

國立交通大學

電子工程學系電子研究所碩士班

碩士論文

矽摻硼之阻擋雜質能帶紅外線偵測器之研究

Studies of Si:B Blocked-Impurity-Band  
Infrared Photodetectors

研究生：石正瑜

指導教授：顏順通

中華民國九十八年十月

矽摻硼之阻擋雜質能帶紅外線偵測器之研究  
Studies of Si:B Blocked-Impurity-Band  
Infrared Photodetectors

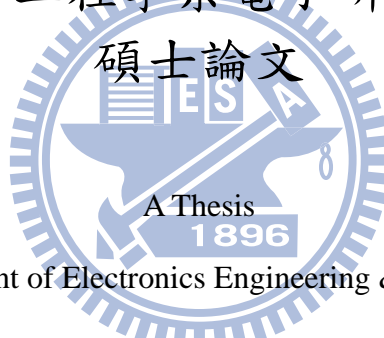
研 究 生：石正瑜

Student : Cheng-Yu Shih

指 導 教 授：顏 順 通 博 士

Advisors : Dr. Shun-Tung Yen

國立交通大學  
電子工程學系電子研究所



Submitted to Department of Electronics Engineering & Institute of Electronics

College of Electrical and Computer Engineering

National Chiao Tung University

In Partial Fulfillment of the Requirements

for the Degree of Master

In

Electronics Engineering

October 2009

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十八年十月

# 矽摻硼之阻擋雜質能帶紅外線偵測器之研究

學生：石正瑜

指導教授：顏順通 博士

國立交通大學

電子工程學系電子研究所 碩士班

## 摘要

本論文主要研究平面結構下之矽(摻雜硼)阻擋雜質能帶光偵測器(Si:B block-impurity-band(BIB) photodetector)的特性。有別於傳統磊晶技術，我們使用高純度基板和離子佈植配合黃光技術製作平面結構，用離子佈植製作吸收層而高純度的基版則做為阻擋層。

元件的偵測頻段成功的從 $357\text{ cm}^{-1}$ 向下延伸到 $250\text{ cm}^{-1}$ 。然後我們探討固定電極間距下、不同寬度的阻擋層(樣品A： $30\text{ }\mu\text{m}$ 和樣品B： $10\text{ }\mu\text{m}$ )對元件特性的影響。高電壓下，樣品B元件出現兩個對應到雜質能階的響應峰值。原因可能為在雜質激發態的電洞因撞擊游離而貢獻光電流。樣品A元件則因為阻擋層較厚，所以內建電場較小使得這個現象沒有被觀測到。

產生撞擊游離之前，樣品A元件的響應度較好且雜訊電流較低。產生撞擊游離以後雖使響應度增加但亦提升雜訊電流，而未能大幅度增加BIB元件的表現。由實驗結果可知阻擋層與吸收層厚度的比例將會是影響此類偵測器特性優劣的關鍵之一。

和傳統的垂直BIB元件作比較，發現響應度的表現差不多，但是在偵測度和雜訊電流的表現上就顯得比較差，或可藉由調整退火製程或使用更高純度之基板來改進此一缺點。

# Studies of Si:B Blocked-Impurity-Band Infrared Photodetectors

Student : Cheng-Yu Shih

Advisors : Dr. Shun-Tung Yen

Department of Electronics Engineering and Institute of Electronics

National Chiao Tung University

## Abstract

The characteristic of a novel planar Si:B Blocked-Impurity-Band photodetector (BIB photodetector) has been studied in the thesis. We used high-pure substrate, ion-implantation and photolithography to fabricate planar structure. Ion-implantation was used to form the absorbing layer and high-pure substrate served as the blocking layer.

The spectral response is successfully extended from  $357\text{ cm}^{-1}$  down to  $250\text{ cm}^{-1}$ . Then, we discussed the device characteristic by differing the blocking layer widths,  $30\text{ }\mu\text{m}$  (sample A) and  $10\text{ }\mu\text{m}$  (sample B), under fixed contact distance. At high bias, two peaks corresponding to the transitions of the isolated impurity levels occur in the response spectrum of sample B. The occurrence of these two peaks could be due to the generation of the free carriers by impact ionization of the excited carriers under high electric field which is not found in sample A.

Before the impact ionization, sample A has higher responsivity and slightly lower noise current than those of sample B. The impact process increases not only the responsivity but also the noise current. Therefore, the detectivity of the device shows no great improvement. These results show that the ratio of the blocking layer width to the absorbing layer width is one of the key factors deciding the performances of the BIB photodetectors.

Compared with the conventional vertical BIB photodetectors, our devices have comparable value in responsivity. The noise current and detectivity, however, are obviously worse. We might improve the drawbacks by modifying the annealing process or using substrates with higher purity.

## 致謝

兩年多的交大碩士生涯轉眼間就要結束了。

能夠順利完成學業，最感謝的是我的指導老師 顏順通博士。除了在課業和研究方面，老師不斷的給予諄諄教誨，在研究態度、學習精神甚至是待人處事上也深受老師的影響。相信這些東西對於我未來的人生、工作以及各方面都會有莫大的幫助。所以再一次感謝 顏順通老師的指導。

再來，我衷心的感謝鐘佩鋼學長的引領與教導。從大三當專題生起，學長一直以來就不厭其煩的給予幫助，從基本的學理到繁複的實驗技術。因為自己的不成熟，而耗去學長很多的時間，但學長仍然和顏悅色的細心教導，希望我們能夠通透了解以獨立自主作研究。

我也要感謝李冠成學長、王德賢學長以及 MBE LAB 的凌鴻緒學長。從基本知識、理論分析和實驗量測，從三位學長身上得到許多的幫助和解答，克服了很多困難，讓我的研究和實驗得以完成。

再來，我要感謝同屆的夥伴黃信傑和李志浩。從研究內容，製程實驗以及生活娛樂，因為有你們的陪伴與分享以及互相幫助與監督，才能夠讓我度過這段辛苦的時光，完成碩士學業。另外，我還要感謝很多同學：蔡佳銘、李政寬、李重佑、賴威良、黃品維，學弟：蕭晉勛、謝宗謀、張浩宇、廖宏韋、孫仲村、謝泓文。有你們的陪伴和歡笑，是我走下去的動力。

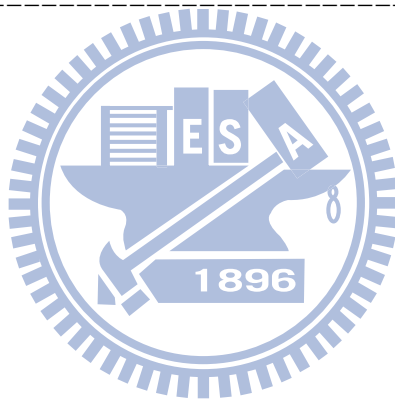
最後，我要感謝我的父母和家人。在課業上無條件的支持，在生活上無微不至的關心，讓我可以無後顧之憂的專心完成學業。

謝謝所有關心與幫助我的師長朋友和家人們，謝謝你們。

# 目 錄

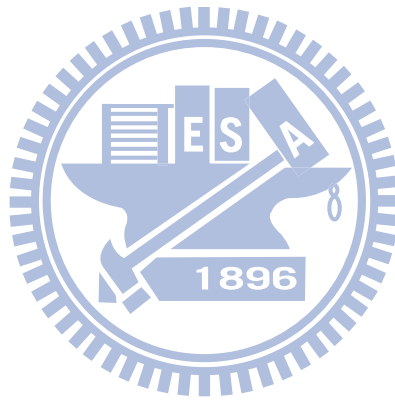
中文摘要	I
英文摘要	II
致謝	III
目錄	IV
表目錄	VI
圖目錄	VII
<b>第一章簡介</b>	<b>01</b>
1-1 前言	01
1-2 研究背景與動機	02
<b>第二章原理</b>	<b>06</b>
2.1 阻擋雜質能帶紅外線偵測	06
2.1.1 元件結構	06
2.1.2 操作原理	08
<b>第三章元件設計與製作過程</b>	<b>11</b>
3.1 元件設計	11
3.2 元件製作流程	12
<b>第四章實驗原理與量測方法</b>	<b>17</b>
4.1 I-V 直流特性分析	17
4.2 傅立葉轉換紅外線頻譜分析儀	19
4.3 黑體輻射光源與鎖相放大器	21
4.4 雜訊分析	24
4.5 偵測度	26

第五章實驗結果與討論	28
5.1 電流與雜訊分析	28
5.2 光電流頻譜	32
5.3 響應度與偵測度	36
5.4 結論	41
參考文獻	42
附錄 A	45
附錄 B	47
附錄 C	51



## 表目錄

表 3-1 黃光製程 A	-----	16
表 3-2 黃光製程 B	-----	16
表 5-1 元件特性比較表	-----	38





## 圖目錄

圖 1-1 本質紅外線偵測器原理示意圖	2
圖 1-2 外質紅外線偵測器原理示意圖	3
圖 2-1 BIB 偵測器結構示意圖	6
圖 2-2 雜質能階和摻雜濃度的關係	7
圖 3-1 元件表面區域示意圖	11
圖 3-2 垂直結構示意圖	12
圖 4-1 I-V 直流特性量測系統架設圖	18
圖 4-2 FTIR 量測系統架設圖	20
圖 4-3 光電流響應量測系統架設圖	23
圖 4-4 雜訊頻譜量測系統架設圖	26
圖 5-1 樣品 A 的 I-V 曲線圖	29
圖 5-2 樣品 B 的 I-V 曲線圖	30
圖 5-3 樣品 A 的雜訊電流圖	30
圖 5-4 樣品 B 的雜訊電流圖	31
圖 5-5 不同電壓下的雜訊頻譜圖	31
圖 5-6 樣品 A 的光電流頻譜	33
圖 5-7 Si(B) Photoconductor 頻譜圖	34
圖 5-8 樣品 B 的光電流頻譜(1)	34
圖 5-9 樣品 B 的光電流頻譜(2)	35
圖 5-10 Si(B)的吸收頻譜	35
圖 5-11 樣品 A 的響應度	38
圖 5-12 樣品 B 的響應度	39
圖 5-13 Multiplication gain 對 bias 的關係圖	39
圖 5-14 樣品 A 的偵測度	40

圖 5-15 樣品 B 的偵測度-----	40
圖 A-1 BIB 結構圖與電場分布圖-----	45
圖 B-1 多次離子佈植的合成摻雜圖-----	47
圖 B-2 吸光區的摻雜模擬結果-----	49
圖 B-3 吸光區的摻雜量測結果-----	49
圖 B-4 歐姆接觸區的摻雜模擬結果-----	50
圖 B-5 歐姆接觸區的摻雜量測結果-----	50
圖 C-1 光源輻射示意圖-----	51
圖 C-2 圓盤狀輻射光源示意圖-----	52



# 第一章 簡介

## 1-1 前言

紅外線自從西元 1800 元初期被赫胥爾爵士(Sr. W. Herschel)所發現以後，就持續被深入研究著。初期的研究主要著重於改進紅外線測量的靈敏度與速度，以及紅外線物理的探討。紅外線的偵測原理從一開始的熱電效應，把紅外線當作熱源來觀測，到 1917 年凱斯(Case)第一次以硫化亞銻( $\text{Te}_2\text{S}$ )作出光導偵測器(Photoconductors)，從此開啟了近代光子偵測器的使用和研究。此類型的偵測器是利用材料中被束縛住的價電子吸收外界入射之光子而成為自由電子後，使得偵測器材料的電阻產生改變進而造成電流的變化。且因為此種光電轉換的效率十分高，可獲得相當靈敏的紅外線偵測器。

在討論紅外線偵測器之前，先讓我們稍微了解紅外線頻譜區段(0.7~1000  $\mu\text{m}$ )的重要性。理想黑體於 300K 時所放射出光的波長峰值位於 10  $\mu\text{m}$ ，由此可知處於室溫的物體會輻射出大量的紅外線。因此當人眼看不到某物體的時候，便可以利用紅外線偵測器去偵測此物體，且人或物所發射的 300 K 紅外線，其光譜有各自的特色，因而有容易偵察與辨別的好處。

在天文觀測上，紅外線頻譜也有其極重要的地位。由於部分紅外光頻段不會被大氣所吸收，使用這些頻段有利於地面紅外線的偵測。而紅外線頻譜更是應用在許多民生或軍事的用途上，例如醫學影像、夜視鏡、及天文觀測等，亦須用到紅外線頻段，用途極廣。

## 1-2 研究背景和動機

紅外線偵測器根據偵測原理的不同，可以分為兩大類型。第一類為熱感應偵測器(Thermal Detectors)，另一類則為光子偵測器(Photon Detectors)。前者是將接受到的紅外線輻射轉成熱，改變偵測元件的溫度而量測對應的物理變化量(如電阻或電容等)。而後者則是把光當作光子(Photon)來看。偵測器內之束縛或自由載子吸收光子能量後發生能帶或能階間的躍遷，而產生電流訊號的改變。使用光子偵測器原理的光導紅外線偵測器為本論文的重點。

在眾多光子偵測器中，對光導偵測器的了解最清楚。其主要的原理是當偵測器吸收了光輻射以後會產生(Generation)自由載子而造成材料本身電導(Conductance)或電阻(Resistance)的改變。根據自由載子產生的來源又可以把光導偵測器分為兩種類型。

第一類為本質紅外線偵測器(Intrinsic Infrared Detectors)。本質紅外線偵測器主要由無摻雜的本質半導體所構成的。其操作原理如圖 2-1 所示，當價帶(Valence Band)的電子吸收能量略大於本質能隙(Intrinsic Band Gap,  $E_g$ )的光子以後會躍遷到導帶(Conduction Band)，再經由適當的外在偏壓而被收集成為光電流。其所偵測到的光子數和半導體的能隙大小及光子能量有很大的關係。

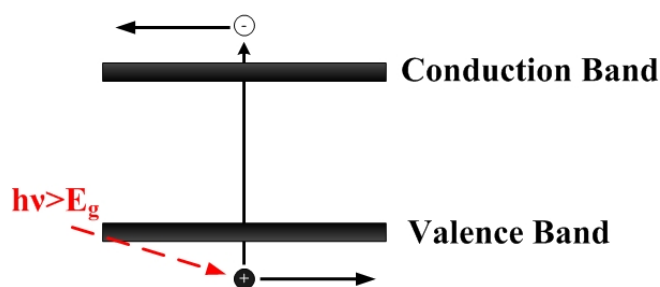


圖 1-1 本質紅外線偵測器原理示意圖

另一類為外質紅外線偵測器(Extrinsic Infrared Detectors)。半導體材料摻雜適當的雜質原子而形成所謂的雜質能階(Impurity level)，並利用雜質能階至導帶或價帶的這段能量差來進行光子的吸收。位於雜質能階的電子或電洞吸收了能量略大於此段能量差的光子以後會躍遷到導帶或是價帶，進而被收集成為光電流。其操作原理如圖 2-2，由於吸收光子的能隙可以控制的較小，可以吸收波長較長的光，也就是說吸收頻段可以往中遠紅外線延伸。但缺點是為了確保雜質能階在沒有光照射的時候是被佔據(Occupied)，元件必須操作在極低溫的環境下。

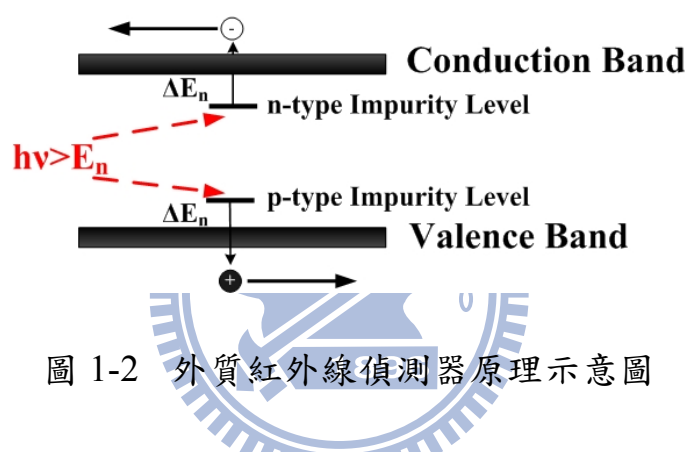


圖 1-2 外質紅外線偵測器原理示意圖

常使用的外質紅外線偵測器材料以 Si 和 Ge 為主，雜質主要為 As、P、Sb 和 Ga 等，其可以涵蓋頻段約為 15~31  $\mu\text{m}$  以及 Ge(Be)的 30~50  $\mu\text{m}$  和 Ge(Ga)的 40~120  $\mu\text{m}$ [2]。此外，施加應力於半導體塊材(Bulk)以減低雜質能階的方法也被應用在偵測器上。其中被廣為應用的是 Ge(Ga)，沿著[100]方向對 Ge 施加單軸應力可以降低雜質能階而把可以吸收波長延伸到大約 240  $\mu\text{m}$ [3,4]。

現今的研究希望偵測波段可以往兆赫波段更加延伸。所謂的兆赫波頻率大多指位於1 THz~10 THz(波長為15~300  $\mu\text{m}$ )。前者為目前電子元件可操作頻率的上限，後者為目前許多光學元件的下限。兆赫波波段位於兩者之間，且目前較無簡易輕便的元件裝置，因此在這方面的研究更顯重要和急迫，對於偵測器也是如此。

雖然加應力的方式可以使偵測波段到達兆赫波，但不是個方便實用的方法。為了克服這個難題，可以藉由提升雜質於 Si 或 Ge 的摻雜濃度，不同雜質間的束縛載子其波函數會開始疊合而形成雜質能帶，而降低可吸收光的能量，達到延長吸收波長的目的。但是雜質能帶的出現也會使得跳躍傳導(Hopping Conduction)的產生，使得雜質不用解離到導帶或價帶也可以產生電流，而形成所謂的暗電流。為了克服這個問題，阻擋雜質能帶紅外線偵測器(Blocked Impurity Band Infrared Detectors：以下簡稱 BIB Photodetector)被提了出來。這個元件主要是從外質紅外線偵測器發展而來，首先於 1977 被 Petroff 和 Stapelbroeck 等人在 Rockwell International Science Center 提出[5]，發展初期主要著重於 Si(As)[6,7]。沒有使用 BIB 結構的 Si(As)偵測的波段只有 2-30  $\mu\text{m}$  左右，藉由 BIB 延伸以後可以到達 2~50  $\mu\text{m}$  以及 Ge(Ga) BIB[8,9]吸收了波長 50~220  $\mu\text{m}$  也被發表了。

如同大部分的光偵測器，磊晶技術的好壞主導著偵測器的優劣，這點對 BIB 偵測器也是一樣的。尤其是 BIB 需要一層超高純度的半導體這對很多磊晶技術來說是個挑戰。更困難的是這層結構會緊接著一層高摻雜濃度的結構，而這兩層的磊晶和摻雜品質以及介面的品質決定著 BIB 偵測器的表現好壞。理想上，兩層結構在磊晶的時候要完全不能有雜質擴散的產生，並要求濃度在兩層之間變化的斜率幾乎等於無限大，因此如何有效的達到這兩個需求，一直都是 BIB 元件研究的重點。

本論文研究主題為 Si(B) BIB photodetector 的光電特性探討，並成功將其偵測頻譜範圍向 10 THz 以下延伸至 7.5 THz 左右。仿照文獻[10]的方法，我們用離子佈植[11,12]取代傳統磊晶法來製作 BIB 的吸光層，並用市售的高純度無摻雜的矽基板來當作阻擋層，以克服高純度阻擋層不易製作的困難。並利用黃光技術把元件結構做在表面水平方



向上，希望透過以上的方法可以做出好的 BIB 偵測器。

由於磊晶技術的限制，使得傳統使用磊晶製作的元件的各層厚度大多約為數  $\mu\text{m}$  到十  $\mu\text{m}$  左右。利用表面黃光技術和離子佈值的方法，可以任意調整阻擋層和吸收層的寬度，使得我們可以研究不同尺度下元件的特性。我們把阻擋層和吸收層的厚度做到數十  $\mu\text{m}$  左右並改變阻擋層和吸收層的厚度比例來探討這個數量級的厚度對元件特性的影響，以供元件尺度設計的評量。



## 第二章 原理

### 2.1 阻擋雜質能帶紅外線偵測器

#### 2.1.1 元件結構

標準的 BIB photodetectors 的結構如圖 2-1，主要有四層結構，分別是吸光層、阻擋層以及兩個歐姆接觸層。

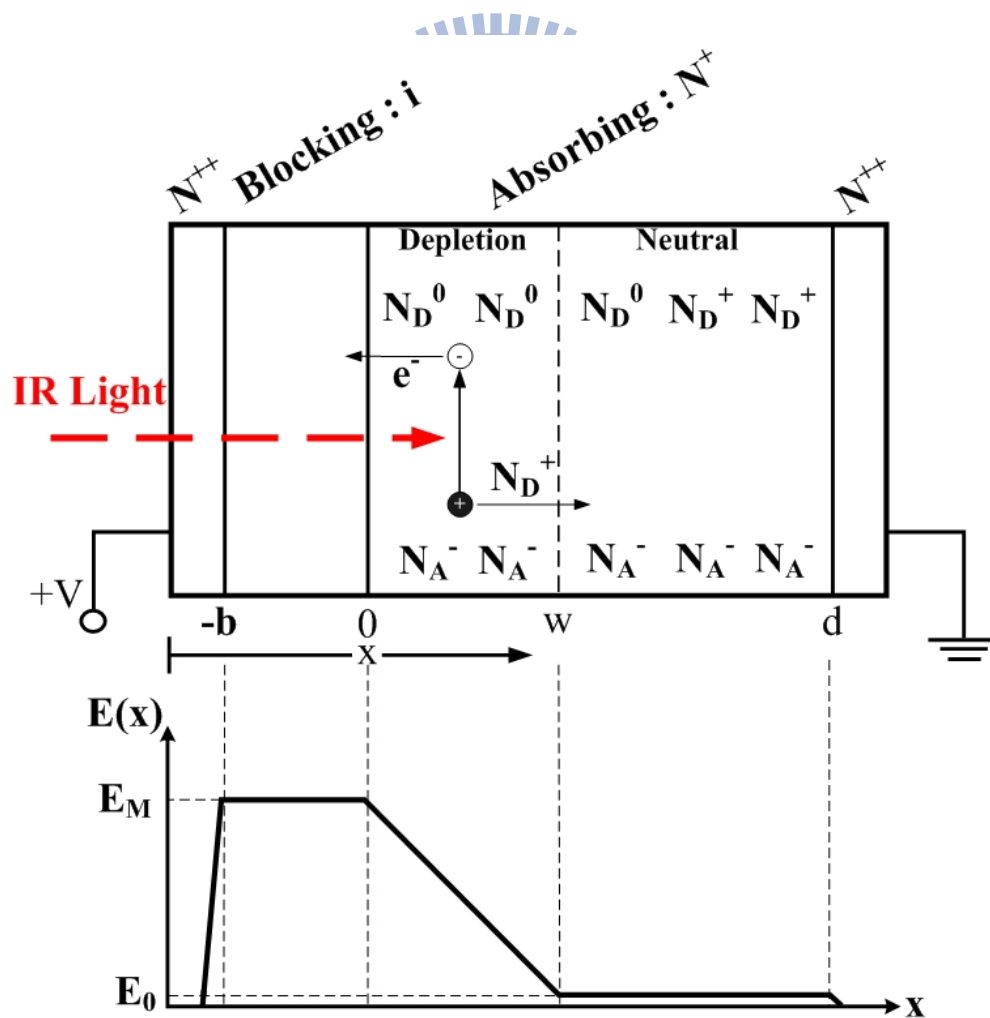


圖 2-1 BIB 偵測器結構示意圖



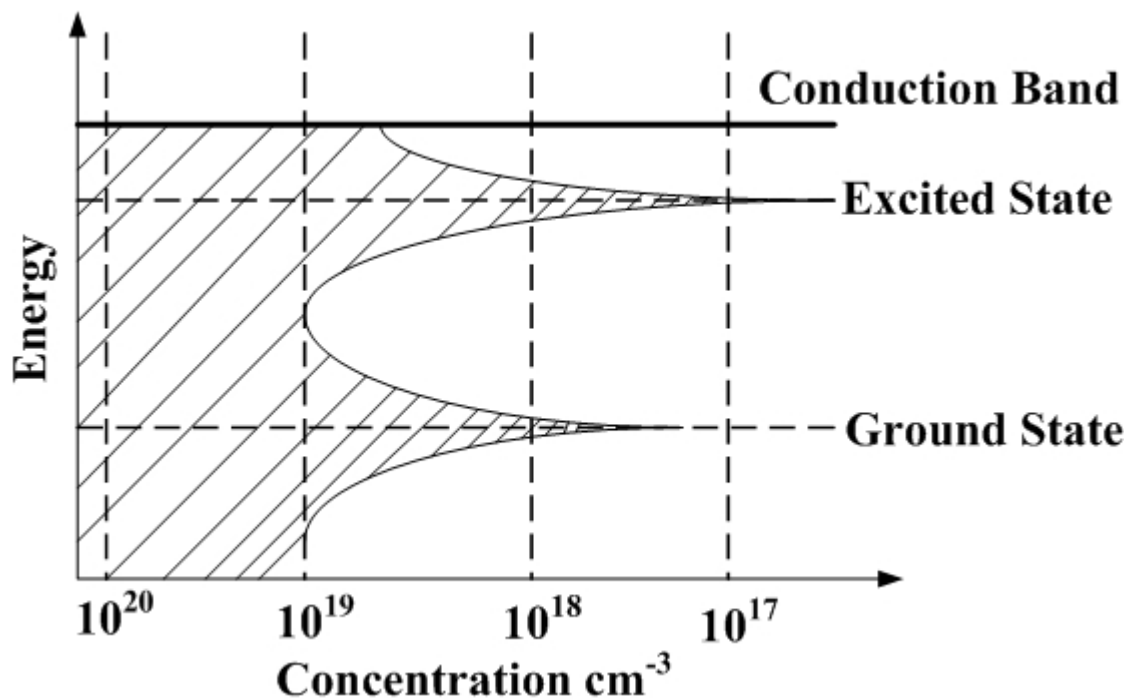


圖 2-2 雜質能階和摻雜濃度的關係

吸光層會摻雜高濃度的雜質，雜質能階(Impurity Level)分布會開始變寬而產生雜質能帶(Impurity Band)(見圖 2-2)，使得更低能量的光可以被偵測。

基於以上的理由，會希望吸光層的摻雜濃度越高越好。但是濃度提升所產生的雜質能帶會對元件產生極不良的後果。對於 *n*-type 半導體而言，雜質能帶的產生，使得電子不用躍遷到導帶(Conduction Band)，只需要利用躍遷傳導(Hopping Conduction)的機制在雜質能帶之間傳輸即可形成電流。對於偵測器而言會希望對於這種不是因為吸收光而產生的電流盡量降低。對於矽而言，此種效應大約在濃度等於  $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3} \sim 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  之間就會開始產生。使得還沒有達到延伸吸收波長的需求之前，已經使得元件無法正常操作了。

為了克服這個問題，引入阻擋層(Blocking Layer)來阻擋躍遷傳導所產生的電流。在吸光層和歐姆接觸層之間插入一層超高純度的半導體層，通常和吸光層的材料是相同的，阻擋層的使用確實有效的降低暗

電流，並且使得利用高摻雜延伸吸收波長的方法變得可行。

### 2.1.2 操作原理

我們使用  $n$ -type 元件來分析(詳見圖 2-2) BIB photodetectors 元件的操作原理。首先，儘管吸光層是個很高摻雜的  $n$ -type 半導體，仍然會有少量的  $p$ -type 雜質存在。假設在低溫下  $p$ -type 的雜質可以獲得形成  $n$ -type 雜質的電子而成為帶負電的 Acceptor( $A^-$ )而  $n$ -type 雜質則失去電子形成帶正電的 Donor ( $D^+$ )。因此元件中會有等量  $D^+$ 和  $A^-$ 分布於吸光層且為電中性。要特別注意的是，對於主要摻雜 Donor 而言，因為高摻雜濃度所產生的雜質能帶，使得電子可以在雜質能帶中傳導，從一個沒有解離的 Donor 躍遷到另外一個已經解離的 Donor，換個角度想，也可以把解離的 Donor 看成一種可移動的帶正電荷的載子。而帶負電荷的解離 Acceptor 則因為沒有這種機制的存在，只能固定在半導體晶格中無法移動。總結來說，吸光層裡面分布著等量的可移動  $D^+$ 和固定不動的  $A^-$ 。

外加偏壓下，電子藉由躍遷傳導來到阻擋層附近累積，使解離的 Donor 被填滿而沒有帶電荷。此時吸光層中只剩下由解離的 Acceptor 所形成的負空間電荷，此空間稱為空乏區(Depletion Region)。其寬度可用下式得到，詳細推導過程見附錄 A：

$$w = \left[ \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 V_B}{qN_c} + b^2} \right] - b \quad (2.1)$$

其中  $q$  = 電子電荷

$\epsilon_0$  = 真空中的介電係數

$\epsilon$  = 所用基材的介電常數

$b$  = 阻擋層的厚度

$N_c$  = 補償摻雜的濃度

由上式可以得知此空乏層的寬度和外加偏壓及補償摻雜的濃度有關，高偏壓、低補償摻雜濃度和小的阻擋層厚度會有較大的空乏層寬度，也即是有更大的有效吸光區域。元件的詳細理論分析可以參考 Szmulowicz and Madarsz[13,14]。

觀察空乏區的雜質分布，主要為沒有解離的 Donor 和已經解離的 Acceptor。當 Donor 吸收光子產生電子到導帶以後，會因高電場加速向正極移動，越過阻擋層而被正電極所收集。與此同時，解離的 Donor 也會因為躍遷傳導往負電極移動。由此可以發現，由於空乏區中解離 Donor 的移出使得復合(Recombination)不容易產生，此機制的存在使得產生的光電子可以很有效的貢獻電流，因此理想上 BIB 元件的光導增益(Photoconductive Gain)為 1。

### 2.1.3 製程需求

好的BIB元件需要良好之製程技術搭配。首先摻雜濃度和各層的厚度要能夠精準的控制，這對磊晶技術就是一個很大的挑戰。摻雜的濃度要高到使得雜質能帶產生，達到延伸吸收波長的需求，但又不能太高使得躍遷傳導的機制太強烈或甚至直接成為簡併(Degenerate)半導體。且因為摻雜濃度如此高，在實作的情況下，不易製作出空間中理想均勻摻雜的吸光層因而會對元件產生相當程度的影響。阻擋層的厚度影響阻擋躍遷傳導的效果以及空乏區的寬度，太寬會使空乏區太窄，吸光效率不好，而太窄又會使得暗電流太大，因此之間的平衡很重要。

除了濃度和厚度影響之外，阻擋層的製作品質也是非常的重要。能

否製作出高純度的阻擋層深深影響著元件的表現，此外傳統的 BIB 結構都是垂直晶圓的方向使用磊晶來製作。因此在製作上層阻擋層時會受下層吸光層結構影響之間的介面品質，阻擋層的純度就會受到影響，可能會含有少量的摻雜。阻擋層和吸光層之間的濃度變化理想上要越劇烈越好，阻擋層的少量摻雜以及濃度的非垂直變化對電場的影響可以參考 Haegel[15,16]數值理論分析。結果顯示阻擋層的摻雜會在阻擋層中產生空間電荷，當電荷量所產生的電場變化量會隨阻擋層的摻雜濃度越高而不可忽略，會大幅度的降低阻擋層中的電場強度，而介面的平緩濃度變化也會有類似的效果。造成元件響應度降低，甚至比傳統的外質光外線偵測器更差。

總結以上的討論，BIB 元件表現關鍵在於(1)阻擋層的品質與厚度、(2)吸光層的摻雜濃度與均勻度之控制與(3)阻擋層與吸光層介面的濃度梯度。



## 第三章 元件設計與製作過程

第一小節中，先概述元件設計的概念以及圖案樣式。下一節中用圖示說明製作步驟並列出詳細的製程參數。

### 3.1 元件設計

為了要達到阻擋層的高純度和吸光層的低補償摻雜，我們使用高純度無摻雜的矽當做基板來達到高純度和低補償摻雜的需求。我們利用離子佈植取代磊晶來對吸光層和歐姆接觸層做雜質摻雜。元件設計的概念主要是使用離子佈植取代磊晶，還有固定電極間距，變化 blocking layer 與 active layer 相對寬度來探討元件偵測特性變化並與垂直結構做比較

有別於傳統的垂直性結構(見圖 3-2)，我們把 BIB 的四層結構做在水平方向上，利用黃光微影製程來控制不同區域的離子佈植摻雜濃度。參考圖 3-1，黑色的區域為正負電極，紅色的部份為離子佈植摻雜的吸光區，而白色的部份則是利用矽基材本身的高純度來當作阻擋層，利用多道光罩可以成功定義出各個區域。

我們改變阻擋層寬度，分別為  $30\mu\text{m}$  和  $10\mu\text{m}$  並比較特性。

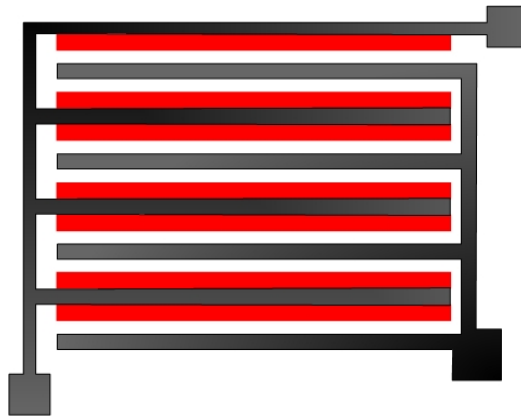


圖 3-1 元件表面區域示意圖

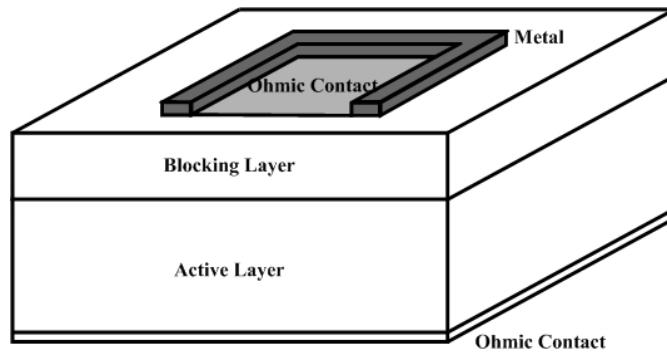


圖 3-2 垂直結構示意圖

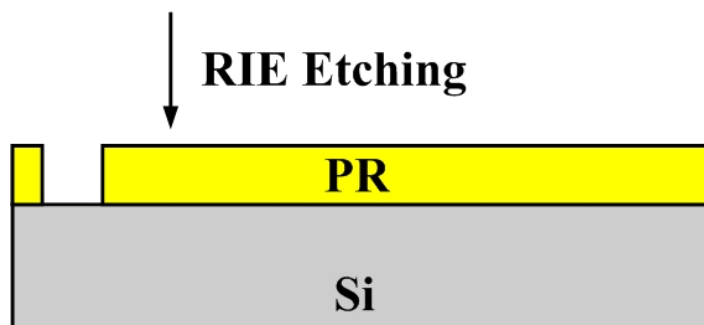
### 3.2 元件製作流程

製程步驟如圖所示：

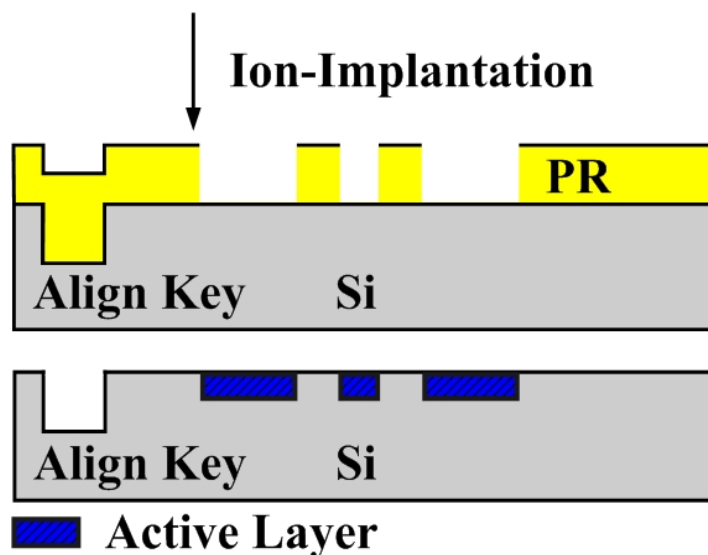
1. RCA Clean：去除微小顆粒、金屬離子和有機分子等髒汙。



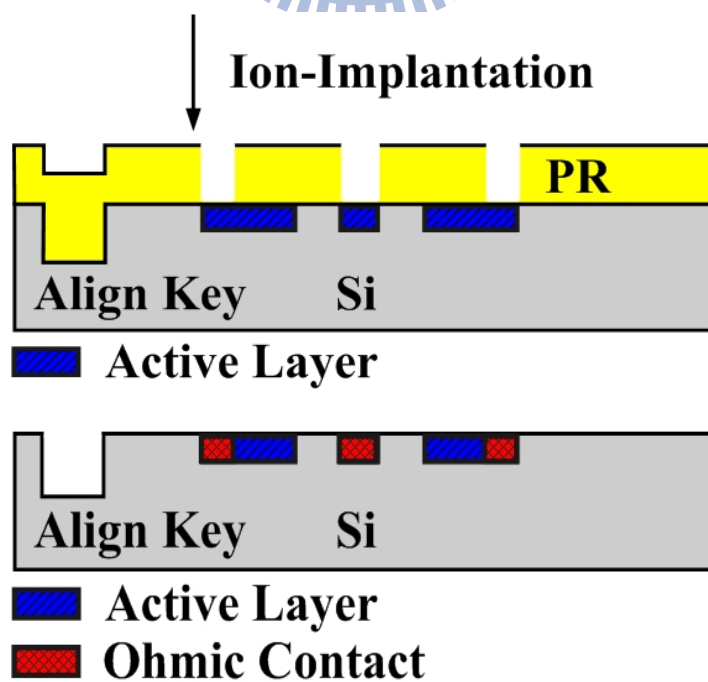
2. 第一道光罩及黃光微影：在矽晶圓上蝕刻出約  $5\ \mu\text{m}$  左右的溝槽當作 Align key，作為對準後續的光罩之用。



3. 第二道光罩及黃光微影：定義出吸光層(Absorbing Layer)後使用離子佈植(Ion-Implantation)作摻雜(詳見附錄 B)。

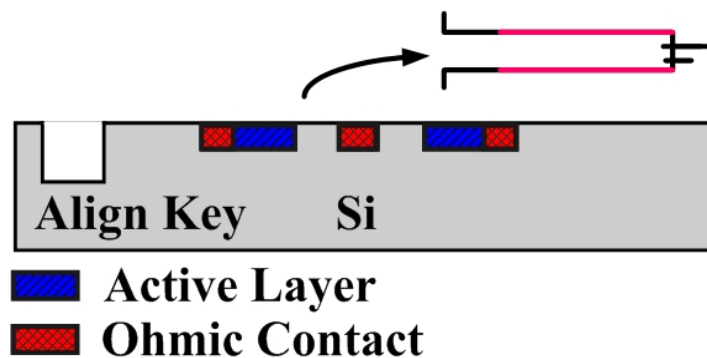


4. 第三道光罩及黃光微影：定義出歐姆接點區(Ohmic Contact Region)後使用離子佈植(Ion-Implantation)作摻雜(詳見附錄 B)。

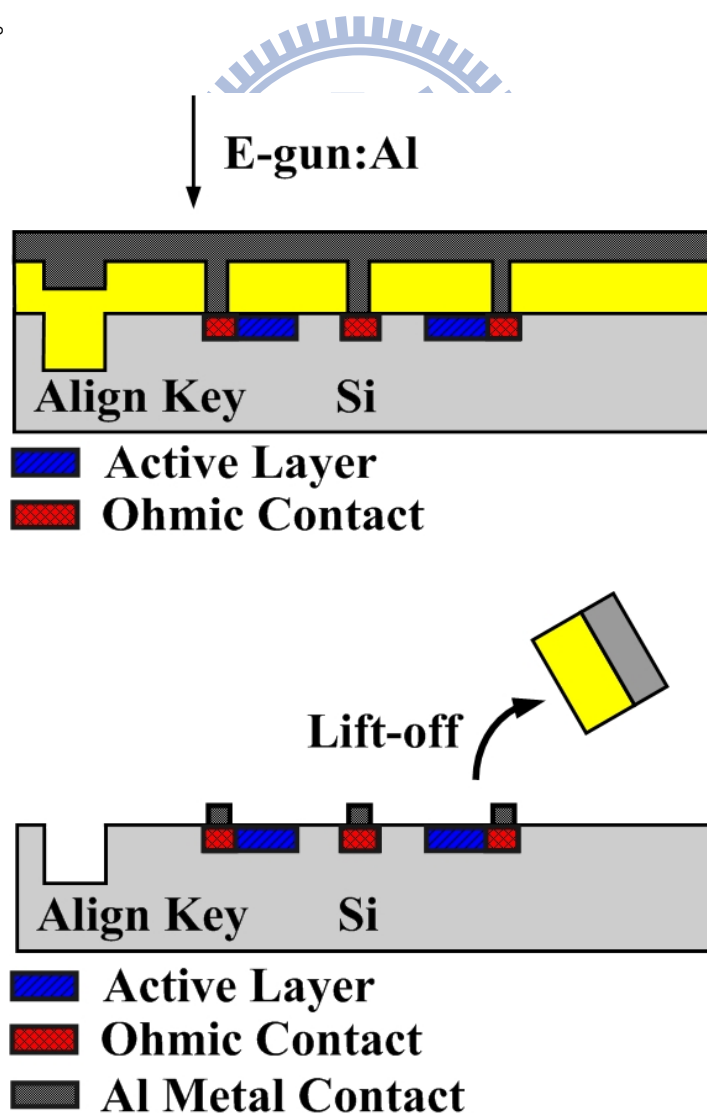




5. 高溫爐管：退火(Annealing)製程，用以活化被植入的離子，使其位於適當的置換位置，以及復原因離子佈植造成之矽晶格的斷裂或損壞，使材料的移動率與其它材料參數可以得到復原。950°C 30 mins

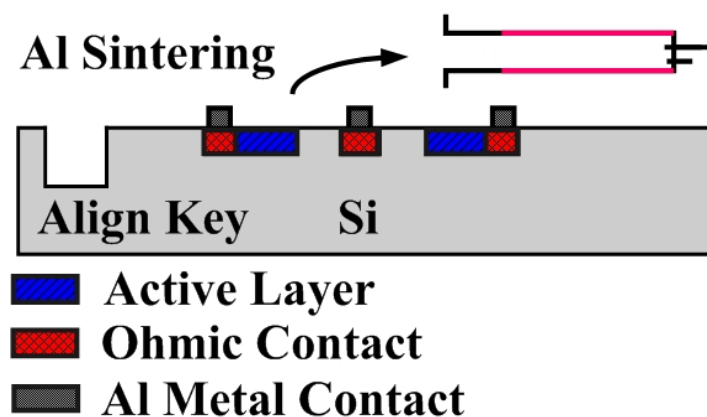


6. 最後一道光罩及黃光微影：使用 E-Gun 和光阻 Lift-Off 技術製作金屬接點。

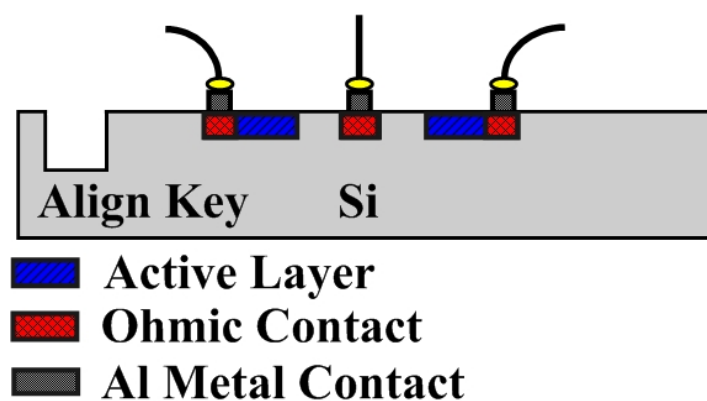




7. 高溫爐管：金屬燒結(Metal Sintering)製程，讓歐姆接點區和鋁的接觸介面上形成些許的矽化鋁，可增加金屬-半導體接觸品質。400°C  
15 mins



8. 切割與打線：將元件切割成適當的大小後，用低溫真空膠(G varnish)黏附在銅片上。接下來使用打線機(Wire Bonding)將金線連接金屬接點與黏附在銅片的陶瓷片上，再用金屬熱焊接的方式把導線焊接到陶瓷片上，即可透過導線把元件訊號連結到量測機台。



黃光製程參數以表詳列如下：

1. HMDS			20~30mins
2. 上光阻	Spinner : AZ4620	1500rps	15s
	厚度約 6 $\mu$ m	4500rps	40s
3. 軟烤	Hot Plate	90°C	180s
4. 曝光	Aligner	汞燈 6.7mW	50s
5. 顯影	Bench	AZ300	65s
6. 定影	Bench	水	5mins
7. 硬烤	Hot Plate	120°C	30mins
8. 去光阻	Bench	丙酮	5mins

表 3-1 黃光製程 A

1. HMDS			20~30mins
2. 上光阻	Spinner : FH6400	1500rps	15s
	厚度約 1.5 $\mu$ m	3500rps	25s
3. 軟烤	Hot Plate	90°C	90s
4. 曝光	Aligner	汞燈 6.7mW	20s
5. 顯影	Bench	FHD5	60s
6. 定影	Bench	水	5mins
7. 硬烤	Hot Plate	120°C	30mins
8. 去光阻	Bench	丙酮	5mins

表 3-2 黃光製程 B

## 第四章 實驗原理與量測方法

使用半導體製程把元件實際做出來以後，接下來的工作就是量測偵測器的特性，來評斷製程的好壞以及結構設計的優劣。在本章會依序介紹數個量測系統如何量測元件，並定義和簡介這些量測出來的結果參數如何描述偵測技的特性。

### 4.1 I-V 直流特性分析

元件的 I-V 關係是很重要的。對於一個新的元件，它是讓我們初步了解元件特性的方法，有沒有符合預期的基本直流特性。

我們使用 Keithley 2602 source meter 來量測 I-V 直流特性，量測系統架設如圖 4-1。這台儀器使用四端點量測，施加直流電流給待測元件，然後量測待測元件兩端的電壓值，而得到 I-V 曲線關係圖(受限於安裝之導線數目,此 I-V 曲線包含線阻,但因遠小於樣品電阻故忽略不計)。使用 GPIB 界面把 Keithley 2602 source meter 連結到電腦，再用 LabView 軟體控制量測參數，增加變更參數的方便性及控制儀器的簡便度。

元件所需要量測的 I-V 直流特性包括暗電流(Dark Current)與背景光電流(Background Photocurrent)兩種。暗電流是待測元件處於完全沒有光照射的環境下，所表現的 I-V 直流特性。顯而易見的會希望暗電流越小越好。因為電流是我們偵測訊號的來源，當然會希望所有的訊號都是來自於光所產生的光電流，而暗電流的來源不是藉由吸收外界光子所產生的，所以能夠儘量排除是越好的。而暗電流對雜訊的貢獻，這會影響到可偵測的最小光強度以及光電流訊號的穩定。我們把低溫恆溫器(Cryostat)之中的待測元件抽離光路來模擬出完全沒有光照射的環境。當然低溫恆溫器的腔壁會發出微弱的黑體輻射，甚至固定待測

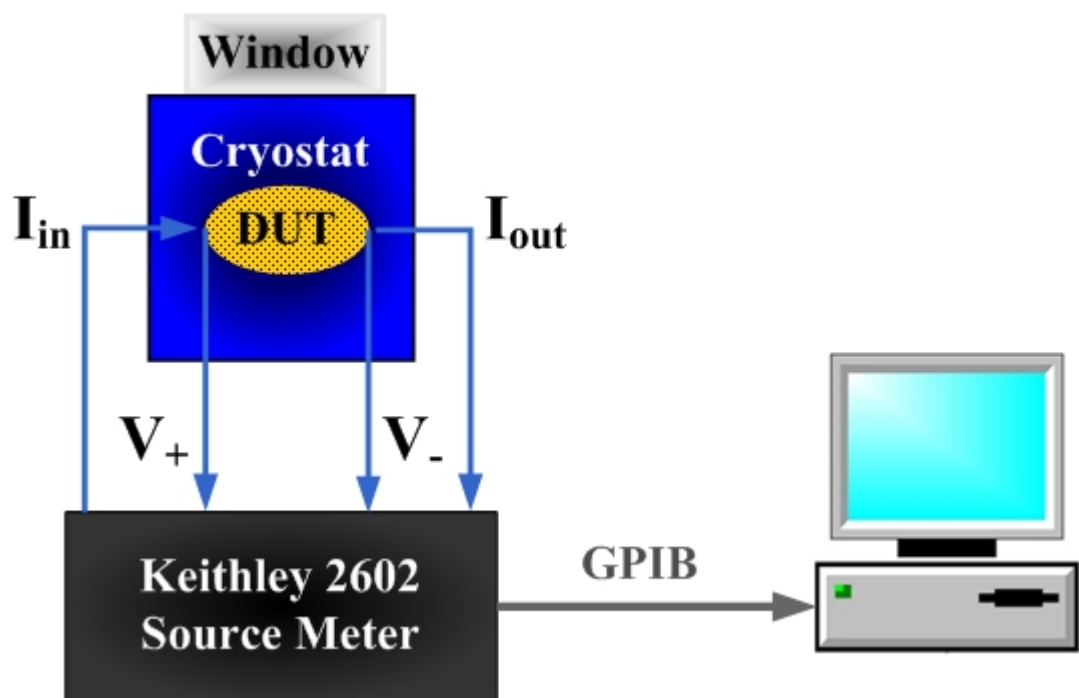


圖 4-1 I-V 直流特性量測系統架設圖

元件的不銹鋼管和銅片一樣會造成影響。不過，因為它們與元件都同樣處於 6K 極低溫下，我們就忽略它們所造成的影響。

就算排除掉反射光及其他影響，偵測器所處的背景空間也非絕對無輻射的。例如，在黑暗的太空中仍有 3.5 K 的黑體輻射或在常溫的環境中會有 300 K 的黑體輻射。這些背景輻射無所不在而無法去除，所以無論偵測系統本身如何優異，背景輻射變成了偵測極限。因此元件除了本身的暗電流以外，還有背景操作環境下所造成的背景光電流，這時候就必須要考慮背景光電流的特性以及其對雜訊的貢獻和影響。當把元件操作在背景光電流大於暗電流的工作點的時候，偵測器的能力將完全由背景輻射所限制，此時稱為背景限制光偵測器 (Background Limited Infrared Photo-detector: BLIP)。通常會把偵測器操作在這個狀況下，因為這個時候雜訊純粹由背景輻射所主導，比較容易藉由理論公式來預測偵測的行為。

而背景光電流正是探討元件在實際操作的環境下之 I-V 直流特性。

除了所要偵測的紅外線光源之外，任何其它輻射光源所造成的影響(諸如：6 K 環境的輻射，打開窗口(Window)後的外界的室溫輻射等)都要納入考慮。

## 4.2 傅立葉轉換紅外線頻譜分析儀

我們使用傅立葉轉換紅外線頻譜分析儀(Fourier Transform Infrared Spectroscopy - 以下簡稱 FTIR)來量測元件的頻譜響應(Spectrum Response)。本實驗室的量測儀器型號是”Bruker IFS 66v/S”，相關原理可以參考 Werner[17]。

頻譜響應所描繪的是偵測器能夠吸收哪些波長的光，把偵測器所產生的訊號(電流或電壓)對光波長作圖，解析出哪些波長的光對訊號做出貢獻。通常使用相對頻譜響應(Relative Spectrum Response)來描述之。所謂的相對頻譜響應是指把整個頻譜圖中對訊號貢獻最強的值設為 1，然後把此峰值所對應的波長定義為響應峰值波長(Peak Response Wavelength)。因此觀察整個相對頻譜響應可以得知其它波長的響應強度相對於響應峰值的強度的比值。

FTIR 的量測系統架設如圖 4-2。放置在低溫恆溫器(Cryostat)中的待測元件(DUT)被經過邁克森干涉儀調變的紅外線光源照射後，會產生光電流訊號。訊號先經過 SR570 電流放大器放大後再輸回 FTIR 的 AD Converter 做資料取樣，最後經過傅立葉轉換，我們就可以得到光電流的頻譜圖。此外 SR570 電流放大器也兼具提供直流偏壓於待測元件的作用。

得到了待測元件在紅外線光源照射下的光電流頻譜圖以後，我們還需要量測紅外線光源的頻譜圖。要獲得紅外線光源的頻譜圖，只需把紅外線光源經邁克森干涉儀調變後直接打到熱敏偵測器(Silicon Bolometer)上(我們假設使用的熱感偵測器 Silicon bolometer 之頻率響

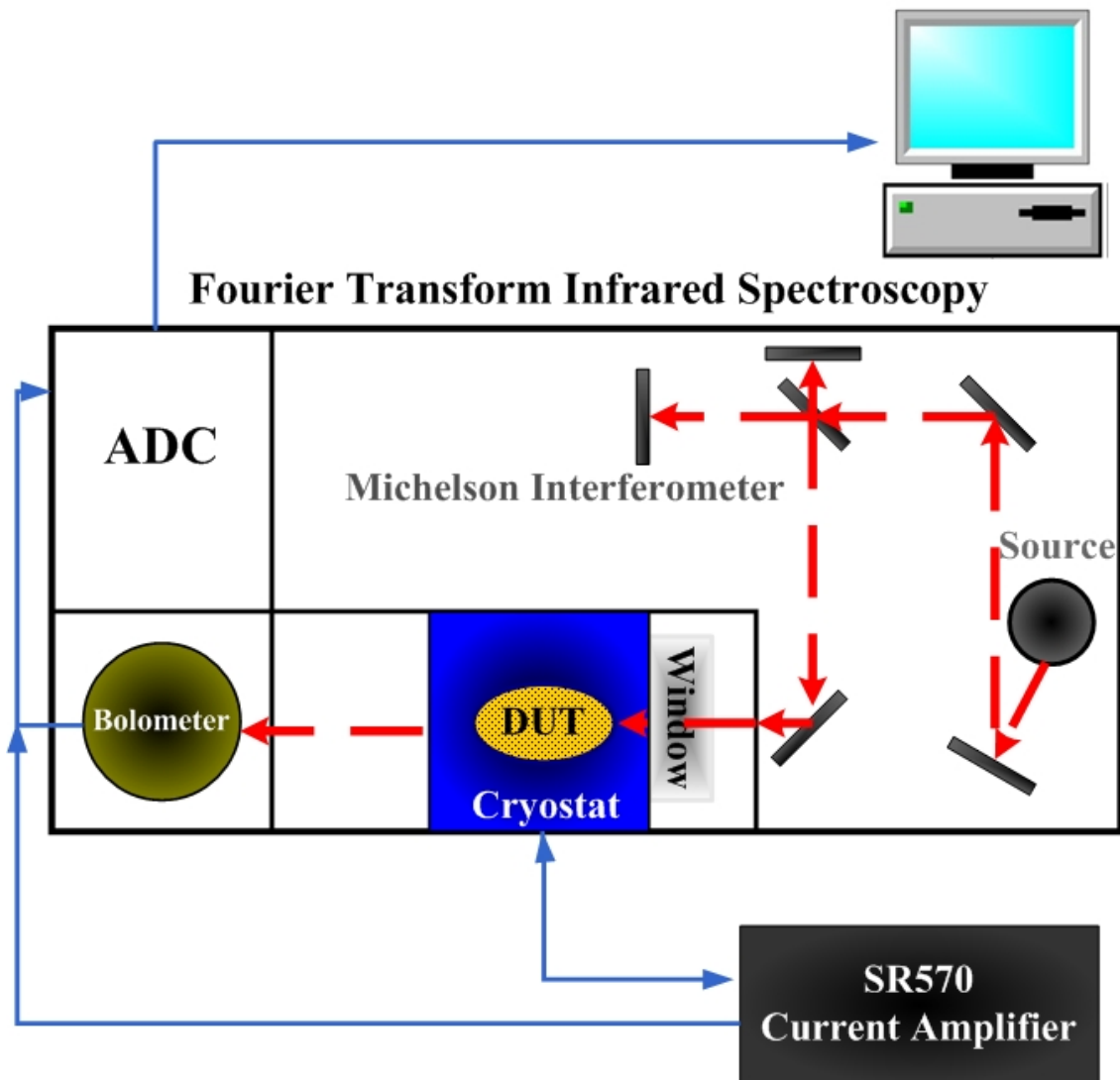


圖 4-2 FTIR 量測系統架設圖

應不隨波長改變)，再把電流訊號輸入 FTIR 做處理即可。把兩個頻譜圖在相對應的波數下相除，並把響應峰值定為 1，對整個圖形做歸一化後，即可得到相對頻譜響應的圖形。

當紅外線光源要打入放置低溫恆溫器內的待測元件時，會經過一個圓形的窗口(Window)。我們使用的窗口材質為白色 HDPE 塑膠，其可通過的紅外線波數範圍為  $< 700 \text{ cm}^{-1}$ ，因此這個也限制了我們可以量到的光電流訊號的頻譜範圍。



### 4.3 黑體輻射光源與鎖相放大器

響應度(Responsivity)的定義是偵測器輸出訊號除以入射光的功率。對於大部分的紅外線偵測器而言，輸出訊號大多為電壓訊號或是電流訊號。而電導偵測器輸出電流訊號，因此又把電導偵測器的響應度又稱之為光電流響應。響應度定義中的分子為輸出電流值，所以其單位可以表示為安培除以瓦特(A/W)而公式如下：

$$R = \frac{I_{sig}}{P} \quad (2.1)$$

其中  $I_{sig}$  = 光電流訊號

$P$  = 入射光功率



顧名思義，它是用來描述入射光的單位功率可以產生多少的光電流值。它可以讓我們很直觀的去了解元件所能夠產生的訊號強度，儘管它簡化了很多外部電路所產生的影響。

為了求得響應度，必須知道(1)輸入光源的實際功率(2)此光源功率所產生的電流訊號值。

針對這個參數的量測，最常使用的方法為使用黑體(Blackbody)輻射當作輸入光源，並使用截波器(我們使用  $f_{\text{Chopper}}=500\text{Hz}$ )對黑體輻射光源作調變，最後使用鎖相放大器(SR 850 Lock-in Amplifier)得到黑體輻射照射所造成的元件訊號，儀器架設如圖 4-3。

使用這一套系統有幾個好處。首先黑體輻射的出射率(Exitance)是可以被輕易求得的。無論是理論公式的計算或是查表格，都可以獲得在不同溫度或是不同波數區間的黑體輻射總功率，甚至可以知道每一

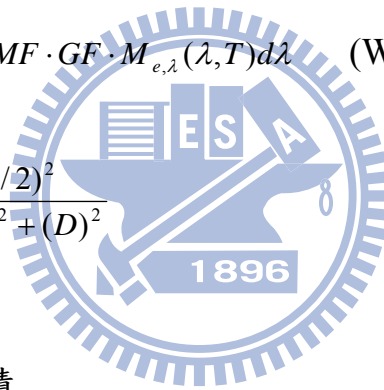
個波數的出射強度，這對於我們的參數計算有很大的幫助。

此外，使用截波器調變黑體輻射光源並搭配鎖相放大器量測光電流訊號的好處是降低雜訊的影響以及較容易量測到微小的光電流訊號。因為黑體輻射的輸出功率不大，加上我們偵測器所能夠偵測到的頻段離黑體輻射峰值稍遠，使得待測元件上所接收到光的總功率相對較低。

黑體輻射設定在 1000 K，發出來的光經過光圈、截波器和窗口以後，進入低溫恆溫器照射到待測元件。待測元件的訊號先經過 SR570 電流放大器放大後，再輸入鎖相放大器後經鎖相放大器處理而得到光電流值。待測元件所接收到的黑體輻射總功率可用以下各式求得：

$$P = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} A \cdot T \cdot MF \cdot GF \cdot M_{e,\lambda}(\lambda, T) d\lambda \quad (\text{W}) \quad (4.1)$$

$$GF = \frac{(d/2)^2}{(d/2)^2 + (D)^2}$$



其中  $A$  = 元件的面積

$T$  = 窗口的穿透率

$MF$  = 截波器的調變因子

$GF$  = 元件所看到光源的視角因子

$M_{e,\lambda}(\lambda, T)$  = 黑體輻射在單位波長及單位面積的輻射功率

詳細的計算過程與參數數值在附錄 C 中有詳細的推導與說明。值得一提的是，黑體輻射在單位波長及單位面積的輻射功率我們是使用(4.2)式來計算的：

$$M_{e,\lambda}(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad (\text{W}/(\text{cm}^2 \cdot \mu\text{m})) \quad (4.2)$$



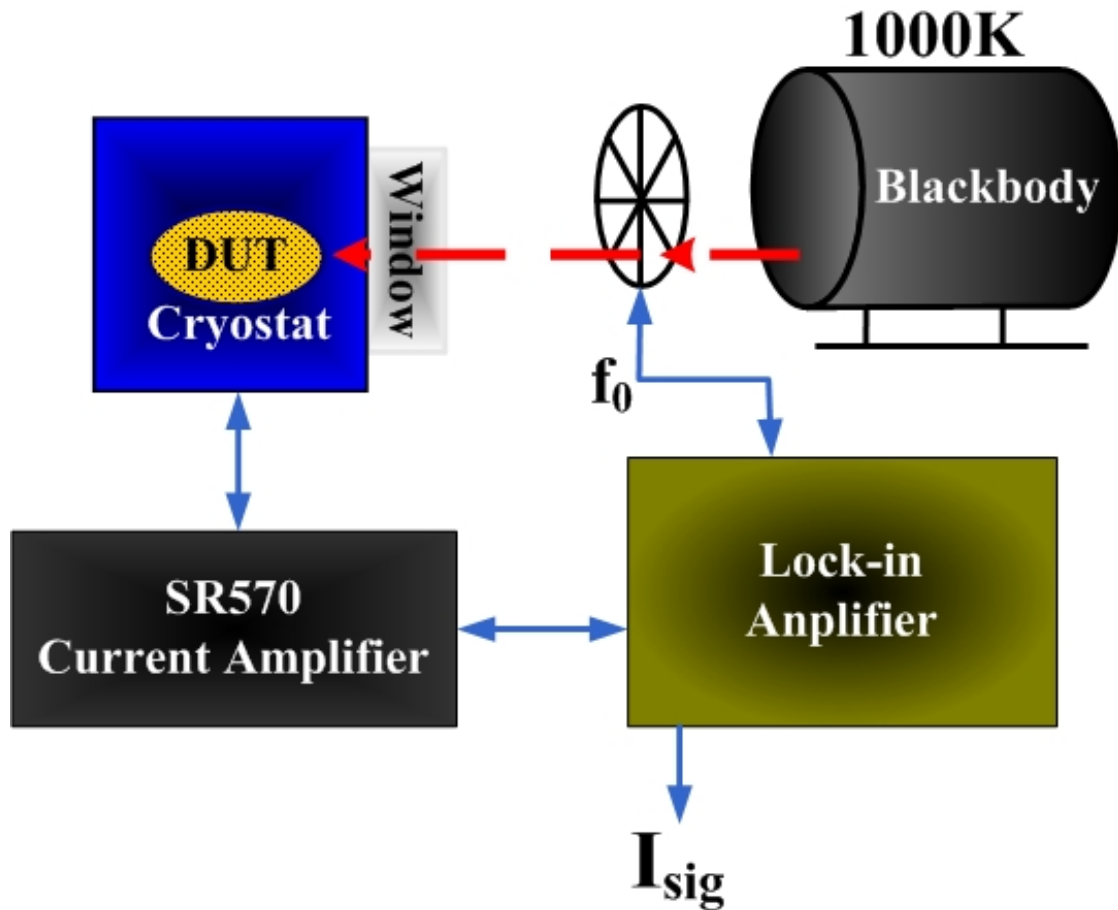


圖 4-3 光電流響應量測系統架設圖

## 4.4 雜訊分析

光導偵測器的雜訊來源主要為熱雜訊(Thermal Noise 又稱 Johnson Noise)、1/f 雜訊(又稱為 Flicker 雜訊)以及 G-R 雜訊(Generation-Recombination Noise)。

熱雜訊主要來自電阻性元件內部貢獻電流的載子因熱而產生的移動隨機性，可表示為電壓或電流形式，取決於我們的偵測器輸出訊號是電流還是電壓：

$$i_N^2 = \frac{4kT\Delta f}{R}$$

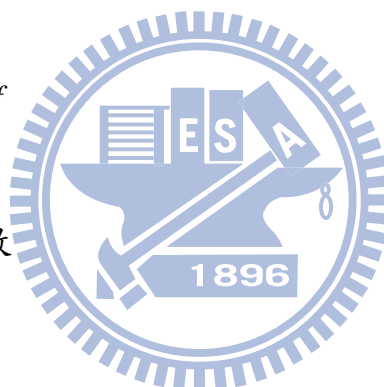
$$v_N^2 = 4kTR\Delta f$$

其中  $k$  = 波茲曼常數

$T$  = 絕對溫度

$R$  = 電阻

$\Delta f$  = 雜訊頻寬



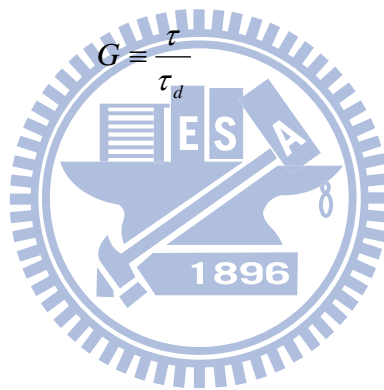
1/f 雜訊對於大部分的半導體而言，產生的原因還不能夠確切的了解，但比較有可能的是表面效應、晶體的不完整或是電極的非歐姆接觸等所造成的。1/f 雜訊是個和頻率很有關係的雜訊，因為其強度和頻率成反比，所以在低頻的時候非常大，此外 1/f 雜訊也跟電流平方成正比，表示如下：

$$i_N^2 \propto \frac{I^2}{f} \Delta f$$

其中  $I$  = 操作電流  
 $f$  = 操作頻率  
 $\Delta f$  = 雜訊頻寬

G-R 雜訊的產生來源是由於在半導體內，自由載子的貢獻來自於生成(Generation)與復合(Recombination)，而生成速率與復合時間個別的隨機性，造成半導體內部載子的濃度擾動(fluctuation)而形成了雜訊。表示如下

$$i_N^2 = 4qIG\Delta f$$



其中  $I$  = 操作電流  
 $G$  = 光導增益  
 $\Delta f$  = 雜訊頻寬

$\tau$  = 自由載子的生命期(lifetime)

$\tau_d$  = 自由載子穿過兩個電極所需要的時間

雜訊的量測使用 FFT 頻譜分析儀。此儀器適用於 1024KHz 以下的頻率，頻寬已經很足夠分析我們的偵測器的使用。儀器的架設如圖 4-4 所示。把元件放在低溫恆溫器之中以後，雜訊訊號先經過 SR-570 電流放大器，再用 BNC 接頭接到 SR785 FFT 頻譜分析儀，量測不同偏壓點下的雜訊頻譜圖。量測出的圖形單位是  $V/\sqrt{Hz}$ ，除以 SR-570 電流放大器的倍率以後，即可得到電流雜訊頻譜圖。量測出的圖形縱軸單位是  $V/\sqrt{Hz}$ 。

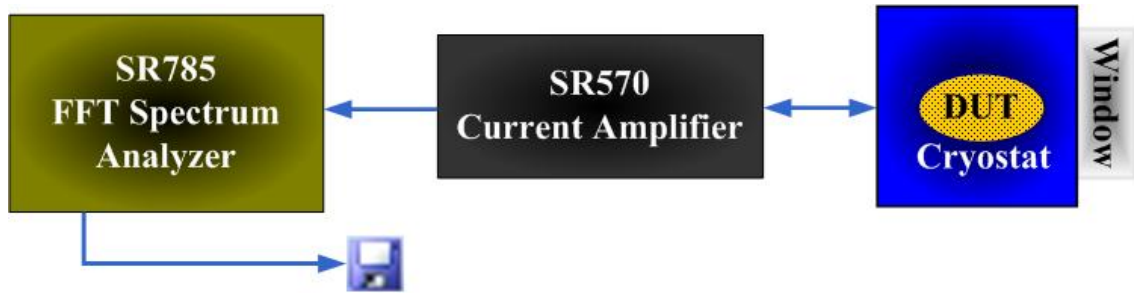


圖 4-4 雜訊頻譜量測系統架設圖

光導偵測器的雜訊包含熱雜訊、G-R 雜訊和  $1/f$  雜訊。所以量測到的總電流雜訊可以表示為：

$$I_n^2 = I_{n,Johnson}^2 + I_{n,G-R}^2 + I_{n,1/f}^2$$

在對偵測器特性作量測的時候，大多會使用截波器把光訊號作調變，所以元件通常會操作在遠離  $1/f$  雜訊影響的頻率之下。因此我們不考慮低頻的  $1/f$  雜訊影響，再用熱雜訊的公式大約估計 6K 時熱雜訊的值，結果會比 G-R 雜訊小兩個數量級以上，只有在高頻的地方， $1/f$  雜訊和 G-R 雜訊都幾乎消失的頻段才會有熱雜訊的影響，因此在量測光電流響應的頻率下(500Hz)可以忽略熱雜訊的影響。

## 4.5 偵測度

偵測度(Specific Detectivity，通常簡稱 Detectivity 或是 D- star)，是用來評量偵測器優劣的最終參數。當偵測度的值越大時，代表這是一個比較好的偵測器。偵測度的定義：

$$D^* = \frac{R \cdot \sqrt{A}}{i_n / \sqrt{\Delta f}} \quad (\text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W})$$

偵測度可以被理解為入射  $1\text{ W}$  的光到面積為  $1\text{ cm}^2$  以及雜訊頻寬為  $1\text{ Hz}$  的偵測器中，所能夠產生訊號為雜訊的幾倍。因此可見偵測度是個數值越大越好的參數。藉由乘以面積的開根號，偵測度也把面積的效應消除掉了，因此可以更客觀的去描述元件的優劣。

接下來介紹如何計算偵測度。根據公式分子的  $R$  為光電流響應，把前面所量測到的結果直接代入即可。 $A$  為元件吸收光的面積是由我們自行設計元件結構計算即可得知。最後剩下電流雜訊頻譜密度。

因為我們已經把元件操作在 BLIP 的條件下，所以雜訊都由背景輻射主導，所以直接量測  $300\text{ K}$  背景光電流的雜訊頻譜圖，並取元件操作頻率附近的值作幾何平均，在理想 G-R 雜訊值不隨頻率改變的假設下，以即為元件的 G-R 雜訊。綜合以上方法就可以計算得到偵測度。



## 第五章 實驗結果與討論

本章節共分三個部份。首先討論元件的暗電流、背景光電流和雜訊的表現，第二部份探討光電流頻譜，最後一節則比較元件的響應度和偵測度。

本元件的摻雜為 p-type 的硼。操作的溫度為 6 K，略低於 Si(B) Photocouductor 的 10 K。並變化了兩種阻擋層的厚度，分別為樣品 A 的 30  $\mu\text{m}$  與和樣品 B 的 10  $\mu\text{m}$ ，探討在平面結構下，厚度產生的影響。

### 5.1 電流與雜訊分析

圖 5-1 和圖 5-2 分別為樣品 A 和樣品 B 的電壓電流曲線圖，可以發現背景光電流都大於暗電流，兩個元件都符合需求操作在 BLIP 的狀況下。

圖 5-3 和圖 5-4 為樣品 A 和樣品 B 的雜訊電流對應電流圖。從雜訊電流公式可知： $i_N^2 = 4qIM^2\Delta f$  如同預期的，(1)和電流成正比，所以當電流增加幅度趨緩，雜訊電流也趨緩，(2)和  $M$  成平方正比，此時  $M$  的增加幅度也會趨緩( $M$  的物理意義和隨電壓變化的特性之後會說明)。樣品 A 的雜訊強度隨著電流增加而變大。而樣品 B 的雜訊強度在大約 0.4 V 左右突然增加，和電流在 0.4 V 左右大幅度的增加有關。在 0.4V 因為電場夠大產生撞擊游離使得電流大幅度上升，且  $M$  也開始變大，使得雜訊電流大幅度增加。到了更高電壓以後，樣品 B 的雜訊增加幅度就漸趨平緩。

圖 5-5 為雜訊頻譜圖。在低電壓的時候，由電流所產生的 G-R 雜訊還沒有很強，所以高頻的雜訊較低由熱雜訊主導。高電壓的時候，電流變大，G-R 雜訊對於高頻的影響變大，強過熱雜訊。因此在高頻

的雜訊不會和低電壓一樣向下降。而我們主要取 500Hz 附近的平均值當作 G-R 雜質的值。

雜訊電流相較於傳統的磊晶製作的元件( $10^{-14} \text{ A} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ )較大的原因可能為(1)退火製程所造成的雜質擴散，破壞了介面的特性，使得暗電流很大。使用 RTA 製程或許可以改善這樣的情況。(2)離子佈植的時候會有入射角度的存在，使得介面的定義不明或是品質不佳，減少 Mask 材質的厚度可能可以改善。

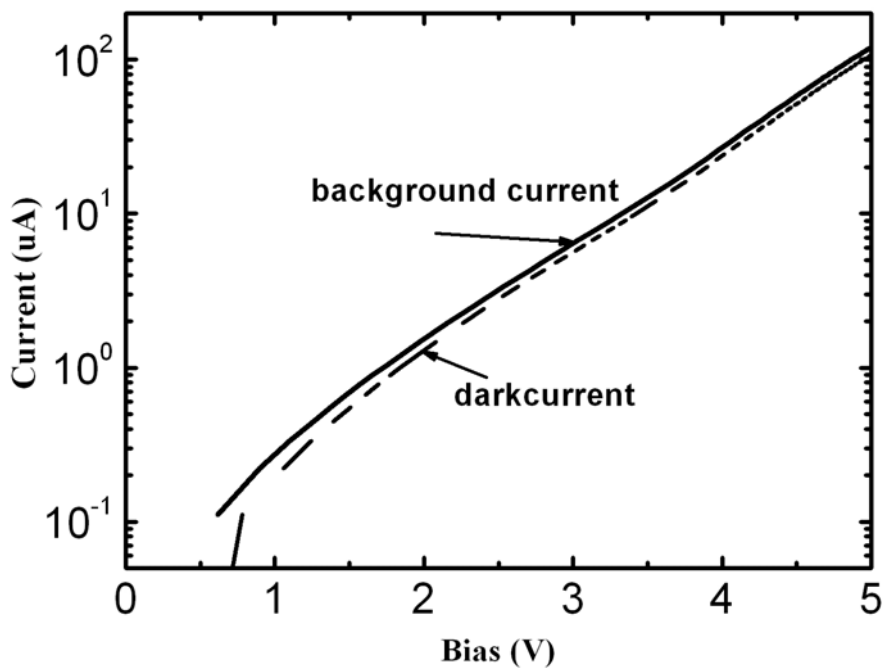


圖 5-1 樣品 A 的 I-V 曲線圖

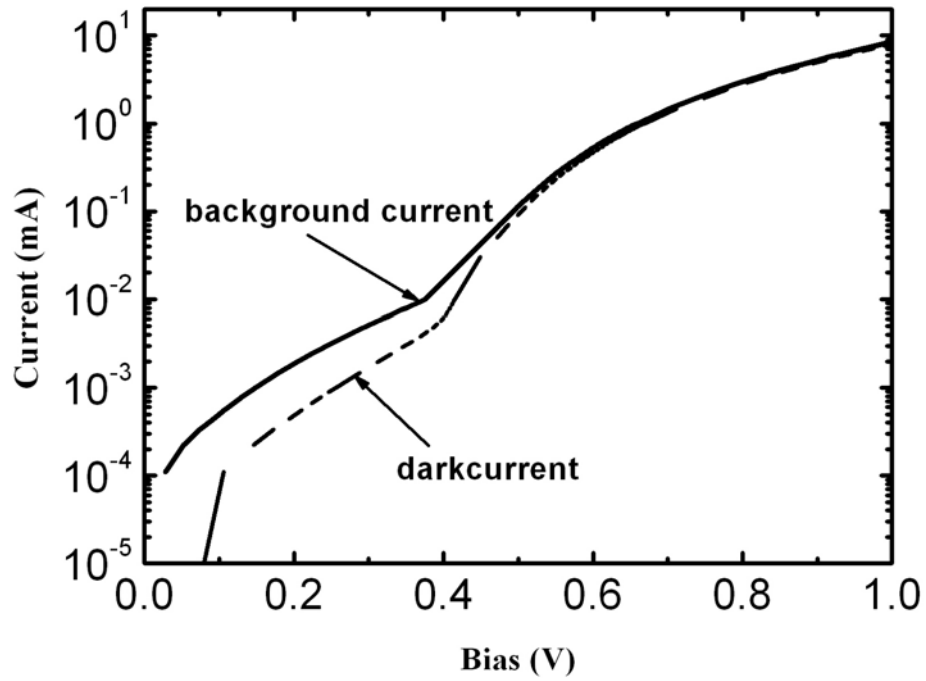


圖 5-2 樣品 B 的 I-V 曲線圖

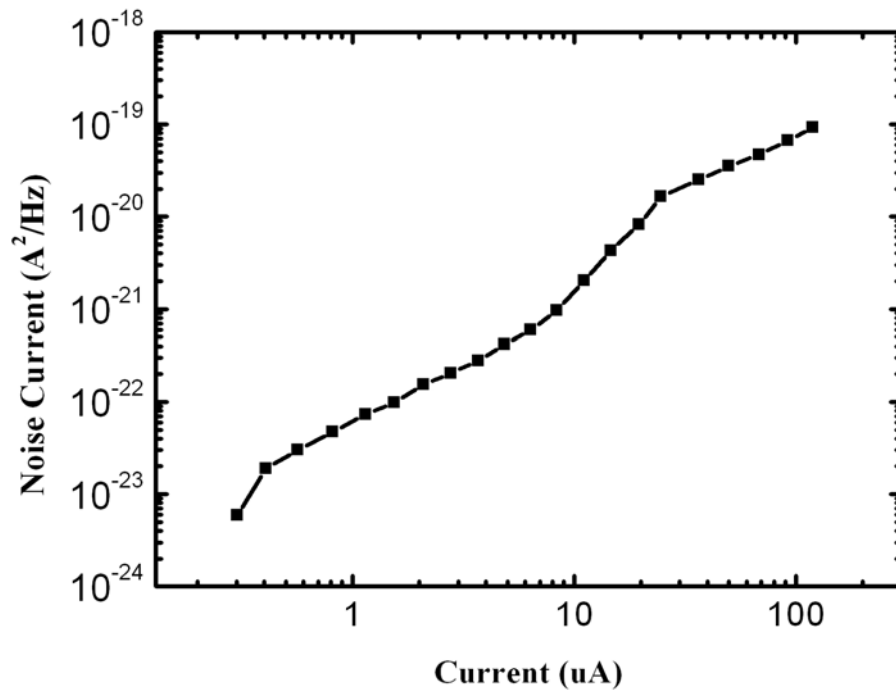


圖 5-3 樣品 A 的雜訊電流圖



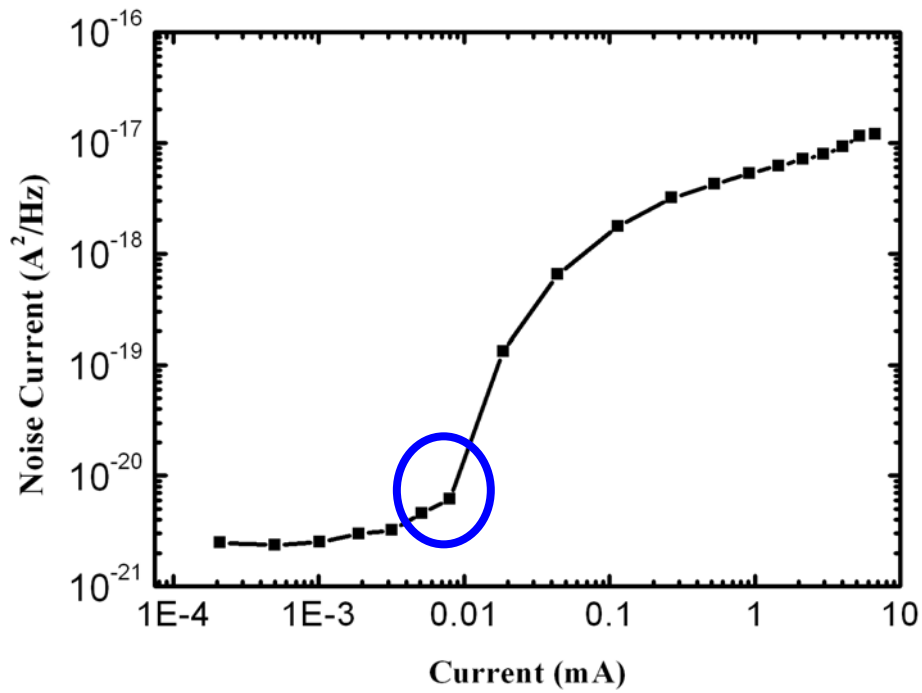


圖 5-4 樣品 B 的雜訊電流圖

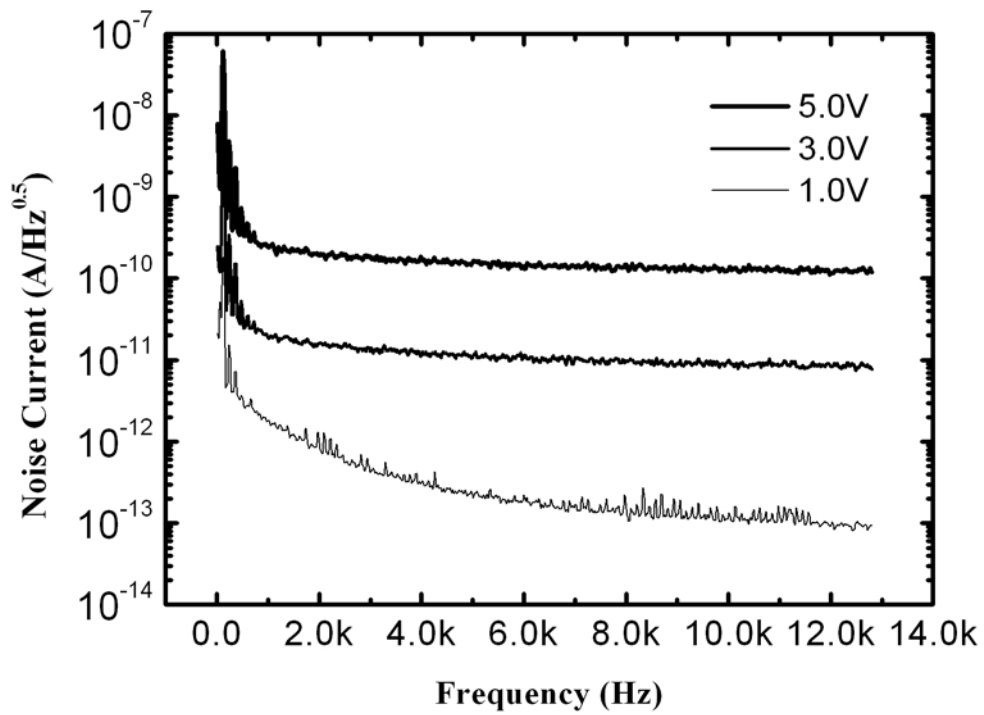


圖 5-5 不同電壓下的雜訊頻譜圖

## 5.2 光電流頻譜

圖 5-6 為樣品 A 的光電流頻譜圖。長波長的吸收可以在圖中被觀察到，代表增加樣品摻雜濃度的方法是成功的。硼的 1s 雜質能階到價帶的游離能大約為 44 meV(354  $\text{cm}^{-1}$ )，因此理論上 Si(B)偵測器只能偵測到 354  $\text{cm}^{-1}$  的頻段。見圖 5-7 為 Si(B)的實際量測數據，圖中顯示 Si(B)所量測到的最遠範圍約為 28  $\mu\text{m}$  (357  $\text{cm}^{-1}$ )，強度就開始下降，到了 30 $\mu\text{m}$  (333  $\text{cm}^{-1}$ )以前已經幾乎等於零。而我們量測的結果，最遠到 250  $\text{cm}^{-1}$  都有貢獻電流，而在 300  $\text{cm}^{-1}$  前都還有十分之一的貢獻。

再觀察樣品 B 的光電流頻譜圖，發現會隨著電壓變大，使得圖形產生改變。和樣品 A 做比較，在低電壓的時候圖形是一致的，而稍微增加電場以後，樣品 B 的圖形多了兩個峰值。而且隨著電壓越變越大，峰值的強度也越來越大。再仔細觀察峰值隨電壓變化的趨勢，較大波數的峰值在 0.5~0.6V 時的成長趨勢已經趨緩，而較小波數的峰值在 0.5~0.6V 仍有相當的成長。圖 5-9 則顯示到了更高電壓以後，整個圖形都呈穩定狀態。

試著與 Si(B)的吸收頻譜作比較，見圖 5-10。可以發現那兩個峰值：319  $\text{cm}^{-1}$  和 278  $\text{cm}^{-1}$  和 Si(B)吸收頻譜的兩個峰值：No.2\_278  $\text{cm}^{-1}$  和 No.4\_318  $\text{cm}^{-1}$  在差不多的位置。因此推斷這兩個峰值的產生有幾個和硼的雜質能階有關係。可能的原因：

1. 在高摻雜的情況下，獨立的雜質能階已經形成雜質能帶而和價帶結合在一起，但在離雜質基態(Ground State)較近的雜質激發態(Excited State)能階已經有變寬但沒有完全併入價帶中。因此被光激發到這些能帶的電子或電洞需要再一次的激發才能夠到價帶以形成光電流。而因強電場而帶有高能量的自由載子所產生的撞擊游離就是激發這些電子或電洞的最好方法。因此才會在高電場的時候有那兩個峰值的出現。

2. 除上述的可能外，在吸光層和阻擋層或是阻擋層和歐姆接觸層之間，雜質的擴散會在介面產生摻雜濃度較低的區域，這些區域是沒有產生雜質能帶的。吸收光子的電子或電洞躍遷到雜質能階以後並無法貢獻光電流。當電場增強，自由載子擁有較高能量的時候有機會把這些在雜質能階的電子或電洞打出來而形成光電流被偵測到。而 Si(B) 吸收頻譜中 No.2 和 No.4 這兩個譜線吸收強度非常強，也使得這兩個雜質能階所能貢獻的光電流最容易受電場所影響也最容易被觀察到。

樣品 A 並沒有上述的現象發生。因為樣品 A 的阻擋層的厚度較寬，電場值較小，所以在 5V 以前所加速的電子還沒有擁有足夠的能量使雜質能階中的電子或電洞躍遷到價帶形成電流。

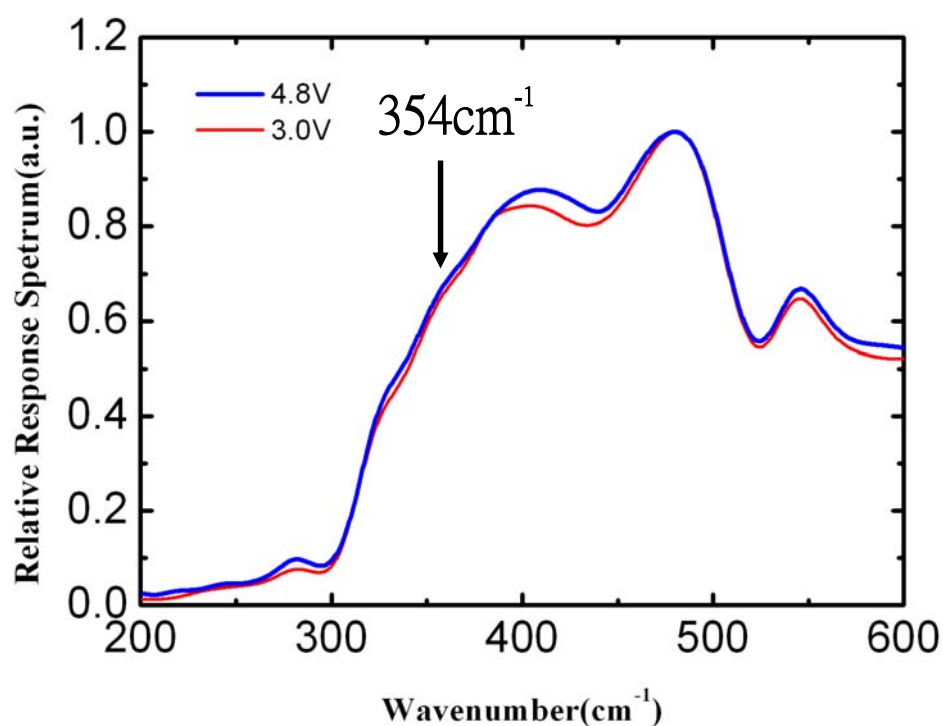


圖 5-6 樣品 A 的光電流頻譜

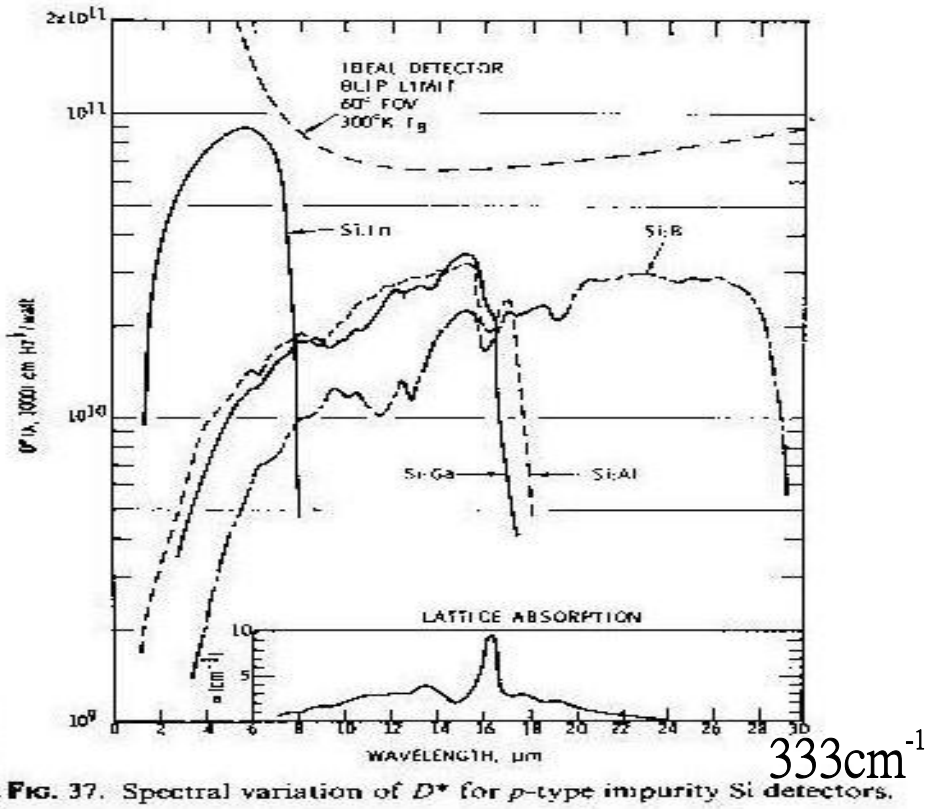


圖 5-7 Si(B) Photoconductor 頻譜圖[18]

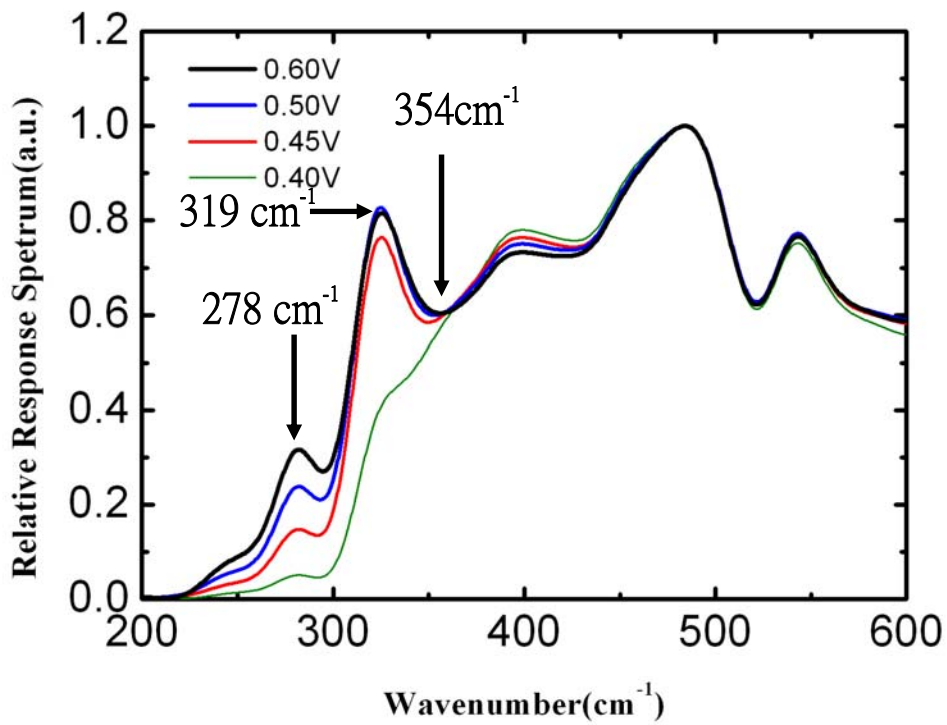


圖 5-8 樣品 B 的光電流頻譜(1)

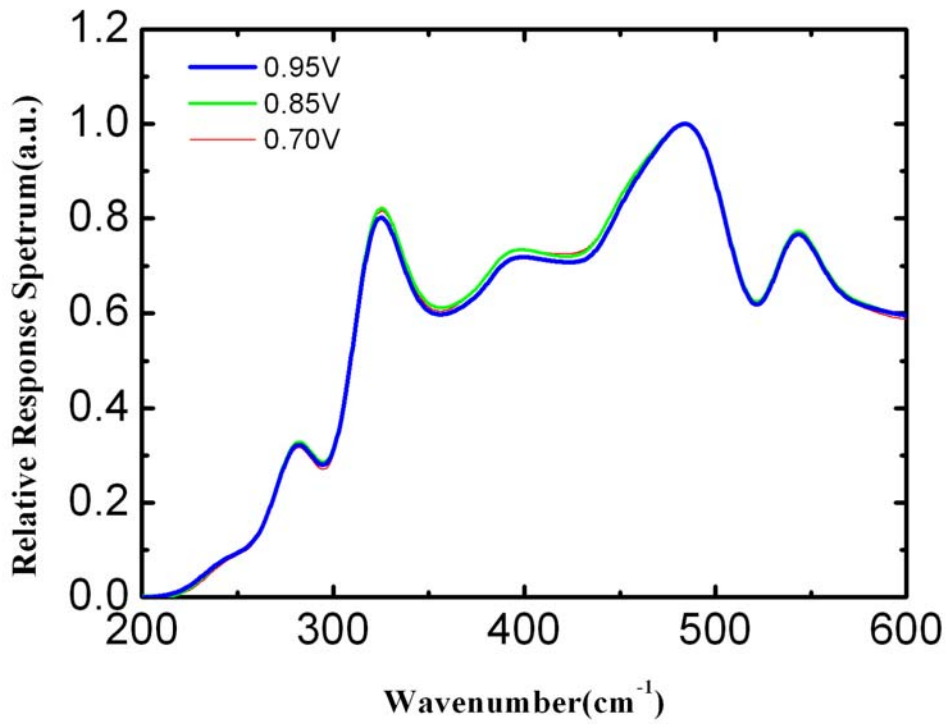


圖 5-9 樣品 B 的光電流頻譜(2)

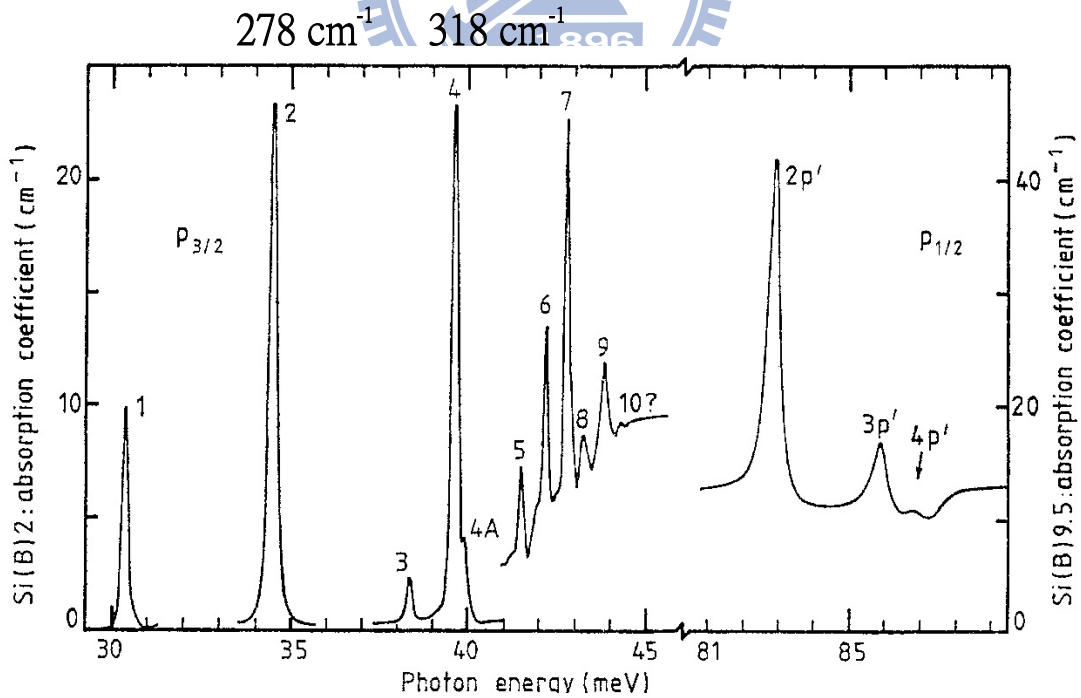


圖 5-10 Si(B) 的吸收頻譜[19]

### 5.3 響應度與偵測度

圖 5-11 顯示樣品 A 的響應度隨著電壓上升也逐漸增加，在還沒有產生撞擊游離(Impact Ionization)之前響應度的光電流值可以用下式來表示：

$$I = qA \int_0^w g(x) dx$$

其中  $A$  = 元件的面積

$g$  = 光載子產生率+熱載子產生率

$q$  = 電子電荷

$w$  = 空乏區寬度

假設入射光為定值且熱的載子產生率也為定值，光電流強度會隨著空乏區寬度變大而增加，而空乏區的寬度會隨著電壓的根號逐漸變寬，可預期的低電壓的時候響應度會隨著電壓變大而逐漸變大，而其最大值可到 8 左右。再觀察圖 5-21 樣品 B 的響應度，在低電壓的時候也如同樣品 A 趨勢一樣隨電壓成長。但 0.5 V 的地方產生大幅度的變化，因為此時樣品 B 內部的電場很大，讓自由載子獲得足夠的能量成為熱載子而對雜質產生了撞擊游離，而大幅度增加電流，此時光電流值可以用下式來描述：

$$I = qA \int_0^w g(x)M(x) dx$$

其中  $M(x)$  = 累乘因子(Multiplication Factor)



累乘因子的物理意義是說當一個載子在元件中位置 $=x(<w)$ 地方的產生(Generation)後，因為撞擊游離的機制使得其在移動到阻擋層以後會等於產生幾個有效載子。因此當電場夠強產生撞擊游離以後，光電流就會大幅度的上昇，自然的也會使得響應度大幅上升，圖 5-13 為累乘因子的理論模擬[20]。到 0.6 V 以後，增加趨勢減緩，到了 0.8 V 以後甚至會有逐漸飽和的效應，和圖 5-12 的模擬的結果一致。當電壓加到一定值以後，累乘因子不會再快速的增加而呈穩定的狀況(此種累乘因子的自我穩定(Self-Stabilization)現象的原因可參考 Shadrin [20])。使得響應度也會有這種現象。而樣品 A 沒有這個現象的產生，是因為阻擋層的寬度比較寬，電場強度沒有達到產生撞擊游離的條件。

圖 5-14 和 5-15 分別為樣品 A 和 B 的偵測度，顯示樣品 A 最好的偵測度為  $6.5 \times 10^9 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} / \text{W}$  而樣品 B 在撞擊游離產生前為  $3 \times 10^8 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} / \text{W}$ ，產生後為  $8.5 \times 10^8 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} / \text{W}$ 。樣品 A 的偵測度一開始先逐漸增加，到了 0.3V 左右呈現穩定狀態。樣品 B 一開始也如同樣品 A 一樣逐漸增加到了 0.35V 左右因為雜訊的大幅增加而使得偵測度下降，但到了 0.5V 因為響應度的大幅上升使得偵測度再次上升，到了 0.8V 以後響應度和雜訊電流都呈現穩定狀態，因此偵測度也呈現穩定。樣品 B 撞擊游離產生前後的響應度差很多，可是偵測度的增加並沒有好上多少。因為撞擊游離的產生雖然使得響應度增加，但是雜訊也會因為電流的增加也變大。因此讓 BIB 元件操作在撞擊游離的情況，並不會大幅度增加元件表現。

再和傳統的垂直結構的 BIB 元件作比較，可以發現響應度的表現差不多，都是在 1~20 左右。但是偵測度表現就差很多。

	Responsivity (A/W)	Detectivity ( $\text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ )
樣品 A: 30um	1~5	$6 \times 10^9$
樣品 B: 10um	10	$8 \times 10^8$
Vertical	1~20	$2 \sim 6 \times 10^{10}$

表 5-1 元件特性比較表

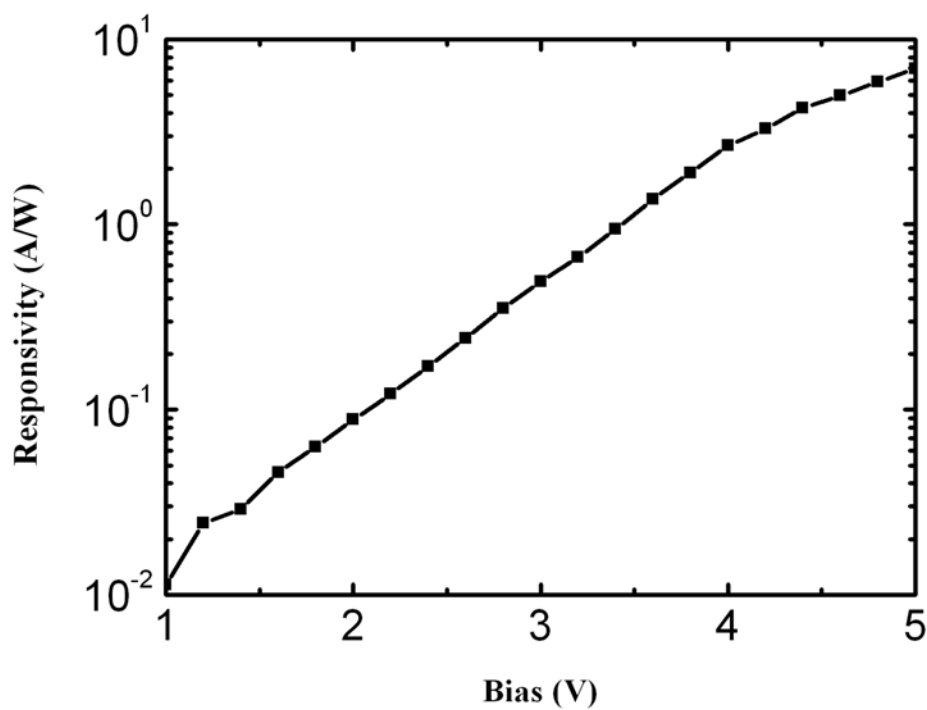


圖 5-11 樣品 A 的響應度



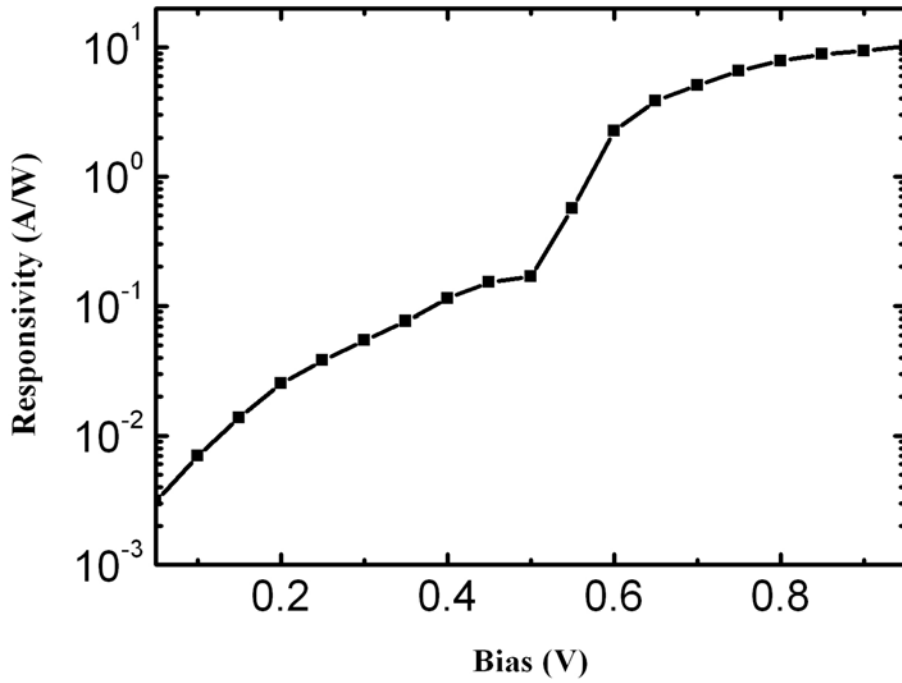


圖 5-12 樣品 B 的響應度

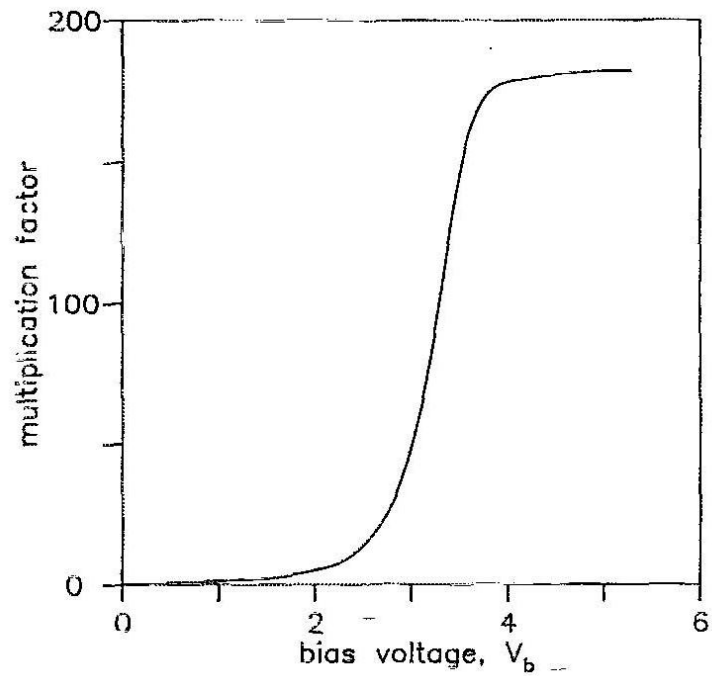


圖 5-13 Multiplication gain 對 bias 的關係圖[20]

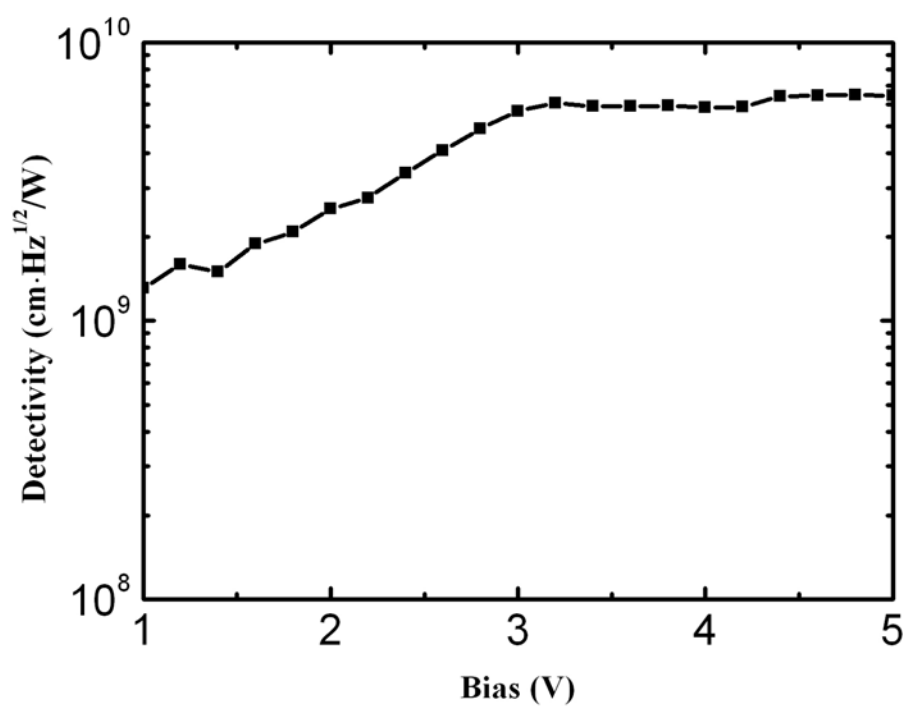


圖 5-14 樣品 A 的偵測度

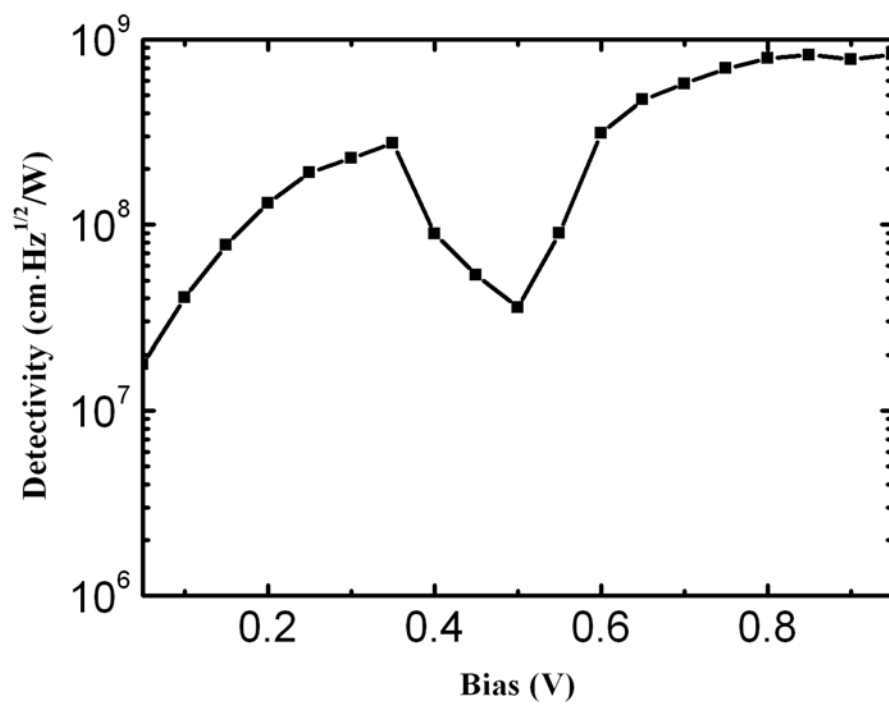


圖 5-15 樣品 B 的偵測度

## 5.4 結論

本論文使用離子佈植取代磊晶的方法於矽晶片上製作平面結構之 BIB 偵測器，成功的延伸可吸收的光波長至 7.5THz。響應度和使用磊晶的垂直結構相去不遠，但是由於雜訊的影響，使得偵測度相較之下遜色不少。嘗試增加離子佈植的深度，或許能夠提升吸光效率，進而提升響應度。而雜訊較大可能為製程本身的斜角入射和後續的退火製程使得介面品質不好所導致。

比較兩個阻擋層厚度不同的元件顯示：阻擋層厚度小，有效吸光面積會比較大，因此響應度也比較好。但 10  $\mu\text{m}$  的阻擋層寬度對於暗電流的阻擋效果似乎不夠好，且電場強度很快到達撞擊游離的狀況，雖然可以增加響應度，但也連帶大幅度提升雜訊。現比較元件操作在有無撞擊游離的情況下，可發現減小阻擋層厚度並不會大幅度增加元件的偵測度。反觀 30  $\mu\text{m}$  不僅在響應度和偵測度的結果都比較好，和傳統垂直性結構的結果不會相差太多，而雜訊能更降低更好。或許藉由改變退火製程、更高純度基板或是表面結構的圖形可以達到。

## 参考文献

- [1] E. L. Dereniak and G.D. Boreman, *Infrared Detectors and Systems*, Wiley, New York (1996).
- [2] A. Rogalski, “Infrared detectors : status and trends,” *Prog. Quantum Electron*, **27**, 59 (2003).
- [3] A. G. Kazanskii, P. L. Richards, and E. E. Haller, “Far-infrared photoconductivity of uniaxially stressed germanium,” *Applied Physics Letters*, **31**, 496 (1977).
- [4] E. E. Haller, M. R. Hueschen, and P. L. Richards, “Ge(Ga) photoconductors in low infrared backgrounds,” *Applied Physics Letters*, **34**, 495 (1979).
- [5] M. D. Petroff, and M. G. Stapelbroeck, “Blocked impurity band detectors,” U.S. Patent, No. 4 568 960, filed 23 October 1980, granted 4 February (1986).
- [6] S. B. Stetson, D. B. Reynolds, M. G. Stapelbroeck, and R. L. Stermer, “Design and performance of blocked-impurity-band detector focal plane arrays,” *Proceedings of SPIE*, **686**, 48 (1986).
- [7] D. B. Reynolds, D. H. Seib, S. B. Stetson, T. L. Herter, N. Rowlands, and J. Schoenwald, “Blocked impurity band hybrid infrared focal plane arrays for astronomy,” *IEEE Transactions on Unclear Science*, **36**, 857 (1989).
- [8] D. M. Watson and J. E. Huffman, “Germanium blocked impurity band far infrared detectors,” *Applied Physics Letters*, **52**, 4199 (1993).
- [9] D. M. Watson, M. T. Guptill, J. E. Huffman, T. N. Krabach, S. N. Raines, and S. Satyapal, “Germanium blocked impurity band detector arrays: unpassivated devices with bulk substrates,” *Journal of*

- Applied Physics*, **74**, 4199 (1993).
- [10] J. W. Beeman, S. Goyal, L. A. Reichertz, E. E. Haller, “Ion-implanted Ge:B far-infrared blocked-impurity-band detectors,” *Applied Physics Letters*, **51**, 60 (2007).
- [11] I. C. Wu, J. W. Beeman, P. N. Luke, W. L. Hansam, and E. E. Haller, “Ion-implanted extrinsic Ge photodetectors with extended cutoff wavelength,” *Applied Physics Letters*, **58**, 1431 (1991).
- [12] P. Rauter, T. Fromherz, S. Winnerl, M. Zier, A. Koiltsch, M. Helm, and G. Bauer, “Terahertz Si:B blocked-impurity-band detectors defined by nonepitaxial methods,” *Applied Physics Letters*, **93**, 261104 (2008).
- [13] F. Szmulowicz, and F. L. Madarsz, “Blocked impurity band detectors-an analytical model : figures of merit,” *Journal of Applied physics*, **62**, 2533 (1987).
- [14] F. Szmulowicz, F. L. Madarsz, and J. Diller, “Temperature dependence of the figures of merit for blocked impurity band detectors,” *Journal of Applied physics*, **63**, 5583 (1988).
- [15] N. M. Haegel, J. E. Jacobs, and A. M. White, “Modeling of steady-state field distributions in blocked impurity band detectors,” *Applied Physics Letters*, **77**, 4389 (2000).
- [16] N. M. Haegel, S. A. Samperi, and A. M. White, “Electric field and responsivity modeling for far-infrared blocked impurity band detectors,” *Journal of Applied Physics*, **93**, 1305 (2003).
- [17] W. Herres and J. Gronholz, “Understanding FT-IR Data Processing.” (Bruker).
- [18] P. R. Bratt, “Impurity Germanium and Silicon Infrared Detectors,” in

- semiconductors and Semimetals, vol. 12 (R. K. Willardson and A. C. Beer, eds. ), Academic Press, New York, 1981, 99. 157-199.
- [19] A. K. Ramdas and S. Rodriguez, "Spectroscopy of the solid-state analogues of the hydrogen atom : donors and acceptors in semiconductors," *Rep. Prog. Phys.*, **44**, 1297 (1981).
- [20] V. D. Shadrin, V. T. Coon, and I. K. Blokhin, "Self-stabilization of the multiplication factor in blocked impurity band photodetectors," *Applied Physics Letters*, **63**, 75 (1993).
- [21] J. F. Gibbons, "Ion Implantation," in S. P. Keller, Ed., *Handbook on Semiconductors*, Vol. 3, North-Holland, Amsterdam, (1980).
- [22] D. H. Lee, and J. W. Mayer, "Ion-Implanted Semiconductor Devices," *Proc. IEEE*, **62**, 1241 (1974).
- [23] G. Dearnaley, et al., *Ion Implantation*, North-Holland, Amsterdam, 1973.
- [24] S. Solmi, F. Baruffaldi, and R. Canteri, "Diffusion of boron in silicon during post-implantation annealing," *J. Appl. Phys.* **69**, 2135 (1991).
- [25] S. Peterstrom and G. Holmen, "Isothermal Annealing of boron implanted silicon," *Physica Scripta* **10**, 142-144 (1974).
- [26] J. D. Vincent, *Fundamentals of Infrared Detector Operation and Testing*, New York, John Wiley (1990).

## 附錄 A 空乏層寬度的計算

由 Poisson Equation 出發，並考慮 n-type，我們可以得到：

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0} = -\frac{qN_A}{\epsilon\epsilon_0}$$

其中  $q$  = 電子電荷

$\epsilon_0$  = 真空中的介電係數

$\epsilon$  = 所用基材的介電常數

$N_A$  = Acceptor 的濃度

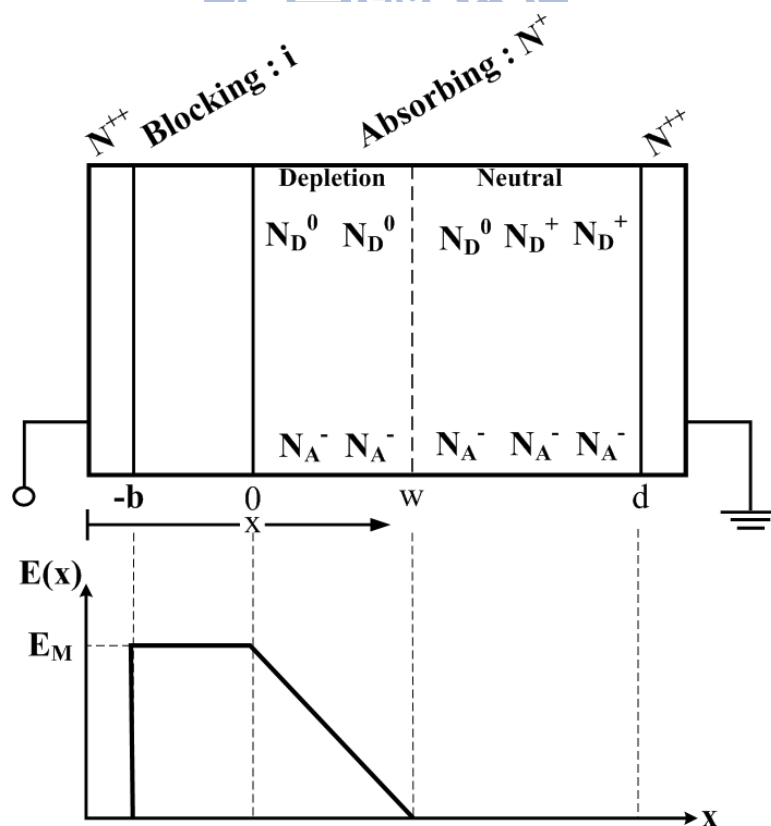


圖 A-1 BIB 結構圖與電場分布圖

參考圖 A-1 可以得知阻擋層裡面沒有空間電荷的分布，所以電場分布為常數並定義為  $E_M$ 。中性區的電場強度相對空乏區電場而言很小所以忽略之。因為歐姆接觸區的摻雜非常高，所以電場強度劇烈變化的降為零而可以忽略其對電位差的貢獻，所以外加電壓與可以寫成和電場的關係式：

$$V = \int_0^w Edx + E_M b$$

其中  $w$  = 空乏區的寬度

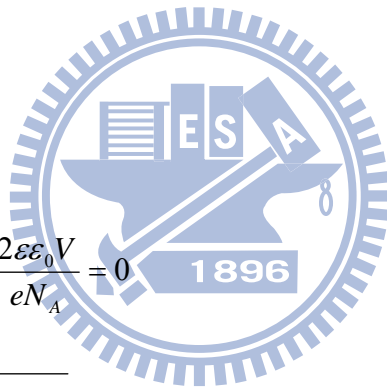
$b$  = 阻擋層的寬度

解之可以得：

$$w^2 + 2wb - \frac{2\epsilon\epsilon_0 V}{eN_A} = 0$$

$$w = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 V}{eN_A} + b^2} - b$$

即可得到 Petroff and Stapelbroek 所給的公式。





## 附錄 B 離子佈植

本偵測器元件最重要的吸光區是由離子佈植來製作的，所以離子佈植製程可以說是整個製程中最重要部份，直接影響元件的性質與表現，甚至是能不能成功完成這個元件的關鍵。

元件的吸光區和歐姆接觸層需有隨深度有均勻的摻雜濃度。使用多次離子佈植(Multiple implantation)可以形成平坦的摻雜濃度，參考圖 B-1 的佈植能量，並利用(B.1)式做雜質摻雜濃度的理論預測[21]：

$$n(x) = \frac{S}{\sqrt{2\pi}\sigma_p} \exp\left[-\frac{(x-R_p)^2}{2\sigma_p^2}\right] \quad (\text{B.1})$$

其中  $S$  = 每單位面積的離子劑量 (ions/cm<sup>2</sup>)  
 $R_p$  = 投影射程(Projected Range) (cm)  
 $\sigma_p$  = 投影散佈(Projected Straggle) (cm)

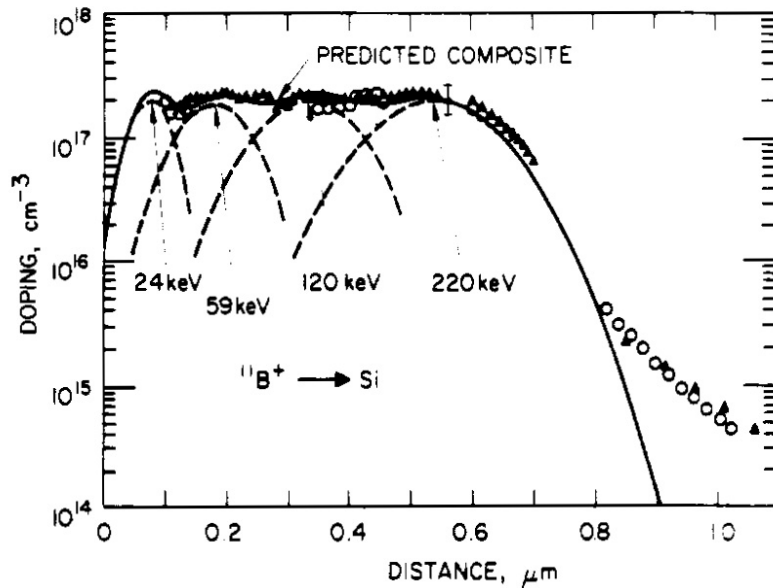


圖 B-1 多次離子佈植的合成摻雜圖[22]

離子佈植的製程機台是使用國家奈米元件實驗室(NDL)的中電流離子佈植機，並且使用其網頁上所提供之投影射程與投影散佈相對於佈植能量規格表作為模擬的參數，程式模擬之結果如圖 B-2 的主吸光層摻雜  $7 \times 10^{18}(\text{cm}^{-3})$ 和圖 B-4 的歐姆接觸層摻雜  $8 \times 10^{19}(\text{cm}^{-3})$ 。

圖B-3和圖B-5分別為用展阻量測摻雜的結果。發現摻雜的濃度比理論小3~4個十的18或19次方。分別為 $3 \times 10^{18}(\text{cm}^{-3})$ 和 $8 \times 10^{19}(\text{cm}^{-3})$ ，應該是儀器和理論本來就有的誤差，也有可能時退火造成的擴散。光阻為最簡單製程，但是無法承受高能量的離子佈植參數，使得雜質的深度不深，而影響到吸光的效率。經過數次的離子佈植參數和退火條件嘗試以後，才得到我們所需要的摻雜濃度。遮罩(Mask)的選擇和最小厚度參考[23]，退火的溫度和時間參考[24,25]。



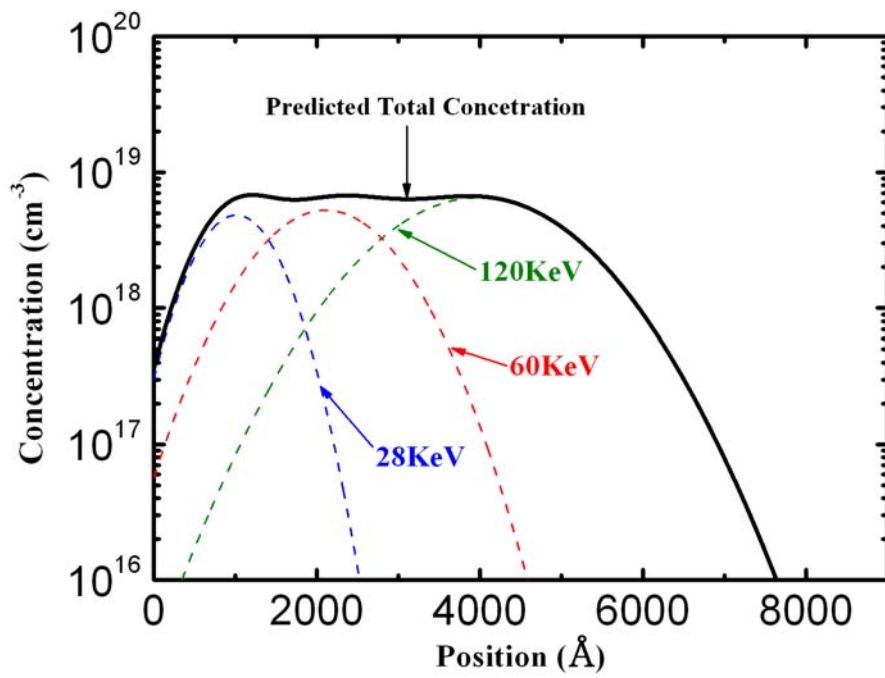


圖 B-2 吸光區的摻雜模擬結果

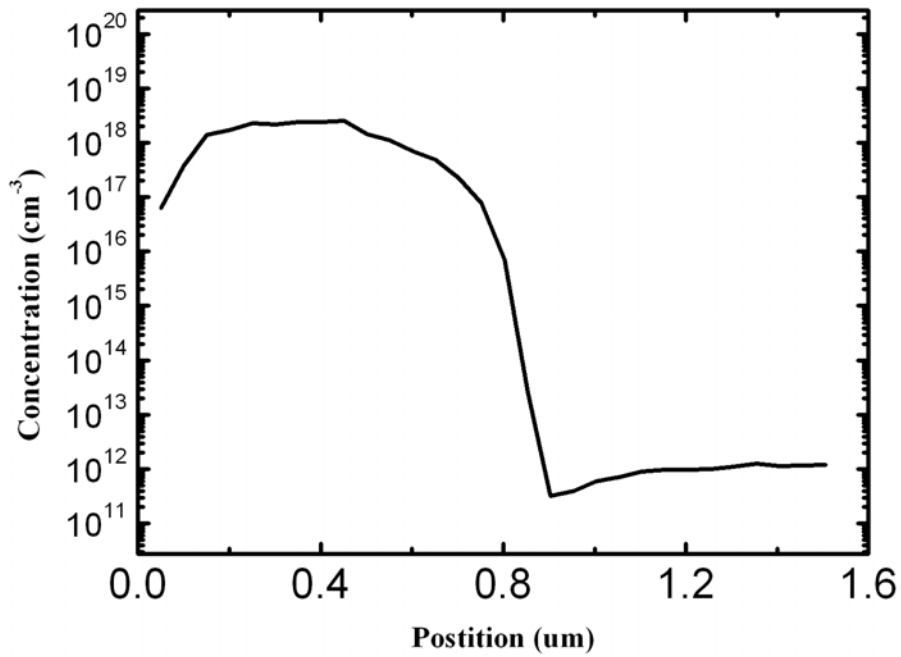


圖 B-3 吸光區的摻雜量測結果

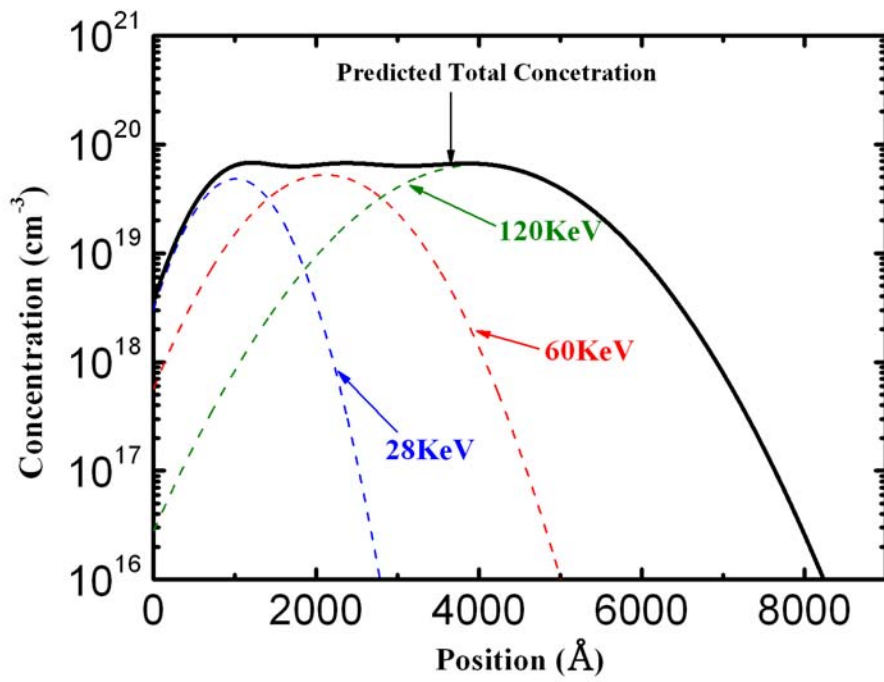


圖 B-4 歐姆接觸區的摻雜模擬結果

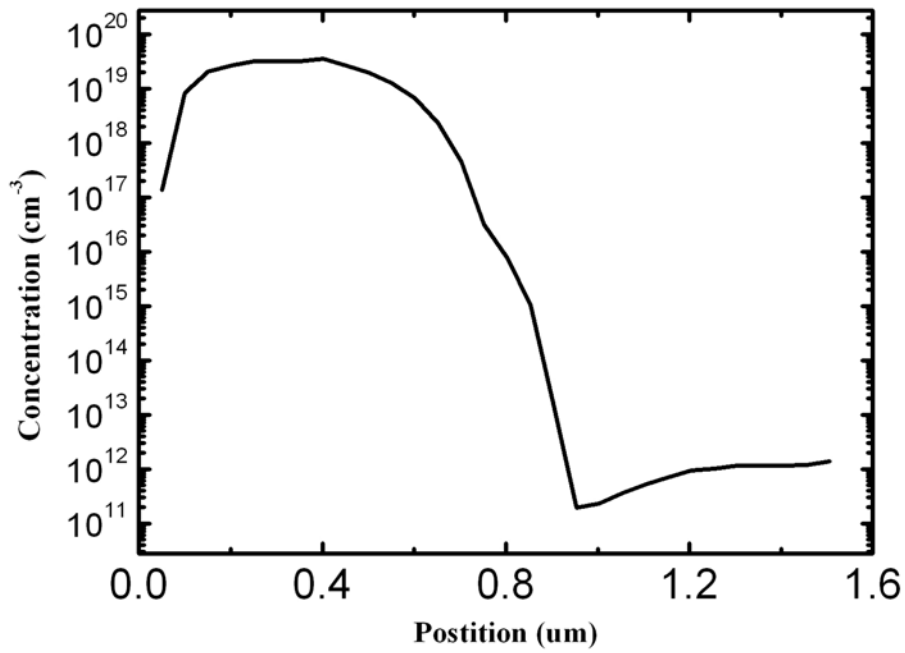


圖 B-5 歐姆接觸區的摻雜量測結果

## 附錄 C 黑體輻射功率計算<sup>[1,26]</sup>

首先，先定義一個物理量 Radiance：

$$L = \frac{\partial^2 \phi}{\partial A_s \cos \theta_s \partial \Omega_d} \quad (\text{C.1})$$

其中  $\phi$  = 輻射功率

$A_s$  = 光源面積

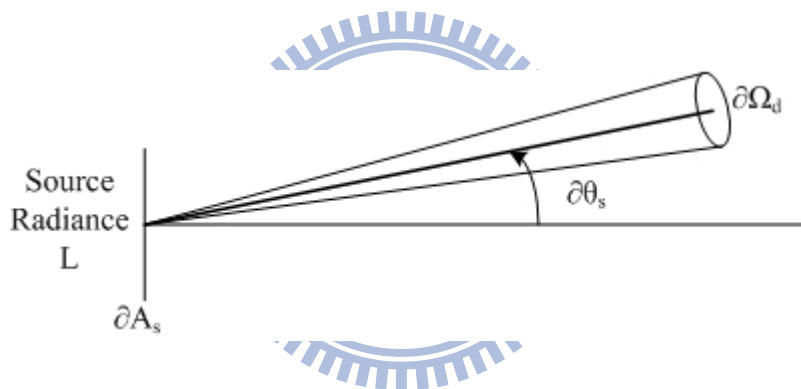


圖 C-1 光源輻射示意圖

見圖 C-1 可以得知其物理意義為單位光源面積在單位立體角上所放出的總輻射功率。接下來在定義 Exitance：

$$M = \frac{\partial \phi}{\partial A_s} = \int_{\Omega_d} L \cos \theta_s \partial \Omega_d$$

可知 Exitance 為單位光源面積所輻射出的總功率。

Lambertian radiator 的定義是說某光源的輻射量和視角  $\theta_s$  無關，因此在 Exitance 的積分是中可以把  $\cos \theta_s$  提出來，並且假設計算輻射總量

的區域是一個半圓而得到：

$$\begin{aligned}
 M &= \frac{\partial \phi}{\partial A_s} = \int_{\Omega_d} L \cos \theta_s \partial \Omega_d = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} L \cos \theta_s \sin \theta d\theta \\
 &= 2\pi L \frac{1}{2} = \pi L
 \end{aligned} \tag{C.2}$$

現在把帶有光圈的黑體輻射光源看成一個圓盤狀的 Lambertian 輻射光源，因此其和偵測器的關係可以用圖 C-2 描述：

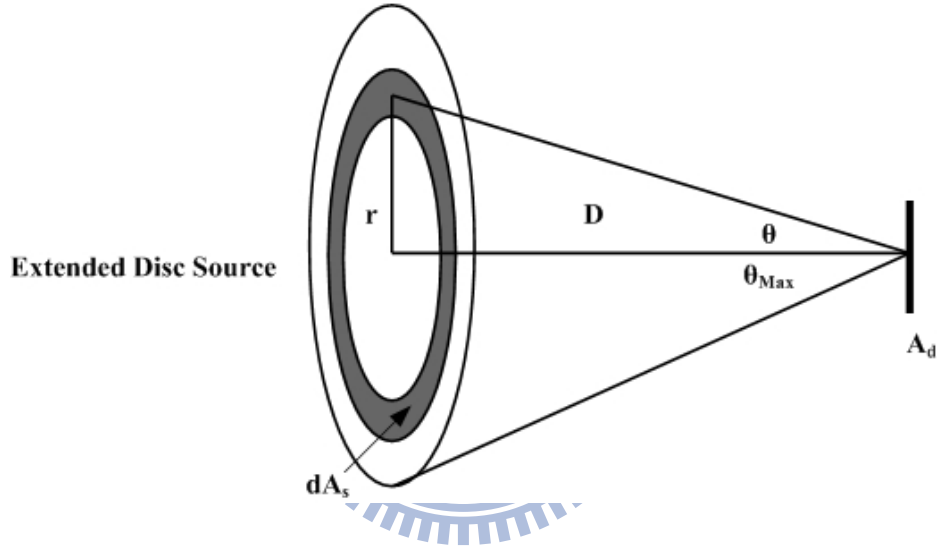


圖 C-2 圓盤狀輻射光源示意圖

從式(C.1)可以推導如下：

$$\begin{aligned}
 \partial^2 \phi_d &= L \partial A_s \cos \theta_s \partial \Omega = L \partial A_s \cos \theta_s \frac{\cos \theta_d \partial A_d}{r^2} \\
 \phi_d &= \int_{A_s} \int_{A_d} L \partial A_s \cos \theta_s \partial \Omega = L \partial A_s \cos \theta_s \frac{\cos \theta_d \partial A_d}{r^2}
 \end{aligned} \tag{C.3}$$

從圖 C-2 可以得知  $\theta_s = \theta_d \equiv \theta$  ;  $dA_s = 2\pi r dr$  ;  $r = D \tan \theta$  ;  $dr = d(D \tan \theta)$  ;  $dA_s = 2\pi D \tan \theta d(\theta / \cos^2 \theta)$  帶入式(C.3)做計算：

$$\phi_d = L \int_{\theta} \int_{A_d} 2\pi D \tan \theta D \frac{d\theta}{\cos^2 \theta} \cos^2 \theta \left(\frac{D}{\cos \theta}\right)^{-2} dA_d$$

$$\phi_d = 2\pi L A_d \int_0^{\theta_{Max}} \cos \theta \sin \theta d\theta = 2\pi L A_d \frac{1}{2} \sin^2 \theta_{Max} \quad (C.4)$$

把(C.2)帶入(C.4)，並假設光源直徑為  $d$  而得  $\sin^2 \theta_{Max} = (d/2)/((d/2)^2 + D^2)$   
也帶入(C.4)：

$$\phi_d = 2\pi L A_d \frac{1}{2} \sin^2 \theta_{Max} = M A_d \frac{d/2}{(d/2)^2 + D^2}$$

由此可得到偵測器所看到的輻射總功率。

