

第二章 實驗理論與設備架構

2.1 前言

在此章節中我們將簡單介紹實驗中所需使用的機台設備與量測方法與理論。製作 ITO 導電薄膜的方法有許多種，例如電子束蒸鍍〈electron beam evaporation〉⁽⁸⁾、直流或射頻濺鍍機濺鍍(sputtering)⁽⁹⁻¹¹⁾、溶膠凝膠(sol-gel)⁽¹²⁾及化學氣相沉積(chemical vapor deposition)⁽¹³⁾等。而由於濺鍍法是目前普遍的鍍膜技術，直流或射頻濺鍍都能得到品質穩定的 ITO 薄膜，而其中根據文獻上參考資料使用 RF 模式濺鍍出的 ITO 薄膜因為電漿密度高和放電電壓較低所以可以得到較 DC 製程所得的 ITO 薄膜有更佳的電阻值，所以在本實驗中將使用 RF 濺鍍機來製作 ITO 薄膜。其後我們利用快速熱退火來提升透光性與降低片電阻，並使用 XRD 來分析 ITO 薄膜的結晶性與霍爾量測研究其材料特性的改變等。

將 ITO 導電薄膜製作條件選取後，我們希望將其應用在 GaN 為基材的藍光 LED，但是要與 P 型氮化鎵達到良好的接觸是一個必須且具有挑戰性的課題。因為受限於 P 型氮化鎵的材料特性，電極不容易與之形成良好的接觸。為此我們在 ITO 與 P 型氮化鎵上用 CTLM pattern 來量測在退火條件下 I-V 的電性影響，最後將之應用於發光二極體上。

2.2 ITO(氧化銦錫)透明導電薄膜簡介

2.2.1 ITO 的結構與電學性質

氧化銦錫為 N 型簡併半導體，在室溫下其能帶寬度約為 3.5eV，結晶型態為 Bixbyite 結構，每一個銦原子被六個氧原子包圍，其中銦離子佔據 FCC 的晶格位置，而氧離子則佔據 3/4 個 FCC 四面體的間隙，在常壓下的晶體結構銦離子配位數為 6，氧離子配位數為 4；其擁有穩定的化學性質與附著性及最重要的高穿透性與低電阻率，如圖 2-1⁽¹⁴⁾所示。

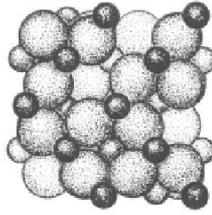


圖 2-1 ITO 晶體結構

一般金屬氧化物導電性來源可大致簡述如下：金屬原子與氧原子鍵結的時候傾向失去電子而成爲陽離子，而金屬氧化物中具有 $(n-1)d^{10}ns^0$ ($n \geq 4$)的金屬陽離子其 S 軌域會做等向性的擴展，而晶體中的某種鎖狀結構使得這些陽離子相當接近讓它們的 S 軌域重疊，因而形成傳導路徑，加上可移動的載子便具有導電性了⁽¹⁵⁾。而 ITO 的導電機制主要有二；一是利用四價的 Sn 摻雜來置換三價的 In 位置，來提升載子濃度如下列關係式：



其中 “ $\cdot\cdot$ ” 代表正電荷而原來的 In^{3+} 被 Sn^{4+} 取代以 Sn_{In} 來表示。而另外一個機制是由氧化物的晶體離子中因爲氧所產生的晶體缺陷，即氧原子 O 由缺陷 V 所取代，如下式：



其中 “ \bullet ” 代表負電荷。

2.2.2 ITO 的光學特性

ITO 的光學性質在不同的波長下具有不同的光學特性，在紫外光區爲高吸收、低穿透，在可見光區及近紅外光區爲高穿透、低反射，而在紅外光區爲低穿透、高反射。以下將分別對其做介紹：

A. 紫外光區高吸收、低反射

ITO 本身類似半導體有一特定能階，這個能階所產生的吸收帶落於紫外光區，由於光子能量的吸收而穿透率會隨著光子能量的增加急速下降。而 ITO 的能階會隨著自由載子的生成而改變。電子爲 ITO 的多數載子，先激發的電子會先佔據住導帶的底端，所以能階升高其隨著自由載子濃度改變的關係式如下⁽¹⁶⁾：

$$E_g - E_{g0} = \frac{h^2}{8m_{vc}} \left[\frac{3N}{\pi} \right]^{\frac{2}{3}} \quad (2-3)$$

N : 自由載子濃度

E_{g0} : 原始能階

E_g : 自由載子增加後之能階

B. 可見光區及近紅外光區高穿透、低反射

通常 ITO 在這個區域所表現出的穿透率會在 80% 以上，在此區域中 ITO 的薄膜對光子的反射與吸收都很小，而穿透率的下降是因為反射率的增加所導致的結果。在此區域的穿透率有著以下的關係式：

$$T = \exp(-\alpha \cdot d) \quad (2-4)$$

其中， T : transmittance

d : film thickness

α : absorption coefficient

而 $\alpha = A(h\nu - E_g)^{1/2}$

其中 A 為一常數， $h\nu$ 是光子的能量，所以由上式可明白 ITO 在此區的穿透率是與能隙有關係。

C. 在紅外光區為高反射、低穿透

在此區的光的穿透能力主要被電漿的頻率所決定。由於 ITO 的高濃度載子(約為 10^{20}cm^{-3})這可以用古典自由電子模型來解釋；自由載子 N 對應的電漿波長 λ_p 表示為：

$$\lambda_p = 2\pi c \left[\frac{m_c \epsilon_L}{4\pi N^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2-5)$$

其中， m : effective mass of carrier

ϵ : dielectric constant

c: 光速

當 $\lambda > \lambda_p$ 時，介電常數為負值，所以入射光被反射導致穿透率的下降。

2.3 熱退火處理

內含缺陷(defect)、錯位(dislocation)之晶體由於儲存著許多應變能(應變能：因應變力而產生之能量)的關係，其晶體內能比理想晶體還高，當施予內涵應變能的晶體足夠的熱能(如退火)，則在較高能量的原子將克服位障而恢復到能量較低的晶格狀態上，若利用高敏感度的 microcalorimeter 量測不同退火溫度下晶體所放出的能量(anisothermal annealing)及同一退火溫度下所釋放出能量隨時間的變化曲線(isothermal annealing)，配合著晶相分析將可發現釋出能量為極大值的溫度及時間，原來受嚴重變形的晶粒(grain)會縮小而消失，取而代之的是新成長的無應變晶粒，此過程為再結晶(recrystallization)—退火第二階段，這是原子為了降低能量而重新排列所形成的。

當還沒發生再結晶前(例如溫度不夠或時間不夠)也會有些許的應變能釋出，在退火過程中發生在再結晶前的過程稱為退火的第一階段—Recovery，在再結晶的過程中 recovery 的反應仍可能發生於尚未轉變為新晶粒的區域，而不會發生在已形成新晶粒的區域。

當晶粒結晶成好的晶粒，某些再結晶後的晶粒將持續成長，而其他晶粒卻逐漸縮小而消失，此過程稱為晶粒成長(grain growth)—退火第三階段。

Recovery 過程中晶粒的微結構不會有明顯的改變，此過程中應變能釋放是將點缺陷(point defect)的數目恢復至平衡時的數目，而最重要的點缺陷是 Vacancy，此過程可改變晶體的某些巨觀特性。某些晶體的 recovery 過程可用—Arrhenius equation⁽¹⁷⁾來表示

$$\frac{1}{\tau} = A e^{-Q / RT} \quad (2-6)$$

τ 是某一特性 recovery 至一定比例所需的時間、 Q 為活化能、 R 為氣體常數、 T 為絕對溫度、 A 為一常數。所以退火溫度越高，則要 recovery 到某一程度所需時間越短。

再結晶和 recovery 的機制不同，再結晶是很像一種成核(nucleation)及核成長(nucleation growth)的過程，然而和 recovery 一樣，越高的退火溫度，完成再結晶所需的時間就越少，許多晶體的再結晶所需溫度與時間滿足下列實驗式

$$\frac{1}{T} = K \log_{10} \left(\frac{1}{\tau} \right) + C \quad (2-7)$$

此即 Arrhenius equation : $\frac{1}{\tau} = A e^{-Q / RT}$

Q 為再結晶的活化能，由於再結晶不只牽涉到一種過程，所以 Q 的物理意義並沒有被完全了解，因此之視為一種實驗常數，一般實驗指出材料內的 strain 越多，Q 越小(越容易發生再結晶)。由於再結晶的活化能 Q 一般都很大，所以要克服這個障礙，再結晶一般都要大於一個最低的溫度之上才會發生。

晶體的再結晶除了取決於成核速率(the rate of nucleation)外也和核成長(nucleus growth)有關，而且這兩個速率也決定了再結晶的最終晶粒大小(grain size)，假如成核快速但生長緩慢，在完成再結晶之前許多的晶粒便能形成，因此最後的晶粒將比較小；反之，則晶粒將比較大。由於應力(strain)是成核(nucleation)的驅動力，成核總是發生在應力大的地方，所以再結晶後的晶粒大小會隨著晶體內的應力降低而增大，然而太少量的應力反而不能在合理的時間內發生再結晶。一般認為已完全再結晶的晶體要進一步晶粒成長，其驅動力是來自晶界(grain boundary)的表面能，當晶粒成長後，它們的數目減少，而晶界面積減少以致總共的表面能被降低，因此晶粒成長的過程比較難發生。

2.4 XRD 原理 (X-Ray Diffraction)

XRD 的技術可應用於材料的結構分析，我們為了研究 ITO 的結構是否與電性和光性有關，而使用 XRD 的分析。X 光材料分析的光源它是一種短波長的電磁輻射，波長大約為 1 Å。X 光產生主要有以下三種方法：(1) 高能電子束撞擊金屬靶 (2) 由初級 X 光照射材料產生次級 X 螢光 (3) 經由輻射衰解而放出。由於此波長的電磁輻射無法以透鏡聚焦，因此只能用於分析一個較大的區域所以得到的是一個整體平均的結果。然而卻也因此提供一個非破壞性的分析方式，而

且樣品的製作較為容易也可以較接近原使用狀態的結果。

X 光繞射儀，其儀器設計圖如圖所示，T 為 X 光靶，所發出支單一波長 X 光經一狹縫濾片慮光後，得一平行光束，在經 c 處的單晶試片繞射後，由偵測器 E 接收。

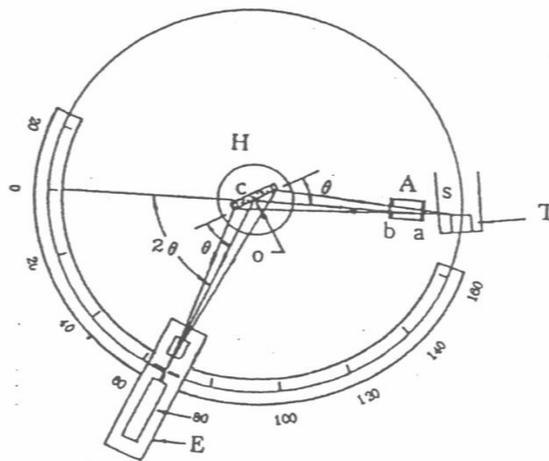


圖 2-2 The X-ray spectrometer.

偵測器可將 X 光轉換為電流訊號，其訊浩大小與 X 光強度成正比。進行繞射實驗時，試片之旋轉軸會以固定的轉速(約 $0.25\sim 2^\circ/\text{min}$)旋轉，而偵測器則以兩倍的轉速($0.5\sim 4^\circ/\text{min}$)旋轉，故 X 光由低入射角(2θ 大於 5°)旋轉到高入射角(2θ 小於 150°)，便完成繞射實驗。所得之數據列印成圖，其 X 軸為 2θ 角，Y 軸為反射光之強度。

當 X 光照射晶體時，光束不僅由表面層之原子所反射，而且從相當深的原子層反射，所以建設性干涉僅發生在非常嚴格之條件下，有關這種條件的定律就是布拉格定律(Bragg 's Law)。

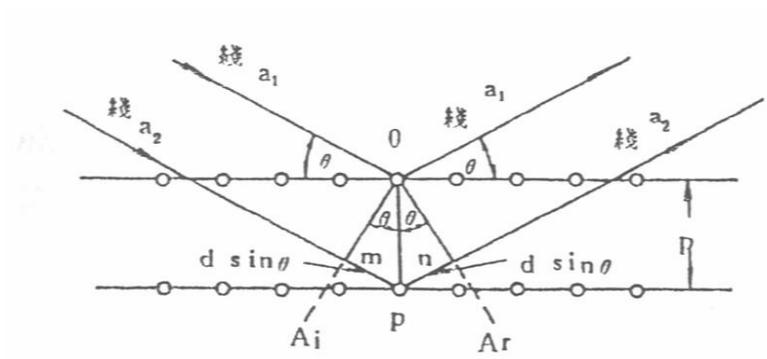


圖 2-3 Bragg' s Law

由圖可看出距離 mp 及 pn 均等於 $d \sin \theta$ ，故距離 mp+pn 等於 $2d \sin \theta$ ，如果這段路徑差等於波長整數倍($n \lambda$)，繞射訊號就會有建設干涉。這就是我們熟知的布拉格定律(Bragg' s Law)：



$$2d \sin \theta = n \lambda \quad (2-8)$$

其中

$n=1,2,3,$

$\lambda = X$ 光之波長

d =相鄰兩平面距離

θ =X 光束之入射角或反射角

當此關係被滿足時，反射線 a_1 及 a_2 為同相，因而產生了建設性干涉。進一步說當一束細窄之 X 光照射未變形之晶體時，產生建設性干涉之角度非常明確，因為反射係源自於千萬個平行的晶格面，在此情況下，縱使稍偏離滿足關係式之角度，也會引起反射光的破壞性干涉。這個法則給任何晶格繞射條件 θ 和 λ 一個嚴格的限制。例如，將一束單色 X 光射線照射在單晶上，通常並不會產生任何的繞射線，故為了使布拉格法則能被滿足，在實驗上必須使 λ 或 θ 作連續性的變化。

2.5 霍爾量測 (Hall measurement)

霍爾量測可以了解 ITO 在退火前後，以及使用的退火氣氛環境下不同對於載子濃度的變化做一分析。以下簡述霍爾量測的原理，在一導體上外加一個垂直於電流方向的磁場會產生一個方向垂直於電流和磁場的電場，若考慮一 P 型半導體如圖 2-4 所示。電流 I 方向沿著 X 軸，即電洞往右邊方向流，而外加磁場 B 方向沿 Z 軸方向，則我們可得到電流表示式如下

$$I = qApv_x = qwdpv_x \quad (2-9)$$

而沿 X 方向的電壓大小 V_ρ 為

$$V_\rho = \frac{\rho s I}{wd} \quad (2-10)$$

由此二式我們可以得到電阻 ρ 的表式如下

$$\rho = \frac{wd V_\rho}{s I} \quad (2-11)$$

現在考慮電洞在一均勻磁場 B 中的運動，作用在電洞上的電磁力的向量表示式如下

$$F = q(\varepsilon + V \times B) \quad (2-12)$$

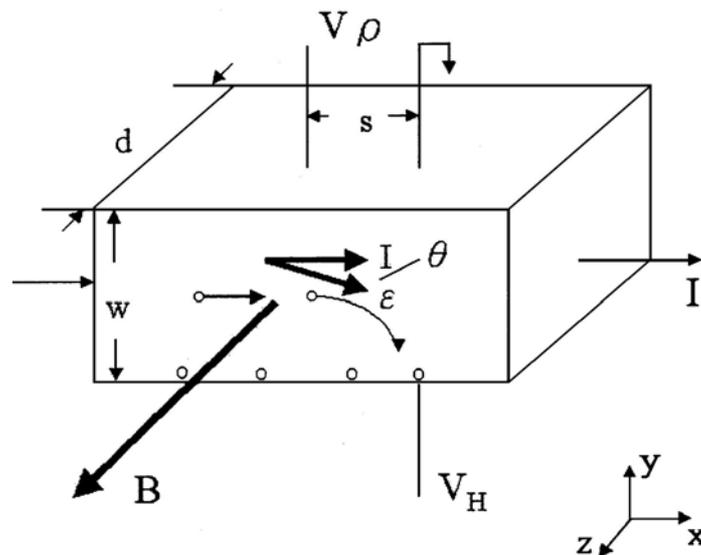


圖 2-4 P 型半導體中的霍爾效應

由於磁場和電流產生的力量作用下，一些電洞可以在樣品的底部被偵測到，如圖 2-6 所示。對 N 型的半導體而言，電子同樣的可以在樣品的底端被偵測到，而電流方向仍如圖 2-6 所示，這是由於電子帶負電荷及電子流的方向相反所致。由於電洞累積在底部表面，所以對電洞而言，Y 方向所受總合力為零，在此方向上沒有電流，因此 $\epsilon=0$ 。結合(2.8)式和(2.5)式，我們可以將垂直方向的電場表示如下：

$$\epsilon_y = Bv_x = \frac{BI}{qwdp} \quad (2-13)$$

因 Y 方向上的電場所產生的霍爾電壓 V_H 為

$$\int_0^{V_H} dV = V_H = -\int_w^0 \epsilon_y dy = -\int_w^0 \frac{BI}{qwdp} dy = \frac{BI}{qtp} \quad (2-14)$$

霍爾係數 R_H 定義為

$$R_H = \frac{dV_H}{BI} \quad (2-15)$$

結合(2-9)與(2-10)可以得到電洞濃度表示式如下

$$p = \frac{1}{qR_H} \quad (2-16)$$

同樣的對 N 型半導體而言，我們亦可以得到電子濃度的表示式如下

$$n = -\frac{1}{qR_H} \quad (2-17)$$

2.6 金屬與半導體接觸原理

製作 P 型氮化鎵薄膜的歐姆接觸電極是一個必需且具有挑戰性的課題。一個好的歐姆接點不但要具備低電阻的特性，並且要能夠在高溫環境中保持穩定 (stable) 的特性等，才足以發揮元件的最佳效能。

2.6.1 半導體接觸的理想模型理論

半導體元件或積體電路在結構製作完成後均必須與外界做接觸，此接觸被稱做非整流(Nonrectifying)金屬-半導體介面，或者稱為歐姆接觸(Ohmic contact)。以下是一個好的歐姆接觸所必須具備的特性⁽¹⁸⁾：

- (a) 低特性電阻(specific contact resistance)
- (b) 操作時穩定性高
- (c) 抗冶金反應，抗氧化、及抗腐蝕性高
- (d) 金屬線連結(wire bonding)時延展性高
- (e) 和氮化鎵表面有好的黏著性

但是通常金屬與半導體相接觸時，介面間常會有一能障形成而阻礙電子的傳導，造成整流性(Rectifying)接觸，稱為蕭基特接觸(Schottky contact)。而在做成接觸之前，對一個特別的金屬與和 P 型半導體其理想能帶圖如下(圖 2-5)，其中真空能階 E_0 是當作一個參考能階，這是電子欲脫離材料而成為自由電子所必須具備的最小能量。而真空能階和費米能階(Fermi energy(E_F))之間差距的能量定義為材料的功函數 Φ ，其中 Φ_M 參數是金屬功函數； Φ_s 是半導體功函數， χ 是電子親和力(electron affinity)，定義為

$$\chi \equiv (E_0 - E_c)_{surface} \quad (2-18)$$

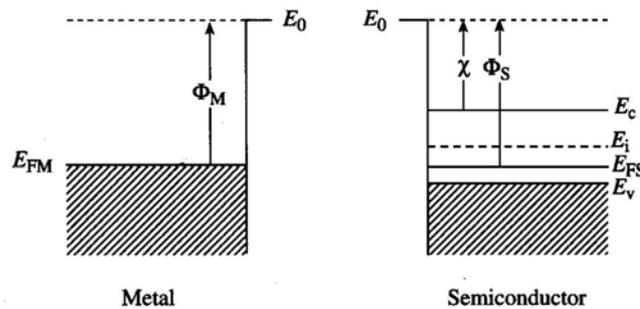


圖 2-5 金屬(左)及 P 型半導體(右)的能帶圖

假設 $\Phi_M < \Phi_s$ 的情況，理想熱平衡下，在接觸形成的瞬間，此時真空能階 E_0 為參考能階必須相通，而半導體費米能階是在金屬費米能階之上，如圖 2-6(a) 達到熱平衡之後，兩者的費米能階必需相同為一常數，因此電洞將由半導體流向低能量狀態的金屬中，然而由於電中性的原理，電子電荷仍留在半導體中，因此建立起一個空間電荷區域(depletion region)，以及產生一個對於電洞而言從金屬傳輸到半導體的位能障。對 $\Phi_M < \Phi_s$ 的金屬-P 型半導體接觸情況而言，最後的熱平衡能帶圖如圖 2-6(b) 所示。 Φ_B 是金屬-半導體接觸的位能障高，這是電洞在金屬

所看見，而嘗試移動至半導體的位能障，其大小為

$$\Phi_B = E_{FM} - E_{V|interface} \dots\dots\dots \text{在理想的金屬及 P 型半導體接觸下} \quad (2-19)$$

然而當金屬-半導體介面間有表面能階存在，而使費米能階被釘在(Fermi pinning) 半導體表面某一能量範圍內，很難被移動，此時能障大小就不能單純用上式來決定。相反的，當 $\Phi_M > \Phi_S$ 的情況下，我們可以看到其最後熱平衡的能帶圖如圖 2-6(d) 所示。

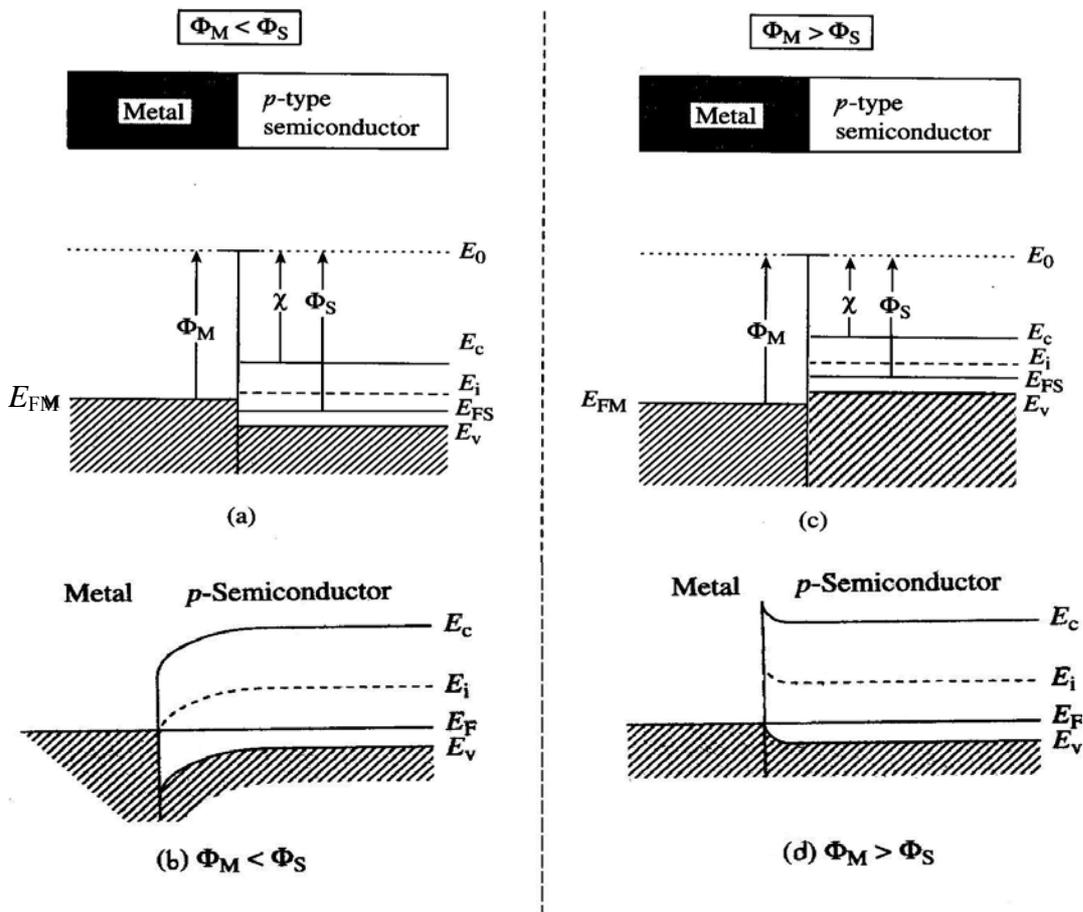


圖 2-6 金屬和 P 型半導體間的理想金屬半導體接觸位能圖

綜合以上的討論，我們可以歸納出下列的結論：對金屬和 P 型半導體接觸而言，當 $\Phi_M < \Phi_S$ 時，會得到整流(rectifying)接觸的特性；相反的，當 $\Phi_M > \Phi_S$ 時，

則會得到歐姆(ohmic)接觸特性。然而對金屬和 N 型半導體接觸而言，情況剛好相反，當 $\Phi_M < \Phi_s$ 時，會得到歐姆接觸的特性；相反的，當 $\Phi_M > \Phi_s$ 時，則會得到整流接觸的特性。如下表所示

	N 型半導體	P 型半導體
$\Phi_M > \Phi_s$	Rectifying	Ohmic
$\Phi_M < \Phi_s$	Ohmic	Rectifying

表 2-1 理想的金屬-半導體接觸特性

2.6.2 薄膜擴散的理論模型

一個理想的金屬半導體接觸具有下列的性質：(1) 假設由原子的觀點來看，金屬和半導體之間接觸相當緊密，無任何其他層(如氧化層)夾在兩者之間。(2) 在金屬和半導體之間沒有交互擴散(interdiffusion)或交互混和(intermixing)。(3) 在金屬和半導體的介面沒有雜質或表面電荷。然而，不同的熱處理方法被應用在金屬化合物半導體間的介面來產生歐姆接觸或蕭基特二極體的特性。由關於一給定金屬和三五族化合物半導體相圖的已知訊息來看，我們可以預料可能產生熱反應的範圍，包括共熔合金(eutectics)、金屬間化合物(intermetallic compounds)以及延展的固態融合(extended solid solutions)⁽¹⁹⁾。

A. 延展的金屬半導體介面模型

Brillson⁽¹⁸⁾提出“延展的金屬半導體介面模型”。他提到金屬和半導體的介面並非突然的改變，而是包括了產生反應的介面區域，而這介面區域具有一定的寬度及不同的介電性質，或具有“電性活性區域”(electrically active sites)延展進入半導體的交互擴散區域。因此金屬和半導體接面的位能障行為就決定於這產生反應及交互擴散區域的電性特性。Brillson 所提出此種接觸模型的大略能帶圖如下圖所示(圖 2-7)：

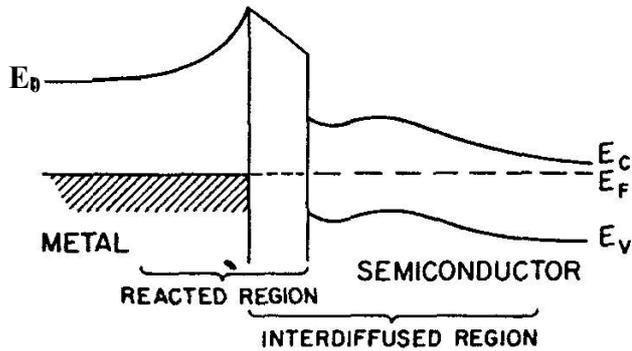


圖 2-7 延展的金屬半導體介面模型 (Brillson 提出)

B. 有效功函數模型⁽¹⁸⁾

將 Brillson 的模型推展到三維空間為”有效功函數模型”，這是由 Woodall 及 Freeouf⁽²⁰⁾所提出。他們主張費米能階的位置不是由表面態密度(surface state density)所決定，而是和”微小群集”(microcluster)的功函數有關，或者跟氧化污染物或金屬化合時金屬半導體反應所產生的界面相更有關係。這意味著在不同的介面情況下有效功函數是各自功函數的加權平均值(weighted average)，由圖 2-8 顯示了此種模型的圖示，它預測所量得的位能障大小 Φ_B 是依照不同的量測技術來決定(亦即對於 I-V 和 C-V 量測而言會有不同的加權平均值)。

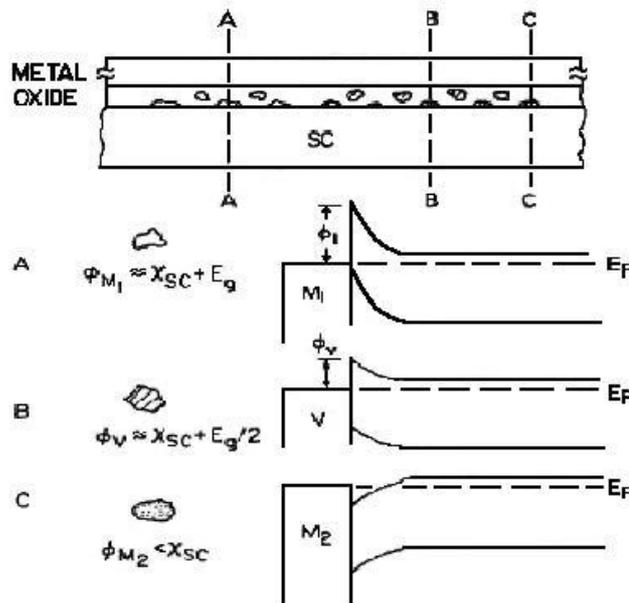


圖 2-8 金屬半導體接觸形成的有效功函數模型圖解說明

我們可以由圖中的截面 A、B、C 所看到位能障高度和 M1、V 及 M2 相個別不同功函數有關連。

2.6.3 金屬與半導體之間的電流傳輸

如果在不考慮缺陷的情況下，金屬和半導體之間的電流傳輸有下列三種機制，然此種機制決定於載子濃度的多寡(N_D)⁽²¹⁾。

- (1) 熱離子放射(Thermionic Emission ; TE): $N_D < 10^{17} \text{cm}^{-3}$ ，在這機制上，其載子的傳輸是經由熱激發而穿越位障，以達到電流傳輸的效果，如圖 2-9(a) 低摻雜濃度的半導體而言，由於空乏區相當的寬，使得大部分電子無法穿透位障，當位障高度降低時，其電流的傳輸就受熱離子放射所主導，因而得到一整流的特性。
- (2) 熱離子場發射(Thermionic-field emission ; TFE)：在中摻雜濃度的半導體， $10^{17} < N_D < 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ，電流的傳輸主要受其主導，就是載子受熱激發，獲得能達到空乏區寬度有足夠狹窄的能量，而發生了穿隧效應(Tunneling)。如圖 2-9(b)所示。
- (3) 場發射(Field emission ; FE)：這機制主要發生在高摻雜濃度的半導體上， $N_D > 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ，因位障空乏區較窄，使得電子非常容易穿越位障，如圖 2-9(c)所示。其結果就能有一良好歐姆性質。

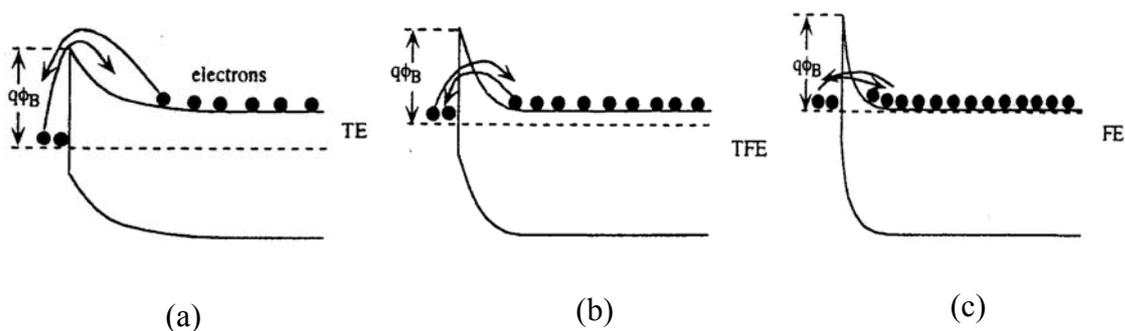


圖 2-9 金屬半導體間的電流傳輸機制 (a) 熱離子放射(TE)

(b) 熱離子場發射(TFE) (c) 場發射

2.6.4 P 型半導體的歐姆接觸

金屬與 P 型半導體接觸形成時，若在 $\Phi_M > \Phi_s$ 的情況下，則會得到歐姆(ohmic)接觸特性，如圖 2-6(d)所示。當接觸形成，金屬中的電洞將流進半導體中形成熱平衡，過程中看不到任何能障，故通行無阻，這種接觸叫做理想歐姆接觸，外加電壓將落在半導體上，而不是在接點上。

以上理論是針對一般材料而言，但是對於寬能隙材料(P 型氮化鎵)而言，其功函數很大($\sim 7.5\text{eV}$)，一般金屬的功函數無法符合的要求。因此，通常我們可以利用下列幾種方法以達到歐姆接點的特性：

1. 在接點附近大量增加半導體的摻雜濃度，進而減低了空乏區域的寬度，使穿透能障壁的穿隧電流的機會增大，故當 $P \rightarrow P^+$ ，位能障擋不住電子或電洞的流通，如此位能障就如同虛設，而形成歐姆接觸。
2. 我們可以利用接面漸變效應(junction grading effect)，把金屬和半導體介面附近混合成起來，而把位能障消除掉，如把金屬鍍在半導體上後，用燒結(sintering)方法使半導體和蒸鍍金屬產生合金(alloy)。
3. 在介面加入很多複合中心(recombination center)，也就是把介面打亂、弄粗糙，電子電洞很容易藉介面缺陷而複合，導致位能障形同虛設。

2.7 Circular Transfer Length Method (CTLM)

爲了實際描述歐姆接觸之阻值可用特性電阻(specific contact resistivity, ρ_c)表示，因此必須利用 TLM 量測方法⁽²⁰⁾，即在不同間距下去量測相鄰的兩電極間的總電阻 R_T

$$R_T = \frac{\rho_s d}{Z} + 2R_c \approx \frac{\rho_s d}{Z} + 2 \frac{\rho_s L_T}{Z} \quad (2-20)$$

其中：

ρ_s ：表面電阻

d ：電極間間距($d_1, d_2, d_3, d_4, d_5, d_6$)

R_c ：接觸電阻

Z：電極寬度

L_T ：有效長度(Transfer length)

$$\text{定義爲 } L_T^2 = \frac{\rho_s}{\rho_c} \quad (2-21)$$

將在不同間距下所量測到的總電阻值與間距作圖，如圖 2-10 我們可由斜率為 $\Delta R_T / \Delta d = \rho_s / Z$ 得到表面電阻 ρ_s ，並由 x 軸的截距得到 $2L_T$ ，最後下是計算出接觸特性電阻值：

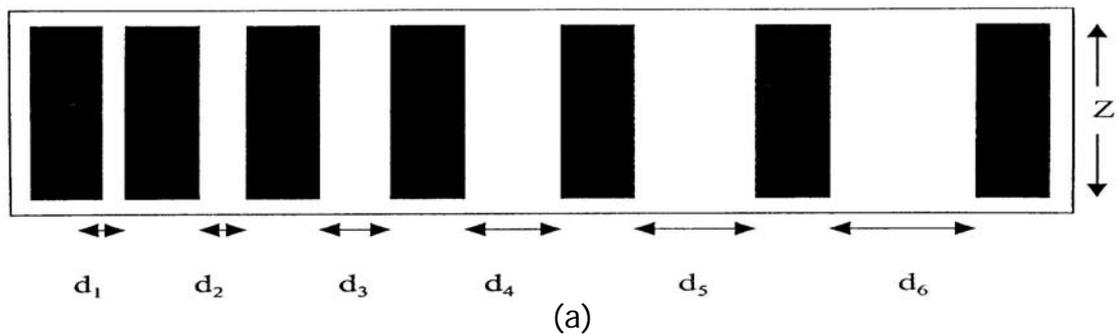
$$\rho_c = \rho_s \times L_T^2 \quad (2-22)$$

但是在矩形 TLM 的製作上由於在電極邊緣(edge)的電流流動方向對結果會有很大的影響，因此必須利用蝕刻機器來蝕刻出 Mesa 的結構來限制電流的流動方向，在這裡我們以圓形 CTLM(Circular Transfer Length Method：CTLM)作為量測方法，只需使用光阻掀覆(photoresist lift-off)的方式，如此可省去蝕刻的步驟，同時保留電流的各向同性，其圖形圖 2-11(a)所示。經過理論推導近似的步驟⁽²²⁾，所以準確度不如矩形 TLM，但我們仍可由下式近似推導出 ρ_c ，並由修正因子修正⁽²³⁾，如圖 2-10(b)所示。

$$R_T = \frac{\rho_s d}{Z} + 2 \frac{\rho_s L_T}{Z} \approx \frac{\rho_s d}{2\pi R_1} + 2 \frac{\rho_s L_T}{2\pi R_1} \quad (2-23)$$

因此將利用 CTLM 所量得的總電阻 R_T 對間距 d 做圖，得到斜率 A 及 x 軸截距 B 後代入式(2-17)求得接觸特性電阻 ρ_c 。

$$\rho_c = \rho_s \times L_T^2 = \frac{A \times 2\pi R_1 \times B^2}{4} \quad (2-24)$$



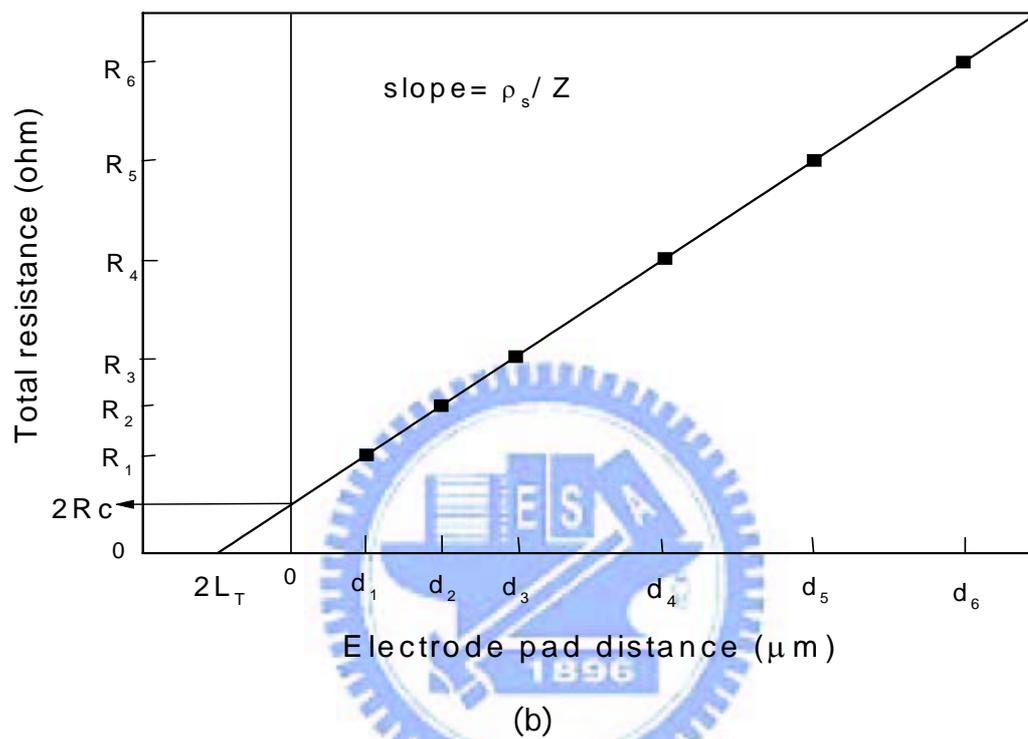
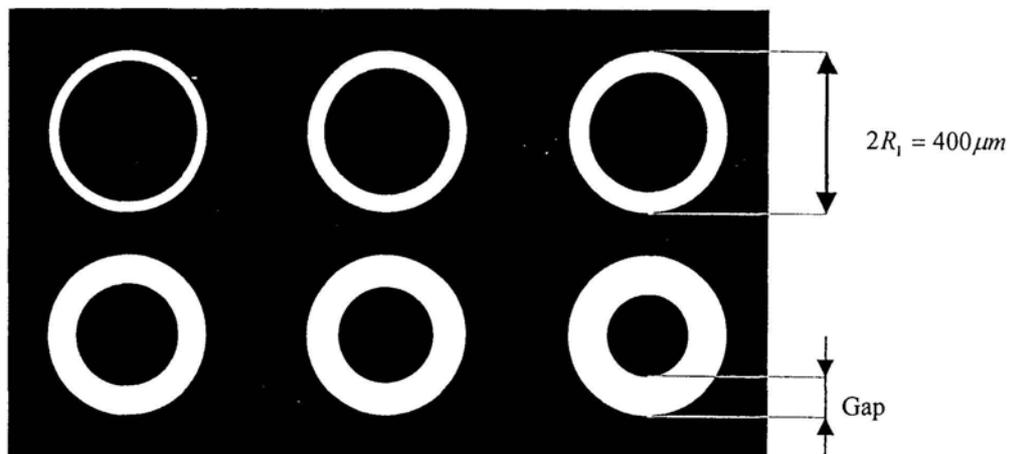


圖 2-10 (a) TLM 圖形 (b) TLM 量測方法：由總電阻與間距的關係圖求得



(a)

Gap spacing (μm)	5	10	15	25	35	45
Correction factor	1.013	1.026	1.040	1.070	1.103	1.139

(b)

圖 2-11(a)CTL M 圖形(b) 修正因子

