

## 第二章 文獻回顧與原理

本章將對相關的主題探討其原理背景。2-1 節將介紹磁阻、巨磁阻以及反向巨磁阻現象。2-2 節將介紹稀土-過渡金屬的磁性質。最後,2-3 節將介紹磁性隨機記憶體及熱輔助寫入。

### 2-1-1 磁阻簡介

磁阻現象早在一百多年前已被發現,當一導體處在一外加磁場且同時通以一電流,由於移動中的電子受到勞倫茲力(Lorentz force)的作用,其電阻會改變,且在電流平行磁場與電流垂直磁場兩種不同狀態下,其電阻的改變值有所不同。如果此導體同時也是磁性物質,那麼磁阻現象就會更為明顯,例如塊材的  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ ,其磁阻變化率(MR ratio)最大約為 5%~6%。此種和電流方向與磁場方向有關的磁阻變化,我們稱為異向性磁阻(anisotropy magnetoresistance, 簡稱 AMR)。

Hunt [1] 在 1971 年首先提出將 AMR 原理應用於磁性讀頭,而到的 1991 年 IBM 則真正將這觀念應用於硬碟機的讀頭。當初 AMR 磁頭的結構為  $100\sim 300\text{ \AA}$  的  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  薄膜,而操作原理則是利用儲存媒體產生的磁場作用到 NiFe 薄膜上而產生磁阻變化,因此我們可以藉由磁阻的變化來讀取儲存於記錄媒體上單位位元的磁矩方向。

## 2-1-2 巨磁阻效應(Giant Magnetoresistance Effect)

在 1988 年, Baibich 等人利用分子束磊晶鍍製出來的[Fe/Cr]多層膜系統,且他們發現此多層膜系統在無外加場狀態下,各磁性層磁矩的排列為反平行態排列,此時會得到相對高的電阻。當施加一外加場於此多層膜系統下,電阻就會隨外加場增加而下降,進而達到一穩定的低電阻態。因為此磁阻變化率高達 50%,遠大於 AMR 所產生的磁阻,所以被稱為巨磁阻( giant magnetoresistance, 簡稱 GMR) [2]。

圖 2.1 顯示在 4.2K 的低溫下,量測[Fe/Cr]多層膜系統中,不同 Cr 的厚度對磁阻的變化的影響[2]。由於 Ruderman-Kittel-Kasuya-Tosida (RKKY)效應[3][4]的影響,當[Fe/Cr]多層膜系統中 Cr 被控制在特殊的厚度下,鄰近 Fe 膜層的磁矩則會呈現反向排列的狀態,如圖 2.2(a)所示。當我們施以一外加場,且此一外加場足以克服 RKKY 效應時,Fe 膜層的磁矩就會呈現平行排列,如圖 2.2(b)所示,在此同時此多層膜系統的磁阻會迅速地往下降,達到一相對低的電阻態。當此一現象被發現後,人們就開始追尋此現象後面所存在的物理意義。

一般而言,人們認為此一現象可以用差異性自旋散射理論[5](電子在磁性物質中散射的機率與磁化方向有關)來解釋,當磁化方向與電子自旋方向相同時則散射機率較小,此時所呈現出來的電阻較小,反之若是磁化方向和電子自旋方向反向時則散射機較大,此時則電阻較高。

因此,當無外加場時,反平行的磁化方向使得大部分的電子在通過多層膜系統時皆會受到散射,此時呈現高電阻態。當外加場將磁矩飽和時,即鐵磁膜層的磁化方向為平行時,有部分的電子,其自旋方向與磁化方向一致就可以順利通過多層膜,不被散射,呈現低電阻態,如圖 2.2 所示。

### 2-1-3 CPP 巨磁阻和 CIP 巨磁阻(CPP GMR and CIP GMR)

巨磁阻(GMR)的量測方式,依照量測電流的方向,可分為電流流經平面(current in plane,簡稱 CIP)以及電流垂直平面(current perpendicular to plane,簡稱 CPP),如圖 2.3 所示。CPP 中傳導電子被迫直接流過磁性層,而 CIP 中電子則以漫遊方式往反磁性層,固兩者相較,CPP GMR 所需的面積較小,較適用於高密度記憶體的製作。

**Baibich *et al.* (1988)**

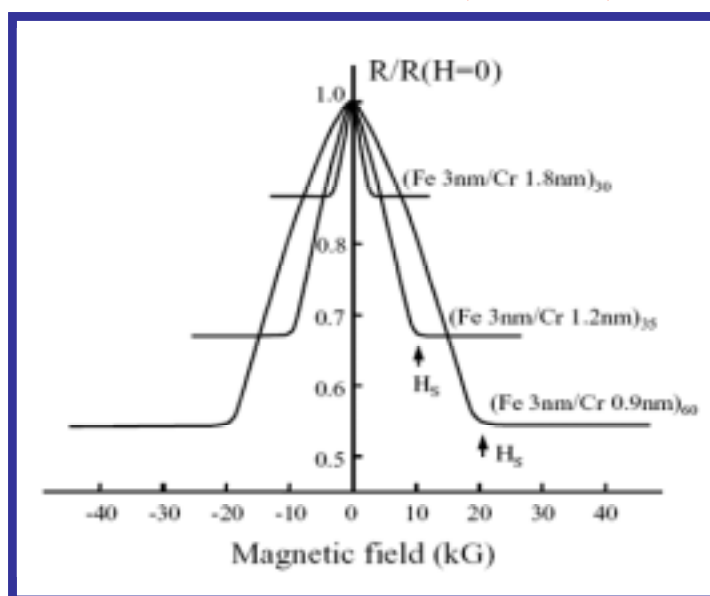


圖 2.1: 最早被發現的巨磁阻效應[2]

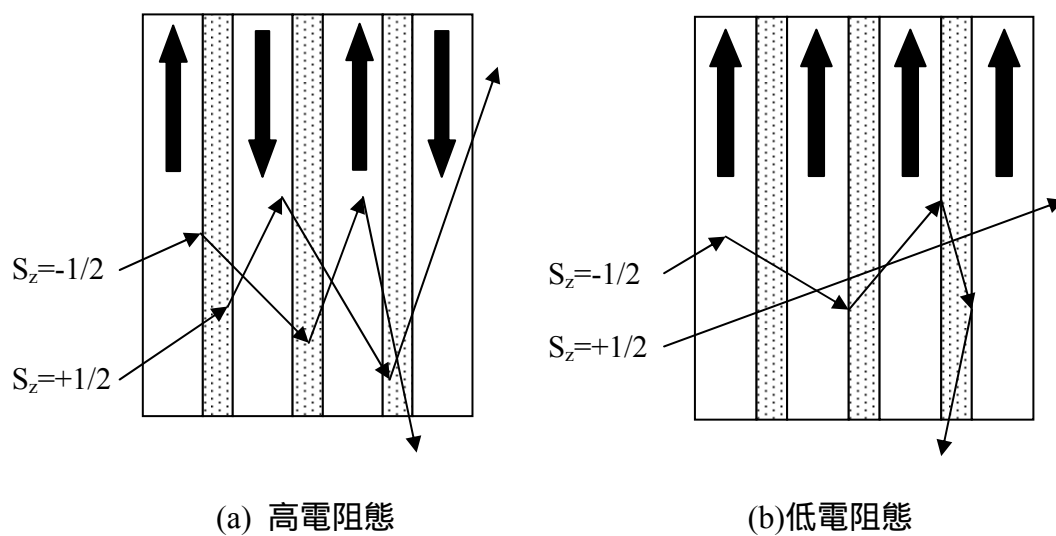


圖 2.2：差異性自旋散射效應。當電子自旋方向與磁化方向相同時,散射機率小;當自旋方向與磁化方向相反時,散射機率大。

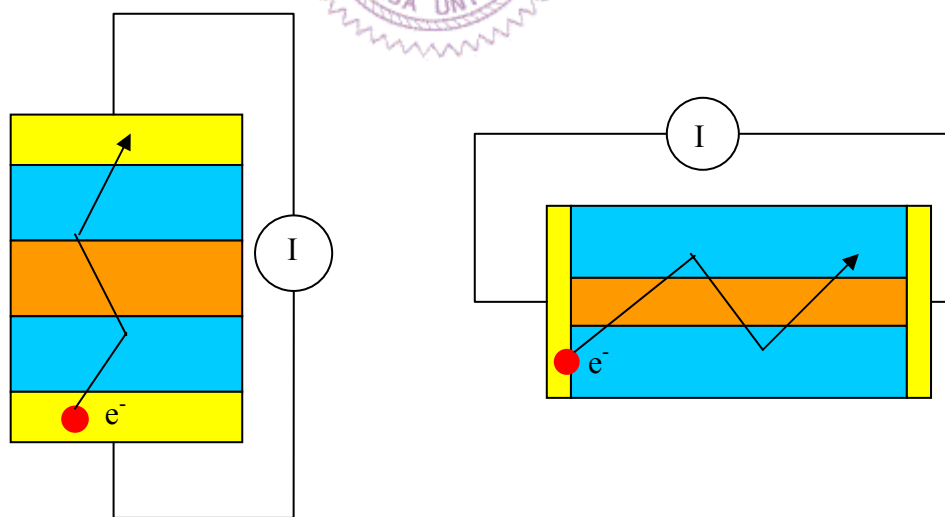


圖 2.3：巨磁阻(GMR)量測方式

## 2-1-4 反向巨磁阻(inverse GMR)

在過去的幾十年裡,巨磁阻現象在過渡元素的多層膜結構及自旋閥結構裡被大幅的研究及報導出來。在一般的巨磁阻現象(normal GMR)所呈現的是:當不同膜層的磁矩相互平行時,我們會得到相對低的電阻值,反之,當各膜層磁矩呈反向排列時,我們則會得到相對高的電阻態,如圖 2.4(a)所示。

人們後來發現,在過渡元素的多層膜中加入稀土族元素[6],或採用稀土-過渡金屬合金[7]會得到不同於一般的反向巨磁阻現象。顧名思義,反向巨磁阻現象(inverse GMR)就是在高外加場下各磁性膜層的磁矩為平行排列,呈現出高電阻態,當各膜層磁矩為反向排列時,反而得到低電阻態,如圖 2.4(b)所示。這樣的反向巨磁阻現象被發表於文獻中,主要有兩篇文章。

一在  $\text{Co}_{65}\text{Fe}_{35}/\text{Ag}/(\text{Co}_{65}\text{Fe}_{35})_{50}\text{Gd}_{50}$  的系統中[6], $\text{GdFeCo}$  為一非金質(amorphous)的陶鐵磁薄膜,因此其次晶格磁矩會傾向反向排列。當  $\text{Gd}$  主導  $\text{GdFeCo}$  的淨磁矩(net moment)方向時, $\text{Gd}$  的磁矩( $4f$  軌域的磁矩)會隨外加場方向排列,此時  $\text{FeCo}$  的磁矩( $3d$  軌域的磁矩)被交互作用力驅使,反平行於外加場,造成上下兩層  $3d$  磁矩在高外加場下呈反平行排列,因為巨磁阻效應主要來至於  $3d$  電子的散射,所以此時產生在高磁場下具有高電阻的結果,如圖 2.5 所示。

另一則是在 $(\text{Co/Dy/Co/Cu/Co/Cu})_n$ 的多層膜系統中,由於和 Dy 相鄰的 Co 與 Dy 交互耦合使得 Co 的磁化方向會與 Dy 呈反向排列,因此藉著控制 Dy 膜層與 Co 膜層的厚度,進而使得 Dy 的飽和磁化量( $M_s$ )大於 Co 的飽和磁化量,如此一來 Co/Dy/Co 這三層的淨磁化量則為  $M_{\text{Dy}} - 2M_{\text{Co}}$ ,當施予一外加場,Dy 的磁化方向就會與外加場方向平行,反之,在 Dy 兩側的 Co 的磁化方向,則會與外加場方向相反。

如圖 2.6 所示,我們可以將 Co/Dy/Co 當作一個薄膜群組,其淨磁矩方向與 Dy 的磁矩方向相同,當外加場加到正向飽和時,中間層 Cu 上下的 Co 磁矩排列的方向相反,因而造成較大的電子散射,所以形成高電阻態。當外加場減小,Dy 磁矩翻轉,在 Dy 兩側的 Co 磁矩因為交互耦合的關係,也跟著 Dy 翻轉,進而使得中間層 Cu 上下的 Co 磁矩呈同向排列,如此就造成了低電阻態。

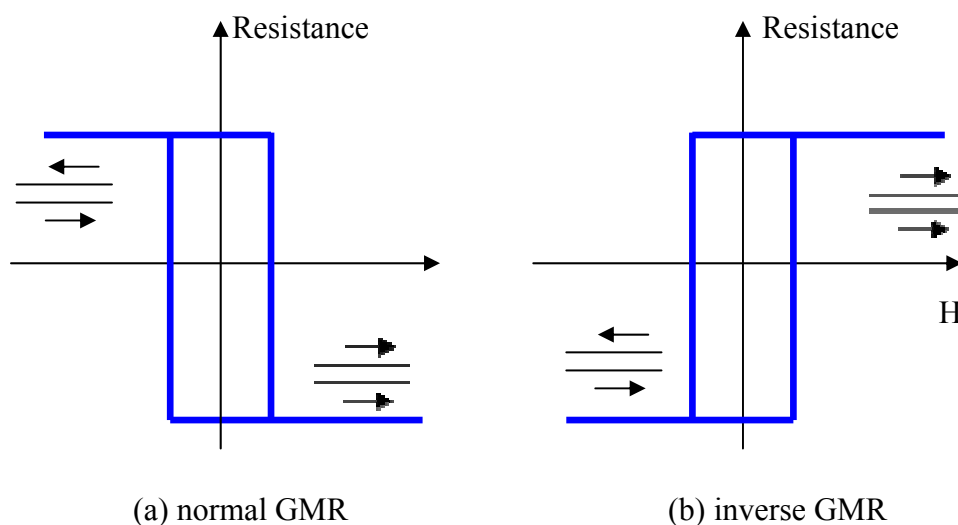


圖 2.4 : 巨磁阻-外加場曲線圖 (M-H loop)

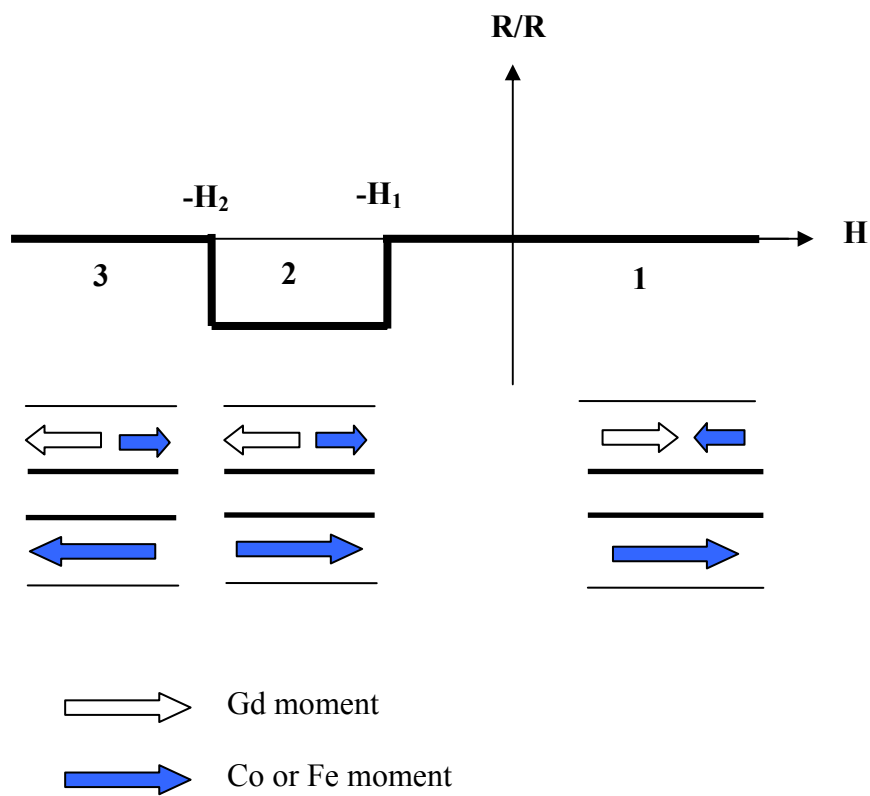


圖 2.5 :在非晶質結構中的反向巨磁阻結構

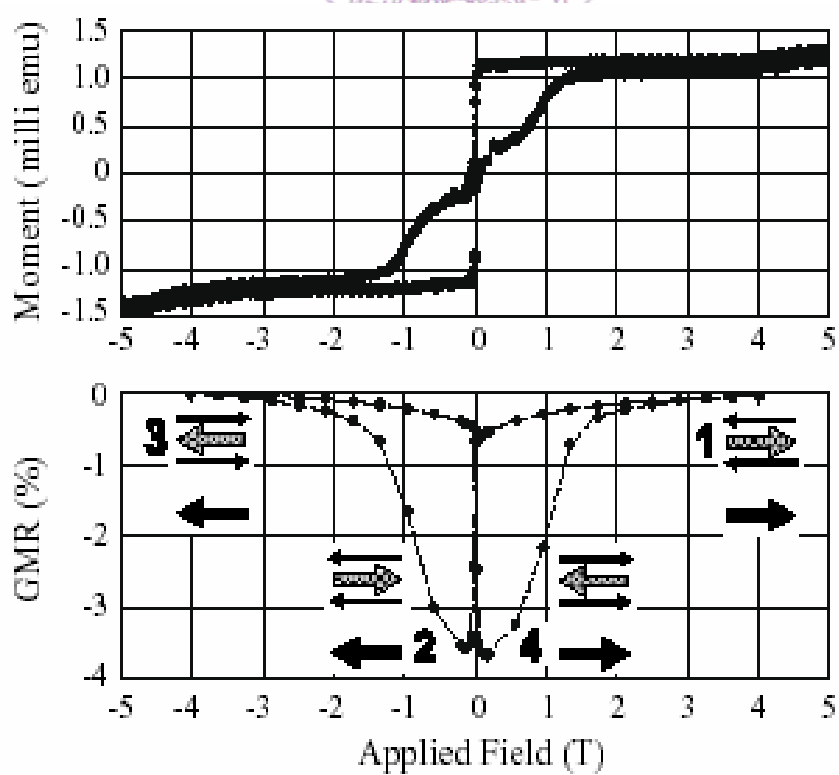


圖 2.6 : Co/Dy/Co/Cu/Co 多層膜中,磁矩變化與磁阻變化和磁場之對應圖

## 2-2 稀土-過渡金屬合金的特性

### 2-2-1 RE-TM 簡介

稀土-過渡金屬非晶質薄膜是屬於陶鐵磁體(ferrimagnetism)的結構,同時含有重稀土元素(heavy rare-earth,例如: Gd, Dy...,簡稱 RE)及過渡金屬(transition metal,簡稱 TM),且此兩次晶格的磁化方向呈反平行排列[8],由於此材料具有垂直異向性、非晶質結構、熱穩定性佳、高的柯爾效應(Kerr effect),所以稀土-過渡金屬薄膜早在 1990 年代就被廣泛應用於磁光記錄媒體(magneto-optical recording)。此材料系統的磁性質特點;例如:矯頑場( $H_c$ )、飽和磁化量( $M_s$ )、補償溫度點( $T_{comp}$ )及居禮溫度點( $T_c$ ),會隨著組成調變而不同,意即可經由組成成分的變化調整其磁性質。

### 2-2-2 稀土-過渡金屬

稀土-過渡金屬的研究可以追溯到早期永久磁鐵(permanent magnets)的研發,早在 1960 年代  $GdCo_5$  就被應用於永久磁鐵上。重稀土元素(例如: Dy、Tb)擁有高的磁矩但其居禮溫度卻非常低,導致無法使用。因此人們就結合稀土元素及過渡元素形成了稀土-過渡金屬合金,目的是想藉由稀土與過渡金屬間的交互耦合力來提昇稀土元素的居禮溫度,進而達到在室溫下稀土元素仍然保有其高的磁矩。如果使用的是重稀

土元素(heavy rare-earth,簡稱 heavy RE),其磁矩會與過渡元素的磁矩呈反平行的交互耦合[8],而將重稀土元素改為輕稀土元素(light rare-earth,簡稱 light RE)時,其磁矩才會與過渡元素的磁矩產生平行的交互耦合,如此才可應用於永久磁鐵,最典型的例子就是  $\text{SmCo}_5$  磁鐵,其擁有相當大的磁能積,相當適用於永久磁鐵。

為何使用輕稀土元素與重稀土元素會有如此大的差異,接下來利用韓德定律(Hund' rule)及量子理論來做說明[9]。

1. 韓德第一法則(Hund' first rule):

總自旋磁矩  $S$ (spin angular momentum quantum number)越大,則系統總能量越低。



2. 韓德第二法則(Hund' second rule):

總軌道磁矩  $L$ (orbital angular momentum quantum number)越大,則系統總能量越低。

3. 韓德第三法則(Hund' third rule):

電子數少於滿層半數:  $J = |L - S|$

電子數大於滿層半數:  $J = |L + S|$

電子數等於半滿時: 基態為  $L=0$   $J=S$

基於以上理論,輕稀土元素的電子數少於滿層半數,所以  $J = |L-S|$ , 這意味著  $L$  與  $S$  反向,而重稀土元素的電子數則大於滿層半數,所以  $J = |L+S|$  這代表其  $L$  與  $S$  同向。且稀土元素的  $S$  與過渡元素的  $J$  是反平行耦合[8]。因此,對於重稀土-過渡金屬而言,其重稀土元素的磁矩會與過渡金屬的磁矩反平行排列,如圖 2.7(a)所示。在輕稀土元素中,由於一般  $L$  通常會比  $S$  大,所以  $J$  會與  $S$  反向,所以對輕稀土-過渡金屬而言,其輕稀土元素磁矩會與過渡金屬的磁矩平行排列,如圖 2.7(b)所示。

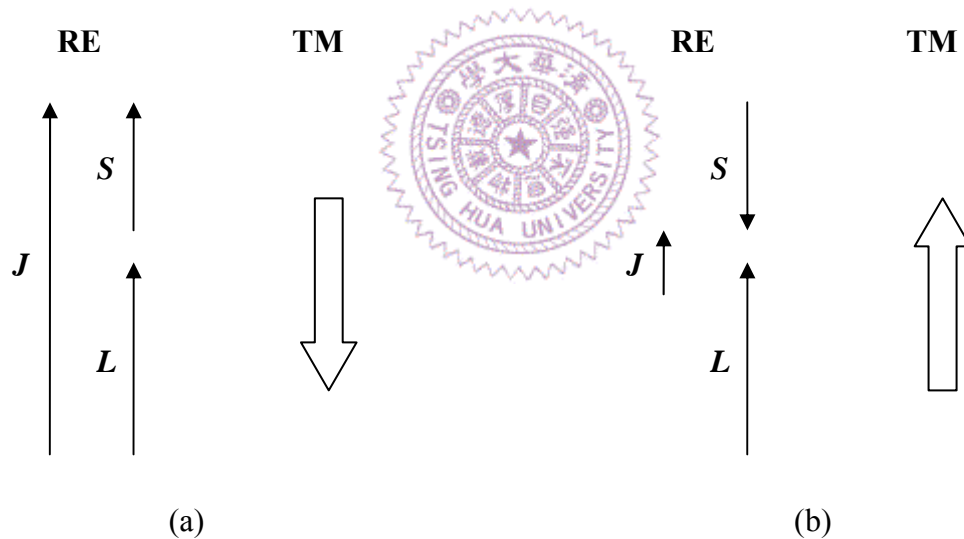


圖 2.7 : (a) heavy RE 與 (b) light RE 的磁矩交互耦合圖示

### 2-2-3 稀土-過渡金屬合金之成分對磁化量與矯頑場之關係

重稀土-過渡金屬化合物(例如: TbFeCo、DyCo、GdCo...等)長期以來應用於磁光記錄媒體(MO recording),所以其性質已被了解的相當透

徹[10]。由於重稀土-過渡金屬化合物為陶鐵磁體(ferrimagnetism)所以其磁性質跟其成分具有相當大的關係。其淨磁矩並非為重稀土磁矩與過渡金屬磁矩的合,而是這兩個磁矩的差。

因此重稀土-過渡金屬化合物的淨磁矩大小可表示為:

$$\mathbf{M}_{\text{net}} = | \mathbf{M}_{\text{RE}} - \mathbf{M}_{\text{TM}} | \quad (1)$$

$\mathbf{M}_{\text{net}}$  代表淨磁矩,  $\mathbf{M}_{\text{RE}}$  代表重稀土元素的磁矩,  $\mathbf{M}_{\text{TM}}$  代表過渡金屬的磁矩。

圖 2.8 為稀土-過渡金屬合金之成分對磁化量與矯頑場之關係圖,在磁化量為零的那點我們稱為成分補償點(composition compensation point),在此點代表重稀土磁矩與過渡金屬磁矩大小相等、方向相反。依據磁矩的觀念:

$$\mathbf{L} \text{ (torque)} = \mathbf{M} \text{ (Magnetic moment)} \times \mathbf{H} \text{ (field)} \quad (2)$$

可知在成分補償點的地方,由於總磁化量為零,所以此時對應的矯頑場應該是無限大。當成份遠離成分補償點時,磁化量會增加而矯頑場也隨之減小。當重稀土元素 (RE)的成分高於成分補償點時,整個合金之磁化量由 RE 次晶格的磁矩主導,此時我們稱為 RE-rich。反之,當 RE 的成分低於成分補償點,整個合金的磁化量由 TM 的磁矩主導,我們稱為 TM-rich。

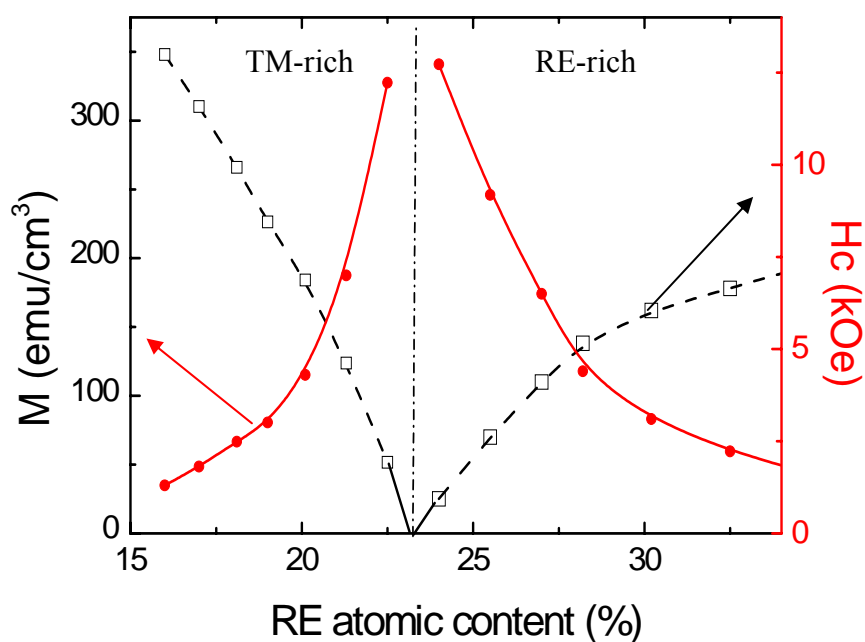


圖 2.8：稀土- 過渡金屬合金之成分對磁化量與矯頑場之關係圖

#### 2-2-4 典型稀土-過渡金屬合金之磁性質與溫度關係

另一個稀土-過渡金屬合金的重要特性就是其磁性質與溫度的關係。稀土-過渡金屬合金之溫度對磁化量與矯頑場的關係曲線圖如圖 2.9 所示。由於 RE 及 TM 兩個次晶格之磁化量都是溫度的函數,且兩者對溫度的反應並不相同。一般而言, $M_{RE}$  對溫度的變化較  $M_{TM}$  來的敏感 ;  $M_{TM}$  則大致為固定值,直到達到居禮溫度點( $T_c$ )才会有大量下降的情況[11], 又因兩者磁矩呈反平行排列,在某一溫度點時  $M_{RE}=M_{TM}$ , 此時兩次晶格的磁化量互相抵消,此溫度點我們稱為溫度補償點 (Compensation point, 簡稱  $T_{comp}$ )。當溫度低於  $T_{comp}$  時,RE-TM 合金為 RE-rich 狀態,一旦溫度高於  $T_{comp}$  後,RE-TM 合金就由原先的 RE-rich

變為 TM-rich, 但是並非所有的稀土-過渡金屬合金都具有溫度補償點, 必須是原本成分控制就處在 RE-rich 狀態的 RE-TM 合金才具有  $T_{\text{comp}}$ 。所以如果在室溫下為 RE-rich 的 RE-TM 薄膜, 一經升溫其淨磁化量會先隨溫度上升而減少, 但當溫度越過  $T_{\text{comp}}$  後, 其淨磁化量則會隨溫度繼續上升而增加, 直到到達  $T_c$ 。而這現象如果反映在矯頑場( $H_c$ ) 則是:  $H_c$  起初會隨溫度上升而變大, 當溫度越過  $T_{\text{comp}}$  後,  $H_c$  會隨溫度持續升高而下降, 直到到達  $T_c$ 。如果在室溫下為 TM-rich 的 RE-TM 薄膜, 則其  $H_c$  則會隨著溫度上升而下降, 不會出現上升的情況, 因此我們可以藉由此特性來判別薄膜是屬於 RE-rich 或者 TM-rich。

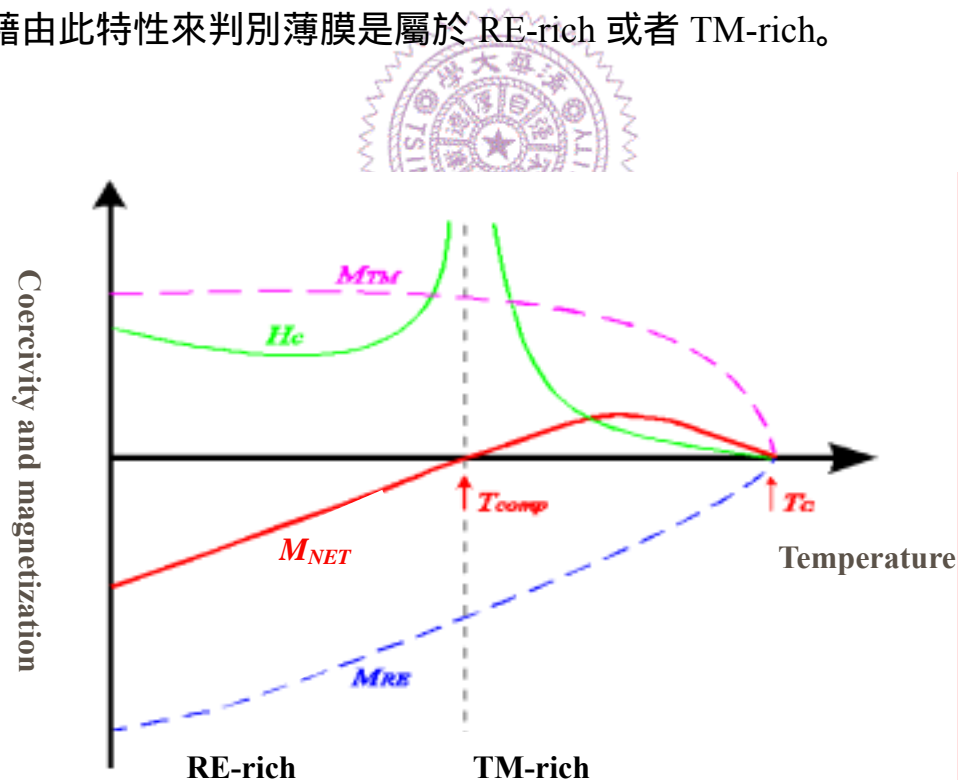


圖 2.9：典型稀土-過渡金屬合金之磁性質與溫度關係

## 2-2-5 稀土-過渡金屬合金之柯爾磁光性質

磁光效應是因為入射光子能量被磁性原子吸收後,造成磁性原子的中間與內層能帶電子因獲得能量而躍遷所形成。光子被吸收後最主要是因為自旋-軌道(spin-orbital)耦合作用及淨自旋極化(net spin polarization)作用。而稀土-過渡金屬合金中的過渡金屬之 3d 軌域電子與稀土元素中的 4f 軌域電子都有明顯的軌域耦合和淨自旋極化的現象。其中由 3d 軌域躍遷到導帶所需的能量較低(約小於 3eV);而由 4f 軌域要遷至導帶所需的能量則較大(約 7~8eV)[12]。由於目前所使用的雷射的光子均不足以躍遷 4f 軌域的電子,所以稀土-過渡金屬合金中的磁光柯爾效應主要來自於過渡金屬中 3d 軌域的電子訊號。

當線性偏振雷射光照射在磁性材料的表面上,此時由於雷射光與磁性材料之間的作用,由磁性材料所反射回來的雷射光束受到磁性材料磁矩的影響會變成一橢圓偏振光,且此反射回來的橢圓偏振光的長軸與原先入射近來的線性偏振光之間會有一個小角度的夾角,此小角度夾角便稱為柯爾旋轉角(Kerr angle)[9],而具垂直異向性的重稀土-過渡金屬合金其柯爾效應相當的強,一般可以產生超過 0.5 度的柯爾旋轉角[13]。如前面所述,稀土-過渡金屬合金產生的柯爾旋轉角主要來自於過渡金屬 3d 電子的磁矩與線偏振光的交互作用,稀土元素 4f 電子的磁矩則無太大貢獻。

傳統上, 柯爾效應可分為三種: 極向(polar)、縱向(longitudinal)以及橫向(transverse),如圖 2.10 所示

1. 極向柯爾效應(PMOKE):

PMOKE 是指磁化方向垂直膜面,可量測垂直於薄膜表面的磁性質,如圖 2.10(a)所示。

2. 縱向柯爾效應(LMOKE):

LMOKE 是指磁化方向平行於反射平面和薄膜表面,如圖 2.10(b)所示。

3. 橫向柯爾效應(TMOKE):

TMOKE 是指磁化方向垂直於反射平面但與薄膜表面平行,如圖 2.10(c)所示,其缺點為訊號小、雜訊大。

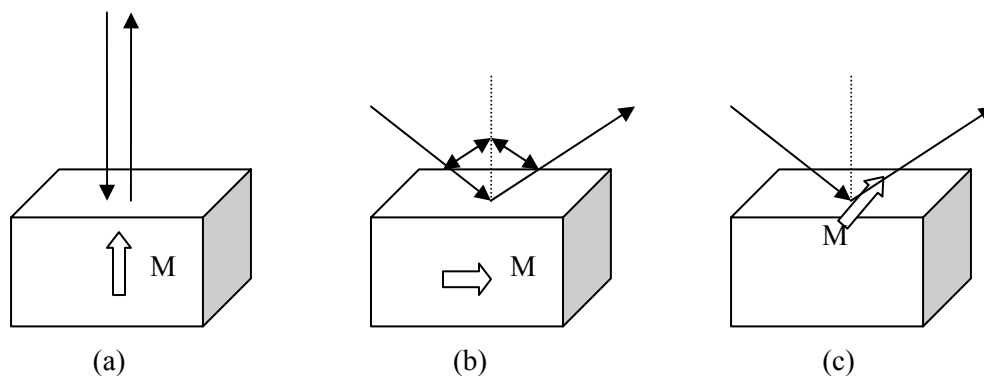


圖 2.10：磁光柯爾效應。(a) 極向柯爾效應(PMOKE) (b) 縱向柯爾效應(LMOKE) (c) 橫向柯爾效應(TMOKE)

## 2-2-6 稀土-過渡金屬合金之垂直異向性

稀土-過渡金屬合金為非晶質薄膜,並不具有晶體異向性(crystal anisotropy),但卻擁有相當大的垂直磁異向性。稀土-過渡金屬合金的垂直異向性來源並非只源於一種異向性的機制,接下來我們將探討幾種可能的機制。

1. Pair-ordering anisotropy: 主要來自於濺鍍薄膜過程中,局部硬力的釋放使得薄膜原子分部不均,原子間鍵結平行於膜面的原子對(atomic pairs)和鍵結垂直於膜面的原子對之原子多寡不一所造成的[14][15][16]。
2. Single-ion anisotropy: 主要來自於非 S 態(non-S state)的離子所造成的。由於其載子分部並非呈球形對稱,因此在 spin-orbital 之間的耦合作用力下會產生局部的優選方向(preferred orientation),此局部的優選方向取決於稀土元素離子的 4f 軌域電子與包圍在其外圍的過渡金屬離子之電位的庫侖作用力[17][18]。
3. Stress-induce anisotropy: 主要來自於薄膜或基板的應力所造成的[13],而應力引出異向性的機制則是來自於反向磁伸縮效應(inverse magnetostriction effect)[19],經由反向磁伸縮所產生的異向性常數可用下列式子表示:

$$K_{\sigma} = - (3/2) (\delta l/l) \sigma \quad (3)$$

$\delta l/l$  代表線性的磁伸縮  $\sigma$  代表平面的壓力

由於重稀土-過渡金屬 4f 軌域的電子分布並非球對稱,所以其具有相當大的磁伸縮。

4. Shape anisotropy(柱狀結構所引起的形狀異向性[20]): 根據柱狀成長模型(columnar growth model),薄膜在溫度補償點時由於總磁化量為零,則其形狀異向性常數應為零,但稀土-過渡金屬在溫度補償點時卻有很大的垂直異向性。因此可知稀土-過渡金屬合金中的形狀異向性能量並不是影響其垂直異向性的主要原因[21][22]。

5. Bond-orientational anisotropy (BOA): 此異向性是因為表面原子鍵結時的異向性而造成耦極-耦極交互作用力而形成的[18]。通常呈反平行態排列的磁矩其排列方式有兩種,如圖 2.11 所示。而從能量耦極交互作用的能量觀點來看:

$$U = -m_{RE}m_{TM}/(r_{RE}+r_{TM})^3, \quad U = 2m_{RE}m_{TM}/(r_{RE}+r_{TM})^3$$

所以磁矩方向和原子鍵結方向互相垂直時( $U$ )遠比互相平行或反平行時的能量( $U$ )來的低很多。因此磁矩方向呈反平行排列的原子多半是以鍵結方向與磁矩方向垂直的型態存在。且對於薄膜表面原子而言,其原子間的鍵結方向大多是與薄膜表面平行,所以當此種原子的磁矩排列是以垂直膜面的方式排列,才是其能量最低態。

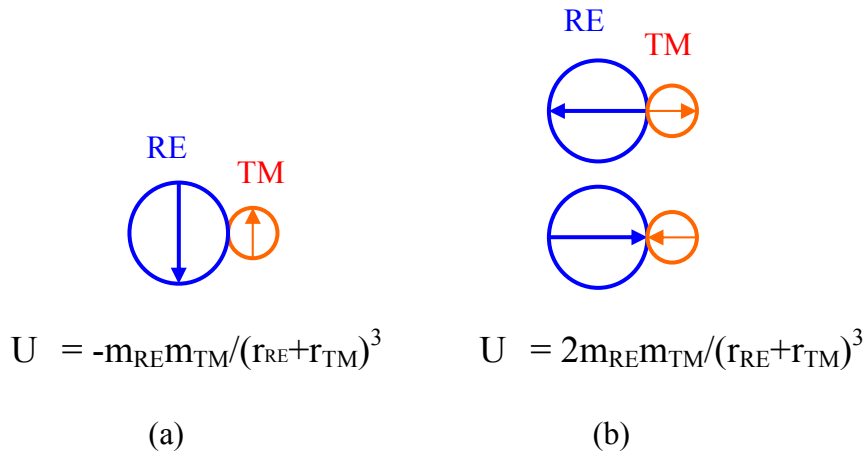


圖 2.11：典型的反平行排列之磁矩之原子鍵結情形

## 2-3 磁性隨機記憶體(MRAM)

### 2-3-1 摘要

隨著個人攜帶式電子產品的逐漸普及與 SOC(System on Chip)的逐漸成熟,人們對於非揮發性記憶體(Nonvolatile Memory)的需求愈來愈強烈,而目前大家所使用的快閃記憶體(Flash Ram)由於速度與容量的限制,在可預見的未來有可能會被市場所淘汰；因此世界各大半導體龍頭紛紛投入新一代非揮發記憶體之開發,其中又以磁性隨機讀取記憶體(MRAM)同時具有高存取速度、高儲存密度、長運作壽命,因此最受各界矚目。

### 2-3-2 MRAM 的發展

磁性記憶體於 1980 年代首次被提出,1984 年 Honeywell 以 AMR 技

術為基礎開發了最早期的 MRAM,當時主要是應用於軍方及航太用途。1988 年 GMR 在室溫時高電阻態的現象發現之初,MRAM 的相關技術發展並沒有大幅的成長,直到 DARPA 開始大量補助 IBM 與 Motorola 進行 MRAM 發展計畫,才有突破性的發展,1995 年穿隧式磁阻(TMR)的出現,更是確定了 MRAM 發展的趨勢。到了 2003 年,Motorola 率先提出 4 Mbit MRAM 樣品領先其他競爭公司,2004 年,Altis Semiconductor 更發表了 16 Mbit MRAM,所以 MRAM 已儼然成為下世代記憶體的第一候選人。

### 2-3-3 MRAM 的基本原理

新一代的 MRAM 主要是利用 GMR (Giant Magnetoresistance) 或 TMR (Tunnel Magnetoresistance)來當作儲存記憶胞。GMR 主要是利用差異性自旋反射(Differential Spin Scattering)來產生磁阻變化的機制；而 TMR 則是利用 Tunneling Effect 來產生磁阻變化機制。雖然此兩種記憶胞的磁阻產生機構不同,但是其電阻對磁場(R-H loop)之特徵曲線圖則相同,如圖 2.12 所示。圖 2.12(a)為一典型準自旋閥結構 (spin valve),在準自旋閥結構中主要是利用上下鐵磁層的矯頑場不同而可以利用外加磁場的變化,使得上下鐵磁層的磁耦極可以形成順向或反向排列。而由圖 2.12(b) R-H 特徵曲線中我們可以發現,當上下鐵

磁層的磁耦極方向呈現順向排列的時候其為一低電阻狀態,而當為反向排列時則為一高電阻狀態。由於其擁有隨外加磁場變化而呈現一高低電阻的差異,我們便可利用此特性來記錄 0 與 1 的訊號進而達成儲存的目的。

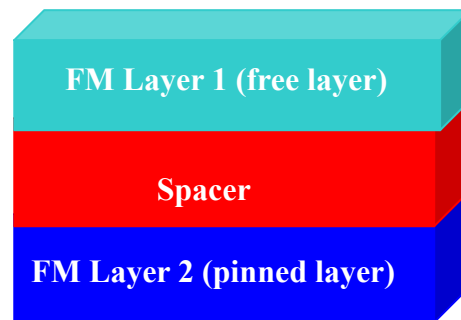


圖 2.12(a)：典型準自旋閥結構

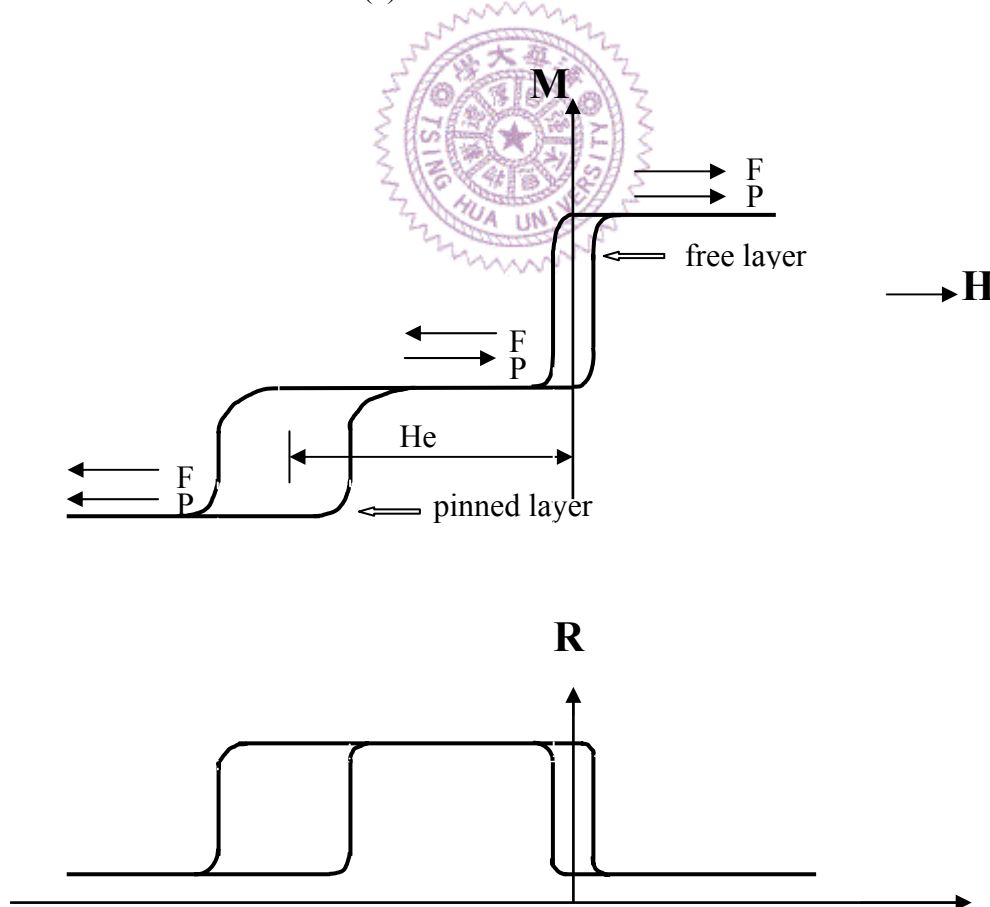


圖 2.12(b)：R-H 特徵曲線

## 2-3-4 MRAM 寫入與讀取機制

相較於其他類型之記憶體,MRAM 主要是利用鐵磁層中的磁化方向來記錄 0 與 1 的狀態,因此寫入與抹除的動作也必須靠外加磁場的作用來達成。MRAM 架構圖如圖 2.13 所示,由圖 2.12 中我們可以知道藉由不同的磁化方向,我們可以達成記憶體中 0 與 1 訊號之儲存。而當我們要進行寫入的動作時,則是利用 Bit Line 與 Word Line 兩者的通力合作來進行一寫入的動作。由圖 2.13 中可知 MRAM 的架構主要是由 Word Line 與 Bit Line 相互交叉而形成的,而當我們需要對其中一特定的記憶包進行寫入的動作時,此要分別對穿過此記憶包的 Bit Line 與 Word Line 施以一電流進而產生一磁場,兩磁場的向量合便可產生一足夠大的磁場來進行寫入的動作;而對於其他由於他記憶包而言,由於它們至多只感受到 Bit Line 與 Word Line 中任一條產生之磁場,相較於此兩條導線所產生之磁場向量合而言,其磁場較小因此不致於使得其磁化方向翻轉而確保只有 Bit Line 與 Word Line 交叉的那顆記憶包(cell)發生寫入之動作。

讀取的動作是對特定的 Word line 與 Bit line 通以微小的電流,藉由電流流經 cell 時,兩鐵磁性薄膜電壓差所對應出來的阻值來決定所記憶的內容(0 或 1)。

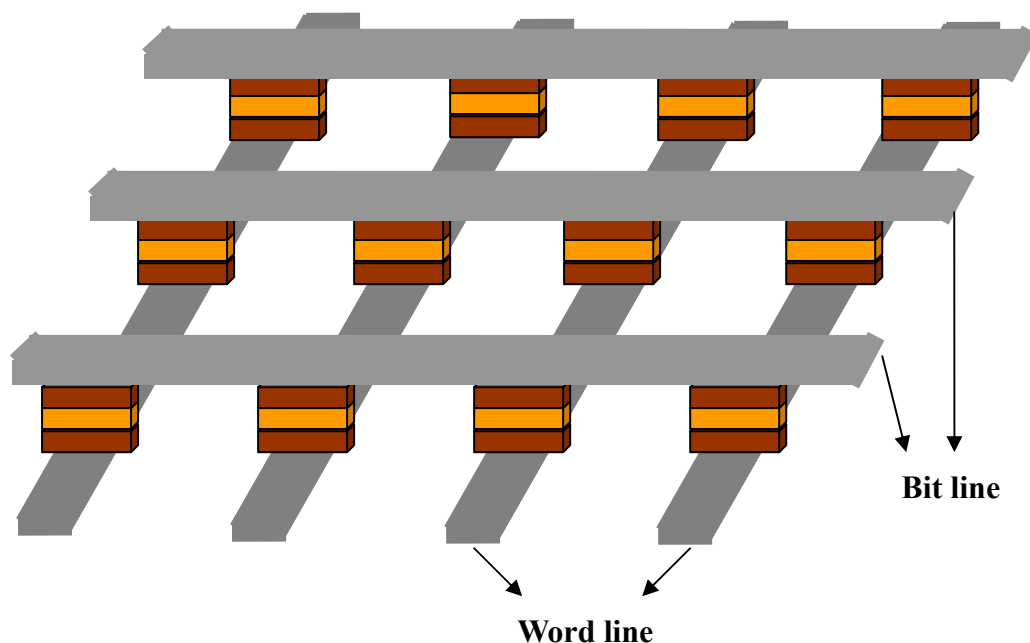


圖 2.13 : MRAM 基本結構

### 2-3-5 垂直式磁性記憶體(MRAM with perpendicular magnetization)

MRAM 的關鍵性技術主要就是在記憶包(memory cell)的製備。現今 MRAM 的記憶包大都採用水平式的記錄方式,但是此方法通常會使記憶包在邊界處產生漩渦狀結構(vortex structure),如圖 2.14(a),此漩渦狀結構的產生,往往會使記憶包在紀錄時是個不可逆(irreversible)的記錄行為。現今一般解決漩渦狀磁區的方式是將記憶包做成長寬比(aspect ratio)為 2:1、3:1...等形狀,利用形狀異向性(shape anisotropy)來降低 vortex structure 的產生[23],但將記憶包的長寬比做大的同時,相對的也在降低記錄密度。但是如果利用垂直式的磁性記憶體,就可以解決

vortex structure 產生的問題,且同時記憶包的長寬比也可以做到 1:1。

Nishimura 在 2002 年利用稀土-過渡金屬合金做出具有垂直磁矩的 TMR cell,其記憶包的長寬比可以做到 1:1,且當其記憶包縮小到  $0.5\mu\text{m}\times 0.5\mu\text{m}$  時,仍然具有相當均勻的磁結構,並無漩渦狀磁區的產生,如圖 2.14(b)所示[24]。由於稀土-過渡金屬合金的差異性電子散射的效應及電子極化率不佳,所以其在中間層  $\text{Al}_2\text{O}_3$  的兩側加了很薄的 CoFe 層,並且利用 CoFe 與稀土-過渡金屬合金的過渡金屬間的交互耦合合力使得 CoFe 的磁矩克服了垂直方向的去磁場(demagnetization field)而站立在垂直方向[25]。

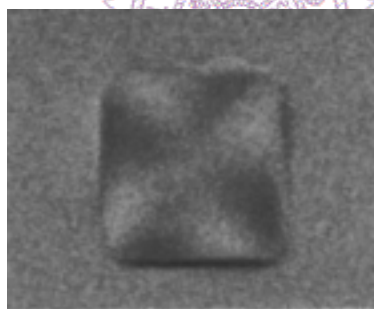


圖 2.14(a) : Vortex structure

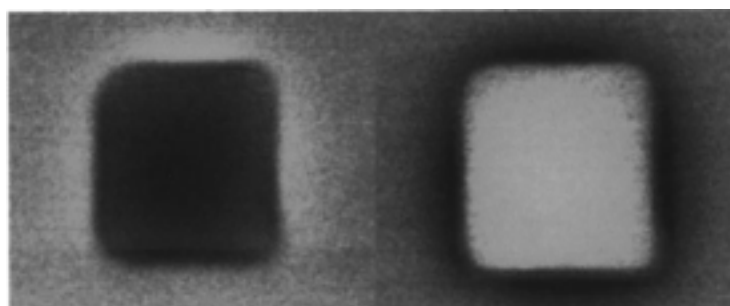


圖 2.14(b) :  $0.5\mu\text{m}\times 0.5\mu\text{m}$  GdFe/FeCo

*N. Nishimura et al, J. Appl. Phys. 91,(2002)*

到了 2003, Garcia 則提出早期應用於垂直紀錄媒體(perpendicular media)的(Co/Pt)多層膜結構來當做垂直隨機記憶體的自由層(free layer)與被固定層(pinned layer), 如圖 2.15 所示,且其可以藉由改變(Co/Pt)的層數及厚度就可以調變(Co/Pt)多層膜在垂直方向的異相性能( $K_u$ )和矯頑場( $H_c$ )[26][27]。不過,上述的兩個方式都具有相同的缺點,就是在室溫時所需要的寫入場(writing field)與現今磁性隨機記憶體所使用的寫入場都要來的大的多,所以必須還得搭配熱輔助寫入(thermally-assisted writing)才可以使其真正適用於磁性隨機記憶體。

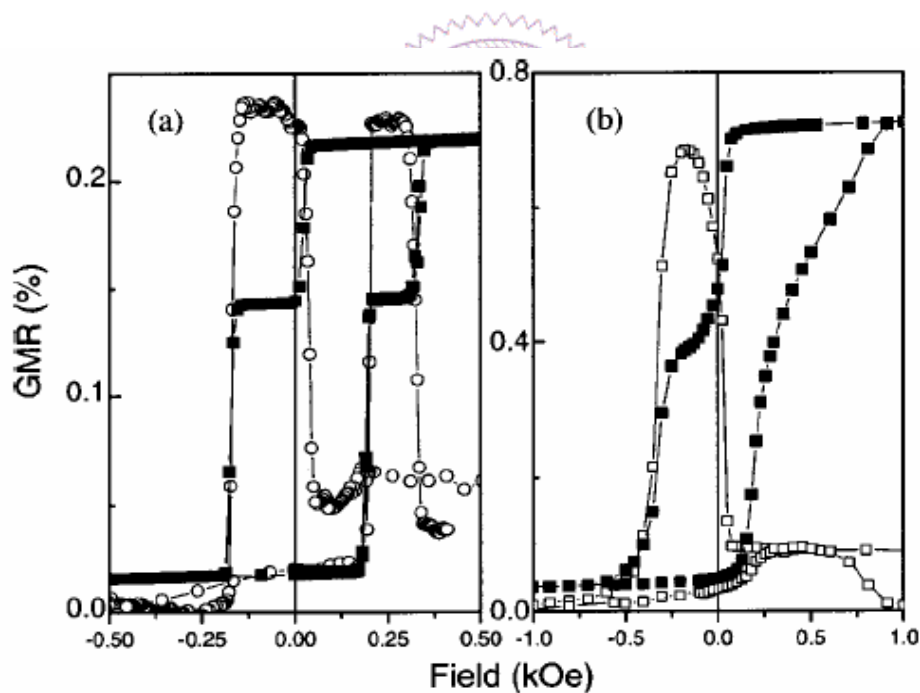


圖 2.15 : Pt/(Co/Pt)<sub>3</sub>/Co/Cu/Co/(PtCo)<sub>3</sub>/FeMn/Pt

*F. Garcia et al., J. Appl. Phys., 93, 10 (2003)*

### 2-3-6 熱輔助寫入(thermally-assisted writing)

最早利用熱輔助的方式來幫助磁訊號的紀錄是在磁光記錄媒體(MO),其原理是利用一雷射光束加熱所要寫入訊號的磁區,使得此一磁區的磁矩受到熱擾動的影響而變的較不穩定,進而使此磁區的矯頑場下降,此時只須通一較小的外加場就可進行磁訊號的寫入,等溫度一下降,矯頑場上升,寫入動作就完成了。

現今已發表利用熱輔助的方式來幫助磁性記憶體的磁訊號寫入的專利,其加熱方式不外乎兩種: 一在記憶包結構內多加一個熱產生器(heating element),當電流流經此熱產生器時就會發熱,並且加熱要進行寫入的磁性層,如圖 2.16 所示[28],另一方式是利用電流通過記憶包時,記憶包內部自己所產生的焦耳熱來進行加熱如圖 2.17 所示[29]。加熱的時間則利用電流脈衝(current pulse)來控制,所需升高的溫度除了跟本身材料的阻值有關外,也可利用電流密度(current density)來加以控制。

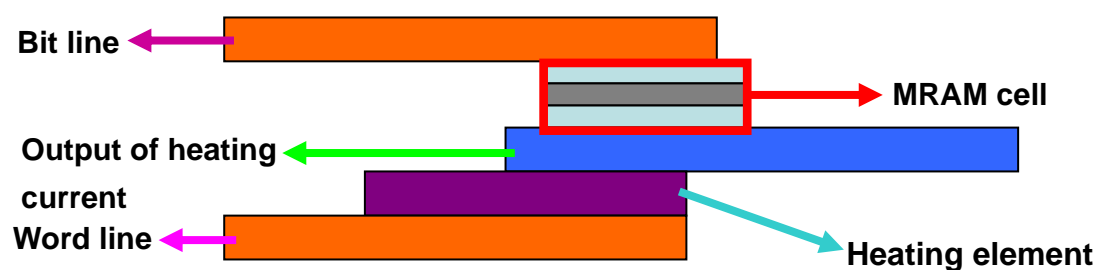


圖 2.16：熱輔助寫入之熱產生器設計

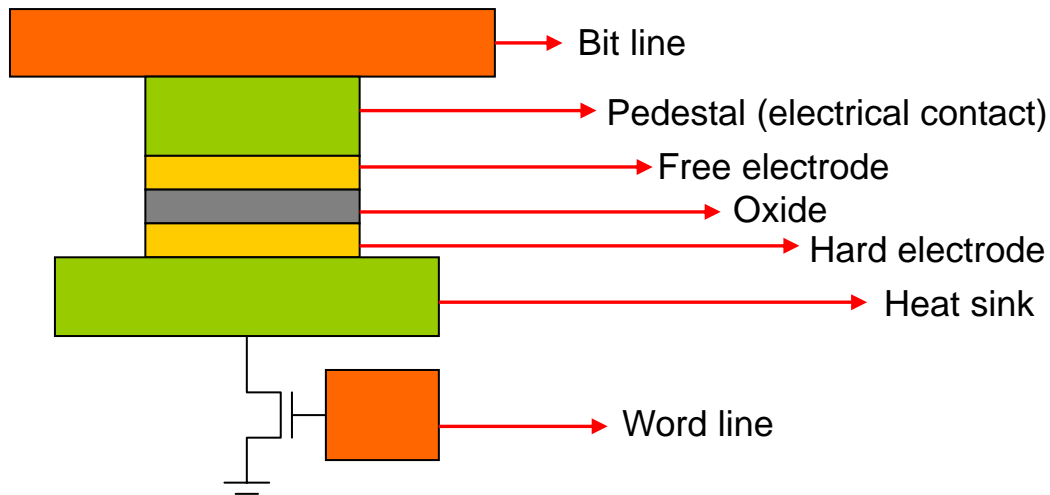


圖 2.17：熱輔助寫入之電流直接加熱設計

2000 年, Beech 最先發表利用電流加熱的方式來輔助磁性隨機記憶體的寫入[30]。到了 2004 年, Jianguo Wang 提出利用雙絕緣層結構(double barriers)來提升電流加熱的效率進而降低加熱時所需的電流密度,同時此結構也可以大大的提升 TMR 的崩潰電壓(breakdown voltage),不過此結構是將磁訊號紀錄於被固定層(pinned layer),因此讀取方式不同於一般的 MRAM,並需要利用 Pseudo-spin valve 的讀取方式[31][32]。

同年, Prejbeanu 則提出雙被固定層結構(double pinned layer),其是採用兩個具有不同 blocking temperature 的反鐵磁層分別固定住被固定層,寫入時,電流所產生的溫度介於兩個 blocking temperature 之間,此時所加的外加場只會使具較小 blocking temperature 的反鐵磁層所固定住的被固定層的磁矩隨外加場的方向翻轉,另一被固定層的磁矩則不

動,如此一來只有一被固定層的磁矩會隨外加場而翻轉,讀取訊號時就會如同一般 MRAM 的讀取方式[33]。

