

# 國立交通大學

電子工程學系電子研究所

碩士論文

變溫霍爾量測系統之建置與高電子  
遷移率通道之研究

The Setup of Temperature-Dependent Hall  
Measurement System and the Study of High  
Mobility Channel

研究生：巫朝陽

指導教授：林聖迪 博士

中華民國九十七年八月

變溫霍爾量測系統之建置與高電子遷移率通道之研究

The Setup of Temperature-Dependent Hall Measurement System  
and the Study of High Mobility Channel

研 究 生:巫朝陽

Student: Jau-Yang Wu

指 導 教 授:林聖迪 博士

Advisor:Dr. Sheng-Di Lin



A Thesis

Submitted to Department of Electronics Engineering and Institute of  
Electronics College of Electrical and Computer Engineering  
National Chiao Tung University  
in Partial Fulfillment of the Requirements  
for the Degree of  
Master of Science  
in  
Electronics Engineering  
August 2008  
Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中 華 民 國 九 十 七 年 八 月

# 變溫霍爾量測系統之建置與高電子遷移率通道之 研究

學生:巫朝陽

指導教授:林聖迪 博士

國立交通大學

電子工程學系電子研究所

## 摘要

本論文主要談論利用致冷座與一可改變電流大小與方向性之電磁鐵電流源，建置一套可電腦控制之變溫霍爾量測系統，進行利用分子束磊晶成長之調變式摻雜法所得高電子遷移率之二維電子氣系統元件改變量測溫度之霍爾量測。並透過不同表面閘極偏壓以調變載子濃度，結合變溫量測來探討電子遷移率因為不同散射源之影響，摻雜源在元件中的深淺能階分佈情形，藉此找出影響電子遷移率的主要因素。然而在更換分子束磊晶系統的冷卻壓縮機真空幫浦中的逆止閥後，發現元件中背景雜質的降低帶來電子元件的突破。

然後利用較高電子遷移率之元件在低溫強磁的環境下進行二維電子氣系統的量子霍爾量測實驗，探討在變溫與變載子濃度下與量子霍爾效應的相對關係。本文後段選擇在高換冷卻壓縮機真空幫浦逆止閥後所得到最高的電子遷移率元件上，利用電子束微影技術製作分離閘極之奈米結構，利用分離閘極的負偏壓夾止二維電子氣系統通道，得到電子一維通道的彈道傳輸後，進行一維彈道電子傳輸特性在變溫與變磁場環境下的研究。

# The Setup of Temperature-Dependent Hall Measurement System and the Study of High Mobility Channel

Student: Jau-Yang Wu

Advisor: Dr. Sheng-Di Lin

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

## Abstract

In this work, we construct a temperature-dependent Hall measurement system which contains a cryostat and electromagnet with a current source changable in amplitude and direction to measure the modulation-doped high electron mobility sample grown by molecular beam epitaxy (MBE). With changing the gate voltage, we obtained dependence between sample mobility and concentration. By use of temperature-dependent and gate voltage-dependent Hall measurement, we know that which scattering mechanisms dominate in sample mobility. In addition, we could also figure out the shallow and deep doping level in the sample. After replacing the O-ring of cyro-pump to gasket in MBE system, the sample mobility have been improved greatly.

Under low temperature and high magnetic field, we measured quantum Hall effect of high mobility sample and found that the decreasing of ionized impurities in newly grown sample results in higher mobility. Finally, we fabricate split gate by electron-beam lithography in higher mobility sample and the split gate pinched off successfully.

## 致謝

回首當初等待備取的坎坷不安，錄取時的喜悅，找指導教授的一波三折，種種似乎還在不遠之前。許下要努力的自我勉勵，沒想到接著就遭受了量子力學的打擊，大學習以為常的不及格從沒有感受如此受挫過，而沒想到跌跌撞撞後我也到了寫致謝的時候。

從最一開始面臨的大報告，一直到最近撰寫碩士論文，在在都要十分感謝我的指導教授：林聖迪 老師，總是有耐心的指導我，包容我的犯錯，讓老師在自己忙碌的研究教學生活裡多了額外的負擔。另外感謝李建平 老師提供實驗室充足的資源與豐富的實驗儀器，讓我們的研究不受限制。感謝一路砥礪我，給我無限支援的陸蔓老爸、惠卿老媽、秋蓮老姐。人家說對不懂的事物付出是最大的信任，謝謝爸媽給我寬裕的生活與信任包容。

雖然研究所兩年有時鬱悶，有時歡樂，但一起陪我走過來的建宏，聖凱，建中，旭傑學長，浩天學長，謝謝你們給我的鼓勵與安慰，當然還有許多的指引與解答。還有羅明城學長，凌鴻緒學長，林大鈞學長對實驗室不管在實驗儀器管理或是實驗長晶上的付出。

最後感謝老天給我研究所兩年裡最美好的一件事情，遇見了李依珊。讓我失序的生活回歸規律，希望未來的幾年我們能一直一起的度過歡樂與困難，完成接下來的學位(當然這是越快越好)。

# 目錄

摘要.....	I
Abstract.....	II
致謝.....	III
<b>第一章 緒論.....</b>	<b>1</b>
1-1 簡介.....	1
1-2 霍爾效應.....	4
1-3 調變式參雜與二維電子氣系統.....	5
1-4 量子霍爾效應.....	7
1-5 一維彈道傳輸特性(1-D ballistic transport).....	9
<b>第二章 實驗製備.....</b>	<b>14</b>
2-1 分子束磊晶.....	14
2-2 元件製程.....	15
2-2-2 歐姆金屬接觸 (ohmic contact).....	16
2-2-3 表面閘極蕭基金屬接觸.....	17
2-2-4 分離閘極.....	17
2-2-5 分離閘極樣品打線技巧.....	19
<b>第三章 實驗量測架構與霍爾量測系統架設.....</b>	<b>21</b>
3-1 霍爾量測系統架設.....	21
3-2 低溫強磁量測系統.....	29
3-3 分離閘極之一維彈道傳輸量測.....	29
3-4 van der pauw 量測.....	30
<b>第四章 量測結果與討論.....</b>	<b>32</b>
4-1 變溫霍爾量測.....	32
4-2 隔離層大小對電子遷移率的影響.....	40
4-3 載子濃度與電子遷移率的關係.....	43
4-4 照光對量子霍爾效應的影響.....	50
4-5 一維通道量測.....	54
<b>第五章 結論.....</b>	<b>62</b>
參考文獻.....	63

## 圖目錄

圖 1-1	MOSFET 霍爾電阻平台圖[1].....	3
圖 1-2	分數霍爾平台[2].....	3
圖 1-3	霍爾效應示意圖.....	4
圖 1-4	調變式參雜砷化鎵/砷化鎵鋁能帶圖.....	6
圖 1-5	二維波函數與能階密度示意圖[8].....	7
圖 1-6	一維彈道電子傳輸與能階密度示意圖[7].....	11
圖 1-7	二維電子氣系統通道隨分離閘極偏壓電導量子[10].....	12
圖 1-8	0.7 倍的通道平台隨磁場降到 0.5 倍[11].....	13
圖 2-1	樣品結構圖.....	15
圖 2-2	第一道平台蝕刻示意圖.....	16
圖 2-3	n-type 歐姆金屬.....	17
圖 2-4	蕭基接觸之表面電極.....	18
圖 2-5	連接分離閘極之蕭基金屬.....	19
圖 2-6	鍍完線後尖端放電的分離閘極-17&14 接腳.....	19
圖 2-7	樣品鍍線到陶瓷基板上示意圖.....	20
圖 3-1	霍爾量測系統示意圖.....	21
圖 3-2	霍爾量測接腳示意圖.....	23
圖 3-3	霍爾量測 LabView 程式.....	23
圖 3-4	電磁鐵 GWM-5403 磁軸間距與磁場大小關係[12].....	24
圖 3-5	霍爾量測結果自動計算程式.....	25
圖 3-6	表面閘極調變-霍爾量測電路示意圖.....	25
圖 3-7	自動變換接腳電路示意圖.....	27
圖 3-8	自動切換電路動作示意圖(1).....	29

圖 3-9	自動切換電路動作示意圖(2) .....	29
圖 3-10	分離閘極電導量測電路示意圖 .....	30
圖 3-11	van der pauw 量測.....	31
圖 3-12	van der pauw 量測修正因子[15].....	31
圖 4-1	結構與溫度關係[19].....	34
圖 4-2	在低溫下影響電子遷移率的幾項主要散射機制[19].....	34
圖 4-3	LM4712 變溫量測統計圖.....	35
圖 4-4	LM4712 變溫量測其淺層施體能階.....	35
圖 4-5	LM4712 變溫量測其深層施體能階.....	36
圖 4-6	LM4656 變溫變偏壓- $T > 120\text{ K}$ 載子濃度大量上升.....	36
圖 4-7	LM4656 電子遷移率與變溫變偏壓關係.....	37
圖 4-8	$T > 203\text{ K}$ 靠近零偏壓時載子濃度大幅提高.....	37
圖 4-9	LM4755 電子遷移率與溫度關係、從 $1.42\text{ K}$ 到 $50\text{ K}$ .....	38
圖 4-10	LM4783 在 $1.4\text{ K}$ 量子霍爾效應量測圖.....	38
圖 4-11	LM4755 變溫之量子霍爾效应在 $T > 10\text{ K}$ 消失.....	39
圖 4-12	LM4755 量子霍爾效应在 $T=1.4\text{ K}$ 與 $T=0.3\text{ K}$ 比.....	39
圖 4-13	Spacer layer 與載子濃度、電子遷移率關係圖[19].....	42
圖 4-14	不同隔離層厚度之電子遷移率與載子濃度之關係.....	42
圖 4-15	LM4656 載子濃度，電子遷移率與偏壓的關係.....	45
圖 4-16	LM4745 載子濃度與電子遷移率關係.....	48
圖 4-17	LM4755 載子濃度與電子遷移率關係圖.....	48
圖 4-18	LM4755 在 $0.3\text{ K}$ 偏壓到 $0.15\text{ V}$ 霍爾平台開始模糊.....	49
圖 4-19	LM4770 使用光性探棒有漏光隻量子霍爾效應量測.....	53
圖 4-20	照光下的量子霍爾效應量測.....	53
圖 4-21	高電子遷移率一維通道電導量子化情形[22].....	54
圖 4-22	LM4745 分離閘極圖.....	55



圖 4-23	LM4770 進行分離閘極量測接腳示意圖(1).....	56
圖 4-24	LM4770 進行分離閘極量測接腳示意圖(2).....	56
圖 4-25	不同分離閘極負偏壓低溫量測圖.....	57
圖 4-26	不同溫度下通道電導量子化的變化情形[10].....	58
圖 4-27	LM4770 變溫的分離閘極負偏壓量測.....	58
圖 4-28	不同磁場下分離閘極偏壓之通道電導量子化圖[22].....	59
圖 4-29	LM4770 不同磁場下分離閘極負偏壓之電導圖.....	60
圖 4-30	LM4755 不同磁場下分離閘極偏壓之電導圖.....	61
圖 4-31	LM4755 與 LM4770 分離閘極偏壓之電導比較圖.....	61



# 第一章 緒論

## 1-1 簡介

自 Edwin hall 在 1879 發現霍爾效應，廣泛應用於半導體的載子濃度與載子類型的量測後。隨著近年來科技的進步，製做尺度相當於電子費米波長的奈米等級元件變的可行，而利用在如此微小尺度下電子電洞出現量子化的現象，以便我們進行更多的物理探討與應用。

諾貝爾物理獎得主 K. V. Klitzing, 等在 1980 利用 P-type 矽基板上隔著二氧化矽的絕緣層鍍上鋁閘極的矽金氧半電晶體。在閘極施加正偏壓下矽與二氧化矽介面處會產生尺度相當於電子費米波長的薄反置層 (inversion layer)。好的反置層會產生低電子散射率，而得到高電子遷移率的通道。K. V. Klitzing 利用這個高電子遷移率的樣品在低溫強磁場的環境下，進行二維電子氣系統 (2-Dimensional Electron Gases, 2DEG) 的霍爾量測。結果發現霍爾電阻在高磁場下，出現異於霍爾效應與磁場成正比的結果。其霍爾電阻出現平台的現象，如圖 1-1。這就是後來廣為人知的量子霍爾效應 (Quantum Hall Effect, QHE)[1]。量子霍爾效應最特別的地方在於，霍爾電阻為一常數  $\frac{h}{q^2}$  ( $h$  為蒲郎克常數， $q$  為單位電荷) 之整數倍。而令人驚奇的是，其量測準確度與計算出的單位常數誤差達到百萬分之一的量級，而隨後的科學家也發現量子霍爾效應普遍存在高電子遷移率的各種半導體材質所形成的二維電子氣系統中，因此後來成為世界上電阻值的標準。

隨著分子束磊晶系統的技術進步，可以利用分子束磊晶得到單晶介面平整度在幾個原子層內的結構。因而得到電子遷移率高於矽與二氧化矽中反置層的二維電子氣系統樣品。D. C. Tsui, 等利用分子束磊晶系統所成長砷化鋁鎵與砷化鎵介面，擁有更高的電子遷移率的二維電子氣系統。而 D. C. Tsui, 等將此元件進

行了更低溫更高磁場下的霍爾量測，卻在更高磁場下量測到分數倍的霍爾平台 [2]，圖 1-2。而發現了分數霍爾效應(fractional quantum Hall effect)同樣的得到了諾貝爾物理獎。此驚人的發現後來也發展成量子霍爾液體，而 Laughlin 更以帶有分數電荷的準粒子( quasiparticle )來解釋此分數霍爾平台[3]。這更是第一次觀察到帶有分數電荷的準粒子。

K. V. Klitzing 與 D. C. Tsui 傑出的研究都是基於二維電子氣系統所形成的高電子遷移率。而高電子遷移率元件除了可以探討有趣的低維度電子傳輸特性外，在應用方面也有很重要的地位。舉例來說，電晶體特性切換時間與電子遷移率成反比、速度能量積與電子遷移率成兩次方反比的關係，所以電子遷移率在元件的操作頻率與功率消耗是個重要的決定因素，而透過調變式摻雜方法所得到的高電子遷移率元件增快了電子速度，其電晶體在室溫的操作速度相當於 Josephson junction devices 在 4K 的操作速度，Josephson junction 震盪電壓被利用來當作電壓的標準，而其震盪頻率有式(1-1)的關係，而在 Josephson junction 兩邊跨壓  $\Delta v$  等於  $1\mu V$  電壓下其頻率有  $483MHz$  [4]。


$$f_{Josephson} = \frac{2q\Delta v}{h} \quad (1-1)$$

高電子遷移率元件利用分離閘極(Split-Gate)可以在通道產生一維通道量子化的現象，隨著分離閘極負偏壓的增加，漸漸夾止通道後其通道電導以  $\frac{2e^2}{h}$  為整數倍一個個平台下降到零。在通道夾止前最後一個電子能階，單時間內通道只會通過單個電子，而得到單電子源。如果在 2DEG 單電子源成長二維電洞氣系統(2-Dimension Hole Gas, 2DHG)，單電子會跟電洞覆合而釋放出單光子源。因為砷化鎵是壓電材質所以可以利用高頻電壓訊號加在砷化鎵的音叉結構而產生高頻的表面聲波(Surface Acoustic Wave, SAW)，運用表面聲波於高電子遷移率 2DEG 上，讓聲波帶動電子通過通道而得到高頻率的電子源。利用此原理可以製

作高頻率的單光子元件上[4]。

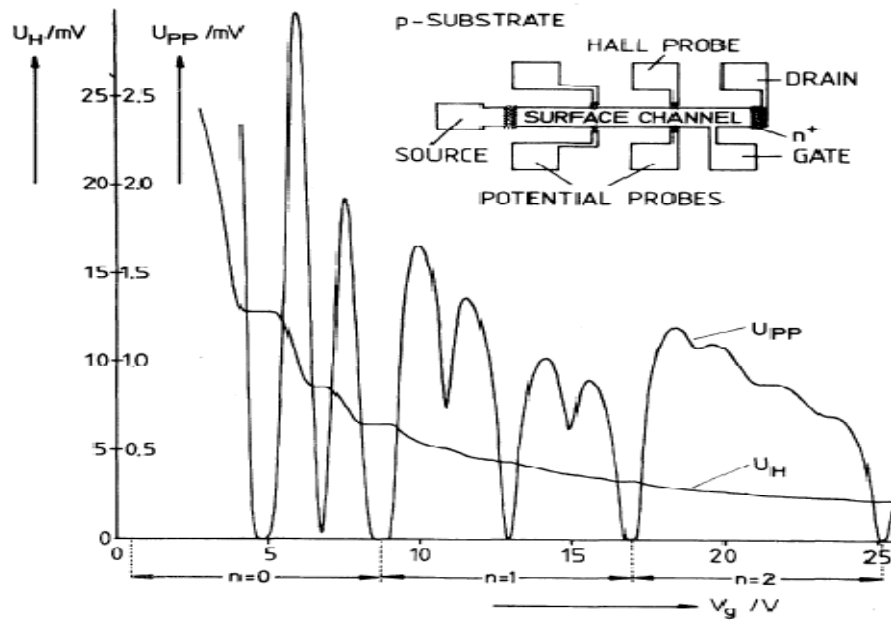


圖 1-1 MOSFET 霍爾電阻平台圖[1]

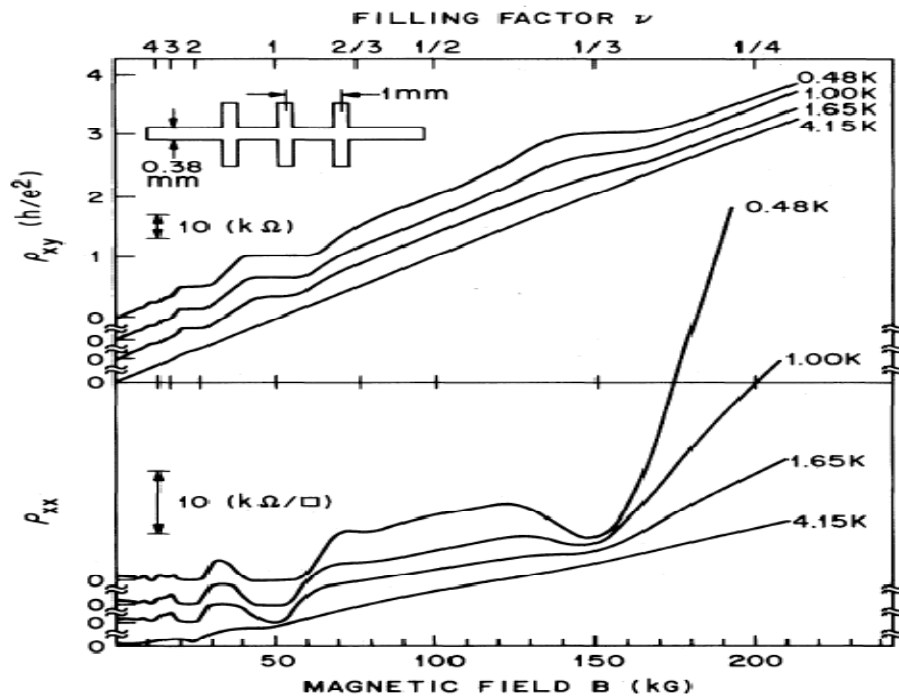


圖 1-2 分數霍爾平台[2]

## 1-2 霍爾效應

依照 Drude' Model 欲求得電子遷移率，可以從求出樣品的電導與載子濃度而求得, 如式(1-2)，其中  $m^*$  為電子等效質量， $\tau$  為兩個碰撞間的時間常數， $n$  為載子濃度。

$$\sigma = \frac{nq^2\tau}{m^*} = ne\mu \quad (1-2)$$

而樣品載子濃度可以透過霍爾效應求得，根據勞倫茲定則(Lorentz' s law) 通以一電流的樣品在磁場的環境下，電荷會因受力累積在樣品的一端，產生內建電場，如圖 1-3。

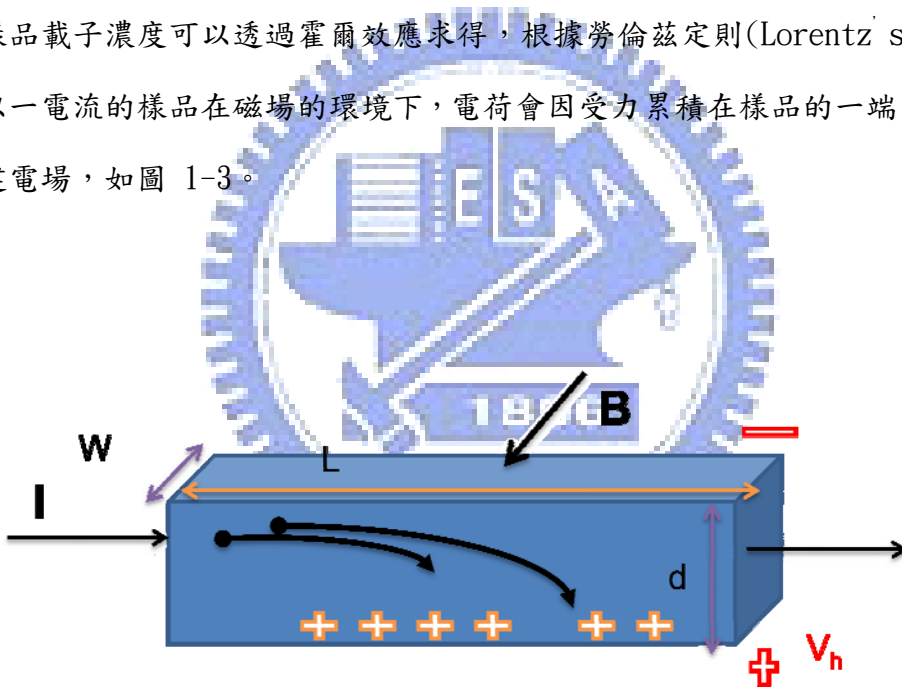


圖 1-3 霍爾效應示意圖

由此可知透過霍爾效應量測樣品在一變磁場下的內建的電場改變，也就是霍爾電阻隨磁場改變的關係，便可得知樣品的載子濃度與種類，由式(1-3)求得載子濃度。因為本實驗係量測二維電子氣系統，所以式(1-3)中的樣品厚度可以不用考量，量得的便是二維的霍爾電阻訊號。而

電子遷移率與載子濃度的關係如式(1-4)所式，其中 L 為量測片電阻兩點間的長度(720um)，W 為通道寬度(80um)：

$$N_s = - \frac{1}{qd} \frac{\partial B}{\partial R_h} \quad (1-3)$$

$$\mu = \frac{1}{qN_s R_{xx}} \times \frac{L}{W} \quad (1-4)$$

### 1-3 調變式參雜與二維電子氣系統

利用分子束磊晶可以得到相當純淨，幾層原子層厚度陡峭的異質介面，因此可以得到非常窄的量子井，進而提高高電子遷移率。R. Dingle 等在 1978 年提出調變式參雜的磊晶方法，相較於一樣利用超晶格結構(Superlattice)均勻參雜方法，將電子遷移率在 50K 下從  $\sim 10^3 \text{ cm}^2 \text{ v}^{-1} \text{ s}^{-1}$  提升到  $\sim 10^4 \text{ cm}^2 \text{ v}^{-1} \text{ s}^{-1}$  [6]。R. Dingle 一改以往均勻參雜的方式，在成長砷化鎵與砷化鎵鋁的超晶格結構中，只在成長砷化鎵鋁開啟矽的參雜，並且在結束此層成長約 6nm 後提早關掉矽的參雜源，避免在約 600°C 的成長溫度下矽擴散到砷化鎵層，因此砷化鎵層只會有背景的雜質。稍後，L. C. Witkowski 等提出在多成長一層不參雜的砷化鎵鋁的隔離層(spacer layer)將電子遷移率更加提升[7]。

因為砷化鎵與砷化鎵鋁幾乎晶格匹配的特性(在砷化鎵的晶格中有幾個鎵原子被鋁原子取代，保持一樣的 III-V 比例)所構成的異質介面、其表面易磊晶平整而得到好的電子通道，砷化鎵鋁的能帶大於砷化鎵，而約百分之六十五的能帶不連續(band offset)是落在導帶。如圖 1-4 所示調變式砷化鎵/砷化鎵鋁的能帶圖中，砷化鎵的導帶邊緣低於砷化鎵鋁中的施體能階(donor level)，而在室溫下來自離子化的矽施體將被熱激發，克服砷化鎵鋁與砷化鎵的能帶彎曲的能障進入砷化鎵的導帶，而落在異質界面處的空間電荷會形成一個大的電場，造成明顯

的能帶彎曲，在砷化鎵能帶彎曲更是明顯，也因為明顯的能帶彎曲進而造成一個類似三角形(triangular)的位能井。因此電子傳輸的通道是與施體的雜質有一個分開的距離，如此可以降低電子遷移率因為離子雜質(ionized impurity)的庫倫作用力所造成散射的影響，尤其在低於 100K 的溫度下會造成電子遷移率與溫度成三分之二次的關係[6]。

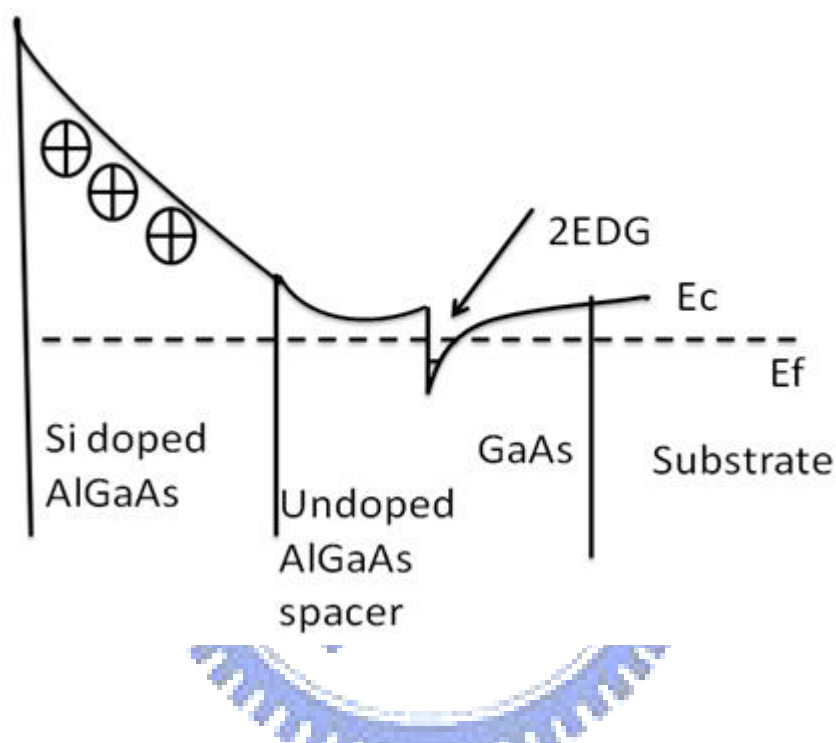


圖 1-4 調變式參雜砷化鎵/砷化鎵鋁能帶圖

在相當於載子德柏洛依波長(de Broglie wavelength)尺度下的窄砷化鎵/砷化鎵鋁量子井中，電子在垂直於異質界面方向的動量是被量子化的，如圖 1-5a 所示。而由式(1-5)可知二維的能階密度(density of states)是跟能量無關的階梯狀分佈，如圖 b 因此利用通與電場或是磁場將可改變在費米能階下的能階數。

$$N(E) = \left( \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \right) \text{ in 2D} \quad (1-5)$$

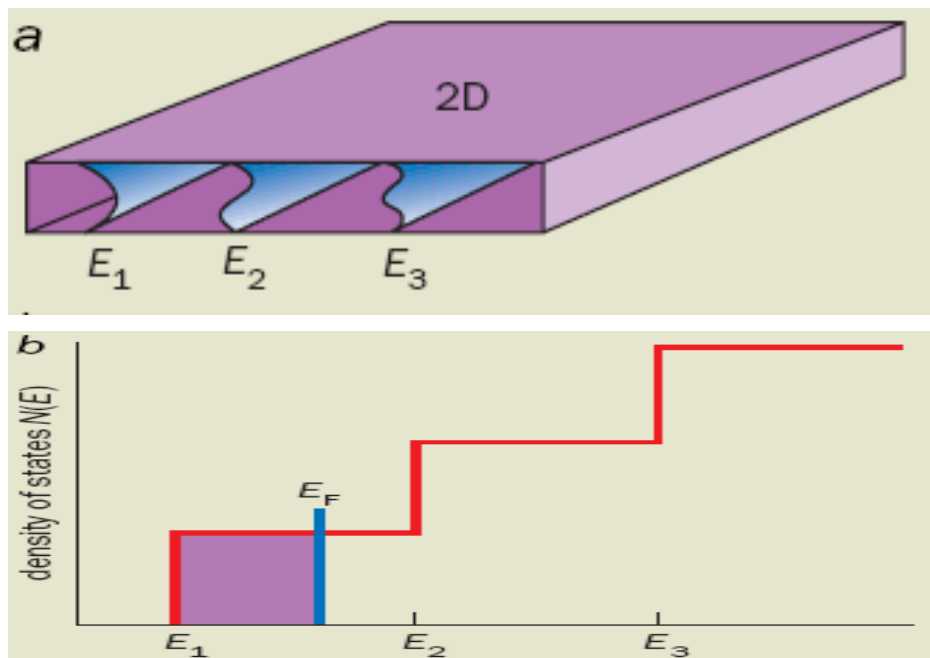


圖 1-5 二維波函數與能階密度示意圖[8]

## 1-4 量子霍爾效應

不同於在低磁場下霍爾效應中霍爾電阻( $R_H$ )正比於霍爾電壓，在高磁場與低溫下霍爾係數卻是以式(1-6)的形式呈現量子化的情形。

$$R_H = \frac{h}{lq^2}, \quad l = 1, 2, \dots \quad (1-6)$$

通一垂直二維電子氣系統平面的磁場下，電子所受的勞倫茲力(Lorentz force)垂直於磁場與電子因電場所流動的方向，因此電子將會在平面上做一半徑為式(1-7)其中  $v$  為一個定值的速度， $E$  為動能(kinetic energy)]，迴旋頻率



(Cyclotron frequency)為式(1-8)的簡諧的震盪子運動(Harmonic oscillator)。而電子並沒有從磁場中得到能量，其能量仍維持在式(1-9)

$$R_c = \frac{v}{\omega_c} = \frac{\sqrt{2m^*E}}{|eB|} \quad (1-7)$$

$$\omega_c = \left| \frac{eB}{m^*} \right| \quad (1-8)$$

$$E = \frac{1}{2} m^* v^2 = \frac{1}{2} m^* \omega_c^2 r^2 \quad (1-9)$$

二維電子氣系統在低溫零散射的情況下，電子迴圈的中心將會以一個定速度如式(1-10)，垂直於電場的方向移動。結果電流與電場方向互相而電場方向的電流為零，這表示著電場方向的電導與電阻為零。而垂直電場方向的電流相關的霍爾電阻率與霍爾電導為式(1-11)。



$$v_B = \frac{E}{B} \quad (1-10)$$

$$\sigma_{xy} = \rho_{xy}^{-1} = R_H^{-1} = \frac{nq}{B} \quad (1-11)$$

在考量包含磁場項的薛丁格方程式下，會得到分裂能階的蘭德能階(Landau level)如式(1-12)， $l$ 稱為填充因子(filling factor)其定義成二維電子數目與磁通量子(magnetic flux quantum)的比值，而蘭德能階的間距為 $\hbar\omega_c$ 。電子行為以只有特定離散的能量的迴旋軌道能存在，其能存在的軌道蘭德半徑(Landau radii)，式(1-13)。

$$E_l = \frac{1}{2} m^* \omega_c^2 r^2 = \left( l - \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c \quad (1-12)$$

$$r_l = \left[ \frac{2\hbar}{qB} \left( l - \frac{1}{2} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1-13)$$

當電子遇到缺陷可以散射到另一個新空的軌道(Orbit)而其交換能只能是  $\hbar\omega_c$  的整數倍(非彈性的),或是零(彈性)。在低溫與高磁場的情況之下  $\hbar\omega_c$  遠大於  $KT$ , 只有彈性或是同一個蘭德能階內的散射能發生;而此受限於同一個能階內空的軌道數,當費米能階在落在兩個蘭德能階的間距時,所有的同一蘭德能階內的軌道都被填滿而較高能量的能階都是空的。如此便導致片電阻為零,而整數倍的蘭德能階被填滿時電子濃度為式(1-14)。霍爾電阻率會等於霍爾電阻,  $S = \frac{qB}{h}$  為每個蘭德能階的電子退化態(degeneracy)。



$$n = ls = l\left(\frac{qB}{h}\right) \quad (1-14)$$

量子霍爾除了前文提到被運用來當電阻標準外,還可以運用來觀察電磁場與基本粒子間交互效應的精細結構(fine structure)。其精細結構與量子霍爾電阻的關係為式(1-15),  $c$  為光速,  $u_0$  為空氣的介電常數(permittivity)。

$$\alpha = \frac{u_0 c q^2}{2h} = \frac{u_0 c}{2R_H l} \quad (1-15)$$

## 1-5 一維彈道傳輸特性(1-D ballistic transport)

在二維電子氣系統上利用負偏壓的分離閘極,可以空乏其二維電子氣系統的載子,使得電子行為受到橫向的限制。於是二維電子氣系統產生了通道之一維行為。如果通道是夠短,夠窄讓電子在通過通道時不會發生散射與不改變相位便會發生彈道傳輸(ballistic transport)的特性。電子遷移率有  $u = \frac{q\tau}{m^*}$  的關係由此我們可知電子遷移率與電子平均動量鬆弛時間成正比、而與電子等效質量成反

比。於是為了得到高的電子遷移率，從表 1-1 可知最好的介面材質會是砷化銦與銻化鎵。但是在低溫的量子霍爾效應之研究、為了在較低的磁場下便能求得霍爾平台、則需考量電子的迴旋半徑與等效質量成反比，故砷化銦與銻化鎵將會需要將近三倍大的磁場狀況下、來研究量子霍爾效應。另外在研究一維彈道傳輸時需要平均自由路徑較長的材質(mean free time)，所以綜觀而言砷化鎵與砷化鎵鋁材質是最適合的[9]。

Interface constituents	2DEG	Me*	$\mu$ ( $10^3\text{cm}^2\text{v}^{-1}\text{s}^{-1}$ )	$\tau$ ( $10^{-12}\text{s}$ )
Si-SiO <sub>2</sub>	E / h	0.19	10 / 2.5	1.1
GaAs-Al <sub>0.29</sub> Ga <sub>0.71</sub> As	E / h	0.068/0.8	100	3.9
In <sub>0.53</sub> Ga <sub>0.47</sub> As-InP	E	0.08	30	1.4
InAs-GaSb	E & h	0.023/0.36	170	2.2
InP-Al <sub>0.48</sub> In <sub>0.52</sub> As	E	0.08	10	0.5
Ga <sub>0.25</sub> In <sub>0.75</sub> As <sub>0.5</sub> P <sub>0.5</sub> -InP	E	0.058	13	0.4
In <sub>0.53</sub> Ga <sub>0.47</sub> As-In <sub>0.48</sub> Al <sub>0.52</sub> As	E	0.05	90	2.6
Hg <sub>0.78</sub> Cd <sub>0.22</sub> Te-HgCdTe oxide	E	0.006	90	0.3

表 1-1 各種異質介面的參數比較[9]

當在源極與汲極間加一電壓  $V$  就會產生一電流為  $I \sim vN(E)qV$ ，其中  $v$  為電子速度， $N(E)$  為能階密度。但是因為一維的電子能階如式(1-16)所示，而電子速度與  $\sqrt{E}$  成正比，所以兩個互消之下通道的電阻只與  $q$ ， $h$  有關。所以每一個量子化的能階都對應到一個電阻值。而利用負偏壓的分離開離在通道上夾止通道如圖 1-6a，也就是讓費米能階下的電子能階隨著偏壓增加而減少，如圖 1-6b。

$$N(E) = \left(\frac{1}{2\pi}\right) \left(\frac{2m^*}{\hbar^2}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\sqrt{E}} \quad \text{in 1D} \quad (1-16)$$

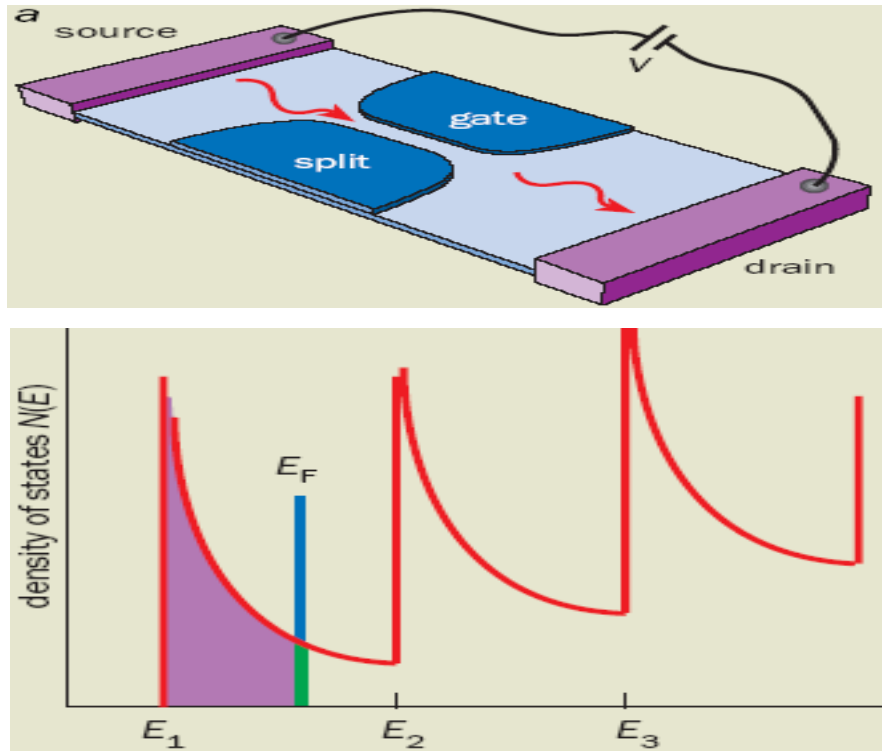


圖 1-6 一維彈道電子傳輸與能階密度示意圖[7]

1988年 B. J. van Wees 在高電子遷移率的二維電子氣系統上製作蕭基金屬 (Schottky metal) 的分離閘極其寬與長都短於平均自由路徑，如此就是所謂的 Sharvin point contacts。在二維電子氣系統上點接觸 (point contact) 的電導可以表成式 (1-17)。因此在施加負偏壓夾止通道使寬度約同於費米波向量時，電導會呈現以  $\frac{2e^2}{h}$  為單位的量子化。而作者也第一次在二維電子氣系統上量測到電導量子化的現象 [10]，如圖 1-7。

$$G = \left(\frac{e^2}{\pi h}\right) \frac{k_F W}{\pi}, \quad \text{valid if } \ell_c \gg W \cap \lambda_F \ll W \quad (1-17)$$

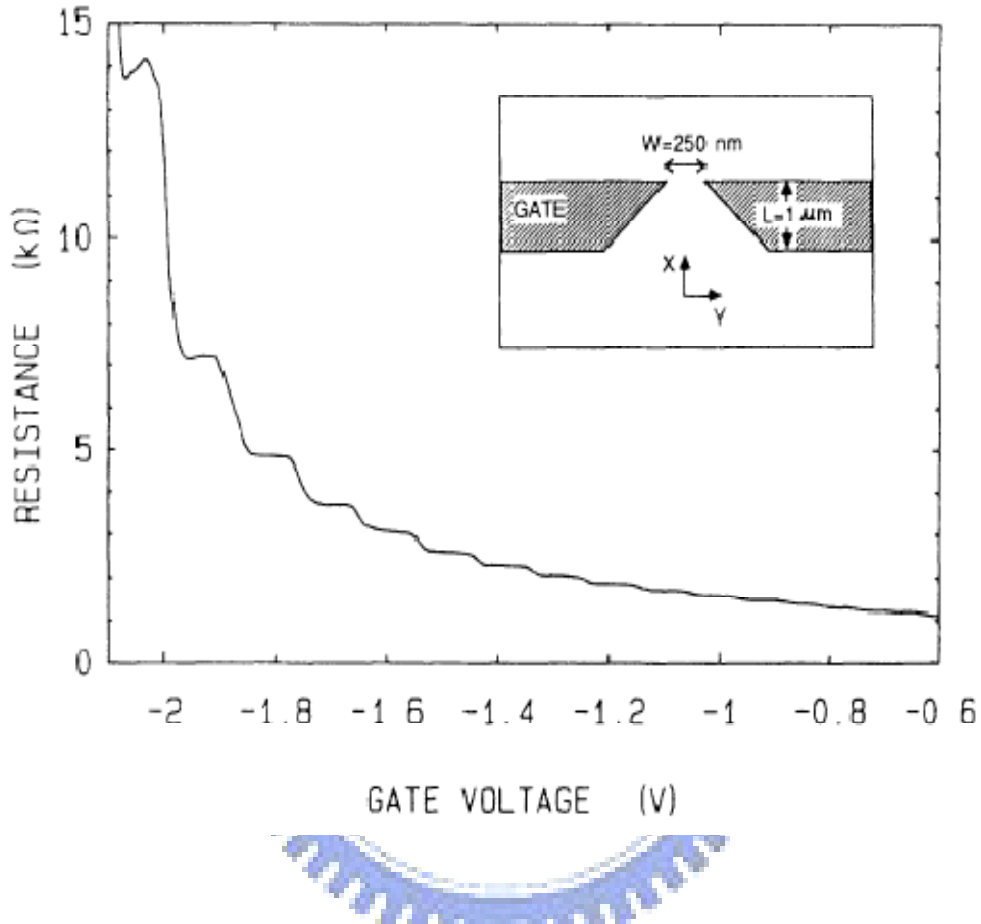


圖 1-7 二維電子氣系統通道隨分離閘極偏壓電導量子化[10]

而一維彈道電子傳輸特性是相當有趣的研究，除了上述在單光子源應用之外，最近熱門研究的“0.7 structure”是一維彈道電子傳輸特性下有趣的物理現象，其 0.7 指的是在高電子遷移率元件約  $1 \times 10^6 \text{ cm}^2 \text{ v}^{-1} \text{ s}^{-1}$  以上在電導出現  $0.7 \times \frac{2e^2}{h}$  的平台，如圖 1-8。而這個現象是在 1996 第一次被 K. J. Thomas 等所發現[11]。而 K. J. Thomas 等認為這是在不通磁場下，出現的一維電子自旋極化 (Spin polarization) 的現象，作者同時進行加磁場與升溫的量測驗證。發現

$0.7 \times \frac{2e^2}{h}$  隨著磁場漸漸下降到  $0.5 \times \frac{2e^2}{h}$  這表示著電子通道已經完全的被極化了，如圖 1-8。而因為向下自旋(Spin down)的能階較低所以代表著因為磁場的增加向下自旋的電子通道被關掉，而這驚人的發現也引起了一波相當多的研究熱潮。

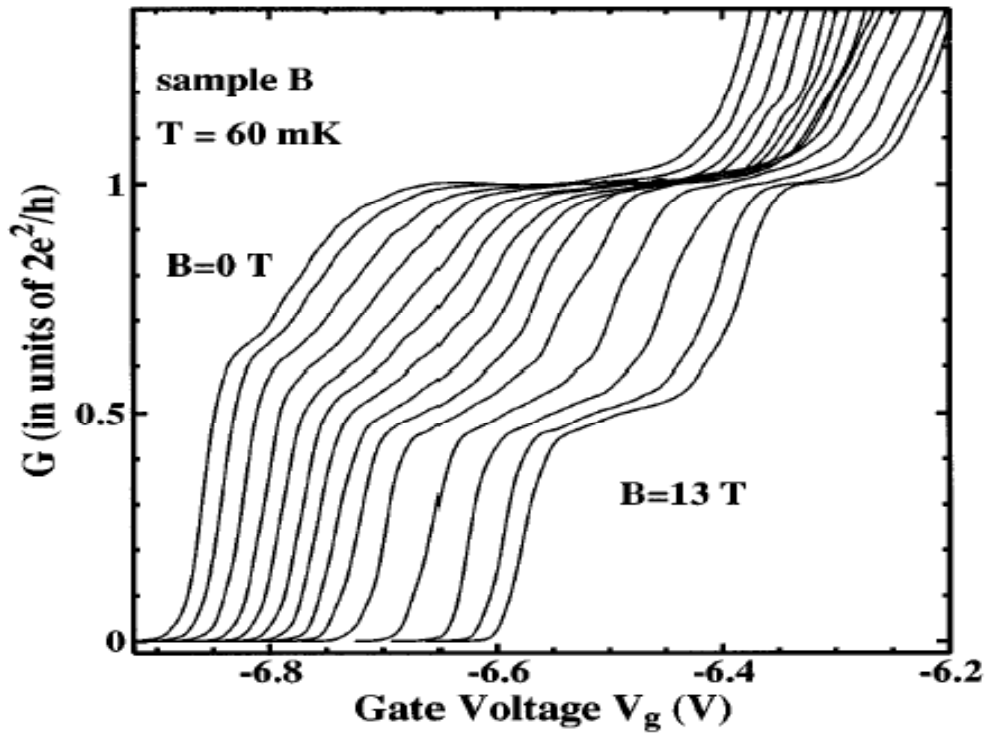


圖 1-8  $0.7(2e^2/h)$ 的通道平台隨磁場降到  $0.5(2e^2/h)$ [11]

而本文希望建立在本實驗室研究高電子遷移率元件的磊晶研究的應用上，進行影響磊晶因素的探討與改進，並在高電子遷移率元件上進行奈米等級結構製作，進而進行一維彈道電子傳輸的研究，希望能夠朝向 0.7 structure 的成因與應用上的研究。

## 第二章 實驗製備

### 2-1 分子束磊晶

本實驗採用砷化鎵半絕緣( semi-insulating)基板利用分子束磊晶 ( Molecular Beam Epitaxy , MBE )成長二維電子氣系統結構，如圖 2-1。進入分子束磊晶系統腔體前，先在緩衝腔(buffer chamber)在高真空的環境下熱烤，將表面的雜質去除。接的放入分子束磊晶系統成長腔體內，在開啟砷分子束的環境下進行熱烤，去除原生的氧化層。對於電子遷移率而言表面的平整度是很重要的因素，所以在進行二維電子氣通道成長前先成長 1 $\mu$ m 砷化鎵的緩衝層，讓表面變的更加平整。在高溫的電子遷移率主要是受到極性光聲子(Polar optical phonon)散射的影響，而在低於 100K 的低溫下電子遷移率主要受到電子與施體間的庫倫作用力(Coulombic interaction)與背景的離子雜質散射影響。所以利用調變式參雜法成長約 20nm  $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$  的沒有參雜的隔離層(spacer layer)，讓電子與施體間有此距離得減少彼此間的庫倫作用力，以降低電子受離子雜質散射影響。然後成長  $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$  的矽參雜層，最後在表面蓋一層砷化鎵層避免砷化鎵鋁的鋁原子與大氣接觸會因為時間而氧化。

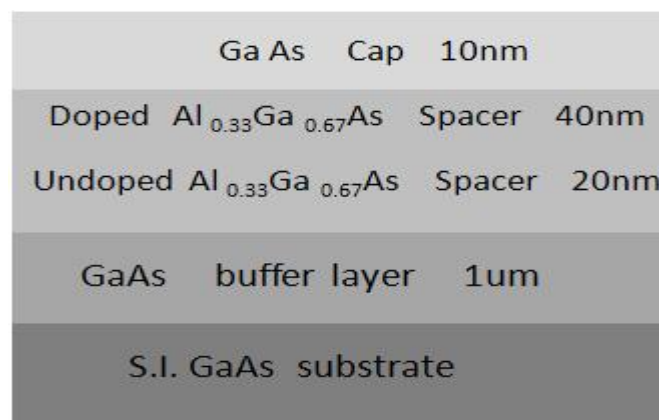


圖 2-1 樣品結構圖

## 2-2 元件製程

### 2-2-1 平台蝕刻(mesa etching)

在晶片上沿著砷化鎵的 $\langle 100 \rangle$ 方向切下大約  $1\text{cm} \times 0.7\text{cm}$  的長方形，進行第一道的平台蝕刻製作。首先以  $120^\circ\text{C} / 5\text{min}$  的硬烤去除水份，接著以第一轉  $1000\text{rpm} / 10\text{s}$  使光阻(5214E)均勻，第二轉  $6000\text{rpm} / 45\text{s}$  得到所要的光阻(Photoresist)厚度。去完邊緣光阻(以免因為四周的光阻較高而造成曝光時的不均勻性)後接著以  $90^\circ\text{C} / 90\text{s}$  軟烤去除光阻多餘的水份，然後利用紫外光曝光機將光罩上的平台(Hall-Bar)形狀轉移到晶片上。

顯影、定影之後，硬烤  $120^\circ\text{C} / 90\text{s}$  以增加蝕刻選擇比，也就是增加光阻對蝕刻液的抵抗力。以  $\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O} = 1 : 4 : 40$  配成的蝕刻液，放置約三十分鐘讓蝕刻液蝕刻速率穩定，以  $15\text{nm/s}$  蝕刻速率蝕刻  $25\text{s}$  得到大約  $375\text{nm}$  高，長  $1100\mu\text{m}$ ，寬  $80\mu\text{m}$  的高台，如圖 2-2。

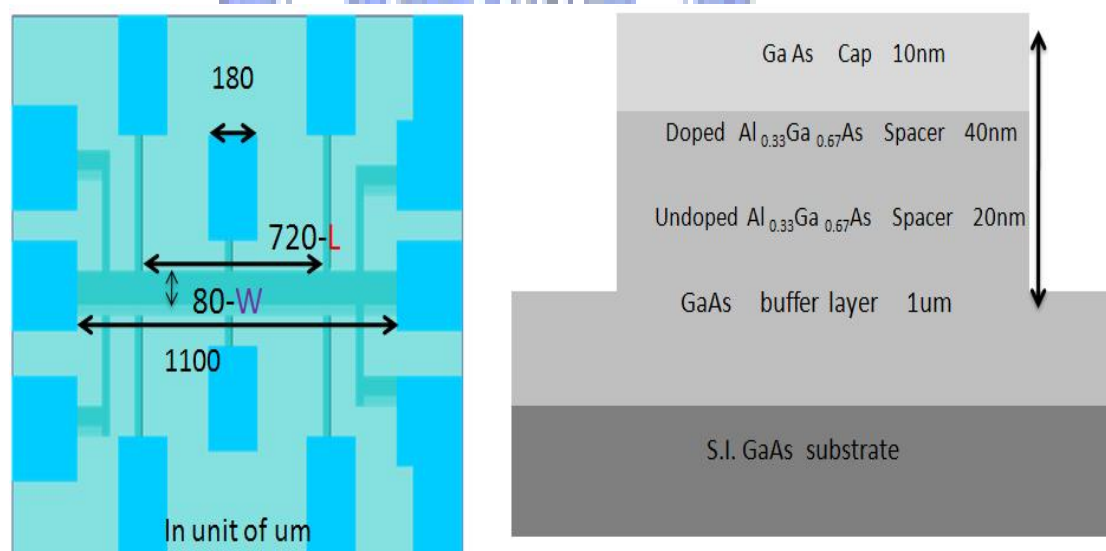


圖 2-2 第一道平台蝕刻示意圖



## 2-2-2 歐姆金屬接觸 ( ohmic contact )

緊接著重覆上光阻的過程，進行第二道的金屬接觸的製程，有別於第一道將 5214E 當正光阻使用；曝完光後進行 120 °C / 90s 的硬烤將光阻反轉成負光阻，然後再在沒有光罩的情況下進行空曝。顯影，定影後利用電子槍濺鍍上 n-type 的 Ni(35nm)/Ge(70nm)/Au(200nm) 金屬，如圖 2-3。為了讓金屬能二維電子氣通道接觸，所以要在通 H<sub>2</sub>(10%)/N<sub>2</sub>(90%) 的氣體環境下進行 390 °C / 35s 的快速熱退火。

確認在低溫下還是良好的歐姆接觸後便可以，利用切割機將每個元件切下，用鉚線機將元件每個金屬接觸點用金線連接到陶瓷基板上，透過將陶瓷基板上的金屬接觸點焊接到量測的載座後，便可進行霍爾量測。

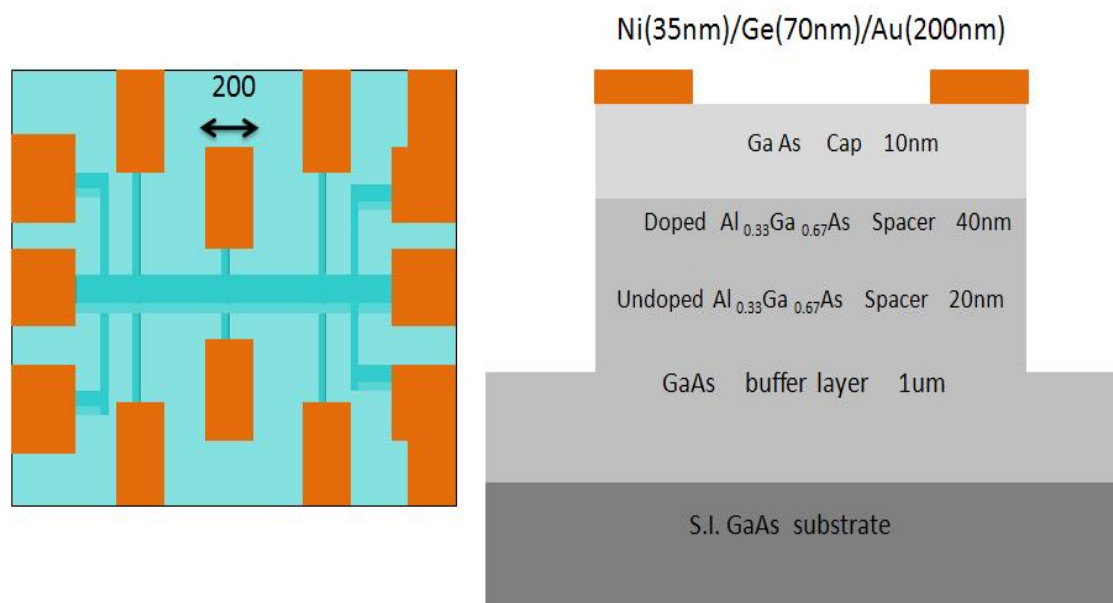
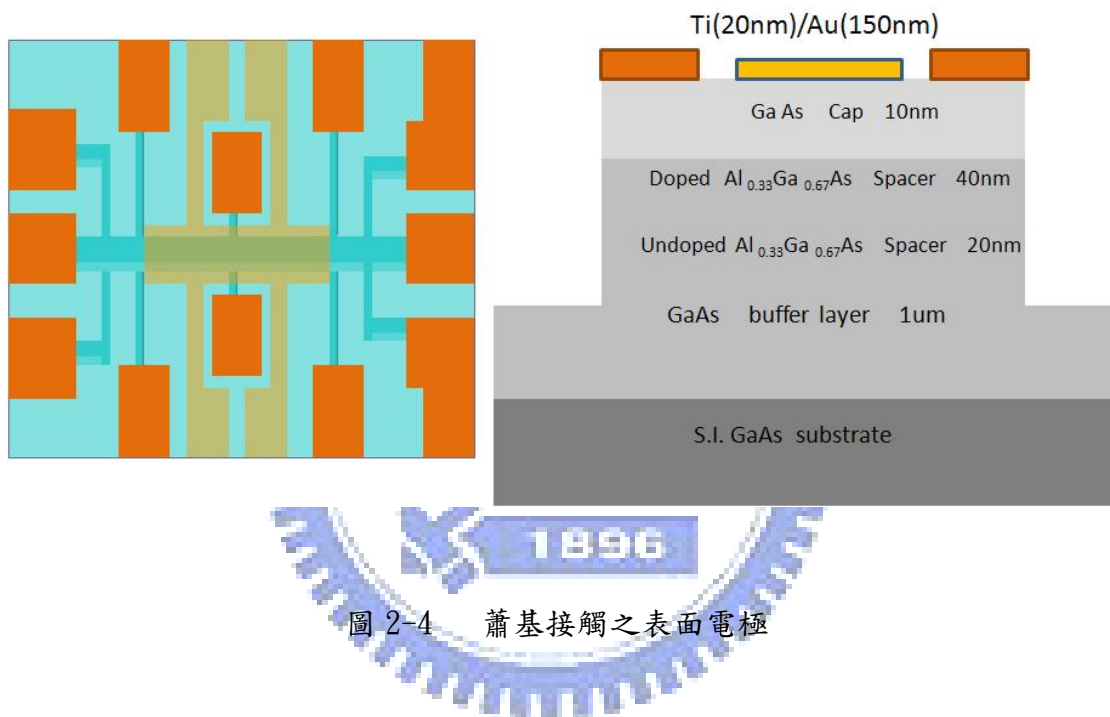


圖 2-3 n-type 歐姆金屬

### 2-2-3 表面閘極蕭基金屬接觸

可以透過製作表面閘極來調變二維電子氣通道的載子濃度，知道電子遷移率與載子濃度的關係。於是進行第三道表面閘極的製程，選用 Ti(20nm)/Au(150nm) 金屬與砷化鎵表面形成的蕭基接觸(schottky contact)，如圖 2-4。利用蕭基能障與砷化鎵/砷化鎵鋁的能障在低溫下表面閘極偏壓在(1.4K) 4v~-0.3v 間與二維電子氣系統  $I_l \leq 10nA$  的漏電流。



### 2-2-4 分離閘極

研究一維電子的彈道傳輸特性，需要製作分離閘極(Split Gate)加負偏壓空乏通道，讓通道側向量子化而形成量子點接觸(Quantum Point Contact)。

在完成第二道歐姆金屬後，先製作一道連接分離閘極的蕭基金屬，其必須考量分離閘極在樣品通道與此連接金屬的高地落差可能造成，分離閘極的斷裂。所以此層選擇較薄的金屬分配其 Ti(10nm)/Au(100nm)，如圖 2-5。

接著利用熱場發射電子束維影系統 ELS-7500EX 進行分離閘極的電子束維影。首先硬烤 120 °C / 5min 去除樣品多餘水氣，接著以第一轉 1000rpm 10s，第二轉 6100rpm 25s，旋上均勻約 250nm 厚度的 PMMA 光阻劑。然後進行寬度 0.7μm

長度 0.4um 的分離閘極微影。顯影成功後，再進入電子槍濺鍍機濺鍍上 Ti(10nm)/Au(100nm)金屬，如圖 2-6。濺鍍需要注意的地方是，PMMA 對熱相當的敏感，而電子束濺鍍是在  $10^{-6}$  的高真空的環境下，所以光阻需要擔心的熱源是輻射熱。別以往濺鍍金屬時利用較低的鍍率，好讓金屬與半導體有較好的接觸，PMMA 需要在開啟金屬源與樣品的隔離後以較高的鍍率鋪上一層金屬，當作 PMMA 的輻射阻隔層。

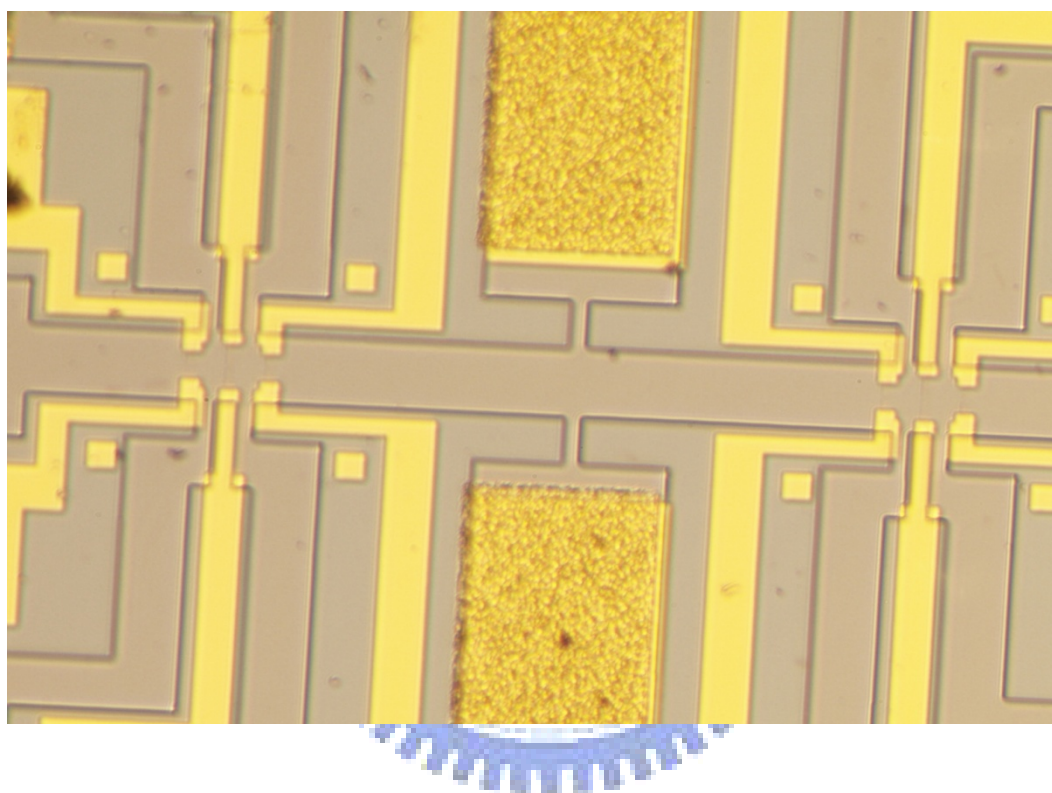


圖 2-5 連接分離閘極之蕭基金屬

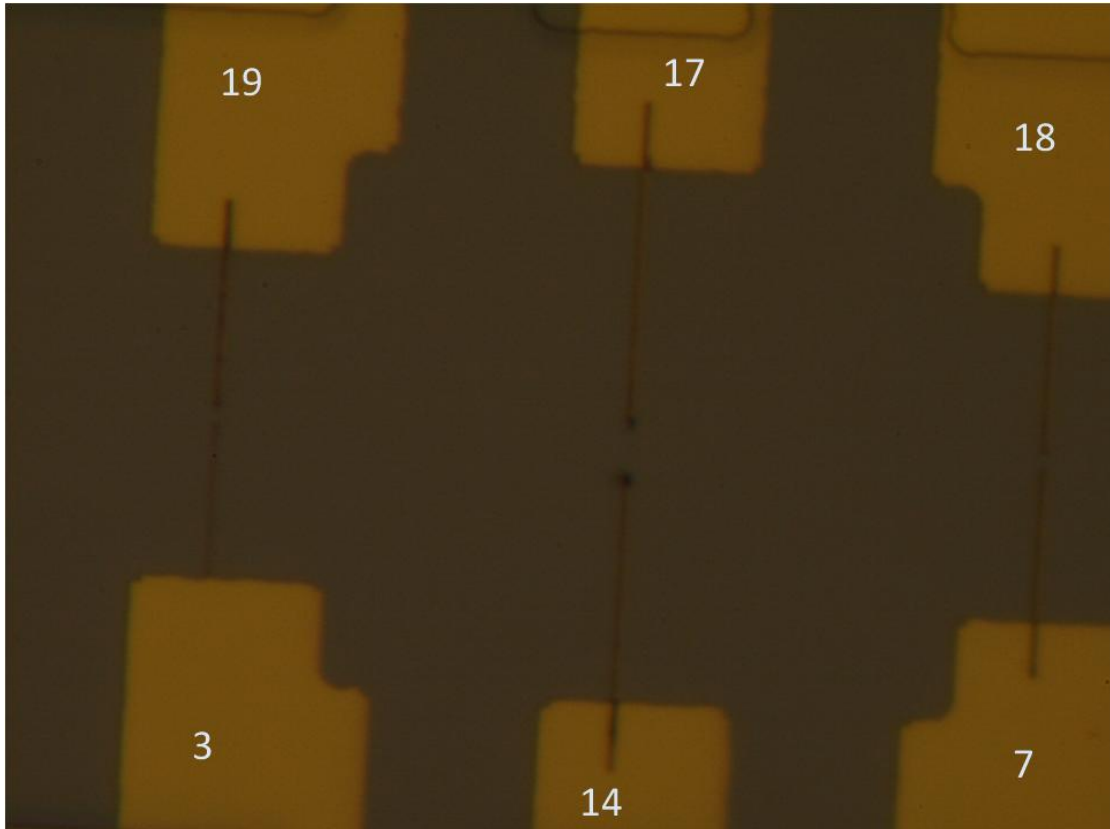


圖 2-6 銲完線後尖端放電的分離閘極-17&14 接腳

#### 2-2-5 分離閘極樣品打線技巧

利用 SPB-TS6682 的金線銲線機(bonder)將樣品上的歐姆接觸與分離閘極連接到陶瓷基板，如圖 2-7。銲線機的操作原理是，在第一下金球銲上樣品後第二下利用超音波將金線壓上陶瓷基板，緊接著會透過高壓放電讓金線結成金球。而因為分離閘極極為細長，會因為高壓放電這個過程產生尖端放電，而將分離閘極燒壞。所以將銲線機內負電荷產生盒的電源做一個外接開關，以便在銲樣品的分離閘極時關掉開關，移走樣品再開啟高壓放電讓金線結球。圖 2-6 中的 17 和 14 接腳便是因為尖端放電後，燒壞了分離閘極。

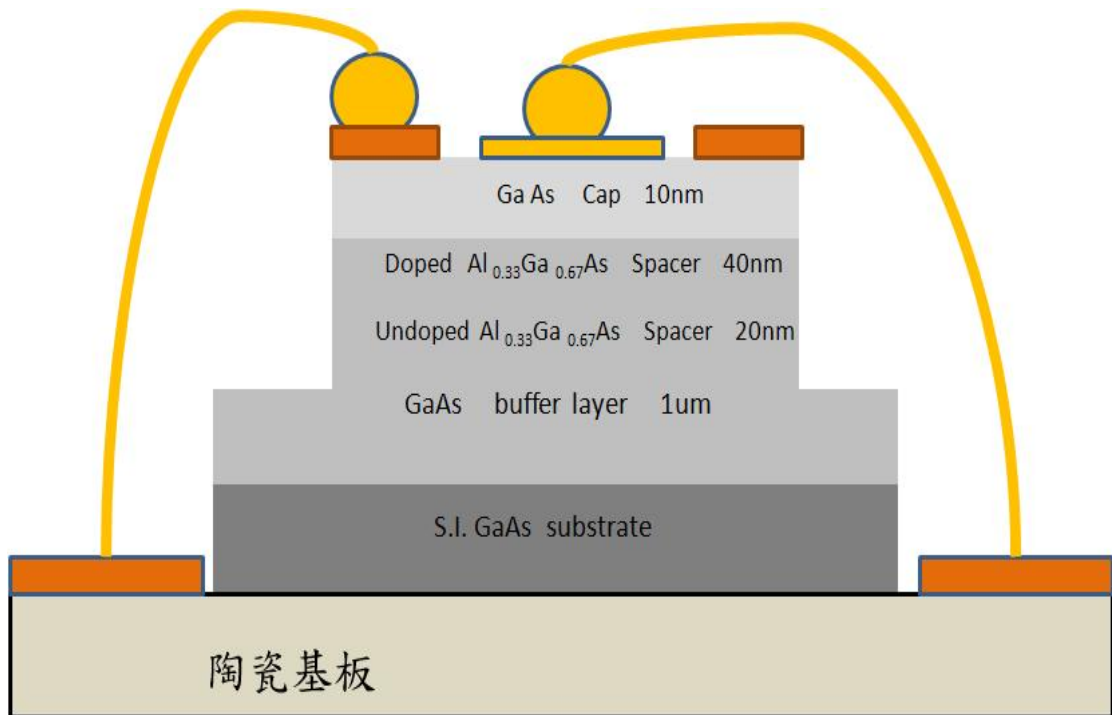


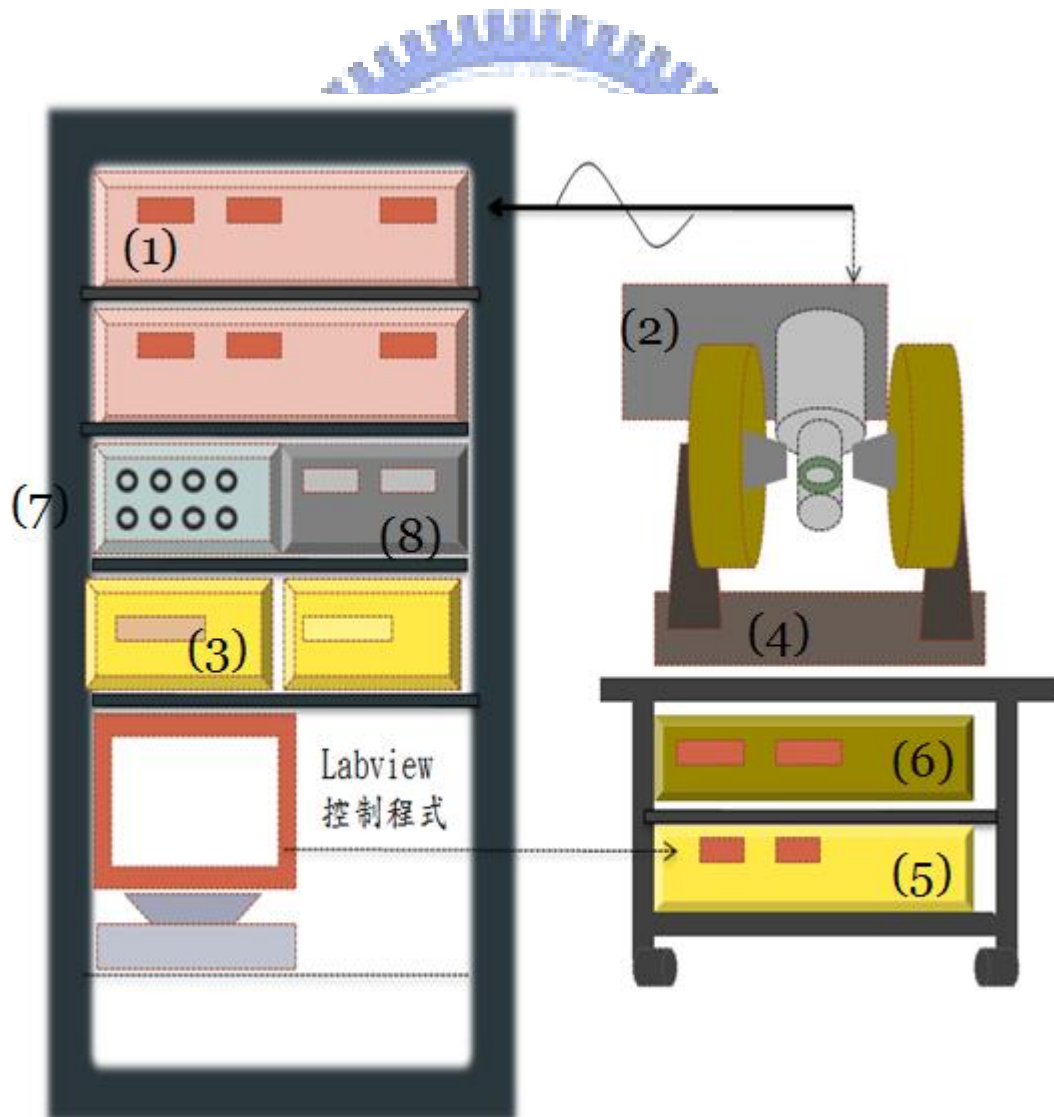
圖 2-7 樣品鉚線到陶瓷基板上示意圖



### 第三章 實驗量測架構與霍爾量測系統架設

#### 3-1 霍爾量測系統架設

本文利用氮氣壓縮機致冷座，電磁鐵(GWM-5403)，可程式雙通道電壓電流源(keilthey 2602)與鎖相放大器(Lock-in Ampifier)SR-830)與自己設計的Labview控制程式，架設一套可變磁場(-0.8T~0.8T)，變溫(18K~300K)與變偏壓的霍爾量測系統，如圖 3-1。





- 1:鎖相放大器
- 2:致冷座:(18K - 300K)
- 3:溫控器:
- 4:電磁鐵:(-0.8T - 0.8T )
- 5:磁場方向交換器
- 6:大電流供應器
- 7:訊號盒(BNC)&電阻盒
- 8:偏壓源

圖 3-1 霍爾量測系統示意圖

進行霍爾量測時將樣品放置致冷器中，經過轉接盒將樣品接腳接出致轉接盒。樣品接腳的訊號都可透過這個 BNC 轉接盒轉接致量測訊號。霍爾量測中樣品通道通與的電流，由鎖相放大器(Lock-in Amplifier)送出一個 1V 電壓，17Hz 頻率的正旋訊號，經由串接一個 10MΩ 電阻接到樣品源極，於是得到一個  $10^{-7}$ A 的定電流流經樣品，如圖 3-3 中的 lock-in Amp1 所式。lock-in Amp1 量測片電阻如圖 3-3 中下的紅色曲線所示。圖中震盪的曲線不是 SDH 震盪(Shubnikov-de Hass oscillations)，而是因為系統選用 SR-530 的類比鎖相放大器因為年久穩定性衰退所致。

霍爾量測控制程式可以進行改變定磁場方向，大小與量測間距的迴圈量測。透過連接電磁鐵與電流源(輸入 0~20A，輸出 0~60A)的電流方向轉換器(GWM-5903)，其電流方向轉換器靠繼電器讓供給電磁鐵的電流方向改變，達到改變磁場方向的效果所以在通電流的情況下，要先將電流歸零才能進行改變電流方向的動作。圖 3-2 中上面的曲線圖是 lock-in Amp3 變磁場下的霍爾電阻的量測。電磁鐵(GWM-5403)是雙線圈所構成的，其中心導磁的鐵心間的距離可以調整，進而改變磁場大小，圖 3-3。Lock-in Amp2 量測串接樣品汲極與地的 1kΩ 上的訊號，是為了觀察紀錄通過樣品通道定電流值的大小與穩定。

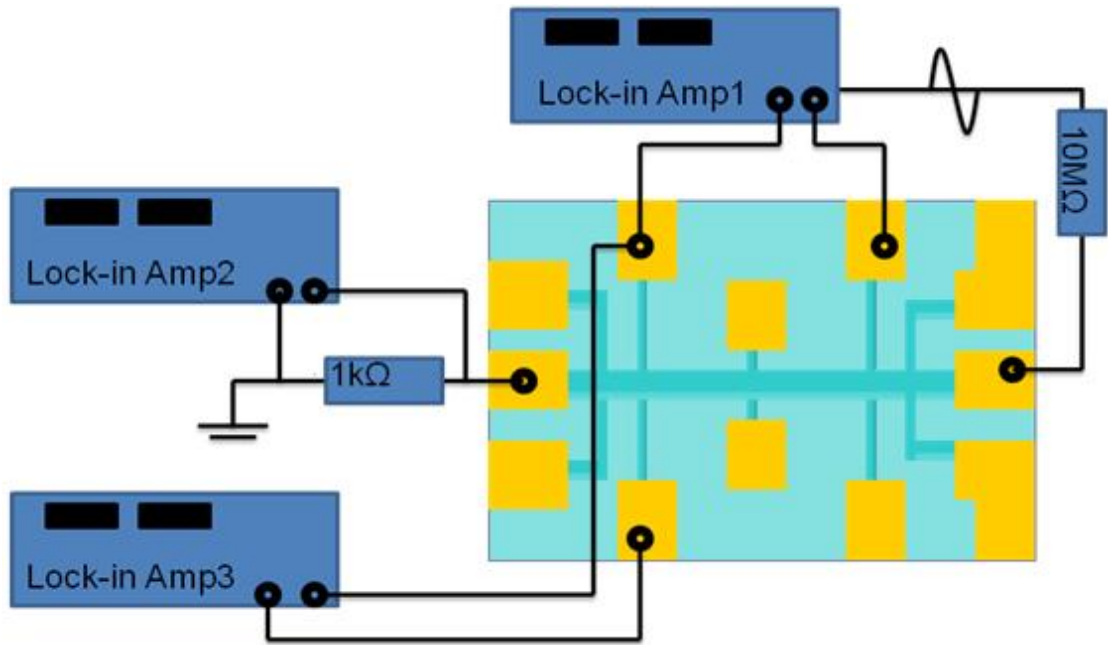


圖 3-2 霍爾量測接腳示意圖

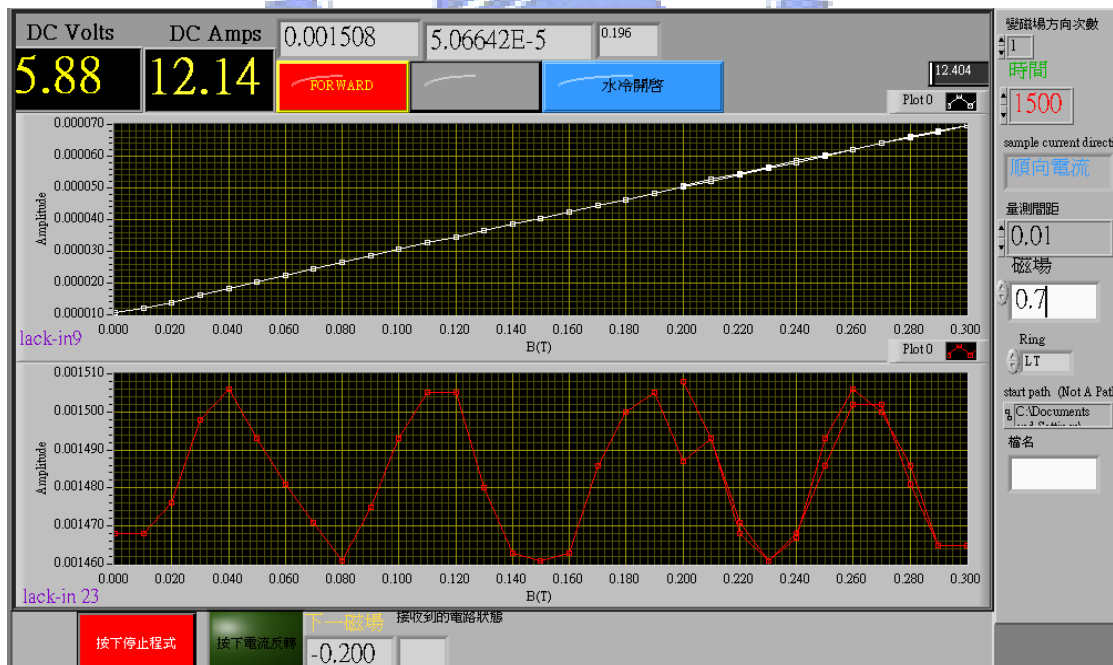


圖 3-3 霍爾量測 LabView 程式



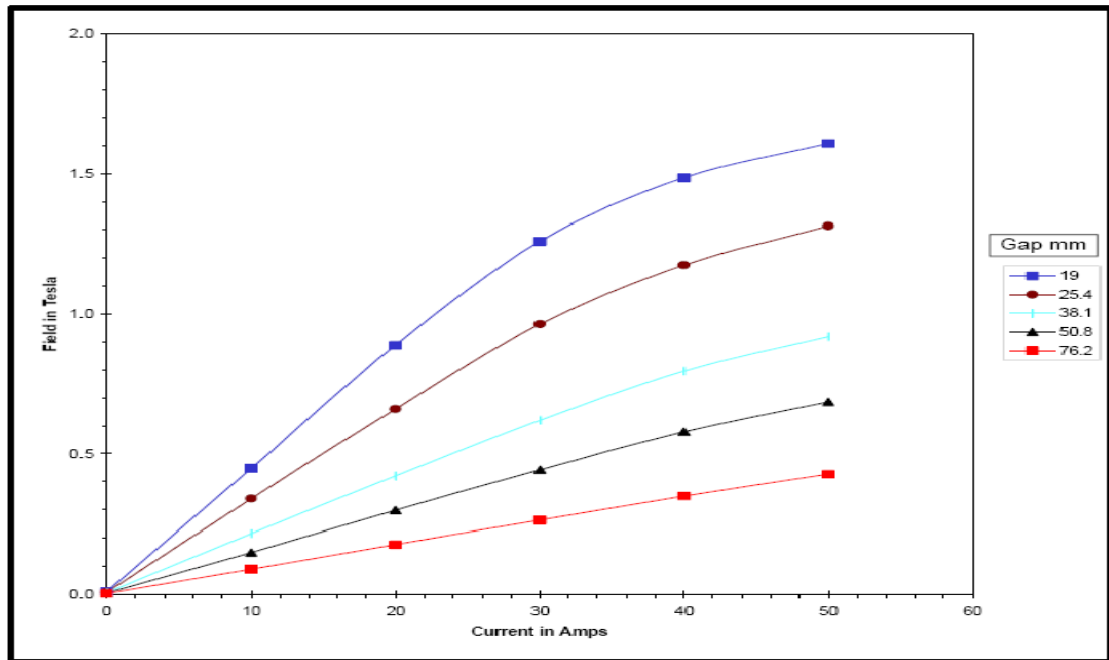


圖 3-4 電磁鐵 GWM-5403 磁軸間距與磁場大小關係[12]

量測結束後可利用 Labview 自動計算程式，如圖 3-5。計算出電子遷移率與載子濃度。自動計算程式讀進量測儲存的文字檔後，利用 Labview 程式內建聯結 Mathematicas 的線性迴歸近似副函式，近似出霍爾電阻與磁場關係的霍爾係數然後得出載子濃度。

表面閘極偏壓調變通道載子濃度的量測，是利用 Keithley 2602 雙通道電壓電流源加一偏壓於表面電極。在偏壓時可以同時觀測表面閘極與樣品間的漏電流，而表面閘極漏電流如果過大將會造成量測的誤差，所以實驗只進行到 10nA 以下漏電流的量測，圖 3-6。

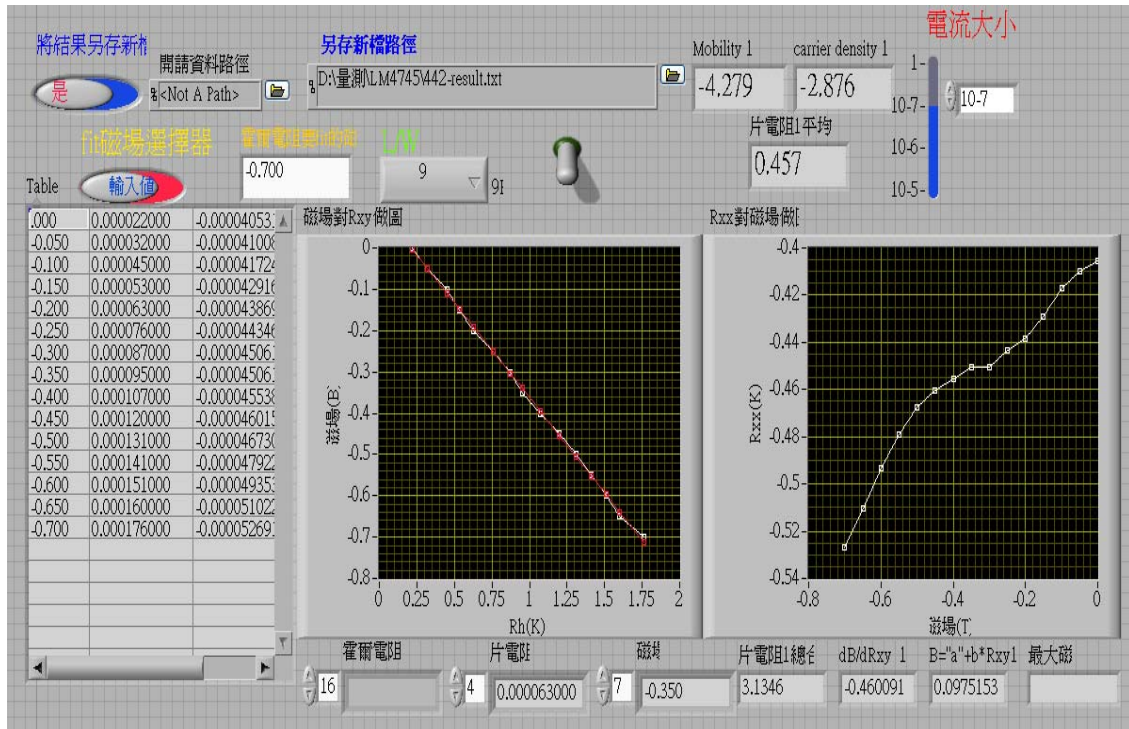


圖 3-5 霍爾量測結果自動計算程式

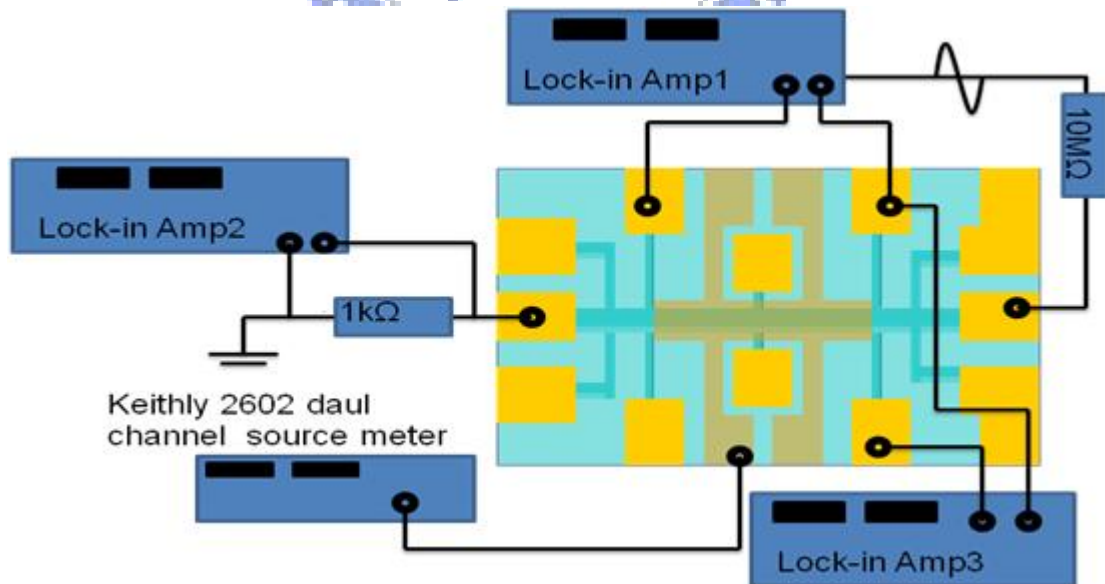


圖 3-6 表面閘極調變-霍爾量測電路示意圖

根據美國測試與材料組織(American Society for Testing and Materials)建議進行霍爾量測透過自動切換電路，改變量測的電流方向與不同接點的訊號，確保量測數據在樣品是均勻存在[13]。所以本文參考文獻[14]，自行製作一個電腦控制可自動切換的電路，如圖 3-7。由霍爾量測 Labview 程式透過 RS-232 輸出控制訊號給單晶片(AT89c51)，單晶片接受訊號後判斷所要切換的電流方向，再控制兩顆多工器(CD74Hc4052E)做樣品源極或汲極聯結到定電流源選擇的切換；欲量測樣品霍爾電阻與片電阻接腳端，如圖 3-8 接腳 4 與接腳 2 的自動切換，圖 3-9 樣品 Source 跟 Drain 間的切換。



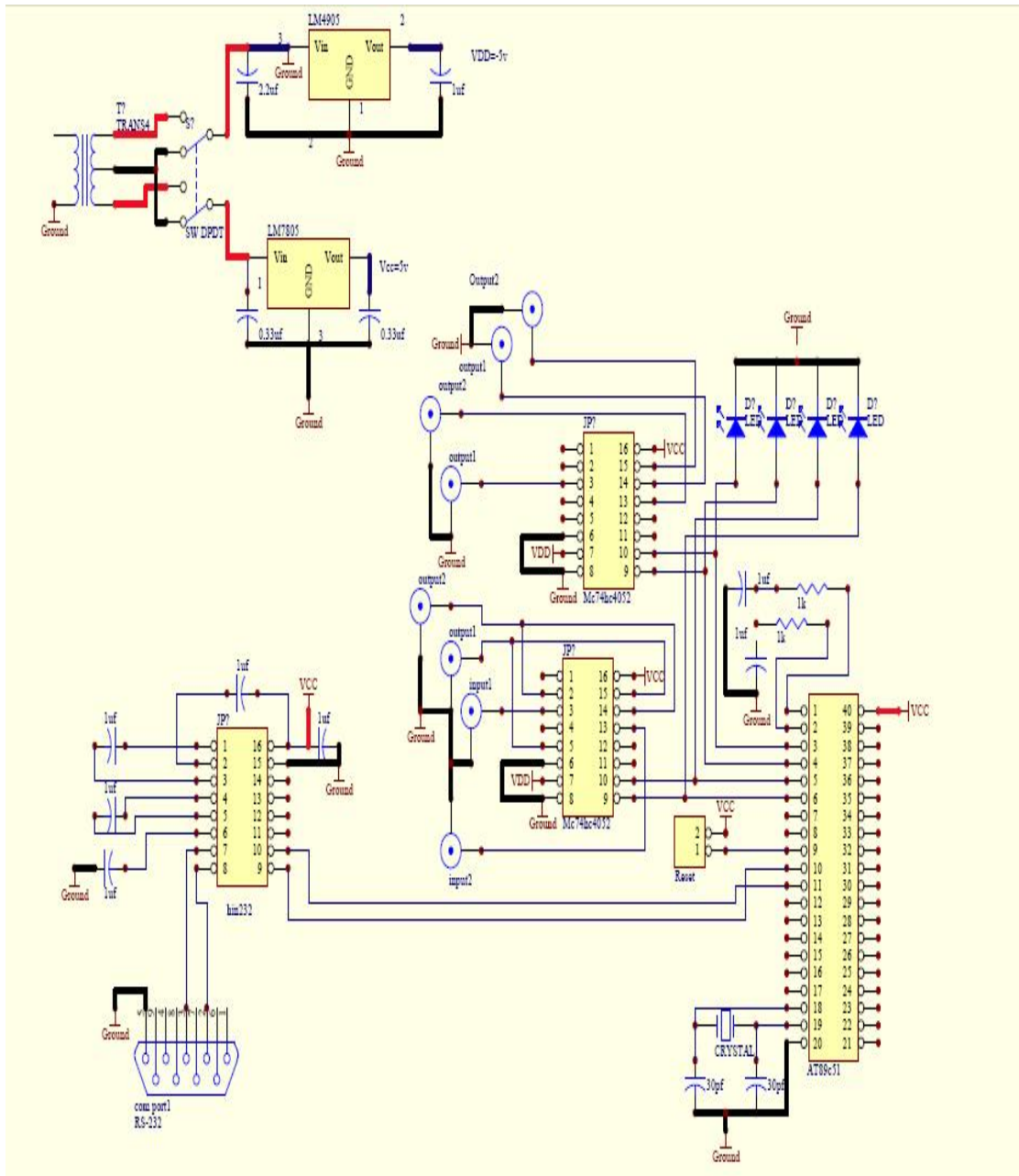


圖 3-7 自動變換接腳電路示意圖

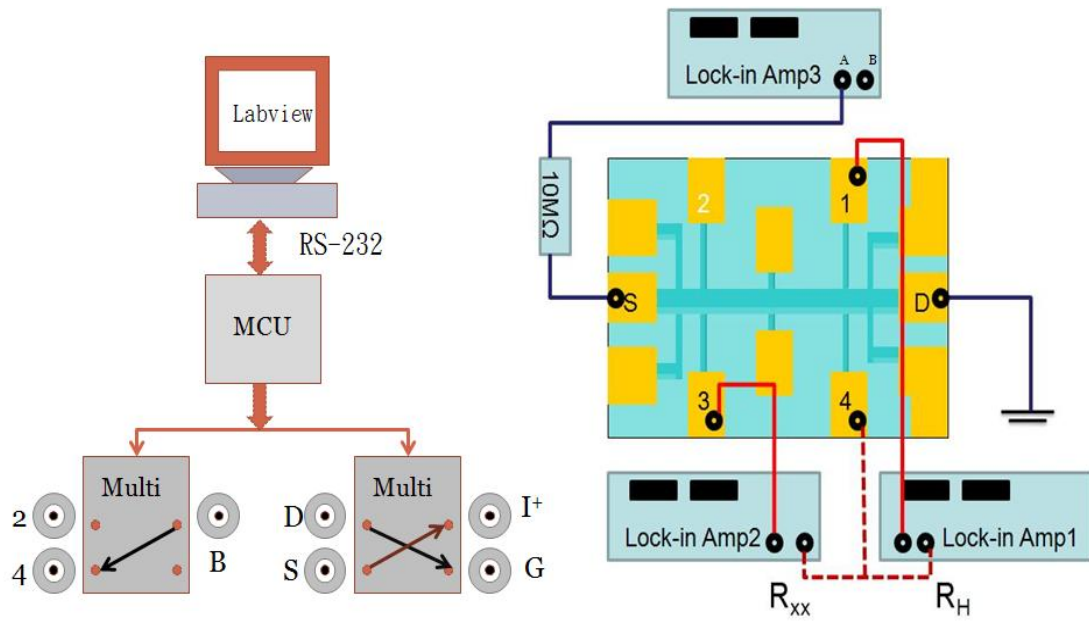


圖 3-8 自動切換電路動作示意圖(1)

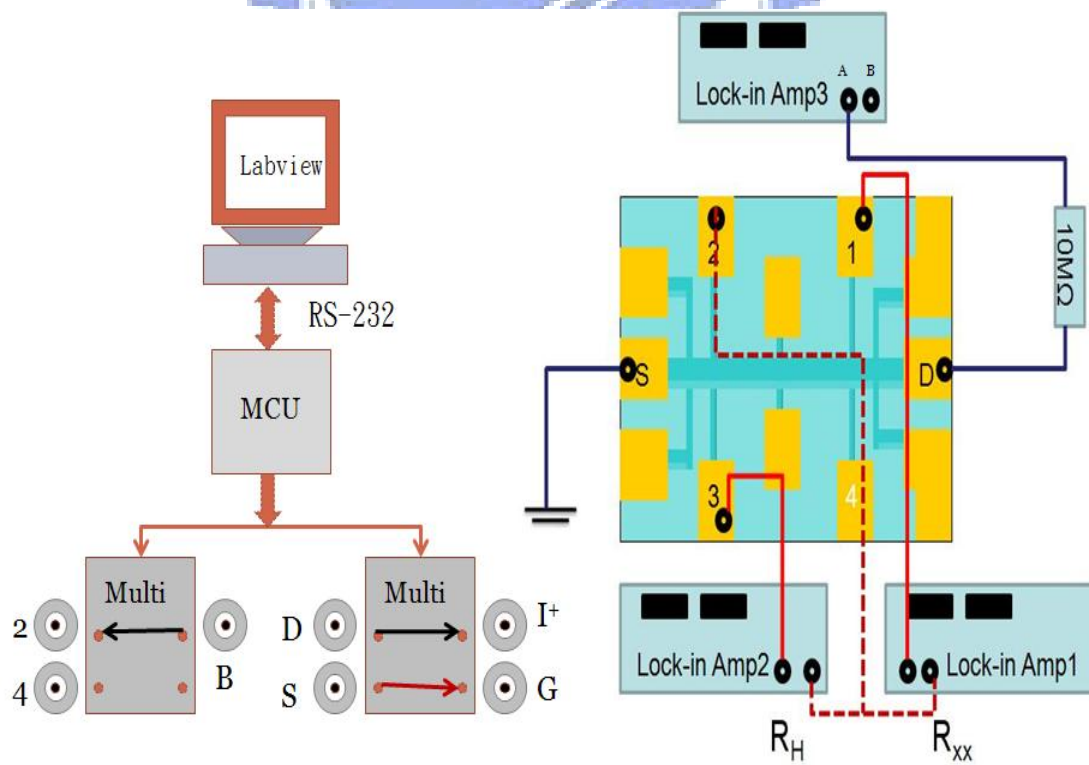


圖 3-9 自動切換電路動作示意圖(2)

## 3-2 低溫強磁量測系統

由於二維電子氣系統的電子遷移率隨著溫度的降低而提升，尤其是本文所採用的調變式參雜法磊晶可以去除在低溫下主要影響電子遷移率的離子雜質散射。因此隨著溫度的降低，電子遷移率的提升，可以在磁場的環境下觀察量子霍爾效應與元件載子濃度與電子遷移率的關係。於是利用奈米科技中心於國家奈米實驗室的低溫強磁場儀器進行電子遷移率較高的樣品的量測。

## 3-3 分離閘極之一維彈道傳輸量測

因為預期一維彈道傳輸特性需要環境溫度大約 1K 附近，且其特性隨著溫度的降低更加明顯。於是致台大物理-梁啟德老師實驗室進行樣品編號 LM4770 的低溫(0.3K)分離閘極量測。將分離閘極在二維電子氣系統上負偏壓，希望能夠量測到一維量子化彈道傳輸的現象。分離閘極加夠大的負偏壓時能將通道夾止，通定電流著通道將會量測到愈來愈大的電壓，將會造成鎖相放大器的過載。於是改變霍爾量測量測電壓訊號的方式，改成量測通道電導的方式通道上加上一個小的跨壓量測通道電流，通道上小電壓的跨壓是由鎖相放大器送出 1v 旋波訊號，串連 100k $\Omega$ 後讓通道的源極與 10 $\Omega$ 電阻並聯，然後汲極接到電流放大器(SR-570)再將電流放大器輸出的電壓訊號送到鎖相放大器，於是量測到的電流除以樣品通道上的跨壓  $10^{-4}$  得到通道的電導。利用 keilthey 213 電壓源給與分離閘極負偏壓，但必需透過一個濾波器來保護分離閘極，如圖 3-10。而同樣的實驗也在國家實驗室低溫強磁場進行量測，但偏壓源換成 Keilthey 2602。



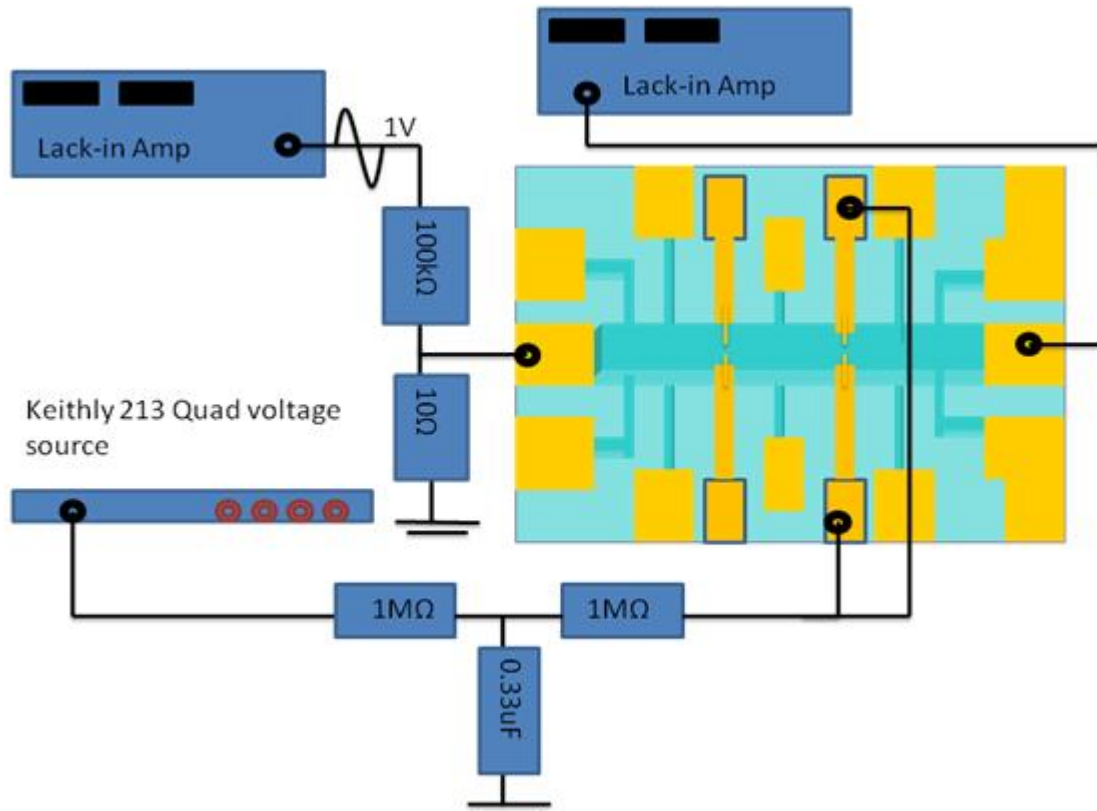


圖 3-10 分離閘極電導量測電路示意圖

### 3-4 van der pauw 量測

1958 年 L. J. van der PAUW 提出可以量測任意樣品形狀片電阻與霍爾效應的方法，並提出與證明其計算方式可行，圖 3-11[15]。而量測在幾個前提下結果才成立：(1)必須在假設元件表面均勻、樣品形狀對稱下，(2)必須確保在樣品邊緣點的金屬接觸點都夠小且靠近邊緣。否則量測的結果都必須透過形狀因子來做修正，如圖 3-12(3)進行霍爾量測或是 van der pauw 時都應盡量將量測訊號點盡可能遠離電壓，電流源點。

雖然進行 van der pauw 量測不需多道的製程，但其量測結果也較不準確。原因是其量測樣品可能不夠對稱，而電流方向也並非全部與片電阻量測

平行，霍爾量測訊號正交。所以為了消除不對稱的因素，van der pauw 量測時建議四個點輪流當量測點與源，汲極且量測兩個不同電流方向，而所得八組數據再取平均。

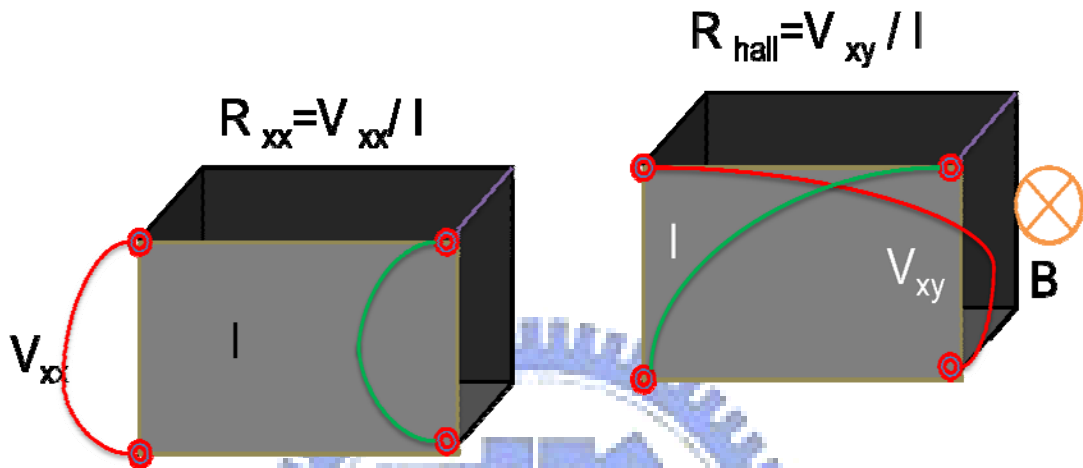
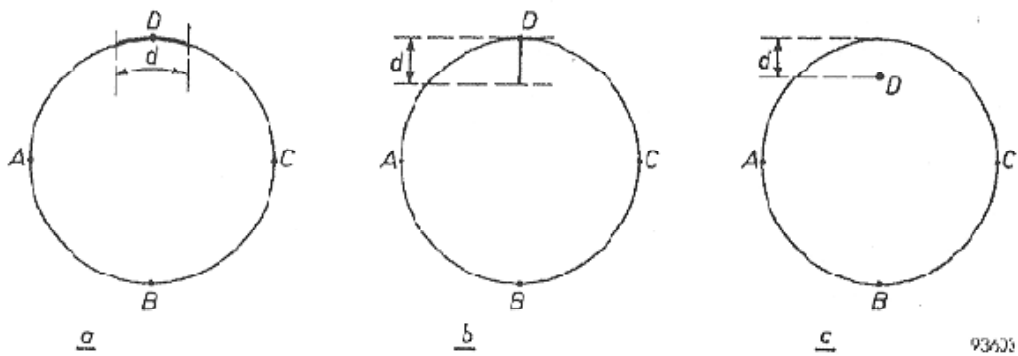


圖 3-11 van der pauw 量測



$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = -\frac{d^2}{16\ln(2)D^2}$$

$$\frac{\Delta\mu_H}{\mu_H} = -\frac{2d}{\pi D^2}$$

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = -\frac{d^2}{4\ln(2)D^2}$$

$$\frac{\Delta\mu_H}{\mu_H} = -\frac{4d}{\pi D^2}$$

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = -\frac{d^2}{2\ln(2)D^2}$$

$$\frac{\Delta\mu_H}{\mu_H} = -\frac{2d}{\pi D}$$

圖 3-12 van der pauw 量測修正因子[15]



## 第四章 量測結果與討論

### 4-1 變溫霍爾量測

從可以圖 4-1，明顯看出調變式參雜二維電子器系統在低溫下有較好的表現、是因為較塊材有較小的雜質散射效應。由圖 4-2，可知大約在低溫度下、電子遷移率主要由隔離的離子雜質散射所主宰，為了得知樣品電子遷移率隨溫度變化的關係所以進行的 LM4712 變溫實驗，圖 4-3。由量測結果可知我們成長的樣品符合這個趨勢，可以透過變溫量測得知在樣品裡較深摻雜能階與淺的摻雜能階的關係，本文進行 LM4712 變溫發現其施體淺層能階約 58mev 而深層能階約 102mev 如圖 4-4，圖 4-5。另外在低於 100K 時因為晶格的熱能低於矽施體的活化能，一部分散佈在摻雜的砷化鎵鋁層電子會被擠出而這個些電子結合二維電子氣系統較高的電子，讓表現出的電子遷移率等效於雙層模型的式(4-1)，其中  $n_d$ ， $u_d$ ， $t_d$  是摻雜砷化鎵鋁層的載子濃度，電子遷移率與厚度，另一項相對應到二維電子氣載子濃度與電子遷移率 [15]。

$$u = \frac{n_d u_d^2 t_d + N_s u_2^2}{n_d u_d t_d + N_s u_2} \quad (4-1)$$

同樣的載子濃度可以表示成式(4-2)。

$$n_m = \frac{1}{t_d} \frac{(n_d u_d t_d + N_s u_2)^2}{n_d u_d^2 t_d + N_s u_2^2} \quad (4-2)$$

而在低溫下二維電子氣系統有高的電子遷移率，所以會成為式(4-1)，式(4-2)中主要項，所以  $n_m t_d$  會相等於二維電子氣的載子濃度。由此可見就算沒有摻雜砷

化鎵鋁層的載子被冷釋出，在二維電子氣系統的電子遷移率大幅度提升前，載子濃度會明顯的下降，。如圖 4-7 在溫度大於 203K 零偏壓附近載子濃度大幅提高，文獻[18]指出這是在砷化鎵鋁層的平行通道出現了，而本文進行的 LM4656 變溫與偏壓量測發現在溫度 120K 時偏壓高於 0.4v 載子濃度也相較其他大幅度增加，如圖 4-6，與 LM4712 相比超過 150K 才大量上升， LM4656 在 1.4K 的載子濃度為  $2.9E^{11}(\text{cm}^2\text{v}^{-1}\text{s}^{-1})$ ，LM4712 在 20k 載子濃度才  $2.3E^{11}(\text{cm}^2\text{v}^{-1}\text{s}^{-1})$ ，似乎代表著載子濃度越高越難將  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  的通道空乏掉。但 LM4656 的現象有可能是平行通道的出現亦或是蕭基閘極在高溫能障降低，漏電流提高所致。而 LM5656 在 120K 的電子遷移率在高偏壓時卻沒有明顯的往下掉，是因為載子濃度上升使片電阻降低或是蕭基閘極漏電所致，這一部分因為進行量測是使用無法偵測漏電流的 Keithley 230 偏壓源，所以還需要進一步確認。

比較 LM4755 電子遷移率從 1.4K 到 50k 相差了 1.9 倍如圖 4-9，而 LM4712 卻變化微乎其微，由此可見 LM4712 還是受到隔離雜質散射的程度仍是相當的大。而單從 1.4K 作比較，LM4712 片載子濃度為  $2.39E^{11}(\text{cm}^{-2})$ 、電子遷移率為  $2.17E^5(\text{cm}^2\text{v}^{-1}\text{s}^{-1})$ ；LM4755 片載子濃度為  $2.74E^{11}(\text{cm}^{-2})$ 、電子遷移率為  $6.83E^5(\text{cm}^2\text{v}^{-1}\text{s}^{-1})$ ；而片載子濃度相當的 LM4656( $2.94E^{11}\text{cm}^{-2}$ )、電子遷移率( $2.67E^5\text{cm}^2\text{v}^{-1}\text{s}^{-1}$ )仍不及 LM4755。推論 LM4755 是因為在分子束磊晶系統冷凝壓縮機更換了新型的逆止閥，提升了腔體的潔淨度因此晶片成長時雜質減少了汙染，所以元件受到隔離的離子雜質散射的因素，電子遷移率大大提升。

如圖 4-10 所示量子霍爾效應要在低溫，高電子遷移率的環境下才會出現，由圖 4-11 可知 LM4755 樣品在超過 10K 以上量子霍爾效應就已經不可見。而由圖 4-11 可看到 LM4755 載子濃度在 1.4K 到 50K 間是沒甚麼變動的，但是片電阻卻激烈上升。而由圖 4-12 可量子霍爾效應在越低溫下蘭德能階越趨近於理想的  $\delta$ -function。而由表 4-1 可以看到自從分子束磊晶砂統的真空壓縮機跟換 gasket 逆止閥後的樣品電子遷移率都大幅度上升。

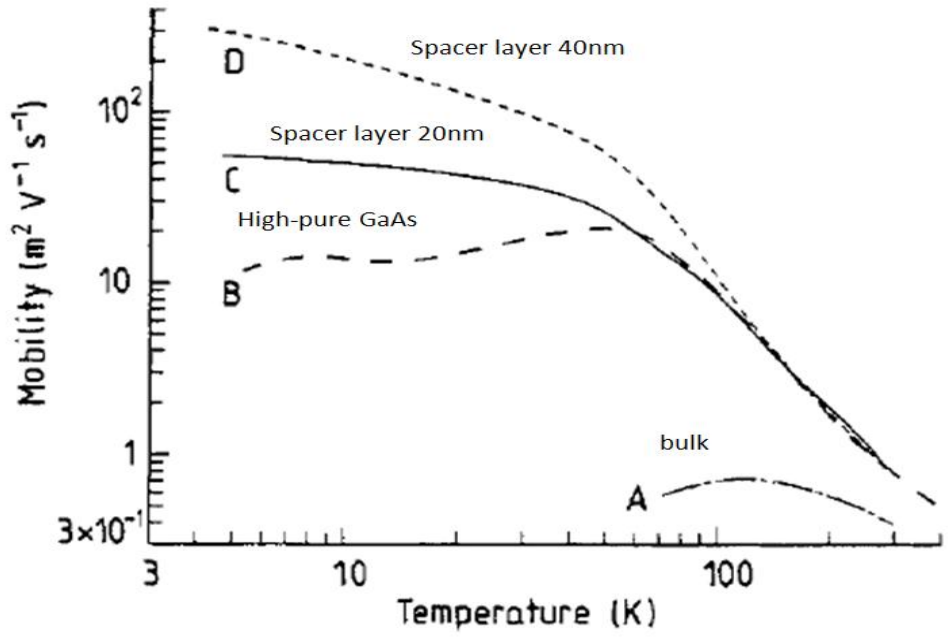


圖 4-1 結構與溫度關係[19]

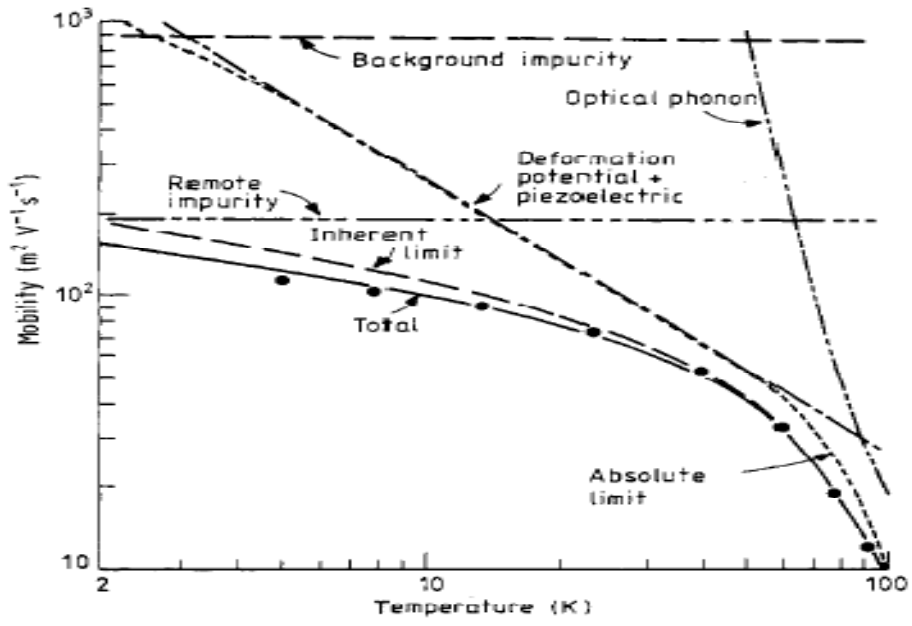


圖 4-2 在低溫下影響電子遷移率的幾項主要散射機制[19]

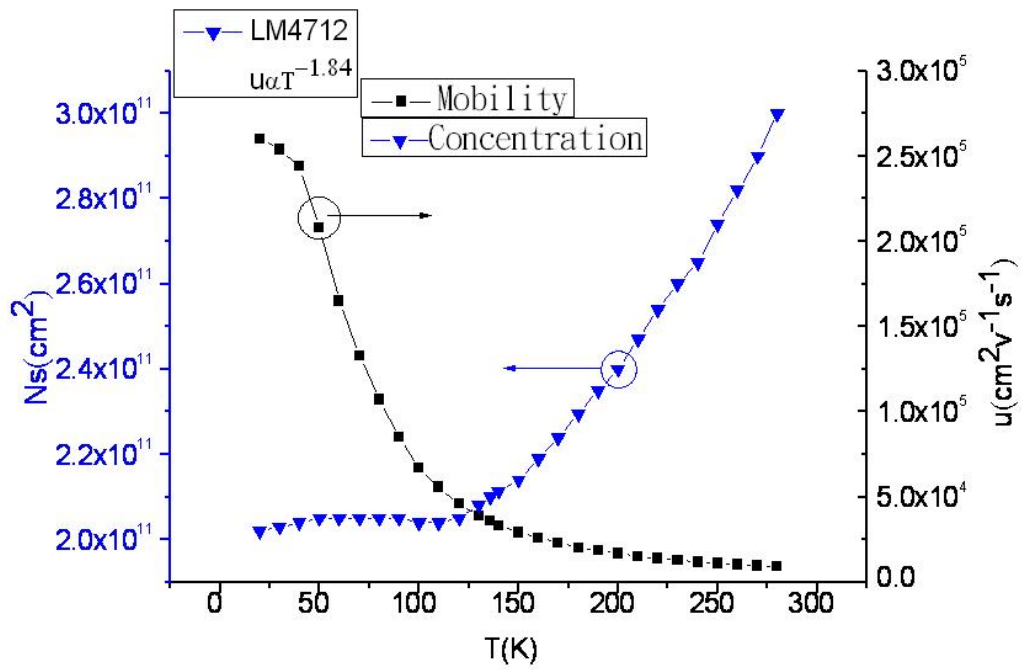


圖 4-3 LM4712 變溫量測統計圖

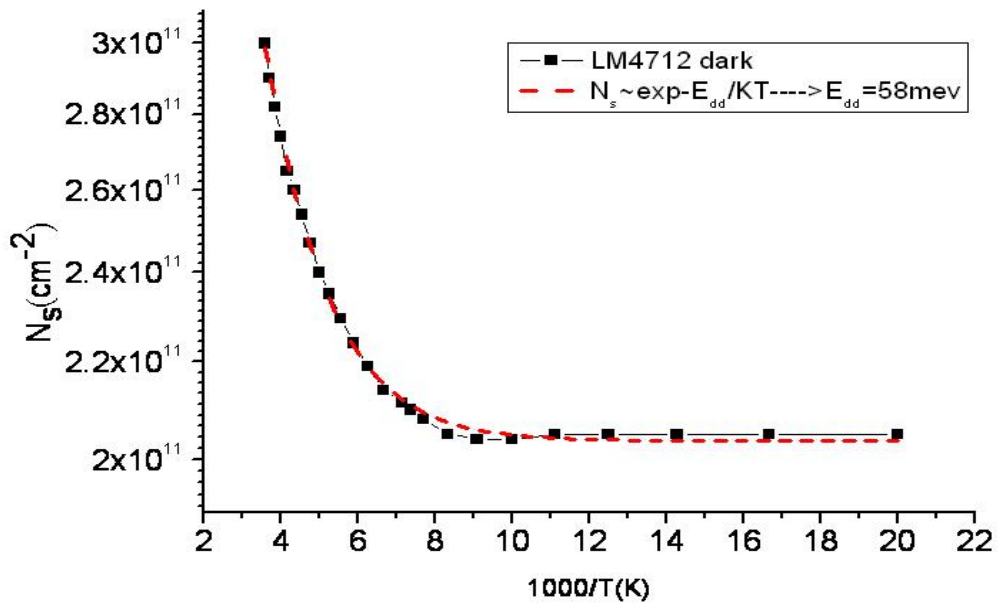


圖 4-4 LM4712 變溫量測其淺層施體能階

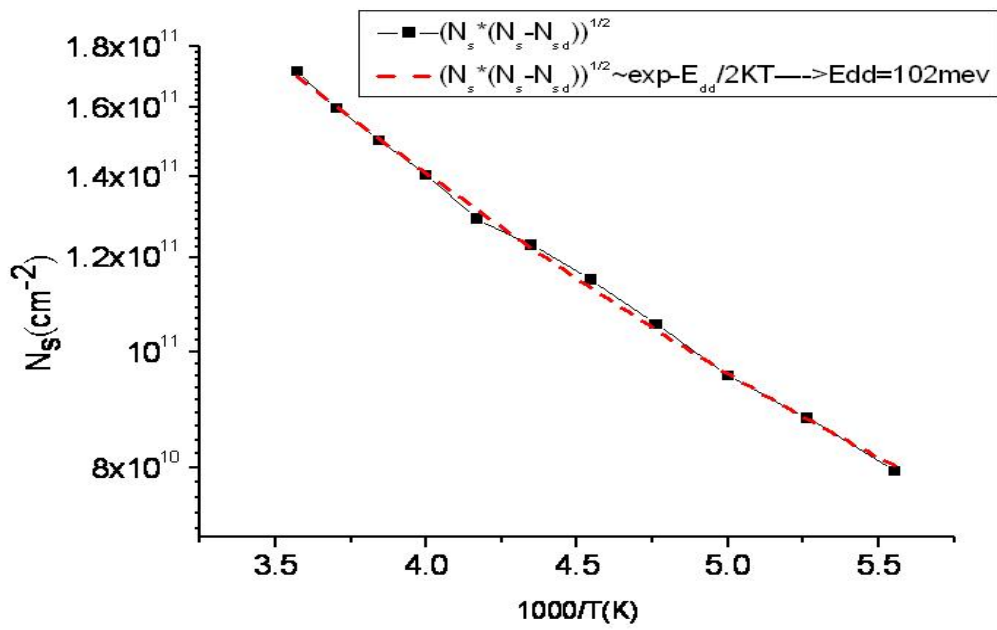


圖 4-5 LM4712 變溫量測其深層施體能階

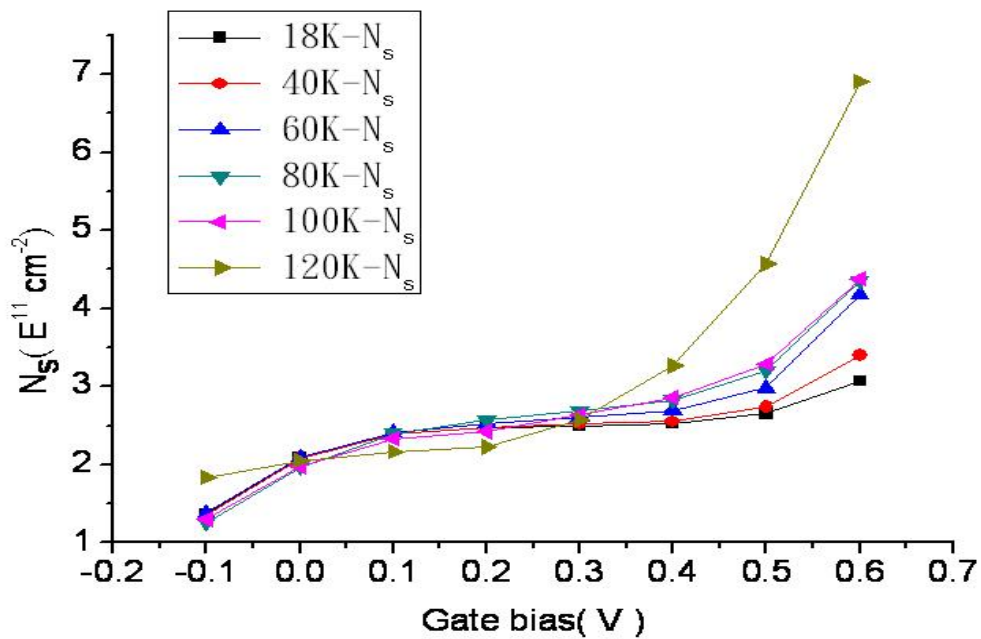


圖 4-6 LM4656 變溫變偏壓-  $T > 120\text{ K}$  載子濃度大量上升

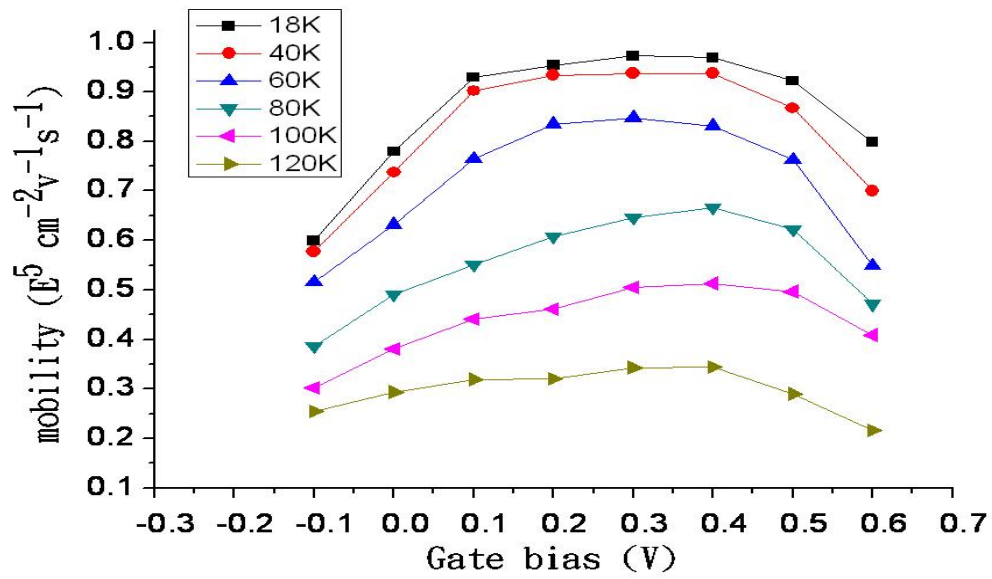


圖 4-7 LM4656 變溫下電子遷移率與偏壓的關係

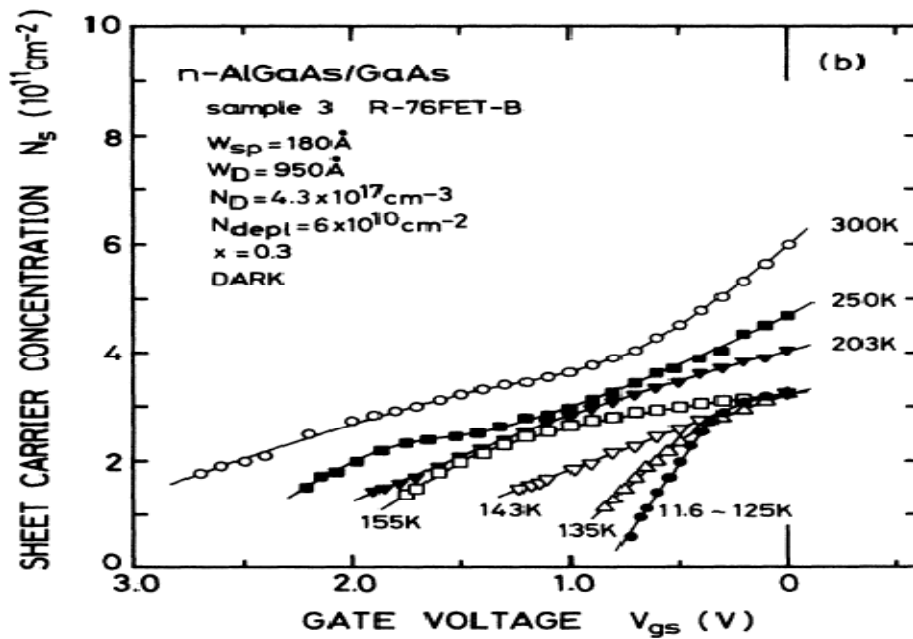


圖 4-8  $T > 203\text{K}$  靠近零偏壓時載子濃度大幅提高[18]

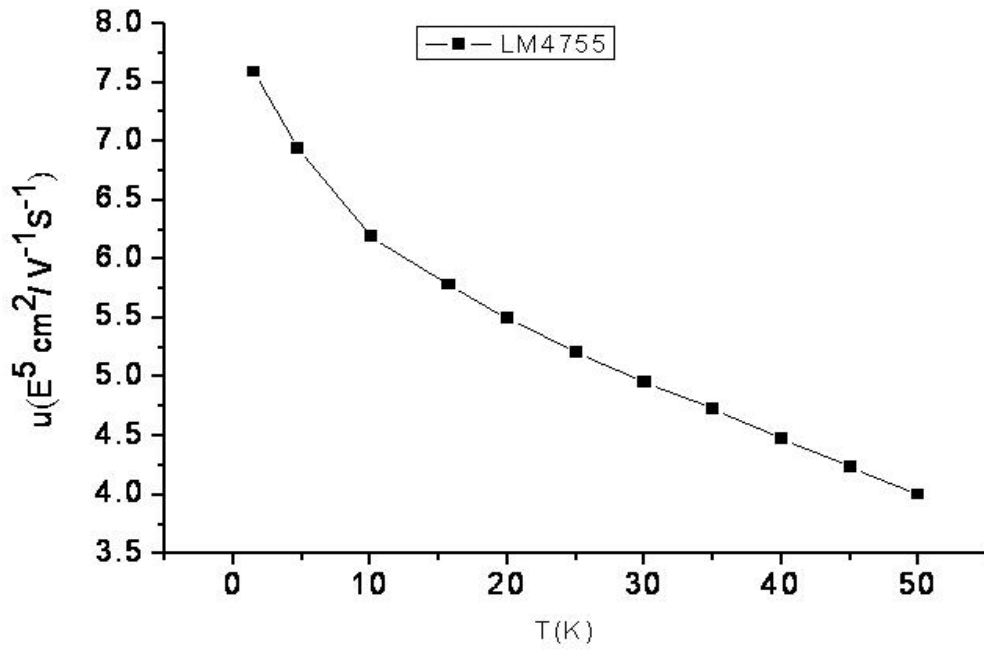


圖 4-9 LM4755 電子遷移率與溫度關係、從 1.42K 到 50K

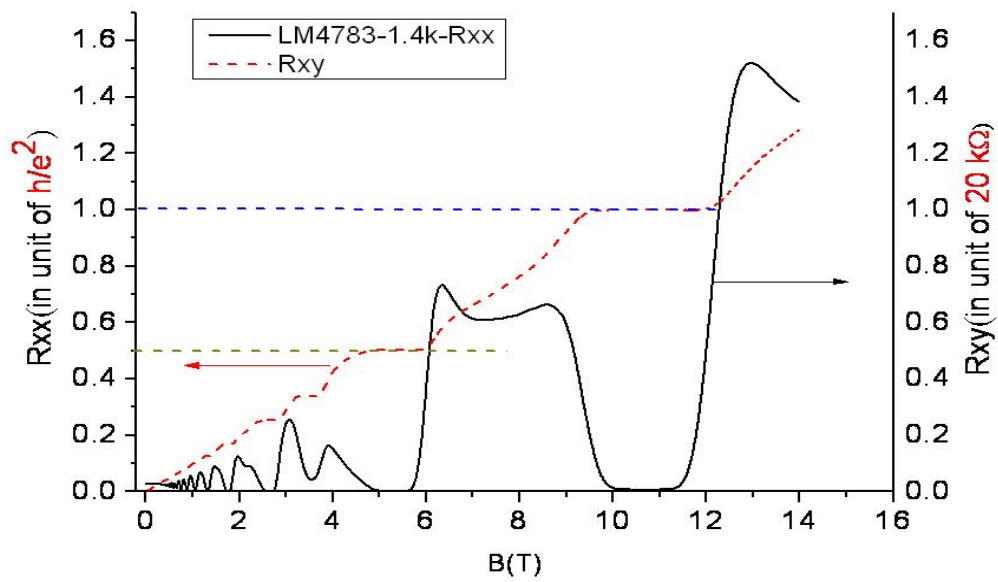


圖 4-10 LM4783 在 1.4K 量子霍爾效應量測圖



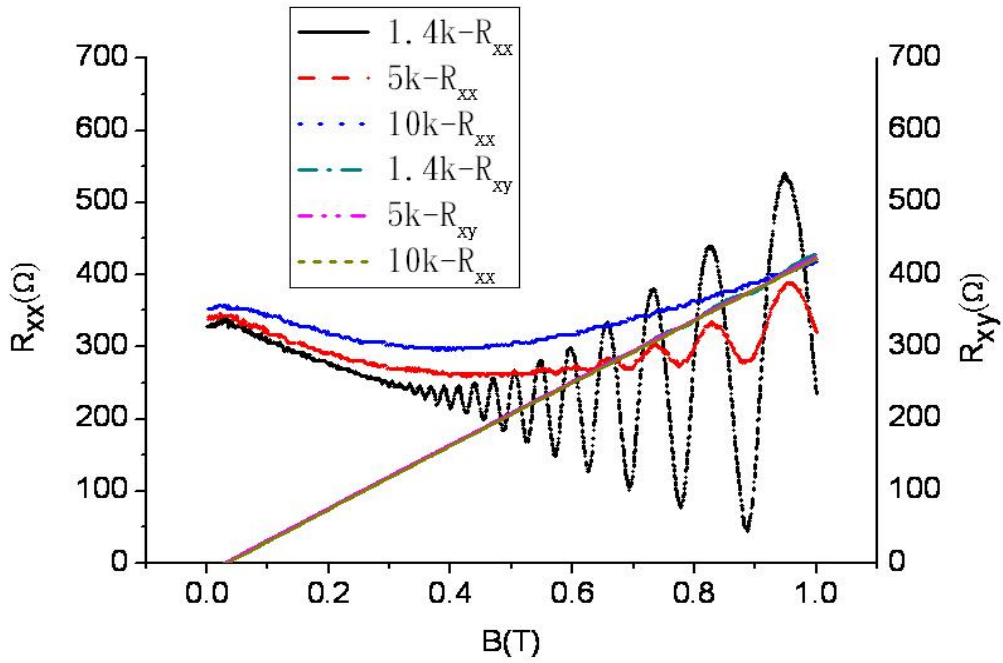


圖 4-11 LM4755 變溫之量子霍爾效應在  $T > 10\text{K}$  消失

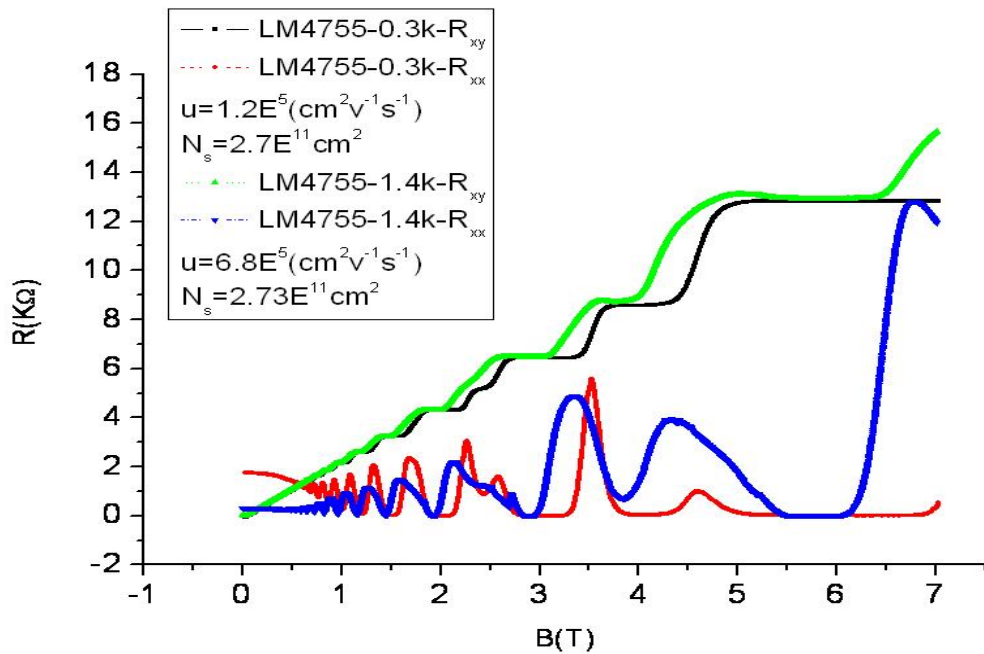


圖 4-12 LM4755 量子霍爾效應在  $T = 1.4\text{K}$  與  $T = 0.3\text{K}$  比較

Sample #	Spacer(nm)	$\mu(\text{cm}^2/\text{vs})$	$N_s(\text{cm}^{-2})$
LM4640	20	1.78E+05	2.39E+11
LM4656	20	2.67E+05	2.94E+11
LM4703	20	1.73E+05	2.25E+11
LM4712	20	2.17E+05	2.39E+11
LM4717	15	1.18E+05	2.39E+11
LM4718	20	1.01E+05	1.94E+11
LM4719	30	8.70E+04	1.30E+11
LM4720	40	5.30E+04	6.70E+10
LM4721	30	9.50E+04	1.10E+11
LM4722	30	1.06E+05	1.06E+11
<b>cryo gasket</b>			
LM4744	20	5.49E+05	2.41E+11
LM4745	20	6.05E+05	2.52E+11
LM4755	20	6.83E+05	2.74E+11
LM4770	30	2.19E+05	1.63E+11
LM4771	40	9.50E+04	1.78E+11
LM4783	20	4.43E+05	2.53E+11

表 4-1 不同樣品載子濃度與電子遷移率比較

#### 4-2 隔離層大小對電子遷移率的影響

文獻中量測統計的結果隔離層在 40nm 時會有最好的電子遷移率，如圖 4-13[17]，但是因為通道離值入層越遠了所以載子濃度下降，所以在超過適當的厚度後，因為濃度下降所造成的砷化鎵鋁中的施體離子與砷化鎵中的背景雜質的遮蔽效應降低，因而使電子遷移率下降。另外，摻雜的砷化鎵鋁層必須被完全的空乏，又如果摻雜的砷化鎵鋁層沒有被完全的空乏，在量測時將會在此層產生平行通道，而較高電導的層將主宰著霍爾量測的結果，如式(4-1)而降低了元件的電子遷移率，而改善的方法可將砷化鎵鋁層蝕刻到薄一點。然而這個牽扯到複雜的表面費米能階問題，於是我們便做了一系列不同隔離層之電子遷移率研究，表 4-2。了解到本實驗室設計的 40nm 隔離層樣品的載子濃度過低，而照光實驗載子濃度大幅度提升，卻造成電子遷移率下降，圖 4-14。由此可知本實驗室分

子束磊晶比較適合成長 30nm 附近隔離層的二維電子氣系統。而 40nm 的隔離層載子濃度大幅度的下降，可能代表著大量的電子仍然待在砷化鎵鋁層內，因而降低了電子遷移率。這一部分有待進一步的變溫量測實驗確認。也有可能是因為過厚的砷化鎵鋁層形成一些不完美的缺陷，這一部分有待將來進行更細微的研究，譬如穿透式電子顯微鏡研究(TEM)。

另外過大的電子氣濃度也會造成多於一個次能帶(subband)導通的可能性，在較上層的次能帶因為較少的等效遮蔽所以會受到較大的離子雜質散射影響會有較低的電子遷移率。還有非拋物線型(nonparabolicity)的導帶會在較高能帶有較大的等效質量，因此也會降低電子遷移率。而文獻中也提到較大的隔離層不僅會提高電子遷移率也會改變電子遷移率與載子濃度的關係，使其  $\log\mu$ - $\log N_s$  特性變的較激烈。

除了成長沒摻雜的砷化鎵鋁隔離層外，另有研究相信利用砷化鎵與砷化鎵鋁層所成長的超晶格(superlattice)的隔離層將更有效的阻隔更高濃度參雜所造成的雜質與缺陷。事實上，在調變式摻雜法發明之前超晶格為提高電子遷移率的研究主軸，甚至第一個發現調變式摻雜法也是運用在超晶格上。

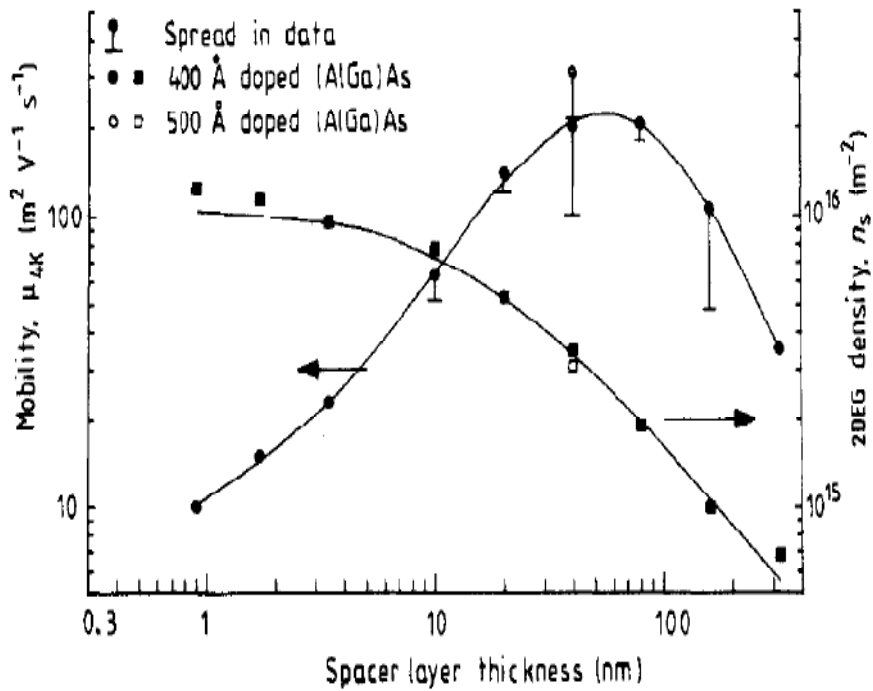


圖 4-13 Spacer layer 與載子濃度、電子遷移率關係圖[19]

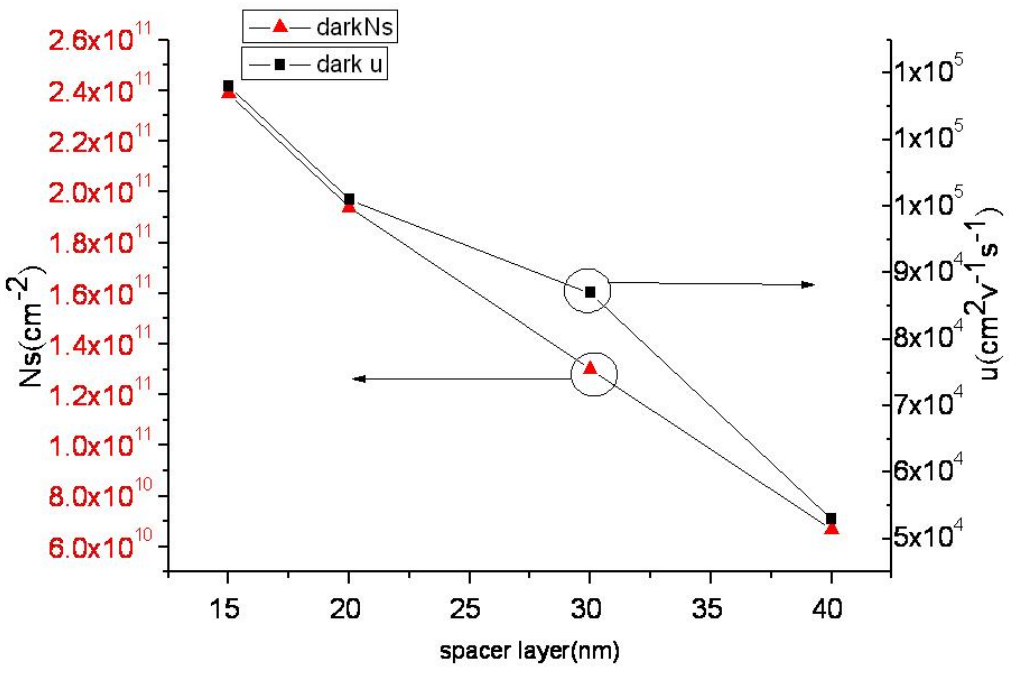


圖 4-14 不同隔離層厚度之電子遷移率與載子濃度之關係

	Spacer	$N_s(E^{11} \text{ cm}^{-2})$	$\mu (E^5 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ S}^{-1})$
LM4717	15	2.39	1.18
LM4718	20	1.94	1.01
LM4719	30	1.30	0.87
LM4720	40	0.67	0.53

表 4-2 Spacer layer 與電子濃度與電子遷移率量測關係表

### 4-3 載子濃度與電子遷移率的關係

一般而言改變電子濃度的方法有：

(1)照光：

在低溫中異質接面的電子濃度可以透過所謂的” Persistent photoconductivity effect” 來增加，其時間常數相當的久。文獻中指出再降到 77K 後照完光的量測如果將樣品一直保留在 77K 其時間常數達到數天之久。不同的光效應可以產生額外的電子被二維電子氣系統給束縛住；例如：輻射一個小於能帶間隙的能量可以遊離中性的施體，所謂在砷化鎵鋁的施體-空缺復合 (donor-vacancy complex, DX center)，而這些電子會擴散到砷化鎵；在低溫下這些電子的能量低於砷化鎵鋁與砷化鎵之間彼此導帶的能差而產生一個 persistent effect。而產生電子-電洞對是游離出大於砷化鎵能帶能量的主要光機制，而產生的電子電洞會因為介面的內建電場而分離，其中電子會到達二維電子氣、而電洞則是飄移到基板然後被束縛住[20]。而這主要的缺點就是有可能會改變離子雜質的濃度，或改變了能帶的結構。

(2)增加流體壓力：

透過增加流體壓力改變晶格間距造成材質的能帶結構的改變，進而降低載子

濃度。此種機制類似將 DX-centre 的能量往砷化鎵鋁導帶的底部移動，以致從二維電子氣系統束縛電子出來。此種方法、在高壓力下可以得到類似金屬-絕緣體傳導的低電子濃度。

### (3) 改變表面閘極偏壓：

此種方式透過電場來調變載子濃度，然而由於三五族沒有一種絕緣體可以造成低的介面能接密度，所以沒有好的金屬-絕緣體-半導體結構。不過仍燃主要有兩種方式：一種是在通道表面(front gate)覆蓋一蕭基閘極(Schottky gate)，另一種方式是在基板做背電極(back gate)。但是因為後者離二維電子氣系統較遠，所以能改變的電子濃度較有限，一般在 20%到 30%之間。

而本文所研究的是利用偏壓表面蕭基閘極，建立一個電場來調變通道載子濃度，如圖 4-15。但是需要注意的是，因為電子遷移率對表面平整度相當的敏感。而或許在製作完表面閘極過程中或是完成後，破壞了表面的平整。所以本文發現製作完表面電極的五個不同的樣品編號，其電子遷移率都大幅下降。

假設在砷化鎵鋁中低電子遷移率的平行通道效應很小情況下，進行改變偏壓調變載子濃度行況下，觀察電子遷移率與溫度的關係。如此可以探討驗證不同溫度下各種散射源扮演的角色，文獻中發現在較低電子遷移率的樣品中離子雜質散射扮演著重要的角色，特別在低電子濃度下，而電子遷移率對溫度也呈現較大的正關係[18]。發現-0.1v 到 0.2v 曲線有明顯不同。代表著在不同的載子濃度下存在著不同的散射因素，主宰電子遷移率的高低。



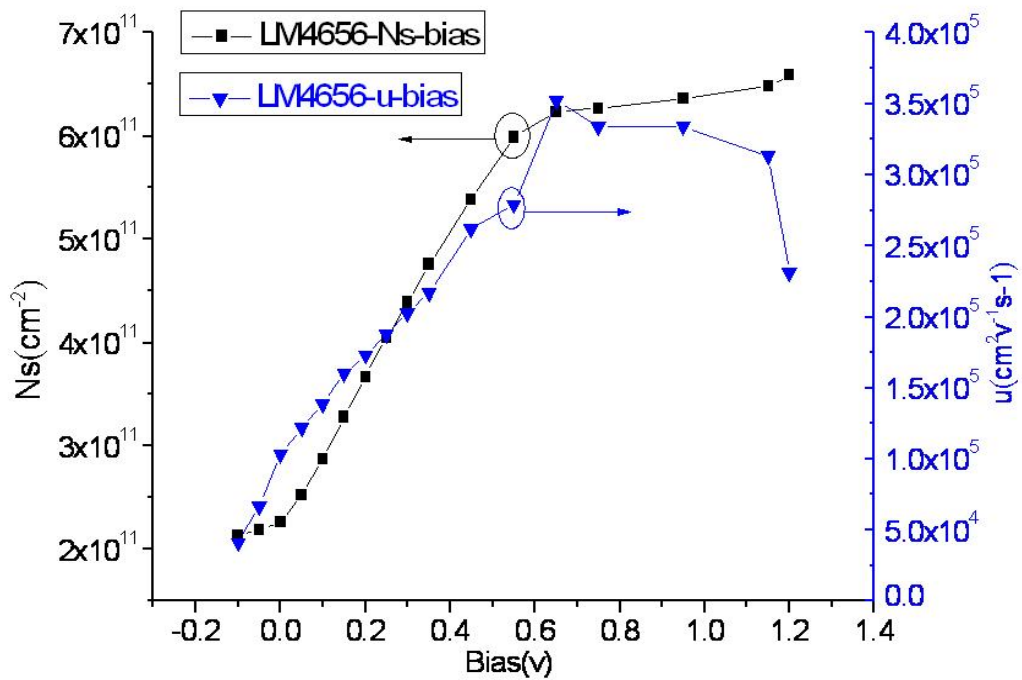


圖 4-15 LM4656 載子濃度，電子遷移率與偏壓的關係

另外如果砷化鋁佔的比例會造成能帶的不連續情況，進而使的波函數擴散到砷化鎵鋁層。如此會增加合金散射(alloy scattering)和降低二維電子氣的載子濃度。而文獻指出在砷化鋁佔的比例低於百分之三十五時電子遷移率是隨著比例的增加而增加[18]。而本實驗參考文獻採用  $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.63}\text{As}$  的構成。而透過研究電子遷移率與載子濃度的相關性，如式(4-3) ( $\text{Log } u \sim \text{Log } N_s$ )可以了解影響電子遷移率主要的散射源。例如矽金氧半導體反置層(Si-MOS)在室溫時電子遷移率與載子濃度成指數負三分之一的關係，而在這個關係電子主要是受到透過形變勢能(deformation potential)感應的聲波聲子(acoustic phonons)的散射影響。文獻[18]中研究不同隔離層在不同溫度下電子遷離率與載子濃度的關係，表 4-3。在 12K 下表示著隔離層厚度對電子遷移率與載子濃度關係的影響關係，電子遷移率與載子濃度強烈的正比關係表示著主要的散射源，來自  $V(r)$  的傅立葉項  $V(q)$



中變數  $q$  的增加所造成。而這散射源最可能來自砷化鎵鋁層中的離子雜質散射源。

$$\mu \propto N_s^r \quad (4-3)$$

Spacer-layer	0	4.5nm	18nm
$r$	1.1	1.3	1.7

表 4-3 隔離層厚度對電子遷移率與載子濃度關係的影響[18]

而指數關係也是溫度係數，指數會隨著溫度上升而下降，如表 4-4。而這個趨勢表示隨溫度增加聲波聲子的散射增加，因為聲波聲子散射對載子濃度的相關性是較低的，如式(4-4)

10k<T<40k	0	4.5nm	18nm
$r$	1.1 to 0.5	1.3 to 0.5	1.7 to 1

表 4-4 溫度對電子遷移率與載子濃度關係的影響[18]

$$u_{DP} \propto N_s^{-1}, \text{ deformation potential coupling} \quad (4-4)$$

$$u_{PE} \propto N_s^{\frac{1}{2}}, \text{ piezoelectric coupling} \quad (4-5)$$

$$u_I \propto N_s^{1-1.5}, \text{ ionized-impurity scattering} \quad (4-6)$$

	LM4640	LM4656	LM4745	LM4755
$u$ ( $\text{E}^5\text{cm}^2\text{v}^{-1}\text{s}^{-1}$ )	1.8	2.7	6.1	6.8
$N_s$ ( $\text{E}^{11}\text{cm}^{-2}$ )	2.4	2.9	2.5	2.7
$r$	2.736	1.08	1.029	0.779

表 4-5 不同樣品電子遷移率與濃度關係

不過從本文量測探討的樣品，見圖 4-16，圖 4-17 由變開極電壓求出電子遷移率與載子濃度的指數相關性，如表 4-5 電子遷移率約高的樣品卻呈現越低的指數關係，與文獻所指出的散射關係不相同，這一部分也是將來需要再進一步探討。

在改變表面雜極偏壓下進行量子霍爾效應，可以發現表面閘極在偏壓到  $-4.5\text{V} \sim 0.6\text{V}$  間的漏電流都小於  $10\text{nA}$ 。而量子霍爾效應隨著負偏壓載子濃度變少，電子遷移率降低，而變得不明顯圖 4-18。雖然在正偏壓下量子霍爾效應仍可見，但霍爾平台也出現一些不平整的現象，如圖 4-17。

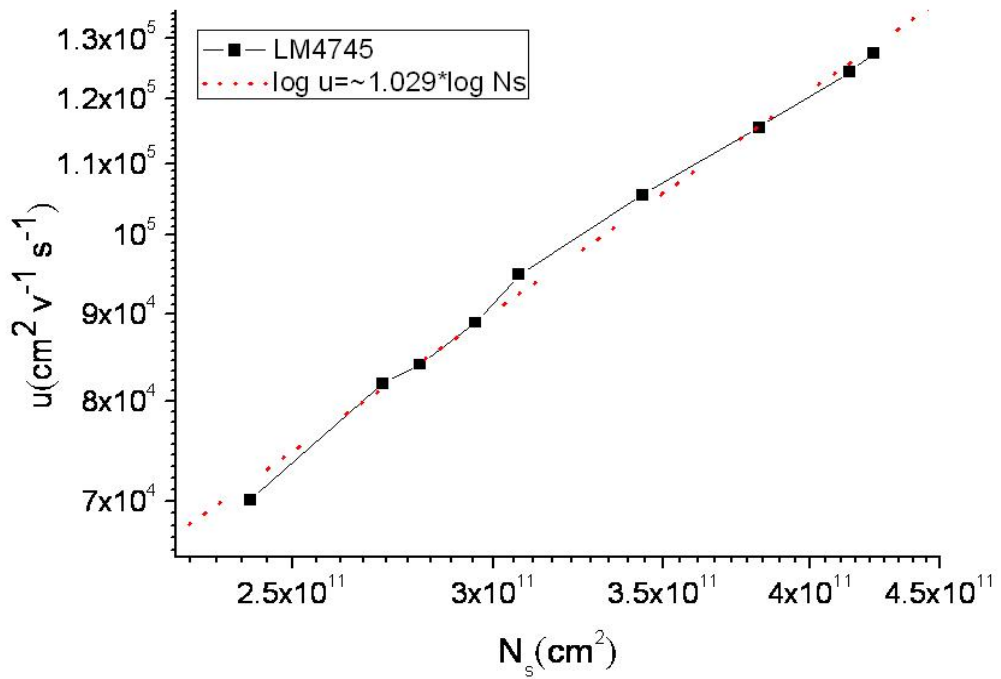


圖 4-16 LM4745 載子濃度與電子遷移率關係

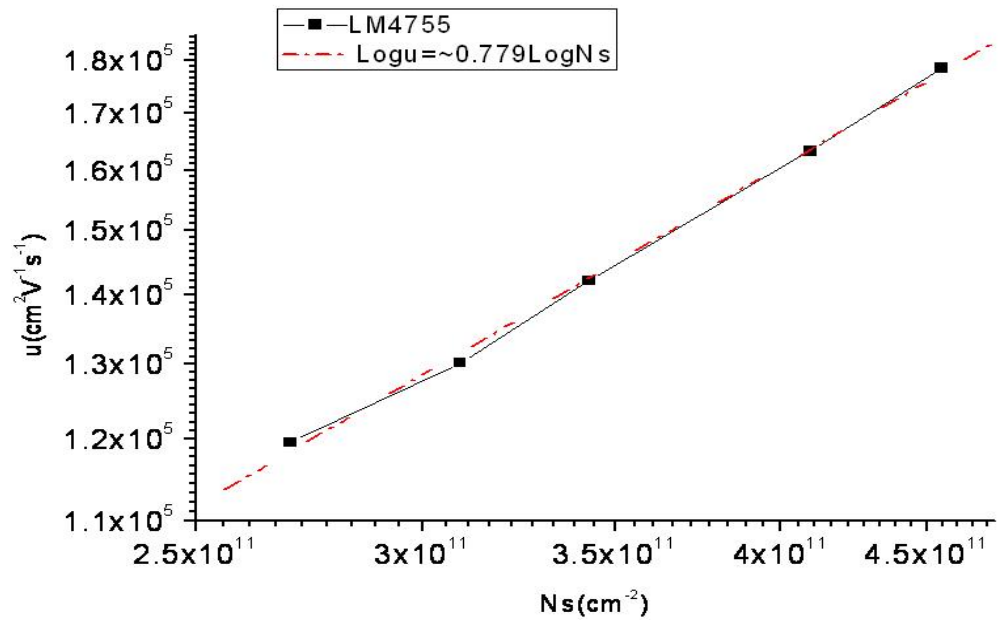


圖 4-17 LM4755 載子濃度與電子遷移率關係圖

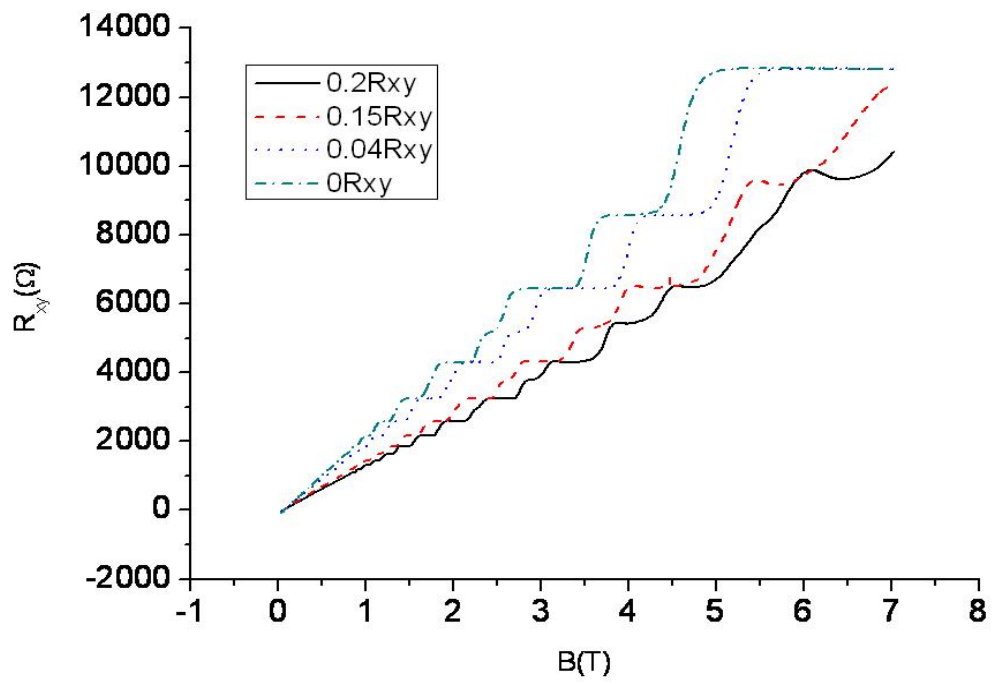


圖 4-18 LM4755 在 0.3K 偏壓到 0.15V 霍爾平台開始模糊



#### 4-4 照光對量子霍爾效應的影響

在低於 100K 的溫度下樣品在照光後載子濃度會增加而電子遷移率也可能會跟著增加，而即使只是一個短暫的照射這個光電導效應(Photoconductivity effect)也可以維持相當久的時間，所以稱之為反覆的光電導(Persistent Photoconductivity, PPC)[18]。

雖然照光所引起載子濃度增加的來源仍有爭議。當砷化鋁鎵層載子濃度增加一倍，在二維電子氣所引起的增加大約是兩倍，而這個載子的增加會產生較大的掩護(screening)，關聯的砷化鋁鎵中接近界面的費米能量增加與離子雜質中心的減少，這可能是照光後電子遷移率增加的原因。

研究 PPC 效應的光譜發現在超過 0.8eV(電子伏特)有明顯的增加，增加的原因是來自從基板磊晶層界面上的缺陷(traps)所釋放出來的電子，而這些電子會因為緩衝層(buffer layer)存在的電場，朝向界面飄移。而在超過 1.9eV 附近也有小量的增加，而其變化隨著  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  的構成有關。這些現象代表著牽涉到 GaAs 與  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  中帶與帶產生的電子。如果假設缺陷的能階都在 *L-band*，如此缺陷能階在  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  中  $0.25 \leq x \leq 0.8$  時低於導帶而  $x \leq 0.25$  &  $x \geq 0.8$  時會高於導帶，而只要缺陷能階能高於導帶就可以降低 PPC 效應[21]。

由文獻實驗結果發現如果在調變式參雜樣品成長  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  層提高基板溫度到 700°C 會降低 PPC 效應，但也同時降低了兩倍的通道載子濃度。這似乎代表著所有的 PPC 缺陷都在  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  層中。

本文進行磊晶樣品的不照光與照光霍爾量測，比較每個樣品間 PPC 效應的關係。如表 4-6 發現在本實驗室成長的調變式參雜結構，在電子遷移率越高的樣品其 PPC 效應越不嚴重，似乎代表著改善了  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  層中缺陷的 DX-center 數關係。由其比較 LM4745 與 LM4703 在 18K 與 1.4K 的電子遷移率，發現 LM4745 除了在 18K 電子遷移率較高，PPC 效應也較輕微。

PPC 效應對量測的影響可以從圖 4-10 不照光標準的低溫(1.4K)霍爾量測可以觀察到量子霍爾效應的片電阻平台非常的貼近零值，而圖 4-19 是採用光纖探棒量測，因為光纖有一段短距離外漏在室內燈光下而產生些微的光透到樣品中如圖 4-19 中片電阻不貼近於零。圖 4-20 是在光纖照光讓片電阻達到最低後進行的量測，由此可見量子霍爾效應幾乎已經不可見。即使 PPC 效應會增高電子遷移率，但因為會讓樣品效應變得複雜，所以必須在避免 PPC 效應下進行研究。



T=18k/spacer	$u_{Dark}$	$u_{Light}$	$\frac{u_{Light}}{u_{Dark}}$	$N_{s-Dark}$	$N_{s-Light}$	$\frac{N_{s-Light}}{N_{s-Dark}}$
LM4703(20nm)	1.73	3.39	1.96	2.25	3.42	1.52
LM4712(20nm)	2.17	3.81	1.76	2.39	6.08	2.54
LM4717(15nm)	1.18	0.55	0.47	2.39	3.88	1.62
LM4718(20nm)	1.01	1.8	1.78	1.94	4.25	2.19
LM4719(30nm)	0.87	1.59	1.83	1.3	3.0	2.31
LM4720(40nm)	0.53	0.27	0.51	0.67	4.1	6.12
LM4721(30nm)	0.95	2.08	2.19	1.1	3.04	2.76
LM4722(30nm)	1.06	2.31	2.18	1.06	2.7	2.55
LM4744(20nm)	3.8	5.36	1.41	3.07	4.55	1.48
LM4745(20nm)	4.24	6.51	1.54	2.61	4.76	1.82
LM4770(30nm)	2.19	3.79	1.73	1.63	3.67	2.25
LM4771(40nm)	0.95	1.03	1.08	1.78	2.73	1.53

$$u - 10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ V}^{-1} \text{ S}^{-1}$$

$$N_s - 10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ V}^{-1} \text{ S}^{-1}$$

表 4-6 樣品照光與沒照光之霍爾量測結果比較



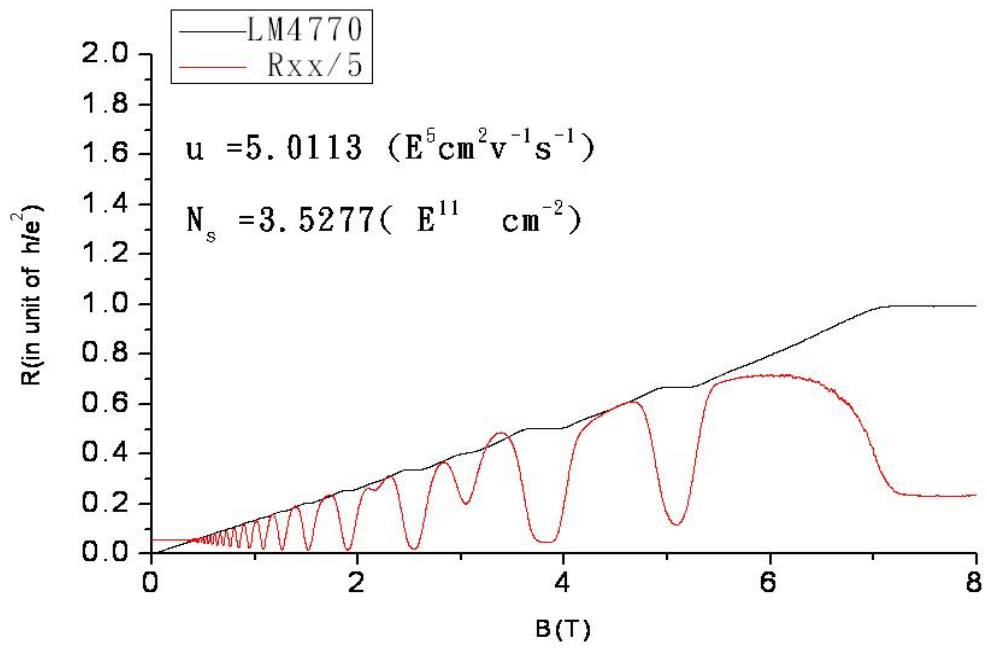


圖 4-19 LM4770 使用光性探棒有漏光雙量子霍爾效應量測

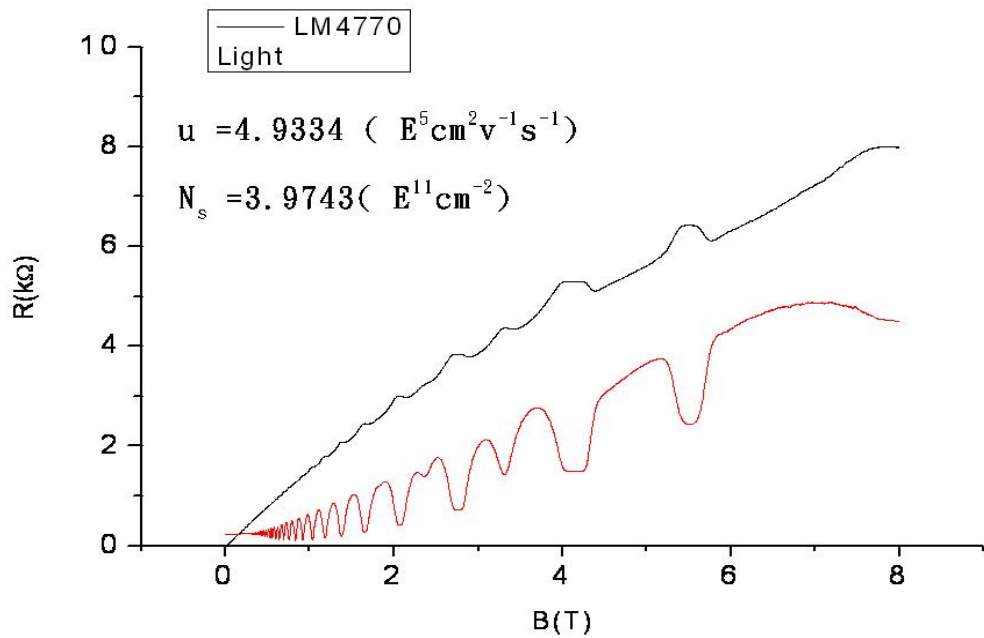


圖 4-20 照光下的量子霍爾效應量測

## 4-5 一維通道量測

建立在二維電子氣系統的高電子遷移率代表著樣品極少散射，使得研究電子的彈道傳輸特形(ballistic transport)可行，當分離閘極的偏壓加到 $-0.6\text{v}$ 時電子被空乏至分離閘極的底下的一定深度，此時電子通道便會被定義出來[22]。而之後隨著偏壓的增加，電導值便會隨著偏壓出現一個個平台的下降，代表著一個個電子能階被抬高出費米能階，最後能限制到通道只有一個電子能階存在。如果通道只有一個電子能階存在，表示著在樣品的源極，汲極端單一時間只有兩個電子能通過，如此便可以進行單電子元件的研究，如圖 4-21。

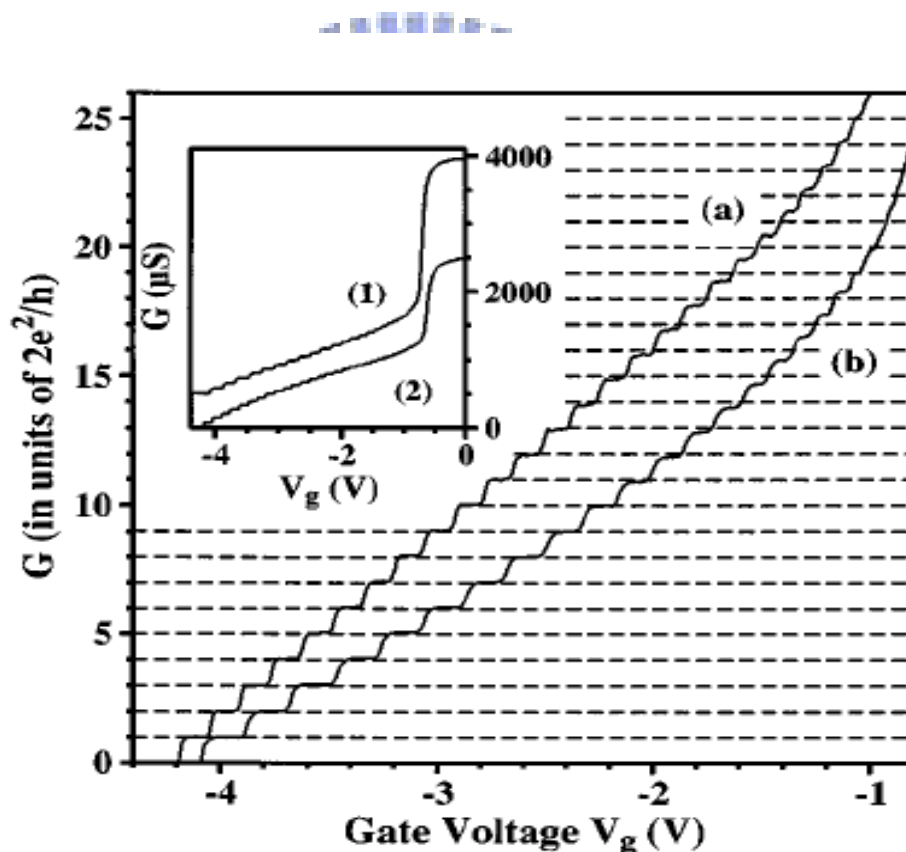


圖 4-21 高電子遷移率一維通道電導量子化情形[22]

本文利用電子束微影製作分離閘極，其希望分離閘極寬  $0.7\mu\text{m}$  長  $0.4\mu\text{m}$ ，但由於製作 LM4770 樣品時學生 CAD 檔設計錯誤使得寬度達  $1.7\mu\text{m}$  而長仍維持  $0.4\mu\text{m}$ ，如圖 4-22。而 LM4755 樣品則設計成三對不同寬度的分離閘極，分別是  $0.6\mu\text{m}$ ， $0.55\mu\text{m}$ ， $0.5\mu\text{m}$ ，進行了選擇了鍍完全金線看起來還完整的分離閘極，圖 4-23，圖 4-24 在低溫下進行變溫變磁場的負偏壓量測其結果表示在圖 4-25。

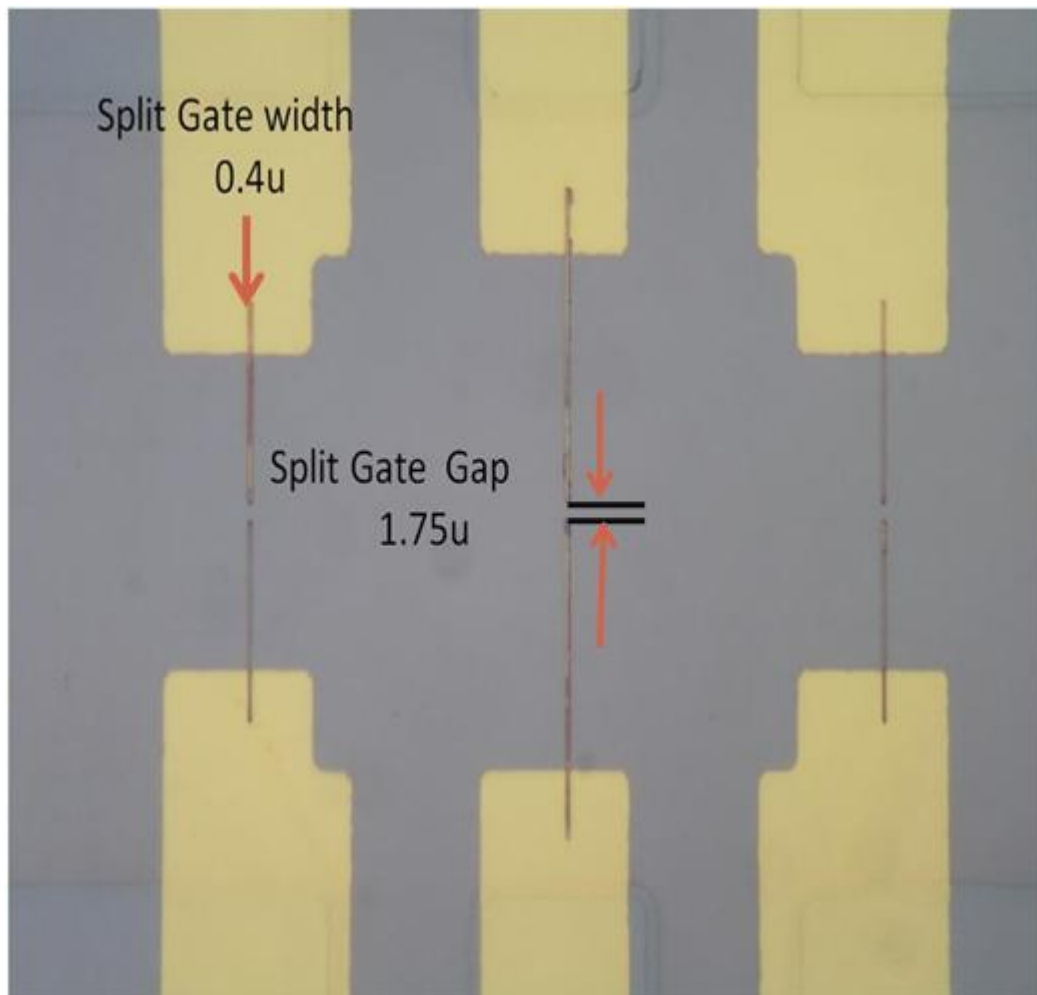


圖 4-22 LM4745 分離閘極圖

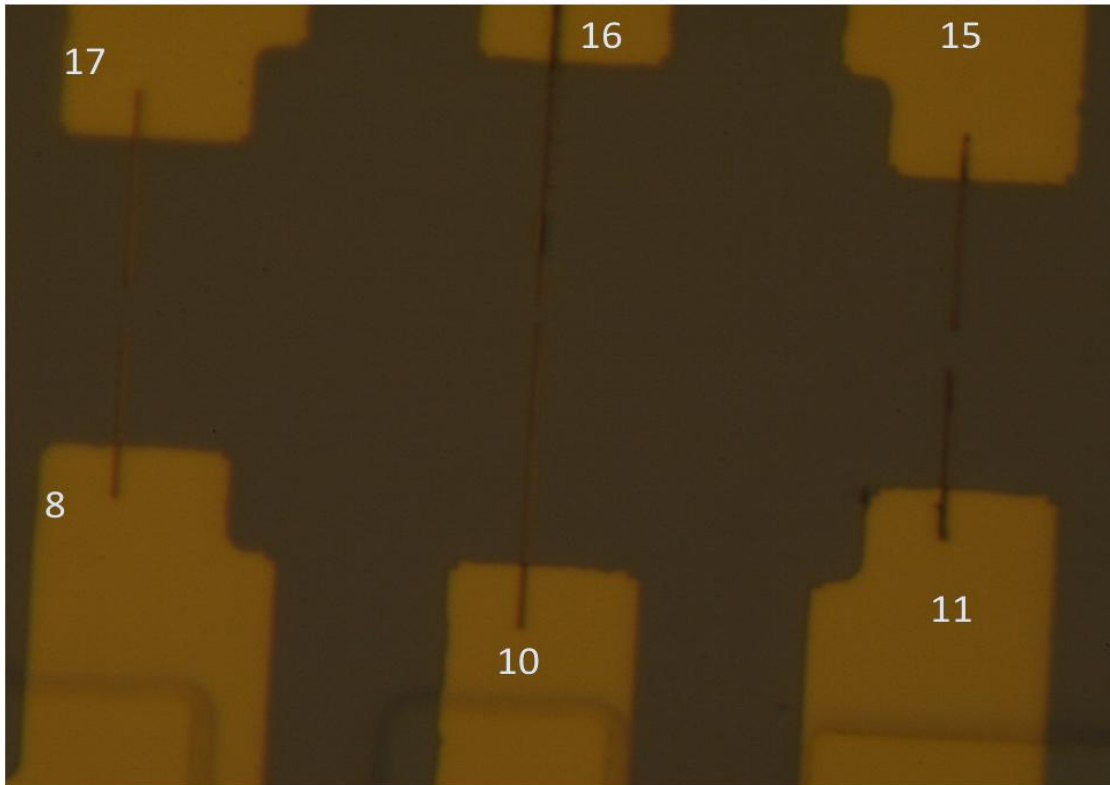


圖 4-23 LM4770 進行分離閘極量測接腳示意圖(1)

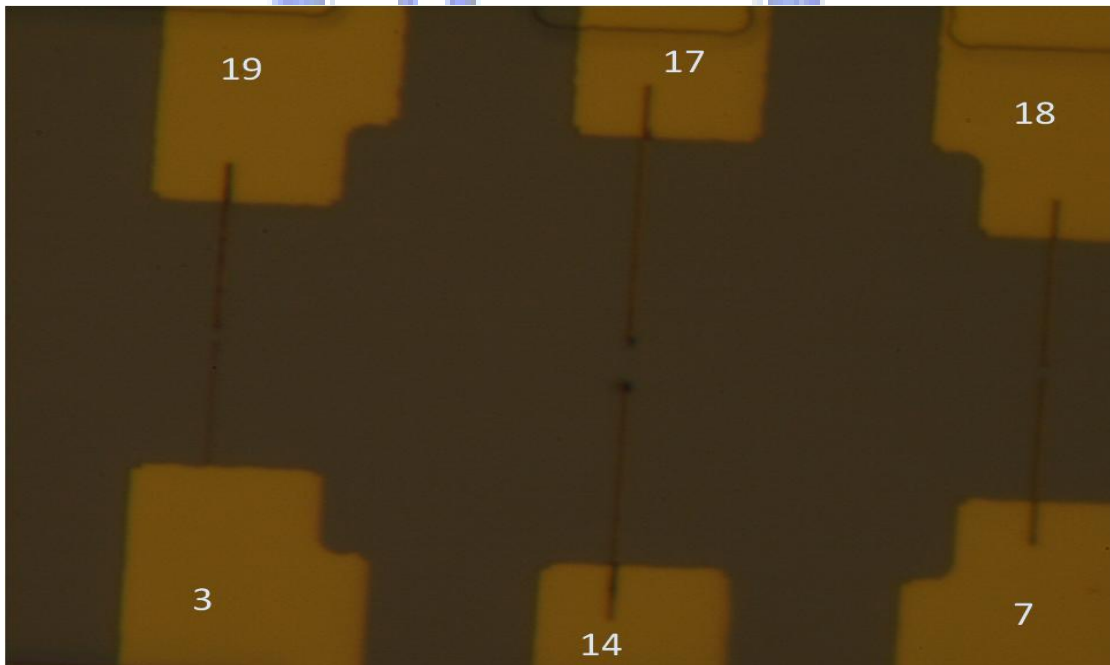


圖 4-24 LM4770 進行分離閘極量測接腳示意圖(2)

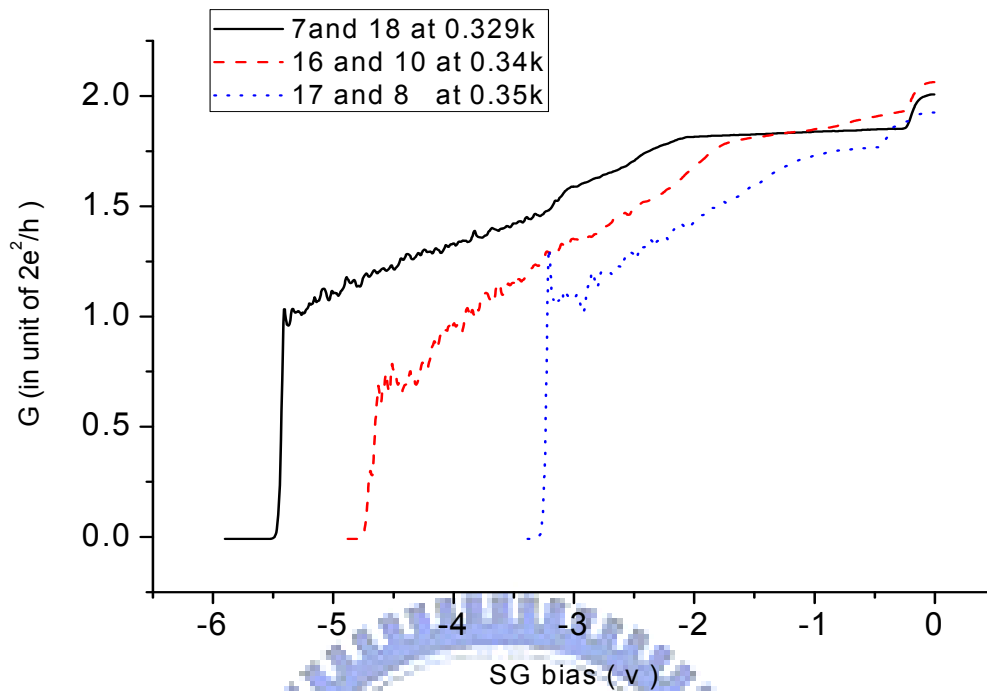


圖 4-25 不同分離開極負偏壓低溫量測圖

雖然一維量子化電導量測需要高電子遷移率，其第一個量測到一維通道量子化的樣品電子遷移率是  $8.5 \times 10^5 \text{ cm}^2 \text{ v}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ，載子濃度  $3.36 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ，量測溫度 0.6K 的環境下。而本實驗進行量測的樣品 LM4770 電子遷移率  $2.2 \times 10^5 \text{ cm}^2 \text{ v}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ，載子濃度  $1.76 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ，量測溫度 0.3K，載子濃度較低期望電子平均自由路徑較長但可能樣品電子遷移率過低，所以沒能量測到電子一維通道量子化的結果。分離開極負偏壓情況下通道電導量子化的情形會隨著溫度降低，通道受到散射的影響降低而變明顯，如圖 4-26。但是 LM4770 樣品在降低溫度下進行量測，平台效應卻沒有明顯許多，圖 4-27。雖然通道電導有較似線性下降，而多出一個類似的平台，但卻非在整數倍上。

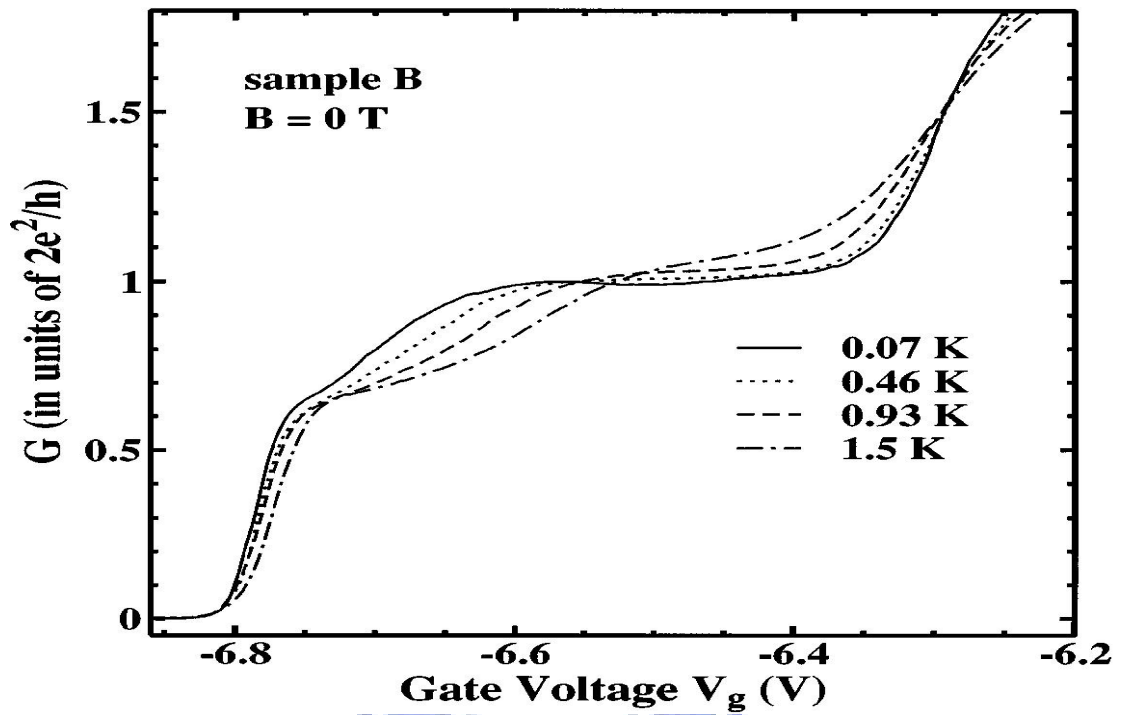


圖 4-26 不同溫度下通道電導量子化的變化情形[10]

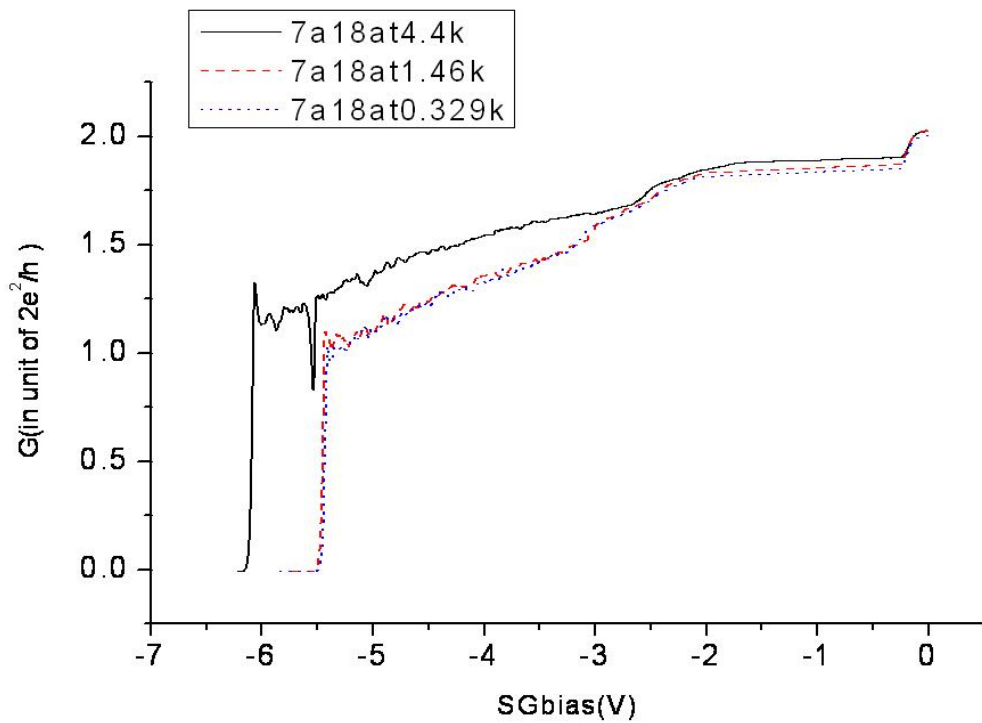


圖 4-27 LM4770 變溫的分離閘極負偏壓量測

如果對樣品加以垂直長晶方向的磁場進行一維電子通道的量測，由於多了磁場對電子的限制，增加了一維次能帶間的能量間距，隨著磁場的增加而更加增加，如圖 4-28。

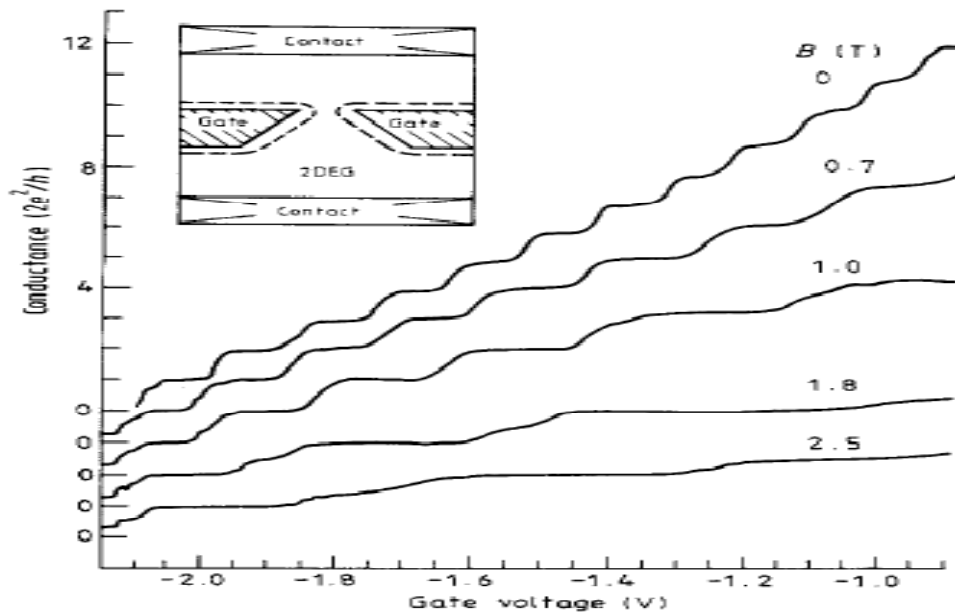


圖 4-28 不同磁場下分離閘極偏壓之通道電導量子化圖[22]

雖然一維彈道通道量子化的量測都在低磁場下進行觀察，而本文進行 LM4770 變磁場的觀察卻發現在超過 2 Tesla 下電導便產生震盪的效應而其類似平台的電導也產生在低於一個整數倍以下，圖 4-29，關於這一點還需要進一步確認是樣品分離閘極的損壞或是量測系統上的誤差。



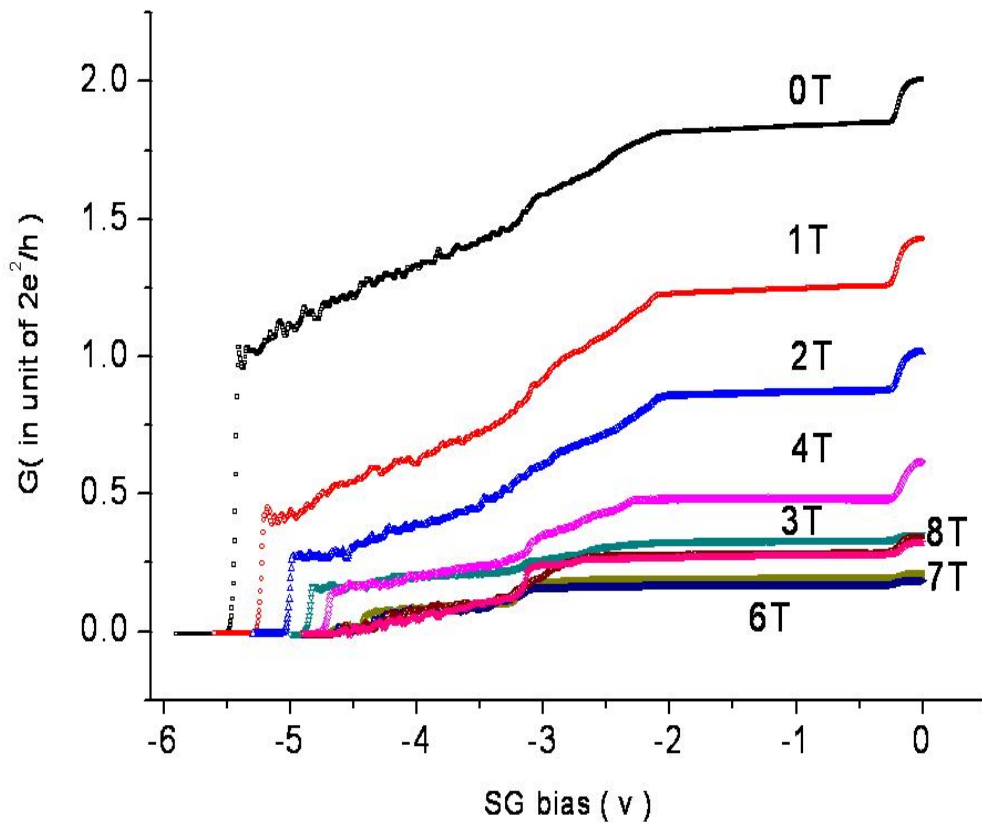


圖 4-29 LM4770 不同磁場下分離閘極負偏壓之電導圖

另外本文在低溫強磁場進行較高電子遷移率  $6.8 \times 10^5 \text{ cm}^2 \text{ v}^{-1} \text{ s}^{-1}$  載子濃度  $2.74 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  的分離閘極量測，量測溫度是 1.5K。而量測結果如圖 4-30，而比較圖 4-31，圖 4-32 中 LM4770 Split Gap 1.7 $\mu\text{m}$  與 LM4755 Split Gap 0.6 $\mu\text{m}$  電導值的比較，雖然其接近夾止時的電導是比較線性的情況，但是其結果更難辨別出對照到整數倍的電導值，其造成的原因是因為所使用的量測系統不同，亦或式樣品製作上的原因，還須更進一步量測確認。

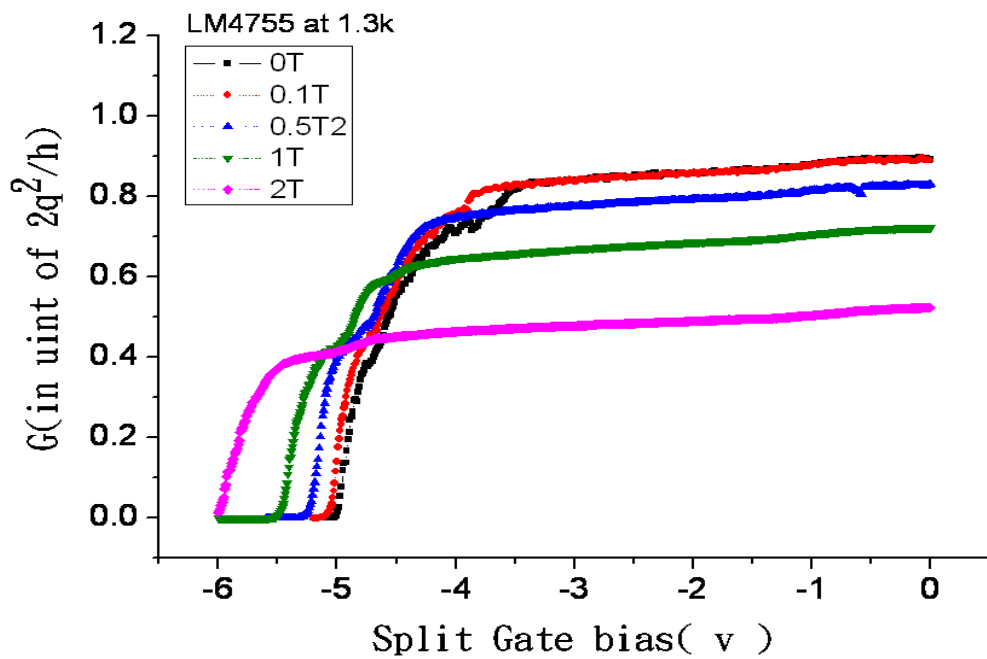


圖 4-30 LM4755 不同磁場下分離閘極偏壓之電導圖

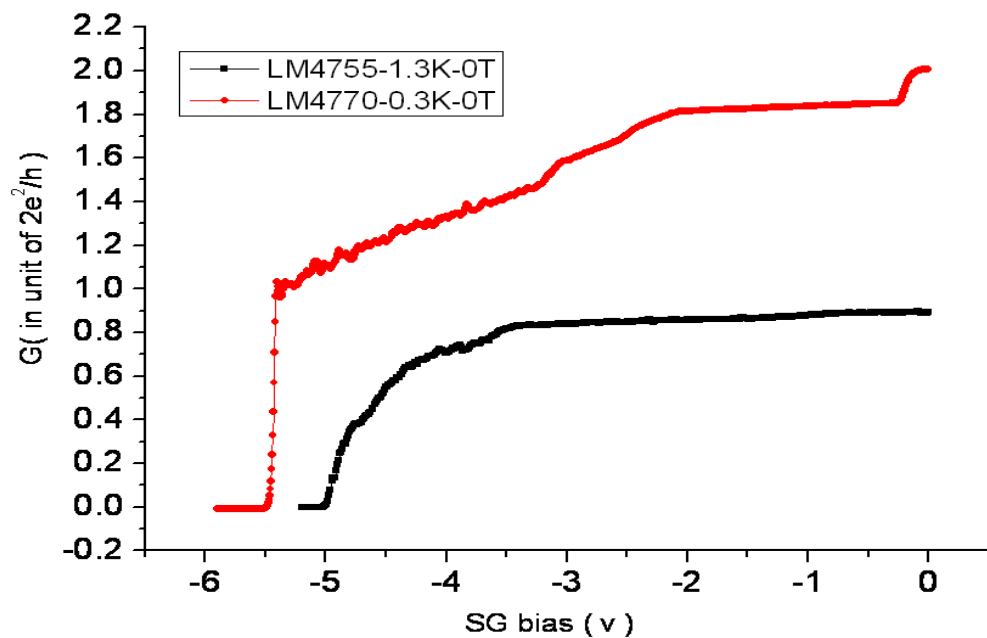


圖 4-31 LM4755 與 LM4770 分離閘極偏壓之電導比較圖

## 第五章 結論

本文利用 Labview 程式語言架設了一套可由電腦自動控制儀器的霍爾量測系統，其系統可進行變溫(18K-300K)，變磁場(-0.8T-0.8T)與變偏壓的霍爾量測。利用了這套系統進行了實驗室成長的高電子遷移率元件之研究。設法探討在變溫，變載子濃度下分係影響電子遷移率的散射原因。希望能夠幫助實驗室在進行高電子元件磊晶時的參考。而發現分子束磊晶矽統更換真空壓縮機的 Cryo-Gasket 逆止閥後，因為減少了背景雜質而讓元件的電子遷移率大幅度的提升。

利用大量提升電子遷移率的元件進行低溫的量子霍爾效應量測到填充因子為一的量子霍爾效應，另外也量測到類似需要在高電子遷移率才會出現的分子霍爾效應。另外本文透過照光與不照光的霍爾量測發現電子遷移率提升後的樣品受 PPC 效應的影響已經降低，還有對照電子遷移率提升與還未提升前樣品的電子遷移率與片電子濃度的關係發現其  $\gamma$  因子也下降了，代表著電子遷移率是因為在低溫時受離子散射的效應減低了。雖然量子霍爾效應早已是學術界探討已久的題目，但是其中富含的物理現象現今仍是學術界相當感興趣的題目。

而最後利用電子束微影在高電子遷移率樣品上製做分離閘極，而將分離閘極施加負偏壓夾止二維電子器系統，得到電子的一維通道的電子傳輸特性量測。本論文也成功了製做兩個樣品，LM4770 與 LM4755 的分離閘極也都成功的夾止通道。

## 參考文獻

- [1]. K. V. Klitzing, G. Dorda, M. Pepper, "New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance" *Phys. Rev. Lett.*, 45, 494-497(1980)
- [2]. D. C. Tsui, H. L. Stormer, A. C. Gossard, "Two-Dimensional Magnetotransport in the Extreme Quantum Limit" *Phys. Rev. Lett.*, 48, 1559-1562(1982)
- [3]. R. B. Laughlin, "Anomalous Quantum Hall Effect- An Incompressible Quantum Fluid with Fractionally Charged Excitations" *Phys. Rev. Lett.*, 50, 1395-1398(1983)
- [4]. C. Kittel, "Introduction to Solid State Physics" 2<sup>nd</sup>, 289-292, Wiley
- [5]. C. L. Foden, V. I. Talyanskii, G. J. Milburn, M. L. Leadbeater, and M. Pepper "High-Frequency Acousto-Electric Single-Photon Source" *Phys. Rev. A.*, 62, 011803 (2000)
- [6]. R. Dingle, H. L. Störmer, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, "Electron Mobilities in Modulation-Doped Semiconductor Heterojunction Superlattices", *Appl. Phys. Lett.* 33, 665(1978)
- [7]. L. C. Witkowski, T. J. Drummond, C. M. Stanchak, and H. Morkoç, "High Mobilities in  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -GaAs Heterojunctions", *Appl. Phys. Lett.* 37, 1033(1980)
- [8]. K. Berggren, M. Pepper, "New Directions with Fewer Dimensions", *Physics World*, 10, 37-42(2002)

- [9]. R. E. Prange, S. M. Girvin, M. E. Cage, etl, "The Quantum Hall Effect" , 2<sup>nd</sup>, 40-41, Springer(1990)
- [10]. B. J. van Wees, H. van Houten, C. W. J. Beeneakker, J. G. Williamson, L. P. Kouwenhoven, D. Van der Marel, C. T. Foxon "Quantized Conductance of Point Contacts in a Two-dimensional Electron Gas" Phys. Rev. Lett., 60, 848-851(1988)
- [11]. K. J. Thomas, J. T. Nicholls, M. Y. Simmons, M. Pepper, D. R. Mace, D. A. Ritchie, "Possible Spin Polarization in a One-Dimension Electron Gas" Phys. Rev. Lett., 77, 135-138(1996)
- [12]. GWM Company, Model-5403, 76mm Electromagnet User's Manual, 33
- [13]. ASTM standard F76, "Standard Method for Measuring Hall Mobility and Hall Coefficient in Extrinsic Semiconductor Single Crystals," ,1988 Annual Book of ASTM Standards, Am. Soc. Test. Mat., Philadelphia(1988)
- [14]. T. David, I. Molchadsky, A. Somechi, R. Rosenbaum, "Novel Analog Switching Circuit for Van der Pauw Measurements" , Cond-Mat, 2182, (2005)
- [15]. L. J. van der PAUW, "A Method of Measuring Specific Resistivity and Hall Effect of Discs of Abitrary Shape" , Philips. Res. Repts. 13, 1-9(1958)
- [16]. R. L. Petritz "Theory of an Experiment for Measuring the Mobility and Density of Carriers in the Space-Charge Region of a Semiconductor" Surface , Phys. Rev. 110, 1254(1958)
- [17]. E. H. C. Parker, "The Technology and Physics of Molecular Beam Epitaxy" Springer , 185-221(1985)

- [18]. K. Hirakawa, H. Sakaki, "Mobility of the Two-Dimensional Electron Gas at Selectively Doped n-type  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  Heterojunctions with Controlled Electron Concentrations" , *Phy. Rev. B* , 33, 8291-8303(1986)
- [19]. J. J Harris, J. A. Pals, R. Woltjer, "Electronic Transport in Low-Dimensional Structures" , *Rep. Prog, Phys.* 52 ,1233-1238(1989)
- [20]. E. F. Schubert, K. Ploog, "Shallow and Deep Donors in Direct-Gap N-type  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}:\text{Si}$  Grown by Molecular-Beam Epitaxy" *Phys. Rev. B*, 30, 7021-7024(1984)
- [21]. T. J. Drummond, W. Kopp, R. Fischer, H. Morkoc, R. E. Thorne, A. Y. Cho, "Photoconductivity Effect in Extremely High Mobility Modulation-Doped  $(\text{Al}, \text{Ga})\text{As}/\text{GaAs}$  Heterostructures" , *J. Appl. Phys.* 53, 2540-2543(1982)
- [22]. K. J. Thomas, M. Y. Simmons, J. T. Nicholls, D. R. Mace, M. Pepper, D. A. Ritchie, " Ballistic Transport in One-Dimensional Constrictions formed in Deep two-Dimensional Electron Gases" , *Appl. Phys. Lett.* 67, 109-112(1995)

## 簡歷(Vita)

姓名:巫朝陽(Jau-Yang, Wu)

性別:男

出生年月日:民國 71 年 10 月 12 日

籍貫:台灣省彰化縣

學歷:

國立彰化師範大學電機系(90.9-95.1)

國立交通大學電子研究所碩士班(95.9-97.6)

碩士論文題目:

變溫霍爾量測系統之建置與高電子遷移率通道之研究

The Setup of Temperature-Dependent Hall Measurement  
System and the Study of High Mobility Channel

