

國家原子能科技研究院  
委託研究計畫期末報告

元件製程抗輻射技術發展

**Development of Radiation-Hardened Electronic Devices  
and Process Technology**

計畫編號：112B006

受委託機關(構)：國立清華大學

計畫主持人：巫勇賢、張廖貴術、趙得勝

聯絡電話：03-5742866

E-mail address：dschao@mx.nthu.edu.tw

國原院聯絡人員：黃憶雅

報告日期：中華民國 112 年 12 月

## 目 錄

圖目錄.....	III
表目錄.....	VII
中文摘要.....	VIII
英文摘要.....	IX
子項一、抗輻射之新興記憶體元件開發：建構質子束照射下之總游離劑量 效應測試技術.....	11
壹、計畫緣起與目的.....	12
貳、研究方法與過程.....	18
參、主要發現.....	20
肆、結論.....	27
伍、參考資料.....	28
子項二、抗輻射之積體電路製程與先進電晶體研究：應用於衛星軌道之抗 輻射測試評估與鰭式場效電晶體製作分析.....	31
壹、計畫緣起與目的.....	32
貳、研究方法與過程.....	38
參、主要發現.....	41
肆、結論.....	51
伍、參考資料.....	51
子項三、寬能隙半導體材料與元件之輻射效應評估：SiC 或 GaN 寬能隙材 料評估與輻射損傷特性分析.....	53
壹、計畫緣起與目的.....	54
貳、研究方法與過程.....	62
參、主要發現.....	66
肆、結論.....	81

伍、參考資料.....82

## 圖目錄

圖 1.1 三種鐵電記憶體的構造與基本工作原理.....	14
圖 1.2 基於 HfO <sub>2</sub> 之鐵電薄膜其微縮潛力 .....	14
圖 1.3 (a)、鐵電電容元件，(b) Ge 基板上基於 HZO 之 FTJ 鐵電記憶體經過不同質子輻照通量下耐久度(endurance)之表現.....	16
圖 1.4 (a) 鐵電電容元件在反覆操作下之耐久度表現，(b) 鐵電層在初始狀態、喚醒效應以及疲乏效應下之鐵電疇壁釘扎示意圖 .....	17
圖 1.5 (a)鐵電電容元件利用回復現象之反覆操作下耐久度表現，(b)回復現象的機制圖 .....	18
圖 1.6 質子束照射平台與 n 型通道 FeFET 鐵電記憶體元件之結構圖.....	20
圖 1.7 不同質子流量對 Zr 比例為(a) 40 %、(b) 50 %與(c) 67 % FeFET 鐵電記憶體之臨界電壓持久性影響 .....	22
圖 1.8 不同反覆操作次數照射質子流量(a) 0 ions/cm <sup>2</sup> (b) 5×10 <sup>13</sup> ions/cm <sup>2</sup> (c) 2.5×10 <sup>14</sup> ions/cm <sup>2</sup> 後對 FeFET 鐵電記憶體(Zr：67 %)閘極切換電流影響...23	
圖 1.9 不同質子流量對 FeFET 鐵電記憶體(a)在 Zr 為 67 %之遲滯曲線以及(b)在 Zr 為 50 %與 67 %於不同反覆操作次數之斜率變化 .....	23
圖 1.10 FeFET 鐵電記憶體中氧空缺數量的分布狀況。(a)、(b) 未照射輻射下之情況，(c)、(d) 照射輻射之情況，(e)、(f) 照射輻射後晶反覆操作之情況。其中(a)、(c)、(e)對應 Zr 比例 50 %之 FeFET 鐵電記憶體，(b)、(d)、(f)對應 Zr 比例 67 %之 FeFET 鐵電記憶體.....	25
圖 1.11(a) 質子輻射流量對於 Zr 比例 50 %與 67 %之 FeFET 鐵電記憶體其 XPS O 1s 能譜及分峰拆解之影響。(b) 質子輻照流量對於不同 FeFET 鐵電記憶體其非晶格氧(NLO)比例影響 .....	26
圖 1.12 質子輻射流量對於 Zr 比例 50 %之 FeFET 鐵電記憶體其資料保存能力之影響 .....	27

圖 2.1 在不同輻射劑量率下(a)比較器輸入偏壓電流變化，(b)MOS 元件界面陷阱密度變化 .....	36
圖2.2 平面及鳍式電晶體之 $I_{on}$ 、 $I_{off}$ 退化比例對不同輻射劑量率圖.....	37
圖 2.3 MOS 元件經電漿後氧化製程，形成極薄的閘界面層，閘極漏電流、電洞遷移率特性 .....	38
圖 2.4 FinFET 元件製程流程圖.....	40
圖2.5 相同總劑量 100 kRad，輻射劑量率(a)13 (kRad/h) (b) 35 (kRad/h) (c) 55 (kRad/h)對平面電晶體之汲極電流對汲極電壓圖 .....	44
圖2.6 相同總劑量 100 kRad，輻射劑量率(a)13 (kRad/h) (b) 35 (kRad/h) (c) 55 (kRad/h)對鳍式電晶體之汲極電流對汲極電壓圖 .....	45
圖2.7 (a)13 (kRad/h) (b) 35 (kRad/h) (c) 55 (kRad/h)不同輻射劑量率傷害對平面電晶體轉換特性之對數圖 .....	46
圖2.8 (a) 13 (kRad/h) (b) 35 (kRad/h) (c) 55 (kRad/h)不同輻射劑量率傷害對鳍式電晶體轉換特性之對數圖 .....	47
圖2.9 平面電晶體之 S.S.變化量對不同輻射劑量率圖 .....	48
圖2.10 鳍式電晶體之 S.S.變化量對不同輻射劑量率圖 .....	48
圖2.11 平面電晶體之 on/off ratio 變化量對不同輻射劑量率圖 .....	49
圖2.12 鳍式電晶體之 on/off ratio 變化量對不同輻射劑量率圖 .....	49
圖2.13 平面及鳍式電晶體之 $I_{on}$ 退化比例對不同輻射劑量率圖 .....	50
圖2.14 平面及鳍式電晶體之 $I_{off}$ 退化比例對不同輻射劑量率圖 .....	50
圖 3.1 Si、SiC 和 GaN 半導體材料特性比較.....	55
圖 3.2 SiC 和 GaN 隨輸出功率和工作頻率的可能應用範圍.....	56
圖 3.3 各半導體材料之位移能量與晶格參數倒數之間的經驗關係.....	56
圖 3.4 SRIM 程式計算求得氦離子入射於矽的 NIEL 和 LET 能失比較.....	58
圖 3.5 快中子誘發之碰撞級聯與缺陷示意圖.....	58

圖 3.6 SiC PiN Diode 之(a)載子濃度、(b)載子壽命、(c)順向導通電壓、(d)逆向漏電流隨中子輻照通量變化情形 .....	61
圖 3.7 AlGaIn/GaN 異質結構及其 2DEG 電子遷移率與濃度隨中子輻照通量變化情形 .....	61
圖 3.8 SiC 與 GaN 基板結構與規格參數 .....	63
圖 3.9 THOR 爐心佈局圖及 SiC 試片的中子照射條件 .....	65
圖 3.10 利用 MCNP 計算所得之 THOR 照射管中子能譜 .....	67
圖 3.11 利用 SRIM 計算所得之 He <sup>+</sup> 與 Ar <sup>+</sup> 照射離子之濃度與 dpa 分布情形 .....	68
圖 3.12 GaN 材料中的電子濃度隨 Ar <sup>+</sup> 與 He <sup>+</sup> 輻照通量的變化情形 .....	69
圖 3.13 GaN 材料中的電子濃度下降率隨 Ar <sup>+</sup> 與 He <sup>+</sup> 輻照通量的變化情形 .....	69
圖 3.14 GaN 材料中的電子遷移率隨 Ar <sup>+</sup> 與 He <sup>+</sup> 輻照通量的變化情形 .....	70
圖 3.15 GaN 晶體的 XRD $\theta$ -2 $\theta$ 掃描圖譜率隨 Ar <sup>+</sup> 與 He <sup>+</sup> 輻照通量的變化情形 .....	72
圖 3.16 GaN 晶體的 c 軸晶格應變隨 Ar <sup>+</sup> 與 He <sup>+</sup> 輻照通量的變化情形 .....	72
圖 3.17 不同 Ar <sup>+</sup> 與 He <sup>+</sup> 輻照通量下 GaN 樣品的 PL 發光能譜 .....	73
圖 3.18 不同 Ar <sup>+</sup> 與 He <sup>+</sup> 輻照通量下 GaN 樣品的拉曼散射光譜 .....	74
圖 3.19 GaN 樣品拉曼散射之 A <sub>1</sub> (LO)聲子模式隨 Ar <sup>+</sup> 輻照通量的變化 .....	75
圖 3.20 SiC 試片之 UV-Vis 吸收光譜隨不同中子照射位置的變化 .....	77
圖 3.21 SiC 試片之能隙與 E <sub>U</sub> 值隨不同中子照射位置的變化 .....	77
圖 3.22 SiC 試片之拉曼散射光譜隨不同中子照射位置的變化 .....	78
圖 3.23 SiC VT-G 試片之拉曼散射光譜隨退火溫度的變化 .....	79
圖 3.24 SiC VT-G 試片之 E <sub>1</sub> (TO)與 E <sub>2</sub> (TO) 特徵峰的強度比 I <sub>R</sub> 隨退火溫度的變化 .....	80

圖 3.25 SiC VT-G 試片之兆赫波時域能譜經擬合之後所求得之載子濃度、  
載子遷移率、以及導電率參數隨退火溫度的變化.....80

## 表目錄

表 3.1 GaN 試片的 He <sup>+</sup> 與 Ar <sup>+</sup> 離子照射條件與 dpa 峰值 .....	66
--	----

## 中文摘要

太空任務與低軌衛星應用的高度需求已驅使許多國家競相投入太空科技領域的發展，而太空應用商業化的潮流也可望開創下一波產業的新藍海。然目前太空科技仍存在諸多的技術挑戰，其中太空環境中的高能輻射對於電子元件或系統所誘發的輻射效應，可能造成電子元件操作性能劣化或暫態失效，已成為未來太空科技發展亟待解決的問題之一。為實現太空科技的創新構想與關鍵應用，加強了解電子元件與材料輻射效應的影響與作用機制，是建立太空電子領域技術基礎的重要一環。同時，在太空極端輻射環境之下，開發先進抗輻射電子元件也是太空探索任務成功與否的重要關鍵。有鑑於此，本研究將致力於探索具有抗輻射性能的新型元件結構、材料和製程技術，以驗證新材料和元件在輻射環境下的輻射抗性，並釐清不同輻射效應的劣化機制和驗證測試方法。今年度的研究計畫主題包括：(1) 抗輻射新型記憶體元件的開發：建構質子束照射下之總游離劑量效應測試技術；(2) 抗輻射之積體電路製程與先進電晶體研究：應用於衛星軌道之抗輻射測試評估與鰭式場效電晶體製作分析；(3) 寬能隙半導體材料與元件的輻射效應評估：對 SiC 或 GaN 等寬能隙材料進行評估和輻射損傷特性分析。在此期末報告中，我們將說明上述研究主題的目的、研究方法與過程、以及所取得的主要成果與發現。

## 英文摘要

The high demand for space missions and low-earth orbit satellite applications has driven many countries to actively invest in the field of space technology. The space applications are expected to pave the way for a new wave of industry. However, current space technology faces numerous technical challenges. Among them, the radiation effects of electronic devices induced by high-energy radiation in space environments may cause the system operational performance to deteriorate or temporarily fail, which has become one of the pressing issues that need to be solved in the future. To realize innovative concepts and crucial applications in space technology, a comprehensive understanding of the impact and mechanisms of radiation effects on electronic devices and materials is pivotal in establishing the technological basis in the field of space electronics. Concurrently, the advanced radiation-hardened electronic devices developed to withstand extreme space radiation environments are also crucial for the success of space exploration missions. With this in mind, this project will be dedicated to exploring new device structures, materials, and process technologies, so as to verify the radiation resistance of new materials and devices in radiation environments and to clarify the degradation mechanisms of different radiation effects and their verification tests method. The research topics of this year's project include: (1) Development of novel radiation-hardened memory devices: establishment of test technology of total ionizing dose effects using proton beam irradiation; (2) Study of radiation-hardened IC manufacturing technology and advanced transistors: fabrication, characterization, and radiation test evaluation of FinFET transistors applied to satellite orbit; (3) Evaluation of radiation effects in wide bandgap semiconductor materials and devices: assessment and analysis

of radiation damage characteristics in SiC or GaN wide bandgap materials. In this end-of-term report, we present the objectives, research methods and processes, as well as the main achievements and findings of the aforementioned research topics.

子項一、抗輻射之新興記憶體元件開發：建構質子束照射下之總游離劑量  
效應測試技術

## 壹、計畫緣起與目的

### ● 鐵電記憶體之背景及其應用於太空任務之優勢

目前全球有超過 70%的地理區域，涵蓋了約 40%的人口(接近 30 億人口)無法使用網際網路，而讓地球上每一個人都能夠連接網路，打造一個訊號無死角的環境是通訊技術的終極發展目標，然而由於經濟條件與地理環境的限制，並不是每個區域都適合佈建通訊所需的基礎建設，更不用說廣闊的海洋。因此，以距地球約 160-2000 公里的低軌衛星(low earth orbit, LEO)建構衛星星座(satellite constellation)形塑非地面網路(non-terrestrial networks)，實現無所不在的網路服務(ubiquitous network access)構想在近年來受到廣泛的重視。相較於距離地球更遠的高軌衛星與中軌衛星，採用低軌衛星的優勢在於其距離地面較近，更具備「低延遲、低輻射、低成本」等特性。以 SpaceX 公司提供的衛星網路服務 Starlink 為例，除了延遲表現(latency)仍有待改善，2021 年第四季的資料顯示其下載與上傳資料的速度已與固網相當。值得一提的是低軌衛星除了一般民生地面通訊應用外，2022 年的烏俄戰爭也發揮重要的戰略價值。烏克蘭基輔在開戰後透過 Starlink 接收到的網路服務其下載速度可達 136.76 Mbps，也突顯當在緊急狀態、防災或戰爭狀態下，低軌衛星提供的網路服務是強化國家數位韌性(digital resilience)的重要途徑。有鑑於此，我國立法院在 2021 年三讀表決通過「太空發展法」，同時蔡英文總統宣示太空產業為國內「六大核心戰略產業」之一。自 2023 年起，「國家太空中心設置條例」正式生效。原先隸屬於「財團法人國家實驗研究院的國家太空中心」，經過正式改組成為「行政法人國家太空中心」，並納為國科會管理的法人機構。這象徵著我國太空領域踏入全新的發展時代，彰顯了台灣在全球太空競爭中積極參與的決心與意志。

由於對低軌衛星的高度需求以及對於太空探索的強烈渴望，開發抗輻射電子設備應用於太空任務中的惡劣環境至關重要。在這高度輻射的環境

中，藉由屏蔽(shielding)和封裝減緩輻射引起的元件損傷通常效果有限[1]。由於太空任務中需要在即時影像與高解析度照片在傳回地表的數據接收中心之前進行儲存，因此非揮發記憶體為目前酬載(payload)中極為重要的關鍵半導體元件之一。目前使用於酬載的非揮發記憶體是以快閃記憶體(flash memory)為主，雖然快閃記憶體已是相當成熟的技術，具備高容量的優勢，然而其對於抗輻射的能力與高電壓的操作仍有改善的空間。快閃記憶體之資料保存對於高輻射環境下較為敏感之原因在於其邏輯資料的 0 與 1 是由電荷的儲存與否決定，這種儲存機制易受輻射影響，可能導致儲存電荷流失和數據翻轉。相較於使用電荷儲存機制，鐵電記憶體(ferroelectric memory)的資料儲存機制主要基於電偶極(dipole)的極化方向。即使受到輻射引起的電流影響，其原有的極化方向仍然不太容易受到改變，可具有較佳的抗輻射能力。此外，鐵電記憶體的操作電壓也遠低於快閃記憶體，具有低功耗的優勢，因此是應用於太空任務中相當具潛力的新興記憶體技術。

事實上，鐵電記憶體並非是新穎的記憶體結構，甚至基於  $\text{Pb}[\text{Zr}_x\text{Ti}_{1-x}]\text{O}_3$  (PZT) 等傳統鈣鈦礦鐵電材料的鐵電記憶體已有商業化產品。然而 PZT 材料並不相容於現有的積體電路製程，且微縮後鐵電特性有大幅劣化之虞，因此基於傳統鈣鈦礦鐵電材料之記憶體無法提高儲存密度。然而，自 2011 年以來，傳統鐵電材料的發展限制因材料科學的進展而獲得了重大的突破，這項重要的進展源於科學家發現  $\text{HfO}_2$  氧化物在摻雜 Si 之後可具有鐵電特性(ferroelectricity)，隨後並發現其它的摻雜物(如：Al、Zr、La 等)也具有類似效果。這個發現的最重要意義在於  $\text{HfO}_2$  和相關摻雜物都完全相容於目前的積體電路製程技術，因此使用  $\text{HfO}_2$  作為鐵電材料的鐵電記憶體成為近年來學界和業界競相投入研究的領域，並可能對未來的記憶體產業發展產生深遠的影響。鐵電記憶體的結構主要有三種類型，分別是：(a)由一個電晶體和一個鐵電電容器所構成的鐵電隨機存取記憶體(ferroelectric RAM,

FeRAM)、(b)單一電晶體型式的鐵電場效電晶體(ferroelectric FET, FeFET)、以及(c)具有上下電極覆蓋鐵電薄膜的鐵電隧道結構(ferroelectric tunnel junction, FTJ)，如圖 1.1 所示。

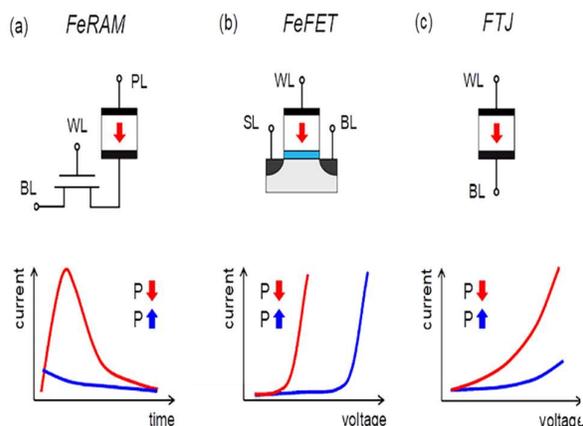


圖 1.1

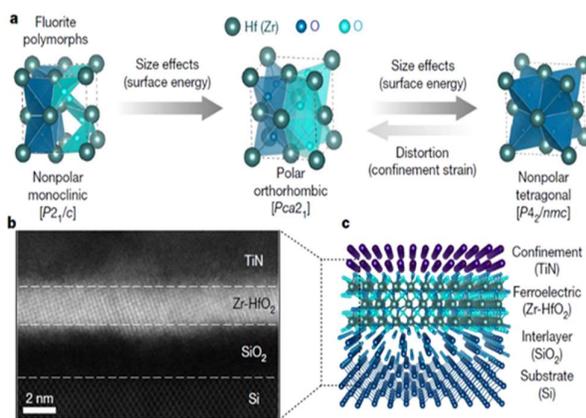


圖 1.2

圖 1.1 三種鐵電記憶體的構造與基本工作原理

圖 1.2 基於 HfO<sub>2</sub> 之鐵電薄膜其微縮潛力

更重要的是在 10 nm 等級的厚度下仍保有鐵電性。聚焦於薄膜厚度與鐵電性關連性的相關研究(所謂的 size effect)近年來也引發高度的興趣。Size effect 在傳統的鈣鈦礦結構已有完整的討論，理論上當鈣鈦礦鐵電層厚度低於 6 個 unit cell 後其鐵電性會惡化，理由是當薄膜厚度微縮時，surface energy 所驅動的 size effect 會傾向讓薄膜結晶成高對稱性(high-symmetry)的順電性，而非低對稱性(low-symmetry)的鐵電性。2020 年與 2022 年發表於 Nature 的研究則顛覆了傳統鐵電材質的 size effect，該研究指出氟石結構之鐵電薄膜與傳統鈣鈦礦結構薄膜不同，厚度縮時傾向形成具鐵電性的高對稱性 orthorhombic 晶相(o-phase)，而非低對稱性的 monoclinic 晶相(m-phase)，甚至 1 nm 的 HZO 薄膜(Zr 占 20%)亦具有鐵電性，證實了微縮的鐵電層整合於先進半導體製程的可行性與前瞻性[2, 3]。這意味著 HfO<sub>2</sub> 薄膜的鐵電性並不受微縮臨界值的限制，更薄的微縮厚度甚至可強化極化形變(polar

distortion)。這種特性對於應用極化驅動的記憶體元件具有相當大的發展潛力和優勢。如圖 1.2 所示之結構，此厚度與目前最先進的電晶體製程技術中所使用的閘極介電層相當。在 2022 年，Science 期刊的報導更進一步指出，即使  $\text{ZrO}_2$  厚度只有 0.5 nm，也能表現出鐵電性而非反鐵電性(antiferroelectricity)[4]。此外，鐵電層較薄的厚度表示其對輻射的吸收更少，因此可能導致較低的輻射損傷，這對於抗輻射應用具有重要意義[5]。由於基於  $\text{HfO}_2$  之鐵電層在元件製程與效能上的優勢，因此不論在 FeRAM 或 FeFET 鐵電記憶體的開發均深具潛力。

由於鐵電記憶體的資料儲存機制使其在輻射環境下具備高度的應用潛力，在此脈絡下， $\gamma$  射線輻射對於鐵電電容器[6-7]與 FeFET[8-11]的總游離劑量((Total Ionizing Dose, TID)效應最近引起了廣泛關注，尤其這些研究中也包括了 2020 年三星電子與 2022 年國際知名研究團隊發表於頂尖電子元件會議(IEDM)的論文，其重要性可見一斑[9, 11]。儘管相關報導均呈現了令人鼓舞的成果，鐵電記憶體確實對於  $\gamma$  射線輻射具備相當程度之抗輻射性。然而，低軌衛星與深空(deep space)的環境中其主要的輻射源是質子(proton)而非  $\gamma$  射線，而這是鐵電記憶體針對輻射研究較為欠缺的部分。值得注意的是所處高度為 500 公里的低軌衛星，其所處環境的 10 MeV 質子通量(flucence)於太陽活動最高峰(solar maximum)時為  $10^9$  ions/cm<sup>2</sup> [12]，這對於後續研究所採用的質子能量與通量相當具有參考性。2018 年有團隊報導了質子輻射(3 MeV,  $10^{15}$  ions/cm<sup>2</sup>)環境下基於  $\text{HfYO}_x$  之鐵電電容之抗輻射效應，其結果顯示鐵電特性僅有輕微的變化，如圖 1.3(a)所示，具備應用於太空任務的潛力[13]。2021 年則有團隊以 Ge 基板上製作基於  $\text{HfZrO}_x$  (HZO) 的 FTJ 鐵電記憶體為研究對象，探討質子輻射(3 MeV,  $1.5 \times 10^{13}$  ions/cm<sup>2</sup>)對於元件操作之影響。儘管剩餘極化量(remanent polarization,  $P_r$ )在質子照射後的變化可以忽略不計，但由於氧空缺(oxygen vacancy,  $\text{Vo}$ )的再擴散，如圖

1.3(b)所示，研究結果顯示質子輻射後發生了“喚醒”效應(wake-up effect)[14]。文獻上目前僅有上述 2 篇論文研究質子輻照對於基於  $\text{HfO}_2$  鐵電記憶體操作特性的影響，而鐵電記憶體家族的重要成員之一，FeFET 記憶體是目前尚未研究過鐵電記憶體，為一值得投入更多研究資源進行深入探索的主題。

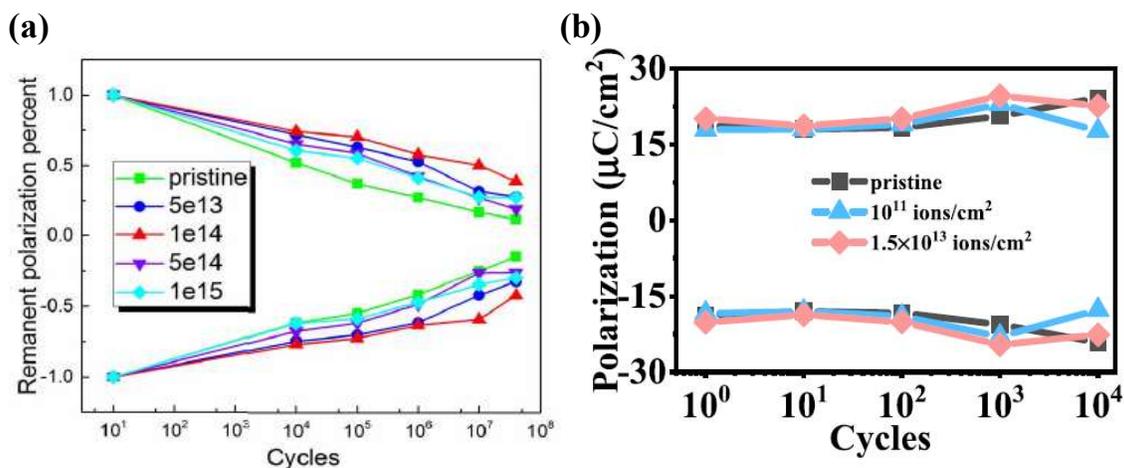


圖 1.3 (a)、鐵電電容元件，(b) Ge 基板上基於 HZO 之 FTJ 鐵電記憶體經過不同質子輻照通量下耐久度(endurance)之表現

以  $\text{HfO}_2$  作為鐵電記憶體想要邁入半導體市場面臨的最大挑戰就是在反覆操作下耐久性 endurance 的表現。典型的  $\text{HfO}_2$  鐵電電容元件會隨著操作次數的增加影響極化值的大小，圖 1.4(a)為典型的鐵電電容元件在操作次數與極化值的關係，由圖中可明顯觀察到極化值會隨操作次數增加而上升，我們稱為喚醒效應(wake-up effect)[15]，圖 1.4(b)顯示了 wake-up effect 的成因：在於初始狀態(pristine state)下，鐵電疇壁(domain wall)會被氧空缺或其他缺陷所釘扎(pinning)，電偶極無法有效切換方向，故極化值較小。然而隨著操作次數增加，極化值會逐漸上升，可能的原因包括(1)氧空缺獲得能量重新分布，並舒緩了 pinning 的現象，或是(2)在介面處的鐵電層中晶相由非鐵電相的 tetragonal-phase (t-phase) 轉變成鐵電相的 o-phase 所導致。然而隨著操作次數持續增加，極化值會漸漸劣化，稱之為疲乏效應(fatigue effect)，而 fatigue effect 的發生是來自於反覆的循環操作下電極和鐵電層介面處所

產生的新的氧空位並造成 charge trapping，這些被捕獲的電荷導致 domain wall 又再次被釘扎，因而使得極化值劣化至無法使用的狀況。為了減緩疲乏效應造成的衝擊，近期學界與業界開始探討以施加電壓脈衝的方式回復極化值。

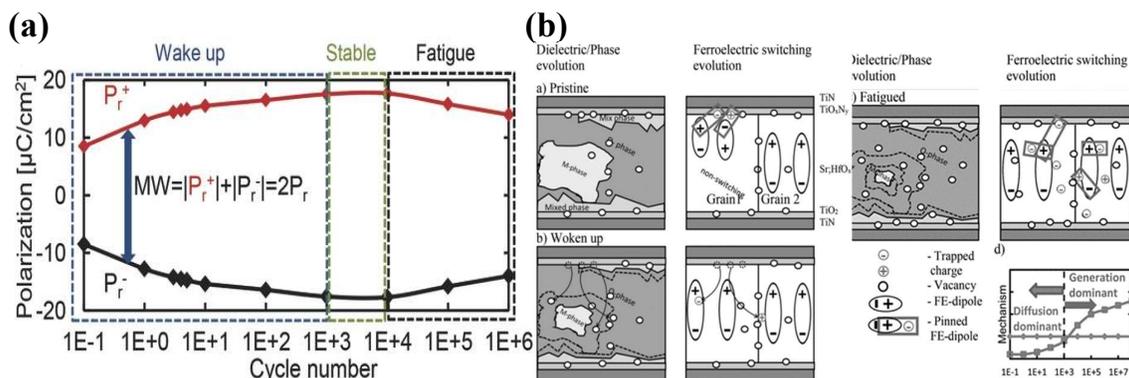


圖 1.4 (a) 鐵電電容元件在反覆操作下之耐久度表現，(b) 鐵電層在初始狀態、喚醒效應以及疲乏效應下之鐵電疇壁釘扎示意圖

所謂回復(recovery)極化值是指當元件於低電場脈衝下反覆操作而發生 fatigue effect 後，可以利用高電場下的循環操作將極化值回復至 wake-up 的狀態，此現象如圖 1.5(a)所示。圖 1.5(b)為回復現象的機制圖，鐵電元件在施加低電場脈衝進行循環操作時，隨著循環次數上升，鐵電層和介面處會發生前述 fatigue 現象，但在元件完全失效前可以施加高電場脈衝將 fatigue 過程中於鐵電層產生的缺陷重新分佈，使 domain de-pinning，讓極化值逐漸上升並回復至初始狀態[16]。簡而言之，在元件進入 fatigue effect 階段但尚未失效前，可以透過高電場脈衝進行極化值回復，反覆幾次即可延長元件的操作次數[17]。儘管上述的極化值回復技術已被證實其可行性，但文獻上均以鐵電電容元件為研究對象，尚未有極化值回復技術應用於 FeFET 鐵電記憶體的相关研究，因此是極具有研究價值的主題，而這對於 FeFET 鐵電記憶體應用於太空酬載極為重要，若輻射所造成的元件損傷亦可採用回復技術延長操作次數，這將有助於推動將鐵電記憶體應用於太空元件之中。

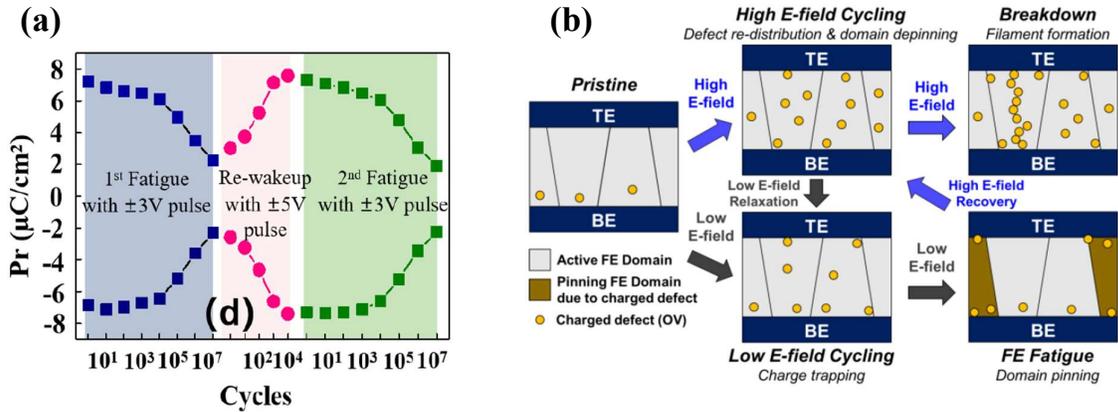


圖 1.5 (a)鐵電電容元件利用回復現象之反覆操作下耐久度表現，(b)回復現象的機制圖

為了以更接近實際太空環境的輻射效應來研究鐵電記憶體的可行性，本計畫將以基於 HZO 之 FeFET 記憶體為研究對象，探討質子輻射對於元件可靠度的影響，同時也提出強化鐵電記憶體可靠度之製程與結構與可能的回復輻射損傷方式。本計畫的目標為進一步掌握鐵電材料及元件特性隨質子輻射作用的影響，闡明可能的輻射損傷機制並提出未來的因應之道。

## 貳、研究方法與過程

為了瞭解鐵電記憶體受質子輻射照射之影響，本階段將透過製程手法改變鐵電 HZO 中 Zr 比例，並製作成 FeFET 鐵電記憶體進行相關電性量測，詳細內容可分為以下三大方面：

### 1. 製作不同 Zr 比例之 FeFET 鐵電記憶體

此階段所需 FeFET 鐵電記憶體皆製作於陽明交通大學奈米中心與國研院台灣半導體研究中心。元件基板採用 6 吋 p 型輕摻雜矽晶圓，其阻值介於 10-50 ohm-cm。在經過標準 RCA 清洗矽晶圓後，以 Cambridge NanoTech Fiji-202 DCS 原子層沉積系統(atomic layer deposition, ALD)在其上方堆疊閘極薄膜，全程腔體溫度維持在 250 °C 並保持真空。首先，在 ALD 中透過自然熱生長法使矽基板表面形成  $\text{SiO}_2$  介面層，接著在維持真空的條件下，

直接進行 HZO 鐵電薄膜沉積，此部分係採用 TDMAH、TDHAZ 兩種前驅物搭配 O<sub>2</sub> 電漿，交錯沉積 HfO<sub>2</sub> 與 ZrO<sub>2</sub> 奈米原子層堆疊，每層厚度約為 0.1 nm，透過改變兩種奈米原子層堆疊 cycle 數，可製作出 Zr 比例為 40%、50% 與 67% 的 HZO 薄膜，而各種比例的 HZO 薄膜總厚度皆控制約為 10 nm。下一步，採用物理氣相沉積系統(physical vapor deposition, PVD)製作約為 50 nm 的 TiN 金屬氮化層，作為應力層與接觸電極。在經過黃光製程定義閘極圖形後，以離子佈值搭配磷元素，進行源極與汲極區域製作。最後，以快速熱退火(rapid thermal annealing, RTA)，使 FeFET 鐵電記憶體在 800 °C 的環境維持 30 秒，完成 HZO 鐵電層結晶與摻雜活化。

## 2. 建立質子輻射照射環境

鑑於低軌衛星在運行時所承受的輻射主要來自質子，本研究以高能質子束作為輻照射源，藉此探討鐵電記憶體的輻射損傷機制。此研究主要使用國家原子能科技研究所提供的迴旋加速器系統(cyclotron system)，這套系統可以將質子加速到穩定的能量，其能提供的最高質子能量為 30 MeV。進行質子輻照實驗時，使用鋁片作為質子降能器(degrader)，藉此將質子的能量降低至實驗所設定的水平。同時，為了進行實際照射前的射束監控，使用法拉第杯(Faraday cup)、閃爍體偵測器(scintillator detector)、以及二次電子監控器(secondary electron monitors)等檢測器材進行量測，有助於確保輻照實驗的質子能量、流量(flucence)和均勻性可符合實驗需求。最後，則實際使用基於 HZO 的 FeFET 鐵電記憶體元件進行質子輻照實驗。圖 1.6 顯示質子束照射平台與 n 型通道 FeFET 鐵電記憶體元件之結構示意圖。

實驗所採用的質子能量基準是參考太空中低軌道衛星在范艾倫輻射帶(Van Allen belt)內層可能承受的質子輻射，估算其能量約為 10 MeV。本實驗使用固定的質子通量率(flux) ( $8.33 \times 10^{10}$  ions/cm<sup>2</sup>/s)，分別對鐵電記憶體元件進行 10 分鐘和 50 分鐘的質子束照射，總質子流量分別為  $5 \times 10^{13}$

ions/cm<sup>2</sup> 和  $2.5 \times 10^{14}$  ions/cm<sup>2</sup>。照射完成之後，再與未受質子照射的元件進行比較，以研究質子輻射的 TID 效應對於 FeFET 鐵電記憶體元件特性的影響。

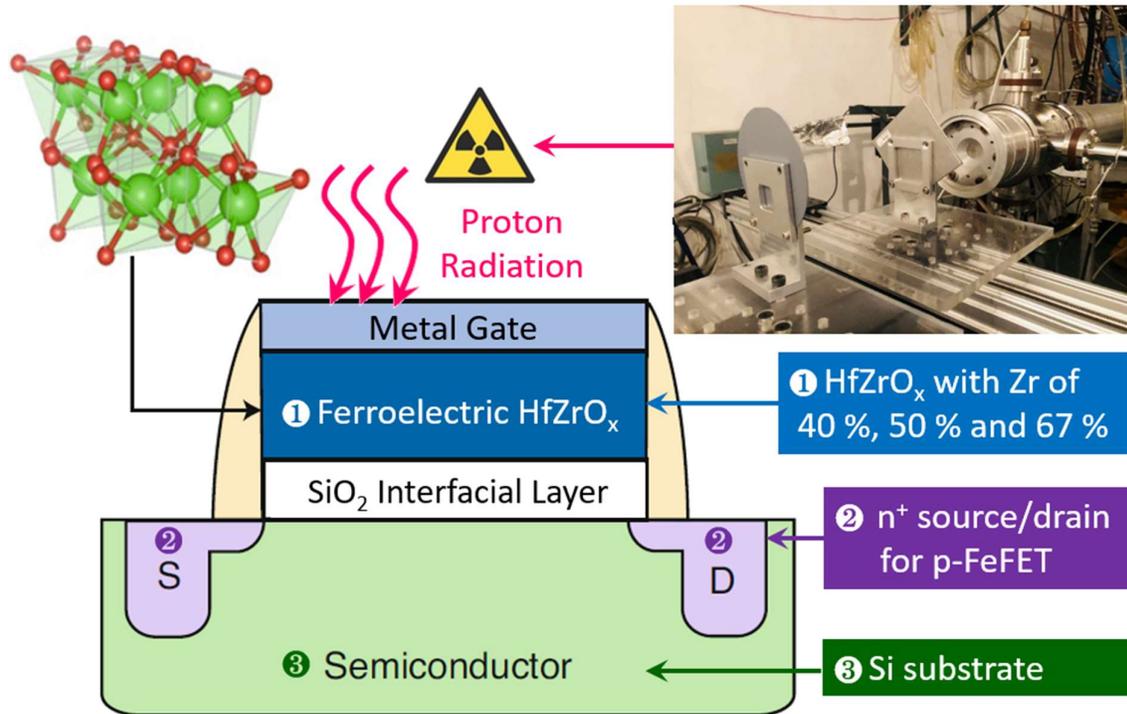


圖 1.6 質子束照射平台與 n 型通道 FeFET 鐵電記憶體元件之結構圖

### 參、主要發現

為了確認 FeFET 鐵電記憶體經過質子輻照之後，其非揮發性記憶體特性是否受到影響，圖 1.7 所示為不同 Zr 比例之 FeFET 鐵電記憶體，使用雙向脈衝電壓( $\pm 5$  V/5  $\mu$ s)對元件反覆進行寫入，其臨界電壓(threshold voltage,  $V_{TH}$ )隨操作次數之變化。當 Zr 比例為 40 %與 50 %時，即使經過質子輻照後的 FeFET 鐵電記憶體皆能維持穩定的臨界電壓至  $10^7$  次，其中，Zr 比例為 50 %時則在反覆操作後有較大的記憶視窗表現。隨著 Zr 比例上升至 67 %，FeFET 鐵電記憶體則可進一步反覆操作至  $10^8$  次而不會 breakdown，然而，當質子照射流量達到  $2.5 \times 10^{14}$  ions/cm<sup>2</sup> 後，在  $10^0$  次即受到高臨界電壓

減少導致記憶視窗出現衰退，推測 Zr 比例為 67 % 的 FeFET 鐵電記憶體在經過高流量質子輻射照射後，鐵電層出現衰退。此部分需透過下一步直接量測閘極鐵電切換電流來確認。

**圖 1.8** 顯示 Zr 比例 67 % 的 FeFET 鐵電記憶體，將源極、汲極以及基極相接後[18]，在不同質子輻射流量照射下，閘極電流-電壓( $I_G$ - $V_{GS}$ )曲線隨操作次數增加之變化。當質子照射流量達  $5 \times 10^{13}$  ions/cm<sup>2</sup>，在 +3 V 閘極電壓的位置僅會出現單一切換電流峰，且在反覆操作之後矯頑電壓(coercive voltage)亦無明顯變化。然而，當質子照射流量上升至  $2.5 \times 10^{14}$  ions/cm<sup>2</sup>，初始狀態( $10^0$  次)之  $I_G$ - $V_{GS}$  曲線在正閘極電壓出現兩個切換電流峰，且在 +4 V 閘極電壓位置具有更高的切換電流峰強度，導致矯頑電壓增加，以及切換電流分布變廣，此現象意味著在質子輻射照射後，介面處會產生氧空缺並導致電偶極發生 pinning [19]。經過  $10^1$  次的反覆操作後，位於 +4 V 閘極電壓的電流峰消失，同時，在 +3 V 的強度開始增加。在反覆操作過程中，正矯頑電壓降低可能與照射輻射所增加的氧空缺與 de-pinning 有關[19]。同樣地，在負閘極電壓區亦可觀察到相同的 de-pinning 現象，當反覆操作次數介於  $10^0$  至  $10^2$  次區間，隨著質子照射流量上升至  $2.5 \times 10^{14}$  ions/cm<sup>2</sup>，切換電流峰不僅強度從 100  $\mu$ A 下降至 50  $\mu$ A，形貌亦從陡峭的單一電流峰轉為分布廣泛的平坦形，這意味著翻轉電偶極更加困難，需要使用更大的電壓範圍才能完全切換，此種在負閘極電壓區受阻礙的切換電流特性，亦可用來解釋圖 1.7 之中 Zr 比例為 67 % 的 FeFET 鐵電記憶體，在照射輻射流量  $2.5 \times 10^{14}$  ions/cm<sup>2</sup> 後高臨界電壓產生衰退。

**圖 1.9** 顯示質子輻射流量對鐵電遲滯曲線與斜率的影響。如圖中黃色紅色框所示區域，由於鐵電遲滯曲線是由瞬態電流對時間積分計算而得，其斜率可用來反映矯頑電壓分佈。舉例來說，較陡峭(較大)的斜率代表矯頑電壓分佈較為密集，在小範圍的電壓區間就可以切換所有的電偶極。從結果

來看，Zr 比例為 67% FeFET 鐵電記憶體在反覆操作  $10^3$  次後，照射輻射流量越高的元件在負電壓方向斜率則越小，意味著在此電壓範圍下受到輻射照射所產生的缺陷影響，導致可被翻轉的電偶極減少。另外，也萃取出 Zr 比例為 50% 與 67% FeFET 鐵電記憶體，在反覆操作過程中的斜率變化。無論何種 Zr 比例或質子照射流量，在經過反覆操作後其斜率皆有所增加，此現象來自於 wake-up effect 有利增加翻轉電偶極之效率。而 Zr 比例 50% 與 67% 的 FeFET 鐵電記憶體，在高流量質子輻照後具有相反的斜率增加趨勢，後者隨著流量增加而有較小的斜率增加率，意味著 67% 的 FeFET 鐵電記憶體可能具有較差的輻射抗性，此差異需要後續進一步透過物性分析來確認其背後機制。

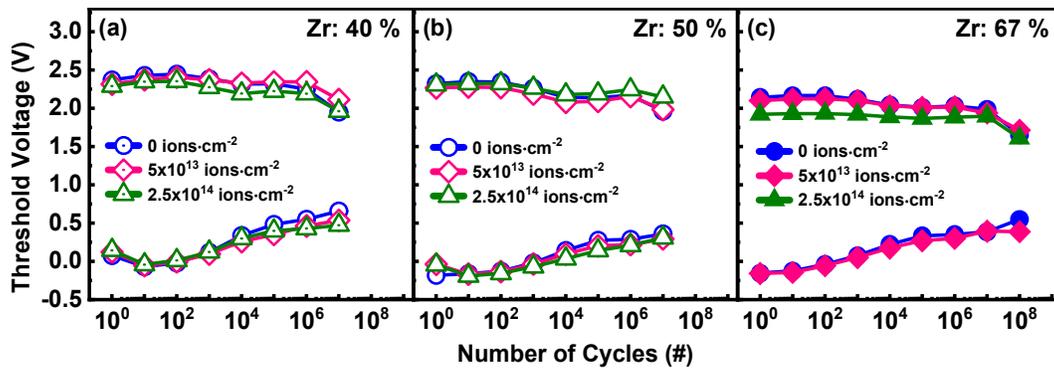


圖 1.7 不同質子流量對 Zr 比例為(a) 40%、(b) 50%與(c) 67% FeFET 鐵電記憶體之臨界電壓耐久性影響

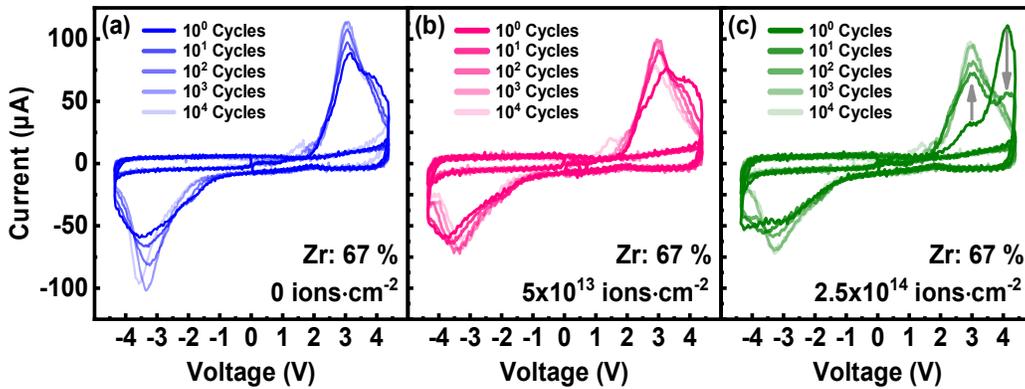


圖 1.8 不同反覆操作次數照射質子流量(a) 0 ions/cm<sup>2</sup>(b) 5 × 10<sup>13</sup> ions/cm<sup>2</sup> (c) 2.5 × 10<sup>14</sup> ions/cm<sup>2</sup> 後對 FeFET 鐵電記憶體(Zr : 67 %) 閘極切換電流影響

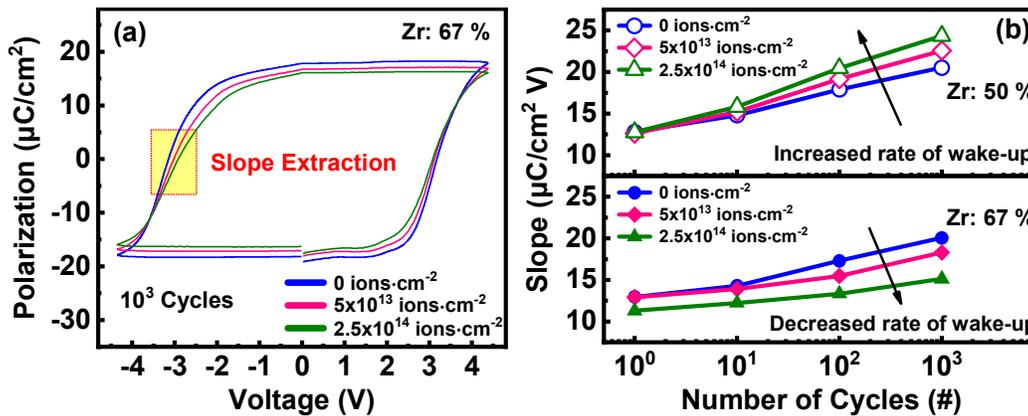


圖 1.9 不同質子流量對 FeFET 鐵電記憶體(a)在 Zr 為 67 %之遲滯曲線以及 (b)在 Zr 為 50 %與 67 %於不同反覆操作次數之斜率變化

圖 1.10 分析了 Zr 比例 50%與 67%的 FeFET 鐵電記憶體在質子輻照與反覆操作下之氧空缺行為表現。值得注意的是，在鐵電層中只有兩個主要晶相，包括 tetragonal 與 monoclinic 晶相。Zr 含量較高的鐵電層具有較高成分的 tetragonal 晶相與較低成分的 monoclinic 晶相。通常大多數剛製作完成的 FeFET 鐵電記憶體，由於結晶過度性之故，其氧空缺會聚集在 HZO 鐵電層與 Si 基板的介面而非 HZO 鐵電層之本體(bulk)，因此在示意圖中底部界面附近顯示了數量較多的氧空缺。然後，隨著額外能量的提供(如質子輻

射)，氧空缺開始重新分佈。對於 Zr 比例 50% 的 FeFET 鐵電記憶體，如圖 1.10a，圖 1.10c 和圖 1.10e 所示，當質子通過元件時，損失的能量施加於氧空缺並使其重新分佈(re-distribution)，從而舒緩了鐵電疇壁釘扎效應。此外，新的氧空缺幾乎不會形成。經過反覆操作後，展現出更明顯的鐵電疇壁去釘扎效應。需要注意的是，由於輻射有助於舒緩釘扎效應，與未經輻射的 FeFETs 鐵電記憶體相比，輻射照射過的 Zr 比例 50% 之 FeFET 鐵電記憶體在圖 1.9b 中呈現出更大的 P-V 斜率。對於 Zr 比例 67% 之 FeFET 鐵電記憶體而言，如圖 1.10b，圖 1.10d 和圖 1.10f 所示，由於本質氧空缺(intrinsic  $V_o$ ) 含量更高，相比於 Zr 比例 50 % 之 FeFET 鐵電記憶體，當質子通過元件時損失的能量將會產生更多的氧空缺。儘管在反覆操作下仍會有輕微的重新分佈，但更高濃度的氧空缺仍然會在 HZO 鐵電層之晶粒界面引起鐵電疇壁釘扎。由於氧空缺生成效應比其重新分佈效應更為顯著，因此隨著質子流量的增加，Zr 比例 67 % 之 FeFET 鐵電記憶體呈現較差的 P-V 斜率和較差的 FeFETs 性能，這解釋了圖 1.9b 中所示的斜率趨勢。

事實上，文獻上對於非晶  $HfO_2$  已經很充分的研究，其結果顯示氧空缺的電子捕獲(electron trapping)效應對於後續氧空缺的數量有決定性的影響，其主要影響的方式包括(1) 氧空缺中的電子捕獲可促使附近產生新的氧空缺，(2) 氧空缺中的電子捕獲引起的周圍原子網絡變形(distortion)可以在附近創建另一個電子捕獲的前驅點(precursor site)，而這些前驅點進一步的電子捕獲會促使新的氧空缺形成。換句話說，一旦電子被現有的氧空缺捕獲，就很可能在現有的氧空缺附近生成新的氧空缺。由於在輻射下可以產生電子，因此預期在質子輻射照射期間將生成新的氧空缺。由於 Zr 比例 67 % 之 FeFET 鐵電記憶體的 HZO 鐵電層之本質氧空缺數量比 Zr 比例 50% 之 FeFET 鐵電記憶體還高，故在輻射照射期間產生電子時，更多的電子將被現有的氧空缺捕獲，因此在附近生成更多氧空缺的可能性更高。這樣的機

制也支持當 FeFETs 之本質氧空缺數量較高時，其在質子輻射照射期間將遭受更嚴重損壞的論點。

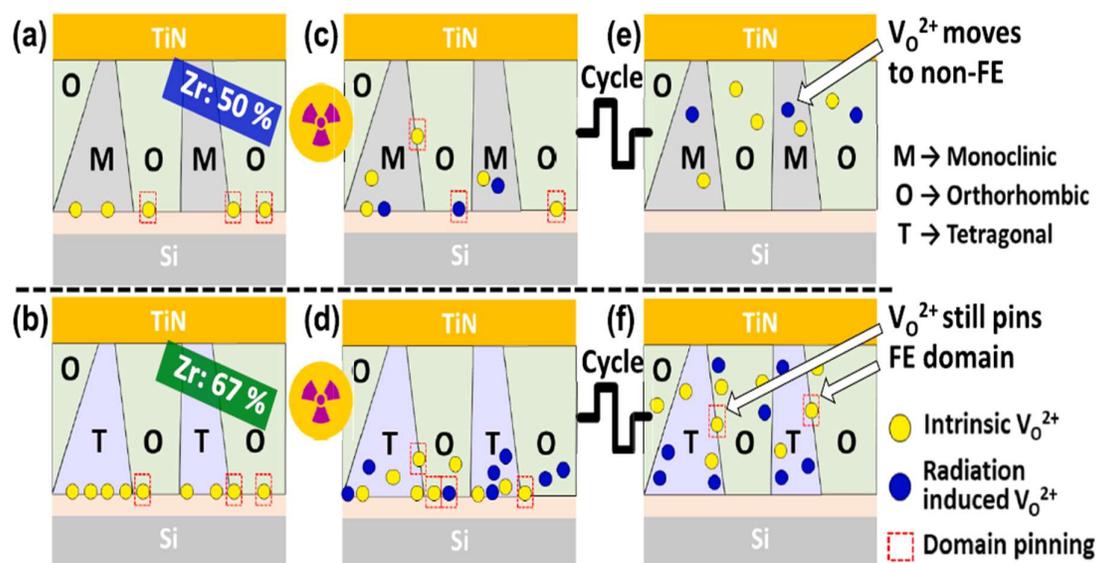


圖 1.10 FeFET 鐵電記憶體中氧空缺數量的分布狀況。(a)、(b) 未照射輻射下之情況，(c)、(d) 照射輻射之情況，(e)、(f) 照射輻射後晶反覆操作之情況。其中(a)、(c)、(e)對應 Zr 比例 50%之 FeFET 鐵電記憶體，(b)、(d)、(f)對應 Zr 比例 67%之 FeFET 鐵電記憶體

圖 1.11a 顯示了在不同質子流量下，Zr 比例 50%與 67%之 FeFET 鐵電記憶體所對應的 X 射線光電子能譜(XPS)之 O 1s 能譜。圖 1.11b 顯示了不同質子流量下 HZO 鐵電層之晶格氧(Lattice Oxygen, LO, 531.4 eV)和非晶格氧 (Non-Lattice Oxygen, NLO, 532.3 eV)之分峰拆解(deconvolution)結果，其中非晶格氧與氧空缺高度相關。值得注意的是，為了分析 XPS 訊號以擷取有意義的資訊，本團隊先完成了背景信號的去除，從文獻中指定了 LO 和 NLO 訊號位置，然後以 XPSPEAK41 軟體進行分峰拆解。最後，NLO 比例由 NLO 的訊號面積與 LO 和 NLO 訊號總面積之比例來定義。對於 Zr 比例

50%之 FeFET 鐵電記憶體，即使在高達  $2.5 \times 10^{14}$  ions/cm<sup>2</sup> 流量時，氧空缺數量幾乎不變。然而，對於 Zr 比例 67 %之 FeFET 鐵電記憶體，氧空缺數量則增加了 4.5 %。在未照射輻射的情況下，Zr 比例 67 %之 FeFET 鐵電記憶體由於 tetragonal 晶相較多，故具有更高的本質氧空缺數量，而這也在多項文獻中獲得證實。從模擬結果得知，tetragonal 晶相較多導致氧空缺數量較高的原因在於氧空缺可以使 tetragonal 晶相之體積能(bulk energy)更低，有益於 tetragonal 晶相的穩定。根據上述分析，本質氧空缺數量較高的鐵電材料將會在輻射照射下產生更多的氧空缺。

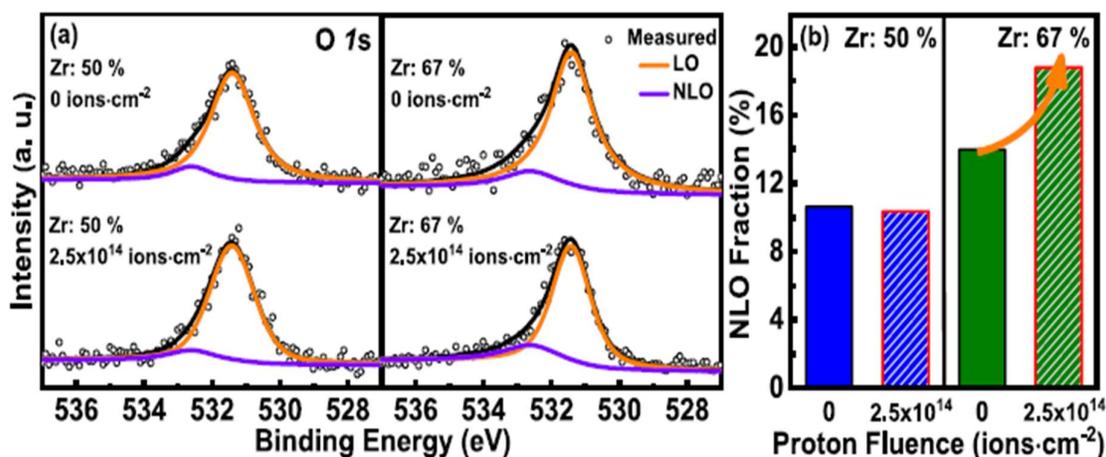


圖 1.11(a) 質子輻射流量對於 Zr 比例 50 %與 67 %之 FeFET 鐵電記憶體其 XPS O 1s 能譜及分峰拆解之影響。(b) 質子輻照流量對於不同 FeFET 鐵電記憶體其非晶格氧(NLO)比例影響

從上述的分析可推論 Zr 比例 50 %之 FeFET 鐵電記憶體，由於具備較少的本質氧空缺數量，故具備了更優異的抗輻射能力。基於這項發現，本研究持續以此比例之 FeFET 鐵電記憶體為對象，探討質子流量與資料保存能力之關聯性，其結果如圖 1.12 所示。在不同質子流量照射後，FeFET 鐵電記憶體之初始記憶視窗差距不大，而流量達  $2.5 \times 10^{14}$  ions/cm<sup>2</sup> 時，資料保存能力的衰減程度相較於其他流量較為嚴重。儘管如此，在  $10^4$  秒也僅有些微的衰減，以外差法延伸至 10 年線仍有 2.2 V 的記憶視窗，這也再次證實

比例 50 %之 FeFET 鐵電記憶體具有極優異的質子輻射韌性(radiation resilience)。

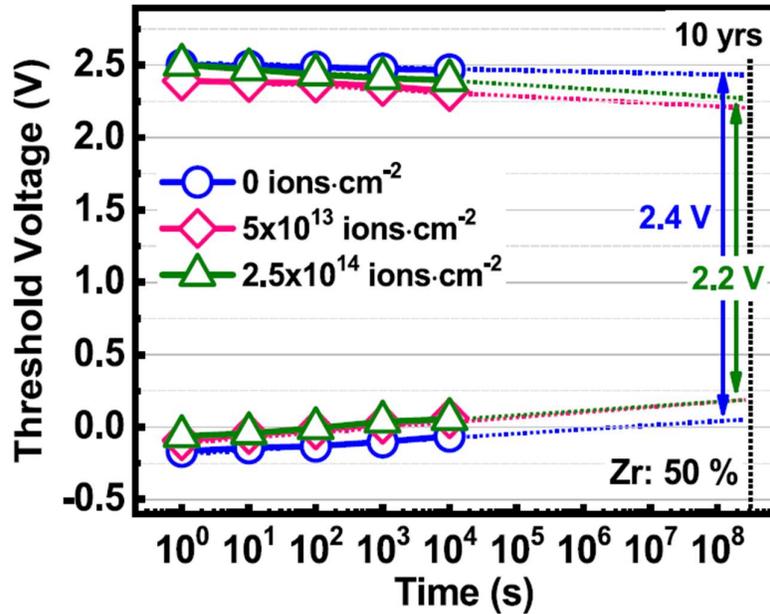


圖 1.12 質子輻射流量對於 Zr 比例 50 %之 FeFET 鐵電記憶體其資料保存能力之影響

#### 肆、結論

儘管基於 HZO 之 FeFET 鐵電記憶體近期引發極高的關注，文獻也有相關論文探討  $\gamma$  射線輻射對 FeFET 鐵電記憶體操作特性與可靠度的影響，然而關於質子輻射的研究卻付之闕如。本計畫是首次探討質子輻照流量對於基於 FeFET 鐵電記憶體之特性影響，其中 HZO 鐵電層之 Zr 含量範圍從 40 %到 67 %，而質子流量最高達  $2.5 \times 10^{14}$  ions/cm<sup>2</sup>。結果顯示，Zr 比例 67 %之 FeFET 鐵電記憶體於質子輻射照射後呈現較小的記憶視窗、較惡化的可靠度與較差的 P-V 斜率。經由詳細的機制探討推論這是由於由其本質氧空缺數量較多，經過輻射照射後產生更多的氧空缺。反觀在相同的質子流量下，Zr 比例 50 %之 FeFET 鐵電記憶體對質子輻照表現出更高的韌性

(resilience)，不僅呈現高達 2.4 V 的記憶視窗，即使經過  $10^7$  次的反覆操作其記憶視窗僅有些微衰減。此外，其在高流量的輻射照射下亦能在 10 年線保持極佳的記憶視窗，為太空任務應用提供更具前瞻性的競爭優勢。本計畫的研究成果將刊登 2024 年 Applied Surface Science (網路版已經公告)，該期刊 2022 年的影響因子為 6.7，為 MATERIALS SCIENCE, COATINGS & FILMS 領域前 5% 之頂尖期刊。根據期刊網站說明，該期刊接受率僅 18%，顯示本研究主題獲得頂尖學術社群的高度肯定，以下為本研究發表於該期刊的詳細資訊。

Hao-Kai Peng, Sheng-Yen Zheng, Wei-Ning Kao, Ting-Chieh Lai, Kai-Sheun Lee, Yung-Hsien Wu\*, “Impacts of Zr content of HfZrO<sub>x</sub>-Based FeFET memory on resilience towards proton radiation,” Applied Surface Science, vol. 645, p. 158788, 2024.

<https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2023.158788>

## 伍、參考資料

- [1] J. Prinzie et al., “Low-Power Electronic Technologies for Harsh Radiation Environments,” Nature Electronics, 4, 243 (2021)
- [2] S.S. Cheema et al., “Enhanced Ferroelectricity in Ultrathin Films Grown Directly on Silicon,” Nature, 580, 478 (2020)
- [3] S.S. Cheema et al., “Ultrathin Ferroic HfO<sub>2</sub>-ZrO<sub>2</sub> Superlattice Gate Stack for Advanced Transistors,” Nature, 604, 65 (2022)
- [4] S.S. Cheema et al., “Emergent Ferroelectricity in Sub-Nanometer Binary Oxide Films on Silicon,” Science, 376, 648 (2022)
- [5] J. Prinzie et al., “Low-Power Electronic Technologies for Harsh Radiation Environments,” Nature Electronics, 4, 243 (2021)
- [6] F. Huang et al., “HfO<sub>2</sub>-Based Highly Stable Radiation-Immune Ferroelectric Memory,” IEEE EDL, 38, 330, (2017)

- [7] W. Xiao et al., “Thermally Stable and Radiation Hard Ferroelectric Hf<sub>0.5</sub>Zr<sub>0.5</sub>O<sub>2</sub> Thin Films on Muscovite Mica for Flexible Nonvolatile Memory Applications,” ACS Appl. Electron. Mater., **1**, 919, (2019)
- [8] K. Y. Chen et al., “Ionizing Radiation Effect on Memory Characteristics for HfO<sub>2</sub>-Based Ferroelectric Field-Effect Transistors,” IEEE EDL, **40**, 1370, (2019)
- [9] H. Bae et al., “Sub-ns Polarization Switching in 25nm FE FinFET toward Post CPU and Spatial-Energetic Mapping of Traps for Enhanced Endurance,” IEDM, 31.3.1, (2020)
- [10] H.K. Peng et al., “Improved Reliability and Read Latency Under Radiation Observed in HfZrO<sub>x</sub> Based p-FeFETs With AlON Interfacial Layer,” IEEE EDL, **43**, 494, (2022)
- [11] K.A. Aabrar et al., “Total Ionizing Dose Effect in Tri-gate Silicon Ferroelectric Transistor Memory,” IEDM, 32.7.1, (2022)
- [12] C. Acha et al., “Proton Irradiation Effects on Metal-YBCO Interfaces,” Radiat. Phys. Chem., **183**, 109404, (2021)
- [13] Y. Wang et al., “Proton Radiation Effects on Y-Doped HfO<sub>2</sub>-Based Ferroelectric Memory,” IEEE EDL, **39**, 823, (2018)
- [14] X. Yang et al., “The Effects of Proton Radiation on Aluminum Oxide/Zirconium-Doped Hafnium Oxide Stacked Ferroelectric Tunneling Junctions,” Appl. Phys. Express, **14**, 061001, (2021)
- [15] M. Pešić et al., “Physical Mechanisms Behind the Field-Cycling Behavior of HfO<sub>2</sub>-Based Ferroelectric Capacitors,” Adv. Funct. Mater., **26**, 4601, (2016)
- [16] Y.K. Chang et al., “The Field-dependence Endurance Model and Its Mutual Effect in Hf-based Ferroelectrics,” IEEE Inter. Reliability Physics Symposium, 3A.1-1, (2022)

- [17] T. Gong et al., “Observation and Characterization of Recoverable Fatigue Process Under Low-Electric Field ( $<1.8\text{MV/cm}$ ) in HfZrO Ferroelectric Film,” *IEEE EDL*, 42, 1288, (2021).
- [18] K. Toprasertpong et al., “Evaluation of Polarization Characteristics in Metal/Ferroelectric/Semiconductor Capacitors and Ferroelectric Field-Effect Transistors,” *Appl. Phys. Lett.*, 116, 242903 (2020).
- [19] P. Cai et al., “Investigation of Coercive Field Shift During Cycling in HfZrO<sub>x</sub> Ferroelectric Capacitors,” *IEEE Trans. Electron Devices*, 69, 2384 (2022).

子項二、抗輻射之積體電路製程與先進電晶體研究：應用於衛星軌道之抗  
輻射測試評估與繡式場效電晶體製作分析

## 壹、計畫緣起與目的

### 應用於衛星軌道積體電路抗輻射測試之研究背景

在太空科技領域中，應用新穎材料或結構之半導體元件以增進其抗輻射特性，一直都有研究在探討。然而通常較可行的做法，是以目前主流的 CMOS 邏輯元件與晶片經輻射環境的可靠度測試後，即所謂商規現成的零件(Commercial Off-The-Shelf, COTS)，建構成衛星電子系統[1]。為了避免半導體元件在太空輻射環境下失效造成衛星故障，確定元件在輻射傷害下造成的劣化程度及抗輻射能力是非常重要的工作。因此，本研究的重點將聚焦在金氧半場效電晶體(MOSFET)和繡式場效電晶體(FinFET)受到輻射損傷後的元件可靠度。

人造衛星於近地軌道的輻射環境最主要是高能量質子照射，衛星任務期間所受的輻射總劑量並不高(約 10 kRad/year)，因此半導體元件的輻射效應主要考量的是單事件效應(SEU)產生的特性衰退。但是使用質子束進行輻射測試除了需要加速器系統，也需要搭配真空照射腔體、即時量測設備與軟體等。另外，計算 SEU 的指標參數為錯誤率(Failure rate)或捕捉截面(Capture cross section)，需要快速累計大量元件之測試數據做統計分析。再者，元件所吸收的能量以線性能量轉換(Linear energy transfer, LET)為變化參數，必須先估算質子束入射到半導體元件表面的能量與通量，然後計算射束經元件反應區域吸收的能量等。若以上測試設備、能量計算、元件結構、晶片等沒有確實掌握，則無法評估 SEU 效應。另一方面，以 Co-60 輻射總劑量(TID)測試半導體元件與晶片，可以讓元件確實吸收到已知的能量，測試結果的再現性(repeatability)、均勻性(device-to-device uniformity)也都很一致。因此，人造衛星電子元件與系統的抗輻射規格有許多是 Co-60 TID 與質子束產生 SEU 之線性能量轉移(LET)並列，以提供可靠性檢測的選擇。由於以 Co-60 TID 測試半導體元件有許多優點，又希望抗輻射測試能較接

近 SEU 效應的物理機制，本研究將探討以 Co-60 進行 TID 測試的高輻射劑量率效應。另外，本研究也將研究 Co-60 高輻射劑量率下其吸收能量，與質子束在進行 SEU 測試產生的 LET，計算分析兩者抗輻射規格的關聯。

### 鳍式場效電晶體與高介電閘氧化層研究

CMOS 積體電路製程技術不斷進步，推動電晶體的特徵尺寸(feature size)持續縮小。當電晶體的特徵尺寸降至 45 nm 以下時，Bulk CMOS 電晶體將面臨三大挑戰：(1)汲極(Drain)和源極(Source)之間的次臨界電流(subthreshold current)持續增加；(2)閘極(gate)介電層的漏電流逐漸加劇；(3) Bulk CMOS 電晶體的臨界電壓容易受到製程變異(process variation)使得晶片中每個電晶體的摻雜濃度存在差異，即為摻雜波動(doping fluctuations)。由於電晶體的臨界電壓與摻雜濃度息息相關，然隨著電晶體尺寸縮小，微小的摻雜差異即可導致巨大的臨界電壓變化。相比之下，FinFET 並不會受到 Bulk CMOS 電晶體所面臨的問題。在特徵尺寸低於 20 nm 的製程中，FinFET 為實現先進積體電路的最佳選擇[2]，因為它不僅解決了 Bulk CMOS 電晶體的種種問題，而且製程上的差異也不大。FinFET 的結構像是一條魚鰭(Fin)，連接汲極和源極之間的通道，這個通道結構外觀既高且薄。控制汲極和源極之間通道導通的閘極外型則呈現門字型，緊密圍繞著通道的三個面。因此，FinFET 的閘極電壓對通道具更高的控制性，可以更有效地控制通道的開啟與關閉。

平面型 Bulk CMOS 電晶體的閘極僅能控制通道的上半部分，並無法控制連接到基板(substrate)或井區(well)之通道的下半部分，導致 Bulk CMOS 閘極對通道控制能力較弱，而通常基板也是雜散的漏電流傳導路徑的重要來源。如前述，由於 FinFET 電晶體的閘極對通道具有更佳的控制能力，可有助於抑制短通道效應，減少汲極和源極之間的次臨界漏電流。此外，由於 FinFET 之閘極對通道控制性佳，也可增加閘極的絕緣層(gate oxide)厚度，較厚的絕緣層亦能有效降低閘極的漏電流。通常，FinFET 通道不進行或僅

進行少量的摻雜，FinFET電晶體也因而具有較高的載子遷移率(carrier mobility)，而摻雜波動所導致的元件變動(device variation)也較小。

隨著極大型積體電路(Ultra Large Scale Integration, ULSI)技術的進展，MOS電容元件的氧化層厚度需求持續變薄。為了提升其元件特性與可靠性，近年來已有相關研究採用含氮氧化層(oxynitride)，它不僅效果良好，同時也抑制了 $p^+$ 多晶矽閘極硼穿透問題。儘管如此，對於特徵尺寸 $0.1\ \mu\text{m}$ 以下的元件，閘極氧化層厚度必須低於 $1.5\ \text{nm}$ 。在這樣的情況下，傳統的氧化層或類似材料已經無法應用。因為閘極介電層過薄將使得漏電流大幅增加，並衍生許多積體電路相關的問題，如：靜態功耗和熱消散等。因此，增加介電層厚度成為必要的選擇，同時為了要在單位面積下保持相當大小的閘極電容，使用高介電係數的介電材料成為必要之趨。近年來，氮化矽( $\text{Si}_3\text{N}_4$ )已被部分國際知名的學者使用JVD、RTCVD等技術製成具有良好特性的閘極介電層，雖然氮化矽較二氧化矽( $\text{SiO}_2$ )的介電係數為高，可採用的厚度較厚，但與 $\text{SiO}_2$ 相似，厚度低於 $1.5\ \text{nm}$ 以下仍存在顯著的漏電流問題。為了實現閘極介電層的等效氧化層厚度(Equivalent Oxide Thickness, EOT)小於 $1\ \text{nm}$ ，許多學者正在嘗試使用高介電係數(high-k)的材料，如： $\text{HfO}_2$ 、 $\text{Al}_2\text{O}_3$ 、 $\text{ZrO}_2$ 、 $\text{Ta}_2\text{O}_5$ 等[3]。雖然效果良好，但由於這些材料中含有氧元素及其它金屬成分，經由元件製程中的熱循環(thermal cycle)，最終形成的MOSFET電性與可靠度常常容易受到影響。因此，本研究採用原子層沉積(Atomic Layer Deposition, ALD)的技術，藉由製程中的即場(in-situ)含氮氣體前處理，進行矽表面的氮化，接著在成長高介電係數氧化層，使其等效氧化層厚度達到 $1\ \text{nm}$ 以下。利用厚度極薄且品質極高的含氮氧化層( $\text{Si}_x\text{N}_y\text{O}$ )，結合適當的高介電係數氧化層(如： $\text{HfO}_2$ 、 $\text{ZrO}_2$ 、 $\text{Al}_2\text{O}_3$ 等)，以及後續電漿或超臨界流體等的退火處理，可以製得電性與可靠度均相當優異的介電層。因此，本研究將應用閘極氧化層堆疊相關製程技術以提升先進FinFET元件的輻射耐受性，期望達到

符合太空輻射環境使用標準的標準。

## ◆ 國際重要成果回顧

針對半導體元件的 TID 效應，分別分析文獻中的低高輻射劑量率效應，以說明本研究之目的與重要性。對於鰭式場效電晶體的製程開發，分析先進的低溫電漿後氧化製程，以作為本研究製程參數之參考。

### 1. 輻射劑量率效應

半導體元件的輻射傷害，除了總劑量效應(TID)，低劑量率下可能增大元件的傷害，也就是所謂的 Enhanced low-dose-rate sensitivity (ELDRS)。ELDRS 效應已有許多文獻報告[4]，因為它也說明了抗輻射檢測必須注意劑量率效應。如圖 2.1(a) 所示在不同輻射劑量率下比較器輸入偏壓電流變化，可以看出極低輻射劑量率下比較器輸入偏壓電流大幅增加。然而 ELDRS 僅在低電場照射下具有高缺陷密度的氧化物層中觀察到顯著的元件特性變化，幾個物理模型解釋了 ELDRS 的各種原因，這些包括 SiO<sub>2</sub> 介電層主體中的空間電荷對隨後的空缺、電子和質子傳輸的影響；電子-空缺複合和/或低能電子陷阱對 SiO<sub>2</sub> 中有效電荷產率的影響；界面陷阱的形成與原子氫的二聚化之間的競爭；以及輻照期間和之後空缺和含氫物質之間的溫度和時間相關的相互作用等。圖 2.1(b) 為在不同輻射劑量率下 MOS 元件界面陷阱密度變化，可以看出低輻射劑量率下界面陷阱密度增加，結果也比較了 SiO<sub>2</sub> 中電荷捕獲的空間電荷模型與雙極基氧化物電容器中的 ELDRS 效應是一致的。SiO<sub>2</sub> 中的空缺遷移率大於質子遷移率，因此在 Si/SiO<sub>2</sub> 界面附近傳輸或次穩態捕獲的空缺可以在高劑量率輻射期間延遲或阻止質子傳輸。如果質子不能到達界面，它們就不能反應形成界面陷阱，從而減少增益衰減。在較低的劑量率下，輻照期間界面附近的正電荷濃度較低，從而允許質子傳輸到界面。然而一般太空環境的輻射強度比實驗室的照射強度低很多，由

於 ELDRS 效應，為了減少高輻射劑量率對電子元件抗輻射檢測的誤差，IEEE Std 383 規定照射劑量率為 1 MRad/hr 以下。

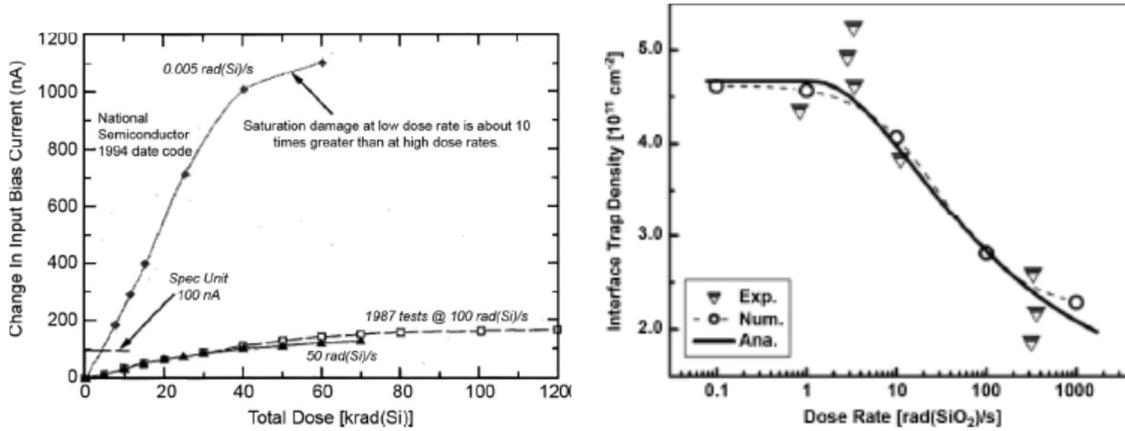


圖 2.1 在不同輻射劑量率下(a)比較器輸入偏壓電流變化，(b)MOS 元件界面陷阱密度變化

反之，衛星在太空環境的任務期內所受的 TID 並不高，然而卻可能在短時間內有高輻射劑量率的發生，對電子元件的影響如何，卻很少有文獻報告。

本研究團隊曾以先進製程技術製作平面及鰭式電晶體，以探討輻射劑量率效應，圖 2.2 為平面及鰭式電晶體之  $I_{on}$ 、 $I_{off}$  退化比例對不同輻射劑量率圖[5]。初步可以發現當輻射劑量率較高時，會導致元件特性的明顯偏移或退化，因此在進行抗輻射測試時，必須清楚標明輻射劑量率，並依據相關規範選擇合適的範圍。原因可能是輻射導致的氧化層電荷  $Q_{ot}$ ，在相同總劑量下劑量率高的照射時間短，同時產生的退火效應時間也短，因此留下的  $Q_{ot}$  也較多，導致電晶體的  $I_{on}$  衰退與  $I_{off}$  增加都較嚴重。此研究結果顯示，在不高的 TID 下，例如 100 Krad(Si)，先進半導體元件並沒有 ELDRS 效應。反之，在較高輻射劑量率下會造成較大的元件特性偏移或衰退。

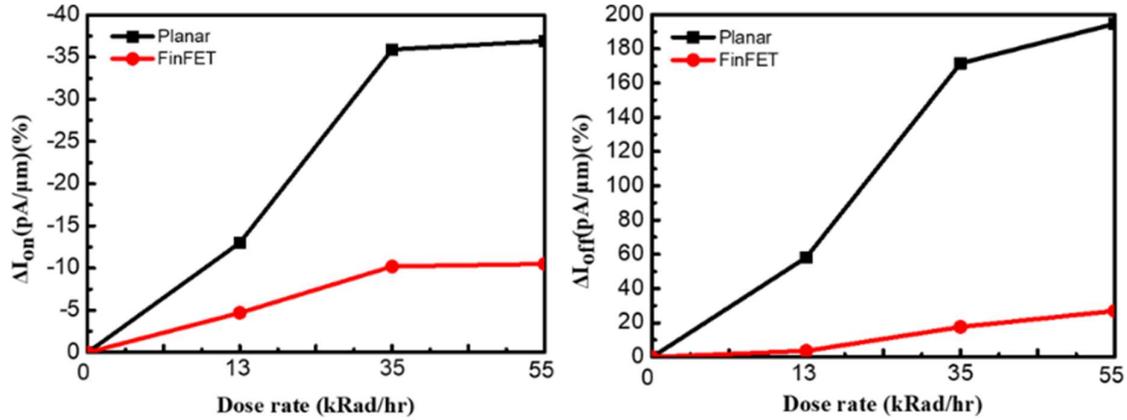
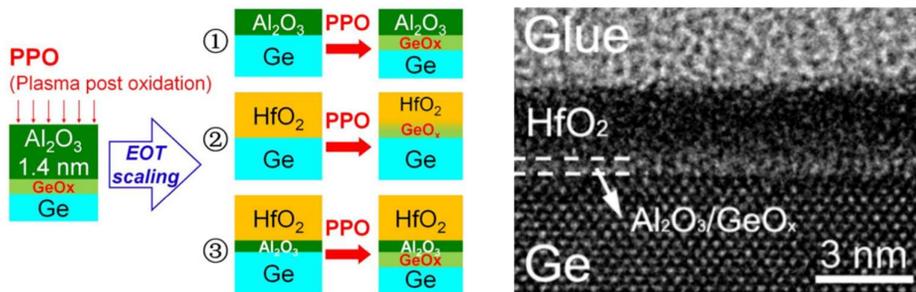


圖2.2 平面及鳍式電晶體之  $I_{on}$ 、 $I_{off}$  退化比例對不同輻射劑量率圖

## 2. 低溫電漿後氧化製程

為了減少製程產生的傷害或特性偏移，低溫製程是製造先進半導體元件的趨勢。圖 2.3 所示為 MOS 元件經電漿後氧化製程(PPO)，形成極薄的閘界面層，閘極漏電流、電洞遷移率特性[6]。通過應用  $HfO_2/Al_2O_3/Ge$  的 PPO 方法並藉助  $Al_2O_3$  擴散控制層(DCL)抑制  $HfO_2-GeO_x$  相互混合，製造出優質的  $HfO_2/Al_2O_3/GeO_x/Ge$  閘極疊層。所製作的 MOS 元件表現出低至~0.7 nm 的超薄 EOT 和  $10^{11} \text{ cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$  的  $D_{it}$ 。Ge pMOSFET 在 0.82 和 0.76 nm 的 EOT 下，實現了 596 和 546  $\text{cm}^2/\text{Vs}$  的電洞遷移率。



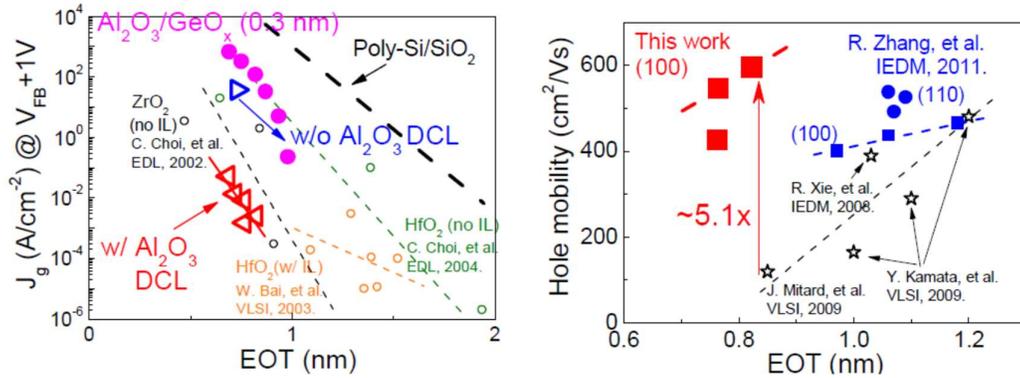


圖 2.3 MOS 元件經電漿後氧化製程，形成極薄的閘界面層，閘極漏電流、電洞遷移率特性

## 貳、研究方法與過程

### 1. 積體電路元件之輻射效應檢測分析

由於一般太空環境的輻射強度比實驗室的照射強度低很多，為了降低輻射照射強度對電子元件特性的影響，IEEE Std 383 規定電子元件壽命總劑量為  $5 \times 10^7$  Rad (Si)，照射劑量率為  $1.0 \times 10^6$  Rad/hr 以下，而一般典型的輻射劑量率為  $0.5-1.0 \times 10^6$  Rad/hr。然而當太空在短時間內的高輻射劑量率環境下，對電子系統以及其關鍵元件影響很大，能否在事故發生時維持設備的正常操作，以應變及解決不正常之狀態，對衛星安全有極大之影響。本計畫擬對 MOSFET、先進的 FinFET 元件處於輻射環境所接受輻射劑量，探討以不同的輻射劑量對元件造成之影響，以及其耐輻射能力進行分析。本實驗採用 Co-60 為射源，累積輻射劑量為 10 k - 1 M Rad。由於太空環境可能在短時間內有高輻射劑量率的發生、或長時間低輻射劑量率的照射，因此也探討相同輻射總劑量且在高低輻射劑量率下對元件特性造成之影響，輻射劑量率擬為 1- 80 kRad/hr。

### 2. 評估低地球軌道輻射劑量及抗輻射測試方法

將利用美國太空總署及歐洲開放資源，評估低地球軌道的輻射劑量，根

據待測電子元件與系統之預定太空任務期間，評估其可接受的輻射劑量範圍。建立抗輻射測試程序方法，將參考國際現有規範，如測試前準備程序、輻射劑量率範圍、照射環境溫度、待測電子元件功能參數等項目條件，以符合我國福爾摩沙衛星電子元件使用。

### 3. 閘極與隔離氧化層界面製程

閘極和隔離氧化層製程對於 CMOS 元件特性的影響甚鉅，其界面製程工程是至關重要的技術。在半導體界面層 SiON、SiGeO 的成長過程中，需要在 ALD 製程中使用即場前處理氣體，以去除原生氧化物(native oxide)，之後 NH<sub>3</sub> 之比例及溫度都要適當，配合成長後之退火，可以成長特性很好的界面層。其適當厚度約 0.3~0.5 nm，也將探討其最佳條件。再成長 high-K metal-oxide，如：HfO<sub>2</sub>，ZrO<sub>2</sub>，Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 等，並探討各種材料間混合比例之效應。上層閘電極材料擬使用 ALD-formed TiN 等，以減低閘電極與介電層反應。

### 4. 緒式場效電晶體製程參數與元件製作

本研究團隊已建立 SOIFinFET 製程，將使用台灣半導體研究中心(TSRI)製程服務平台，部分結構製造將委託代工完成。此 FinFET 元件製程流程如圖 2.4 所示並簡要說明如下。

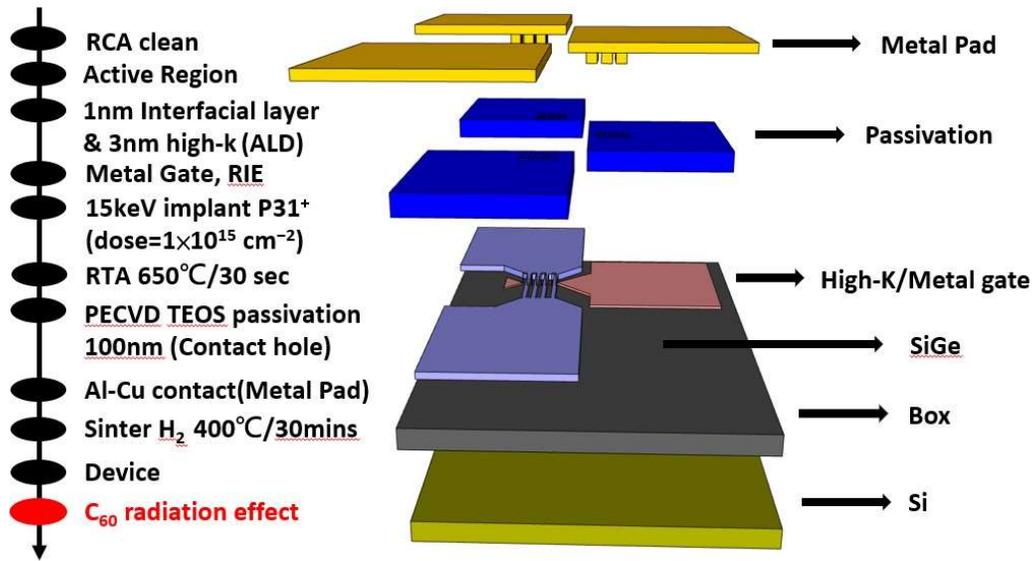


圖 2.4 FinFET 元件製程流程圖

首先，使用雷射刻號機對六吋 SOI 矽晶圓進行雷射刻號，以便識別不同製程條件的晶片。接著，依照刻號震盪標準清步驟 SC1，使用氨水( $\text{NH}_4\text{OH}$ )溶液清除刻號產生的微粒和吸附在晶元表面的有機物與金屬離子。在本實驗中，針對所設計的控片，使用低壓化學氣相沉積(LPCVD)在  $980^\circ\text{C}$  濕氧環境下成長 100 nm 的二氧化矽、在  $780^\circ\text{C}$  環境下沉積 50 nm 的氮化矽和 100 nm 的非晶矽，然後進行  $600^\circ\text{C}$ 、24 小時的固相結晶(SPC)，使非晶矽轉變為多晶矽。接著，正式的實驗與隨附控片同步進行，使用微影與蝕刻製程定義並形成一平台，然後使用 LPCVD 沉積形成 100 nm 的四乙氧基矽烷(tetraethoxysilane, TEOS)，進行蝕刻後保留 sidewall spacer，以作為阻擋蝕刻層(hard mask)的用途。緊接著進行光阻保護源極與汲極和蝕刻阻擋層保護通道，形成奈米線結構至後，使用氫氟酸移除阻擋層即完成主動區。在主動區形成之後，進行所有樣品的 RCA 標準清洗，然後使用雙氧水( $\text{H}_2\text{O}_2$ )溶液進行介面氧化層的成長，使用的溫度為  $75^\circ\text{C}$ ，時間為 600 秒。接著，進行 ALD 堆疊 HfON，堆疊週期期間使用氨氣電漿進行即場處理，HfON 沉積厚度為 3 nm。金屬閘極則是使用物理氣相沉積(Physical Vapor Deposition, PVD)，使用材料為氮化鈦，厚度為 100 nm，並使用微影與

TCP9600 蝕刻製程定義出主動區。定義和蝕刻開極後，樣品進行磷離子佈植，佈植能量為 30 keV，佈植劑量為  $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ，再使用金屬快速熱退火 (Metal Rapid Thermal Anneal, MRTA) 進行 750°C、30 秒的退火，以活化源極和汲極的摻雜。最後，使用電漿增強化學氣相沉積 (Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition, PECVD)，經由黃光微影製程與蝕刻製作接觸窗 (contact)。最後，接觸電極以 PVD 的方式沉積 AlSiCu，經過微影與蝕刻後，使用水平爐管進行燒結 (400°C、30 分鐘)，至此完成元件的製作。

## 5. 元件電特性測量

輻射導致元件的劣化特性測量，經由比較照輻射前後元件的驅動電流，關閉電流，次臨界擺幅，載子遷移率，界面缺陷數量，臨界電壓漂移及轉導劣化情況，多方面的比對元件在輻射前後的特性變化，然後量化出一個準則來作為可接受的輻射標準。另外，藉由改變輻射劑量率及輻射時間進一步研究元件劣化情況，評估處於極限輻射情況下，半導體元件的使用壽命。MOS 電容元件電性之分析，使用電容—電壓法 (CV)，由高低頻 CV 數據可得知輻射照射或熱電子產生的平帶電壓 (flat-band voltage) 偏移量和介面陷阱 (interface trap) 密度增加量，此為測量 MOS 元件電特性之常用方法。抗輻射測試將對 MOSFET、FinFET 之測試，將觀察電性參數以 threshold voltage ( $V_t$ ) 及 transconductance ( $G_m$ ) 為主。

### 參、主要發現

本研究已完成 MOSFET、FinFET 元件之製作，輻射效應之測量結果如下。

圖 2.5 為相同總劑量 100 kRad，輻射劑量率 (a) 13 (kRad/h) (b) 35 (kRad/h) (c) 55 (kRad/h) 對平面電晶體 (MOSFET) 之汲極電流對汲極電壓圖。圖

2.6 為相同總劑量 100 kRad，輻射劑量率 (a) 13 (kRad/h) (b) 35 (kRad/h) (c) 55

(kRad/h)對鳍式電晶體(FinFET)之汲極電流對汲極電壓圖。由圖中可以得知，平面電晶體的  $I_D-V_{D,on}$  current 退化較鳍式電晶體大。對 MOSFET、FinFET，都是隨著劑量率增高，所造成的 on current 退化也越多。推測是平面通道的元件，閘介電層受到傷害後，閘極對通道的場效控制變差，使得元件特性退化明顯。然而 FinFET 的通道受到閘極三面控制，即使部分閘介電層受到傷害後，閘極對通道的場效控制影響較小，因此元件特性退化也較不明顯。另外，隨著劑量率越高退化幅度越大，推測是室溫退火的修復作用(Fading effects)，劑量率高時照射時間較短，退火效應的使得元件恢復較少，因而退化量也大。

圖 2.7 為 (a) 13 (kRad/h) (b) 35 (kRad/h) (c) 55 (kRad/h) 不同輻射劑量率對平面電晶體轉換特性之對數圖，圖 2.8 為 (a) 13 (kRad/h) (b) 35 (kRad/h) (c) 55 (kRad/h) 不同輻射劑量率對鳍式電晶體轉換特性之對數圖。由  $I_D-V_G$  中可以得知 S.S.、 $I_{on}$ 、 $I_{off}$ 、on/off ratio 及  $G_m$ ，圖中可以觀察到相同閘極介電層，但不同的電晶體結構經過輻射後，所有的電特性不管是 MOSFET 還是 FinFET，其電特性皆有劣化。

為了證實元件電特性退化的推論是因為輻射照射中產生大量的界面缺陷造成的，故利用測量次臨界擺幅(S.S.)主要是因為界面缺陷而變化的特性，做 S.S.變化量的盒狀圖。從圖 2.9 及圖 2.10 可以明顯看出 MOSFET S.S.變化量較 FinFET 來的高出許多，這可能是鍺界面氧化層的元件會較矽鍺的元件受到的傷害更大。另外也可以從兩張圖中看出在不同輻射劑量率下，兩者元件都有著相同的趨勢，隨著劑量率越高，照射時間也較短，S.S.的變化量也隨之增加，與上述推論相同。

圖 2.11 為平面電晶體之 on/off ratio 變化量對不同輻射劑量率圖，與前面結果相似，皆隨著輻射劑量率的上升，而使 on/off ratio 的退化量增加，圖 2.12 為鳍式電晶體之 on/off ratio 變化量對不同輻射劑量率圖。從圖 2.11 與圖 2.12

可以比較出平面電晶體的退化量較鰭式電晶體來的高，推測鰭式通道的元件會較矽鰭的元件受到的傷害更大。

為了觀察更高輻射劑量率對電晶體特性的影響，本計畫以清大現有最高輻射劑量率 68 kRad/h 來做實驗與測量。綜合本計畫 FET 元件導通電流與關閉電流退化比例對不同輻射劑量率的數據，整理於圖 2.13 平面及鰭式電晶體之  $I_{on}$  退化比例對不同輻射劑量率圖。圖 2.14 平面及鰭式電晶體之  $I_{off}$  退化比例對不同輻射劑量率圖。可以發現不管是 MOSFET 還是 FinFET，其導通電流退化量都相對比較微小，但關閉狀態的漏電流上升就明顯很多，與先前的文獻結果一致。而從圖中也可以去比較得知，MOSFET 的劣化程度較 FinFET 劣化程度來的高出許多。推測的原因是 MOSFET 界面層為 SiGeO IL，通道界面相對矽鰭 FinFET 有更多不穩定的 Si-Ge-O 鍵結之弱鍵。在輻射下更容易產生電子電洞對，導致界面產生較大量的界面陷阱數量或氧化層電荷，界面的總缺陷量較多使得 MOSFET 在導通電流及截止電流上會有較 FinFET 更大的退化幅度。

而在輻射劑量率 13 (kRad/h)、35 (kRad/h)、55 (kRad/h)、及 68(kRad/h) 的照射破壞下，MOSFET 及 FinFET 都有著相同的趨勢，隨劑量率的增加而特性劣化也增加。當劑量率高於約 35 kRad/h 後，特性衰減程度呈現飽和。可能原因是，劑量率越高則退火時間較短，造成的氧化層與界面陷阱也越多；但是很高的劑量率下，也可能使得半導體元件有升溫現象而增加退火效應。另外，高劑量率照射元件產生較大的特性偏移，在量測時也會有較大的回復現象(fading effect)。因此，劑量率再增高，元件整體的劣化並不會明顯增加。

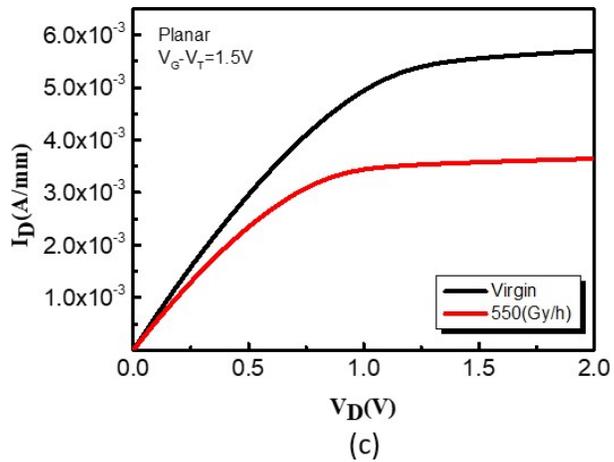
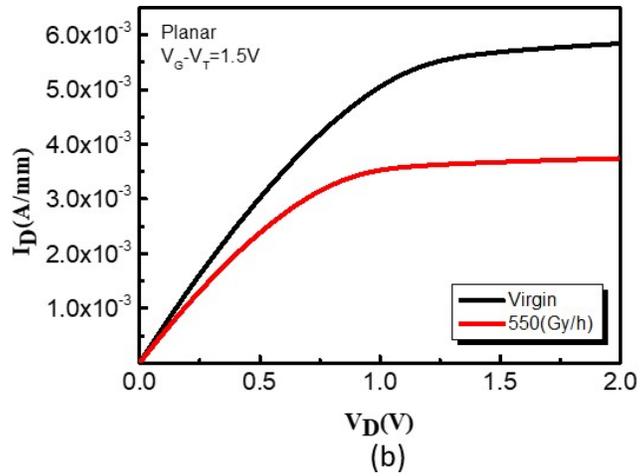
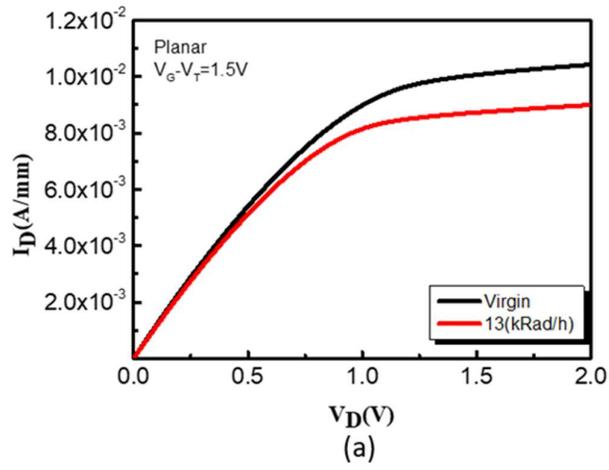


圖2.5 相同總劑量 100 kRad，輻射劑量率(a)13 (kRad/h) (b) 35 (kRad/h) (c) 55 (kRad/h)對平面電晶體之汲極電流對汲極電壓圖

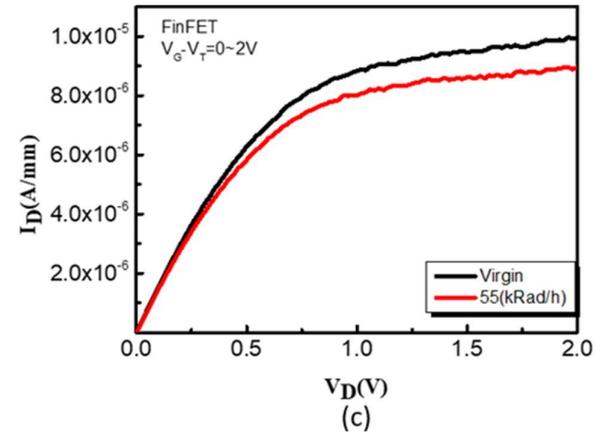
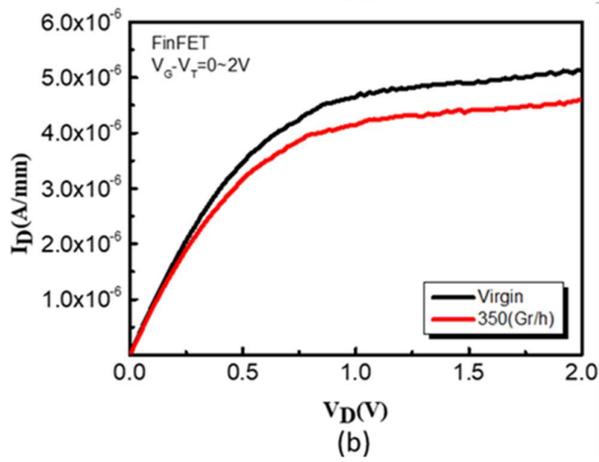
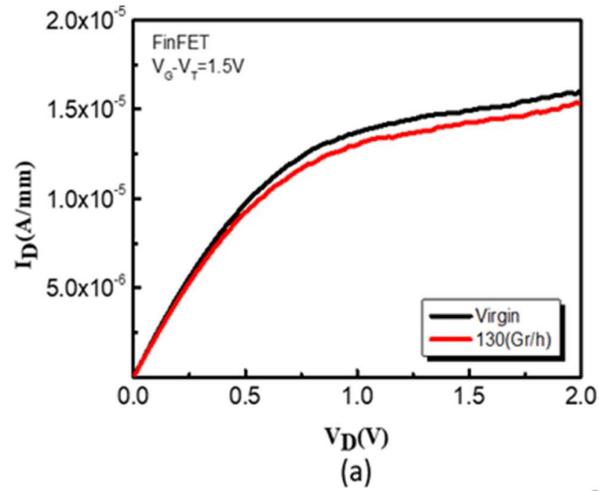
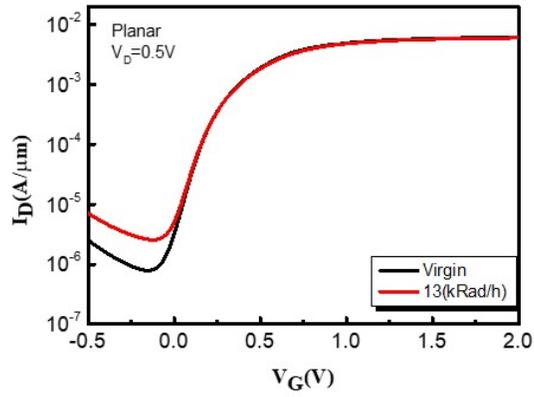
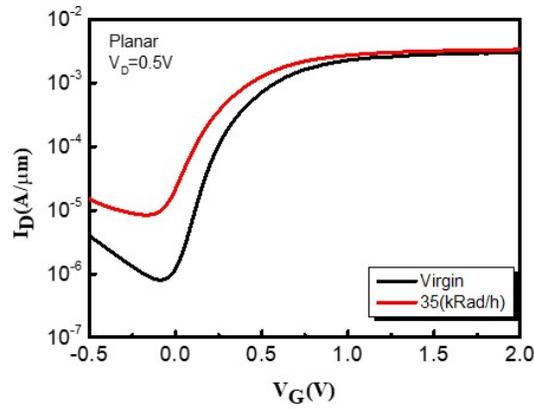


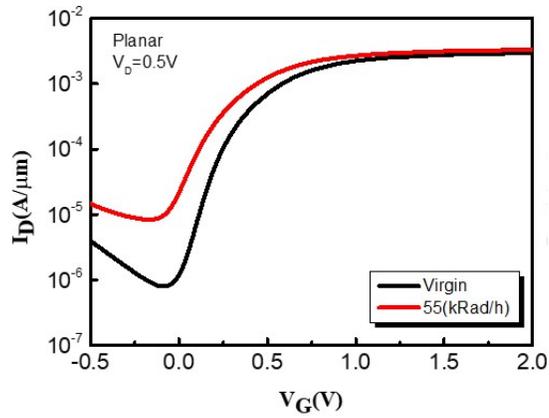
圖2.6 相同總劑量 100 kRad，輻射劑量率(a)13 (kRad/h) (b) 35 (kRad/h) (c) 55 (kRad/h)對鰭式電晶體之汲極電流對汲極電壓圖



(a)

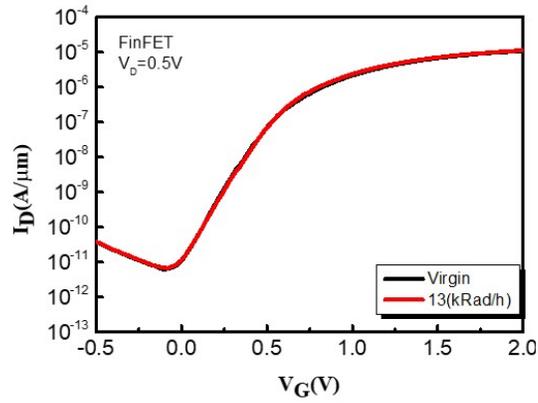


(b)

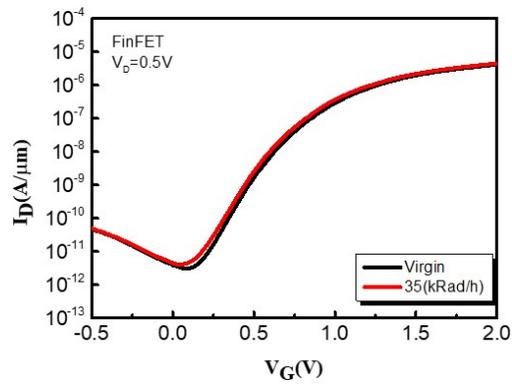


(c)

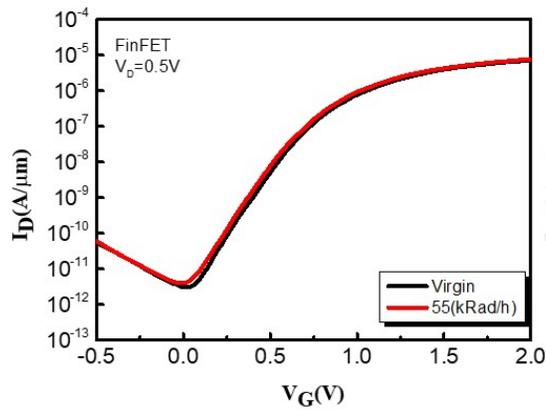
圖 2.7 (a) 13 (kRad/h) (b) 35 (kRad/h) (c) 55 (kRad/h) 不同輻射劑量率傷害對平面電晶體轉換特性之對數圖



(a)



(b)



(c)

圖2.8 (a) 13 (kRad/h) (b) 35 (kRad/h) (c) 55 (kRad/h)不同輻射劑量率傷害對  
 鳍式電晶體轉換特性之對數圖

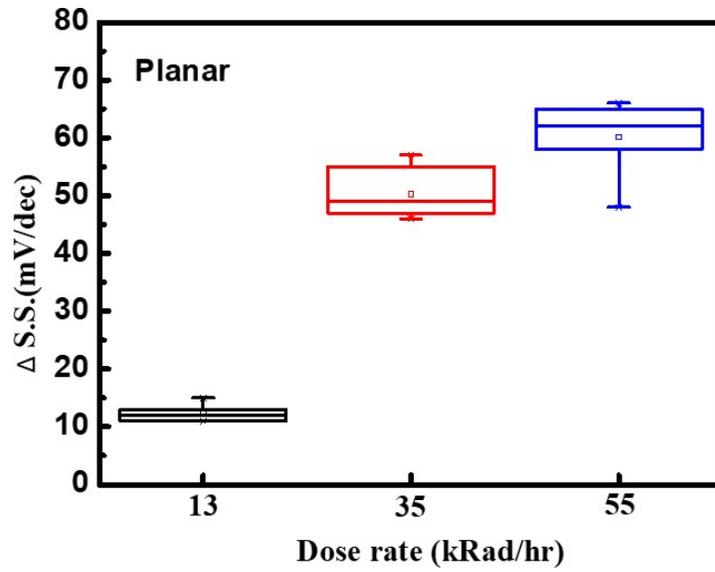


圖 2.9 平面電晶體之 S.S.變化量對不同輻射劑量率圖

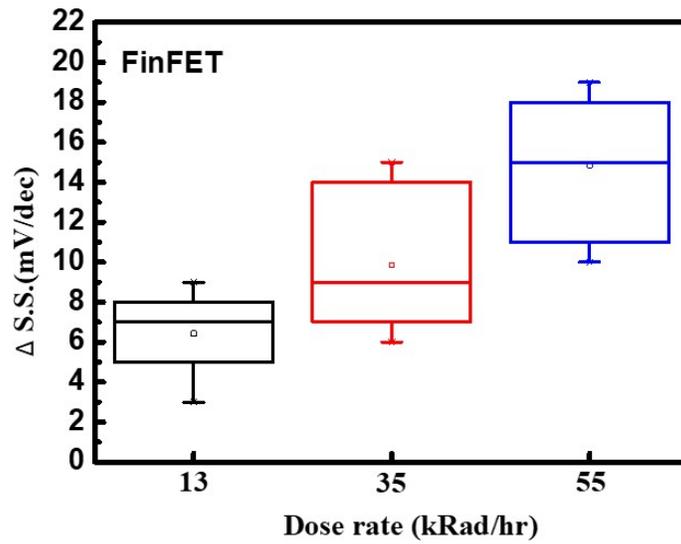


圖 2.10 鳍式電晶體之 S.S.變化量對不同輻射劑量率圖

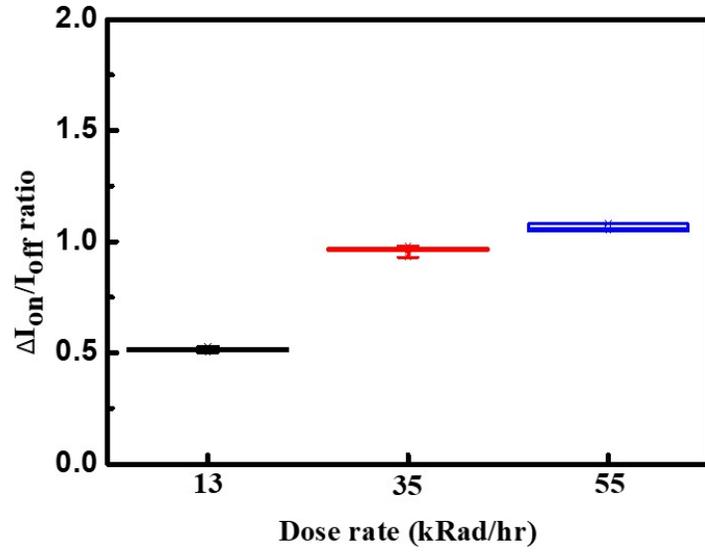


圖2.11 平面電晶體之 on/off ratio 變化量對不同輻射劑量率圖

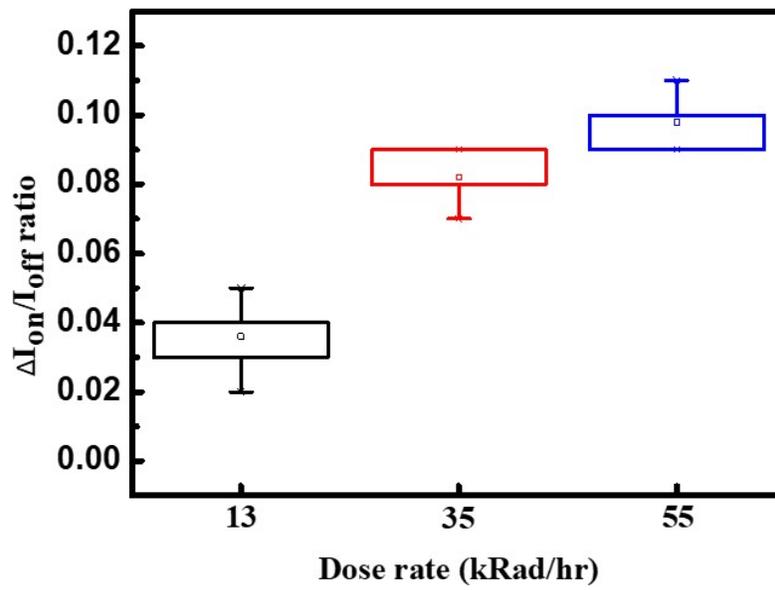


圖2.12 結式電晶體之 on/off ratio 變化量對不同輻射劑量率圖

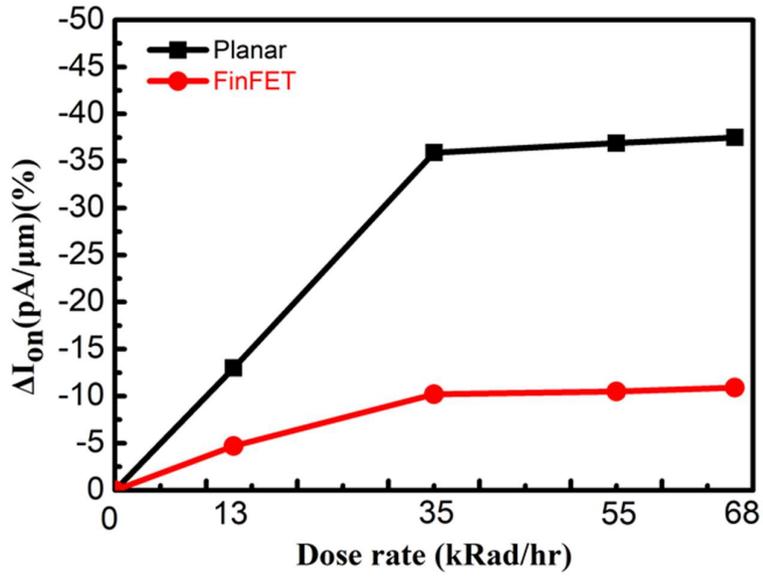


圖2.13 平面及鳍式電晶體之  $I_{on}$  退化比例對不同輻射劑量率圖

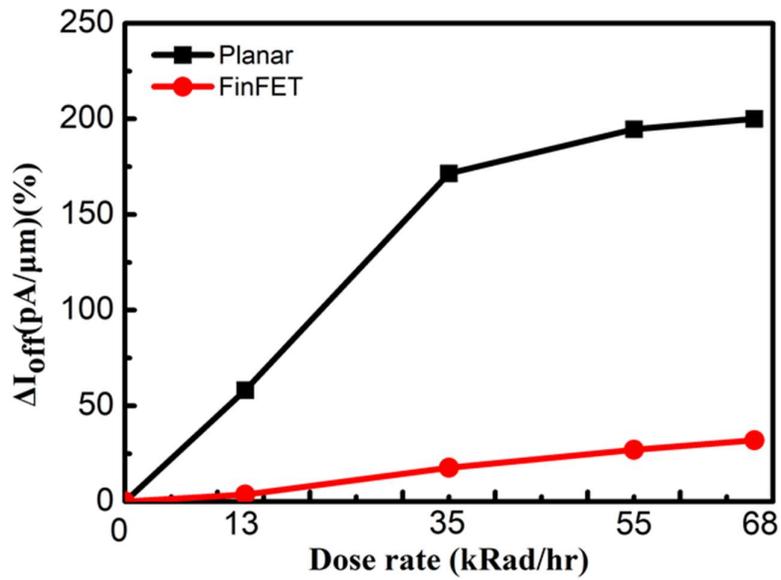


圖2.14 平面及鳍式電晶體之  $I_{off}$  退化比例對不同輻射劑量率圖

## 肆、結論

本研究探討 Co-60 輻射照射對於 MOSFET 與 FinFET 不同結構的電晶體所造成的特性衰退影響。實驗以 Co-60 進行 TID 測試 100 Krad 下的高輻射劑量率效應，以期抗輻射測試能較接近 SEU 效應的物理機制。研究結果顯示，MOSFET 與 FinFET 元件受 Co-60 輻射照射後，MOSFET 的飽和電流衰退明顯，FinFET 飽和電流僅有些微的劣化，呈現較佳的抗輻射能力。另外，MOSFET 的汲極漏電流有明顯的增加，FinFET 汲極漏電流則僅有些微的增加，特性變化輕微。因此，FinFET 具有相當高的輻射抗性，除了它是先進 CMOS 技術的主流元件，使用在衛星的航電系統，也可以增進可靠性。

而在輻射劑量率效應方面，MOSFET 及 FinFET 都有著相同的趨勢，隨劑量率的增加而特性劣化也增加。當劑量率高於約 35 kRad/h 後，特性衰減程度呈現飽和。可能原因是，劑量率越高則退火時間較短，造成的氧化層與界面陷阱也越多；但是很高的劑量率下，也可能使得半導體元件有升溫現象而增加退火效應。另外，高劑量率照射元件產生較大的特性偏移，在量測時也會有較大的回復現象(fading effect)。因此，劑量率再增高，元件整體的劣化並不會明顯增加。

## 伍、參考資料

- [1] M. Pignol, 2010 Design, Automation & Test in Europe Conference & Exhibition (DATE 2010), DOI: 10.1109/DATE.2010.5456992
- [2] M. Agostinelli, et al., IEEE VLSI Tech. Sym., p. 232, 2010.
- [3] B. H. Lee, et al., IEEE IEDM, p.39, 2000
- [4] D. M. Fleetwood, IEEE Trans. on Nucl. Sci., 60 (3), p. 1706, 2013.
- [5] 許馥帆，以界面工程與超臨界流體製程改善矽鍺鰭式場效電晶體之電特性研究，國立清華大學碩士論文。

- [6] R. Zhang et al., IEEE 2012 Symposium on VLSI Technology (VLSI), p.161.

子項三、寬能隙半導體材料與元件之輻射效應評估：SiC 或 GaN 寬能隙  
材料評估與輻射損傷特性分析

## 壹、計畫緣起與目的

### ◆ SiC 與 GaN 寬能隙半導體之優勢

當系統或設備在太空環境中運行時，其上的電路或電子元件會遭受高能粒子輻射作用，進而可能發生性能劣化或不可預期的故障，如何有效地處理電子元件可能遭遇的輻射效應問題將是未來發展太空任務的首要之務。為了降低或排除電子組件與系統因輻射效應而發生失效的可能性，過去已有一些不同的輻射硬化技術被提出，例如：提出新型的元件結構與電路設計、建立完整的輻射效應測試與驗證、強化軟體預測與錯誤修正方法等[1-3]。除此之外，另一個被認為可就其本質面減緩或預防輻射效應的做法則是採用具備高輻射阻抗的半導體材料來製作電子元件或電路，寬能隙半導體(wide bandgap semiconductor)(或稱第三代半導體)即是目前備受期待的新型材料，其中又以碳化矽(SiC)與氮化鎵(GaN)被認為最具潛力可取代傳統矽材料，並且目前均已邁入商用量產的階段。如圖 3.1 所示，寬能隙半導體 SiC 與 GaN 憑藉其優異的本質特性，如：高臨界崩潰電場、高飽和電子速度、高熱傳導係數等[4]，可適用於高溫、高壓、高頻的操作環境，並使其所製作的電子元件可具備高耐壓、低功耗、高頻、質輕、散熱佳等優勢，為製作高效能功率元件的絕佳材料。SiC 與 GaN 的應用範疇又因材料及元件特性的差異而有所區隔，GaN 的目標是著重於具有較高工作頻率、中等輸出功率範圍的應用；SiC 則因具有較高的崩潰電壓及更好的熱導率，可適合於更高輸出功率範圍的應用，如圖 3.2 所示[5]。

位移能量(displacement energy,  $E_d$ )被定義為材料中原子在受到輻射撞擊時，被激發到足以脫離其晶體結構位置的最小能量，為描述材料輻射耐受性的重要參數之一。如圖 3.3 所示，位移能量與材料的晶格倒數成反比，SiC 與 GaN 材料因具有相對較小的晶格常數，相對對應較大的位移能量。因此，除了功率轉換元件的應用之外，SiC 與 GaN 材料應該也可適用於航

太應用相關的抗輻射元件(radiation-hardened devices)[6]。另一方面，採用 SiC 與 GaN 所製作的功率元件因具有承受高電壓及輸出高電流的特性，使用較小尺寸的元件即可提供相同等級的功率輸出，且又因具有高熱傳導性，進而可簡化模組及冷卻系統，亦能滿足航太應用要求體積小、質量輕的需求。基於上述寬能隙半導體優異的本質特性，未來航天器或衛星中的部分電子設備或系統或許將可能逐漸使用由 SiC 或 GaN 材料所製作的電子元件，因此瞭解輻射照射對於這些材料的影響將至關重要。

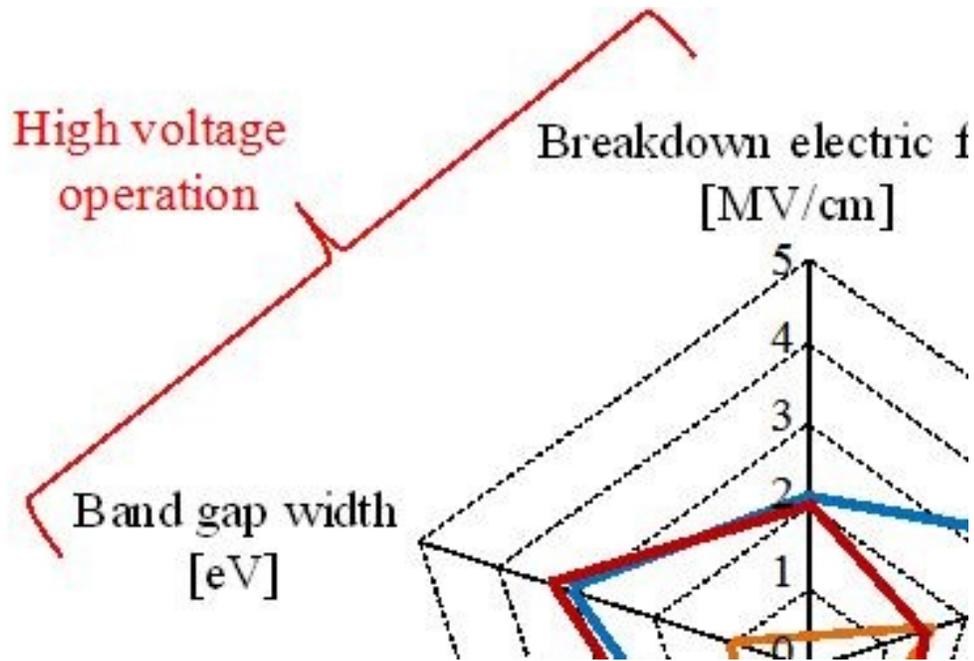


圖 3.1 Si、SiC 和 GaN 半導體材料特性比較

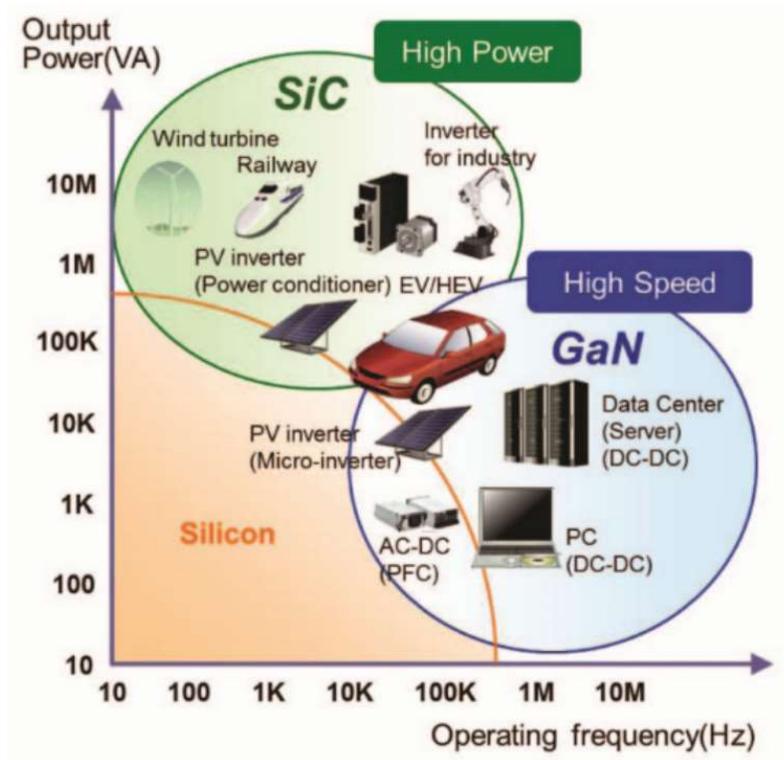


圖 3.2 SiC 和 GaN 隨輸出功率和工作頻率的可能應用範圍

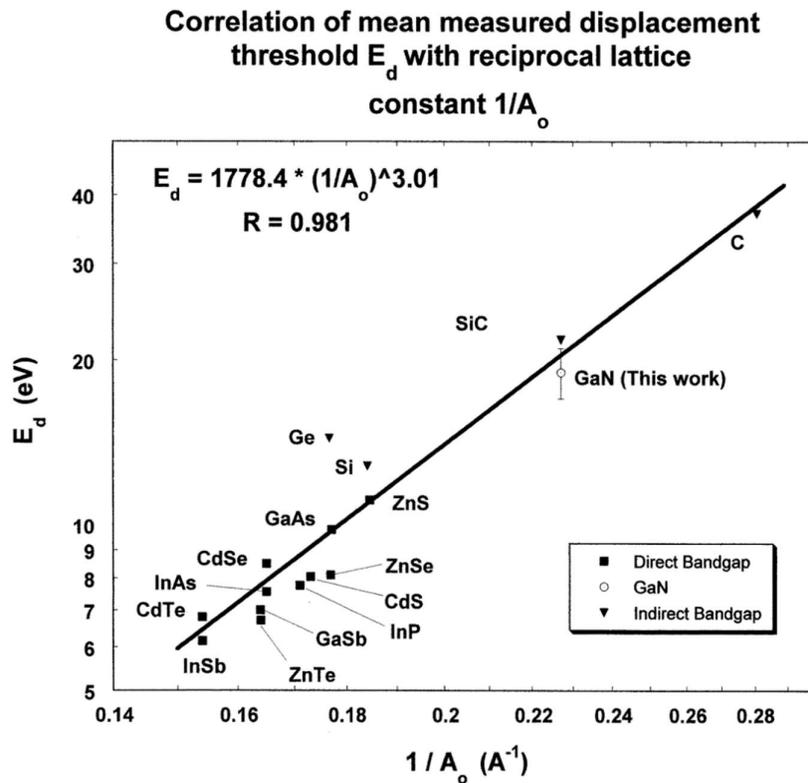


圖 3.3 各半導體材料之位移能量與晶格參數倒數之間的經驗關係

## ◆ NIEL 能失誘發 TNID 或位移損傷效應

過去輻射效應對於電子元件相關的影響研究大部分聚焦於輻射粒子線性能量轉移(Linear Energy Transfer, LET)所引發的總游離劑量效應(Total Ionizing Dose, TID), LET 主要係源自於電子、 $\gamma$ 和 X 射線、質子和離子等經游離作用所造成的能量轉移。對於 TID 效應最為敏感的材料為元件中的介電層, 其會捕獲經由游離產生的電子-電洞而導致電荷累積, 進而造成元件的閾值電壓改變及電性飄移。另一方面, 太空輻射場中存在的中子、質子、離子、電子與物質作用之後, 也會產生非游離作用的能量沉積, 亦即為非游離能量損失(Non Ionizing Energy Loss, NIEL), 經由 NIEL 機制所造成的影響會導致總非游離劑量效應(Total Non-Ionizing Dose, TNID)效應, 而 TNID 效應對材料的影響主要以位移損傷為主, 因而也可被稱為位移損傷劑量效應(Displacement Damage Dose, DDD)[7-10]。LET 與 NIEL 能失機制的重要性會隨輻射粒子的能量而改變, 圖 3.4 所示為利用 SRIM 程式計算求得之氦離子入射矽基材的能失變化趨勢, 在高能量時由 LET 主導, 而隨著粒子能量降低, NIEL 能失會逐漸變得更為重要。換言之, 高能粒子射入半導體材料初始大多以 LET 機制釋放能量, 當粒子釋放大部分能量而在快停止之前, 則會由 NIEL 能失主導引動粒子的碰撞級聯並進而產生大量的缺陷。如同 LET 之於介電層, NIEL 會於半導體材料內部產生空孔(lattice vacancies)與間隙原子(interstitials)的 Frenkel pairs 或相關的複合缺陷, 如圖 3.5 所示[11], 這些缺陷可能會成為深能階的陷阱或復合中心, 可以經由捕獲或散射等作用而影響半導體中載子的傳導特性, 進而可能改變載子濃度、載子壽命及載子遷移率等特性。由 NIEL 機制所造成的 TNID 效應將會在半導體材料內部形成大量的晶格缺陷並導致永久性的特性改變, 相較於 LET 更為嚴重, 為未來航太電子元件與系統應用必須特別關注的議題, 近

期國際著名的輻射效應研討會(如：NSREC 與 RADECS 等)也都將 TNID 或位移損傷效應列為會議上重要的討論議題之一。

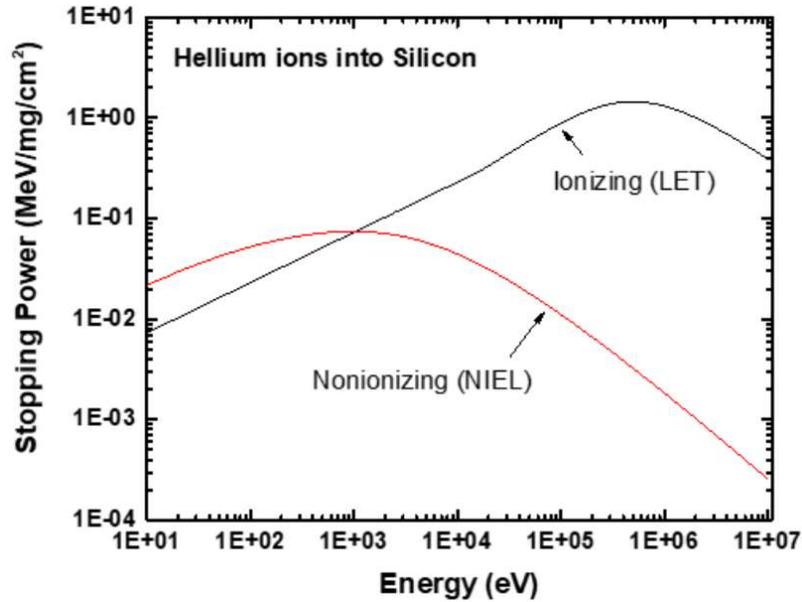


圖 3.4 SRIM 程式計算求得氦離子入射於矽的 NIEL 和 LET 能失比較

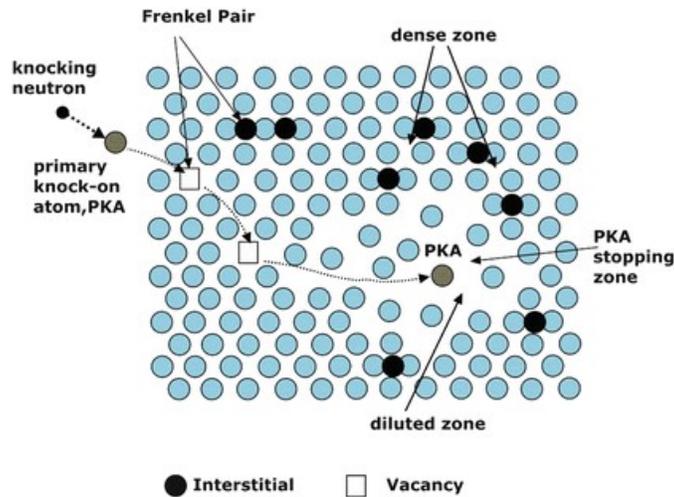


圖 3.5 快中子誘發之碰撞級聯與缺陷示意圖

#### ◆ 國際重要成果回顧

針對 SiC 與 GaN 元件的位移損傷效應，SiC 的研究主要聚焦於 SBD、JFET、MOSFET、P-i-N Diode 等元件，GaN 則主要以新興的高電子遷移率

電晶體元件(High Electron Mobility Transistor, HEMT)為主。在輻照實驗方面，相當多的研究採用反應器所產生的分裂中子源進行中子輻照，另外也有一部分則是採用加速器產生的質子、電子或其它高能離子作為輻照射源。此外，由於高能粒子加速器設施的限制，大部分位移損傷的輻射效應實驗係在室溫的環境且不施加任何偏壓的條件下進行。

## 1. SiC 元件

在 SiC 元件方面，研究結果顯示載子移除效應為造成 SiC JFET 元件劣化的主要因素，約在  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$  的中子通量下可觀察到元件明顯劣化的現象，單位通量的載子移除率約為  $4.5 \#/\text{cm}^3 / \text{n}/\text{cm}^2$ 。相較於 Si 或 GaAs，SiC JFET 具有高溫及高輻射場域的應用優勢[12, 13]。與 Si 元件相比，SiC 元件在受到中子照射後會引入更多缺陷。這些缺陷會導致載子壽命和載子濃度的明顯降低。而 SiC 元件因其尺寸較小且載子摻雜濃度較高，順向導通電壓與漏電流受中子輻照的影響較不明顯，相對可表現出更優異的中子耐受性，如圖 3.6 所示[14]。SiC 接面型元件(如：MESFET、JBS、MESFET)的 Schottky 接面能障、理想因子、漏電流等也會隨中子照射而劣化[15, 16]。整體而言，SiC JBS 和 JFET 元件具有更好的中子輻射耐受性，而 P-i-N 二極體和 MOSFET 則對中子輻照較為敏感。因中子輻射引入的缺陷，P-i-N 與 MOSFET 元件更容易出現載子濃度變化、特性退化或永久性故障等問題[17, 18]。

另一方面，質子照射的位移損傷效應同樣會造成載子移除，相較於中子僅需較低的通量即會造成 SiC MOSFET 元件完全劣化，劣化的臨界通量約為  $10^{16} \text{ cm}^{-2}$  [19]。 $\alpha$ 粒子照射則會在  $\text{SiO}_2/\text{SiC}$  介面產生點缺陷，並於鈍化層中產生游離電荷，而造成 SiC 雙極性接面電晶體的增益降低[20]。此外，高能的電子輻照雖仍會引發 DDD 效應，但主要的影響仍由 TID 效應主導 [21]。

## 2. GaN 元件

近年來，GaN 磊晶技術逐步成熟，尤其受益於 AlGaIn/GaN 界面結構所產生的二維電子氣(2DEG)特性，可提供高電子遷移率的通道，目前國際上已成功開發出具優異操作性能的 GaN HEMT 元件。根據 GaN 輻射抗性相關研究顯示，中子輻射照射同樣會導致 GaN 磊晶層的載子被移除，而此現象會隨著 donors 摻雜濃度的增加而明顯上升。此外，載子移除率現象與磊晶成長方式有關，由大而小依序為 MOCVD、ELOG、HVPE[22]。在中子照射之後，會在 GaN 能隙中產生載子的陷阱能階，也會造成晶格破壞及改變應變狀態，這些缺陷及差排效應將改變 AlGaIn/GaN 異質結構的能帶結構，可能導致元件性能的變化和漏電流的增加[23, 24]。此外，中子輻照也會在 AlGaIn 中產生電洞陷阱，當中子通量超過  $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  時，會使得 2DEG 的電子遷移率降低，並在  $2.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$  時急遽減少 2DEG 濃度，詳見圖 3.7 [25]。相較於中子輻照，質子位移損傷同樣對於 GaN HEMT 元件也會造成操作特性的變化。除了產生缺陷能階之外，GaN 磊晶製程條件也會影響缺陷的形成機制與行為[26, 27]。此外，因為 AlGaIn/GaN 界面的壓電場可以使得載子散射後再進入 2DEG 通道，相較於同類型異質界面元件，AlGaIn/GaN HEMT 元件在輻射耐受性上表現更為出色[28]。

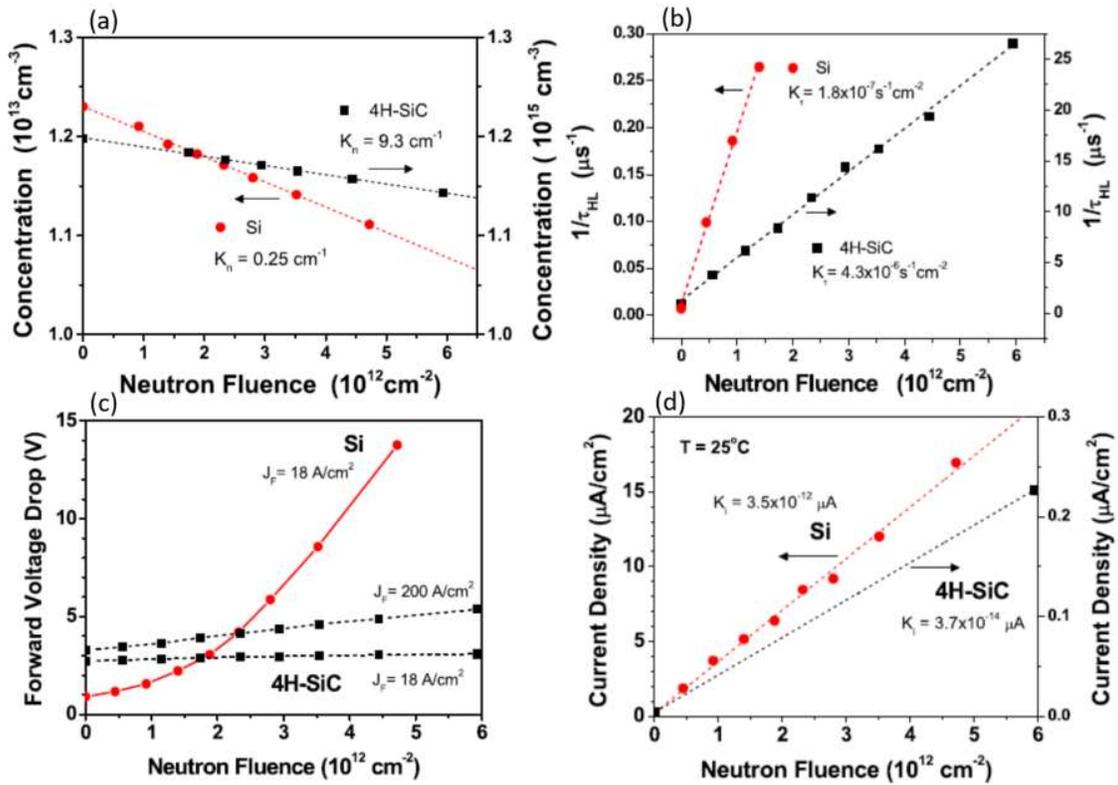


圖 3.6 SiC PiN Diode 之(a)載子濃度、(b)載子壽命、(c)順向導通電壓、(d) 逆向漏電流隨中子輻照通量變化情形

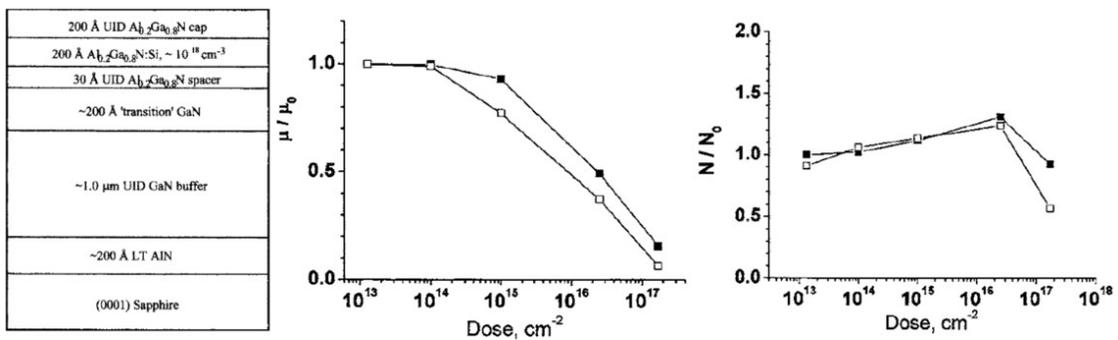


圖 3.7 AlGaIn/GaN 異質結構及其 2DEG 電子遷移率與濃度隨中子輻照通量 變化情形

基於上述，鑒於 NIEL 能失機制所導致的位移損傷可能會於材料內部形成大量的缺陷，進而影響載子的傳導特性而造成元件的嚴重劣化或永久失效，今年的研究計畫將深入探討高能粒子誘發的 TNID 或 DDD 效應對於

SiC 和 GaN 材料特性的影響。輻照實驗將使用中子或其它重離子做為輻照射源以植入位移損傷，並藉由各式的材料特性分析，嘗試釐清 SiC 與 GaN 材料經由 NIEL 能失機制所形成的缺陷及其可能對元件特性造成的影響。藉由此材料輻射損傷的基礎研究，可深化對於 SiC 或 GaN 元件輻射效應劣化機制的瞭解，預期對未來發展其它抗輻射電子元件將有所助益。

## 貳、研究方法與過程

在本項研究中，將採用 SiC 與 GaN 寬能隙半導體材料進行由 NIEL 能失機制所誘發的位移損傷效應研究，將分別使用中子及氦與氬離子作為高能輻射源進行輻照，後續並針對個別材料進行位移損傷特性分析與作用機制探討，藉由此材料特性的基礎研究將有助於未來針對元件輻射效應的劣化行為的預測與解釋。基於人力與資源考量，SiC 材料僅進行中子輻照實驗，而 GaN 材料則規劃進行氦(He)與氬(Ar)離子的照射實驗。初步規劃的工作項目與實驗程序說明如下：

### 1. 基板準備

本次位移損傷輻照實驗所需要使用的 SiC 與 GaN 基板材料係透過國內的半導體晶圓供應商購買，選購規格以商用標準的晶圓為主。本研究所採用的 SiC 與 GaN 基板結構與規格如圖 3.8 所示，SiC 基板係採用一般用於製作功率半導體的 4H-SiC 獨立式基板；GaN 基板則因獨立型基板技術仍未成熟且成本偏高，因而改使用目前工業界常用的 GaN 磊晶於藍寶石的基板材料，即 GaN epi. on Sapphire 基板。在取得 SiC 與 GaN 基板之後，即進行晶圓的切割，切割的試片尺寸約為 1.0 cm×1.0 cm。

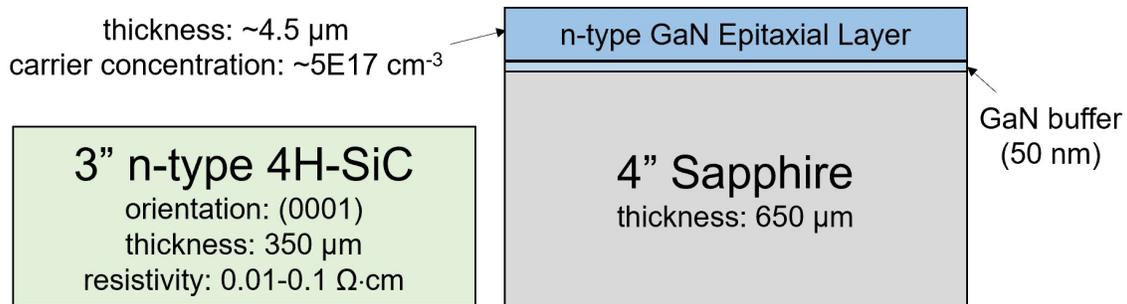


圖 3.8 SiC 與 GaN 基板結構與規格參數

## 2. 模擬計算

為了能夠順利地進行輻射照射實驗，實驗之前必須清楚地瞭解輻射源的種類、分佈、強度、以及其可能引發的輻射效應等；此外，當輻射粒子入射進入材料之後，也必須要能夠正確地預測位移損傷對於材料特性可能造成的影響，因此建立適當的模擬計算工具將有助於進行位移損傷效應的探討。因此，在輻照實驗之前，本研究即分別依據 SiC 與 GaN 的實驗條件與粒子種類建立兩組不同的蒙地卡羅模擬計算程式：(1)在進行中子輻照之前，利用由 Los Alamos National Laboratory 所發展的 MCNP (Monte Carlo N-Particle Code)蒙地卡羅中子遷移運算程式來建立 THOR 的爐心模型，以進行 THOR 爐心的中子計算，藉此預先評估各中子照射管位置的通量與能譜分佈。(2)在進行 He 與 Ar 離子照射之前，為了預測入射離子的射程與其所造成的位移損傷所致之缺陷位置，本研究則係使用被廣泛應用於離子佈植與輻射材料科學領域的 SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter)蒙地卡羅模擬計算程式，用以計算入射離子的縱深及空孔分布，並據以決定離子照射的實驗條件，如：加速能量與照射通量等。此外，由計算所求得的 dpa (displacements per atom)位移損傷量化數值，亦可用於做為與其它輻射粒子輻射損傷程度相互比較時的參考。

## 3. 輻射照射

本研究將分別利用高能中子與重離子來照射 SiC 與 GaN 材料，藉以模擬輻射粒子之 NIEL 效應對於材料特性的影響：

### (1) 中子照射

SiC 材料的輻照使用本校清華開放水池式反應器(Tsing Hua Open-pool Reactor, THOR)所提供的分裂中子源。本次實驗所使用的垂直照射管為位於 THOR 爐心南側的 VT-4 與位於爐心正中央的 VT-G，THOR 的運轉功率為 1.5 MW，照射時間為 12 小時，圖 3.9 所示即為 THOR 爐心佈局圖及 VT-4 與 VT-G 垂直照射管對應的快/熱中子通量率。因此，位於 VT-G 的 SiC 試片將較 VT-4 者遭受更高通量的中子輻照，VT-G 試片所接受的快、熱中子通量分別為  $7.8 \times 10^{17}$  n/cm<sup>2</sup>、 $6.0 \times 10^{17}$  n/cm<sup>2</sup>，VT-4 則為  $6.5 \times 10^{16}$  n/cm<sup>2</sup>、 $1.6 \times 10^{16}$  n/cm<sup>2</sup>。

### (2) 離子照射

為了有效地在 GaN 材料內部形成位移損傷，照射離子選擇可具有較高非線性能量轉移的 He<sup>+</sup>與 Ar<sup>+</sup>重離子；此外，He<sup>+</sup>與 Ar<sup>+</sup>具有較高的化學惰性，也可避免照射離子與 GaN 材料發生非必要的反應。本研究將以 He<sup>+</sup>與 Ar<sup>+</sup>兩種重離子照射所產生之位移損傷效應，針對材料科學的基礎層面加以探討。根據 SRIM 計算結果及本研究所使用的加速器規格，選定 He<sup>+</sup>與 Ar<sup>+</sup>的照射能量分別為 180 keV 與 150 keV。在照射通量方面，Ar<sup>+</sup>照射主要參考先前文獻選定能觀察到缺陷特性變化之劑量範圍，依倍數關係設計 5 組劑量進行照射，以分析損傷程度與照射通量之間的關聯性。He<sup>+</sup>的照射通量則依據 Ar<sup>+</sup>照射所致之位移損傷 dpa 峰值進行設計，以比較不同離子照射所產生的位移損傷效應，但因 He<sup>+</sup>的照射需要較長的時間，本次僅設計三組照射通量以為比較。所有的離子照射實驗皆在室溫下進行，照射時樣品法線與離子束傾斜 7°角，以避免通道效應 (channeling effect) 致使照射離子過於深入材料。He<sup>+</sup>與 Ar<sup>+</sup>的照射參數整理於表 3.1 之中。

#### 4. 輻照樣品特性分析

完成中子與離子輻照射之後，將使用不同的材料特性分析來進行 SiC 與 GaN 材料的位移損傷效應分析，包括：利用拉曼(Raman)能譜分析來評估材料經輻照之後的晶格損傷情形、利用兆赫波時域能譜(Terahertz Time-Domain Spectroscopy)來解析輻照樣品複雜的光導率變化、利用霍爾效應分析儀(Hall Effect Analyzer)量測輻照材料中的載子傳導特性變化(如：載子濃度與遷移率)、使用光致發光(Photoluminescence, PL)能譜儀偵測輻照產生的複合缺陷變化及其對於發光的影響、以及利用 X 光繞射分析進行輻照樣品的晶格應變與損傷程度等。

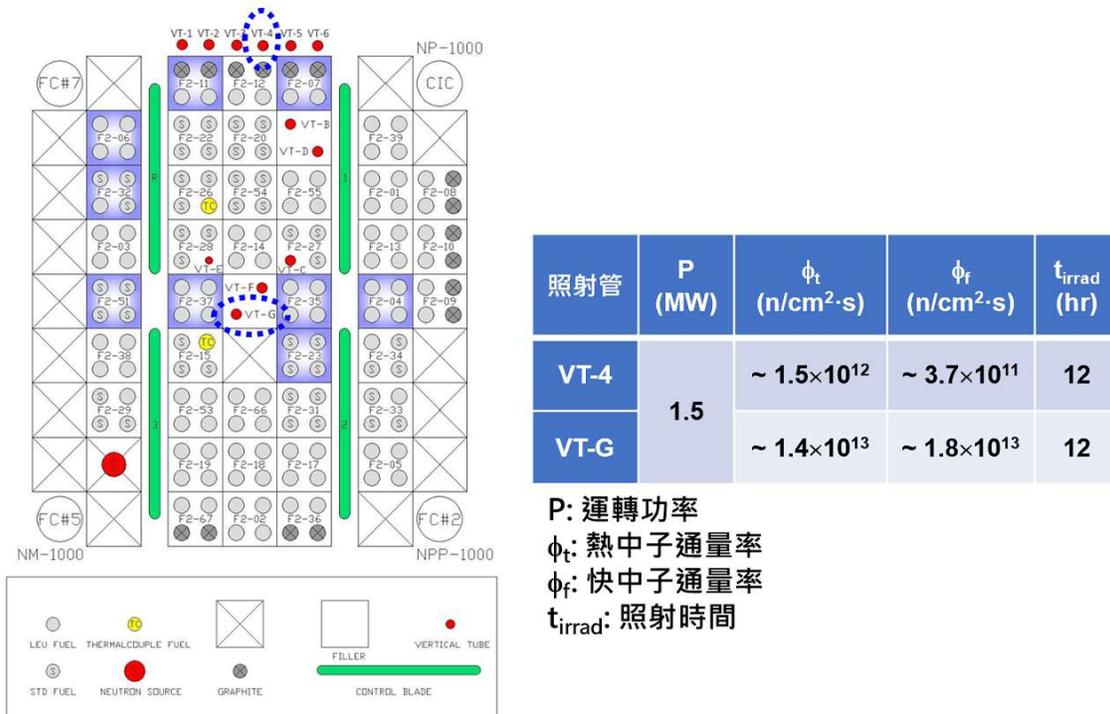


圖 3.9 THOR 爐心佈局圖及 SiC 試片的中子照射條件

表 3.1 GaN 試片的 He<sup>+</sup>與 Ar<sup>+</sup>離子照射條件與 dpa 峰值

照射離子	能量	離子束流	照射時間	通量	dap峰值
He	150 keV	35 μA	12 min.	2.0×10 <sup>15</sup> #/cm <sup>2</sup>	0.09
		65 μA	30 min.	1.0×10 <sup>16</sup> #/cm <sup>2</sup>	0.44
		65 μA	150 min.	5.0×10 <sup>16</sup> #/cm <sup>2</sup>	2.20
Ar	180 keV	7 μA	2 min.	4.8×10 <sup>13</sup> #/cm <sup>2</sup>	0.09
		35 μA	2 min.	2.4×10 <sup>14</sup> #/cm <sup>2</sup>	0.44
		65 μA	5 min.	1.2×10 <sup>15</sup> #/cm <sup>2</sup>	2.20
		65 μA	14 min.	3.6×10 <sup>15</sup> #/cm <sup>2</sup>	6.60
		65 μA	25 min.	6.0×10 <sup>15</sup> #/cm <sup>2</sup>	11.01

## 參、主要發現

### 1. 模擬計算結果

#### (1) 中子能譜計算

由於 THOR 中子源是經由核分裂的過程所產生，具有連續能譜的形式，為了瞭解各照射管的中子能量分布情形，本研究使用 MCNP 蒙地卡羅粒子遷移計算程式針對 THOR 爐心各垂直照射管的中子能量分布進行計算。圖 3.10 所示為 MCNP 計算所得之 THOR 不同垂直照射管所對應的中子能譜，其中藍色線可對應到本研究所使用的 VT-G 照射管的位置，綠色線則可對應到 VT-4 的位置。由此模擬結果可知，相較於 VT-4 照射管，VT-G 照射管具有較高的中子通量率，並且具有較硬的中子能譜，亦即在此照射管中的快中子通量率高於熱中子通量率，此計算結果與前述經由實驗校正所得的中子通量率相當吻合。由於快中子具有較高的能量，可主導材料的位移輻射損傷，因此在 VT-G 照射管中照射的 SiC 試片應會呈現出較為明顯的位移損傷效應。

## (2) 離子照射

在進行 GaN 材料的離子照射之前，為了預估照射離子的射程及其經由 NIEL 能失所造成的缺陷分布，我們也先行使用 SRIM 程式來進行離子照射的模擬計算。圖 3.11 所示為利用 SRIM 程式針對 He<sup>+</sup>與 Ar<sup>+</sup>入射於 GaN 至特定的照射通量之下的計算結果，圖中的藍線與紅線分別表示離子濃度與 dpa 隨深度的變化。如圖所示，Ar<sup>+</sup>因質量較重，所造成的濃度與損傷分布的位置相較於 He<sup>+</sup>為淺，且在  $1.2 \times 10^{15}$  n/cm<sup>2</sup> 的照射通量之下即可達到與  $5.0 \times 10^{16}$  n/cm<sup>2</sup> He<sup>+</sup>約略相等的 dpa 峰值。此外，本研究的 dpa 係經由蒙地卡羅計算統計之空孔數量經由下式推算求得：

$$\text{dpa} = \frac{(V_{\text{Ga}} + V_{\text{N}}) * \Phi}{N_{\text{A}}} \quad (3.1)$$

其中， $V_{\text{Ga}}$  與  $V_{\text{N}}$  為計算所求得之單位通量 Ga 與 N 的空位數 (vacancies/(#/cm<sup>2</sup>))、 $\Phi$  為離子照射通量 (#/cm<sup>2</sup>)、 $N_{\text{A}}$  為 GaN 的原子密度 ( $8.846 \times 10^{22}$  #/cm<sup>3</sup>)，各照射通量之 dpa 峰值估算如表 3.1。

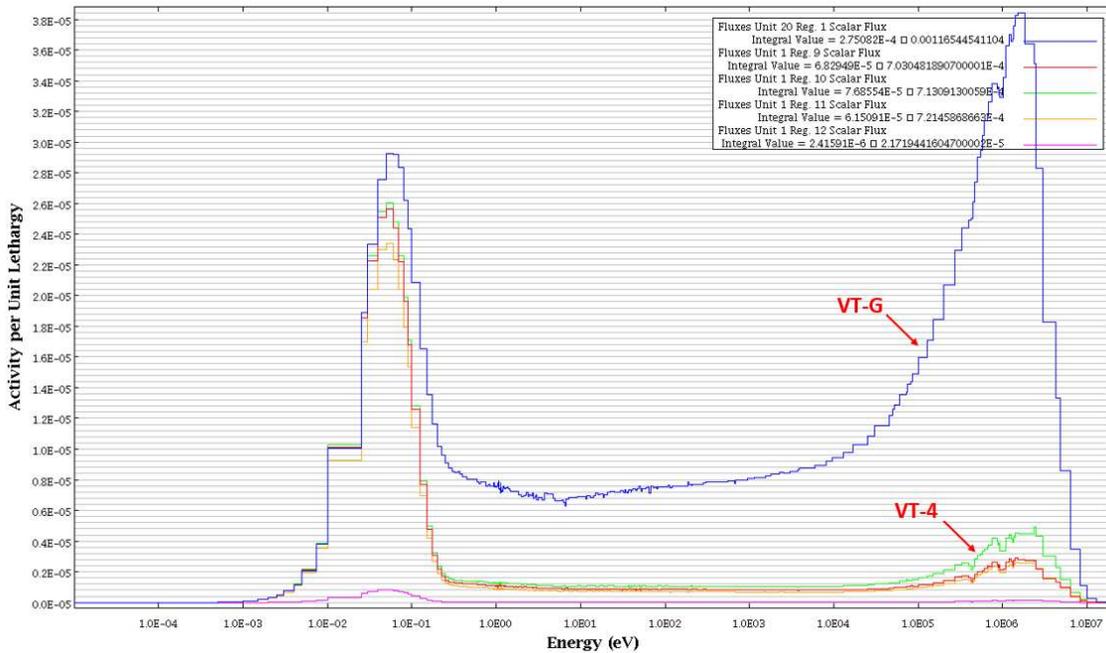


圖 3.10 利用 MCNP 計算所得之 THOR 照射管中子能譜

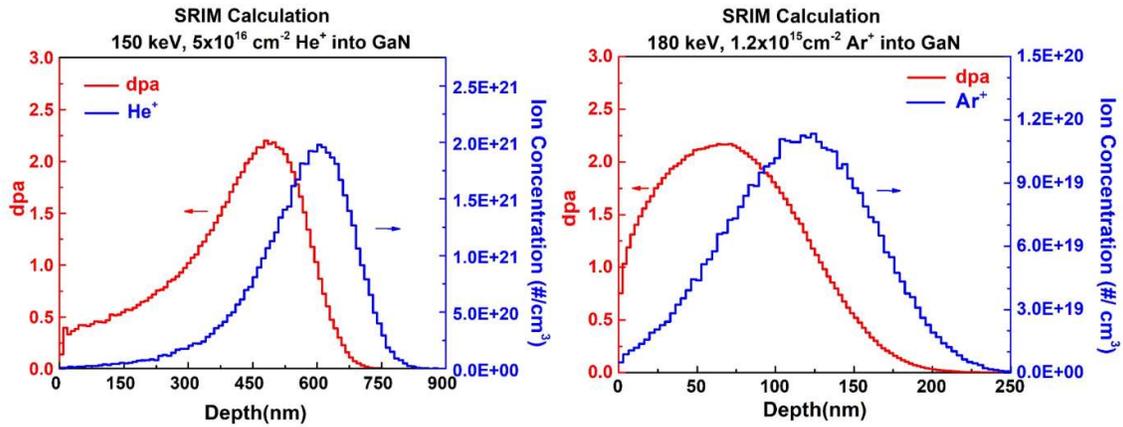


圖 3.11 利用 SRIM 計算所得之  $\text{He}^+$  與  $\text{Ar}^+$  照射離子之濃度與 dpa 分布情形

## 2. GaN 離子輻照效應分析

### (1) 載子傳導特性

圖 3.12 顯示霍爾效應分析儀測量的 GaN 磊晶薄膜中電子濃度( $n_e$ )隨  $\text{Ar}^+$  與  $\text{He}^+$  輻照通量的變化。明顯地，隨著  $\text{Ar}^+$  與  $\text{He}^+$  輻照通量增加，有效的電子濃度會隨之降低，並且兩種離子在等 dpa 的輻照條件下，其變化趨勢相當一致。圖 3.13 則顯示兩種離子輻照所造成的電子濃度下降比率與輻照通量的關係，以  $\text{Ar}^+$  為例，當通量達到  $6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  時，載子密度下降的幅度甚至可達 32.5%。GaN 中載子被移除的原因可歸因於輻照產生的缺陷所引起的載子捕獲和載子補償效應[29]，而在之前使用 Ca、As 甚至 H 等不同離子輻照 GaN 的研究中也有發現類似的現象[30-32]。另一方面，圖 3.14 顯示了霍爾效應分析儀在 80 K 溫度下測量到的 GaN 材料中的電子遷移率( $\mu$ )隨  $\text{Ar}^+$  與  $\text{He}^+$  輻照通量的變化趨勢。可以看出， $\text{Ar}^+$  與  $\text{He}^+$  輻照導致載子遷移率隨著通量的增加而下降，這表示離子輻照的位移損傷產生的缺陷導致載子發生散射的機會增加，進而會降低 GaN 晶格中的載子傳輸速度。

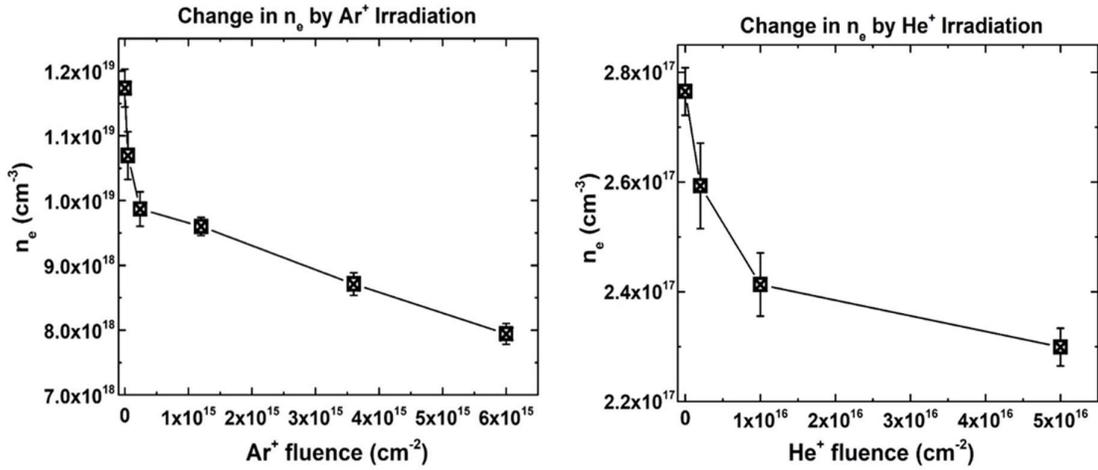


圖 3.12 GaN 材料中的電子濃度隨  $\text{Ar}^+$  與  $\text{He}^+$  輻照通量的變化情形

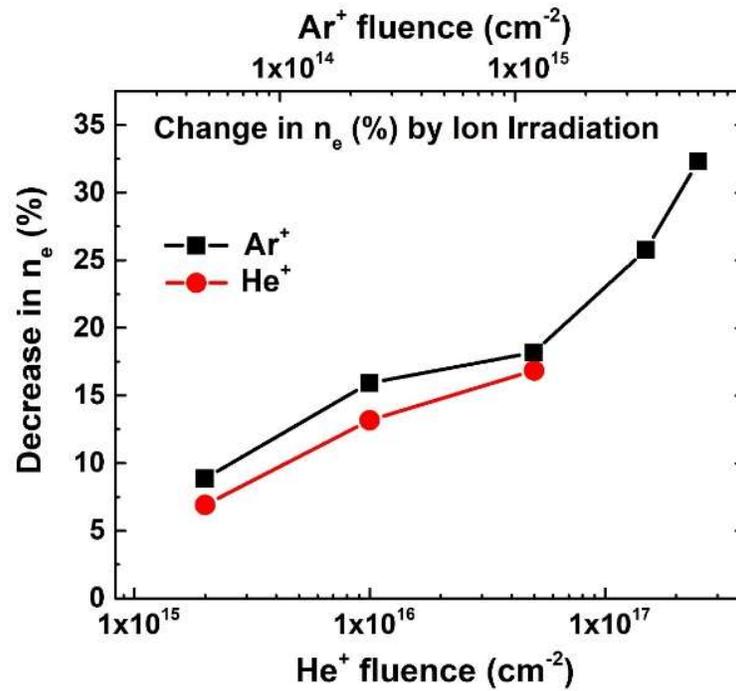


圖 3.13 GaN 材料中的電子濃度下降率隨  $\text{Ar}^+$  與  $\text{He}^+$  輻照通量的變化情形

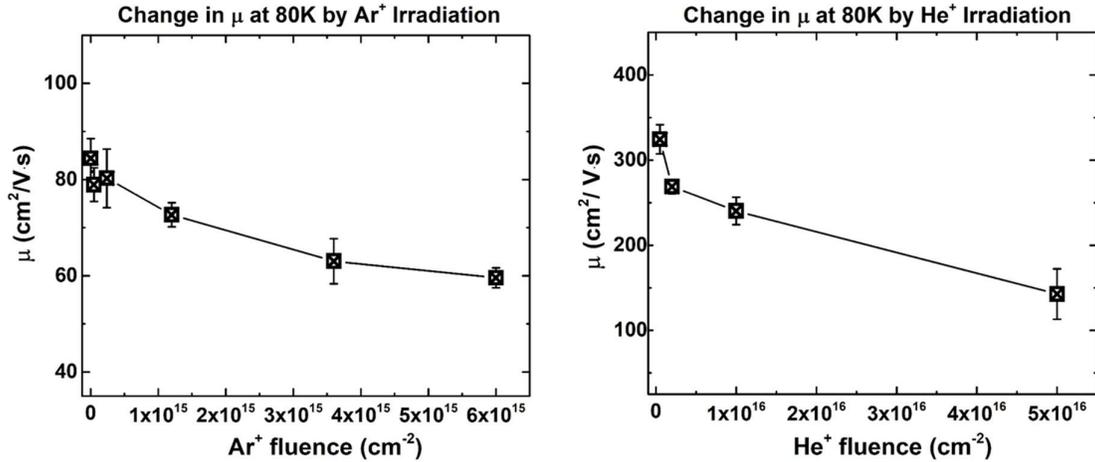


圖 3.14 GaN 材料中的電子遷移率隨 Ar<sup>+</sup>與 He<sup>+</sup>輻照通量的變化情形

## (2) 晶格結構

圖 3.15 顯示了 XRD 2 $\theta$  掃描繞射圖譜隨 Ar<sup>+</sup>與 He<sup>+</sup>輻照通量的變化情形。如圖所示，經 Ar<sup>+</sup>與 He<sup>+</sup>照射之後，GaN 樣品的(0002)繞射峰強度明顯下降，並且其繞射角隨通量增加而有朝較低角度的方向移動。強度降低說明 GaN 的結晶度發生劣化，而繞射角左移則表示 GaN 晶體沿 c 軸方向發生了晶格膨脹。為了瞭解 GaN 晶格膨脹相對於 Ar<sup>+</sup>與 He<sup>+</sup>輻照通量的變化趨勢，本研究進一步地定量 c 軸的晶格應變並發現兩者呈非線性的趨勢，如圖 3.16 所示。c 軸晶格應變隨 Ar<sup>+</sup>與 He<sup>+</sup>輻照通量的變化呈現非線性趨勢，這在早期的一些研究中也有類似的結果[33, 34]。在 GaN 中，經離子輻照所產生的 Frenkel pairs，在室溫下的動態退火過程中會使得輻射引起的缺陷累積(defect accumulation)隨著通量的增加而出現獨特的行為。在低通量輻照下，缺陷濃度相對較低，並隨著離子通量的增加而呈線性累積，c 軸晶格應變也隨之增加。隨著輻照通量逐漸增加，高濃度的缺陷變得非常活躍，缺陷之間產生強烈的相互作用，進而促使局域 GaN 晶格發生從晶相到非晶相的相變化。在相轉變的當下，缺陷會停止產生晶格損傷，同時形成非晶相，導致 XRD 和 RBS/C 圖譜中觀察到飽和的趨勢[33, 35, 36]。如圖 3.16 所

示，從 GaN 的 c 軸晶格應變隨輻照通量的變化中可觀察到三種不同斜率的區域，這與上述先前的研究非常相似。在  $\text{Ar}^+$  通量從  $2.4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  到  $1.2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  範圍內，c 軸晶格應變飽和意謂  $\text{Ar}^+$  輻照的 GaN 在損傷區開始萌生非晶相。隨後，c 軸晶格應變的急劇增加則表示  $\text{Ar}^+$  通量的進一步增加導致非晶層的形成和生長。同樣地， $\text{He}^+$  輻照的結果也與  $\text{Ar}^+$  有一致的趨勢，然在其本次所使用的最高通量僅可觀察到飽和區，預期若再增加  $\text{He}^+$  輻照通量亦可看到上升段。

值得注意的是，如圖 3.15 所示，在  $\text{Ar}^+$  與  $\text{He}^+$  輻照的 GST 晶體中，(0002) 繞射峰的左側皆出現了肩部，此也被稱為”損傷峰”，此主要可歸因於到來自輻照損傷區域的繞射訊號[34, 37]。隨著輻照通量的增加，損傷峰的  $2\theta$  角逐漸遠離(0002)主繞射峰，這意味著損傷區域的晶格膨脹更加嚴重。由於損傷層的延伸，當  $\text{Ar}^+$  通量從  $4.8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  增加到  $2.4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  時，損傷峰的強度也表現出明顯的增加。隨著  $\text{Ar}^+$  通量繼續增加，損傷層開始演化為非晶相，損傷峰強度則開始下降[34]。最終，當  $\text{Ar}^+$  輻照通量高於  $3.6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  時，損傷峰消失。特別的是，損傷峰值強度的下降出現在  $1.2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  的輻照通量，與圖 3.16 中 c 軸晶格應變的飽和狀態相符。再者，當通量達到  $3.6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  時，損傷峰完全消失，這也可對應於 c 軸晶格應變的第二段上升趨，即可歸因於非晶層開始形成和生長。根據 SRIM 模擬結果並由上述結果可以歸納，離子輻照引起的 dpa 最大值在 0.44~2.2 之間會使得 GST 晶體損傷區局部區域出現非晶相，而在離子輻照 dpa 最大值高於 6.6 時則會形成非晶層。

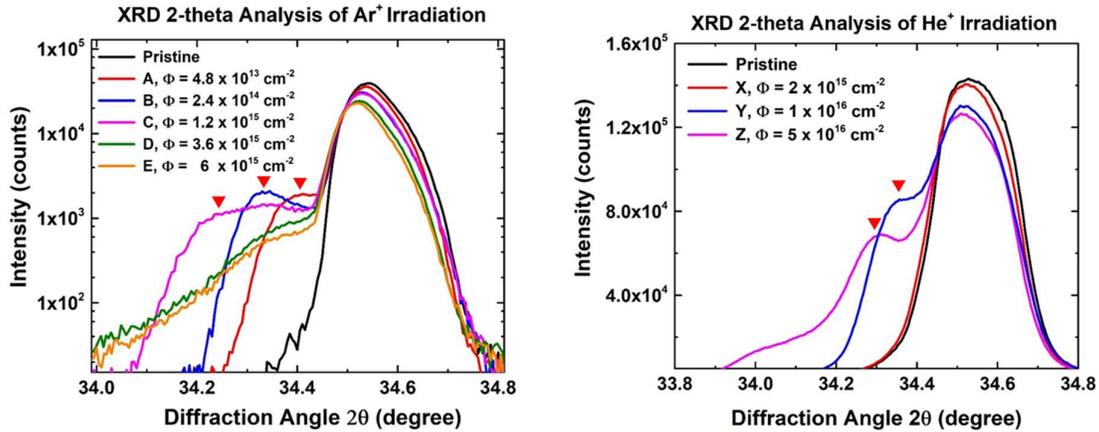


圖 3.15 GaN 晶體的 XRD  $\theta$ - $2\theta$  掃描圖譜率隨 Ar<sup>+</sup>與 He<sup>+</sup>輻照通量的變化情形

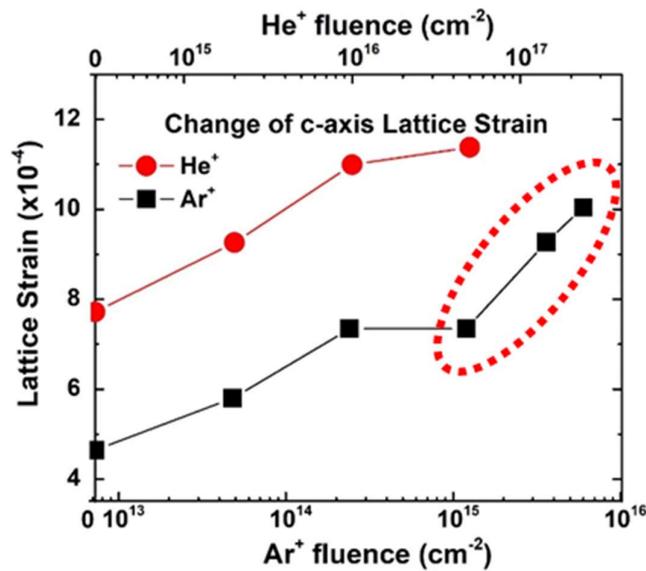


圖 3.16 GaN 晶體的 c 軸晶格應變隨 Ar<sup>+</sup>與 He<sup>+</sup>輻照通量的變化情形

### (3) 光致發光特性

圖 3.17 顯示了 Ar<sup>+</sup>與 He<sup>+</sup>輻照的 GaN 在不同通量下的 PL 光譜。可以看出，原始樣品發射出極高強度的 PL 特徵能峰，即近帶隙發射峰(Near-Band-Edge, NBE)，此發射峰主要源自於帶間躍遷，具有 3.415 eV 的特徵光

子能量。然而，即使在具有最低  $\text{Ar}^+$  與  $\text{He}^+$  輻照通量的樣品中，NBE 特徵能峰強度也會出現顯著降低的現象。這意味著大多數輻射引起的缺陷可具有非輻射復合中心(nonradiative recombination centers)的特性，會透過缺陷捕獲與復合的過程而阻礙自由載子的帶間躍遷[38]。

與 NBE 的劇烈變化相比，隨著  $\text{Ar}^+$  輻照通量的增加，位於 2.2 eV 附近的黃色發光(YL)帶的強度則下降得非常緩慢。YL 能帶可歸屬於  $\text{C}_\text{N}$  替代型深能階受體(deep-level acceptors)缺陷，即源自於 GaN 磊晶生長過程中，碳雜質佔據氮原子的晶格位置所致[39]。隨著  $\text{Ar}^+$  與  $\text{He}^+$  輻照通量增加， $\text{C}_\text{N}$  相關的 YL 發光帶也不再保持類高斯分佈，YL 發光帶消失也意味著  $\text{Ar}^+$  輻照可能會阻礙來自  $\text{C}_\text{N}$  發光中心的光發射，或破壞 GaN 晶體中的原生  $\text{C}_\text{N}$  缺陷。上述 PL 分析有助於闡明  $\text{Ar}^+$  與  $\text{He}^+$  輻照損傷對於 GaN 晶體激子發射和禁帶隙深能階缺陷的影響。

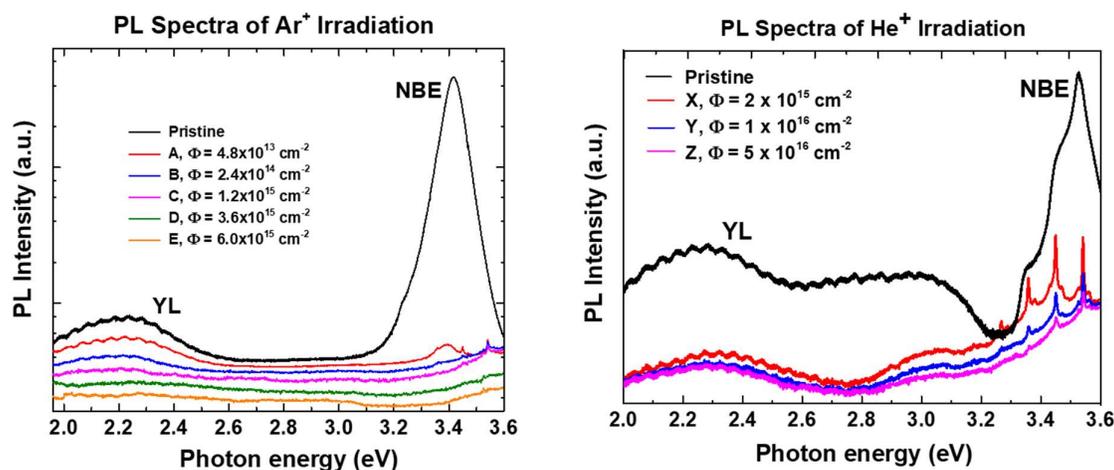


圖 3.17 不同  $\text{Ar}^+$  與  $\text{He}^+$  輻照通量下 GaN 樣品的 PL 發光能譜

#### (4) 拉曼散射能光譜

GaN 樣品的拉曼散射能譜隨  $\text{Ar}^+$  與  $\text{He}^+$  輻照通量的變化如圖 3.18 所示。在  $570 \text{ cm}^{-1}$  和  $736 \text{ cm}^{-1}$  附近可觀察到兩個與 GaN 相關的拉曼特徵峰，分別對應於  $\text{E}_2^{\text{High}}$  和  $\text{A}_1(\text{LO})$  聲子模式。GaN 拉曼光譜中的  $\text{E}_2^{\text{High}}$  聲子模式是一

種與 GaN 晶體結構內的氮次晶格(N sublattice)相關的振動模式。因此，隨著輻照通量的增加， $E_2^{\text{High}}$  峰值強度呈現下降趨勢，顯示  $\text{Ar}^+$  與  $\text{He}^+$  輻照損傷也影響沿 c 軸方向的氮次晶格散射[40]。本研究也透過高斯-洛倫茲曲線擬合，藉由將原始樣品的積分面積除以輻照樣品的積分面積，並將其定義為「無序因子」用以衡量輻射損傷的程度。由估算結果也顯示，隨著  $\text{Ar}^+$  與  $\text{He}^+$  輻照通量的增加，無序因子的值呈現增加的趨勢，與上述結果一致。

在 GaN 的拉曼光譜中， $A_1(\text{LO})$  聲子模式是另一種特定的縱向光學振動模式，可用於識別和表徵晶格振動與電荷載子(通常是電子)的相互作用。如圖 3.19 所示，隨著  $\text{Ar}^+$  輻照通量的增加， $A_1(\text{LO})$  聲子模式特徵峰表現出紅移和變寬的趨勢。 $A_1(\text{LO})$  聲子模式的紅移反映了輻照後樣品中電子濃度的降低[41]，而半高全寬(FWHM)的增加則是由於  $A_1(\text{LO})$  聲子模式的鬆弛，這都可代表離子輻照的 GaN 樣品中電子傳導的退化[42]。此外，在  $\text{Ar}^+$  與  $\text{He}^+$  輻照的 GaN 拉曼光譜中，在波數  $300 \text{ cm}^{-1}$  和  $670 \text{ cm}^{-1}$  附近，也分別顯示出與缺陷相關的特徵峰，稱為「無序活化拉曼散射(disorder activated Raman scattering, DARS)」[40, 42, 43]，其分別屬於 Ga 相關和 N 相關的 DARS 缺陷，而兩者的強度也隨著輻照通量的增加而呈現上升趨勢。

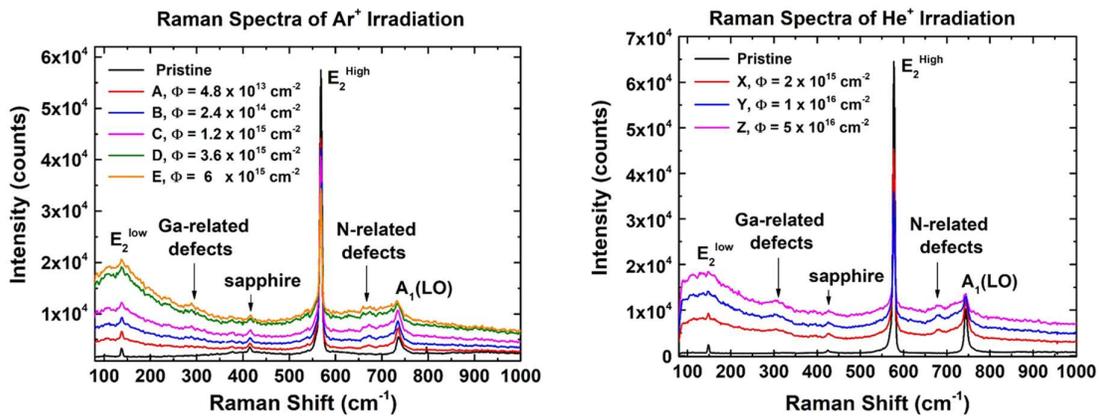


圖 3.18 不同  $\text{Ar}^+$  與  $\text{He}^+$  輻照通量下 GaN 樣品的拉曼散射光譜

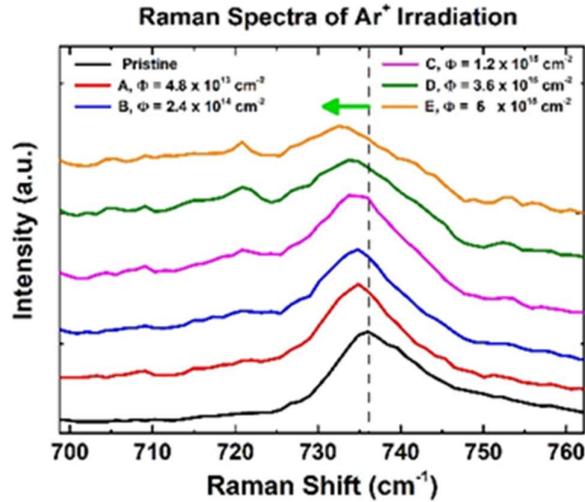


圖 3.19 GaN 樣品拉曼散射之  $A_1(\text{LO})$  聲子模式隨  $\text{Ar}^+$  輻照通量的變化

### 3. SiC 中子輻照效應分析

#### (1) 中子照射通量影響

本研究使用 THOR VT-4 與 VT-G 的垂直照射管進行 SiC 試片的中子照射，位於爐心正中央的 VT-G 照射管除了具有較高的中子通量率之外，也具有較硬或較高快/熱中子通量率比，因此位於 VT-G 的試片接受較高的快中子照射通量，詳細的中子照射參數可參考圖 3.9 的附表。圖 3.20 所示則為未照射 SiC 及位於 VT-4 與 VT-G 照射之後的 SiC 試片的 UV-Vis 吸收光譜，輻照前後 SiC 的吸收係數產生明顯的變化，由結果可知中子輻照會造成結構紊亂，擾亂電子結構並導致光吸收特性發生巨大變化。

根據 Tauc's equation，可以藉由 UV-Vis 吸收光譜外插求得 SiC 材料的能隙寬度[44]，其關係式如下：

$$(\alpha h\nu)^{1/2} = \beta(h\nu - E_g) \quad (3.2)$$

其中， $\alpha$  為吸收係數， $h\nu$  為光子能量， $E_g$  為能隙， $\beta$  為常數。圖 3.20 所示的虛線與 x 軸的交點即是利用此關係式外插推得的 SiC 能隙值。更進一步地，利用 UV-Vis 吸收光譜亦可計算 Urbach energy ( $E_U$ )[45]，如下式：

$$\alpha = \alpha_0 \exp\left(\frac{h\nu}{E_U}\right) \quad (3.3)$$

$E_U$  與材料的結構、及電子-聲子與電子-雜質交互作用有關，其值大小可用以判定能隙中的紊亂程度，當輻照於能隙中產生缺陷能帶，可使上述的作用效應更為明顯，亦即  $E_U$  值會隨著輻照劑量增加而上升。圖 3.21 所示即為利用上述關係式計算所求得的 SiC 在 VT-4 與 VT-G 中子照射之後的能隙與  $E_U$  值。如圖所示，SiC 試片的能隙在 VT-4 照射之後有些許降低，而經過 VT-G 高通量的快中子照射之後，能隙出現明顯降低的現象。另一方面，相對應條件所推得的  $E_U$  則呈現相反的趨勢，顯示晶格結構有漸趨紊亂之勢。由上述結果可證實，SiC 晶格損傷隨中子照射通量增加而變得更为嚴重，中子照射於 SiC 引發的位移損傷會導致能隙值下降並於能隙內累積缺陷態。

為了進一步瞭解 SiC 晶體的原子組態隨中子照射條件的變化，本研究也進行 SiC 試片的拉曼射光譜分析。圖 3.22 所示為 SiC 試片在不同的中子照射管照射之後的拉曼散射光譜的變化情形，其中  $E_1(\text{TO})$  與  $E_2(\text{TO})$  為橫向聲子震動模式，而  $A_1(\text{LO})$  則為縱向聲子震動模式。這些聲子模式都是 4H-SiC 晶體常見的拉曼散射特徵峰， $E_1(\text{TO})$  與  $E_2(\text{TO})$  與晶體品質相關， $A_1(\text{LO})$  則為聲子與電漿子耦合的結果，與載子濃度及傳導特性相關[46]。隨著中子照射通量增加， $E_1(\text{TO})$  與  $E_2(\text{TO})$  橫向聲子震動模式的特徵峰強度出現降低的現象；此外， $A_1(\text{LO})$  特徵峰則在 VT-G 照射之後明顯陡升之外，也出現特徵峰往高波數方向紅移的現象。上述的拉曼散射光譜的結果可更進一步地證實中子照射後的 4H-SiC 晶體品質有出現劣化的跡象，並且所引入的缺陷也造成原有摻雜載子的移除。

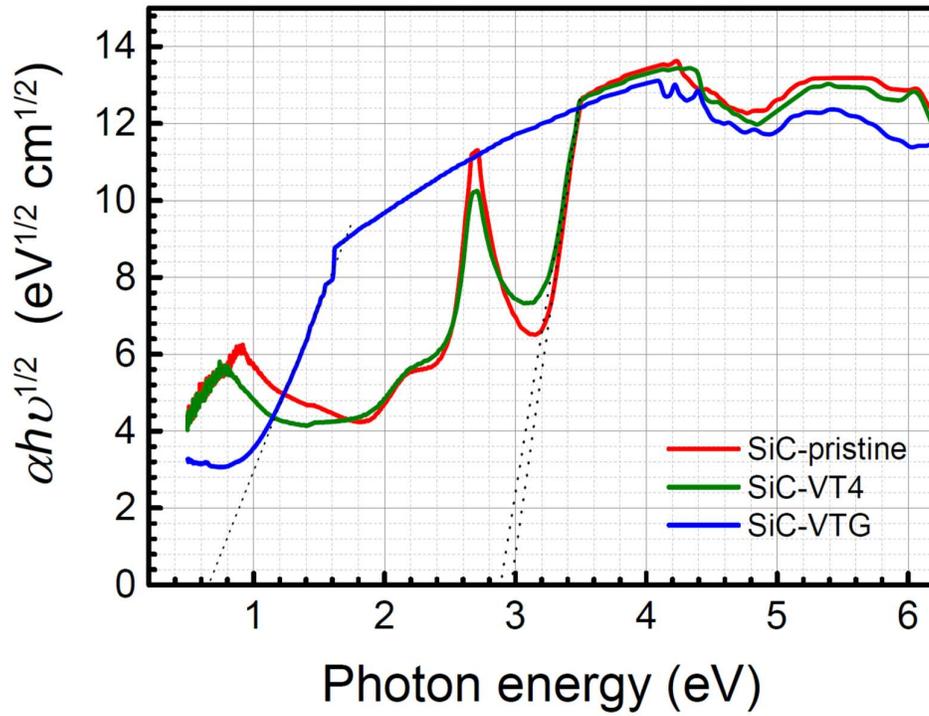


圖 3.20 SiC 試片之 UV-Vis 吸收光譜隨不同中子照射位置的變化

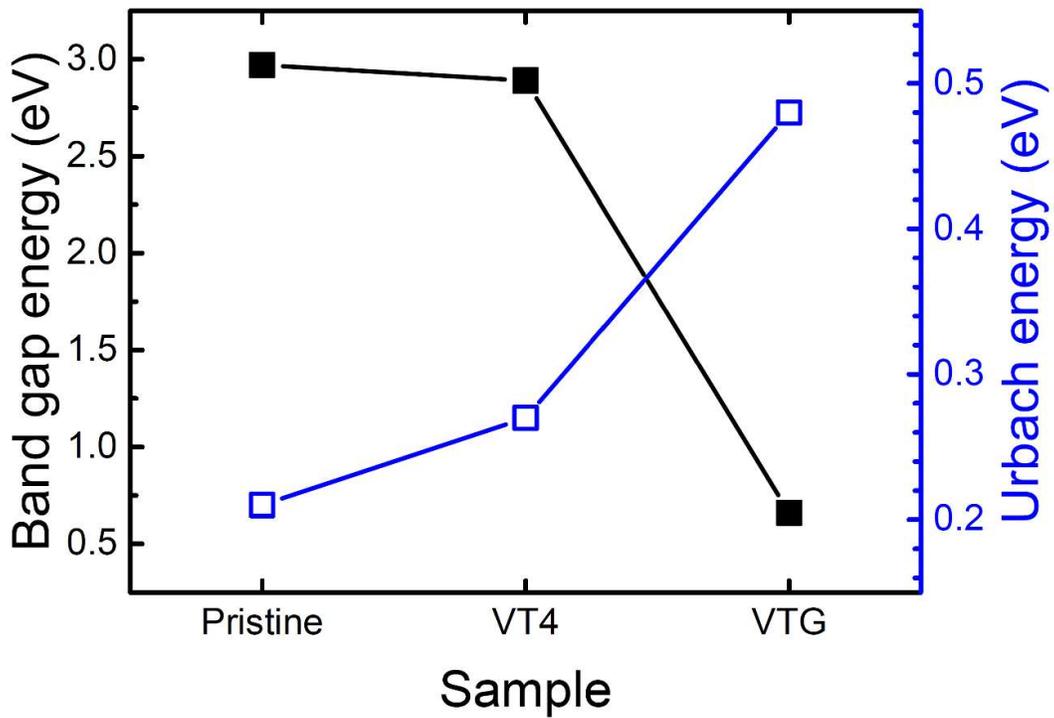


圖 3.21 SiC 試片之能隙與  $E_U$  值隨不同中子照射位置的變化

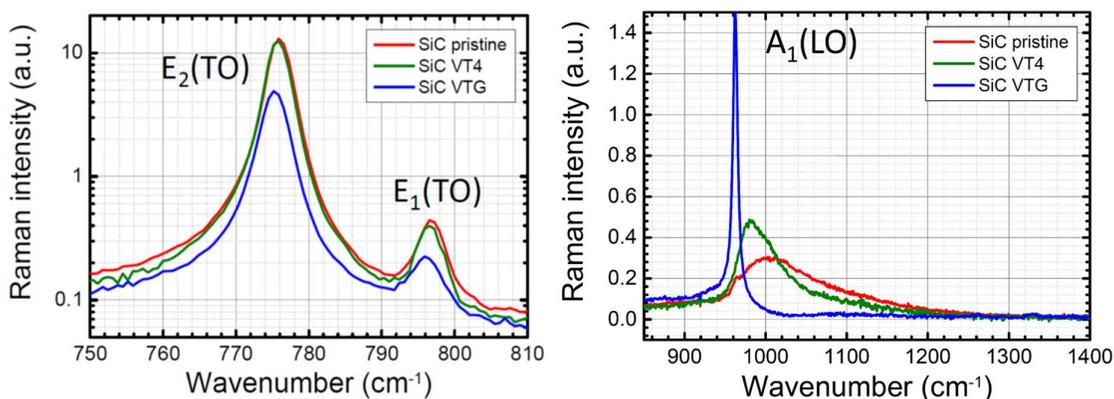


圖 3.22 SiC 試片之拉曼散射光譜隨不同中子照射位置的變化

## (2) 退火溫度效應

由於中子照射導致位移損傷並在 SiC 晶體中產生許多的缺陷，本研究選擇在 VT-G 完成中子照射的 SiC 試片，並採用傳統的爐退火在氮氣氛圍下進行退火處理，退火溫度為 300、700、800、900、1100°C，退火時間為 1 小時，藉此探討中子照射試片的退火溫度效應。圖 3.23 所示為未照射試片及 VT-G SiC 試片在不同退火溫度之下的拉曼散射光譜，隨著退火溫度的增加，可發現  $A_1(LO)$  特徵峰的紅移現象在 1100°C 時有趨緩的現象，然仍無法回復至原未照射試片的狀態，表示載子移除現象應有逐漸復原的趨勢。另一方面， $E_1(TO)$  與  $E_2(TO)$  特徵峰的強度也隨著退火溫度出現變化。由於晶體中缺陷與完美晶體分別會對  $E_1(TO)$  與  $E_2(TO)$  模式有貢獻，Wan 等人的研究係將拉曼強度比定義為 SiC 晶體品質的性能參數[46]，如下關係式：

$$I_R = I_{E_1(LO)} / I_{E_2(LO)} \quad (3.4)$$

若 SiC 晶體中的缺陷越多，則其強度比  $I_R$  越大。圖 3.24 所示即為  $E_1(TO)$  與  $E_2(TO)$  特徵峰之強度比  $I_R$  隨退火溫度的變化情形，VT-G 剛照射完的樣品具有最大的  $I_R$ ，並且  $I_R$  隨著退火溫度的增加而逐漸降低。因此，中子輻照 SiC 試片的結晶品質在熱退火後有逐漸回復的趨勢。

此外，本研究也使用兆赫波時域能譜來研究中子輻照的 4H-SiC 晶體在不同退火溫度下的複光學電導率。藉由量測所得的兆赫波時域能譜，經由 Drude-Smith 模型擬合之後，即可推算個別 SiC 試片的載子濃度、載子遷移率、以及導電率等[47]，如圖 3.25 所示。經過 VT-G 中子輻照之後，SiC 晶體中的載子濃度可以從  $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  降至約  $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 、載子遷移率從大約  $287 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$  降至  $113 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ 、導電率由約  $250 \Omega^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$  降至約  $50 \Omega^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$ ，這些結果亦可與前述的量測結果相呼應。此外，在退火溫度增加至  $900^\circ\text{C}$  之前，這些參數值均未有明顯回復；直至退火溫度提高至  $1100^\circ\text{C}$  時，可發現載子遷移率幾乎完全回復，而載子濃度與導電率雖未完全復原，但亦有明顯提升。

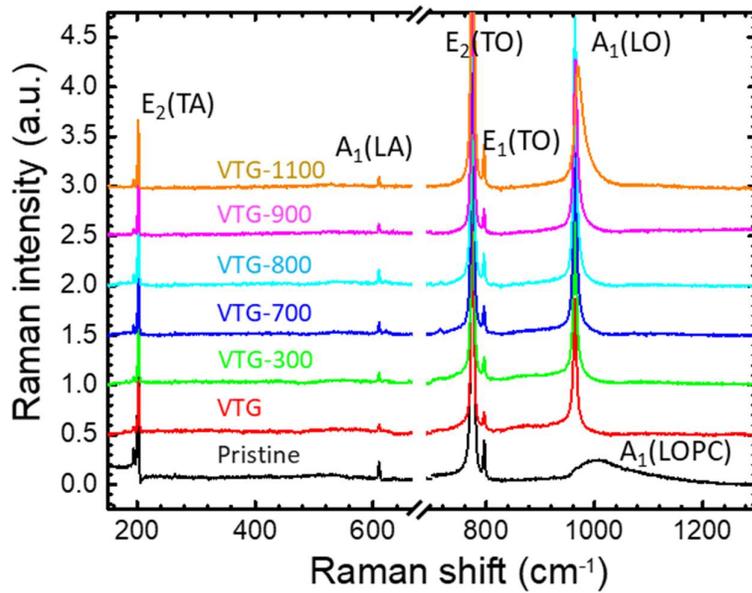


圖 3.23 SiC VT-G 試片之拉曼散射光譜隨退火溫度的變化

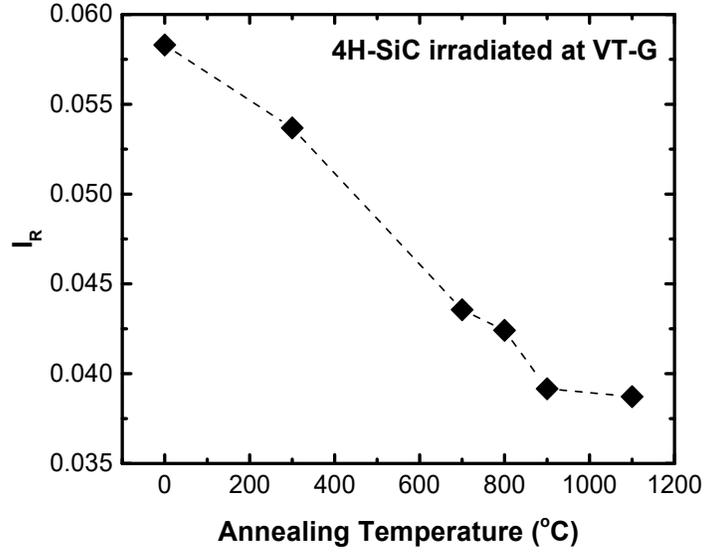


圖 3.24 SiC VT-G 試片之  $E_1(TO)$  與  $E_2(TO)$  特徵峰的強度比  $I_R$  隨退火溫度的變化

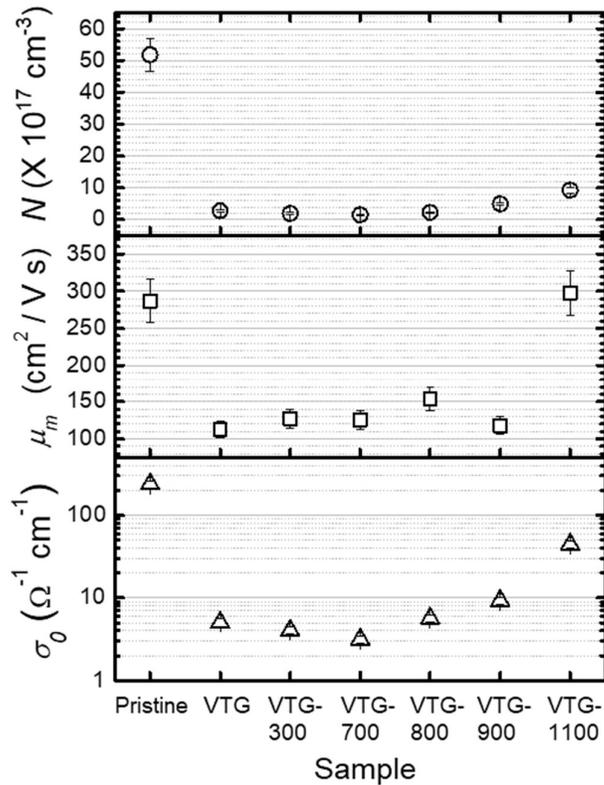


圖 3.25 SiC VT-G 試片之兆赫波時域能譜經擬合之後所求得之載子濃度、載子遷移率、以及導電率參數隨退火溫度的變化

## 肆、結論

本研究深入地探討 Ar<sup>+</sup>與 He<sup>+</sup>輻照對於 GaN 磊晶層及中子輻照對於 4H-SiC 基材的輻射損傷效應的影響，茲提供相關結論如下：

- (1) Ar<sup>+</sup>與 He<sup>+</sup>輻照會移除 GaN 晶體中的自由電子載子，也會增加自由電子運動的阻力，導致電子遷移率下降。當輻照通量達到損傷程度相當於 dpa 最大值為 11 時，載子移除率約為 32.5%。
- (2) GaN 晶體中受損的晶格在室溫動態退火時可引起缺陷的相互作用，並導致 c 軸晶格應變與離子輻照通量的非線性結構特性變化，可據此推知非晶相轉變以及非晶層形成對應的通量。
- (3) 藉由 PL 和拉曼光譜分析，可以深入了解 Ar<sup>+</sup>與 He<sup>+</sup>輻照對 GaN 晶體結構和導電性能的影響。在 PL 光譜中，由 NBE 發光受到抑制可說明即使在低離子輻照通量下，GaN 中自由載子的復合也會受到輻射引起的非輻射復合缺陷的嚴重影響。在拉曼光譜中，GaN 晶體的 E<sub>2</sub><sup>High</sup> 聲子模式可提供氮次晶格損傷的相關訊息，並可用於推估可量化離子輻照損傷的無序因子。A<sub>1</sub>(LO)則是 GaN 晶體另一個有用的聲子振動模式，可證實 GaN 晶格中電子濃度降低及電子傳導特性劣化，此結果也與霍爾效應測量測結果具有極佳的一致性。
- (4) 中子輻照同樣會對於 SiC 晶體造成晶格損傷，並且其損傷程度及推導所得的能隙與 Urbach energy (E<sub>U</sub>)等數值都與中子照射通量呈現一致的趨勢。
- (5) 中子輻照也會影響 SiC 晶體的載子傳導特性，在 6×10<sup>17</sup> cm<sup>-2</sup> 的快中子照射通量之下，載子濃度由 5×10<sup>18</sup> cm<sup>-3</sup> 降至約 1×10<sup>17</sup> cm<sup>-3</sup>，載子遷移率則由 287 cm<sup>2</sup>/V·s 降至 113 cm<sup>2</sup>/V·s。

- (6) 由退火溫度效應的研究結果顯示，1100°C 以上的退火溫度才可有效地移除中子輻照 SiC 晶體中的缺陷，並使其載子濃度與載子遷移率獲得回復。

## 伍、參考資料

- [1] D.G. Mavis, D.R. Alexander, “Employing radiation hardness by design techniques with commercial integrated circuit processes”, *16<sup>th</sup> DASC. AIAA/IEEE Digital Avionics Systems Conference. Reflections to the Future. Proceedings. Vol. 1. IEEE* (1997).
- [2] M.S.M. Siddiqui et al., “SRAM radiation hardening through self-refresh operation and error correction.” *IEEE Transactions on Device and Materials Reliability* 20, 468-474 (2020).
- [3] J.R. Schwank, M.R. Shaneyfelt, P.E. Dodd, “Radiation hardness assurance testing of microelectronic devices and integrated circuits: Radiation environments, physical mechanisms, and foundations for hardness assurance”, *IEEE Transactions on Nuclear Science* 60, 2074-2100 (2013).
- [4] O. Deblecker, Z. De Grève and C. Versèle, “Comparative Study of Optimally Designed DC-DC Converters with SiC and Si Power Devices”, *DOI: 10.5772/61018* (2014).
- [5] Y.H. Zhang, “Comparison Between Competing Requirements of GaN and SiC Family of Power Switching Devices”, *Materials Science and Engineering* 738, 012004 (2020).
- [6] A. Ionascut-Nedelcescu et al., ” Radiation hardness of gallium nitride”, *IEEE Transactions on Nuclear Science* 49, 2733-2738 (2002).
- [7] J.A. Pellish, NASA Technical Reports Server, No. GSFC-E-DAA-TN64809 (2017).
- [8] D. Lambert et al., “Evaluation of neutron-GaN displacement damage cross-section”, *RADECS 2022-RADiation Effects on Components and Systems* (2022).

- [9] Z.D. Olson et al., “100SW1502 Optocoupler TID & DDD Tests”, *2022 IEEE Radiation Effects Data Workshop (REDW) (in conjunction with 2022 IEEE NSREC)* (2022).
- [10] D. Lambert et al., “Neutron displacement damage cross-section in GaN: numerical evaluations and differences with Si”, *IEEE Transactions on Nuclear Science DOI: 10.1109/TNS.2023.3265463* (2023).
- [11] W. Hoffelner, “Irradiation Damage in Nuclear Power Plants”, *In: Voyiadjis, G. (eds) Handbook of Damage Mechanics. Springer, New York, 1427-1461* (2014).
- [12] J.M. McGarrity et al., “Silicon Carbide JFET Radiation Response”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 39, 1974 (1992).
- [13] C.J. Scozzie et al., “Silicon Carbide FETs for High Temperature Nuclear Environments”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 43, 1642 (1996).
- [14] P. Hazdra et al., “Radiation Resistance of High-Voltage Silicon and 4H-SiC Power p-i-n Diodes”, *IEEE Trans. Elec. Dev.* 68, 202 (2021).
- [15] L. Zhang et al., “Neutron radiation effect on 4H-SiC MESFETs and SBDs”, *Journal of Semiconductors* 31, 114006 (2010).
- [16] G. Ko et al., “Electrical Characterizations of Neutron-irradiated SiC Schottky Diodes”, *Korean J. Chem. Eng.* 26, 285-287 (2009).
- [17] D.S. Chao et al., “Influence of Displacement Damage Induced by Neutron Irradiation on Effective Carrier Density in 4H-SiC SBDs and MOSFETs”, *Japanese Journal of Applied Physics* 58, SBBD08 (2019).
- [18] P. Hazdra et al., “Displacement Damage and Total Ionisation Dose Effects on 4H-SiC Power Devices”, *IET Power Electronics*, 3910 (2019).
- [19] A.A. Lebedev et al., “Effect of High Energy (15MeV) Proton Irradiation on Vertical Power 4H-SiC MOSFETs”, *Semicond. Sci. Technol.* 34, 045004 (2019).

- [20] M. Usman et al., “Impact of Ionizing Radiation on the SiO<sub>2</sub>/SiC Interface in 4H-SiC BJTs”, *IEEE Trans. Elec. Dev.* 59, 3371 (2015).
- [21] S. Popelka et al., “Effect of Electron Irradiation on 1700V 4H-SiC MOSFET Characteristics”, ICSCRM (2015).
- [22] I.H. Lee et al., “Carrier Removal Rates and Deep Traps in Neutron Irradiated n-GaN Films”, *Journal of The Electrochemical Society* 158, H866-H871 (2011).
- [23] L. Lv et al., “Fast and Thermal Neutron Radiation Effects on GaN PIN Diodes”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 64, 643 (2017).
- [24] R. Sun et al., “Degradation Mechanism of Schottky P-GaN Gate Stack in GaN Power Devices under Neutron Irradiation”, *Appl. Phys. Lett.* 119, 133503 (2021).
- [25] A.Y. Polyakov et al., “Neutron irradiation effects on electrical properties and deep-level spectra in n-AlGaN / GaN undoped heterostructures”, *J. Appl. Phys.* 98, 033529 (2005).
- [26] A. Stocco et al., “Proton Induced Trapping Effect on Space Compatible GaN HEMTs”, *Microelectronics Reliability* 54, 2213 (2014).
- [27] N.E. Ives et al., “Effects of Proton-Induced Displacement Damage on Gallium Nitride HEMTs in RF Power Amplifier Applications”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 62, 2417 (2015).
- [28] B.D. Weaver et al., “On the Radiation Tolerance of AlGaIn/GaN HEMTs”, *ECS Journal of Solid State Science and Technology*, 5, Q208 (2016).
- [29] Stanislaus, W. J., Poate, J. M. “Ion Implantation and Beam Processing.” Academic Press, 2014.
- [30] Lv, L., Ma, J. G., Cao, Y. R., Zhang, J. C., Zhang, W., Li, L., Xu, S. R., Ma, X. H., Ren, X. T., Hao, Y. “Study of proton irradiation effects on AlGaIn/GaN high electron mobility transistors.” *Microelectronics Reliability*, 51 (2011) 2168-2172.

- [31] Lee, L., Lee, W. C., Chung, H. M., Lee, M. C., Chen, W. H., Chen, W. K., Lee, H. Y. “Characteristics of deep levels in As-implanted GaN films.” *Applied Physics Letters*, 81 (2002) 1812-1814.
- [32] Mensching, B., Liu, C., Rauschenbach, B., Kornitzer, K., Ritter, W. “Characterization of Ca and C implanted GaN.” *Materials Science and Engineering: B*, 50 (1997) 105-108.
- [33] Mendes, P., Lorenz, K., Alves, E., Schwaiger, S., Scholz, F., Magalhães, S. “Measuring strain caused by ion implantation in GaN.” *Materials Science in Semiconductor Processing*, 98 (2019) 95-99.
- [34] Liu, C., Mensching, B., Volz, K., Rauschenbach, B. “Lattice expansion of Ca and Ar ion implanted GaN.” *Applied Physics Letters*, 71 (1997) 2313-2315.
- [35] Wendler, E., Kamarou, A., Alves, E., Gärtner, K., Wesch, W. “Three-step amorphisation process in ion-implanted GaN at 15 K.” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 206 (2003) 1028-1032.
- [36] Kucheyev, S. O., Boudinov, H., Williams, J. S., Jagadish, C., Li, G. “Effect of irradiation temperature and ion flux on electrical isolation of GaN.” *Journal of Applied Physics*, 91 (2002) 4117-4120
- [37] Han, Y., Peng, J., Li, B., Wang, Z., Wei, K., Shen, T., Sun, J., Zhang, L., Yao, C., Gao, N., Gao, X., Pang, L., Zhu, Y., Chang, H., Cui, M., Luo, P., Sheng, Y., Zhang, H., Zhang, L., Fang, X., Zhao, S., Jin, J., Huang, Y., Liu, C., Tai, P., Wang, D., He, W. “Lattice disorder produced in GaN by He-ion implantation.” *NIM B*, 406 (2017) 543-547.
- [38] Taube, A., Kamińska, E., Kozubal, M., Kaczmarek, J., Wojtasiak, W., Jasiński, J., Borysiewicz, M. A., Ekielski, M., Juchniewicz, M., Grochowski, J., Mysliwiec, M., Dynowska, E., Barcz, A., Prystawko, P., Zajac, M., Kucharski, R., Piotrowska, A. “Ion implantation for isolation of

- AlGaIn/GaN HEMTs using C or Al.” *Physica Status Solidi A*, 212 (2015) 1162-1169.
- [39] Reshchikov, M. A. “Measurement and analysis of photoluminescence in GaN.” *Journal of Applied Physics*, 129 (2021) 121101.
- [40] Li, B. S., Wang, Z. G. “Structures and optical properties of H<sub>2</sub><sup>+</sup>-implanted GaN epi-layers.” *Journal of Physics D: Applied Physics*, 48 (2015) 225101.
- [41] Jeganathan, K., Debnath, R. K., Meijers, R., Stoica, T., Calarco, R., Grützmacher, D., Lüth, H. “Raman scattering of phonon-plasmon coupled modes in self-assembled GaN nanowires.” *Journal of Applied Physics*, 105 (2009) 123707.
- [42] Katsikini, M., Arvanitidis, J., Ves, S., Paloura, E. C., Wendler, E., Wesch, W. “Indium implantation and annealing of GaN: lattice damage and recovery.” *Physica Status Solidi C*, 7 (2010) 36-39.
- [43] Katsikini, M., Arvanitidis, J., Paloura, E. C., Ves, S., Wendler, E., Wesch, W. “Raman and X-ray absorption near-edge structure characterization of GaN implanted with O, Ar, Xe, Te and Au.” *Optical Materials*, 29 (2007) 1856-1860.
- [44] I.P. Vali, P.K. Shetty, M. Mahesha, V. Sathe, D. Phase, R. Choudhary, “Structural and optical studies of gamma irradiated N-doped 4H-SiC,” *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* 440, 101-106 (2019).
- [45] S. Sorieul, J. Costantini, L. Gosmain, G. Calas, J. Grob, L. Thomé, “Study of damage in ion-irradiated  $\alpha$ -SiC by optical spectroscopy,” *J. Phys.: Condens. Matter* 18, 8493 (2006).
- [46] L. Wan, D. Zhao, C.-C. Tin, Z.C. Feng, Z. Feng, F. Wang, G. Xu, and T. Lin, “Quality evaluation of homopetaxial 4H-SiC thin films by a Raman scattering study of forbidden modes”, *Opt. Mater. Express* **8**, 119 (2017).
- [47] T.I. Jeon and D. Grischkowsky, ”Nature of Conduction in Doped Silicon”, *Phys. Rev. Lett.* 78, 1106 (1997).