

第一章 簡介 (Introduction)

由於紅外線偵測器的進步發展，使得紅外線應用得以實現並在近二十年迅速發展。舉凡如：軍事夜視系統、醫學醫療儀器、通訊系統、天文觀測、民生保全系統、氣象、太空遙測系統等領域，其重要性不言可喻。

現行商業化可偵測紅外線的半導體材料乃以 II-VI 族為主: HgCdTe (Mercury Cadmium Telluride, MCT)^[1]，主要優點有較低的暗電流、操作溫度高、偵測度高等，但由於 MCT 在磊晶過程中各材料的分配比率不易控制造成能隙大小影響甚巨，良率低，故造價昂貴。利用 III-V 族半導體成熟的磊晶與製程技術所設計的量子井紅外線偵測器 (QWIPs) 則成為可用來取代的技術。

III-V 族半導體所製成的量子井紅外線偵測器，主要在平行磊晶方向上成長一維束縛的量子井結構，不同於 MCT 利用能帶 (interband) 吸收紅外線光子，QWIPs 則利用其量子井的次能帶 (intersubband) 躍遷作為紅外線偵測的方式^[2~3]，這使得利用寬能隙半導體實現吸收紅外線成為可能。藉由 III-V 族本身成熟的磊晶技術，QWIPs 在近十幾年內已完成商品化。但量子井紅外線偵測器卻也有其缺點。由於受限於量子井本身的次能帶躍遷的影響，其量子效率較差，極化選擇規則 (polarization selection rule) 又限制其無法吸收正向入射的紅外光，必須增加製程步驟形成光柵或採用 45° 斜面斜向入射。另外其二維結構也造成量子井的電子容易經由聲子的吸收輕易越過屏障而產生暗電流，造成操作溫度較一般的 II-VI 族 MCT 偵測器來的低，偵測度也較低，無法完全取代 II-VI 族偵測器的地位。

由於在量子點結構中電子在三個方向都有侷限的能障，量子點可吸收正向入射光，而不同於電子在量子井中還有另外兩維度的連續能階，量子點中的電子，各能階均分離，也產生了所謂的聲子瓶頸效應，意即必須有能量正

好與電子能階能量差相同的聲子才可被吸收，使電子躍遷至激發態。由於量子點紅外線偵測器具有這些重要的特性，量子點三維束縛結構的優點，受到國內外學者相當重視，尤其在自發性量子點的成長技術成熟之後，已有許多研究團隊積極進行相關研究^[4~7]。



第二章 原理 (Principle)

本章重點在 QDIPs 的操作原理。首先簡短的介紹紅外線輻射的基本原理，而後著重於量子點紅外線偵測器 QDIPs 的操作原理，包括量子點的特性及成長方式。經由這些基本概念的釐清，對於 QDIPs 的設計有很大的幫助。

2.1 紅外線輻射^[8]

在討論紅外線偵測器之前我們必須先了解紅外線的輻射。紅外光是 M. Herschel 於 1800 年所發現的。應用紅外光譜，在研究分子結構、固態物質的光學性質、夜視環境等，用途極大。紅外線比可見光波長來的長，無法以肉眼觀察。根據基本輻射理論，任何大於絕對零度的物體都會輻射出電磁波，因此自然界具有溫度的物體，都會發出熱輻射。根據蒲朗克黑體輻射定律 (Plank's blackbody radiation law)，我們可以得到黑體的頻譜密度 (spectral density)，表示式如下：

$$M(T, \lambda) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \text{ (W/m}^2 \cdot \text{m)} \quad (2.1)$$

$M(T, \lambda)$ 代表的是一黑體於單位波長、單位面積所輻射出的總功率； c 是光速， h 是蒲朗克常數， k 為波茲曼常數， T 為輻射物體的絕對溫度。此式是根據完全吸收的黑體的假設而導出的。對於一般非黑體的物體而言，我們只要將 Eq(2.1) 乘上該物體的發射係數 (emissivity factor) 即可。由 Eq(2.1) 我們可得到侖琴位移定律：

$$\lambda_{peak} \cdot T = 3670 \text{ (}\mu\text{m}\cdot\text{K)} \quad (2.2)$$

λ_{peak} 為輻射物體的峰值波長， T 為輻射物體的絕對溫度。以太陽表面溫度約 6000K 左右為例，其輻射電磁波之峰值波長約落在可見光範圍內。一般室溫的

物體，包括人體($\sim 310\text{K}$)所輻射電磁波之峰值波長約落在 $12\mu\text{m}$ 附近，不在人類視覺能力範圍內，故紅外線偵測器的重要性在此不言可喻。

根據 Eq(2.1) 並選擇三個室溫附近的溫度(250K 、 300K 、 350K)黑體輻射頻譜密度對波長之作圖 2-1。我們可以觀察到室溫 300K 黑體的輻射由峰值衰減到一半的波長範圍約落在 $6 \sim 17.5\mu\text{m}$ 之間。這表示我們想要偵測室溫物體所輻射的紅外線，其最佳偵測波長範圍大約在 $5 \sim 18\mu\text{m}$ 之間。而實際在應用紅外線偵測技術時，必須考慮到大氣環境對於紅外線的吸收，如圖 2-2 所示。大氣中水蒸氣及二氧化碳等分子之吸收(absorption)造成某些波段紅外線無法穿透，根據圖 2-2 所示， 300K 物體所發出的紅外線可穿透的大氣窗口分別為 $3 \sim 5\mu\text{m}$ 中波段的紅外線帶(MWIR)及 $8 \sim 14\mu\text{m}$ 長波段的紅外線帶(LWIR)，因為此兩波段有較少的大氣吸收，有利於地面紅外線的偵測。一般而言，低溫的物體其輻射量較低，選擇 $8 \sim 14\mu\text{m}$ 的紅外線最為偵測波段較為恰當；而高溫的物體有較大的輻射量，為了有較高的溫度感測對比，應操作在 $3 \sim 5\mu\text{m}$ 的紅外線波段較為合適。



2.2 紅外線偵測器的分類^[9]

根據偵測原理的不同，紅外線偵測器可分成兩大類：一為熱感應偵測器(thermal detectors)；另一則為光子偵測器(photon detectors)。前者是將偵測到的紅外線轉換成熱，藉由偵測器材料因熱產生的物理特性變化，對其作量測。而光子偵測器則是藉由晶體材料價電子吸收紅外線光子的能量後，發生能帶間之躍遷，而產生電流訊號以供量測。在此熱感應偵測器將不做深入探討，我們的主題在光子偵測器。

對於利用半導體材料實現的光子偵測器可依摻雜雜質與否分為兩類：本質(intrinsic)及外質(extrinsic)偵測器。

2.2.1 傳統本質與外質紅外線偵測器

本質紅外線偵測器主要為不摻雜質的本質半導體所構成，其操作原理如圖2-3(a)所示，當價帶(valence band)的電子吸收一能量略大於本質能隙(intrinsic band gap, E_g)的光子後躍遷至導帶(conduction band)，經由外在偏壓而被收集成為光電流，而所偵測到的光子數目與半導體能隙及光子能量有絕對的關係。對於窄能隙(narrow band gap)的半導體材料系統：如(Hg,Cd)Te及(Pb,Sn)Te等，可藉由調整(Hg,Cd)Te中的Hg、Cd或(Pb,Sn)Te中的Pb、Sn所佔的成分來達成紅外線吸收所需的能量差，此材料適合用來做3~12 μm 的紅外線偵測器。但對於本質紅外線偵測器而言，材料能隙很小使得材料變得很軟，對於長波段紅外線也很難調整至特定的波段，其穩定性和均勻性都有很大的問題，故大面積陣列的製作非常昂貴。

外質(extrinsic)紅外線偵測器則是利用半導體材料(如Si)摻雜恰當的雜質原子而形成雜質能階(impurity level)，並利用摻雜能階至導帶這段能量差來進行吸收，位於摻雜能階的電子吸收了能量略大於此段能量差的的光子而躍遷到導帶，進而被收集成為光電流，操作原理如圖2-3(b)所示，由於吸收光子的能隙可控制的很小，因此適合偵測波長超過12 μm 的紅外線。但缺點是為了確保載子佔據雜質能階並降低暗電流，元件必須在極低溫操作。

總結以上傳統紅外線偵測器的缺點在於沒有適當的材料可以準確、容易調整出能階來對應紅外線波長，且偵測器的穩定性和均勻性較差，因此利用量子力學中束縛態能階的觀念而發展出的量子結構紅外線偵測器提供了解決這個問題的契機。

2.2.2 量子井紅外線偵測器 (Quantum-Well Infrared Detectors : QWIPs)^{[3][9]}

根據量子力學中束縛能階的概念，量子井紅外線偵測器（以下稱 **QWIPs**）的操作原理牽涉到次帶間（intersubband）內的電子躍遷。圖 2-4 為其操作原理。雖然圖上顯示了導帶及價帶兩個部份，但一般 intersubband 的光偵測器通常都是單極載子元件（unipolar carrier devices），所以我們可以只考慮導帶的量子傳輸。依據量子力學我們可以將量子井能階以無限位能井近似如下：

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* L_w^2} n^2 \quad (2.3)$$

m^* 為電子的等效質量； L_w 為量子井的寬度； n 為整數。假設當量子結構只有兩個束縛態能階時，從 intersubband 之基態（ground state）躍遷至第一激發態（first excited state）之能量差為：

$$\Delta E = E_2 - E_1 = \frac{3\hbar^2 \pi^2}{2m^* L_w^2} \quad (2.4)$$

由上式可知要調整兩能階能量差的方法，一為改變電子的等效質量，也就是改變材料結構；另一為改變量子井的寬度。有了最基本調整能階的方法之後，接下來就要考慮紅外光與量子井中電子的交互作用（interaction），亦即所謂的吸收（absorption）。對於影響吸收機制的參數包含量子井的應力大小、摻雜的濃度、摻雜的位置、元件操作溫度以及紅外線的入射角度等。其中以入射角度影響至鉅，根據量子力學的極化選擇規則（polarization selection rule），intersubband 的傳輸機制只允許入射光電場極化方向須平行量子井成長方向，當入射紅外線沒有平行長晶方向（亦即束縛方向）的電場分量時，則吸收為零。以上 QWIPs 相關機制及操作原理於早期的研究中已有詳細深入的探討 [3][10~11]。

QWIPs 主要可分成三類。一種是設計量子井中存在兩個能階，電子從基態躍遷至激發態後，利用熱游離發射（thermal ionic emission）或穿隧（tunneling）將激發態的光電子帶出量子井外做傳輸，此稱為 bound-to-bound QWIPs，由

於此種偵測器需要電場幫助穿隧或是需要熱能來幫助熱游離，因此通常會將激發態設計在很靠近量子井邊緣的區域讓電子離開量子井的機率增加，如圖 2-5(a)所示。第二種稱為 bound-to-continuum QWIPs，其設計量子井中只存在一個能階位置，另外在導帶上則有因週期性結構而產生的連續帶，當電子吸收外部紅外線光子，電子將從基態躍遷至連續帶。故此類 QWIPs 的電子只要吸收紅外線就會躍遷出來貢獻成光電流，無須額外克服能障，因此光響應通常比較大，表示如圖 2-5(b)。

但由於基態與連續帶間電子的波函數耦合較 bound-to-bound states 來的弱，所以躍遷機率也相對較小，吸收係數低。第三種設計則是將激發態調整至很靠近能障邊緣的位置，稱之為準束縛態(quasi-bound state)。表示如圖 2-5(c)。此種躍遷稱為 bound-to-quasi-bound QWIPs。雖依舊需要藉由熱游離發射(thermal ionic emission)或穿隧(tunneling)來達成收集光電流的目的，但所需要的能量相較於 bound-to-bound transition 來的低，而其吸收效率又比 bound-to-continuum transition 來的高，故此種 transition 兼具上述兩大類 QWIPs 之優點，特性最佳。

將 QWIPs 與傳統紅外線偵測器作比較，基於 III-V 族材料成熟的磊晶和製程技術，使結構均勻穩定，有較低的生產成本及較高的生產良率等優點。但缺點在於量子效率(quantum efficiency)低、暗電流大、以及受限於 polarization selection rule 而無法吸收正向入射光等。雖然我們可藉由設計 grating^[13]或設計波狀表面結構來耦合正向入射光，但隨著陣列面積越大其耦合效率也隨著像素面積減小而降低，並不是一個最好的方法。

因此，擁有 III-V 族成熟的磊晶優勢又同時具備較 QWIPs 更優良特性的偵測器，具有三維束縛的量子點便應運而生。由於量子點(quantum dot)為三維束縛，依據量子力學的計算被預測有較寬鬆的 polarization selection rule，正向入射的問題便得以解決。此外理論所預測的聲子瓶頸效應，對於偵測器元

件的電子傳輸及暗電流的抑制是相當有利。因此量子點紅外線偵測器 (Quantum Dot Infrared Photodetectors, QDIPs) 被預測具有比 QWIPs 更佳的特性。下一節將會針對量子點偵測器本身獨有的優點深入探討。

2.3 量子點偵測器的特性

2.3.1 聲子瓶頸效應 (Phonon Bottleneck Effect)

由於量子點本身為三維束縛的結構，其狀態密度函數 (density of states, DOS) 是離散的 (δ -function)，如圖 2-6 (a)，類似原子光譜，與僅一維束縛的量子井結構的 DOS 有所不同，如圖 2-6 (b)。對於量子井結構，由於另外兩維度為連續能階，故電子易受到聲子作用而造成躍遷形成暗電流，但當電子在量子點內的束縛能階做躍遷時，聲子的能量要恰好等於束縛能階之間的能量差，才可達成，因此暗電流相對量子井來的低。同理躍遷而出的電子必須與能階能量差相當的聲子作用才會掉回量子點，因此使得電子釋放能量所需的鬆弛時間 (relaxation time) 較長，這種現象稱為聲子瓶頸效應 (Phonon Bottleneck Effect)。

聲子瓶頸效應一般被認為是量子限度效應 (quantum-confinement effects) 非常強所發生的現象。量子點的三個自由維度皆被限制住，造成次能階的能量間隔比幾個 meV 大很多，並且也比縱向光學聲子 (longitudinal optical phonon) 的能量大，所以能量鬆弛率 (energy relaxation rate) 的減少是不能避免的，除非讓次能階的能量差相當於光學聲子的能量才能讓鬆弛時間變短。

在傳輸理論中，電子在兩個能階之間躍遷所需要的時間，和電子在這兩個能階的波函數耦合的程度有關。對於量子點而言，其所束縛的波函數，因為晶格長度不合所產生的張力，使得波函數並不對稱。因此電子從導帶被捕

捉到量子點所束縛的激發態，需要的時間較一般量子井結構的偵測器要長。再加上電子從量子點內的激發態 E_2 弛至基態 E_1 ，需要能量剛好是 $E_2 - E_1$ 的聲子才行。因此電子回到基態的時間比一般量子井結構的偵測器要長，故躍遷而出的光電子不易再被捕捉回量子點內，造成光導增益相較量子井來的大，且基態電子須獲得聲子能量恰好等於束縛能階之間的能量差才可躍遷至激發態，因此暗電流相對量子井要來的低。此乃聲子瓶頸效應對 QDIP 的最大優點。

2.3.2 暗電流機制(Dark current)

對於不經由吸收外部光子所產生的電流可通稱暗電流。在偵測器的暗電流內部機制中主要包含兩大部分，一為不經過量子點直接通過能障(Barrier)所形成的電流，此為 n-i-n 結構的效應，如圖 2-7 所示。另一部分則是經過量子點本身所產生的暗電流，後者暗電流機制又可包含三部分(1)熱游離暗電流(thermionic emission)(2)熱助穿遂暗電流(thermal assisted tunneling)(3)直接穿遂暗電流(directly tunneling)。如圖 2-8 所示。熱游離暗電流乃量子點內的載子經熱能提供能量，被激發到能障的頂端，形成總電流的一部分。熱助穿遂暗電流則是載子被激發到較高但比能障低的能階，藉由熱能使得載子可以穿透能障到達連續帶，形成暗電流的一部分。直接穿遂電流則不藉由溫度的效應，載子由量子點或量子井直接穿遂能障而造成的暗電流。對 QDIP 而言，熱游離和熱助穿遂兩種暗電流機制因為量子點的聲子瓶頸效應，應相較於量子井紅外線偵測器來的小。而直接穿遂暗電流效應可利用加大 QDIP 能障的寬度來抑制。

對於降低暗電流的方法，我們是採取在量子點與量子點之間，成長一層能隙較高的 AlGaAs 當作能障^[14]，來降低不經過量子點，而由 n-i-n 結構效應所產生的暗電流。示意圖如 2-9 所示，電子因此層高能障的阻礙，而較容易

流經能隙較低的量子點部分。為了證明所成長的 AlGaAs 並非完全覆蓋量子點，我們拍攝 10 層 InAs/GaAs 量子點系統之 TEM 照片，如圖 2-10 所示，我們局部放大量子點之間的結構，如圖 2-11，由 TEM 照片可看出成長的 AlGaAs 覆蓋在兩個量子點之間與量子點本身，此舉成功的降低暗電流超過四個數量級，並使 QDIPs 可在較高的溫度下仍有相當好的偵測度^[14]。



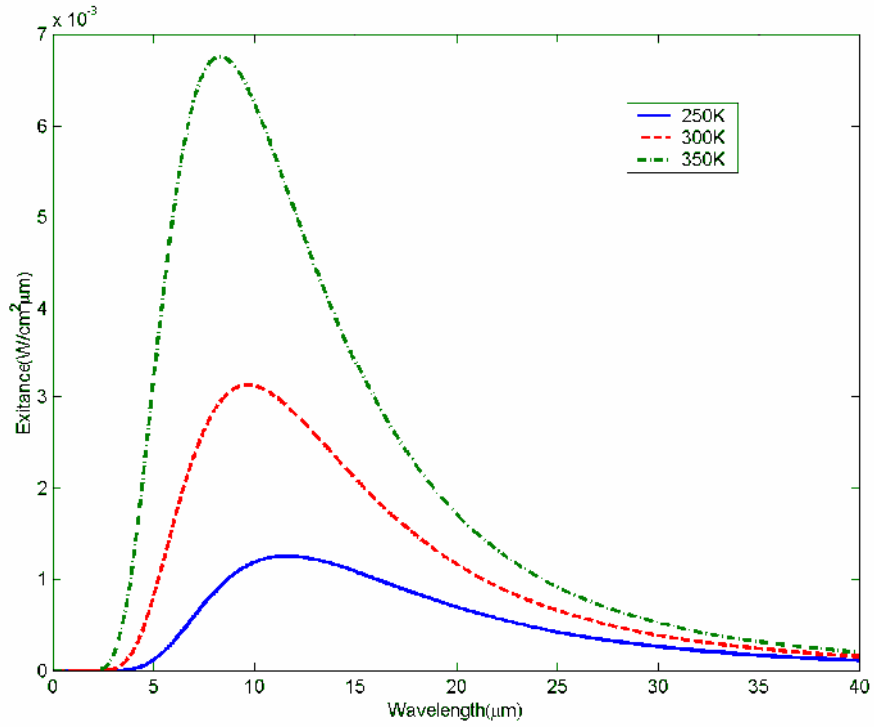
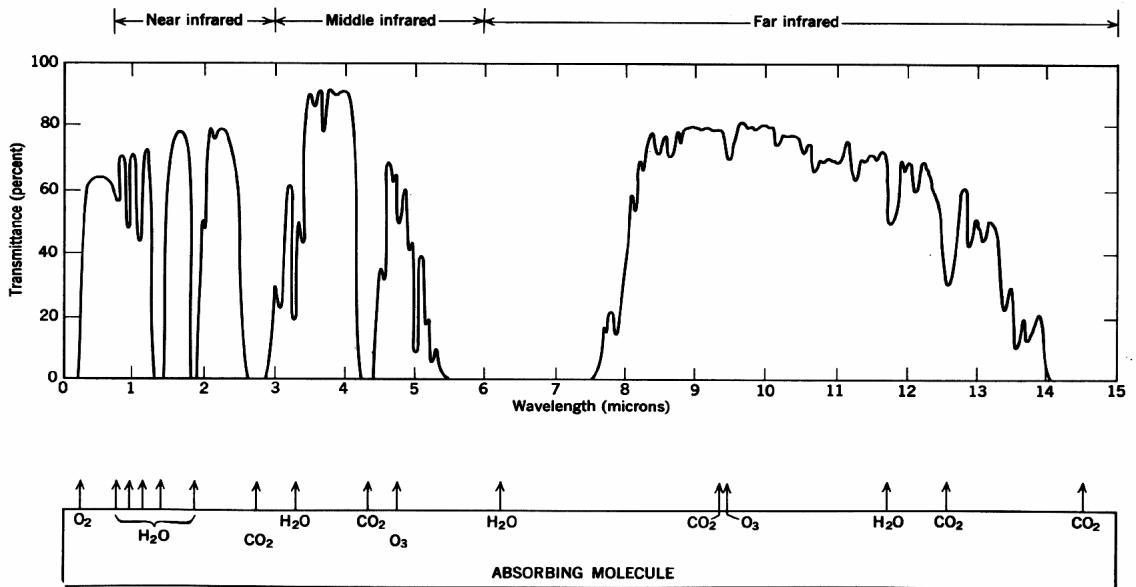


圖 2-1 黑體輻射頻譜密度 VS 波長之關係圖



Transmittance of the atmosphere for a 6000 ft horizontal path at sea level containing 17 mm of precipitable water

圖 2-2 紅外線的大氣頻譜圖

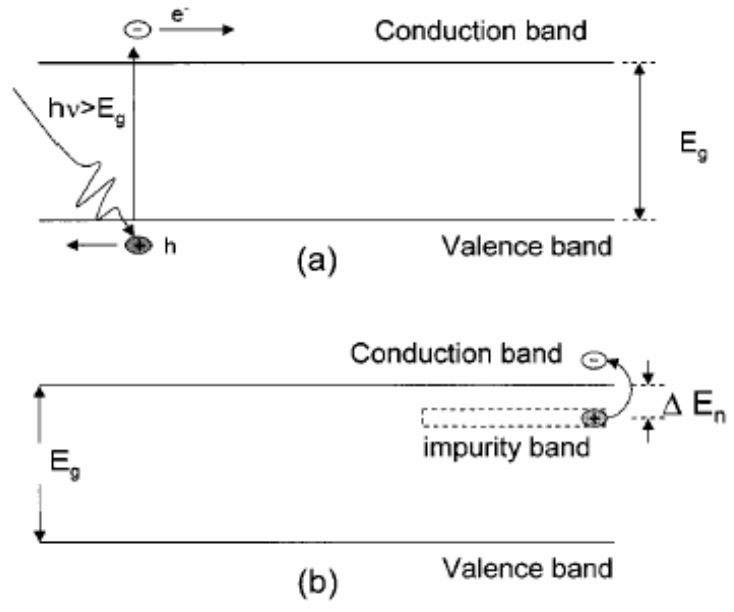


圖 2-3 (a)本質紅外線偵測器之操作原理 (b)外質紅外線偵測器之操作原理

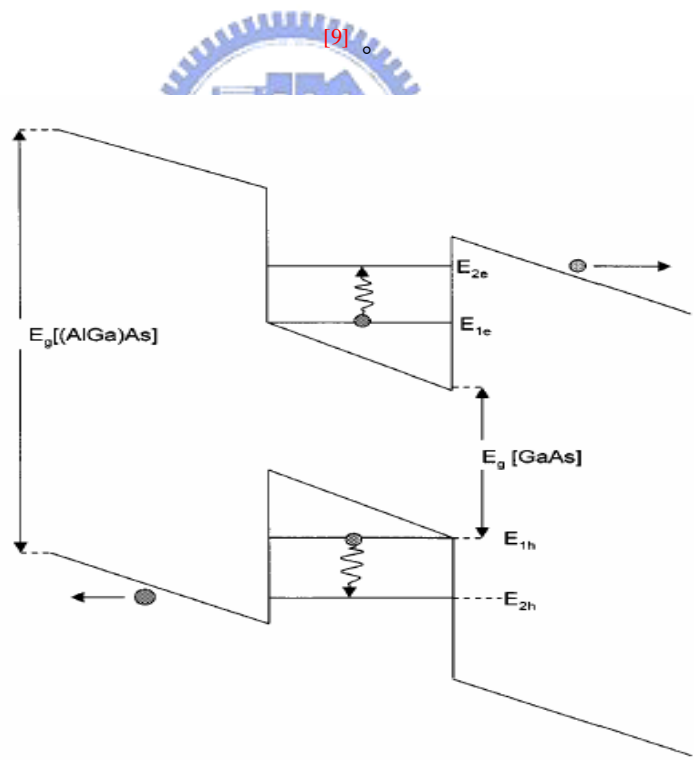


圖 2-4 QWIP 之操作原理^[9]

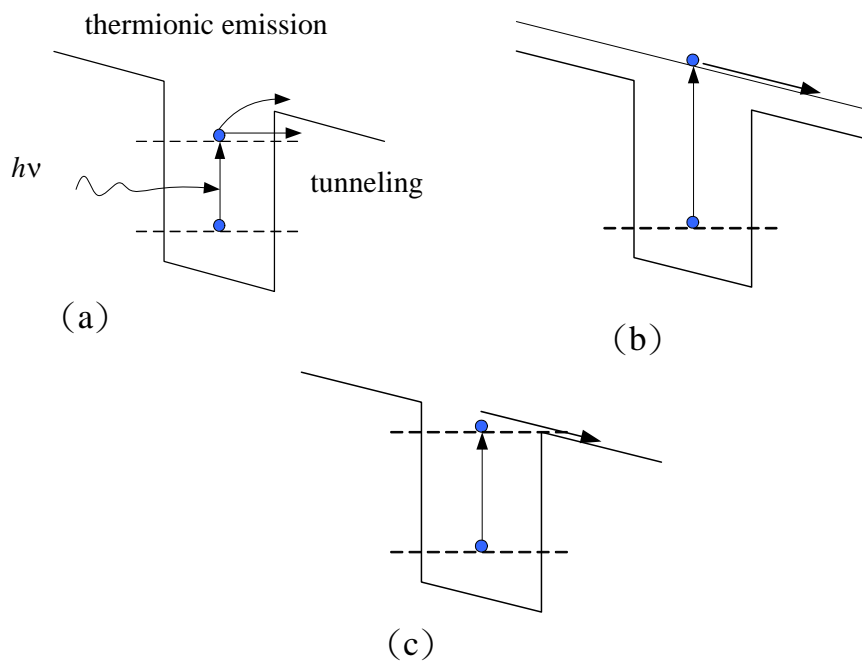


圖 2-5 (a) bound-to-bound QWIPs (b) bound-to-continuum QWIPs
(c) bound-to-quasi-bound QWIPs

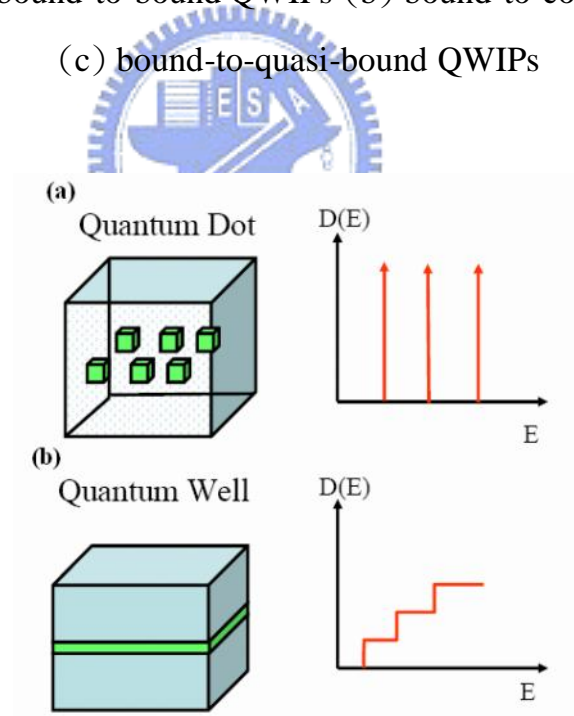


圖 2-6 (a)量子點狀態密度函數 (b)量子井狀態密度函數

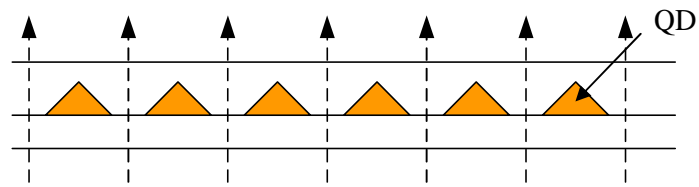


圖 2-7 n-i-n 結構效應之暗電流

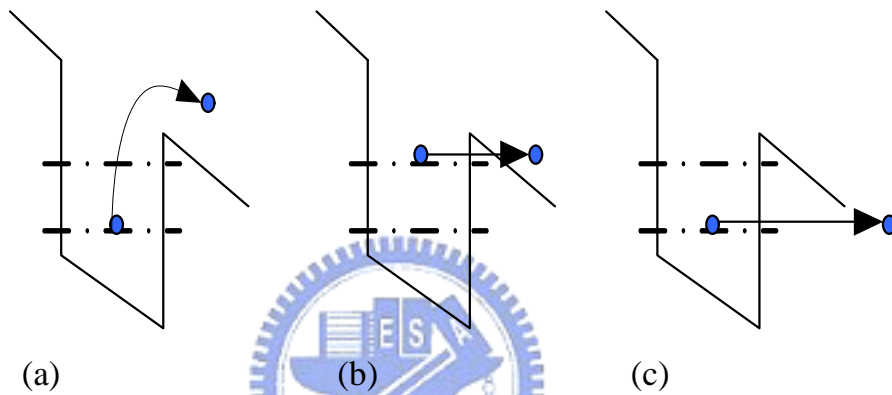


圖 2-8 (a)熱游離暗電流 (thermionic emission)
 (b) 熱助穿隧暗電流 (thermal assisted tunneling)
 (c)直接穿隧暗電流 (directly tunneling)

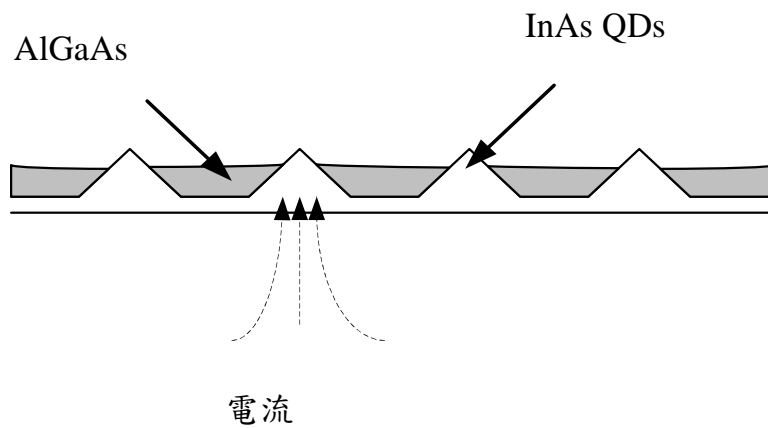


圖 2-9 在量子點間成長 AlGaAs 以阻擋 n-i-n 效應形成之暗電流

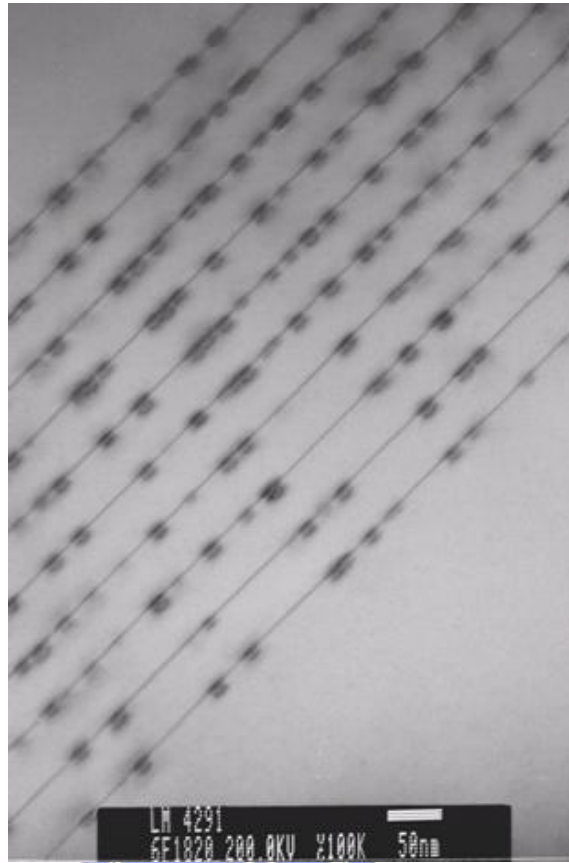


圖 2-10 10 層 InAs/GaAs 系統量子點結構之 TEM 照片

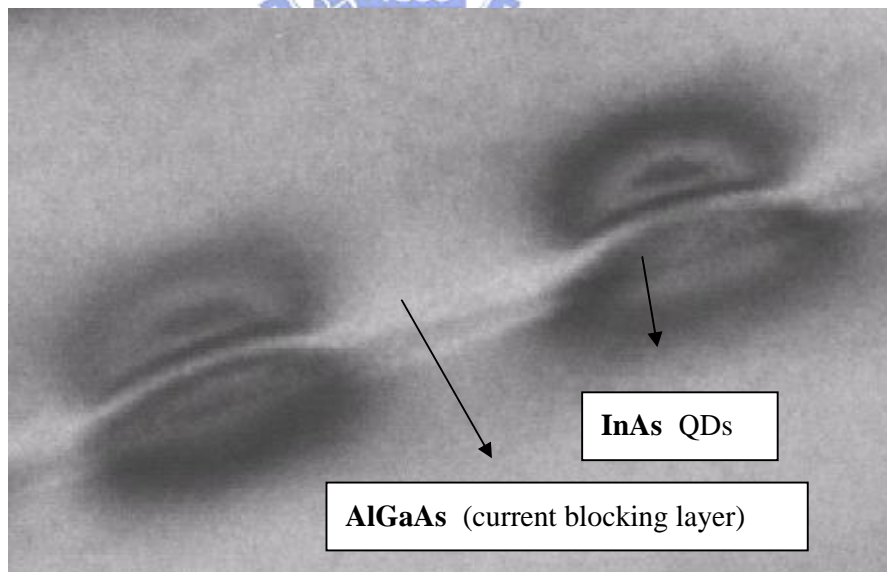


圖 2-11 InAs QDs/GaAs 系統的 TEM 照片:從 TEM 圖明顯看出高能障 AlGaAs 電流阻擋層成功的成長在量子點之間，有效的降低 n-i-n 效應所形成的暗電流

第三章 元件製造 (Growth and process)

3.1 元件之成長

3.1.1 磊晶(epitaxy)

樣品的成長是採用分子束磊晶系統(Molecular Beam Epitaxy, MBE)，分子束磊晶系統是一種精確成長異質結構(heterostructures)的方式。首先利用 MBE 在(100)方向上的 GaAs 基板成長約 5000Å 的緩衝層(buffer layer)，目的在於使磊晶的表面層平坦且減少基板表面缺陷之影響。接著成長 5000Å 的 n+ GaAs 作為元件底部接面(bottom contact)的歐姆接點(ohmic contact)。元件主動層是利用 Stranski-Krastanow 成長法形成十層的量子點結構，每一個週期包含了 2.6 個原子層(Mono layer: ML)之 InAs 沉積量所形成的量子點以及 500Å 的 GaAs 能障，而在量子點和量子點間鋪蓋成長 30Å $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ current blocking layer 作為阻擋暗電流之用。完成了十層量子點後再成長 5000Å 的 n+ GaAs 作為元件頂層接面(top contact)的歐姆接點。在每層量子點前 20Å 我們加入 $2.5 \times 10^{19} \text{cm}^{-2}$ 的 Si⁻doping 摻雜，此摻雜之目的為了提供量子點中之吸收用載子。元件磊晶完成之結構如圖 3-1 所示。

3.1.2 Stranski-Krastanow 成長法

薄膜磊晶成長的模式有三種^[15]。

(1) Frank-van der Merwe mode(層接式)：當磊晶層的表面能(surface energy)相當於或小於基底材料的表面能時，以 2D layer-by-layer 的形式成長，如圖 3-2(a)所示。

(2) Volmer-Weber mode(島嶼式)：發生於薄膜表面能遠大於基底材料時，以 3D island 的形式成長，如圖 3-2(b)所示。

(3) Stranski-Krastanow (SK) mode(層接而後島嶼式)：在磊晶初期，薄膜表面能小於基板的表面能則以 2D 的型態成長，而當磊晶厚度持續增加，應力也逐

漸增加，表面能漸漸大於基板，當達到一定的程度時，晶格會藉由晶格的鬆弛來降低應變，此時便以 3D island 型態繼續成長，如圖 3-3 所示。本實驗元件的量子點結構即採用 SK mode 成長模式，一開始以 2D layer 成長 InAs 約 2ML 時，InAs 會因為晶格常數和 GaAs 層之間的不匹配(lattice mismatch)而開始自我組織形成量子點結構，然而實際量子點形狀比較趨近於金字塔形的結構。

量子點早期是利用黃光微影及蝕刻製程所形成，因為製程時量子點的成長易受外界因素的影響造成晶格的缺陷(defect)，以致量子點的品質無法提升。然而利用 SK mode 的自我組織(self-assembled)形成的量子點無差排缺陷，也不需要通過蝕刻來獲得，大大的提升了元件電性及光學特性，此應用相當的重要。



3.2 元件製程

QDIP 的製程程序包含平台蝕刻(mesa etching)、蒸鍍金屬(E-gun evaporation)、快速熱退火(rapid thermal annealing RTA)與打線(wire bonding)。

製程中主要有兩道光罩。第一道的目的在於元件隔離(mesa isolation)，使元件之間能夠獨立操作而不受彼此的干擾。利用黃光微影定義出 mesa 區域，並利用濕式蝕刻(wet etching)完成隔離。以往蝕刻溶液的調配為 $\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O} = 1 : 8 : 40$ ，蝕刻速率大約 $200\sim 250\text{\AA}/\text{s}$ ，由於偶爾蝕刻速率的不穩定，過度蝕刻到 semi-insulating bulk，造成元件開路，所以建議溶液的調配改成 $\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O} = 1 : 8 : 80$ ，蝕刻前將溶液攪拌均勻，蝕刻速率大約 $70\sim 75\text{\AA}/\text{s}$ ，變動較小。如此完成後利用薄膜測厚儀(-stepper)確認是否蝕刻到

底部電極。至於元件的 mesa 面積及進光窗口面積如圖 3-4(a)所示，mesa 面積為 $1.064 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ ；進光窗口面積為 $4 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$ 。圖 3-4(b)則使用光學顯微鏡所拍攝的真實元件頂視圖

第二道光罩的目的在於定義金屬區域，以黃光微影定義出金屬接點區域，並即刻浸泡溶液($\text{H}_2\text{O}:\text{HCl}=1:1$) 1~5 秒，目的在去除元件上的氧化物，而後將其放入電子槍金屬蒸鍍系統，蒸鍍的材料依序為 Ni/Ge/Au($300\text{\AA}/700\text{\AA}/3000\text{\AA}$)，在此建議 Au 的蒸鍍厚度在 3000 \AA 以上，目的在後段打線能更順利。蒸鍍完畢後放入丙酮溶液中使光阻剝離(lift off)，最後利用快速熱退火(RTA, 380°C ,30sec)完成良好的歐姆接點。

當完成以上製程，最後為了量測，則將晶片接上金屬線。首先將晶片以銀膠貼在銅片上，以利於低溫量測時的熱傳導，而後利用打線機(wire bonding)將金線連接偵測器的金屬接點與印有金屬線的陶瓷座，如圖 3-5 所示。所有的製程程序表示於圖 3-6 中



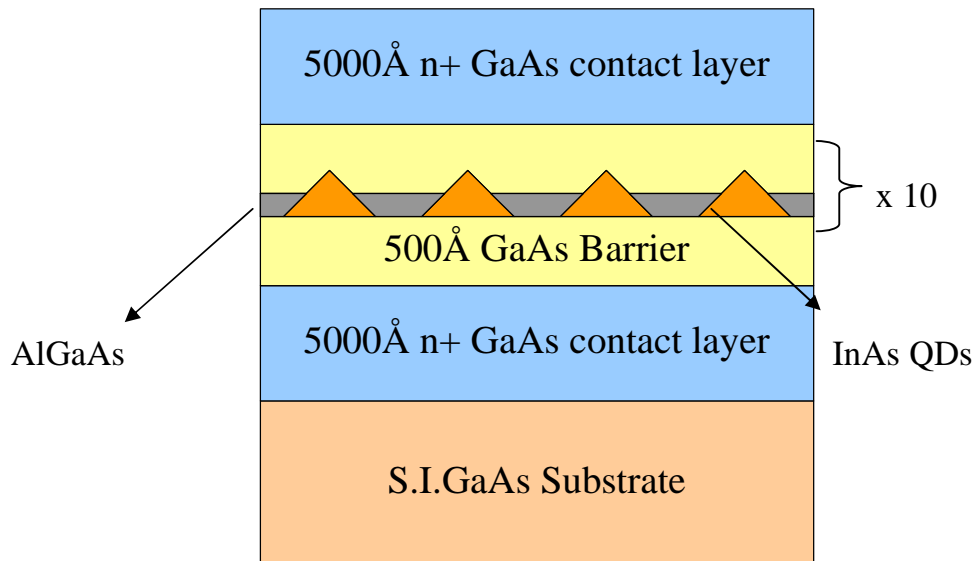


圖 3-1 QDIP 的磊晶側視圖

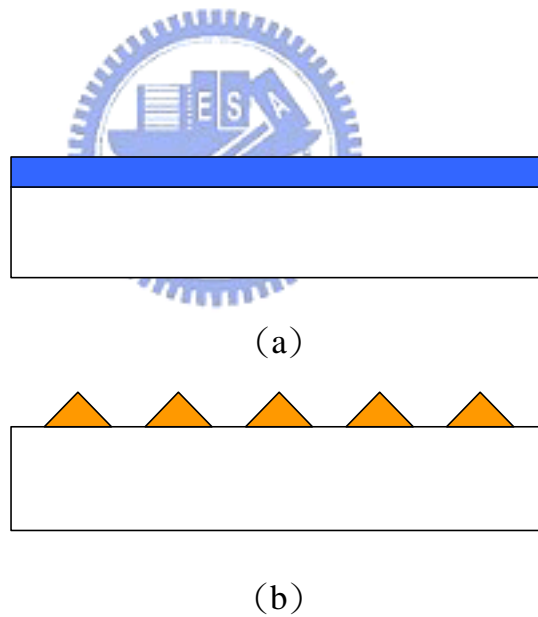


圖 3-2 薄膜磊晶成長的兩種方式：

(a) Frank-van der Merwe mode (b) Volmer-Weber mode

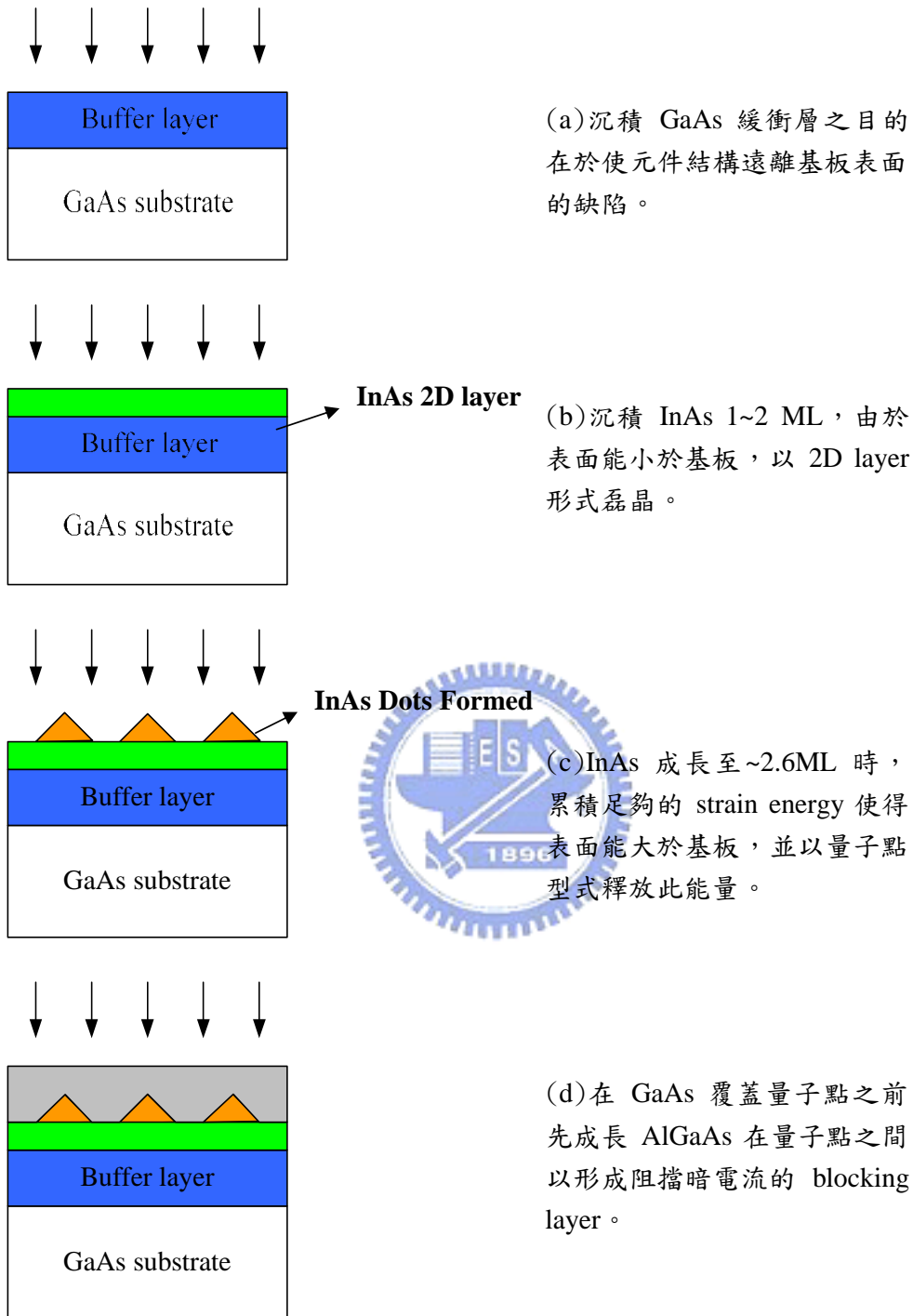


圖 3-3 Stranski-Krastanow 成長法

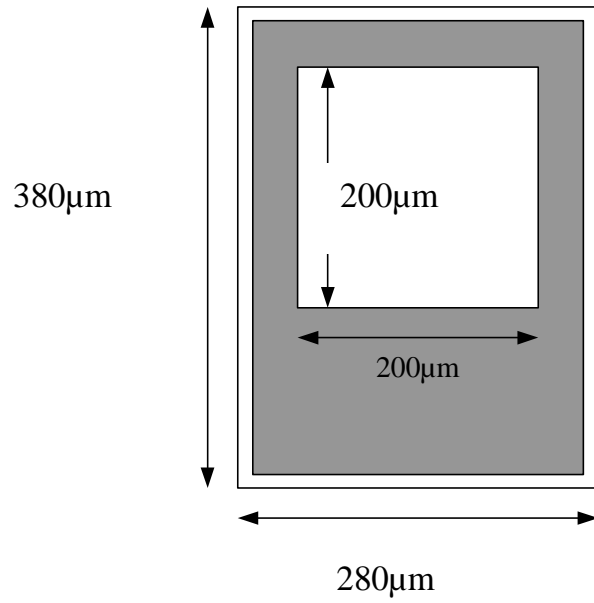


圖 3-4(a) mesa 及進光 window 之尺寸

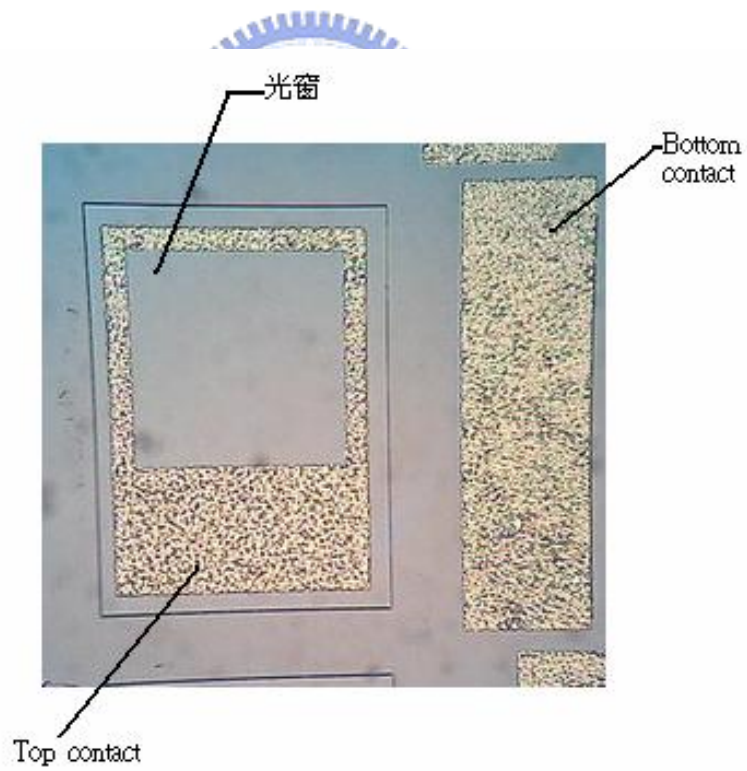


圖 3-4(b) 光學顯微鏡下所拍攝真實元件頂視圖

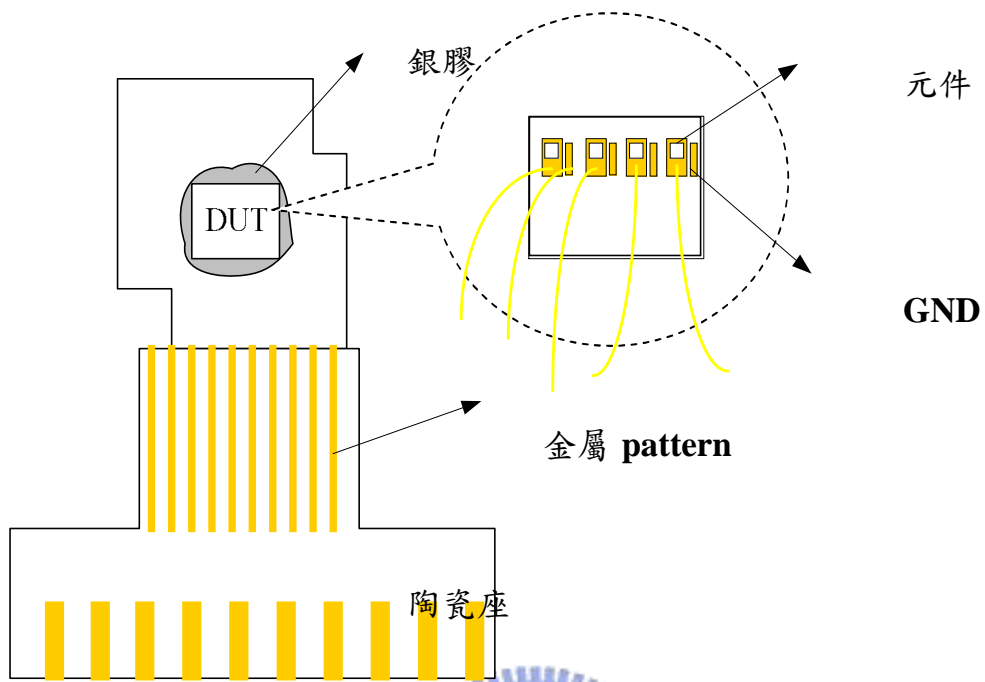


圖 3-5 元件黏於銅片及陶瓷座之視意圖，其中金線連接元件(GND)至陶瓷座上的金屬 pattern。打線時須注意不要遮住元件的進光窗口。

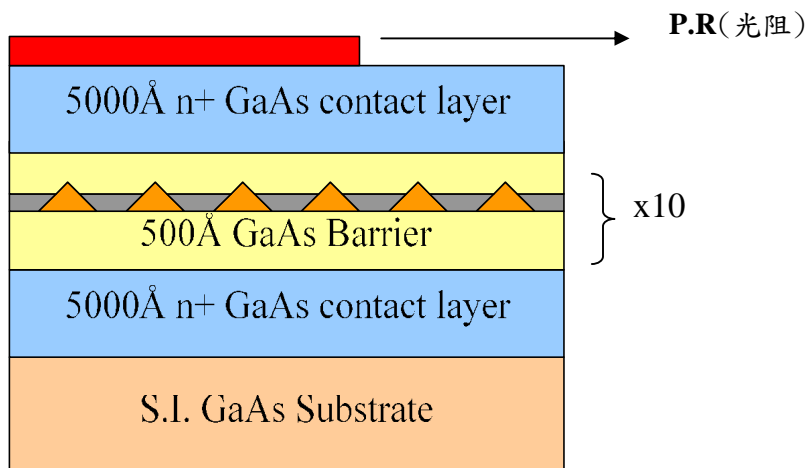


圖 3-6(a) 利用光阻定義 mesa 區域

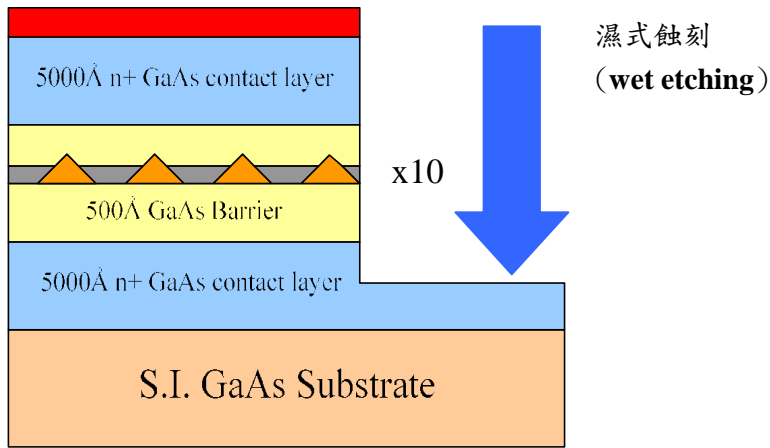


圖 3-6(b) 蝕刻至底部電極($\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O} = 1 : 8 : 80$)

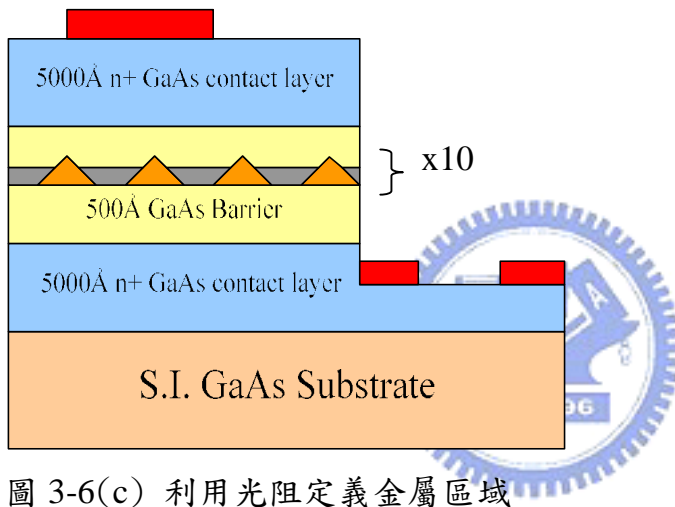


圖 3-6(c) 利用光阻定義金屬區域

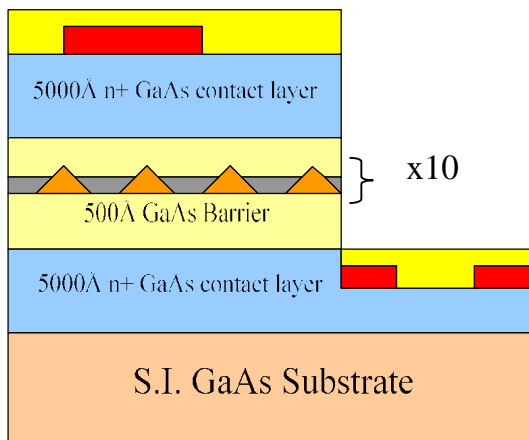


圖 3-6(d) 利用電子槍濺鍍金屬 ($\text{Ni}(300\text{\AA})/\text{Ge}(700\text{\AA})/\text{Au}(3000\text{\AA})$)

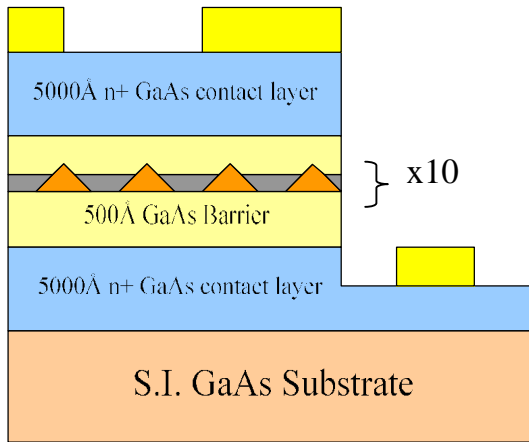


圖 3-6(e) Lift-off 光阻及快速熱退火(RTA)

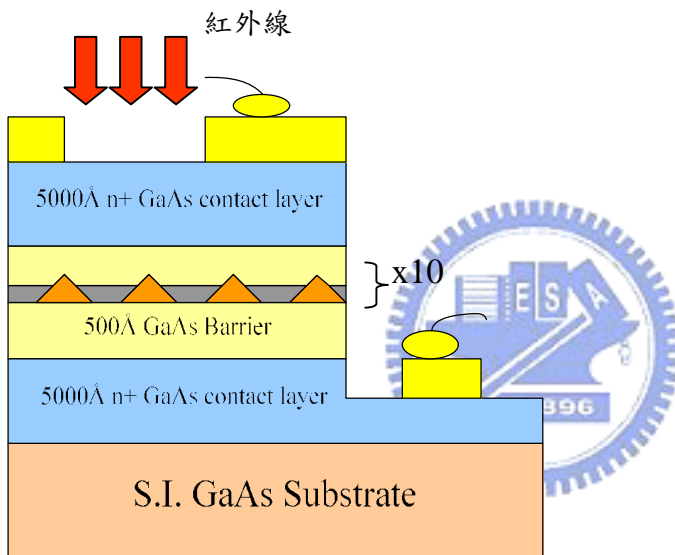


圖 3-6(f) 打線(wire bonding)完成製程程序

第四章 量測原理及實驗架設

(Measurement Principle and Experiment Setup)

經由第三章所陳述製程後，即可得到 QDIP 元件。接下來的工作便是如何客觀地去評鑑一個光偵測器元件本身特性的優劣，故量測的重要性不言而喻。

因此本章著重在兩部份，第一部份為磊晶完成後確認量子點優劣的材料分析，包括了光激光譜(Photoluminescence, PL)、原子力顯微鏡(Atomic Force Microscope, AFM)。第二部分則製程完成後的元件特性分析，其中包括紅外線吸收光譜之量測(Fourier Transform Infrared Spectrometer, FTIR)、光電流響應(Responsivity)、暗電流(Dark current)、雜訊分析(Noise analysis)，及背景極限特性情形(Background Limited Performance Condition, BLIP)。分述如下：



4.1 光激光譜 (Photoluminescence, PL) 與光激螢光激發 (Photoluminescence Excitation, PLE)

光激光譜為一種廣泛應用於 III-V 半導體的光學特性分析。基本原理乃利用雷射光束或高能量光束激發樣品，此時價帶中的電子吸收高能量入射光而被激發至傳導帶中，進而產生電子/電洞對，而透過偵測電子/電洞對復合所發出光的波長和強度來達到分析之目的。如圖 4-1。

本實驗室 PL 量測系統包含了 Triax-320 分光儀、Argon-ion laser、optical chopper、SRS530 鎖相放大器、兩組光偵測器(光電倍增管及 InGaAs 光偵測器)、低溫致冷系統以及光學透鏡組。量測架設系統如圖 4-2 所示。實驗的方法則是將樣品置於致冷座(cryostat)上，因為高溫會使載子分布在較高能階且非放射性的復合(non-radiative recombination)增加，故將樣品冷卻至接近液態

氦的溫度(4.2K)，則可增加復合到基態的機率，可避免因熱效應使光譜因熱變寬等不良影響，接著便以能量比樣品能隙要大的雷射光做為激發源，使其產生電子/電洞對，並觀察電子/電洞對復合所放出的光譜來判斷量子點的特性和品質。

由於量子點本身的大小會影響量子點本身能階的位置，故經由 PL 光譜的量測，除了可得到量子點的光學特性及特性波長外，另一方面也可以由 PL 的光譜波形和半高寬(FWHM)，來鑑定磊晶出的量子點均勻性以及量子點內的能帶結構。

光激螢光激發(PLE)是一種與光激光譜互相搭配的量測方法，主要是調變激發光子的能量，鎖定偵測樣品發射光譜中某特定譜線能量，記錄其強度隨激發光子能量之相依行為。如同吸收光譜般，光激螢光激發譜的訊息可以讓我們判別量子點能階位置並決定其躍遷的機制。

4.2 原子力顯微鏡(Atomic Force Microscope, AFM)

如何確認磊晶出來的為量子點結構？在物理外觀上需藉由原子力顯微鏡來驗證。原子力顯微鏡是一種可以偵測奈米尺度的工具。根據 AFM 所觀察到樣品外觀的物理結構，我們可以確定樣品本身的量子點結構，另外也可獲得其他重要參數，如量子點的密度、高度、寬度、均勻度等等。此外由於參雜濃度的多寡會對元件造成影響，假如過多的摻雜，造成量子點能階皆被填滿，電子經由熱造成躍遷的機率大增，成為漏電流的來源；然而過少的摻雜，又會減低光電流，所以需要做一個適當的取捨。因此藉著 AFM 即可掃出單位面積內的量子點密度，而決定該放多少的雜質濃度，此為設計 QDIP 時的重要參數。

4.3 傅立葉轉換紅外線光譜分析

利用傅立葉紅外線光譜分析儀 (FTIR)，我們可以得到元件對紅外光的響應波段及在光響應計算中所需要的光響應峰值。原則上對於量子井結構，利用 FTIR 所擷取到光譜波形的半高寬和吸收波長的比 ($\Delta\lambda/\lambda$)，可推測屬於何種躍遷形式，然而對於量子點結構則無法利用此法，主要受限於量子點本身均勻度的影響，造成 ($\Delta\lambda/\lambda$) 通常較大而無法單純決定屬於哪種躍遷形式，必須結合 PL 與 PLE 的結果，來決定躍遷的形式。量測的架設如圖 4-3 所示，實際儀器如圖 4-4。

另外，量子井結構因為躍遷的選擇規則，使得量子井偵測器無法吸收正向入射的光，也就是無法吸收電場方向和量子井表面平行的方向。躍遷率可以用下式表示：

$$W_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\eta} \sum_f \left| \langle f | H_{\text{int}} | i \rangle \right|^2 \delta(E_f - E_i - \eta\omega) \quad H_{\text{int}} = p \cdot E \quad (4.1)$$

E_f 及 E_i 分別為躍遷開始與躍遷結束的能階， E 是電場、 p 是極化向量。由上式可知，電場方向只有在 z 分量才有貢獻。所以，量子井無法吸收正向入射的光。但是，量子點由於三個方向都受到約束，所以可以吸收到正向入射的光。

4.4 光電流響應 (Responsivity) ^{[3][16]}

判斷偵測器好壞最重要依據之一，就是量測此元件對於紅外線的「響應程度」。任何光偵測器元件對於不同波長的光，會產生不同的響應程度。對於我們的 QDIPs 來說，在相同的操作溫度及操作偏壓下，對於一樣強度但波長不同的紅外線，會使元件產生不同的光電流。因此我們假設 QDIPs 的光響應為波長的函數 $R(\lambda)$ ，藉由 FTIR 頻譜分析儀獲得 $R(\lambda)$ ，但由於我們無法確保 FTIR 頻譜分析儀本身的光源強度在每次的量測下都保持一定，故此量測到的值僅是「相對」的響應程度，為了計算出光響應峰值，我們將光響應表示為：

$$R(\lambda) = R_p \cdot \tilde{R}(\lambda) \quad (4.2)$$

其中 R_p 為峰值響應， $\tilde{R}(\lambda)$ 為歸一化(normalize)之後的光響應。

為了獲得絕對響應強度，我們利用黑體輻射作為實際的光源來激發光電流，此乃利用當固定黑體輻射的溫度下其輻射頻譜維持一定。故我們使用 1273K 的黑體作為光源，而黑體單位波長、單位面積所輻射出的總功率如 Eq(2.1) 所示為 $M(T, \lambda)$ ，但此處我們使用的黑體為單一溫度，故表示為 $M(\lambda)$ 。更進一步詳細考慮整個實驗的架設，我們必須把很多實驗的外在因子包含進總功率裡面。得出偵測器於單位波長所看見的黑體輻射總功率為：

$$Q(\lambda) = A \cdot T_{ZnSe} \cdot T_{GaAs} \cdot T_{Ge} \cdot MF \cdot E \cdot M(\lambda) \quad (4.3)$$

$$E = \left(\frac{d}{2}\right)^2 / D^2 + \left(\frac{d}{2}\right)^2 \quad (4.4)$$

其中 A 為元件的面積； T_{ZnSe} 、 T_{GaAs} 、 T_{Ge} 分別為光路中三個透鏡之穿透率； MF 為 chopper 調變因子； E 為元件看見光源的視角因子； d 是黑體輻射光源之孔徑大小； D 則是黑體光源與偵測器之間的距離。其參數值如下：

黑體輻射的孔徑大小 d 為 2mm；光源與元件之距離 D 為 15cm；穿透率 $T_{ZnSe}=0.7$ 、 $T_{GaAs}=0.64$ 、 $T_{Ge}=0.8$ ；chopper 調變因子 $MF=0.38$ ；光窗元件面積為 $200\mu\text{m} \times 200\mu\text{m}$ 。

有了元件本身及光源的考量之後，我們可以推得 QDIPs 之中光電流的貢獻是來自於下式所描述的光電轉換：

$$I_p = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R(\lambda) Q(\lambda) d\lambda = R_p \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tilde{R}(\lambda) Q(\lambda) d\lambda \quad (4.5)$$

其中 $\tilde{R}(\lambda)$ 可經由紅外線頻譜儀獲得， λ_1 及 λ_2 是頻譜圖的積分上下限，只要我們量測出光電流 I_p ，在 $Q(\lambda)$ 已知的情況下，即刻決定了我們的光響應峰值

R_p ：

$$R_p = \frac{I_p}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R(\lambda)Q(\lambda)d\lambda} \quad (4.6)$$

然而元件在不同的操作溫度與操作偏壓下，會對應不同的光電流，因此我們可以獲得 R_p 對於操作偏壓及操作溫度之關係圖，來了解 QDIPs 的光響應行為。

當開始量測時，我們將元件試片 (Device Under Test : DUT) 鎖在致冷座 (Cryo-stat) 上，並將溫度計貼於元件旁，目的在於讓量測到的溫度較接近真實元件的溫度。在黑體輻射的光源出口處，擺上鍍遮片 (Ge filter)，其目的在於濾掉 $2\mu\text{m}$ 以下的光源以避免元件中的電子產生能帶與能帶間的躍遷，形成非 intersubband 的光電流。此保證光電流的來源，都是來自次帶間內的躍遷吸收。另外利用鎖相放大器，可以量測到較小的訊號值，且過濾掉其他頻率的雜訊及未被調變之暗電流訊號，確保擷取之訊號為光子產生之電流，光電流量測的實驗架設如圖 4-5 所示及真實儀器架設圖 4-6。

4.5 暗電流及背景光電流

QDIP 暗電流的理論分析已於第二章詳細說明，在此則不加詳述。對於變溫暗電流之量測詳述如下：量測儀器的架設如圖 4-7 所示，首先將樣品鎖至量測測試桿，將其浸放於液態氮或液態氬中，藉由調整量測桿的高度來達到所需量測溫度，此時背景輻射的溫度和元件的溫度相差不多，其輻射量很小，量測到的電流數值可被視為暗電流。

然而對於真實元件的操作上，元件除了本身的暗電流外，還有背景環境下所造成的背景光電流，而我們需將元件操作在背景光電流大於暗電流的工作點，如此 QDIP 就僅受到背景光電流的限制，此稱為背景極限特性 (Background Limited Performance Condition, BLIP) 條件。對於背景光電流的量測架設如圖 4-8 所示，將樣品降至所需的量測溫度，打開致冷座的 cold

shield 之進光口，利用錫箔包覆整個致冷座的光窗，以阻擋外界的可見光，進而比較量測的暗電流與背景光電流即可以獲的 QDIPs 的背景極限操作條件。

4.6 雜訊分析(Noise analysis)

除了光電流量測為判斷光偵測器好壞的重要依據之一外，雜訊電流的分析也是另一判斷的依據。在元件的操作上存在著兩種雜訊電流，除了暗電流雜訊外，另一種則為 300K 背景輻射光電流所造成的雜訊。藉由量測暗電流所造成的雜訊電流進而獲得雜訊增益，其近似我們元件的光導增益(photoconductive gain)。接下來將對暗電流雜訊做說明：

暗電流雜訊主要來自於熱雜訊(thermal noise)、生成復合雜訊(generation-recombination noise)及 $1/f$ 雜訊。

熱雜訊(thermal noise 或 white noise)主要來自電阻性元件內部電流載子隨機移動所產生的，又稱為 Johnson 雜訊。其電流形式如下：

$$i_N^2 = \frac{4kT}{R} B \quad (4.7)$$

k 是波茲曼常數； T 為電阻的絕對溫度； B 為所需的頻寬； R 為電阻值。

$1/f$ 雜訊又稱為 Flicker 雜訊，其電流密度與頻率($1/f$)有關，故元件操作於低頻時，將有很大影響。對於大部分的半導體而言， $1/f$ 雜訊和元件的表面效應及晶體的不完整有關。其形式為：

$$i_N^2 = \left(\frac{KI^2 B}{f} \right) \quad (4.8)$$

K 為調變因子； I 為操作的電流； B 為所需的頻寬。

G-R noise 產生的原因是由於在半導體內，自由載子因為熱效應生成或復合，造成半導體內載子的濃度產生變化，其電流形式表示如下：

$$I_n = 2I \left[\frac{\tau B}{N_0(1+\omega^2\tau^2)} \right]^{1/2} \quad (4.9)$$

其中 τ 是自由載子的生命期(lifetime)； N_0 是樣品內自由載子的總數。可知 $I = qN_0/\tau_d$ ， τ_d 是電子穿過一個量子點週期的時間，帶入此式將 Eq(4.8)重新表示成：

$$I_n = (4qIg \frac{B}{1+\omega^2\tau^2})^{1/2} \quad g \equiv \frac{\tau}{\tau_d} \quad (4.10)$$

我們將 g 定義為雜訊電流的增益(noise gain)，對於 QDIPs 而言， $\omega\tau \ll 1$ 。所以 G-R noise 可以簡化為下式：

$$I_n = \sqrt{4qIgB} \quad (4.11)$$

由於在 QDIPs 中暗電流的貢獻主要來自電子的逃脫與陷入，所以元件的雜訊以 G-R noise 為主。

雜訊的量測實驗架設如圖 4-9 所示。將元件鎖於量測的測試桿中，浸放於裝有液態氮或液態氬的杜耳瓶內，元件以低雜訊訊號線接到 SR-570 電流放大器，再以 SR-770 網路頻譜分析儀，量測在不同偏壓下的變溫頻譜圖。實驗所量到的雜訊電流包含熱雜訊、G-R 雜訊和 1/f 雜訊：

$$i_n^2 = i_{n,johnson}^2 + i_{n,G-R}^2 + i_{n,1/f}^2 \quad (4.12)$$

而我們可以將雜訊的公式簡化成下式：

$$V_n^2 = V_{n0}^2 + A^2 I_n^2 \quad (4.13)$$

V_n 是整個系統量測到的雜訊； V_{n0} 是沒施加偏壓時所量到的雜訊； A 是 SR-570 的放大增益。我們將頻譜極低頻的部分給截去，且扣除零偏壓時的熱雜訊後，得到 $I_{n,G-R}$ ，經由 Eq(4.10) 計算，得到 QDIPs 的雜訊增益如下式：

$$g = \frac{I_{n,G-R}^2}{4qI_d} \quad (4.14)$$

4.7 偵測度(Detectivity)與背景極限操作(BLIP condition)

偵測度描述的是 QDIP 所量到信號對雜訊的比值 (signal to noise ratio, SNR)，偵測度的定義如下式：

$$D^* = \frac{R\sqrt{A_D B}}{i_n} = \frac{\sqrt{A_D B}}{NEP} \quad (4.15)$$

R 是光電流響應 (responsivity)； A_D 為偵測器的面積； B 為量測時的頻寬； i_n 為總雜訊電流。 NEP (Noise Equivalent Power) 為 NEF 乘上光子能量。 NEF (Noise Equivalent Flux) 的物理意義為造成與雜訊等量所需之光通量，表示如下：

$$NEF = \Phi_{SL} = \frac{1}{\eta\tau_d} \quad (4.16)$$

其中 η 為量子效率， τ_d 為電子穿過一個量子點週期的時間。所以 NEP 的物理意義代表產生雜訊等量訊號所需的光源功率，也就是使得訊號與雜訊比 (S/N) 等於 1 時所需的最小入射光功率，定義為 NEP 。總雜訊電流 i_n 包含了兩部分：暗電流雜訊和 300K 背景光電流雜訊。對於 QDIP 而言，暗電流雜訊主要是 G-R noise 所貢獻，而 300K 背景光電流的雜訊可寫成下式：

$$i_{nb} = \sqrt{4eg i_b B} = \sqrt{4eg (RP_b) B} = \sqrt{4e^2 g^2 B \left(\frac{\eta P_b}{\hbar\omega}\right)} \quad (4.17)$$

其中 P_b 是入射背景光的功率，另表示如下：

$$P_b = A \sin^2\left(\frac{\Omega}{2}\right) \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} W(\lambda) d\lambda \quad (4.18)$$

Ω 為元件所看到的視角 (field of view)， W 是黑體輻射的功率。總電流雜訊可以表示成下式：

$$i_n = \sqrt{i_{nd}^2 + i_{nb}^2} = \sqrt{4egB(I_d + eg\left(\frac{\eta P_b}{\hbar\omega}\right))} \quad (4.19)$$

為了擷取出乾淨且穩定的影像訊號，我們必須將 QDIP 操作在 300K 背景光電流大於暗電流時的偏壓工作點，此時 QDIP 只受到 300K 背景光電流的限制，

稱為背景極限特性情形 (Background Limited Performance Condition, BLIP)，我們將 BLIP 時的偵測度表示如下式：

$$D_{BLIP} = \frac{1}{2} \left(\frac{\eta A_D}{\hbar \omega P_b} \right)^{1/2} \propto \sqrt{\eta} \quad (4.20)$$

在 BLIP QDIP 是不受到增益和暗電流雜訊所影響，偵測度只和量子效率有關。



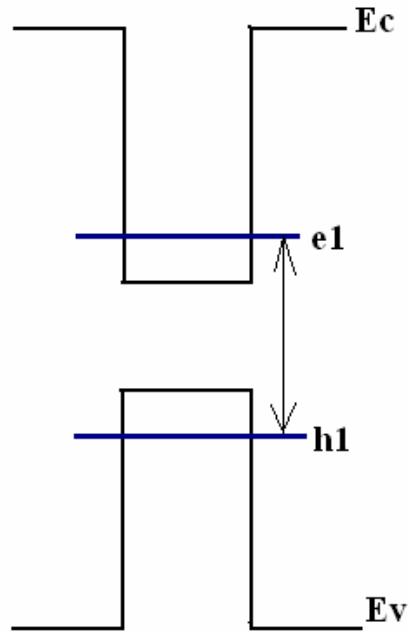


圖 4-1 光激發光(PL)之電子躍遷示意圖

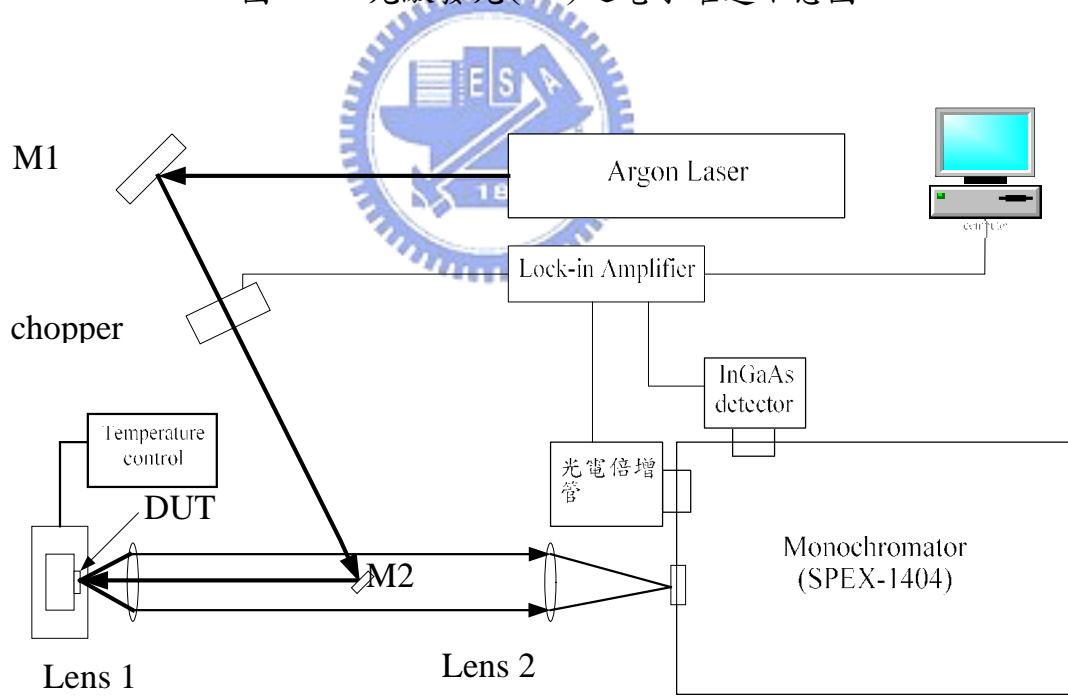


圖 4-2 光激發光(PL)之實驗架設圖

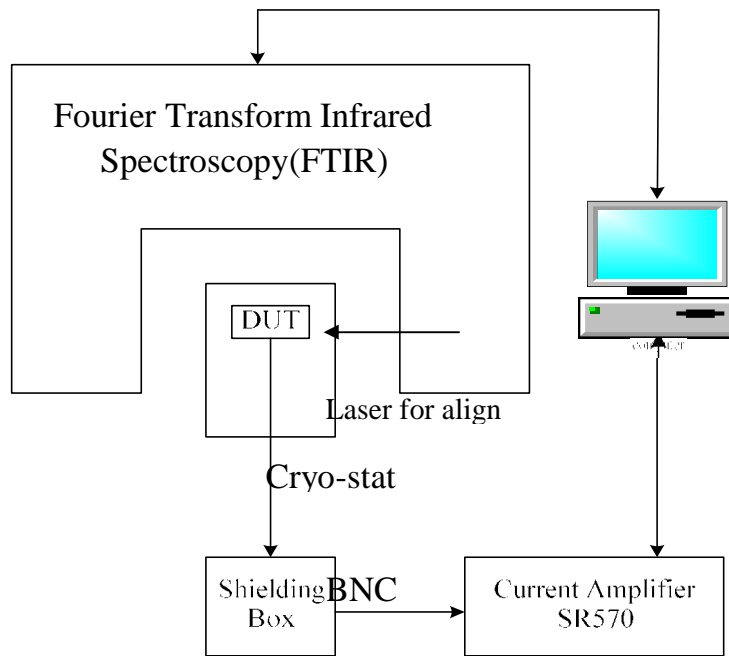


圖 4-3 吸收光譜之實驗架設示意圖

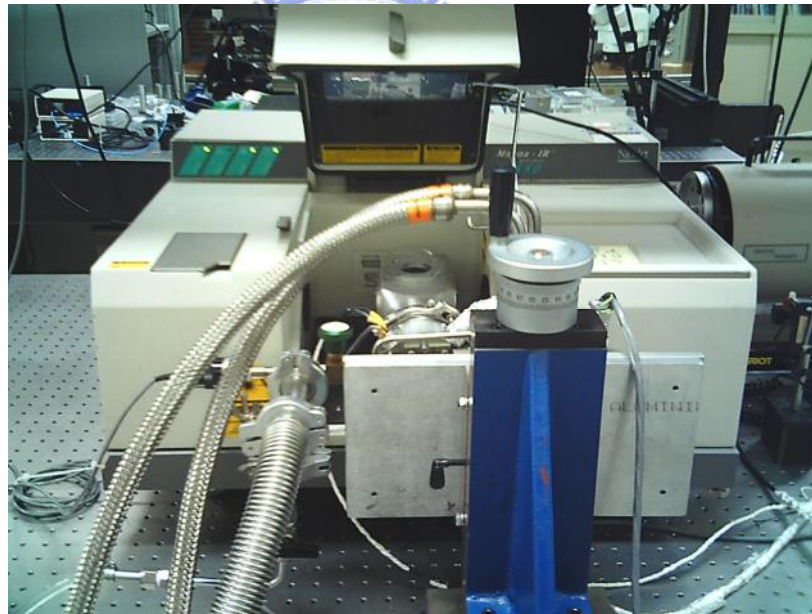


圖 4-4 傅立葉紅外線光譜分析儀 (FTIR) 之實際儀器架設圖

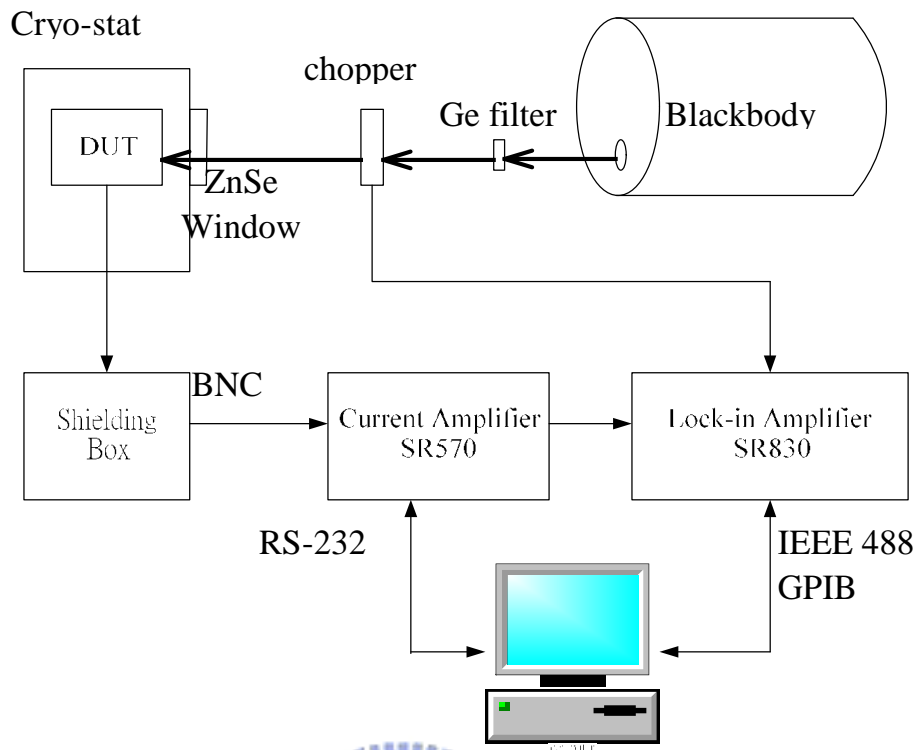


圖 4-5 光電流量測之實驗架設示意圖



圖 4-6 光電流量測之實際儀器架設圖

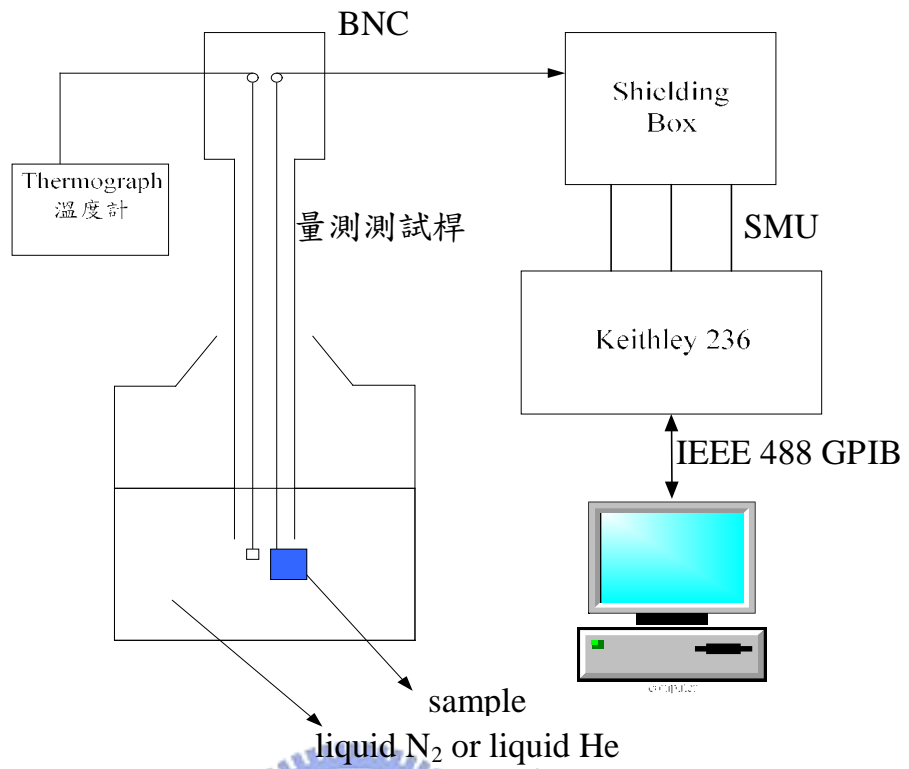


圖 4-7 變溫暗電流量測之實驗架設圖

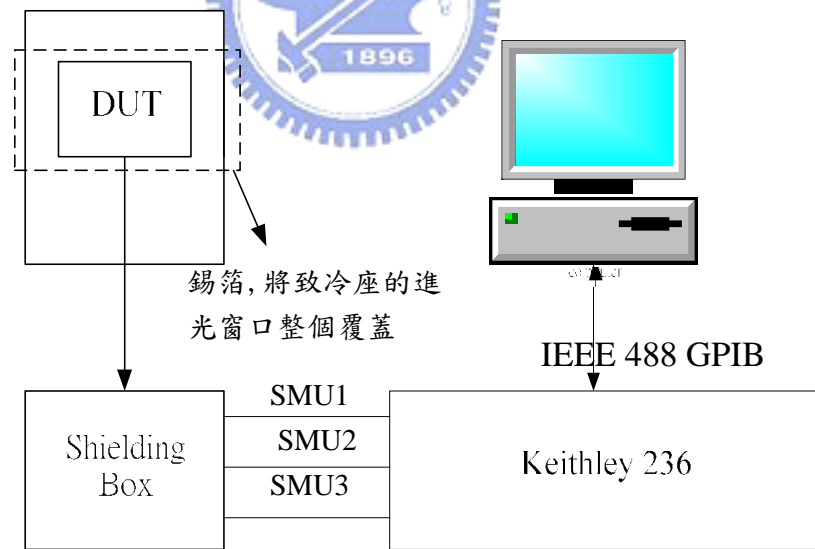


圖 4-8 背景光電流量測之實驗架設圖

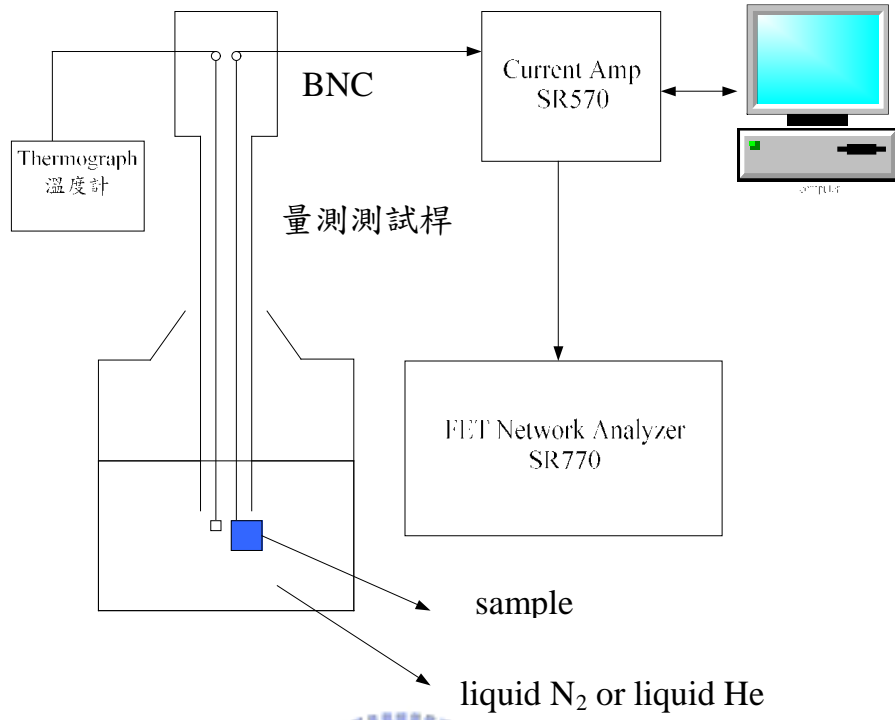


圖 4-9 雜訊電流量測之實驗架設圖



第五章 結果與討論(Results and discussion)

本研究主要在探討量子點中電荷對元件特性的影響。量子點中的電荷無法如同於量子井中可以自由移動，這些電荷所造成的庫侖力，對於元件特性的影響大致可分為兩部份。本章的第一節探討量子點中的電荷如何影響 QDIP 的傳輸特性，第二節則是這些電荷對元件頻率響應的影響。實驗用的試片是一般標準的 QDIP 結構，如 3.1-1 所述。將磊晶完成後的試片利用原子力顯微鏡掃描以觀察量子點的大小及其分布，如圖 5-1(a) 所示，此試片量子點的平均面密度約為 $2.4 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$ 。經由 AFM 量測結果，如圖 5-1(b) 所示，平均成長的量子點高度約為 6nm，寬度約為 46nm。

5.1 QDIPs 的溫度相依性(temperature dependent)

在傳統 QWIP 中，光電流響應並不隨著溫度的變化而改變。一般認為在量子井結構中，漂移速度幾乎不隨溫度改變，而吸收係數也與溫度無關，因此其光響應不會隨著溫度改變。但是在我們 QDIP 中所量測的光電流響應卻有很明顯的溫度相關性。圖 5-2 清楚的顯示光電流響應和溫度與偏壓的相依性，隨著偏壓的升高，光電流響應呈現指數的上升，而在相同偏壓下，光響應也隨著溫度的上升而增加。

決定光響應的兩大因素是量子效率與電流增益。為了了解光電流響應的行為，我們必須分開考慮量子效率與電流增益與溫度及偏壓的關係。如第四章所述，在我們的實驗當中，電流增益可以由雜訊分析中得到：

$$g = \frac{I_{n,G-R}^2}{4qI_d} \quad (5.1)$$

其中 I_n 為量測到的雜訊電流， I_d 為量測到的暗電流。此雜訊增益在一般情形下和光電流增益相同。雜訊電流和暗電流隨偏壓和溫度之關係圖如圖 5-3 及 5-4 所示。雜訊電流的量測範圍受限於量測機台本身的背景極限，能夠量到最低的雜訊電流大約在 5×10^{-13} A 左右，而在高電流狀態時，由於元件本身的阻值下降，歐姆接觸的 contact resistance 會影響電流及雜訊的大小，所以量得的雜訊電流並非元件實際真正的雜訊電流，因此將量到大於 10^{-3} A 之暗電流去除。在此範圍內的雜訊增益隨溫度和偏壓之關係圖如圖 5-5 所示。我們可以看出固定溫度於 60K，隨著偏壓從 0.65V 增加至 1.4V，雜訊增益從 2 增加至 4200，增益增加了約 2100 倍。再來固定偏壓於 0.65V，隨著溫度從 60K 變化至 90K，雜訊增益從 2 增加至 31.5，增益增加了約 16 倍。增益如同光響應一般地表現，可以知道光電流響應對溫度的變化強烈地受到增益的影響。一般的 AlGaAs/GaAs QWIP 在 77K 時隨著偏壓的升高，增益值大約從 0.1 增加至 0.5。且溫度對於增益的影響非常的小。和 QWIP 相比，我們量測到 QDIP 最小的增益值發生於 60K、0.65V 時，其值為 1.97476，這個較大的電流增益，顯示在 QDIP 確實有較長的載子生命期(carrier lifetimes)。而在高偏壓時增益值達到數萬，也比 QWIP 增益大了約四至五個數量級。

接下來考慮量子效率的影響，由光電流響應及光導增益我們可以得到 QDIP 的量子效率(quantum efficiency)，透過 Eq(5.2)的計算示於圖 5-6：

$$\eta = \frac{R}{\frac{e}{h\nu} \cdot g_{ph}} = \frac{R}{\frac{\lambda(\mu m)}{1.24} \cdot g_{ph}} \quad (5.2)$$

其中 η 為外部量子效率(external quantum efficiency)。和電流增益比較起來，量子效率和溫度的關係，並不是單純的增加或減少，若我們單獨只看固定溫度於70K時的量子效率如圖5-7所示。首先可以看到偏壓從0.5V至0.8V量子效率隨著偏壓的增加而上升，當偏壓從0.85V增加至0.90V時，量子效率隨著偏壓的增加卻驟降。次能階躍遷的吸收係數，與能階的波函數以及載子數目有關，一般而言不可能會產生超過一個數量級的變化。這裡觀察到的量子效率驟降表示有新的傳輸機制影響了電流增益及量子效率的計算。在電子的傳輸過程中，在穿過量子點時電子之動能持續增加，當偏壓增加時，電子得到的動能，會大過量子點中電子克服能障逃脫之活化能，即會發生衝擊離子化效應(impact ionization effect)，將原本在量子點中的束縛載子激發成自由電子。我們利用不同溫度的暗電流，可以得到載子的活化能。圖5-8為元件的束縛載子活化能和隨偏壓增加的載子動能之關係圖。從圖可以看出當偏壓大於-0.8V及0.9V時，就可能發生了衝擊離子化效應，跟我們量子效率下降時的偏壓區間大致吻合，推測此時發生了衝擊離子化效應(impact ionization effect)，因而使得雜訊大幅增加，無法適用我們電流增益的計算公式，而此時雜訊增益並不能近似光導增益。由圖5-5觀察到此偏壓區間的增益近乎指數的增加，而撞擊游離效應本身就是一種指數增加的行為，更證明了撞擊游離發生的真實性。

由以上的比較可以知道，量子效率並非影響光響應的主要因素。在之後的小節我們會說明量子效率改變的原因。

5.1.1 量子點中的載子數目及捕捉機率 (capture probability)

由前面我們知道電流增益和光電流響應有相似的特性，這意味著在量子點中載子的傳輸機制主導著元件的特性，當偏壓加大時，從 contact layer 提供的載子數目及暗電流遽增，使得量子點內載子的平衡數目產生了變化，這個變化影響了電子在量子點中的傳輸機制。

當電子流經一層量子點時，電子被捕捉進量子點的機率我們稱為捕捉機率 (capture probability)，而捕捉機率 (P_c) 和增益的關係表示如下^[17]：

$$P_c = \frac{1}{1 + 2gFN} \quad (5.3)$$

其中 N 為量子點的層數， F 是為 fill factor，定義為一層量子點中量子點所覆蓋的面積比率，此係數可由 AFM 的 data 計算出來，對本樣品而言，其值約等於 0.48。圖 5-9 為捕捉機率 (P_c) 隨偏壓及溫度變化之關係圖。隨著偏壓的增加，載子的捕捉機率急速下降，相對的造成光導增益急遽的上升。隨著溫度的上升，載子的捕捉機率隨之下降。

量子點的三維束縛結構，造成其中容許的電子能態數目為有限。根據泡利不相容原理，當量子點內部的電子數目增加時，空缺的能態數就會降低，導致被捕捉進量子點的電子機率減少。而量子點中電子數目的增加，也會產

生庫侖排斥力，後續電子進入量子點更加困難。所以這些在量子點中增加的電子數目 N_k 的確和捕捉機率有關係，進而影響電流增益的行為。考慮上述的兩個因素，捕捉機率和載子數目的關係式如下^[18~19]：

$$P_c = P_0 \frac{N_{QD} - \langle N_K \rangle}{N_{QD}} \exp\left(-\frac{e^2 \langle N_K \rangle}{C k_B T}\right) \quad (5.4)$$

$$C \cong \left(\frac{2\varepsilon a_{QD}}{\pi \sqrt{\pi}} \right)$$

其中 $\langle N_K \rangle$ 為平均增加的載子數目， N_{QD} 為每個量子點中載子所能佔據的最大數目， P_0 為量子點電中性時的捕捉機率， k_B 為波茲曼常數， T 為絕對溫度， C 為量子點的等效電容值，其中 ε 為 GaAs 的介電係數、 a_{QD} 則為量子點的側向寬度約為 50nm。而 P_0 可以表示如下：

$$P_0 = \frac{1}{(1 + v_d/v_c)} = \frac{1}{(1 + \tau_c/\tau_d)} = \frac{\tau_d}{\tau_d + \tau_c} \quad (5.5)$$

$$\tau_d = \frac{\ell}{v_d} = \frac{\ell}{\mu E / [1 + (\mu E / v_{sat})^2]^{0.5}}$$

其中 τ_d 為電子穿過一個量子點週期的時間， τ_c 為有效的捕捉時間， ℓ 是量子點的高度，為 8nm，使用近似 GaAs 的特性參數，

$\mu = 2000 \text{ cm}^2 \cdot \text{s/V}$, $v_{sat} = 1 \times 10^6 \text{ cm/s}$, $\tau_c = 5 \text{ ps}$ 。在極低偏壓時，載子的飄移速度很

小，造成 τ_d 甚大，所以 P_0 近似於 1。在此假設元件在 90K, $\pm 0.15 \text{ V}$ 時的

$P_0 = 1$ ，再配合假設 $N_{QD} \gg \langle N_K \rangle$ ，我們將近似的式子表示如下：

$$P_c = P_0 \exp\left(-\frac{e^2 \langle N_K \rangle}{C k_B T}\right) \quad (5.6)$$

。利用 Eq(5.6)，我們就可以求得在不同溫度與偏壓時增加的載子數目 N_k ，表示如圖 5-10。圖中可以看出 N_k 隨著偏壓及溫度的上升而增加，固定溫度於 90K，偏壓從 0.15V 增加至 0.9V， N_k 從 0.057 變化至 0.55。固定偏壓於 0.9V，溫度從 50K 增加至 90K，從 0.17 變化至 0.55。這樣 N_k 劇烈的變動造成捕捉機率的下降，最後導致增益隨偏壓溫度劇烈的上升。所以如果我們能夠控制 N_k 的值，使其變動幅度很小，我們就能夠調整增益隨偏壓溫度上升的行為，進而使我們量子效率的表現更佳穩定。從 Eq(5.4)可知減少 a_{QD} 的值，即若能長出更小更均勻的量子點，可以降低增加的載子數目，就能夠良好的控制量子點中增加的電子數目，來改善 QDIPs 的元件特性。



5.1.2 增加的載子數目 N_k 與量子效率之關係

我們知道 QDIPs 是屬於 intersubband 的躍遷，因此實際上我們可以將量子效率表示成下面的形式：

$$QE = QE_0 \cdot p_e \quad (5.7)$$

p_e 稱為載子的逃脫機率， QE_0 則是從基態躍遷至激發態的量子效率，即為內部量子效率。所以從上式可以知道量子效率其實就是電子經由紅外線吸收，然後躍遷至激發態，並藉由穿隧機制使得電子能夠逃脫量子點，並且貢獻成為光電流。

在量子理論中，當逃脫的電子發生穿隧過程，逃脫機率和溫度不相關。

由簡單的 WKB 近似可以得到逃脫機率表示如下：

$$p_e \propto \exp\left[-\left(\frac{4}{3eF}\right) \cdot \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{0.5} \cdot (\Delta E)^{1.5}\right] \quad (5.8)$$

其中 F 為施加的電場， m 為 GaAs 的有效質量， ΔE 為激發態至能障之間的能量差。而 QE_0 則是與電子在基態與激發態的數目有關：

$$QE_0 \propto N_g \cdot (N - N_e) \quad (5.9)$$

其中 N_g 為在基態的電子數目， N_e 為在激發態的電子數目， N 為在激發態所能容許的最大電子數目。因此結合 Eq(5.8) 及 Eq(5.9)，我們將量子效率表示成下式：

$$QE \propto N_g \cdot (N - N_e) \cdot \exp\left[-\left(\frac{4}{3eF}\right) \cdot \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{0.5} \cdot (\Delta E)^{1.5}\right] \quad (5.10)$$

考慮在相同的電場的情況下， $QE \propto N_g \cdot (N - N_e)$ 。利用對量子效率的觀察，我們可以估計量子點中原有的電子數目（即電中性時的電子數目）。如果我們假設在剛開始量子點中原有的電子數目為 N_0 ，則一個量子點中的總電子數為 $N_0 + N_k$ ，我們的量子效率會有兩種不同的狀況產生：

(1) 當 $N_0 + N_k < 2$ ，也就是在激發態沒有電子， $QE \propto N_0 + N_k$ ，隨著 N_k 的增加， QE 也跟著增加。

(2) 當 $N_0 + N_k > 2$ ，也就是在激發態有 $N_0 + N_k - 2$ 個電子，此時

$QE \propto [N - (N_0 + N_k - 2)] = [N + 2 - N_0 - N_k]$ ，隨著 N_k 的增加， QE 反而下降。

從我們的量子效率對偏壓的關係圖可看出在相同偏壓下，如圖 5-11 所示，溫度從 50K 增加至 60K，量子效率上升，然後開始下降至 90K，這是因為在高溫時電子有較高的機率佔據激發態，限制住基態電子藉由吸收光的躍遷，使得量子效率變低。而由我們 N_k 對溫度的關係圖可以了解， N_k 是隨著溫度的上升而增加的，所以由實驗數據可看出 QE 和 N_k 之間的關係是和理論推導一致的。而從 QE 和 N_k 對偏壓之關係圖，我們可以大略去找出樣品的 N_0 。如圖 5-12 所示，觀察 77K 至 90K 在負偏壓時量子效率之行為，我們發現 77K 與 90K 的量子效率分別在 -0.6V 與 -0.5V 時，達到最大值是 0.59% 及 0.39，而所對應到的增加載子數目 N_k 在 0.38。根據 Eq(5.9) 可知：當基態電子數為 2 時，激發態電子數為零時，即 $N_0 + N_k = 2$ 時量子效率最大。因此推算出樣品的 $N_0 = 2 - 0.38 = 1.62(e^-/QD)$ ，這與我們原本參雜的濃度為 $1.2(e^-/QD)$ 相當的接近。

5.2 頻率響應的分析

QDIPs 的頻率響應，可由量測不同頻率下的光電流與雜訊電流進行分析。本實驗室的量測範圍對於光電流是 40~18000Hz，而雜訊電流則可達 100KHz，由於雜訊電流存在著 1/f 雜訊，我們必須將它扣掉才符合元件的真實特性，修正前後的比較如圖 5-13 所示。

對於不同溫度不同偏壓下所量測到的頻率響應光電流分別如圖 5-14 及圖 5-15 所示。從圖 5-14 中我們可以看出，40K 到 90K，操作偏壓在 1V 下，光電流響應並不完全是平的，它也會隨著頻率的增加而遞減，並且可以明顯地看出隨著溫度的增加，截止頻率亦有增加之趨勢。而這種現象在圖 5-15 中偏壓從 0.8V 至 1.25V 亦有相同之行為。除了光的頻率響應外，暗電流雜訊的行

為也有相似的趨勢，圖 5-16 是從 SR-770 網路頻譜分析儀所提供的頻率響應，在溫度 70K 下，偏壓從 0.95V 到 1.1V，可以看出雜訊暗電流隨著頻率的變化與光電流相似。從圖 5-15、圖 5-16 確定了在 QDIP 中暗電流及光電流有相同的傳輸機制。這個隨著頻率增加，電流變小的現象，在 QWIP 的研究中已被詳細的討論過。在發表的論文中，QWIP 的暫態時間大約在 0.1 到 100 μs ，而我們在 QDIP 中發現的暫態時間大約在數個 ms 左右，顯然 QDIP 的暫態時間比起 QWIP 的暫態時間來得大。我們將在這一節藉由 M. Ershov 在 1999 年所發表的論文^[20]，引用他的 QWIP 的模型。QWIP 模型的能帶圖如圖 5-17 所示。在提供偏壓後，電場導致了導帶電子的傳輸，由於 thermionic emission 或是經由 photoemission 使在量子井中的電子被激發而躍過 barrier，而這些載子可能會被量子井給捕捉，或是離開到集極。經由 self-consistent 的電場，載子的注入，傳輸，還有被捕捉或射出的過程是會互相影響的。暫態響應包含了兩個部份：快速暫態 (fast transient) 和緩慢暫態 (slow transient)。

5.2.1 快速暫態 (fast transient)

在元件狀態改變的極短瞬間，時間小於微秒之前，QWIP 中的電場像是被”凍結”一樣，量子井沒有時間來充電，導帶上的電子濃度太低了以致於無法影響量子井附近的位能。在這個階段的光電流是來自於量子井中的電子直接被熱或光激發而漂移到集極。Injection contact 並不會提供額外的載子注入，對於光電流來說其行為像是一個 blocking contact。快速暫態的機制如圖 5.18(a)所示。

快速暫態的分析模型有其假設與近似。首先假設它是一個小訊號模型，入射紅外線的功率假設足夠的小，以至於暫態光電流比起穩態電流非常的小。也就是： $|\delta I(t)| \ll I(0^-) = I_0$ ，這種情況可以保證對光電流暫態問題的線性。接著假設 QWIP 包含大量的量子井，也就是 $M \gg 1$ ，這樣電場可以被視為均勻的(等於 V/L ，平均電場)。並假設在實際的情況下忽略電流的擴散成

份，速度為常數。最後，使用 effective medium approximation，將離散的量子井視為帶有 generation-recombination 的連續介質。

利用電流連續方程式來描述光激發載子的傳輸。

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} + v \frac{\partial \delta n}{\partial x} = G(t) - \frac{\delta n}{\tau_c} \quad (5.11)$$

$$G(t) = \sigma \sum \Phi(t) / L_p \quad (5.12)$$

其中 $\Phi(t)$ 為光子通量； σ 與 \sum 分別是 photoionization cross section 與 QW electron density； τ_c 是生命時間(life time)； L_p 是量子井的週期長度。由於 injection contact 的封擋(blocking)行為，其邊界條件(boundary condition)， $\delta n = 0|_{x=0}$ ；其初始條件(initial condition)， $\delta n = 0|_{t=0}$ ，在這裡 $G_0 = \sigma \sum \Phi_0 / L_p$ 。

我們利用邊界條件、初始條件及 Laplace transform method 代入 Eq (5.11)則可得到：

$$\delta n(x, t) = \delta n_1 \left[(1 - \exp(-t/\tau_c)) - \theta(t - x/v) (\exp(-x/L_c)) \right] \quad (5.13)$$

其中 $\delta n_1 = G_0 \tau_c = \frac{I_{ss}}{ev}$ ，為穩態光激發載子濃度 (steady-state photoexcited carrier concentration)；而 $I_{ss} = ev G_0 \tau_c$ ，為穩態光電流密度 (steady-state photocurrent density)； $L_c = v \tau_c$ ，為捕捉長度 (capture length) 或稱漂移長度 (drift length)。快速暫態光電流的計算如下：

$$I_f(t) = \frac{ev}{L} \int_0^L \delta n(x, t) dx \quad (5.14)$$

將 Eq(5.13)代入 Eq(5.14)則可得到下式：

$$I_f(t) = I_{ss} \left\{ (1 - \exp(-t/\tau_c)) - g [1 - \exp(-\min(t, \tau_{tr})/\tau_c)] + \min(\frac{t}{\tau_{tr}}, 1) \exp(-t/\tau_c) \right\} \quad (5.15)$$

Eq(5.15)是快速暫態下的光電流。其中 g 增益(gain)等於 $\frac{\tau_c}{\tau_{tr}}$ ，通常快速暫態的時間常數為 $\tau_f = \min(\tau_c, \tau_{tr})$ ；這裡的 τ_{tr} 為射極到集極的傳輸時間 (emitter-collector transit time)。當 $t > \tau_{tr}$ 時，由 Eq(5.15)可知

$$I_{fs}(t) = I_{ss} \xi(g) \quad (5.16)$$

Eq(5.16)為準光電流(qausi photocurrent)

$$\text{在此 } \xi(g) = 1 - g(1 - e^{-1/g}) \quad (5.17)$$

5.2.2 緩慢暫態(slow transient)

在緩慢暫態期間，與量子井的充電(recharging)有關，是由從量子井中光激發(photoemission)的電子所引起的。量子井空了一個電子，引起了正的空間電荷(space charge)而因此增加了在射極接面(emitter contact)的局部電場，提供額外的電子注入。這個額外的電流會保持流動直到空間電荷被中性化為止。在注入接面(injection contact)的光電流是由導帶電流(conduction current)所主導的。由於非線性電場與注入電流的相關性，緩慢暫態的時間常數與偏壓和溫度有關。緩慢暫態的機制如圖 5.18(b)所示。

由於緩慢暫態跟量子井的充電有關，而量子井的充電由

$$\text{Rate equation } \frac{\partial \delta N}{\partial t} = -G_0 + \frac{\delta n(x,t)}{\tau_c} \quad (5.18)$$

來描述其行為。其中 δN 是在量子井中電子濃度的改變量。由於緩慢暫態的時間刻度(time scale)比起快速暫態大的多，為了簡化分析，假設 $\frac{\partial \delta n}{\partial t} = 0$ 。

而在緩慢暫態期間，導帶載子建立了準穩態(qausi state)分佈，由電流連續方程式(current continuity equation) Eq(5.11)，其邊界條件決定在射極接面的電場改變， $\delta E_c(t)$ 會隨著時間而增加，是因為量子井中電子的光激發 δN 的改變，導致射極電場的改變，進而使注入電流密度(injection current density)增加。

對於電子的電場變化由 poisson equation 來描述其行為。

$$\delta E_e = \int_0^L d\delta E_e = -\frac{e}{\epsilon L} \int_0^L (L-x)\delta N(x)dx \quad (5.19)$$

射極電場的改變使注入電流密度增加， $\delta j = \gamma_e \delta E_e$ ，其中 γ_e 是射極接面的微分電導

$$\gamma_e = \frac{\partial j_e}{\partial E_e} \quad (5.20)$$

額外的注入增加了在射極附近的載子濃度。

$$n(x,t)|_{x=0} \equiv \delta n_0(t) = \gamma_e \frac{\delta E_e}{ev} \quad (5.21)$$

緩慢暫態光電流經由計算如下：

$$I_{s(t)} = I_{ss} \xi(g) + I_{ss} [1 - \xi(g)] (1 - e^{-t/\tau_0}) \quad (5.22)$$

$$\text{其中 } \tau_0 = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\gamma_e \xi(g)} \quad (5.23)$$

為緩慢暫態的時間常數； ϵ_0 為真空介電常數，其值： $8.8541878176 \times 10^{-12} \text{ F/m}$ (or $\text{C}^2/(\text{N m}^2)$)； ϵ_r 為相對介電常數。

從以上的模型，暫態光電流為：

$$I(\omega) = I_{ss} \left(\frac{1}{1+i\omega\tau_c} \left\{ 1 - \frac{g}{1+i\omega\tau_c} \times \left[1 - \exp\left(-\frac{1+i\omega\tau_c}{g}\right) \right] \right\} + \frac{1}{1+i\omega\tau_0} [1 - \xi(g)] \right) \quad (5.24)$$

根據背景操作極限條件，當固定溫度和偏壓的情況下，暗電流值與背景光電流值相當時達到背景操作極限條件，此時的溫度稱為背景極限操作溫度，因此從圖 5-19 可看出元件的背景極限操作，溫度約在 77K，偏壓範圍在 0.1V~1.1V 與 -0.1V~-0.85V。圖 5.20 為背景光電流與暗電流的微分電導，我們

由 Eq(5.23)可知 $\tau_0 = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\gamma_e \xi(g)}$ ， γ_e 與微分電導呈正比，因此在相同的偏壓下， $\xi(g)$

是固定的，我們可以由圖 5.20 在 77K，1V 時背景光電流與暗電流中找出兩個接近的微分電導，這兩個值分別是：1.35E-4 及 5.97E-4，接著比較這個溫度與偏壓下的光電流與暗電流雜訊的頻率響應，如圖 5.21 所示。我們可以發現它

們的截止頻率大約在 1KHz 附近，雖然光電流響應在 2KHz 附近突然急遽掉下，但大致上的趨勢是一致的。在典型的 QWIP 中，對於 AlGaAs/GaAs 系統其雜訊增益大約是 0.2 左右。藉由 QWIP 的模型，我們可以比較理論與實驗上的差異。圖 5.22 是雜訊電流與理論比較後的結果，圖 5.23 是利用 QWIP 模型比較實驗與理論的光電流，由於光響應受限於 chopper 的速度只能達到 20000Hz，所以高頻平坦的區域我們無法看到。基本上的趨勢是一致的，但在截止頻率後的斜率略有不同，原因就在於 QDIP 的 τ_c 並非定值。如果我們將 Eq(5.25) 對 gain 作微分，目的在觀察 $I(\omega)$ 與 gain 的變化關係，

$$\frac{\partial I(\omega)}{\partial g} \alpha - \frac{1}{2g^2} + \frac{1}{1+i\omega\tau_0} \left(\frac{1}{2g^2} \right) < 0 \quad (5.25)$$

從 Eq(5.25) 可以發現， $I(\omega)$ 與 gain 成反比，也就是注入的電流越大，其電流增益越小。原因在於，當束縛載子經由光或熱激發離開量子點，將會在量子點中形成一個正的空間電荷，增加了在射極接面的局部電場，因此注入的電流變大。所以這個正的空間電荷更容易捕捉電子，使得 τ_c (capture time) 變短，電流增益因此下降。但是在 QWIP 的模型中卻將 τ_c 視為常數，但是 QDIP 元件的 τ_c 是會隨著空間電荷的增加而變小的。

5.2.3 QDIP 頻率響應的修正

傳統的 QWIP 光導增益幾乎不會隨著偏壓及溫度的改變而有太大變化，但是 QDIP 的特性隨著量子點中增加載子的改變而有很大的不同，我們從 5.1 節知道 N_K 的增加因為庫倫排斥力及泡利不相容原理，使得捕獲機率急遽地遞減，使得增益變大。由增益的公式可知：

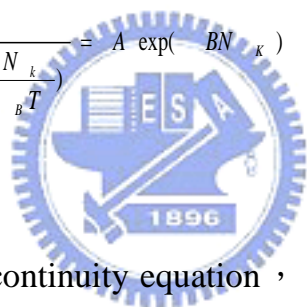
$$g = \frac{\tau_c}{\tau_d} \quad (5.26)$$

所以電子捕捉時間在 QDIP 中與增加的載子有關。因此在 5.2.2 節裡的 τ_c 我們不可以視為常數來處理電流連續方程式及速率方程式(rate equation)。在 QDIP 中對於電子在導帶上的行為，電子的位能，電子在量子點中的行為，我們依然可以分別用 current continuity equation，Poisson equation，rate equation 來描述。由於受限於 chopper 所能提供的頻率極限，我們只分析緩慢暫態的特性。由於是緩慢暫態，時間刻度(time scale)比起快速暫態大的多，依然假設 $\frac{\partial \delta n}{\partial t} = 0$ 。因為方便往後的計算，在此先簡化一些參數，從 Eq(5.3)，Eq(5.6)，

Eq(5.26)可得到電子捕捉時間 τ_c 與增加的載子 N_k 的關係為：

$$\tau_c = \frac{\tau_d}{NP_c} \cong \frac{\tau_d}{NP_0 \exp\left(-\frac{e^2 N_k}{CK_B T}\right)} = A \exp(BN_k) \quad (5.27)$$

其中 $A = \frac{\tau_d}{NP_0}$; $B = \frac{e^2}{CK_B T}$



將 Eq(5.27)代入 current continuity equation，rate equation 中的 τ_c ，得到的頻率響應會更符合 QDIP 的暫態特性，但式子中的導帶電子與量子點中增加的載子關係錯綜複雜，並非單純的數學關係。這方面的理論計算是一個可以深入研究的主題。

5.3 結論

QDIPs 的性能與溫度有很大的關係，其中光響應特性會隨著偏壓和溫度的上升而增加，相當不同於 QWIPs，它的光響應幾乎不隨溫度而變化。影響光響應對溫度的相依性主要原因是受到增益的影響。根據我們量測的結果，增益會隨著偏壓和溫度的上升而增加，如同光響應的表現一般，所以光響應溫度相依的特性來自超高的光導增益。量子效率對於光響應的貢獻則是次要

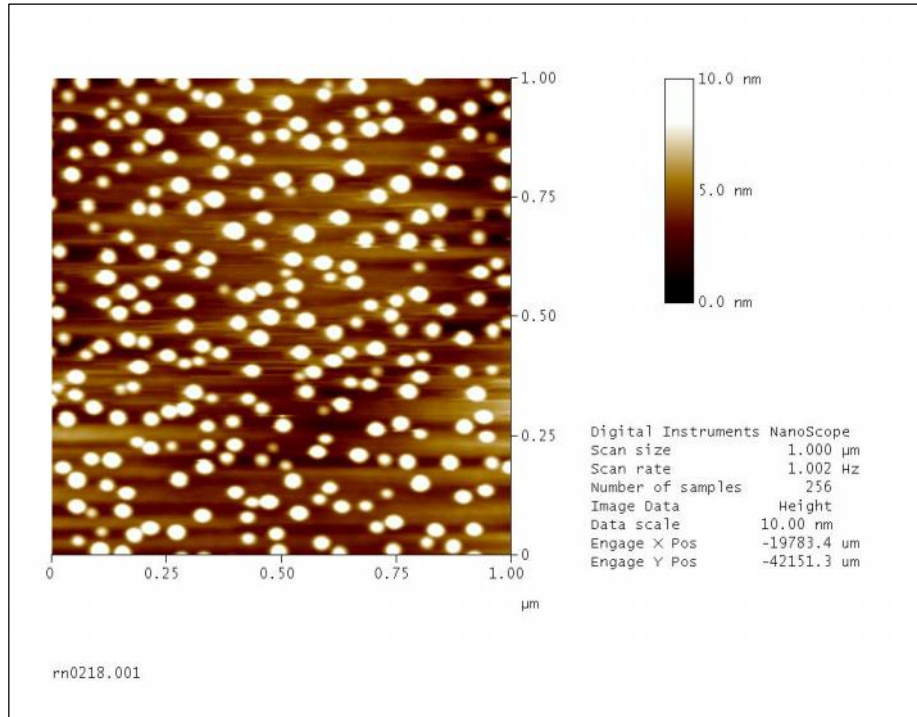
的原因，因為它並非隨著偏壓及溫度呈現指數的上升，而是在低電場時受到載子逃脫機率的影響而上升，並且受到量子點中電子數目的變化而改變。

由於量子點中電子庫倫力的影響，當量子點中所填入的電子數目增加時，後續電子被捕捉進量子點的機率變隨之下降，因而造成較高的電流增益。所以當元件溫度上升時，暗電流隨之增加，量子點增加的電子數目也變多，因此造成元件的電流增益上升。所以載子數目的改變造成了增益在溫度及偏壓上的變化。我們希望能使 a_{QD} 變小，成長高密度的量子點，可以使量子點中增加的電子數目變小，達到較穩定的元件特性。

當量子點中的總電子數目小於 2 時，量子效率跟增加的載子呈正比，當量子點中的總電子數目大於 2 時，量子效率與增加的載子呈反比，這樣的論點與我們量測出的結果相當一致。並且我們可以在量子效率的峰值所對應到的增加的載子，推測出元件參雜的電子濃度，這也與我們當初的參雜濃度差不多。

除了溫度的相依性外，QDIPs 對於頻率的相依性也很明顯，隨著頻率的增加，響應度並不完全是固定的，有其截止頻率。因為這是屬於 QDIPs 中的慢速暫態現象。我們利用 QWIPs 的模型可以分別去模擬光響應電流與雜訊電流的表現，發現都有一致的結果，但在截止頻率後的斜率稍有不同，原因在於 QDIPs 的捕捉時間隨著正的空間電荷增加而變短，造成電流增益變小，這與 QWIPs 假設捕捉時間是固定的不同，也因此造成斜率上的差異。所以修正捕捉時間對增加的載子的關係才符合 QDIPs 真正的行為，因此未來希望能確實利用量子點的模型來模擬並驗證我們實驗的結果。

(a)



(b)

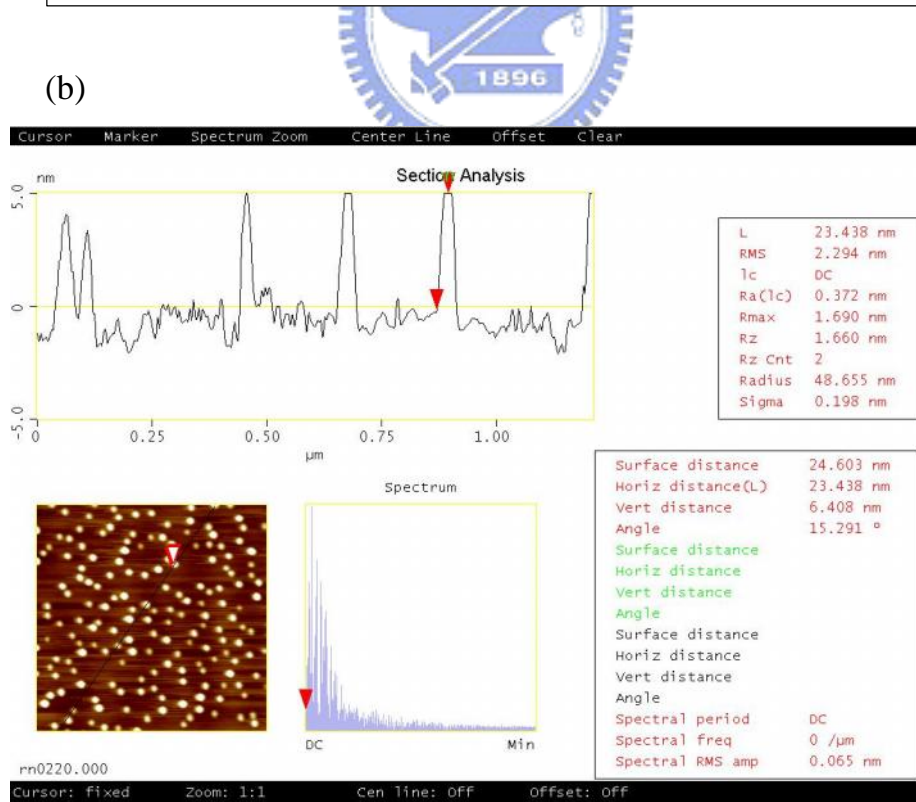


圖 5-1(a)樣品(b)樣品之量子點大小 AFM 圖

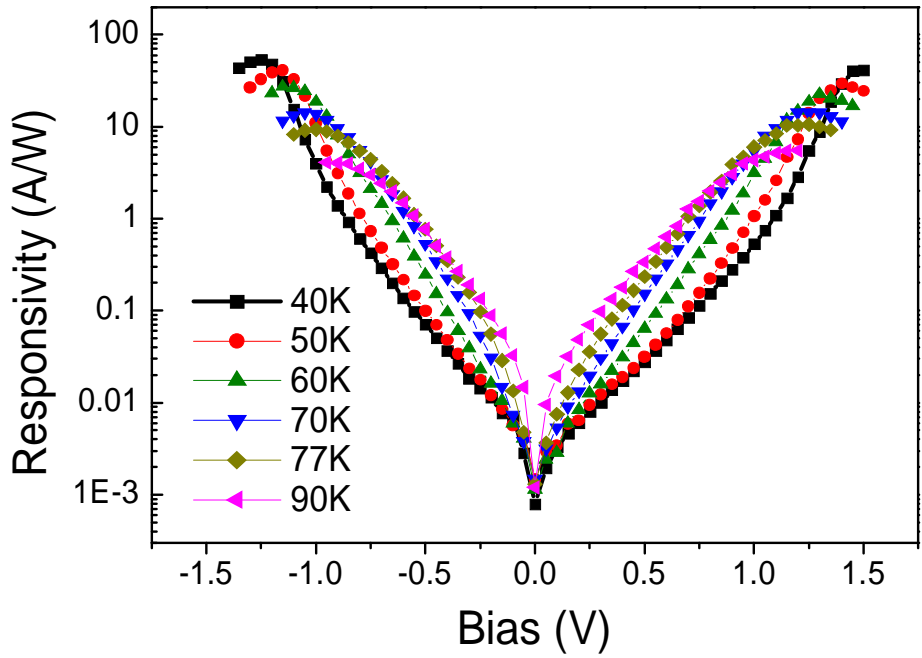


圖 5-2 光電流響應隨溫度與偏壓改變的相依性

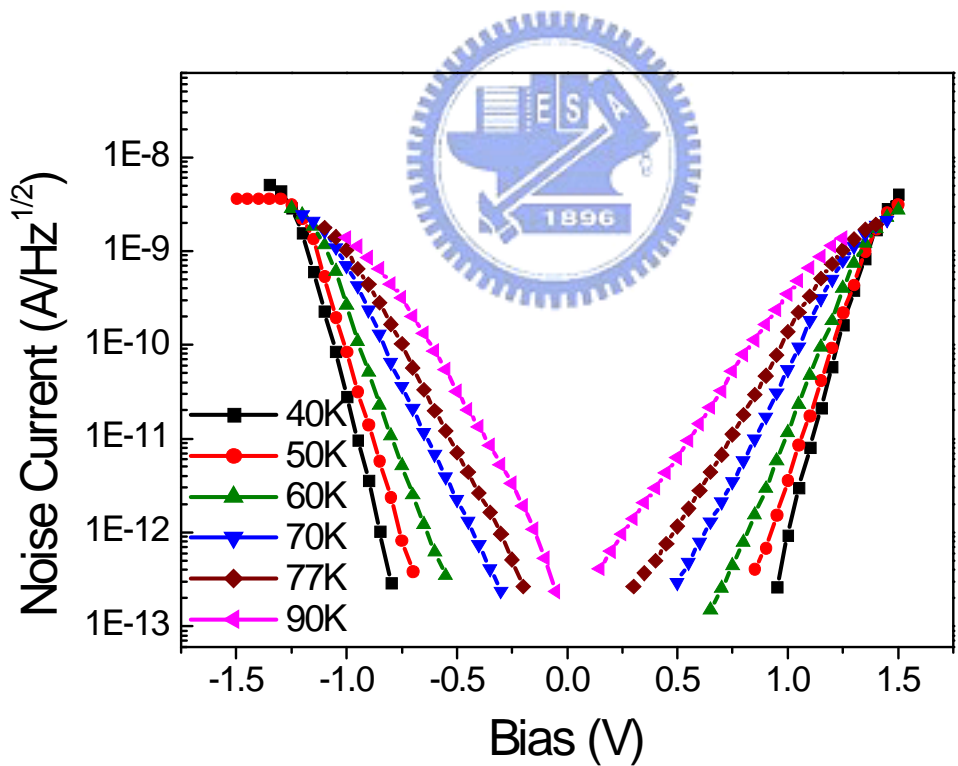


圖 5-3 元件在變溫變壓下的雜訊電流

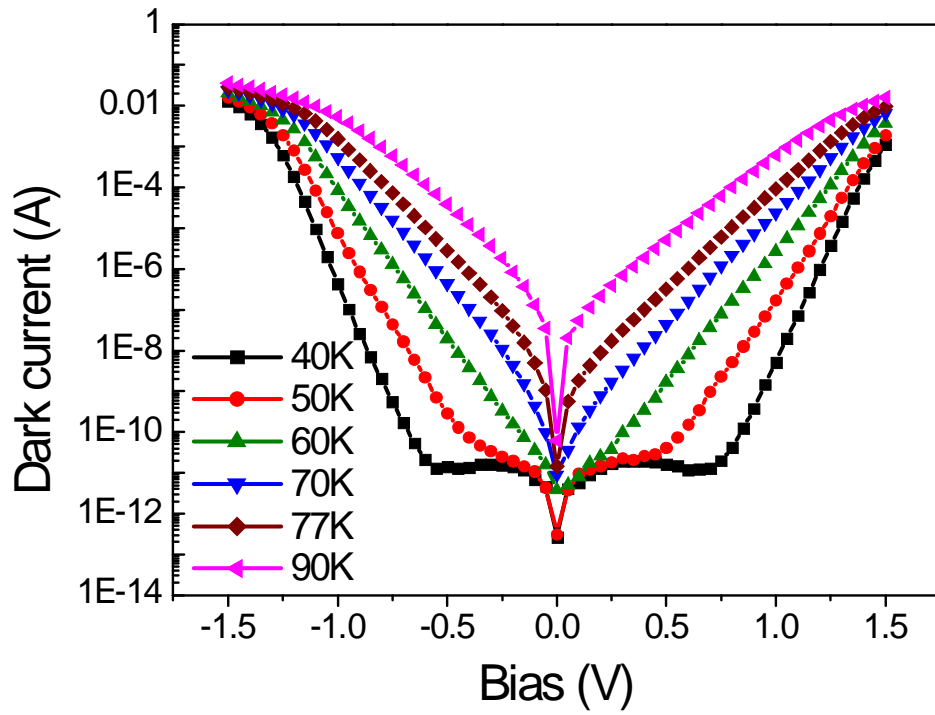


圖 5-4 元件之變溫暗電流

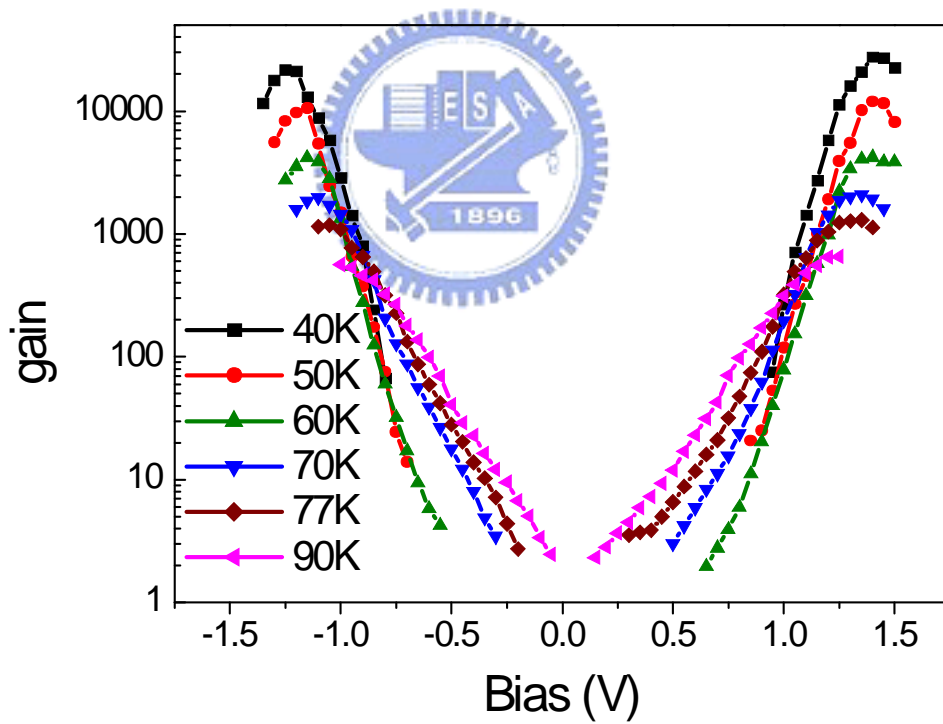


圖 5-5 元件在變溫變壓下的雜訊增益

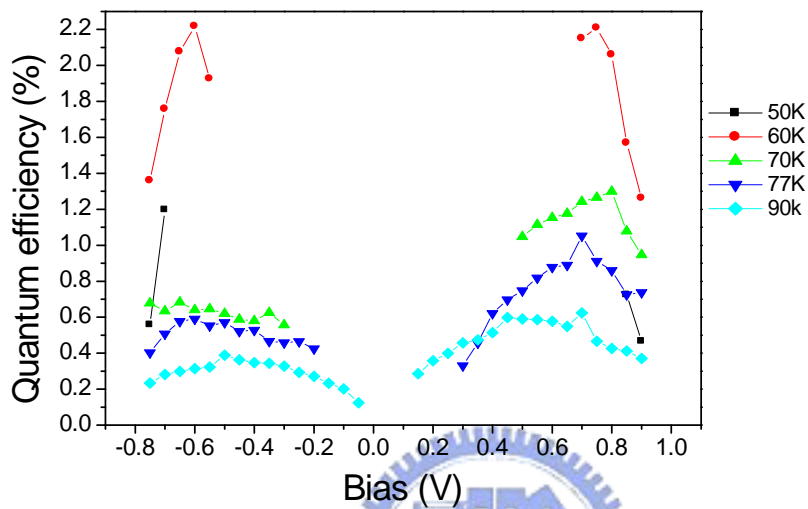


圖 5-6 元件之變溫量子效率

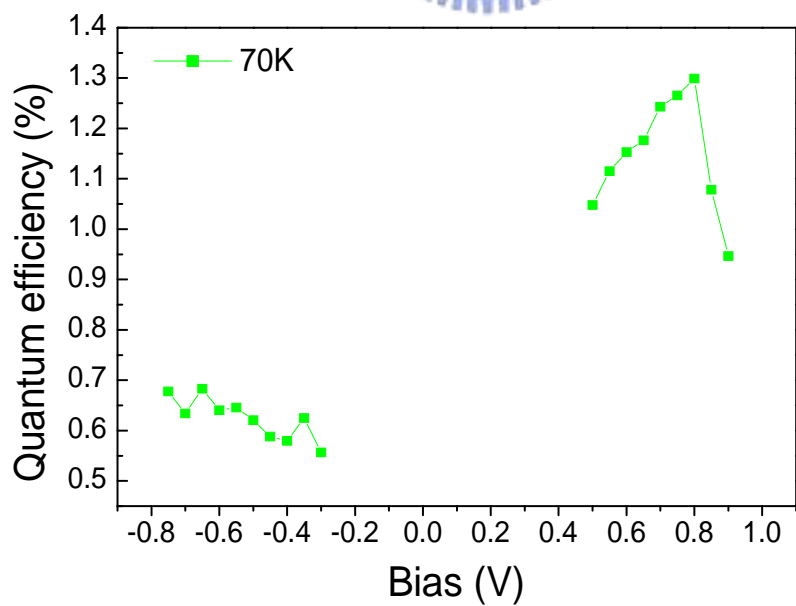


圖 5-7 元件於 70K 時量子效率對偏壓的關係圖

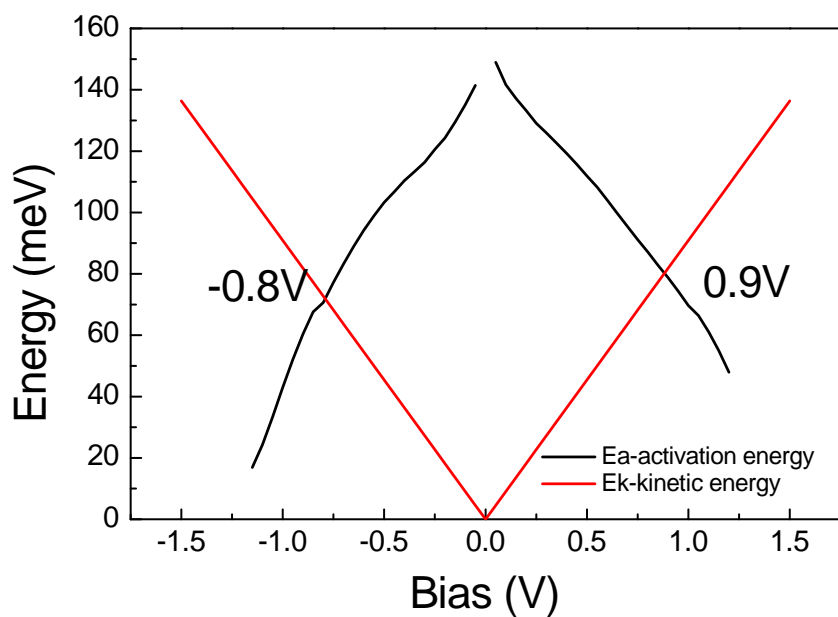
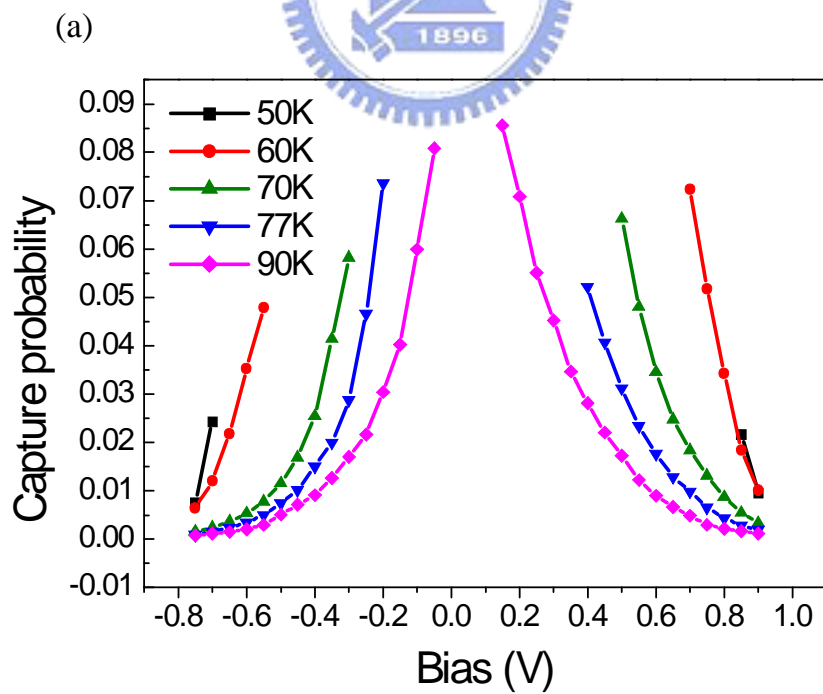


圖 5-8 元件的活化能與電子動能之關係圖



(b)

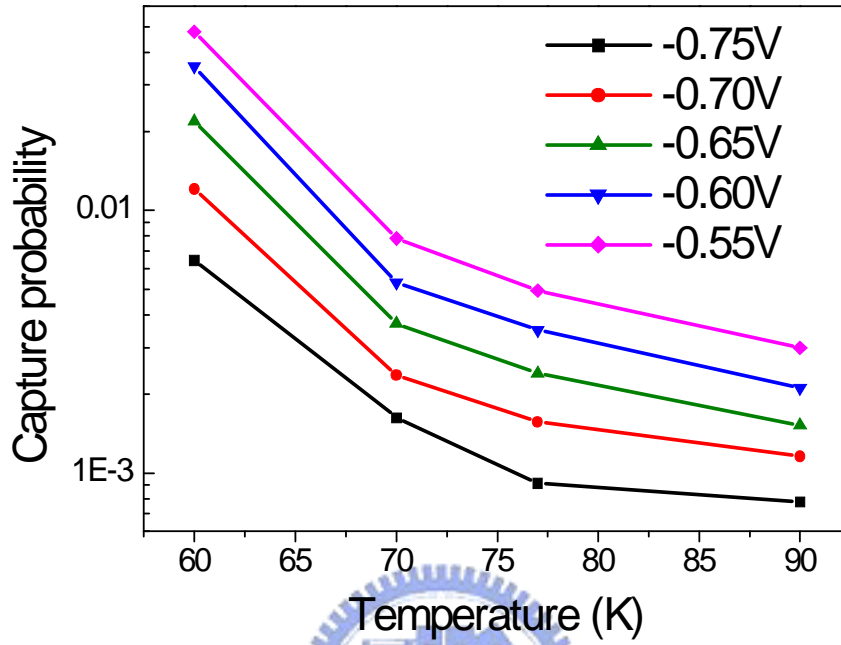


圖 5-9 捕捉機率 (P_c) 對偏壓及溫度關係圖

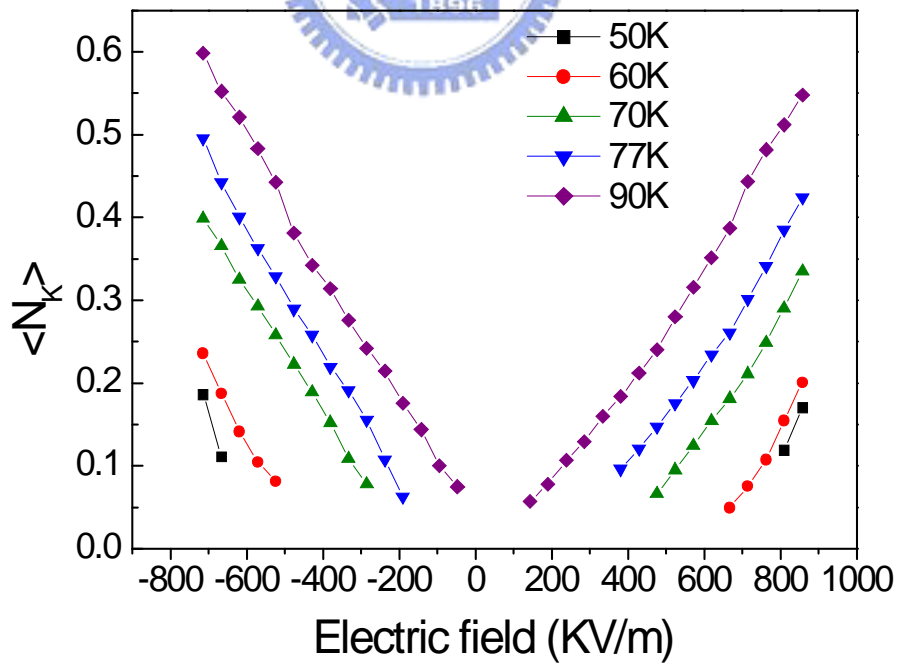


圖 5-10 增加的載子數目 N_k 對電場之關係圖

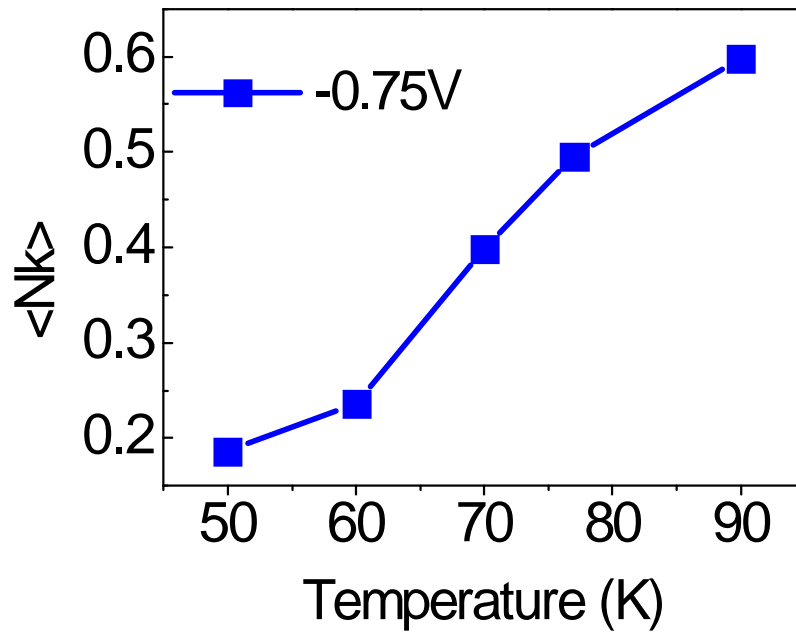


圖 5-11 QE 在固定偏壓 1V 隨著溫度變化的關係圖

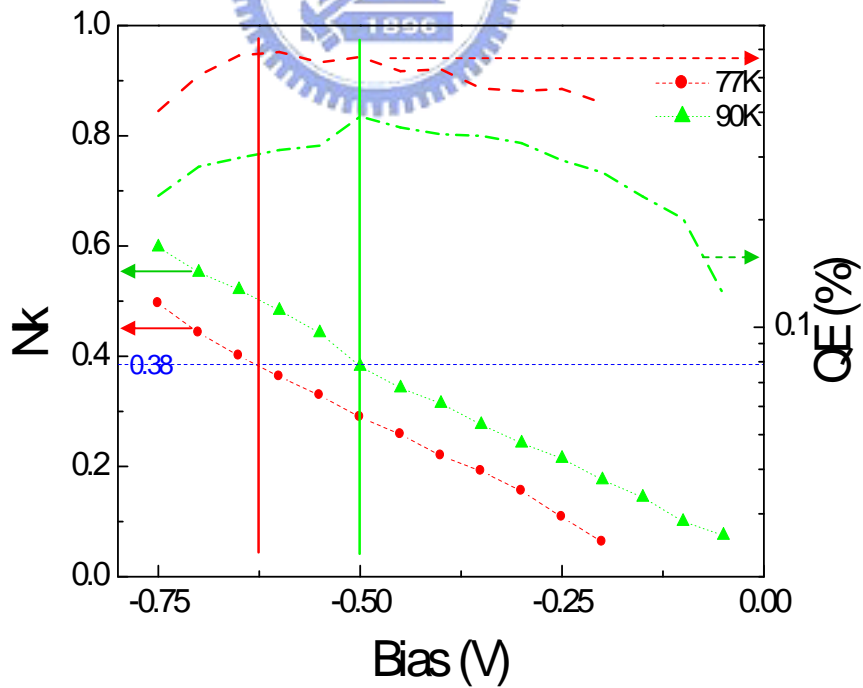


圖 5-12 QE 與增加的載子數目 N_k 在高溫時對負偏壓的關係圖

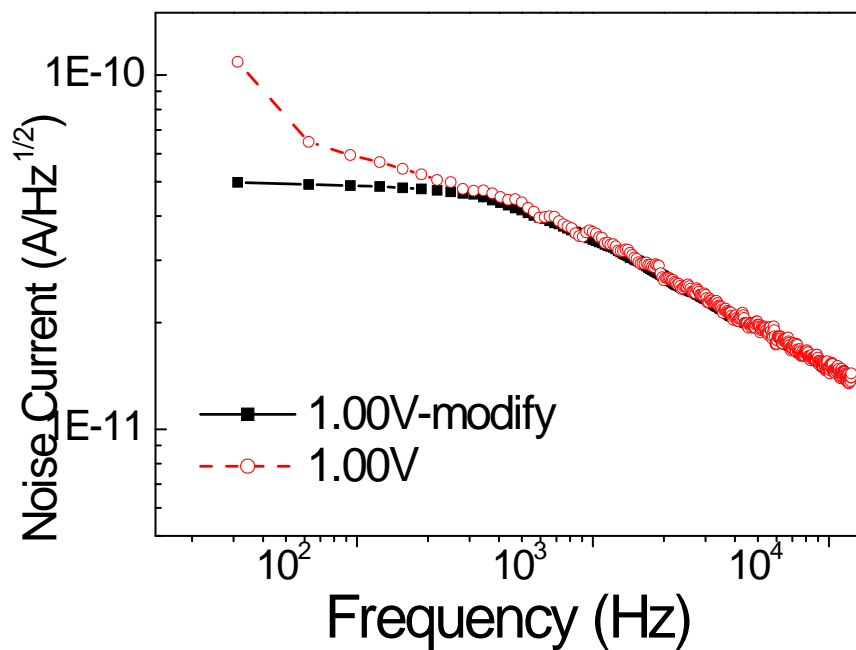


圖 5-13 雜訊電流修正 1/f 雜訊前後比較圖

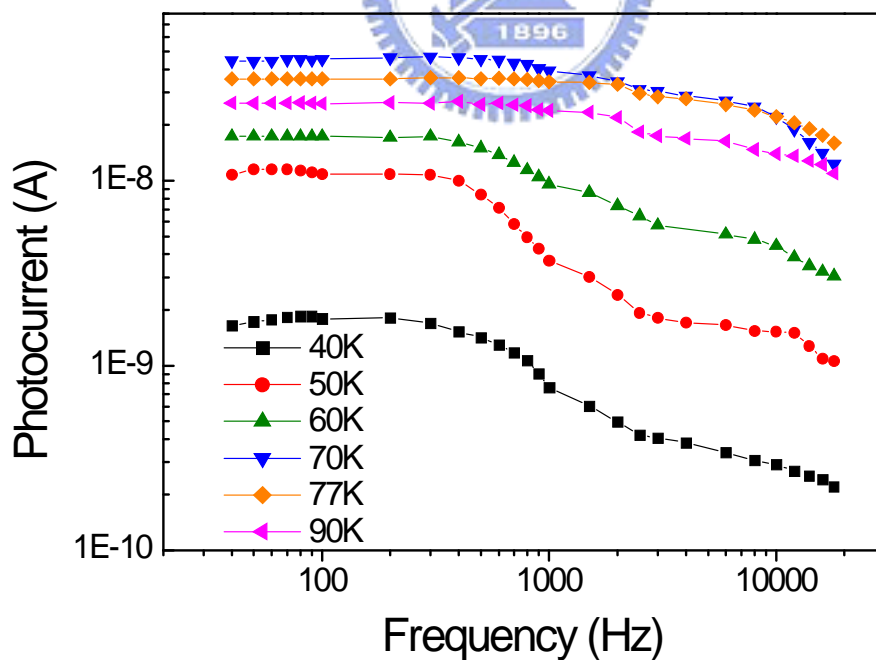


圖 5-14 Frequency response at 1V

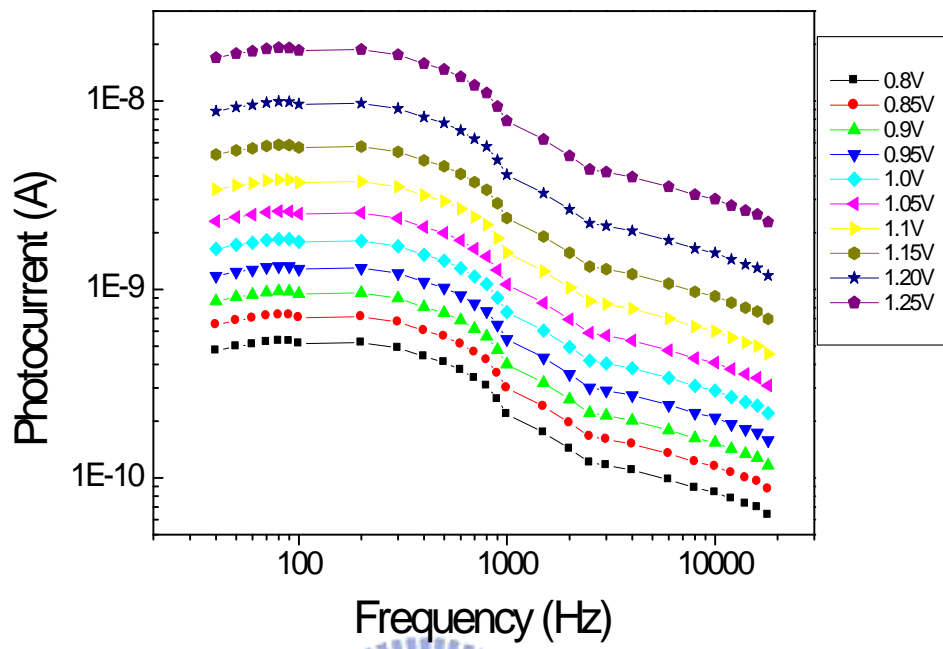


圖 5-15(a) Frequency response at 40K

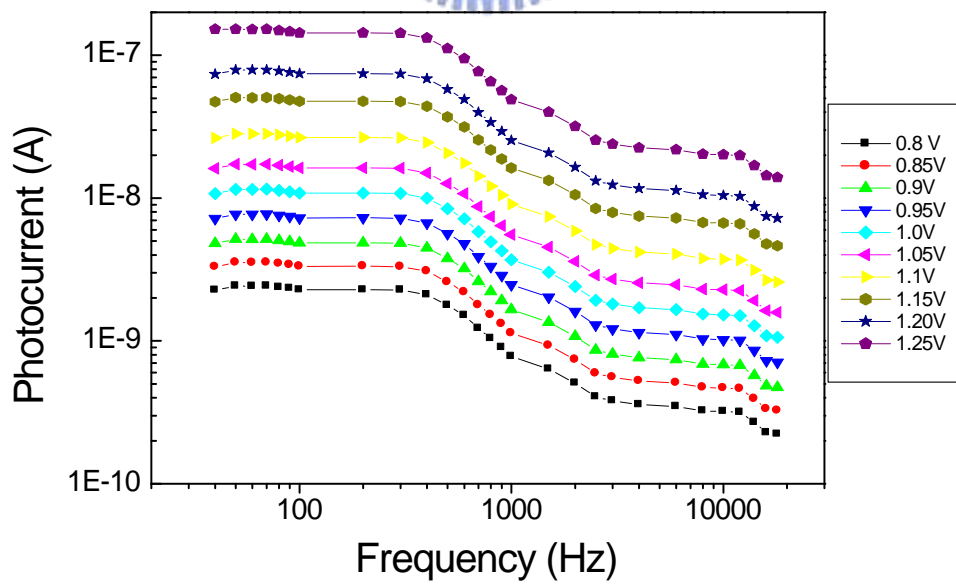
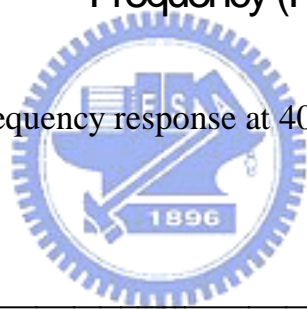


圖 5-15(b) Frequency response at 50K

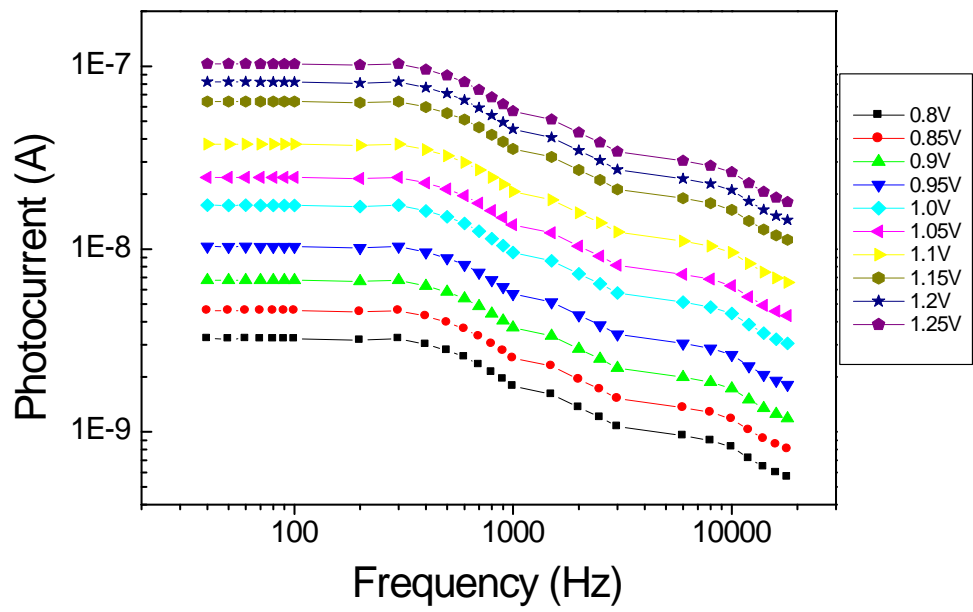


圖 5-15(c) Frequency response at 60K

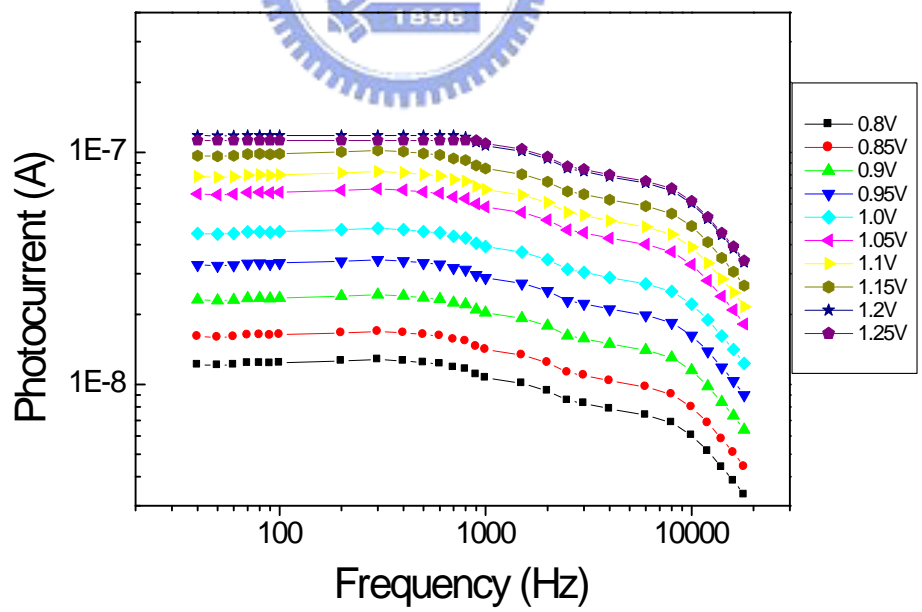


圖 5-15(d) Frequency response at 70K

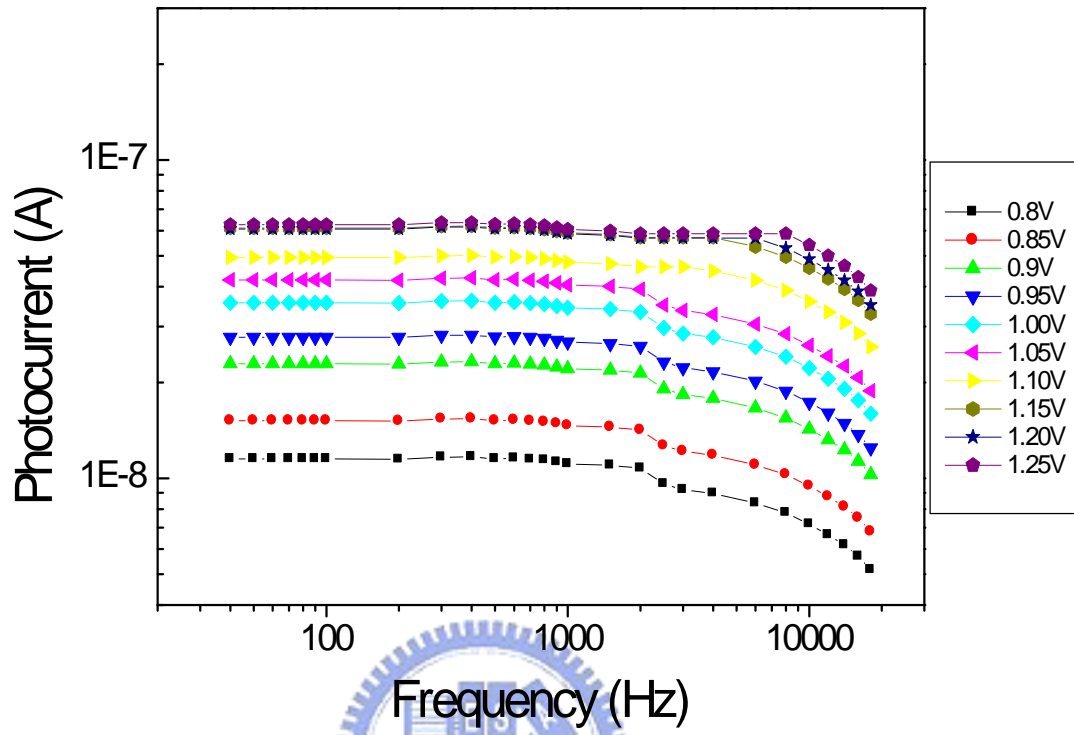


圖 5-15(e) Frequency response at 77K

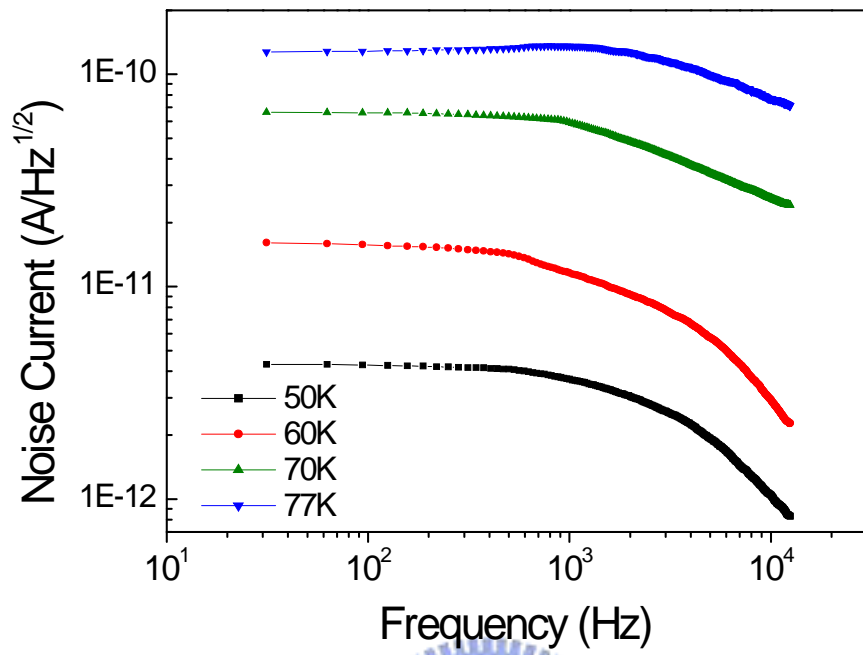


圖 5-16(a) Noise current at 1V

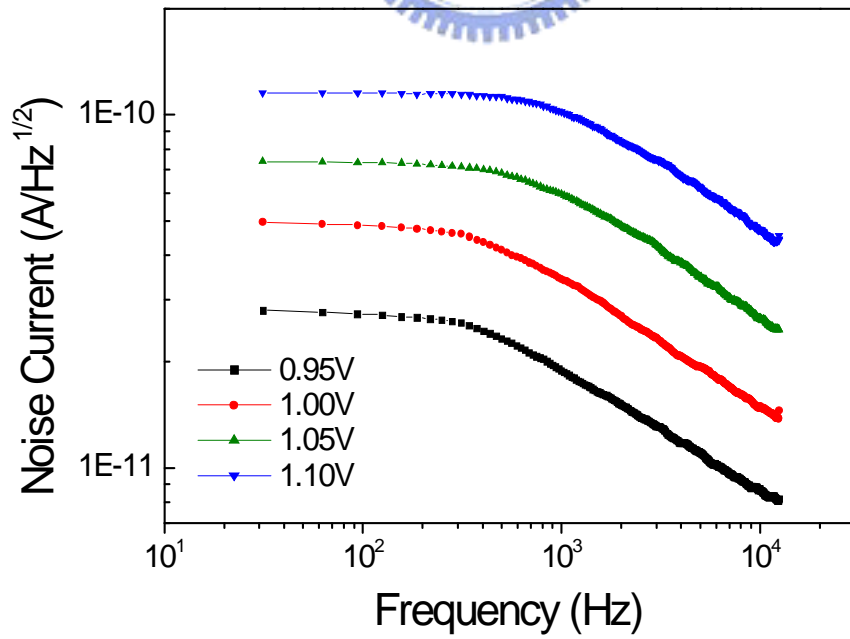


圖 5-16(b) Noise current at 70K

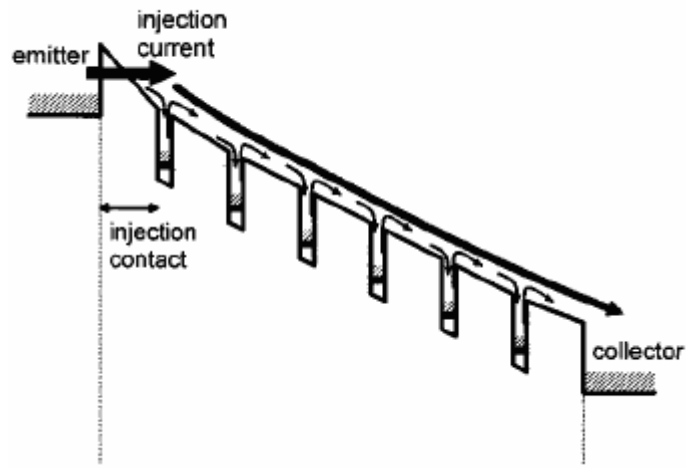


圖 5-17 QWIP 中的物理機制及能帶示意圖

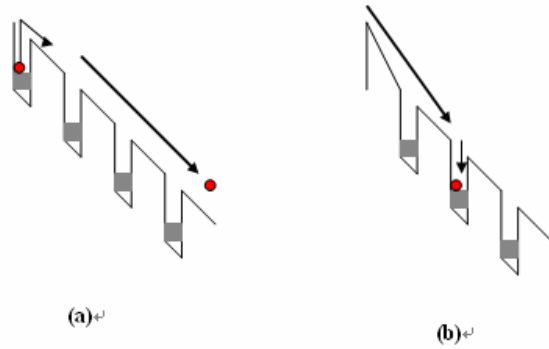


圖 5-18 (a)QWIP 快速暫態示意圖;(b)QWIP 緩慢暫態示意圖

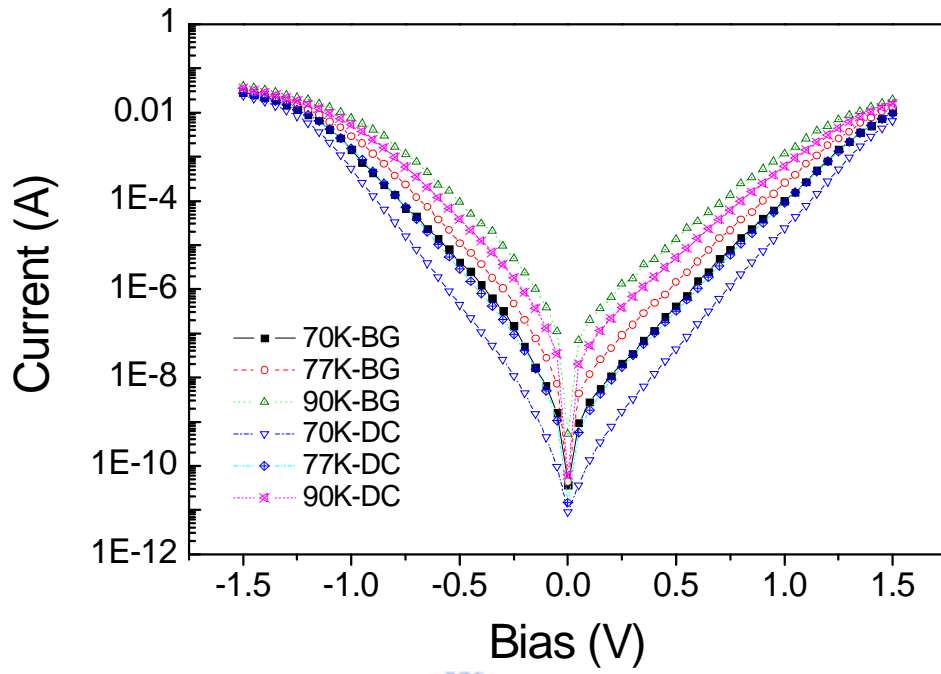


圖 5-19 元件之背景光電流與暗電流比較

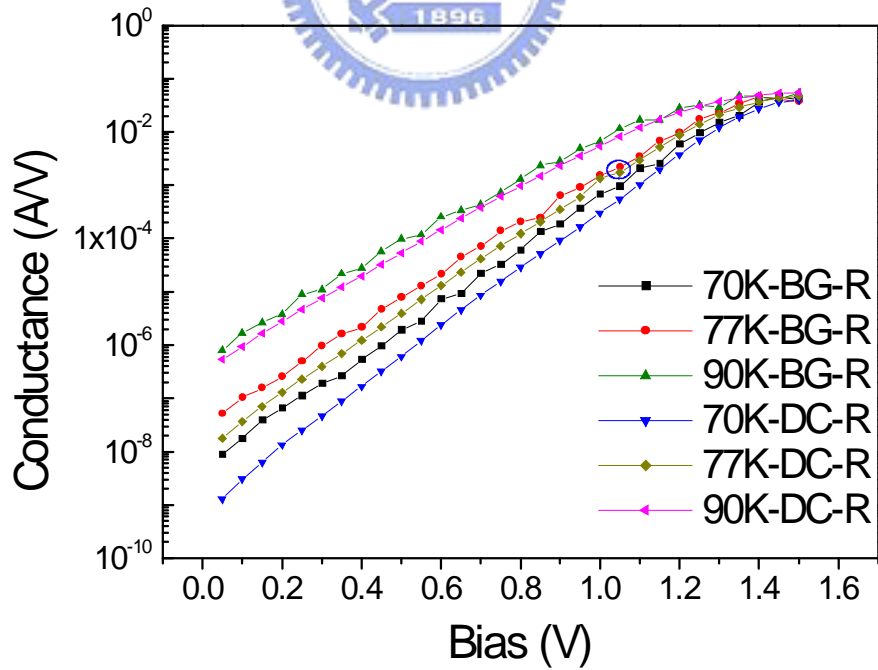


圖 5-20 元件之背景光電流與暗電流的微分電導比較圖

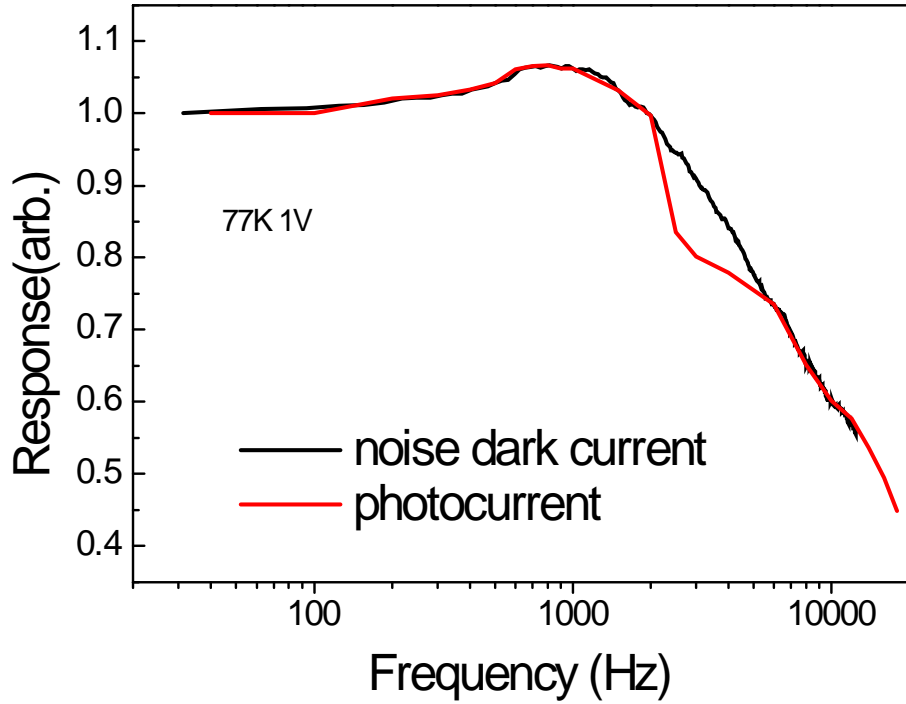


圖 5-21 元件在 77K，1V 時的光電流與雜訊暗電流的頻率響應比較圖

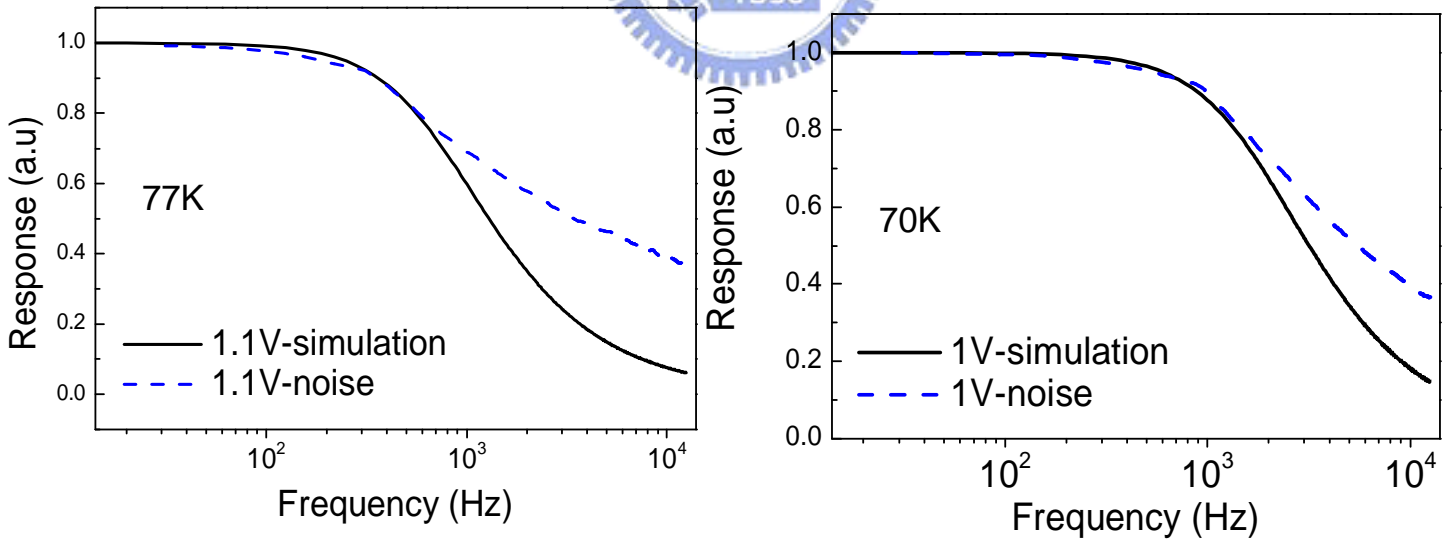


圖 5-22 利用 QWIP 模型比較實驗與理論的雜訊電流

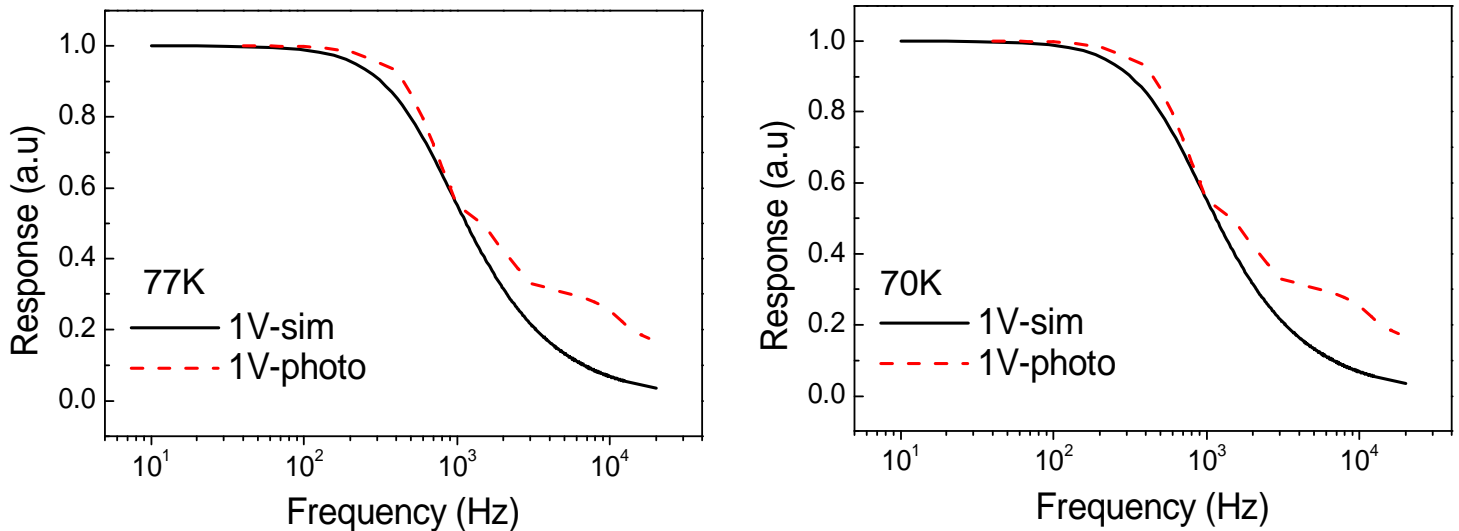


圖 5-23 利用 QWIP 模型比較實驗與理論的光電流

參考文獻 (Reference)

- [1] J. Phillips, Pallab Bhattacharya, S. W. Kennerly, D. W. Beekman, and M. Dutta, "Self-Assembled InAs-GaAs Quantum-Dot Intersubband Detectors," *IEEE J Quantum Electronics*, vol. 35, pp. 936-943, 1999.
- [2] John E. Hubbs, Douglas C. Arrington, Mark E. Gramer, Gary A. Dole "Nonlinear response of quantum well infrared photodetectors under low-background and low-temperature conditions", *Opt.Eng.*, vol. 39, pp.2660-2671, Oct. 2000.
- [3] B. F. Levine, "Quantum-Well Infrared Photodetectors," *J. Appl. Phys.*, vol. 74, pp. R1-R81, 1993.
- [4] Dong Pan, Elias Towe, and Steve Kennerly, "A five-period normal-incidence (In, Ga)As/GaAs quantum-dot infrared photodetector," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 75, pp.2719-2721, 1999.
- [5] S. J. Xu, S. J. Chua, T. Mei, X. C. Wang, X. H. Zhang, G. Karunasiri, W. J. Fan, C. H. Wang, J. Jiang, S. Wang, and X. G. Xie, "Characteristics of InGaAs quantum dot infrared photodetectors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, pp.3153-3155, 1998.

- [6] L. Chu, A. Zrenner, G. Böhm, and G. Abstreiter, "Normal-incident intersubband photocurrent spectroscopy on InAs/GaAs quantum dots," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 75, pp.3599-3601, 1999.
- [7] E. Finkman, S. Maimon, V. Immer, G. Bahir, S. E. Schacham, S. Herriot, O. Gauthier -Lafaye, F. H. Julien, M. Gendry, J. Brault, "Quantum dot infrared photodetectors in new material systems," *Physica E*,7, pp.139-145, 2000.
- [8] K. K. Choi, "The Physics of Quantum Well Infrared Photodetectors," *World Scientific*.
- [9] Elias Towe and Dong Pan, "Semiconductor Quantum-Dot Nanostructures: Their Application in a New Class of Infrared Photodetectors," *IEEE J Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, pp. 408-419, 2000.
- [10] S. D. Gunapala and K. M. S. V. Bandara, "Recent developments in quantum-well infrared photodetectors," in *Homojunction and Quantum-Well Infrared Detectors*, M. H. Francombe and J. L. Vossen, Eds. San Diego, CA: Academic, 1995, vol. 21, pp. 113–237.
- [11] S. Li, "Recent progress in quantum well infrared photodetectors and focal plane arrays for IR imaging applications," *Mater. Chem. Phys.*, vol. 50, pp. 188–194, 1997.
- [12] Shun Lien Chuang, "Physics of Optoelectronic Devices," *John Wiley & Sons, Inc.*
- [13] G. Hasnain, B. F. Levine, C. G. Bethea, R. A. Logan, J. Walker, and R. J. Malik, "GaAs/AlGaAs multiquantum well infrared detector arrays using etched gratings," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 54, pp. 2515–2517, 1989.
- [14] S. Y. Wang, S. D. Lin, H. W. Wu, and C. P. Lee, "Low Dark Current Quantum Dot Infrared Photodetectors with AlGaAs Current Blocking Layer," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 78, pp. 1023-1025, Feb. 2001.
- [15] Werner Seifert, Niclas Carsson, Mark Miller, Mats-Erik Pistol, Lars Samuelson and L. Reine Wallenberg, "In-situ Growth of Quantum Dot Structures by the Stranski-Krastanow Growth Mode," *Prog. Crystal Growth and Charat.* Vol. 33, pp. 423-471, 1996.
- [16] John David Vincent, "Fundamentals of Infrared Detector Operation and Testing," *John Wiley & Sons, Inc.*
- [17] Zhengmao Ye, Joe C. Campbell, Zhonghui Chen, Eui-Tae Kim and Anupam Madhukar, "Noise and photoconductive gain in InAs quantum-dot infrared photodetectors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83. No. 6, pp. 1234-1236, 2003
- [18] V. Ryzhii, V. Pipa, I. Khmyrova, V. Mitin, M. Willander, "Dark Current in Quantum Dot Infrared Photodetectors," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 39, pp. 1283-1285, Dec. 2000.
- [19] V. Ryzhii, V. Pipa, I. Khmyrova, V. Mitin, M. Willander, "Device model for quantum dot infrared photodetectors and their dark-current characteristics," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 16, pp. 331-338, 2001

[20] M. Ershov, S. Satou, and Y. Ikebe, *J. Appl. Phys.* 86, (1999), 6442-6450

