

桌上型同調 EUV 光源－超快雷射激發高次諧波光產生

Tabletop Coherent EUV Light Source - High Harmonic Generation Driven by Ultrafast Laser Excitation

陳明彰

Ming-Chang Chen

最近，超快速、同調 X 射線科學和技術受到廣泛關注，特別是由高次諧波產生的桌上型 X 射線。這些飛秒到埃秒的 X 射線脈衝使得科學家們能夠以前所未有的時間和空間解析度來觀察和理解化學反應、奈米材料的結構，以及生物分子系統的動態過程。本綜述將探討高次諧波的基礎概念和發現歷史，並闡述其在實驗設計中的關鍵角色，特別是如何生成高強度、孤立埃秒脈衝的技術挑戰。同時，將討論這些技術在觀察時間解析電子反應和空間解析奈米結構方面的重要應用，這些都是當今研究中不可或缺的部分。

Recently, there has been significant attention on ultrafast, coherent X-ray science and technology, especially tabletop X-rays generated by high harmonic generation (HHG). These femtosecond to attosecond X-ray pulses enable scientists to observe and understand chemical reactions, nano-material structures, and dynamic processes in biological molecules with unprecedented temporal and spatial resolution. This review will delve into the fundamental concepts and historical discoveries of high harmonic generation, emphasizing its critical role in experimental design, particularly the challenges in generating high-intensity, isolated attosecond pulses. Additionally, it will discuss the significant applications of these techniques in observing time-resolved electron reactions and spatially resolving nanostructures, which are indispensable in current research.

一、高次諧波歷史

1960 年 7 月，梅曼 (Maiman) 展示了全世界第一台雷射⁽¹⁾。這種完全同調的光源可以聚焦產生比以往任何光源都更高的電場強度，開啟了非線性光學這一新領域。在雷射誕生之後，第一次非線性信號——二次諧波產生——1961 年，弗蘭肯 (Franken) 和他的同事在密歇根大學進行了一項歷史性實驗，首次展示了二次諧波 (second harmonic generation, SHG) 生成現象⁽²⁾。他們通過將強雷射束聚焦到石英晶體上實現了這一現象。雷射束原本是遠紅

外光 (1064 nm)，經過石英晶體後，他們在輸出光譜中觀察到了一個新的光成分，其波長為原始波長的一半，即 532 nm 的綠光。這是因為聚焦雷射達到 10^7 W/cm^2 的高場強度實現，這相當於 10^5 V/cm 的電場峰值。這個電場峰值大約是原子內原子核吸引電子庫倫電場的 0.01%，光與物質交互作用，此雷射電場微擾電子在原子、分子及材料內的運動行為進而產生二次諧波。在 1990 年代，更開發出了可以產生持續時間在飛秒 (10^{-15} 秒) 範圍內的高能量脈衝的高功率超快雷射系統。這些系統使用了一種稱為啁啾脈衝放大 (chirped pulse amplification, CPA)⁽³⁾，可以在放大過程中避免非線性效應及強場造成地光學元件損傷。這種超快雷射技術使得產生場強超過 10^{18} W/cm^2 的少週期脈衝成為可能。目前，放大的鈦寶石雷射 (Ti:Sapphire) 系統可以常規地提供 10^{15} W/cm^2 的瞬時峰值強度，相當於 10^9 V/cm 的電場強度。這個峰值電場接近原子中的電子束縛能量，因此，超短脈衝雷射可以輕易地電離原子，允許在非微擾光與物質交互作用方面進行實驗。在非微擾電離發生後，會有許多有趣的現象同時發生，包括超閾值電離 (above threshold ionization)、高能電子產生、雙電離以及高能光子產生。高次諧波生成 (high harmonic generation) 就是強場作用後產生地一種現象，當電離的電子與其母離子重組時發生。

第一次高次諧波產生觀察是在 1977 年，當時強烈的二氧化碳雷射脈衝與固體靶材產生⁽⁴⁾。今天應用更為廣泛的氣體中的高次諧波生成，首次由麥克弗森及其同事於 1987 年將 248 奈米雷射聚焦到氬氣中，觀察到了第 17 階諧波⁽⁵⁾。兩年後，李等人將強 1064 奈米雷射場聚焦到不同的惰性氣體中，觀察到了高達第 33 階諧波⁽⁶⁾。如圖 1 顯示，諧波分布顯示出三個區域，前幾階諧波急劇下降、平原區以及高階諧波的突然截止。一項研究表明，轉換效率隨驅動雷射強度的變化而變化，對於低階諧波 (第 3、第 5 和第 7 階)，其產量遵循預期的 I^m 標度規則，其中 I 代表驅動雷射強度， m 是諧波階數。然而，第 7 階以上的諧波都具有相似的轉換效率，其產量不再遵循 I^m 標度規則。這些令人驚訝的結果無法用常規的微擾理論解釋。此外，當時也沒有理論能夠清楚地解釋高次諧波產生過程中產生的最大光子能量的機制。

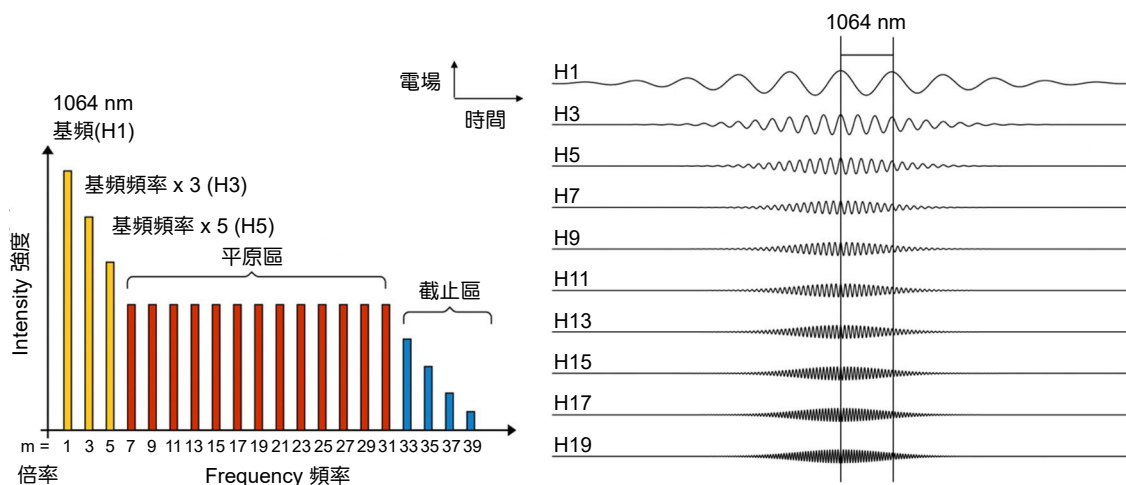


圖 1. (左) 李等人將強 1064 奈米雷射場聚焦到惰性氣體中，觀察到了高達第 33 階諧波 (H3 指的是基頻頻率的 3 倍；H5 指的是基頻頻率的 5 倍)⁽⁶⁾。諧波分布顯示出三個區域：前幾階諧波急劇下降、平原區以及高階諧波的突然截止。(右) 顯示 H1 基頻 1064 奈米光，光場隨時間的分佈。當 1064 奈米光場震盪一個週期，H3 頻率是基頻的三倍，波長比 1064 奈米短三倍為 355 奈米，而 H33 的頻率是基頻的三十三倍，波長比 1064 奈米短三十三倍為 32 奈米 (圖只顯示到 H19)。目前產生最高的諧波可以達 > 5000 諧，波長約 0.8 奈米⁽⁷⁾。

二、高次諧波半古典模型—三步模型

對於原子氣體如何與雷射場相互作用的嚴格分析，需要對所涉及的量子力學進行仔細的數值計算。Schafer 和 Kulander 等人是第一批通過強場近似來理解這一過程的。1993 年，Kulander 等人⁽⁸⁾ 和 Corkum⁽⁹⁾ 提出了對這一過程的特別優雅的描述。他們提出了一個半經典的高次諧波產生過程模型。這個模型被稱為「三步模型」，將高次諧波產生過程分為三個步驟，如圖 2 顯示。

- 第一步，強雷射場引發電離。被電離的電子以零初速度進入連續態。
- 第二步，這個自由電子在驅動雷射場的作用下遠離母離子加速並獲得動能。
- 第三步，當光場反向時，電子朝相反方向加速，並可能重新與其母離子碰撞。多餘的動能會導致產生高能諧波的光子。

儘管這一模型方法簡單，但「三步模型」成功解釋了由重新碰撞中的振盪電子所能提取的最大能量，這一能量被稱為單原子高次諧波生成截止能量。

$$h\nu_{\max} = I_p + 3.2U_p \quad (1)$$

其中， I_p 是電離勢， U_p 代表自由電子在場中的平均振盪能量。由於平均振盪能量取決於驅動雷射的波長和驅動雷射的強度，單原子高次諧波生成截止可以重寫為

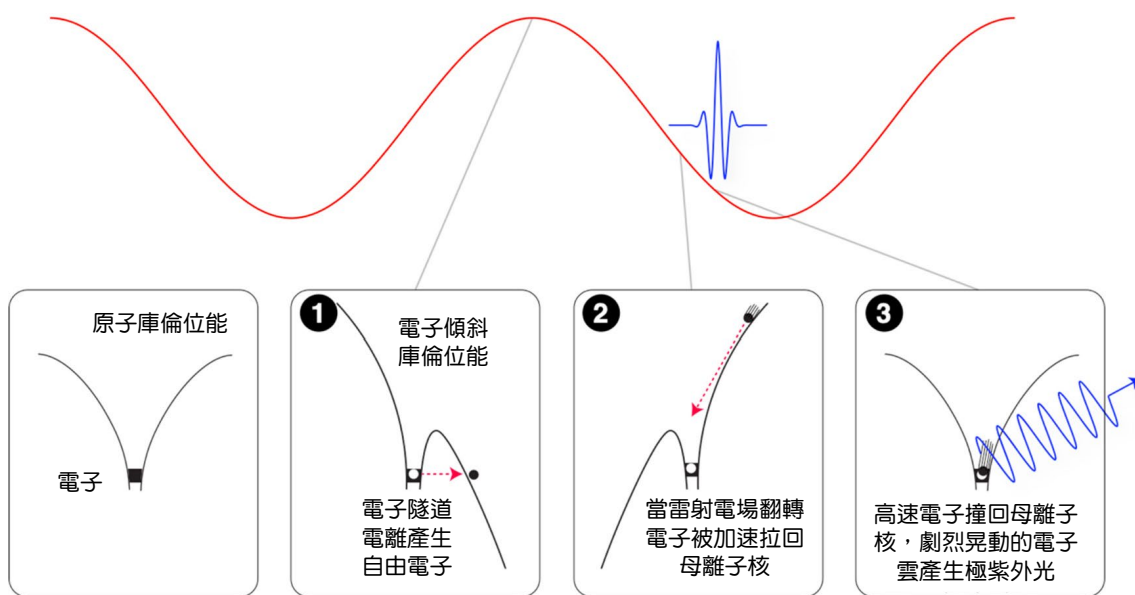


圖 2. 高次諧波產生的三步模型 (3-step model) 是描述這一現象的經典理論框架^(8,9)。這個模型由科爾庫姆 (Corkum) 在 1993 年提出，後來經過進一步完善，成為理解強場雷射物理學的重要工具。第一步：電離 (ionization)：當強雷射場 (上圖紅線代表) 作用於原子或分子時，電場會變形原子的庫倫勢壘，電子通過隧道效應逸出 (tunnel ionization)，成為自由電子。第二步：加速 (acceleration)：逸出的自由電子在雷射場的驅動下被加速。第三步：復合 (recombination)：在雷射場的約半周期結束時，自由電子有可能重新回到原子核附近，並與母離子復合。在這個過程中，電子的動能會以高能光子 (極紫外線) 的形式釋放出來，這些光子形成高次諧波。

$$h\nu_{\max} \approx I_L \lambda_L^2 \quad (2)$$

在這裡，我們忽略了方程 (1) 的第一項，即電離勢 I_p ，因為與震盪能量相比， I_p 通常要小得多。截止能量是研究高次諧波產生的最重要定律之一。這一定律不僅決定了可以產生的最高頻率諧波，還決定了這些諧波所能支持的最極紫外光或短 X 射線脈衝持續時間。

三、高次諧波產生架構

如圖 3 顯示，在高次諧波過程中，飛秒脈衝聚焦到一氣室中。氣室通常充惰性氣體 Ar、Ne 或 He，用於產生高次諧波^(10, 11)。為避免過度電離，在雷射束路徑上放置了一個部分閉合的光圈。通過調整光圈大小、氣體壓力和焦點位置來優化高次諧波效率。在氣室之後，光束通過奈米等級厚的鋁或鉛濾光片，以阻擋殘留的紅外光，然而 EUV 可以穿過。穿過的 EUV 光束被一個凹面 EUV 光柵 (600 條／毫米) 反射，在 CCD 相機平面上形成一維焦點。高次諧波光譜使用 X 射線 CCD 探測器記錄。一系列濾光片被放置在光譜儀腔室和 CCD 相機之間，用於衰減強烈的驅動雷射束，不同的金屬濾光片也用於譜線校準。

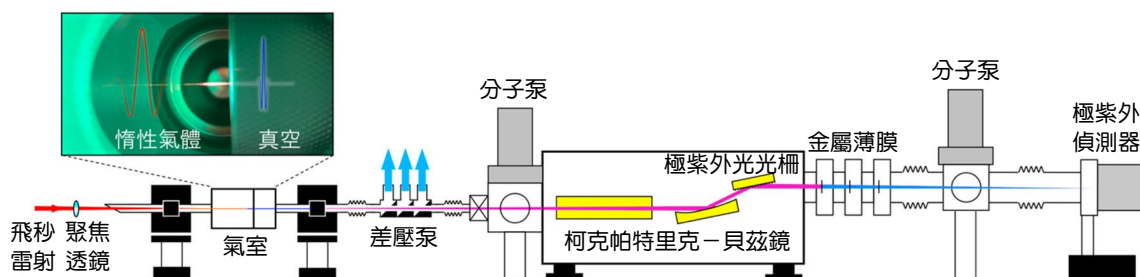


圖 3. 在真空條件下生成和測量高次諧波的實驗裝置示意圖。紅外飛秒脈衝被透鏡聚焦到惰性氣體氣室內，產生高次諧波極紫外光。由於產生極紫外光的惰性氣體同時也會吸收極紫外光，因此接下來的差壓泵 (differential pumping) 及分子泵 (turbomolecular pump) 相當重要。在很短的距離 (約 30 cm) 內，氣壓需要從高次諧波氣室的 10 torr – 1500 torr 降至 10^{-5} torr。之後，為了分析高次諧波光譜，可利用由柯克帕特里克-貝茲鏡 (Kirkpatrick-Baez mirror) 及極紫外光光柵組成的光譜儀進行分析。金屬薄膜 (例如 Al、Zr、Ag、Mg，厚度約 100 nm – 200 nm) 用於阻擋紅外光 (不同金屬對不同波段的極紫外光具有不同的穿透性，也可用於能量校正)，確保只有極紫外光通過。

四、高次諧波產生的效率

極紫外線高次諧波產生的效率通常是 $10^{-4} - 10^{-7}$ 。1 W 的飛秒雷射可以轉換屆於 100 μW – 0.1 μW ，這與雷射中心波長、還有氣體靶材及有無相位匹配有相關。

1. 單原子非線性轉換效率限制：高次諧波的產生依賴於高強度雷射與物質的非線性相互作用。例如，圖 2 顯示，當電子離開母離子後，稍有游離時間差即可能無法回到母離子，

特別是在電子處於無束縛態 (無庫倫場) 時，其電子波包擴散增大，降低了回母離子的機率。因此，使用波長較短的雷射場能使電子在庫倫場外停留的時間縮短，減小波包擴散，從而提高與母離子的復合碰撞機率。此外，氣體種類也影響到游離率及復合率。由於原子核內部的電子數量較多，最外層電子的庫倫場較小，因此容易被游離。同時，在復合時，原子核內部電子數量增加，進一步提高了碰撞機率。總結而言，氣體的種類及驅動高次諧波的雷射波長是影響單原子非線性轉換效率的關鍵因素⁽¹⁰⁾。

2. 相位匹配和相位適配的挑戰：相位匹配是確保在高次諧波生成過程中，每個諧波與原始雷射脈衝的相位保持一致的關鍵條件⁽¹²⁾。這一條件對於有效地將能量轉換為高次諧波至關重要。如果相位不匹配，各個諧波波包的相位將無法在空間上重疊，導致能量不斷分散，無法形成明顯的高次諧波信號。特別是在氣體游離時，會大量產生自由電子，這些自由電子會加速紅外光的相位速度，使其高於紫外光的相位速度。這會影響相位匹配的實現。因此，調整紅外光的強度以避免過度游離氣體，對於確保相位匹配及生成高亮度紫外光至關重要。

3. 高瓦數飛秒雷射的開發：產生高次諧波需要雷射脈衝具備高功率、短脈衝寬度和良好的空間模式，這些因素直接影響效率和產量。特別是，高重複率和高功率的飛秒雷射開發至關重要。一般來說，約 1 mJ 的飛秒脈衝能量是理想的，能夠顯著提高極紫外光的亮度。保持這個能量水平有助於維持相位匹配。例如，以 0.8 mJ、100 kHz (80 W) 的重複率運行雷射已經能夠產生足夠強度的極紫外光，達到約 20 μ W 的輸出功率 (已在台灣同步輻射中心實現)。有些文獻甚至提及開發 1000 W 的飛秒雷射⁽¹³⁾，其產生的極紫外光可以達到毫瓦級別，這已足夠滿足多數應用需求。

五、孤立埃秒光產生

超快脈衝產生高次諧波已成為產生埃秒光和探索埃秒科學的核心技術。埃秒光源革命性地提高了時間分辨率，使得觀察由少週期脈衝驅動的快速電子^(14, 15)、激子⁽¹⁶⁾和自旋動態⁽¹⁷⁾成為可能。最近的研究進一步強調了非平衡電子或自旋分佈可以驅動材料中的快速相變。這些研究突顯了埃秒脈衝的深遠影響，使得探索新物理現象、識別新機制以及推動下一代皮赫茲設備的發展成為可能。2000 年代初，埃秒脈衝串的測量得到了證明。此外，理論上預測通過操控入射脈衝的偏振或使用『少』週期脈衝並選擇最高諧波區域，可以從脈衝串中提取『孤立』埃秒脈衝，如圖 4、圖 5 所示。2008 年，古利埃爾馬基斯 (Goulielmakis) 等人使用中心波長為 800 奈米的單週期脈衝，展示了脈衝持續時間約為 80 埃秒的單個孤立埃秒脈衝⁽¹⁸⁾。目前，產生單個埃秒脈衝的主要方法是將少週期載波一包絡相位穩定 (carrier-envelope phase) 的脈衝，如 5 fs 的鈦寶石雷射 (800 nm, 2 週期)⁽¹⁸⁾或 12 fs 的 OPCPA (1800 nm, 2 週期)⁽¹⁹⁾，聚焦到氣體靶材中。

孤立的埃秒脈衝是極短暫的光脈衝，其時間尺度在埃秒 (attosecond) 級別，即每秒鐘可分割為 10 的負 18 次方秒。這種極短暫的時間尺度使得科學家能夠觀察和探索原子和分子內部的超快動態過程，例如電子的運動和軌道改變。這項成就在科學界引起了極大的關注，因

為它為研究超快動態過程提供了一個前所未有的工具。隨著埃秒科學的發展，人們開始更深入地理解原子、分子和凝聚態系統中的超快現象，這對於許多領域，如化學、物理和生物學等，都具有重大的影響。

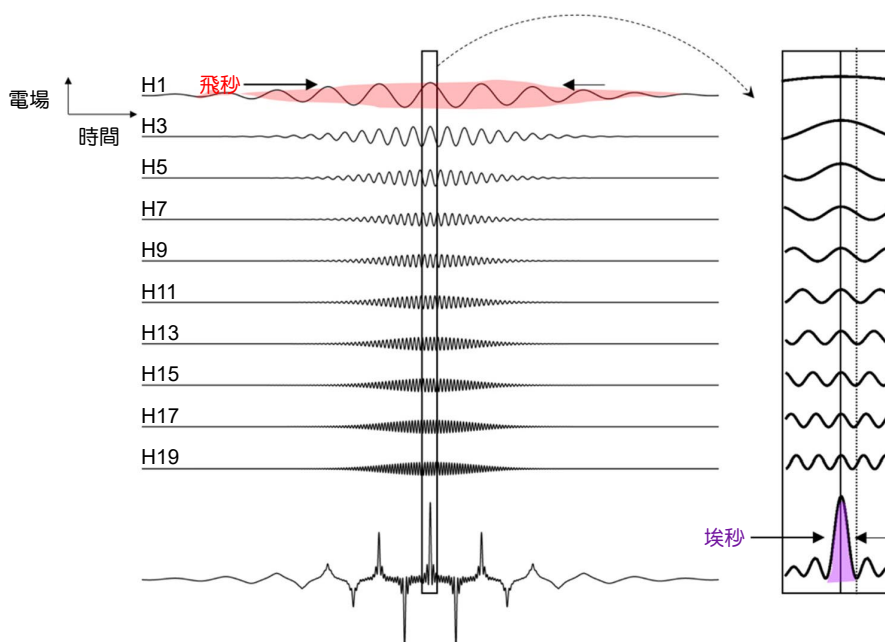


圖 4. 當所有高次諧波同相位相加後，會產生單一埃秒脈衝 (如右圖所示)。然而，使用多週期飛秒脈衝產生高次諧波時，則會形成埃秒脈衝串列 (顯示於圖組底部)。這些脈衝串用來探測材料的動態行為，但由於無法確定某一事件是由哪個埃秒脈衝所激發，因此脈衝串會影響時間解析能力。

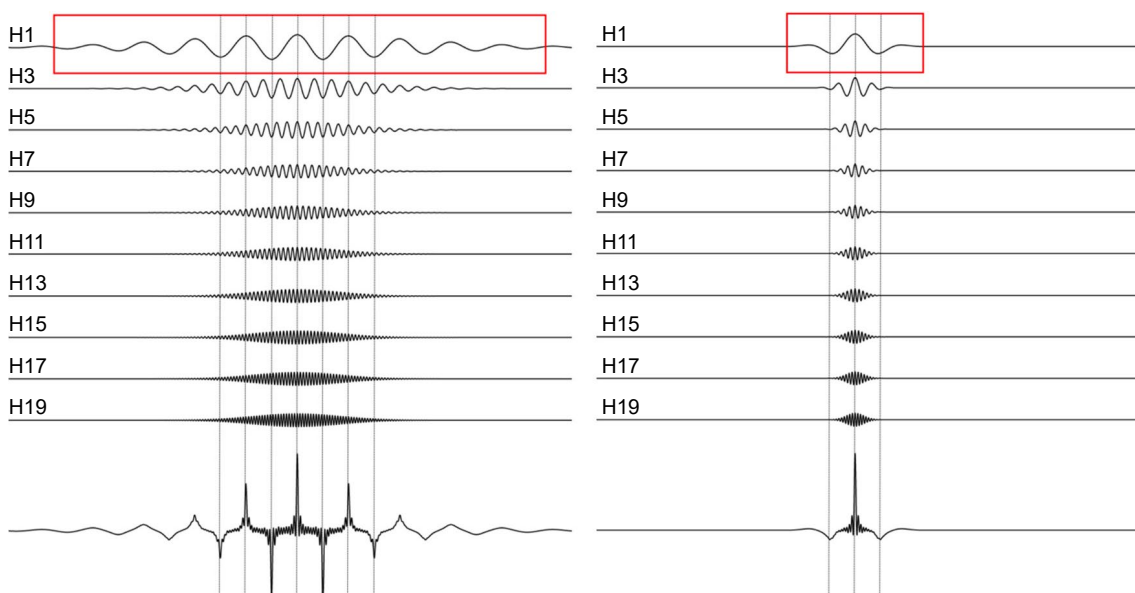


圖 5. 使用多週期飛秒脈衝產生高次諧波時，會產生埃秒脈衝串列 (左圖所示)。克勞斯 (Krausz) 團隊的巴圖斯卡 (Baltuska)、古利埃爾馬基斯 (Goulielmakis) 於 2000 年初使用『一』週期的紅外光實現了『單』埃秒脈衝⁽¹⁸⁾ (右圖所示)，真的達到有埃秒解析能力的脈衝。

六、時間解析應用：光電效應的延遲

埃秒時間解析開啟使得回答以前無法解決的問題成為可能。1905 年，阿爾伯特·愛因斯坦首次解釋了光電效應，但當時無法解析與該效應相關的時間尺度。長期以來，物理學家認為該效應是瞬時發生的。

2023 年的諾貝爾獎得主，使我們反思這個基本問題：「光電效應的時間尺度是什麼？」當一個原子或表面吸收了足夠的入射光能量時，它可以將能量傳遞給一個電子，隨後電子以等於光子能量減去電子束縛能的動能被釋放出來。原子光電發射的複雜動力學導致了一個小的時間延遲，問題在於這個時間延遲有多小。在開啟埃秒科學窗口之前，人們可以假設這一過程是瞬時發生的。

克勞斯 (Krausz) 的研究小組在一項開創性實驗中發現，當氖原子被 100 eV 的光子電離時，來自 2s 和 2p 的電子發射之間存在時間延遲⁽²⁰⁾。2p 電子比 2s 電子離開氖原子的速度慢 21 埃秒。相比之下，氖中 2p 電子的自然軌道時間為 100 埃秒。光電發射的延遲是電子雲集體動力學的標誌。克勞斯小組使用了孤立的埃秒脈衝和條紋技術，記錄了電子動能與 XUV 和 IR 脈衝之間時間偏移的函數關係。理論計算無法再現實驗結果，計算出的結果約短了兩倍。儘管這些計算很複雜，不同的理論小組對計算出的時間延遲持一致意見。

呂耶 (L'Huillier) 於隆德的研究小組通過利用相位穩定的埃秒脈衝列中的干涉獲得的高次諧波譜來解決這一差異⁽²¹⁾。這樣，研究人員可以避免來自 2s 和 2p 的電離信號重疊，他們應用了頻譜過濾來選擇跨越少於 27 eV 的諧波。2s 的束縛能比 2p 高 27 eV。隆德實驗和多體微擾理論的理論計算之間非常一致的結果表明，克勞斯 (Krausz) 小組的開創性結果受到了 shake-up (激發效應) 的影響。單個光子移除一個 2p 電子的同時，將另一個 2p 電子提升到 3p 亞殼層所需的能量比直接電離 2s 電子多 7.4 eV。在隆德實驗中，shake-up 和 2s 的邊帶信號可以被分開。然而，這在克勞斯 (Krausz) 組的實驗中是無法分辨的。

七、時間解析應用：材料的埃秒科學

埃秒光譜學在材料科學中展示了極高的應用潛力，特別是在分子、液體和固體材料的研究中。這項技術能夠在極短的時間尺度內研究光與物質的相互作用，例如，透過實驗測量液態水和氣態水中光電子發射的時間延遲，顯示出電子動態如何受化學環境影響，尤其是溶劑化效應的重要性。同時，針對固體材料，埃秒光譜學揭示了從局部原子態到漫遊導帶態的光電發射之間的延遲效應，這對於理解電子波包在材料中的傳播具有重要意義。例如，研究人員利用埃秒技術在鎢等材料上進行了直接時間域的光電子發射研究，顯示出從局部原子態到漫遊導帶態的光電子發射之間約 100 埃秒的延遲⁽²²⁾。這些觀察不僅揭示了材料中複雜的電子相互作用，例如電荷轉移和電子-電子散射等，還能夠精確測量這些過程的時間尺度。埃秒光譜學的這些能力為材料科學帶來了新的研究途徑和理解深度，同時也為開發新型材料和技術提供了強大的工具。雖然目前的研究主要集中在初步探索階段，但隨著技術的進步和理解的深化，未來有望揭示出更多意想不到的物理現象和材料特性。

八、奈米解析應用：同調繞射成像

極紫外光同調繞射成像 (coherent diffraction imaging, CDI) 是一種先進的成像技術，利用極短波長的光子實現物體的高解析度成像⁽²³⁾。與傳統光學成像技術不同，CDI 不需透鏡或

鏡片，而是直接利用樣品與光波的相互作用。這種技術能夠探測材料內部微細結構和細微變化，如晶體結構和生物分子形態。高次諧波產生的極紫外光具有完全同調性，相當於極紫外光雷射，因此是極紫外光同調繞射成像的理想光源。

在極紫外 CDI 中，將樣品置於雷射束中，樣品會散射出具有複雜幾何形狀的光強度模式。通過記錄和分析這些散射模式，可以重建出樣品的相位和幾何結構信息，實現高分辨率的成像。極紫外 CDI 技術能夠達到 10 奈米尺度的解析度，對於非晶態、非周期性和生物樣品同樣適用。總結來說，極紫外光 CDI 不僅提供高解析度的成像能力，還為多學科研究者帶來一個強大工具，用於探索和理解微觀世界的複雜結構和動態過程。其飛秒和埃秒的解析能力更是能夠揭示奈米級別的細節。

九、結論

電子的微小尺寸和極速移動使得傳統的觀測方法難以捕捉其真實的動態過程。就如，如果快門速度不夠快，照片上會留下殘影，導致影像模糊不清，這就像是奈米世界的電子在運動中的情況。因此，研究奈米世界需要擁有兩大關鍵能力的『照相機』：一是足夠高的空間解析能力，可以清晰地觀察到微小物質的結構和形態；二是極快的時間解析能力，能夠捕捉和分析電子飛速運動的每一個瞬間。這種結合空間和時間解析能力的先進技術正是此文所討論地『桌上型雷射 EUV 光源』，為科學家揭示奈米世界的神秘面紗提供了重要工具，並在材料科學、生命科學等領域中有著廣泛的應用前景。

參考文獻

1. T. H. MAIMAN, "Stimulated Optical Radiation in Ruby," *Nature* **187**, 493-494 (1960).
2. P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, and G. Weinreich, *Physical Review Letters*, **7**, 118 (1961).
3. D. Strickland and G. Mourou, *Optics Communications*, **55**, 447 (1985).
4. N. H. Burnett, H. A. Baldis, M. C. Richardson, and G. D. Enright, *Applied Physics Letters*, **31**, 172 (1977).
5. A. McPherson, G. Gibson, H. Jara, U. Johann, T. S. Luk, I. A. McIntyre, K. Boyer, and C. K. Rhodes, *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics*, **4**, 595 (1987).
6. X. F. Li, A. L'Huillier, M. Ferray, L. A. Lompré, and G. Mainfray, *Physical Review A*, **39**, 5751 (1989).
7. T. Popmintchev, M.-C. Chen, D. Popmintchev, P. Arpin, S. Brown, S. Alisauskas, G. Andriukaitis, T. Balčiūnas, O. D. Muecke, et al., *Science*, **336**, 1287 (2012).
8. K. J. Schafer, B. Yang, L. F. DiMauro, and K. C. Kulander, *Physical Review Letters*, **70**, 1599 (1993).
9. P. B. Corkum, "Plasma Perspective on Strong-Field Multiphoton Ionization," *Physical Review Letters*, **71**, 1994 (1993).
10. M.-C. Chen, "Modifying Driving Laser Wavelength to Generate Coherent, Ultrafast X-rays from Phase-Matched High-Order Harmonics," in *CU Boulder, PhD Thesis* (2012).
11. M.-S. Tsai, A.-Y. Liang, C.-L. Tsai, P.-W. Lai, M.-W. Lin, and M.-C. Chen, *Science Advances*, **8**, eabo1945 (2022).
12. T. Popmintchev, M.-C. Chen, P. Arpin, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, *Nature Photon*, **4**, 571 (2010).
13. M. Muller, C. Aleshire, A. Klenke, E. Haddad, F. Légaré, A. Tünnemann, and J. Limpert, *Optics Letters*, **45**, 3083 (2020).
14. E. Goulielmakis, Z.-H. Loh, A. Wirth, R. Santra, N. Rohringer, V. S. Yakovlev, S. Zherebtsov, T. Pfeifer, A. M. Azzeer, et al., *Nature*, **466**, 739 (2010).
15. H. Mashiko, K. Oguri, T. Yamaguchi, A. Suda, and H. Gotoh, *Nature Physics*, **12**, 741 (2016).
16. M. Lucchini, S. A. Sato, G. D. Lucarelli, B. Moio, G. Inzani, R. Borrego-Varillas, F. Frassetto, L. Poletto, H. Hübener, et al., *Nature Communications*, **12**, 1021 (2021).
17. F. Siegrist, J. A. Gessner, M. Ossiander, C. Denker, Y.-P. Chang, M. C. Schröder, A. Guggenmos, Y. Cui, J. Walowski, et al., *Nature*, **571**, 240 (2019).
18. E. Goulielmakis, M. Schultze, M. Hofstetter, V. S. Yakovlev, J. Gagnon, M. Uiberacker, A. L. Aquila, E. M. Gullikson, D. T. Attwood, et al., *Science*, **320**, 1614 (2008).

19. J. Li, X. Ren, Y. Yin, K. Zhao, A. Chew, Y. Cheng, E. Cunningham, Y. Wang, S. Hu, et al., *Nature Communications*, **2017**, 1 (2017).
20. M. Schultze, M. Fieß, N. Karpowicz, J. Gagnon, M. Korbman, M. Hofstetter, S. Neppl, A. L. Cavalieri, Y. Komninos, et al., *Science*, **328**, 1658 (2010).
21. M. Isinger, R. J. Squibb, D. Busto, S. Zhong, A. Harth, D. Kroon, S. Nandi, C. L. Arnold, M. Miranda, et al., *Science*, **358**, 893 (2017).
22. A. L. Cavalieri, N. Muller, T. Uphues, V. S. Yakovlev, A. Baltuska, B. Horvath, B. Schmidt, L. Blumel, R. Holzwarth, et al., *Nature*, **449**, 1029 (2007).
23. D. F. Gardner, M. Tanksalvala, E. R. Shanblatt, X. Zhang, B. R. Galloway, C. L. Porter, R. Karl Jr, C. Bevis, D. E. Adams, et al., *Nature Photon*, **11**, 259 (2017).

作者簡介

陳明彰先生為美國科羅拉多大學波德分校物理系博士，現為國立清華大學電機工程學系副教授。

Ming-Chang Chen received his Ph.D. in Physics from University of Colorado Boulder, USA. He is currently an Associate Professor in the Department of Electrical Engineering at National Tsing Hua University.