

國立交通大學

電子物理系

碩士論文

鄰近束縛態對類一維窄通道電性傳輸的影響

The Influence of Nearby Bound State on Electrical Transport  
of a Quasi-one Dimensional Narrow Channel

研究生：黃馨慧

指導教授：許世英 教授

中華民國一〇一年六月

# 鄰近束縛態對類一維窄通道電性傳輸的影響

學生：黃馨慧

指導教授：許世英 教授

國立交通大學電子物理學系碩士班

## 摘 要

本論文探討由分離閘極技術局域形成束縛態對鄰近類一維窄通道電性傳輸的影響。我們利用電子束微影製程技術在高遷移率的 GaAs/AlGaAs 異質結構二維電子氣樣品上製作數對相鄰的獨立金屬閘極，藉由外加偏壓於金屬閘極產生位障，進而限制載子於二維電子氣的運動路徑形成低維度系統，在低溫下分別獨立控制兩相鄰窄通道的通道寬度，觀察鄰近束縛態對類一維窄通道電性傳輸的影響。

我們藉由金屬閘極的安排，改變數種束縛態與類一維窄通道的間距，換置不同的類一維窄通道以及控制數種通道寬度後，並沒有發現由鄰近束縛態對類一維窄通道電性傳輸造成的明顯影響，不同於 Bird 團隊的實驗觀察，由鄰近束縛態造成類一維窄通道的電導值發生振盪峰值；進一步分析鄰近閘極的存在造成類一維窄通道的電性傳輸變化，卻發現鄰近金屬閘極所產生的位障會影響到窄通道，使得窄通道在特定偏壓位置發生電導值些微下降的現象。

# The Influence of Nearby Bound State on Electrical Transport of a Quasi-one Dimensional Narrow Channel

Student: Hsin-Hui Huang

Advisor: Dr. Shih-Ying Hsu

Department of Electrophysics  
National Chiao Tung University

## ABSTRACT

We have investigated the influence of nearby bound state on electrical transport of a quasi-one dimensional narrow channel defined by split-gate technique at 1.7K. Pairs of isolated metal split gates on a high mobility GaAs/AlGaAs heterostructure were made by electron-beam lithography. By individually biasing split gates coupled quasi-one dimensional narrow channels can be created and the electrical transport arises from the interactions between them is studied.

A special arrangement of six metal gates is chosen that there are numerous configurations with different distances between bound state and the quasi-one dimensional narrow channel. As a result, there is no significant change of the channel's conductance in the presence of nearby bound state, insensitive to the channel's width and the distance between the bound state and the narrow channel (NC). Meanwhile, it is quite different from the observation of Bird group. that a resonant conductance of detector NC appears due to the interaction between bound state and a quasi-one dimensional NC. Furthermore, we analyzed the influence of nearby biased metal gate on electrical transport of a quasi-one dimensional NC. We found that the potential of biased nearby metal gate would further influence the NC resulting in the slight decrease of NC conductance at a certain gate voltage.

## 誌謝

時光總是匆匆的從指縫溜走，回頭看看在交大的七年生活，竟有四年的記憶散落在實驗的各個角落，一路走來雖與預期不盡相同，但也可無愧於心的拍拍胸脯。當年近代物理課堂上，老師在台上口沫橫飛的樣子至今仍無法忘懷，老師的嚴謹態度、教學熱忱是引我進入實驗室作專題的契機。在實驗室的學習與總總經歷，將使我成為更棒的人。

首先，感謝我的指導教授 許世英老師一直以來的照顧，尤其是在最艱難時期的陪伴與指導，每每在我的思維撞牆時，將我拉回最基礎的思考。

感謝 凱銘學長不厭其煩的教導我所有製程的細節，耐心的傾聽我實驗上的問題，並提供思考方向；更謝謝你特地撥空前來指導量測系統的使用。

感謝 勝豪學長、碧珊學姊在實驗上的指導與分享，謝謝惠潔、智鈞研究上的切磋與討論，也謝謝柯昇、婉婷、漢賢、書雋的陪伴豐富了實驗室的生活。謝謝立盈、宛彥、思頤、淑婷、明青、郁之、俊威以及好多好多鼓勵我的人。最後謝謝家人以及奎佑一直扮演我的精神支柱及定心丸。

在此誠摯地把這份成果獻給我的家人，以及所有幫助過我的人，願這份榮耀及喜稅與大家共享。

# 目 錄

中文摘要 .....	i
英文摘要 .....	ii
誌謝 .....	iii
目錄 .....	iv
圖目錄 .....	vi
表目錄 .....	xi
<b>第一章 緒論.....</b>	<b>1</b>
<b>第二章 二維電子氣系統與相關電性傳輸理論.....</b>	<b>3</b>
2.1 二維電子氣系統(2DEG).....	3
2.1.1 GaAs/AlGaAs 異質結構.....	4
2.1.2 二維電子氣之特徵值.....	6
2.2 理論背景.....	12
2.2.1 彈道式傳輸(ballistic transport) .....	12
2.2.2 量子化電導(quantized conductance) .....	14
2.2.3 束縛態(bound state).....	16
<b>第三章 樣品製作與量測技術.....</b>	<b>23</b>
3.1 樣品製作流程.....	24
3.1.1 光微影製作流程 (photolithograph).....	24
3.1.2 電子束微影製作流程 (e-beam lithography).....	26
3.2 微影技術 (lithography).....	28
3.2.1 光微影製程技術 (photolithograph).....	28
3.2.2 電子束微影製程技術 (e-beam lithography).....	30

3.3	其他技術.....	33
3.3.1	濕式蝕刻 (wet etch).....	33
3.3.2	熱蒸鍍 (thermal evaporation) .....	34
3.3.3	熱退火 (annealing) .....	36
3.4	量測技術.....	39
3.4.1	$^3\text{He}$ 低溫系統.....	39
3.4.2	漏電流檢測.....	42
3.4.3	歐姆接點檢測.....	43
3.4.4	電性量測.....	44
<b>第四章</b>	<b>實驗結果分析與討論.....</b>	<b>47</b>
4.1	樣品特徵值.....	47
4.2	類一維窄通道量子化電導.....	51
4.3	相鄰窄通道與束縛態(bound state).....	54
4.3.1	束縛態對鄰近窄通道 A 電性傳輸的影響.....	54
4.3.2	鄰近金屬閘極對 2DEG 及窄通道 A 電性傳輸的影響...	61
4.3.3	束縛態對其他鄰近窄通道電性傳輸行為的影響...	68
<b>第五章</b>	<b>結論與未來展望.....</b>	<b>73</b>
	參考文獻 .....	75
附錄 A	光微影製作清理細節.....	77
附錄 B	二維電子氣樣品結構與特性.....	78

## 圖目錄

圖 2-1	左為 GaAs 與 AlGaAs 各自能隙示意圖;右為接合後 GaAs/AlGaAs 異質介面能帶及二維電子氣所在示意圖。[17].....	3
圖 2-2	以 Dr.V.Umansky 團隊所提供樣品編號 5-66 為例,圖示實際二維電子氣樣品各膜層結構圖以及相對應的能帶分佈。[18].....	5
圖 2-3	長方形 Hall bar 之磁電阻量測示意圖。.....	7
圖 2-4	編號 8-429 之 GaAs/AlGaAs 異質界面二維電子氣系統橫向磁電阻(上方曲線)與縱向磁電阻(下上曲線),虛線標示橫向磁電阻呈現的平台結構。.....	8
圖 2-5	概畫各種磁場下能態在 $k_x$ - $k_y$ 空間於以下三種磁場下的分佈圖 (a) $B=0$ (b) $B_1$ (c) $B_2$ , $B_1 < B_2$ 。註記:圖(b)(c)中能態排列方向與 $k_x$ 或 $k_y$ 軸夾角並無特定角度限制。.....	9
圖 2-6	(a)特徵長度與樣品尺度(L)相應的物理範疇圖;(b)擴散式傳輸示意圖;(c)彈道式傳輸示意圖。[18,20].....	13
圖 2-7	B. J. Van Wee 量測量子尖端接觸電導與閘極電壓關係圖。[2,21]	14
圖 2-8	圖示閘極電壓與窄通道內次能帶數目關係。[21].....	16
圖 2-9	束縛能態對 detector QPC 之影響理論計算圖。[12] .....	18
圖 2-10	束縛能態(bound state)與 detector QPC 關係示意圖。[16].....	19
圖 2-11	(a) 2009 年 Bird 團隊針對束縛能態所設計的閘極結構(b)束縛能態所產生的振盪結果量測。同圖 4-6。[16].....	20
圖 2-12	(a)振盪峰值位置溫度關係圖,(b)振盪峰值高度及半高寬與溫度關係。detector QPC : $G_7$ 和 $G_8$ ; swept QPC : $G_1$ 和 $G_2$ ; $\Delta$ 為峰值高度, $\Gamma_{HM}$ 為半高寬(full width at half maximum)。[15].....	21
圖 2-13	各種 QPC 組合型式的振盪峰值與 swept QPC 電壓 $V_S$ 關係圖。[16]	22
圖 3-1	完整工作流程。.....	23

圖 3-2	(左):SEM 拍攝光微影製程完成影像,顏色最深者(a)為平台結構,最亮者(b)為歐姆接觸,(c)為金屬打線區;中央方框圈選處由電子束微影完成微小結構。(右):由 SEM 拍攝電子束微影製程完成影像,中央顏色最深者為絕緣層,覆蓋於緣層上方為控制閘極,其他為跨線閘極,最微小結構的電子聚焦閘極位於絕緣下方。另外四周的四個方形為對準子,為每層結構的相對座標定位點。.....	24
圖 3-3	光微影製程三道顯影後俯視圖及完成側剖面圖,側剖面沿上部顯影圖虛線箭號處切開,白色虛線為二維電子氣所在位置。.....	25
圖 3-4	曝光劑量與絕緣層厚度關係圖,絕緣層厚度由 AFM 量測取得,使用 6% PMMA,旋轉塗佈時間 30 秒。.....	27
圖 3-5	由 SEM 拍攝電子束微影三道製程細部圖。(a)電子束微影製程中最小結構,結構閘極;(b)深色處為絕緣層,上面覆蓋控制閘極,四周方塊是跨線閘極與結構閘極連接處;(c)跨線閘極連接光微影製程之金屬閘極,電子束微影完成圖。.....	27
圖 3-6	光微影製程反應剖面圖。.....	30
圖 3-7	電子束微影反應剖面圖。.....	32
圖 3-8	熱蒸鍍內部剖面及氣壓控制面版示意圖:鎢舟上方加上鎢舟遮罩限制金屬蒸氣沉積的範圍,石英振盪器與樣品相對位置如圖示,另 plasma 高電壓環與連接鎢舟電極分別使用獨立的兩電源供應器;氣壓控制面板 A、B、C 分別代表 rough valve, foreline valve 及 main valve。.....	35
圖 3-9	熱退火裝置示意圖。.....	38
圖 3-10	低溫 $^3\text{He}$ 系統結構示意圖。左方與右方分別圖示執行(3)凝結(4)降至最低溫度兩降溫步驟時,系統的溫度設置與內部封閉 $^3\text{He}$ 的流動方向。.....	41
圖 3-11	漏電流檢測電路圖。.....	42



圖 3-12	(a)兩點量測電路示意圖；(b)四點量測電路示意圖。.....	43
圖 3-13	定電流源量測示意圖。.....	44
圖 3-14	定壓源量測電路示意圖。.....	45
圖 4-1	樣品結構圖 (a)實際樣品的 SEM 圖像(b)樣品中二維電子氣存在區域圖示；另 $L=180\mu\text{m}$ ， $W=190\mu\text{m}$ ， $V_{XX}=V_1-V_2$ ， $V_{XY}=V_1-V_3$ 。.....	48
圖 4-2	編號 8-429 樣品的縱向、橫向方塊電阻與磁場關係圖，量測溫度約於 1.5K。.....	49
圖 4-3	編號 8-429 樣品的縱向、橫向方塊電阻與磁場倒數關係圖，量測溫度約於 1.5K。.....	49
圖 4-4	元件結構的 SEM 拍攝影像(a)較大範圍並標示各閘極與歐姆接點之編號；(b)中間金屬極放大圖，並標示四組窄通道。.....	51
圖 4-5	各 NC 電導與閘極偏壓關係圖(a) $NC_A$ (b) $NC_B$ (c) $NC_C$ (d) $NC_D$ ，其中 $NC_A$ 與 $NC_B$ 所使用的四點量測接點無 $O_1$ 、 $O_2$ 、 $O_3$ 和 $O_4$ ， $NC_C$ 與 $NC_D$ 所使用的四點量測接點無 $O_5$ 、 $O_6$ 、 $O_7$ 和 $O_8$ 。另外，圖(b)中插圖將 X 軸範圍增大為 $-0.3 \sim 0.15 \text{ V}$ 。.....	53
圖 4-6	(a)Bird 團隊進行束縛態量測所使用樣品結構圖；(b)detector QPC 與 swept QPC 的電導值 $G_D$ 與 $G_S$ 相對 swept QPC 電壓 $V_S=V_5=V_6$ 的變化曲線。[16].....	54
圖 4-7	(a)進行量測的金屬閘極與歐姆接點相關位置標示圖；(b)偵測窄通道 B(detector NC)的電導值 $G_D$ 與掃描偏壓 $V_S$ 關係圖， $V_S=V_{A4}$ ，六條類似水平曲線對應左方 Y 軸，為 detector NC 的電導值，而右方標明 $G_S$ 曲線對應右方 Y 軸，為 swept NC(即 $NC_D$ )的電導值相對 $V_S=V_{A4}=V_{A5}$ 之曲線。.....	56
圖 4-8	以 $NC_B$ 為 detector NC，控制其於不同寬度下，電導值 $G_D$ 與 $V_S$ 的詳細變化情況，使用的四點量測接點為 $O_1$ 、 $O_2$ 、 $O_3$ 和 $O_4$ ，於 1.7K 量測；(a)通道寬度約控制於 $G_D=0.5G_0$ ；(b) 通道寬度約控制 $G_D=1G_0$ ；(c) 通道寬度約控制 $G_D=2G_0$ ；(d) 通道寬度約控制 $G_D=3G_0$ ；(e) 通道寬度約控制 $G_D=5G_0$ ；(f) 通道寬度約控制 $G_D=10G_0$ 。.....	57

- 圖 4-9 以  $NC_B$  為 detector NC，使用的四點量測接點為  $O_1$ 、 $O_2$ 、 $O_3$  和  $O_4$ ，控制其於不同寬度下  $G_D$  與  $V_S$  的變化情況，於 1.7K 量測，插圖為對應使用的元件閘極圖；(a) swept NC 由  $A_3$  及  $A_6$  構成，而  $V_S$  僅外加於  $A_6$ ；(b) swept NC 由  $A_3$  及  $A_4$  構成，而  $V_S$  僅外加於  $A_4$ ；(c) swept NC 由  $A_3$  及  $A_5$  構成，而  $V_S$  僅外加於  $A_5$ ；(d) swept NC 由  $A_5$  及  $A_6$  構成，且  $V_S$  外加於  $A_5$  及  $A_6$ 。註記：swept NC 與 detector NC 中心點至中心點距離分別依序為(a)1010nm、(b)2000nm、(c)2020nm 以及(d)2060nm。..... 59
- 圖 4-10 光微影金屬閘極與歐姆接點佈局圖，影像由 SEM 拍攝。..... 62
- 圖 4-11 2DEG 電性傳輸與單一金屬閘極偏壓關係圖，下方實心方點曲線對應左方 Y 軸，其餘不使用金屬閘極浮接；上方空心方點曲線對應右方 Y 軸，將其餘不使用金屬閘極外加 +50mV，量測於 1.7K 下進行，內插圖為使用電極示意圖；(a)使用閘極為  $A_4$ ；(b)使用閘極為  $A_5$ ；(c)使用閘極為  $A_6$ 。..... 63
- 圖 4-12 窄通道電導值與金屬閘極偏壓關係圖，下方實心方點曲線對應左方 Y 軸，其餘不使用金屬閘極浮接；上方空心方點曲線對應右方 Y 軸，將其餘不使用金屬閘極外加 +50mV，量測於 1.7K 下進行，內插圖為使用電極示意圖；(a)使用  $NC_B$ ；(b)使用  $NC_D$ ；(c)使用  $NC_C$ 。另外，圖(a)中插圖將 x 軸範圍增大為 -0.3 ~ 0.15 V。..... 65
- 圖 4-13 以  $O_1$ 、 $O_2$ 、 $O_3$  和  $O_4$  為四點量測接點， $I$ ： $O_1$ - $O_4$ ， $V$ ： $O_2$ - $O_3$ ，下方曲線對應左方 Y 軸，呈現  $NC_B$  寬通道電導值  $G_D$  對應  $V_S$  的變化；而上方曲線對應右方 Y 軸，呈現 2DEG 電導值  $G'_S$  對應  $V_S$  的變化。量測於 1.7K 下進行，插圖為對應使用的元件閘極圖；(a) swept NC 由  $A_3$  及  $A_6$  構成，而  $V_S$  僅外加於  $A_6$ ；(b) swept NC 由  $A_3$  及  $A_4$  構成，而  $V_S$  僅外加於  $A_4$ ；(c) swept NC 由  $A_3$  及  $A_5$  構成，而  $V_S$  僅外加於  $A_5$ ；(d) swept NC 由  $A_5$  及  $A_6$  構成，下方曲線  $V_S$  外加於  $A_5$  及  $A_6$ ，上方曲線  $V_S$  僅外加於  $A_6$ 。..... 67
- 圖 4-14 以  $NC_D$  為 detector NC，源極與汲極位於  $O_7$ 、 $O_8$  及  $O_5$ 、 $O_6$ ， $NC_D$  於不同寬度下  $G_D$  與  $V_S$  的變化情況，標明  $G'_S$  曲線對應右方 Y 軸，其餘曲線對應左方 Y 軸  $G_D$ ，插圖為使用元件閘極圖，於 1.7K 下量測；(a) swept NC 由  $A_3$  及  $A_6$  構成，而  $V_S$  僅外加於  $A_6$ ；(b) swept NC 由  $A_3$  及  $A_2$  構成，而  $V_S$  僅外加於  $A_2$ 。..... 68

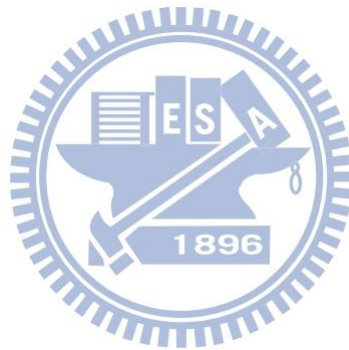
圖 4-15  $NC_c$  為 detector NC，源極汲極位於  $O_7$ 、 $O_8$  及  $O_5$ 、 $O_6$ ，控制其於不同寬度下  $G_D$  與  $V_S$  的變化情況，其餘金屬閘極外加 +50mV，於 1.7K 下量測，標明  $G'_S$  曲線對應右方 Y 軸  $G'_S$ ，其餘曲線對應左方 Y 軸  $G_D$ ，插圖為對應使用的元件閘極圖；(a)swept NC 由  $A_3$  及  $A_6$  構成，而  $V_S$  僅外加於  $A_3$ ；(b)swept NC 由  $A_6$  及  $A_2$  構成，而  $V_S$  僅外加於  $A_2$ ；(c)swept NC 由  $A_3$  及  $A_2$  構成， $G_D$  曲線外加  $V_S$  於  $A_3$  及  $A_2$ ，而  $G'_S$  曲線僅外加  $V_S$  於  $A_5$ 。..... 70

圖 4-16 源極汲極位於  $O_7$ 、 $O_8$  及  $O_5$ 、 $O_6$ ，以  $NC_c$  為 detector NC，控制其於不同寬度下  $G_D$  與  $V_S$  變化情況，其餘金屬閘極浮接，於 1.7K 下量測，標明  $G'_S$  曲線對應右方 Y 軸  $G'_S$ ，其餘曲線對應左方 Y 軸  $G_D$ ，插圖為使用的元件閘極圖；(a)swept NC 由  $A_3$  及  $A_6$  構成，而  $V_S$  僅外加於  $A_3$ ；(b)swept NC 由  $A_6$  及  $A_2$  構成，而  $V_S$  僅外加於  $A_2$ ；(c)swept NC 由  $A_3$  及  $A_2$  構成， $G_D$  曲線外加  $V_S$  於  $A_3$  及  $A_2$ ，而  $G'_S$  曲線僅外加  $V_S$  於  $A_5$ 。..... 72



## 表目錄

表 2-1	編號 8-429 二維電子氣特徵值表。.....	11
表 3-1	各樣品蝕刻條件整理表。.....	33
表 3-2	各樣品熱退火條件整理表。.....	38
表 4-1	編號 8-429 樣品之結構剖面列表。.....	47
表 4-2	編號 8-429 樣品特徵值表。.....	50



# 第一章 緒論

當五〇年代，電晶體的問世並逐漸取代了真空管，人們的生活被徹底的改變，且與半導體以及奈米技術結下密不可分的關係。隨著日新月異的技術演進，電晶體也如同 Gordon Moore 所提出的摩爾定律，每隔 18 個月 IC 上每單位面積所容納的電晶體數就會增加一倍，伴隨著元件的效能增加一倍；而至今的半導體製程可達到約 10 nm 等級。此外，元件尺度已踏入介觀物理範疇，需開始將量子效應納入考量。

1978 年 Klaus von Klitzing 及 Th. Englert 發現量子霍爾效應(Quantum Hall Effect, QHE)<sup>[1]</sup>；1988 年先後被 van Wees 和 Wharam 等在由量子尖端接觸(Quantum point contact, QPC)所構成的一維傳輸系統觀察到量子化電導特性<sup>[2]</sup>，揭開了後續量子系統的研究；其中，量子化電導系列的研究發現除了隨閘極電壓改變在電導值為  $2e^2/h$  整數倍的位置發生電導平台外，還在電導值小於  $2e^2/h$  時發現有一類似平台的結構，此平台即後來所謂的 0.7 結構(0.7 structure)<sup>[3-10]</sup>，而許多研究認為此結構是由於類一維通道接近關閉的時簡併的自旋態自動分裂，相應產生容納單一自旋電子的次能階，即束縛態(bound state, BS)。但僅單一量子尖端接觸並無法對於此束縛態作更進一步的機制驗證及研究，故後續研究以各種不同的量子尖端或量子點作組合排列，以其結構間的交互作用間接研究束縛態的存在。

2003 年，Bird 團隊首次觀察到兩相鄰非串聯型 QPC 間的異常振盪，當固定其中一 QPC 的閘極偏壓，量測此 QPC 電導值的同時，改變第二對 QPC 閘極偏壓使之通道變窄，而接近截止電壓( $V_{\text{pinch off}}$ )時，將於原本電導值固

定的 QPC 產生一振盪電導峰值，對於此異常振盪 Bird 團隊於次年提出相關解釋的理論，認為此振盪為兩 QPC 間的交互作用，並且是由其中一 QPC 所產生的束縛態(BS)所引起 [11-16]。

而此論文的研究將專注於上述 Bird 團隊對束縛態所提出的實驗架構：由一對量子尖端當作偵測器，利用其與另一對已產生束縛態的量子尖端產生交互作用，以進行束縛態與單一自旋系統的觀察與研究，並進一步對於鄰近的兩量子尖端接觸(QPCs)作討論。整篇論文共分成五大章節，大致架構如下：

## **第一章 緒論**

介紹實驗背景，以及整篇論文架構

## **第二章 二維電子氣系統與相關電性傳輸理論**

簡介 GaAs/AlGaAs 異質結構二維電子氣系統的形成與物理特徵值，並且對類一維量子系統及束縛態(BS)的理論與背景作介紹。

## **第三章 樣品製作與量測技術**

針對元件製作流程、相關技術及後續量測技術作介紹

## **第四章 實驗結果分析與討論**

觀察兩鄰近量子尖端接觸間由束縛態所引起的交互作用，進一步了解鄰近的兩量子尖端接觸(QPCs)互相影響情形，並對結果討論其可能形成的物理機制。

## **第五章 結論與未來展望**

總結論文的發現與成果，並提出未來可能的研究方向

## 第二章 二維電子氣系統與相關電性傳輸理論

我們研究的相鄰非串聯量子尖端接觸系統，主要以二維電子氣為基礎，並於表面兩對平行電極 QPC(Quantum point contact) 施以負偏壓，形成局部位障侷域電子運動範圍，限制可通過載子能量形成次能帶，進而使兩相鄰量子尖端接觸間的電子傳輸互相影響。本章節前半部將簡介二維電子氣的形成原理，並介紹二維電子氣的一些特徵值；另外針對單一 QPC 與束縛態( bound state, BS )的理論作介紹。

### 2.1 二維電子氣系統 ( 2DEG )

二維電子氣( two-dimensional electron gas, 2DEG )意即將傳輸載子局限在二維平面運動的系統，而我們所使用系統由 GaAs/AlGaAs 異質介面構成。GaAs 與 AlGaAs 兩者的能隙( energy gap )不同，造成兩者接合時能帶彎曲，並且在 Z 軸接面處形成一個三角量子位能井，如圖 2-1，載子被限制在費米能量( Fermi energy,  $E_F$  )以下，且費米能量下只存在數個次能帶( subband )，因此載子 Z 方向被局限後，僅能在 X-Y 平面運動，此即為二維電子氣系統 [17,18]。

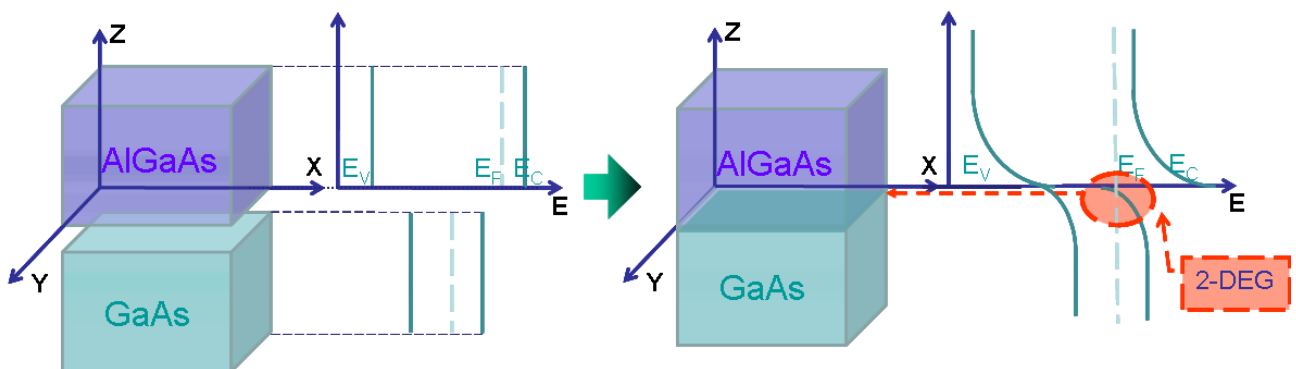


圖 2-1 左為 GaAs 與 AlGaAs 各自能隙示意圖；右為接合後 GaAs/AlGaAs 異質介面能帶及二維電子氣所在示意圖。[17]

## 2.1.1 GaAs/AlGaAs 異質結構

由於 GaAs/AlGaAs 兩者的晶格匹配度極高，因此所形成的介面缺陷 (interfacial defect) 極少，使得 GaAs/AlGaAs 異質結構二維電子氣系統有較長的平均自由路徑 (mean free path)，低溫下 (4K) 可達數個微米；以及擁有較高的遷移率 (mobility)，低溫時達  $10^6$  ( $\text{cm}^2/\text{Vs}$ )，這些重要的基礎特性為導致很多量子現象被發現，例如：Shubnikov-de Haas (SdH) Oscillation、量子霍爾效應 (quantum Hall effect) 等，為量子研究開啟了一扇大門。

目前 GaAs/AlGaAs 異質結構均是由分子束磊晶 (molecular beam epitaxy, MBE) 技術製作。此技術是 60 年代晚期在貝爾實驗室發展出的一套磊晶方法，此法蒸發分子的平均自由路徑大於蒸鍍源與基板間距，蒸鍍物質直線前進直接到達基板進行磊晶成長，沉積速度極慢容許沉積薄膜以單原子為成長層單位，磊晶同時以 RHEED (reflection high energy electron diffraction) 裝置精準監控沉積厚度，但分子排列難掌控且需在極高的真空環境下方可得到較好的沉積品質。直到 80 年代製程技術改善後，MBE 製作 GaAs/AlGaAs 異質結構二維電子氣之遷移率提高 (低溫時達  $10^6$   $\text{cm}^2/\text{Vs}$ )，二維電子氣系統相關量子效應研究始迅速發展。

實際使用的二維電子氣樣品除 GaAs/AlGaAs 異質介面結構外，還有其他不同功能的膜層結構，如圖 2-2。首先以塊材 GaAs 為基底，接著沉積 AlGaAs 形成異質介面，其中 AlGaAs 層由下而上分為 spacer、doping layer 及 gate barrier，doping layer 中參雜些許 Si 提高電子密度，並與二維電子氣層間用 AlGaAs 的 spacer 相隔以減少二維電子氣層附近的雜質產生，可有效減少二維電子氣內的電子散射，最後上方再蓋上 GaAs 防止氧化並有保護作



用，稱作 surface cap。

另外，我們所使用的二維電子氣基板亦是透過分子束磊晶技術製作而成的 GaAs/AlGaAs 異質結構界面，以低載子密度和高遷移率著稱，由以色列的 Dr. V. Umansky 團隊所提供。

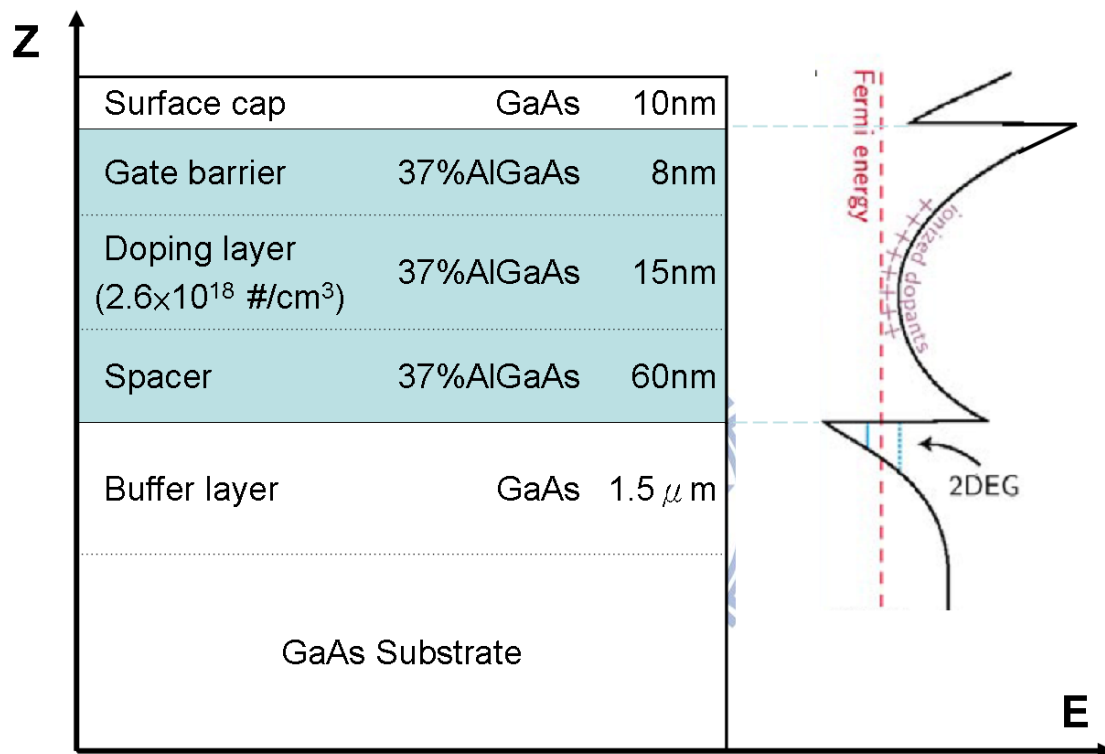


圖 2-2 以 Dr. V. Umansky 團隊所提供樣品編號 5-66 為例，圖示實際二維電子氣樣品各膜層結構圖以及相對應的能帶分佈。[18]

## 2.1.2 二維電子氣之特徵值

一般的半導體薄膜可以藉由霍爾量測(Hall measurement)確定其載子濃度( $n_s$ )、遷移率( $\mu$ )等特徵值。因其中的帶電載子均遵守古典電磁學理論，在外加電場與磁場的情況下可用勞倫茲力(Lorentz force)描述載子在穩定情況下的運動行為，又根據杜爾模型(Drude model)，由簡單的古典模型(如式 2-1)及矩陣力學(如式 2-2)可如下推導出縱向與橫向的電阻率。

$$\frac{m\bar{v}_d}{\tau_m} = e[\bar{E} + \bar{v}_d \times \bar{B}] \quad (2-1)$$

$\bar{v}_d$  為漂移速度(drift velocity)， $\tau_m$  為平均自由時間(momentum relaxation time)。考慮電子局限於 x-y 平面運動  $\bar{v}_d = v_x \hat{x} + v_y \hat{y}$ ，式 2-1 改寫成矩陣形式：

$$\begin{bmatrix} m/e\tau_m & -B \\ +B & m/e\tau_m \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_x \\ v_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \quad (2-2)$$

並將系統載子濃度  $n_s$ 、電流密度  $\bar{J} = e\bar{v}_d n_s$ 、電導率  $\sigma \equiv |e|n_s \mu$ 、以及遷移率  $\mu \equiv |e|\tau_m/m$  代入式 2-2 中，整理後可得到電場與電流密度關係：

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \sigma^{-1} \begin{bmatrix} 1 & -\mu B \\ +\mu B & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} J_x \\ J_y \end{bmatrix} \quad (2-3)$$

再與電阻率張量定義式 2-4 比較，

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} J_x \\ J_y \end{bmatrix} \quad (2-4)$$

則可得出縱向與橫向電阻率與載子濃度、遷移率與磁場的關係：

$$\begin{aligned} \rho_{xx} &= \sigma^{-1} = \frac{1}{|e|n_s \mu} \\ \rho_{yx} &= -\rho_{xy} = \frac{\mu B}{\sigma} = \frac{B}{|e|n_s} \end{aligned} \quad (2-5)$$

由式 2-5 可得知縱向電阻率與磁場無關，呈一常數，然而橫向電阻率與磁場呈線性關係；又橫向電阻率隨磁場增加的斜率決定於載子濃度，縱向電阻率和載子濃度與遷移率乘積呈反比關係，因此我們可以藉由量測磁電阻得到二維電子氣的特徵值。

霍爾量測通常在長方形的 Hall bar 上進行，如圖 2-3，套色部分即為樣品中平台結構，即電子於二維電子氣基板內可運動範圍，深色區塊為量測接點；縱向 Hall bar 彼此距離長度為  $L$ ，橫向 Hall bar 寬度為  $W$ 。首先於縱向方向( $x$  方向)提供一穩定電流  $I$ ，並在  $z$  方向上外加磁場，再量取縱向電壓差  $V_x = V_1 - V_2$  及橫向電壓差  $V_H = V_2 - V_3$ ，而所量測之電壓差與電阻率關係：

$$\rho_{xx} = \frac{E_x}{J_x} = \frac{V_x}{I} \frac{W}{L} \quad ; \quad \rho_{yx} = \frac{E_y}{J_x} = \frac{V_H}{I} \quad (2-6)$$

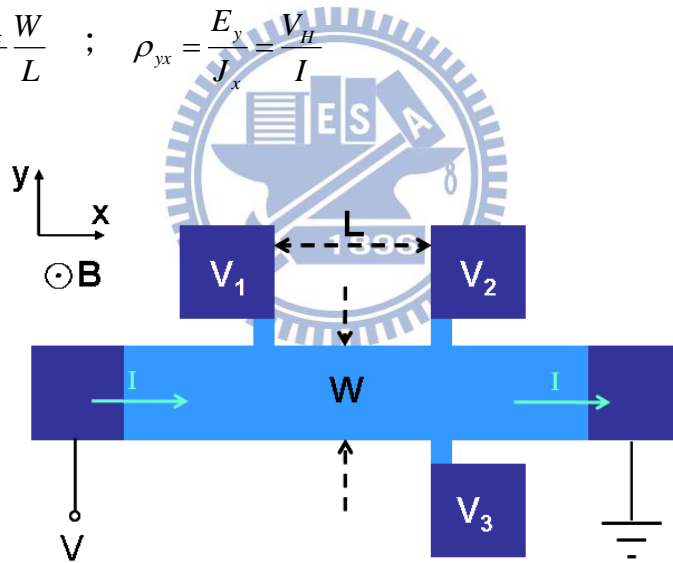


圖 2-3 長方形 Hall bar 之磁電阻量測時接腳示意圖。

再將式 2-5 與式 2-6 整理合併可得式 2-7，且霍爾量測數據圖如圖 2-4。

$$n_s = \left[ |e| \frac{d\rho_{yx}}{dB} \right]^{-1} = \frac{I/|e|}{dV_H/dB} \quad (2-7)$$

$$\mu = \frac{1}{|e|n_s\rho_{xx}} = \frac{I/|e|}{n_s V_x W / L}$$

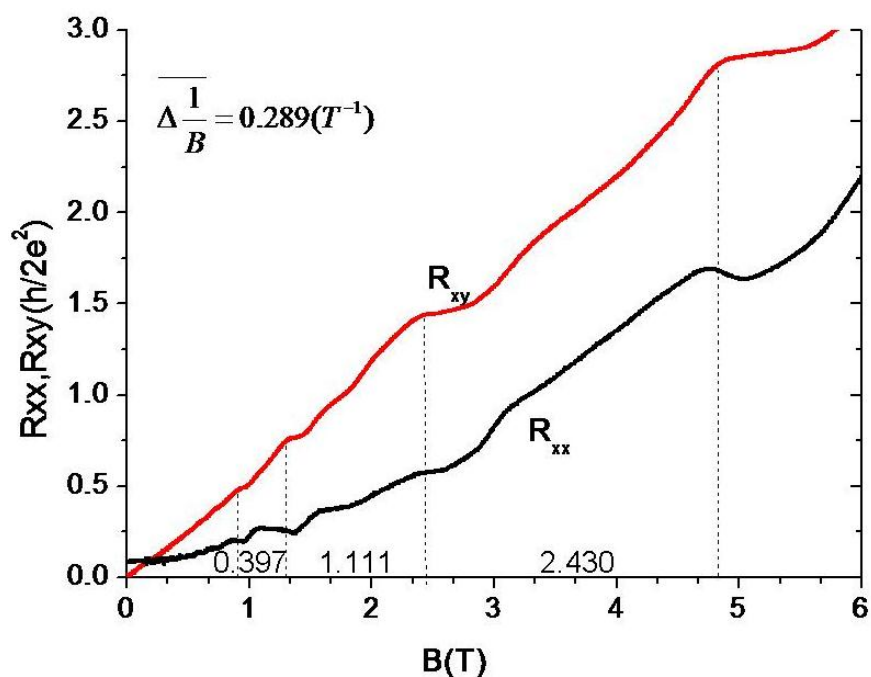


圖 2-4 編號 8-429 之 GaAs/AlGaAs 異質界面二維電子氣系統橫向磁電阻(上方曲線)與縱向磁電阻(下方曲線)，虛線標示橫向磁電阻呈現的平台結構。

由圖 2-4 可看出在低磁場時，縱向電阻呈一常數與磁場無關，橫向電阻與磁場呈線性關係，符合杜爾模型預期；然而在高磁場下，縱向電阻隨磁場增加呈現週期震盪，而橫向電阻展現出和縱向電阻週期一致的階梯狀平台。此振盪形式稱之為 Shubnikov-de Haas (SdH) Oscillation，由於高磁場造成能階分裂，無法用古典的杜爾模型解釋，需引進藍道能階 (Landau levels) 的觀念。

考慮一個二維系統在無外加垂直膜面磁場的情況，由於量子的邊界條件限制下，可存在之能態位於  $k_x$ - $k_y$  空間的分佈如圖 2-5(a)，每一個空心圓表示一個自由電子可填入的能態，各個能態間距固定，呈現如棋盤般整齊的晶格狀排列；然而，外加一較大的垂直膜面磁場後 ( $kT \ll \hbar\omega_c$ ,  $\omega_c = eB/m$ )，磁場的作用影響電子的運動軌跡，造成能態的重新排列，如圖 2-5(b)，由固

定數目的態圍成一個個的圓圈，形成同心圓排列，電子將由內而外將態填滿，並且位於同個圓的態擁有相同的能量  $(n-1/2)\hbar\omega_c$ ，因此的每個圓對應一個量子數  $n$ ，由內而外依序遞增，這些同心圓分佈形成的不連續量子能階即所謂的藍道能階，對應能量為  $E_n = E_s + (n-1/2)\hbar\omega_c$ ， $\omega_c = eB/m$ ， $E_s$  為其最低臨界能量。

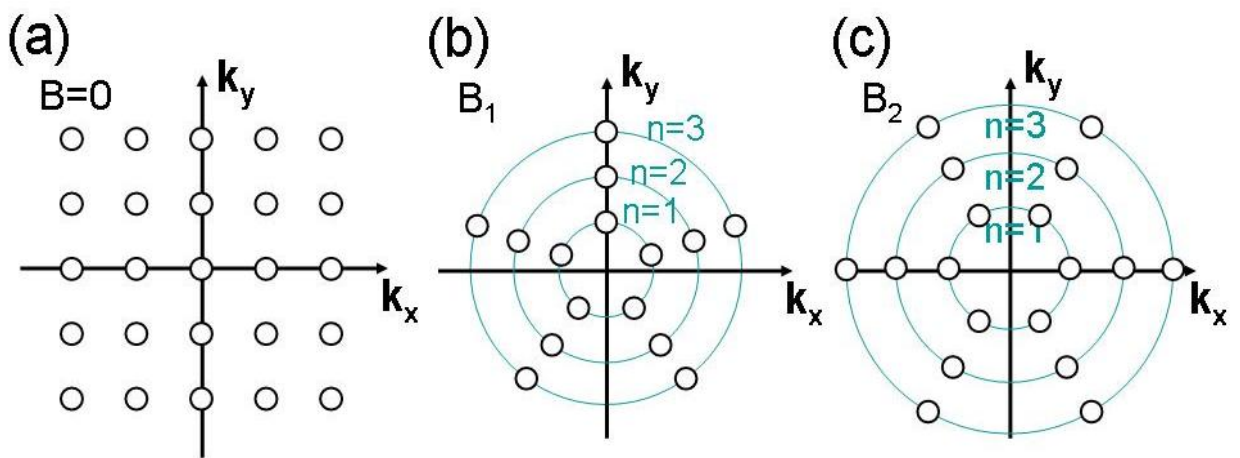


圖 2-5 概畫各種磁場下態在  $k_x$ - $k_y$  空間於以下三種磁場下的分佈圖  
 (a) $B=0$  (b) $B_1$  (c) $B_2$ ， $B_1 < B_2$ 。註記：圖(b)(c)中能態排列方向與  $k_x$  或  $k_y$  軸夾角並無特定角度限制。

若假設在外加垂直模面的磁場下，電子的運動軌跡如同

Bohr-Sommerfeld 量子化關係式所描述，則可整理出磁通量如下式：

$$\Phi_n = \vec{B} \cdot \vec{A}_n = (n + \gamma)(2\pi\hbar c / e) \quad (2-8)$$

將上式從垂直於磁場的實空間向量  $r$  轉換成  $k$  空間向量  $r = (\hbar c / eB)k$ ，再乘上單位  $k$  空間的態密度  $(L/2\pi)^2$ ，重新整理得到單一磁場與  $k$  空間態密度關係：

$$D = \left(\frac{2\pi eB}{\hbar c}\right) \left(\frac{L}{2\pi}\right)^2 = \rho B \quad (2-9)$$

且每個藍道能階的態密度為  $2eB/h$ ，當磁場增加，各藍道能階能量提高，單一能階的態密度隨之增加，如圖 2-5(b)、2-5(c)，當磁場為  $B_1$  時，每個能階上存在的態數為 5 個；磁場增加為  $B_2$  時，各能階的能量增加且存在態增加為 6 個。若假設系統電子十顆，磁場為  $B_1$  時將  $n=2$  的能階填滿，若磁場增加為  $B_2$ ，各能階裡存在的態變多，部分原本位於  $n=2$  能階的電子轉而填入  $n=1$  能階，而無法將最外層  $n=2$  能階填滿；又若持續增加磁場，留在  $n=2$  能階的電子愈來愈少最後變為零。如同  $n=2$  能階的變化情形，持續增加磁場的情況下，最外層電子數目由填滿漸減為零再回復成填滿形成一震盪形式，此外層電子數目的震盪即為 SdH Oscillation 的由來<sup>[19]</sup>。

將式 2-4 中電導率轉換成電阻率，轉換關係為：

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{yx}^2} ; \rho_{xy} = \frac{\sigma_{yx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{yx}^2} \quad (2-10)$$

每當外加特定磁場，恰使得系統內電子把第  $n$  層能階填滿時，因無法提供自由電子， $\sigma_{xx}=0$ (由式 2-10 得知， $\rho_{xx}=0$ )，對應圖 2-4 中  $R_{xx}$  的谷值；反之，系統內電子把第  $n$  層能階半填滿時，縱向電阻率  $\rho_{xx}$  將出現震盪峰值。

若假設 SdH Oscillation 中兩接續震盪峰值對應磁場分別為  $B_A$  及  $B_B$ ，能階變化  $\Delta n=1$ ，則可寫出下式：

$$\frac{n_s}{2eB_A/h} - \frac{n_s}{2eB_B/h} = 1 \quad (2-11)$$

因此亦可利用在高磁場下展現出的 SdH Oscillation 的任兩接續震盪峰值，計算出樣品的載子密度。二維電子氣各特徵值如表 2-1。

表 2-1 編號 8-429 二維電子氣特徵值表。

二維電子氣特徵值	關係式	數值	單位
載子密度 (carrier density)	$n_s$	$(1.67 \pm 0.30) \times 10^{11}$	$\text{cm}^{-2}$
遷移率 (mobility)	$\mu = \frac{1}{ e n_s\rho_{xx}}$	$(7.95 \pm 0.30) \times 10^4$	$\text{cm}^2/\text{Vs}$
費米波向量 (Fermi wave vector)	$k_F = \sqrt{2\pi n_s}$	$(1.03 \pm 0.09) \times 10^6$	$1/\text{cm}$
費米波長 (Fermi wavelength)	$\lambda_F = 2\pi / k_F$	$61.0 \pm 5.0$	$\text{nm}$
費米能量 (Fermi energy)	$E_F = \frac{(\hbar k_F)^2}{2m^*}$	$6.05 \pm 1.00$	$\text{meV}$
費米速度 (Fermi velocity)	$v_F = \frac{\hbar k_F}{m^*}$	$(8.91 \pm 0.09) \times 10^7$	$\text{cm/s}$
平均自由路徑 (mean free path)	$l_m = v_F \tau = \frac{\mu \hbar k_F}{e} = \frac{\mu \hbar \sqrt{2\pi n_s}}{e}$	3.40	$\mu\text{m}$

## 2.2 理論背景

我們研究目的在於了解束縛態對鄰近窄通道電性傳輸行為的影響，本節將對於束縛態的相關背景作說明，並分以下三部分：首先對於此系統的傳輸背景環境作介紹，即彈道式電子傳輸；再討論形成束縛態系統的基本元件，電子尖端接觸(quantum point contact, QPC)，及其所造成的量子化電導現象；最後再針對由 QPC 所組成的束縛態作說明。

### 2.2.1 彈道式傳輸(ballistic transport)

我們的研究屬於介觀物理系統下的量子元件。所謂的介觀(Mesosopic)是界於宏觀(Macroscopic)與微觀(Microscopic)之間的範疇。宏觀是指可用古典牛頓力學所述的行為與尺度，而微觀所指的是近似原子尺度範圍( $\sim 1\text{\AA}$ ,  $10^{-10}$  meter)，需以量子力學來解釋的物理系統；而界於宏觀與微觀間重疊的模糊地帶稱之為介觀，特徵尺度約介於微米( $\mu\text{m}$ )至奈米(nm)之間，尺度雖大於原子等級，但無法完全用古典牛頓力學述，需加上量子力學作輔助及修正。而介觀物理系統裡的行為又會因為元件尺度與物理特徵長度間的相應關係，而有些許不同，可細分為數個物理範疇，以下以電子為載子的固態系統作為描述對象作說明。

電子的行為可間接由巨觀的系統電阻值量測得知，因電子在介質中傳輸過程的碰撞造成電阻的貢獻；若定義電子在相鄰兩次彈性碰撞間所行走的距離為平均自由路徑(mean free path,  $l_m$ )，則以此為標準將電子傳輸的型式作分類(如圖 2-6)：若樣品尺度大於平均自由路徑，並且小於同調性長度



(phase coherence length,  $l_\psi$ )，即約略的介觀與宏觀分野，電子將保有相位同調，傳輸以擴散型式進行，過程中會經過多次非彈性散射，如圖 2-6(b)；若樣品尺度小於平均自由路徑，電子除保有相位同調，較不容易受到其他非彈性碰撞，因此與樣品邊界的彈性碰撞主導了電阻貢獻，呈現彈道式傳輸，如圖 2-6(c) [20]。

我們使用量子尖端接觸所形成的通道長度為次微米等級，結構閘極的邊界均小於  $1.5 \mu\text{m}$ ，較二維電子氣的平均自由路徑  $11.8 \mu\text{m}$  來得小，因此我們的系統傳輸皆屬於彈道式傳輸。

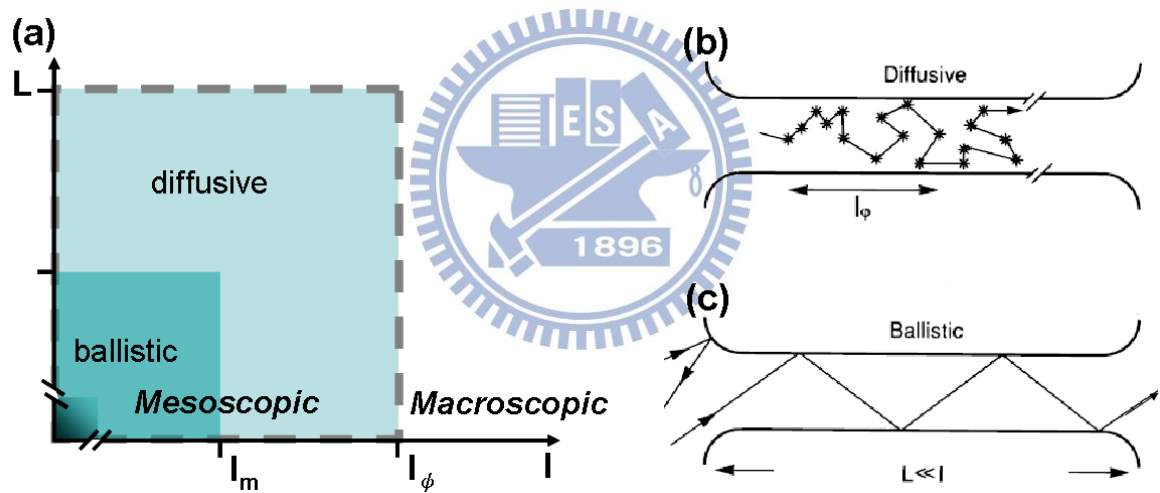


圖 2-6 (a)特徵長度與樣品尺度(L)相應的物理範疇圖；[18,20]

(b)擴散式傳輸示意圖；

(c)彈道式傳輸示意圖。

## 2.2.2 量子化電導( quantized conductance )

我們在二維電子氣上製作金屬閘極，並使用閘極侷域的方式產生屬於彈道式傳輸範疇的類一維窄通道，而彈道式傳輸系統所呈現的傳輸電性不同於古典的歐姆定律，當侷域偏壓逐漸減小時，即傳輸通道愈來愈窄時，載子經過窄通道的傳輸電導值將呈現以  $2e^2/h$  為單位的階梯狀減少，此即為量子化電導，如圖 2-7。

量子化電導最早在 1988 年先後被 van Wees 和 Wharam 等發現，利用量子尖端接觸(QPC)局域二維電子氣的自由電子，成功的在低溫中觀察到電導平台結構(plateau structure)，並且隨閘極電壓改變各平台發生在電導值為  $2e^2/h$  整數倍的位置。圖 2-7 中共觀測到 11 個平台，且平台位置出現在  $2e^2/h$  的整數位 [2,21]。

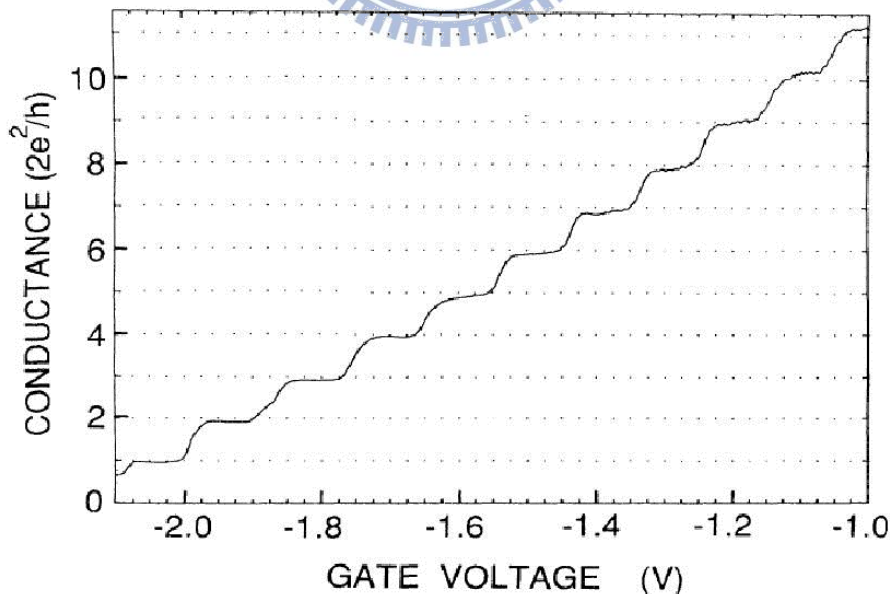


圖 2-7 B.J. Van Wees 量測量子點尖端接電導與閘極電壓的關係圖。[2,21]

如同上面所敘述的類一維電子系統，假設電子在 y 方向上自由傳輸，但於 x 方向上受到一侷域偏壓形成的拋物線位能井(  $V(x) = 1/2m^* \omega_0^2 x^2$  )所局限，此情況下滿足薛丁格方程式( Schrödinger equation )，則可寫下電子所具有能量如下式：

$$E_n = (n - \frac{1}{2})\hbar\omega_0 + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} + eV_0, \quad n=1,2,3\dots, \quad (2-12)$$

式 2-12 中，第二項為 y 方向上之動能，第三項為閘極偏壓造成的靜電能，考慮單一侷域偏壓  $V_0$ ，能量呈現相距  $\hbar\omega_0$  的不連續次能帶( subband )。

又若在類一維窄通道兩端，源極以及汲極施以電壓差  $V_{sd}$ ，以化學電位勢( chemical potential )表示  $eV_{sd} = \mu_s - \mu_d$ ，故流經通道的電流可寫成下式：

$$I = e \sum_{n=1}^N \int_{\mu_d}^{\mu_s} dE \frac{1}{2} \rho_n(E) v_n(E) T_n(E) \quad (2-13)$$

其中，一維的態密度  $\rho_n(E) = 2/\pi(dE_n/dk_y)^{-1}$ ；各個次能帶的電子運動速度  $v_n = (dE_n/dk_y)/\hbar$ ； $T_n(E)$  為電子處於次能帶  $E_n$  時通過窄通道的傳輸機率，若類一維窄通道的兩端電壓差  $V_{sd}$  極小，可視所有傳輸電子均帶有費米能量， $T_n(E) = T_n(E_F)$ 。將式 2-13 重新整理，並置換化成電導形式，最後可得到藍道方程( Landauer formula )：

$$G = \frac{I}{V_{sd}} = \frac{2e^2}{h} \sum_{n=1}^N T_n(E_F) \quad (2-14)$$

考慮彈道範疇的傳輸型式，電子順利通過通道  $T_n \rightarrow 1$ ，反之電子受限於位障而反射  $T_n \rightarrow 0$ ，則式(2-14)可簡化成  $G = \frac{2e^2}{h} M$ ，其中 M 為窄通道內位於費米能量下的次能帶數目， $M = \text{Int}(\frac{E_f - eV_0}{\hbar\omega_0} + \frac{1}{2})$ ，如圖 2-8。因此，當閘極偏壓逐漸變小，使得通道變窄，次能帶能量將提高，而位於費米能量下的

次能帶數目會逐一減少，我們便可觀察到如圖 2-7 的量子化電導。

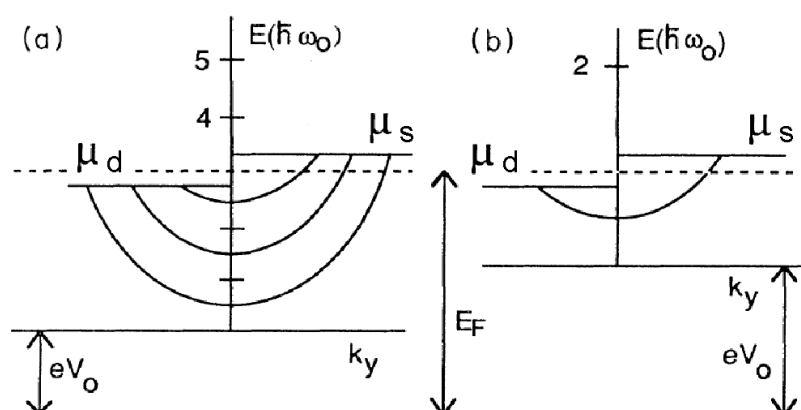


圖 2-8 圖示閘極電壓與窄通道內次能帶數目關係。[21]

### 2.2.3 束縛態 (Bound State)

前一節探討過單一的量子尖端接觸 (QPC) 所造成的量子化電導現象，這系列類一維量測除了隨閘極電壓改變在電導值為  $2e^2/h$  整數倍的位置發生電導平台外，還發現電導值小於  $2e^2/h$  時有一類似平台的結構，此平台稱為 0.7 結構 (0.7 structure) <sup>[3-10]</sup>，而許多研究認為此結構是由於類一維通道接近關閉的時簡併的自旋態會自動分裂，產生一局域單一自旋電子的束縛態 (bound state)，但僅單一量子尖端接觸並無法對於此束縛態作更進一步的機制驗證及研究，故後續研究以各種不同的量子尖端或量子點作組合排列，以其結構間的交互作用間接研究束縛態的存在。而此論文的研究將專注於 Bird 團隊對束縛態所提出的實驗架構：由一對量子尖端當作偵測器，利用其與另一對已產生束縛態的量子尖端產生交互作用，以進行束縛態與單一自旋系統的觀察與研究。因此此節將對於鄰近的兩量子尖端接觸 (QPCs) 作討論。

2003 年，Bird 團隊首次觀察到兩相鄰非串聯型 QPC 間的異常振盪，當固定其中一 QPC 的閘極偏壓，量測此 QPC 電導值的同時，改變第二對 QPC 閘極偏壓使之通道變窄，而接近截止電壓( $V_{\text{pinch off}}$ )時，將於原本電導值固定的 QPC 產生一振盪電導峰值，對於此異常振盪他們於次年提出相關解釋的理論 [11-16]。

Bird 團隊將此振盪峰值視為兩 QPC 間的交互作用，並推論此振盪峰值是由於其中一 QPC 所產生的束縛態(BS)所引起，以下為他們的論述：將第一對固定閘極偏壓及通道寬度的量子尖端接觸稱之為 detector QPC，第二對改變閘極偏壓並產生 BS 的量子尖端接觸稱之為 swept QPC。首先將 detector QPC 內的電導值用能態密度(density of state)表示之：

$$g = \frac{e^2}{h} \sum_{\sigma} \int d\varepsilon [-f'(\varepsilon)] \Gamma_{\sigma} \rho_{\sigma}(\varepsilon) \quad (2-15)$$

$f(\varepsilon)$  為費米分布方程， $\Gamma_{\sigma}$  描述 detector QPC 與外部導線的耦合， $\rho_{\sigma}(\varepsilon)$  為 detector QPC 內單一自旋的能態密度。

接下來分別列出動量  $q$  與自旋  $\sigma$  的電子在 detector QPC 內、detector QPC 與 swept QPC 間的 Green's function，並作傅利葉轉換後再整理可得 detector QPC 內 Green's function 的對角化值  $G_{qq\sigma}(\varepsilon)$ ，並代入 detector QPC 內單一自旋電子能態密度  $\rho_{\sigma}(\varepsilon)$ ，如下式：

$$\rho_{\sigma}(\varepsilon) = -\frac{1}{\pi} \text{Im}[\text{tr}\{G^r(\varepsilon)\}] = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \int d\varepsilon_{q\sigma} \rho_{\sigma}^0(\varepsilon_{q\sigma}) G_{qq\sigma}(\varepsilon) \quad (2-16)$$

$\rho_{\sigma}^0(\varepsilon_{q\sigma})$  為 detector QPC 與外部導線無耦合狀況下的能態密度。

另外將電導值表示為  $g = \bar{g} + \Delta g$ ，而  $\Delta g$  可視為由 swept QPC 造成的電導值變化，將式 2-16 式積分後代入 2-15 式，並重新整理可得：

$$\Delta g = \frac{2e^2}{h} \frac{|T|^2}{4} \sum_{n=0}^{N-1} \frac{1}{E_F - \varepsilon_0 - n\hbar\omega_y} \times \sum_{\sigma} \frac{E_F - \varepsilon_{\sigma} - U\langle n_{\bar{\sigma}} \rangle}{(E_F - \varepsilon_{\sigma} - U\langle n_{\bar{\sigma}} \rangle)^2 + (\Delta_{\sigma} + \pi_{\sigma})^2} \quad (2-17)$$

$\hbar\omega_y$  為 detector QPC 內的橫向能量限制， $\varepsilon_0$  為最低次能帶能量， $N$  為被佔據次態數， $\Delta_{\sigma}$ 、 $\pi_{\sigma}$  均為自能 (self-energy) 的虛部項，兩者加總  $\Delta_{\sigma} + \pi_{\sigma}$  可視為 detector QPC 內單一能階的能量總寬度，此能量總寬度與自旋無關。

總觀式 2-17，其整體為一正值，即此變化量  $\Delta g$  在 detector QPC 處造成電導值增加，並且此變化量與 detector QPC 及 swept QPC 間的電子穿隧機率  $|T|^2$  正相關。然後將式 2-16 作數值化，使用下列參數： $U=0.6\text{meV}$ ， $E_F - \varepsilon_0 = 10\text{meV}$ ， $\hbar\omega_y = 3\text{meV}$ ， $\Delta_{\sigma} + \pi_{\sigma} = 0.02\text{meV}$ ， $|T| = 0.08\text{meV}$ ；最後將 detector QPC 的電導變化  $\Delta g$  對費米能與束縛態能量差作圖，如圖 2-9，由圖可觀察到當費米能量接近束縛態時有一電導變化峰值 [12]。

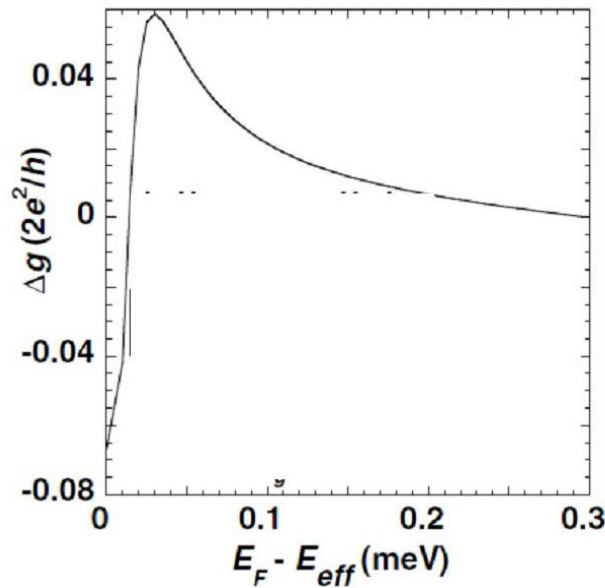


圖 2-9 束縛態(BS)對 detector QPC 之影響理論計算圖[12]

因此推論此振盪峰值可由兩 QPC 間的交互作用引起，而此交互作用源自於外加於 swept QPC 的閘極電壓接近截止電壓( $V_{\text{pinch off}}$ )時，將在 swept QPC 處局部形成單一電子自旋阱(single-spin trap)，並成為限制單一電子的束縛態(bound state, BS)，此被局限的單一自旋電子將吸引 detector QPC 內的自旋電子並形成在 BS 與 detector QPC 間穿隧的電子流，因此我們可以將此電子流視為 BS 與 detector QPC 兩者的波函數疊加干涉，疊加結果則將於 detector QPC 處形成一振盪峰值，以上所簡述產生振盪峰值的機制如圖 2-10 所示。

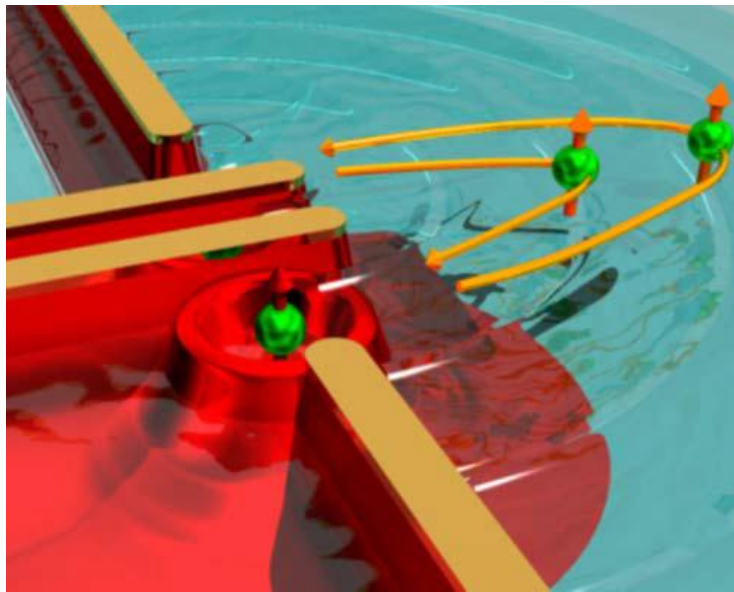


圖 2-10 束縛態(bound state)與 detector QPC 關係示意圖[16]

2007 年 Bird 團隊針對此振盪量測對閘極結構作修改，如圖 2-11(a)，此系統由八支獨立的金屬閘極所構成，固定電導值的控制金屬閘極稱為 detector QPC，控制偏壓為  $V_D$ ，電導值  $G_D$ ；而第二對改變偏壓的金屬閘極稱為 swept QPC，負載偏壓  $V_S$ ，電導值  $G_S$ ；除了此兩對 QPC 所使用的金

屬閘極外，其餘金屬閘極均接地。量測於 4.2K 下進行，八支獨立金屬閘極可形成六種組合方式，圖 2-11(b)為其中一種，插圖中被圈起之金屬閘極為 sweep QPC，另一對標色的的金屬閘極為 detector QPC。圖中兩條曲線，其中右方藍色曲線對應右方 Y 軸  $G_S$ ，此曲線將位於 detector QPC 側的歐姆接點浮接 (floating)，負載偏壓於 swept QPC 單獨量測  $G_S$ ，swept QPC 進行作閘極偏壓與電導值關係量測，通道可完全關閉卻沒有明顯的量子化電導平台；圖中另一條左上方由空心圓所連接的曲線對應左方 Y 軸  $G_D$ ，此曲線固定偏壓  $V_D$  於 detector QPC，同時改變 swept QPC 的外加偏壓  $V_S$ ，並將位於 swept QPC 側的歐姆接點浮接，於 detector QPC 側的歐姆接點量測  $G_D$ ，隨著 swept QPC 的外加偏壓  $V_S$  改變，可明顯觀察到當 swept QPC 到達截止電壓 ( $V_{pinch\ off}$ ) 時， $G_D(V_S=-1.15V)$  後即相應產生一峰值。

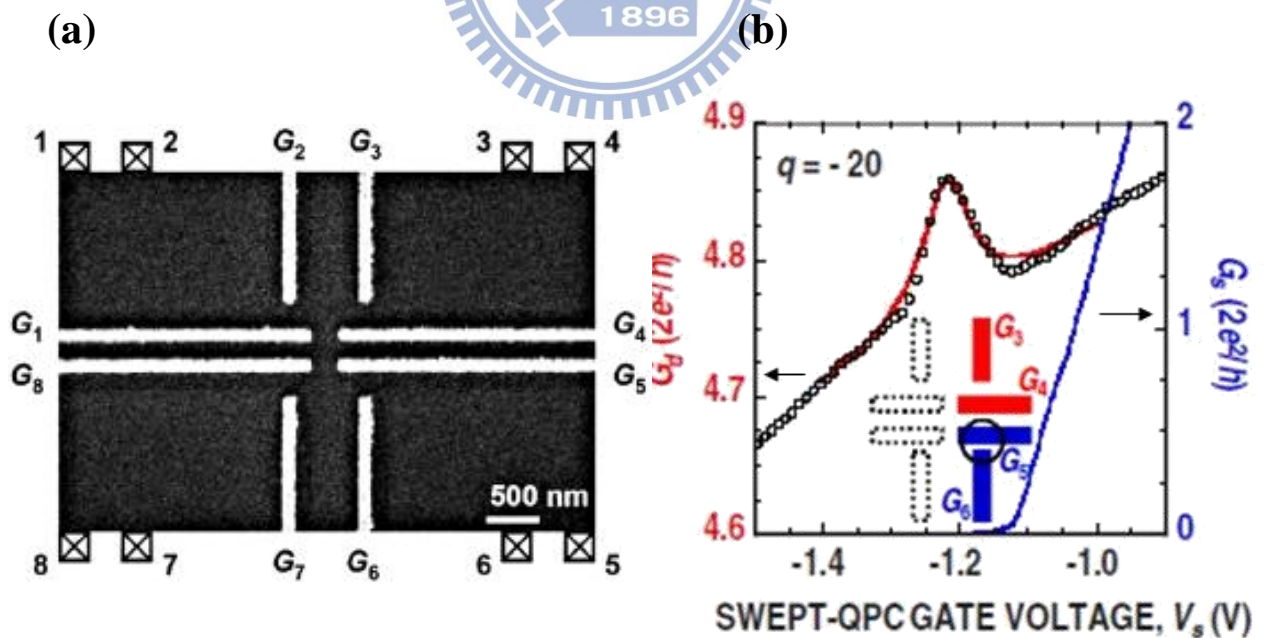


圖 2-11(a) 2009 年 Bird 團隊針對束縛態所設計的閘極結構(b)束縛態所產生的振盪結果量測；同圖 4-6。[16]



而 Bird 團隊為了證實此振盪峰值與 0.7 結構(0.7 structure)的相關性，便進行振盪峰值與溫度關係的量測。隨著系統溫度的上升，振盪峰值的半高寬(full width at half maximum)保持一定值，然而振盪峰值的振幅卻隨系統溫度上升而下降，當溫度上升至 35K 時只可勉強觀察到此峰值的存在，另一方 0.7 結構會隨著系統溫度上升而消失，因此間接說明此振盪峰值並非由 detector QPC 內部的交互作用所造成，而是由 swept QPC 處 0.7 結構相應形成的束縛態所引起，除此之外，振盪峰值對應 swept QPC 外加偏壓  $V_S$  的位置會隨著溫度上升稍稍向較小的電壓值  $V_S$  移動，說明隨著溫度上升系統各能階的能量增加，需更大的能量才能形成束縛態(BS)，如圖 2-12；電壓  $V_D$  改變時仍可觀察到振盪峰值，並且對應 swept QPC 外加偏壓  $V_S$  的位置及振盪峰值幅都沒有發生任何改變，但繼續減少負加於 detector QPC 的電壓  $V_D$  且使  $G_D < 2e^2/h$  後振盪峰值即消失，亦再次說明此振盪峰值由 swept QPC 形成的 BS 與 detector QPC 間穿隧電子流所形成。

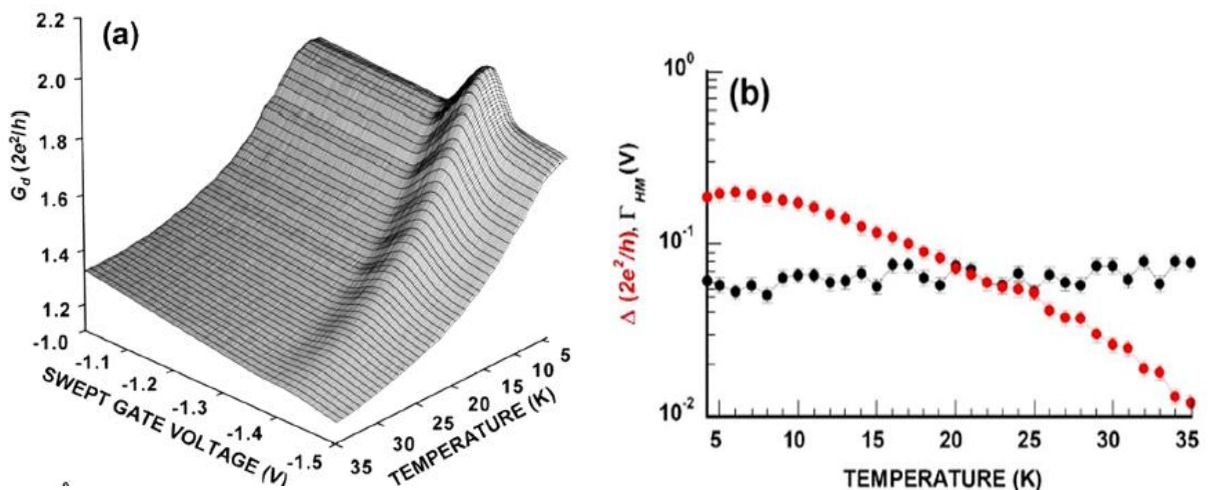


圖 2-12 (a)振盪峰值位置溫度關係圖，(b)振盪峰值高度及半高寬與溫度關係。  
 detector QPC :  $G_7$  和  $G_8$  ; swept QPC :  $G_1$  和  $G_2$  ;  $\Delta$  為峰值高度， $\Gamma_{HM}$  為半高寬(full width at half maximum) 。 [15]

另外，此振盪峰值結構會由於 swept QPC 與 detector QPC 間的間距變短而發生峰值不對稱的變化。圖 2-13 (a)(b)、(c)(d)、(e)(f)分別由上而下對應三種 QPC 相鄰間距，由圖(a)至圖(f) QPC 相鄰間距漸減，圖(e)(f)所使用的 QPC 相鄰為最短間距約 300nm，隨著間距縮短從原本圖(a)(b)的  $G_D$  對稱峰值變成圖(e)(f)的  $G_D$  左右不對稱峰值，此種不對稱峰值由於 Fano effect 所造成，而圖 2-13(e)(f)中， $G_D$  從一最小值馬上躍昇為局部最大值( local maximum )，即是 Fano effect 典型表徵。

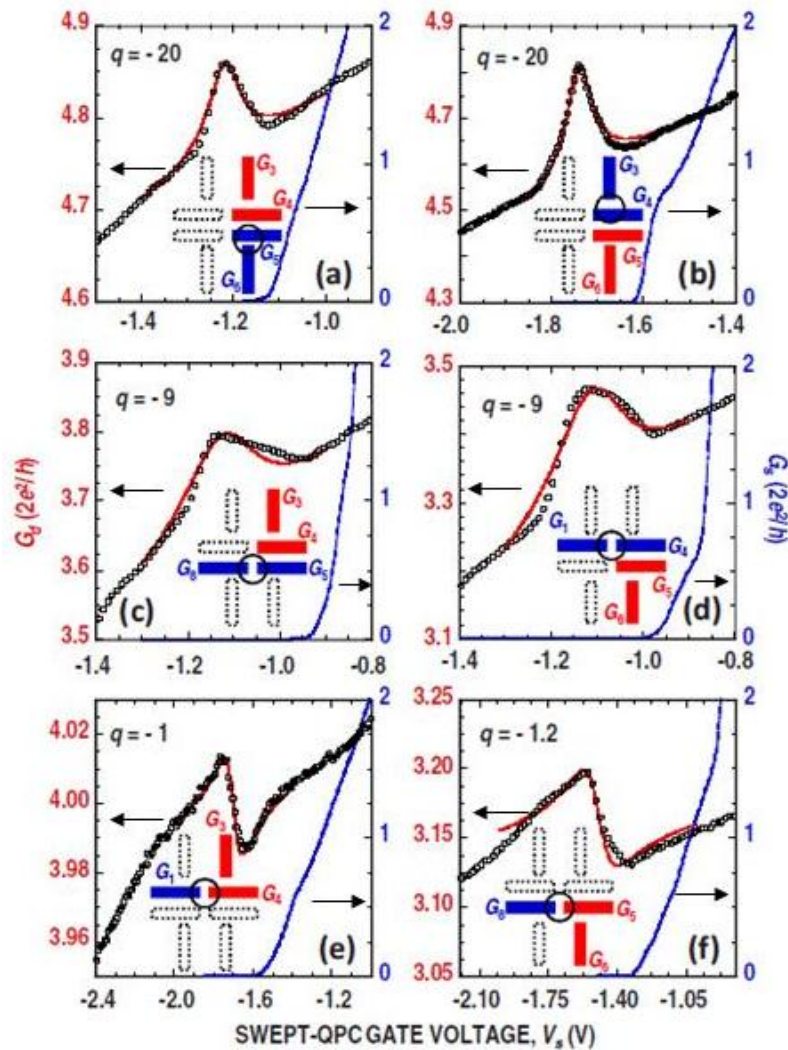


圖 2-13 各種 QPC 組合型式下的振盪峰值與 swept QPC 電壓  $V_s$  關係圖。[16]

### 第三章 樣品製作與量測技術

本章主要介紹樣品製作流程、製程技術及量測所需要用到的技術與方法。製程使用以下技術：微影技術(lithography)、濕式蝕刻(wet etching)、熱蒸鍍技術(thermo-evaporation)、熱退火技術(annealing)等；量測方面的技術則包括低溫系統的介紹及電性量測的方法等，將若干節次介紹。圖 3-1 為大致流程圖：

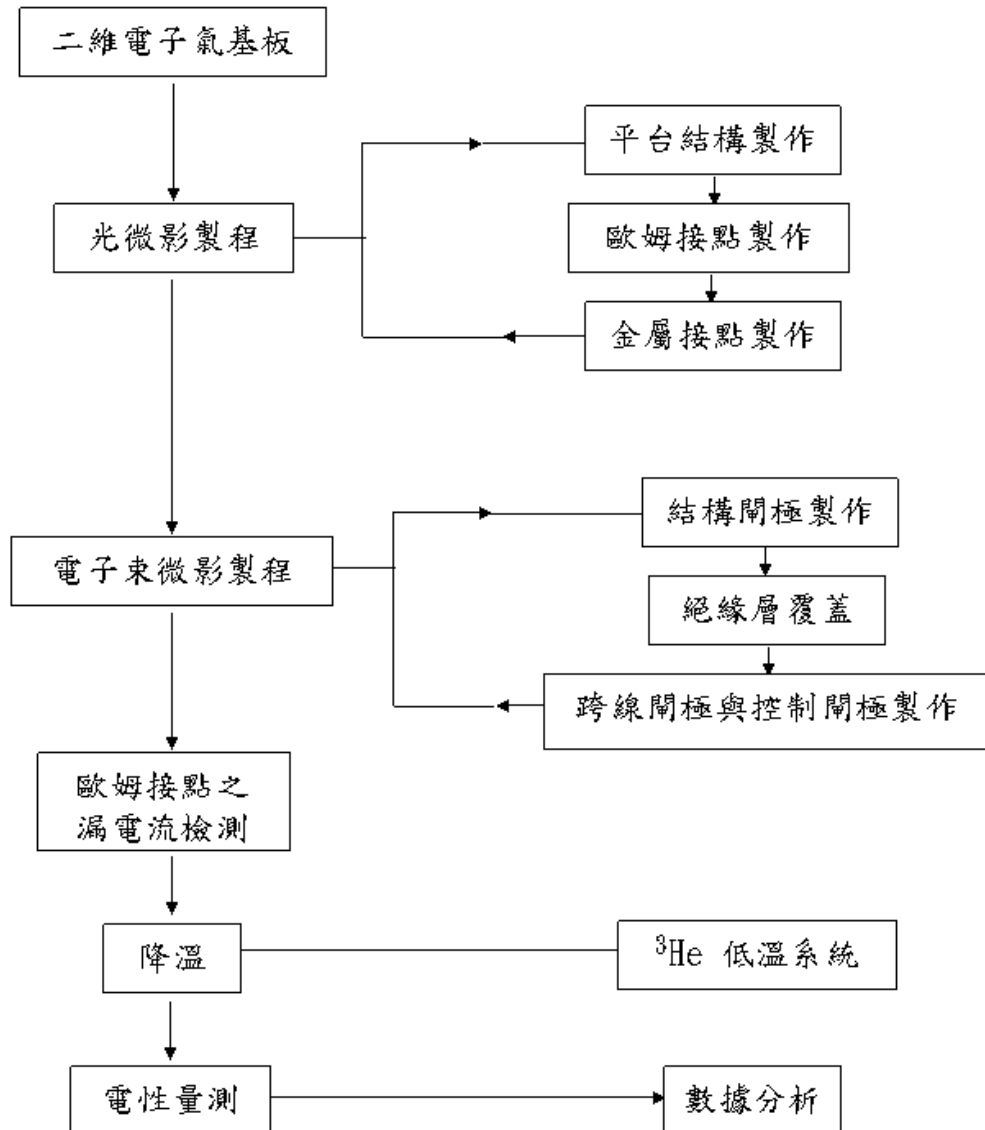


圖 3-1 完整工作流程。

### 3.1 樣品製作流程

由於我們使用閘極侷域的方式產生彈道式傳輸範疇的電子系統，表面閘極的尺寸需小於等於二維電子氣的平均自由路徑，換句話說需要製作出次微米等級的閘極結構。樣品結構主要是利用微影技術完成，依序先由光微影定義 5 微米以上較大尺寸部分的元件，再由電子束微影製作小於 5 微米的結構，以下分為兩部分介紹樣品的製作流程，微影技術將另外再做詳細介紹。圖 3-2(左)、3-2(右)分別為光微影、及電子束微影完成影像。

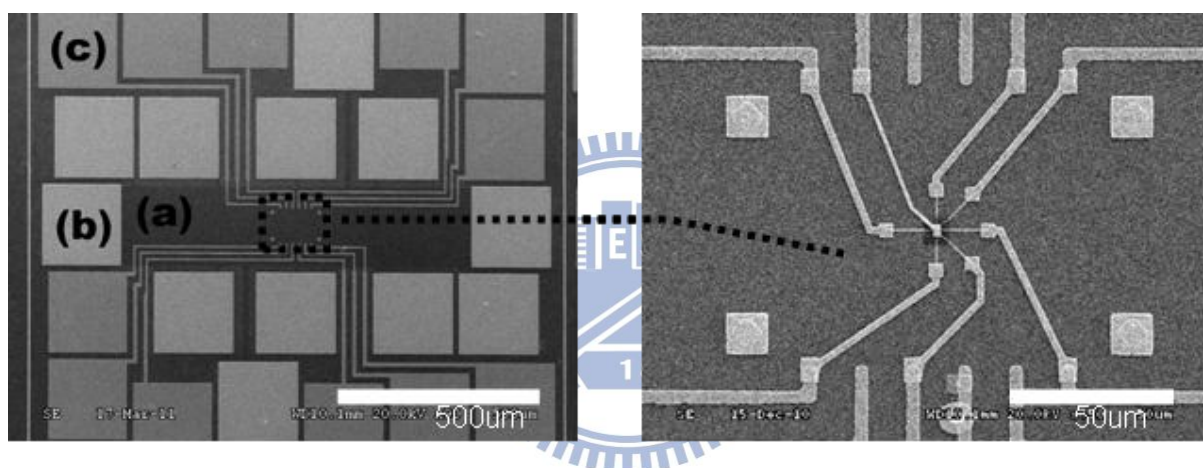


圖 3-2(左)：SEM 拍攝光微影製程完成影像，顏色最深者(a)為平台結構，最亮者(b)為歐姆接觸，(c)為金屬打線區；中央方框圈選處由電子束微影完成微小結構。(右)：由 SEM 拍攝電子束微影製程完成影像，中央顏色最深者為絕緣層，覆蓋於緣層上方為控制閘極，其他為跨線閘極，最微小結構的電子聚焦閘極位於絕緣下方。另外四周的四個方形為對準子，為每層結構的相對座標定位點。

#### 3.1.1 光微影製作流程( photolithography )

##### (a) 平台結構( mesa structure )

此結構主要是為了定義出二維電子氣的最大活動範圍，使二維電子只在獨立平台結構內，以便限制電子活動路徑。首先用光微影技術，將圖形轉移到塗布光阻的基板上，再利用濕式蝕刻將未被光阻覆蓋處移

除，最後用丙酮把剩餘光阻清除，即完成平台結構。所使用技術細節程將另外介紹。圖 3-3(a)黑色區域即為平台，其下方才有電子可活動區域。

(b) 歐姆接觸( ohmic contact )

歐姆接觸連接樣品表面與二維電子氣層，有約  $200\ \mu\text{m} \times 200\ \mu\text{m}$  大小可作 wire bonding，進行後續電性量測。製作上依序使光微影定義圖形，蒸鍍上所需金屬(鎳、金、鍺、鎳)，再舉離及熱退火使金屬擴散至二維電子氣層，即完成歐姆接觸。另外，製作歐姆接觸時，為了讓接點導電性質更好，我們會做一些基板表面處理，避免金屬與基板間有雜質及氧化物存在。圖 3-3(b)之白色方塊即為接點，可滲入至下方電子氣層。

(c) 金屬閘極( metal gate )

金屬閘極用以加偏壓限制電子運動，使二維電子氣內形成窄通道；而光微影製作的閘極線寬較寬，約  $5\ \mu\text{m}$ ，主要連接外部打線區與內部更細小的閘極結構。使用光微影、熱蒸鍍、舉離，即完成製作。圖 3-3(c)中白色方塊區域，有  $5\ \mu\text{m}$  線寬連接至中間 mesa 即為金屬閘極區。

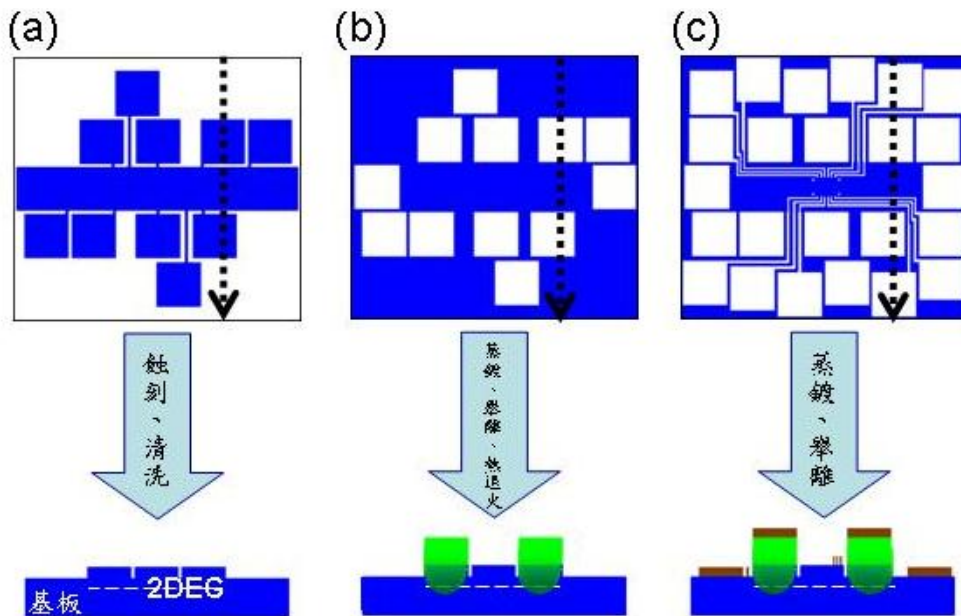


圖 3-3 光微影製程三道顯影後俯視圖及完成側剖面圖，側剖面沿上部顯影圖虛線箭號處切開，白色虛線為二維電子氣所在位置。

### 3.1.2 電子束微影製作流程

#### (a) 結構閘極( structure pattern )

此為形成閘極侷域的最小結構，兩組相對的平行成對 QPC( Quantum Point Contact )，經加上負偏壓驅趕底下二維電子氣形成窄通道，使二維電子氣產生類一維( quasi-1D )特性。單對 QPC 寬度  $W$ ( 450 nm )，相鄰平行兩對 QPC 相距  $L$ ( 1.0  $\mu\text{m}$  )，兩組 QPC 相鄰  $d$ ( 0.5  $\mu\text{m}$  )，利用電子束微影定義圖形(電子阻劑塗佈條件為：6% PMMA，30 秒 6000 r. p.m. )，顯影，蒸鍍 100Å 的 Ti 和 800Å 的 Au，再舉離完成此結構。圖 3-5(a)

由於電子束移動 10  $\mu\text{m}$  後移回設定座標會有些許誤差，但我們很在意每段閘極結構的相對位置，故把電子聚焦閘極切作兩個部分，相對位置極重要處先曝光，再寫此閘極外部，以減少移動造成的位置誤差；另外，電子束寫圖形的先後順序也可能造成移動誤差，因此寫相對位置極重要的圖形，需特別注意寫圖形的先後順序。

#### (b) 絕緣層( insulator )

為避免結構閘極與控制閘極導通，並期望獨立控制結構閘與控制閘極偏壓大小，故在結構閘極上製作一層絕緣層。絕緣層的製作經定位點精確的覆蓋在指定位置上，PMMA 經電子長時間曝照，將變性而無法溶解於丙酮中形成絕緣層，此絕緣層厚度與電子阻劑濃度及塗佈厚度有關，而絕緣層厚度與介電係數決定於電子曝照劑量，如圖 3-4。使用濃度 6% PMMA，塗佈條件 30 秒 5000 r.p.m.，電子曝照劑量 18 nC/cm，此條件下製作出絕緣層厚度 1500Å，圖 3-5(b)中黑色區塊即絕緣層；由上下層閘極作 junction IV 漏電流測量得知電阻約為  $10^{12} \Omega$ 。

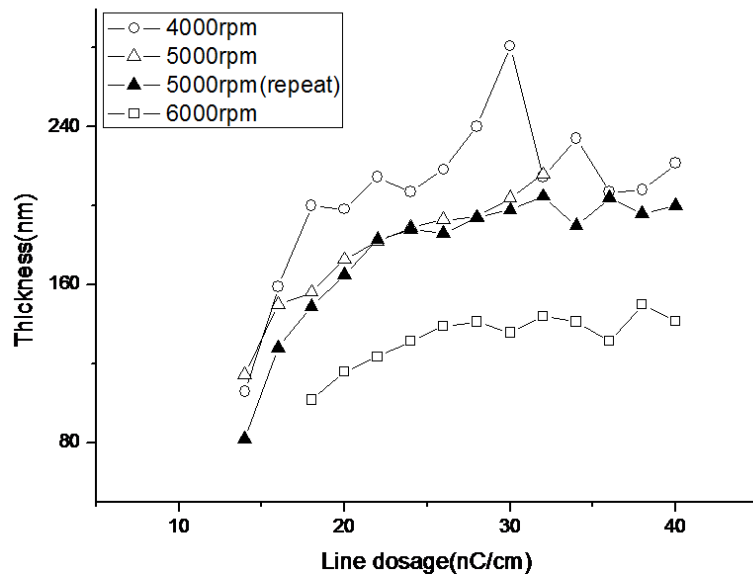


圖 3-4 曝光劑量與絕緣層厚度關係圖，絕緣層厚度由 AFM 量測取得，使用 6% PMMA，旋轉塗佈時間 30 秒。

(c) 跨線閘極(cross-gate)與控制閘極(top-gate)

跨線閘極用以連接結構閘極與光微影製作的金屬閘極；控制閘極則控制絕緣層下通道的電子密度。由於這兩種閘極需完整的覆蓋並連接較厚的絕緣層與光微影製作的金屬閘極，所需蒸鍍金屬厚度較厚，由 100 Å 的 Ti 及 1400 Å 的 Au 構成，使用電子阻劑厚度也相對加厚(10% PMMA，90 秒 6000 r.p.m.)，方可得到較佳的舉離成功率。圖 3-5(c)

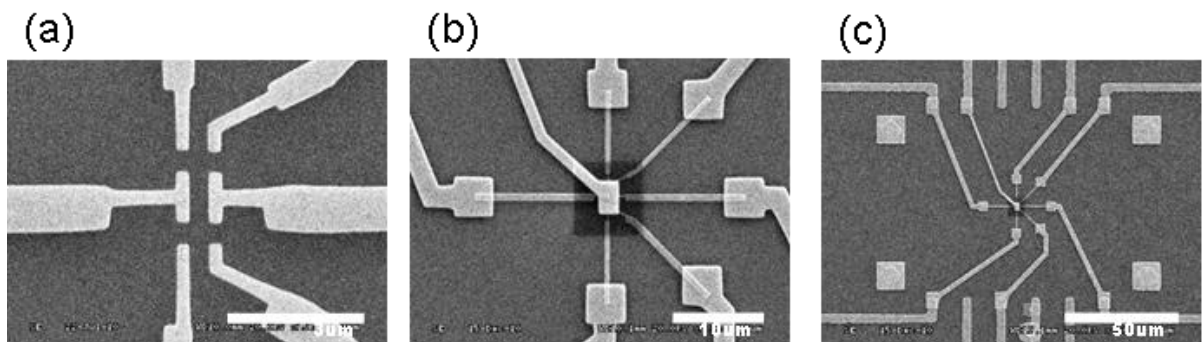


圖 3-5 由 SEM 拍攝電子束微影三道製程細部圖。(a)電子束微影製程中最小結構，結構閘極；(b)深色處為絕緣層，上面覆蓋控制閘極，四周方塊是跨線閘極與結構閘極連接處；(c)跨線閘極連接光微影製程之金屬閘極，電子束微影完成圖。

## 3.2 微影技術( lithography )

### 3.2.1 光微影製程技術( photolithograph )

此技術利用光阻劑照射特定光源後，改變原本光阻劑內部鍵結結構而溶於特定顯影液之特性，輔以光罩( mask )阻擋光源選擇曝照區域，光阻依照光罩設計覆蓋於基板特定區域，再進行後續蝕刻或蒸鍍，將光罩圖形轉移。此技術可快速的大量複製圖形，但解析度受限於光源波長造成的繞射極限，適用於約 1 微米以上製程。我們在此製程上使用機台由 ABM 出產之光罩對準機( mask aligner )，UV 光源，波長 365 nm、 $20 \text{ mW/cm}^2$ ，光阻劑為 AZ5214E。此光阻劑原為正型光阻，但可經由反轉烤變為負型光阻，且於截面形成 undercut 利於後續的舉離。另外，我們藉由光罩上的對準子( alignment-key )確定每一道都精準的附蓋在我們所需的相對位置上。光微影技術製作反應圖如圖 3-6，細部流程如下：

#### (1) 清洗( substrate cleaning )：

分別浸泡於丙酮、酒精十分鐘，再用氮氣吹乾即可。此步驟極為重要，若基板上附有雜質將影響後續塗佈及曝光，降低圖形轉移的完整度與成功率。

#### (2) 塗佈( spin coating )：

在基板滴上光阻劑，藉由光阻塗佈機將基板快速旋轉，利用離心力使光阻均勻塗佈，塗佈完成時需注意附著基板上光阻色澤是否均勻(光阻塗佈是否均勻)，是否沾黏雜質。塗佈轉速及時間均影響塗佈光阻厚度，在此我們依序用 10 秒 1000 r.p.m. 及 40 秒 5000 r.p.m. 等兩階段完成塗佈，前者使光阻均勻附著，後者決定光阻厚度。



(3) 預烤( pre-bake )：

本步驟將光阻內溶劑蒸發，避免光阻太軟，確保光阻劑附著且不容易沾黏於光罩上。此步驟條件為 90 °C，90 秒。

(4) 曝光( exposure )：

我們採真空曝光( contact exposure )，直接將基板貼附上光罩且將基板與光罩間空氣抽走，再進行曝光，由於此方法可減少光程差及干涉而得到較好的解析度約 1 微米，但可能造成基板貼附時光阻劑汙染光罩，故使用光罩前需注意光罩是否乾淨，並以丙酮沖洗吹乾。另外，曝光前需把基板邊緣堆積凸起的光阻用棉花棒沾丙酮沾拭清掉，避免光阻層與光罩接觸不佳，造成圖形轉移時邊緣陡峭。使用劑量為 20 mW/cm<sup>2</sup>，1.1 秒。

(5) 反轉烤( reversal bake )：

此加熱步驟，使已曝光的光阻劑結構改變不溶於顯影液，但不影響未曝光的光阻，故在後面一步的全曝後，未曝的光阻將溶於顯影液，如此有圖形反轉的效果。此步驟條件為 120 °C，90 秒。

(6) 全曝( flood exposure )：

使未曝光的光阻劑結構改變，而溶於顯影液，因而最後圖形如同負光阻的作用，並於邊界有縱向內切結構。使用條件為 20 mW/cm<sup>2</sup>，12 秒。

(7) 顯影( develop )：

經曝光後的光阻將溶於顯影液，完成圖形轉移。顯影液的濃度及顯影的溫度均影響顯影速度，顯影不足造成圖形不完整或舉離不易，反之則也會造成圖形變形。在此使用條件如下：於室溫(~25 °C)，浸泡

混合溶液(AZ400K：DI Water = 1:4)約 15~20 秒，再放入去離子水中 30 秒，並以氮氣吹乾即完成。

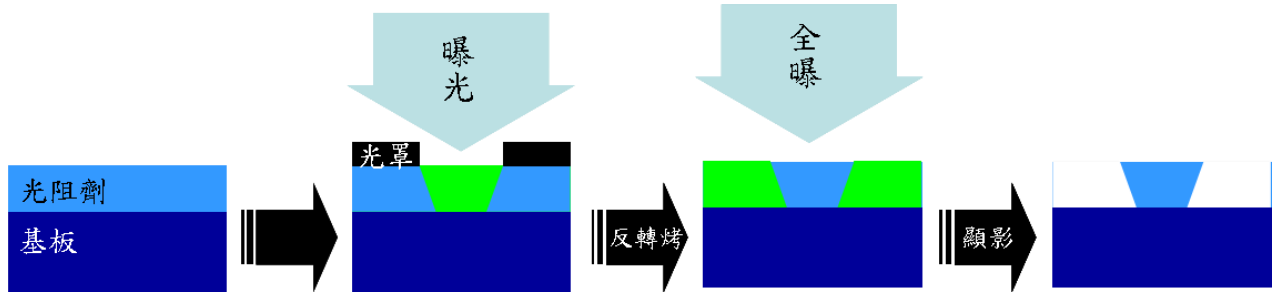


圖 3-6 光微影製程反應剖面圖。

### 3.2.2 電子束微影製程技術(e-beam lithography)

電子束微影技術原理與光微影技術類似，但曝光源由電子替代而得到更高的解析度( $\sim 0.1 \mu\text{m}$ )。電子束微影技術以掃描式電子顯微鏡(Scanning Electron Microscopy, SEM)為基礎發展而來，實驗室使用 Hitachi S-3000H。主要利用鎢絲加熱產生電子，外加高電壓約 20 kV，加速電子並導引電子行徑的主要方向，再經過一連串的磁透鏡的聚焦，使電子束集中在很小的區域，電子束微影技術利用此特性，控制電子束並打在塗有電子阻劑 (polymethylmethacrylate, PMMA) 的基板上，以電子束聚焦圓點為基礎單位一個點一個點曝光，並以 Design CAD 圖形設計軟體、NPGS(Nano Pattern Generation System)控制電子束介面軟體及屏蔽板(Beam blanker)等的輔助，控制電子束的移動及開關直接將設計圖形在電子阻劑上曝光，無需額外使用光罩作曝光區域選擇的動作，圖形設計可隨時更動，保有較大的使用彈性，但曝光相對較耗時，且需考慮電荷效應(charge effect)及近接效應(proximity effect)，相對設計的圖形得作小幅度修正。另外，此製程使用電

子阻劑為正型阻劑，但由於利用電子曝光時，電子於電子阻劑內有些許散射，及電子阻劑與基板界面發生反射，造成顯影後電子阻劑截面即為內切 ( undercut ) 型式利於後續舉離，明顯與未反轉過光微影製程不同。製作反應圖如圖 3-7，細節流程如下：

(1)清洗(substrate cleaning)：

分別浸泡於丙酮、酒精十分鐘，再用氮氣吹乾即可。

(2)塗佈( spin coating )：

先在基板滴上電子阻劑，藉由塗佈機將基板快速旋轉，利用離心力使電子阻劑均勻的塗佈，塗佈完成時需注意附著基板上電子阻劑色澤是否均勻(光阻塗佈是否均勻)，是否沾黏雜質。使用條件如前文。原則上，塗佈時轉速愈快膜厚愈薄，塗佈時間並不影響厚度，但較短的塗佈時間可能造成塗佈不均勻。另外，電子阻劑塗佈完成後的顏色反應其厚度，可藉此判斷是否塗佈異常。

(3)預烤( pre-bake )：

本步驟將電子阻劑內溶劑蒸發，確保電子阻劑附著良好。預烤條件為 180 °C，5 分鐘。

(4)曝光( exposure )：

利用 NPGS 程式控制電子束，將 Design CAD 上所設計之圖形直寫在電子阻劑上，並搭配測得適當劑量即完成。曝光劑量以 nC/cm 為單位，太大的劑量使得電子散射，並破壞旁邊原本不需要曝光的電子阻劑性質，造成圖形擴大膨脹；反之，若太小的劑量使曝光不完全，圖形小於原本設計且邊緣不平整。

(5)顯影( develop )：

將已曝光的 PMMA 溶解，完成圖形轉移。顯影的時間、溫度和混合溶液濃度均影響最後完成顯影的圖形。使用條件如下：於室溫 (~25°C)，分別顯影 75 秒定影 25 秒，前者使用混合溶液( MIBK : IPA = 1 : 3 )，後者使用 IPA，最後再浸泡於去離子水 30 秒，並以氮氣吹乾即可。

(6)熱蒸鍍( deposit )：

此步驟並非所有電子束微影製程都需要，僅為製作金屬電極所需。將完成顯影後樣品進行熱蒸鍍，即可於微影製程所指定留下空缺部分沉積附著我們所需金屬。一般金屬電極由鈦(Ti)及金(Au)組成，金有良好的導電導熱性質，但與基板附著力不佳，需先鍍上 10 nm 鈦作為附著層，再鍍上對應所需厚度的金。

(7)舉離( lift off )：

將附著金屬的基板放入丙酮浸泡三十分鐘，利用丙酮把基板上的電子阻劑溶解，並同時清開沉積於電子阻劑上的金屬，再用針筒吸取丙酮沖洗基板表面，作最後的金屬翻離，即可留下直接附著於基板之金屬，完成舉離。

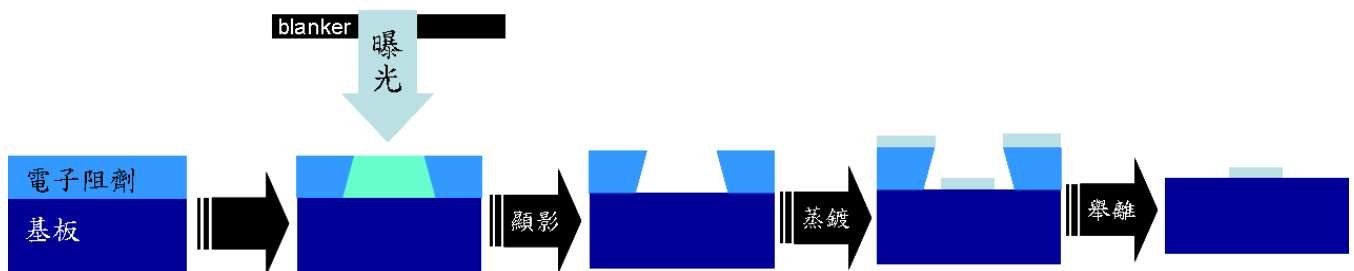


圖 3-7 電子束微影反應剖面圖。

### 3.3 其他技術

#### 3.3.1 濕式蝕刻(wet etch)

此技術使用於第一道光微影之後，利用覆蓋的光阻劑抵擋化學侵蝕，定義出二維電子氣的活動範圍，我們使用淺式蝕刻( shallow etching )，僅蝕刻至基板中的摻雜層( doping layer )，深度約 550~600 Å，當摻雜層被破壞後無法誘導電子於介面形成二維電子氣，即可成功定義出電子運動範圍。相較於深度為~1000 Å 的蝕刻，不會發生電極接觸外露的二維電子氣層，較無有漏電流的情形。

蝕刻液配方比例及溫度嚴重影響蝕刻速率，又較慢的蝕刻速率得到比較平整的蝕刻面。使用條件如下，蝕刻液配方為硫酸( H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> )：雙氧水( H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> )：去離子水( DI Water )=1：8：160，於 4 °C 操作，蝕刻速率約 1200 Å /min。各樣品之蝕刻條件如表 3-1。

表 3-1 各樣品蝕刻條件整理表。

2DEG 編號	2DEG 深度(Å)	蝕刻深度(Å)	蝕刻時間(s)
5-66	925	600	30
8-429	910	600	30
7-79	450	300	15

### 3.3.2 熱蒸鍍( thermal evaporation )

我們使用微影製程及熱蒸鍍技術，將金屬沉積在基板指定區域。熱蒸鍍為一種物理氣相沉積，在高真空( $\sim 10^{-6}$  torr)環境下進行，經由電極加高電流於鎢舟產生焦耳熱( $I^2R$ )，將靶材加熱揮發，進而金屬蒸氣擴散沉積在基板上。

#### (1) 準備：

將靶材浸於丙酮、酒精，置入超音波振盪器清洗，並以氮氣吹乾。將靶材置於鎢舟中心，置樣品於靶材正上方後關上遮罩；確定石英振盪器頻率正確，檢查中央電極與側邊電極確實導通，高電壓電漿環(H.V. plasma ring)確實導通，並檢查電極與金屬腔體無短路，再進行後續步驟。

#### (2) 抽真空：

開 rough valve 使用機械幫浦(mechanical pump, M.P.)粗抽，氣壓下降至約  $5 \times 10^{-2}$  torr，開 foreline valve 及 main valve 使用渦輪幫浦(turbo pump, T.P)將腔體抽至  $5 \times 10^{-6}$  torr，約一小時可達成。由於渦輪幫扇葉容易因高氣壓衝擊受損，使用過程需特別注意。

#### (3) 電漿蝕刻：

若為電子束微影製程後的蒸鍍過程，蒸鍍金屬前需打氬氣電漿(Ar plasma)，清理可能殘留的電子阻劑。氣壓抽到  $3 \sim 5 \times 10^{-6}$  torr 時，關 main valve 及 foreline valve，通氬氣清管線數次後，將腔體充氬氣至  $8 \times 10^{-3}$  torr，加高電壓 800V，開遮罩 2 分鐘，歸零高電壓後，用渦輪幫浦抽至  $3 \times 10^{-6}$  torr 以下。

(4) 蒸鍍：

選擇所需蒸鍍靶材的參數，緩慢於電極上加電流加熱靶材，等鍍率穩定後(約  $1\sim 2 \text{ \AA/s}$ )，打開遮罩鍍至所需厚度，關上遮罩及電流完成蒸鍍。另外，進行蒸鍍時，腔體氣壓會有小幅度上升，約上升至  $5\sim 7\times 10^{-6} \text{ torr}$  以內均可接受，但氣壓過度飆升會影響蒸鍍品質，尤其蒸鍍鈦(Ti)時，需特別注意。

我們實驗室蒸鍍機內部有四個側邊電極與中央電極連接，可同時置入四種靶材，所蒸鍍金屬厚度由石英振盪器依序監控。利用同時蒸鍍在石英片上沈積金屬所造成振盪頻率改變，再輔以參數換算，得到樣品上金屬沈積厚度，此換算除了與金屬密度...等各種金屬特性有關外，石英振盪器與樣品相對靶材之間位置( $d$ 與 $d'$ )有關，且呈距離平方反比關係(如圖 3-8 所示)，此兩距離平方比( $d'/d$ )<sup>2</sup>於靶材之細項參數(tooling factor)作修正。

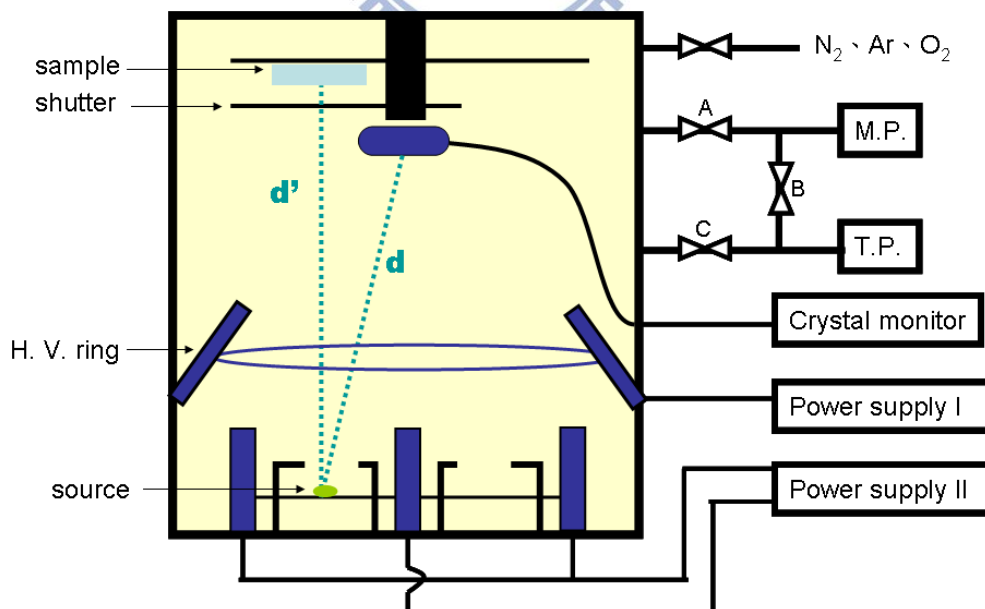



圖 3-8 熱蒸鍍內部剖面及氣壓控制面板示意圖：鎢舟上方加上鎢舟遮罩限制金屬蒸氣沉積的範圍，石英振盪器與樣品相對位置如圖示，另 plasma 高電壓環與連接鎢舟電極分別使用獨立的兩電源供應器；氣壓控制面板 A、B、C 分別代表 rough valve, foreline valve 及 main valve。

### 3.3.3 熱退火( annealing )

此步驟將基板表面含多層金屬的電極滲入基板內的二維電子氣層，使得表面與二維電子氣之間形成良好的歐姆接點。我們所使用的多層金屬由下而上分別為：鎳(Ni) 100 Å、金(Au) 2000 Å、鍺(Ge) 1000 Å、鎳(Ni) 700 Å。此金屬層疊的比例非常重要，是主要影響熱退火金屬間互相作用的滲透機制以及歐姆接點成功與否的關鍵。金(Au)、鍺(Ge)均會滲入淺層基板，且鍺由鎳(Ni)的幫助滲入，同時基板內的鉍(As)與鎵(Ga)會擴散至滲入的金、鍺中，造成基板內產生空缺，此時鍺將填入此空缺形成歐姆接觸。下列製作細節以 2DEG 編號 5-66 為例：

#### (1)準備：



將石英舟( quartz boat )及爐管口轉接頭以酒精擦拭，並以氮氣吹乾，再將待熱退火樣品置於石英舟中心，放入爐管中鎖緊爐管口，調整連接石英舟推管的轉接頭鬆緊(調整至可移動石英舟的最緊程度)，把石英舟拉至爐管口，並記下石英舟與爐管中心相對距離，熱退火裝置如圖 3-9 所示。

#### (2)清理：

依序使用氮氣以及氮氫氣混合氣體( $N_2 : H_2 = 9 : 1$ )作爐管內部及管線作氣體清理( purge )數次，此清理目的在於去除殘留管壁的水氣和空氣雜質，避免影響後續進行熱退火過程的混合氣體比例。在清理過程中需注意爐管管線有無漏氣，意即需注意管內壓力及抽氣速率有無異常。



## (2)熱退火：

完成爐管內部以及管線的氣體清理後，於爐管內通入氮氫混合氣體 ( $N_2:H_2=9:1$ )，並且持續通入少許的混合氣體保持爐管內部為正壓，確保不會因為爐管內外壓差使得空氣滲入，以維持爐管內的混合氣體比例與其純度，通入混合氣體的壓力約為 1psi；接著設定控溫器(Watlow series 942)的溫度為  $452^{\circ}C$ ，並設定加熱速率約 20 分鐘由室溫到達設定溫度，緩慢地將爐管加熱，待爐管內部的溫度穩定後再迅速把石英舟推入爐管中央使樣品均勻受熱，推入爐管內加熱 12.5 分鐘後立即將石英舟迅速拉出爐管，並回到原本的推入前位置降溫，即完成熱退火。



上列所敘述的熱退火條件(即加熱爐管的設定溫度以及樣品的受熱時間)並非適用於所有的二維電子氣基板，當使用不同二維電子氣基板時，需重新確定熱退火條件並作適當微調。稍高的爐管控溫器設定溫度會使滲透速率稍快，較長的熱退火受熱時間可以得到較深的金屬滲入深度。

另外，由於我們所使用的熱退火裝置系統中的石英舟(quartz boat)與樣品溫度並不能及時與位於管外壁的 k-type 溫度計一致，在我們所使用的熱退火時間之內並沒有完全達到我們所設定的溫度，因此在樣品熱退火受熱時間的設定更顯為關鍵，熱退火受熱時間太長或太短均無法得到適用的歐姆接點電阻值，而接點電阻不理想直接影響樣品的電性測量結果。原則上微調熱退火設定，爐管溫控溫度  $450^{\circ}C$ ，加熱時間 13 分鐘，可以找到深度為 80~90 nm 二維電子氣的適用條件。表 3-2 列出編號 5-66、編號 8-429 以

及編號 7-79 的二維電子氣樣品所適用熱退火條件，以及各樣品完成良好的  
歐姆接點於室溫下所量測的方塊電阻值。

表 3-2 各樣品熱退火條件整理表。

2DEG 編號	2DEG 深度(Å)	爐管溫度(°C)	加熱時間(min)	室溫方塊電阻
5-66	925	452	12.5	約 10~30 (kΩ)
8-429	910	450	13	約 20~30 (kΩ)
7-79	450	450	8.5	約 10~40 (kΩ)

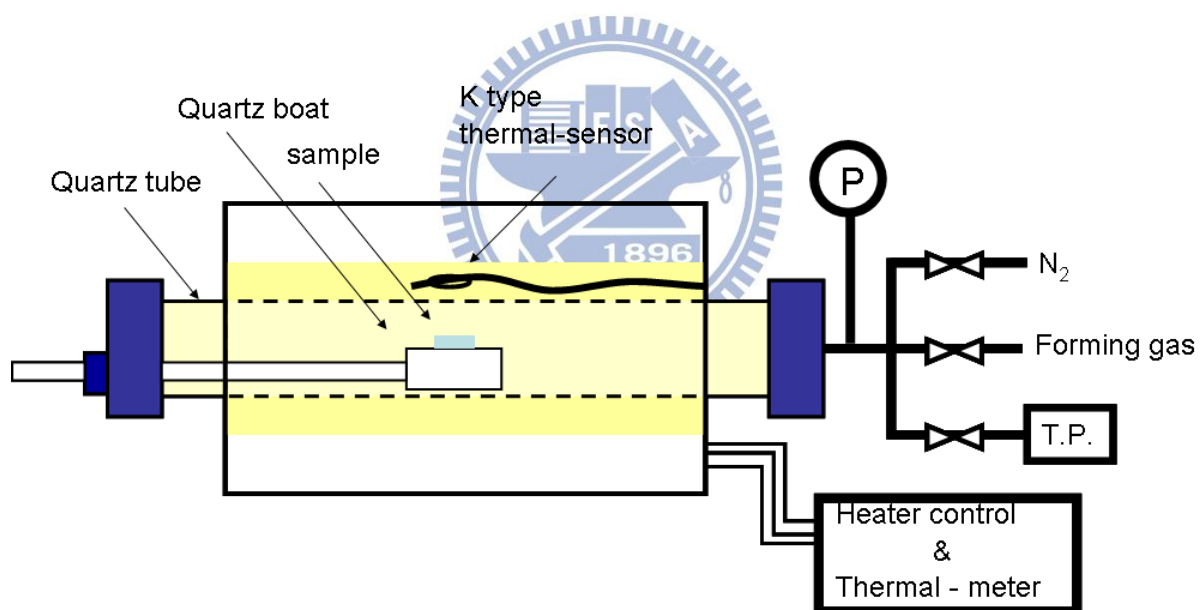


圖 3-9 熱退火裝置示意圖。

## 3.4 量測技術

### 3.4.1 $^3\text{He}$ 低溫系統

目前量測主要以  $^3\text{He}$  (Heliox AST VL) 系統為主，藉由控制系統內密封的  $^3\text{He}$  流向，可使最低溫度達到 0.28K；除此之外，實驗室還備有  $^4\text{He}$  系統，最低溫度達 1.2 K，以及  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  稀釋致冷低溫系統 (Dilution)，最低溫度可降至 25 mK。

$^3\text{He}$  系統降溫原理可大致分為三部分：首先利用樣品腔 (IVC) 內的交換氣體 (exchange gas,  $^4\text{He}$ ) 和所浸泡的液氮或液氦 ( $^4\text{He}$ ) 進行熱交換，緩慢將溫度降至 4.2K；接下來，在  $^3\text{He}$  系統內製造一溫度梯度 (位於上方 sorb 與下方 1K plate 之間)，將系統內密封的液氦 ( $^3\text{He}$ ) 驅趕至下方  $^3\text{He}$  pot 凝結，此時  $^3\text{He}$  pot 溫度約降至 1.5 K；再將上方 sorb 降溫，因溫度梯度消失，使得原本凝結於  $^3\text{He}$  pot 的  $^3\text{He}$  揮發，並帶走  $^3\text{He}$  pot 及樣品的熱量，進而降至最低溫度 (約 0.28K)。

降溫操作細節如下：

#### (1) 準備 (Preparation)

使用 Sliding hammer 鬆開樣品腔外殼，並小心取下樣品腔外殼，以免刮傷真空接縫面造成樣品腔漏氣影響後續降溫，再將樣品台鎖於系統  $^3\text{He}$  pot 下方的樣品支撐銅棒下，順帶一提，可藉由塗些許 N Grease 於樣品台下方加強樣品台與樣品支撐銅棒的貼合度，貼合度影響樣品降溫程度以及樣品溫度是否和銅棒內置校正溫度計一致。確定樣品接腳導通無誤後，於樣品腔外殼接縫塗上足量真空潤

滑劑(vacuum grease)，闔上樣品腔外殼並將樣品腔抽真空，抽至約  $7 \times 10^{-4}$  torr 以下，利用分壓法通入少許交換氣體約 0.07 torr，通入交換氣體多寡影響系統降溫速度。除此，為確定毛細管及 1 K plate 中無其他雜質或水氣在降溫過程中塞住管線，需用氦氣( $^4\text{He}$ )作氣體清理動作數次，並持續通入少量氦氣保持正壓，方完成準備動作。

## (2) 預冷(Pre-cooling)

將  $^3\text{He}$  系統緩慢放入裝有液氮的杜瓦瓶中，放入速度亦影響系統降溫速率，約經過 1~2 小時， $^3\text{He}$  pot 溫度可從 300 K 降至 100 K，確定毛細管仍保持通暢後，將系統迅速換置於液氮( $^4\text{He}$ )中，置入液氮後  $^3\text{He}$  pot 溫度降至約 10K 即可進行下個降溫動作。另外，將  $^3\text{He}$  系統放入液氮的同時，需記得設定 sorb 上的加熱器，設置溫度控制於 40 K 左右，以備下個降溫步驟作準備。

## (3) 凝結(Condensation)

溫度降於 10 K 以下後，關閉保持毛細管正壓的外接氦氣( $^4\text{He}$ )，再藉由幫浦經環繞密封  $^3\text{He}$  腔上方的毛細管抽取液氮( $^4\text{He}$ )，使得 1 K plate 的液氮( $^4\text{He}$ )得以減壓降溫，並且  $^3\text{He}$  pot 溫度可降至約 1.5 K，因此由於上方 sorb 與下方 1K plate 間溫度梯度，氦氣( $^3\text{He}$ )將下降至  $^3\text{He}$  pot 凝結(如圖 3-10)，此步驟約費時 4~50 分鐘。而  $^3\text{He}$  的凝結溫度為 3 K，當  $^3\text{He}$  pot 溫度降至 3K 時需稍旋緊毛細管上方針閥降低抽取液氮速率，以避免過多的外部 4.2 K 液氮供熱給  $^3\text{He}$  pot。另外作此凝結動作時， $^3\text{He}$  pot 溫度高低嚴重影響凝結趨向的強度，溫度愈低凝結力愈強。

(4) 降至最低溫度(Cooling to base-T)

當  $^3\text{He}$  pot 溫度降至 1.5 ~1.7K 後，重新調整 sorb 上之加熱器，並配合調整毛細管抽氣速率，將 sorb 溫度降為 4.0K，因系統內溫度梯度消失，原本凝結於  $^3\text{He}$  pot 的  $^3\text{He}$  將會揮發，並帶走  $^3\text{He}$  pot 及樣品的熱量，而降至最低溫(約 0.28K)，如圖 3-10。 $^3\text{He}$  揮發降至 0.28K 約可維持數小時，視量測過程所需可重覆(3)(4)之動作維持量測溫度。另外，當  $^3\text{He}$  pot 降至最低溫度時，需稍旋緊毛細管上方針閥降低抽取液氦速率，以避免過多的外部 4.2K 液氦供熱給  $^3\text{He}$  pot，可維持最低溫度較長的時間。

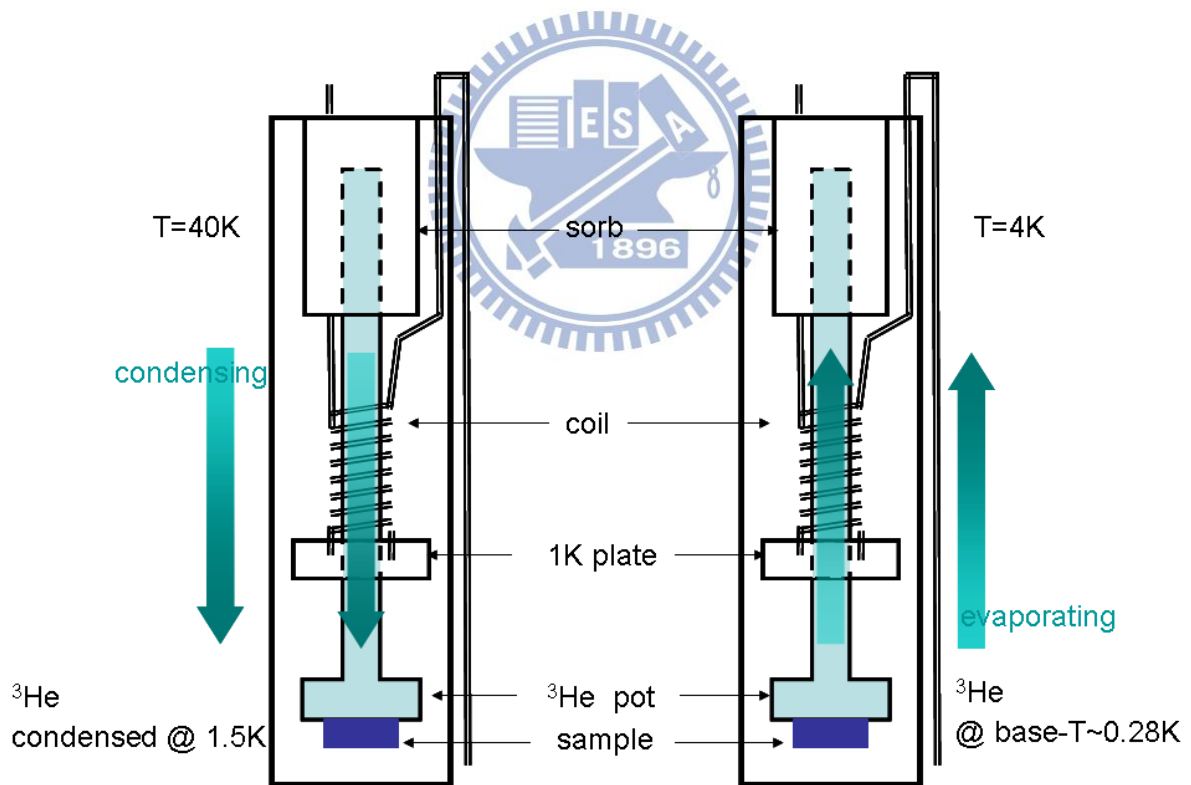


圖 3-10 低溫  $^3\text{He}$  系統結構示意圖。左方與右方分別圖示執行(3)凝結(4)降至最低溫度兩降溫步驟時，系統的溫度設置與內部封閉  $^3\text{He}$  的流動方向。

### 3.4.2 漏電流檢測

此項目主要檢測光微影金屬閘極和二維電子氣層間的漏電流。原本基板表面與二維電子氣層相距 90 nm，中間為 GaAs/AlGaAs 之絕緣異質界面，但在經過光微影製程的蝕刻後，可能降低其中絕緣異質界面可以承受的電壓極限，並破壞此絕緣特性，導致外加於閘極的偏壓產生漏電流影響二維電子氣層中的量測訊號，故在量測前，需確定表面閘極的外加偏壓工作區間內漏電流極小且可忽略。我們量測過程中，使用的偏壓約為-1~0.5 V，量測訊號約為 nA，則漏電流小於 10 pA 為許可範圍。

檢測方法如下(圖 3-11)：將可變電壓源連接至金屬閘極與歐姆接點，再串聯一電流計，並透過電流前置放大器(DL1211)可將電流解析度達 pA 等級，另外，因此電流前置放大器特別敏感脆弱，在使用時需特別注意所使用的檔位是否有足以負荷通過的最大電流。順帶一提，當閘極外加正偏壓時，較容易有漏電流， $V_g = 0.5 \text{ V}$  約有 10 pA 的漏電流；但負偏壓加至-2 V 漏電流還未到達 10 pA。

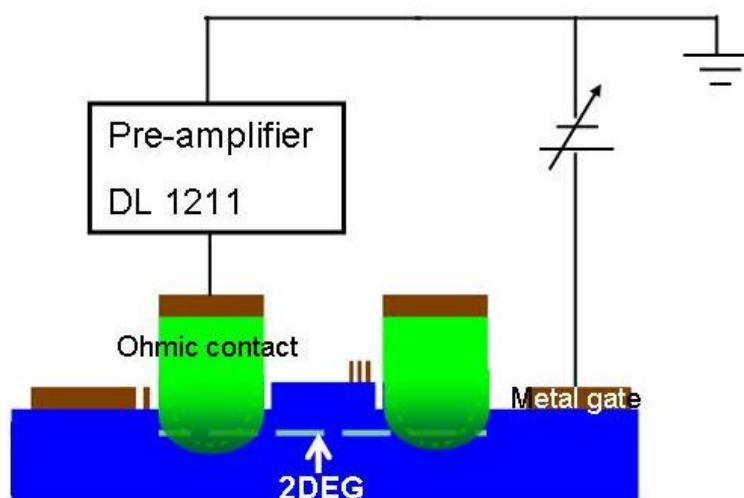


圖 3-11 漏電流檢測電路圖。

### 3.4.3 歐姆接點檢測

在下低溫量測前，需慎重檢查歐姆接點( Ohmic contact )是否良好，依序在室溫、77 K 以及 4.2 K 時作接點電阻量測。良好的歐姆接點應遵守歐姆定律，即量測之 I-V 曲線應呈線性；反之，可能接點製作不良未接觸到二維電子氣層，接點與二維電子氣層間的半導體造成位障使得 I-V 曲線呈非線性，並且位障隨溫度下降而升高，同時導致接點電阻值也隨溫度下降而上升。

我們使用兩種量測方法確定歐姆接點電阻值，分別為兩點量測及四點量測，如圖 3-12。先使用兩點量測確定接點是否遵守歐姆定律，但兩點量測除了量得接點電阻( $R_C$ )，會一併量測到線電阻( $R_L$ )及樣品電阻( $R_S$ )，再利用四點量測取得樣品電阻後，可換推算出接點電阻。一般室溫情況下，接點電阻約 1~20 k $\Omega$ ，降至 77 K 後電阻值約下降為 $\sim \times 10^2 \Omega$ ，再降至 4.2 K 時約為數十到數百個歐姆。

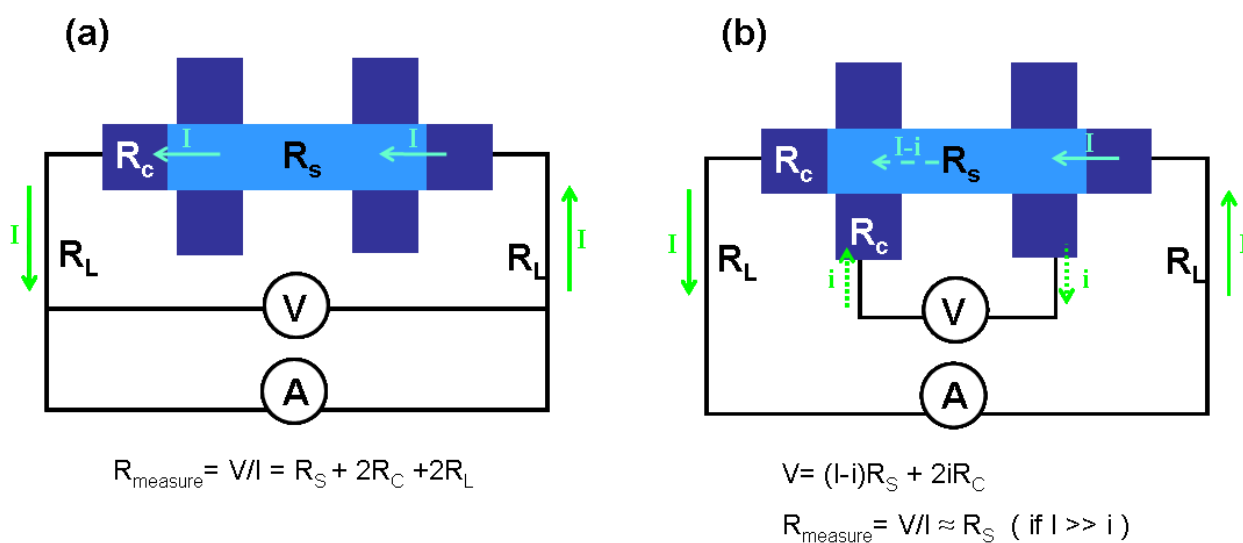


圖 3-12 (a)兩點量測電路示意圖；(b)四點量測電路示意圖。

除了歐姆接觸不良造成的額外電阻和雜訊，在降溫過程中金屬閘極易吸附一些正負離子，形成位障影響下方的二維電子氣，即造成散射點 (scattering point)，此類雜訊可藉由在降溫過程中，外加些許正偏壓於金屬閘極獲得改善；降溫過快易於影響樣品表面電荷分佈，也會造成雜訊。另外，於樣品上稍微照紅外光 (IR illumination)，可改善載子的遷移率 (mobility)，使得平均自由路徑變長，量取較佳的數據。

### 3.4.4 電性量測

電性量測同上小節所述四點量測方式，如圖 3-12(b)，輸出電流負載於樣品的源極與汲極，再從中截取經過樣品的電壓降，藉此得到樣品的電阻值或電導值；而量測方式又由電源輸出方式分為：定電流源量測及定電壓源量測。定電流源量測線路連接簡單取點迅速，但若量測電阻有劇烈變化，即量測電壓劇烈變化，負責量測電壓的鎖相放大器自動復測需更換檔位，容易因測量延遲而使得電阻量測失真，此時使用定電壓源量測便較為適合。因此我們可以針對量測範圍及需求選定較恰當的量測方式。

#### (a) 定電流源量測

如圖 3-13：先由 EG&G7265 鎖相放大器 (lock-in amplifier) 提供低頻交流電壓源  $V_{rms}=1V$  (11~15 Hz)，並串聯一個  $1G\Omega$  之電阻，產生一交流電源  $I_{ac}=1 nA$  負載於待測樣品的源極與汲極。而通過樣品的電壓降  $V_{ac}$  先經由並聯的 SR560 電壓前

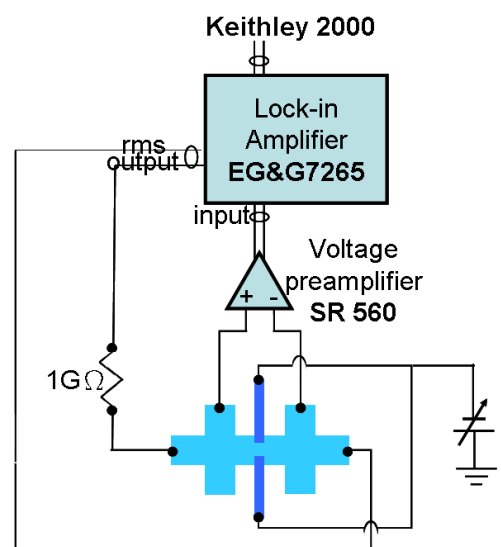


圖 3-13 定電流源量測示意圖。



置放大器 (voltage pre-amplifier) 放大，後連接 EG&G7265 鎖相放大器取出與原輸出電壓源鎖頻之同相位電壓訊號。

(b) 定電壓源量測

量測方式如圖 3-14：首先，由 EG&G7265 鎖相放大器 (lock-in amplifier) 提供低頻交流電壓源  $V_{rms} = 1\text{ V}$  (11~15 Hz)，並經分壓器降為  $V_{rms} = 10\text{ }\mu\text{V}$  (43Hz)，再輸入樣品的源極與汲極；此外流經樣品電流  $I_{ac}$  會經由串聯的 DL1211 電流前置放大器 (current pre-amplifier) 放大，並且同時將電流訊號轉換成電壓訊號回授 (feedback) 至 EG&G7265 鎖相放大器。而經過樣品的電壓降  $V_{ac}$  將先由一並聯 SR560 電壓前置放大器 (voltage pre-amplifier) 放大，再輸入 EG&G7265 鎖相放大器取出與原輸出電壓源鎖頻之同相位電壓訊號。

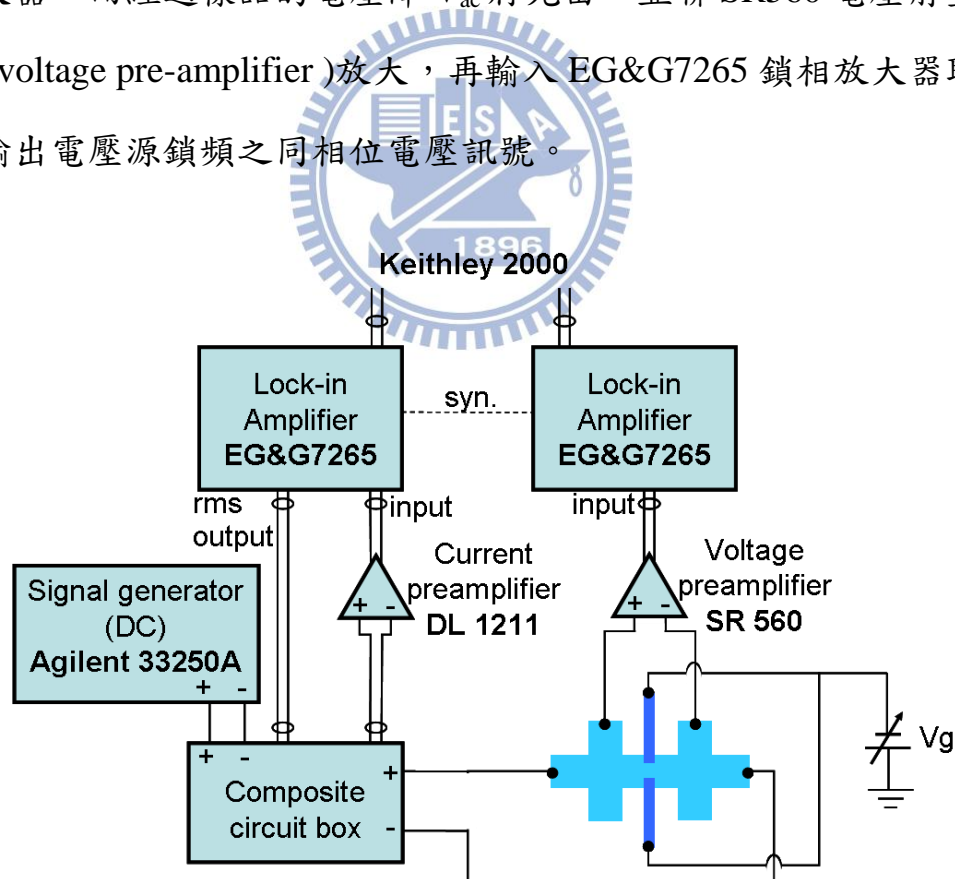
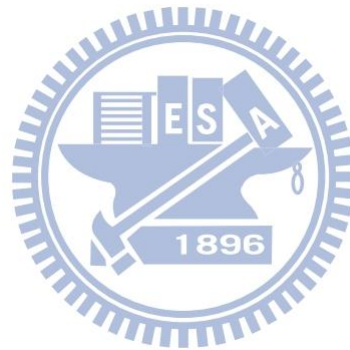


圖 3-14 定電壓源量測電路示意圖。

同時，所有訊號回饋至鎖相放大器後將轉成大電壓訊號，由 KE2000 多通道電壓計讀取，並且透過 GPIB 的電腦介面輸入電腦，由軟體計算實際樣品的電阻值( $R_{\text{measure}}=V_{\text{ac}}/I_{\text{ac}}$ )；另一方面，也可利用電腦介面控制及監控負載於金屬閘極的負偏壓。

此外，我們也會作源極汲極偏壓量測，以觀察電子系統在費米能量附近的態分布(spectroscopy)，此量測僅須於上述定電壓量測之交流電壓源串聯一直流電壓源即可，如圖 3-14 中 composite circuit box 即是將 EG&G7625 的 AC 訊號與 Agilent 33250 的 DC 訊號混合而為一。



## 第四章 實驗結果分析與討論

本章將對所量測結果作整理及分析討論，主要分成三個部分：第一部分，首先分析樣品特徵值；第二部分，依設計的分離閘極組態，依序描述電極的安排，並呈現單對分離閘極局域的類一維窄通道結果；第三部分，我們將驗證鄰近的束縛態是否對類一維窄通道產生影響，與其他實驗結果作比較，並進一步分析樣品中鄰近閘極的存在造成類一維窄通道的電性傳輸變化。

### 4.1 樣品特徵值

我們使用由以色列 Dr. V. Umansky 團隊所提供的二維電子氣(2DEG) 樣品，樣品編號為 5-66、8-429 以及 7-79，而後續量測以編號 8-429 樣品為主，Dr. V. Umansky 團隊所提供的樣品資訊如下。

編號 8-429 之基板二維電子氣深度約為 91 nm。未照光前，載子密度為  $1.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ，遷移率  $2.9 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ，樣品結構細節側剖面如表 4-1：

表 4-1 編號 8-429 樣品之結構剖面列表。

Surface cap	GaAs	10 nm
Gate barrier	36% AlGaAs	7 nm
Doping layer( $3 \times 10^{18} \text{ \#/cm}^3$ )	36% AlGaAs	14 nm
Spacer	36% AlGaAs	60 nm
Buffer layer	GaAs	1.5 $\mu\text{m}$
GaAs Substrate		

首先進行編號 8-429 樣品量子霍爾效應( Quantum Hall effect, QHE )量測，以確定樣品特徵值。圖 4-1(a)為實際樣品的 SEM 影像圖，圖 4-1(b)中藍色區域即樣品下方二維電子氣存在區域，用以對照(a)圖中二維電子氣存在位置，而(a)圖中間由白色虛線框起來的長條形暗區即 Hall bar，週圍最亮且無明顯金屬連線的 12 塊方塊即為歐姆電極，依標示 I、V 可進行橫向與縱向電阻量測。

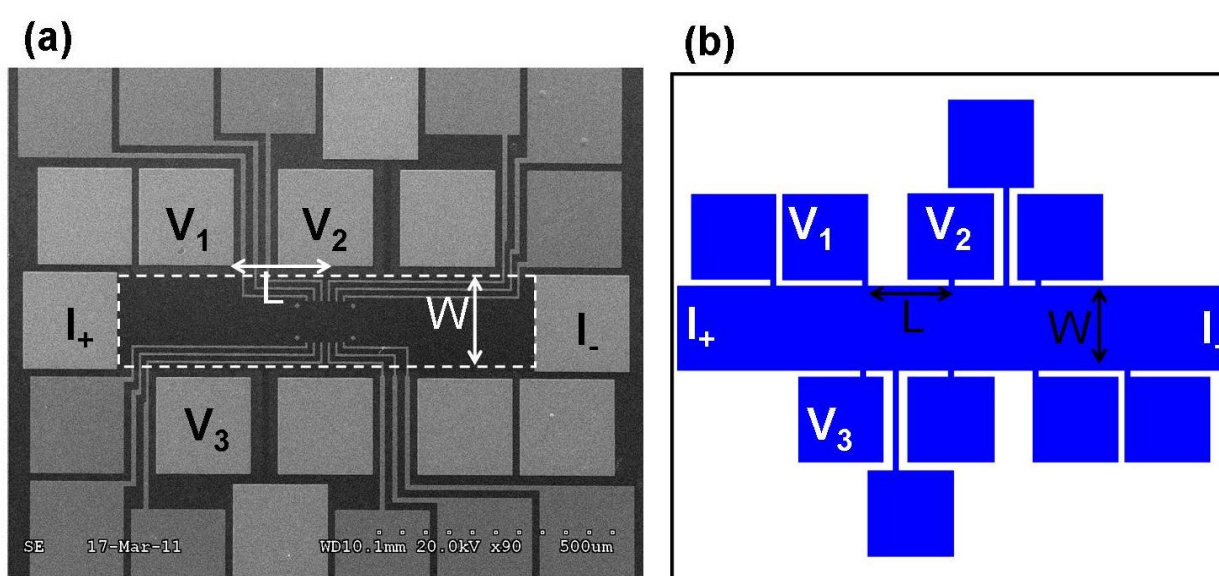


圖 4-1 樣品結構圖 (a)實際樣品的 SEM 圖像(b)樣品中二維電子氣存在區域圖示；另  $L=180\ \mu\text{m}$ ， $W=190\ \mu\text{m}$ ， $V_{XX} = V_1 - V_2$ ， $V_{XY} = V_1 - V_3$ 。

電阻相對磁場的關係圖如圖 4-2 所示，在高磁場區域可以明顯觀察到縱向電阻  $R_{XX}$  呈現 Shubnikov-de Haas Oscillation，對應到橫向電阻  $R_{XY}$  的四個平台結構，以虛線標示此位置；以電阻對磁場倒數作圖如圖 4-3，在磁場倒數  $1/T = 0.2 \sim 1.2$  之間可見明顯的數個振盪，並且振盪呈現固定的週期，此週期( $\Delta 1/B$ )為  $0.289 (1/T)$ ，如理論預期。

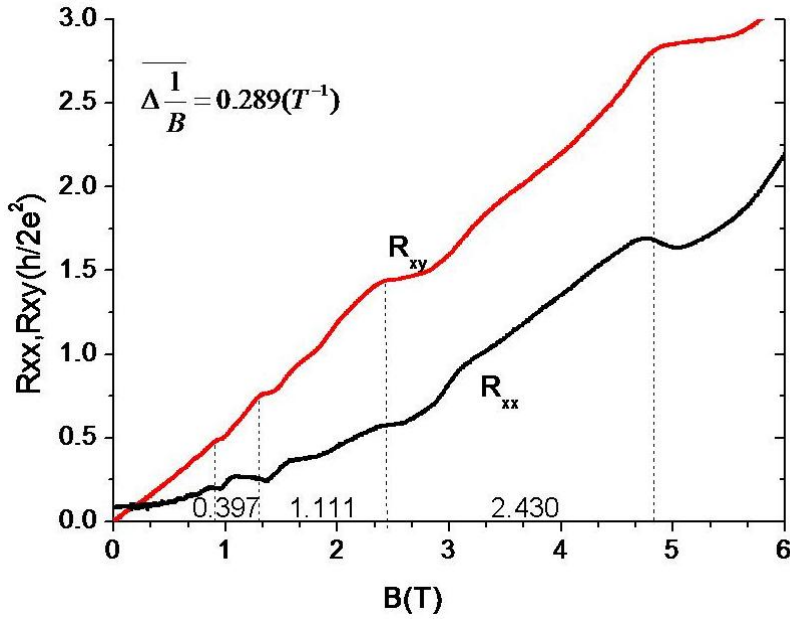


圖 4-2

編號 8-429 樣品的縱向、橫向方塊電阻與磁場關係圖，量測溫度約 1.5 K。

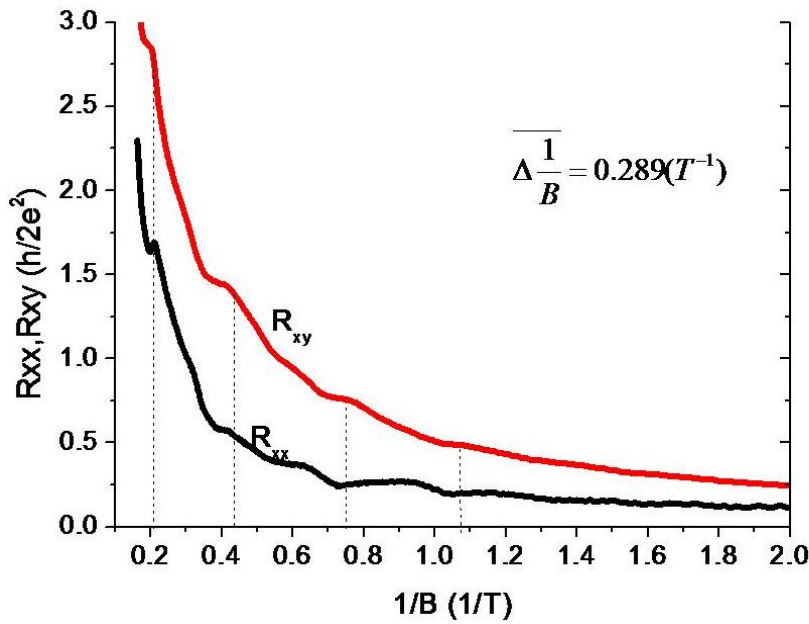


圖 4-3

編號 8-429 樣品的縱向、橫向方塊電阻與磁場倒數的關係圖，量測溫度約於 1.5 K。

由圖得知  $\Delta(1/B)=0.289(T^{-1})$ ，並式整理簡化 2-10 得 4-1 式：

$$n_s = \frac{2e}{h} \times \frac{1}{\Delta(1/B)} = \frac{2 \times 1.6 \times 10^{-19}}{6.626 \times 10^{-34} \times 0.289} (m^{-2}) = 1.67 \times 10^{11} (cm^{-2}) \quad (4-1)$$

由 2-6 式計算如下式：

$$\mu = \frac{1}{|e|n_s} \times \frac{L}{W} \times \frac{I}{V_x} = \frac{1}{1.6 \times 10^{-19} \times 1.67 \times 10^{11}} \times \frac{180}{190} \times \frac{1}{445} = 7.95 \times 10^4 (cm^2/Vs) \quad (4-2)$$

以計算所得  $n_s$  與  $\mu$ ，可再加以推算編號 8-429 樣品物理特徵值，列於表 4-2。

表 4-2 編號 8-429 樣品特徵值表。

二維電子氣特徵值	關係式	數值	單位
載子密度 (carrier density)	$n_s$	$(1.67 \pm 0.30) \times 10^{11}$	$\text{cm}^{-2}$
遷移率 (mobility)	$\mu = \frac{1}{ e n_s\rho_{xx}}$	$(7.95 \pm 0.30) \times 10^4$	$\text{cm}^2/\text{Vs}$
費米波向量 (Fermi wave vector)	$k_F = \sqrt{2\pi n_s}$	$(1.03 \pm 0.09) \times 10^6$	$1/\text{cm}$
費米波長 (Fermi wavelength)	$\lambda_F = 2\pi / k_F$	$61.0 \pm 5.0$	$\text{nm}$
費米能量 (Fermi energy)	$E_F = \frac{(\hbar k_F)^2}{2m^*}$	$6.05 \pm 1.00$	$\text{meV}$
費米速度 (Fermi velocity)	$v_F = \frac{\hbar k_F}{m^*}$	$(8.91 \pm 0.09) \times 10^7$	$\text{cm/s}$
平均自由路徑 (mean free path)	$l_m = v_F \tau = \frac{\mu \hbar k_F}{e} = \frac{\mu \hbar \sqrt{2\pi n_s}}{e}$	3.40	$\mu\text{m}$

## 4.2 類一維窄通道量子化電導

在量測鄰近非串聯型式的量子尖端接觸前，我們會先就單一類一維窄通道(NC)作閘極偏壓與電導值關係量測，確定樣品本身的狀況，例如：窄通道是否可由閘極控制關閉、及其呈現量子電導平台位置等，再決定是否做進一步量測以及規劃量測電極配對組合方式。圖 4-4 是我們製作元件對照組的 SEM 影像，影像於製作絕緣層及控制閘極前拍攝，而後續兩道製程將覆蓋並遮蔽閘極最小結構。如圖 4-4 所示，元件上有六支獨立金屬閘極，分別編號  $A_1$  至  $A_6$ ，依序兩兩成對可局域出類一維窄通道，可組合最簡單的四個窄通道，舉列來說，由  $A_1$ 、 $A_6$  兩金屬閘極為一組，中間形成一通道，此通道編號  $NC_A$ ，通道長度等同單一金屬閘極寬度，長度為 200 nm，而通道寬度即金屬閘極邊緣至邊緣的間距，寬度為 450 nm；同理依序  $A_2$ 、 $A_3$  組成  $NC_B$ ， $A_5$ 、 $A_6$  組成  $NC_C$ ， $A_3$ 、 $A_4$  組成  $NC_D$ ，如圖 4-4(b) 所標示；而  $NC_A$  與  $NC_B$ 、 $NC_C$  與  $NC_D$  的中心點至中心點間距 500 nm，而  $NC_A$  與  $NC_C$ 、 $NC_B$  與  $NC_D$  的中心點至中心點間距 2000 nm。另外除中間微結構外，這些金屬閘極將下方二維電子氣區格出四個大區塊，我們分別在各區塊設置兩個歐姆接點，如圖 4-4(a) 所示，編號  $O_1$  至  $O_8$ 。

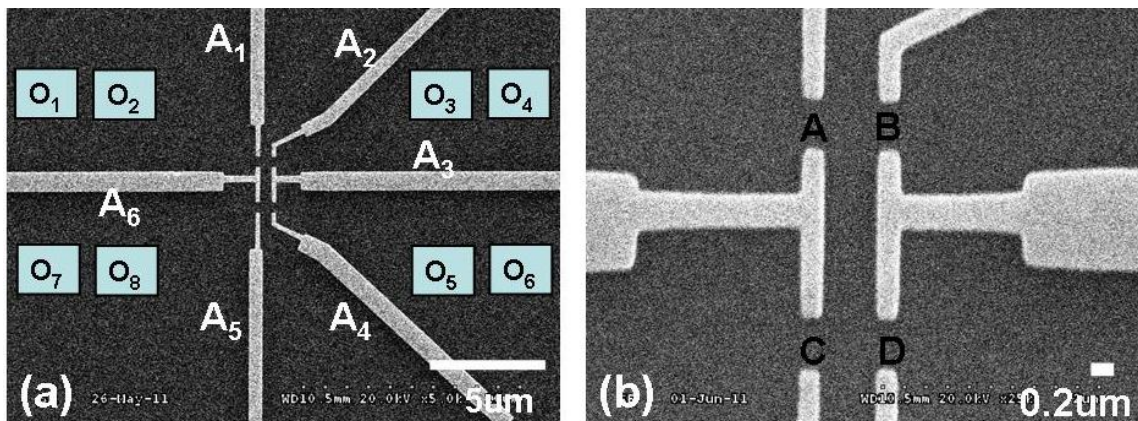


圖 4-4 元件結構的 SEM 拍攝影像(a)較大範圍並標示各閘極與歐姆接點之編號；(b)中間金屬極放大圖，並標示四組窄通道。

樣品編號 8-429 於 1.7K 下，各窄通道  $NC_A$  至  $NC_D$  電導與閘極偏壓的對應情形展示於圖 4-5。各對閘極外加正偏壓後，將驅離原本殘留在金屬閘極上的電荷，並減少表面電荷造成的散射位障，而減少二維電子氣中殘雜的散射點 (scattering center)，使得整體量測的電阻值降低；而各對閘極未加任何偏壓時，電阻值約  $700 \Omega$ ，剛增加負偏壓時，位障並未真正影響到下層二維電子氣，電導值僅些許下降，隨著外加負偏壓增加後，位障深入到二維電子氣層，驅離閘極下方載子而兩閘極間形成窄通道，繼續增加負偏壓將造成窄通道寬度縮減，除  $NC_A$  外，其他窄通道均可藉由外加電壓控制完全關閉，即該通道電導值降為  $\sim 0$  (pinch off)，此恰好關閉通道的閘極電壓稱截止電壓 ( $V_{\text{pinch off}}$ )；此樣品雖可藉由外加偏壓控制通道寬度，卻無法觀察到明顯的量子化電導平台。外加負偏壓於  $A_1$ 、 $A_6$  後，起初  $NC_A$  寬度些許縮減，而外加偏壓小於  $-0.1V$  後電導值一直停留在  $11 G_0$ ，推測金屬閘極  $A_1$  末端可能有損壞，致使  $NC_A$  無法完全關閉，因此後續相鄰窄通道量測僅由  $NC_B$ 、 $NC_C$  及  $NC_D$  等三窄通道組合搭配進行量測。

另外，除了構成窄通道的金屬閘極外，在閘極微結構上方隔著絕緣層覆蓋著一控制閘極 (top gate)，此控制閘極可藉由外加偏壓獨立遙控二維電子氣的載子濃度，隨著載子濃度下降的影響，將使得截止電壓變小、量子電導平台數下降，以及量子電導平台變模糊。然而此樣品沒有明顯的量子電導平台，僅可觀察截止電壓與控制閘極偏壓的關係，但改變控制閘極偏壓後，截止電壓並無明顯變化，由於製作此樣品時礙於其他考量因素，將原先慣用的絕緣層厚度  $1000 \text{ \AA}$  提升為  $1500 \text{ \AA}$ ，故推測因絕緣層過厚導致控制閘極對下方二維電子氣無明顯影響。



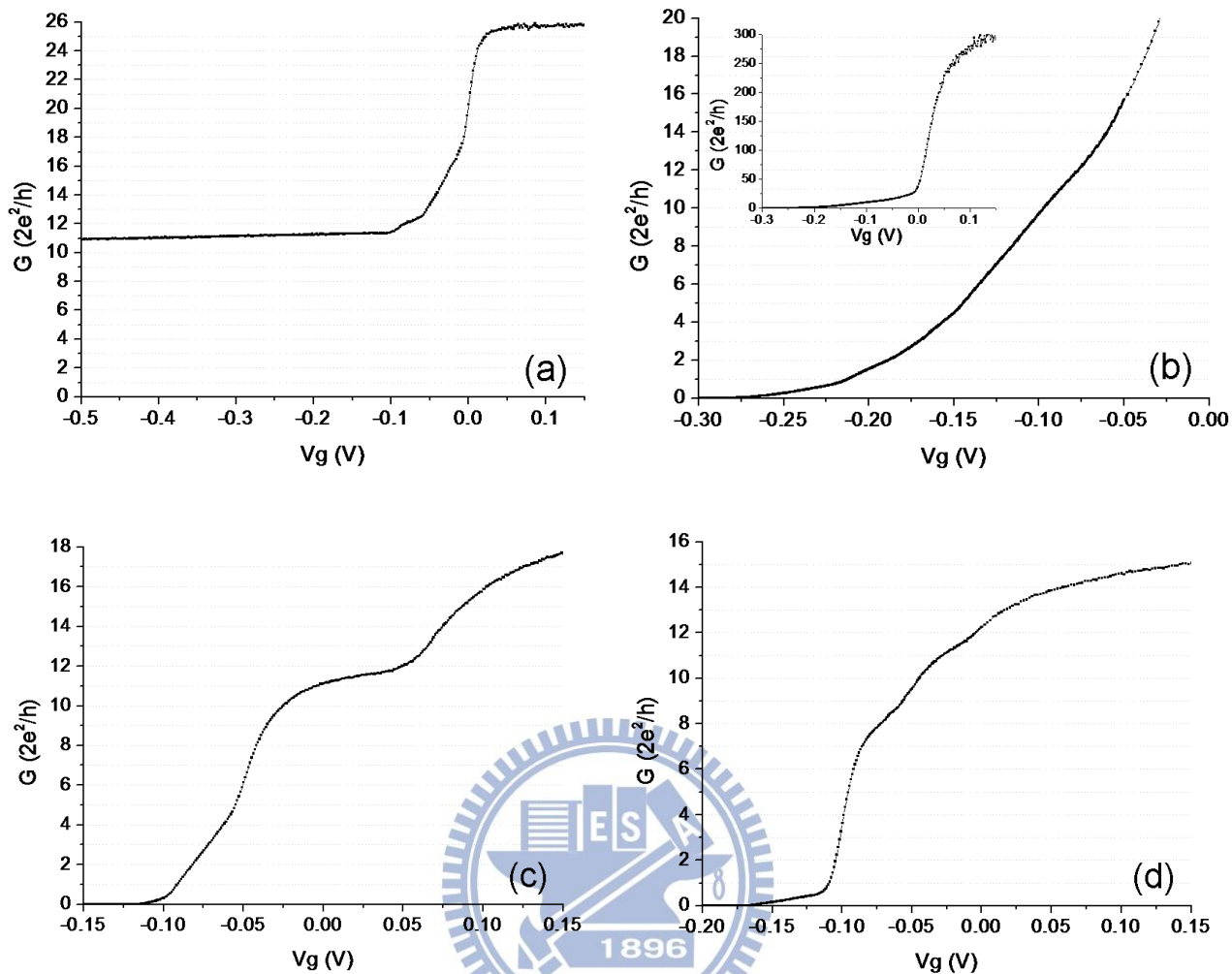


圖 4-5 各 NC 電導與閘極偏壓關係圖(a)NC<sub>A</sub> (b)NC<sub>B</sub> (c)NC<sub>C</sub> (d)NC<sub>D</sub>，其中 NC<sub>A</sub> 與 NC<sub>B</sub> 所使用的四點量測接點無 O<sub>1</sub>、O<sub>2</sub>、O<sub>3</sub> 和 O<sub>4</sub>，NC<sub>C</sub> 與 NC<sub>D</sub> 所使用的四點量測接點無 O<sub>5</sub>、O<sub>6</sub>、O<sub>7</sub> 和 O<sub>8</sub>。另外，圖(b)中插圖將 X 軸範圍增大為-0.3 ~ 0.15 V。

## 4.3 鄰近窄通道與束縛態

### 4.3.1 束縛態 (bound state) 對鄰近窄通道 A 電性傳輸的影響

此節我們將進入束縛態 (bound state) 的討論。2.3 節中，Bird 團隊於 4.2 K 下進行束縛態量測，所使用樣品結構如圖 4-6(a)，樣品由八支獨立金屬閘極構成，兩兩成對可構成數個窄通道；以其一金屬閘極組合簡略說明量測方式及其發生機制：分別選擇兩鄰近窄通道，第一對窄通道  $G_3$  及  $G_4$  所構成稱為 detector QPC，外加偏壓固定使其寬度固定，第二對窄通道由  $G_5$  及  $G_6$  構成稱為 swept QPC，改變其外加偏壓使 swept QPC 的寬度漸漸縮減，當此窄通道接近關閉時，即當其電導值小於  $2e^2/h(G_0)$  時，次能帶 (subband) 存在單一自旋電子形成一束縛態，並將與鄰近且固定寬度的窄通道 detector QPC 產生交互作用，使得 detector QPC 的電導值會呈現出一振盪峰值，量測結果如圖 4-6(b)，detector QPC 電導值  $G_D$  隨 swept QPC 閘極偏壓  $V_S$  下降，從  $5G_0$  緩慢下降，但在  $V_S = -1.2$  V 時出現一峰值，對照 swept QPC 獨自的電導曲線 ( $G_D$  vs.  $V_S$ ) 恰顯示此時 QPC 在 pinch off 的位置 [16]。

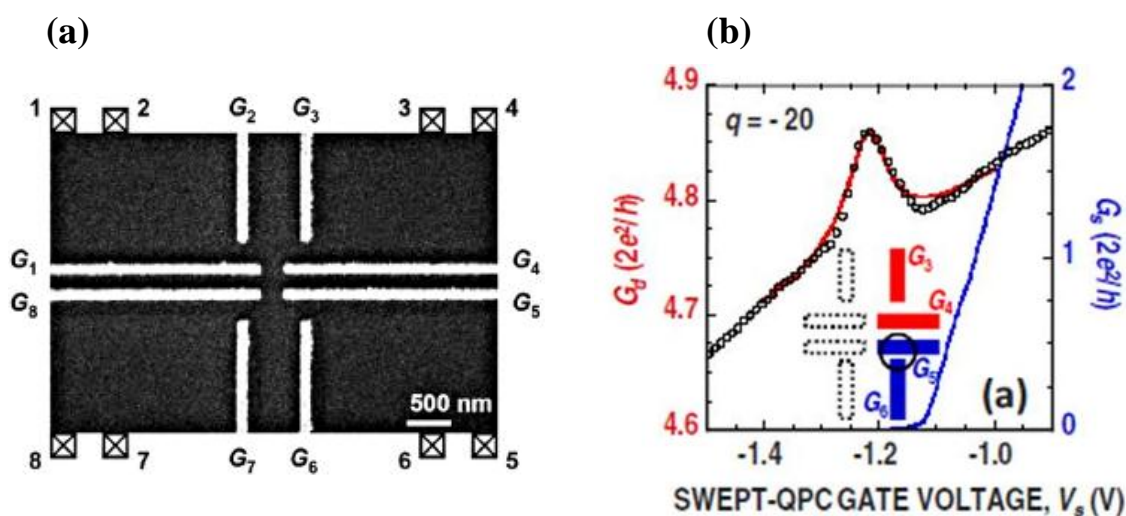


圖 4-6 (a) Bird 團隊進行束縛態量測所使用樣品結構圖；(b) detector QPC 與 swept QPC 的電導值  $G_D$  與  $G_S$  相對 swept QPC 電壓  $V_S = V_5 = V_6$  的變化曲線。[16]

接下來利用我們的元件進行束縛態對鄰近 NC 傳輸行為影響的研究，元件共由六支獨立金屬閘極所構成，金屬閘極兩兩相鄰成對構成四個顯而易見的窄通道，見圖 4-7(a)，與圖 4-6(a) Bird 團隊所使用結構類似但有些許差異，圖 4-6(a)由任兩支相鄰金屬閘極構成窄通道，其寬度(兩金屬閘極邊緣至邊緣間距)及長度(金屬閘極的寬度)均所差無幾，約 200~300 nm，而我們所使用元件的閘極結構中，除了由金屬閘極  $A_3$  及  $A_6$  所構成窄通道的長度約為他種閘極組合窄通道的十倍，其餘窄通道的長度均為 200 nm，寬度皆為 450 nm，寬度約為其兩倍。

量測於 1.7 K 下進行，首先選取第一對金屬閘極  $A_2$  及  $A_3$  當作偵測窄通道(detector NC)，調整  $A_2$ 、 $A_3$  的外加偏壓( $V_D$ )以控制通道寬度，將其電導值固定於特定  $G_D$ ，接著改變外加於金屬閘極  $A_4$  的負載偏壓( $V_S$ )，即第二對產生束縛態的掃描窄通道(swept NC)由金屬閘極  $A_3$ 、 $A_4$  構成，以歐姆接點  $O_1$  至  $O_4$  作源極汲極，量取 detector NC 的電導值  $G_D$ ，所選取金屬閘極與源極汲極位置如圖 4-7(a)；另外，上列選取  $A_2$ 、 $A_3$  及  $A_4$  以外的金屬閘極保持浮接(floating)。圖 4-7(b)呈現束縛態(bind state)的量測情況，而圖 4-8 為圖 4-7(b)的放大圖，即呈現各通道控制寬度詳細變化。我們將偵測窄通道(detector NC)依序控制於  $G_D = 0.5, 1, 2, 3, 5, 10 G_0$  等六種不同的寬度，即圖 4-7(b)中約略水平且對應左方 Y 軸於此六種電導值的曲線，因樣品中各對 NC 都沒有展現明顯的量子電導平台，無法準確將 NC 控制於量子電導平台  $N = 0.5, 1, 2, 3, 5, 10$  上，僅能選取特定電導值以觀察通道寬度所產生的影響，再將  $V_S$  由 +0.15 V 緩慢遞減至 -0.80 V，觀察  $V_S$  變化對 detector NC 電性傳輸造成的影響。另圖中標示  $G_S$  曲線對應右方 Y 軸，以歐姆接點  $O_5$  至  $O_8$  單獨量測 swept NC(即  $NC_D$ )電導值對應外加於閘極  $A_3$  及  $A_4$  偏壓關係。

當 swept NC 外加正偏壓以及剛外加負偏壓時 ( $V_S = -0.1 \sim 0.15 \text{ V}$ )，detector NC 處沒有觀察到任何變化，電導值維持原先控制的  $G_D (1 \pm 0.4\%)$ ；繼續減少偏壓並使  $V_S$  落入 swept NC 的截止電壓區間，約介於  $-0.1 \sim -0.3 \text{ V}$ ，略大於  $G_S$  曲線的截止電壓，因  $G_S$  曲線同時改變外加  $A_3$  及  $A_4$  的偏壓，進行束縛態 (BS) 量測時為了控制 detector NC 的寬度， $A_3$  的外加偏壓固定並與  $A_2$  相同，而非與  $A_4$  的偏壓改變同步，因此實際 swept NC 截止偏壓較  $G_S$  曲線還大，然而此偏壓區間內  $G_D$  沒有發生任何振盪峰值，卻發現 detector NC 通道最寬者 (即  $G_D = 10 G_0$  曲線) 在  $V_S = -0.2 \text{ V}$  處電導值些微下降，大約下降  $0.2 G_0$ ，又若再繼續減少負載偏壓  $V_S$ ， $G_D$  不但沒有持續下降反而保持一定值；然而 detector NC 其餘通道寬度較小者，即  $G_D = 0.5, 1, 2, 3, 5 G_0$  等五條曲線，無論偏壓  $V_S$  如何變化，始終維持原先控制的固定電導值  $G_D (1 \pm 0.4\%)$ ，無任何明顯變化。

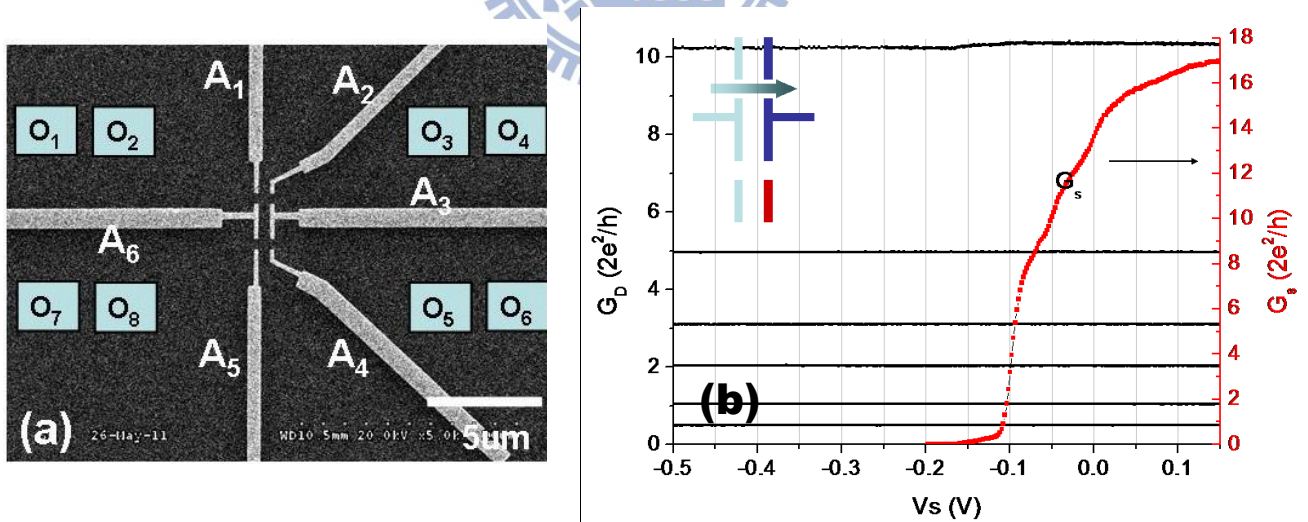


圖 4-7 (a) 進行量測的金屬閘極與歐姆接點相關位置標示圖；  
 (b) 偵測窄通道 B (detector NC) 的電導值  $G_D$  與掃描偏壓  $V_S$  關係圖，  
 $V_S = V_{A4}$ ，六條類似水平曲線對應左方 Y 軸，為 detector NC 的電導值，而  
 右方標明  $G_S$  曲線對應右方 Y 軸，為 swept NC (即  $NC_D$ ) 的電導值相對  
 $V_S = V_{A4} = V_{A5}$  之曲線。

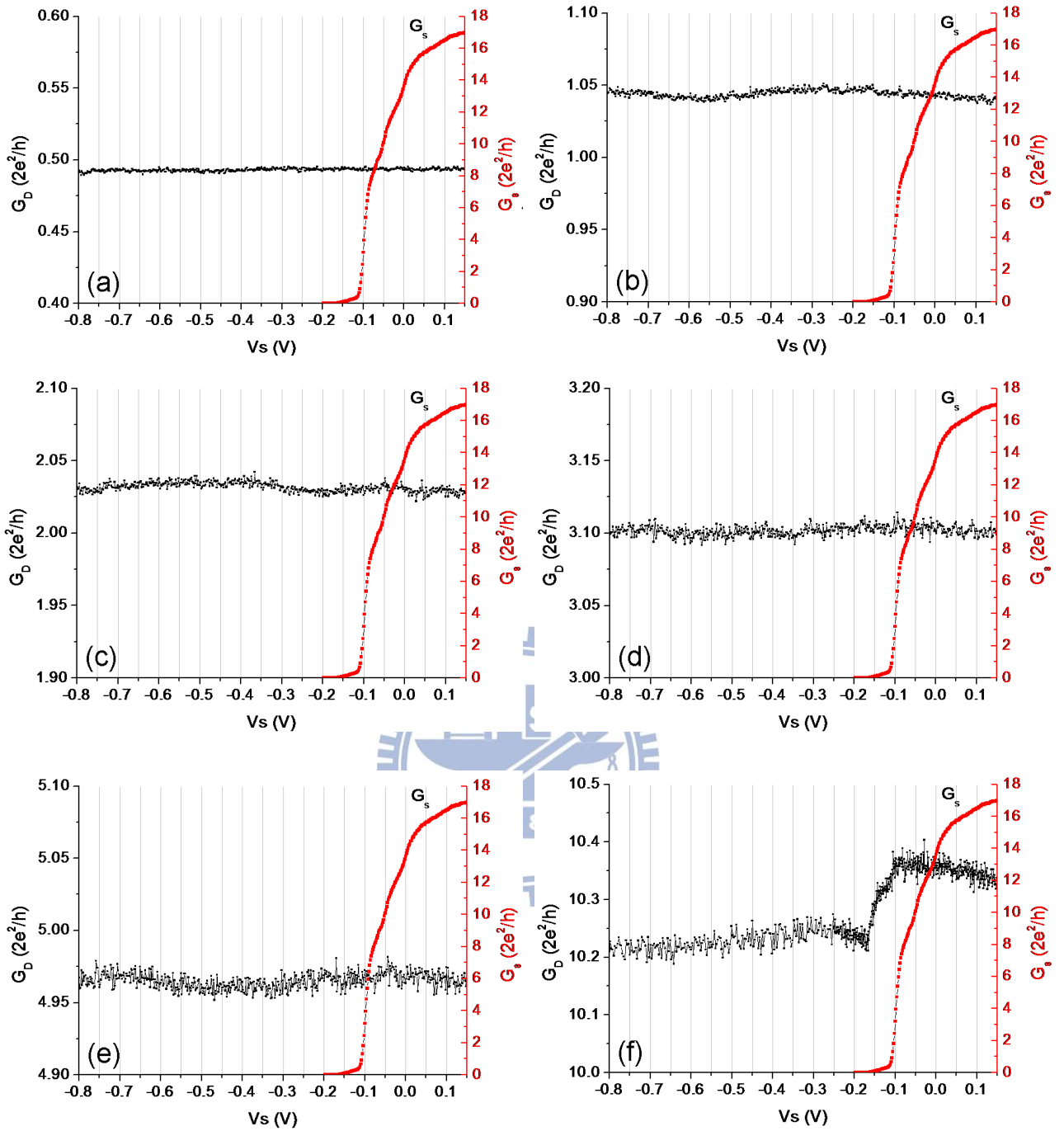


圖 4-8 以  $NC_B$  為 detector NC，控制其於不同寬度下，電導值  $G_D$  與  $V_s$  的詳細變化情況，使用的四點量測接點為  $O_1$ 、 $O_2$ 、 $O_3$  和  $O_4$ ，於 1.7K 量測；(a) 通道寬度約控制於  $G_D=0.5G_0$ ；(b) 通道寬度約控制  $G_D=1G_0$ ；(c) 通道寬度約控制  $G_D=2G_0$ ；(d) 通道寬度約控制  $G_D=3G_0$ ；(e) 通道寬度約控制  $G_D=5G_0$ ；(f) 通道寬度約控制  $G_D=10G_0$ 。

總而言之，我們沒有觀察到 Bird 團隊所提到的振盪峰值，換句話說並沒有偵測到由外加局域偏壓所產生的束縛態存在，回頭比較我們的量測與他們所進行量測的差異。兩者所使用二維電子氣的載子濃度(carrier density)與遷移率(mobility)等特徵約為相同數量級，且各個窄通道均無呈現明顯的量子化電導結構；Bird 團隊所進行束縛態量測在 4.2~60 K 下進行，量測使用鎖相訊號為 11 Hz，而我們於 1.7 K 下進行量測，使用鎖相訊號為 43 Hz，由 Bird 團隊於 2007 年發布的實驗結果，振盪峰值振幅隨溫度升高而降低<sup>[15,16]</sup>，因此較低的量測溫度應使振盪更容易觀察，且較短的量測時脈理應不會錯過此振盪訊號。

又將注意力放在樣品結構上的差異，如圖 4-6(b)的量測中 Bird 團隊所使用閘極結構，其兩對窄通道的寬度與長度均為 200 nm，兩對窄通道中心點與中心點的間距為 500 nm，而我們所使用的閘極結構如圖 4-7(b)，兩對窄通道的寬度與長度均分別為 450 nm 及 200 nm，兩窄通道中心點與中心點的間距為 2000 nm。窄通道長度與寬度僅會導致量子化電導平台完整與否<sup>[22]</sup>，且此振盪結構在沒有明顯量子化電導平台的窄通道依然可以明顯觀察到，因此排除此差異因素所造成的影響；另我們量測使用的樣品中兩窄通道間距為 Bird 團隊所使用兩窄通道相鄰間距的四倍，2009 年由 Bird 團隊所發布的實驗結果得知，兩窄通道的相鄰間距愈短僅影響振盪峰值成為左右不對稱 Fano 結構<sup>[14,16]</sup>，並不影響振盪峰值的振幅，然而我們所使用的兩窄通道相鄰間距依然遠超過前者所使用間距 750 nm，至今束縛態的影響範圍仍是個未知數，故我們接下來作了一系列固定 detector NC 位置並改變 swept NC 位置的量測，如圖 4-9。

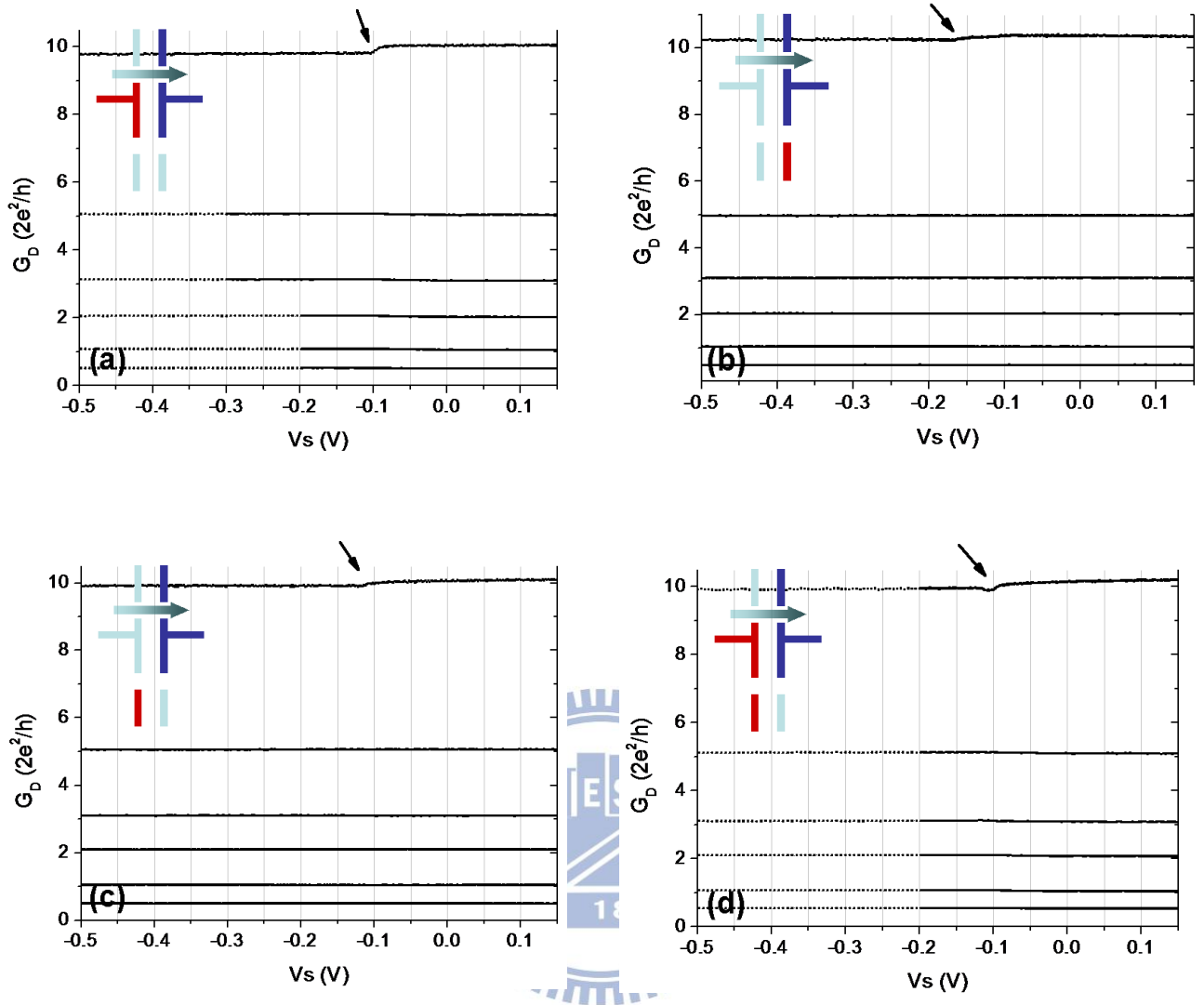


圖 4-9 以  $NC_B$  為 detector NC，使用的四點量測接點為  $O_1$ 、 $O_2$ 、 $O_3$  和  $O_4$ ，控制其於不同寬度下  $G_D$  與  $V_S$  的變化情況，於 1.7K 量測，插圖為對應使用的元件閘極圖；(a) swept NC 由  $A_3$  及  $A_6$  構成，而  $V_S$  僅外加於  $A_6$ ；(b) swept NC 由  $A_3$  及  $A_4$  構成，而  $V_S$  僅外加於  $A_4$ ；(c) swept NC 由  $A_3$  及  $A_5$  構成，而  $V_S$  僅外加於  $A_5$ ；(d) swept NC 由  $A_5$  及  $A_6$  構成，且  $V_S$  外加於  $A_5$  及  $A_6$ 。註記：swept NC 與 detector NC 中心點至中心點距離分別依序為 (a)1010nm、(b)2000nm、(c)2020nm 以及 (d)2060nm。

圖 4-9，圖中內插圖為 detector NC、swept NC 與源極汲極相對應位置圖。此系列以  $NC_B$  作為 detector NC，在我們的元件內可以找到四種 detector NC 與 swept NC 相鄰間距的金屬閘極組合，與  $NC_B$  中心點距離最近的 NC

由金屬閘極  $A_3$  與  $A_6$  所構成，而次近者由  $A_3$  與  $A_4$  構成，以此類推接下來依序分別為  $A_3$  與  $A_5$  以及  $A_5$  與  $A_6$ ，圖 4-9(a)至(d)由兩窄通道相鄰間距依序近而遠排列，swept NC 與 detector NC 中心點至中心點距離分別為 1010 nm、2000 nm、2020 nm 以及 2060 nm。相鄰間距最近的窄通道的通道長度最長約 2000 nm，與 detector NC 中心點到中心點的距離為 1010 nm，約為 Bird 團隊所使用兩窄通道相鄰間距的 2 倍，但仍然沒有觀察到束縛態所造成的振盪峰值，而總觀這一系列改變兩窄通道相鄰間距的量測，四種 swept NC 位置的量測均呈現一致性的變化趨勢，只有通道寬度最寬的曲線( $G_D=10G_0$ )的電導值展現些微下降，並非電導驟然上升的一振盪峰值，電導發生變化的掃描偏壓大抵發生在  $-0.1\sim -0.2$  V，約為此樣品中各個窄通道由外加負偏壓關閉的截止電壓區間。





### 4.3.2 鄰近金屬閘極對 2DEG 及窄通道 A 電性傳輸的影響

雖然沒有觀察到束縛態所造成的振盪峰值，但寬通道 detector NC 當其相鄰的金屬閘極偏壓為  $-0.1\text{ V}$  以下時，detector NC 所量測的電導值似乎稍微降低，如圖 4-9(a)-(d) 中上方曲線，故我們接續探討鄰近金屬閘極的存在造成 2DEG 的電性傳輸變化，單純觀察外加偏壓於鄰近金屬閘極在原先的源極與汲極為  $O_1$  至  $O_4$  所產生的影響。

又如圖 4-9 的量測中，我們原先不認為所有的鄰近金屬閘極產生的位障均會壓迫窄通道，例如圖 4-9(b) 中  $A_5$  為最遠的相鄰金屬閘極，與 detector NC 相距約  $2020\text{ nm}$ ，仍影響 detector NC 寬通道的傳輸，位置造成的影響遠超過原先的預期，因此我們將一一找出影響因素。由於光微影金屬閘極的佈局較以往使用的不同，直接橫跨在平台上 (mesa)，如圖 4-10，且可能導致單一金屬閘極外加偏壓後即影響平台上的電性傳輸；另外也因金屬閘極佈局不同的原故，我們首先確定浮接 (floating) 的閘極可能存有些微電荷是否影響量測，故進行 2DEG 電導值與單一金屬閘極偏壓關係的量測時，先後將其餘閒置的金屬閘極浮接與外加  $+50\text{ mV}$ ，後者排除殘留電荷的影響，量測情況如圖 4-11。

圖 4-11(a)(b)(c) 分別改變金屬閘極  $A_4$ 、 $A_5$  以及  $A_6$  的外加偏壓量測其對 2DEG 電性傳輸的影響，圖中下方實心方點曲線對應左方 Y 軸，量測單一金屬閘極偏影響且其餘金屬閘極未外加  $+50\text{ mV}$ ；圖中上方空心方點曲線對應右方 Y 軸，為量測單一金屬閘極偏壓影響，並同時將其餘金屬閘極外加  $+50\text{ mV}$ 。以圖 4-11(a) 為例，當  $A_4$  外加偏壓為  $0\text{ V}$ ，其餘閘極由浮接改為外

加 +50 mV，兩者電導值有明顯差異，電導值由  $15 G_0$  上升至約  $280 G_0$ ，說明金屬閘極上的殘留電荷可能在平台 (mesa) 上形成散射點 (scattering center) 又或形成些許位障影響 2DEG 的傳輸；若  $A_4$  外加負偏壓後約於 -0.1 V 處，電導值發生一階下降，且兩者發生變化的偏壓位置有些微差異，外加 +50 mV 的上方曲線變化的偏壓位置較 -0.1 V 早，而只加偏壓於單支金屬閘極並不會完全封閉傳輸通道，又持續減少閘極偏壓無法使位障無限擴張，使得電導下降後繼續減少偏壓仍呈現一定值，電導變化率前者約 27%，而後者約 5%，因後者無殘留電荷的局限，改變閘極偏壓後所阻絕的區域百分比明顯較低。

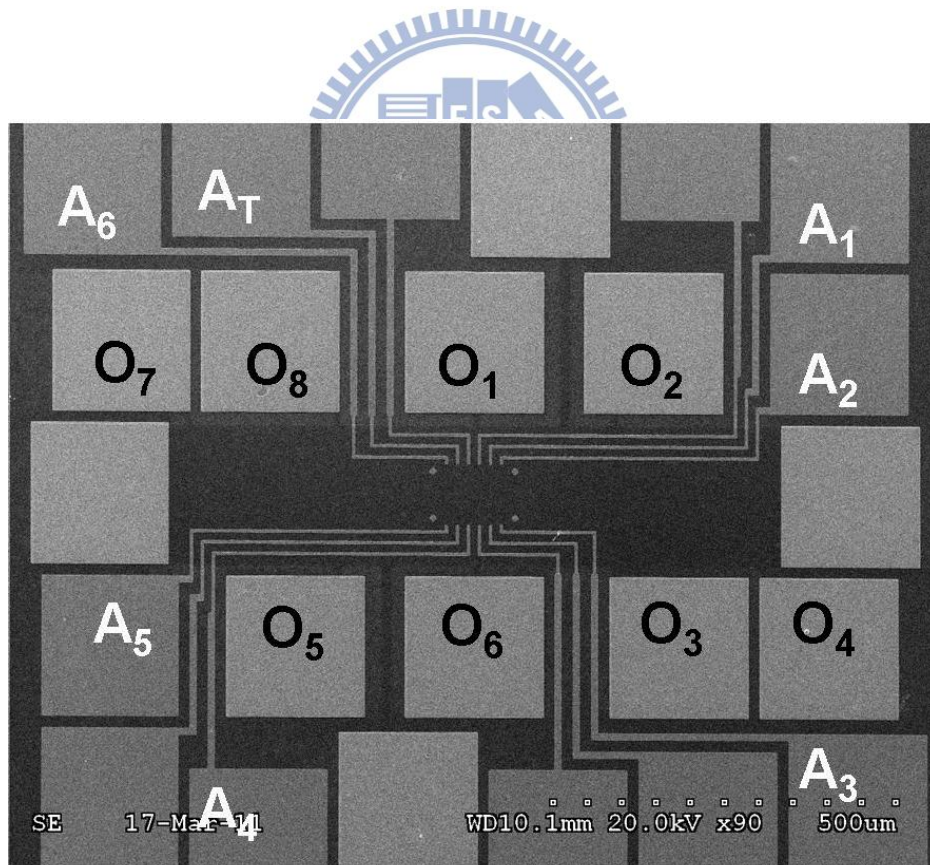


圖 4-10 光微影金屬閘極與歐姆接點佈局圖，影像由 SEM 拍攝。

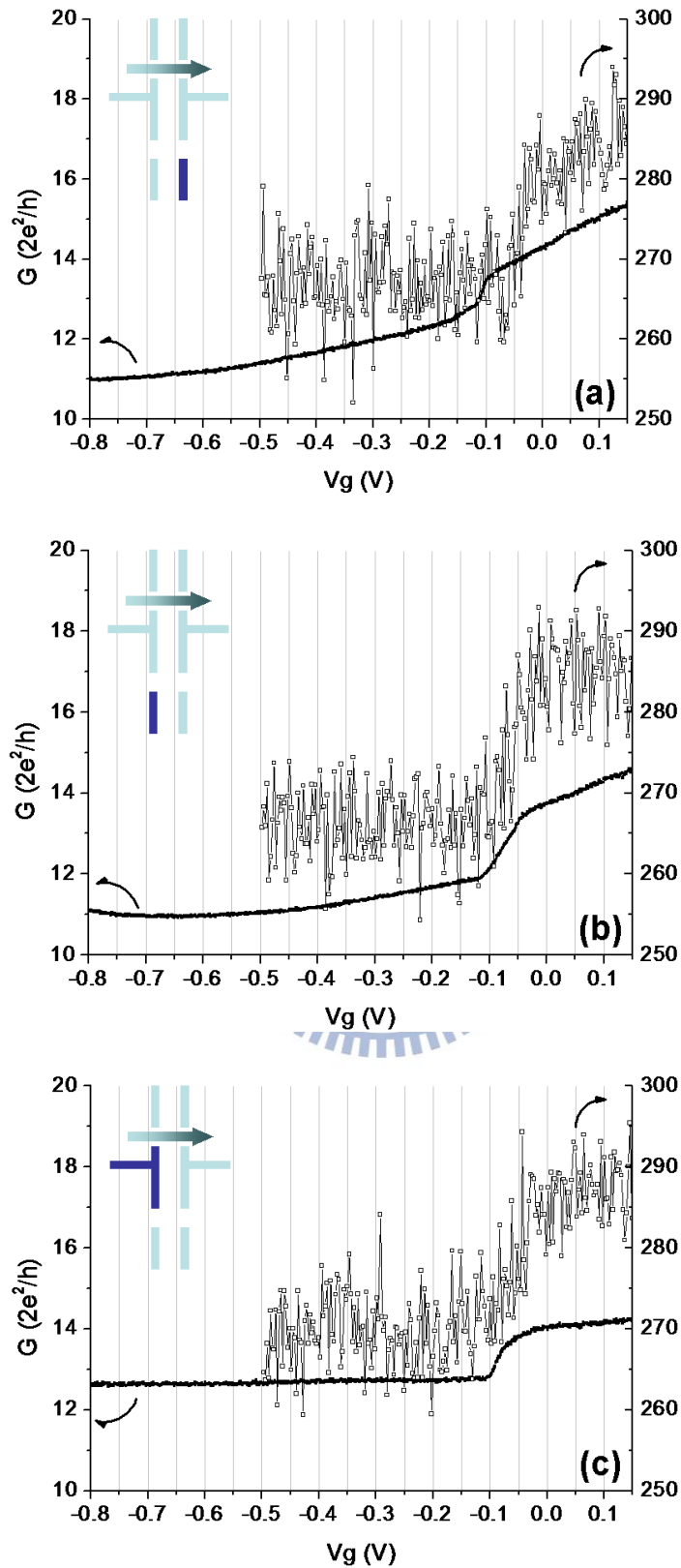


圖 4-11 2DEG 電性傳輸與單一金屬閘極偏壓關係圖，下方實心方點曲線對應左方 Y 軸，其餘不使用金屬閘極浮接；上方空心方點曲線對應右方 Y 軸，將其餘不使用金屬閘極外加 +50mV，量測於 1.7K 下進行，內插圖為使用電極示意圖；(a) 使用閘極為  $A_4$ ；(b) 使用閘極為  $A_5$ ；(c) 使用閘極為  $A_6$ 。

另外，我們再次確定在其餘不使用的金屬閘極外加偏壓  $+50\text{ mV}$  時，窄通道電導值與單對金屬閘極偏壓的關係是否改變，量測情況如圖 4-12，圖 4-12(a)(b)(c)分別對  $\text{NC}_B$ 、 $\text{NC}_D$  以及  $\text{NC}_C$  作量測，上空心方點曲線即為在其餘四支不使用的金屬閘極上外加  $+50\text{ mV}$  下量測的窄通道電導值，下實心方點曲線則為將此不使用的四支金屬閘極浮接。圖 4-12(a)，金屬閘極  $A_2$  及  $A_3$  外加偏壓為  $0\text{ V}$  以下時，兩條曲線的電導值隨外加偏壓  $V_g$  的改變幾乎沒有差別，但在外加偏壓為正偏壓時，兩條曲線有明顯分歧，然由於數據是以電導值呈現若轉換成電阻值，則兩曲線最大差別僅約為  $10\ \Omega$ ，外加正偏壓曲線電阻值均下降至  $\sim 10\ \Omega$ ，由於外加  $+50\text{ mV}$  於其餘四支不使用金屬閘極之曲線，其傳輸平台受限較少，金屬閘極  $A_2$  及  $A_3$  外加正偏壓後，區域的表面電荷被趕跑，使得散射點變少，電阻下降較另一曲線多；圖 4-12(b) 及 (c) 分別使用金屬閘極  $A_3A_4$  及  $A_5A_6$ ，外加偏壓由  $0\text{ V}$  向正偏壓移動，兩條曲線亦是電導值差異漸漸變大，最後電導值相差約  $4\sim 6\ G_0$ ，但飽和電導值較圖(a)的  $\text{NC}_B$  少很多，僅  $20\ G_0$ ，在窄通道金屬閘極外加偏壓為  $0\text{ V}$  時，兩條曲線已有些許分野，將其餘閘極浮接之下方曲線電導值約少  $2\sim 3\ G_0$ ，而當外加偏壓逐漸減少，兩條曲線漸漸重合，最終通道關閉的截止偏壓相同。

總觀其餘金屬閘極浮接與否所造成的影響，在窄通道閘極外加正偏壓時造成的差異較明顯，在外加負偏壓處兩者差異較小，且兩者截止偏壓亦相同；而 Bird 團隊所提出的束縛態量測，其振盪峰值應發生於窄通道即將關閉時，即外加偏壓接近截止偏壓處<sup>[12,13]</sup>，故其餘金屬閘極浮接造成的差異在束縛態主要作用區間的並不顯著，因此推斷其餘金屬閘極浮接與否應不影響原先束縛態的量測結果。

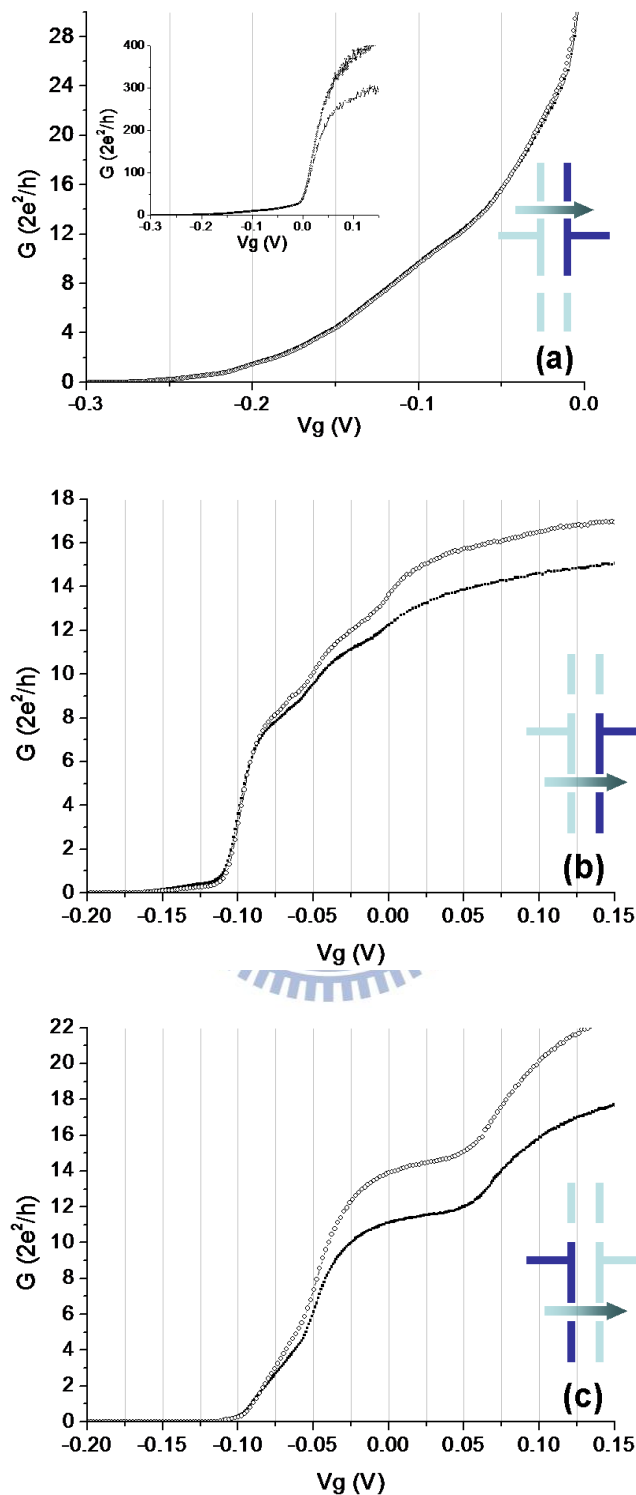


圖 4-12 三窄通道電導值與金屬閘極偏壓關係圖，(a)使用  $NC_B$ ；(b)使用  $NC_D$ ；(c)使用  $NC_C$ 。下方實心方點曲線為除局域所使用之一對閘極外加偏壓外，將其餘不使用金屬閘極浮接；而上方空心方點曲線將其餘不使用金屬閘極外加  $+50$  mV，量測於  $1.7$ K 下進行，各內插圖為使用電極示意圖。另外，圖(a)中插圖將 X 軸範圍增大為  $-0.3 \sim 0.15$  V。

最後將外加偏壓於單一金屬閘極對於 2DEG 的影響與先前束縛態的量測作連結。將圖 4-9 系列中通道寬度最寬且受 swept NC 偏壓影響的曲線與 2DEG 受單一金屬閘極影響曲線一起作圖，得圖 4-13，束縛態量測曲線位於下方對應左方 Y 軸  $G_D$ ，另一標示  $G'_S$  曲線只外加 swept NC 對應單支金屬閘極偏壓且對應右方 Y 軸，舉例來說若 swept NC 由  $A_6$  和  $A_3$  構成，則僅負載偏壓於  $A_6$ ，並在  $O_1$  至  $O_4$  量測對應電導值( $G'_S$ )的變化情形。以圖 4-13(a) 為例，當外加正偏壓於  $A_6$  時，將驅離原本殘留在金屬閘極上的電荷，僅減少  $A_6$  附近的的散射點( scattering center )，並不影響所量測的電導值  $G'_S$ ；在外加負偏壓後漸漸驅離下層二維電子氣使得電導值下降，但只加偏壓於單支金屬閘極並不會完全封閉傳輸通道，僅阻絕部分平台，又持續減少閘極偏壓無法使位障無限擴張，並且將到達一極限，使得電導下降後繼續減少偏壓  $G'_S$  仍呈現一定值；另外，值得一提的是， $G'_S$  與  $G_D$ (  $G_D = 10 G_0$  的曲線) 變化時對應的  $V_S$  位置雷同，因此推測在 detector NC 觀察到  $G_D = 10 G_0$  曲線的電導值變化是由於 swept NC 所形成的位障壓迫到 detector NC 內，致使電導些許下降，然而 detector NC 再將寬度縮減後的通道位置已超過 swept NC 位障可影響範圍，故電導值無任何變化。

我們進一步觀察圖 4-13 系列  $G_D$  與  $G'_S$  的關係， $G_D$  的變化量由兩窄通道相鄰間距近而遠，即圖(a)至(d)，依序為  $0.27 G_0$ 、 $0.13 G_0$ 、 $0.14 G_0$  以及  $0.27 G_0$ ，明顯可見電導變化量與兩窄通道相鄰間距遠近無直接關係，但若單看構成 swept NC 的金屬電極邊緣與 detector NC 中心間距，依序  $650 \text{ nm}$ 、 $2200 \text{ nm}$ 、 $2280 \text{ nm}$  以及  $650 \text{ nm}$ ，則反應出對應關係，電極與 detector NC 中心愈靠近  $G_D$  變化愈大，故此重新驗證我們的推測，swept NC 的金屬閘極產生的位障壓制 detector NC，使之電導值下降。

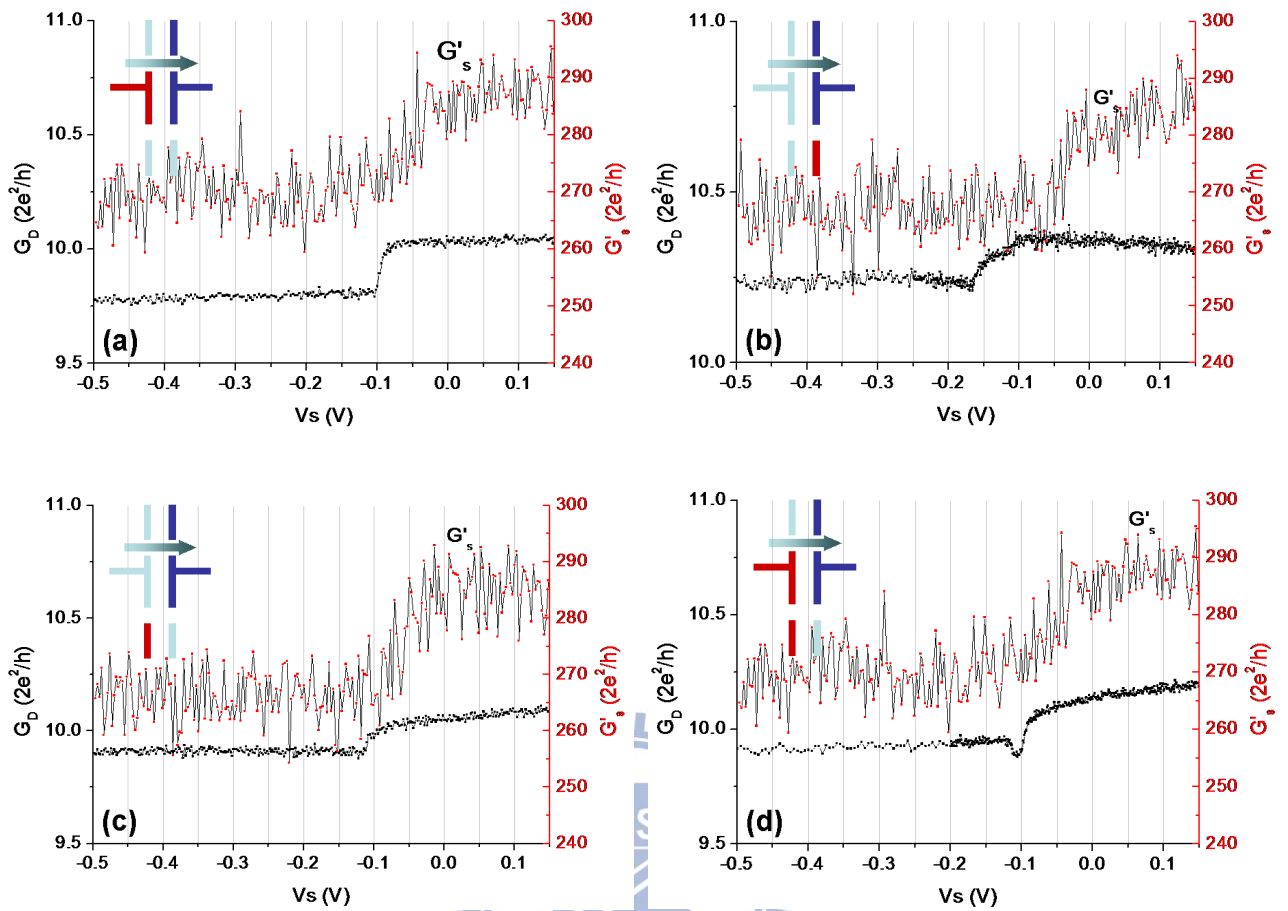


圖 4-13 以  $O_1$ 、 $O_2$ 、 $O_3$  和  $O_4$  為四點量測接點， $I$ ： $O_1$ - $O_4$ ， $V$ ： $O_2$ - $O_3$ ，下方曲線對應左方 Y 軸，呈現  $NC_B$  寬通道電導值  $G_D$  對應  $V_S$  的變化；而上方曲線對應右方 Y 軸，呈現 2DEG 電導值  $G'_s$  對應  $V_S$  的變化。量測於 1.7K 下進行，插圖為對應使用的元件閘極圖；(a) swept NC 由  $A_3$  及  $A_6$  構成，而  $V_S$  僅外加於  $A_6$ ；(b) swept NC 由  $A_3$  及  $A_4$  構成，而  $V_S$  僅外加於  $A_4$ ；(c) swept NC 由  $A_3$  及  $A_5$  構成，而  $V_S$  僅外加於  $A_5$ ；(d) swept NC 由  $A_5$  及  $A_6$  構成，下方曲線  $V_S$  外加於  $A_5$  及  $A_6$ ，上方曲線  $V_S$  僅外加於  $A_6$ 。

### 4.3.3 束縛態對其他鄰近窄通道電性傳輸行為的影響

另外，為確定 detector NC 的選取是否影響量測束縛態的結果，後續分別以  $NC_D$  和  $NC_C$  為 detector NC 量測改變  $V_S$  的變化情形。圖 4-14 呈現以  $NC_D$  為 detector NC 進行束縛態的量測情況，於元件中可找到兩組形成 swept NC 的金屬閘極，分別由  $A_6$ 、 $A_3$  構成，以及  $A_2$ 、 $A_3$  構成，並且直接內插  $G'_S$  曲線，即僅外加偏壓於 swept NC 對應單一金屬閘極所影響 2DEG 的電導值  $G'_S$ 。改變負載 swept NC 的閘極偏壓  $V_S$  後， $G_D$  變化情形與以  $NC_A$  當作 detector NC 時呈同樣趨勢，當  $NC_D$  控制在  $G_D=10 G_0$ ，改變偏壓  $V_S$  至特定電壓值時， $G_D$  明顯下降，且與  $G'_S$  發生變化的偏壓位置相同；圖 4-14(a)， $V_S = -0.10$  V 時產生電導變化，變化量為  $2.33 G_0$ ；而圖 4-14 (b)， $V_S = -0.27$  V 時產生電導變化，變化量為  $8 G_0$ ；總體變化量約為  $NC_A$  當作 detector NC 時的 10 倍， $G_D$  於其餘通道寬度時則無對應變化。此閘極組合仍沒觀察到束縛態所產生的振盪峰值。另外，未使用的金屬閘極浮接與否並不影響量測。

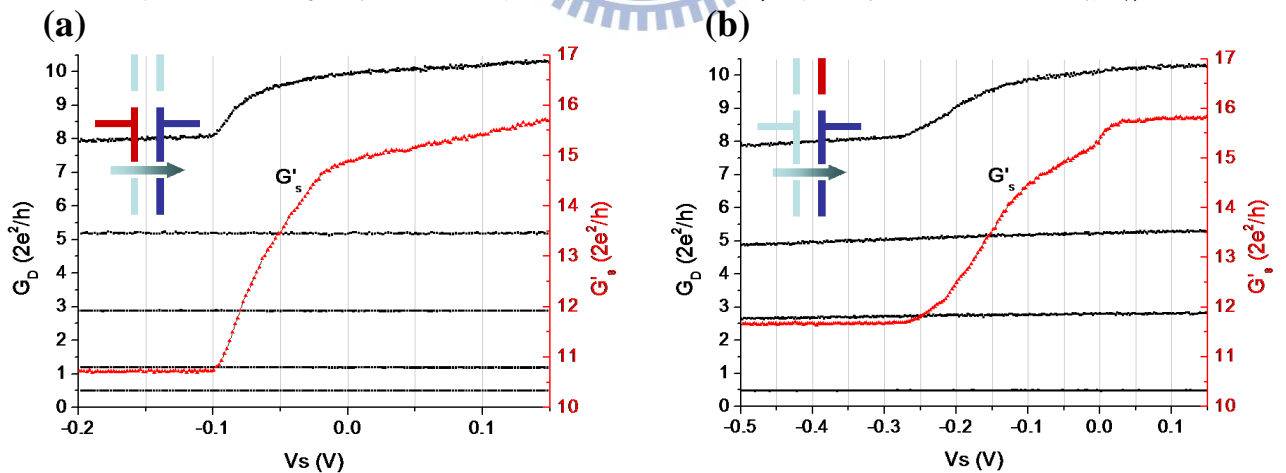


圖 4-14 以  $NC_D$  為 detector NC，源極與汲極位於  $O_7$ 、 $O_8$  及  $O_5$ 、 $O_6$ ， $NC_D$  於不同寬度下  $G_D$  與  $V_S$  的變化情況，標明  $G'_S$  曲線對應右方 Y 軸，其餘曲線對應左方 Y 軸  $G_D$ ，插圖為使用元件閘極圖，於 1.7K 下量測；(a) swept NC 由  $A_3$  及  $A_6$  構成，而  $V_S$  僅外加於  $A_6$ ；(b) swept NC 由  $A_3$  及  $A_2$  構成，而  $V_S$  僅外加於  $A_2$ 。



圖 4-15 為以  $NC_C$  為 detector NC 進行束縛態的量測情形，於元件中可找到三種形成 swept NC 的閘極組合，圖(a)(b)(c)三組 swept NC 分別由  $A_6$  與  $A_3$  構成、 $A_2$  與  $A_6$  構成，以及  $A_2$  與  $A_3$  構成，並且直接內插 swept NC 對應單一金屬閘極對 2DEG 電導值  $G'_S$  曲線，即僅外加偏壓於 swept NC 對應單一金屬閘極所影響 2DEG 的電導值  $G'_S$ 。此系列依然沒有觀察到束縛態造成的振盪峰值。

然而，將其餘不使用的金屬閘極浮接與否對於此系列量測的影響甚大，圖 4-15 將剩餘金屬閘極外加 +50 mV 情況下，進行束縛態對其他鄰近窄通道電性傳輸行為的影響。將其餘金屬閘極外加 +50 mV 驅離閘極上殘留的電荷後，束縛態量測的情況就和前面兩組系列的量測呈現相同趨勢，以圖 4-15(a)為例，swept NC 由  $A_3$  及  $A_6$  構成， $V_S$  僅外加於金屬閘極  $A_3$ ，當 swept NC 的閘極偏壓  $V_S$  由 0V 向負偏壓移動時，其造成的位障僅壓迫 detector NC 寬度最寬的兩條曲線(即  $G_D = 5, 10 G_0$ )，使得此兩曲線於特定外加偏壓  $V_S$  發生電導值下降， $G_D = 10 G_0$  曲線約位於  $V_S = -0.05 V$  時電導值下降約  $4 G_0$ ，又  $V_S = -0.2 V$  時電導值下降約  $0.2 G_0$ ；而  $G'_S$  曲線發生變電導值變化的位置亦為  $V_S = -0.05 V$  及  $-0.2 V$ ，電導值變化各為  $6 G_0$  及  $0.3 G_0$ ， $G_D$  及  $G'_S$  兩者電導變化的電壓位置及電導值程度均雷同，而 detector NC 其他通道寬度的曲線則均不受閘極偏壓  $V_S$  的改變所影響；而圖 4-15(b)以及圖 4-15(c)也展現相同的變化趨勢，因此可將此電導值變化解釋為鄰近金屬閘極位障壓迫造成窄通道電導值下降，故再次驗證我們於 4.3.2 末段的推測。

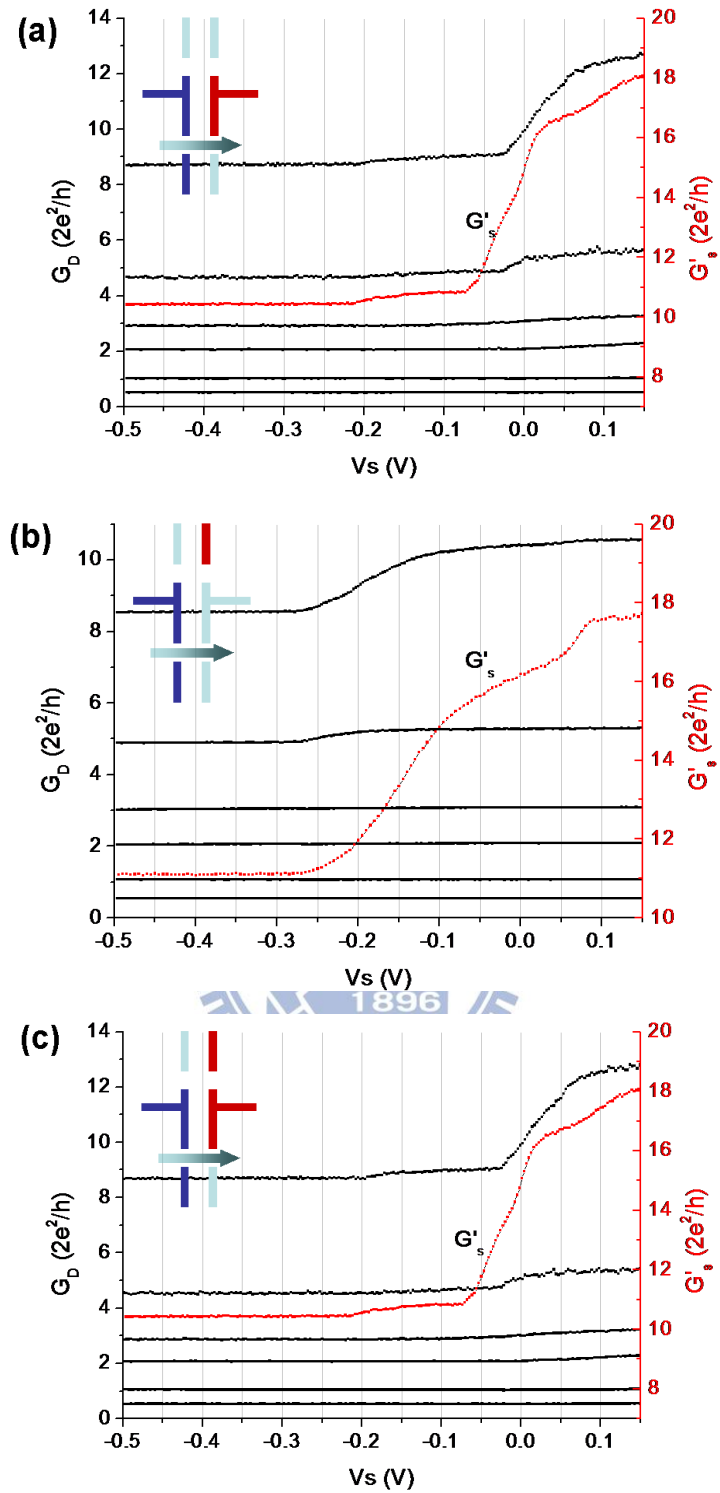


圖 4-15  $NC_c$  為 detector NC，源極汲極位於  $O_7$ 、 $O_8$  及  $O_5$ 、 $O_6$ ，控制其於不同寬度下  $G_D$  與  $V_S$  的變化情況，其餘金屬閘極外加 +50mV，於 1.7K 下量測，標明  $G'_S$  曲線對應右方 Y 軸  $G'_S$ ，其餘曲線對應左方 Y 軸  $G_D$ ，插圖為對應使用的元件閘極圖；(a) swept NC 由  $A_3$  及  $A_6$  構成，而  $V_S$  僅外加於  $A_3$ ；(b) swept NC 由  $A_6$  及  $A_2$  構成，而  $V_S$  僅外加於  $A_2$ ；(c) swept NC 由  $A_3$  及  $A_2$  構成， $G_D$  曲線外加  $V_S$  於  $A_3$  及  $A_2$ ，而  $G'_S$  曲線僅外加  $V_S$  於  $A_5$ 。

然而，其餘不使用的金屬閘極浮接與否對於此系列量測的影響甚大，圖 4-16 則將剩餘金屬閘極浮接情況下進行與圖 4-15 相同的量測， $G_D$  的表現則與以  $NC_B$ 、 $NC_C$  為 detector NC 系列的表現迥然不同；圖 4-16(b)，swept NC 由  $A_2$  及  $A_6$  構成， $V_S$  僅外加於  $A_2$ ，圖中六條  $G_D$  曲線均有電導值下降，電導變化量隨著通道寬度變窄而減少，但不同通道寬度曲線發生電導變化所對應的  $V_S$  位置均相同；而圖 4-16(a)及圖 4-16(c)兩者的 swept NC 分別由  $A_6$  與  $A_3$  構成，以及  $A_2$  與  $A_3$  構成，由於均有外加偏壓於  $A_3$ ，此兩者電導值變化情形較類似， $G_D$  分為兩階下降，外加偏壓  $V_S$  由 0 至  $-0.1$  V 遞減時可發現第一階的電導變化，此時六種通道寬度的曲線均在同個位置發生電導下降，外加偏壓  $V_S$  由  $-0.1$  V 繼續遞減後，可觀察到第二階的電導變化，此次電導變化隨著通道控制的寬度變窄而提早發生，兩階段的電導變化總量遠甚於其他閘極組合所量測的  $G_D$  變化情形，並且電導值還降至  $G_0$  以下。

圖 4-16(a)中的第一階電導變化與  $G'_S$  變化的偏壓位置相同，此趨勢與 4.3.2 的討論相同，此處  $G_D$  降低的原因應同樣是由於  $V_S$  所造成的位障壓迫，使得鄰近的通道電導值下降；然而第二階的電導變化則截然不同，並且在圖 4-15 將其餘金屬閘極外加  $+50$  mV 的情況下沒有觀察到此現象，因此推測在金屬閘極  $A_4$  附近的殘留電荷形成明顯的散射點(scattering center)與  $A_5$  複合作用，造成只控制外加於  $A_3$  的偏壓  $V_S$  就可以將傳輸通道關閉，通道關閉所需的偏壓隨著  $A_5$  控制通道寬度的偏壓愈負而變小。所以圖 4-16 趨勢變化的異常應歸咎於電荷殘留形成的散射點。

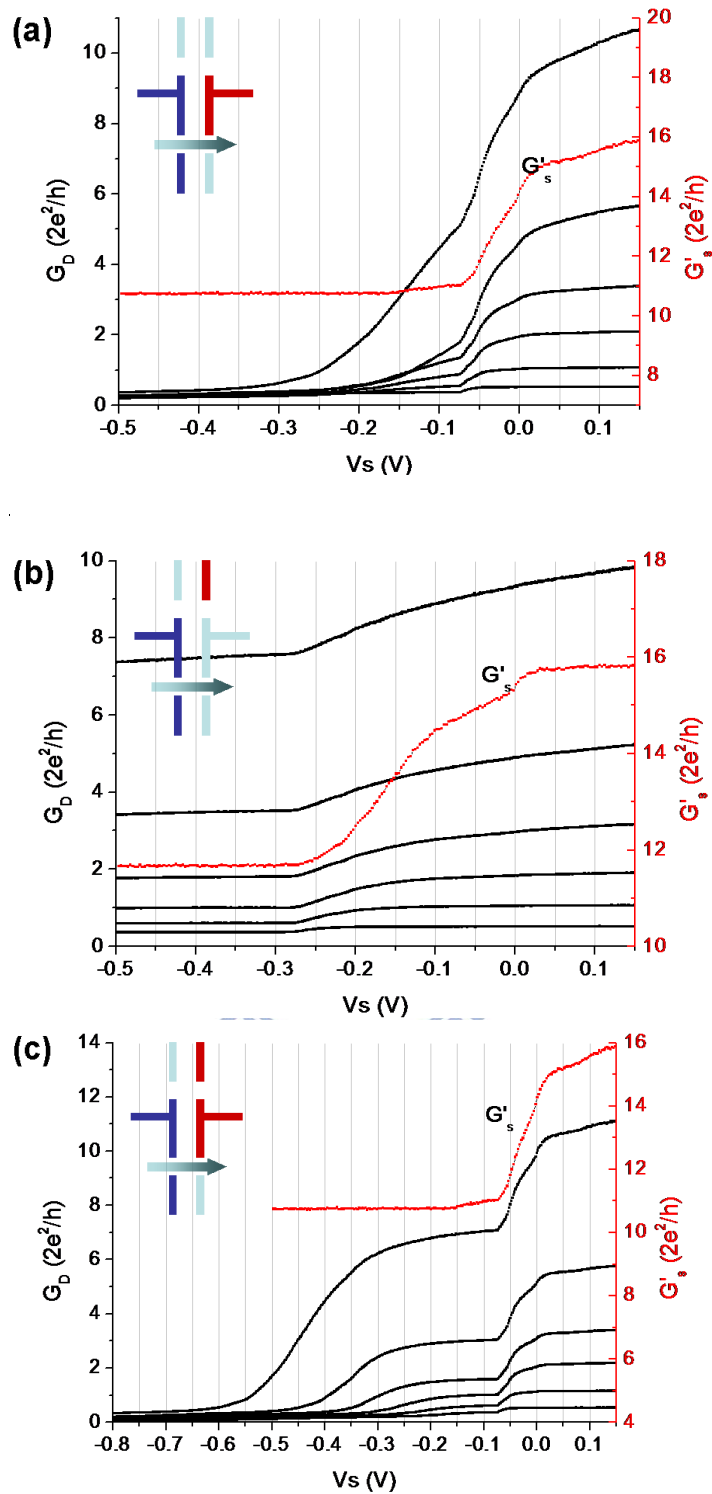


圖 4-16 源極汲極位於  $O_7$ 、 $O_8$  及  $O_5$ 、 $O_6$ ，以  $NC_c$  為 detector NC，控制其於不同寬度下  $G_D$  與  $V_S$  變化情況，其餘金屬閘極浮接，於 1.7K 下量測，標明  $G'_S$  曲線對應右方 Y 軸  $G'_S$ ，其餘曲線對應左方 Y 軸  $G_D$ ，插圖為使用的元件閘極圖；(a)swept NC 由  $A_3$  及  $A_6$  構成，而  $V_S$  僅外加於  $A_3$ ；(b)swept NC 由  $A_6$  及  $A_2$  構成，而  $V_S$  僅外加於  $A_2$ ；(c)swept NC 由  $A_3$  及  $A_2$  構成， $G_D$  曲線外加  $V_S$  於  $A_3$  及  $A_2$ ，而  $G'_S$  曲線僅外加  $V_S$  於  $A_5$ 。

## 第五章 結論

在元件製作上，我們利用微影技術在二維電子氣(2DEG)上製作六支獨立金屬閘極，兩兩成對局域出類一維窄通道，其中可形成數對不同間距的相鄰類一維窄通道，利用不同金屬閘極組合並獨立控制其通道寬度，我們可以觀察鄰近束縛態對類一維窄通道電性傳輸的影響。

此束縛態的研究源於觀察到量子化電導平台結構中小於  $G_0$  的 0.7 結構，對於造成此結構的機制說法各異<sup>[23]</sup>，其中一方提出理論計算認為束縛態致使此小結構的出現，更甚有提出所謂局域的單磁矩效應<sup>[3-10]</sup>；因此 Bird 團隊利用閘極局域的方式，將窄通道電導值限制遠小於  $G_0$  強制製造出束縛態，並認為此束縛態來自於次能帶的自旋簡併態分裂下的單一電子自旋態，對於鄰近的窄通道，此束縛態與之交互作用而造成此窄通電導值些許增加，間接以此證實此束縛態的存在確實可造成一般在窄通道觀察到的電導震盪峰<sup>[11-16]</sup>。

在我們的實驗中，我們將鄰近偵測窄通道(detector NC)控制於六種特定的通道寬度，即  $G_D = 0.5, 1, 2, 3, 5, 10 G_0$ ，並量取 detector NC 的電導值  $G_D$  的同時，改變第二對產生束縛態的掃描窄通道(swept NC)的外加偏壓，即改變其通道寬度，在掃描窄通道接近關閉時，我們並沒有觀察到如 Bird 團隊所提出束縛態在 detect NC 處所造成的  $G_D$  振盪峰值，因此利用閘極局域的方式強制製造出束縛態，其是否確實與鄰近窄通道產生交互作用並產生振盪峰值，仍有待進一步的驗證；另外，在我們的實驗中發現外加偏壓於鄰近的金屬閘極，其產生的位障將會壓迫到窄通道，使得窄通道在特定偏壓位置發生電導值下降的現象，故我們認為外加偏壓於鄰近金屬閘

極，主要造成額外的位障，部分局域鄰近窄通道的傳輸區域，另外還可能與鄰近的金屬閘極形成另一個新的窄通道，使系統成為一串聯窄通道系統。

實驗上觀察到的 0.7 結構或其它在整數電導平台外的電導震盪峰的實驗與理論研究很多，但仍是各有主張，其中樣品與其周遭環境的控制是一大挑戰；其中不對稱局域電場也會造成電導震盪峰<sup>[24-26]</sup>，這可能是不均勻電場造成的 Rashba interaction<sup>[24]</sup>，也可能剛好在某些局域的通道內恰好有些束縛態<sup>[25]</sup>，而這些束縛態可來自鄰近的累積電荷雜質或樣品的缺陷，並不一定類似 Bird 團隊所說在窄通道近乎全關時 (pinch off) 的單一電子自旋態。

或許，未來可利用電子聚焦 (electron focusing) 技術，針對電導值小於  $G_D$  處，偵測其不同自旋的電子流<sup>[27,28]</sup>，以較直接的方式進行束縛態的驗證，也是不錯的方式。



## 參考文獻

- [1] Th. Englert and K. V. Klitzing, *Surf. Sci.* **73**, 71(1978).
- [2] B. van Wees, H. van Houten, C. Beenakker, J. Williamson, L. Kouwenhoven, D. van der Marel, and C. Foxon, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 848 (1988).
- [3] K. J. Thomas, J. T. Nicholls, M. Y. Simmons, M. Pepper, D. R. Mace, and D. A. Ritchie, *Phys. Rev. Lett.* **77**,135 (1996).
- [4] P. Ramvall, N. Carlsson, I. Maximov, P. Omling, L. Samuelson, W. Seifert, Q. Wang, and S. Lourdudoss, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 918 (1997).
- [5] B. E. Kane, G. R. Facer, A. S. Dzurak, and N. E. Lumpkin, R. G. Clark, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 3506 (1998).
- [6] C.-T. Liang, M. Y. Simmons, C. G. Smith, G. H. Kim, D. A. Ritchie, and M. Pepper, *Phys. Rev. B* **60**,10687 (1999).
- [7] K. S. Pyshkin, C. J. B. Ford, R. H. Harrell, M. Pepper, E. H. Linfield, and D. A. Ritchie, *Phys. Rev. B* **62**, 1842 (2000).
- [8] A. Kristensen, H. Bruus, A. E. Hansen, J. B. Jensen, P. E. Lindelof, C. J. Marckmann, J. Nygard, and C. B. Sørensen, *Phys. Rev. B* **62**, 10950 (2000).
- [9] D. Reilly, T. Buehler, J. O'Brien, A. Hamilton, A. Dzurak, R. Clark, B. Kane, L. Pfeiffer, and K. West, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 246801 (2002).
- [10] S. Cronenwett, H. Lynch, D. Goldhaber-Gordon, L. Kouwenhoven, C. Marcus, K. Hirose, N. Wingreen, and V. Umansky, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 226805 (2002).
- [11] T. Morimoto, Y. Iwase, N. Aoki, T. Sasaki, and Y. Ochiai, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 3952 (2003).
- [12] V. Puller, L. Mourokh, A. Shailos, and J. P. Bird, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 096802 (2004).
- [13] J. P. Bird and Y. Ochiai, *Science* **303**, 1621 (2004).

- [14] L. G. Mourokh, V. I. Puller, A. Yu. Smirnov, and J. P. Bird, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 192501 (2005).
- [15] Y. Yoon, L. Mourokh, T. Morimoto, N. Aoki, Y. Ochiai, J. Reno, and J. P. Bird, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 135805 (2007).
- [16] Y. Yoon, M. G. Kang, T. Morimoto, L. Mourokh, N. Aoki, J. Reno, J. P. Bird, and Y. Ochiai, *Phys. Rev. B* **79**, 121304 (2009).
- [17] D.K.Ferry and S. M.Goodnick, "Transport in Nanostructures", Cambridge Univ. Press. Cambridge (1997).
- [18] S. Datta, "Electronic Transport in Mesoscopic Systems", Cambridge Univ. Press. Cambridge (1995).
- [19] C.Kittel, "Introduction to Solid state Physics", John Wiley & Sons, Inc.(2005).
- [20] C. W. J. Beenakker and H. van Houten, *Solid State Phys.***44**, 1 (1991).
- [21] B.J. van Wees, L. Kouwenhoven, E. Willems, C. Harmans, J. Mooij, H. van Houten, C. Beenakker, J. Williamson, and C. Foxon, *Phys. Rev. B* **43**, 12431 (1991).
- [22] D. Csontos and H. Q. Xu, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 2364 (2000).
- [23] A. P. Micolich, *J Phys.: Condens Matter* **23**, 443201 (2011).
- [24] J.H. Hsiao, K.M. Liu, S.Y. Hsu, and T.M. Hoong, *Phys. Rev. B* **79**, 033304 (2009).
- [25] P.M. Wu, P. Li, H. Zhang, and A.M. Chang, *Phys. Rev. B* **85**, 085305 (2012).
- [26] K.M. Liu, C.H. Juang, V. Umansky, and S.Y. Hsu, *J Phys.: Condens. Matter* **22**, 395303 (2010).
- [27] R. Potok, J. Folk, C. Marcus, and V. Umansky, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 266602 (2002).
- [28] L. P. Rokhinson, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *J Phys.: Condens. Matter* **20**, 164212 (2008).



## 附錄 A 光微影製作清理細節

<p>平台結構 Mesa</p>	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. photolithography</li> <li>2. UV Ozone</li> <li>3. wet etching  <math>H_2SO_4:H_2O_2:H_2O=1:8:160 @4^{\circ}C</math>  <math>H_2O</math> 30s↑                      ACE 5mins                      Ethonal 5mins</li> </ol>
<p>歐姆接點 Ohmic Contact</p>	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. clean  <math>NH_4:H_2O=1:15</math> 20s  <math>H_2O</math> 30s↑                      ACE 5mins                      Ethonal 5mins</li> <li>2. photolithography</li> <li>3. UV Ozone</li> <li>4. clean  <math>HCl:H_2O=1:1</math> 5s  <math>H_2O</math> 30s↑</li> <li>5. deposition</li> <li>6. lift-off</li> <li>7. anneal</li> </ol>
<p>金屬閘極 Gate</p>	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. clean  <math>NH_4:H_2O=1:15</math> 20s  <math>H_2O</math> 30s↑                      ACE 5mins                      Ethonal 5mins</li> <li>2. photolithography</li> <li>3. UV Ozone</li> <li>4. deposition</li> <li>5. lift-off</li> </ol>

## 附錄 B 二維電子氣樣品結構與特性

### 5-66

Surface cap	GaAs	10 nm
Gate barrier	37% AlGaAs	8 nm
Doping layer( $2.6 \times 10^{18}$ #/cm <sup>3</sup> )	37% AlGaAs	15 nm
Spacer	37% AlGaAs	60 nm
Buffer layer	GaAs	1.5 $\mu$ m
GaAs Substrate		

編號 5-66 之基板二維電子氣深度約為 92.5 nm。未照光前，載子密度為  $1.2 \times 10^{11}$  cm<sup>-2</sup>，遷移率  $2.1 \times 10^6$  cm<sup>2</sup>/Vs；照光後載子密度為  $2.4 \times 10^{11}$  cm<sup>-2</sup>，遷移率變為  $3.5 \times 10^6$  cm<sup>2</sup>/Vs。



### 8-429

Surface cap	GaAs	10 nm
Gate barrier	36% AlGaAs	7 nm
Doping layer( $3 \times 10^{18}$ #/cm <sup>3</sup> )	36% AlGaAs	14 nm
Spacer	36% AlGaAs	60 nm
Buffer layer	GaAs	1.5 $\mu$ m
GaAs Substrate		

編號 8-429 之基板二維電子氣深度約為 91 nm。未照光前，載子密度為  $1.5 \times 10^{11}$  cm<sup>-2</sup>，遷移率  $2.9 \times 10^6$  cm<sup>2</sup>/Vs。

## 7-79

Surface cap	GaAs	4 nm
Gate barrier	36% AlGaAs	8 nm
Doping layer(Delta doping $5 \times 10^{12} \text{ \#/cm}^3$ )	36% AlGaAs	7.5 nm
Spacer(Delta doping $7.5 \times 10^{11} \text{ \#/cm}^3$ )	36% AlGaAs	25 nm
Buffer layer	GaAs	1.6 $\mu\text{m}$
GaAs Substrate		

編號 7-79 之基板二維電子氣深度約為 45nm。未照光前，載子密度為  $3.4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ，遷移率  $2.1 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ；照光後載子密度為  $5.3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ，遷移率變為  $2.8 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ 。

