一致磁化轉動模型之磁化曲線特性

楊志信/國立臺灣海洋大學
光電科學研究所

一、前言

磁滯現象為磁性材料行為之主要特徵，緣此研究磁系統於外加磁場作用下，其磁矩的平衡方向，即磁化曲線，是磁學一重要課題，而磁滯行為之研究有其基本的物理意義，亦有其實際應用價值[1]。對此問題的瞭解將有助於發展磁學基本理論，開發新穎磁材以及設計嶄新的應用。文獻上對此問題理論研究，可溯及至 1948 年，Stoner 與 Wohlfarth [2]運用一致轉動(coherent rotation)模型來描述橢球體粒子之磁化反轉行為，並定量計算出粒子之轉換場(switching field)；之後 Jacobs 與 Bean [3]於 1955 年提出球鍊(chain of sphere)模型，描述縱長小粒子之磁矩如經由扇折(Fanning)模式反轉，可減少反轉所需轉換場；Frei 等人[4]於 1957 年導入捲曲(curling)及彎折(buckling)兩種可能磁化反轉機制。Aharoni [5]隨即證明一致轉動與捲曲模式為橢球體主要的反轉機制，兩者代表布朗方程式之本徵解。近幾十年來，許多研究者對各種形狀及異向性之粒子(系統)，運用一致轉動模型分析其磁化反轉行為[6-11]。

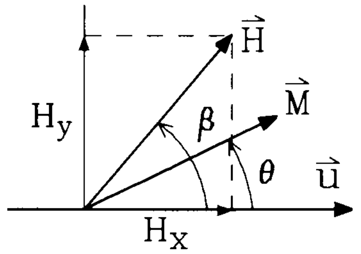
乍觀之下，一致轉動模型過於簡單及理想化地假設系統內各磁矩在外場作用下，其方向仍保持平行，應無法準確描述真實磁系統之行為。然而現今，由於儀器微小化之需求與微製程的進步，實驗已能製造只含單域(single domain)之各種尺寸、形狀與結構的磁粒子[12, 13]；再者量測技術的精進，亦可觀察到此類粒子之磁化狀態[14, 15]。在此小粒子，交換作用可預期將使磁化保持均勻，而使磁化反轉經由一致轉動發生，像納米 Ni 線[13]、CuFe [16]與 BaFeO [17]納米磁石、磁超薄膜[18]、磁穿隧接合[19]、自旋閥多層膜[20]及交換偏壓膜[21, 22]就顯示一致轉動之磁化反轉行為。緣此，現今重新研討一致轉動模型有其重要性，它提供磁化反轉機制一簡潔的物理圖像，再者相關的數學較簡易，可提供某些重要參數之解析表示式，使得磁參數間之相依性較易瞭解。因此掌握一致轉動的知識可提供解讀量測的磁化曲線，以及判定磁系統之磁化反轉機制的重要依據。在本文中，將介紹一致磁化轉動模型相關之理論、如何運用幾何圖解方法以計算磁化曲線，以及常見的單軸與平面立方異向性引起的磁化曲線之特徵，最後討論具偏壓場之磁薄膜的磁化行為。

二、一致轉動模型

磁滯現象為一複雜的非線性行為，其導源於磁系統空間之非均勻性或異向性，這意即系統之能量與磁矩之位置或指向有關。在此文中我們只討論後者。在一交換作用支配的系統，磁矩的方向平行排列為合理的假設，因此單一磁化向量 $\vec{M}$ 就足以描述整個系統之磁化狀態，這為一致轉動模型之基本觀念。若磁系統受外加磁場 $\vec{H}$ 之作用，則其自由能密度為異向能密度及季曼能密度之和

$$E = G_A(\vec{m}) - M_s \vec{m} \cdot \vec{H} \qquad (1)$$

式中 $\vec{m}$ (= $\vec{M}$ /M_s)為平行 $\vec{M}$ 之單位向量，M_s 為飽和磁化量，而 G_A 為異向能密度，只與磁化指向有關的量，包含各種形式能量的貢獻，如形狀、磁結晶、表面等異向性能、以及磁彈性能。對於具有轉動對稱之磁粒子，或厚度夠小的磁膜，因形狀產生的靜磁能量夠大，將迫使磁矩躺在膜平



圖一　理論分析所用之幾何示意圖。$\vec{u}$ 為對稱軸、$\vec{H}$ 為外加場及 $\vec{M}$ 為磁化量。

面時，異向能量皆可用單一變數θ表示，此θ為磁化方向相對於對稱軸之角度(圖一)。磁化量之平衡角度可藉自由能對角度一次微分為零，$dE/d\theta = 0$，得到；當自由能對角度二次微分 $d^2E/d\theta^2$ 大(小)於零時，平衡角度為穩定(不穩定)的，而當 $d^2E/d\theta^2 = 0$，表示兩平衡角度重合，磁化量將躍遷。通常磁化平衡角度只在特定場方向(如主方向)才有解析解，在任意場方向並沒有解析解且為多值的，因此，欲得到正確的穩定平衡角度，頗為不易。

Slonczewski 於 1956 年提出幾何圖解法(或稱星形線(astroid)法)[11]，對於磁化平衡角度之解與其穩定性的判別，以及計算轉換場或結核場(nucleation field)與場角度之關係是非常方便與有用的。幾何圖解法為利用場空間(平面)來描述 $dE/d\theta = 0$ 與 $d^2E/d\theta^2 = 0$ 之解。從(1)式之能量表示式得知，平衡時磁化量必位於外加場與對稱軸所組成平面上，於此平面上定義兩正交軸，即兩主方向，其一為沿著對稱軸(x 軸)，另一為 y 軸。因此外加場於此兩軸之分量分別為

$$H_x = H\cos\beta \quad \text{及} \quad H_y = H\sin\beta. \qquad (2)$$

式中β 為場與對稱軸之夾角(圖一)。自由能、自由能對角度一次與二次微分可分別改寫為

$$E = G_A(\theta) - M_s\,(H_x \cos\theta + H_y \sin\theta) \qquad (3)$$

$$\frac{dE}{d\theta} = G_A^{'}(\theta) + M_s(H_x \sin\theta - H_y \cos\theta) = 0 \quad (4)$$

$$\frac{d^2E}{d\theta^2} = G_A^{''}(\theta) + M_s(H_x \cos\theta + H_y \sin\theta) \qquad (5)$$

式中 G_A 及 $G_A^{''}$ 為 G_A 對之一次及二次微分。令(5)式為零，解(4)及(5)二式可得到二參數方程式

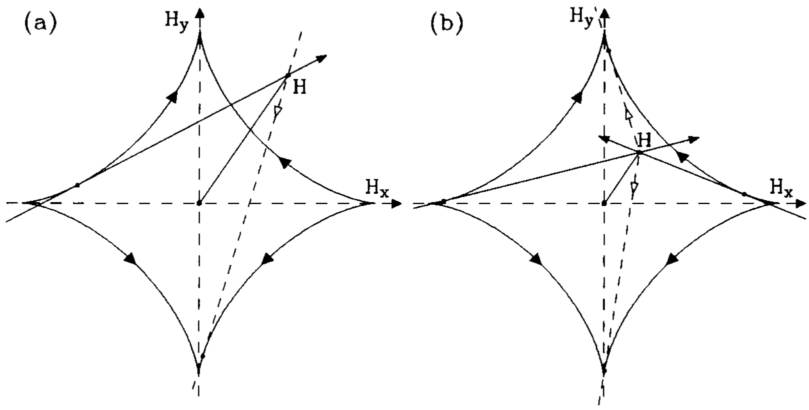
$$M_s H_x = -G_A^{'}(\theta)\sin\theta - G_A^{''}(\theta)\cos\theta, \qquad (6a)$$

$$M_s H_y = G_A^{'}(\theta)\cos\theta - G_A^{''}(\theta)\sin\theta \ . \qquad (6b)$$

再由解(6)式及(2)式而得到結核場與場角度之關係式。(6)式之解代表於 H_x-H_y 平面上描述穩定的界線之臨界曲線，當場於此曲線上時，將發生不穩定；(6)式中θ 表示磁化量發生不穩定時，磁化平衡角度之臨界值。在此場平面很容易決定穩定平衡角度：由(4)及(6)式得知，劃一條通過場點並正切於臨界曲線之直線，此切線之指向即為為平衡角度。但實例顯示有太多切線出現且一切線有二個指向，為了解決此問題，Thiaville 提出指向臨界曲線方法[11]：由(6)式可導得臨界曲線之斜率為 $dH_y/dH_x = \tan\theta$，即臨界曲線切線斜率之指向角度為θ，這就是所要的切線方向；再由(4)式得知當場逼近臨界曲線時，穩定平衡解為θ，再者於場連續改變時，磁化之穩定指向亦為連續變化的。因此穩定的磁化平衡方向對應的切線方向為從易軸發出的，且與易軸方向最接近者，這表示磁化量於此方向，系統的能量為局域或全域最低的。若有兩個以上之磁化穩定指向，則視場演化歷史而定(實例請見底下圖二介紹)。顯然地，各異向能函數對應一特殊的臨界曲線，並表現出特有的磁化曲線特徵。因此事先掌握各異向性對應的磁化曲線的性質，對於準確分析量測的數據是有絕對的助益。

三、單軸異向性系統

具轉動對稱形狀的粒子因形狀產生之異向能，或如具 hcp 結晶構造之磁系統的磁結晶異向能皆為單軸的(uniaxial)，其異向能密度一般可表



圖二 第一階單軸異向性對應的指向臨界曲線—星形線。曲線之箭頭表示曲線的切線方向，切線上實(虛)箭頭符號表示磁化穩定(不穩定)平衡方向，當場於臨界曲線外圍(a)或內部(b)時，磁化穩定平衡方向分別有一(a)或二(b)個解。

示如下

$$G_A(\theta) = \sum_{i=1}^{\infty} K_i \sin^{2i}\theta\,, \tag{7}$$

式中 K_i 為第 i 階異向常數。將(7)式代入(6)式可得到臨界曲線[10]

$$H_x = \frac{2}{M_s}\sum_{i=1}^{\infty} iK_i \sin^{2i-1}\theta[2(1-i)+(2i-1)\sin^2\theta]\,, \tag{8a}$$

$$H_y = \frac{2}{M_s}\sum_{i=1}^{\infty} iK_i(1-2i)\sum_{p=0}^{i-1} C_p^{i-1}(-1)^p \cos^{2p+3}\theta\,. \tag{8b}$$

(8)式看起來似忽很繁雜，這是特意將 $H_x(H_y)$表示為 $\sin\theta(\cos\theta)$之函數；如此兩式就去偶合，這樣於分析二主軸方向之磁化行為是相當方便的。

為了分析簡易清澿並具有啟發性起見，首先考慮只有 K_1 (> 0)項情況，雖然此模型過於簡單而其結果無法定量地與實驗一致，但能提供經由結核之磁化反轉一定性的描述，同時瞭解幾何圖解法之要點，俾利爾後分析複雜的系統。令 K_2 以上之項為零，(8)式將簡化為

$$H_x = -\frac{2K_1}{M_s}\cos^3\theta \quad 及 \quad H_y = \frac{2K_1}{M_s}\sin^3\theta\,. \tag{9}$$

解(9)及(2)式立即得到結核場 H_n 與場角度之關係式

$$H_n(\beta) = \frac{2K_1}{M_s}(\cos^{2/3}\beta + \sin^{2/3}\beta)^{-3/2}\,. \tag{10}$$

如圖二所示，(9)式表示所熟悉的星形線，臨界曲線於 H_x 及 H_y 軸附近形成尖頭(cusp)，尖頭頂端對應兩易軸及難軸方向。明顯地，當θ 從 0°增至 360°時，臨界曲線從($-2K_1/M_s$, 0)出發，以一筆劃方式回到出發點，而曲線指向角度亦逆時鐘轉了一週。曲線切線指向從易軸方向開始，逐漸地轉向難軸，再轉回另一易軸方向。星形線將場平面分成內外兩區域；利用切線技巧得知，當場位於外圍，磁化平衡方向只有一穩定解(對應一自由能最小值，圖二(a))，而當場位於內部時，磁化方向則有二穩定解(對應二自由能極小值，圖二(b))；運用此方法便可輕易計算各場方向對應的磁化曲線。

當場沿著易軸方向時，磁化曲線為方形的(圖三)，其結核場及頑磁力(coercivity) H_c 相同，$H_n = H_c = 2K_1/M_s$ ($\equiv H_k$)。當場角度增加時，磁化曲線之頑磁力、殘餘磁化量及面積亦隨著減小；在任意場方向($0 \le \beta \le \pi/2$)，曲線之殘餘磁化量為

$$M_r = M_s \cos\beta\,, \tag{11}$$

而頑磁力為[8]

(i) 於 $0 \le \beta \le \pi/4$,

$$H_c = H_n\,, \tag{12a}$$

而(ii) 於$\pi/4 \le \beta \le \pi/2$,

$$H_c = \sin\theta\cos\theta\,, \tag{12b}$$

當場垂直易軸時，磁滯性消失了，這表示磁矩只進行可逆轉動！在$|H| < H_k$，曲線為 $M = M_s H/H_k$，當$|H| > H_k$，曲線呈水平的，因此 H_k 稱為飽和場。有趣的是，於場方向偏離難軸(平面)不遠(約在 77°至 90°間)處，曲線在結核場附近出現尖頭。這些磁化曲線之特徵提供一方便及可靠的分析依據。

若 K_2 項不能忽略時，則異向能密度為

$$G_A(\theta) = K_1 \sin^2\theta + K_2 \sin^4\theta \tag{13}$$

式中 K_1 (K_2)為第一(二)階單軸異向常數，其值可正或負或為零。臨界曲線為[8]

$$H_x = \frac{2K_1}{M_s}(A\cos^3\theta + B\cos^5\theta)\,,$$

$$H_y = \frac{2K_1}{M_s}(C\sin^3\theta + B\sin^5\theta)\,, \tag{14}$$

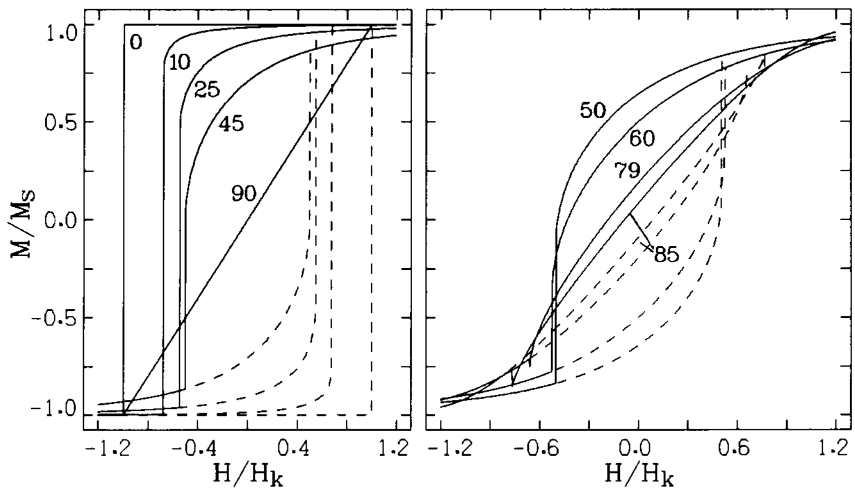
式中 $A = -1-6K_2/K_1$, $B = 6K_2/K_1$ 及 $C = 1-4K_2/K_1$。由於 K_1 與 K_2 之比值可任意調變，可預期其臨界曲線(圖四)與磁化曲線(圖五)之行為將迥然不同於只存在 K_1 項之情況。由(14)式得知，若 $K_1 \to -K_1$ 及 $K_2 \to -K_2$，則 $H_x \to -H_x$ 及 $H_y \to -H_y$，因此 K_1 與 K_2 同時變號時，臨界曲線之形狀是完全相同，但臨界曲線之切線指向方向卻反向，這意即易軸與難軸易位。由於篇幅的關係，底下介紹將以 $K_1 > 0$ 為主。

依臨界曲線之特徵，可歸納臨界曲線為十二

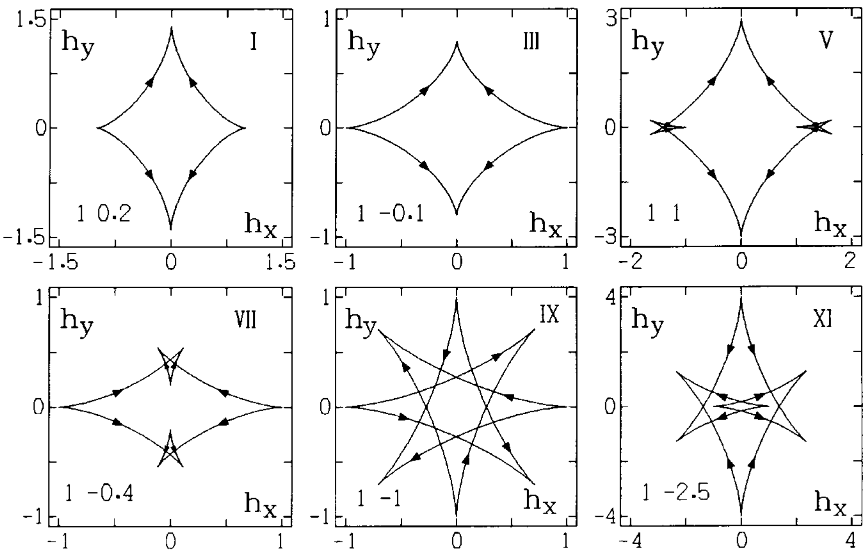
表一 定義十二不同臨界曲線區域之 K_1 及 K_2 值範圍以及對稱軸方向之結核場

區域	K_1 及 K_2 範圍	H_{n1}/H_k	H_{n2}/H_k
I	$K_1 > 0,\ 0 \le \alpha \le 1/2$	-1	
II	$K_1 < 0,\ -1/2 \le \alpha \le 0$	1	-1
III	$K_1 > 0,\ -1/3 \le \alpha \le 0$	-1	
IV	$K_1 < 0,\ 0 \le \alpha \le 1/3$	1	-1
V	$K_1 > 0,\ \alpha \ge 1/2$	-1	$-2\alpha[(\alpha+1)/3\alpha]^{3/2}$
VI	$K_1 < 0,\ \alpha \le -1/2$	1	$2\alpha[(\alpha-1)/3\alpha]^{3/2}$
VII	$K_1 > 0,\ -1 \le \alpha \le -1/3$	-1	
VIII	$K_1 < 0,\ 1/3 \le \alpha \le 1$	1	-1
IX	$K_1 > 0,\ -4 \le \alpha \le -1$	-1	$2\alpha[(\alpha+1)/3\alpha]^{3/2}$
X	$K_1 < 0,\ 1 \le \alpha \le 4$	1	$-2\alpha[(\alpha-1)/3\alpha]^{3/2}$
XI	$K_1 > 0,\ \alpha \le -4$	-1	$2\alpha[(\alpha+1)/3\alpha]^{3/2}$
XII	$K_1 < 0,\ \alpha \ge 4$	1	$-2\alpha[(\alpha-1)/3\alpha]^{3/2}$

H_{n1} (H_{n2})為第一(二)結核場、$\alpha = 2K_2/|K_1|$ 及 $H_k = 2|K_1|/M_s$.



圖三 第一階單軸異向性對應的磁化曲線。實(虛)線表示場減少(增加)之分支，而曲線旁之數值表示場角度。明顯地，場角度接近 90°時，磁化曲線出現尖頭。

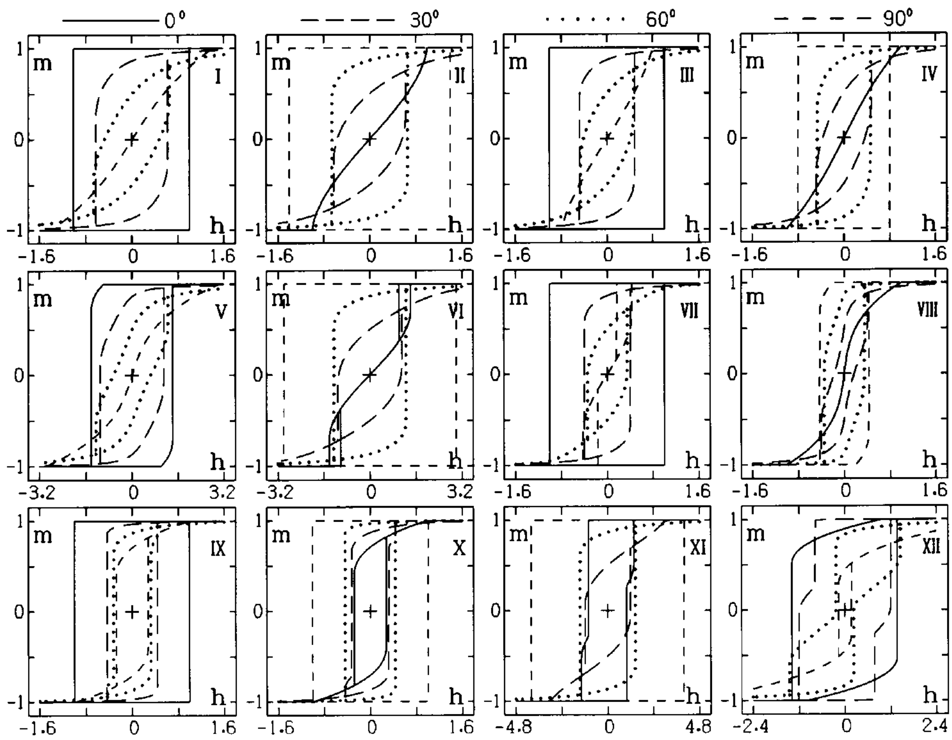


圖四　六個不同區域典型之指向臨界曲線($K_1 > 0$)。另外六個區域 II、IV、VI、VIII、X、XII 之指向臨界曲線分別為將區域 I、III、V、VII、IX、XI 之 K_1 與 K_2 值變號而得。各圖框中曲線之箭頭表示曲線的切線方向, $h_x = H_x/H_k$ 及 $h_y = H_y/H_k$, 而 $H_k = 2|K_1|/M_s$；各圖框左下角數值表示計算所用 K_1 與 K_2 值。

類，各區域對應的 K_1 與 K_2 值範圍列於表一，典型的指向臨界曲線如圖四所示。當$|K_2/K_1|$比值小時, 臨界曲線除了尖頭沿著 H_y 軸外張(圖四 I, $K_2 > 0$)或內縮(圖四 III, $K_2 < 0$)之外，類似傳統的星形線；當$|K_2/K_1|$比值增加時，臨界曲線出現自我交叉，沿著 H_x 軸或 H_y 軸，尖頭轉變成燕尾狀，這意謂磁化自發指向轉變發生(圖四 V 及 VII)。當 K_2/K_1 比值(> 0)再增加時，臨界曲線基本結構不變，但燕尾沿 H_x 軸方向往外伸展並擴張(圖四 V)。此外，當 K_2/K_1 比值(< 0)再減少時，燕尾狀之兩內側頂點沿 H_y 軸逐漸靠近，重合($K_1 = -2K_2$)後以相反方向遠離，臨界曲線之自我交叉點增多，而成為似星狀，而其內部形成為數不等之多邊形(圖四 IX 及 XI)。值得一提的是，於圖四 IX 中，特意選取 $K_2 = -K_1$，臨界曲線為對稱的八極形(octapoles)；這對應於超薄膜之雙軸異向性。讀者應可發現，不管 K_1 與 K_2 之值為何，臨界曲線永遠從 $(-2K_1/M_s, 0)$點(對應$\theta = 0$)出發，通過$(2K_1/M_s, 0)$點(對應$\theta = \pi$)，最後回到原出發點。再者，臨界曲線如無自我交叉的(圖四 I–IX)，可區分為四區段，若有自我交叉者(圖四 X–XII)，則可區分為八區段。

瞭解指向臨界曲線之特性後，分析磁化曲線將更容易。首先計算對稱軸方向($\beta = 0$)之結核場，此即為(14)式 $H_y = 0$ 之解所對應之 H_x 值，其結果如表一所列(細節請見參考資料 8 及 9)，再利用上述的幾合圖解法可發現，於 $K_1 > 0$ 之情況，磁化曲線於區域 V 及 XI 出現兩次躍遷，而於其它區域皆為方形(圖五)。當$\beta = \pi/2$ 時，結核場及磁化曲線可利用變數變換$\theta \rightarrow \pi/2-\theta$ 及 $K_1 \rightarrow -(K_1+2K_2)$，再利用$\beta = 0$ 的結果而得到。有趣的是，在區域 VII ($K_1 > 0, -K_1/2 < K_2 < -K_1/6$)內，出現雙偏移磁化曲線，此曲線因具有二個不同的結核場，可使量測異向常數更為準確；這結果亦顯示在未存在偏壓場的磁系統，只有臨界曲線於硬方向出現燕尾形的系統，才會發生雙偏移磁化曲線。

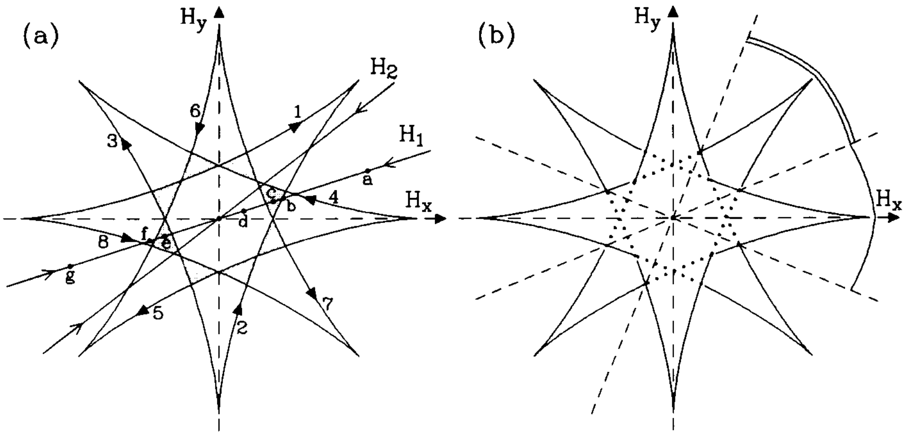
當於任意角度施加場時，磁化穩定平衡方向可能出現四個以上之解，這須藉用上述的幾合圖解法，才能準確、快速地得到所要的磁化方向。



圖五　對圖四中十二區域於四個場角度計算的磁化曲線。$h = H/H_k$ 及 $m = M/M_s$，$H_k = 2|K_1|/M_s$。須注意：除了於區域 IX 及 X，短虛、點與長虛線分別表示場角度β為 15°、30°與 45°外，否則各曲線對應之β值顯示於圖形上方。

當 K_1 與 K_2 值位於區域 I 至 IV 內，可直接利用圖二技巧決定磁化穩定平衡角度，而得到磁化曲線。當 K_1 與 K_2 值位於其它區域時，複雜的磁化行為將出現。以雙軸異向性為例(圖六(a))，當場沿著 H_1 場線 ($-\pi/8 \le \beta \le \pi/8$)從正的飽合掃描到負飽和，將經過七個區域，磁化穩定解各有一(點 a, g)或二(點 b)或三(點 c)或四個(點 d)。在穿過曲線 8 之前，磁化之穩定平衡方向由曲線 1(H > 0)或曲線 8(H < 0)之指向決定，當場穿過曲線 8 時，躍遷發生，其磁化之穩定平衡方向轉為由曲線 5 之指向決定；同理，當場逆向掃描，躍遷將發生於場穿過曲線 4 時。假若場沿著 H_2 場線($\pi/8 \le \beta \le 3\pi/8$)從正的飽合掃描到負飽和，將可預測當場穿過曲線 8 時，躍遷發生，其磁化之穩定平衡方向轉為由曲線 6 之指向決定；當場往負向再增加而穿過曲線 6 時，躍遷再度發生，其磁化之穩定平衡方向轉為由曲線 5 之指向決定。因此，磁化曲線呈現兩次躍遷(圖五 IX 及 X)。緣此，當實驗利用經過零值之線性掃描場測量轉換場與角度之關係時，只能得到部份臨界曲線(圖六(b)實線)，某些部份會遺漏(圖六(b)點線)。此問題可藉著量測次磁滯迴路，或施加一偏壓場得以解決。

各區域之磁化行為如圖五所示，為了圖形清析起見，只顯示四個場角度之磁化曲線。於 $K_1 > 0$ 及 $K_2 > 0$ 之系統(區域 I 及 V)，尖頭仍出現於大場角度之磁化曲線，這導源於 H_y 軸處之臨界曲線之切線斜率因 K_2 而變大。當 K_2 轉為負值(區域 III)，尖頭仍然出現，但出現的場角度範圍逐漸縮小。當 K_2 更為負值時(區域 VII)，場角度於$\pi/2$ 附近出線雙偏移磁化曲線，而且出現的場角度範圍($= \tan^{-1}[(6K_2+K_1)/(4K_2-K_1)]$)隨$|K_2|$增加而擴大，最後取代尖頭。當 K_2 進入區域 IX 範圍內，雙偏移磁化曲線由雙躍遷取代，而出現雙躍遷之場角度分佈逐漸往低場角度方向移動，最後出現於零場



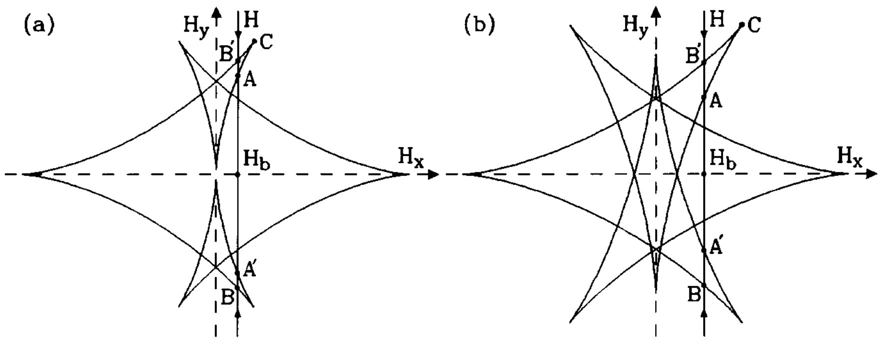
圖六 (a)雙軸異向性之指向臨界曲線：曲線旁之數值表示一筆劃之連續八個區段，H_1與H_2場線顯示當場從正的飽合掃描到負飽和時，將經過八個區域，(b)利用經過零值之線性掃描場測量到的轉換場(實線)與角度之關係，點線表示遺失的部份，單(雙)線圓弧表示一(二)次躍遷之場角度範圍，當$-\pi/8 \leq \beta \leq \pi/8$，發生一次躍遷，而 $\pi/8 \leq \beta \leq 3\pi/8$，發生二次躍遷。

角度附近(區域 XI)。

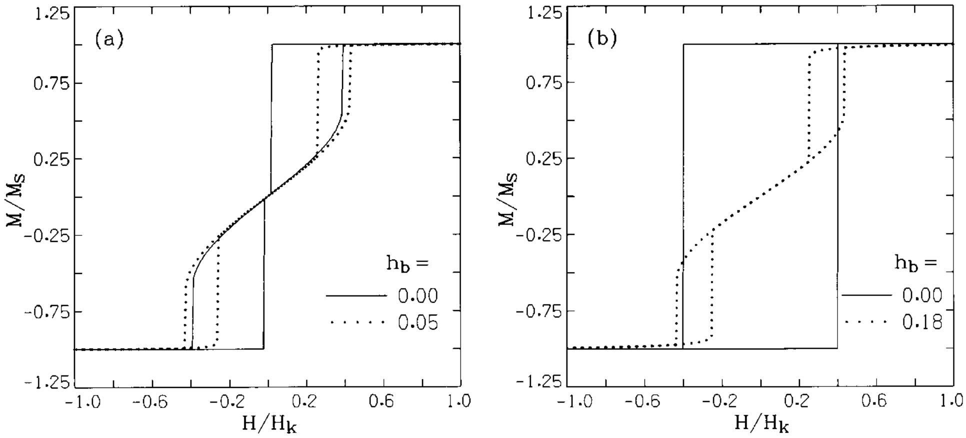
或許讀者會覺得上述的分析方法似乎太簡略，因其假設磁化方向永遠位於對稱軸與外加場所定義的平面上，只能適用於磁超薄膜系統，因為在異向性具有轉動對稱的系統(如橢球體粒子)，於磁化過程中，磁矩將進行阻尼地進動而演化至能量極小值或最小值之指向，應會離開此一特定平面，因而一致轉動模型預測的結果可能不正確。透過計算三維的動態演化行為，我們發現只要外加場改變率不太大，或者阻尼常數不太小的話，於 $K_1 > 0$ 及 $K_2 > -K_1/2$ 之系統，兩者計算的結果是一致的，而於其他區域，則出現相異的行為。為何發生此差異？顯然是易平面或易圓錐出現於非對稱軸方向所造成的，有興趣的讀者請見參考資料[8]的介紹。至於 K_3 項以上之影響，可預期將出現更豐富及複雜的磁化行為，有興趣的讀者請見參考資料[10]的介紹。

四、磁超薄膜系統

磁超薄膜系統之結晶異向性為平面立方的，由於生長方向之不同，造成其異向性可為雙軸的或三軸的等；再者，介面(如鄰接面)可引發單軸



圖七 利用臨界曲線以顯示外加場與偏壓場合成之有效場於場平面的位置。偏壓場沿著易軸方向，而外加場垂直易軸。此處 $K_1 > 0$ 及$-1/2 < K_2/K_1 < -1/6$ (a)或 $K_2/K_1 < -1/2$ (b)。



圖八 於不同偏壓場作用下圖七對應的磁化曲線。$K_1 > 0$ 及 $K_2/K_1 = -0.49$ (a) 或 $K_2/K_1 = -0.75$ (b)。

異向性[22]。由於兩類異向性可同時存在，兩者之強度決定其磁化行為之屬性。假如其平面立方異向性為雙軸的，則其總異向能可寫為

$$G_A = K_c \sin(\theta - \phi)\cos(\theta - \phi) + K_u \sin^2\theta, \quad (15)$$

式中 K_c 為雙軸異向常數，K_u 為單軸異向常數，而ϕ 為兩異向性易軸之夾角。若ϕ 為零，則 G_A 可改寫為(13)式之形式，因此，此類系統可視為二維單軸系統。適當地選取座標軸，可使 $K_1 > 0$，K_1與 K_2 值通常位於區域 VII 或 IX 內，其預測的磁化行為如圖五 VII 或 IX 所描述的。

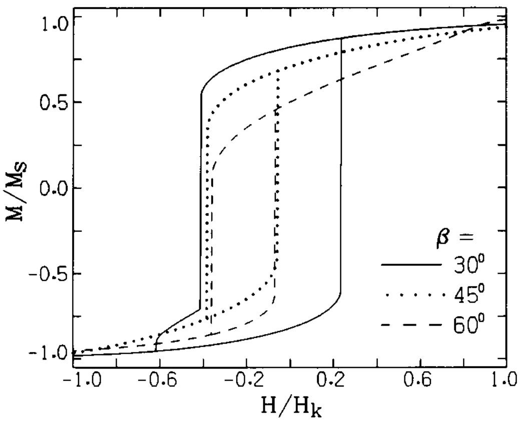
異向常數為磁性材料極重要參數，它決定材料之磁性行為與其應用，因此量測其值是重要的工作。為了準確決定 K_c 及 K_u 值，Weber [17]提出利用雙偏移磁化曲線之特性，即測量單偏移迴路中心沿場軸偏移距離(偏移場)及磁化曲線通過原點之斜率，以決定異向常數。由於雙偏移磁化曲線出現的磁參數視窗很窄，不易觀測到；但假如於易軸方向施加一適當的偏壓場，就能於垂直易軸方向觀測到此特殊曲線。由於此方法簡易，因此近幾年來被許多研究者廣汎地使用。底下我們將利用臨界曲線以闡示運用適當的偏壓場，可使雙偏移磁化曲線出現的視窗，不只限於有燕尾狀之臨界曲線，更擴大至於似星狀臨界曲線區域。如圖七所示，偏壓場沿著易軸方向，而掃描場施加於垂直易軸方向，顯然地，只要偏壓場值小於燕尾右頂點(圖八中 C 點)之 H_x值，就可觀測到雙偏移磁化曲線。因此所需的偏壓場 H_b之範圍為(i)於 $K_1 > 0$ 及$-1/2 < K_2/K_1 < -1/6$,

$$0 \le H_b < -\frac{8K_2}{M_s}\left(\frac{6K_2 + K_1}{10K_2}\right)^{5/2} \quad (16a)$$

或(ii)於 $K_1 > 0$ 及 $K_2/K_1 < -1/2$,

$$-\frac{8K_2}{M_s}\left(\frac{2K_2 + K_1}{6K_2}\right)^{3/2} \le H_b < -\frac{8K_2}{M_s}\left(\frac{6K_2 + K_1}{10K_2}\right)^{5/2} \quad (16b)$$

由圖七得知，增加偏壓場或增加$|K_2/K_1|$值將使偏移場外移，而減小偏壓場或增加$|K_2/K_1|$將擴寬單偏移迴路之寬度。由於磁化雙躍遷對應的兩結核場與 H_b、K_1及 K_2有關，因此由實驗量測之二個不同的結核場即可決定 K_1及 K_2值。然而這二個結核場與 H_b、K_1及 K_2之相依性並無解析解，只得借助數值計算以解決。對於鐵磁/反鐵磁金屬薄膜，此偏壓場可自發地導源於介面之交換磁異向性，因此適當地調配磁參數或幾何參數(如厚度及表面形態)，此系統亦會出現雙偏移磁化曲線[21, 22]。由於偏壓場的作用，使得量測磁化曲線過程中，磁系統感受到的有效場對於場平面的原點不具有對稱性，因此可預期地將出現非對稱的磁化



圖九　具偏壓場磁薄膜之計算的磁化曲線，呈現出不對稱性。此處 $K_1 > 0$、$K_2 = -0.4K_1$ 及 $H_b = 0.2H_k$。

曲線(圖九)，這或許可解釋交換偏壓鐵磁膜觀測到的非對稱迴路。

五、結語

在現今科技社會中，磁性材料的應用與我們的日常生活息息相關，望眼未來，更扮演著關鍵性的角色。緣此，瞭解磁性材料的性質，益發重要。一致磁化轉動模型經過五十年的發展，理論架構益臻完備。早期由於實驗技術的障礙，無法驗證此模型之正確性；現今，由於製程與觀測技術的進步，磁學家觀察單一粒子之磁化行為的夢想已成真，各種實驗資料已證實納米尺寸磁系統之磁化反轉行為，可藉用一致轉動模型來描述。因此，一致轉動模型提供一基礎，得以推展用以研究複雜系統之磁化行為。這是筆者撰寫本文之動機，期盼透過本文之介紹，使讀者對一致磁化轉動模型能有基本的理解。由於蒐集資料及篇幅的限制，本文中無法翔實地介紹所有相關論文之研究結果，有興趣的讀者可從參考資料裡，找到所需要的題材。

參考資料

1. I. D. Mayergoyz, Mathematical Models of Hysteresis (New York: Springer-verlag, 1991); G. Bertotti, Hysteresis in magnetism (New York: Academic Press, 1998).
2. E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth, Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A **240** (1948) 599; reprinted in *IEEE Trans. Magn.* **27** (1991) 3475.
3. I. S. Jacobs and C. P. Bean, *Phys. Rev.* **100** (1955) 1060.
4. E. H. Frei, S. Shtrikman and D. Treves, *Phys. Rev.* **106** (1957) 446.
5. A. Aharoni and S. Shtrikman, *Phys. Rev.* 106, 446 (1958); A. Aharoni, *J. Appl. Phys.* **30** (1959) 70S.
6. C. E. John, Jr. and W. F. Brown, Jr., *J. Appl. Phys.* **32** (1961) 234S; N. A. Usov and S. E. Peschany, *J. Magn. Magn. Mater.* **174** (1997) 247.
7. F. B. Hagedorn, *J. Appl. Phys.* **38** (1967) 263.
8. C.-R. Chang and D. R. Fredkin, *J. Appl. Phys.* **63**, 3435 (1988); ibid., **69** (1991) 2431.
9. J. C. Oliverira de Jesus and W. Kleemann, *J. Magn. Magn. Mater.* **169** (1997) 159.
10. Y. T. Millev, J. R. Cullen and H. P. Oepen, *J. Appl. Phys.* **83** (1998) 6500.
11. A. Thiaville, *J. Magn. Magn. Mater.* **182**, 5 (1998); *Phys. Rev.* **B 61** (2000) 12221.
12. J.-C. Wu, Y.-H. Huang, H.-W. Huang and T.-H. Wu, *Jpn. J. Appl. Phys.* **38**, Pt. 1 (1999) 6711.
13. Y. Jaccard et al., *Phys. Rev.* **B 62** (2000) 1141.
14. M. Ledermann, S. Schultz and M. Ozaki, *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 1986.
15. W. Wernsdorfer, D. Mailly and A. Benoit, *J. Appl. Phys.* **87** (2000) 5094.
16. E. B. Orozco, W. Wernsdorfer et al., *IEEE Trans. Magn.* **34** (1998) 979.
17. E. B. Orozco, W. Wernsdorfer et al., *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 4188; *J. Appl. Phys.* **87** (2000) 5097.
18. W. Weber, R. Allenspach and A. Bischol, *Appl. Phys. Lett.* **70** (1997) 520.
19. M.-H. Ho, N. D. Mathur, J. E. Evetts and M. G. Blamire, *Appl. Phys. Lett.* **77** (2000) 3803.
20. M. Labrune, J. C. S. Kools and A. Thiaville, *J. Magn. Magn. Mater.* **171** (1997) 1.
21. Y. J. Tang, X. Zhou et al., *J. Appl. Phys.* **88**, 2054 (2000); Y.-H Wang, C.-H. Lai, C.-R. Chang, J.-S. Yang and Y. D. Yao, submitted to *Phys. Rev.* B 2001. **64**, 094420.
22. C.-R. Chang, J.-S. Yang, J. C. A. Huang and C. H. Lai, J. Phys. Chem. Solids, (in press) 2001. **62** (2001) 1737.