

第二章 文獻回顧

2-1 自旋閥的發展：

2-1-1 巨磁阻效應 (GMR effect)：

1988 年 Baibich 發現在低溫下 $(\text{Fe/Cr})_x$ 多層膜系統隨外加磁場的增加，其電阻的變化率($\Delta R/R$)可達 50%，如圖 2-1 所示[1]。由於此電阻變化率遠大於鐵磁性材料的異向性磁阻 (anisotropic magnetoresistance，簡稱 AMR)，因此稱之為巨磁阻 (giant magnetoresistance，簡稱 GMR)。並且發現隨著 Cr 厚度的改變，磁阻變化率亦會隨之變化。而在之後研究更是發現，在不同的系統{鐵磁層(Fe, Co, Ni)/非鐵磁層(Cr, Cu, Au, Ag...)}_x 中亦會有相同的現象產生，皆可達到數十百分比的電阻變化率。

Baibich *et al.* (1988)

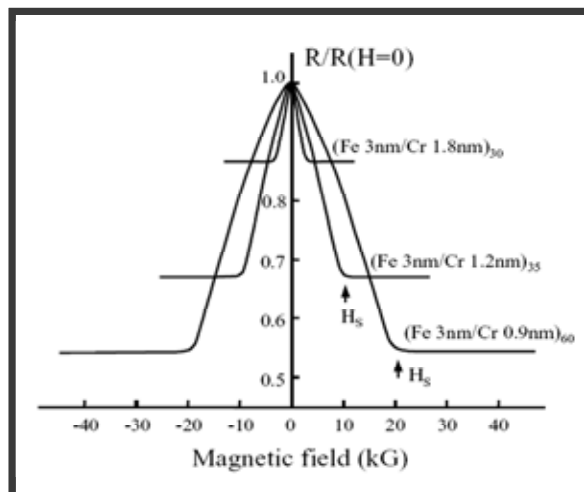


圖 2-1 4.2 K 下，Fe/Cr 多層膜電阻率與外加磁場大小之關係圖。

2-1-2 差異性自旋散射(differential scattering)：

若在兩鐵磁性層(FMs)之間以一非鐵磁性層(NM)隔開，控制非鐵磁層的厚度可以改變上下兩層鐵磁層間的交互作用力，而得到平行亦或是反平行磁化方向的排列，此即為 RKKY 效應(Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida effect)。然而，假如施以足夠大的外加磁場，破壞鐵磁性薄膜之間的耦合作用使之成為平行的磁化方向。而又由於電子進入此鐵磁層與非鐵磁層多層膜中運動時，電子在鐵磁層中被散射的機率與電子自旋方向跟鐵磁層磁化方向有關，此稱為『電子差異性自旋散射』。如圖 2-2 所示，若電子自旋方向與鐵磁層磁化方向相同時($H=H_s$)，電子被散射的機率較小，也就是電阻較小；反之，若電子自旋方向與鐵磁層磁化方向相反時($H=0$)，電子被散射的機會較大，即電阻較大。然而，雖然[FM/NM] \times 多層膜系統具有很好的磁阻變化率，但是由於其飽和磁場約在數百~數千 Oe 之間，在工業界的應用上缺乏實用性。然而在不斷的研究下，1991 年自旋閥結構的發展得以解決此飽和場過大的問題。

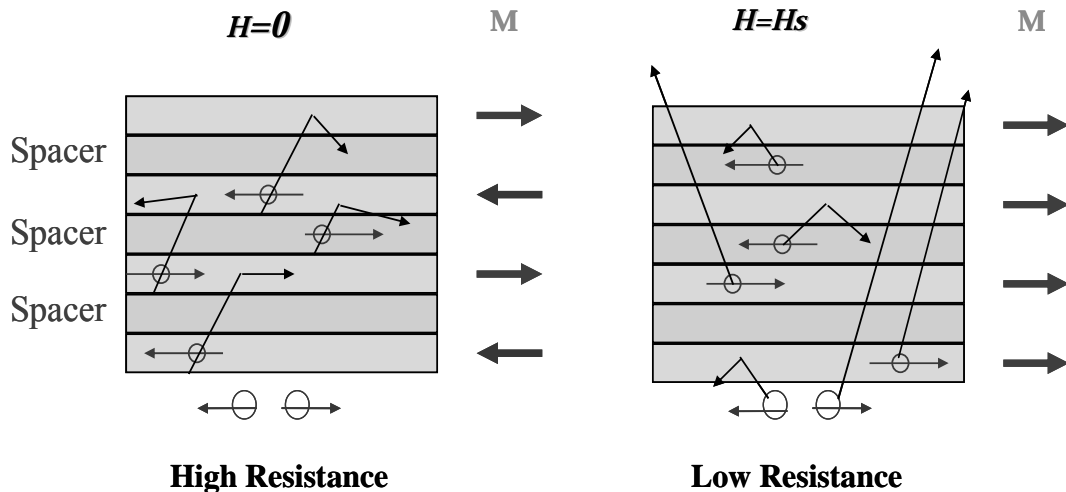


圖 2-2 電子進入巨磁阻多層膜中對鐵磁層磁矩排列方向之關係圖

2-1-3 自旋閥結構的發展及應用：

巨磁阻自旋閥是在 1991 年，Dieny[2]等人提出運用 NiFe 薄膜製程自旋閥系統(spin valve)的想法，將巨磁阻現象的高阻值變化配合 NiFe 合金的低飽和磁場，使其在低磁場下的靈敏度遠比 AMR 磁頭更佳。自旋閥結構一般如圖 2-3 所示由磁性薄膜(Ni、CoFe、Co)/非鐵磁性膜(Cu)/鐵磁性膜/反鐵磁性膜所組成。其中的一層鐵磁性膜(稱做被固定層)與反鐵磁性膜(偏壓層)有磁性交換偏壓作用，因此被固定層的磁化方向被固定在單一方向上。另外的一層鐵磁性膜(自由層)，由於非鐵磁性間隔層的分離，並不會受到偏壓的影響，因此可隨著外加磁場改變磁化方向。當磁場改變時，兩層鐵磁性膜的磁化方向的夾角也跟著改變，此時自旋閥可發展不同的電阻值。關於造成電阻改變的差異性自旋散射(如圖 2-3)。而一般而言，自旋閥結構中磁阻變化率約

在 5~10% 左右。而為了有效提昇磁阻變化率，在鐵磁層中加入奈米級氧化層的方法為大家廣泛討論應用。

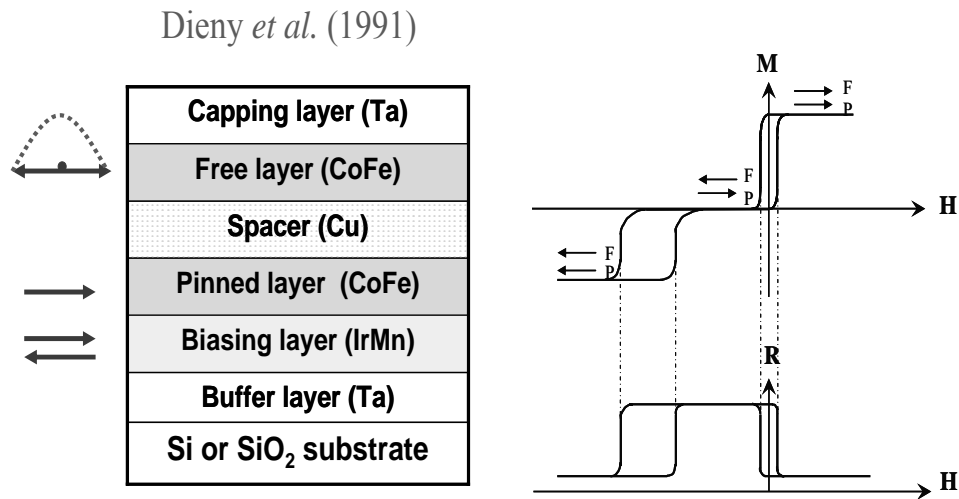


圖 2-3 左圖為一般自旋閥結構之膜層示意圖，右圖則是以磁滯曲線對應至磁阻曲線的示意圖。

2-1-4 奈米級氧化層的作用：

1997 年，Egelholff 提出[3]，在鍍製自旋閥結構的過程中，通入少量的氧氣可以使得 MR 值有提升的效果。MR 提升的原因至今仍眾說紛紜，一般認為，通入氧氣鍍膜可使得晶體內的減少雜質、缺陷以及介面變平整，進而可降低電子進入自旋閥結構中電子散射、磁阻下降等問題。

一般學者普遍相信，當自旋閥結構具有越佳的鏡面反射效果，便有更多的機會使得磁阻變化率大幅提昇。針對此點，Swagten 提出[4]若是間隔層上下鐵磁層的鏡面反射能力均為 1 時，磁阻變化率可獲得

70%的提升。

而沿襲了 Egelholff 的想法，由 Toshiba [5]集團開始了在自旋閥結構中插入所謂奈米級氧化層(nano-oxide layer NOL)的想法，藉著在自旋閥結構中產生自然氧化層，不僅僅可以有效提升 MR ratio，並且具有較佳的交換異向性場(Hex)以及較低的 H_{in} (interlayer coupling)。因此，更多的研究團隊便開始詳細研究不同氧化層位置、材料、氧化方式下對自旋閥性質的影響。

a、奈米級氧化層於自旋閥不同位置之影響：

研究發現藉由在自旋閥結構中插入奈米級氧化層可以使得磁阻值由於鏡面反射效應有效提升。然而奈米級氧化層位於自旋閥結構何處位置可以得到最佳的表現便是接下來研究的重點。

奈米級氧化層主要是夾於被固定層之中亦或是放在自由層中。

被固定層：一般而言，實驗發現當奈米級氧化層放置在被固定層中間時，可以獲得最佳之磁阻變化率表現，並且由於奈米級氧化層的引入使得被固定層相對變薄，可使得交換場變大，再加上奈米級氧化層可以有效阻擋在進行退火時錳擴散[6]的問題，因此將奈米級氧化層放置在此處不但可以有效提升磁阻變化率亦可以防止錳的擴散而提升自旋閥結構之熱穩定性。

自由層：若是在自由層中插入奈米級氧化層，實驗發現此時自由

層之矯頑場(coercivity, H_c)大小較傳統式未加入奈米級氧化層時來得大，一般認為此種結果是來自於自由層與奈米級氧化層產生交互作用力之緣故。然而，在實際磁頭的應用上，自由層矯頑場的大小決定了磁頭的靈敏度，因此，為了改善此一現象，2001年，Fukuzawa[7]提出，在自由層上方加入一層較薄的非磁性層~10Å(一般為使用Cu)，隔絕自由層與上方奈米及氧化層的交互作用力，除了可以降低矯頑場之大小，亦具有提升MR值之效果，此非鐵磁層的引入則是所謂的自旋過濾(spin filter)的作用，不但可以具有以上的效果(MR提升， H_c 下降)亦可以減少自由層的厚度以達到高紀錄密度的目標。

2003年，Hong[8]則發現若是使用氧化物覆蓋層則由於鏡面的效果不明顯並無法提升磁阻變化率，而之後[9]亦發現若是同時在被固定層中以及自由層上方加入奈米級氧化層(MR~18.8%)可以得到僅在被固定層加入奈米級氧化層(MR~15%)來的好。同年Yuasa[10]更是發現在雙自旋閥結構中兩層被固定層均加入奈米級氧化層甚至可以將磁阻變化率由10%大幅提昇至23%。

理論模擬與實驗驗證：2004年，Wang[11]藉由模擬以即實驗的驗證去探討奈米級氧化層處於各個位置得到的表現。如圖2-4所示，奈米級氧化層的位置可分為三部分來做探論：其一為位於被固定層中以及自由層或是過濾層間可以得到磁阻變化率的提升，在此一位置可以

使得電子在間隔層間來回的次數增多，鏡面反射效果較佳，也因此電子對上下兩鐵磁層自旋方向的依存性增加，使得磁阻變化率變大；而第二部分則是對磁阻變化率無影響之位置，如反鐵磁層，緩衝層...等，此部分由於無法有效在間隔層處形成鏡面反射，因此在此處加入奈米級氧化層僅會使得自旋閥因厚度效應產生電流分流而使磁阻變化率稍微下降；而若是將奈米級氧化層放入間隔層間則會造成電子傳遞上的阻礙而甚至使得磁阻變化率的消失。

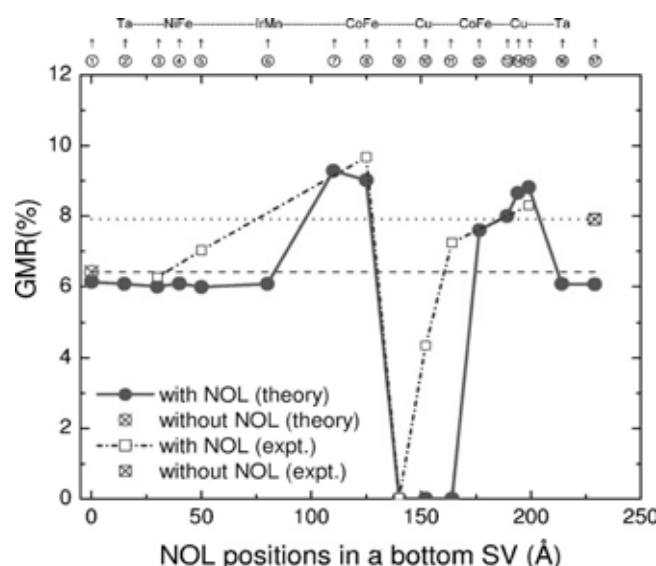


圖 2-4 奈米級氧化層在自旋閥結構不同位置處對磁阻變化率的影響。實線為理論計算值，虛線則為實驗值。(L. Wang Phy. Rev. B 69 p214403)

b、不同材料之氧化層對自旋閥之影響：

2002 年，Mao[12]藉由改變各種不同材料之奈米級氧化物 (CoFeOx, NiFeOx, NiFeCrOx, CrOx, CuOx, NbOx, TaOx, AlOx)，觀察其對自旋閥性質的影響，實驗發現，鐵磁性物質之奈米級氧化層

(CoFeOx, NiFeOx)可使 MR 值獲得較大提升的效果，其中又以 CoFeOx 之奈米氧化物可得最佳之 MR 值；然而非鐵磁性物質則較不明顯。

c、不同氧化方式對自旋閥之影響：

氧化方式的不同會造成奈米級氧化層中結構的改變，研究發現，奈米級氧化層在進行自然氧化時，會得到不連續的氧化層結構[13]，因此對於位於被固定層中間之奈米級氧化層可以有效傳遞交換異向性場至上被固定層；然而，相對於自然氧化的不連續結構，若是奈米級氧化層的形成是利用電漿轟擊所產生，則會形成緻密的結構，而阻絕上下兩層間的交互作用力。使得造成 MR 行為之上固定層無法獲得反鐵磁層所提供的交換異向性，而只會有表現出類自旋閥（pseudo spin valve）行為[14]。然而研究中也發現對特定材料之奈米級氧化層利用離子轟擊[15]或是進行電漿氧化[14]時，自旋閥結構會有特殊的行為的產生，即本論文所著重之九十度耦合效應，而我們也將會在後續的章節中做較詳盡的討論。

2-1-5 低溫量測對奈米級氧化層的影響：

一般而言奈米級氧化層被視為反鐵磁層，然而由於厚度太薄使得尼爾溫度太低使其在室溫下，奈米級氧化層呈現順磁態。因此有些實驗發現在低溫下進行量測會發現許多有趣之行為。Freitas等人[16]發

現自旋閥結構在低溫進行量測，由於上下被固定層間之力量(J_{NOL})與交換異向性大小(J_{exch})接近($J_{\text{NOL}}=0.4J_{\text{exch}}$)，會產生一不正常的隆起並且利用能量平衡是亦符合此一結果。而後進一步改變量測溫度[16]，發現交換場在低於一定溫度後會突然上升，此時即為奈米即氧化物之尼爾溫度。Doi[17]等人更是利用磁滯曲線飽和磁化量隨溫度變化的情形，鑑定奈米級氧化層尼爾溫度的大小，發現在 $\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}$ 中，當Fe的含量增加至26%時，尼爾溫度即會超過室溫。而此點結論也可以讓我們了解在Fukuzawa[15]的 $\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50}\text{O}_x$ 以及本實驗[14] FeO_x 系統中，其奈米級氧化物在室溫下即具有反鐵磁之性質，進而造成下節所提及之九十度耦合力之現象。



2-1-6 九十度耦合力的用處：

自旋閥在作為磁阻元件的應用中，目前主要用在硬碟磁碟機的讀取頭上，後繼的許多研究團隊則是著力於不同製程方法、改變氧化層成分亦或是改善反鐵磁層熱穩定性等。藉由不斷的研究來提升自旋閥元件在磁記錄媒體中的紀錄密度。

然而自旋閥在實際的應用上，為了得到線性的訊號(linear response)，我們是希望被固定層以及自由層是有九十度的夾角，如此一來所得到的磁阻曲線才會是線性訊號。然而，在一般的自旋閥結構

中，被固定層磁矩的方向勢必與退火方向以及反鐵磁層方向相同，而得到一般如圖 2-3 的曲線。因此在實際產業的應用上，必須經由兩次的退火(兩次退火夾九十度)才可以設定自由層以及被固定層磁矩夾九十度，而造成製程上的繁雜性。而在本論文中則提出，奈米級氧化層可以在藉由特殊氧化製程下，只需要經由一次的退火即得到被固定層與自由層夾九十度的結果，因此便可以簡化一般需兩次退火的繁雜性。

2002 年 Fukuzawa[15]提出，利用離子輔助氧化法 (ion-assisted oxidation) 對 $\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50}$ 在不同氧氣含量下進行氧化，發現藉由 $\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50}$ -NOL 層，可以使得上被固定層獲得正交耦合力(twist coupling)而使其磁矩排列在與退火方向夾九十度的位置；然而卻在 $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ 的系統以及自然氧化的情形下觀察不到。而文中對此一情形則無法做合理的解釋。

2003年IBM S.Matt[19]等人亦在 $\text{PtMn}/\text{CoFe}_{10}/\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{CoFe}_{10}$ 系統中亦發現藉由 CoFe_2O_4 陶鐵磁層的作用，會使得上層之 CoFe 層沿著 90 度方向排列；文中並引用能量關係式以及磁性粗糙度的公式發現，在 CoFe_2O_4 層之磁矩高度混亂排列(highly-fluctuation)的情況下，上層之 CoFe 層最低能量態是位於與退火方向夾九十度處。

而本實驗室亦在同時發現[14]利用電漿對 NiFe 進行氧化發現當

四點探針以及震盪磁測儀 (Vibrating Sample Magnetometer, VSM) 量測方向與退火方向夾九十度時，磁阻曲線及磁滯曲線均顯示上層鐵磁層位於九十度位置而呈現擬自旋閥結構的性質。表示此時造成磁阻變化的原因僅來自於上被固定層以及自由層的矯頑場大小差異，此時由於上被固定層受到奈米級氧化層的作用，被固定在九十度位置並使得矯頑場增加，因此在磁阻曲線以及磁滯曲線上均會產生因兩者矯頑場不同而造成的階梯狀 (step) 圖形。

然而由於以上數篇文獻均是以自旋閥多層膜為出發點，無法直接表現出上下被固定層因奈米級氧化層的加入而造成兩層間磁性耦合力的變化，因此在下一章節中我們將從最一開始的交換異向性討論起，進而介紹有關兩層鐵磁層間夾有反鐵磁層亦或是非磁性層所產生的現象。

摘要：

近年來在磁頭工業上隨著自旋閥結構以及穿隧磁阻(TMR)的發展而不斷精進，其中在自旋閥中加入奈米級氧化層的研究也曾引起廣泛的討論，發現 NOL 的引入可以造成鏡面反射的效果，不但可提升自旋閥中的 MR 值並且可以做為阻擋層，避免錳因退火而擴散破壞結構。而在本研究論文中發現，當 NOL 層材料為 NiFe(Py)或是 Fe 時，會得到特殊的自旋閥性質。其中在被固定層中加入 Py 進行電漿氧化時，可以使得上被固定層獲得九十度耦合力呈現擬自旋閥結構性質，並且可有效提升 MR 由 6%至 10%；而若是加入 Fe 進行氧化則，則可以使上被固定層同時獲得一單方向異向性，及九十度耦合力，然而卻無法有效提升 MR 值。然而詳細的研究我們也傾向將膜層減薄，去除自由層，直接進行 AFM/FM/NOL/FM 結構的研究，而在下一章節也將以此為出發點說明在之前的研究所提出的理論，進而試圖解釋本實驗的結果。

2-2 磁性耦合力(magnetic coupling)：

2-2-1 交換異向性(exchange anisotropy)：

1956 年 Meiklejohn 和 Beam 發現在鈷跟部分氧化鈷粒子中(即 Co/CoO 系統中)在強磁場與低溫 ($\sim 77^\circ\text{K}$) 下，Co 的磁滯曲線有異常的偏移現象[20]，亦即，磁滯曲線並非對稱的，而是呈現單方向偏移。他們發現只有在磁場冷卻(field cooling)通過 Néel 溫度之後，Co/CoO 的系統才能展現出交換場。然而，交換異向性的理論模型有很多種，詳細內容將會在接下來的章節中探討。

在此先簡單藉由圖 2-6 簡單的描述之。當外加磁場為正時，在磁場中冷卻至 $T_N < T < T_c$ 的溫度範圍，鐵磁層會沿著外加磁場排列，但反鐵磁層(antiferromagnet)並不受到外加磁場影響，其自旋成隨機散亂分布。 T_N 代表 Néel 溫度， T_c 是 Curie 溫度。然而，如圖 2-5(a)所示，當溫度繼續降至 T_N 以下時，由於界面的交互作用，最接近鐵磁層之反鐵磁層的磁矩將排列成與鐵磁層同向，而其他反鐵磁層的自旋方向將依序排列成反鐵磁性的自旋組態使淨磁化量為零。

當磁場反轉時，即由正變負時，鐵磁性層的磁矩開始有旋轉動作，然而對於足夠大之反鐵磁異向性(antiferromagnetic anisotropy)，反鐵磁層的磁矩方向仍未改變，。因此，在界面鐵磁層-反鐵磁層之

間自旋的介面交互作用，其將試著與反鐵磁層在界面處對鐵磁層作鐵磁或反鐵磁性排成列，換言之，在界面的反鐵磁性層自旋施加了一微磁矩(microscopic torque)在鐵磁層上，使其維持在原來的鐵磁性狀態。如此，為了克服此一微磁矩，當要完全將鐵磁性層之自旋反轉時，則需要更大的外加磁場才能達成如圖 2-5 (b)的狀態。

同樣地，當外加磁場回到原來的方向時，亦有類似的機制發生，因此在整個過程的磁滯曲線會有偏移的現象，此種偏移的結果稱之為鐵磁層與反鐵磁層間的交換耦合作用(exchange coupling)，而磁滯曲線的中心到原點的距離稱為交換場的大小(H_e)。

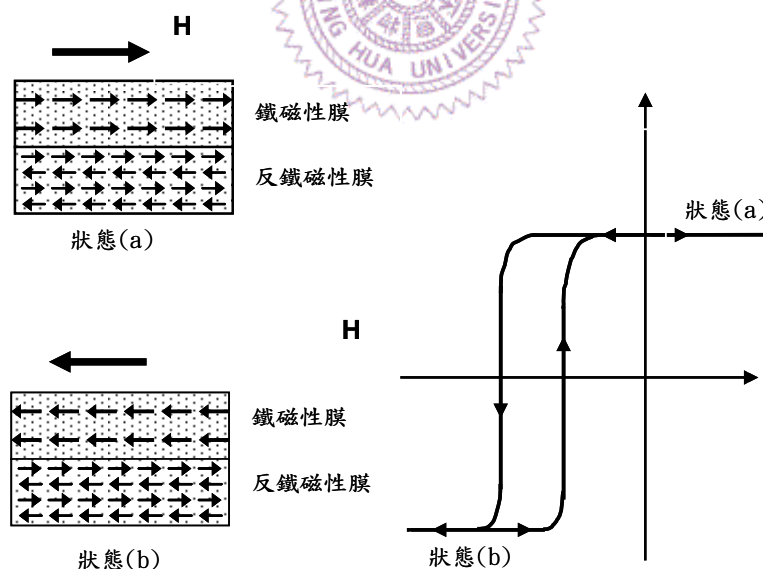


圖 2-5 交換場模型

2-2-2 理想模型 (ideal model) :

Meiklejohn 和 Bean 第一個提出有換交換異向性的模型，如圖 2-6，當我們考慮在反鐵磁與鐵磁層介面是完全平坦的情形時，此時可以藉由平衡 Zeeman 能量，磁晶異向性，交換異向性能來求知鐵磁層克服被反鐵磁層耦合住所需之翻轉場大小。而其關係是如下：

$$E = -HM_s t_F \cos(\theta - \theta_F) + K_F t_F \sin^2 \theta - Ke \cos \theta_F$$

其中， $M_s, t_F, K_F, K_e, \theta, \theta_F$ 表示分別表示鐵磁層的飽和磁化量，厚度，單軸異向性係數，以及界面耦合力係數，外加場與易軸之夾角，鐵磁層與易軸之夾角。

能量式中包含三個部分：(a) Zeeman 能量， $-HM_s t_F \cos(\theta - \theta_F)$ (b) 磁晶異向性， $K_F t_F \sin^2 \theta$ (c) 交換異向性能， $-Ke \cos \theta_F$ 。因此當我們考慮鐵磁層由 $\theta = 0$ 度轉至 $\theta = 180$ 度時，翻轉場之大小可由下式得之。翻轉場大小為：

$$H_{switching} = (2K_F / M_s) + [Ke / (M_s t_F)]$$

上式中第一項表示鐵磁層翻轉的本質磁場 (intrinsic)，而第二項則是鐵磁反鐵磁間產生之交換場大小。因此磁滯曲線中，偏移場的大小即

$$He = Ke / (M_s t_F)。$$

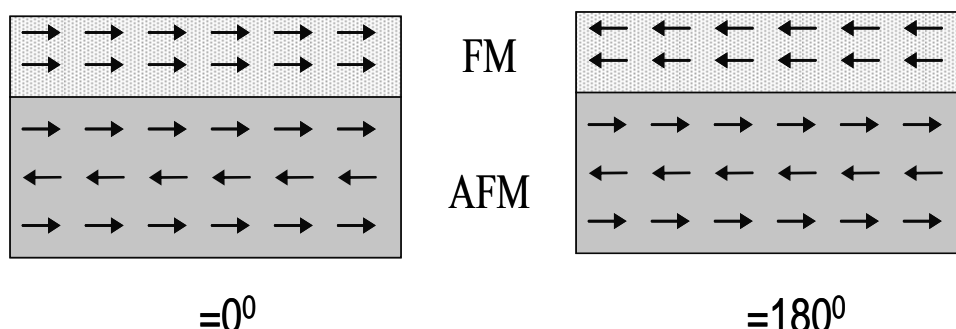


圖 2-6 理想模型下鐵磁層與反鐵磁層磁矩之排列。

然而在實驗的研究上發現，交換場的大小約只有理想模型預期值數分之一左右的大小，因此提出在以下兩種條件下才可以適用理想模型來計算交換場大小：(a)在非補償面(uncompensated plane)的情形下，原子級的平整度下可得到最大的交換場；(b)在補償面(compensated plane)下，界面的粗糙度會增加交換場的大小。然而在實驗上，並無法完整符合上述之條件，因此交換場大小與理論值有出入。

2-2-3 混亂場模型 (Random field model)

因此，Malozemoff 修正[21]理想模型中反鐵磁/鐵磁層間界面為原子級的平整表面，而引入缺陷以及粗糙度等加入討論。如圖 2-7 所示，左右兩圖反鐵磁層的自旋結構均相同，而鐵磁層則是反向排列，因

此，當反鐵磁層與鐵磁層界面出現一原子級的隆起時，可以發現左圖所產生之反平行磁矩對(antiparallel pairs)較右圖來得多(用交叉符號表示之)。而此種粗糙度即會造成介面能的差異

$\sigma = zJ/a^2$ 。其中 z 與反平行磁矩對的多少有關， J 為界面交換場係數， a 則為原子間距。而在統計學上而言，單位面積的 σ 可表示為 σ_i/\sqrt{N} ，其中 $N=L^2/a^2$ 為在界面處的位置數。

而雖然磁區大小 L 的增加可以減少混亂場能量的大小，但是反鐵磁界面異向性能會限制磁區的大小，因此異向性能大小限制磁區壁厚度 $\sim \pi\sqrt{A/K}$ ($< L$)，並且造成額外的介面能 $\sim 4\sqrt{AK}$ 。因此平均的介面交換場能量密度 $\Delta\sigma$ 則為 $\Delta\sigma = \frac{4zJ}{\pi aL}$ ，因此由於介面混亂場能量所得到之交換場大小則為：

$$H_E = \frac{\Delta\sigma}{2M_{FM}t_{FM}} = \frac{2z\sqrt{AK}}{\pi^2 M_{FM}t_{FM}}$$

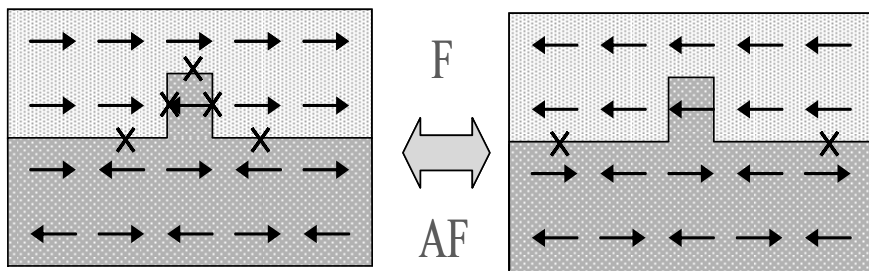


圖 2-7 混亂場模型之示意圖

2-2-4 反鐵磁磁區壁理論模型 (AFM domain wall model)

而後 Mauri[22]等人提出，當鐵磁層在翻轉的同時，由於介面耦合力的作用會牽引著反鐵磁層的磁矩翻轉，然而如此一來則會造成反鐵磁層內部不穩定，因而產生磁區壁已降低能量(如圖 2-8 所示)，因此當鐵磁層的具有之 Zeeman 能大於反鐵磁形成磁區壁的能量時，鐵磁層才有機會翻轉至反向排列。而其中形成單位面積磁區壁的能量為 $2\sqrt{A_{AF}K_{AF}}$ ，鐵磁層具有之 Zeeman 能量為 $H_e M_s t_F$ 。而因此可以得到 $H_e M_s t_F = 2\sqrt{A_{AF}K_{AF}}$ 關係式，而得到交換場大小如下式：

$$H_e = \frac{2\sqrt{A_{AF}K_{AF}}}{M_s t_F}$$

而在此一模型中，乃是假設：(a) 反鐵磁磁區(domain)會在界面產生；(b) 反鐵磁足夠厚，至少須大於磁區壁(domain wall)的厚度；(c) 反鐵磁層內部磁矩翻轉一致。

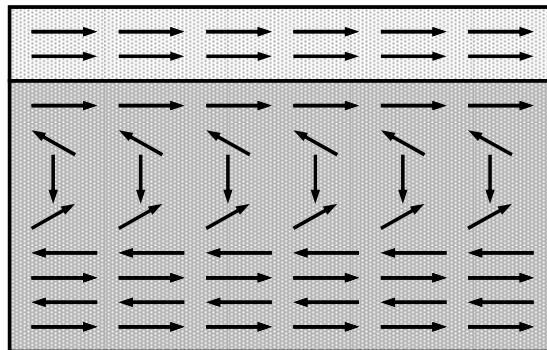


圖 2-8 反鐵磁磁區壁模型之自旋結構示意圖

2-2-5 自旋翻轉(Spin flop)

1997 年, Koon[23]利用微磁學計算在鐵磁反鐵磁補償界面交換異向性的行為, 其計算指出此時界面交換耦合力在兩者夾九十度位置為最穩定態。而其就是所謂的”spin-flop”耦合力。亦即在反鐵磁層與鐵磁層間之自旋電子傾向於垂直排列。如圖 2-9 所示。

而近年來也有越來越多相關的研究, 其中, Shulthess 和 Butler[24]提出了一些與 Koon 模型相違背的理論, 即鐵磁層翻轉時, ”spin-flop”耦合力並不會造成反鐵磁層中磁區壁的產生, 進而產生交換場。而產生交換場的因素乃是來自於在補償面並非完美原子級平整狀態, 藉由此缺陷而形成曲線偏移的現象。

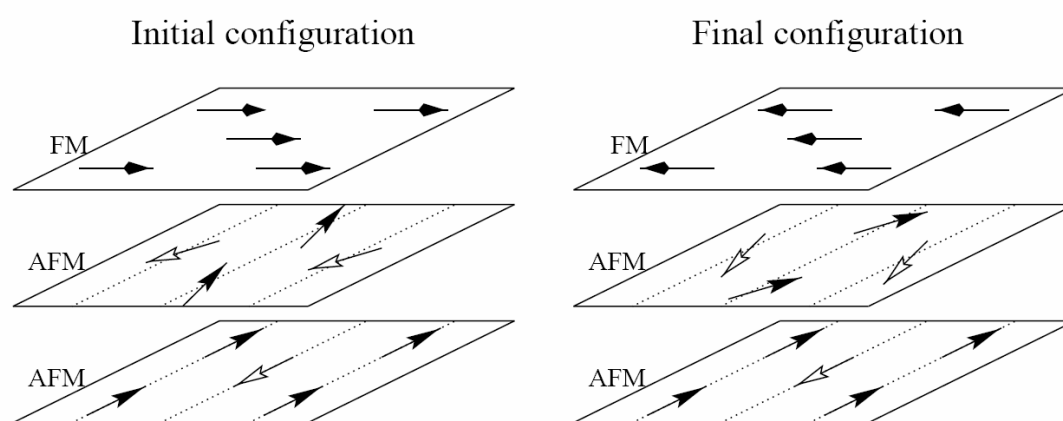


圖 2-9 自旋翻轉模型

總結而言, 在一補償面之 AFM/FM 界面, 一般而言最穩定態位於夾九十度之位置 (Koon), 然而發生交換場之原因乃是來自於界面非原子級的平整而並非鐵磁層在翻轉時, 反鐵磁層內產生磁區壁的緣

故 (Shulthess, contrary to Koon)。相對而言，若是在完美非補償面下，一般如理論預期，反鐵磁對鐵磁之交換異向性，均反應在交換場上，然而就實驗所得之交換場大小而言，比理論預期小許多，其原因乃是來自於界面非原子級平整 (Malozemoff)，因此部分產生補償面之作用而造成 spin-flop coupling，使得矯頑場變大、交換場變小的結果。

2-2-6 FM/AF/FM 耦合力：

上一章節主要是單純考慮反鐵磁層與鐵磁層兩層間(AF/FM)的翻轉行為，然而在本節中，我們考量在反鐵磁層上再疊上一層鐵磁層，形成 FM/AF/FM 結構，藉由能量式的推導以及實驗的結果來更進一步了解各膜層間的翻轉行為。

在理論方面主要是以 Slonczewski 所提出之近磁模型為主，而後 Robert M. White 又在此模型中加入反鐵磁層異向性進行修正以使其模型更加完善。

◎Slonczewski model[25]：

實驗發現，在 FM/AF/FM 三層結構中，當九十度的耦合力(Biquadratic coupling, J_2)大於雙軸耦合力時(Bilinear coupling, J_1)，上下兩層鐵磁層

有機會呈現夾九十度角排列，其原因乃是來自本質的 J_1 項由於介面粗造度或是缺陷造成磁矩散亂排列而使隨厚度正負震盪的 J_1 項完全抵消掉，此時，兩層鐵磁層才能夾九十度排列。而 Slonczewski 也提出以下兩種特殊的機制來說明產生九十度耦合力的原因，其中第一項為外在的影響，任何厚度下皆可得到 $J_2 > 0$ ；而第二項則是考慮本質的機制：

1. 厚度波動模型(Thickness Fluctuations)：如圖(2-10)

第一項的機制乃是結合了隨著間隔層厚度變化下微磁學的現象以及隨著 w 改變時本質 J_1 項的震盪行為。當我們考慮 J_1 項只在 $\theta=0, \pi$ 有貢獻，而又由於界面的起伏排列，會造成在界面處 J_1 項完全抵消，而使兩層鐵磁層傾向九十度排列並且 $J_2 > 0$ 。

其中 J_{2eff} 主要與表面階梯的寬度 L 成正比。並且與兩層鐵磁層厚度及交換異向性係數 A 等有關。 w 為間隔層的厚度， m_1, m_2, D_1, D_2 分別代表上下兩層的磁矩方向及厚度。 θ 為兩鐵磁層間的夾角。

$$J_{2,eff} = [2L(\Delta J)^2 / \pi^3] \sum_{i=1,2} A_i^{-1} \coth(\pi D_i / L)$$

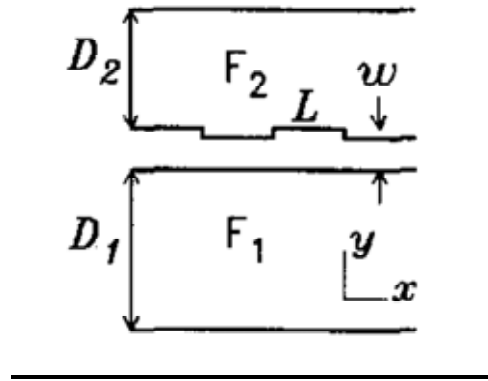


圖 2-10 厚度波動(Thickness Fluctuations)模型 (J.C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. 150 (1995) p13)

2. 近磁模型 Proximity magnetism of a spacer (如圖 2-11)

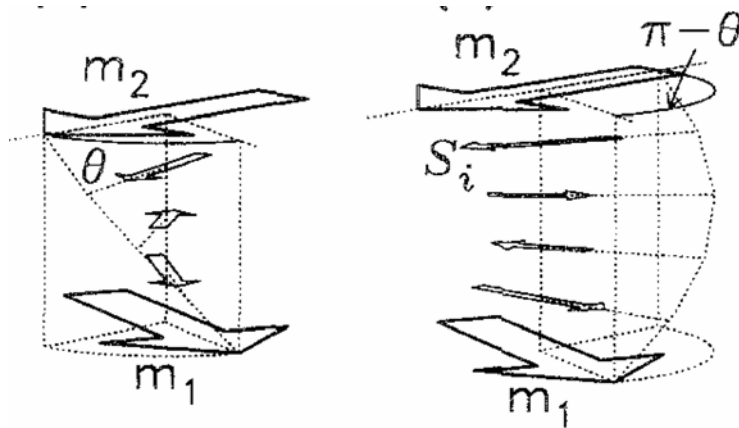


圖 2-11 近磁模型示意圖 (J.C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. 150 (1995) p13)

當我們考慮的有效層與層間交互作用力 K_{ij} ，而 $\varphi_{ij}(>0)$ 為最鄰近的兩個磁矩間 i 層與 j 層間傾向的磁矩排列角度。其中在一波動的間隔層中，具有 m 的原子層，若是耦合力傾向 $m_1 = m_2$ ，則 $\varphi_{i,i+1} = \{\theta\}/m$ ，而當傾向為 $m_1 = -m_2$ 時，則 $\varphi_{i,i+1} = \{\pi - \theta\}/m$ 。之後我們可以將能量式寫為：

$$W_s = C_+(\theta)^2 + C_-(\theta - \pi)^2$$

其中 C_+ ， $C_- (>0)$ 反映出 m_1 ， m_2 間的排列傾向， C_+ 表示 $m_1=m_2$ ， C_- 則 $m_1=-m_2$ 。因此可以藉由 C_+ ， C_- 的比較及，能量的最低化來了解兩層間的排列情形。

- a. 若是間隔層中有孔洞的產生，則會發現 $C_+>0$ 而 $C_-=0$ ，因而上下兩層傾向夾 0 度同向排列。
- b. 而在一高度波動的間隔層介面上，可以令 $C_+=C_->0$ ，此時，則會造成一九十度耦合力(可由能量式對角度的關係圖2-12得知，最低能量態位於 $\theta/\pi=-1/2, 1/2, 3/2\dots$)。

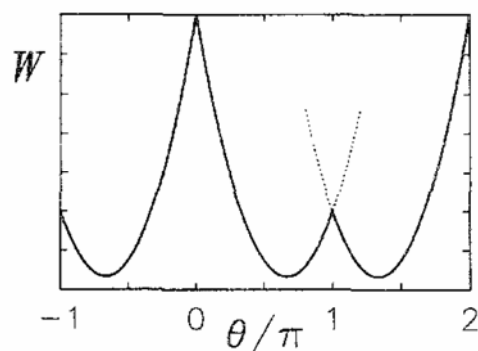


圖 2-12 當 $C_+=C_->0$ 時的能量對角度關係圖 (J.C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. 150 (1995) p13)

◎Robert M. White[26]藉由比較界面耦合係數(J_E)，磁區壁能量(σ_w)以及反鐵磁層厚度(t_{AF})，在 Slonczewski model 中加入界面耦合係數以及磁區壁能等，使此延伸模型變得更為完善。並且，在文中發現九十度耦合力僅會發生在界面耦合係數均小於磁區壁能，並且反鐵磁

層厚度小於磁區壁厚度的情況下。並且，當界面耦合係數越小以及反鐵磁層厚度越薄的情況下，九十度將會更為穩定，亦即九十度與零度處之能量差將會增加。

$$W_s = C_+ E_{sw}(\alpha)^2 + C_- E_{sw}(\alpha - \pi)^2$$

而在實驗上，主要有以下數篇研究發現在 FM/AFM/FM 的系統中，上下兩層鐵磁層夾九十度排列，而各篇也提出了各自系統產生其九十度耦合力的成因：

a. CoFe/Mn/CoFe

Chkarian[27]發現兩 CoFe 層中間夾 4.3 個原子層的 Mn 時，兩層 CoFe 會夾九十度排列，然而藉由比較 CoFe 與 Mn 之淨磁矩在 X 軸及 Y 軸方向的示意圖發現，Mn 之淨磁矩與 CoFe 兩層之淨磁矩夾 23 度。因而提出 Mn 內部一個螺旋狀的結構，因而造成淨磁矩的 23 度夾角。

b. Fe₃O₄/NiO/Fe₃O₄

P.A.A. Van der Heijden[28]發現在 Fe₃O₄/NiO/Fe₃O₄ 的三層膜結構中，當 NiO 厚度至~1.4nm 時，兩層鐵磁層均沿 {110} 系統夾九十度排列，而文中引述 Slonczewski 提出之近磁模型(proximity magnetism

model)並加入反鐵磁內的異向性(K)來解釋此九十度排列。而其原因乃是來自於界面的粗糙度。

c. Ni₈₀Fe₂₀/NiO/Co

Camarero [29]藉由 MOKE 以及同步輻射針對 Co 以及 Ni 做磁滯曲線量測，發現 Co 依舊沿退火方向排列，而 Ni 則是在做九十度量測呈現易軸曲線。文中提到，只有在三層結構之異向性大小 $K_{Co} > K_{NiO} > K_{NiFe}$ 時，Co 沿外加場排列，並決定 Co/NiO 界面處，NiO 磁矩排列方向，然而在 NiO/NiFe 界面處卻由於粗糙度小於磁區壁的厚度因此反鐵磁層無法滿足界面的耦合力，因此造成在此界面處九十度耦合力的產生，即為自旋翻轉結構(spin flop configuration)。

d. Ni₈₀Fe₂₀/FeMn/Co

Chien[30]則提出由於 Co 異向性較 NiFe 大，因此在 Ni₈₀Fe₂₀/FeMn /Co 此一系統中，Co 的方向由退火方向決定，而在 Co/FeMn 界面處之 FeMn 方向與 Co 相同，然而，反鐵磁層 FeMn 內部為一螺旋狀排列，因此隨著 FeMn 厚度的改變，下界面處之 FeMn 磁矩方向不同，因而定義出不同 NiFe 磁矩排列方向。而其中兩鐵磁層夾角關係式為 $\theta = (1.76^\circ / \text{\AA}) * t_{AF}$ ，但是當 FeMn 達一定厚度後，NiFe 必與 Co

反向排列。

摘要：

反鐵磁材料近年來由於磁頭的發展以及其特殊的性質，引起了許多學者的興趣，從最單純的 AFM/FM 系統，到 FM/AFM/FM 三層結構，都引起了廣泛的討論。而在本論文中所探討的部分主要是結合一般的 AFM/FM 層以及 FM/AFM/FM 系統，一般的 IrMn/CoFe 薄膜層由於奈米級氧化層 (NOL) 的插入使得整的膜層的系統 (AFM/FM1/NOL/FM2) 變得更加的複雜有趣。其中實驗發現，藉由 NOL 的插入，我們可以使得上層的鐵磁層轉九十度排列，此時也就是表示在 NOL/FM2 的介面提供出了 Biquadratic 耦合力，而下方之 AFM/FM1 則是提供了單一方向上的磁矩排列。因此我們可以由 Slonczewski model 所說之 FM/AFM/FM 系統藉由粗糙度等因素的引入而得到 J_2 ，亦或是 Camarero 所提出 K 值大小的比較，即 $K_{FM1} > K_{NOL} > K_{FM2}$ 。而在之後的章節中我們將結合實驗及理論的依據解釋本研究所發現的現象，而接下來我們也將結合實驗結果以及理論依據來解釋在本實驗中所發現的現象。