光速、 $\sigma$  是受激輻射的截面積大小 (stimulated emission cross section)。利用  $\tau_b = 1/c\sigma\phi_b n$ , (1) 式可改寫成:

$$\frac{dn}{dt} = R_p - \frac{n}{\tau_e} \tag{2}$$

其中  $1/\tau_e = 1/\tau_b + 1/\tau_b$ , 且  $\tau_e$  代表寄生雷射作用下的 有效上層能態生命週期,  $\tau_e$  很明顯地小於  $\tau$ 。由於 儲存能量的最大值與上能階的生命週期成比例關 係,因此寄生雷射作用可以被理解為造成脈衝能量 以及尖峰功率降低的主因。簡言之,雖然寄生雷射 作用幾乎不影響輸出功率,但卻對尖峰功率的提升 造成了不利的影響。

如圖 7 所示,在最高激發功率 44 W 時,臨界 腔長大約為 20 cm。利用 ABCD-矩陣原理,可以推 算出穩定平平共振腔的腔長 L 必須要比熱透鏡焦距 (thermal focal length)  $f_{th}$  還要來得小;也就是說,為 了維持雷射共振腔的穩定度,就必須滿足  $L \leq f_{th}$ 。 一般來說,雷射晶體的熱透鏡焦距與晶體的摻釹濃 度成反比關係,因此不等式  $L \leq f_{th}$  凸顯出使用極低 摻釹濃度 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶體的重要性。端面激發雷射 晶體的等效熱透鏡焦距可由以下數學式作評估<sup>(7)</sup>:

$$\frac{1}{f_{th}} = \frac{\xi}{\pi K_c} \int_0^l \frac{\alpha e^{-\alpha z}}{1 - e^{-\alpha l}} \frac{1}{\omega_p^2(z)} \left[ \frac{1}{2} \frac{dn}{dT} + (n-1)\alpha_T \frac{\omega_p(z)}{l} \right] dz$$
(3)

其中  $\xi$  為激發光在晶體內部所產生的熱量,  $K_c$  是 雷射晶體的熱導率,  $\alpha$  是吸收係數,  $\omega_p(z)$  是激發 光的半徑在晶體內部之變化, n 是折射率, l 是增 益介質的長度, dn/Dt 是熱光係數,  $\alpha_T$  是熱膨脹係 數。利用下列的參數:  $K_c = 5.23$  W/m K,  $\omega_{po} = 400$  $\mu$ m,  $dn/dT = 3 \times 10^{-6} K^{-1}$ , n = 2.1652,  $\alpha_T = 4.43 \times 10^{-6} K^{-1}$ , 可得到在激發功率為 44 W 下, 熱透鏡 焦距  $f_{\rm th}$  隨雷射晶體中摻釹濃度的變化情形。在目 前的計算中,假設晶體對激發功率有著 98% 的吸 收率,因此晶體長度 l 和吸收係數  $\alpha$  存在著  $\alpha l = 4$ 的關係。同時在激發光源波長為 808 nm 時,吸收 係數  $\alpha$  與雷射晶體中摻釹濃度的關係為  $\alpha = 2 \cdot N_d$ mm<sup>-1 (8)</sup>,其中  $N_d$  為雷射晶體中的摻釹濃度。在激 發功率為 44 W 時,熱透鏡焦距隨著  $N_d = 0.05\%$  到  $N_d = 1\%$  的計算結果如圖 9 所示。由此可以看出, 當摻釹濃度越小時,熱透鏡焦距越大。再者,摻釹 濃度高於 0.2% 的 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶體不能滿足不等式  $L \leq f_{th}$ ,其中已經從實驗上證明在激發功率為 44 W 時,腔長必須等於 20 cm,以完全抑制寄生雷射的 作用。總結以上所述,在設計高功率的 Q-開關雷 射時,使用極低摻釹濃度的 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶體對於同 時抑制寄生雷射作用以及維持雷射共振穩定是一個 非常有效的方法。

在腔長為 20 cm 的情形下,針對雙端激發的 高功率 Q-開關雷射進行完整的探討。圖 10(a) 及 (b) 為基頻光在脈衝重複率為 40 kHz 時,其輸出功 率、脈衝寬度、脈衝能量以及尖峰功率與激發功率 的關係圖。當激發功率為 44 W 時,在沒有任何輸 出功率飽和的情況下,平均輸出功率達 17.5 W, 這也說明了共振腔維持在一個穩定的範圍內。同 時,隨著激發功率由 16 W 增加至 44 W,脈衝寬 度由 36 ns 縮短至 12 ns,脈衝能量由 60 μJ增加到 435 μJ,尖峰功率則由 1.6 kW 增加至 36.3 kW。圖 11 (a) 及 (b) 為激發功率等於 44 W 時,基頻光的



圖 9. 等效熱透鏡焦距在激發功率為 44 W 時隨不同 掺釹濃度的關係圖。



圖 10. 脈衝重複率為 40 kHz 時,其 (a) 輸出功率 (紅色)、脈衝寬度 (綠色)、(b) 脈衝能量 (藍 色) 以及尖峰功率 (粉紅色) 與激發功率的關 係圖。

輸出功率、脈衝寬度、脈衝能量以及尖峰功率與 脈衝重複率的關係圖。當脈衝重複率由 20 kHz 上 升至 100 kHz 時,基頻光的輸出功率由 13 W 升至 19.4 W,脈衝寬度由 8 ns 增加至 24 ns,脈衝能量 由 650 µJ 下降至 194 µJ,而尖峰功率也由 81.5 kW 變化至 8.1 kW。接下來,將運用此高功率Q-開關 雷射探討腔外二倍頻轉換與三倍頻轉換的效能。

#### 4. 腔外二倍頻轉換及三倍頻轉換的實驗結果

這裡所用腔外二倍頻轉換與三倍頻轉換的架構 與單端激發的腔外倍頻架構相同,不同的是,在雙 端激發的架構中,實驗上發現功率最佳化的參數條 件為 $L_1 = 70 \text{ mm} \cdot L_2 = 43 \text{ mm} \cdot L_3 = 34 \text{ mm}$ ,以及  $L_4 = 21 \text{ mm}$ 。



圖 11. 激發功率等於 44 W 時,其 (a) 輸出功率 (紅 色)、脈衝寬度 (綠色)、(b) 脈衝能量 (藍色) 以及尖峰功率 (粉紅色) 與脈衝重複率的關係 圖。

在激發功率為 44 W 的情況下,圖 12(a) 至 (c) 分別顯示了 532 nm 及 355 nm 的輸出功率、脈衝 能量、尖峰功率與脈衝重複率的關係。在雙端激發 的架構中,腔外倍頻轉換的最佳脈衝重複率仍為 40 kHz,此時 532 nm 及 355 nm 所得到的最大輸出 功率分別為 8.38 W 及 6.65 W。因此從 808 nm 到 355 nm 的光轉換效率為 15.1%;而由 1064 nm 到 355 nm 的光轉換效率則為 38.2%。另一方面,在 脈衝重複率為 20 kHz 時,532 nm 的最大脈衝能量 為 270  $\mu$ J,而最大尖峰功率則為 30 kW。同樣地, 在脈衝重複率為 20 kHz 時,355 nm 的最大脈衝能 量為 200  $\mu$ J,而最大尖峰功率則為 22 kW。利用刀 口法 (knife-edge method),此高功率 UV 雷射的光 束品質係數 (beam quality factor) 分別為  $M_x^2 < 1.2$  與



圖 12. 激發功率等於 44 W 時,532 nm (綠色) 與355 nm (藍色),其 (a) 輸出功率、(b) 脈衝能量以 及 (c) 尖峰功率與脈衝重複率的關係圖。

 $M_y^2 < 1.3$ 。為了證明寄生雷射效應對於腔外倍頻的 影響,也使用了 L = 16 cm 的Q-開關雷射進行腔外 二倍頻與三倍頻的轉換。由實驗結果顯示,即使 L= 16 cm 與 L = 20 cm 的 Q-開關雷射所得到的 1064 nm 輸出功率幾乎一樣,但是利用 L = 16 cm 的 Q-開關雷射所得到的 532 nm 及 355 nm 的輸出功率 卻比 L = 20 cm 的 Q-開關雷射所得到的結果還要低 15%-25%,證實了寄生雷射效應會導致尖峰功率 的降低,使得 Q-開關雷射的性能變差。

# 四、結論

本文介紹了高功率 Q-開關紫外固態雷射的優 化與製作過程。我們分別利用一顆以及兩顆雷射 二極體作為激發光源,設計了高功率的 Q-開關雷 射。實驗結果顯示,當激發功率越高時,寄生雷射 的產生會使得 Q-開關雷射的輸出性能明顯變差。 為了有效地抑制寄生雷射作用以及克服熱透鏡問 題,利用摻釹濃度只有 0.1% 的 Nd:YVO₄ 晶體設 計了一個輕巧簡便的高功率 Q-開關雷射。接著採 用此優化的高功率 Q-開關雷射進行腔外二倍頻及 三倍頻轉換。在脈衝重複率為 40 kHz 及輸入功率 44 W 的情況下, 532 nm 及 355 nm 所得到的最高 輸出功率分別為 8.38 W 及 6.65 W。由 808 nm 到 355 nm 的光轉換效率為 15.1%; 而由 1064 nm 到 355 nm 的光轉換效率則為 38.2%。未來若能將此 技術產品化並推廣至工業界,相信能對台灣的雷射 科技以及相關應用有很大的幫助。

#### 誌謝

感謝國科會 (NSC-97-2112-M-009-016-MY3) 對於此研究所提供的財務支援。

#### 參考文獻

- V. Hicks, C. X. Wang, and G. Y. Wang, *Proc. of SPIE*, **5332**, 120 (2004).
- C. X. Wang, G. Y. Wang, A. V. Hicks, D. R. Dudley, H. Y. Pang, and N. Hodgson, *Proc. of SPIE*, 6100, 610019 (2006).
- 3. P. Maak, L. Jakab, P. Richter, H. J. Eichler, and B. Liu, *Appl. Opt.*, **39**, 3053 (2000).
- 4. M. E. Storm, J. Opt. Soc. Am. B, 9, 1299 (1992).
- 5. T. Crawford, C. Lowrie, and J. R. Thompson, *Appl. Opt.*, **35**, 5861 (1996).
- 6. P. Yan, M. Gong, T. Xie, and X. Liu, Opt. Eng., 42, 159 (2003).
- 7. W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, ch.7, 6th edn. Berlin:Springer (2005).
- 8. Y. F. Chen, IEEE Quantum Electron., 35, 234 (1999).



## 黄郁仁先生為國立交通大學電子物理 研究所博士班學生。

Yu-Jen Huang is currently a Ph.D. student in the Institute of Electrophysics at National Chiao Tung University.



# 唐政猷先生為國立交通大學電子物理 研究所碩士班學生。

Cheng-Yu Tang is currently a M.S. student in the Institute of Electrophysics at National Chiao Tung University.



蘇冠暐先生為國立交通大學電子物理 博士,現任國立交通大學電子物理系 助理教授。

Kuan-Wei Su received his Ph.D. in electrophysics from National Chiao

Tung University. He is currently an assistant professor in the Department of Electrophysics at National Chiao Tung University.



陳永富先生為國立交通大學電子研究 所博士,現任國立交通大學電子物理 系教授。

Yung-Fu Chen received his Ph.D. in electronics from National Chiao Tung

University. He is currently a professor in the Department of Electrophysics at National Chiao Tung University.