

高功率奈秒摻鎳光纖主從式雷射放大器系統

High Power Nanosecond Yb:Fiber Based Master Oscillator Power Amplifier System

張俊霖、賴柏延、黎延垠、李穎玟、陳仕宏、黃升龍

Chun-Lin Chang, Po-Yen Lai, Yen-Yin Li, Yin-Wen Lee, Shih-Hung Chen, Sheng-Lung Huang

近年來大模態雙纖衣光纖被廣泛用來作為放大器增益介質，以實現全光纖化的高功率主從式雷射放大器系統。其小型化與高穩定的特性加速了高功率雷射商品化的腳步，且因其能源轉換效率高、光束品質佳與操作可調性大，更帶動了許多雷射應用領域的突破與進展。本文將介紹摻鎳光纖用於高功率奈秒全光纖主從式雷射放大器系統的進展與成果，包括設計考量、系統架構及輸出特性與在雷射應用端的簡介。

In recent years, large-mode-area double-clad fibers have been widely utilized as gain medium of laser amplifiers to realize the high power fiber based master oscillator power amplifier (MOPA) system. The system's compactness, stability and reliability accelerate the progress on the commercialization of high power lasers. Furthermore, many breakthroughs and developments of high power laser application have been driven owing to its high energy conversion efficiency, excellent beam quality, and versatile operations. In this article, we introduce the development of high power nanosecond fiber based MOPA system using ytterbium-doped fibers, including the design considerations, general configurations, and output characteristics for laser applications.

一、前言

高功率奈秒雷射脈衝的應用廣泛，尤其在微精細加工上，不論金屬、半導體或絕緣性材料，均可藉由高功率近紅外光奈秒雷射脈衝，或其經非線性頻率轉換後產生之可見光／紫外光加以做材料之切割、標記、熱處理或熔接等，因此，近年來此一領域發展快速。本文將針對以光纖為增益介質之主從式雷射放大器 (master oscillator power amplifier, MOPA) 系統加以介紹，包含基本原理、系統的設計與架構，及實作上的一些考量因素。

二、原理

產生雷射的三要素為幫浦光 (pump light)、增益介質 (gain medium) 與共振腔 (cavity)，基本概念為幫浦光激發增益介質達到居量反轉 (population inversion) 以儲存能量，此時產生自發輻射會在腔內篩選頻寬與方向，不斷地來回通過增益介質擷取能量被放大，直到超過雷射閾值後由低反射端達穩態輸出。直接產生奈秒窄頻雷射脈衝有兩途徑⁽¹⁾：在腔內加入損耗調變機制—即 Q 開關 (Q-switch) 原理，或利用幫浦調變機制—即增益開關 (gain-

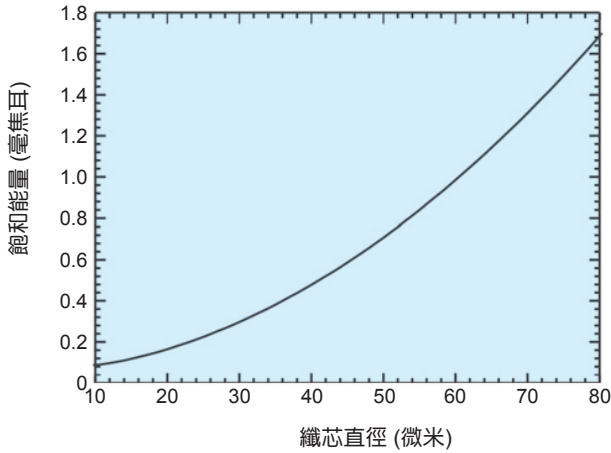


圖 1. 波長 1064 奈米且纖芯數值孔徑為 0.07 時，信號飽和能量隨纖芯直徑變化的關係圖。

switch) 原理。但皆受限於腔長，使得光子生命期 (photon lifetime) 過長，脈衝時寬通常只能短至幾奈秒，對光纖雷射來說只能到數十奈秒⁽²⁾，且操作參數不易調整。若是間接產生奈秒雷射脈衝，可由鎖模 (mode-locking) 機制先產生皮秒或飛秒寬頻雷射脈衝⁽³⁾，再由延展器拉長至奈秒時寬輸出，但此法昂貴複雜、鎖模不易穩定、操作模式不易改變，且無法達到窄頻輸出。

若要直接產生數奈秒甚至皮秒的窄頻時寬，使用半導體雷射，特別是單縱模雷射，可再縮短腔長取得更短時寬，再輔以電流脈衝幫浦源輸入腔內，以增益開關原理來激發奈秒雷射，其不但效率佳且重覆頻率易調變⁽⁴⁾。可再搭配高頻寬任意波形產生器與電流放大器來改變雷射波形⁽⁵⁻⁶⁾，若要兼顧光束品質，半導體奈秒雷射目前在單模輸出的峰值功率受限在瓦級⁽⁷⁾，故能量被限制在奈焦耳等級。若要提升能量或功率，會受限在半導體增益的上能階壽命與腔內元件的光損壞閾值。唯有雷射放大器才能再提升能量或峰值功率，並靠增加重覆頻率來以提升系統平均功率。

Q 開關或增益開關雷射的重覆頻率多落在千至百萬赫茲間，而鎖模雷射則在百萬至億赫茲間，越提升能量就越需分別增加幫浦功率或降低重覆頻率來爭取儲能速度或時間。此外，也須考量幫浦光能否配合操作頻率範圍。摻鏡光纖量子缺陷小，雷射斜率效率可高達 80%，故不需高幫浦峰值功率，

再搭配雙纖衣 (double-clad) 結構，可使纖衣數值孔徑大於 0.46，故不求幫浦光束品質即可有穩定吸收。因此可選用簡單便宜的連續輸出高功率耦合半導體雷射，且不受重覆頻率限制⁽⁸⁾。

雷射放大器的基本概念為利用幫浦光激發增益介質以儲存能量，小信號再通過之以擷取能量，使信號被受激放大。要先依需求來決定目標能量，再判斷放大器可擷取的最大能量 E_{\max} (maximum extractable energy) 是否達到需求，其與飽和能量 E_{sat} (saturation energy) 及小信號增益 G_0 (small-signal gain) 有關⁽⁹⁾，如式 (1) 所示，

$$E_{\max} = E_{\text{sat}} \cdot \ln G_0 = J_{\text{sat}} \cdot A_{\text{MFD}} \cdot \ln G_0$$

$$= \frac{h\nu_s}{\sigma_e^s + \sigma_a^s} \cdot A_{\text{MFD}} \cdot \ln G_0 \quad (1)$$

其中 h 為普朗克常數， ν_s 為信號頻率， σ_e^s 與 σ_a^s 分別為信號光放射與吸收截面， A_{MFD} 為信號單模模態面積，且 J_{sat} 為信號飽和通量 (saturation fluence)。若針對光纖放大器，需注意幾點：

(1) 飽和能量與光束品質的取捨

摻鏡光纖的飽和通量由特定波長下的吸收與放射截面決定，為材料之特性，從上能階壽命為 0.86 毫秒，可知能階的儲能能力佳。然而因為只能靠纖芯來提高飽和能量⁽¹⁰⁾，如圖 1 所示，成為能量受限的主因之一。大模態光纖可減少纖芯與纖衣間折射率差，讓數值孔徑降至 0.06，因此纖芯雖變大，但模態增加有限，維持光束品質。同時纖芯波導效應也變弱，故可縮小纏繞半徑以增加曲率，讓高階模態傳到纖衣中來維持光束品質，類似空間濾波器，但缺點是要維持近單模輸出，損耗常會超過一半⁽¹¹⁾。而歸一化頻率參數 (normalized frequency parameter, V number) 如式 (2) 所示，常用來根據光纖參數來決定纖芯模態數與光束品質，如圖 2 所示；其中 λ_s 為信號波長， NA_{doped} 為纖芯數值孔徑， D_{doped} 為纖芯直徑。

$$V = \frac{2\pi}{\lambda_s} \cdot \text{NA}_{\text{doped}} \cdot \frac{D_{\text{doped}}}{2} \quad (2)$$

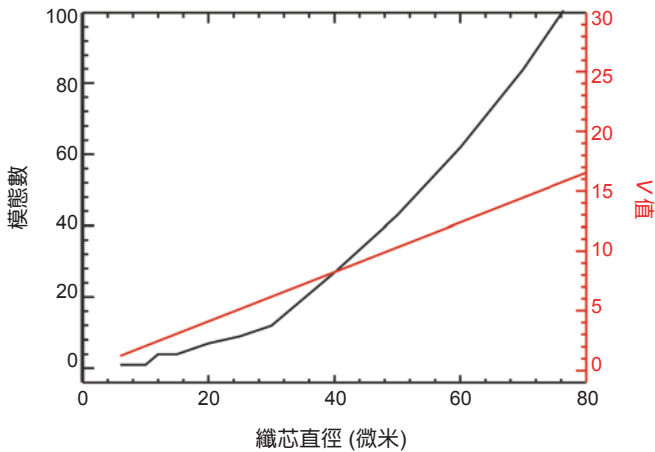


圖 2. 纖芯數值孔徑在 0.07 時，歸一化頻率參數 V 與信號模態數隨纖芯直徑變化的關係圖。

(2) 放大自發輻射限制小信號增益

雖然摻鏡光纖波導可改善高功率雷射的光束品質，卻也會限制自發輻射在纖芯中的傳遞，在脈衝間產生放大自發輻射 (amplified spontaneous emission, ASE) 直到飽和或下個信號脈衝抵達，造成儲能損耗，限制了小信號增益。唯有確保放大器飽和輸入才可將放大自發輻射的影響降至最低，達到最大可擷取能量⁽⁹⁾，而增加幫浦功率和延長增益光纖皆無影響。

(3) 非線性效應限制信號放大

光纖雷射雖因表面積／體積比高而散熱能力佳，但在增益介質中的行徑較長，易引發非線性效應⁽¹²⁾，其強度大致正比於信號強度與有效行徑的乘積。由於玻璃光纖的非線性效應以三階磁化率 (susceptibility) 為主；且因在奈秒時間尺度且相位匹配不佳，能產生非線性效應的種類有限。其中受激瑞立散射 (stimulated Rayleigh scattering) 與雙光子吸收 (two-photon absorption) 效率不佳，可忽略對雷射放大的影響。而受激布里淵散射 (stimulated Brillouin scattering) 的臨界值主要與峰值頻譜密度有關，高功率光纖雷射往往長度為數公尺，要到極窄頻如千赫茲等級才易發生。而受激拉曼散射 (stimulated Raman scattering) 是光纖雷射能量／功率提升的首要考量，其臨界值與峰值功率有關。以往常見的拉曼光強度臨界值公式是早期在光通訊研究上⁽¹³⁾，有小纖芯與長光纖的假設前提，故會有

其不隨纖芯直徑變化的錯覺。近來有文獻針對高功率光纖雷射在大纖芯與短光纖下，假設平均拉曼增益頻寬 (average Raman gain bandwidth) 為 5 奈米，且拉曼放射的中心波長為 1114 奈米，可將峰值功率臨界值重新近似成如式 (3) 所示⁽¹⁴⁾，

$$P_{th} = \left[\frac{20.94 - \ln \beta + \ln \left(\frac{A_{eff}}{g_R L_{eff}} \right)}{g_R \cdot L_{eff}} \right] \cdot A_{eff} \quad (3)$$

其中 β 為光纖輸出端拉曼與信號的比值， $\beta = 0.01$ 時為臨界值，且 $\beta = 1$ 時為信號開始損耗。 g_R 為峰值拉曼增益係數 (Raman gain coefficient) 對極化保持矽光纖來說，其值為 10^{-13} 公尺／瓦。 A_{eff} 與 L_{eff} 為非線性效應的有效單模模態面積 (effective mode area) 與作用長度 (effective interaction length)，若針對主動光纖，其定義如式 (4) 所示，

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-g_s \cdot L}}{g_s} \quad \text{or} \quad \frac{1 - e^{-\alpha_s \cdot L}}{\alpha_s} \quad (4)$$

其中 g_s 為單位長度放大器的對數增益且為定值， L 為光纖實際長度且 α_s 為單位長度信號的對數傳輸損耗。若改為被動光纖， g_s 常直接簡化成 α_s 即可。實際上主動光纖的 g_s 隨長度分布非定值，若假設 g_s 隨長度為線性遞增，重新計算 $g_s L$ 值代入，則可得到更高的拉曼臨界功率值⁽¹⁵⁾。一旦信號峰值功率超過臨界功率後，則之後放大的能量大都會被分散至史托克波群 (Stokes waves)，限制信號的能量提升，造成能量與波形嚴重擾動。

(4) 光纖的光表面損壞與熱效應

由於玻璃光纖的表面損壞通量 (surface damage fluence) 遠低於其體損壞通量 (bulk damage fluence)，針對波長 1 微米的光，其半經驗法則如式 (5) 所示⁽¹⁶⁾，其中 $\Delta\tau$ 為時寬，單位奈秒。

$$F_{damage} = 22 \cdot (\Delta\tau)^{0.4} \left(\text{J/cm}^2 \right) \quad (5)$$

在時寬 20 奈秒下，此臨界通量約 73 焦耳／平方公分，再根據光纖結構計算無芯尾端光纖 (coreless endcap) 的熔接長度，來增加端面的投影面積以免損壞。本質量子缺陷 (intrinsic quantum defect) 與非輻射衰減 (non-radiative decay) 是光纖雷射產生熱的來源⁽¹⁷⁾，熱問題會造成雷射效率降低、熱透鏡效應與光纖損壞。量子缺陷大致為信號與幫浦光的光子能量差，其他能量會以非輻射熱型式分散在增益光纖中，使得量子效率實際上略小於理論值。原則上纖芯溫度要低於 160 °C，否則量子效率會因多光子鬆弛效應 (multi-photon relaxation) 而明顯下降。有機聚合物材料的包覆層因熱穩定性低，其材質退化的影響會造成局部光纖的燒毀，進而限制幫浦光功率⁽¹⁵⁾。

(5) 光纖光暗 (photo-darkening) 效應造成長時間輸出退化

摻鏡光纖在長時間運作下，極寬頻的可見光波段吸收會逐漸增加形成損耗，即光暗效應，造成系統輸出效率明顯地下降，影響穩定性，對光纖雷射系統的商品化來說絕不可忽視。文獻顯示此損耗與 Yb^{2+} 離子的生成有關，但為何會在激發 Yb^{3+} 離子時伴隨生成，原因仍不明⁽¹⁸⁾。此損耗成長率正比於激發離子密度的 7 次方⁽¹⁹⁾，意即在纖芯激發、高摻雜濃度或低均勻性易產生離子團簇的情況較易發生，常需在與靠高濃度與纖芯激發來減少光纖長度與非線性效應的手段間作取捨。此永久性效應可經由加熱光纖或照射紫外光來復元⁽²⁰⁾，或共摻雜鈾 (cerium) 來減緩⁽²¹⁾。

由 Frantz-Nodvick 脈衝雷射放大器理論⁽²²⁾，如式 (6) 所示，

$$E_{\text{out}} = E_{\text{sat}} \cdot \ln \left\{ 1 + G_0 \left[\exp \left(\frac{E_{\text{in}}}{E_{\text{sat}}} \right) - 1 \right] \right\} \quad (6)$$

其中 E_{in} 與 E_{out} 分別為輸入與輸出能量， G_0 為放大器小信號增益。如圖 3 所示，高增益與高效率無法同時運作，若要兩者兼顧，唯有使用多級放大器系統，並分成預放大器與功率放大器兩系列，分別追求高增益與高效率的性能。然而多級放大器系統對反向信號很敏感，輕則影響輸出特性，重則造成損

壞，故放大器間與前後需要光隔離器 (isolator) 來阻擋反向訊號，通常是法拉第旋轉器。主從式雷射放大器系統的概念即由高度控制種子源「主振盪器 (master oscillator)」，高增益「預放大器系列 (preamplifier chain)」，高效率「功率放大器系列 (power amplifier chain)」與其間的光隔離器所組成⁽²⁾。若針對全光纖系統，需注意幾點：

(1) 保持模態與偏振

在全光纖架構下，不論模組外熔接或模組內耦光，由細到粗光纖間的模態匹配很重要，否則輕則降低光束品質，重則造成光纖損傷。模態匹配的熔接通常是拉出一小段錐狀纖芯 (tapered core) 連接兩端⁽²³⁾。模組內的耦光需確保輸出入透鏡組的焦比 (f -number) 能滿足兩端纖芯規格，確保光纖端面平整與正向入射，通常效率可達到計算值的 95%。另外，單模光纖預放大器有助於抑制後級大模態光纖放大器的高階模態⁽²⁴⁾。若雷射應用端要求偏振輸出，種子源要有大於規格需求的偏振消光比 (polarization extinction ratio)，並選用雙折射偏振保持光纖來維持偏振態直到輸出系統。為保持偏振態，熔接時要將纖衣內的應力棒先旋轉至對齊或耦光時用半波片或旋轉光纖來對齊。

(2) 被動光纖引發非線性效應與雜訊輸入

在全光纖架構下，所有放大器與模組皆用被動

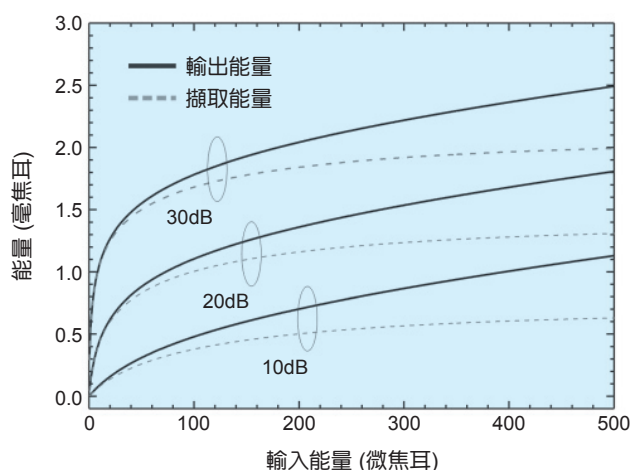


圖 3. 以 30 微米纖芯的 $E_{\text{sat}} = 297.3$ 微焦耳為例，Frantz-Nodvick 曲線在 G_0 為 10、20、30 dB 時，脈衝放大器能量輸入與輸出的關係圖。

光纖相連，為避免雜訊干擾，此時需用帶通濾光片或時間選通 (time-gated) 調變器如聲光調變器，來確保順向上只有信號光輸入次級放大器，避免增益儲能被嚴重消耗；反向上確保只有光隔離器工作頻寬內的光返入被完全擋住，避免前級受到影響。光纖末端的八度切角也可確保反向信號不在纖芯傳遞。另外，主動與被動光纖對非線性效應臨界值幾無差別，故需估算放大器與模組間被動光纖的纖芯與長度如何影響拉曼臨界值⁽¹⁴⁾，確保信號能量的最大輸出。

(3) 光纖的材料損壞極限

光纖體光損壞閾值，可由最大能量通量乘上光模態面積再除上脈衝時寬而得到，由文獻的實驗結果顯示，摻鏡纖芯能承受的最大能量通率在脈衝時寬 6.2 奈秒下為 800 焦耳/平方公分⁽²⁵⁻²⁶⁾，由半經驗公式 (7) 可推測不同時寬下的最大能量通率如下：

$$E_{\text{fluence}} (\text{J}/\text{cm}^2) \approx 320\sqrt{\tau(\text{ns})} \quad (7)$$

其中 τ 為時寬，單位奈秒。概念上在百萬瓦峰值功率、5 奈秒時寬且 1064 奈米波長下，要大於 40 微米的纖芯才不會損壞。實作上至少要小兩倍才安全⁽¹⁰⁾。但在未達此臨界值前，光強度會由克爾 (Kerr) 非線性效應產生折射率變化，使信號光行進時像遇到透鏡般，發生自聚焦 (self-focusing) 現象而使光束破碎，局部超過光損壞閾值而造成傷害，自聚焦的臨界功率如式 (8) 所示⁽²⁷⁾

$$p_{\text{cr}}^{\text{SF}} = \alpha \cdot \frac{\lambda_0^2}{4\pi \cdot n_0 n_2} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_2(z,t)}{\partial t} = & \left[N\sigma_a^{\text{P}} - N_2(z,t)(\sigma_e^{\text{P}} + \sigma_a^{\text{P}}) \right] \frac{P_{\text{P}}^{\pm}(z,t)\Gamma_{\text{P}}\lambda_{\text{P}}}{hc_0 A_0} - \frac{N_2(z,t)}{\tau_{\text{es}}} \\ & - \left[N_2(z,t)(\sigma_e^{\text{S}} + \sigma_a^{\text{S}}) - N\sigma_a^{\text{S}} \right] \frac{P_{\text{S}}^+(z,t)\Gamma_{\text{S}}\lambda_{\text{S}}}{hc_0 A_0} \\ & - \left[N_2(z,t)(\sigma_e^{\text{ASE}} + \sigma_a^{\text{ASE}}) - N\sigma_a^{\text{ASE}} \right] \frac{P_{\text{ASE}}^{\pm}(z,t)\Gamma_{\text{ASE}}\lambda_{\text{ASE}}}{hc_0 A_0} \\ & - \left[N_2(z,t)(\sigma_e^{\text{SRSi}} + \sigma_a^{\text{SRSi}}) - N\sigma_a^{\text{SRSi}} \right] \frac{P_{\text{SRSi}}^{\pm}(z,t)\Gamma_{\text{SRSi}}\lambda_{\text{SRSi}}}{hc_0 A_0} \Big|_{i=1,2,3} \end{aligned} \quad (9)$$

其中 $\alpha = (1.22\pi^2)/8 \approx 1.84$ 為常數， n_0 為光纖折射率， n_2 為克爾非線性折射率，玻璃光纖中約為 $3 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ ，決定折射率變化關係為 $n = n_0 + n_2 I$ ，其中 I 為光強度，故自聚焦效應臨界功率約為 4 百萬瓦，此為在光纖傳遞下的極限峰值功率。大模態棒狀光子晶體光纖 (photonic crystal fiber) 可將纖芯數值孔徑降至 0.02⁽²⁸⁾，但無法纏繞與熔接，也尚缺少匹配的光纖元件，全光纖化的潛力有待證明。文獻也顯示熔接點能否承受百萬瓦級的峰值功率仍是潛在問題⁽¹⁵⁾。除了改善熔接品質外，只能用前向幫浦架構來避免，但會增加非線性效應。若要再提升能量或功率，目前只能使用塊材晶體成為混合式 (hybrid) 光纖與固態雷射多級放大器系統，但需使用液態氮冷卻來解決塊材的散熱不易⁽²⁹⁾。本實驗室以往利用雷射加熱基座長晶法所生成的晶體光纖⁽³⁰⁾，有可能藉由增加表面積/體積比來解決並改善光束品質。最後任何能量與功率的提升最終都會遇到材料極限的瓶頸，發展各式各樣的光束結合技術 (beam combining technique)⁽³¹⁾ 是無可避免的課題。

三、理論計算

由上述原理，不同波段的奈秒級信號光與放大自發輻射、飛秒級受激拉曼輻射以及連續輸出自發輻射與幫浦光皆會侷限在纖芯中吸收、放射與傳遞，若要定量規劃全光纖主從式雷射放大器系統的實際規格參數，部份必須藉助一維時空傳遞的耦合雷射速率方程式 (coupled laser rate equation) 的數值模擬計算，才能有初步的定量結果，其統御方程式組如式 (9)–(13) 所示⁽³²⁾：

$$\frac{1}{c_p} \frac{\partial P_p^\pm(z,t)}{\partial t} \pm \frac{\partial P_p^\pm(z,t)}{\partial z} = \left[N_2(z,t)(\sigma_e^p + \sigma_a^p) - N\sigma_a^p \right] P_p^\pm(z,t) \Gamma_p - \alpha_p P_p^\pm(z,t) \quad (10)$$

$$\frac{1}{c_s} \frac{\partial P_s^+(z,t)}{\partial t} + \frac{\partial P_s^+(z,t)}{\partial z} = \left[N_2(z,t)(\sigma_e^s + \sigma_a^s) - N\sigma_a^s \right] P_s^+(z,t) \Gamma_s - \frac{\lambda_{\text{SRSI}}}{\lambda_s} \frac{g_{\text{SRSI}}}{A_{\text{eff}}^{\text{SRSI}}} (P_{\text{SRSI}}^+) P_s^+ - \alpha_s P_s^+(z,t) \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{c_{\text{ASE}}} \frac{\partial P_{\text{ASE}}^\pm(z,t)}{\partial t} \pm \frac{\partial P_{\text{ASE}}^\pm(z,t)}{\partial z} = & \left[N_2(z,t)(\sigma_e^{\text{ASE}} + \sigma_a^{\text{ASE}}) - N\sigma_a^{\text{ASE}} \right] P_{\text{ASE}}^\pm(z,t) \Gamma_p \\ & + \sigma_e^{\text{ASE}} N_2 \frac{hc_0^2}{\lambda_{\text{ASE}}^3} \Delta\lambda_{\text{ASE}} - \alpha_{\text{ASE}} P_{\text{ASE}}^\pm(z,t) \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{c_{\text{SRSi}}} \frac{\partial P_{\text{SRSi}}^\pm(z,t)}{\partial t} \pm \frac{\partial P_{\text{SRSi}}^\pm(z,t)}{\partial z} = & \sigma_e^{\text{SRSi}} N_2(z,t) \frac{hc_0^2}{\lambda_{\text{SRSi}}^3} \Delta\lambda_{\text{SRSi}} + \frac{g_{\text{SRS}(i-1)}}{A_{\text{eff}}^{\text{SRS}(i-1)}} (P_{\text{SRS}(i-1)}^+ + P_{\text{SRS}(i-1)}^-) P_{\text{SRSi}}^\pm \\ & - \frac{\lambda_{\text{SRS}(i+1)}}{\lambda_{\text{SRSi}}} \frac{g_{\text{SRS}(i+1)}}{A_{\text{eff}}^{\text{SRS}(i+1)}} (P_{\text{SRSi}}^+ + P_{\text{SRSi}}^-) P_{\text{SRS}(i+1)}^\pm \\ & + \left[N_2(z,t)(\sigma_e^{\text{SRSi}} + \sigma_a^{\text{SRSi}}) - N\sigma_a^{\text{SRSi}} \right] P_{\text{SRSi}}^\pm(z,t) \Gamma_{\text{SRSi}} - \alpha_{\text{SRSi}} P_{\text{SRSi}}^\pm(z,t) \Big|_{i=1,2,3} \end{aligned} \quad (13)$$

式 (9) 描述了上能階電子的時變密度，考慮物理現象依次為：(1) 幫浦光源激發基態電子躍遷，增加其密度；(2) 上能階電子躍遷至基態，產生自發輻射，減少其密度；(3) 至 (7) 分別為信號光、自發輻射、拉曼一階到三階史脫克波因進行受激放大而消耗上能階電子，造成其密度下降。式 (10) 描述了幫浦光功率的時空變化，考慮現象依次為：(1) 幫浦光激發基態電子躍遷後，功率下降；(2) 幫浦光在光纖中的傳遞損耗。式 (11) 與 (12) 分別描述了信號光／自發輻射功率的時空變化：考慮現象依次為：(1) 信號光／自發輻射經由受激放大得到能量；(2) 拉曼效應將信號光能量分給一階史脫克波與產生等向性自發輻射效應作為種子源；(3) 信號光／自發輻射在光纖中的傳遞損耗。式 (13) 分別描述了拉曼一階到三階史脫克波功率的時空變化：考慮現象依次為：(1) 產生等向性自發拉曼輻射效應作為種子源；(2) 拉曼效應將從前一階史脫克波得到能量；(3) 拉曼效應使其能量被分給下一階史脫克波；(4) 各階史脫克波經由受激放大得到能量；(5) 各階史脫克波在光纖中的傳遞損耗。其中拉曼零階史脫克波即為信號光。所有的輸入參數的

符號、單位與說明如表 1 所示。數值方法等細節，不在此贅述。

第一步先不考慮拉曼統御方程式，確保光纖雷射放大器只受脈衝間放大自發輻射影響，測試理想上所能達到的最大可擷取能量，並推估在某特定重複頻率下，需多少幫浦功率才夠擷取到最大能量。由於光纖雷射效率高，輸入能量只要大到能辨認出輸出飽和點即可，在此統一定在 1% 的纖芯飽和能量。利用文獻中定義自發輻射在光纖尾端時，受激放射率等於自發輻射率下即可讓儲能飽和，推導出雙纖衣主動光纖的最佳長度與最大可擷取能量的解析解⁽⁹⁾，用以下三種常用光纖為例，與模擬結果比較如圖 4 所示，最大可擷取能量與解析解的差距在 10% 以內。理想情況下，順向只比反向幫浦激發因主動光纖的再吸收而稍低，可忽略而視為相同。很明顯地 6/125 單模光纖主要受限於實際單模幫浦功率只在瓦級，且在纖芯激發下的高增益性會加快放大自發輻射率而嚴重限制儲能，故最大可擷取能量只有飽和能量約 2 倍，雙纖衣光纖皆為 6 倍左右。

有理想值作上限後，第二步思考加入拉曼方程

表 1.
數值模擬參數表。

參數	單位		說明	
N	m^{-3}		光纖摻雜濃度	
$N_2(z, t)$			隨時空變化的上能階電子密度	
σ_e^x	m^2		放射截面	
σ_a^x			吸收截面	
A_x			纖芯截面積 ($x = 0$ 即摻雜纖芯本身)	
$A_{\text{eff}}^{\text{SRS}i}$			有效模態面積	
$P_x^{\pm}(z, t)$	W		隨時空變化的順向/反向功率	
Γ_x			模態分布與纖芯的重疊比率	
λ_x	m		波長	
$\Delta\lambda_x$			頻寬	
c_x	$m \cdot s^{-1}$		光纖中光傳遞速度 ($x = 0$ 即真空)	
α_x	m^{-1}		光纖中光衰減係數	
$g_{\text{SRS}i}$	$W \cdot m^{-1}$		峰值拉曼增益係數	
$x =$	p	s	ASE	SRS
	幫浦光	信號光	放大自發輻射	受激拉曼散射
$i = 1, 2, 3$ 為拉曼第 1, 2, 3 階史脫克波				

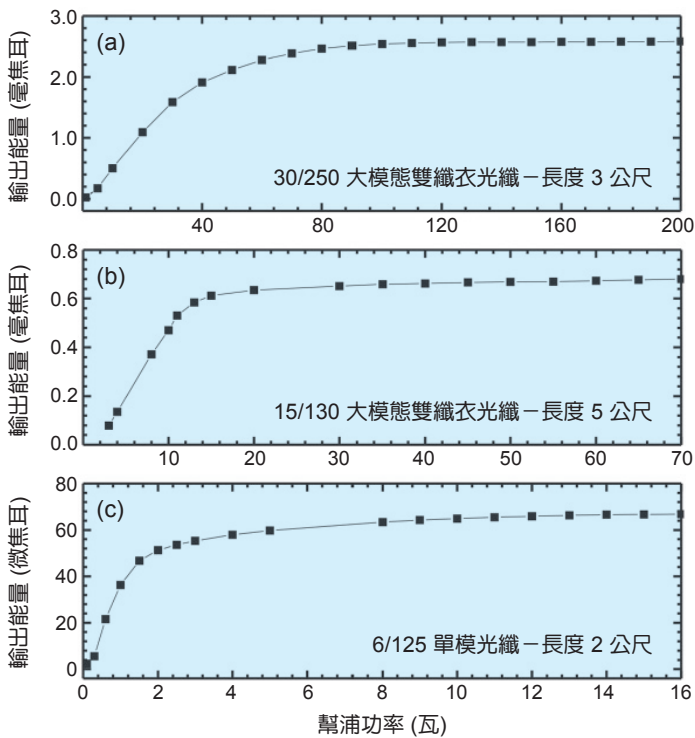


圖 4. 重複頻率 20 千赫茲與時寬 20 奈秒下，根據文獻⁽⁹⁾ 使用光纖規格為 (a) 6/125 單模 2 公尺長、(b) 15/130 大模態雙纖衣 5 公尺長、(c) 30/250 大模態雙纖衣 3 公尺長，模擬上觀察輸出能量隨幫浦功率變化情形，分別得到理想上最大的可擷取能量。

式後，只考慮主動光纖下，如何逼近到理想值；在此以 15/130 大模態雙纖衣光纖為例，如圖 5(a)–(b) 所示。結果顯示順向幫浦激發下，非線性的有效作用長度較長，故信號的最大輸出能量受拉曼限制而大幅降低，但放大器增益只略降而已。故反向幫浦激發在此絕對為最佳考量。若無其他特殊解決方法，就只能再縮短主動光纖來提高拉曼臨界功率，但將犧牲放大器斜率效率，以實驗為例，如圖 5(c) 所示；此時需確保輸入能量仍足夠且不受幫浦光功率限制才能如願再提升信號輸出能量。

作為全光纖系統，第三步考慮再加入被動光纖後，拉曼效應對信號輸出能量的影響，同樣以圖 5(c) 的參數為例。如圖 6 所示，若被動光纖過長，信號輸出能量受拉曼影響的衰減會逐漸趨緩；相反地，若能短至約 20 公分內，將可大幅提高拉曼臨界功率，以改善信號輸出能量。除了光纖長度外，也同時用式 (3) 來考慮纖芯直徑，來確保全光纖的設計不會影響放大器間的信號輸出入能量。

四、實驗成果

由圖 7 所示，我們使用電流脈衝驅動 Fabry-Perot 奈秒光纖耦合半導體雷射作為種子光源⁽⁷⁾，

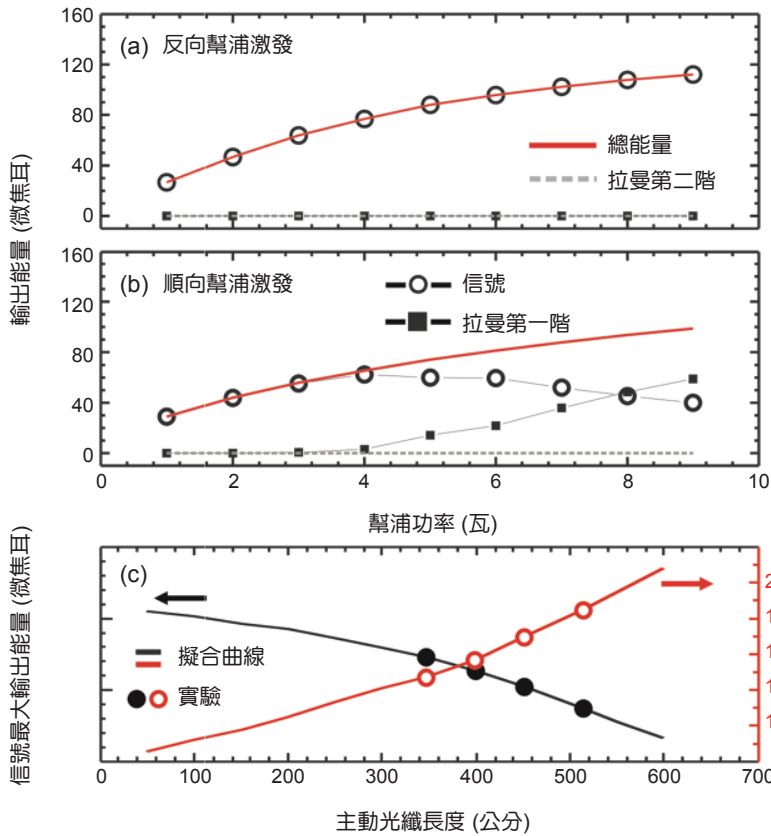


圖 5. 使用 3.5 公尺 15/130 大模態雙纖衣為例，重複頻率 20 千赫茲、輸入能量 8 微焦耳且時寬 20 奈秒時，在 (a) 反向與 (b) 順向幫浦激發下，模擬觀察受激拉曼散射造成的影響。(c) 為實驗在同參數但後端被動光纖長度為 185 公分的反向幫浦激發下，描述縮短主動光纖時，信號輸出能量與放大器斜率效率間取捨的趨勢。

經光纖布拉格光柵穩頻後，輸出波長 1064 奈米、線寬 0.24 奈米，且最大峰值功率為 1 瓦，重複頻率可從單發到 20 千赫茲，時寬可在 3 至 20 奈秒內調整，以符合雷射應用端的需求，並保留加入任意波形產生器的選項以進行波形調變^(5-6, 10)。經由雙級光隔離器提供 55 dB 隔離率的保護，進入次級放大器。其輸出特性如圖 8 所示。以下均固定在重複頻率 20 千赫茲，且時寬 20 奈秒進行。

經放大後，波形前沿會異常增長，不斷地倍增峰值功率，影響預放大器的穩定度。我們證實原因為種子源在 1040–1062 奈米波段產生比例小於 0.5% 且時寬約 2.5 奈秒的自發輻射脈衝，同時與信號光被放大，形成寄生受激輻射 (parasitic stimulated emission)⁽³³⁾，且增益臨界值約 11.5 dB，如圖 9(a) 所示。由於時間上波形前緣之增益較高，故峰值功率前緣成長較快。模擬顯示波長 1050–1060 奈米範圍為主要貢獻且不受輸入能量與重複頻率變化的影響。實驗上也觀察到相同趨勢，另外，使用頻寬 10 奈米的光纖耦合帶通濾波

器 (pigtailed bandpass filter)，將頻譜過濾到只剩殘餘 1058–1063 奈米波段，即可大幅提高臨界值將它移除，證實如圖 9(b) 所示的模擬結果。

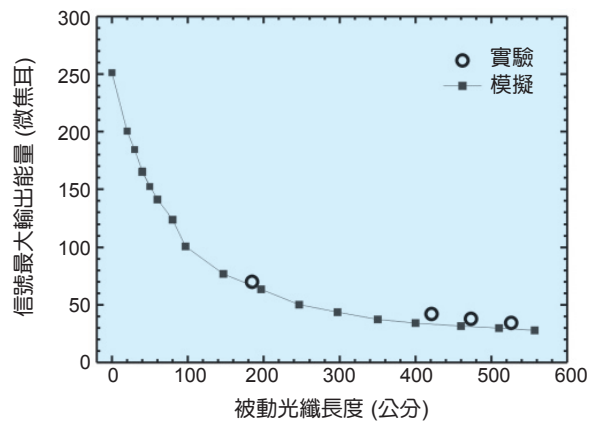


圖 6. 反向幫浦激發下，使用 3.5 公尺 15/130 大模態雙纖衣為例，重複頻率 20 千赫茲、輸入能量 8 微焦耳且時寬 20 奈秒時，觀察受拉曼影響，信號輸出能量隨後端被動光纖長度變化的關係圖。

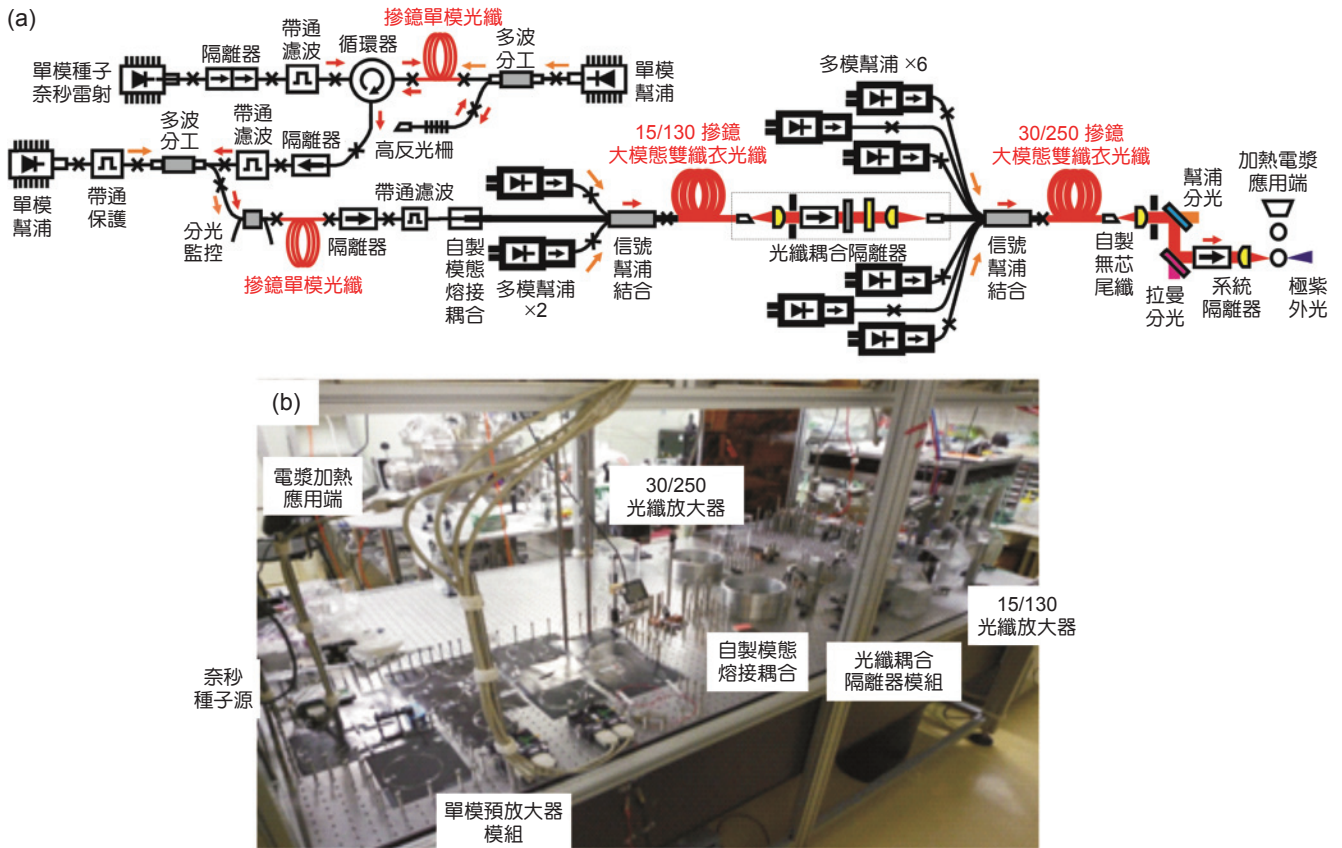


圖 7. 高功率奈秒摻鏡全光纖主從式放大器雷射系統的 (a) 實驗架構與 (b) 照片。

由於能進入第一級放大器的能量不到 10 奈焦耳，故先選用纖芯激發的單模光纖放大器試圖大幅提升單模能量輸出。但因種子能量過低，在幫浦功率約 290 毫瓦下，擷取能量只有 0.8 微焦耳，故增

益與效率分別為 20 dB 與 5.5% 左右。增益看似很大，但儲存能量大多沒被信號帶走，導致連續輸出的放大自發輻射功率佔整體比例高達 4 成，就算幫浦功率增至 600 毫瓦，擷取能量也只有 2 微焦耳。

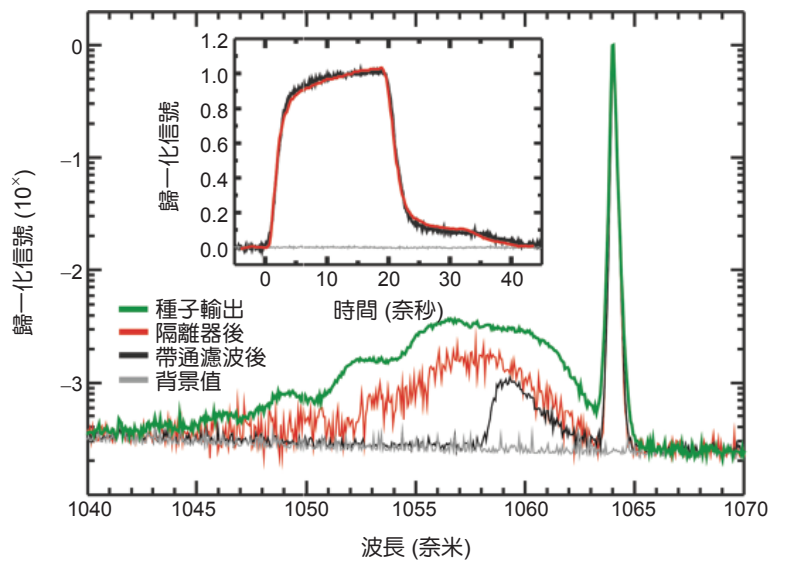


圖 8. 半導體奈秒雷射種子源的輸出頻譜。插圖為時寬 20 奈秒下的波形。

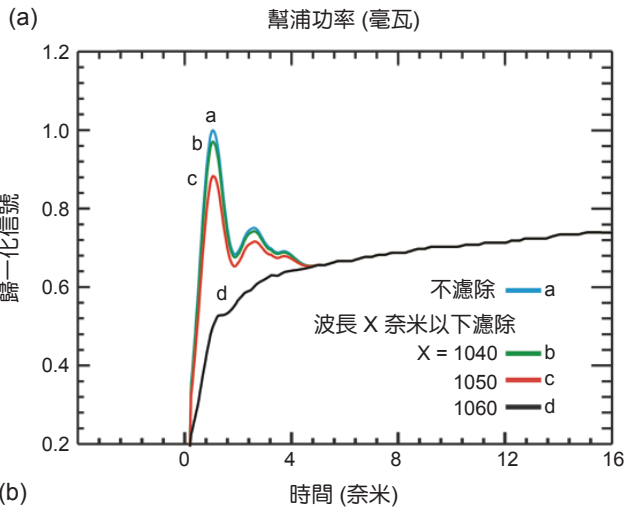
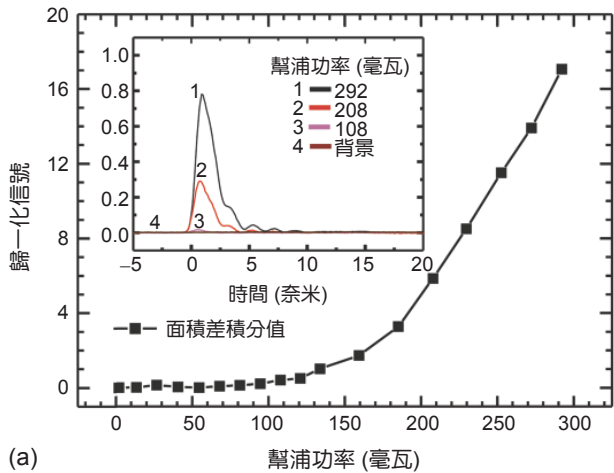


圖 9. (a) 實驗上觀察寄生受激輻射的波形與信號強度隨幫浦功率變化的關係圖；(b) 模擬上改用多波長頻譜放大後，得到的寄生受激輻射信號強度隨頻寬減少而逐漸減弱的現象。

另外，若此級用順向幫浦激發，信號脈衝在增益光纖行進時，可提前放大到足以爭奪儲能，而將放大自發輻射自身比例降低 5 成，但擷取能量維持不變。單模摻鏡極化保持光纖 (Nufern PM-YSF-HI) 的使用長度定在 1.6 公尺，恰能將波長 976 奈米的幫浦光吸收完畢，確保所有長度皆為正增益，觀察超過 1 小時無光暗效應發生。

由於種子能量無法再增加，根據模擬評估，我們利用三埠光纖耦合光循環器 (pigtailed circulator) 與反射頻寬 3 奈米的光纖布拉格光柵，改為雙通架構來提升能量且其餘參數不變⁽³⁴⁾，結果可在相同幫浦功率下，擷取近 5 微焦耳能量故增益與效率

分別為 28 dB 與 34.5% 左右，順向放大自發輻射的比例大幅下降 20 倍以上，如圖 10 所示。目前系統用的光柵反射頻寬可較光纖帶通濾波器小，故輸出譜線更乾淨。若調至 10 千赫茲，可擷取近 8 微焦耳能量，故增益與效率為 30 dB 與 27.6% 左右。若幫浦功率增至 565 毫瓦，20 千赫茲下最多擷取近 10.7 微焦耳，增益與效率約 31.3 dB 與 37.9%。證實模擬評估的可行性。但隨著能量提升，受到受激拉曼散射引發雜訊的影響，且單模光纖光學元件的工作範圍無法完美涵蓋在 970–1200 奈米波段，目前雙通架構受限於穩定度，擷取能量保留在 5 微焦耳左右，且需用先反向再順向的幫浦激發架構，以避開雜訊。

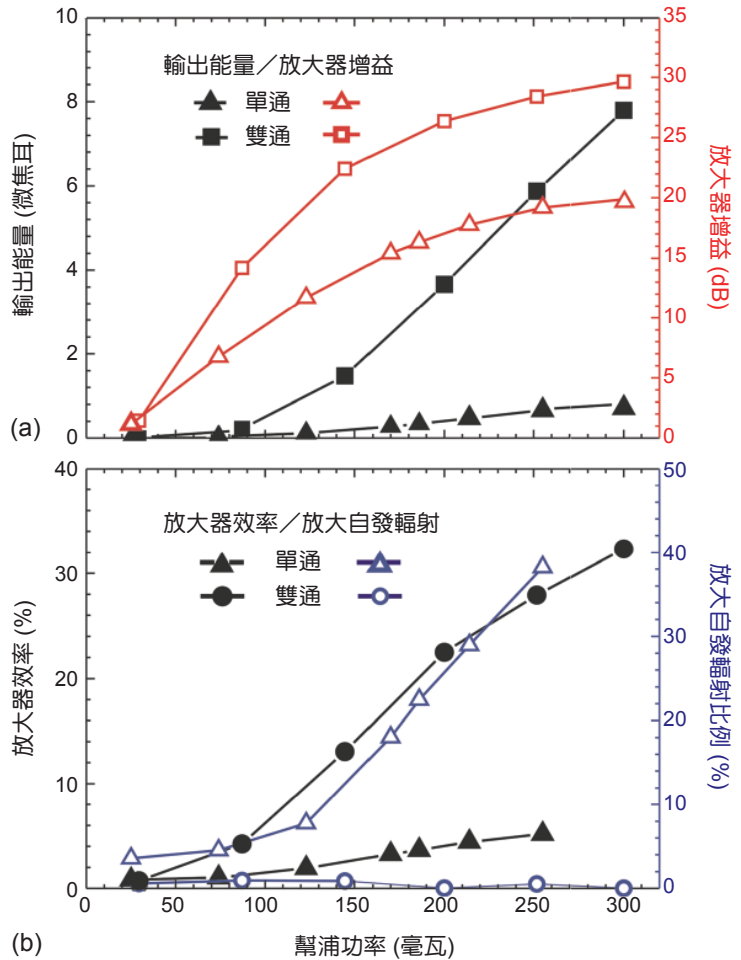


圖 10. 單通與雙通的單模光纖預放大器隨幫浦功率在 (a) 輸出能量與放大器增益、(b) 放大器效率與放大自發輻射比例上的變化趨勢。

當雙通架構的擷取能量受到限制，可藉增加一級單通且順向幫浦激發同參數的放大器，將單模能量推至受拉曼限制的飽和輸出。經光隔離器與帶通濾波片等元件後，進入此級的輸入能量約 2 微焦耳，在幫浦功率約 436 毫瓦時，輸出能量為 15.9 微焦耳故增益與效率為 9 dB 與 63.8% 左右，如圖 11(a) 所示。同狀況下，曾在輸入能量增至 5 微焦耳時，輸出能量在 20 微焦耳時就被受激拉曼散射限制。若將被動光纖縮減至 0，我們也曾在輸入能量 1 微焦耳、幫浦功率 630 毫瓦與重複頻率 2 千赫茲下，得到未受拉曼限制的輸出能量近 40 微焦耳，如圖 11(b) 所示，逐步接近模擬評估的理想最大可擷取能量 40 微焦耳。為增加系統穩定可靠度，幫浦光前加裝頻寬 20 奈米的帶通濾波片以防信號光反饋造成損毀，但會犧牲 10% 功率。並放置 2×2 單模 1/99 分光耦合器 (tap coupler) 在此級輸入端，順向觀察單模預放大器的輸出穩定性，反向監控系統回饋的雜訊⁽³⁴⁾。

接著選用 15/130 大模態雙纖衣極化保持光纖 (Nufern PLMA-YDF-15/130)，其 V 值為 3.1 是此信號光在模態數為 4 下最大的纖芯直徑，文獻上常視為類單模能量提升的指標⁽³⁵⁾。同樣經過光隔離器與帶通濾波片，再通過穿透率 85% 自製模態轉換器後，輸入此級的能量約 8 微焦耳。同樣地為避免信號輸出能量被受激拉曼散射限制，使用順向幫浦激發，將放大後的被動光纖縮短至可忽略長度。我們從理想長度 5 公尺出發，作拉曼臨界功率提升與放大器斜率效率的取捨，即縮短主動光纖長度來提升信號輸出能量。最後主動光纖在 2.5 公尺，纖衣幫浦光激發在波長 973 ± 3 奈米且功率達 14 瓦時，得到輸出能量在 1064 \pm 2 奈米內有 110 微焦耳或 1064 \pm 5 奈米內 160 微焦耳左右，如圖 12 所示。擷取 102/152 微焦耳故增益與效率為 11.4 dB/14.6% 與 13 dB/21.7%。此時包含拉曼的總能量達 240 微焦耳，即此級放大器實際總增益與效率為 14.8 dB 與 33.1%，且擾動比例小於 0.5%。但過多拉曼信號改變總脈衝波形。此結果是目前已知文獻中⁽³⁵⁻³⁷⁾，從奈焦耳級種子源開始，高重複頻率下摻鏡全光纖主從式雷射放大器系統所能產生最高的類單模信號輸出能量。若要再進一步地縮短主動光纖，需

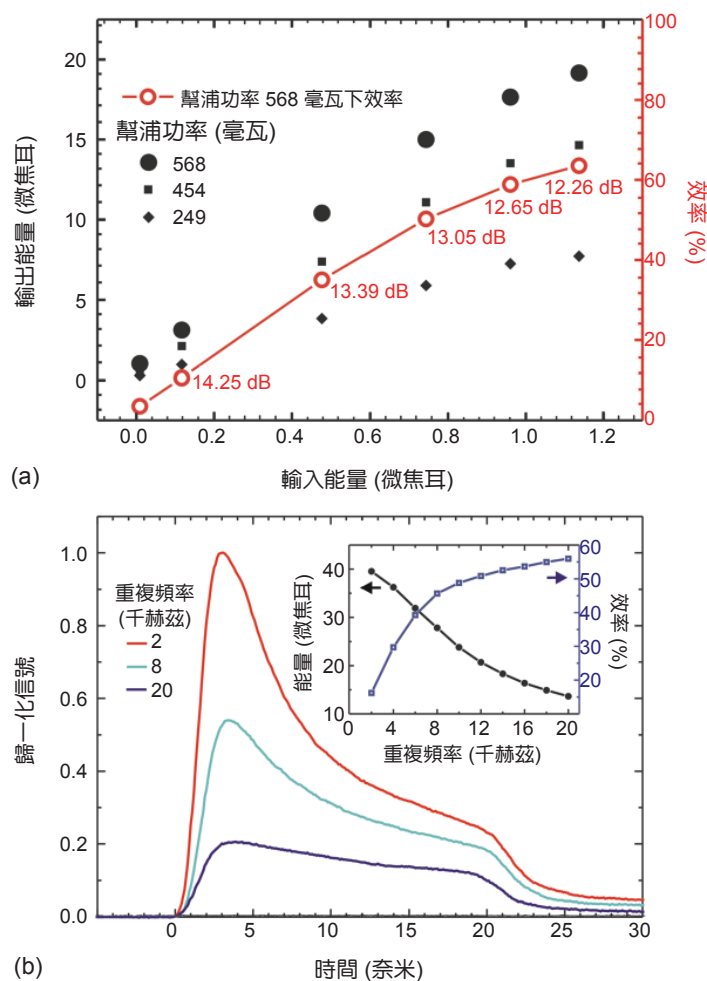


圖 11. 第二級單模光纖放大器 (a) 輸出能量與效率隨輸入能量變化的關係圖；(b) 輸出波形與插圖中的能量與效率隨重複頻率變化的趨勢。

配合提高輸入能量，以補償斜率效率，並確保在吸收與散熱的動態平衡下，光纖在居量反轉最大處聚合物材質的包覆層未超過熱負載⁽¹⁵⁾，並注意信號能量擾動是否明顯增加。在反向幫浦激發下，由於非線性效應必較緩和，上述的取捨問題較不嚴重，唯其問題在全光纖架構下，被動光纖長度還無法被忽略。

最後選用目前標準規格中，纖芯直徑最大的 30/250 大模態雙纖衣極化保持光纖 (Liekki Yb1200-30/250DC-PM)，並靠此級來擷取絕大多數系統的輸出能量，挑戰在於如何最佳化全光纖主從式雷射放大器系統的設計，避開不計成本地訂製更大纖芯的特殊大模態光纖來達到毫焦耳級的信號輸出，再

者，更大的纖衣也使幫浦光亮度維持不易，反而不易縮短主動光纖長度。首先因尚無此功率下的光纖耦合光隔離器，需自行處理模組內高功率耦光技術，除了關鍵耦光效率可達 90% 外，在模組內其他穿透元件損耗後，此級放大器仍有最大近 70 微焦耳的輸入能量，如圖 7(a) 中所示。目前先輸入 30 微焦耳的能量，得到初步放大結果，如圖 13 所示。主動光纖的起始長度為 3.2 公尺，斜率效率為 14.3 微焦耳/瓦，在半開幫浦功率為 70 瓦下，預期可達毫焦耳級輸出。但能有多少比例的信號光在其中，則需再進一步經過前述的取舍策略後才能確定。文獻中，目前尚未有使用奈焦耳級的奈秒種子源，通過摻鏡全光纖主從式雷射放大器系統，使用最大纖芯為 30 微米的大模態雙纖衣光纖⁽³⁸⁾ 就可達到毫焦耳級能量輸出。

我們的雷射端應用主要是將毫焦耳且數奈秒級的雷射脈衝，於真空中聚焦在摻錫液態滴 (tin-doped droplet) 靶材上，至少達到 10^{10} 瓦/平方公分的光強度來產生電漿，並以逆軔致輻射吸收 (inverse bremsstrahlung absorption) 方式加熱，變成某特定熱又濃稠的狀態來產生極紫外光 (extreme ultraviolet)⁽³⁹⁾。我們的終極目標是達成世界首套全光纖化的奈秒雷射電漿驅動源，如此可小型化系統，並大幅提高穩定度，加速商品化開發的腳步。規格上，用較小纖芯來完成目標，可改善光束品質，使其更易達到目標光強度，也可讓聚焦透鏡更遠離電漿源，避免被電漿殘骸 (debris) 嚴重轟擊，延長使用壽命。而較小的纖衣也較易達到所需幫浦亮度，大幅改善系統能源轉換效率。

五、結論與展望

針對毫焦耳級的奈秒雷射應用，我們分析了奈秒雷射脈衝的產生方式以及主從式雷射放大器系統的設計，特別是利用摻鏡光纖作為增益介質時，全光纖系統的優缺點取舍與模擬設計。我們根據模擬結果建議，已成功地解決寄生輻射並釐清問題來源，且利用雙通單模預放大器大幅提升數倍效率與增益。進而達成從奈焦耳級奈秒種子源開始，在已知文獻中高重複頻率下，摻鏡全光纖主從式雷射放

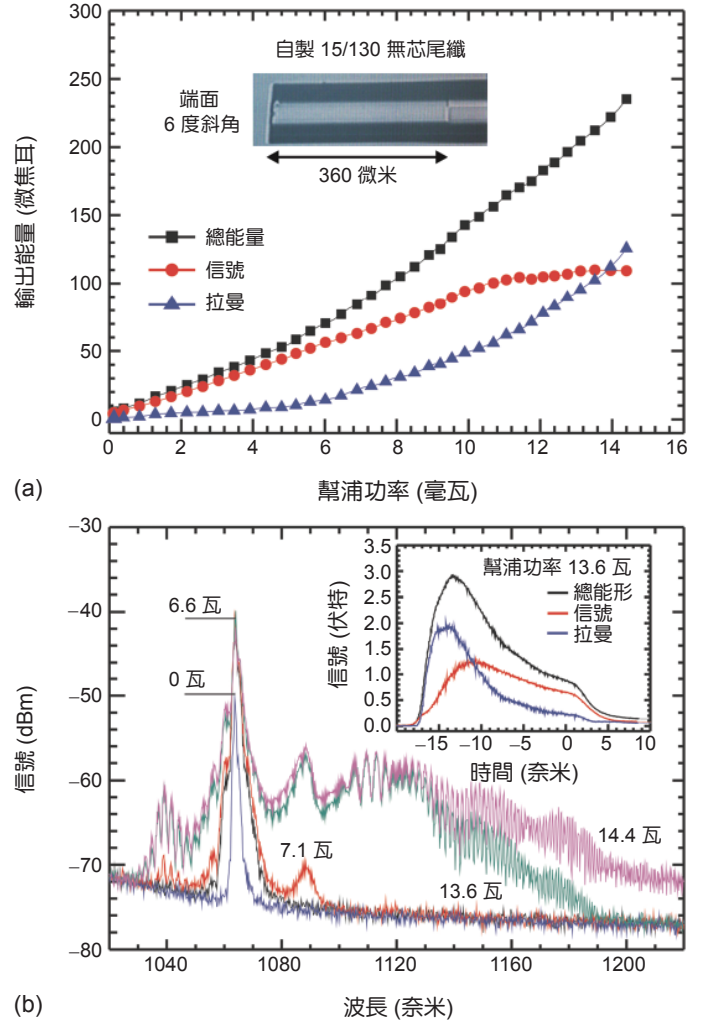


圖 12. 在 15/130 光纖雷射放大器實驗隨幫浦功率變化下，(a) 輸出能量的變化趨勢；插圖為所用自製的 15/130 無芯尾纖。(b) 輸出頻譜的變化情形；插圖為信號輸出最大能量時，幫浦功率約 13.6 瓦，其信號、拉曼與總合的脈衝波形。實驗參數為重複頻率 20 千赫茲、種子能量 8 微焦耳且主動與後續被動光纖長度分別為 2.38 公尺與 0.1 公尺，以順向幫浦激發來完成。

大器系統使用 15 微米的纖芯所能產生最高且破百微焦耳的類單模信號輸出能量。最後終極目標之一是達成世界首套全光纖化的奈秒雷射電漿源驅動源。最後，研究結果顯示提升高功率光纖光學元件的規格⁽⁴⁰⁾ 是全光纖系統能量再提升的關鍵點：(1) 改善單模光纖光學元件的波長選擇性，解除單模預

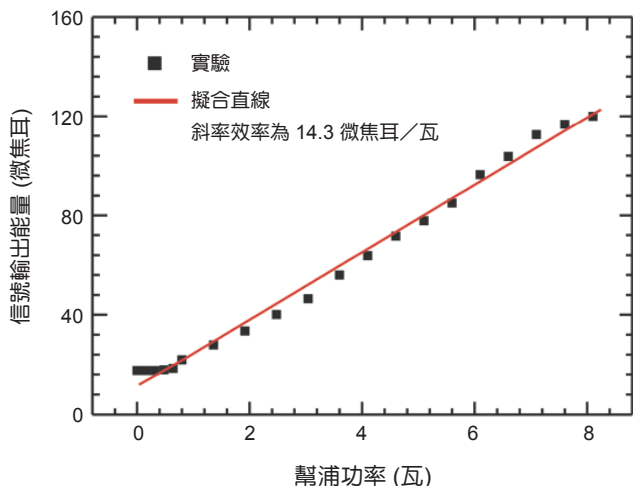


圖 13. 30/250 光纖雷射放大器信號輸出能量隨幫浦功率變化的初步成果。重複頻率 20 千赫茲、種子能量 30 微焦耳且主動與後續被動光纖長度分別為 3.2 公尺與 3.6 公尺，以反向幫浦激發來完成。

放大器的能量限制；(2) 全光纖下使用反向幫浦激發且後端被動光纖長度可被忽略；(3) 不斷地拉高拉曼臨界功率，例如使用波形控制技術⁽¹⁰⁾ 或新穎光纖結構或元件⁽⁴¹⁾；(4) 聚合物包覆層的耐熱度提升⁽⁴²⁾，不論是研發新材料、減緩吸收、加強散熱或擷取更多平均功率。最後，全光纖主從式雷射放大器系統所能提供的穩定度與絕佳光束品質，對於未來高功率雷射系統來說是不可或缺的，不論是產品化後應用在惡劣工業生產環境中，或高重複頻率的特性將基礎研究的成果加速導入實質應用階段。近年來不同材料摻雜在不同波段的開發，以及在前後加入脈衝延展器與壓縮器後，演變成皮秒或飛秒啾頻脈衝放大系統的研究，使得全光纖雷射放大器系統的最佳化設計有更大的發揮空間。

參考文獻

- J.-M. Liu, *Photonic Devices*, 1st ed. Cambridge University Press, chapter 11 (2005).
- D. J. Richardson *et al.*, *J. Opt. Soc. Am. B*, **27** (11), B63 (2010).
- P. Dupriez *et al.*, *Opt. Express*, **14** (21), 9611 (2010).
- K. K. Chen *et al.*, *Opt. Express*, **18** (14), 14385 (2010).
- D. N. Schimpf *et al.*, *Opt. Express*, **16** (22), 17637 (2008).
- K. T. Vu *et al.*, *Opt. Express*, **14** (23), 10996 (2006).
- See Lumics LU1064M450 at <http://www.lumics.com>.
- J. Limpert *et al.*, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, **13** (3), 537 (2007).
- Y. Sintov *et al.*, *J. Opt. Soc. Am. B*, **23** (2), 218 (2006).
- K.-C. Hou *et al.*, *Opt. Express*, **12** (25), 6088 (2008).
- A. Galvanauskas *et al.*, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, **13** (3), 559 (2007).
- G. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 4th ed. Academic Press, (2006).
- R. G. Smith *et al.*, *Appl. Opt.*, **11** (11), 2489 (1972).
- C. Jauregui *et al.*, *Proc. SPIE*, **7914**, 791408 (2011).
- K.-C. Hou, Ph.D dissertation (University of Michigan), P.36 and P.134 (2008).
- J. Limpert *et al.*, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, **12** (2), 233 (2006).
- L. Zenteno *et al.*, *IEEE J. Lightwave Tech.*, **11** (9), 1435 (1993).
- M. Engholm *et al.*, *Opt. Express*, **16** (2), 1260 (2008).
- J. Koponen *et al.*, *Appl. Opt.*, **47** (9), 1247 (2008).
- I. Manek-Honninger *et al.*, *Opt. Express*, **15** (4), 1606 (2007).
- M. Engholm *et al.*, *Opt. Lett.*, **34** (8), 1285 (2009).
- L. M. Frantz *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **34** (8), 2346 (1963).
- M. Faucher *et al.*, in *CLEO/QELS Technical Digest Series*, paper CF17, OSA (2007).
- Z. V'arallyay *et al.*, *Opt. Express*, **17** (20), 17242 (2009).
- S. Webster *et al.*, *Proc. SPIE*, **5991**, 599115 (2005).
- A. V. Smith *et al.*, *Appl. Opt.*, **47** (26), 4812. (2008).
- R. L. Farrow *et al.*, *Opt. Lett.*, **31** (23), 3423 (2006).
- See NKT Photonics DC-285/100-PM-Yb-ROD, at <http://www.nktp Photonics.com>.
- K.-H. Hong *et al.*, *Opt. Lett.*, **33** (21), 2473 (2008).
- C.-C. Lai *et al.*, *Opt. Lett.*, **34** (15), 2357 (2009).
- T. Y. Fan *et al.*, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, **12** (3), 567 (2005).
- Y. Wong, *IEEE J. Quantum Electron.*, **41** (6), 779 (2005).
- C.-L. Chang *et al.*, *Proceedings of the IQEC/CLEO Pacific Rim 2011*, paper C335 (OSA, 2011).
- C.-L. Chang *et al.*, *International Photonics Conference (IPC) Taiwan Technical Digest*, paper CC-SA-III6-3 (2011).
- C. Zhang *et al.*, *Laser Phys.*, **21** (6), 1081 (2011).
- W. Shi *et al.*, *Opt. Express*, **17** (10), 8237 (2009).
- C. C. Renaud *et al.*, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11** (8), 976 (1999).
- J. Limpert *et al.*, *Appl. Phys. B*, **75** (4), 477 (2002).
- S. George *et al.*, *Opt. Express*, **15** (25), 16348 (2007).
- F. Gonthier *et al.*, *Fiber Lasers: Technology, Systems, and Applications*, **5335** (1), 266 (2004).
- D. Nodop *et al.*, *Opt. Lett.*, **35** (17), 2982 (2010).
- See the metal-coated fiber of IVG fiber at <http://www.ivgfiber.com>.



張俊霖先生為國立清華大學工程與系統科學碩士，現任國立臺灣大學光電工程學研究所博士候選人。

Chun-Lin Chang received his M.S. in engineering and system science from National Tsing Hua University. He is currently a Ph.D. candidate in the Graduate Institute of Photonics and Optoelectronics at National Taiwan University.



賴柏延先生為國立彰化師範大學物理學士，現任國立中央大學物理研究所博士候選人。

Po-Yen Lai received his B.S. in physics at National Changhua University of Education. He is currently a Ph.D. candidate in the Department of Physics at National Central University.



黎延垠先生為國立交通大學光電工程碩士，現任國立臺灣大學光電工程學研究所博士候選人。

Yen-Yin Li received his M.S. in electro-optical engineering from National Chiao Tung University. He is currently a Ph.D. candidate in the Graduate Institute of Photonics and Optoelectronics at National Taiwan University.



陳仕宏先生為國立清華大學核子工程學博士，現任國立中央大學物理系副教授。

Shih-Hung Chen received his Ph.D. in nuclear engineering from National Tsing Hua University. He is currently an associate professor in the Department of Physics at National Central University.



李穎玟小姐為美國史丹佛大學應用物理博士，現任國立臺北科技大學光電工程系助理教授。

Yin-Wen Lee received her Ph.D. in applied physics from Stanford University, USA. She is currently an assistant professor in the Department of Electro-Optical Engineering at National Taipei University of Technology.



黃升龍先生為美國馬里蘭大學學院市分校電機工程博士，現任國立臺灣大學光電工程學研究所暨電機工程學系教授。

Sheng-Lung Huang received his Ph.D. in electrical engineering from University of Maryland, College Park, USA. He is currently a professor in the Graduate Institute of Photonics and Optoelectronics and Department of Electrical Engineering at National Taiwan University.