

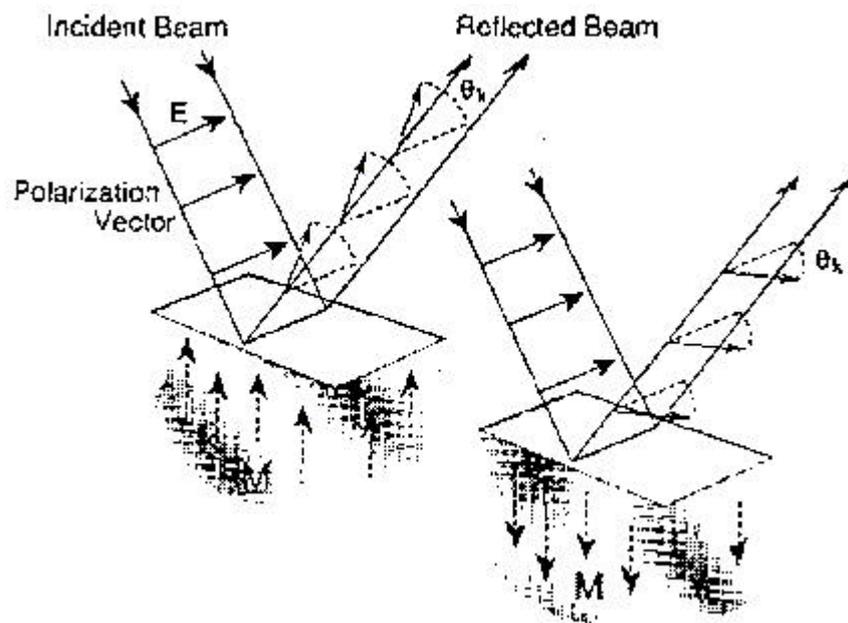
一. 緒論

磁性薄膜的應用為一世界性的工業，國際市場上每年有關於磁性薄膜及磁性技術之產品銷售金額，根據統計高達數千億美金[1]，磁性薄膜在工業界受到廣泛應用，原因是由於磁性薄膜表現出許多與塊材所不同的特性，並且在應用元件朝向輕薄短小方向發展時，薄膜實居於一基礎而關鍵的地位，因而使得磁性薄膜在此科技進步的時代更值得大力投入研發能量。

工業界上磁性薄膜主要應用在電腦記憶方面的資料儲存與讀寫，最受矚目的高密度磁光記憶材料之研究，更成為資訊尖端科技時代的重點。自 1989 年以來，許多研究群發現在 Co/Pt[2]、Co/Pd[2]、Co/Au[3]、Co/Cu[4] 和 Fe/Ag[5]、等等多層膜，具有垂直方向的磁異向性 (perpendicular magnetic anisotropy, PMA)，由於垂直異向性物質之單位面積上位元密度是水平異向性物質的十倍以上，因而使這些組合成了高密度磁光材料的很好選擇，而這種垂直磁異向性曾被解釋為：超薄膜介面及表面會因原子層很薄而造成對稱性破壞 (3D→2D)，因此產生很強的表面磁異向性[6、7]，這種表面異向性主要是由磁晶軸表面磁異向性所貢獻[8~10]，亦有研究顯示其他因素也會引起磁異向性的變化，如薄膜與基底的晶格常數差異 (lattice mismatch) 所引起的應變[11~13]、介面的斷裂及結構上的缺陷[14]等，

相關研究直得大力投入。

當磁光碟上的資料被讀取時，需入射一偏極化光，此入射光受磁化材料垂直方向磁化量（ M ）的影響，其反射光的偏極角會與原偏極化方向產生一相對的旋轉角（ θ_K ），如圖一[15]所示。假設垂直於薄膜的磁化方向向上所產生的科爾旋轉角為（ $+\theta_K$ ），則方向向下的磁化量所產生的旋轉角將會是（ $-\theta_K$ ），此一上一下的磁化量方向代表著 0 與 1 的數位儲存訊號。利用磁光效應原理可以讀取材料上 0/1 訊號，若以雷射光加熱材料至居禮溫度（Curie temperature, T_c ），再加一強磁場，便可以改變此磁光型記憶材料上的紀錄。



圖一 磁光薄膜光碟上的資料讀取[15]

在 1845 年時麥可法拉第(Michael Faraday)首先發現了磁光效應 [16]，他發現當外加磁場在玻璃樣品上時，傳輸光的偏極面發生旋轉

的效應，隨後他在金屬表面上做光反射的實驗，但他的結果不能使人信服，因為他所謂的表面並不夠平整，32 年後，1877 年 John Kerr 在觀察偏極光從磨光的電磁鐵磁極反射出來時，發現到磁光科爾效應[17、18]。直到 1985 年 Moog 和 Bader 兩位學者提出了 SMOKE 來作為 surface magneto-optic Kerr effect 的代號來表示應用磁光科爾效應在表面磁學上的研究[19]，第一個表面磁光科爾效應研究系統是鐵超薄膜磊晶成長在金單晶(100)面上的實驗，此研究促成了表面磁光科爾效應成了表面磁學的研究方法。也促進了許多磁學研究實驗室投入大量資源與人力建構表面磁光科爾效應系統，本實驗室將沿著以往的研究報告及經驗，建立超高真空系統和自行製作表面磁光科爾效應量度系統(SMOKE)，投入研究表面結構組成與表面磁性之間的關係。

首先在大氣中組裝磁光科爾效應儀(MOKE)，選擇鐵(Fe)薄片塊材及長在氧化鋁上的 10 nm 鐵($Al_2O_3 \setminus V \setminus Fe \setminus V$)為量度系統；接著組裝超高真空中之磁光科爾量度系統(SMOKE)，而在超高真空中的實驗，基於 Co 薄膜在許多基材上具有垂直異向性可用於高密度磁光記憶材料上，本實驗室便著手查閱與 Co 相關的磁性研究，結果發現 $Co(12 \text{ \AA})/Ir(16 \text{ \AA})$ 多層膜蒸鍍在 MgO 基材上，具有很強的單軸異向性[20]；且在 Bloemen 等人的研究中顯示， $Co(t \text{ \AA})/Ir(24 \text{ \AA})$ 多層膜在薄

膜厚度較薄時，具有垂直方向的磁異向性，當薄膜長至臨界厚度 ($t=12 \text{ \AA}$) 後，具有平行樣品表面方向的磁異向性[7]；而 Salamon 等人在研究中曾利用分子束磊晶(molecular beam epitaxy, MBE)方式成長 Co/Ir 多層膜，發現此多層膜具有很強的反鐵磁性質與磁阻效應[21]；在 1999 年時，H. A. M. van den Berg 等人更以離子束濺射(ion beam sputter, IBS)的方式成長 $\text{Co}(30 \text{ \AA})/\text{Ir}(t \text{ \AA})$ 多層膜，進而發現其磁阻效應隨著 Ir 厚度的變化出現震盪行為，震盪周期約為 10 \AA [22]。在我們所查閱與 Co/Ir 相關僅為多層膜的研究中，可知 Co/Ir 實具有其磁性研究的價值，雖然 Co/Ir 多層膜之磁性研究已發展了一段時間，但是從事不同厚度的 Co 超薄膜與 Ir(111)單晶間介面的磁性研究卻很少，因此針對本實驗室儀器系統的特性，可對不同厚度的 Co 超薄膜長在 Ir(111)基材間的介面，進行磁性研究與分析，如此所得之 Co/Ir 介面性質訊息，將可對多層膜系統之物性有更深入的認識，並藉由單一原子層磊晶成長方式，我們更可以在介面形成過程中，探究物性之變化，進而控制介面品質與其物理特性。

二. 基本原理

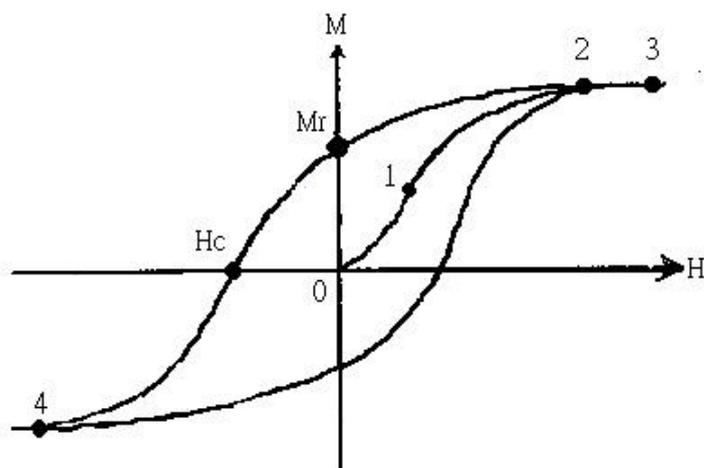
2.1 磁化曲線的意義

由於磁光科爾效應的測量是獲取樣品薄膜的磁化曲線，因此要能解讀磁化曲線和樣品薄膜內部磁性結構的關係，才能對樣品薄膜磁性作進一步的分析。

一般磁性材料的磁感應、磁化強度和磁場強度的關係式：

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{M} + \vec{H}) = \mu \vec{H}$$

其中磁導係數(permeability) $\mu = \mu_0 + c$ ，而磁極化率(magnetic susceptibility) $c = M/H$ 是材料的磁化強度和外加磁場強度的比值，就鐵磁性材料而言 c 值約為 $10^3 \sim 10^5$ ，但 c 值不是定值，會隨外加磁場而改變，也就是材料的磁化強度 M 和外加磁場強度 H 會呈非線性關係，典型的鐵磁性材料磁化曲線 ($M-H$ 曲線圖) 如圖二[23]。當外加

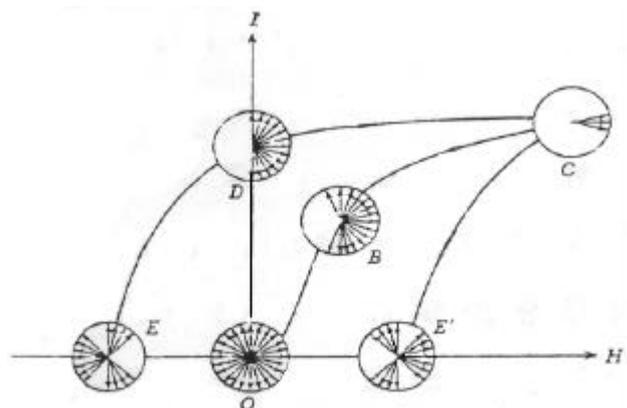


圖二 典型的鐵磁性材料磁化曲線[23]

磁場降為零時，材料的磁化強度不會回到零，而有剩餘磁化值的存在，稱為殘磁 M_r (remanence)。要使磁化強度降為零，需加反向磁場大小 H_c ，稱為矯頑力 (coercive force)。圖中 0-2 部分稱為起始磁化曲線。

當開始有外加磁場時，磁壁 (domain wall) 會產生位移，使內部自生磁化方向接近外加磁場的磁域，慢慢擴大體積，這種磁壁位移是可逆的，也就是當外加磁場消失，磁域分布能位移回到原狀態，反應在圖二磁化曲線圖上是 0-1 部分。若再加高磁場，為使材料的磁化方向完全指向外加磁場方向，磁壁將會進行不可逆的位移及旋轉，這時材料的磁區結構將從多重磁域狀態 (multi-domain) 轉變為單一磁域狀態 (single-domain) 而顯現出的磁化曲線已較不陡峭，如圖二曲線中 1-2 部分。曲線中 2-3 部分代表材料磁區已呈單一磁域，磁化量不再隨外加磁場而升高，亦即達飽和磁化狀態 (saturation)，其飽和磁化值亦等於此樣品的自生磁化值 M_s 。

至於整個磁化曲線上各點的磁區磁化方向分布情形的示意圖如圖三



[24] 這些磁區內各磁域 圖三 磁區內磁化方向分布圖 [24]

磁化方向的分佈情形，會直接主導磁化曲線的殘磁 M_r 及矯頑力 H_c ，以殘磁磁化強度 M_r 來說，圖三中 D 殘磁點各磁區的磁化方向恰充滿了正半球，這個狀態的磁化強度便可以容易的計算如下：

$$M_r = \int_0^{\pi/2} M_s \cos \theta \sin \theta d\theta = \frac{M_s}{2}$$

實際上多數高應力材料的殘磁磁化強度正是飽和磁化強度的一半。但每個晶體的情況不同，例如考慮磁異向性也會使晶體的殘磁磁化強度值變化，總之由磁化曲線中殘磁 M_r 和飽和磁化值 M_s 的比值，可以清楚的獲知晶體內部的磁區磁化分佈，作為深入分析的依據。接下來看矯頑力下 E 點的磁域磁化分佈，可明顯看出，在外加反向磁場時，殘磁區 D 點原先較平行於正向外加磁場的磁化會最先回逆，使晶體的磁化值降為零，因此定義矯頑力的數值 H_c 就是位移這些磁壁所需要的磁化強度。以 Kersten 的模型[25]進一步解釋：磁壁受到磁場作用會因壓力而旋轉，其臨界磁場也就是矯頑力，計算得：

$$H_c = \frac{g}{M_s \lambda \cos \theta}$$

其中 g 是磁壁表面能量， λ 是應力變化波長， θ 則是外加磁場和晶體易磁化軸的夾角。由此可知，晶體磁化曲線的矯頑力也可以反映出許多訊息，例如磁異向性。

2.2 磁異向性

磁化曲線形狀會受許多因素影響，最大影響因素為磁異向性，磁異向性 - 是指磁性材料的內在能量會隨磁化方向而改變的特性，其中較易達到飽和的方向我們稱之為易軸(easy axis)，而較難達到飽和的方向稱為難軸(hard axis)。

一般磁異向性大致可分為磁晶異向性、外型異向性和磁彈異向性三種：

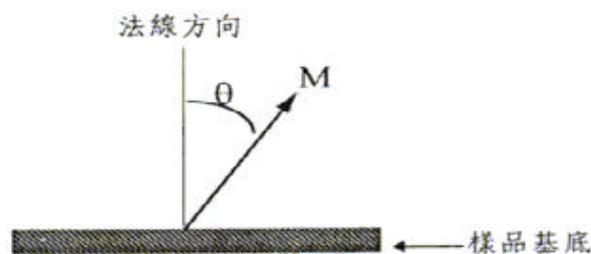
(1) 磁晶異向性(magnetocrystalline 或 crystal anisotropy)

磁異向性可以看為束縛晶體自生磁化強度 M_s 的力。外加磁場若不在易磁化軸方向上，則必須做功克服這個力，使 M_s 從易磁化軸轉到非易磁化軸的方向，這個功就是晶體磁異向能 E ，用磁異向能來說明易軸及難軸可能會更容易明瞭。一般而言可以用下式來表示磁異向能：

$$E = K \sin^2 q$$

K ：磁異向性常數，通常以 erg/cm^2 為單位。

q ：磁化方向與法線方向的夾角(如圖四所示)。



圖四 q 角示意圖[26]

易軸方向存在於磁異向能最小的方向。因此，當 $K > 0$ 時， q 角
 越小則 E 越小，代表易軸偏向於垂直樣品表面。反之，當 $K < 0$
 時， q 角越大則 E 越小，代表易軸偏向於平行樣品表面。

在分析多層膜及薄膜系統的磁異向性時， K 通常分為塊材部份
 K_V 及薄膜部份 K_s ，若薄膜厚度為 t ，則有效磁異向性常數為：

$$K = K_V + \frac{2K_s}{t}$$

以 Co/Pd 多層膜為例，如圖五所示[27]，實驗數據顯示 $K_V < 0$ (通
 常為負的)，也就是塊材效應傾向於使易軸平行樣品表面。 $K_s > 0$
 ，表示表層效應傾向使易軸垂直於樣品表面。我們可以算出使易
 磁化軸轉向的臨界厚度 t_c (critical thickness)。

$K > 0$polar

$$K_V + \frac{2K_s}{t} > 0$$

$$\frac{2K_s}{t} > -K_V$$

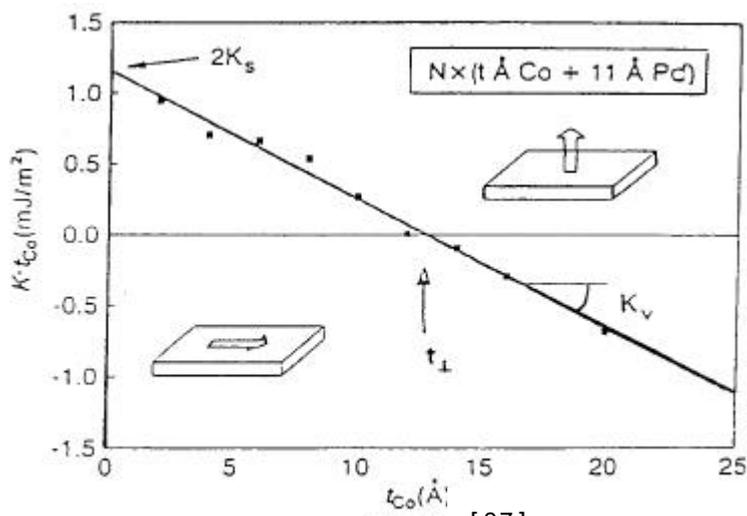
$$t > -\frac{2K_s}{K_V} = t_c$$

$K < 0$longitudinal

$$K_V + \frac{2K_s}{t} < 0$$

$$\frac{2K_s}{t} < -K_V$$

$$t < -\frac{2K_s}{K_V} = t_c$$



圖五 [27]

(2) 外型異向性(magnetic dipolar anisotropy 或 shape anisotropy)

磁晶體內磁偶極矩間的交互作用力，也會產生磁異向性，一般稱為磁偶極矩異向性，由於它會受制於樣品的邊界狀況，也就是受晶體外型影響，因此又稱為外型異向性。若將薄膜樣品視為連續體，則其靜磁能可表示為：

$$E_d = -\frac{\mathbf{m}_0}{2V} \int M \cdot H_d dV$$
$$E_d = -\frac{1}{2} \mathbf{m}_0 M_s^2 \sin^2 \mathbf{q} = K_{shape} \sin^2 \mathbf{q}$$

其中 \mathbf{q} 為磁化與樣品法線的夾角，由上式可知當 $\mathbf{q} = 90^\circ$ 時，會有最小能量，因此外型異向性會造成易軸傾向於平躺樣品表面的方向(in-plane)。

總之，磁偶極交互作用所造成的異向性整體來說，主要是使磁化易軸在平行表面的方向，所以磁異向性常數貢獻於塊材部份，即表示為 K_{shape}^V 。

(3) 磁彈異向性(magnetoelastic anisotropy 或 stress anisotropy)

鐵磁性材料承受應力時，可能產生些微的變形，而引發磁致伸縮效應，這時材料中會感應生成強度為 s (N/m)的張力，因此磁晶軸將會改變其對稱性，亦會改變自生磁化方向，且伴隨能量的變化，可表示為：

$$E_{me} = \frac{3}{2} \mathbf{l}_m E \mathbf{e} \cos^2 \mathbf{q}$$

I_m : 磁致伸縮常數

e : 材料承受的應力

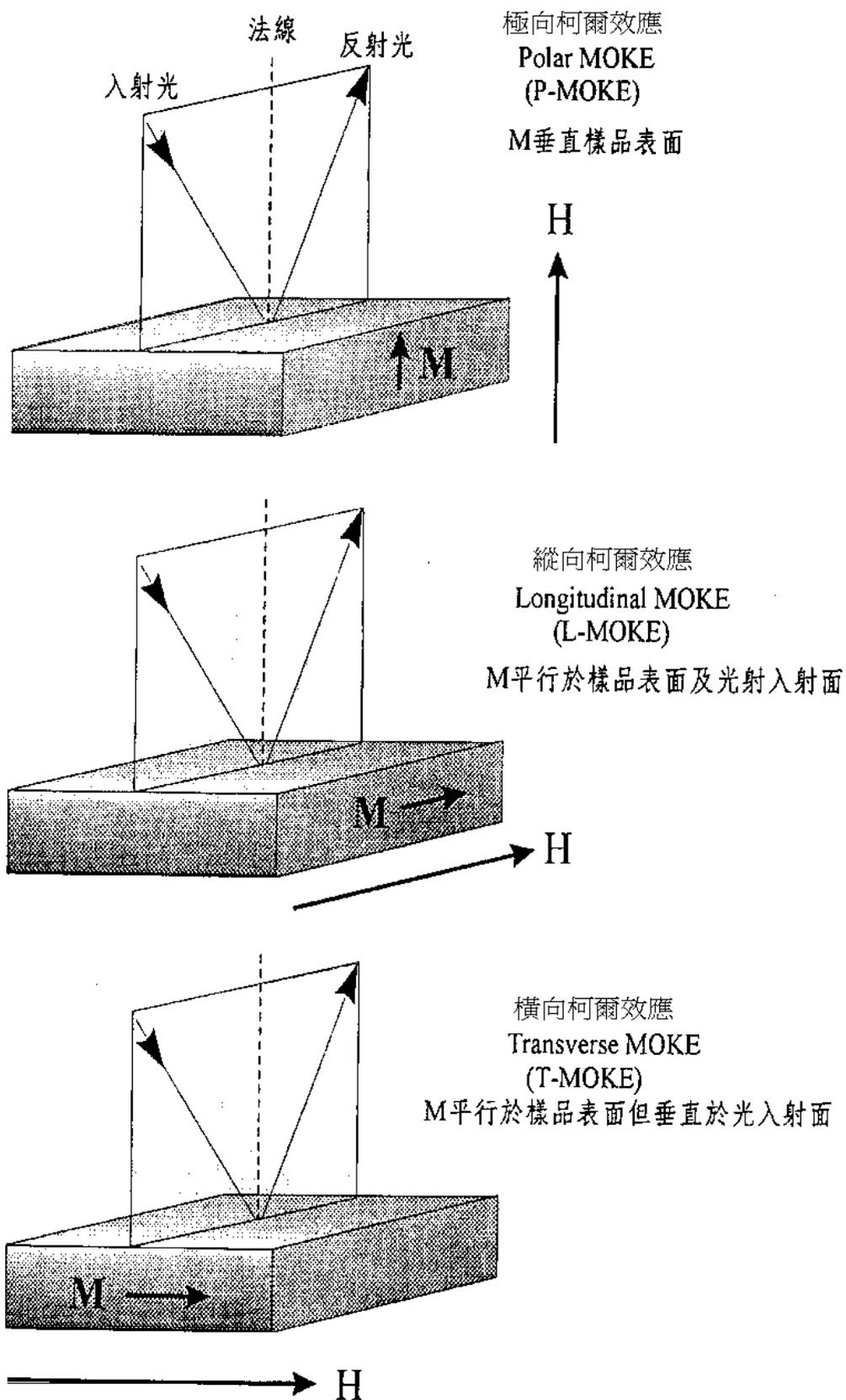
E : 彈性常數

q : 張力 s 和磁化方向的夾角

2.3 磁光科爾效應原理

磁光科爾效應(Magneto-Optical Kerr Effect, MOKE), 為線偏振光入射於磁性材料, 反射後轉變為橢圓偏振光的現象。此橢圓偏振光的長軸與原線偏振光的夾角 q_K , 稱之為科爾旋轉角, 橢圓偏振光的橢圓率 e_K , 稱之為科爾橢圓率。 q_K 和 e_K 皆很小($\ll 1^\circ$), 且與磁性物質的磁化大小 M 成正比, 因此量測 q_K 或 e_K 隨外加磁場改變的情形, 便可以反應出磁性物質的磁化曲線。用磁光科爾效應的原理來研究超薄膜表面的磁性結構, 便稱為表面磁光科爾效應。磁光科爾效應可分為 3 種型態: 極向科爾效應、縱向科爾效應及橫向科爾效應, 如圖六所示[26]。

線偏振光為左旋圓偏振光與右旋圓偏振光之組合, 外加磁場出現時, 會使磁性物質的介電常數 e (dielectric) 產生非對角線元素, 當此兩種不同偏振方向的光入射此磁性物質時, 會有不同的折射係數(n_r 為右旋偏振光的折射率, n_l 為左旋偏振光的折射率), 因此吸收係數及反射係數亦不同。由於反射係數不同, 兩種偏振光在樣品的傳播速率也不同, 而產生相位差, 又因吸收係數的不同, 所以反射後的右旋及左旋偏振光振幅亦不相同, 因此兩偏振



圖六 三種 MOKE 形態示意圖[26]

光由樣品反射回來結合在一起時，便會形成橢圓偏振，且長軸會與原偏振方向形成一夾角 q_k 。

一具有光學作用的晶體，其介電常數有非對角線元素。

$$\mathbf{e} = \begin{bmatrix} \mathbf{e}_{11} & j\mathbf{e}_{12} & 0 \\ -j\mathbf{e}_{12} & \mathbf{e}_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \mathbf{e}_{11} \end{bmatrix}$$

我們選擇 $k_z = 0$ (只有 E_x 及 E_y)， k 為波數 (wave number)，來討論 \mathbf{e} 與 n 的關係：

由動力學中，我們得知 $-k^2 \mathbf{E} + \mathbf{w}^2 \mathbf{m} \mathbf{e} \mathbf{E} = 0$

$$\therefore -k^2 E_x + \mathbf{w}^2 \mathbf{m} (\mathbf{e}_{11} E_x + j\mathbf{e}_{12} E_y) = 0$$

$$-k^2 E_y + \mathbf{w}^2 \mathbf{m} (-j\mathbf{e}_{12} E_x + \mathbf{e}_{11} E_y) = 0$$

由上式可得

$$\begin{vmatrix} -k^2 + \mathbf{w}^2 \mathbf{m} \mathbf{e}_{11} & j\mathbf{w}^2 \mathbf{m} \mathbf{e}_{12} \\ -j\mathbf{w}^2 \mathbf{m} \mathbf{e}_{12} & -k^2 + \mathbf{w}^2 \mathbf{m} \mathbf{e}_{11} \end{vmatrix} = 0$$

$$\rightarrow (k^2 - \mathbf{w}^2 \mathbf{m} \mathbf{e}_{11}) (k^2 - \mathbf{w}^2 \mathbf{m} \mathbf{e}_{11}) = \mathbf{w}^4 \mathbf{m}^2 \mathbf{e}_{12}^2$$

$$\rightarrow k = \mathbf{w} \sqrt{\mathbf{m} \mathbf{e}_0} \sqrt{\mathbf{e}_{11} \pm \mathbf{e}_{12}}$$

$$\therefore n_r = \frac{k_r}{\mathbf{w} \sqrt{\mathbf{m} \mathbf{e}_0}} = \sqrt{\mathbf{e}_{11} + \mathbf{e}_{12}}$$

$$n_l = \frac{k_l}{\mathbf{w} \sqrt{\mathbf{m} \mathbf{e}_0}} = \sqrt{\mathbf{e}_{11} - \mathbf{e}_{12}}$$

由 Fresnel 方程式可知反射係數 g 可分別表示為：

$$\mathbf{g}_r = \frac{n_r - 1}{n_r + 1} = |\mathbf{g}_r| e^{j\phi_r} \quad ; \quad \mathbf{g}_l = \frac{n_l - 1}{n_l + 1} = |\mathbf{g}_l| e^{j\phi_l}$$

其中, g_r 與 g_l 皆為複數。所以可知左旋及右旋圓偏振光自樣品表面反射結合後會形成橢圓偏振。最後, 我們可得科爾旋轉角 q_K 及科爾橢圓率 e_K :

$$q_K = -\frac{1}{2}(f_r - f_l) = -\text{Im}\left(\frac{n_r - n_l}{n_r n_l - 1}\right)$$

$$e_K = -\frac{|g_r| - |g_l|}{|g_r| + |g_l|} = -\text{Re}\left(\frac{n_r - n_l}{n_r n_l - 1}\right)$$

通常介電常數元素 e_{11} 遠大於 e_{12} 及 e_{21} , 因此將折射率以介電常數代入, 則得:

$$q_K = -\text{Im}\left(\frac{e_{12}}{n\left[(e_{11}^2 - e_{12}^2)^{1/2}\right]}\right) \cong -\text{Im}\left(\frac{e_{12}}{n(e_{11} - 1)}\right)$$

$$e_K = -\text{Re}\left(\frac{e_{12}}{n\left[(e_{11}^2 - e_{12}^2)^{1/2}\right]}\right) \cong -\text{Re}\left(\frac{e_{12}}{n(e_{11} - 1)}\right)$$

由於 e_{12} 為 M 的線性函數, 所以 q_K 及 e_K 皆正比於磁化量 M 。

J.Zak[28]以 universal approach method 推導出:

極向科爾效應(polar MOKE)

$$q^{pol} = -\left(\frac{4p}{l}\right)\left(\frac{N^2}{1 - N_{sub}^2}\right)Qd$$

縱向科爾效應(longitudinal MOKE)

$$q^{lon} = \left(\frac{4p}{l}\right)\left(\frac{N_{sub}^2}{1 - N_{sub}^2}\right)qQd$$

N : 薄膜折射率

N_{sub} : 基底折射率

d : 薄膜厚度

q : 入射光角度

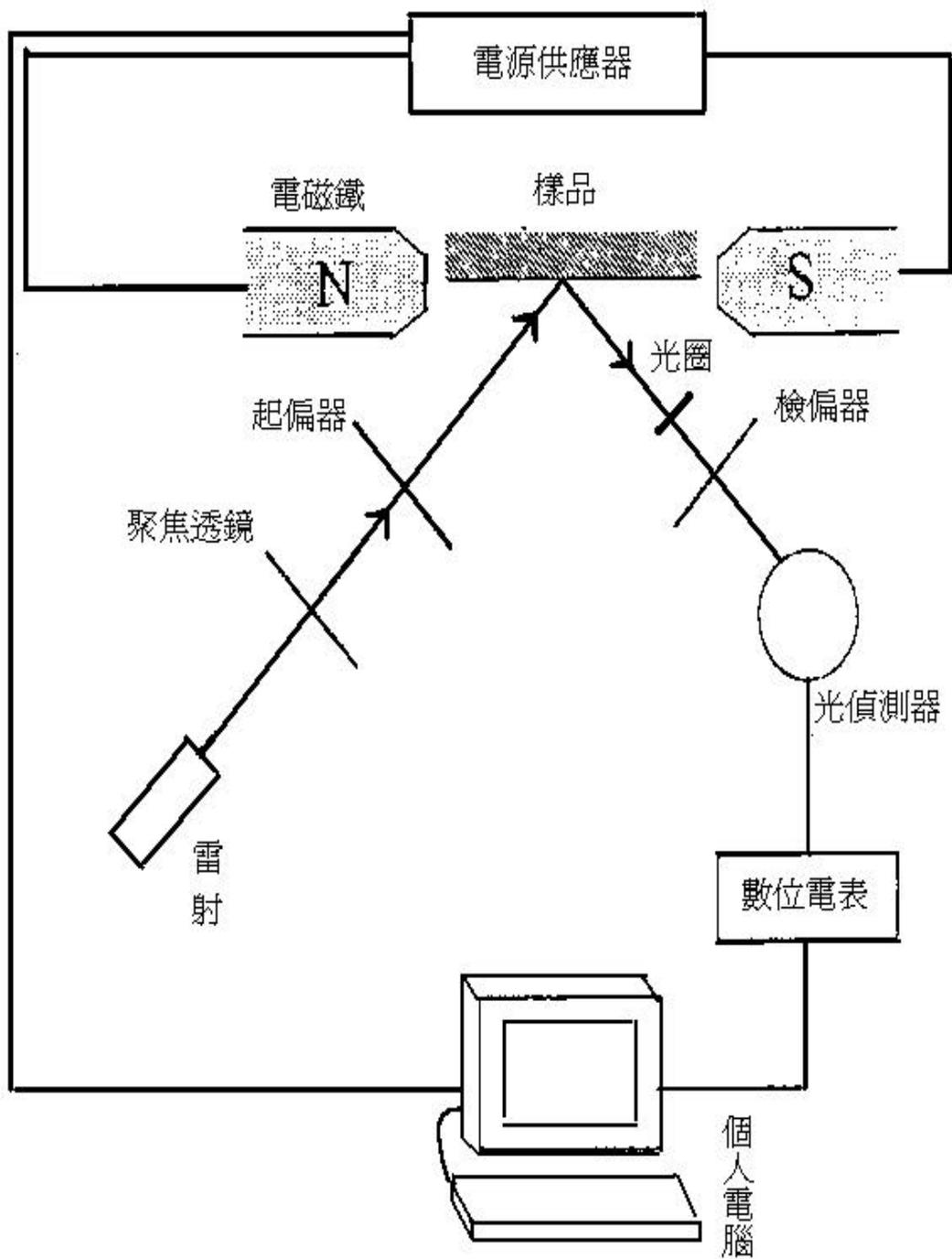
Q : 樣品的磁光耦合向量, 稱為 Voigt constant

由上式極向及縱向科爾效應式子中, 我們可以看出磁光科爾旋轉角會正比於薄膜厚度。

三. 磁光科爾效應儀器的建立與測試結果

3.1 磁光科爾效應儀之建立

磁光科爾效應儀之儀器架設圖如圖七所示。首先將雷射光源調整為 P 波以 45° 角入射樣品，首先通過聚焦透鏡，目的是使雷射光源能更精準的聚焦於樣品上，接著通過高消光比的 Glan-Thompson 起偏器(或稱為偏振器)，以過濾剩餘 S 波，再經由樣品反射至可調式光圈，利用可調式光圈過濾雷射光束通過光學元件時所產生的散射光，以減少雜訊，再來通過 Glan-Thompson 檢偏器(或稱為偏振器)，過濾 P 波，最後由光偵測器接收訊號，將訊號轉換成光電流後，並以內建之放大器將光電流訊號放大後，輸出至數位電表，再由數位電表將光電流訊號轉換成電壓值，藉由 IEEE488 介面卡輸入至個人電腦，經由電腦語言程式輔助處理成我們所需要的數據或圖表。實驗中樣品所需之外加磁場，是由電腦控制電源供應器之輸出電流予電磁鐵所產生的。



圖七 磁光科爾效應儀之儀器架設圖

3.2 器材與元件

* 雷射光源

本實驗試所使用的雷射光源為宏惠公司所代理，波長為 632.8nm 的氬氖雷射，功率 5mW 的線偏振光，偏振度為 500:1，強度穩定度在 2% 內，型號 61322。

* 聚焦透鏡

使雷射光能聚焦在樣品表面上。

* 可調式光圈

過濾雷射光束通過光學元件時所產生的散射光，以減少雜訊，宏惠公司製造，型號 32621。

* 偏振器

我們所使用的為 Glan-Thompson 偏振器，此為兩塊方解石所製成的高精度晶體檢偏器，具高消光比(1×10^{-6})。

* 光偵測器 (photodiode)

宏惠公司製造的 Silicon 光偵測器。利用光電效應將雷射光轉換成光電流，並以內建之放大器將光電流訊號放大後輸出，型號為 ST-TO8。

* 可程式數位電表

接收光偵測器所輸入之光電流，將之轉換成電壓值輸出，透過

IEEE488 介面卡與電腦連線，交由電腦分析數據，為 Keithley 公司製造，型號 Model 2000。

* 可程式電源供應器

為美國 Kepco 公司製造，最大輸出為 $\pm 6A$ $\pm 72V$ ，透過 IEEE488 介面卡，由電腦控制輸出，型號 BOP 72-6M。

* IEEE488 介面卡

實驗中以 quickbasic 電腦語言程式撰寫所需之控制程式，再經由 IEEE488 介面卡控制電源供應器及電表。

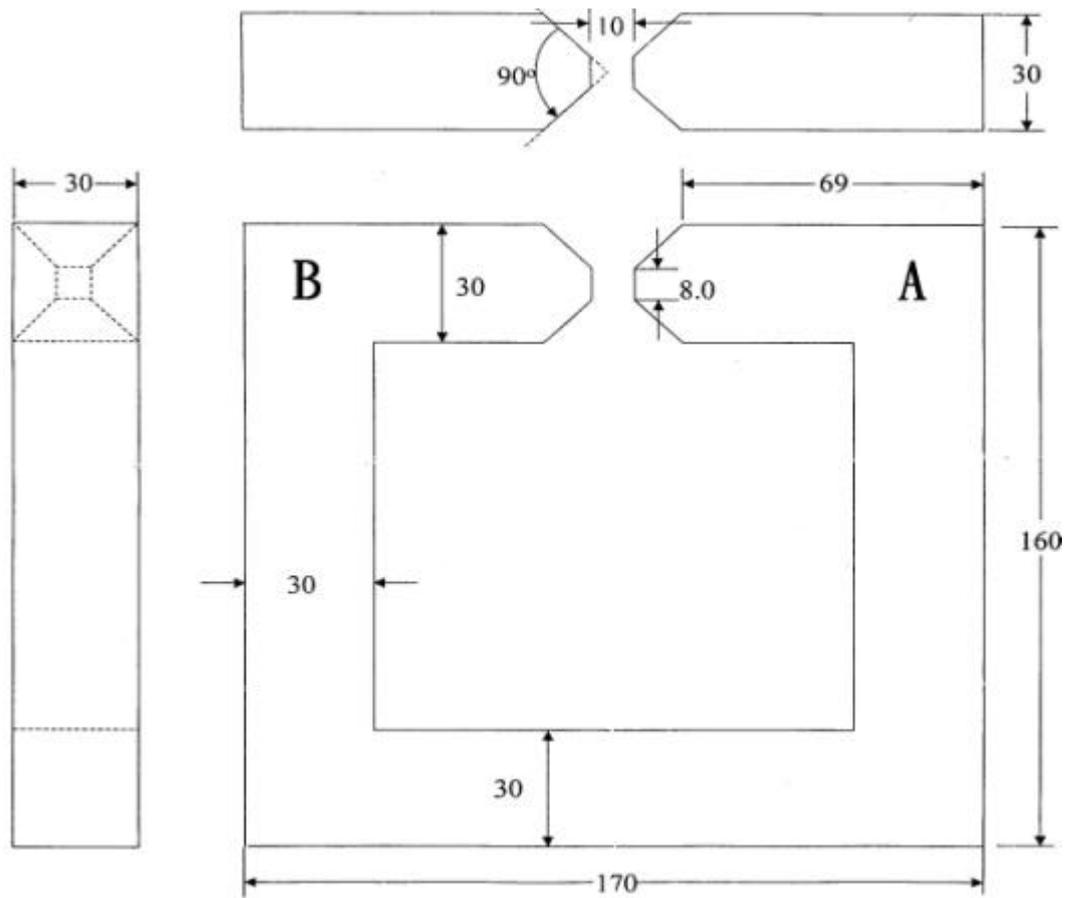
* 電磁鐵

本實驗室以矽鋼片自製，提供外加磁場用的電磁鐵，通過 2.25 安培電流後，中心磁場可達 2000 Oe。

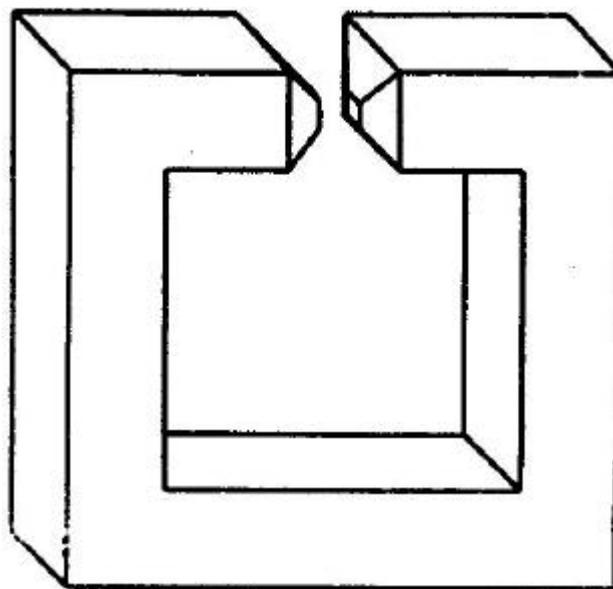
3.3 電磁鐵之製作與測試

磁光科爾效應儀中所使用之電磁鐵，如圖八所示，為一 C 型的電磁鐵，是以數十片矽鋼片為材料，將其固定後，以線切割儀器製作成 C 字形狀，為使光線順利入射及反射，我們將兩極磨成圖九中形狀，再以鐵弗龍覆蓋之漆包導線纏繞而成。A 端線圈匝數為 682 匝，B 端為 684 匝，當通入電流為 2.25A 時，中心最大磁場達 2000 Oe。

由於鐵磁性物質的磁導係數（magnetic permeability）均遠大



圖八 電磁鐵規格 Unit : mm



圖九 電磁鐵外型

於空氣的磁導係數，矽鋼的磁化率 $c \approx 1800$ [29]，因此線圈通電流後所產生的磁場，絕大部分都被束縛在鐵磁性物質的鐵心中，換言之，鐵磁性物質可以作為磁場之通路，稱為磁路（magnetic circuit）。電磁鐵兩極間的空隙相較於整個電磁鐵尺寸不應過大，如此磁力線才不至於鬆散，也才能產生均勻磁場。

特別留意的一點，纏繞線圈時，需避免同層線圈交叉重疊，繞至底部後不可反方向繞回頂部，而是直線拉回頂部，再以同方向繞至底部，以避免磁力相抵消，並且不能讓漆包線的外覆絕緣層剝落，否則會造成電路短路，產生磁場下降現象。

電磁鐵製作完成後，再以高斯計量測其兩極間磁場是否均勻，量測結果如圖十 ~ 圖十三所示，結果發現靠近 A 端處磁場較大，分佈並不均勻。經過計算磁場與線圈匝數比值後，發現不均勻的磁場差，約為 10 匝線圈，因此我們在磁場較弱的 B 端加繞 10 匝線圈，之後使用高斯計再次量測，圖十四 ~ 圖十七為修正後的電磁鐵磁場分佈圖所示，圖中顯示修正後的電磁鐵兩端磁場分布均勻。

接著對電磁鐵磁路進行量測，如圖十八 ~ 二十二所示，以圖十八電流 0.5A 為例，我們每 0.02A 取一磁場值，共有 125 個數據點，之後每隔 0.5A 以及電流為 2.25A 時，取一次磁滯取線圖，

來觀察其殘磁。

圖二十三為殘磁與最大磁場強度關係圖，本實驗中電磁鐵的工作範圍約在 400 ~ 2000 Oe 間，從圖二十三中我們可以知道，當最大磁場強度為 400 Oe 時，電磁鐵殘磁約為 8 Oe；當最大磁場強度為 2000 Oe 時，電磁鐵殘磁約為 15 Oe。而對於一般磁性記錄元件而言，矯頑力約為數百 Oe，因此，我們所設計、製作的電磁鐵正符合這類磁性薄膜之磁性量度的需要。

修正前電流為 0.5A 之電磁鐵磁場強度空間分布圖

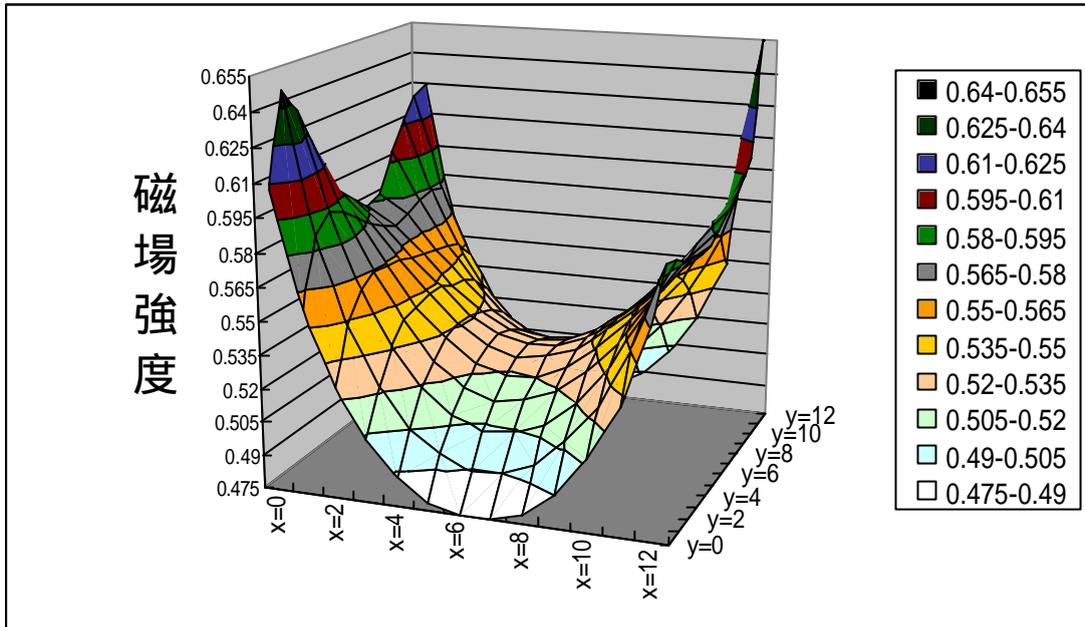


圖 十

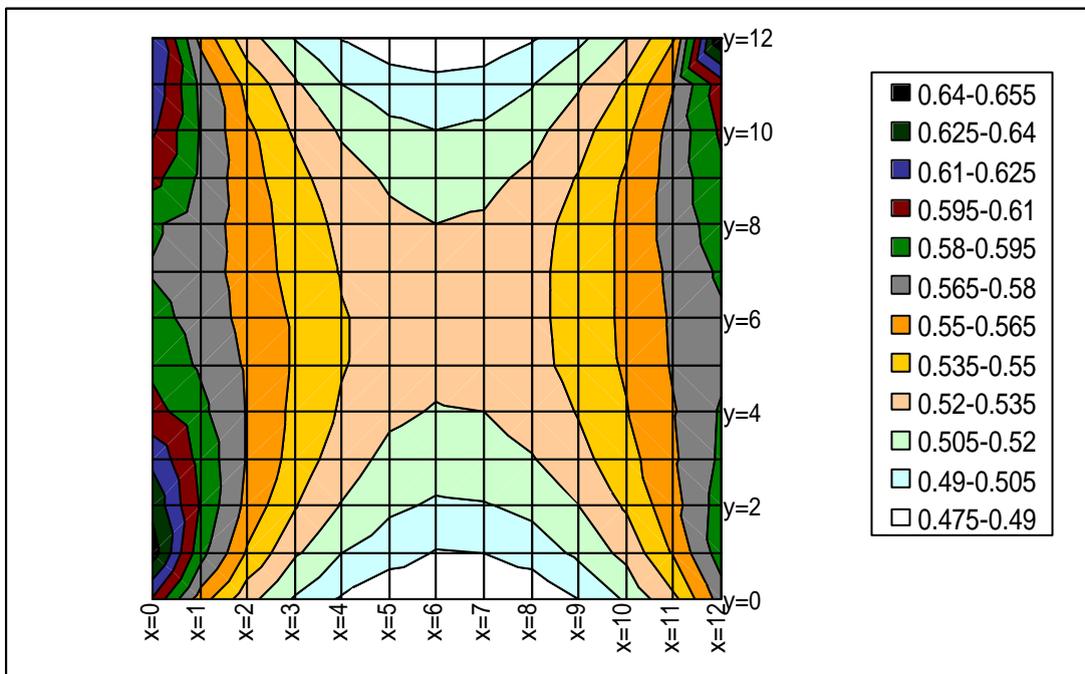


圖 十一

修正前電流為 1A 之電磁鐵磁場強度空間分布圖

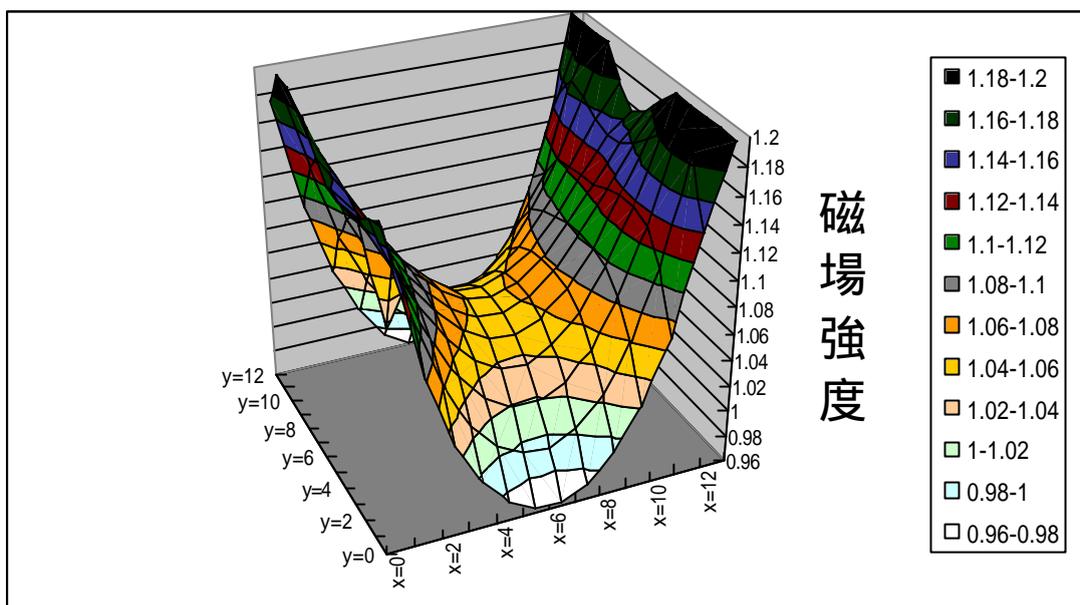


圖 十二

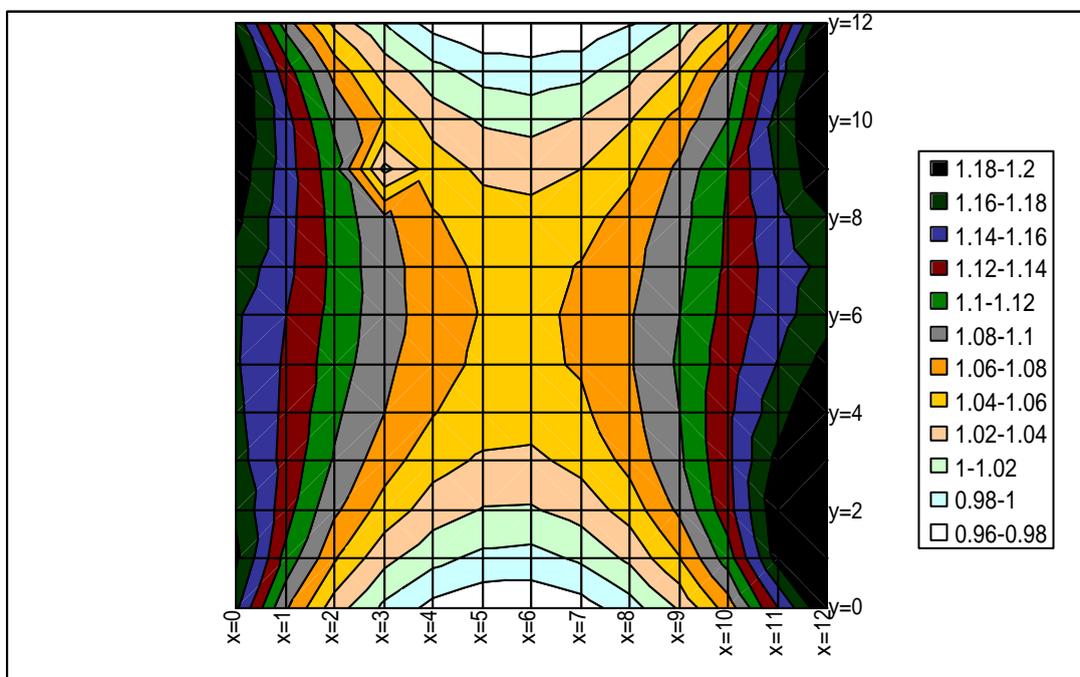


圖 十三

修正後電流為 0.5A 之電磁鐵磁場強度空間分布圖

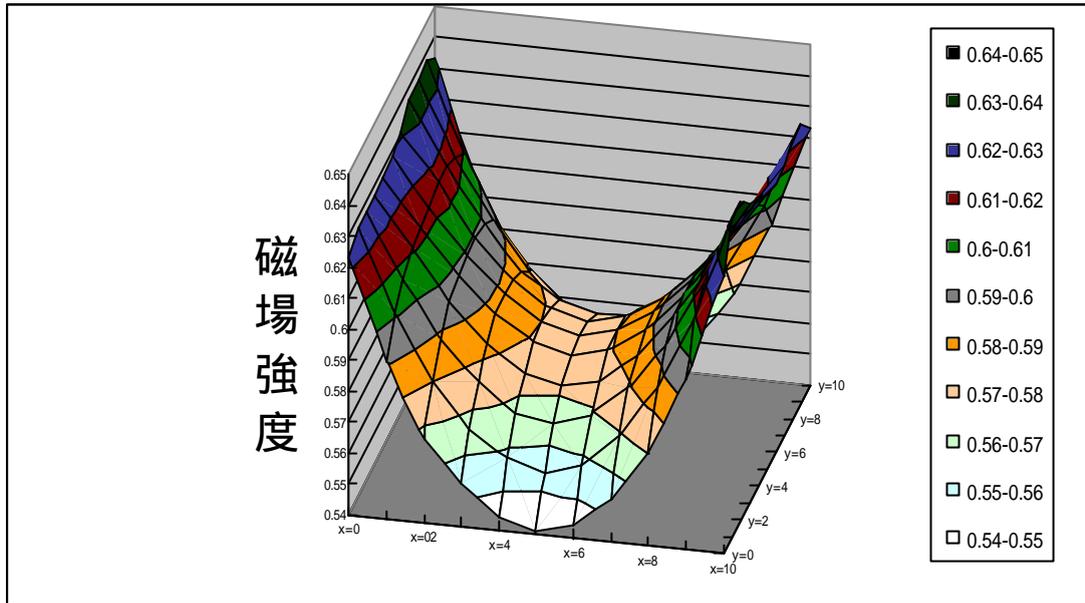


圖 十四

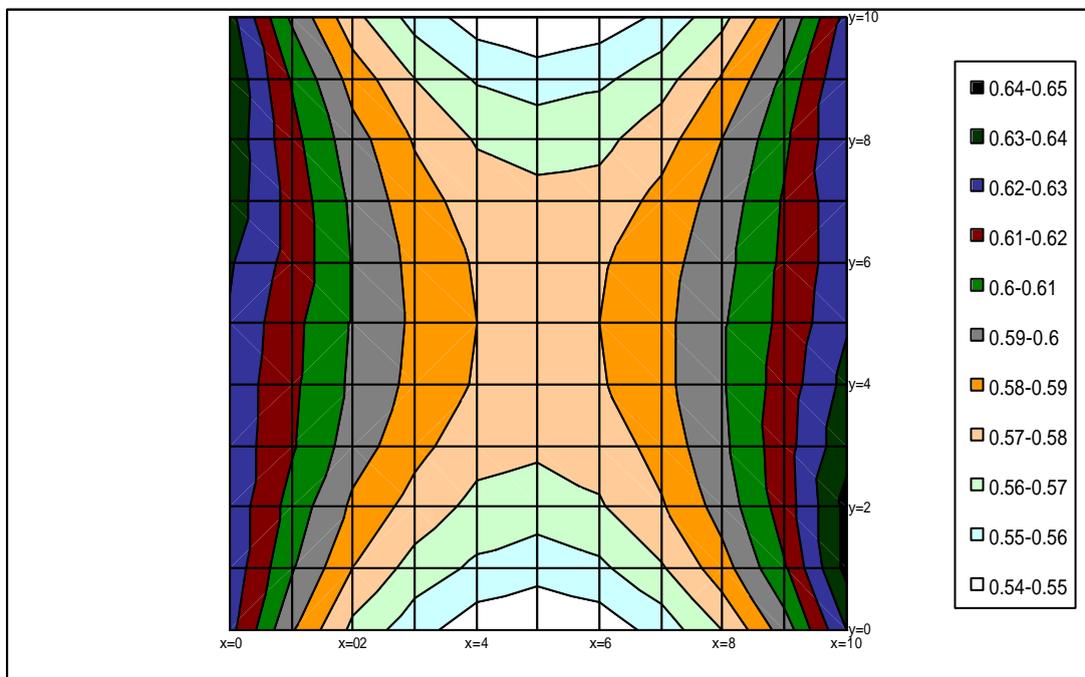


圖 十五

修正後電流為 1A 之電磁鐵磁場強度空間分布圖

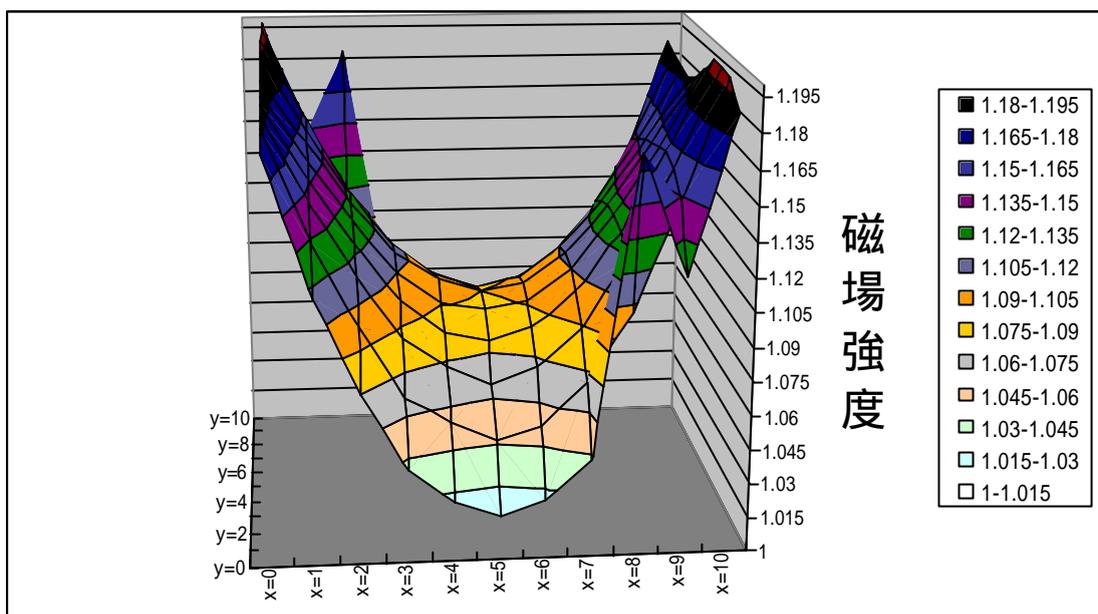


圖 十六

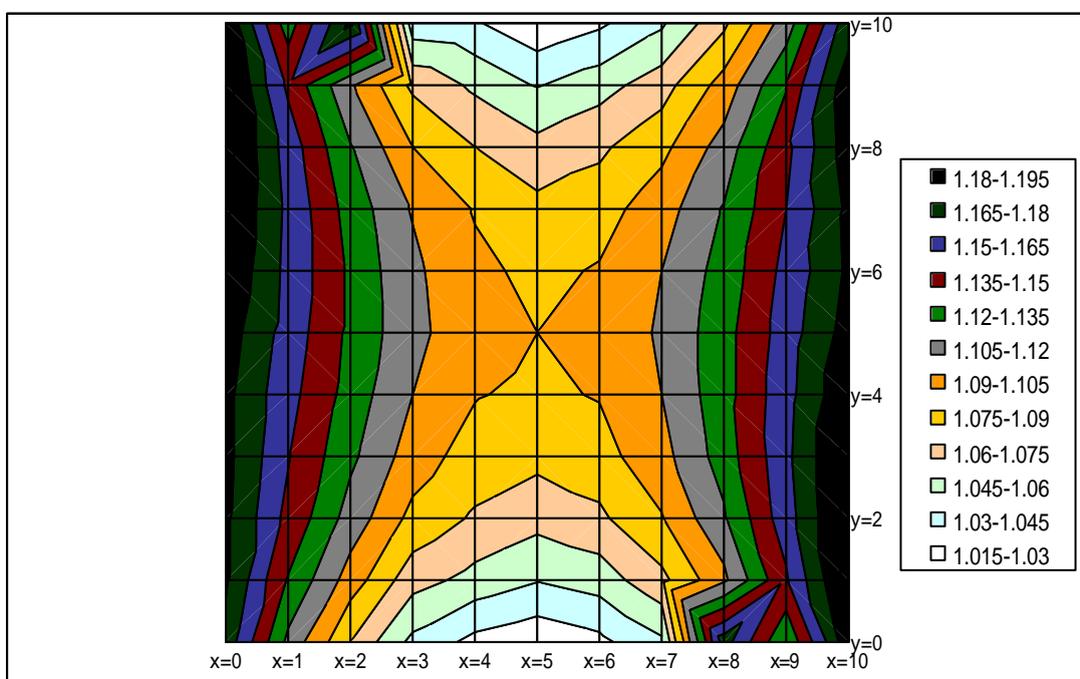


圖 十七

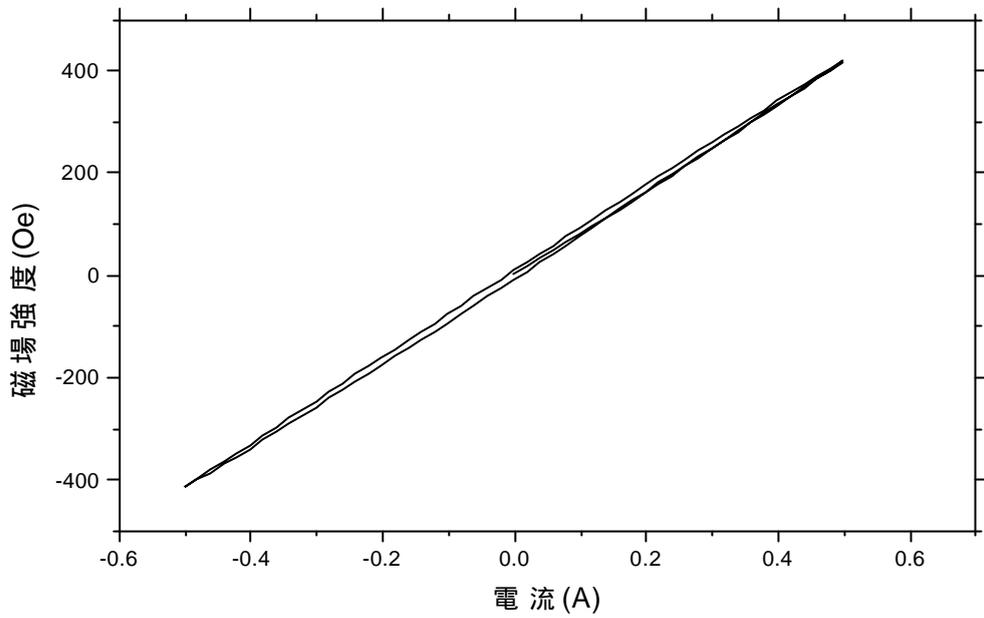


圖 十八 電磁鐵最大電流 0.5A，每隔 0.02A 取一個數據點

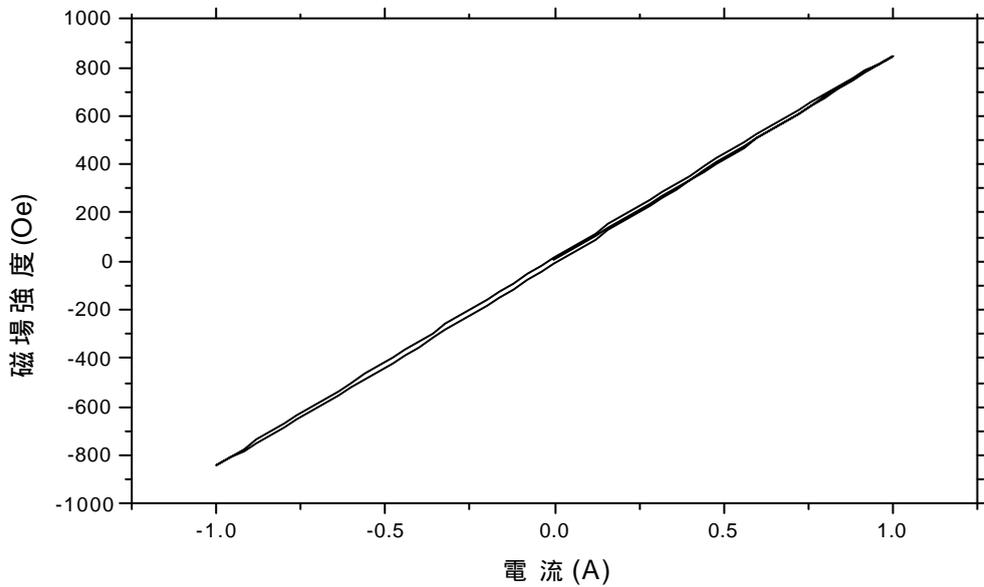
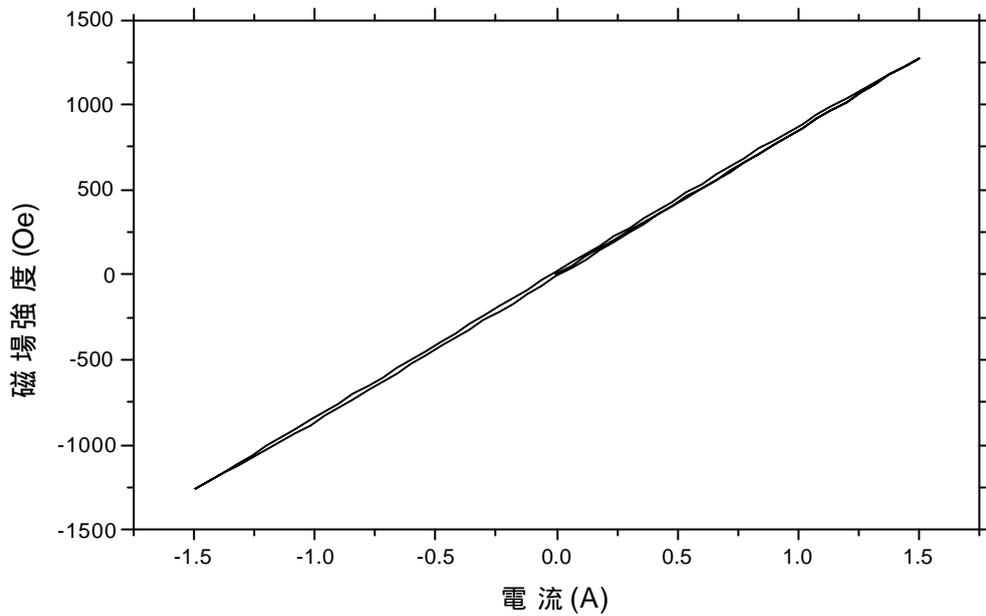
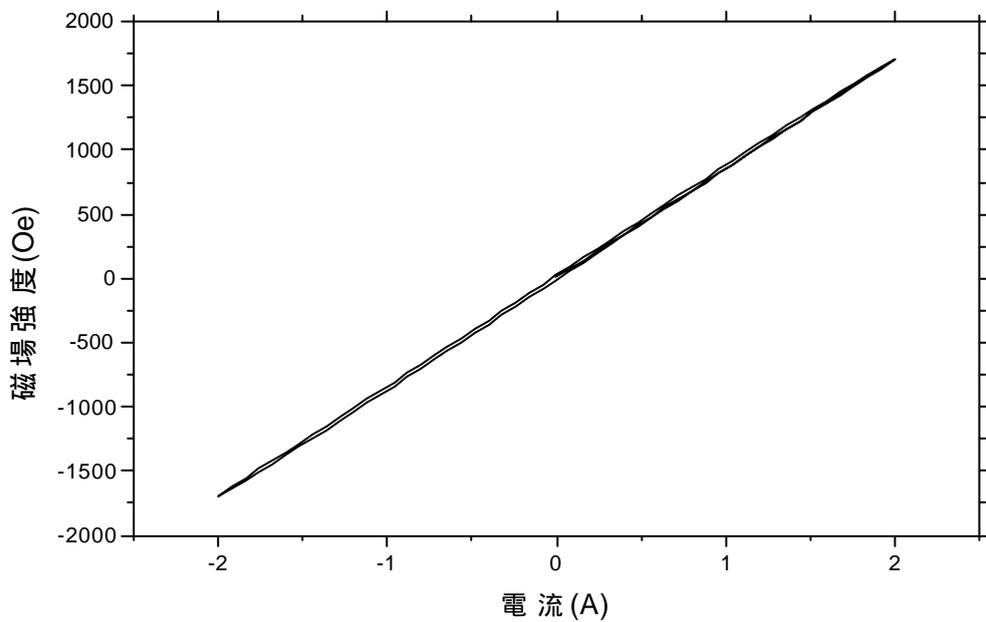


圖 十九 電磁鐵最大電流 1.0A，每隔 0.04A 取一個數據點



圖二十 電磁鐵最大電流 1.5A，每隔 0.06A 取一個數據點



圖二十一 電磁鐵最大電流 2.0A，每隔 0.08A 取一個數據點

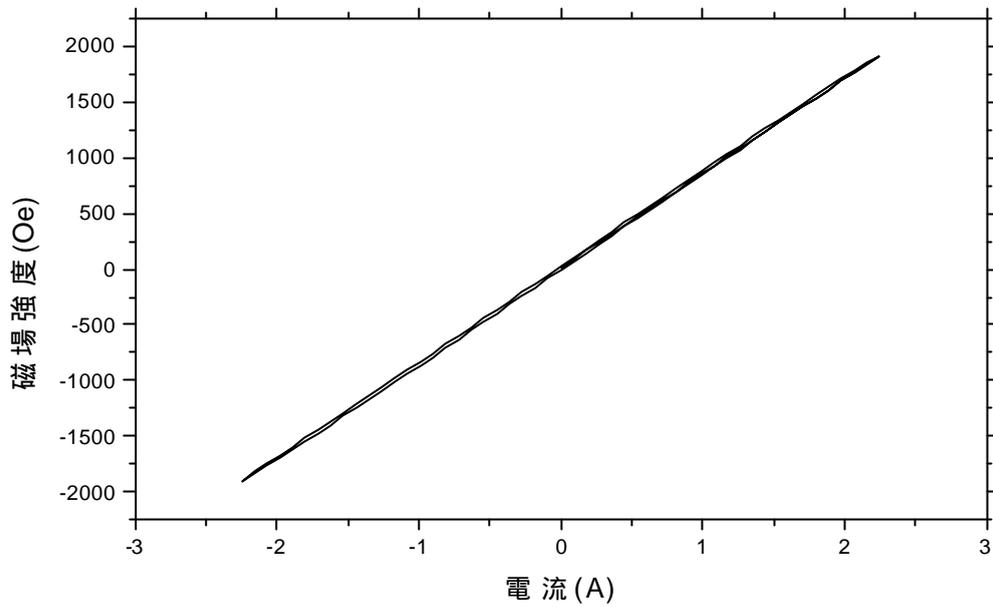
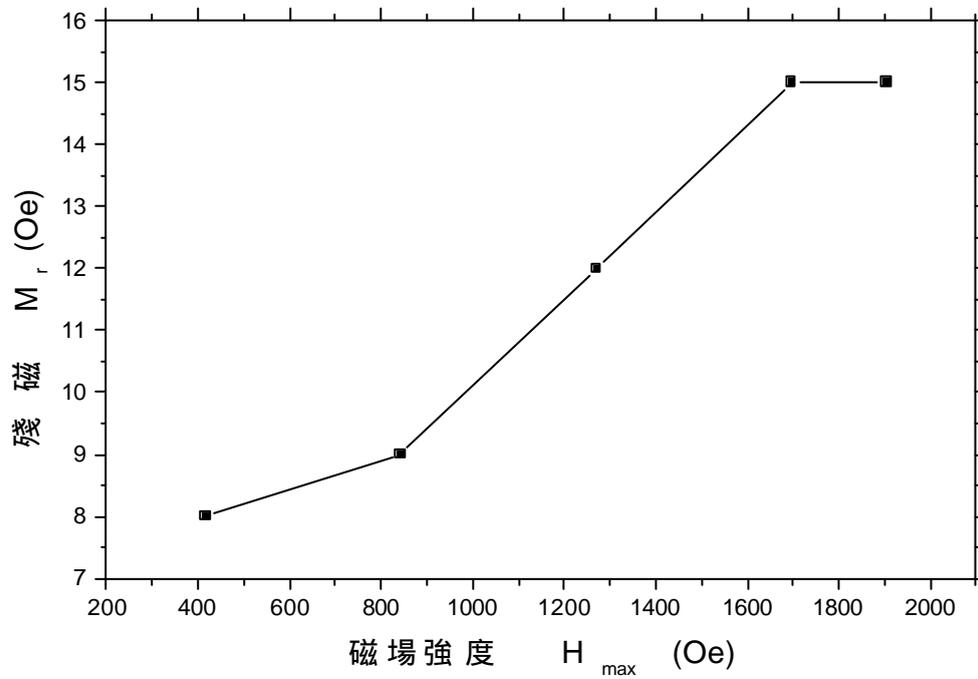


圖 二十二 電磁鐵最大電流 2.25A，每隔 0.09A 取一個數據點

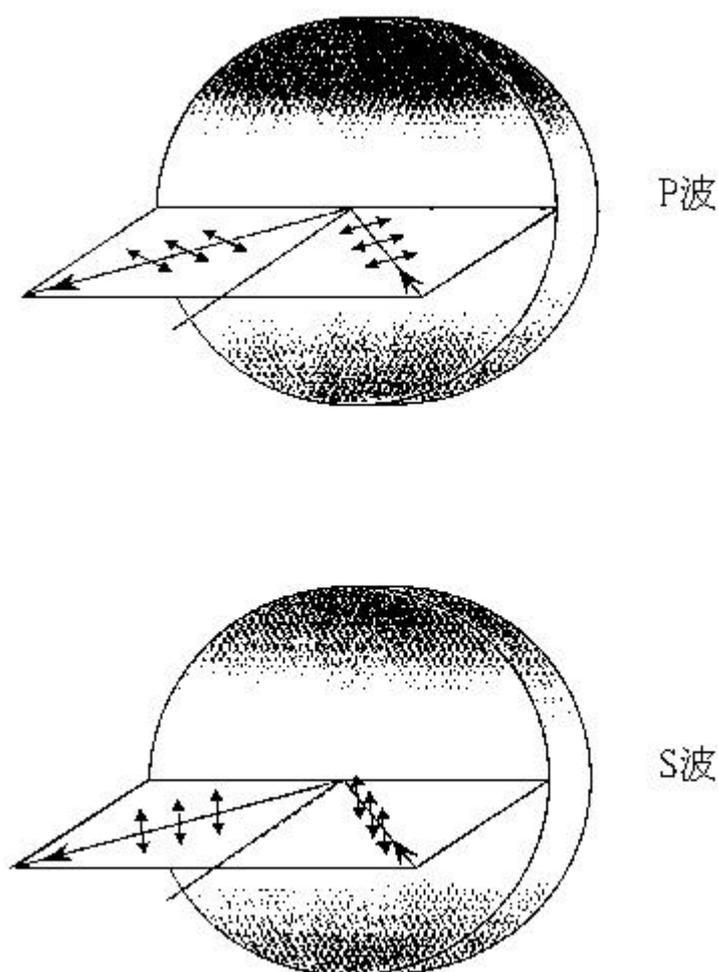


圖二十三 電磁鐵的殘磁與磁場強度關係圖

3.4 工作原理

(1) 磁光科爾效應儀測量原理

磁光科爾效應依據入射光偏振方向可分為 P mode 及 S mode 兩種。P mode 是指入射光的偏振方向和光入射平面平行，而 S mode 則是指入射光的偏振方向和光入射平面垂直。如圖二十四 [15]所示。本實驗室所採用的雷射入射光為 P 波，所偵測的訊號為 S 波。



圖二十四 P 及 S mode 示意圖 [15]

由 Bader 等人有關的表面磁光科爾效應理論[19]，我們得知科爾旋轉角 q_K 及科爾橢圓率 e_K 正比於樣品的磁化強度 M ，又反射光的 P 波及 S 波電場分量與 q_K 及 e_K 有以下的關係式：

$$\frac{E_S}{E_P} = q_K + ie_K$$

因此我們只要量測 $\frac{E_S}{E_P}$ 便可以得到科爾訊號。

我們定義檢偏器轉至平行 S 波方向時的角度為 0° ，然後調整一個小角度 d ($d \approx 0^\circ$)，此時反射光的強度 I 可以用下式表示：

$$I = |E_P \sin d + E_S \cos d|^2$$

由於科爾旋轉角很小，因此反射光在 S 波方向的分量遠小於在 P 波方向的分量，所以 $E_S \ll E_P$ ，則：

$$I \approx E_P^2 |\mathbf{d} + \mathbf{q}_K + i\mathbf{e}_K|^2 \approx |E_P|^2 (d^2 + 2d\mathbf{q}_K)$$

原入射光之強度 I_0 可表示為：

$$I_0 = E_P^2 \sin^2 d = E_P^2 d^2$$

則原式可寫成：

$$I = I_0 \left(1 + \frac{2\mathbf{q}_K}{d} \right)$$

因此：

$$\Delta I = I - I_0 = I_0 \left(\frac{2\mathbf{q}_K}{d} \right)$$

最後得：

$$\therefore \mathbf{q}_K = \left(\frac{d}{2} \right) \left(\frac{\Delta I}{I_0} \right)$$

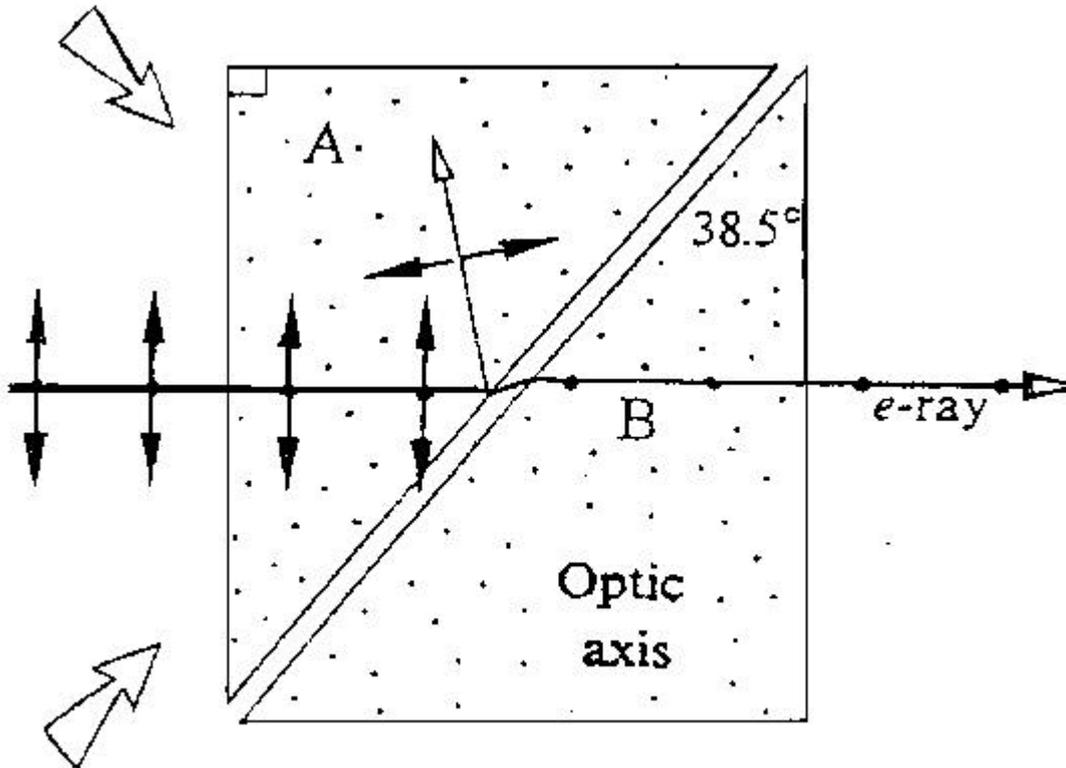
由此可知 q_k 正比於 ΔI ，所以我們以反射光的強度變化來代表科爾旋轉角度的變化，並將 ΔI 與外加磁場作圖，便可得磁滯曲線。

(2) Glan-Thompson 偏振片的工作原理

Glan-Thompson 偏振片是利用方解石的雙折射特性，方解石晶體有一光軸(optical axis)存在，當光線沿光軸方向入射時，不會出現雙折射，但若沒有沿著光軸方向入射，入射光將被分解為兩條折射線：o 線(遵守 Snell's law 稱為尋常光線 ordinary ray)及 e 線(不遵守 Snell's law 稱為非尋常光線 extraordinary ray)。他們是兩種光振動方向互相垂直的線偏振光，但偏振方向不是絕對，會隨方解石的光軸方向而轉動。通常我們定義光入射方向和光軸所決定的平面為主平面，o 線的偏振方向會垂直主平面；e 線的偏振方向則是平行主平面。至於傳播速度：o 線沿各方向的傳播速度都是相同的；而 e 線的傳播速度則因方向而異，沿光軸入射時 o 線 e 線傳播速度相同，但若垂直於光軸方向入射，e 線傳播速度最慢與 o 線速度相差最多。1678 年 Huygen 以次級子波概念 [30]，指出雙折射的數種現象，擷取其中之二(a)光軸平行於晶體表面及光入射面，光線垂直入射，o 線 e 線都不會發生偏折，但傳播速度不相等；(b)光軸平行於晶體表面但與入射面垂直時，o

線 e 線均遵守 Snell's law。這兩種現象便可以明確的解釋偏振片的工作原理。

Glan-Thompson 偏振器是將方解石切成兩部份，中間隔空氣層，如圖二十五[23]所示：



圖二十五 Glan-Thompson 偏振器示意圖[23]

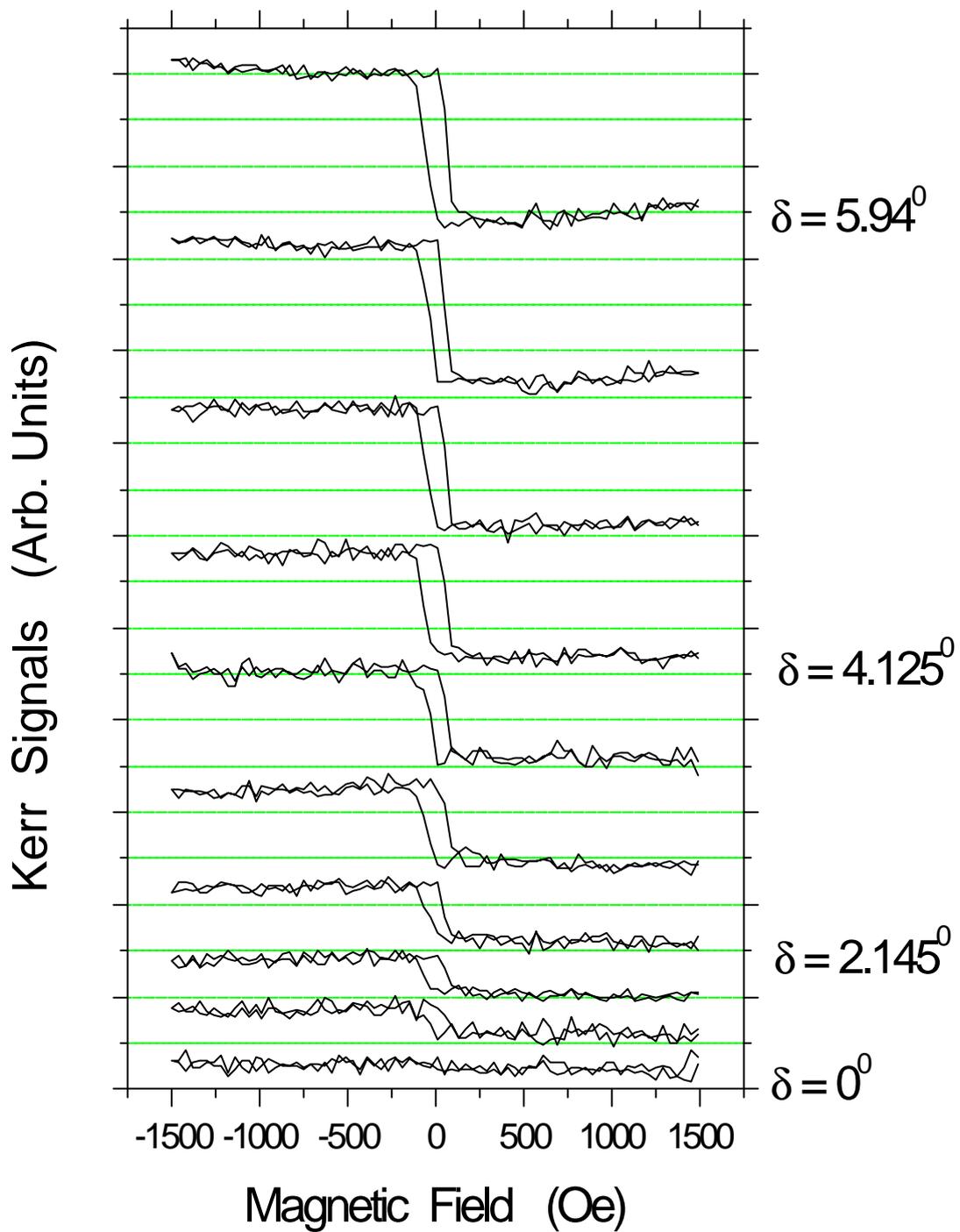
當光線入射 A 部份時，如上述(b)現象：o 線 e 線遵守 Snell's law，因此只要使方解石的切面頂角介於 o 線 e 線的全反射臨界角之間，便可令 o 線發生全反射至鍍鏡周圍而被吸收，只有 e 線透射。

3.5 磁光科爾效應量測儀器的最佳參數設定

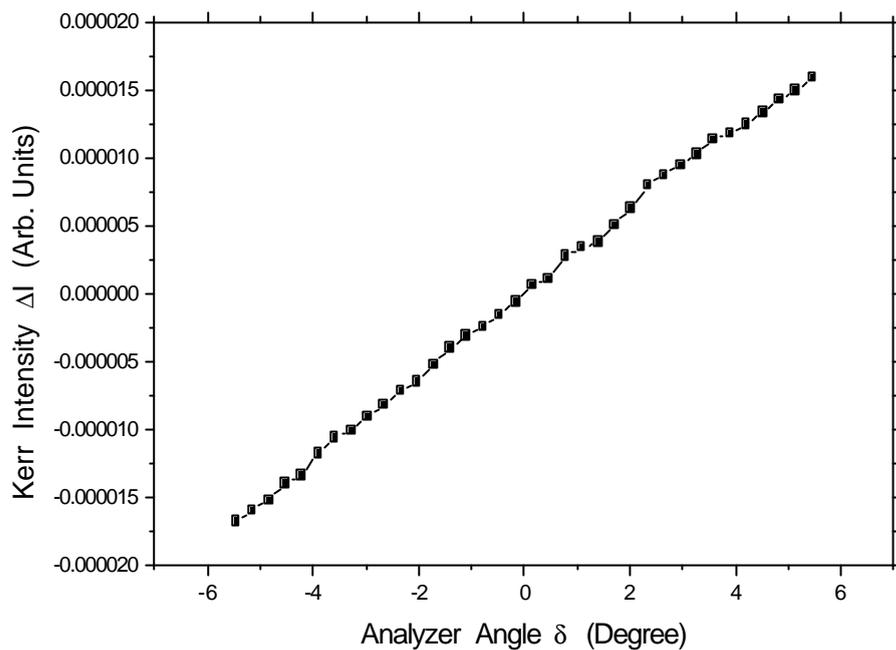
磁光科爾效應實驗中我們嘗試找出 Glan-Thompson 檢偏器的最佳角度設定，首先我們定義當 Glan-Thompson 檢偏器的光軸和入射光的偏振方向垂直時，檢偏器的角度 $d = 0^\circ$ ，這時透射檢偏器的光線強度幾乎為零。再逐步調整檢偏器的角度 d ，並記錄和磁化曲線的關係，我們利用鍍在氧化鋁上 10 nm 鐵 ($Al_2O_3 \setminus V \setminus Fe \setminus V$) 為樣品，在外加磁場為 1500 Oe 情況下，雷射光以 45° 入射樣品，進行縱向科爾效應的測量，如圖二十六、二十七所發現當檢偏器轉離 $d = 0^\circ$ 時，訊號也明顯成長，值得注意的是背景光 I_0 也同時成長，如圖二十八所示。圖二十九為訊號對比 (signal contrast, C) 與檢偏器角度 d 關係圖：

$$\text{訊號對比 } C = \frac{\text{訊號強度}}{\text{背景光強度}}$$

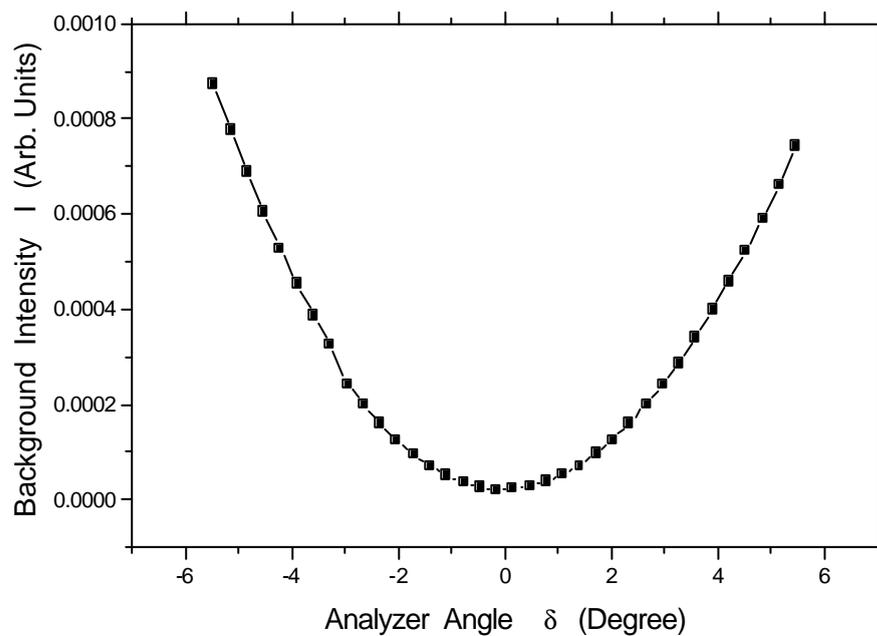
從圖中可以得知當檢偏器角度 $d = 0.78^\circ$ 時，有最佳的訊號對比，這個結果與以往研究報告相符[31]，雖然 $d = 0.78^\circ$ 時有最佳的訊號對比，可是從圖二十六中我們卻發現隨著 d 角度繼續變大，訊號強度更能明顯增強，且雜訊能維持在同一個數量級(以圖二十六為例：約為 $3 \times 10^{-6} \sim 4 \times 10^{-6}$)，不影響訊號強度的成長。



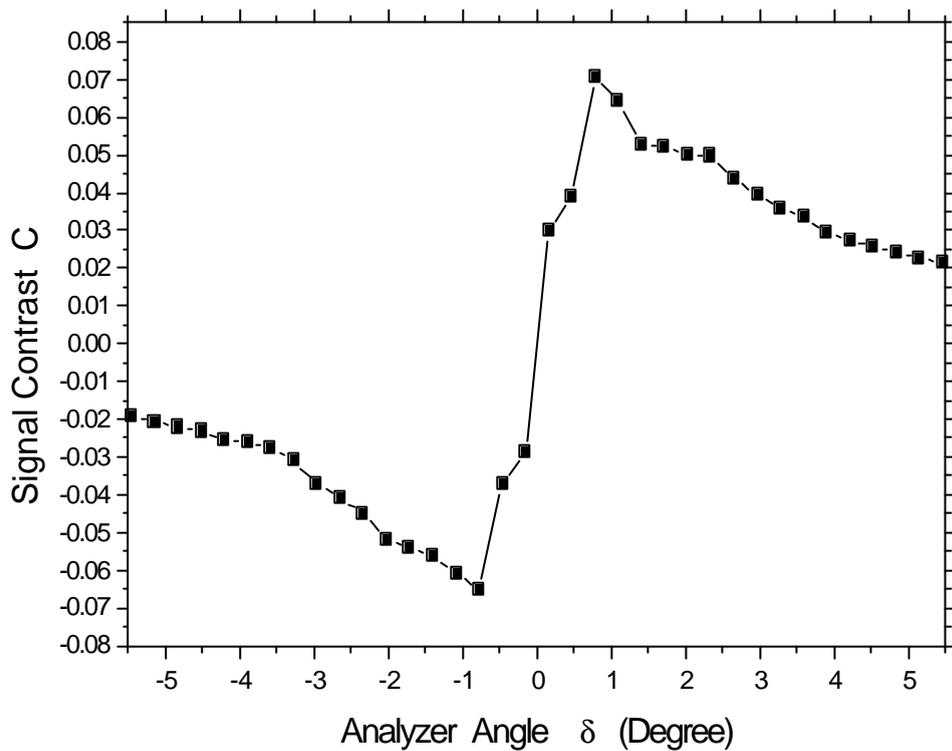
圖二十六 $d = 0^\circ \sim 5.94^\circ$ 、 $H_{\max} = 1500$ Oe 磁化曲線圖



圖二十七 科爾訊號強度 ΔI 與檢偏器角度 d 的關係圖

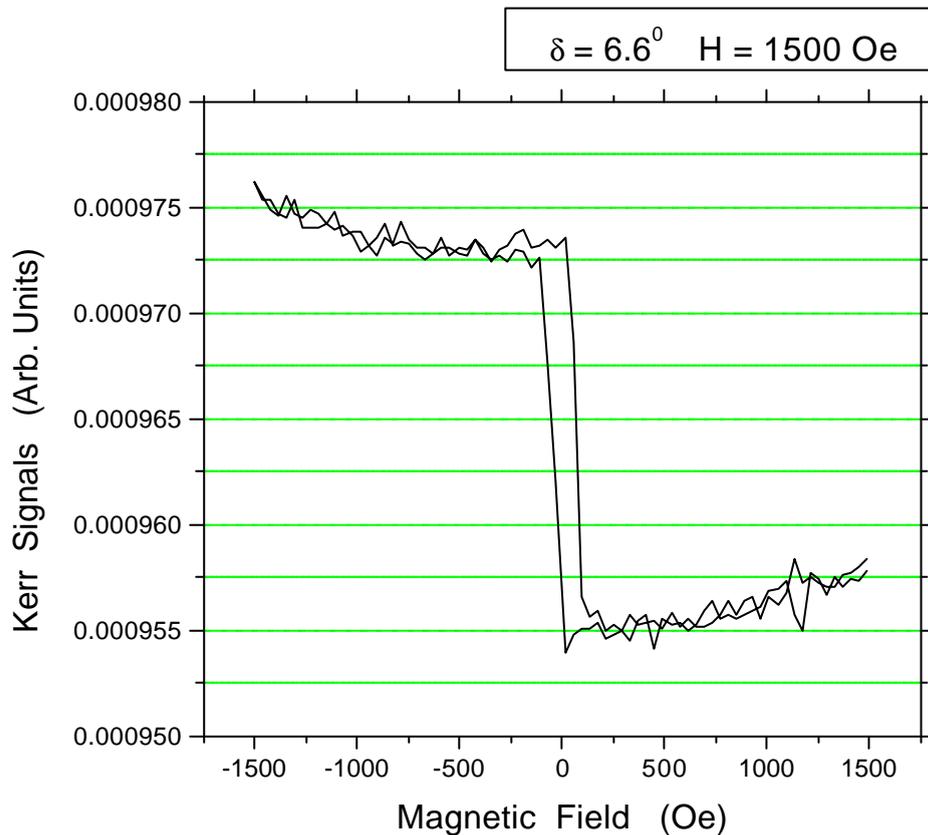


圖二十八 背景光強度 I 與檢偏器角度 d 的關係圖

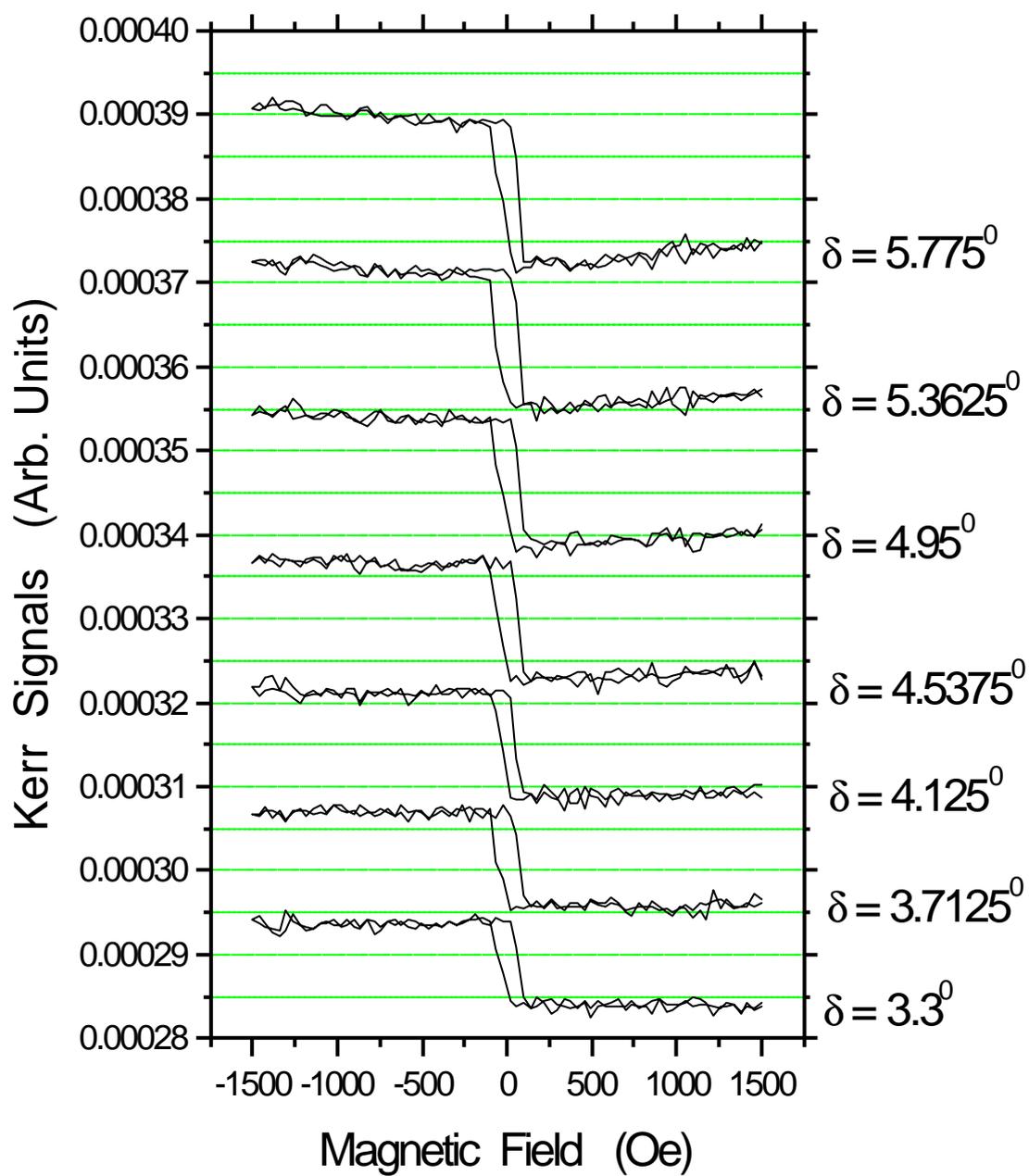


圖二十九 訊號對比 C 與檢偏器角度 d 的關係圖

實驗中我們接著發現檢偏器的角度 d 超過 4.125° 之後，磁化曲線開始出現變化，磁化曲線飽和處逐漸往上爬升，造成磁化曲線不對稱的現象，當 d 越大時，此現象變化更明顯，如圖三十所示。圖三十一為各角度磁化曲線變化情形。我們推定此種情形為 P 波透射檢偏器干擾訊號，造成磁化曲線出現變化。因此我們定 Glan-Thompson 檢偏器的最佳角度約為 4.125° 左右。



圖三十 磁化曲線變化圖



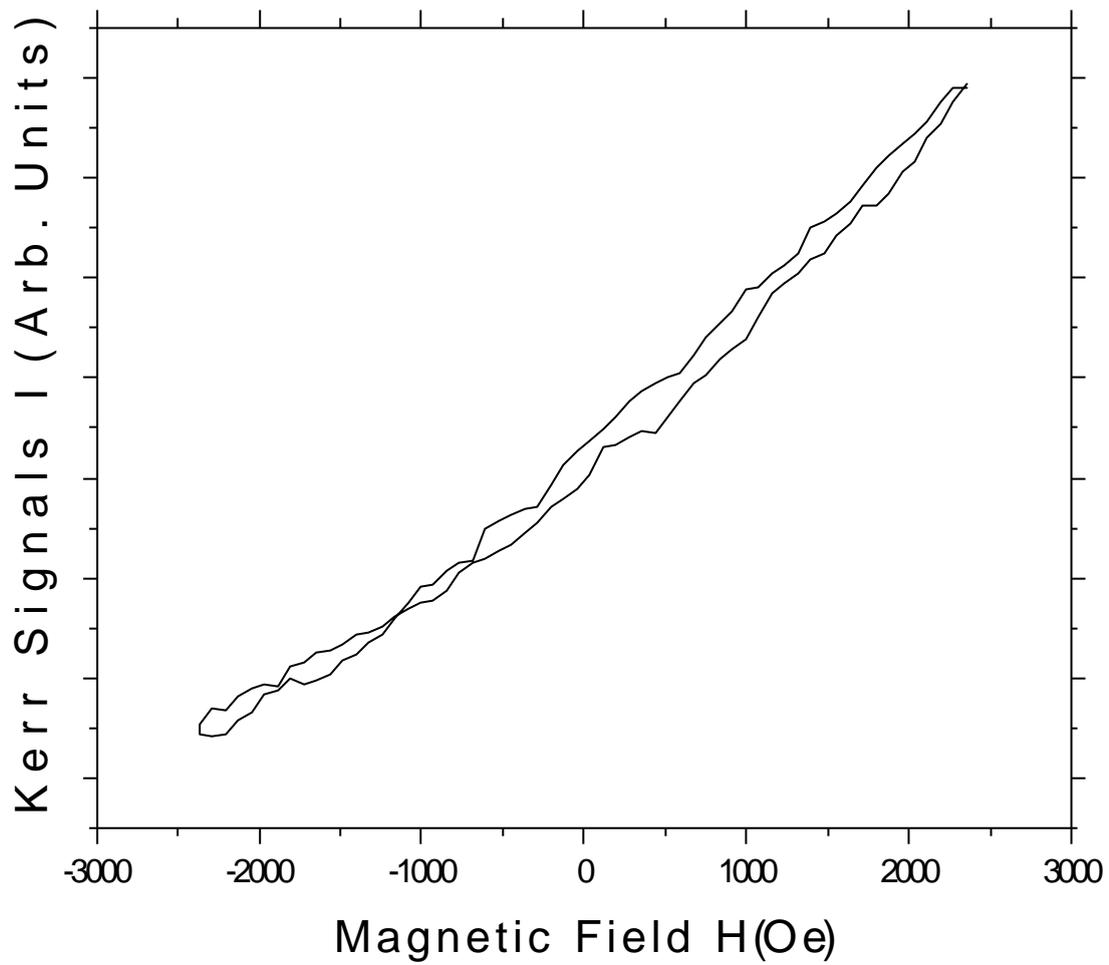
圖三十一 $H_{\max} = 1500$ Oe 之各角度磁化曲線圖

3.6 磁光科爾效應儀(MOKE)之測試實驗

大氣中磁光科爾效應儀(MOKE)建立完成後，為了瞭解新建立的磁光科爾效應儀是否能正常運作，我們選擇 $7\text{mm}\times 5\text{mm}\times 0.7\text{mm}$ 大小的鐵 (Fe)薄片塊材做為樣品，檢偏器角度調整在 4.125° ，對科爾效應儀進行測試實驗，並對特定的磁性物理領域進行探討。已知鐵磁性材料會具有磁異向性，也就是會有難磁化及易磁化方向的存在，因此我們分別以極向科爾效應(P-MOKE)及縱向磁光科爾效應(L-MOKE)對樣品進行量測，分辨出易磁化及難磁化的方向。

(1) 鐵(Fe)塊材的磁異向性探討

首先雷射光以 45° 角入射的 P-MOKE 對樣品進行測量，得到如圖三十二所示的磁化曲線，形狀呈狹長、扁平狀，且在我們所提供的 2300 Oe 外加磁場下，仍未見其飽和狀態出現，當磁場降為零時，亦不見有明顯的殘磁，相對的矯頑力值也很小，由此我們推測這時外加磁場垂直樣品面的方向，為難磁化的方向，磁壁必須要獲得較高的能量，才能完全位移或旋轉成單一磁域結構的飽和狀態，且當外加磁場降為零時，磁壁可以較容易的位移回原狀態，導致我們所測得的樣品磁化曲線在我們所提供的最大磁場強度下仍呈未飽和狀態，同時顯現出低殘磁、低矯頑力的特性。



圖三十二

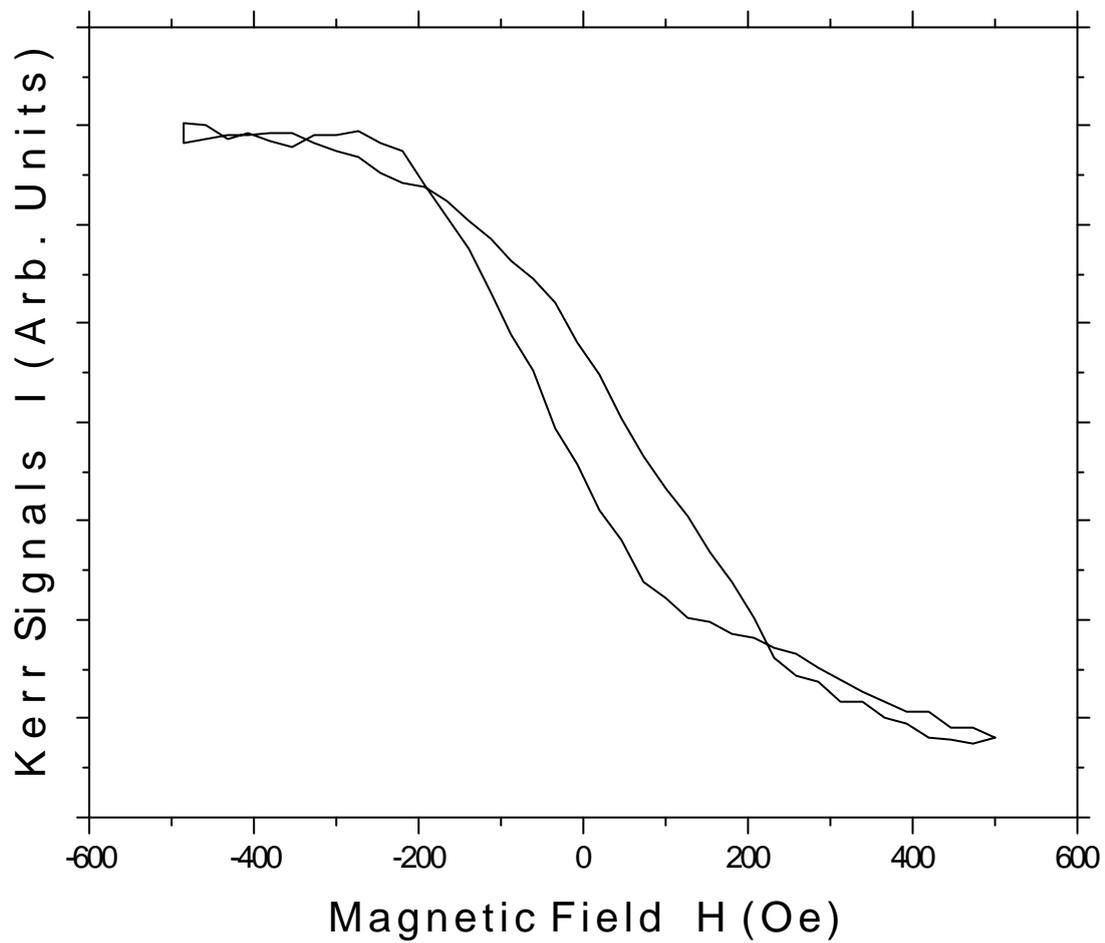
極向科爾效應量測鐵(*Fe*)塊材的磁化曲線圖

$$H_{\max} = 2300 \text{ Oe}$$

瞭解外加磁場垂直於樣品面的磁化情形後，我們進一步以 L-MOKE 對平行於樣品面的磁化情形進行量測，同樣雷射光以 45° 角入射樣品，測量其磁化曲線，最大外加磁場分別為 500 Oe、1000 Oe 及 1500 Oe 三種，結果如圖三十三 ~ 圖三十五所示。

圖中磁化曲線在室溫下外加磁場約 300 Oe 時達飽和，且有顯著的殘磁量，足見磁壁可以容易的位移或旋轉至此時的磁化方向，而形成單一磁域的飽和狀態。另外使此時樣品殘磁量降為零的矯頑力值約為 30 ~ 40 Oe，此三張圖相較於圖三十二中的磁化曲線，我們判定樣品鐵(Fe)塊材的易磁化軸應是平行於樣品表面的方向(in-plane)。

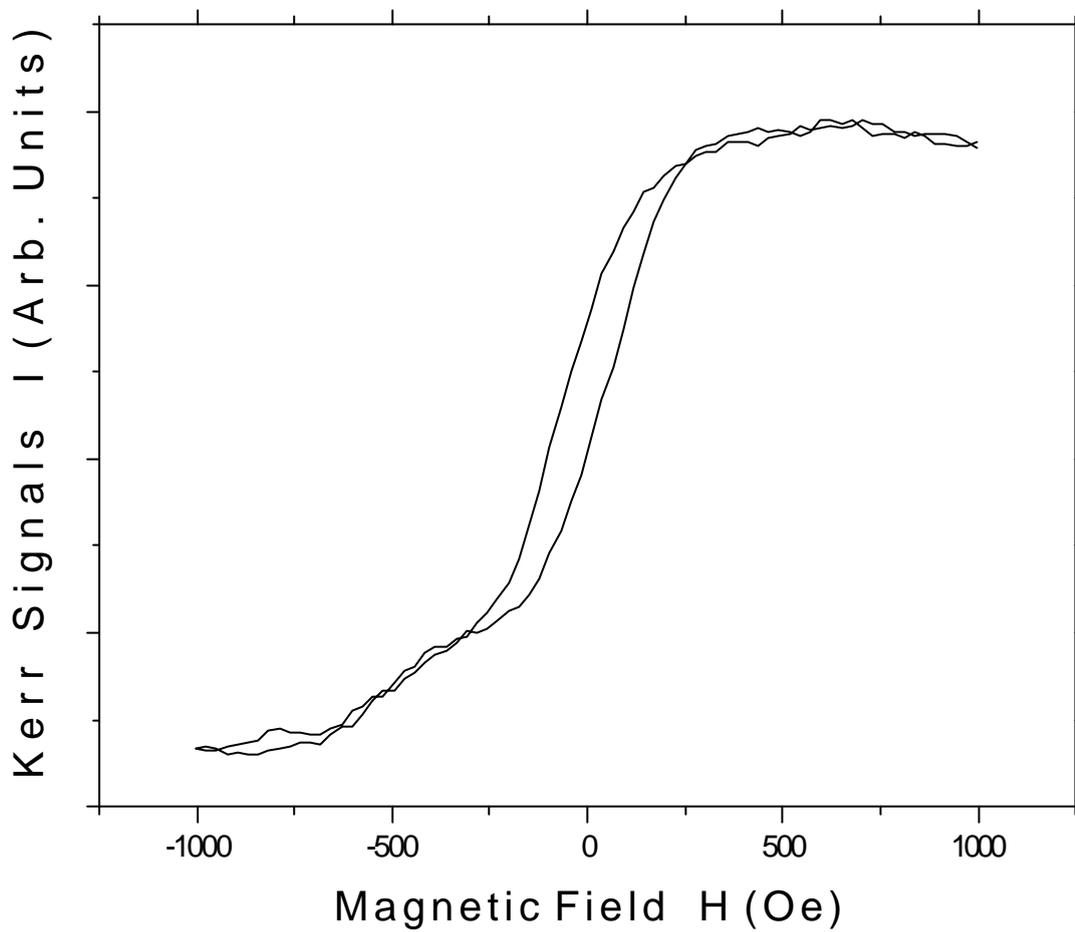
從這幾張縱向及極向磁化曲線圖中，我們成功的量測到鐵(Fe)塊材的磁化曲線圖，且能判定出鐵(Fe)塊材的易軸及難軸方向，代表了磁光科爾效應儀的建立成功，能夠正常運作，並量測出我們所需要的數據。



圖三十三

縱向科爾效應量測鐵(Fe)塊材的磁化曲線圖

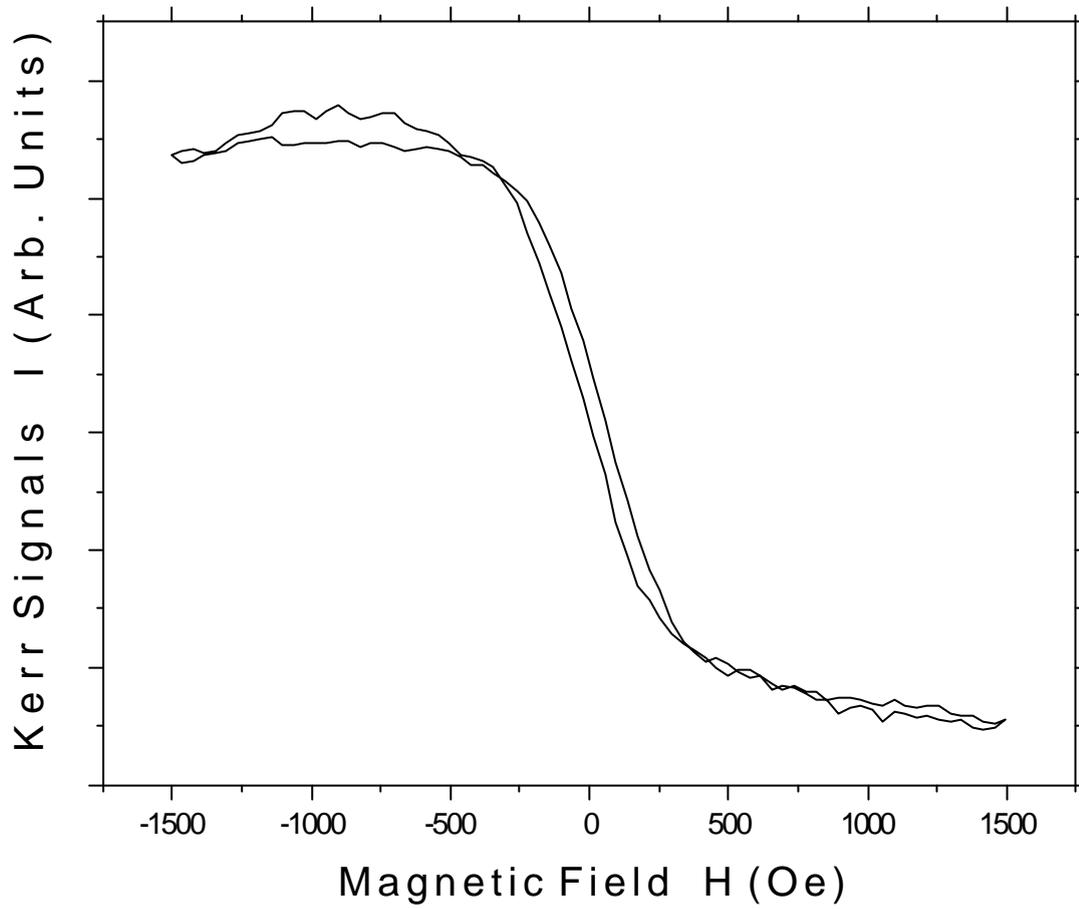
$$H_{\max} = 500 \text{ Oe}$$



圖三十四

縱向科爾效應量測鐵(Fe)塊材的磁化曲線圖

$$H_{\max} = 1000 \text{ Oe}$$



圖三十五

縱向科爾效應量測鐵(Fe)塊材的磁化曲線圖

$$H_{\max} = 1500 \text{ Oe}$$

四. 表面磁光科爾效應量度系統的建立

4.1 超高真空系統

本實驗室之超高真空系統包含超高真空腔、抽氣系統、蒸鍍系統、壓力量測系統、樣品清潔系統、樣品溫度控制系統、樣品轉移器、分析儀器系統和繼電保護系統等設備。圖三十六為超高真空系統簡易配置圖。

(1) 超高真空腔

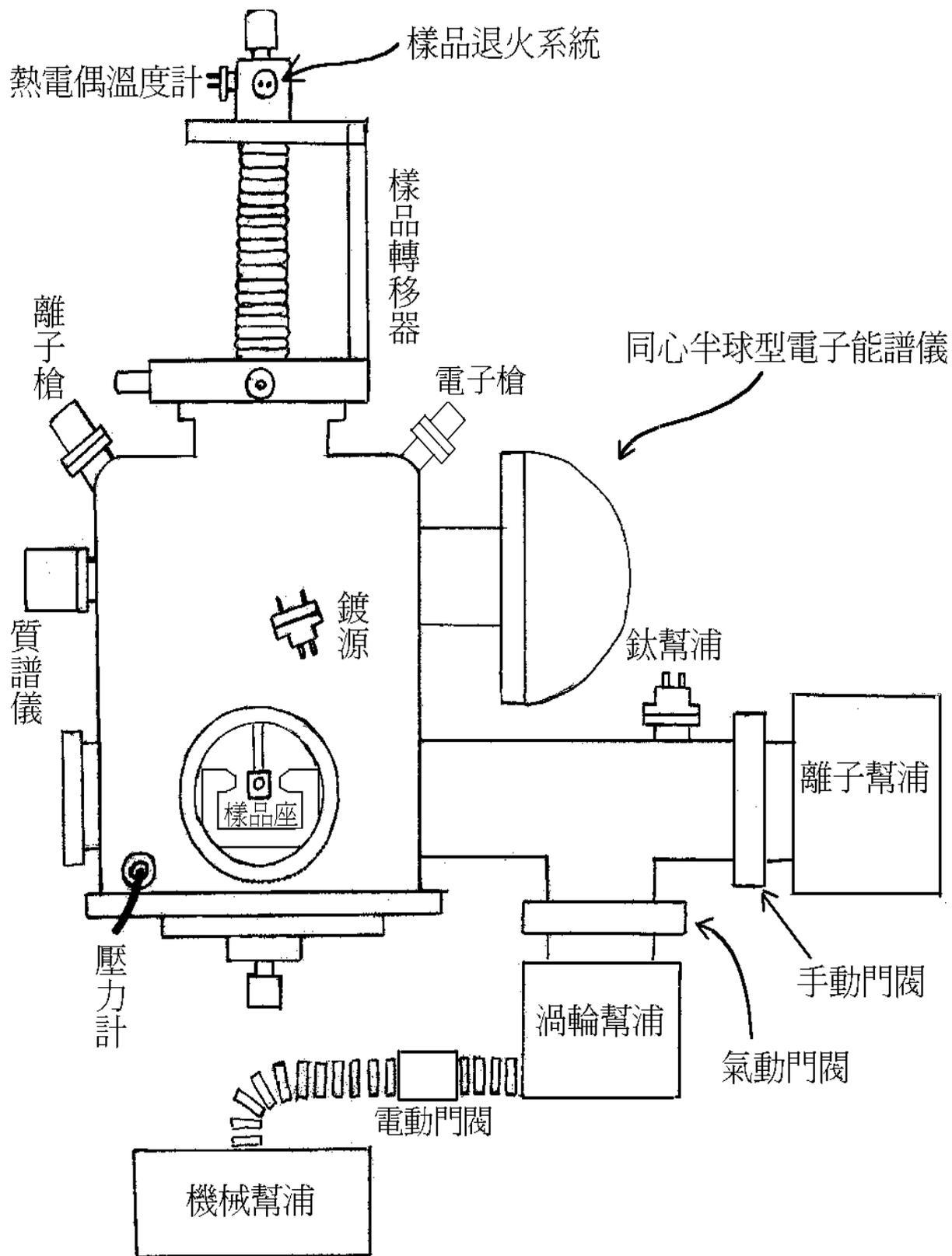
本實驗室所使用的超高真空腔體為自行設計，英國 CVT 公司所製。

(2) 抽氣系統

本實驗室的抽氣系統包含以下四部份，目前真空最低壓力可達 3×10^{-10} torr。

* 機械幫浦：可從大氣狀態抽到 10^{-3} torr。幫浦上面附有一組分子篩過濾器，在其中裝有許多吸油粒子，其主要功能是避免幫浦裡面的油氣回滲進入真空腔體，當分子篩過濾器吸附油氣達飽和時，可以利用加熱棒對分子篩過濾器進行烘烤，趕走油氣。本實驗室的機械幫浦為 PFEIFFER VACUUM 公司所製，型號為 DUO 10C。

* 渦輪分子幫浦：其工作壓力達 2×10^{-10} torr。主要是利用高速轉



圖三十六 超高真空系統簡易配置圖

動的葉片撞擊氣體分子，使其獲得動能而向高壓處運動，達到抽氣的目的，優點是較機械幫浦安靜，且到達更低的真空，缺點為價格昂貴，且因為利用扇形葉片高速轉動，所以容易有震動的問題。本實驗室的渦輪分子幫浦為 PFEIFFER VACUUM 公司所製型號為 TMU 521 P，抽氣速率 520 liter/sec。

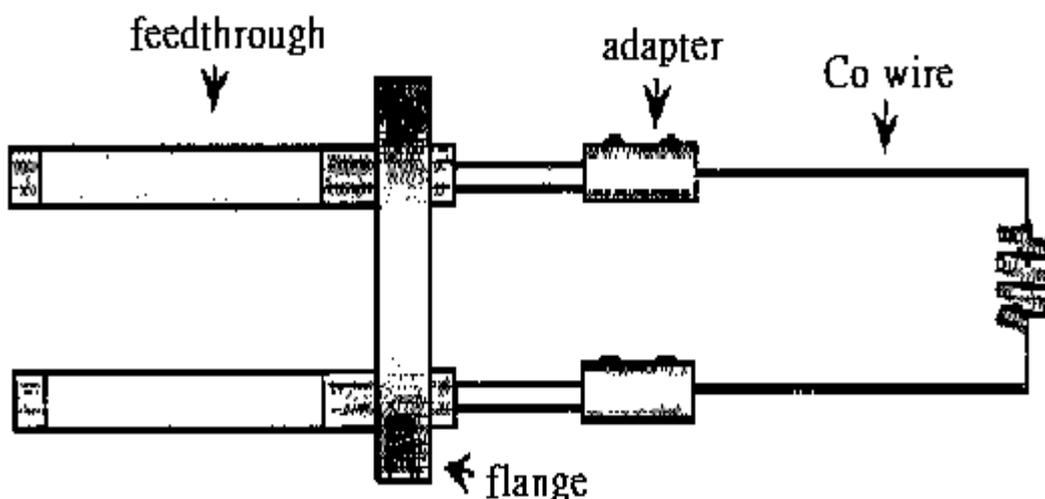
* 離子幫浦：其工作壓力是從 10^{-7} ~ 10^{-11} torr。離子幫浦的基本原理是將真空系統中的氣體分子離子化，然後加負電壓將其吸附在鈦板上。離子幫浦優點很多，例如：操作時寂靜無聲、清潔（無油）、不用冷卻或冷凍劑、操作時所需能量少、壽命長、、、等等優點，雖然有許多優點，然而在實際應用上仍有一些問題存在，如：體積大、重量重、且不適合從低真空抽氣，然而對於本實驗最大影響是離子幫浦需使用永久磁鐵，在幫浦附近會有雜散磁場，這對於實驗中磁性數據的量測會造成影響，因此在儀器位置的設計上，我們將離子幫浦較一般儀器遠離磁光科爾效應儀，且選擇絕緣層較為完善的離子幫浦。

* 鈦昇華幫浦：此幫浦常配合其他高真空幫浦來應用以真高真空度，其對各種氣體除了惰性氣體之外，均有不錯的抽氣效用。其工作原理是利用大電流加熱鈦燈絲，使鈦金屬昇華為氣體，而由於鈦容易游離，活性也大，容易黏附其他原子，所以可以

吸附剩餘的雜質氣體，然後經由其他幫浦抽掉或吸附起來。本實驗室的鈦昇華幫浦為英國 CVT 公司所製，型號為 TSPC-1，共有三根鈦金屬燈絲，工作電流為 50 安培。

(3) 蒸鍍系統

本實驗室是採用蒸鍍的方式鍍膜，Co 可以直接昇華，因此採用直熱式的設計。將 Co 鍍源製作好後，直接在 feedthrough 上接上轉接頭(adapter)，在將鍍源固定於轉接頭上，如圖三十七[32]所示。直接由 feedthrough 上通與電流，即可使 Co 鍍源發熱，放出 Co 原子。Co 鍍源的工作電流為 3.9 安培



圖三十七 鍍源結構圖[32]

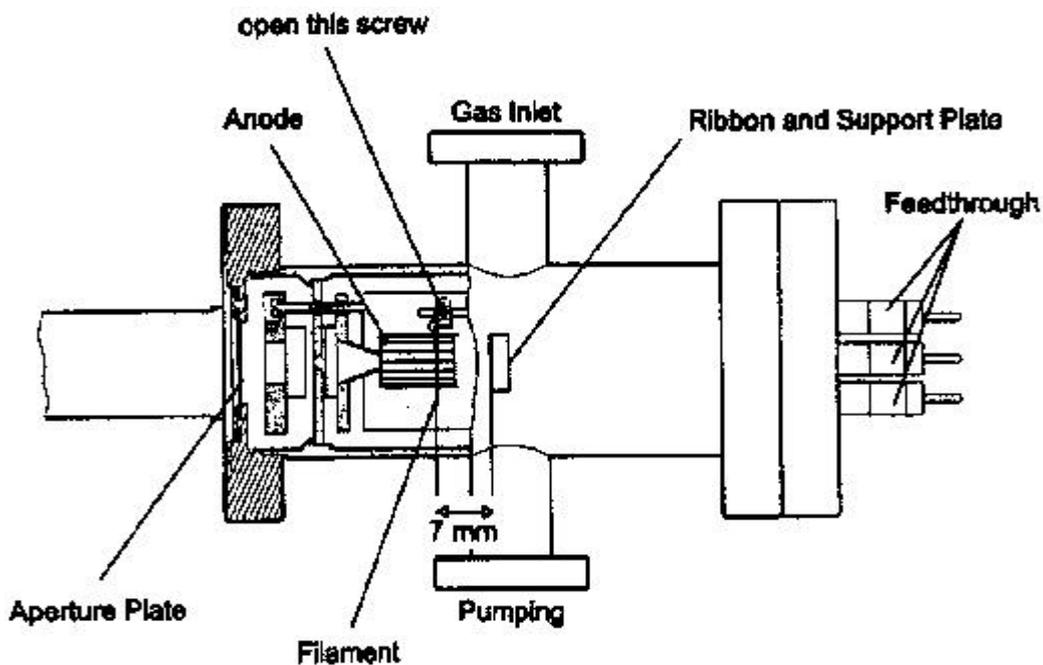
(4) 壓力量測系統

此系統包含量測粗真空壓力的 thermal gauge(大於 10^{-4} mber)及量測超高真空壓力的 ion gauge(小於 10^{-4} mber)。此系統為

ARUM MICROELECTRONICS 公司所製，型號為 PGC2D。

(5) 樣品清潔系統

本實驗室是利用離子濺射(ion sputtering)的方法來清潔 Ir(111) 基材表面上的雜質。首先使用微調閥將氬氣引入真空腔體中，加上高電壓將氬氣分子游離成氬離子，以 45° 角打向基材表面，使原本附著在基材表面上的雜質，因為氬離子的撞擊而脫落。在做離子濺射時，我們會將真空腔體與離子幫浦間的手動門閥、以及與渦輪分子幫浦間的氣動門閥關閉。實驗時之離子濺射工作條件為：離子動能為 1500 eV、氣體壓力為 5×10^{-5} torr。圖三十八[33]為離子槍結構圖。離子槍為OMICRON 公司所製，型號為 ISE 10



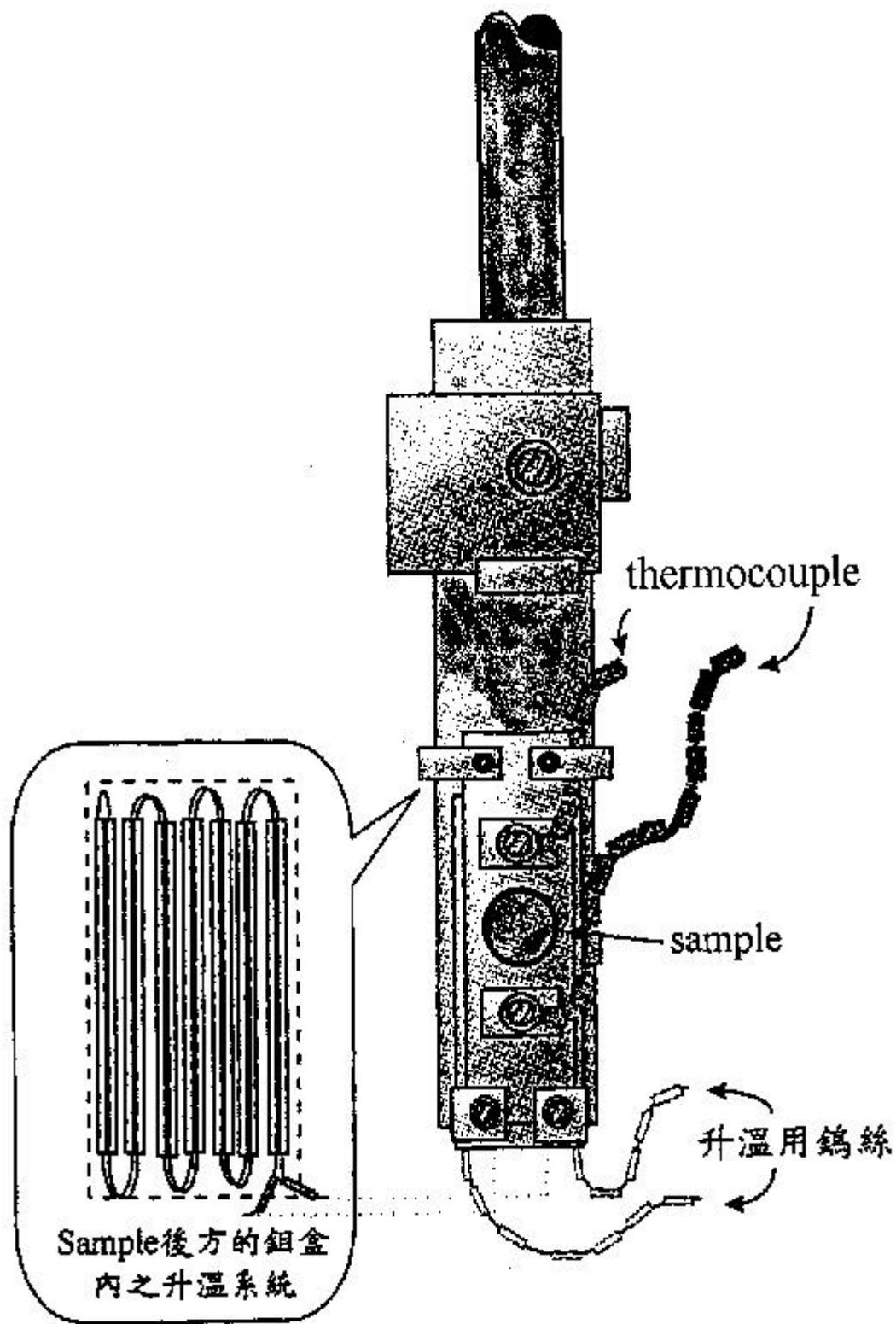
圖三十八 離子槍結構圖[33]

(6) 樣品溫度控制系統

基材在經過濺射清潔過後，其表面原子會被打亂，形成凹凸不平整的面，因此我們必須對基材進行退火步驟(annealing)，藉此提供足夠的能量給基材表面的原子，使其重新排列成 Ir(111)的結構，才能有結構規則的單晶面以做實驗。所謂的退火，就是將電流通過穿有陶瓷的鎢絲，間接對基材加熱，使原本被氬氣打亂的基材表面原子獲得足夠的動能，重新排列到能量最低的位置。除此之外，退火過程也可以將一些吸附在基材表面上的雜質趕走。

一般來說，往往會有許多碳吸附在基材表面上，而碳又是最難以清除的雜質，唯一的辦法是不斷的反覆進行濺射及退火步驟，直到碳完全清除。當用歐傑電子能譜儀確定 Ir(111)基材上沒任何雜質時，最後再對基材進行退火約 1 個半小時，接著慢慢降至室溫，便能開始鍍膜。經過測試，我們所使用的鎢絲最大電流可以加至 3.2 安培，但只需要通過 2.4 安培，即可以達到我們所需要的退火溫度，在本實驗中退火溫度為 950 K。

圖三十九為本實驗中所使用的樣品平台及其樣品溫度控制系統。在樣品平台上裝有一組 K-type 的熱電偶溫度計(thermocouple)，我們只需要將其接上掌上型電表，便可以量到



圖三十九 樣品平台及溫度控制系統

基材溫度。

而升溫設計是利用鎢絲穿過多段的雙孔陶瓷(ceramic)形成柵狀排列，在將其放於鋁盒內，置於基材後方，如此只要將電流通過鎢絲使其發熱在傳導熱能至基材即可。當基材在加熱時，鎢絲正通著電流，若需要轉動樣品轉移器來移動樣品位置時，容易有陶瓷滾動而導致鎢絲短路燒斷的情形發生，所以此雙孔陶瓷採扁形設計，讓轉動樣品轉移器時比較不易滾動。

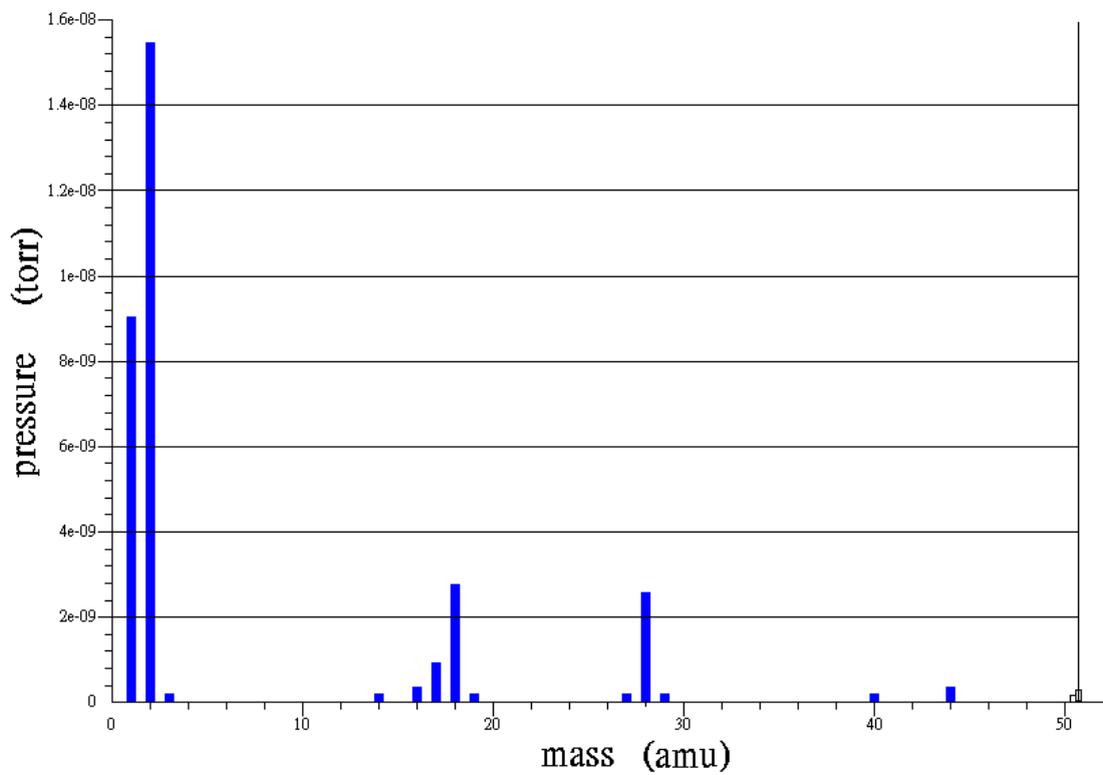
(7) 樣品轉移器

包含了可以控制樣品位置與角度的 x 軸、y 軸、z 軸和 q 角旋鈕、可以用來加熱樣品或釋氣的加熱鎢絲與絕緣陶瓷、以及用來量測溫度的熱電偶。

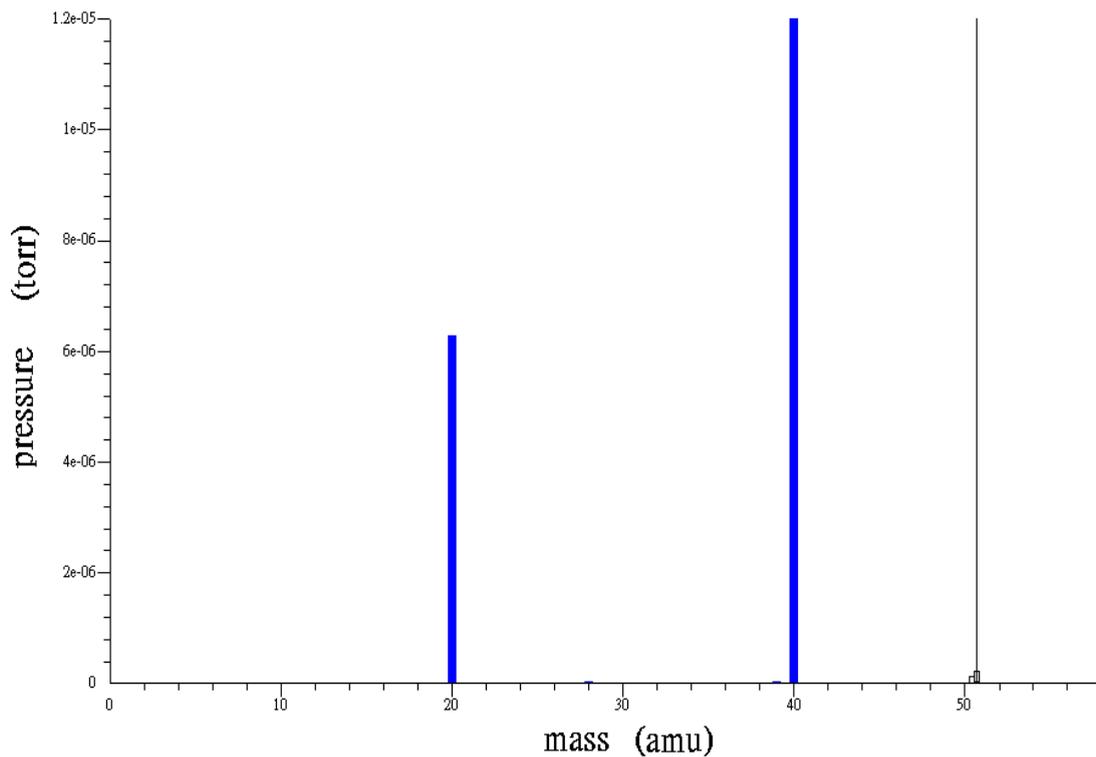
(8) 分析儀器系統

- * 質譜儀：可監測、分析真空腔體內雜質的成分。圖四十為 $P = 5 \times 10^{-10}$ torr 時，真空腔中殘餘氣體成分及含量圖，殘餘氣體主要為 H_2 、 H_2O 和 CO 以及微量的 Ar 及 CO_2 。圖四十一為濺射清潔樣品時，以質譜儀所分析而得的氫氣成分及含量圖，可見大部分氣體為 Ar 。本實驗室所使用的質譜儀為 HIDEN ANALYTICAL 公司所製，型號為 HAL RC 201。
- * 歐傑電子能譜分析儀：本實驗室所使用的歐傑電子能譜分析儀

是同心半球形電子能量分析儀 (Cylindrical hemisphere analyzer, CHA), 可分析表面原子元素、成分比例、厚度和成長模式, 此分析儀為 OMICRON 公司所製, 型號為 EA 125。



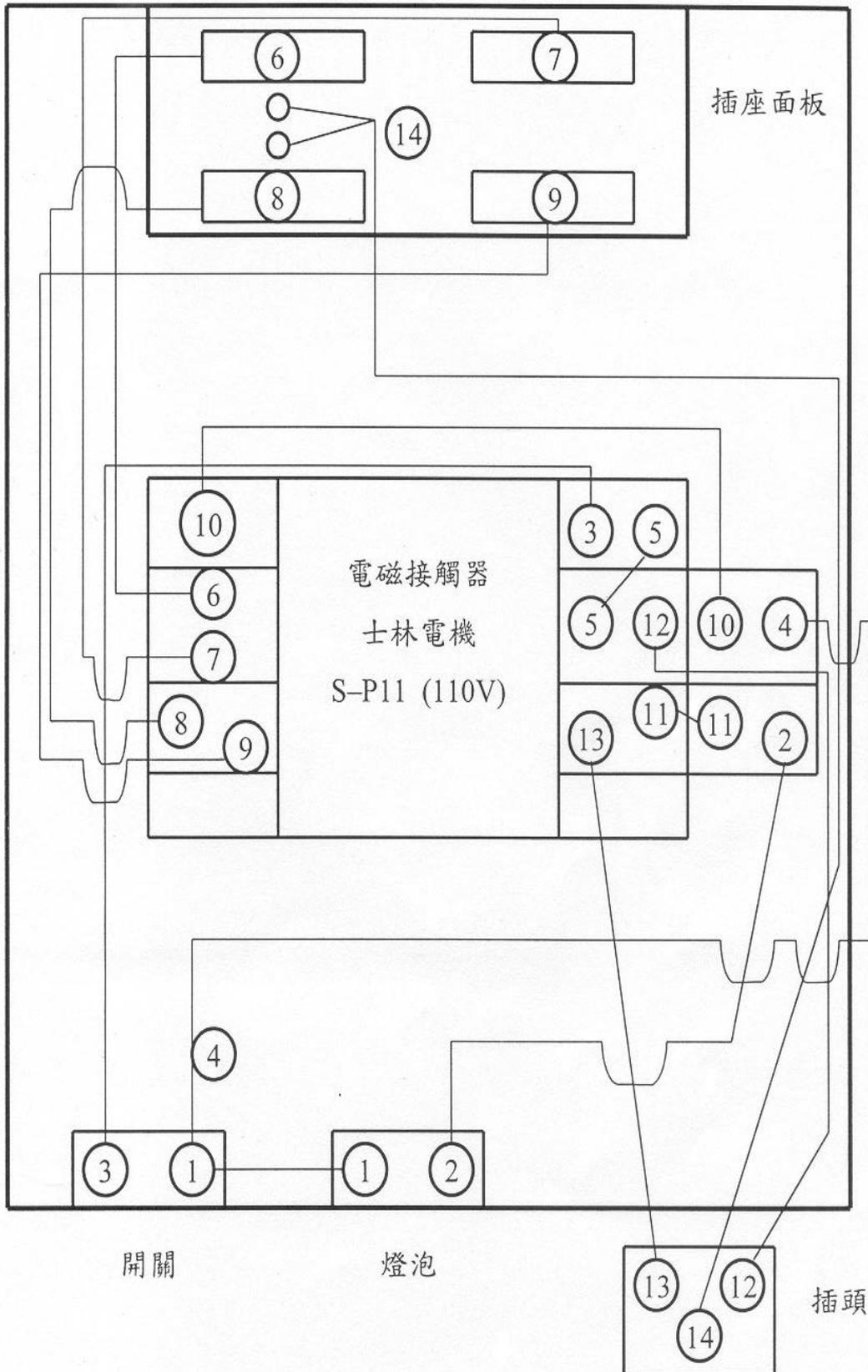
圖四十 $P = 5 \times 10^{-10}$ torr 時質譜儀分析圖



圖四十一 濺射清潔基材時質譜儀分析圖

(9) 繼電保護系統

本實驗室製作了多組 110 V 和 220 V 的繼電保護系統，分別將抽氣線路上的氣動門閥、電動門閥以及其他儀器設備電源接在繼電保護系統上，此舉可避免跳電時大氣回灌真空腔體，並可防止電力恢復時產生的突波造成儀器損害，圖四十二為繼電保護裝置圖。



圖四十二 繼電保護裝置圖

4.2 表面磁光科爾效應量度系統(SMOKE)

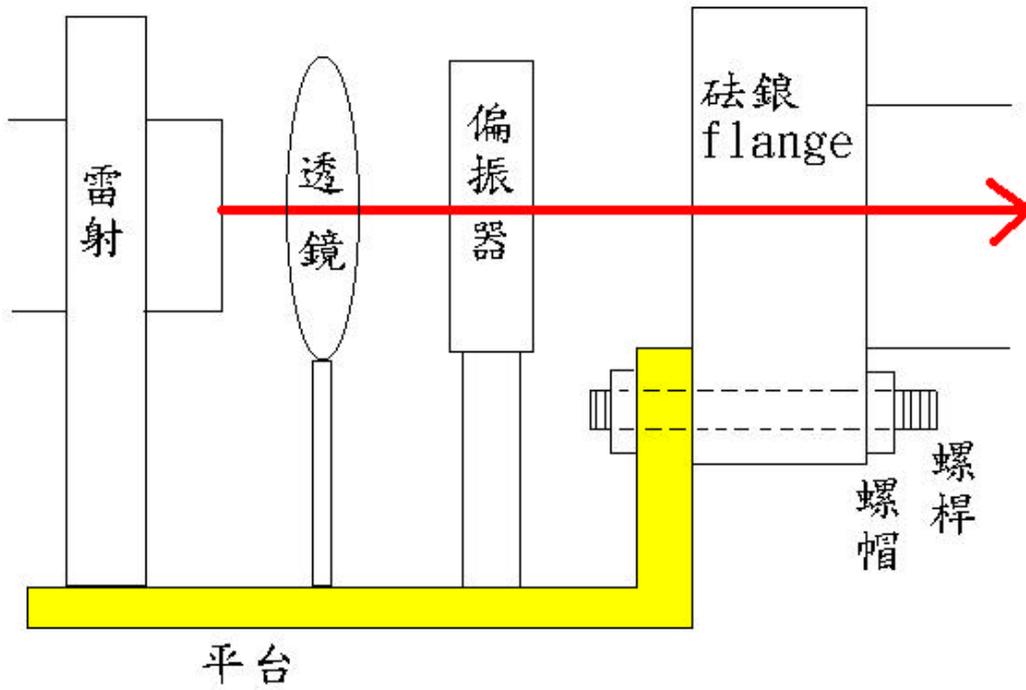
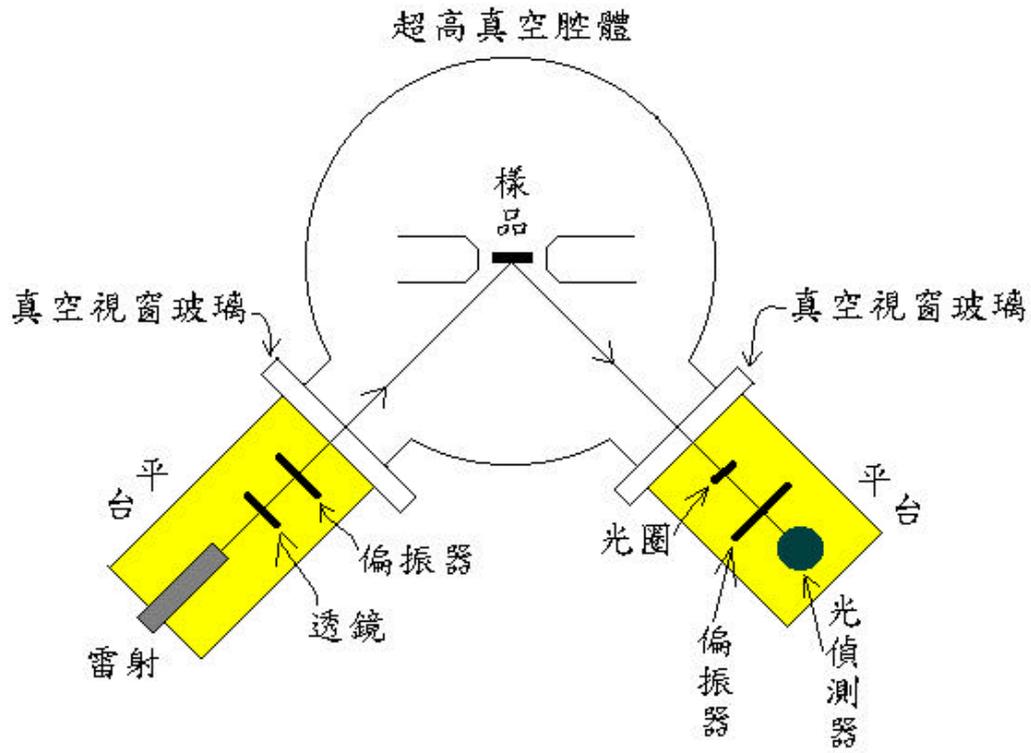
所謂的表面磁光科爾效應量度系統，是將圖七中磁光科爾效應儀的所有元件裝設在超高真空系統上，利用超高真空系統成長鐵磁性材料薄膜於基材上，再以磁光科爾效應儀量測鐵磁性薄膜的表面磁性行為。

(1) 表面磁光科爾效應量度系統裝設過程

為了能將磁光科爾效應儀順利的裝設在超高真空系統上，我們利用鋁塊和鋁板，自行設計、製作簡易的電磁鐵座以及光學元件平台，以螺桿和螺帽將光學元件平台固定於真空視窗的砒銀(flange)上，如圖四十三所示。選擇鋁做為輔助工具材料的原因為：鋁材質較為輕、較其他金屬材質軟、易加工、最主要是因為鋁為非鐵磁性材料，因此對於磁性行為的量測無影響。

(2) 超高真空與大氣中的磁光科爾效應量測差異

超高真空的表面磁光科爾效應量度系統(SMOKE)與大氣中的磁光科爾效應儀(MOKE)在實驗中最大的不同點在於：由於樣品侷限於超高真空窗中，因此雷射光路徑上除了原有的光學元件外，多了兩片真空視窗玻璃(如圖四十三所示)，因此在做實驗前，務必先調整雷射光路徑，才不至於讓真空視窗玻璃的反射與折射效應干擾數據量測。



圖四十三 表面磁光科爾效應量度系統裝設示意圖

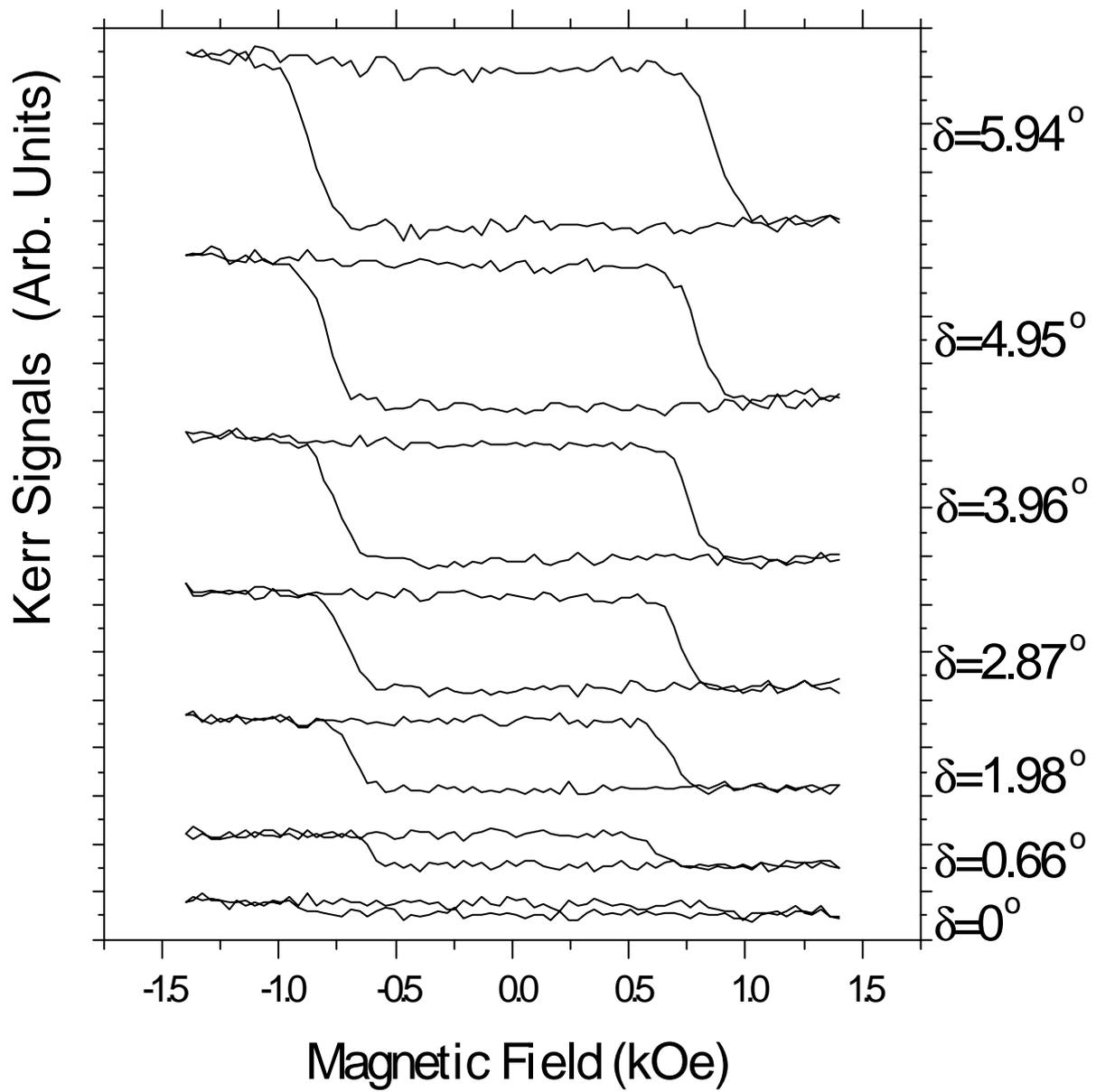
4.3 表面磁光科爾效應量測儀器的最佳參數設定及測試實驗

(1) 表面磁光科爾效應量測儀器的最佳參數設定

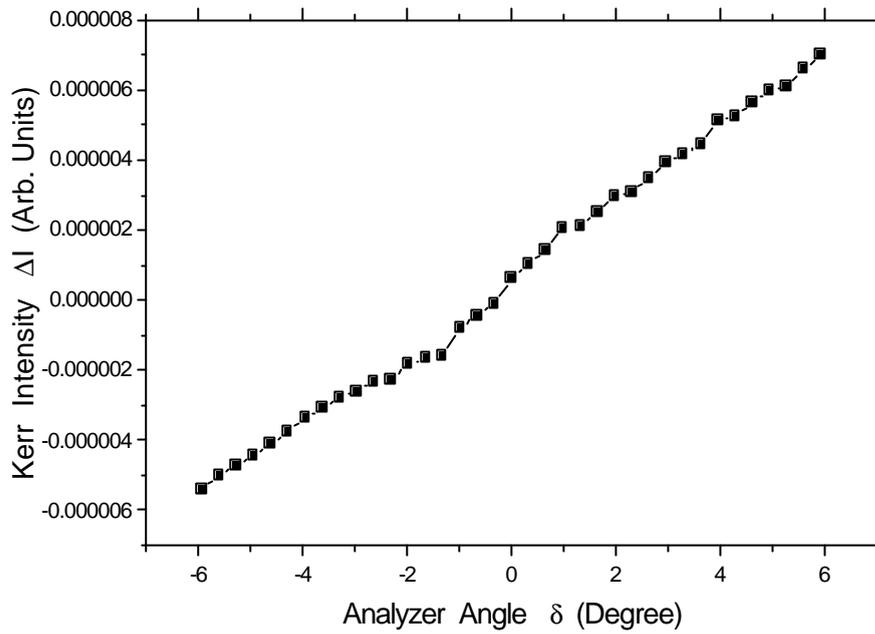
表面磁光科爾效應量度系統建立完成後，我們同樣的也對 Glan-Thompson 檢偏器進行最佳化設定量測，首先我們定義當 Glan-Thompson 檢偏器的光軸和入射光的偏振方向垂直時，檢偏器的角度 $d = 0^\circ$ ，這時透射檢偏器的光線強度幾乎為零。再逐步調整檢偏器的角度 d ，並記錄和磁化曲線的關係，我們利用厚度為 5.2 ML 的 Co/Ir(111) 為樣品，在外加磁場為 1400 Oe 情況下，雷射光以 45° 入射樣品，進行縱向科爾效應的測量，如圖四十四、四十五所發現當檢偏器轉離 $d = 0^\circ$ 時，訊號也明顯成長，而背景光 I_0 也同時成長，如圖四十六所示。圖四十七為訊號對比(signal contrast, C)與檢偏器角度 d 關係圖：

$$\text{訊號對比 } C = \frac{\text{訊號強度}}{\text{背景光強度}}$$

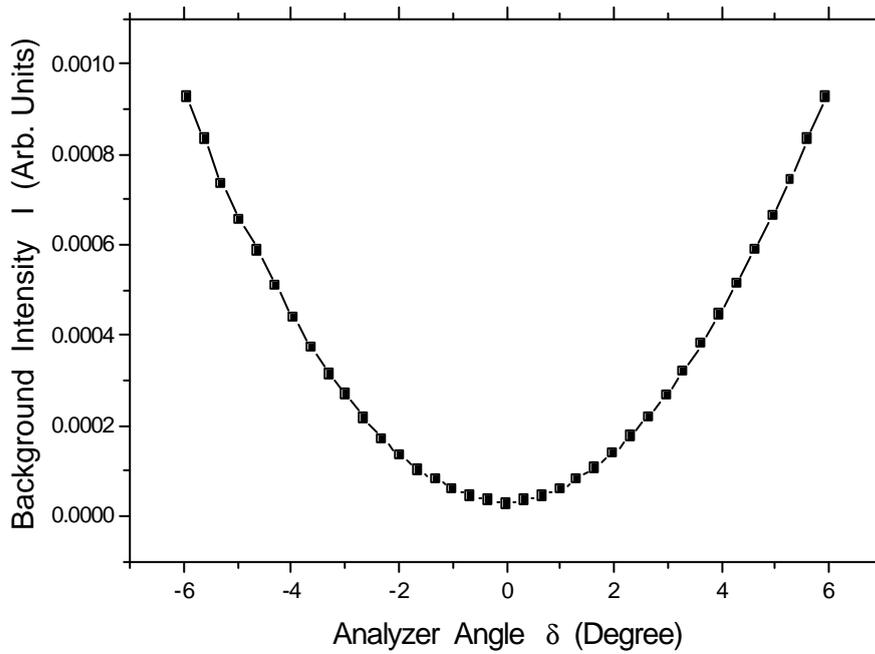
從圖中可以得知當檢偏器角度 $d = 0.9^\circ \sim 1.3^\circ$ 左右，有最佳的訊號對比，雖然 $d = 0.9^\circ \sim 1.3^\circ$ 時有最佳的訊號對比，可是從圖四十四中我們卻發現隨著 d 角度繼續變大，訊號強度更能明顯增強，且雜訊能維持在同一個數量級(以圖四十四為例：約為 1×10^{-6})，不影響訊號強度的成長。



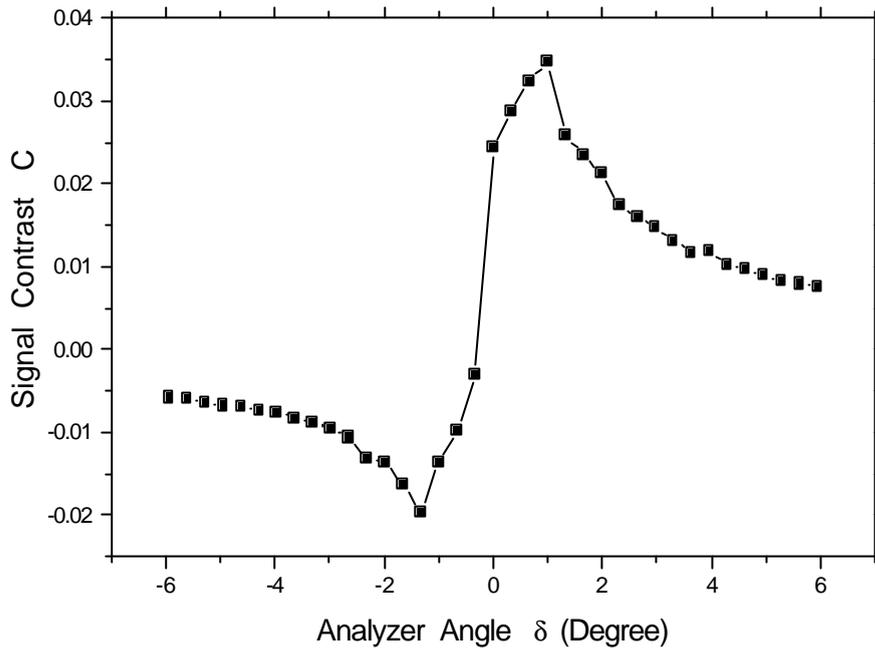
圖四十四 $d = 0^\circ \sim 5.94^\circ$ 、 $H_{\max} = 1500$ Oe 磁化曲線圖



圖四十五 科爾訊號強度 ΔI 與檢偏器角度 d 的關係圖



圖四十六 背景光強度 I 與檢偏器角度 d 的關係圖



圖四十七 訊號對比 C 與檢偏器角度 d 的關係圖

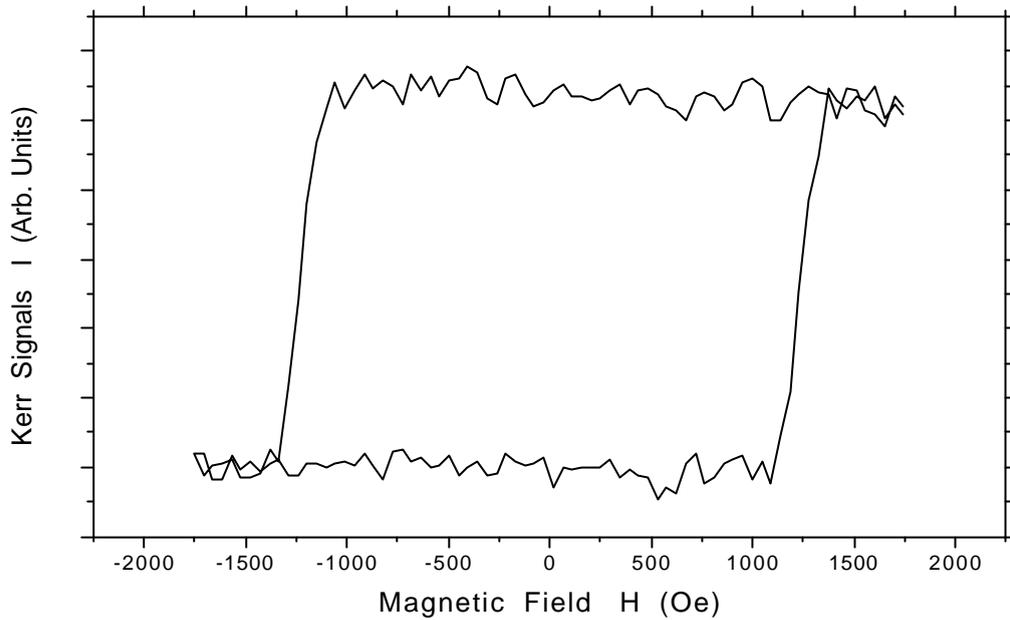
實驗中我們亦發現當檢偏器的角度 $d \geq 3^\circ$ 時，磁化曲線開始出現變化，磁化曲線飽和處逐漸往上爬升，造成磁化曲線不對稱的現象，這個現象與之前量測磁光科爾效應儀(MOKE)之檢偏器最佳設定時情形相同，當 d 越大時，此現象變化更明顯(見圖三十一)。因此我們決定表面磁光科爾效應量度系統(SMOKE)之 Glan-Thompson 檢偏器的最佳角度約為 $d = 3^\circ$ 左右。

此次量測中所決定之最佳角度($d = 3^\circ$)，與之前磁光科爾效應儀(MOKE)之檢偏器最佳設定($d = 4.125^\circ$)有些微出入，經由比較兩次量測之不同點後，我們發現造成最佳角度設定不同的原因可能

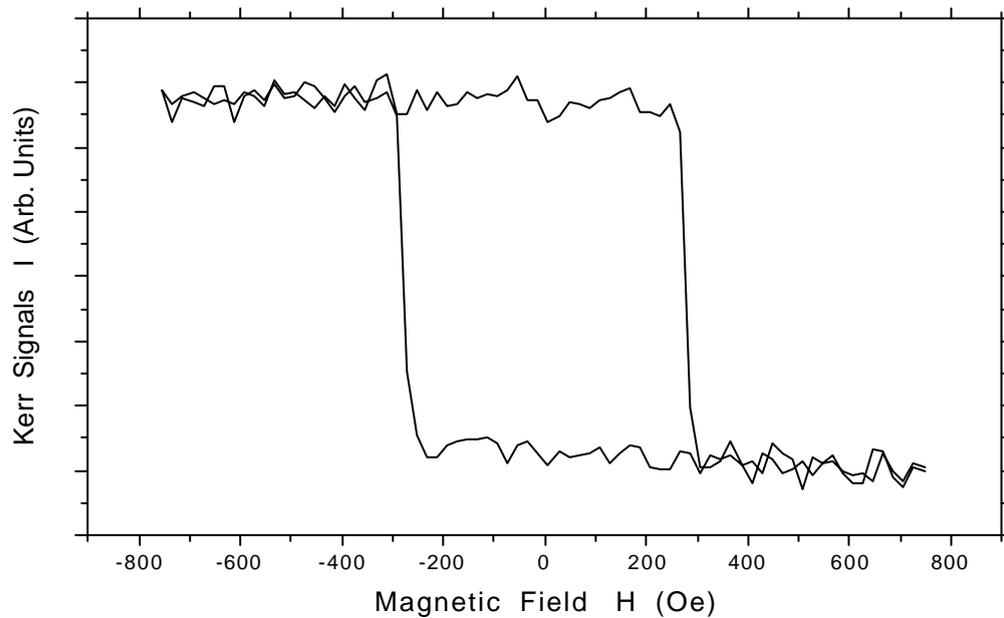
有：(1)表面磁光科爾效應量度系統(SMOKE)在實驗過程中較磁光科爾效應儀(MOKE)多了兩片真空視窗玻璃、(2)兩次量測所採用的樣品亦不相同。而在往後的實驗中，本實驗室將繼續對此不同的最佳角度設定進行更細部的分析與探討。

(2) 表面磁光科爾效應量度系統的測試實驗

為了測試表面磁光科爾效應量度系統是否成功建立、能正常運作，我們決定在 Ir(111)基材上，蒸鍍較厚的 Co 薄膜，量測其磁化曲線圖。由於較厚的鐵磁性薄膜，其科爾效應訊號也較強，對於表面磁光科爾效應量度系統的首次運作測試，較易於順利進行，因此量測樣品為厚度 5.2 ML 的 Co 蒸鍍在經過 Ar⁺離子濺射清潔、且退火過的 Ir(111)面上，而檢偏器角度調整在 $d = 3^\circ$ 。圖四十八、四十九為表面磁光科爾效應量度系統成功地量測到縱向科爾效應(L-MOKE)與極向科爾效應(P-MOKE)的磁化曲線圖。比較這兩張圖後，我們可以發現在厚度為 5.2 ML 的 Co/Ir(111)，其極向方向較縱向易磁化。



圖四十八 5.2 ML Co/Ir(111)的縱向磁化曲線圖

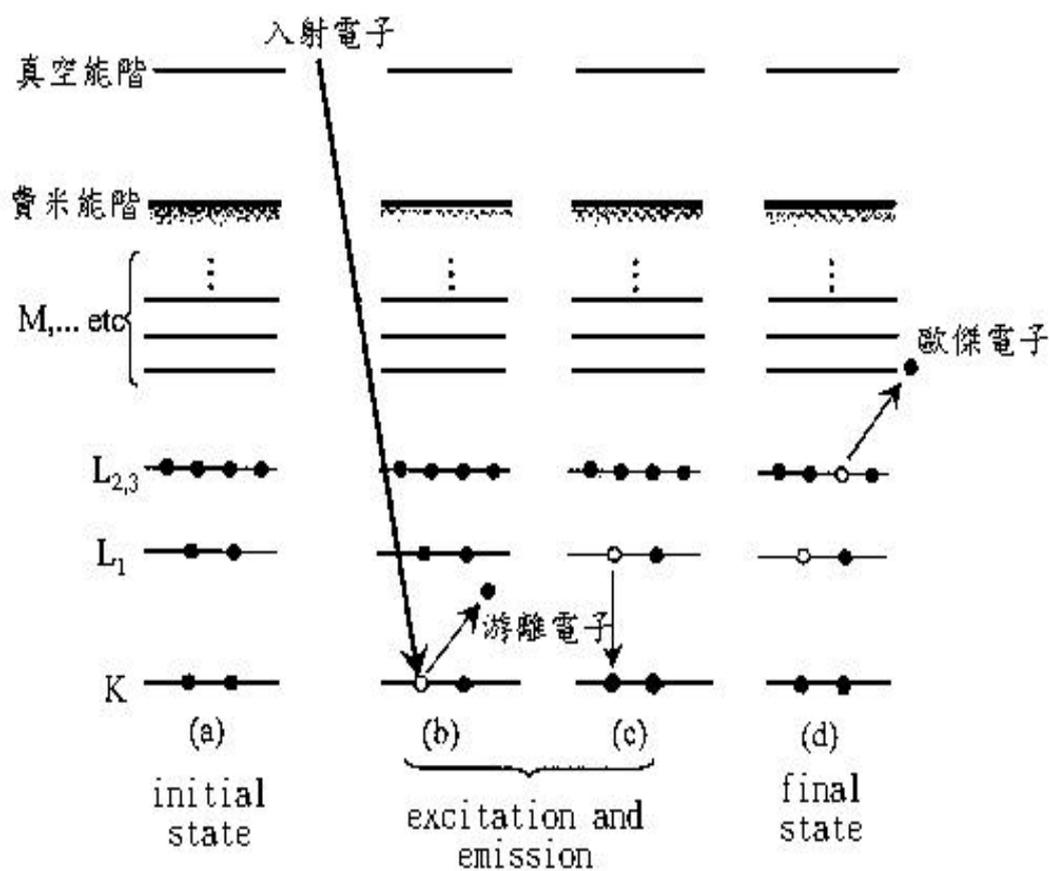


圖四十九 5.2 ML Co/Ir(111)的極向磁化曲線圖

4.4 歐傑電子能譜術(Auger Electron Spectroscopy , 簡稱 AES)

(1) 歐傑效應

歐傑電子的發現最早是法國人 Pierr Auger 於 1924 年發現 [34] , 故以歐傑電子為名。歐傑電子是由歐傑效應(Auger effect) 而來的 , 圖五十[35]即為 $KL_1L_{2,3}$ 的歐傑電子產生過程 :

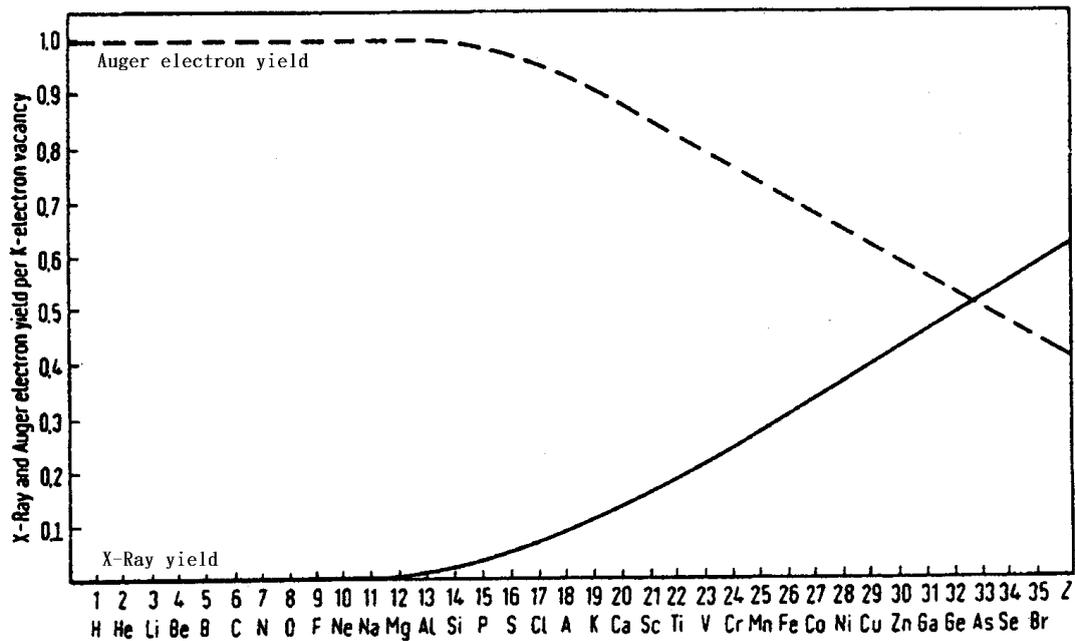


圖五十 歐傑電子產生過程示意圖[35]

- (a) 原子的初始狀態， E_f 為費米能階(Fermi level)。
- (b) 原子的內層軌域(K)受到高能量 E_i 的入射電子的外力激發而游離， K 軌域即產生一個電洞，使原子成為激發的不穩定態。
- (c) 為了降低這處於游離激發態的原子系統能量，較高能階的電子將會填補此一電洞而釋放出能量，這能量可以轉換成 X 光的形式釋放出來，也可以以無輻射的方式，藉由電子雲重排釋放出歐傑電子。
- (d) 以歐傑效應為例：較高能階(L_1)的電子將會填補此一電洞而釋放出能量，藉由與同能階或上層軌域($L_{2,3}$)電子之間的庫倫靜電交互作用方式，將能量轉移給 $L_{2,3}$ 電子，當這轉移能量大於 $L_{2,3}$ 電子的束縛能 $E_{L_{2,3}}$ 時，該電子即可脫離電子核的束縛進入自由態，這自由態電子即稱為 $KL_1L_{2,3}$ 的歐傑電子，其動能可以下式表示：

$$E_{KL_1L_{2,3}} = E_{L_1} - E_K - E_{L_{2,3}}$$

然而在填補電洞的過程中到底會產生 X 光還是歐傑電子？這與原子序有很大的關係，如圖五十一[36]，基本上，歐傑效應是一個電子重新排列組合的結果。原子序大的原子，電子較多，其互相的牽扯也較多，不易重排，因此產生歐傑電子的機率也較低。反之，原子序小的原子則較易產生歐傑電子。



圖五十一 歐傑電子與 X 光的產生機率與原子序的關係[36]

由 $E_{KL_1L_{2,3}} = E_{L_1} - E_K - E_{L_{2,3}}$ ，我們可以知道歐傑電子能量與入射電子動能 E_i 無關，只與原子內各軌域間之能量差有關，因此歐傑電子能譜術具有鑑別表面成分的能力。通常一種原子會放出數種歐傑電子，常見的有 KLL 、 LMN 、 $...$ 等等。我們以一個一般的通式來表示歐傑電子能量：

$$E_{XYZ} = E_Y - E_X - E_Z$$

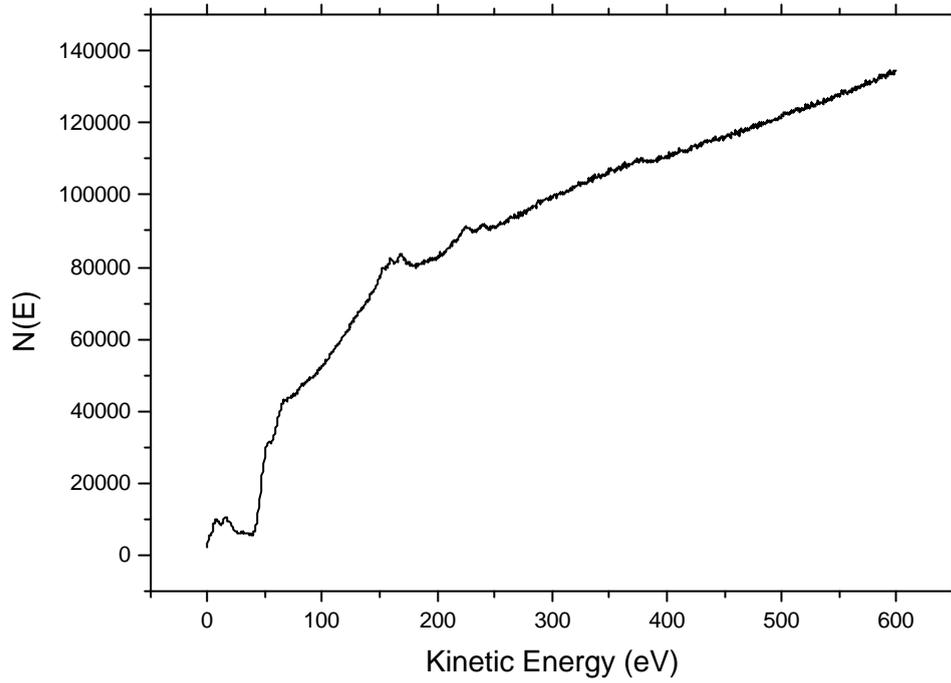
其中，下標的 XYZ 分別代表被游離電子、填補電洞的電子和成為歐傑電子之電子軌域的代號。由於必須有三個電子參與歐傑效應，因此，氫與氦兩種原子序小於三的元素無法產生歐傑電子。

(2) 電子能譜的分析

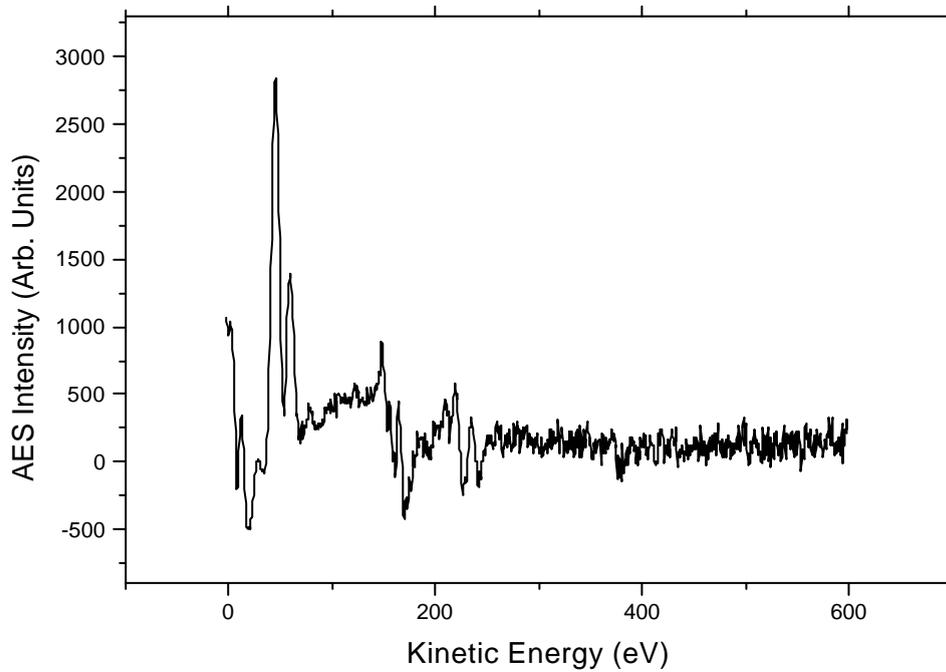
經過濺射及退火處理過的鈹，由同心半球形電子能量分析儀可

得到如圖五十二所示的歐傑電子能譜圖，由圖五十二及圖五十三我們可以得知 Ir(111)表面已無其他雜質，且碳與銱的歐傑訊號比亦低於 0.3，從圖五十二中可以發現多個極為明顯的峰值，這些峰值就是銱的歐傑電子，Ir 54 eV、Ir 171 eV、Ir 229 eV、Ir 244 eV 和 Ir 380 eV 等等，而峰值下的面積即為歐傑電子的個數。接著我們把圖五十二做平滑(smooth)與微分，就可以得到圖五十三的歐傑電子能譜之微分圖，由圖五十三便可以對照我們所量測到的銱歐傑電子能量是否與歐傑電子能譜術手冊[37]相吻合。

由高斯函數的微積分理論得知，我們所求的電子能量 E 之電子個數會正比於微分圖上極大值與極小值的高度差[36]，所以當我們在做歐傑電子能譜術時，先由同心半球形電子能量分析儀取得歐傑電子能譜圖 $N(E)$ ，在經由電腦軟體計算得到歐傑電子微分圖 $N'(E)$ ，然後計算 $N'_{\max} - N'_{\min}$ 值，並以此值當作電子能譜中峰值能量下的電子個數。此外，在歐傑電子能譜術手冊上所附的各元素的歐傑電子能譜圖都是經過微分處理，而我們平常用來標記歐傑電子的符號如 Ir 229 eV、Co 775 eV 等，其數字都是 N'_{\min} 所表示的能量。



圖五十二 銀(111)的歐傑電子能譜圖



圖五十三 銀(111)的歐傑電子能譜圖之微分圖

另外，本實驗室是以歐傑電子訊號的比例 R 來決定薄膜與基材的一些狀況，以本實驗為例：

$$R = \frac{I_{Co775}}{I_{Ir229}} = \left[\frac{I_{Co775}^{\infty}}{I_{Ir229}^{\infty}} \right] \frac{1 - e^{-\frac{d}{l_{775}}}}{e^{-\frac{d}{l_{229}}}} = R_0 \frac{1 - e^{-\frac{d}{l_{775}}}}{e^{-\frac{d}{l_{229}}}}$$

I : 歐傑訊號強度。

I^{∞} : 塊材的歐傑訊號強度。

$$R_0 = \left[\frac{I_{Co775}^{\infty}}{I_{Ir229}^{\infty}} \right] = \left[\frac{\frac{I_{Co775}}{2.5} / I_{Ag351}}{\frac{I_{Ir229}}{10} / I_{Ag351}} \right] = \left[\frac{\frac{8.9}{2.5} / 13.6}{\frac{4.2}{10} / 13.6} \right] = 8.476: \text{鈷與鈱的 } I^{\infty} \text{ 比值(歐}$$

傑訊號相對敏感度)[37]。

d : 鈷超薄膜的厚度，覆蓋一層鈷在鈱(111)表面上為 0.221 nm

$l_{775} \cong 12.27 \text{ \AA}$ 是鈷的電子在 775 eV 時的平均自由徑[38]。

$l_{229} \cong 6.7 \text{ \AA}$ 是鈱的電子在 229 eV 時的平均自由徑[39]。

我們可以由實驗得到 R 值，依上式來計算樣品的厚度與覆蓋率。

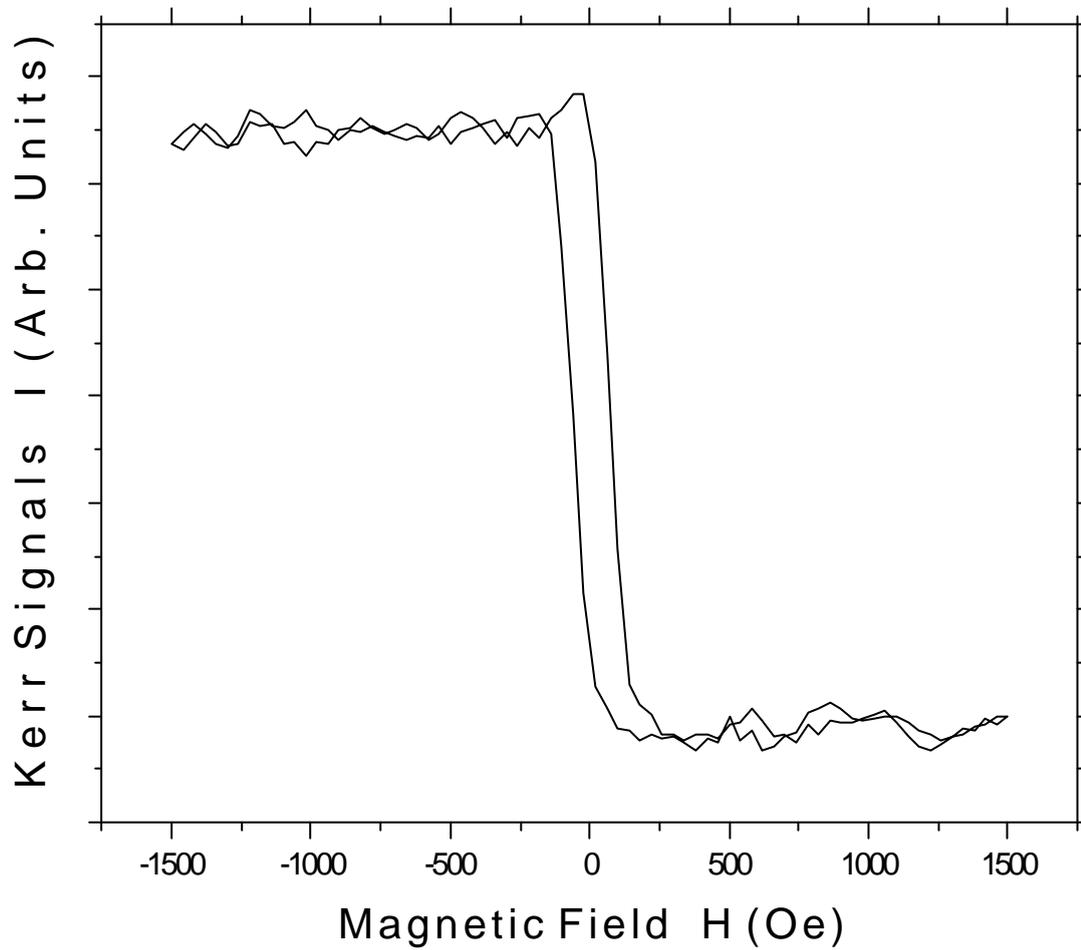
五. 實驗結果與討論

5.1 大氣中鍍在氧化鋁上的鐵薄膜($Al_2O_3 \setminus V \setminus Fe \setminus V$)的磁異向性實驗與討論

經過之前磁光科爾效應儀的測試實驗成功，且調整出量測儀器的最佳設定，因此對於大氣中磁光科爾效應的實驗更具信心。我們以鍍在氧化鋁上的鐵薄膜($Al_2O_3 \setminus V(2.5nm) \setminus Fe(10nm) \setminus V(2.5nm)$)為實驗樣品，而檢偏器角度調整在 4.125° 。由於在大氣中樣品的薄膜厚度無法變化，且大氣中樣品退火系統尚未建立完成，所以選擇對鐵 10 nm 此特定厚度，進行磁異向性實驗與討論，並對特定的磁性物理領域進行探討。

(1) 縱向科爾效應

首先以 L-MOKE 方向測量樣品，雷射光以 45° 角入射樣品，測量結果如圖五十四所示的磁化曲圖形，形狀呈狹長、扁平狀，在電磁鐵所提供的 1500 Oe 外加磁場狀況下，樣品大約在 200 Oe 時已達飽和狀態，且有顯著的殘磁量，足見磁壁可以容易的位移或旋轉至此時的磁化方向，而形成單一磁域的飽和狀態。另外使此時樣品殘磁量降為零的矯頑力值約為 60 Oe。



圖五十四

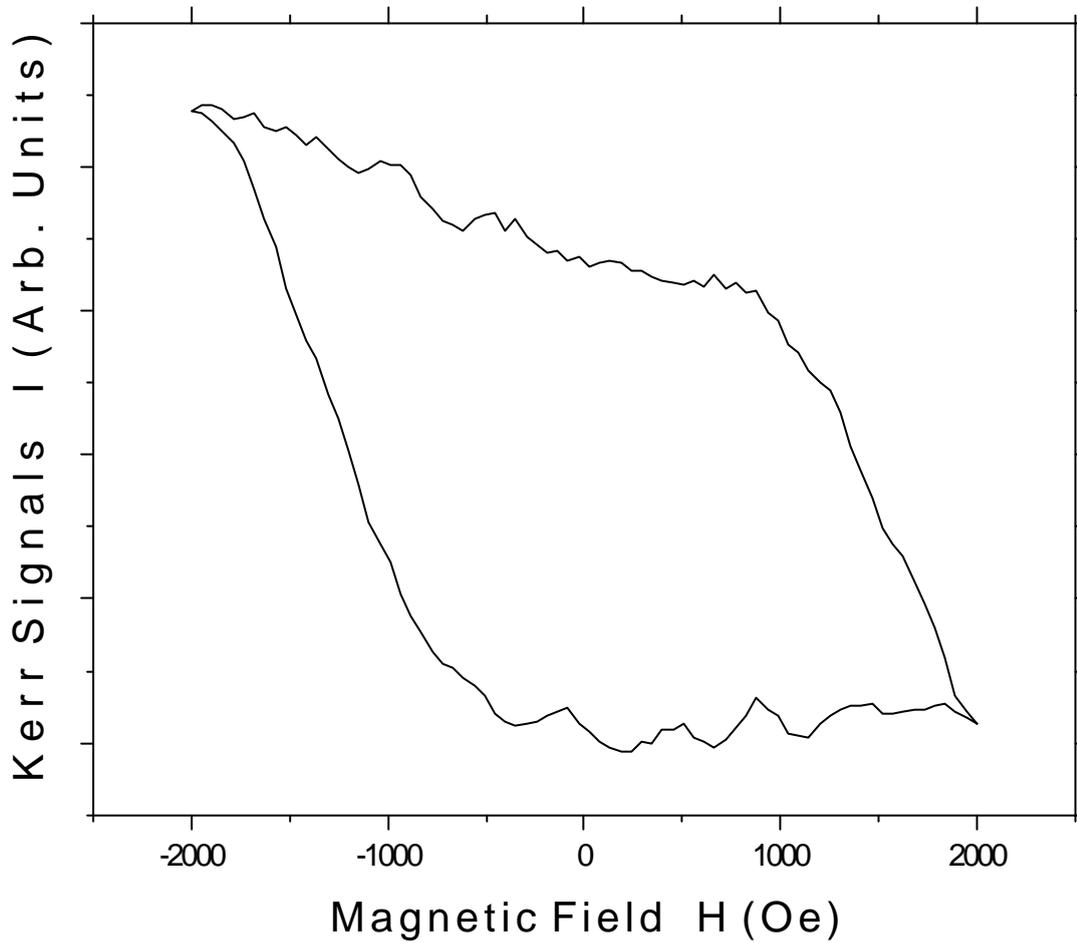
縱向科爾效應量測 10 nm 鐵($Al_2O_3/V/Fe/V$)的磁化曲線圖

$$H_{\max} = 1500 \text{ Oe}$$

(2) 極向科爾效應

接著對樣品做 P-MOKE 方向的測量，雷射光也是以 45° 角入射，測量結果如圖五十五所示的磁化曲線，形狀呈肥胖狀，在我們所提供的 2000 Oe 外加磁場狀況下，矯頑力約為 1200 Oe，相較於圖五十四 L-MOKE 大很多，因此推測外加磁場垂直於樣品表面的方向，為難軸方向，磁壁必須要獲得較高的能量，才能完全位移或旋轉成單一磁域結構的飽和狀態。

經由兩張 L-MOKE 及 P-MOKE 磁化曲線圖的比較(圖五十四及圖五十五)，我們可以判定樣品 10 nm 鐵($Al_2O_3 \setminus V \setminus Fe \setminus V$)的易磁化軸應是平行於樣品表面的方向(in-plane)。



圖五十五

極向科爾效應量測 10 nm 鐵($Al_2O_3/V/Fe/V$)的磁化曲線圖

$$H_{\max} = 2000 \text{ Oe}$$

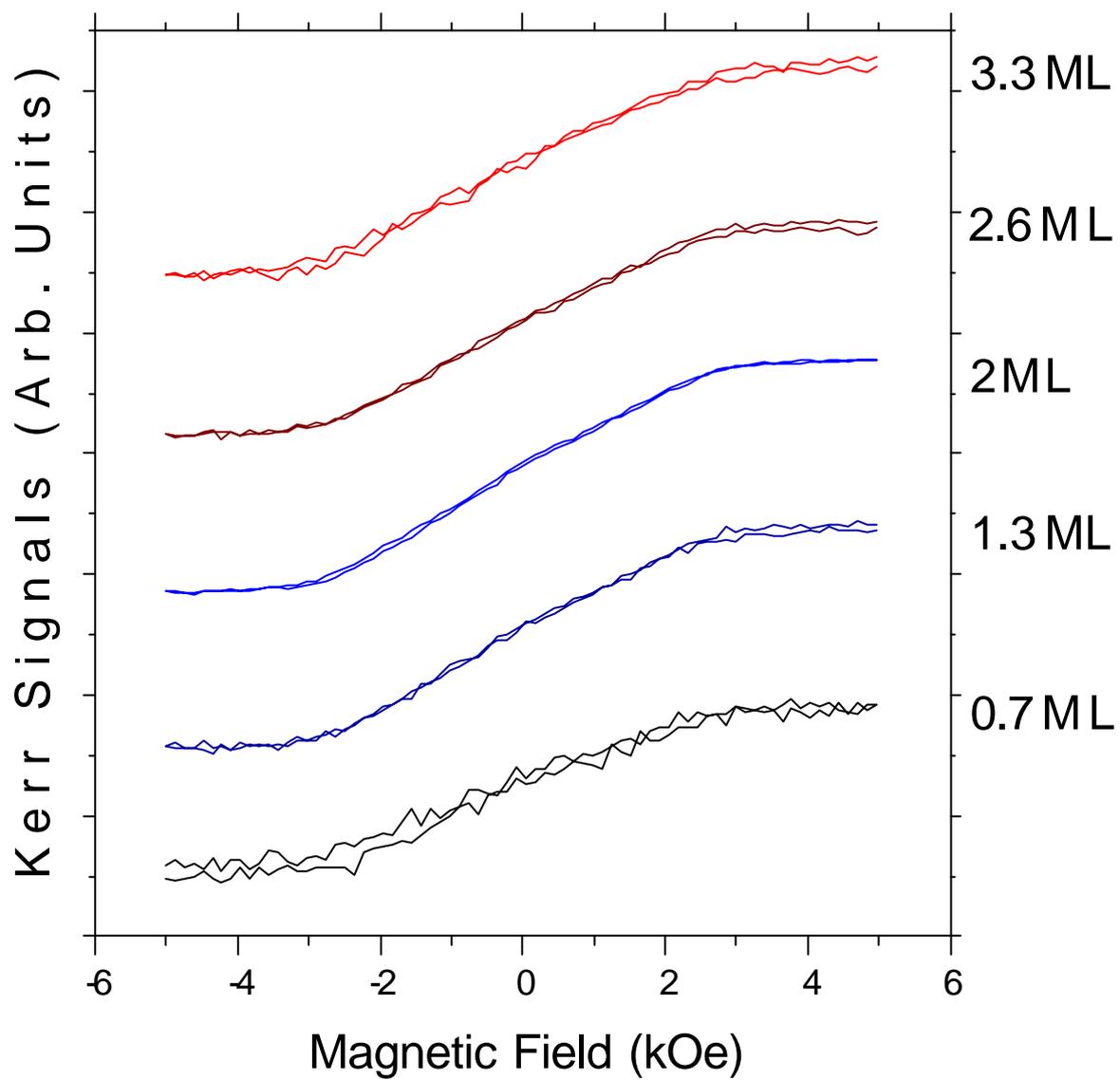
5.2 超高真空中不同厚度的 Co/Ir(111)的磁異向性實驗與討論

有關鈷薄膜長在銱(111)表面上的磁異向性實驗,在逐步修正實驗條件下,我們做了兩次實驗:(1)第一次實驗為假訊號之發現與原因探討、(2)第二次實驗為不同厚度的 Co 薄膜在 Ir(111)面上的磁異向性變化實驗與討論。而檢偏器角度皆調整在 $d = 3^\circ$ 。

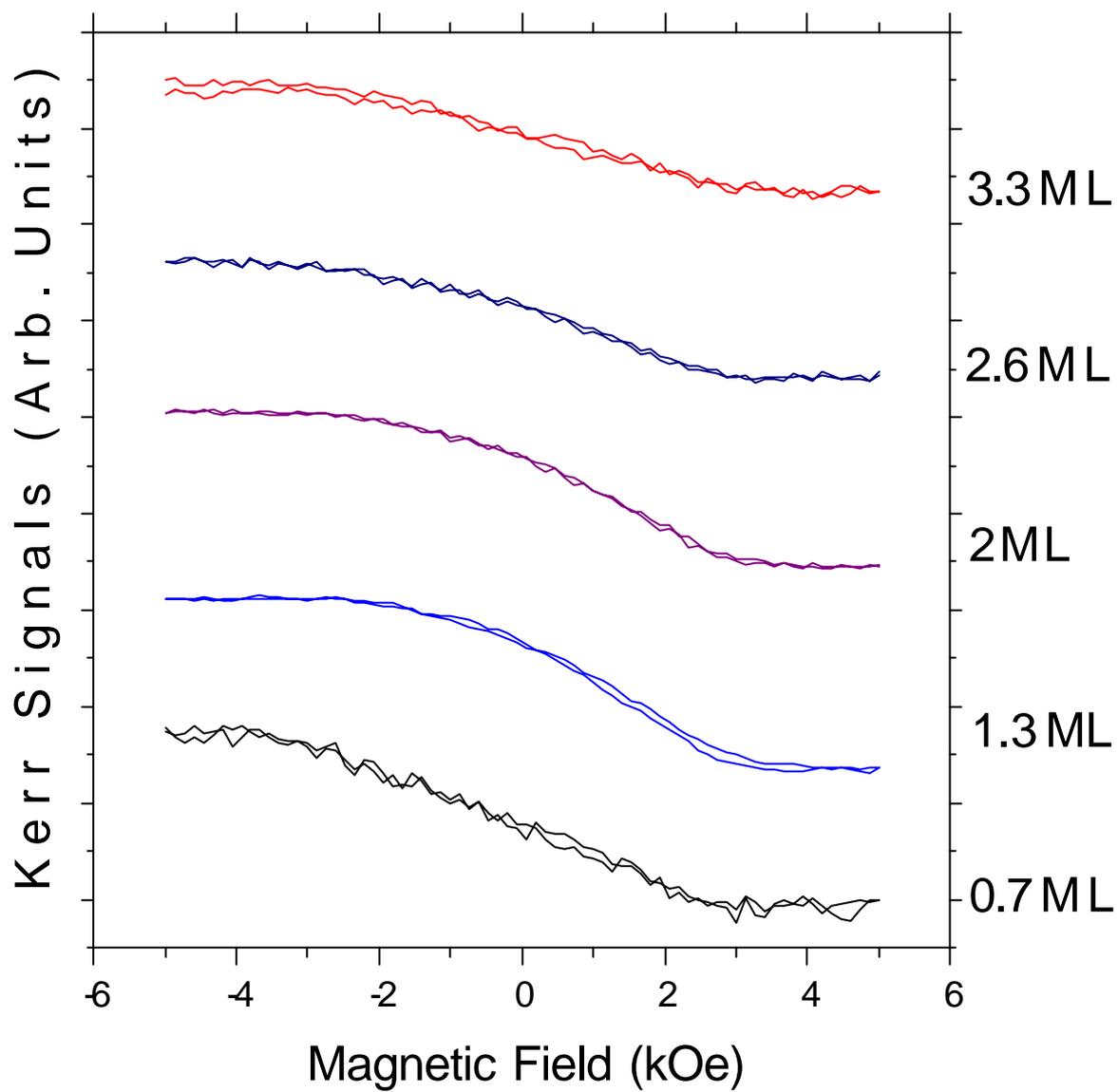
(1) 第一次的實驗

(a) 假訊號之發現

我們做了不同厚度的 Co 超薄膜在平坦的 Ir(111)面上成長的磁異向性變化。平坦的基底之準備為用 1500 eV 動能的 Ar^+ 離子濺射清潔後,在以 950 K 的溫度加熱一個半小時升溫退火而得,接著將樣品降至室溫後,開始蒸鍍 Co 原子至 Ir(111)面上,蒸鍍 5 次、每次時間為 15 分鐘,圖五十六為縱向科爾效應(L-MOKE)隨著 Co 厚度不同所量測到的磁化曲線圖,圖五十七為極向科爾效應(P-MOKE)隨著 Co 薄膜厚度不同所量測到的磁化曲線圖,從兩張圖中我們發現到,每個厚度的磁化曲線之飽和磁化值皆大約出現在 2500 Oe 左右,不但縱向及極向磁化曲線之飽和值、矯頑力皆相似,且隨著 Co 薄膜厚度的不同,兩個方向的科爾效應之磁化曲線卻無任何變化,因此對於此量測到的數據產生懷疑。



圖五十六 不同厚度的 Co/Ir(111)的縱向磁化曲線圖



圖五十七 不同厚度的 Co/Ir(111)的極向磁化曲線圖

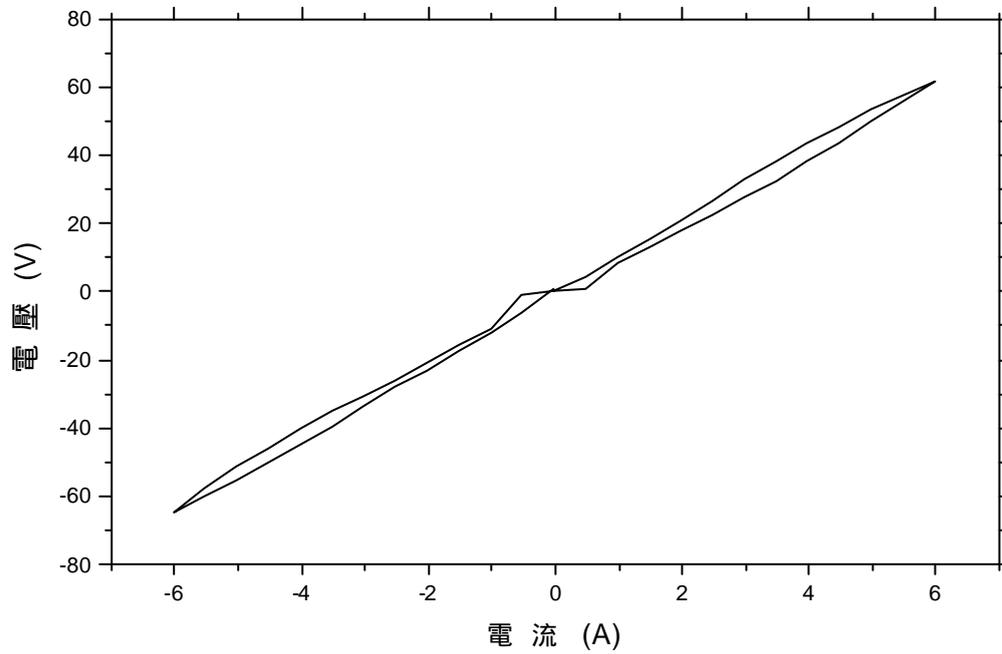
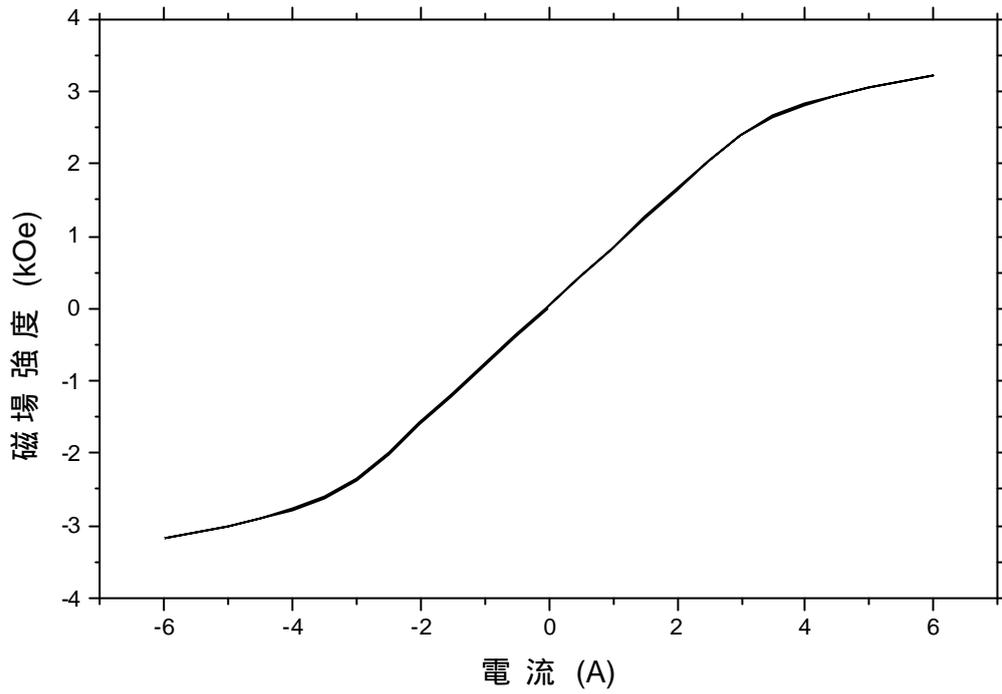
為了證實是否為量測到假訊號，我們決定將樣品上的 Co 薄膜以 Ar⁺離子完全濺射清潔，如此一來整個樣品為非鐵磁性的 Ir，理應不該量測出磁化曲線，但經過量測後，卻依然出現相同的磁化曲線，結果證實圖五十六、五十七的磁化曲線圖的確為假訊號。

(b) 量測錯誤原因的探討

在探究量測錯誤原因的過程中，首先考慮到表面磁光科爾效應量度系統的光學元件問題，經過反覆調整所有的光學元件後，再次量測，所得到的磁化曲線圖依然沒有任何改變，因此初步排除光學元件裝設錯誤的原因。接著我們將原因指向提供外加磁場的電磁鐵，我們藉由中研院中可量測高達 5000 Oe 的高斯計，對電磁鐵量測其更大範圍的電流與磁場的關係圖，量測結果如圖五十八所示，從圖中可以明顯的發現大約在 2300 Oe 之前電磁鐵之電流與磁場呈線性關係，而 2300 Oe 之後電磁鐵所提供的外加磁場慢慢出現飽和狀態，因此我們可以確定之前所量測的磁化曲線圖，並非 Co 薄膜的磁化曲線圖。

歸咎此次實驗量測錯誤的原因為：因為一開始未量測到微弱的科爾訊號，而一味地增加電流，以期增強外加磁場，盼

量測出樣品飽和值的出現範圍，結果卻發現如圖五十八所示，外加磁場達 2300 Oe 之後，並無繼續線性增強，可知電磁鐵已達飽和磁化，而圖五十六、五十七的 ± 2300 Oe 後之曲線，是以 ± 2300 Oe 內之數據外插所得的磁場作圖，造成曲線出現飽和磁化的假象。因此往後的實驗，為了避免再出現此種情況，實驗時最大外加磁場需控制在 2300 Oe 以內。附帶一提，由於增強外加磁場過甚，導致電磁鐵發熱狀況更惡化，超高真空腔壓力直線上升，因而必須再次烘烤超高真空系統以恢復超高真空。



圖五十八 電磁鐵之電流與磁場強度以及電壓關係圖

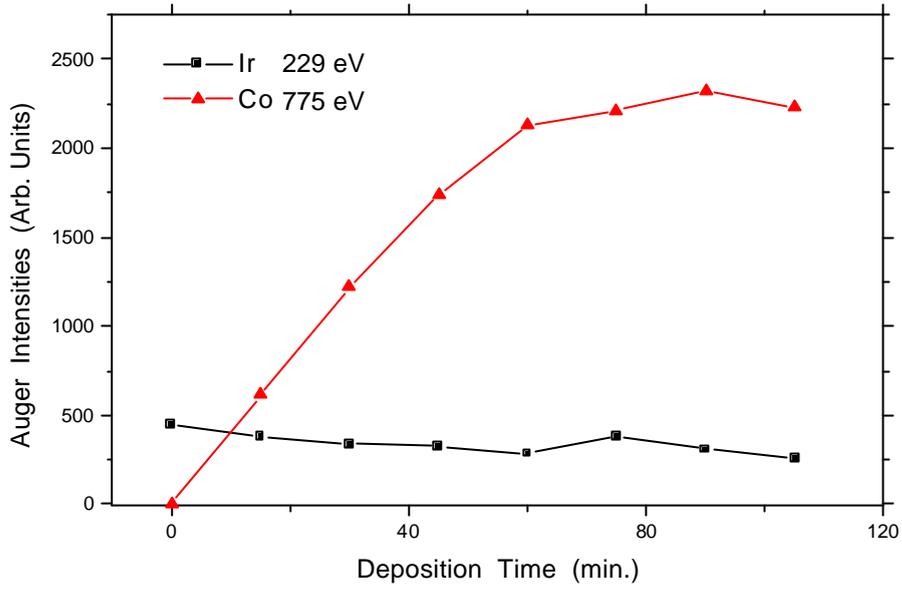
(2) 第二次實驗

有了第一次超高真空中科爾訊號量測錯誤的經驗後，此次實驗我們更了解如何調校光學元件，以及正確控制外加磁場，以期量測出所需數據。此次實驗依然對不同厚度的 Co 薄膜長在 Ir(111) 面上的磁異向性變化進行觀察及探討。

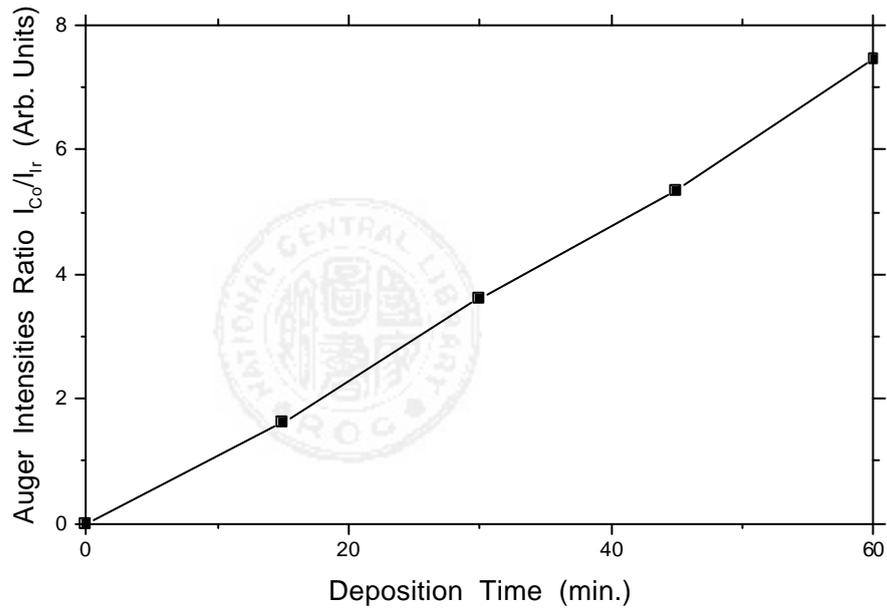
(a) 薄膜厚度測定

實驗前 Ir(111) 基材的準備工作為：以 1500 eV 動能的 Ar^+ 離子濺射清潔後，再以 950 K 的溫度加熱一個半小時升溫退火。以同心半球型電子能譜儀(CHCA)分析退火後的樣品表面成分，已無其他雜質，且碳與鈹的歐傑電子訊號比亦降低至 0.3。

不同厚度的 Co 薄膜成長條件及步驟為：先將樣品背對鍍源，待鍍源電流升至 3.9 安培且預熱兩分鐘後，再將樣品轉向正對鍍源，蒸鍍滿 20 分鐘後，以同心半球型電子能譜儀，分析樣品表面成分，最後從能譜儀所得之數據計算厚度。以上步驟重複 12 次，總蒸鍍時間為 330 分鐘(第 5 次與第 6 次只間隔 10 分鐘)。圖五十九為此次實驗樣品表面成分的歐傑電子訊號強度與蒸鍍時間關係圖，由圖中看出 Co 訊號隨著時間增加而遞增，Ir 訊號隨著時間增加而遞減。



圖五十九 鈷超薄膜蒸鍍在鈹(111)表面上的歐傑電子訊號強度與蒸鍍時間關係圖

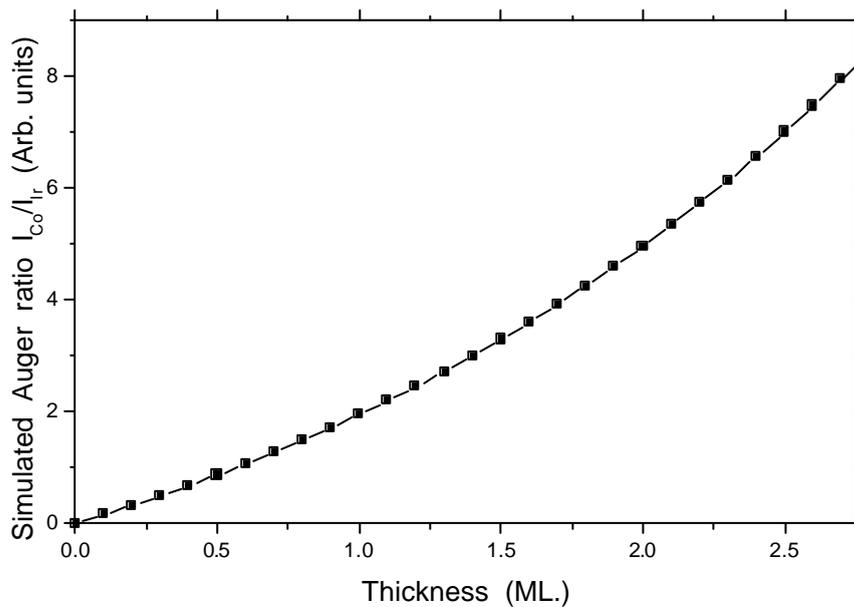


圖六十 Co 與 Ir 歐傑訊號強度比以及蒸鍍時間關係圖

由圖五十九中鈷的歐傑電子訊號強度可以知道，鈷在 60 分鐘後歐傑電子訊號強度曲線趨於飽和，因此，如圖六十所示，我們以 60 分鐘前的鈷、銱歐傑電子訊號比作為推算鈷薄膜主要數據。此外我們藉由電腦程式模擬計算 Co 775 eV 與 Ir 229 eV 的歐傑電子訊號比之理論值，並與鈷在銱(111)面上的原子層數做關係圖，其使用的參考數據為：

$$R = \frac{I_{Co775}}{I_{Ir229}} = \left[\frac{I_{Co775}^{\infty}}{I_{Ir229}^{\infty}} \right] \frac{1 - e^{-\frac{d}{\lambda_{775}}}}{e^{-\frac{d}{\lambda_{229}}}} = R_0 \frac{1 - e^{-\frac{d}{\lambda_{775}}}}{e^{-\frac{d}{\lambda_{229}}}}$$

其中 $R_0 = 8.476$ [37]、 $\lambda_{775} \cong 12.27 \text{ \AA}$ [38]、 $\lambda_{229} \cong 6.7 \text{ \AA}$ [39]如圖六十一所示。若將圖六十與圖六十一做比較，我們估計蒸度 1 ML Co/Ir(111)約需要 23 分鐘。

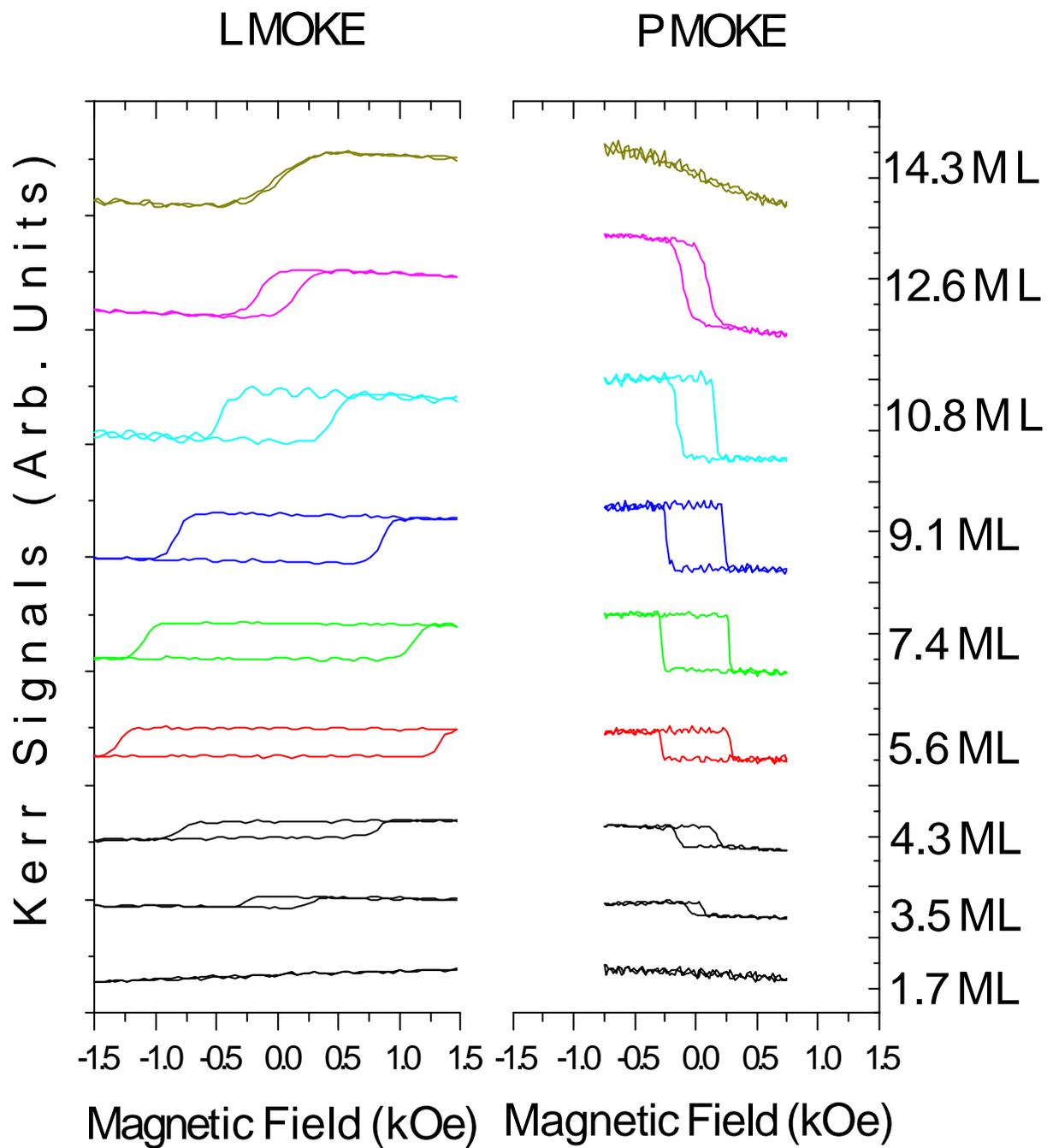


圖六十一 理論計算的歐傑訊號比值與原子層數關係圖

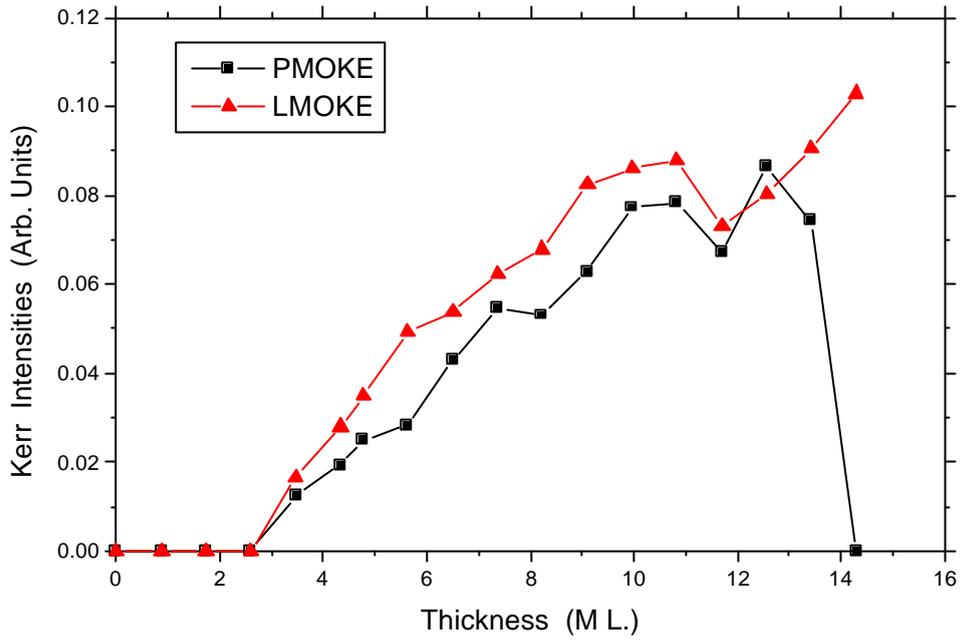
(b) 磁異向性的變化

磁化曲線的量測是在每次同心半球型電子能譜儀分析完樣品表面成分後進行，分析結束後再進行下一次蒸鍍，圖六十二為不同厚度的 Co/Ir(111)，其縱向科爾效應(L-MOKE)及極向科爾效應(P-MOKE)的磁化曲線之變化情形。從圖中我們可以看出在 Co 薄膜厚度 3.5 ML 時縱向磁化曲線及極向磁化曲線皆開始出現磁滯現象，直到厚度 12.6 ML 縱向磁化曲線矯頑力都較極向磁化曲線大上數倍。當 Co 薄膜厚度達 5.6 ML 後，縱向與極向磁化曲線開始出現變化，兩方向矯頑力逐漸遞減。當厚度達 14.3 ML 時，極向磁滯現象已完全消失，僅剩下縱向磁化曲線依然有磁滯現象。

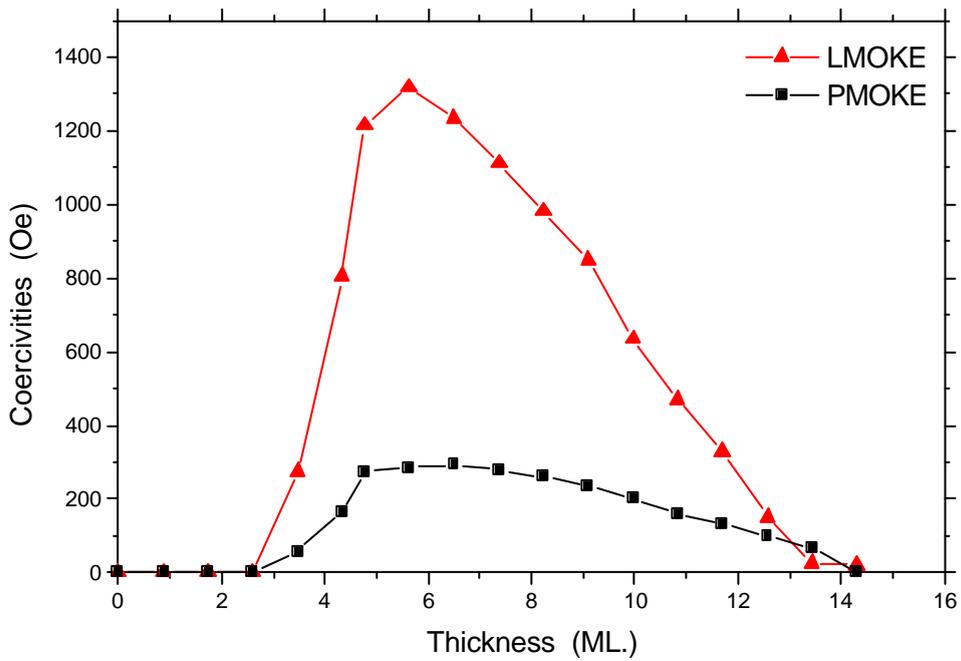
圖六十三為縱向科爾訊號強度及極向科爾訊號強度與 Co 薄膜厚度關係圖。從圖中可以知道，Co 薄膜厚度 0 ~ 2.6 ML 間，測量不到兩個方向的磁滯現象。厚度達 3.5 ML 後，縱向及極向磁化曲線開始出現磁滯現象，兩個方向訊號強度隨著厚度增厚持續增強，且訊號強度大小相近。直到厚度達 12.6 ML，極向訊號強度突然遞減，而縱向訊號強度卻持續增強。厚度達 14.3 ML 時，極向訊號強度完全消失，只剩縱向訊號強度繼續增強。



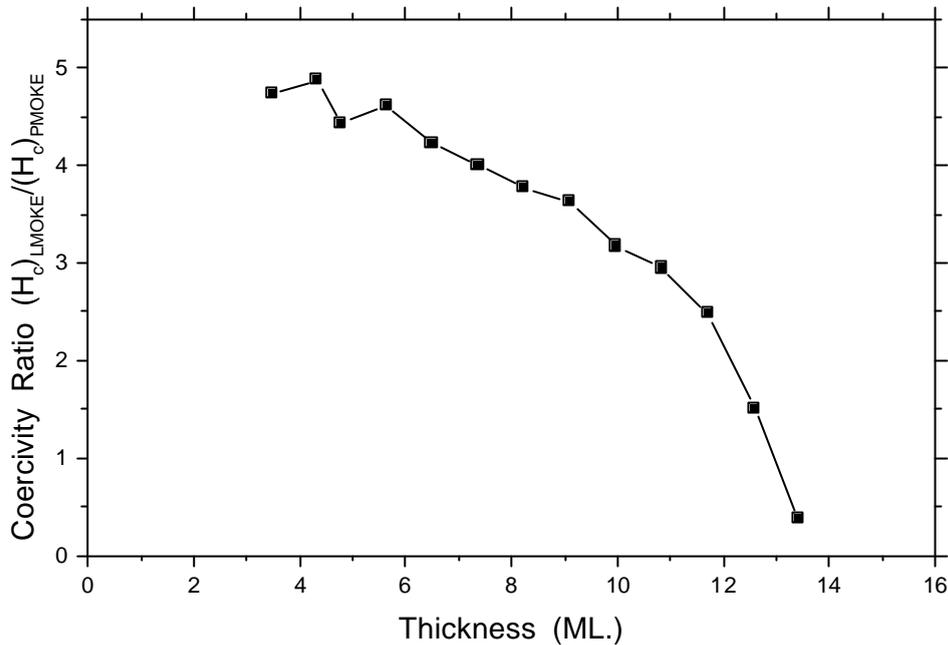
圖六十二 不同厚度的 Co 薄膜在 Ir(111) 基底成長的縱向科爾效應及極向科爾效應的磁化曲線之變化情形



圖六十三 縱向及極向科爾訊號強度與 Co 薄膜厚度關係圖



圖六十四 縱向及極向磁化曲線的矯頑力與 Co 厚度關係圖



圖六十五 縱向、極向矯頑力比與 Co 薄膜厚度關係圖

圖六十四為縱向磁化曲線及極向磁化曲線的矯頑力與 Co 薄膜厚度關係圖、圖六十五為縱向及極向矯頑力比與 Co 薄膜厚度關係圖。從這兩張圖中可以知道，Co 薄膜厚度 3.5~5.6 ML 間，縱向矯頑力約為極向矯頑力 4.6 倍。當厚度達 5.6 ML 後，比值開始遞減。至厚度 13 ML 時，兩矯頑力比約為 1 : 1。厚度 13 ML 後比值持續遞減，直至 14.3 ML 極向磁滯現象消失，僅剩下縱向磁化曲線依然有磁滯現象。

(b) 實驗結果討論

由圖六十二 ~ 圖六十五綜合比較之後，我們可以發現：Co 薄膜厚度 0 ~ 3.5 ML 之間，並無測量到極向及縱向磁化曲線的磁滯現象。厚度 3.5 ML 時開始出現磁滯現象，厚度 3.5 ~ 12.6 ML 之間，兩個方向科爾訊號強度相近的情況下，縱向矯頑力都較極向矯頑力大上數倍，因此在此厚度間，薄膜在極向方向較縱向易磁化。而在厚度 5.6 ML 後，易磁化方向逐漸由極向轉向縱向。到厚度達 13 ML 時，極向和縱向易磁化程度已相等。厚度 13 ML 後，轉變成縱向較極向易磁化。直至厚度達 14.3 ML 時，極向磁滯現象完全消失，僅縱向磁化曲線依然有磁滯現象，此時可明確判定易磁化軸為平行於樣品表面方向。

由論文 2.2 磁異向性章節中所介紹的三種主要影響磁化曲線因素的異向性來討論此次實驗。三種異向性分別為：磁晶異向性 $K_{crystal}$ 、磁彈異向性 K_{me} 與外型異向性 K_{shape} 。當薄膜厚度較薄時，樣品的表面及介面效應顯著，由於自旋-軌道耦合，使自生磁化方向會沿著晶軸方向，所以產生了磁晶異向性 $K_{crystal}$ ，以及因為 Co、Ir 的晶格參數的不同，Co 在 Ir 表面成長可能為 incoherent 的磊晶成長，產生了磁彈異向性

K_{me} ，這兩種因素是造成易軸方向為非平行於樣品表面的原因。當薄膜厚度逐漸增厚時，磁晶異向性與磁彈異向性的影響逐漸減弱，相反地，因受到樣品外型逐漸增厚的影響，磁偶極矩間的交互作用亦逐漸增強，產生了外型異向性 K_{shape} ，此異向性為使易軸在平行樣品表面方向的主因，所以當 Co 薄膜較厚時(5.6 ML)，易磁化方向會逐漸轉向於平行樣品表面。由多層膜研究可知 $(Co/Ir)_n$ 的表面磁異向能 $K = K_v + \frac{2K_s}{t}$ [40]，在薄膜厚度較薄時，其極向方向較縱向易磁化；當薄膜長至臨界厚度後，其縱向較極向方向易磁化。這與我們所得到的不同厚度的 Co/Ir(111)實驗結果相符合，在薄膜厚度較薄時，其極向方向較縱向易磁化；當薄膜長至臨界厚度後，其縱向較極向方向易磁化。

而具有大的矯頑力，是在選擇適合的磁光記憶材料時的必須條件之一，因為具有大的矯頑力是使磁光記憶材料穩定性高的主要原因。矯頑力 H_c 是將磁化量消滅至零所需要的外加磁場大小，若記憶材料的矯頑力夠大，則儲存媒體受到外界磁場的干擾小，亦即一般的游離磁場對矯頑力大的記憶材料一點影響也沒有，本薄膜厚度 5 ~ 8 ML 間之極向矯頑力約為 250 Oe，所以可以利用為磁性紀錄材料。

(c) 碳的因素

由於在利用 Ar^+ 離子濺射清潔基材時,我們為了確定 Ar^+ 離子純度,曾使用質譜儀分析超高真空腔體中氣體成分,意外發現超高真空腔體中,除了氬氣之外,還具有微量的一氧化碳,經過反覆實驗的探究原因之後,發現是因為我們在灌製氬氣瓶時,遭到大氣洩入污染。實驗中,無法將碳的因素完全排除,因此在濺射清潔基材步驟上,僅能將碳與鈦的比率最低降至 0.3,經過估計大約為 0.2 ML,其使用的參考數據為:

$$R = \frac{I_{\text{Co}_{272}}}{I_{\text{Ir}_{229}}} = \left[\frac{I_{\text{Co}_{272}}^{\infty}}{I_{\text{Ir}_{229}}} \right] \frac{1 - e^{-\frac{d}{I_{272}}}}{e^{-\frac{d}{I_{229}}}} = R_0 \frac{1 - e^{-\frac{d}{I_{272}}}}{e^{-\frac{d}{I_{229}}}}$$

其中 $R_0 = 5.714$ [37]、 $I_{272} \cong 10 \text{ \AA}$ [38]、 $I_{229} \cong 6.7 \text{ \AA}$ [39],至今仍不知道碳原子在此現象中所扮演的角色為何?以及對實驗結果的影響為何?在此特別提出,以供日後實驗時比較參考。

六. 結論

本論文實驗目的在建立超高真空系統以及以自製的磁光科爾效應儀(MOKE)、表面磁光科爾效應量度系統(SMOKE), 進行 10 nm 的鐵薄膜($Al_2O_3/V/Fe/V$)和不同厚度 Co/Ir(111)超薄膜的表面磁性研究。

- (1) 本實驗室自製的矽鋼電磁鐵在其外加電流與產生的磁場仍呈現線性關係下, 最大供應電流及磁場為 2.59 A、2300 Oe, 置入超高真空系統後, 最佳壓力可達 3×10^{-10} torr。
- (2) 在本實驗室這套自製的磁光科爾效應儀(MOKE)中量測儀器的最佳參數設定, 經過測試實驗後, 發現將檢偏器(Glan-Thompson 偏振器)角度調整在 $d = 4.125^\circ$ 為最佳設定, 而表面磁光科爾效應量度系統(SMOKE)之檢偏器角度調整在 $d = 3^\circ$ 為最佳設定, 此設定下所量測到的科爾訊號最大, 相對的, 雜訊干擾情況較小。
- (3) 磁光科爾效應儀建立成功, 且經過測試實驗, 可明確量測出一般鐵薄片塊材的磁化曲線, 並分析出易軸為平行於樣品長軸的方向。
- (4) 表面磁光科爾效應量度系統經過多次測試及修正, 並且以鋁

為材質自行設計、製作的輔助工具協助裝設下，此量度系統亦成功建立，且經過測試實驗，可量測出厚度 5.2 ML 的 Co/Ir(111)的磁化曲線，並分析出此厚度的易軸方向為傾斜於樣品表面。

- (5) 在大氣中鐵薄膜的實驗中，我們選擇 10 nm 此特定厚度的鐵薄膜($Al_2O_3 \setminus V \setminus Fe \setminus V$)為樣品進行磁異向性實驗，實驗中發現縱向磁化曲線矯頑力值為 60 Oe，法向磁化曲線矯頑力值為 1200 Oe，兩矯頑力值相差甚多，可明確判定此樣品的易軸為平行於樣品表面方向(in-plane)，並驗證了此大氣中的磁光科爾效應儀之解析度可達奈米尺度。
- (6) 超高真空中不同厚度的 Co/Ir(111)磁異向性實驗中，發現 Co 厚度 0~3.5 ML，並無量測到磁滯現象，厚度 3.5 ML 到 12.6 ML 之間，極向較縱向易磁化。當 Co 薄膜厚度達 5.6 ML 後，易磁化方向逐漸由極向轉向靠近縱向。當厚度漸增至 13 ML 後，薄膜轉變為縱向較極向易磁化。當厚度達 14.3 ML 時，極向磁滯現象已完全消失，僅剩下縱向依然有磁滯現象，此時可判定易軸方向已完全平行於樣品表面(in-plane)，並驗證了此表面磁光科爾效應量度系統之解析度可達 3.5 ML。

七. 參考資料

- [1] M. Wuttig, B. Feldmann and T. Flores, *Surf. Sci.*, 331-333, 659 (1995).
- [2] W. B. Zeper and F. J. A. M. Greidanus, *J. Appl. Phys.*, 65, 497 (1989).
- [3] C. H. Lee, H. He and W. Vavara, *Phys. Rev. Lett.*, 62, 653 (1989).
- [4] D. Pescia, G. Zampieri and G. L. Bona, *Phys. Rev. Lett.*, 58, 933 (1987).
- [5] N. C. Koon and B. T. Jonker, *Phys. Rev. Lett.*, 59, 2463 (1987).
- [6] Neel, *J. Phys. Radium*, 15, 255 (1954).
- [7] F. J. A. den Broeder, W. Hoving and P. J. H. Bloemen, *J. Magn. Magn. Mat.*, 93, 562 (1991).
- [8] G. H. O. Daalderop, P. J. Kelly and M. F. H. Schuurmans, *Phys. Rev. B*, 42, 7270 (1990).
- [9] G. H. O. Daalderop, P. J. Kelly and M. F. H. Schuurmans, *Phys. Rev. B*, 44, 12 054 (1992).
- [10] G. H. O. Daalderop, P. J. Kelly and F. J. A. Broeder, *Phys. Rev. Lett.*, 68, 682 (1992).
- [11] K. Umeda, Y. Fujiwara, T. Matsumoto, K. Nakagawa, A. Itoh, *J. Magn. Magn. Mater.*, 156, 75 (1996).
- [12] R. H. Victora, J. M. Maclaren, *Phys. Rev. B*, 47, 11 583 (1993).
- [13] Y. Suzuki, H. Y. Hwang, S-W Cheong, and R. B. van Cover, *Appl. Phys. Lett.*, 71 (1), 140 (1997).
- [14] C. H. Lee, R. F. C. Farrow, C. J. Lin and E. E. Marinero, *Phys. Rev. B*, 42, 11 384 (1990).

- [15] 陳宿惠，國立台灣師範大學碩士論文 (1989).
- [16] M. Faraday, *Trans. Roy. Soc. (London)* 5 (1846) 592.
- [17] J. Kerr, *Philos. Mag.* 3 (1877) 339.
- [18] J. Kerr, *Philos. Mag.* 3 (1878) 161.
- [19] Z. Q. Qiu, S. D. Bader, *J. Magn. Magn. Mater.*, 664-678, 200 (1999).
- [20] H. Yanagihara, K. Pettit, M. B. Salamon, Eiji Kita, S. S. P. Parkin, *J. Appl. Phys.*, 81 (8), (1997).
- [21] H. Yanagihara, Eiji Kita, M. B. Salamon, *Phys. Rev. B*, 60, 18 (1999).
- [22] A. Dinia, M. Stoffel, K. Rahmouni, G. Schmerber, H. A. M. van den Berg, *J. Magn. Magn. Mater.*, 198-199, 67-69 (1999).
- [23] 涂靜婷，國立台灣師範大學碩士論文 (1996).
- [24] 李學養，〈磁性物理學〉，聯經出版事業公司。
- [25] M. Kersten *Physik. Z.* 39, 860 (1938).
- [26] 何慧瑩，國立台灣師範大學碩士論文 (1998).
- [27] H. J. G. Draaisma, W. J. M. de Jonge, *J. Appl. Phys.*, 64, 3610 (1988).
- [28] J. Zak., E. R. Moog, C. Lin, and S. D. Bader, *Phys. Rev. B*, 43, 6423 (1991).
- [29] 金重勳，〈磁性技術手冊〉，中華民國磁性技術協會。

- [30] 張阜全，孫榮山，唐偉國，〈光學〉，凡異出版社。
- [31] 呂婉菁，國立台灣師範大學碩士論文 (1995).
- [32] 陳信良，國立台灣師範大學碩士論文 (1997).
- [33] Sputter Ion Source User's Guide, OMICRON Inc., (1997).
- [34] D. Chattarji, *The theory of Auger Transition*, London, Academic Press (1976).
- [35] D. Briggs and M. P. Seah, *Practical Surface Analysis 2nd*, (1990).
- [36] G. Ertl and Kùppers, *Low Energy Electrons and Surface Chemistry*, 2nd. ed., VCH, Weinheim (1985).
- [37] L.E. Davis, N. C. Macdonald, P. W. Palmberg, G. E. Riach, and R. E. Weber, *HANDBOOK OF AUGER*, 2nd. ed., Physical Electronics Industries, Inc., Eden Prairie (1976).
- [38] J. S. Tsay and C. S. Shern, *J. Appl. Phys.*, Vol. 80, No. 7 (1996).
- [39] S. Tanuma, C. J. Powell and D. R. Penn, *Surf. Interface Anal.*, Vol. 11, 577-589 (1988).
- [40] M. T. Johnson, P. J. H. Bloemen, F. J. A. dan Broeder, J. J. de Vries, *Rep. Prog. Phys.*, 59, 1409-1458, (1996).

附錄一

磁場強度單位：

一. 磁場強度 H 的常用單位：

(1) MKS 制： A/m (安培/公尺)

(2) CGS 制：Oersted (Oe, 厄斯特)。

二. 磁通密度 B 的常用單位：

(1) MKS 制：Tesla (T, 特斯拉)。

(2) CGS 制：Gauss (G, 高斯)。

三. 單位換算：

(1) $1 A/m = 4\pi \times 10^{-3} \text{ Oe}$

(2) $1 \text{ Oe} = 80 A/m$

四. 在真空中的情形：

當 $H = 1 \text{ Oe}$ 時，

根據 $B = \mu_0 H$

$$= 4\pi \times 10^{-7} \times \frac{1}{4\pi \times 10^{-3}}$$

$$= 10^{-4} \text{ Tesla}$$

$$= 1 \text{ Gauss}$$

因此，若真空中磁場強度 H 等於 1 Oe，即代表空氣中的磁通密

度 B 約為 1 Gauss。