

國立交通大學

電子物理學系

碩士論文

光導兆赫輻射發射元件之最佳操作  
條件研究

**Study on Optimization of THz  
Photoconductive Emitters**



研究生：林明炎

指導教授：吳光雄 教授

中華民國九十五年七月

光導兆赫輻射發射元件之最佳

操作條件研究

Study on Optimization of THz

Photoconductive Emitters

研究生：林明炎

Student : Ming-Yen Lin

指導教授：吳光雄 教授

Adviser : Prof. Kaung-Hsiung Wu



A Thesis

Submitted to Department of Electrophysics

College of Science

National Chiao Tung University

in partial Fulfillment of the Requirements

for the Degree of

Master

in

Electrophysics

July 2006

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十五年七月

# 國立交通大學

## 博碩士論文全文電子檔著作權授權書

(提供授權人裝訂於紙本論文書名頁之次頁用)

本授權書所授權之學位論文，為本人於國立交通大學 電子物理 系所  
光電物理 組，94 學年度第 2 學期取得碩士學位之論文。  
論文題目：光導兆赫輻射發射元件之最佳操作條件研究  
指導教授：吳光雄

同意  不同意

本人茲將本著作，以非專屬、無償授權國立交通大學與台灣聯合大學系統圖書館：基於推動讀者間「資源共享、互惠合作」之理念，與回饋社會與學術研究之目的，國立交通大學及台灣聯合大學系統圖書館得不限地域、時間與次數，以紙本、光碟或數位化等各種方法收錄、重製與利用；於著作權法合理使用範圍內，讀者得進行線上檢索、閱覽、下載或列印。

論文全文上載網路公開之範圍及時間：

本校及台灣聯合大學系統區域網路	<input checked="" type="checkbox"/> 中華民國 95 年 9 月 1 日公開
校外網際網路	<input checked="" type="checkbox"/> 中華民國 96 年 9 月 1 日公開

授權人：林明炎

親筆簽名：林 明 炎

中華民國 95 年 8 月 10 日

# 國立交通大學

## 博碩士紙本論文著作權授權書

(提供授權人裝訂於全文電子檔授權書之次頁用)

本授權書所授權之學位論文，為本人於國立交通大學電子物理系所  
光電物理組，94學年度第2學期取得碩士學位之論文。

論文題目：光導兆赫輻射發射元件之最佳操作條件研究

指導教授：吳光雄

### ■ 同意

本人茲將本著作，以非專屬、無償授權國立交通大學，基於推動讀者間「資源共享、互惠合作」之理念，與回饋社會與學術研究之目的，國立交通大學圖書館得以紙本收錄、重製與利用；於著作權法合理使用範圍內，讀者得進行閱覽或列印。

本論文為本人向經濟部智慧局申請專利(未申請者本條款請不予理會)的附件之一，申請文號為：\_\_\_\_\_，請將論文延至\_\_\_\_年\_\_\_\_月\_\_\_\_日再公開。

授權人：林明炎

親筆簽名： 林 明 炎

中華民國 95 年 8 月 10 日

# 國家圖書館博碩士論文電子檔案上網授權書

ID:GT009321532

本授權書所授權之論文為授權人在國立交通大學理學院電子物理系所光電物理組94學年度第2學期取得碩士學位之論文。

論文題目：光導兆赫輻射發射元件之最佳操作條件研究

指導教授：吳光雄

茲同意將授權人擁有著作權之上列論文全文（含摘要），非專屬、無償授權國家圖書館，不限地域、時間與次數，以微縮、光碟或其他各種數位化方式將上列論文重製，並得將數位化之上列論文及論文電子檔以上載網路方式，提供讀者基於個人非營利性質之線上檢索、閱覽、下載或列印。

※ 讀者基於非營利性質之線上檢索、閱覽、下載或列印上列論文，應依著作權法相關規定辦理。

授權人：林明炎

親筆簽名：林 明 炎

民國 95 年 8 月 10 日

1. 本授權書請以黑筆撰寫，並列印二份，其中一份影印裝訂於附錄三之二(博碩士紙本論文著作權授權書)之次頁；另一份於辦理離校時繳交給系所助理，由圖書館彙總寄交國家圖書館。

# 國立交通大學

## 研究所碩士班

### 論文口試委員會審定書

本校電子物理系 林明炎 君，學號 9321532  
所提論文 光導兆赫輻射發射元件之最佳操作條件研究

合於碩士資格水準，業經本委員會評審認可。

口試委員：  
黃凱鳳  
朱振益 林俊河

指導教授：吳光武

系主任：朱仲夏 教授

中華民國 95 年 7 月 25 日



# 光導兆赫輻射發射元件之 最佳操作條件研究

研究生：林明炎

指導教授：吳光雄 教授

國立交通大學 電子物理學系碩士班



在進行THz-TDS實驗時，我們需要一強度更強更穩定的兆赫輻射波源。我們對不同材料和造型之光導兆赫輻射發射元件，比較在不同操作條件下兆赫輻射電場的大小，以便尋找最佳的操作條件。在目前之最佳條件操作下，兆赫波訊號強度及訊雜比均獲得顯著改善，兆赫輻射電場振幅增加七倍以上，且訊雜比由  $10^3$  提升至  $10^5$ 。

# **Study on Optimization of THz Photoconductive Emitters**

Student : Ming-Yen Lin

Adviser : Prof. Kaung-Hsiung Wu

Department of Electrophysics  
National Chiao Tung University



A high-power and stable terahertz radiation source is required to study the terahertz time-domain spectroscopy in various thin films. The conditions of optimal operations have been investigated by comparing the magnitude of terahertz electric fields, which are generated by semiconducting photoconductive terahertz emitters with different materials and patterns. The intensity of terahertz radiation and signal-to-noise ratio have been significantly improved under the optimal conditions. The amplitude of terahertz electric field increased above seven times and signal-to-noise ratio raised from  $10^3$  to  $10^5$ .



## 誌謝

二年的碩士生活在此畫下句點，人生也即將進入另一不同的階段。

承蒙指導教授吳光雄老師的教導，讓我在理論及實驗上受益良多。還有黃凱風教授提供的樣品，讓我可以順利的完成實驗。另外也感謝郭義雄教授、溫增明教授、莊振益教授、林俊源教授，在研究的態度及方法，讓我二年來彷彿經歷了一場震撼教育，這一段充實又有趣的日子我會牢記在心中。

實驗室博瑛學長、小志學長，感謝你們辛苦地將超快雷射實驗室建立起來，同梯的伯宗、訓全、正馨、弛翊，實驗上該遭遇的問題大家一起經歷，不該遇上的也遇上了，很高興大家一起熬過來了。還有學弟財福、德江、東煌、明道，雖然少了學妹，但有你們的加入使實驗室更顯生動活潑。

謝謝許多在新竹認識的新朋友，有了大家的陪伴，讓我在交大的日子增添許多樂趣。

最後，謝謝我的家人，在背後默默的支持我，給我一個安穩的環境，可以無憂無慮完成碩士論文。

謝謝。謝謝你們，我會繼續努力的。

# 目錄

中文摘要	I
英文摘要	II
誌謝	III
目錄	IV
第一章 緒論	1
1.1 前言	1
1.2 THz 發展	2
1.3 論文目的與動機	3
1.4 論文架構	4
第二章 兆赫輻射產生機制與偵測系統	5
2.1 光電導模式	5
2.1.1 表面偏壓	5
2.1.2 表面空乏電場	11
2.2 光整流模式	12
2.3 電光取樣技術	13
2.3.1 碲化鋅晶體的線性電光效應	14
2.3.2 自由空間電光取樣原理	19
2.4 實驗系統介紹	22
2.4.1 THz-TDS 系統	22
2.4.2 THz 光導天線	24
第三章 實驗結果與討論	25
3.1 外加偏壓	25
3.2 激發光點聚焦與位置	30
3.3 激發光能量	30
3.4 水氣吸收	35
3.5 溫度控制	36
3.5.1 熱電致冷溫控系統	36
3.5.2 溫度的影響	39
3.6 激發光偏振方向	41
3.7 大孔徑光導天線形狀	43
3.8 平行板電極間隙	46
3.8.1 間隙大小	46

3.8.2 樣品差異	48
3.9 半絕緣磷化銦之時析頻譜	52
3.10 激發光入射角	56
第四章 結論與展望	60
參考文獻	64



# 第一章 緒論

## 1-1 前言

兆赫輻射 (Terahertz, THz Radiation ; 1 Terahertz= $10^{12}$  Hz) 位於微波和紅外波段之間 (約 0.1THz到 25THz之間) 如圖 1-1 所示, 過去 100 年中人類對電磁波有相當大的了解與應用, 例如微波 (Microwave) 運用在通訊與軍事上的技術已非常成熟, x-ray在生物醫學及材料分析的貢獻,  $\gamma$ -ray於天文物理的研究等, 然而兆赫波段尚屬於待開發的階段。許多決定材料特性的重要能階都在兆赫波段中 ( $1\text{THz}=4.1\text{meV}$ ), 使這頻段附近的電磁波有極大的發展潛力。

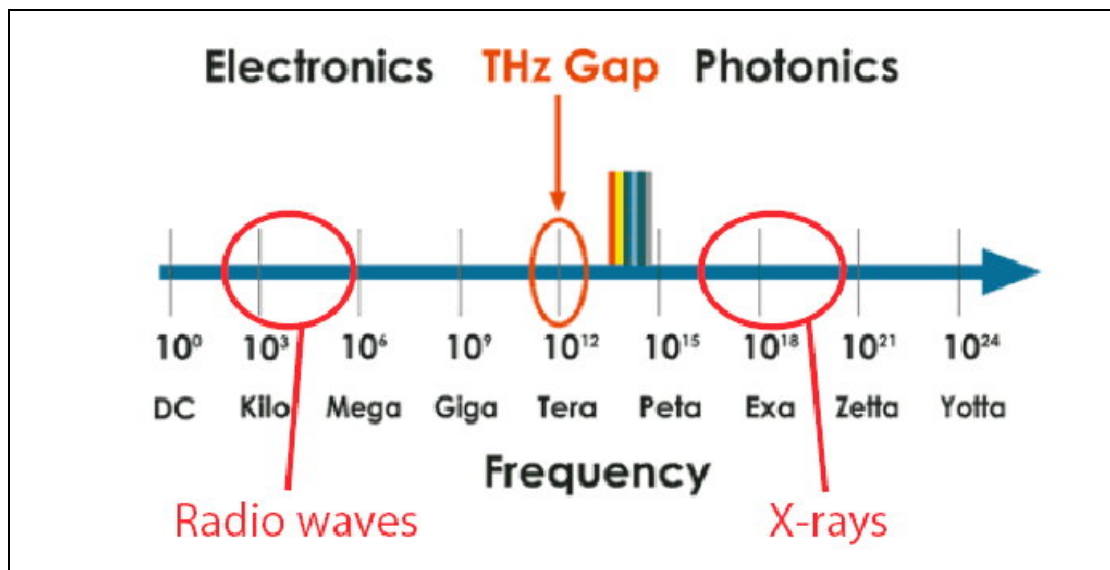


圖 1-1 : THz 在電磁波頻域的位置。

## 1-2 THz 發展

在傳統電磁學中，對於這個波段的電磁波並沒有深入研究，應用也極貧乏，主要因為欠缺良好穩定的 THz 波源及相關元件，所以在電磁波頻譜中留下了一段空白，被稱之為電磁波譜的 THz 空隙。

1981 由 G.Mourou 利用  $\text{Nd}^{3+}$ : YAG 雷射激發光導開關產生一脈衝寬度約 50 皮秒的電磁脈衝波[1]，1989 由 Grischkowsky 等人更成功將電磁波脈衝推往 0.5THz[2]，後由 Auston 及其研究群利用飛秒 (femtosecond) 脈衝雷射光，激發半導體光導偶極天線來產生 THz 輻射脈衝，帶動一系列關於產生與偵測兆赫輻射的研究。如光導天線[3]、半導體表面[4]、量子井結構[5]等兆赫輻射波源等。

兆赫波近年來運用在時間領域兆赫光譜分析、兆赫波成像 (THz Image) [6]、生物醫學[7]、軍事通訊等研究都是相當熱門的課題，圖 1-2 為其應用示意圖[8]。

早期兆赫輻射波是利用光導天線接收器偵測[9]，1996 年張希成教授利用電光晶體與電光調制技術來測量兆赫輻射波，稱之為自由空間電光取樣技術 (free space electric-optic sampling) [10]。與光導天線接收器比較，可以偵測到更高的頻寬與訊雜比 (SNR)。

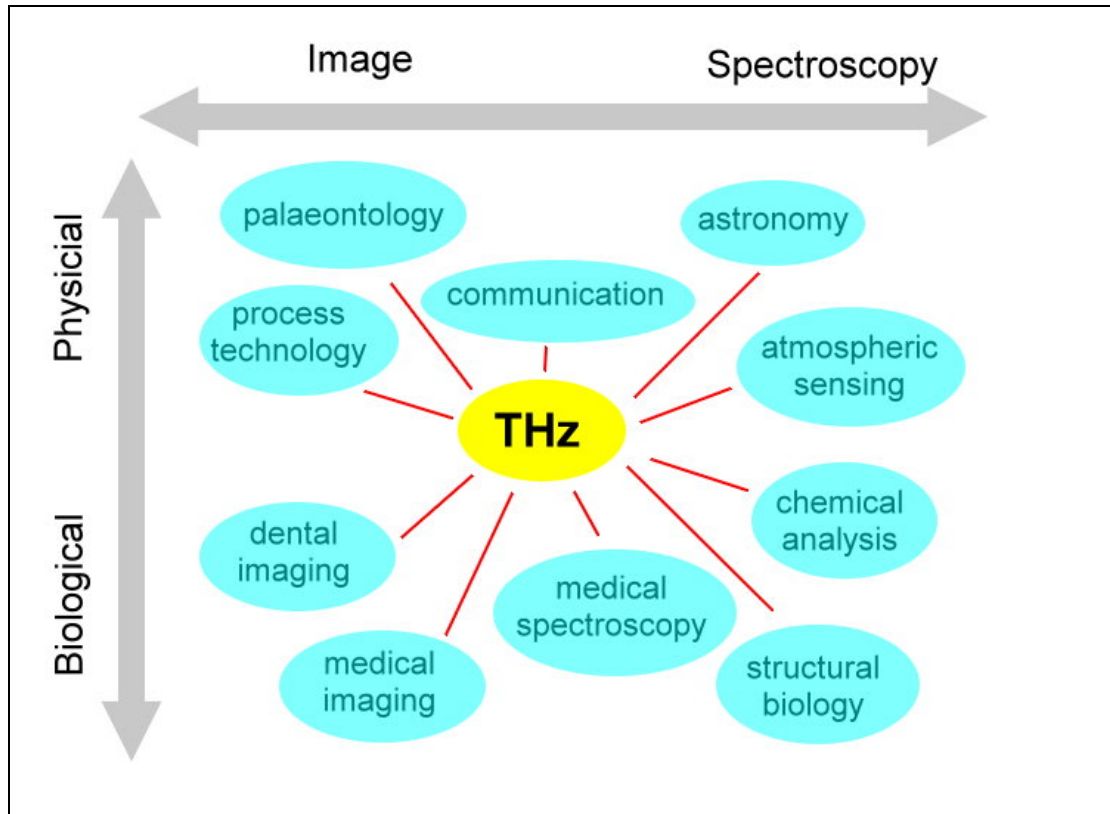


圖 1-2：兆赫輻射波應用示意圖。




### 1-3 論文目的與動機

THz時析頻譜（THz-TDS，Terahertz -Time Domain Spectroscopy）  
 一做為研究材料的有力工具，THz-TDS一般分穿透與反射兩種，前者  
 稱為THz時析穿透頻譜（TDTTS，Time-Domain THz-Transmission  
 Spectroscopy）[11]，後者簡稱為THz時析反射頻譜（TDTRS，  
 Time-Domain THz-Reflection Spectroscopy）[12]，本實驗室所架設的  
 是THz時析穿透頻譜。THz-TDS藉由量測兩次THz輻射波在時域上之  
 波形，一次為經過待量測材料之THz輻射時域波形 $E_{\text{sam}}(t)$ ，另一次為

未經過此待量測材料之THz輻射時域波形 $E_{\text{ref}}(t)$ ，再分別經過傅立葉轉換（Fourier Transform）後，將此兩道光的訊號相除即可得到材料的複數折射率（index of refraction），再經由理論的運算，便可獲知此待量測材料的物理性質如折射率、介電常數等。

在 THz-TDS 實驗中，穿透訊號的強度與後續數據處理有很大關係，尤其是對兆赫波段電磁波有強烈吸收的材料，例如高溫超導體 YBCO[13]，因此我們需要一強度更強更穩定的兆赫輻射波源。即是本論文要追求的目標。

#### 1-4 論文架構



本論文共分成四個章節，第一章簡述兆赫波輻射的發展與應用，並對本論文動機與目的作一說明，第二章簡介兆赫波輻射理論，分別就光電導模式與光整流模式作討論，並簡介自由空間電光取樣技術原理與實驗系統架構。第三章就實驗的方法與結果，分別分析討論改變參數對 THz emitter 輻射效率之影響。改變的參數有外加偏壓、激發光光點聚焦與位置、激發光能量、水氣吸收、溫度控制、激發光偏振方向、大孔徑光導天線形狀、平行板電極間隙、激發光入射角等參數。第四章作一總結並且對未來的工作提出願景。



## 第二章 兆赫輻射產生機制與偵測系統

超短脈衝雷射產生兆赫輻射波 (THz) 主要有二種機制，一為光電導模式 (Photoconduction)[14]，另一為光整流 (Optical Rectification) 模式[15]，以下將對二種物理機制做詳細的介紹。本實驗室利用自由空間電光取樣系統偵測兆赫輻射，我們亦將作簡單介紹。

### 2-1 光電導模式

光電導模式，當飛秒雷射的短脈衝照射在半導體表面時，若光子能量大於半導體材料的能隙，原本位於價帶能階的電子被激發到導帶上，產生電子電洞對 (electron-hole pairs)，可將其視為自由載子 (free carriers)，經由外加電場的作用，電子電洞對被分離加速形成光電流 (photocurrent)，此光電流產生瞬時電偶極輻射，輻射電場大小正比於光電流對時間的一階導數。

#### 2-1-1 表面偏壓

我們利用在半導體基板表面鍍上金屬電極，提供外加電場對被雷射激發的自由載子做加速運動。

欲得到兆赫輻射與光導電流之關係，可由馬克斯威爾方程式出發：

$$\nabla \times \bar{E} = -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} \quad (2-1)$$

$$\nabla \times \bar{H} = \bar{J} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} \quad (2-2)$$

$$\nabla \cdot \bar{D} = \rho \quad (2-3)$$

$$\nabla \cdot \bar{B} = 0 \quad (2-4)$$

由上述馬克斯威爾方程式，我們可以推得以下三個式子：

$$\bar{E} = -\nabla V - \frac{\partial \bar{A}}{\partial t} \quad (2-5)$$

$$\nabla^2 \bar{A} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial t^2} = -\mu \bar{J} \quad (2-6)$$

$$\nabla^2 V - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon} \quad (2-7)$$

可以再推得二組波動方程式[16]：

$$V(R, t) = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \int_{v'} \frac{\rho(t-R/u)}{R} dv' \quad (2-8)$$

$$\bar{A}(R, t) = \frac{\mu}{4\pi} \int_{v'} \frac{\bar{J}(t-R/u)}{R} dv' \quad (2-9)$$

由時變電偶極所產生的電磁場，可用上面之關係式解出電磁場大小，因為極為複雜，可分為接近赫茲偶極的區域（near zone）和遠場（far zone）做近似，時變的震盪偶極之近場是準靜場[17]。兆赫輻射發射器（THz emitter）電磁場的邊界條件如圖 2-1 所示。電磁場的邊界條件為：

$$\bar{a}_{n2} \times (\bar{H}_1 - \bar{H}_2) = \bar{J}_s \quad (2-10)$$

$$\bar{a}_{n2} \cdot (\bar{D}_1 - \bar{D}_2) = \rho_s \quad (2-11)$$

對近場而言 (near zone)，為滿足邊界條件：

$$E_{r1}(t) = E_{r2}(t) \equiv E_r(t) \quad (2-12)$$

$$-(H_{r2}(t) + H_{r1}(t)) = J_s(t) \quad (2-13)$$

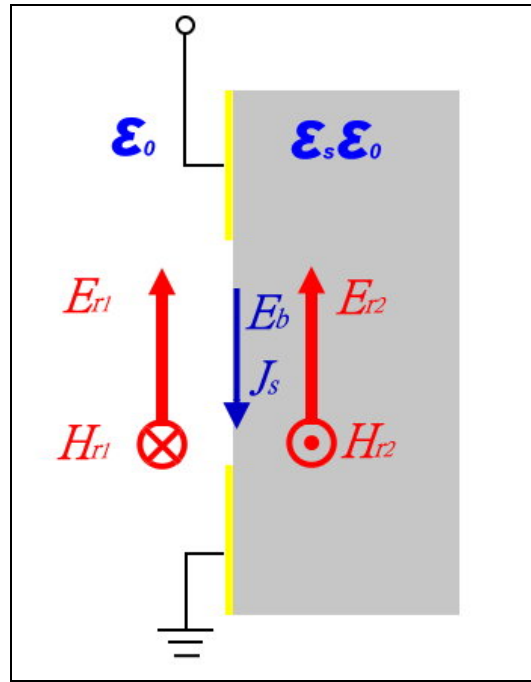


圖 2-1：THz emitter 電磁場邊界條件示意圖。

而電磁波的電場與磁場有下列關係式：

$$H_{r1}(t) = \frac{1}{\eta_0} E_{r1}(t) \quad (2-14)$$

$$H_{r2}(t) = \frac{\sqrt{\epsilon_s}}{\eta_0} E_{r2}(t) \quad (2-15)$$

所以(2-13)式可以改寫為：

$$E_r(t) = -\frac{\eta_0}{1 + \sqrt{\epsilon_s}} J_s(t) \quad (2-16)$$

由歐姆定律可以得知：

$$J_s(t) = \sigma_s(t)(E_b + E_r(t)) \quad (2-17)$$

其中表面電導率：

$$\sigma_s(t) = \frac{e(1-R)}{h\nu} \int_{-\infty}^t I_{opt}(t') \mu(t-t') \exp\left[-\frac{(t-t')}{\tau_{car}}\right] dt' \quad (2-18)$$

由 (2-16) 與 (2-17) 式可以推得光電流大小為：

$$J_s(t) = \frac{\sigma_s(t)E_b}{1 + \frac{\sigma_s(t)\eta_0}{1 + \sqrt{\epsilon_s}}} \quad (2-19)$$

光電流大小正比於外加電場的強度，然而當雷射光強度愈大時，即表面電導率愈大時，光電流會趨近於飽和，此部份會在後面章節討論之。表面電導率與光子能量、雷射光強度、載子瞬時遷移率 (transient mobility)、載子的生命期 (life time) 等參數有關。

對遠場而言 (far zone)：

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (2-10)$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{H}) = \vec{\nabla} \cdot \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (2-21)$$

假定光電流為橫向電流 (transverse current)，光電流平行於半導體基板表面，垂直輻射傳播方向。可以得知：

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0 \quad (2-22)$$

所以電荷密度並不隨時變且不會對時變輻射電場做出貢獻：

$$\vec{E}_{rad}(t) = -\frac{\partial \vec{A}(t)}{\partial t} \quad (2-23)$$

由 (2-9) 即輻射電場的大小可以寫成：

$$\bar{E}_{rad}(\bar{r}, t) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{\partial}{\partial t} \int \frac{\bar{J}_s(\bar{r}', t - \frac{|\bar{r} - \bar{r}'|}{c})}{|\bar{r} - \bar{r}'|} da' \quad (2-24)$$

其中可以簡化近似：

$$|\bar{r} - \bar{r}'| = r(1 - \frac{\hat{n} \cdot \bar{r}'}{r}) \approx r \quad (2-25)$$

可以得到遠場輻射電場與光電流的關係式：

$$\bar{E}_{rad}(\bar{r}, t) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{A}{r} \frac{d}{dt} \bar{J}_s(t - \frac{r}{c}) \quad (2-26)$$

$$\bar{E}_{rad}(\bar{r}, t) \approx -\frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{A}{z} \frac{d}{dt} \bar{J}_s(t) \quad (2-27)$$

兆赫輻射電場大小正比於光電流對時間的一階倒數。

光電流上升時間 (rise time) 與雷射脈衝寬度有關，光電流的衰減時間(decay time)則與載子生命期(life time)、載子散射率(scattering rate)、載子複合率 (recombination rate) 有關，若光電流的衰減時間與上升時間相當，我們便可以清楚的觀察到兆赫波信號為雙極性 (bipolar signal) 如圖 2-2 所示，我們經由電光取樣的方法觀測到的訊號正比於兆赫波電場大小，藉由正負峰值的相對大小來判別兆赫波電場的強度變化，兆赫輻射波強度為輻射電場平方。

大孔徑光導天線 (large-aperture photoconducting antenna) 近年來常被利用來產生 THz 脈衝的發射器，在半導體基板表面鍍上金屬電極，外接 DC 電壓提供外加電場如圖 2-3 所示。所謂的「大孔徑」是指電極間距大於或約等於兆赫電磁脈衝的波長 (1THz=300um)，相

較於傳統的偶極天線，所產生的電磁脈衝並不會有繞射的現象產生。

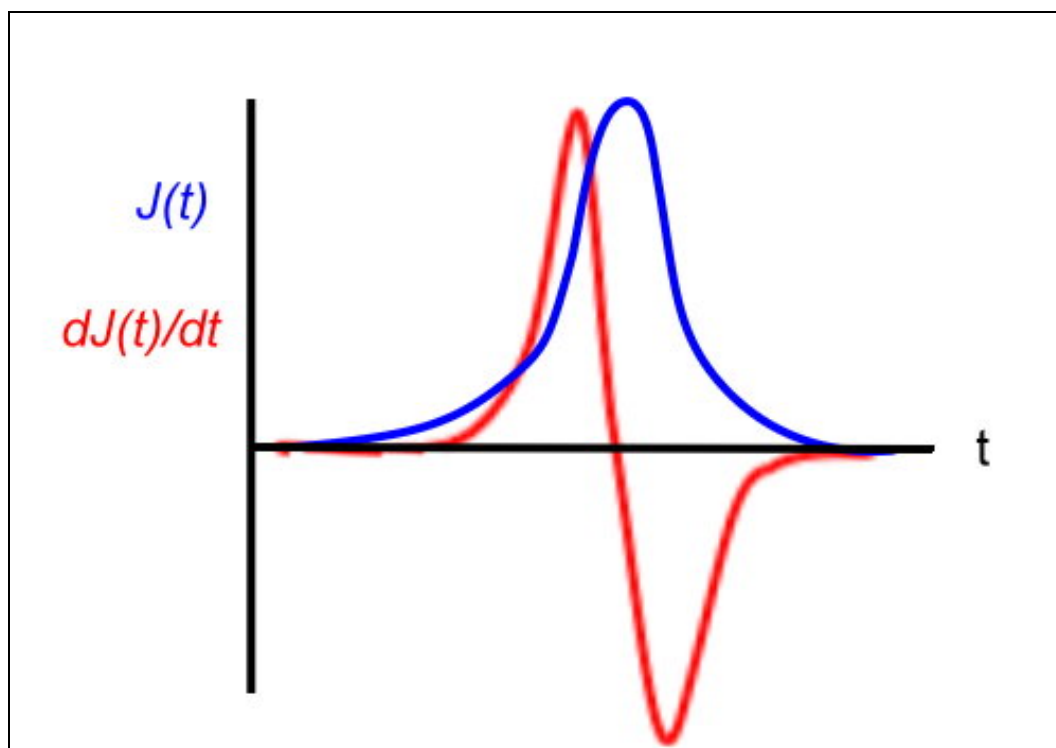


圖 2-2：光電流與 THz 訊號關係圖。

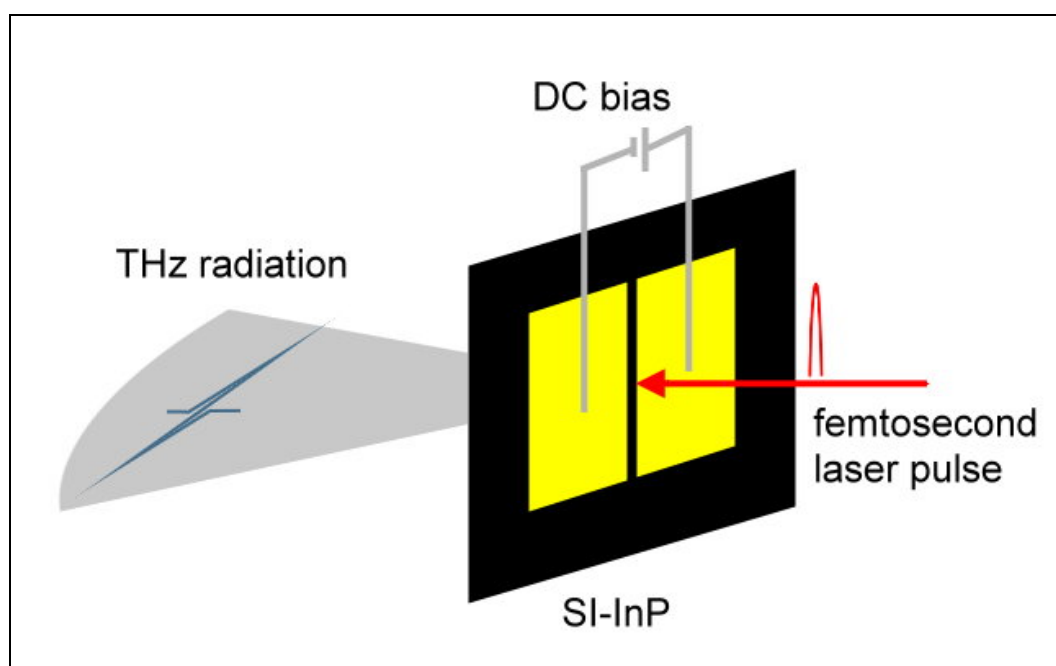


圖 2-3：大孔徑光導天線輻射示意圖。

## 2-1-2 表面空乏電場

另外半導體表面有表面能態 (surface state)，這些能態會定住費米能階 (Fermi level) 使得能帶在表面附近彎曲形成載子空乏區如圖 2-4 所示，表面的內建電場 (built-in surface field) 也因而生成。其電場方向垂直於半導體表面，表面能態與費米能階的相對位置決定內建電場的方向為向內或向外。內建電場大小可以表示為：

$$E(x) = \frac{eN}{\epsilon}(L_d - x) \quad (2-28)$$

$$L_d = \sqrt{\frac{2\epsilon}{eN}\left(V - \frac{kT}{e}\right)} \quad (2-29)$$

其中  $L_d$ ：空乏區寬度， $x$ ：離表面的距離， $N$ ：載子濃度， $V$ ：表面電位障。

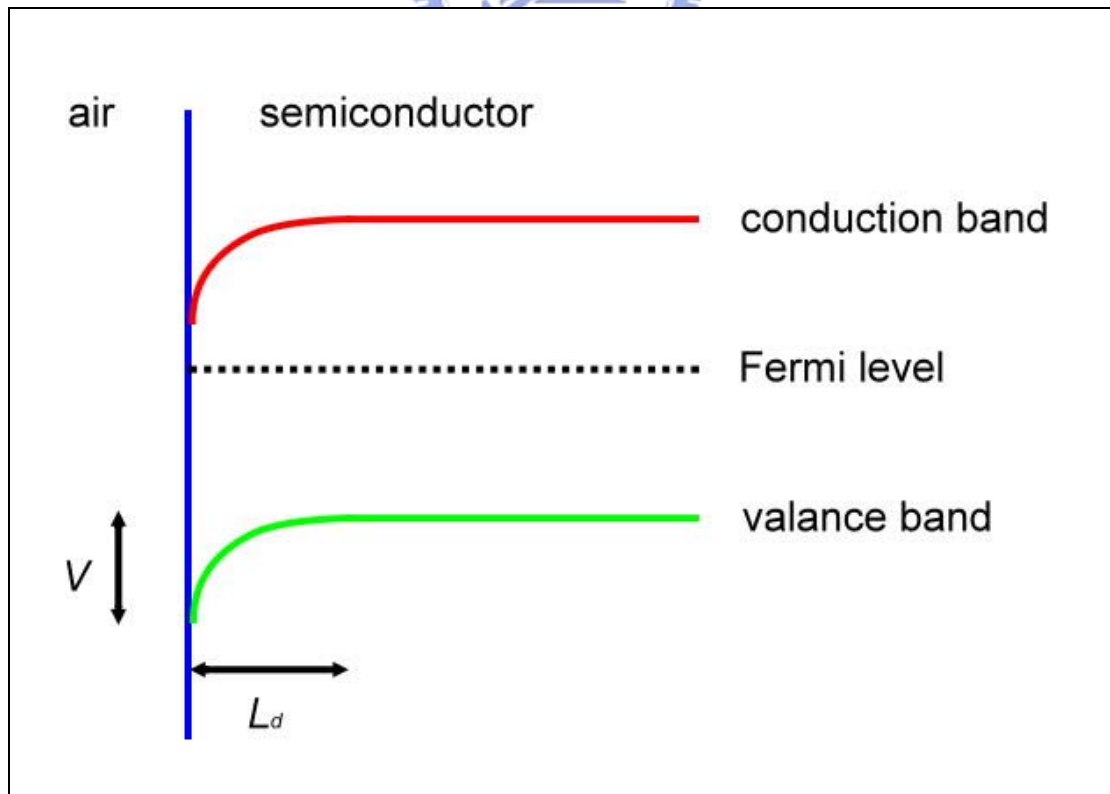


圖 2-4：半導體表面空乏電場。



## 2-2 光整流模式

光電晶體的二階非線性效應可產生近於直流的輻射，考慮光入射至非線性晶體的波動方程式：

$$\nabla^2 \bar{E} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial t^2} \quad (2-30)$$

極化項成為一個新波源，極化率與電場的關係可以寫成：

$$P = \epsilon_0 (\chi E + \chi_2 E^2 + \chi_3 E^3 + \dots) = P^{(1)} + P^{(2)} + P^{(3)} + \dots \quad (2-31)$$

其中  $P^{(1)}$ 、 $P^{(2)}$  為一階、二階之非線性極化率。

如果入射電場的形式為：

$$E = E_1 \sin(\omega_1 t) + E_2 \sin(\omega_2 t) \quad (2-32)$$

帶回 (2-31) 式可得：

$$P = \epsilon_0 \chi [E_1 \sin(\omega_1 t) + E_2 \sin(\omega_2 t)] + \epsilon_0 \chi_2 [E_1 \sin(\omega_1 t) + E_2 \sin(\omega_2 t)]^2 \quad (2-33)$$

對一中心對稱 (centrosymmetry) 的非線性晶體而言，具有  $P(E) = -P(-E)$  的特性，所以對極化項而言只有奇數次方項會存在，相反的對非中心對稱 (noncentrosymmetry) 而言極化項只有偶數次方項存在，不考慮三階以上的非線性效應，非中心對稱的非線性晶體的非線性極化可以寫成：

$$P^{(2)} = \epsilon_0 \chi_2 [E_1 \sin(\omega_1 t) + E_2 \sin(\omega_2 t)]^2 \quad (2-34)$$

$$P^{(2)} = \epsilon_0 \chi_2 [E_1^2 \sin^2(\omega_1 t) + E_2^2 \sin^2(\omega_2 t) + 2E_1 E_2 \sin(\omega_1 t) \sin(\omega_2 t)]$$

$$P^{(2)} = \epsilon_0 \chi_2 \left\{ \left[ \frac{1 - \cos(2\omega_1 t)}{2} \right] E_1^2 + \left[ \frac{1 - \cos(2\omega_2 t)}{2} \right] E_2^2 \right.$$

$$+E_1E_2[\cos(\omega_1 - \omega_2)t - \cos(\omega_1 + \omega_2)t] \quad (2-35)$$

其中產生倍頻項 ( $P^{(2)}(2\omega_1)$ 、 $P^{(2)}(2\omega_2)$ )，稱之為二次諧波 (SHG)。差頻項 ( $P^{(2)}(\omega_1 - \omega_2)$ )、和頻項 ( $P^{(2)}(\omega_1 + \omega_2)$ ) 這些效應被稱之為光整流效應。

入射到非線性晶體的超快脈衝雷射具有中心頻率  $\omega_0$ ，頻寬  $\Delta\omega$ 。各種不同頻率產生的差頻近似於直流 ( $\pm\frac{1}{2}\Delta\omega \approx 0$ )，由差頻項產生的極化率  $P^{(2)}(\Omega)$  為所有頻率差值的總和 (對頻率積分)，在介質內部極化率對時間的一階微分相當於等效電流，輻射電場大小正比等效電流對時間的一階微分，超快脈衝雷射頻寬為次皮秒級，所以可以產生兆赫波輻射。



## 2-3 電光取樣技術

當光入射到光學各向異性 (anisotropic) 晶體時，會分解成二條折射線，一條遵守 Snell 定律，稱之為尋常光線 (o-ray)，另一條不遵守 Snell 定律，稱之為異常光線 (e-ray)，這種現象稱之為雙折射現象 (birefringence)。

有些材料在外加電場下會改變其光學各向異性性質，折射率會隨外加電場強度呈線性關係產生變化，所以當偏振光通過此種材料晶體時，其偏振方向也會隨外加電場改變，稱這種現象為電光效應 (electrooptic effect)。因為光學晶體的折射率和晶體本身的原子、分

子晶格排列、電荷分布有關，當外加電場夠大足以影響其內部的交互作用，我們便可以觀察到折射率的變化。

### 2-3-1 碲化鋅晶體的線性電光效應

電光效應可用材料的介電抗滲張量 (dielectric impermeability tensor)  $b$  ( $b_{ij} = \epsilon_{ij}^{-1}$ ,  $\epsilon$  為材料的介電滲透張量 (dielectric permeability tensor)) 的變化來表示，將其寫成外加電場的級數展開式：

$$\Delta b_{ij} = b_{ij}(E) - b_{ij}(0) = \gamma_{ijk} E_k + s_{ijkl} E_k E_l + \dots \quad (2-36)$$

$r_{ijk}$  : 線性電光係數

$s_{ijkl}$  : 二階電光係數

(2-36) 式第一項代表線性電光效應，是波克爾 (Pockels) 在 1893 年發現的，故又稱之為波克爾效應 (Pockels effect)。右式第二項代表二次電光效應，是克爾 (Kerr) 在 1875 年發現的，故又稱之為克爾效應 (Kerr effect)。更高階的電光效應非常微弱，故予以省略。考慮線性電光效應：

$$\Delta b_{ij} = \gamma_{ijk} E_k \quad (2-37)$$

因  $\epsilon_{ij}$  為實數且對稱 (real and symmetric)，亦即  $r_{ij} = r_{ji}$ ，我們可將下標  $ij$  以  $h$  代替，記為：

$$h=1 \quad \text{for} \quad ij=11$$

$$h=2 \quad \text{for} \quad ij=22$$

$$\begin{aligned}
h=3 & \quad \text{for } ij=33 \\
h=4 & \quad \text{for } ij=23 \text{ or } ij=32 \\
h=5 & \quad \text{for } ij=13 \text{ or } ij=31 \\
h=6 & \quad \text{for } ij=12 \text{ or } ij=21
\end{aligned} \tag{2-38}$$

由 (2-36)、(2-37)、(2-38) 式， $\Delta(1/n^2)_h = \gamma_{hk} E_k$  可以寫成矩陣形式：

$$\begin{bmatrix} \Delta(1/n^2)_1 \\ \Delta(1/n^2)_2 \\ \Delta(1/n^2)_3 \\ \Delta(1/n^2)_4 \\ \Delta(1/n^2)_5 \\ \Delta(1/n^2)_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma_{11} & \gamma_{12} & \gamma_{13} \\ \gamma_{21} & \gamma_{22} & \gamma_{23} \\ \gamma_{31} & \gamma_{32} & \gamma_{33} \\ \gamma_{41} & \gamma_{42} & \gamma_{43} \\ \gamma_{51} & \gamma_{52} & \gamma_{53} \\ \gamma_{61} & \gamma_{62} & \gamma_{63} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \tag{2-39}$$

本研究群選擇的電光晶體為 ZnTe (厚度 1 mm)，屬於閃鋅礦結構 (Zinc-blend)，具  $\bar{4}3m$  點群對稱性，其電光係數具對稱性：

$$\gamma_{hj} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ \gamma_{41} & 0 & 0 \\ 0 & \gamma_{41} & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_{41} \end{bmatrix}$$

$$\gamma_{41} = 3.9 \times 10^{-12} \text{ m/V} \tag{2-40}$$

無外加電場的情況下，ZnTe 晶體為各向同性性質 (isotropic)，即  $n_x = n_y = n_z = n_0$ ，其折射率橢圓球方程式可以寫成：

$$\left(\frac{x}{n_x}\right)^2 + \left(\frac{y}{n_y}\right)^2 + \left(\frac{z}{n_z}\right)^2 = 1 \tag{2-41}$$

一般而言，若在電光晶體上外加電場，如外加 THz 輻射之電場，則

電光晶體對應之折射橢圓球變成：

$$\begin{aligned} & \left[\frac{1}{n_x^2} + \Delta(1/n^2)_1\right]x^2 + \left[\frac{1}{n_y^2} + \Delta(1/n^2)_2\right]y^2 + \left[\frac{1}{n_z^2} + \Delta(1/n^2)_3\right]z^2 + \\ & 2\Delta(1/n^2)_4 yz + 2\Delta(1/n^2)_5 xz + 2\Delta(1/n^2)_6 xy = 1 \end{aligned} \quad (2-42)$$

將 (2-39)、(2-40) 式帶入 (2-42) 可以得到：

$$\left(\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_0^2}\right) + 2\gamma_{41}(E_x yz + E_y xz + E_z xy) = 1 \quad (2-43)$$

在 (2-43) 式中有交叉項 (Mixed Terms)  $yz$ 、 $xz$  及  $xy$  項，代表折射橢圓球的主軸 (principle axis) 並不是位於座標軸上，為了方便解得

折射率，我們須建立新座標軸，使折射橢圓球的主軸位於座標軸上。

首先我們將座標以  $z$  軸為轉軸逆時針旋轉  $45^\circ$ ，新座標軸  $x'$ 、 $y'$  和  $z'$  和原座標軸  $x$ 、 $y$ 、 $z$  之關係如圖 2-5 所示，將其以數學式表達則為：

$$\begin{aligned} x &= x' \cos(45^\circ) - y' \sin(45^\circ) = \frac{x' - y'}{\sqrt{2}} \\ y &= x' \sin(45^\circ) + y' \cos(45^\circ) = \frac{x' + y'}{\sqrt{2}} \\ z &= z' \end{aligned} \quad (2-44)$$

THz 輻射在 ZnTe 晶體內沿  $\langle 110 \rangle$  方向傳播，其輻射電場在水平方向，即與  $z$  軸之夾角為  $90^\circ$  (圖 2-6)，則有以下關係式：

$$E_x = E_y = \frac{E_{THz}}{\sqrt{2}} \text{、} E_z = 0 \quad (2-45)$$

將 (2-44)、(2-45) 帶入 (2-43) 中可得：

$$\frac{x'^2}{n_0^2} + \frac{y'^2}{n_0^2} + \frac{z'^2}{n_0^2} + 2y'z'\gamma_{41}E_{THz} = 1 \quad (2-46)$$

再次對 (2-46) 式進行座標轉換，使其折射橢圓球的主軸位於座標軸上。將座標軸沿  $x'$  軸逆時針旋轉  $45^\circ$  做轉換，新座標軸  $x''$ 、 $y''$ 、 $z''$  和  $x'$ 、 $y'$ 、 $z'$  之關係如圖 2-5 所示，將其以數學式表達則為：

$$\begin{aligned} x' &= x'' \\ y' &= \frac{y'' - z''}{\sqrt{2}} \\ z' &= \frac{y'' + z''}{\sqrt{2}} \end{aligned} \quad (2-47)$$

將 (2-47) 式代入 (2-46) 式中，得折射橢圓球二次轉換後的表示式如下：

$$\frac{x''^2}{n_0^2} + \left(\frac{1}{n_0^2} + \gamma_{41}E_{THz}\right)y''^2 + \left(\frac{1}{n_0^2} - \gamma_{41}E_{THz}\right)z''^2 = 1 \quad (2-48)$$

(2-48) 式可以寫為：

$$\frac{x''^2}{n_{x''}^2} + \frac{y''^2}{n_{y''}^2} + \frac{z''^2}{n_{z''}^2} = 1, \quad \frac{1}{n_0^2} + \gamma_{41}E_{THz} = \frac{1}{n_{y''}^2}, \quad \frac{1}{n_0^2} - \gamma_{41}E_{THz} = \frac{1}{n_{z''}^2} \quad (2-49)$$

由於  $\gamma_{41}E_{THz} \ll 1$ ，由 (2-49) 式近似可以得到：

$$\begin{aligned} n_{x''} &= n_0 \\ n_{y''} &\approx n_0 + \frac{1}{2}n_0^3\gamma_{41}E_{THz} \\ n_{z''} &\approx n_0 - \frac{1}{2}n_0^3\gamma_{41}E_{THz} \end{aligned} \quad (2-50)$$

從 (2-50) 式中可以得知，光沿著  $y''$  與  $z''$  二個方向前進時，二者間的相速度不同，在晶體中走  $L$  的距離後將產生一相位延遲  $\Gamma$  (phase

retardation) :

$$\Gamma = (n_{y''} - n_{z''}) \frac{\omega L}{c} \quad (2-51)$$

(2-51) 式又可表示為：

$$\Gamma = \frac{n_0^3 \gamma_{41} E_{THz} \omega L}{c} \quad (2-52)$$

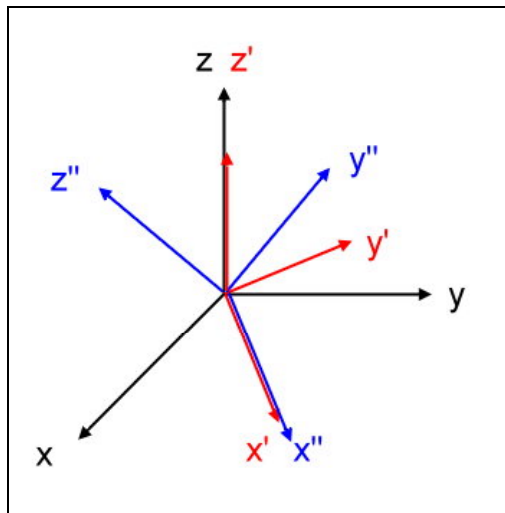
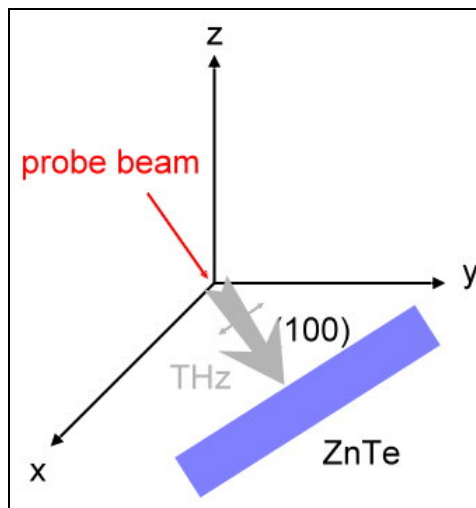


圖 2-6：座標轉換示意圖。



2-7：THz 輻射及探測光對 ZnTe 晶體相對位置。



## 2-3-2 自由空間電光取樣原理

電光晶體的角色就是一種波板(wave plate)，當一線偏振光通過它時，加入適當偏壓而造成相位的延遲變成橢圓偏振，而相位延遲的程度由外加電場大小而定。THz 輻射電場  $E_{THz}$  偏壓及雷射探測光偏振方向均在 ZnTe 晶體的  $y'$  方向上。而探測光電場可以表示為：

$$E_p \hat{y}' = \frac{E_p}{\sqrt{2}} (\hat{y}' - \hat{z}') \quad (2-53)$$

當探測光進入 ZnTe 晶體時，在  $y''$  與  $z''$  的分量對應之折射率為  $n_{y''}$ 、 $n_{z''}$ ，所以經過 ZnTe 晶體後的探測光電場可以表示成：

$$\hat{E}_{out} = \frac{E_p}{\sqrt{2}} (\hat{y}'' - \hat{z}'' e^{i\Gamma}) \quad (2-54)$$

在電光晶體後面加入一極化分光鏡 (Wollaston prism)，可將  $y'$  與  $z'$  方向的線偏振光分開，其分量分別為：

$$E_{out,y'} = \left( \frac{E_p}{\sqrt{2}} (\hat{y}'' - \hat{z}'' e^{i\Gamma}) \right) \cdot \left( \frac{\hat{y}'' - \hat{z}''}{\sqrt{2}} \right) = \frac{E_p}{2} (1 + e^{i\Gamma}) \quad (2-55)$$

$$E_{out,z'} = \left( \frac{E_p}{\sqrt{2}} (\hat{y}'' - \hat{z}'' e^{i\Gamma}) \right) \cdot \left( \frac{\hat{y}'' + \hat{z}''}{\sqrt{2}} \right) = \frac{E_p}{2} (1 - e^{i\Gamma}) \quad (2-56)$$

在  $y'$  軸及  $z'$  軸之穿透率 (transmission)  $t$  可分別表示為：

$$t_{y'} = \frac{|E_{out,y'}|^2}{|E_p|^2} = \frac{1}{4} |1 + \cos(\Gamma) + i \sin(\Gamma)|^2 = \frac{1}{2} (\cos(\Gamma) + 1) \quad (2-57)$$

$$t_{z'} = \frac{|E_{out,z'}|^2}{|E_p|^2} = \frac{1}{4} |1 - \cos(\Gamma) - i \sin(\Gamma)|^2 = \frac{1}{2} (1 - \cos(\Gamma)) = \sin^2\left(\frac{\Gamma}{2}\right) \quad (2-58)$$

圖 2-8 為 (2-57)、(2-58) 穿透率與相位延遲的示意圖，因為外加的 THz 場很小，所以經過 ZnTe 後產生的相位差也很小，則穿透後的探測光波形將失真，必須將其操作區域移至圖中的線性操作區（紅色線段），使用的方法就是在 ZnTe 後面再放入四分之一波長相位延遲片，使其相位延遲  $\pi/2$ 。

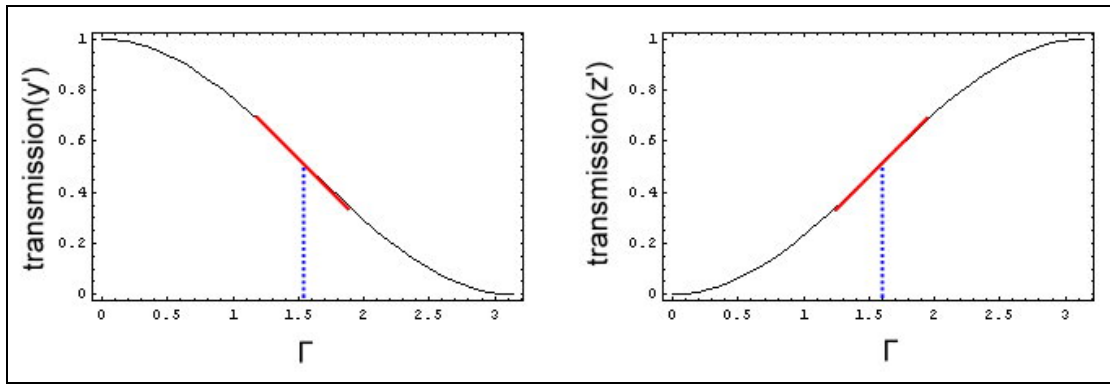


圖 2-8：穿透率與相位延遲的示意圖。

即 (2-57) 與 (2-58) 式可以寫為：

$$t_{y'} = \frac{1}{2} \left( \cos\left(\Gamma + \frac{\pi}{2}\right) + 1 \right) = \frac{1}{2} (1 - \sin(\Gamma)) \approx \frac{1-\Gamma}{2} \quad (2-59)$$

$$t_{z'} = \sin^2\left(\frac{\Gamma + \frac{\pi}{2}}{2}\right) = \frac{1}{2} (1 - \sin(\Gamma)) \approx \frac{1+\Gamma}{2} \quad (2-60)$$

設入射光強度為  $P_0$ ，則其在  $y'$  及  $z'$  兩軸上之穿透強度分別為：

$$P_{y'} = \left( \frac{1-\Gamma}{2} \right) P_0 \quad (2-61)$$

$$P_{z'} = \left( \frac{1+\Gamma}{2} \right) P_0 \quad (2-62)$$

經由光電二極體分別讀取其光強度值，再求取此兩道光之強度差

$\Delta I$ ，(2-52) 帶入則可得到  $\Delta I$  如下式所示：

$$\Delta I = \Gamma P_0 = \frac{n_0^3 \gamma_{41} E_{THz} \omega L P_0}{c} \quad (2-63)$$

其中  $n_0$  為 ZnTe 晶體正常光折射率、 $\omega$  為探測光角頻率、 $L$  為探測光在晶體內行走的長度、 $P_0$  為探測光強度、 $c$  為光速。藉由改變激發光與探測光的光程差，我們便可以完整的描繪出  $E_{THz}$  暫態波形的變化。圖 2-9a 與圖 2-9b 為電光取樣示意圖。

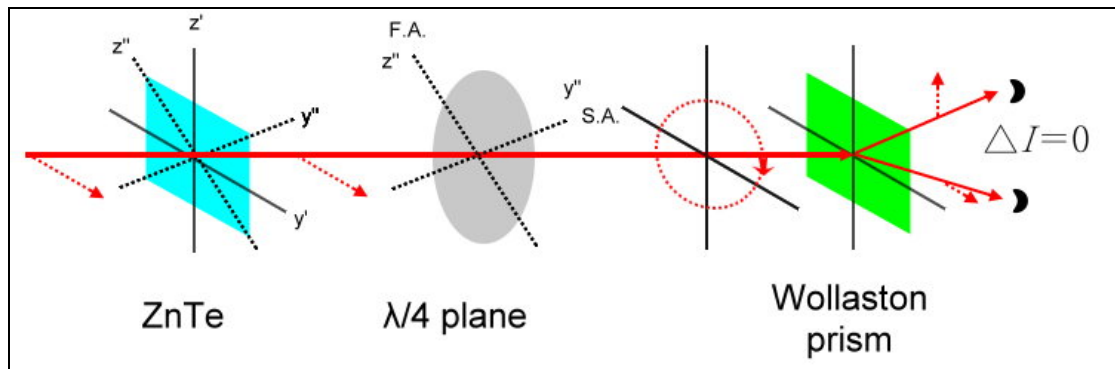


圖 2-9a：無電場作用下的電光取樣示意圖。

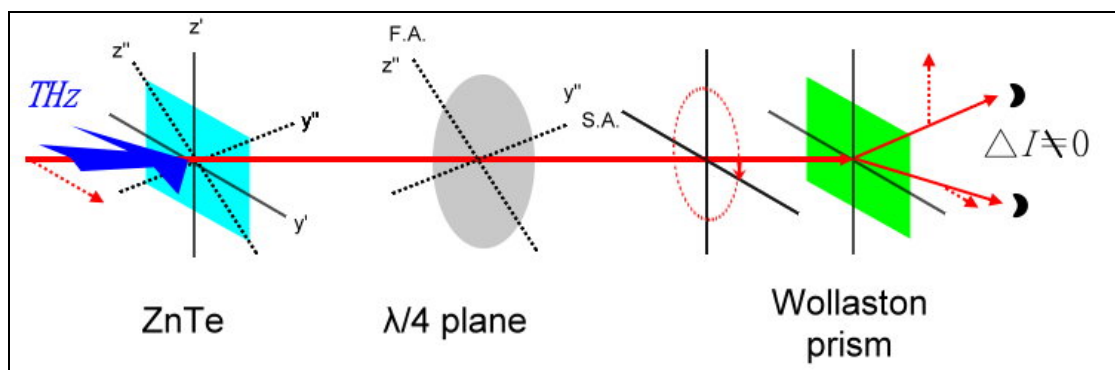


圖 2-9b：THz 輻射電場作用下的電光取樣示意圖。

## 2-4 實驗系統介紹

### 2-4-1 THz-TDS 系統

本實驗系統光路如圖 2-10 所示，超快雷射導光進入系統後經過分光鏡依 4：1 的比例，分成激發光與探測光，激發光經過機械式截波器後進入時間延遲裝置 (delay stage)，此部份是由電腦控制步進馬達推動平臺，可以改變激發光與探測光的光程差。移動 3 mm 等於時間延遲 20ps，系統最小解析度可以達到 3 $\mu$ m。然後激發光經聚焦入射 THz emitter，激發出的兆赫輻射波導入二組離軸拋物面鏡對，其目的為在做 TDS 實驗時，能使兆赫輻射波能聚焦在樣品上，然後兆赫波經過薄膜分光鏡 (pellicle) 聚焦在 ZnTe 晶體上，而探測光也經過相同的光程與 THz 聚焦在 ZnTe 晶體同一點上，由電光取樣的方法可將兆赫波暫態波形取出如前所述。光路上架設 pin hole 可以確定每次做實驗光路沒有偏移。於 THz 傳播路徑上用壓克力罩密封住，可以減少 THz 被水氣吸收。

由於兆赫波肉眼見不到，所以事先用雷射做校準的動作，此部分得非常小心且精準，因為光路如果沒有校準到最佳化，我們若以不同參數條件的 THz emitter 做比較，便沒有任何意義。於偏壓電路上串連一三用電錶，微調 THz emitter 的相對位置，使其光電流值最大便是我們要的位置。

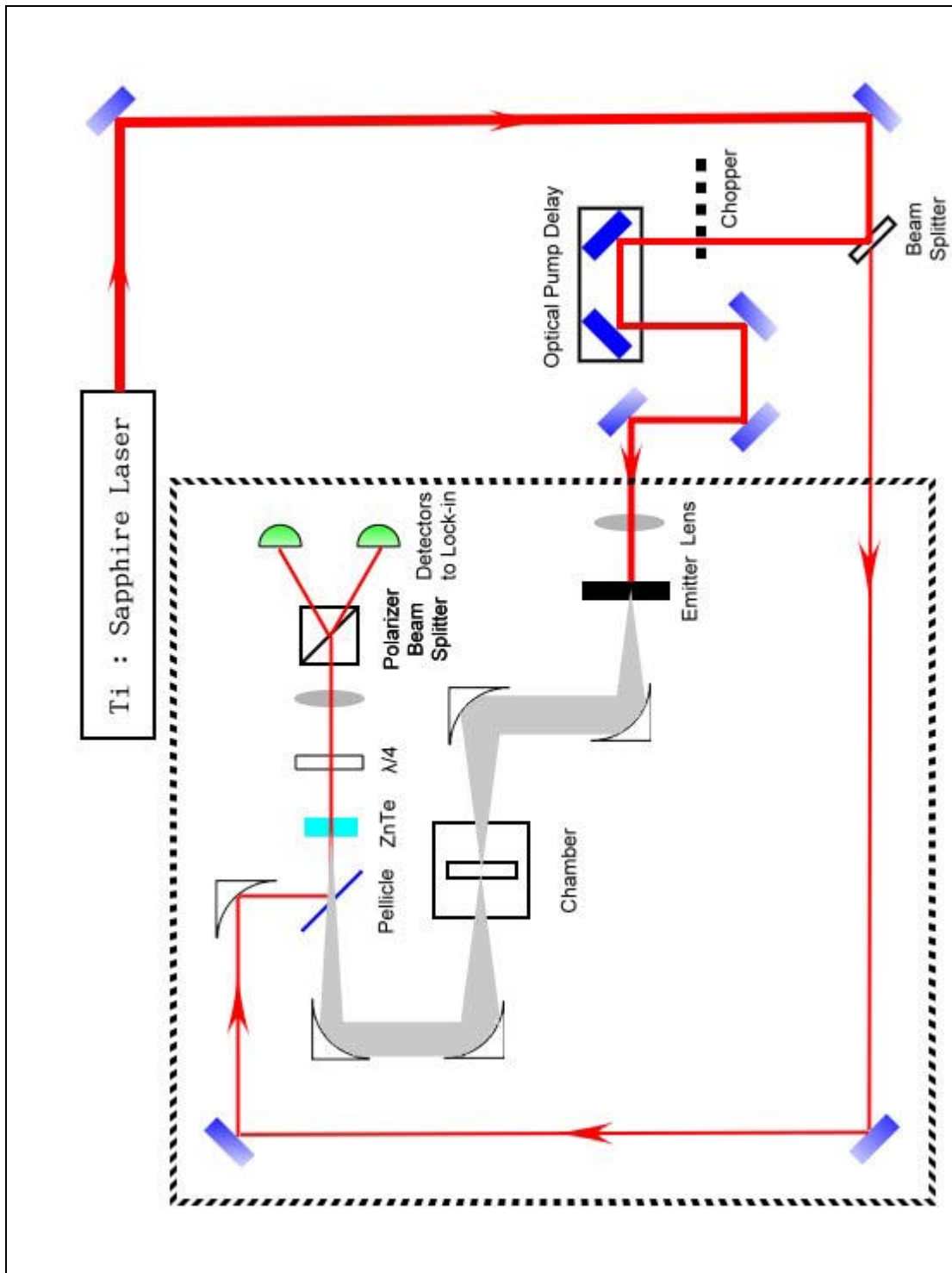


圖 2-10：THz-TDS 系統示意圖，虛線部分為壓克力罩範圍。

## 2-4-2 THz 光導天線

本篇論文主要以半絕緣砷化鎵 (Semi-Insulating GaAs) 與半絕緣磷化銦 (Semi-Insulating InP) 材料作為產生 THz 輻射的元件，利用微影蝕刻的技術將金電極成長在半導體基板上，以提供外加偏壓對光激自由載子做加速運動，為增加金與基板的附著效果，先鍍一層約 10nm 的鍺再鍍上約 140nm 的金，電極形狀如圖 2-11 所示。感謝交通大學電子物理系黃凱風教授協助提供樣品。剪二條約 30 mm 的漆包線，用加熱的鉛錫把其表面的漆除去，用低溫銀膠將漆包線黏於 THz emitter 電極上，由經驗得知可以降低接觸電阻，避免加大電壓時接線會燒毀。

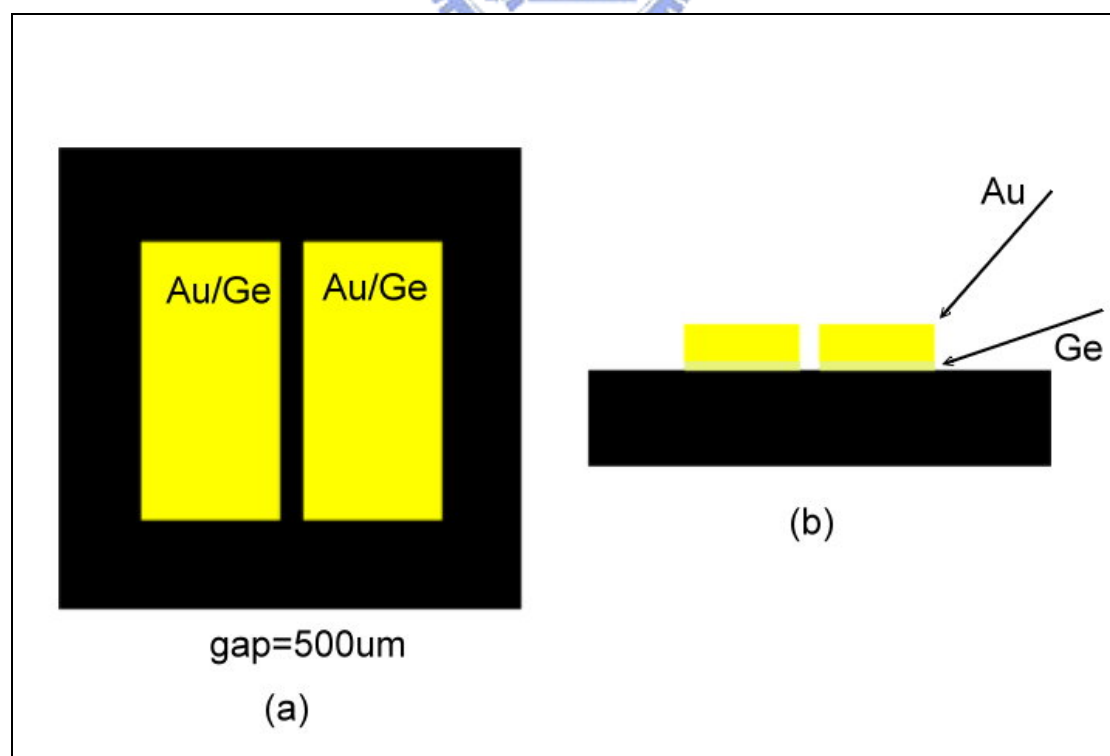


圖 2-11：THz 輻射元件 (a) 上視圖，(b) 側視圖。

### 第三章 實驗結果與討論

本章節主要就實驗上改變不同參數時，量測 THz emitter 輻射電場強弱的變化情形，並進行討論。

#### 3-1 外加偏壓

兆赫輻射波強度正比於光電流對時間的一階導數，而光電流可以寫成：

$$J_s(t) = \frac{\sigma_s(t)E_b}{1 + \frac{\sigma_s(t)\eta_0}{1 + \sqrt{\epsilon_s}}} \quad (3-1)$$

$$\sigma_s(t) = \frac{e(1-R)}{h\nu} \int_{-\infty}^t I_{opt}(t') \mu(t-t') \exp\left[-\frac{(t-t')}{\tau_{car}}\right] dt' \quad (3-2)$$

光電流和外加偏壓電場成正比，所以增強兆赫輻射波強度最簡單的方法就是增加外加偏壓。本實驗室一開始使用半絕緣砷化鎵 (SI-GaAs) 為 THz emitter 的材料，其產生的兆赫波強度與外加偏壓的關係如圖 3-1 所示，THz 訊號強度一開始正比於外加偏壓電場，當外加偏壓超過  $3kV/cm$  時明顯的可以觀察到 THz 訊號強度有逐漸飽和的現象，而外加偏壓高過  $6kV/cm$  時 THz emitter 便燒毀。飽和現象由二種因素決定，一為空間電荷所引起的內建電場 (space-charge field) [18] 和外加電場相抵消，另一種為由時變光電流輻射出的近場電場和外加電場的屏蔽效應。



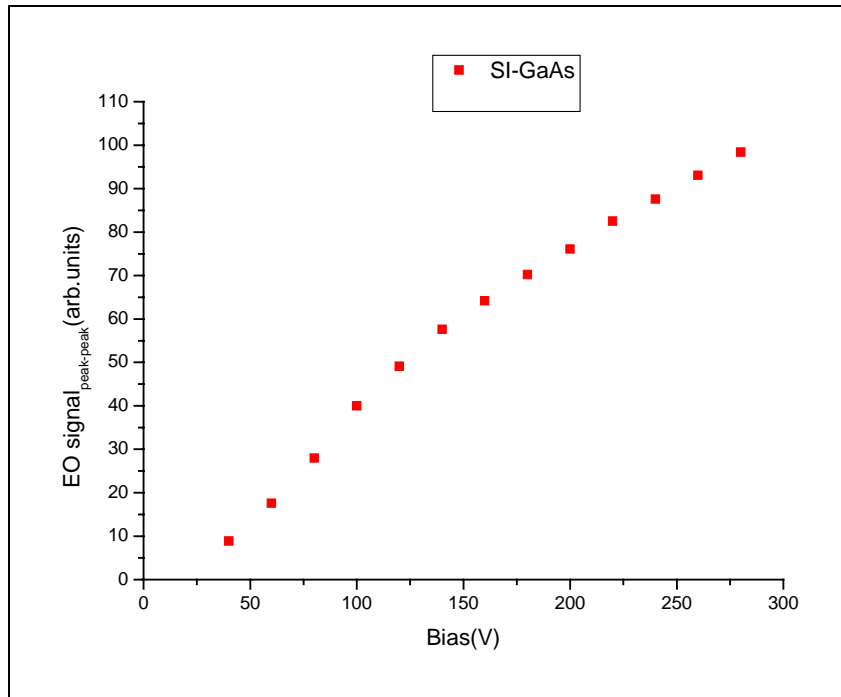


圖 3-1a：SI-GaAs 平行板電極 THz emitter 輻射強度與外加偏壓的關係，雷射出光能量 380mW，電極間隙 500 $\mu$ m。

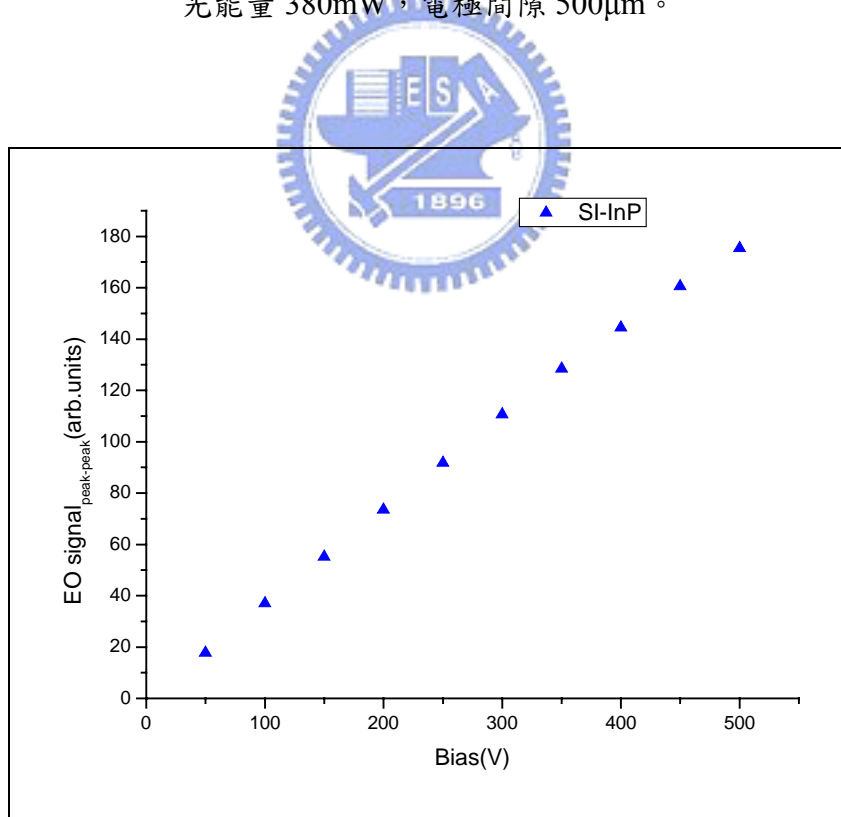


圖 3-1b：SI-InP 平行板電極 THz emitter 輻射強度與外加偏壓的關係，雷射出光能量 380mW，電極間隙 500 $\mu$ m。

通常在高能量激發的情況下，表面電導率隨之增加，也會影響光電流趨近飽和。本實驗系統是屬於低能量激發，且 THz emitter 為大孔徑光導天線，電極空隙大小為  $500\mu\text{m}$ ，由空間電荷引起的內建電場不足以影響到外加電場，所以合理推測飽和現象是由於時變光電流輻射的近場電場與外加電場相抵消，使得光電流在大偏壓時會有飽和現象。

受限於飽和效應與大偏壓時 SI-GaAs THz emitter 會燒毀，我們嘗試新的半導體材料。半絕緣磷化銦（SI-InP）是另一種熱門的光電材料，二種材料特性如圖 3-2[19]所示。

SI-GaAs	SI-InP
III-V semiconductor	III-V semiconductor
direct bandgap	direct bandgap
$E_g = 1.43 \text{ eV at } 300\text{K}$	$E_g = 1.35 \text{ eV at } 300\text{K}$
crystal structure : zinc blend	crystal structure : cubic
lattice constant 0.565 nm	lattice constant 0.587 nm
electron/hole mobility at 300 K: 8500/400 $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$	electron/hole mobility at 300 K: 4500/100 $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$
refractive index $n=3.3$ in IR	refractive index $n=3.1$ in IR

圖 3-2：SI-GaAs 與 SI-InP 的基本材料特性。

另外我們利用激發-探測系統測量 SI-GaAs 與 SI-InP 的光激載子生命期 (carrier lifetime)。當短脈衝雷射入射樣品表面時，會激發一

些電子-電洞對，在這些非平衡態準粒子的弛緩過程中，會造成材料中介電常數的變化，進而影響材料本身對光的吸收率與反射率。其結果如圖 3-3a、3-3b 所示。

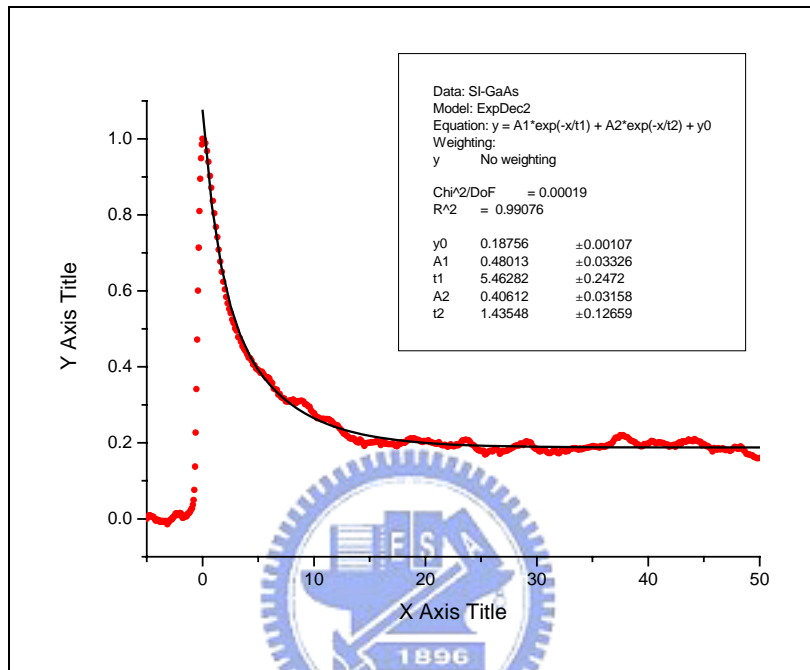


圖 3-3a：SI-GaAs 之瞬時反射率變化 ( $\Delta R/R$ ) 與擬合結果。

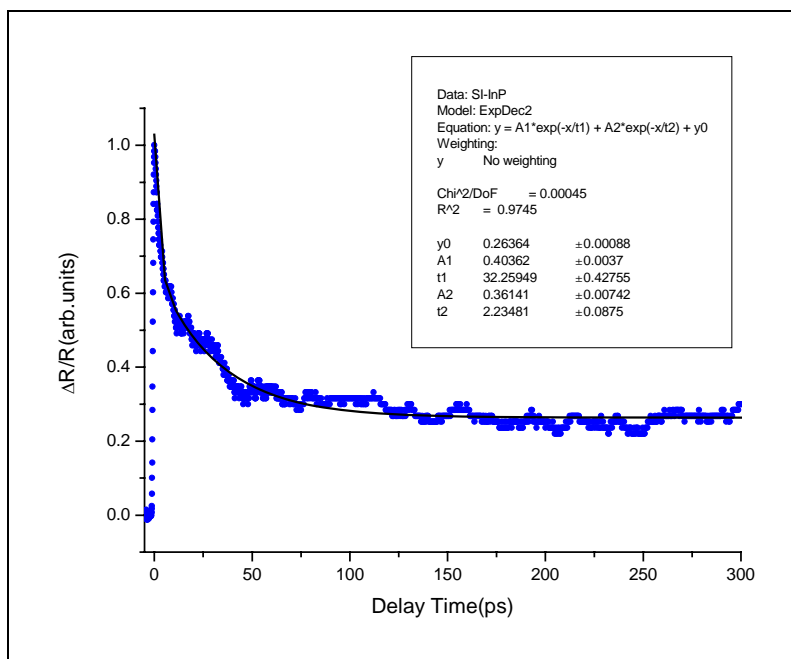


圖 3-3b：SI-InP 之瞬時反射率變化 ( $\Delta R/R$ ) 與擬合結果。

如圖 3-4 所示，於相同條件下比較二者產生的兆赫波大小，SI-InP THz emitter 雖然在低電壓範圍（約  $3kV/cm$ ）所輻射出的兆赫波強度略小於 SI-GaAs THz emitter，但是加大電壓後飽和效應的影響並沒有表現出來，而且當外加電場達到  $10kV/cm$  時，THz emitter 仍可正常工作不燒毀，如圖 3-1b 所示。此乃 SI-GaAs THz emitter 所不及之處，所以我們研究的材料，就著重在半絕緣磷化銦上，期望改變不同的操作參數，使得兆赫波輻射效率達到最佳化。

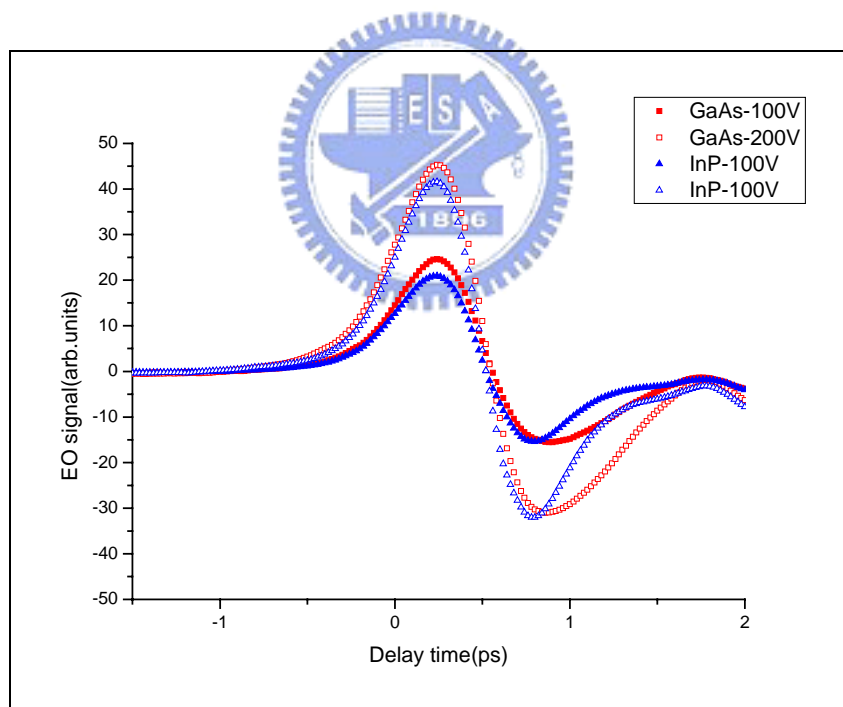


圖 3-4：SI-InP 與 SI-GaAs 在低外加偏壓時所輻射的兆赫波波形。

## 3-2 激發光光點聚焦與位置

依據實驗經驗，當激發光打在 THz emitter 上時，其激發光點與 THz emitter 的相對位置與產生之 THz 輻射強度大小有關係。一般來說，聚焦光點 (spot size) 愈小愈好，因為其單位面積所照射的能量密度會愈高。

實驗光路圖如圖 2-6 所示，首先我們使激發光直接進入離軸拋物面鏡對如圖 3-5 所示，肉眼觀察入射光點是否在離軸拋物面鏡正中間，同時我們也可以清楚看見反射光點，微調其角度與相對位置，使入射光點與反射光點在同一位置上，初步完成光路的校準動作。在離軸拋物面鏡的焦點位置架上 THz emitter，並且在前方裝置一聚焦透鏡，於偏壓電路上串連一三用電錶用來觀察光電流的相對大小值。在相同電流值的條件下，微調 THz emitter 的位置並觀察訊號大小，藉此確保 THz emitter 位於離軸拋物面鏡的焦點上且光路導光的路徑是正確的，即系統是在最佳的 (optimum) 條件下。

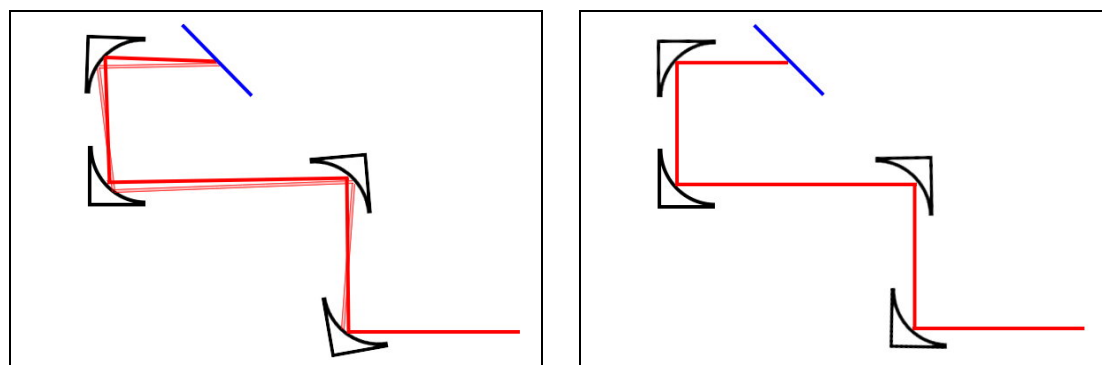


圖 3-5：校準光路示意圖，令反射光點與入射光點重疊。

我們用 CCD 觀察激發光點的位置與大小，如圖 3-6(b)所示，聚焦光點最小的時候，比平行板電極的間隙 ( $\text{gap}=500\mu\text{m}$ ) 還小，移動聚焦透鏡的前後相對位置以改變 spot size 的大小，發現 spot size 稍微蓋過 gap 時的 THz 訊號是最大的 (圖 3-6(a))，測量結果如圖 3-7 所示。

對於半絕緣半導體材料而言，只有被激發光 ( $h\nu > \text{bandgap}$ ) 照射的區域才會產生自由電子電洞對，如果有外加偏壓才會呈現導通 (short) 狀態，沒有被照射的區域是絕緣的並不會貢獻自由載子，所以當 spot size 小於電極間隙，被照射區域為導電態其他區域為絕緣態，其產生輻射效率必然沒有整個區域都是導通的好。

另外也觀察到激發光點在靠近電極陽極的位置時，THz 輻射效率會比較高[20]，原因為光激電子電洞有不一樣的載子遷移率，電子的遷移率遠比電洞還高，所以可將光電流視為電子的貢獻，而電子在靠近陽極的地方變化較為劇烈，所以 THz 輻射波產生的效率較高。

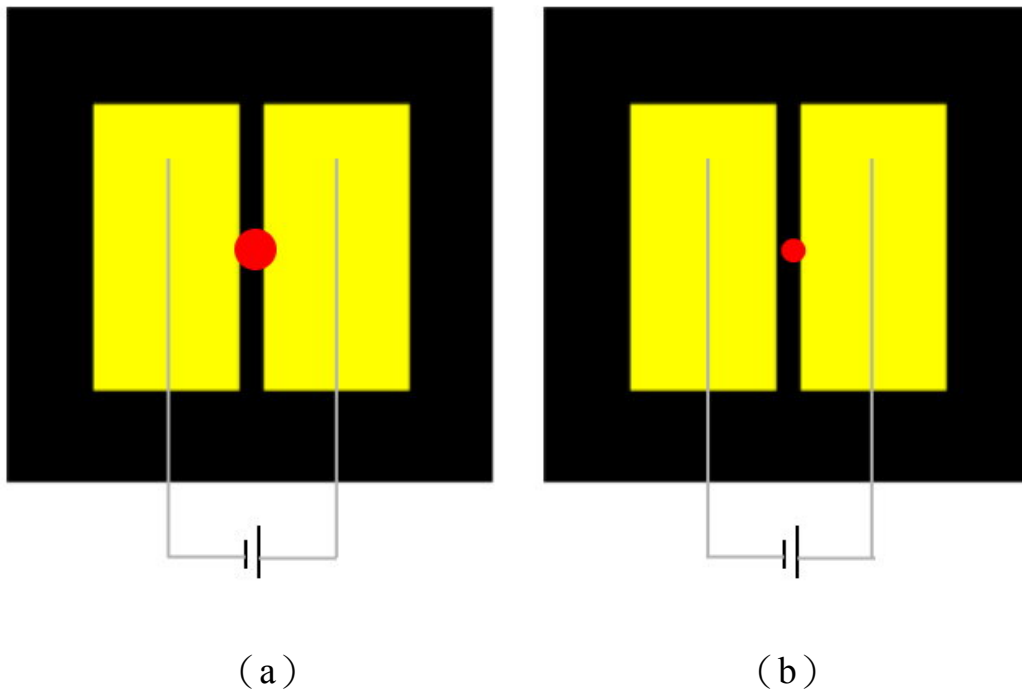


圖 3-6：激發光光點大小與位置示意圖，光點靠近陽極位置且略覆蓋住二片電極間隙間有最強 THz 訊號。

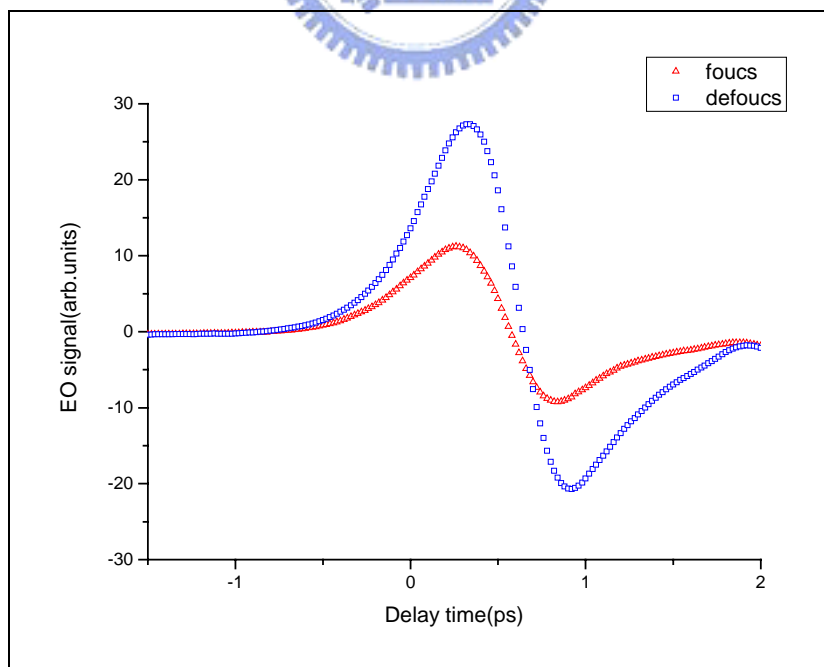


圖 3-7：激發光點的大小與 THz 訊號示意圖。



### 3-3 激發光能量

由 (3-2) 式可以得知表面電導率與激發光能量有關，當激發光能量夠大時，表面電導率會趨近一飽和值。本實驗室原本以連續波氬離子雷射 (Argon Ion Laser) 激發鎖模鈦藍寶石雷射 (Mode Locked Ti-Sapphire Laser) 作為 THz 輻射的激發光源，後來改為固態雷射為激發源，可有效提高鎖模鈦藍寶石雷射穩定度和出光功率。脈衝輸出重複率 (Repetition Rate) 為 75MHz，偏振方向為水平方向，輸出功率最高為 600mW，平常操作大多固定為 500mW 作實驗比較。

雷射出光後經過數個高反射鏡導光進入系統，再以 4:1 分為激發光與探測光，激發光又經過機械式截波器後 (能量少了一半) 進入壓克力罩，最後經聚焦打到 THz emitter 上的能量為 170mW，導光的過程經計算後尚在合理範圍內並沒有損耗太多能量。如果超快雷射輸出功率為 500mW，則打在 THz emitter 上的每一脈衝能量估算為  $2.30 \mu J/cm^2$ 。為了只改變激發光能量，於激發光路徑上架上二偏振片，後者保持水平方向，藉由改變前面偏振片的方向，可以改變激發光的能量大小，其關係為  $I(\theta) = I(0) \cos^4(\theta)$ ，如圖 3-8 所示。THz emitter 為平行板電極，間隙大小為  $500 \mu m$ ，光經過偏振片時會有部分反射，所以在 THz emitter 前測量激發光能量最大為 190mW (每一脈衝能量為  $2.57 \mu J/cm^2$ )。結果如圖 3-9 所示，THz 電場大小對激發光能量變

化並未觀察到飽和現象，與文獻上的結果做比較[21]，我們激發光能量小了二個數量級以上，因此在我們的實驗系統中，THz 大小與和激發光能量均呈現正比關係。

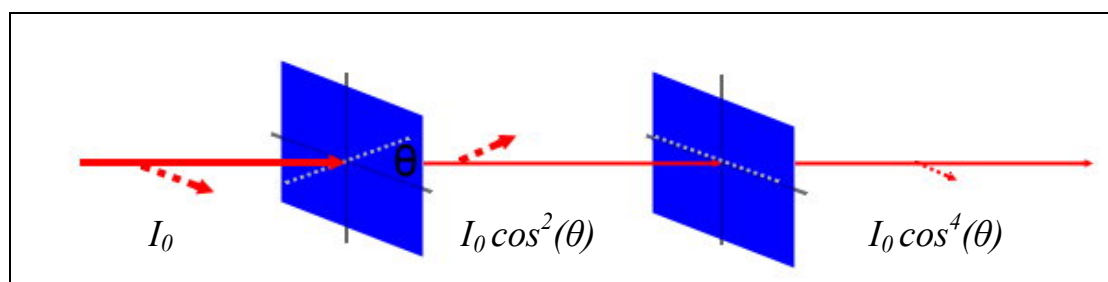


圖3-8：偏振片偏振方向與光能量示意圖。

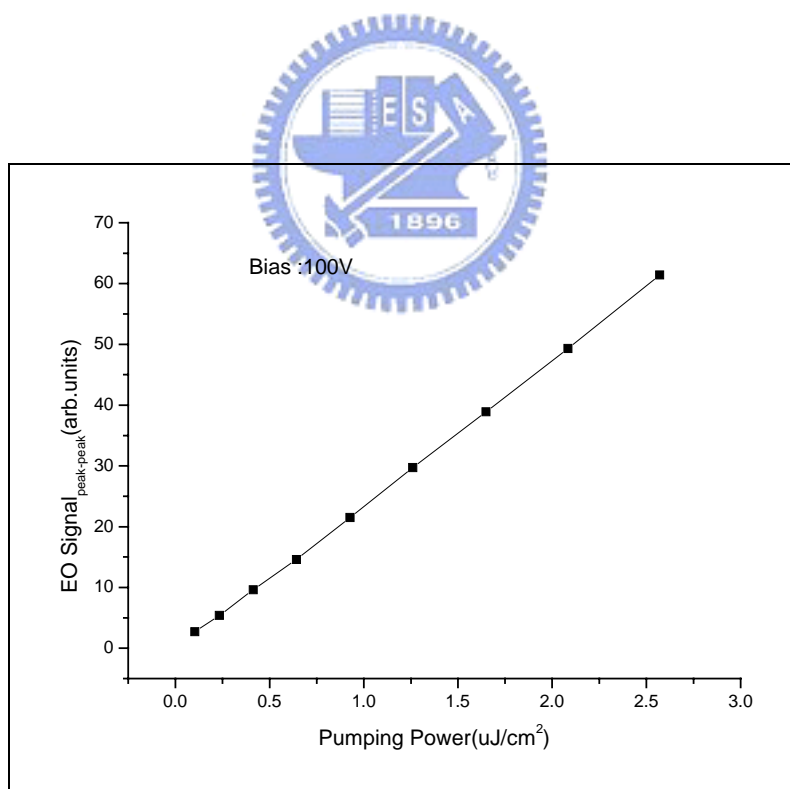


圖 3-9：激發光能量對 THz emitter 的影響。

### 3-4 水氣吸收

水氣對 THz 訊號之影響是很重要的，實驗室濕度控制約為 45% ，在 THz 輻射路徑上，裝上壓克力罩密封、除濕，並且灌入氮氣，可以將濕度降為 15% 以下。圖 3-10 為 SI-InP 大孔徑光導開關 THz emitter 在除水氣與未除水氣(45% )情況下的兆赫波訊號，除了訊號變大外，因水氣吸收的震盪訊號也消失了，將時域訊號作快速傅立葉轉換可得頻域訊號，約在 0.55THz、1.1THz、1.4THz、1.6THz 的頻率有明顯的水氣吸收 (圖 3-11)，此結果與前人相符[22]。

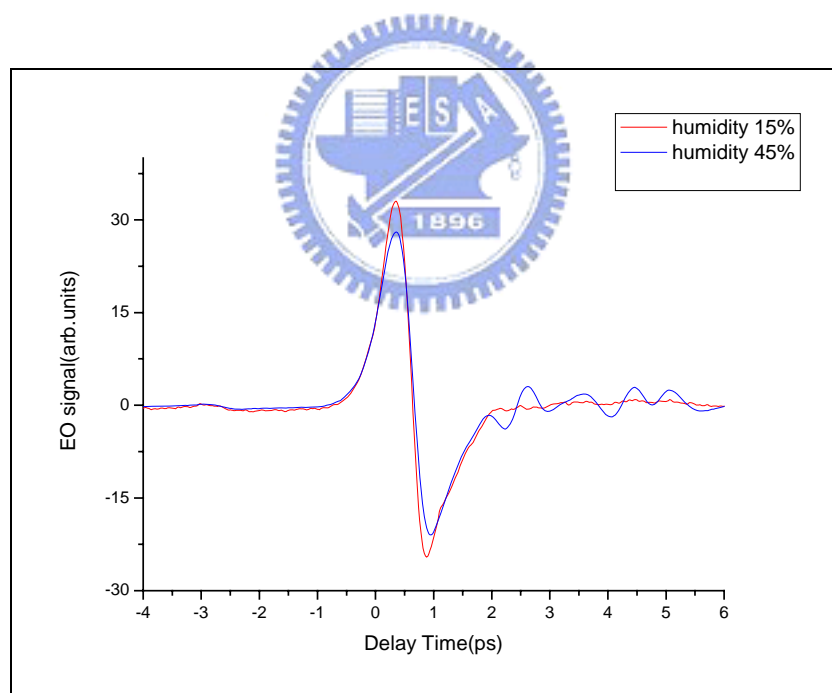


圖 3-10：水氣對 THz 訊號之影響。

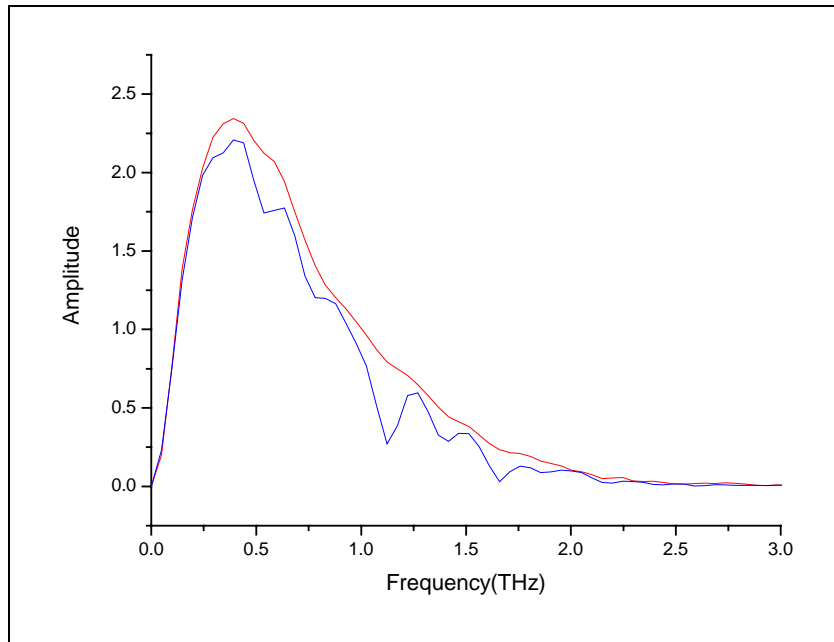


圖 3-11：THz 訊號作快速傅利葉轉換之結果。

## 3-5 溫度控制

### 3-5-1 熱電致冷溫控系統



由實驗經驗得知，如果實驗時間久了，訊號會不穩定，訊雜比變差，甚至在外加大電壓的情況下，一段時間後 THz emitter 會燒壞。推測可能的原因為 THz emitter 受到熱損害的影響。

當超快雷射照射在半導體表面，使其輻射出兆赫輻射波時，因為我們的雷射脈衝輸出重複率（Repetition Rate）為 75MHz，容易將熱能累積在半導體基板上，為避免熱量的累積損害 THz emitter。所以利用熱電致冷晶片及溫控器搭配熱電偶，設計一個散熱銅基座，銅基座如圖所示（3-12），所選用的致冷晶片其最大溫差 67°C，最大致冷力

88.9 瓦特，將致冷晶片雙面均勻塗上散熱膏夾於二散熱銅塊間，稍微滑動其相對位置使其中空隙空氣排出，增加其黏附性及導熱效果。下面銅基座鑽二條水冷通道，循環水接自超快雷射的冷卻水系統，藉由水冷卻來增加致冷晶片工作效率。

利用 5C7-550A 溫控電路來控制銅座的溫度（圖 3-13），其優點為同時具有加熱溫控與冷卻溫控兩種功能，以比例/積分溫控的方式，使加熱冷卻功能轉變時無隙縫無死點。

銅塊間的縫隙也都用散熱膏填滿，中間挖一個約 6 mm×10 mm 的孔供兆赫輻射穿透，背後的洞挖開點避免擋到兆赫輻射波前進路線，二個直徑約 10 mm 的孔供 BNC 連接頭偏壓接線。在銅塊靠近 THz emitter 的地方設置一個螺絲孔，可將熱電偶鎖在銅塊上，因此我們可以控制銅基座的溫度，進而觀察室溫範圍下溫度對 THz emitter 的影響。其結果將在 3-5-2 節討論。

用銀膠把 THz emitter 黏在銅塊孔徑上提供一良好的導熱路徑，注意銀膠不可以擋到輻射路徑。

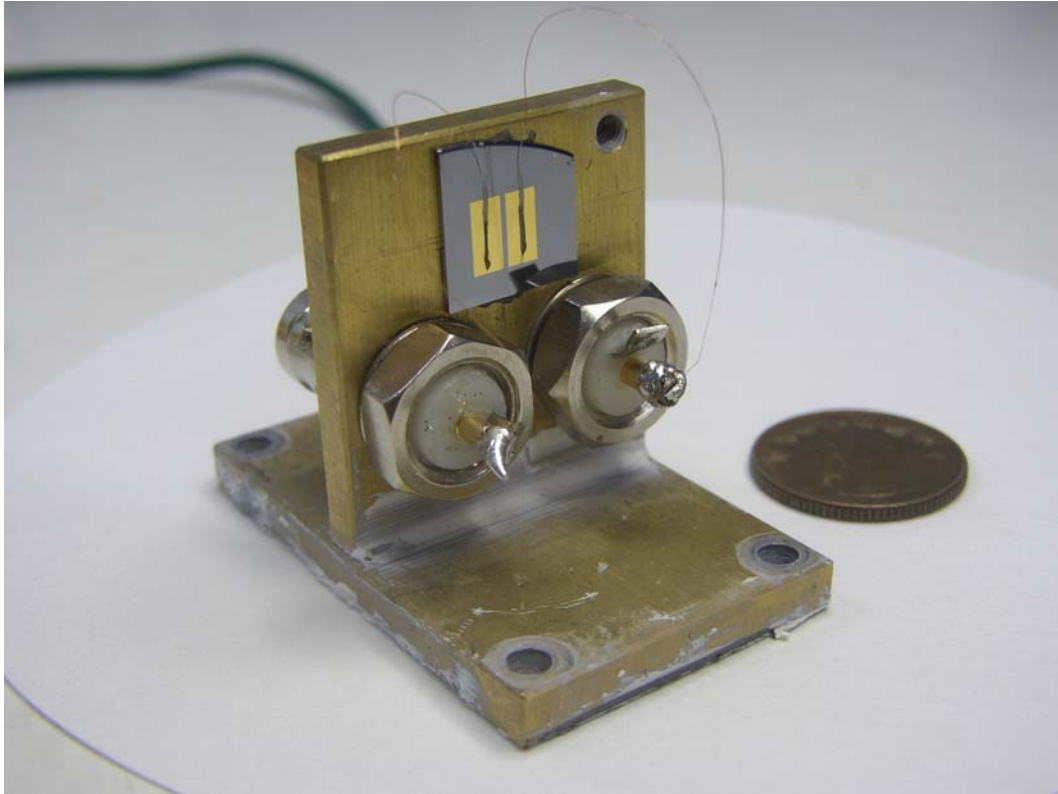


圖 3-12：散熱銅基座實體圖。



圖 3-13：5C7-550A 溫控電路



### 3-5-2 溫度的影響

溫控系統除了能降低熱能對 THz emitter 的損害外，使系統能在一個穩定的溫度下工作，我們可順便觀察背景溫度對 THz emitter 輻射效率之影響。如果只紀錄銅座溫度，在外加偏壓三百伏特時激發光打到 THz emitter 後溫度提高約 5 到 6°C，可見熱累積的影響頗嚴重。實驗裝置如前面章節所述，由於實驗環境限制，我們改變銅座的溫度範圍在室溫附近。

藉由控制銅基座的溫度影響 THz emitter 的背景溫度，在低於室溫約 10°C 時，THz emitter 表面會有小水珠凝結，所以整個系統需要密封灌入氮氣排除水氣，將濕度降至 15% 以下。圖 3-14 只顯示銅基座溫度在 35.0°C 和 5.0°C 所量測到的 THz 訊號，圖 3-15 為不同溫度量測到的訊號大小關係圖。

背景溫度愈低，所輻射出的 THz 電場愈大。在室溫下半絕緣磷化銦的能隙為 1.35eV，超快雷射中心波長 800nm 為 1.55eV，激發光子能量大於電子躍遷至導電帶所需的能量，所以在導電帶上的電子帶有能量，稱之為熱載子 (hot-carriers)。未達熱平衡狀態，其在晶格中散射的效應遠比熱平衡載子強，所以光激載子的瞬時遷移率 (transient carrier mobility) 遠比熱平衡載子遷移率 (steady carrier mobility) 小。溫度降低時晶格振動對載子的散射機率降低，瞬時載子遷移率會隨著



溫度降低而升高。兆赫波電場振幅大小和光電流對時間一階微分呈正比關係，光電流又與載子濃度、載子的遷移率有關，因此在低溫時，THz emitter 的輻射效率較高。

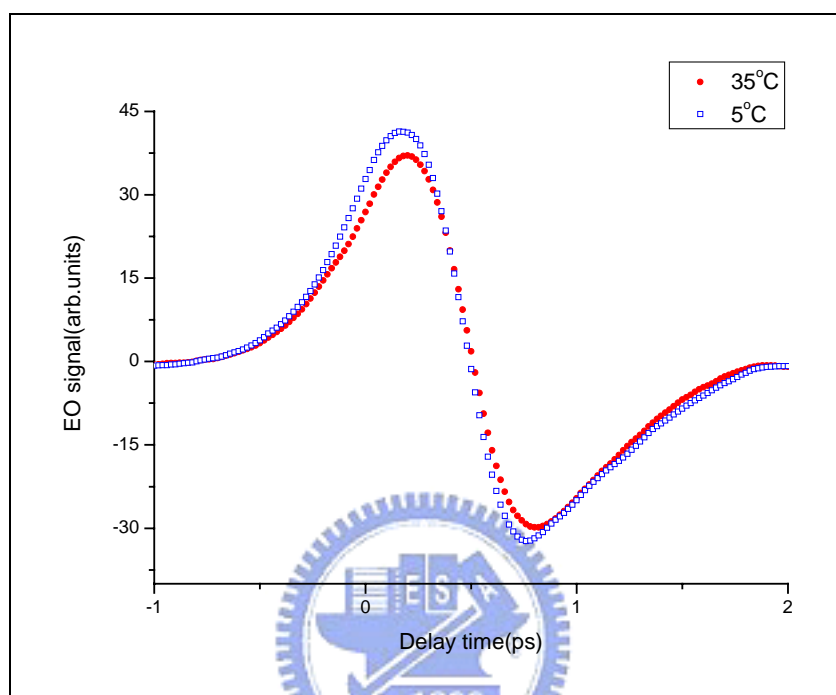


圖 3-14：不同背景溫度所量測到的 THz 訊號。

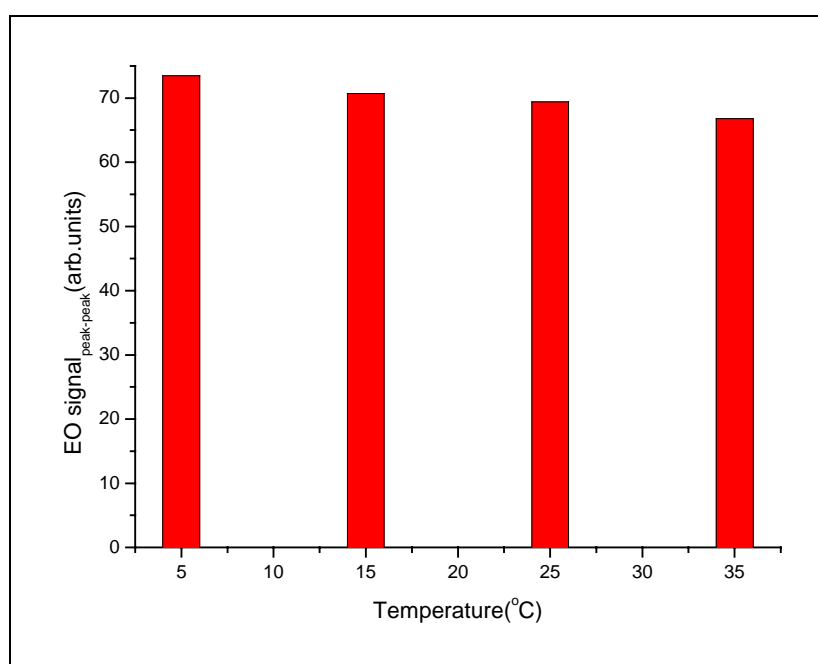


圖 3-15：THz 訊號大小對溫度的變化。

### 3-6 激發光偏振方向

當光入射到介質時其原子受到光場作用，電子隨光場振動的方向和光的偏振方向一致，討論激發光的偏振方向與兆赫輻射波強度的關係。外加在 THz emitter 的偏壓方向是水平方向，所以光激電偶極矩震盪方向也在水平方向。

首先我們得確定改變激發光的偏振方向而不改變光強度，調變二分之一波長相位延遲片快軸的方向，便可以改變超快雷射光的偏振方向，所以我們在激發光光路上架上二分之一波長相位延遲片和偏振片，偏振片目的是確定光偏振方向是我們要的。選三種不同光偏振方向分別與外加偏壓的方向夾  $0^\circ$  (水平)、 $45^\circ$ 、 $90^\circ$  (垂直)。THz emitter 為 SI-InP，超快雷射出光能量 500mW。外加偏壓分別是 100V 和 200V，結果圖 3-16、圖 3-17 所示。

當激發光的偏振方向與外加偏壓的方向平行時，得到最大的兆赫輻射波電場，比垂直偏振激發光增加約 12%， $45^\circ$  偏振激發光增加約 6%。兆赫波輻射電場大小正比於光電流對時間的一階微分，所以當電偶極矩震盪方向與外加電場方向(光電流方向)平行時有最大貢獻。

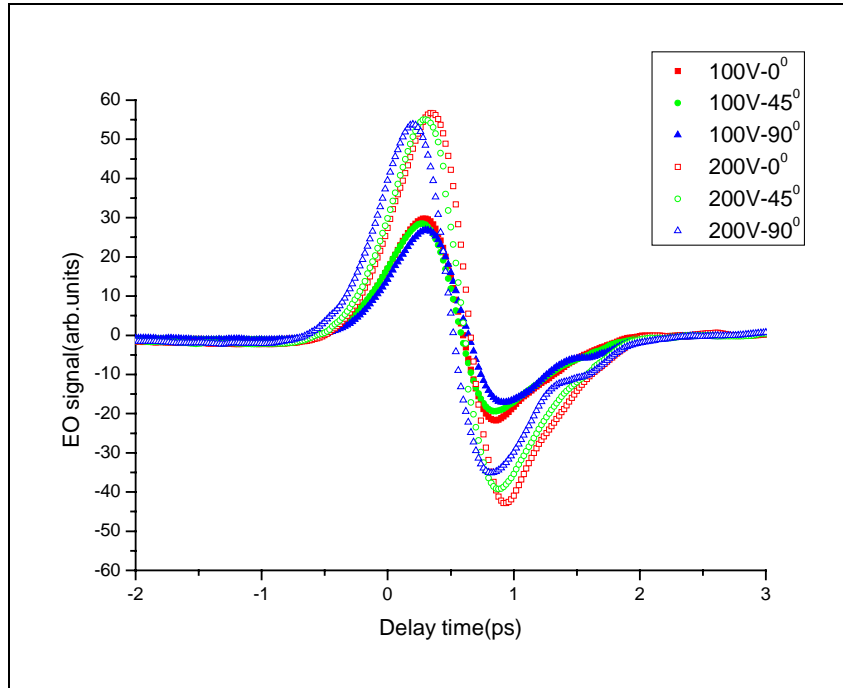


圖 3-16： THz 訊號對激發光極化方向關係圖。

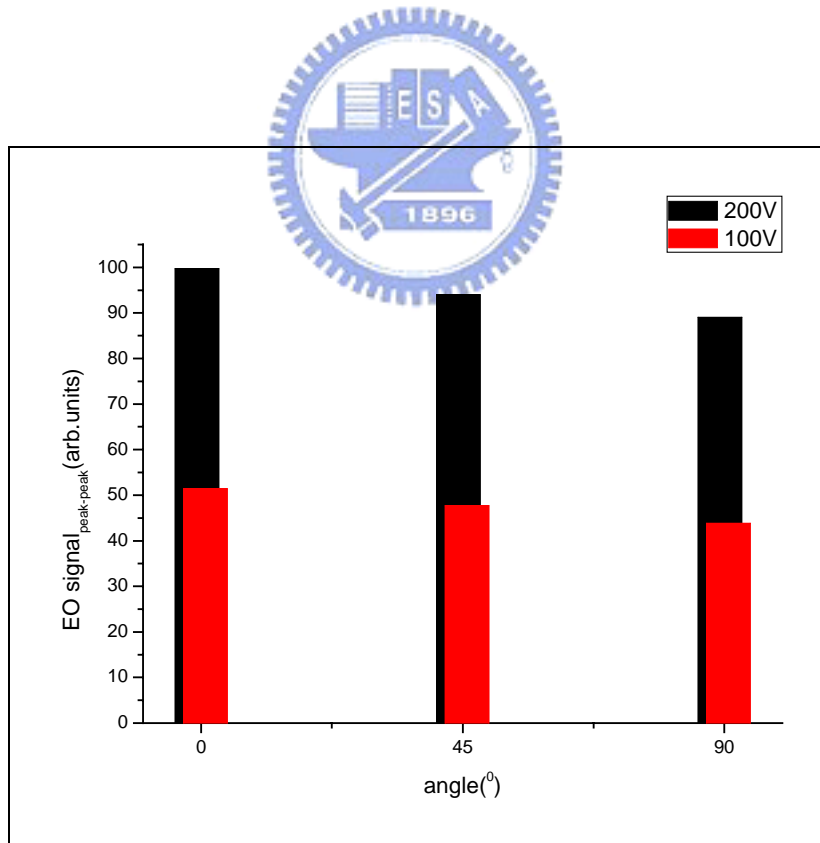


圖 3-17： THz 訊號大小與激發光極化方向示意圖。

### 3-7 大孔徑光導天線形狀

我們分別設計了三種不同形狀的電極，期望藉此改變外加電場的分佈[23][24]，比較其輻射的兆赫波強度與平行板電極之間的差異。

所用的半導體基板為磷化銦，電極形狀如圖 3-18a、b、c 所示。

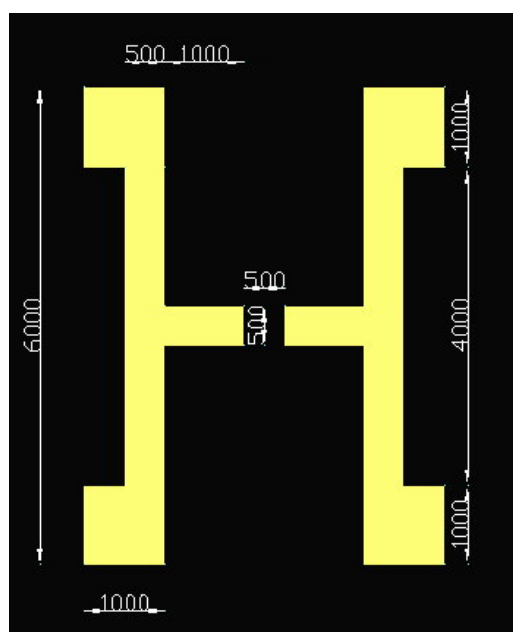


圖 3-18a：電極 a，單位  $\mu\text{m}$

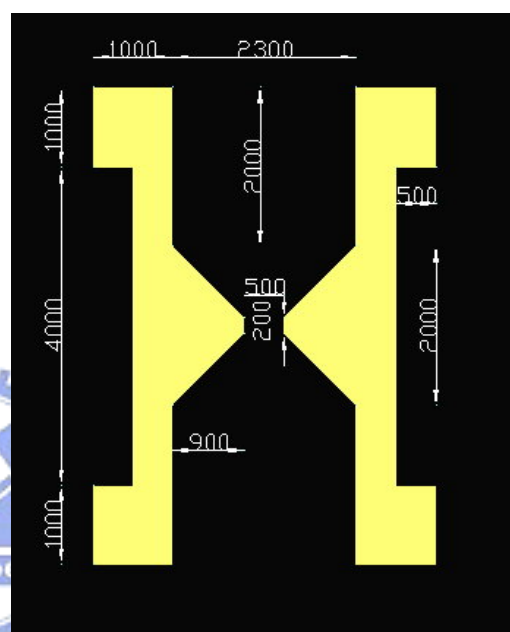


圖 3-18b：電極 b，單位  $\mu\text{m}$

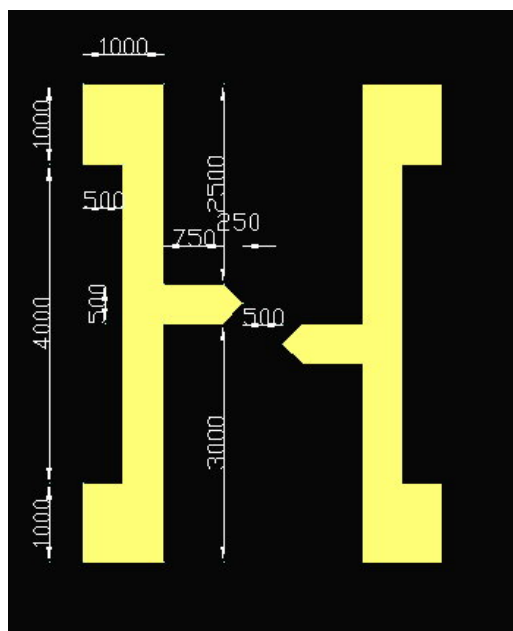


圖 3-18c：電極 c，單位  $\mu\text{m}$

外加偏壓 100V 時所量到的 THz 訊號如圖 3-19 所示，電極形狀與所輻射的 THz 訊號有很大關係，電極形狀 b 有最好的輻射效率(圖 3-20)，但仍較平行板電極差。經快速傅立葉轉換後發現電極 b 所輻射的 THz 訊號中心頻率較高(圖 3-21)，當初設計電極時，考慮到尖端放電容易將 THz emitter 損害，所以在形狀 b 前端截平，突起結構附近會產生較強的電場供自由載子加速。電極 b 引發最強的電場，但有效輻射區域小於平行板電極。電極 c 在小尺寸時可產生最強的兆赫輻射[25]，因為其不但在水平方向引發電偶極矩震盪，在垂直方向也有貢獻，但在大孔徑光導天線系統中反而輻射效率最低。

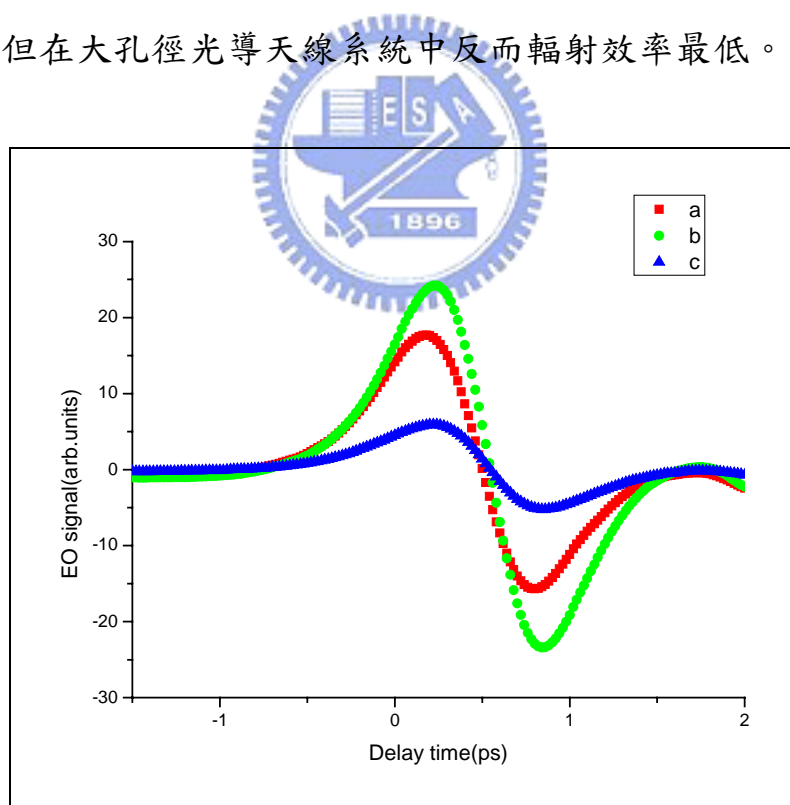


圖 3-19：a、b、c 電極形狀的 THz emitter 所輻射之 THz 訊號。

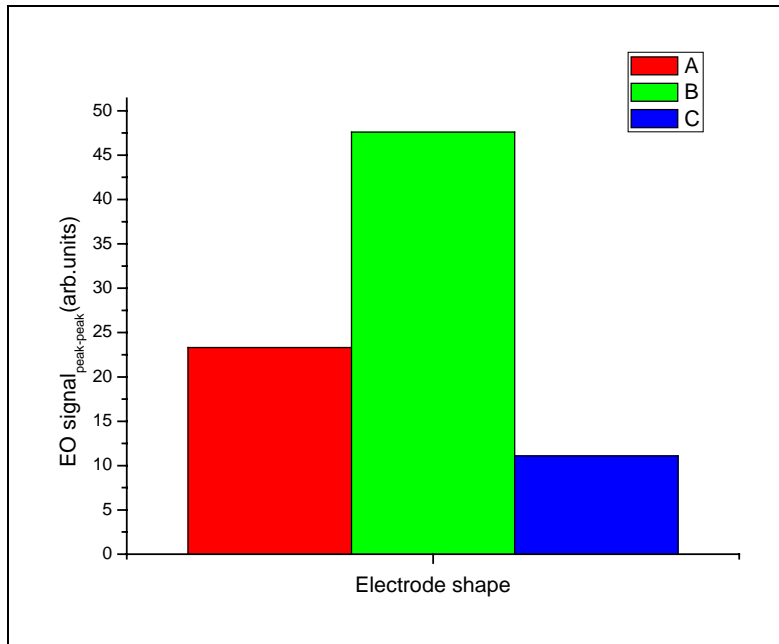


圖 3-20：a、b、c 電極形狀的 THz emitter 所輻射之 THz 訊號大小。

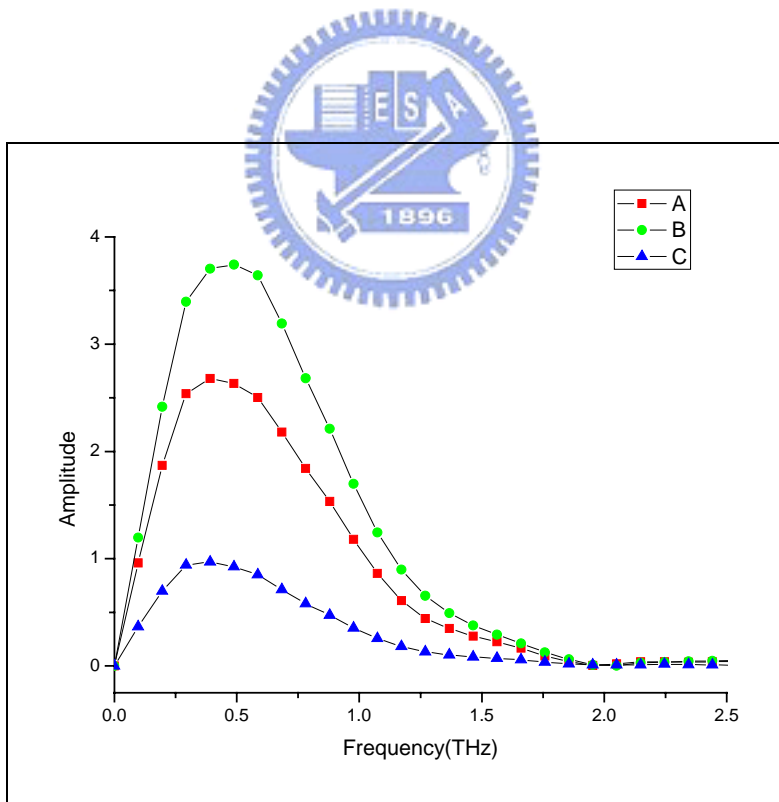


圖 3-21：圖 3-19 之 FFT。

## 3-8 平行板電極間隙

### 3-8-1 間隙大小

改變電極形狀後的 THz emitter 輻射效率並沒有預期中的改進，所以將重心轉回平行板電極，不同電極間隙對 THz 輻射強度的影響。間隙大小分別為 800 $\mu\text{m}$ 、600 $\mu\text{m}$ 、500 $\mu\text{m}$ 、400 $\mu\text{m}$ 。在外加電場的大小一致 (2kV/cm) 時，比較其中之差異，結果如圖 3-22、圖 3-23 所示，圖 3-24 為其快速傅立葉轉換圖。發現電極間隙 400 $\mu\text{m}$  的 THz emitter 有最佳的輻射效率，且傅立葉轉換頻譜圖除了強度增加外，中心頻率與頻寬皆沒有改變。

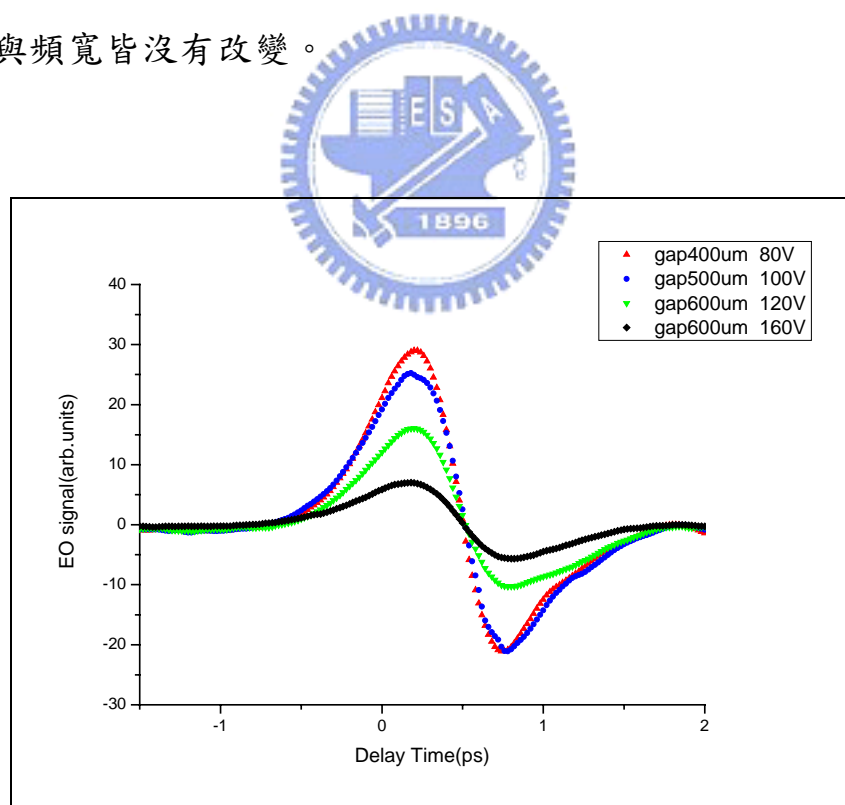


圖 3-22：四種平行板電極間隙輻射出的 THz 訊號。



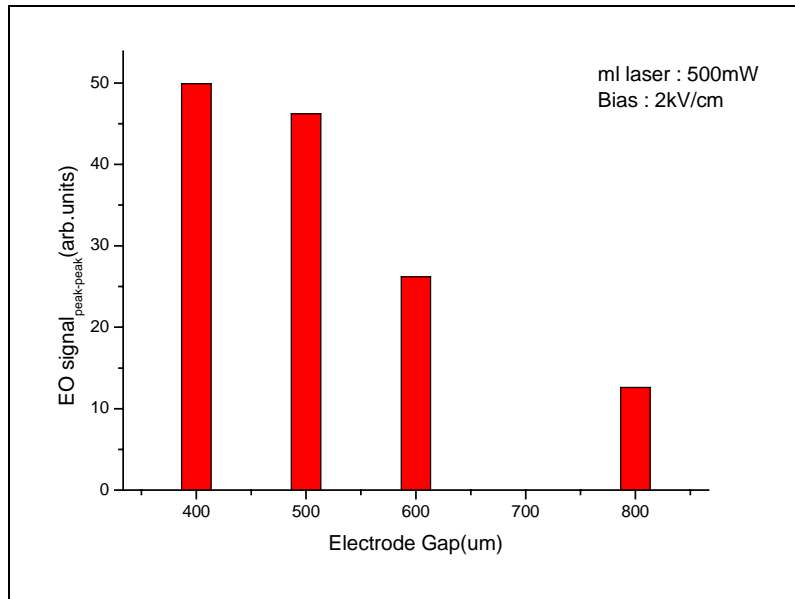


圖 3-23：四種平行板電極間隙輻射出的 THz 訊號大小。

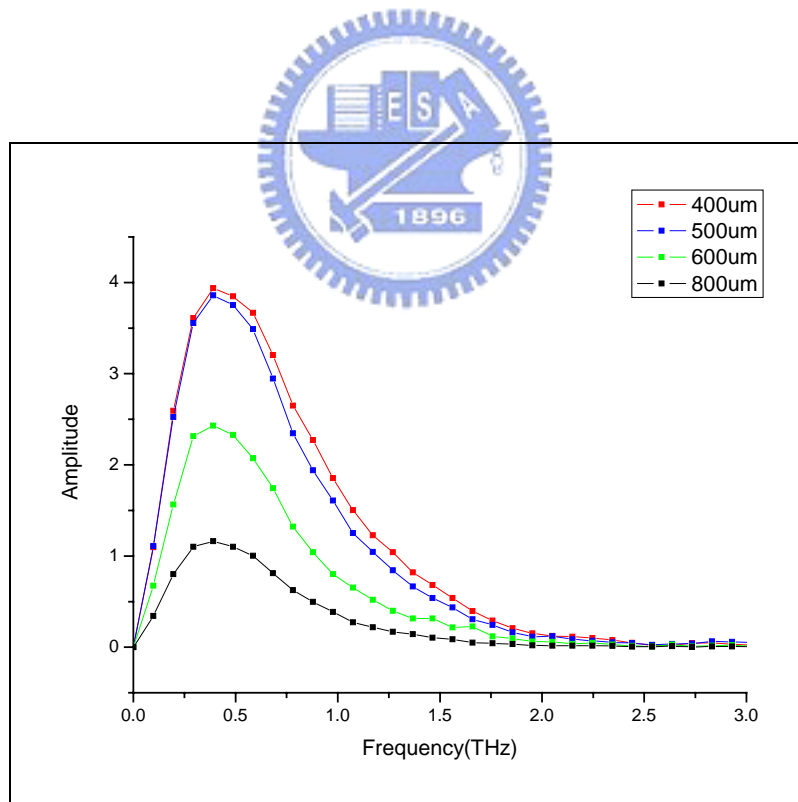


圖 3-24：四種平行板電極間隙輻射出的 THz 訊號之 FFT。

### 3-8-2 樣品差異

將這一批不同間隙大小的樣品編號 B，另將一開始拿來與 SI-GaAs 做比較的樣本編號為 A，同是平行板電極且間隙大小皆為 500 $\mu\text{m}$  的 A、B 樣本於相同條件下所測量到的 THz 訊號大小卻不同 (圖 3-25)。

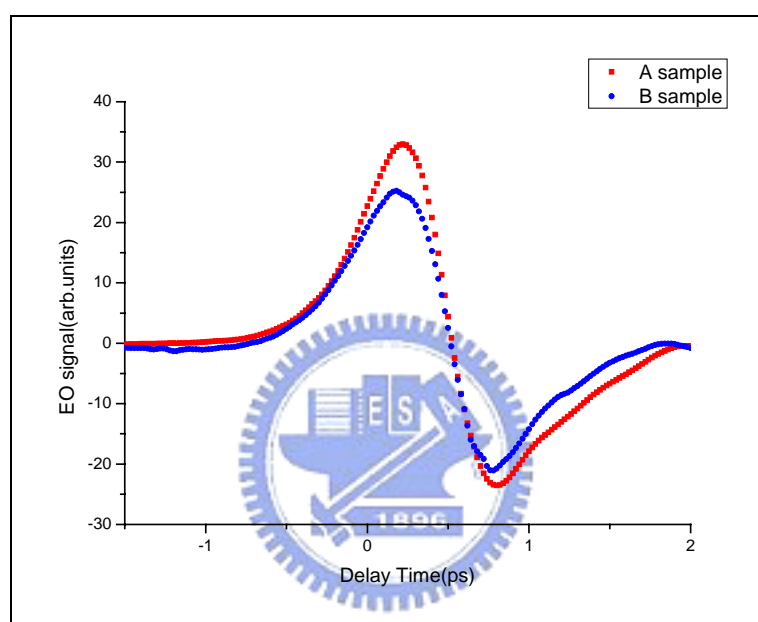


圖 3-25：二批不同樣品之間差異 (Bias : 100V)。

樣品 B 使用的晶圓為二十年前的產品，現在的磊晶技術勢必比當時更為改善進步，推測造成差異可能的原因，為晶格中缺陷的多寡、樣品的純度、表面平整度等問題。

利用 x-ray 繞射可檢視基板之結構與軸向，x-ray 入射樣品時會產生繞射，由布拉格 (Bragg) 繞射條件：

$$2d \sin(\theta) = n\lambda \quad (3-3)$$

$d$  為晶格平面的距離、 $\theta$  為入射光與樣品間的夾角、 $n$  為正整數、 $\lambda$  為

入射光波長。入射光與樣品間角度移動 $\theta$ 時，偵測器得相對移動 $2\theta$ 才能得建設性干涉峰值，比對 XRD 資料庫便可得知晶格軸向。

圖 3-26a、b 分別為樣本 A、B 的 X-ray 繞射圖，發現二個峰值位置分別在軸向(200)與(400)出現，顯見 A、B 二樣本之晶格結構良好。

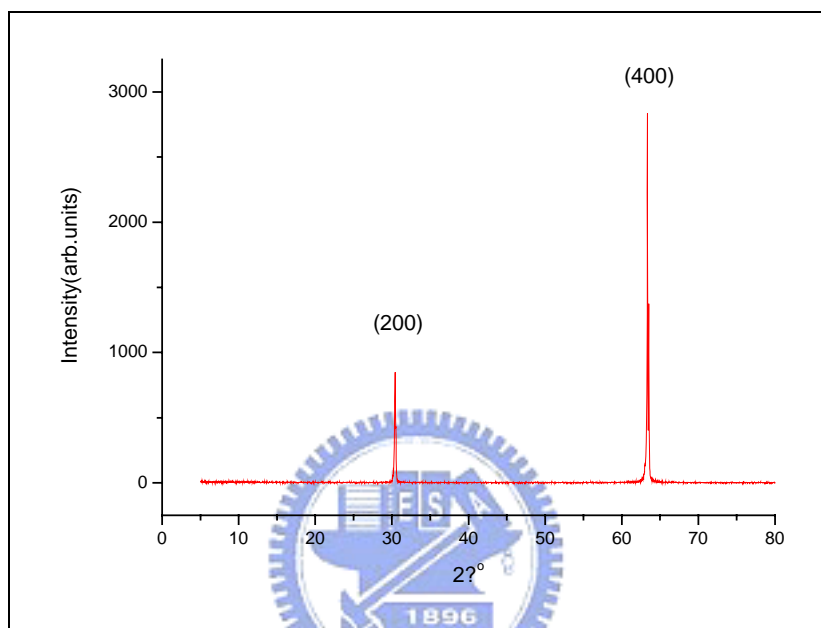


圖 3-26a：SI-InP 樣本 A 之 XRD 圖。

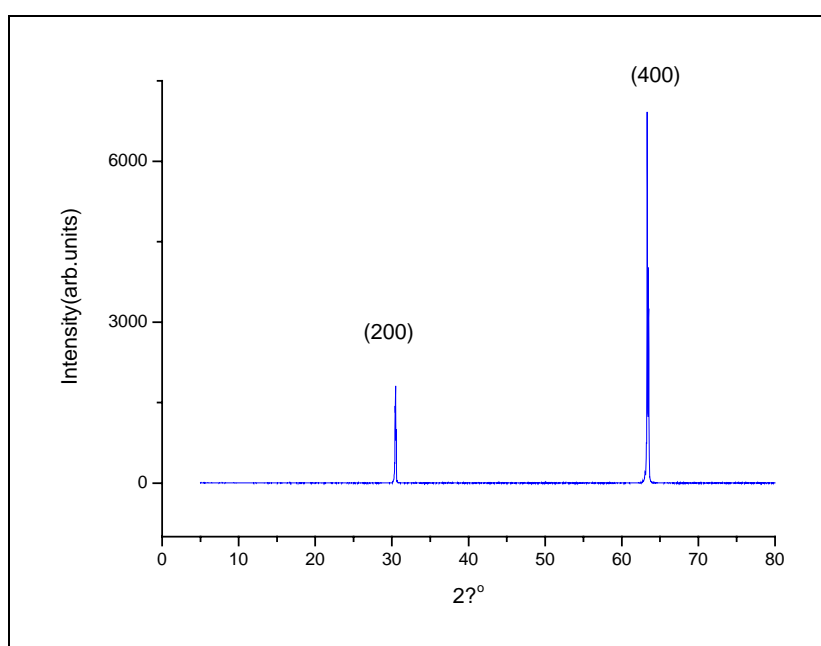


圖 3-26b：SI-InP 樣本 B 之 XRD 圖。

利用原子力顯微鏡 (atomic force microscope)，可以檢測出樣本表面的平整度，接觸式 AFM 探針的頂端為原子的數量級，所以探針與樣品間的作用力為原子與原子間的作用力，經由作用力變化大小便可以得到原子級的解析度。圖 3-27a、圖 3-27b 分別顯示樣本 A、B 的 AFM 資料。由圖中可以得知樣本 A 的表面粗糙度 (RMS) 為 0.232nm，樣本 B 的 RMS 值為 2.595nm，二者表面平整度異度頗大。

樣本表面愈粗糙，可增加表面受光的面積。對電極間隙同是 500 $\mu$ m 的 A、B 樣品而言，外加偏壓 100V 時，B 樣品所量到的光電流值為 2.76mA，A 樣品所量到的光電流值為 1.03mA，B 樣品光電流值較大推論是有效激發面積增加，但其 THz 輻射效率略小於 A 樣品，因為表面缺陷 (defects) 會影響光激載子的運動，甚至形成補捉載子的陷阱。推斷為表面較平整的 A 樣本輻射效率較高的原因。

進一步比較外加偏壓對 THz 訊號之影響如圖 3-28 所示，樣品 B 輻射的 THz 強度與外加電壓關係並不呈線性，在接近崩潰電壓時輻射強度會愈大，且能承受的外加電場較 A 樣品小。

樣本 B 的光激載子多，但光激載子在表面流動遇到的阻抗大，熱效應明顯增加，所以受熱效應影響其能承受的外加偏壓較表面平整的 A 樣本小。另電極間隙愈大，光電流遇到的電阻值也愈大，所以熱效應較小電極間隙顯著，可承受的外加偏壓也較小。

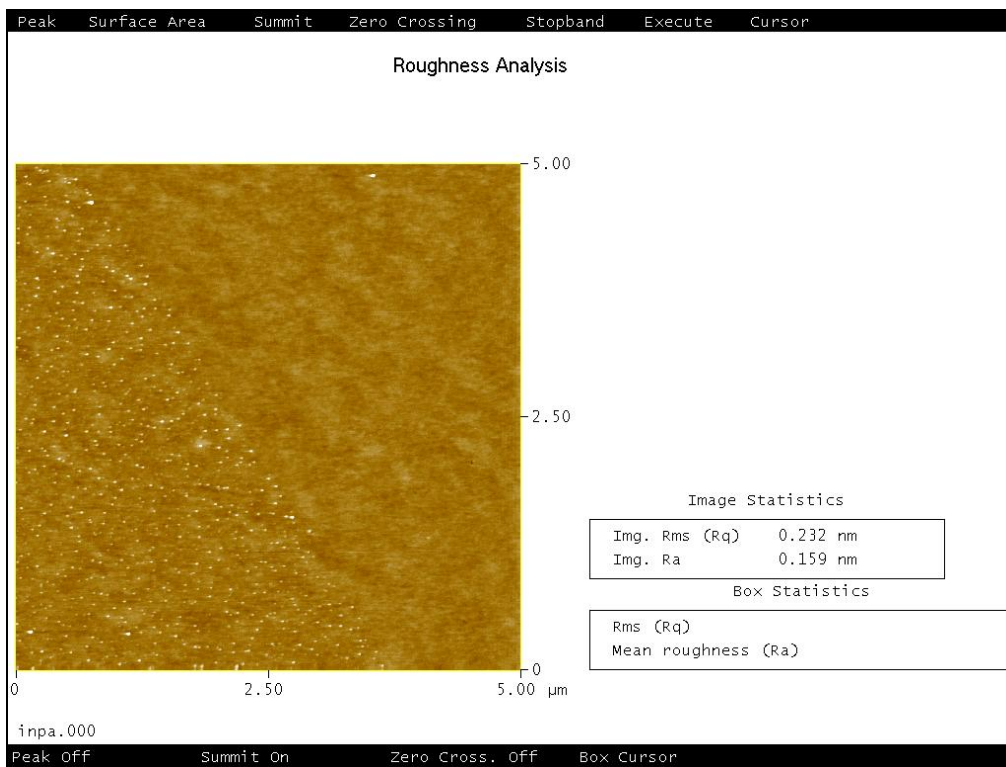


圖 3-27a：SI-InP 樣本 A 之 AFM 圖。

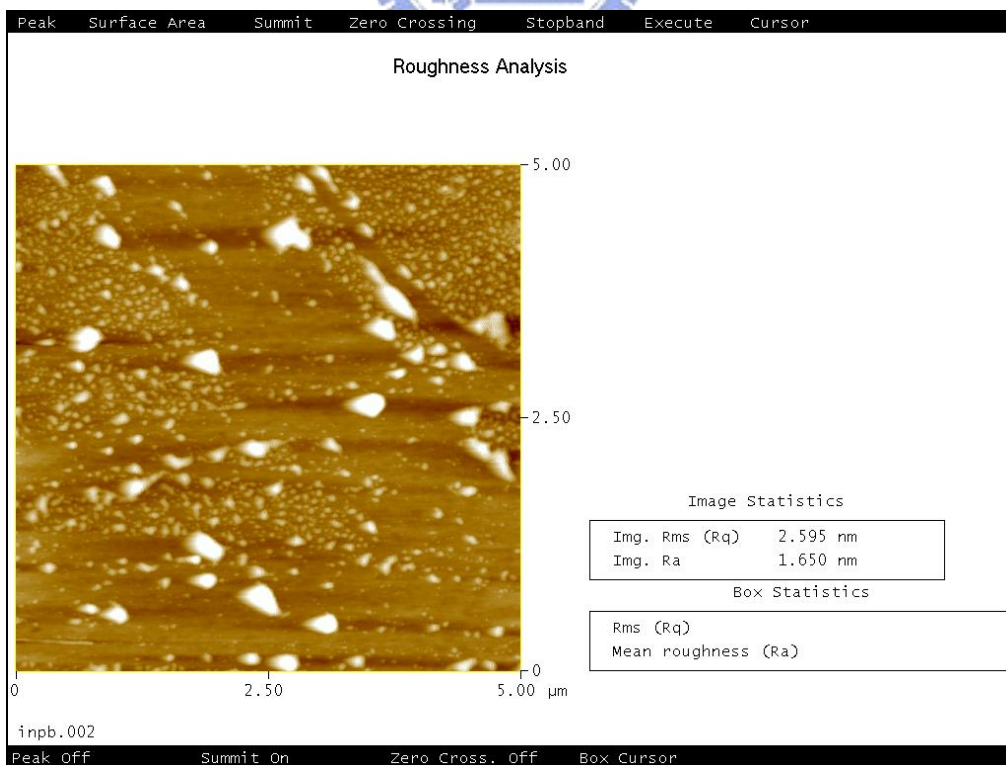


圖 3-27b：SI-InP 樣本 B 之 AFM 圖。

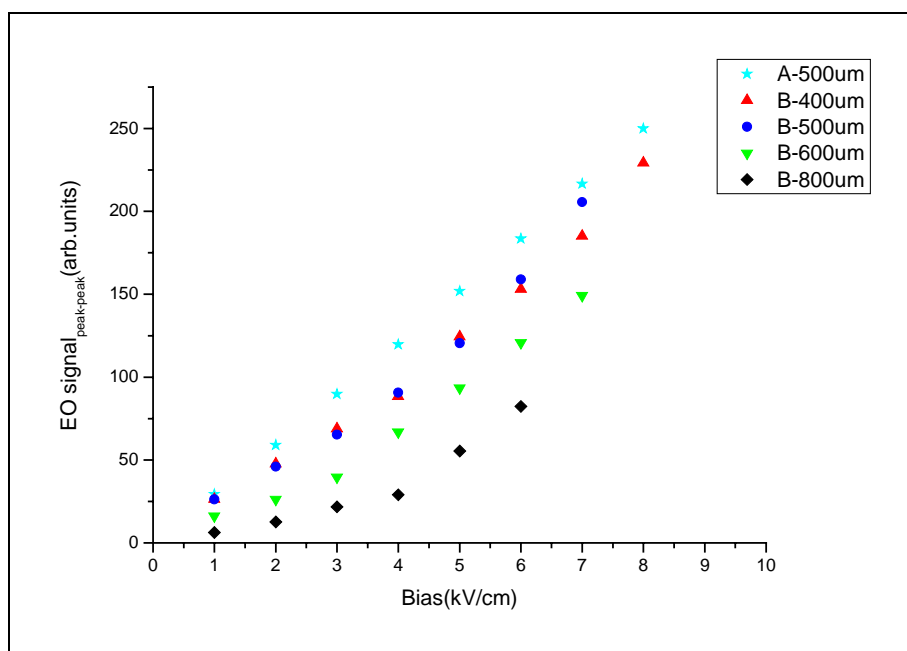


圖 3-28：外加偏壓的影響。



### 3-9 半絕緣磷化銦之時析頻譜

欲得知半絕緣磷化銦在兆赫波段的頻率響應，我們利用 THz 時析頻譜研究樣品高頻介電性質，實驗上可以量得  $E_{air}(t)$  與  $E_{sam}(t)$  二道時域訊號，經由快速傅立葉轉換 (Fast Fourier Transform) 得到頻域訊號  $E_{air}^*(\omega)$  與  $E_{sam}^*(\omega, n^*)$ 。THz 輻射由空氣穿透至基板之透射係數  $t$  與反射係數  $r$  表示式如下：

$$t = \frac{2n_{sub}}{n_{air} + n_{sub}} \quad (3-5)$$

$$r = \frac{n_{sub} - n_{air}}{n_{air} + n_{sub}} \quad (3-6)$$

THz 輻射經過第  $m$  次多重反射之訊號強度變化為：

$$T^*(\omega, n)_m = \frac{4n_{air}n_{sub}(n_{air} - n_{sub})^{2m}}{(n_{air} + n_{sub})^{2m+2}} \quad (3-7)$$

$E_{air}^*(\omega)$  與  $E_{sam}^*(\omega, n^*)$  經過基板時有不一樣的相位延遲而有相位差，

THz 輻射經過第  $m$  次多重反射之訊號相位變化為：

$$T^*(\omega, n)_m = \frac{\exp(-ik_{sub}d_s)(\exp(-ik_{sub}d_s))^{2m}}{\exp(-ik_{air}d_s)} = \frac{(\exp(-i\omega n_{sub}d_s/c))^{2m+1}}{\exp(-i\omega n_{air}d_s/c)} \quad (3-8)$$

所以最後的表示式如下：

$$T^*(\omega, n) = \sum_{p=0}^m \frac{4n_{air}n_{sub}(n_{air} - n_{sub})^{2p}}{(n_{air} + n_{sub})^{2p+2}} [\exp(\frac{-i\omega d_s n_{sub}}{c})]^{2p+1} \exp(\frac{i\omega d_s n_{air}}{c}) \quad (3-9)$$

不考慮多重反射， $m=0$ ， $n_{air}=1$  帶入上式即可得理論透射係數比。

圖 3-29 為 THz 訊號經過空氣與半絕緣磷化銦基板的時域訊號，基板厚度為 0.5 mm，二道訊號的時間延遲約為 3.2ps，估算其折射率約為 2.9。圖 3-30 為經由快速傅立葉轉換得到的頻域訊號，由圖知我們明顯的排除掉水氣吸收的影響。由穿透率回去推算折射率  $n^* = n + ik$ ，如圖 3-31a、圖 3-31b 所示。實部折射率約為 2.88 與估算值相符，在時間 12.9ps 附近也有一反射訊號，經估算的結果折射率 2.73，所以是經過基板後的第一次多重反射訊號。虛部折射率即幾乎趨近於為零，所以 SI-InP 對兆赫波段沒有明顯的吸收。

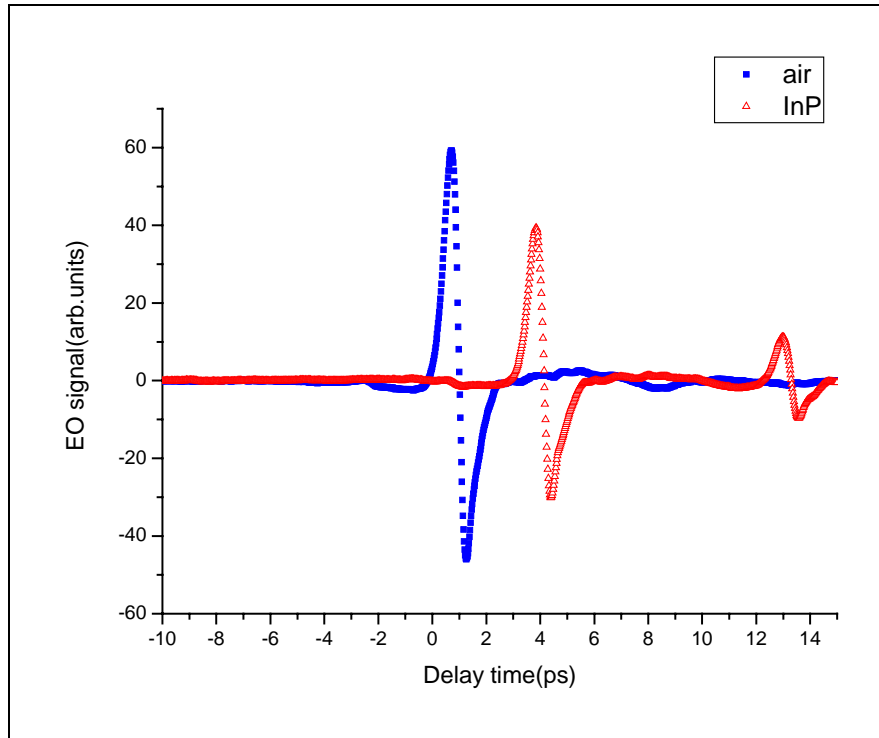


圖 3-29：SI-InP 基板之 THz 時域空間訊號。

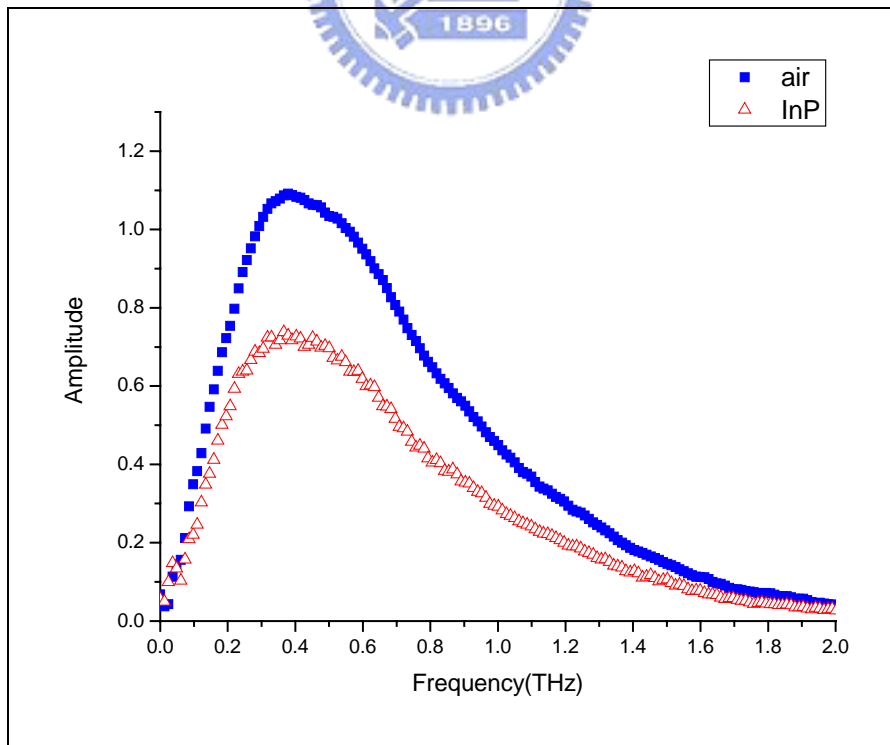


圖 3-30：SI-InP 基板之 THz 頻域空間訊號。



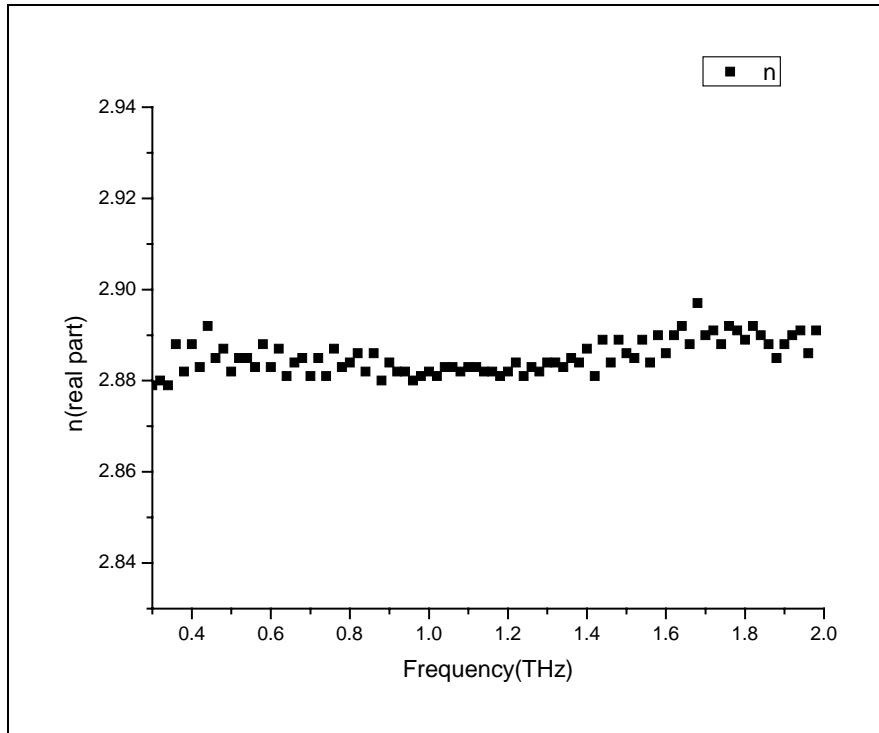


圖 3-31a：經 SI-InP 基板之複數折射率實部  $n$  之量測結果。

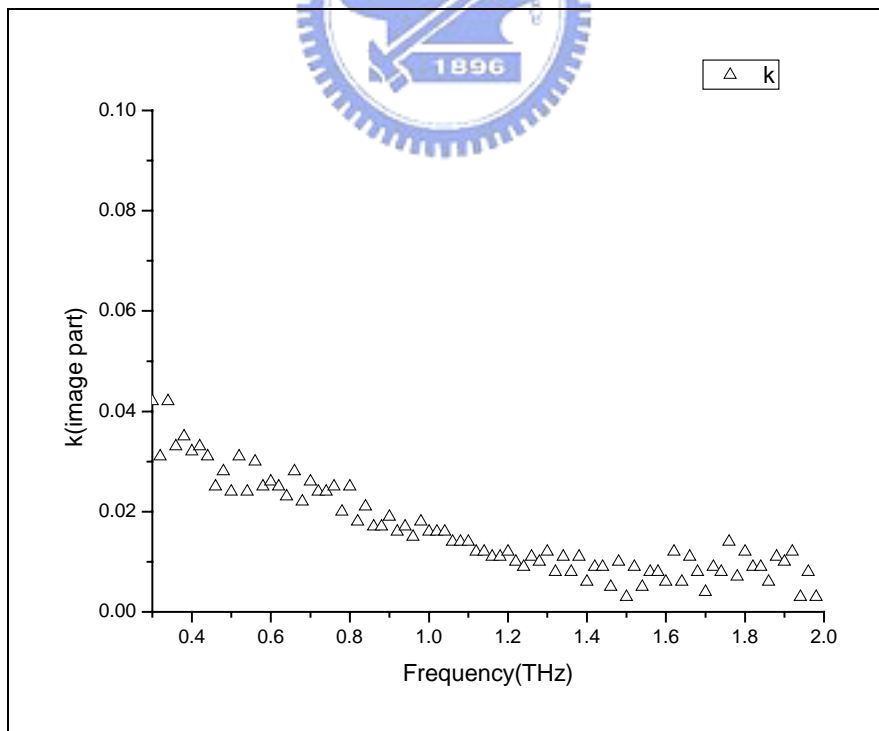


圖 3-31b：經 SI-InP 基板之複數折射率虛部  $k$  之量測結果。

### 3-10 激發光入射角

激發光偏振方向為水平時 (TM wave) 所激發的 THz 輻射強度最強，然而當 TM wave 以布魯斯特角 (Brewster's angle) 入射至介質時，會被材料完全吸收而沒有反射。SI-InP 在紅外光波段的折射率為 3.1，所以對中心波長為 800nm 的超快雷射而言，其布魯斯特角為：

$$\theta_p = \tan^{-1}\left(\frac{n_t}{n_i}\right) \quad (3-3)$$

$$\theta_p = 72.12^\circ$$

當超快雷射以  $\theta$  角入射到半導體表面時，光激載子約在表面下  $1\mu\text{m}$  受外加電場作用，瞬時光電流在反射方向與穿透方向皆會產生兆赫輻射波如圖 3-32 所示。

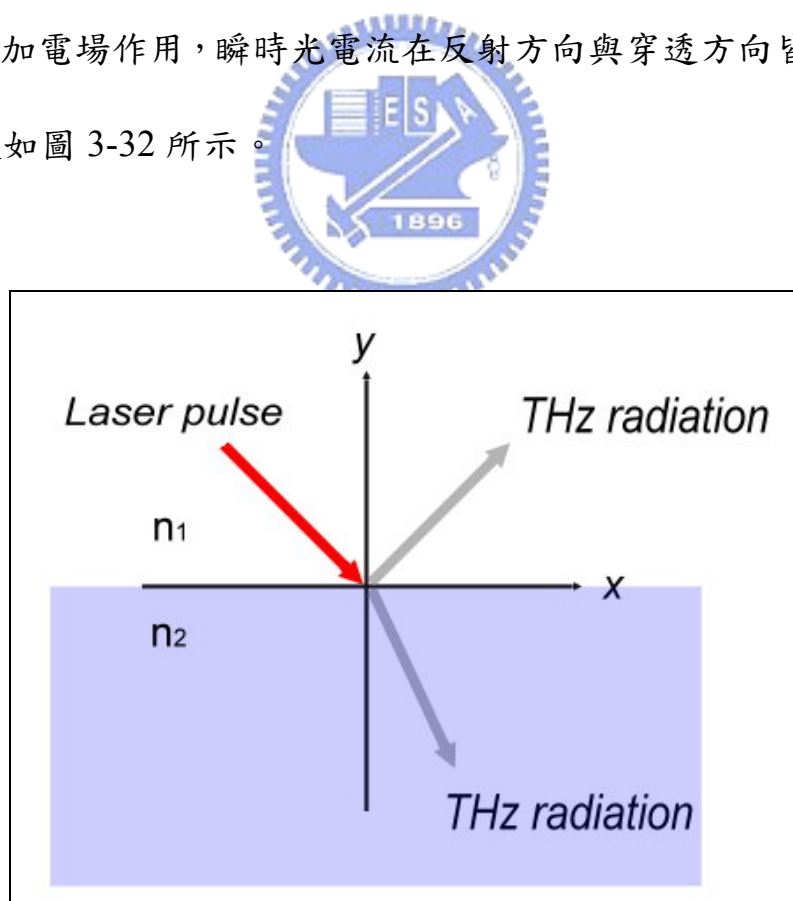


圖 3-32：反射方向與穿透方向兆赫輻射示意圖。

實驗上我們不改變光路，而是轉動THz emitter的角度如圖 3-33a 示。THz emitter電極形狀b，厚度為  $300\mu\text{m}$ ，可減少光路偏移，當入射角為  $0^\circ$ 、 $15^\circ$ 、 $30^\circ$ 、 $45^\circ$ 、 $60^\circ$ 、 $72^\circ$ 時，測得的光電流分別為  $2.33\text{mA}$ 、 $2.46\text{mA}$ 、 $2.71\text{mA}$ 、 $3.27\text{mA}$ 、 $3.67\text{mA}$ 、 $3.77\text{mA}$ ，當入射光入射角度愈接近布魯斯特角，其激發產生的光電流愈大（圖 3-34）。然而這與我們觀察到的THz最強訊號於  $45^\circ$ 角入射不符（圖 3-35、圖 3-36）。當入射角超過  $45^\circ$ 後，THz輻射的路徑會被基座給擋到（圖 3-33b），因為THz emitter大小約為  $1\times 1\text{ cm}^2$ ，為了黏在基座上所以孔徑不能挖太開，造成收集THz訊號時會有部份訊號被擋掉，入射角度愈大誤差愈嚴重，所以由離軸拋物面鏡蒐集的THz訊號並不完全。此部分待由改良光路系統解決此問題。激發光  $45^\circ$ 入射的THz電場訊號較  $0^\circ$ 入射多了約 20%。

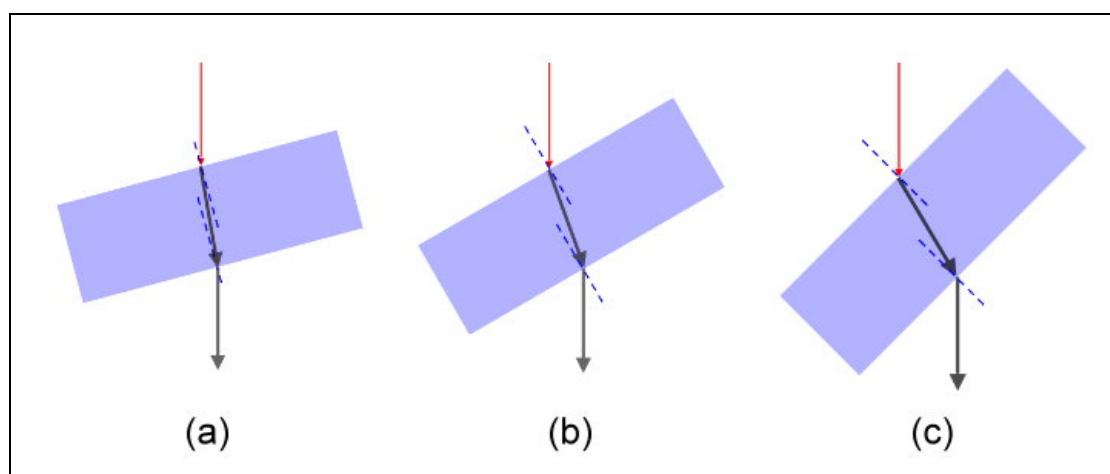


圖 3-33a：分別以  $15^\circ$ 、 $30^\circ$ 、 $45^\circ$ 角入射 THz emitter 與輻射示意圖。

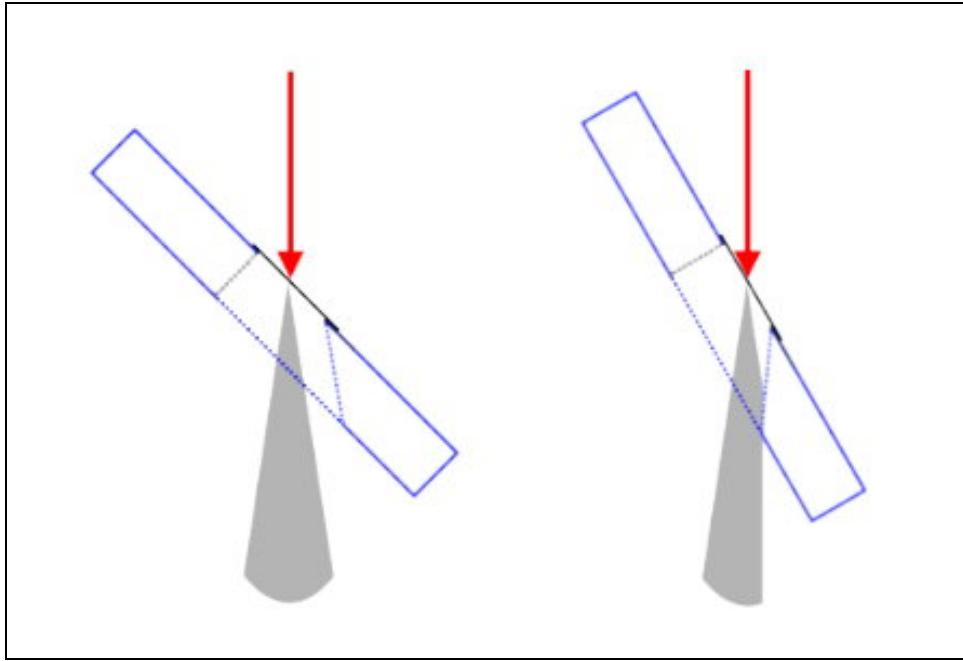


圖 3-33b：基座與輻射路徑示意圖。

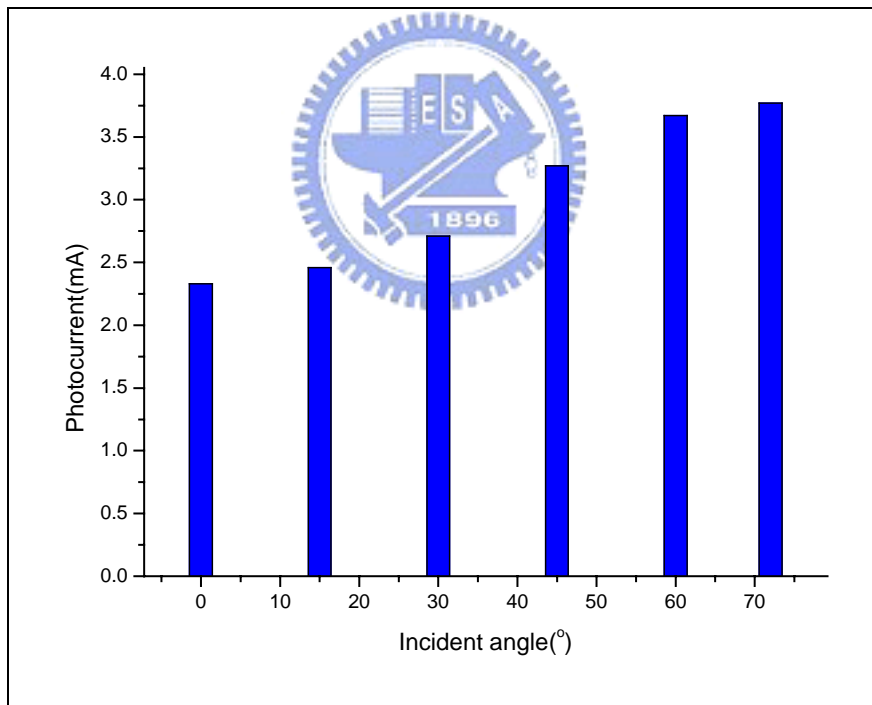


圖 3-34：不同入射角偵測到的光電流。

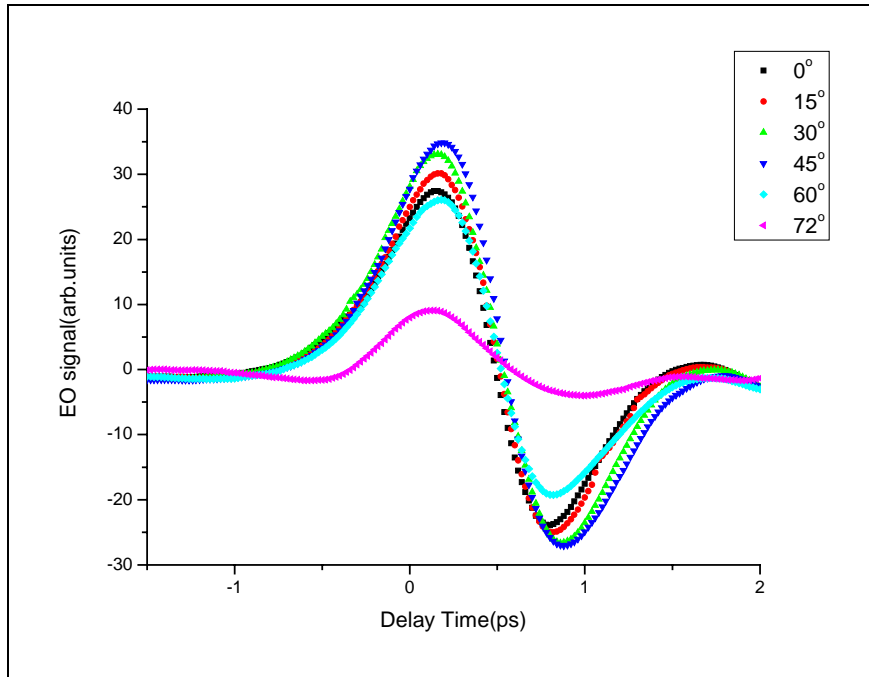


圖 3-35：不同入射角偵測到的 THz 訊號。

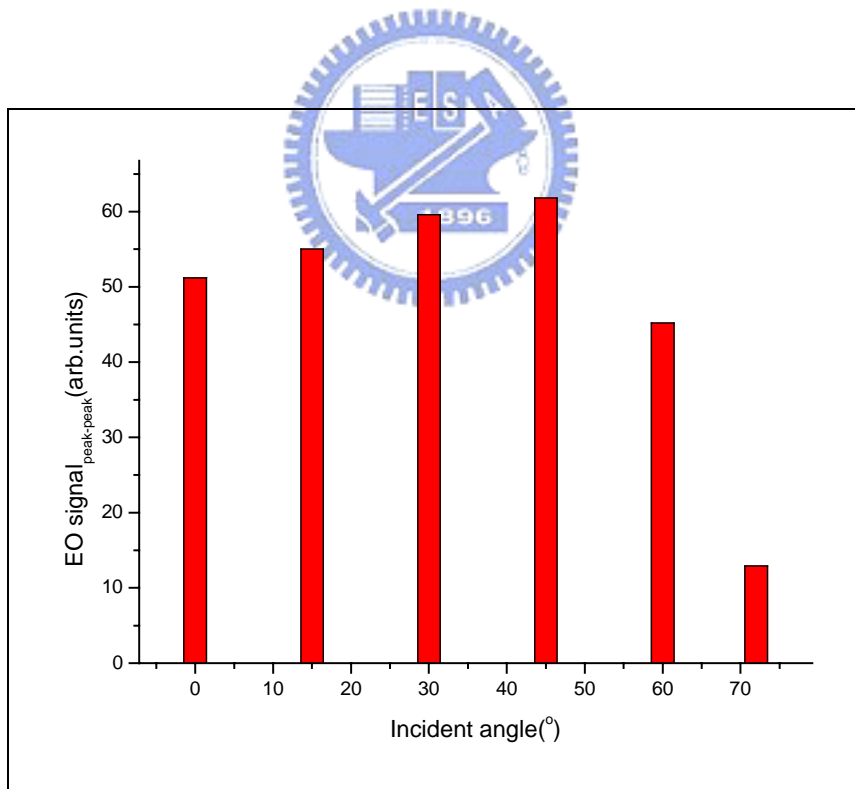


圖 3-36：偵測 THz 訊號大小與激發光入射角示意圖。

## 第四章 結論與展望

我們比較 SI-GaAs 與 SI-InP 之 THz emitter，發現 SI-InP THz emitter 能承受較高的外加偏壓，較符合我們的需求；且針對外加偏壓、激發光能量大小、激發光點聚焦與位置等參數，與其激發出的 THz 輻射大小作一比較；於系統上加裝一溫度控制系統，提供 THz emitter 在一更穩定的環境下運作；比較不同電極形狀與平行板電極間隙大小對 THz 輻射的影響；利用 THz-TDS 的技術得到半絕緣磷化銦在 THz 波段的頻率響應；另外發現我們的系統在激發光 45° 入射時有最強之 THz 訊號。



將目前的兆赫輻射系統和量測結果與學長完成之系統和量測結果作比較，後者採用之 THz emitter 為 SI-GaAs 平行板電極，電極間隙 500 $\mu\text{m}$ ，外加偏壓 200V 時的訊號最穩定，其兆赫波電場分布如圖 4-1(a) 所示。目前最佳的結果，使用的 THz emitter 為 SI-InP 平行板電極，電極間隙 500 $\mu\text{m}$ ，外加偏壓達 400V 時、其兆赫電場分布如圖 4-1(b) 所示，由圖 4-2 顯示後者兆赫波電場約增加 7.5 倍，兆赫波功率強度增加  $(7.5)^2$  倍。且訊雜比提高約 100 倍（圖 4-3、圖 4-4）。

我們雖已初步達成目標，使 THz 輻射系統使其更有效率、穩定。然而系統尚有許多改善的空間。在材料的選擇上，低溫成長砷化鎵

(LTG GaAs) 是目前極熱門的材料，利用分子束磊晶法成長砷化鎵時，控制基板溫度於  $200^{\circ}\text{C}$  左右 (正常之基板溫度約為  $600^{\circ}\text{C}$ )。利用這方法長出來的砷化鎵含有較多的砷及大量的缺陷，因此它具有高電阻性、短光激發載子生命期及高崩潰電場，非常適合拿用應用於兆赫輻射發射元件[26]；電極形狀的設計相信仍大有可為，也有研究群朝陣列式電極形狀做努力[27]；可以設計一真空腔利用液態氮來降低 THz emitter 的溫度，預期輻射效率會更高；而平行板電極間隙大小，雖然實驗結果  $400\mu\text{m}$  較  $500\mu\text{m}$  輻射效率好，但因半導體基板的條件不同而未能作一完整比較。激發光入射角的影響為本論文最遺憾之處，當激發光以布魯斯特角入射時會產生最大的光電流，理論上也應當有最強的兆赫輻射，期許未來可以更完整的作一系列比較，得知 THz emitter 操作條件最佳化。

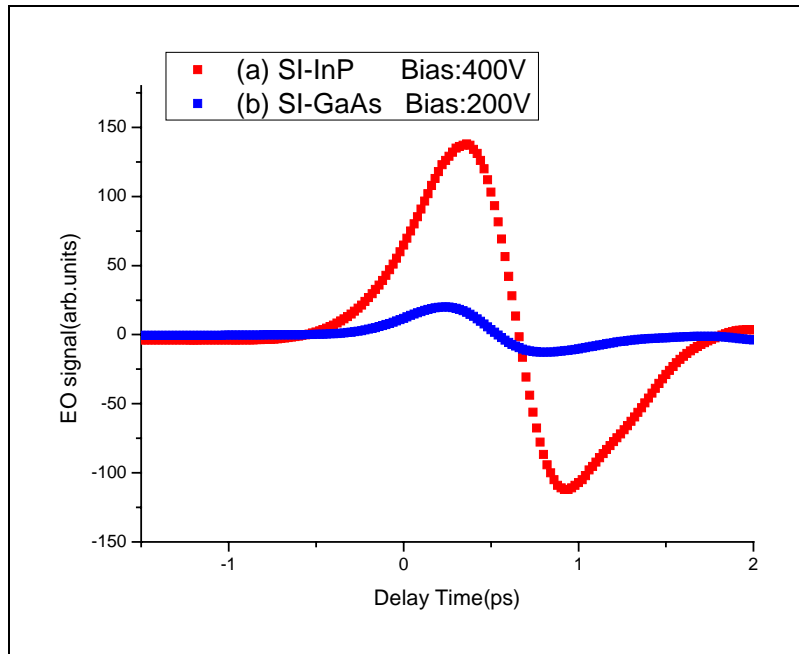


圖 4-1：現在與過去得到的 THz 訊號比較。

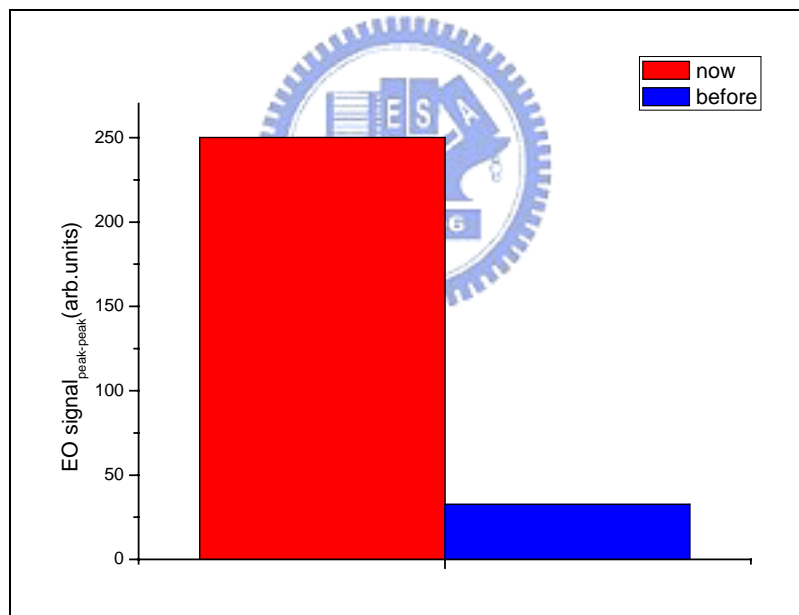


圖 4-2：現在與過去得到的 THz 訊號大小示意圖。



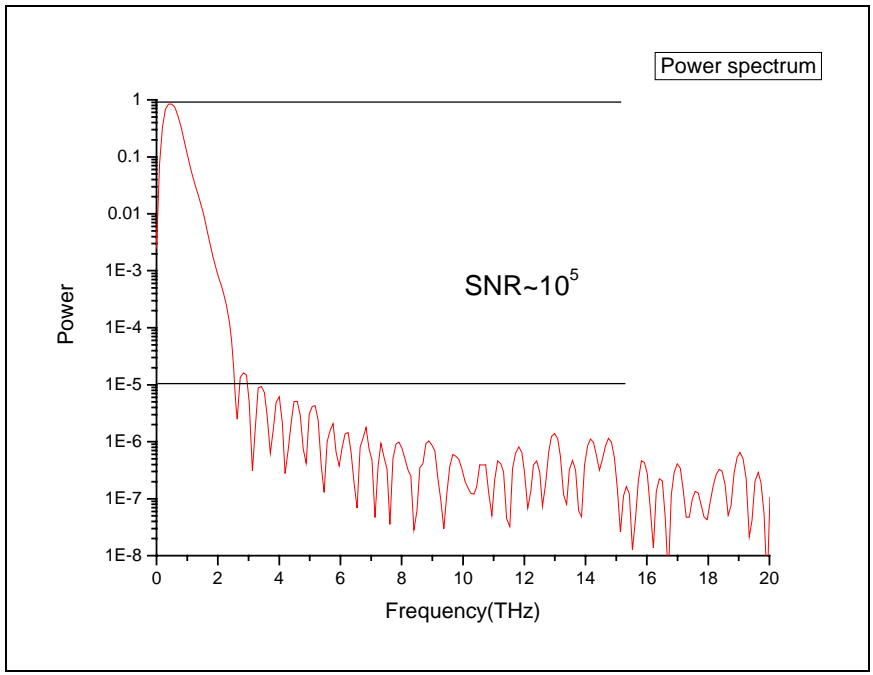


圖 4-3：現在系統 THz 訊號的訊雜比。

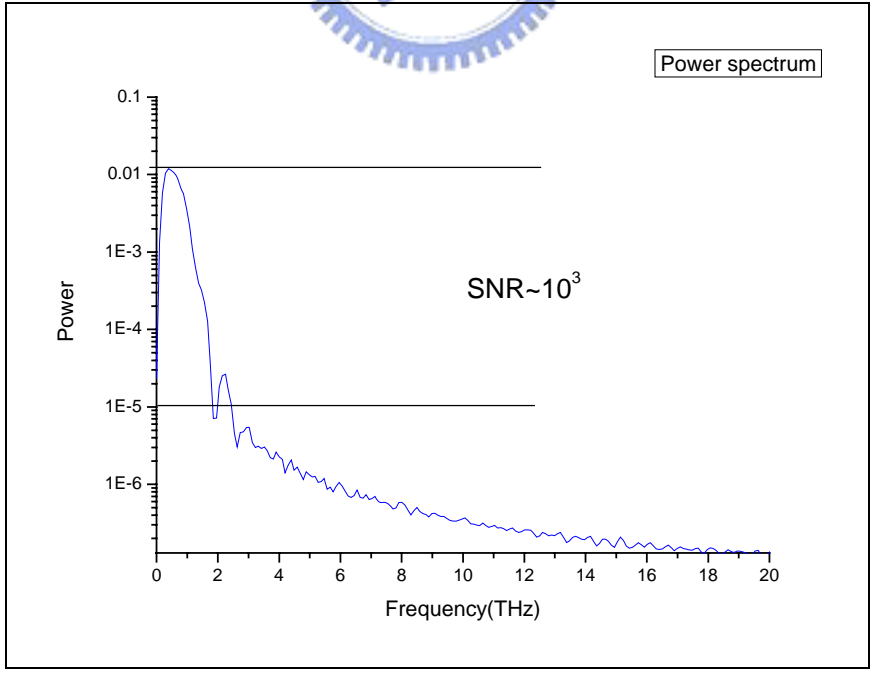


圖 4-4：過去系統 THz 訊號的訊雜比。

## 參考文獻

1. G. Mourou, C. V. Stancampiano, A. Antonetti, and A. Orszag, “Picosecond microwave pulses generated with a subpicosecond laser-driven semiconductor switch”, *Appl. Phys. Lett.* , **39**, pp. 295 , 1981
2. Ch. Fattinger and D. Grischkowsky, “Terahertz beams”, *Appl. Phys. Lett.* , **54**, pp. 490, 1989
3. C.W. Siders, J.L.W. Siders, A.J. Taylor, S.-G. Park, M.R. Melloch, A.M. Weiner, “Generation and characterization of terahertz pulse trains from biased large-aperture photoconductor”, *Opt. Lett.*, **24**, pp. 241, 1999
4. E. H. Linfield, A. G. Davies, M. B. Johnston, A. Dowd, “Terahertz generation at semiconductor surfaces”, *J. Appl. Phys.* ,**71**, pp. 326, 1992
5. X.-C. Zhang and D. H. Auston, “Optoelectronic measurement of semiconductor surfaces and interfaces with femtosecond optics”, *J. Appl. Phys.* ,**71**, pp. 326, 1992
6. Bradley Ferguson, Shaohong Wang, Doug Gray, Derek Abbott and X-C Zhang, “Towards functional 3D T-ray imaging”, *Phys. Med. Biol.* ,**47**, pp. 3735, 2002
7. M. Brucherseifer, M. Nagel, P. Haring Bolivar, H. Kurz, A. Bosserhoff and R. Bu ttner, “Label-free probing of the binding state of DNA by time-domain terahertz sensing”, *Appl. Phys. Lett.* ,**77**, pp.4049, 2000
8. A. G. Davies, E. H. Linfield and M. B. Johnston, “The development of terahertz sources and their applications”, *Phys. Med. Biol.* , **47**, pp. 3679, 2002
9. D. H. Auston, K. P. Cheung, and P. R. Smith, “Picosecond

- photoconducting Hertzian dipoles”, *Appl. Phys. Lett.* , **45**, pp. 284, 1984
10. Q. Wu and X.-C. Zhang, “Free-space electro-optic sampling of terahertz beams”, *Appl. Phys. Lett.* , **67**, pp. 3523, 1995
11. Max Khazan, Ingrid Wilke, and Christopher Stevens, “Surface Impedance of Tl-2212 Thin Films at THz-Frequencies”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **11**, pp. 3537, 2001
12. F. Gao, G. L. Carr, C. D. Porter, Tanner, S. Etemad, T. Venkatesan, A. Inam, B. Dutta, X. D. Wu, G. P. Williams and C. J. Hirschmugl, “Far-infrared Transmittance and Reflectance Studies of Oriented  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  Thin Films”, *Phys. Rev. B*, **43**, pp. 10383, 1991
13. 林博瑛, “兆赫輻射波的產生與應用於鈮鉕銅氧超導薄膜特性之研究”, 國立交通大學電子物理研究所博士論文, 2004
14. Sang-Gyu Park, A. M. Weiner, Michael R. Melloch, Craig W. Siders, Jennifer L. W. Siders, and Antoinette J. Taylor, “High-Power Narrow-Band Terahertz Generation Using Large-Aperture Photoconductors”, *IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS*, **35**, pp. 1257, 1999
15. S. L. Chuang, S. Schmitt-Rink, B. I. Greene, P. N. Saeta, and A. F. J. Levi, “Optical rectification at semiconductor surfaces”, *Phys. Rev. Lett.* , **68**, pp. 102, 1992
16. J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*(third edition), pp. 243
17. D. K. Cheng, *Field and Wave Electromagnetics*(second edition), pp. 602
18. Zhi-Sheng Piao, Masahiko Tani, and Kiyomi Sakai, “Carrier dynamics and THz radiation in biased semiconductor structures”, Part of the SPIE Conference on Terahertz Spectroscopy and Applications , **3617**, pp. 49, 1999

19. <http://www.semiconductor glossary.com/>
20. Stephen E. Ralph and D. Grischkowsky, "Trap-enhanced electric fields in semi-insulators: The role of electrical and optical carrier injection", *Appl. Phys. Lett.* **59**, pp. 1972, 1991
21. P. K. Benicewicz,\* J. P. Roberts, and A. J. Taylor, "Scaling of terahertz radiation from large-aperture biased photoconductors", *J. Opt. Soc. Am. B*, **11**, pp. 2533, 1994
22. Martin van Exter, Gh. Fattinger, and D. Grischkowsky., "Terahertz Time-domain Spectroscopy of water vapor," *Optics Letters*, **14** ,pp. 1128, 1989
23. I. Brener, D. Dykaar, A. Frommer, L. N. Pfeiffer, J. Lopata, J. Wynn, and K. West, "Terahertz emission from electric field singularities in biased semiconductors", *OPTICS LETTERS*, **21**, pp. 1924, 1996
24. R. Yano, a! H. Gotoh, Y. Hirayama, S. Miyashita, Y. Kadoya and T. Hattori," Terahertz wave detection performance of photoconductive antennas : Role of antenna structure and gate pulse intensity", *J. Appl. Phys.*, **97**, pp. 103103, 2005
25. Y. Cai, I. Brener, J. Lopata, J. Wynn, L. Pfeiffer and J. Federici," Design and performance of singular electric field terahertz photoconducting antennas", *Appl. Phys. Lett.* **71**, pp. 2076, 1997
26. Yoneda, H., Tokuyama, K., Nagata, H., Ohta, S., Nakamura, R., Ueda, K.-I., Yamamoto, H. and Baba, K., "Generation of high-peak-power THz radiation by using diamond photoconductive antenna array", *Conference Proceedings - Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting-LEOS*, **2**, pp. 644, 2001