

國立交通大學

材料科學與工程學系

碩士論文

利用一階迴轉曲線及磁圓偏振光譜針對 $L1_0$ -FePt/Ni 雙層
膜翻轉行為之探討

**Reversal mechanism of $L1_0$ -FePt/Ni investigated by
first-order-reversal-curves and x-ray magnetic circular dichroism**

研究生：李一憲

指導教授：曾院介 博士

中華民國一百零三年九月

國立交通大學

材料科學與工程學系

碩士論文

利用一階迴轉曲線及磁圓偏振光譜針對 $L1_0$ -FePt/Ni 雙層
膜翻轉行為之探討

Reversal mechanism of $L1_0$ -FePt/Ni investigated by
first-order-reversal-curves and x-ray magnetic circular dichroism

研究生：李一憲

指導教授：曾院介 博士

中華民國一百零三年九月

利用一階迴轉曲線及磁圓偏振光譜針對 Ni/L1₀-FePt 雙層膜
翻轉行為之探討

**Reversal mechanism of Ni/L1₀-FePt investigated by
first-order-reversal-curves and x-ray magnetic circular dichroism**

研究生：李一憲

Student : I-Hsien Lee

指導教授：曾院介 博士

Advisor : Dr. Yuan-Chieh Tseng

國立交通大學
材料科學與工程學系
碩士論文

A Thesis

Submitted to Department of Materials Science and Engineering

College of Engineering

National Chiao Tung University

in partial Fulfillment of the Requirements

for the Degree of

Master

in

Materials Science and Engineering

September 2014

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國一百零三年九月

利用一階迴轉曲線及磁圓偏振光譜針對 Ni/L1₀-FePt 雙層膜 翻轉行為之探討

研究生：李一憲

指導教授：曾院介 博士

國立交通大學

材料科學與工程學系(研究所)

摘要

近來，因磁記錄媒體密度需求不斷提升，具有高垂直磁晶異向性材料被廣泛地研究。含有軟、硬磁層所組成之複合式交換耦合之方式製作具有垂直異向性之磁性膜將能克服在磁記錄媒體在發展上的瓶頸。甚至可以透過調整軟、硬磁層的性質、比例等，達到各種不同的磁性質需求。其中，軟、硬磁層間交互作用力是影響整個磁化翻轉機制的關鍵，而磁化翻轉機制則決定了磁記錄媒體的功能性。因此，能夠提供量測軟、硬磁層連接後的磁化翻轉過程的工具是非常重要的。

本實驗結合了磁圓偏振光譜與一階迴轉曲線技術來探討一系列 Ni/L1₀-FePt 複合式交換耦合媒體之磁化翻轉特性。其中，磁圓偏振光譜能夠探測軟、硬磁層中特定元素所產生的磁貢獻量；一階迴轉曲線則能量測磁化翻轉之分布圖、各種磁相之狀態以及交互作用力的分布情況。

研究結果顯示，在介面處之交互作用將會造成磁區壁難以穿越軟、硬磁層介面，而軟磁層厚度的不同將導致磁區壁穿越軟、硬磁層介面能力的差異。此外，透過翻轉場分布的分析，可從磁滯曲線中分解出各個磁化翻轉步驟，並進一步解釋其物理意義。

本研究結果對軟、硬磁層間交互作用有更深入的了解，並可運用此交互作用進而改變類似結構之材料系統特性，製備未來所需的磁性薄膜。

Reversal mechanism of Ni/L₁₀-FePt investigated by first-order-reversal-curves and x-ray magnetic circular dichroism

Student: I-Hsien Lee

Advisor: Dr. Yuan-Chieh Tseng

Department of Materials Science and Engineering
National Chiao Tung University

Abstract

Magnetic thin films with strong perpendicular anisotropy are intensively studied due to the increasing demand in high-density recording media. Perpendicular magnetic films with an exchange coupled composite (ECC) structure containing soft and hard layers offer the possibilities to satisfy many conflicting requirements in the world of magnetic recording. Especially, its flexibility of tuning the soft/hard layer properties plays as a versatile toolbox that provides all kinds of degree of freedom to achieve that goal. The magnetization reversal is one of the critical mechanisms determining a recording medium's functionality, where the soft-hard layer interactions predominantly drive the whole mechanism. Characterization tools that can precisely monitor the reversal processes in various soft-hard combinations are highly desired in this field. In this study we enlisted a combination of x-ray magnetic circular dichroism (XMCD) and first order reversal curves (FORC) to explore the switching characteristics of a series of Ni/L₁₀-FePt ECC, where XMCD probed magnetic contributions from soft/hard layers with element-specificity, while FORC provided information such as a full mapping of magnetic switching, coexistence of various magnetic natures, and the distribution of interaction field. The study points to strong sensitivity of interfacial interactions to the attendant phenomenon, such as different levels of domain-penetration from soft to hard layers by manipulating one layer through the other. By operating sophisticated switching field distribution (SFD) analyses, we further decomposed the major hysteresis loop into multiple switching components to further expound the physics behind the theme. The results open up opportunities to tailor the properties of similar systems by manipulating the soft-hard interdependency because of a deeper understanding of the subject matter.

致謝

寫到了這一頁，才發現我和充滿回憶的實驗室與身旁的朋友們道別的時候默默的來了，心中充斥著幾年來與大家相處的對話、情景，隨著新生的加入也不時提醒著我是時候要往人生的下個階段前進了。萬分感謝從小到大一路上所有相遇的人，即使只是打聲招呼，因為有各位，才有今天的我。

首先要感謝曾院介老師，在大二那年從材熱開始認識老師，接著是運動上又不謀而合的喜歡籃球，與老師相處起來是一種亦師亦友的關係，在課業以外，老師像是朋友般真心地與我們互動、像親人般關心學生家中的情況，在獎學金申請上也不遺餘力的幫忙，真得很謝謝老師。也謝謝老師願意在專題生和這兩年碩士班期間不辭辛勞的指導以及在參與社團上的支持，讓學生能無後顧之憂的參與校隊的訓練、比賽，讓學生在研究所培養出一個碩士生所需具備的能力，學生會謹記老師諄諄教誨繼續成長。

感謝已經畢業的學長們，阿金、Roger 與老師共同建立起實驗室傳承給我們，總是前人種樹後人乘涼嘛！謝謝你們。

謝謝柏安學長寫出 FORC 程式讓我順利進行我的研究，以及達摩、陽宅三位學長在我有幸與你們認識的期間，在大大小小事情上給我意見、幫忙。

感謝朝堯哥、書睿在我每次報告前，或是數據出現問題時不斷地陪我討論、處理，在研究上遇到的難題總是能有對象討論絕對是我今天能夠順利將論文完成的必要條件之一。謝謝俊超學長在推甄時期帶我走進磁性材料的領域，讓我對磁性開始有了基本的認識，也謝謝學長在我受傷的期間不斷地關心。

謝謝實驗室的學弟妹，啟聖、彥丞、健嘉、阿佩、鈞凱、靖翔、紹華、宥融，帶給我們這麼多活動，讓實驗室在研究之外多了幾分精彩，希望你們在未來在課業、生活上都能順利。

感謝交大材料的同學、學長姐、學弟妹們，在生活上互向照料，一起運動、出遊以及平時課業上的幫忙，還有 MIT 腦洞甄在無數筆記及英文上的協助，我們好室友威辰、孟幃、高調蘇哲、侑勳、譯玄、昭元、孫大媽、168 公分李安哲、鳳梨洪、彥谷...，容忍我在寢室胡作非為，希望我們能夠保持聯絡，未來裡繼續互相砥礪。謝謝靜雯陪伴我度過無數本年曆，不論是開心、難過，都謝謝妳的支持。

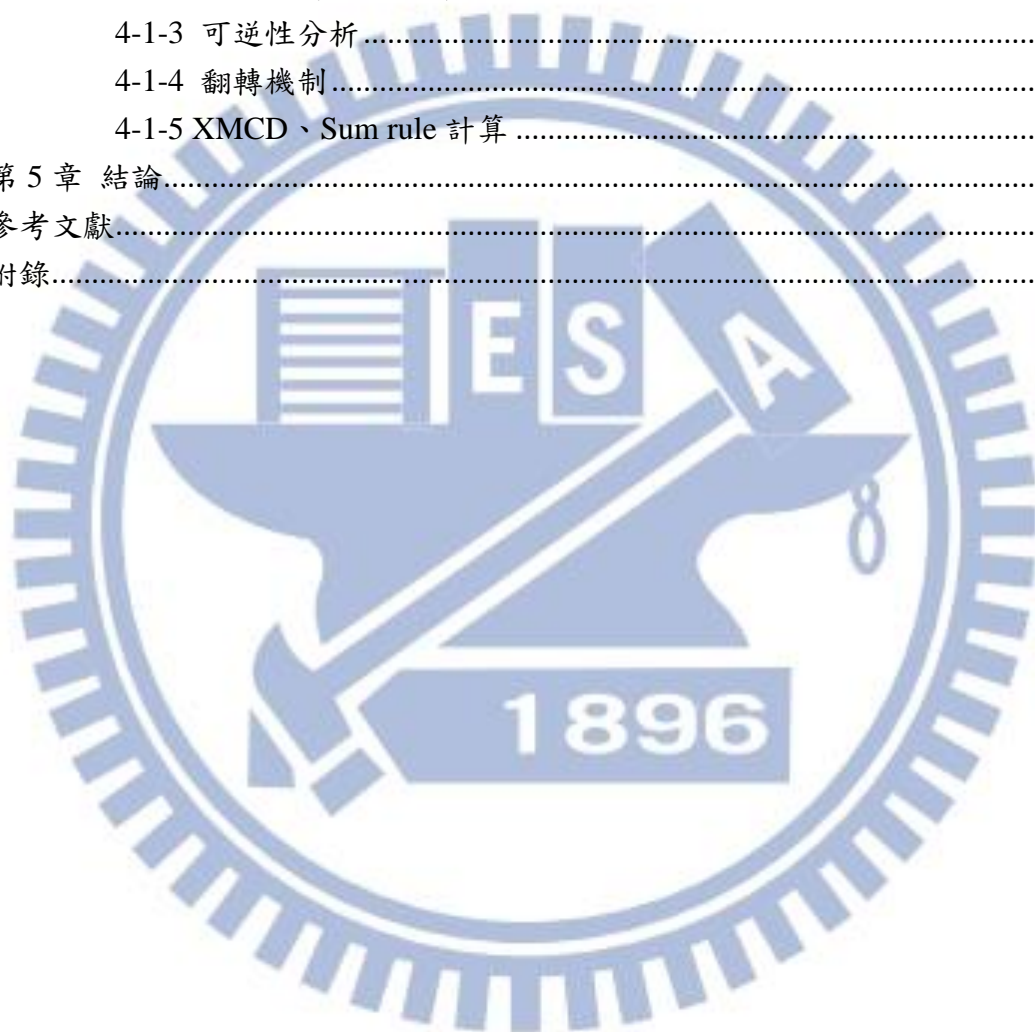
最後必須感謝一路陪我走來的家人，雖然家中經濟狀況不好，你們仍以我和弟弟的需求最優先，給我們最大程度的自由和最好的生活，在我們因為別的事情而煩惱時當我們最強而有力的後盾，謝謝。

這段路上還有許多朋友，原諒我無法一一點名道謝，衷心的祝福以上各位老師、朋友，以及身邊的所有朋友們都能健康、順利。

總目錄

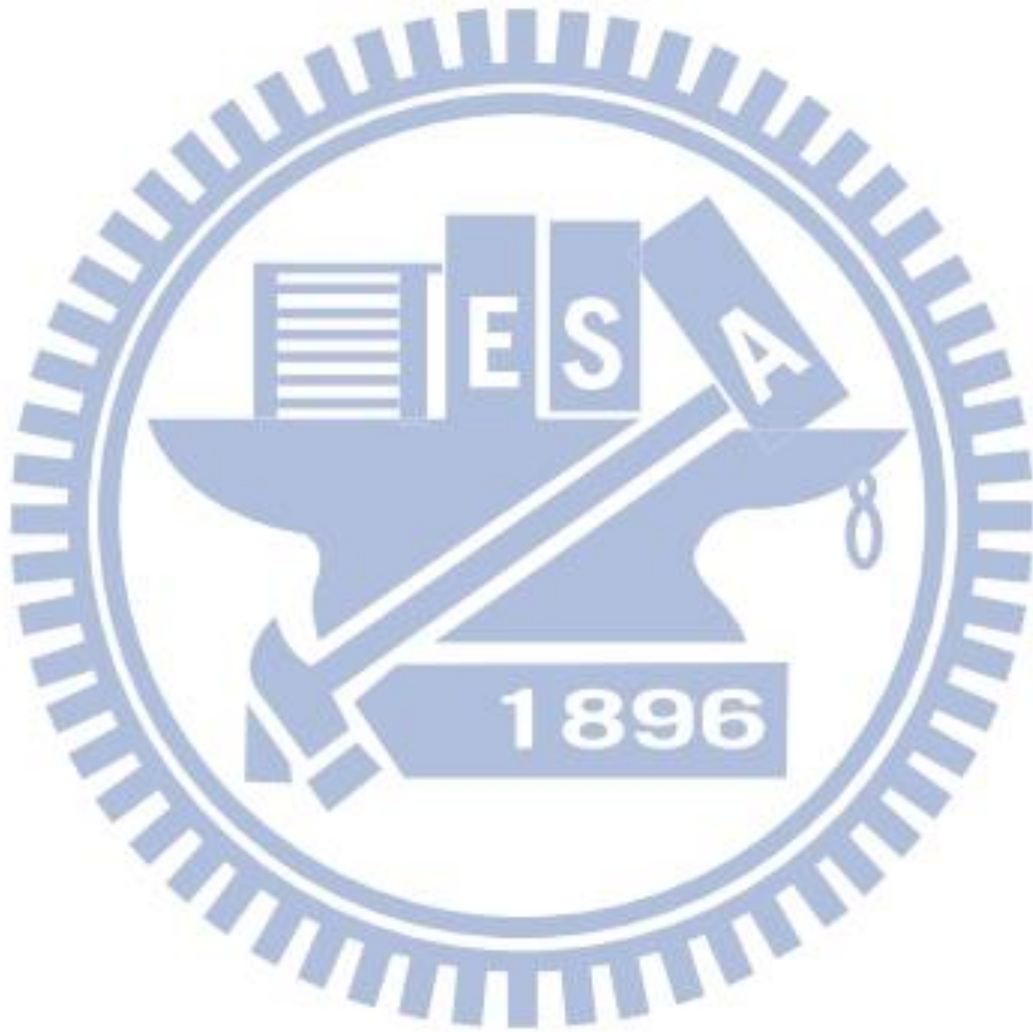
摘要.....	i
Abstract.....	ii
致謝.....	iii
總目錄.....	iv
表目錄.....	vi
圖目錄.....	vii
第 1 章 緒論.....	1
1-1 研究背景.....	1
1-2 研究動機.....	4
第 2 章 文獻回顧.....	5
2-1 L1 ₀ -FePt 發展簡介.....	5
2-2 複合式交換耦合媒體介紹.....	9
Exchange Coupled Composite (ECC) media.....	9
2-2-1 偏角式翻轉媒體(45° tilted media).....	9
2-2-2 Exchange Coupled Composite media.....	13
2-3 X 光吸收光譜學.....	29
(XAS, X-ray absorption spectroscopy).....	29
2-4 磁圓偏振光譜學.....	31
(XMCD, Magnetic circular dichroism).....	31
2-4-1 簡介.....	31
2-4-2 理論原理.....	31
2-4-3 總合法則(Sum rule).....	33
2-5 一階迴轉曲線.....	35
(First Order Reversal Curves, FORCs).....	35
2-5-1 簡介.....	35
2-5-2 基本磁滯子(Basic hysteron).....	37
2-5-3 一階迴轉曲線可逆與不可逆分量.....	39
第 3 章 實驗流程與分析儀器介紹.....	48
3-1 實驗流程圖.....	48
3-2 L1 ₀ -FePt 製程.....	49
3-3 量測及分析儀器介紹.....	49
3-3-1 場發射掃描式電子顯微鏡(SEM).....	49
3-3-2 能量散步光譜儀(EDS).....	50
3-3-3 X 光繞射分析儀(XRD).....	50

3-3-4 振動樣品磁量儀(VSM).....	50
3-3-5 吸收光譜量測(XAS)	52
3-3-6 磁圓偏振光譜量測(XMCD)	54
3-4 可逆性與不可逆性分析	55
第 4 章 結果與討論.....	58
4-1 磁性分析	58
4-1-1 磁滯曲線分析	58
4-1-2 一階迴轉曲線分析	59
4-1-3 可逆性分析	60
4-1-4 翻轉機制	61
4-1-5 XMCD、Sum rule 計算	62
第 5 章 結論.....	83
參考文獻.....	84
附錄.....	88



表目錄

表 1 合金之磁性相關參數表.....	3
表 2 不同軟磁層(FeSiO)厚度對於矯頑磁場、熱穩定性表.....	28



圖目錄

圖 1 水平、垂直式磁紀錄媒體示意圖.....	2
圖 2 交換耦合雙層膜結構示意圖.....	2
圖 3 早期實驗之交換耦合雙層膜結構.....	3
圖 4 FePt 二元合金相圖	7
圖 5 (A) A1 phase (B) L1 ₀ -FePt.....	7
圖 6 磁記錄媒體訊號轉換區示意圖.....	8
圖 7 電子自旋磁矩與軌道磁矩總量示意圖.....	8
圖 8 偏角式翻轉媒體.....	11
圖 9 偏角式翻轉媒體與傳統垂直式磁記錄媒體之磁滯曲線.....	11
圖 10 單一磁晶粒翻轉磁場對寫入場角度作圖.....	12
圖 11 模擬易磁化軸偏移量 3°, 偏角式翻轉媒體與傳統垂直式媒體磁滯曲線 ..	12
圖 12 ECC 示意圖, V 為晶粒體積, K 為磁晶異向能.....	16
圖 13 外加磁場對於記錄媒體夾角能量圖.....	16
圖 14 hs 、 $\Delta EK^2 \cdot V$ 、 ξ 對於 λ 作圖.....	17
圖 15 ECC media 翻轉示意圖(假設 $V_2 = V_1$, $M_2 = M_1$).....	17
圖 16 在不同體積比與 λ 值的情況下, 熱穩定性與翻轉磁場比值(ξ) 的分布 ..	18
圖 17 設 $V_2/V_1 = 1/2$, 不同 M_2/M_1 比值與 λ 值的情況下, 熱穩定性與翻轉磁場 比值(ξ) 的分布	18
圖 18 ξ 對 $\log_{10} K_2/K_1$ 作圖(實線表示 K_1 在垂直方向, 虛現為水平方向).....	19
圖 19 翻轉磁場對於外加磁場與 ECC media 易軸夾角作圖	19
圖 20 殘餘矯頑磁場對於外加磁場與易軸夾角作圖.....	20
圖 21 ECC media 翻轉過程(翻轉磁場 9350 Oe, 外加磁場 9400 Oe).....	20
圖 22 傳統垂直式磁記錄媒體翻轉過程(翻轉磁場 9350 Oe, 外加磁場 9400 Oe)	20
圖 23 單一晶粒(虛線)與多晶粒(實線)之 ECC media 磁滯曲線.....	23
圖 24 多晶粒且具有晶粒間交換偶合力之 ECC media 磁滯曲線	23
圖 25 單一晶粒(左)與多晶粒(右)之 ECC media 示意圖.....	24
圖 26 單一晶粒與多晶粒之 ECC media 磁滯曲線	24
圖 27 非磁層厚度對於矯頑磁場、熱穩定參數作圖.....	27
圖 28 (a) exchange-spring media (b) ECC media (c) exchange-decoupled case.	27
圖 29 MFM images (a) perpendicular media, (b) ECC media (FeSiO = 6.5 nm)	27
圖 30 軟、硬磁層交換耦合媒體磁滯曲線、翻轉流程示意圖(上),	28
圖 31 電子受到左右旋光躍遷到費米能階上的示意圖.....	30
圖 32 鐵在 L-edge 的吸收光譜	30

圖 33 典型的鐵 XMCD 圖譜.....	32
圖 34 由正磁場和負磁場相減所得到鈷的 XMCD 圖譜.....	32
圖 35 在鐵元素中，透過 total XAS 和 XMCD 積分所得到的 pqr 示意圖.....	34
圖 36 在鎳鐵薄膜中，鎳和鐵各自的自旋磁矩和軌道磁矩隨鎳成分變化.....	34
圖 37 一組完整的 FORCs 量測示意圖[56].....	40
圖 38 一條 FORC 示意圖，H 為外加磁場， H_r 為迴轉磁場， M 為磁化量.....	40
圖 39 以 H_a, H_r 為做標軸之一階迴轉曲線分布圖.....	41
圖 40 以 (H_c, H_u) 為做標軸之一階迴轉曲線分布圖.....	41
圖 41 單一磁滯子，受交互作用場 H_u 影響示意圖.....	42
圖 42 以 Discrete Preisach model 來模擬磁滯曲線.....	42
圖 43 FORCs 數據點， 7×7 陣列.....	43
圖 44 以 Relaxed-fit mode 作出之 FORC 分布圖.....	43
圖 45 以 Extrapolated FORCs mode 作出之 FORC 分布圖.....	44
圖 46 基本磁滯子示意圖(a)垂直且可逆態(b)垂直且不可逆態(c)線性且可逆態.....	44
圖 47 垂直可逆態磁滯子，交互作用常數 K_{inter} 為 (a)-500 (b)0 (c)500.....	45
圖 48 垂直不可逆態磁滯子，交互作用常數 K_{inter} 為 (a)-500 (b)0 (c)500.....	45
圖 49 線性可逆態磁滯子，交互作用常數 K_{inter} 為 (a)-500 (b)0 (c)500.....	45
圖 50 無交互作用之單磁區顆粒 FORC 函數分布圖.....	46
圖 51 具交互作用之單磁區顆粒 FORC 函數分布圖.....	46
圖 52 一階迴轉曲線中可逆分量與不可逆分量示意圖.....	46
圖 53 一階迴轉曲線.....	47
圖 54 可逆分量(黑)與不可逆分量(灰)與 H_r 關係示意圖.....	47
圖 55 可逆分量(黑)與不可逆分量(灰)磁滯曲線重建.....	47
圖 56 EDS 量測示意圖.....	51
圖 57 VSM 內部裝置和量測示意圖.....	51
圖 58 螢光式、電子逸出式之量測吸收光譜的方法示意圖.....	56
圖 59 鐵元素中，透過 total XAS 和 XMCD 積分所得到的 pqr 示意圖.....	56
圖 60 磁化分布曲線(虛線-可逆分量，實線-不可逆分量).....	57
圖 61 重建磁滯曲線(虛線-可逆分量，實線-不可逆分量).....	57
圖 63 FP 一階迴轉曲線對應分布圖.....	65
圖 64 FP 一階迴轉曲線分布圖(H_c 、 H_u (or H_b)為座標軸).....	66
圖 65 FP 一階迴轉曲線 3D 圖(H_c 、 H_u (or H_b)為座標軸).....	66
圖 66 FN3 一階迴轉曲線對應分布圖.....	67
圖 67 FN3 一階迴轉曲線分布圖(H_c 、 H_u (or H_b)為座標軸).....	68
圖 68 FN3 一階迴轉曲線 3D 圖(H_c 、 H_u (or H_b)為座標軸).....	68
圖 69 FN7 一階迴轉曲線對應分布圖.....	69
圖 70 FN7 一階迴轉曲線分布圖(H_c 、 H_u (or H_b)為座標軸).....	70

圖 71 FN7 一階迴轉曲線 3D 圖(H_c 、 H_u (or H_b)為座標軸)	70
圖 72 FN12 一階迴轉曲線對應分布圖	71
圖 73 FN12 一階迴轉曲線分布圖(H_c 、 H_u (or H_b)為座標軸)	72
圖 74 FN12 一階迴轉曲線 3D 圖(H_c 、 H_u (or H_b)為座標軸)	72
圖 75 FP 之可逆與不可逆翻轉場分布	73
圖 76 FP 重建不可逆磁滯曲線	73
圖 77 FN3 之可逆與不可逆翻轉場分布以及主磁滯曲線翻轉場分布	74
圖 78 FN3 重建磁滯曲線	74
圖 79 FN7 之可逆與不可逆翻轉場分布以及主磁滯曲線翻轉場分布	75
圖 80 FN7 重建磁滯曲線	75
圖 81 FN12 之可逆與不可逆翻轉場分布以及主磁滯曲線翻轉場分布	76
圖 82 FN12 重建磁滯曲線	76
圖 83 FN7 一階迴轉曲線對應分布圖；插圖為翻轉場分布	77
圖 84 Stoner-Wolff Model 的單軸異向性晶粒	78
圖 85 單一晶粒 two spin model(左)	78
圖 86 磁區壁翻轉示意圖 (上層為軟磁層、下層為硬磁層)	79
圖 87 正規化後不可逆翻轉場分布	79
圖 88 正規化後可逆翻轉場分布	80
圖 89 翻過過程式意圖(FN12)	80
圖 90 Ni 的 XMCD 圖譜(FN3)	81
圖 91 Ni 的 XMCD 圖譜(FN7)	81
圖 92 不同軟磁層厚度之磁區壁比值示意圖、折線圖	82
圖 93 四組試片之矯頑磁場、磁區壁穿越軟、硬磁介面場	82

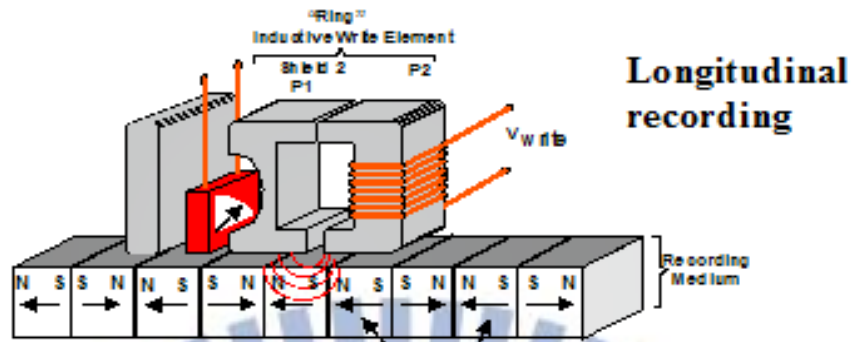
第 1 章 緒論

1-1 研究背景

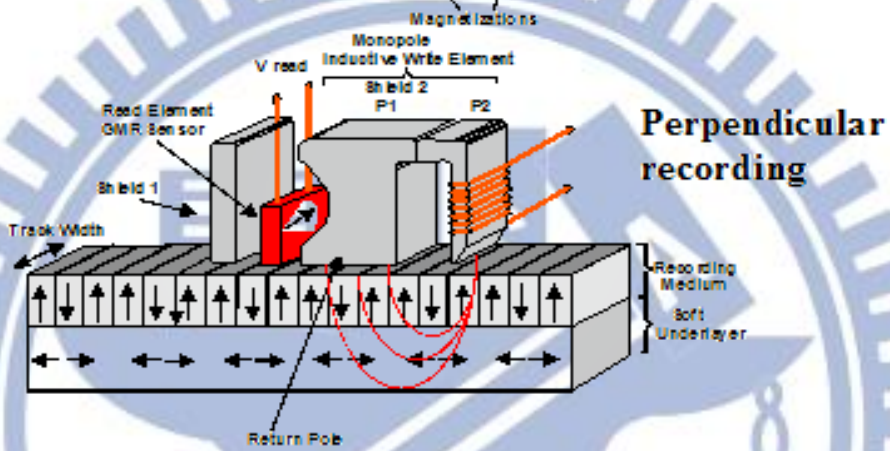
在電腦發展史中，硬碟在儲存資訊上一直扮演著極為重要的角色，而高容量、低成本、高穩定性...等，無疑是我們在硬碟科技中持續追求的項目。而硬碟乃是利用磁性薄膜上磁矩方向在水平或垂直方向上，如圖 1 所示，以兩相反方向作為 0 與 1 之分別，達到儲存資訊之目的地。以往利用水平式磁記錄媒體在水平方向上將磁矩作排列而儲存資訊，隨著需求的提升，人們改為利用垂直式記錄媒體在垂直方向排列磁矩，而有效的提升容量，2006 年以後，以鈷系合金為主的垂直式磁記錄媒體已成為硬碟碟片的技術主流。

近年來為更進一步提升記錄密度($>1\text{TB/in}^2$)，勢必要將記錄單元的體積有效降低，然而體積的下降造成熱穩定性的下降($\text{Thermal stability} \propto K_u V$)，此時以鈷系合金為主的材料因其磁晶異向性的不足，導致「超順磁效應」^[1]的產生，造成資訊遺失的狀況。因 $L1_0\text{-FePt}$ 具有高磁晶異向性($K_u \sim 7 \times 10^7 \text{erg/cm}^3$)、高磁化量及良好的化學安定性，成為最具潛力的磁記錄媒體材料。

但高磁晶異向性材料的導入，將造成資料寫入上的困難，為了克服翻轉磁場過高的困境，而發展出了交換耦合雙層/多層膜結構[2-4]，如圖 2、3 所示，此方式可有效降低翻轉磁場過高的問題，同時維持良好的熱穩定性，儘管已經有許多文獻提出其翻轉方式以極其觀測到巨觀磁化量的下降，並以模擬的方法證實，但其在電子-磁結構變化以及微觀磁性證據上，仍有待研究證實。



Longitudinal recording



Perpendicular recording

圖 1 水平、垂直式磁紀錄媒體示意圖

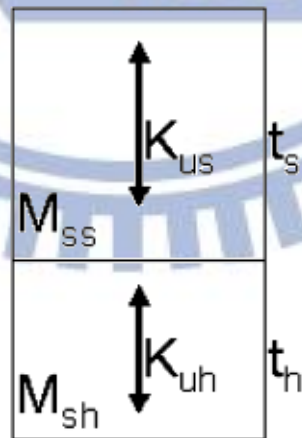


圖 2 交換耦合雙層膜結構示意圖[5]

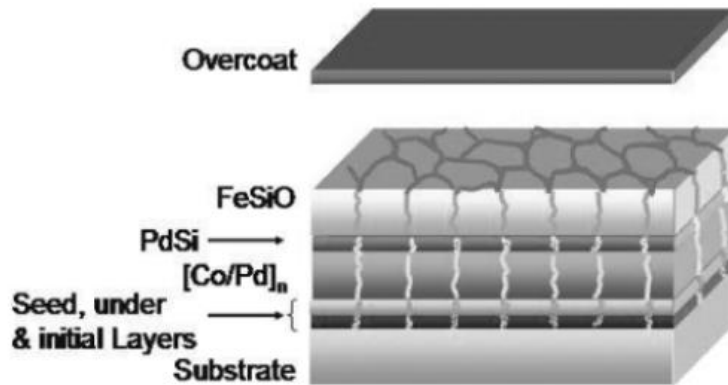


圖 3 早期實驗之交換耦合雙層膜結構
[Co-PdSiO] - hard layer / FeSiO - soft layer[2]

- anisotropy field: $H_K = 2K_u/M_S$;
- domain wall width: $\delta_w = \pi (A/K_u)^{1/2}$
- domain wall energy: $\gamma_w \cong 4 (A \cdot K_u)^{1/2}$
- single particle domain size: $D_C = 1.4 \gamma_w / M_S^2$
- exchange coupling constant $A=10^{-6}$ erg/cm
- minimal stable grain size: $D_p = (60 k_B T / K_u)^{1/3}$ ($\tau=10$ years)

alloy system	material	K_u (10^7 erg/cm ³)	M_S (emu/cm ³)	H_K (kOe)	T_C (K)	δ_w (Å)	γ (erg/cm ³)	D_C (μ m)	D_p (nm)
	CoPtCr	0.20	298	13.7	--	222	5.7	.89	10.4
Co-alloys	Co	0.45	1400	6.4	1404	148	8.5	.06	8.0
	Co ₃ Pt	2.0	1100	36	--	70	18	.21	4.8
	FePd	1.8	1100	33	760	75	17	.20	5.0
L1 ₀ phases	FePt	6.6-10	1140	116	750	39	32	.34	3.3-2.8
	CoPt	4.9	800	123	840	45	28	.61	3.6
	MnAl	1.7	560	69	650	77	16	.71	5.1
rare-earth	Fe ₁₄ Nd ₂ B	4.6	1270	73	585	46	27	.23	3.7
transition metals	SmCo ₅	11-20	910	240-400	1000	22-30	42-57	.71-.96	2.7-2.2

表 1 合金之磁性相關參數表[6]

1-2 研究動機

由於磁記錄媒體對於容量的需求不斷的增加，同時又必須具備足夠的穩定性以及應用上的可行性，因此最具潛力的高磁晶異向性材料 $L1_0$ -FePt，以及利用複合式交換偶合(Exchange coupled composite, ECC)或是彈跳偶合 Exchange spring (ES)的翻轉機制，降低其翻轉磁場過高的限制被大量的研究。利用高磁晶異向性材料作為硬磁層可使磁記錄密度達幾 TB/in^2 [5, 7-9]，對硬碟容量的提升乃是一大利多。儘管翻轉機制以及翻轉磁場的下降已有許多文獻提出，但皆停留在模擬、巨觀磁滯曲線的觀測上，更詳細的研究以及實驗仍然尚缺臨門一腳。

利用實驗室中 VSM 可進行巨觀磁滯曲線量測外，亦可進行一階迴轉曲線(First Order Reversal Curves, FORCs)量測，一階迴轉曲線是利用 Preisach model 為數學理論模型[10]，利用儀器作主磁滯迴圈(Major loop)與次磁滯迴圈(Minor loop)的量測，藉由分析每一條 minor loop 之間的關係，我們可將材料內部隨磁場變化而產生改變的磁矩量測出來，藉此我們可以觀察到隨著外加磁場改變時，內部磁區塊的變化，得知材料內部的訊息。

此外實驗室所熟悉的磁圓偏振圖譜(X-ray Magnetic Circular Dichroism, XMCD)分析，因為其具有元素選擇性，我們可以得知隨著參數變化而發生的改變是由何種元素所貢獻。透過量測不同參數之 ECC media 並觀測其 XMCD 趨勢變化，瞭解在軟、硬磁層介面處所產生的交互作用影響其特殊的電子-磁結構以及對應於不同軟磁層(鎳)膜厚而產生的變化。透過 FORCs 與 XMCD 的分析，我們希望可以以明確的實驗證據能夠證實其翻轉的機制與過程。

第 2 章 文獻回顧

2-1 L1₀-FePt 發展簡介

根據圖 4 之相圖可知，FePt 合金在高溫(770°C)以上，以及降溫後晶格 c 軸壓縮，a 軸拉伸等特性，以往在形狀記憶合金方面曾經被研究過，因此有學者認為若其在快速降溫的過程中有可能發生類似麻鐵散鐵相變化^[11, 12]。

但其後有學者以直流濺鍍方式製備 FePt 薄膜，並予快速退火後，發現序化後之 FePt 具有高磁晶異向能，其易磁化方向是沿著被壓縮之 c 軸，產生強的垂直異向性，是新一代硬碟最具潛力之材料。硬碟發展以來，從水平式磁記錄媒體，如 Co-Ni、CoCr(Pt,Ta)等，演變至垂直式磁記錄媒體，目前垂直式磁記錄媒體主要使用之合金物系為鈷鉑鉻合金，並利用添加氧化物之方式控制其晶粒尺寸，如 Ref.[12]所發表，以上所言皆是以記憶密度的提升為需求，而後，若要更進一步將記憶密度提升，必須將磁記錄層之晶粒尺寸更加縮小，以增加磁記錄密度，並維持好的雜訊比(signal to noise ratio, SNR)，如圖 6 所示，當晶粒尺寸越小，訊號轉換區範圍越小，此時 SNR 較好。但根據 Stoner-Walfarth 模型計算，熱穩定性可由 $K_u V/k_B T$ 之值作為依據，當 $K_u V/k_B T \geq 60$ (V：磁晶粒體積， k_B ：波茲曼常數，T：為凱氏溫度)才能維持 10 年儲存之穩定性，但是以往使用在硬碟中之材料 CoCrPt-oxides 之磁異向能 K_u 值約只有 2×10^6 (erg/cm³)，根據計算當磁記錄密度到了 500 Gb/in²，磁晶粒尺寸需降至 7nm 以下，而若是要求達到 1Tb/in² 以上，鈷系合金在熱穩定性上勢必成為一致命缺點，而 L1₀-FePt 的磁晶異向性能 K_u 約為 7×10^7 (erg/cm³)，易磁化方向為沿 c 軸之垂直膜面方向，具有相當好的垂直異向性，若是以 L1₀-FePt 作為硬碟之材料，磁記錄單元體積約可縮小十倍。

在 FePt 的製備上，初期大多以單晶基板，如：MgO、Si 等，以異質磊晶方式形成具有(001)優選方位的 FePt 薄膜[13, 14]，然而若以做為商用硬碟為考量，單晶基板價格過高勢必會造成量產上的困難，因此 Chen 等人[15]參考以 Co 沉積於 Cr 底層產生特定方向織構[16]，利用摻雜 Ru 進 Cr 層調整晶格常數，使具有(001)特殊織構之 CrRu 底層的(110)面間距和 FePt 之晶格常數互相匹配，以類似磊晶之方法製備出有(00L)優選方位之 FePt 薄膜，但由於 Ru 也並非常見金屬，在商業應用上仍需有成本考量，因此，此種方法在應用成本上尚需評估。而在 2007 年，Lai 等人[17]以超薄 Fe 與 Pt 膜層交互沉積在 SiO₂/Si 基板上，並以快速熱處理製程，成功製備具(00L)優選方向之 FePt 薄膜，使 FePt 在未來作為磁記錄媒體材料的成本大大降低。除此之外，有其他學者在非晶玻璃基板上形成(00L)織構之 FePt 薄膜，以序化造成之應變和平行膜面之應變造成的影響，做出詳盡的解釋[18]，亦有學者提出形成有序薄膜對於先前應力之關係[19]。

其次，初鍍上基板之 FePt 膜為一介穩的 FCC 結構，必須透過高溫處理，使 FePt 有足夠動能跨越序化所需的能障，而其序化溫度又須視基板而定，以 MgO 單晶基板為例，序化溫度即需 500°C，而對於非晶基板則需要更高的退火溫度，這對於製備高記憶密鍍磁記錄媒體而言，實為不利之因素，因此有許多研究透過添加第三元素，如：Ag、Au、Cu[20]等和 Fe、Pt 不易互溶之金屬元素有明顯之成效。其中 Ag 原子的添加，能最有效地降低序化所需溫度，因其退火過程中，Ag 和 Fe 與 Pt 不易互溶之特性，在 FePt 晶粒成長過程中，會將 Ag 原子排斥之晶界處，使得 FePt 中空隙數目大量提升，序化容易進行，使序化溫度下降[21]。

然而，不考慮成本上之因素，目前以 FePt 作為磁記錄媒體上仍有一大困難需要克服，因其良好的磁晶異向性，導致 FePt 製程之磁碟，因寫入訊號所需之寫入磁場(write field)過大，導致現有的磁頭無法紀錄資料，此即現今提升磁記錄密度的三難現象(trilemma)[1]。因此複合式交換耦合(ECC)和彈跳耦合(ES)記錄媒體是目前提出解決寫入磁場需求過高以及商用化最可行之方式[22-24]。目前已有學者提出水平磁晶異向性(Fe,Co)/SmCo 磊晶薄膜[25]、粒狀 Co/L1₀-CoPt ECC 薄膜[26]、垂直異向性薄膜 Fe/L1₀-FePt ECC 薄膜[27]以及 FeAu/FePt ECC 薄膜[28]，皆是以實驗方式以軟、硬磁層之交換耦合(ECC)或彈跳耦合(ES)雙層膜來探討 FePt 之矯頑磁場之變化，也有學家以理論方式計算並配合實驗證實隨著軟磁層厚度增加會使整體矯頑磁力下降的現象[27, 29, 30]。

FePt 合金鍍上基板時為一非序化結構，兩者比例約為 1:1，以面心立方堆積(Face Center Cubic, FCC)的方式存在，其中 Fe 以及 Pt 原子在晶格中隨機排列，如圖 5-(A)，此時晶格長數約為 0.3841nm，經過快速退火降至室溫後，發生序化現象，此時 c 軸壓縮導致晶格常數變為 0.3735nm，a 軸拉伸，晶格常數變為 0.3905nm，形成一層 Pt 一層 Fe 原子交錯排列的超晶格結構，如圖 5-(B)。

在玻璃基板鍍上 FePt 薄膜時，會因玻璃基板與 FePt 介面導致 FePt 中產生應力，經適當的快速退火溫度以及時間後，內部應力會使 FePt 產生(001)優選方位的序化，導致 c 軸壓縮，a 軸拉伸，形成 L1₀-FePt 超晶格結構。此超晶格結構為一層 Fe 原子，一層 Pt 原子排列，而此兩種原子間有微量的半徑差異(Fe = 0.124 nm 且 Pt = 0.139 nm)，磁性的來源是由於電子的自旋磁矩(spin moment)以及軌道磁矩(orbital moment)互相的耦合結果，如圖 7，而電子公旋軌道與結構息息相關，使得序化之 L1₀-FePt 具備相當高的磁晶異相能，矯頑磁力 H_c、磁能積 BH_{max} 使其在高密度磁紀錄媒體、微機電磁場偏向原件材料等方面，成為極具潛力的材料[19]。

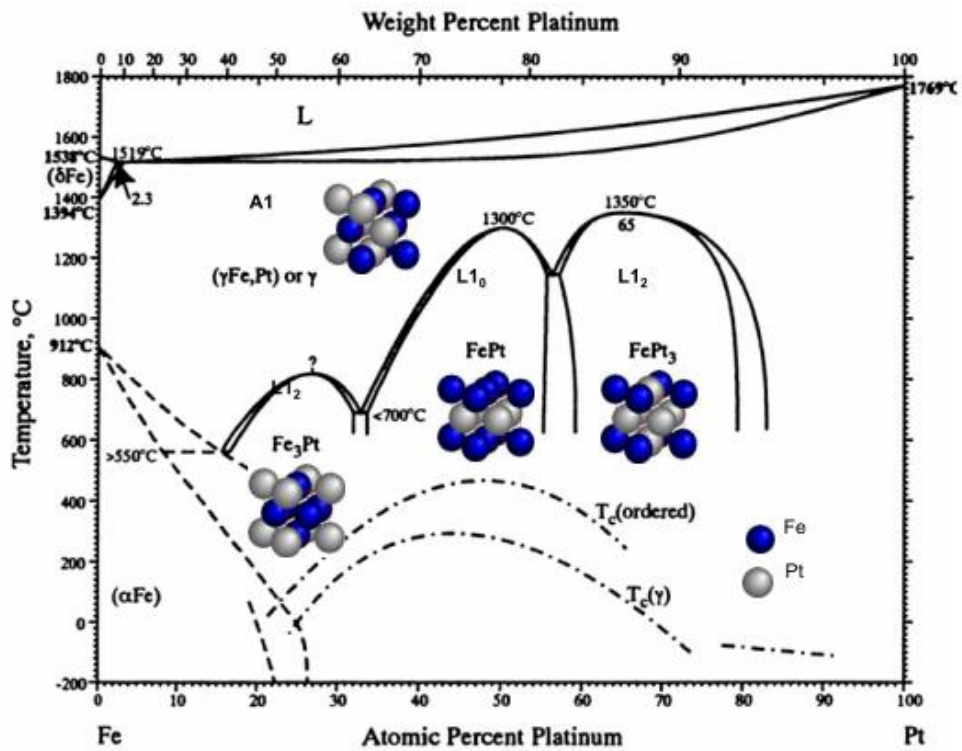


圖 4 FePt 二元合金相圖[19, 31]

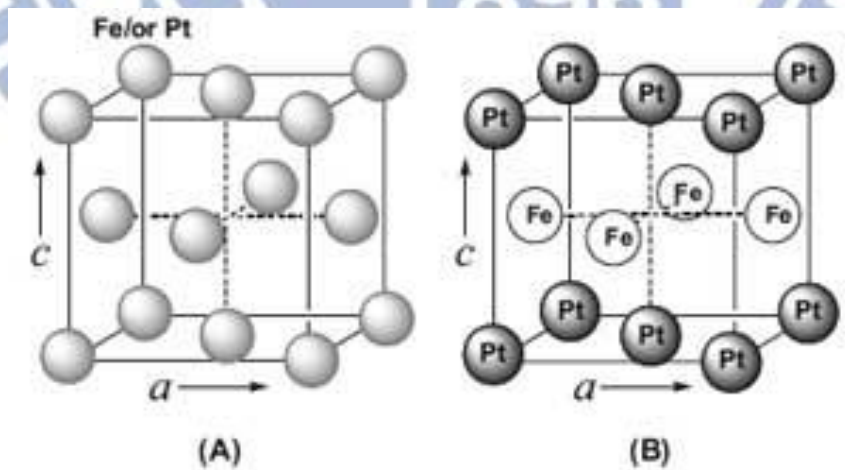


圖 5 (A) A1 phase (B) L10-FePt

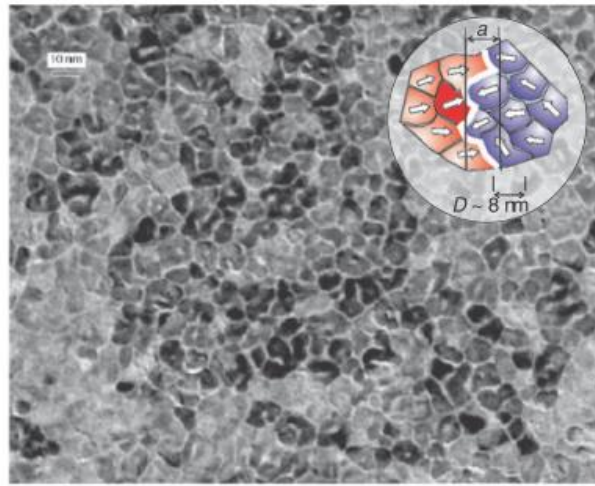
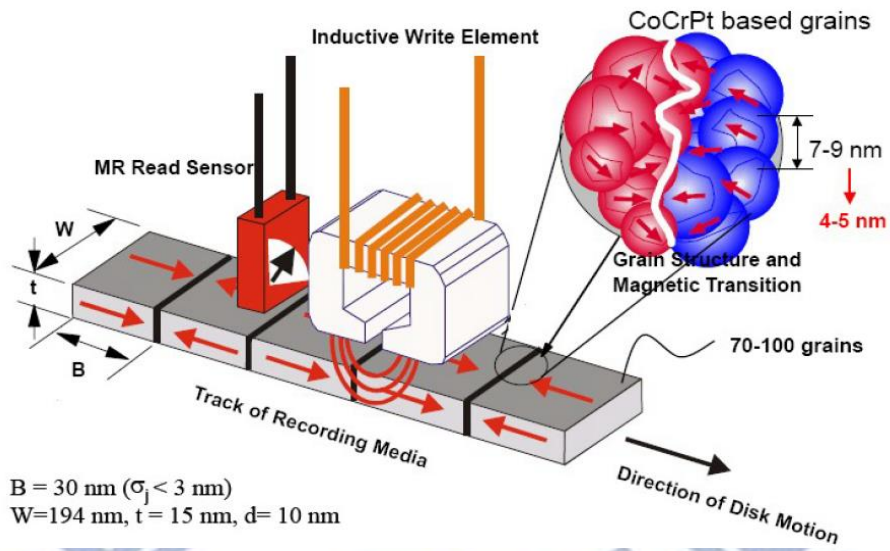


圖 6 磁記錄媒體訊號轉換區示意圖[32, 33]

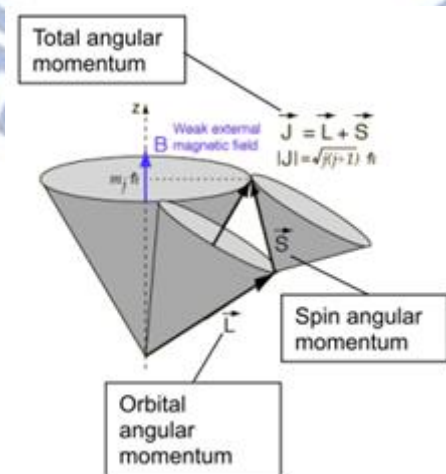


圖 7 電子自旋磁矩與軌道磁矩總量示意圖

2-2 複合式交換耦合媒體介紹

Exchange Coupled Composite (ECC) media

2-2-1 偏角式翻轉媒體(45° tilted media)

如上一節所介紹，為了更進一步的提升磁記錄媒體密度將晶粒尺寸縮小將會產生超順磁效應，熱擾動($k_B T_{300}$)將有機會克服磁矩轉動能障($\Delta E = K_u V$)，使得特定體積 V 的磁矩轉向。根據 Stoner-Wohlfarth theory (SW) 討論，將磁晶異向能 K_u 提升能補償磁晶粒尺寸降低所失去的熱穩定性，但是會導致矯頑磁場大量上升，而硬碟中寫頭所能提供磁場將無法記錄資料。然而，相較於提高寫頭之寫入磁場，若是我們能將磁碟記錄層之翻轉磁場降低，並使之維持良好的熱穩定性，似乎是比較可行的方法，若是以熱穩定性和磁記錄媒體的翻轉磁場相除之比值來探討如下式[34]：

$$\xi = 2\Delta E / (H_s \cdot M_s \cdot V) \quad (1)$$

ΔE 為熱穩定性， $H_s \cdot M_s \cdot V$ 分別是磁記錄媒體的翻轉磁場、飽合磁化量、體積，若是能將此比值有效的增加，即可同時得到好的熱穩定性及足夠低的翻轉磁場，解決在熱穩定性和寫入性上的困境。在先前研究中，以有科學家推出在垂直異向性記錄媒體上，此比值為 1[35]，在 45° 偏角式翻轉媒體(45° tilted media)上，比值可達到 2，表示在此媒體上可將翻轉磁場降為一半並且維持相同的熱穩定性。

偏角式翻轉媒體(45° tilted media)的概念曾在 1997 年就被提及過[36]，當時學者已提出未來磁記錄媒體之需求以及困境，在 2000 年有學者做出 metal evaporated (ME) tape recording 的水平式偏角式翻轉媒體[37]，2002 年 Kao 等人[35] 將偏角式翻轉媒體應用在垂直式磁記錄媒體上，並與傳統垂直式磁記錄媒體做了詳細的比較，如圖 8 所示，他們將媒體之易軸方向傾斜一個角度(約 45°)，但磁性晶粒仍維持在垂直方向，事實上磁晶粒在易磁化方向上是有一小角度分布，於此，他們在模擬上將易磁化軸分別給予 $\delta_\theta = 2^\circ, 4^\circ, 6^\circ$ 的值(δ_θ 為在易磁化軸上的偏移量)，所得出的磁滯曲線如圖 9，發現在偏角式翻轉媒體中的矯頑磁場 $H_c \approx 0.51H_k$ ， H_k 為飽和所需磁場，而傳統垂直式磁記錄媒體約為 $H_c \approx 0.8H_k$ ，在兩種媒體中，值得注意的是在方正性(squareness)上隨著易軸偏移量的增加而下降，但此狀況偏角式翻轉媒體所受到的影響較小。

在以上的結果中發現，磁晶粒的翻轉磁場符合 Stoner–Wohlfarth 理論模型所提出，在單一均勻分布磁晶粒中的翻轉磁場如下式[38]：

$$h_{sw}(\theta) = \frac{1}{(\cos^{\frac{2}{3}}(\theta) + \sin^{\frac{2}{3}}(\theta))^{3/2}} \quad (2)$$

$h_{sw} = \frac{H_{sw}}{H_k}$ ， θ 是易軸方向與外加磁場的夾角，透過此式可得出磁晶粒之翻轉磁場與外加磁場的角度關係，如圖 10，一般而言，傳統磁紀錄媒體在寫入和再次寫入時大致上與磁晶粒易磁化軸夾角約為 5° 及 12° ，雖然此舉也降低了磁記錄媒體之翻轉磁場，但其方正性也會隨之降低，影響磁記錄媒體的品質。在圖 11 中，模擬了易軸偏移量 3° ， $\frac{M_s}{H_k} = 0.02$ ， $\frac{H_{ex}}{H_k} = 0.05$ 進行模擬之磁滯曲線，發現以下結果：

- (1) 偏角式翻轉磁記錄媒體之 $H_c \approx 0.51H_k$ ，而傳統垂直式磁記錄媒體 $H_c \approx 0.8H_k$
- (2) 偏角式翻轉磁記錄媒體之再寫入時的磁場 $H_{ow} \approx 0.67H_k$ ，傳統垂直式磁記錄媒體 $H_{ow} \approx 0.125H_k$
- (3) 在偏角式翻轉磁記錄媒體中，翻轉過程時成核點 $H_n \approx 0.4H_k$ ，在傳統式垂直磁記錄媒體 $H_n \approx 0.6H_k$ 。

以上這些結果使得偏角式翻轉磁記錄媒體在未來超高密度磁記錄媒體的應用上奠定了基礎。偏角式翻轉媒體所使用的理論基礎可說式複合式交換耦合媒體的前身，然而，在偏角式翻轉磁記錄媒體的製備上，相對於複合式交換耦合磁記錄媒體來得困難，因此往後的發展也都注重於複合式交換耦合磁記錄媒體上。

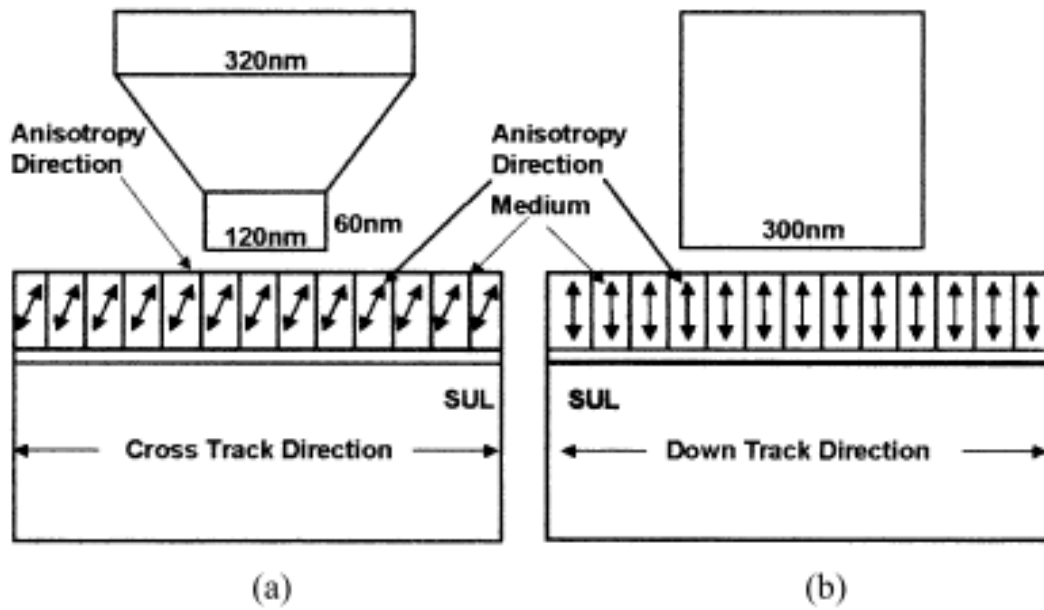


圖 8 偏角式翻轉媒體[35]

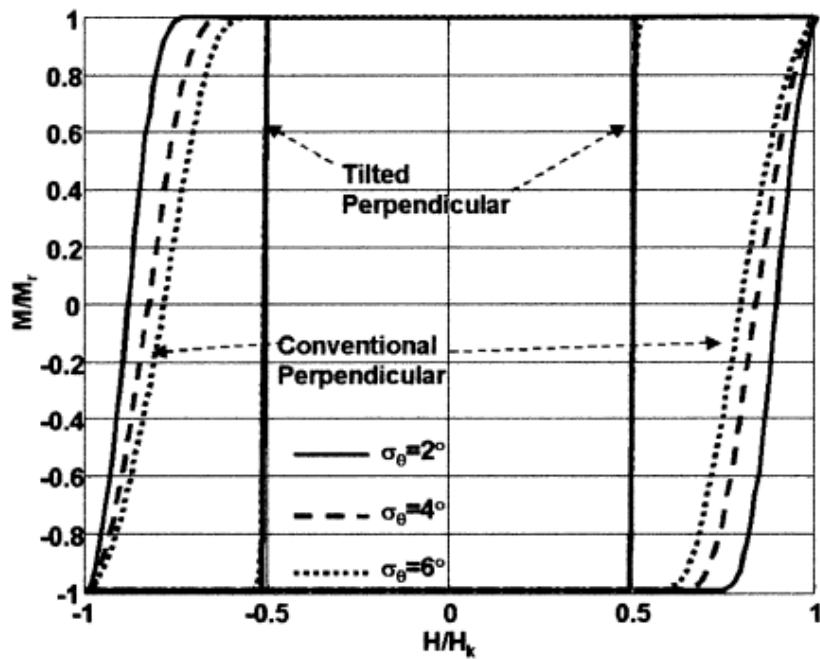


圖 9 偏角式翻轉媒體與傳統垂直式磁記錄媒體之磁滯曲線[35]

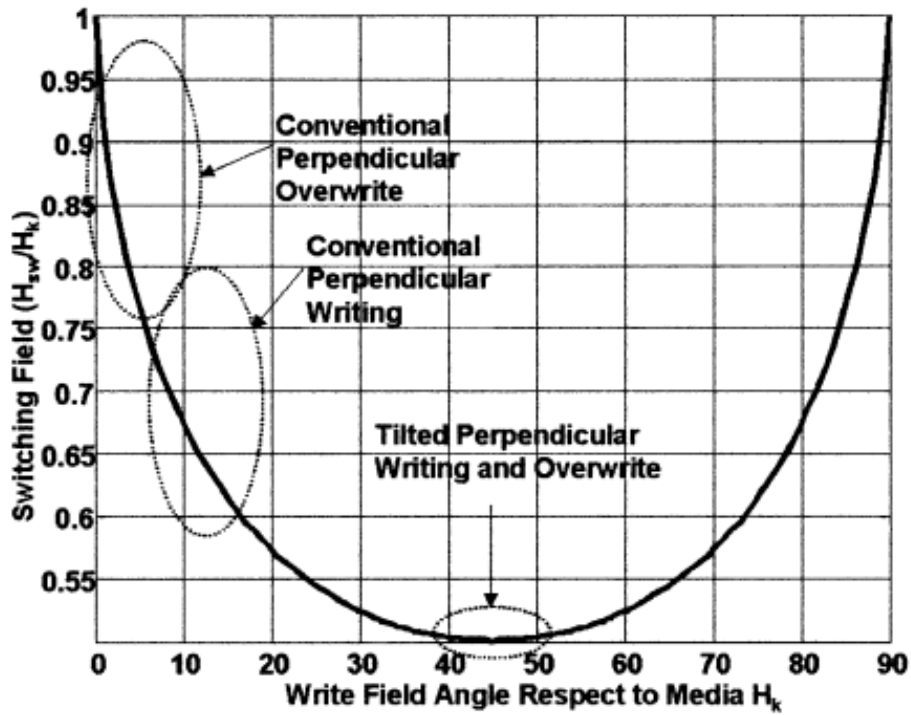


圖 10 單一磁晶粒翻轉磁場對寫入場角度作圖[35]

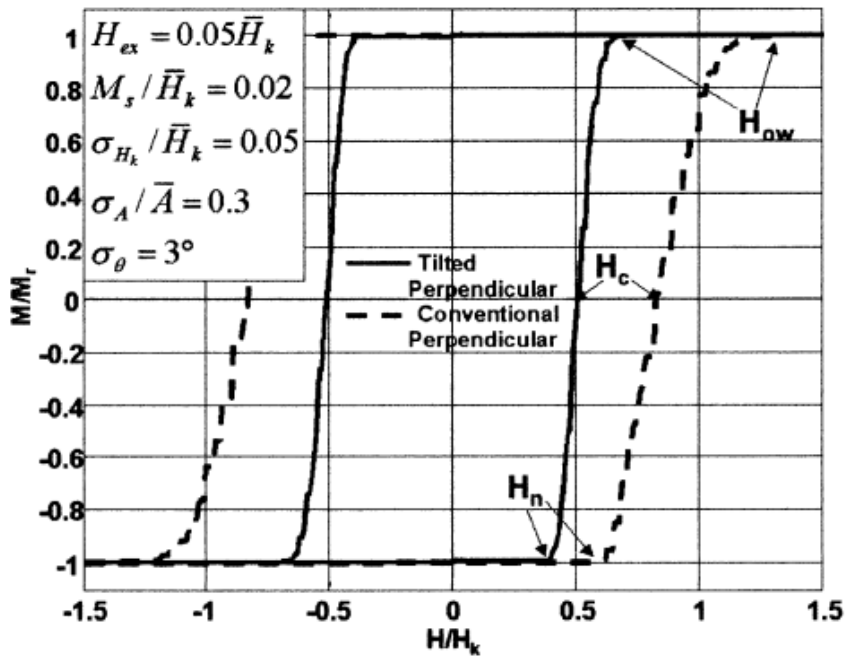


圖 11 模擬易磁化軸偏移量 3° ，偏角式翻轉媒體與傳統垂直式媒體磁滯曲線
(插圖資料為模擬參數)[35]

2-2-2 Exchange Coupled Composite media

在 2005 年，R. H. Victora 等人提出 ECC media[34]，ECC media 為兩種磁相連接，一為有在垂直方向有強垂直異向性(high K_u)之硬磁相，另一部分則是在任意方向有弱異向性(low K_u)的軟磁相，在製造上，ECC media 會比偏角翻軟式媒體來的容易，往後製造超高密度磁記錄媒體上也較為可行[39]。事實上，當時的研究乃是先利用兩硬磁層，上層為易軸方向為垂直方向，下層易軸為水平方向之磁性層，如圖 12 左圖，其總能可用下式表示：

$$E_t = -J_{ex} \cos(\theta_2 - \theta_1) + K_2 \sin^2 \theta_2 \cdot V_2 + K_1 \cos^2 \theta_1 \cdot V_1 + M_2 H \cos \theta_2 \cdot V_2 + M_1 H \cos \theta_1 \cdot V_1 \quad (3)$$

M_2 和 M_1 為上、下層的飽和磁化量， θ_2 和 θ_1 為 M_2 和 M_1 與外加磁場 H 的夾角， V_2 和 V_1 分別表示上下兩層的體積， J_{ex} 則為上下兩層間的交換耦合常數，事實上，翻轉磁場可以藉由對上式作二次微分取得，但此方式較為困難，因此 Victora 等人利用數值分析將能量對於 θ_2 和 θ_1 在有外加磁場的狀況下做出分布圖進行比較，如圖 13，如果，在外加磁場($H=0$)時，能量對於角度的分布圖將有兩能量最低點(0,0)和(π, π)，並且能量分布對稱，表示在外加磁場 $H=0$ 時，兩種晶粒磁矩的穩定態為向上或是向下的。假設我們給一向下的外加磁場，則原本的能量最低點(0,0)的位置開始移動的話，則表示 M_2 和 M_1 開始朝著外加磁場方向開始移動，而翻轉磁場 H_s 則是發生在，當原先(0,0)之最低點位置消失，只剩下(π, π)最低點位置存在時，如圖 13 所示。此外，在[34]中亦指出，若是增加 K_2/K_1 的值可有效提升熱穩定性(能障)對於翻轉磁場的比值 ξ ，當 K_2/K_1 約為 1， ξ 約為 1.2，當 K_2/K_1 趨近於無限大，則 ξ 趨近於 2，因此 Victora 等人將上下磁層之磁晶異向能 K 做了改變，使上層為 high K 的硬磁層，下層為 low K 的軟磁層，如圖 12 右圖所示，為了簡化其餘問題，假設 $V_2 = V_1$ ， $M_2 = M_1$ ， $K_1 = 0$ ，則(3)式可簡化為

$$E_t = -J_{ex} \cos(\theta_2 - \theta_1) + \frac{1}{2} K_2 \sin^2 \theta_2 \cdot V + \frac{1}{2} M H (\cos \theta_2 + \cos \theta_1) V \quad (4)$$

$V = V_2 + V_1$ ，為總磁晶粒的大小，若將 $J_{ex}/K_2 V$ 定為 λ ， $MH/2K_2$ 定為 h ，可再將(4)式修改為

$$\frac{E_t}{V \cdot K_2} = -\lambda \cos(\theta_2 - \theta_1) + \frac{1}{2} \sin^2 \theta_2 + h(\cos \theta_2 + \cos \theta_1) \quad (5)$$

則熱能障：

$$\Delta E = \frac{1}{2} K_2 \cdot V \quad (6)$$

利用先前所述於圖 13 的變化，發現當 $\lambda = 0.38$ 時，一般化後(normalized)的最小的翻轉磁場值 $h_s = 0.3$ ，並假設 $V_2 = V_1$ ， $M_2 = M_1$ ，將 h_s 、 $\frac{\Delta E}{K_2} \cdot V$ 、

$\xi = \frac{2\Delta E}{(K_2 \cdot V \cdot h_s)}$ [34]對於 λ 作圖，如圖 14，可以發現在 λ 約為 4 時，會有最好的熱穩定性與翻轉磁場比值，以及最低的翻轉磁場，而 λ 為交換耦合常數、磁晶異向能、磁晶粒體積的函數。

ECC media 在起初施加外加磁場時，先使軟磁層中磁矩翻動，藉由軟、硬磁層間的交換偶合力，改變了硬磁層所受到的有效磁場，翻轉過程，如圖 15 所示。

2-2-2-1 ECC media 中，考慮不同體積比 V_2/V_1

以上所提及在複合式交換耦合材料中的特性，是假設在 $V_2 = V_1$ ， $M_2 = M_1$ 的前提下，為了提升交換偶合力，仍假設 $M_2 = M_1$ ，將 V_2/V_1 的比值作改變後在進行比較，因軟磁層所交互偶合力與 V_2/V_1 的比值成反比，因此將體積比降低將有助於交換場的增加，進而減低翻轉磁場。圖 16 為不同體積比與 λ 的狀況下， ξ 的分布圖，可得知在體積比 V_2/V_1 約為 0.1， λ 為 0.12 時，有最好的 ξ 值，並且發現 ξ 與 λ 之間的關係較不敏感。

2-2-2-2 ECC media 中，考慮不同磁化量比 M_2/M_1

此外，我們尚需考慮軟硬磁層間磁化量的比值，在考慮不同磁化量比值時，我們將體積比 V_2/V_1 設定為 1/2，若照前一小節所述，將 V_2/V_1 設為 0.1 來考量，會使得硬磁層的晶粒大小 V_2 過低，導致需要更高的磁晶異向能材料來維持一定的熱穩定性，並且也較難在實際實驗上做出，因此將體積比設為 1/2，改變 M_2/M_1 的比值作探討，結果如圖 17，在 $M_2/M_1=0.2$ ， $\lambda = 0.45$ ， ξ 可達到 1.95，此處 $M = (M_2V_2 + M_1V_1)/(V_2 + V_1)$

2-2-2-3 ECC media 中，考慮不同磁晶異向能比 K_2/K_1

先前的模擬計算中，暫時假設 $K_1 = 0$ ，但實際上 K_1 的值應該納入考量，因此 Victora 等人也在此針對 K_1 的值進行模擬，假設 K_1 可能為垂直或者是水平膜面，並且 $V_2/V_1 = 1/2$ ， $M_1 = 1000 \text{ emu/cm}^3$ ， $M_2 = 200 \text{ emu/cm}^3$ ， $K_2 = 2 \times 10^7 \text{ erg/cm}^3$ (L1₀-FePt 約 $7 \times 10^7 \text{ erg/cm}^3$)， $J_{ex}/V = 9.0 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ ，模擬結果如圖 18， K_2/K_1 比值約為 1~10 時， ξ 有大幅度的改變，當兩者已經相差太多時，對於 ξ 則趨於平緩。此外，軟磁層採用一垂直異向性薄膜所給予的熱穩定性相較於水平異向性薄膜來得要更好，這是因為垂直異向性薄膜翻動所需的能量較高，因此，在應用上，我們可將 K_2/K_1 的比值盡可能的調配至小於 1/10，但仍須注意先前所提及的體積、和磁化量比值等參數的調整。

2-2-2-4 ECC media 中，易磁化軸的偏移對於翻轉磁場影響

先前已經提過，在 ECC media 中的翻轉是採用類似於偏角式翻轉媒體的機制，將外加磁場與易磁化軸偏移小角度，可使媒體翻轉磁場有效降低，在這裡 Wang 等人[2]也做出了相關的研究，如圖 19、20，可發現在傳統垂直式磁記錄媒體中[5, 34]，外加磁場角度約從 0° 偏移至 1° 就會使翻轉磁場下降好幾個百分比，這種狀況將會造成翻轉磁場分布變廣，媒體中轉換區範圍提升，導致 SNR 的上升[40]，而 ECC media 對於外加磁場與易磁化軸的偏移角度在 $0^\circ \sim 20^\circ$ 間幾乎沒有影響，此外，透過圖 13 之能量變化發現，ECC media 翻轉磁場約為 9350 Oe，而透過同樣參數，假設傳統垂直異向性薄膜磁化量 $M = 733 \text{ emu/cm}^3$ ， $K_u = 0.67 \times 10^7 \text{ erg/cm}^3$ ，翻轉磁場約為 $2K_u/M = 18280 \text{ Oe}$ ，ECC media 翻轉磁場約為垂直異向性膜層的一半，因此高磁晶異向能材料將可透過此方式用於製備超高密度磁記錄媒體，並且對於外加磁場角度偏移較穩定能維持良好的訊號。

2-2-2-5 ECC media 翻轉時間探討

利用 Landau-Lifshitz-Gilbert equations 可以用以計算磁矩在固定外加磁場下翻轉的時間，並且符合以上所提出的 ECC media 模型，如下式所示：

$$d\vec{M}/dt = \frac{\gamma}{1+\alpha^2} \vec{M} \times \vec{H} + \frac{\alpha\gamma}{1+\alpha^2} \hat{M}(\vec{M} \times \vec{H}) \quad (7)$$

H 為外加磁場、磁晶粒交換場之總和， M 為一空間向量， γ 為旋磁比，約為 $1.76 \times 10^7 \text{ Gs}$ ， α 約為 0.2， $\Delta t = 1 \times 10^{-13} \text{ s}$ ， $V_1 = 2V_2$ ， $M_1 = 5M_2$ ， $\lambda = 0.45 K_2$ ，計算結果如圖 21，當 θ_1 到達一定值時，軟磁層 M_1 翻轉速率較硬磁層 M_2 來得快，

當由軟磁層所提供的磁扭矩 H_{ex} 以及外加磁場所提供的總和超過硬磁層的翻軟磁場時，會發現 M_1 和 M_2 共同大量的翻轉至另一穩定方向。此外，為將 ECC media 和傳統垂直式媒體進行比較，假設兩者之翻轉磁場大小相等(9350 Oe)，外加磁場為 9400 Oe，計算結果如圖 22，相較之下，可知 ECC media 除了能提供較好的熱穩定性與翻轉磁場比 ξ ，在外加磁場偏角的狀況以及翻轉速度上也都有較好的表現。

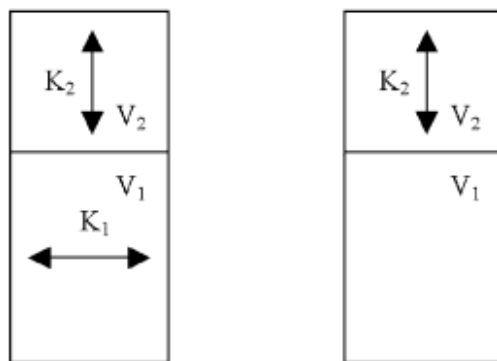


圖 12 ECC 示意圖， V 為晶粒體積， K 為磁晶異向能[34]

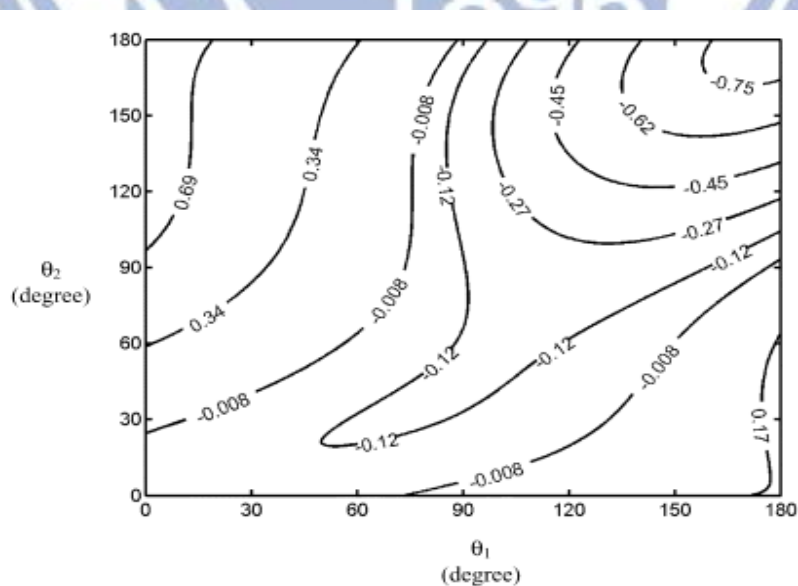


圖 13 外加磁場對於記錄媒體夾角能量圖[34]

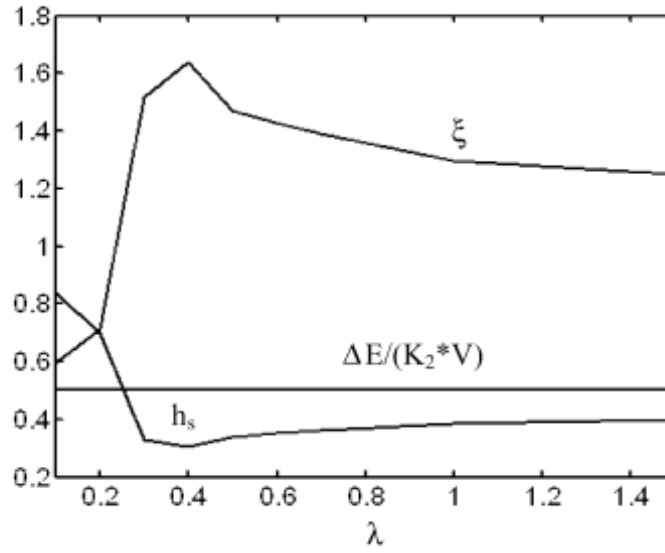


圖 14 h_s 、 $\frac{\Delta E}{K_2} \cdot V$ 、 ξ 對於 λ 作圖[34]

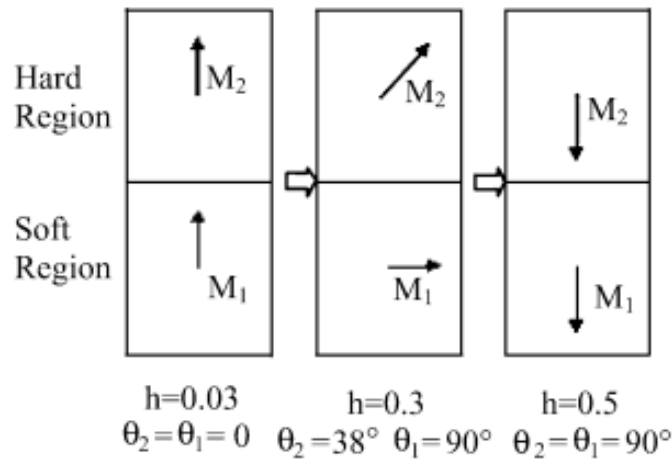


圖 15 ECC media 翻轉示意圖(假設 $V_2 = V_1$, $M_2 = M_1$)[34]

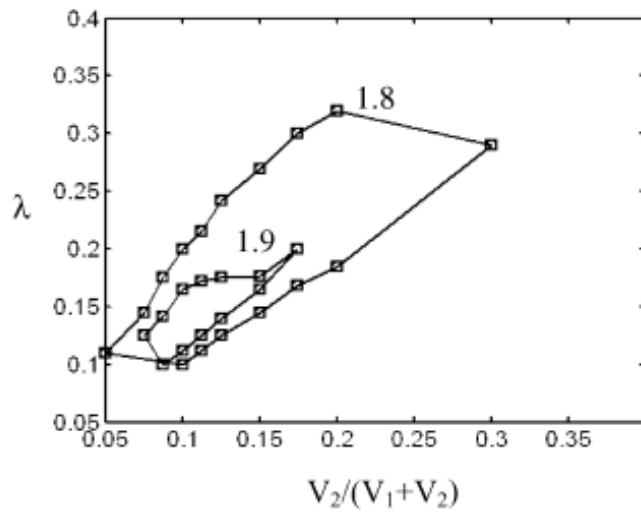


圖 16 在不同體積比與 λ 值的情況下，熱穩定性與翻轉磁場比值(ξ) 的分布[41]

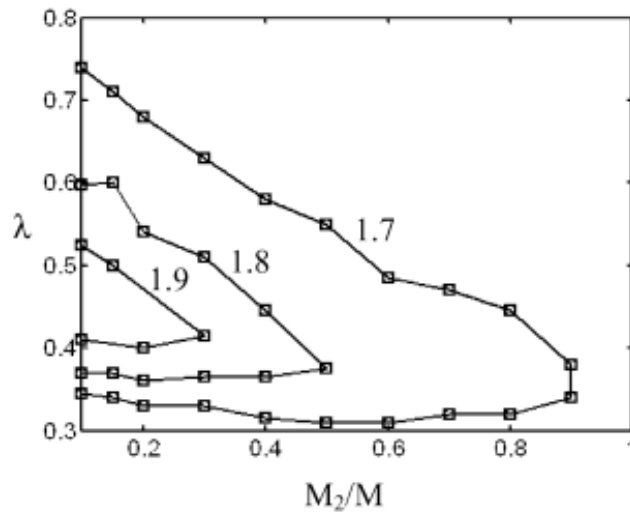


圖 17 設 $V_2/V_1 = 1/2$ ，不同 M_2/M_1 比值與 λ 值的情況下，熱穩定性與翻轉磁場比值(ξ) 的分布[41]

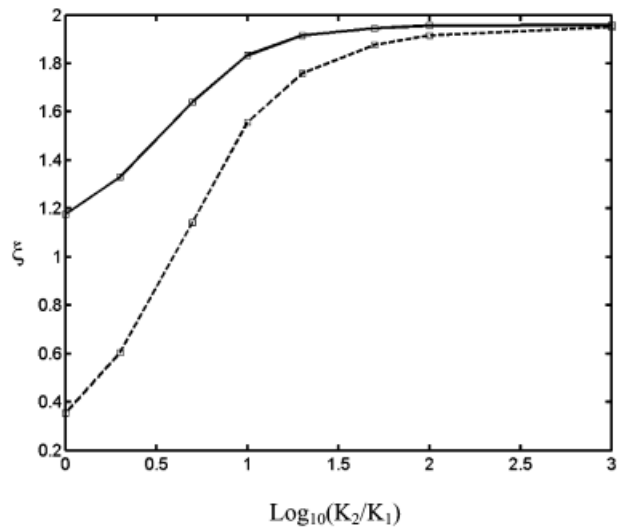


圖 18 ξ 對 $\log_{10} K_2/K_1$ 作圖(實線表示 K_1 在垂直方向，虛現為水平方向)[34]

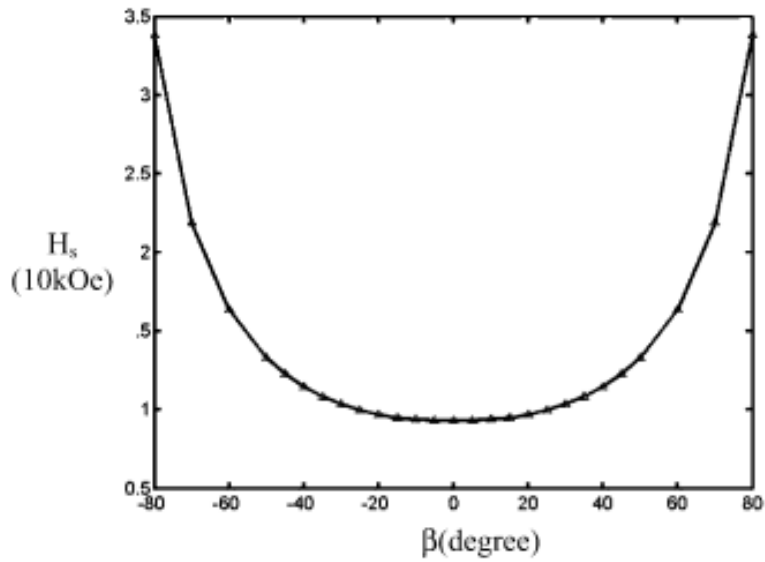


圖 19 翻轉磁場對於外加磁場與 ECC media 易軸夾角作圖[34]

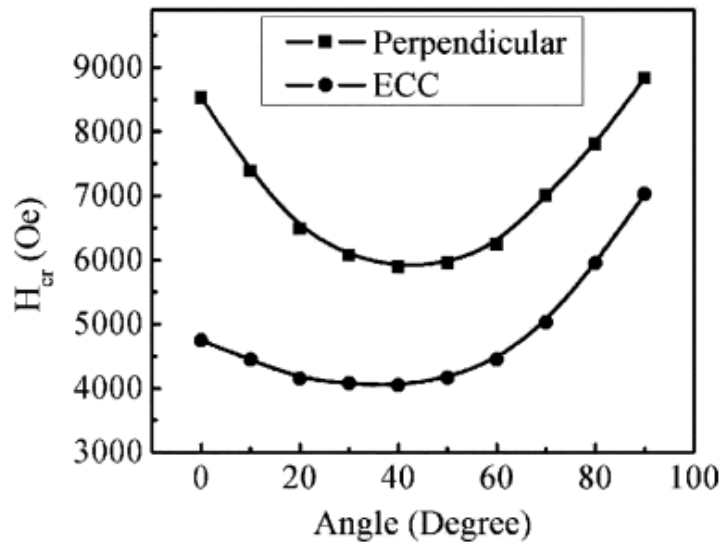


圖 20 殘餘矯頑磁場對於外加磁場與易軸夾角作圖[5]

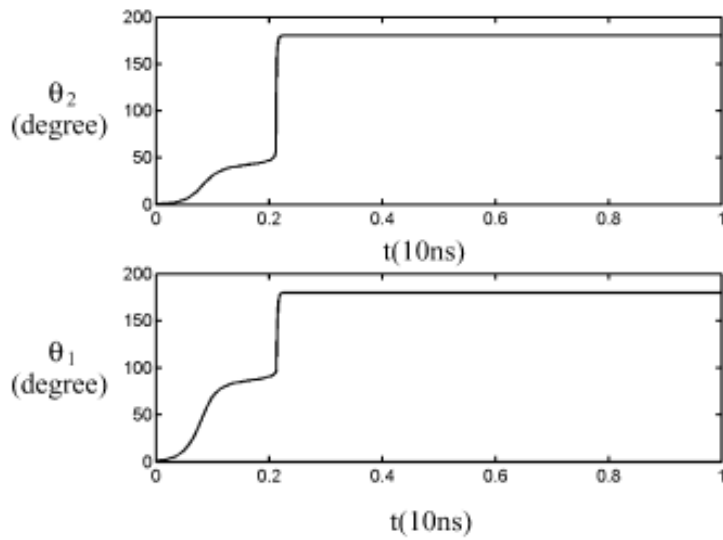


圖 21 ECC media 翻轉過程(翻轉磁場 9350 Oe，外加磁場 9400 Oe)[5]

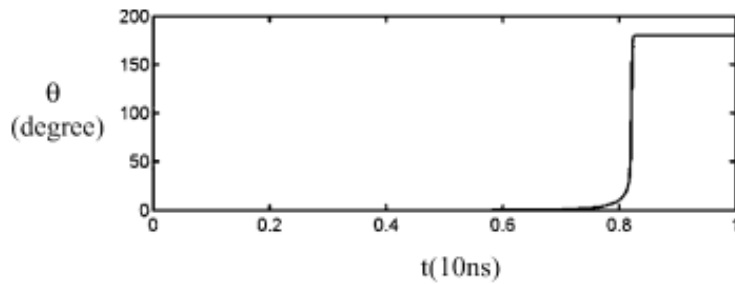


圖 22 傳統垂直式磁記錄媒體翻轉過程(翻轉磁場 9350 Oe，外加磁場 9400 Oe)[5]

2-2-2-6 ECC media 多晶模型^[5]

以上所言，皆以單晶粒做為探討，本小節以多晶模型來探討 ECC media 之磁性質，假設試片尺寸 $125 \times 100 \text{ nm}^2$ ，磁記錄媒體單元直徑平均為 5 nm，標準差 20%，硬磁層厚度以及軟磁層厚度為 5 nm 和 10 nm，飽和磁化量分別為 150 和 750 emu/cm^3 ，磁晶異向性常數為 2×10^7 和 $100 \text{ (erg/cm}^3)$ ，軟硬磁層間交換耦合常數 $J_{ex} = 9 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ ，計算所得磁滯曲線如圖 23，第一階段磁化是因軟磁層產生一可逆性的翻轉，當外加磁場提升超過臨界磁場時，硬磁層產生一不可逆之翻轉。其翻轉磁場可用下式表示：

$$H_{sw} = \frac{H_{hard} - \gamma H_{soft}}{(1 + \sqrt{\gamma})^2}, \quad (8)$$

$$\gamma \equiv \frac{M_{soft} A_{soft}}{M_{hard} A_{hard}}$$

若將軟硬磁層中，晶粒間的相互交換偶合力也納入考量，僅管晶粒間交換偶合力可能對雜訊有不利的影響，但適當的交換偶合力也能有助於提升熱穩定性，而依照先前所訂定之參數，晶粒間的交換偶合力常數 A 約為 $0 \sim 1.7 \times 10^5 \text{ erg/cm}^3$ ，而考量晶粒間交換偶合力所計算出之磁滯曲線如圖 24，從圖可知在第一階段磁化過程中，軟磁層的翻轉幾乎是一致性的翻轉 (coherently rotate)，因此在晶粒間交換偶合力的加入之後，影響較小，但在第二階段翻轉，交換偶合力使得硬磁層間的翻轉變得更為一致。

另外，將模擬之參數 A 設為 $2 \times 10^{-5} \text{ erg/cm}$ ，並且設定多晶粒之晶胞大小 2.5 nm，其於參數如圖 25，比較兩者之磁滯曲線，如圖 26 所示，多晶粒之 ECC media 在第一階段翻轉過程中磁化量下降速率較快，乃因其在軟磁層中先有磁區壁的成核 (domain wall nucleation)，而後磁區壁隨著外加磁場增加而成長，直到被凍結在軟、硬磁層的介面，當外加磁場超越臨界磁場時，磁區壁穿越介面擴散入硬磁層，完成翻轉過程。

此外，在硬磁層中的交換偶合長度可用下式表示：

$$l_h = \sqrt{A_{hard} / K_{hard}} \quad (9)$$

在此假設 K_{hard} 足夠大，可將淨磁能之影響忽略。此外軟磁層中因 K_{soft} 很小在無外加場時交換偶和長度極大，但在有外加場時，交換偶合長度為：

$$l_s = \sqrt{2A_{soft}/H_{appl}M_{soft}} \quad (10)$$

H_{appl} 為外加磁場，此外需注意的是，雖然提升 M_{soft} 有助於翻轉磁場的下降，但將會使淨磁能擴大，導致雜訊及磁晶粒的不穩定。此外，ECC media 在硬磁層厚度的增加上有助於熱穩定性的提升，直到厚度過大以致於容納超過一個單一磁區，可用下式表示：

$$K_{hard}t_{hard} = 4\sqrt{A_{hard}K_{hard}} \quad (11)$$

而硬磁層的臨界厚度為

$$t_{cri} = 4\sqrt{A_{hard}/K_{hard}} \quad (12)$$

超過臨界厚度後再增加硬磁層的厚度是沒有意義的，同理於軟磁層厚度亦是，我們可用式(10)，推出軟磁層之臨界厚度(假設 $H_{appl} = 10 \text{ kOe}$, $A_{soft} = 10^{-6} \text{ erg/cm}^3$)， l_s 約為 6 nm，在製備的過程中，這些參數皆應納入考慮，避免採用過厚的薄膜層以減低磁記錄媒體之體積，以及避免不必要的雜訊等。

Girt 等人[42]利用 $\text{Co}_{74}\text{Pt}_{22}\text{Ni}_4$ 作為硬磁層，Ni 作為軟磁層，所做出的結果也符合以上所述，實驗中 $M_{hard} = 620 \text{ emu/cm}^3$ ， $K_{hard} = 5.3 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ ， $t_{hard} = 12 \text{ nm}$ ， $M_{soft} = 278 \text{ emu/cm}^3$ ， $K_{soft} = -8.21 \times 10^4 \text{ erg/cm}^3$ ， t_{soft} 則由 0~20 nm，而整體磁晶異向性常數為：

$$K_{u,calc} = \frac{K_{hard}t_{hard} + K_{soft}t_{soft}}{t_{hard} + t_{soft}} \quad (13)$$

並且也發現當軟磁層厚度超過 8 nm 後，矯頑磁場的下降也逐漸趨緩，而計算出軟磁層中磁區壁之寬度約為 7.6 nm，此結果非常符合先前所述。

以上計算假設於溫度為 20K 的前提下，實際在室溫的狀態下，因交換偶合長度所限制之軟磁層厚度對於降低翻轉磁場之效應將會減小，因溫度給予的熱能(熱擾動)加上外加磁場之能量使得 ECC 磁區壁能夠有足夠的能量將磁區壁壓縮並快速的穿越至硬磁層，使室溫之 ECC media 之翻轉磁場隨著軟磁層厚度 t_{soft} 增加而下降。

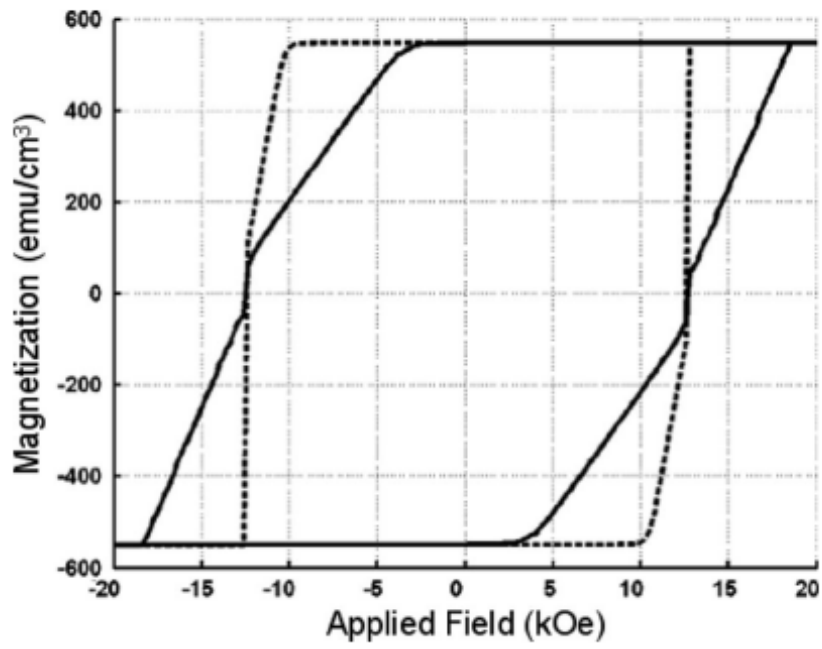


圖 23 單一晶粒(虛線)與多晶粒(實線)之 ECC media 磁滯曲線
(尚未考慮晶粒間交互作用)[5]

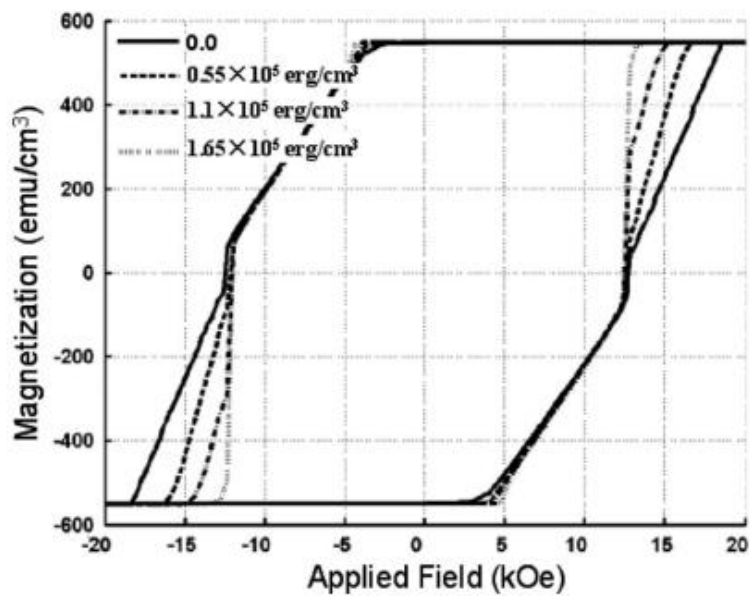


圖 24 多晶粒且具有晶粒間交換偶合力之 ECC media 磁滯曲線[5]

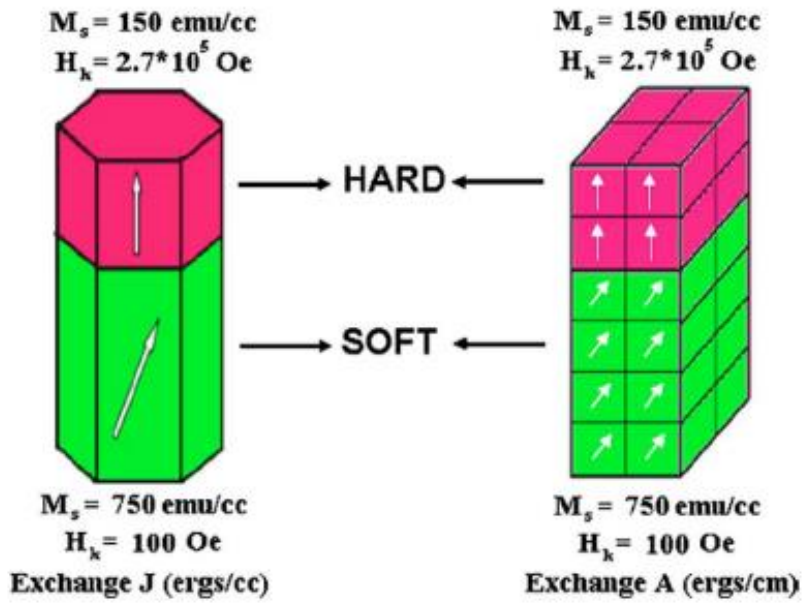


圖 25 單一晶粒(左)與多晶粒(右)之 ECC media 示意圖[5]

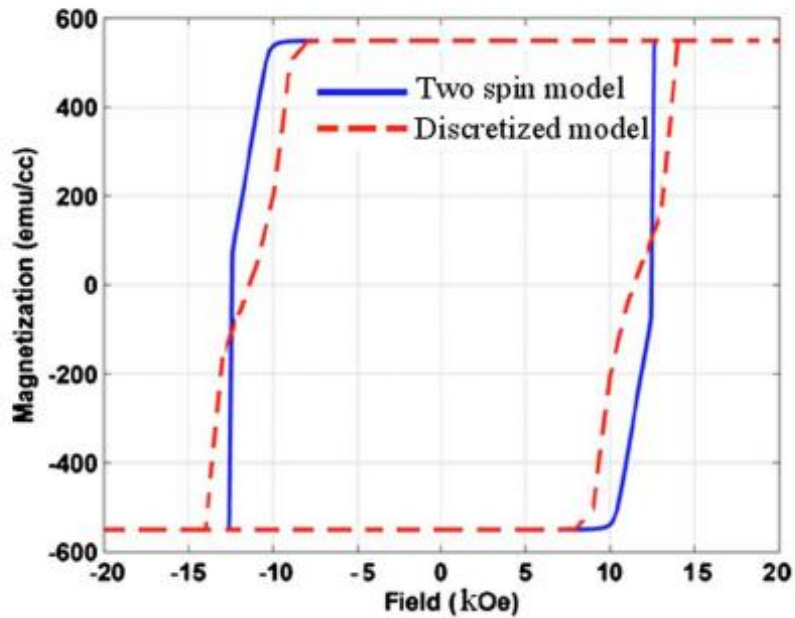


圖 26 單一晶粒與多晶粒之 ECC media 磁滯曲線[5]

2-2-2-7 ECC media 實例

2005 年 Wang 等人[2]利用 $[\text{Co-PdSiO}]_n$ 多層膜作為硬磁層，FeSiO 作為軟磁層，並且在軟硬磁層中夾入一層非磁性膜 PdSi，改變非磁性膜厚度來調控軟硬磁層間的交換偶合力，並研究其在 ECC media 中的影響，Wang 等人發現在硬磁層上鍍上軟磁層後，軟磁層的晶粒平均尺寸由 5.4 nm 變為 8 nm，接近硬磁層之晶粒尺寸(7.8 nm)，這代表軟硬磁層間的 grain 如同先前所提出的理論相接在一起，如圖 25 左圖，也可作為成功製備 ECC media 的證據之一，其後改變中間非磁層厚度探討交換偶合場強弱對於磁性行為之影響，並且利用 Sharrock equation[43] 對熱穩定性作探討，結果如圖 27，在改變軟、硬磁層間交換偶合力的狀況下，並不影響熱穩定性，但交換偶合力的大小確實影響了 ECC media 的矯頑磁場，可分為三區(A,B,C)，其中 B 區， $t_{\text{PdSi}} = 0.75\text{nm}$ ， $H_c = 4.19\text{ kOe}$ ，為 ECC media 作用導致，而 A 區， $t_{\text{PdSi}} = 0\text{ nm}$ ，為軟、硬磁層間有強烈交換偶合力的彈跳偶和媒體， $H_c = 5.30\text{ kOe}$ ，C 區 $t_{\text{PdSi}} = 4\text{ nm}$ ， $H_c = 7.89\text{ kOe}$ ，非常接近單一硬磁層之矯頑磁場($H_c = 8.12\text{ kOe}$)，表示此時兩者間交互作用力已經太小不足以互相影響。三者之磁滯曲線如圖 28，B 區之翻轉模式如同先前所介紹為一類似偏角式翻轉媒體之機制，外加磁場使軟磁層之磁矩方向往水平面傾倒，並透過交換偶合力與外加磁場共同影響硬磁層所受到的總和磁場，當此總和磁場的角度以及強度達一定值，硬磁層的翻轉將在一偏角並且較低的外加磁場下即可完成，此時外加磁場約為原硬磁層 H_c 的一半，如 2-2-2-1 小節所介紹。此外 A 區之翻轉式由於軟、硬磁層間有強烈的交換偶合力，在施加外加磁場時，軟磁層的添加使 Zeeman energy 分布改變[44]，降低其翻轉磁場，此時翻轉幾乎是均勻的進行(事實上，也可能有非均勻的翻轉行為，此處假設比此之交換偶合力足夠大形成一均勻的翻轉)，其矯頑磁場可用下式表示：

$$H_{c, \text{strong}} = H_c \frac{M_h t_h}{M_s t_s + M_h t_h} \quad (14)$$

在此實驗中， $M_h = 260\text{ emu/cm}^3$ ， $t_h = 18\text{ nm}$ ， $M_s = 400\text{ erg/cm}^3$ ， $t_s = 6.5\text{ nm}$ ，所得 $H_{c, \text{strong}} = 5.22\text{ kOe}$ ，與實驗值相當符合。

此外，實驗中固定中間層厚度($t_{\text{PdSi}} = 0.75\text{nm}$)，改變軟磁層厚度 ($t_s = 0, 6.5, 13\text{ nm}$)，如圖 29，發現磁晶粒大小在 $t_s = 0, 6.5\text{ nm}$ 時相似，但軟磁層厚度增加至 13 nm 後，磁晶粒大小尺寸上升，是因為軟磁層厚度增加時，軟磁層中晶粒間交換偶合力的提升導致磁晶粒尺寸上升，這並非一好現象，將有可能帶來訊號方面的問題。軟磁層厚度的增加，對於熱穩定性的影響幾乎不變，但對於矯頑磁場的下降將有顯著的影響，效果最好的狀況發生於軟、硬磁層晶粒尺寸約相等時，如前面幾節所討論。

2-2-2-8 磁記錄媒體中磁區壁協助翻轉行為^[1]

許多關於 ECC media 的研究中提出了透過磁區壁協助翻轉的行為[45-51]，事實上，磁區壁的協助翻轉行為已經在前幾節中點出概念，在翻轉過程中 ECC media 軟磁層所提供的，軟磁層提供交換偶合力造成總和外加磁場產生一偏角的情況，在磁區壁的協助翻轉模式中，可解釋為軟磁層的成核以及磁區的成長，即是軟磁層翻轉的過程，Dobin 等人[1]提出了磁區壁協助翻轉過程，並且進行了模擬分析，其提出如同式(8)：

$$H_{sw} = \frac{H_{hard} - \gamma H_{soft}}{(1 + \sqrt{\gamma})^2}$$

$$\gamma \equiv \frac{M_{soft} A_{soft}}{M_{hard} A_{hard}}$$

其翻轉磁場 H_{sw} ，以及參數 γ 定義和先前相同，可知兩者之間的概念其實是相似的，但在此提出一些需注意的細節，在不考慮磁性晶粒間的交互作用，僅考慮 ECC media 軟、硬磁層間交換偶合作用，所得磁滯曲線，如圖 30，明確地指出在 A 點以及 B 點的內部磁矩型態，並且明確地點出了磁區壁之範圍對於翻轉行為之影響，

$$l_{DW} \approx \left| \frac{1}{\theta_0} \frac{d\theta}{dz} \right|_{z=0}^{-1} = \sqrt{\frac{A\theta_0^2}{H_{appl}M(1 - \cos \theta_0) + K \sin^2 \theta_0}}$$

透過磁區壁協助翻轉以降低翻轉磁場作用，必須建立在軟、硬磁層厚度能夠容納一個完整的磁區壁，隨著外加磁場提升時(由圖 30(上)，A→B 段)，外加磁場會將磁區壁壓縮使其更容易穿越軟、硬磁層介面以磁化硬磁層，因此軟磁層之厚度對於容納磁區壁又稍比硬磁層來的重要，如圖 30(下)，假設外加磁場 $H=20\text{kOe}$ 時，軟磁層中磁區壁大小約為 2.7nm，因此在軟磁層厚度低於 2.7nm 時，翻轉磁場與硬磁層矯頑磁場的比值迅速上升，這是因為磁區壁協助翻轉行為難以進行，或是大量消失所造成，其中 Two-spin model 是假設在軟、硬磁層兩者磁矩中交換偶合力非常強大，使得翻轉機制幾乎為同相翻轉，Exchange spring 則是交換偶合力較弱，但厚度又不至 Exchange coupled composite media 厚。

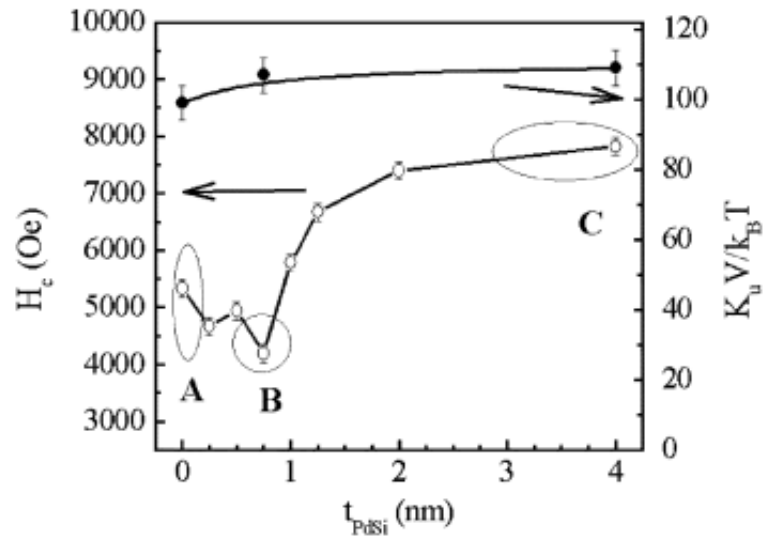


圖 27 非磁層厚度對於矯頑磁場、熱穩定參數作圖[2]

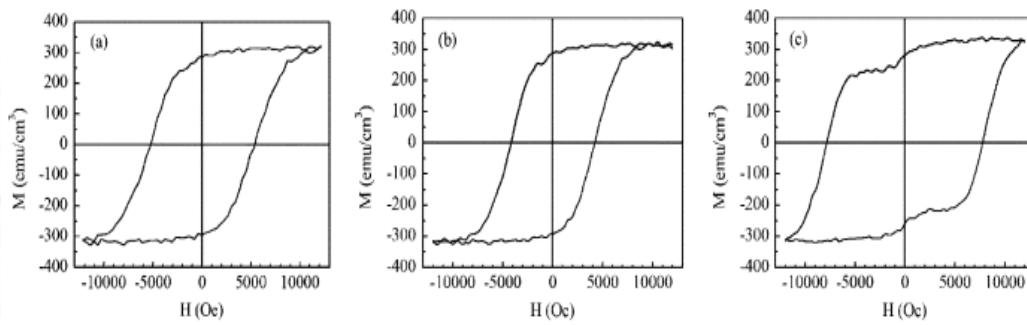


圖 28 (a) exchange-spring media (b) ECC media (c) exchange-decoupled case.[2]

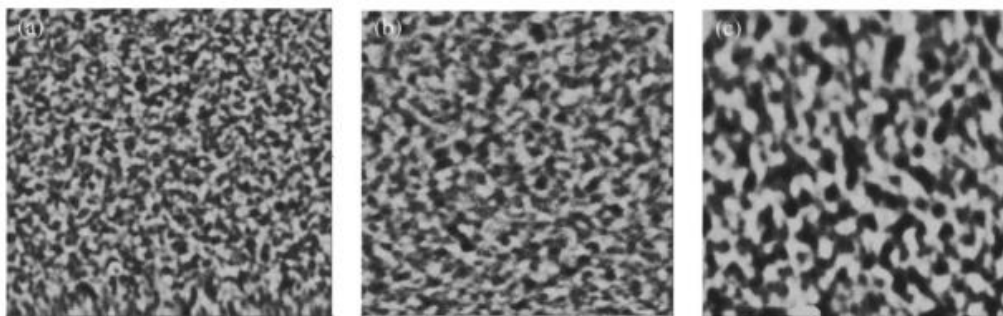


圖 29 MFM images (a) perpendicular media, (b) ECC media (FeSiO = 6.5 nm)
(c) ECC media (FeSiO = 13 nm). The image size is $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ [2]

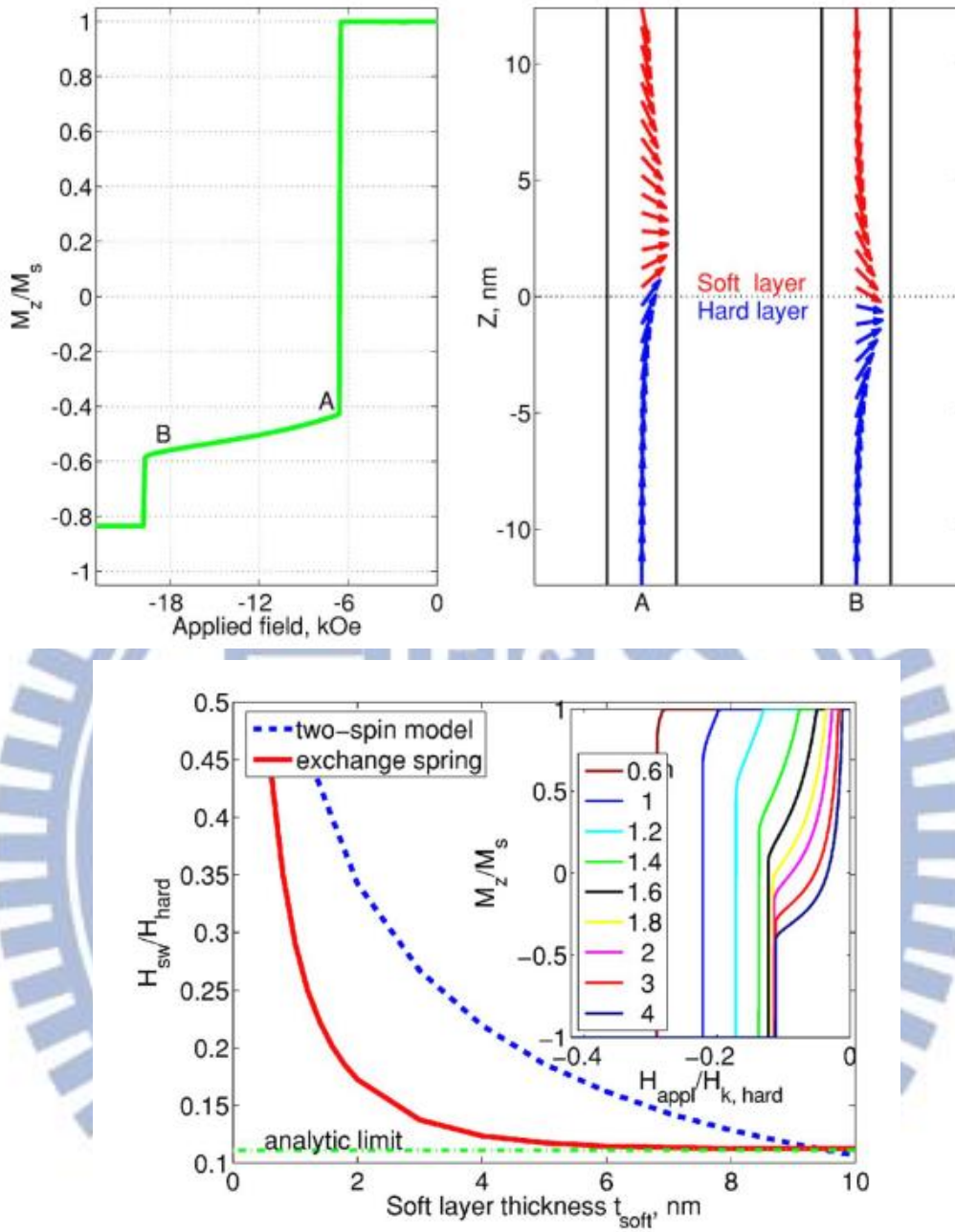


圖 30 軟、硬磁層交換耦合媒體磁滯曲線、翻轉流程示意圖(上)，軟磁層厚度對於翻轉磁場之影響(下)[1]

FeSiO (nm)	0 (Hard layer)	3.25	6.5	13.0
H_c (kOe)	8.12	4.80	4.19	4.12
$KuV/k_B T$	112	114	107	100

表 2 不同軟磁層(FeSiO)厚度對於矯頑磁場、熱穩定性表[2]

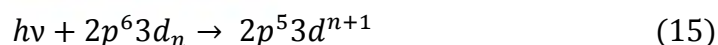
2-3 X 光吸收光譜學

(XAS, X-ray absorption spectroscopy)

當材料若受到適當 X 光能量時會吸收 X 光，物質吸收 X 光的能力會隨著入射 X 光的能量而改變。由於 X 光之吸收僅與物質中之原子有關，所以吸收強度的改變所造成的效應會與原子周圍環境或電子結構有關，所以這種利用吸收強度或位置的改變來研究材料結構的方法即稱為 X 光吸收光譜學。傳統 X 光產生器，無論是密封管或旋轉陽極靶，所釋出的能量光譜由於強度甚低，都不適合用來做吸收光譜學的實驗。而同步輻射 X 光具有高強度、高準直性、以及能量連續等特性，正好符合各種原子吸收能量所需。同步輻射的來源是因為帶電的粒子會輻射電磁波，在圓形軌道上以接近光速運轉的帶電粒子，因為受到向心加速的原因，所以會沿著軌道切線的方向輻射電磁波，這種輻射現象是 1947 年首次在電子同步加速器(Electron synchrotron)中被觀察到，故稱為同步加速器輻射，簡稱同步輻射。近二十年來理論發展趨於完善，並藉由同步輻射光源設施的興建，使得 X 光吸收光譜學得以普及，並成為一種強而有力的分析工具。

當運用同步輻射技術於磁性材料時，主要是因為同步輻射光源的偏振性，也就是帶有極性的光子和材料接觸時，可以透過自旋-軌道耦合(Spin-orbital coupled)傳遞光子的角動量給電子，如圖 31 所示，並自旋極化(Spin-polarization)被激發的電子。如圖 32 所示，為一個典型的 X 光吸收光譜圖，X 軸表示入射 X 光的能量，隨著不同元素會可選擇不同入射能量範圍，例如鎳通常選擇 840eV-890eV 而鐵為 700-740eV，而 Y 軸表示樣品的吸收強度，由圖中可明顯觀察到，隨著入射 X 光能量逐漸的增加，樣品的吸收度在起始處附近並無明顯的增加，隨後不久會有一個非常明顯的吸收度增加訊號峰，此的吸收度訊號峰即為吸收邊緣

(Absorption Edge)。這是因為若 X 光的能量略大於物質某一核層能階，如 2p，物質受到軟 X 光照射後，X 光會將此核層電子激發至費米能階 (Fermi Level) 上空的能帶，以鎳鐵來說就是 3d。如式 15 所表示



其中我們假設入射光的能量為 $h\nu$ ，物質的 n 個價電子所構成的能帶為 $3d^n$ ，所以也就是當樣品產生明顯 X 光吸收現象表示有非常大機率的電子會由內層軌域躍遷到費米能階以上的外層 3d 軌域的空位上，使得吸收強度會有明顯的上升。如果吸收邊緣的產生是由最內層 1s 電子的躍遷所提供 (K 層電子)，即稱為 K-edge；若是吸收邊緣的產生是由 $2p_{1/2}$ 電子，則左邊第一根明顯的吸收峰即為 $L_{3\text{-edge}}$ ；若是吸收邊緣的產生是由 $2p_{3/2}$ 電子，在右邊的第二根吸收峰即為 $L_{2\text{-edge}}$ 。

目前在同步輻射中心所進行實驗的站台，以本實驗來說，僅能以 X 光的能量進行鎳鐵 L-edge 系列的掃描，並無法看到在 XENES 和 EXAFS 所發生的細微結構和震盪情形，但藉由 L-edge 吸收光譜，仍可以得到部分電子結構、氧化變化等，甚至反應出空價電子態的能量、軌道及自旋等相關訊息，而且包含 3d 價電子間的互相作用，甚至可以再進一步衍伸出磁圓偏振光譜學，將在下一小節所提到。

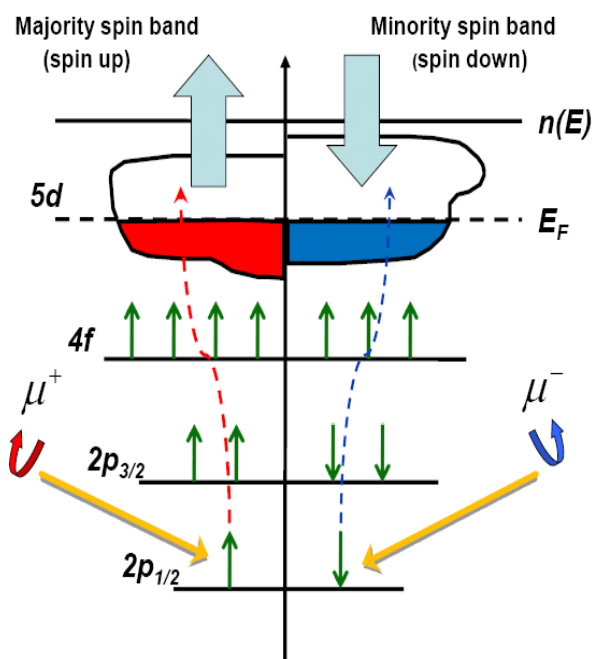


圖 31 電子受到左右旋光躍遷到費米能階上的示意圖[52]

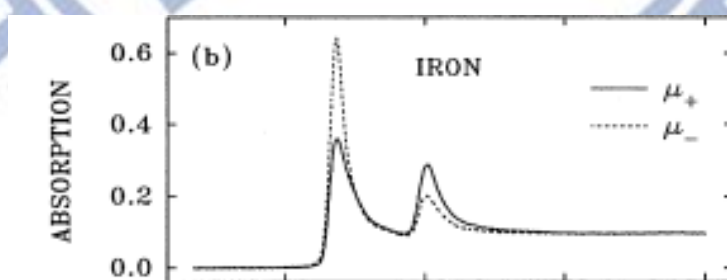


圖 32 鐵在 L-edge 的吸收光譜[53]

2-4 磁圓偏振光譜學

(XMCD, Magnetic circular dichroism)

2-4-1 簡介

此光譜學的產生是因為同步輻射的光源具有高度之偏振性，以二極偏轉磁鐵而言，光子沿電子軌道面發射者，具有線性偏振性，可應用於MLD；而在軌道面上下發出的光子則具有左旋或右旋的橢圓偏振光，則可應用於XMCD。這些具有方向性的極性光會和具有偶極性或磁性的材料作用，在吸收光譜上會和一般無偏振性之光源實驗所得的結果不同。因此藉由同步輻射光之偏振性，可以研究磁性材料的性質。而其中磁圓偏振二向性(Magnetic Circular Dichroism, XMCD)是指由於磁性材料對左旋和右旋圓偏振光的吸收截面效率不同而產生的二向性現象，使得在3d過渡金屬和4f稀土族磁性材料的吸收邊緣上發展出X光磁圓偏振光譜研究成為可能，典型的XMCD圖譜如圖33所示。XMCD最重要的優點就是具有元素選擇性(element-specific)和通過一些恰當的計算還能夠確定某些系統中軌道磁矩和自旋磁矩對總磁矩的貢獻(Separation of S_z and L_z)，X光磁圓偏振光譜是目前研究磁性材料中常用的實驗分析技術。

2-4-2 理論原理

鐵磁性的來源主要就是因為有3d能帶有未成對的電子。1989年第一個成功的利用X光XMCD圖的是在美國Brookhaven國家實驗室國家同步光源“龍”光束線測得[54]。近年來由於同步輻射技術的迅速發展和應用XMCD圖的研究。而XMCD圖不僅具有元素選擇性，而且由簡單量子力學近似還能夠確定某些系統中軌道磁矩和自旋磁矩對總磁矩的貢獻。實驗大致是透過測量圓偏振X光被物質吸收後，吸收光的強度對能量的關係。若圓偏振X光的能量大於物質某一核層能階時，如3d軌域，當物質受到圓偏振X光照射後，那麼圓偏振X光便會將此核層電子激發至費米能階上空的能帶，如在上一小節中所提到的一樣。當圓偏振X光被磁性物質吸收時，在某些情況下其右旋光與左旋光的吸收截面效率不相等，此吸收差異即為X光吸收的磁圓偏振二向性；另一種等價的方法是在單一圓偏振X光下，給樣品正磁場和負磁場量測吸收光譜，把2張正磁場和負磁場的吸收光譜相減後的結果也是磁圓偏振能譜圖，如圖34所示。

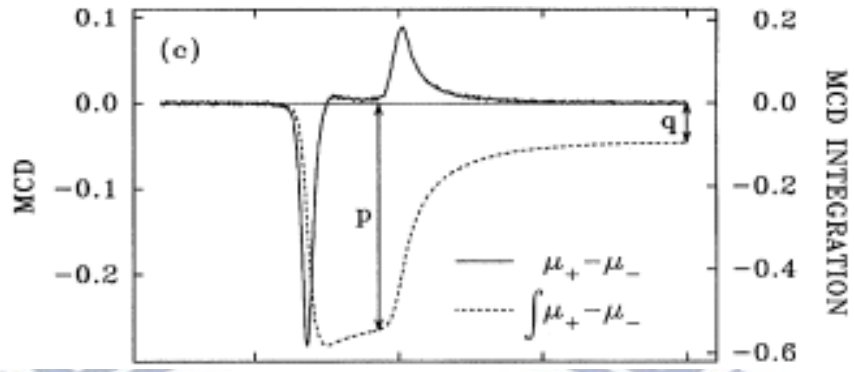


圖 33 典型的鐵 XMCD 圖譜[53]

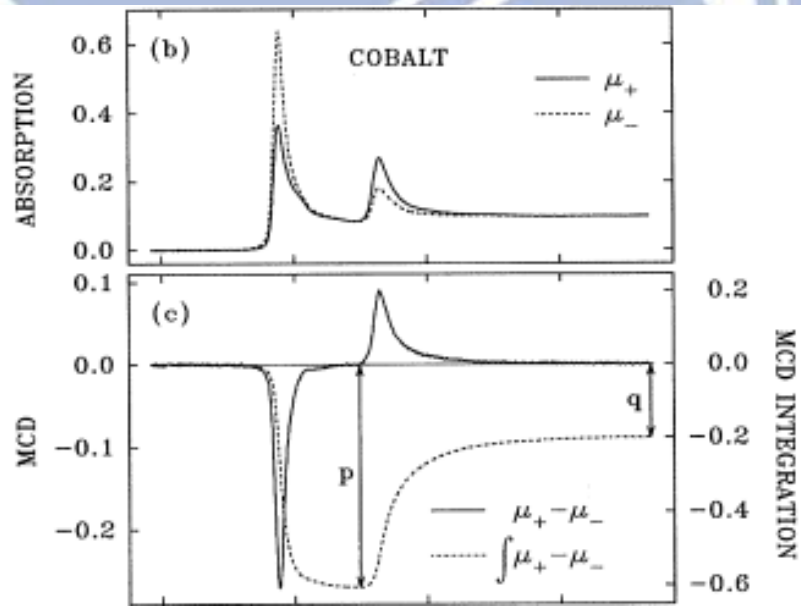


圖 34 由正磁場和負磁場相減所得到鈷的 XMCD 圖譜[53]

2-4-3 總合法則(Sum rule)

XMCD 圖的測量是當圓偏振 X 光被磁性物質吸收時，在某些情況下其右旋光與左旋光的吸收截面效率不相等，其吸收差異即為 X 光吸收的磁圓偏振二向性；而另一種等價的方法是在單一圓偏振光下，給予樣品正磁場和負磁場，此種改變磁場，固定圓偏振光所求出的能譜圖，其差值亦是 XMCD 圖。此圖譜除了具有元素選擇性外，也可以區分出自旋磁矩(Spin moment)和軌道磁矩(Orbital moment)分別對於總磁矩的貢獻。根據總合定理，軌道磁矩和自旋磁矩可以由 XMCD 圖和吸收光譜的積分值決定，未簡化前的如式 16 如下[52]：

$$\begin{aligned}
 m_{orb} &= \frac{\int_{edge} (\mu^+ - \mu^-) d\omega}{\int_{edge} (\mu^+ + \mu^- + \mu^0) d\omega} = \frac{1}{2} \frac{c(c+1) - l(l+1) - 2 \langle L_z \rangle}{l(l+1)} \frac{1}{n_h} \\
 m_{spin} &= \frac{3 \int_{L_3-edge} (\mu^+ - \mu^-) d\omega - 2 \int_{L_2-edge} (\mu^+ - \mu^-) d\omega}{2 \int_{edge} (\mu^+ + \mu^- + \mu^0) d\omega} = \frac{\langle S_z \rangle + \frac{7}{2} \langle T_z \rangle}{n_h}
 \end{aligned} \tag{16}$$

其中 μ^+ 、 μ^- 及 μ^0 分別是樣品的磁矩與光子角動量平行、反平行及垂直的吸收係數， c 及 l 分別是核層能態及價電子能態的角動量， L_z 、 S_z 及 T_z 分別是軌道磁矩、自旋磁矩及磁二極，而 n_h 則是樣品原子價電子層裡電洞的數目，而軌道磁矩和自旋磁矩單位都是 μ_B /atom。當 n_{3d} 為過度金屬原子的在 3d 軌道上的電子數 $\langle T_z \rangle$ 為磁二極， $\langle S_z \rangle$ 為 1/2 倍自旋磁矩，而通常 $\langle T_z \rangle / \langle S_z \rangle$ 其值趨近於零，因此式 16 可改寫成如式 17 所示：

$$\begin{aligned}
 m_{orb} &= -4q(10 - n_{3d})/3r \\
 m_{spin} &= -(6p - 4q)(10 - n_{3d})/r
 \end{aligned} \tag{17}$$

上式中， p 和 q 為 XMCD 圖積分後所得到的值， p 位在 L_3 -edge 和 L_2 -edge 間而 q 則是位於 post-edge(L_3 -edge 後)，如圖 35 所示，為單一圓偏振光下，加正磁場(μ^+)和負磁場(μ^-)的吸收光譜圖相減所得到的 XMCD 圖；要得到 r 則需要先把正磁場(μ^+)和負磁場(μ^-)的吸收光譜相加得到一個加總的吸收光譜(Total XAS)，相加是為了得到不受磁場影響的吸收光譜，接著將加總後吸收光譜積分在 post-edge 即可得到 r 值，如圖 35 所示。最後將 p 、 q 、 r 代入式 17 即可求得 m_{orb} 和 m_{spin} ，如圖 36。

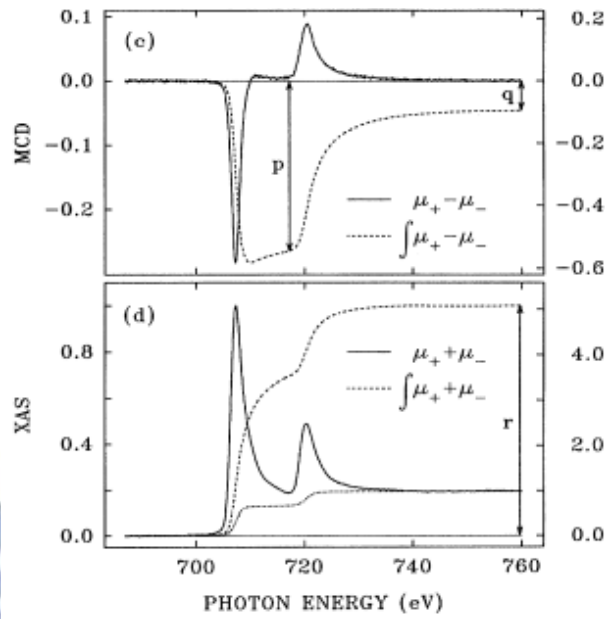


圖 35 在鐵元素中，透過 total XAS 和 XMCD 積分所得到的 pqr 示意圖[52]

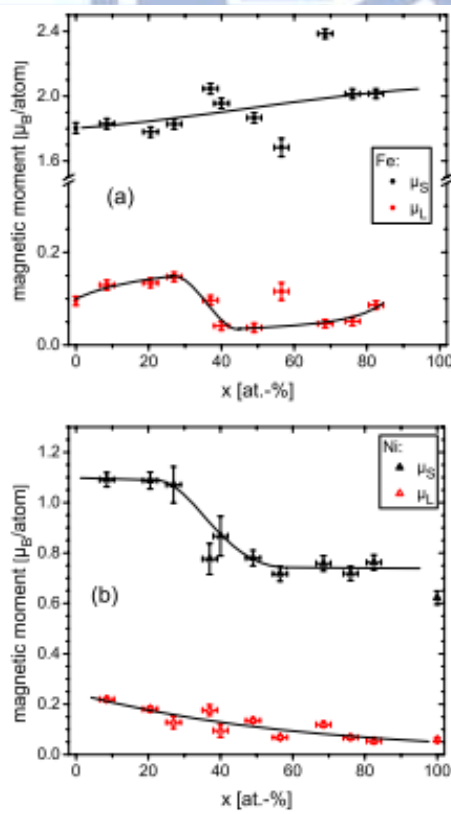


圖 36 在鎳鐵薄膜中，鎳和鐵各自的自旋磁矩和軌道磁矩隨鎳成分變化[55]

2-5 一階迴轉曲線

(First Order Reversal Curves, FORCs)

2-5-1 簡介

一階迴轉曲線的概念由 Mayergoyz 等人提出[10]，而 C.Pike 等人[56]於 1999 年在期刊上發表使用 FORCs 的實際量測結果，因 FORCs 的量測上需要量測大量的數據，因此直到近代有了自動量測磁性之磁量儀出現，使得 FORCs 的量測變為可能，也更加地方便，使得這項量測方式開始被大量的採用。

一階迴轉曲線函數是磁化量不可逆變化之量測，它可以藉由一連串的磁化曲線一階迴轉曲線(FORCs)來決定其值，但當沒有磁滯行為，亦或是量測上變化的磁化量 M 為一可逆變化時，此函數會等於零，一階迴轉曲線(FORCs)與一階迴轉函數(FORC function)的關係可以從古典 Preisach 理論中推導出來[10]，但古典 Preisach 模型使用時有諸多的限制，也有文獻提出其考慮不完全的狀況[56, 57]，但一階迴轉曲線仍可用建立於 Preisach 模型下的一階迴轉函數來進行分析。

對於一階迴轉曲線的量測，我們必須先將外加磁場提升飽和磁場使樣品飽和，隨後降場至特定點 H_r ，再隨著外加場提升量測磁化量 M ，而得到由許多 FORC 所產生的 $M(H_r, H)$ 函數 ($H_r \geq H$)，在某些文獻中定義磁化量 M 為 H_a, H_b 的函數 $M(H_a, H_b)$ ，事實上只是兩者定義之符號不同，因此 $M(H_r, H) \equiv M(H_a, H_b)$ ，此後皆以 $M(H_r, H)$ 為代表，而一組 FORCs 的示意圖如圖 37 所示，其中 FORC 的數量多寡將決定一階迴轉曲線分布圖的解析度。取得一組 FORCs 量測後，利用 Mayergoyz[10]證明之一階迴轉曲線函數，對於升場的一階迴轉曲線可使用：

$$\rho(H_r, H) = -\frac{\partial^2 M(H_r, H)}{\partial H_r \partial H} \quad (18)$$

對於降場的一階迴轉曲線可使用：

$$\rho(H_r, H) = \frac{\partial^2 M(H_r, H)}{\partial H_r \partial H} \quad (19)$$

其中， H_r 為迴轉磁場， H 為量測時的外加磁場，如圖 38 所示。一階迴轉曲線分布圖的座標軸通常會由原本的 $(H_a, H_r) \equiv (H_b, H_a)$ ，圖 39，被轉換成 (H_c, H_u) ，圖 40，以 (H_c, H_u) 為做標軸之分布圖較能夠直接地傳達樣品中磁性顆粒的矯頑磁場以及交互作用場的關係。以下將對於 H_c 與 H_u 之定義做介紹。

一階迴轉曲線之基礎是建立於 Preisach model 之上，而我們可將 Preisach model 視為單一的磁滯子或是小磁團(或可視為磁性貢獻之最小單位，以下將以磁滯子做為其稱呼)，如圖 41，而一條磁滯曲線，不論是主磁滯曲線或是次磁滯曲線，我們可將其視為由許多小磁滯子所構成，如圖 42，當我們利用 Preisach model 來逼近磁滯曲線時，模型中所使用的磁滯子數量越多，將會越貼近實際量測所得到的磁滯曲線，圖 42 中，N 為 Preisach model 中磁滯子數量，N 數量為 55 以及 1275 時仍可發現有明顯的階梯狀曲線，但 $N \geq 125250$ 時，由磁滯子模擬出來之曲線已經呈現一平滑曲線，藉此，我們可利用 Preisach model 為基礎，並且假設每個磁滯子擁有各自的矯頑磁場 H_c ，以及在系統中所受到的交互作用場 H_u ，如圖 41，其中 $H_c = (H - H_r)/2$ ， $H_u = (H + H_r)/2$ ，在量測完一階迴轉曲線後，所測得各點的磁化量需要使用式(18)來求得其 FORC 函數值，透過 Preisach model 模型所得之磁滯曲線，我們可用二次多項式來近似以 H_r 、 H 為函數的磁化量

$$M(H_r, H) = a_1 + a_2 H_r + a_3 H_r^2 + a_4 H + a_5 H^2 + a_6 H_r H \quad (20)$$

把式(20)套入式(18)可直接得到：

$$\rho(H_r, H) = -a_6 \quad (21)$$

當利用此方式進行分析時，不可避免地將會因量測上的因素造成磁化量的雜訊，為了降低雜訊的干擾，我們可透過設定平滑因子的大小來降低一階迴轉曲線函數所被雜訊影響的狀況，平滑因子(Smoothing factor, SF)將影響中心點數據將使用多大範圍的數據點來做計算，一般來說，平滑因子大多被設定在 2~5 之間，理想狀況下大多設定為 2，然而，一般會設定為 3[58]，使用平滑因子修正數據的同時，也會將實際上的磁化資訊消弱或是導致失真，因此在平滑因子的評估上，也有部分文獻提出一些簡單的測試，計算出較為適當的平滑因子[58, 59]。

利用平滑因子(SF)的局部計算如圖 43，假設平滑因子 SF=3 時，其區域大小為 $(2SF + 1)^2 = 49$ 個數據點，透過矩陣的運算求出 FORC 函數，即可畫以 H_r 、 H 為座標軸之平面圖。

在計算 FORC 函數時，會因為鄰近邊界，使得無法用原先的平滑因子來計算，或是因量測在邊界處的訊號問題，導致在邊界處會有許多雜訊的出現，僅能盡量避免，在轉換一階迴轉曲線函數上，我們利用 Relaxed-fit mode[60]以及 Extrapolated FORCs method[61]進行分析，前者是當量測資料範圍與平滑因子設置區域大小不合的時候，採取逐步降低平滑因子的方式，直到 $H_r = H$ 時，無法計算 FORC 函數值，因此其計算範圍能將邊界所造成的資訊不足大量降低，但在邊界處平滑因子的下降，將會使雜訊隨之升高，如圖 44。後者是由 Béron 等人於 2007 年提出，他們利用外插法修正貼近於 H_u 軸的 FORC 函數值，使得 H_u 軸附近 H_c 較小的 FORC 函數值能夠顯現出來，如圖 45。

然而，只單由量測到的 FORC 分布圖，只能看出其矯頑力以及交互作用場的分佈，並無法仔細地對材料內部磁域的翻轉做出精準的判斷。因此，建立模型來與量測到的 FORC 分布圖比對，並且說明其內部可能會發生之轉變，有其重要性在，故近年來大多數使用到 FORC 作為磁性分析工具之實驗室，以轉向以模型輔助 FORC 的模式來進行研究[51, 62-64]。

2-5-2 基本磁滯子(Basic hysterons)

儘管前一小節以提到，僅藉由一階迴轉曲線函數分布圖之觀察無法對樣品內部磁區的翻轉或改變做出非常精準的判斷，但一階迴轉曲線函數仍可以幫助我們分析樣品內部磁區翻轉時所發生不可逆之改變，提供一些資訊。在此小節將會對先前我們假設之磁滯子做簡單的介紹，並且提供一些內部交互作用所會對一階迴轉曲線函數分布所造成之影響，但需注意的是在此僅提出一些假設的狀況所導致的結果，能與大部分的實驗結果有關聯性，但無法完全證實其假設能套用至所有的一階迴轉曲線函數分布圖之結果，因各種樣品中之結構、晶粒尺寸、表面形貌、樣品本質特性...等，皆會對一階迴轉曲線函數分布圖之結果造成影響，因此，這裡僅就基本磁滯子，以及樣品磁化量對於樣品所貢獻之平均交互作用場對於一階迴轉分布曲線函數之影響做基本介紹。

基本磁滯子由 Béron 等人提出[64]，首先，假設溫度為 0 K 下，一鐵磁性且等異向性球形之小磁團，並且為單一磁區之狀態，此時小磁團之磁滯子翻轉為一可逆，不具磁耗損，則如圖 46(a)。若將磁晶異相性、形狀異向性考慮進去，則若外加磁場沿異軸方向則此磁滯子如圖 46(b)，沿難軸方向施加則磁滯子如圖 46(c)，其中 K_{intra} 代表其本質所需的飽和磁場，以上三種基礎磁滯子為以 Preisach model 進行磁性量測所得之磁滯曲線，並且將用以解釋樣品內部磁翻轉行為。以下將針對這三種基礎磁滯子以及受到交互作用場的狀況下造成一階迴轉曲線分布圖的變化做基本的介紹。

假設系統中擁有 1000 個相同的基礎磁滯子，量測外加磁場間距為 25(Oe)，迴轉磁場(H_r)間距為 50(Oe)，並且系統所受到之平均交互作用場為：

$$H_{int} = K_{inter}M/M_s \quad (22)$$

K_{inter} 為平均交互作用場常數，當 $K_{inter} < 0$ ， H_{int} 則與當時磁化量 M 反向，而 $K_{inter} = 0$ 表示系統中無交互作用場， $K_{inter} > 0$ ，則 H_{int} 與當時磁化量 M 同向。圖 47 為垂直且可逆態之磁滯子分別受到不同之交互作用場所得之 FORC 函數分布圖，可發現分布圖中隨著平均交互作用場的不同而從 H_u 軸上有大量的分布變為在 H_c 軸上的單一峰值。若將一階迴轉曲線函數分為 ΔH_u 與 H_c 兩參數來看， ΔH_u

為沿 H_u 軸分布的 $1/2$ ， H_C 則為磁滯子之翻轉磁場，藉此，我們可將此垂直可逆態之磁滯子與受到交互作用場的狀況表示成：

$$H_C = K_{inter} , \Delta H_u = 0 \quad (K_{inter} \geq 0) , \quad (23)$$

$$H_C = 0 , \Delta H_u = K_{inter} \quad (K_{inter} \leq 0) \quad (24)$$

表示當 $K_{inter} > 0$ 時，平均交互作用場有助於將磁區磁化至相同方向，而 $K_{inter} < 0$ 時，將會造成一排斥現象，有文獻指出此也將對一階迴轉曲線函數分布圖中，負值區域的出現以及去磁場效應有關[65]。

圖 48 為垂直不可逆態磁滯子受到不同平均交互作用場影響所呈現之分布圖，分布圖趨勢和垂直可逆態之磁滯子相同，但因其本質具有異向性以及其本身飽和所需磁場 K_{intra} 造成在 H_C 軸上有一位移，而其兩軸參數可表示為：

$$H_C = K_{inter} + K_{intra} , \Delta H_u = 0 \quad (K_{inter} \geq 0) , \quad (25)$$

$$H_C = K_{intra} , \Delta H_u = -K_{inter} \quad (K_{inter} \leq 0) \quad (26)$$

此外，在線性可逆態磁滯子受到不同平均交互作用場的一階迴轉曲線函數分布圖如圖 49，可將兩軸表示為：

$$H_C = K_{inter} - K_{intra} , \Delta H_u = 0 \quad (K_{inter} \geq K_{intra}) \quad (27)$$

$$H_C = 0 , \Delta H_u = K_{inter} - K_{intra} \quad (K_{inter} \leq K_{intra}) \quad (28)$$

比較三張圖表，可知雖然其基本磁滯子型態不同，但因平均交互作用場的不同，將導致類似或相同的一階迴轉曲線函數分布圖，如圖 48(b)與圖 47(c)、圖 49(b)與圖 47(a)，皆可看出由不同型態之磁滯子導致類似的一階迴轉曲線函數分布圖。此外，平均交互作用場的不同將有可能造成磁滯子之翻轉磁場 H_C 的改變，如圖 47(b).(c)，以及在有平均交互作用場的狀況下($H_{int} = K_{inter}M/M_s$)，注意此平均交互作用場是隨著樣品磁化量而有所改變的，在量測過程中平均交互作用場並非定值，將會造成在 ΔH_u 上分布延伸，此一狀況在 C.R Pike 等人[56]早期的發表中也曾提過，當時假設由一無交互作用單磁區粒子，翻轉磁場為一方向並有小的分布，所計算出之 FORC 函數分布圖如圖 50，在 H_u 軸上之分布乃是因計算上使用平滑因子所導致一小範圍的分布。同樣參數，具交互作用單磁區粒子之 FORC 函數分布圖如圖 51，造成 H_u 軸分布延伸的原因是因為在粒子中受到的交互作用大小並非相同，而是因交互作用場不定的量值所導致。因此，一階迴轉曲線函數分布圖上的特徵我們並無法明確地瞭解其來源，但透過了解樣品條件，以及其他分析，或是模擬的方式，輔助 FORC 函數分布圖的觀察，我們方能將其內部翻轉機制徹底的了解。

2-5-3 一階迴轉曲線可逆與不可逆分量

利用一階迴轉曲線函數分析數據點時，因為一階迴轉曲線函數為一個二階微分方程式，在微分的過程中會使得可逆性磁滯子的貢獻被忽略，而可逆性磁滯子所貢獻的分量通常在一階迴轉曲線中會沿著磁場下降至 H_r 的路徑折返，非可逆性磁滯子所貢獻的分量，因其具有一定大小的翻轉磁場，因此貢獻的分量分布在平行外加磁場 H 軸上，如圖 52，為了將兩者做出分別，Liu 等人[66]提出了利用對一階迴轉曲線進行微分，或是二階迴轉曲線的量測等，因目前實驗室技術尚未能進行二階迴轉曲線量測，在此先僅先對一階迴轉曲線進行微分說明，要對兩者做出分別則必須在非常接近迴轉點處進行分析，透過下式：

$$dM^{irr}(H_r) = \lim_{H \rightarrow H_r} [M(H) - M(H_r, H)] \quad (29)$$

$$dM^{rev}(H_r) = \lim_{H \rightarrow H_r} [M(H_r, H) - M(H_r)] \quad (30)$$

可將兩者分布做成如圖 54，明顯看出可逆分量與不可逆分量主要作用在多少的迴轉磁場以及外加磁場下。透過微分後分出可逆分量以及不可逆分量對於迴轉點的分佈後，我們可將其分佈對於迴轉磁場 H_r 積分重建兩者在翻轉時的磁滯曲線，如圖 55，藉由分析可逆與不可逆分量，我們能將其與一階迴轉曲線函數分佈圖互相呼應，更能詳細地了解一階迴轉曲線函數分佈圖中峰值的產生以及樣品中磁性翻轉的行為。

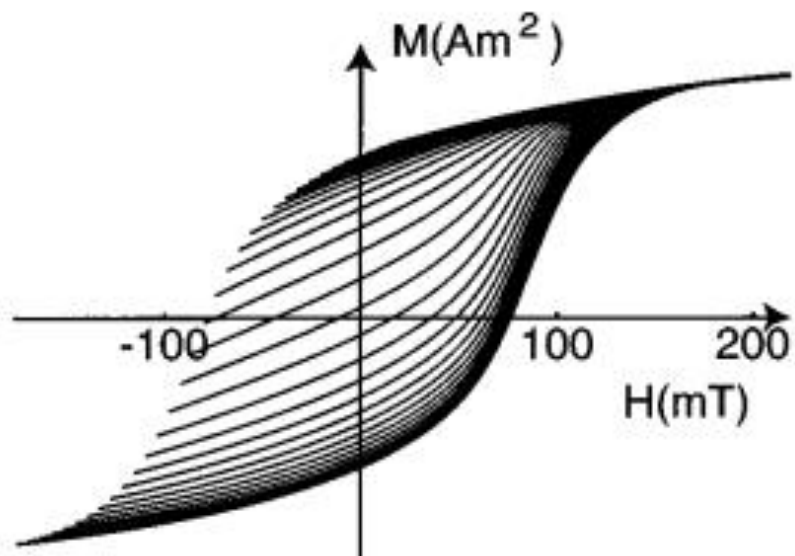


圖 37 一組完整的 FORCs 量測示意圖[56]

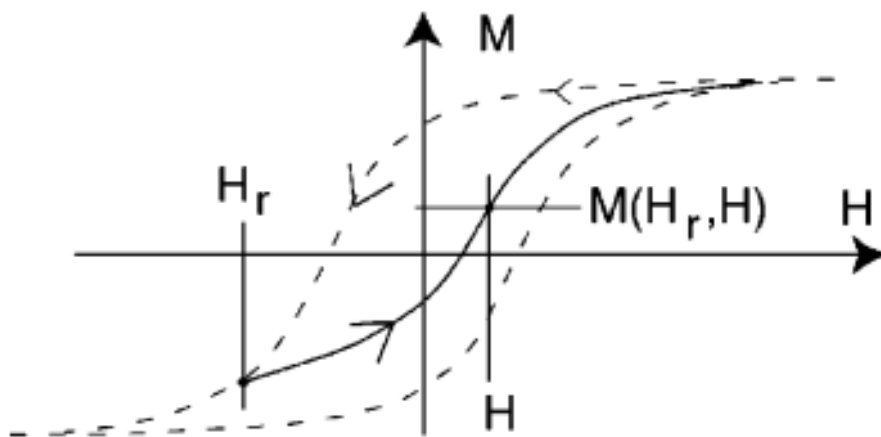


圖 38 一條 FORC 示意圖， H 為外加磁場， H_r 為迴轉磁場， M 為磁化量
所量測的磁化量 $M(H_r, H)$ 為迴轉磁場與外加磁場之函數

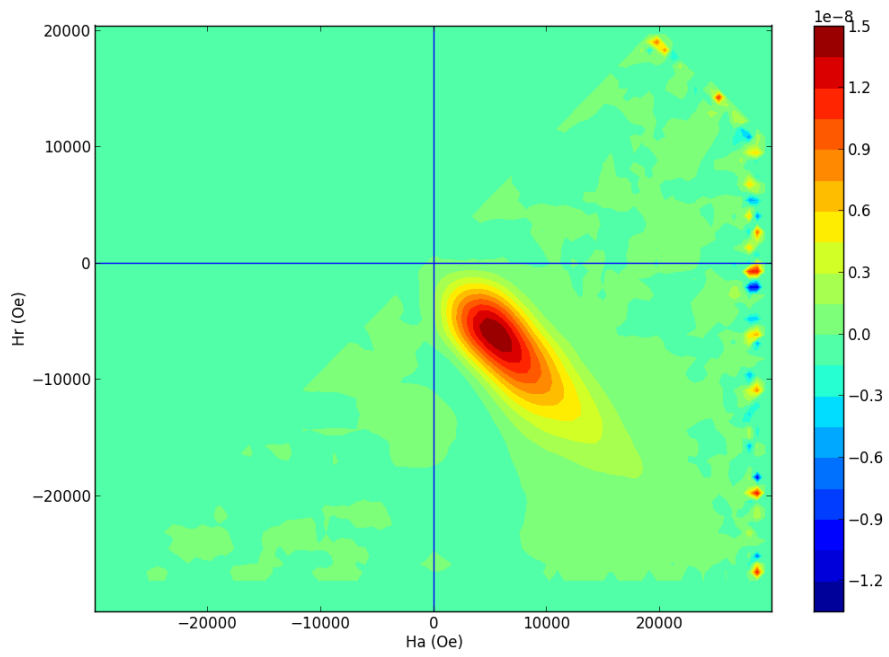


圖 39 以 (H_a, H_r) 為做標軸之一階迴轉曲線分布圖

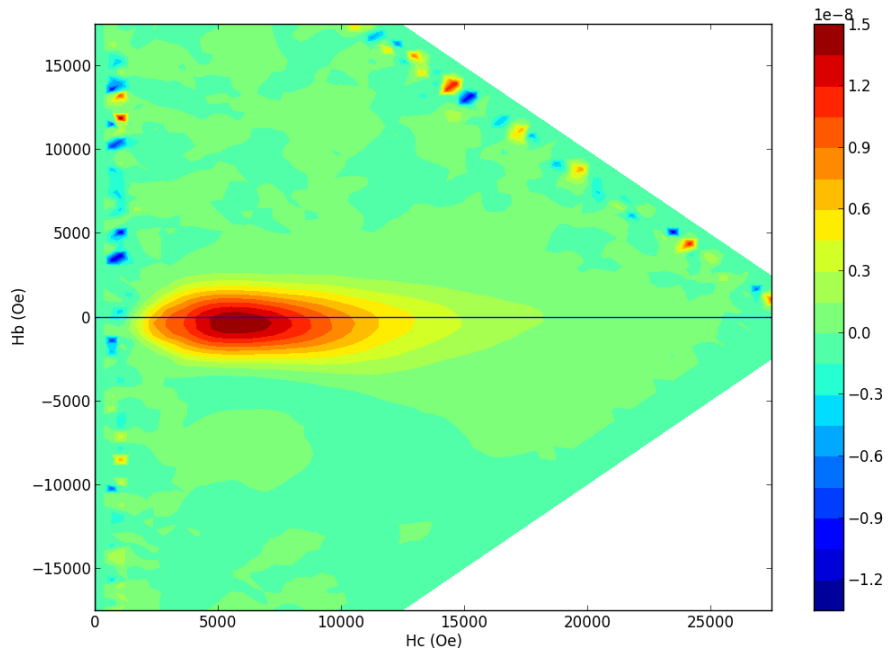


圖 40 以 (H_c, H_u) 為做標軸之一階迴轉曲線分布圖

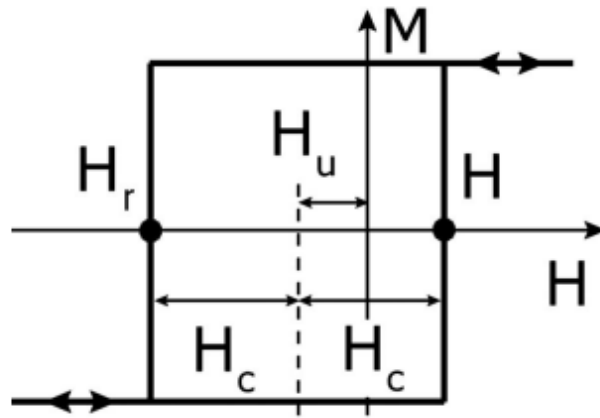


圖 41 單一磁滯子，受交互作用場 H_u 影響示意圖[64]

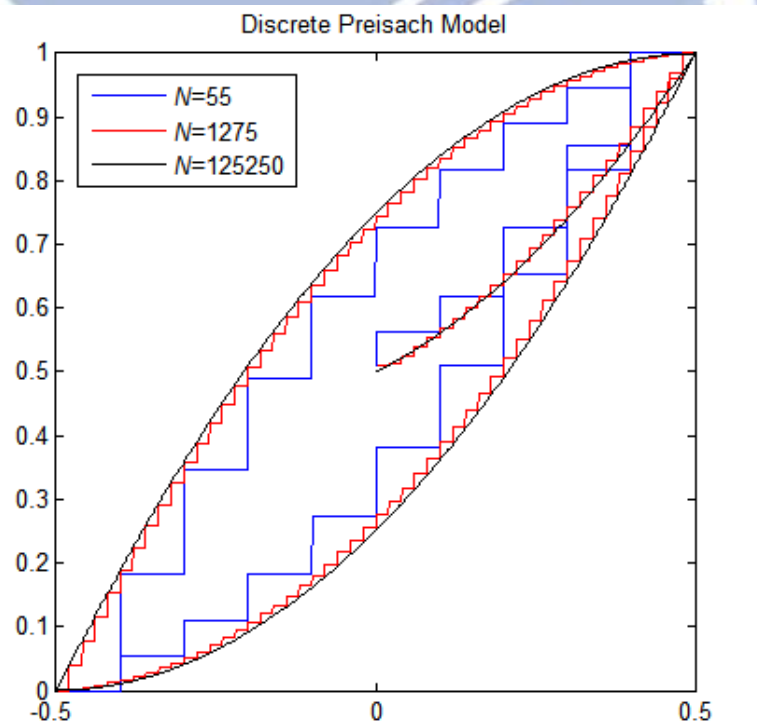


圖 42 以 Discrete Preisach model 來模擬磁滯曲線[67]

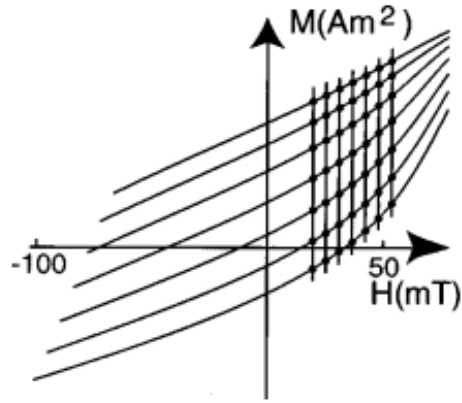


圖 43 FORCs 數據點，7x7 陣列[41]

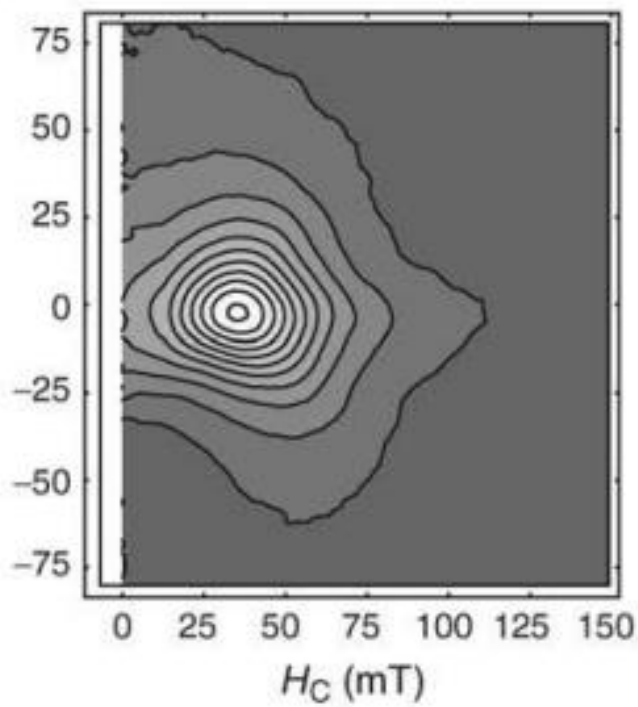


圖 44 以 Relaxed-fit mode 作出之 FORC 分布圖[60]

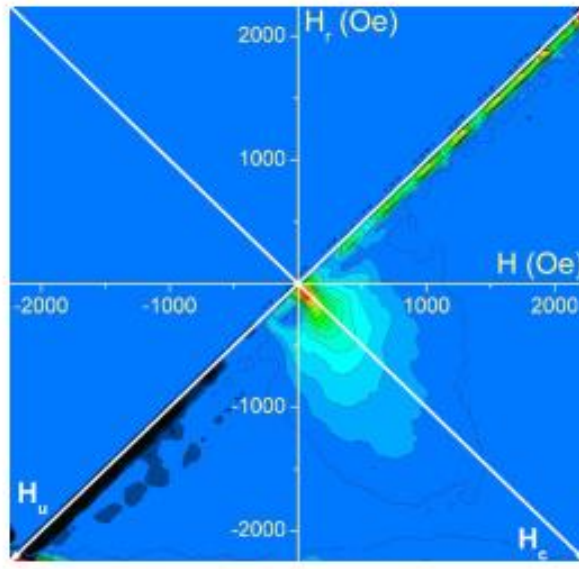


圖 45 以 Extrapolated FORCs mode 作出之 FORC 分布圖[61]

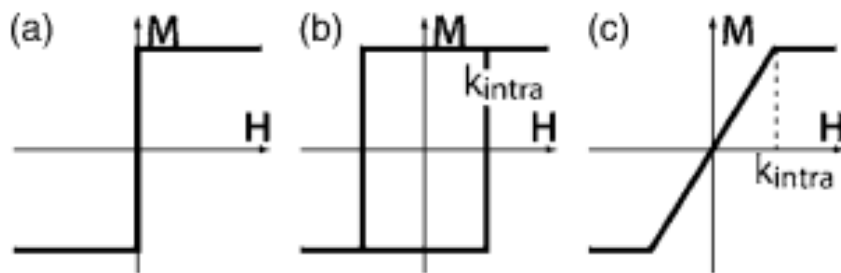


圖 46 基本磁滯子示意圖(a)垂直且可逆態(b)垂直且不可逆態(c)線性且可逆態 [64]

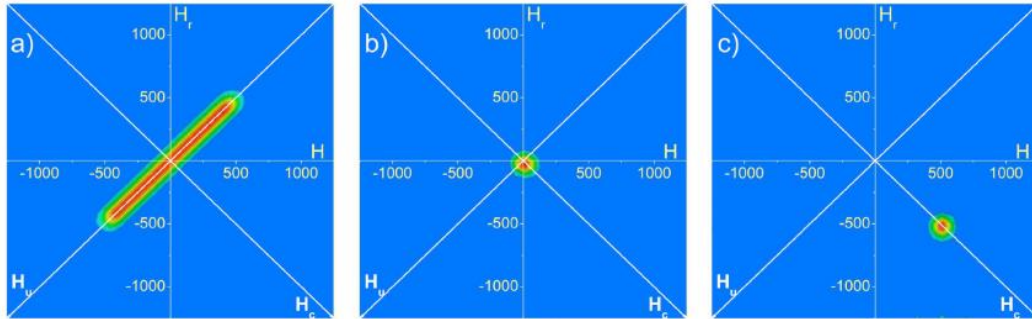


圖 47 垂直可逆態磁滯子，交互作用常數 K_{inter} 為 (a)-500 (b)0 (c)500[64]

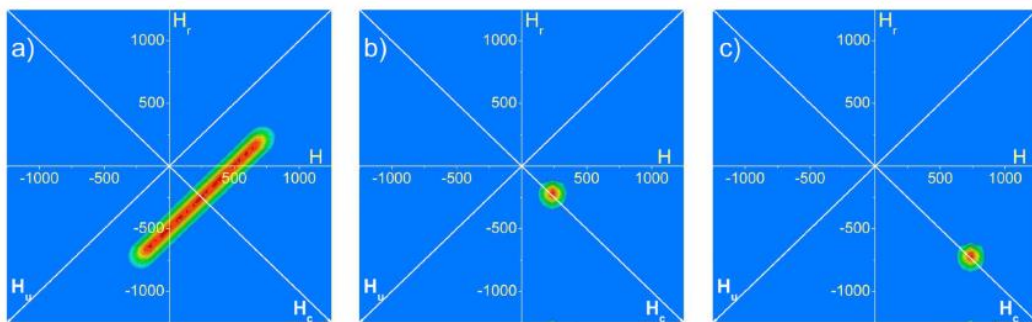


圖 48 垂直不可逆態磁滯子，交互作用常數 K_{inter} 為 (a)-500 (b)0 (c)500[64]

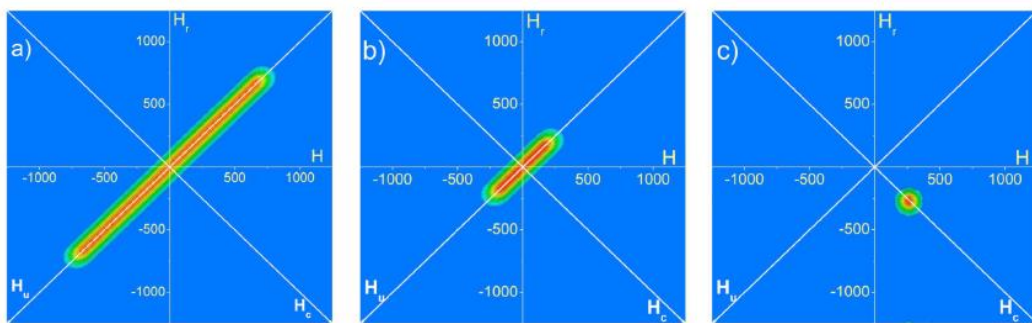


圖 49 線性可逆態磁滯子，交互作用常數 K_{inter} 為 (a)-500 (b)0 (c)500[64]

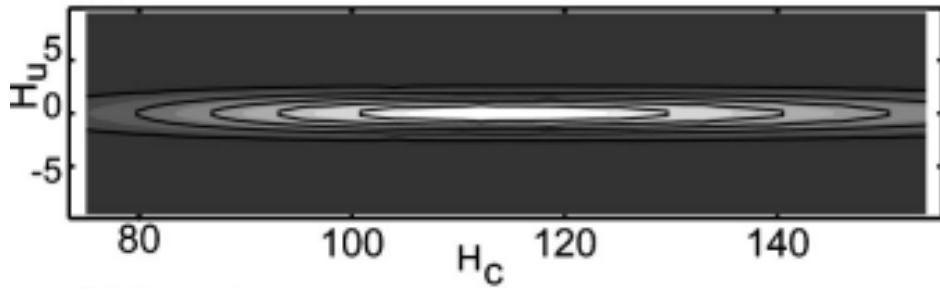


圖 50 無交互作用之單磁區顆粒 FORC 函數分布圖[57]

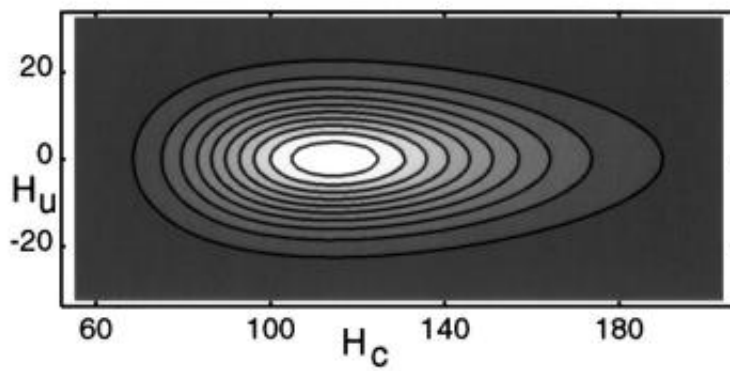


圖 51 具交互作用之單磁區顆粒 FORC 函數分布圖[57]

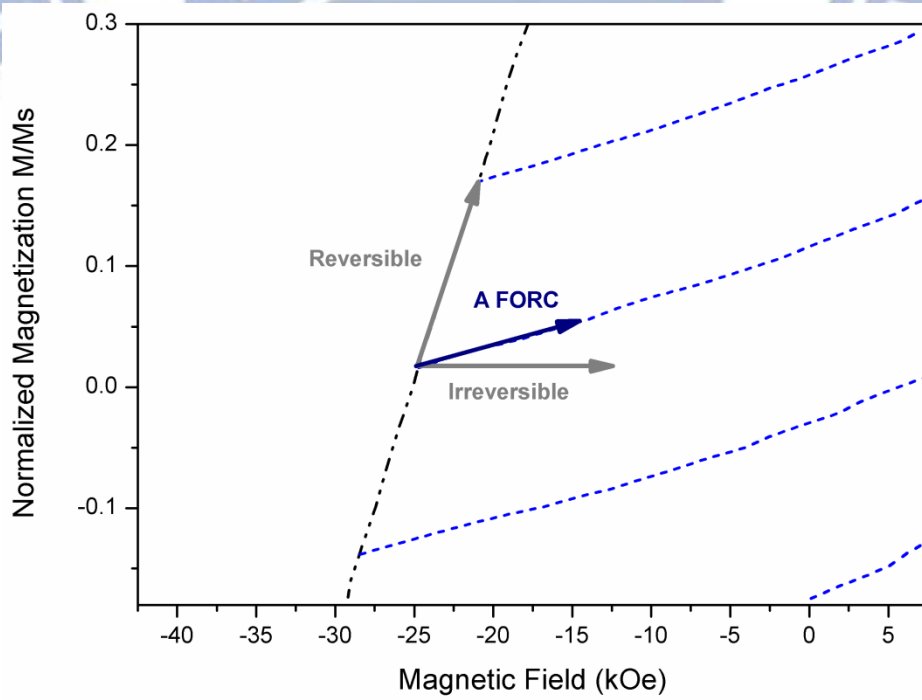


圖 52 一階迴轉曲線中可逆分量與不可逆分量示意圖

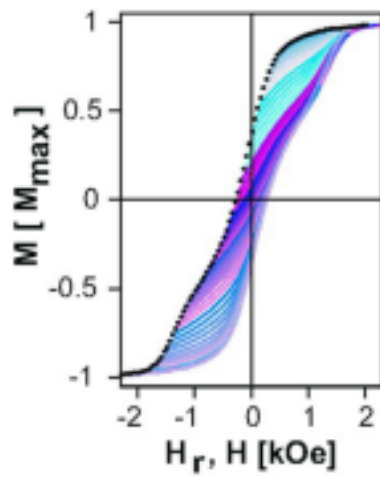


圖 53 一階迴轉曲線[66]

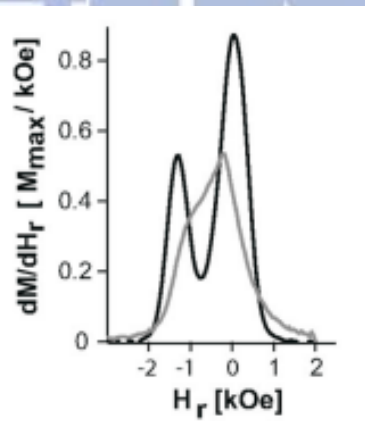


圖 54 可逆分量(黑)與不可逆分量(灰)與 H_r 關係示意圖[66]

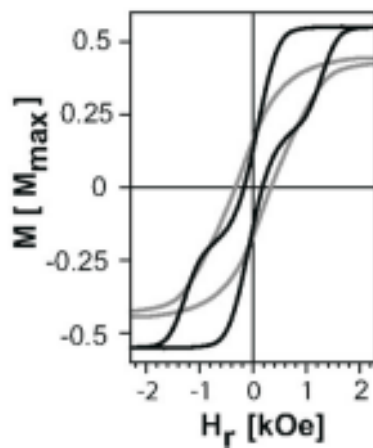
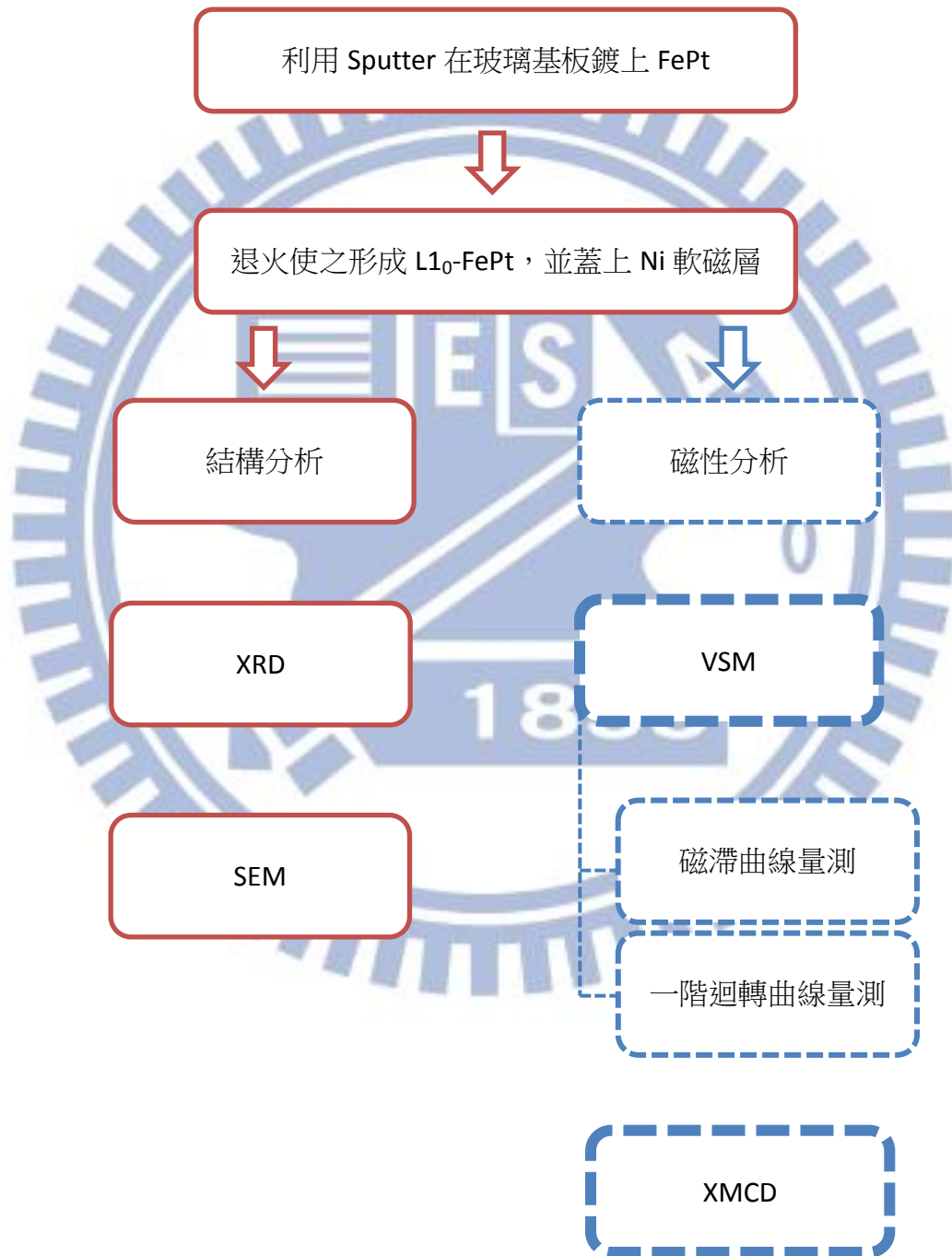


圖 55 可逆分量(黑)與不可逆分量(灰)磁滯曲線重建[66]

第 3 章 實驗流程與分析儀器介紹

3-1 實驗流程圖



※實線外框由中興大學-蔡佳霖老師實驗室提供

3-2 L₁₀-FePt 製程

本實驗中基板使用康寧玻璃，利用 dc magnetron sputtering，在腔體真空度 2×10^{-8} torr，工作壓力為 1.5×10^{-3} torr 的高純度氬氣下，鍍上 FePt (10nm) 並覆蓋 Ag (1nm)，進行 RTA 退火 (800 °C, 10 min)，而表面 Ag 薄膜會擴散至晶界，退火後形成孤立的島狀結構，FePt 由非序化結構變成具 (001) 優選方位之序化 L₁₀-FePt 超晶格結構，此外，以同樣製程製作 L₁₀-FePt 為硬磁層，在其上鍍上 Ni (t nm) 作為軟磁層，t = 0, 3, 7, 12，最後蓋上 Ag (1 nm) 作為保護層。

3-3 量測及分析儀器介紹

3-3-1 場發射掃描式電子顯微鏡(SEM)

此實驗中使用的掃描式電子顯微鏡是系上的 JSM-6700，主要用來觀察材料的表面形貌，以及剖面(側面)景象，工作原理為透過電子槍產生高能電子，通過多組電磁透鏡聚焦至待測試片上做掃描，在電子束與試片作用時會產生多種訊號，包含二次電子、背向散射電子、歐傑電子、特徵 X 光... 等，利用偵測器將這些訊號收集、過濾、轉換與放大取得所需資料。而表面形貌主要由二次電子及背向散射電子取得，其中收集到的二次電子較接近表層，因此訊號較好，故主要透過二次電子成像。而若有加裝能量散步光譜儀(Energy Dispersive Spectroscopy, EDS)，則特性 X 光可用於成分分析。

本實驗中使用機台規格如下：

- (1) 電子槍 冷陰極型式
- (2) 解析度 1.0 nm (15KV) 2.2 nm (1KV)
- (3) 電子槍真空度 10⁻⁸ Pa 以下
- (4) 倍率 25 至 650,000 倍
- (5) 加速電壓 0.5 to 30 KV
- (6) 探針電流 10⁻¹³ to 2×10⁻⁹ A
- (7) 試片大小限制直徑 Φ25 mm × 高度 10 mm
- (8) 試片載台中心式試片台、X-Y 移動範圍: 70 mm x 50 mm、旋轉範圍: 360°、工作距離: 1.5 mm to 25 mm、傾斜角度: -5° to +60°

3-3-2 能量散步光譜儀(EDS)

此系統可用於分析電子束與試片作用後產生的 X 光訊號，當入射電子束撞擊試片發生作用時會產生許多訊號，其中可產生連續 X 光和特徵 X 光，連續 X 光為入射電子減速所放出的連續光譜，形成背景。特徵 X 光的產生則是入射電子將原子中的內層電子撞離軌域，此時原子處於不穩定的狀態，因此外層電子會遷移進入內層軌域來保持系統的穩定。由於外層電子能量較高，當外層電子遷移進入內層軌域時會放出能量，即形成特徵 X 光，而特徵 X 光為特定能階間之能量差，故可藉以分析成分元素。因此藉由 EDS 可量測成分分析、分布狀況。量測模式主要可用 point mode、mapping mode 兩種，point mode 可針對特定點或是特定區域做分析，圖 56 為 EDS 工作示意圖。

3-3-3 X 光繞射分析儀(XRD)

X 光繞射分析儀 (X-ray Diffractometer, XRD) 是利用經過激發金屬靶材所產生具有特定波長的特徵 X 光，使此 X 光射入試片且被試片內部的晶格散射，當滿足 $2d\sin\theta=n\lambda$ 時，其散射就會產生干涉現象，進而產生繞射，再將此繞射圖譜與電腦內的資料庫進行分析比對，即可判定試片的晶體結構，甚至可利用公式計算晶粒大小

在本實驗中，所採用的 X 光繞射分析儀型號為 D2，量測試片為鎳鐵合金奈米線，探討其隨成分變化以及 RTA 時的晶體結構。利用 Cu 的 K_{α} ($\lambda=1.5418\text{\AA}$) 作為分析用的光源，以無背景訊號為載台量測，以 θ - 2θ 模式掃描從 $40^{\circ}\sim 90^{\circ}$ ，間格 0.01° ，每次停留時間 2 秒。

3-3-4 振動樣品磁量儀(VSM)

藉由震動樣品磁量儀(Vibrating Sample Magnetometer)可量測磁性材料的磁滯曲線圖，所獲得的資訊包括飽和磁化量(M_s)、殘留磁化量(M_R)、矯頑場(H_c)、交換場(H_{ex})...等，本實驗使用的儀器為 Quantum Design 公司所製造的 Versa Lab VSM，磁場量測範圍 $-3T\sim +3T$ 、磁矩量測範圍 $10^{-6}\text{emu}\sim 30\text{emu}$ 、溫度量測範圍 $50K\sim 400K$ ，並使用普通氬氣(99.99%)進行降溫，從室溫(300K)降到最低溫(50K)，所需時間約 70-120 分鐘。VSM 的量測需將試片大小控制在約 $2\text{mm}\times 2\text{mm}$ ，將其置於量測基座(石英棒、銅棒)之中心位置，量測方式可分為垂直、水平於磁場兩種量測方式，試片安置於基座後放入腔體下方的電磁鐵中間，以頻率 40Hz 上下振動(振幅可自行選擇，但會影響感測磁化量的相對值)，振動導致磁通量的改變會由電磁鐵與試片中間的拾波線圈(pickup coils)感應而產生電壓，另外在上方的標準參考磁鐵也會因振動而產生一電壓，比較試片與標準試片所產生的電壓差，其與磁化量成

正比，其中外加磁場強度由霍爾探針（Hall probe）量取，磁矩變化量由電磁鐵兩極上之兩組偵測線圈量測而得。圖 57 為 VSM 示意圖。

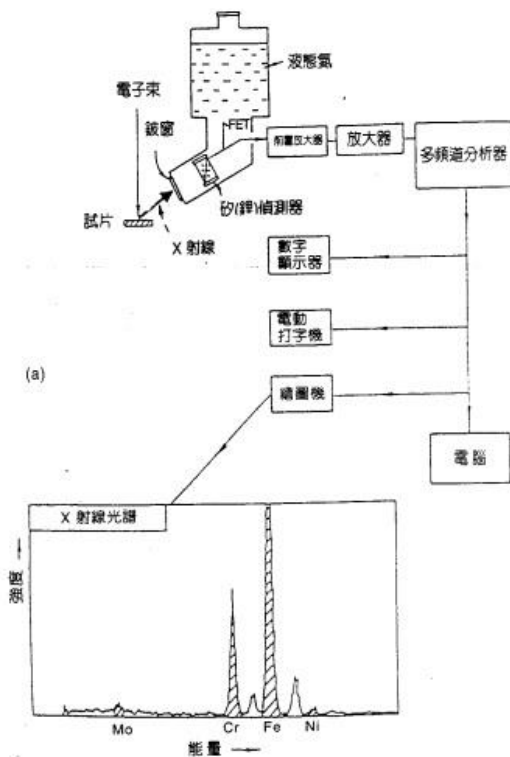


圖 56 EDS 量測示意圖

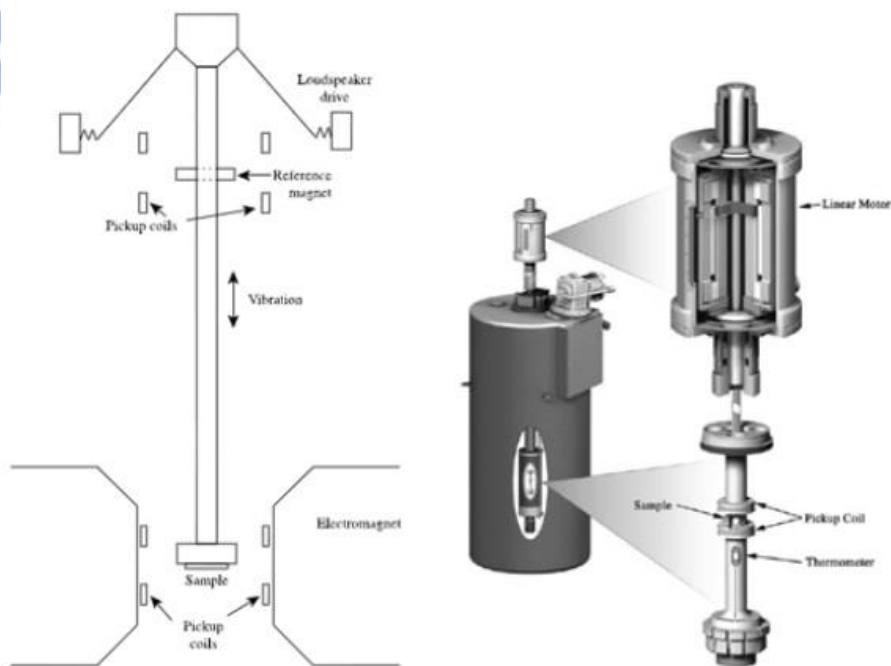


圖 57 VSM 內部裝置和量測示意圖

3-3-5 吸收光譜量測(XAS)

3-3-5-1 實驗方法

本論文中吸收光譜實驗皆在國家同步輻射研究中心進行(National Synchrotron Radiation Research Center, NSRRC)，光束線編號為 11A，其 X 光具有下列特性：

1. 強度極高
2. 波長連續
3. 具偏振性
4. 準直性佳
5. 光束線截面積小
6. 儲存環中真空度高，不易受其他分子影響光源

其工作原理利用高速電子在儲存環內加速偏轉，使 X 光從切線方向射出，此 X 光經過單色儀(Monochromator)形成單一頻率之 X 光，再由布拉格定律(Bragg's Law)，調整入射光與晶面之間的夾角 θ ，如此可選出所需能量作為入射樣品的光源以進行 X 光吸收光譜實驗，過濾出單一頻率 X 光再照射到樣品上，以偵測器量取 X 光與物質作用後的訊號。

本實驗中取樣的方法主要有下列兩種：

(1) 螢光式 (Total Fluorescence yield mode, TFY)：

如圖 58 所示，測量入射 X 光強度 I_0 與樣品經光電吸收後所產生的螢光 I_f 。因為螢光式的測量容易發生內部自我吸收(Self-absorption)，有較高的訊噪比(Signal-to-noise ratio)，但因 X 光穿透度較強，因此可針對厚度較大的樣品進行測量。樣品之吸收係數為： $\mu \propto I_f/I_0$

(2) 電子逸出式 (Total electron yield mode, TEY)：

本實驗主要以採取 TEY 如圖 58 所示，電子逸出式與螢光式為光電吸收之二次效應產物(螢光或 Auger)。測量入射 X 光強度 I_0 與樣品低層軌域電子受到激發後由機台所填充的電子 I_e (電子的電流)。由於電子在物質中的穿透能力較弱，因此僅能探測表層約 3~5nm 之深度，所以測量的是樣品表面的訊息。其樣品之吸收係數為： $\mu \propto I_e/I_0$ 。

3-3-5-2 實驗分析流程

在國家同步輻射中心取得初始數據後，經過下列步驟整理，得到所需的吸收光譜

- 1、截取所需的 data 區間
- 2、將正磁場(μ^+)和負磁場(μ^-)的相加，得到加總的吸收光譜(total XAS)
- 3、將 pre-edge(L_3 -edge 前)的背景值修正
- 4、將 post-edge(L_2 -edge 後)的背景值利用 arctan 函數來進行背景值修正
- 5、將修正背景值後的 data 積分，即可得 r 值
- 6、將背景值修正後加總後的吸收光譜($\mu^++\mu^-$)除以 r 值進行正規化(normalization)，因每一片試片的大小或量測條件(外加磁場大小、施加偏壓大小等)會影響到吸收強度，所以不同的試片要進行比較需將吸收光譜都進行正規化再進行比較。



3-3-6 磁圓偏振光譜量測(XMCD)

3-3-6-1 實驗方法

當量測 X 光吸收光譜時，我們給予樣品正磁場和負磁場，此時藉由同步輻射中心所提供的單一圓偏振 X 光激發特定自旋方向之電子，取得兩張由兩電子自旋方向受到激發所量測到的吸收光譜，兩張吸收光譜經過背景值處理後，相扣所得的差值即為磁源偏振光譜。

3-3-6-2 實驗分析流程

本實驗分析模仿文獻[53]的處理手段，先將正磁場、負磁場的吸收圖譜，如圖 59 所示， μ^+ 為正磁場的吸收光譜， μ^- 為負磁場的吸收光譜，相減後得到的訊號，即為 XMCD 能譜圖($\mu^+ - \mu^-$)，再將全部原子的吸收光譜圖(Total XAS)扣除背景訊號後，將圖積分後即可得到 r 值[53]。從 XMCD 圖可以大略了解原子磁性的變化，但比較前先除以 r 值作正規化。接著要把原子磁性量化，需對未正規化的 XMCD 能譜圖積分($\int \mu^+ - \mu^-$)，可以得到 p 和 q 值。藉由 XMCD 及 XAS 能譜圖搭配總合定則即可計算量化單一原子的自旋磁矩與軌道磁矩對總磁矩的貢獻，總合法則簡化後的計算公式，如式 31 所示：

$$\begin{aligned} m_{orb} &= -4q(10 - n_{3d})/3r \\ m_{spin} &= -(6p - 4q)(10 - n_{3d})/r \end{aligned} \quad (31)$$

其中 m_{orb} 和 m_{spin} 的單位為 μ_B/atom ，在鎳元素中， n_{3d} 為樣品中 3d 軌域佔據的電子數目之參數，本研究中 n_{3d} 為 9.4[68]，p、q、r 代表能譜的積分大小。

3-4 可逆性與不可逆性分析

利用實驗室磁振動樣品儀以及柏安學長所寫出來的一階迴轉曲線量測程式，設定所需的一階迴轉曲線數目，以及飽和磁場、矯頑磁場、交互作用場、最高量測磁場等參數後，系統將會自動進行一階迴轉曲線的量測。所得數據使用 Origin 進行以下分析：

- (1) 將每一條一階迴轉曲線範圍選出並標記
- (2) 針對每一條一階迴轉曲線 H_r 附近量測數據做線性逼近取得斜率(3~5 點)
- (3) 將其斜率對應至一階迴轉曲線迴轉磁場 H_r 作表
- (4) 將上一步驟表格積分，可得可逆分量之磁滯曲線
- (5) 利用主磁滯曲線扣除可逆分量所得之磁滯曲線即為不可逆分量所貢獻之磁滯曲線
- (6) 將不可逆分量磁滯曲線微分可得其翻轉磁場分布曲線
- (7) 整理可逆分量及不可逆分量之數據即可歸納出如圖 60、61 等結果。



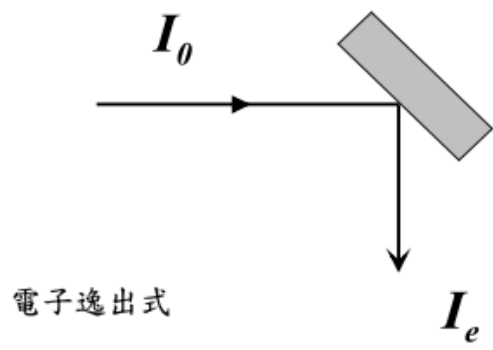
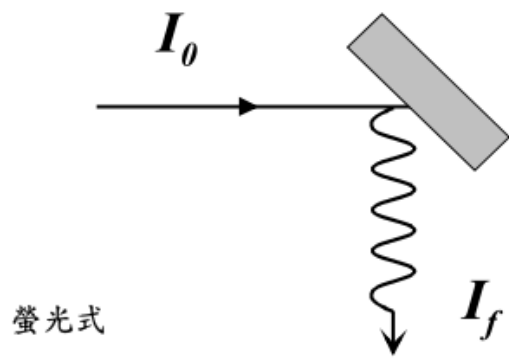


圖 58 螢光式、電子逸出式之量測吸收光譜的方法示意圖

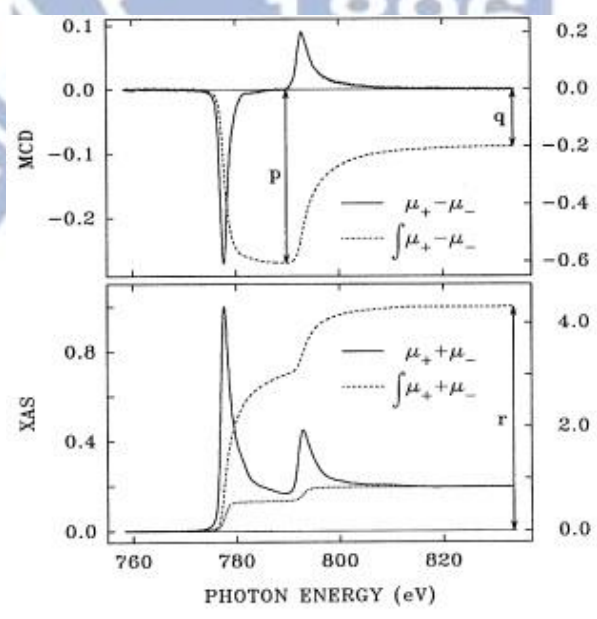


圖 59 鐵元素中，透過 total XAS 和 XMCD 積分所得到的 pqr 示意圖[53]

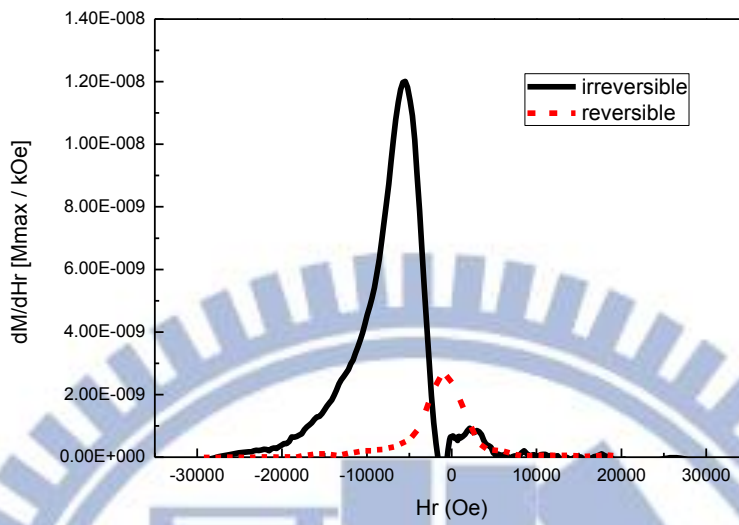


圖 60 磁化分布曲線(虛線-可逆分量，實線-不可逆分量)

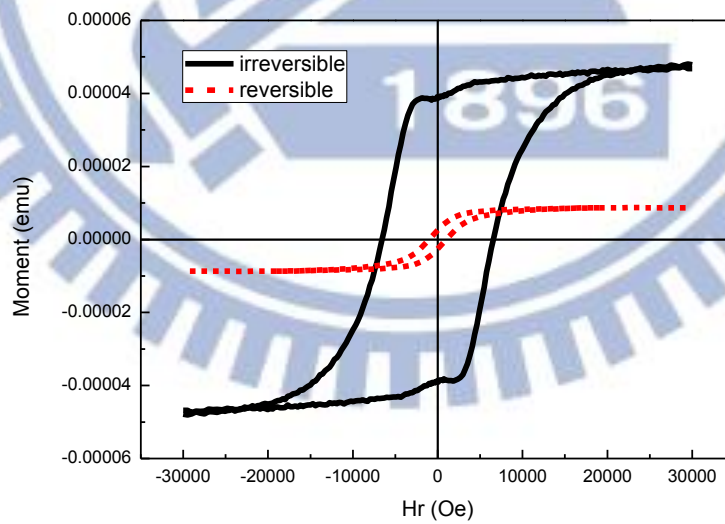


圖 61 重建磁滯曲線(虛線-可逆分量，實線-不可逆分量)

第 4 章 結果與討論

本實驗中所用來進行量測的試片利用 $L1_0$ -FePt 作為硬磁層，Ni 作為軟磁層，將兩磁層相接成為複合式交換耦合媒體以降低翻轉磁場，以下四組不同參數之試片：

- (1) glass/ $L1_0$ -FePt(10nm)/Ag(1nm)
- (2) glass/ $L1_0$ -FePt(10nm)/Ni(3nm)/Ag(1nm)
- (3) glass/ $L1_0$ -FePt(10nm)/Ni(7nm)/Ag(1nm)
- (4) glass/ $L1_0$ -FePt(10nm)/Ni(12nm)/Ag(1nm)

為方便描述，以下內文中簡稱為 FP、FN3、FN7、FN12

4-1 磁性分析

4-1-1 磁滯曲線分析

為了得知四組試片之基本磁性質，最直接的方式是透過 VSM 進行磁滯曲線量測。由量測所得的磁滯曲線，可以得知不同樣品的飽合磁化量、矯頑磁場、飽合磁場、方正性...等磁性質。此外，磁性的量測皆為垂直膜面方向(out of plane)。

本篇研究中我們將利用 VSM 量測到的磁滯曲線分別做正規化處理而呈現於圖 62 中，來比較引入軟磁 Ni 層之後對於整體磁化機制變化的討論著重於翻轉場分布的改變，而翻轉場分布與巨觀磁滯曲線上所呈現之矯頑磁場成正相關關係，因此透過觀測矯頑磁場的改變，我們可得知在軟磁層厚度改變下翻轉磁場所受到的改變，而如圖 62，矯頑磁場大小依序是 FP (7548 Oe) > FN3(6510 Oe) > FN7(6000 Oe) > FN12 (5110 Oe)，因 $L1_0$ -FePt 本質磁晶異向性非常強，因此透過施加磁場使其磁矩翻轉是非常困難的，透過外加磁場使 FP 試片改變磁化方向所需磁場非常大；根據文獻中顯示，此巨大的矯頑磁場應源自於 $L1_0$ -FePt 本質上極高的磁晶異向性所致，以磁化機制來講，此種高度磁晶異向性會使磁區壁在硬磁層中難以成核出現，要透過磁區壁協助翻轉也較不容易，而使磁區的直接翻轉成為了純 $L1_0$ -FePt 的主要磁化行為。其餘 FN3、FN7、FN12 由於覆蓋上一層軟磁層 Ni 薄膜之後，除了矯頑磁場有一明顯軟化的過程外，磁滯曲線整體形狀的變化也透露出 Ni/ $L1_0$ -FePt 磁化機制上將有所變化。如同一般文獻中所報導此種 ECC 的結構中，因磁區壁在軟磁層(i.e 磁晶異向能較小)成核就能量上而言較為容易[1]，故磁區壁會容易在軟磁層的表面處(與 $L1_0$ -FePt 偶合力較弱處)成核，並藉由磁區壁的移動來磁化表層的軟磁磁矩，透過此種磁區壁成核、移動的磁化機制會使翻轉磁場大為下降，故了解磁區壁的尺寸及生成可進一步了解此 ECC 結構中磁軟化的機制，而我們將於 4-1-4 節作進一步的介紹。

另一方面我們發現圖 62 中，隨著軟磁層的覆蓋厚度的增加，在整體磁滯曲線上的方正性也隨之下降，此乃是因為軟、硬磁層間有強烈的交互偶合作用，在施加磁場進行翻轉的過程中，軟磁層造成磁滯曲線上的變化考慮進來後，計算出整體磁晶異向能可用下式表示：

$$K_{u,calc} = \frac{K_{hard}t_{hard} + K_{soft}t_{soft}}{t_{hard} + t_{soft}} \quad (32)$$

因此在 $K_{hard} \gg K_{soft}$ 的狀況下，整體的方正性與 $K_{u,calc}$ 有正相關，從式子(32)中可得知 $K_{u,calc}$ 將會隨著軟磁層厚度的增加而有所下降，但其中硬磁層為實際應用上用來儲存資訊的記錄層，因此複合式交換偶合媒體並不會明顯地改變 L1₀-FePt 所提供的穩定性 ($\Delta E = K_u V$)。

而從磁滯曲線量測中我們可觀察到所有 ECC 都有二階磁化的情況，如同先前在矯頑磁場的討論中所提到的，由於軟磁層磁晶異向性較弱，在較小的外加磁場下，便會有磁區壁的成核出現以及移動，而導致了第一階段的磁化量下降；此外，磁區壁隨著磁場增加將會移動至軟、硬磁層介面處，因兩薄膜層間磁晶異向性差異大，磁區壁的尺寸不同，導致磁區壁無法順利穿越介面繼續磁化，此時繼續提升外加磁場給予能量使其能穿越介面，進而磁化底部的 L1₀-FePt 硬磁層，故可觀測到第二階段的磁化量下降，並且完成整體試片的翻轉過程。而 FP 樣品中因缺乏軟磁層的覆蓋，並不會產生二階磁化的情況，但具有較高的矯頑磁場。

4-1-2 一階迴轉曲線分析

量測一階迴轉曲線可得知試片中，磁矩單元(即第 3 章中所提到的磁滯子)隨著外加磁場而產生的翻轉狀況，並且藉由計算可得知試片中每個磁矩單元在翻轉時，本質的矯頑磁場 H_c 和所受到的交互作用力 H_b 的分布狀況。唯先前於 2-5-3 小節所提到，若是磁矩單元本身所具有的矯頑力 $H_c \cong 0$ (即 K_u 極小的可逆性磁滯子)，則在計算上會被忽略掉，這部分我們可利用 FORC 探討磁翻轉的可逆性而將此可逆的磁矩單元計算出來，將在下一節作更明確的討論。而其餘不可逆的磁矩單元，可透過一階迴轉曲線分布圖，我們可以輕鬆地辨別它們的 H_c 及所受到的 H_b 。圖 63、66、69、72 分別為 FP、FN3、FN7、FN12 量測所得一階迴轉曲線及相對應的峰值，在 FP 試片中僅出現一明顯峰值，是由於外加磁場足以使高磁晶異向性 L1₀-FePt 產生翻轉所造成，磁矩單元在翻轉時吸收外加磁場所提供的磁能，而產生一不可逆的翻轉過程，而令人訝異的是四組試片所產生的一階迴轉曲線分布圖形極為相似，在圖 63 中出現的峰值，同時也出現於其餘三組有覆蓋軟磁層的試片中，因為此峰值為硬磁層的翻轉所產生，即使在 FN3、FN7、FN12 三者中，翻轉是透過磁區壁的移動所造成，但因硬磁層本質上的高磁晶異向性，使得磁矩單元在翻轉時仍需要消耗外加磁場所提供的磁能來進行翻轉，因此在此

處皆可看見硬磁層翻轉時所產生的峰值。但因為峰值的分布變化對於量測參數的規模相對太小，我們難以直接從圖譜中看見明顯的變化；再者，薄膜的厚度與量測的品質與參數設定，也會影響分布圖的解析度，以至於分布圖計算無法提供直接的證據關於磁化機制的改變，或者其變化的來源主要源自於一些可逆的磁翻轉所構成，故無法在一階迴轉曲線分布圖形呈現。為了更清楚的計算出磁矩單元翻轉時的磁性特徵，利用 3-4 節所介紹的可逆性分析技術來對一階迴轉曲線作更精確的分析。

4-1-3 可逆性分析

利用 3-4 小節所提到之方法，可將四組試片在磁矩翻轉時的磁性質分析出來，圖 75、77、79、81 分別為四組試片的可逆、不可逆翻轉的翻轉場分布；圖 76、78、80、82 為利用此翻轉場分布重新建構之磁滯曲線。圖 75 顯示，FP 的試片中我們發現，只有一不可逆的翻轉場分布位於 1 Tesla 的反向磁場上，此結果與磁滯曲線的分析以及相關文獻的報導中比對後可以得知，高磁晶異向性的 FePt 的磁化過程是一不可逆且伴隨著約 1 Tesla 的翻轉場分布[2, 48, 49, 69]，有了此參考值之後我們將重點放在當軟磁 Ni 層覆蓋於 L1₀-FePt 上之後在磁的可逆-不可逆性上有甚麼變化。如同圖 77、79、81 中顯示，當表面覆蓋上一層 Ni 之後，翻轉場分布圖也有些許不同，首先，在主要的不可逆分布前出現一局部的不可逆磁化行為產生，且分布強度隨著增加 Ni 膜厚而增加；其次，在零場附近有一可逆的翻轉場分布相伴而生，且強度也依照 Ni 膜厚增加而增加。就之前的討論中可知，不可逆的翻轉分布通常是因為磁矩單元本質的磁晶異向性非常強，或是本質擁有的矯頑磁場，欲使這種不可逆磁滯單元產生翻轉而施加磁場時，伴隨著磁能的吸收、消耗、儲存等，達到翻轉的目的[1]，而在一階迴轉曲線分布圖上出現峰值[56, 57]，如圖 63、66 所出現的峰值即是；此外，在磁區壁成核時，存在於磁區壁中的磁矩必須維持在一種非低能量的狀態（難軸方向）是需要保持在高能狀態的來維持磁區壁的形貌，所以在磁區壁成核時會吸收磁能並儲存於磁區壁中，因此在磁區壁成核時也會發生不可逆之峰值；而可逆性的翻轉雖然隨著外加磁場的增減而有磁化量的改變，亦有磁矩單元的翻動，但可能因其本質磁晶異向性非常微弱，本質矯頑磁場非常小或是近似於零，而產生一可逆性的翻轉，可逆性的翻轉不需要吸收、消耗磁能，也不會儲存外加磁場所提供的磁能，僅是單純的隨著外加磁場的大小而作翻動導致磁化量上的改變，如磁區壁移動時，磁區壁尺寸不再增減，僅以移動來翻動軟磁層，不會有磁能上的消耗即為此狀況。

圖 75 僅有一明顯的不可逆峰值，幾乎無可逆性的分布出現，因此在重建磁滯曲線上，圖 76 只重建不可逆之磁滯曲線，此磁滯曲線幾乎與主磁滯曲線相同，表示在 FP 試片中的翻動幾乎全都是由高矯頑磁場的磁矩單元所構成，此時翻轉需要大的外加磁場提供能量翻轉而產生不可逆峰值。相較之下，圖 77、79、81 在低場時先出現了另一不可逆峰值，表示在 FN3、FN7、FN12 三者中，其翻轉

過程與 FP 試片並不相同，且並非一次性完成，這個低場峰值($H \sim 2500$ Oe)的出現可歸咎於軟磁層的覆蓋，因軟磁層可在低場($H \sim 2500$ Oe)的狀況下先行翻轉，因此在低場處($H \sim 2500$ Oe)才會有峰值的產生，此峰值也導致了圖 78、80、82 中重建不可逆之磁滯曲線有了第一階段的下降。但此不可逆峰值，在先前一階迴轉曲線分布圖上無明顯峰值，很可能是因為此處不可逆的磁矩單元矯頑磁場太小或是計算分布圖的解析度不足所造成，透過可逆性分析，可將此特徵測出，圖 83 以 FN7 為代表標示出此不可逆峰值所產生的地方為第一階段磁化量下降處，至此，第一階段的磁化量下降可歸因於軟磁層的覆蓋，並且應由軟磁層的磁矩單元翻動所造成，但其本質的磁晶異向性非常地低，因此在一階迴轉曲線分布圖上非常的不明顯。

此外，在 FN3、FN7、FN12 三組試片的分布圖中，也較 FP 多了一根可逆性的翻轉分布，表示此可逆性的翻轉分布亦發生在 Ni 軟磁層中，並且從圖中可知，此可逆峰值在有軟磁層的試片中，皆出現在第一根不可逆峰值之後，其關係應與試片的翻轉機制有密切的關係，所以接著將討論其翻轉機制。

4-1-4 翻轉機制

由複合式耦合交換媒體 FN3、FN7、FN12 的翻轉場分布圖則皆出現了三個峰值，順序大致上為：不可逆翻轉→可逆翻轉→不可逆翻轉，三個步驟。在複合式交換耦合媒體中，我們可將軟、硬磁層磁矩單元分為兩類，一為由兩單一磁區所構成的翻轉方式，如圖 85 左圖，另一為將軟、硬磁區視為皆由許多磁矩單元所組成，並且透過磁區壁的產生及移動，逐層翻轉磁矩單元，此種方式即為磁區壁協助翻轉；第一種方式中，外加磁場首先會使軟磁層磁矩產生翻動，可逆性的與否則視軟磁層本質的磁晶異向能及矯頑磁場或是由軟、硬磁層的交互作用力造成影響，而軟磁層的翻動透過軟、硬磁間強烈的交換偶合作用對硬磁層有協助翻轉的作用，再加上外在磁場的施加，兩者到達一定值後便可使硬磁層產生翻轉，完成磁化翻轉過程。此種翻轉過程，若軟磁層的磁晶異向性或矯頑磁場非常小或是近似於零，則在可逆性分布中應會有一可逆峰值的出現，待硬磁層隨之翻轉後再有一不可逆峰值出現，這種狀況下通常為複合式交換彈簧媒體所產生的翻轉機制；倘若軟磁層之磁晶異向性或矯頑磁場是必須考慮的，則應在 H_r 較小處會先有一不可逆峰值的出現，而後伴隨著硬磁層翻轉所造成高場的不可逆峰值出現，但此種翻轉對於軟化 $L1_0$ -FePt 所產生的效應即不明顯。在圖 77、79、81 中我們可發現有三個峰值出現，因此在 FN3、FN7、FN12 中的翻轉機制並不是由兩單一磁區所構成，而是由許多磁矩單元所構成，並透過磁區壁協助翻轉。

在第二種翻轉方式中，因為軟、硬磁層介面處有強烈的偶合作用，會影響鄰近介面處磁矩的翻動，因此在翻轉的過程中，磁區壁的形成大多在離介面較遠處開始成核，成核時磁矩單元由原本垂直膜面方向，開始翻動至水平方向形成磁區壁，如圖 86(a)至(b)，如圖所示磁區壁中的磁矩方向會指向非易軸方向，在磁區

壁成核過程中，會吸收外加磁場所提供的磁能儲存於磁區壁中驅使磁區壁成核以及成長並維持磁區壁的樣貌，因為有磁能的吸收、儲存導致在低場時出現一不可逆的峰值，此外，我們發現在厚度越厚時成核的含量越高，如圖 87，因為試片大小不相等，因此將其個別對整體飽合磁場作正規化後比較第一個不可逆峰值的強度比，依序為 FN12 > FN7 > FN3，是由於軟磁層厚度增加時，距離介面較遠處的體積增加，成核發生的機率提升，因此成核所造成磁化量的改變隨著厚度增加而提升，此外從圖中可知厚度越厚的成核反應會越早發生，雖然間隔並沒有非常明顯，但根據文獻[8]指出，在軟磁層磁晶異向能非常小的狀況下，成核場大約正比於 $1/t_{soft}^2$ ，厚度越厚時會越早成核，此現象在圖 62 正規化後的主磁滯曲線中第一階段的磁化量下降可明顯看出由軟磁層最厚的 FN12 試片最先發生。

此外，在圖 77、79、81 中發現第二特徵可逆峰值主要是由於磁區壁的移動而造成，因為磁區壁形成後可視為一富有高能量的介面，此時隨著外加場的改變此介面能夠在軟磁層中向下移動進行磁化，由於軟磁層本身磁晶異向性不強，被磁化的過程中並不會吸收、儲存、消耗磁能，因此磁區壁在厚度沒有消長的狀況下進行軟磁層的磁化動作為一完全可逆的翻轉過程，因此有可逆峰值的產生，磁化過程將持續至磁區壁被凍結在軟、硬磁層介面處為止，如圖 86(b)至(c)；此外，在圖 77、79、81 中，可逆峰值的出現與低場不可逆峰值幾乎快要同時出現，表示磁區壁一但成核出現，便會開始同時成長與移動進行磁化，因此可逆峰值出現順序為 FN12、FN7、FN3，圖 88，如同磁區壁成核之順序。

第三根峰值的出現是由於磁區壁穿越軟、硬磁層介面後，因磁化具有超高磁晶異向性 $L1_0$ -FePt 需要提供大量的磁能使之跨越能障翻轉，並透過磁區壁壓縮、移動磁化硬磁層完成翻轉過程，如圖 86(d)至(e)，因此在高磁場處會出現另一不可逆的峰值，此外，圖 62 中，第二階段的磁化量下降亦是由 FN12 最先發生，接著依序為 FN7、FN3、FP，表示在軟磁層較厚的試片中，磁區壁最早穿越軟、硬磁層介面，透過軟磁層厚度的增加，能使磁區壁翻轉過程，即磁區壁的成核、移動、穿越軟、硬磁層介面、翻轉硬磁層，在更小的外加磁場下完成，達到軟化的目的。圖 89 是以 FN12 為例子示意磁化翻轉過程。

4-1-5 XMCD、Sum rule 計算

透過 XMCD 量測與 Sum rule 計算，能夠針對軟磁層中 Ni 的自旋磁矩作探測與計算，實驗上更明確地指出磁區壁協助翻轉的機制是由軟磁層 Ni 所引起。圖 90、91 為 FN3、FN7 在改變外加磁場的狀況下量測吸收光譜(XAS)所得的磁圓偏振光譜(XMCD)，首先，隨著外加磁場的增加，我們可以觀測到 XMCD 圖譜峰值強度越強，是因為再外加磁場提升的情況下，磁區壁由軟磁層產生並往下方軟、硬磁層介面移動使得 Ni 軟磁層逐層磁化，造成峰值強度的增加；為了能夠更清楚的瞭解 Ni 層的磁化狀況，我們利用總合法則(Sum rule)進行自旋磁矩的計算，其結果於圖 90、91 的插圖中，觀察不同厚度兩者自旋磁矩的趨勢變化會

發現，在 FN3 中，外加磁場由 0.5T 至 0.7T 時有一個反曲點出現，而 FN7 則較不明顯，其原因是由於在 FN3 中，磁區壁要穿越軟、硬磁介面進入硬磁層前，兩者所能容納磁區壁尺寸差異大，因必須透過外加磁場壓縮磁區壁才能進入硬磁層繼續磁化，而壓縮磁區壁的因素與軟磁層本身的磁晶異向能 K_s 、交換耦合強度 A 、外加磁場 H 、磁化量 M_s 相關，由於軟磁層磁晶異向能非常小，交換耦合強度為一定值的狀況下，壓縮磁區壁的變數則與外加磁場 H 以及軟磁層磁化量 M_s 相關，其關係如下式[5]：

$$l_s = \sqrt{2A_{soft}/H_{appl}M_{soft}} \quad (33)$$

由上式以及磁滯曲線圖 62 可知在軟磁層越厚的情況下，壓縮磁區壁所需的磁場隨著厚度增加而下降，因此在 FN7 中磁區壁磁化的過程進行的較為順利，以總合法則所計算的結果反曲點較不明顯，而 FN3 中則會出現較明顯的反曲點。為了進一步確認以上結論，將圖 62 中，第二階段磁化量開始下降處為磁區壁開始進入硬磁層時所需的外加磁場，在 FN3 中約為 4500 Oe，FN7 中約為 3800 Oe，而我們進行吸收光譜量測時因外加磁場與試片夾角約為 30° ，較概略的計算實際磁場 $B = b \cos \theta$ ，則量測時 0.5T 與 0.7T 的外加磁場實際作用於垂直膜面的分量約為，4330 至 6050 Oe，因此在 FN3 中在外加磁場 0.5T 下，磁區壁仍未被壓縮至硬磁層中，導致有明顯的反曲點出現。為了更清楚磁區壁尺寸差異，接近磁區壁穿透介面所需磁場時利用(33)式，假設試片面積為 $0.2 \times 0.2 \text{ (cm}^2\text{)}$ ，交換耦合強度, A (exchange stiffness) = $1 \times 10^{-6} \text{ erg/cm}$ ， $K_s = 0 \text{ erg/cm}^3$ ，可算出軟磁層內部此時磁區壁尺寸約為 8 nm；另一方面，假設硬磁層交換耦合強度, A (exchange stiffness) = $1 \times 10^{-6} \text{ erg/cm}$ ， L_{10} -FePt 磁晶異向性常數 $K_u = 7 \times 10^7 \text{ erg/cm}^3$ ，利用下式[5]：

$$l_h = \sqrt{A_{hard}/K_{hard}} \quad (34)$$

所得磁區壁尺寸約為 1.2nm。如此，可見兩者之間所能容納磁區壁大小之差異，由於試片面積無法準確的得知，以及理論參數並非與實驗中所製造的試片完全相同，在此，磁區壁的計算僅提供分辨兩磁層之間所能容納磁區壁。

另外，即使試片體積無法精確分析，但以本實驗量測所得之參數為準，仍可利用(33)式計算在相同磁場下，軟磁層中磁區壁的尺寸比例 FN3:FN7:N12 = 1.21 : 1.1 : 1，如圖 92，可得知在特定外加磁場下，軟磁層越厚時磁區壁大小越小，也越容易壓縮至符合硬磁層所能容納的尺寸。此外，磁區壁穿越介面的磁場 (de-pining field) 應與矯頑磁場有正相關，如圖 93，表示在 FN3、FN7、FN12 中的翻轉機制確實是透過磁區壁移動來進行磁化的。透過 XMCD 的量測與一階迴轉曲線技術，我們可以瞭解多層膜試片在經由外加磁場翻轉的過程中，由何者引發磁化量的變化，以及翻轉過程、機制、特定磁場下的狀態...等，徹底了解磁性膜的翻轉原理。

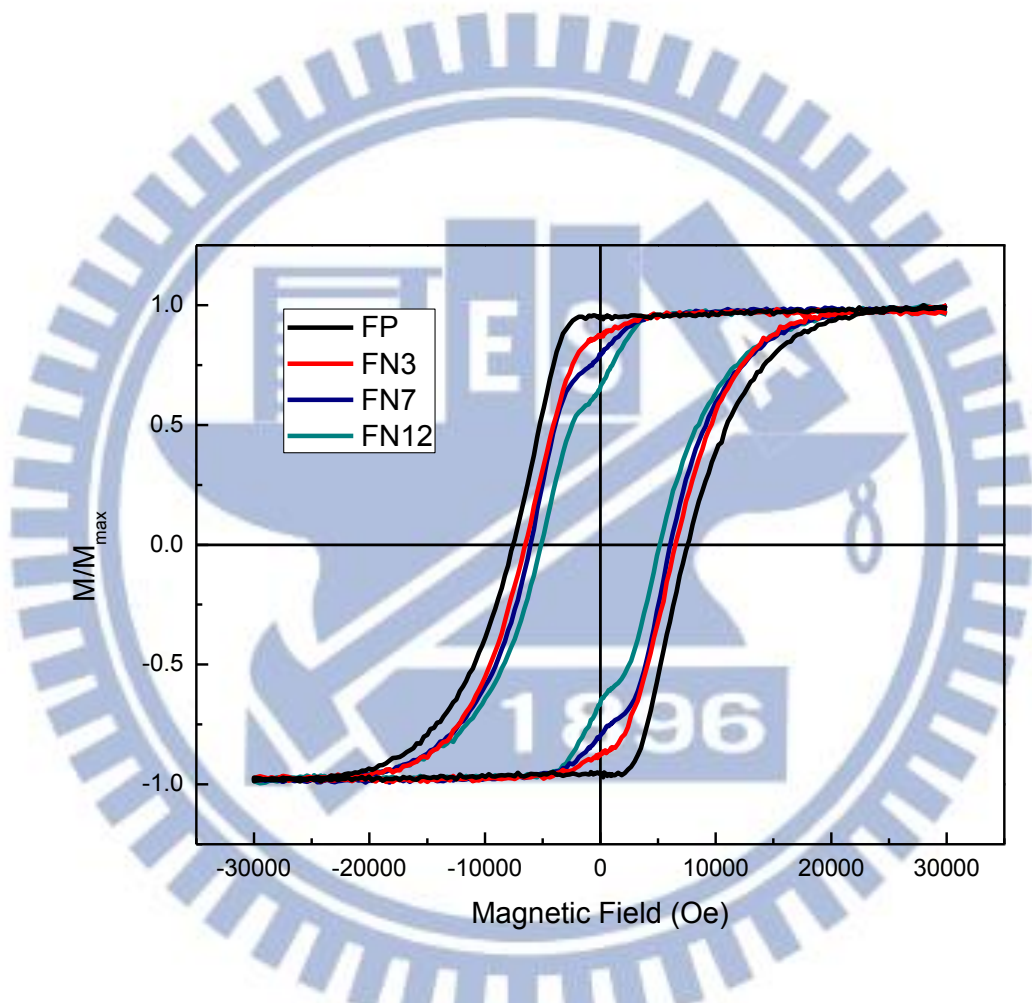


圖 62 正規化之磁滯曲線

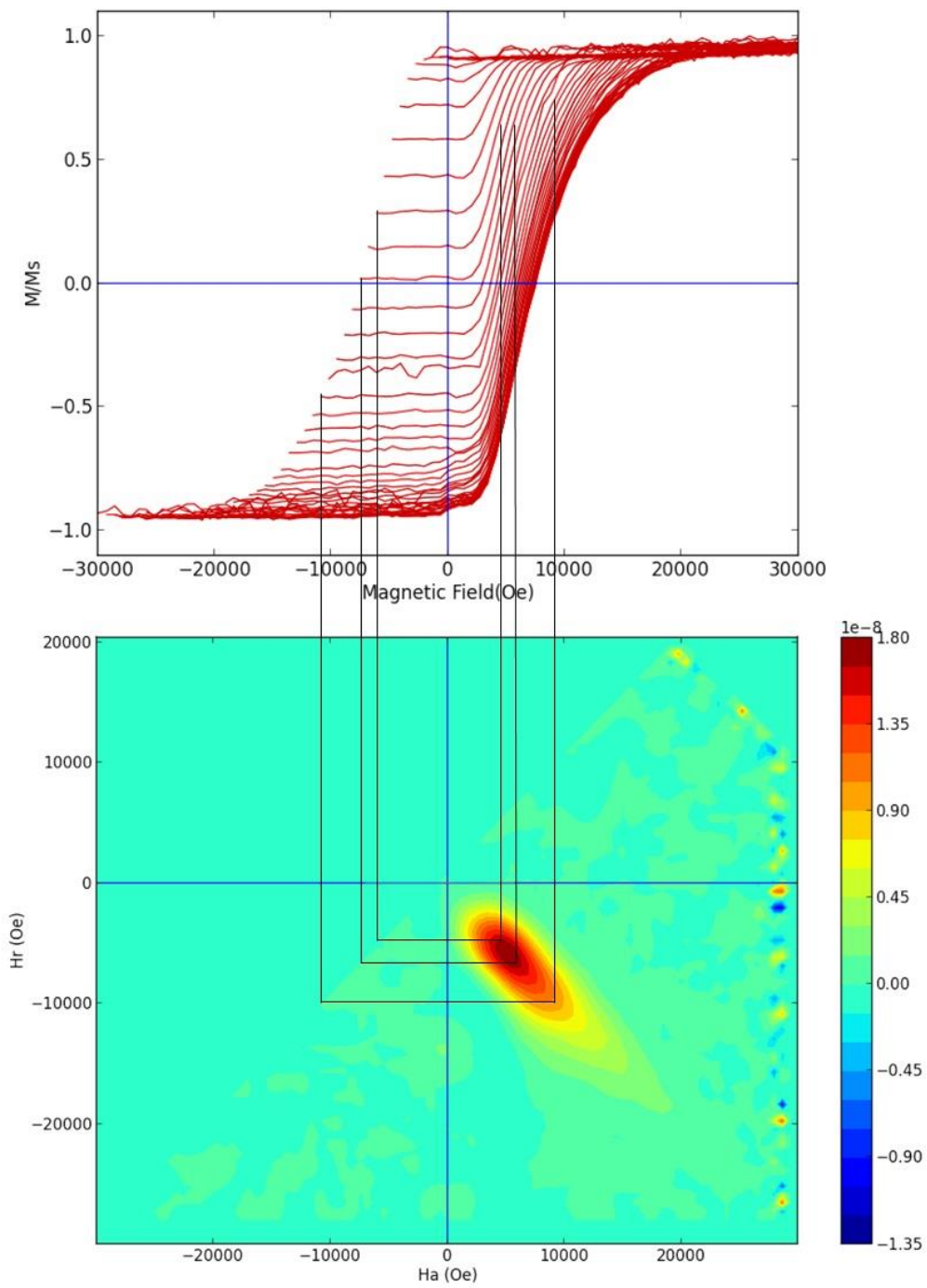


圖 63 FP 一階迴轉曲線對應分布圖

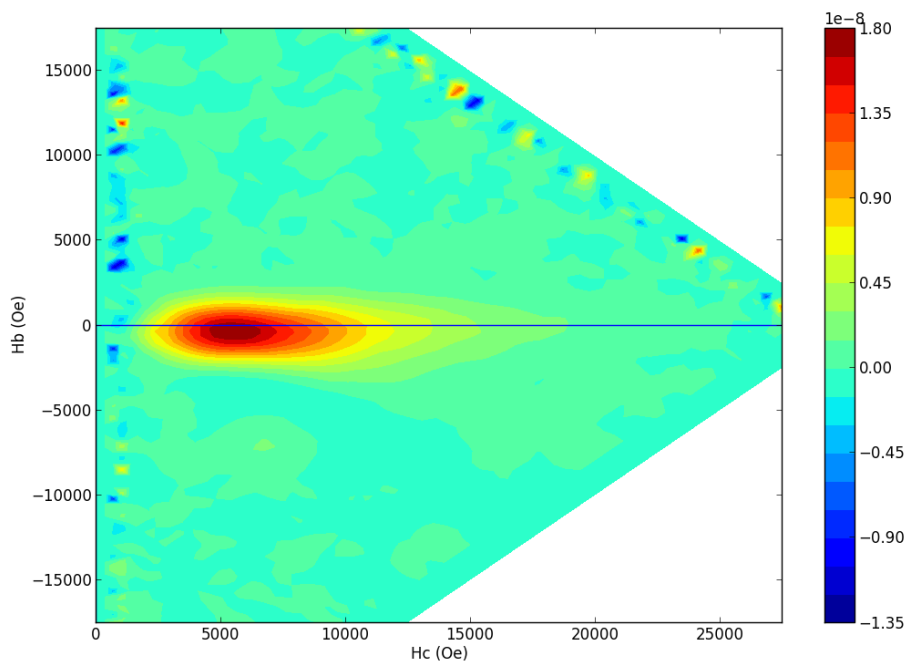


圖 64 FP 一階迴轉曲線分布圖(H_c 、 H_u (or H_b)為座標軸)

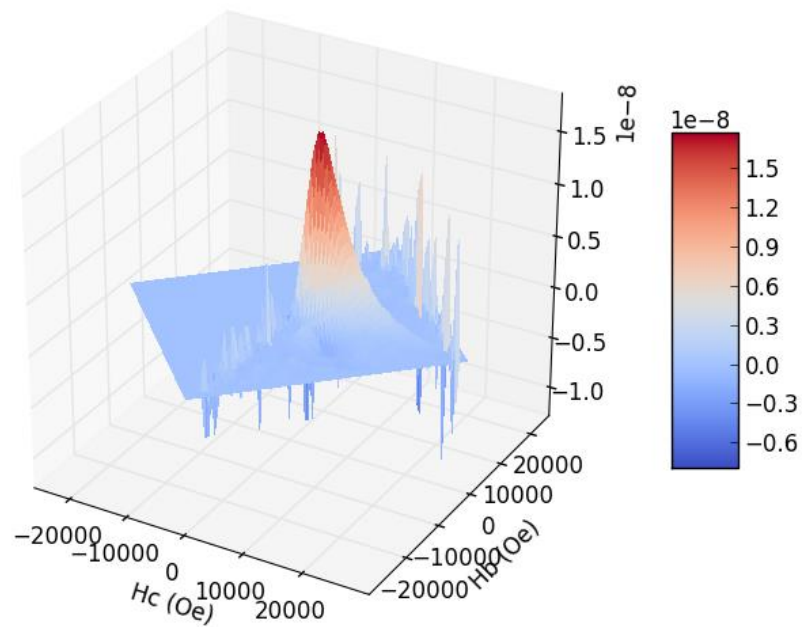


圖 65 FP 一階迴轉曲線 3D 圖(H_c 、 H_u (or H_b)為座標軸)

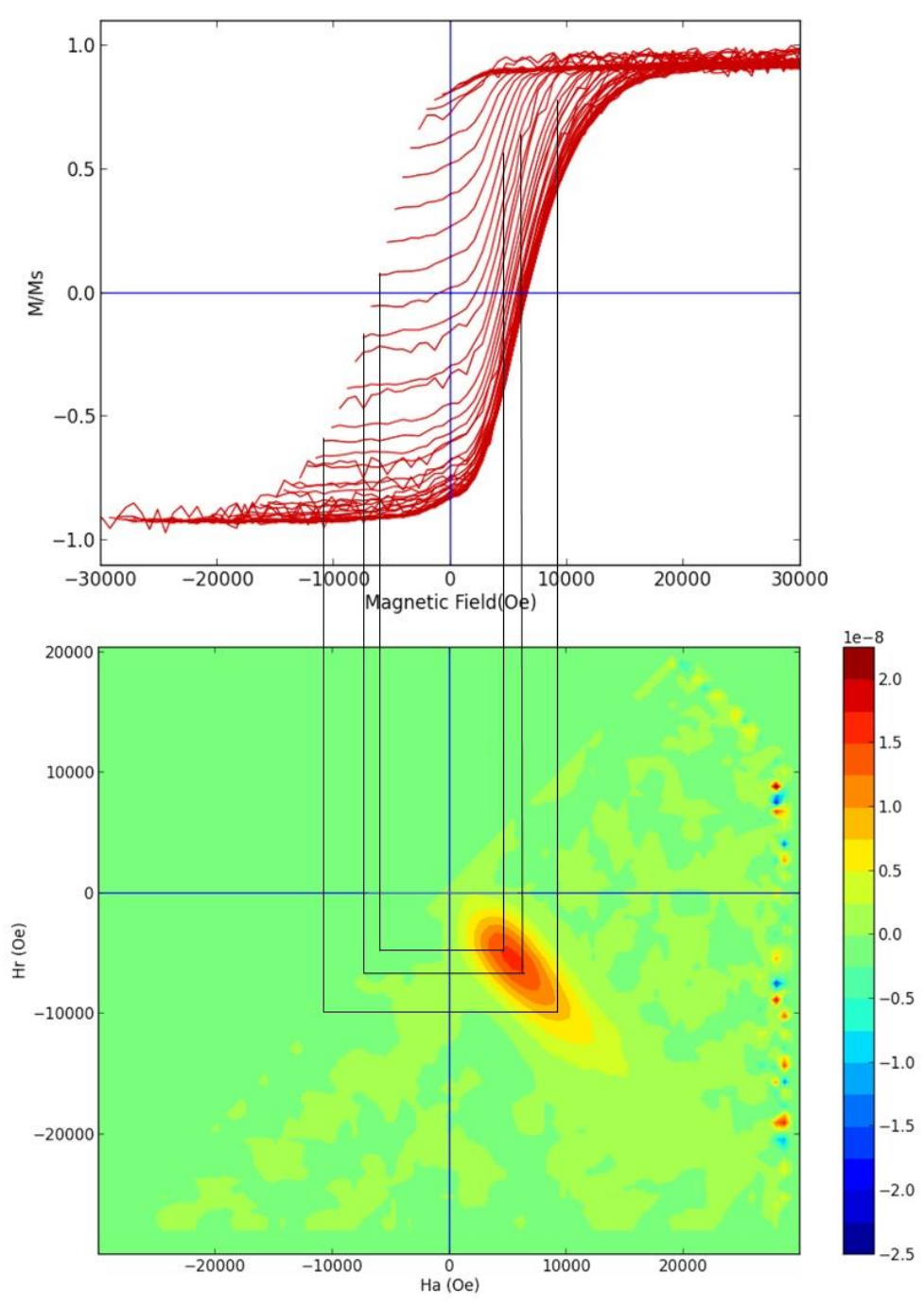


圖 66 FN3 一階迴轉曲線對應分布圖

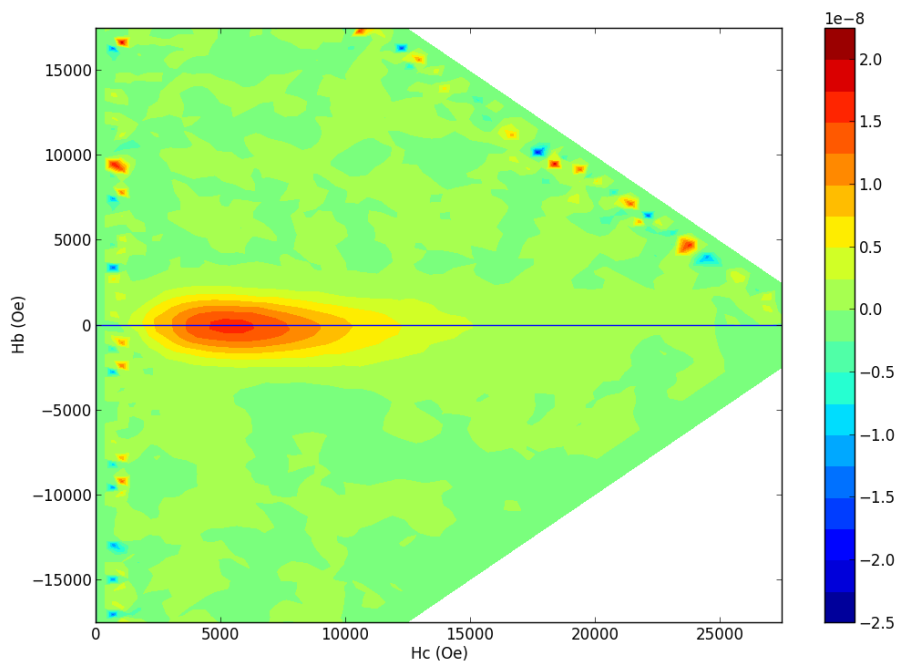


圖 67 FN3 一階迴轉曲線分布圖(H_c 、 H_u (or H_b)為座標軸)

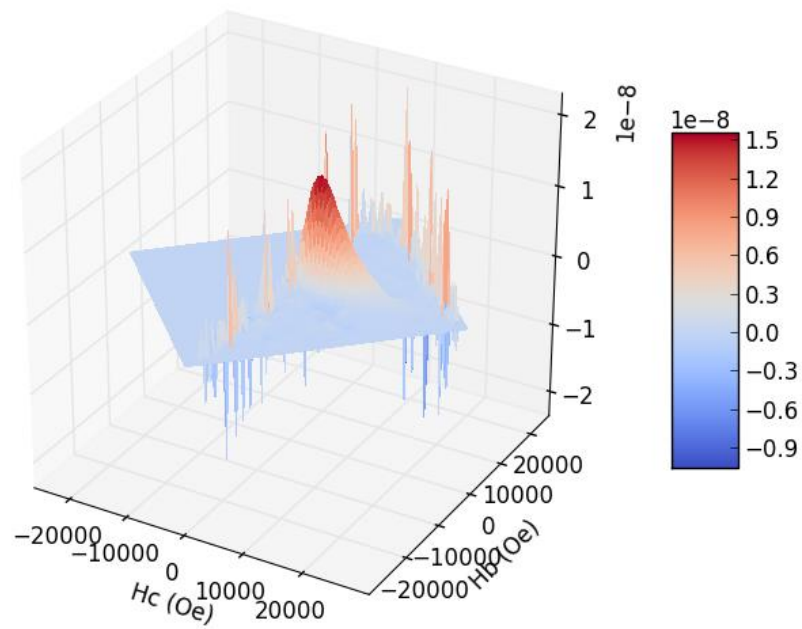


圖 68 FN3 一階迴轉曲線 3D 圖(H_c 、 H_u (or H_b)為座標軸)

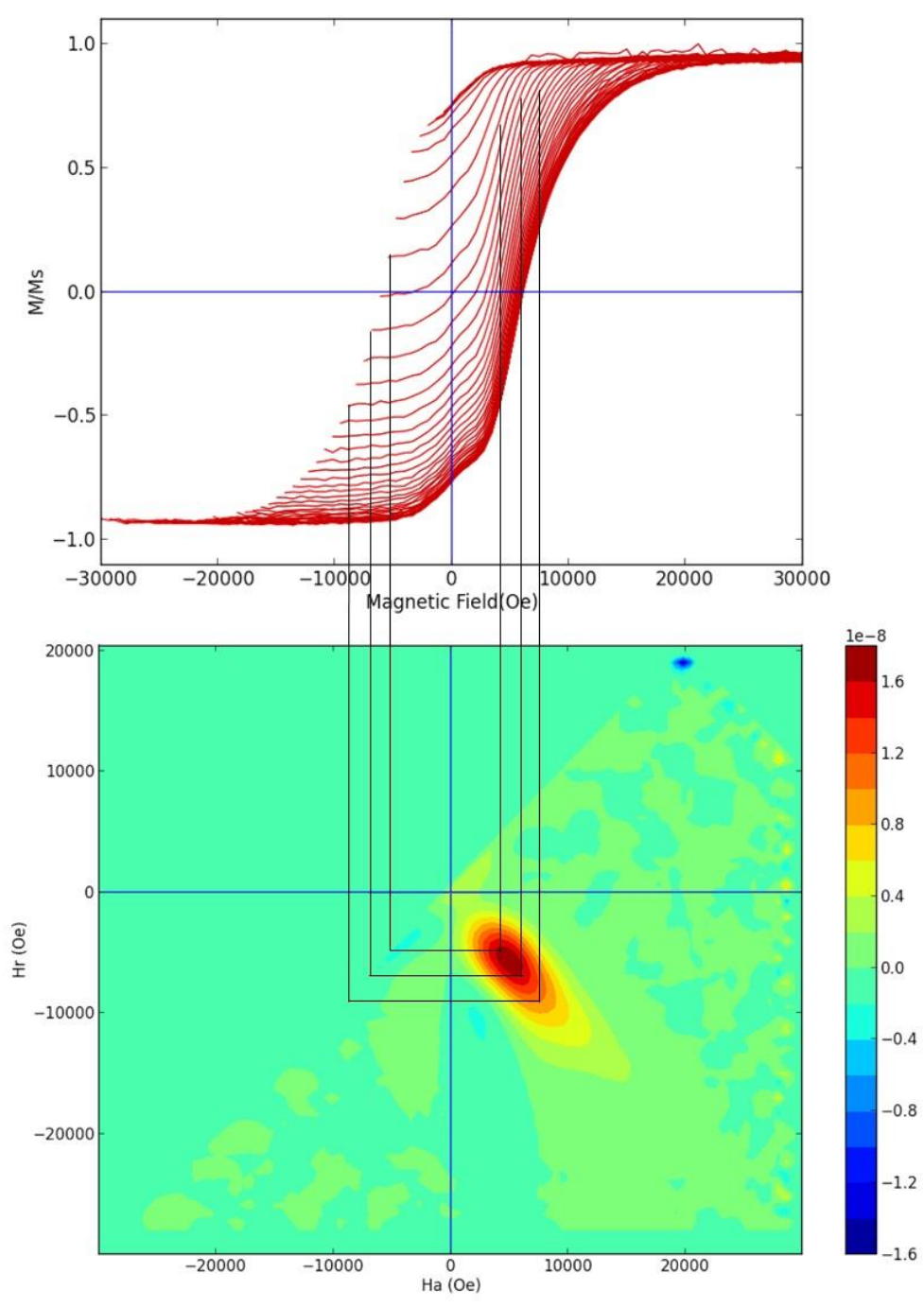


圖 69 FN7 一階迴轉曲線對應分布圖

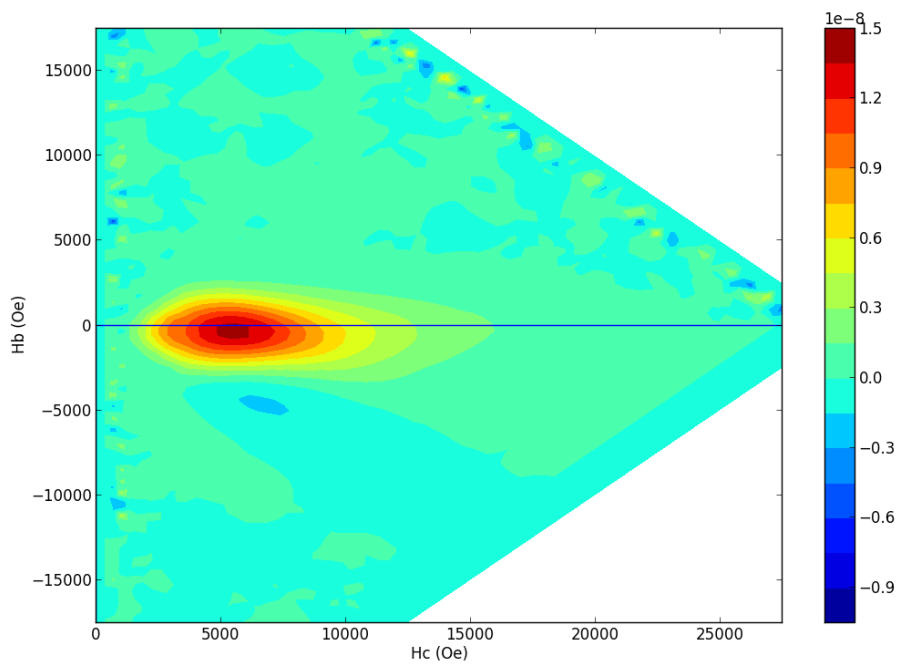


圖 70 FN7 一階迴轉曲線分布圖(H_c 、 H_u (or H_b)為座標軸)

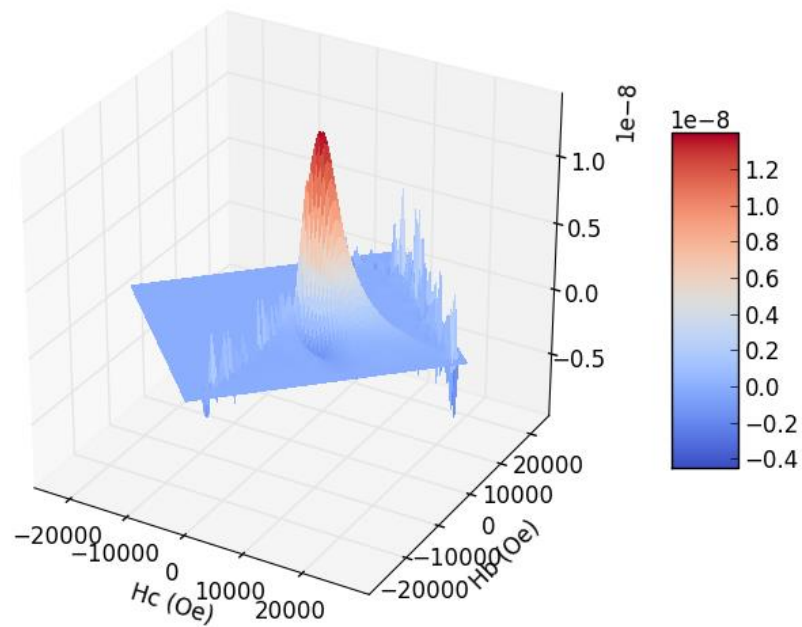


圖 71 FN7 一階迴轉曲線 3D 圖(H_c 、 H_u (or H_b)為座標軸)

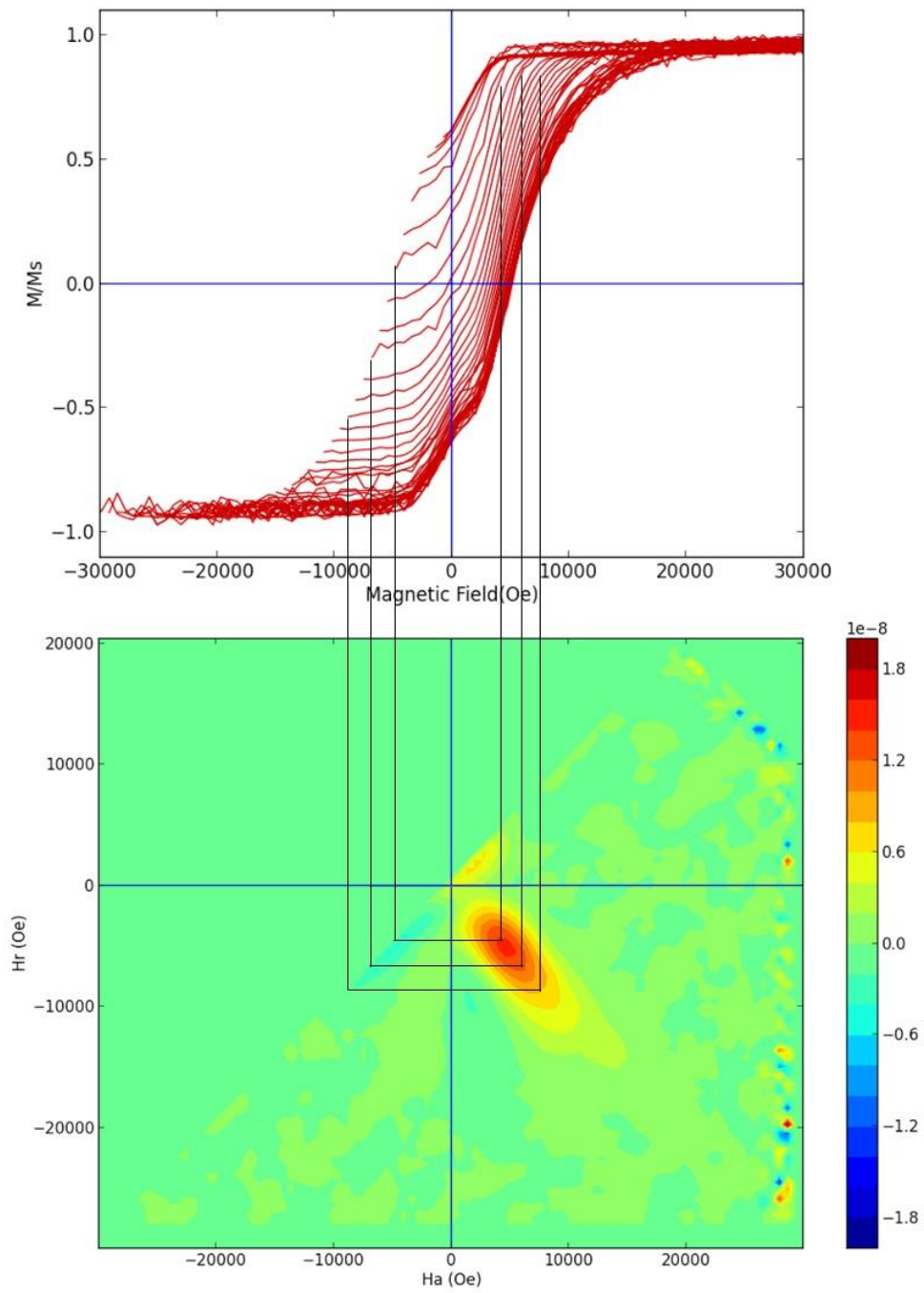


圖 72 FN12 一階迴轉曲線對應分布圖

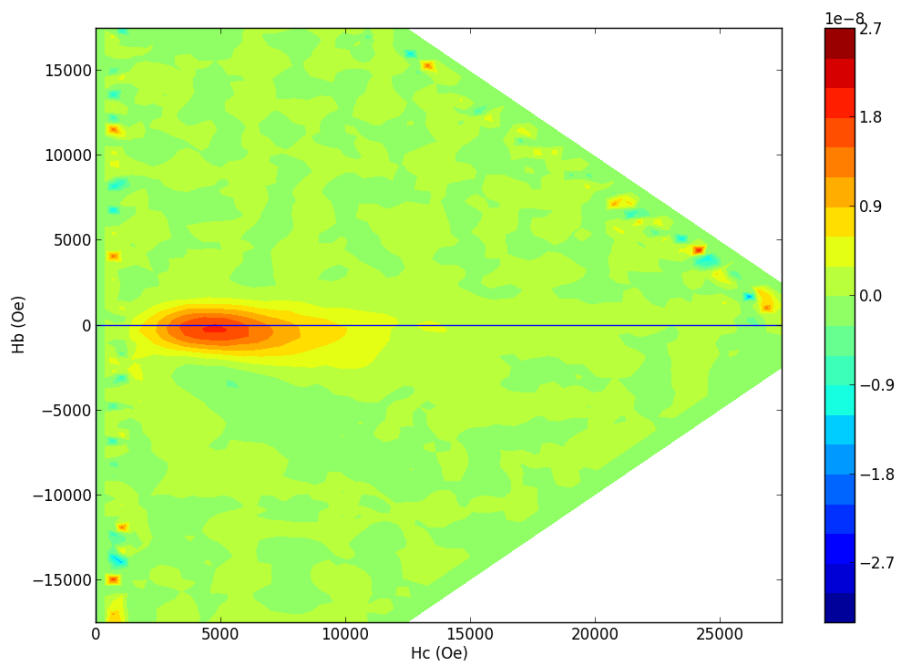


圖 73 FN12 一階迴轉曲線分布圖(H_c 、 H_u (or H_b)為座標軸)

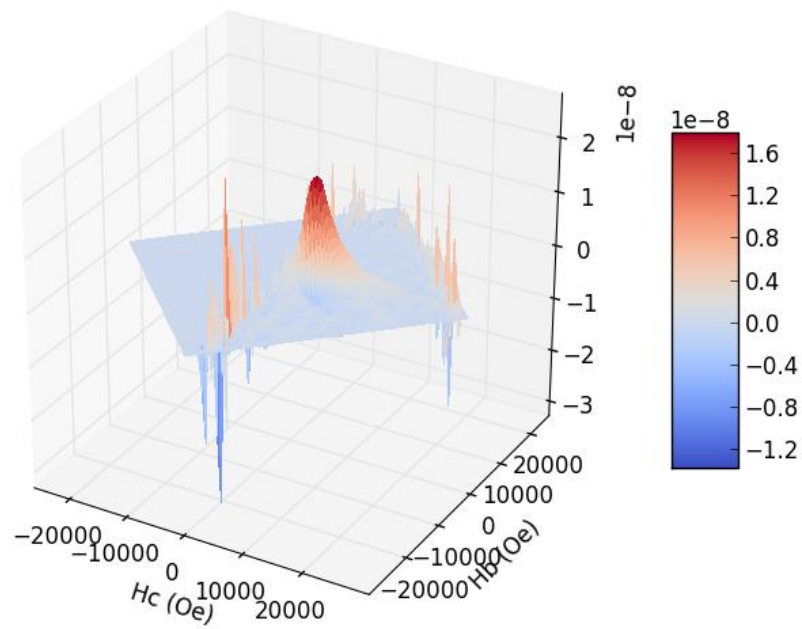


圖 74 FN12 一階迴轉曲線 3D 圖(H_c 、 H_u (or H_b)為座標軸)

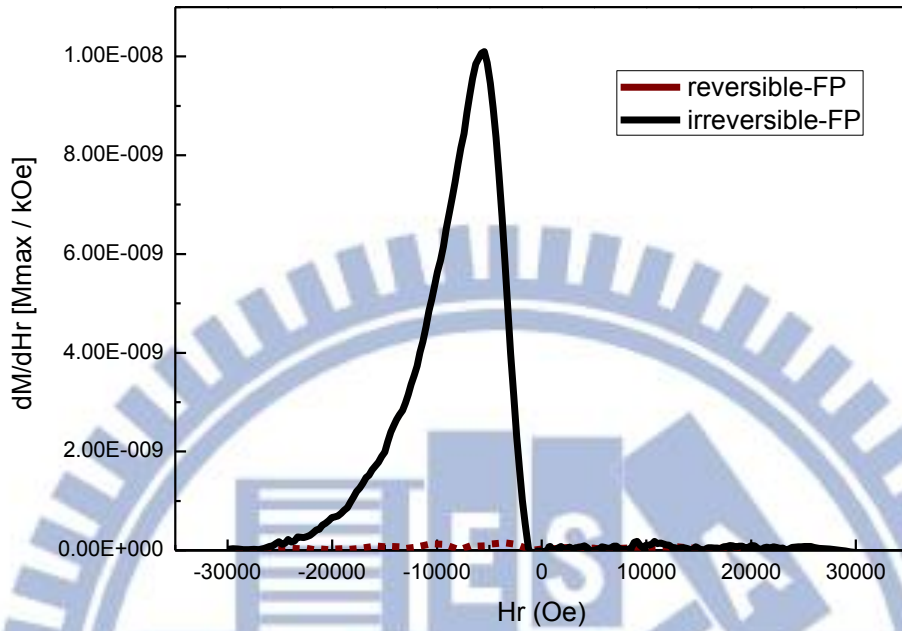


圖 75 FP 之可逆與不可逆翻轉場分布

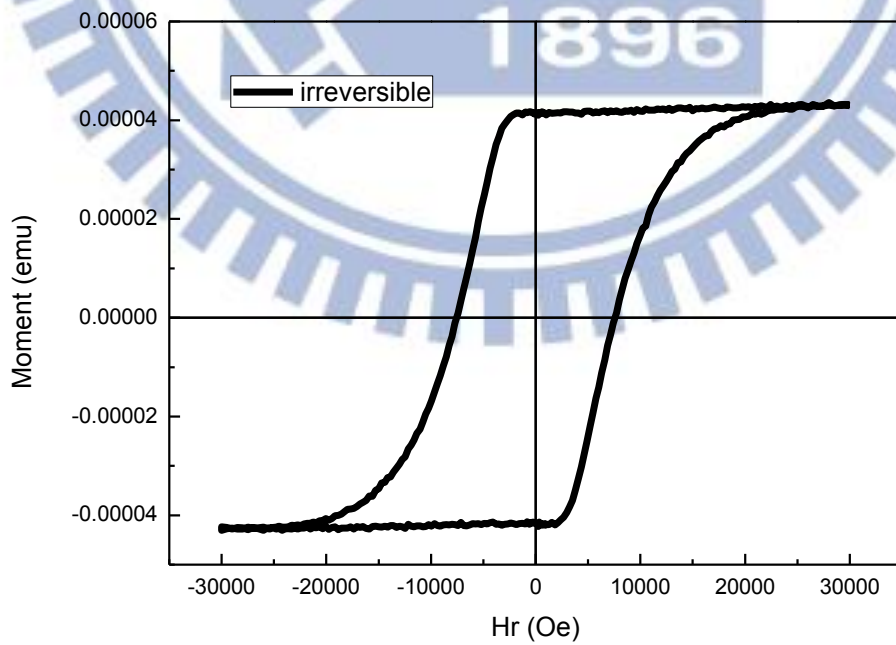


圖 76 FP 重建不可逆磁滯曲線

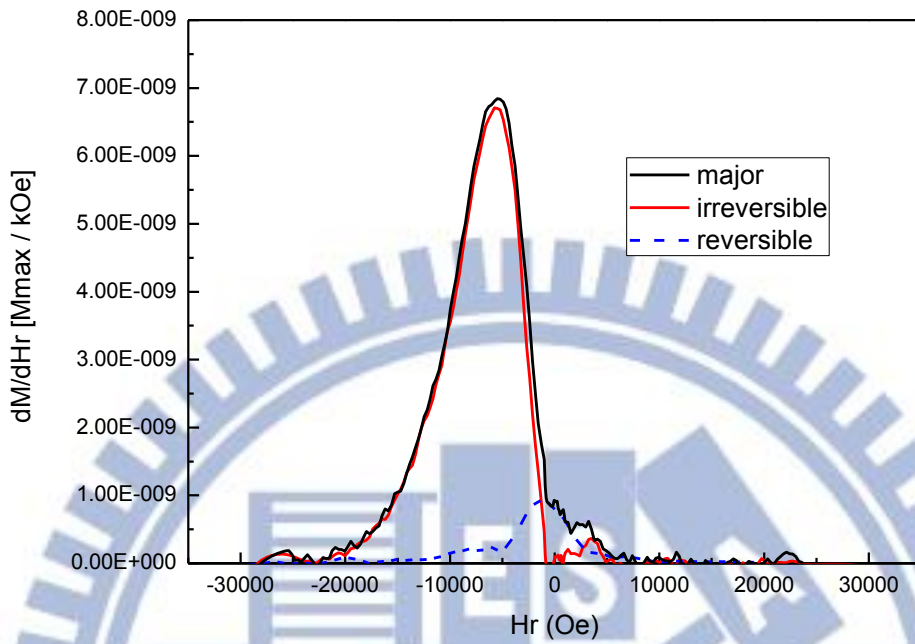


圖 77 FN3 之可逆與不可逆翻轉場分布以及主磁滯曲線翻轉場分布

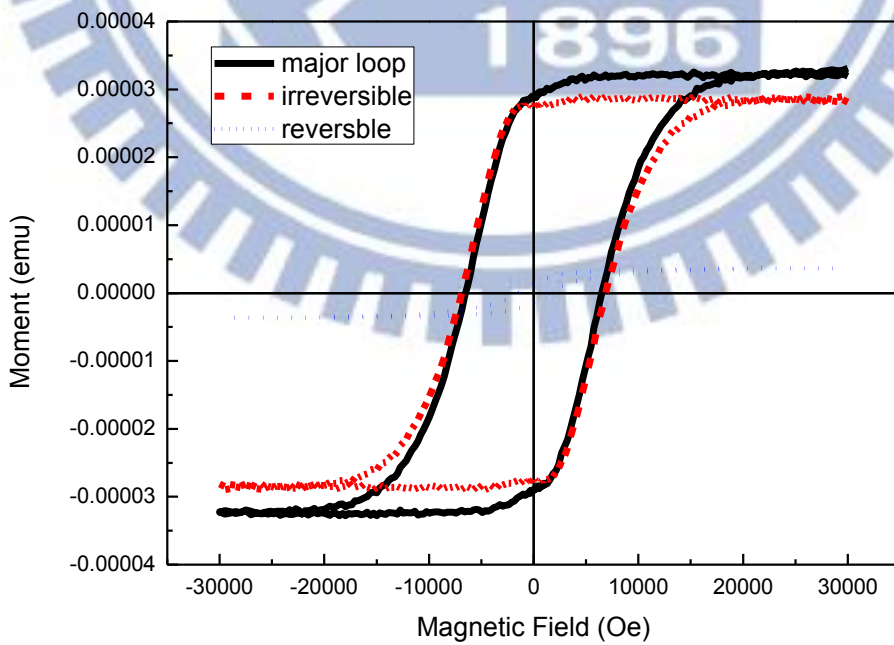


圖 78 FN3 重建磁滯曲線

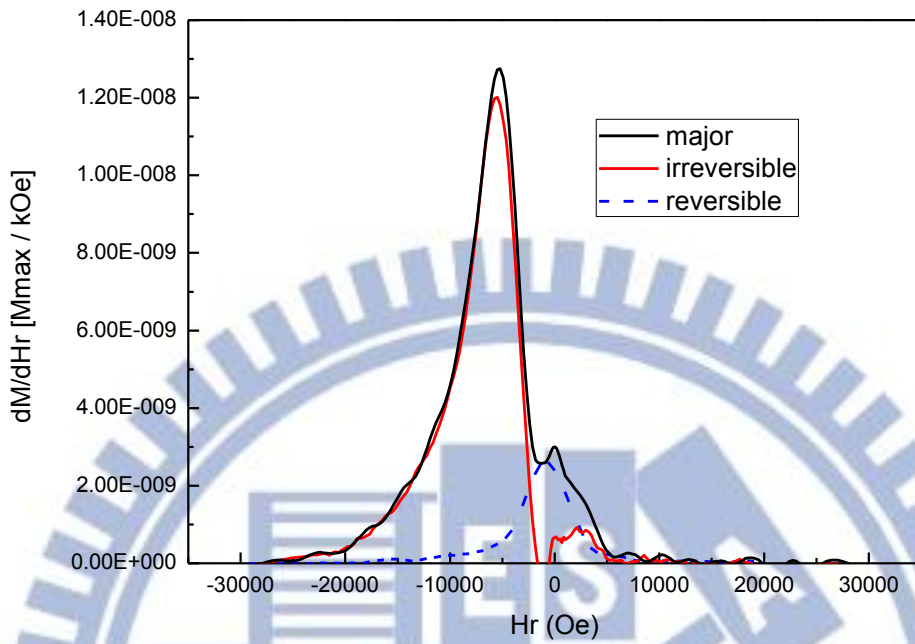


圖 79 FN7 之可逆與不可逆翻轉場分布以及主磁滯曲線翻轉場分布

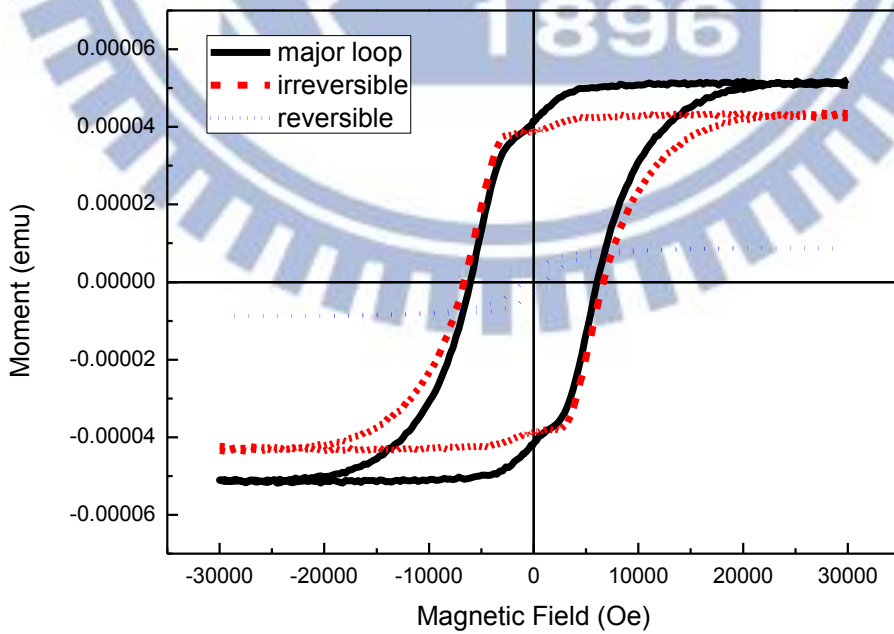


圖 80 FN7 重建磁滯曲線

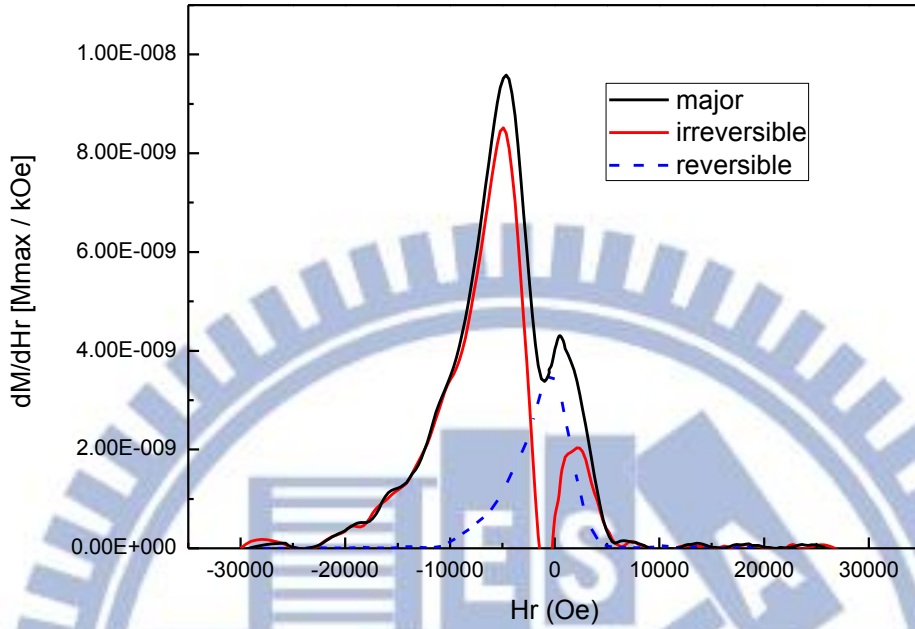


圖 81 FN12 之可逆與不可逆翻轉場分布以及主磁滯曲線翻轉場分布

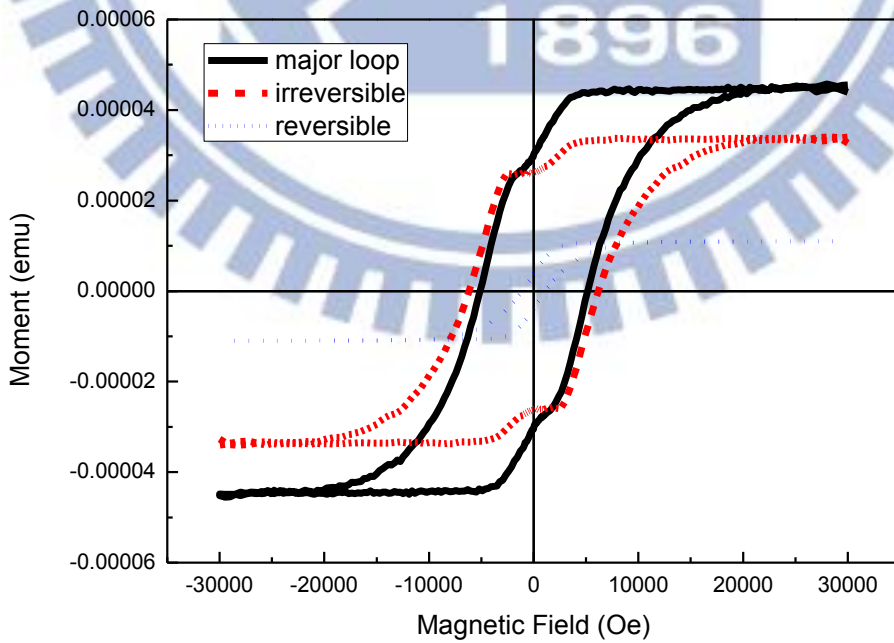


圖 82 FN12 重建磁滯曲線

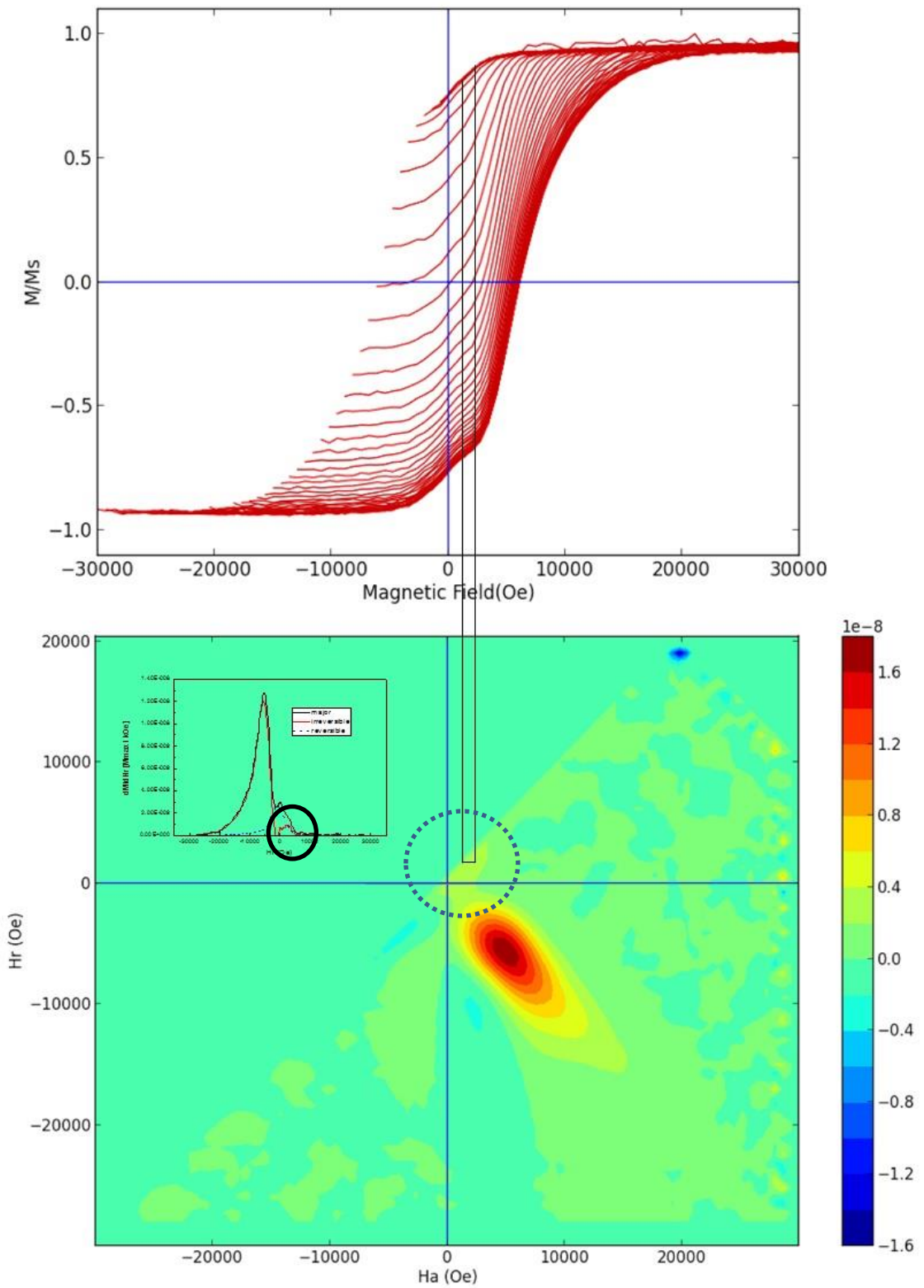


圖 83 FN7 一階迴轉曲線對應分布圖；插圖為翻轉場分布
(虛線圓處為對應插圖實線圓處)

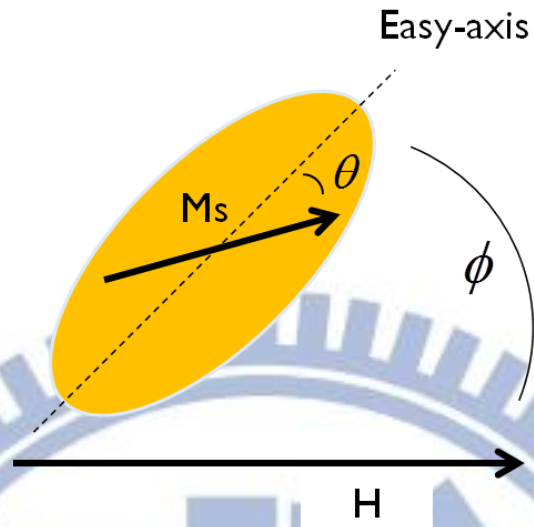


圖 84 Stoner-Wolfarth Model 的單軸異向性晶粒[38, 70]

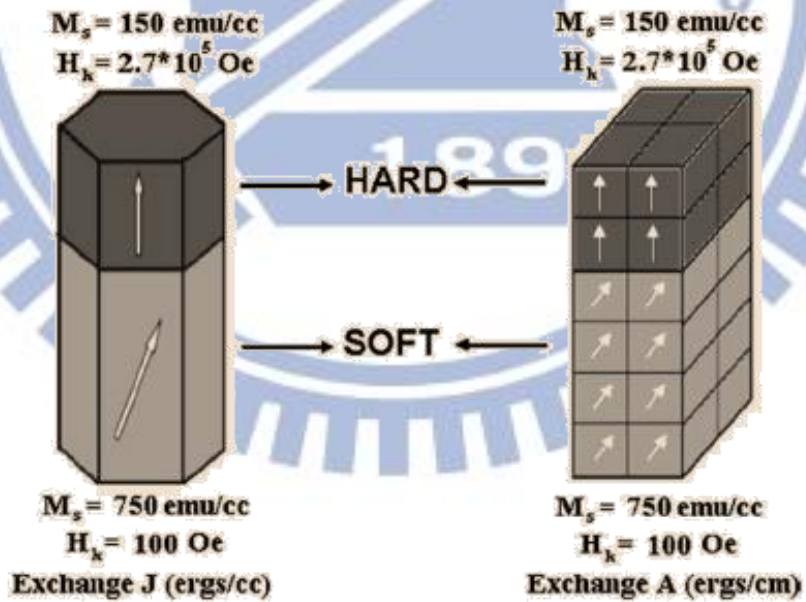


圖 85 單一晶粒 two spin model(左)
多晶粒 domain wall assist reversal(右)示意圖[5]

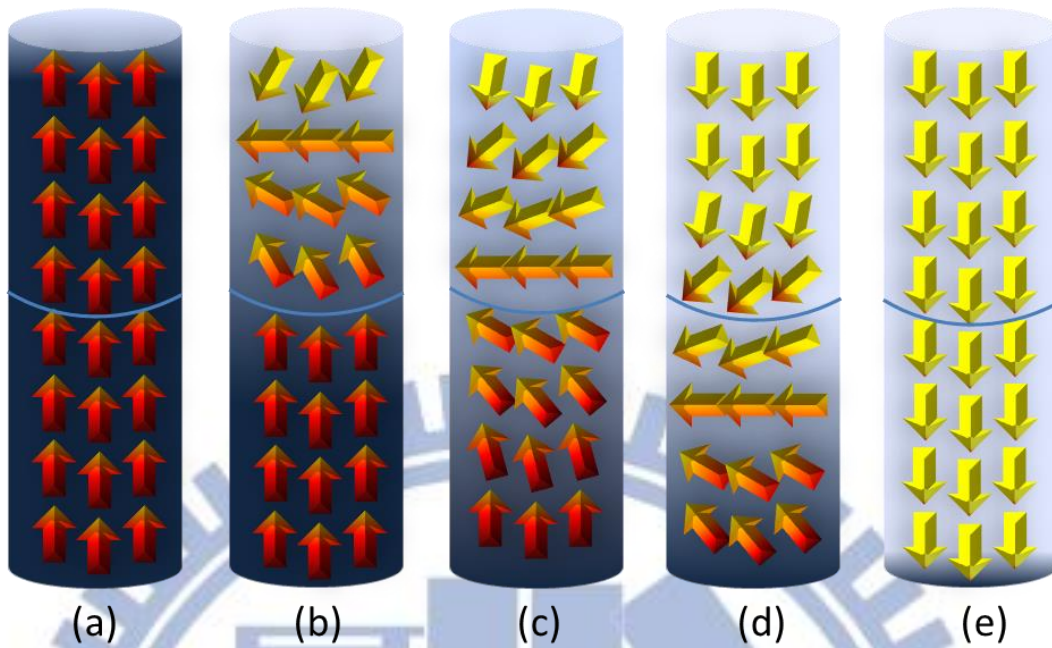


圖 86 磁區壁翻轉示意圖 (上層為軟磁層、下層為硬磁層)
 (a) saturated at positive field (b) domain wall nucleation at soft layer
 (c) domain wall motion to interface and pinned at interface
 (d) domain wall penetrate interface (e) saturated at negative field

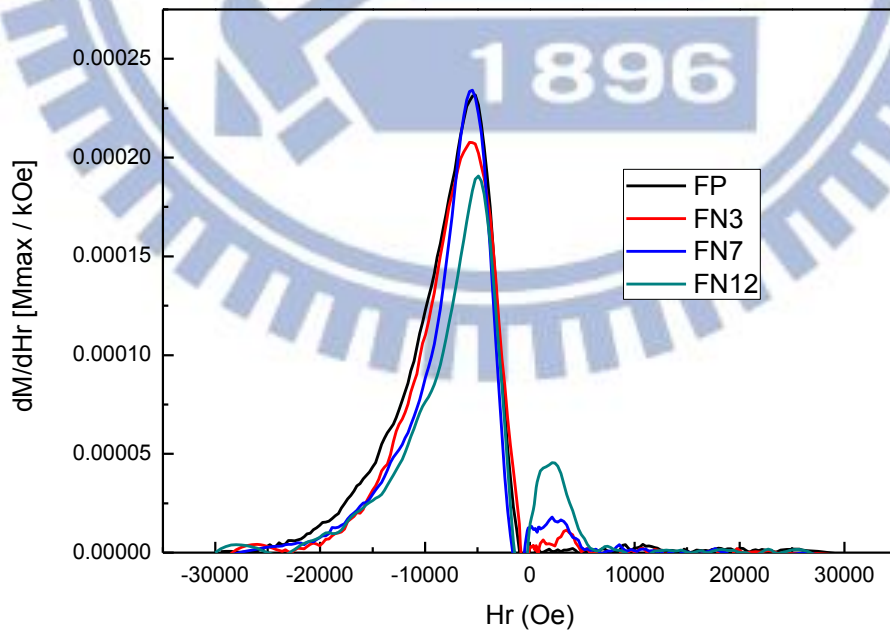


圖 87 正規化後不可逆翻轉場分布

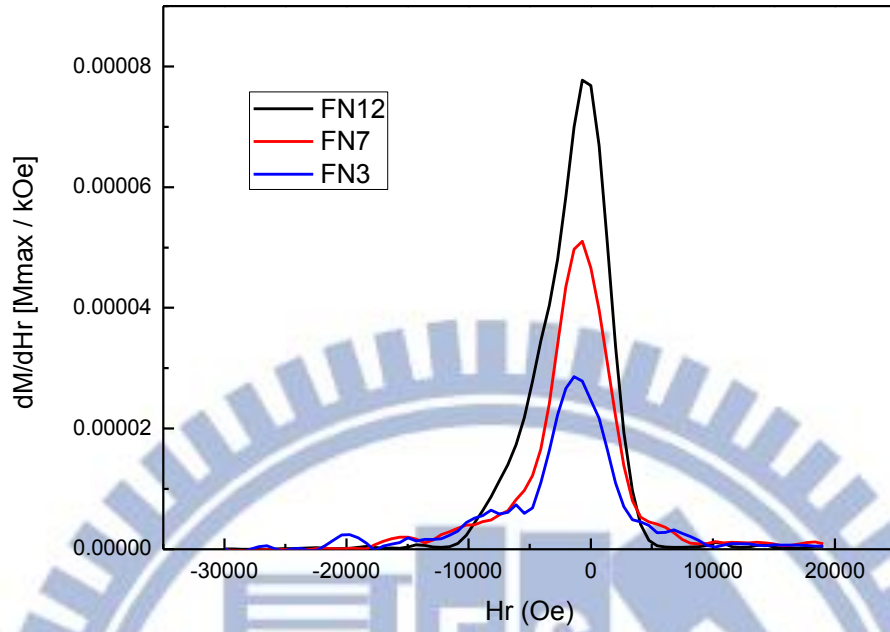


圖 88 正規化後可逆翻轉場分布

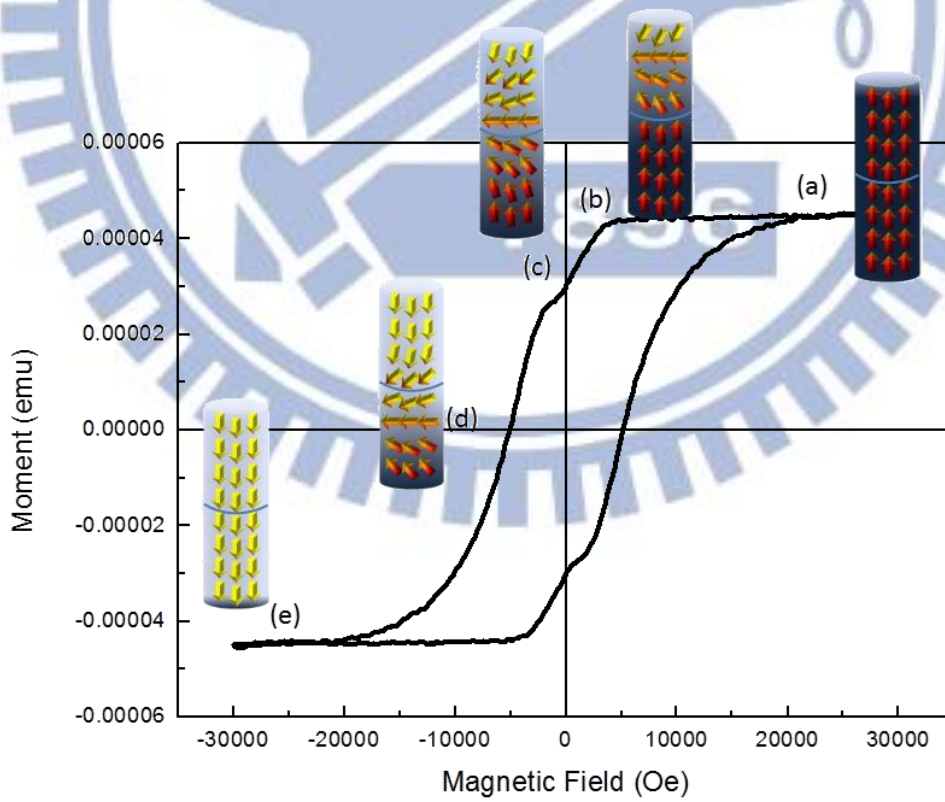


圖 89 翻過過程式意圖(FN12)

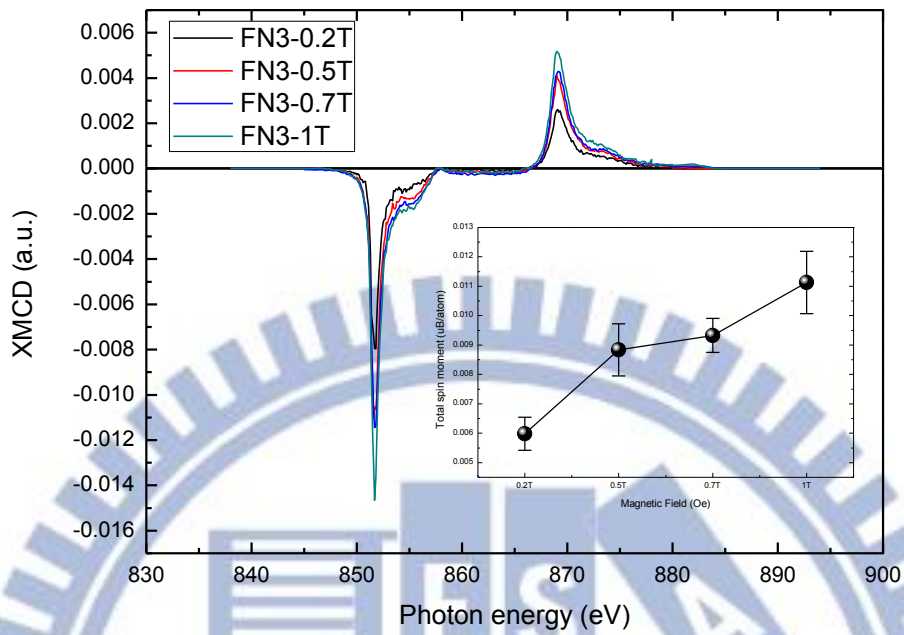


圖 90 Ni 的 XMCD 圖譜(FN3)
 插圖為 sum rule 計算出之自旋磁矩

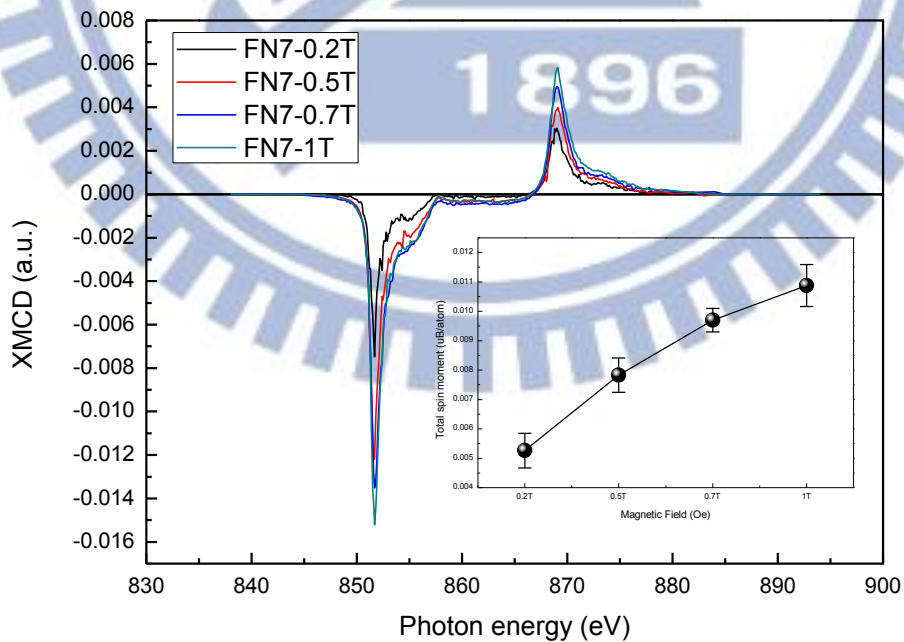


圖 91 Ni 的 XMCD 圖譜(FN7)
 插圖為 sum rule 計算出之自旋磁矩

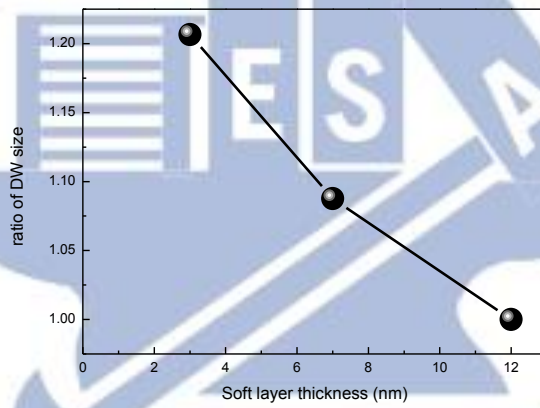
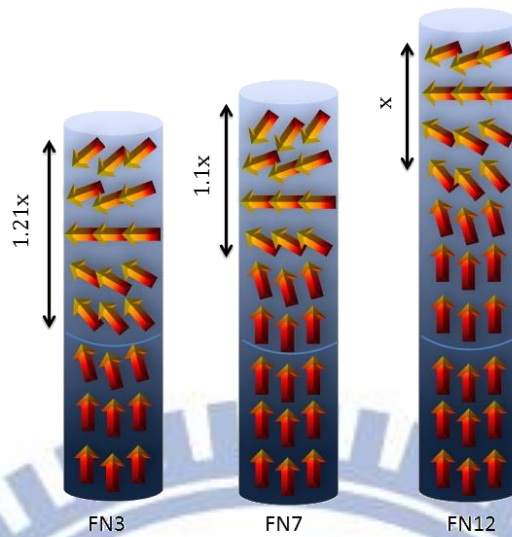


圖 92 不同軟磁層厚度之磁區壁比值示意圖、折線圖

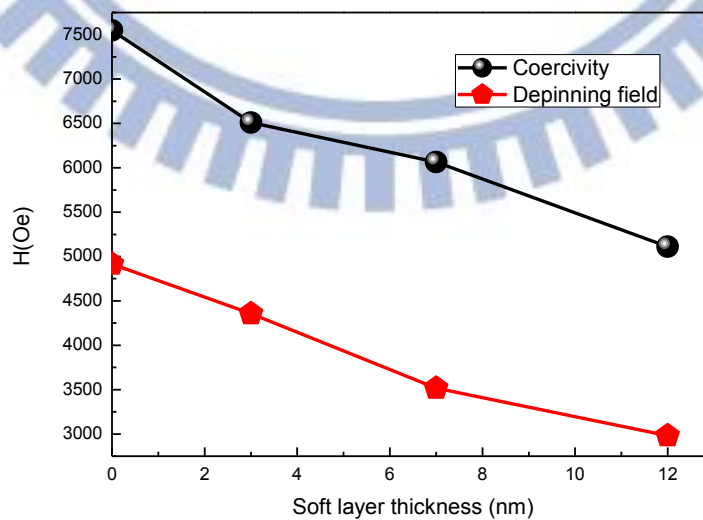


圖 93 四組試片之矯頑磁場、磁區壁穿越軟、硬磁介面場

第 5 章 結論

巨觀磁滯曲線量測

1. 矯頑磁場將隨著軟磁層厚度增加而下降，FN12 (5100 Oe) > FN7 (6000 Oe) > FN3 (6510 Oe) > FP (7548 Oe)
2. 巨觀磁滯曲線上的方正性與整體試片計算所得磁晶異向性相關，而軟磁層 Ni 厚度越厚將導致計算所得的 $K_{u,calc}$ 較低，因此展現出較低的方正性，但並不影響其硬磁層之熱穩定性($\Delta E=K_u V$)
3. 軟磁層的覆蓋將導致翻轉機制的改變，產生二階磁化狀況

一階迴轉曲線分析及可逆性分析

1. 在 FN3、FN7、FN12 中，因為軟磁層覆蓋導致試片翻轉機制為磁區壁協助翻轉。
2. 軟磁層中磁區壁的成核將會造成磁能的吸收、儲存，因此會出現不可逆的翻轉過程；磁區壁以固定尺寸在軟磁層中移動時，並不會有磁能上的吸收、儲存、消耗，因此為可逆的翻轉過程；在硬磁層中的翻轉，因為需要翻動高磁晶異向性的磁晶粒，需要提供大量的磁能供其磁滯子單元翻動，為不可逆的翻轉過程。
3. 軟磁層越厚則磁區壁成核點越早，並且一旦有磁區壁成核出現，磁區壁即開始移動，成核與移動的磁化過程是同時並進的。
4. 磁區壁穿越軟、硬磁介面所需磁場(de-pinning field)與磁區壁大小相關，軟磁層越厚，則外加磁場壓縮磁區壁的速度越快，磁區壁穿越軟、硬磁層介面所需的穿越磁場越小。

磁圓偏振光譜

1. 磁區壁在成核與移動至介面處的過程，是在軟磁層 Ni 部分所發生的，此外，磁區壁在 FN3 中明顯地被凍結在軟、硬磁層介面處；而厚度較厚的 FN7，磁區壁則在較低磁場下就已經穿越介面繼續磁化。
2. 在相同外加磁場下，本實驗中軟磁層磁區壁尺寸比例約為 FN3 : FN7 : FN12 = 1.21 : 1.1 : 1
3. 矯頑磁場與磁區壁穿越介面的磁場(de-pinning field)與矯頑磁場以及總合法則計算出的自旋磁矩趨勢相同，因此在 FN3、FN7、FN12 中的翻轉機制是由軟磁層的覆蓋而透過磁區壁移動來進行磁化翻轉。

參考文獻

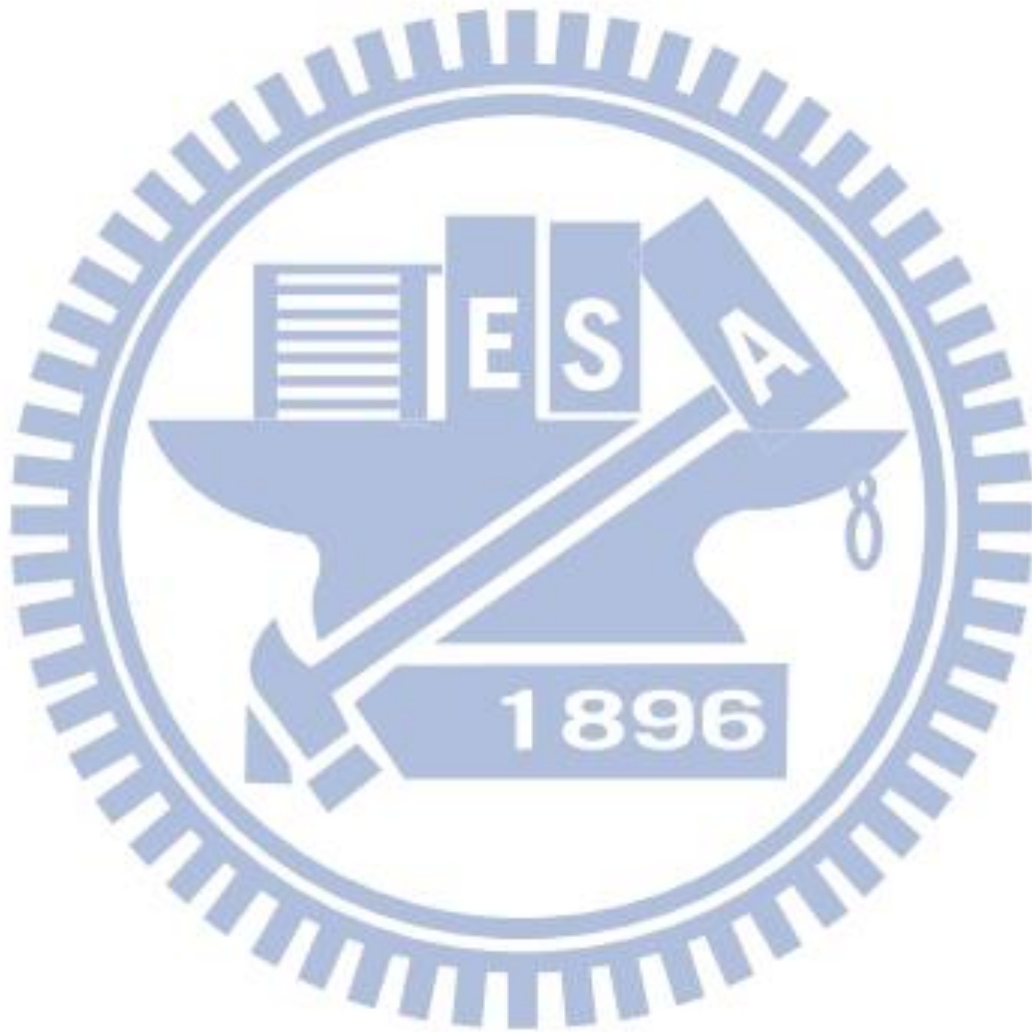
- [1] A.Y. Dobin, H.J. Richter, *Applied Physics Letters*, 89 (2006) -.
- [2] W. Jian-Ping, S. Weikang, J. Bai, *Magnetics, IEEE Transactions on*, 41 (2005) 3181-3186.
- [3] D. Suess, T. Schrefl, S. Fähler, M. Kirschner, G. Hrkac, F. Dorfbauer, J. Fidler, *Applied Physics Letters*, 87 (2005) -.
- [4] R.H. Victora, X. Shen, *Magnetics, IEEE Transactions on*, 41 (2005) 2828-2833.
- [5] R.H. Victora, *Magnetics, IEEE Transactions on*, 96 (2008).
- [6] D. Weller, A. Moser, L. Folks, M.E. Best, L. Wen, M.F. Toney, M. Schwickert, J.U. Thiele, M.F. Doerner, *Magnetics, IEEE Transactions on*, 36 (2000) 10-15.
- [7] V. Lomakin, R. Choi, B. Livshitz, S. Li, A. Inomata, H.N. Bertram, *Applied Physics Letters*, 92 (2008) -.
- [8] D. Suess, J. Lee, J. Fidler, T. Schrefl, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 321 (2009) 545-554.
- [9] D. Suess, T. Schrefl, R. Dittrich, M. Kirschner, F. Dorfbauer, G. Hrkac, J. Fidler, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 290–291, Part 1 (2005) 551-554.
- [10] I.D. Mayergoyz, *Magnetics, IEEE Transactions on*, 22 (1986) 603-608.
- [11] 曾信得, 劉秉豐, 林國賓, 歐春麟, 陳明淵, 蔡佳霖, 台灣磁性技術協會, (2009) 31-39.
- [12] 賴.等. "超高記錄密度磁性奈米薄膜製備技術"專利.
- [13] M.H. Hong, K. Hono, M. Watanabe, *Journal of Applied Physics*, 84 (1998) 4403-4409.
- [14] Y.-N. Hsu, S. Jeong, D.E. Laughlin, D.N. Lambeth, *Journal of Applied Physics*, 89 (2001) 7068-7070.
- [15] J.S. Chen, B.C. Lim, Y.F. Ding, G.M. Chow, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 303 (2006) 309-317.
- [16] Y.C. Feng, D.E. Laughlin, D.N. Lambeth, *Journal of Applied Physics*, 76 (1994) 7311-7316.
- [17] Y.-C. Wu, L.-W. Wang, C.-H. Lai, *Applied Physics Letters*, 91 (2007) -.
- [18] J.-S. Kim, Y.-M. Koo, B.-J. Lee, S.-R. Lee, *Journal of Applied Physics*, 99 (2006) -.
- [19] 梅瑞國, 林鴻明, 姚永德, (2011).
- [20] C.L. Platt, K.W. Wierman, E.B. Svedberg, R. van de Veerdonk, J.K. Howard, A.G. Roy, D.E. Laughlin, *Journal of Applied Physics*, 92 (2002) 6104-6109.
- [21] Y.-M. Sung, M.-K. Lee, K.-E. Kim, T.G. Kim, *Chemical Physics Letters*, 443 (2007) 319-322.

- [22] A. Goncharov, T. Schrefl, G. Hrkac, J. Dean, S. Bance, D. Suess, O. Ertl, F. Dorfbauer, J. Fidler, Applied Physics Letters, 91 (2007) -.
- [23] R. Skomski, T.A. George, D.J. Sellmyer, Journal of Applied Physics, 103 (2008) -.
- [24] E.E. Fullerton, J.S. Jiang, M. Grimsditch, C.H. Sowers, S.D. Bader, Physical Review B, 58 (1998) 12193-12200.
- [25] W. Jian-Ping, S. Weikang, H. Soo-Youl, Magnetism, IEEE Transactions on, 43 (2007) 682-686.
- [26] F. Casoli, F. Albertini, L. Nasi, S. Fabbri, R. Cabassi, F. Bolzoni, C. Bocchi, Applied Physics Letters, 92 (2008) -.
- [27] S. Mukherjee, L. Berger, Journal of Applied Physics, 108 (2010) -.
- [28] F. Wang, X. Xu, Y. Liang, J. Zhang, H. Wu, Applied Physics Letters, 95 (2009) -.
- [29] G. Asti, M. Solzi, M. Ghidini, F.M. Neri, Physical Review B, 69 (2004) 174401.
- [30] G. Asti, M. Ghidini, R. Pellicelli, C. Pernechele, M. Solzi, F. Albertini, F. Casoli, S. Fabbri, L. Pareti, Physical Review B, 73 (2006) 094406.
- [31] T.K.a.S.O. K. Watanabe, Mater. Trans. JIM. 35, 136 (1994).
- [32] M. Andreas, T. Kentaro, T.M. David, A. Manfred, S. Yoshiaki, I. Yoshihiro, S. Shouheng, E.F. Eric, Journal of Physics D: Applied Physics, 35 (2002) R157.
- [33] B.Dieny, (2009).
- [34] R.H. Victora, X. Shen, Magnetism, IEEE Transactions on, 41 (2005) 537-542.
- [35] K.-Z. Gao, H.N. Bertram, Magnetism, IEEE Transactions on, 38 (2002) 3675-3683.
- [36] D. A. Thompson, Journal of the Magnetism Society of Japan, 21 (1997) S2_9-15.
- [37] T. Ishida, K. Tohma, H. Yoshida, K. Shinohara, Magnetism, IEEE Transactions on, 36 (2000) 183-188.
- [38] E. Stoner, E. Wohlfarth, in: Ser. A, 1948, pp. 559.
- [39] W.K. Shen, J.M. Bai, R.H. Victora, J.H. Judy, J.-P. Wang, Journal of Applied Physics, 97 (2005) -.
- [40] H.N. Bertram, M. Williams, IEEE Trans. Magn, 36 (2000) 4.
- [41] (!!! INVALID CITATION !!!).
- [42] E. Girt, A.Y. Dobin, B. Valcu, H.J. Richter, X. Wu, T.P. Nolan, Magnetism, IEEE Transactions on, 43 (2007) 2166-2168.
- [43] M.P. Sharrock, Journal of Applied Physics, 76 (1994) 6413-6418.
- [44] M. Takahashi, J. Magn. Magn. Mater, 101 (1991) 11.
- [45] J.L. Liao, X.H. Zhang, B. Ma, Z.Z. Zhang, Q.Y. Jin, Journal of Applied Physics, 109 (2011) -.
- [46] L.S. Huang, J.F. Hu, G.M. Chow, J.S. Chen, Journal of Applied Physics, 114 (2013) -.

- [47] D. Makarov, J. Lee, C. Brombacher, C. Schubert, M. Fuger, D. Suess, J. Fidler, M. Albrecht, *Applied Physics Letters*, 96 (2010) -.
- [48] D. Goll, A. Breitling, L. Gu, P.A. van Aken, W. Sigle, *Journal of Applied Physics*, 104 (2008) -.
- [49] D. Goll, A. Breitling, *Applied Physics Letters*, 94 (2009) -.
- [50] H.-C. Hou, B.J. Kirby, K.Z. Gao, C.-H. Lai, *Applied Physics Letters*, 102 (2013) -.
- [51] H.-C. Hou, D. Suess, J.-W. Liao, M.-S. Lin, H.-J. Lin, F.-H. Chang, C.-H. Lai, *Applied Physics Letters*, 98 (2011) -.
- [52] Y. C. Tseng, Tseng, Northwestern University, Dissertation, , (2009).
- [53] C.T. Chen, Y.U. Idzerda, H.J. Lin, N.V. Smith, G. Meigs, E. Chaban, G.H. Ho, E. Pellegrin, F. Sette, *Physical Review Letters*, 75 (1995) 152-155.
- [54] C.T. Chen, F. Sette, Y. Ma, S. Modesti, *Physical Review B*, 42 (1990) 7262-7265.
- [55] G. Benjamin, B. Stefan, B. Frank, A. Radu, Z. Hartmut, *Journal of Physics: Condensed Matter*, 23 (2011) 254210.
- [56] C.R. Pike, A.P. Roberts, K.L. Verosub, *Journal of Applied Physics*, 85 (1999) 6660-6667.
- [57] C.R. Pike, *Physical Review B*, 68 (2003) 104424.
- [58] D. Heslop, A.R. Muxworthy, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 288 (2005) 155-167.
- [59] D. Heslop, A.R. Muxworthy, *Geophysical Research Abstracts*, 8 (2006).
- [60] A. Muxworthy, A. Roberts, First-Order Reversal Curve (FORC) Diagrams, in: D. Gubbins, E. Herrero-Bervera (Eds.) *Encyclopedia of Geomagnetism and Paleomagnetism*, Springer Netherlands, 2007, pp. 266-272.
- [61] F. Béron, L. Clime, M. Ciureanu, D. Ménard, R.W. Cochrane, A. Yelon, *Journal of Applied Physics*, 101 (2007) -.
- [62] C.R. Pike, A.P. Roberts, K.L. Verosub, *Geophysical Journal International*, 145 (2001) 721-730.
- [63] C.R. Pike, C.A. Ross, R.T. Scalettar, G. Zimanyi, *Physical Review B*, 71 (2005) 134407.
- [64] F. Béron, D. Ménard, A. Yelon, *Journal of Applied Physics*, 103 (2008) -.
- [65] A. Stancu, C. Pike, L. Stoleriu, P. Postolache, D. Cimpoesu, *Journal of Applied Physics*, 93 (2003) 6620-6622.
- [66] M. Winklhofer, R.K. Dumas, K. Liu, *Journal of Applied Physics*, 103 (2008) -.
- [67] I.D. Mayergoyz, (1991).
- [68] B.D. CULLITY, C.D. GRAHAM, Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc., (2009).
- [69] J.-P. Wang, W.K. Shen, J.M. Bai, R.H. Victora, J.H. Judy, W.L. Song, *Applied*

Physics Letters, 86 (2005) -.

[70] D.L. Atherton, J.R. Beattie, Magnetics, IEEE Transactions on, 26 (1990) 3059-3063.

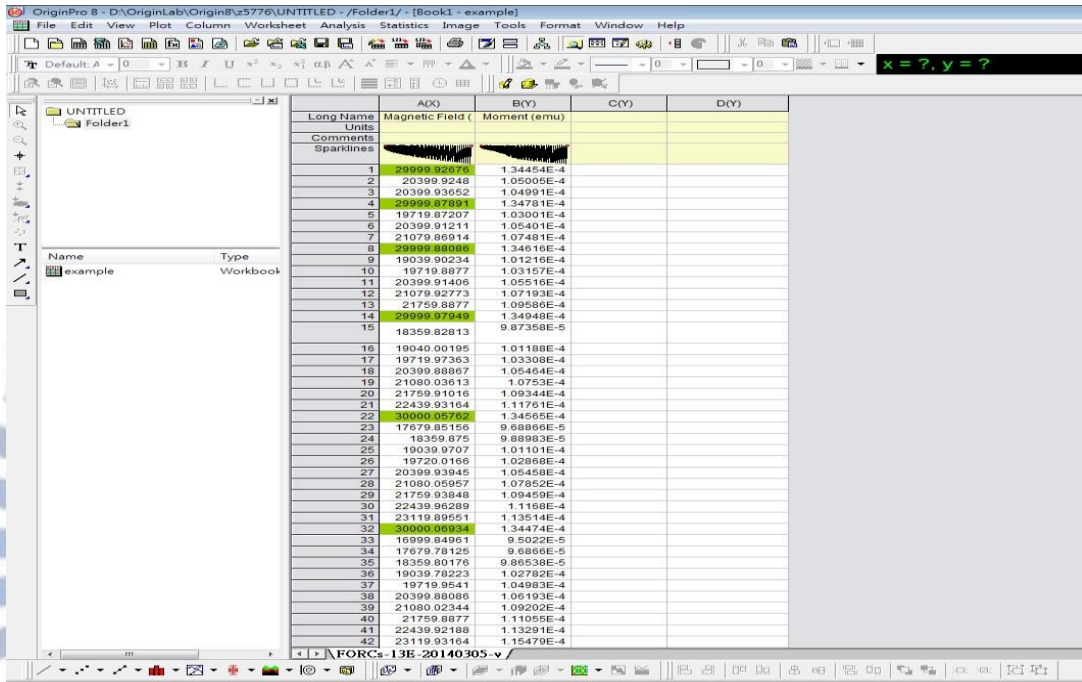


附錄

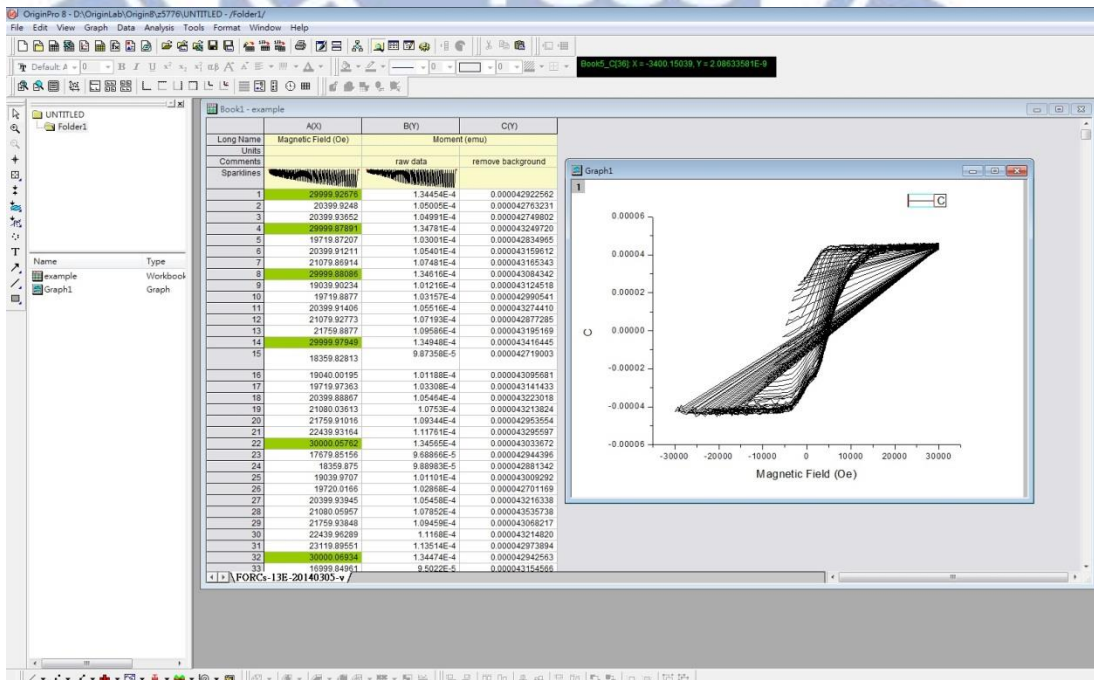
可逆性分析程式步驟

※使用此程式前需先安裝 Visual studio C++ 或 Dev-C++

(1) 使用 origin 將 FORC 原始數據開啟



(2) 扣除背景斜率



(3) 將其 Y 值乘以一倍數，使 Y 值 > 0 (因程式計算時無法計算小於 12 位小數後的值，因此 Y 值越大計算將越精確)

	A(X)	B(Y)	C(Y)	D(Y)
Long Name	Magnetic Field (Oe)	Moment (emu)		
Units				
Comments		raw data	remove background	
Sparklines				
1	29999.92676	1.3445E-4	0.00004292262	4.29226E-4
2	20399.9248	1.05005E-4	0.000042763231	4.27632E-4
3	20399.93652	1.04991E-4	0.000042749802	4.27498E-4
4	29999.87881	1.34781E-4	0.000043249720	4.32497E-4
5	19719.87207	1.03001E-4	0.000042834965	4.28349E-4
6	20399.91211	1.05401E-4	0.000043159612	4.31596E-4
7	21079.86914	1.34516E-4	0.000043084342	4.30843E-4
8	19039.90234	1.01216E-4	0.000043124518	4.31245E-4
9	19719.8877	1.03157E-4	0.000042990541	4.29905E-4
10	20399.91406	1.05516E-4	0.000043274410	4.32744E-4
11	21079.92773	1.07193E-4	0.000042872895	4.28728E-4
12	21759.8877	1.09586E-4	0.000043195169	4.31952E-4
13	29999.97949	1.34948E-4	0.000043164445	4.31644E-4
14	18359.82813	9.87358E-5	0.000042719003	4.27190E-4
15	19040.00195	1.01188E-4	0.000043095681	4.30957E-4
16	19719.97363	1.03308E-4	0.000043141433	4.31414E-4
17	20399.88867	1.05464E-4	0.000043223018	4.32230E-4
18	21080.03613	1.0753E-4	0.000043213824	4.32138E-4
19	21759.91016	1.09344E-4	0.000042953554	4.29535E-4
20	22439.93164	1.11791E-4	0.000043295597	4.32959E-4
21	30000.06934	1.34655E-4	0.000043033672	4.30337E-4
22	17679.85156	9.68866E-5	0.000042944396	4.29444E-4
23	18359.875	9.88983E-5	0.000042881342	4.28813E-4
24	19039.9707	1.01110E-4	0.000043009292	4.30093E-4
25	19720.0166	1.02868E-4	0.000042701169	4.27012E-4
26	20399.93945	1.05458E-4	0.000043163338	4.31633E-4
27	21080.05957	1.07852E-4	0.000043062117	4.30621E-4
28	21759.9348	1.09459E-4	0.000043068217	4.30682E-4
29	22439.96289	1.1168E-4	0.000043214820	4.32148E-4
30	23119.89551	1.13514E-4	0.000042973894	4.29739E-4
31	30000.06934	1.34474E-4	0.000042942563	4.29425E-4
32	18999.84961	9.5022E-5	0.000043154566	4.31545E-4

(4) 將處理完的 Y 值轉換為小數點模式(最多可設定顯示小數點後 12 位，建議皆以 12 位為設置計算較精確)

	A(X)	B(Y)	C(Y)	D(Y)
Long Name	Magnetic Field (Oe)	Moment (emu)		
Units				
Comments		raw data	remove background	
Sparklines				
1	29999.92676	1.3445E-4	0.00004292262	4.292256157057
2	20399.9248	1.05005E-4	0.000042763231	4.276320813967
3	20399.93652	1.04991E-4	0.000042749802	4.274980175919
4	29999.87881	1.34781E-4	0.000043249720	4.324971994535
5	19719.87207	1.03001E-4	0.000042834965	4.283496488162
6	20399.91211	1.05401E-4	0.000043159612	4.315961214018
7	21079.86914	1.07481E-4	0.000043163343	4.316336253576
8	19039.88914	1.01216E-4	0.000043084342	4.308434873959
9	19039.90234	1.01216E-4	0.000043124518	4.312451812953
10	19719.8877	1.03157E-4	0.000042990541	4.299054124945
11	20399.91406	1.05516E-4	0.000043274410	4.327441000423
12	21079.92773	1.07193E-4	0.000042872895	4.287284898883
13	21759.8877	1.09586E-4	0.000043195169	4.319516936983
14	29999.97949	1.34948E-4	0.000043164445	4.316444504748
15	18359.82813	9.87358E-5	0.000042719003	4.271900344249
16	19040.00195	1.01188E-4	0.000043095681	4.309568105515
17	19719.97363	1.03308E-4	0.000043141433	4.314143297109
18	20399.88867	1.05464E-4	0.000043223018	4.322301832640
19	21080.03613	1.0753E-4	0.000043213824	4.321382383635
20	21759.91016	1.09344E-4	0.000042953554	4.295353838324
21	22439.93164	1.11791E-4	0.000043295597	4.329597089985
22	30000.06934	1.34655E-4	0.000043033672	4.303367180355
23	17679.85156	9.68866E-5	0.000042944396	4.294439696506
24	18359.875	9.88983E-5	0.000042881342	4.288134249177
25	19039.9707	1.01110E-4	0.000043009292	4.300929228561
26	19720.0166	1.02868E-4	0.000042701169	4.270116870503
27	20399.93945	1.05458E-4	0.000043163338	4.316337664811
28	21080.05957	1.07852E-4	0.000043062117	4.306216939971
29	21759.9348	1.09459E-4	0.000043068217	4.321481899037
30	22439.96289	1.1168E-4	0.000043214820	4.321481899037
31	23119.89551	1.13514E-4	0.000042973894	4.297389428091
32	30000.06934	1.34474E-4	0.000042942563	4.294256349150
33	18999.84961	9.5022E-5	0.000043154566	4.315456808092

(5) 將欲計算之 X,Y 欄位複製至記事本(.txt)格式中

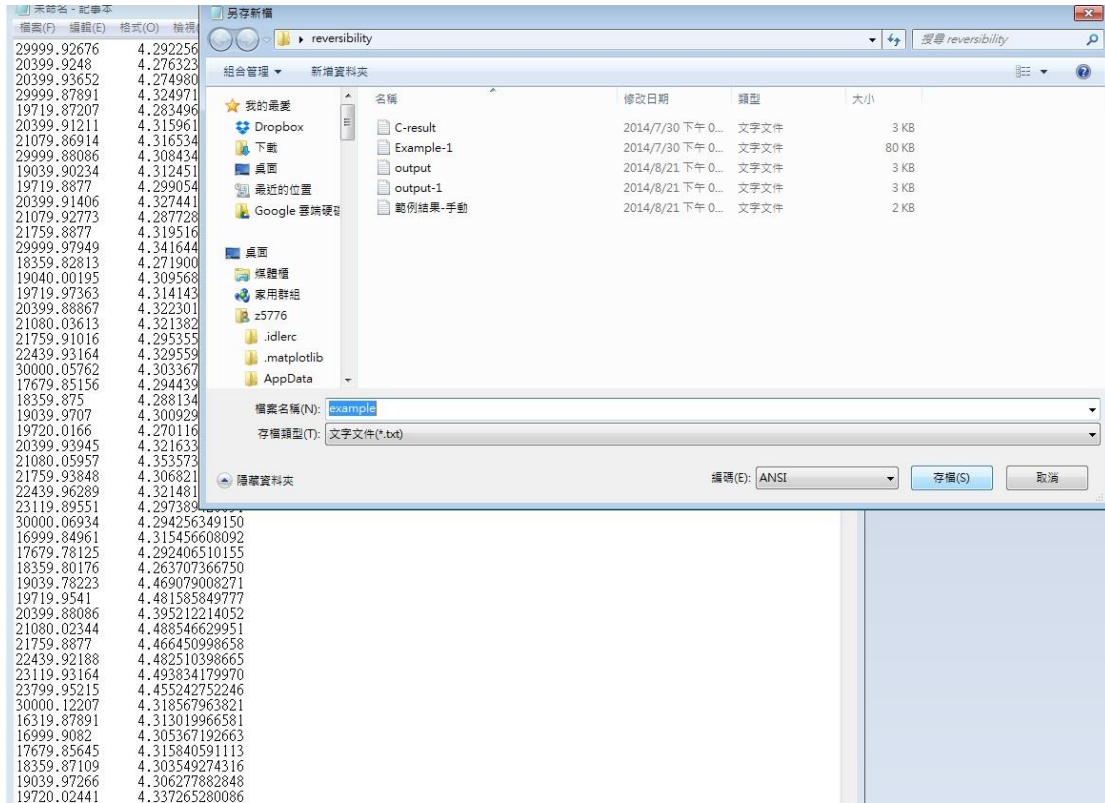
Long Name	A(X)	B(Y)	C(Y)	D(Y)
Magnetic Field (Oe)				
Units				
Comments		raw data		remove background
Spanlines				
1	29999.92676	1.34454E-4	0.000042922562	4.292256157057
2	20399.9248	1.05005E-4	0.000042763231	4.276323081367
3	20399.93652	1.04991E-4	0.000042749802	4.274980175619
4	29999.87891	1.34781E-4	0.000043249720	4.324971994535
5	19719.87207	1.03001E-4	0.000042634665	4.263468162
6	20399.91211	1.05401E-4	0.000043159612	4.315961214018
7	21079.86914	1.07481E-4	0.000043165343	4.316534253678
8	29999.88086	1.34619E-4	0.000043084342	4.308434187359
9	19039.90234	1.01216E-4	0.000043124518	4.312451812953
10	19719.8877	1.03157E-4	0.000042990541	4.299054124945
11	20399.91406	1.05516E-4	0.000043274410	4.327441000423
12	21079.92773	1.07193E-4	0.000042877285	4.287728489883
13	21759.8877	1.09596E-4	0.000043195169	4.319516936983
14	29999.97949	1.34948E-4	0.000043164445	4.31644504748
15	18359.82813	9.87358E-5	0.000042719003	4.271900344249
16	19040.00195	1.01188E-4	0.000043095681	4.309568105515
17	19719.97363	1.03398E-4	0.000043141433	4.314143297109
18	20399.88867	1.05401E-4	0.00004323918	4.32391832640
19	21080.03613	1.0763E-4	0.000043213824	4.321382383635
20	21759.91016	1.09344E-4	0.000042953554	4.295355368324
21	22439.93164	1.11781E-4	0.000043295597	4.329559708985
22	30000.05762	1.34655E-4	0.000043033872	4.303387180355
23	17679.85156	9.88866E-5	0.000042944396	4.294439596506
24	18359.875	9.88893E-5	0.000042881342	4.288134249177
25	19039.9707	1.01101E-4	0.00004309292	4.30929228561
26	19720.0166	1.02898E-4	0.000042701169	4.270116870503
27	20399.93945	1.05458E-4	0.000043216338	4.321633766481
28	21080.05957	1.07822E-4	0.000043535738	4.353573782146
29	21759.93848	1.09459E-4	0.000043068217	4.306821693997
30	22439.96289	1.11688E-4	0.000043214620	4.321481999037
31	23119.89551	1.13514E-4	0.000042973894	4.297389428091
32	30000.06934	1.34474E-4	0.000042942593	4.294259349150
33	16999.84961	9.5022E-5	0.000043154596	4.315456608092
34	17679.78125			4.292406510155
35	18359.80176			4.263707366750
36	19039.78223			4.469079008271
37	19719.9541			4.481585849777

(6) 程式抓取檔案內容時，開頭必須為數字，因此將最前面文字部分刪除

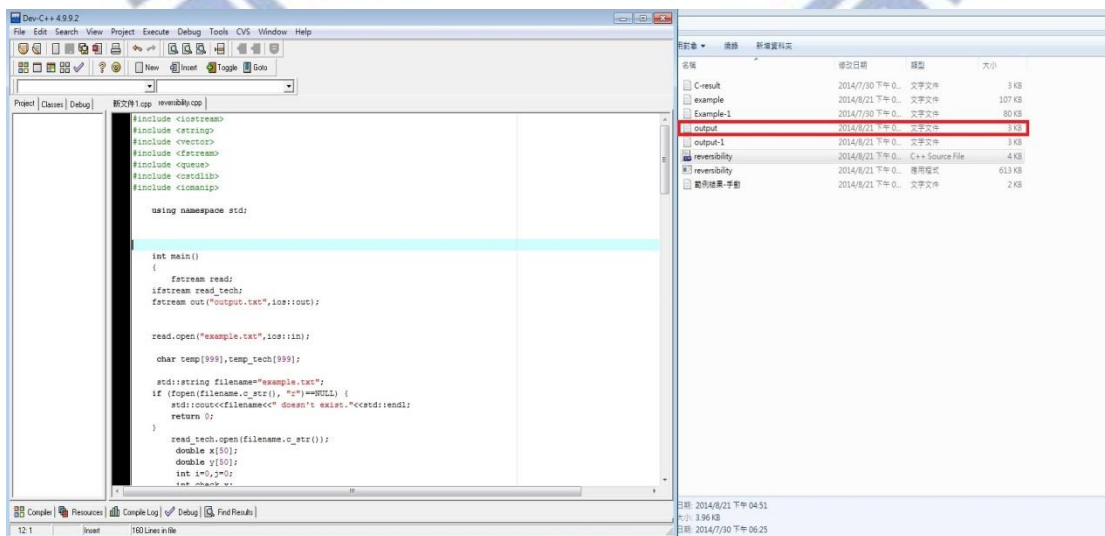
```

Magnetic Field (Oe)      Moment (emu)
remove background
29999.92676      4.292256157057
20399.9248      4.276323081367
20399.93652      4.274980175619
29999.87891      4.324971994535
19719.87207      4.283496488162
20399.91211      4.315961214018
21079.86914      4.316534253678
29999.88086      4.308434187359
19039.90234      4.312451812953
19719.8877      4.299054124945
20399.91406      4.327441000423
21079.92773      4.287728489883
21759.8877      4.319516936983
29999.97949      4.341644504748
18359.82813      4.271900344249
19040.00195      4.309568105515
19719.97363      4.314143297109
20399.88867      4.322301832640
21080.03613      4.321382383635
21759.91016      4.295355368324
22439.93164      4.329559708985
30000.05762      4.303387180355
17679.85156      4.294439596506
18359.875      4.288134249177
19039.9707      4.300929228561
19720.0166      4.270116870503
20399.93945      4.321633766481
21080.05957      4.353573782146
21759.93848      4.306821693997
22439.96289      4.321481999037
23119.89551      4.297389428091
30000.06934      4.294259349150
16999.84961      4.315456608092
17679.78125      4.292406510155
18359.80176      4.263707366750
19039.78223      4.469079008271
19719.9541      4.481585849777
20399.88086      4.395212214052
21080.02344      4.488546629951
21759.8877      4.466450998658
22439.92188      4.482510398665
23119.93164      4.493834179970
23799.95215      4.455242752246
30000.12207      4.318567963821
16319.87891      4.313019966581
    
```

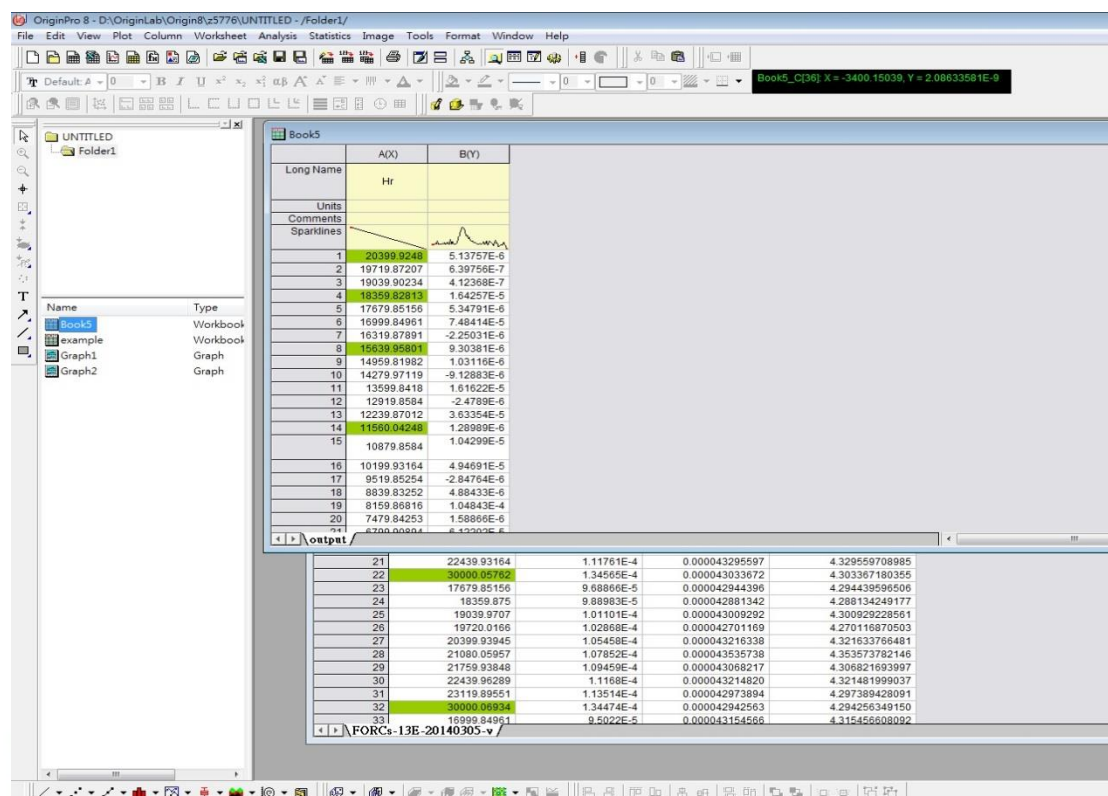
(7) 儲存成自己需要的檔名，此檔名必須與程式抓取資料檔為同一檔名，詳細說明可看說明檔(在此檔名皆預設為"example")，並將檔案存放置與程式同一資料夾內



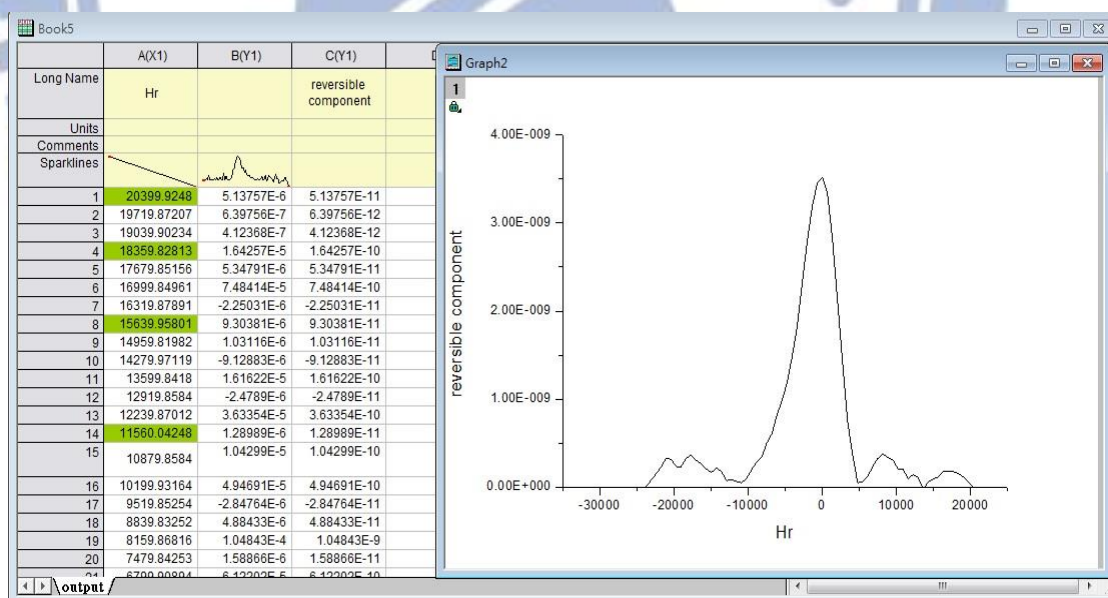
(8) 打開程式，參考說明書完成預設置的參數後，按下"F9"可執行程式，執行後在同一資料夾內會出現計算結果(預設檔名為"output")



(9) 將此文件檔(.txt)抓回 origin



(10) 將輸出結果 Y 值除以在步驟(3)所使用的倍數，方能得到原始數據



※利用程式分析時，若原始數據的 FORC 曲線很平滑，則程式分析品質也會相對較好不用修改；若原始數據的 FORC 曲線跳點很多，建議利用程式分析後再抓取跳點的位置手動 fitting(建議)，或是將整段曲線 smoothing 會得到較平整的結果。

※建議在量測主磁滯曲線(M-H loop)時，將量測磁場間距大小與 FORC 量測設為相同間距，對於重建可逆、不可逆磁滯曲線上會較好處理。