

第四章 實驗結果與討論

4.1 TbCo/Co(Fe)/Cu/Co(Fe)/TbFeCo 磁性多層膜之巨磁阻現象(GMR)與熱輔助寫入的探討

自從 Fe/Cr 多層膜在 1998 年被發現低溫狀態時具有巨磁阻現象[2], 並在室溫之 Fe/Cr/Fe 三明治結構中發現巨磁阻效應後[36],此現象就被廣泛的研究,近期進而被應用於紀錄媒體之磁頭與磁性隨機記憶體上。在眾多人的研究中,人們改變不同的鐵磁層材料,如 Co、Fe、NiFe[37-39],以及中間非鐵磁層材料,如 Cu、Ru、Cr、Au、Ag[39-42],研究其巨磁阻的來源及其變化大小。在以上的巨磁阻研究中,他們所採用的磁性層薄膜的磁矩都是平行膜面,但是此種特性的巨磁阻磁性多層膜應用於磁性隨機記憶體(MRAM)時,將會面臨到許多的問題。

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),此漩渦狀結構的產生,往往會使記憶包在紀錄時是個非可逆(irreversible)的記錄行為。但如果將記錄方式改為垂直式,則可大大的改善此項缺失[24]。但是隨著記錄密度提昇,MRAM 的記憶包也會隨之越做越小,此時記憶包的穩定性就成了重要的議題。一般,提升穩定性的方式就是將記錄層的矯頑場(H_c)做大,但是大的矯頑場(H_c)往往需要更大的寫入場

(wirting field),進而增加寫入訊號時的困難度。如果寫入訊號時藉由熱輔助的方式,將記憶包的局部溫度升高,以降低寫入訊號時記錄層的矯頑場(H_c),如此就可以大大的降低寫入場的大小。

因此在我的研究系統中,我選用了具有相當高垂直異向性的稀土-過渡金屬合金(RE-TM)作為我的磁性層,來研究其巨磁阻現象。並且藉由調變 RE-TM 的成份來改變磁性層的居禮溫度(T_c),進而達到熱輔助寫入的目的。此外採用 RE-TM 的好處除了它具有很好的垂直異相性外,由於它為非晶質(amorphous)結構,所以可以產生很高的電阻值,有利於熱輔助的方式應用。

4-1-1 垂直巨磁阻效應 (Giant Magnetoresistance with perpendicular magnetization)

首先兩種不同條件的試片分別被鍍製:

試片一：

Tb_{27.7}Co_{72.3} 10 nm/Co 1 nm/Cu 2nm/ Co 1nm/ Tb_{25.2}(Fe₈₀Co₂₀)_{74.8} 10 nm

試片二：

Tb_{28.8}Co_{71.2} 10 nm/Co 0.75 nm/Cu 2 nm/Co 0.75 nm/Tb_{27.4}(Fe₈₀Co₂₀)_{72.6} 10 nm

因為差異性自旋散射(differential spin scattering)的效應在 Tb(Fe)Co 與 Cu 的介面的效果並不好,所以我們在 Cu 的兩側插入相當薄的磁性

層 Co,進而提升其巨磁阻效應。並且由於插入在介面的 Co 與 Tb(Fe)Co 的 Co(Fe)間有很強的交互偶合力,使得介面的 Co 的磁矩也會垂直於膜面,而且其磁矩方向會與 Tb(Fe)Co 的 Co(Fe)的磁矩方向相同[25]。

TbFeCo 與 TbCo 的成份補償點(compensation composition point)分別落在 $\text{Tb}_{22.7}(\text{Fe}_{80}\text{Co}_{20})_{77.3}$ 和 $\text{Tb}_{24.3}\text{Co}_{75.7}$,由此可知,我們所鍍製的 Tb(Fe)Co 的成分都屬於 RE-rich。然而,當我們將 Co 插入於 Cu 的兩側,Co 會與 Tb(Fe)Co 交互耦合在一起,此時(Co/TbFeCo)或(TbCo/Co)就會表現出類似只有單層磁性層的特性。當我們對於試片一加熱時,我們發現(TbCo/Co)與(Co/TbFeCo)的 H_c 均會隨著溫度的上昇而持續的下降,由之前 2-2-3 節的探討,我們可以知道試片一的(TbCo/Co)與(Co/TbFeCo)就像是 TM-rich 的單一磁性層。而加熱試片二時,卻發現(Co/TbFeCo)的 H_c 依然隨溫度上升而持續的下降,但是(TbCo/Co)的 H_c 卻隨溫度的上升先上升然後再下降,因此我們判定試片二(Co/TbFeCo)為 TM-rich,而(TbCo/Co)則為 RE-rich。

圖 4.1(a)與圖 4.1(b)分別為試片一與試片二的 R-H 曲線圖。其量測的方式是採用 CIP 的量測方式,而通入的電流大小為 10 mA。而試片一與試片二所顯示的磁阻比(MR)分別為 3.25%與 4%。值得注意的一點是試片一所表現出來的 MR-loop 是一般所見的巨磁阻效應(normal GMR),但是試片二卻呈現反向巨磁阻的效應(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。

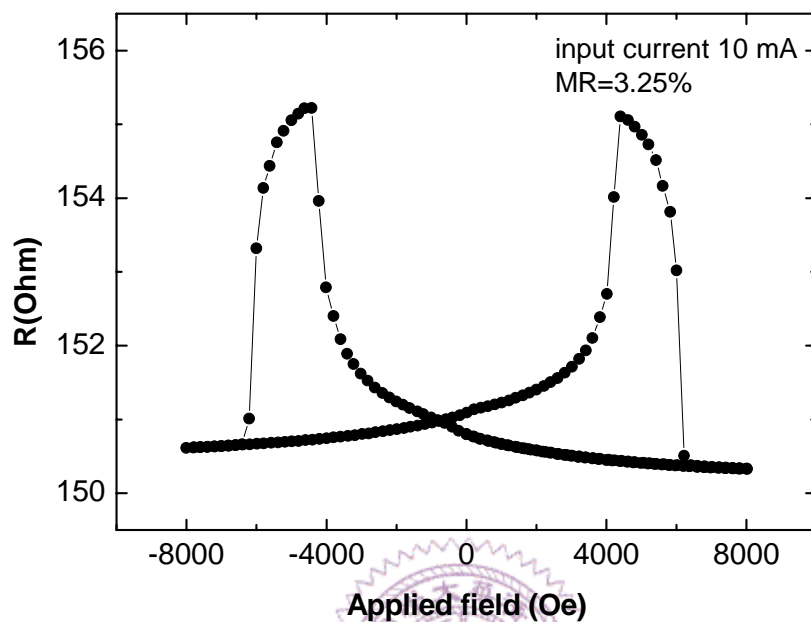


圖 4.1(a): 試片一的 full MR loop

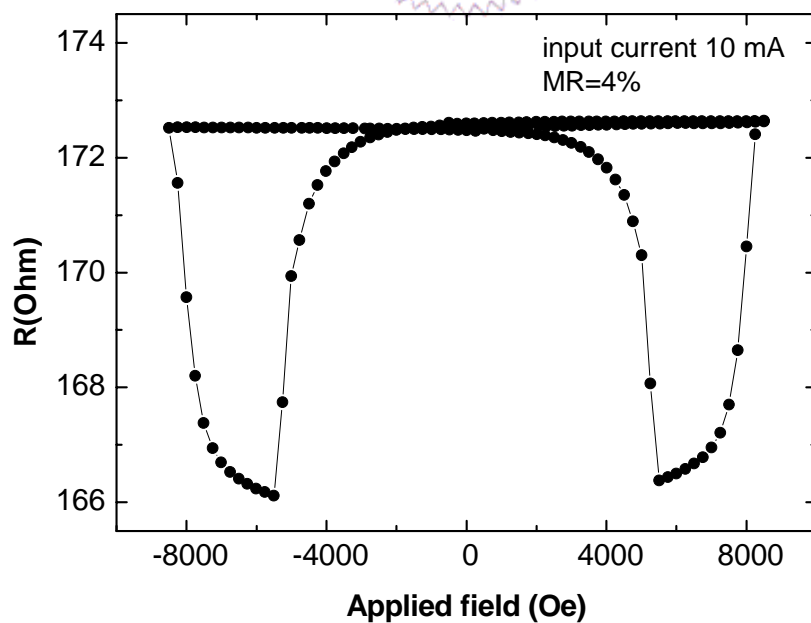


圖 4.1(b): 試片二的 full MR loop

因為 GMR 效應主要來自於 Co/Cu/Co 介面的差異性自旋散射,所以高低電阻態取決於 Cu 兩側磁性層 Co 的自旋方向為平行或反平行,而非(TbCo/Co)與(Co/TbFeCo)的淨磁矩方向。在試片一中,由於(TbCo/Co)與(Co/TbFeCo)都屬於 TM-rich,所以當我們施加一飽和場(saturation field)時,我們所插入在 Cu 兩側 Co 的磁矩方向都會與外加場方向相同,如圖 4.2(a)所示,因此我們所量測出來的 MR-loop 屬於 normal GMR。然而在試片二中,(TbCo/Co)屬於 RE-rich,但(Co/TbFeCo)屬於 TM-rich 因此當我們施加一飽和場於試片二時,雖然(TbCo/Co)與(Co/TbFeCo)的淨磁矩方向都是與外加場方向相同,但是在 Cu 兩側的 Co 磁矩卻是彼此反向排列,如圖 4.2(b)所示。

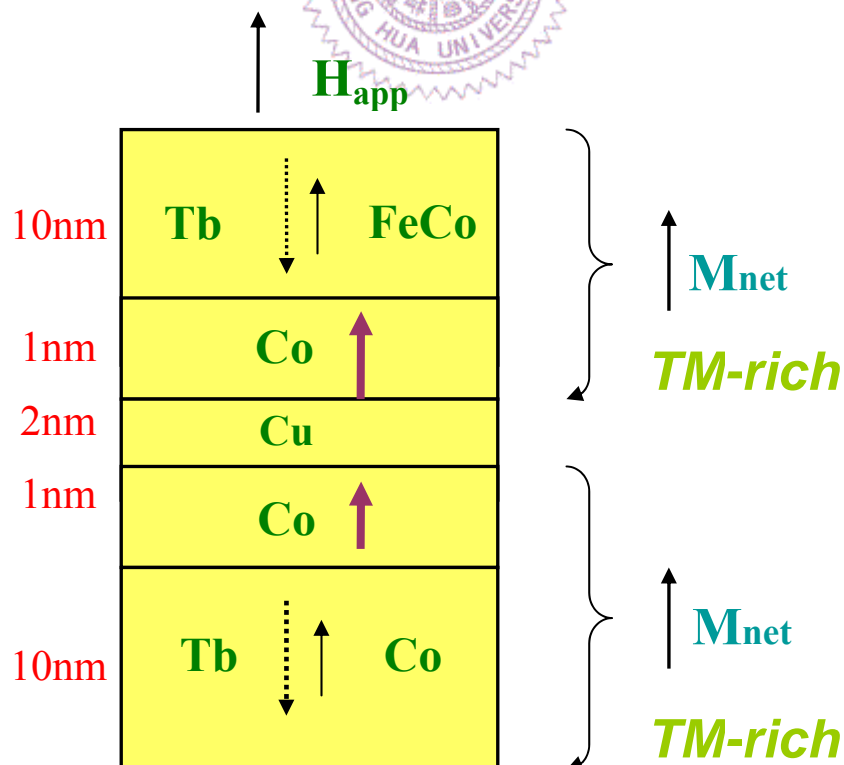


圖 4.2(a): 試片一的磁矩方向圖

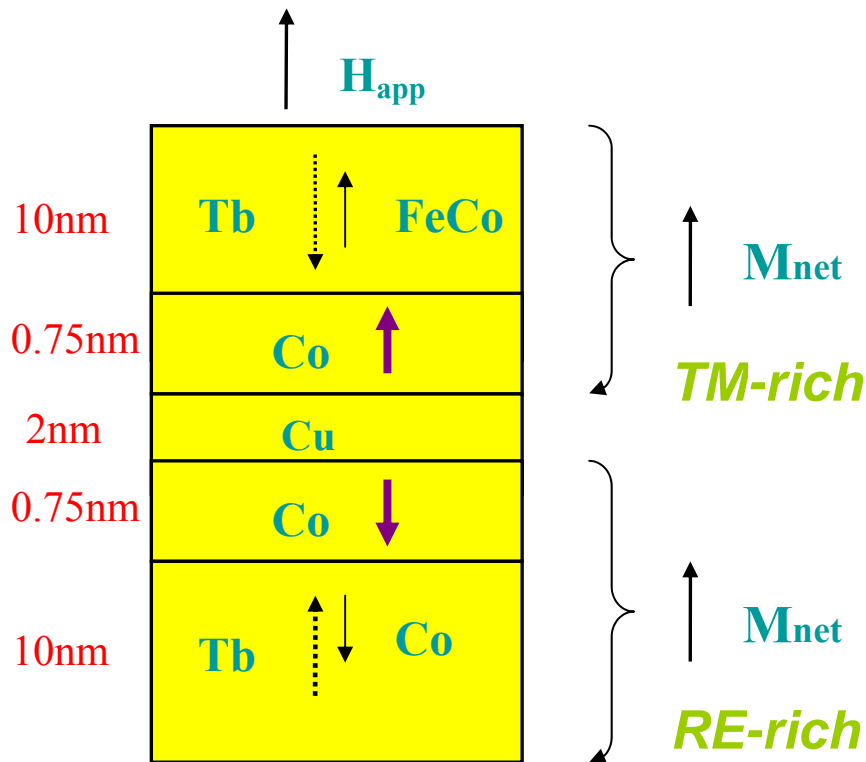


圖 4.2(b): 試片二的磁矩方向圖

4-1-2 熱輔助寫入 (Thermally assisted-writing)

試片一與試片二的自由層都是(Co/TbFeCo),而被固定層為(TbCo/Co)。在此所定義的自由層(free layer)與被固定層(pinned layer)是決定於磁性層的居禮溫度(Curie temperature),而非一般所認定的在室溫時的矯頑場大小。成分在選擇時,刻意控制讓自由層具有較小的 T_c ,但是在室溫時卻具有較大的 H_c 。如此一來,使得自由層在室溫時相當的穩定,而要進行熱輔助寫入時,卻可以在相對低溫的情況下進行寫入的動作。我們是採用加熱板加熱的方式來模擬熱輔助寫入,首先我們施予試片飽和的外加場,接著利用加熱板加熱試片到特定的溫度,此

時給予寫入所需最小的外加場(在此定義為翻轉場,switching field),並同時將試片冷卻下來,到達室溫後,再將寫入場放掉,如此一來就完成熱輔助寫入的步驟了。

在試片一中,(TbCo/Co)的 H_c 隨溫度上升而下降,屬於 TM-rich,且其 T_c 為 140 ,而(Co/TbFeCo)的 H_c 也隨溫度上升而下降,屬於 TM-rich, T_c 值為 225 ,自由層與被固定層兩者 T_c 間的差距,僅僅只有 85 ,如圖 4.3(a)所示。然而在試片二裡, (TbCo/Co)與(Co/TbFeCo)分別屬於 RE-rich 與 TM-rich,且其 T_c 分別為 125 與 250 ,兩者 T_c 的差異高達 125 ,如圖 4.3(b)所示。

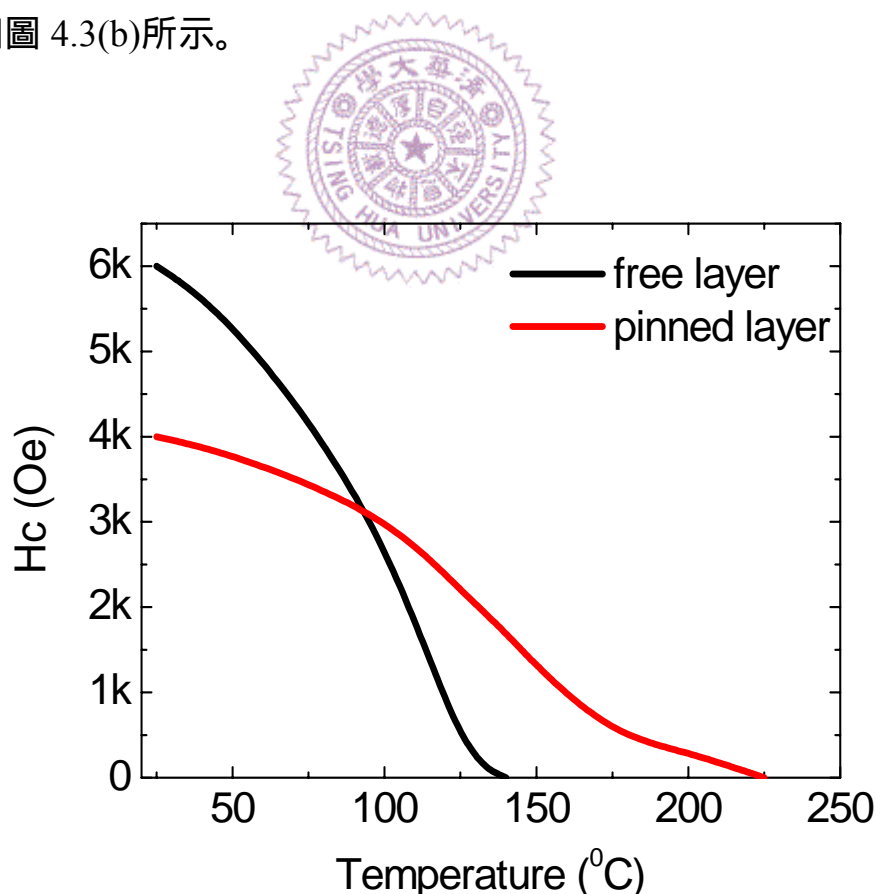


圖 4.3(a): 試片一,自由層與被固定層的 H_c 與溫度關係圖

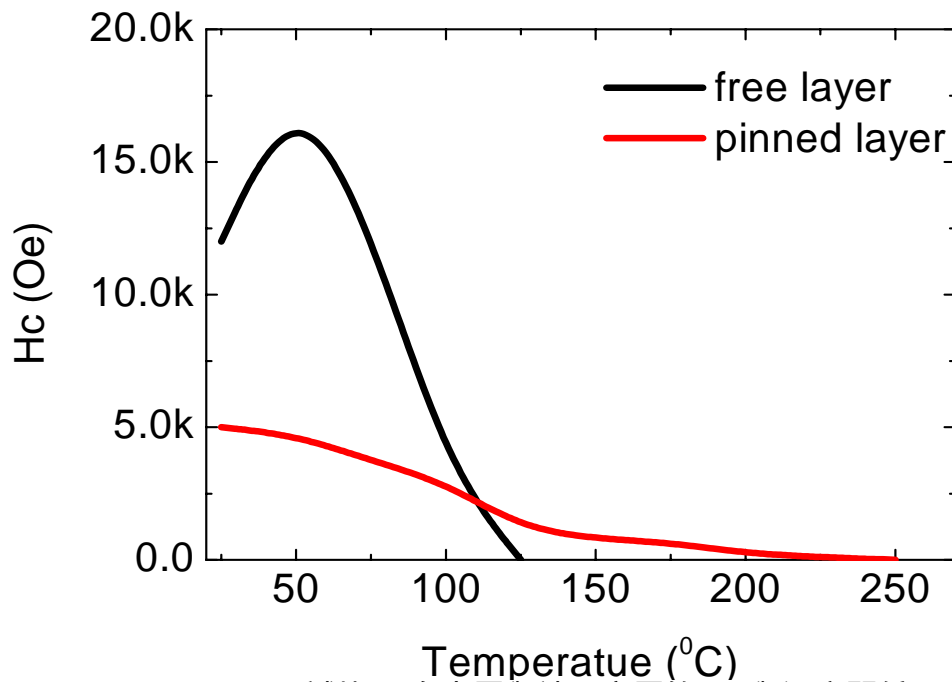


圖 4.3(b): 試片二,自由層與被固定層的 H_c 與溫度關係圖

圖 4.4 為翻轉場(switch field)對溫度的曲線圖,我們可以發現,當在 130 °C 時,試片一與試片二各別所需的翻轉場為 700 Oe 與 400 Oe,當溫度繼續往上升,我們可以發現無論試片一或試片二所需的翻轉場都隨溫度的上升而迅速的下降。當試片二的溫度升到 180 °C,此時所需的翻轉場僅僅只需要 10 Oe 的外加場。然而需要特別注意的是,在高溫下受到外加場而翻轉的磁矩只有自由層(TbCo/Co)的磁矩,被固定層(Co/TbFeCo)的磁矩並不會受到外加場的影響。因此,固定層與被固定層間的 T_c 差異變的相當的重要。以試片一為例,雖然我們可以繼續提高溫度來降低翻轉場的大小,但是在更高的溫度下,被固定層可能也會受到外加場的影響,而變的相對不穩定(部分磁矩被翻轉),此時會造成自由層與被固定層同時被寫入的情況出現。所以固定層與被固定層間

的 T_c 差異成為重要的課題,而此 T_c 差異可以藉由調變磁性層的成分以及厚度而加以控制。

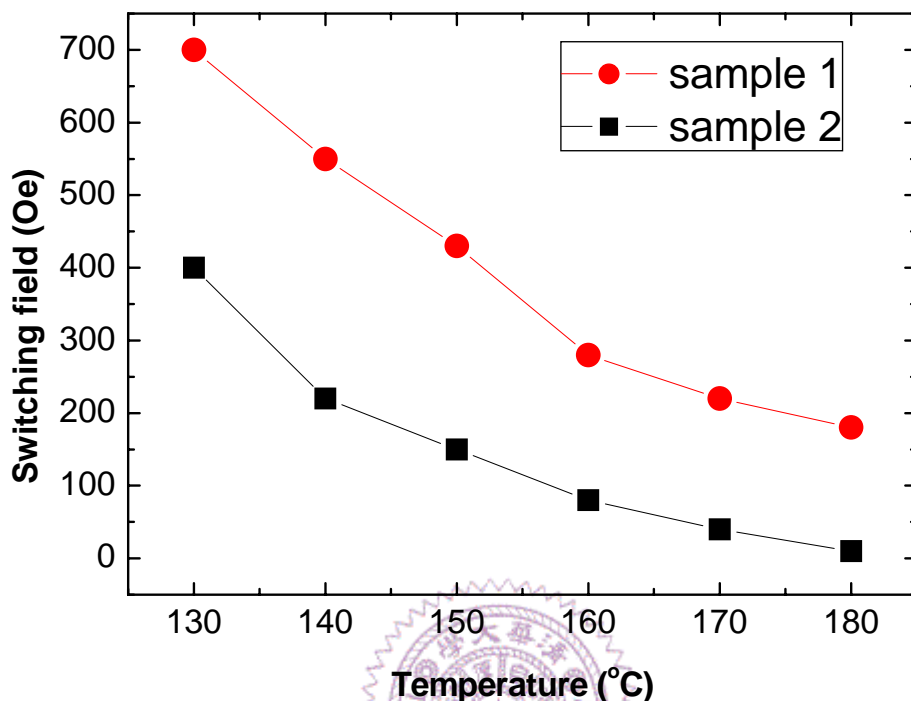


圖 4.4: 翻轉場對溫度的對應圖

圖 4.5(a)為試片二經過大場飽和過後的磁滯曲線圖(hysteresis loop),我們可以發現整個磁滯曲線總共具有四個不同的磁矩態,粗的箭頭(bold arrow)與細的箭頭(thin arrow)分別代表淨磁矩與過渡元素磁矩的方向。正如我們之前於 4-2-2 節所討論,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至於過渡金屬中 3d 軌域的電子訊號。經過外加場飽和過後的試片二,其磁滯曲線的初始點為狀態④,此時雖然磁性層的淨磁矩都隨外加場方向排列,但過渡元素的磁矩卻是成反向排列的狀態。

磁滯曲線隨外加場改變而行進的路徑為④→②→①→③→④。圖 4.5(b)為試片二經過熱寫(180 °, 10 Oe)後的磁滯曲線圖,我們可以發現磁滯曲線的初始狀態(initial state)由原先的狀態④變成狀態③,此時在狀態③下,Cu 上下兩層磁性層的淨磁矩雖然反向排列,但過渡元素 3d 軌域所貢獻出來的磁矩卻是同向排列,因此貢獻出最強的磁光柯爾訊號來。因此我們可以藉由寫入前的初始狀態與熱輔助寫入後的初始狀態的差異來判別是否完成寫入。圖 4.5(c)為試片二在 180 ° 時的磁滯曲線圖,此時的磁滯曲線只剩下(Co/TbFeCo)的訊號,因為溫度已經超過(TbCo/Co)的 $T_c(125^\circ\text{C})$,所以(TbCo/Co)已經變成順磁狀態。我們可以發現,在 180 ° 下,(Co/TbFeCo)依然具有 500 Oe 的 H_c ,相當的穩定,並不會受到 10 Oe 外加場的影響。

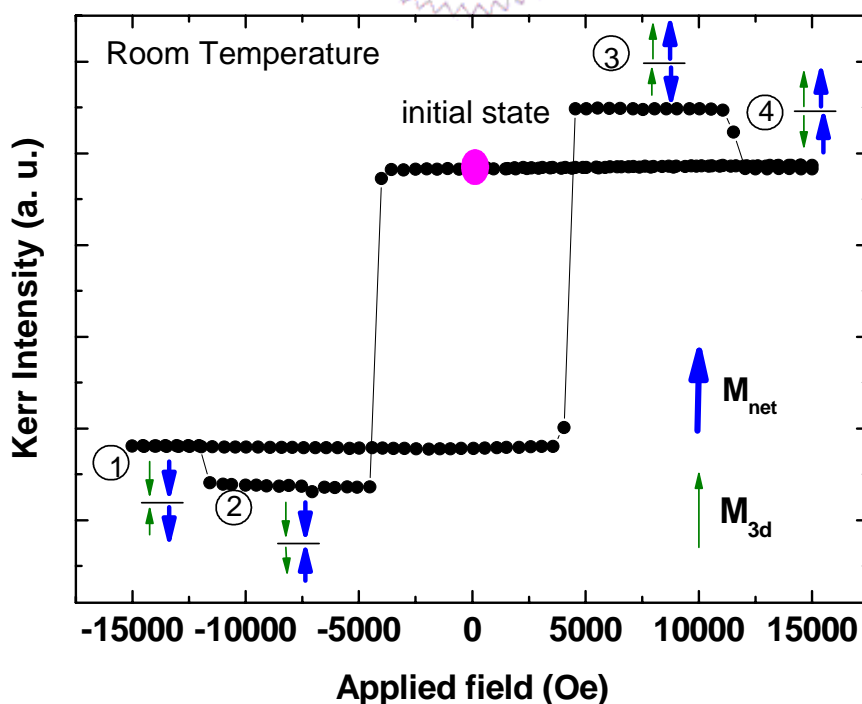


圖 4.5(a): 試片二經過大場飽和過後的磁滯曲線圖

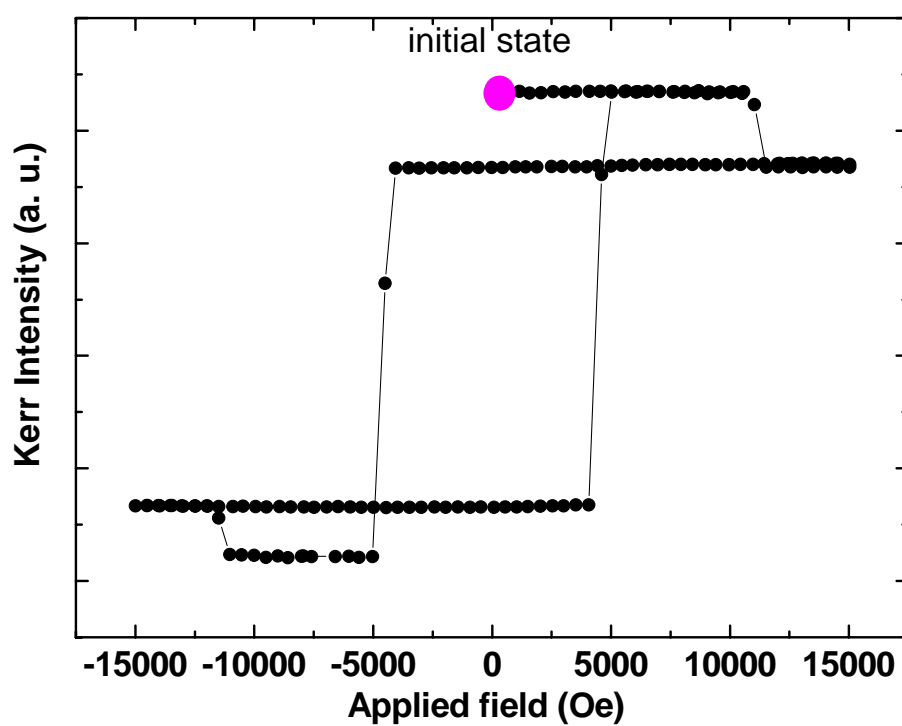


圖 4.5(b): 試片二經過熱寫(180 °C, 10 Oe)後的磁滯曲線圖

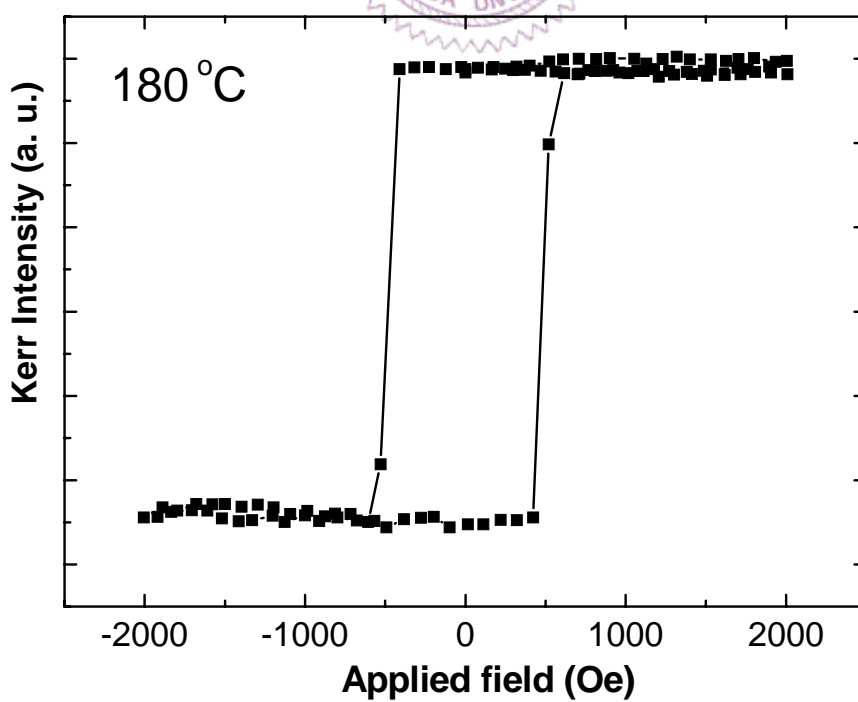


圖 4.5(c): 試片二在 180 °C 時的磁滯曲線圖

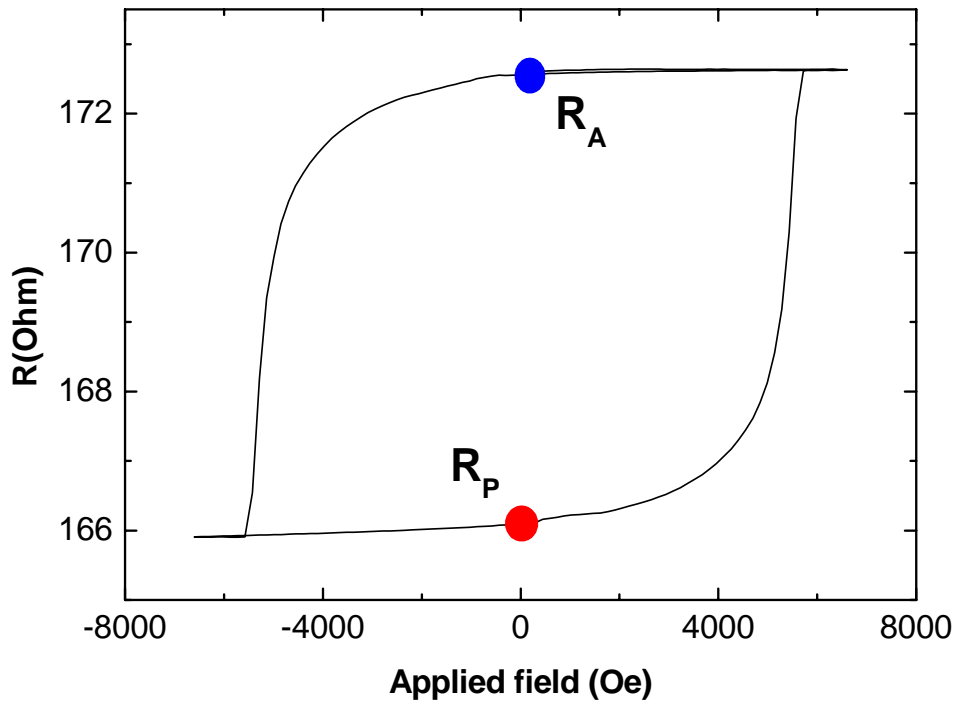


圖 4.5(d): 試片二的 minor MR loop

因此我們可以藉由熱輔助的方式,以較小的外加場來達到高電阻態 (R_A)與低電阻態(R_P),如圖 4.5(d)所示。

4-2 介面 Cu 的厚度與磁阻大小的關係

在此實驗中,我們鍍製了膜層結構為 $10 \text{ nm Tb}_{28.8}\text{Co}_{71.2} / 0.75 \text{ nm Co} / n \text{ nm Cu} / 0.75 \text{ nm Co} / 10 \text{ nm Tb}_{27.4}(\text{Fe}_{80}\text{Co}_{20})_{72.6}$, $n = 1.5、1.75、2、2.25、2.5$ 的一系列試片。圖 4-6 為介面的 Cu 厚度對 MR ratio 的做圖,我們可以發現,當 $n = 1.5 \text{ nm}$ 時,MR 僅僅只有 1.3%,這是因為在很薄的 Cu 介面下,此時由於上下兩磁性層彼此之間的交互耦合力很強,使得我們無法得到完全的磁矩平型態與反平型態,因此導致 MR 的大幅下

降。此外,當 Cu 厚度持續增加時,MR 隨之而下降,這是因為磁性層材料的電阻係數為介面 Cu 的 60 倍以上,因此當介面 Cu 厚度增加時,相對的漏電流效應(shunting)隨之增加,所以使得量測到的 MR 下降。在我們的系統中,介面 Cu 厚度為 2 nm 時,可以得到較佳的 MR 值。

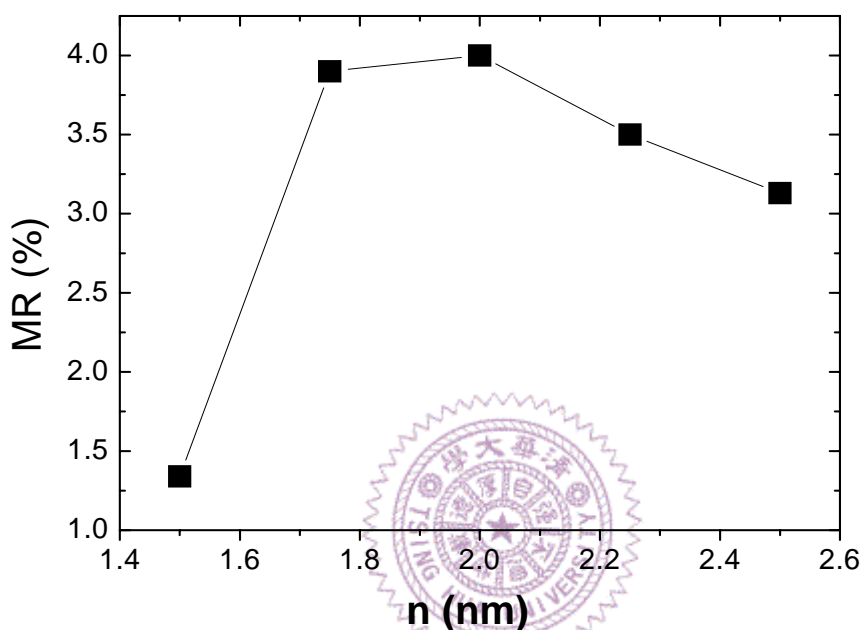


圖 4-6: 介面的 Cu 厚度對 MR ratio 的做圖

4-3 介面過渡元素磁性層的厚度與磁阻大小的關係

在此實驗中,我們鍍製了膜層結構為 10nm Tb_{28.2}Co_{71.8} / **n** nm Co₉₀Fe₁₀/ 2nm Cu / **n** nm Co₉₀Fe₁₀ / 10nm Tb_{25.4}(Fe₈₀Co₂₀)_{74.6}, **n** = 0.6、0.7、0.8、0.9、1.0 的一系列試片。不同以之前在介面插入的磁性層 Co,我們採用極化率(spin polarization)較高的材料 Co₉₀Fe₁₀ 才取代 Co,藉此提昇 MR ratio。其中 TbCo 與 TbFeCo 成分都屬於 RE-rich,但當在介面插入 Co₉₀Fe₁₀ 後,此 Co₉₀Fe₁₀ 與 Tb(Fe)Co 的 Co(Fe)有很強的交互

耦合力, 使得插入的 CoFe 在垂直方向具有高的異相性並且會改變磁性層的特性,但隨著 CoFe 厚度的增加,此垂直異相性會隨之降低,磁性質也會跟著有所變化。圖 4-7(a)~4-7(e)為各個不同介面厚度下的 hysteresis loop 與 R-H loop。

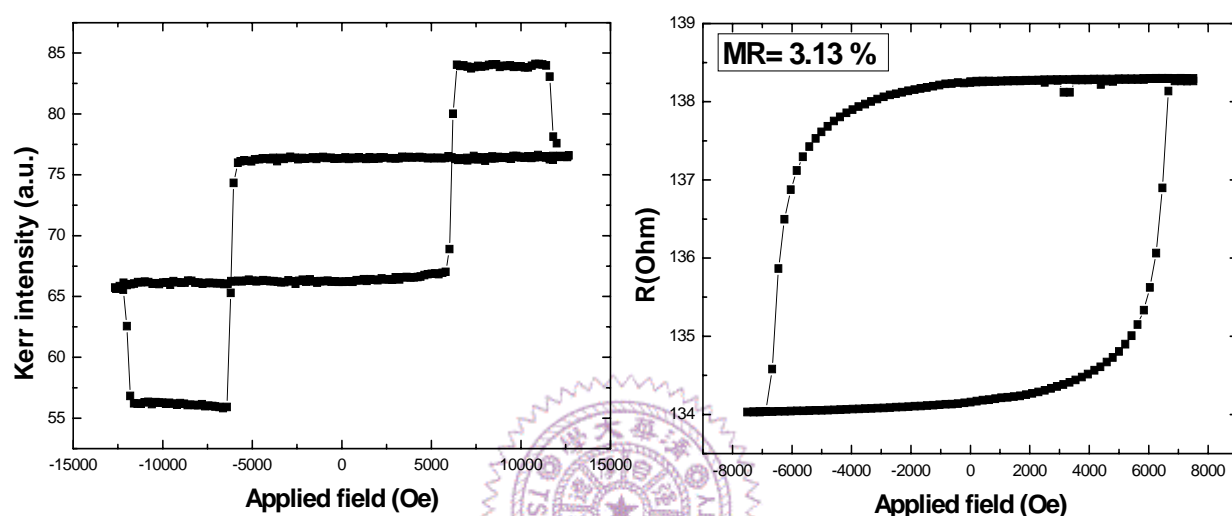


圖 4-7(a): $n=0.6$ 時的 Hysteresis loop 與 R-H loop

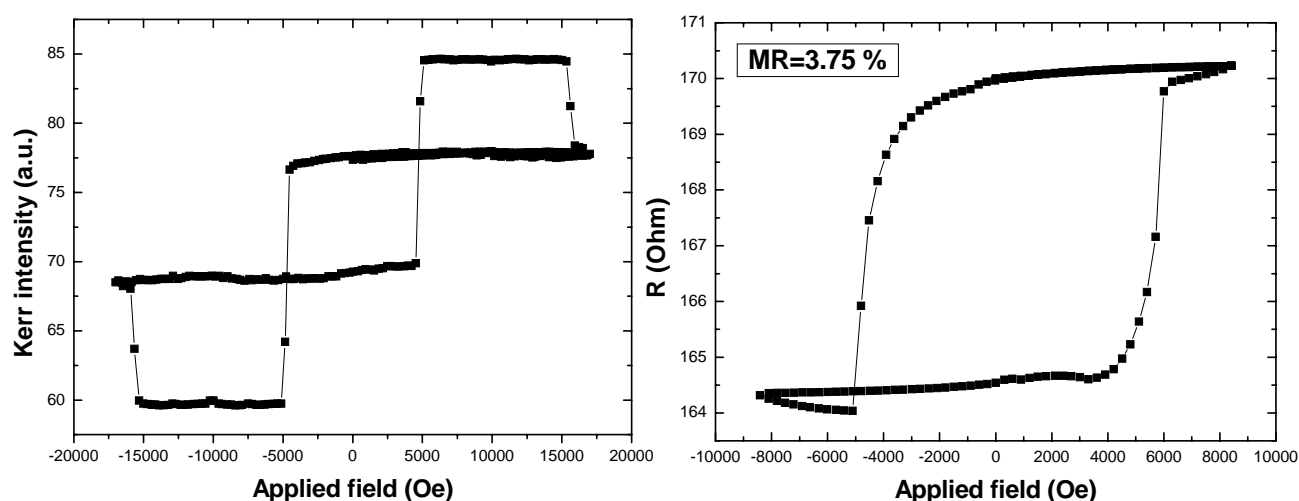


圖 4-7(b): $n=0.7$ 時的 Hysteresis loop 與 R-H loop

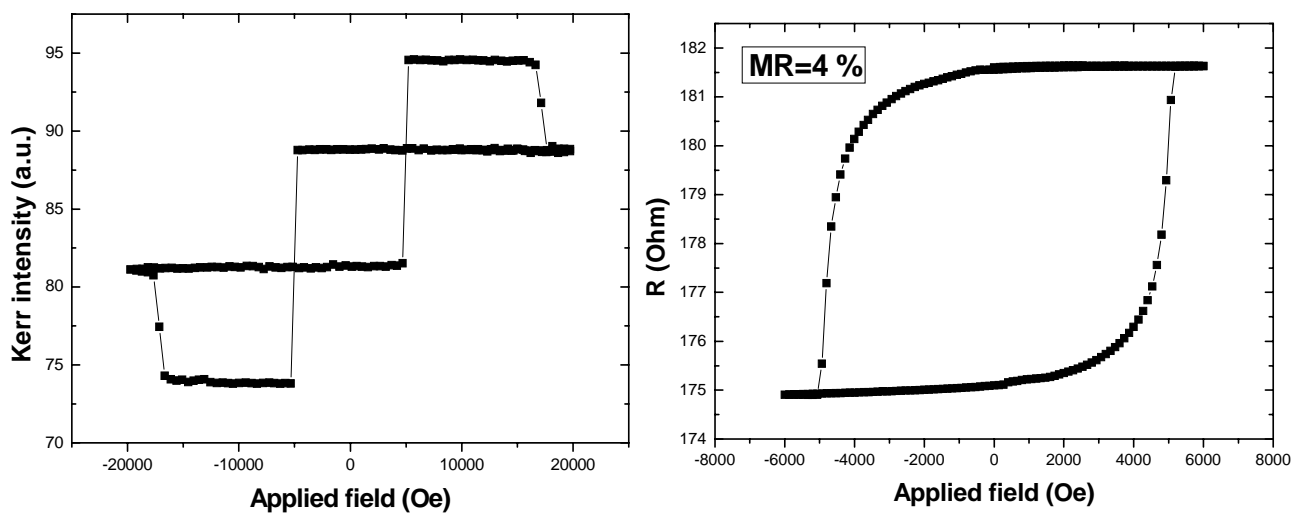


圖 4-7(c): $n=0.8$ 時的 Hysteresis loop 與 R-H loop

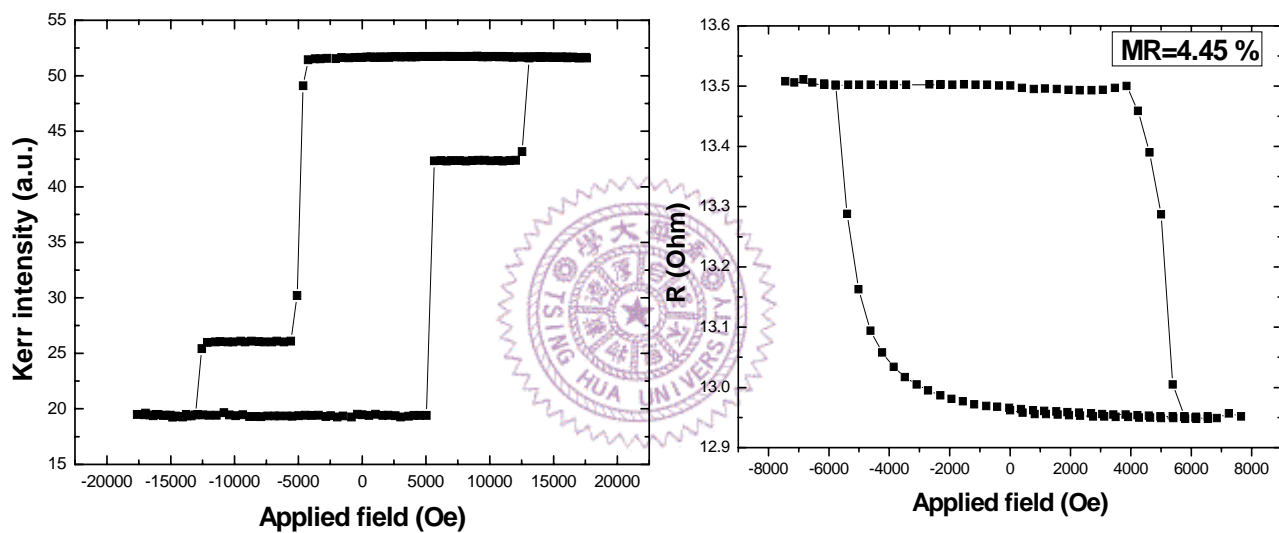


圖 4-7(d): $n=0.9$ 時的 Hysteresis loop 與 R-H loop

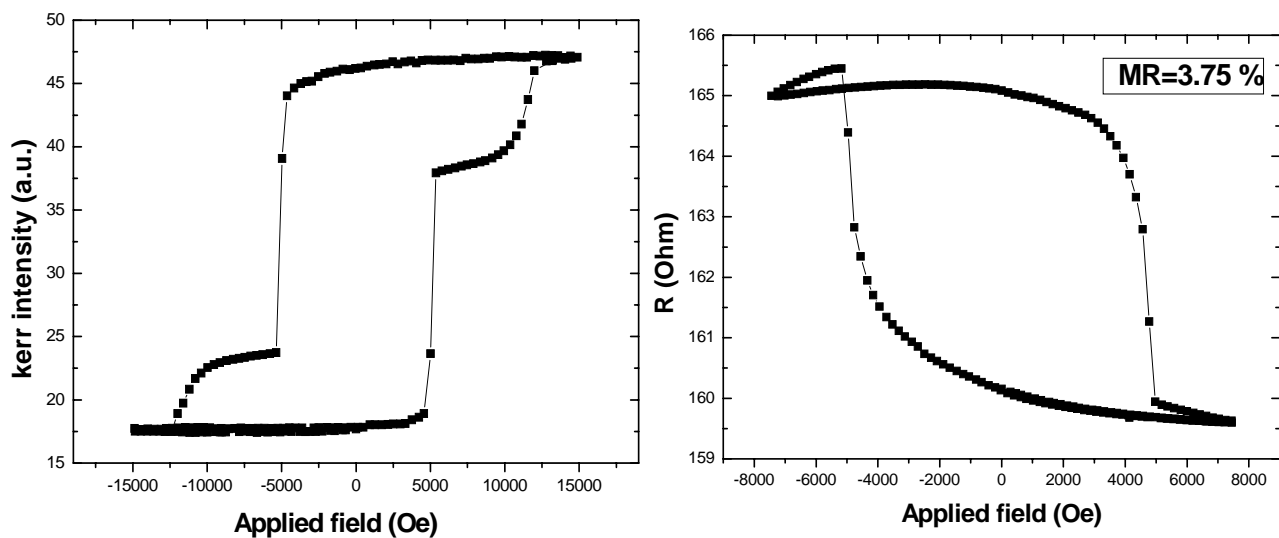


圖 4-7(e): $n=1.0$ 時的 Hysteresis loop 與 R-H loop

相較於之前的 Co/Cu/Cu 的介面,在將 Co 換成 $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ 後, MR ratio 有效的由原先的 4% 提升至 4.5%,這是由於 $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ 比 Co 還要具有高的極化率。圖 4-8 為介面 $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ 厚度對於 (TbCo/CoFe) 與 (CoFe/TbFeCo) 之 H_c 的作圖。在未加入介面的 $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ 前, TbCo 與 TbFeCo 本都屬於 RE-rich, 但在插入 0.6~1.0 nm 的 $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ 後, 卻使得磁性層的特性都往 TM-rich 方向偏。(CoFe/TbFeCo) 在這一系列的厚度變化中都屬於 RE-rich, 所以 (CoFe/TbFeCo) 的 H_c 會隨著介面 CoFe 厚度的增加而下降。但是 (TbCo/CoFe) 在介面為 0.6~0.8 nm CoFe 時, 屬於 RE-rich, 在介面為 0.9~1.0 nm CoFe 時, 則屬於 TM-rich。因此其 H_c 隨著 $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ 厚度增加會先上升而下降。

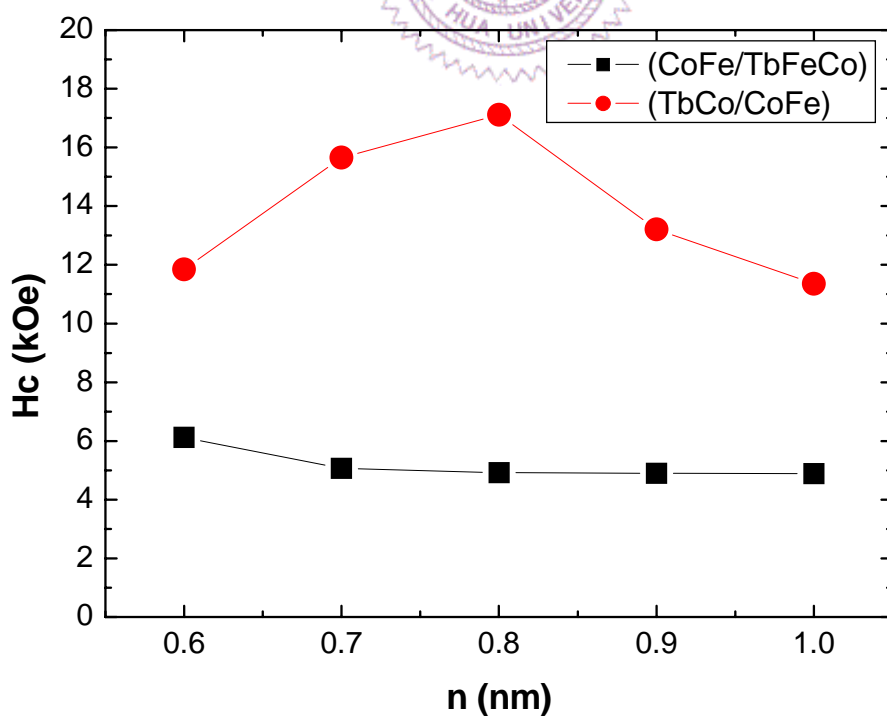


圖 4-8: (TbCo/CoFe)與(CoFe/TbFeCo)之 H_c 對於介面 $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ 厚度的變化

圖 4-9 為插入介面的 CoFe 厚度對 MR ratio 的做圖,我們可以發現 CoFe 在 0.6 nm~0.9 nm 時, MR ratio 隨著 CoFe 的厚度增加而增加。由磁滯曲線我們可看出,在此介面厚度範圍下的 CoFe 磁矩依然具有相當好的垂直異相性。而我們推測,在此範圍下 MR ratio 隨著 CoFe 的厚度增加而增加的原因為: 當 CoFe 厚度增加時,CoFe/Cu/CoFe 介面的差異性自旋散射的效果同時再增加,導致 MR ratio 的提升。但是當介面 CoFe 的厚度增加到 1.0 nm 時,卻發現 MR ratio 從 4.5%掉到 3.75%,這是因為當 CoFe 的厚度增加時,同時會降低 CoFe 在垂直方向的異相性 [25],在我們的實驗中,10 nm 的 Tb(Fe)Co 不足以提供 1 nm 的 CoFe 在垂直方向有夠大的異相性能,因此,此時在 Cu 兩側 CoFe 的磁矩在並非完全垂直於膜面,而是傾斜一個角度,因此造成 MR ratio 的下降。此現象可以從圖 4-7 各個不同介面厚度下的 hysteresis loop 驗證,我們可以發現當介面 CoFe 為 1.0 nm 時,其磁矩在翻轉時並不像厚度為 0.6 nm ~ 0.9nm 時乾淨的翻轉,而是磁矩隨外加場增加做慢慢 rotate 的翻轉,此現象是因為 CoFe 磁矩傾斜所造成。圖 4-10(a)與(b)是介面 CoFe 分別為 0.9nm 與 1.0nm 時水平方向的 hysteresis loop,在介面為 0.9nm CoFe 的水平 hysteresis loop 確實為一般 hard axis 上所表現出來的 hysteresis loop。而在介面為 1.0nm CoFe 的水平 hysteresis loop,卻發現有水平方向的異相性,此一證據更加的驗證了我們之前的說法。

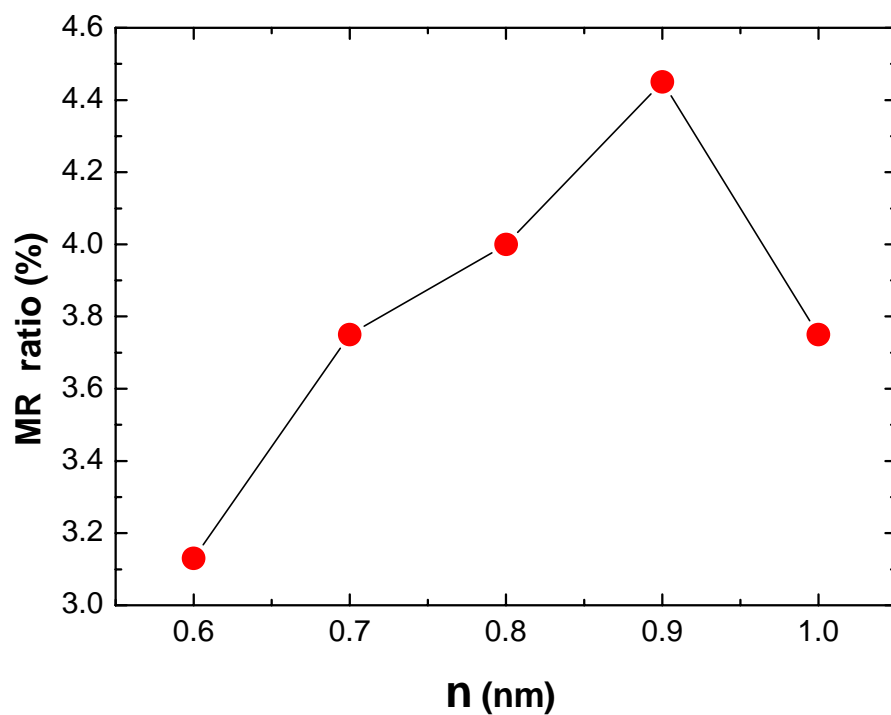


圖 4-9: 介面 CoFe 厚度對 MR ratio 的曲線圖

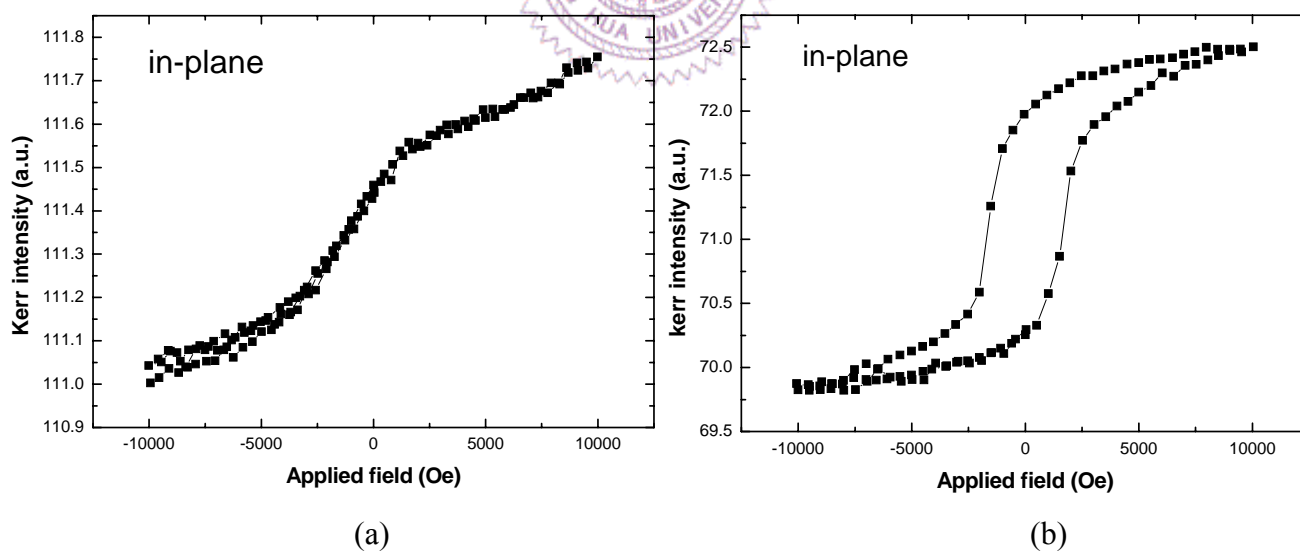


圖 4.10: (a) $n=0.9$ 時的水平 Hysteresis loop (b) $n=1.0$ 時的水平 Hysteresis loop

4-4 Current writing of MRAM with perpendicular magnetization

本實驗利用 contact mask 鍍製 10nm Tb_{28.2}Co_{71.8}/ 0.85nm Co₉₀Fe₁₀/ 2nm Cu/ 0.85nm Co₉₀Fe₁₀/ 10nm Tb_{26.3}(Fe₈₀Co₂₀)_{73.7} 的膜層結構,其中 (TbCo/CoFe)屬於 RE-rich, 其 H_c 為 15 kOe, T_c 則為 130 K。而 (CoFe/TbFeCo)則屬於 TM-rich,其 H_c 為 6.3 kOe,T_c 則為 230 K。利用 contact mask 所 pattern 出的形狀為 2mm×100μm 的長條狀。MR ratio 的量測依然採用 CIP 方式量測。而加熱的方式則是利用電流通過 pattern 時所產生的焦耳熱將 pattern 升溫。由於稀土-過渡金屬合金是屬於非晶質結構(amorphous),具有比一般金屬來的高的電阻值(大 1~2 個 order),所以適合利用電流加熱而達到熱輔助寫入的目的。圖 4-11 為此結構下 pattern 的 R-H loop,其 MR ratio 高達 4.5%。

圖 4.12 為翻轉自由層所需的最小翻轉場對加熱 pattern 的電流密度關係圖。當電流密度為 1.25×10^6 A/cm² 時,所需的翻轉場高達 2150 Oe, 但是,隨著通入的電流密度的增加,所需的翻轉場迅速的下降,當加熱的電流密度達到 2.1×10^6 A/cm² 時,此時只需要 10 Oe 的外加場,就可以翻轉自由層,並且被固定層依然穩定不動。當電流去除,溫度降回到室溫,就完成了電流輔助寫入的程序。

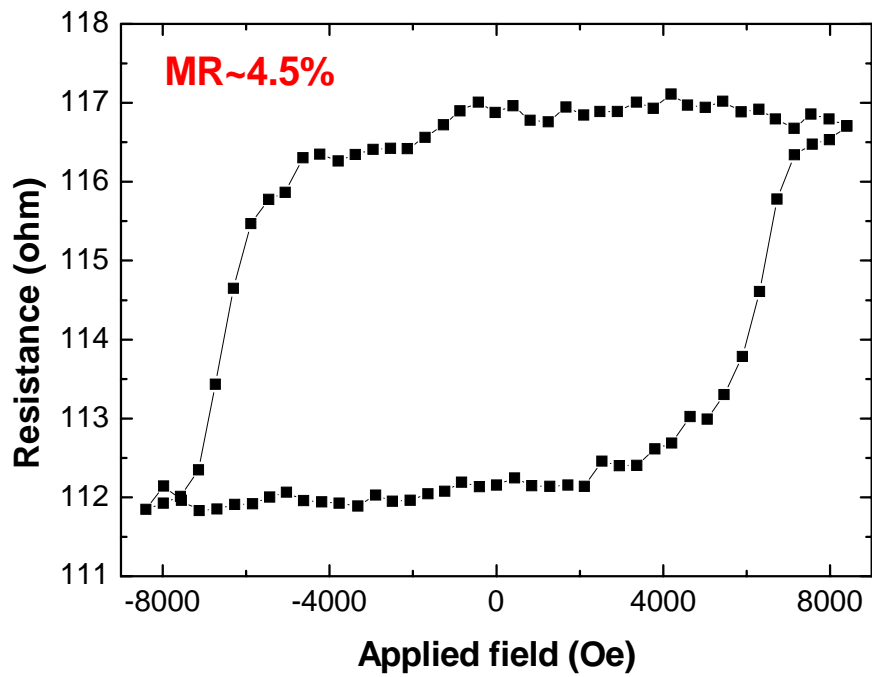


圖 4-11: pattern 的 R-H loop

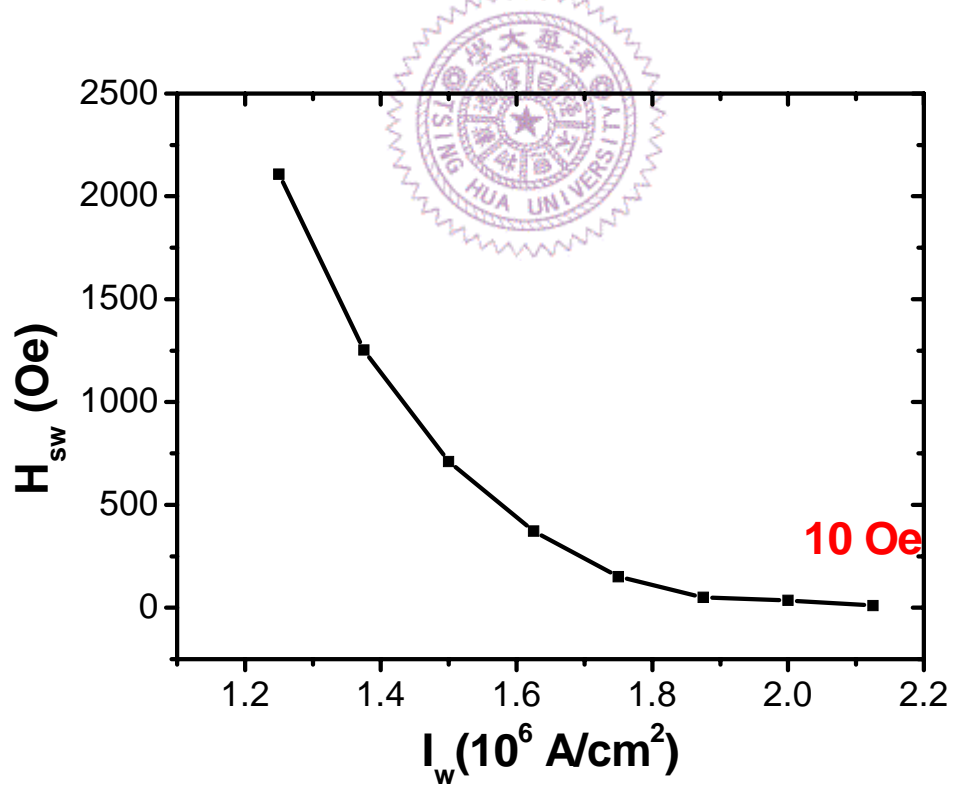


圖 4-12: 翻轉場對通入電流的電流密度關係圖

4-5 稀土-過渡金屬合金的異常霍爾效應及其結合熱寫應用

在鐵磁性材料內除了大家所熟悉的正常霍爾效應外,它另外具有很大的異常霍爾效應(Extraordinary Hall Effect ; EHE)。由於 EHE 正比於磁化量所以異常霍爾效應的量測可以用來了解磁性材料的工具。而所有磁性材料就屬稀土-過渡金屬元素的異常霍爾效應最大,而 McGuire, Gambino,和 Taylor 等人提出一套 Model 來解釋此現象[43]。他們首先針對 GdCoMo 與 GdCoAu 來研究其異常霍爾效應的現象,他們發現,當溫度高於 T_{comp} 時,異常霍爾係數(Hall coefficient) R_s 為正的,但是當溫度低於 T_{comp} 時, R_s 則為負的。他們認為 Gd(4f 元素)會提供負的異常霍爾效應,而 Co(3d 元素)則會提供正的異常霍爾效應,所當溫度高於 T_{comp} ,此時整個系統的淨磁矩由 Co 主導,Co 的磁矩會隨外加場排列,而 Gd 的磁矩則會與外加場反平行,因此 Co 和 Gd 就會同時提供正的 R_s 值,如圖 4-13(a)所示。反之,當溫度低於 T_{comp} 時,系統的淨磁矩由 Gd 主導, Co 和 Gd 就會同時提供負的 R_s 值,如圖 4-13(b)所示。

$$\text{異常霍爾電阻率: } \rho_H = R_0 \times M_s + R_s \times 4\pi \times M_s \quad (4.1)$$

R_0 : 正常霍爾係數 R_s : 異常霍爾係數 M_s : 淨磁矩

4.1 式為異常霍爾電阻係數的公式,我們可以發現,它與 R_0 、 R_s 、 M_s 相關。但是在稀土-過渡金屬合金裡,因為 R_0 遠比 R_s 來的小,所以公式通常會簡化為 $\rho_H = R_s \times 4\pi \times M_s$ 。

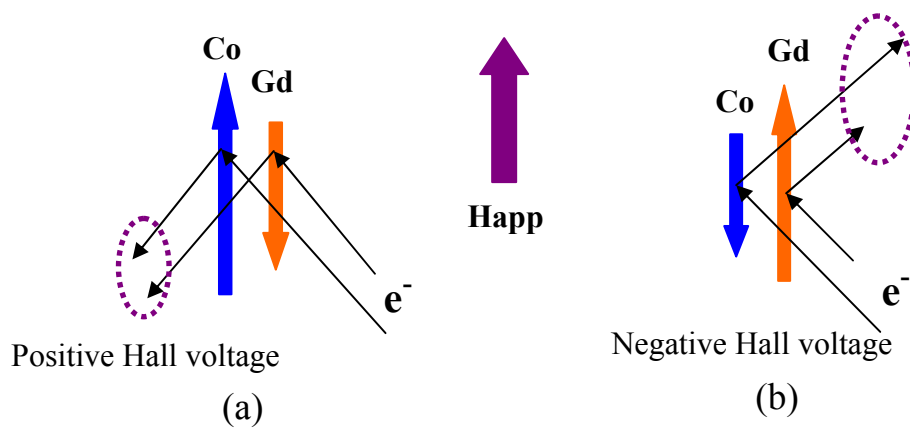


圖 4-13: 正負異常霍爾效應示意圖

異常霍爾電阻率: $\rho_H = t \frac{1}{2} (v_{13}/i_{24} + v_{24}/i_{13})$ (4.2)

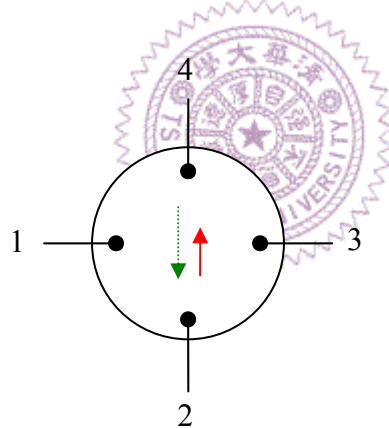


圖 4-14: Van der Pauw geometry 量測示意圖

4.2 式與圖 4-14 分別為利用 Van der Pauw geometry 量測異常霍爾電阻率時的量測方式與公式。

4-5-1 淨磁矩(M_s)的提升

由上述中,可以發現磁性物質的淨磁矩 M_s 可以提升異常霍爾電阻率,因此我們設計了以下的實驗,首先在貼有雙十字 contact mask(線寬

100 μm)的基板上鍍上了三個同厚度但不同膜層結構的試片,如圖 4-15 所示。TbCo 的成分製控制在 $\text{Tb}_{22.1}\text{Co}_{77.9}$ 屬於 TM-rich,所以當堆疊上 5 \AA 或 10 \AA 的 Co 後可以提升整體的 M_s 值。

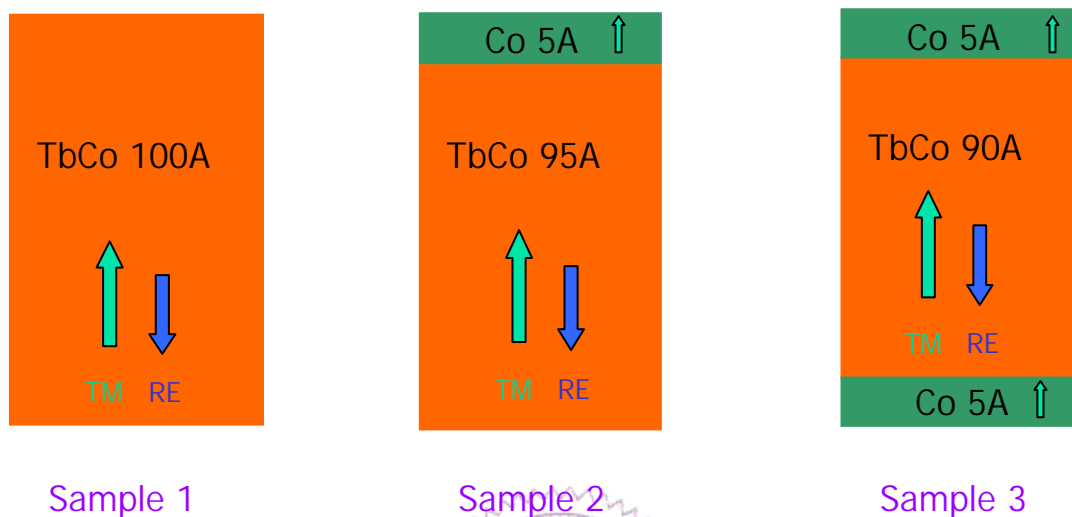


圖 4-15: 膜層結構

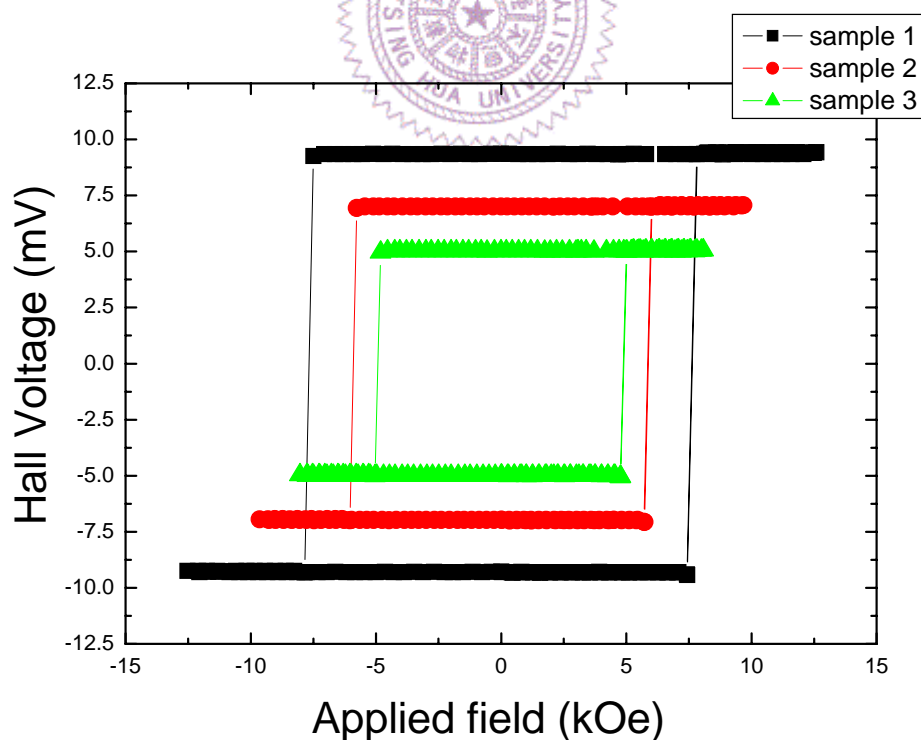


圖 4-16: 三個試片的 Hall loop

圖 4-16 為三個試片的 Hall loop,我們可以發現當 Co 堆疊上去後,由

於整體的成分往 TM-rich 方向偏,所以使得 H_c 下降而 M_s 上升的情況,進而達到我們藉由 Co 的引入而提升整體 M_s 的目的。

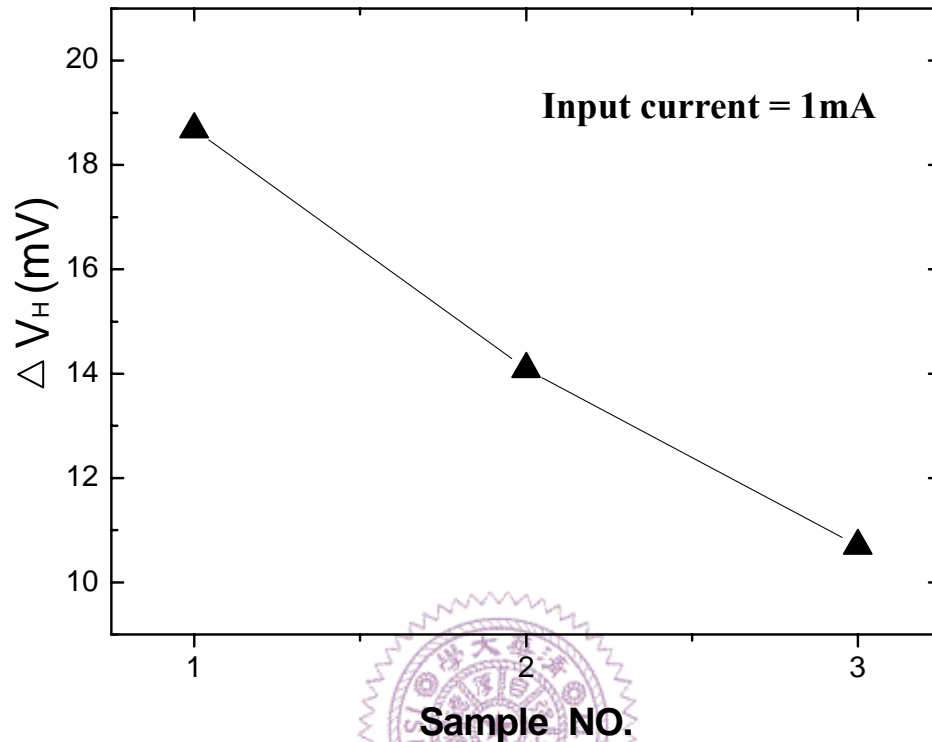


圖 4-17: 各試片的正負異常霍爾電壓差

圖 4-17 為三個不同膜層結構試片的正負異常霍爾電壓差,我們可以發現有堆疊 Co 的膜層其正負異常霍爾電壓差反而比單純只有 TbCo 的膜層來的小,我們推測,雖然 Co 的加入可以提升整體的 M_s 值,但由於純 Co 的 R_s 比 TbCo 的 R_s 來的小很多,導致整體 R_s 下降的幅度來的比 M_s 上升的幅度大,所以導致圖 4-17 的結果。

4-5-2 稀土-過渡金屬合金的異常霍爾效應之應用

經由上述,我們可以知道稀土-過渡金屬合金擁有很大的異常霍爾效應,在之前的應用中,通常將 RE-TM 應用於 Hall sensor 或者將其的異常霍爾效應的特性用來當作量測的技術[44][45]。在此我們提出一個新的概念,將 RE-TM 應用於記憶體,利用其具有相當大的異常霍爾效應,把異常霍爾電壓作為讀取記憶體時的輸出訊號(out-put signal),而寫入的方式,則是結合現今熱門的熱輔助寫入方式。

本實驗中,我們首先在貼有雙十字 contact mask(線寬 $100\mu\text{m}$)的基板上鍍上四種不同成分($\text{Tb}_{25.1}\text{Co}$ 、 $\text{Tb}_{26.9}\text{Co}$ 、 Tb_{28}Co 、 $\text{Tb}_{29.2}\text{Co}$)厚度相同(100\AA)的試片,此四種成分均為 RE-rich。圖 4-18 為不同成分的 TbCo pattern 在通有 1mA 下,所量測出來的異常霍爾電壓差(高低霍爾電壓的差)。異常霍爾電壓差值隨成份改變並不太大的變化,此現象是因為:雖然 R_s (異常霍爾係數)在越接近成份補償點($\text{Tb}_{24.3}\text{Co}_{75.7}$)時會越大,但是在成分越接近成份補償點時其整體的淨磁矩(M_s)也會越來越小,因此導致異常霍爾電壓差值隨成份改變並不太大的變化[43][46]。我們可以發現我們通入的電流為 1 mA 時,可以給出將近 20 mV 差異的訊號。

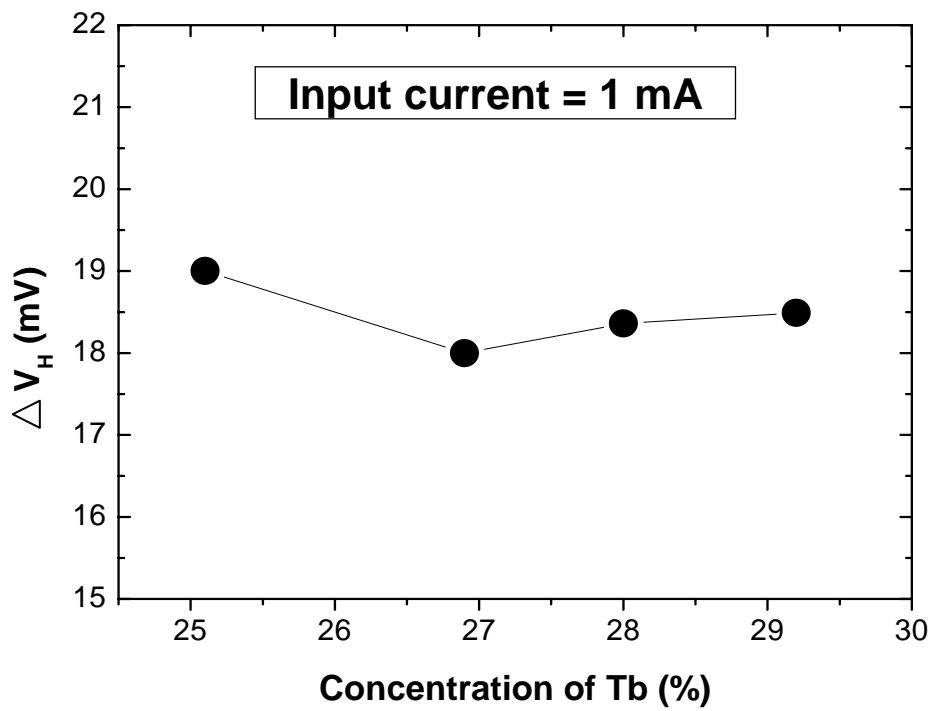


圖 4-18: 異常霍爾電壓差值隨成份的變化

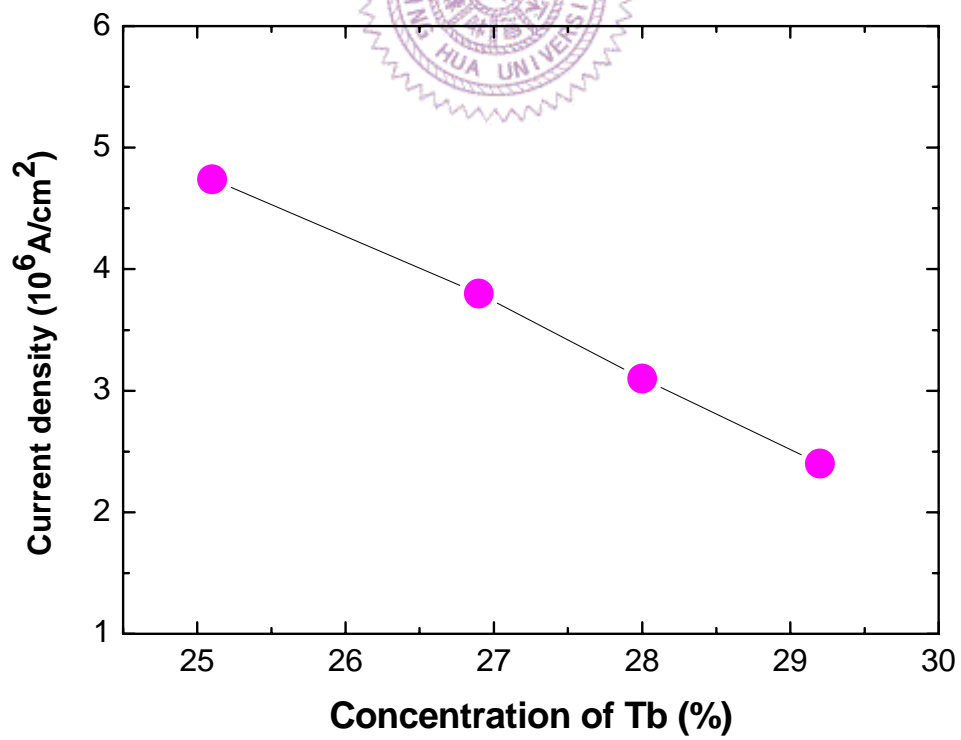


圖 4-19: 加熱電流所需最小的電流密度對不同成分的作圖

我們對此四個試片進行熱輔助寫入的實驗,我們加 10 Oe 的外加場,並同時通與不同電流密度的電流進行加熱,觀察在 10 Oe 的外加場下,翻轉磁矩所需最小的加熱電流為多少。圖 4-19 為最小加熱電流的電流密度對不同成分作圖,我們發現,在此成分範圍內, $\text{Tb}_{29.2}\text{Co}$ 所需的電流密度最小($2.3 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$)。在接下來的部份會探討其原因。

接著我們對此四個試片去量測其個別的電阻係數,以及 T_c (Curie temperature),結果發現,在此成分範圍內,電阻值隨 Tb 的含量增加時增加(如圖 4-20 所示),而 T_c 卻隨著 Tb 的含量增加而下降(如圖 4-21 所示),因為以上兩個原因,使得在此成分範圍內,在 10 Oe 的外加場下,翻轉磁矩所需最小的加熱電流隨 Tb 含量的增加而下降。

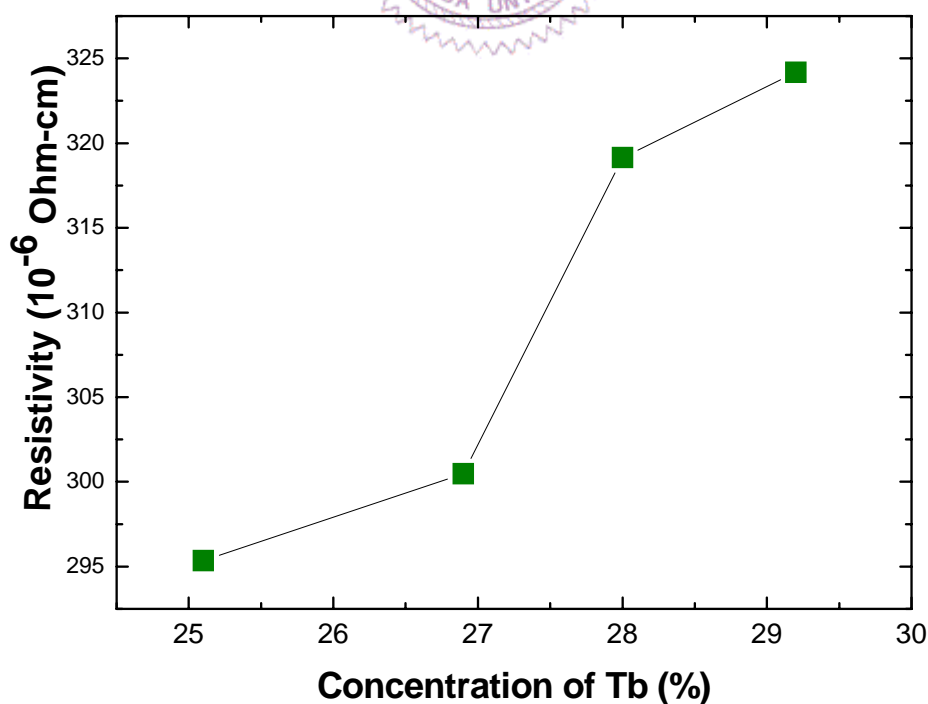


圖 4-20: 各個不同成分的電阻係數

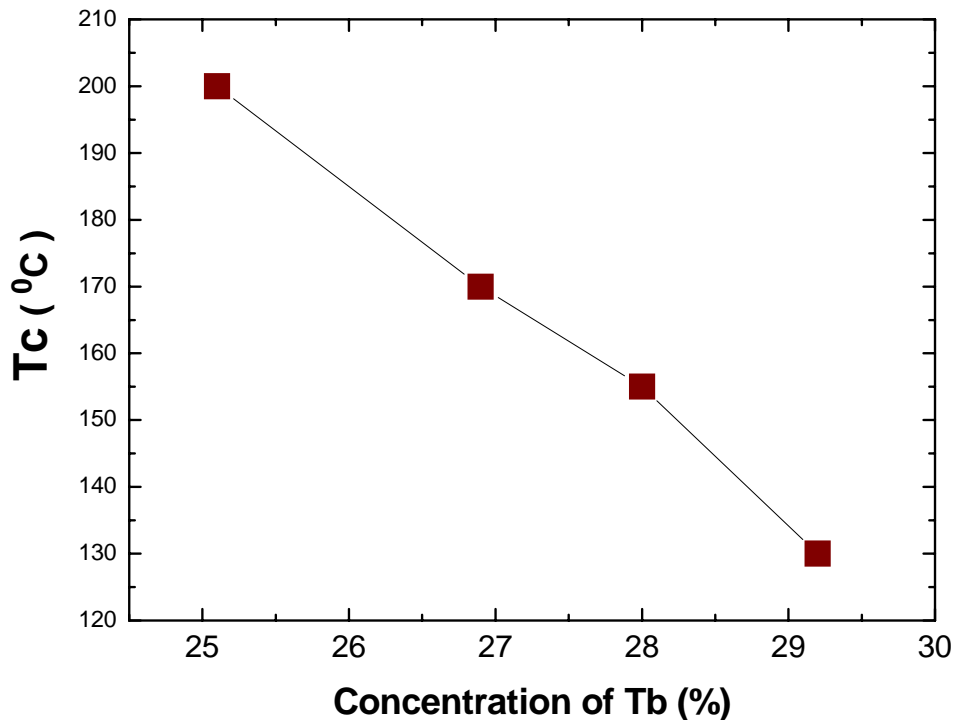


圖 4-21: 各個不同成分的 Tc

如果繼續提高 Tb 的含量,雖然可以降低寫入時所需通的加熱電流的電流密度,但是由於太高含量的 Tb,成份偏離 compensation composition point 太遠,會導致其在垂直方向的異向性變差,進而影響到異常霍爾電壓,使得異常霍爾電壓差降低。

相較於之前利用電流加熱,熱輔助寫入的研究[31][33],我們利用具有高電阻率稀土-過渡金屬非晶質薄膜來當作磁性層,除了簡化了嚴苛的製程條件,更重要的是我們大大降低了加熱電流的電流密度。但是稀土-過渡金屬合金卻有一個致命的缺點,就是其腐蝕性,所以要真正將此材料應用於磁性隨機記憶體中,此一問題是當前所要解決的重要課題。