

國立交通大學

電子物理研究所

碩士論文

以磁電阻量測探討次微米磁性圓盤之磁區結構

Detection of domain structure of sub-micron disks by

magneto-transport



學 生：郭昌洋

指 導 教 授：許世英 副教授

中 華 民 國 九 十 七 年 七 月

以磁電阻量測探討次微米磁性圓盤之磁區結構

研究生：郭昌洋

指導教授：許世英 副教授

國立交通大學電子物理系研究所

中文摘要：

鐵磁性物質的幾何性狀大小會決定其內部的磁區結構，對於次微米磁性圓盤而言，直徑和厚度會決定其磁區結構為單一磁區(single domain)，漩渦磁區(vortex domain)或是混合磁區(multi-domain)，我們實驗主要的目的是利用磁電阻量測的方式來探討漩渦磁區的物理特性。

透過電子束微影技術製作了直徑範圍從 $0.5\mu\text{m}$ 到 $1.9\mu\text{m}$ ，厚度 48nm 以及 38nm 的 permalloy 磁性圓盤，在這個範圍內的磁性圓盤在沒有外加磁場時，內部磁矩排列呈現漩渦磁區結構。我們將圓盤製作在 30nm 厚的下電極金上，金的寬度等於圓盤直徑，並利用四點量測法量測電阻；磁電阻量測包含兩種安排：電流平行外加磁場(LMR)和電流垂直外加磁場(TMR)。

漩渦磁區隨著外加磁場而產生的變化透過異向性磁阻效應(AMR effect)會充分的反映在我們的磁電阻量測上，並以此我們可以得知漩渦磁區的 annihilation field 和 nucleation field；在我們的量測結果中，annihilation field 以及 nucleation field 會隨著圓盤直徑的增加而減少。

當漩渦磁區的核(vortex core)在外加磁場下移動時，我們將其視為剛體，表示漩渦磁區的移動並不會破壞其磁矩和核(vortex core)的相對位置和方向；利用剛體模型算出的 annihilation field，可以在定量上解釋由磁電阻遲滯曲線量測所得到的 annihilation field 對圓盤直徑的關係，雖然用剛體模型所算出的 nucleation field 只有磁電阻遲滯曲線得到的四分之一，但是在定性上理論所預期的 nucleation field 對圓盤直徑的關係和磁電阻量測所得到的是一致的。

Detection of domain structure of sub-micron disks by magneto-transport

Student: C. H. Kuo

Advisor: Dr. Shih-Ying Hsu

Institute of Electrophysics
National Chiao Tung University
Hsinchu, 30010, Taiwan

Abstract

The magnetic domain structure of a magnetic disk depends on its geometrical factors such as thickness and diameter and can be single domain, vortex domain or multi-domain. The vortex domain structure is mostly observed in a sub-micron permalloy disk. In this thesis, we investigate the vortex domain by the magneto-resistance measurement.

We prepare two series of permalloy disks with diameter ranging from $0.5\mu\text{m}$ to $1.9\mu\text{m}$ by e-beam lithography. The thickness of one series is 38nm and the other is 48nm at remanence. The domain structure of permalloy disk with geometrical like this is vortex domain. In order to make an electric measurement, several identical disks are distributed atop a 30nm thick Au strip with a width same as the disk diameter. Contact configuration is arranged for a four-terminal electrical measurement. The magneto-resistance measurement are made in two configurations. In LMR, current is parallel to external magnetic field. In TMR current is perpendicular to external field.

Magnetization can be well described by anisotropic magneto-resistance effect

(AMR) resulting in the exploration of magnetization reversal of domain configuration of the permalloy disk. We can obtain annihilation field and nucleation field from the measurement. Our data show both nucleation field and annihilation field increases with decreasing disk diameter.

The domain of disk in applied magnetic field is treated as off-center rigid vortex structure; i.e., the vortex keeps its spin distribution while being displaced. The rigid vortex model yields the analytical expressions for the size dependent vortex nucleation and annihilation fields.

The simulation gives a quantitative agreement with the vortex annihilation field that obtained from MR curves. The vortex nucleation field from the experiment data is about one quarter of the theoretical prediction, however, it has a qualitative dependence on its geometry as expected.



誌 謝

一本論文的產生，光靠我一己之力是無法完成的，首先我要感謝我的指導教授許世英老師，如果沒有您在最後的日子裡不厭其煩地替我檢閱，我不敢想像我現在的論文會是什麼樣子，也非常感謝您這兩年來在實驗上對我的指導，尤其是您在協助我解決低溫系統毛細管一直堵塞的那段時間裡，我第一次深刻的體會到什麼是正確的實驗態度。

再來我要感謝我的大師兄鐘廷翊學長，可以這麼說，如果沒有您就沒有現在的我，實在非常感謝您很有耐心的教導我所需的實驗技術，包括電子束微影技術和低溫量測技術以及當我在實驗上出問題時，您總是很有耐性的幫助我解決問題，同時也很感謝您會抽空和我討論一些paper的內容，在和您討論的過程中使我對於物理的認知和了解到達了一個新的境界；總之這兩年來對我幫助最大的就是您，對您的感謝無法完全用言語道盡，你是我遇過最好的學長，謝謝您。

接著我要感謝李宗霖學弟，您製作光微影技術的成長速度讓我佩服不已，不到一個月的時間就可以做出品質如此優良的光微影樣品，正是因為您所製作的優良樣品，才讓我得以量測出關鍵的實驗數據，所以你是我的大功臣，謝謝您。

我也要感謝劉凱銘學長花了兩個禮拜的時間清理蒸鍍機而大幅的改善了其真空度，因而降低了我蒸鍍樣品所需的時間，謝謝您；也感謝林子諒和林欣毅兩位學弟的加入為實驗室增添了一份活力，使我可以愉快的度過研究所第二年的學術生涯，謝謝你們。

最後再次跟所有曾經幫助過我的人致謝並致上我最真誠的祝福，願你們可以萬事如意，健康快樂。

目錄

中文摘要	i
英文摘要	ii
誌謝	iv
目錄	v
圖目錄	vii
第一章 序論	1
第二章 磁性圓盤(magnetic disk)研究的文獻回顧以及理論	3
2-1 次微米磁性圓盤的磁區結構	3
2-1.1 漩渦磁區(vortex domain)	5
2-1.2 單一磁區(single domain)	12
2-1.3 磁區分界點	13
2-1.4 混合磁區(Multi-domain)	14
2-2 決定磁區結構的能量	16
2-2.1 交互作用能(Exchange energy)	16
2-2.2 靜磁能(Magnetostatic energy)	17
2-2.3 異向性能(Anisotropic energy)	17
2-2.4 Zeeman energy	18
2-2.5 圓盤直徑和厚度對磁區的影響	18
2-3 漩渦磁區(vortex domain)的能量	21
2-3.1 剛體模型(rigid model)	21
2-3.2 漩渦磁區能量	22
2-3.3 能量改變對漩渦磁區的影響	23
2-3.4 Annihilation field	26
2-3.5 Nucleation field	27

2-4 異向性磁阻(Anisotropic Magneto-resistance effect)	29
第三章 樣品製作及量測	30
3-1 微影技術	31
3-1.1 電子束微影技術	31
3-1.2 光微影技術	36
3-1.3 熱蒸鍍技術	37
3-2 樣品製作	39
3-3 低溫系統	46
3-3.1 低溫系統裝置簡介	46
3-3.2 低溫系統操作步驟-降溫	47
3-3.3 低溫系統操作步驟-更換樣品	48
3-5 樣品量測	50
第四章 實驗結果與討論	53
4-1 磁電阻曲線反映漩渦磁區的翻轉	53
4-1.1 LMR 遲滯曲線的理論預期	53
4-1.2 TMR 遲滯曲線的立論預期	54
4-1.3 Nucleation field 和 Annihilation field	54
4-1.4 實驗量測出來的遲滯曲線	55
4-2 Annihilation field 和 Nucleation field 與磁盤幾何形狀	60
4-2.1 Nucleation field	60
4-2.2 Annihilation field	61
第五章 結論	64
文獻索引	66

圖目錄

圖2-1	以磁光技術所量測到的磁性圓盤的遲滯曲線(M-H loop)[4]	4
圖2-2	漩渦磁區(vortex domain)結構的 MFM 影像[5]	7
圖2-3	理論計算而得的漩渦磁區的遲滯曲線[6]	7
圖2-4	二維電子氣量測而得的漩渦磁區遲滯曲線[7]	8
圖2-5	二維電子氣量測獲爾電壓遲滯曲線方法示意圖	8
圖2-6	二維電子氣量測和理論計算所得漩渦磁區遲滯曲線[7]	9
圖2-7	漩渦磁區(vortex domain)的 LTEM 影像[8]	10
圖2-8	S-state 和 C-state 的 LTEM 影像[8]	10
圖2-9	Nucleation field 對圓盤直徑/厚度比值的關係圖[8]	11
圖2-10	Annihilation field 對圓盤直徑/厚度比值的關係圖[8]	11
圖2-11	單一磁區的遲滯曲線及其 MFM 影像[9]	12
圖2-12	半徑和厚度介於單一磁區(single domain)和漩渦磁區(vortex domain)之磁盤其殘磁對最大外加磁場強度的關係圖[10]	14
圖2-13	漩渦磁區和混合磁區的 MFM 影像[5]	15
圖2-14	磁區結構相圖和磁區分界點[12]	20
圖2-15	剛體模型(rigid model)示意圖	22
圖2-16	交互作用能差 $\Delta w_{ex} = w_{ex}(s) - w_{ex}(0)$ 對圓盤直徑的關係圖, $s=1$	24
圖2-17	$F_1(\beta)$ 對圓盤直徑的關係圖, $\beta = \frac{t}{R}$	24
圖2-18	直徑 $0.9\mu\text{m}$, 厚度 48nm 的圓盤, 在 $h = 0.2$ 時其能量對 vortex core 位置的關係圖	25
圖2-19	直徑 $0.9\mu\text{m}$, 厚度 48nm 的圓盤, 在 $h = 0.4$ 時其能量對 vortex core 位置的關係圖	25
圖2-20.	直徑 $0.9\mu\text{m}$, 厚度 48nm 的 permalloy 圓盤, 在 $h = 0.1$ 時其能量 vortex core 位置的關係圖	26

圖2-21.	為直徑 $1.5\mu\text{m}$ ，厚度 48nm 的圓盤，在 $h = 0.1$ 時其能量對 vortex core 位置的關係圖	27
圖3-1.	在矽基板上塗上一層電子阻劑(PMMA)	31
圖3-2.	Design-CAD 所繪出的電子束照射區域	32
圖3-3.	電子阻劑(PMMA)在顯影過後所留下的凹槽	32
圖3-4.	鍍上材料後的樣品示意圖	33
圖3-5.	舉離過後的樣品示意圖	33
圖3-6.	樣品完成後的 SEM 照片	33
圖3-7.	電子束照射在 Design-CAD 所繪區域之示意圖	34
圖3-8.	製作出來磁盤的直徑與電子濃度的關係	35
圖3-9.	光微影接腳的 SEM 照片	36
圖3-10.	熱蒸鍍系統示意圖	38
圖3-11.	電子束微影第一道製程	39
圖3-12.	電子束微影第二道製程	39
圖3-13.	電子束微影第三道製程	40
圖3-14.	樣品在光微影的製作區域	40
圖3-15.	對光微影定位點校正前之定位視窗和定位點位置關係圖	41
圖3-16.	對光微影定位點校正後之定位視窗和定位點位置關係圖	41
圖3-17.	對電子束微影定位點校正前之定位視窗和定位點位置關係圖	43
圖3-18.	對電子束微影定位點校正後之定位視窗和定位點位置關係圖	43
圖3-19.	定位十字架	44
圖3-20.	較小的定位視窗	44
圖3-21.	用移動間隔較小定位十字架的定位結果	45
圖3-22.	用移動間隔較大定位十字架的定位結果	45
圖3-23.	低溫系統示意圖	49
圖3-24.	四點量測示意圖	51

圖3-25.	長 $11\mu m$ ，寬 $0.75\mu m$ 以及厚 $30nm$ 的金在電流平行外加磁場下所量測的電阻跟磁場關係圖	51
圖3-26.	長 $11\mu m$ ，寬 $0.75\mu m$ 以及厚 $30nm$ 的金在電流垂直外加磁場下所量測的電阻跟磁場關係圖	52
圖4-1.	理論預期中漩渦磁區所展現的磁電阻遲滯曲線圖	55
圖4-2.	漩渦磁區在磁電阻量測中所展現的遲滯曲線	58
圖4-3.	電流流經樣品的示意圖	59
圖4-4.	直徑 $0.8\mu m$ 厚度 $45nm$ 的 permalloy 磁性圓盤 MFM 影像[5]	59
圖4-5.	Nucleation field 對圓盤直徑及厚度的關係圖	62
圖4-6.	Annihilation field 對厚度為 $48nm$ 圓盤直徑的關係	63
圖4-7.	Annihilation field 對圓盤厚度和直徑的關係圖	63



第一章：序論

次微米或奈米尺度的磁石，其磁性行爲與其幾何形狀和大小有密切的關連，隨著科技的日新月異，人們在製程上的技術突飛猛進，使得我們得以探索在這微小尺度下所富藏的許多現象[1]；次微米(奈米)磁石之所以在近十年掀起研究的熱潮，不外乎其顯著的工業應用價值，像是磁性讀頭(read head)[2]以及隨機記憶體(MRAM)等等[3]，尤其像 MRAM，其高密度容量以及對磁場及電流的穩定且可控性，都讓許多人投入時間和金錢以研究之。

目前對次微米(奈米)磁石的探討有三個方向，其一是製造新穎的次微米(奈米)尺度樣品，其二則是探索新的磁性行爲，其三則是了解其所展現的磁性行爲機制。本論文主要探討的樣品爲次微米磁性圓盤(sub-micron magnetic disk)，磁矩在次微米磁性圓盤所產生的交互作用能和靜磁能強度大小大致相同，交互作用能比靜磁能小的磁性圓盤其內部磁矩喜歡平行圓盤邊界排列而形成漩渦磁區(vortex domain)，靜磁能比交互作用能小的磁性圓盤其磁矩喜歡彼此平行排列而形成單一磁區(single domain)；漩渦磁區所展現出來的淨磁矩遲滯曲線(M-H loop)有別於傳統鐵磁性材料所展現出來的遲滯曲線，其在沒有外加磁場時(remanence state)，平行膜面的總磁矩爲零，這有別於傳統鐵磁性材料在零外加磁場時，仍具有很強殘磁的特性，同時漩渦磁區能夠存在的磁場範圍相當大，必須要施加超過 200Oe 以上的磁場才能將其摧毀，所以它是一種非常穩定的磁區結構。

針對漩渦磁區的研究可以分成兩部份，一部份爲透過量測淨磁矩遲滯曲線(M-H loop)來探討其物理特性，例如磁光技術(MOKE)，但由於單顆磁性圓盤的淨磁矩甚小，因此必須製作大面積的磁性圓盤陣列，如此一來，幾何形狀上的不均勻與圓盤間的交互作用都會影響其量測結果；另一部份則利用特殊的技術來直接觀測其內部磁矩的排列方式，例如磁力顯微鏡(MFM)技術，但是 MFM 技術所使用的懸臂磁性探針的磁化方向爲單一方向，因此只能解析單方向的磁矩分布，同時在有外加磁場的環境下要作 MFM 影像有一定的難度，因此少有利用 MFM

來研究磁矩分布對外加磁場的反應；爲了簡化量測並針對單顆磁性圓盤的磁矩對外加磁場反應加以探討，我們以一套簡易的下電極安排並利用磁電阻量測(R-H)來解析出磁性圓盤的磁矩翻轉。

本論文主要探討的重點會放在漩渦磁區部分；在第二章我們會先回顧過去跟漩渦磁區有關的研究，包括漩渦磁區的遲滯曲線，MFM 影像以及和單一磁區的磁區分界點；接著我們會以能量的觀點來討論漩渦磁區的形成與幾何形狀的相關性。

第三章介紹我們樣品的製作方式和量測方法；樣品製成的技術包括了光微影技術和電子束微影技術，而量測方式爲將材料爲 permalloy 的磁性圓盤(disk)並聯在 30nm 的下電極金上，以四點量測法量測。

在第四章中我們將會討論漩渦磁區在磁電阻量測中所展現的遲滯曲線，根據 AMR effect，磁矩跟電流方向夾角的改變會改變其電阻值，所以磁區結構在退磁過程中的改變會反映在磁電阻的變化上，藉此我們便可解析出磁矩在退磁過程中的改變進而得到磁性圓盤在漩渦磁區的特徵物理量並探討其與圓盤幾何結構的關係。

第二章：磁性圓盤(magnetic disk)研究的文獻回顧以及理論

在本章節中，我們將介紹關於研究次微米磁性圓盤(magnetic disk)的文獻，在第一節介紹目前已發現的磁區結構，例如單一磁區(single domain)，漩渦磁區(vortex domain)以及混合磁區(multi-domain)；在第二節我們將介紹磁性樣品的各式相關能量，如交互作用能(exchange energy)，靜磁能(magneto-static energy)，異向性能(anisotropic energy)以及 Zeeman energy；並用能量的觀點來討論磁性圓盤的大小和磁區結構的相關性。在第三節中，我們將用能量的觀點來解釋漩渦磁區在外加磁場下所展現的物理特性；由於我們最終的目的是要以磁電阻量測的方式來探討漩渦磁區，因此會在第四節中簡單的介紹異向性磁阻效應(AMR effect)。

2-1 次微米磁性圓盤的磁區結構

西元 1999 年，R. P. Cowburn 等人以磁光技術(MOKE)量測材料為 Permalloy 的磁性圓盤 [4]，磁光技術乃是利用將雷射光聚焦至 $5\mu\text{m}$ 左右，對樣品進行掃描，其反射回來雷射光的極化方向會受到平行圓盤磁矩方向的影響，藉由這個原理便可量測 M-H 遲滯曲線；該團隊以電子束微影技術製作直徑範圍從 55nm 到 500nm 的圓盤，厚度範圍從 6nm 到 15nm，圖 2-1 為他們的實驗結果。

從實驗結果中，我們可以看出其遲滯曲線可以分為兩類，其一是大家所熟悉中磁性材料所展現的 M-H 遲滯曲線，發生在圖 2-1 的左下方直徑較小的圓盤區，在大磁場下有一飽和磁矩，隨著磁場減弱為零，仍有一接近飽和值的殘餘磁性，直到反向的矯頑場，淨磁矩會驟變轉向磁場方向且接近反向飽和值；除此之外，有一明顯不同的淨磁矩翻轉行為，在磁場接近零但未至零之前，淨磁矩就遽減，然後到零磁場時，淨磁矩為零，隨著反向磁場的增加而增加反向淨磁矩，至另一特徵磁場，淨磁矩才又驟增至飽和值，類似的行為發生在較大的圓盤區，我們稱此為漩渦磁區的特徵淨磁矩遲滯曲線；因為在零磁場時，以圓點為中心的磁漩渦可以用 MFM 影像呈現，其中有兩個特徵磁場分別對應磁漩渦的產生和破壞，

分別稱之為 nucleation field 和 annihilation field; 由三種不同厚度圓盤陣列的 M-H 曲線可以明顯的看到隨著圓盤直徑的遞減, 磁區結構有一漩渦磁區到單一磁區的相轉變, 而此相轉變發生的特徵直徑隨著厚度的增加會減少。

在本節中一開始我將會介紹漩渦磁區在 MFM 影像以及磁圓盤對二維電子氣霍爾電壓所展現出來的特性, 再介紹單一磁區在 MFM 影像以及 MOKE 所展現的特性, 並介紹當磁盤直徑以及厚度介於漩渦磁區和單一磁區時所展現的物理性質, 最後再用 MFM 影像來介紹混合磁區。

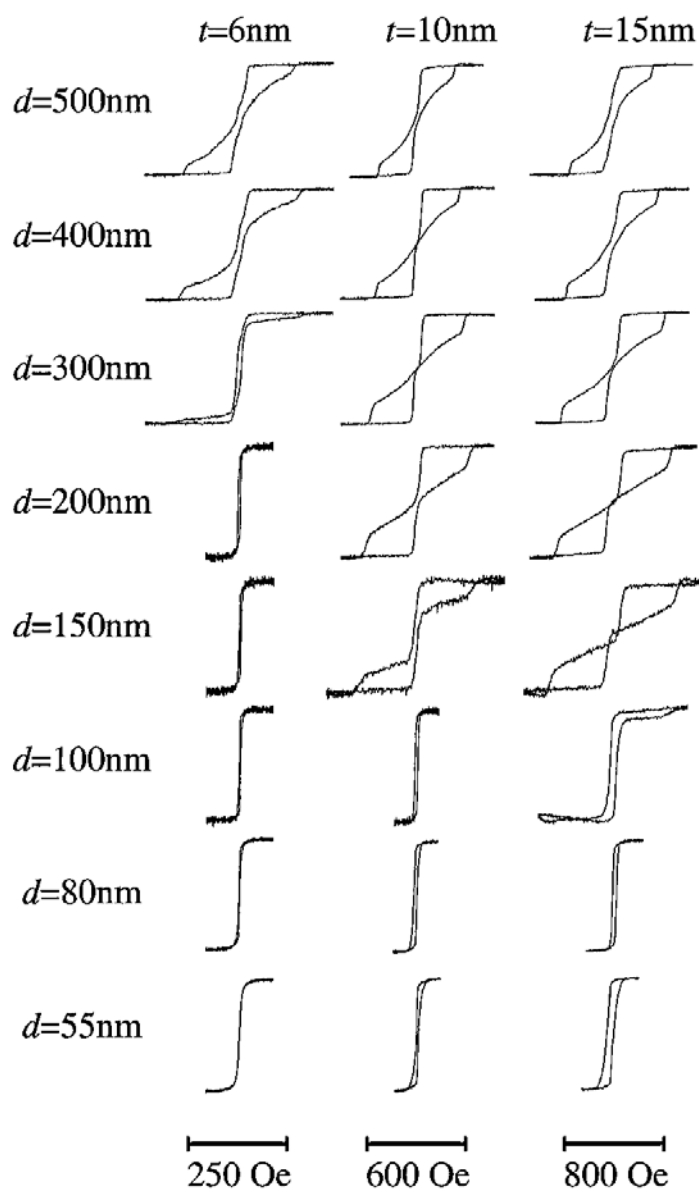


圖2-8. 以磁光技術所量測到的磁性圓盤的遲滯曲線(M-H loop), d 表示圓盤的直徑, t 表示圓盤的厚度, 圓盤材料為 permalloy[4]。

2-1.1 漩渦磁區(vortex domain)

圖 2-2 為漩渦磁區(vortex domain)在沒有外加磁場下時所展現的 MFM 影像 [5]，MFM 技術乃是利用一個磁性探針來掃描磁性樣品的表面，當其受到磁力時，會因吸引或是排斥力而向上或向下移動，將這個動作轉換成電子訊號，就可以在影像中形成對比，在圖 2-2 中，當探針受到磁力向下時影像呈現黑色，而向上時呈現白色，相對地所受的磁力較小則呈現土黃色，如此我們便可以觀察磁場在垂直圓盤表面的分量；從圖 2-2 中我們可以觀察到，漩渦磁區可以分成兩部份，一個是在中心的核(vortex core)，而另一個是在其週遭的漩渦；在中心的 vortex core 是整個磁區中唯一具有磁矩方向垂直圓盤表面的區域，因此在我們的 MFM 影像中呈現黑色，而在漩渦區域其全部磁矩的方向都平行圓盤表面，並圍繞著 vortex core 排列，故可以將磁力線完整的包覆在圓盤裡不外露，因此在我們的 MFM 影像中呈現土黃色。

圖 2-3 為典型的漩渦磁區淨磁矩遲滯曲線 [6]，其圓盤直徑為 $0.2\mu\text{m}$ ，厚度為 30nm ，材料為 permalloy，橫軸為外加磁場，縱軸為歸一化總磁矩平行外加磁場的分量；當外加磁場強度為 -125mT 時，其圓盤達到飽和，故所有磁矩都排列在外加磁場的方向，隨著磁場強度的減少，開始會有一些磁矩偏離原本的方向，所以減少了總磁矩在平行外加磁場的分量，當外加磁場強度小於 nucleation field 時，漩渦磁區會被建立，所以可以在遲滯曲線上看到總磁矩在平行外加磁場分量上劇烈的改變，而其 vortex core 的位置靠近圓盤的右邊，隨著磁場強度的減少，vortex core 會逐漸向圓盤中心移動，其移動的方向和外加磁場的方向互相垂直，因此持續的減少平行外加磁場磁矩的分量，當外加磁場等於零時，總磁矩為零；當磁場強度開始往反方向增加時，為了增加總磁矩平行外加磁場的分量，vortex core 會朝著和外加磁場垂直的方向移動，外加磁場強度超過 annihilation field 時，vortex core 會被推出圓盤，而磁矩此時會都排列在外加磁場方向，因而在遲滯曲線上看到明顯的磁矩變化。

漩渦磁區的遲滯曲線跟傳統鐵磁性材料的遲滯曲線最大的不同是它具有可

逆性，當 vortex core 被建立後，外加磁場的大小和方向會決定 vortex core 的位置以及移動方向，基本上 vortex core 的移動方向一定垂直磁場，所以當你給場方式突然從減少磁場強度改為增加磁場強度時，vortex core 就會由往某個方向前進直接變成往反方向前進，因此造就了遲滯曲線的可逆性。

圖 2-4 為量測圓盤產生的磁場在二維電子氣所產生的霍爾電壓以製作出來的遲滯曲線[7]，其圓盤直徑為 $0.5\mu m$ ，厚度為 40nm，圖 2-5 為其量測示意圖，電子氣被侷限在 GaAs 和 AlGaAs 之間的 heterostructures，並用四個金匣極施加偏壓以定義二維電子氣的活動範圍，並在 X 方向施一電壓降以產生電流，圓盤內的磁矩隨著外加磁場強度的變化會產生具有 Z 方向分量的磁場，電子受此 Z 方向的磁場便會在 Y 方向產生霍爾電壓而得到霍爾電壓遲滯曲線，外加磁場方向必須平行圓盤表面以避免在 Y 方向產生額外的霍爾電壓。

在圖 2-4 中，中間的圖表示完整的漩渦磁區遲滯曲線，當磁矩達到飽和時，其所產生的磁場越強所以也會量測到越強的霍爾電壓，而隨著漩渦磁區的建立，圓盤所產生的磁場會隨著 vortex core 往圓盤中心移動而減少，所以所量測到的霍爾電壓絕對值會隨著磁場強度的減少而減少，當 vortex core 在圓盤中心時，總磁矩為零所以不會產生磁場因此霍爾電壓為零；曲線 i 的磁場範圍為 -800Oe 至 600Oe，漩渦磁區在這磁場範圍內一旦建立後就不會被破壞，因此改變磁場方就只是改變 vortex core 的移動方向，所以我們會看到一可逆的霍爾電壓遲滯曲線，這也正式漩渦磁區遲滯曲線的特徵之一。曲線 ii 的磁場範圍 1000Oe 至 250Oe，在這磁場範圍內不會建立漩渦磁區，因此全部磁矩維持全部平行外加磁場方向而讓霍爾電壓維持在最大值。

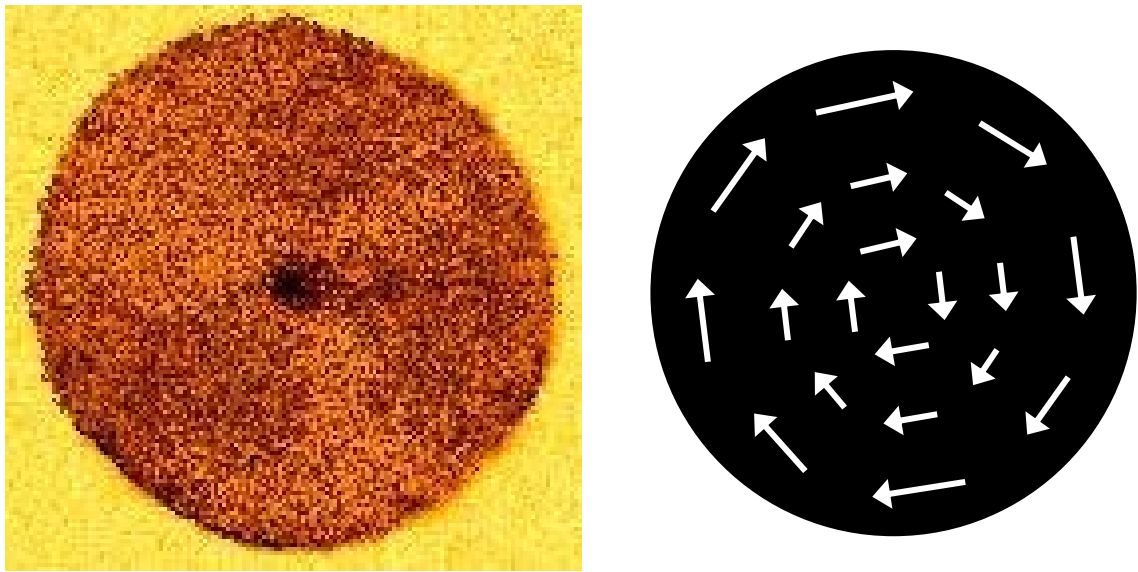


圖2-2. 左圖為漩渦磁區(vortex domain)結構樣品在沒有外加磁場下的 MFM 影像，右圖為磁矩排列示意圖，白色箭號乃示意磁矩方向[5]。

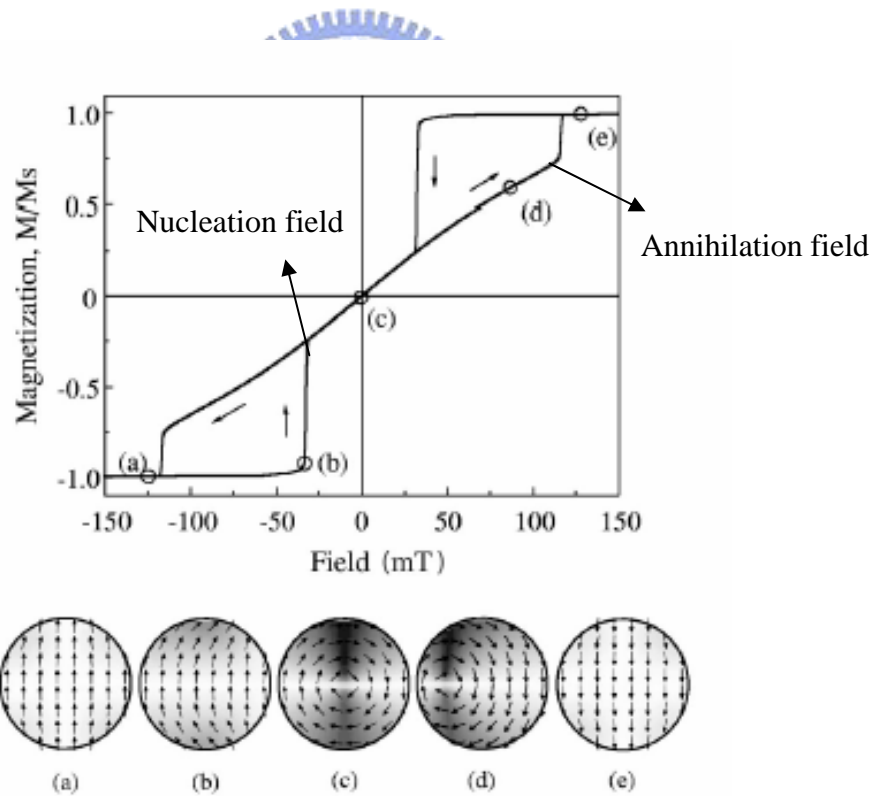


圖 2-3 針對漩渦磁區結構圓盤(直徑 $0.2\mu\text{m}$ ，厚度 30nm)以理論計算而得的淨磁矩漩渦磁區遲滯曲線；下圖分別表示飽和磁場-125Oe (a)，nucleation field -30Oe (b)，零磁場(c)，85Oe (d)，飽和磁場 125Oe (e)，所對應的磁矩排列示意圖[6]。

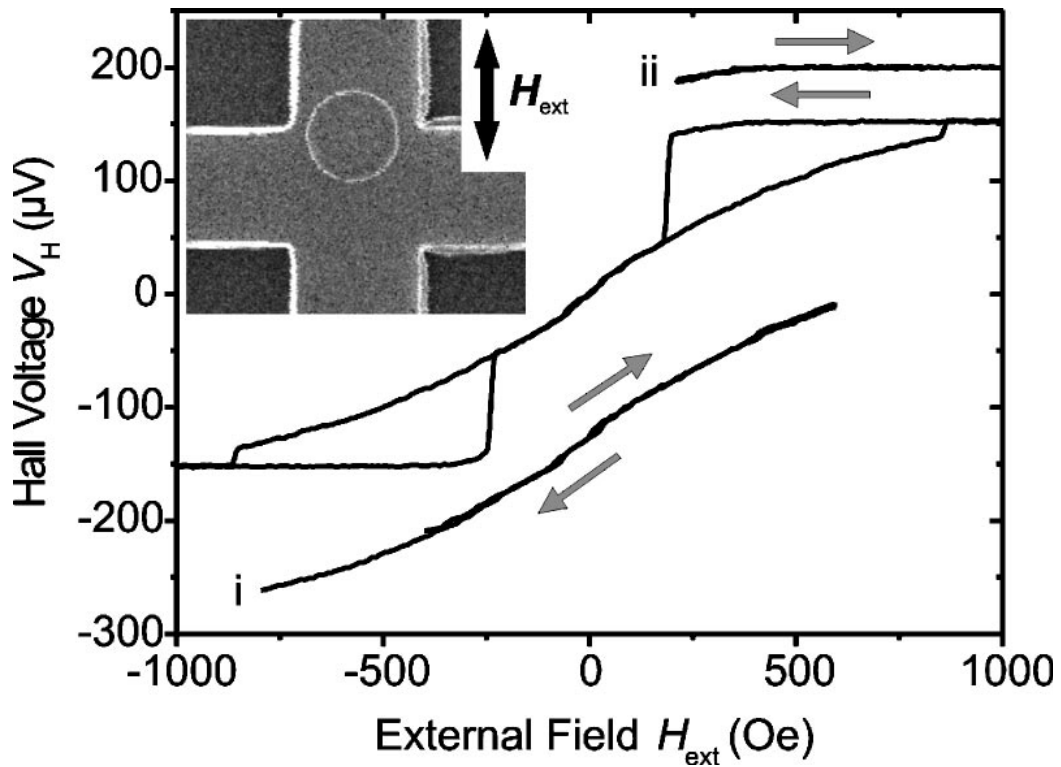


圖 2-4 漩渦磁區利用二維電子氣所製作的霍爾電壓遲滯曲線，其圓盤直徑為 $0.5\mu m$ ，厚度為 $40nm$ [7]

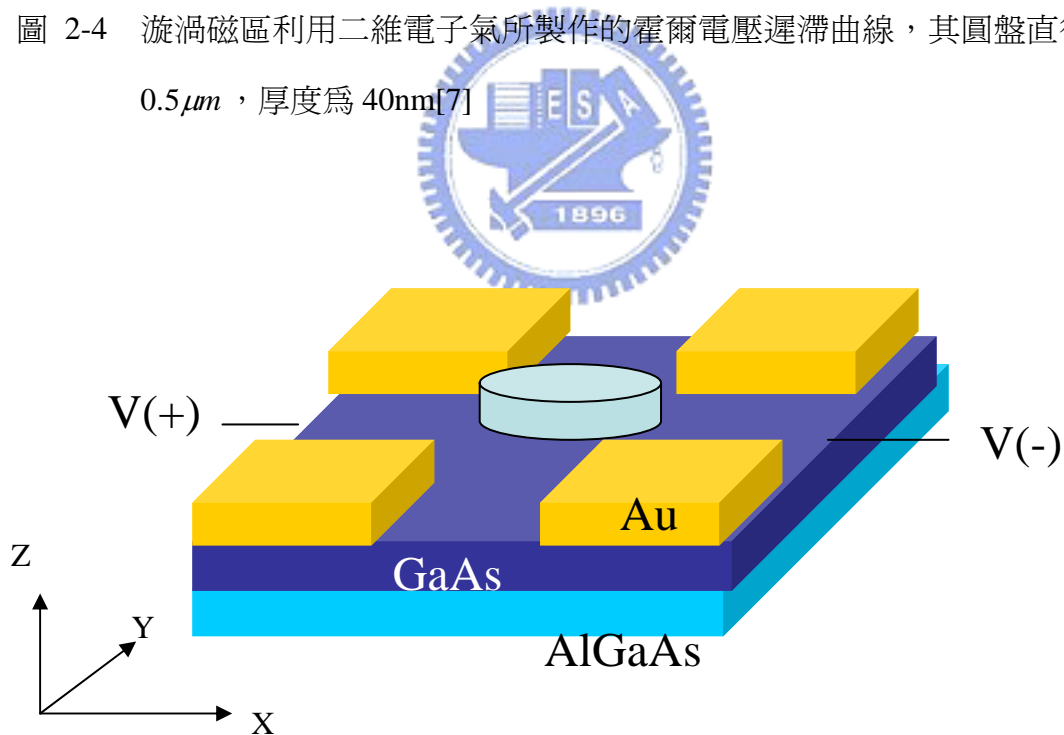


圖2-8. 二維電子氣量測獲爾電壓遲滯曲線示意圖：電子氣被侷限在 GaAs 和 AlGaAs 之間的 heterostructures 並用四個金匣擊施加偏壓以定義二維電子氣的活動範圍，我們在 X 方向給一電壓降並施加平行圓盤表面的磁場，便可以量測因圓盤產生的磁場而在 Y 方向的所產生的霍爾電壓。

Nucleation field 和 Annihilation field

Nucleation field 被定義為 vortex core 產生時所對應的外加磁場強度，從磁矩全部平行外加磁場到 vortex core 的產生是一個複雜而且有趣的過程，M. Rahm 等人研究發現[7]，在 vortex core 產生前，會出現如 C-state 或 S-state 的磁區結構，如圖 2-6，左圖為利用理論計算得到的遲滯曲線，圖(a)的圓盤直徑為 500nm，厚度 40nm，圖(b)的圓盤直徑為 700nm，厚度為 50nm，從圖中可以清楚的看到在 vortex core 建立前其磁矩的排列方式，右圖為利用二維電子氣所量測得霍爾電壓遲滯曲線，其圓盤直徑為 700nm，厚度為 40nm 以及 50nm，材料為 permalloy。

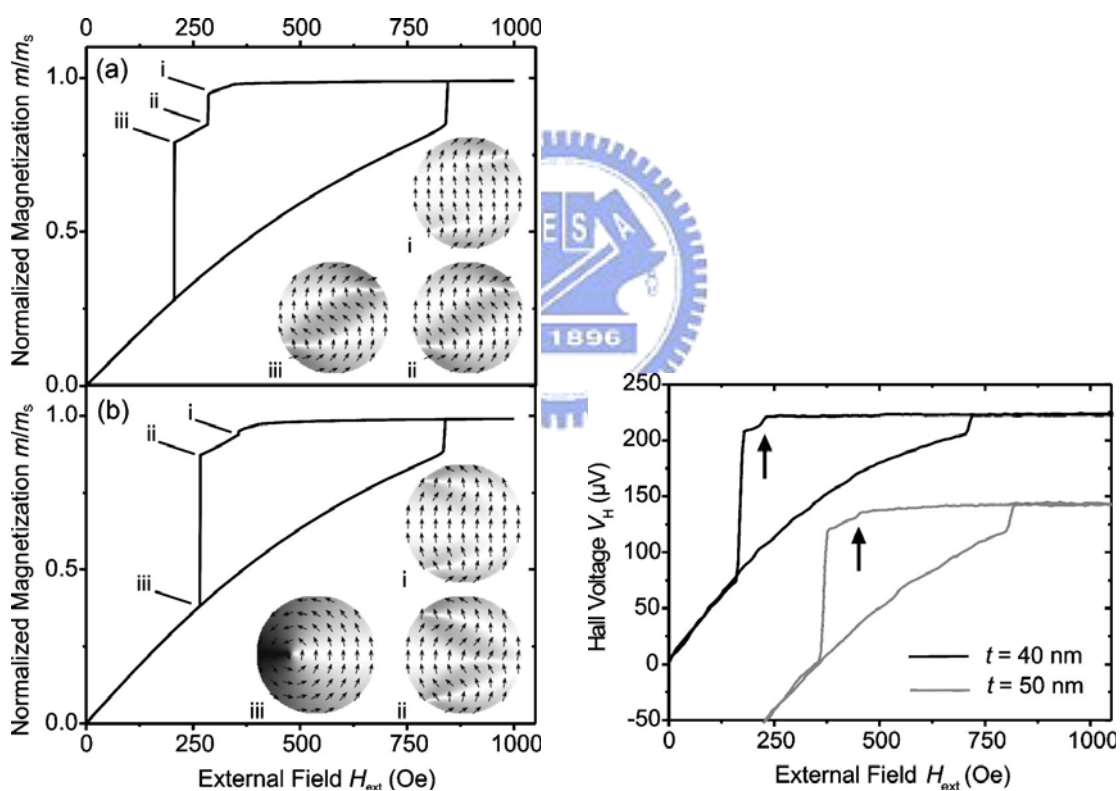


圖 2-6 左圖為利用理論計算所得到的結果，圖(a)的圓盤直徑為 500nm，厚度 40nm，圖(b)的圓盤直徑為 700nm，厚度為 50nm；右圖為利用二維電子氣所量測得霍爾電壓遲滯曲線，其圓盤直徑為 700nm，厚度為 40nm 以及 50nm，材料為 permalloy[7]。

M. Schneider 等人以 LTEM 影像來研究漩渦磁區[8]，LTEM 影像乃是利用電子束在穿越樣品時，磁矩所產生的磁力會改變電子的行進路徑，因此會在聚焦平面產生對比，如圖 2-7 為漩渦磁區的 LTEM 影像，白點表示週遭磁矩順時鐘繞著圓盤中心旋轉排列，黑點則表示週遭磁矩逆時鐘繞著圓盤中心旋轉排列；圖 2-8 為則 vortex core 在被建立之前所觀測到的 C-state 和 S-state。

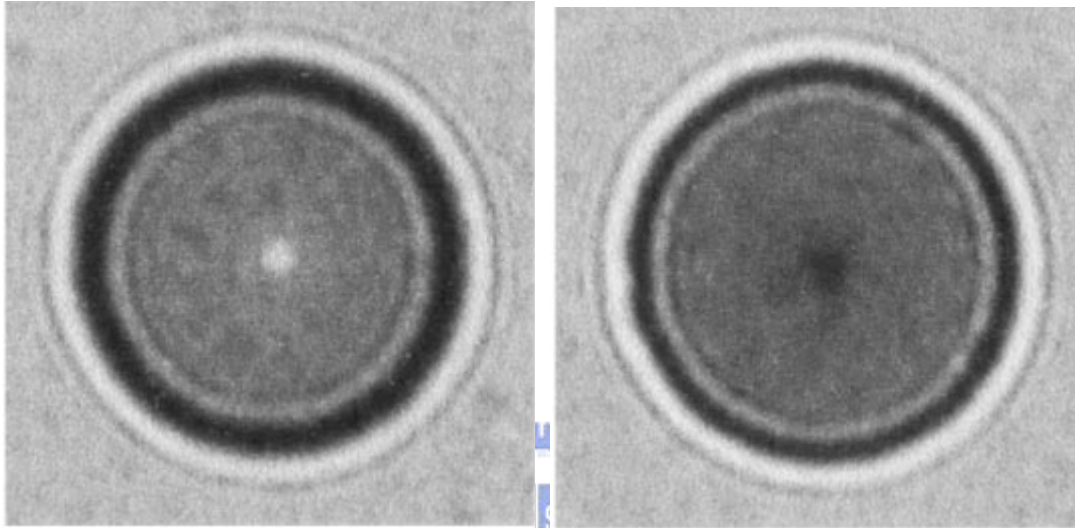


圖 2-7 漩渦磁區(vortex domain)在 LTEM 所呈現的影像[8]。

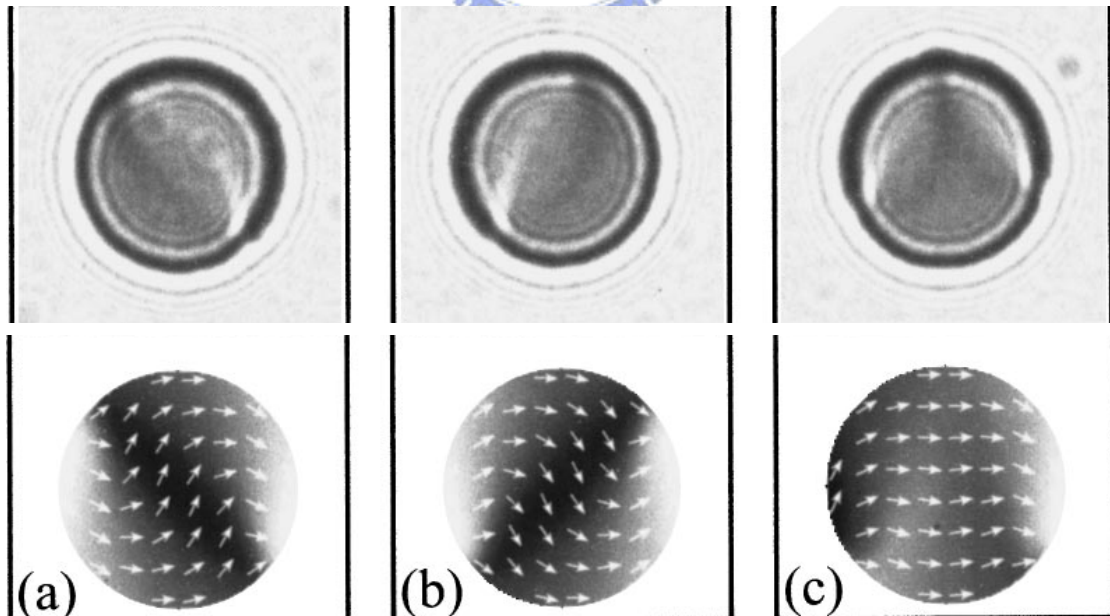


圖2-8. 上圖為 LTEM 影像，而下圖分別對應為 S-state (a),(b)，C-state (c)的磁矩排列示意圖[8]。

圖 2-9 為利用 LTEM 影像所得到的 nucleation field 對材料為 permalloy 的圓盤直徑的關係圖。

Annihilation field 被定義為在 vortex core 即將被推出圓盤時所對應的外加磁場強度，圖 2-10 也是利用 LTEM 影像所得到的 Annihilation field 對 permalloy 圓盤直徑的關係圖。

從圖 2-9 和圖 2-10 我們可以看出，不論是 annihilation field 還是 nucleation field，其值都會隨著圓盤直徑的增加而減少，這說明了在較小直徑的圓盤中，對於漩渦磁區的存在相對較為穩定。

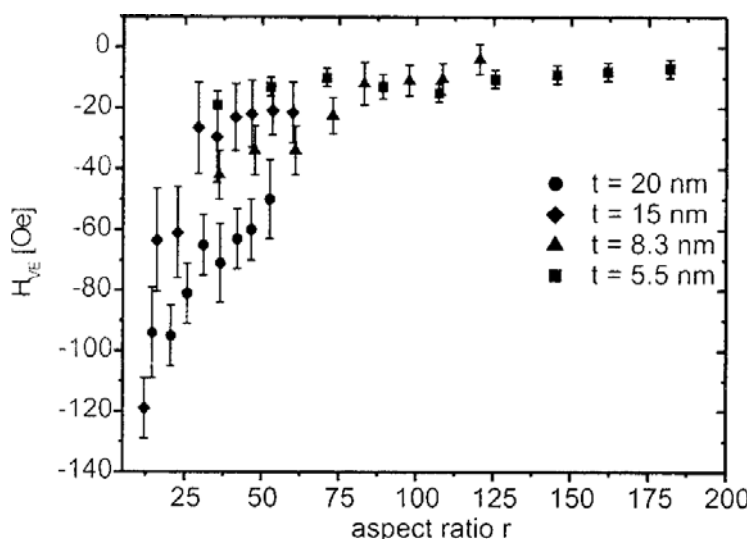


圖 2-9 Nucleation field 對圓盤直徑/厚度比值的關係圖；t 表示圓盤厚度[8]。

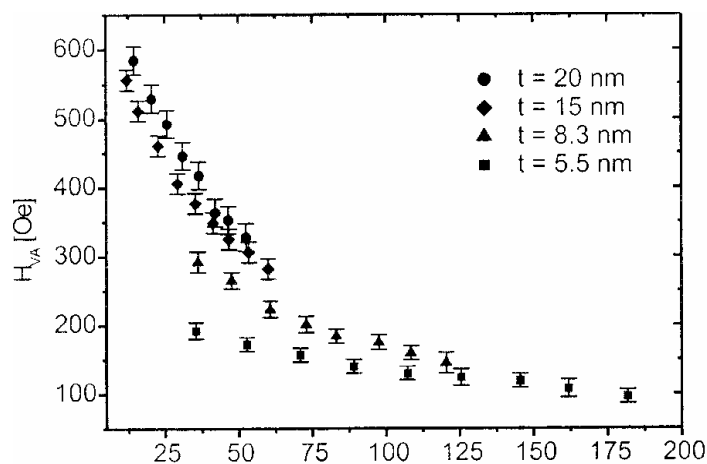


圖 2-10 Annihilation field 對圓盤直徑/厚度比值的關係圖；t 表示圓盤厚度[8]。

2-1.2 單一磁區(single domain)

讓我們將目光轉移到直徑較小的圓盤，如圖 2-1 所示這些直徑在 100nm 以下，厚度在 10nm 以下的磁性圓盤，其展現的遲滯曲線為單一磁區的遲滯曲線；這種遲滯曲線跟漩渦磁區的遲滯曲線最大的不同在於其具有極高的殘磁，而漩渦磁區的遲滯曲線幾乎沒有殘磁；圖 2-11 為利用磁光(MOKE)量測所得到的單一磁區遲滯曲線以及其所對應的 MFM 影像 [9]，當磁場強度超過飽和磁場時，所有的磁矩都排列在外加磁場方向，但在退磁的過程中，其全部的磁矩仍然都朝同一個方向排列，即使當磁場減少至零甚至反方向，當反向磁場強度增加至矯頑場時，所有的磁矩會迅速被旋轉到該外加磁場的方向。

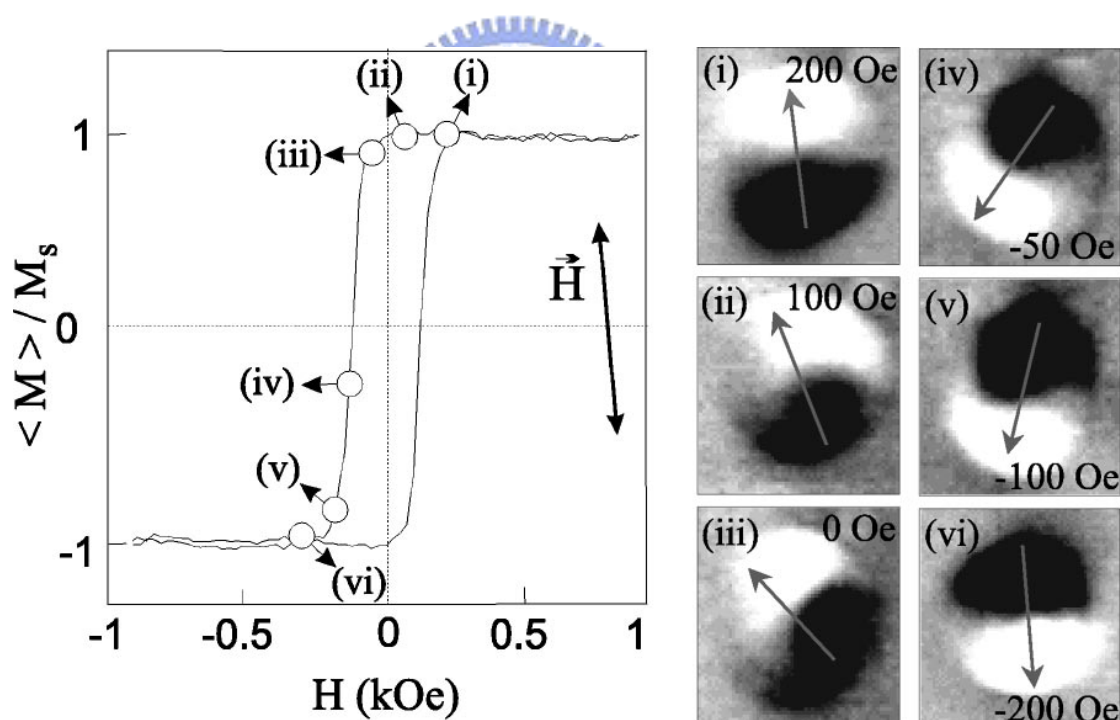


圖 2-11 左圖為單一磁區(single domain)的遲滯曲線，右圖為其 MFM 影像，其材料為 Co，直徑為 500nm，厚度為 10nm[9]。

2-1.3 磁區分界點

從圖 2-1 我們已經知道，圓盤直徑以及厚度會影響其磁矩排列方式，直徑在 100nm 以下，厚度在 10nm 以下的 permalloy 圓盤呈現的磁區為單一磁區，而直徑在 200nm 以上厚度在 10nm 以上的圓盤呈現漩渦磁區，當其直徑和厚度的大小落在兩種磁區結構範圍之間時，例如圖 2-1 中直徑為 150nm 厚度為 10nm 的磁性圓盤，其所展現的遲滯曲線同時具有單一磁區的特性(具有極高的殘磁)，也具有漩渦磁區的特性(可以看到類似 vortex core 在 annihilation field 附近的磁矩變化)。

會造成這種形式遲滯曲線的可能原因之一為，因為利用磁光技術(MOKE)量測中所使用的雷射光聚焦處的半徑(spot size)大小大約為 $5\mu\text{m}$ ，而圓盤的直徑只有 150nm，所以所量測到的訊號為很多顆圓盤綜合在一起的結果，這種直徑和厚度剛好在單一磁區和漩渦磁區分界點上的圓盤而言，可能會有某些圓盤為單一磁區，而某些圓盤為漩渦磁區，所以量測到的遲滯曲線其實為兩種不同磁區遲滯曲線的混合。

另一種解釋為，在磁區分界點上的圓盤同時具有單一磁區的特性和漩渦磁區的特性，當改變外加磁場的最大強度，會改變其磁區結構；圖 2-12 為量測在磁區分界點上圓盤的殘磁對最大外加磁場的關係圖 [10]，殘磁的定義為在遲滯曲線中，外加磁場等於零時所對應的磁矩平行外加磁場的分量，當最大外加磁場強度超過 600Oe 時，其具有極高的殘磁，表示此時圓盤呈現單一磁區的磁性，最大外加磁場強度小於 70Oe 時，其幾乎不會有任何的殘磁，表示此時圓盤磁矩呈現漩渦磁區狀態，令人意外的是，當最大外加磁場強度介於 200~450Oe 時，會量測到大約為單一磁區百分之三十的殘磁，這表示位於分界點的圓盤可以展現出一種不同於漩渦磁區以及單一磁區的第三種磁區結構，C-state 為一種可能的磁區形式。

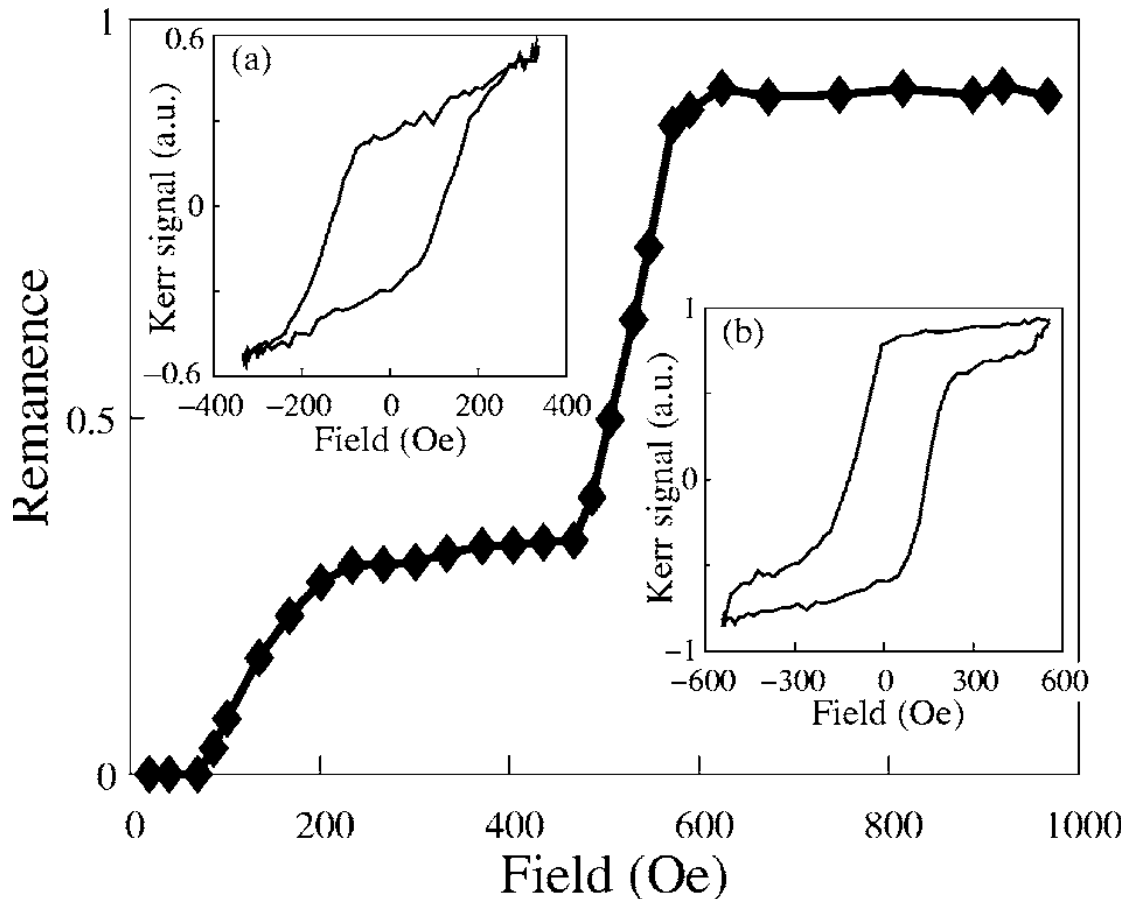


圖2-12 半徑和厚度介於單一磁區(single domain)和漩渦磁區(vortex domain)其殘磁對最大外加磁場強度的關係圖，圖中的左上和右下兩張小圖表示最大外加磁場分別為 600Oe 和 400Oe 時所呈現的遲滯曲線(M-H loop)，我們可以清楚的看到其殘磁的差異[10]。

2-1.4 混合磁區(Multi-domain)

從圖 2-1 我們得以知道漩渦磁區和單一磁區的分界點，但是如果我們持續的增加圓盤的半徑和厚度，漩渦磁區還會一直是圓盤內磁矩排列的唯一方式嗎？圖 2-13a 為厚度 45nm 直徑 $1.1\mu\text{m}$ 的 permalloy 磁性圓盤在沒有外加磁場下的 MFM 影像[5]，從該影像中我們可以發現其磁矩仍然呈現漩渦磁區的排列方式，然而當直徑增加到 $5\mu\text{m}$ 時，如圖 2-13b[5]，由影像中看到數個明暗不同的區域，我們得以判斷磁力線外漏的區域不只在圓盤中心處，所以可以判定其磁矩排列方式已非漩渦磁區，我們稱這種沒有特別規律的磁區稱混合磁區(multi-domain)。

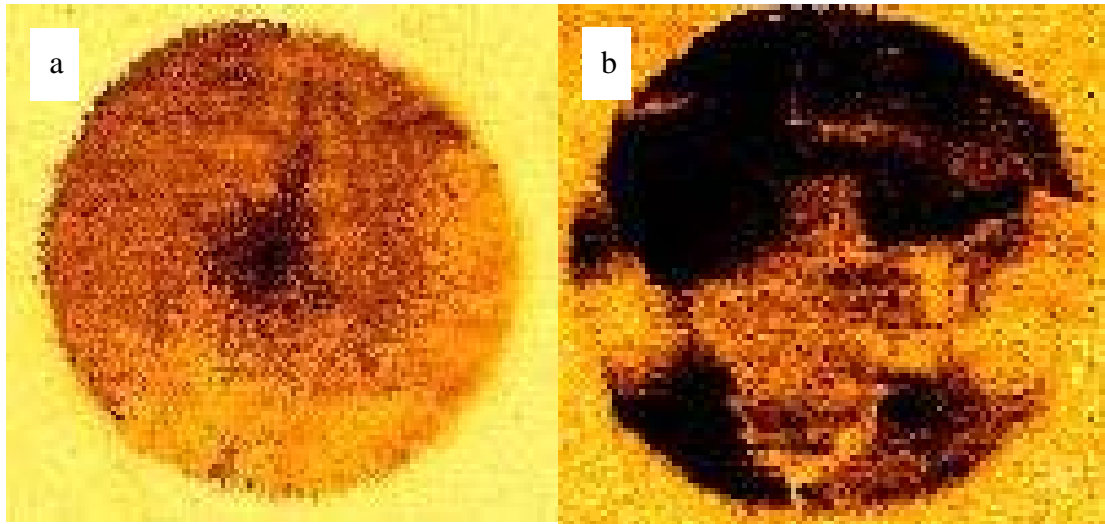


圖 2-13 厚度為 48nm 的 permalloy 磁性圓盤在沒有外加磁場下的 MFM 影像
(a)直徑為 $1.1\mu m$ ，(b)直徑為 $5\mu m$ [5]。



2-2 決定磁區結構的能量

磁區結構會受到多種磁性相關能量的影響如交互作用能(exchange energy)，靜磁能(magneto-static energy)和異向性能(anisotropic energy)，而當有外加磁場存在時，會有 Zeeman energy[11]。

2-2.1 交互作用能(Exchange energy)：

磁性物質中，磁矩的貢獻來自於原子中電子的自旋，而磁矩所產生的磁場會去影響其週遭磁矩的排列行爲，所以在不同的原子之間存在著一個相互影響的交互作用力(exchange force)，而其所產生的能量即爲交互作用能(exchange energy)。

交互作用能在 Heisenberg model 可寫爲

$$V_{ij} = -J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$$

\vec{S}_i 爲原子 i 中電子所貢獻的自旋， J_{ij} 爲跟原子 i 和原子 j 有關的積分常數，若 $J_{ij} > 0$ ，磁矩在彼此平行排列時具有最低的交互作用能，如鐵磁性材料，若 $J_{ij} < 0$ ，磁矩在反平行排列時具有最低的交互作用能，如反鐵磁材料，不同的磁性材料具有不同的 J_{ij} 。

一般而言，一個原子所貢獻的磁矩只會影響到其旁邊的原子，所以總交互作用能就是很單純的把每個原子和其相鄰原子之間的交互作用能加起來

$$W_{ex} = -\sum_{i>j} 2J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j = -\sum_{i>j} 2J_{ij} S^2 \cos \varphi_{ij}$$

其中 φ_{ij} 代表原子 i 的自旋和原子 j 的自旋之間的夾角。假設相鄰原子自旋之間的夾角很小 $\varphi_{ij} \ll 1$ ，則

$$W_{ex} \cong W_{ex}(\varphi = 0) + JS^2 \sum \varphi_{ij}^2, \quad \Delta W_{ex} \cong JS^2 \sum \varphi_{ij}^2$$

若考慮物體晶格形狀爲體心立方(Body-center cubic)，晶格常數爲 a，則一個晶胞

(cell)的交互作用能為

$$\Delta W_{ex} \cong -2JS^2a^2 \sum_j (\hat{\alpha} \cdot \nabla^2 \hat{\alpha}) = 2JS^2a^2 \sum_j [(\nabla \alpha_j^x)^2 + (\nabla \alpha_j^y)^2 + (\nabla \alpha_j^z)^2]$$

其中 $\hat{\alpha} = \frac{\vec{S}}{S}$, $\hat{\alpha} = \alpha_x \hat{i} + \alpha_y \hat{j} + \alpha_z \hat{k}$, 其交互作用能密度

$$f_{ex} \equiv \frac{\Delta W_{ex}}{a^3} = A[(\nabla \alpha_x)^2 + (\nabla \alpha_y)^2 + (\nabla \alpha_z)^2]$$

而 $A = \frac{2JS^2}{a}$ 。

2-2.2 靜磁能(Magnetostatic energy)

靜磁能來自於磁性物質中所生的磁荷 $\rho_m = -\nabla \cdot \vec{M}$, 其中 \vec{M} 為每單位體積的磁矩；磁荷在磁場中所受到的力為 $\rho_m \vec{H}$, \vec{H} 表示磁場，若有兩個磁荷一個帶磁量為 q_{m1} , 而另一個為 q_{m2} 其中

$$q_m = \int_V \rho_m dV$$

而 V 為體積；當彼此之間的距離為 d 時，則它們之間會受到一作用力

$$f = \frac{q_{m1}q_{m2}}{d^2}$$

所產生的靜磁能為

$$W_m = \frac{q_{m1}q_{m2}}{d}$$

若已知空間的磁荷密度分佈為 $\rho_m(\vec{r})$, 則所產生的靜磁能便可表示為

$$W_m = \frac{1}{2} \int_V dV' \int_V dV \frac{\rho_m(\vec{r})\rho_m(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$$

2-2.3 異向性能(Anisotropic energy)

磁異向性指不同的外加磁場方向會有不同的磁化結果；在晶體中，不同的晶軸方向上，因為原子間距的不同造成自旋軌道耦合強度的差異，使得磁矩在不同的晶軸方向上有不同的能量大小，我們稱之為晶格異向性(crystal anisotropy)；除

此之外，樣品的幾何形狀亦會造成異向性，我們稱之為形狀異向性(shape anisotropic)。異向性能可用數學表示之：

$$f_k = \sum_n K_n' \sin^{2n} \theta$$

K_n' 為異向性能常數， θ 為磁矩和易軸(easy axis)之間的夾角，當磁矩平行易軸方向時，其異向性能量最低，在這個方向施加磁場最容易使其達到飽和；相反的，當磁矩平行困難軸(hard axis)時具有較大的異向性能，所以必需施加較大的磁場才能使其達到飽和。

2-2.4 Zeeman energy

Zeeman energy 為磁矩和外加磁場交互作用而產生的能量，可用數學表式為

$$W_{zeeman} = -\vec{m} \cdot \vec{H}$$

當磁矩平行外加磁場時其能量最低，所以我們可以預期只要外加磁場夠大，所有磁矩都會跟外加磁場平行。



2-2.5 圓盤直徑和厚度對磁區的影響

磁區分界點指當圓盤直徑或厚度大過某特定值時，其內部磁矩會呈現漩渦磁區(vortex domain)排列，反之則呈現單一磁區(single domain)排列。

我們將引用文獻索引[12]的內容，以能量的觀點來探討此磁區分界點；由於採用的材料為 permalloy，其晶格異向性能甚小，同時為圓盤狀不具有形狀異向性能，所以在此我們可以忽略異向性能的貢獻；permalloy 磁性圓盤內的磁矩排列方式為漩渦磁區時，其交互作用能達到最大值，而靜磁能達到最小值；若磁矩排列方式為單一磁區時，其交互作用能達到最小值，因此當圓盤在某直徑及厚度，其交互作用能大於靜磁能時，磁矩排列呈現單一磁區，若靜磁能大於交互作用能，則磁矩排列呈現漩渦磁區。

旋渦磁區(vortex domain)

磁矩排列的方向在旋渦磁區裡會平行圓盤的邊界因此不會有任合的磁荷產生(在 vortex core 附近會有磁荷的產生，不過在這裡我們不考慮 vortex core 產生的影響)，所以不具有靜磁能，唯一要考慮的能量為交互作用能。

考慮在半徑 r_i 上有 n_i 個原子提供自旋且彼此的間距為 a ，則

$$n_i = \frac{2\pi r_i}{a}$$

若在半徑 r_i 上磁矩彼此夾角 φ_i ，則

$$\varphi_i = \frac{2\pi}{n_i} = \frac{a}{r_i}$$

從 2-2.1 節的討論中我們可得知在半徑 r_i 上磁矩的交互作用能為

$$W_i \cong W_i(\varphi = 0) + JS^2 \sum \varphi_{ij}^2 = W_i(\varphi = 0) + JS^2 n_i \varphi_i^2 = W_i(\varphi = 0) + 2\pi JS^2 \frac{a}{r_i}$$

若圓盤中，每一層磁矩的排列方式都一樣，則總交互作用能為

$$W_{ex} = t \cdot \sum_{i=1}^N W_i = W_{ex}(\varphi = 0) + 2t\pi JS^2 \sum_{i=1}^N \frac{1}{i} \approx W_{ex}(\varphi = 0) + 2t\pi JS^2 [\ln(\frac{R}{a}) + 1] + \gamma$$

其中 $r_i = ia$ ， t 為厚度， R 為圓盤半徑， $\gamma \approx 0.5772$ ¹²。

單一磁區(single domain)

磁矩在圓盤內都朝同一個方向排列而形成單一磁區(single domain)，則會在圓盤邊界產生磁荷，所以總能量為交互作用能加上靜磁能

$$E = W_{ex}(\varphi = 0) + W_m$$

$W_{ex}(\varphi = 0)$ 為交互作用能， W_m 為靜磁能，其數學形式為

$$W_m = \frac{1}{2} \pi R^2 t \cdot H_d M_s = \frac{1}{2} \pi R^2 t \cdot N M_s^2 = \pi R t^2 [\ln(\frac{8R}{t}) - 0.5] M_s^2$$

其中 N 為去磁場參數(demagnetizing factor)，對圓盤而言

$$N = (4/m)[\ln(4m) - 0.5]$$

其中 $m = 2R/t \gg 1$ ， H_d 為磁荷所造的去磁場可以近似為 $H_d = N M_s$

磁區分界點

交互作用能和靜磁能的大小會決定圓盤磁區結構，當交互作用能大於靜磁能時為單一磁區，當靜磁能大於交互作用能時為漩渦磁區

$$W_m = \pi R t^2 \left[\ln\left(\frac{8R}{t}\right) - 0.5 \right] M_s^2 = \Delta W_{ex} = 2t\pi JS^2 \left[\ln\left(\frac{R}{a}\right) + \gamma \right]$$

我們可以找到單一磁區和漩渦磁區的磁性分界點其半徑和厚度的關係滿足

$$t_{crit} \left(\ln\left(\frac{8R}{t_{crit}}\right) - 0.5 \right) = \frac{2A}{M_s^2 R_{crit}} \left[\ln\left(\frac{R_{crit}}{a}\right) + \gamma \right] \quad (2-1)$$

其中 $A = \frac{S^2 J}{a}$ ，針對 permalloy 樣品，選取 $A = 1.05 \times 10^{-6} \text{ erg/cm}$ ， $a = 0.3 \text{ nm}$ 並調整 M_s 值，恰可解釋文獻[4]發現的厚度-圓盤半徑相圖，如圖 2-14 所示。

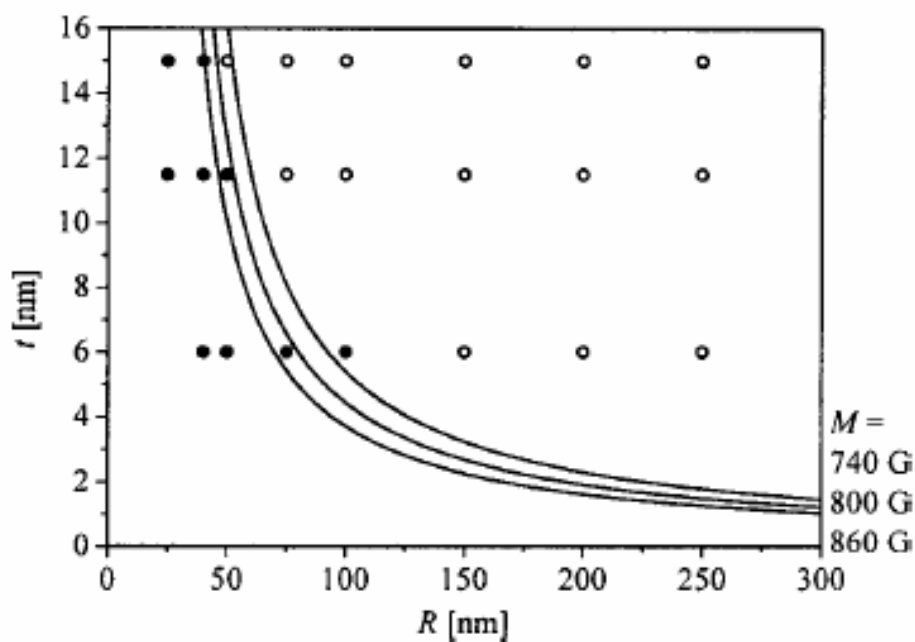


圖 2-14 磁區結構相圖：圓圈代表文獻索引[4]實驗的結果，其中實心表示 single domain，空心表示 vortex domain；橫軸為圓盤的半徑，縱軸為厚度，實線代表式(2-1)的結果，其中 $A = 1.05 \times 10^{-6} \text{ erg/cm}$ ， $a = 3 \times 10^{-8} \text{ cm}$ ，在其右上方的區域為 vortex domain，其左下方的區域為 single domain[12]。

2-3 漩渦磁區(vortex domain)的能量

我們將以能量的觀點來解釋漩渦磁區隨著外加磁場而產生的變化；我們用剛體模型(rigid model)來描述漩渦磁區，而主導漩渦磁區的能量為交互作用能，靜磁能和Zeman energy；Vortex core的位置則決定於當這三個能量總和為最小值時。

2-3.1 剛體模型(rigid model)

我們假設漩渦磁區可以視為一剛體[6]，在 vortex core 移動的過程中，不會破壞其週遭磁矩相對於 vortex core 的排列方向，如圖 2-15；當 vortex core 在圓盤正中央時，可用下列數學式描述之

$$m_\rho = 0$$

$$m_\phi = \frac{2b\rho}{b^2 + \rho^2}, \rho \leq b \quad m_z = \frac{(b^2 - \rho^2)}{b^2 + \rho^2}, \rho \leq b$$

$$= 1, \quad \rho > b \quad = 0, \quad \rho > b$$

其中 $\hat{m} = \frac{\vec{M}}{M_s} = \hat{m}(\rho, \phi) = m_\rho \hat{\rho} + m_\phi \hat{\phi} + m_z \hat{z}$ 為對應離圓盤中心距離 ρ 角度 ϕ 的磁矩方向，而 M_s 為飽和磁矩，其值在材料為 permalloy 時為 800emu， b 為 vortex core 的半徑；當 $\rho < b$ 時，會有垂直圓盤表面的磁矩產生，而當 $\rho > b$ ，磁矩全部平行圓盤表面並繞著 vortex core 旋轉排列；為了方便往後的計算，我們對其做變數變換得到

$$m_x + im_y = \frac{2w}{1+ww} \quad m_z = \frac{1-\overline{ww}}{1+ww} \quad (2-2)$$

其中

$$w = f(\xi), \text{ if } |f(\xi)| < 1 \text{ (within the vortex core)} \quad f(\xi) = \frac{i}{c}\xi \quad c = \frac{b}{R}$$

$$w = \frac{f(\xi)}{|f(\xi)|}, \text{ if } |f(\xi)| > 1 \quad \xi = \frac{x+iy}{R}$$

在剛體模型中，如圖 2-15，當 vortex core 移至距圓盤中心 l 處，則 $f(\xi) = \frac{i}{c}\xi$ 可

改寫成爲 $f(\xi') = \frac{i}{c}\xi' = \frac{i}{c}(\xi - s)$ ， $s = \frac{l}{R}$ 。

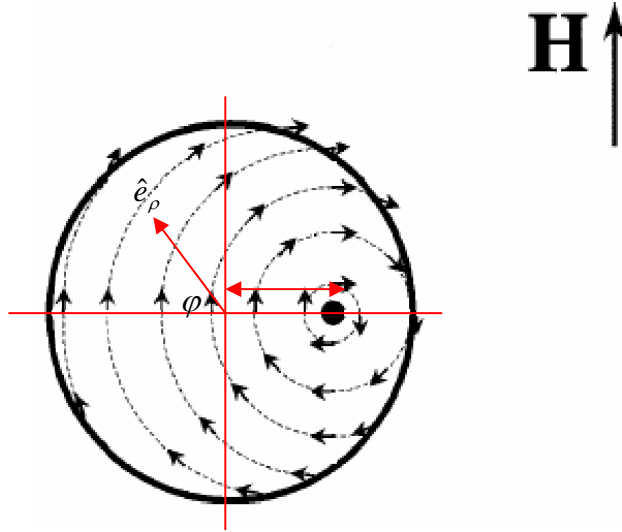


圖 2-15 剛體模型(rigid model)示意圖，以圓盤中心建立極座標系統；vortex core 在外加磁場 H 下被推離距圓盤中心 l 處。

2-3.2 漩渦磁區能量

交互作用能(exchange energy)

根據 2-7 節中的討論，交互作用能可寫為

$$W_{ex} = \frac{R_o^2 M_s^2}{2} \int dV [(\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2]$$

其中 R_o 為 exchange length， V 為體積；利用式(2-2)，我們可以算出交互作用能為

$$\frac{W_{ex}(s)}{M_s^2 V} = w_{ex}(s) \cong w_{ex}(0) - \frac{1}{2} \left(\frac{R_o}{R}\right)^2 s^2$$

我們可以看出，當 vortex core 離圓盤中心越，交互作用能就越小；圖 2-16 為交互作用能變化 $\Delta w_{ex} = w_{ex}(s) - w_{ex}(0)$ 對圓盤直徑的變化。當直徑越大，vortex core 移動所造成的交互作用能變化也就越少。

靜磁能(magneto-static energy)

當 vortex core 位於圓盤中心時，只有在 vortex core 的位置會產生磁荷，一旦 vortex core 偏離了圓盤中心，在圓盤的邊界上便會產生磁荷；在剛體模型中，產生的磁荷跟 vortex core 位置的關係為

$$\sigma(\vec{r}) = -M_s \frac{s \cdot \sin(\varphi)}{\sqrt{1 + s^2 - 2s \cdot \cos(\varphi)}} \quad (2-3)$$

而靜磁能為

$$W_m = \frac{1}{2} \int dS \int dS' \frac{\sigma(\vec{r})\sigma(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$$

將式(2-3)代入我們可得

$$\frac{W_m(s)}{M_s^2 V} = w_m(s) \cong w_m(0) + 2\pi F_1(\beta) s^2$$

其中 $F_\mu(\beta) = \int_0^\infty \frac{dq}{q} \cdot f(\beta t) \cdot J_\mu^2(q)$ ，而 $f(x) = 1 - \frac{1 - \exp[-x]}{x}$ ， $\beta = \frac{t}{R}$ ， t 為圓盤厚度，

圖 2-17 為 $t = 48nm$ 時，圓盤直徑對 $F_1(\beta)$ 的關係，當圓盤的直徑越大 $F_1(\beta)$ 就越小，表示直徑越小的圓盤，當 vortex core 偏離圓盤中心時會產生越大的靜磁能。

Zeeman Energy

在剛體模型中，Zeeman Energy 跟外加磁場的方向沒有關係，可近似為

$$\frac{W_H(s)}{M_s^2 V} = \frac{-1}{M_s^2 V} \int dV \vec{M}(\vec{r}) \cdot \vec{H} = w_H(s) \cong -h \cdot s$$

其中 $h = \frac{H}{M_s}$ ， H 為外加磁場強度。



2-3.3 能量改變對漩渦磁區的影響

圓盤的總能量為靜磁能，交互作用能和 Zeeman energy 的總合

$$w(s) = w_{ex}(s) + w_H(s) + w_m(s) = w(0) + [2\pi F_1(\beta) - \frac{1}{2}(\frac{R_0}{R})^2] \cdot s^2 - hs \quad (2-4)$$

當外加磁場等於零時， $s = 0$ 會讓圓盤能量處於最小值，所以 vortex core 會位於圓盤中心，而一增加外加磁場的強度，這種平衡便會被破壞；圖 2-18 為 $h = 0.2$ 時，能量對 s 的關係圖，此時能量最低態為當 $s \cong 0.25$ 時，若增加外加磁場的強度，如圖 2-19，至 $h = 0.4$ 時， $s = 0.5$ 才會讓能量處於最小值。

從 vortex core 位置對能量關係圖我們可以看出，當外加磁場強度越強，vortex core 的位置必須離原盤中心越遠才能到達能量基態，因此在實驗上便會觀測到外加磁場會把 vortex domain 由圓盤中央推向原盤邊界。

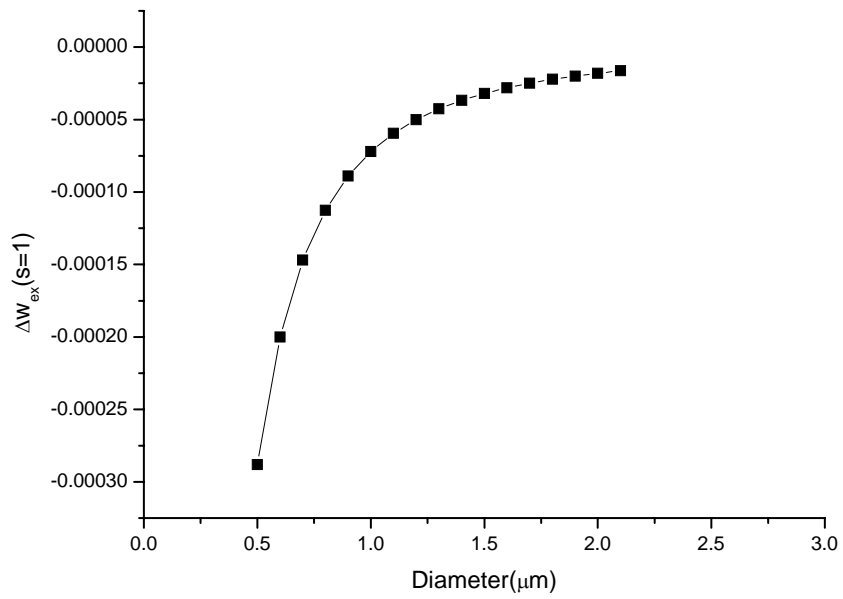


圖 2-16 交互作用能差 $\Delta w_{ex} = w_{ex}(s) - w_{ex}(0)$ 對圓盤直徑的關係圖， $s=1$ 。

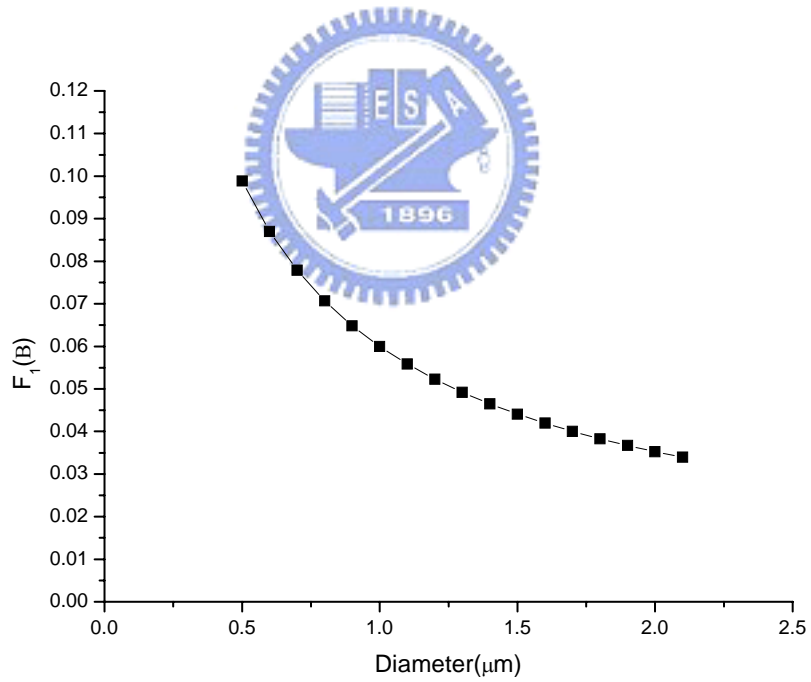


圖 2-17 $F_1(\beta)$ 對圓盤直徑的關係圖， $\beta = \frac{t}{R}$ 。

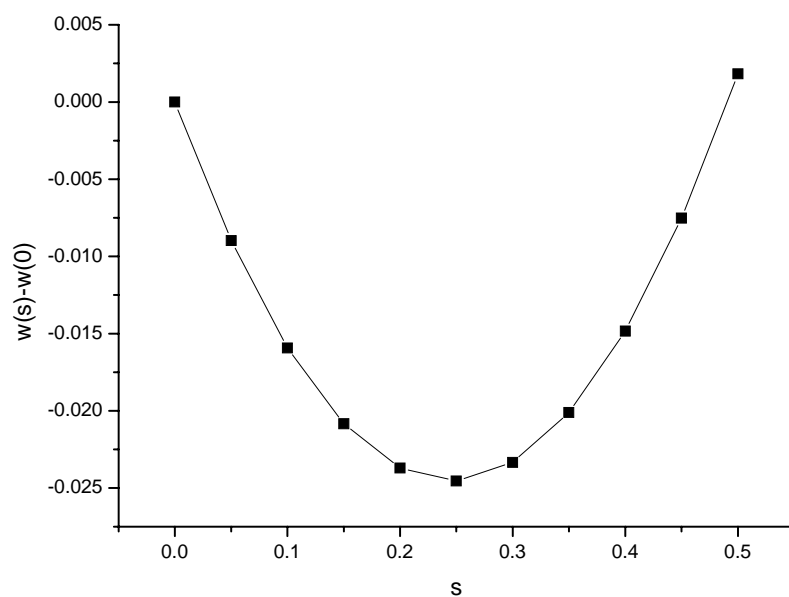


圖 2-18 直徑 $0.9\mu\text{m}$ ，厚度 48nm 的圓盤，在 $h = 0.2$ 時其能量對 vortex core 位置的關係圖

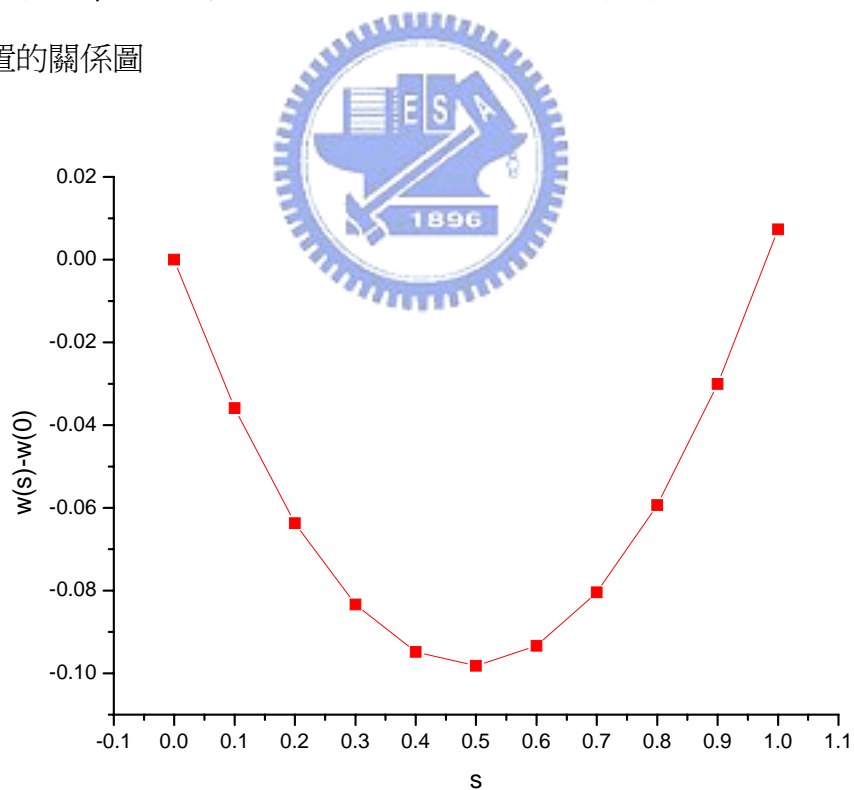


圖 2-19 直徑 $0.9\mu\text{m}$ ，厚度 48nm 的圓盤，在 $h = 0.4$ 時其能量對 vortex core 位置的關係圖

2-3.4 Annihilation field

Vortex core 在圓盤中偏離其中心而所產生的靜磁能會隨著圓盤直徑的減少而增加，如圖 2-17，所以對於直徑較小的圓盤而言，須要較大的磁場才能降低系統能量，圖 2-20 和圖 2-21 分別為直徑 $0.9\mu\text{m}$ 和 $1.5\mu\text{m}$ ，厚度 48nm 的 permalloy 磁性圓盤，在 $h = 0.1$ 時，其能量對 vortex core 位置的關係圖，我們可以清楚的看到，在同樣的外加磁場下， $0.9\mu\text{m}$ 圓盤的核(vortex core)所對應能量最低點的位置要比 $1.5\mu\text{m}$ 更靠進圓盤的中心，所以對於比較小顆的圓盤而言，vortex core 比較難被外加磁場”推動”。

Annihilation field 被定義為當核被推到邊界時($s = 1$)所對應的外加磁場的大小，利用式(2-4)，我們可以算出其值為

$$H_{an} = M_s [4\pi F_1(\beta) - (\frac{R_0}{R})^2] \quad (2-5)$$

從式(2-5)可以知道，圓盤直徑越大，其 annihilation field 就越小，這結果在定性上跟圖 2-12 是一致的。

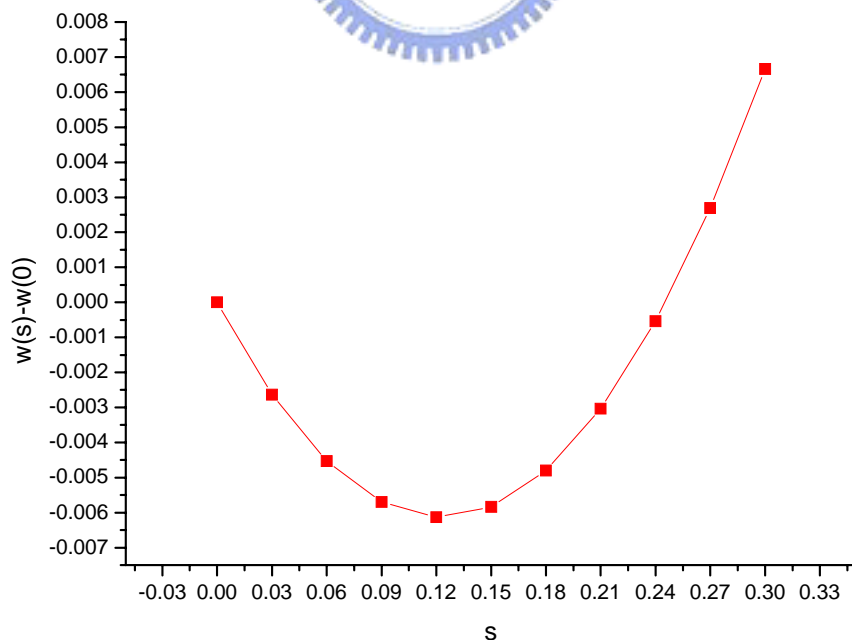


圖2-20 直徑 $0.9\mu\text{m}$ ，厚度 48nm 的 permalloy 圓盤，在 $h = 0.1$ 時其能量對 vortex core 位置的關係圖。

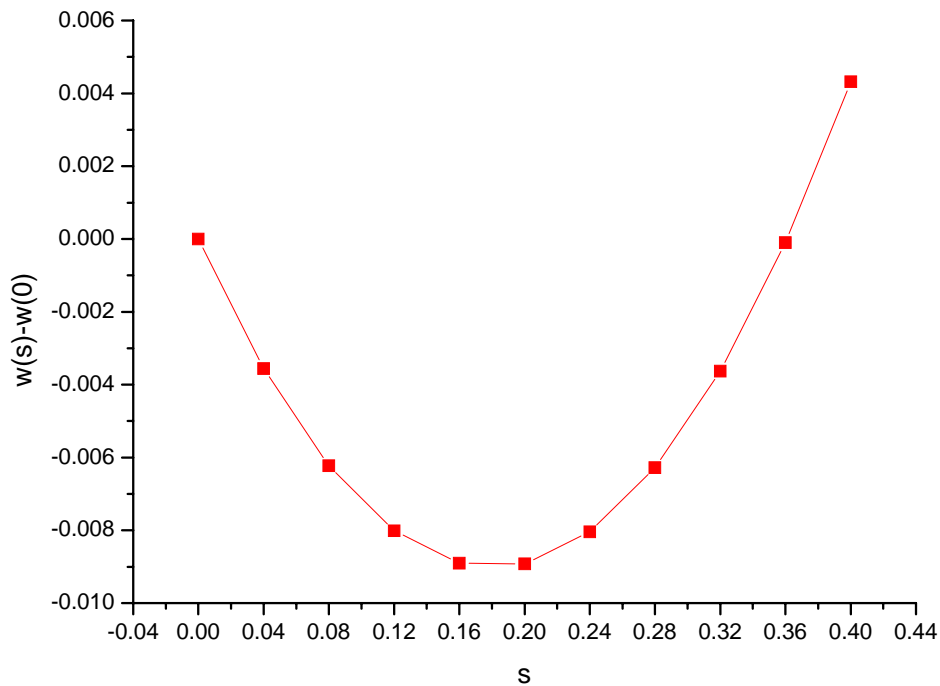
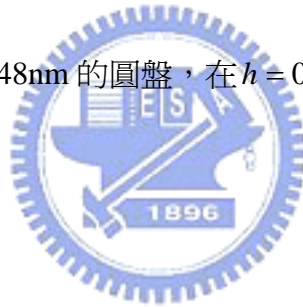


圖 2-21 直徑 $1.5\mu\text{m}$ ，厚度 48nm 的圓盤，在 $h = 0.1$ 時其能量對 vortex core 位置的關係圖。



2-3.5 nucleation field

Nucleation field 被定義為 vortex core 產生時所對應的外加磁場；當圓盤內磁矩達到飽時，在剛體模型中(rigid model)，我們可以視作此時 vortex core 的位置距離圓盤中心無線遠，若 l 表示核 vortex core 和圓盤中心的距離，我們可以令

$$l = \frac{R}{\sin \varphi}$$

因此現在交互作用能可以改寫為

$$\frac{W_{ex}}{M_s^2 V} = w_{ex} = -\left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \ln[\cos(\varphi)]$$

而境磁能可以改寫為

$$\frac{W_m}{M_s^2 V} = w_m \cong w_m(o) - \frac{\pi}{2} F(\beta) \cdot \varphi^2$$

其中 $F(\beta) = F_1(\beta) - F_2(\beta)$ ；所以現在總能量可表示為

$$\frac{W}{M_s^2 V} = w(\varphi) = w(0) + \frac{1}{2} A \cdot \varphi^2 \quad (2-6)$$

其中

$$A = \left(\frac{R_o}{R}\right)^2 - \pi F(\beta) + \frac{1}{4} h$$

從式(2-6)我們可以看出，當 $A > 0$ 時， $\varphi = 0$ 會讓磁區能量達到最小值，而 $\varphi = 0$ 正表示 vortex core 距離圓盤中心無限遠，而當外加磁場減少到等於 nucleation field 時，此時 $A = 0$ ，而 $\varphi = 0$ 不在是磁區能量的最小值表示外加磁場強度已不足維持所有的磁矩都平行磁場，因此漩渦磁區就產生了；所以從式(3-5)，我們可以計算 nucleation field 為

$$H_n = M_s h = 4\pi M_s \left[F(\beta) - \frac{1}{\pi} \left(\frac{R_o}{R}\right)^2 \right] \quad (2-7)$$

從式(2-7)我們一樣可以看出隨著圓盤的直徑越大，nucleation field 會越小，且若比較式(2-5)和式(2-7)會發現 annihilation field 一定大於 nucleation field。



2-4 異向性磁阻(Anisotropic Magneto-Resistance effect)

我的實驗是以磁電阻的量測來研究漩渦磁區(vortex domain)，而在單一鐵磁樣品的磁電阻機制主要決定於與 s-d 電子軌域散射相關的異向性磁阻。

在 1857，William Thomson(Lord Kelvin)發現磁性材料的電阻，會因電流與其磁化方向的相對角度不同而量測到不同的電阻，稱之為異向性磁阻(AMR effect)，可用數學式表示：

$$\rho = \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cos^2 \theta$$

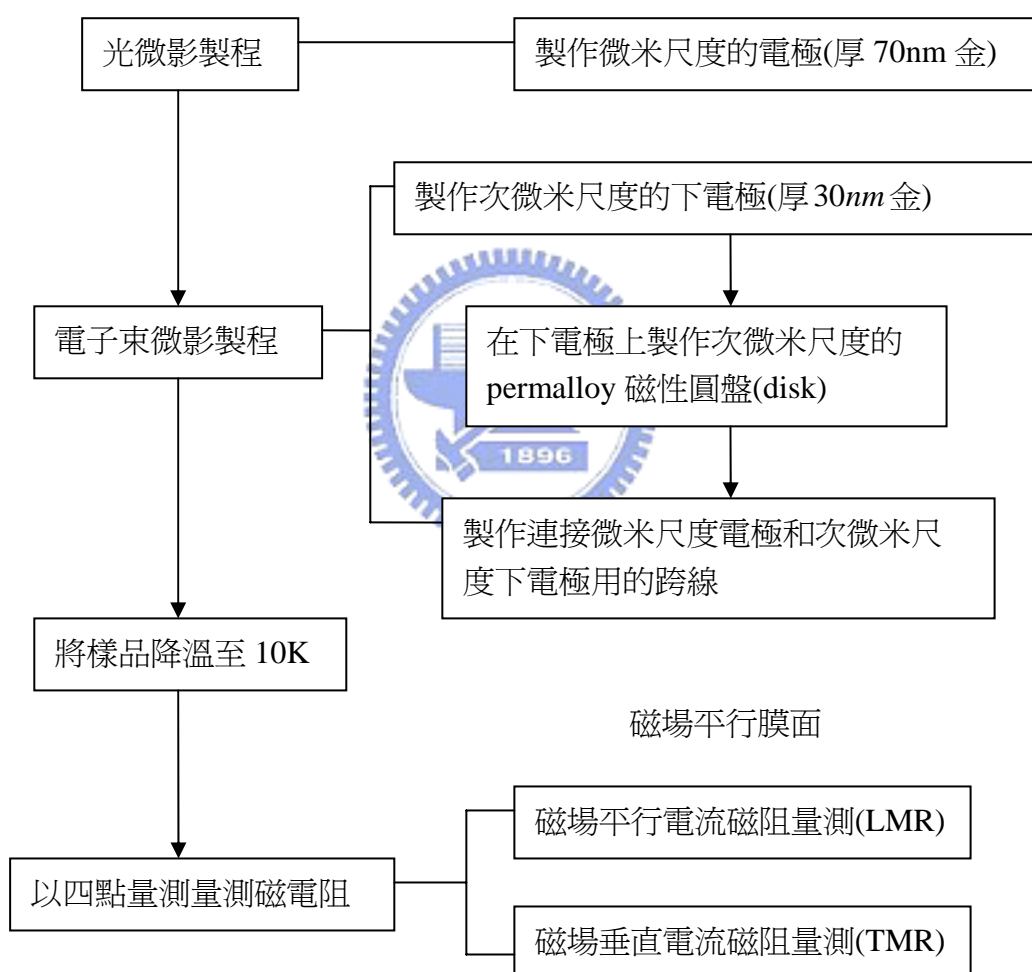
ρ_{\perp} 為飽合磁矩垂直電流時的電阻率， ρ_{\parallel} 為飽合磁矩平行電流時的電阻率， θ 為磁矩和電流方向的夾角；對於鐵、鈷、鎳等過渡金屬而言， $\rho_{\parallel} > \rho_{\perp}$ ，以下我們簡單的解釋其物理機制[13]。

過渡金屬如鐵、鈷、鎳等磁性物質其外層電子軌域為 4s 和 3d，考慮來自 s-s scattering 和 s-d scattering 貢獻的電阻，s 軌域的球狀電子雲機率密度分佈，在空間中各個方向是對稱的，而 d 軌域的電子雲機率密度分佈只在某些方向對稱，我們假設一開始 d 軌域的電子雲機率密度分佈的對稱軸在 x 軸方向，若在 x 軸方向給予電場而產生此方向電流，此時 s 軌域電子雲機率密度分佈的空間對稱會被破壞而只剩在 x 軸方向對稱，而 d 軌域對稱軸的方向就等於其所貢獻磁矩的方向，因此 s-d scattering 的機率達到最大，電阻值為最大；當我們改變磁場強度以及方向時，便會改變 d 軌域對稱軸的方向，造成 s 軌域對稱軸方向不再平行 d 軌域，進而降低了 s-d scattering 的機率而造成電阻值的下降，當 d 軌域對稱軸垂直 s 軌域對稱軸時，s-d scattering 的機率達到最小，電阻值為最小；所以當所有磁矩平行電流時會有最高的電阻，而所有磁矩垂直電流方向時會有最低的電阻。

外加磁場將磁化樣品內部的磁矩，而樣品的電阻值決定於磁化磁矩和電流夾角的相對角度，利用這個機制，我們得以用磁電阻量測得到磁電阻特徵遲滯曲線(MR-H loop)來探討磁場下磁性圓盤內的磁矩的分佈結構。

第三章：樣品製作及量測

我們主要的目的是用量測磁電阻的方式來探討次微米圓盤之磁區結構，其方法為將圓盤製作在一層金的薄膜上量測，在製程上需用到微影技術，而微影技術又分成光微影技術製程和電子束微影技術製程；磁電阻量測採用四點量測法，所給予最大的磁場強度為 2300Oe，並在溫度為 10K 時進行量測，下圖為實驗流程圖：



3-1 微影技術

微影技術現今普遍被用於製作奈米或是微米元件上，是一項重要的製成技術，我們的樣品的製作主要利用光微影(photolithography)和電子束微影技術(e-beam lithography)來完成，光微影的解析度雖然沒有電子束微影要來的好，但是在製作大尺度的樣品時要比電子束微影省時間，因此在樣品製作上，兩技術互相配合使用。

3-1.1 電子束微影技術

電子束微影技術的基本配備為一台掃描式電子顯微鏡(SEM)，本實驗所使用的 SEM 是透過對鎢絲加熱而產生電子並給予其 20kV 的加速電壓，再經由數個線圈對電子束施加梯度磁場藉由 Lorentz force 使其聚焦，當到達樣品台時，電子束的 spot size 約為 10nm。電子阻劑(PMMA)在受到此高能量電子束照射時會產生化學變化而可溶於顯影液中；再利用 beam blanker 來選擇電子束是否照射電子阻劑，便可以在電子阻劑上蝕刻出我們想要的圖形；利用蒸鍍系統鍍上我們想要的材料，並用丙酮舉離掉不要的部份，便可製作我們設計的結構。

以下介紹電子束微影技術的步驟：

- A. 首先在矽基板(silicon wafer)上，利用旋轉塗佈機塗上一層厚度約 300nm 的電子阻劑，如圖 3-1

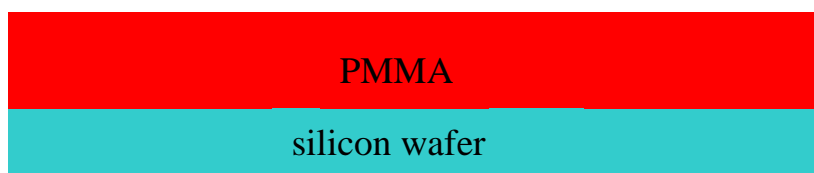


圖 3-1 在矽基板上塗上一層電子阻劑(PMMA)。

- B. 將其放置在加熱器上加熱至 150°C 後，烤五分鐘以將電子阻劑烤乾；利用軟體 Design CAD 繪出電子束在電子阻劑上照射的區域，如圖 3-2；

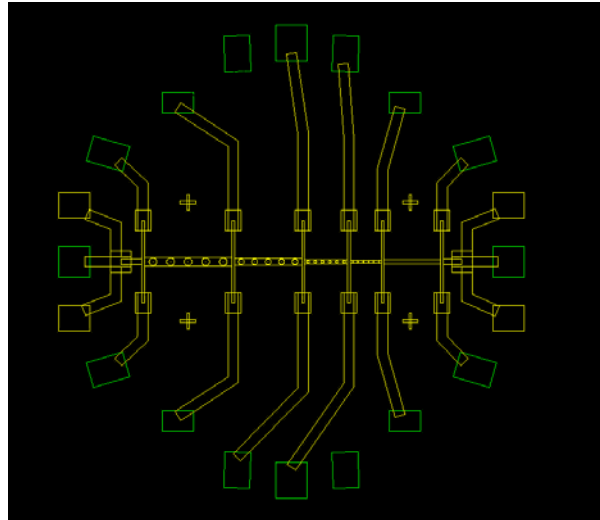


圖 3-2 利用 Design-CAD 繪出電子束的照射區域。

C. 將塗上電子阻劑的矽基板放入掃描式電子顯微鏡裡，藉著 beam blanker，我們利用電場控制電子束在電子阻劑上照射的區域。電子阻劑在被電子束照射過後，其鍵結因被電子束打斷而產生化學變化，使其可以溶解在顯影液(methyl isobutyl ketone : isopropyl alcohol = 1:3)中，我們將樣品泡在顯影液中 75 秒，定影液(isopropyl alcohol) 15 秒，顯影時的溫度大約維持在 25°C ；顯影過後，電子阻劑被電子束照過的地方會被顯影液溶解掉，如圖 3-3

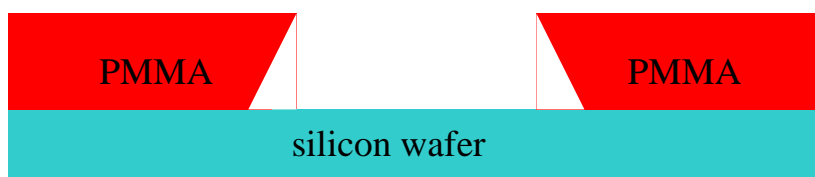


圖 3-3 電子阻劑(PMMA)在顯影過後所留下的凹槽。

底層的 **silicon wafer** 會讓部份的電子反射，導致在下層的電子阻劑受到電子碰撞機會比上層大，所以在下層的電子阻劑被顯影液溶解掉的部份比上層多而呈現梯形的形狀。

D. 把樣品放入蒸鍍系統中鍍上我們想要的材料，如圖 3-4；



圖 3-4 鍍上材料後的樣品示意圖。

E. 以丙酮去除掉樣品上的電子阻劑，如圖 3-5；



圖 3-5 舉離過後的樣品。

我們便可把 Design-CAD 所繪的圖形轉移到矽基板上，如圖 3-6；

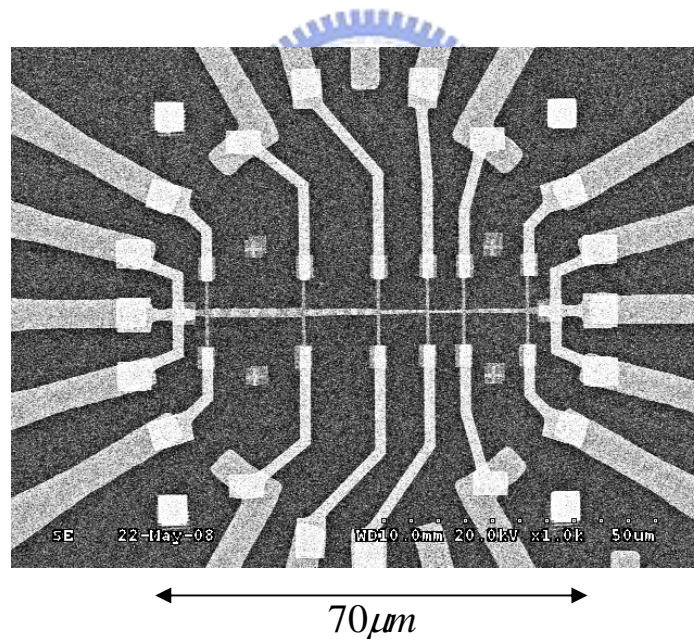


圖 3-6 中央部份為利用電子束微影製作出來的成品，旁邊的金電極則為利用光微影技術製作。

在我們的NPGS系統中，會影響到最後樣品的形狀和大小的因素主要有三個：照射電子阻劑所需的電子束電子濃度，Design-CAD所繪的圖形，和電子束照射電子阻劑時，彼此落點的間距(電子束在照設電子阻劑時，是一個點一個點的

照射，每個點之間的距離是可以透過NPGS去控制的，如圖3-7)。NPGS透過beam blanker控制電子束照射在電子阻劑上的時間來決定所給予每個落點的電子濃度，濃度越大表示所需照射的時間也就越久；若在圖形內的落點越密，則每次製作出來樣品形狀大小的誤差就越小，根據多次的實驗發現，當電子束落點的間距為 $5nm \times 5nm$ 時，可以讓誤差小於百分之五以下。

圖3-8表示製作磁性圓盤時，電子濃度和NPGS所繪的直徑與實際製作出樣品大小的對照關係： $1.54 \mu m, 1.37 \mu m, 1.18 \mu m, 1.00 \mu m, 0.64 \mu m, 0.45 \mu m$ 代表著Design CAD所繪圓盤(disk)的直徑，縱軸表示樣品的直徑，橫軸則表示電子濃度(dose)；從圖中我們可以發現，當我們給予的電子濃度越大時，最後製作出來圓盤的直徑也就越大；如果我們想製作一個直徑為 $1.8 \mu m$ 的圓盤，根據圖3-8，必需在Design CAD先設計一個直徑為 $1.54 \mu m$ 的圓形，然後在電子束照射電子阻劑(PMMA)時給予 $0.16(nC/cm)$ 的電子濃度。

電子束聚焦處 spot size 的大小和電子阻劑的厚度都會影響著最後樣品的成果，因此我們必須精確的控制每一個會影響最後結果的因素，才能做出我們想要的形狀以及大小。

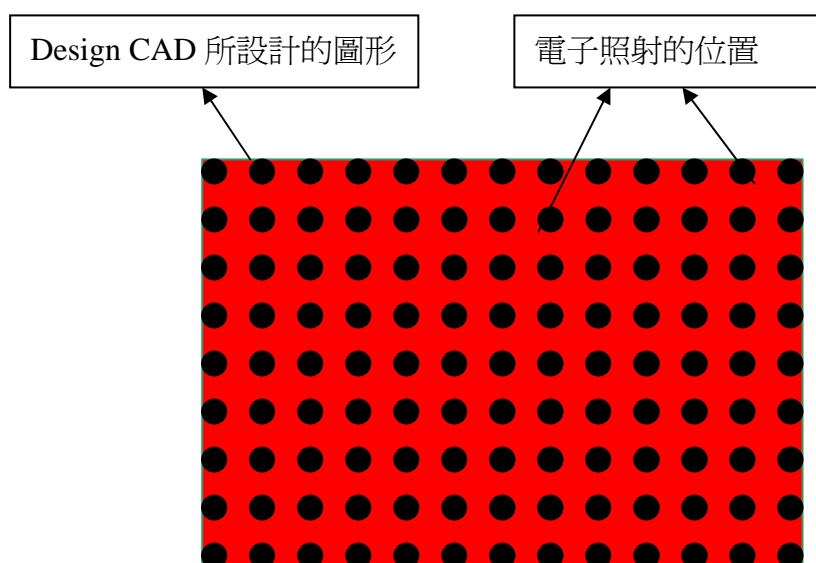


圖 3-7 電子束照射在 Design-CAD 所繪區域上的電子阻劑(PMMA)之示意圖。

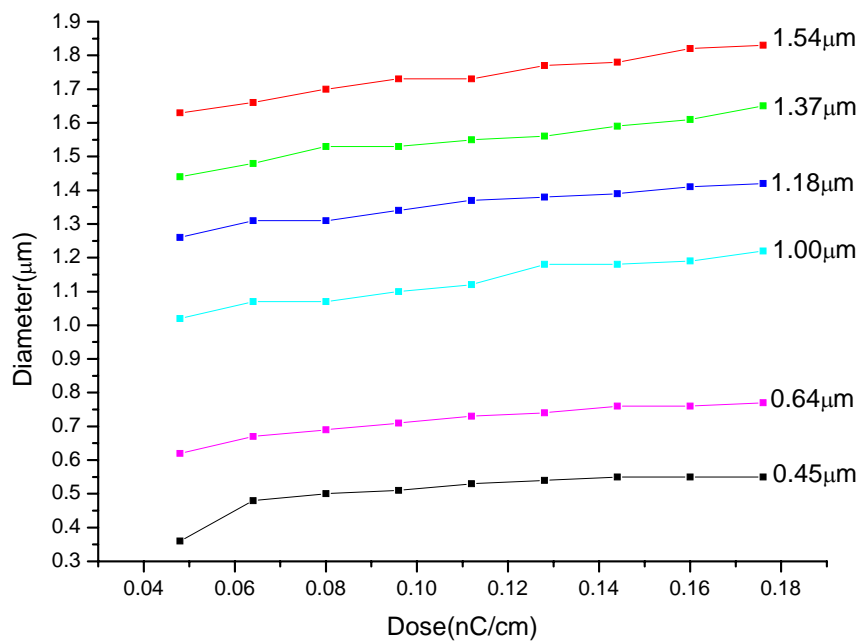


圖3-8 製作出來圓盤的直徑與電子濃度的關係。



3-1.2光微影技術：

此技術是利用曝光機將光罩上的圖形轉移至基板表面光阻層的一種方法，基本原理跟電子束微影技術大致上一樣，只是把電子束換成紫外光線，以及塗在矽基板上的電子阻劑換成光阻劑；紫外光的波長大約365nm，所以目前製作最小的線寬大約 $2\mu\text{m}$ ，若要製作更細小的線寬，則必須要用到更短波長的光源或使用其它技術(如電子束微影技術)；我們主要利用光微影技術來製做金電極以連接樣品和電性量測系統，圖3-9為完成後的樣品，左上圖的中央部份預留以製作電子束微影的樣品，電極以輻射狀向外延伸，最外圍 $250\mu\text{m} \times 350\mu\text{m}$ 的大方塊則是做為打線區，用來連接金電極和電性量測系統。光微影製程部分主要由學弟李宗霖以及學長鐘廷翊製作。

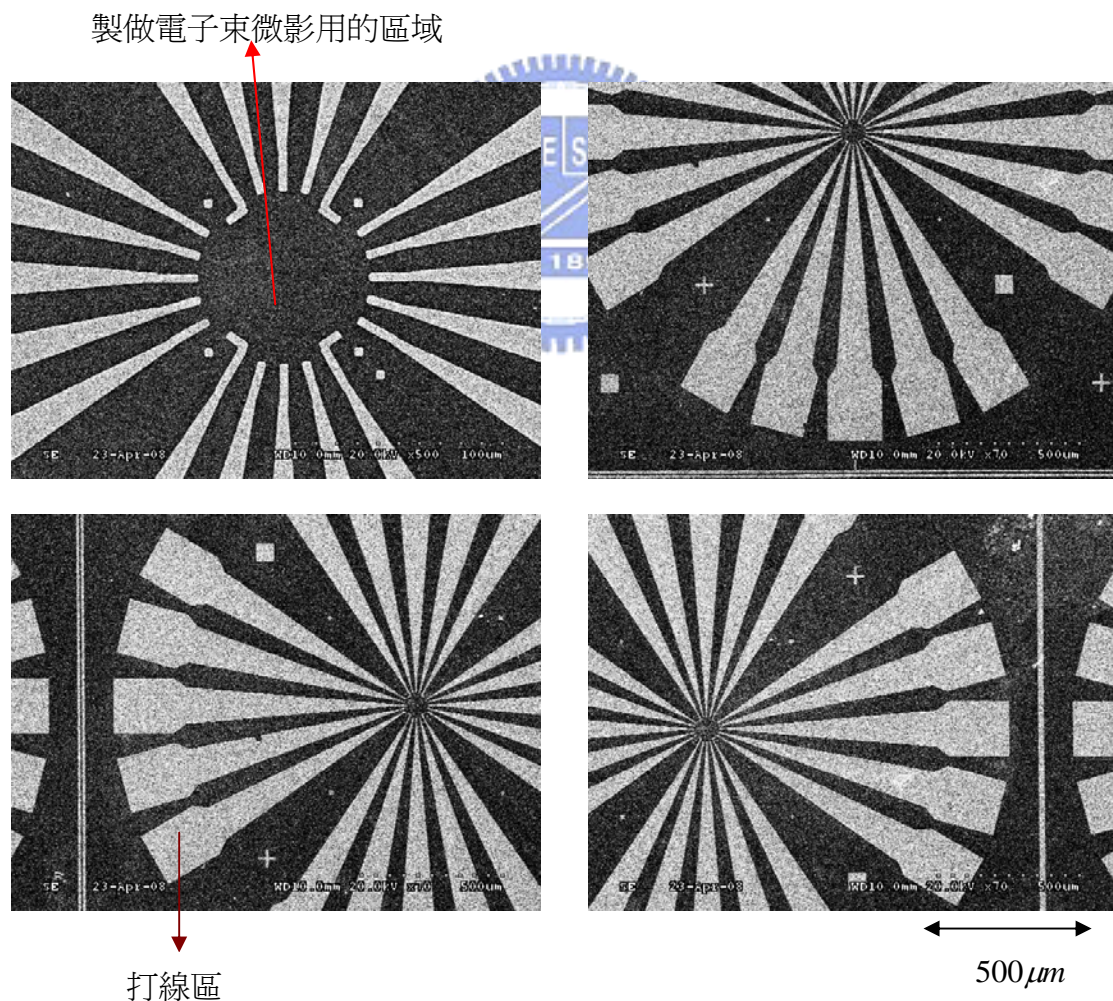


圖 3-9 電子顯微鏡下的光微影接腳。

3-1.3 熱蒸鍍系統

無論是光微影技術或是電子束微影技術，在蒸鍍材料時我們都是利用熱蒸鍍的方式來鍍上想要的材料。熱蒸鍍是利用對靶材加熱，使其達到沸點而蒸發至基板上形成薄膜的一種方式，在我們的蒸鍍系統中，靶材是放置在鎢舟上加熱，而鎢舟的熔點大約為 3380°C ，因此此我們可以蒸鍍任何沸點低於此溫度以下的材料。圖3-10為我們使用的熱蒸鍍系統，因為蒸鍍必須在高真空的環境下進行，我們會先用機械幫浦粗抽至 2×10^{-3} torr再用渦輪幫浦抽至 4×10^{-6} torr；以下介紹熱蒸鍍系統的操作步驟：

- A. 將要鍍的材料以及鎢舟以丙酮和酒精清洗乾淨，並用氮氣吹乾。
- B. 將靶材放至在鎢舟上，置入蒸鍍機中和電極連接並確，並確定電極與金屬腔體沒有短路。
- C. 開啓機械幫浦並打開閥門a跟b，將chamber粗抽至 2×10^{-3} torr以下。
- D. 關閉b閥門打開c閥門，開啓渦輪幫浦並打開d閥門。
- E. 待抽至 4×10^{-6} torr以下後，關閉c，d和a閥門並打開e，b閥門讓氧氣進入chamber。
- F. 調整chamber內氧氣的氣壓使其維持在 8.5×10^{-3} torr後關閉e跟b閥門；給予一800V的高壓游離氧氣以產生電漿，電漿可以去除樣品在顯影過後殘餘的阻劑。我們讓樣品持續暴露在電漿中兩分鐘。
- G. 打開d和c閥門，並抽至 4×10^{-6} torr以下。
- H. 對鎢舟施加電流使其溫度上升，當鎢舟溫度超過靶材的沸點時，靶材便會被蒸發成爲氣體，當其碰到基板時會因冷卻而沉積在基板上，我們便可以把靶材的材料轉移至基板上。

附註：由於渦輪幫浦工作環境的壓力爲 2×10^{-3} torr左右，超過這個壓力太多會傷害到其旋轉葉片，因此在打開閥門d之前務必要注意chamber的壓力是否已經低於 2×10^{-3} torr。

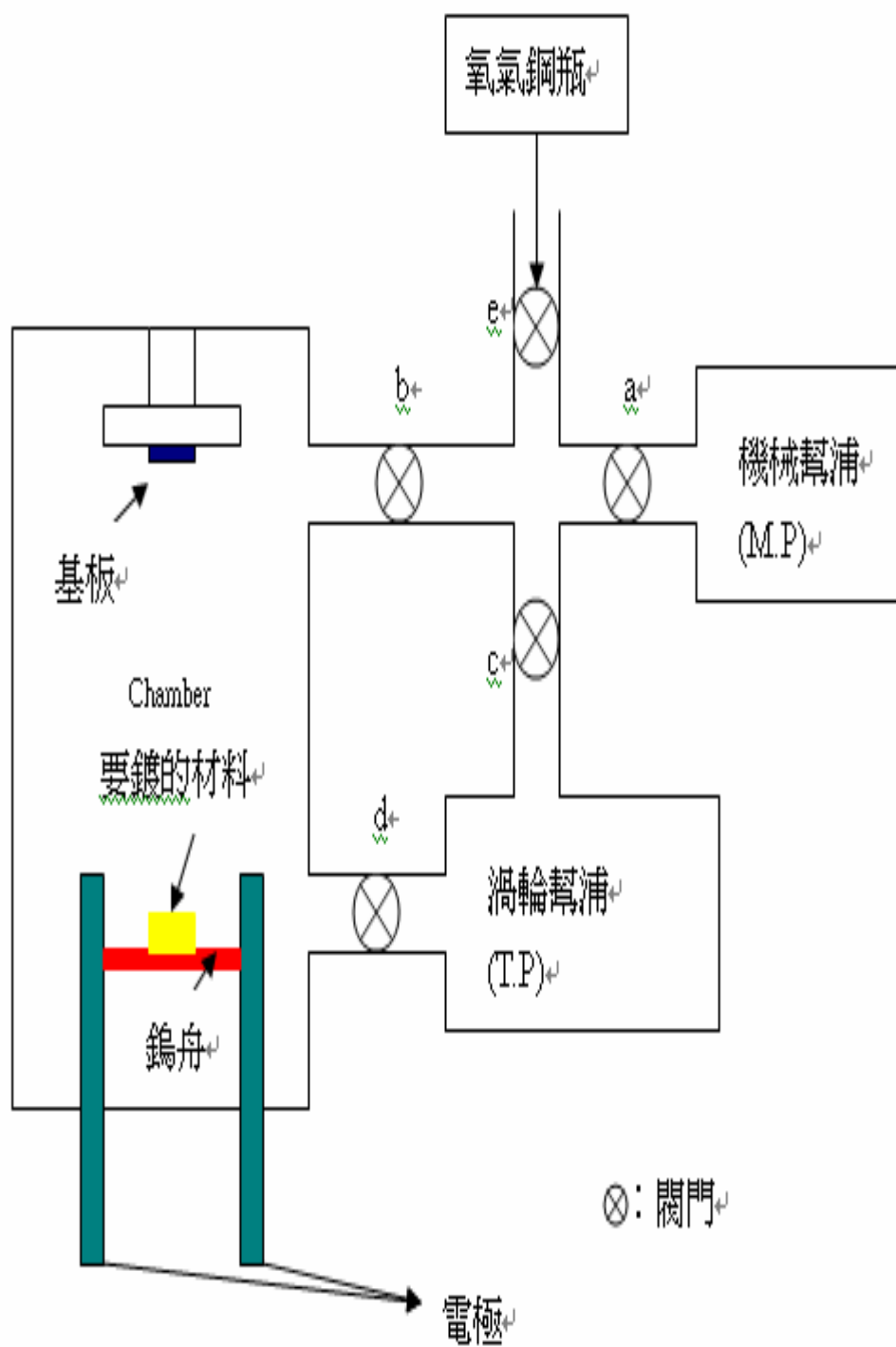


圖3-10 熱蒸鍍系統示意圖。

3-2 樣品製作

我們利用量測磁電阻的方式來探討次微米磁性圓盤的磁區結構(domain structure)，量測方式是把磁性圓盤(Permalloy disk)製作在厚度為30nm的金下電極上來量測，因此在製作上透過電子束微影技術分成三道製程：

第一道製程，先用30nm厚的金製作下電極，如圖3-11；

第二道製程，將磁性圓盤製作下電極的金上，磁性圓盤彼此間距等於圓盤直徑，如圖3-12；

第三道製程，製作連接下電極和光微影金電極用的跨線，如圖3-13；

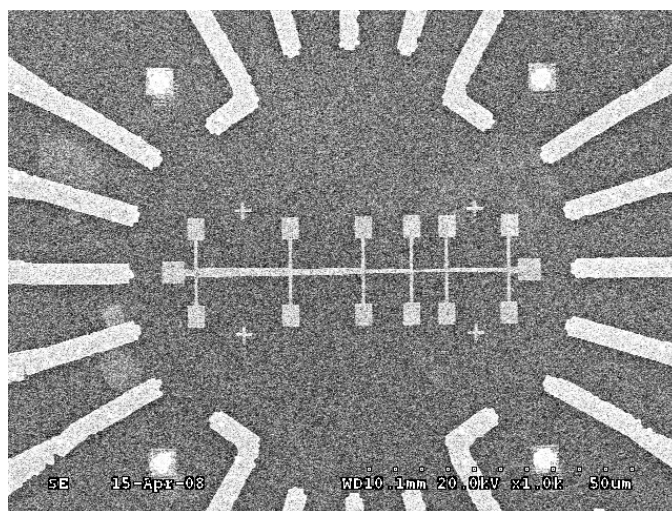


圖 3-11 電子束微影第一道製程。

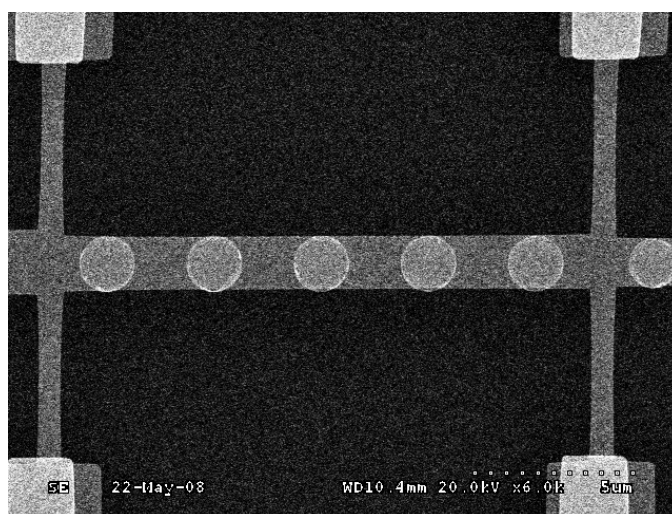


圖 3-12 電子束微影第二道製程。

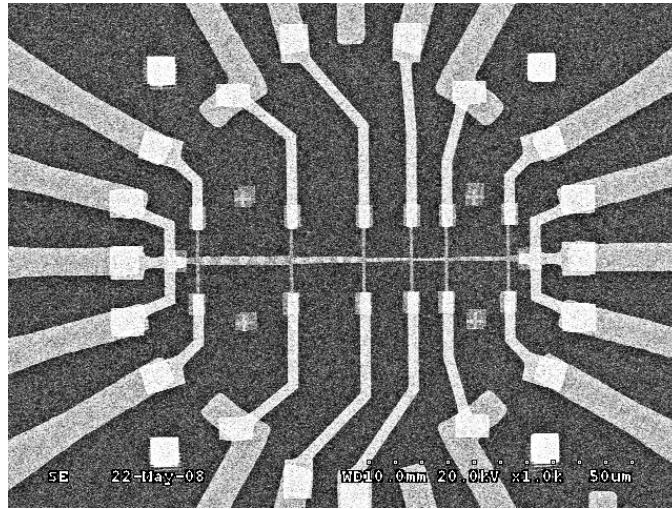


圖 3-13 電子束微影第三道製程。

在每一道製程中，爲了確實把樣品製作在正確的位置上，我們必需進行定位；定位是利用四個事先製作的定位點(如圖 3-14)以校正電子束照射電子阻劑的位置，詳細的步驟如下：

A. 將電子束的掃描範圍移動到欲製作樣品的位置，如圖3-14；



定位點

圖3-14 樣品將製作在中央區域。

B. 控制Beam blanker，Beam blanker會以電場遮蔽電子束，讓電子束只在跟四個定位點有關的相對位置對樣品曝光，如圖3-15；

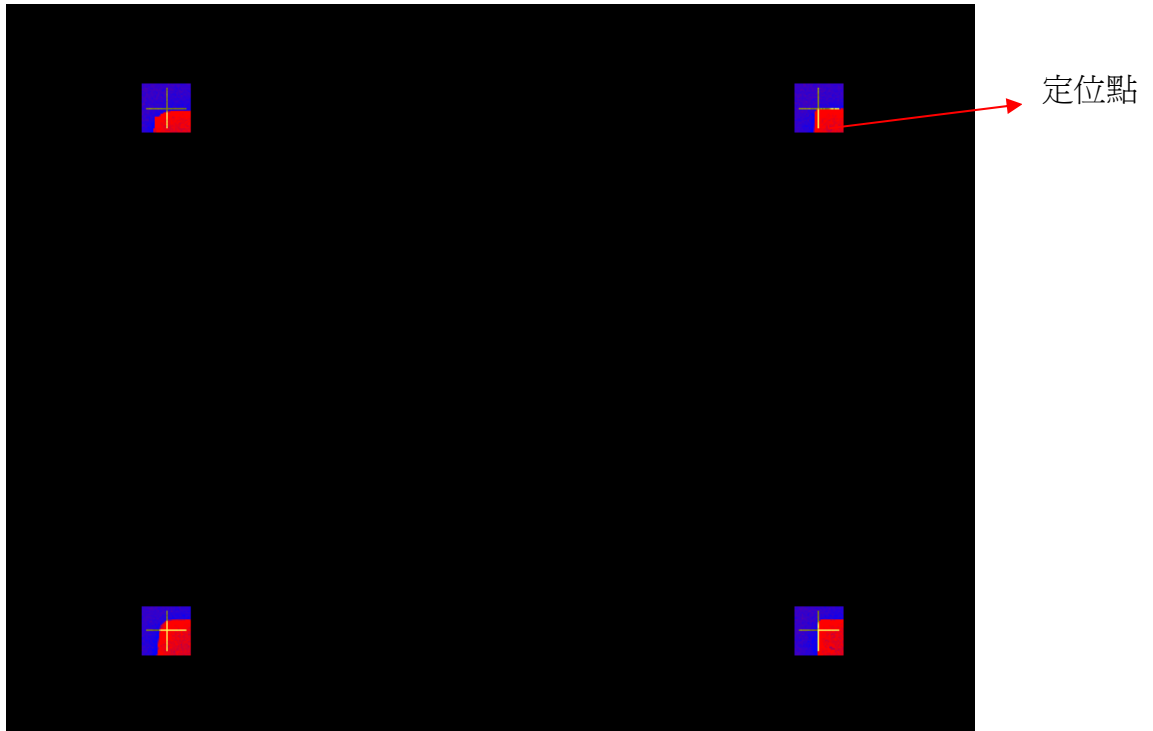


圖3-15 對定位點校正前。

C. 將每個視窗對準定位點，如圖3-16，即校正完成

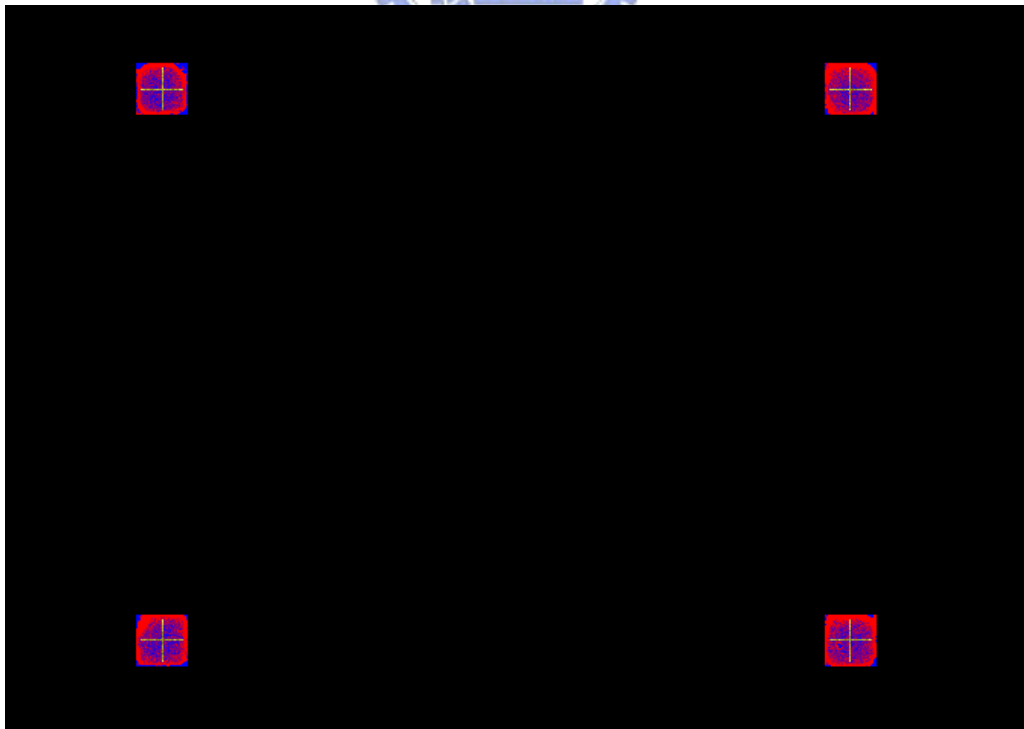


圖3-16 對定位點校正後。

在第一道製程時，我們是利用光微影所製作的定位點進行定位，爲了將磁性圓盤非常準確的製作在下電極上，第二道製程利用乃是利用第一道製程所製作的定位點進行定位，如圖3-11，步驟上亦分成三部份來進行：

- A. 將電子束的掃描範圍移至如圖3-11的位置。
- B. 打開Beam blanker以電場遮蔽電子束，讓電子束只在跟四個定位點有關的相對位置對樣品曝光，如圖3-17。
- C. 將視窗對準定位點，如圖3-18，即校正完成。

爲了降低定位時所造成的誤差以增加定位的準確度，我們在定位時可以透過NPGS調整定位十字架每格移動的範圍，如圖3-19，定位十字架每格移動的範圍會影響定位的準確度，而若定位十字架每格移動的間距越小，則我們會看到較大的定位視窗；圖3-18的定位十字架每格移動的距離爲 $50nm$ ，圖3-20的定位十字架每格移動的距離爲 $150nm$ ，圖3-18和圖3-20兩者所用的定位點大小是一樣的，但是我們可以看到圖3-18的定位視窗明顯的比圖3-20要來大的多；圖3-21和圖3-22分別爲用圖3-18和圖3-20的定位結果，雖然兩者所用的定位點是一樣的，但是很明顯的使用圖3-18定位比較準確；因此在定位時，定位十字架每格移動的間距越小，所造成的定位誤差也就越小，我們目前可以控制定位誤差在 $20nm$ 以內。

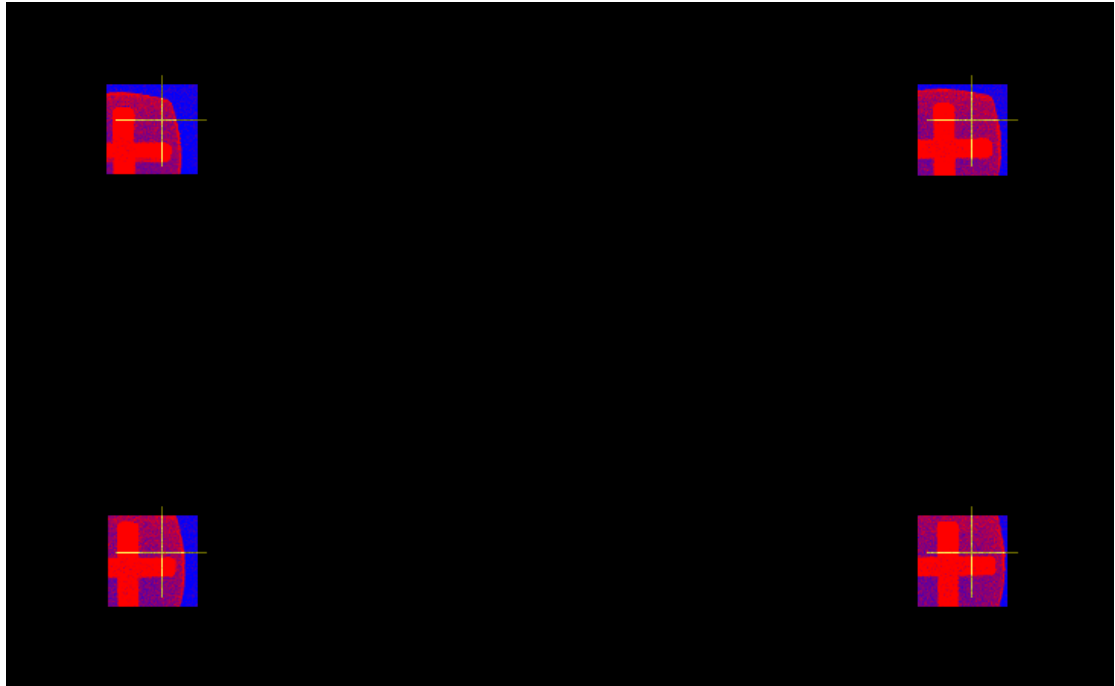


圖3-17 對定位點校正前。

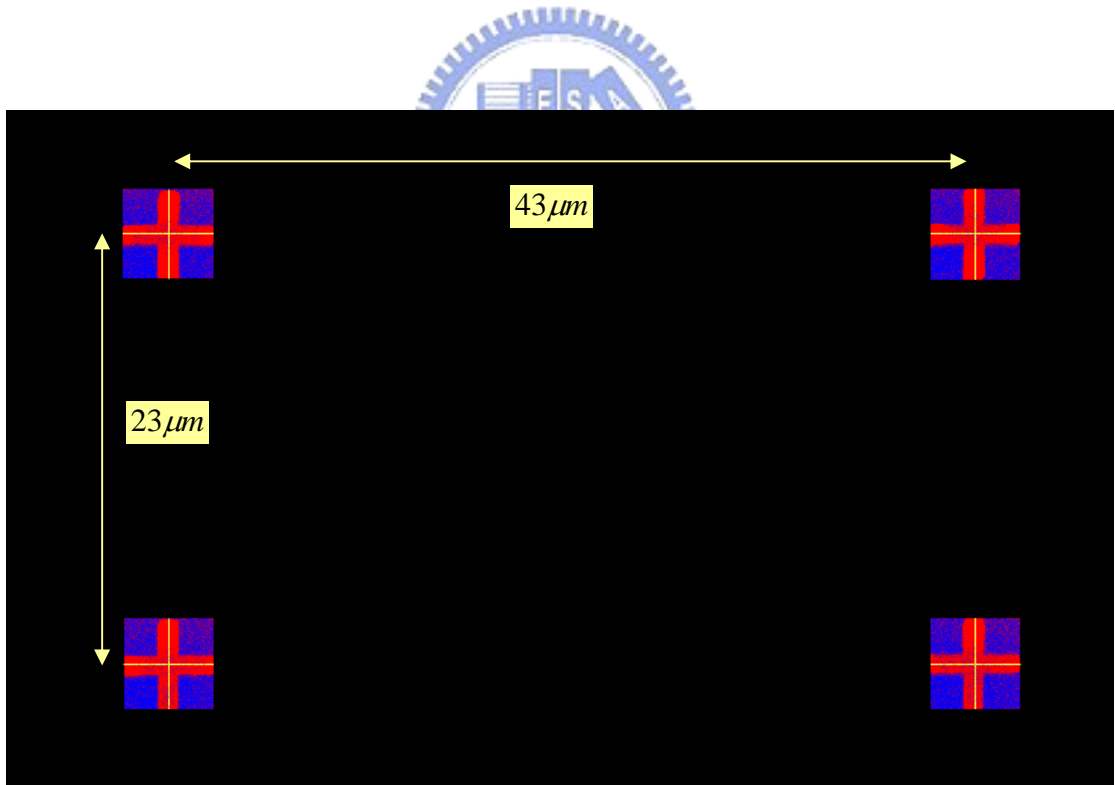


圖3-18 對定位點進行校正後。

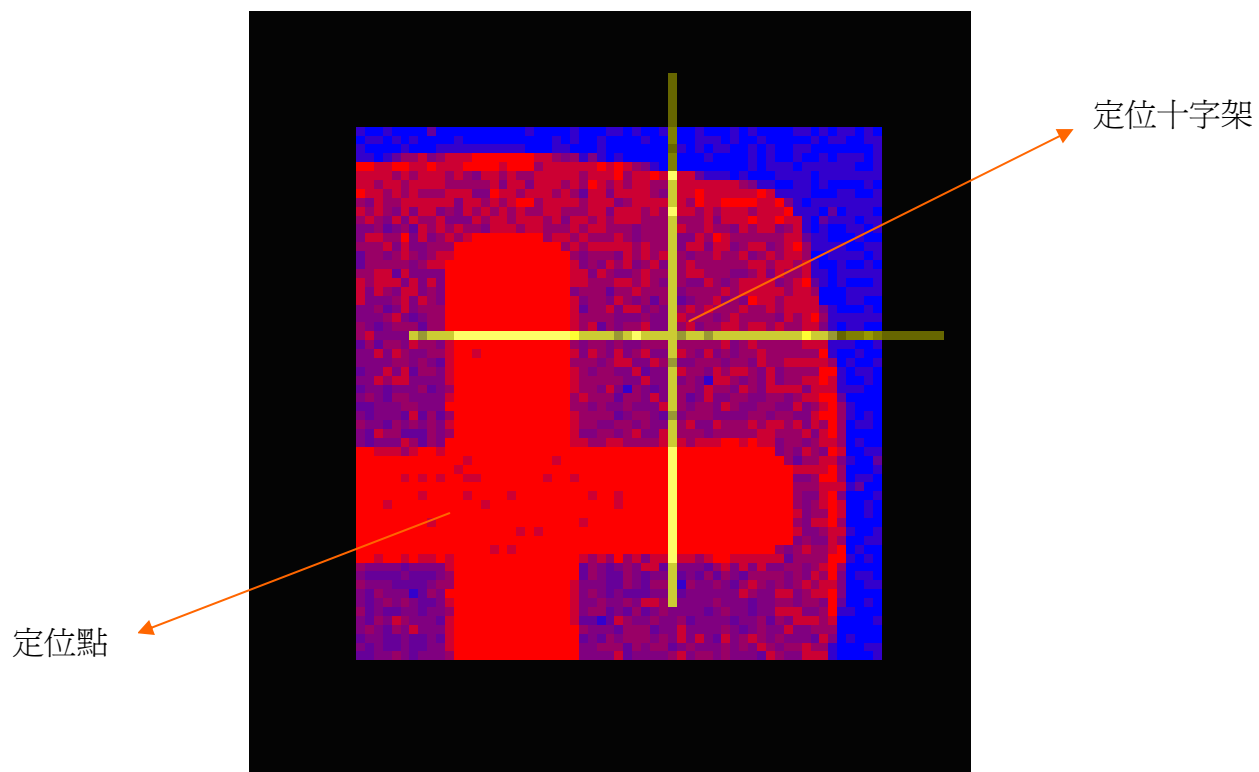


圖3-19 定位十字架。

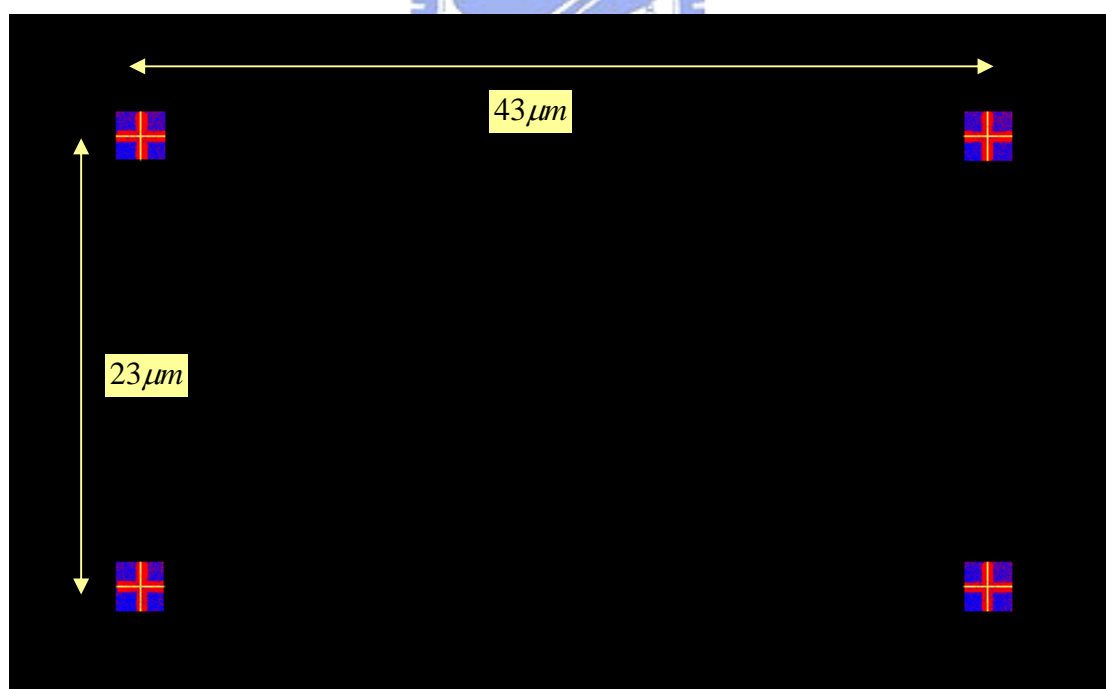


圖3-20 較小的定位視窗。

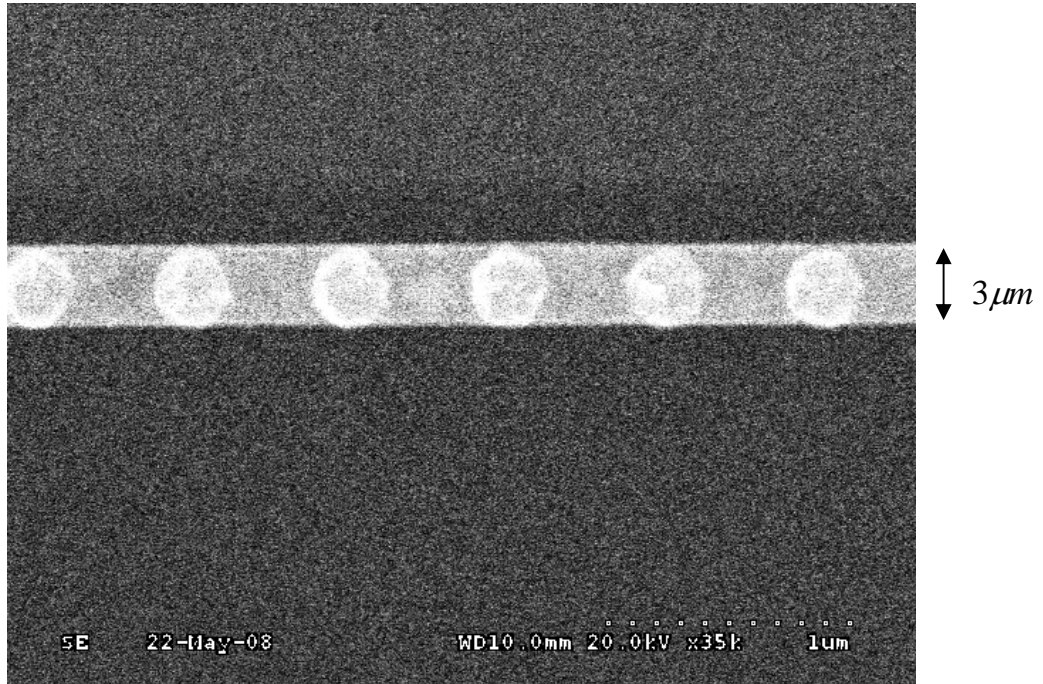


圖3-21 用移動間隔較小定位十字架的定位結果。

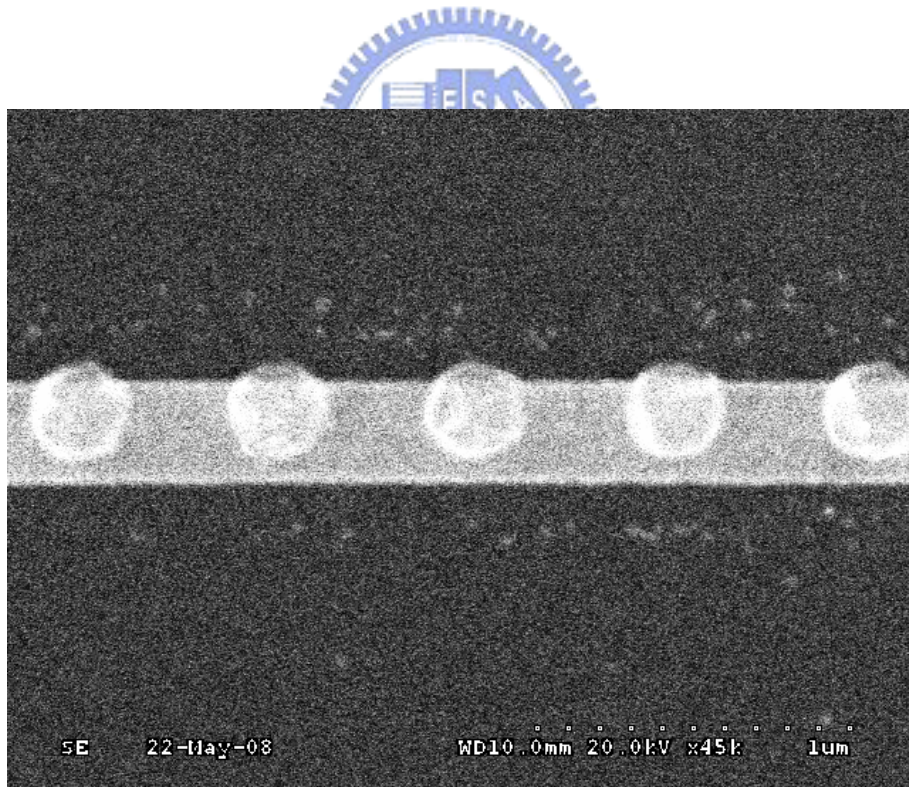


圖3-22 用移動間隔較大定位十字架的定位結果。

3-3 低溫系統

我們在量測時的溫度為10K，所以我們必須透過低溫系統以降溫到我們想要的溫度。本實驗室的低溫系統有 He^4 (可量測溫度300K~1.5K)， He^3 (可量測溫度30K~0.3K)以及dilution(可量測溫度20K~20mK)三種系統，本實驗降溫主要靠 He^4 系統，因此我們就簡單介紹使用 He^4 低溫系統的實驗步驟。

3-4.1 低溫系統裝置簡介：

圖3-23為我所使用 ^4He 低溫系統：A區主要裝液態氦，B區主要裝液態氮，樣品位於sample rod的底端並置於sample space中；不同的區域之間有一層真空夾層將彼此隔開；我們利用減壓降溫法，一方面利用機械幫浦對sample space抽氣已降低其壓力，一方面讓液態氦透過毛細管從A區流到B區以達到降溫的效果。

我們在sample rod的底端靠近樣品的附近以及sample space底端靠近毛細管出口附近，分別裝有GaAs diode和silicon diode溫度計，兩個diode在不同的溫度下會有不同的電壓對電流關係，藉由給予其定電流然後測量其電壓值我們便可以判斷樣品的溫度；在控溫方面，我們在sample space底部靠近毛細管出口附近裝置一電阻器，藉由對電阻器施加電流使其溫度上升，並調整電流的大小讓電阻器所放出熱量等於液態氦昇華時所吸收的冷卻能量，我們便可將溫度控制在設定的溫度，當溫度為10K時，樣品溫度跳動上的誤差可以小於1mK。

在sample space底部兩旁分別裝置了兩個軟磁鐵，並用線圈將其纏繞，當我們給予線圈電流時，線圈所產生的磁場會磁化軟磁鐵，使其在sample space產生均勻的磁場，改變線圈電流的大小及方向，即可改變軟磁鐵中間的磁場，樣品台位置的最大的磁場強度可達2300Oe。

我們用Hall sensor來偵測磁場強度，解析度可達0.5Oe；樣品台被安排為裝置在sample rod底部時，磁場的方向會平行磁性圓盤的表面(in-plane)，我們可以旋轉sample rod來改變磁場和電流方向的夾角。

3-4.2 低溫系統操作步驟1-降溫

由於我們是透過毛細管傳輸液態氮至sample space來降溫，所以確保毛細管的暢通是在整個過程中是一個非常重要的課題；在降溫前的第一件事就是要確定毛細管有無堵塞，方法為先給A區施加一大於一大氣壓的氮氣，再將sample space的壓力抽至 200 millitorr以下，此時sample space的壓力低於A區，因此若毛細管沒有堵塞，則將其開啓後會有氮氣從A區進入sample space而讓sample space的氣壓上升，藉由量測sample space的氣壓，我們便可確認毛細管是否暢通。

在降溫的過程中，因為sample space裡的溫度低於 0°C ，因此只要有任何的水氣在sample space裡，都會造成毛細管結冰堵塞而無法降溫，因此在傳輸液態氮和液態氮至低溫系統前，必須先將sample space中的水氣抽掉，並對sample space施加一大於一大氣壓的氮氣以確保不會有水氣侵入。

在傳輸液態氮進入低溫系統之前，我們會先用液態氮將系統冷卻至77K，這樣可以降低傳輸液態氮時的液態氮耗損量，因此我們先將液態氮傳輸至A區再傳輸至B區並靜候30分鐘；之後給予A區一高壓氮氣把A區裡的液態氮傳出出來，等到確定A區已經沒有任何的液態氮時，我們會再確定一次毛細管是否有堵塞，當確定為暢通時，我們便會把液態氮傳輸至A區。

我們利用NbTi來探測液態氮的高度，長大約50cm，外層用銅環柱保護，並將其直直的置入A區；由於其超導臨界溫度為9K，而液態氮溫度為4.2K，因此我們可以透過量測其電阻值來判斷A區內的液態氮高度，液態氮越多，表示NbTi有越多的部份變成超導體因此電阻越低；其在室溫下的線電阻率大約 $7.2\Omega/\text{cm}$ ，因此當A區沒有任何液態氮時，我們會量到其電阻為 360Ω ，而當裡面充滿液態氮時，其線電阻會略為將低至 $7\Omega/\text{cm}$ ，因此我們會量到其電阻值為 350Ω ；當A區充滿了液態氮時，其大約會有20cm左右泡在液態氮裡而成為超導體，因此我們會量到大約 210Ω 左右的電阻。

當確定A區的液態氮已經灌滿時，我們便開始對sample space持續的抽氣降壓，並打開毛細管的開關讓常壓下4.2K的液態氮流進sample space，藉由液態氮昇

華以帶走系統的熱量使樣品台溫度降低。

3-4.3 低溫系統操作步驟-更換樣品

首先給予sample space大於一大氣壓的氮氣，這樣一來可以避免在升溫的過程中有水氣侵入，二來可以藉著對熱流增加升溫的速度；接著把樣品的溫度升至300K，由於sample space裡的溫度並不是均勻的，所以只有樣品附近的溫度為300K，其他地方的溫度依然可能低於 0°C ，因此在更換樣品時我們必需增加在sample space氮氣的壓力以確保更換樣品時不會有水氣侵入。



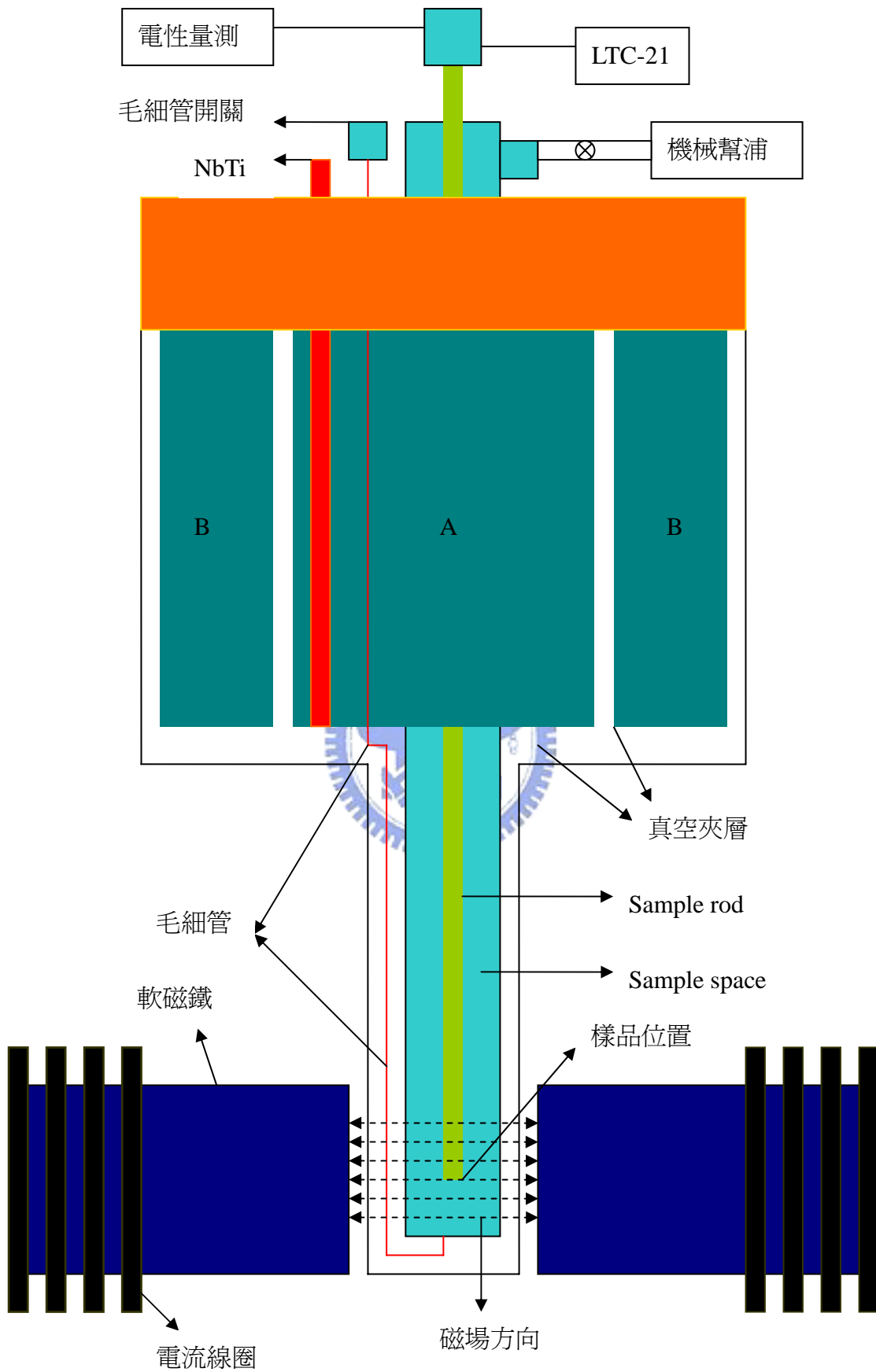


圖3-23 低溫系統示意圖。

3-5 樣品量測

我們使用四點量測法以量測電阻，如圖3-24，透過LR750在 $a \rightarrow b$ 方向給予一16Hz的定電流，然後再利用惠斯登電橋的原理量測 $c \rightarrow d$ 之間的電阻，其最好時的解析度可達 5×10^{-6} ；我們將permalloy磁性圓盤製作在材料為金，厚度 30nm 的下電極上，圓盤彼此間距等於圓盤直徑，下電極寬度也等於圓盤直徑，若有 N 個圓盤在下電極上，則下電極的長度為 $2N$ 個圓盤直徑，因此我們所量測到的電阻 $R_{measure}$ 和圓盤的方塊電阻 R_{disk} 關係為

$$R_{measure} = \frac{N}{\frac{1}{R_{disk}} + \frac{1}{R_{Au}}} + NR_{Au}$$

其中 R_{Au} 為下電極金的方塊電阻。

量測磁電阻時分成兩類，一是在外加磁場方向垂直電流時，量測電阻跟磁場的關係(TMR)，另一是在外加磁場方向平行電流時，量測電阻跟磁場的關係(LMR)，磁場強度範圍從 -2300Oe 到 2300Oe ，我們可以藉由旋轉sample rod來改變電流跟磁場的夾角；根據AMR effect，磁性圓盤(Permalloy disk)在不同的外加磁場強度下，會具有不同的磁區結構而展現不同的電阻值，我們定義其電阻差 $\Delta R_{disk}(H) = R_{disk}(H) - R_0$ ，其中 R_0 表示圓盤磁矩達到飽和時的電阻值，但是我們是把磁性圓盤並聯在下電極上面作量測，所以所量測到的 $\Delta R_{measure}(H)$ 和 $\Delta R_{dot}(H)$ 的關係為

$$\Delta R_{disk} \cdot \frac{R_{Au} \cdot N}{R_{disk} + R_{Au}} = \Delta R_{measure}$$

為了確定我們所測量到的 $\Delta R_{measure}$ 主要是來自圓盤的貢獻而非下電極的金，所以我們特別對下電極金做了磁電阻量測，圖3-25為LMR量測的結果，圖3-26為TMR量測的結果，其量測的對象為長 $11\mu\text{m}$ ，寬 $0.75\mu\text{m}$ 以及厚 30nm 的下電極，上面沒有任何磁性圓盤；從結果我們可以看出，金不會貢獻任何的 $\Delta R_{measure}$ ，所以在往後所量測到的 $\Delta R_{measure}(H)$ ，一定來自permalloy磁性圓盤。

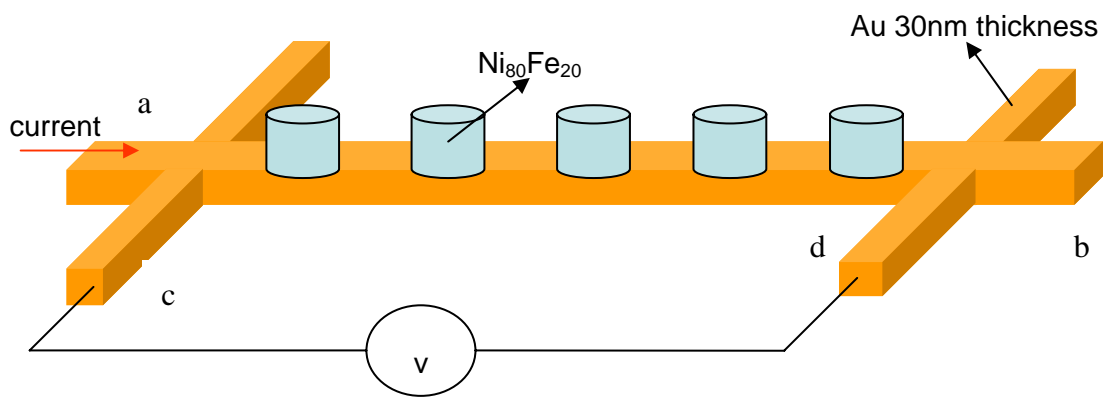


圖3-24 四點量測示意圖。

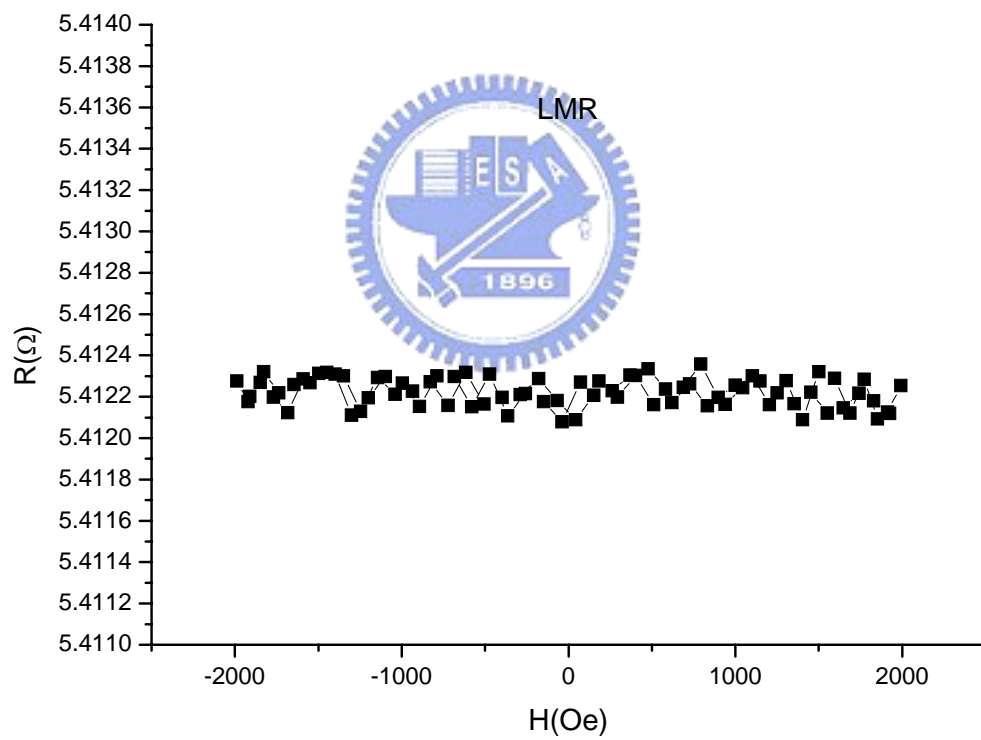


圖3-25 長 $11\mu m$ ，寬 $0.75\mu m$ 以及厚 $30nm$ 的金在電流平行外加磁場下所量測的電阻跟磁場關係圖。

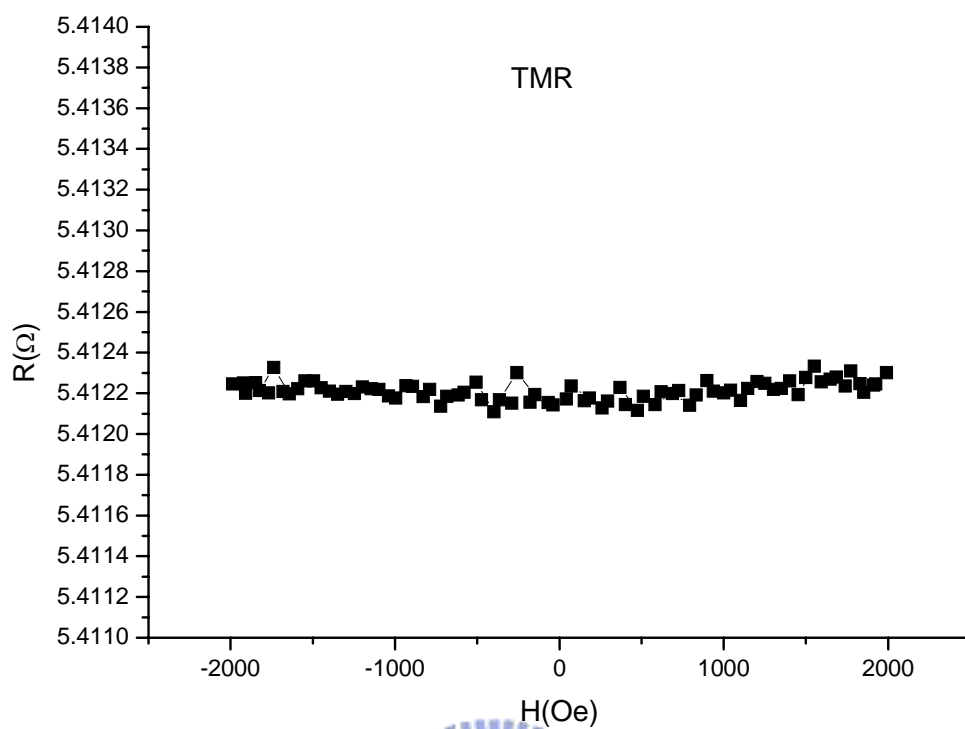
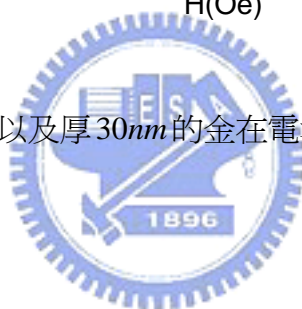


圖4-4 長 $11\mu m$ ，寬 $0.75\mu m$ 以及厚 $30nm$ 的金在電流垂直外加磁場下所量測的電阻跟磁場關係圖。



第四章 實驗結果與討論

我們以電子束微影技術製作了直徑範圍從 $0.5\mu m$ 到 $1.9\mu m$ ，厚度為 $48nm$ 以及 $38nm$ 兩系列的permalloy磁性圓盤；在這尺度範圍下，其內部磁矩在殘磁區($H=0$)呈現漩渦磁區(vortex domain)；本章在第一節中，我們將先介紹在預期中漩渦磁區(vortex domain)的磁電阻特性曲線，包括當外加磁場平行電流時的遲滯曲線(LMR)以及當外加磁場垂直電流時的遲滯曲線(TMR)，之後在與我們所得到的實驗結果做一個比較；在第二節中，我們將從磁電阻量測中所決定的annihilation field和 nucleation field以第二章介紹的剛體模型(rigid model)和過去文獻中的結果作比較。

4-1 磁電阻曲線反映漩渦磁區的翻轉

圖4-1為我們預期漩渦磁區在磁電阻量測中所展現的遲滯曲線，LMR表示當電流平行外加磁場時的遲滯曲線，TMR表示電流垂直外加磁場時的遲滯曲線，我們就分別來對這兩種遲滯曲線作討論。



4-1.3 LMR遲滯曲線的理論預期

在LMR遲滯曲線中，外加磁場方向平行電流，因此當磁場大於飽和磁場後，所有的磁矩會排列在磁場方向並且平行電流方向，根據AMR effect，電阻在此時會達到最大值。

隨著磁場的減少，開始會有一些磁矩偏離外加磁場的方向，因而造成電阻值的下降，當漩渦磁區被建立即磁場為nucleation field時，總磁矩在平行圓盤表面的分量會有一劇烈的變化，因此我們預期會看到一劇烈的電阻變化，從第二章的討論中我們知道，vortex core的移動方向會垂直外加磁場，因此當vortex core的位置隨著磁場的減少而逐漸地向圓盤中心移動時，總磁矩在平行電流的分量會不斷的減少而因此電阻持續下降，當磁場為零時，vortex core位於圓盤的中心，此時總磁矩平行電流的分量達到最小值，因而電阻也在此時達到最小值。

當我們開始往反方向增加磁場，漩渦磁區的vortex core會被朝著和磁場垂直的方向前進，因而增加了總磁矩平行電流的分量導致電阻值上升，當vortex core被推離圓盤，即漩渦磁區被破壞、磁場為annihilation field時，所有的磁矩都平行電流，所以電阻回到最大值。

4-1.2 TMR遲滯曲線的理论預期

在TMR遲滯曲線中，外加磁場方向平行電流，因此當磁場達到飽和後，所有的磁矩會垂直電流方向，而電阻值達到最小值。

隨著磁場的減少，開始會有一些磁矩偏離磁場的方向，因而造成電阻值的上升，當漩渦磁區被建立時磁矩在平行圓盤表面分量會劇烈的改變，因此我們也預期會看到劇烈的電阻變化；vortex core的位置隨著外加磁場的減少而逐漸地向圓盤中心移動，垂直電流的總磁矩分量會不斷的減少而因此電阻持續上升，當磁場為零時，vortex core位於圓盤的中心，此時總磁矩垂直電流的分量達到最小值。

當我們開始往反方向增加磁場，漩渦磁區的vortex core會被朝著和磁場垂直的方向前進，因而增加了總磁矩垂直電流的分量導致電阻值下降，當vortex core被推離圓盤，即漩渦磁區被破壞、磁場為annihilation field時，所有的磁矩都垂直電流，所以電阻回到最小值。

漩渦磁區在沒有外加磁場時，vortex core會位於圓盤正中央，因此我們預期在遲滯曲線中，不論是TMR或是LMR，在沒有外加磁場時其所展現的電阻值是一樣的。

4-1.3 Nucleation field 和Annihilation field

Nucleation field被定義為在vortex core產生時所對應的外加磁場，當vortex core產生後，其對磁場的反映便開始具有可逆性，因此在我們的磁電阻遲滯曲線中，nucleation field為當遲滯曲線開始重疊時所對應的外加磁場，如圖4-1。

Annihilation被定義為vortex core在要被外加磁場推出圓盤邊界時所對應的外

加磁場大小，在我們的磁電阻遲滯曲線中，annihilation field為當電阻即將要達到飽和值(即最大值(LMR)或最小值(TMR))時所對應的外加磁場，如圖4-1。

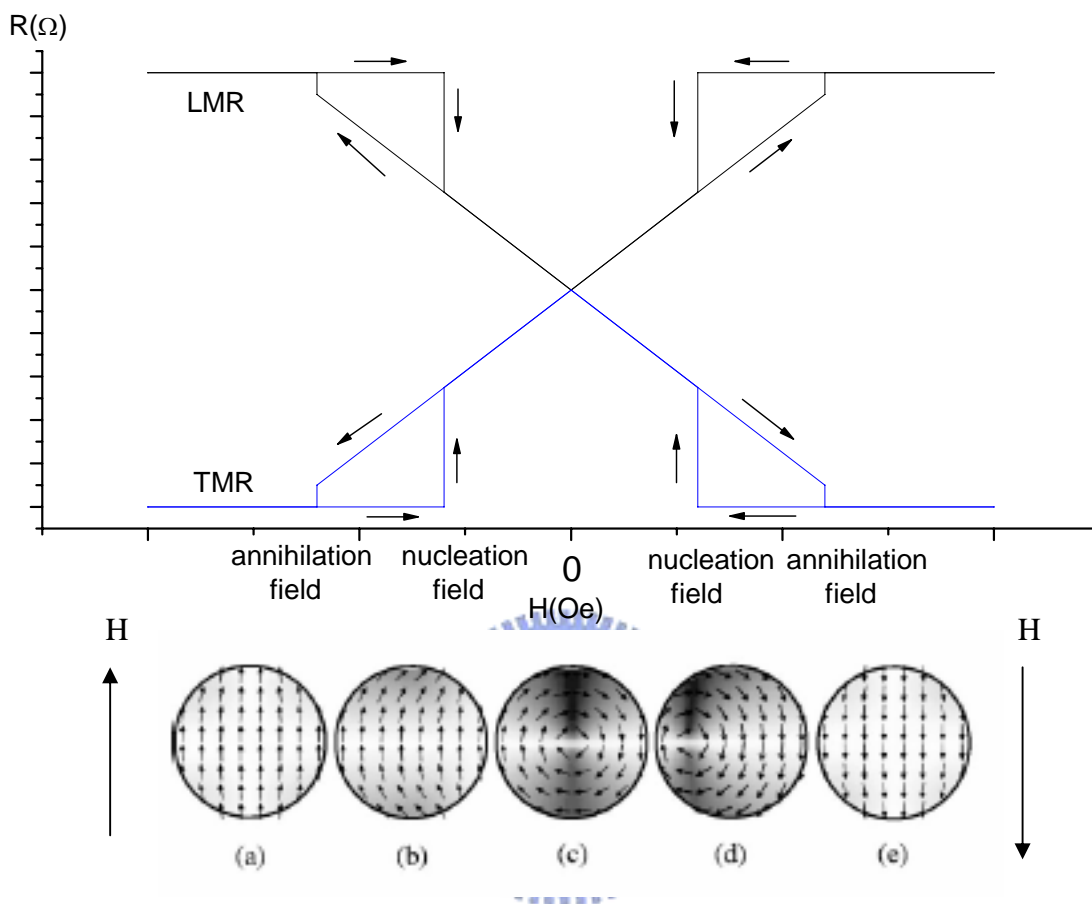


圖4-1 我們預期中漩渦磁區所展現的磁電阻遲滯曲線圖，縱軸表示外加磁場的方向橫軸表示量測到的電阻，LMR表示磁場方向平行電流方向，TMR表示磁場方向垂直電流方向。

4-1.4 實驗量測出來的遲滯曲線

圖4-2為兩不同直徑圓盤的磁電阻遲滯曲線，我們可以看到實驗上得到的磁電阻曲線跟我們所預期的非常相近，在強磁場下，LMR有飽和電阻最大值，TMR有飽和電阻最小值，隨著磁場小於飽和磁場，longitudinal 電阻減少，transverse 電阻增加，annihilation field和nucleation field都可以在磁電阻曲線中清楚解析出來；來回改變磁場，在接近殘磁區(H=0)，即磁場強度介於annihilation field和nucleation field之間，兩者都展現出可逆行爲，而外加磁場等於零時，TMR和

LMR電阻值大小大致一樣，因此漩渦磁區是可以反映在磁電阻量測上的。

在圖4-1中，我們原本預期LMR的 $\Delta R_{\text{measure}}$ 和TMR的 $\Delta R_{\text{measure}}$ 以及電阻開始發生變化所對應的外加磁場強度應該要一樣，但是實驗結果卻是TMR的 $\Delta R_{\text{measure}}$ 會比LMR的 $\Delta R_{\text{measure}}$ 要來的大，而且電阻值開始發生變化所對應的外加磁場也不一樣，例如在 $0.9\mu\text{m}$ 的LMR遲滯曲線中，電阻開始發生變化所對應的磁場大小大約為450Oe，但是在TMR的遲滯曲線中，電阻發生變化所對應的磁場大小卻大約為600Oe，同時在nucleation field附近的電阻變化沒有預期來的劇烈。

電流流經圓盤時，如圖(4-3)，可以分為兩個部份：電流平行圓盤表面(I_x)和電流垂直圓盤表面(I_z)，我們分別來討論當圓盤內磁矩發生變化時， I_x 和 I_z 在圓盤A區以及B區所貢獻的電阻變化，如圖(4-4)所示，假設現在外加磁場的方向為 $\vec{H} = H_0 \hat{e}_x$ (LMR)，當磁場超過飽和磁場後，A區和B區的磁矩都會和電流平行；當磁場等於零時，B區會產生垂直圓盤表面的磁場，A區的總磁矩為零，因此 I_x 會貢獻B區電阻下降 β ，貢獻A區電阻下降 α ，而 I_z 在A區不貢獻任何電阻的變化，在B區貢獻電阻上升 γ ，因為電阻變化 β 和 γ 反應的都是B區的磁矩變化，所以 $\beta \approx \gamma$ ，因此LMR的 $\Delta R_{\text{measure}}^{\text{LMR}}(H=0) = \alpha + \gamma - \beta \approx \alpha$ 。若現在把外加磁場的方向改為 $\vec{H} = H_0 \hat{e}_y$ (TMR)，當達磁場到達飽和後，所有的磁矩都會和電流垂直，當磁場等於零時，B區會產生垂直圓盤表面的磁場，A區的總磁矩為零，因此 I_x 會貢獻A區的電阻上升 α ，不貢獻B區的電阻變化，而 I_z 在A區不貢獻電阻的變化但在B區貢獻電阻上升 γ ，因此TMR的 $\Delta R_{\text{measure}}^{\text{TMR}}(H=0) = \alpha + \gamma$ ，所以在我們的實驗結果中， $\Delta R_{\text{measure}}^{\text{TMR}}(H=0) > \Delta R_{\text{measure}}^{\text{LMR}}(H=0)$ 。

傳統上利用量測磁矩在外加磁場分量所製作的遲滯曲線中，當vortex core建立時，因為在平行外加磁場方向的磁矩分量會有巨大的變化，所以我們可以在其遲滯曲線上看到一巨大的跳躍，如圖2-3，但是在我們的磁電阻量測中，從電阻開始發生變化一直到vortex core的建立，其間電阻的變化卻是相當平順的。

我們知道vortex core具有方向垂直圓盤表面的磁矩，因此在vortex core的建立過程中，隨著磁場的減少，一定會有磁矩從平行圓盤表面轉至垂直圓盤表面，然而以往的遲滯曲線只能反映磁矩平行圓盤表面分量的變化，但是在我們的磁電阻量測中，透過AMR effect以及垂直圓盤表面的電流分流，這些垂直圓盤表面的磁矩可以反映在磁電阻的變化上！因此在我們的量測結果中，磁矩從全部平行外加磁場排列到vortex core的產生，期間排列方式在各個方向的改變都會反映在電阻上，因此我們會看到比較平順的電阻變化。

現在我們可以來解釋為什麼在LMR和TMR遲滯曲線中，電阻開始發生變化所對應的磁場不一樣；在vortex core建立的過程中只要有任何垂直圓盤表面的磁矩產生，則 $\Delta R_{measure}^{TMR}(H) > \Delta R_{measure}^{LMR}(H)$ ；隨著磁場強度的減少 $\Delta R_{measure}^{TMR}(H)$ 和 $\Delta R_{measure}^{LMR}(H)$ 都會增加，但是因為 $\Delta R_{measure}^{TMR}(H)$ 增加的比較快，因此我們會看到TMR的電阻比較快發生變化。



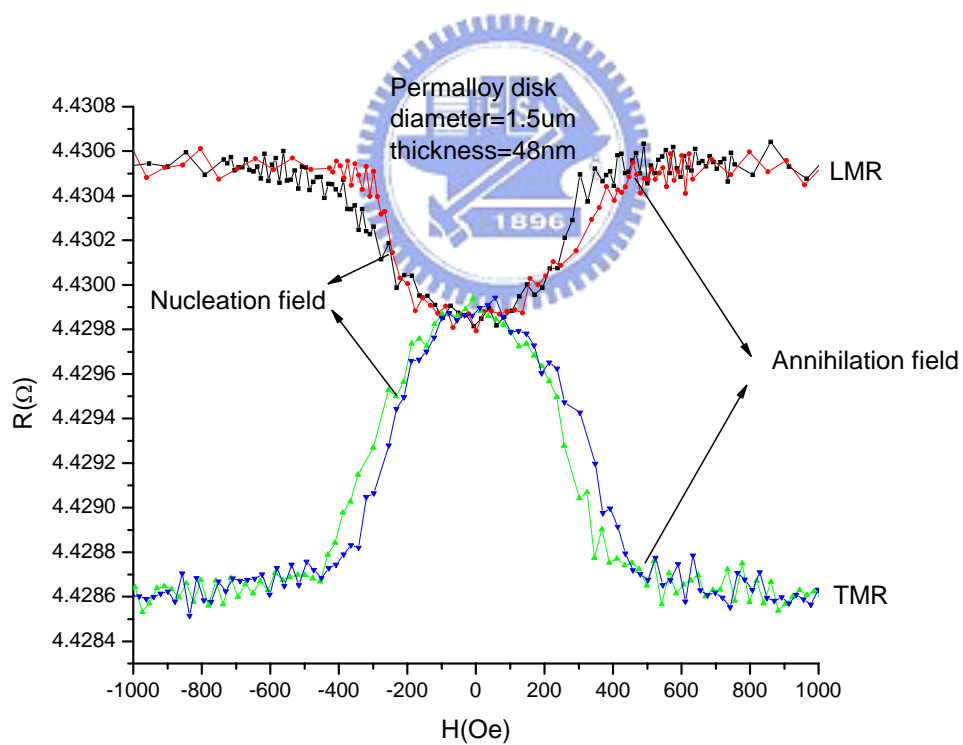
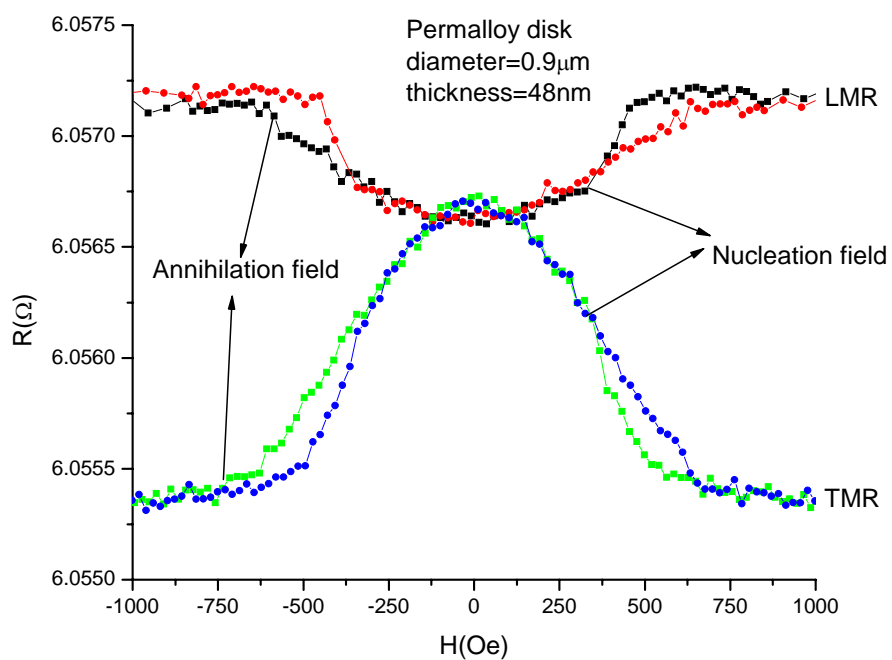


圖4-2 漩渦磁區(vortex domain)在磁電阻量測中所展現的遲滯曲線。

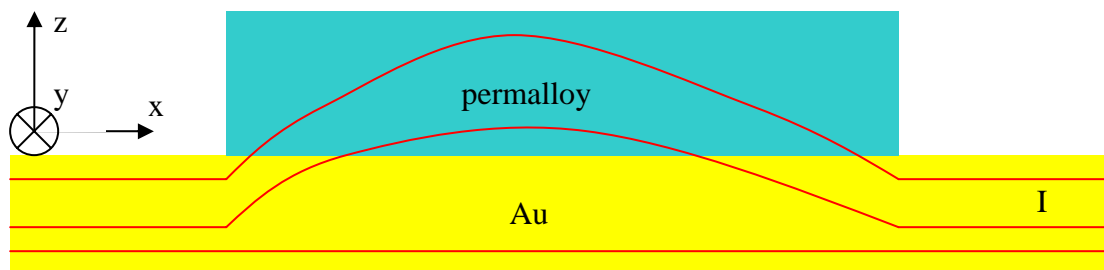


圖4-3 電流流經樣品的示意圖。

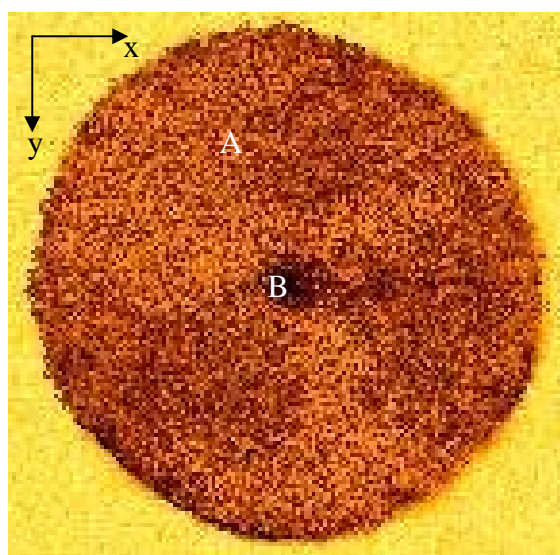


圖4-4 直徑 $0.8\mu m$ 厚度 $45nm$ 的permalloy磁性圓盤MFM影像，A區表示漩渦磁區磁矩平行圓盤表面區域，B區表示vortex core[5]。

4-2 Annihilation field和nucleation field與磁盤幾何形狀

在本章節，我們將討論由磁電阻量測的遲滯曲線所得到的annihilation和nucleation field對圓盤直徑的關係，並將其和第二章所討論的理論以及LTEM實驗結果一同作比較。

4-2.1 Nucleation field

圖4-5是以磁電阻決定的nucleation field對圓盤直徑及厚度的關係圖，三角形和圓圈分別代表厚度為48nm和36nm的permalloy磁性圓盤，我們可以看到，隨著直徑的減少，nucleation field會越大，這在定性上和理論預期是一致的，同時厚度的增加也會增加nucleation field，所以我們所量測到的nucleation field都比圖2-9所量測到的來的大，例如在該圖中用LTEM影像所得到的nucleation field為80Oe時所對應的圓盤直徑和厚度分別為500nm和20nm，而我們磁電阻量測所得到的nucleation field為551Oe時所對應的圓盤直徑和厚度分別為500nm和48nm

從能量的觀點來看，當磁場超過nucleation field時，我們可以視作此時vortex core的位置離圓盤中心無限遠，所以所有磁矩都平行外加磁場，對於越小的圓盤，如式(2-6)，A值在較小的磁場就會等於零，所以必須要用較大的磁場才能維持vortex core離圓盤無限遠，因此nucleation field較大。

圖4-5中的實線為利用式(2-7)計算得到的結果，其中 $M_s = 800emu/cm^3$ ，雖然定性上也是預測nucleation field會隨著圓盤直徑的減少而增加，但是在定量上其值卻約為實驗值的四分之一；這是因為式(2-6)是假設漩渦磁區為剛體而得到的結果，但在實際上我們知道漩渦磁區在建立前還會出現如C-state或S-state等磁區結構，因此vortex core再被建立時並不是像式(2-6)所預測的那麼單純，而且nucleation field很容易受到圓盤表面的缺陷影響，M. Schneider等人利用LTEM影像所得到的nucleation field甚至還跟圓盤的直徑無關[14]，所以到目前為止要用理論來預測nucleation field有一定的難度。

4-2.2 annihilation field

圖4-6為厚度 48nm 的permalloy磁性圓盤，其圓盤直徑對annihilation的影響，其中實線為式(2-5)的結果，黑點則為利用磁電阻量測得到的結果；從結果我們可以看出annihilation field會隨著直徑的增加而減少，這跟圖2-12的量測結果是一致的，而且利用剛體模型所得到的annihilation field在此時也可以和實驗結果吻合，這說明了vortex core在被磁場所推動時是可以被視作剛體的。

以能量的觀點來看，當vortex core從中心往圓盤邊界移動時，其磁矩產生的交互作用能會開始減少，而靜磁能開始增加，從圖2-15和圖2-16我們可以看出，靜磁能增加的量遠遠大過交互作用能所減少的量，因此靜磁能便成為在外加磁場存在下，支配vortex core移動的主要能量，從式(2-4)我們可以看出，主要降低系統總能量的能量為Zeeman energy，因此若vortex core在移動的過程中產生越大的靜磁能，那我們就需要越大的外加磁場才能降低總能量，而從圖2-16可以看到，直徑越小的圓盤，vortex core在移動時會產生越大的靜磁能，因此我們需要施加更大的磁場才能推的動vortex core，所以annihilation field會隨著直徑的減少而增加。

圖4-7為Annihilation field對圓盤直徑以及厚度的關係，從我們的實驗發現，厚度並不會對Annihilation field造成影響，然而式(2-5)預期厚度為 48nm 的圓盤其annihilation field要比厚度 48nm 的圓盤大100Oe左右，然而這100Oe非常接近我們在用磁電阻判斷annihilation field的誤差，因此在我們的實驗中無法討論厚度對annihilation的影響，但若跟圖2-12比較，圓盤直徑 500nm 厚度 20nm 用LTEM影像得到的annihilation field大約為500Oe，而在我們磁電阻量測中， 500nm 厚度 48nm 圓盤其annihilation field大約為1000Oe，因此厚度的確是會影響annihilation field。

隨著圓盤厚度的增加，圖2-12中，厚度 8.3nm 和厚度 5.5nm 的annihilation field最大可以差到100Oe，而厚度 20nm 和 15nm 相差的annihilation field縮小到50Oe，而在我們的磁電阻量測中已經無法得到annihilation field對圓盤厚度的關係，所以厚度的增加會減少厚度對annihilation field的影響。

4-2.3 結論

在我們實驗結果中，annihilation field以及nucleation field都隨著圓盤直徑的減少而增加，而且annihilation field永遠大於nucleation field，這和以往文獻不管在理論或是實驗在定性上都是一致的。

利用磁電阻測量可以簡單地研究漩渦磁區的一些特徵物理量，因此可以更有效且系統地釐清幾何形狀導致的物理機制的變化，這是以 μ M-MOKE和LTEM無法完成的。

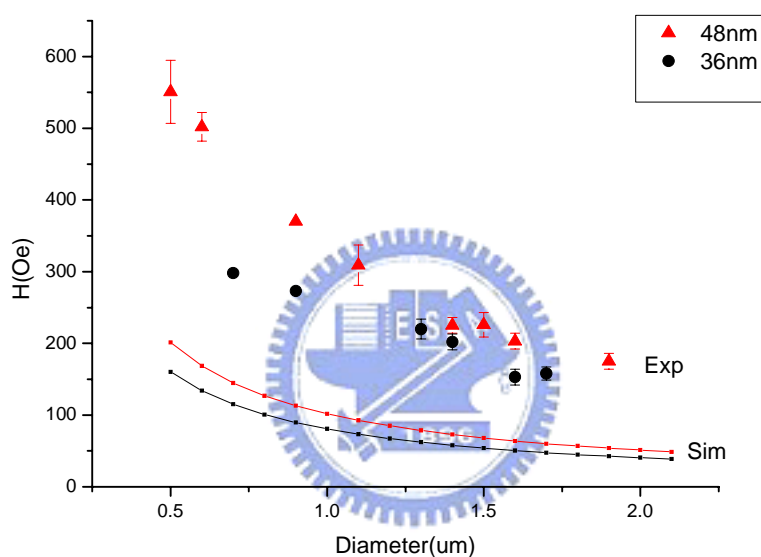


圖4-5 Nucleation field對圓盤直徑及厚度的關係圖，Exp表示實驗的結果，Sim表示用式(2-7)所計算的結果；三角形表示厚度為48nm，圓形表示36nm。

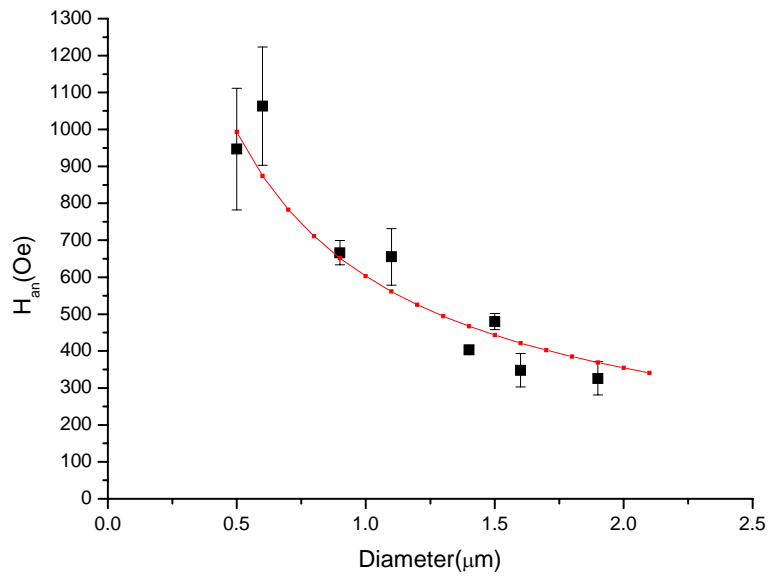


圖4-6 Annihilation field對厚度為48nm圓盤直徑的關係，實線為式(2-5)的結果，方塊黑點則為利用磁電阻量測得到的結果。

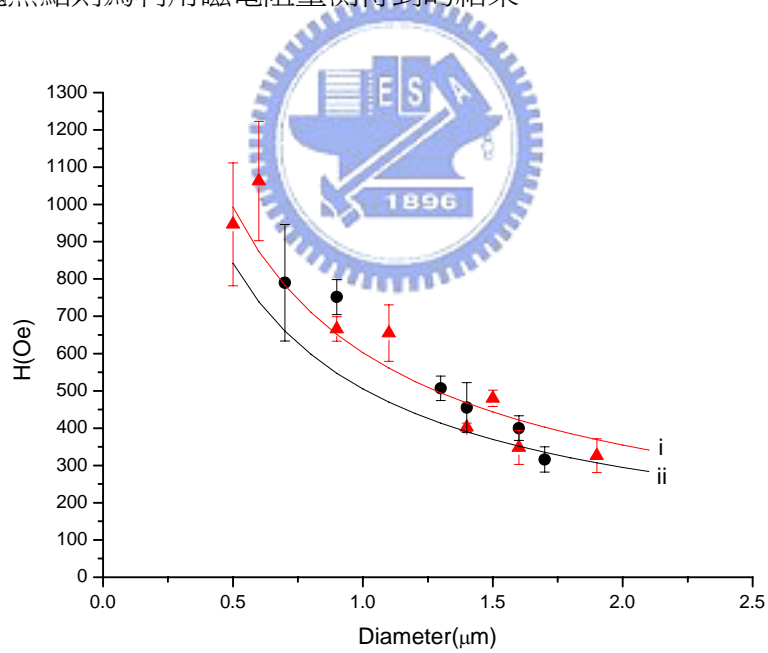


圖4-7 Annihilation field 對厚度和圓盤直徑的關係圖，三角形表示厚度為 48nm 系列的圓盤，圓形黑點表示厚度為 36nm 系列的圓盤，實線(i)和(ii)分為式(2-5)厚度為 48nm 和 38nm 的結果。

第五章 結論

我們成功的以電子束微影技術和光微影技術製作了範圍從 $0.5\mu\text{m}$ 到 $1.9\mu\text{m}$ ，厚度 48nm 以及 38nm 的 permalloy 磁性圓盤，並且以四點量測在 10K 進行磁電阻量測。

漩渦磁區因外加磁場強度的改變而產生的變化可以充分的反映在磁電阻的變化上，當 vortex core 在圓盤正中心時，電阻值處於最小值(LMR)或最大值(TMR)；vortex core 的移動會增加總磁矩在平行外加磁方向的分量，因此隨著外加磁場的增加，我們會看到磁電阻的上升(LMR)或下降(TMR)。

vortex core 的建立是一個複雜的過程，而傳統上的淨磁矩遲滯曲線，因為只能反映圓盤磁矩在一個方向的變化，所以在 Nucleation field 附近會看到一劇烈的磁矩變化；但是在磁電阻量測中，並無觀測到劇烈的電阻變化；在我們的量測方式中，磁矩平行外加磁場和垂直外加磁場分量的變化都會反映在磁電阻上，所以我們認為從飽和磁矩到漩渦磁區的建立，其間磁矩的變化是連續性的。

我們利用剛體模型(rigid model)透過能量來探討漩渦磁區的 nucleation field 和 annihilation field，nucleation field 可以在定性上跟我們的實驗結果吻合，而 annihilation field 更可以定量地描述我們的實驗結果，因此，磁電阻量測方式是一個可以成功的探討漩渦磁區物理特性的實驗方式。

在量測上，圓盤的厚度越厚，以及放在金上的圓盤顆數越多，所得到的 $\Delta R_{\text{measure}}$ 就越大，目前實驗放置在金上面的圓盤數量大約為 5~6 顆，因此量測到的 $\Delta R_{\text{measure}}$ 較小而增加在判斷 annihilation field 和 nucleation field 時的誤差，在未來，我們將會增加圓盤的數量至現在的五倍甚至到十倍來增加 $\Delta R_{\text{measure}}$ 的訊號以降低在判斷漩渦磁區特徵值時的誤差。

漩渦磁區的 vortex core 是整個磁區結構中唯一具有垂直圓盤表面分量的磁矩，因為電流在流經圓盤時會具有垂直表面的分流，此電流分流反應 vortex core 的產生以及被磁場推移所對應的電阻變化在 LMR 量測和 TMR 量測是一樣的，因

此我們會觀察到不一樣的 $\Delta R_{\text{measure}}$ ，在未來也許可以透過分析兩者 $\Delta R_{\text{measure}}$ 的關係以探索 vortex core 的一些物理特徵值，例如 vortex core 的大小。

我們已經證明磁電阻量測可以成功探討圓盤的磁區結構，因此同樣的量測方式也就可以用來探討其它不同形狀材料的磁區結構，如正方形，三角形或是橢圓形等；我們的樣品製作技術支援我們可以作出任意想要的形狀，再透過我們發展出來的量測系統，我們將可以盡情的遨遊在這神奇豐富甚至尚未被人們所發現的磁區結構世界中。



文獻索引

- [1]. S. D. Bader, Rev. Mod. Phys. **78**, 1 (2006).
- [2]. J.-G. Zhu, Mater. Today **6**(7-8), 22 (2003).
- [3]. J.-G. Zhu, C. Park, Matter today **9**(11), 36 (2006).
- [4]. R. P. Cowburn,* D. K. Koltsov, A. O. Adeyeye, and M. E. Welland, Phys. Rev. Lett. **83**, 1042 (1999).
- [5]. T. Y. Chung^(a) and S. Y. Hsu, J. Appl. Phys. **99**, 08B707 (2006).
- [6]. K. Yu. Guslienko, Phys. Rev. B. **65**, 024414 (2001).
- [7]. M. Rahm ^(a), M. Schneider, J. Biberger, R. Pulwey, J. Zweck, and D. Weiss, Appl. Phys. Lett **82**, 4110 (2003).
- [8]. M. Schneider, H. Hoffmann, S. Otto, Th. Haug, and J. Zweck, J. Appl. Phys. **92**, 1466 (2002).
- [9]. I. L. Prejbeanu, M. Natali, L. D. Buda, U. Ebels, A. Lebib, Y. Chen and K.Ounadjela, J. Appl. Phys **91**, 7343 (2002).
- [10]. V. Jausovec, G. Xiong, and R. P. Cowburn, Appl. Phys. Lett. **88**, 052501 (2006).
- [11]. C. Kittel, Rev. Mod. Phys **21**, 541 (1949).
- [12]. H. Hoffmann and F. Steinbauer, J. A. P. **92**, 5463 (2002).
- [13]. Th. G. S. M. Rijks, R. Coehoorn, M. J. M. de Jone and W. J. M. de Jone, Phys. Rev. B. **51**, 283 (1995).
- [14]. M. Schneider, H. Hoffmann, and J. Zweck, Appl. Phys. Lett. **77**, 2909 (2000).