

# 國立交通大學

電子工程學系電子研究所碩士班

碩士論文

以 $0.15\mu\text{m}$  pHEMT實現室溫兆赫波輻射源之研究

Research on room temperature terahertz emission  
by  $0.15\mu\text{m}$  pHEMT

研究生：張皓宇

指導教授：顏順通 博士

中華民國九十九年十一月

以0.15 $\mu\text{m}$  pHEMT實現室溫兆赫波輻射源之研究  
Research on room temperature terahertz emission  
by 0.15 $\mu\text{m}$  pHEMT

研 究 生：張皓宇

Student : Hao-Yu Chang

指 導 教 授：顏 順 通 博 士

Advisor : Dr. Shun-Tung Yen

國 立 交 通 大 學

電 子 工 程 學 系 電 子 研 究 所

碩 士 論 文

A Thesis

Submitted to Department of Electronics Engineering and Institute of Electronics

College of Electrical Engineering and Computer Science

National Chiao Tung University

in partial Fulfillment of the Requirements

for the Degree of

Master

in

Electronics engineering

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中 華 民 國 九 十 九 年 十 一 月

# 以 $0.15\mu\text{m}$ pHEMT實現室溫兆赫波輻射源之研究

學生：張皓宇

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

本論文於晶片系統設計中心(CIC) WIN  $0.15\mu\text{m}$  pHEMT 製程下線，以穩懋半導體(WIN semiconductor) pHEMT 為樣品，量測樣品於室溫操作下之兆赫波段輻射特性。我們量測樣品於不同偏壓下的輻射強度、輻射光偏極化以及輻射頻譜，並利用黑體輻射源校正頻譜絕對強度，換算得樣品實際之輻射功率可達微瓦( $\mu\text{W}$ )等級，而樣品頻譜範圍介於 5-15 THz 之間。經過實驗所觀察到現象歸納與分析，我們提出載子於次能帶能量轉換的機制，可定性解釋 pHEMT 於室溫輻射之現象。

# Research on room temperature terahertz emission by 0.15 $\mu\text{m}$ pHEMT

Student : Hao-Yu Chang

Advisor : Dr. Shun-Tung Yen

Department of Electronics Engineering and Institute of Electronics  
National Chiao Tung University

## Abstract

We demonstrate room-temperature terahertz emitters using 0.15  $\mu\text{m}$  pHEMTs. The devices were fabricated by WIN semiconductors and were obtained through CIC. We measured emission intensities of the devices at different bias points. We also measured polarization of emission signals and emission spectra. We calibrated the emission spectra by using a black body source. We found that there are two emission peaks appearing at 10 THz and 15 THz. The total radiation power was calculated through the calibrated spectrum. The power level was estimated to be nearly one micro-watt. We propose an inter-subband transition model to explain the experimental data.

## 致謝

碩士生涯已到尾聲，我比別人多花了一點時間，於此時感受特別深刻。研究期間曾經歷苦悶、無助的撞牆期，很幸運受到身邊許多師長、同學、朋友們的幫助，能夠順利完成學業。碩士生涯中我得到最寶貴的收穫是擁有清楚的邏輯思維，與他人能相互交流溝通，以及分辨事物輕重緩急，做有效率的時間規劃。

首先感謝我的指導教授 顏順通博士，初進實驗室最難忘的一句話就是告訴我們做研究要誠實、認真，這句話也一直支持著我，非常受用。從老師身上學到如何做一個好的、創新的研究，以及對學問的嚴謹態度，再次感謝顏順通老師。

再來，我衷心的感謝鐘佩鋼學長。我的實驗過程大部份是與學長一同完成，實驗量測時不知看過幾回日出，更不用說三更半夜，量頻譜時偷閒到便利商店買個零食，量測太忙時叫披薩炸雞外送，半夜太累拿張躺椅直接睡在走廊，現在回想也是非常難得的經驗。從學長身上學到對實驗量測細膩及謹慎的態度，無論在量測技術及實驗現象的分析，都獲益良多。

同時也感謝實驗室的王德賢學長、李冠成學長對物理基本知識的傳授。也感謝同屆的好夥伴們：已轉隊的宗謀、阿威宏韋、弘爺泓文、惜字如金的小村老師仲村、雪人大哥晉勛以及神唯倫，一同去新竹棒球場幫兄弟象加油、奧運跑去火車站吶喊幫中華隊求勝、去買烤肉食材五個同時被警察開紅單，每週三組隊跟其他實驗室鬥牛，都是非常難忘的回憶。也感謝學弟妹們：佳凡、廷誠、庭宇、芳如，在實驗量測及實驗室事物的幫忙。

另外感謝機械工廠的莊先生，於實驗儀器製作上的幫忙，對經費

拮据的我們幫助極大。也感謝我碩士期間於國家高速網路中心工讀的主管懿貞姐及同事佳羚、彥芸，分享課業學習及生涯規劃，讓我在學校之外也有放鬆轉換心情的地方。還要感謝大學的死黨們南宏、煜茗、聖蒲、柏荃及高中眾多好友們在我週末回台北時一同玩樂、談心，每每充電完又有動力繼續努力研究。

最後，我要感謝一路陪伴我的父母家人及女友倩好。非常感謝你們讓我在學業方面不斷深造，無條件的支持。曾經有段日子過得非常掙扎，但我想到背後還有一群人默默支持，便又有了動力繼續，很開心現在終於完成學業，朝下一步邁進。

謹以此文獻給親愛的父母家人，謝謝你們。



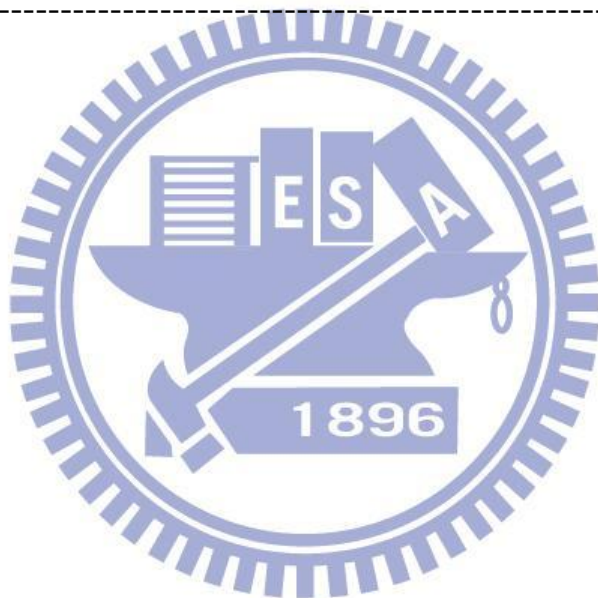
皓宇  
2010 秋於風城

# 目錄

中文摘要	i
英文摘要	ii
致謝	iii
目錄	v
圖目錄	vii
<b>第一章 緒論</b>	
1.1 研究背景	1
1.2 文獻探討	3
1.3 研究目的	4
<b>第二章 HEMT輻射機制</b>	
2.1 D-S非穩態震盪機制	5
<b>第三章 室溫輻射強度量測</b>	
3.1 pHEMT 樣品準備與實驗架設	9
3.2 樣品電性量測	14
3.3 輻射強度量測	18
3.4 閘極浮接輻射強度量測	23
<b>第四章 室溫輻射頻譜量測</b>	
4.1 樣品準備與實驗步驟	26



4.2 黑體輻射頻譜量測與光路校正-----	29
4.3 pHEMT 輻射頻譜量測-----	34
4.4 討論與模型解釋-----	39
<b>五、結論-----</b>	<b>41</b>
<b>參考文獻-----</b>	<b>42</b>
<b>自傳-----</b>	<b>44</b>
<b>附錄 A-----</b>	<b>45</b>





## 圖目錄

圖 1-1、電磁波頻譜-----	2
圖 2-1、電晶體內二維電子氣示意圖-----	8
圖 2-2、系統增益對馬赫數做圖-----	8
圖 3-1、pHEMT 磊晶層結構示意圖-----	10
圖 3-2、 $L=0.15\mu\text{m}, W=50\mu\text{m}$ pHEMT 示意圖-----	11
圖 3-3、 $L=0.15\mu\text{m}, W=100\mu\text{m}$ pHEMT 示意圖-----	11
圖 3-4、pHEMT air-bridge 側視圖-----	12
圖 3-5、pHEMT 之 T-gate 示意圖-----	12
圖 3-6、晶片佈局示意圖-----	13
圖 3-7、Bruker IFS 66v/S FTIR 儀器示意圖-----	13
圖 3-8、晶片打線示意圖-----	15
圖 3-9、I-V 直流特性量測架設示意圖-----	16
圖 3-10、 $W=100\mu\text{m}$ 樣品 $I_{ds}-V_{ds}$ 圖-----	16
圖 3-11、穩懋半導體提供 $0.15\mu\text{m}$ pHEMT $I_{ds}-V_{ds}$ 圖-----	17
圖 3-12、樣品焊點加壓示意圖-----	17
圖 3-13、於 D、G、S 三端串接電阻示意圖-----	18
圖 3-14、輻射強度量測架設示意圖-----	20
圖 3-15、脈衝偏壓下 $I_{ds}-V_{ds}$ 圖-----	20

圖 3-16、輻射強度對 $V_{ds}$ 做圖	-----21
圖 3-17、閘極漏電流對 $V_{ds}$ 做圖	-----21
圖 3-18、已燒毀 pHEMT I-V 關係圖與輻射強度做圖	-----22
圖 3-19、比較已燒壞與正常 pHEMT 於同樣輸入功率下輻射強度比較	-----22
圖 3-20、 $W=50\mu\text{m}$ pHEMT 直流 $I_{ds}-V_{ds}$ 圖	-----24
圖 3-21、 $V_g=0\text{V}$ 輻射強度對偏壓做圖	-----24
圖 3-22、 $W=50\mu\text{m}$ pHEMT 閘極浮接直流 $I_{ds}-V_{ds}$ 圖	-----25
圖 3-23、 $V_g=0\text{V}$ 閘極浮接輻射強度對偏壓做圖	-----25
圖 4-1、麥克森干涉儀示意圖	-----27
圖 4-2、頻譜量測光路與實驗架設示意圖	-----28
圖 4-3、以偏極片觀察輻射訊號偏極化示意圖	-----28
圖 4-4、黑體輻射頻譜量測架設示意圖	-----32
圖 4-5、黑體輻射源與 PE 窗口擺設關係示意圖	-----33
圖 4-6、理論計算黑體輻射 $T=423\text{K}$ 於實驗架設下輻射頻譜	-----33
圖 4-7、實際量測黑體輻射於 $T=423\text{K}$ 輻射頻譜	-----34
圖 4-8、 $W=100\mu\text{m}$ 樣品校正前頻譜圖	-----37
圖 4-9、 $W=100\mu\text{m}$ 樣品強度校正後頻譜圖	-----37
圖 4-10、 $W=50\mu\text{m}$ 樣品變化汲極電壓之校正後頻譜圖	-----38

圖 4-11、 $W=50\mu\text{m}$ 樣品變化閘極電壓之校正後頻譜圖-----	38
圖 4-12、樣品於不同功率激發下之 Micro PL 頻譜圖-----	39
圖 4-13、次能帶能量轉換放光示意圖-----	40
圖 A-1、 $W=100\mu\text{m}$ 於頻譜量測(圖 4-8、圖 4-9)時直流 I-V 圖-----	45
圖 A-2、 $W=50\mu\text{m}$ 於頻譜量測時直流 I-V 圖，綠色紅色圈為圖 4-10、 圖 4-11 之量測工作點-----	45



# 一、緒論

## 1.1 研究背景

兆赫頻段之電磁波，簡稱兆赫波(Terahertz,  $f=10^{12}$ Hz)。輻射頻率在0.3兆赫至10兆赫之電磁波(波長 $30\mu\text{m}\sim 1000\mu\text{m}$ )，介於高頻微波和遠紅外光之間，都可稱為兆赫波，如圖1-1電磁波頻譜所表示。

兆赫波具有以下四種特性：(1)頻率範圍處於多數分子的轉動與震動頻率(如水CO、CO<sub>2</sub>、NH<sub>3</sub>等)。一般生物分子普遍帶電或具電極性，且皆具有豐富的轉動和振動能階，其頻率落在兆赫附近，因此不同頻率的兆赫波會引發不同生物分子的振動，產生交互作用。(2)可穿透許多可見光無法穿透的材料(如塑膠、紙類材質、衣服等)，兆赫波處於不同分子的轉動與震動的頻率，它可以像電磁波一樣穿透不透明的紙張和衣物，使得隱藏在布料下的武器和炸藥可以藉著兆赫波成像術被彰顯出來。(3)可視金屬為良好反射體。(4)於通訊方面可提供高資料量的傳輸。

不像X光，兆赫波為非游離性輻射，對人體細胞無殺傷力，因此兆赫波極有潛力成為X光以外的醫學顯像首選，能運用於先進生物分子影像與感測技術。此外，兆赫波相關技術還有許多領域的應用，諸如天文遙測、環境保護、醫療診斷、氣象觀測、水資源規劃、短距離保密通訊、小型區域網路、衛星通訊、半導體製程檢測等。

自然界並無高強度之兆赫波輻射源，以人為方式製作簡單、成本低、高功率、穩定性好且可調變的兆赫波源為現在發展的目標。現今相關輻射源已有：(1)黑體輻射。(2)同步輻射或自由電子雷射。(3)氣體或半導體雷射。(4)非線性光學等四大主要產生機制。

近年來半導體製程技術快速進步，且半導體具有成本低、體積小

等優勢，開始有大量研究利用各種半導體結構來產生兆赫波源。本研究透過晶片系統設計中心(CIC)下線，使用穩懋半導體(WIN semiconductors)所生產之砷化銦鎵(InGaAs)通道假晶高電子遷移率場效電晶體(pHEMT)做為樣品，研究室溫操作下pHEMT兆赫波輻射源，量測與分析其輻射特性，並提出符合輻射機制之物理模型。

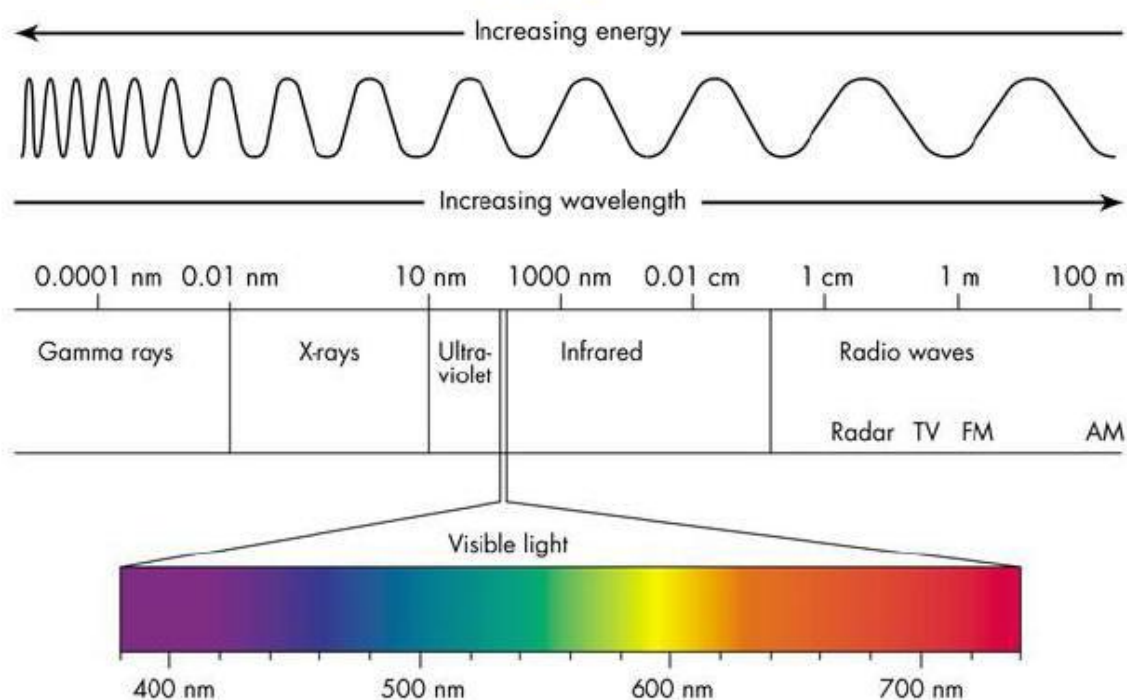


圖1-1、電磁波頻譜

資料來源：

[http://www.antonine-education.co.uk/physics\\_gcse/Unit\\_1/Topic\\_5/topic\\_5\\_what\\_are\\_the\\_uses\\_and\\_ha.htm](http://www.antonine-education.co.uk/physics_gcse/Unit_1/Topic_5/topic_5_what_are_the_uses_and_ha.htm)



## 1.2 文獻探討

近年來以HEMT元件做兆赫波段領域之相關研究，主要以M.Shur與M.Dyakonov主導，相關文獻從1993年開始發表，至2010年為止，大部分已發表之研究成果，皆與此兩人或其相關團隊有關。

M.Shur與M.Dyakonov於1993年提出非穩態震盪機制[1]，或稱D-S非穩態理論。原理為利用短通道場效電晶體之二維電子氣於通道產生電漿波震盪，產生類似電偶極矩的效應，進而輻射兆赫頻段之電磁波。此種震盪器在外加直流偏壓下，能於高遷移率的場效電晶體(HEMT)中之二維電子氣體(2-DEG)產生電漿波震盪，此電漿波傳遞速度比傳統載子之飄移速度快上一個等級，正好可將傳統的微波震盪器的頻率上推至兆赫波段，並且其輻射功率有隨著頻率上升而增加之趨勢。M.Shur同時也分析了HEMT非閘極部分(ungated region)之非穩態震盪情形[2]。

接下來相關之HEMT理論計算發表，皆以D-S非穩態震盪機制出發，由理想模型做延伸相關理論計算，將通道中電子濃度不均勻、元件結構等因素加入分析[3]、[4]。此輻射機制一直未能被證實直到2004年有突破性實驗進展，於2004年開始有實驗成果發表，實驗現象的解釋與分析也是延用M.Shur於1993年[1]所提出之物理模型。Y. Deng等人[5]第一次於8K低溫下量得GaN/AlGaN HEMT，所輻射出約於75GHz的高頻微波訊號，此輻射頻率高過該元件的截止(8GHz)與最高震盪頻率(20GHz)，因此初步被判定可能為D-S非穩態震盪所產生的輻射。但由於與理論算得的震盪頻率相距甚遠，所以有人也持反對立場[6]。同年，W. Knap與J. Lusakowski等人於4.2 K低溫下，量到閘極長度為60奈米的InGaAs HEMT所輻射出的兆赫波(0.4-1 THz)[7]，並觀

察到輻射必須在偏壓超過一定臨界值才會發生，指出元件需操作在飽和區才能滿足理論上產生兆赫波輻射的共振條件。該單一元件輻射的單位面積輻射功率比室溫黑體輻射高出六個數量級之多，且輻射峰值可隨汲極偏壓調整[8]。

2006年開始有HEMT實現室溫兆赫輻射的成果發表，Dyakonov等人觀察兩種HEMT結構(InGaAs/InAlAs and AlGaIn/GaN)於4.2K與300K室溫下測得元件的兆赫波輻射頻譜(0.5~3 THz)[9~12]。單一元件最高輻射功率可達0.1 $\mu$ W並可透過控制源極與閘極電壓來調整輻射值，實為一大進展。然而，仍有許多與理論預測不同的結果且尚未能解釋的現象，諸如：輻射頻譜非單頻、有額外的輻射譜線出現。此外，為提升操作頻率與電流震盪偶合成兆赫波輻射的效率，近年更有人提出將元件製成陣列的想法並探討其優點[13]。

### 1.3 研究目的

欲發展兆赫波輻射源於日常生活之應用，室溫操作為必要之條件，輻射源功率也是重要的考量之一。

目前以HEMT作為兆赫波段之輻射源其相關研究尚不成熟，且尚未有一套完整的物理模型，解釋實驗所觀察到現象。本論文從單一元件研究起，以量測室溫操作下pHEMT兆赫波源之輻射特性為主題，量測輻射強度、輻射頻譜，並觀察偏極化。希望能有兩項突破，一為透過系統性的實驗設計，驗證D-S非穩態震盪之機制，並利用所量測到實驗結果分析，提出輻射物理機制。二為量測樣品輻射頻譜之外，也同時量測黑體輻射之輻射頻譜，利用黑體輻射做頻譜校正與求得輻射強度絕對值。



## 二、HEMT 輻射機制

本章介紹目前已發表文獻中，唯一對 HEMT 兆赫波段輻射提出模型解釋之 D-S 非穩態震盪機制。

### 2.1 D-S 非穩態震盪機制

M.Dyakonov 與 M.Shur 於 1993 年提出電漿波理論[1]，又稱 Dyakonov-Shur 非穩態震盪機制。利用通道長度極短，約一百奈米等級的高電子遷移率場效電晶體，如圖 2-1，其閘極區域下通道內之二維電子氣(2-DEG)會有類似流體力學中淺水波(Shallow water)的行為，在外加適當直流偏壓與特定邊界條件下，通道內之電子產生電漿波震盪，此通道內電漿震盪有類似電偶極矩的特性，經由與閘極金屬耦合成輻射電磁波，此電磁波之頻率約在兆赫等級。原理推導如下：

定義  $n_s$  為通道內電子濃度，假設通道內電子濃度分佈均勻

$$n_s = CU/e \quad (2.1)$$

$$U = U_{GC}(x) - V_T \quad (2.2)$$

$U_{GC}(x)$  為閘極至通道跨壓

利用尤拉方程式與連續方程式描述電子在通道內行為

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{e}{m} \frac{\partial U}{\partial x} \quad \text{尤拉方程式} \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial(Uv)}{\partial x} = 0 \quad \text{連續方程式} \quad (2.4)$$

通道內電漿波速度為  $S$  ,  $U_0$  為通道內初始電位,  $m$  為電子等效質量

$$S = \sqrt{\frac{eU_0}{m}} \quad (2.5)$$

令  $v$  為通道內電子速度,  $U$  為通道內電位

$$v = v_0 + v_1 \exp(-i\omega t) \quad (2.6)$$

$$U = U_0 + U_1 \exp(-i\omega t) \quad (2.7)$$

(2.6)、(2.7)式代表輸入偏壓可視為直流成分加上交流小訊號, 在此 D-S 非穩態系統中, 直流成分為我們給予元件之直流偏壓, 交流小訊號則來自於環境中微小之雜訊。代入(2.3)、(2.4)式線性化, 搭配邊界條件:

$$U_1(0) = 0 \quad (2.8)$$

$$\Delta j(L) = 0 \text{ [i.e. } U_0 v_1(L) + v_0 U_1(L) = 0] \quad (2.9)$$

(2.8)、(2.9)式代表源極端(Source)於小訊號模型下視為短路, 汲極端(Drain)為開路, 此為 D-S 模型所定義之邊界條件。將(2.6)、(2.7)式代入(2.3)、(2.4)式可求得  $\omega = \omega' + i\omega''$ :

$$U = U_0 + U_1 \exp(-i\omega t) \quad (2.10)$$

$$U = U_0 + U_1 \exp(\omega'' t) \exp(-i\omega' t) \quad (2.11)$$

$$\omega' = \frac{|s^2 - v_0^2|}{2Ls} \pi n \quad (2.12)$$

$$\omega'' = \frac{s^2 - v_0^2}{2Ls} \ln \left| \frac{s + v_0}{s - v_0} \right| \quad (2.13)$$

由(2.11)式可看出兩項具有物理意義之因子， $\omega''$ 對應到交流成份之振幅， $\omega'$ 對應到頻率項，可影響通道內之電位與電子速度。再定義兩項參數：系統增益  $G$  (Dimensionless increment) 與馬赫數  $M$  (Mach number)，馬赫數即為通道內電子速度與電漿波速之比值：

$$G=2\omega''L/s \quad (2.13)$$

$$M=v_0/s \quad (2.14)$$

由增益對馬赫數做圖可知，如圖 2-2，當(1)  $0 < v_0 < s$  (2)  $v_0 < -s$  情形時，系統會有增益，能產生非穩態振盪。以實際情形衡量，條件(1) 之情況較有可能達到，因正常情況下通道內電子速度數值比電漿波小一個數量級。可利用(2.12)式頻率項得到輻射基頻  $f_0$ ，我們可以得知通道內存在某種極高頻的成分。

$$f_0 = \frac{(s^2 - v_0^2)}{4sL} \quad (2.15)$$

D-S 非穩態震盪機制之原理顯示，於此系統中外加適當直流偏壓，即能引起環境中微小雜訊擾動，交流成分由環境中雜訊提供，系統在有增益的狀態時( $0 < v_0 < s$ )能放大此雜訊擾動，造成通道內電漿非穩態震盪產生。

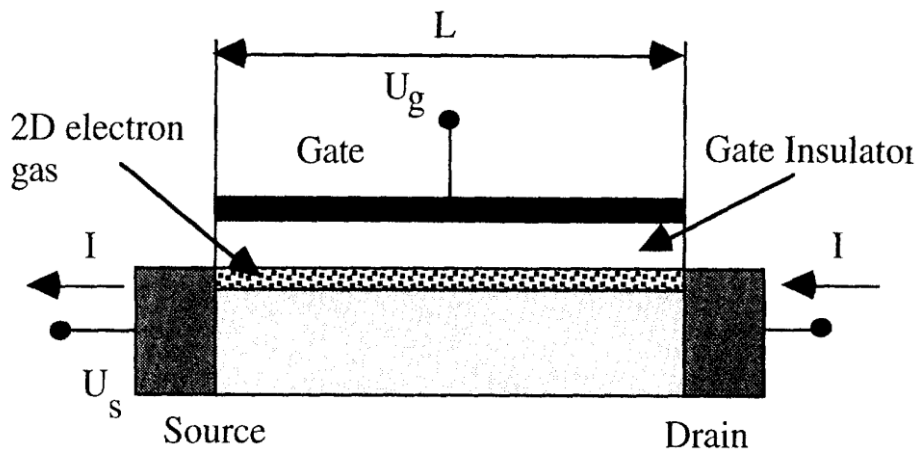


圖 2-1、電晶體內二維電子氣示意圖[1]

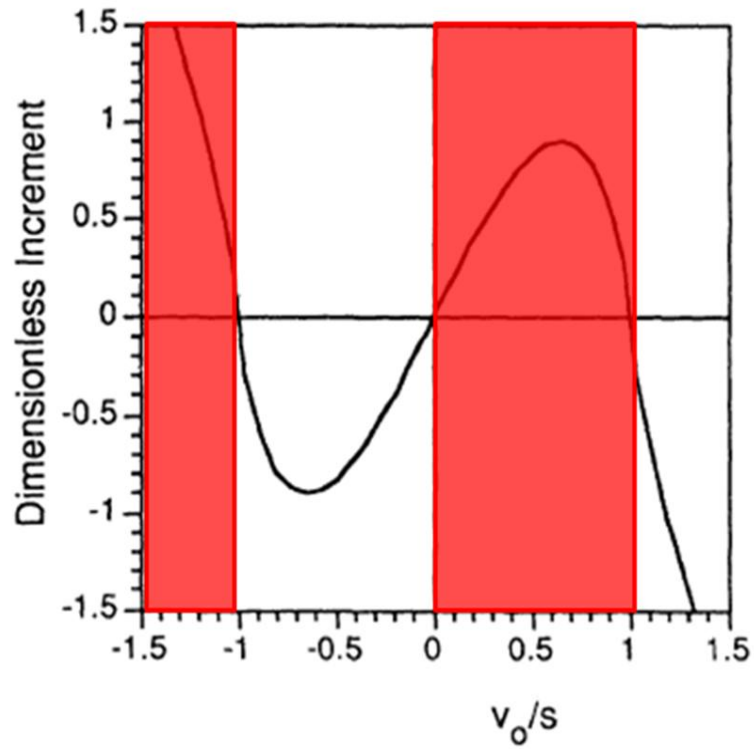


圖 2-2、系統增益對馬赫數做圖 [1]。

### 三、室溫輻射強度量測

#### 3.1 pHEMT 樣品準備與實驗架設

室溫兆赫波輻射之樣品，由國家實驗研究院晶片系統設計中心(CIC)下線取得，申請 CIC 所提供 WIN 0.15 $\mu$ m pHEMT 製程，製作測試性晶片(testkey)。選擇下線目的有二，一為本論文研究重點放在輻射特性之量測，透過下線能得到品質穩定之樣品，且每片樣品操作特性相同。二為在設計晶片佈局時能有較大的自由度，於電晶體結構亦或電極上做變化。下線之 pHEMT 元件其磊晶層相關資訊為穩懋半導體之商業保密資料，詳細的磊晶層參數我們無法從中獲得，故以網路搜尋穩懋半導體所發表之 pHEMT 相關論文，從中獲得元件相關磊晶資訊。

pHEMT 元件生成方式為利用分子束磊晶(Molecular beam epitaxy)，於六吋砷化鎵晶圓上依序生長 AlGaAs 間隔層(Spacer)/無摻雜之 InGaAs 通道層/AlGaAs 間隔層，在 AlGaAs 間隔層間各有高濃度摻雜電子(double delta-doped layers)，可提高通道內載子濃度，元件磊晶層結構如圖 3-1[14]。各層之厚度與其化合物成分比例目前尚無資料。

電晶體直接選用 WIN 0.15 $\mu$ m pHEMT 製程資料庫所提供之 pHEMT 元件，分別為二指(two fingers) 0.15 $\mu$ m $\times$ 50 $\mu$ m、0.15 $\mu$ m $\times$ 100 $\mu$ m 之電晶體，元件之佈局(layout)如圖 3-2、圖 3-3，上下源極間有金屬 air-bridge 相連，如圖 3-4，使得兩源極間電位相等。源極與汲極間金屬間隔(S-D spacing)為 2.5 $\mu$ m。閘極以 T-gate 型式製作，如圖 3-5，可減低元件離散電容等效應。

在晶片佈局上，搭配 100 $\mu$ m $\times$ 100 $\mu$ m 之正方形電極作為微帶貼片



天線(Microstrip patch antenna)，晶片大小為  $2 \times 1 \text{ mm}^2$ 。晶片佈局示意圖，見圖 3-6，兩元件間隔約  $100\mu\text{m}$  之距離，目的為避免在做光性量測時元件間會有交互耦合等影響。晶片於 tape-out 時選擇不封裝，如此方能量測晶片上 pHEMT 元件所發出之輻射訊號。

在本論文中 pHEMT 之輻射量測，皆利用傅立葉轉換紅外線頻譜分析儀進行 (Fourier Transform Infrared Spectrometer – 以下簡稱 FTIR)，於室溫操作下在腔體內進行量測，本實驗室量測儀器型號為 “Bruker IFS 66v/S”，如圖 3-7 所示。量測輻射強度時只需用到 FTIR 部分光路，不需經過干涉儀，干涉儀系統於頻譜量測時使用。詳細干涉儀量測原理於第四章介紹。

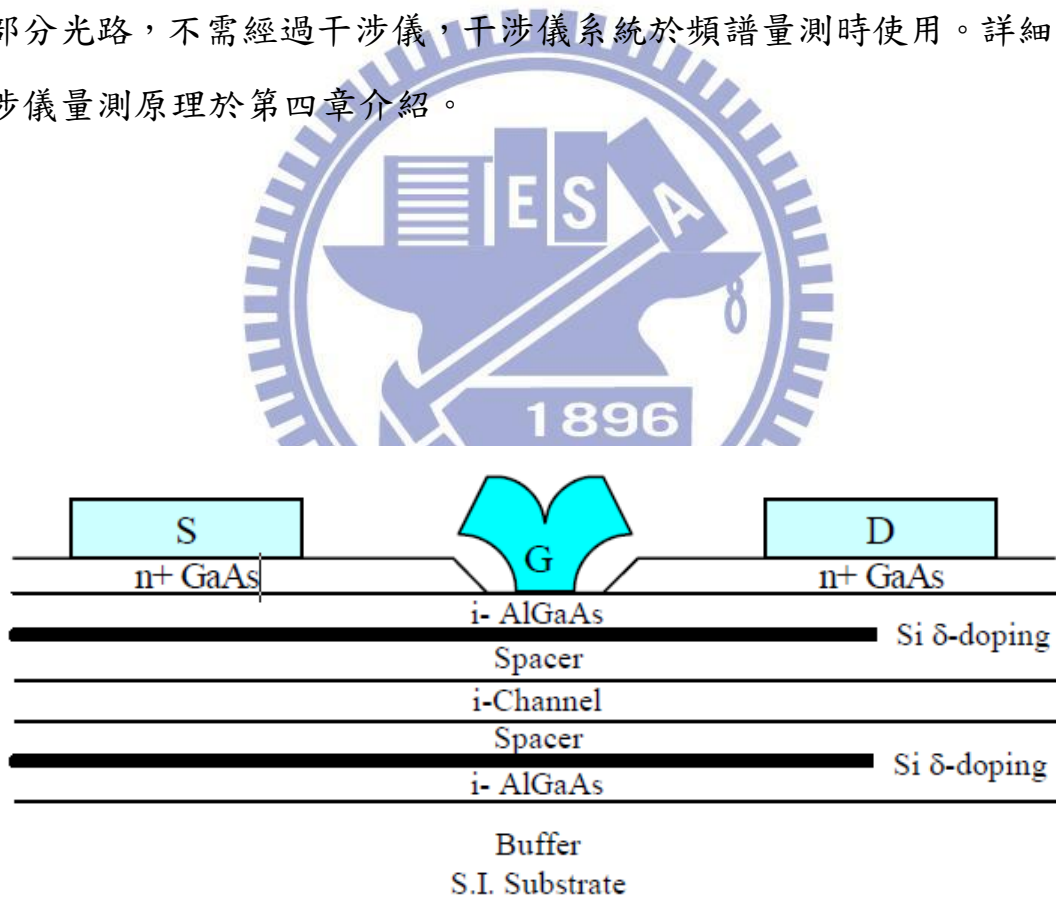


圖 3-1、pHEMT 磊晶層結構示意圖[14]

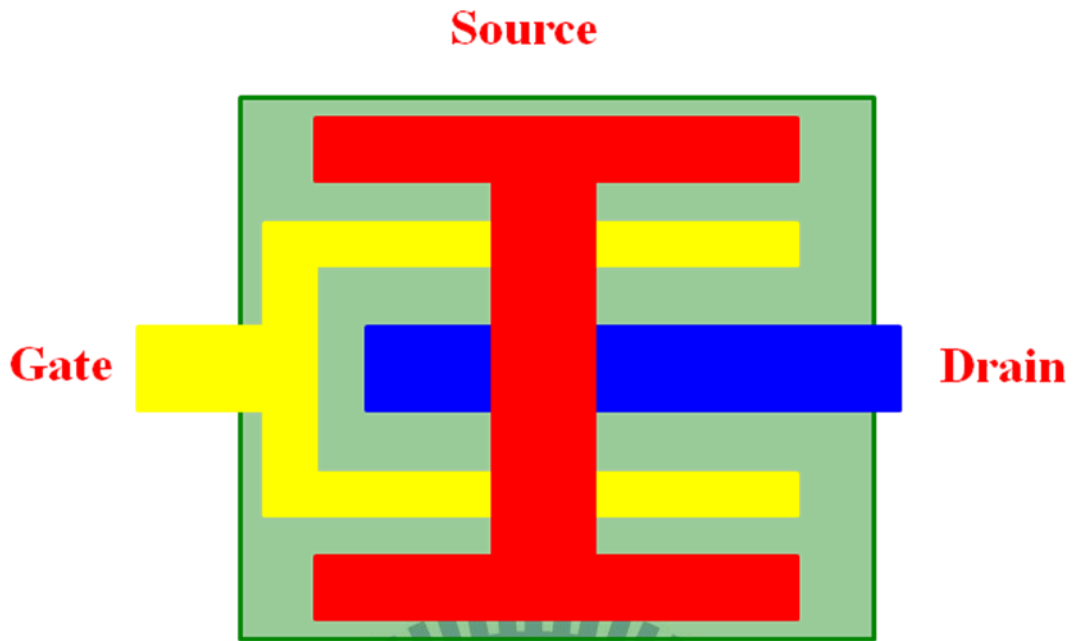


圖 3-2、 $L=0.15\mu\text{m}$ ,  $W=50\mu\text{m}$  pHEMT 示意圖

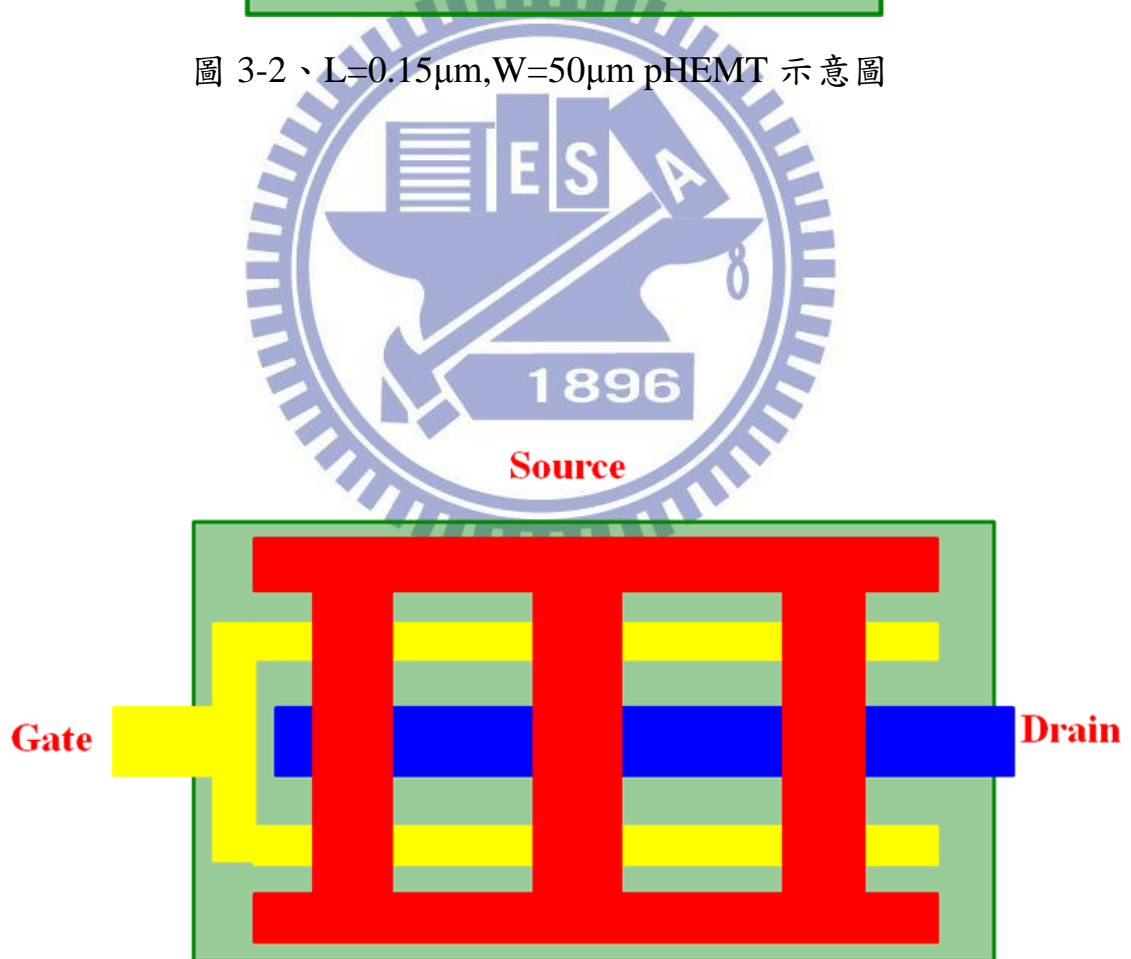


圖 3-3、 $L=0.15\mu\text{m}$ ,  $W=100\mu\text{m}$  pHEMT 示意圖



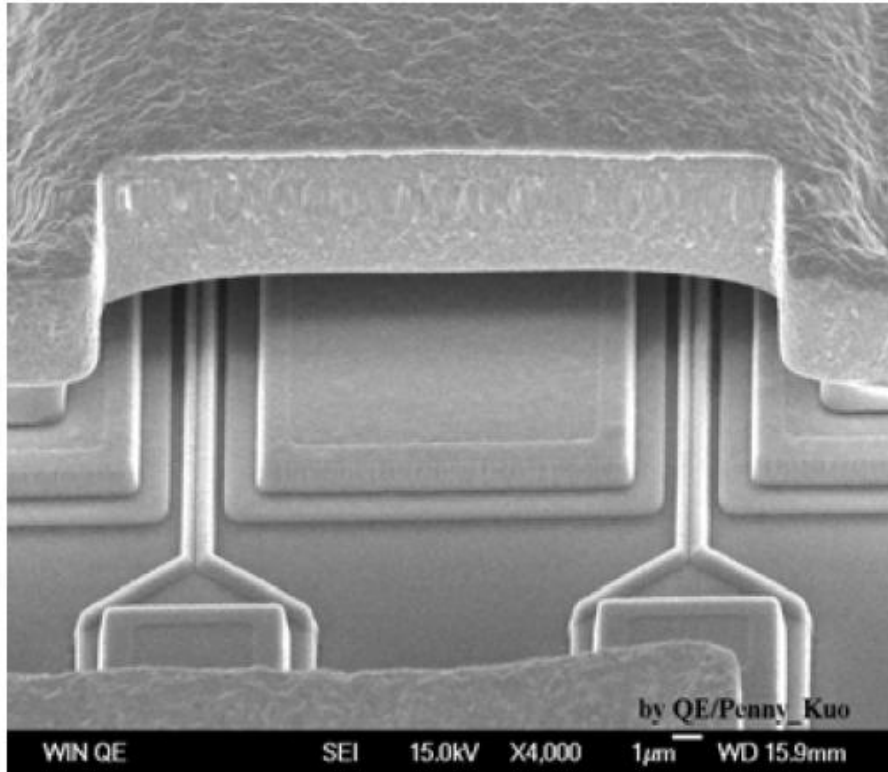


圖 3-4、pHEMT air-bridge 側視圖[14]

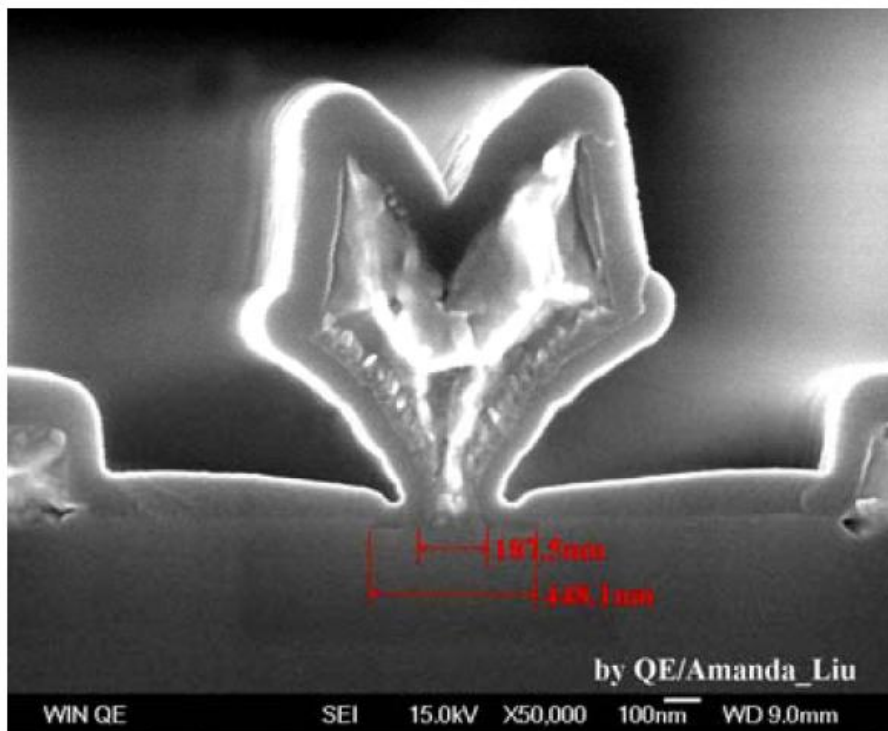


圖 3-5、pHEMT 之 T-gate 示意圖[14]

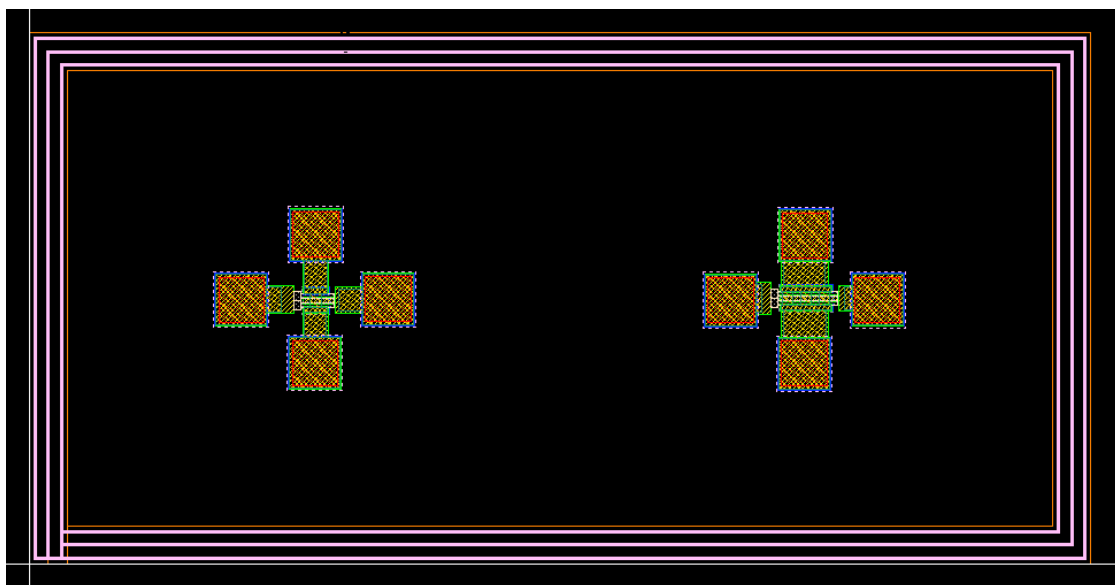


圖 3-6、晶片佈局示意圖



圖 3-7、Bruker IFS 66v/S FTIR 儀器示意圖

### 3.2 樣品電性量測

晶片完成後首先量測元件之 I-V 直流特性，量測得  $I_{ds}$ - $V_{ds}$  圖以供後續光性量測時工作點之選定。

直流量測使用 Keithley 2602 source meter 提供直流偏壓，樣品置於 FTIR 腔體內，防止外界光對元件之影響，腔體內溫度維持室溫，並抽真空( $\sim 3\text{mbar}$ )降低水氣影響。Tape-out 之晶片黏於 PCB 基板，由晶片上元件電極打線至 PCB 基板上鍍金銅導線，打線線材選用導電性較好之金，再由銅導線末端電極外接偏壓線，連接至外部偏壓源，如圖 3-8 所示。

Keithley 2602 source meter 使用四端點量測，可同時供給兩個偏壓路徑 channel A、channel B。I-V 直流特性量測方式為利用 channel A 將閘極電壓固定在一定電壓值，channel B 利用電腦儀控掃汲極電壓，使用 GPIB 介面連接至個人電腦，擷取汲極電流值，量測架設示意圖如圖 3-9，量測得  $W=100\mu\text{m}$  樣品  $I_{ds}$ - $V_{ds}$  作圖，如圖 3-10。

由 source meter 接線至元件量得之  $I_{ds}$ - $V_{ds}$  圖可與穩懋半導體所提供之技術資料[15]相互比較，如圖 3-11，穩懋所提供之  $I_{ds}$ - $V_{ds}$  圖為利用探針系統(Probe station)量得，與我們使用 source meter 量得之結果其電流絕對值會有些微差異，此為元件接線出來導線上之負載造成，但整體趨勢相同。

WIN  $0.15\mu\text{m}$  pHEMT 元件之 I-V 特性曲線可分為線性區與飽和區，在飽和區時當閘極電壓加至某特定值以上，會有微分負阻的行為，一般解釋為元件通道內高能載子與晶格碰撞產生熱所造成[16]。直流電性量測時，容易於飽和區量出不穩定之特性曲線，電流值會飄動，我們發現導因為元件對於偏壓導線及偏壓路徑上之錫焊點等負載

阻抗極為敏感。欲改善上述問題，可由三處著手，一為將元件連接至電壓電流源供應器間之偏壓線選用具有屏蔽網狀金屬(Shielding)之線材，防止外界電磁波及雜訊干擾。二為將所有電極與導線間焊點利用螺絲加壓，確保各接點能緊密接觸，如圖 3-12。三為於元件之汲極、閘極、源極外串接電阻，使其對元件有穩壓效用，實驗量測時於三端各串接  $1\Omega$  電阻，如圖 3-13。

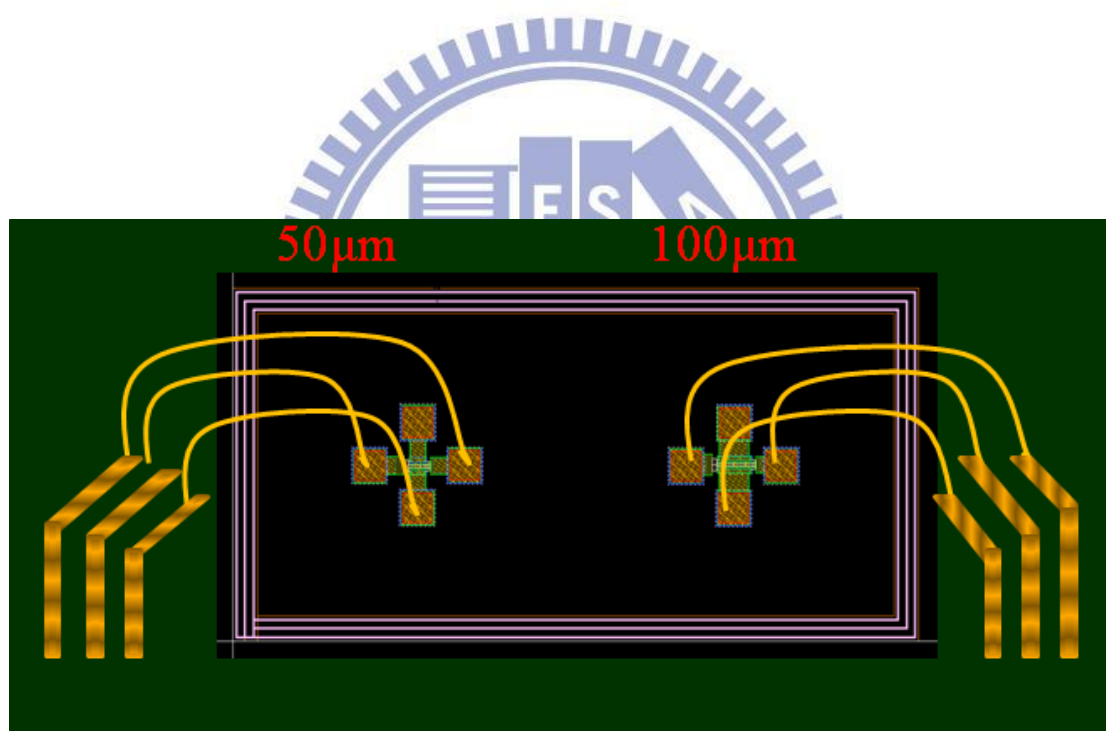
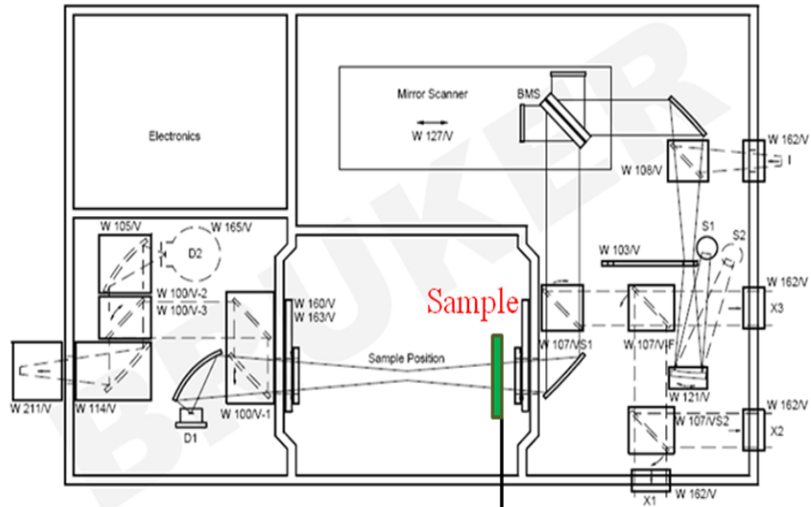


圖 3-8、晶片打線示意圖

IFS66v/S



February 24, 2000



圖 3-9、I-V 直流特性量測架設示意圖

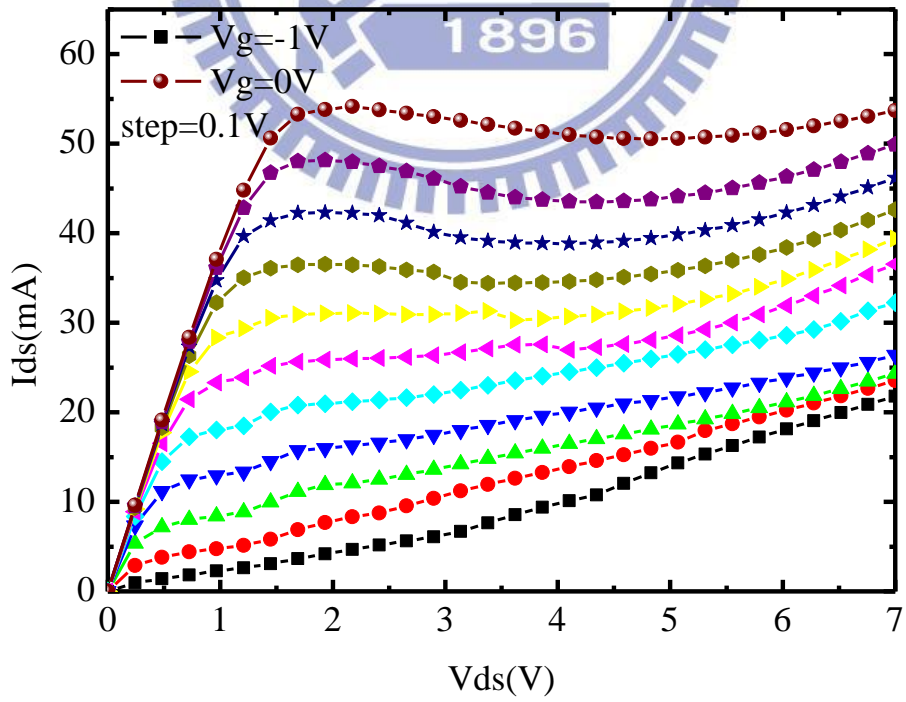


圖 3-10、 $W=100\mu\text{m}$  樣品  $I_{ds}-V_{ds}$  圖



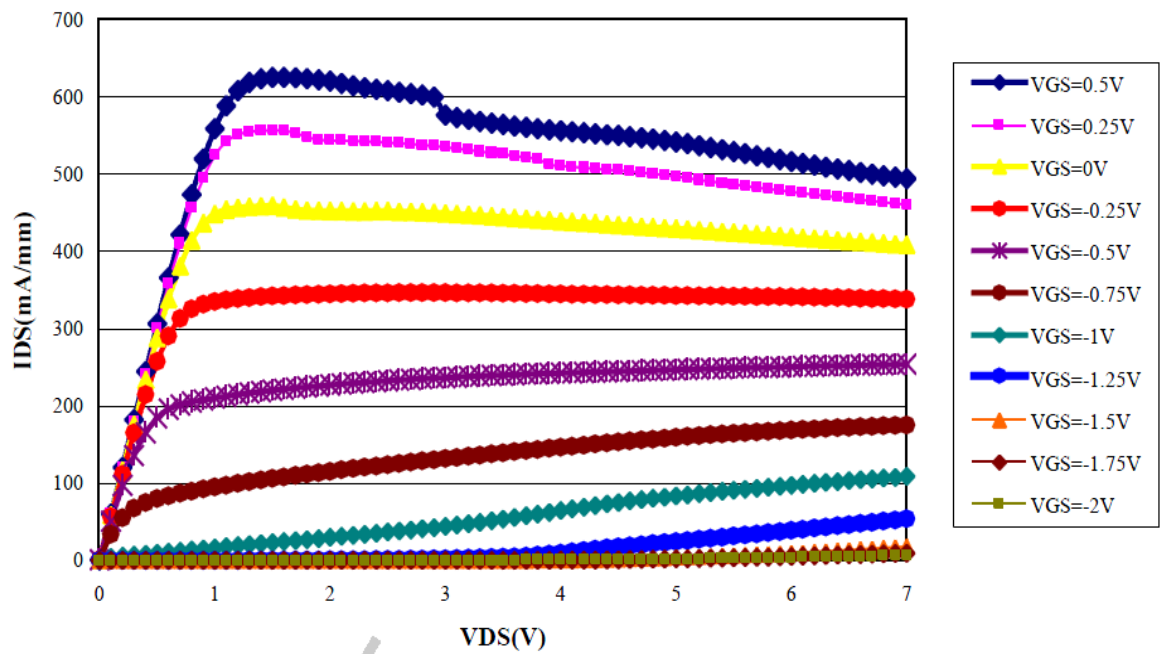


圖 3-11、穩懋半導體提供  $0.15\mu\text{m}$  pHEMT  $I_{ds}$ - $V_{ds}$  圖 [15]

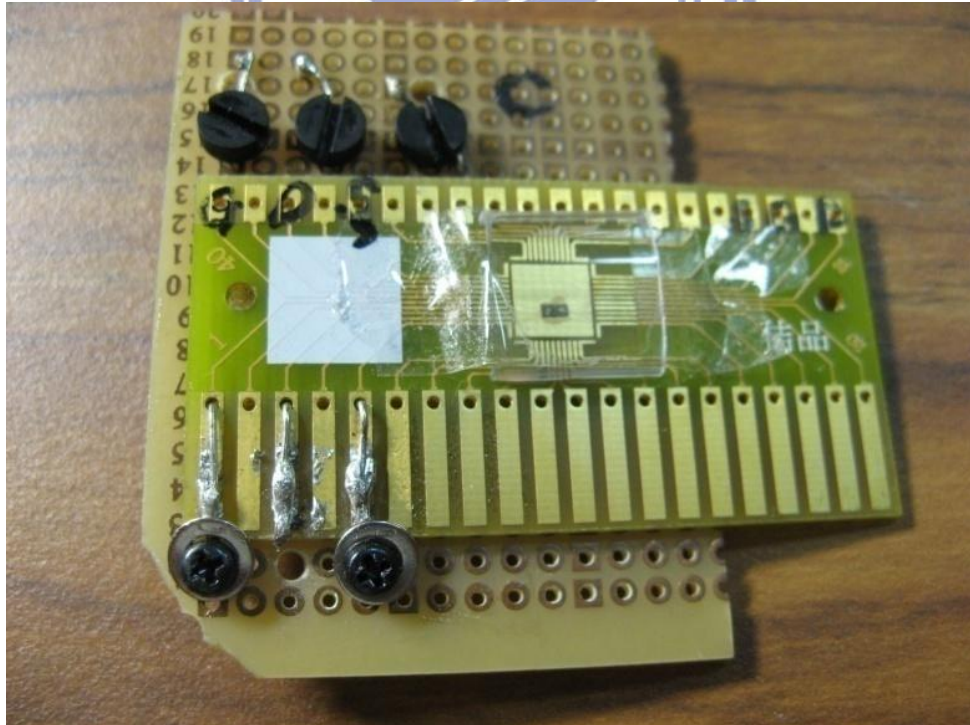


圖 3-12、樣品焊點加壓示意圖

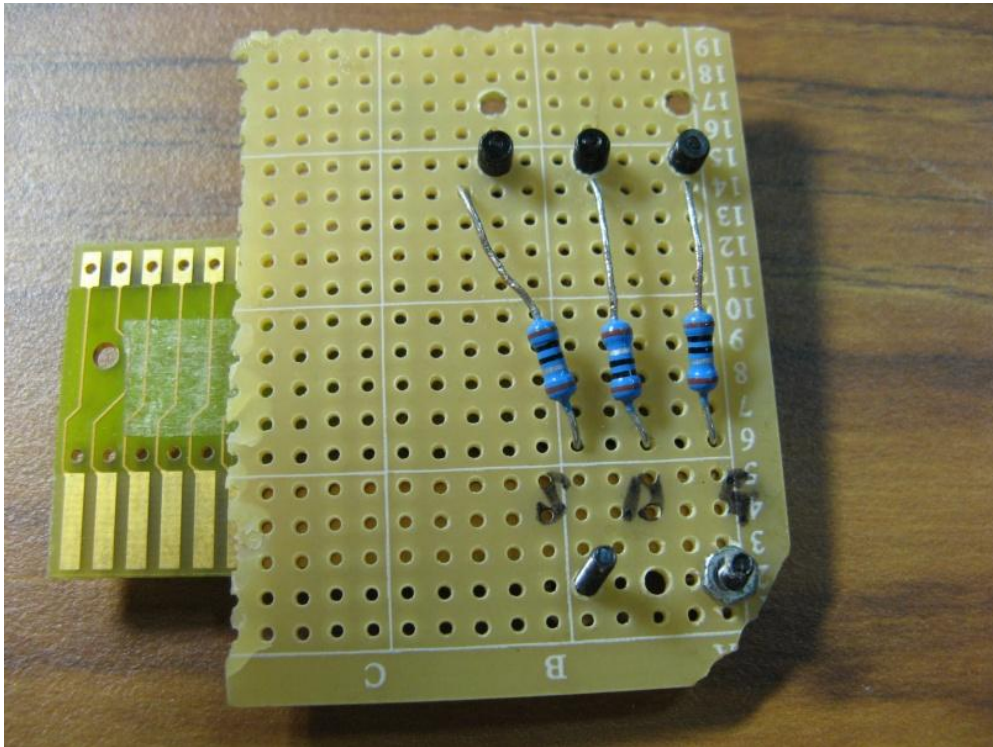


圖 3-13、於 D、G、S 三端串接電阻示意圖

### 3.3 輻射強度量測

實際進行輻射量測時，必須於汲極提供脈衝偏壓。提供脈衝訊號的原因有二，一為對元件輻射出之光訊號做調變，以供鎖相放大器 (SR850 Lock-in amp) 做擷取，二為減少因偏壓而對元件所造成之熱效應。在進行輻射量測時樣品將操作於脈衝偏壓狀態，因此脈衝偏壓下之 I-V 特性曲線也必須建立，樣品置於 FTIR 腔體內，量測架設示意圖如圖 3-14，腔體內部維持室溫並抽真空，防止外界光與水氣對元件產生影響。脈衝偏壓下 I-V 特性曲線如圖 3-15，可觀察其特性與直流偏壓時一致。

輻射強度量測方式為利用 Keithley 2602 提供閘極直流電壓，固定在一定電壓值，汲極以 TTi TG1304 任意波形產生器提供脈衝偏壓，由低掃至高電壓，脈衝訊號參數為頻率 25Hz，duty cycle=50%，



脈衝寬度為 20ms，脈衝頻率選定方式為透過雜訊頻譜儀 SR 785 觀察，選擇受電雜訊干擾較少之頻率做為調變頻率。偵測器使用 FTIR 內建之室溫偵測器 DTGS，FTIR 輸出之訊號為交流訊號，外接輸出經過 SR560 低雜訊發大器，增益(gain)為 5，再接至 SR850 鎖相放大器轉為直流電壓值讀取。量測得輻射強度對  $V_{ds}$  跨壓做圖，如圖 3-16，同時利用 Keithley 2602 觀察隨  $V_{ds}$  跨壓增加之閘極端漏電流，如圖 3-17。

觀察圖 3-16，輻射訊號在線性區極小，到達飽和區後輻射強度會有陡升現象，即飽和區才有明顯輻射訊號產生，隨著閘極電壓越正輻射訊號也有相對越強的趨勢，但  $V_g=-1V$  時輻射強度卻非最小，目前原因不明。圖 3-17，當  $V_{ds}$  跨壓加大時伴隨著閘極漏電流突然增大，漏電流為負代表電流由通道流出閘極，即電子流流入通道，會有如此大漏電流原因為隨著汲極偏壓增加，汲極與閘極間造成之蕭基二極體逆向偏壓電流。為觀察漏電流與輻射訊號間關係，我們利用閘極浮接的方式來比較，見 3-4 節。

為了驗證所觀察到輻射訊號是否為熱輻射，我們量測已燒壞元件之輻射強度，在此定義燒壞即元件特性已不是場效電晶體，閘極偏壓無法控制通道內電流，I-V 特性已成電阻型式，其輻射強度即為一電阻加熱所放出熱輻射，如圖 3-18 所示。觀察其熱輻射與正常元件間輻射強度差異，以相同輸入功率做圖，如圖 3-19，可發現正常元件輻射強度明顯大過於燒壞之元件，達到兩個數量級之多，因此認定此元件所量測到之訊號非熱輻射。於第四章將利用第二種方式檢驗訊號是否為熱輻射，即觀察輻射訊號有無偏極化方式。

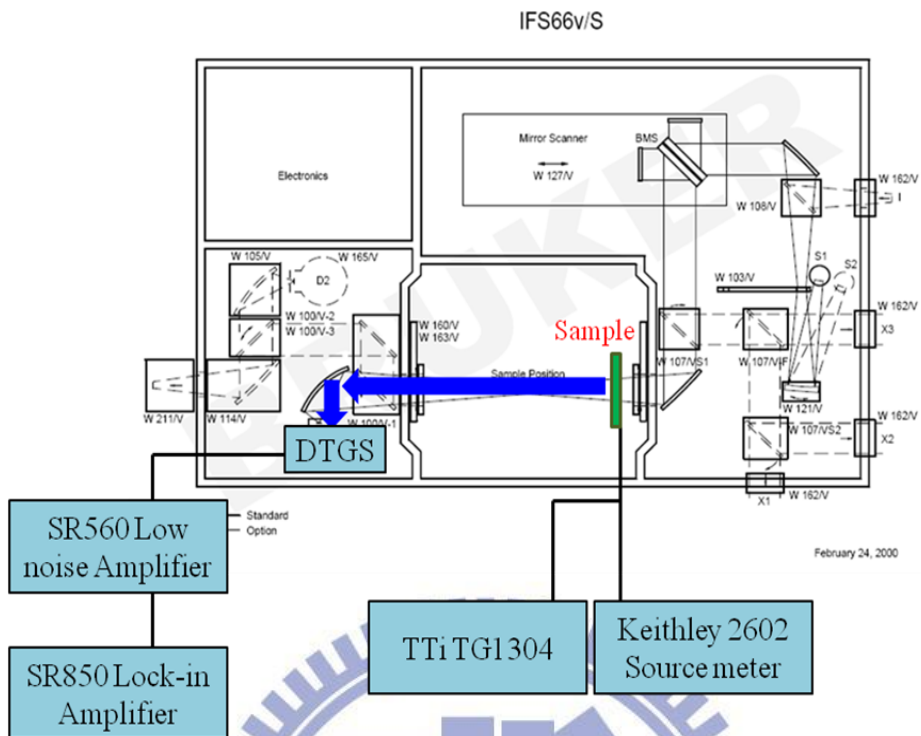


圖 3-14、輻射強度量測架設示意圖

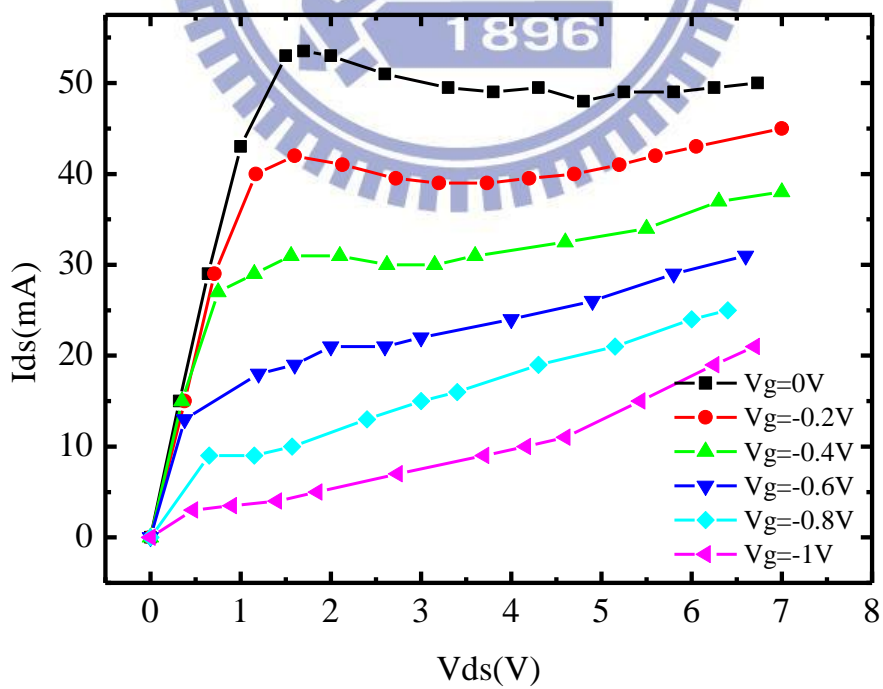


圖 3-15、脈衝偏壓下  $I_{ds}$ - $V_{ds}$  圖

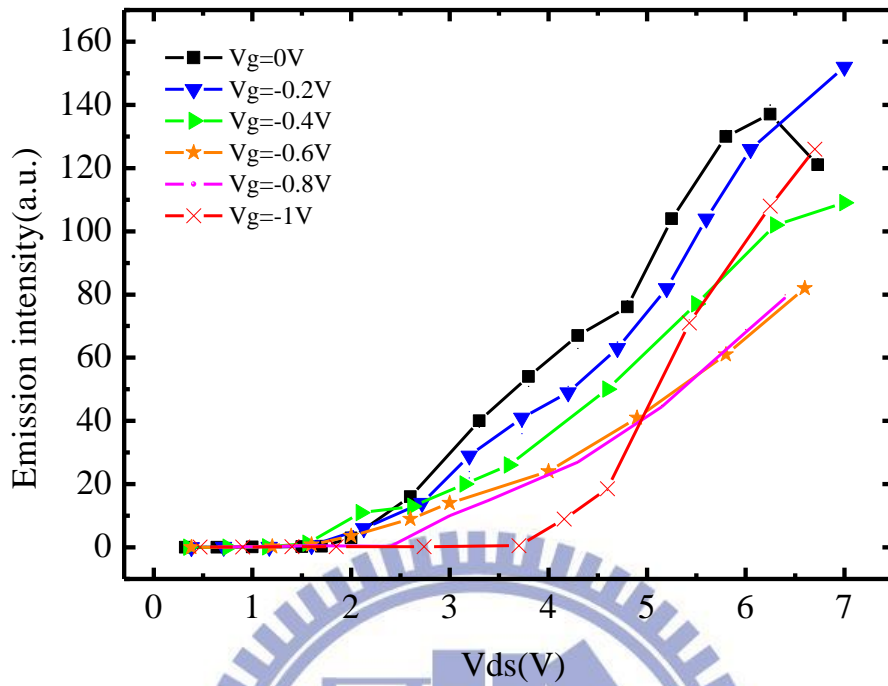


圖 3-16、輻射強度對  $V_{ds}$  做圖

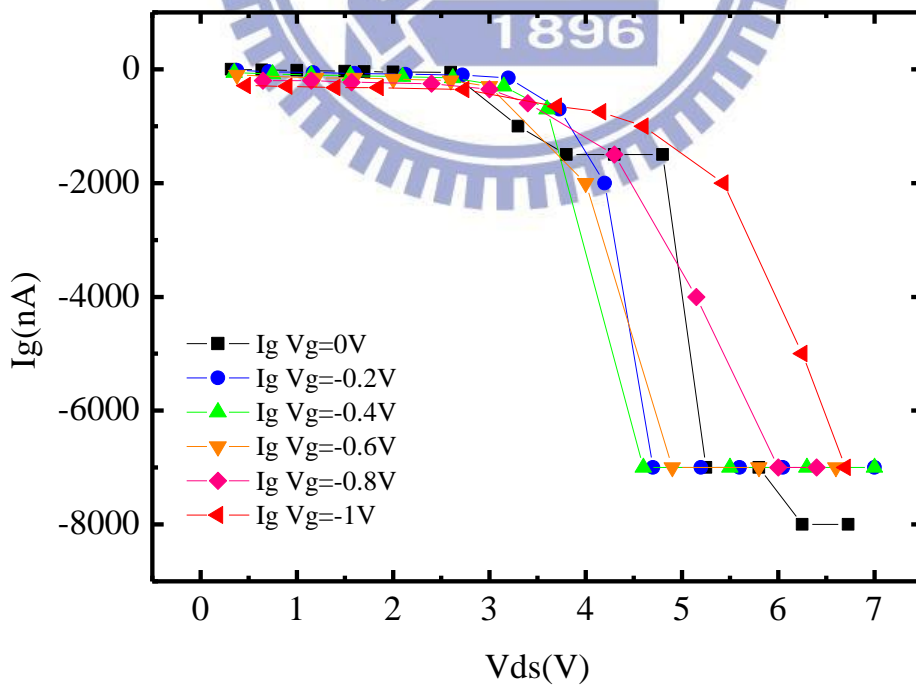


圖 3-17、閘極漏電流對  $V_{ds}$  做圖

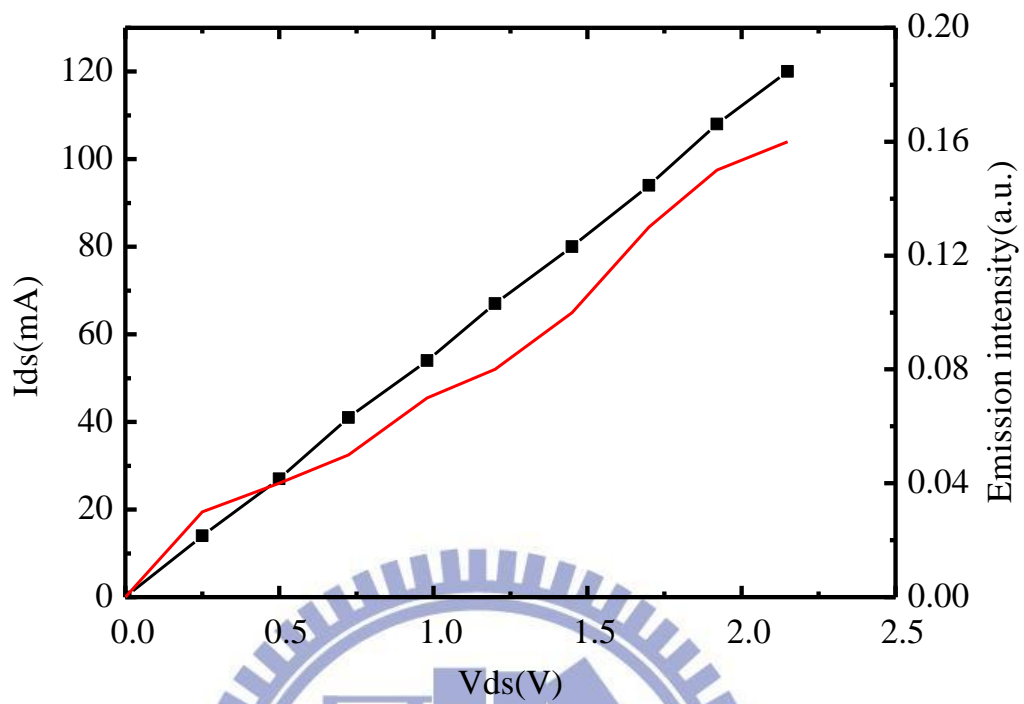


圖 3-18、已燒壞 pHEMT I-V 關係圖與輻射強度做圖

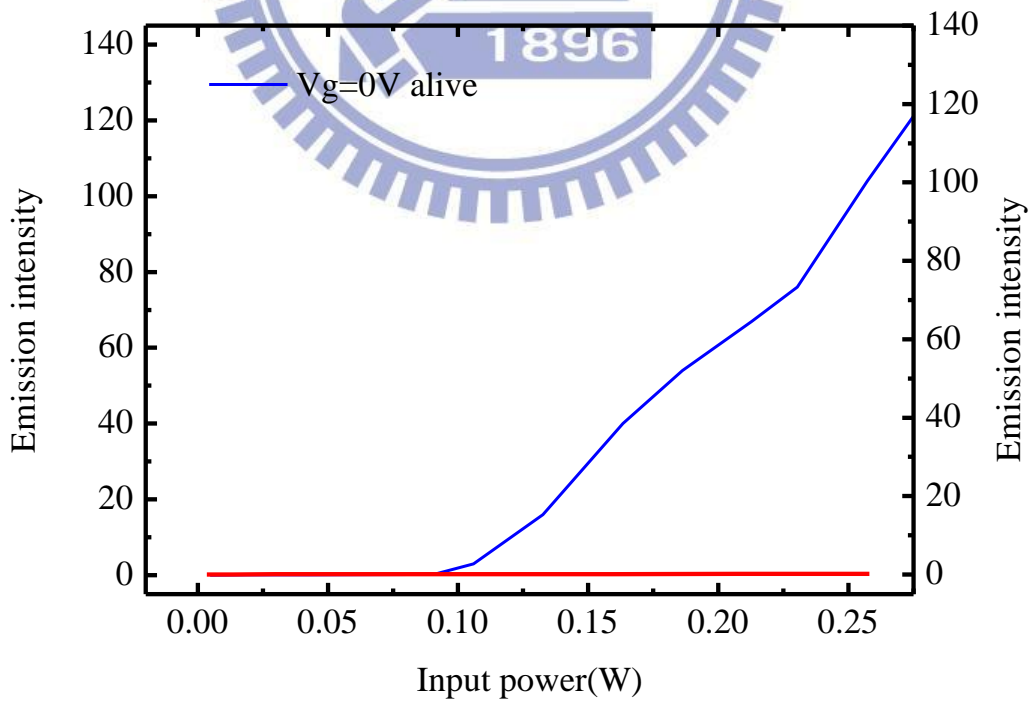


圖 3-19、比較已燒壞與正常 pHEMT 於相同輸入功率下輻射強度比較

### 3.4 閘極浮接輻射強度量測

於 3.3 節我們觀察到當輻射訊號上升時，漏電流也有變大的趨勢，為了解輻射強度與漏電流之間是否有關連，我們設計將閘極開路，即無漏電流造成，觀察其輻射特性。量測條件皆與 3-3 節相同。樣品使用  $W=50\mu\text{m}$  pHEMT，先量測得有閘極偏壓下直流 I-V 特性曲線， $V_g=0\text{V}$ ，並量測脈衝偏壓下輻射強度，如圖 3-20、圖 3-21，接著將閘極開路，量測相同項目得圖 3-22、圖 3-23。

比較圖 3-21、圖 3-23 分別為有無浮接閘極偏壓下對輻射強度做圖，其目的為觀察漏電流是否對於輻射有影響，可觀察到閘極端斷路下，即無漏電流，依然能觀察到有輻射訊號產生。因此我們可以認定，HEMT 輻射機制與閘極偏壓間沒有直接關係。

在量測閘級浮接之輻射強度時，我們觀察到在飽和區時某些區間工作點會產生跳動之情形，即 TTI TG1304 波型產生器給予樣品固定脈衝偏壓，應會有固定跨壓落在  $V_{ds}$  上，實際上工作點卻會在兩個  $V_{ds}$  間震盪，同時電流也受影響，但輻射訊號由鎖相放大器觀察仍為穩定。推測原因為工作點落在微分負阻區，造成元件與電路之間負載有系統震盪。

註:本實驗用的是  $W=50\mu\text{m}$  pHEMT 樣品，與  $W=100\mu\text{m}$  pHEMT 唯有直流電流小兩倍之差異(電流正比於通道寬度)，其輻射特性上並無差別。



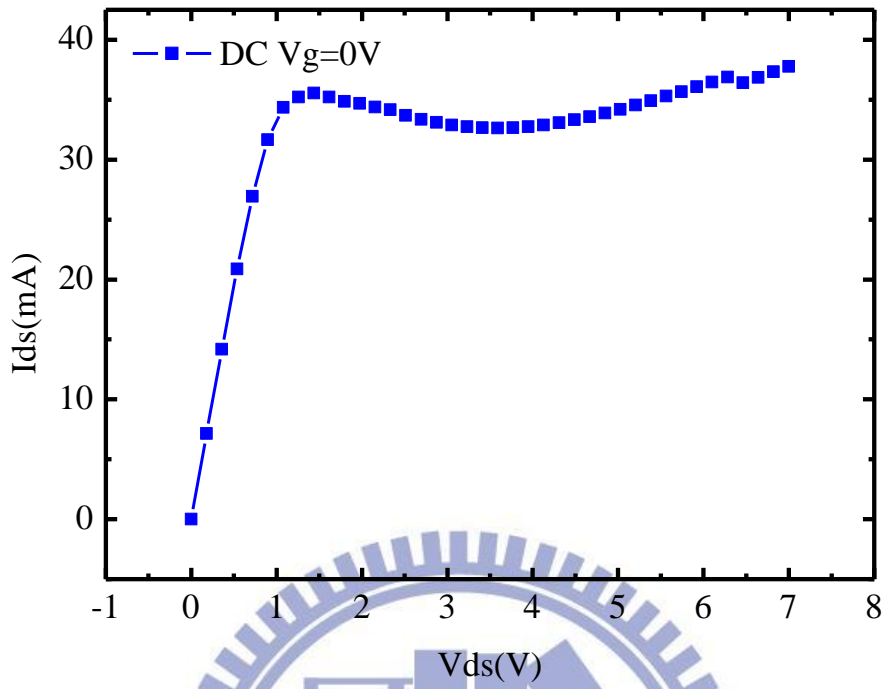


圖 3-20、 $W=50\mu m$  pHEMT 直流  $I_{ds}-V_{ds}$  圖

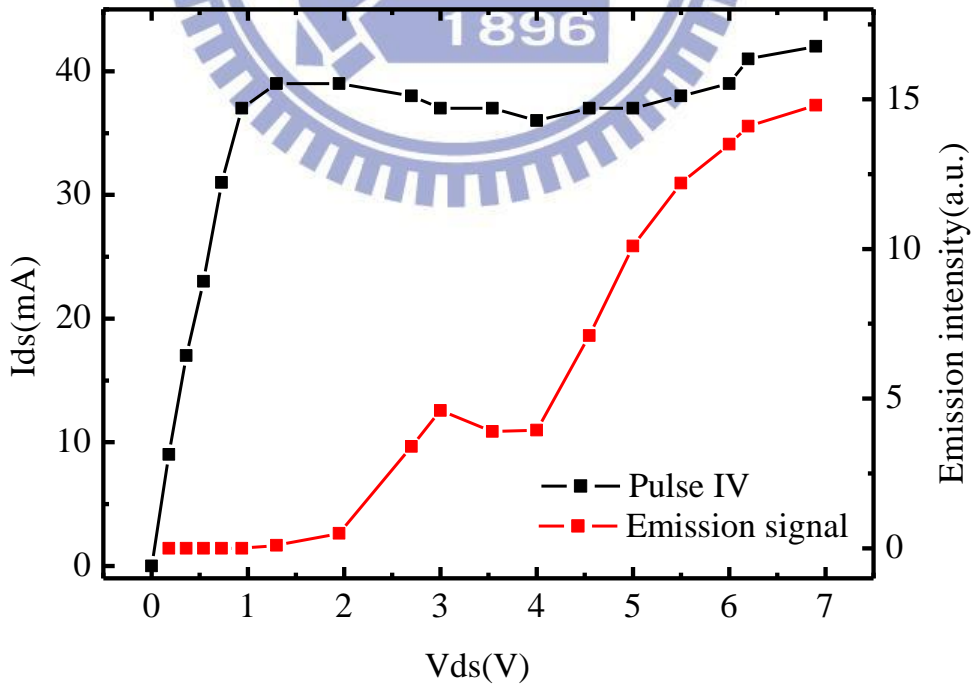


圖 3-21、 $V_g=0V$  輻射強度對偏壓做圖

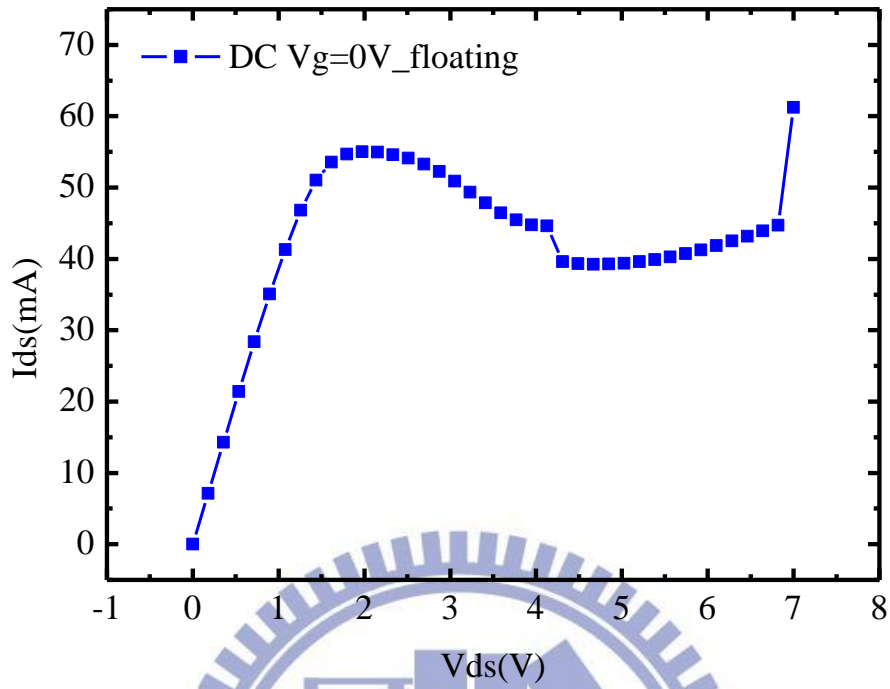


圖 3-22、 $W=50\mu\text{m}$  pHEMT 閘極浮接直流  $I_{ds}$ - $V_{ds}$  圖

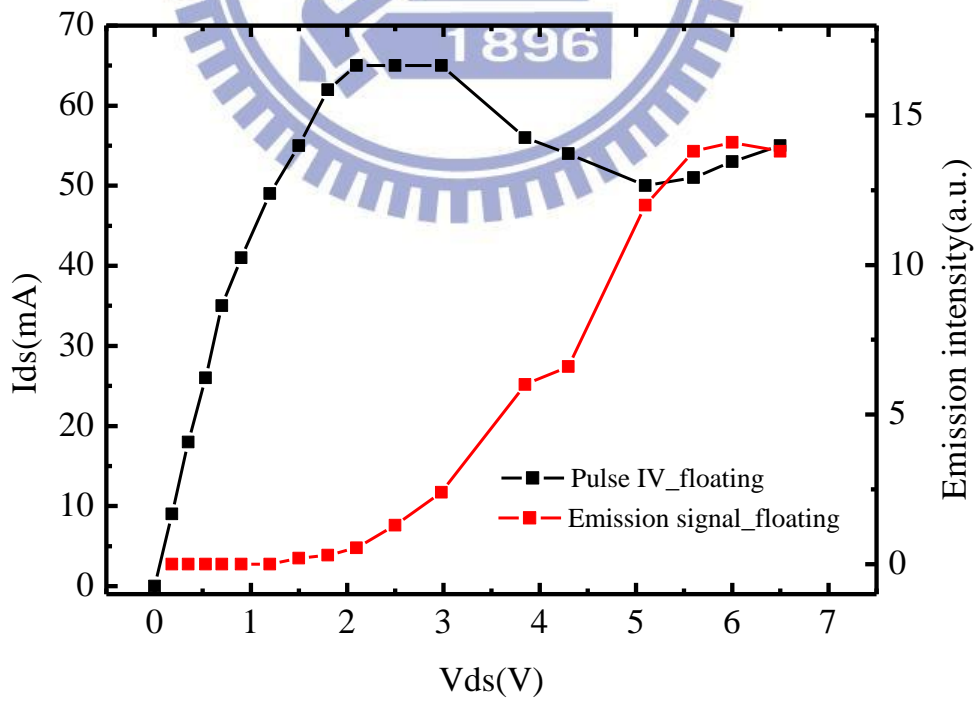


圖 3-23、 $V_g=0V$  閘極浮接輻射強度對偏壓做圖



## 四、室溫輻射頻譜量測

### 4.1 樣品準備與實驗步驟

pHEMT 室溫操作下輻射頻譜量測使用 FTIR 來量測元件的頻譜響應 (Spectrum response)，相關原理可參考 Werner[17]。分光鏡為 Mylar<sub>6</sub>μm，偵測器使用 Silicon bolometer。Silicon bolometer 可偵測頻段在 300GHz~20THz，量測時腔體抽成真空(~3mbar)，防止量測頻譜時水氣所造成吸收。

FTIR 頻譜量測的基本原理為麥克森(Michelson)干涉儀，如圖4-1所示。當光源自圖中的S點出發後，首先碰到分光鏡。分光鏡允許一半的光通過，並讓外另一半的光反射。反射的部分傳播到固定不動的反射鏡M<sub>1</sub>後，再全反射回到分光鏡，此時光所走的路程為 2L。穿透的部分則傳播到可移動的反射鏡M<sub>2</sub>，並且同樣全反射回到分光鏡，此時光所走的路程為2(L+X)。

兩道光程差為2X的光束在分光鏡重合並產生干涉，最後聚焦在偵測器上被偵測而獲得干涉圖。為了便於我們進行分析，干涉圖會經過傅立葉轉換的處理轉成頻譜圖，其中轉換所利用的關係式如下：

$$S(k \cdot \Delta v) = \sum_{n=0}^{N-1} I(n\Delta x) \exp(i2\pi nk / N) \quad (4-1)$$

上式中， $I(n\Delta X)$ 為偵測器所獲得干涉圖， $S(k \cdot \Delta v)$ 為轉換後的頻譜圖， $\Delta v$ 為頻譜的解析度， $N$ 為量測時取樣的次數。其中， $\Delta v$ 與 $N$ 的關係式如下：

$$\Delta\nu = 1/(N \cdot \Delta x) \quad (4-2)$$

上式表示若想要增加量測的解析度，則取樣的次數也必須增加，因此量測的時間便會拉長。

樣品使用  $W=100\mu\text{m}$  pHEMT，輻射頻譜量測光路與實驗架設如圖 4-2，量測時樣品稍微旋轉一小角度，因我們觀察得樣品於斜向出射時，偵測器強度響應較正向出射時大。光路中間設置一線性偏極化之偏極片(Linear Polarizer)，偏極片固定於自動化旋轉載臺，可連接至電腦儀控。偏極片功用為確認樣品輻射訊號是否為單純熱輻射，因黑體輻射源所發之光無偏極化，若我們轉動偏極片而觀察到偵測器強度響應隨角度有變化，代表樣品輻射有偏極即非單純熱輻射，示意圖如圖 4-3

。

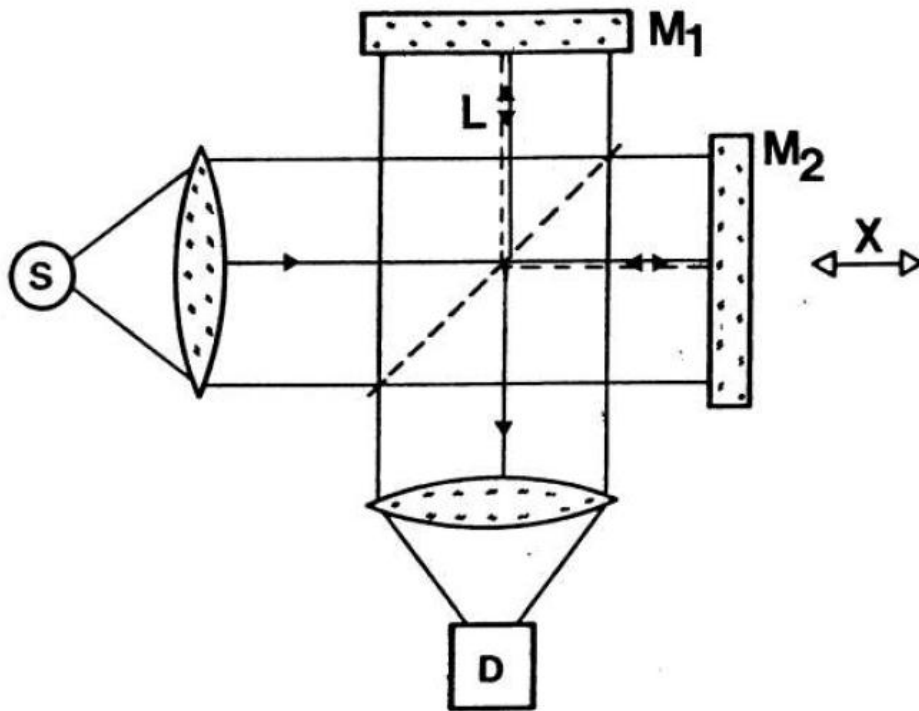


圖 4-1、麥克森干涉儀示意圖[17]

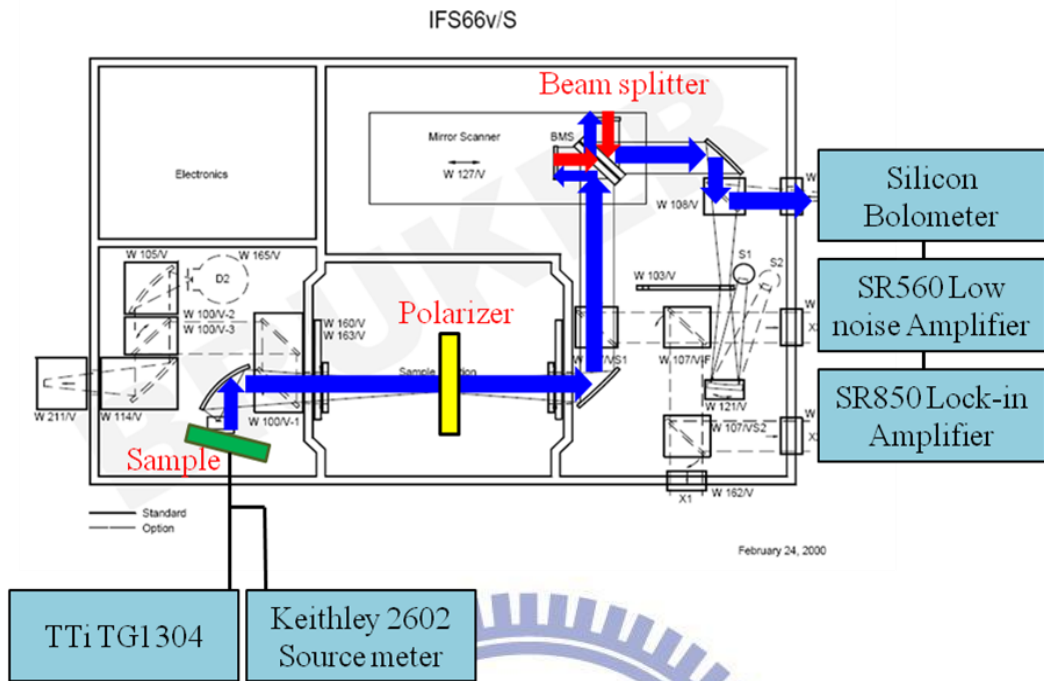


圖 4-2、頻譜量測光路與實驗架設示意圖

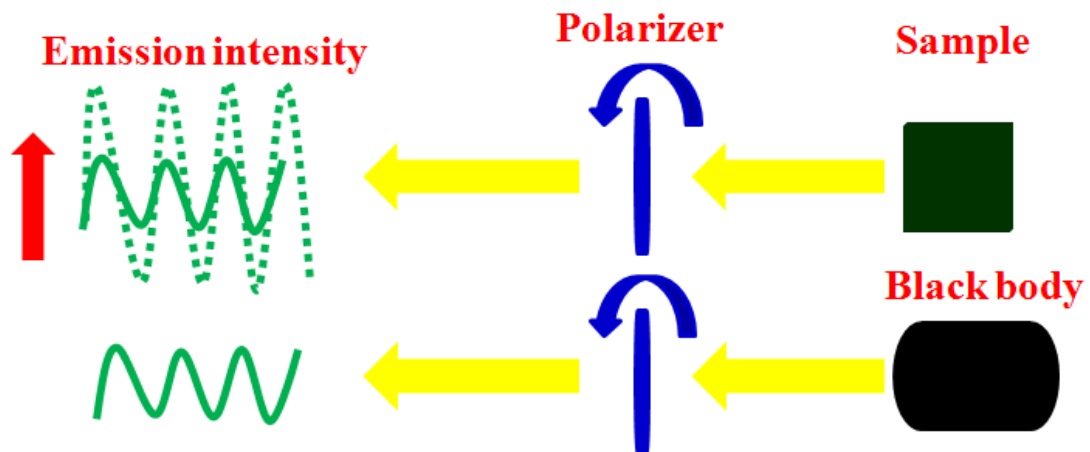


圖 4-3、以偏極片觀察輻射訊號偏極化示意圖

## 4.2 黑體輻射頻譜量測與光路校正

進行 pHEMT 輻射頻譜量測前，必須先建立光路校正所需資料。我們可以量測黑體輻射源之頻譜，透過簡單的公式轉換，得到光路校正參數，此參數在接續 pHEMT 輻射頻譜量測中，能將光路及背景之效應消除，並換算出輻射功率絕對值。校正方法參考 Thomas N. Adam[18]、E. L. Dereniak [19]。

利用 FTIR 所量測得頻譜稱為  $S_{\text{sample}}(k,T)$ ，此頻譜並非真實頻譜，必須經過校正動作，扣除光路吸收及背景輻射之影響。 $S_{\text{sample}}(k,T)$ 有以下關係式：

$$S_{\text{sample}}(k,T) = R(k) \times [P_{\text{sample}}(k,T) + G(k)] \quad (4.1)$$

$S(k,T)$ : FTIR 儀器量測所得頻譜，單位為相對強度 (arb. unit)。

$P(k,T)$ : 樣品真實頻譜，單位為每單位波數分之瓦特數 ( $\text{W}/\text{cm}^{-1}$ )。

$R(k)$ : 光路系統 (鏡組、分光鏡、PE 窗口) 之頻譜響應。

$G(k)$ : 背景輻射。

頻譜量測實驗條件中，樣品輻射訊號透過脈衝偏壓方式而有調變，偵測器經由 SR850 鎖相放大器所擷取到訊號為經過調變頻率下之光訊號，因此不會擷取到未調變之背景輻射，故可把背景輻射強度項忽略，(4.1)式修正成：

$$S_{\text{sample}}(k,T) = R(k) \times P_{\text{sample}}(k,T) \quad (4.2)$$

我們可以利用黑體輻射源，量測得一固定溫度下頻譜  $S_{\text{Blackbody}}$

(k,T)，再利用理想黑體輻射公式計算得該溫度下頻譜  $P_{\text{Blackbody}}(k,T)$ ，經由換算可得光路系統對頻譜響應參數  $R(k)$ 。

$$S_{\text{Blackbody}}(k,T) = R(k) \times P_{\text{Blackbody}}(k,T) \quad (4.3)$$

$$P_{\text{sample}}(k,T) = S_{\text{sample}}(k,T) / R(k) \quad (\text{W/cm}^{-1}) \quad (4.4)$$

FTIR 所量測得頻譜橫軸為波數(wavenumber)表示，單位為公分倒數( $\text{cm}^{-1}$ )，因此計算理想黑體輻射頻譜時，將橫軸同樣表示成波數，縱軸單位為每單位波數下瓦特( $\text{W/cm}^{-1}$ )。黑體輻射假設為一 Lambertian 光源，即一個輻射率與方向無關的光源，有以下關係式：

$$M (\text{W/cm}^2) = L (\text{W/cm}^2 \cdot \text{sr}) \times \pi (\text{sr}) \quad (4.5)$$

L 為 radiance，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。M 為 exitance，為單位光源面積所輻射出的總功率，將 radiance 積分半個球面即得(4.5)式。定義黑體輻射源打入 FTIR 內，PE 窗口所收到黑體輻射總功率為：

$$P = \int_{k_1}^{k_2} A \cdot T \cdot MF \cdot GF \cdot M(k,T) dk \quad (\text{W}) \quad (4.6)$$

A: FTIR 窗口 PE 面積 ( $\text{cm}^2$ )

T: PE 窗口穿透率

MF: 截波器的調變因子

GF: FTIR 窗口 PE 所看到光源視角因子

M(k,T): 黑體輻射在單位面積單位波數下之輻射功率



$$M(k,T) = \frac{k^3 hc^2}{8\pi^3 (e^{\frac{hck}{2\pi KT}} - 1)} \quad (4.7)$$

令  $\frac{k}{2\pi} = \frac{1}{\lambda} = k'$ ，將單位換成公分導數( $\text{cm}^{-1}$ )

得 
$$M(k',T) = \frac{k'^3 hc^2 \cdot 2\pi}{e^{\frac{hck'}{KT}} - 1} \quad (4.8)$$

$h=6.626 \times 10^{-34}$  (J·S) 普郎克常數

$c=3 \times 10^{10}$  (cm/s) 光速

$K=1.38 \times 10^{-23}$  (J/k) 波茲曼常數

T: 卡氏溫度 ( $^{\circ}\text{K}$ )

$k'$ : 波數 ( $\text{cm}^{-1}$ )

假設光路能將 PE 窗口收到之光全部傳到 silicon bolometer，因此偵測器所接收總功率為：

$$P = \int_{k_1}^{k_2} A_{PE} \cdot T_{PE} \cdot MF \cdot GF \cdot M(k',T) dk' \quad (\text{W}) \quad (4.9)$$

$$= \int_{k_1}^{k_2} \pi r_{PE}^2 \cdot T_{PE} \cdot MF \cdot \frac{\left(\frac{d}{2}\right)^2}{\left(\frac{d}{2}\right)^2 + D^2} \cdot \frac{k'^3 hc^2 \cdot 2\pi}{e^{\frac{hck'}{KT}} - 1} dk' \quad (4.10)$$

d: 黑體輻射源光圈直徑 (cm)

D: 黑體輻射源至 FTIR PE 窗口距離 (cm)

利用 FTIR 量測實際黑體輻射實驗架設如圖 4-4、圖 4-5，假設  $T=150^{\circ}\text{C}$ ，可得理論計算黑體輻射  $T=423\text{K}$  在我們實驗架設下輻射頻譜，如圖 4-6。實際量測黑體輻射源於  $T=423\text{K}$  下頻譜如圖 4-7。黑體輻射量測參數如下：

Black body  $T=423\text{K}$   
 SR560: gain=1, band pass filter 30 to 100Hz  
 SR850: sensitivity=500mV  
 Chopper frequency=50Hz  
 Aperture radius=0.508cm  
 Black body to PE window distance=7cm  
 Spectrum resolution:  $40\text{cm}^{-1}$

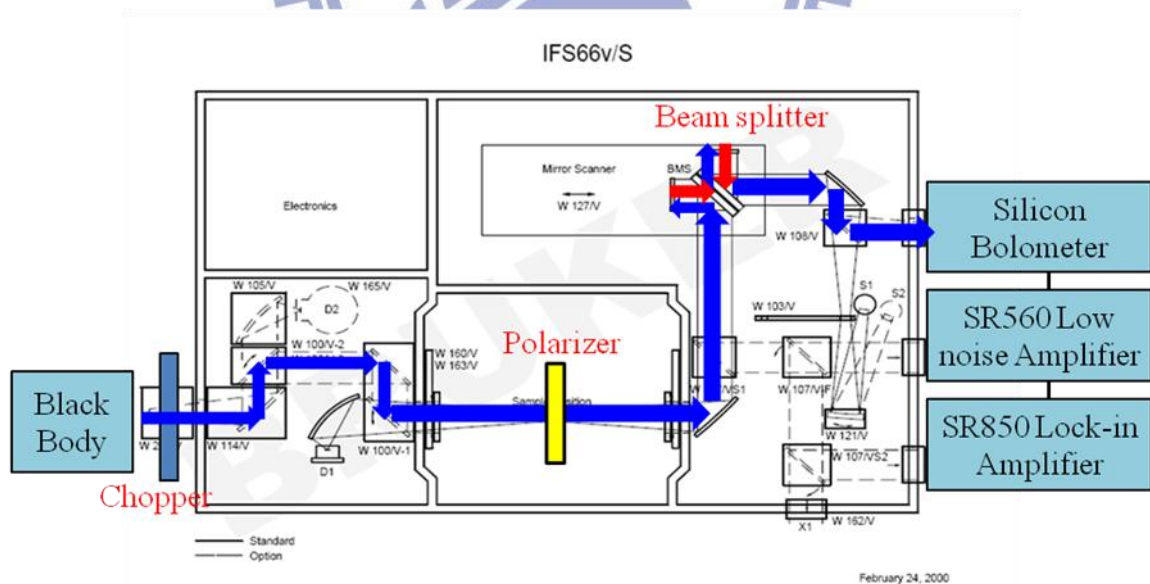


圖 4-4、黑體輻射頻譜量測架設示意圖

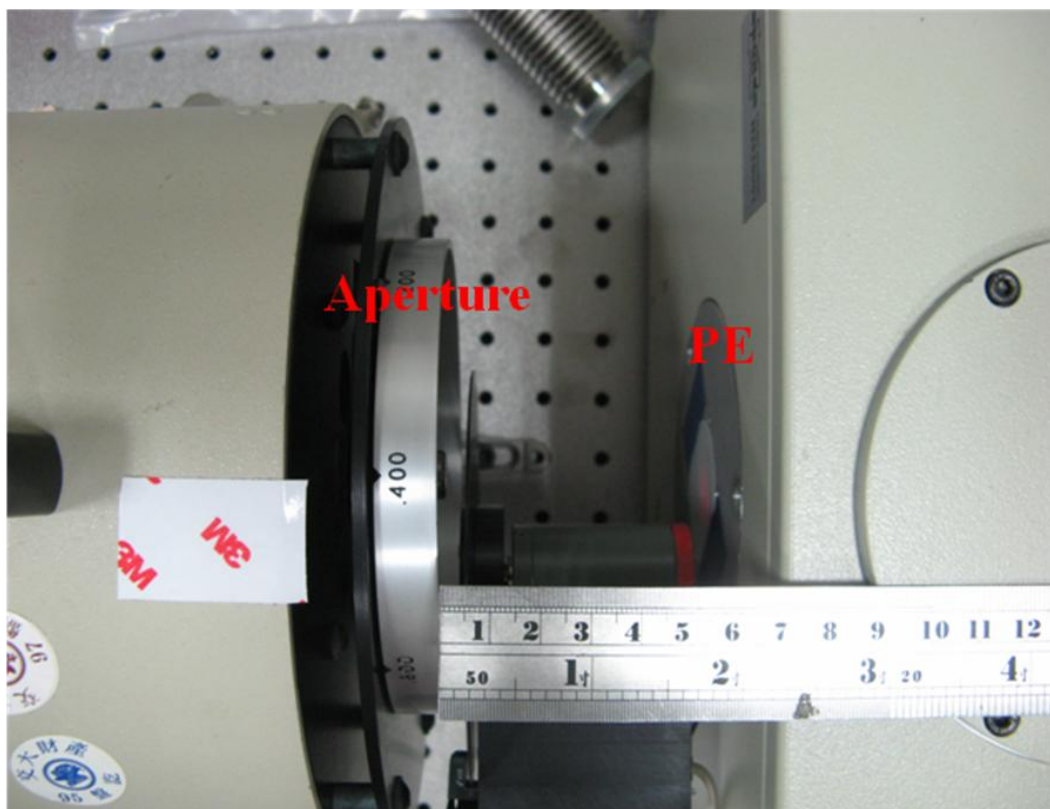


圖 4-5、黑體輻射源與 PE 窗口擺設關係示意圖

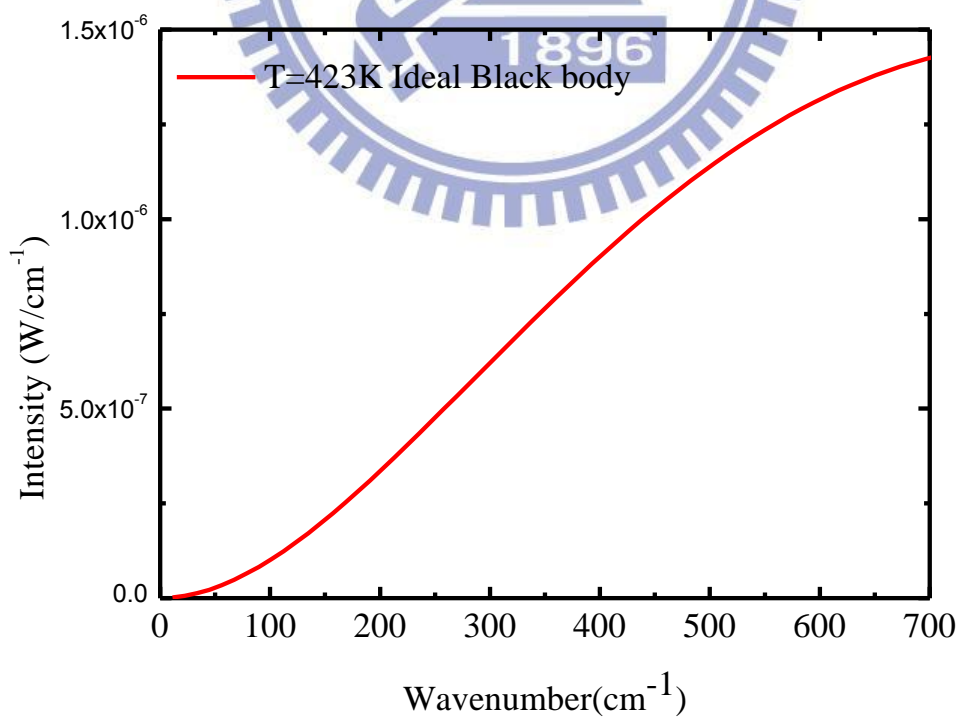


圖 4-6、理論計算黑體輻射 T=423K 於實驗架設下輻射頻譜

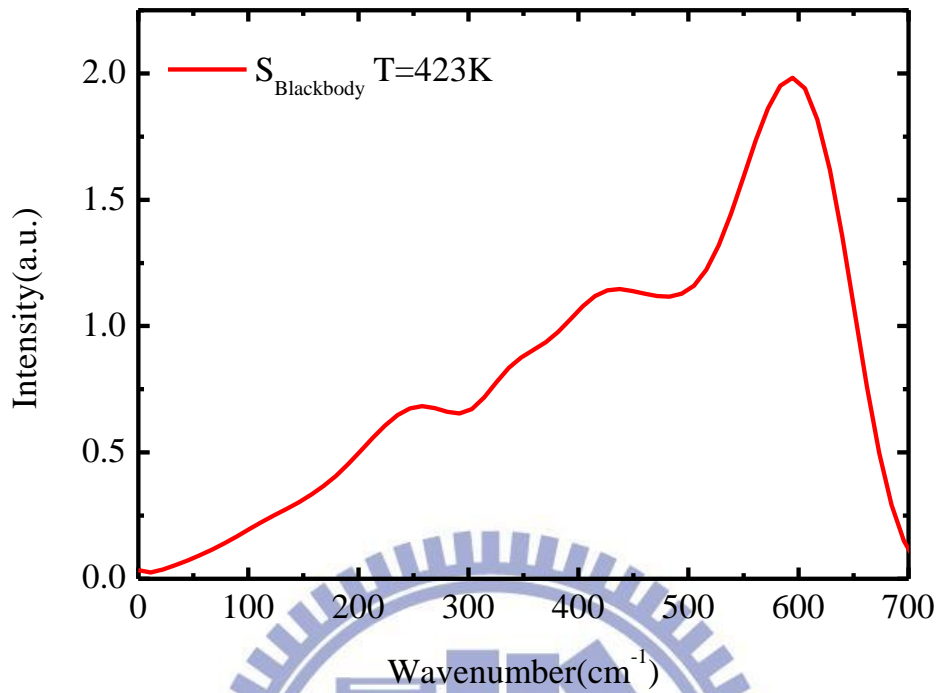


圖 4-7、實際量測黑體輻射於 T=423K 輻射頻譜

### 4.3 pHEMT 輻射頻譜量測

利用 4.1 節所介紹量測步驟，我們量測 W=100 $\mu$ m 樣品校正前輻射頻譜如圖 4-8，量測參數如下：

TTi TG1304: Pulse freq 25Hz, duty cycle=50%  
 Vds=6V , Id=45mA (對應之直流 I-V 圖於附錄 A)  
 Keithley 2602: Vg=0V  
 SR850:sensitivity=20mV, TC=30sec  
 SR560: gain=5, 10 to 30Hz band pass filter  
 Spectrum resolution:40 cm<sup>-1</sup>

見圖 4-8，我們定義 Polar 0 為偏極片尚未旋轉初始角度所量測得

輻射頻譜，其線性偏振角度與樣品間並無特別定義，我們的目的為觀察不同偏極化角度之頻譜，因此只要記得初始角度為 Polar 0 即可。Polar 90 為偏極片順時針旋轉 90 度後量測得頻譜。我們觀察到在不同偏極化角度下輻射強度有變化，藍色 difference 為將兩偏極化角度下量測頻譜強度相減，即代表樣品輻射訊號中有偏極化成分之頻譜。可看出相減之頻譜有三個峰值分別落在約  $180\text{ cm}^{-1}$ 、 $300\text{ cm}^{-1}$  與  $500\text{ cm}^{-1}$ ，即對應到 5THz、10THz 與 15THz 附近。

將圖 4-8 利用 4.1 節介紹方式做光路校正處理，利用(4.4)式轉換，得到校正後輻射頻譜如圖 4-9，我們也可以觀察到兩個明顯峰值落於  $300\text{ cm}^{-1}$  與  $500\text{ cm}^{-1}$ 。輻射頻譜之縱軸單位為每單位波數( $\text{cm}^{-1}$ )下有多少瓦，因此若將頻譜面積由  $0\text{ cm}^{-1}$  至  $650\text{ cm}^{-1}$  積分，可得總功率約在微瓦等級( $\mu\text{W}$ )。

觀察圖 4-8、圖 4-9 兩張輻射頻譜為利用不同方法求得，一為直接將兩個偏極角度輻射強度相減所得頻譜，另一為扣除光路影響之校正後頻譜，結果得到相似的趨勢且峰值相互對應。一方面檢驗我們的量測架設與量測方式是否正確，另一方面更加確認所量測到數據之可信度。

我們所量測到輻射頻譜峰值約在 10THz 與 15THz 間，與已發表文獻[9~12]相比頻率較為高頻，因此我們推測是否有其他物理機制，造成如此高頻的輻射產生。我們設計兩個量測項目，一是改變汲極電壓、閘極電壓，觀察頻譜峰值隨偏壓改變有無移動現象。另一是將樣品做光激發光(photo-luminescence，在此簡稱 PL)輻射頻譜量測，觀察 pHEMT 通道中量子井子能帶間能隙差。

我們利用  $W=50\mu\text{m}$  樣品，量測變化汲極電壓、閘極電壓下輻射頻



譜圖，為了觀察頻譜峰值細微變化，我們將頻譜解析度提高至  $20\text{cm}^{-1}$ ，量測到頻譜圖同樣利用 4.1 節方式做光路校正，得圖 4-10、圖 4-11。量測參數如下：

TTi TG1304: Pulse freq 50Hz, duty cycle=50%

Keithley 2602:  $V_g=0\text{V}$  (直流 I-V 圖於附錄 A)

SR850: sensitivity=20mV

SR560: gain=5, 30 to 100Hz band pass filter

Spectrum resolution:  $20\text{cm}^{-1}$

從圖 4-10、圖 4-11 可以觀察頻譜峰值並未隨偏壓改變而偏移，與 M.Shur 等人利用 D-S 理論分析所觀察到現象不同，因此我們認為 pHEMT 輻射另有其他輻射機制。

另外請李建平老師實驗室幫忙量測樣品於低溫下之 Micro PL 頻譜，如圖 4-12，可觀察圖 4-12，輻射頻譜有兩個峰值落在 1.21eV 跟 1.27eV，能量差 60meV 轉換成頻率正好對應到 15THz，可與圖 4-8、圖 4-9 相互驗證。根據上述實驗設計所得結果分析，我們認為 pHEMT 輻射機制應為透過次能帶能量轉換而放光。

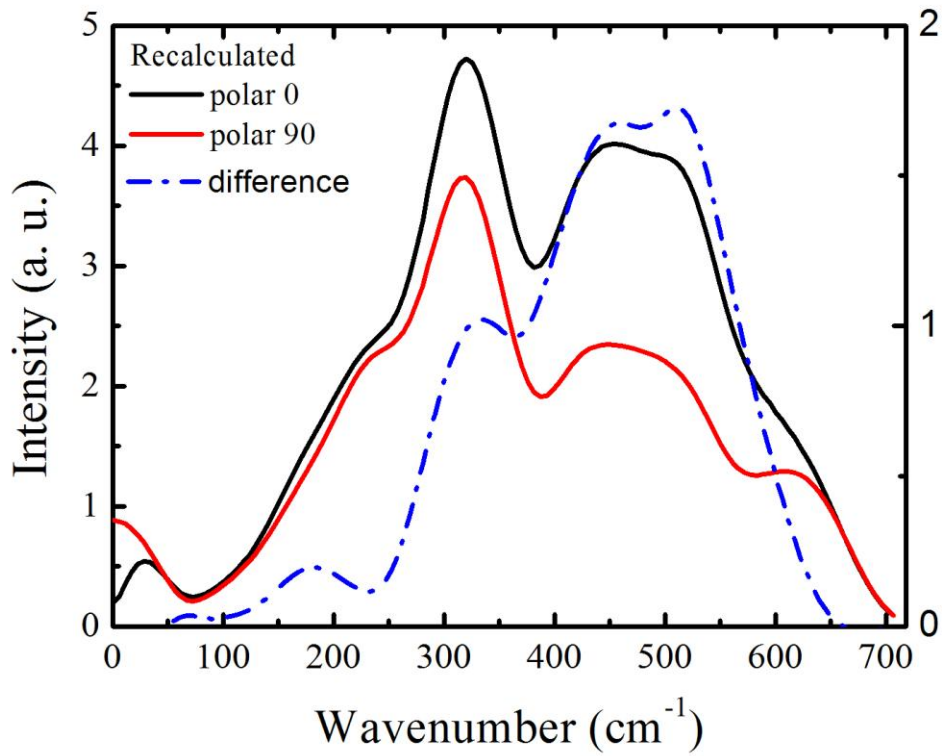


圖 4-8、W=100 $\mu$ m 樣品校正前頻譜圖

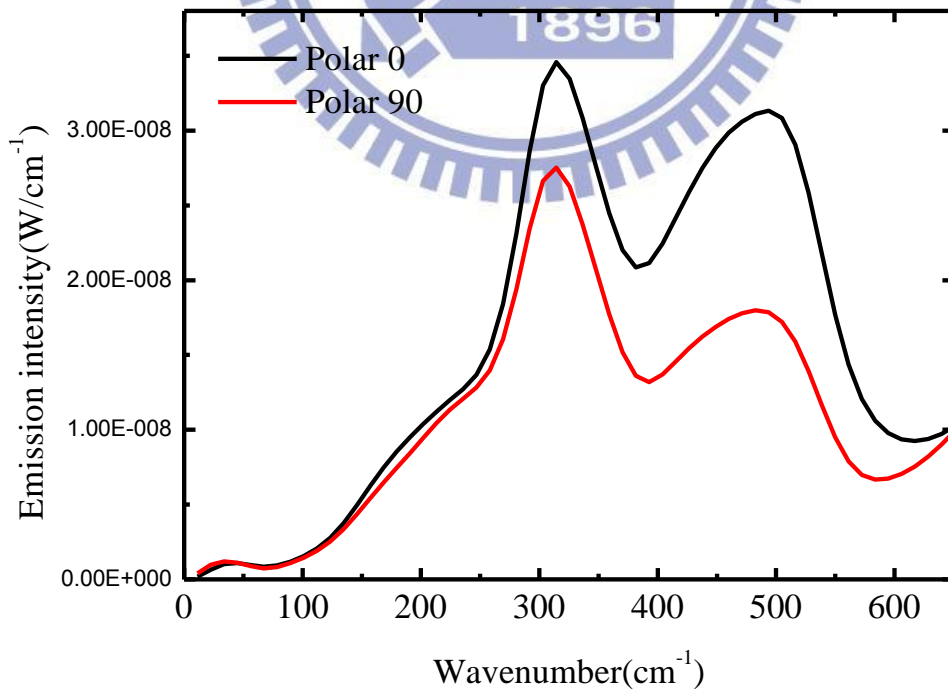


圖 4-9、W=100 $\mu$ m 樣品強度校正後頻譜圖

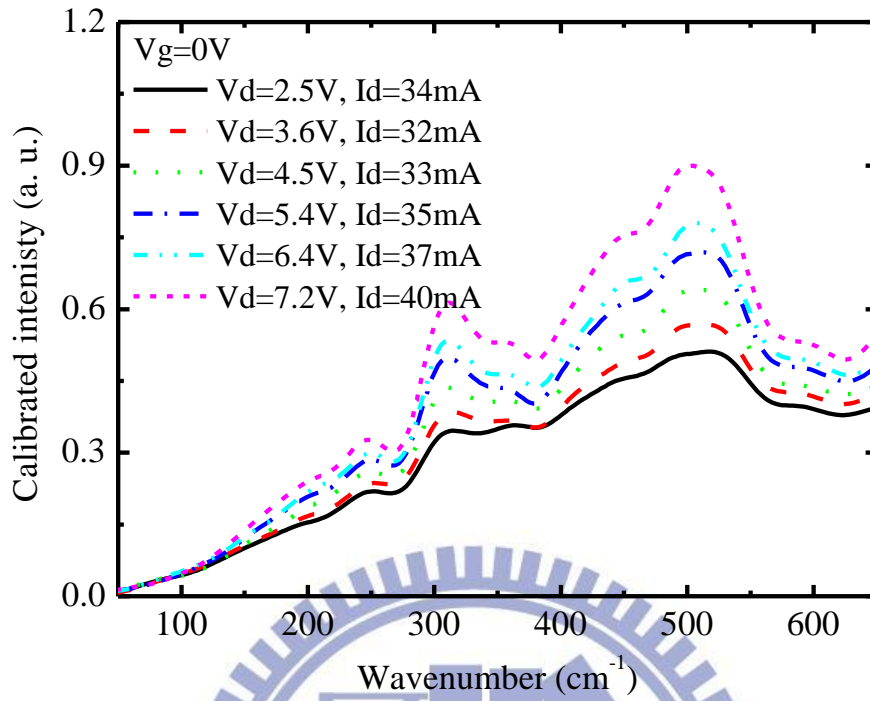


圖 4-10、 $W=50\mu\text{m}$  樣品變化汲極電壓之校正後頻譜圖

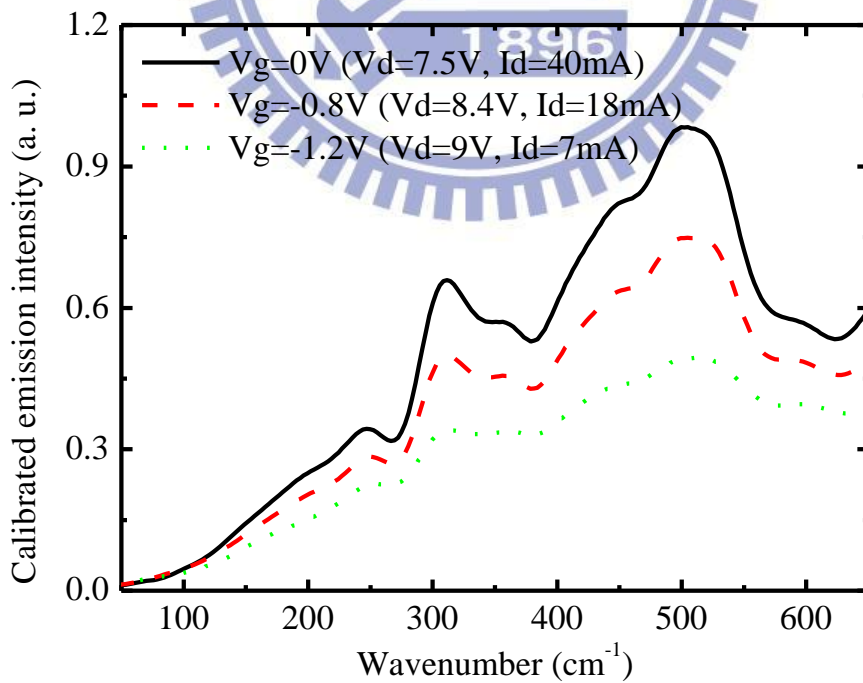


圖 4-11、 $W=50\mu\text{m}$  樣品變化閘極電壓之校正後頻譜圖

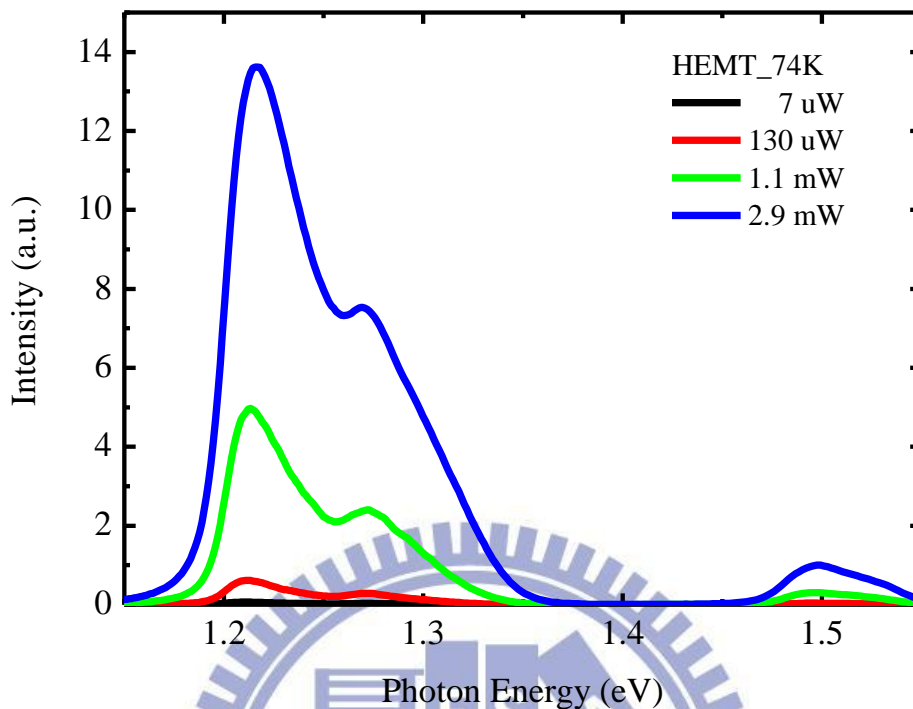


圖 4-12、樣品於不同功率激發下之 Micro PL 頻譜圖

#### 4.4 討論與模型解釋

根據 4.3 節實驗結果分析，我們排除 D-S 非穩態震盪理論，並提出 pHEMT 輻射機為透過次能帶能量轉換而放光。

當 pHEMT 之 InGaAs 通道厚度夠小時，將形成一量子井之結構，在 pHEMT 結構中因磊晶層之間能隙差異，通道為類似三角形量子井結構。電子在通道中因外加偏壓受到電場加速，電子趨向往較高能位置分佈，經過散射機制(此散射機制可能來自於聲子碰撞、載子碰撞、雜質散射)，使電子有機會從第一次能帶散射至第二次能帶（或更高之次能帶），而進入第二次能帶的電子可透過釋放光子的方式向第一次能帶躍遷，放光能量可對應到次能帶間能隙差，示意圖如圖 4-13。

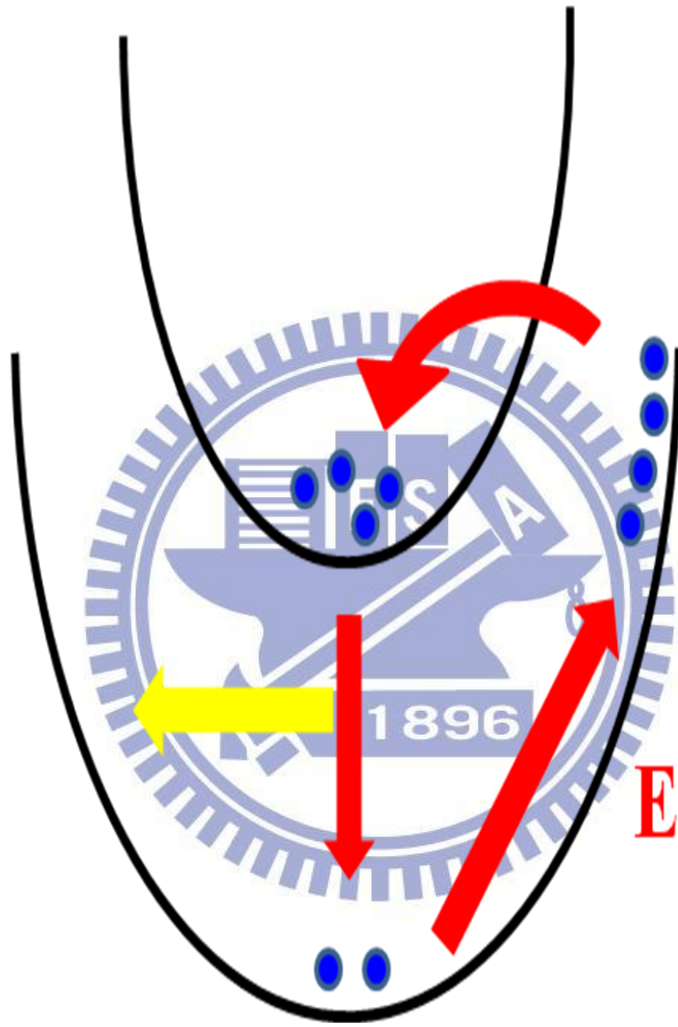


圖 4-13、次能帶能量轉換放光示意圖



## 五、結論

我們量測室溫操作下 WIN 0.15 $\mu$ m pHEMT 於兆赫波段的輻射特性，觀察其輻射強度、輻射偏極化、輻射頻譜，我們得到以下結論：

1. 觀察到輻射頻譜介於 5~15THz，其在 10 THz、15 THz 有明顯峰值，且頻段與現今已發表之文獻(1~5THz)有所不同，推測 D-S 非穩態震盪機制已不能解釋我們量測到的結果。
2. 輻射訊號在飽和區開始陡升，且訊號在特定方向有偏極化。樣品在閘極浮接下依然觀察到輻射訊號，顯示不透過閘極控制依然能產生輻射，我們提出載子於次能帶能量轉換的機制，來解釋所觀測到現象。
3. 經由黑體輻射對頻譜縱軸強度做校正，單一 pHEMT 元件於室溫操作下輻射功率約在微瓦( $\mu$ W)等級。

透過本研究系統性的初步量測，將來可將研究範圍進一步擴展，如：外接打線方向對偏極化影響、遠場輻射場型(Far-field pattern)等都是極有意義之延伸題目。

## 參考文獻

- [1] Michael Dyakonov, Michael Shur , “Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor New mechanism of plasma wave generation by dc current”, Phys. Rev. Lett. **71** 2465(1993)
- [2] Michael Dyakonov, Michael Shur , “Current instability and plasma waves generation in ungated two-dimensional electron layers” Appl. Phys Lett. **87**, 111501 (2005)
- [3] M. V. Cheremisin, G. G. Samsonidze, “D’yakonov–Shur instability in a ballistic field-effect transistor with a spatially nonuniform channel” Semiconductor **33** 578(1999)
- [4] V. Ryzhiia, A. Satou, W. Knap , M. S. Shur, “Plasma oscillations in high-electron-mobility transistors with recessed gate” J. Appl. Phys. **99** 084507(2006)
- [5] Yanqing Deng et al, “Millimeter wave emission from GaN high electron mobility transistor” Appl. Phys. Lett. **84** 70(2004)
- [6] M. V. Cheremisina, G. G. Samsonidze , “Terahertz plasma wave generation in ultrashort-channel field effect transistors: The essential role of carrier drift velocity saturation” J. Appl. Phys. **99** 123707(2006)
- [7] W. Knap, J. Lusakowski et al, “Terahertz emission by plasma waves in 60 nm gate high electron mobility transistors” Appl. Phys. Lett. **84** 2331(2004)
- [8] J. Lusakowski et al, “Voltage tuneable terahertz emission from a ballistic nanometer InGaAs/InAlAs transistor” J. Appl. Phys. **97** 064307(2005)
- [9] N. Dyakonova, A. El Fatimy, J. Łusakowski, W. Knap et al, “Room - temperature terahertz emission from nanometer field-effect transistors” Appl. Phys. Lett. **88** 141906(2006)

- [10] J. Łusakowski, “Nanometer transistors for emission and detection of THz radiation” *Thin Solid Film* **515** 4327(2007)
- [11] W Knap, F Teppe, N Dyakonova, D Coquillat, J Łusakowski , “Plasma wave oscillations in nanometer field effect transistors for terahertz detection and emission” *J. Phys. Condens. Matter* **20** 384205(2008)
- [12] A. El Fatimy et al, “AlGaIn/GaN high electron mobility transistors as a voltage-tunable room temperature terahertz sources” *J. Appl. Phys.* **107**, 024504 (2010)
- [13] IEEE 12th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory June 29 –July 02, 2008, Odesa, Ukraine
- [14] Cheng-Guan Yuan et al, “0.15 Micron Gate 6-inch pHEMT Technology by Using I-Line Stepper”
- [15] PP15-20 0.15 $\mu$ m InGaAs pHEMT Power Device Model Handbook, WIN semiconductor
- [16] Canfield, P.C. et al, “Modeling of frequency ad temperature effects in GaAs MESFETs ” *IEEE JSSC* **25**, 299 (1990)
- [17]W.Herres and J.Gronholz, “Understanding FT-IR Data processing” (Bruker)
- [18]Thomas N.Adam, “Design, fabrication, and characterization of microdisk terahertz sources based on silicon-germanium alloys”University of Delaware, Ph.D thesis in electrical engineering department. (2003)
- [19] E. L. Dereniak, G.D. Boreman, “Infrared Detectors and systems”, (1996)

## 自傳

姓名：張皓宇(Hao - Yu Chang)

性別：男

籍貫：台灣省雲林縣

出生年月日：民國74年5月5日

學歷：國立臺灣海洋大學 電機工程學系 (92.9 - 97.6)

國立交通大學 電子研究所碩士班 (97.9 - 99.11)

論文題目：以  $0.15\mu\text{m}$  pHEMT實現室溫兆赫波輻射源之研究



## 附錄 A 樣品 I-V 特性圖

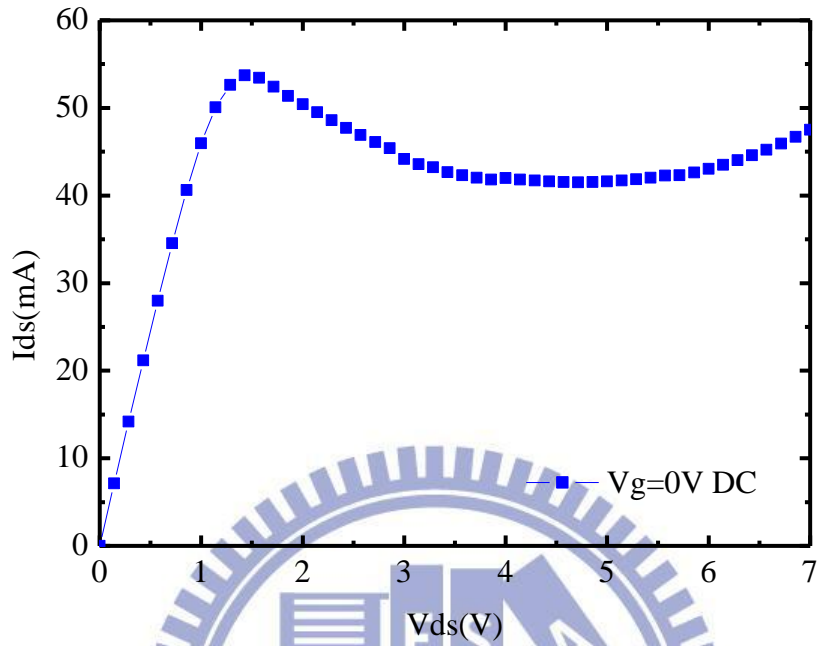


圖 A-1、 $W=100\mu\text{m}$  於頻譜量測(圖 4-8、圖 4-9)時直流 I-V 圖

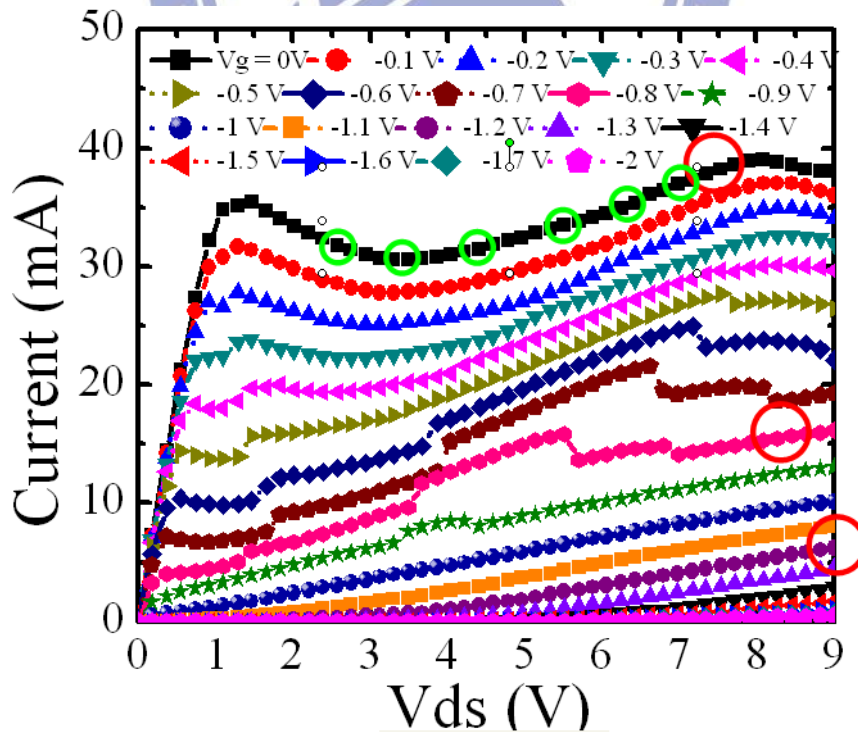


圖 A-2、 $W=50\mu\text{m}$  於頻譜量測時直流 I-V 圖，綠色紅色圈為圖 4-10、圖 4-11 之量測工作點