

Instruments Today 2024 Q3

科儀新知



EUV 關鍵元件與技術

EUV Key Components and Technologies

【人物專訪】

中央研究院院士

國立清華大學半導體學院 林本堅院長

240

ISSN 1019-5440

Mitutoyo

以精密量測技術貢獻社會

NEW
Products



▲ 座標測定機

更多詳細資料



光學尺 ▶



NEW
Products



◀ 現場型
座標測定機

輪廓形狀 ▶
及表面
粗度測定機



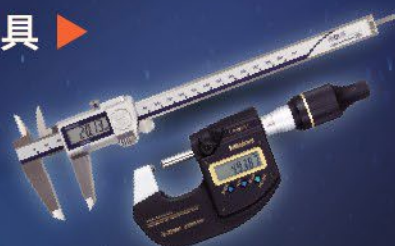
NEW
Products

NEW
Products



◀ 高精度CNC
影像測定機

測定工具 ▶



35th

傳承 創新 跨越

台灣三豐儀器
www.mitutoyo.com.tw

GMM

均華精密工業股份有限公司

Gallant Micro. Machining Co., Ltd.

(股票代號：6640)

2010

總部成立於土城工業區內

主要從事半導體相關生產設備及模具之研發、製造及銷售。

主力產品>>精密取放技術之晶粒挑揀機與黏晶機、精密加工技術之沖切成型機與自動封膠機、光電整合技術之雷射刻印機與光學檢測機等。

2018

正式掛牌上櫃(6640)

均華不斷致力新製程需求的設備研發，深受客戶肯定。開發先進的封裝設備關鍵技術，也結合國外關鍵模組廠商技術優勢，以優異的整合能力憑藉有限資源發揮最大研發成果，因而建立良好的獲利基礎。更因長年的技術積累，相關核心技術亦居於國內相關產業之領先地位。

半導體先進封裝、異質整合

主要商品/服務項目

半導體先進封裝精密取放設備設計、製造、銷售

自動雷射刻印機、自動沖切成型機設計、製造、銷售

精密模具及機械設備之設計、製造、銷售

歡迎各界菁英加入 共創產業未來

★完善的獎勵

年終獎金、員工分紅(視公司年度營運狀況、個人績效表現分發) / 三節禮金 / 生日禮金

★完善教育訓練

新進人員基礎訓練(師徒制) / 強化研發技術能量(內部教育訓練課程) / 個人潛能提升課程

★完整的保險福利

勞工保險 / 勞工退休金(新制) / 全民健康保險 / 公司團體保險(壽險、意外傷害險、意外醫療險、住院醫療險、癌症醫療險) / 員工及眷屬保險(提供優惠方案給予眷屬納保)

★休假

有薪病假3天 / 生理假 / 產檢假 / 陪產假

★職工福利

公司及福委會提供結婚禮金、生育禮金、喪葬補助金 / 員工家庭日 / 部門聚餐、歲末尾牙餐會 / 員工健康檢查 / 哺乳室 / 職工福利委員會特約廠商優惠 / 員工子女獎助學金 / 提供書刊及雜誌借閱 / 國內外旅遊

GMM

236 新北市土城區民生街2-1號
TEL : 02-2268-2216 FAX : 02-2268-0665

302 新竹縣竹北市台元一街8號7樓之9
TEL : 03-5601222 FAX : 03-5601292



高科技領導廠商

CONTROL

東捷科技



專注研發核心技術

自動化整廠規劃與製程設備

雷射應用設備

光學檢測設備

物流規劃與設備

真空製程設備

巨量轉移/巨量修補設備

以研發為主的設備製造商
專注於新型雷射應用與雷射微加工技術

擅長LCD製程設備整合整廠自動化

近年將技術應用擴展至 (micro) LED及半導體產業

為國內高科技領導廠商!

完善服務網絡，服務據點在地化
維修保養、定期設備調校、客戶問題即時對應！

WWW.CONTREL.COM.TW

☎ 06-5051188(台南總公司) 📍 服務據點:新竹.台中.台南.高雄

關注東捷



CNC控制器・自動化控制器・ 機械手臂・雲端 整合方案



ONE FOR ALL
ALL IN SYNTEC

最值得信任的電控夥伴

新代科技股份有限公司
SYNTEC Technology Co., Ltd.

台灣新竹市東區研發二路25號

☎ 886-3-6663553
☎ 886-3-6663505

✉ sales@syntecclub.com.tw



SYNTEC



LEANTEC



LINE

HIWIN®

實現您的智慧工廠

HIWIN 為工業 4.0 提供高附加價值的整體解決方案
全方位系列產品，實現您的智慧工廠。



關節式機器手臂
Articulated Robot



史卡拉機器手臂
SCARA Robot



晶圓機器人
Wafer Robot



晶圓移載系統
EFEM



智慧型滾珠螺桿
Intelligent 4.0 Ballscrew
智慧型線性滑軌
Intelligent 4.0 Guideway



諧波減速機
DATORKER® Strain Wave Gear
旋轉致動器
DATORKER® Strain Wave Gear System



RCH系列



RCV系列



RAS系列

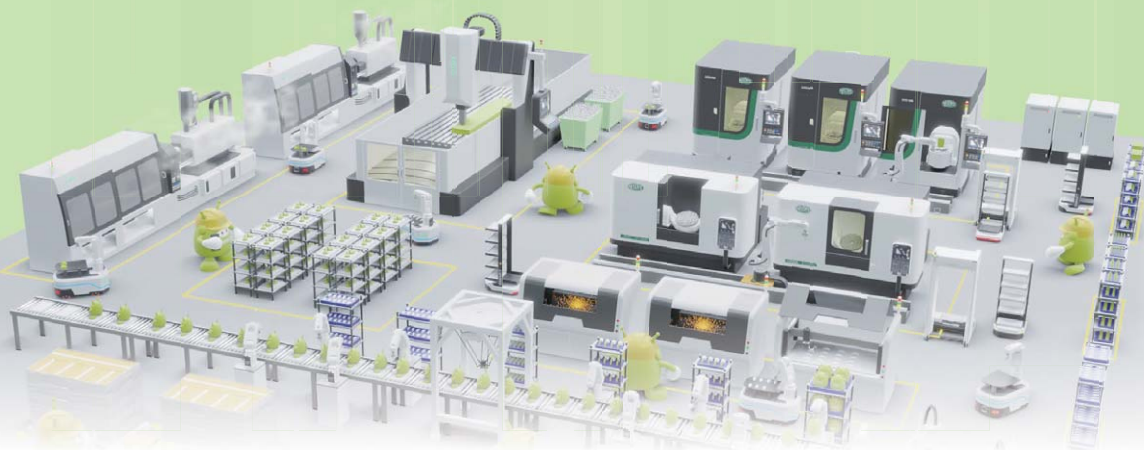


RAB系列

Torque Motor 迴轉工作台
Torque Motor Rotary Table



了解更多
HIWIN產品



全球營運總部

上銀科技股份有限公司
HIWIN TECHNOLOGIES CORP.
台中市40852精密機械園區精科路7號
Tel : (04) 2359-4510
www.hiwin.tw
business@hiwin.tw

關係企業

大銀微系統股份有限公司
HIWIN MIKROSYSTEM CORP.
台中市40852精密機械園區精科中路6號
Tel : (04) 2355-0110
www.hiwinmikro.tw
business@hiwinmikro.tw

全球銷售暨服務據點

德國 www.hiwin.de	日本 www.hiwin.co.jp	美國 www.hiwin.us	義大利 www.hiwin.it
瑞士 www.hiwin.ch	捷克 www.hiwin.cz	法國 www.hiwin.fr	新加坡 www.hiwin.sg
韓國 www.hiwin.kr	中國 www.hiwin.cn	以色列 www.mega-fabs.com	

TILTdot

無線傾斜儀

TILTdot 為一款具有 NB-IoT 無線傳輸功能之無線傾斜儀，同時提供雙軸向角度及溫度量測功能。

TILTdot 具有堅固的防水外箱及低耗電量的設計，使用2顆 18650 鋰電池可提供長時間量測記錄及資料上傳至 dot雲端網頁服務，其內建 32 GB Micro SD卡可備份儲存一佰萬筆以上資料。

- 大樓結構物傾斜監測
- 捷運、高鐵、橋梁等墩柱傾斜監測
- 捷運、高鐵等隧道結構傾斜監測
- 邊坡擋土牆傾斜監測
- 地表滑動監測



都市土木新建工程



河川水利工程



橋梁工程



邊坡安全

pALERT F330

一體化力平衡式地震儀

擁有高精度的三軸力平衡加速度計，擁有早期警報技術和先進功能，用於全面的地震防備。提供三種觸發邏輯 (Pd, PGA, STA/LTA) 和過濾選項，包括高通濾波器和低通濾波器，以減少非自然地震噪音。

- 地震預警系統(EEWS)
- 結構健康監測(SHM)
- 工業風險管理增強
- 生產線地震安全停機機制



住宅建築



工業基礎設施



製造廠



公共設施



我們矢志成為光電及半導體產業中，
真空設備核心技術提供者。

我們目標是整合高科技產業真空設備
元件，提供有信賴感的產品，登上全
球領導品牌。

磁流液軸封



特點

- 台灣設計/製造
- 高度密封性與高潔淨度
- 可依需求進行客製化設計
- 可提供維修服務
- [選配] 軸封洩漏檢知系統

接觸角影像分析儀



應用領域

- 生物相容性研究
- 奈米抗潑水表面驗證
- 玻璃基板潔淨度驗證
- 晶圓潔淨度管制
- HMDS製程管制
- 光阻與顯影製程開發
- BGA接合點潔淨度驗證
- 封裝接合面前處理



快速升溫/退火爐
(RTP/RTCVD)



AS-One 100



直接液體注入
(DLI)模組

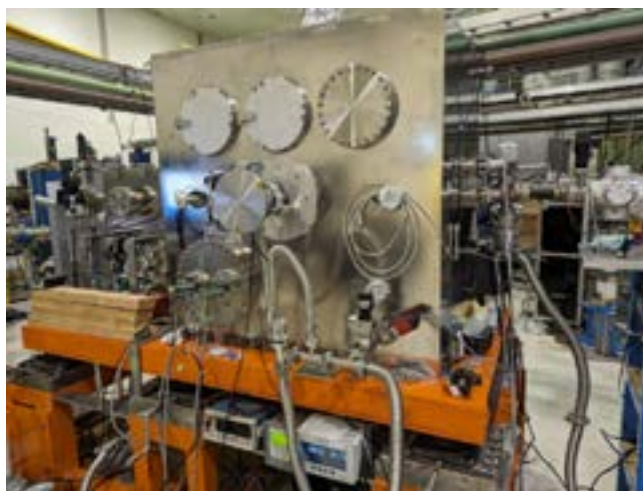
VAPBOX 300

KEMSTREAM
ADVANCED VAPORIZERS ●●●

科儀新知

INSTRUMENTS TODAY 季刊

中華民國 113 年 9 月 30 日出版



封面說明

封面圖為國家實驗研究院台灣儀器科技研究中心為執行科技部「前瞻基礎建設－數位建設突破半導體物理極限與鏈結 AI 世代」計畫所建置之「多功能式極紫外光微影元件檢測服務平台」，可進行 EUV 關鍵微影元件檢測，包含 0 – 85° 絕對反射率量測、移動範圍 100 cm² 的干涉微影曝光以及 CSM 圖案光罩檢測等，以確保 EUV 微影工藝的穩定性和可靠性，從而提高 EUV 微影製程的良率和產率，希望藉由檢測服務平台建立，可協助相國內關產業升級降低研發門檻，與協助學研界先進製程技術之開發。(圖片為國家實驗研究院台灣儀器科技研究中心所提供)

• 發行人：潘正堂

• 客座主編：許博淵

• 執行編輯：林麗娥、陳柏荔、魏崇倫

• E-mail：tiri-editor@narlabs.org.tw

• 網址：http://www.tiri.narl.org.tw/Publication/InstTdy

• 地址：新竹市科學園區研發六路 20 號

中華民國 68 年元月創刊

• 電話：(03) 5779911 轉 304, 313

• 傳真：(03) 5789343

• 設計排版：宇豐廣告實業社

• 電話：(03) 5306633

國家實驗研究院台灣儀器科技研究中心出版



15

人物專訪

- 4 中央研究院院士－國立清華大學半導體學院
林本堅院長
把心放上去，用心則樂
林麗娥

EUV 關鍵元件與技術

- 9 「EUV 關鍵元件與技術」專題介紹
許博淵
- 11 EUV 干涉微影技術
陳柏熊、林俊宏、劉瑞雄
- 21 EUV 光罩檢測技術
李建霖、蔡佳勳、蔡坤諭
- 30 應用於極紫外光波段之柱狀多層膜反射鏡
王志中、李昭德、李佳翰
- 35 極紫外光的感測與成像：螢光奈米鑽石的新應用
吳沛婕、張煥正、楊騰毅
- 45 多功能式極紫外光微影元件檢測服務平台
卓文浩、吳品鈞、李建霖、黃羿誌、李昭德、蔡坤諭、李佳翰
- 57 EUV 計量標準與量測系統不確定度
莊宜蓁、陳政憲
- 68 桌上型同調 EUV 光源－超快雷射激發高次諧波光產生
陳明彰
- 77 加速器極紫外光源發展概況
劉偉強、劉宗凱、羅皓文
- ## 科儀專欄
- 92 超解析度系綜繞射顯微術之簡介與發展應用
陳寧容、陳健群



42

INSTRUMENTS TODAY

September 2024

People

- 4** **Dr. Burn-Jeng Lin, Dean of the College of Semiconductor Research and Academicians of Academia Sinica
Happiness Follows Dedication of Your Mind**
Claire Lin

Special Issue: EUV Key Components and Technologies

- 9** **Special Issue Introduction of "EUV Key Components and Technologies"**
Bor-Yuan Shew

- 11** **EUV Interferometric Lithography Technologies**
Po-Hsiung Chen, Chun-Hung Lin, Rai-Shung Liu

- 21** **Extreme Ultraviolet Lithography Mask Inspection Technologies**
Chien-Lin Lee, Jia-Syun Cai, Kuen-Yu Tsai

- 30** **High-reflective Cylindrical-nanostructure Multilayer Mirrors for Extreme Ultraviolet Radiation**
Chih-Chung Wang, Chao-Te Lee, Jia-Han Li

- 35** **Sensing and Imaging of Extreme Ultraviolet Radiations: A New Application of Fluorescent Nanodiamonds**
Pei Jie Wu, Huan-Cheng Chang, Teng-I Yang

- 45** **Multi-functional Extreme Ultraviolet Lithography Component Inspection Platform**
Wen-Hao Cho, Pin-Jiun Wu, Chien-Lin Lee, I-Chih Huang, Chao-Te Lee, Kuen-Yu Tsai, Jia-Han Li

- 57** **EUV Metrology and Measurement Uncertainties**
Yi-Chen Chuang, Cheng-Hsien Chen

- 68** **Tabletop Coherent EUV Light Source - High Harmonic Generation Driven by Ultrafast Laser Excitation**
Ming-Chang Chen

- 77** **An Overview of Accelerator-based EUV Sources**
Wai-Keung Lau, Zong-Kai Liu, Hao-Wen Luo

Column

- 92** **Introduction to Ensemble Diffraction Microscopy Under Super-resolution**
Ning-Jung Chen, Chien-Chun Chen



61



83



中央研究院院士

林本堅 院長

把心放上去，用心則樂

Happiness Follows Dedication of Your Mind

撰文：林麗娥

全球地緣政治影響加劇，頻頻擾動世界半導體供應鏈的環境。如何持續佔據關鍵位置，提高全球半導體價值鏈的韌性，是臺灣正面臨的重要課題。其中極紫外光 (extreme ultraviolet, EUV) 微影技術，是量產晶片時的關鍵製程技術，緣此《科儀新知》240 期推出「EUV 關鍵元件與技術」專題，介紹臺灣新興技術與發展現況。提到半導體技術的躍進，大家第一個會想到的必定是改寫全球半導體發展史、今年 (2024) 甫獲第六屆總統創新獎，被譽為「浸潤式微影之父」、「半導體界愛因斯坦」，現任國立清華大學半導體學院院長的林本堅院士。本期「人物專訪」特別邀請林院士與讀者分享，他是如何把心放在「光」的探索，且信仰如何讓他具有傳教士般的堅定信念，奔走國際、成功鼓吹，扭轉當時認為乾式微影才是正道，轉而採以水為介質的浸潤式微影技術 (immersion lithography)。

捕捉光影 解決科技難題

林本堅院士出生於越南，在越南接受華僑教育的他，從小就對「光」充滿興趣，特別是母親在他 13 歲時，終於把他心儀很久，每次看見母親拿在手上就很想擁有的相機送給他，開啟了他對光的研究。照相、沖洗底片時，是把景物感光在底片上。而半導體產業中的微影技術，是利用光線穿透將印有電路圖的光罩，在矽晶片上投印出電路圖。院士在上帝賦予的天分與帶領下，讓他對光的掌握超越一般人。後來藉由干涉將光場完整資訊記錄下來，並利用繞射原理將光場重建的全像術 (holography) 研究，拿到美國俄亥俄州州立大學電機工程博士。從此人生職涯展開對光影不間斷的研究，為社會服務、解決科技難題。

萬事都互相效力 叫愛神的人得益處

作為一個虔誠的基督徒，林本堅院士表示：「自從信主之後，神好像對我的生命有了計畫，一步一步帶領著我。」從排斥基督教、在偶然的機會下，同學向他傳福音，決定信靠耶穌。從越南孤身來到新竹，在新竹中學努力了一年，並相信上帝的帶領，後來考上臺灣大學電機系。愛好攝影的林本堅院士本來最希望進入柯達 (Kodak) 公司上班，沒想到求職信杳無回音，意外進入 IBM 公司上班。1970 年起在 IBM 工作 22 年後自行創業 9 年，2000 年時離開生活 38 年的美國，進入台積電工作。在台積電的支持下，讓浸潤式微影技術為世界半導體技術帶來一瞬千里的發展，成功把摩爾定律推進 6、7 個世代，為人類帶來科技的躍升。

院士舉羅馬書 8:28-30 中的一段話「萬事都互相效力，叫愛神的人得益處」與讀者分享他一生所秉持的理念。萬事中不是每天花草芬芳、順心如意，除了有美好的事物，也有各種苦難、挑戰與壓力。基督徒認為，這是神要我們得到益處的方式，是達到光明終點前的磨練，有了這樣的體悟，讓我們更有面對挫折的信心和勇氣。而苦難之後所得到的益處，除了表面的名利、財富與榮譽。真正的益處是神要藉著這些試煉，陶冶我們的心靈，模塑我們的品格，這是生命中最大的益處。

翻轉世界半導體技術發展的浸潤式微影技術

製程技術一直是維持摩爾定律的引導性和決定性因素。過去半導體晶片製程中，主要採用乾式曝光，以空氣為鏡頭和晶圓之間的介質，把光罩上的圖形在晶圓上成像；而浸潤式微影則是以水為介質，在鏡頭和晶圓之間注入水，光的波長在水中縮短，可以刻出更精密的晶片。林本堅院士所發明的浸潤式微影技術，讓半導體的摩爾定律得以在 65 奈米製程之後沿續，更促使台積電與 Intel 等大廠並駕齊驅。實際上，早在 1987 年當時在 IBM 工作的院士於一場微型電路工程會議 (Microcircuit Engineering Conference) 中，以《次半微米光學微影的未來 (The Future of Subhalf-Micrometer Optical Lithography)》為題，就已提出將水代替空氣的概念。院士回憶道：「在那次演講中，我告訴大家浸潤式微影將是擴展光學微影的一種方式。因為目前仍有許多比較容易的方法可以擴展光學微影，所以浸潤式微影可能是最後一個方法」。

在那之後晶片製程節點尺寸一路從微米尺度到 0.7、0.5、0.35、0.25、0.18、0.13 微米至 90 奈米，半導體相關的產學界都運用了巧妙的方法解決。而到了 65 奈米的世代，所使用

的光源波長已縮短到 193 奈米，並進一步抵達 157 奈米階段。此外，成像鏡頭的數值孔徑從 0.18 經過多次提高到 0.93，技術上遭遇瓶頸，已很難再往前突破。儘管當時已有 EUV 技術，但是技術尚不成熟，於是大家都把希望寄託在 157 奈米的光源波長上。

更加肯定浸潤式微影技術的可行性

林本堅院士表示，在看了麻省理工學院林肯實驗室 (MIT Lincoln Laboratory) 的兩位研究員 M. Switkes 和 M. Rothschild 有關光源 157 奈米於浸潤式液體上所作的研究後，更加肯定以水作為介質的浸潤式微影技術的可行性。這兩位研究員用 157 奈米波長的雷射光測量許多液體，這些液體穿透率都不高又是油性，有些還會污染晶片。同時他們也研究嘗試使用 157 奈米波長的雷射光量測水，但是 157 奈米波長無法穿透水，所以無法測量水的折射率。幸虧研究員順便測量 193 奈米波長的水折射率，得到 1.46 的數據。

院士一看到 1.46 這個數字就很有感覺。雖然 1.46 後來被確認為 1.44，193 奈米波長的光通過折射率為 1.44 的水，可獲得 134 奈米波長的光，這個波長比 157 奈米短得多。況且 157 奈米只比 193 奈米短 23%，僅能提高解析度 23%。但採用 193 奈米加水卻把解析度提高 44%，幾乎是兩倍，換句話說，只要將成像鏡頭的最後一個元件與光阻之間的空間浸入水中，就可以解決當時的技術難題。只是當時整個半導體業包括供應商和用戶都已集中精力與經費在 157 奈米的研發。但 157 奈米技術對半導體廠來說製造難度很高。

轉戰到台積電工作的林院士 2002 年 2 月受邀到 SPIE 「國際微影討論會」進行全會眾演講 (plenary speaking)，分析 157 奈米和極紫外光技術發展尚未成熟，於是再次提出浸潤式的可能性，並發表了浸潤式設備及操作的示意圖。同年 9 月，院士再度受邀到一場針對 15 奈米技術的工作坊 (workshop) 進行演講。由於是 157 奈米的研討會，聽眾預期院士可能要分享的是用浸潤式繼續推進 157 奈米，沒想到院士建議大家回頭善用 193 奈米波長的光，再加上水把有效的波長縮至 134 奈米，比 157 奈米更短。院士演講結束後，原本 157 奈米的工作坊竟所有交談的時間都環繞在討論 193 奈米加水！

院士提出這樣的技術改革建議後，更艱鉅的任務就接踵而至，他花了很大的努力，在技術、政治和商業上將產業從 157 奈米傳統技術轉向 193 奈米浸潤式技術。當時全球對 157 奈米的投資已遠超過 10 億美元，因此要說服曝光機台的廠商研發並量產浸潤式機台極為困難。於是林本堅院士與台積電處內的同仁寫了好幾篇論文，除了透過在國際研討會議上發表論文，從理論的觀點證明浸潤式微影的可行性及優勢，並駁斥一些錯誤的負面看法。同時申請專利、奔走荷、德、美、日各地作技術和商業的交談，終於說服艾司摩爾 (ASML) 公司採用，自此展開台積電與 ASML 攜手並進的半導體全新世代。院士因其在浸潤式微影領域的開創性研究和領導地位，於 2013 年榮獲克雷多布魯奈提獎 (IEEE Cledo Brunetti Award) 及國際電機電子工程師學會 (IEEE) 西澤潤勳章 (Jun-ichi Nishizawa Medal)。

為臺灣培養半導體人才 延續在全球半導體的領先地位

從過去全球自由化的貿易政策下，半導體業以高度專業分工、效率極大化的方式運行，企業根據比較優勢將各種生產環節外包到不同的地點，使企業能夠更靈活地回應市場需求，

並快速適應創新技術。到逐漸形成生產環節分佈在多個國家的半導體產業全球價值鏈，由歐美大廠主導設計或整合元件製造 (integrated device manufacturer, IDM) 等環節，亞洲地區則負責晶圓代工、記憶體和半導體封測等。近年更隨著美中科技戰、新冠疫情爆發、烏俄戰爭及地緣政治影響等因素，半導體科技已成為國家實力的象徵，國際主要經濟體均期望能提高國內半導體的自給率和建立有彈性的供應鏈，以強化國家安全，未來全球半導體將從高度分工開始走向區域內整合。

院士表示，儘管這樣的演變未必是國際利益最大化的局面，然而這樣的趨勢恐怕很難抵擋，因此臺灣更要培養自己的競爭力來因應全球的變化。這就是他接受到清華大學半導體學院擔任院長的主要原因，為臺灣培養半導體的「專才」、「通才」、「活才」三才並進的人才，能夠在特定領域擁有「專才」、具備廣大視野和半導體通識的「通才」，同時是具有解決新問題能力及創立半導體新領域的「活才」，以延續我們在全球半導體的領先地位。

給儀科中心 50 歲的生日祝福

林本堅院士在 2022 年將其家庭生活、成長學習、基督信仰及職場經驗書寫成冊，出版了『把心放上去：「用心則樂」人生學』一書的第二版。院士一路走來，對於人生每個階段都忠心的完成，有所交代。院士以其書名來祝福即將邁入 50 周年的儀科中心，鼓勵儀科中心同仁：「家庭、工作、生命是每個人最珍貴的所有。凡事要把心放上去、用心發揮、用心平衡。」如此才能不斷前進，共同走向下一個 50 周年。





採訪後記：與林本堅院士進行專訪後，院士於 113 年 6 月 27 日至儀科中心進行參訪。除參觀前瞻光學加工核心實驗室與先進真空鍍膜實驗室等核心實驗室，亦聽取「中心的整體概況與學研合作模式」與「半導體製程與檢測設備開發」等成果簡報。

「EUV關鍵元件與技術」專題 介紹

Special Issue Introduction of “EUV Key Components and Technologies”

客座主編－許博淵 博士

國家同步輻射研究中心副研究員

早在 1990 年代，美國多所國家實驗室即組成研究聯盟發展極紫外光 (Extreme UV, EUV) 微影技術，然而因該技術所涉及的光源、光罩、光學系統、光罩與光阻劑，均與既有的紫外光微影有巨大的本質差異，技術的發展遭遇許多瓶頸。直到千禧年代中期深紫外光浸潤式微影技術逐漸面臨解析度的物理極限，全球的科研資源才重新聚焦 EUV 技術發展。

台灣的 EUV 微影技術研究始於 2008 年啟動的兩期 EUV 國家奈米計畫 (2008－2014)，該計畫結合多所大學與研究單位合作，利用同步輻射 EUV 光源在該中心建構包括 EUV 反射儀、配備質譜儀的光阻釋氣分析系統、干涉微影與輻射損傷實驗站等，提供學研單位進行相關研究。2010 年台灣半導體製造公司購買第一台 EUV 微影商用機台，直到 2019 年正式投入 7 nm 晶片量產，期間該 EUV 國家奈米計畫所建置的重要量測設施，持續提供產學研單位進行 EUV 光罩、保護膜 (pellicle)、光阻與感測器的關鍵材料性質分析與技術研發，協助台灣半導體產業在 EUV 先進微影技術領先全世界。

本期特別推出「EUV 關鍵元件與技術」專題，介紹國內在相關新技術的發展、現況與應用。其中，本期「人物專訪」特別邀請被譽為「浸潤式微影之父」，也是現任國立清華大學半導體學院院長的林本堅院士，從宏觀的角度與讀者分享他是如何突破技術瓶頸、說服各界改採以水為介質的浸潤式微影技術，這也是藉由技術創新翻轉半導體發展進程的成功典範。

在 EUV 技術方面，本期收錄由國立清華大學化學系劉瑞雄教授與國立成功大學光電科學與工程學系林俊宏教授等人合著之「EUV 干涉微影技術」，利用高亮度高同調性的同步輻射 EUV 光源，搭配自行製作的透射光柵光罩，以相對簡單的微影系統架構成功實現了 25 nm 半間距的線／間圖案。該技術目前已用於先進 EUV 光阻的微影品質評估，對於 EUV 光阻自主研发提供重要的科研技術。國立台灣大學電機系蔡坤諭副教授團隊撰寫的「EUV 光罩檢測技術」，除了簡介 EUV 光罩之製程、缺陷與檢測技術之現況，特別針對 EUV 光罩基底片製備過程之檢測技術做較深入之探討，並提出未來技術之發展方向。

台灣大學工程科學及海洋工程學系李佳翰教授團隊著述的「應用於極紫外光波段之柱狀多層膜反射鏡」，創新提出利用圓柱形鉬 (Mo) 和矽 (Si) 的混合結構多層，讓每層矽柱體都

有空氣空間的多層柱面鏡，反射率可從傳統 40 週期 Mo/Si 多層的 74.5% 提高到 76.6%，有潛力在相同的 EUV 光源功率下提高晶片產量。

傳統矽晶片製成的 EUV 偵測器面臨著高能輻射損害和成本昂貴的問題，限制了其在實際應用中的普遍性，為此中央研究院原子與分子科學研究所特聘研究員張煥正教授團隊撰述的「極紫外光的感測與成像：螢光奈米鑽石的新應用」，首創以鑽石材料作為閃爍體，將 EUV 光轉換為可見光，不僅裝置體積小、成本低，同時能夠提供高效的成像功能。因應 EUV 微影時代的來臨，國研院台灣儀器科技研究中心卓文浩研究員團隊藉由國科會前瞻計畫的執行，建置一套「多功能式極紫外光微影元件檢測服務平台」，整合光罩、光阻、反射鏡等關鍵元件的分析檢測技術，提供產學研單位加速先進 EUV 製程技術開發。

為配合國內半導體先進微影技術發展，工研院量測中心／國家度量衡標準實驗室則啟動發展 EUV 波段光輻射量測與校正技術，該實驗室莊宜蓁研究員團隊於「EUV 計量標準與量測系統不確定度」一文中，特別介紹台灣第一套 EUV 波段之計量標準系統，希望透過此計量標準的建立，協助晶圓廠更精確地掌握曝光參數、精簡製程程序、進而達成節能之效。

此外，高品質、高功率、低耗能的 EUV 光源一直是微影技術發展中持續追求的目標。有別於目前商用的電漿 EUV 光源，國立清華大學電機工程學系陳明彰副教授論著的「桌上型同調 EUV 光源－超快雷射激發高次諧波光產生」，文中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。國家同步輻射研究中心劉偉強研究員團隊則在「加速器極紫外光源發展概況」一文中，除了介紹同步輻射及自由電子雷射的基本原理，並探討了能量回復直線加速器 (ERL) 和穩態微聚束 (SSMB) 技術在發展高功率 EUV 光源的發展前景。

先進半導體晶片是各種精密電子設備和人工智慧最關鍵的元件，不僅塑造現代生活方式，也對國際政治和全球經濟產生重大影響。先進半導體也是台灣護國神山級的核心技術，相關產業鏈在國內經濟產值扮演舉足輕重的角色。期望在本期作者群深入淺出的介紹下，激發讀者新的研究想法與方向，共同推進下一世代台灣半導體技術的新發展。

EUV 干涉微影技術

EUV Interferometric Lithography Technologies

陳柏熊、林俊宏、劉瑞雄

Po-Hsiung Chen, Chun-Hung Lin, Rai-Shung Liu

在先進的半導體製程領域中，含金屬的 EUV 負光阻是一種具有高度潛力的未來技術節點材料。該材料可以通過 EUV 干涉微影技術 (EUV-IL) 進行評估。EUV-IL 在高解析度光阻的開發中扮演著重要角色，這些光阻在應用於量產的 EUV 曝光機之前能先被 EUV-IL 評估。目前的 EUV-IL 設置在國家同步輻射研究中心 (NSRRC) 的台灣光源 (TLS) 21B2 EUV 光束線上，並使用自行製作的 EUV 透射光柵光罩，成功實現了 25 奈米半間距的線／間圖案，這將可以用於先進的 EUV 光阻篩選，並對科學和業界的研發做出重要貢獻。

In the area of the semiconductor manufacturing process, the metallic-containing EUV negative resist is a high-potential material for future technology nodes. The material can be evaluated by EUV interference lithography (EUV-IL). EUV-IL plays an important role in the development of high-resolution resists before applying them to the projection optical systems for industrial applications. The current EUV-IL setup, developed at Taiwan Light Source (TLS) 21B2 EUV beamline in the National Synchrotron Radiation Research Center (NSRRC), employs a high-quality, self-fabricated transmission grating EUV mask. This setup successfully achieves line/space patterns down to 25 nm half-pitch, making it suitable for advanced EUV resist screening and significantly contributing to both scientific and industrial research.

一、前言介紹

在現代高階的積體電路中 (integrated circuits, ICs)，都存在數十億個電晶體元件。我們所使用的智慧型手機，伺服器，和超級電腦等，都需要這些 ICs 的運作。而半導體技術在每個世代間的演進，通常都是依據摩爾定律 (Moore's law) 來發展－晶片的密度每兩年必須增加一倍；換句話說，如果是相同數目的電晶體元件，其元件在一維方向必須微縮 0.7 倍，使得所占面積可以縮小成上一世代的一半。而在這微縮過程中，微影製程扮演至關重要的角色⁽¹⁾，其最小關鍵尺寸 (critical dimension) 可由 $CD = k_1 (\lambda/NA)$ 來決定，其中 λ 為曝光所使用的波長，NA 為數值孔徑 (numerical aperture, NA)， k_1 通常代表製程的難易程度，越小代表製程越困難。降低曝光波長能達到微縮的最大效益，波長的演進從過去的 436 nm、365 nm、248 nm、193 nm 到現在的極紫外光 13.5 nm。另外增加數值孔徑也是一個有效的方法，通常

數值孔徑只能增加到接近 1 左右，而在 193 nm 浸潤式曝光機中，在曝光機最底端的透鏡與晶片中加入水，使得原本是透鏡和空氣介質變成透鏡和水介質，數值孔徑能增加到 1.35，大幅增加了曝光機的解析度。此外，不同的解析度增進技術 (resolution enhancement technology, RET) 也不斷被研發出來，其中多重成像技術 (multiple patterning) 是最常被拿來使用的技術，原本單一個密集、關鍵尺寸太小的圖樣 (dense pattern) 是無法被曝出來的，但我們可將原本的密集圖案，先拆分成數個較稀疏的圖樣 (sparse pattern)，在經過多重的曝光及蝕刻後，這些稀疏圖樣經過精確的對準可以在最後組合成原本的密集圖樣。但此製程所付出的代價是製造成本、製程的複雜度以及疊對誤差控制。而現在所使用的 EUV 曝光，已經從 NA = 0.33 進入到 high-NA (NA = 0.55) 以再繼續提高解析度，ASML 已成功完成第一台 high-NA EUV 微影機台 EXE: 5000⁽²⁾，Intel 搶下首台 high-NA EUV 曝光機將用來生產他們的先進製程。而 hyper-NA (NA = 0.75, 0.85) 的曝光機也正在被研發建構當中⁽³⁾，high-NA 及 hyper-NA 的技術雖然可以提高解析度，但其所面臨的問題諸如曝光面積縮減、極化的影響及光罩三維效應 (mask 3D effect, M3D) 等都有待進一步的改善。

二、EUV-IL 干涉微影技術

在光阻材料開發過程中，需要實際的微影曝光以驗證光阻材料本身的性質，包括解析度、感光度、對比度、線邊緣粗糙度 (line edge roughness, LER)、高均勻度等，在達到符合標準的檢驗後，才能真正進入量產應用。然而上述 ASML 的 EUV 微影機台成本相當昂貴，主要都是用在量產的機台，並不適合用來做光阻前期的研發。EUV 干涉微影技術 (EUV Interference Lithography, EUV-IL)，正是以相對簡單、穩定並可達到奈米解析度的 EUV 微影技術來進行光阻評估與研究；它可以在不需要複雜的光學元件下提供高解析度的曝光，且它的景深 (depth of focus, DoF) 也幾乎沒有限制。

一般來說，同步輻射可提供穩定、乾淨與同調性佳的 EUV 光源，透過 EUV-IL 技術可產生奈米等級的圖案，非常適合作為光阻評估的微影工具，因此如瑞士 PSI 與日本 NewSUBARU 同步光源中心均已發展建構專屬用在 EUV 干涉微影的光束線與實驗站^(4, 5)，並提供其半導體產業進行相關研究，其中在瑞士先進光源中心建構的 EUV-IL 技術具世界領先地位，並提供許多光阻研發單位做前期的開發^(6, 7)，他們所開發的 EUV-IL 技術，從一開始利用有光柵的透射型光罩，EUV 13.5nm 的光穿過光罩後，在光阻上形成干涉的週期性圖案，但當光柵關鍵尺寸繼續往下縮時，便會碰到光柵繞射效率低落的問題，使得曝光時間大大拉長，另外在利用電子束微影 (electron beam lithography, EBL) 做小間距的光柵也面臨更大的挑戰。鑒於上述問題，PSI 建構出一種 mirror-based 的技術 mirror-interference lithography (MIL) 可克服繞射效率低落的問題⁽⁸⁾，且不需要製作光柵光罩，只需要利用兩個表面塗有 Ru 的反射鏡，經由精準控制鏡面的角度，兩道 EUV 光經過反射鏡反射後便可以在光阻上形成半間距 5 nm 的圖案。

而我國也於國家同步輻射研究中心 (NSRRC) TLS 21B2 光束線由林俊宏教授團隊自 2008 年即開始自主建構／發展 EUV-IL 技術平台⁽⁹⁻¹⁴⁾，目前為止，在同步輻射中心的 EUV-IL 平台可曝出半間距 25 nm 的圖案⁽¹⁵⁾，可就近提供中等解析度光阻微影品質的快速篩選評估。

三、EUV-IL 干涉微影介紹

1. EUV-IL 干涉微影原理

EUV 干涉微影技術基本原理 (如上圖 1 所示) 係使用高度空間同調 EUV 光源照射穿透一光柵光罩 (grating mask) 後，在不同的聚焦平面產生干涉條紋。若光柵結構的週期為 P ，則正負一階光進行干涉所產生的圖案週期為 $P/2$ ，正負二階光干涉產生的圖案週期則為 $P/4$ ，依此類推。EUV 干涉微影的優點是不需要複雜昂貴的光學系統及本身沒有景深的限制。而提升 EUV 干涉微影解析度的關鍵要點包括以下幾項：(1) 使用空間同調性 (spatial coherence) 較佳的 EUV 光源，以產生較完美的干涉條紋；(2) 製作高品質的光柵光罩，包括光柵的解析度、整體結構的完整性；(3) 曝光設備的穩定性，包括機械的震動，曝光時造成的熱變形等。

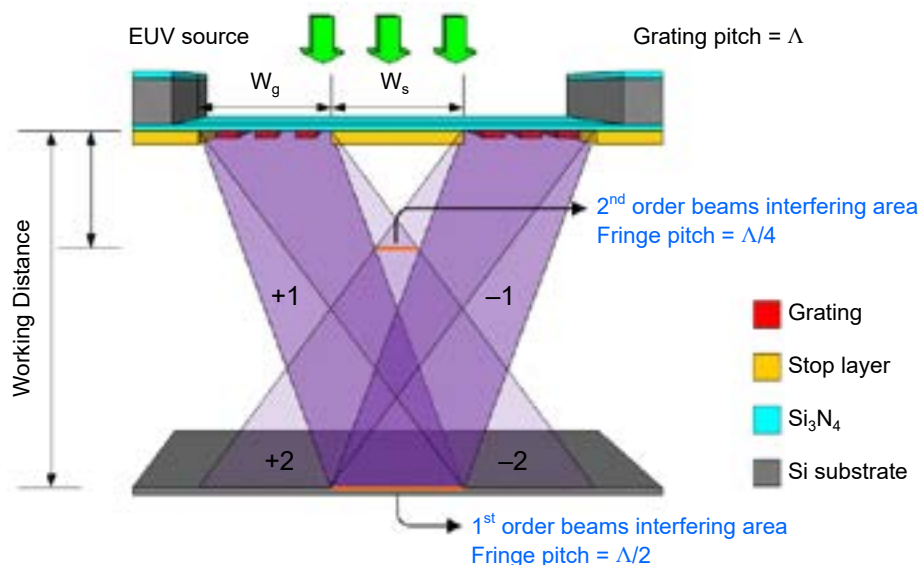


圖 1. EUV-IL 干涉微影示意圖⁽⁹⁾。

2. Mask pattern design & Fabrication

在光罩的設計上，光柵週期的設計從半間距 100 nm 到 50 nm (如圖 2)，如此經由 EUV 曝光可在光阻上形成半間距為 50 nm 到 25 nm 的干涉圖案。為了使得每一週期的光柵圖案在一定的工作距離之下可以曝出最大面積的干涉圖案，根據最佳工作距離的公式： $W.D. = wp\sqrt{1 - (\lambda/p)^2} / \lambda$ ，(w 為光柵視窗寬度， p 為光柵週期， λ 為曝光波長)；先將工作距離 (光罩表面到欲曝光光阻樣品表面的距離) 固定，一一算出各週期光柵所需要的光柵視窗寬度 w ，而光柵視窗+阻擋層 (L+S) 的距離必須小於曝光光源的空間同調長度 ($\sim 43 \mu\text{m}$)，使得干涉圖案可被有效的形成在光阻上。

EUV 透射光罩是在一層 100 nm 的氮化矽 (Si_3N_4) 薄膜上製作的，由於此薄膜非常脆弱，故在其上的製程相當困難。圖 3 為光罩製程的流程圖，主要是利用電子束直寫製作出小週期的光柵。先將 $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ 大小的氮化矽薄膜樣品固定在另一片 $2 \text{ cm} \times 2 \text{ cm}$ Silicon 之上 (圖3(a))，以減少在製作過程中薄膜破裂的機率，接著如圖 3(b) 中，先將 HSQ 負光阻旋塗在薄膜之上，並做電子束微影 (EBL) 的曝光，曝完光顯完影後的 HSQ 即可直接形成光柵



圖 2. EUV-IL 光罩圖樣設計示意圖，半間距 (half pitch) 從100 nm 至 50 nm，光柵視窗+阻擋層間隔 (L+S) 需小於光源的空間同調長度。

結構；接著再次用電子束微影並利用一極低劑量的負光阻 ($\sim 40 \mu\text{C}/\text{cm}^2$) 覆蓋住光柵視窗的範圍，而這兩道曝光需要透過對準 (alignment) 來精準的使得光柵視窗落在相對應的位置；接下來將 Cr/Au 濺鍍在表面上形成阻擋層，最後利用掀離 (lift-off) 的技術將原本覆蓋在光柵視窗的光阻移除掉，露出讓 EUV 透光的光柵結構，完成我們 EUV-IL 的光罩製作，並安裝在一定工作距離的光罩載台上 (如圖 4)。

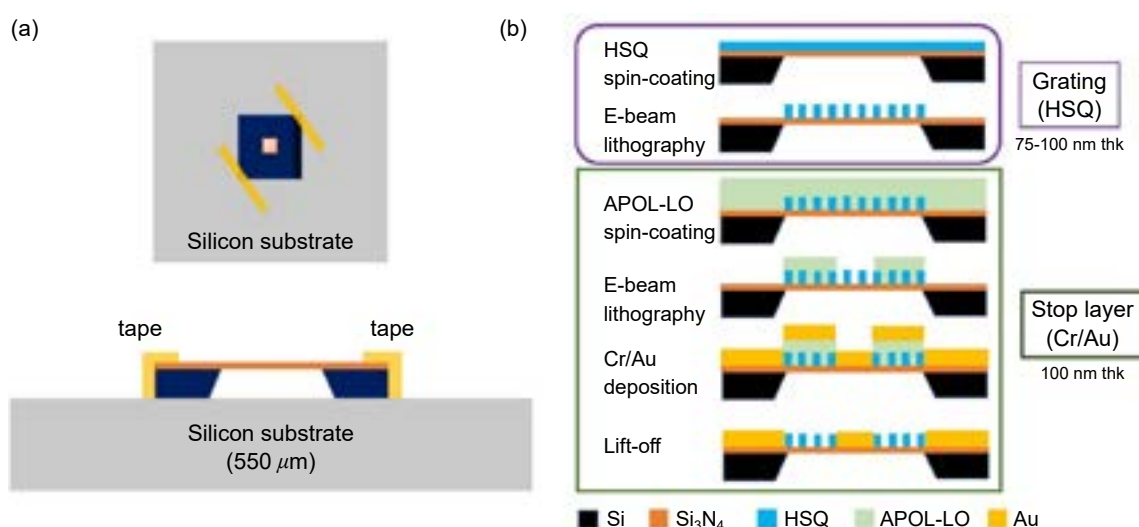


圖 3. EUV-IL 光罩製作流程：(a) 將100 nm Si_3N_4 薄膜固定在 Silicon 之上；(b) 製作光柵 (HSQ grating) / 阻擋層 (Cr/Au stop layer) 步驟。

3. 同步輻射 (NSRRC) 極紫外光束線架構／實驗站曝光平台

同步輻射 (NSRRC) 極紫外光束線架構

同步輻射所使用的 EUV 光源是由聚頻磁鐵 (undulator magnet) 所產生高亮度、頻寬狹窄並有部分同調的輻射光 (約 $43 \mu\text{m}$ 空間同調長度)，EUV-IL 干涉微影實驗站所利用的是 TLS BL21B2 光束線，是屬於高輝度高能量的光束線，產生的光源能量涵蓋從 15 eV 到 100 eV。由圖 5 可見，從週期性聚頻磁鐵出來的光，會先經過 horizontal mirror (HFM)、vertical pre-

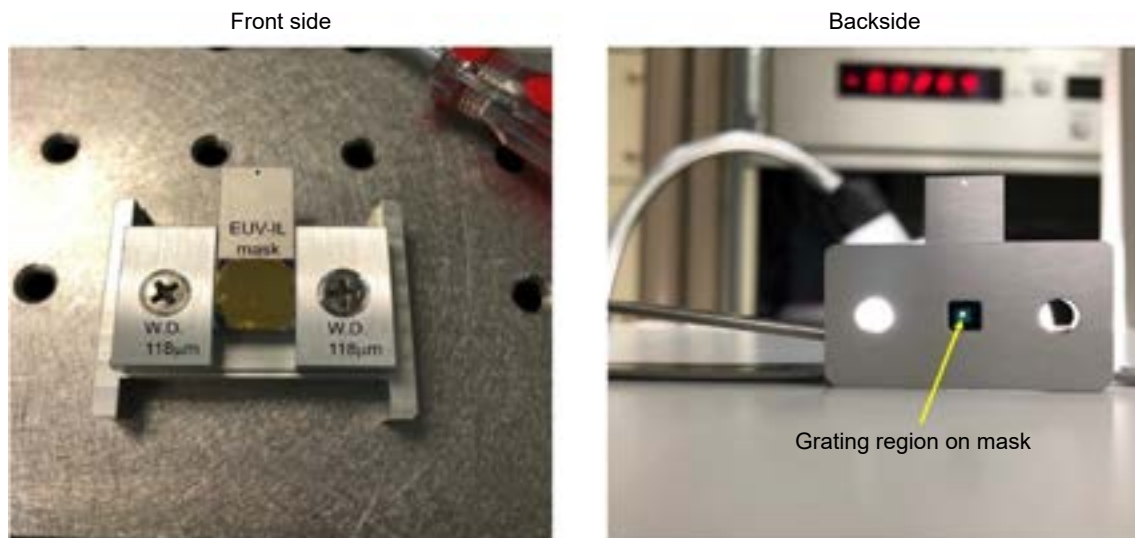


圖 4. EUV-IL 光罩完成後裝置在一定工作距離的載具上，光柵部分僅在光罩中心透光區 (黃色箭頭)。

focusing mirror (VFM) 反射，而高能量區段的光會經由 plane mirror (PMH) 反射，接著穿過第一道水平狹縫 (SL-1)，再經過 deviation angle 150° 光柵分光並穿過第二道水平狹縫 (SL-2)，最後經由 vertical refocusing mirror (VRFM) 聚焦後出光至 EUV-IL 實驗站，EUV 光便由此照射在 EUV-IL 光罩上並在光阻上形成干涉圖案。

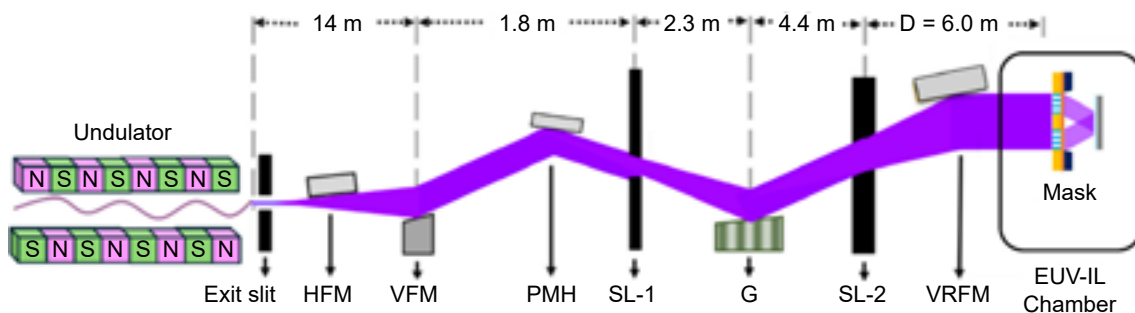


圖 5. 同步輻射 (NSRRC) TLS BL21B2 的 EUV-IL 光路示意圖⁽¹⁴⁾。

實驗站曝光平台

EUV-IL 實驗曝光平台主要包括三大架構：抽氣系統、曝光腔體和光強量測元件。抽氣系統由一個粗抽的機械幫浦 (scroll pump)、一個分子渦輪幫浦 (turbo molecular pump) 和一個離子幫浦 (ion pump) 所構成。實驗站腔體的抽氣首先由粗抽幫浦抽至約 10^{-3} torr，再打開分子渦輪幫浦繼續抽氣至 10^{-6} torr 後進行曝光。曝光時打開離子幫浦維持高真空度並關掉渦輪分子幫浦與機械幫浦以降低震動。抽氣至 10^{-6} torr 時間約為 20–30 分鐘，然而抽氣效率會隨著實驗次數增加而降低，拉長所需的抽氣時間。

EUV-IL 實驗站曝光腔體內主要包括遮光器 (shutter)、光罩載台 (mask stage) 及樣品載台 (wafer stage) (圖 6)。遮光器主要控制曝光所需要的時間 (exposure time)，光罩載台主要裝置

我們自行製作的 EUV-IL 透射光罩，晶片載台主要放置已旋塗待測合成光阻的晶片。其中光罩載台在經過光路校正後是固定的，每次曝光是控制樣品載台貼近光罩並維持一定的工作距離，目前一個樣品上可曝六個不同曝光時間的圖案。曝光時間及樣品載台所走動的距離可透過 Labview 來控制，而載台走動距離的設定可事先通過電位器 (potentiometer) 的量測來輸入要走的步數 (step) 而讓樣品載台能貼近光罩。

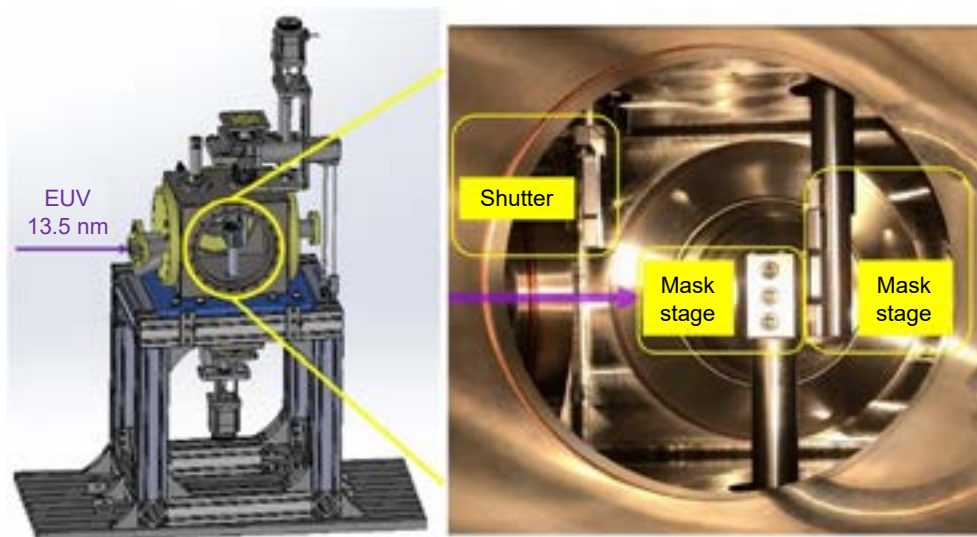


圖 6. EUV-IL 曝光腔體，腔體內主要包含遮光器 (shutter)、光罩載台 (mask stage) 及樣品載台 (wafer stage)。

四、EUV-IL 在台灣執行成果

1. 奈米國家型科技計畫 (2008-2014)

2008 年至 2014 年期間，交通大學黃遠東教授帶領橫跨交通大學、台灣大學、成功大學、高雄大學、同步輻射研究中心、國研院儀科中心等學研單位研究團隊，獲國科會奈米國家型科技計畫補助，開啟了台灣在 EUV 微影技術領域的前瞻研究。研究範圍涵蓋了從光源、光罩、材料、製程、檢測分析技術到奈米元件可靠度等多方面的技術。成功大學林俊宏教授的團隊負責 EUV-IL 技術的曝光平台建置、穿透式光柵製作、以及 EUV-IL 光阻曝光測試，圖 7(a) 顯示了該計畫在同步輻射研究中心 TLS 21B2 光束線所建置的 EUV-IL 曝光腔體，此曝光腔體從設計、製作、以及在 TLS 21B2 光束線的架設建置，皆與同步輻射中心緊密合作完成。在穿透式光柵的製作部分，考量到電子束微影技術製作成本較為高昂，研究團隊改以奈米壓印技術來進行光柵圖案化製作；同時，為了簡化製作穿透式繞射光柵窗口需以氫氧化鉀濕式蝕刻背面矽基板製程難以控制的問題，開發出無基材 (free-standing) SU-8 穿透式光柵應用於 EUV-IL 微影曝光⁽¹³⁾ [如圖 7(b,d) 所示]，該無基材 SU-8 穿透式光柵以 150 nm 及 100 nm 半間距進行一階光干涉，在 PMMA 阻劑上的曝光結果分別為 75 nm 及 50 nm 半間距，進一步運用二階光干涉，在 PMMA 阻劑上分別得到 37.5 nm 及 25 nm 半間距的光阻圖案 [如圖 7(c,e) 所示]；基於當時可運用的電子束微影設備的解析能力有限，研究團隊進一步開發了團鏈共聚物定向自組裝 (Block Copolymer Directed Self-Assembly) 技術，製作出 20

nm 半間距的穿透式光柵 [如圖 7(f) 所示]⁽¹⁴⁾，其一階光干涉在 PMMA 阻劑上曝光結果為 10 nm 半間距 [如圖 7(g) 所示]。在奈米國家型科技計畫結束之後，由於後續沒有進一步經費支持，再加上 EUV 微影研發費用高昂，因此 EUV-IL 研究暫時停擺。

(a) EUV beam

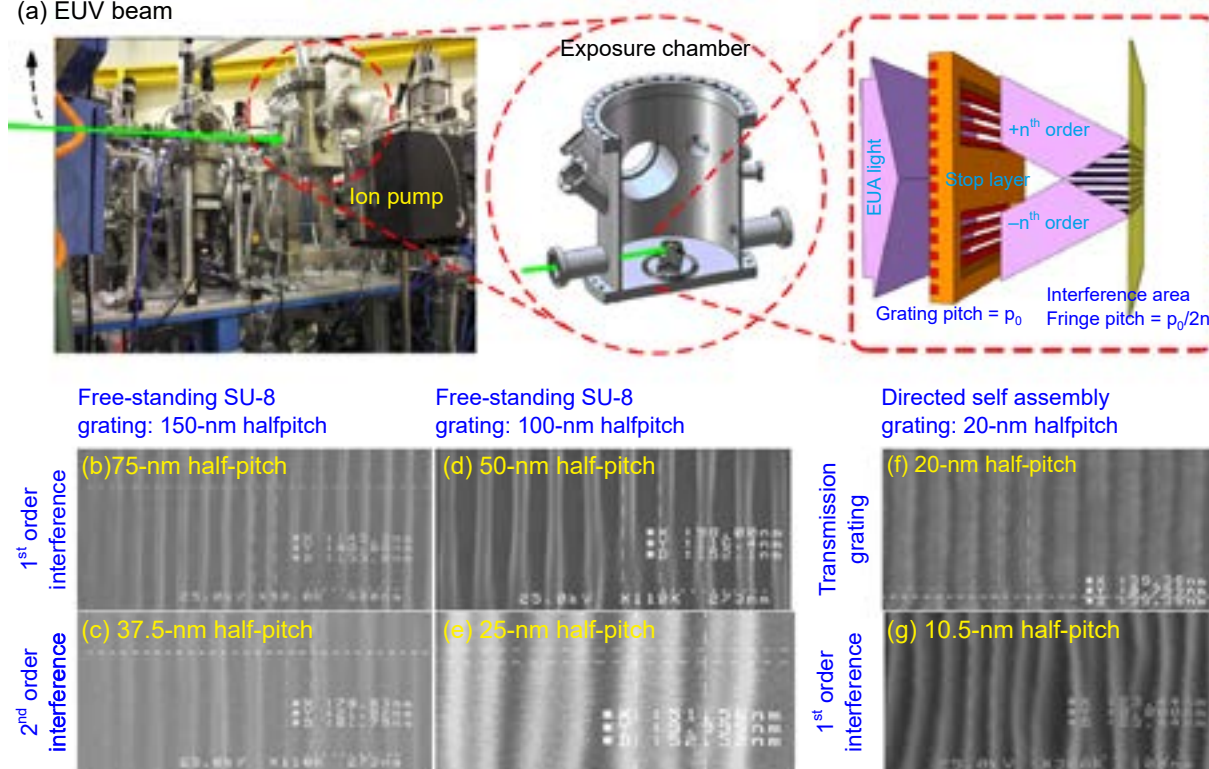


圖 7. (a) 在同步輻射研究中心 TLS 21B2 光束線所建置的 EUV-IL 曝光腔體⁽⁹⁻¹⁴⁾；(b,c) 利用 150 nm 半間距的無基材 SU-8 穿透式光柵進行一階及二階光干涉的 PMMA 曝光結果；(d,e) 利用 100 nm 半間距的無基材 SU-8 穿透式光柵進行一階及二階光干涉的 PMMA 曝光結果⁽¹³⁾；(f,g) 利用團鏈共聚物定向自組裝技術製作 20 nm 半間距的穿透式光柵及一階光干涉的 PMMA 曝光結果⁽¹⁴⁾。

2. 台積電產學大聯盟計畫 (2019-2024)

2019 年，林本堅院士領導清華大學研究團隊進行台積電產學大聯盟計畫，其中劉瑞雄教授團隊負責 EUV 前瞻光阻材料研發，基於先前奈米國家型科技計畫的基礎，團隊在同步輻射研究中心 TLS BL21B2 光束線架設了第二代 EUV-IL 平台⁽¹⁵⁾，重新啟動 EUV-IL 研究。由於在第一代 EUV-IL 的曝光平台，EUV 光源的空間同調度不佳，影響干涉曝光的品質，為了進一步提升 EUV 曝光光源的空間同調度，在目前曝光的設定中，光路的第二個狹縫 (圖 5 SL-2) 被減少為 30 μm ，以增加光源的空間同調長度，並優化最佳的曝光時間為 27 秒，在 HSQ 光阻上曝光結果顯示半間距為 40 nm、35 nm、30 nm 及 25 nm 的線圖案如圖 8(a)-(d) 所示，其 25 nm 為目前所曝出具有品質的最小線寬。圖 8 影像中的線寬均勻度 (CD uniformity) 表現不好的原因可歸咎於曝光光源照射在透射光罩的均勻性不夠好，另外雖然我們製作光罩的阻擋層 (Cr/Au stop layer) 約為 100 nm 厚度，但還是有可能因厚度的均勻性會使某些區

域會造成漏光，使得兩道強度不相同的 +1，-1 階光所干涉出來的干涉圖案會具有不均勻的線寬圖案，因此在之後可再增加阻擋層的厚度以確保干涉光的均勻性。此外線的粗糙度 (roughness) 除了增加光源的均勻度之外，亦可透過優化曝光光阻所需的軟烤時間及顯影時間來改善。

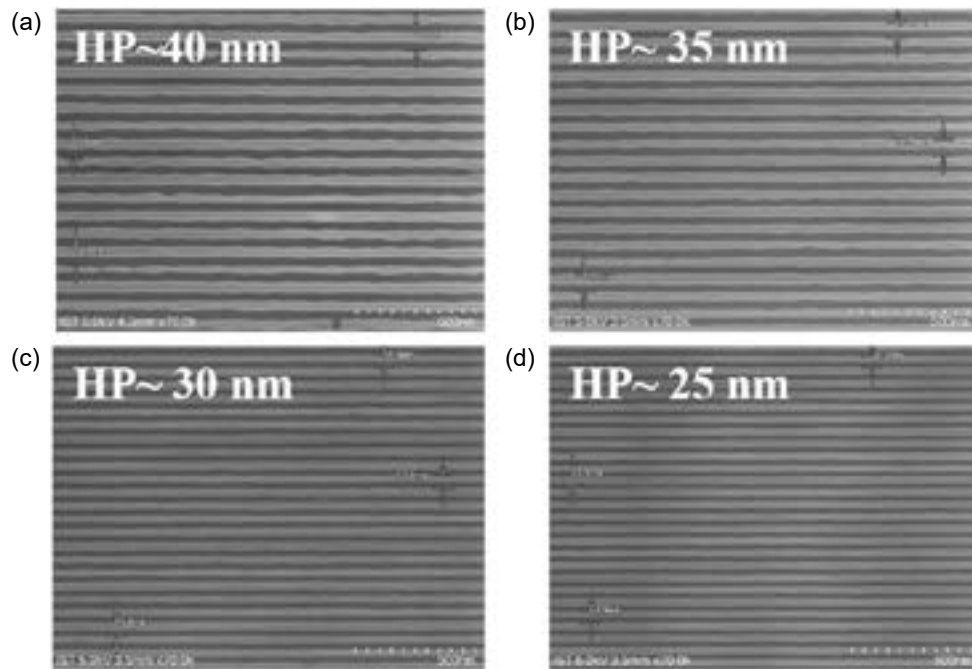


圖 8. 2023 年執行台積大產學計畫 EUV-IL 實驗曝光 SEM 結果；(a) 40-nm hp (b) 35-nm hp (c) 30-nm hp 及 (d) 25-nm hp HSQ 線圖案。⁽¹⁵⁾

圖 9 為利用 FIB 所得到的剖面圖，HSQ 光阻厚度約為 49 nm，可觀察到並沒有光阻倒塌的現象。因此，使用當前在同步輻射最新的 EUV-IL 干涉微影系統設備，可以在 HSQ 光阻上成功實現具有最小線寬為 25 nm，深寬比 (aspect ratio) 為 1:2 的高品質圖案。

此外，我們也觀察到隨著間距減小，圖案的對比度也會降低。這可能與光柵視窗的寬度與間隔的總和 (圖 2 中 L+S) 接近 EUV 光束的空間同調度有關，當前的透射光罩半間距 80 nm、70 nm、60 nm 及 50 nm 所對應到光柵視窗寬度和間隔的總合值分別為 20 μm 、23 μm 、27 μm 和 32 μm 。因此，當光柵視窗寬度和間隔的總和值接近 EUV 光束的空間相干長度 (43 μm) 時，半間距為 25 nm 線圖案的對比度會稍微降低。

五、結語及未來展望

目前在國家同步輻射研究中心的 EUV-IL 干涉微影實驗站，可利用自行製作的 EUV 透射光罩進行一階光干涉曝光，得到最小解析度 25 nm 半間距的線圖案，這對於先進 EUV 合成光阻的測試與篩選及一些先導性的研究上極具價值，因為業界用的極紫外光微影機台成本極高且主要都用在量產，因此，當前同步輻射光的 EUV-IL 干涉微影曝光平台對於不論是學術界或工業界在前瞻研究上，提供了最佳的選擇。

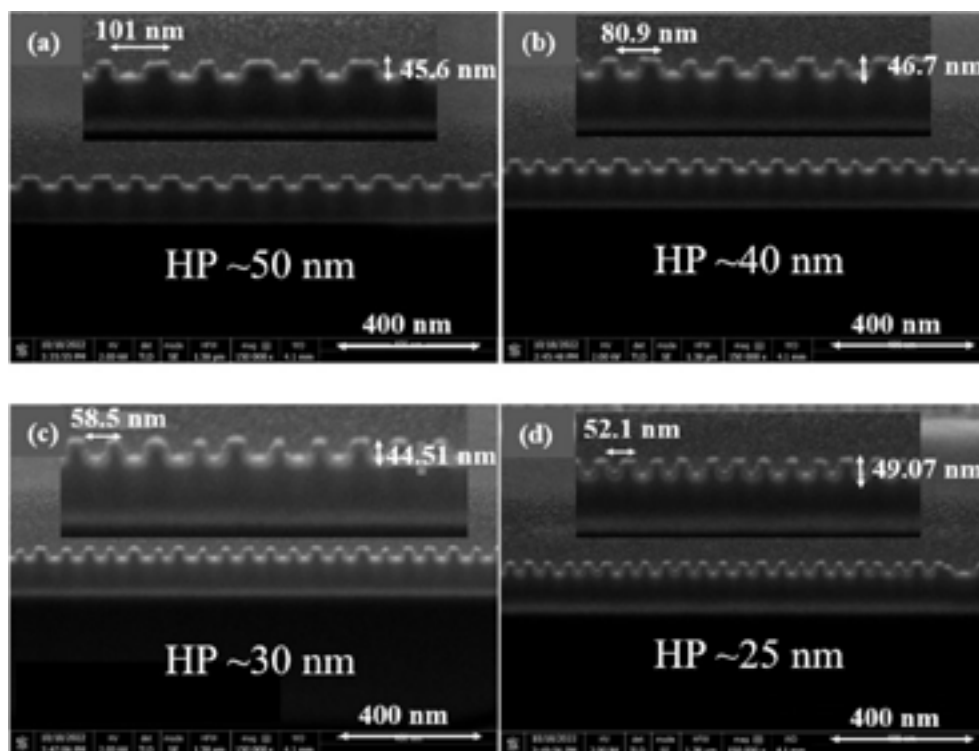


圖 9. 利用 FIB 所得到之剖面圖 (cross section)。(14)

然而，若要繼續曝出更小的線寬並具有高品質的圖案，除了可以考慮利用二階繞射光進行干涉曝光之外，我們還有許多面向需要努力。首先，在光罩的製作上，要製作出 30 nm 間距以下的光柵極具挑戰性；在目前的 EUV-IL 實驗中也觀察到幾個問題，包括圖案對比度 (contrast)、臨界尺寸 (CD) 的非均勻性 (non-uniformity) 及線寬粗糙度 (LWR) 等都需要被改善，而這些問題都與光源的均勻性、空間同調長度有密切關係，尤其從聚頻磁鐵 (undulator) 出來的 EUV 光，若能設計建構專門為 EUV-IL 干涉微影實驗用的光路設計，如在照射到光罩前增加小孔 (pinhole) 以增加空間同調度，都可以有效率的大幅改善曝光結果，我們衷心期待在將來結合國家政府及業界之力，共同為我國建立一個前瞻領先世界的 EUV-IL 干涉微影平台以供學界或業界單位做研究，而不再需要仰賴它國的技術。

參考文獻

1. B.J. Lin, *Optical Lithography: Here Is Why*, 2nd edition, SPIE Press, (2021).
2. Please refer to the wesite:
<https://www.intel.com/content/www/us/en/newsroom/resources/intel-high-na-euv.html#gs.94j0hf>
3. I. Lee, J-H. Franke, V. Philipsen, K. Ronse, S. D. Gendt, and E. Hendrickx, *Journal of Micro/Nanopatterning, Materials, and Metrology*, **22** (4), 043202 (2023).
4. Please refer to the wesite:
<https://www.psi.ch/en/lxn/euv-interference-lithography>
5. Please refer to the wesite:
<https://www.lasti.u-hyogo.ac.jp/NS-en/use/field/lithography/>
6. N. Mojarad, J. Gobrecht, Y. Ekinci, *Microelectronic Engineering*, **143**, 55 (2015).
7. T. Allenet, M. Vockenhuber, C.-K. Yeh, D. Kazazis, J.G. Santaclara, L. van Lent Protasova, Y. Ekinci, "Progress in EUV

- resist screening by interference lithography for high-NA lithography”, *International Conference on Extreme Ultraviolet Lithography*, September, 118540N (2021).
8. I. Giannopoulos, I. Mochi, M. Vockenhuber, Y. Ekinici, D. Kazazis, “Extreme ultraviolet lithography reaches 5 nm resolution”, arXiv:2402.18234 [physics.optics] (2024).
9. C.H. Lin, C.H. Fong, Y.M. Lin, Y.Y. Lee, H.S. Fung, B.Y. Shew, J. Shieh, *Microelectronic Engineering*, **88**, 2639 (2011).
10. C.H. Lin, Y.M. Lin, C.C. Liang, Y.Y. Lee, H.S. Fung, B.Y. Shew, S.H. Chen, *Microelectronic Engineering*, **98**, 194 (2012).
11. 馮祺皓, “極紫外光干涉式微影術-穿透式光柵製作及曝光平台建置,” 碩士論文 (國立成功大學光電科學與工程學系, 台南市, 2010).
12. 林奕名, “極紫外光干涉微影-奈米壓印應用於穿透式光柵製作,” 碩士論文 (國立成功大學光電科學與工程學系, 台南市, 2011).
13. 林宜叡, “製作無基材穿透式繞射光柵薄膜應用於極紫外光干涉式微影,” 碩士論文 (國立成功大學光電科學與工程學系, 台南市, 2013).
14. 童彥翔, “利用團鏈共聚物定向自組裝製作無基材穿透式光柵應用於極紫外光干涉式微影,” 碩士論文 (國立成功大學光電科學與工程學系, 台南市, 2014).
15. A.K. Sahoo, P.H. Chen, C.-H. Lin, R.S. Liu, B.J. Lin, T.S. Kao, P.W. Chiu, T.P. Huang, W.Y. Lai, J. Wang, Y.Y. Lee, C.K. Kuan, *Micro and Nano Engineering*, **20**, 100215 (2023)

作者簡介

陳柏熊先生為國立陽明交通大學生醫光電研究所博士，現為國立清華大學半導體研究學院助理研究員。

Po-Hsiung Chen received his Ph.D. in the Institute of Biophotonics from National Yang Ming Chiao Tung University. He is currently an Assistant Researcher at College of Semiconductor Research at National Tsing Hua University.

林俊宏先生為國立臺灣大學光電工程所博士，現為國立成功大學光電科學與工程學系教授。

Chun-Hung Lin received his Ph.D. in the Graduate Institute of Photonics and Optoelectronics from National Taiwan University. He is currently a Professor in the Department of Photonics at National Cheng Kung University.

劉瑞雄先生為美國哥倫比亞大學化學博士，現為國立清華大學化學系教授。

Rai-Shung Liu received his Ph.D. in the Department of Chemistry from Columbia University, USA. He is currently a Professor in the Department of Chemistry at National Tsing Hua University.

EUV 光罩檢測技術

Extreme Ultraviolet Lithography Mask Inspection Technologies

李建霖、蔡佳勳、蔡坤諭

Chien-Lin Lee, Jia-Syun Cai, Kuen-Yu Tsai

此篇文章對於極紫外光 (EUV) 微影技術所須之具多層反射膜結構之光罩，其製造過程中需要之檢測技術之發展現況做一簡介，並提出一些展望。EUV 光罩之製程設計可採用許多和傳統光學光罩製程類似的步驟與設備，本文先由此出發做一簡介與比較，並指出幾個檢測 EUV 光罩特別之處。之後針對 EUV 光罩基底片 (mask blank) 製備過程之檢測技術做較深入之探討，並提出未來技術之發展方向。

This article introduces the current developments and prospects of inspection technologies which are necessary for the fabrication of EUV mask with a reflective multilayer structure. It can utilize many similar procedures and instruments used in the traditional optical mask processes into the design and manufacture of EUV mask one. In this article, it begins with a brief introduction and comparison, and also points out several particular aspects of EUV mask inspection. After that, it makes a further investigation about the inspection technologies throughout the fabrication of EUV mask blank. Finally, it indicates the direction of future development.

一、前言

摩爾定律 (Moore's law) 為美國英特爾 (Intel) 公司創始人之一暨名譽董事長戈登·摩爾博士根據產業觀察提出之經驗法則，其內容大致為積體電路上之電晶體數目約每兩年會增加一倍，換句話說即晶片之效能加倍或生產同樣效能晶片之成本減半，主要意義在於為半導體產業訂立經濟與技術發展重要趨勢指標⁽¹⁾。半導體晶片之元件密度隨著摩爾定律逐年提升，其中製造端最關鍵的是微影製程解析度之演進。作為目前生產 7 奈米以下節點先進邏輯電路之量產微影技術，極紫外光微影 (extreme ultraviolet lithography, EUVL) 有別於傳統光學微影，多數材料對於 EUVL 所使用的 13.5 奈米波段光源吸收率都相當大，為提高效率，EUVL 需要在低真空環境下運作並且以反射式光學系統取代傳統穿透式系統，其中也包含光罩，因此目前 EUV 光罩結構為基於多層膜反射鏡之形式，並且需要奈米級的薄膜製備技術，其相關基本技術可於⁽²⁾ 得到完整介紹。然而，現行 0.33 數值孔徑 (numerical aperture, NA) EUV 設備，根據 ASML^(26, 28) 相關文獻，其能達到之極限解析度大約在 13 nm。對於微影製程來說，解析度或是半間距 (half-pitch) 通常代指所能曝寫出的最小 1:1 線寬密集線圖案 (dense line/space pattern)，因此其單次曝光大約 26 奈米間距之解析度極限仍難滿足國際設備和系統藍

圖 (international roadmap for devices and systems, IRDS) 3 奈米或 TSMC N3 節點⁽²⁷⁾ 所要求之最小 24/23 奈米間距。IRDS 預測至 3 奈米以下世代可能解決方案除前述 0.33 NA EUV 搭配多重曝光外，更高數值孔徑 (High-NA) 的 EUVL 技術亦是可行方案之一⁽³⁾，並且應可延用至目前預測之最小半間距 (IRDS 預測 2028 年以後電晶體將不再微縮而是改往三維堆疊發展以繼續提升效能)。而 High-NA EUV 微影關鍵之技術困難點包括光阻性能、符合產能需求之光源、低景深問題、光罩製作及檢測架構、成本等。微影設備商 ASML 近期已發表其第一代 0.55 NA EUV 設備⁽⁴⁾，產能可達 150 晶圓/小時，同時並持續研發更高功率之光源模組，以滿足 2025 年大量生產所需之大於 220 晶圓/小時產能。而雖然光罩上的圖案尺寸可放大四倍，但為滿足製像真確度所加入之光罩相位偏移及光學鄰近效應修正特徵圖案尺寸僅約晶圓上圖案的 1/2 大小，導致 High-NA EUV 光罩所能容忍的缺陷尺寸更加嚴峻，並且需要更精準的檢測技術以配合量產時程，凸顯光罩製作及檢測技術之重要性⁽⁵⁾。

從製程控制的角度來看，任何製程的開發與改善皆相當仰賴檢測技術來提供足夠的製程資訊以利製程、設備與材料參數的適當調整。EUV 之光罩製程也不例外。由此觀點，廣義之 EUV 光罩檢測技術包含其製程中所有會使用到的量測方法，包括基材平坦度、基材缺陷度、多層膜缺陷度、多層膜反射度、吸收層反射度、光阻圖像品質、吸收層蝕刻後之圖像品質與光罩整體成像品質等等。本文將先簡述 EUV 光罩製程及其檢測相對於傳統光學光罩之重要區別，再進一步對檢測 EUV 特有之光罩基底片缺陷及所需之缺陷測試樣本製造方法做探討。

二、EUV 光罩及其製程簡介

EUV 光罩由數層具有不同材料及光學功能的結構組成。目前常見之 EUV 光罩剖面如圖 1 所示⁽⁶⁾，光罩基板主要維持光罩之剛性及減少形變，因此需使用低熱膨脹係數材料並且其表面須平滑無缺陷；而基板上的多層膜則是決定光罩效率的關鍵因素，為了提高反射率，會採用光學常數不同的兩種材料交互堆疊，常見的多層膜是以 40 層鉬 (厚度 ~2.8 奈米)/矽 (厚度 ~4.1 奈米) 的雙層結構作為反射層，其理論反射率可達 75%，但因為鉬/矽介面會產生中介層使反射率下降，透過介面工程引入可緩解中介層的影響，目前在 13.5 奈米波段的實際反射率大約為 70%；接著會在多層膜上鍍上保護層防止氧化造成的反射率損失，再度上吸收層提高後續曝光圖案對比度，最後會再加上一層抗反射層以提高使用深紫外光 (deep ultraviolet, DUV) 檢測的效率；有些光罩會因後續製程設備需要而在背面鍍上導電層，以作為靜電吸附 (electrostatic chucking) 使用，而後鍍完反射層的 EUV 光罩基底片再進行缺陷檢測及修補後即可進行光罩吸收層圖案製作。光罩圖案製作基本上與傳統光罩製程類似，透過光阻塗佈、電子束直寫曝光、顯影、蝕刻吸收層/抗反射層，再進行吸收層圖案缺陷檢測及修補來完成。EUV 光罩吸收層可利用傳統光學光罩常用之光學檢測技術 (DUV 或電子束)，然而隨著製程節點進步，傳統檢測技術也須提升及檢測之缺陷信噪比，如引入解析度增進技術來面對更小的缺陷尺寸 (如圖 2⁽⁷⁾)，而吸收層圖缺陷修補主要使用電子束⁽⁸⁾ 以減少對多層膜的傷害 (如圖 3)。EUV 光罩整體簡略製造流程如圖 4⁽²⁾ 所示。大體來說，EUV 微影可視為傳統光學微影的一種延伸，將其波長大幅縮小並把所有光學元件限制為反射式，其基本原理並不難理解。EUV 光罩結構最大的不同是反射層的存在，其規格和製作的困難度卻與傳統光學微影光罩有極大的不同。以應用於波長 13.5 奈米的反射式光罩來說，數奈米的表面粗糙度即會造成足夠大的相位偏差破壞其原本的干涉效率，而表面的高頻/中頻空間粗糙度 (high/mid-spatial-frequency roughness, HSFR/MSFR, 如圖 5⁽²⁾) 也會使反射效率降低或是成為

邊緣粗糙度 (line-edge roughness, LER) 及放置誤差 (placement error) 的來源。相對於適用於波長 193 奈米的穿透式光罩，其困難度超過一個數量級。雖然因相關製程設備與材料的逐漸改善，大部分問題的根源及解決對策已被提出，但隨著製程節點不斷往前邁進，更多的結構需要 EUV 光罩，意味著檢測產能需求提升，而 High-NA EUV 光罩非對稱的微縮倍率也需要研發新的檢測技術。也因此，EUV 光罩的製作及檢測仍為 EUV 微影技術量產應用的困難關鍵點之一。⁽⁹⁾

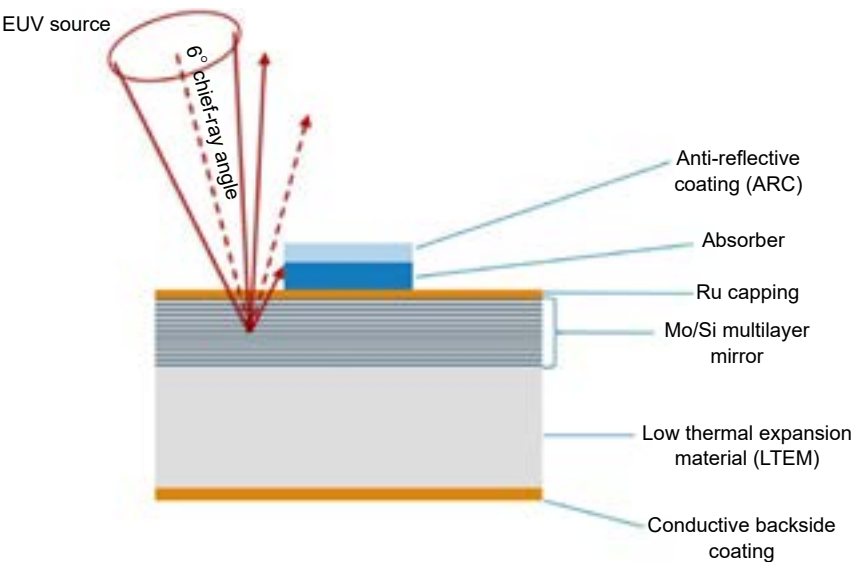


圖 1. EUV 光罩剖面結構示意圖⁽⁶⁾。

Technology Node (nm)	28	22	16	11	8
Defect size (nm)	40	30	20	< 10	7
193 nm inspection					
E-Beam inspection					

圖 2. 使用 DUV 及電子束進行光罩檢測之可行性表 (綠色—可行；黃色—需研發；紅色—不可行)⁽⁷⁾。

27 nm real defects		After e-beam repair		
Mask SEM	NXE: 3100	Mask SEM	NXE: 3100	Comment
				Multiline bridging OK
				Complex half height OK
				Depo OK

圖 3. 使用電子束修復 EUV 吸收層圖案缺陷範例⁽⁸⁾。

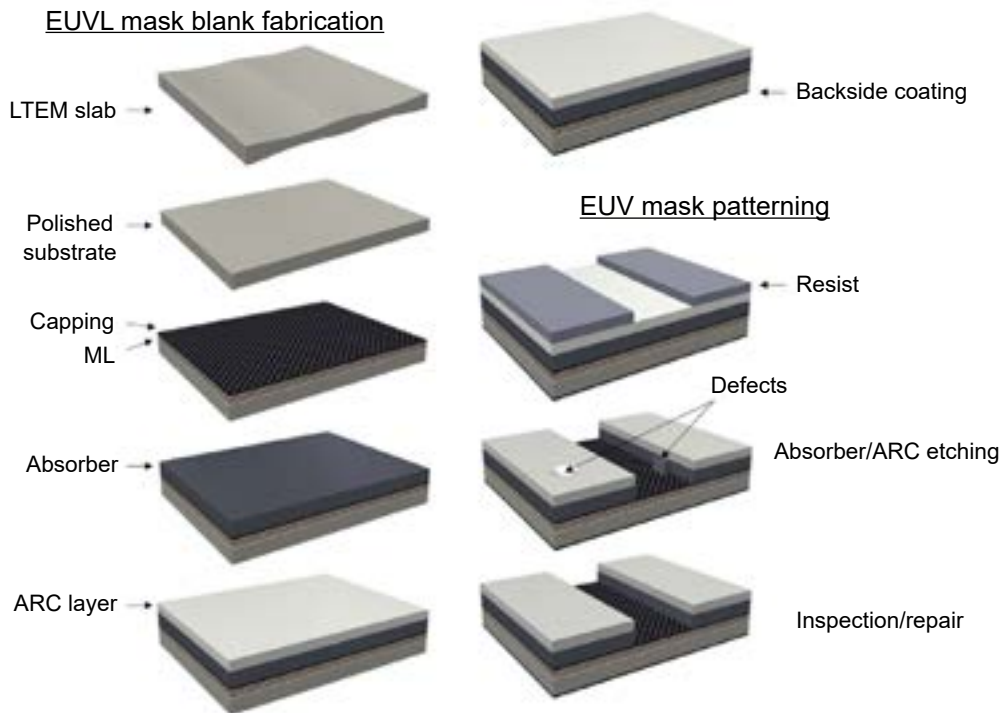


圖 4. EUV 光罩製造流程示意圖⁽²⁾。

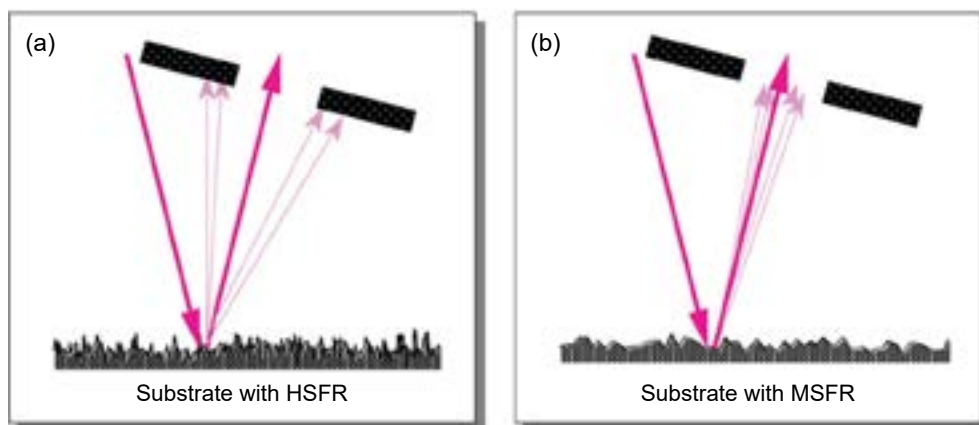


圖 5. 基板 (a) 高頻及 (b) 中頻空間粗糙度之影響示意⁽²⁾。

三、EUV 光罩缺陷

對於大部分的製程來說，缺陷是無法完全避免的，也是影響良率的重要因素。如何改善製程減少缺陷的產生，並對缺陷之檢測，清除，修補，與補償做一完整之技術發展與規劃，是製造無缺陷 EUV 光罩之關鍵。EUV 光罩之缺陷如圖 6，其分類方式大致如下：依可否被清洗程序清除者分類為軟缺陷 (soft defect) 及硬缺陷 (hard defect)；依可否用修補製程清除者分類為可修補缺陷 (repairable defect) 及不可修補缺陷 (non-repairable defect)；而位於多層膜之缺陷對於成像品質之影響主要是亮度者為強度缺陷 (amplitude defect，成因多為接近表層之粒子或多層膜之瑕疵)，主要影響建設性干涉者為相位缺陷 (phase defect，成因多為表面凹凸)；如以光阻沖洗後對線寬等關鍵尺寸之影響者可分為可印出缺陷 (printable defect) 及不可

印出缺陷 (nonprintable defect)。由於約 80% 多層膜反射層之缺陷來源為基板之缺陷⁽¹⁰⁾，因此控制基板缺陷成因及修復就顯得十分重要。在 EUV 光罩基底片的製備中，玻璃基板上之缺陷主要是因研磨製程產生，或是運輸過程中接受粒子汙染，此一現象亦會發生於多層膜反射層製程及吸收層製程中。基板及多層膜缺陷之大小在鍍上 EUV 多層反射膜後其效應會被縮小或放大，可透過沉積多層膜時加入額外製程來減緩其影響⁽¹¹⁾，因多層反射膜之上幾層反射層反射大部分的光能量，相對而言下幾層反射層之非平坦缺陷對成像的影響小很多。由於 EUV 光罩組成複雜，其中任一缺陷皆有可能影響最終成像品質，因此 EUV 光罩基底片之缺陷檢測技術，必須包括玻璃基層之缺陷檢測 (substrate defect inspection)，多層反射膜之缺陷檢測 (multilayer defect inspection)，及吸收層之缺陷檢測 (absorber defect inspection)。

半導體產業常以能檢測之最小 PSL (polystyrene latex) 顆粒圓球直徑來定義一檢測機台的靈敏度。實測上可以在一基層上沉積不同大小的 PSL 顆粒加以檢測即可。對於 EUV 光罩基底片來說，由於無法以單一參數描述缺陷形狀，因此通常以等效球體積直徑 (spherical equivalent volume diameter, SEVD) 表示，常見之缺陷可以其形狀呈高斯分布的 SEVD 描述，需要透過缺陷高度與半高全寬 (full width half maximum, FWHM) 兩個參數來轉換。若得知多層膜沉積製程對基板缺陷修復效應及光罩表面缺陷的可印出性，即可預測光罩基板的關鍵缺陷尺寸大小。

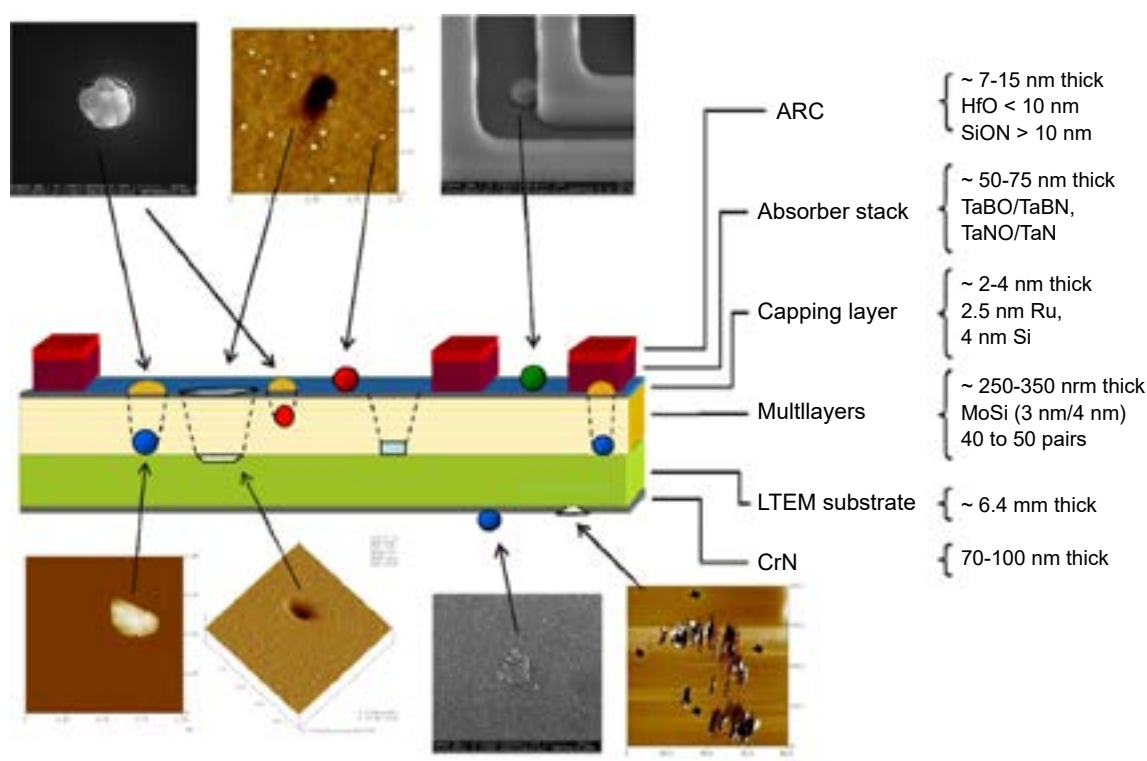


圖 6. 常見之 EUV 光罩缺陷示意圖⁽¹⁰⁾。

四、EUV 光罩基底片缺陷檢測技術

一般而言光學結構對入射光的反應會因其波長而改變。對於光罩而言，如果檢測光之波長與光罩曝光之波長相同者稱為同波長檢測 (actinic inspection)，否則稱為異波長檢測 (non-

actinic inspection)。因為反射層與吸收層會影響成像品質，如果檢測訊號強度足夠，理論上以同波長檢測較為合理，至於基材之檢測主要考慮檢測訊號強度即可。就 EUV 光罩缺陷檢測技術的發展來看，目前光學異波長檢測主要沿用檢測傳統光罩之 DUV 檢測設備為主^(12, 13)，如圖 7 所示之系統即是根據傳統光學微影光罩之檢測機台改進而成^(14, 15)，以 488 奈米、266 奈米，或更短波長之雷射聚焦至基底片之表面，如果有表面缺陷吸收或散射此入射光，則在共焦之感測器接受到的反射訊號將會減少，通常只要設定適當的偵測臨界值即可檢測出缺陷的存在。理論上，這種方式可以檢測出無限小的缺陷。然而實際上因光機電系統有一定之雜訊，以及表面粗糙度造成的散射，會造成檢測訊號中背景雜訊的存在，若與偵測臨界值太接近的話，會導致許多的缺陷誤判 (false defect)。因此，檢測靈敏度提升的基本要點在於增加缺陷訊號之對比並設法降低背景雜訊。這也是雖然異波長光無法穿透進多層膜深處 (如圖 8)，但因為任何可印出之多層膜深處缺陷皆會在多層膜表面產生一定特徵，所以仍能使用異波長光檢測 EUV 光罩基底片⁽¹⁷⁾。然而近年隨著製程節點邁向 3 奈米及以下世代異波長檢測面臨其極限，若要確保所有可印出缺陷皆能被檢測出，同波長檢測即使用 EUV 波段光做為檢測光源之技術便無可取代⁽¹⁸⁾。圖 9 為美國勞倫斯柏克萊國家實驗室 (Lawrence Berkeley National Laboratory, LBNL) 之同波長檢測系統示意圖，從同步輻射光源引進 EUV 光後以多層膜反射鏡聚焦於基底片表面，其雙模式光路設計不僅可同時接收亮場式及暗場式偵測訊號以增進缺陷檢出率 (capture rate)，即掃描模式 (scanning mode)；亦可插入一片由 EUV 波帶片 (zone plate) 形成之物鏡成為 EUV 成像顯微鏡 (image mode) 做更精細的缺陷特徵檢測使用。爾後隨著小型 EUV 光源開發成功也促進後續量產型同波長 EUV 檢測設備的發展。如 Lasertec 在 EIDEC 協助下發展之 EUV 光罩基底片同波長檢測設備 (actinic blank inspection, ABI)，其原型機藉由增加數值孔徑，其檢測性能可支援至 16 奈米半間距製程節點⁽²¹⁾，並進一步拓展至包含吸收層圖案檢測之同波長檢測設備 (actinic patterned mask inspection, APMI)⁽²²⁾，其檢測能力可望應用至 High-NA EUV 所需的光罩檢測。而對於屬於玻璃材質的低熱膨脹性基材來說，EUV 光的反射及穿透率太低，因此其檢測仍需要使用異波長檢測。在此並不會有使用更高的雷射強度損傷被測物的疑慮。

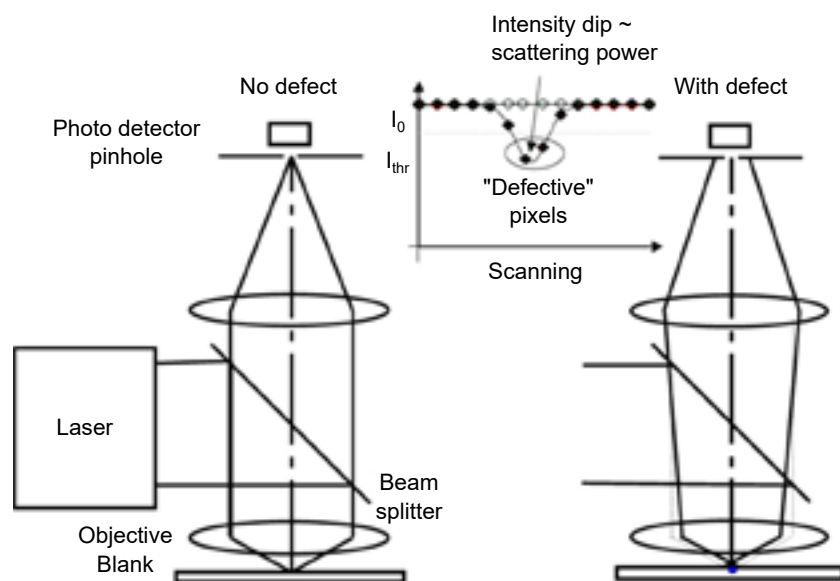


圖 7. 光學雷射掃描共焦顯微鏡做 EUV 光罩基底片之異波長檢測^(14, 15)。

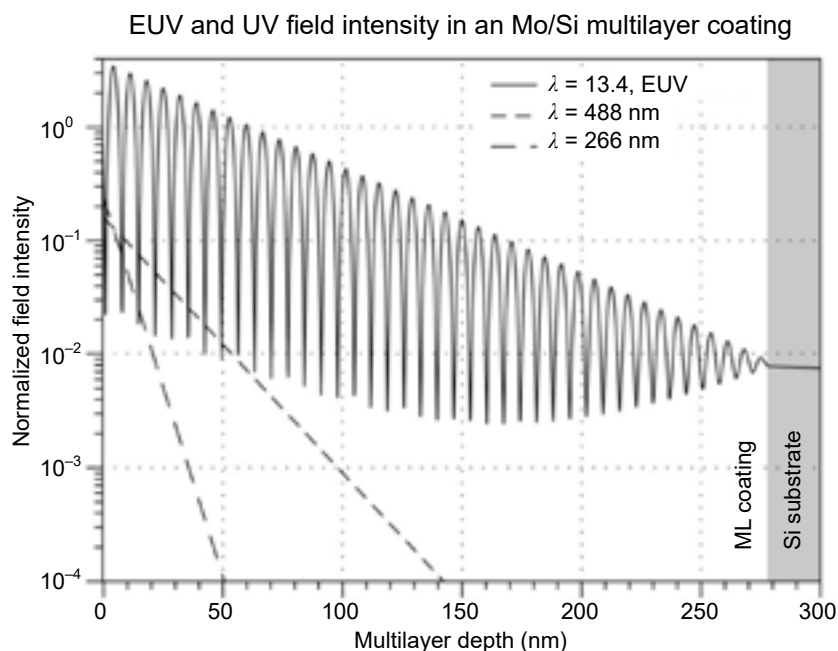


圖 8. 理論之不同波長光垂直入射多層膜之深度與強度關係圖⁽¹⁶⁾。

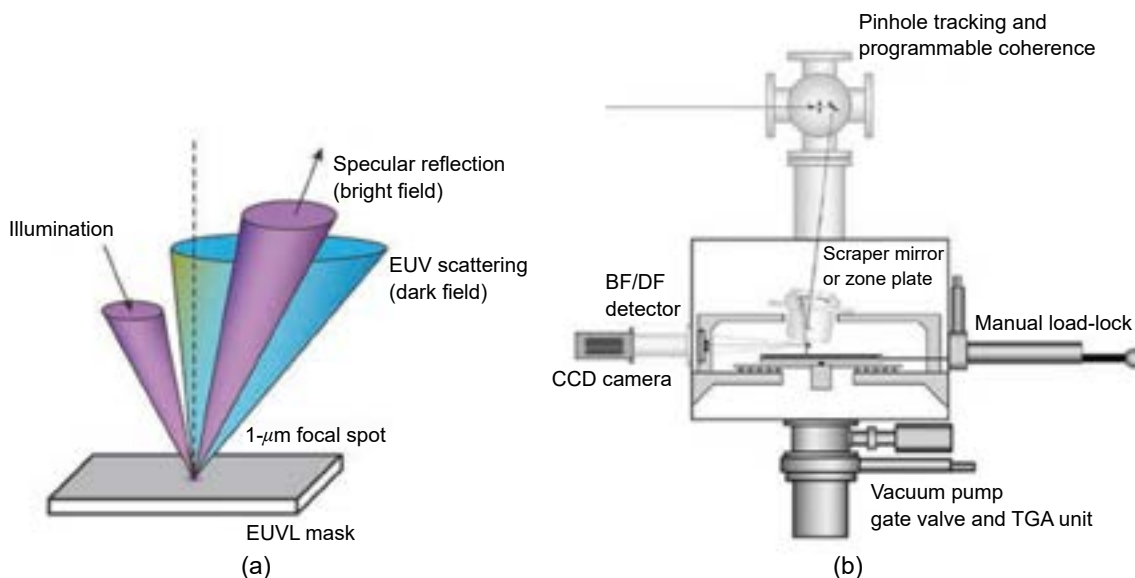


圖 9. (a) 亮場及暗場缺陷檢測示意圖⁽¹⁹⁾ (b) 雙模式同波長檢測系統概念圖⁽²⁰⁾。

EUV 多層反射膜與吸收層之反射度檢測主要是利用 EUV 反射儀 (reflectometer)。在早期 EUV 光源不易取得的時候，常將基底片送至具同步輻射光源 (synchrotron) 的研究中心之反射儀實驗站做量測⁽²³⁾。目前隨著小型 EUV 光源的開發成功，已可將 EUV 反射儀縮小至一般製程機台大小而在光罩廠內部完成量測。

除了上述成像式缺陷檢測方法之外，亦能利用同調散射顯微鏡 (CSM) 來進行缺陷檢測，因其較為簡單的光學結構，可以通過增加測量角度的方式來提高空間解析度。這種無稜鏡系統可免於光學畸變，因此在理論上其解析度僅受限於繞射。其所運用的同調繞射成像

技術 (CDI) 可將繞射訊號重建為光罩圖像。由於 CSM 所收集到的訊號僅包含繞射訊號的強度，因而需要迭代式相位找回技術。然而迭代式相位找回含有大量的未知數，且提供了多餘訊息，所以迄今為止開發出的各種算法都對運算量有著極大的要求，導致 CSM 不能夠應付全光罩缺陷檢測。但是透過直接從繞射訊號抓取缺陷特徵的方法，可以使運算困難度大幅降低。模擬上，即使是 11 奈米線寬節點的空光罩缺陷檢測要求下設定之 4 奈米半高全寬，0.5 奈米高的缺陷都可以在 20 分鐘左右檢測出來。雖然該技術因為丟失相位訊息導致難以定位缺陷，但仍可利用快速掃描加上細節檢測的策略來進行技術性克服⁽²⁴⁾。而在更微小精準的檢測性能標準測試樣本製作方面，電子束微影的解析度已稍嫌不足，引入解析度更高的氬離子束技術可望帶來有效改善⁽²⁵⁾。

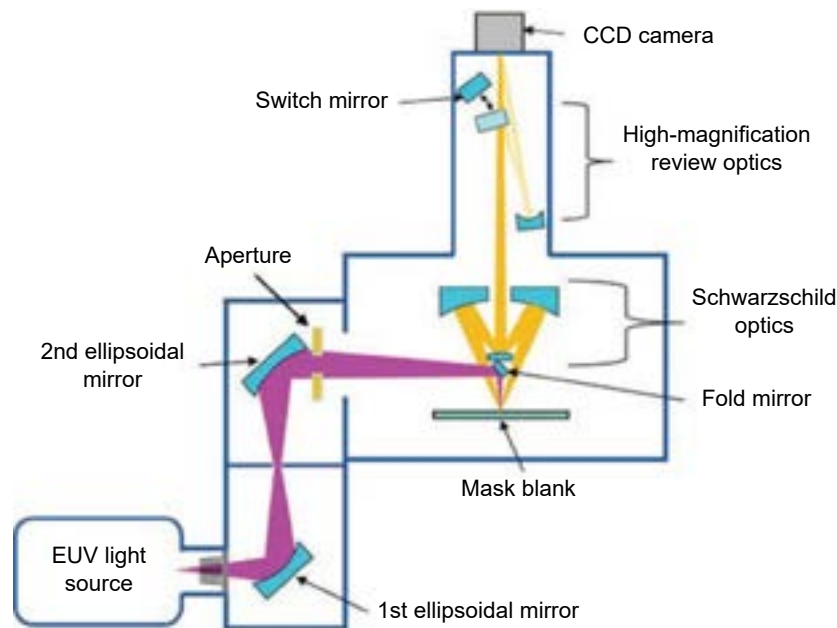


圖 10. Lasertec ABI 原型機光路示意圖⁽²¹⁾。

五、結論

本文對於 EUV 光罩之製程、缺陷與檢測技術之現況略加簡介與探討。為了減少成本與加速研發進度，EUV 光罩製程線應盡量採用既有之傳統光學光罩製程與設備。隨著半導體製程節點不斷為縮，基於 EUV 光源之檢測技術或可取得性對於成功量產 3 奈米及以下世代之半導體為重要關鍵因素之一，如今半導體開始往三維方向堆疊，除了微影製造技術本身的研發和突破，先進檢測技術與搭配的測試樣本亦是支撐半導體發展的幕後功臣。

參考文獻

1. G. E. Moore, *SPIE*, **2437**, 2 (1995).
2. Vivek Bakshi, *EUV lithography*, 2nd ed., Bellingham, Washington, USA : SPIE Press, (2018).
3. International Roadmap for Devices and Systems, <https://irds.ieee.org/>.
4. J. G. Santaclara, et al., *Optical and EUV Nanolithography XXXVII*, **12953**, SPIE, (2024).
5. Gerardo Bottiglieri, et al., "Anamorphic imaging at high-NA EUV: mask error factor and interaction between

- demagnification and lithographic metrics”, 32nd European Mask and Lithography Conference, 10032, SPIE, (2016).
6. Vu Luong, et al., *Applied Sciences*, **8** (4), 521 (2018).
 7. Lior Shoval, et al, "Applicability of e-beam mask inspection to EUV mask production", *Extreme Ultraviolet (EUV) Lithography III*, **8322**, SPIE, (2012).
 8. Markus Waiblinger, et al., "E-beam based mask repair as door opener for defect free EUV masks", *Photomask Technology 2012*, **8522**, SPIE, (2012).
 9. Arosha Goonesekera, et al., *Photomask Technology 2022*, **12293**, SPIE, (2022).
 10. Abbas Rastegar, and Vibhu Jindal, **8352**, SPIE, (2012).
 11. Rajul Randive, et al., *Emerging Lithographic Technologies XI*, **6517**, SPIE, (2007).
 12. Nobutaka Kikuri, et al., *Photomask and Next-Generation Lithography Mask Technology XIII*, **6283**, SPIE, (2006).
 13. Kwon Lim, et al., *Photomask and Next-Generation Lithography Mask Technology XIII*, **6283**, 252 (2006).
 14. A. R. Stivers, et. al., *SPIE*, **4889**, 408 (2002).
 15. J.-P. Urbach, J. Cavelaars, H. Kusunose, T. Liang, A. R. Stivers, *Proceedings of the SPIE*, **5256**, 556 (2003).
 16. Kenneth A. Goldberg, et al., *Emerging Lithographic Technologies XI*, **6517**, SPIE, (2007).
 17. Ted Liang, et al., *Photomask Technology 2015*, SPIE, **9635**, (2015).
 18. Ted Liang, et al., *Extreme Ultraviolet (EUV) Lithography XI*, **11323**, SPIE, (2020).
 19. Anton Barty, et al., *Emerging Lithographic Technologies IX*, **5751**, SPIE, (2005).
 20. Yanwei Liu, et al, *Emerging Lithographic Technologies IX*, **5751**, SPIE, (2005).
 21. Takeshi Yamane, et al., *Extreme Ultraviolet (EUV) Lithography VII*, **9776**, SPIE, (2016).
 22. Arosha Goonesekera, et al., *Photomask Technology 2022*, **12293**, SPIE, (2022).
 23. E. M. Gullikson, S. Mrowka, B. B. Kaufmann, *Emerging Lithographic Technologies V*, **4343**, 363 (2001).
 24. Ding Qi, Kuen-Yu Tsai, and Jia-Han Li, "A new EUV mask blank defect inspection method with coherent diffraction imaging", (*Invited Talk*) *2014 International Workshop on EUV Lithography*, Session 6: EUV Masks, Maui, Hawaii, USA, Jun. (2014).
 25. Chien-Lin Lee, et al, *J. Micro/ Nanolithogr. MEMS MOEMS*, **20** (2), 023001 (2021).
 26. Klaus Hummler, et al. Optical and EUV Nanolithography XXXVII, **12953**. SPIE, (2024).
 27. Shien-Yang Wu, et al., "A 3nm CMOS FinFlex™ platform technology with enhanced power efficiency and performance for mobile SoC and high performance computing applications." *2022 International Electron Devices Meeting (IEDM)* 3-7 Dec, IEEE, (2022).
 28. Jorg Zimmermann, et al., "Status and outlook of EUV optics at ZEISS." *International Conference on Extreme Ultraviolet Lithography 2023*, **12750**. SPIE, (2023).

作者簡介

李建霖先生為國立臺灣大學電子工程學研究所博士，現為國立臺灣大學電機工程學系博士後研究員。

Chien-Lin Lee received his Ph.D. in the Graduate Institute of Electronics Engineering from National Taiwan University. He is currently a Postdoctoral Fellow in the Department of Electrical Engineering at National Taiwan University.

蔡佳勳先生現為國立臺灣大學電子工程學研究所博士生。

Jia-Syun Cai is currently a Ph.D. student in the Graduate Institute of Electronics Engineering at National Taiwan University.

蔡坤諭先生為史丹福大學航太工程與電機工程博士，現為國立臺灣大學電機系副教授。

Kuen-Yu Tsai received his Ph.D. in Aeronautics & Astronautics Department and Electrical Engineering from Stanford University, USA. He is currently an Associate Professor in the Department of Electrical Engineering at National Taiwan University.

應用於極紫外光波段之柱狀多層膜反射鏡

High-reflective Cylindrical-nanostructure Multilayer Mirrors for Extreme Ultraviolet Radiation

王志中、李昭德、李佳翰

Chih-Chung Wang, Chao-Te Lee, Jia-Han Li

目前的半導體製造流程中使用極紫外線 (extreme ultraviolet, EUV) 技術，並且通常設計和使用鉬 (Mo) 和矽 (Si) 多層膜作為反射鏡。我們提出了利用圓柱形鉬 (Mo) 和矽 (Si) 的混合結構多層，每層矽柱體都有空氣空間，我們稱之為多層柱面鏡，可以應用於目前的半導體製程製造。因此，這導致每層矽柱體中的折射率增加並降低消光係數，並且其導致多層堆疊內相長干涉的增強。根據使用時域有限差分方法的數值模擬結果，我們提出的多層柱面鏡的反射率可以從傳統 40 週期 Mo/Si 多層的 74.5% 提高到 76.6%。由於 EUV 微影中通常需要 8 至 12 個反射鏡，因此我們在本研究中提出的設計有潛力用作 EUV 輻射的高反射率反射鏡，並在相同的 EUV 光源下有機會提高晶片產量。

In the current semiconductor manufacturing process, extreme ultraviolet (EUV) technology is employed, and molybdenum (Mo) and silicon (Si) multilayer films are typically designed and used as mirrors. We propose using a hybrid multilayer structure of cylindrical Mo and Si with air spaces in each Si layer, referred to as multilayer cylindrical mirrors, which can be applied in the existing semiconductor manufacturing process. This design increases the refractive index in each Si layer and reduces the extinction coefficient, enhancing constructive interference within the multilayer stack. According to numerical simulations using the finite-difference time-domain (FDTD) method, the reflectivity of our proposed multilayer cylindrical mirrors can be increased from 74.5% in traditional 40-cycle Mo/Si multilayers to 76.6%. Given that EUV lithography typically requires 8 to 12 mirrors, the design we propose in this study has the potential to serve as high-reflectivity mirrors for EUV radiation, potentially increasing wafer throughput under the same EUV light source.

一、前言

鉬 (Mo) 和矽 (Si) 多層反射鏡在極紫外 (EUV) 微影中發揮重要作用，極紫外 (EUV) 微影是高效能電腦運算晶片、光學元件和微電子元件的現今最先進的半導體製造製程。EUV 反

射鏡要求高反射率、低損耗、高穩定性，以確保生產的可靠性和質量，滿足微影製程的精確要求。高反射率多層 EUV 反射鏡的設計及其製造技術經過數十年的研究和演進⁽¹⁾，微影技術發展到可以刻出更小的關鍵尺寸，是晶片中積體電路製造的核心技術。根據瑞利準則 (Rayleigh's law)，尺寸的解析分辨率可以透過減少波長大小和增加數值孔徑可以得到改善。而縮小關鍵尺寸最直觀的方法是採用波長較短的新光源。過去幾十年來，光學微影所使用的波長從 436 nm 的藍色光譜到 13.5 nm 的 EUV，波長減少 96.9%。透過混合其他技術，對應的關鍵尺寸從 7000 nm 縮小到 7 nm，減少了 99.9%。1972 年，研究揭示了波長 5 至 50 nm 的多層反射鏡的設計⁽²⁾，並顯示反射率的性能超過 25%。它是應用於極紫外波長的早期研究之一。當處理非吸收膜時，傳統的厚度方法是每層使用四分之一光波長的厚度。然而，該材料 Mo 及 Si 會吸收 EUV 波段的光輻射，因此層厚度將稍微偏離四分之一波長。其他研究也指出，如果在 40 對 Mo/Si 中優化厚度，高吸收層與高低吸收層總和的比例約為 0.4，反射率可能提高 0.5%–1.0%⁽³⁾。有相關研究⁽⁴⁾ 表明，當光波長為 13.4–13.6 nm 時，Mo 和 Si 層的厚度約為 2.9–3 nm 和 4 nm 可以有較佳的反射率表現。根據布拉格定律 (Bragg's law)，採用高、低折射率成對週期結構材料的多層膜反射鏡可以透過相長干涉來實現強烈反射。但由於製造過程中對薄膜厚度和表面粗糙度的控制，測得的反射率會略低。對於超過 40 層的多層鏡，隨著 Mo/Si 對數的增加，反射率會略有增加⁽⁵⁾。多層反射特性的探索遵循菲涅耳方程式的應用，該方程式用於計算 Mo/Si 多層膜在 13.5 nm 極紫外線波長下的反射率。當光源照射到 Mo/Si 多層結構時，入射電磁場分為折射和反射分量。菲涅耳方程式 (Fresnel equation) 可以用來辨別這些成分之間的相互作用，從而揭示反射率和穿透率。對於菲涅耳方程式⁽⁶⁾ 的多層計算，隨著堆疊中 Mo/Si 對數量的增加，反射率不斷增強。由於材料固有的消光特性，反射率達到 70% 後增長非常緩慢。然而，一旦堆疊達到 40 對，反射率逐漸收斂於 75% 左右⁽¹⁾。經過最佳化⁽³⁾ 以實現最大反射率後，Mo 層及 Si 層的厚度總合，也就是週期厚度約為 6.8–7.0 nm，其中 Mo 層佔了週期厚度的 0.4。透過模擬優化⁽³⁾ 和實際測試⁽⁷⁾ 對 Ru-Mo/Si 進行了進一步的研究。相關研究也探討了利用不規則非週期性厚度來提高 Mo/Si 多層薄膜的反射率^(8, 9)，但反射率並沒有顯著提高。另一方面，也有使用三種材料重疊的相關研究⁽¹⁰⁾，例如 Ru-Mo/Si 相互重疊，反射率達 76%。

二、研究目的

李彥旻博士等人⁽¹¹⁾ 在 Si 層中引入真空空隙，反射率隨真空空隙體積成比例增加，範圍為 73.43%–83.24%。該技術大大增強了反射率，但該結構難以製造。Mo 在 13.5 nm 波長範圍內比 Si 具有更大的消光係數，因此 Mo 被設計為吸收體以定位於低強度駐波場。透過使用混合到真空中的矽層，其他高強度區域將具有較小的消光係數。此外，由於將 Si 層添加到真空中而引起的反射率的升高是由於 Si 層和 Mo 層之間的折射率差距的放大而引起的，從而增強了干涉現象。根據以往的研究，每層具有特定結構並適當設計的 EUV 多層鏡有可能獲得高反射率。因此，我們希望提出一種新穎且可製作的結構，稱為柱狀多層膜反射鏡，以實現 EUV 輻射的高反射率。製造流程從 Mo/Si 多層膜開始，之後透過自上而下的電子束或氬離子束微影製程來蝕刻結構。隨後，應用交替顯影過程，針對矽層進行溶解。溶解時間可用於控制矽層柱體的半徑寬度，進而增加奈米結構內的真空體積。這種差異有利於增加夾層內的真空體積，也用於製造受 Morpho 蝴蝶翅膀啟發的層狀結構⁽¹²⁻¹⁵⁾，並希望未來有實現製作的可能。

三、研究內容與方法

我們採用時域有限差分數值方法模擬電磁波計算，模擬域跨越 x 、 y 、 z 方向，尺寸設定為 $13.5\text{ nm} \times 23.38\text{ nm} \times 276\text{ nm}$ ，邊界條件對稱。為了方便模擬，柱的排列週期 (pitch) 設定為 13.5 nm 。Mo 層和 Si 層的厚度設定為 2.78 nm 和 4.17 nm ，模擬光源的波長範圍為 12.5 nm 至 14.5 nm ，而入射角固定為 6° 。在矽基板上建構了 40 層 Mo/Si 多層的 EUV 反射鏡，有 n 層圓柱形奈米結構 Mo/Si 層和 $(40-n)$ 層 Mo/Si 層多層膜，其中 n 分別為 1、3、5、10、20，如圖 1 所示。柱子排列成六邊形網格，間距為 13.5 nm ，可使排列更加緊密。為了增加 Si 的空氣夾層，圓柱體中 Si 的半徑保持為 Mo 半徑的 50%，而 Mo 半徑設為 5 nm 。

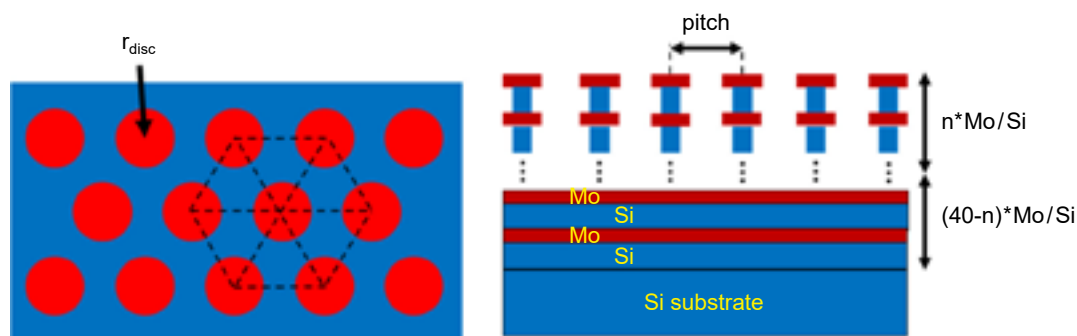


圖 1. 混合的 40 層 Mo/Si 多層柱和薄膜俯視圖 (左) 及縱剖面圖 (右)。

四、結果與討論

首先的討論根據如圖 2 所示的數值模擬結果，混合柱體及多層膜的結構與反射率提高到與反射率約為 74.5% 的傳統 40 週期 Mo/Si 多層膜相比，反射率可以提升為 75.9%。其中，以混合柱體一層 ($n = 1$)、三層 ($n = 3$)、五層 ($n = 5$)，反射率分別提升為 74.7%、75.3%、75.7%。反射率的峰值波長從傳統 40 週期 Mo/Si 多層膜的 13.52 nm 偏移至 13.58 nm ，且整體的反射峰頻寬並沒有太多的變化。直到混合柱體來到 10 層 ($n = 10$)，反射率峰值也的確有更高，來到 75.9%，但增加幅度已趨緩，且整體的反射峰頻寬其實有減少了一些，峰值波長維持在 13.58 nm 。最後混合柱體到了二十層 ($n = 20$)，反射率峰值反而變得更少，峰值波長偏移到 13.63 nm ，且反射峰頻寬大幅度的消滅。在柱體數量的案例中，選擇五層或是十層會是比較好的選擇，在前述的狀況在 Mo 半徑固定 5 nm ，也就是柱面距離彼此相距 3.5 nm 的狀況下，圓柱體中 Si 的半徑保持為 Mo 半徑的 50%。

此外另一個討論如圖 3 所示的數值模擬結果，在混合柱體十層 ($n = 10$) 且 Mo 半徑固定 5 nm ，但這次是改變 Si 的半徑比例，為 Mo 半徑的 1/2、1/3 及 1/4。反射率的峰值波長從傳統 40 週期 Mo/Si 多層膜的 13.52 nm 偏移至 13.58 nm ，反射率分別提升為 75.8%、76.4%、76.6%。在這個討論可以看到改變柱體 Si 層的半徑比例減少，使之真空體積增加，的確可以提升反射率。也就是說，對於設計上的討論，可以採用增加適當數量的柱體以及對 Si 層做更多蝕刻以致半徑比例減少等方式去增加比單純 40 層 Mo/Si 多層膜更大的反射率。此外，從更實際的材料加工角度來看，在採用電子束或離子束微影的情況下，圓柱體表面無法完美接觸，導致 Mo 半徑無法達到 6.75 nm 。根據不同的光束尺寸，不可能創建可以模擬最大反射率的尺寸。光束尺寸的限制約為 3 nm ，將材料製造過程中的最大柱半徑限制在 5 nm 左右。儘管在其他較大半徑下模擬結果良好，但實際製造過程預計會遇到製程限制的挑戰。

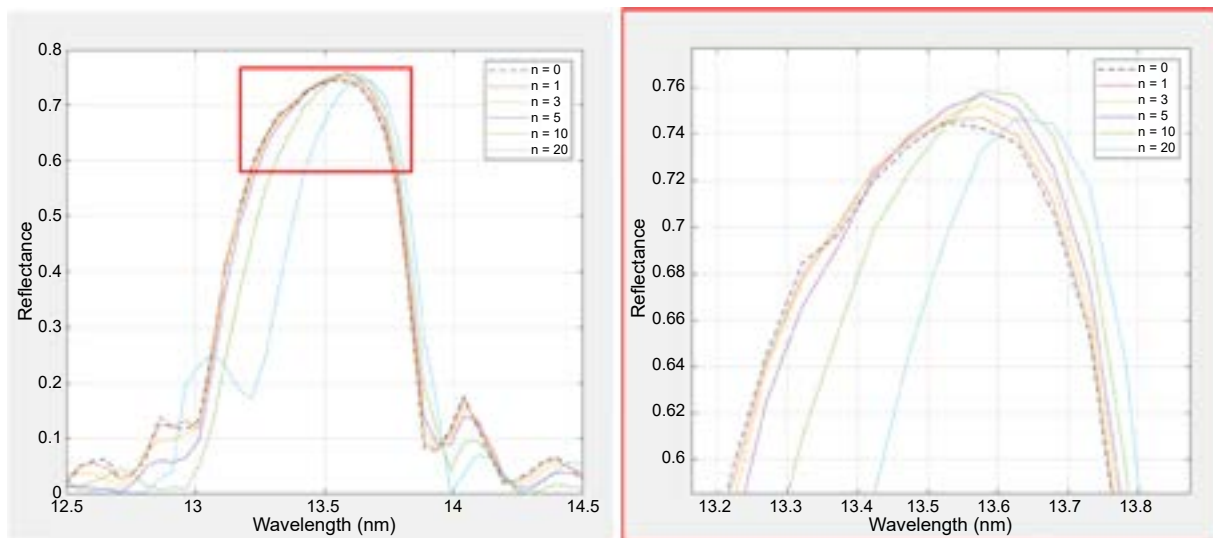


圖 2. 傳統 40 對 Mo/Si 多層膜及多層柱和膜混合 ($n = 0、1、3、5、10、20$) 在 12.5 nm—14.5 nm 範圍內的反射率 (左)，以及局部 13.2 nm—13.8 nm 範圍內的反射率 (右)。柱體 Mo 半徑固定為 5 nm，圓柱體中 Si 的半徑保持為 Mo 半徑的 50%。

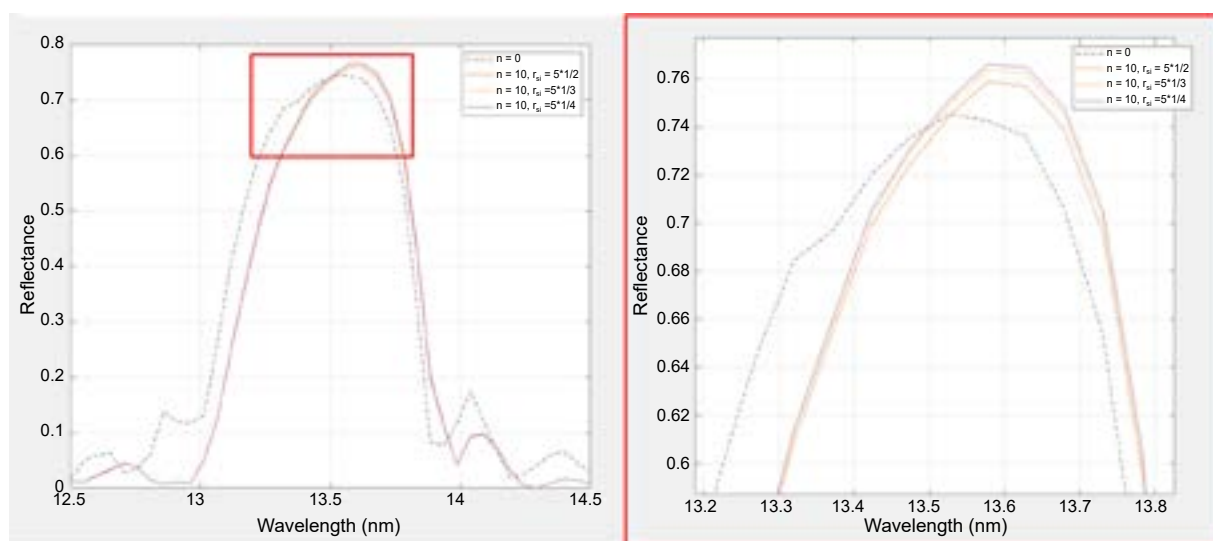


圖 3. 40 層 Mo/Si 多層柱和膜混合 ($n = 10$) 在 12.5 nm—14.5 nm 範圍內的反射率 (左)，以及局部 13.2 nm—13.8 nm 範圍內的反射率 (右)。柱體 Mo 半徑固定為 5 nm，圓柱體中 Si 的半徑由 Mo 半徑的 1/2、1/3、變化到 1/4。

最後，我們來回顧一下前面的討論。使用柱狀層狀結構，可以控制柱狀結構的數量和矽層的半徑以增加反射率。這將為設計鉬矽多層反射鏡提供一種新方法，可用於改進極紫外光波段的微影製程。目前的微影製程在極紫外光波段的反射光路系統中，至少會發生十次反射⁽¹⁾。當混合柱體十層 ($n = 10$)，圓柱體 Mo 和 Si 的半徑保持在 4 : 1 且 Mo 的半徑為 5 nm 時，反射率為 76.6%，是基本 40 對 Mo/Si 多層膜 74.5% 的 1.028 倍。原來的 $1.028^{10} \approx 1.318$ 倍，比原來的傳統多層膜提高了 31.8%。EUV 微影製程中反射鏡多次反射之下，能夠設計出有潛力用作 EUV 輻射的高反射率反射鏡，並在相同的 EUV 光源下提高晶片產量。

五、結論

我們成功地提出了 Mo/Si 多層相關模擬，並表明中空中間層的柱狀結構可以提高反射率。我們提出的結構的反射率可以增加至約 76.6%，比傳統的 40 週期 Mo/Si 多層膜的反射率約 74.5% 提升了約 2.1%。在結果與討論部分，增加圓柱體結構和減少 Si 柱體半徑兩種方法都可以提高反射率。但後續需要進一步研究探索生產過程並實現實際成品的製造，探索可製造的尺寸，它將顯著提高極紫外光微影製程的效率。

參考文獻

1. Yen-Min Lee, "Efficient Extreme Ultraviolet Mirror Design: An FDTD Approach," Iop Publishing Ltd., (2021)
2. E. Spiller, *Applied Physics Letters*, **20** (9), 365 (1972).
3. M. Singh and J. J. M. Braat, *Applied Optics*, **39** (13), 2189 (2000).
4. R. Jonckheere et al., "Assessment of EUV reticle blank availability enabling the use of EUV tools today and in the future," *23rd European Mask and Lithography Conference*, Jan 22-26, **6533** (3), 314 (2007).
5. P.-Y. Yan, "Masks for extreme ultraviolet lithography Handbook of Photomask Manufacturing Technology 1st edn ed S Rizvi (Boca Raton, FL: CRC Press) ch 11," (2005).
6. Steven J. Byrnes, "Multilayer optical calculations" , *Computational Physics* (2016)
7. In-Yong Kang; Tae Geun Kim; Seung Yoon Lee; Jinho Ahn; Yong-Chae Chung, *Japanese Journal of Applied Physics*, Part 1: Regular Papers and Short Notes and Review Papers, **43**, 3700 (2004).
8. Maria Guglielmina Pelizzo, Michele Suman, Gianni Monaco, Piergiorgio Nicolosi, and David L. Windt, *Optics Express*, **16** (19), 15228 (2008).
9. Michele Suman, Maria-Guglielmina Pelizzo, Piergiorgio Nicolosi, and David L. Windt, *Applied Optics*, **47** (16), 2906 (2008).
10. Hwan-Seok Seo, Jinhong Park, Seung-Yoon Lee, Joo-On Park, Hun Kim, Seong-Sue Kim, and Han-Ku Cho, "Properties of EUVL masks as a function of capping layer and absorber stack structures", *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering* 6517, March 21 (2007).
11. Yen-Min Lee, Jia-Han Li, Kuen-Yu Tsai, *Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS*, **12** (4), 043005 (2013).
12. H. Holscher, J. Leuthold, S. Diwald, and R. H. Siddique, *Optics Express*, **21** (12), 14351(2013).
13. R. E. Rodriguez et al., *ACS Appl Mater Interfaces*, **10** (5), 4614 (2018).
14. T. Jiang, Z. Peng, W. Wu, T. Shi, and G. Liao, *Sens Actuators A Phys*, **213**, 63 (2014).
15. W. Wang, G. P. Wang, W. Zhang, and D. Zhang, *Nanophotonics*, **7** (1), 217 (2018).

作者簡介

王志中先生為國立臺灣大學工程科學及海洋工程學系博士班研究生。

Chih-Chung Wang is currently a Ph.D. student in the Department of Engineering Science and Ocean Engineering at National Taiwan University.

李昭德先生為國立臺灣大學材料科學與工程學系博士，現為國家實驗研究院台灣儀器科技研究中心研究員。

Chao-Te Lee received his Ph.D. in the Department of Materials Science and Engineering from the National Taiwan University. He is currently a Research Fellow at Taiwan Instrument Research Institute, NARLabs.

李佳翰先生為美國普渡大學電機與資訊工程學博士，現為國立臺灣大學工程科學及海洋工程學系教授。

Jia-Han Li received his Ph.D. in Electrical and Computer Engineering from the Purdue University, USA. He is currently a Professor in the Department of Engineering Science and Ocean Engineering at National Taiwan University.

極紫外光的感測與成像：螢光奈米鑽石的新應用

Sensing and Imaging of Extreme Ultraviolet Radiations: A New Application of Fluorescent Nanodiamonds

吳沛婕、張煥正、楊騰毅

Pei Jie Wu, Huan-Cheng Chang, Teng-I Yang

當今半導體業有賴摩爾定律來提升電晶體的性能，為了實現此一目標，極紫外 (EUV) 光刻是一項關鍵技術。EUV 輻射的波長短，介於10–121 nm 之間，製造商因此能夠在晶片上繪製奈米尺寸的電路圖案，推動半導體技術的革新，並確保摩爾定律的延續。隨著各種 EUV 輻射光源的產生，EUV 光束線的診斷變得至關重要，也成為熱門議題。本文探討了一項創新的 EUV 檢測器，使用螢光奈米鑽石 (FND) 薄膜作為閃爍體，將 EUV 光轉換為可見光，獲取影像。此裝置不易被高能量輻射損壞，非常適用於光束品質的評估和空間位置的監測，能夠提供全方位的資料以進行深入分析，並具備廣泛的應用潛力。

The semiconductor industry relies on Moore's Law to drive the advancement of transistor performance. Extreme ultraviolet (EUV) lithography is a key technology in achieving this goal. EUV radiations have short wavelengths (10–121 nm), allowing manufacturers to etch nanoscale circuit patterns on chips, thus advancing semiconductor technology and ensuring the continued relevance of Moore's Law. With the availability of various types of EUV light sources, beam diagnostics of the radiations has become critical, rendering the detector a crucial component. This article discusses an innovative EUV sensing and imaging device that uses fluorescent nanodiamond (FND) films as a scintillator to convert EUV light into visible light and produce images. The diamond-based scintillator is not damaged by high-energy radiations and is useful for assessing beam quality and monitoring its spatial positions, providing comprehensive information for in-depth analysis and wide-range applications.

一、前言

摩爾定律是半導體業中最為人熟知的準則，描述集成電路 (integrated circuit, IC) 可容納的電晶體數量每隔大約 18 至 24 個月便會翻倍，同時價格也會降低的發展趨勢⁽¹⁾。當今半導體製造業中，極紫外光光刻 (extreme ultraviolet lithography, EUVL) 正是為了實現摩爾定律的延續而成為一項至關重要的技術⁽²⁾。隨著電晶體尺寸的不斷縮小，傳統的技術 (例如 193 nm 光刻) 逐漸達到極限，無法再進一步提高解析度。EUVL 技術則以其極短的波長 (約 13.5 nm) 和高能量密度，突破了傳統光刻技術的限制，能夠製作出比以往更小、更複雜的晶片結構。使用 EUV 光源不僅僅拓寬了摩爾定律的實現範圍，還大幅提升了晶片的性能和耗能的降低，使得半導體產品能夠擁有更高的整合度、更低的能量消耗以及更快的運算速度。因此，EUVL 技術是半導體製造業的一次革命性進步，是繼續實現摩爾定律和推動科技進步的關鍵工具。其在半導體製程業中的應用，不僅僅擴展了現有技術的極限，還為未來的創新奠定了堅實的基礎。

為了實現摩爾定律所要求的在同一面積內增加電晶體數量和密度的目標，我們需要減小電晶體的線寬。線寬的縮小會直接增加了晶片上可以容納的電晶體數量，但同時也會影響整體晶片的尺寸大小，進而改變其運行速度和功率消耗。這項工程涉及光刻技術的改良和製程的控制，克服這項挑戰的方法包括提升光學系統的數值孔徑 (numerical aperture, NA) 及使用波長更短的曝光光源，使光能更精確地聚焦晶片表面上，並有更高的光學解析度，因此能夠製造尺寸更小、密度更高的電晶體結構。

現今大家耳熟能詳的半導體設備製造商—艾司摩爾 (ASML) 已經開發出一款最新的光刻機 Twinscan EXE:5000 (圖 1)⁽³⁾，其 13.5 nm 的波長和 NA 0.55 的數值孔徑成為了關注焦點。他們正在研發使用波長更短 (如 8 nm) 的光源，並搭配數值孔徑更大的透鏡，以實現小至埃米級 (如 0.8 nm) 的光刻製程。其他像是尼康 (Nikon) 和佳能 (Canon) 公司也有進一步拓展業務至 EUV 光刻機領域，由此可見 EUV 技術的前瞻性及其在半導體產業中所佔有的重要地位。



圖 1. 一台由 ASML 公司組裝完成的 EUV 光刻機，TWINSKAN EXE:5000⁽³⁾。

二、EUV 光源的產生

當今的半導體製造中，EUV 光源是推動半導體製程前進的最關鍵技術之一。目前產生 EUV 光源的方法有四：(1) 同步輻射光源 (synchrotron radiation facility, SRF)、(2) 放電激發電漿 (discharge-produced plasma, DPP)、(3) 雷射激發電漿 (laser-produced plasma, LPP)、(4) 高次諧波產生 (high harmonic generation, HHG)。

(1) 同步輻射光源 (SRF) 是一種當帶電粒子在高能加速器中經過強大的磁場加速與偏轉時所產生的電磁輻射現象。這種輻射涵蓋了遠紅外線至 X 射線範圍，EUV 光是其中之一⁽⁴⁾。常用的帶電粒子為電子，其強度和頻譜特性取決於該電子的能量、運動軌跡以及磁場的強度和結構。

磁鐵系統是同步輻射光源的核心元件之一，種類包括彎曲磁鐵 (bending magnet) 和聚頻磁鐵 (undulator)。彎曲磁鐵是利用強烈的彎曲磁場使帶電粒子偏轉，從而產生寬廣的輻射頻譜，這對光譜學研究和原子分子結構分析的應用至關重要。聚頻磁鐵則是一種設計精密的磁場結構，由許多個二極磁鐵重複排列而成，磁鐵方向交替變換，使得帶電粒子能在磁場中進行週期性橫向擺動和震盪，產生輻射 (圖 2)⁽⁵⁾。這種輻射的頻譜窄和方向性高，非常適用於高解析度光譜和微細結構分析方面的研究。

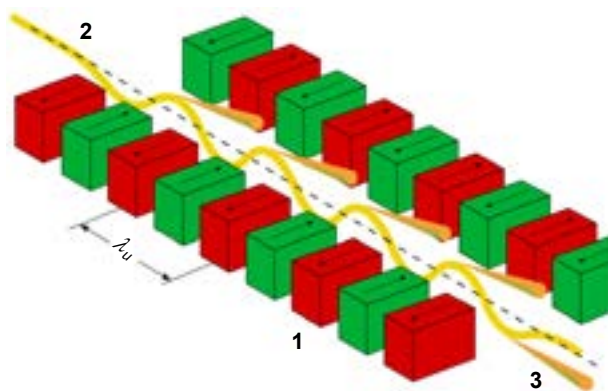


圖 2. 聚頻磁鐵的工作原理。1：磁鐵，2：從左上角進入的電子束，3：從右下角出射的同步加速器輻射⁽⁵⁾。

自由電子雷射 (free electron lasers, FEL) 是一種由同步輻射產生光源的方式之一，利用自由電子束在聚頻磁鐵中來回震盪，快速的橫向運動導致電子束輻射出同步輻射光。當電子束的能量和聚頻磁鐵的磁場強度相當時，輻射出的光在一定波長範圍內形成建設性干涉，產生高強度的光束。FEL 的特點是可以通過調節電子束的能量和聚頻磁鐵的參數，實現從紫外光到 X 射線的可調波長輻射。這使得 FEL 成為產生 EUV 光的理想工具，特別是對於需要精細控制和高亮度光源的應用，如半導體光刻。

在四種 EUV 光源中，SRF 技術展示了其獨特的應用價值，特別是它能產生高能量及極短波長的光源 (如 soft X-ray, SXR)，在開發尖端半導體製程中具有關鍵意義。此外，隨著技術的進步，FEL 系統在穩定性和效率方面不斷提升，為 EUV 光源的應用提供了更多可能性。未來，FEL 技術有望在高精度製造、材料科學和醫學成像等領域發揮更加重要的作用。

(2)放電激發電漿 (DPP) 是一種通過電弧或脈衝放電在氣體中所產生電漿，從中能發射出 EUV 光。在這個過程中，通過施加強大的電場，氣體或金屬蒸氣中的原子會被電離，形成高溫、高密度的等離子體。這些電漿中的電子和離子彼此經由激烈碰撞後會導致內層電子激發，並在返回基態時發射出 EUV 光子⁽⁶⁾。

常用的目標材料包括氙 (Xe) 或錫 (Sn) 金屬蒸氣，因其在 13.5 nm 波長範圍內會產生高亮度的 EUV 光而被廣泛應用。然而，DPP 技術仍面臨著一些挑戰，如有效管理高溫和控制雜質產生，需要嚴格的冷卻和雜質控制來保證系統穩定運行和光源純度。透過改良電極設計、提高放電穩定性、和改進冷卻技術，現代 DPP 系統的性能和效率已經獲得了顯著的提升。

(3)雷射激發電漿 (LPP) 是產生 EUV 光源的重要技術之一，它是利用高功率脈衝雷射打在標靶材料上 (通常是液態錫滴)，產生電漿。當雷射聚焦在這些錫滴上時，大量的能量吸收會迅速地加熱材料，使其溫度達到幾萬到數十萬度。在這種極端高溫下，蒸發後的錫原子會被電離，形成了高密度的電漿，再經由電漿中電子和離子之間的碰撞，產生大量的 EUV 光子。

LPP 技術也面臨如何有效收集和利用 EUV 光的挑戰，因此需要使用專門設計的多層反射鏡和濾波技術，來提升 EUV 光的使用效率。最終，這些收集到的 EUV 光會被引導並聚焦到光刻機中的目標位置，用於半導體晶片的製造。這些技術的進步使得 LPP 成為現代半導體製造中不可或缺的技术之一，特別是在高精度晶片製造中，LPP 所產生的短波長 EUV 光能夠實現極細微圖案的製造，推動半導體製程技術的不斷進步和創新。

(4)高次諧波產生 (HHG) 是一種尖端的非線性光學技術，它是利用非線性光學效應，將雷射激發光源的基頻轉換為高次諧波頻率，產生一系列短波長與極短波長的輻射光 (如 EUV)，常用的 HHG 介質為惰性氣體，如氬 (Ar)、氙 (Xe)、和氦 (He) 等⁽⁷⁾。

高次諧波產生的核心技術是一束高強度、飛秒 (femtosecond) 級的激發光脈衝，這種激發光脈衝擁有極高的瞬時功率和極短的脈衝寬度，常見的激發光波長為 800 nm。當這束雷射光被精確地聚焦到這些氣體介質中，在激發光脈衝的強電場作用下，氣體中的原子或分子會被光電離，釋放出自由電子。這些被釋放出的自由電子在激發光光場中被加速，隨著激發光電場的正負周期往返運動，獲得極高的動能，過程釋放出高能光子，即高階諧波光子，這些光子的頻率是激發光基頻的整數倍。因此，這些高次諧波光子的波長比基頻光子要短得多，可以落在 EUV 的範圍內。

雖然 HHG 本身不會直接「產生」新的激發光，但此技術能夠提供極短的脈衝寬度和高頻輻射，對於研究原子和分子尺度上的超快過程以及高分辨率成像有重要意義。高次諧波生成技術的應用擴展了我們對微觀世界的探測能力，並推動了雷射光技術和光子科學的進步。

三、EUV 的偵測方式

在討論 EUV 偵測器及其與 EUV 微影技術的關係時，我們不僅需要關注 EUV 偵測器的類型和性能，還需要探討它們在 EUV 微影過程中的重要性和應用性。特別的是，EUV 成像裝置扮演著關鍵的角色，能同時捕捉到 EUV 光場型和測量到 EUV 光通量，這些測量有助於實現現代半導體工業中更高解析度和更高密度晶片的需求。

EUV 的偵測方式有兩種：直接偵測和間接偵測。直接偵測是指 EUV 光子直接與偵測器元件 (如結構特殊的矽晶片) 反應，產生電流，通常透過半導體材料吸收光子並生成電子—

電洞對的方式來實現。此方法具有高效能和高精確度的優點，但是成像裝置的價格不菲，還有可能因為長期暴露於 EUV 照射下而損壞。

另一方面，間接偵測則是通過閃爍體 (scintillator) 來吸收 EUV 光子，並將其轉換為較容易測量的次級輻射，例如可見光。這種方法能有效降低對偵測器的直接輻射損壞，通過選擇合適的材料來調整對不同波長的響應，且能夠在較長時間內保持偵測器的性能穩定，因此選擇適用於高能量輻射照射的閃爍體作為材料就非常重要。

雖然兩者相比之下，直接型的偵測器具有相對高的量子轉換效率，但是在不同光子能量變化下，極有可能會影響檢測精度，且價格通常較間接型昂貴，故間接型量測的偵測器更加通用，可以適應各種裝置，並具有較高的成本效益。

要製作一個間接型的 EUV 成像裝置，關鍵在於選擇和優化閃爍體材料。閃爍體需要具備高量子轉換效率、極短的衰退時間、低殘影現象 (無光源激發仍能看到光)、高空間解析度、與真空環境相容、和不受高輻射損害等條件，而本研究團隊所發明的螢光奈米鑽石高度符合這些條件，故選用此奈米材料作為純碳材的閃爍體，開發一套適用 EUV/SXR 的成像裝置。

四、FND 的起源與特性

2005 年，本研究團隊率先開發一種新穎的奈米碳材：螢光奈米鑽石 (fluorescent nanodiamond, FND)，為全球首創⁽⁸⁾。2008 年，進行量產，其中最困難的一項工作是要在鑽石晶格中產生「氮－空缺中心 (nitrogen-vacancy center, NV)」，為達成此目標，我們自行建造了一台四萬電子伏特 (40 keV) 的離子加速器來轟擊奈米鑽石顆粒，產生氮－空缺中心，首次證明 FND 大量製作的可行性⁽⁹⁾。

經過多年的研發，FND 目前最佳的製作方式如下：(1) 使用高溫高壓合成的鑽石粉末為初始材料，經過 10 MeV 電子照射以產生碳空缺；(2) 在 800 °C 的真空中進行高溫淬火，這些空缺會移動到不同位置產生氮－空缺中心，並形成穩定的缺陷結構；(3) 在空氣中 450 °C 下氧化，去除鑽石表面在製程上產生的石墨類結構，最後製得高亮度的 FND。

FND 是一種具有 sp^3 結構的奈米材料，含有高密度的氮－空缺中心 (~10 ppm)，每個缺陷中心是由鑽石晶格中最接近的氮原子和碳空位所組成 (圖 3 中的插圖)。依據鑽石內部氮

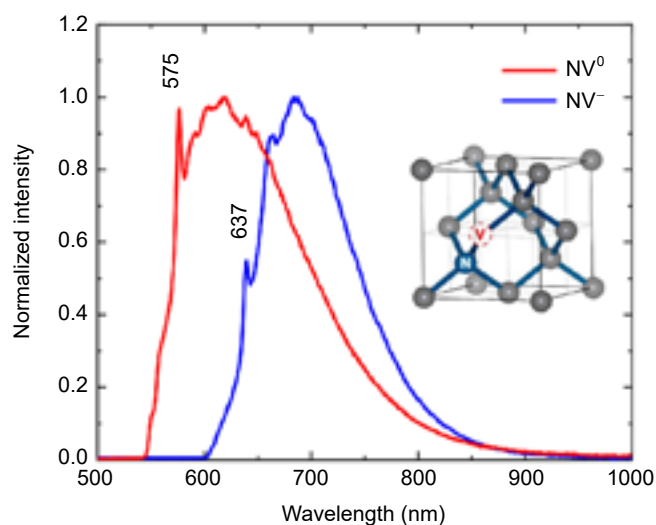


圖 3. 鑽石晶格中氮－空缺中心 (NV^0 、 NV^-) 的螢光光譜。插圖：鑽石晶格中氮－空缺中心的原子結構⁽¹⁰⁾。

含量的多寡，會形成兩種缺陷中心： NV^0 和 NV^- 。含有較高氮濃度 (> 100 ppm) 的鑽石主要生成帶負電的 NV^- 中心，其螢光光譜的零聲子線位置為 637 nm ，而低氮濃度 (< 10 ppm) 的樣品則會生成不帶電的 NV^0 中心，其螢光光譜的零聲子線位於 575 nm (圖 3)⁽¹⁰⁾。最特別的是，當受到 EUV/SXR 光照射時，FND 也會發出紅色的螢光，螢光光譜非常穩定，不會隨著激發光的波長改變而改變，完全來自於 NV^0 中心 (圖 4)⁽¹¹⁾。

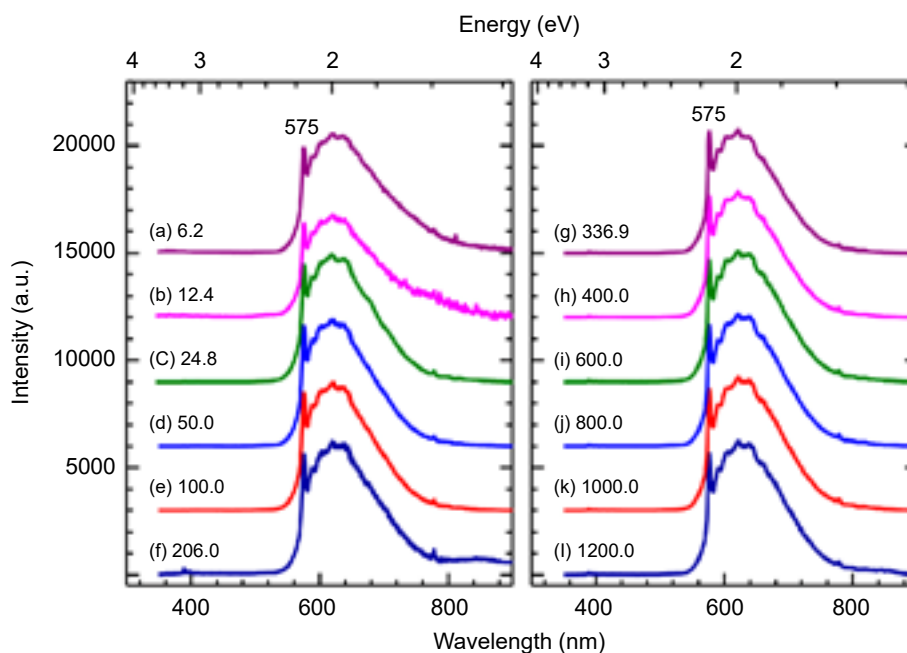


圖 4. 受到同步輻射光激發時，FND 產生的螢光光譜。同步輻射光束涵蓋的能量 (或波長) 範圍從 6.2 eV (或 200 nm) 至 1200.0 eV (或 1.0 nm)⁽¹¹⁾。

FND 主要的光學與物理特性有⁽¹⁰⁻¹³⁾：(1) 寬廣的紫外光吸收範圍，波長 $1-225\text{ nm}$ ，其波段包含 EUV 輻射範圍，甚至到 SXR，是一種適用於游離輻射偵測的閃爍體；(2) 強烈的螢光放射光譜，波長範圍為 $500-800\text{ nm}$ ，與常見的可見光感測元件作完美的搭配；(3) 極紫外-可見光量子轉換效率高，在 13.5 nm 波段處，有良好的量子轉換效率；(4) 線性的響應率 (responsivity)，動態範圍廣，光學穩定度高；(5) 螢光放射時間短 ($\sim 20\text{ ns}$)，與市售常用的 Ce-YAG 閃爍體比較，FND 的反應較快，同時殘影的狀況幾乎可以忽略；(6) 堅固且能抵抗高輻射損壞，相較於市售昂貴的偵測器，FND 製成的成像裝置是透過間接測量 EUV 光，感光元件的輻射損傷率低。

五、電噴灑塗佈技術

2023 年，本研究團隊使用自行研發的技術－電噴灑塗佈 (electrospray deposition)，成功地製造出均勻的 FND 薄膜⁽¹³⁾。由於 EUV 光源穿透鑽石的深度非常有限 ($< 100\text{ nm}$)，因此製作厚度約 $1\text{ }\mu\text{m}$ 的 FND 薄膜就能夠適用於所有 EUV 波段的感測與成像。本研究團隊積極優化實驗條件，以確保塗佈過程均勻且高效，從而提高此薄膜生產技術的可靠性和精準度。

FND 薄膜的形成主要透過施加高電壓，使含有 FND 的液滴能夠快速在空氣中分散成為多顆極微小的粒子，然後均勻地塗佈在導電基材 (如氧化銦錫，ITO) 上。此方法的優點在於塗佈的材料帶有電荷，會彼此排斥，因此會在空氣中自行分散，並且可以通過調整噴灑時間和流速來精確控制沉積的厚度和面積。這樣可以輕鬆地製備厚度超過 300 nm、面積超過 10 mm × 10 mm 的均勻薄膜。

圖 5 展示了電噴灑塗佈的過程與結果⁽¹³⁾。首先，將配置好的 FND 溶液注入針頭。在操作時，將高電壓 (+4 kV) 施加在針頭上，同時將 ITO 通過其支架接地。接著，透過噴灑形成帶電的霧狀液滴，這些液滴會沉積在 ITO 上。最終形成的薄膜呈圓盤狀，直徑約為 10 mm，厚度約為 1 μm ，對可見光具有約 50% 的透光率，表面平整度為 100 nm 左右。

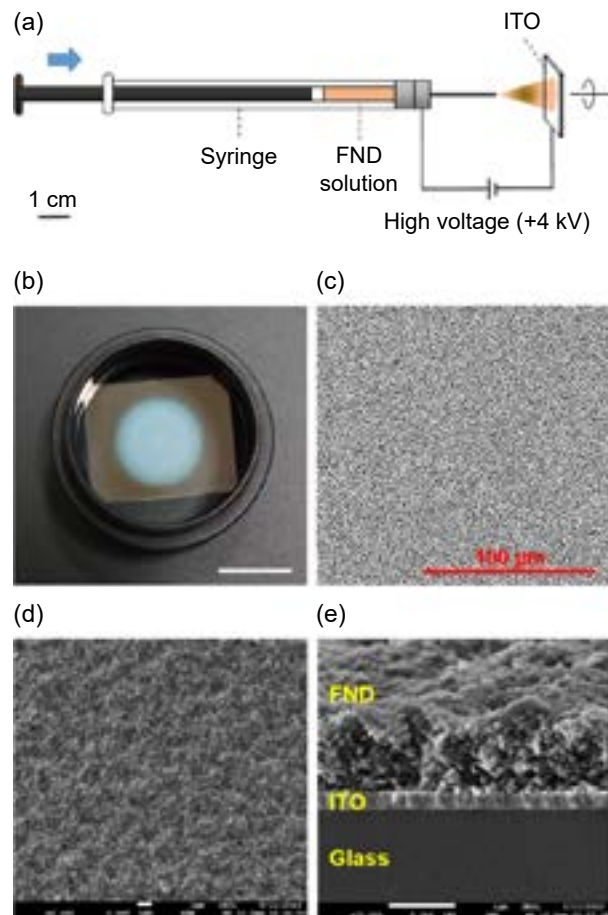


圖 5. (a) 電噴灑塗佈實驗裝置示意圖，(b) FND 薄膜塗佈在 ITO 玻璃上的照片，(c) 光學顯微鏡影像，(d,e) 掃描式電子顯微鏡影像 (d，正面；e，截面)，FND 薄膜的厚度約 1 μm ⁽¹³⁾。

電噴灑技術在生物醫學領域中有廣泛的應用價值，特別是在製造生物感測器和醫用影像設備方面。通過精確控制材料的沉積過程，此技術可以製造出符合醫療要求的薄膜，具有良好的生物相容性和穩定性，不僅僅能夠更新傳統的材料製造方法，還能開啟新的應用領域，在半導體和其他高科技領域中亦扮演著重要角色。未來的研究將不斷深化及擴展其應用範疇，促進更多創新和實用技術的發展。

六、FND-EUV 成像裝置

在現今的半導體工業中，EUV 光刻技術因其在尖端製程中的應用而引起廣泛關注。然而，由傳統矽晶片製成的 EUV 偵測器面臨著高能輻射損害和成本昂貴的問題，限制了其在實際應用中的普遍性。本研究團隊開發了一種 EUV 成像裝置，結合了先進的奈米材料和光學技術，克服這項挑戰。具體的說，我們利用含有高密度氮－空缺中心的 FND 作為閃爍體，將 EUV 光轉換為可見光，再用常見的感光元件探測之。這一創新使我們能夠在不同波長範圍內進行高解析度的 EUV 成像，適用於多種實際應用場景，如學術研究、醫學影像、和工業檢測等方面。

此 FND-EUV 成像裝置的原型機已經完成，如圖 6 所示。裝置中包括一個能固定於真空法蘭 (flange) 上的支架及 FND/ITO 玻片，一套精心設計的光學系統 (兩個具有不同焦距的透鏡)，用於接收和聚焦 FND 所發出的螢光，以及一個敏感的可見光偵測器 (如 CMOS)。經由這些元件的共同作用，我們能夠精確地捕捉並轉換 EUV 光束的能量，將其轉為適用於成像分析的電子信號。



圖 6. FND-EUV 成像裝置圖⁽¹³⁾。

使用國家同步輻射中心 (National Synchrotron Radiation Research Center, NSRRC) 的光束線 TLS21B2，我們對本 FND-EUV 成像裝置進行了全面的性能測試與評估。我們成功地測得波長為 13.5 nm 的同步輻射光束特徵，包括位置、尺寸、強度分佈、發散度、和指向穩定度等，空間解析度為 30 μm (圖 7)⁽¹³⁾。

此外，我們也量測了此成像裝置的效率，確定 FND 閃爍體的量子產率，同時評估在成像過程中的空間解析度和影像品質。雖然空間解析度可能不足以達到高精度成像的要求，但此裝置足以滿足即時對光束線位置的監測和準直需求，表現出卓越的靈敏度。

相較於市面上昂貴的 EUV 偵測器，本裝置體積小，成本低，同時能夠提供高效的成像功能。不僅能夠在空氣中輕鬆調整光束的偏移和進行自動對焦，以獲得準確的場型和成像效果，還具有出色的抗高能輻射損害能力。這得益於新型材料的使用和精心設計的光學系統，使得我們的裝置能夠長期穩定地工作，並在高能量環境中保持高效能，它不僅僅可作為用於對準目的的光束位置監視器，而且還可作為用於即時光譜研究的靈敏探測器。綜合這些優點，本 FND-EUV 成像技術在商業化應用方面具有顯著的競爭優勢。

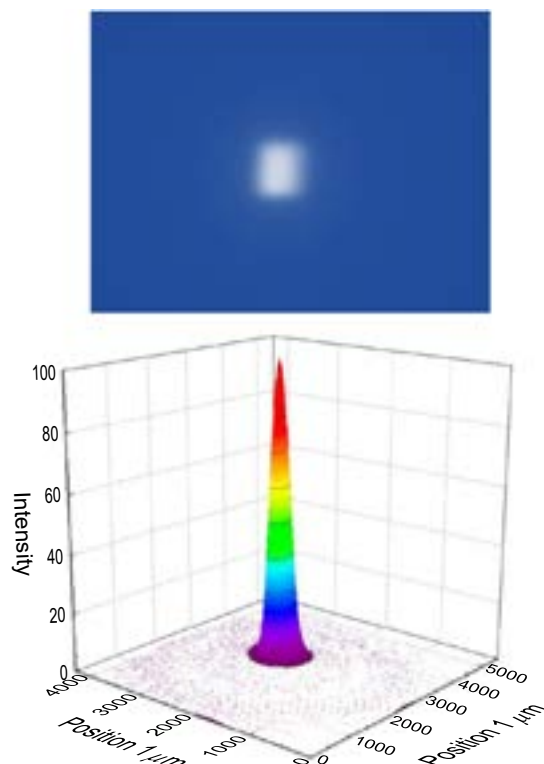


圖 7. 以 FND-EUV 成像裝置檢測同步輻射 (13.5 nm) 的光場型與光強度分布⁽¹³⁾。

七、結論

本研究所開發的 FND-EUV 成像裝置，通過其新穎的工業設計、高效的光子轉換能力、抗輻射損害能力以及高成本效益，展現了在科學研究和工程實踐方面的廣泛應用潛力，有極高的商品化價值。

本研究首創以鑽石材料作為閃爍體，不僅僅推動了 EUV 成像技術的前沿創新發展，還有助於開發新一代、更尖端的半導體晶片製程。

參考文獻

1. Moore's law, please refer to the website:
https://en.wikipedia.org/wiki/Moore%27s_law
2. Bakshi, V. ed. EUV Lithography, Second Edition. Wiley, New York, (2018).
3. 5 things you should know about High NA EUV lithography, please refer to the website:
<https://semiwiki.com/forum/index.php?threads/5-things-you-should-know-about-high-na-euv-lithography.20056/>
4. Dattoli, G., Doria, A., Gallerano, G. P., Giannessi, L., Hesch, K., Moser, H. O., Ottaviani, P. L., Pellegrin, E., Rossmanith, R., Steininger, R., Saile, V., Wust, J., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A*, **474**, 259 (2001).
5. Undulator, please refer to the website:
<https://en.wikipedia.org/wiki/Undulator>
6. Banine, V., Moors, R., *Journal of Physics D: Applied Physics*, **37**, 3207 (2004).
7. Goulielmakis, E., Brabec, T., *Nature Photonics*, **16**, 411 (2022).
8. Yu, S.-J., Kang, M.-W., Chang, H.-C., Chen, K.-M., Yu, Y.-C., *Journal of the American Chemical Society*, **127**, 17604 (2005).

9. Chang, Y.-R., Lee, H.-Y., Chen, K., Chang, C.-C., Tsai, D.-S., Fu, C.-C., Lim, T.-S., Tzeng, Y.-K., Fang, C.-Y., Han, C.-C., Chang, H.-C., Fann, W., *Nature Nanotechnology*, **3**, 284 (2008).
10. Yang, T.-I., Azuma, T., Huang, Y.-W., Hui, Y.-Y., Chiang, C.-T., Chang, H.-C., *Journal of the Chinese Chemical Society*, **70**, 451 (2023).
11. Lu, H.-C., Lo, J.-I., Peng, Y.-C., Chou, S.-L., Cheng, B.-M., Chang, H.-C., *ACS Applied Materials & Interfaces*, **12**, 3847 (2019).
12. Lu, H.-C., Peng, Y.-C., Chou, S.-L., Lo, J.-I., Cheng, B.-M., Chang, H.-C., *Angewandte Chemie International Edition*, **56**, 14469 (2017).
13. Yang, T.-I., Hui, Y.-Y., Lo, J.-I., Huang, Y.-W., Lee, Y.-Y., Cheng, B.-M., Chang, H.-C., *Nano Letters*, **23**, 9811 (2023).

作者簡介

吳沛婕女士現為國立台灣師範大學化學所碩士生。

Pei-Jie Wu is currently a M.S. student in the Department of Chemistry at National Taiwan Normal University.

張煥正先生為美國印地安那大學化學所博士，現為中央研究院原子與分子科學研究所特聘研究員。

Huan-Cheng Chang received his Ph.D. in Chemistry from Indiana University at Bloomington, USA. He is currently a Distinguished Research Fellow in the Institute of Atomic and Molecular Sciences at Academia Sinica.

楊騰毅先生為台灣大學光電工程所博士，現為國家實驗研究院台灣儀器科技研究中心助理研究員。

Teng-I Yang received his Ph.D. in Photonics and Optoelectronics from National Taiwan University. He is currently an Assistant Researcher of Taiwan Instrument Research Institute, Narlabs.

多功能式極紫外光微影元件檢測服務平台

Multi-functional Extreme Ultraviolet Lithography Component Inspection Platform

卓文浩、吳品鈞、李建霖、黃羿誌、李昭德、蔡坤諭、李佳翰

Wen-Hao Cho, Pin-Jiun Wu, Chien-Lin Lee, I-Chih Huang, Chao-Te Lee, Kuen-Yu Tsai, Jia-Han Li

先進半導體製程已由 193 nm ArF 光源邁入 13.5 nm 極紫外光 (EUV) 時代，伴隨而來的是光學系統、光罩材料、光阻等全面革新。為因應此一技術轉型，本團隊建置了「多功能式極紫外光微影元件檢測服務平台」，提供光罩、光阻、反射鏡等關鍵元件的檢測服務。藉由極紫外光檢測技術之開發，以協助國內半導體產業克服 EUV 製程中材料與製程挑戰，加速先進製程技術開發。

Advanced semiconductor manufacturing has transitioned from the 193 nm ArF light source to the 13.5 nm extreme ultraviolet (EUV) era, which has been accompanied by comprehensive changes in optical systems, mask materials, photoresists. In response to this technological transformation, our team has established an extreme ultraviolet lithography component inspection platform to provide inspection services for key components such as masks, resists, and mirrors. Through the development of extreme ultraviolet inspection technologies, we aim to assist the domestic semiconductor industry in overcoming material and process challenges in EUV manufacturing, accelerating the development of advanced process technologies.

一、前言

半導體微影技術的發展從早期的 G-line (436 nm)、I-line (365 nm) 發展至 ArF (193 nm)，因為半導體製程所需的線寬越來越小，ArF 微影技術發展已逐漸慢慢接近其物理極限無法滿足現況需求，ArF 搭配浸潤式顯影與多重曝光技術，僅可使用至 7 nm 製程，隨著製程尺寸的不斷縮小，傳統的光學微影技術逐漸面臨極限，極紫外光 (extreme ultraviolet, EUV) 微影技術應運而生⁽¹⁾，先進製程與摩爾定律得以持續發展與推進。2019 年 10 月台積電宣布其領先業界導入 EUV 微影技術之 7 奈米強效版 (N7+) 製程，代表著 EUV 微影世代已經來臨。相

較於 ArF 微影技術 EUV 光波長更短，能夠製造出更精細的電路圖案，生產更先進的晶片。然而進入 EUV 微影技術不僅僅是替換光源而已，EUV 波長為 13.5 nm 已接近 soft x-ray 波段，而此波段的光很容易被大部分物質與空氣所吸收⁽²⁾，所以曝光環境只能在高真空進行，同理也無法像 ArF 193 nm 微影一樣使用穿透式光學元件，利用折射聚焦等進行光路設計，必須以反射式光學元件進行光路設計。此外，根據光學原理，1/4 波長的光程差就會產生干涉現象⁽³⁾，對於波長 13.5 nm 的光而言，其 1/4 波長等於 3.375 nm，因此光學元件平坦度要求變得十分嚴苛，只要有 1/4 波長的平坦度差就會因干涉現象造成微影結果的錯誤，同時表面粗糙度的影響也因光源的波長變短而增加。由此可知 EUV 微影是一個全面性的改變，在光源功率、環境、光學設計、光阻、光罩、光罩護膜等都是新的難題。

二、EUV 微影元件檢測服務平台

EUV 曝光機內光學元件由一系列的透鏡改為一系列的反射鏡，光罩的型態也由原先的穿透式改為反射式，使得原本的透射式光罩的製程以及檢測設備無法適用，要達成反射式 EUV 光罩首先必須針對 13.5 nm 波長進行高反射多層膜製作，最後才在最外層製作電路圖案的吸收層，因此 EUV 光罩缺陷除了傳統穿透式光罩的缺陷種類外，還有多層膜製作中產生的缺陷需要檢測，例如圖 1 所示⁽⁴⁾。

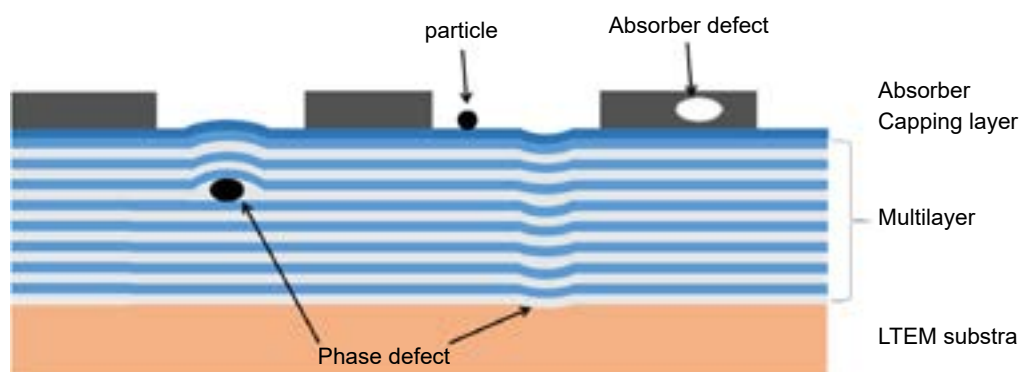


圖 1. EUV 光罩結構與可能之缺陷。

EUV 光罩的反射率越高，表示越多的 EUV 光能夠被反射到晶圓上，從而提高 EUV 曝光的效率。空白光罩是指未製作吸收層之前，具有高反射多層膜的光罩基板，EUV 高反射膜通常以 Mo/Si 多層膜方式製作，藉由每層薄膜厚度控制在 1/4 波長使多層膜堆產生建設性干涉，達到特定波長與特定角度具有高反射率，Mo/Si 多層膜理論反射率最高可達約 75%⁽⁵⁾，EUV 波長為 13.5 nm，故多層膜每層厚度介於 3–4 nm 之間，因此薄膜製程厚度與粗糙度控制極為重要，些許的厚度誤差將造成反射率快速的下降或反射率峰值偏移，此外，多層膜間的交互擴散在此厚度等級所造成的反射率下降也十分巨大⁽⁶⁾，因此反射率為空白光罩重要性能指標之一，此外，由反射率量測結果，搭配軟體分析了解多層膜厚度變化以及材料光學特性⁽⁷⁾，有助如反射膜製作與開發，唯有薄膜厚度準確與粗糙度降低才能使其反射率越接近理論值。

EUV 光罩為以反射鏡為基底於上覆蓋吸收層，並於吸收層上繪製出所需之圖案，故除光罩圖案正確性以外，多層膜鍍製時所產生的缺陷 (phase defect)、表面缺陷、顆粒等，皆會影響後續曝光之正確性。EUV 光罩檢測方式有：電子束檢測⁽⁸⁾、AFM 探針掃描⁽⁹⁾、光學檢測⁽¹⁰⁾ 等方式，其中電子束與 AFM 檢測雖解析度高，但檢測速度過慢，且僅能進行光罩表面缺陷檢測，難以深入多層膜檢測結構深層缺陷，由光罩之光學缺陷檢測技術發展來看，強度足夠的 EUV 光源取得不易，通常以 266 nm 光源進行檢測，因其光學物理極限僅可滿足半間距 32 nm 之檢測，若採用 EUV 光源，可進一步提升解析度，以檢測長波長無法偵測之缺陷。本系統採用光學檢測方式，使用同步輻射 EUV 光源，以期達到速度、解析度皆佳之光罩分析，並可檢測多層膜缺陷等功能。

EUV 光阻材料的發展是 EUV 微影技術的重要材料，其性能直接影響了 EUV 曝光的精度和效率。相較於傳統曝光，EUV 光源強度低曝光時間較久，EUV 光阻需提高感光度以提高曝光效率。此外，EUV 光源波長短，散射與繞射對 EUV 光阻影響更為嚴重^(11, 12)，散射與繞射使 EUV 光在光阻中擴散產生額外曝光，導致曝光圖像邊緣模糊，解析度降低甚至線條變形等缺陷。因此 EUV 光阻必須具有更高的分辨率，以獲得更精細的曝光圖案。故本系統利用干涉微影方式進行 EUV 光阻曝光，藉由實際曝光以評估以下之光阻特性：

- 靈敏度：EUV 光阻對 EUV 光的敏感度，通常用感光曲線 (sensitivity curve) 表示。感光曲線的斜率越大，表示 EUV 光阻的靈敏度越高。
- 分辨率：EUV 光阻能夠再現的最小圖案尺寸。
- 曝光寬度：EUV 光阻能夠曝光出的圖案尺寸範圍。
- 邊緣粗糙度 (line edge roughness)：EUV 光阻曝光後的圖案邊緣的粗糙程度。邊緣粗糙度會影響圖案的尺寸精度和線寬均勻性。
- 側壁粗糙度 (sidewall roughness)：EUV 光阻曝光後的圖案側壁的粗糙程度。側壁粗糙度會影響圖案的導電性。
- 缺陷密度 (defect density)：EUV 光阻曝光後的圖案中缺陷的密度。缺陷會影響圖案的良率。

三、系統設計

本系統架設於同步輻射 TLS 加速器，利用同步輻射光源 EUV 波段進行反射率、光罩檢測以及光阻干涉微影製程，系統外觀如圖 2。本系統分為四個部分：壓差抽氣系統 (differential pumping)、檢測腔體、傳輸腔體、防震調整機架。壓差抽氣系統配置於檢測腔體前端，以波紋管及五通真空管件構成，波紋管銜接同步輻射實驗站，壓差抽氣系統以渦輪分子幫浦作為高真空幫浦，透過腔體烘烤使真空度達到 10^{-9} torr，與檢測腔體銜接部分設置直徑 1 mm 孔洞，使得光束線可以通過孔洞進入檢測腔體，同時可降低檢測腔體真空度需求，藉由壓差抽氣系統設置，檢測腔體真空度只需達到 10^{-6} torr，即可開啟光束線閘閥而不影響同步輻射光束線真空度。

檢測腔體內載台為六軸高真空移動平台 (圖 3)，方向分別為 X、Y、Z 軸以及分別沿著三軸的旋轉：Pitch、Roll、Yaw 軸，並配有超高真空絕對式光學尺，各軸行程與解析度如表 1，藉此可完成光罩檢測與干涉微影之 XY mapping 與多角度反射率量測，樣品載台為 6 吋靜電吸盤，可確保樣品平整性，提高量測穩定度。光罩檢測與光阻曝光用之干涉微影模組安裝於側開門上，並安裝於線性傳輸桿不同位置 (圖 4)，可於需要使用該項檢測功能時，將檢測模

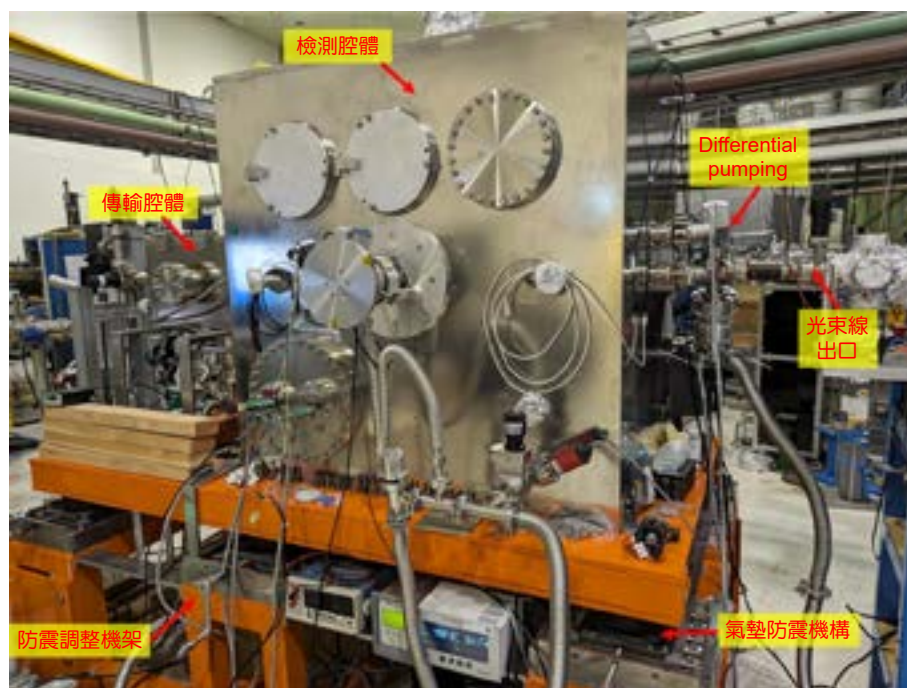


圖 2. 多功能式 EUV 微影元件檢測設備發展實驗站。

組推入置於光束線光路上，藉由線性傳輸桿將模組推入不同位置以切換不同檢測功能。傳輸腔體與檢測腔體以閘閥隔開，取放樣品可於傳輸腔體進行，抽至高真空再開啟閘閥將樣品送至檢測腔體。防震調整機架於前中後共設置六個左右調整機構，四個角落設置螺旋升降機構，可使系統與光束線銜接後進行腔體與光束線平行度微調，六個左右調整機構上方氣壓防震墊以承載傳輸與檢測腔體，單一氣壓防震墊荷重可達 800 公斤，自然頻率約 2.5—6 Hz。

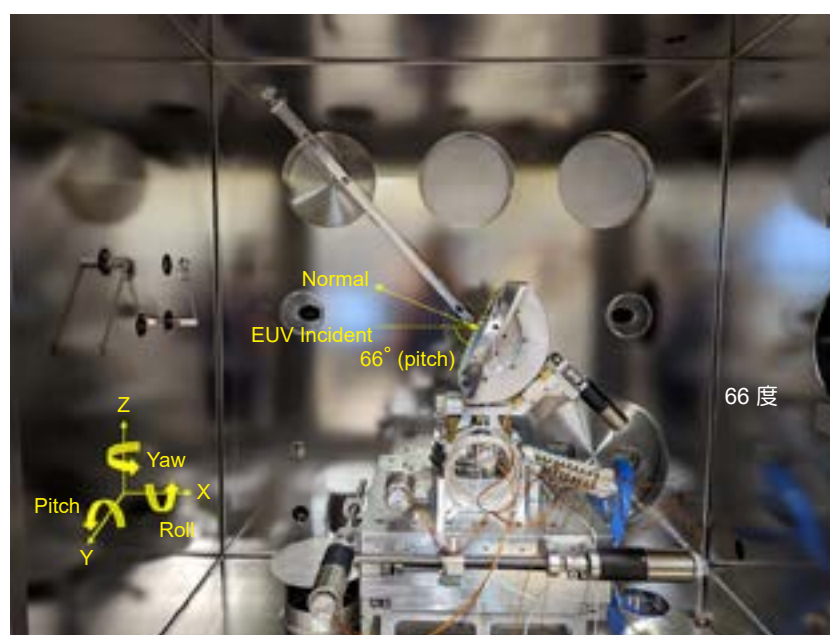


圖 3. 檢測腔體內載台為六軸高真空移動平台，Pitch 軸旋轉至 66 度，detector 旋轉至反射角 132 度時。

表 1. 六軸高真空移動平台規格。

軸向	行程／解析度
Pitch	行程 $-2 \sim +92^\circ$ ，解析度 $< 0.001^\circ$
Roll	行程 $\pm 3^\circ$ ，解析度 $< 0.001^\circ$
Yaw	行程 $+100^\circ \sim -10^\circ$ ，解析度 $< 0.01^\circ$
X	行程 $\pm 100 \text{ mm}$ ，解析度 $< 0.1 \mu\text{m}$
Y	行程 $\pm 100 \text{ mm}$ ，解析度 $< 0.1 \mu\text{m}$
Z	行程 $\pm 25 \text{ mm}$ ，解析度 $< 0.05 \mu\text{m}$

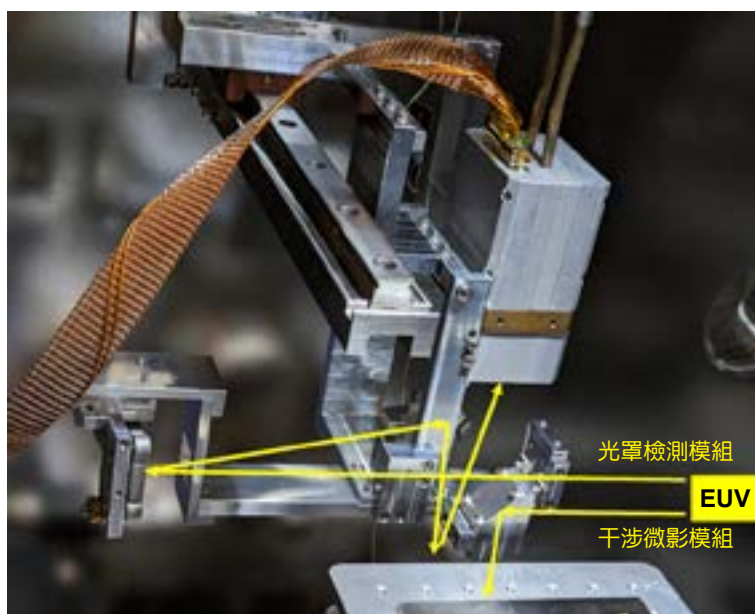


圖 4. 光罩檢測與光阻曝光用干涉微影模組之整合光路構造。

四、反射率檢測

反射率檢測部分其中 EUV 光強度以光電二極體 (Opto Diode Corp, AXUV100G) 照光產生之光電流大小作為光強度判斷，AXUV100 光電二極體 EUV-UV 響應如圖 5⁽¹³⁾。光電流訊號以高精度之 KEITHLEY 6485 picoammeter 進行量測。圖 6 為以該系統量測 6° EUV 高反射鏡在氫氣環境下 300°C 熱處理前後之多角度反射率圖。藉由反射率量測可發現熱處理後反射光譜波形之飄移與反射率值下降，其原因推測為多層膜間交互擴散造成，可進一步利用 TEM 分析確認。此外，EUV 微影技術中，光罩為其不可或缺的光學元件，然而斜入射的 EUV 光、吸收層厚度和入射角不均勻的鏡面反射等因素結合在一起，會產生光罩所引發的成像像差，即光罩三維 (mask 3D, M3D) 效應⁽¹⁴⁾。在 EUV 二元強度光罩 (binary intensity mask, BIM) 中，使用高消光係數 k 和折射係數 n 接近 1 的高光罩吸收材料為緩解 M3D 效應的方法之一。新型 EUV 吸收材料主要是根據其在 EUV 波長範圍內的光學特性來選擇的，此項特性則可由複折射率來描述。虛部 k 或消光係數決定衰減程度，實部 n 或折射係數則決定了相位速度。為減少光罩吸收層高度相關的 M3D 效應，需要一種能吸收更多 EUV 且 k 值較高的材料⁽¹⁴⁾。最佳焦距偏移是由真空和吸收層界面上折射係數 n 不匹配導致的相位

失真所引起，因此 n 接近於 1 的材料是首選⁽¹⁵⁾。由於在 EUV 波段下許多材料的光學常數仍未知，使用精確的實驗方式以決定光學常數顯得格外重要。波長相依性的光學常數與半經驗法所決定的原子散射因數 (atomic scattering factor) 具有相關聯性，其關係方程式如下所描述^(16, 17)，而其中的重要材料參數 3/4 密度，則可利用反射率實驗來決定。

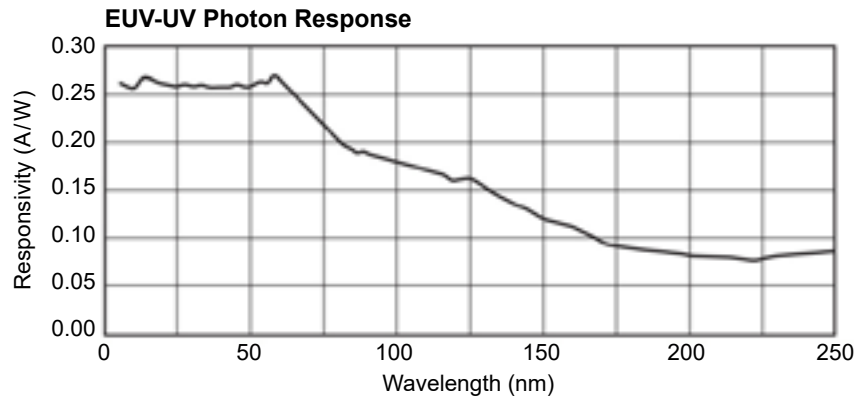


圖 5. Opto Diode Corp AXUV100 光電二極體 EUV-UV 響應頻譜。

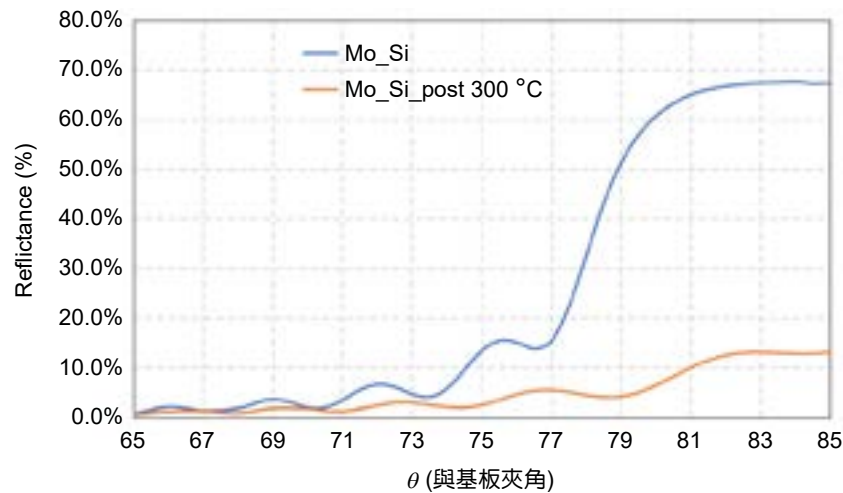


圖 6. EUV 高反射鏡在氬氣環境下 300 °C 熱處理前後之多角度反射率。

$$\tilde{n}(\lambda) = n(\lambda) - ik(\lambda) = 1 - \frac{r_0}{2\pi} \lambda^2 N_A \sum_j \frac{w_j}{M_j} \rho_m [f_{1,j}(\lambda) - if_{2,j}(\lambda)]$$

其中 r_0 為古典電子半徑， λ 為波長， N_A 為亞佛加厥常數 (Avogadro constant)， ρ_m 為材料密度， w_j 與 M_j 分別為第 j 元素的重量百分比和莫耳質量， $f_{1,j}$ 和 $f_{2,j}$ 分別為第 j 元素的前向原子散射因數 (forward atomic scattering factor) 之實部和虛部項。透過建立層狀結構模型並經由該關係式的計算與 EUV 反射率圖譜進行擬合，由此可決定吸收層的光學常數。以 RuTa 合金的吸收層為例⁽¹⁸⁾，如圖 7，顯示在 EUV 波段的光反射率實驗與計算擬合圖譜，提高 Ta 的含量則可使 n 值提高至更接近 1，而同時亦有效地增加 k 值。因此，光罩吸收層開發者能透過 EUV 反射率量測方法找到一種既能減少 EUV 相位失真，又能在減少吸收層厚度的情況下保持良好成像對比度的材料。

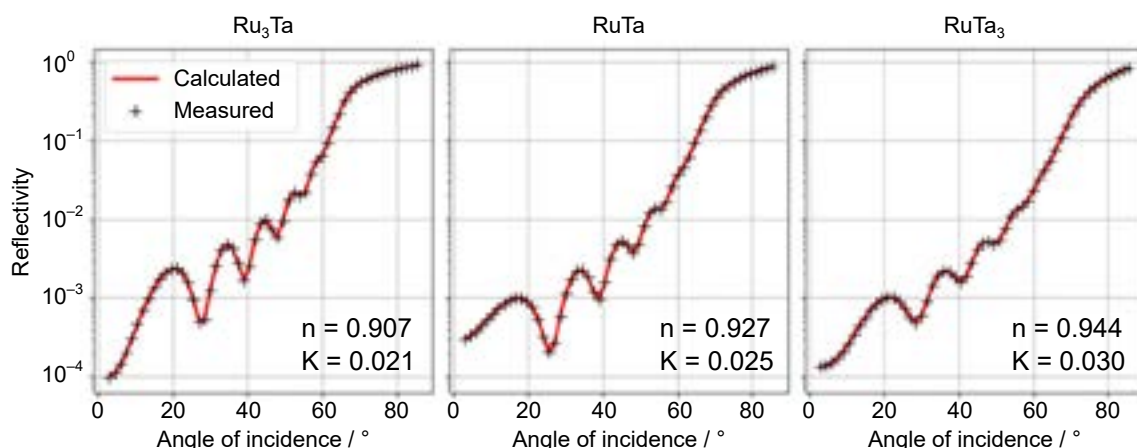


圖 7. 三種不同的 RuTa 比例合金於 EUV 波段下的光反射率圖譜與計算擬合圖⁽¹⁸⁾，其中入射角為相對於樣品法線方向的角度。

五、光罩檢測

圖案光罩檢測則採用非成像式極紫外光散射顯微鏡 (coherent EUV scatterometry microscope, CSM) 技術進行量測⁽¹⁹⁾，系統架構如圖 4，該架構各組件示意圖如圖 8，包含針孔、EUV 多層膜凹面鏡、EUV 多層膜平面鏡以及 CCD 影像感測器(teledyne princeton instruments PI-MTE3 2048B)，EUV 光源首先通過一個針孔，以減小其直徑，接著透過凹面鏡進一步聚焦，之後通過平面鏡以 6 度角入射到光罩上，此入射角度可以提高繞射效率並減少由於吸收層高度所引起的影子效應。最後，在用 CCD 接收光罩上的周期性及非周期性圖案的同調繞射訊號，並透過結合輸入與輸出的演算法進行影像重建。此算法利用傅利葉光學分析將 CCD 所收集的同調繞射訊號轉化成光罩上的圖案。假如光罩的線寬存在缺陷，這些缺陷會通過繞射訊號顯示出來。在沒有缺陷的情況下，CCD 接收到的是清晰的繞射圖案；相反，如果有缺陷存在，將會接收到由缺陷引起的額外雜訊，如圖 9，此檢測系統與傳統的透鏡成像顯微鏡不同，同調散射顯微鏡使用了反射鏡來設計光路，並直接透過感光元件來接收繞射信號。此設計有效地避免了像差，因此提升了影像清晰度。因為光柵屬於多狹縫繞射，這些平行的狹縫各自作為獨立光源，對入射光進行繞射。這些狹縫發出的繞射波在屏幕上彼此相遇，產生互相干涉，形成明亮與暗淡相間的條紋。這種繞射和干涉的結合作用使得屏幕上呈現出一系列的繞射圖案。以下為其公式：

$$d(\sin \theta_m + \sin \theta_i) = p\lambda$$

d 是光柵週期長度， θ_m 為繞射角度， θ_i 為入射光的角度， p 為繞射級數， λ 為光源的波長。

在多狹縫繞射中，屏幕中央的明亮條紋 (也就是零階繞射訊號) 通常是最亮的，而隨著條紋階數增加，其亮度逐漸降低。因此多狹縫繞射的原理對於光罩缺陷檢測相當重要，因為它能夠分析光罩上微小結構的尺寸，藉此提供對微結構缺陷的詳細資訊。

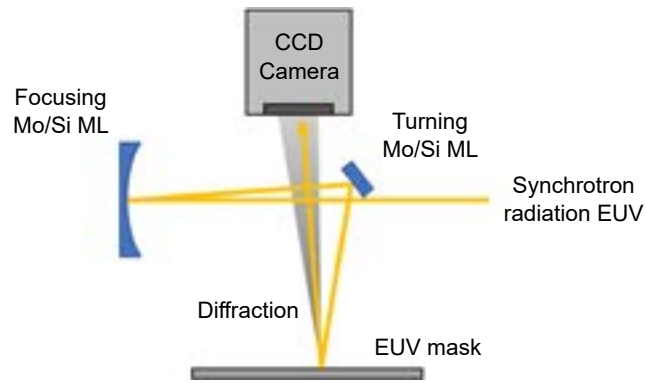


圖 8. 光罩檢測模組光路示意圖。

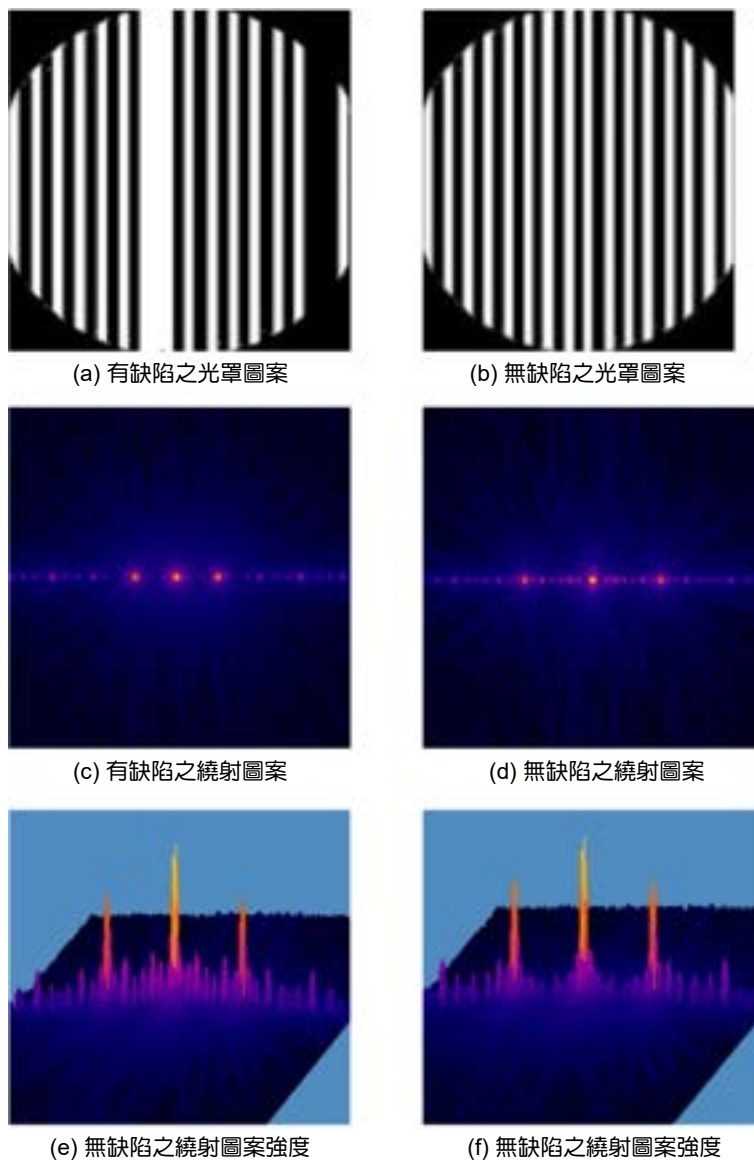


圖 9. 光罩圖案繞射模擬圖：(a)、(b) 分別為有缺陷與無缺陷之光罩圖案，(c)、(d) 分別為有缺陷與無缺陷之繞射圖案，(e)、(f) 為繞射圖案轉換為強度分布。

六、光阻特性評估

光阻評估之干涉微影採用 **Achromatic Talbot Lithography (ATL)** 方式曝光^(20, 21)，EUV 光束通過周期性結構，然後於晶圓上產生干涉圖案。不同於應用單波長的傳統 Talbot 成像，使用較大頻寬光源的 ATL，其不同波長的 EUV 光產生之自成像會於縱向重疊，進而產生類似駐波的效應，從而大幅提升其曝光景深，克服 EUV 光的色差問題。ATL 其可快速曝光大面積週期性結構的特性適合應用於需要大量重複圖案之元件製作上，如記憶體、光電元件等，並因其解析度只受繞射極限影響，選擇足夠短之波長如 EUV 即可應用於先進半導體製程節點。ATL 架構示意圖如圖 10， Z_A 為 Achromatic Talbot Distance，表示其開始產生駐波成像的距離，由 EUV 光的波長和週期性結構的週期決定，若以頻寬 4% 同步輻射光源照射 $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ 之 ATL mask，並且光柵週期為 200 nm，其產生 Z_A (Achromatic Talbot Distance) 為 $148.1 \mu\text{m}$ ，其餘相關參數如表 2，根據計算結果可知 ATL mask 與基板距離非常接近，因此保持兩者準確距離與良好平行度十分重要。本系統先將水平之 EUV 光源經 45 度平面反射鏡改變光路為垂直方向，便於 XY 移動平台上進行不同樣品或不同位置曝光，整

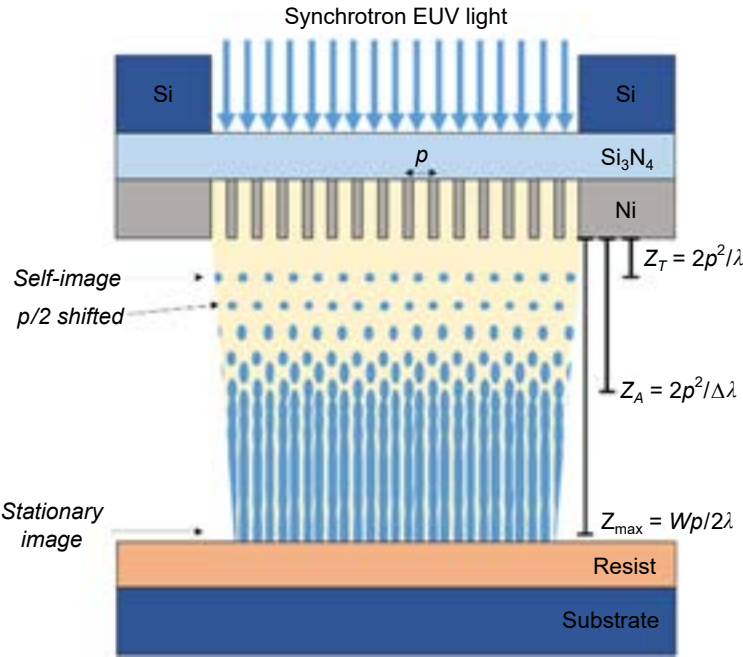


圖 10. Achromatic Talbot lithography 架構示意圖。

表 2. 以同步輻射為光源， $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ ATL mask, $p = 200 \text{ nm}$ 計算 Talbot lithography 距離參數。

Parameter	Equation	Value
Illumination wavelength	λ	13.5 nm
Spectral bandwidth	$\Delta\lambda/\lambda$	4%
Monochromatic Talbot distance	$Z_T = 2p^2/\lambda$	5.9 m
Achromatic Talbot distance	$Z_A = 2p^2/\Delta\lambda$	148.1 m
Maximum distance	$Z_{\text{max}} = Wp/2\lambda$	740.7 m

合 45 度平面反射鏡與 ATL mask 治具 3D 圖如圖 11，ATL mask 為穿透式光罩，本次測試使用之 ATL mask 主要於 100 nm 厚的懸空 Si_3N_4 上製作 Ni 光柵圖案，如圖 12 所示。ATL mask 治具設計三點水平量測點，用來定義治具與樣品距離，藉由調整六軸樣品載台使三點至樣品相同距離以達到 mask 與樣品之間良好的平行度，同時也避免 ATL mask 破裂。圖 13 為直徑 100 nm 點陣列與線寬 60 nm 週期性結構 (週期皆為 200 nm) 之 ATL mask 圖案與其進行曝光後結果。

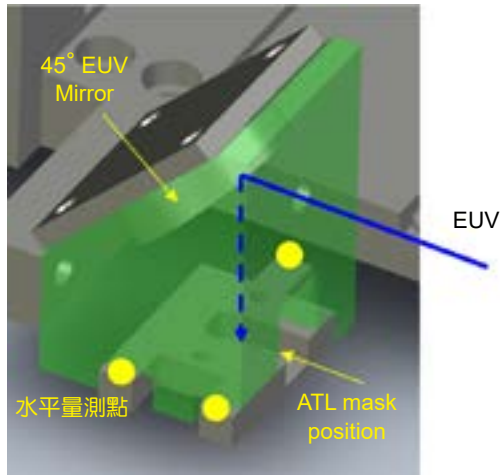


圖 11. ATL mask 治具 3D 圖說明。

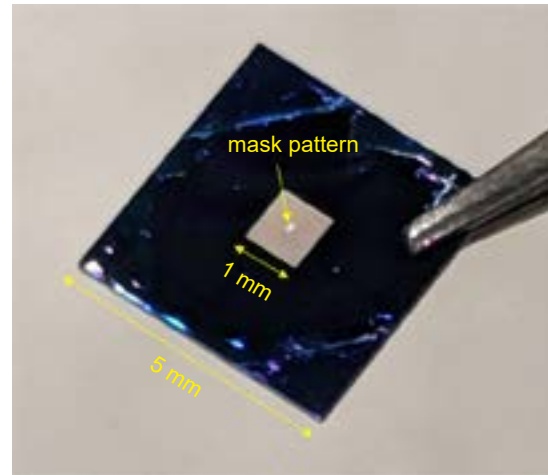


圖 12. ATL 光罩樣品。

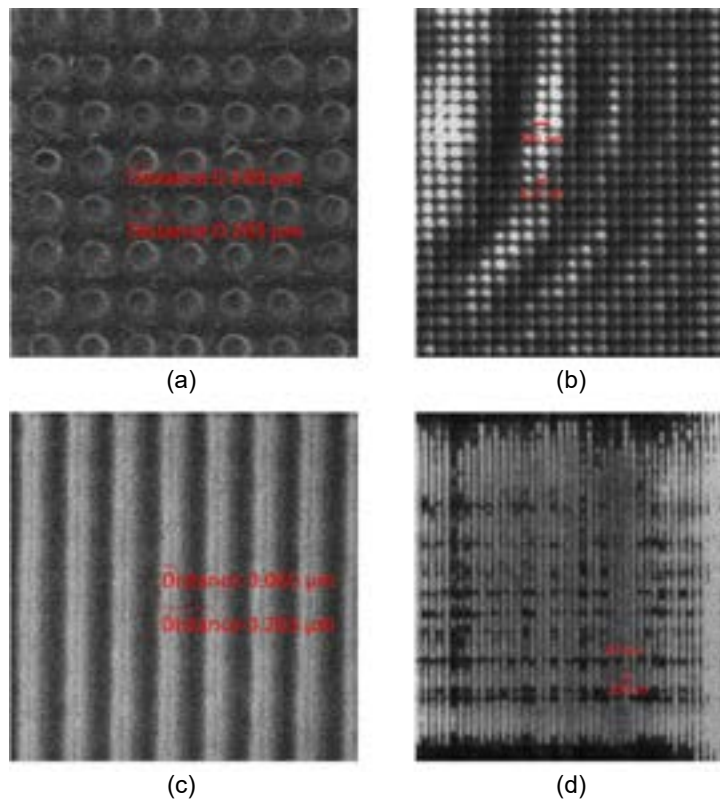


圖 13. (a) 直徑 60 nm，週期 200 nm 點陣列光罩與 (b) 使用該光罩曝光後之樣品氦離子束顯微鏡照片。(c) 線寬 60 nm，週期 200 nm 結構光罩與 (d) 使用該光罩曝光後之樣品氦離子束顯微鏡照片。

七、結論

本系統「多功能式極紫外光微影元件檢測服務平台」為執行科技部「前瞻基礎建設—數位建設突破半導體物理極限與鏈結 AI 世代」計畫所建置，本平台可進行 $0-85^\circ$ 絕對反射率量測，移動範圍 100 cm^2 的干涉微影曝光，以及 CSM 圖案光罩檢測技術。EUV 微影元件檢測是 EUV 微影技術發展的重要部分，通過對 EUV 光罩、光阻、反射鏡等關鍵元件進行檢測，確保 EUV 微影工藝的穩定性和可靠性，從而提高 EUV 微影製程的良率和產率，以及進一步開發下世代所需之關鍵材料與組件為本計畫之重要目標，此外，更希望藉由檢測服務平台建立，可協助相國內關產業升級降低研發門檻，與協助學研界先進製程技術之開發。

參考文獻

1. K. Ronse, *Micro and Nano Engineering*, **23** 100263 (2024).
2. F. R. Powell and T. A. Johnson, "Filter windows for EUV lithography", *Proc. of Annual International Symposium on Microlithography*, **4343**, 585 (2001).
3. 李正中, 薄膜光學與鍍膜技術, 新北市: 藝軒 (2012).
4. A. Rastegar and V. Jindal, "EUV Mask Defects and Their Removal", *Proc. of SPIE* **8352** 83520W-1 (2012).
5. E. Louis et al., *Progress in Surface Science*, **86**, 255 (2011).
6. S. Yulin, N. Benoit, T. Feigl, N. Kaiser, *Microelectronic Engineering*, **83** (4-9), 692 (2006).
7. S. M. Giday et al., "Exploring EUV near absorption edge optical constants for enhanced and sensitive grazing incidence reflectivity", *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, September 26, **8861**, 886111-1 (2013).
8. R. Hirano et al., *Journal of Micro/ Nanolithography, MEMS, and MOEMS*, **13** (1), 013009 (2014).
9. Ardavan Zandiatashbar et al., *Proc. of SPIE Photomask Technology*, **96351A** (2015).
10. Ted Liang et al., *Proc. of SPIE Advanced Lithography*, **1132310** (2012).
11. D. G. Stearns; D. P. Gaines; D. W. Sweeney; E. M. Gullikson, *Journal of Applied Physics*, **84** (2), 1003 (1998).
12. A. Erdmann et al., *Journal of Modern Optics*, **58**, 480(2011).
13. Please refer to the website:
<https://optodiode.com/photodiodes-axuv-detectors.html>
14. A. Erdmann, et al., *Advanced Optical Technologies*, **6** (3-4), 187 (2017).
15. V. Philipsen et al., *Proc. of the EUVL Symposium*, **24-26** (2016).
16. M. Hosoya et al., *Japanese Journal of Applied Physics*, **47**, 4898 (2008).
17. V. Luong, V. Philipsen, E. Hendrickx, K. Opsomer, C. Detavernier, C. Laubis, F. Scholze, and M. Heyns, *Applied Sciences*, **8** (4), 521 (2018).
18. M. Wu et al., *Micro and Nano Engineering*, **12**, 100089 (2021).
19. T. Harada et al., *Journal of Vacuum Science & Technology B*, **27** (6), 3203 (2009).
20. D. Kazazis, L. Tseng, Y. Ekinici, *Journal of Vacuum Science & Technology B*, **36**, 06J501 (2018).
21. H. H. Solak, and Y. Ekinici, *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, **23** (6), 2705 (2005).

作者簡介

卓文浩先生為國立中央大學光電科學與工程博士，現為國家實驗研究院台灣儀器科技研究中心副研究員。

Wen-Hao Cho received his Ph.D in the Department of Optics and Photonics from National Center University. He is currently an Associate Researcher at Taiwan Instrument Research Institute, NARLabs.

吳品鈞先生為國立陽明交通大學電子物理系博士，現為國家同步輻射研究中心副研究員。

Pin-Jiun Wu received his Ph.D. in the Department of Electrophysics from National Yang Ming Chiao Tung University. He is currently an Associate Researcher at National Synchrotron Radiation Research Center.

李建霖先生為國立台灣大學電子工程學研究所博士，現為國立台灣大學電機工程學系博士後研究員。

Chien-Lin Lee received his Ph.D. in the Graduate Institute of Electronics Engineering from National Taiwan University. He is currently a Postdoctoral Fellow in the Department of Electrical Engineering at National Taiwan University.

黃羿誌先生為國立台灣大學工程科學及海洋工程碩士，現為國立台灣大學工程科學與海洋工程學系奈米光子與奈米電子實驗室研究助理。

I-Chih Huang received his M.S. in the Department of Engineering Science and Ocean Engineering from the National Taiwan University. He is currently a Research Assistant in Nanophotonics and Nanoelectronics Lab at National Taiwan University.

李昭德先生為國立台灣大學材料科學與工程學系博士，現為國家實驗研究院台灣儀器科技研究中心研究員。

Chao-Te Lee received his Ph.D. in the Department of Materials Science and Engineering from the National Taiwan University. He is currently a Research Fellow at Taiwan Instrument Research Institute, NARLabs.

蔡坤諭先生為史丹福大學航太工程與電機工程博士，現為國立台灣大學電機系副教授。

Kuen-Yu Tsai received his Ph.D. in Aeronautics & Astronautics Department and Electrical Engineering from Stanford University, USA. He is currently an Associate Professor in the Department of Electrical Engineering at National Taiwan University.

李佳翰先生為美國普渡大學電機與資訊工程學博士，現為國立台灣大學工程科學及海洋工程學系教授。

Jia-Han Li received his Ph.D. in Electrical and Computer Engineering from the Purdue University. He is currently a Professor in the Department of Engineering Science and Ocean Engineering at National Taiwan University.

EUV 計量標準與量測系統不確定度

EUV Metrology and Measurement Uncertainties

莊宜蓁、陳政憲

Yi-Chen Chuang, Cheng-Hsien Chen

為配合國內半導體先進微影技術發展，國家度量衡標準實驗室 (National Measurement Laboratory, NML) 啟動發展極紫外 (EUV) 波段光輻射量測與校正技術，首先進行的是 EUV 光偵測器分光響應 (spectral responsivity) 校正系統與技術之建立，已與國家同步輻射中心 (National Synchrotron Radiation Research Center, NSRRC) 合作，建置相關硬體設備與量測系統，並執行相關量測系統評估與校正流程之測試。本文將以 EUV 光偵測器分光響應校正為例，介紹其系統架構、量測原理、系統追溯圖、及量測不確定度，希望透過此計量標準的建立，協助晶圓廠更精確地掌握曝光參數、精簡製程程序、進而達成節能之效。

To support the development of advanced EUV lithography for the semiconductor industry in Taiwan, an EUV calibration system for photodiodes' spectral responsivity was established by the National Measurement Laboratory (NML). This EUV spectral responsivity calibration system is the first radiometric calibration system in the EUV region in Taiwan. This system utilizes the EUV radiation generated from synchrotron radiation light source provided by the National Synchrotron Radiation Research Center (NSRRC). Some calibration procedures have been tested and compared. And strategies to reduce measurement uncertainties were also studied. In this article, the EUV spectral calibration system will be introduced, including the calibration principles, metrological traceability, and uncertainty evaluation details. Through the establishment of metrology standard, local foundries could tune the exposure parameters of an EUV exposure machine with more certain knowledge, and thus could simplify the dose calibration processes and save energy consumption.

一、EUV 計量標準與應用

EUV 微影被認為是 N7 以下製程之主流技術，然而相關材料、元件、設備、及製程，仍需持續研發改良，並衍生諸多量測需求。表 1 收錄了幾個與 EUV 微影相關之量測需求與應用情境，包括：曝光參數評估調校、曝光光源發光特性評估、光阻感光靈敏度 (sensitivity) 評估、反射鏡／光罩反射率評估、反射鏡／光罩材料吸收特性評估、光罩保護膜 (pellicle)

穿透率評估、光罩保護膜溫度評估…等，都需要透過量測對應的量 (quantities)，來達成應用情境所需之目的。在缺乏計量標準的狀況下，業界僅能憑經驗或採用試誤法 (trial and error) 來評估相關參數及規格，不僅耗時且結果可信度低。以製程曝光劑量評估程序 (dose calibration process) 為例，晶圓廠需對晶圓樣品進行上光阻、曝光、顯影、檢測曝光成效…等程序，以得知最新之曝光劑量及機台設定參數，每次耗時 1 天，但若能適當地運用具計量追溯鍊之量測標準件及校正手法，量測取得光源於晶圓放置處之輻射曝露 (radiant exposure) (J/m^2)，則可提升量測結果之可靠度與準確度，有助於提高研發及量產之效率，可受惠的廠商包括：EUV 光學元件廠商、晶圓廠、先進半導體材料開發商、EUV 光阻廠商、設備廠…等。

表 1. EUV 微影相關之量測需求與應用情境。

量測需求／應用情境 (範例)	待測量	計量標準
曝光參數評估調校 曝光光源發光特性評估	曝光劑量 (J/m^2)	分光響應 (A/W) 輻射曝露 (radiant exposure) (J/m^2)
光阻靈敏度 (sensitivity) 評估	曝光劑量 (J/m^2)	分光響應 (A/W) 輻射曝露 (radiant exposure) (J/m^2)
反射鏡/光罩反射率評估	輻射功率 (W)； 反射率 (%)	分光響應 (A/W) 反射率 (%)
反射鏡/光罩材料吸收特性評估	複折射率； 反射率 (%)	反射率 (%)
光罩保護膜 (pellicle) 穿透率評估	穿透率 (%)	穿透率 (%)
光罩保護膜 (pellicle) 溫度評估	溫度 (K)	穿透率 (%)； 反射率 (%)； 放射率 (emissivity)

目前國際上僅少數國家計量機構 (National Metrology Institutes, NMIs) 具備 EUV 計量 (EUV metrology) 標準，如：美國國家標準與技術研究院 (National Institute of Standard and Technology, NIST) 與德國聯邦物理技術研究院 (Physikalisch-Technische Bundesanstalt, PTB)。主要為分光響應 (spectral responsivity) 及反射率 (reflectivity) 兩項計量標準，可擴散應用之量測情境如表 1 所示，涵蓋大部分 EUV 微影相關之計量標準追溯需求。

早期有關 EUV 波段的研究，都是採用同步輻射光源，因此同步輻射光源相較於近年發展的 EUV 光源，如：高次諧波 (high order harmonic generation, HHG) 產生之同調 EUV 光、雷射激發電漿 (laser produced plasma, LPP)…等，技術更成熟、且光源較穩定。對於發展計量技術而言，系統的穩定性為首要考量，美國 NIST 及德國 PTB 之 EUV 計量標準系統都是採用同步輻射 EUV 光源^(1,2)。

二、我國之 EUV 光偵測器分光響應校正系統

目前國家度量衡標準實驗室之 EUV 光偵測器分光響應校正系統係採用國家同步輻射研究中心之光束線 BL08B⁽³⁾ 為校正光源，透過真空式單光儀及濾片篩選出校正所需之單波長光。EUV 光偵測器分光響應校正系統之主要設備包括：同步輻射光源、樣品腔、電動移動

平台、樣品座及電流表，系統之架構如圖 1 所示。光源所及之處皆處於真空中，校正時放置標準光偵測器與待校光偵測器之樣品腔體內部保持真空度約 10^{-9} torr。

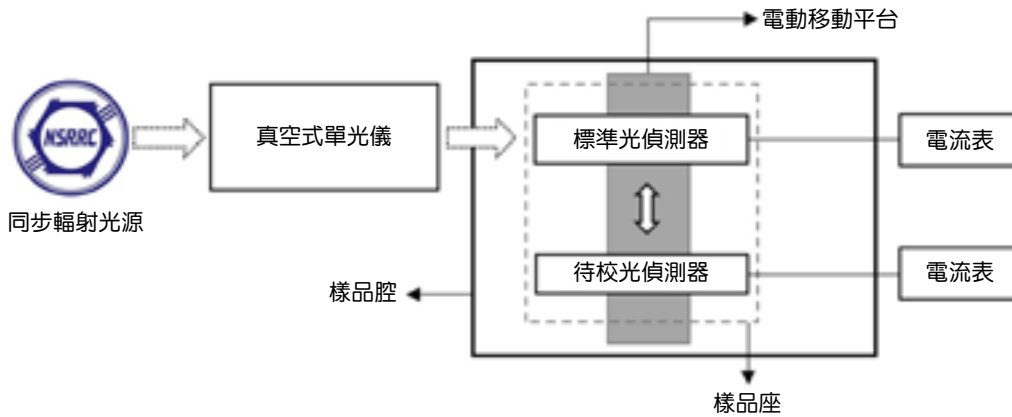


圖 1. EUV 光偵測器分光響應校正系統 (示意圖)。

2.1 量測原理

本套 EUV 光偵測器分光響應校正系統是依據替代法 (substitution method) 校正原理，於相同量測條件 (同一光源、相同照射條件) 下分別取得標準光偵測器及待校光偵測器之輸出光電流，再搭配標準光偵測器之標準分光響應值，計算求得待校光偵測器之分光響應值。因光偵測器之輸出光電流正比於照射於光偵測器之光輻射功率及該光偵測器響應之乘積，標準光偵測器及待校光偵測器之光電流可分別表示為：

$$i_t(\lambda, t_1) \propto P_t(\lambda, t_1) \cdot R_t(\lambda) \quad (1)$$

$$i_s(\lambda, t_2) \propto P_s(\lambda, t_2) \cdot R_s(\lambda) \quad (2)$$

其中， $i_t(\lambda, t_1)$ 與 $i_s(\lambda, t_2)$ 分別為待校光偵測器與標準光偵測器由電表量得之輸出光電流值 (單位：A)、 $P_t(\lambda, t_1)$ 與 $P_s(\lambda, t_2)$ 分別為量測當時照射於待校光偵測器與標準光偵測器之某波長之光輻射功率 (單位：W)、而 $R_t(\lambda)$ 與 $R_s(\lambda)$ 分別為待校光偵測器與標準光偵測器之分光響應 (單位：A/W)、而 t_1 與 t_2 則分別代表待校光偵測器與標準光偵測器之量測時刻。

對一個穩定之校正系統而言，無論量測時刻是何時，量測條件皆相同，亦即照射於待校光偵測器及標準光偵測器之光輻射功率相同，且無其他環境或系統雜訊造成之干擾， $P_t(\lambda, t_1) = P_s(\lambda, t_2)$ 。在此條件下，

$$\frac{i_t(\lambda, t_1)}{i_s(\lambda, t_2)} = \frac{P_t(\lambda, t_1) \cdot R_t(\lambda, t_1)}{P_s(\lambda, t_2) \cdot R_s(\lambda, t_2)} = \frac{R_t(\lambda, t_1)}{R_s(\lambda, t_2)} \quad (3)$$

而待校光偵測器之分光響應可由下式來求得：

$$R_t(\lambda) = \frac{i_t(\lambda, t_1)}{i_s(\lambda, t_2)} \cdot R_s(\lambda) \quad (4)$$

若標準光偵測器與待校光偵測器在進行量測時，量測條件有所差異，如：光源擾動造成量測條件變異、電磁雜訊或微電流量測雜訊造成量測條件變異，則可導入適當之校正系統修正機制，使得：

$$\frac{P_t(\lambda, t_1)}{c_t(\lambda, t_1)} = \frac{P_s(\lambda, t_2)}{c_s(\lambda, t_2)} \quad (5)$$

其中， $c_t(\lambda, t_1)$ 與 $c_s(\lambda, t_2)$ 分別為待校光偵測器與標準光偵測器量測當時所對應之校正系統修正係數。校正系統修正係數可以用以監測校正系統穩定性之訊號 (monitoring signals)，或是其他可以即時反映校正系統變化之變數^(4, 5)。在此狀況下：

$$\frac{P_t(\lambda, t_1)}{c_t(\lambda, t_1)} \cdot R_t(\lambda) \propto \frac{i_t(\lambda, t_1)}{c_t(\lambda, t_1)} \quad (6)$$

$$\frac{P_s(\lambda, t_2)}{c_s(\lambda, t_2)} \cdot R_s(\lambda) \propto \frac{i_s(\lambda, t_2)}{c_s(\lambda, t_2)} \quad (7)$$

而依據式 (6) 及式 (7)，待校光偵測器之分光響應可由下式來求得：

$$P_t(\lambda) = \frac{i_t(\lambda, t_1)}{c_t(\lambda, t_1)} \cdot \frac{c_s(\lambda, t_2)}{i_s(\lambda, t_2)} \cdot R_s(\lambda) \quad (8)$$

對一個穩定之校正系統 (理想狀況)， $P_t(\lambda, t_1) = P_s(\lambda, t_2)$ ，因此 $c_t(\lambda, t_1) = c_s(\lambda, t_2)$ ，式 (8) 等同式 (3)。

實務上，將標準光偵測器與待校光偵測器置於樣品座 (圖 2)，架設於樣品腔 (圖 3) 內，以電動移動平台控制標準光偵測器與待校光偵測器位置，使 EUV 光束得以照射光偵測器中央，再以外部電表量測取得標準光偵測器與待校光偵測器在 EUV 光束照射下之輸出光電流，由式 (3) 或式 (8) 計算求得待校光偵測器之分光響應。

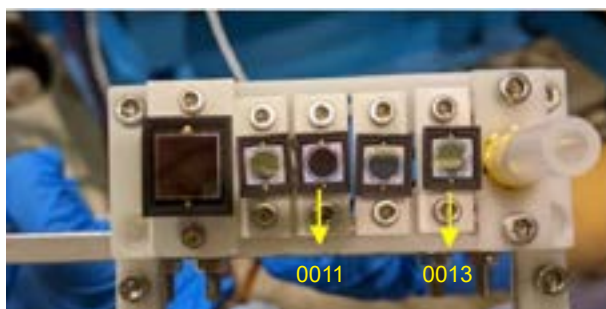


圖 2. EUV 光偵測器與樣品座 (實體照片)。

2.2 量測系統追溯圖

替代法校正中，標準光偵測器之分光響應 ($R_s(\lambda)$) 需透過分光響應原級校正系統，追溯

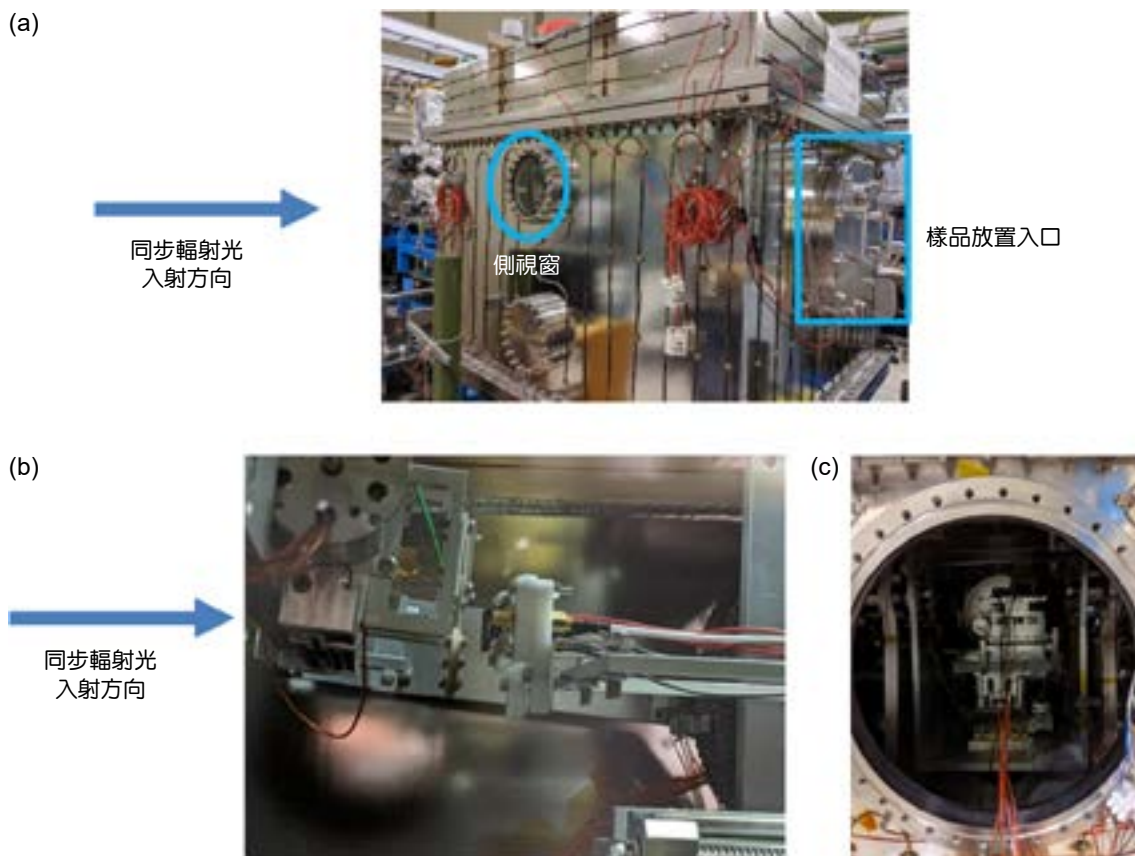


圖 3. EUV 光偵測器分光響應校正之樣品腔與內部架構 (實體照片)：(a) 樣品腔外觀；(b) 由側視窗所見之樣品座；(c) 由樣品放置入口所見之電動移動平台。

至光輻射功率標準。國際上之主流做法是以低溫絕對輻射計 (cryogenic radiometer) 做為光輻射功率之原級標準件 (primary standard)，準確量得光源之輻射功率 ($P_s'(\lambda)$)，再以標準光偵測器量測同一光源取得其輸出之光電流值 ($i_s'(\lambda)$)，依據式 (9)，計算取得標準光偵測器之輻射功率響應標準值。

$$R_s(\lambda) = \frac{i_s'(\lambda)}{P_s'(\lambda)} \quad (9)$$

由於國內並無 EUV 波段之低溫絕對輻射計與計量標準專用之同步輻射光束線 (Metrology beamline)，未能在地進行 EUV 光偵測器分光響應之原級校正，現階段 EUV 波段之分光響應標準是將標準光偵測器送至他國國家標準計量機構校正的方式取得。目前 EUV 標準光偵測器之分光響應 ($R_s(\lambda)$) 是追溯到德國 PTB。圖 4 為 EUV 光偵測器分光響應校正追溯圖。

三、不確定度分析

本章節依據 ISO Guide 98-3:2008⁽⁶⁾ 之量測不確定度估算指引，說明 EUV 光偵測器分光響應校正之量測不確定度評估結果。假設理想狀況 $c_i(\lambda, t_1) = c_s(\lambda, t_2)$ ，EUV 光偵測器分光響

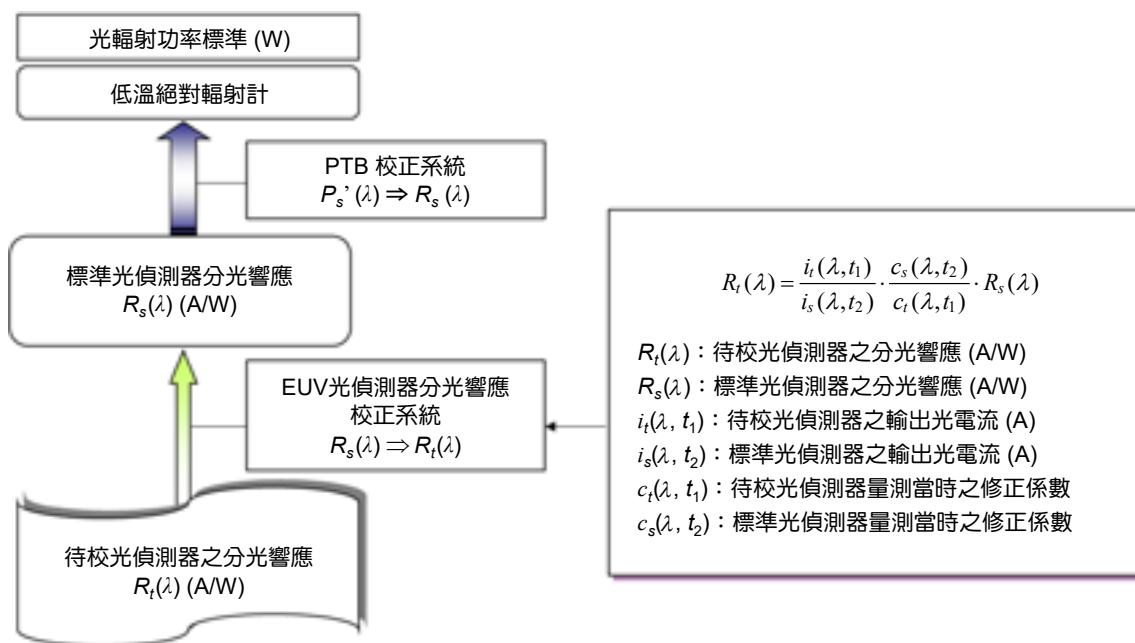


圖 4. EUV 光偵測器分光響應校正追溯圖。

應校正之量測方程式如下：

$$R_t(\lambda) = \frac{i_t(\lambda, t_1)}{c_t(\lambda, t_1)} \cdot \frac{c_s(\lambda, t_2)}{i_s(\lambda, t_2)} \cdot R_s(\lambda) = \frac{i_t(\lambda, t_1)}{i_s(\lambda, t_2)} \cdot R_s(\lambda) \equiv f(\lambda) \cdot R_s(\lambda) \quad (10)$$

其中，變數之定義如第 2.1 節所述。

依據式 (10)，EUV 光偵測器分光響應校正之不確定度來源可分為：比例係數 ($f(\lambda)$) 之不確定度及分光響應標準值 ($R_s(\lambda)$) 之不確定度兩大項。比例係數 ($f(\lambda)$) 之不確定度至少包含 10 項不確定度來源，而分光響應標準值 ($R_s(\lambda)$) 之不確定度則至少包含 2 項不確定度來源。以下章節針對這幾項不確定度之估算進行說明。

3.1 比例係數之不確定度

比例係數之不確定度來源包括：光電流比值重複性、光電流比值長期穩定性、光偵測器響應空間均勻性、電表準確性、單光儀波長準確性、波寬效應、高階繞射雜光 (higher diffraction orders)、擴散散射雜光 (diffuse scattered radiation)、入射角度、及溫度影響…等。前 2 項屬 A 類不確定度，其餘屬 B 類不確定度。

3.1.1 光電流比值重複性

實驗用之待校光偵測器與標準光偵測器廠牌/型號/序號分別為：Optodiode/AXUV20HS1/0011 及 Optodiode/AXUV20HS1/0013 (如圖 2 標示)。本次系統評估共進行 8 組獨立實驗、每組實驗重複量測 4 次，以式 (11) 估算光電流比值每天 (每組) 重複性的相對標準不確定度：

$$u_r(f(\lambda))_x = \frac{S_{f(\lambda)_x}}{f(\lambda)} = \frac{\frac{S_{f(\lambda)_x}}{\sqrt{n}}}{f(\lambda)} \quad (11)$$

再取此 8 筆 $u_r(f(\lambda))_x$ 之最大值做為光電流比值重複性之相對標準不確定度： $u_r(f(\lambda))_1 = \max(u_r(f(\lambda))_x) = 0.5761\%$ 。自由度為 $4 - 1 = 3$ 。詳如表 2。

3.1.2 光電流比值再現性

光電流比值再現性之標準不確定度可以每組獨立實驗之平均值 $\overline{f(\lambda)_x}$ 的標準差來估算，而光電流比值再現性之相對標準不確定度則為： $u_r(f(\lambda))_2 = \frac{S_{\overline{f(\lambda)_x}}}{\overline{f(\lambda)_x}} = \frac{0.0116}{0.9729} = 1.1876\%$ 。自由度為 $8 - 1 = 7$ 。詳如表 2。

表 2. 光電流比值量測數據。

日期	6/23	7/1-1	7/1-2	7/2-1	7/2-2	10/22	10/23-1	10/23-2
光電流比值 $f(\lambda)_x$	0.9683	0.9844	0.9870	0.9859	0.9736	0.9643	0.9516	0.9558
	0.9742	0.9816	0.9860	0.9858	0.9736	0.9681	0.9513	0.9581
	0.9732	0.9794	0.9858	0.9859	0.9731	0.9699	0.9733	0.9477
	0.9739	0.9800	0.9876	0.9854	0.9751	0.9692	0.9668	0.9566
平均值 $\overline{f(\lambda)_x}$	0.9724	0.9814	0.9866	0.9857	0.9739	0.9679	0.9608	0.9545
標準差 $(S_{f(\lambda)_x})$	0.0028	0.0022	0.0008	0.0003	0.0009	0.0025	0.0111	0.0047
$u_r(f(\lambda))_x$	0.1414 %	0.1123 %	0.0421 %	0.0132 %	0.0457 %	0.1284 %	0.5761 %	0.2453 %

3.1.3 光偵測器響應空間均勻性

光偵測器響應空間均勻性造成之量測不確定度可以有效感光面積內輸出光電流值之變異範圍來估算。圖 5 為評估實驗用之標準光偵測器 (Optodiode/AXUV20HS1/0013)，在感光面積內之輸出光電流相對訊號分布⁽⁷⁾，最大值為 1.025、最小值為 0.97，以最大最小值之差為不確定度評估之全寬 ($\Delta i_{\max}$)，假設矩形分配，則光偵測器響應空間均勻性造成之相對標準不確定度為： $u_r(f(\lambda))_3 = \frac{\frac{(1.025-0.97)}{2\sqrt{3}}}{\frac{(1.025-0.97)}{2}} = 1.5917\%$ ，估算其相對不確定性為 10%，自由度 ($v(f(\lambda))_3$) 為 50。

3.1.4 電表準確性

依據實驗，待校光偵測器在其響應波長範圍所對應之輸出光電流介於 1 nA 至 1 μ A 間，而本次系統評估所使用之電表 (Keithley/6485/0968143)，其電流讀值在此範圍內之最大相對標準不確定度為 0.0135 %⁽⁸⁾。因校正執行時使用 2 台同型號之電表，以其相對組合標準不確定度做為因電表準確度造成之光電流相對標準不確定度： $u_r(f(\lambda))_4 = \sqrt{(0.0135\%)^2 + (0.0135\%)^2} = 0.0191\%$ ，估算其相對不確定性為 10%，自由度 ($v(f(\lambda))_4$) 為 50。

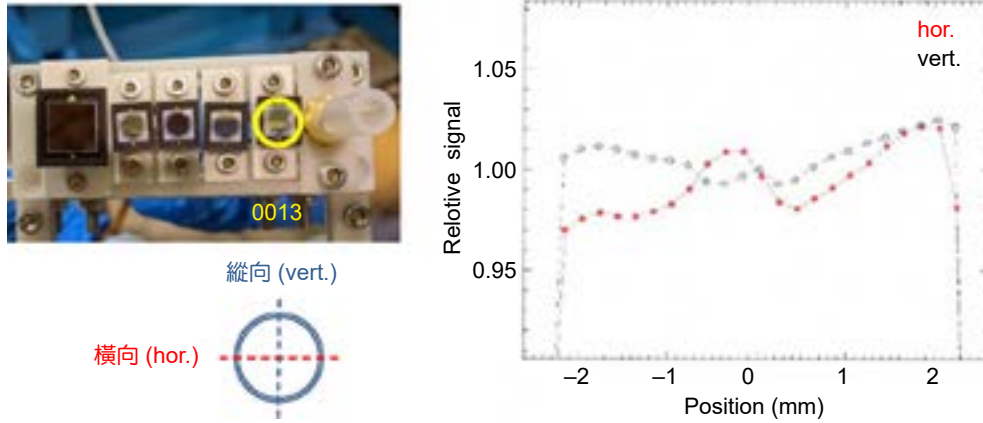


圖 5. 光偵測器 (Optodiode/AXUV20HS1/0013) 之響應空間均勻性量測結果 (橫軸為相對位置、縱軸為輸出光電流之相對訊號)；紅色 (實心) 為橫向量測結果、藍色 (空心) 為縱向量測結果。

3.1.5 單光儀波長準確性

依據實驗，在 $(10-15) \text{ nm}$ 之波長範圍內，單光儀波長偏差 $\pm \Delta \lambda_a \text{ nm} = 0.03 \text{ nm}$ ，則因單光儀波長偏差所造成的分光響應誤差 (半寬) 可由式 (12) 估算：

$$\Delta R_{wl} = \max(\Delta R^+, \Delta R^-) \quad (12)$$

其中， $\Delta R^+ = \left| \frac{R(\lambda_0 + \Delta \lambda_a) - R(\lambda_0)}{R(\lambda_0)} \right|$ 、 $\Delta R^- = \left| \frac{R(\lambda_0 - \Delta \lambda_a) - R(\lambda_0)}{R(\lambda_0)} \right|$ ，而 $R(\lambda_0)$ 為光偵測器在波長 λ_0 之分光響應值、 $R(\lambda_0 + \Delta \lambda_a)$ 為光偵測器在波長 $(\lambda_0 + \Delta \lambda_a)$ 之分光響應值、而 $R(\lambda_0 - \Delta \lambda_a)$ 為光偵測器在波長 $(\lambda_0 - \Delta \lambda_a)$ 之分光響應值。

依據實驗結果，假設矩形分布，則因單光儀波長偏差所造成的分光響應相對標準不確定度： $u_r(f(\lambda))_5 = \frac{\Delta R_{wl}}{\sqrt{3}} = \frac{0.0535\%}{\sqrt{3}} = 0.0309\%$ ，估算其相對不確定性為 10% ，自由度 $(v(f(\lambda))_5)$ 為 50 。

3.1.6 波寬效應

依據參考文獻⁽⁹⁾之描述，光偵測器分光響應在波長 λ_0 時之量測值可表示為：

$$R_m(\lambda_0) = \frac{\int_{\lambda_0 - \Delta \lambda_b}^{\lambda_0 + \Delta \lambda_b} R(\lambda) \cdot L(\lambda - \lambda_0) d\lambda}{\int_{\lambda_0 - \Delta \lambda_b}^{\lambda_0 + \Delta \lambda_b} L(\lambda - \lambda_0) d\lambda} \quad (13)$$

其中， $R(\lambda_0)$ 為分光響應在波長 λ_0 時之真值、 $L(\lambda)$ 為單光儀之狹縫函數、 $\Delta \lambda_b$ 為單光儀之波寬 (bandwidth)。假設為理想之對稱三角形分布，中心波長為 λ_0 ，且 $L(\lambda_0) = 1$ 。將上式中 $R(\lambda)$ 以泰勒展開式 (Taylor's expansion) 展開並忽略高次項，經整理後可得波寬效應造成的量測誤差 (半寬) 可由式 (14) 估算：

$$\Delta R_b = \frac{R_m(\lambda) - R(\lambda)}{R(\lambda)} \approx \frac{\Delta \lambda_b^2}{12 \cdot R_m(\lambda)} \cdot \frac{d^2 R_m(\lambda)}{d\lambda^2} \quad (14)$$

依據實驗結果，假設 U 形分配，則因波寬效應造成的分光響應相對標準不確定度：
 $u_r(f(\lambda))_6 = \frac{|\Delta R_b(\lambda)|}{\sqrt{2}} = \frac{0.0002\%}{\sqrt{2}} = 0.0001\%$ ，估算其相對不確定性為 10%，自由度 $(v(f(\lambda)))_6$ 為 50。

3.1.7 高階繞射雜光 (higher diffraction orders)

依據參考文獻⁽¹⁰⁾，因高階繞射雜光造成的相對標準不確定度： $u_r(f(\lambda))_7 = 0.03\%$ ，估算其相對不確定性為 10%，自由度 $(v(f(\lambda)))_7$ 為 50。

3.1.8 擴散散射雜光 (diffuse scattered radiation)

依據參考文獻⁽¹⁰⁾，因擴散散射雜光造成的相對標準不確定度： $u_r(f(\lambda))_8 = 0.2\%$ ，估算其相對不確定性為 10%，自由度 $(v(f(\lambda)))_8$ 為 50。

3.1.9 入射角度

理想狀況下，光偵測器參考面之法線需與光軸對齊，若光偵測器參考面傾斜角 θ ，則受光面有效面積需修正為 $A \cdot \cos\theta$ 。以 $1 - \cos\theta$ 做為不確定度之半寬，假設矩形分配，依經驗評估光偵測器參考面之傾斜偏差可控制於 $\pm 5^\circ$ 內，則因光偵測器參考面傾斜造成之受光面有效面積之相對標準不確定度為： $u_r(f(\lambda))_9 = \frac{1 - \cos\theta}{\sqrt{3}} = 0.2197\%$ ，估算其相對不確定性為 10%，自由度 $(v(f(\lambda)))_9$ 為 50。

3.1.10 溫度影響

依據參考文獻⁽¹⁰⁾，AXUV 型之光偵測器在 13.5 nm 因溫度變化造成之響應偏差係數為： $3.1 \times 10^{-4}/^\circ\text{C}$ 。假設校正時真空腔體內溫度 $\leq 2^\circ\text{C}$ ，則因溫度變化造成之相對響應偏差為：
 $\Delta R_{\Delta T} = \frac{3.1 \times 10^{-4} \cdot \Delta T}{R_s(\lambda)} = \frac{3.1 \times 10^{-4} \cdot 2}{1.002} = 0.0619\%$ ，以此做為不確定度之半寬，假設矩形分配，則因溫度變化造成之標準不確定度： $u_r(f(\lambda))_{10} = \frac{\Delta R_{\Delta T}}{\sqrt{3}} = 0.0357\%$ ，估算其相對不確定性為 10%，自由度 $(v(f(\lambda)))_{10}$ 為 50。

3.2 分光響應標準值之不確定度

分光響應標準值之不確定度來源包括標準值追溯及標準光偵測器長期穩定性，皆屬 B 類不確定度。

3.2.1 標準值追溯之相對標準不確定度

依據標準件追溯報告⁽⁷⁾，標準光偵測器 (Optodiode/AXUV20HS1/0013) 13.5 nm 響應值之

$$\text{相對標準不確定度為：} u_r(R_s(\lambda))_1 = \frac{\frac{U}{R_s(\lambda)}}{\frac{2}{0.2194}} = \frac{\frac{3.2 \times 10^{-3}}{0.2194}}{2} = 0.7293\%$$
，估算其相對不確定性為 10%，自由度 $(v(f(\lambda)))_1$ 為 50。

3.2.2 標準光偵測器長期穩定性之相對標準不確定度

標準光偵測器長期穩定性之量測不確定度可以光偵測器歷年響應值之變異範圍來估算。

以標準光偵測器 (Optodiode/AXUV20HS1/0009) 為例，假設矩形分配，標準光偵測器長期穩

定性之相對標準不確定度為： $u_r(R_e(\lambda)_2) = \frac{0.005}{0.2245} = 0.6429\%$ ，估算其相對不確定性為 10%，自由度 ($v(R_s(\lambda))_2$) 為 50。

3.3 EUV 光偵測器分光響應校正系統能量

EUV 光偵測器分光響應校正之相對組合標準不確定度 $u_r(R_t(\lambda))$ 可表示為：

$$\begin{aligned} u_r(R_t(\lambda)) &= \sqrt{u_r(f(\lambda))^2 + u_r(R_s(\lambda))^2} \\ &= \sqrt{\sum_{j=1}^{10} [u_r(f(\lambda))_j]^2 + \sum_{j=1}^{10} [u_r(R_s(\lambda))_j]^2} \end{aligned} \quad (15)$$

其中， $u_r(f(\lambda))$ 與 $u_r(R_s(\lambda))$ 分別為比例係數與分光響應標準值之相對標準不確定度。有效自由度為：

$$v_{f(\lambda)} = \frac{u_r(R_t(\lambda))^4}{\sum_{j=1}^{10} \frac{[u_r(f(\lambda))_j]^4}{v_{f(\lambda))_j} + \sum_{j=1}^{10} \frac{[u_r(R_s(\lambda))_j]^4}{v_{R_s(\lambda))_j}} \quad (16)$$

將 3.1.1~3.2.2 評估結果帶入式 (12) 及式 (13)，可得 EUV 光偵測器分光響應校正之相對組合標準不確定度： $u_r(R_t(\lambda)) = 2.3055\%$ ，有效自由度： $v_{f(\lambda)} = 61$ 。不確定度分析表如表 3 所示。

表 3. EUV 光偵測器分光響應在波長 13.5 nm 之不確定度分析表。

不確定度來源	型態	靈敏係數	相對標準不確定度	自由度
◆ 比例係數 ($f(\lambda)$)		1	2.0899 %	43
光電流比值重複性	A	1	0.5761 %	3
光電流比值長期穩定性	A	1	1.1876 %	7
光偵測器響應空間均勻性	B	1	1.5917 %	50
電表準確性	B	1	0.0191 %	50
單光儀波長準確性	B	1	0.0309 %	50
波寬效應	B	1	0.0001 %	50
高階繞射雜光	B	1	0.03 %	50
擴散散射雜光	B	1	0.2 %	50
入射角度	B	1	0.2197 %	50
溫度影響	B	1	0.0357 %	50
◆ 響應標準值 ($R_s(\lambda)$)		1	0.9722 %	98
標準值追溯	B	1	0.7293 %	50
標準光偵測器長期穩定性	B	1	0.6429 %	50
量測值 (A/W)		0.2194	有效自由度	61
相對組合標準不確定度		2.3049 %	涵蓋因子	2.00
相對擴充不確定度		4.6 %		

四、結論與未來展望

本文介紹台灣第一套 EUV 波段之計量標準系統，並描述此 EUV 光偵測器分光響應校正系統之不確定度評估方法與結果。目前系統校正能量 (calibration capability) 範圍為：波長 13.5 nm，相對擴充不確定度 4.6 % ($k = 2.00$)。依據不確定度分析結果，本系統主要的不確定度來源來自光電流比值再現性以及光偵測器響應空間均勻性，未來可視國內產學研界需求，針對上述兩項不確定度來源進行控制，以降低量測不確定度。目前國際上仍是採用同步輻射光源做為 EUV 校正用光源，但其脈衝頻率與功率等級與業界製程中所使用之曝光光源不同，此外，校正時之校正用光源之照射模式 (定點量測) 也與產線上 EUV 曝光機之曝光模式 (動態掃描) 不同，在實際應用時於產線量測時，可能會因校正條件與應用條件不同，導致校正結果在實際應用時量測結果有所偏差，需依據校正條件與應用條件之不同，進一步修正調整校正所得之分光響應，以更符合實際應用之情境，這也是 NML 發展校正技術之重點方向。我國 EUV 計量標準之建立仍屬起步階段，期望未來能陸續建立其他 EUV 計量標準校正系統，並配合 EUV 製程產線需求，研發現場用、具計量追溯鏈之計量傳遞標準件，實現 EUV 標準技術實用化之目標。

參考文獻

1. S. Grantham, C. Tarrio, R. Vest, and T. Lucatorto, *EUV Sources for Lithography*, SPIE, Chapter 29 (2006)
2. F. Scholze and G. Ulm, *EUV Sources for Lithography*, SPIE, Chapter 30 (2006)
3. J. Y. Yuh, S. W. Lin, L. J. Huang, H. S. Fung, L. L. Lee, Y. J. Chen, C. P. Cheng, Y. Y. Chin, and H. J. Lin, *J. Synchrotron Radiation*, **22**, 1312 (2015)
4. A. Gottwald, U. Kroth, M. Richter, H. Schoppe, and G. Ulm, *Meas. Sci. Technol.*, **21**, 125101 (2010)
5. Y.-C. Chuang and C.-H. Chen, *J. Phys.: Conf. Ser. (JPCS)* (submitted, 2024)
6. ISO/IEC Guide 98-3:2008, Uncertainty of measurement - Part 3: Guide to the expression of uncertainty in measurement (GUM:1995).
7. Silicon photodiode Calibration certificate, 21 PTB 71025, PTB (2021)
8. 微電流表校正報告，報告編號E200417A，國家度量衡標準實驗室，2020年。
9. C. A. Schrama, R. Bosma, K. Gibb, H. Reijn, and P. Bloembergen, *Metrologia*, **35**, 431 (1998)
10. F. Scholze, R. Vest, and T. Saito, *Metrologia*, **47**, 02001 (2010)

作者簡介

莊宜蓁為美國北卡大學夏洛特分校光學與工程博士，現為工研院量測中心 / 國家度量衡標準實驗室研究員。

Yi-Chen Chuang received her Ph.D. in Optical Science and Engineering from the University of North Carolina at Charlotte, USA. She is currently a Researcher of the Center for Measurement Standards, Industrial Technology Research Institute/National Measurement Laboratory.

陳政憲為國立中央大學光電科學與工程學系博士，現為工研院量測中心光電計量與感測技術研究室經理。

Cheng-Hsien Chen received his Ph.D. in Optics and Photonics from the National Central University. He is currently the Manager of the Optoelectronic Measurement and Sensing Technology Laboratory at the Center for Measurement Standards, Industrial Technology Research Institute.

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 奈米雷射聚焦到氖氣中，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。

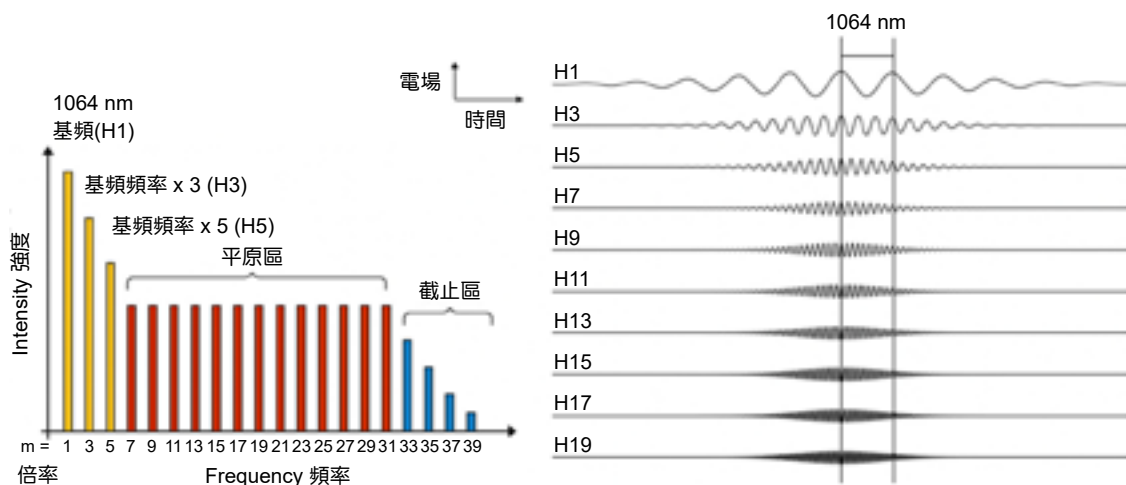


圖 1. (左) 李等人將強 1064 奈米雷射場聚焦到惰性氣體中，觀察到了高達第 33 階諧波 (H3 指的是基頻頻率的 3 倍；H5 指的是基頻頻率的 5 倍)⁽⁶⁾。諧波分布顯示出三個區域：前幾階諧波急劇下降、平原區以及高階諧波的突然截止。(右) 顯示 H1 基頻 1064 奈米光，光場隨時間的分佈。當 1064 奈米光場震盪一個週期，H3 頻率是基頻的三倍，波長比 1064 奈米短三倍為 355 奈米，而 H33 的頻率是基頻的三十三倍，波長比 1064 奈米短三十三倍為 32 奈米 (圖只顯示到 H19)。目前產生最高的諧波可以達 > 5000 諧，波長約 0.8 奈米⁽⁷⁾。

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

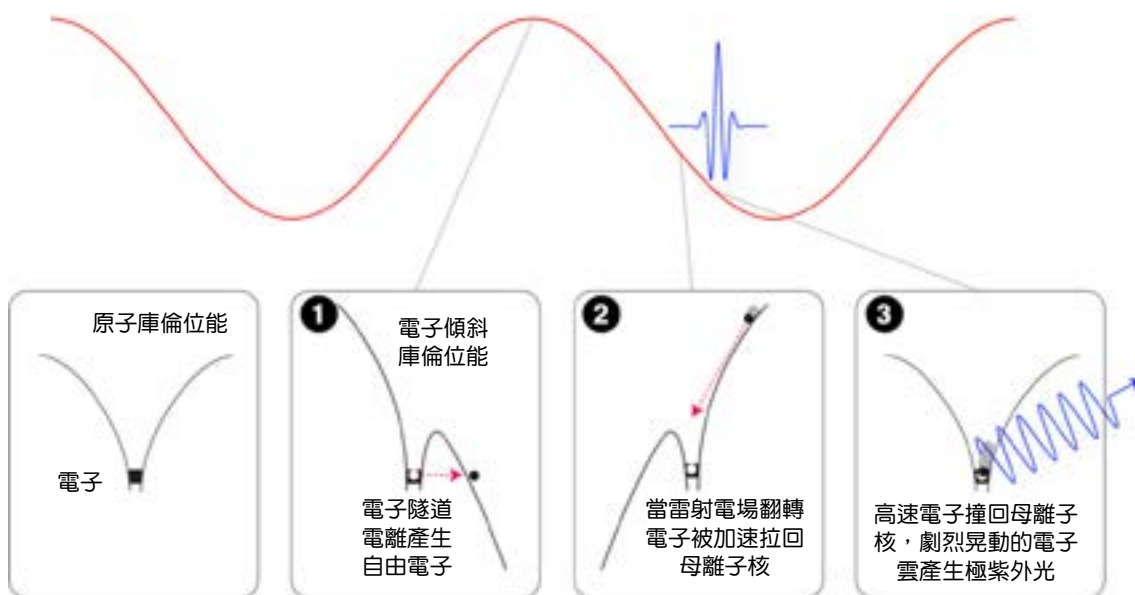


圖 2. 高次諧波產生的三步模型 (3-step model) 是描述這一現象的經典理論框架^(8,9)。這個模型由科爾庫姆 (Corkum) 在 1993 年提出，後來經過進一步完善，成為理解強場雷射物理學的重要工具。第一步：電離 (ionization)：當強雷射場 (上圖紅線代表) 作用於原子或分子時，電場會變形原子的庫倫勢壘，電子通過隧道效應逸出 (tunnel ionization)，成為自由電子。第二步：加速 (acceleration)：逸出的自由電子在雷射場的驅動下被加速。第三步：復合 (recombination)：在雷射場的約半周期結束時，自由電子有可能重新回到原子核附近，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

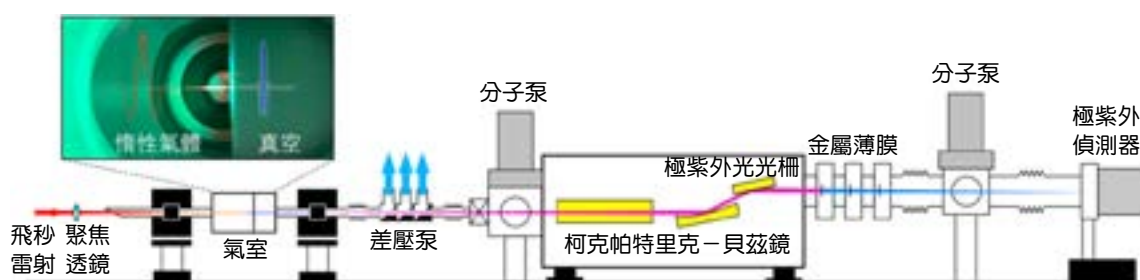


圖 3. 在真空條件下生成和測量高次諧波的實驗裝置示意圖。紅外飛秒脈衝被透鏡聚焦到惰性氣體氣室內，產生高次諧波極紫外光。由於產生極紫外光的惰性氣體同時也會吸收極紫外光，因此接下來的差壓泵 (differential pumping) 及分子泵 (turbomolecular pump) 相當重要。在很短的距離 (約 30 cm) 內，氣壓需要從高次諧波氣室的 10 torr – 1500 torr 降至 10^{-5} torr。之後，為了分析高次諧波光譜，可利用由柯克帕特里克-貝茲鏡 (Kirkpatrick-Baez mirror) 及極紫外光光柵組成的光譜儀進行分析。金屬薄膜 (例如 Al、Zr、Ag、Mg，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

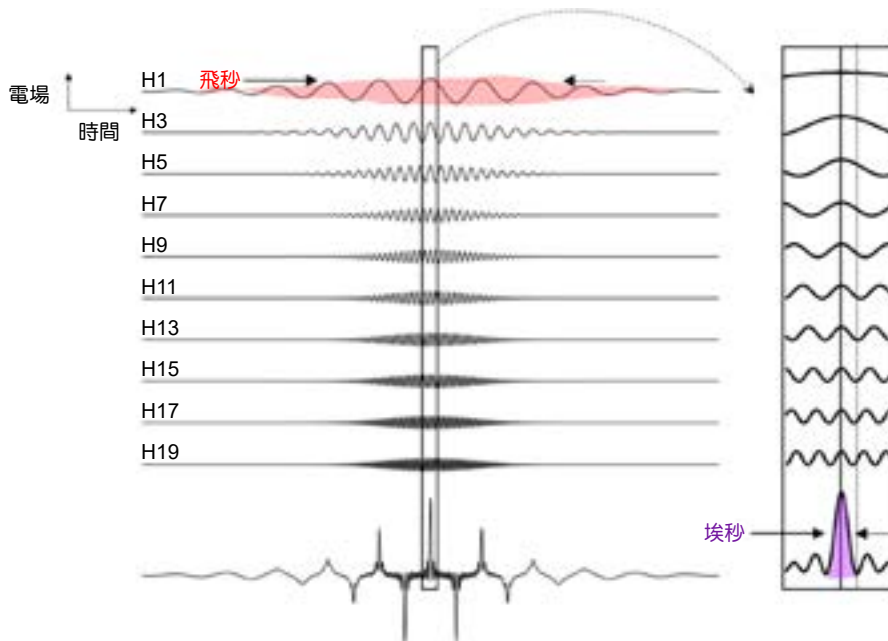


圖 4. 當所有高次諧波同相位相加後，會產生單一埃秒脈衝(如右圖所示)。然而，使用多週期飛秒脈衝產生高次諧波時，則會形成埃秒脈衝串列(顯示於圖組底部)。這些脈衝串用來探測材料的動態行為，但由於無法確定某一事件是由哪個埃秒脈衝所激發，因此脈衝串會影響時間解析能力。

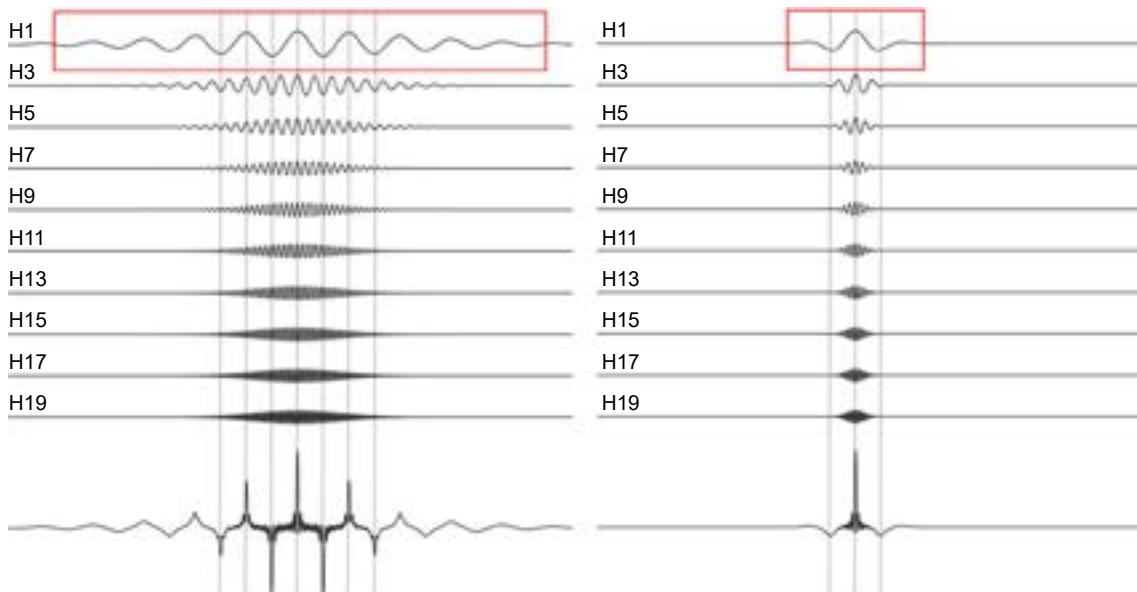


圖 5. 使用多週期飛秒脈衝產生高次諧波時，會產生埃秒脈衝串列(左圖所示)。克勞斯(Krausz)團隊的巴圖斯卡(Baltuska)、古利埃爾馬基斯(Goulielmakis)於2000年初使用『一』週期的紅外光實現了『單』埃秒脈衝⁽¹⁸⁾(右圖所示)，真的達到有埃秒解析能力的脈衝。

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.

加速器極紫外光源發展概況

An Overview of Accelerator-based EUV Sources

劉偉強、劉宗凱、羅皓文

Wai-Keung Lau, Zong-Kai Liu, Hao-Wen Luo

近年來，半導體產業在大量生產技術上取得了顯著進步，其中穩定可靠的極紫外光微影製程 (EUVL) 技術功不可沒。目前，商用 EUVL 系統中所使用的光源主要是利用二氧化碳雷射驅動錫電漿 (LPP) 產生 13.5 奈米波長的極紫外光，雖然其在滿足晶片量產需求上發揮了重要作用，但同時也面臨著如鏡片污染等技術挑戰。為進一步提升 EUVL 製程速度，增加光源功率是其中一個重要的方向。本文介紹了加速器光源技術的發展現況並討論在 EUVL 中的應用潛力。加速器光源，特別是同步輻射和自由電子雷射 (FEL) 隨著光子科學的興起而受到重視。同步輻射是高能電子在磁場中運動時發出的電磁輻射，具有寬頻帶、高亮度和高準直性等特點，已成為許多科學研究領域的重要光源。FEL 則利用電子束在聚頻磁鐵中與電磁場的交互作用產生高強度同調輻射，具備更高的輻射功率和無污染的優勢。FEL 的實現需要一系列關鍵技術，包括低發射度電子源、磁力束團壓縮器和微波直線加速器等。這些技術的發展為 FEL 提供了高亮度相對論性電子束，成為實現高功率 EUV 光源的基礎。半導體產業對高功率 EUV 光源需求的增加，也使得它們在 EUV 波段的應用受到許多關注。本文從同步輻射及 FEL 的基本原理到技術實現進行了討論，並探討了能量回復直線加速器 (ERL) 和穩態微聚束 (SSMB) 技術在發展高功率 EUV 光源的前景。

In recent years, the semiconductor industry has achieved significant advancements in high-volume manufacturing, largely due to the stable and reliable implementation of extreme ultraviolet lithography (EUVL) technology. Current commercial EUVL systems primarily utilize laser-driven plasma (LPP) sources with a 13.5-nanometer wavelength, which are crucial for meeting the demands of high-volume wafer production. However, these systems face technical challenges, such as the increasing demand of EUV radiation power and lens contamination. This article reviews the current state of accelerator-based light source technology and its potential applications in EUVL. Accelerator-based light sources, particularly synchrotron radiation and free electron lasers (FELs), have attracted significant interest with the rise of photon science. Synchrotron radiation, emitted by high-energy electrons in a magnetic field, is characterized by a wide frequency band, high brightness, and excellent collimation, making it a vital tool in various scientific research fields. FELs, which generate high-intensity coherent radiation through the interaction of electron beams with electromagnetic wave in undulator magnetic field, offer advantages such as higher

radiation power and minimal contamination. The development of FELs requires several key technologies, including low-emittance electron sources, magnetic electron bunch compressors, and microwave linear accelerators. These technologies are critical for providing FELs with the high-brightness relativistic electron beams necessary to achieve high EUV power. As the semiconductor industry's demand for high-power EUV radiation sources grows, the application of accelerator-based technologies in the EUV spectrum has gained increasing attention. This article explores the principles of synchrotron radiation and FELs, delves into their technical implementations, and examines the potential of energy recovery linear accelerators (ERL) and steady-state micro-bunching (SSMB) technologies in the development of high-power EUV radiation sources.

一、前言

近年來，產業界在先進半導體的大批量量產技術上取得了顯著進步，主要原因之一是導入了穩定可靠的極紫外光微影製程 (EUV lithography, EUVL) 技術。目前商用 EUVL 系統中所使用的光源主要是利用雷射驅動電漿源 (laser-produced plasma source, LPP) 產生 13.5 奈米波長的極紫外光。他們設計的 LPP 利用二氧化碳雷射照射錫液滴 (tin droplets)，產生電漿並輻射出重複率為 50 仟赫、平均功率高達 250 瓦以上的極紫外光脈衝，供應系統後端的光學掃描子系統使用。現今 EUVL 製程進行電路圖案轉印 (patterning) 的速率已達每小時超過 200 片晶圓⁽¹⁻⁴⁾。這在很大程度上滿足了晶片量產的需求。然而，在 LPP 的發光過程中產生的殘留物也造成極紫外光收集鏡的污染而影響到鏡片的壽命。經過不斷改進保護收集鏡鍍膜的方式後，鏡面反射率的劣化速率 (degradation rate；以每十億發極紫外光脈衝計算) 可以低於 0.1%，尚有改進空間⁽²⁾。若要製程中增加圖案轉印的速率，增加 EUV 光源的平均功率是重要的方向。另一方面，由於光子能量較高的原故，在 EUVL 製程中晶圓所吸收的光子數目遠少於在深紫外光微影製程 (DUV lithography, DUVL) 中以同樣的脈衝能量的準分子雷射照射下吸收的光子數。有實驗研究表明，晶圓吸收的能量不足將會造成微影的過程中出現隨機性的缺陷。據估計，為充分抑低這種隨機效應，估計在二奈米節點的製程中 EUV 光源的功率應該要有數量級的提升才能滿足需求⁽⁵⁾。

隨著高能粒子加速器技術的精進，同步輻射光源 (synchrotron radiation sources) 和自由電子雷射 (free electron lasers, FELs) 有了長足的發展。在同步輻射光源中，同步加速器裡的高能電子受到二極磁鐵磁場偏轉方向的情況下放出同步輻射。同步輻射基本上是一個狹義相對論 (special relativity) 現象。由於高能電子的速率接近光速，在實驗室座標看到的同步輻射能量因為相對論性像差 (relativistic aberration) 的原故而集中到一個很小的角度去。因為這個輻射角度與電子能量成反比關係，能量越高的電子其輻射發散角越小，同步輻射光的亮度就越高。科學家們進一步發明了聚頻磁鐵 (undulator) 使電子在磁場中產生多次的軌道偏轉，可以將每次偏轉所發出的同步輻射光都集中到同一個很小的角度範圍內，大幅度的提升了同步輻射的亮度。同步加速器光源和 EUVL 的早期發展有著密切的關係。EUVL 從前被稱為軟 X 光投影式微影製程 (soft x-ray projection lithography)。它是在 1986 年由 NTT 的 H. Kinoshita 首先證明它的可行性。他利用同步加速器光源進行微影製程並達到 4 微米解析度。AT&T 也在 1990 年利用同步輻射進行微影製程達到 50 奈米⁽⁶⁾。當然，這些利用同步加速器光源的 EUVL 製程只限於原理驗證的階段，它們的輻射功率就量產而言是遠遠不足

的。雖然如此，目前也有不少的同步加速器光源研究中心的團隊利用他們的光源設施活躍地進行 EUVL 的研究。這些研究團隊包括美國勞倫斯伯克萊國家實驗室 (Lawrence Berkeley National Laboratory, LBNL) 的先進光源 (Advanced Light Source, ALS)、日本兵庫縣立大學裡的新速霸陸光源 (New SUBARU) 及瑞士保羅謝爾研究所 (Paul Scherrer Institut, PSI) 的瑞士光源 (Swiss Light Source, SLS) 等⁽⁷⁻⁹⁾。其實儲存環同步輻射和 FEL 的輻射機轉是一樣的。其不同之處在於經過特別的設計電子束透過與光場交互作用產生微聚束 (microbunching)，使得整個電子束團可以集中到比輻射波長還短的範圍內一起運動並放出同調同步輻射 (coherent synchrotron radiation, CSR)，進一步增強同步輻射光的強度。由於 FEL 所產生的輻射功率極高，而且電子束在加速器中的超高真空環境內運行，輻射的過程也沒有污染物殘留，似乎是極紫外光微影製程所需要的理想光源。

本文旨在介紹加速器光源在 EUV 微影製程中的應用潛力。一開始我們將針對同步輻射及 FEL 的物理機轉作一個簡單扼要的介紹。也要對 FEL 架構的分類有一些了解。建立 FEL 所需要的技術相當多，其中最重要的可能就是產生 FEL 所需要的高亮度相對論性電子束 (high brightness relativistic electron beam) 技術。即低發射度電子源 (low emittance electron sources)、磁力束團壓縮器 (magnetic bunch compressors) 及微波直線加速器等幾項技術。我們也會介紹近日受到關注的能量回收型直線加速器 (energy recovery linac, ERL) 和穩態微聚束 (steady-state microbunching, SSMB) 技術及它們的前景。

二、FEL 基本原理及相關技術

1. 同步輻射原理及發展歷程

自從 1947 年 Herb Pollock 在奇異公司建造的 70 MeV 電子同步加速器中首次觀察到同步輻射光以來，這項技術已經歷了七十多年的發展。同步加速器最初是為研究原子核結構和基本粒子而設計的，現已成為最普遍採用的圓形軌道高能粒子加速器⁽¹⁰⁾。由於高能量電子在同步加速器中受到二極磁鐵的磁場作用偏轉方向，會放出電磁輻射 (即同步輻射)，造成粒子能量損耗。因此，同步輻射在早期被認為是對粒子加速而言是一項不利因素。然而，科學家逐漸發現，同步輻射作為光源具有許多優異的特性，例如寬頻帶特性，其頻率範圍可涵蓋紅外光到 X 光。此外，同步輻射具有高度的準直性，輻射能量可以集中在很小的角度內，因此其亮度非常高。另外，同步輻射還具備偏極化和短脈衝等特性，所以同步輻射可以作為一個很好的科學研究工具。現代的同步加速器光源設施主要是用儲存環維持電子束的能量、軌道和束流強度恆定，使同步輻射光的強度非常穩定，所以這種設施也稱為儲存環同步輻射光源 (storage ring synchrotron radiation sources)。為了要比較光源的亮度，我們定了個一致的標準，就是以某個選定的輻射頻率的 1/1000 倍作為頻寬範圍 (BW)，在此頻寬內每秒鐘發射到單位立體角內的光子數目 (單位為：個光子/s/m²/mrad²/0.1%BW)。目前最先進的同步加速器光源的平均亮度可以高達 10²² 個光子/s/m²/mrad²/0.1%BW，約為太陽亮度的 10¹² 倍。這並不意味著同步加速器光源在單位時間內輻射出的電磁波能量比太陽多，而是同步輻射的電磁波能量幾乎全部集中在非常小的角度內。由於它的輻射角與電子能量成反比，高能量同步加速器中的電子所輻射光的亮度更強。以國家同步輻射研究中心的台灣光子源 (Taiwan Photon Source, TPS) 為例，能量為 3 GeV 的電子束以 0.999999986 倍光速運行，同步輻射光的輻射角約為 0.01 度⁽¹¹⁾。如果使電子在聚頻磁鐵的週期性磁場中作多次小角度偏轉，它所發出的

同步輻射光可以集中在很小的輻射角，某個特定的頻率範圍內達到建設性干涉而增強，進一步提升了同步輻射的亮度 (圖 1)。但在這個頻率範圍之外的同步輻射則因為不乎合這個干涉條件而沒有增強的效果或甚至減弱。電子的運動必須滿足以下的聚頻磁鐵方程：

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) \quad (1)$$

其中 λ 是聚頻磁鐵輻射共振波長， λ_u 是聚頻磁鐵週期長度， γ 是電子束的洛倫茲因子， $K = eB\lambda_u / 2\pi m_e c^2$ 是聚頻磁鐵常數。而 m_e 是電子質量、 B_0 是聚頻磁鐵的磁場。聚頻磁鐵輻射頻寬大約是聚頻磁鐵的週期數的倒數。

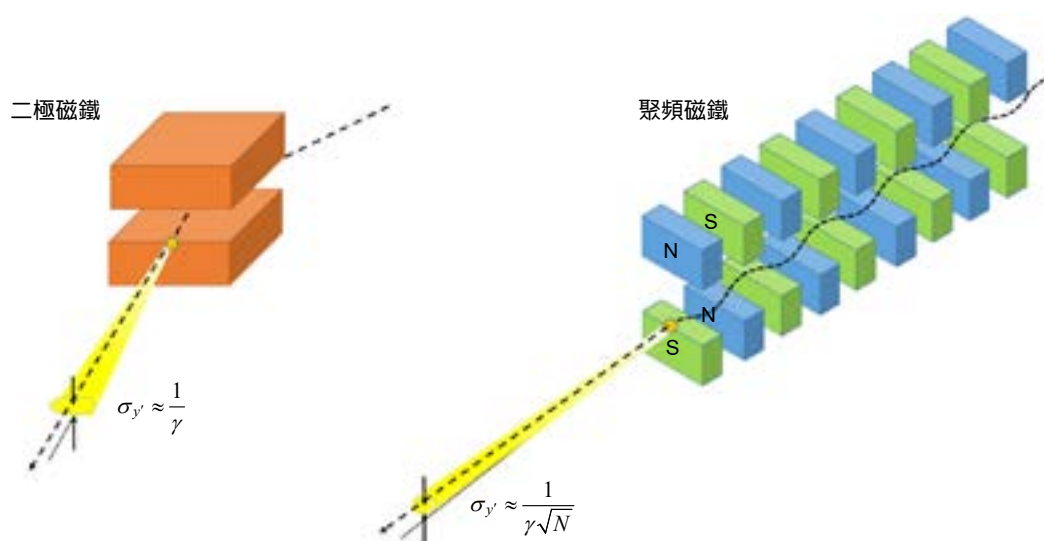


圖 1. 由二極磁鐵 (左) 及聚頻磁鐵 (右) 發出的同步輻射角比較。N 是聚頻磁鐵的週期數。

2. FEL基本原理

FEL 是另一種加速器光源，因為具輸出高功率同調輻射的潛力而備受關注。設想有一道足夠強的雷射，它的波長滿足聚頻磁鐵方程 (或稱為 FEL 共振條件)，並且偏極化方向與聚頻磁鐵中運行的電子束方向一致，電子束裡面的電子被雷射場加速。加速的幅度受作用時電子相對於雷射場的相位而定。因此，電子束中的電子被雷射場改變能量。由於不同能量的電子在聚頻磁鐵中擺動的幅度不同而影響通過的時間，所以在受外加雷射作用後經過一段距離後便會產生微聚束作用。聚束過的電子束就可在聚頻磁鐵輻射同調電磁波輻射了 (圖 2)。這是 1971 年，美國史坦福大學的 John Madey 所提出 FEL 的概念⁽¹²⁾。1976 年，他的研究團隊完成了首個原理驗證實驗，他們觀察到二氧化碳雷射在裝置中與電子束作用後的振幅增長，儘管增益極小⁽¹³⁾。一年後，Madey 的團隊成功的利用光學共振腔，使電子束通過聚頻磁鐵時所產生的自發輻射脈衝在腔內來回反射，配合高重複率的電子束不斷與光脈衝作用，使它的振幅不斷提高至飽和狀態。這是世界上第一個振盪器架構的紅外線 FEL⁽¹⁴⁾。

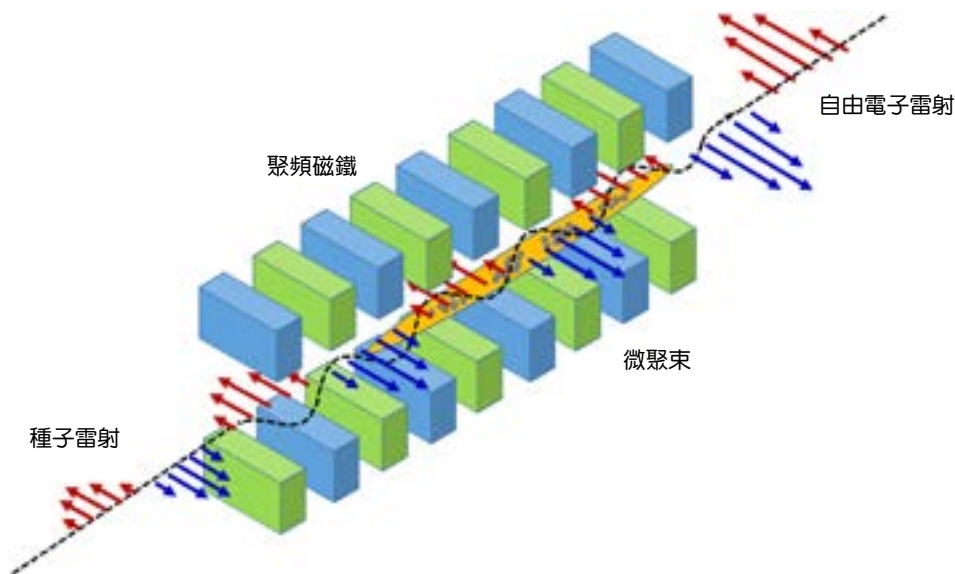


圖 2. FEL 中電子束與雷射在聚頻磁鐵內的交互作用。

FEL 的潛力不僅限於紅外線波段，Madey 在 1971 年的論文中指出，這種電子束和光場的作用機制在紫外光和 X 光波長範圍內也能產生同調輻射。然而，要達成紫外光和 X 光 FEL 的目標面臨到許多挑戰。首先，若採用振盪器架構，需有一個低損耗的光學共振腔，在腔內來回反射的光脈衝才能獲得有效增益。但在 200 奈米波長以下，光學鏡的反射率很低，因此振盪器架構的 FEL 無法推廣到波長在極紫外光之下的波段。若無有效的光學共振腔提供反饋，就必須要考慮放大器架構。首先，放大器需要一個與 FEL 輸出同頻的輸入訊號，即種子雷射 (seed laser)。另外，電子束必須在一次通過聚頻磁鐵時獲得足夠高的增益，最好達到作用飽和。所以這樣的 FEL 必須是一個高增益的裝置。一個 EUV 或 X 光的高增益 FEL 對電子束的品質要求非常嚴格。電子束的發射度至少要小於所發出的光波波長，能散分佈一般要求也要在千分之一左右。而且，電子束的峰值電流要高達數百乃至數千安培。不過，EUV 到 X 光波段的種子雷射不易取得。在考慮沒有種子雷射的情況下，美國加州大學洛杉磯分校教授 Claudio Pellegrini 首先提出了自我放大自發輻射 FEL (self-amplified spontaneous emission, SASE) 的構想⁽¹⁵⁾。SASE 並不依賴種子雷射來啟動 FEL 的放大過程，而是利用電子束在聚頻磁鐵中運動時產生的自發輻射作為初始輻射，與電子束相互作用，逐漸增強並形成高強度的輻射。但由於初始的自發輻射功率比較低，要放大到作用飽和的程度則需要較長的聚頻磁鐵。而且，SASE 不像以外部雷射作為初始輻射的 FEL 放大器，初始的自發輻射有一定程度的隨機性，它的輸出只能達到部分同調 (partial coherence)。配合適當的種子雷射，FEL 放大器原理上卻是可以達到全同調 (full coherence) 的。為解決 EUV 及 X 光波段沒有種子雷射的問題，美國布魯克黑文國家實驗室 (Brookhaven National Laboratory) 華人科學家余理華 (Li Hua Yu) 博士首先提出高增益諧波生成 FEL (high gain harmonic generation free electron laser, HGHG FEL) 的概念，改進了 FEL 的同調性⁽¹⁶⁻¹⁷⁾。HGHG FEL 利用頻率為 FEL 輸出頻率的次諧波種子雷射在第一個稱為調制器 (modulator) 的聚頻磁鐵中對電子束進行能量調制，並且用數個二極磁鐵組成的電子光學彎道 (chicane) 將能量調制的電子束轉變為密度調制的電子束。經過密度調制後的電子束進入第二個稱為輻射器 (radiator) 的聚頻磁鐵使

微群聚過的電子束放出同調的諧波輻射，並在諧波放大的過程中產生強烈的同調輻射。由於使用了次諧波種子雷射 (可以是一般現存的雷射)，HGHG FEL 可以精確控制雷射的波長，與 SASE FEL 相比，HGHG FEL 產生的雷射具有更高的時間同調性和空間同調性。HGHG FEL 的輸出雜訊相對較低，因為它依賴於種子雷射而不是自發輻射 (圖 3)。

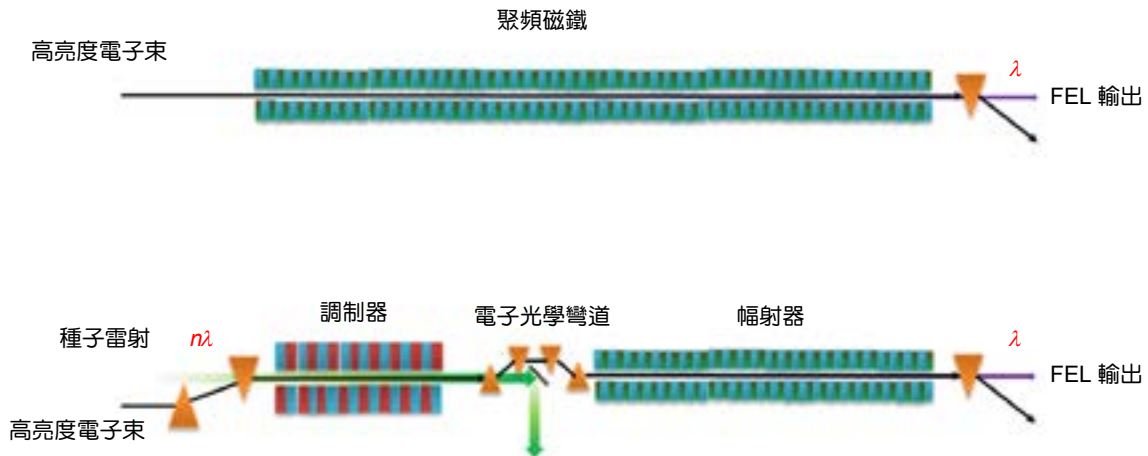


圖 3. 自我放大自發輻射 (SASE) 自由電子雷射 (上) 與高增益諧波生成 (HGHG) 自由電子雷射 (下) 示意圖。

3. 高亮度電子束技術

要建立高增益的 FEL 系統，高亮度高能電子束技術是它的核心。而這項技術主要是包括低發射度電子源、先進直線加速器、磁場束團壓縮器以及束流動力學的精準控制。FEL 的增益與作用效率和電子束的發射度、能散和電荷密度有密切的關聯。發射度在這裡是指橫向發射度，它是束團中每個電子的橫向位置與方向的統計量，單位是 m 。一般來說，高增益 FEL 要求的發射度必須小於 FEL 輻射波長。因為加速器元件和聚頻磁鐵的束流動力學性質與電子的能量有敏感關係，電子束的能散越低越好，最好能夠在電子束能量的千分之一以下。高增益 FEL 採用的電子源主要是以光陰極電子槍 (photocathode electron gun) 為主。目標是產有足夠電荷量的低能散、低發射度電子束。光陰極電子槍是用激光照射光陰極材料，激發電子從陰極表面放出，並用高電場在短距離內加速到較接近光速以克服空間電荷效應 (space charge effects)。建立高電場可以由高功率微波或高直流電壓達成，各有優缺點。光陰極微波電子槍常用於高束團電荷、低重複率操作，而高重複率操作則會使用光陰極的直流或特高頻 (very high frequency, VHF) 電子槍⁽¹⁸⁻²⁰⁾。圖 4 是由國家同步輻射研究中心所研發的 2998 MHz 光陰極微波電子槍系統⁽²¹⁾。可以產生能量達 60 MeV、電荷量為 250 pC、能量歸一化橫向發射度約為 3 mm-mrad 的電子束團。目前該系統用於驅動一部兆赫茲 (Tera-hertz, THz) 超輻射 FEL (圖 5)，於 2024 年底開始提供給科學用戶試用⁽²²⁾。磁束團壓縮器是另一項重要技術。它通常是利用一段直線加速器結構對束團中不同位置的電子作不同程度的加速，產生能量與位置的相干性 (energy-time correlation)，讓不同能量的電子在磁場裝置中軌道的長度不同去壓縮電子束的縱向長度，從而增加電子束的峰值電流，這對提高 FEL 的增益至關重要。但是啁啾直線加速器 (chirper linac) 作用後的電子束含有非線性的相干性，在設計

磁場束團壓縮器的同時必須要考慮到電子束在光束線中的非線性束流動力學。在電子束橫向運動方面，也要考慮不要使束團的發射度線型受到如同束流匹配、同調同步輻射、縱向空間電荷等因素影響。因此，要設計一個有效的磁束團壓縮器，加上配合各種束流診斷的工具是一個非常複雜的過程。直線加速器利用微波電磁場對電子束進行加速，在系統中主要的作用是将電子束的能量加速到能夠滿足 FEL 的共振條件的能量。以 X 光 FEL 為例，電子束的能量約需要 10 GeV 左右，以每米約 25 MeV 的加速梯度估算，總長約 400 公尺。因此，有效率的加速結構對設備的造價影響很大。微波頻率越高的加速結構的加速梯度越高，但結構的機械尺寸和安裝時的準直要求也相對較高。另外電子束經過加速結構所激發的尾場 (wake field) 的影響也必須納入評估。傳統的常溫無氧銅材料的等梯度行波加速器結構對低重複率的 FEL 而言非常合適，但若考慮高重複率操作則應該使用超導直線加速器 (superconducting rf linac, SRF linac)。SRF linac 利用超導技術降低加速腔的能量損失，從而提高加速效率和降低運行成本。



圖 4. 由國家同步輻射研究中心所研發的 2998 MHz 光陰極微波電子槍系統。



圖 5. 國家同步輻射研究中心光陰極微波電子槍系統驅動的兆赫茲超輻射自由電子雷射。

4. FEL發展概況

國際間大約有近 20 座正在運行的 FEL 用戶設施⁽²³⁾。這些設施中大約有一半提供的輻射波長在 EUV 到 X 光範圍內。其餘的主要是在紅外 (infrared, IR) 或太赫茲 (terahertz, THz) 的波長範圍內工作。由於波長在 200 nm 以下沒有高反率的鏡片，EUV 到 X 光範圍內通常考慮使用高增益 FEL 概念。例如：SASE 和 HGHG。在 2000 年，德國電子同步加速器實驗室 (Deutsches Elektronen-Synchrotron, DESY) 團隊首先成功的建成了 EUV 範圍內的第一個 SASE FEL。該設施現在正在運行兩條 FEL 光束線 (即 FLASH1 和 FLASH2)，為用戶提供從 90 nm 到 4 nm 可調的基本波長的 10–200 fs 輻射。DESY 的 FLASH 是由 1.3 GHz 超導射頻直線加速器系統驅動，該系統可實現高重複率操作，達到仟瓦等級的平均功率。未來將為升級為外部種子雷射 (external seeding) 注入提高 FEL 的效能⁽²⁴⁾。義大利 Elettra-Sincrotrone Trieste 的 FERMI 是單通全同調 EUV HGHG FEL 用戶設施，它的輻射波長覆蓋 100 至 4 nm 的波長範圍 (即 FERMI-I 光束線為 100–20 nm，FERMI-II 光束線為 20–4 nm)。FERMI FEL 在 2010 年觀察到第一道光⁽²⁵⁾。中國大連的 DCLS (Dalian Coherent Light Source) 設施波長範圍於 50–150 nm，自 2019 年以來一直為用戶服務。它由 300 MeV 正常傳導 S 波段直線加速器和兩條 FEL 束線組成。第一條光束線 (FEL-1) 以高達 100 μ J 的脈衝能量提供皮秒 (picosecond) 級的 FEL 輻射。第二條光束線 (FEL-2) 通過偏振控制提供飛秒 (femtosecond) 的輻射，目前已順利運轉⁽²⁶⁾。以上都是在 EUV 至軟 X 光範圍的設施，硬 X 光方面，在 2009 年，SLAC 國家加速器實驗室成功建造了第一個硬 X 射線 SASE FEL - LCLS，光子能量範圍在 280 eV 至 11.2 keV 內⁽²⁷⁾。SACLA 是 RIKEN Harima 研究所的 XFEL 緊湊型用戶設施在 2011 年成功測試，可提供 4.0–20 keV 的能量範圍的光子⁽²⁸⁾。隨後其他使用常溫直線加速器技術的設施如 SwissFEL 和 Pohang XFEL 亦陸續建成⁽²⁹⁻³¹⁾。在德國的歐洲超導體直線加速器驅動的硬 X 射線 FEL 已在 2017 年出光⁽³²⁾，向科學用戶提供 MHz 重複率的高亮度光束。另一個超導體直線加速器驅動的硬 X 射線 FEL，LCLS-II 亦在 SLAC 國家加速器實驗室興建完成⁽³³⁾。另外，中國上海光源類似的設施亦在興建之中⁽³⁴⁾。

三、高平均功率 EUV FEL

1. 能量回收型直線加速器

能量回收型直線加速器 (ERL) 是一種較為節能的 FEL 之驅動器。使用傳統直線加速器的 FEL，當電子發出所需的光後，剩餘具有高能量的電子則直接由束流收集器 (beam dump) 吸收，在束流收集器一定的冷卻能力與材料活化的限制下，電子束團的平均電流無法太高。而在 ERL 中，這些已發出光的高能量電子，可透過一系列磁鐵的導引後再回到直線加速器的起點，再藉由相位的差異使電子看見減速場而減速至入射的能量後再進入束流收集器，其過程中直線加速器的加速能量可獲得回收。另外，由於進入束流收集器的電子能量可大幅降低，所以在相同的收集器活化條件與冷卻能力下，電子束團的重複頻率與平均束團電流可以獲得大幅提升，因此可以輸出更高的 FEL 平均功率。故 ERL FEL，相當適合做為高功率的 EUV 光源。

在 ERL 中通常包含了以下幾個重要的子系統：光電陰極直流電子槍、注射器、直線加速器、束流收集器以及由一系列磁鐵組成之再循環迴圈 (recirculation loop)。由於直線加速器所需的高加速梯度，若採用連續波模式運轉，需採用超導射頻模組作為加速用的共振腔，讓

共振腔表面熱損耗夠小。如要讓超導模組的熱損降至可接受的範圍內，通常會使其工作在 2K 的低溫，以提升超導模組的品質因子。如要作為 FEL (即高功率 EUV 光源)，則還會需要聚頻磁鐵。圖 6 則為用於 FEL 的 ERL 之架構，以及部分系統之照片示意圖。

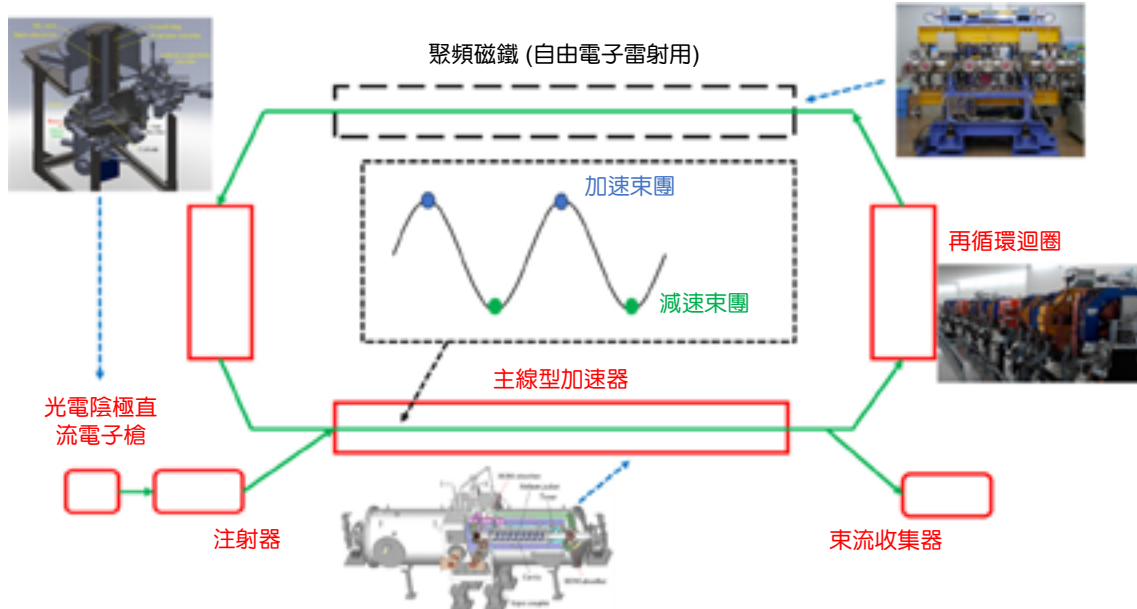


圖 6. 用於高功率 FEL 的 ERL 之架構。

2. ERL FEL

目前，位於日本的高能加速器研究機構 (KEK) 已針對使用 ERL 的高功率 EUV 光源進行設計與研發⁽³⁴⁾，此設計的架構圖、設計參數簡述如下：此系統總長度約 150 至 200 m，其中聚頻磁鐵長度約 100 m。由光電陰極直流電子槍生成 60 pC 的電子團，以 162.5 MHz 束團重複頻率在超導注射器中加速至約 11 MeV，再經由超導主注射器加速至 800 MeV。以能量回收模式運轉下，可提供約 10 mA 的平均電流，並產生功率大於 10 kW、波長為 13.5 nm 的 FEL 輻射。根據 KEK 的模擬結果，在出口端，即聚頻磁鐵長度為 100 m 處，該設計下優化後每團電子產生的脈衝能量約為 110 μ J、以 10 mA 的平均電流、162.5 MHz 的束團重複頻率換算，其 EUV FEL 之平均功率為 17.8 kW，而在功率頻譜中波長 13.5 nm 的 FEL 頻寬則小於 0.1 nm。在 KEK 的研究中也分析了建造此設備的經費與運轉費用，若以每 1 kW 的 FEL 功率估計，每年電費估計為美金 400 萬 (約為每 1 kW EUV 功率需 0.7 MW 的電力功率損耗)，設施的建造成本以 10 kW 的 FEL 估計約為 4 億美金，對比雷射電漿型的 EUV 光源，250 W 的建造成本與每年運轉經費各粗估為美金 2000 萬與 1500 萬，若以線性方式換算考慮相同的 FEL 功率下，ERL 的 EUV 光源不管在建造上或是運轉上的費用，都比雷射電漿型的要少。

前述的 ERL 型的 EUV 光源皆處於模擬、設計階段，尚未經過實驗的驗證。而 KEK 目前已有建置完成、較小型的 compact ERL (cERL) 設施⁽³⁵⁾，故現階段 KEK 的相關人員初步使用 cERL 進行 EUV 光源的原理驗證^(36, 37)。cERL 的架構與 EUV 光源之原理驗證介紹如下。在 cERL 中注射段與主直線加速器所使用的超導射頻模組，是主要核心元件之一。注射段的超導模組中包含了三組 1.3 GHz 雙腔型超導共振腔，每組雙腔共振腔可提供約 6.8 MV/m 的

加速梯度，透過此超導模組，可將電子束團能量由 500 keV 提升至 5 MeV。主直線加速器段的超導模組則是兩組 1.3 GHz 九腔型超導共振腔所組成，在 15 MV/m 的加速梯度需求下，為滿足夠低的表面損耗，其品質因子需大於 10^{10} ，故需使用 2K 低溫系統。而在大電流的運轉需求下，需要降低共振腔的高次模組抗以降低射束的不穩定性，故在模組兩端裝設高次模吸收器。在驅動超導射頻模組的射頻功率部分，則分別使用了 1.3 GHz 的 8 kW 固態放大器 (用於聚束器)、25 kW (用於注射段的超導模組) 以及 300 kW 的速調管 (用於主直線加速器的超導模組)。在射頻控制方面則使用 μ TCA 背板、FPGA 技術的數位式 IQ 控制系統，透過此控制系統，主直線加速器加速場強之振幅與相位可控制在 0.01% (rms) 與 0.01 度 (rms) 之內。

以下則為用於驗證 EUV 光源的 cERL 之架構與參數。電子能量在主直線加速器中由 5 MeV 加速至 17.5 MeV，設計之束團重複頻率為 81.25 MHz，平均電流為 1 mA。同時也使用了兩座 3 m 長，磁場週期為 24 mm 的相位可調式聚頻磁鐵，以產生波長為 10–20 μ m 的 IR-FEL。在實驗初期並未使用連續波模式運轉，而是採用脈衝模式進行測試。由 2021 年 KEK 針對 cERL 的 IR-FEL 的初步試車結果顯示⁽³⁶⁾，在使用機械學習調機的輔助下，此實驗已成功發出 20 μ m 的 IR-FEL，但所量測到的 FEL 脈衝能量較預期低，可能是由於空間電荷效應造成，這部份對於未來的射束控制與加速器調機將會是很重要的議題。另外，KEK 也在無 FEL、低束團電荷的條件下進行 cERL 使用較高電流的運轉測試，於 2022 年可達最大電流 0.25 mA、以及 100% 的能量回收⁽³⁷⁾。目前使用 ERL 的 EUV FEL 構想的初步原理驗證已完成，但未來若要應用在高功率的 EUV 光源運轉上，則還需要更多研發與測試。

四、穩態微聚束技術

1. SSMB 原理

SSMB⁽³⁸⁻⁴⁰⁾ 和 FEL 一樣利用微聚束產生縱向同調光的原理大幅提升特定光子能量的光通量，然而在 SSMB 中形成微聚束的方法和 FEL 完全不同，高增益 SASE FEL 產生微聚束的方式在本質上是一種不穩定性的機制，所以電子團只有辦法被使用一次而無法重複利用，而在 SSMB 中產生微聚束的原理其實就跟一般同步輻射光源的儲存環一樣，即由同步輻射阻尼 (synchrotron radiation damping) 和量子激發 (quantum excitation) 效應作用下達到的平衡態，只是把調製電子團縱向運動的方式由一般使用的射頻共振腔換成調製器 (modulator，是一個聚頻磁鐵) 和外加雷射⁽³⁸⁾ (圖 7)，相對於 FEL，SSMB 的目標是利用電子團在儲存環中繞行的高重複頻率和和高填充率達成高平均功率的效果，而非追求峰值功率 (FEL 的同調電子數較 SSMB 高⁽⁴²⁾，所以峰值功率比較高)，如果使用波長 1 微米的雷射光調製電子團，微聚束間的距離為 1 微米，在理想條件下整個儲存環中都填滿微聚束時出光頻率可達 300 THz⁽⁴²⁾，相對於傳統儲存環與基於超導直線加速器約數 MHz 至 1 GHz 的出光頻率，所以 SSMB 在時間分布上均勻很多⁽⁴³⁾。

SSMB 利用外加雷射調製電子團，在尚未開始調製前電子團的能量分布均勻 (電子團中每個縱向位置 z 的動量分布一致，如圖 8 左)，外加雷射和調製器會在縱向產生弦波型的能量調製 (如圖 8 中)，接著電子團在儲存環中繞行一定距離後因不同能量的電子軌道長度的不同⁽⁴⁴⁾ 電子會在空間中聚集 (圖 8 中綠色箭頭) 造成電荷密度調製的效果 (如圖 8 右)，此分布雖在空間中有類似微聚束的結構，但並不是「穩態」微聚束，電子團需要經此調製非常多次直到達到前一段提到的平衡態 (見圖 9 右)。

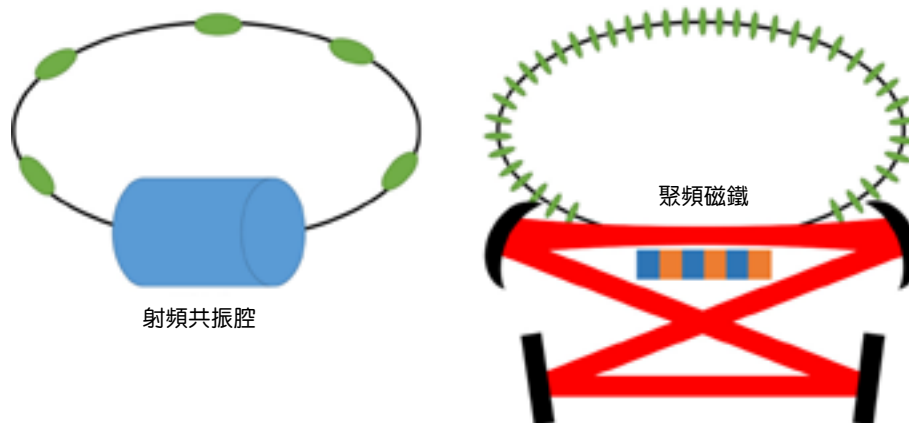


圖 7. (左) 一般同步輻射光源，(右) 穩態微聚束示意圖。

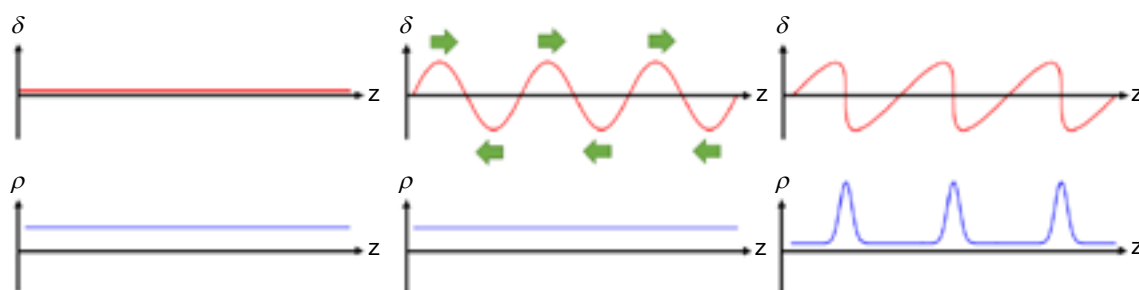


圖 8. 穩態微聚束機制中外加雷射啟動時電子團的 (上) 縱向相空間分布 (下) 縱向空間分布，其中縱向相空間分布中的 δ 為部份動量差異⁽⁹⁾，而縱向空間分布中的 ρ 則是電子團密度，即縱向相空間分布對 δ 積分後的結果。(左) 未受調製器調製前，(中) 經過調製產生弦波分布，(右) 再經過一段色散段後電子團分布在空間中聚集。

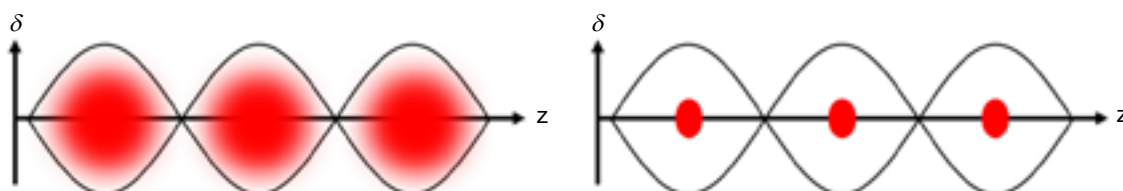


圖 9. 電子團縱向相空間分布 (左) 第二階段原理驗證實驗，(右) 第三階段原理驗證實驗。

SSMB 需要克服的問題是得在產生微聚束後進一步壓縮微聚束的束團長度，不同於高增益 SASE FEL 可以利用電子在聚頻磁鐵中輻射出的聚頻磁鐵輻射作為調製電子團的訊號源，考量到現有的雷射技術，目前 SSMB 所利用的外加雷射波長落在一微米左右，如果束團長度沒有經過再壓縮那就只能產生波長比一微米還長的同調光使應用領域大幅受限，要壓縮電子團同樣可以利用調製器和外加雷射，此時調製器的功能相當於橫向運動中四極磁鐵聚焦電子團，有數種可能的壓縮束團方案⁽⁴²⁾，這裡介紹其中一種強聚焦 SSMB 方案 (strong focusing SSMB) (圖 10)^(40, 42)，電子團在調製器中調製能量讓前面的電子能量較後面的電子低，再經過一段轉彎段(能量高的電子被磁場轉彎的角度較小導致軌跡不同產生色散)，使得能量高的

電子走較比能量低的電子短的軌跡追上前面的電子以壓縮束團長度，在這段被壓縮的範圍內安裝一台輻射器作為短波長 (短於外加雷射波長一微米) 輻射源，在離開這段壓縮段之後電子束團長度回復原本的長度，然而如果要產生高品質的縱向同調光，電子團的長度需遠小於目標波長，以 13.5 奈米的 EUV 光源為例，電子團長度需要被壓縮至 3 奈米左右。

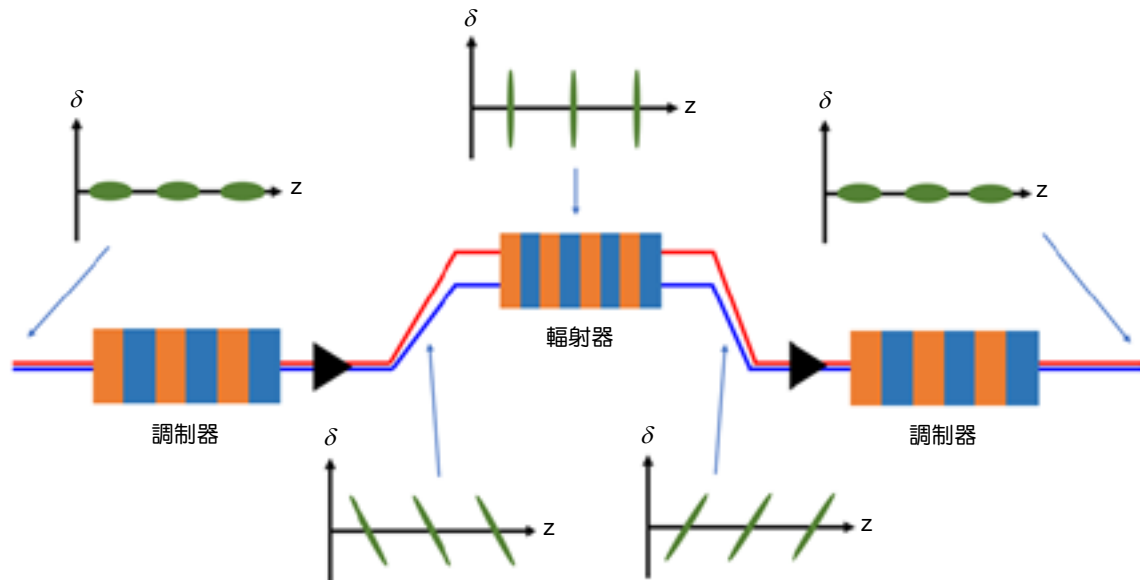


圖 10. 強聚焦式壓縮束團示意圖，紅色和藍色線段分別代表低能量與高能量的電子軌跡。

儘管 SSMB 在概念上與傳統儲存環一樣，但是要在實驗上實現卻有非常多問題需要考量與解決，由於在縱向運動上的特徵尺度從射頻 (~公尺) 換成雷射 (~微米) 時差了 5-6 個數量級，加上由於需要在縱向聚束，以往僅用在橫向運動的 Courant-Snyder 分析⁽⁴⁴⁾ 也需要在縱向運動中使用^(39, 40, 46) 整個動力學系統的特性截然不同需要重新分析，其中有很多以前不存在或是可以忽略的效應需要考量，例如縱向量子激發效應的貢獻在傳統儲存環中是可以忽略的，但是在 SSMB 中若沒有在設計磁格時仔細降低局域動量緊湊因子則微聚束的結構就無法穩定存在⁽⁴⁷⁾，另外調製器產生的弦波能量調製有很強的非線性，在最佳化磁格設計的過程中需要仔細處理，需要除了上述單粒子動力學的討論，粒子集體效應也需要更嚴格的檢視，比方說在傳統儲存環中束團距離的數量級大約落在一公尺，而 SSMB 的束團距離僅一微米，這導致以往分析時可用的許多近似無法使用，例如以往可直接在洛倫茲因子足夠大時使用的近似在針對有電阻真空腔壁的尾場分析⁽⁴⁸⁾ 中就無法使用，因為上述的原因許多以前推導及歸納出可以在傳統儲存環中適用的結論在 SSMB 中都需要重新檢視。

2. SSMB 原理驗證實驗

目前 SSMB 的研發以北京清華大學的團隊為首，在他們的規劃中原理驗證實驗有三個階段⁽³⁹⁾，前兩個階段在德國 Metrology Light Source 進行，最後第三個階段則規劃建造一座專門為 SSMB 束設計的裝置，其設計目標為在 13.5 奈米 (2% 頻寬內) 達到 1 kW 的功率⁽⁴⁰⁾。這三個階段的目標如下，在第一階段中電子團只有經歷一次外加雷射的調製，藉此觀察經調製後的類微束團結構能在儲存環中能存在多久，目前此階段已進行完畢並且其結果已發表在

期刊 *Nature* 上⁽⁴⁹⁾。他們已順利觀測到電子團經歷一次雷射調製產生的微聚束所發出的同調光。第二階段中則會讓電子團與在調製器中與雷射多次作用，確認微束團可以在經歷數次調製後存在，此一階段的實驗需要利用一個高重複頻率的脈衝雷射才能達成，然而此時微束團尚未達到平衡態，在接下來的第三階段中才會達到真正的 SSMB，即由同步輻射阻尼以及量子激發效應共同作用下達到的平衡態，要達到穩態需要使電子團與雷射作用超過數個阻尼時間，除此之外，在第三階段中有數個目標需要完成，第一，為了達到高束團填充率，需要使用感應式直線加速器^(39, 40) 取代傳統射頻共振腔，同時外加雷射不能使用脈衝雷射而需要使用連續波 (continuous-wave, CW) 雷射，由於調製需要的雷射電場較高，目前沒有如此高功率的 CW 雷射，需要安裝額外的增強腔體增加雷射電場⁽⁴⁰⁾，這部分對雷射場的品質有很高的要求，尤其是相位的穩定性，這對雷射源和鏡子的技術，另外儲存此高場強的雷射的腔體鏡子也需要注意是否能承受雷射場造成的熱負載等。

不論在理論以及在實驗技術上看，SSMB 機制目前都存在非常多困難需要克服，不過從加速器光源發展的角度來看，SSMB 在儲存環光源中走出一條新道路，在到目前為止數十年同步輻射光源的發展中，儲存環式加速器光源的目標大致一直偏重在降低電子團的橫向發射度⁽⁴⁴⁾，從早期的 FODO 磁格 (lattice) 以及後來的 double bend achromat (DBA) 磁格到現在熱門的 multi-bend achromat (MBA) 磁格⁽⁵⁰⁾，從固定磁場到具有縱向梯度的偏轉磁鐵等，藉由各種磁格設計在一定程度上已經把儲存環式的橫向運動發展到極致，並且目前規劃中的同步輻射光源電子團橫向發射度也已經接近硬 X 光的繞射極限條件⁽⁵¹⁾，調整電子團縱向運動的機制是非常有挑戰性且需要研究的新興領域，受限於篇幅，本文僅在各子議題蜻蜓點水般的帶過，有興趣的讀者可參考相關文獻^(39, 40)。

五、結論

本文綜合討論了加速器光源技術在極紫外光微影製程 (EUVL) 中的應用潛力，並簡單介紹了同步輻射和自由電子雷射 (FEL) 的基本原理及其發展現況。此外，我們也介紹了能量回收直線加速器 (ERL) 和穩態微聚束 (SSMB) 技術在發展高功率 EUV 光源中的應用前景。ERL 能有效回收電子束能量，提高平均電流和光源功率，目前已有多個研究機構展開相關設計與研發。SSMB 是一個新的概念，可以進一步提高了儲存環同步輻射光源的功率，儘管面臨嚴苛的技術挑戰，但仍具有廣闊的應用前景。

總的來說，加速器光源技術在 EUVL 中的應用潛力巨大。隨著技術的成熟進一步發展，加速器光源有望在提升 EUVL 製程速度和增加光源功率方面發揮重要作用，助力半導體產業的持續進步和發展。未來，隨著技術的不斷革新和實踐應用的推進，加速器光源技術可望在 EUVL 領域展現出它的應用價值。

參考文獻

1. Versolatto, Oscar O., *Plasma Sources Science and Technology*, **28** (8), (2019)
2. Patrick Naulleau, "EUV lithography", *Synchrotron Radiation News*, **32**, p.2 (2019).
3. I. Fomenkov et al., "Laser-produced plasma sources for high-volume-manufacturing EUV lithography", *Synchrotron Radiation News*, **32**, p.3 (2019).
4. D.K. Yang et al., "The development of laser-produced plasma EUV light source", *Chip* **1**, 1 (2022).
5. P.De Bisschop and E. Hendrickx, *SPIE Advanced Lithography*, 10583 (2018).

6. R. Miyakawa and P. Naulleau, *Synchrotron Radiation News*, **32**, 15 (2019).
7. I. Mochi and Yasin Ekinci, *Synchrotron Radiation News*, **32**, 22 (2019).
8. T. Watanabe and T. Harada, *Synchrotron Radiation News*, **32**, 28 (2019).
9. P. De Bisschop and E. Hendrickx, *SPIE Advanced Lithography*, 10583 (2018).
10. J.P. Blewett, *J. Synchrotron Radiation*, **5**, 135 (1998).
11. 國家同步輻射研究中心網站 <https://www.nsrcc.org.tw/chinese/acceleratorTPS.aspx>.
12. J. M. J. Madey, *Journal of Applied Physics*, **42**, 1906 (1971).
13. L.R. Elias et al., *Physical Review Letters*, **36**, 717 (1976).
14. D. A. G. Deacon et al., *Physical Review Letters*, **38**, 892 (1977).
15. R. Bonifacio et al., *Optics Communications*, **50**, 373 (1984).
16. L.H. Yu, "Generation of intense uv radiation by subharmonically seeded single-pass free-electron lasers", *Physical Review A*, **44** (8), 5178 (1991).
17. L.H. Yu et al., *Science*, **289**, 932 (2000).
18. T. Rao, D.H. Dowell, *arXiv*, 1403.7539v1 (2014).
19. K. Smolenski et al., *AIP Conference Proceedings*, **1149**, 1077 (2009).
20. F. Sannibale et al., *Physical Review Accelerators and Beams*, **15**, 103501 (2012).
21. A.P. Lee et al., "First beam test of the high brightness photo-injector at NSRRC", *Proceedings of IPAC2016, Busan, Korea*, **16**, 1800 (2016).
22. M. C. Chou et al., "Experimental study of coherent THz sources driven by the NSRRC high brightness photoinjector", *9th International Particle Accelerator Conference*, 4332 (2018).
23. The World Wide Web Virtual Library: Free Electron Laser research and applications, http://sbfel3.ucsb.edu/www/vl_fel.html.
24. https://www.fels-of-europe.eu/fel_facilities/x_ray_facilities/flash/; K. Honkavaara, "Status of the FLASH FEL user facility at DESY", *Proceedings of FEL2017 (2017) MOD02; FLASH2020+ CDR*, <https://bib-ubdb1.desy.de/record/434950/files/FLASH2020pCDR.pdf>.
25. L. Giannessi et al., "Status and perspectives of the FERMI FEL facility (2019)", *39th International Free Electron Laser Conference (FEL2019)*, 742 (2019).
26. W.Q. Zhang et al., "Status of Dalian Coherent Light Source", in *Proceedings of FEL2017 (2017) MOC04*; https://accelconf.web.cern.ch/fel2017/talks/moc04_talk.pdf
27. P. Emma et al., *Nature Photonics*, **4**, 641 (2010).
28. T. Ishikawa et al., *Nature Photonics*, **6**, 540 (2012).
29. E. Prat et al., *Nature Photonics* **14**, 748 (2020).
30. H. Kang et al., "Hard X-ray free-electron laser with femtosecond-scale timing jitter", *Nature Photonics*, **11**, 708 (2017).
31. W. Decking et al., "Status of the European XFEL", in *proceedings of IPAC 2019 (2019) TUPRB020*; M. Altarelli et al., Ed., "The European X-Ray Free-Electron Laser - Technical Design Report", DESY, Hamburg, Germany, Rep. DESY 2006-097 (2007).
32. M. Gnida, "SLAC fires up the world's most powerful X-ray laser: LCLS-II ushers in a new era of science", <https://www6.slac.stanford.edu/news/2023-09-18-slac-fires-worlds-most-powerful-x-ray-laser-lcls-ii-ushers-new-era-science>.
33. C. Feng "Status of the Shanghai soft X-ray free-electron laser", *Proc. SPIE PC12581 (conference presentation), X-Ray Free-Electron Lasers: Advances in Source Development and Instrumentation VI (2023) PC1258103*; <https://doi.org/10.1117/12.2666203>.
34. N. Nakamura et al., *Japanese Journal of Applied Physics*, **62**, SG0809 (2023).
35. M. Akemoto et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 877**, 197 (2018).
36. Y. Honda et al., *Review of Scientific Instruments*, **92**, 113101(2021).
37. N. Nakamura et al., "Recent Progress on EUV-FEL and its PoC using cERL", *Proc. 2022 Source Workshop*, S32 (2022).
38. D.F. Ratner and Alexander W. Chao, *Physical Review Letters*, **105**, 154801 (2010).
39. X. Deng, "Theoretical and Experimental Studies on Steady-State Microbunching", Springer Singapore, Springer Theses, 978-981-99-5800-9, (2023).
40. 唐傳祥, 鄧秀傑, "穩態微聚束加速器光源", *物理學報*, **71** (15), 152901 (2022).
41. Yi Jiao, Daniel F. Ratner, and Alexander W. Chao, *Physical Review Accelerators and Beams*, **14**, 110702 (2011).
42. A. Chao et al., "High Power Radiation Sources using the Steady-state Microbunching Mechanism", in *Proceedings of IPAC2016, Busan, Korea, TUXB01* (2016).

43. X. J. Deng, et al., *Journal of Synchrotron Radiation*, **30**, 35 (2023).
44. S. Y. Lee, "Accelerator Physics", 4th Edition, World Scientific (2019).
45. H. Wiedemann, "Particle Accelerator Physics", 4th Edition, Springer (2015).
46. X.J. Deng et al., *Physical Review Accelerators and Beams*, **24**, 094001 (2021).
47. X.J. Deng et al., *Physical Review Accelerators and Beams*, **26**, 054001 (2023).
48. J. Tang et al., "A faster algorithm to compute lowest order longitudinal and transverse resistive wall wake for non-ultrarelativistic case", in *Proceedings of IPAC2024, Nashville, Tennessee, USA* (2024) MOPG09.
49. Xiujie Deng et al., *Nature*, **590**, 576 (2021).
50. 邱茂森, "同步輻射光源之加速器磁格簡介", 國家同步輻射中心簡訊第 125 期.
<https://www.nsrc.org.tw/chinese/publicBrief.aspx?ViewID=20230801090624674>.
51. C.G. Schroer, et al., *Journal of Synchrotron Radiation*, **25** (5), 1277 (2018).

作者簡介

劉偉強先生為國立清華大學物理研究所博士，現為國家同步輻射研究中心光源組研究員。

Wai-Keung Lau received his Ph.D. in Physics from National Tsing Hua University. He is currently a Research Fellow in Light Source Division at National Synchrotron Radiation Research Center.

劉宗凱先生為國立中央大學物理博士，現為國家同步輻射研究中心光源組副研究員。

Zong-Kai Liu received his Ph.D. in Physics from National Central University. He is currently an Associate Researcher in Light Source Division at National Synchrotron Radiation Research Center.

羅皓文先生為國立清華大學先進光源科技學位學程博士，現為國家同步輻射研究中心光源組助理研究員。

Hao-Wen Luo received his Ph.D. in Graduate Program for Science and Technology of Synchrotron Light Source from National Tsing Hua University. He is currently an Assistant Researcher in Light Source Division at National Synchrotron Radiation Research Center.

超解析度系綜繞射顯微術之簡介與發展應用

Introduction to Ensemble Diffraction Microscopy Under Super-resolution

陳寧容、陳健群

Ning-Jung Chen, Chien-Chun Chen

同調光繞射顯微術是一種不需要晶體的情況下，以同調光為光源，並以原子解析度成像微材料的顯微成像技術。然而由於缺乏高角度散射訊號，其空間解析度往往被限制在幾奈米。為了突破空間解析度的極限，我們提出了系綜繞射顯微術。該技術不僅提高了成像解析度，在光源的種類上也不再僅受限於同調光，並且對於樣品種類也有極高的相容性。本文將從頭介紹系綜繞射顯微術的理論推導並搭配不同光源以證明該技術的可行性，接著展示系綜繞射顯微術個別成功成像無機和有機奈米粒子。最後在結論的部分將總結此技術在材料結構學上的淺力。

Coherent diffraction microscopy (CDM) is a microscopy imaging technique that utilize coherent light sources to image micromaterials at atomic resolution without the need for crystals. However, due to the lack of high-angle scattering signals, the spatial resolution is often limited to several nanometers. To overcome the limitations of spatial resolution, we propose ensemble diffraction microscopy (EDM). This technique not only enhances imaging resolution but also accommodates various light sources and diverse samples. This article introduces the theoretical derivation of EDM from the beginning and demonstrate the feasibility of this technique using different light sources. Subsequently, it will showcase the successful imaging of both inorganic and organic nanoparticles using coherent diffraction microscopy. Finally, the conclusion will summarize the potential of this technique in materials crystallography.

一、前言

近年來，微結構測定學已成為現代科學中的一個重要課題。其中 X 光同調繞射顯微術 (XCDM) 是一種不需任何晶體結構就可以將繞射圖轉換為樣本投影的技術⁽¹⁾。在過去的幾十年裡，XCDM 已證明可應用在判定無機⁽²⁻⁶⁾ 和有機微複合材料⁽⁷⁻¹¹⁾ 內部結構的可行性。與電子束作為光源的顯微技術相比，例如電子穿透式顯微鏡 (transmission electron microscopy, TEM) 或者掃描透射電子顯微鏡 (scanning transmission electron microscopy, STEM) 相比，以

X 光為光源的 XCDM 有以下優勢：由於 XCDM 的實驗不需使用透鏡，因此不必考慮球面相差問題⁽¹²⁾，僅需要通過在實空間和傅立葉空間之間來回迭代的演算法，就可以通過適當的過採樣比率從繞射圖中取回丟失的相位，進而重組出實空間的影像。此外，TEM 需要樣品極薄以確保電子束能夠穿透樣品；而 XCDM 對於樣品的限制較為寬鬆，適用於各種厚度甚至是液體的樣品，因此可作為觀測生物樣品或者大體積材料結構時的一種選擇。

XCDM 的解析度與散射角成正比，也就是可達到的散射角度越高即可達到越高的解析度。然而，由於利用 XCDM 成像極小樣品時會因為散射量不足導致高角度散射信號較弱，因此極難實現次奈米解析度的成像。在過去的二十年裡，這已成為其進一步應用的一大瓶頸⁽¹³⁾。為了在高頻區域獲得足夠的信噪比，科學家曾嘗試將高原子序材料 (例如金奈米粒子) 植入樣品中以增強繞射強度。儘管實驗證明可辨識的繞射強度的確可以擴展到較高頻率區域，但引入的泊松雜訊可能仍強於樣本的訊號⁽¹⁴⁻¹⁶⁾。另一個方式是利用更亮的光源以獲取更強的散射訊號，例如 X 光自由電子雷射 (X-ray free-electron laser, XFEL)，這是因為散射訊號與入射通量的四次方成正比⁽¹⁷⁻²⁰⁾。雖然使用 XFEL 可以顯著提高亮度，但由於輻射損傷的可能被大大提升，加上奈米材料本身的散射能力仍舊較差，導致高解析度的成像仍然具有挑戰性。另一種方法是縮短樣品與偵測器的距離，但研究人員必須插入一個更大的擋束器，以防止直射光束損壞偵測器或使其飽和。當丟失資料的區域大於繞射圖案的中心散斑時，重建結果的可靠性較差。

在本篇文章中，本團隊將介紹 EDM 作為克服上述困難的一種新方法。首先本文將解釋 EDM 的原理，並通過實驗結果展示其對於不同光源 (部分和完全同調光) 的適應性。為了進一步證明 EDM 能夠實現比傳統 X 光成像技術更高的解析度，本團隊選用直徑約 55 奈米的二氧化矽-金奈米粒子和直徑約 19 奈米的類諾達病毒體作為樣品，並成功獲得了 2 和 1.3 奈米的像素解析度。為了驗證 EDM 的可信度，更使用了電子顯微鏡和 X 光繞射 (X-ray diffraction, XRD) 等不同的結構測定方法對同樣的樣品進行比對，結果顯示高度一致。最後文章將談到各種 X 光成像技術的不同之處，以及 EDM 的未來展望。值得注意的是，EDM 不僅可以應用在 X 光成像技術上，更為電子成像也提供了一種新的解法。

二、EDM 原理

在空間中，由 N 個方向及結構均相同組成的系綜的散射振幅 $A(\mathbf{q})$ 為：

$$A(\mathbf{q}) = \sum_j^N f_j e^{i(\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}_j)} \quad (1)$$

其中 $\mathbf{q}$ 為散射係數， f_j 為空間中第 j^{th} 個粒子的形狀因子，而 $\mathbf{r}_j$ 則是第 j^{th} 個粒子在空間中的座標^(21, 22)。形狀因子包含了粒子的幾何形狀資訊以及對光程差的影響，也因此透過這條算式可以理解散射的振幅中包含了樣品的結構資訊以及相位變化。接著，散射強度為散射振幅與自身共軛相乘，意即散射振幅的大小。因此整個系綜的散射強度 $I(\mathbf{q})$ 可以被表示為：

$$I(\mathbf{q}) = A(\mathbf{q}) \cdot A^*(\mathbf{q}) = \sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^N f_j f_k \cos[\mathbf{q} \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_k)] \quad (2)$$

公式 (2) 被拆分為 $j = k$ (前項) 與 $j \neq k$ (後項) 後可以改寫成公式 (3)：

$$I(\mathbf{q}) = \sum_{j=1}^N f_j^2 + \sum_{j=1}^N \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq j}}^N f_j f_k \cos[\mathbf{q} \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_k)] \quad (3)$$

由於整個系統包含了多個相同粒子，因此在 $\mathbf{q} \neq 0$ 的情況，公式 (3) 的第一項會因為 $f_j = f_k = f$ 且 $\cos[\mathbf{q} \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_k)] = 1$ 而等於 Nf^2 。而當系統中隨機分佈的數量夠大時，公式 (3) 的後項會由於 $\cos[\mathbf{q} \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_k)] = 0$ 而趨近於 0。因此最終的散射強度 $I(\mathbf{q})$ 可以寫成：

$$I(\mathbf{q}) = \begin{cases} Nf^2, j = k \\ \sim 0, j \neq k \end{cases} \quad (4)$$

綜上所述，當空間中樣品方向一致、數量 N 足夠多，並且分佈方向夠隨機時，整個群體的總散射強度即可近似為單個樣品的繞射強度乘以 N 倍。由於樣品數量能夠顯著增強繞射強度，因此有效信號可以延伸至高頻區域，進而提升解析度的極限。

三、EDM 於不同光源種類之適應性

EDM 對於不同種類光源之適應性的實驗個別在同步輻射中心台灣光子源 (Taiwan photon source, TPS) 的光束線 13A 和 25A 上進行了演示⁽²³⁾。設計的樣品由許多相同的微小圖案組成，其中包含字母 IP 的模板。這些模板圖案透過聚焦離子束系統 (FIB, Helios G4, Thermo Fisher Scientific) 以約 100 nm 厚的鉑層沉積在面積為 $30 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$ 、厚度為 100 nm 的氮化矽 (silicon nitride, SiN) 膜上 (圖 2(a))。在實驗中，TPS 25A 使用完全同調光束，光束尺寸為 $6 \mu\text{m} \times 8 \mu\text{m}$ ，能量為 8.838 keV。而 TPS 13A 則使用部分同調光束，其光束尺寸為 $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ (相干長度約 700 nm)，能量為 9.000 keV。為了避免直接光束對偵測器造成飽和或損壞，實驗中使用了光束擋板。偵測器放置在樣品下游 6 公尺處，用於記錄掃描後收集的繞射圖案，每次曝光時間為 1 秒 (圖 1)。

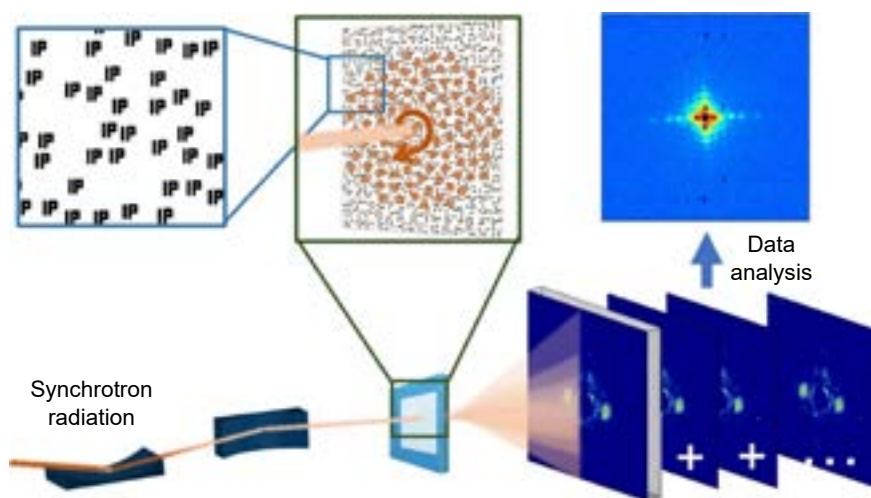


圖 1. EDM 原理驗證實驗流程圖。

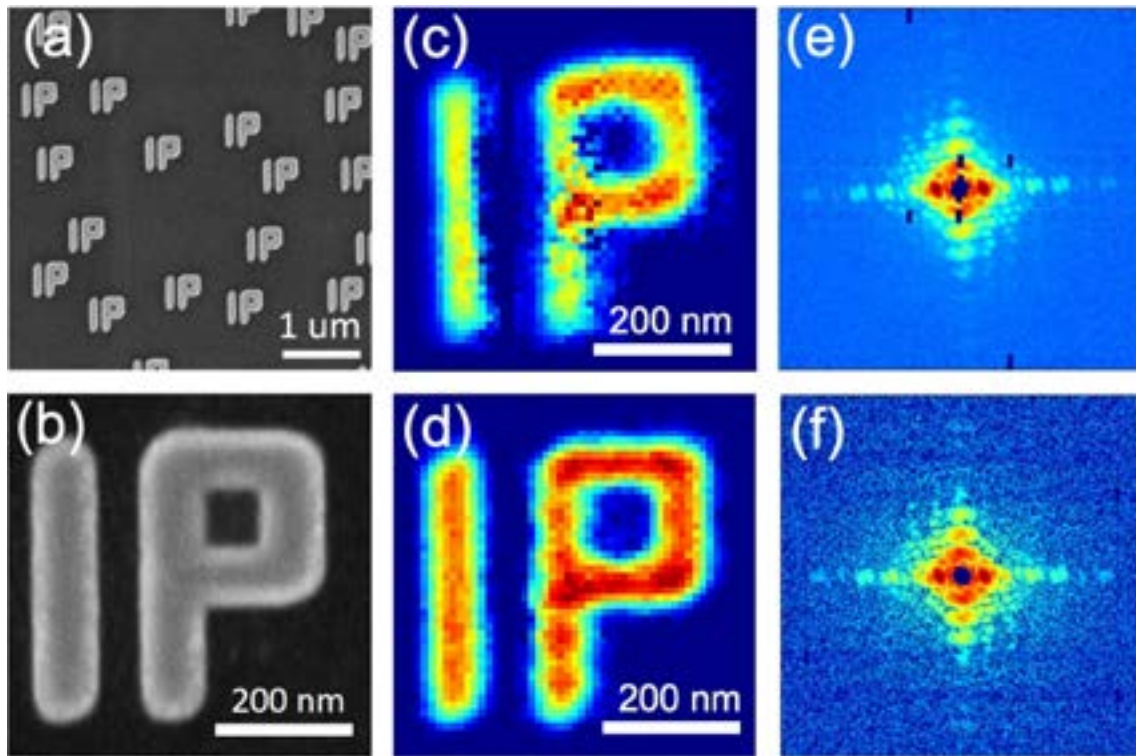


圖 2. (a) 放大倍率為 20 kx 的 SEM 影像，(b) 放大倍率為 120 kx 的 SEM 影像。透過 GHIO 根據 (c) 完全同調 X 光和 (d) 部分同調 X 光產生的繞射圖進行重建。繞射振幅由 (e) 完全同調 X 光和 (f) 部分同調 X 光獲得。

因 EIGER 偵測器由 16 個小偵測器組成，每個像素大小為 $75\ \mu\text{m}$ ，相鄰偵測器之間間隙和 beamstop 區域會導致繞射強度缺失。為最大限度減少數據缺失，根據弗里德爾 (Friedel) 定律：「弱吸收物體的繞射強度是中心對稱的」，找到繞射圖的原點後，將其旋轉 180 度以填充缺失區域。儘管如此，經過前處理的繞射圖仍缺乏相位資訊，因此需要使用 guided hybrid-input-output (GHIO) 演算法 (圖 3)⁽²⁴⁾ 來恢復相位並重建最終的實空間影像。圖 2(c) 與 (e) 為完全同調光實驗的重組結果與其實驗收取到的繞射圖；圖 2(d) 與 (f) 則為部分同調光實驗的重組結果與其實驗收取到的繞射圖。

圖 4 為完全同調 X 光在單一位置產生的繞射結果圖。大塊斑紋內的細紋⁽²⁵⁾ 是由光束區域內單個 IP 圖案的位置資訊造成的。在 200 秒的等效曝光時間下，估算的繞射強度空間解析度約為 39.10 奈米⁽²⁵⁾。在疊加了 6,602 張繞射圖後，圖 4(b) 中可以看到斑紋內的條紋已不可見，這表示由 IP 圖案的位置分佈所造成的影響已被平均。除此之外，疊加後的繞射強度的空間解析度提高到約 25.89 奈米。圖 4(c) 顯示了在與圖 4(a) 相同的曝光時間下由部分同調光束收集的繞射結果圖，圖 4(d) 顯示了部分相干實驗中所有入射位置處的繞射圖總和，疊加所有的繞射圖後空間解析度也提升至 25.89 奈米。最終，處理過後的繞射圖估計得到的像素解析度分別為 11.04 和 11.25 奈米⁽²⁷⁾。

完全同調光和部分同調光實驗的最終重建影像的密度分佈與設計的 IP 圖樣非常吻合 (圖 2(b)、(c) 與 (d))。為了更精確地討論像素解析度和訊噪比的趨勢，本團隊利用傅立葉殼層相關 (Fourier shell correlation, FSC)⁽²⁸⁾ 作為評估像素解析度的標準。所有的繞射數據被分為兩組，並從每組的總繞射圖得到各自的重組結果後，再將各自的重組結果轉換到頻域空間後以

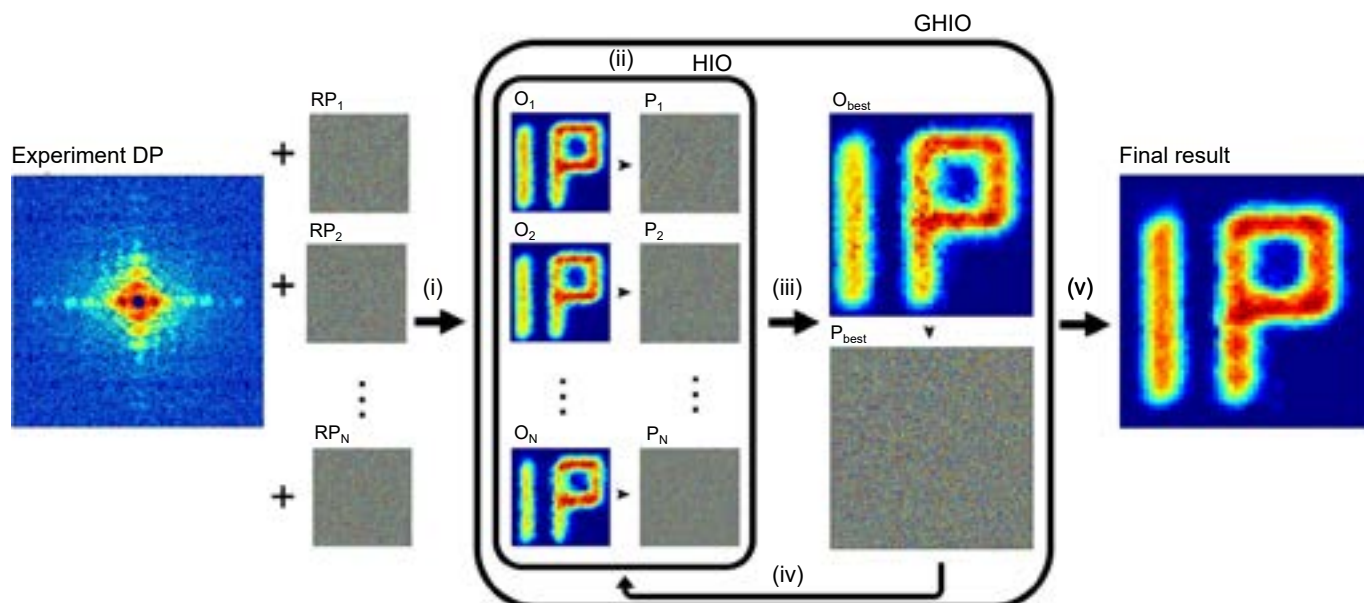


圖 3. GHIO 示意圖。GHIO 演算法是 HIO 演算法的改進版本。當前主流的 HIO 相位恢復演算法，將實驗獲取的繞射圖形振幅與隨機生成的初始相位結合，經反傅立葉轉換後生成實空間影像。在迭代開始時，GHIO 給予多組不同的初始相位，每個初始相位通過 HIO 算法進行影像還原即為第一代的結果。選擇還原影像與實驗數據誤差最小者作為參考模板，並利用此模板與其他還原影像的平均結果來生成新的初始相位，再進行影像還原，得到下一代。重複以上過程直到誤差值不再變化，以獲得最佳的重建結果。

q 為單位計算其相關度，最終根據選定的閾值從而定義出解析度。如圖 5(c) 和 (d) 所示，在 T1 閾值下，重建影像的空間解析度分別為 45.45 和 45.87 奈米。為了量化通過累積衍射圖案所獲得的解析度提升，對圖 5(a) 和 (c) 的 FSC 進行了同樣的計算。圖 5(a) 和 (c) 顯示，在 T1 閾值下，空間解析度分別被定義為 60.24 和 79.37 奈米。結果顯示，實驗中微小 IP 圖案的空間分布資訊可以通過累加繞射圖案來平均消除。不論是完全同調光還是部分同調光，空間解析度均顯著提高。

四、藉由 EDM 成像不同種類之樣品

藉由前章節所提及的實驗驗證了 EDM 的可行性以及對不同類型光源的適應性，本章節將介紹將 EDM 應用於更小尺寸的無機及有機樣品的實驗結果⁽²⁹⁾。

1. 60 奈米二氧化矽-金奈米顆粒

二氧化矽-金奈米顆粒如下圖 6(a)，內核為約 20 奈米的金核，外層則是厚度約 20 奈米的二氧化矽所組成。在本次實驗，該二氧化矽-金奈米粒子幾乎相同且是球形的，因此不需要對樣品的方向做任何校正，而其餘實驗步驟與章節三幾乎相同。

重組出的二氧化矽-金奈米顆粒平均內徑和外徑分別為 19 和 55 奈米 (圖 6(c))。根據同一批樣品的穿透式電子顯微鏡影像，金核的直徑在 16 到 21 奈米之間，而整個矽金奈米顆粒的直徑在 53 到 58 奈米之間。當考慮實務實驗的設定參數，理論的散射強度被量化為：

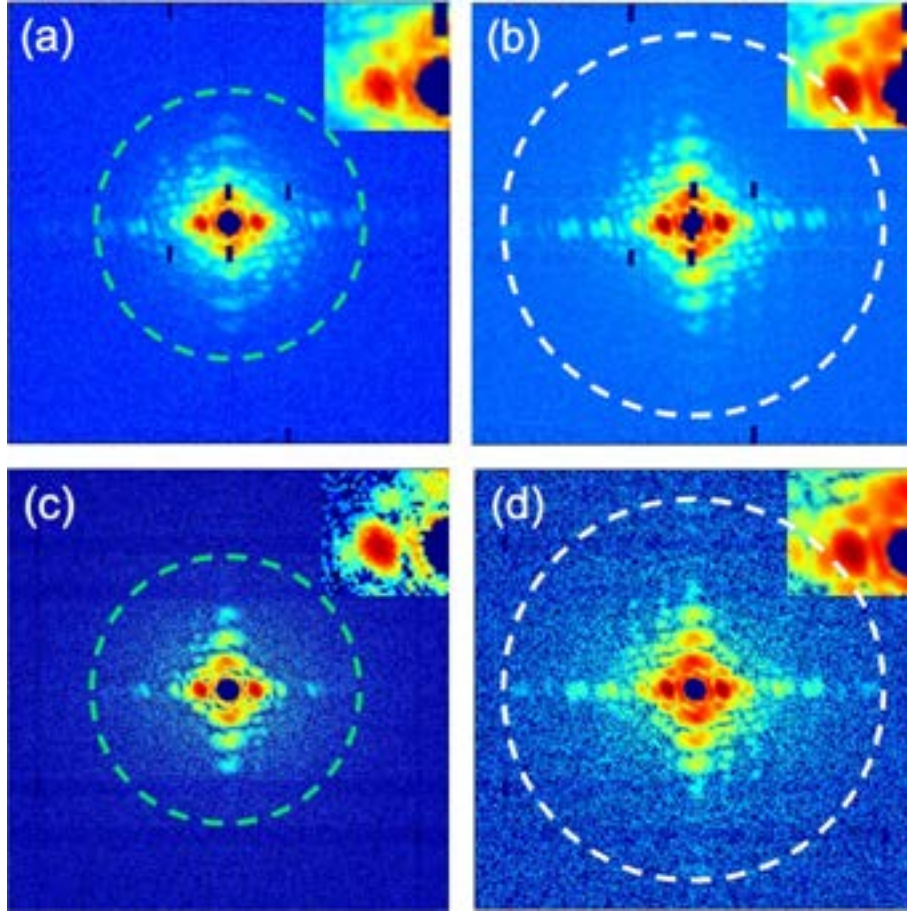


圖 4. 單次曝光和累積繞射圖案的比較。(a) 完全相干 X 射線下，單一位置的繞射圖，曝光時間為 200 秒。綠色圓圈顯示空間解析度為 39.10 奈米的近似散射範圍。(b) 完全相干 X 射線下，沿費馬螺旋軌跡掃描整個樣品後的總衍射圖案，總曝光時間為 6,602 秒，白色圓圈顯示空間解析度為 25.89 奈米的近似散射範圍。(c) 部分相干 X 射線下，以與 (a) 相同的曝光時間收集的單一位置繞射圖案。(d) 部分相干 X 光的繞射圖總和，扣除背景後的總曝光時間為 6,020 秒。

$$I(\vec{q}) = I_0 \Omega r_e^2 \left| \sum_{j=1}^N Z_j e^{-i\vec{q} \cdot \vec{x}_j} \right|^2 \Delta t \quad (5)$$

其中， I_0 為單位時間內樣品上單位面積的入射 X 光通量， Ω 為偵測器像素的立體角， r_e 為電子的經典半徑， Z_j 和 $\vec{x}_j$ 分別為第 j^{th} 個原子的原子序及座標， Δt 為每個圖案的持續時間，散射向量 $\vec{q} = \vec{k}_j - \vec{k}_i$ 則為散射波向量與初始波向量的差。而本團隊根據實驗的設定參數、矽金奈米顆粒的原子散射因子以及光束內奈米顆粒的數量計算出各種尺寸的矽金奈米顆粒模型 (內徑 16 至 21 奈米和外徑 53 至 58 奈米) 所對應的散射強度，並且與實驗所收取到的繞射圖進行誤差分析後得到準確的二氧化矽－金奈米粒子的內徑和外徑個別為 19 和 54 奈米，誤差值 13%。最終為了進一步計算出重組結果的像素解析度，本團隊使用 phase-retrieval transfer

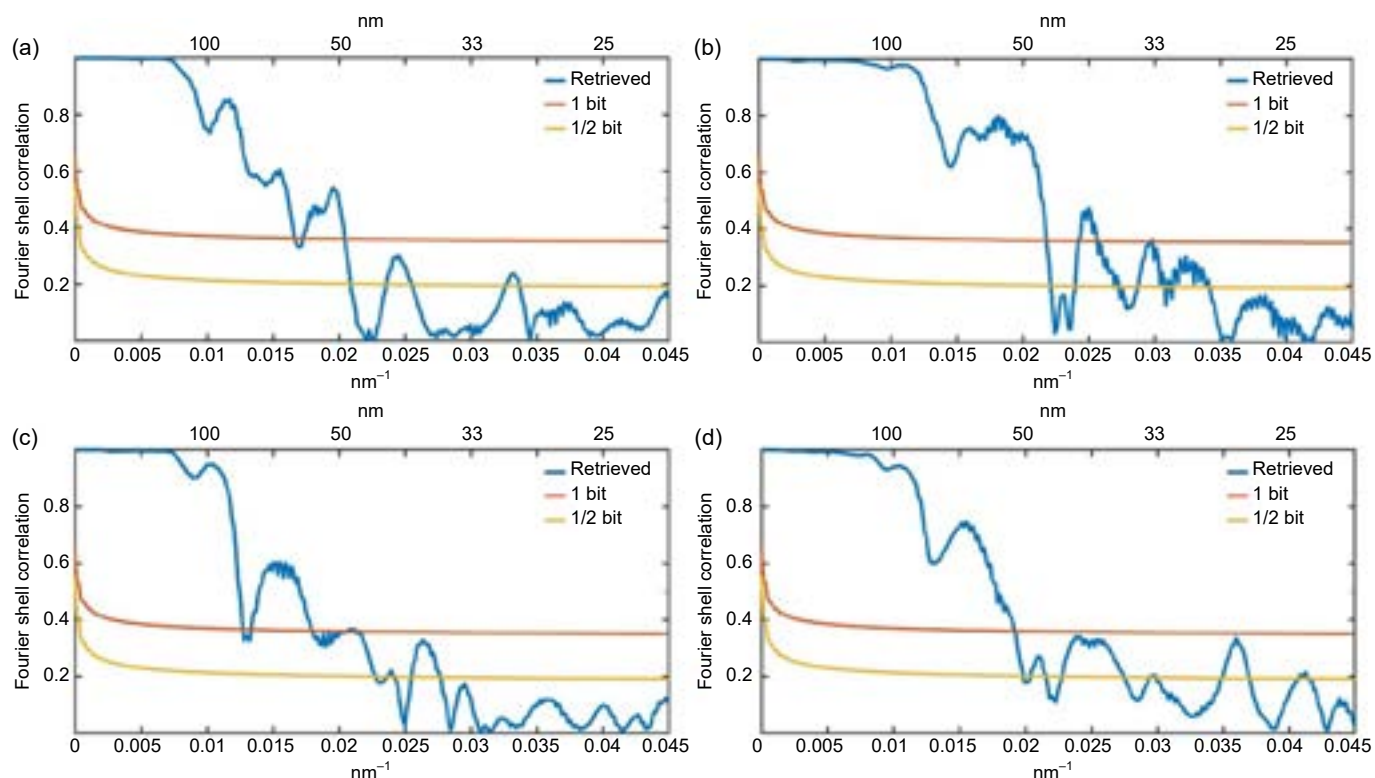


圖 5. 使用具有 T1 閾值的 FSC 比較單次曝光和累積繞射圖的重建解析度。(a) 完全同調光源實驗的 FSC，資料收取等效時間為 200 秒，空間解析度為 60.24 奈米。(b) 在匯總等效時間為 6602 秒的繞射圖樣後，解析度達到 45.87 奈米。(c) 部分同調光源實驗的 FSC，資料收取等效時間為 200 秒，空間解析度為 79.37 奈米。(d) 在匯總等效時間為 6,020 秒的繞射圖樣後，解析度達到 45.45 奈米。

function (PRTF) 作為定義標準。PRTF 的定義如下⁽³⁰⁾：

$$PRTF(q) = \frac{\langle |G(q)| \rangle}{F(q)} \quad (6)$$

$G(q)$ 和 $F(q)$ 分別是重建結果和量測結果的震幅。本團隊取用藉 GHIO 獲得的最佳 20 個重建結果來計算 PRTF 曲線。以閾值 $1/e$ ，最終定義出的像素解析度為大約 3.4 奈米 (圖 6(e))。

2. 19 奈米類諾達病毒有機物體

而有機物的實驗中，使用的類諾達病毒有機物體 (Nodavirus-like-particles, NV-LPs) 是經由國家同步輻射中心與國立成功大學的聯合蛋白質晶體學實驗室進行過分析得到的產物。其中該衣殼蛋白缺失了前 37 個殘基和 251–368 個殘基。與前段提及的二氧化矽–金奈米粒子的實驗不同，由於有機生物樣品需要存在液態環境中，因此需要一個密閉的空間以將生物樣品和溶劑封在裡面。約 10 μ L 的類諾達病毒有機物體溶液被封閉在兩個方形氮化矽膜窗口中，並用真空膠密封。NV-LPs 的資料收取時間調整為每張一秒，以減少對生物分子的輻射損傷；其餘實驗參數與步驟皆與二氧化矽–金奈米粒子的實驗相同。

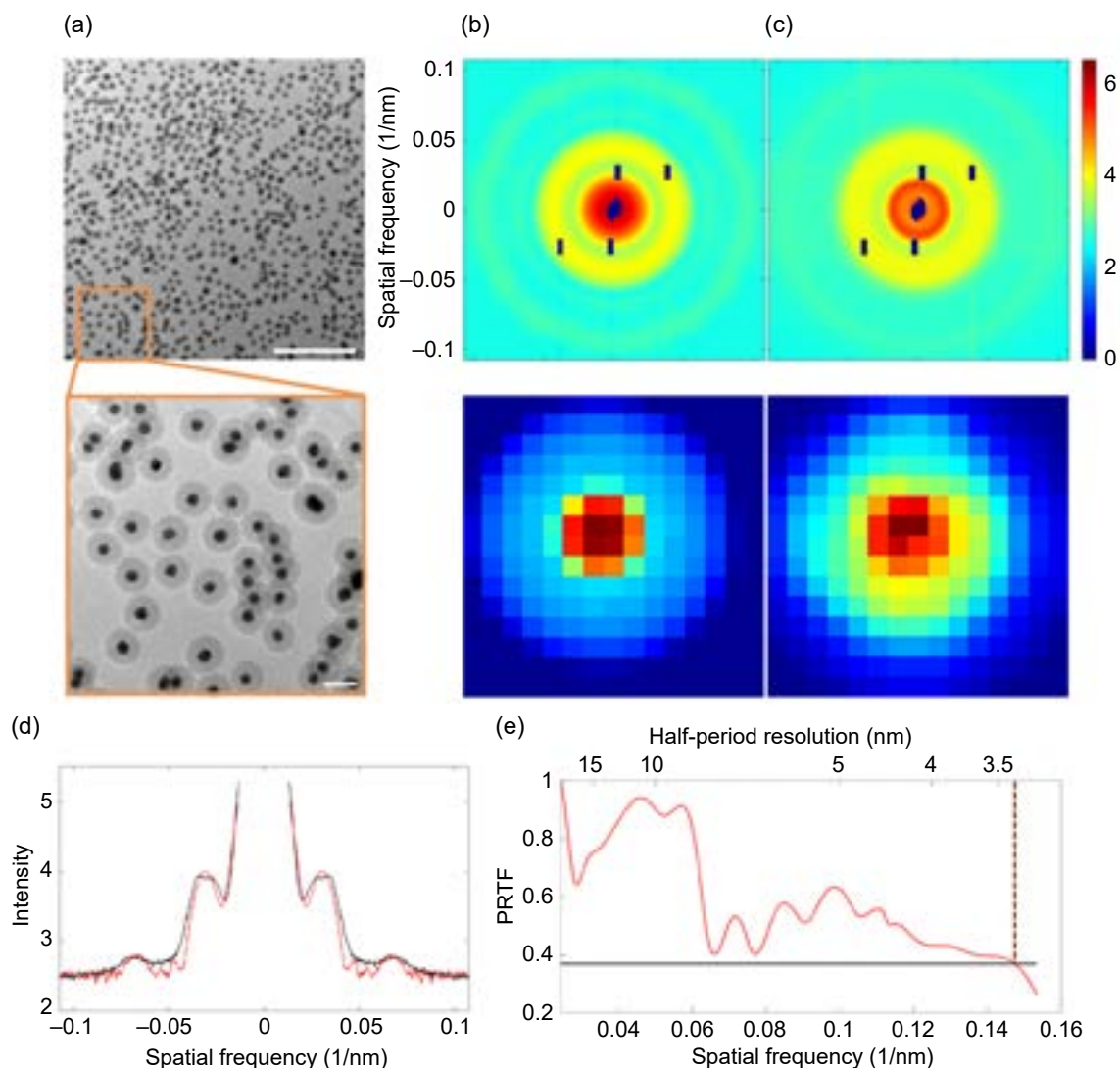


圖 6. 實驗使用的二氧化矽－金奈米顆粒的結構測定和強度估計。(a) 在穿透式電子顯微鏡下放大倍率 $8.7\text{ k}\times$ 的二氧化矽－金奈米顆粒影像。樣本數量是根據放大倍率 $34\text{ k}\times$ 的影像估計而得。因此，大約 25,280 個矽金奈米顆粒位於光束尺寸內。上、下圖的比例尺分別為 500 及 50 奈米。(b) 25,280 個二氧化矽－金奈米粒子和二氧化矽－金奈米粒子模型在 3.4 奈米像素解析度下的模擬繞射圖。二氧化矽－金奈米顆粒模型的內徑和外徑分別為 19 和 54 奈米。(c) 透過實驗和 GHIO 重建的分析的最終繞射圖。(d) 實驗強度 (黑色) 和模擬強度 (紅色) 的對角線輪廓。(e) 根據 20 個獨立重建影像計算的相位檢索傳遞函數。基於 $1/e$ 的閾值標準，重建的半週期解析度估計為 ~ 3.4 奈米。

為了可以更清楚的演示高頻區域訊噪比的漸佳化，圖 7 顯示了隨著疊加張數的增加，高頻區域的訊噪比明顯提升許多。最終累積了 77,170 張繞射圖後的振幅 (圖 8(a))，再藉由 GHIO 演算法獲得像素解析度 1.3 奈米的重組影像 (圖 8(b))。

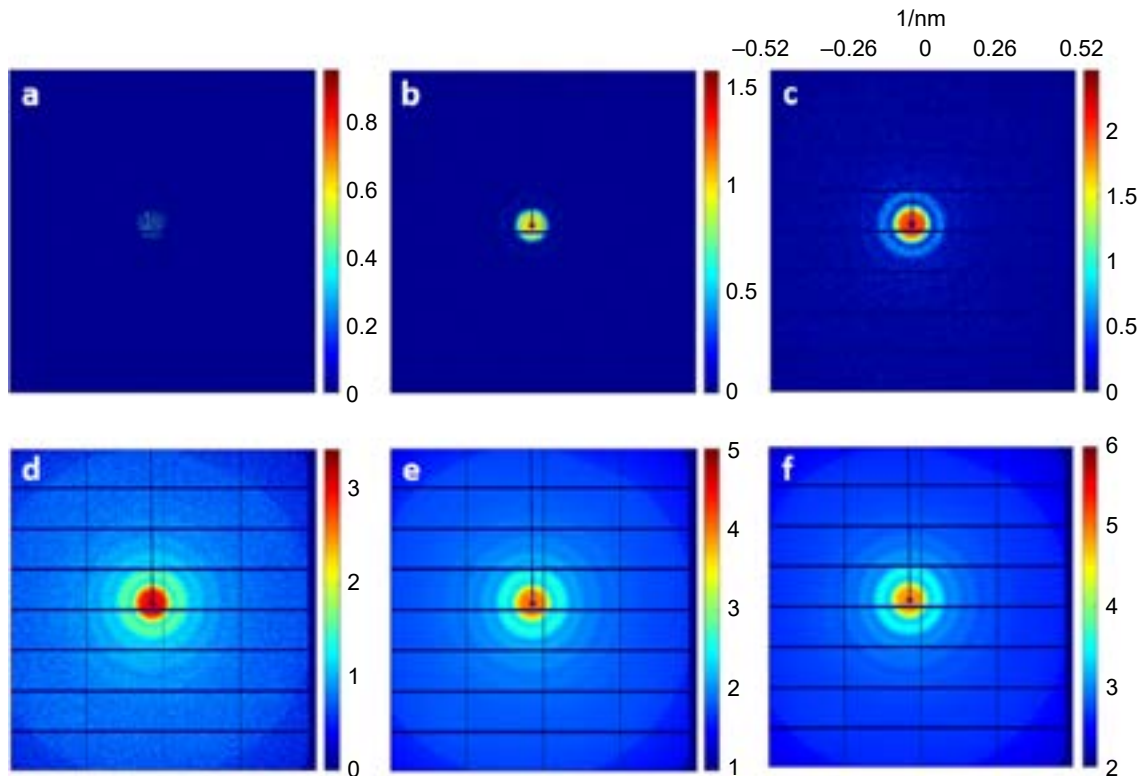


圖 7. 加總不同張數的實驗繞射圖案時的結果 (取對數後)：(a) 1、(b) 10、(c) 100、(d) 1,000、(e) 10,000。最後，(f) 顯示在加總 77,170 個衍射圖案後，預計來自樣本的散射訊號將強於背景散射。

同樣的，為了謹慎檢驗 EDM 結果的準確性與可信度，本團隊藉由兩種目前在結構學上廣泛被使用的方法來比較。根據冷凍穿透式電子顯微鏡所獲得的影像，首先分類出 14 個方向的類諾達病毒有機物體後疊加其影像 (圖 8(c))，產生像素解析度為 1.3 奈米的近似旋轉平均影像。接著利用蛋白質資料庫中提供的類諾達病毒有機物的原子座標來模擬出單位體積解析度 1.3 奈米的 3D 模型 (圖 8(d))。投影的類諾達病毒有機物影像是通過該模型沿所有可能的方向以一度增量投影並平均得到的。本團隊的重建結果、冷凍穿透式電子顯微鏡影像和蛋白質資料庫提供的模型分配投影的線剖面顯示，不同識別方法的殼層厚度一致約為 2.6 奈米 (約 2 個像素)，意即 1.3 奈米的像素解析度。將整體蛋白結構與相同尺度的重建影像疊加，驗證了中空結構的形態。與類諾達病毒有機物體模型的旋轉平均影像相比，重建影像的誤差為 15.7% (圖 8(e) 和 (f))。

考慮到冰和溶液對冷凍穿透式電子顯微鏡影像和重建模型的影響，殼層厚度是一個可靠的結構測定指標。儘管只有類諾達病毒有機物模型產生對稱的投影影像，殼層厚度仍可通過比較最鋒利輪廓的半高全寬來識別。冷凍穿透式電子顯微鏡影像、分配影像和原始重建影像的中央列線剖面驗證了殼層結構厚度測定的準確性。

五、結論

在結論的章節中將比較 EDM 與其他不同種結構成像技術的應用差異。傳統的 CDM 需

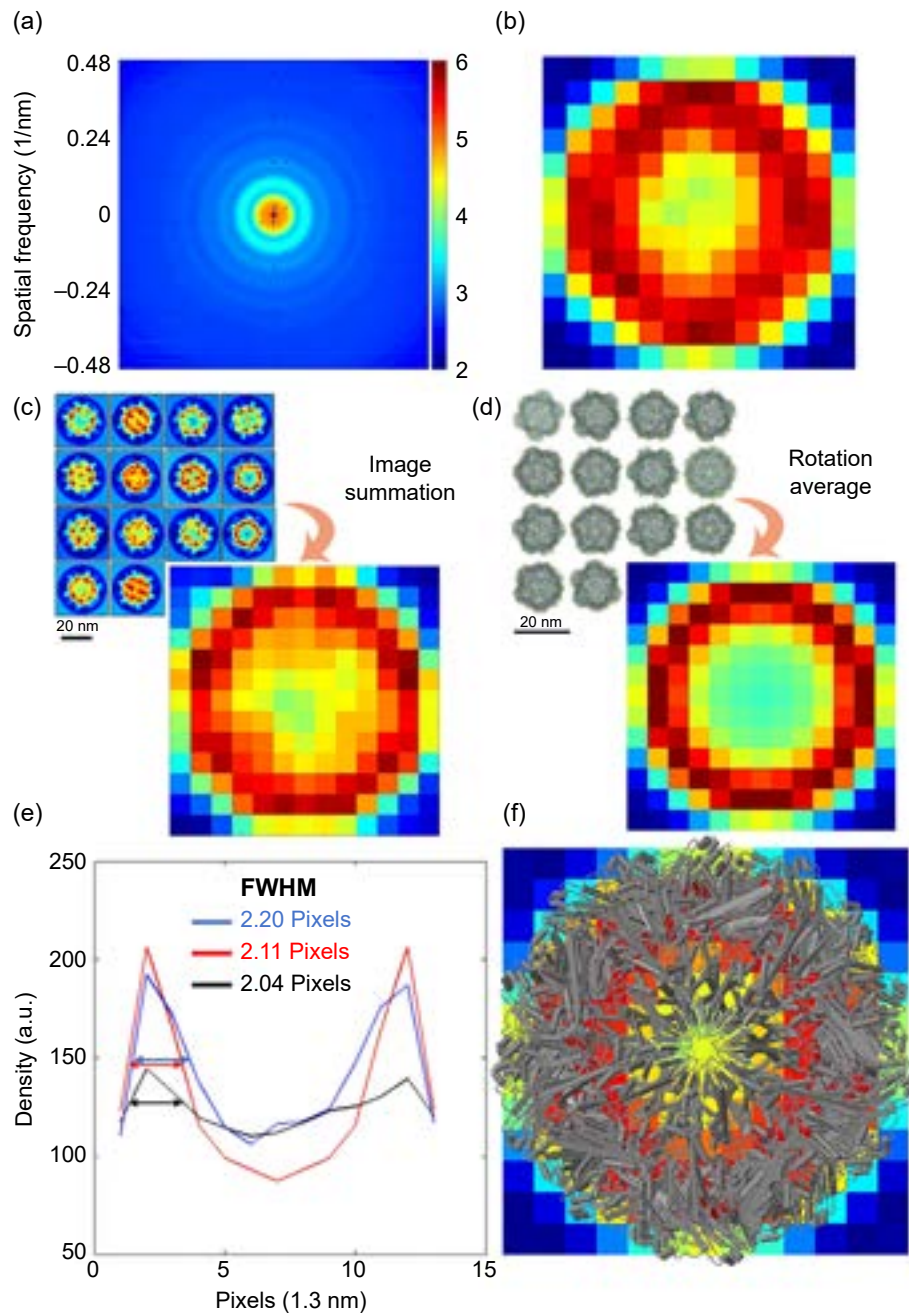


圖 8. 以 1.3 奈米像素解析度對重建的 NV-LP 進行校準。(a) 從總共 85,616 個圖案中分析出的最終衍射圖案，以及 (b) 透過 GHIO 重組的結果。(c) 將 14 個分類的冷凍穿透式電子顯微鏡影像加在一起產生的 NV-LP 的近似旋轉平均影像。(d) 以一度增量總結所有可能的方向而產生的 NV-LP 模型的旋轉平均影像。(e) 圖 (b)-(d) 中心截線比較。最清晰輪廓的半高全寬 (以雙箭頭標記) 顯示了目前現有方法中殼厚度的高度一致性：晶體學 (紅色)、冷凍電鏡 (黑色) 和本團隊的重組結果 (藍色)。(f) NV-LP 結構和具有相同比例的重建圖像的疊加描繪了在兩種情況下觀察到的中空結構的密度分佈。

要高度同調的光源，且光束尺寸必須大於樣品大小。而 Ptychography (又稱掃描式 CDM) 可以透過 *multit-mode* 來改善重建中的部分同調效應。此外，由於單一個樣品 (指樣品本身周圍無其他物體) 的散射訊號較弱，導致解析度通常會受到限制。雖然 Ptychography 可以對較廣的區域進行成像 (意即其應用範圍較傳統 CDM 更廣泛)，但由於 X 光的散射效率較差，Ptychography 的解析度並沒有提高。Beamstop 的尺寸和過採樣率 (oversampling ratio) 對於 CDM 的影像重組至關重要，而 Ptychography 則避開了此限制。

而對於尚未固定方向的樣品，我們將 EDM 與小角度 X 光散射進行比較。小角度 X 光散射進行比較透過 1D/2D 偵測器收集的資料的徑向分佈函數進行分析，是一種基於預定模型和模型揭示參考粒子 3D 密度變化的數據擬合成熟方法。然而，小角度 X 光散射面臨嚴重的低解析度、不良資訊問題以及最重要的：沒有唯一解。雖然一些研究表明從頭開始的結構測定可以僅透過小角度 X 光散射數據來實現，但人們注意到這種方法不太普遍適用於所有情況。在樣品方向尚未固定的情況下，所獲得的散射資訊本質上等同於 2D 小角度 X 光散射。而 EDM 提供了另一種替代方法：直接對樣本的 2D 投影進行清晰成像，僅從繞射強度搭配相位回復演算法來實現。

當今天目標樣品較小時，EDM 的優勢在於不需要使用大劑量的能量對單一粒子進行成像，而是利用樣品的共同特性來克服目前由輻射損傷引起的解析度限制的瓶頸。在上述實驗中，EDM 展示了其解決高頻訊號不足問題的能力，並提供了超越目前其他的 X 光成像技術的像素解析度。

EDM 具備多項優勢。首先，EDM 對光源的同調程度要求低，無論是完全同調光還是部分同調光都能獲得精確的重建影像。其次，微小樣本的形狀因子有助於增強高頻區域的訊號，而低頻部分包含樣本分佈資訊，使得對中心資料遺失 (如 beamstop 造成的) 有更大的容忍度，並且提供較大的過採樣率。而累積後的繞射圖顯著提高了高頻區域的信噪比，這為小樣品的高解析度成像提供了巨大潛力。即使樣品在前一次入射中被破壞，仍可透過累積不同位置的後續入射訊號來獲取高角度散射訊號。與單一樣本相比，從多個樣本獲得的繞射強度信噪比更高。

EDM 代表了突破像素解析度極限的一大進展。本方法可應用於各種類型的光源，如部分或完全同調的 X 光，甚至是應用在電子射線的成像技術。EDM 不只擴大了 X 光成像的樣品選擇範圍，包括液體生物樣品，並有效解決實驗過程中環境因素引起的光束偏移問題。目前的實驗使用第三代同步加速器光源，樣品與探測器距離約為 2.08 米。本團隊相信透過對樣品進行方向控制，並且將 XFEL 與更短的距離結合，解析度將可以提高到原子尺度。與晶體學和冷凍穿透式電子顯微鏡相比，這不僅是大分子結構視覺化的替代方法，也是溶液中大分子成像的獨特方法。結構分析學的觀測精髓在於根據待測樣品的特性以及欲觀察的項目特徵來選擇不同的觀測方法，各種方法都有其優勢。本團隊相信 EDM 的提出將極大地啟發小角度 X 光散射、XCDM、XFEL 科學和結構生物學研究界。

參考文獻

1. J. Miao et al., *Nature*, **400**, 6742, 342 (1999).
2. R. Neutze et al., *Nature*, **406**, 6797, 752 (2000).
3. I. K. Robinson et al., *Physical Review Letters*, **87**, 195505 (2001).
4. J. Miao et al., *Physical Review Letters*, **89**, 088303 (2002).

5. M. A. Pfeifer et al., *Nature*, **442**, 7098, 63 (2006).
6. G. Williams et al., *Physical Review Letters*, **97**, 025506 (2006).
7. P. Thibault et al., *Science*, **321**, 5887, 379 (2008).
8. A. Tripathi et al., *Proceedings of the National Academy of Sciences*, **108**, 33, 13393 (2011).
9. D. Shapiro et al., *Proceedings of the National Academy of Sciences*, **102**, 43, 15343 (2005).
10. C. Song et al., *Physical Review Letters*, **101**, 15, 158101 (2008).
11. Y. Nishino et al., *Physical Review Letters*, **102**, 1, 018101(2009).
12. H. N. Chapman and K. A. Nugent, *Nature Photon*, **4**, 12, 833 (2010).
13. J. Miao et al., *Physical Review B*, **68**, 1 (2003).
14. C. Kim et al., *Optics Express*, **22**, 23, 29161 (2014).
15. T.-Y. Lan et al., *New Journal of Physics*, **16**, 3, 033016 (2014).
16. J.-H. Yang et al., *Physical Review Materials*, **3**, 12 (2019).
17. H. N. Chapman et al., *Nature Physics*, **2**, 12, 839 (2006).
18. M. M. Seibert et al., *Nature*, **470**, 7332, 78 (2011).
19. R. P. Kurta et al., *Physical Review Letters*, **119**, 15 (2017).
20. A. T. Young, *Applied Optics*, **20**, 4, 533 (1981).
21. L. A. Feigin and D. I. Svergun, *Structure Analysis by Small-Angle X-Ray and Neutron Scattering*, New York, NY, USA: Plenum Press, (1987).
22. H. Brumberger, *proc. NATO Advanced Study Institute*, 1 (1993).
23. N. -J. Chen et al., *IEEE Photonics Journal*, **15**, 2, 1 (2023).
24. C. -C. Chen et al., *Physical Review B*, **76**, 064113 (2007).
25. Y. Chushkin and F. Zontone, *Journal of Applied Crystallography*, **46**, 2, 319 (2013).
26. M. R. Piggott, *Journal of Applied Physics*, **37**, 7, 2927 (1966).
27. N. Burdet et al., *Optics Express*, **22**, 9, 10294 (2014).
28. M. van Heel and M. Schatz, *Journal of Structural Biology*, **151**, 3, 250 (2005).
29. N. -J. Chen et al., *Journal of Synchrotron Radiation* (under review)
30. Henry N. Chapman, et al., *Journal of the Optical Society of America A*, **23**, 1179 (2006).

作者簡介

陳寧容小姐現為國立清華大學工程與系統學系之博士生。

Ning-Jung Chen is currently a Ph.D. student in the Department of Engineering and System Science at National Tsing Hua University.

陳健群先生為美國加州大學洛杉磯分校物理博士，現為國立清華大學工程與系統科學系副教授。

Chien-Chun Chen received his Ph.D. in the Department of Physics, University of California, Los Angeles. He is currently an Associate Professor in the Department of Engineering and System Science at National Tsing Hua University.