

國立交通大學

電子物理系

碩士論文

以磁電傳輸研究次微米鎳鐵/銅/鎳鐵三層結構平板線之磁矩翻轉

Magnetization Reversal in Patterned NiFe/Cu/NiFe Tri-layers by
Magneto-Transport



研究生：柯昇

指導教授：許世英 教授

中華民國一百零二年九月

以磁電傳輸研究次微米鎳鐵/銅/鎳鐵三層結構平板線之磁矩翻轉

學生：柯昇

指導教授：許世英 教授

國立交通大學電子物理系

中文摘要

本論文製作一系列次微米尺度下的鎳鐵/銅/鎳鐵三層結構平板線樣品，並利用磁電阻量測的方式來研究此三層結構中鐵磁層的磁矩翻轉機制。

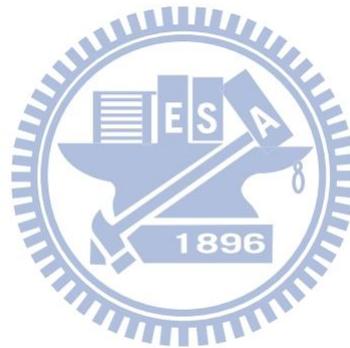
在高長寬比的鐵磁平板線內部因形狀異向性能主導磁矩分布，呈現單一磁區結構磁矩主要是以 curling 的形式瞬間翻轉，我們利用這樣的機制來製造具有高低電阻態快速切換的磁電阻表現的三層結構 (tri-layers) 磁閥，並研究各單層鐵磁層磁矩翻轉機制。樣品涵蓋了三種不同鐵磁層厚度的組合，其中一層鎳鐵層皆為 35 nm，另一層則分別為 20 nm、25 nm、30 nm。而中間的非鐵磁層 (銅) 為了避開因為厚度較薄時所產生的 RKKY 震盪效應所以將其固定在 8 nm。使用微影製程與熱蒸鍍，製作長寬比高的平板線結構，其中線長固定為 20 μm ，線寬則從 0.2 μm 依序變化到 2 μm ，來研究不同長寬比以及鐵磁層厚度對磁性表現的影響。

在三層結構樣品展現出其應有的巨磁阻特性，低溫下磁場平行樣品長軸的高低電阻變化率約是 3%~4%，即便在室溫的磁電阻曲線也能明顯觀察到 curling model 所展現的瞬間磁矩翻轉行為，室溫電阻變化率約為 1%~2%，此外三層結構樣品磁電阻在改變外加磁場方向時會有受到異向性磁阻的影響，低溫下磁場垂直樣品長軸量測的異向性磁阻變化率約 2%~3%，室溫約是 0.5%~1%。

三層結構樣品中因為有兩層不同厚度鐵磁層，在磁電阻曲線中會呈現兩個轉換場 ($H_{\text{sw}1,2}$)。其中 $H_{\text{sw}1}$ 符合 curling 所預期轉換場對應外加磁場與樣品長軸夾角的關係。

而 H_{sw2} 的值則是高於單層平板線以 curling model 所預期，我們認為 H_{sw2} 的值受到兩鐵磁層間所產生的反鐵磁耦合的影響，使得其轉換場的值增加，另外 H_{sw2} 的值似乎沒有受到該層厚度的影響。

當外加磁場垂直樣品長軸時，兩鐵磁層的磁化方向互相平行且內部磁矩翻轉依循 coherent rotation 的機制，擬合計算出樣品的異向性能 K_u 與飽和磁場都與樣品的厚度以及寬度的倒數近似正比關係，然而在線寬較窄樣品計算出 K_u 值受到鐵磁層間交換耦合影響而變得比預期的小，推論當兩鐵磁層的磁化方向互相平行作 coherent rotation 時，鐵磁層間交換耦合影響三層結構樣品中 K_u 值的大小。



Magnetization reversal in patterned NiFe/Cu/NiFe tri-layers by magneto-transport

Student : Sheng Ko

Advisor : Prof. Shih-Ying Hsu

Department of Electrophysics

National Chiao Tung University

Abstract

The main purpose of this work is to investigate the magnetic properties of patterned NiFe/Cu/NiFe tri-layers by using magneto-transport measurements.

For patterned ferromagnetic planar wires of high aspect ratio, magnetic moments are dominated by shape induced anisotropy and magnetization reversal follows the curling mechanism. Thus, based on the properties, the tri-layers in planar wire configuration are expected to have a rapid switching between two resistance states in magneto-transport. Samples are made of two NiFe layers of different thicknesses. One is fixed to be 35nm thick. The other layer for three series is 20, 25, and 30nm in thickness, respectively. The spacer layer Cu is 8nm thick such that RKKY effect can be neglected. Samples were fabricated by lithography technique and thermal evaporation with sample length being kept at 20 μ m and its width varying from 0.2 to 2.0 μ m. We can investigate the influence of sample geometry on magnetic properties.

All of our tri-layer samples demonstrate GMR (Giant Magneto-Resistance) effect and the resistance variation ratio is about 3% ~ 4% at 10K. The abrupt switching due to curling is clearly present at room temperature with about 1% ~ 2% in the resistance variation ratio. In addition, when the magnetic field deviates the wire axis, the AMR effect appears. Such

the resistance variation ratio in transverse magneto-resistance (TMR) is about 2% ~3% at 10K and about 0.5% ~1% at room temperature, respectively.

The switching fields can be observed in the magneto-resistance curve with two NiFe layers of different thicknesses. The smaller switching field (H_{sw1}) of the thick layer increases with increasing the angle between the magnetic field and the wire axis, in coincidence with the result of a single wire of about the same thickness. It can be well described by the curling model. The switching field of the thin layer is larger than the expectation of the curling model. We suggest that exchange coupling between both layers tends to keep both moments in anti-parallel orientation and hence, the switching field is enhanced. Meanwhile, the switching field is insensitive to the sample thickness.

TMR curves indicate that all moments of both NiFe layers in tri-layers are in parallel and coherently rotate with magnetic field. Anisotropic energy K_u is obtained by fitting TMR curves of all samples. K_u and saturation fields are roughly proportional to sample thickness and the inverse of sample width as expected for a single NiFe wire. However, the value of K_u is smaller in tri-layers than a single NiFe wire of the same thickness. We suggest that when both moments of two layers are in parallel and coherently rotate with magnetic field, K_u is slightly affected by the exchange coupling.

誌謝

四年前懵懵懂懂的我踏入了許世英老師的實驗室開始當專題生，老師並不會因為我是個大三的學生所以什麼事情都不會讓我接觸，反而是鼓勵我要抓緊機會好好的跟學長姐學習實驗機台與做研究方法，私底下也可以拿看不懂的 paper 去與老師討論，言談之中我發現了自己有很多沒有學習好的物理觀念，也因此在兩年前決定繼續留在這個實驗室與老師一同作研究。這個實驗室裡許許多多的儀器沒有一樣是老師不會修的，常常我都會想，在這世上還有多少身為教授卻與學生一同捲起袖子修機台的人呢？在安置新的實驗室過程，親自爬到三公尺高的地方架設輕鋼架，這樣子的態度讓我對她十分的敬佩，再加上對於許多事情細節上的處理也讓我學習到了身為一個研究生該有的態度跟做事方法。我很感謝已經畢業的莊勝豪學長給我的一些生活經驗的分享，廖碧珊學姊和姜智均學長的照顧，還有王惠潔學姊在實驗室時帶來那種獨到的歡樂，以及給我的專業數據處理訓練和研究方法，並且在研究所推甄那一整天陪我參加口試，讓我在大學生與研究生之間無縫接軌。最要感謝黃馨慧學姊在我碩一時，把她所累積的實驗技巧全部分享給我，讓我對於電子顯微鏡還有電子束微影的技術更上層樓。也很感謝同一屆的王漢賢、廖婉婷給我的幫助以及互相學習，還有鈺凱跟逸杰在實驗室安置上的奔波，讓我可以很安心而且歡樂的在這個實驗室裡做研究。

很感謝電物 100 的朋友們這麼多年的陪伴，卓俊佑、唐政猷跟我當了這麼久的室友，在外有人能夠互相照應的感覺真的很好，簡禎佑、蔡哲倫跟吳晟煒總是可以在我想要打球的時候找的到人，還有楊政紘時常的幫忙，以及許多的學長姐和學弟妹們，能夠和你們一起念大學跟研究所真的是件美好的事情。

在這裡也要特別感謝我的爸媽給我提供了十幾年來毫無壓力的念書環境，他們知道從前他們因為各種原因無法好好升學的遺憾不能發生在自己小孩身上，我能做的也有孝順他們一輩子當做回報，而姊姊也在家中經濟狀況不夠理想時給了我學費上的補助，我能夠順利的念完碩士，實在是要好好的感謝我的家人。至於不肯具名美麗的台北陳

小姐，研究所的這兩年在我心情低落時總是用微笑和開朗照亮我偶爾的小憂鬱，讓我擁有一股莫名湧上心頭的能量，真的很感謝你。

最後我想感謝我的筆電，從大一到現在，在這六年的求學生涯裡你無戰不與，雖然在碩二下這半年裡你的處理器時常無法負荷我的要求而熱當，但我知道我的成長你都很驕傲的看在眼裡，沒有你就沒有我的這份論文，謝謝。在交大這六年的學習真的是我人生當中寶貴的經驗。



目錄

中文摘要	I
Abstract.....	III
誌謝	V
目錄	VII
圖目錄	IX
表目錄	XI
第一章：緒論與動機	1
第二章：理論背景	3
2-1 三層結構自旋閥之介紹	3
2-2 磁阻效應.....	6
2-2.1 巨磁阻效應 (GAIN T MAGNETORESISTANCE EFFECT)	6
2-2.2 異向性磁阻效應 (ANISOTROPIC MAGNETORESISTANCE EFFECT)	7
2-3 磁區結構.....	8
2-4 磁性相關能量	10
2-4.1 交換能 (EXCHANGE ENERGY, E_{EX})	10
2-4.2 晶格異向性能 (CRYSTALLINE ANISOTROPY ENERGY, E_{CA})	11
2-4.3 基曼能 (ZEEMAN ENERGY, E_Z)	11
2-4.4 靜磁能 (MAGNETOSTATIC ENERGY, E_{MAG})	12
2-4.5 能量影響磁區變化	17
2-5 磁矩翻轉機制.....	19
2-5.1 COHERENT ROTATION	20
2-5.2 CURLING	21
2-6 次微米尺度自旋閥之相關研究背景	23
第三章：樣品製程與量測方式	26
3-1 微影製程	26
3-1.1 光微影製程	26
3-1.2 電子束微影製程	30
3-2 金屬薄膜沉積與舉離	32

3-3 磁電阻量測與 He ⁴ 低溫系統	33
3-4 樣品相關參數與設計圖	36
第四章：實驗結果與討論	38
4-1 三層結構樣品磁電阻與單層平板線磁電阻的差異	38
4-1.1 外加磁場與長軸平行磁電阻 (LONGITUDINAL MAGNETORESISTANCE, LMR)	38
4-1.2 磁場與長軸夾角對磁電阻造成的改變	45
4-2 異向性磁阻效應	49
4-2.1 三層結構樣品中的異向性磁阻效應	49
4-2.2 三層結構樣品中的靜磁能與平板結構的差異	52
4-3 溫度對磁阻表現的影響	57
第五章：總結與未來方向	61
5-1 結論	61
5-2 未來方向	62
參考文獻	63



圖目錄

圖 2.1 磁場造成的三層結構樣品電阻變化與鐵磁層排列方式的關係圖	4
圖 2.2 多層膜樣品 $[\text{Co}(2\text{nm})/\text{Ru}(t_{\text{Ru}})]_{20}$ 呈現的 RKKY 震盪效應；(a)為電阻變化率與 Ru 厚度(t_{Ru})關係圖；(b) 為飽和磁場與 Ru 厚度關係圖	5
圖 2.3 交換常數 J 與中間層厚度關係圖	5
圖 2.4 鐵磁材料中的 d 軌域的態密度受到交換場的影響而分裂	7
圖 2.5 兩層鐵磁層(a)平行與(b)反平行之等效電路圖	7
圖 2.6 常見的樣品形狀、尺寸與內部磁區結構分布圖	9
圖 2.7 (a) 為 Bloch wall (b) 為 Néel wall	9
圖 2.8 細長型橢球結構圖，橢球短軸分別為 a 、 b ，長軸為 c 。	13
圖 2.9 細長形橢球各軸去磁參數與樣品寬度的關係圖	14
圖 2.10 扁長型橢球結構圖，短軸為 a ，長軸為 c	15
圖 2.11 扁長型橢球去磁參數 N_a 、 N_b 、 N_c 與長寬比的關係圖	16
圖 2.12 鎳鐵合金平板線單一磁區與多磁區的界定關係	19
圖 2.13 磁矩翻轉機制示意圖	19
圖 2.14 扁長型橢球樣品半徑與內部磁矩翻轉形式的關係	19
圖 2.15 扁長形橢球在 coherent 翻轉形式下 H_{sw} 對外加磁場與易磁軸夾角 (θ) 的關係	21
圖 2.16 扁長形橢球內磁矩以 curling 模式翻轉示意圖	21
圖 2.17 扁長形橢球在 curling 形式下 H_{sw} 對外加磁場與易磁軸夾角 (θ) 的關係圖	22
圖 2.18 CIP 與 CPP 剖面結構圖	23
圖 2.19 $\text{NiO}(15\text{nm})/\text{NiFe}(6\text{nm})/\text{Cu}(5\text{nm})/\text{NiFe}(10\text{nm})$ 自旋閥樣品的磁阻變化率與磁場關係圖	24
圖 3.1 旋塗光阻後的側面示意圖	27
圖 3.2 基板覆蓋光罩曝光時的側面示意圖	28
圖 3.3 反轉烤與全曝光示意	29
圖 3.4 顯影完之後光阻在基板上形成保護區與非保護區側面示意圖	30

圖 3.7 樣品幾何形狀 SEM 圖	36
圖 4.1 單層鎳鐵平板線的電阻與磁場關係圖	39
圖 4.2 三層結構平板線樣品的電阻與磁場關係圖	40
圖 4.3 綜合所有樣品長軸方向轉換場與 $1/w$ 關係圖	42
圖 4.4 磁電阻角度關係圖	45
圖 4.5 不同寬度三層結構樣品的轉換場值與外加磁場相對長軸夾角關係圖	47
圖 4.6 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(25\text{nm})/\text{Cu}(8\text{nm})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(35\text{nm})/\text{Au}(3\text{nm})$ 三層結構樣品磁電阻量測圖	50
圖 4.7 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(25\text{nm})/\text{Cu}(8\text{nm})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(35\text{nm})/\text{Au}(3\text{nm})$ 三層結構樣品的飽和磁電阻與 $\cos^2\theta$ 關係圖	51
圖 4.8 K_u 值對樣品線寬的關係圖	53
圖 4.9 磁場垂直於長軸下的飽和磁場 H_{sat} 對樣品的 t/w 關係圖	54
圖 4.10 不同幾何條件下的 TMR 在 10K 的量測圖	56
圖 4.11 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(20\text{nm})/\text{Cu}(8\text{nm})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(35\text{nm})/\text{Au}(3\text{nm})$ 三層結構樣品室溫 LMR 量測圖	57
圖 4.12 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(20\text{nm})/\text{Cu}(8\text{nm})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(35\text{nm})/\text{Au}(3\text{nm})$ 三層結構樣品 LMR 升溫量測圖	58
圖 4.13 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(20\text{nm})/\text{Cu}(8\text{nm})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(35\text{nm})/\text{Au}(3\text{nm})$ 三層結構樣品磁場平行長軸時的巨磁阻變化率與溫度關係圖	59
圖 4.14 $[\text{Co}(0.5\text{nm})/\text{Pd}(3\text{nm})]_4/\text{Au}/[\text{Co}(0.5\text{nm})/\text{Pd}(3\text{nm})]_2$ 自旋閥薄膜和奈米線的磁電阻變化率對應溫度關係圖	60

表目錄

表 3.1 蒸鍍相關參數表	32
表 3.2 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ 相關磁特性	37
表 4.1 圖 4.3 中各樣品鐵磁層 LMR 轉換場對應 $1/w$ 之斜率	44
表 4.2 圖 4.5 中擬合所用之參數表	48



第一章：緒論與動機

隨著科技的演進，人類利用電子元件在電子傳輸特性的掌握與操控方式不斷的進步，而巨磁阻（Giant magnetoresistance, GMR）效應在 1988 年先後被德國科學家 P. Grünberg 以及法國科學家 A.Fert 發現，開啟人們對於磁控制自旋電子學的研究熱潮，引爆日後在資料儲存技術的突飛猛進，常見的儲存裝置例如隨身碟、硬碟、磁阻式隨機存取記憶體（Magnetoresistive random access memory, MRAM）.....等都倚賴巨磁阻效應原理。而網路世界的便利帶來資訊爆炸性的發展，近年來人們在單一顆硬碟儲存量的需求是越來越大，換言之在硬碟裡儲存信號的磁性元件勢必微小化來提高密度增加儲存量，因此在微結構（次微米、奈米尺度）的磁性材料特性與物理機制也不斷的被探討，進而發展出許多的研究與應用成果[1]-[3]。

巨磁阻效應中高低電阻態的變化可以用來定義邏輯訊號 0 與 1，也是磁阻式隨機存取記憶體（Magnetoresistive random access memory, MRAM）的操作原理，MRAM 的快速存取、低功率操作、高記憶密度及非揮發等特性，有著不小的商機，且近年來三維積體電路（3DIC）的發展強調處理器與記憶體的晶片整合為一，減少處理器與記憶體交換資訊所需的時間，在 MOSFET 上堆疊 MRAM[4]或其他記憶體[5]的三維積體電路元件逐漸的嶄露頭角，所以由巨磁阻效應所主導的磁性微結構之研究或應用依舊是相當熱門的議題。

本篇論文由我們實驗室先前研究一系列不同線寬之鎳鐵合金平板線在外加磁場下的磁矩翻轉機制[6][7]為出發點，將其鎳鐵合金平板線加工成擁有巨磁阻效應的三層結構。其最主要的動機是單層鎳鐵平板線內部磁區在低溫的狀態下很明顯由長寬比來分別出單磁區與多磁區狀態的差異，但是在室溫狀態下因為溫度擾動對電阻所產生的變化，讓我們無法觀察到單層鎳鐵平板線的磁電阻是否仍維持單一磁區翻轉這樣的行為，因為會影響電阻變化的異向性磁阻效應（Anisotropic magnetoresistance, AMR）在室溫變化率極小，所以我們才將鎳鐵平板線改造成鎳鐵/銅/鎳鐵如此的三層結構，其三層結構應該具有巨磁阻效應，而在過往的文獻中[1]-[3]都顯示說巨磁阻效應在室溫下比起異

向性磁阻會有較明顯的電阻變化率，我們便可利用巨磁阻效應來證明鎳鐵平板線在室溫時，其內部磁矩也會因形狀異向性主導而呈現單一磁區排列，並作一系列幾何形狀與鐵磁層厚度不同的組合，來探討在不同情況下，三層結構的樣品中各單層磁電阻所展現的磁性機制與單一平板線的異同。

在本論文第二章的部分將會介紹巨磁阻效應與自旋閥的原理，並且以單層平板線的角度來介紹低維度磁性系統中磁區結構的相關能量形式，以及使用橢球模型對於樣品的磁矩翻轉行為作擬合計算原理，最後討論在磁性材料所產生的磁電阻原理以及近年來微結構巨磁阻自旋閥的相關研究與我們自旋閥樣品的比較。第三章則是針對我們的三層結構樣品的製程方法與量測系統作一個介紹，製程方法包括微影製程技術、薄膜沉積、舉離等，實驗中的量測系統則包括 He^4 低溫系統搭配磁電阻測量。三層結構樣品量測到的結果的分析與討論會是第四章的重點，首先會將三層結構樣品與鎳鐵平板線的磁特性來作比較，之後針對三層結構樣品的磁性行為做歸納與討論，並和文獻資料比較其差異性。最後在第五章對於研究結果作總結以及未來研究方向的建議。



第二章：理論背景

理論上從能量層面考量一塊無窮大的磁鐵會在兩端產生極性，其內部磁矩會排列一致形成單磁曲來達到最低的能量狀態。然而在磁性材料有限體積下為了維持內部最低能量態，通常鐵磁性材料會將內部形成多磁區（multi-domain）的狀態來因應形狀的改變，當磁區逐漸變多時，對於鐵磁性材料而言雖然大幅降低靜磁能，磁區間交換能量卻相對增加，所以當鐵磁性材料愈縮愈小時內部許多能量都會影響其磁矩排列的行為。在本章內容部分首先會利用自旋閥結構來介紹巨磁阻效應，第二節會介紹相關的磁電阻效應，第三節則從單層鐵磁線出發，並介紹鐵磁性材料形狀與磁區狀態的關係；第四節會回顧鐵磁材料中比較常見的一些能量如交換能、晶格異向性能、靜磁能、基曼能（Zeeman energy），以能量觀點來探討鐵磁性材料的磁性行為；第五節則是針對單磁區鐵磁線磁矩的翻轉機制（Coherent、Curling rotation）做探討；最後一節則探究近期發表的自旋閥文獻與我們自旋閥樣品的相關性。

2-1 三層結構自旋閥之介紹

近年因巨磁阻效應獲得諾貝爾獎，在微結構鐵磁性材料的研究更加熱絡，尤其以幾何形狀、材料或是多層膜的結構來控制鐵磁材料的磁性行為的研究為主要題材，而使磁矩翻轉的方式也可以分為場控制與電流感應翻轉。在傳統硬碟的讀寫頭與記憶元件主要是應用多層膜所產生的巨磁阻效應，利用高低電阻態來儲存與讀取二進位訊號[8]。所謂的高低電阻態是利用上下兩層鐵磁層排列方向平行或反平行，對電子在傳輸特性上造成影響。巨磁阻效應的原理可以由一個鐵磁層上面成長非鐵磁層再成長鐵磁層的三明治通道結構來解釋，電子本質上有二簡併態即相反的二種自旋方向（自旋向上與自旋向下），在通過單層非鐵磁層材料時是不可分辨的，然而鐵磁性材料擁有的自發性磁矩，對於自旋方向與磁化方向相同的電子而言，在傳輸的過程中散射機率較小，而自旋方向與磁化方向相反的電子較易被散射，此時以電性傳輸而言自旋方向與

磁化方向相同的電子可以通過通道，換句話說呈現較低的電阻態；以這樣的機制可以解釋圖 2.1 的 Fe-Cr-Fe 三層結構所呈現的磁電阻行為[13]，在外加磁場大於兩鐵磁層的飽和磁場，兩層磁矩都被強迫於平行磁場時，三層結構展現較低的電阻，一旦外加磁場減少，其中一層開始偏轉，樣品電阻開始變大，在兩層磁矩形成反平行排列時則樣品具有最大電阻。這種受到磁場所影響的電阻變化率相較於其他磁阻效應明顯許多（良好的多層膜結構室溫即可達到 20%的電阻變化率），也因此稱作巨磁阻效應[3]。

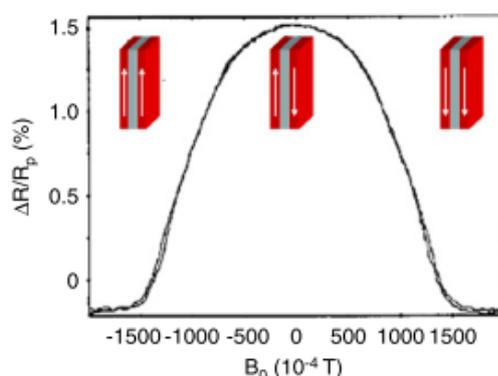


圖 2.1 磁場造成的三層結構樣品電阻變化與鐵磁層排列方式的關係圖[13]。

另外在多層膜結構中鐵磁層間非鐵磁層的厚度對於磁性行為而言相當關鍵，當中間非鐵磁層的厚度在特定厚度以下時，自旋閥的飽和磁場與電阻變化率會隨著厚度的增加而震盪便是著名的 RKKY 耦合（Ruderman–Kittel–Kasuya–Yosidacoupling）效應[9]。如圖 2.2 所示，Co/Ru 的多層膜樣品，其巨磁阻效應與飽和磁場在 Ru 厚度為 4nm 以下呈現隨著 Ru 厚度的改變而作週期性震盪變化，因此推論兩層鐵磁層的平行或是反平行排列也受中間鐵磁層的厚度影響，如圖 2.3 所示。圖 2.3 中縱軸 J 為兩層鐵磁層間的交換常數，當 J 大於 0 時，鐵磁層在無外加磁場的情況之下會互相平行排列；當 J 小於 0 時則鐵磁層在無外加磁場的情況之下會呈現反平行排列，也因為 J 的值隨著中間層厚度在較薄時有震盪現象，所以造成在圖 2.2 中的飽和磁電阻和磁電阻變化率會隨著中間層厚度的改變而產生震盪。而我們在製作樣品上為了避開上述的 RKKY 效應造成 J 值的震盪現象，所以將中間層（Cu）的厚度固定在 8nm，然後進行一系列三層結構樣品

的磁電阻量測與分析，鐵磁性樣品中所呈現的磁電阻效應的原裡會在下一節做探討。

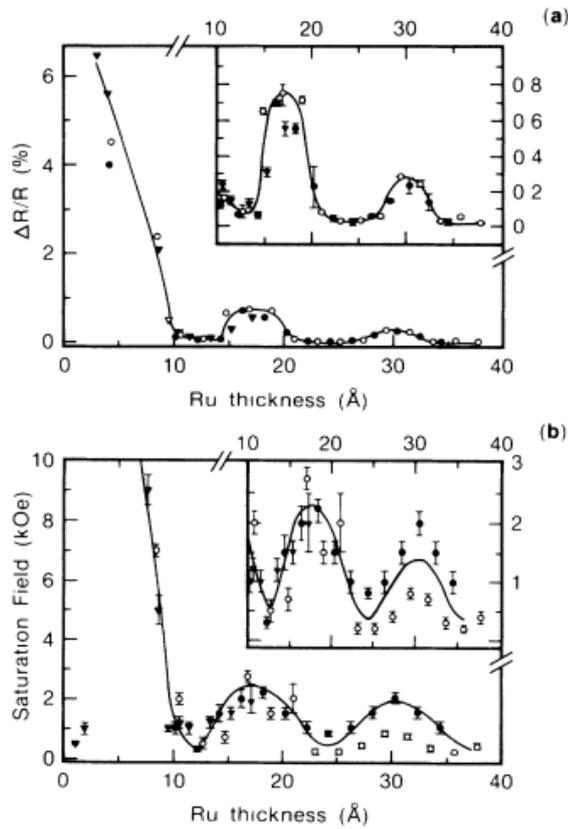


圖 2.2 多層膜樣品 $[Co(2nm)/Ru(t_{Ru})]_{20}$ 呈現的 RKKY 震盪效應；(a)為電阻變化率與 Ru 厚度(t_{Ru})關係圖；(b)為飽和磁場與 Ru 厚度關係圖[9]。

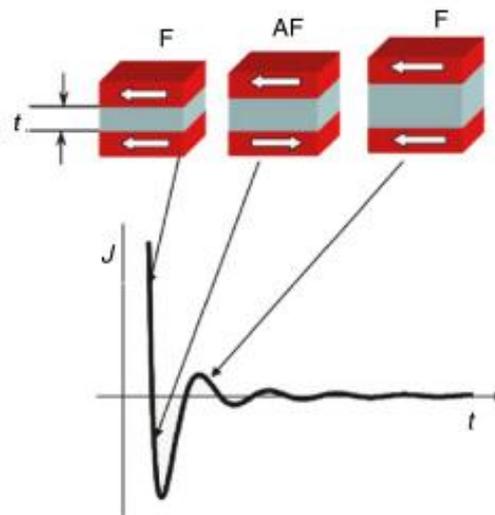


圖 2.3 交換常數 J 與中間層厚度關係圖[11]。

2-2 磁阻效應

磁阻效應，顧名思義就是材料的電阻隨外加磁場的改變而做的改變，一般可以分為對非磁性金屬的常磁阻（Ordinary Magnetoresistance, OMR）效應，以及對磁性金屬的巨磁阻效應、異向性磁阻效應、超巨磁阻效應。對於我們的平板線三層結構樣品而言，在外加磁場下的量測過程中，觀察到了異向性磁阻與巨磁阻效應，所以在這節會針對這兩種磁阻效應做介紹。

2-2.1 巨磁阻效應（Giant magnetoresistance effect）

因為磁場改變而使電阻的變化，其電阻變化率相較其他磁電阻效應要來的大，所以才會稱為巨磁阻效應，1988 年 A.Fert 的團隊[12]發現由鐵和鉻組成的多層材料，使得電阻下降了 50%，同年 P. Grünberg 的團隊也發現巨磁阻效應[13]，後來 A.Fert 與 P.Grünberg 在 2007 年一同因此獲得諾貝爾物理獎。

在大部分鐵磁材料中的費米面（Fermi surface）包含了 s 與 d 軌域，而 s 的等效質量小於 d 的等效質量，所以電流主要由 s 軌域來傳遞，而鐵磁材料中的交換作用（exchange interaction）使得 d 軌域的態密度（density of state）受影響而分裂，進而造成 s 軌域傳導電子時散射機率不同，圖 2.4 中自旋向下的電子在費米能階處，因為 d 軌域的態密度較大，受到散射的機會較大，如此一來相較於自旋向上的電子而言，載子遷移率比較低。

巨磁阻效應可以利用雙電流模型來說明鐵磁層磁化向量平行與反平行時的總電阻值，當電子通過兩層鐵磁層磁化向量同方向平行的通道時，其中一個自旋方向的電子較易通過各單層，另一自旋方向的電子易在通過各單層被散射，如同通過由兩個串聯的小電阻和兩個串聯的大電阻並聯而成的一個電路，如圖 2.5 (a) 所示[10]；而當電子通過兩層鐵磁層反平行的通道時，兩種自旋方向的電子都會在一層易通過而在另一層易被散射，就如同由兩組大電阻串聯小電阻再並聯起來的電路，如圖 2.5 (b) 所示[10]。

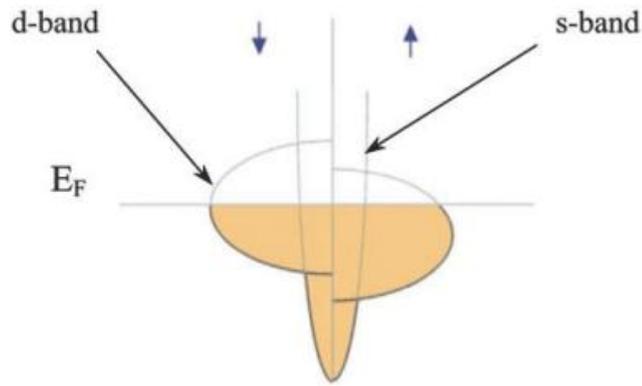


圖 2.4 鐵磁材料中的 d 軌域的態密度受到交換場的影響而分裂[10]。

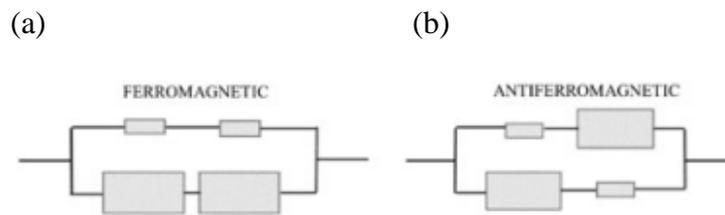


圖 2.5 兩層鐵磁層(a)平行與(b)反平行之等效電路圖[10]。

假設圖 2.5 中的大方形為大電阻 R ；小方形為小電阻 r ，圖 2.5 (a) 的總電阻 R_a 為小電阻 r 串聯後在與串聯的大電阻 R 並聯： $R_a = \frac{1}{\frac{1}{2r} + \frac{1}{2R}} = \frac{2rR}{r+R}$ ；圖 2.5 (b) 的總電阻 R_b 則是兩組大小電阻串聯之後再並聯： $R_b = \frac{1}{\frac{1}{r+R} + \frac{1}{r+R}} = \frac{r+R}{2} = \frac{1}{2} \frac{(r+R)^2}{r+R}$ ，以數學關係式比較之下我們可以得到 $R_b > R_a$ ，即是三層結構的兩端鐵磁層呈現反平行排列的電阻大於平行排列的電阻。

2-2.2 異向性磁阻效應 (Anisotropic magnetoresistance effect)

當電流的方向與材料磁化向量有所改變時，造成電阻值的變化，稱之為異向性磁阻效應 (Anisotropic magnetoresistance)，此電阻現象在 1857 年被 Kelvin 所發現，其電阻對應到磁化向量與電流方向所夾角度的數學表示式為：

$$R(\theta) = R_{\perp} + \Delta R_{AMR} \cos^2 \theta \quad (2-1)$$

上式中 $\Delta R_{AMR} = R_{\parallel} - R_{\perp}$ ， R_{\parallel} 是飽和磁化向量與電流平行時的電阻值， R_{\perp} 為飽和磁化向量

與電流垂直時的電阻值， θ 為磁化向量與電流方向的夾角，對於過渡金屬鐵、鈷、鎳等鐵磁性材料而言 $R_{\parallel} > R_{\perp}$ 。鐵、鈷、鎳等鐵磁性材料其外層電子軌域為 4s 與 3d 軌域，s 軌域在空間中電子分佈機率是對稱的，而 d 軌域只在某特定方向上對稱，假設 d 軌域一開始在 x 軸方向上對稱，若在 x 軸方向上給定電流，會造成 s 軌域電子雲的破壞只留下 x 軸方向上的電子機率分佈，此時 s-d 軌域之間的散射機率最大，使電子不易通過產生大電阻值；當磁場方向改變時也會牽動到 d 軌域的對稱軸方向，此時 s-d 軌域不再平行，散射機率降低，電子較易通過形成較小的電阻。以平板線三層結構樣品而言電子流過各單層時仍會貢獻異向性磁阻，當磁矩與電流方向平行時，會產生大的電阻值；磁矩與電流方向垂直時，便會有最小的電阻值，我們可以由上述的條件改變外加磁場與流經樣品電流的夾角，觀察到異向性磁阻效應，進而分析樣品的磁區翻轉形式。

2-3 磁區結構



鐵磁性材料內部由磁矩所組成，而每個磁矩排列的方式會受到內部能量狀態的影響，當同一個區域內的磁矩都排列在同方向時，則稱做磁區 (magnetic domain)。理論上一塊無窮大的鐵磁材料，其內部會形成單一磁區來降低交換能能量，但是從實驗的角度而言並不存在無窮大的樣品，所以當鐵磁材料在大尺寸之下應該都是處於散亂的多磁區結構狀態來降低能量。一般來說磁區的大小約為微米等級，所以當鐵磁性樣品的形狀微小化到跟磁區大小可比較時，磁區結構的分布與樣品形狀就會有極大的關係，在微米尺度下的薄膜圓盤狀樣品內部的磁矩會傾向漩渦狀 (vortex) 排列，而平板狀樣品會傾向封閉磁區 (closure domain) 的排列方式，如圖 2.6 所示。

在磁區與磁區的交際處稱之為磁區壁 (domain wall)，其大小一般約為奈米等級，在電性傳輸上會有額外的電阻產生，從文獻記載中磁區壁可以分為兩種，分別為 Bloch wall 和 Néel wall，兩者的差異性在於欲減低之能量的不同，而在磁區與磁區的過渡區中，磁矩有不同的排列方式，如圖 2.7 所示。

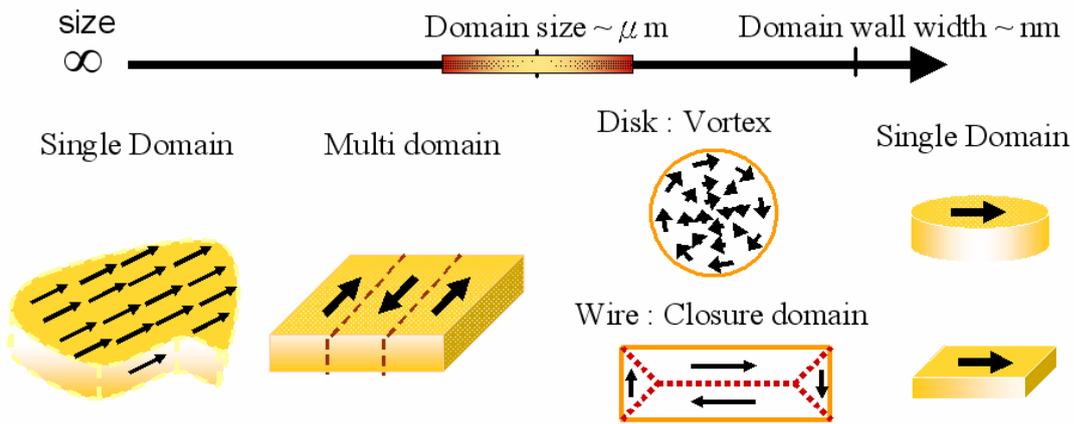


圖 2.6 常見的樣品形狀、尺寸與內部磁區結構分布圖[6]。

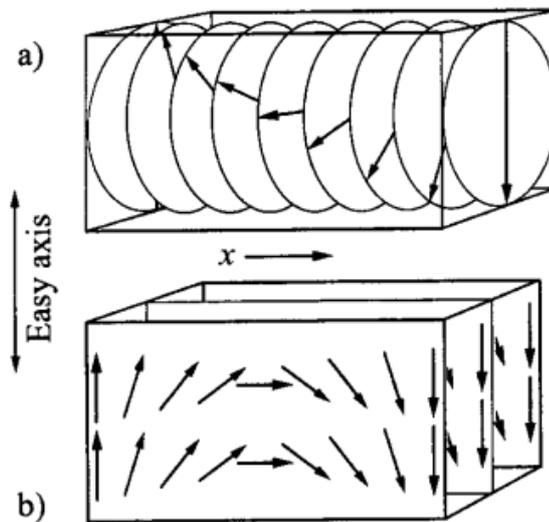


圖 2.7 (a) 為 Bloch wall (b) 為 Néel wall[1]。

圖 2.7 (a) 中牆平面有異向性軸，故磁區方向會平躺在牆平面上，磁矩在牆平面轉換方向時皆維持外漏磁場 (stray field) 最小值，此模式稱做 Bloch wall，在大部分的結構中磁區壁皆為此型態；Néel wall 則是在過渡區中的磁矩垂直牆面做旋轉如圖 2.7 (b)，使磁矩與磁矩間保持最小的交換能，通常是鐵磁薄膜結構在外加磁場下會發生，上敘所提到的能量形式將在下一節探討。

2-4 磁性相關能量

本節中會介紹磁性微結構各種能量，包括交換能 (exchange energy)、靜磁能 (magnetostatic energy)、晶格異向性能 (crystalline anisotropy energy) 與基曼能 (Zeeman energy)。藉由上敘幾個能量項互相比較後，我們可以計算出磁矩如何排列會使內部有最低的能量態，進而探討磁矩翻轉模式以及單磁區、多磁區的界定等磁性行為。

2-4.1 交換能 (Exchange energy, E_{ex})

磁性材料中的磁矩主要來自電子對原子的軌道角動量、電子對電子自旋角動量，以及電子自旋對自旋軌道的交互作用力(exchange force)，此交互作用力所產生的能量則稱之為交換能。考慮海森堡模型(Heisenberg model)中，假設兩鄰近原子 i, j 分別帶有自旋 S_i, S_j ，則交換能的公式可以寫成[14]：

$$U_{ij} = -2J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (2-2)$$

J_{ij} 是兩個原子的交換積分常數，以一般鐵磁性材料而言 $J > 0$ ，故磁矩平行排列時會有最低的交換能；而 $J < 0$ 時則為反鐵磁性材料，磁矩間以反平行排列達到能量最低態。自旋間的交互作用力只會影響其相鄰的原子，其有效範圍稱為交換長度 (Exchange length)，故樣品的交換能量即可視為所有鄰近原子之間交互能之總和：

$$E_{ex} = -2 \sum_{i>j} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j = -2 \sum_{i>j} J_{ij} S^2 \cos \phi_{ij} \quad (2-3)$$

其中 ϕ_{ij} 為鄰近兩原子自旋軌道間之夾角。

2-4.2 晶格異向性能 (Crystalline anisotropy energy, E_{ca})

在整齊排列的晶格結構中，因不同的晶軸方向的原子間距不同，自旋軌道角動量的耦合強度也不同，故磁矩在不同晶軸上有不同的能量大小，導致磁矩朝某個晶軸方向排列形成最低能量態，稱之為晶格異向性能(E_{ca})，其數學表示式可寫成[2]：

$$E_{ca} = v[K_0 + K_1(\cos^2\theta_1\cos^2\theta_2 + \cos^2\theta_2\cos^2\theta_3 + \cos^2\theta_3\cos^2\theta_1) + K_2\cos^2\theta_1\cos^2\theta_2\cos^2\theta_3 + \dots], \quad (2-4)$$

其中 K_0 、 K_1 、 K_2 ……為晶格異向性常數，單位 erg/cm^3 ， v 是體積， θ_1 、 θ_2 和 θ_3 則是指晶軸與磁矩間的夾角。不同晶軸上的 K_0 值相同，且 K_2 遠小於 K_1 ；因此分析時我們可忽略 K_0 與 K_2 。當 $K_1 > 0$ 時，表示晶格的易軸(easy-axis)在 $\langle 100 \rangle$ 方向，例如鐵；而 $K_1 < 0$ 時，易軸在 $\langle 111 \rangle$ 方向，例如鎳。

2-4.3 基曼能 (Zeeman energy, E_z)

基曼能是指樣品內部磁矩在有外加磁場下，兩者的交互作用力，其數學表示式為：

$$E_z = -\int_v \vec{H} \cdot \vec{M} dv \quad (2-5)$$

其中 \vec{M} 為樣品內部磁化向量， \vec{H} 為外加磁場， v 為物體體積，當外加磁場大於飽和磁場後，樣品內部的磁矩會平行外加磁場排列達到能量最低態。

2-4.4 靜磁能 (Magnetostatic energy, E_{mag})

靜磁能來自磁偶極間的作用力 (Dipole-dipole interaction)，根據 Maxwell's equations，在一磁性物質中若存在磁化向量 \vec{M} ，必有外漏磁場 (stray field，或稱去磁場；demagnetizing field, H_d)。磁化向量之散度 (Divergence) 不為零，產生磁位能 ϕ ：

$$\nabla^2 \phi = -\nabla \cdot \vec{H} = \nabla \cdot \vec{M} \quad (2-6)$$

解出 ϕ 為：

$$\phi(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4\pi} \int_v \frac{\nabla \cdot \vec{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dv + \frac{1}{4\pi} \int_s \frac{\vec{n} \cdot \vec{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} ds \quad (2-7)$$

由兩磁偶極 Mdv 與 H_d 間的交互作用力所產生之靜磁能可以下列形式表示：

$$E_{mag} = -\frac{1}{2} \int_v \vec{M} \cdot \vec{H}_d dv \quad (2-8)$$

若考慮一均勻磁化的橢球且內部為單磁區結構之磁性樣品中，去磁場的大小會與磁化向量成正比，可表示成：

$$\vec{H}_d = -N_d \vec{M}_s \quad (2-9)$$

N_d 為去磁參數 (demagnetization factor)，與樣品的形狀有關， M_s 為飽和磁化強度。我們可以利用橢球模型來模擬我們的樣品在不同方向上的去磁參數，來得知樣品型狀對於靜磁能的影響，令橢球三軸的去磁參數分別為 N_a 、 N_b 、 N_c ， N_a 可表示為[15]：

$$N_a = 2\pi abc \int_0^\infty \frac{(a^2 + \eta)^{-1}}{\sqrt{(a^2 + \eta)(b^2 + \eta)(c^2 + \eta)}} d\eta \quad (2-10)$$

η 為一個任意的變量， N_b 與 N_c 也可以寫成類似 2-10 式的形式，三個去磁參數間的關係為：

$$N_a + N_b + N_c = 4\pi \quad (2-11)$$

就單一球體而言 $N_a = N_b = N_c = \frac{4\pi}{3}$ ，而下面則會對兩種橢球模型：細長型橢球（Slender ellipsoid）、扁長型橢球（Prolate ellipsoid）的各軸方向去磁參數分別做介紹。

細長型橢球 (slender ellipsoid) $c \gg a > b$

在細長型橢球模型中，長短軸之間的關係分別為長軸 c 遠大於短軸 a ，短軸 a 又大於短軸 b ，如圖 2.8 所示。

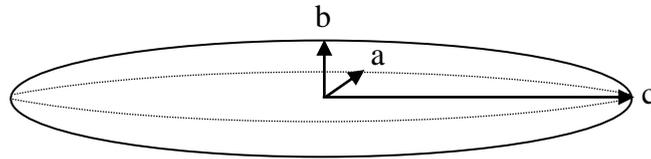


圖 2.8 細長型橢球結構圖，橢球短軸分別為 a 、 b ，長軸為 c 。

在細長型橢球中各軸去磁參數 N_a 、 N_b 、 N_c 與 a 、 b 、 c 軸的關係為：

$$N_a = 4\pi \frac{b}{a+b} - \frac{1}{2} \frac{ab}{c^2} \ln \left(\frac{4c}{a+b} \right) + \frac{ab(3a+b)}{4c^2(a+b)}$$

$$N_b = 4\pi \frac{a}{a+b} - \frac{1}{2} \frac{ab}{c^2} \ln \left(\frac{4c}{a+b} \right) + \frac{ab(a+3b)}{4c^2(a+b)} \quad (2-12)$$

$$N_c = 4\pi \frac{ab}{c^2} \left[\ln \frac{4c}{a+b} - 1 \right]$$

我們利用單層的鎳鐵平板線樣品的幾何形狀參數（長度 $20 \mu\text{m}$ 、厚度 30nm 、寬度為 w ）代入細長形橢球模型中的 a 、 b 、 c 軸之後，可以將各軸的去磁參數對應樣品線寬的變化作圖，如圖 2.9 所示：

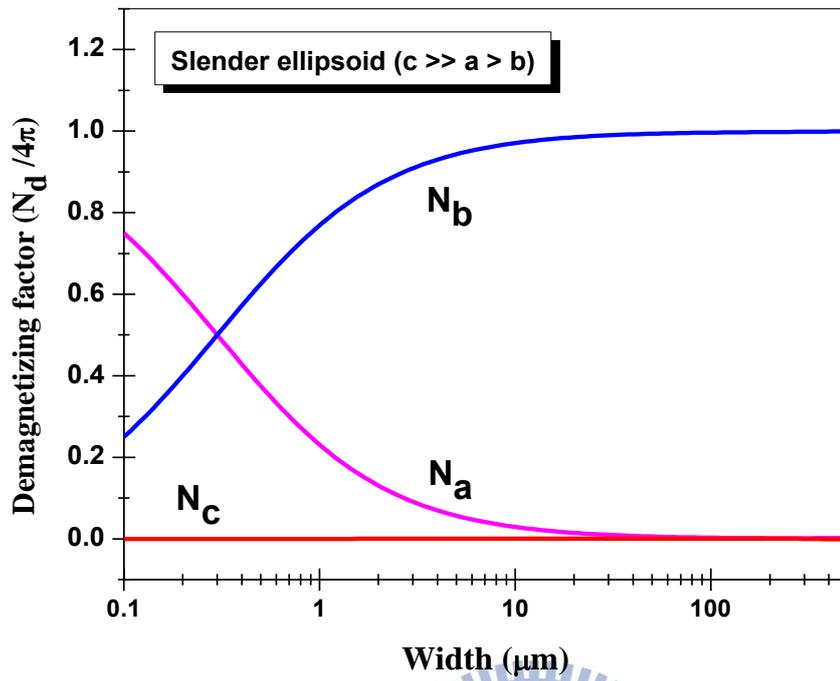


圖 2.9 細長形橢球各軸去磁參數與樣品寬度的關係圖，令 $2a = w$ (寬度)， $2c = 20 \mu\text{m}$ (長度)， $2b = 30 \text{ nm}$ (厚度)。

扁長型橢球 (Prolate ellipsoid) $c \gg a=b$

在扁長型橢球模型中，長短軸的關係為長軸 c 遠大於短軸 a ，短軸 a 與 b 相等，此模型通常用來近似次微米、奈米尺寸鐵磁平板線樣品中的靜磁能狀態。

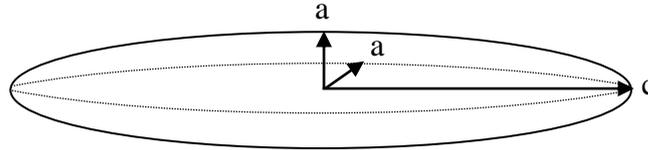


圖 2.10 扁長型橢球結構圖，短軸為 a ，長軸為 c 。

各軸的去磁參數與長寬比 (aspect ratio, $m=c/a$) 的關係式如數學式 2-13 所示：

$$N_c = 4\pi \frac{1}{m^2 - 1} \times \left[\frac{m}{2(m^2 - 1)^{\frac{1}{2}}} \times \ln \left(\frac{m + (m^2 - 1)^{\frac{1}{2}}}{m - (m^2 - 1)^{\frac{1}{2}}} \right) - 1 \right]$$
$$N_a = N_b = 4\pi \frac{m}{2(m^2 - 1)} \times \left[m - \frac{m}{2(m^2 - 1)^{\frac{1}{2}}} \times \ln \left(\frac{m + (m^2 - 1)^{\frac{1}{2}}}{m - (m^2 - 1)^{\frac{1}{2}}} \right) \right] \quad (2-13)$$

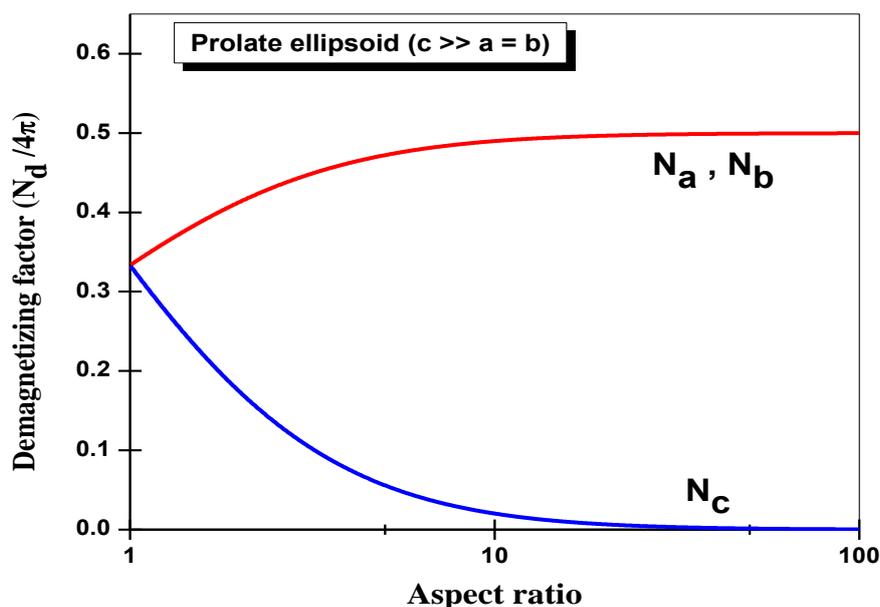


圖 2.11 扁長型橢球去磁參數 N_a 、 N_b 、 N_c 與長寬比的關係圖。

從數學式 2-13 之中，可以將在扁長型橢球模型中，各軸的去磁參數與其長寬比作圖，如圖 2.11 所示。若以扁長型橢球來模擬一微米尺度的鎳鐵平板線其內部靜磁能的狀態，圖 2.11 中可以觀察到，當樣品長寬比大於 10 之後沿著 a 軸方向的去磁參數 N_a 趨近於 2π ，而 c 軸方向的去磁參數 N_c 趨近於 0，故可將短軸方向視為難軸 (hard axis)；長軸方向視為易軸 (easy axis)。若只考慮去磁能主導平板線樣品內部磁矩排列方式時，此樣品的磁矩在無外加磁場的環境下，易排列在 c 方向，也就是樣品的長軸方向。由橢球模型我們可得知靜磁能明顯受到了樣品形狀的影響，換句話說樣品的磁化方向不同會有不同的靜磁能，因此這種由樣品形狀而造成能量的差異性稱作形狀異向性能 (shape anisotropy energy)。由數學式(2-8)、(2-9)可得到靜磁能為去磁參數乘以磁化強度的平方，故形狀異向性能(K_u)為：

$$K_u = \Delta E_{mag} = \frac{1}{2}(N_a - N_c)M_s^2 = \pi M_s^2 \quad (2-14)$$

2-4.5 能量影響磁區變化

樣品的結構與尺寸往往會影響內部磁區結構為多磁區 (multi-domain) 或是單一磁區 (single domain)，而在一般微米的鎳鐵平板線中，當磁矩皆沿著長軸方列排列，且此方向同時為晶格異向性能的易軸時，交換能與晶格異向性能減少，卻大量產生靜磁能，因此內部開始形成多磁區減少靜磁能並增加交換能及晶格異向性能，最後能量會達到平衡，此時稱之為 non-uniform magnetization；當尺寸再度縮小後，磁區間的角度差異變大而交換能隨之變大，此時磁矩則傾向排列在同方向以減少交換能，稱之為 uniform magnetization。微米平板線樣品在 uniform magnetization 的狀態下，磁矩的排列行為主要受到靜磁能的影響，我們可以利用 2-2.4 所提到的扁長型橢球模型來模擬單層平板線樣品的能量變化。考慮在無外加磁場的情況下，樣品內部的磁矩都沿著長軸方向一致排列，由數學式(2-8)、(2-13)可得知 uniform magnetization 時的靜磁能值為[16]：

$$E_{uniform} = E_{mag} = \frac{1}{2} N_c M_s^2 v \quad (2-15)$$

N_c 是橢球長軸方向的去磁參數， v 為體積， M_s 為飽和磁化強度。

然而當樣品內部磁矩為 non-uniform 的狀態時，靜磁能不容易以數學型式計算出來，因此 Brown 想出了一種估算靜磁能範圍的方式[12]，我們取其最低能量與 uniform 態作比較，若樣品內部為單一磁區時，則 $E_{non-uniform} \geq E_{uniform}$ 成立可得到一個尺寸關係式：

$$R \leq R_{critical} = \frac{L_{critical}}{2m} = \frac{q}{M_s} \sqrt{\frac{C_{ex}}{N_c}} \quad (2-16)$$

R 為扁長型橢球模型中的短軸半徑， $R_{critical}$ 是單一磁區橢球尺寸的上限， q 為 Bessel function 的最小解[18] ($q=1.8412+0.48694/m-0.11381/m^2$)， m 橢球為長寬比， N_c 為長軸方向的去磁參數， C_{ex} 為交換常數。由數學式 (2-16) 我們以 $L_{critical}$ 對 m 作圖，便可區別出 uniform 與 non-uniform 所分布的範圍，以長度 $20\mu\text{m}$ 的鎳鐵平板線而言，當長寬比大於 45 時樣品內部磁矩會呈現 uniform magnetization 的一個形式，如圖 2.12。

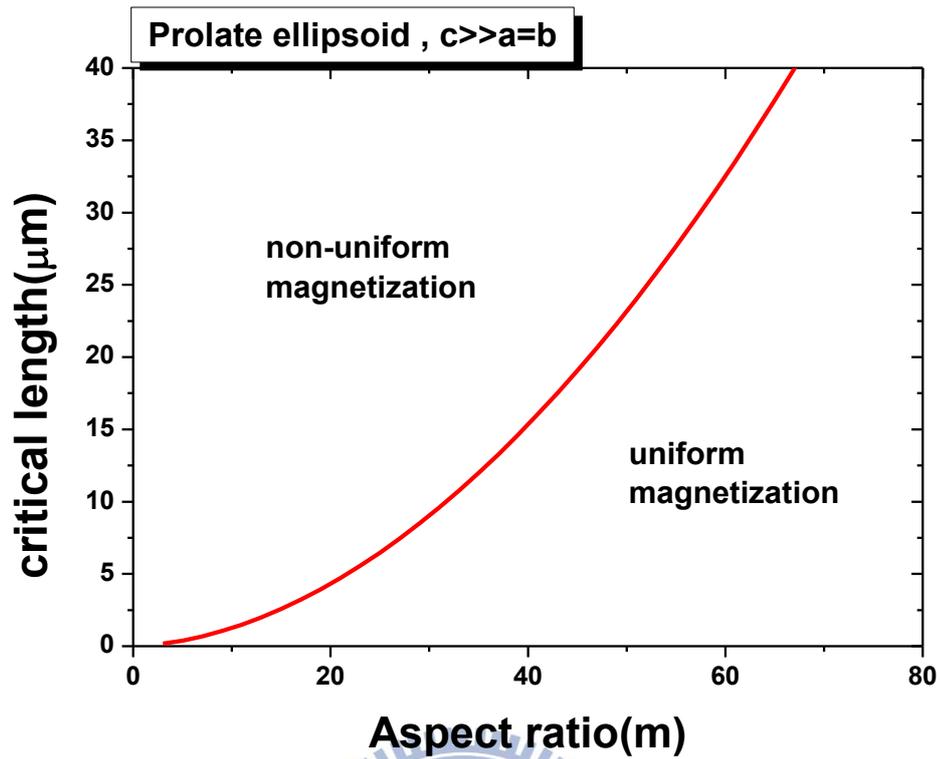


圖 2.12 鎳鐵合金平板線單一磁區與多磁區的界定關係。

圖 2.12 是針對單層鎳鐵平板線磁區型態跟樣品長寬比所做的計算，而本論文中製作的三層結構樣品目的在於將上下兩層鐵磁層控制為單一磁區，利用鐵磁層厚度的不同改變磁矩轉換場的大小，使得樣品因巨磁阻效應可以在某特定磁場區間呈現高電阻或低電阻。

2-5 磁矩翻轉機制

磁矩在外加磁場的變化時所做的翻轉的會因為樣品幾何形狀的不同而有所改變，在第四章將會探討三層結構樣品轉換場與樣品線寬的關係，而我們把上下兩層鐵磁層視為兩條次微米平板線來探討，在先前的研究[2][19][20]發現在微米尺度或是單一磁區的樣品中，磁矩翻轉的行為可分為三種：Coherent rotation、Buckling rotation 和 Curling，Coherent rotation 是指在翻轉過程中磁矩間互相保持平行，Curling 是在長軸截面上磁矩分佈成漩渦式，而 Buckling rotation 則是磁矩在長軸方向上呈 S 型分佈，如圖 2.13 所示。

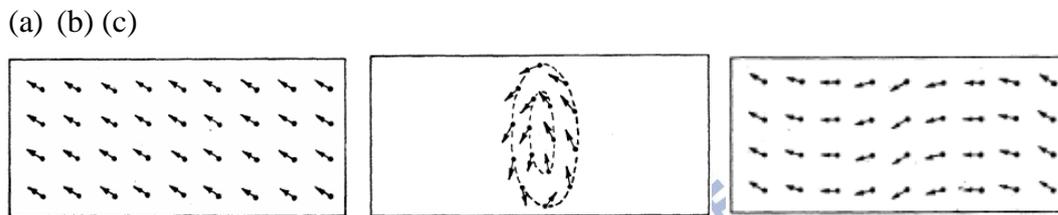


圖 2.13 磁矩翻轉機制示意圖。(a) 為 Coherent rotation，(b) 為 Curling，(c) 為 Buckling rotation[21]。

對單一磁區的樣品而言，磁矩翻轉形式取決於交換長度 (exchange length)， $l_{ex} = \sqrt{C_{ex}/M_s}$ ，當橢球半徑 R 大於 l_{ex} 時，變屬於 curling 的翻轉形式； R 小於 l_{ex} 時，變屬於 coherent，而 buckling 界於前敘兩者之間且不易觀察，因此一般都將磁矩翻轉視為 curling 與 coherent 兩種。

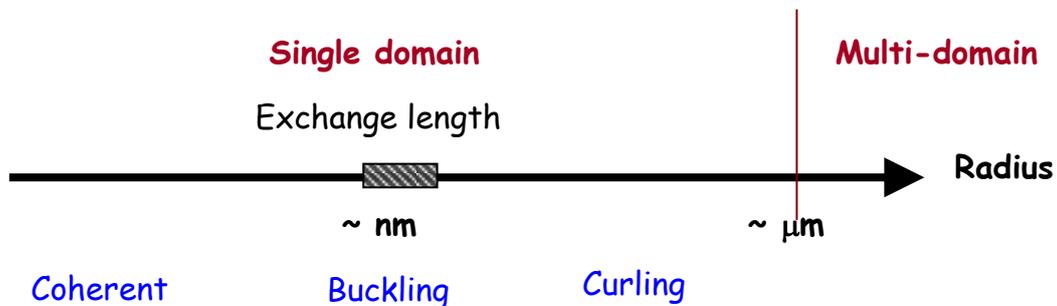


圖 2.14 扁長型橢球樣品半徑與內部磁矩翻轉形式的關係。

2-5.1 Coherent rotation

Coherent rotation 是指所有磁矩在翻轉過程中都互相保持平行，可以利用古典的 Stoner-Wohlfarth Model 來解釋[21]。當磁矩排列方向一致時，我們只考慮靜磁能與基曼能，故總能量可表示為[22]：

$$E_{total} = E_d + E_z = K_u \sin^2 \phi - HM_s \cos(\theta - \phi) \quad (2-17)$$

ϕ 與 θ 分別為磁化向量與外加磁場對易磁軸方向的夾角， K_u 是單軸異向性能常數，當外加磁場為零時， ϕ 在 0° 、 180° 、 360° ……時會有能量最小值，也就是磁矩傾向在易磁軸上。轉換場由從總能量分析， $dE/d\phi=0$ ，令 $h=HM_s/2K_u$ ，可將(2-17)改寫：

$$\sin \phi \cos \phi = -h \sin(\theta - \phi) \quad (2-18)$$

將 $m = M/M_s = \cos(\theta - \phi)$ 代入(2-17)，經簡化換算得到：

$$2m(1 - m^2)^{\frac{1}{2}} \cos 2\theta + (1 - 2m^2) \sin 2\theta = \pm 2h(1 - m^2)^{\frac{1}{2}} \quad (2-19)$$

解出 m 與 h 的函數關係來得到磁滯曲線，而轉換場是指磁矩翻轉時變化最大時，外加磁場的值，因此將 $\partial h/\partial m = 0$ 及 $\partial^2 E_{total}/\partial \phi^2 > 0$ ，可將轉換場(H_{sw})表示為：

$$H_{sw} = 2K_u/M_s (\cos^{2/3} \theta + \sin^{2/3} \theta)^{-3/2} \quad (2-20)$$

轉換場在外加磁場與易磁軸夾角 θ 的關係如圖 2.15 所示。圖 2.15 是以極座標的方式作圖，紅色線的部分為 coherent rotation 的狀態下，轉換場對應不同 θ 時所發生的位置，藍色虛線為規一化的轉換場單位格，從內到外分別對應的是 0.25，0.5，0.75，1.0。由圖中可以看到在 0 度到 90 度的區間當中，轉換場的變化是由 0 度的最大值 ($2\pi M_s$) 到 45 度有最小值 (πM_s) 再到 90 度有最大值，而在 360° 全區下轉換場會展現四摺對稱變化形式。

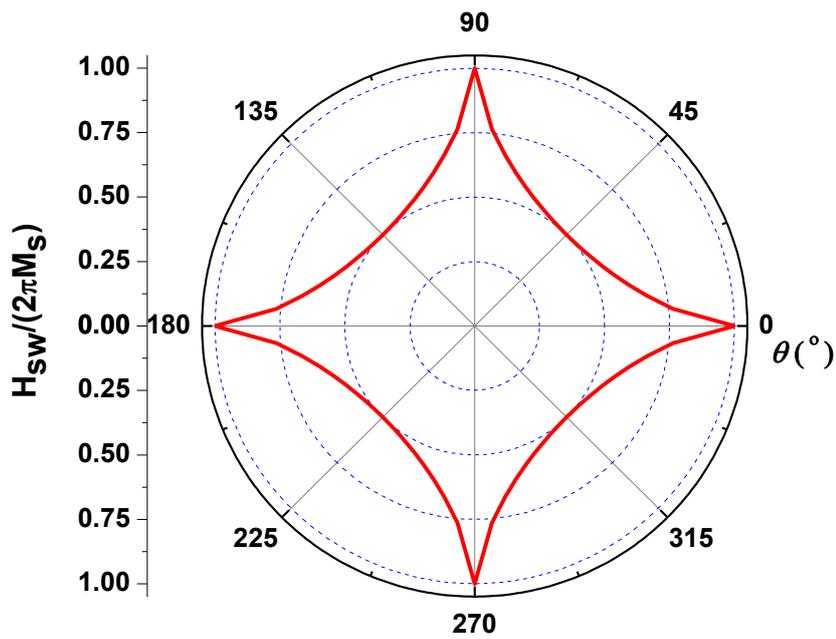


圖 2.15 扁長形橢球在 coherent 翻轉形式下 H_{sw} 對外加磁場與易磁軸夾角 (θ) 的關係， H_{sw} 與角度有對稱關係， $\theta=0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$ 有最大值； $\theta=45^\circ, 135^\circ, 225^\circ, 315^\circ$ 則是有最小值。

2-5.2 Curling

Curling 是磁矩在易磁軸的垂直切面上以漩渦狀的形式翻轉，此種翻轉方式可以大幅減低靜磁能，如圖 2.16 所示。

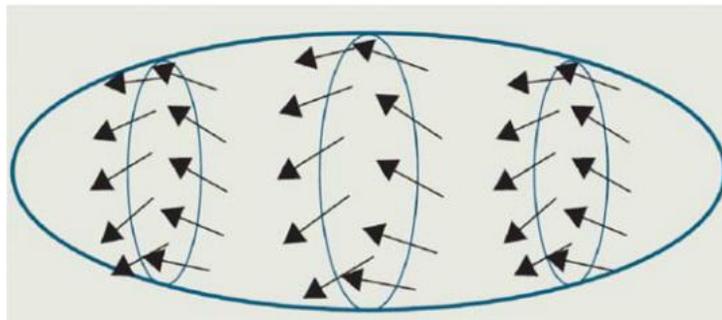


圖 2.16 扁長形橢球內磁矩以 curling 模式翻轉示意圖[2]。

扁長形橢球在 curling 下 H_{sw} 對外加磁場與易軸夾角公式為[23]：

$$H_{sw} = 2\pi M_s \frac{(2D_c - \frac{k}{S^2})(2D_a - \frac{k}{S^2})}{\sqrt{(2D_c - \frac{k}{S^2})^2 \sin^2 \theta + (2D_a - \frac{k}{S^2})^2 \cos^2 \theta}} \quad (2-21)$$

其中 θ 為外加磁場與易磁軸方向夾角， $D_c = N_c/4\pi$ ， $D_a = N_a/4\pi$ ， N_a 與 N_c 分別為扁長形橢球短軸與長軸方向的去磁參數， S 為 reduced radius： $S = R/l_{ex}$ ， R 為橢球半徑， $k = q^2/\pi$ （詳見數學式 2-16）。圖 2.17 是 H_{sw} 對 θ 的關係圖，虛線的部分為 coherent 的狀態，實線為 curling 的狀態，不同的似扁長型橢球代表具不同橢球半徑模型的理论結果。

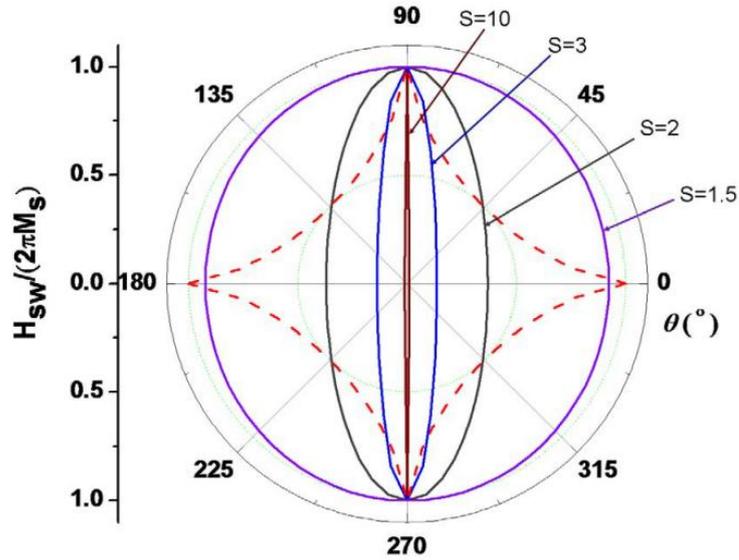


圖 2.17 扁長形橢球在 curling 形式下 H_{sw} 對外加磁場與易磁軸夾角 (θ) 的關係圖，

虛線的部分為 coherent 的狀態，實線為 curling 的狀態。

在 curling 的狀態下，外加磁場與易磁軸夾角 0 度到 90 度的區間裡， H_{sw} 隨角度增加而增加，在 0 度時轉換場的值雖然隨著橢球半徑 ($S = R/l_{ex}$) 的值變大而下降，但是轉換場值隨著角度變大而上升的趨勢大幅提升，與 coherent rotation 形式在 0 度到 90 度的區間的表現有所不同。

2-6 次微米尺度自旋閥之相關研究背景

在製作元件上有兩種電流傳輸的方式，可以分為電流垂直鐵磁平面（current perpendicular plane, CPP）傳輸與電流平行鐵磁平面傳輸（current in plane, CIP）傳輸，圖 2.18 為其量測時電流和電壓接點相對多層磁性膜樣品的剖面圖[10]。在 CPP 的結構中，電子經過鐵磁層時會產生自旋累積（spin accumulation）現象，跟電子的自旋擴散長度（spin diffusion length）有關，當 CPP 結構中鐵磁層越多自旋累積的效果也會越明顯，其高低電阻的變化率也會越大；而在 CIP 結構中，電子傳輸時的平均自由徑（mean free path）會受到上下兩層鐵磁層的磁化排列方式所影響。

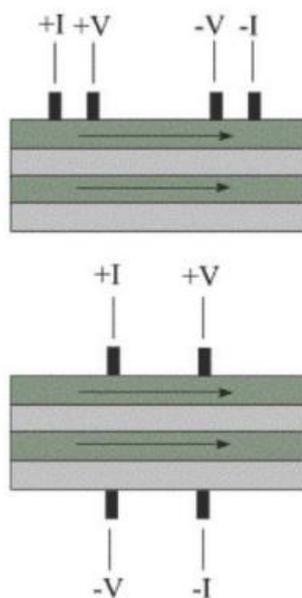


圖 2.18 CIP 與 CPP 剖面結構圖。(a) CIP 結構 (b) CPP 結構[10]。

圖 2.18 (a) 為 CIP 結構，量測用的電流與電壓端通常都是製作在自旋閥樣品的上方，也就是其中一層鐵磁層的同側，當電子通過樣品時，若中間金屬層或是鐵磁層厚度超過電子的平均自由徑，電子可能不會由第二層鐵磁層傳導，也就不會有所謂的巨磁阻訊號。而在圖 2.18 (b) 的 CPP 結構中，量測用的電流與電壓端是製作在樣品的上下兩邊，當電子通過樣品時因為自旋累積效應所以上下自旋方向的電子會因為鐵磁層磁化方向而過濾訊號，若是多層膜結構良好的話，自旋累積效應也會越明顯。電子在自旋

閥內傳輸的過程中不論是 CPP 結構或 CIP 結構都會受到樣品厚度的影響，有許多研究著重於樣品厚度對於巨磁阻磁性行為的所造成影響[25][26]。

在自旋閥的磁阻研究中有許多的方法可以控制鐵磁層轉換場的值[27]-[30]，2001 年 Takashi Kimura 的團隊利用一層反鐵磁層將最下層的鐵磁層釘住形成固定層 (pinned layer)，其自旋閥線結構由下至上為 NiO(15nm)/NiFe(6nm)/Cu(5nm)/NiFe(10nm)，線寬為 1 μm 線長 100 μm 。他們利用平行與垂直樣品長軸兩種冷卻加磁場 (field cooling) 的方式使反鐵磁層 NiO 產生方向性，進而控制鄰近的鐵磁層磁化方向[27]。在低溫做磁電阻量測時藉由外加磁場控制上層鐵磁層使之與下層鐵磁層呈現平行或是反平行，進而掌握樣品的高低電阻態，下層鐵磁層的轉換場會因為受到反鐵磁層耦合 (anti-ferromagnetic coupling) 的影響，比起上層的轉換場大，所以可以做出在特定磁場區間是高電阻狀態。其固定層的轉換場受到反鐵磁層加磁場冷卻 (field cooling) 方向的影響；換句話說若磁場冷卻方向為正磁場方向時，當來回掃蕩磁場的過程中，由於反鐵磁層會與鐵磁層形成反平行排列，所以由正磁場到負磁場所呈現的高電阻態會比由負磁場到正磁場的高電阻態所佔有的磁場區間大，如圖 2.19 所示。

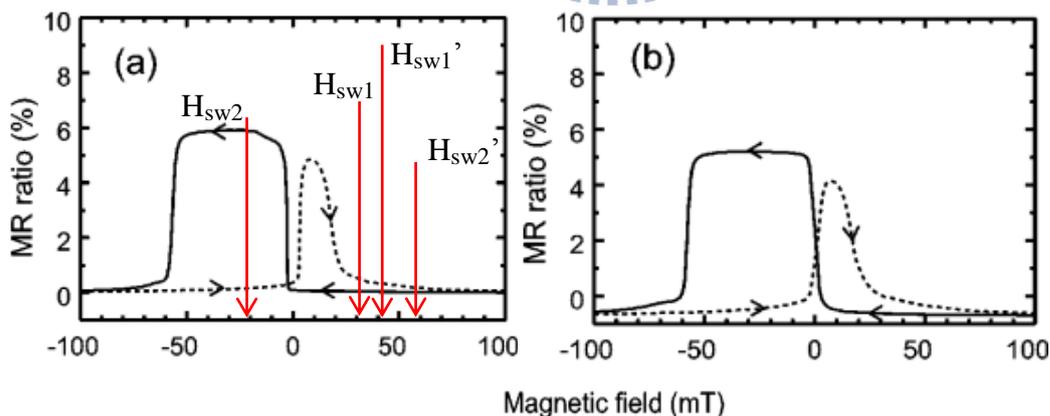


圖 2.19 NiO(15nm)/NiFe(6nm)/Cu(5nm)/NiFe(10nm) 自旋閥樣品的磁阻變化率與磁場關係圖。(a) 為冷卻磁場方向與樣品長軸平行，並做外加磁場平行樣品長軸的磁電阻量測；(b) 為冷卻磁場方向與樣品長軸垂直，並做外加磁場垂直樣品長軸的磁電阻量測[27]。

圖 2.19 (a) 是冷卻磁場方向平行樣品長軸，並做外加磁場平行樣品長軸的磁電阻量測，圖中的 $H_{sw1,2}$ 分別對應兩層鐵磁層的轉換場， H_{sw1} 為自由層鐵磁層(NiFe10nm)的轉換場，在正到負磁場或是負到正磁場的曲線中都是一樣的值。而在從正到負磁場曲線中因為下層鐵磁層受到反鐵磁耦合的影響，所以 H_{sw2} 的磁場值比負到正磁場的 H_{sw2} 磁場值大。圖 2.19 (b) 是冷卻磁場方向垂直樣品長軸，並做外加磁場垂直樣品長軸的磁電阻量測，與 (a) 圖大致上展現類似的一個模式， H_{sw2} 的磁場受到反鐵磁耦合的影響左右兩邊發生的位置不一樣，而最主要的差異在於當在到零外加磁場之前，自由層鐵磁層就已經開始翻轉，且相較於圖 (a) 需要更多磁場變化才能由低電阻轉變成高電阻，他們認為是因為磁矩一致性翻轉 (uniform rotation) 所造成的結果。雖然在圖 2.19 中電阻變化都是在小磁場的範圍下，但是在高低電阻的轉換過程中需要經過約 10Oe 的磁場變化才能使高低電阻態作轉換，而對於自旋閥讀寫頭來說則是需要更高的靈敏度，換句話說就是高低電阻的切換要更為迅速，才會有更進一步的應用空間。

自旋閥的研究上也可以利用形狀異向性能使得兩層鐵磁層在無外加磁場下可以控制鐵磁層的磁化方向[28]。而在本論文中所討論的樣品是利用形狀異向性能製作出單磁區的鎳鐵平板線其轉換場的磁場值固定且磁矩瞬間翻轉，將鎳鐵平板線當作自旋閥中的兩層鐵磁層，並利用兩層鐵磁層厚度之差別使轉換場不同，透過這樣的機制研究各單層的平板線的翻轉模式為研究目的，而更進一步，我們固定其中一層鐵磁層的厚度，研究另一層鐵磁層的厚度改變時，是否會使三層結構樣品各層的磁矩翻轉機制改變並比較與單層結構鎳鐵平板線或是其他文獻的異同。

第三章：樣品製程與量測方式

本研究中利用磁電阻來了解次微米尺度下的三層結構平板線內部的磁矩翻轉行為，以及其形狀異向性能對於巨磁阻效應的影響，在此章節內將會分別介紹如何將樣品製作出來以及實驗中的量測方法。

三層結構樣品的製作利用了微影製程搭配熱阻式蒸鍍與舉離的方式在 SiN/Si(100)基板上做出我們要的微結構，其中電子束微影製程做出鎳鐵平板線三層結構及四點量測所用較窄的電極，光微影製程則是提供較大線寬的電極及打線區。實驗中我們改變磁場的大小、方向來研究三層結構樣品在變化磁場的環境下的電性傳輸變化，並研究其磁矩翻轉行為。

3-1 微影製程

隨著半導體工業的演進，用來製造奈米結構所需的微影製程的技術日益精進，也是半導體製造中相當重要的一道製程。本實驗用的樣品主要是利用光微影 (Photolithography) 與電子束微影 (e-beam lithography)，而微影製程中影響結構邊界解析度最重要的就是曝光源的波長，目前先進的光微影製程中光源是深紫外光波段，波長在 100 至 400 奈米之間；而電子束微影中使用的曝光源為電子，其波長因加速電壓的不同而有所改變，通常為深紫外光的數千分之一，因此可以較輕易的去製作出更細小的結構。不過電子束在曝光時的面積 (spot size) 小，通常用在製作微小且單一的結構，若拿此曝光源來曝照大面積的範圍時則會耗費許多時間；而光微影則是相反，光照射時可以全面性的使光阻劑曝光，但受限於圖形已設定好的光罩，不能隨意更換圖形，所以在製作樣品的過程利用這兩項微影製程的方式互相搭配來達到最大的效益。

3-1.1 光微影製程

光微影製程技術是半導體工業中相當重要的一環，其原理是將微結構轉移到基板上所塗佈的光阻劑，利用光罩上沉積的圖形薄膜區分了透光與不透光區，曝光後使光阻照光的部分化學鍵結改變，之後經由顯影液顯影使得光阻劑在基板上形成有無光阻覆蓋

的保護區與無保護區，藉由此步驟之後可進行蝕刻或是薄膜沉積使無保護區的基板部分被蝕刻或是薄膜沉積上去。而我們樣品的作法是直接於顯影完之後，利用熱蒸鍍的方式沉積金屬薄膜在無保護區的基板上，接著使用丙酮將光在保護區的阻劑舉離去除，留下在基板上的金屬微結構。此實驗中光微影製程的主要的步驟為：基板清洗、塗佈光阻、軟烤、曝光、反轉烤、全曝光、顯影，接下來以圖示配合來加以說明各個步驟。

1、基板清洗 (substrate cleaning)

基板分別泡入丙酮與酒精並以超音波震盪機震洗 10 至 15 分鐘，接著用氮氣吹乾。務必將基板表面清潔乾淨，若有雜質存在表面，則會影響光阻旋塗均勻性而降低圖形轉移的成功率。

2、塗佈 (spin coating)

實驗中所使用的光阻劑為 AZ5214E，其特性為正光阻，曝到紫外光的光阻會因分子間斷裂而溶解於顯影液 AZ400K。塗佈的過程中第一階段為 1000 r.p.m. 旋轉 10 秒將光阻均勻分布在基板上，接著第二階段為 5000 r.p.m. 旋轉 40 秒，因離心力的關係大部分光阻會從基板邊緣甩出，光阻剩餘基板中間區厚度約為 $1.5\mu\text{m}$ ，但此時在基板的邊緣處會累積較多的光阻，如圖 3.1 所示，所以需要使用丙酮清除邊緣區，否則當基板在與光罩接觸時會無法平整的貼齊，造成結構轉移不完整。

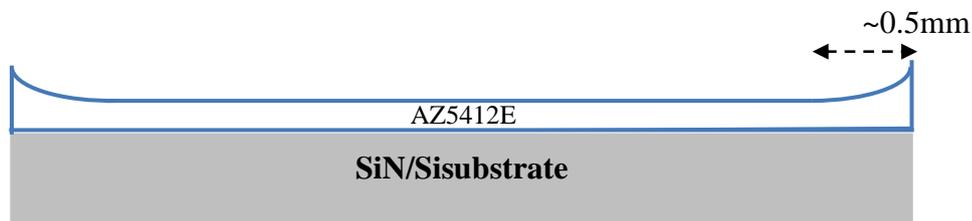


圖 3.1 旋塗光阻後的側面示意圖。離邊緣 0.5mm 的範圍內會堆積較厚光阻。

3、預烤 (pre-bake)

清除邊緣光阻後的樣品需要擺放在加熱盤上經過 90°C、90 秒加熱，蒸發掉光阻內部的的水氣，使光阻固化達到最佳的曝光效果，且不易沾黏到光罩上。

4、曝光 (exposure)

此步驟為光微影製程中最關鍵的一道步驟，安置好光罩後將烤好的樣品放置光罩對準機 (ABM mask aligner) 上，實驗中的曝光系統為 ABM Model 60 DUV/MUV/ NearUV，光源為波長 365nm 的紫外光，曝光方式為接觸式曝光，光源強度為 $20\text{mW}/\text{cm}^2$ ，曝光時間為 0.8 秒。接觸式曝光的優點在於將光罩與基板之間的空氣抽掉達到緊密貼合的情況，可以減少照光時光程差與干涉的影響而達到良好的圖像轉移效果，其解析度的極限約為 1 微米。而接觸式曝光的缺點在於長期使用後，光罩表面會有光阻殘留或刮傷，容易造成光罩圖案受損亦使得曝光結果失敗，所以需經常清潔光罩表面，如圖 3.2 所示。圖中光罩部分紅色為不透光區，空白部分光源會通過使光阻成分改變。光罩的放置方式應使金屬面 (暗紅色) 朝下，減少光阻與光罩結構間的干涉影響。

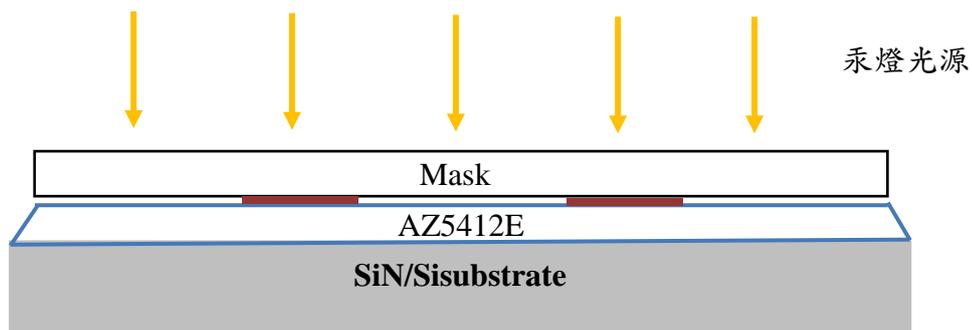


圖 3.2 基板覆蓋光罩曝光時的側面示意圖。

5、反轉烤 (reversal bake) 與全曝 (flood exposure)

將步驟 4 曝光完的樣品經由加熱盤加熱至 120°C、90 秒，加熱之後會將曾經曝光的光阻部分結構從正光阻改變成負光阻，所以稱之為反轉烤。而未曝光的光阻部分不受影響仍為正光阻，如同圖 3.3 (a) 到 (b) 的變化。所以曾在步驟 4 中曝到光的部分經過反轉烤之後已變為負光阻，在全曝光之後不會溶於顯影液，而在步驟 4 尚未曝光的光阻劑依舊維持正光阻的特性，所以在全曝光後會溶於顯影液而形成的凹槽，如圖 3.4。全曝光時則將基板直接用汞光光源曝照 20 秒，如圖 3.3 (b) 中的黃色箭頭所示。

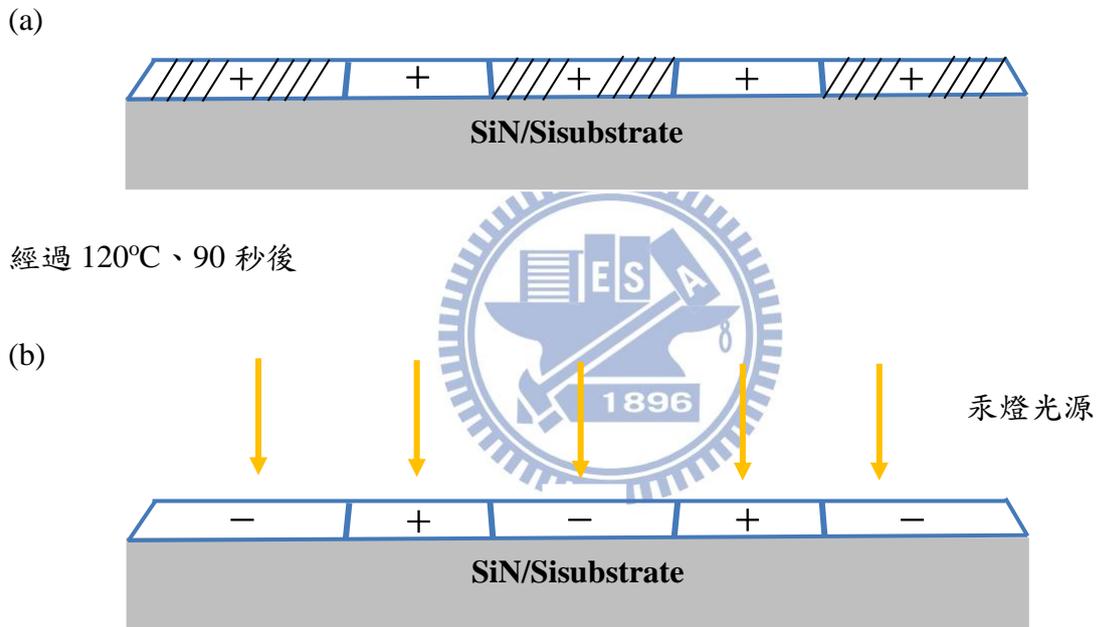


圖 3.3 反轉烤與全曝光示意圖 (a) 為圖 3.2 曝光之後，反轉烤之前的光阻狀態，圖 (b) 為經反轉烤後的光阻狀態及全曝光示意圖，圖中 + 號代表該區域為正光阻狀態、- 號代表該區域為負光阻狀態。

6、顯影

顯影即是使曝光的光阻經由顯影液洗掉，將光罩圖形完整轉移到光阻。將反轉曝光完成之樣品泡入製備好的顯影液中 (AZ400K:DI water= 1:4) 並放入超音波震盪機震盪 20 秒後拿出後靜置 5 秒，之後再將樣品泡入去離子水 (DI water) 中稀釋顯影液，未泡入

去離子水的樣品視為還在顯影，若秒數過長會造成線寬放大的效果；秒數過短則會顯影不完而全造成邊界曲折，可能會導致金屬舉離後翹邊影響接下來微影製程的成功率。如圖 3.4 所示，原正光阻被完全清除，基板上負光阻區仍保留，覆蓋於基板，因此稱此區域為保護區，而無光阻覆蓋區為非保護區。



圖 3.4 顯影完之後光阻在基板上形成保護區與非保護區側面示意圖。

顯影之後便會將樣品放入蒸鍍機中蒸鍍金屬薄膜，薄膜沉積之後接著用丙酮把光阻劑震洗舉離掉，使金屬只沉積在圖 3.4 中的非保護區中，有關於蒸鍍金屬薄膜原理的介紹與相關參數說明置於章節 3-1.3。

3-1.2 電子束微影製程

電子束微影製程絕大部分的步驟原理都與光微影製程雷同，比較大的差別在於電子束微影中的曝光源為電子顯微鏡所發射的電子。實驗室中使用的是熱激發式掃描電子顯微鏡，其原理大致上為電流加熱鎢燈絲產生電子發射源，透過兩萬伏特的電壓差形成加速電場使電子往腔體下方加速前進，其腔體真空度約為 5×10^{-6} torr 以提高電子的平均自由徑 (electron mean free path) 當帶有速度的電子通過電磁透鏡的磁場時會產生羅倫茲力使電子束收束聚焦，並調整直徑 $20\mu\text{m}$ 的孔鏡 (aperture plate) 選取電子束最中央的部分以降低成像時的球面像差，最後在利用最底下的物鏡調整焦距與工作距離來得到想要的成像方式。

而電子束微影的製程中是使用 NPGS (Nanometer Pattern Generation System) 搭配電子顯微鏡來操作，首先在基板上旋塗電子阻劑 (PMMA) 後放入電子顯微鏡的腔體內，先由 Design Cad 設計出想要的圖形並找出對應線寬的電子束劑量，搭配 beam

blanker 關住電子束，將電子束開啟之後會照射的位置移至樣品上要曝光的座標後，用 NPGS 的掃描線圈控制電子束在樣品上曝光出 Design Cad 內所設計的圖案，最後將樣品泡入甲基異丁酮的稀釋液中顯影，將曝到電子束的電子阻劑部分洗掉形成未保護區，接著再將樣品蒸鍍金屬後舉離即完成電子束微影製程。此實驗中電子束微影製程的主要的步驟為：基板清洗、塗佈電子阻劑、烘烤、曝光、顯影，接下簡單介紹各個步驟。

1、基板清洗

基板分別泡入丙酮與酒精並以超音波震盪機震洗 10 至 15 分鐘，接著用氮氣吹乾。由於製作樣品的過程中，電子束微影之前通常都會搭配光微影，在清洗的過程中務必將前面製程中可能殘留的光阻劑洗淨，以免影響到電子束曝光的結果。

2、塗佈

實驗中所使用的電子阻劑 PMMA 為正光阻，若以電子束照射過後會使其化學結構改變，泡入顯影液後會顯影掉。其中樣品部分的製程中塗佈的電子阻劑為重量濃度 5% 的 PMMA 經由 30 秒 6000 r.p.m 旋塗出約 200nm 厚的電子阻劑，金跨線的部分則是使用 6% 的 PMMA 經由 55 秒 3000 r.p.m 旋塗出約 300nm 厚的電子阻劑。

3、烘烤

旋塗過電子阻劑的樣品需在加熱盤上以 180°C 烘烤 5 分鐘，將電子阻劑固化後，接下來電子束的對於阻劑的曝光才會穩定。

4、曝光

烘烤過的樣品確定對準點的位置後放入 SEM 中，待燈絲一小時穩定後再開始執行 NPGS 的檔案。先將電子束移至樣品下方，確定光微影所定義的區域後，倍率放大至 2 千倍後由最下方的光微影製程區邊框聚焦後，倍率調至 1 萬倍向內移入至光微影接腳變直處再次聚焦，接著使用 blanking 擋掉電子束，倍率調至 700 倍移進光微影中間空白區域，對準 alignment key 後再將倍率調至 1 千倍執行 design CAD 圖形之曝光步驟。

5、顯影

顯影液為 MIBK 加入 IPA 稀釋後的溶液，體積比為 MIBK：IPA = 1：3，將曝光後的樣品泡入此顯影液 75 秒顯影之後再泡入 IPA 中定影 25 秒，最後再用去離子水洗淨。

3-2 金屬薄膜沉積與舉離

本實驗室的薄膜沉積系統分為熱阻式蒸鍍機與金屬濺鍍機，本實驗中的三層結構樣品接使用熱阻式蒸鍍機沉積金屬，並搭配舉離的步驟完成。光微影製程部分是蒸鍍 10nm 的鈦 (Ti) 金屬以及 70nm 的金 (Au)，作為打線區域與大尺度的線路；三層結構樣品部分的鐵磁層金屬為鎳鐵合金 ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) 非鐵磁層金屬為銅 (Cu)，利用熱阻式蒸鍍的方式使金屬 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Cu}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Au}$ 依序蒸鍍在電子束微影製程後的基板上，接著金屬跨線的電子束微影製程後，蒸鍍 120nm 金，蒸鍍後的樣品泡入丙酮以清除覆蓋在基板上的光阻劑或電子阻劑，便可將其餘的金屬部分清除，留下想要的結構。熱阻式蒸鍍機內部有四個獨立加熱金屬用的鎢舟，並有可旋轉的樣品台搭配獨立同軸旋轉遮罩，可以在同次製程時蒸鍍多層金屬。其操作時，利用渦輪加速幫浦使腔體內氣壓維持在 5×10^{-6} torr 以下，以減少金屬蒸氣在腔體中受到殘留氣體離子散射的影響。下表為各種金屬蒸鍍時相關的參數：

表 3.1 蒸鍍相關參數表。

金屬名稱	蒸鍍時工作氣壓	蒸鍍時電流	蒸鍍時鍍率
金 (Au)	2.0~5.0E-6torr	95~105A	0.5~2.0Å/S
鈦 (Ti)	1.0~3.0E-6torr	130~140A	0.4~1.5Å/S
鎳鐵 ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$)	1.5~3.5E-6torr	100~110A	0.4~1.5Å/S
銅 (Cu)	2.0~5.0E-6torr	95~105A	0.5~2.0Å/S

3-3 磁電阻量測與 He⁴ 低溫系統

經過微影製程與蒸鍍舉離後的樣品利用金線打線機 (wire bonding) 將光微影金接腳與金板做連接，如圖 3.5 所示。樣品以 N-Grease 黏貼在平整的銅片上，銅片周圍以 GE Varnish 將金電極片黏上之後，用金線打線機把內部光微影接腳部分與鍍金電極片做 wire bonding。之後將樣品放置載台上與 19 支接腳做連接，接著再把載台嵌入樣品棒之後與 LR750 做連接，LR750 為量測樣品電阻之儀器其應用惠斯登電橋的高精密電阻量測器，其精密度可達 5×10^{-6} 以下，我們以四點量測法量測樣品電阻。LR750 到樣品棒之間，以一個 20 個 BNC 接頭的開關盒做轉接，以選取要量測的接腳作兩點或是四點量測。LR750 透過樣品上的電流接腳給予樣品一微小電流 (隨著所選取之檔位做改變 $\sim 10 \mu\text{A}$)，此時量測到樣品待測區段兩端電極間的電壓，可得該線段之電阻值。透過四點量測法，可避免兩點量測時量測到樣品以外的接線及接點電阻，精確地得到量測區域之電阻大小。

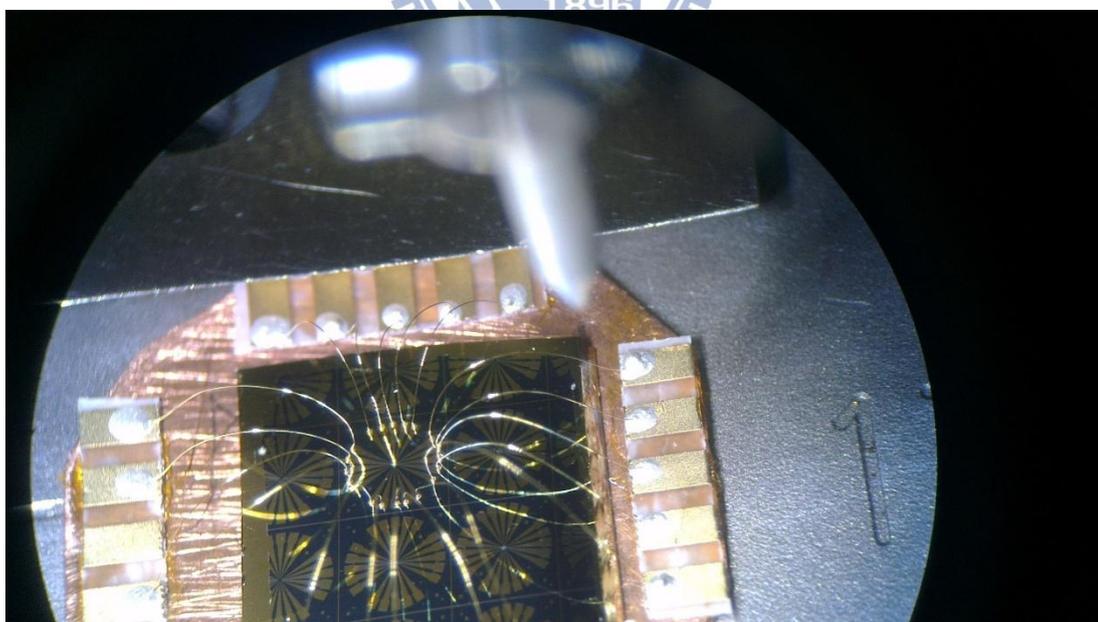


圖 3.5 樣品打線完成後顯微鏡拍攝圖。

經過四點量測之後確認樣品電阻與長度成線性正比關係後，即可將樣品棒放入低溫系統做磁電阻量測。低溫系統內的樣品位置位於兩電磁鐵線圈所包裹之軟鐵的 5.5 cm 間隙正中心。透過 Kepco Power Supply 供應線圈電流可控制磁場大小與方向，其值透過校正的 Hall sensor 判讀，電磁鐵在樣品位置可達最大磁場強度約為 2600 Oe。透過 Labview 的控制下我們便可邊調變磁場邊用 LR750 作四點量測，得到我們要的磁電阻值，且為減低外界環境溫度的影響，量測時利用 He⁴ 低溫系統將樣品溫度控制在 10K。

He⁴ 低溫系統是由一套內含數層真空夾層及樣品空間的杜瓦瓶、一台溫度控制器 LTC11 及一架機械幫浦組合而成的低溫系統。透過針閥控制液態氦由杜瓦瓶儲氦槽進入置有樣品的腔體，可使樣品溫度降至 4.2K；當以機械幫浦降低樣品空間中壓力使空間內液態氦揮發，可再帶走部分熱量，使樣品溫度下降至 1.5K 附近。

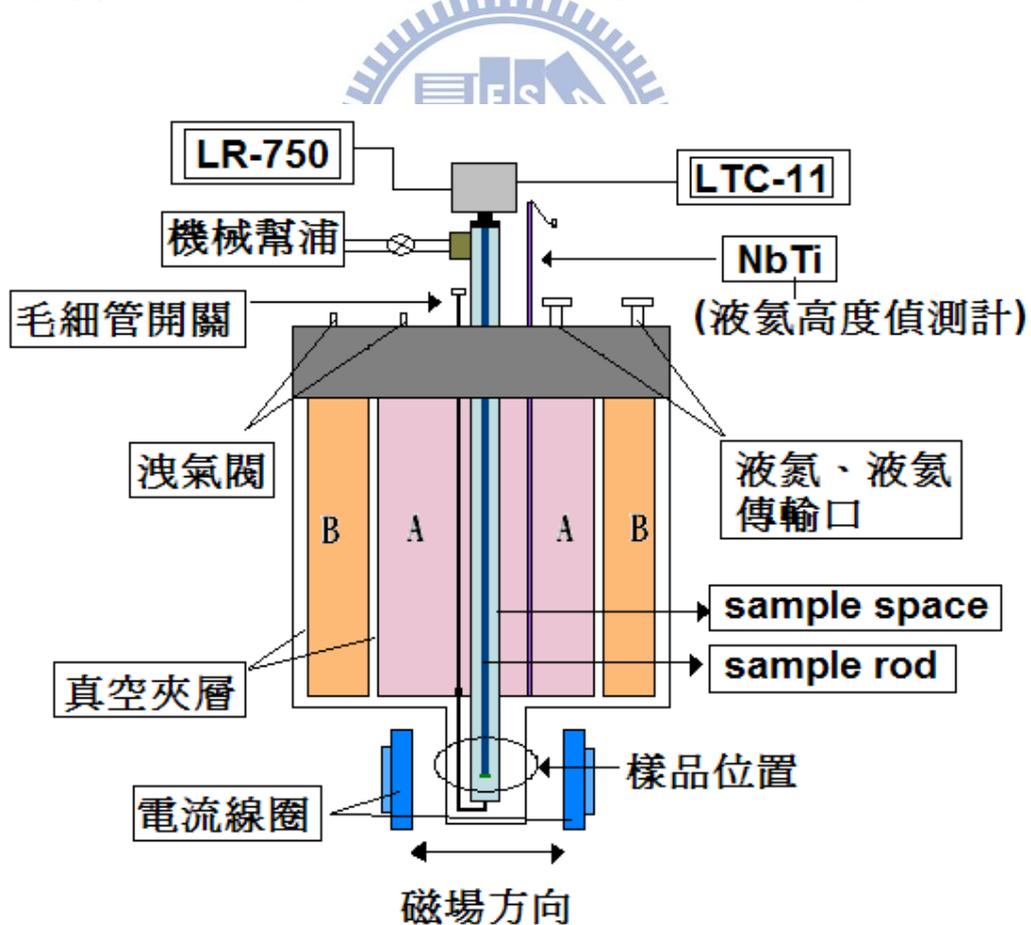


圖 3.6 He⁴ 低溫系統內部構造[7]。

圖 3.6 為低溫系統構造圖，從室溫降至低溫前應先將真空夾層與液氮傳輸管線的真空度抽至約 5×10^{-6} torr，並用氮氣吹洗 (purge) 系統氣體管線至少三次。之後將氣壓調節到至少 3psi，使得 sample space 的部分與針閥以下毛細管充滿正壓，接著將 A 槽灌入液態氮，灌滿時 NbTi 電阻值會下降至約為 350 Ω ，再把 B 槽 (jacket) 也灌滿液態氮後讓液態氮儲存槽 (A 槽) 預冷約兩小時。預冷後將在 A 槽內的液態氮用氮氣吹出回收至桶內，稍打開針閥確認是否結凍並維持氮氣正壓，從 sample space 經毛細管至 A 槽，此乃避免毛細管與針閥縫口處有殘餘的液態氮結冰之後開始將液態氮傳入 A 槽。A 槽灌滿液態氮時 NbTi 電阻值會下降至約 160 Ω ，等於 5.5 公升的儲存量。電阻量測時，先將毛細管打開讓液態氮進入 sample space 再利用機械幫浦不斷抽走液態氮使樣品降溫，並利用毛細管控制液態氮的流量。為精準地將控制溫度在 $10\text{K} \pm 0.1\text{K}$ ，實驗時使用溫度控制儀 LTC-11；利用其中兩個溫度控制頻道，分別控制系統兩個溫度感應器：GaAlAs 二極體 (接近樣品台擺放的位置) 及 Si 二極體 (位於 sample space 內的進液氮毛細管口)，兩二極體在不同溫度時有其特定電流-電壓關係，因此在固定電流下，電壓即反應它所在處的溫度。樣品和 GaAlAs 二極體間由熱的良導體無氧銅連結，其溫度可即時由已精密校正的 GaAlAs 偵測。而在 sample space 的液氮進氣口附近有一電阻器，透過控制液氮流入降溫的速度和加熱電阻器適量地加熱可將樣品台溫度平衡在指定的溫度。

3-4 樣品相關參數與設計圖

本論文中的三層結構樣品在厚度上我們固定其中一層鐵磁層為 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}=35\text{ nm}$ ，中間非鐵磁層 $\text{Cu}=8\text{ nm}$ ，而另一層鐵磁厚度則分別是 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}=30\text{ nm}$ 、 25 nm 、 20 nm ，每批樣品在蒸鍍上層厚度 35 nm 的鐵磁層上皆覆蓋一層 3 nm 的金抑制樣品氧化。樣品的長度都固定為 $20\text{ }\mu\text{m}$ ，而寬度從 $0.2\text{ }\mu\text{m}$ 依序變寬至 $2.0\text{ }\mu\text{m}$ ，長寬比從 100 至 10。電極部分在樣品的兩端為四點量測時的電流腳，電壓腳則在樣品上呈現梳狀，間距為 1、2、6、6、2、 $1\text{ }\mu\text{m}$ ，左右各留 $1\text{ }\mu\text{m}$ 。圖 3.7 為其中三樣品的電子顯微鏡拍攝影像圖。

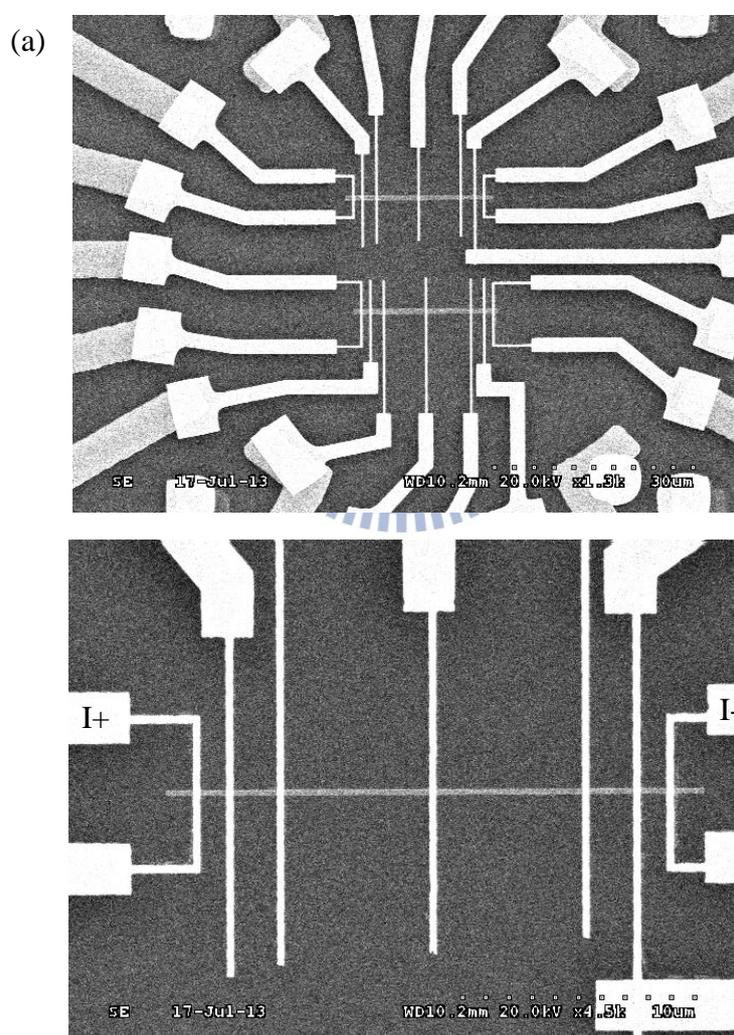


圖 3.7 樣品幾何形狀 SEM 圖。亮區為金電極，中間灰線條為三層結構樣品 (a) 電子束微影區域內部兩條樣品線寬分別為上 $0.7\text{ }\mu\text{m}$ 和下 $0.8\text{ }\mu\text{m}$ (b) 線寬為 $0.2\text{ }\mu\text{m}$ 的單條樣品圖。

鎳鐵合金此種磁性材料存在一些基本特性，包含有居里溫度(Curie temperature, T_c)、每單位體積飽和磁化強度(saturation magnetization, M_s)、晶格常數(magnetocrystalline constant, K_1)與磁致伸縮常數(magnetostriction constant, λ)，這些特性都跟 Ni 及 Fe 所佔的比例有關[31]，而我們所用的是 Ni 原子百分比佔 80 的 $Ni_{80}Fe_{20}$ 。由於我們希望樣品以形狀主導異向性能，因此選擇具有低晶格異向常數與磁致伸縮常數幾近為零的 $Ni_{80}Fe_{20}$ 為材料。表 3.2 為本論文中所使用的 $Ni_{80}Fe_{20}$ 一些主要磁特徵物理量 (CGS 制)。

表 3.2 $Ni_{80}Fe_{20}$ 相關磁特性

晶格結構	FCC
居里溫度 T_c	853 K
磁化強度 M_s	820 emu/cm ³ (T=10 K)
晶格異向常數 K_1	~0
磁致伸縮常數 λ	~0
交換常數 C	2×10^{-6} erg/cm
交換長度 l_{ex}	~5 nm

第四章：實驗結果與討論

本實驗利用電子束微影製程製作一系列次微米至微米線寬的鎳鐵三層結構平板線，並在低溫下量測其電阻隨磁場改變之變化。本章的內容大致上分為三節，首先在第一節會對三層結構平板線與單層平板線兩種形式的樣品，因外加磁場角度改變而造成磁電阻之變化來做比較，並從磁電阻的變化來檢視磁矩翻轉的形式。第二節則是從 TMR 量測中所對應的形狀異向性磁阻來探討不同線寬、厚度的三層結構對於靜磁能常數的變化並觀察其與單層平板線的差異，加以分析形狀異向性能與交換能之在三層結構樣品中所扮演的角色，最後呈現不同的溫度對於磁電阻變化率和轉換場之影響。

4-1 三層結構樣品磁電阻與單層平板線磁電阻的差異

4-1.1 外加磁場與長軸平行磁電阻 (Longitudinal magnetoresistance, LMR)

對於線寬在次微米尺度的單層鐵磁平板線而言，主導磁電阻變化的因素在於異向性磁阻效應 (Anisotropic magnetoresistance effect)，會產生異向性磁阻的原因在於自旋軌道散射 (spin-orbital scattering) 所造成，電阻值的改變跟通過樣品的電流方向與樣品本身磁化方向兩者的夾角有關係。當磁化方向與電流通過方向平行或反平行時，電子流經樣品受到散射的機率較大，故能順利通過的電子數目降低，電阻值上升；反之，若電流與磁化方向垂直 (夾角 90 度)，則受到散射的電子較少，電阻值下降。

圖 4.1 中為單層平板線樣品磁電阻曲線，其樣品線寬分別為 $0.7\ \mu\text{m}$ 和 $1.0\ \mu\text{m}$ ，線長 $20\ \mu\text{m}$ 厚度 $30\ \text{nm}$ 。而外加磁場與樣品長軸夾角 0 度，在我們能給予的最大磁場時 ($2.6\ \text{kOe}$) 樣品磁化方向與外加磁場方向一致，其電阻值稱為飽和磁電阻。圖 4.1 從外加磁場方向與樣品長軸夾角 0 度的大磁場 $2.6\ \text{kOe}$ 開始量測，磁場降低至零磁場的過程因為形狀異向性能主導磁矩分布，樣品內部所有磁矩仍會平行排列於樣品長軸方向以保持最低能量狀態，如同圖中位置 (a) 到位置 (b)，接著當磁場往反向增加時，樣品內部磁矩開始一致性翻轉 (coherent rotation) 偏離長軸很小的一個角度排列，此時

電子受到散射的機率稍微降而低造成電阻值些微下降，如過程 (c)。而在圖 4.1 (d) 的地方，樣品磁矩以 curling 的形式一瞬間全部翻轉並且朝著負磁場的方向排列，所以在磁電阻表現上會先看到電阻低點，如圖 4.1 (d)，之後看到一個瞬間的抬升，如圖中位置 (e)，而圖中 (d) 這裡的磁場大小則定義成轉換場 (switching field, H_{sw})。之後磁矩朝著反向磁場排列如 (e)，電阻大小回到與 (a) 處一樣，外加磁場方向從正到負再到正來回所得到的磁電阻曲線會對稱於零磁場。另外過程 (c)，即從零磁場到反向轉換磁場前，樣品磁矩是以 coherent rotation 受磁場大小影響緩慢偏離長軸，由於磁阻改變量非常小所以估計偏離長軸角度小於 8 度 (以 $w=1.0\ \mu\text{m}$ 而言)，隨著線寬越窄偏離最大的角度越小。圖 4.1 的中縱軸座標為電阻值相對於零外加磁場時電阻的變化，數據經過水平移動為了觀看方便。

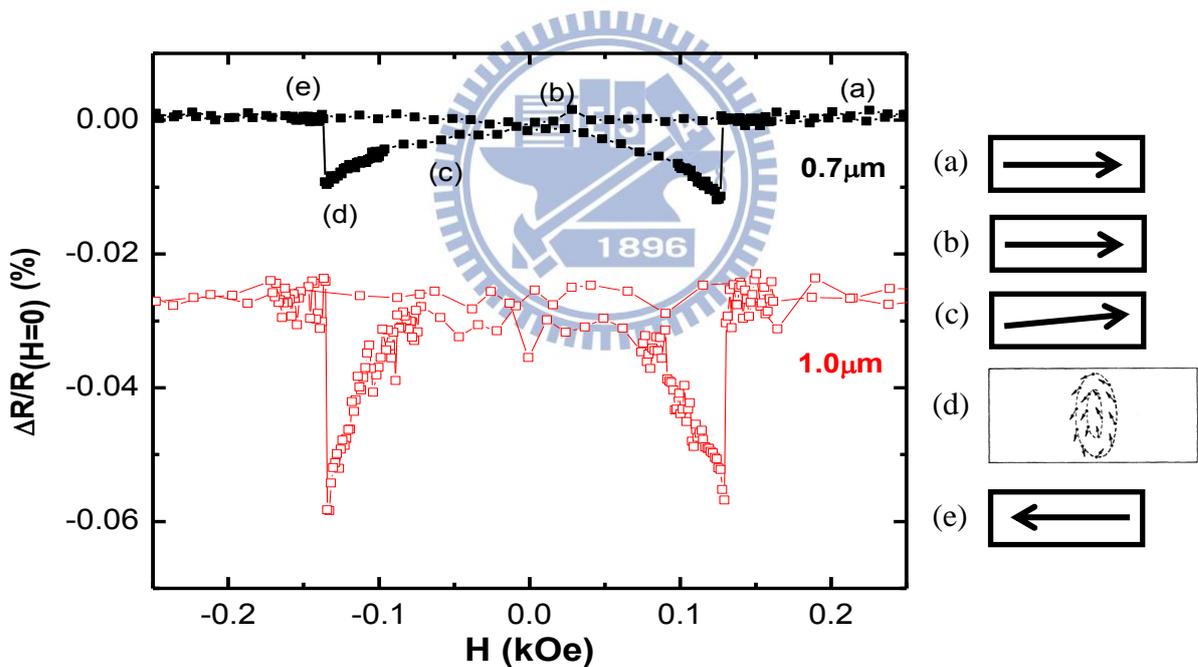


圖 4.1 單層鎳鐵平板線的電阻與磁場關係圖[6]。紅色空心為線寬 $1.0\ \mu\text{m}$ ，黑色實心為線寬 $0.7\ \mu\text{m}$ ，線寬皆為 $20\ \mu\text{m}$ 。右圖為樣品俯視下磁矩的簡易模擬圖，內部箭頭代表磁矩方向，為了清楚呈現，線寬 $1.0\ \mu\text{m}$ 的數據往下平移 0.03% 。

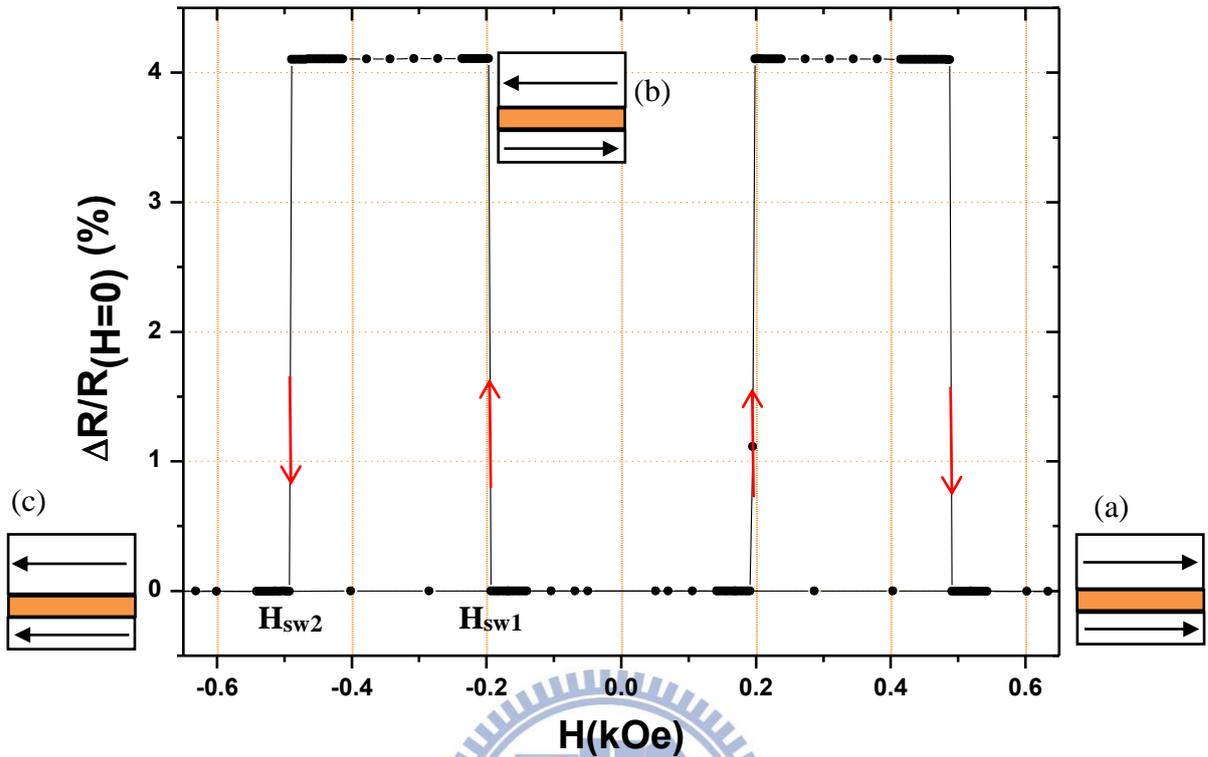


圖 4.2 三層結構平板線樣品的電阻與磁場關係圖。其線長為 $20\ \mu\text{m}$ 、線寬為 $0.31\ \mu\text{m}$ 、厚度組成為 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(25\text{nm})/\text{Cu}(8\text{nm})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(35\text{nm})/\text{Au}(3\text{nm})$ 。圖中是磁場平行樣品長軸作磁電阻量測，(a)、(b)、(c) 為兩鐵磁層磁化方向在該磁場區域的剖面示意圖，其方塊電阻值約為 $2.52\ \Omega$ 。

圖 4.2 中的樣品為寬度 $0.31\ \mu\text{m}$ 的三層結構樣品， $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(25\text{nm})/\text{Cu}(8\text{nm})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(35\text{nm})/\text{Au}(3\text{nm})$ 。對於三層結構而言，會造成磁電阻的主要因素來自於巨磁阻效應。當外加磁場在 $2.6\ \text{kOe}$ 且與長軸平行時，上下兩層鐵磁層平行外加磁場方向排列如 (a) 所示，鐵磁層平行排列，此時為低電阻態。接著將外加磁場下降到零磁場時，因為樣品本身形狀異向性能的緣故，上下兩層鐵磁層呈現原本平行排列的低電阻態。當我們的磁場往負的方向加大且超過較厚鎳鐵層的轉換場 (H_{sw1}) 之後，其鎳鐵層內部的磁矩排列的方向做了 180 度的轉換如 (b) 所示。其磁矩翻轉概念與單層鎳鐵平板線相同，只是平板線的磁電阻變化是由異向性磁阻主導，電阻在過零磁場後緩慢下降，在轉換場立即上升回原本的電阻態，如前一段落所提到。

而三層結構樣品此時上下兩層鐵磁層呈現反平行排列狀態，對於自旋朝上及朝下的電子而言一定會碰到一層與它磁矩反向的原子，依雙電流模型就是巨磁阻效應中的高電阻態，並且在此狀態維持了約 300 Oe 之後，當磁場強度繼續加大超越了較薄的鎳鐵層的轉換場 (H_{sw2})，其內部的磁矩也做了 180 度的方向轉變。此時三層結構中的上下兩層鐵磁層又回到了平行排列的狀態如 (c) 所示，有著較低的電阻態，此時電阻值得到跟 (a) 一樣的低電阻態。之後再從負磁場掃回正磁場也可以得到一樣的磁電阻變化， H_{sw1} 、 H_{sw2} 左右兩邊的誤差值大約在 ± 3 Oe 內，其誤差範圍與實驗時設定的電磁線圈電流改變間距 0.02 安培吻合，表示樣品內部沒有氧化鐵磁層，一般鐵磁氧化膜具反鐵磁性，會與鐵磁層產生反鐵磁耦合[27]的交換偏壓 (exchange bias) 存在，較常發生於鈷、鐵的樣品。

以先前的鎳鐵平板線磁矩翻轉研究所得的結果[2][6][7]，在 LMR 時單磁區結構樣品中的磁矩在轉換場會以 curling 形式翻轉，如前面圖 4.1 所示。LMR 的 H_{sw} 我們可以用 curling 形式中外加磁場對於轉換場的關係式 2-20 的 θ 代入 0 之後簡化得到：

$$H_{sw}^{\theta=0^{\circ}} = 2\pi M_s \left(\frac{k}{S^2}\right) \quad (4-1)$$

上式 4-1 中 S 為 reduced radius： $S=R/l_{ex}$ ， R 為橢球半徑， $k=q^2/\pi$ ，從數學式 4-1 可以得到 $H_{sw}^{\theta=0^{\circ}}$ 會正比於 $1/R^2$ ，而 $R_{effective} = \frac{\sqrt{wt}}{2}$ ，因此 $H_{sw}^{\theta=0^{\circ}}$ 又正比於 $(wt)^{-1}$ ，換言之寬度越大或者是厚度越厚的樣品在 curling rotation 的預期下其 $H_{sw}^{\theta=0^{\circ}}$ 會越小[2]。既然鐵磁層厚度的差異會造成不同轉換場的值，因此是較厚的鐵磁層可當作自由層 (free layer)，其轉換場較小定義為 H_{sw1} ；較薄的鐵磁層即為固定層 (pinned layer)，其轉換場較大定義為 H_{sw2} 。於是我們將三層結構樣品拆成上下兩層平板線來看其 LMR 時的轉換場與線寬的關係，並與單層平板線的 LMR 轉換場作比較，如圖 4.3 所示。以 H_{sw} 對 $1/w$ 作圖時，其斜率從式 4-1 可以推得為 $8q^2 M_s (l_{ex})^2 / t$ ，除了 t 之外的參數都為常數，所以代表說樣品厚度越厚時其 H_{sw} 對 $1/w$ 作圖的斜率會越小。

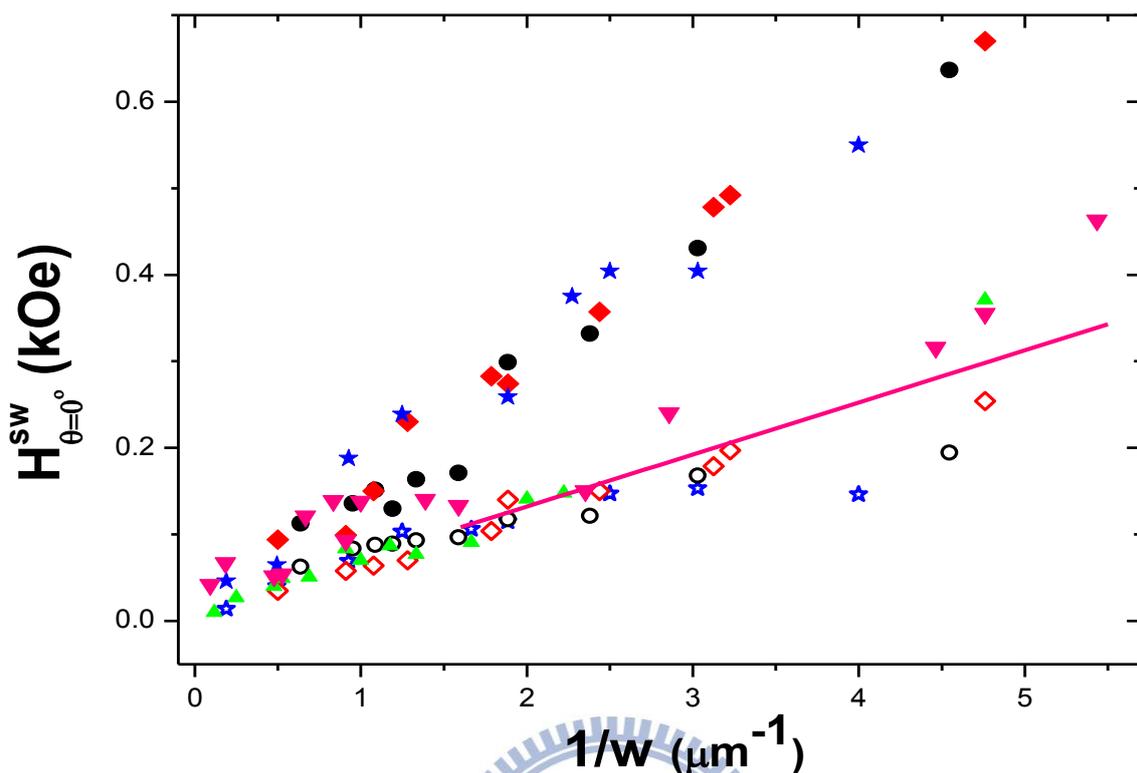


圖 4.3 綜合所有樣品長軸方向轉換場與 $1/w$ 關係圖。○、◇、☆ 分別是三層結構樣品鐵磁層厚度組合 20/35 nm、25/35 nm、30/35 nm 由 LMR 取得的 H_{sw1} ；●、◆、★ 則分別是三層結構樣品鐵磁層厚度組合 20/35 nm、25/35 nm、30/35 nm 由 LMR 取得的 H_{sw2} ；▼[6]、▲[7] 是單層鎳鐵平板線樣品 LMR 量測時的 H_{sw} ；虛線的部分為單層鎳鐵平板線樣品 H_{sw} 厚度修正後對單磁區結構範圍所作之線性擬合。

圖 4.3 中黑色圓形、紅色菱形、藍色星形分別代表 20/35 nm、25/35 nm、30/35 nm 三批不同鐵磁層厚度組合的三層結構樣品在 LMR 的 $H_{sw1,2}$ ，而正三角與倒三角則是實驗室先前所作單層鎳鐵平板線樣品[6][7]在 LMR 的 H_{sw} 。我們可以觀察到在固定一厚度下， H_{sw} 與 $1/w$ 大致上是成線性關係，符合前面所提到 curling 的預期。轉換場值較低的空心符號群組我們認為應是三層結構樣品中較厚鐵磁層（35 nm）LMR 的轉換場，因為三批樣品該層厚度都為 35 nm，所以轉換場對應 $1/w$ 所得到的斜率接近且轉換場的值較小，也就是所謂的自由層；而轉換場值在較高的實心符號群組我們認為應是三層結構樣品中較薄鐵磁層（20、25、30 nm）LMR 的轉換場。然而原本預期在 curling 形式下，

轉換場對應 $1/w$ 的斜率會隨著鐵磁層厚度變薄而增加的效果並沒有在三層結構樣品中的固定層發生。接著我們將之前做過厚度為 30 nm 單層平板線 LMR 的轉換場放進來圖中[6][7]，在與三層結構樣品中厚度為 30 nm 鐵磁層 LMR 的轉換場作比較之後，我們發現在單磁區結構的範圍（寬度小於 0.5 μm ）中，三層結構樣品厚度為 30 nm 的鐵磁層 LMR 轉換場的值都比單層平板線要來的大，所以我們計算了三層結構樣品中 30 nm 的轉換場對應到 $1/w$ 的斜率為 131.8 ($\text{Oe} \cdot \mu\text{m}$)，而單層平板線轉換場對應 $1/w$ 的斜率則為 70.2 ($\text{Oe} \cdot \mu\text{m}$)，兩者斜率差距接近兩倍。在這邊我們推斷我們三層結構樣品中的固定層在 LMR 時的轉換場似乎受到自由層的影響產生交換耦合 (exchange coupling)，使得在三層結構中鐵磁層間傾向反平行排列，所以造成三層結構樣品厚度為 30 nm 的鐵磁層 LMR 轉換場的值比起單層鎳鐵的值大。如果將單層鎳鐵平板線樣品在 LMR 轉換場的值作厚度修正 ($H_{\text{sw}} \times \frac{30}{35}$) 之後，其轉換場對應 $1/w$ 在單磁區範圍內所擬合的斜率與三層結構樣品中的 $H_{\text{sw}1}$ 的斜率幾乎都落在同個範圍之內，如圖 4.3 中的虛線與表 4.2 所示。所以可以推斷出三層結構樣品中厚度為 35 nm 的鐵磁層磁矩翻造成的磁電阻變化確實是為圖 4.3 中 $H_{\text{sw}1}$ 的地方； $H_{\text{sw}2}$ 則對應到的就是另一層較薄鐵磁層磁矩翻轉所造成的效果。

不過 2005 年 S. Goolaup 團隊發表的文獻[24]，他們在一個 $4 \times 4 \text{ mm}^2$ 的基板上蒸鍍和舉離鎳鐵合金 ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) 的陣列，每條鎳鐵線的線寬固定為 185 nm，線與線的邊緣距離 35 nm，而厚度則分別有 10 nm 到 180 nm 不同的變化，裡面提到他們的單層鎳鐵平板線的矩陣樣品，在厚度 10 nm 到 80 nm 之間 LMR 的轉換場會正比於樣品厚度與寬度比 (t/w)，當厚度大於 80 nm 之後，則反比於樣品厚度與寬度比。他們推測在 t/w 大於 0.54 時，磁矩翻轉模式由 coherent rotation 變為 curling rotation。在我們的三層結構樣品中並沒有得到這樣的一個結果，我們的樣品厚度都是在 80 nm 以下，而 LMR 的轉換場則是隨著厚度變厚而變小，都是符合 curling rotation 的預期，且在我們所作的樣品裡面 t/w 的值都是小於 0.54。為了確認在這樣的尺度下，單層鎳鐵平板線其轉換場的值與厚度成反比，我們加做了厚度為 20 nm 的單層鎳鐵平板線，並發現其轉換場的值在同樣

的線寬下確實都比厚度為 30 nm 的單層鎳鐵平板線大，是符合 curling 形式下轉換場與厚度的反比關係，所以也證明了我們一開始預期較薄的鐵磁層為固定層；較厚的鐵磁層為自由層。

但是 20、25、30 nm 三種厚度的鐵磁層轉換場對應 $1/w$ 的斜率卻都在 131 到 138 ($\text{Oe} \cdot \mu\text{m}$) 之間，反而看不出因為厚度改變而造成斜率的差異，我們推測也許在較薄的鐵磁層中磁矩的翻轉受到交換耦合的影響而改變了原先預期的 curling 模式。所以接下來的一節我們利用前面提到的 curling 模式中，當外加磁場與樣品長軸的夾角在 0 到 90 度之間，轉換場會隨著角度變大而隨之上升，觀察我們三層結構樣品的轉換場對外加磁場與長軸的夾角是否有上述的關係。

表 4.1 圖 4.3 中各樣品鐵磁層 LMR 轉換場對應 $1/w$ 之斜率

轉換場 (鐵磁層厚度組合)	LMR 轉換場與 $1/w$ 之關係式 (單磁曲結構: $w < 0.5 \mu\text{m}$)	Slope standard error (單位: $\text{Oe} \cdot \mu\text{m}$)
$H_{\text{sw1}}(20/35\text{nm}) \bigcirc$	$y=138x+28$	9.2
$H_{\text{sw1}}(25/35\text{nm}) \diamond$	$y=131x+36.6$	8.2
$H_{\text{sw1}}(30/35\text{nm}) \star$	$y=131.8x+59.9$	14.3
$H_{\text{sw2}}(20/35\text{nm}) \bullet$	$y=30.8x+59$	6.8
$H_{\text{sw2}}(25/35\text{nm}) \blacklozenge$	$y=41.3x+56.4$	3.5
$H_{\text{sw2}}(30/35\text{nm}) \star$	$y=33.7x+34.9$	11.7
$H_{\text{sw}}(30\text{nm}) \blacktriangledown \blacktriangle$	$y=70.2x+13.8$	8.7
$H_{\text{sw}}(30\text{nm} * 30/35) \text{----}$	$y=60.1x+11.9$	7.5

4-1.2 磁場與長軸夾角對磁電阻造成的改變

在 curling rotation 的預期下，單一平板線的轉換場與外加磁場和樣品長軸的夾角有著下列關係式：

$$H_{sw} = 2\pi M_s \frac{(2D_c - \frac{k}{S^2})(2D_a - \frac{k}{S^2})}{\sqrt{(2D_c - \frac{k}{S^2})^2 \sin^2 \theta + (2D_a - \frac{k}{S^2})^2 \cos^2 \theta}} \quad (4-2)$$

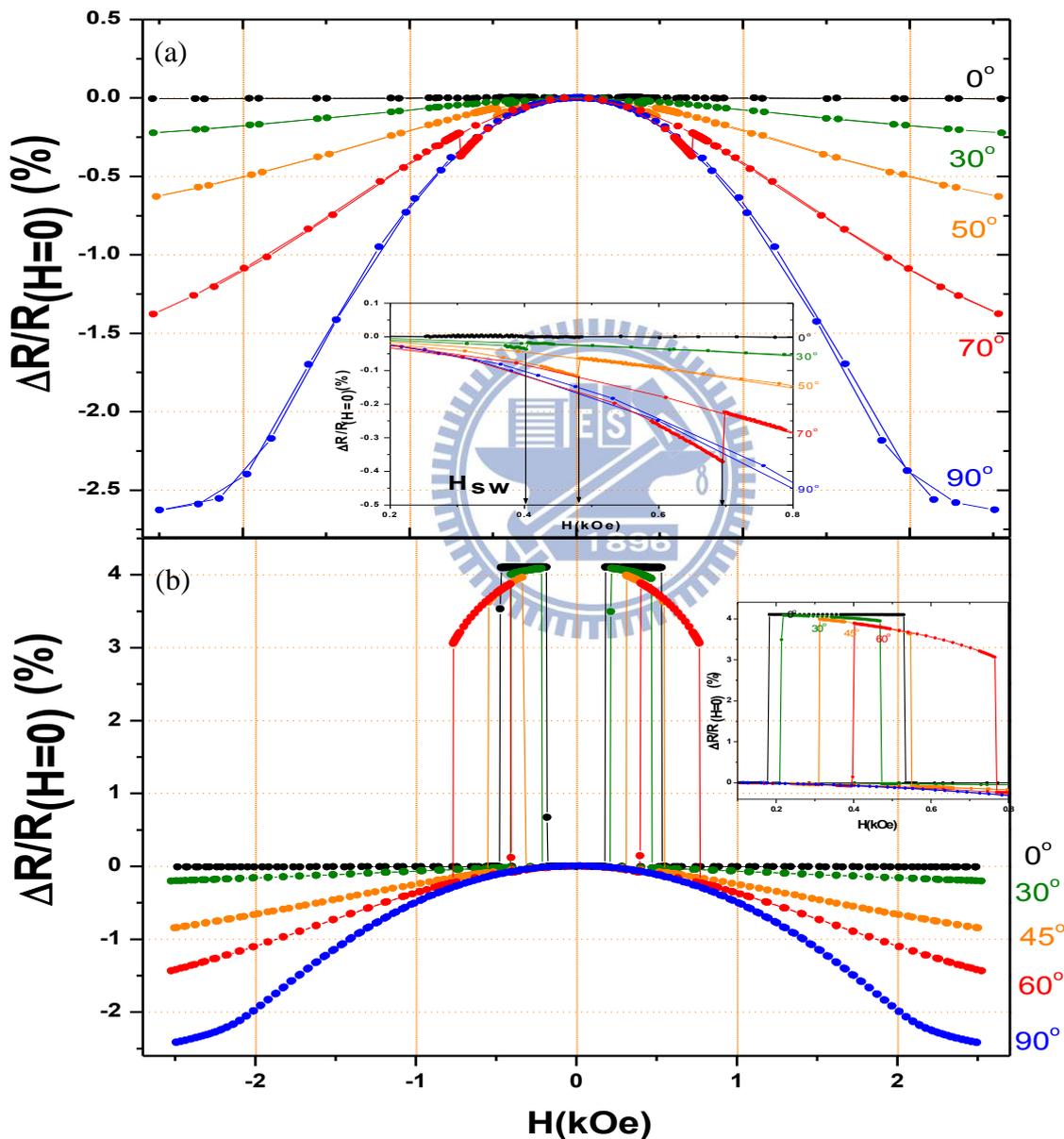


圖 4.4 磁電阻角度關係圖。(a)單層鎳鐵平板線線寬 0.2 μm、線長 20 μm、厚度 30 nm[7]

和(b)三層結構樣品 Ni₈₀Fe₂₀(25nm)/Cu(8nm)/Ni₈₀Fe₂₀(35nm)/Au(3nm)的磁電阻

關係圖，線寬 0.32 μm、線長 20 μm，圖中的角度為外加磁場與樣品長軸夾角。

由數學式 4-2 預期當外加磁場與樣品長軸的角度 θ 變大時， H_{sw} 會跟著變大。圖 4.4 (a) 中的樣品為線寬 $0.2 \mu\text{m}$ 、線長 $20 \mu\text{m}$ 、厚度 30 nm 的單層鎳鐵平板線樣品[7]，磁電阻顯現出當外加磁場與樣品長軸所夾角度開始變大時，其樣品轉換場的值也跟著變大，如圖 4.4 (a) 中的小圖，是符合前面提到的 curling 所預期的趨勢。而且除了夾角 0 度以外，其他角度當磁場慢慢變大時，電阻值會隨之變小，在外加磁場為 2.6 kOe 時的電阻值隨著磁場與樣品長軸角度越大而隨之變小的趨勢，其主要原因是來自於異向性磁阻效應所造成的。至於磁場垂直樣品長軸量測時 (transverse magnetoresistance, TMR)，磁電阻曲線是呈現平滑的開口向下鐘罩型狀，且沒有量測到電阻值驟變的訊號，表示平板線內部的磁矩在 TMR 時是依照外加磁場的改變作 coherent rotation，在能達到飽和磁場下，樣品內部磁矩由完全垂直樣品長軸正方向到零磁場時平行樣品長軸，再到一致垂直樣品長軸的負方向，其所對應的電阻變化是從最小到最大 (即零磁場) 再到最小，這樣的磁阻變化率稱為異向性磁阻變化率， $\Delta R_{AMR}/R_{H=0}$ ，圖 4.4 (a) 中的變化率約為 2.6% 。

圖 4.4 (b) 為三層結構樣品線寬 $0.32 \mu\text{m}$ 、線長 $20 \mu\text{m}$ 、厚度組成 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (25nm)/Cu(8nm)/ $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (35nm)/Au(3nm) 磁電阻值，當外加磁場與長軸夾角加大時， H_{sw1} 的值確實隨著夾角變大而跟著變大，反觀 H_{sw2} 的值在 60 度以前沒有穩定變大的趨勢，甚至在 30 度時比 LMR 的 H_{sw2} 還小，直到磁場與樣品夾角大於 60 度的磁電阻量測才可以明顯地看到 H_{sw2} 的值有變大。另外在外加磁場與樣品長軸夾角變大時，有著電阻隨磁場增加而下降的背景值，是因為異向性磁阻的緣故，在 30 度以上的磁電阻曲線中，無論是在高電阻態或是低電阻態都可以觀察到其電阻隨磁場增加而下降趨勢。最後當外加磁場與樣品長軸垂直時，三層結構樣品所得到的磁電阻曲線與平板線樣品得到的磁電阻曲線相似，是樣品內部上下兩層鐵磁層中的磁矩皆依照外加磁場的大小而以 coherent rotation 的形式達到磁矩翻轉，所以在磁阻曲線中呈現像一個鐘罩的圖形。我們利用樣品轉換場的值對外加磁場和樣品長軸的夾角作圖，便可發現 H_{sw1} 普遍上都與 curling 的理論曲線吻合； H_{sw2} 較不吻合 curling 的曲線，如圖 4.5 所示。在圖 4.5 中

的理論擬合值是將 LMR 轉換場的實驗值代入數學式 4-1 解出 S 中所含的 R ，我們令解出的 R 為 R_{fit} ，再用此 R_{fit} 代回數學式 4-2 畫出理論擬合曲線。

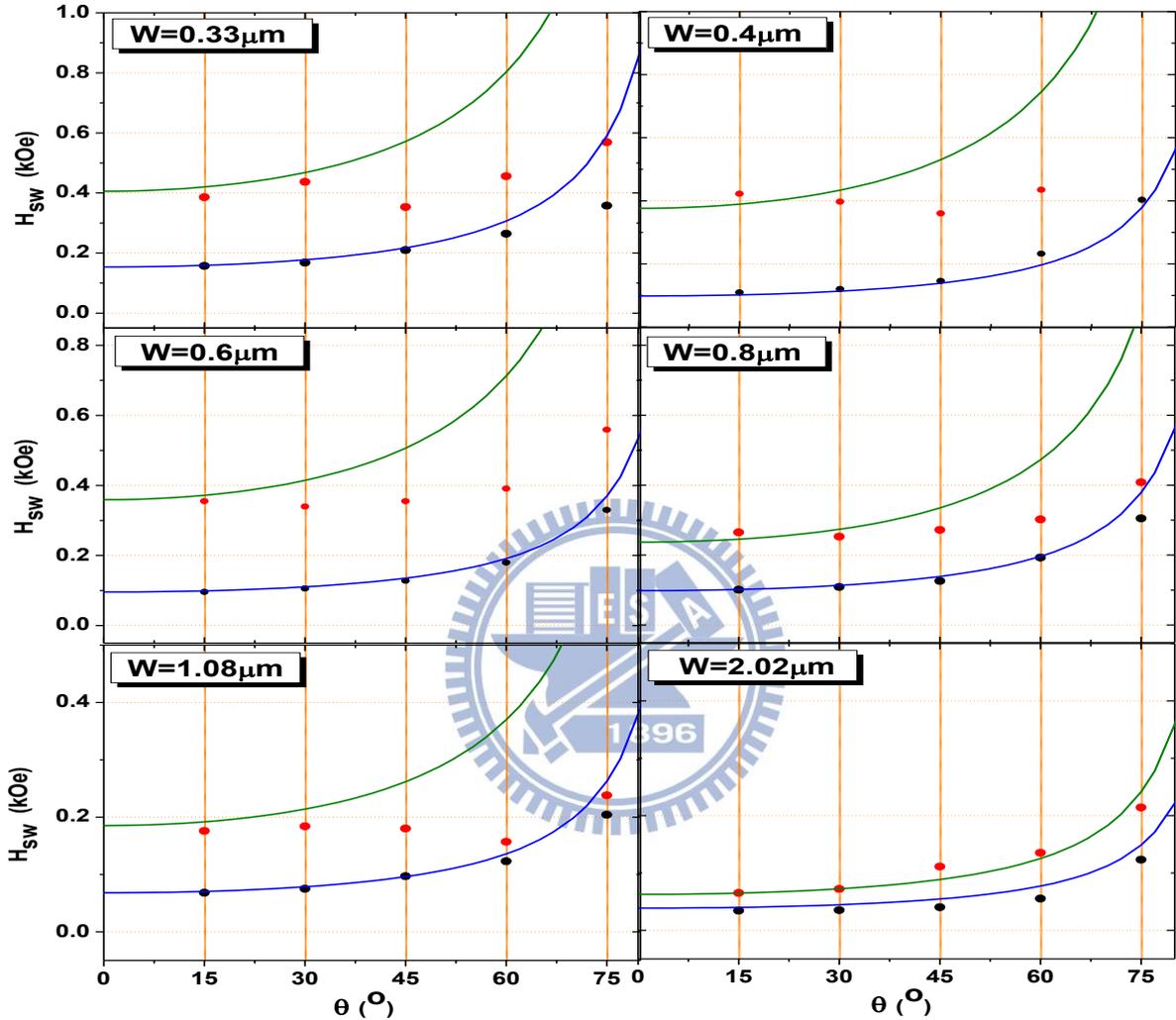


圖 4.5 不同寬度三層結構樣品的轉換場值與外加磁場相對長軸夾角關係圖。圖中樣品的組成為 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(30\text{nm})/\text{Cu}(8\text{nm})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(35\text{nm})/\text{Au}(3\text{nm})$ ，黑色圓點為 H_{sw1} ；紅色圓點為 H_{sw2} ，藍色與綠色曲線分別為 H_{sw1} 、 H_{sw2} 的理論擬合；寬度標示於各圖中。

表 4.2 圖 4.5 中擬合所用之參數表。

Wire width(μm)	0.33 μm	0.40 μm	0.60 μm	0.80 μm	1.08 μm	2.02 μm
Aspect ratio	61	50	33	25	18	10
R_{eff1} (nm)	53	59	72	83	97	132
R_{fit1} (nm)	30	37	38	38	46	60
R_{eff2} (nm)	49	54	67	77	90	123
R_{fit2} (nm)	18	19	20	24	27	47

在圖 4.5 中三層結構樣品所量測到的 H_{sw1} 的值確都與擬合 curling 所預期的理論曲線吻合，擬合用的半徑 R_{fit1} 約為有效半徑 R_{eff1} 的一半，這個結果是與單層平板線的擬合結果相似。而擬合用的半徑 R_{fit2} 則約為有效半徑 R_{eff2} 的三分之一，若是以 R_{eff2} 一半的值代入公式算出所預期轉換場發生的位置都比實驗中量測到的 H_{sw2} 值還來的低，我們推斷原因是較薄的鐵磁層內部磁矩在翻轉的行為上受到鐵磁層間的反鐵磁交換耦合影響，因為在 curling 中轉換場對應外加磁場相對樣品長軸角度預期是只考慮到靜磁能與基曼能 (Zeeman energy) 兩個能量，而我們的三層結構樣品中應該多了一兩鐵磁層之間的反平行交換耦合能量影響了第二個轉換場 H_{sw2} 。在原本 curling 預期該翻轉的磁場下，因反平行耦合而延後至較大磁場下才翻轉。

4-2 異向性磁阻效應

4-2.1 三層結構樣品中的異向性磁阻效應

我們的三層結構樣品磁電阻除了有巨磁阻效應以外，當外加磁場相對於長軸的角度增加時，背景電阻值有隨之依序下降的趨勢，如圖 4.4 所示，圖 4.4 (b) 三層結構的磁電阻曲線在 $\theta \neq 0^\circ$ 時，都呈現以 $H = 0 \text{ Oe}$ 對稱向兩相反磁場方向增加磁電阻遞減的背景曲線，如同 4.4 (a) 的單一平板線般，所以在我們推測三層結構樣品中磁電阻的改變除了巨磁阻效應之外，當改變外加磁場與樣品長軸夾角時，異向性磁阻效應會開始影響磁電阻的表現。在異向性磁阻效應中電阻值的改變跟電流方向與磁化方向的夾角(ϕ)的有關，磁電阻的關係式可表示為：

$$R(H, \phi) = R_{\perp} + \Delta R_{AMR} \cos^2(\phi(H, \theta)) \quad (4-3)$$

R_{\perp} 為磁場垂直樣品長軸的飽和磁電阻值； R_{\parallel} 為磁場平行樣品長軸的飽和磁電阻值， ΔR_{AMR} 為磁場平行樣品長軸的電阻 R_{\parallel} 與磁場垂直樣品長軸的飽和磁電阻值 R_{\perp} 的差值。圖 4.6 (a) 中可以觀察到 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(25\text{nm})/\text{Cu}(8\text{nm})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(35\text{nm})/\text{Au}(3\text{nm})$ 的三層結構樣品 (線寬 $0.31 \mu\text{m}$)，在外加磁場與樣品長軸夾角 30° 、 45° 、 60° 、 90° 時，會隨著磁場變大而電阻有個下降的趨勢，且角度越大電阻下降的趨勢越明顯。當磁場已經到達我們所提供的最大外加磁場 2.6 kOe 後，電阻值還有再下降的趨勢，表示尚未使樣品內部磁矩達到一致平行於磁場方向，即磁場尚未達到該方向的飽和磁場。而我們在電阻量測時將電流固定於通過樣品的長軸方向，故可將 ϕ 、 θ 分別視為樣品磁化方向及外加磁場對應長軸夾角，又當外加磁場大於樣品的飽和磁場時，磁化方向將與外加磁場方向一致，所以在飽和磁場的情況下，我們可以將 ϕ 用 θ 代換掉， $\phi = \theta$ ，便可得到飽和磁電阻和外加磁場與樣品長軸夾角符合數學式 4-3 呈 $\cos^2 \theta$ 關係式。我們利用數值擬合的方式去計算出外加磁場與樣品長軸各個夾角下的飽和磁電阻值，如圖 4.6 (b)。若飽和磁電阻值跟外加磁場對應樣品長軸的角度有 $\cos^2 \theta$ 關係式，即可證明隨著 θ 從 0 度到 90 度的變化時，飽和磁電阻值下降是由異向性磁阻效應所引起的。

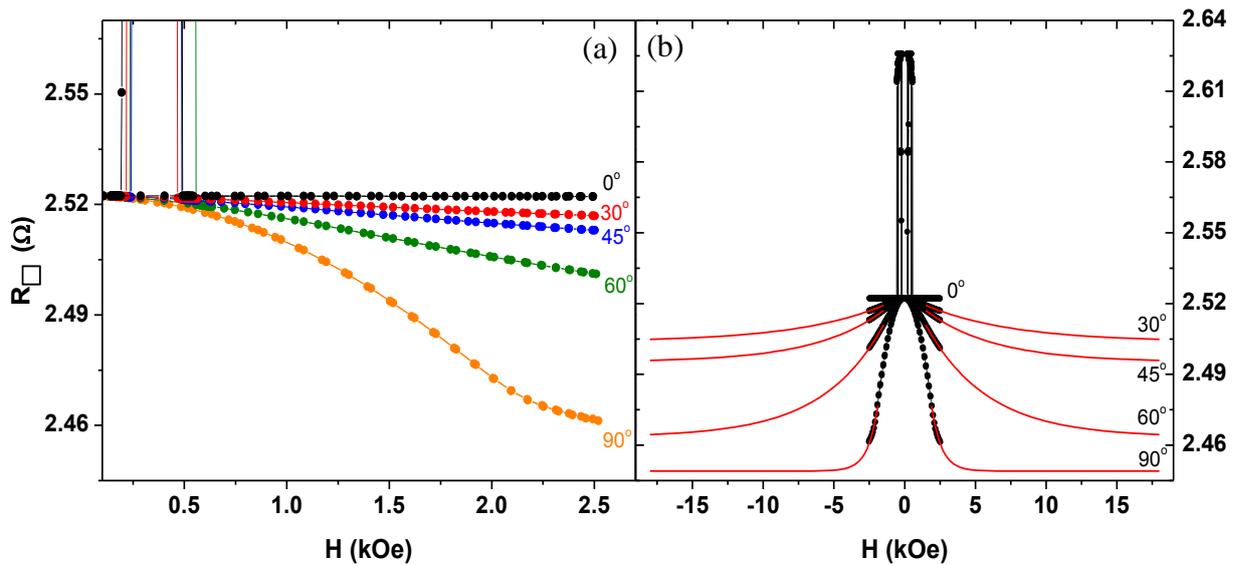


圖 4.6(a) $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(25\text{nm})/\text{Cu}(8\text{nm})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(35\text{nm})/\text{Au}(3\text{nm})$ 三層結構樣品磁電阻量測圖。線寬 $0.31\ \mu\text{m}$ ，不同曲線則對應不同外加磁場與樣品長軸夾角 θ ，(b) 中黑色曲線為圖(a)的值；紅色曲線為擬合外插至磁場 18kOe 時的預期磁電阻值； θ 值標示在各曲線旁。

圖 4.7 為一系列 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(25\text{nm})/\text{Cu}(8\text{nm})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(35\text{nm})/\text{Au}(3\text{nm})$ 在外加磁場與長軸夾角不同角度時的飽和磁電阻值，其中綠色空心三角形為外加磁場約 $2.6\ \text{kOe}$ 時量測到的電阻值，藍色實心點為數學式擬合量測的磁電阻到 $18\ \text{kOe}$ 所得到各方向下的飽和磁電阻擬合值，紅色虛線是將 LMR 飽和磁電阻值和擬合得到 TMR 飽和磁電阻值代入數學式 4-3 中所畫出的電阻值與 $\cos^2 \theta$ 關係式。當樣品線寬越細時去磁參數越大，因此要使樣品飽和的磁場就越大，而我們量測的樣品的飽和磁場都超過了電磁線圈所能給予的最大磁場，所以利用數值擬合的方式去得到其樣品預期的飽和磁電阻值，圖 4.7 中可以明顯發現線寬較細的樣品，實驗的飽和磁電阻值在不同的角度下與理論值的 $\cos^2 \theta$ 關係式曲線的差異都較線寬較粗的樣品大，表示其線寬較細的樣品需要更大的磁場才能使其達到飽和磁電阻，而線寬較寬的樣品實驗值的飽和磁電阻則比較貼近理論的 $\cos^2 \theta$ 關係式曲線，圖中也顯示當使用數值擬合得到的飽和磁電阻與理論的 $\cos^2 \theta$ 關係式曲線貼近。

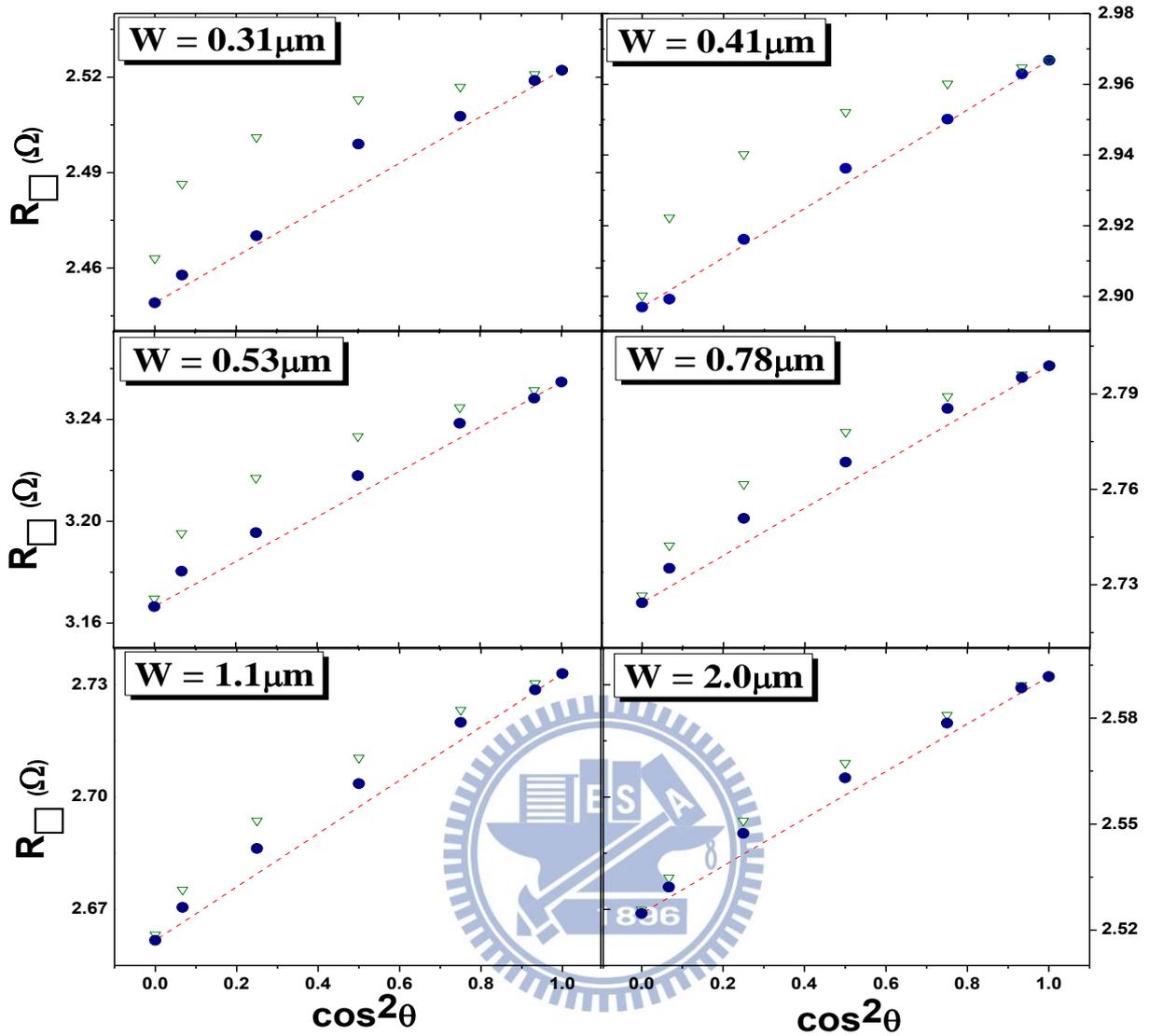


圖 4.7 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(25\text{nm})/\text{Cu}(8\text{nm})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(35\text{nm})/\text{Au}(3\text{nm})$ 三層結構樣品的飽和磁電阻與 $\cos^2\theta$ 關係圖， θ 為磁場與長軸夾角。線寬為 0.31、0.41、0.53、0.78、1.1 及 2.0 μm ，線長 20 μm ，其中綠色空心三角形為外加磁場 2.6 kOe 時相對於 θ 的電阻值；藍色實心點為數值擬合各樣品 TMR 相對 $\cos^2\theta$ 的線性關係所得到的外插飽和磁電阻值；紅色虛線呈現異向性磁阻效應中理論預期的飽和磁電阻。

當兩鐵磁層皆被磁場強迫排列一致在磁場方向時，三層結構的 CIP 磁電阻呈現異向性磁阻效應。因此推論三層結構樣品除巨磁阻外，在各磁場方向其背景可逆的負磁阻為異向性磁阻效應所造成的。此外當樣品線寬越窄，磁電阻值達到飽和，所以接下一節我們探討樣品幾何形狀與靜磁能大小的關係。

4-2.2 三層結構樣品中的靜磁能與平板結構的差異

在單條長寬比很大的鎳鐵平板線其形狀異向性造成樣品具有很大的異向性能，而由任二條組成的三層結構，各層仍具有單層形狀異向性所造成的特徵翻轉機制，這節將比較其三層結構整體的異向性能與單層平板線的差異。由能量的觀點出發，在 coherent rotation 時只考慮靜磁能與基曼能，其能量表示式可寫成：

$$E_{total} = K_u \sin^2\phi - HM_s \cos(\theta - \phi) \quad (4-4)$$

其中 θ 為樣品磁化方向， ϕ 為外加磁場對樣品長軸的方向， K_u 為單軸異向性能常數，由 SW model 中在磁矩翻轉時能量有最小值，故 $dE/d\phi = 0$ ，4-4 式可改寫為：

$$2h \sin(\theta - \phi) = \sin(2\phi) \quad (4-5)$$

上述的 h 為 $HM_s/2K_u$ ，當 $\theta = 90^\circ$ 量測時，展開化簡後：

$$\cos^2\phi = 1 - h^2 \quad (4-6)$$

考慮 TMR 時，平板線的磁區翻轉為 coherent rotation，4-3 式與 4-6 式結合後可得到：

$$R(H, \phi) = R_{\perp} + (R_{\parallel} - R_{\perp}) \cos^2\phi = R_{\parallel} - \Delta R_{AMR} \left(\frac{M_s H}{2K_u} \right)^2 \quad (4-7)$$

所以我們可以利用實驗中的 TMR 量測結果，用一個二次函數 ($y=ax^2+b$) 去擬合其磁電阻拋物線區域其中 R 相對 H^2 的前置係數 a ，由數學式 4-7 可計算出來三層結構樣品的 K_u 值，並與單層平板線做比較， M_s 為 820 emu/cm^3 。圖 4.8 為線寬在 $2 \mu\text{m}$ 以下樣品的 K_u 值與線寬所作對數圖，紅、黑、藍色分別代表三批不同鐵磁組合的樣品，如同單一平板線般 K_u 值隨著線寬變窄 (aspect ratio 變大) 而隨著增加，虛線部分為計算 $K_u \sim N_a M_s^2$ 的值， N_a 為橢球模型中短軸的去磁參數，這裡使用的是章節 2-4.4 中所介紹的細長型橢球模型，至於厚度方面，因為是三層結構所以以實際樣品中兩鐵磁層厚度的總合計，分別為 55 nm 、 60 nm 、 65 nm ， K_u 在理論計算下會與厚度成正比， $25/35 \text{ nm}$ 與 $30/35 \text{ nm}$ 的樣品確實有此趨勢，而 $20/35 \text{ nm}$ 的樣品卻都比較高，我們推斷因為製作樣品上 $20/35 \text{ nm}$ 的樣品所蒸鍍的鎳鐵顆粒與製作 $25/35 \text{ nm}$ 、 $30/35 \text{ nm}$ 時用的

舊顆粒有所不同，也許會對於 M_s 的值造成差異。然而圖 4.8 中厚度為 30 nm 單層平板線 (SL30 nm) 的 K_u 值與細長橢球模型所計算的 K_u 值有差異，擬合發現以橢球厚度為 24nm 會較符合實驗值，這是因為我們的樣品都是長條矩形，所以以橢球模型去計算會有差異存在，三層結構樣品的部分也可以看出 K_u 值比橢球模型計算的虛線要小。

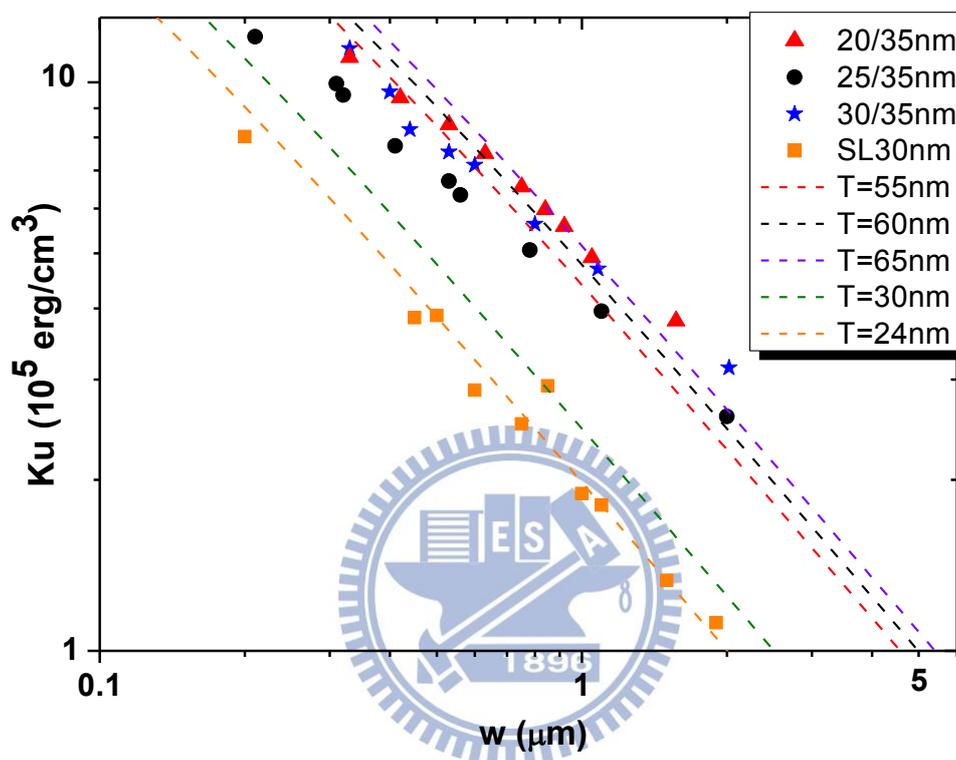


圖 4.8 K_u 值對樣品線寬的關係圖。SL30 nm 為單層鎳鐵平板線的 K_u 值，紅、黑、藍的點分別為鐵磁厚度組合 20/35 nm、25/35 nm、30/35 nm 三層結構樣品的 K_u 值，虛線為 $K_u \sim N_a M_s^2$ 的擬合值，其中 N_a 所用的厚度參數分別為橘色 24 nm、綠色 30 nm、紅色 55 nm、黑色 60 nm、藍色 65 nm (由下往上)。

圖 4.8 展現 K_u 值隨著線寬越窄而越大，在單層鎳鐵平板線和三層結構樣品都是這樣的趨勢，然而在單層平板線中樣品 K_u 值對應線寬的斜率幾乎不變為 (-1 即對應 K_u 值正比於 w^{-1})，三層結構樣品的 K_u 值則在線寬較窄 ($w < 0.6 \mu\text{m}$) 的地方斜率趨緩，且實際的數值也比預期的小。我們推測主要的原因可能是兩層鐵磁層間交換耦合能量對於樣品在 coherent rotation 時造成的影響，也就是在數學式 4-4 中，單一層平板線

coherent rotation 時，總能量的計算上只考慮到靜磁能與基曼能，但是在三層結構中的總能量應該要再多考慮一項兩鐵磁層間交換耦合能進去。暫不論 20/35 nm 系列，就另二系列線寬 2.0 μm 以下之 K_u 值都比三層結構中各同厚度的二層 K_u 值和低，一般而言，較薄的單層膜有較小 K_u ，在磁場偏離長軸時，磁矩較易受到磁場偏轉。在三層結構中由於較薄的 NiFe 層有較小的 K_u ，而同時兩層 NiFe 層平行磁矩間的交換耦合，帶動整體磁矩一致性轉動，因此呈現稍小的 K_u 值（小於兩鐵磁層的 K_u 和）。在圖 4.7 我們觀察到線寬較細的樣品，在外加磁場 2.6 kOe 下量測到的磁電阻值都比較偏離異向性磁阻效應中飽和磁電阻的理論值，這也表示越細線寬的樣品（ K_u 值越大）需要更大的外加磁場才能使其達到飽和磁電阻。

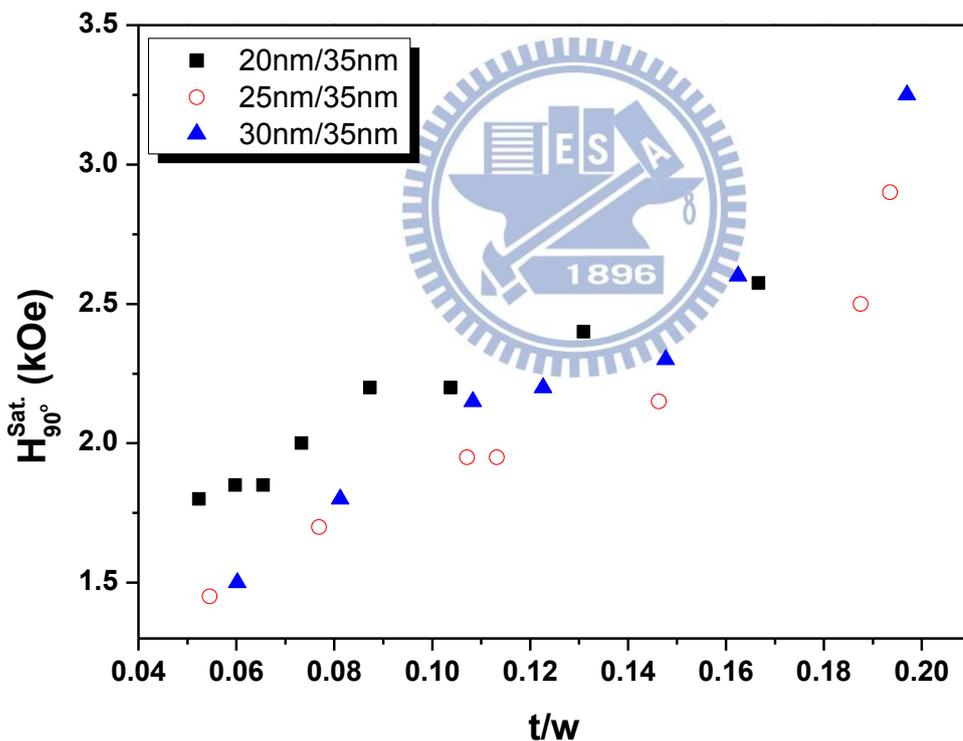


圖 4.9 磁場垂直於長軸下的飽和磁場 H_{sat} 對樣品的 t/w 關係圖。圖中的磁場大小是取 AMR90% 的位置。

我們可以發現當 K_u 值越大的樣品，在 TMR 量測時飽和磁場的值也越大。而飽和磁場與去磁場的關係可以用下式來表達[32]：

$$H_s \cong H_k + \frac{3}{2}H_d \quad (4-8)$$

式 4-8 中的 H_k 為磁晶格異向性能在鎳鐵合金的樣品中可視為常數， H_d 為去磁場強度，若以鐵磁線陣列樣品而言，可將其表示為[33]：

$$H_d = 4\pi M_s \frac{t}{w} \alpha(r) \quad (4-9)$$

式 4-9 中 t 為厚度，而 $\alpha(r)$ 是一個包含樣品間距 s 與樣品線寬 w 比例關係的函數，當 s/w 趨近於 0 時 $\alpha(r)$ 為 0，此結構為薄膜 (continuous film)； s/w 趨近於無窮大時則 $\alpha(r)$ 為 1，也就是獨立的一條線，我們的三層結構樣品在垂直長軸的擬合飽和磁場大小參照式 4-9，也就是將飽和磁場值相對於 t/w 作圖於圖 4.9，其中是將 TMR 量測的磁電阻擬合到 18 kOe 後再與 LMR 電阻值相減的電阻差異視為 AMR100%，而我們取其中 AMR90% 位置的磁場值來當作飽和磁場 (H_{sat})，而 t 是取兩層鐵磁層的厚度和，可以明顯觀察到 H_{sat} 與 $\frac{t}{w}$ 成正比。換句話說在垂直樣品長軸加磁場時， K_u 值越大就需要越大的外加磁場才能夠使樣品內部的磁矩全部躺在難軸上，代表形狀異向性能越強。在 2005 年 S. Goolaup 團隊所發表的文獻[24]中也提到這樣的一個說法，他們在 $4 \times 4 \text{ mm}^2$ 的基板上蒸鍍舉離鎳鐵合金 ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) 的陣列，線寬固定為 185 nm，線與線的邊緣距離 35 nm，而厚度則有 10 nm 到 180 nm 不同的樣品，在難軸 (hard axis) 上所需要的飽和磁場隨著厚度增加而有變大的趨勢，與我們所作出來的結果是相符。

圖 4.10 中分別在 (a) 同線寬下不同厚度與 (b) 同厚度下不同線寬的 TMR 量測圖作比較，也可以明顯觀察到 H_{sat} 與 $\frac{t}{w}$ 成正比。圖 4.10 (a) 為同樣鐵磁層厚度 20/35 nm 的樣品中線寬 0.42 μm 與 0.84 μm 的 $\Delta R/\Delta R_{AMR}$ 對應外加磁場的關係圖，圖中可以明顯觀察到在 2.6 kOe 的位置線寬 0.42 μm 的 $\Delta R/\Delta R_{AMR}$ 值比 0.84 μm 的要大，表示其樣品飽和所需的值較大；圖 4.10 (b) 為線寬 0.53 μm 的樣品，厚度則分別為 30/35 nm 和

25/35 nm，我們可以觀察到在 2.6 kOe 時 30/35 nm 的 $\Delta R/\Delta R_{AMR}$ 值比 25/35 nm 的值大，飽和磁場也較大，符合數學式 4-8、4-9 的預期。

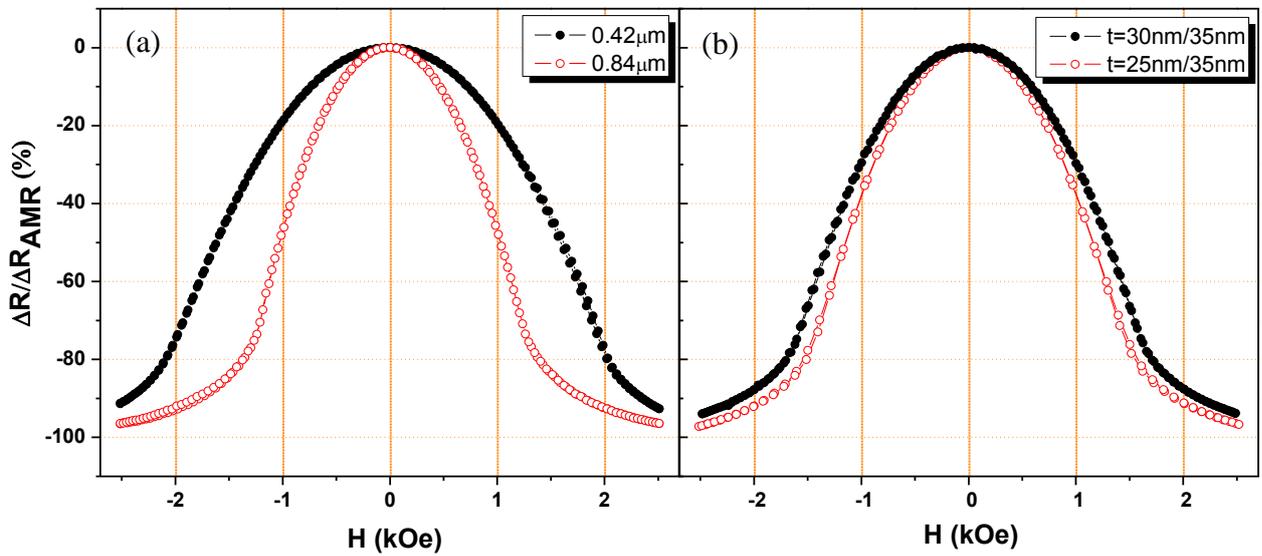


圖 4.10 不同幾何條件下的 TMR 在 10 K 的量測圖。(a) 同為鐵磁層厚度 20/35 nm 的樣品而線寬分別是黑色實心的 0.42 μm 和紅色空心的 0.84 μm ；(b) 圖是線寬同為 0.53 μm 的樣品而厚度組合分別是黑色實心的 30/35 nm 和紅色空心的 25/35 nm。

4-3 溫度對磁阻表現的影響

圖 4.11 為寬度 $0.33\ \mu\text{m}$ 三層結構樣品在室溫的 LMR，很明顯其曲線類同於低溫下同線寬的曲線，呈現兩層磁矩平行排列的低阻態與反平行排列的高阻態，仍為巨磁阻效應，且即便在室溫量測時，依舊可以看到明顯切換的磁電阻訊號，其它線寬的樣品也大致如此；三層結構的樣品與單層平板線的樣品在 10 K 時，異向性磁阻所造成 LMR 飽和磁電阻跟 TMR 飽和磁電阻的差異，其電阻變化率都在 1% 至 2% 左右，室溫量測此變化率縮小到 0.5% 至 1% 左右，而巨磁阻效應造成的電阻的變化率是從 10 K 時的 2.9% 至 4.2% 之間降至室溫量測的 0.8% 至 1.5% 之間。

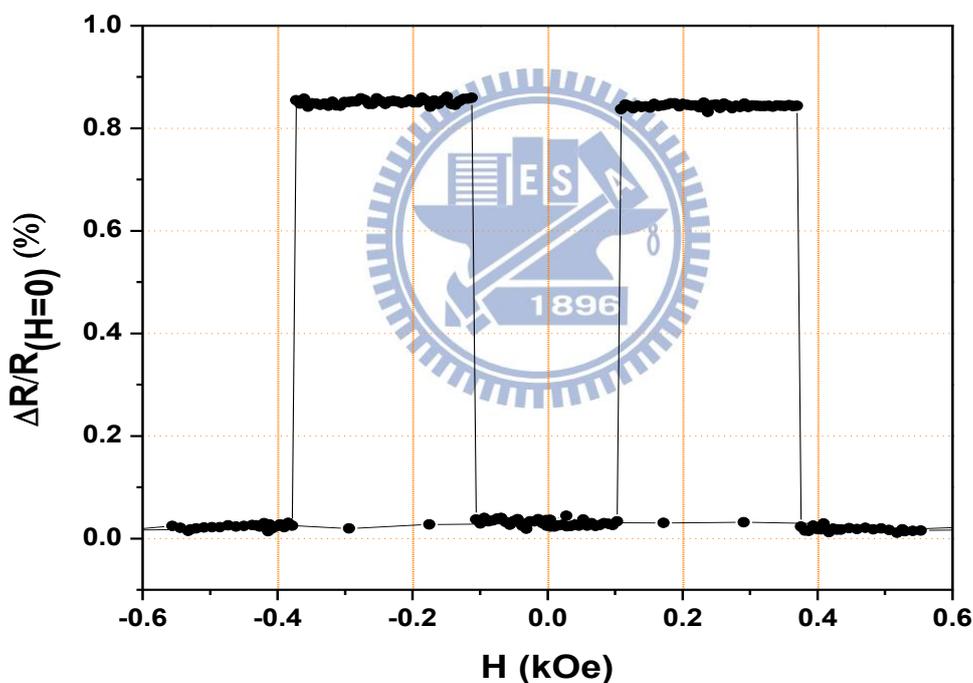


圖 4.11 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(20\text{nm})/\text{Cu}(8\text{nm})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(35\text{nm})/\text{Au}(3\text{nm})$ 三層結構樣品室溫 LMR 量測圖，線寬為 $0.33\ \mu\text{m}$ ，方塊電阻值約為 $3.78\ \Omega$ 。

圖 4.11 中的電阻訊號比起 10 K 時的訊號，因為電阻變化率變小，方塊電阻值上升，且電阻對應溫度的變化率較大，所以雜訊相對來說明顯許多，不過依舊可以觀察到巨磁阻造成的電阻高低態瞬間的切換，表示鐵磁層在室溫中仍是呈現單磁區結構。

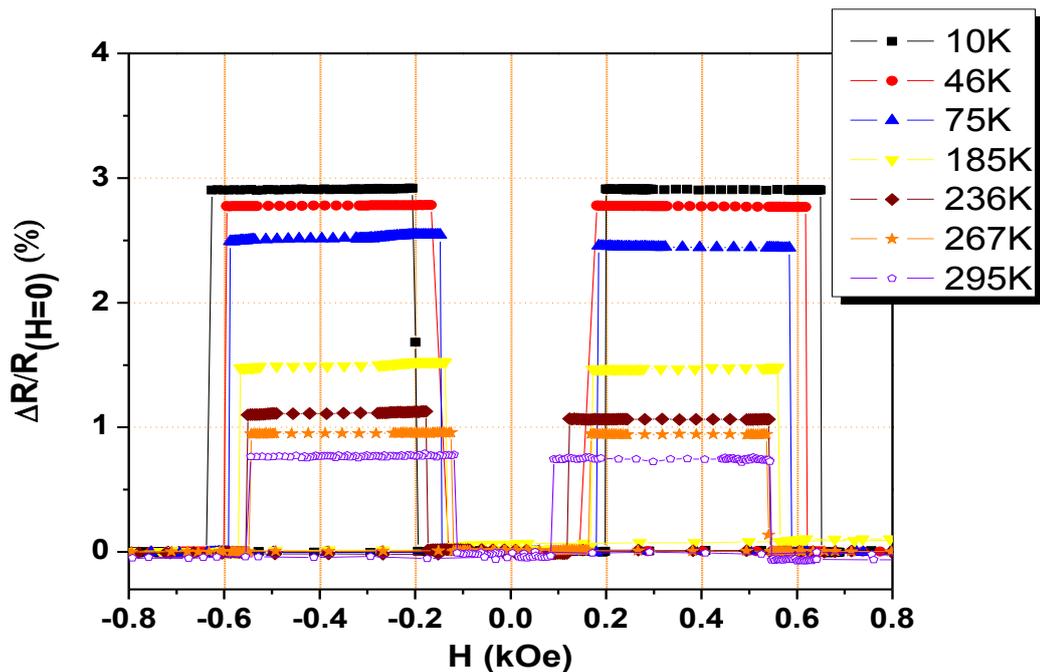


圖 4.12 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(20\text{nm})/\text{Cu}(8\text{nm})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(35\text{nm})/\text{Au}(3\text{nm})$ 三層結構樣品 LMR 升溫量測

圖，圖中樣品線寬為 $0.22\ \mu\text{m}$ 。

在升溫的過程中，我們對三層結構樣品作不同溫度下 LMR 的量測，圖 4.12 為線寬 $0.22\ \mu\text{m}$ 三層結構在不同溫度的 LMR 曲線，可以看到隨溫度的變化 GMR 效應依然存在，曲線的形式非常類同，呈現它們的各層翻轉機制應該仍是相同的，各溫度下 LMR 僅有二電阻態且高低電阻變化仍舊展現出快速切換的機制，所以我們可以推斷在各單層鐵磁層的磁矩依然具單一磁區特徵，易軸為長軸，且在轉換場的磁區翻轉是以 curling 的模式翻轉，同時大體而言，其高低電阻變化率隨著溫度上升而變小，轉換場 1 跟 2 的值也隨著溫度上升緩慢的變小。

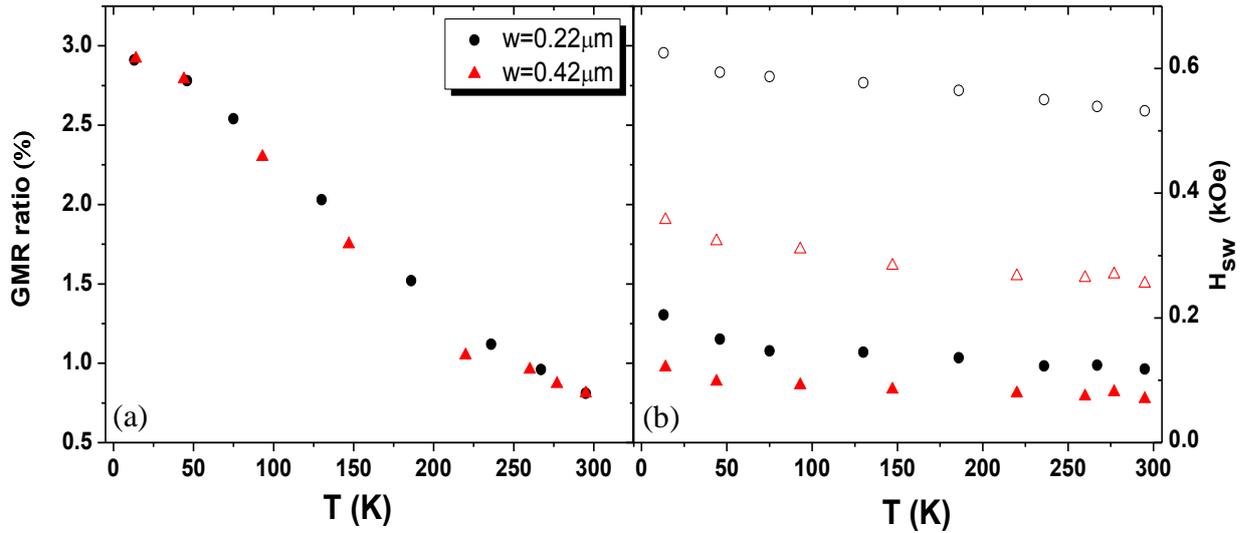


圖 4.13 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(20\text{nm})/\text{Cu}(8\text{nm})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(35\text{nm})/\text{Au}(3\text{nm})$ 三層結構樣品 (a) 磁場平行長軸時的巨磁阻變化率與溫度關係圖，圓實心點為線寬 $0.22\ \mu\text{m}$ ，三角形實心點為線寬 $0.42\ \mu\text{m}$ ，(b) 轉換場 1、2 與溫度關係圖，圓點為線寬 $0.22\ \mu\text{m}$ ，三角形為線寬 $0.42\ \mu\text{m}$ ，實心為轉換場 1；空心為轉換場 2。

將高低電阻的變化率 (GMR ratio) 與轉換場對應溫度變化作圖於圖 4.13，圖中(a) 跟(b)分別為 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(20\text{nm})/\text{Cu}(8\text{nm})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(35\text{nm})/\text{Au}(3\text{nm})$ 三層結構樣品的 GMR ratio 以及轉換場 1、2 對應溫度的關係。(a)中黑色圓點為線寬 $0.22\ \mu\text{m}$ ，紅色三角形為 $0.42\ \mu\text{m}$ 為，(b)圓點為線寬 $0.22\ \mu\text{m}$ ，三角形為線寬 $0.42\ \mu\text{m}$ ，實心為轉換場 1，空心為轉換場 2。其展現出在 10 K 到 300 K 的溫度區間中，三層結構樣品的 GMR ratio 與轉換場 1、2 的值皆隨著溫度上升而下降。在 2012 年 X. M. Liu 和 A. O. Adeyeye 的團隊所發表的論文中 [25]，分別作了一系列垂直膜面異向性 $[\text{Co}(0.5\text{nm})/\text{Pd}(3\text{nm})]_4/\text{Au}(t_{\text{Au}})/[\text{Co}(0.5\text{nm})/\text{Pd}(3\text{nm})]_2$ 的多層膜自旋閥薄膜 (Film) 與奈米線陣列 (NWs) 樣品，其中陣列奈米線的尺寸為寬度 $340\ \text{nm}$ ，長度 $4\ \text{mm}$ ，線與線的邊緣間距為 $80\ \text{nm}$ ，Au 的厚度有 $1\ \text{nm}$ 至 $8\ \text{nm}$ 的變化，圖 4.13 為他們金厚度為 $1.5\ \text{nm}$ 的薄膜與奈米線陣列樣品的巨磁阻變化率對應溫度的關係圖，在他們的樣品中薄膜的磁阻變化率隨著溫度下降而上升是因為 GMR 效應主導了自旋閥薄膜磁電阻的變化，這個結果與我們的實驗結果一致，而在陣列奈米線自旋閥的部分 MR (%) 則是在 150K

有最大值。

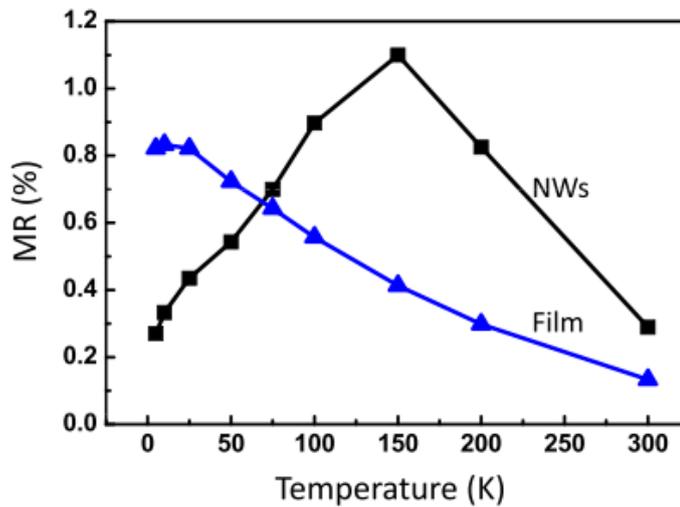


圖 4.14 [Co(0.5nm)/Pd(3nm)]₄/Au/ [Co(0.5nm)/Pd(3nm)]₂ 自旋閥薄膜和奈米線的磁電阻變化率對應溫度關係圖[25]。

圖 4.14 中藍色曲線為自旋閥薄膜、紅色曲線為陣列奈米線的磁阻變化率與溫度的關係。自旋閥薄膜的磁阻變化率隨著溫度下降而上升，代表說其磁阻變化率是由巨磁阻效應所主導，而陣列奈米線自旋閥磁阻變化形式在 150 K 作了一個轉換，在 300 K 到 150 K 隨著溫度下降而上升，在 150 K 以下則是隨著溫度下降而下降，他們的解釋是溫度在 150 K 到 300 K 的過程中是 GMR 來主導磁電阻的變化，而在低溫之下 MMR (magnon magneto resistance) [34]甚至 AMR (anisotropic magneto resistance) 或 DWR (domain wall resistance) 效應變成主要影響磁電阻表現的原因。而我們的三層結構樣品在 LMR 中的磁電阻變化在 10 K 到 300 K 的溫度區間都是以 GMR 效應來主導，磁電阻變化率與溫度大致呈現單調性關係。

第五章：總結與未來方向

5-1 結論

本論文中製作了一系列不同線寬的次微米鎳鐵/銅/鎳鐵三層結構平板線三層結構樣品並且作了磁電阻量測，實驗的結果主要可以分為三個部分。

在第一部份三層結構樣品中因為有兩層鐵磁層，所以在磁電阻曲線中會呈現兩個轉換場。其中 H_{sw1} 符合 curling 所預期轉換場對應外加磁場與樣品長軸夾角的關係，其值做厚度修正後與單層平板線所得到的值相符。而 H_{sw2} 的值則是高於單層平板線以 curling model 所預期的轉換場值對應外加磁場與樣品長軸夾角關係，我們認為 H_{sw2} 的值受到兩鐵磁層間所產生的反鐵磁耦合的影響，使得其轉換場的值增加，但 H_{sw2} 的值似乎沒有受到該層厚度改變的影響。

第二個部分則是三層結構樣品的飽和磁電阻值隨著外加磁場角度變大而下降，經過擬合的飽和磁電阻值與異向性磁阻的預期相符合，所以我們的三層結構樣品受到巨磁阻效應與異向性磁阻效應所影響。另外當樣品作 TMR 量測時，樣品內部磁矩翻轉則是 coherent rotation 的形式，也就是兩層鐵磁層平行排列的翻轉，磁電阻曲線類似鐘罩的形狀。我們利用 TMR 的磁電阻曲線擬合計算出樣品的異向性能 K_u 值，其 K_u 值與飽和磁場都和樣品的厚度成正比，但是三層結構樣品的 K_u 值則在線寬較窄 ($w < 0.6\mu\text{m}$) 的地方斜率趨緩，我們推測主要的原因可能是兩層鐵磁層間的交換耦合能量對於樣品在 coherent rotation 時造成的影響。所以當外加磁場垂直樣品長軸時，在三層結構樣品中，鐵磁層間的交換耦合幫助鐵磁層內部的磁矩作 coherent rotation。

第三個部分則是溫度對於磁電阻造成的差異。在 10K 時，三層結構樣品的巨磁阻變化率約是 2.9% 到 4.2% 左右；異向性磁阻則約是 1% 到 2% 左右，其兩種電阻變化率與線寬或是鐵磁層的厚度沒有明顯的相關性。兩種磁阻變化率都隨著溫度從 10K 升至室溫而變小，室溫 LMR 量測的巨磁阻變化率在 1% 到 2% 左右；異向性磁阻變化率則在 1% 以內。另外 LMR 轉換場的值也隨著溫度上升而下降，不過單層鎳鐵平板線室溫時無法觀測到 LMR 磁矩翻轉所造成的電阻變化，但在三層結構樣品的 LMR 中則可以

明顯觀察到磁矩以 curling 的形式翻轉造成電阻值瞬間的變化。如此一來我們便可利用這樣的三層結構樣品，在室溫下作各種磁矩翻轉模式的研究。

5-2 未來方向

由於在製作 20/35nm 這批樣品時，更換了新的 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ 蒸鍍顆粒，可能是因為其 M_s 的值不一致，造成在 K_u 值的擬合計算上都比 25/35nm、30/35nm 這兩批樣品稍微大。所以可以在製作一批不同於 20/35nm 厚度的樣品量測，確認 K_u 值的差異。

另外一方面，在本實驗室之前研究的鎳 (Ni) 平板線中，其樣品在沒有外加磁場的情況下，磁矩排列方式不是受到形狀異向性能的主導排列在長軸方向，而排列短軸的方向上。我們推斷的原因是樣品跟基板間的磁彈性能 (Magnetoelastic energy) 大於本身形狀異向性能，因此主導了內部磁矩排列的方式。而透過本論文裡面的三層結構，可以將其中第二層鐵磁層改變為鎳使其避免與基板產生磁彈性能，並透過磁電阻量測的方式觀察形狀異向性能是否能夠主導鎳平板線內部磁矩排列的方式，以確認之前我們所提出的結論是否正確。而在本篇論文所提的三層結構中是使用鎳鐵合金為鐵磁層，之後也可將其換成不同的鐵磁層搭配，如氧化鈷、氧化鎳.....等，研究更多的磁性效應。

參考文獻

- [1] C. L. Dennis, *J. Phys.:Condens. Matter* 14, 1175 (2002).
- [2] L. Sun, Y. Hao, C.-L. Chien, and P.C. Searson, *IBM J. Res. & Dev.* 49, 79 (2005).
- [3] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, and F. Petroff, *Phys. Rev. Lett.* 61, 2472 (1988).
- [4] T. Kawahara, *International Solid-State Circuits Conference*.480(2007).
- [5] I. G. Baek,*International Electron Devices Meeting*.750(2005).
- [6] T. Y. Chung, *Ph.D. Thesis, Natl. Chiao Tung University, Taiwan (2009)*.
- [7] P.S. Liao, *Master thesis, Natl. Chiao Tung University, Taiwan (2010)*.
- [8] M. Chandra Sekhar, C. C. Wang, G. C. Han, and W. S. Lew, *J. Appl. Phys.* 111, 07B723 (2012).
- [9] S. S. P. Parkin, N. More, and K. P. Roche, *Phys. Rev. Lett.* 64, 2304 (1990).
- [10] J. F. Gregg, I. Petej, E. Jouguelet and C. Dennis, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 35, 122 (2002).
- [11] H. Zabel,*Superlattices and Microstructures* 46, 541 (2009).
- [12] H. C. Wang, *Master thesis, Natl. Chiao Tung University, Taiwan (2011)*.
- [13] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, *Phys. Rev. B* 39, 4828(1989).
- [14] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics, John Wiley and Sons, New Jersey,(2005)*.
- [15] B. Leven and G. Dumpich, *Phys. Rev. B* 71, 64411 (2005).
- [16] A. Aharoni, *J. Appl. Phys.* 63, 5879 (1988).
- [17] J.A. Osborn, *Phys. Rev.* 105,1479 (1957).
- [18] A.Aharoni, *Introduction to the theory of ferromagnetism, Oxford University Press, Oxford, 2000*.

- [19] C.A.F Vaz, M.Kläui, L.J. Heyderman, D. David, F. Nolting, and J.A.C. Bland, *Phys.Rev. B72*, 224426 (2005).
- [20] X. Liu, J. N. Chapman, S. Mc Vitie, and C. D. W. Wilkinson, *Appl. Phys. Lett.* 84, 4406 (2004).
- [21] E. H. Frei, S. Shtrikman, and D. Treves, *Phys. Rev.* 106, 446 (1957).
- [22] C. Tannous and J. Gieraltowski, *Eur. J. Phys.* 29, 475 (2008).
- [23] A. Ahroni, *J.Appl. Phys.* 82, 1281 (1997).
- [24] S. Goolaup, N. Singh, A. O. Adeyeye, V. Ng, and M. B. A. Jalil, *Eur. Phys. J. B* 44, 259 (2005).
- [25] X. M. Liu, P. Ho, J. S. Chen, and A. O. Adeyeye, *J. Appl. Phys.* 112, 073902 (2012).
- [26] T. Ono, H. Miyajima, and K. Shigeto, *Science* 284, 468 (1999).
- [27] T. Kimura, Y. Itagaki, F. Wakaya, and K. Gamo, *Appl. Phys. Lett.* 78, 4007(2001).
- [28] Z. Qian, R. Bai, and J. Zhu, *J. Appl. Phys.* 109, 103904 (2011).
- [29] B. Riedmüller and U. Herr, *IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS*, 48, 11 (2012).
- [30] J. N. Chapman, P. R. Aitchison, K. J. Kirk, and S. McVitie, *J. Appl. Phys.* 83, 10 (1998).
- [31] M BEDIR, Ö F BAKKALOĞLU, İ H KARAHAN, and M ÖZTAŞ, *Pramana – J. Phys.* 66, 1093 (2006).
- [32] C.H. Bajorek, C. Coker, L.T. Romankiv, D.A. Thompson, *IBM J. Res. Develop.* 18, 541 (1974).
- [33] B.B. Pant, *J. Appl. Phys.* 79, 6123 (1996).
- [34] A.P. Mihai, J. P. Attané, A. Marty, P. Warin, and Y. Samson, *Phys. Rev. B* 77, 060401(2008).