

# 第一章 序論

近年來三五族氮化物半導體材料應用在光電元件、高功率以及高頻元件的潛力已被大家所重視，其能隙為直接能隙(direct band gap)，其發光頻譜在常溫下可達高達 3.4eV，因此氮化鎵材料十分適合運用在藍光二極體元件中。故為了進一步發掘氮化物材料本身的光電特性及其應用，這幾年來諸多的研究群前仆後繼的進入這個領域投入這些三五族氮化物的研究與發展。



成長氮化鎵材料的方法，目前是以有機金屬化學沈積(MOCVD)以及分子束磊晶法(MBE)來成長，不過由於現今所氮化鎵材料所使用的基材如藍寶石(sapphire)基板或是碳化矽(SiC)基板等均和氮化鎵之間存在晶格常數不匹配(lattice mismatch)以及熱膨脹係數(thermal expansion coefficient)不同等原因，因此在氮化鎵薄膜中存在較高密度的缺陷近  $10^{10} \text{cm}^{-2}$ ，但相較於其他的三五族半導體材料，氮化物材料在這麼高的缺陷密度之下，仍有一定水準的發光效率，這些缺陷的光電行為表現，引起了許多研究團隊的興趣，進而探求這些缺陷的光電行為機制。

本實驗室主要研究以有機金屬化學汽相沈積法(MOCVD)所成長的三五族氮化物半導體為研究重點；於先前的研究當中，曾利用原子力顯微鏡、微螢光光譜(micro-photoluminescence)以及近場光譜等方法研究氮化鎵表面的V型缺陷，並確立了缺陷中心處的光譜存在一特定的譜峰，其發光能量比近能隙發光能量低，被認為是缺陷所形成的帶所產生。

而本論文主要是研究氮化鎵材料表面凹陷的V缺陷在電學行為上進行一系列的探討，勢必可以對於這些半導體表面的缺陷的電性表現作全盤的分析與瞭解。從一開始分析V型缺陷密度對於蕭基元件特性的影響，進而利用現在已經發展成熟的奈米尺度檢測技術如原子力顯微鏡(atomic force microscope, AFM)，導電原子力顯微鏡(conductive atomic force microscope, C-AFM)以及掃描表面電位顯微鏡(scanning Kelvin probe microscope, SKM)研究單一個V型缺陷的電性表現，並建立一套架構來解釋V型缺陷的行為；最後則是利用奈米尺度蕭基接點對V型缺陷的結構作定點電流電壓特性量測，進而確定V型缺陷的電流傳輸機制以及推敲出這些缺陷對於蕭基元件的影響。

本論文所安排的第一章為序論，第二章是實驗理論與背景，第三章為樣品的置備與實驗流程，其次第四章為對樣品電性分析上的實驗結果與討論，最後第五章為結論以及未來的展望。



## 第二章 理論背景

### 2-1 蕭基二極體電流傳導機制理論

在蕭基二極體中電流的傳導機制大致有下列四種：

- (1) 載子因熱激發(thermionic emission)越過能障到達金屬
- (2) 載子利用穿隧(tunneling)越過能障
- (3) 載子在空乏區內進行復合或是產生
- (4) 少數載子注入，在中性區中進行復合

【圖 2-1】是 n 型半導體在順向偏壓之下的四種電流機制的示意圖。

以下將介紹 (1) 與 (2) 的機制：



載子除了一般熱激發越過能障的傳導機制之外，亦可以利用量子穿隧的方式通過能障。在低溫下，接近費米能階的電子由半導體穿隧到金屬的這個過程稱為場發射 (field emission)，【圖 2-2】是在順偏及逆偏之下電子穿隧的管道。而在高溫之下，有很多電子能量比費米能階高，此時所到的能障比原先的窄，因此電子可由能障的較高處穿隧到金屬，此過程稱為場發射 (thermionic field emission)。若溫度再高，電子有足夠的能量可到達能障頂端而直接以熱激發的方式到達金屬端，此即為熱激發電流 (thermionic field emission current)。Padovani and Stratton 以及 Crowell 和 Rideout 對蕭

基電流有詳盡的討論。其指出 J-V 曲線在順偏會符合下列關係式：

$$J = J_0 \exp\left(\frac{qV}{E_0}\right) \left(1 - \frac{\exp(-qV)}{kT}\right) \quad \text{【式 2-1-1】}$$

在順向偏壓夠大時，其中  $\exp\left(\frac{-qV}{kT}\right) \ll 1$ ，則【式 2-1-1】可近似成

$$J \approx J_0 \exp\left(\frac{qV}{E_0}\right) \quad \text{【式 2-1-2】}$$

$$\text{其中 } E_0 = E_{00} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right) \quad E_{00} = \frac{qh}{4\pi} \left(\frac{N_d}{m^* \epsilon_s}\right)$$

J：電流密度

q：電子的電荷量

k：波茲曼常數 (Boltzmann constant)

T：量測溫度

h：普朗克 (Plank) 常數

$m^*$ ：電子在半導體中的等效質量

$\epsilon_s$ ：半導體界電常數

$N_d$ ：位於介面上提供離子化電子之半導體的摻雜濃度

其中  $J_0$  為一個較不隨偏壓變化的量，他是由溫度、能障高度與半導體參數所組成的一複雜關係式。

【圖 2-3】為  $E_0$  對  $kT$  作圖，在低溫的時， $E_0 \gg kT$ ， $E = E_{00}$  且為一定值，

因此  $\ln J$  對  $V$  作圖其斜率為一線性常數，即和溫度無關 (field

emission)；在高溫時， $E_0 \ll kT$ ， $E_0 = kT$ ， $\ln J$ 對 $V$ 作圖其斜率為 $\frac{q}{kT}$ ，即為熱激發的電流傳導機制 (thermionic emission)。而在一般的情況，斜率為 $\frac{q}{nkT}$ ，而 $n = \frac{E_{00}}{kT} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right)$  (thermionic field emission)。在高溫熱激發電流的情形下，若考慮串聯電阻，蕭基二極體的 J-V 關係式為

$$J = J_s \exp\left(\frac{q(V - R_s I)}{nkT} - 1\right) \quad \text{【式 2-1-3】}$$

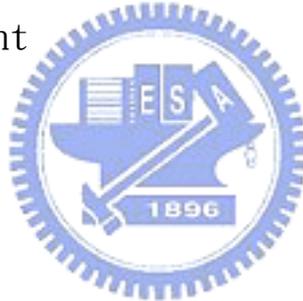
其中反相飽和偏壓漏電流 $J_s$ 為

$$J_s = A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_B}{kT}\right) \quad \text{【式 2-1-4】}$$

$A^*$ ：Richardson constant

$\phi_B$ ：蕭基能障之值

$R_s$ ：串聯電阻



若將【式 2-1-4】取自然對數，則

$$\ln\left(\frac{J_s}{T^2}\right) = \ln A^* - \frac{q\phi_B}{kT} \quad \text{【式 2-1-5】}$$

因此對 $\ln\left(\frac{J_s}{T^2}\right)$ 與 $\frac{1}{T}$ 作圖，斜率可得 $\phi_B$ 。

## 2-2 原子力顯微鏡 (AFM) 量測原理

自 1980 年代 Binnig 和 Rohrer 發明了掃描穿隧顯微術後，一系列的掃描探針技術便隨著衍生出來。這類顯微術的特徵是，將一根尺

寸極微小的探針接觸樣本的表面進行掃描，藉以了解其表面地貌與結構。原子力顯微鏡 (atomic force microscope, AFM) 便是其中的一種，以其探針原子與樣本表面原子之間不同的作用力做為回饋，主要可以分為以下三種不同的操作模式：

a. 接觸式 (contact mode)

在接觸式的操作模式之下，探針與樣品表面的作用力為原子之間的排斥力 (repulsive force)。由於在接觸式操作模式下，探針與樣品之間的距離最短，所得到的解析度最佳，亦最接近真實的表面地貌。但是由於探針尺寸極小，近距離的接觸容易造成樣品的損壞，此為其缺點。



b. 非接觸式 (non-contact mode)

由於接觸式掃描有可能造成樣品的損害，其後便發展出非接觸式的掃描模式，以避免此現象的發生。非接觸式掃描是拉大探針與樣品之間的距離，利用探針與樣品之間的凡德瓦爾力 (van der Waal force) 做為回饋，藉以做表面非破壞性的量測。不過由於探針與樣品彼此的距離較大，使得非接觸式的掃描解析度約在 50 奈米左右，約略小於接觸式的掃描模式。

c. 輕敲式 (tapping mode)

輕敲式掃描為非接觸式的掃描的改良，主要是震盪探針，利用受

力場梯度對探針震幅變化的關係，控制探針與樣品表面的間距，藉以掃瞄出表面地貌分佈，其解析度約為 5~10 奈米。與接觸式掃描法比較，雖然其解析度較低，但探針對於樣品的損害將大為降低。

### 2-3 導電式原子力顯微鏡 (C-AFM) 量測原理

導電式原子力顯微鏡 (conductive atomic-force microscope, C-AFM) 是 AFM 的另一種應用，其原理是使用一根鍍上金屬薄膜的導電探針，在接觸式的操作模式之下直接接觸樣品表面，同時給予固定偏壓，在探針與樣品之間形成一電位差進行掃描【圖 2-4】。此方法可以同時得到表面地貌影像以及掃描表面電流分佈影像 (current mapping)，以求的不同區域的等效擴散電阻 (spreading resistance)。是目前進行奈米結構電性檢測最為有力的工具之一。

另外，A. A. Pomarico 的團隊在做 C-AFM 量測時發現金屬探針與樣品之間存在一蕭基能障  $\phi_{BN}$ ，我們利用此機制將金屬探針直接接觸半導體樣本表面形成蕭基接面，於是我們即可作奈米尺度定點電流電壓特性分析 (nano-scale I-V characteristics measurement)，這樣即可將蕭基特接觸之接點從微米 ( $\mu\text{m}$ ) 尺度驟降成約為數十個奈米 (nm) 尺度，便可對單一缺陷作電性行為之空間解析。

由於樣品表面可能會有些微水膜、有機物污染或是原生化層存

在，利用導電探針直接接觸樣品表面形成的蕭基界面，金屬與半導體之間則必須考慮這些不理想因素。我們假設這些因素在金屬與半導體間形成一等效絕緣層（insulator layer），則在進行奈米尺度定點電流電壓特性量測，並不是上述單純的熱載子激發注入的機制【式 2-1-1】。可能由以下兩種激發方式主導：

(1) field emission

場發射機制又叫做穿隧發射（tunneling emission），主要是電子從直接從半導體的導帶穿過氧化層到達金屬或是那些被捕獲在氧化層中的電子受電場之作用，穿隧進入金屬【圖 2-5(a)】。其表示式如下：

$$I \sim A_{eff} \bar{E}^2 \exp\left[\frac{-4\sqrt{2}m^*(q\phi_{BN})^{3/2}}{3q\hbar\bar{E}}\right] \quad \text{【式 2-3-1】}$$

穿隧發射與給予的偏壓有很大的相關性，但與溫度無關，若將【式 2-2-1】改寫關係式可得

$$I \sim A_{eff} V^2 \exp\left(\frac{-b}{V}\right) \quad \text{【式 2-3-2】}$$

(2) Frenkel-Poole emission

假設金屬與半導體之間存在一絕緣層，絕緣層內有一些電子被捕獲在此絕緣層的態當中【圖 2-5 (b)】，若這些被捕獲住的電子受到電場的影響而越過此絕緣層到達金屬，這即是 Frenkel-Poole emission 的機制，其表示式如下：

$$I \sim A_{eff} \bar{E} \exp \left[ \frac{-q(\phi_{BN} - \sqrt{q\bar{E}/\pi\epsilon_i})}{kT} \right] \quad \text{【式 2-3-3】}$$

此處電子所跨越的等效能障不再是絕緣層頂端到金屬費米能階的位置，而為此捕獲住電子態之深度 (depth of the trap potential well)。可將【式 2-3-3】改寫成電場與溫度的關係

$$I \sim A_{eff} \exp \left( + \frac{2a\sqrt{V}}{T} - \frac{q\phi_{BN}}{kT} \right) \quad \text{【式 2-3-4】}$$

由式中可之 Frenkel-Poole emission 和溫度存在一相關性。

#### 2-4 掃描電位顯微鏡 (SKM)

掃描電位顯微鏡 (scanning Kelvin microscope) 是掃描式探針顯微術的另一種應用，其原理是在鍍上金屬的探針加入一個直流偏壓  $V_0$  與一交流偏壓  $V_1 \sin \omega t$  【圖 2-6】；假設探針與樣品之間存在一個電容值  $C$ ，其能量為

$$U_E = \frac{1}{2} CV^2 \quad \text{【式 2-4-1】}$$

，則探針所受到的力為

$$F_Z = -\frac{\partial U_E}{\partial Z} = -\frac{1}{2} U^2 \frac{\partial C}{\partial Z} \quad \text{【式 2-4-2】}$$

。此時  $V = (V_0 - \phi(x, y)) + V_1 \sin \omega t$ ；其中  $\phi(x, y)$  為表面電位 (surface potential)。帶回上式可得

$$F_Z(\omega) = -[(V_0 - \phi(x, y)) \times V_1 \sin \omega t] \cdot \frac{\partial C}{\partial Z} \quad \text{【式 2-4-3】}$$

在掃描過程當中，若調整直流偏壓 $V_0$ 使受力 $F_z$ 等於零時，即可得到 $V = \phi(x, y)$ ，其中 $V_0$ 為表面位置的函數（ $V_0 = f(x, y)$ ）此時外加直流偏壓即為表面電位 $\phi(x, y)$ 。

掃描電位顯微鏡在操作時，通常採取二次模式（two pass mode），第一次掃描取得AFM表面地貌影像，第二次掃描時則沿著同一條掃描路徑，並外加直流偏壓與交流電壓於探針之上，所掃描得到的偏壓變化 $V_0(x, y)$ 即為量測到的表面電位值。



## 第三章 樣品製備與實驗架構

### 3-1 樣本製備

本實驗中所使用到的 n 型氮化鎵材料是由晶元光電公司所提供的樣品：

- A. 先在在 6H-SiC 基材上成長厚度為 150nm 而鋁原子比率為 13%的氮化鋁鎵薄膜並輕摻雜 Si 作為緩衝層 (buffer layer)，其五三比約為 1000 而成長溫度約為 1000°C。
- B. 隨後再成長厚度約為 2.3  $\mu\text{m}$ 且摻雜Si的氮化鎵薄膜，其五三比約為 3500，成長溫度約為 1050°C。利用霍爾量測得到其載子濃度約為  $6.54 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ ，其載子遷移率約為  $413.4 \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ 。

### 3-2 實驗流程

在進行所有的量測之前，為了除去樣本表面的微粒、氧化層與有機物污染均先進行表面標準清潔(standard clean)處理：

- i. 所有樣品用阻值大於  $15\text{M}\Omega$  去離子水(D. I. water)沖洗兩分鐘，以去除微小粒子(particle)。
- ii. 所有樣品放入丙酮(acetone)溶液在超音波震盪器中震盪3分鐘，以去除去離子水。

- iii. 所以樣品放入異丙醇(isopropyl alcohol)溶液在超音波震盪器中震盪 4 分鐘，以除去表面油脂等有機物污染。
- iv. 所有樣品用去離子水沖洗兩分鐘，以除去異丙醇。
- v. 將樣本至入鹽酸(HCl)與水比例為 1:1 的溶液中至入超音波震盪器震盪 4 分鐘，以除去表面氧化層。
- vi. 用去離子水沖洗 4 分鐘，以除去鹽酸。
- vii. 利用氮氣槍吹乾樣品表面。

在進行表面電流分佈與表面電位量測之前，先將樣品置於電子防潮箱 1hr 以上，盡量除去樣品表面水膜；隨後利用導電碳膠(Carbon-paint)貼在樣品可導電的基材 SiC 上，固定於載台上以進行表面電流分佈與表面電位掃描。在實驗中環境濕度持續控制在 40% 左右，將樣品表面水膜對掃描影響降低。

### 3-3 分析儀器

#### 3-3-1 I-V 與 C-V 電性量測系統

通常在樣品至為完成後皆會用 HP4145 進行 I-V 量測，並可由此瞭解金屬-半導體界面是屬於蕭基接觸(Schottky contact)或是歐姆接觸(Ohmic contact)。若是屬於蕭基特接觸則可以立即測量出啟使電壓(threshold voltage)以及崩潰電壓，在對其電流電壓特性曲線

分析出元件之串聯電阻、理想因子以及順向飽和電流等數據。

### 3-3-2 導電式原子力顯微鏡 (C-AFM) 與掃描式電位顯微鏡(SKM)

本實驗所使用的掃描式探針顯微鏡系統為 NT-MDT 所製造的商用型機台 Smena，此為一多功能原子力顯微鏡，其包括相當多種類的模式 (mode) 可供我們量測樣品表面的各種物理特性以及製作表面微影技術，包含了原子力顯微鏡 (AFM)、導電式原子力顯微鏡 (C-AFM) 側向力顯微鏡 (LFM)、掃描式磁場力顯微鏡 (MFM)、掃描式電場力顯微鏡 (EFM)、掃描式電容顯微鏡 (SCM)、掃描式表面電位顯微鏡 (SKM) 等。本實驗室所使用的方法為 AFM、C-AFM 以及 SKM 量測材料表面結構之地貌影像電流分佈以及表面電位之值。

SPM (scanning probe measurement) 所使用之探針也是由 NT-MDT 所製造的矽探針，針尖曲率半徑約為 25nm，探針長度約為 15  $\mu\text{m}$ ；而進行表面電流分佈掃描與表面電位掃描之導電式探針，是在此 Si 探針表面再鍍上一層金屬薄膜，本實驗中所採用的是鍍上 Pt 與 TiN 厚度約 10nm 的導電探針。

## 第四章 結果與討論

V 型缺陷在氮化镓表面是十分常见的结构之一，本章主要是针对氮化镓表面 V 型缺陷进行电性上的探讨，分别以 V 型缺陷密度的电流-电压 (I-V) 特性量测、利用探针式扫描显微术 (SPM) 对单个缺陷做电流分布区域的研究 (current mapping) 与表面电位 (surface potential) 的分布研究，做一系列的讨论并分析其机制。

### 4-1 V 型缺陷 (V-shape defect) 表面形貌分析

【图 4-1-1】为氮化镓表面的原子力显微镜影像，可以在其表面影像看到分布着开口尺寸介于  $0.5 \sim 1.5 \mu\text{m}$  的凹洞；其名为 V 型缺陷 (V-defect)，顾名思义，在其横切面之地貌为一 V 字形的凹陷，俯瞰则为一完美的六角型结构；此六角形结构一般的说法为六个对称的  $\{10\bar{1}1\}$  晶面或是六个对称的  $\{11\bar{2}2\}$  晶面【图 4-1-2】所组成，类似一倒立的六角锥体或钻石的切面。

在高 In 浓度的  $\text{InGaN}^1$ 、 $\text{InGaN}/\text{GaN}^{2,3,4}$  多层量子井， $\text{AlGaIn}$  以及  $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}^5$  多层量子井中的样品当中都可以发现六角型的 V 型缺陷的存在。以穿隧式电子显微镜观察其的横切面，可以发现到大部分的 V 型缺陷底部连结了其他形式的缺陷。在高 In 浓度的  $\text{InGaIn}$  材料当中，

其底部連結著不匹配區域 (stacking mismatch boundary)；而在 InGaN/GaN 的多層量子井結構中的 V 型缺陷，其底部主要是由線差排 (threading dislocation) 延展而成；而另一方面 AlGaIn 以及 AlGaIn/GaN 的多層量子井結構中的 V 型缺陷，主要是連結了反轉區 (inversion domain boundary)。目前對於 V 型缺陷形成原因的研究，尚未有一致的定論，X. H. Wu<sup>6</sup>認為是 Ga 在 (10-10) 面的成長速率相較於 (0001) 面的成長速率快所導致；而 Y. Chen<sup>7</sup>則認為這與線差排 (threading dislocation) 有密切的關係，這是因為線差排的存在，將會導致雜質在線差排周圍聚集，而當其濃度到達某一定程度時，就會減低或影響該區域的晶體成長速率，使得 V 型缺陷在線差排上方產生。



V 型缺陷在氮化物薄膜上的光性表現已有多個研究群做過探討：X. H. Wu<sup>8</sup>等以 CL 分析 InGaIn 表面 V 型缺陷的光譜發現多重量子井訊號 (2.97eV) 旁有多了一缺陷相關的譜峰 (2.83eV)，其強度與在 V 型缺陷內的激發位置有關；而 P. A. Crowell<sup>9</sup> 以及 M. S. Jeong<sup>10</sup> 等曾利用近場掃描光學顯微鏡 (NSOM) 作 InGaIn/GaN MQW 樣品表面作分析，P. A. Crowell 等在收集綠光區 (2.48eV)、M. S. Jeong 等在收集黃光區 (2.25eV) 能量譜峰時，僅有 V 型缺陷內有此特定之發光訊號；另外 H. Y. Huang<sup>11</sup> 於 2004 年，發表了關於氮化鋁鎵表面 V 型缺陷在光性上面

的研究，他們在  $\mu$ -PL 的譜圖當中發現在 V 型缺陷中除了存在近代躍遷 (near-band transition)  $\sim 336\text{nm}$  之外，亦同時出現和缺陷相關之譜峰 ( $\sim 350\text{nm}$ )，而認為此譜峰為 V 型缺陷所導致的缺陷能帶所造成。

另外有團隊對於氮化鎵材料表面的六角型缺陷也提出了一些電性上面的研究結果：J. Spradlin<sup>12</sup> 利用用 KOH 所蝕刻出之六角形凹洞的氮化鎵作成蕭基元件，與不經過蝕刻的氮化鎵蕭基元件比較，發現這些經過 KOH 處理過的蕭基元件的反向偏壓漏電流減少到約  $10^{-12}\text{A}$ ，遠小於未經蝕刻處理樣本的  $10^{-5}\text{A}$ ，且理想因子可從未經蝕刻處理過 ( $n \sim 1.52$ ) 因為 KOH 蝕刻而降低 ( $n \sim 1.04$ )，進而利用這些 V 形凹洞改善蕭基元件之整流特性。



#### 4-2 V 型缺陷密度對 I-V 量測的影響 (macro I-V measurement)

【圖 4-2-1】為改變不同的成核層材料及溫度 (a: AlN/550°C、b: AlN/550°C、c: GaN/520°C、d: AlN/575°C) 所成長的 n 型氮化鎵材料表面的光學顯微鏡影像，其 V 型缺陷密度變化約在  $4.1 \times 10^5 \sim 1.03 \times 10^7 \text{cm}^{-2}$  之間。為了進一步探討 V 型缺陷對氮化鎵元件之電性影響，我們特別在這一系之氮化鎵樣本表面蒸鍍上直徑約為  $100 \mu\text{m}$  厚度約  $100\text{nm}$  的鎳金屬做成蕭基元件，進行傳統的微米尺度電流電壓特性量測。從實驗結果顯示【圖 4-2-2】，這些不同 V 型缺陷密度之樣品其理想因子均介於  $1.31 \sim 1.36$  左右，且與 V 型缺陷密度無太直接之關係；

但隨著V型缺陷密度由  $4.1 \times 10^5 \text{ cm}^{-2}$  增加至  $1.03 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ ，其蕭基能障之值從  $\sim 1.44 \text{ eV}$  下降到  $\sim 1.19 \text{ eV}$ ；而在  $-1.0 \text{ V}$  的反向偏壓操作下，反向偏壓漏電流值亦會隨著V型缺陷密度增加，一路由  $\sim 10^{-10} \text{ A}$

( $\rho_{\text{V-defect}} = 4.1 \times 10^5 \text{ cm}^{-2}$ ) 提升至  $10^{-7} \text{ A}$  ( $\rho_{\text{V-defect}} = 1.03 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ )，將近三個數量級！從實驗結果可知，V型缺陷對於氮化鎵材料的電性表現有著十分顯著的相關性。

更進一步我們欲瞭解V型缺陷對蕭基元件的電性行為之影響，我們利用導電原子力顯微鏡，將導電金屬探針以接觸式 (contact) 模式針對缺陷密度為  $1.03 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$  的此片樣品作順向偏壓  $8 \text{ V}$  與反向偏壓  $-8 \text{ V}$  進行大尺寸 ( $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ ) 掃描，以取得固定偏壓下掃描表面電流分佈影像 (current mapping) 【圖 4-2-3】：(a) 為順偏氮化鎵表面地貌原子力顯微鏡影像；(b) 為同一掃描區域在順向偏壓  $8 \text{ V}$  之電流分佈影像；(c) 為反偏表面地貌影像 (d) 則為反向偏壓  $-8 \text{ V}$  之電流分佈圖；電流分佈圖中電流量值較大的區域為深色，電流量值較小的區域為淺色。數據中顯示在固定順向偏壓  $8 \text{ V}$  的掃描之下，在V型缺陷出現之處存在有較大的電流值 ( $> 0.1 \text{ nA}$ )，而平坦處區域的電流值則小於儀器可偵測之範圍之外；另外在反向偏壓  $-8 \text{ V}$  的掃描條件下，有V型缺陷之處亦偵測到相對平坦區域較大的反向偏壓電流量值，這更進一步證實如前所述，V型缺陷的確影響了整個蕭基元件的整流特性。

H. K. Cho<sup>13</sup>於 2002 年提出了針對V型缺陷做側面的穿隧式電子顯微鏡 (cross-section tunneling electrons microscopy) 影像，證明了V型缺陷其底部可能存在螺旋型差排 (screw dislocation)，為了釋放差排所造成的應力，於是此差排延伸至塊材表面並開口以釋放應力，於是形成我們所觀察到的V型缺陷；另一方面J. W. P. Hsu<sup>14</sup>針對螺旋型差排的研究中顯示，在反相偏壓-6V的情況下作氮化鎵表面一群螺旋型差排之current mapping，差排中漏電流量值( $\sim 2 \times 10^{-11}$ A)大於其他平坦處區域 ( $\sim 0$ nA)，螺旋型差排主導了整個蕭基接面的反相電流電壓特性的機制。綜合以上兩點論述，我們似乎可以窺見V型缺陷密度於電流電壓特性量測上的影響。



### 4-3 單一V型缺陷的I-V特性與分析(nano-scale I-V measurement)

由 4-2 所述，我們已經初步瞭解 V 型缺陷密度對於電流電壓特性曲線之影響，為了更瞭解 V 型缺陷在電性量測下所扮演的角色，這個章節將進一步觀察單一個缺陷的表面電位電流分佈與奈米尺度定點電流電壓特性量測 (nano-scale I-V characteristics measurement)。

#### 4-3-1 順向偏壓於單一V型缺陷的表面電流分佈量測

A. A. Pomarico<sup>15</sup>於 2003 年所提出，針對n型氮化鎵材料表面一群以磷酸 ( $\text{H}_3\text{PO}_4$ ) 蝕刻所得到的六角型凹洞作掃描尺寸為( $1\ \mu\text{m}\times 1\ \mu\text{m}$ )之表面電流分佈圖【圖 4-3-1】。(a)為氮化鎵表面之AFM影像；(b)為在順向偏壓 1V下掃描得到的表面電流分佈圖；而(c)為表面電流分佈圖中所取得之橫截面電流與地貌數據。由實驗數據中顯示，於順向偏壓 1V的條件下在這些凹洞的邊界處，相較於其他區域均存在較大的電流量值近 10nA，顯示在這些酸液蝕刻出之凹洞邊緣處具有較低的等效擴散電阻 (spreading resistance)。

我們在順向偏壓 8V，掃描速率為每秒 0.5 條掃描線（掃描尺寸為  $3.5\ \mu\text{m}\times 3.5\ \mu\text{m}$ ）的條件下，針對樣品上一個尺寸約為  $1.5\ \mu\text{m}$  的 V 型缺陷表面電流分佈【圖 4-3-2】，(a)為 V 型缺陷之 AFM 影像；(b)為在順向偏壓 8V 下掃描得到的表面電流分佈圖；而(c)橫截面電流與地貌數據。由數據中可以觀察到在此 V 型缺陷完美對稱的六個斜面上，其每一個斜面所量測得的順向偏壓電流值約為 0.6nA，均較平坦處 {0001} 面為高；而在晶面與晶面之相接處，則偵測到較低的電流值約 0.1nA；這結果顯示 V 型缺陷內每一個晶面相較於平坦處均存在較低的擴散電阻。比較 A. A. Pomarico 團隊與本實驗之結果，A. A. Pomarico 僅於此六角凹洞之邊界存在較大的電流量值，而我們的數據卻是凹洞中每個晶面均存在較大之電流值；我們推估彼此數據

上的差異主要是掃描參數的問題所致：【圖 4-3-3】為本實驗室初期進行 current mapping 量測之影像(a)為 AFM 影像；(b)為順偏 5V 下表面電流分佈圖；此處掃描速度約為每秒 1.2 條掃描線（掃描尺寸為  $4\mu\text{m}\times 4\mu\text{m}$ ），此掃描參數下所得之數據約等同於 A. A. Pomarico 的實驗結果，即在 V 型缺陷的邊界處，的確是偵測到較低的擴散電阻。但將我們掃描速度減至約每秒少於 0.5 條掃描線後，便呈現出如【圖 4-3-2 (b)】所示六個晶面對稱之 current mapping 影像。

A. A. Pomarico認為，在這些六角形凹洞的晶面 $\{10-11\}$ ，其導電性比垂直c軸的晶面 $\{0001\}$ 來的佳，這有可能是因為晶面組成原子不同所造成的：Uwe Karrer<sup>16</sup>針對N-face與Ga-face的兩種不同氮化鎵材料的表面，蒸鍍上鉑金屬以形成蕭基二極體元件探討N-face與Ga-face之蕭基能障之差異【圖4-3-4】：從實驗結果可知N-face所形成的蕭基能障之值約為0.9eV，約略小於Ga-face之能障值近1.1eV；這不同晶面組成原子所導致的蕭基能障差異，可能是在針對V型缺陷進行順向偏壓掃描時，晶面(N-face)較平坦處(Ga-face)易於導通的原因；我們認為另一個可能的因素，可能是因為 $\{0001\}$ 晶面與 $\{10-11\}$ 晶面本身晶格常數的差異，造成 $\{10-11\}$ 晶面之蕭基能障小於 $\{0001\}$ 晶面之蕭基能障，使得V型缺陷內部較平坦區易於導通。

#### 4-3-2 反向偏壓於單一 V 型缺陷的表面電流分佈量測

我們已於 4-2 瞭解到隨著 V 型缺陷密度增加，反向偏壓漏電流亦隨之增加；為了更進一步的瞭解單一 V 型缺陷在反向偏壓掃描條件下的行為，我們給予一反向偏壓 $-8V$ ，掃描速率為每秒 0.5 條掃描線（掃描尺寸為  $3.5\mu m \times 3.5\mu m$ ），針對氮化鎵表面同一個尺寸 V 型缺陷進行掃描【圖 4-3-5】；(a)為直徑約  $1.5\mu m$  的 V 型缺陷表面 AFM 影像；(b)為此 V 型缺陷相對在反向偏壓 $-8V$ 所得之表面電流分佈影像(c)為表面電流分佈圖中所取得之橫截面電流與地貌數據。從數據中可以發現，在 V 型缺陷與平坦處的邊界(boundary)，V 型缺陷晶面彼此的交線(side-line)以及缺陷之稜角(corner)，均存在較大的反向偏壓漏電流(reverse leakage current)。其中以 V 型缺陷接面的稜角角有最大的漏電流值 $\sim 10nA$ ，其次才是 V 型缺陷與平坦面的邊界與 V 型缺陷晶面之交線約  $0.1\sim 0.5nA$ 。

S. M. Sze<sup>17</sup>於 1966 年提出【附錄一】，若在相同的載子濃度下，p-n 接面之崩潰電壓應與接面形狀有一關係存在：球型接面最易發生崩潰，接著是柱型接面次之，最後是平坦處區域最不易發生崩潰。若我們作下列近似：(1)金屬類似一超高摻雜濃度的 p 型半導體，則全部的電場將會分佈在 n 型半導體的空乏區中；(2)在 V 型缺陷邊界與稜角之處曲率半徑均為奈米尺度之曲率半徑；則 V 型缺陷可視為一個由面

形、球形與圓柱形的接面所組成的結構【圖 4-3-6】，在 V 型缺陷中，稜角處可視為球型接面、而邊界與側壁的接線處可視為柱型接面，而 V 型缺陷的平坦處則可視為平坦接面。這裡 S. M. Sze 的論點可解釋為何 V 型缺陷的在邊緣處具有較大的反向漏電流，而平坦處的漏電流趨近於零。

綜合 4-1 章節中 J. W. P. Hsu<sup>14</sup>對於螺旋型差排較易形成漏電流路徑之論點與 H. K. Cho<sup>13</sup>探討 V 型缺陷和螺旋型差排之關係論述，加上上述 S. M. Sze 探討的接面形狀對崩潰電壓之影響的觀點，似乎在 V 型缺陷中心(center)亦應存在漏電流之路徑，為何於實驗資料中無法窺知？我們初步推論可能是掃描式探針顯微術的極限所致：為了證明是掃描技術本身的限制，我們使用兩種不同種類的探針以進行相同偏壓-8V 的表面電流分佈掃描。

【圖 4-3-7(a)】為一般常用錐形探針 (Pyramid type) 之示意圖。它是一圓錐形的探針，針尖之曲率半徑約為 25nm，頂角約為 20°，探針針尖至懸臂之距約為 15  $\mu\text{m}$ ，而裝載於 AFM 系統後，探針的傾角亦約為 20°。以此探針作反向偏壓表面電流分佈研究，可以看到 V 型缺陷每一個晶面的交界處均有不明顯的漏電流路徑【圖 4-3-7(c)】；

【圖 4-3-8(a)】為特製的鬚狀探針 (whisker type)。此類探針是在一般錐形探針上再長出一段約 500nm 長的鬚形針尖，且此針尖亦可將

本來裝置於系統後探針之傾角校正而成一垂直狀態。以此鬚狀探針進行單一 V 型缺陷反向偏壓之表面電流分佈掃描，掃描條件為固定-8V 的偏壓掃描速度為每秒 0.5 條掃描線（掃描尺寸為  $3.5\ \mu\text{m}\times 3.5\ \mu\text{m}$ ），【圖 4-3-8(c)】可以發現到在本來晶面之間所存在的漏電流路徑相較於一般之錐形探針，更深入 V 型缺陷之內部，而 V 型缺陷中心同樣的也沒有發現到存在反向偏壓漏電流的存在。上述以錐形探針與鬚型探針之表面電流分佈的比較，足以證明在作表面電流分佈量測當中，存在一個掃描式探針顯微術之極限。

在固定偏壓掃描所得到的表面電流分佈影像中，瞭解單一 V 型缺陷不同區域均存在不同的電性表現後，進一步我們將針對這些特定區域例如 V 型缺陷六個晶面(side-wall)、晶面彼此之接線(side-line)、缺陷與平坦處之邊界(boundary)以及 V 型缺陷之稜角(corner)進行奈米尺度定點電流電壓特性量測。

#### 4-3-3 奈米尺度定點蕭基金半接觸 I-V 特性量測

A. A. Pomarico 的團隊在做 C-AFM 量測時發現金屬探針與樣品之間一直存在一蕭基金能障  $\phi_{\text{BN}}$ ，我們利用此機制將金屬探針直接接觸半導體樣本表面形成蕭基接觸 (Schottky contact)，這樣即可將蕭基金半接觸之接點從微米 ( $\mu\text{m}$ ) 尺度驟降成約為數十個奈米 (nm) 尺度，

便大大提升此電性量測之空間解析度。

將鍍上TiN之AFM導電探針直接接觸樣品表面形成奈米蕭基接點，針對單一V型缺陷幾個特定區域給予單點反向偏壓-10V至順向偏壓10V取得I-V特性曲線，這裡分別針對V型缺陷六個對稱之斜面

(side-wall)、斜面與平坦處之邊界 (boundary)、斜面與斜面彼此之邊線 (side-line)、缺陷之稜角 (corner) 以及平坦處 (plain) 作一比較【圖 4-3-9】，內圖為此V型缺陷進行單點I-V量測之位置。

實驗結果顯示，此金屬探針與樣品之接點確實形成一類似蕭基整流特性，在順向偏壓下具有較好的歐姆特性(Ohmic)，而在反向偏壓時具有較佳的整流性質；而從順向偏壓之趨勢來觀察，V型缺陷內部相較於平坦處其啟始電壓( $V_{\text{threshold}} \sim 1\text{V}$ )大於平坦處區域之啟始電壓

( $V_{\text{threshold}} \sim 4\text{V}$ )，證明在V型缺陷內部的導電性相較於平坦區域來的好，這與【圖 4-3-2(b)】順向偏壓current mapping的趨勢相同；而觀察反向偏壓之表現，可以發現到在V型缺陷之斜面與平坦處之邊界 (boundary)、斜面與斜面彼此之邊線 (side-line)、缺陷之稜角 (corner)，偵測到較大的反向偏壓漏電流，其中稜角 (corner) 存在最大漏電流之值 (在-10V約  $3 \times 10^{-9}\text{A}$ )。另外，在缺陷內部的蕭基接觸電流理想因子 (ideal factor) 約在 2~2.4，而平坦處約在 7.5，此理想因子均遠大於 1，表示在直接用探針接觸樣本表面的電流傳輸

機制並非以熱激發載子注入 (thermionic emission) 為主，而是由其他的可能之機制所主導。

從【式 2-3-1】可知場發射 (field emission) 機制其表示式，稍作處理過可得以下關係：

$$\ln\left(\frac{I}{V^2}\right) \propto \ln\left(\frac{A_{eff}}{\Phi_{BN}}\right) - \frac{\Phi^{3/2}}{V} \quad \text{【式 4-3-5】}$$

以  $\ln\left(\frac{I}{V^2}\right)$  對  $\frac{1}{V}$  作圖，若為一線性關係則此機制類似場發射之形式；從

【圖 4-3-10】中，以  $\ln\left(\frac{I}{V^2}\right)$  對  $\frac{1}{V}$  作圖發現無論在 V 型缺陷內部或是平坦區域，數據均呈現一線性關係，表示在使用導電探針直接接觸氮化鎵薄膜表面形成的蕭基元件，其電流傳導機制均較接近場發射傳導機制；另外從此數據之斜率可取得相對蕭基能障的比值：若以平坦區域為基準，則其他區與之蕭基能障比值如下：

	sidewall	sideline	boundary	plain	Corner
$\phi$ ratio	0.19	0.05	0.09	1	0.027

從數據中可觀察到，在 Corner 處具有最低的能障高度比值，而平坦處則具有最高的能障比值。

在更深入瞭解 V 型缺陷各個區域所呈現的電性表現後，我們將從另一個角度，表面電位，來分析單一 V 型缺陷與表面能態之間的關係，用以驗證之前對於 V 型缺陷之量測數據。

#### 4-4 單一 V 型缺陷表面電位特性與分析

H. T. Chen<sup>18</sup>提到，在半導體材料中，若考慮表面態（surface state）不存在，半導體各處即使在材料表面其導帶、價帶與費米能階的位置均相同。倘若考慮表面態之存在，為了維持此金半接觸中，金屬表面電荷、半導體空乏區內離子電荷以及被表面半導體態所捕捉住之電荷的電中性平衡，則表面電荷將會使得半導體之表面能帶彎曲(bend banding)；而不同的表面電荷密度將會使得能帶彎曲量有者不同的差異：表面態密度越高，則能帶彎曲之量值越大，裸露表面能障（bare surface barrier height,  $\phi_{BSBH}$ ）之值越大【圖 4-4-1】。此處所定義的裸露表面能障  $\phi_{BSBH}$  指未鍍上金屬之前表面費米能階到導帶之能量差值。

在熱平衡的情況下，導電探針與半導體的費米能階位置相等【圖 4-4-2(a)】，探針受到一靜電力而產生偏折【式 2-3-3】。若我們外加一直流偏壓將探針與半導體表面的真空能階之值達成一致，則此時所儀器外加的直流偏壓即為半導體之表面電位（surface potential）。如【圖 4-4-2(b)】所示，即可得以下關係：

$$\Phi_{BSBH} = \Phi_{tip} - \chi_{GaN} - V_{CPD} \quad \text{【式 4-3-5】}$$

其中， $\phi_{BSBH}$  為半導體之裸露表面能障； $\phi_{tip}$  為探針之功函數，此處 Pt

探針約為 5.6eV； $\chi_{\text{GaN}}$  為氮化鎵之電子親和力約 3.6eV；而  $V_{\text{CPD}}$  為 SKM 所量測到之表面電位之值。

為了瞭解 V 型缺陷對表面能態的影響，我們進一步使用掃描電位顯微鏡針對一顆直徑約 1  $\mu\text{m}$  的 V 型缺陷以取得其表面電位之值【圖 4-4-3】，(a) 為 V 型缺陷 AFM 影像 (b) 為相對之表面電位掃描影像 (c) 為表面電位影像中之橫截面電位與地貌數據。由數據中可得知，V 型缺陷中心相較於平坦處其表面電位之值約低 70meV，而缺陷邊界處相較於平坦處約提高 20meV。由此可知，缺陷中心的表面電位之值  $V_{\text{CPD}}$  較低，結合【式 4-3-5】可發現，缺陷中心的裸露表面能障  $V_{\text{BSBH}}$  較高，所造成的表面能帶彎曲 (band bending) 量較大，代表缺陷表面能態密度較平坦處為高。這 V 型缺陷內較高的能態密度所造成的能帶彎曲，使得載子更容易由半導體穿隧進入金屬，產生缺陷增強穿隧電流 (defect assisted tunneling current)。

為了排除表面地形對 SKM 量測的影響，我們分別針對不同探針與樣品表面距離，從 100nm 到 1100nm，對同一缺陷重複實驗。【圖 4-4-4】為掃描表面電位影像。在探針與樣品表面之距離拉大到約 500nm 之後，缺陷與平坦處邊界本來具有較高的表面電位之處，其表面電位拉低至接近平坦處之電位值，而缺陷中心處相較於平坦處則約低 60meV；若再將探針與樣品表面距離增加到約 1100nm，缺陷中心相距

平坦處之表面電位之值約降低 40meV【圖 4-4-5】。由此趨勢可推測，在提高探針與樣品之間的距離從  $\Delta Z=100\text{nm}$  變化至  $\Delta Z=1100\text{nm}$  時【圖 4-4-6】，因針尖之電場所作用其範圍變的較為廣闊，相對在掃描過程中地形的突然變化所造成的影響將大為減低。故在提高探針與樣品之間距後，可降低地形變化所造成的影響，但對的其表面電位之訊號解析度亦會下降。



## 附錄一

S. M. Sze 於 1966 年提出一 p-n 接面形狀對崩潰電壓影響的研究：假設在一個載子濃度均勻的 n 型半導體表面塗佈一層開口為 d 的矩形之光罩以進行摻雜【圖 A1(a)】，則摻雜的 p 型載子會因為擴散不成為一正矩形之 p-n 接面，而類似由平坦區域 (plane region)、柱型區域 (cylindrical region) 與球型區域 (spherical region) 所組成之 p 型摻雜區域【圖 A1(b)】。考慮一個載子濃度均勻分佈的 p-n 接面，現假設此接面之載子濃度分佈為梯狀分佈 (abrupt junction)

【圖 A1(c)】，則


$$\rho(r) = -qN_B \quad r_j \leq r \leq r_d \quad \text{【式 A1】}$$

假設此接面其中， $r_j$  為 p-n 接面處之曲率半徑， $r_d$  為發生崩潰

(breakdown) 時空乏區寬度之曲率半徑。此 p-n 接面的電位與電場可解 Poisson' s equation

$$\nabla^2 V(r) = -\rho / \varepsilon \quad \text{【式 A2】}$$

得到：其中  $\varepsilon$  為材料的界電常數； $\rho$  為總空乏區離子電荷密度。【式

A2】可改寫成

$$\frac{d[E(r)]}{dr} = \frac{\rho(r)}{\varepsilon} \quad (\text{plane region})$$
$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} [rE(r)] = \frac{\rho(r)}{\varepsilon} \quad (\text{cylindrical region})$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} [r^2 E(r)] = \frac{\rho}{\varepsilon} \quad (\text{spherical region})$$

【式 A3(a)(b)(c)】

◦ 解此三組微分方程可得

$$E(r) = \frac{1}{\varepsilon} \int_{r_j}^r \rho(r) \cdot dr + c \quad (\text{plane region})$$

$$E(r) = \frac{1}{\varepsilon \cdot r} \int_{r_j}^r r \cdot \rho(r) dr + \frac{c}{r} \quad (\text{cylindrical region})$$

$$E(r) = \frac{1}{\varepsilon \cdot r^2} \int_{r_j}^r r^2 \cdot \rho(r) dr + \frac{c}{r^2} \quad (\text{spherical region})$$

【式 A4(a)(b)(c)】

在此假設空乏區外部的離子電荷 (space-charge) 為零而電場在空乏區外亦不存在，電場僅存在於空乏區內。S. M. Sze 針對此三個不同區域求出在 abrupt junction 條件下的崩潰電壓，由模擬結果【圖A2】可知，在GaAs與GaP的樣本中，在同樣的載子濃度之下，平坦處接面的崩潰電壓大於柱型與球型接面之崩潰電壓，而球型接面相較於前述兩處則最容易發生崩潰，且隨著接面曲率半徑 ( $r_j$ ) 的減小，崩潰電壓將會大幅度的減小。以GaAs為例【圖A2(a)】，倘若接面半徑縮小到約  $0.1 \mu\text{m}$  則在載子濃度  $10^{15} \text{cm}^{-3}$  的條件下，球型區域崩潰電壓 ( $V_{\text{BR}} \sim 10\text{V}$ ) 小於柱型區域之崩潰電壓 ( $V_{\text{BR}} \sim 30\text{V}$ )，而平坦處區域 ( $r_j \sim \infty$ ) 相較於柱型區域與球型區域具有最大的崩潰電壓 ( $V_{\text{BR}} \sim 300\text{V}$ )。

## 第五章 結論

本論文之主要目的在於針對 V 型缺陷這個十分常見的氮化鎵表面微結構進行電流電壓特性量測以及更進一步利用掃描式探針顯微術對這些缺陷進行細部的探討，並確定了其在氮化鎵薄膜電性的影響。

我們改變不同成核層組成以及其成長溫度，成長了 V 型缺陷密度分別為  $4.1 \times 10^5 \text{ cm}^{-2}$ 、 $1.03 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}$ 、 $2.27 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}$ 、 $1.03 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$  的四片氮化鎵薄膜。為了瞭解 V 型缺陷密度對於蕭基元件特性的影響，我們在表面蒸鍍了厚度為 100nm 的鎳金屬以形成蕭基接點並測量其電流電壓特性。從其特性曲線來觀察，隨著 V 型缺陷密度變化從  $4.1 \times 10^5 \text{ cm}^{-2}$  增加至  $1.03 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ ，其蕭基能障高度隨缺陷密度增加而從 1.44eV 下降至 1.19eV；另外從這特性曲線反向偏壓 -1V 的情況觀察，隨著其 V 型缺陷密度的增加，反向偏壓漏電流一路由  $10^{-10} \text{ A}$  ( $\rho_{V\text{-defect}} = 4.1 \times 10^5 \text{ cm}^{-2}$ ) 提升至  $10^{-7} \text{ A}$  ( $\rho_{V\text{-defect}} = 1.03 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ )，近三個數量級；從大尺寸的電流分佈影像證實這些 V 型缺陷較平坦處在順偏時導電性較佳而在反偏的條件下亦有較強的反向偏壓漏電流。

進而由從單一 V 型缺陷在順向偏壓 8V 的掃描表面電流分佈影像顯示，在 V 型缺陷六個對稱晶面，其表面電流之值 ( $\sim 0.6 \text{ nA}$ ) 遠大

於平坦處區域約 0.01nA，代表這六個{10-11}晶面相較於平坦處{0001}面具有較佳的導電性；而在反向偏壓-8V 的掃描表面電流分佈影像顯示出，在 V 型缺陷的稜角(corner)、缺陷與平坦處的邊界(boundary)以及缺陷每一個晶面彼此的接線(side-line)均存在反向偏壓漏電流的路徑，其中以稜角部分具有最大的反偏漏電流值接近 10nA，其次是邊界與晶面接線處約 0.5nA，而平坦處與缺陷的晶面處均無反向偏壓漏電流存在。另外，我們亦使用特製的鬚狀探針(whisker type)證明在作掃描式探針顯微術 (SPM) 時，存在 SPM 的量測極限，影響了量測的結果。



進一步我們針對這些特定區域，利用導電金屬探針直接接觸樣品表面形成奈米尺度的蕭基元件，給予-10V到 10V的偏壓得到其定點電流電壓特性曲線。數據顯示在平坦區域之啟始電壓之值為 4V，大於缺陷內部約 1V的啟始電壓；而在反向偏壓-10V時，稜角處具有最大的反向偏壓漏電流之值  $3 \times 10^{-9} \text{A}$ ，其次是boundary與side-line為  $6 \sim 7 \times 10^{-10} \text{A}$ ，而平坦處與V型缺陷的晶面處均無崩潰發生，與前述順偏與反偏的表面電流分佈影像相互呼應。另外，數據中顯示以導電探針直接接觸樣品表面所形成的蕭基元件，其電流傳導機制為場發射機制 (field emission) 和一般進行為金屬蒸鍍以得到蕭基接觸的機制不同 (thermionic emission)，這可能是介於探針與樣品表面的諸多

不理想因子，例如表面水膜、有機物污染、空氣以及氮化鎵表面原生氧化層的影響所致。

從另一個方向，表面電位來析V型缺陷，可發現在缺陷中心的表面電位之值 $V_{CPD}$ ，低於平坦處區域近70mV，代表缺陷內部的表面態密度較平坦區域為高，這表面態密度的差異，所引致的defect assisted tunneling current可能是造成V型缺陷與平坦處導電性不同的原因之一。

在蕭基元件特性中，最理想的整流特性是順向偏壓阻值與啟使電壓要低，而反向偏壓則需不易發生崩潰。這裡我們利用奈米尺度的掃描式探針顯微術針對氮化鎵表面V型缺陷進行探討，發現在氮化鎵的蕭基元件中，雖然V型缺陷的增加會造成反向偏壓漏電流的提高，但同時V型缺陷也會提高在順向偏壓的導電性；更進一步的分析單一個V型缺陷，其反偏漏電流均存在於{10-11}的邊界與稜角之上，缺陷本身{10-11}晶面在順偏是有良好導電性而反偏是較不易發生崩潰的區域。若將來可以進一步改善V型缺陷這些特定區域的崩潰電壓值，則V型缺陷將是可改善蕭基元件整流特性的結構之一。

## 參考文獻

1. H.K.Cho, J.Y.Lee, and G.M.Yang, Appl.Phys.Lett.80,1370 (2002)
2. H.K.Cho, J.Y.Lee, G.M.Yang, and C.S.Kim, Appl.Phys.Lett.79,215 (2001)
3. Y.Chen, T.Takeuchi, N.Yamada, and S.Y.Wang, Appl.Phys.Lett. 72, 710 (1998)
4. H.K.Cho, J.Y.Lee, G.M.Yang, and C.S.Kim, J.Cryst.Growth.231, 466 (2001)
5. S.H.Chung, T.Sugahara, and S.Sakai, Mat.Chem.Phys.64, 260 (2000)
6. X.H.Wu, A.Abare, F.Huet, and S.J.Rosner, Appl.Phys.Lett.72, 692 (1998)
7. Y.Chen, T.Takeuchi, N.Yamada, and S.Y.Wang, Appl.Phys.Lett. 72, 710 (1998)
8. X.H.Wu et al, Appl.Phys.Lett.72, 682 (1998)
9. P.A.Crowell, D.K.Young, S.Keller, and E.L.Hu, Appl.Phys.Lett.72, 927 (1998)
10. M.S.Jeong, Y.W.Kim, J.O.White, and E.K.Suh, Appl.Phys.Lett.79, 3440 (2001)
11. H.Y.Huang, C.S.Ku, W.C.Ke, N.E.Tang, J.M.Peng, W.K.Chen, W.H.Chen, and M.C.Lee, J.Appl.Phys.95, 2172 (2004)
12. J.Spradlin, S.Dogan, M.Mikkelsen, D.Huang, L.He, D.Johnstone, and H.Morkoc, Appl.Phys.Lett.82 3556 (2003)
13. H.K.Cho, J.Y.Lee, and G.M.Yang, Appl.Phys.Lett.80,1370 (2002)
14. J.W.P.Hsua) and M.J.Manfra, Appl.Phys.Lett.81,79 (2002)
15. A.A.Pomarico, D.Huang, J.Dickinson, A.A.Baski, R.Cingolani, and H.Morkoc, Appl.Phys.Lett.82,1890 (2003)
16. Uwe Karrer, Oliver Ambacher, and Martin Stutzmann, Appl.Phys.Lett.77,2012 (2000)
17. S.M.Sze, G.Gibbons, Solid-States Electronics,9,831 (1966)
18. H.T.Chen, The studies of Schottky Barrier Height Related to Surface States on Oxide GaN Surface, 國立交通大學電子物理研究所碩士論文(2003)