

十兆瓦超短脈衝雷射系統

近年來高功率超短脈衝雷射系統的發展，將超高強度電磁場與物質相互作用的研究推進到前所未有的境界，帶動了強（電磁）場物理學 (high-field physics) 的發展。本文將介紹中央研究院原子與分子科學研究所建造之十兆瓦超短脈衝雷射系統，包括設計原理、系統架構特色、輸出品質以及目前在電漿非線性光學與 X 射線雷射的應用。

朱旭新、陳聿昕、汪治平、李超煌、陳賜原

一、背景介紹

近十年來飛秒 (fs, 10^{-15} s) 雷射科技的快速進展，已使其成為許多研究領域所不可或缺的工具，它不僅成為尖端非線性光學以及時間解析光譜學的基礎，在許多新的領域更有令人驚異的應用，例如光孤子通訊 (soliton communication)⁽¹⁾、兆赫波光電子學 (terahertz-wave optoelectronics)⁽²⁾、微結構製造 (microstructure fabrication)^(3,4)、多光子顯微術 (multiphoton microscopy)⁽⁵⁾ 等等。最近飛秒雷射更是被發展作為精確頻率尺 (frequency rulers)^(6,7)，用來校正

最精確的原子躍遷⁽⁸⁾。

然而飛秒科技的潛力不僅在於其超短時間尺度，更在於其超高尖峰功率。利用寬頻固態雷射增益介質以及雷射啾頻脈衝放大技術 (chirped-pulse amplification technique)⁽⁹⁾，產生尖峰功率高達數十兆瓦到百兆瓦^(10,11) 的雷射脈衝已成為可能，聚焦之後其光場強度可以超過 10^{20} W/cm²。在這麼強的光場之下，物質與光的交互作用達到過去從未能夠探索的境界。以電子為例，其受到的電磁力約為 10^{-4} N，相當於氫原子中質子吸引電子之庫倫力的 1000 倍，其加速度大於 10^{25} g (地表重力加速度 9.8 m/s²)，接近黑洞所產生的重力加速度。因此飛秒雷射科技正在開闢物理研究的新領域，並且產生了過去難以想像的應用，例如電漿非線性光學 (plasma nonlinear optics)、高諧頻產生 (high harmonic generation)⁽¹²⁾、桌上型 X 射線雷射 (table-top X-ray laser)^(13,14)、電漿波式電子加速器 (laser wake-field electron accelerator)⁽¹⁵⁾、雷射致發核物理 (laser-initiated nuclear physics)、次飛秒光源 (sub-femtosecond light source)⁽¹⁶⁾、實驗室內天文學 (laboratory astronomy)⁽¹⁷⁾ 以及加速座標與彎曲時空之特性研究⁽¹⁸⁾。

朱旭新先生現就讀於國立台灣大學物理學研究所博士班。
陳聿昕先生現就讀於國立台灣大學光電工程學研究所碩士班。

汪治平先生為美國哈佛大學應用物理博士，現任中央研究院原子與分子科學研究所研究員、國立台灣大學光電工程學研究所教授。

李超煌先生為國立台灣大學電機工程博士，現任中央研究院應用科學及工程研究所籌備處助研究員。

陳賜原先生為美國密西根大學電機工程博士，現任中央研究院原子與分子科學研究所助研究員。

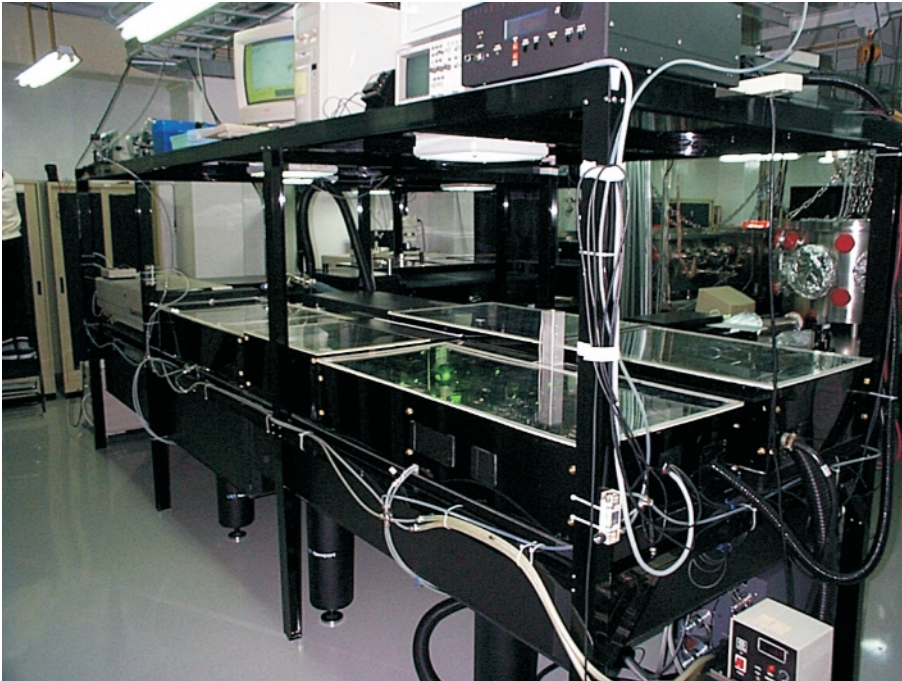


圖 1.
十兆瓦超短脈衝雷射系統。

過去二年裡我們在中央研究院原子與分子科學研究所內，建造完成了一套高功率超短脈衝雷射系統（圖 1），其尖峰功率達十兆瓦，大約是全台灣核能電廠發電功率的 2000 倍。這套雷射系統的輸出脈衝具有 55 fs 的脈衝時寬，550 mJ 的脈衝能量，每秒可以發射 10 次，脈衝對比 (pulse contrast, 詳細說明請見後文) 達 10^6 ，並且具有良好的時空波形與相位，這些規格使得本雷射系統有能力進行尖端強場物理的研究。

二、原理

要產生如此高強度的雷射脈衝，首先需要利用鎖模雷射振盪器 (mode-locked laser oscillator) 產生超短雷射脈衝，再以啾頻脈衝放大術 (chirped-pulse amplification) 將其放大。以下我們將介紹二者之原理。

1. 超短脈衝雷射振盪器

超短時寬脈衝雷射振盪器的建造有三個關鍵要素。第一是寬頻的雷射增益介質 (gain medium)，第二是適當的脈衝壓縮機制，第三是精確的色散補償，三者兼備方能達成超短雷射脈衝的產生。

(1) 寬頻雷射增益介質

由傅立葉轉換 (Fourier transform) 可知，時寬越短的光脈衝其頻寬越大。所以若要得到超短時寬的雷射脈衝，增益介質的發射頻譜 (emission spectrum) 必須要有夠大的頻寬，如此才能提供足夠的頻率成分來合成超短脈衝。目前最普遍使用的增益介質乃是 $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ ，其發射頻譜的頻寬在近紅外光波段高達 300 nm，非常適合做為飛秒脈衝雷射的增益介質。

不但如此，由於 $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ 具有高損壞閾值 (damage threshold = 23 GW/cm^2 at 200 ps)，可使用高功率光源來激發而不會損壞；並且其飽和通量 (saturation fluence) 高達 0.9 J/cm^2 ，能夠有效地取出激發光源所輸入的能量；同時又具備良好的導熱性 (thermal conductivity = 0.42 W/cm K)，可以工作在高功率、高重複率 (repetition rate) 的條件下而不會燒毀。因此 $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ 也特別適合做為脈衝雷射放大器系統的增益介質。

(2) 脈衝壓縮機制

由於雷射共振腔內不同頻率的光乃是在競爭相同的上層能階居量 (upper state population)，所以在一般的情形下，雷射的最後輸出會停在發射截面

(emission cross section) 最大的幾個頻率上，成為連續波或長脈衝 (> 1 ns) 輸出。要達到短脈衝 (< 1 ns) 輸出，必須在共振腔內加入適當的脈衝壓縮機制，迫使原本共振腔內的穩定雷射光由一小擾動開始成長，而形成超短脈衝。由頻域 (frequency domain) 觀點來看，脈衝壓縮機制乃是強迫雷射振盪器同時工作在許多頻率上，並且鎖定不同頻率之間的相位，因此稱這類脈衝壓縮機制為「鎖模」(mode-locking)。

目前常用的脈衝壓縮機制是克爾透鏡鎖模 (Kerr-lens mode-locking)。一般透明的光學介質都具有光學克爾效應 (optical Kerr effect)，也就是介質的折射係數 n 隨著光強度 I 而變化：

$$n(I) = n_0 + n_2 I$$

其中 n_0 是介質的正常折射係數， n_2 稱為非線性折射係數。低吸收介質的 n_2 都很小，所以通常克爾效應可以忽略，但是對於一高強度的短脈衝而言，此非線性效應則有明顯的影響。表現在時間上會出現自相位調變 (self-phase modulation)，使得脈衝頻寬增加；表現在空間上，正的 n_2 會導致自聚焦 (self-focusing) 效應而改變其空間模態。利用這種特性我們可以設計雷射共振腔，如圖 2 所示，使得高強度的空間模態具有比較大的增益 (或是比較小

的損失)，低強度的空間模態具有比較小的增益 (或是比較大的損失)，如此強者越強、弱者越弱，脈衝時寬因而被壓縮得更短。由於這種鎖模機制是利用克爾效應所引起的自聚焦現象，故稱之為克爾透鏡鎖模。目前全世界最短脈衝雷射振盪器的輸出時寬小於 5 fs⁽¹⁹⁾，頻寬高達 400 nm，其主要的脈衝壓縮機制即是克爾透鏡鎖模。我們所使用的是本實驗室自製完成的雷射振盪器，輸出頻寬為 38 nm，時寬可達 25 fs。

(3) 色散補償

在超短脈衝雷射系統中，當共振腔內脈衝時寬縮短、頻寬增加時，每一趟通過增益介質所引入的材料色散 (material dispersion) 會導致脈衝時寬的延長。如圖 3(a) 所示，一般介質 (包含 Ti:Al₂O₃) 在近紅外光波段的材料色散為正值，當一個轉換極限脈衝 (transform-limited pulse) 通過後，其低頻成分會領先，而高頻成分會落後，使其變為一個時寬拉長且瞬間頻率隨時間變化的啾頻脈衝 (chirped pulse)。以中心波長 800 nm、時寬 25 fs 的轉換極限脈衝為例，在通過 5-mm 長度之 Ti:Al₂O₃ 後，其時寬將延長為 40 fs，這表示在共振腔中材料色散若沒有得到精確的補償，超短雷射脈衝不可能穩定存在。

目前最簡單的補償方式是利用稜鏡對 (prism

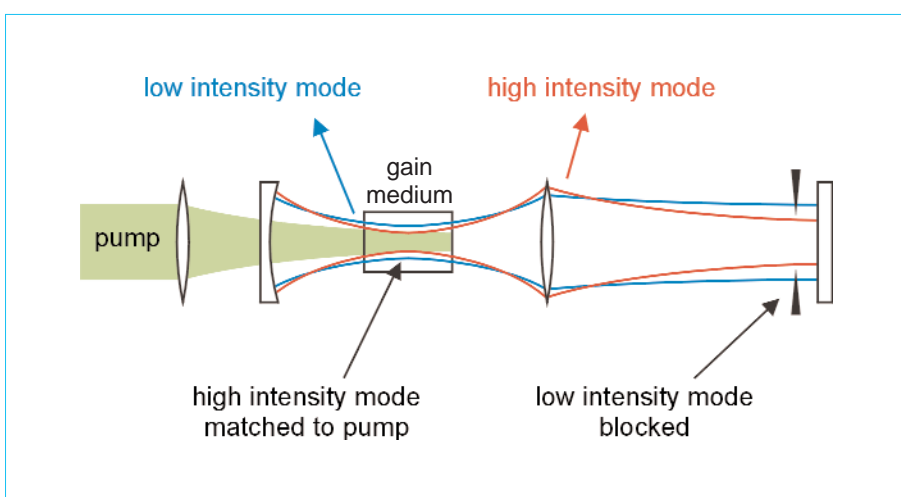


圖 2.

克爾透鏡鎖模 (Kerr-lens mode-locking) 脈衝壓縮機制示意圖。雷射强度高時，在增益介質處會出現自聚焦 (self-focusing) 效應而導致其空間模態縮小，此時以較小之激發雷射空間模態來激發增益介質，將使高強度模態獲得的增益較低強度模態多。同理，在共振腔中高強度模態小於低強度模態之處，加入一光圈限制低強度模態的

通過，則能使低強度模態遭受的損失較高強度模態多。以上兩種方式均能造成強者越強、弱者越弱的效果，而達成雷射脈衝的壓縮。

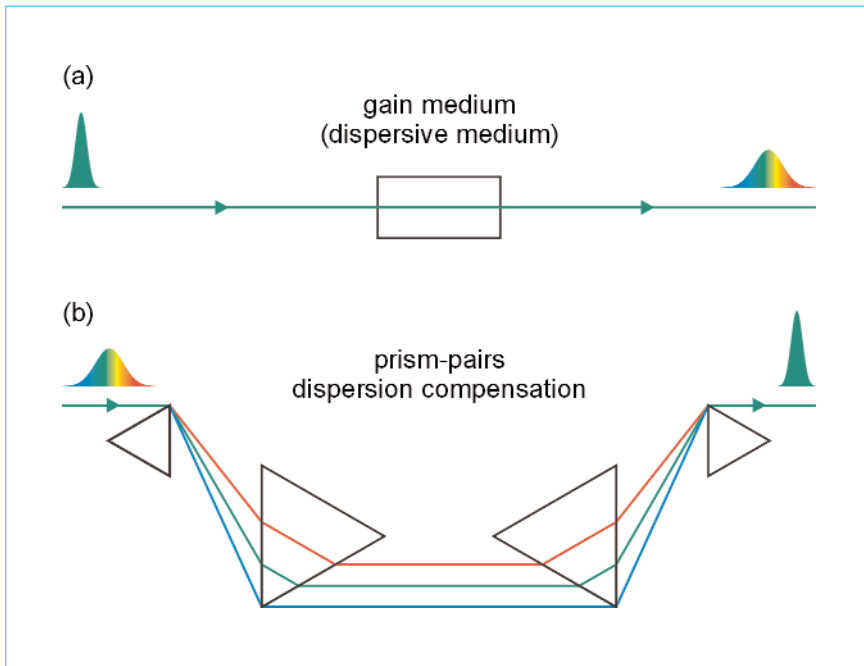


圖 3.

(a) 轉換極限脈衝通過色散介質 (dispersive media) 被拉長為一啾頻脈衝，其瞬時頻率隨時間線性變化。(b) 稜鏡對色散補償。乍看之下低頻成分 (紅色) 所通過的路徑較高頻成分 (藍色) 短，但實際上低頻成分穿過的稜鏡材料較厚，所以其有效光程比較長。

pair) 來引入負值的色散，其原理如圖 3(b) 所示，由於低頻成分通過稜鏡對的有效光程 (optical path) 較高頻成分長，在適當的稜鏡材料與稜鏡間距下，將可補償增益介質所引入的材料色散而將脈衝壓縮回原本時寬。我們所建造的超短脈衝雷射振盪器就是採用這種設計，其實體照片如圖 4。

2. 脈衝雷射放大器系統

在脈衝雷射放大器之中，當增益介質的上層能階生命期 (upper state life time) 遠大於脈衝時寬的時候，雷射光被放大的增益 $G = U_{out}/U_{in}$ ，乃是由下式所決定：

$$G = \frac{U_s}{U_{in}} \ln \left\{ 1 + \left[\exp \left(\frac{U_{in}}{U_s} \right) - 1 \right] G_0 \right\}$$

其中 U_{in} 是輸入光的通量 (fluence, 單位面積通過的能量)， U_{out} 是輸出光的通量， U_s 、 G_0 是常數，由增益介質的特性與激發功率所決定。當 U_{in} 接近 0 時， $G = G_0$ ，所以 G_0 被稱為小訊號增益 (small signal gain)，而當 U_{in} 趨近或是超過 U_s 時， G 將逐漸接近 1，表示放大器已達極限，無法再將輸入放大，故 U_s 被稱為飽和通量。

對於超短脈衝雷射系統 (< 100 fs)，由於其脈衝時寬極為短暫，在相同的通量下其尖峰光強度遠高過長脈衝雷射系統 (> 1 ns)。所以在放大的過程中尚未達到飽和通量之前，其尖峰強度就已超過增益介質或是光學元件所能承受的極限。另一方面，高強度雷射脈衝在通過光學介質時會引發諸多不規則的非線性效應，這些效應都會破壞脈衝的時空波形與相位。這類因素的限制使得超短雷射脈衝無法進一步的放大，直到 1985 年 D. Strickland 和 G. Mourou 引入了啾頻脈衝放大術⁽⁹⁾，才使超短脈衝

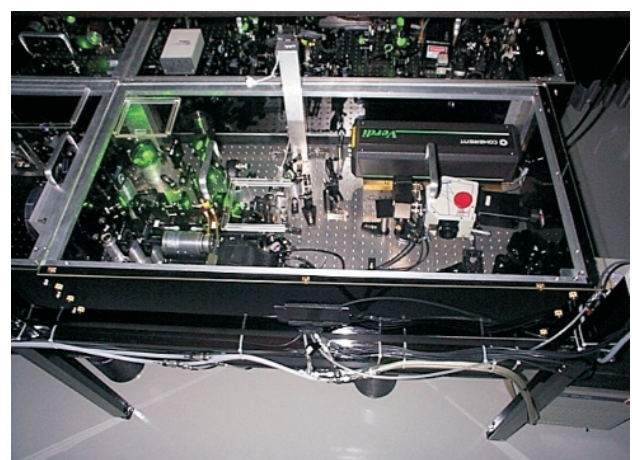


圖 4. 25-fs Ti:Al₂O₃ 雷射振盪器。

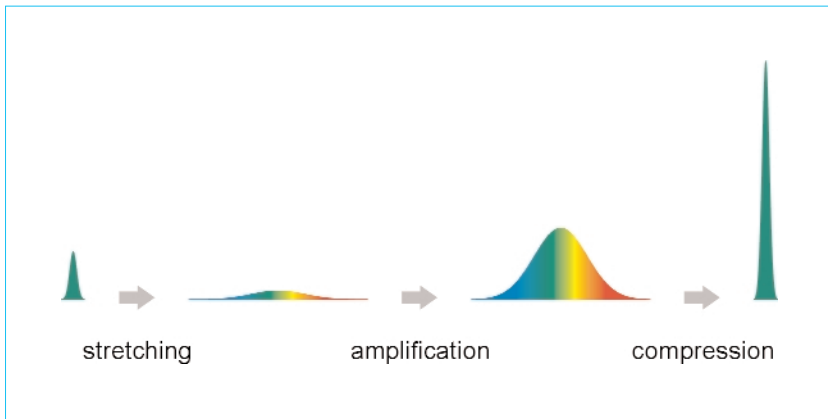


圖 5. 啾頻脈衝放大術 (chirped-pulse amplification) 原理示意圖。

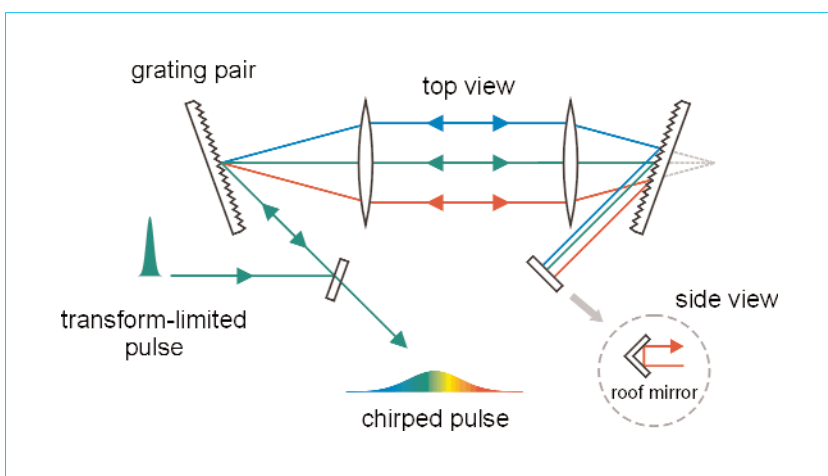


圖 6. 脈衝延展器 (stretcher) 示意圖。

雷射放大器系統有了突飛猛進的發展。

(1) 啾頻脈衝放大術

啾頻脈衝放大術的原理如圖 5 所示。在雷射脈衝開始放大之前，先以脈衝延展器 (stretcher) 將其時寬延長，使尖峰功率降低，然後送入放大器之中。此時在固定的光束直徑下，雷射光的輸入通量保持不變，但是強度大幅降低，所以能夠有效地放大其能量，而不會損壞光學元件，直到其尖峰強度接近放大器系統的損壞閾值為止。當放大完畢之後，我們在空間上將脈衝擴束以降低其尖峰強度，然後送入脈衝壓縮器 (compressor) 在時間上將脈衝壓縮回原本時寬，而得到極高尖峰功率的超短雷射脈衝。

脈衝延展器的原理如圖 6 所示，當一轉換極限脈衝通過時，其高頻成分的有效光程較低頻成分

長，所以脈衝將延長成為一個瞬間頻率隨時間變化的啾頻脈衝，如同通過一個正材料色散之介質一般，藉由控制光柵的角度與間距，可以調整輸出脈衝時寬的長短。脈衝壓縮器 (參考圖 7) 則與脈衝延展器完全對稱，領先的低頻成分會通過較長的光學路徑，落後的高頻成分會通過較短的光學路徑，於是脈衝即被壓縮回原本時寬。

在啾頻脈衝放大系統中，最後放大壓縮完畢的輸出脈衝若要保持其延展之前完全相同的脈衝波形，必須滿足兩個條件：1. 完全線性的放大過程。2. 系統中所有引入的各階正色散與負色散必須完全補償。在真實的系統之中，這兩點並不能完全達成，以下我們將討論其影響。

(2) 非線性放大效應

造成雷射脈衝無法完全線性的放大，其原因很

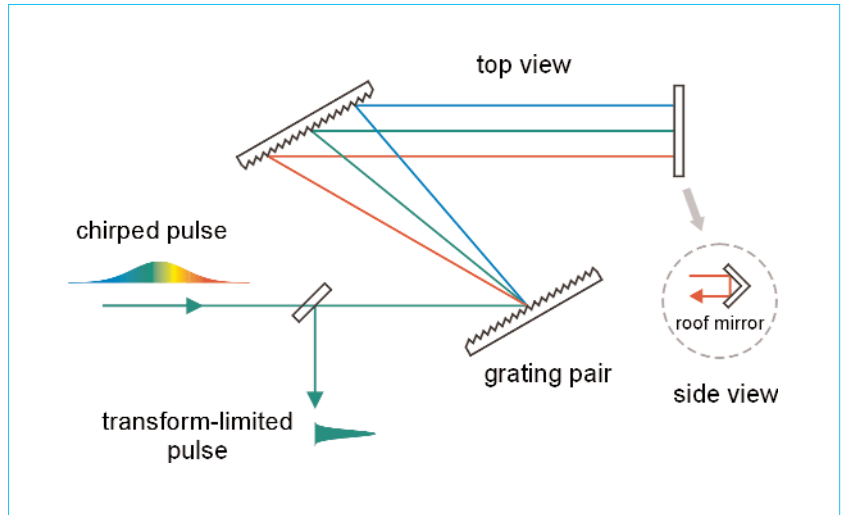


圖 7. 脈衝壓縮器 (compressor) 示意圖。

多，第一來自於增益介質的發射截面對於不同頻率並非定值，所以不同頻率成分在放大過程中所獲得的增益各自不同，靠近發射頻譜中央的頻率，增益較大，這會導致其輸出頻寬縮小，這種效應稱為增益窄化 (gain narrowing)；其次，在放大過程中，當脈衝前緣被放大後，增益介質的上層能階居量減少，所以脈衝後緣所能獲得的增益就會降低，當放大器接近飽和時，這種效應最為顯著，故稱之為動態增益飽和 (dynamic gain saturation)，對於一個正啾頻雷射脈衝，其前緣瞬間頻率較後緣為低，所以這種效應會導致輸出頻譜的紅移。第三點來自於脈衝尖峰強度上升時，通過增益介質、透鏡、極化晶體等穿透式光學元件，將引入額外的非線性相位變化 $\Delta\phi_{\text{nonlinear}}$ ，這會破壞放大後的脈衝波形。一般以所謂的 B 積分 (B -integral) 參數來度量這種非線性相位變化的大小。

$$B = \Delta\phi_{\text{nonlinear}} = \int k_0 n_2(z) I_{\text{peak}} dz$$

其中 $k_0 = 2\pi/\lambda_{\text{center}}$ 是真空中波向量， λ_{center} 是脈衝中心波長， n_2 是各種通過介質的非線性折射係數， I_{peak} 是脈衝尖峰強度，積分是對所有通過介質長度做積分。一般而言，要維持放大後雷射脈衝波形沒有嚴重的失真， B 積分參數必須壓制在 < 1 的範圍。

(3) 色散補償

在理想的啾頻脈衝放大系統中，脈衝延展器與脈衝壓縮器是完全對稱，也就是說脈衝延展器所引入的色散，會在脈衝壓縮器內完全補償，使得脈衝回到原本延展前之波形。但是放大器系統中除了以上兩者，還包含許多其他的色散介質 (dispersive media)，例如透鏡、極化晶體、偏振片以及前面多次討論到的增益介質等等，另外還有諸如動態增益飽和與 B 積分效應所引入的相位變化，這都會使得放大後的雷射脈衝無法有效壓縮。

藉由微調脈衝壓縮器的光柵角度與間距，可以補償整套系統中的二階與三階色散，但此時會破壞其與脈衝延展器之間的對稱性，而引入額外的四階色散。對於寬頻的超短脈衝放大系統，微量的四階色散就會造成壓縮脈衝的變形與對比的降低，因此在設計上仍然必須儘量壓低系統中所引入的各類色散，以便保持脈衝延展器與壓縮器的匹配。

三、系統架構與特色

我們所建造的十兆瓦雷射系統架構如圖 8 所示，起點是一部 25-fs 超短脈衝 Ti:Al₂O₃ 雷射振盪器，以腔內倍頻之 Nd:YVO₄ 連續波雷射激發，其輸出脈衝中心波長 797 nm，頻寬 38 nm，能量 1.8 nJ，輸出重複率為 80 MHz；其後是 Öffner triplet 式脈衝延展器 (圖 9)⁽²⁰⁾。這種構形的脈衝延展器全

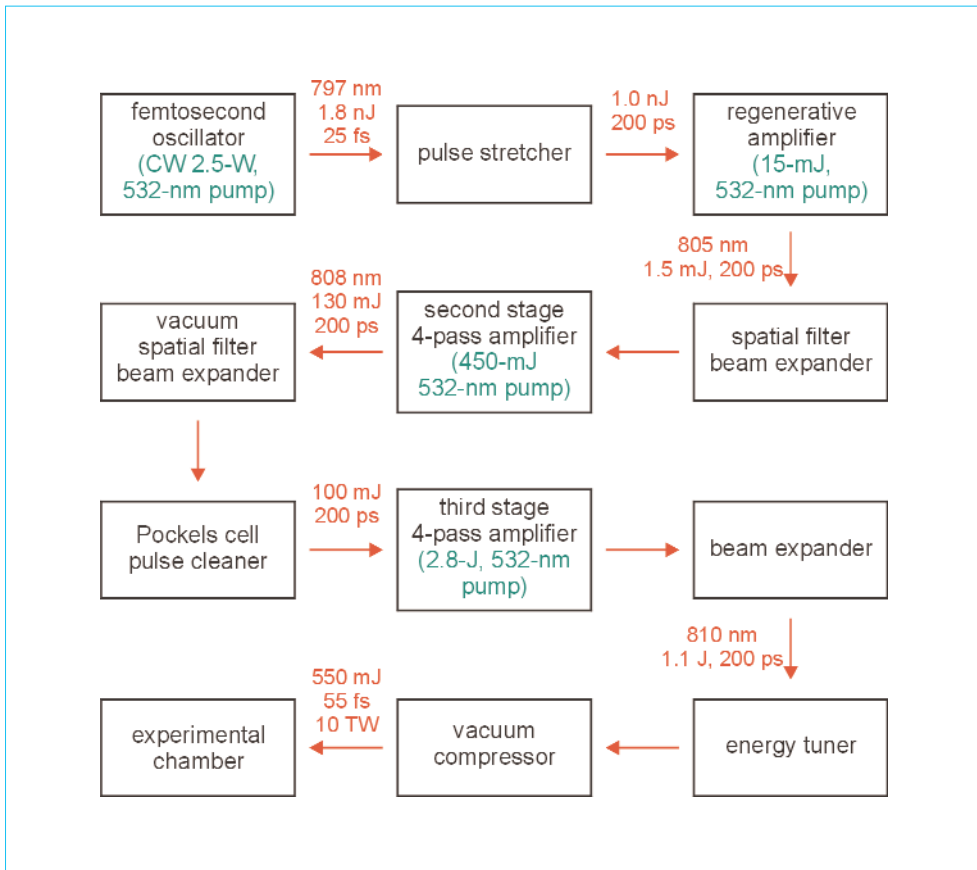


圖 8. 十兆瓦超短脈衝雷射系統架構圖。

部使用反射式光學元件，能夠避免穿透式元件所引入的額外材料色散，在此脈衝時寬被拉長到 200 ps，而後送入雷射放大器系統。

我們所建造的放大器系統共分三級，第一級再生放大器 (regenerative amplifier) 使用厚 6 mm、濃

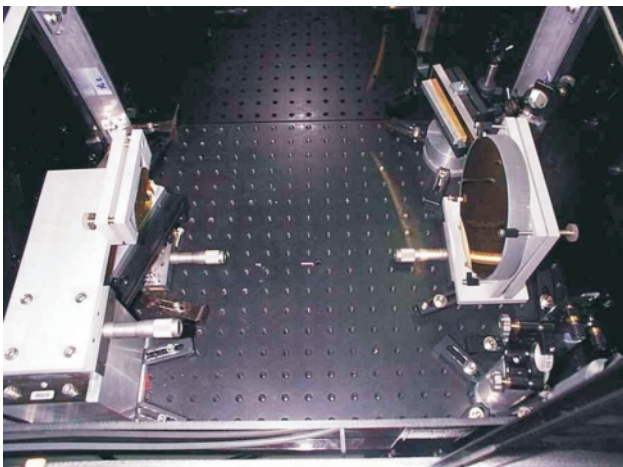


圖 9. 脈衝延展器 (stretcher)。

度 0.25% 的 $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ 為增益介質，15-mJ 脈衝能量之 Q 開關倍頻 Nd:YAG 雷射為激發光源，輸入脈衝在這裡以電光調變器 (electro-optical modulator) 將重複率降頻到 10 Hz，並放大約 10^6 倍到 1.5 mJ，其實體照片如圖 10 所示；第二級四通道放大器 (4-pass amplifier) 以厚 10 mm、直徑 15 mm、濃度 0.25% 的 $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ 為其增益介質，激發光源是 450-mJ 的 Q 開關倍頻 Nd:YAG 雷射，輸出增益為 100 (圖 11)；第三級四通道放大器的增益介質乃是厚 10 mm、直徑 20 mm 的 $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ ，受限於現今長晶技術的限制，其濃度只能達到 0.15%。我們使用二部輸出能量 1.4 J 的 Q 開關倍頻 Nd:YAG 雷射為其激發光源，輸出雷射脈衝能量達 1.1 J。

在這三級放大器之間，我們均加入空間濾波器 (spatial filter) 以改善雷射脈衝的空間模態，並且同時調整適當的光束直徑以送入下一級的放大器。其中在第二級放大器之後，脈衝能量已經達到 130 mJ，聚焦後一般空間濾波器的濾波針孔 (pin hole)

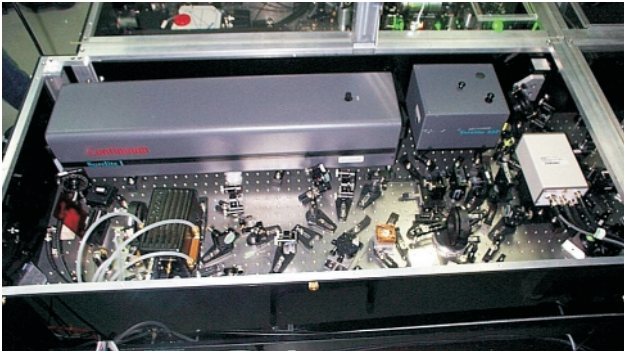


圖 10. Ti:Al₂O₃ 雷射再生放大器。

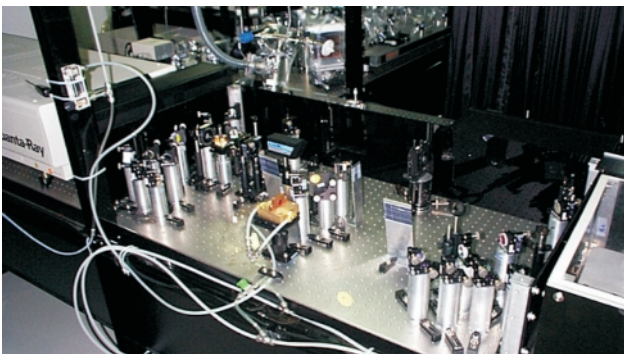


圖 11. 第二級 Ti:Al₂O₃ 雷射四通道放大器。

均無法承受，所以我們使用自製的 sapphire 針孔，同時空氣的非線性效應在這麼高的強度下會大幅增加 B 積分參數，所以還必須將此濾波器置於真空之中，圖 12 即是此真空空間濾波器。由於放大過程中 gain narrowing 與 gain saturation 效應的作用，整組放大器序列最後輸出的脈衝其中心波長紅移到 810 nm，頻寬縮小為 25 nm，對應到的轉換極限最短時寬為 40 fs。

在此三級雷射放大器之後，我們利用 1 : 3 的望遠鏡將輸出脈衝擴束，並且使用 1/2 波片 (1/2 λ waveplate) 與訂製寬頻薄膜偏振片 (broadband thin-film polarizer) 所組成的能量調整器 (energy tuner) 控制其能量。雖然藉由控制第三級放大器激發雷射的能量同樣可以調整放大器系統最後的輸出能量，但此時脈衝的空間模態也會隨著改變，同時當激發雷射能量下降時，放大器不再工作於飽和輸出，能量擾動 (energy fluctuation) 也隨之增加。因此我們必須固定整組放大器序列工作在最高能量輸出，而

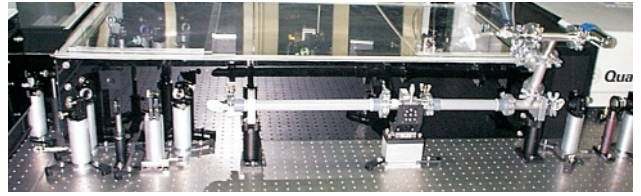


圖 12. 真空空間濾波器。

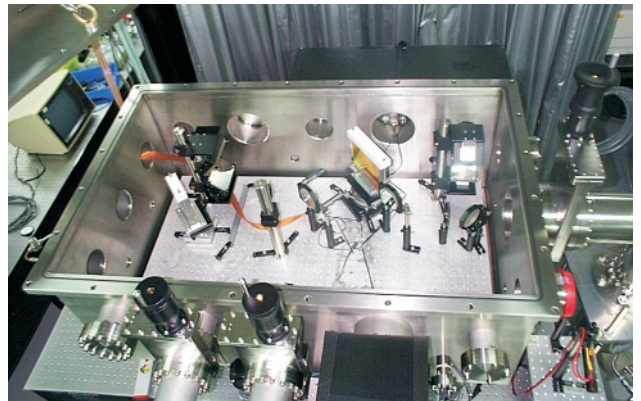


圖 13. 脈衝壓縮器 (compressor) 內部。

使用上述的能量調整器來控制其能量。

在能量調整器之後就是脈衝壓縮器，為了避免損壞壓縮器所使用的光柵，必須將光束擴展到 4 cm 的直徑，即使如此，壓縮後脈衝光場強度已高達 10^{12} W/cm²，在空氣中傳播時空氣所引發的非線性效應已足以破壞雷射光束的品質，所以我們將整套脈衝壓縮器建造於真空腔內 (圖 13)，直接與實驗用真空腔相連接 (圖 14)。最後得到時寬壓縮回 55 fs 的雷射脈衝，約為轉換極限的 1.4 倍，脈衝能量 550 mJ，尖峰功率達 10 TW。

為了產生能量穩定、波形均勻、相位整齊、對比清晰的高功率超短雷射脈衝，我們在建造此雷射系統時，設計上有以下重點。

(1) 飽和輸出

對於放大器系統的穩定性，當輸出未達飽和時，其增益 G 與激發能量 E_{pump} 的指數成正比： $G \propto \exp(E_{\text{pump}})$ ，所以激發能量的微小變化會導致輸出增益的大幅擾動。但是當放大器輸出達到飽和時，其增益只與激發能量本身成正比： $G \propto E_{\text{pump}}$ ，

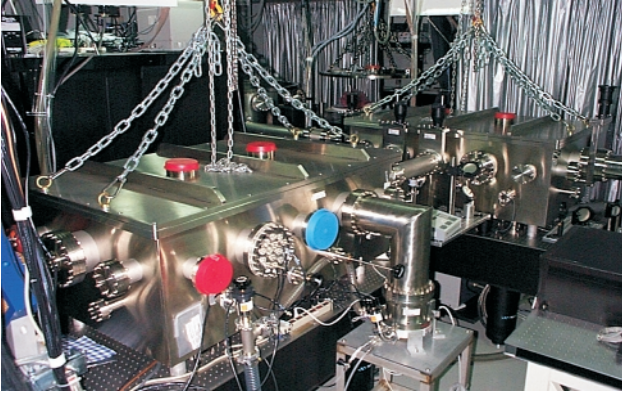


圖 14. 實驗用真空腔 (左前方) 與真空脈衝壓縮器 (右後方)。

而使得輸出增益的擾動能夠降低。在我們的雷射系統中，三級放大器均設計工作在飽和輸出，使脈衝能量能夠保持穩定。同時也使得系統中隨脈衝強度變化的非線性效應同樣保持固定，因而能以靜態的方法加以消除或是補償。

(2) 同步激發

在脈衝雷射放大器之中，激發脈衝必須在被放大脈衝之前到達增益介質，將低層電子激發到上層能階以形成居量反轉 (population inversion)，如此輸入脈衝在通過此增益介質時，就會產生受激發射放大 (stimulated emission amplification)。然而增益介質的上層能階生命期 (upper state life time) 並非無窮長，停留在上層能階的電子本身就會因為真空的擾動而落回低能階，並且放出自發射 (spontaneous emission)，此自發射在通過增益介質時同樣也會被放大，因而稱之為 amplified spontaneous emission，簡稱 ASE。在高增益的雷射放大器系統中，自發射被放大的效率也很高，所產生的 ASE 也就更多。ASE 不但會損耗增益介質的上層能階居量而導致放大器效率下降，更嚴重的是它會降低被放大脈衝的對比 (contrast)。

要抑制高增益放大器系統中的 ASE，唯有縮短激發脈衝與被放大脈衝到達增益介質的時間差，使其遠小於上層能階的生命期，讓被激發到上層能階的電子來不及發生自發射，因而降低 ASE 的產生。我們所使用的增益介質 $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ 上層能階生命

期是 $3.2 \mu\text{s}$ ，而脈衝從第一級放大器開始到通過最後一級放大器為止，費時約 400 ns ，已達生命期的 $1/8$ ，所以若是同時激發所有放大器，則脈衝到達最後第三級時 ASE 已經非常嚴重。因此我們設計每一級放大器均是在脈衝快要到達前才同步激發，將 ASE 抑制到最低。由於激發雷射脈衝時寬約為 10 ns ，所以我們控制其提早約 $5 - 10 \text{ ns}$ 到達，以避免此時間差過小而造成激發脈衝能量的浪費。

(3) 脈衝空間橫向強度分佈與相位的控制

雷射放大器激發脈衝的空間橫向強度分佈會影響增益介質上居量反轉的分佈，所以也就影響到輸出脈衝的空間橫向強度分佈，當放大器工作在飽和輸出時，此輸出脈衝的空間橫向強度分佈幾乎是被激發脈衝所決定。因此為了確保 $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ 被均勻的激發，第一級再生放大器與第二級四通道放大器的激發雷射都使用 relay-imaging 技術導入晶體。

另一方面，雷射脈衝在整個放大器系統內會通過上百個光學元件表面，即使每一個表面的平整度都達到 $\lambda/10$ 等級，累積起來造成的相位變化仍然可觀。因此除了前面提到使用空間濾波器來改善雷射脈衝的空間模態外，還必須使用特別平整的光學元件。一般高功率雷射系統均使用介電質鍍膜 (dielectric coating) 鏡片，因其反射率與損壞閾值都比較高，然而金屬鍍膜 (metallic coating) 的鏡片卻有比較好的表面平整度，因此我們使用特製的介電質 / 金屬銀鍍膜 (dielectric/metallic silver coating) 鏡片，其反射率 (99%) 與損壞閾值 (200 mJ/cm^2) 較一般金屬鏡高，同時又能維持較佳的表面平整度，降低雷射脈衝空間相位的扭曲。

(4) 全域最佳化之色散補償 (Globally Optimized Dispersion Compensation)

色散補償對於啾頻脈衝放大器系統的重要，前面原理部分已有說明。在我們的放大器系統中，雷射脈衝在第一級再生放大器裡必須多次通過其共振腔中的 $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ 、薄膜偏振片以及電光調變器，因而會引入最多的材料色散。為此我們在設計再生放大器之共振腔時，加入了一組 LaFN28 稜鏡對做為本地色散補償 (local dispersion compensation)，其

| components in regenerative amplifier | dispersion | | |
|--|------------------------------|------------------------------|------------------------------|
| | 2nd order (fs ²) | 3rd order (fs ³) | 4th order (fs ⁴) |
| 6-mm Ti:Al ₂ O ₃ | 729.0 | 531.0 | -184.0 |
| 50-mm KD*P | 1450.0 | 2210.0 | -1880.0 |
| LaFN28 prism pair | -2240.0 | -3880.0 | -6100.0 |
| 45° laser mirrors | 0.0 | 700.0 | N/A |
| 0° laser mirrors | 0.0 | 600.0 | N/A |
| residual | -61.0 | 161.0 | -8164.0 |

表 1.

再生放大器 (regenerative amplifier) 共振腔中，脈衝來回一趟所引入的各階色散值。

| amplifier system components | dispersion | | |
|-----------------------------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|
| | 2nd order (fs ²) | 3rd order (fs ³) | 4th order (fs ⁴) |
| Faraday isolator | 2251 | 859 | 2125 |
| stretcher | 1869938 | -3353701 | 9265546 |
| regenerative amplifier | -1458 | 3822 | -187700 |
| pulse cleaner 1 | 1159 | 1770 | -1501 |
| pulse cleaner 2 | 6524 | 3463 | -213 |
| 2nd & 3rd amplifier | 4643 | 3367 | -1241 |
| energy tuner | 1133 | 814 | -268 |
| compressor | -1884190 | 3339606 | -9123801 |
| residual | ~0 | ~0 | -47053 |

表 2.

放大器系統色散補償的全域最佳化參數。

二、三階色散均為負值，能夠儘量補償在每一趟通過各種介質時所引入的二、三階色散，使得再生放大器整體所引入的色散降到最低 (表 1)。最後透過對全體雷射系統所有色散的精確計算與全域最佳化 (global optimization)，使我們最後能夠有效地壓縮第三級放大器的輸出，得到時寬 55 fs 的 1.4 倍轉換極限脈衝。色散補償的全域最佳化參數請參見表 2。

四、輸出特性

為了檢驗最後輸出之高功率超短脈衝的品質，我們利用高速光二極體 (fast photodiode) 與 gated integrator 來測量每一發脈衝的能量，CCD 攝影成像系統以測量脈衝空間強度分佈與聚焦品質。並且自製單發式二倍頻頻率解析光閘 (frequency resolved optical gating, FROG)^(21,22) 以測量其時間波形與相位，10⁸ 動態範圍 (dynamic range) 的三階自相干儀 (third-order autocorrelator)⁽²³⁾ 測量其脈衝對比。以下是我們所得到的結果。

(1) 能量穩定性

圖 15 是我們累積測量每一發脈衝能量所得到的 histogram，圖中可見其擾動 ≤ 1%，具有極佳的能量穩定性，證實將三級放大器系統皆設計於飽和輸出，確實提高了整個系統的穩定度。

(2) 空間聚焦品質

高功率雷射脈衝的空間聚焦品質，決定其是否真正能夠達到超高強度的電磁場分佈。對於一個空間強度分佈不夠均勻、空間相位不夠平整的脈衝，其聚焦之後只能得到一個散裂的聚焦光點，能量散佈各處而不會集中在焦點位置，這使得真正達到的光強度是大幅下降。另一放面，在應用上通常我們也都需要均勻分佈的聚焦光束，以電漿內超高強度雷射脈衝的相對論性自導引效應 (relativistic self-guiding) 為例，散裂的聚焦光點將會導致 guiding 的失敗。

圖 16 是利用偏軸拋物面鏡 (off-axis parabolic mirror) 將脈衝聚焦後，以 CCD 攝影成像系統所測

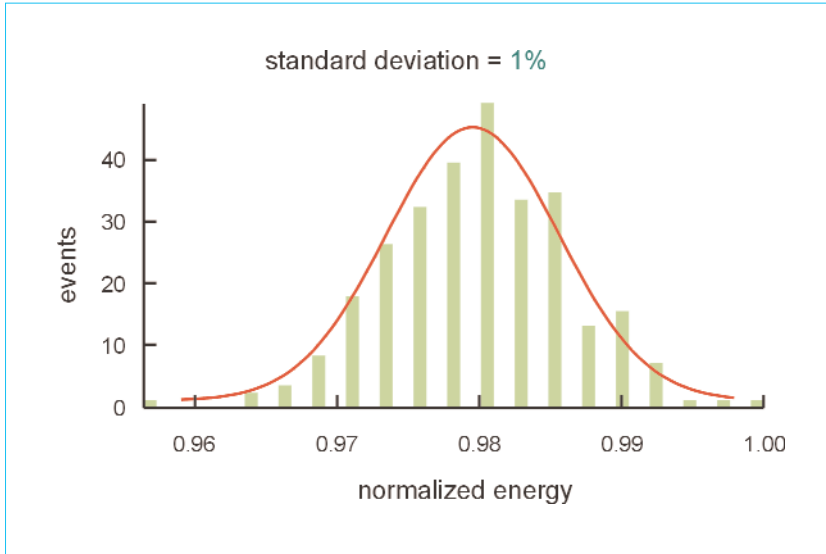


圖15. 雷射系統輸出能量穩定性。

量到的聚焦光點強度剖面圖，圖中顯示其強度分佈相當均勻，光點直徑約為繞射極限的 1.5 倍。將此分佈對高斯場形 (Gaussian profile) 做曲線擬合 (curve fitting)，可以計算出有 40% 的能量落在理想的高斯場形內，這在目前全世界同類型高功率超短脈衝雷射系統裡，是相當好的成果。

(3) 時間波形與相位

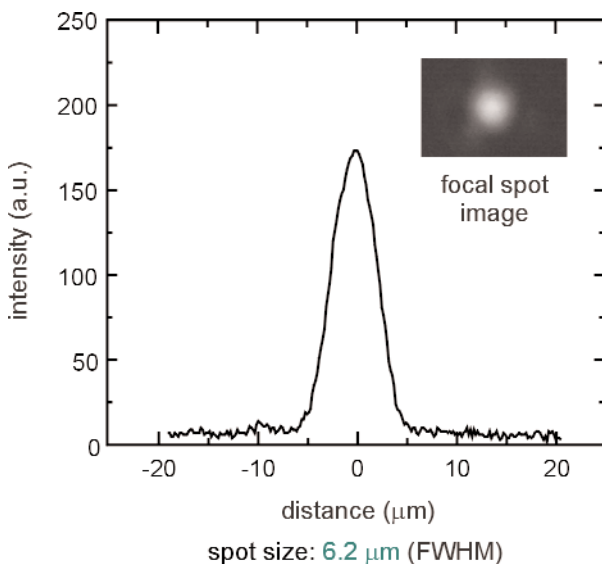


圖 16. 聚焦光點強度剖面圖，強度分佈半高全寬 (full width at half maximum, FWHM) $6.2 \mu\text{m}$ 。插圖：聚焦光點影像。

目前超短脈衝時間波形測量的標準方法之一，是 1993 年 D. J. Kane 與 R. Trebino 所發表的頻率解析光閘 (frequency-resolved optical gating, FROG)⁽²¹⁾ 技術，這套技術能夠測量脈衝光場完整的時間波形與相位，並且相容於傳統的自相干儀 (autocorrelator) 系統。我們所使用的單發式 FROG 技術是利用二階諧波產生 (second-harmonic generation) 的機制來產生訊號光⁽²²⁾，配合二維相位回溯演算法 (phase retrieval algorithm)，以解析出脈衝時間波形與相位的分佈。其結果如圖 17 所示，脈衝時寬 55 fs，約為轉換極限的 1.4 倍。

(4) 脈衝對比

在高增益的雷射放大器系統中，除了原本輸入脈衝被放大之外，還常伴隨產生一微弱的背景平台 (background pedestal, 圖 18)，其時間分佈可由數十皮秒 (picosecond, 10^{-12} s) 延伸到奈秒 (nanosecond, 10^{-9} sec)，背景平台之光強度與脈衝尖峰強度的比值，即稱為脈衝對比 (pulse contrast)。一般雷射共振腔輸出的脈衝對比大約是 10^{10} ，經過放大器之後很容易降為 10^4 或 10^5 ，其強度雖然微弱，但由於時間尺度長，因此也可能帶有相當的能量。以 50 fs 的脈衝為例，若其伴隨著延伸 50 ps、對比為 10^4 的背景平台，則其脈衝能量就有十分之一是散佈在此背景平台中。另一方面，當聚焦之高強度脈衝與物質發生交互作用時，過低的脈衝對比將會導致物

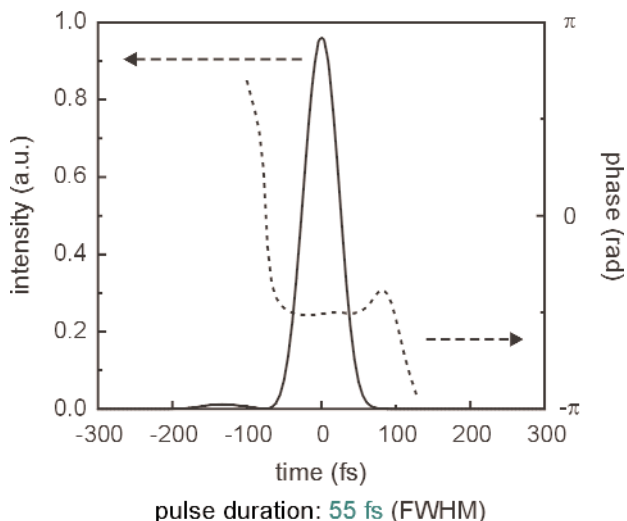


圖 17. 單發式倍頻頻率解析光閘 (single-shot second-harmonic FROG) 所測得之脈衝時間波形與相位，脈衝時寬 55 fs。

質提早被游離，而改變了整個後續的作用，因此脈衝對比的優劣與否，是決定其能否真正應用於物理實驗的關鍵。我們建造了一部 10^8 動態範圍的三階自相干儀⁽²³⁾ 來測量放大器系統的輸出脈衝對比，結果如圖 19 所示，在脈衝前後 20 ps 處，對比大於 10^5 ，前後 100 ps 處，對比大於 10^6 。

為了對此雷射系統做更進一步的驗證，我們將脈衝聚焦在氦氣噴流上 (helium gas jet)，觀測其游離氦氣所形成的電漿通道 (plasma channel)。此實驗架構如圖 20 所示，脈衝壓縮器的輸出以分光鏡 (beamsplitter) 分為主脈衝 (main pulse) 與探測脈衝 (probe pulse) 二道，主脈衝以偏軸拋物面鏡聚焦於背壓 (backing pressure) 900 psi 的氦氣噴流上，隨著主脈衝向前傳播，氦氣噴流內將被游離出現一條電漿通道。未聚焦的探測脈衝經過一延遲光路 (delay line) 後，橫向通過此氦氣噴流，然後進入干涉儀。由於氦氣被主脈衝游離形成電漿後，其折射係數劇烈改變，所以探測脈衝通過這個區域時，其相位改變也與通過未產生電漿的部分不同，所以在後方的干涉儀內，將可觀測到其干涉條紋的變化。此外，透過延遲光路對探測脈衝到達作用區域的時間控制，我們可以得到電漿通道形成的動態演變。

實驗結果如圖 21 所示，我們可以見到隨著時

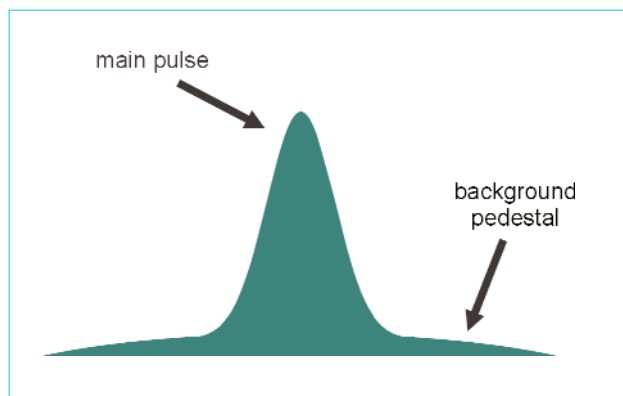


圖 18. 高增益雷射放大器系統輸出之超短脈衝以及其背景平台 (background pedestal)，此背景平台通常來自於放大過程中的 amplified spontaneous emission (ASE)。

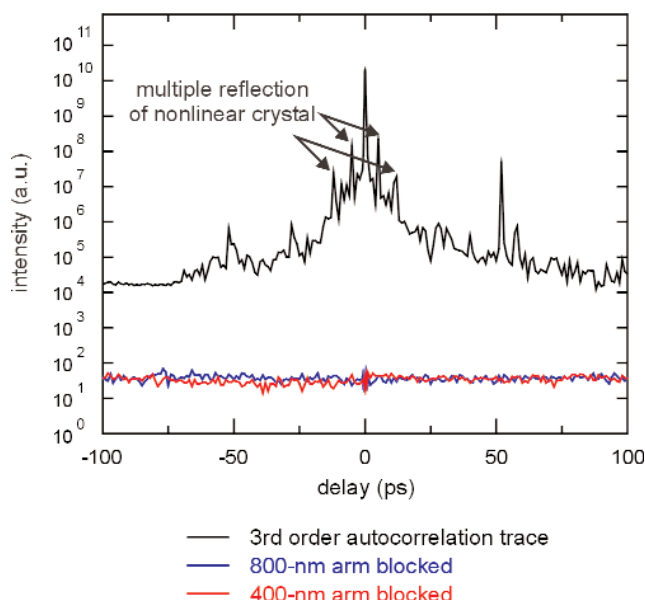


圖 19. 三階自相干儀 (third-order autocorrelator) 測量脈衝對比。

間延遲的增加，電漿通道也穩定地隨主脈衝的向前傳播而增長。如果脈衝對比不足，則氦氣將過早被游離，所形成的電漿向外擴散而不會出現清晰的游離前緣 (ionization front)，若聚焦光點空間分佈散裂，也不能形成單一穩定的電漿通道。因此本實驗的結果驗證了我們的雷射系統確實能夠輸出對比清晰、空間聚焦均勻的高功率超短雷射脈衝。

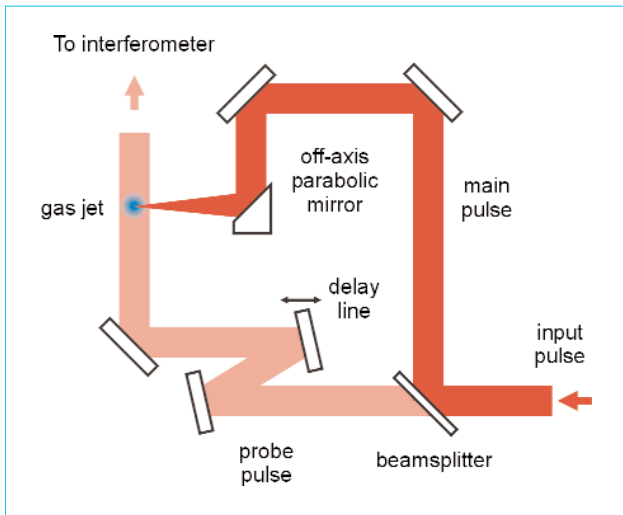


圖 20. 高強度雷射脈衝游離氬氣噴流形成電漿通道實驗架構。

五、應用與結論

在去年初步建造完成這套十兆瓦超短脈衝雷射系統之後，我們已將其應用在高亮度 X 射線光源⁽²⁴⁾ 以及電漿非線性光學中拉曼前向散射 (Raman forward scattering) 與相對論性自導引現象⁽²⁵⁾ 的研究，目前更用以發展桌上型 X 射線雷射以及電漿波式電子加速器。

目前國家實驗室級的大型超高功率雷射系統，其尖峰功率最高可達 petawatt (PW, 10^{15} W)，例如美

國 Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) 的 $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3/\text{Nd:glass}$ 綜合雷射系統⁽¹⁰⁾，正應用於發展雷射核融合 (laser fusion) 技術。在小型的室內桌上型高功率超短脈衝雷射系統方面，日本的原子力研究所 (Japan Atomic Energy Research Institute, JAERI) 已展示達到 100 TW⁽¹¹⁾。我們相信在可見的未來裡，結合光學參量啾頻脈衝放大 (optical parametric chirped-pulse amplification, OPCPA)⁽²⁶⁾ 技術、電漿雷射放大器^(27,28)、光學適應性鏡片 (optical adaptive mirror) 系統以及時域聲光調變器 (time-domain acousto-optical modulator)⁽²⁹⁾ 等最先進科技，雷射脈衝可以達到更高的能量、更小的聚焦光點、更短的脈衝時寬，將其聚焦之後的尖峰強度由目前的 10^{20} W/cm² 推進到 10^{23} W/cm²，而能帶領粒子物理、核物理、重力物理、非線性場論、相對論性電漿與原子物理、天文學以及宇宙學等當代物理研究的新突破。

參考文獻

1. W. Forysiak, J. H. B. Nijhof, and N. J. Doran, *Optics & Photonics News*, 35 (2000).
2. X. C. Zhang, B. B. Hu, J. T. Darrow, and D. A. Auston, *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 1011 (1990).
3. S. Kawata, H. -B. Sun, T. Tanaka, and K. Takada, *Nature*, **412**, 697 (2001).
4. Brian H. Cumpston, *et al.*, *Nature*, **398**, 51 (1999).
5. W. Denk, J. H. Strickler, and W. W. Webb, *Science*, **248**, 73 (1990).

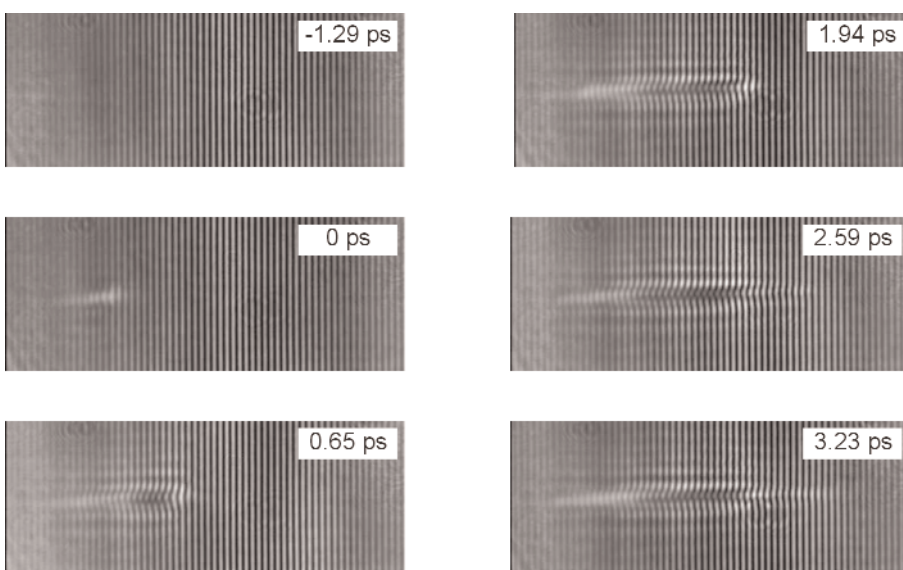


圖 21. 測量雷射脈衝游離氬氣形成電漿通道之結果。脈衝能量 6 mJ，氬氣密度 2×10^{19} cm⁻³，探測脈衝到達之延遲時間標於圖形右上角。干涉條紋顯示 ionization front 以接近光速之速度在氣體噴流中前進。

6. T. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 3568 (1999).
7. D. J. Jones *et al.*, *Science*, **288**, 635 (2000).
8. S. A. Diddams *et al.*, *Science*, **293**, 825 (2001).
9. D. Strickland and G. Mourou, *Opt. Commun.*, **56**, 219 (1985).
10. M. D. Perry *et al.*, *Opt. Lett.*, **24**, 160 (1999).
11. K. Yamakawa, M. Aoyama, S. Matsuoka, T. Kase, Y. Akahane, and H. Takuma, *Opt. Lett.*, **23**, 1468 (1998).
12. D. G. Lee, J. -H. Kim, K. -H. Hong, and C. H. Nam, *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 243902-1 (2001).
13. B. E. Lemoff, C. P. J. Barty, and S. E. Harris, *Opt. Lett.*, **19**, 569 (1994).
14. B. E. Lemoff, G. Y. Yin, C. L. Gordon III, C. P. J. Barty, and S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 1574 (1995).
15. E. Esarey and M. Pilloff, *Phys. Plasmas*, **2**, 1432 (1995).
16. M. Drescher *et al.*, *Science*, **291**, 1923 (2001).
17. B. A. Remington, D. Arnett, R. P. Drake, and H. Takabe, *Science*, **284**, 1488 (1999).
18. P. Chen and T. Tajima, *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 256 (1999).
19. U. Morgner *et al.*, *Opt. Lett.*, **24**, 411 (1999).
20. D. Du, J. Squier, S. Kane, G. Korn, and G. Mourou, *Opt. Lett.*, **20**, 2114 (1995).
21. D. J. Kane and R. Trebino, *Opt. Lett.*, **18**, 823 (1993).
22. K. W. DeLong, R. Trebino, J. Hunter, and W. E. White, *J. Opt. Soc. Am. B*, **11**, 2206 (1994).
23. A. Braun *et al.*, *Opt. Lett.*, **20**, 1889 (1995).
24. H. -H. Chu, H. -Y. Mong, J. -Y. Lin, C. -H. Lee, J. Wang, and S. -Y. Chen, *Optics and Photonics Taiwan '01 Proceeding*, 691 (2001).
25. T. -W. Yau, C. -J. Hsu, H. -H. Chu, Y. -H. Chen, C. -H. Lee, J. Wang, and S. -Y. Chen, *Phys. Plasmas*, **9**, 391 (2002).
26. A. Dubeis *et al.*, *Opt. Commun.*, **88**, 437 (1992).
27. G. Shvets, N. J. Fisch, A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 4879 (1998).
28. V. M. Malkin, G. Shvets, and N. J. Fisch, *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 1208 (2000).
29. F. Verluise, V. Laude, Z. Cheng, C. Spielmann, and P. Tournois, *Opt. Lett.*, **25**, 575 (2000).