

4.4.7 磁区構造¹⁾

(1) 初磁化状態の磁化はなぜ消失しているのか

自発磁化をもつのが強磁性体である。それなら強磁性体はどれも「永久磁石」のように磁気を帯びているはずであるが、初期状態の磁化はなぜゼロなのだろうか。その理由は以下の通りである。もし、磁化が特定の方向を向くとすると、表面に磁極が現れ、反磁界が試料を貫く¹⁾。反磁界の向きは、磁化の向きとは反対向きなので、磁化は回転する静磁力を受けて不安定となる。そこで、たとえば、図 4.4.7.1 のように磁区（磁化方向の異なる領域）に分かれると、反磁界による静磁エネルギーが低下して安定する。この結果、初磁化状態では全体が磁区に分かれることにより磁化が消失しているのである。

磁区の内部では磁化は一定の方向を向いているが、結晶の方位と無関係な方向を向くことはできない。4.4.5 項に述べたように磁性体には磁気異方性という性質があり、磁化が特定の結晶軸方位を向いた磁化をもつ磁区に分かれる。Co のような一軸異方性のある磁性体では図 4.4.7.1(a) のように縞状磁区となり、Fe のような等方的な磁性体では、図 4.4.7.1(b) のように磁化が[001]および等価な方位を向いた磁区からなる環流磁区となる。

磁性体を微細化して直径 1 μm 付近にすると、スピンは面内に分布してボルテックス状態となり中心部に垂直方向のスピンの成分をもつようになる。さらに微細化すると単一磁区になる。

(2) 磁壁

隣り合う磁区と磁区の間で磁気モーメントは原子面 1 枚で急に変化することはない。なぜなら、強磁性体では隣り合う磁気モーメントを平行に配列しようという交換相互作用が働くからである。このため、図 4.4.7.2 に示すように磁気モーメントは少しずつ傾きながら変化していくので、磁区と磁区の間は幅をもった壁になる。磁壁の中では、磁気モーメントが平行でないので交換エネルギーが高く、なるべく交換エネルギーを下げるために磁壁は厚くなろうとする。一方、磁壁が厚いほど磁気異方性にとまなう内部エネルギーの増加（磁気モーメントが容易軸から傾くことによるエネルギーの増加）が大きくなるので、磁壁の遷移層の厚さは制限を受ける。 K を磁気異方性エネルギー、 J を交換積分定数とすると、磁壁の厚みは $\sqrt{J/K}$ に比例する。強磁性体を小さくしていき、臨界のサイズ以下になると、反磁界によるエネルギーの増加よりも磁壁のエネルギーのほうが大きくなるので、磁区に分かれず単一磁区となる。

磁壁には 2 種類のものがある。図 4.4.7.2(a) に示す磁壁において磁気モーメントは磁壁面（影をつけた面）に平行な面内で回転している。このような磁壁をブロッホ磁壁という。これは膜厚が大きいときには極めて一般的な磁壁である。しかし磁壁の中心部で磁気モー

¹⁾(脚注)反磁界

磁化 M をもつ棒状の永久磁石を考えたとき、端面には $\sigma = M$ という磁極が生じるが、この磁極からはガウスの定理によってトータルで σ/μ_0 の磁力線がわき出す。このうち $\sigma/2\mu_0$ の磁力線は外へ向かっており、のこりの $\sigma/2\mu_0$ は内側に向かっている。すなわち棒磁石の内部では、 M の向きと磁界の向きは逆になっている。この磁界を反磁界という。薄膜の場合、面内に外部磁界 H_{ex} を与えたときには反磁界はないので、 H_{ex} がそのまま実効磁界となるが、面に垂直に磁界を加えたときは、 $H_{ex} - M/\mu_0$ が実効磁界になる。 M - H ループを実効磁界に対してプロットすると、物質本来の磁気ヒステリシスを描くことができる。

メントが面直に向いて磁極が現れ静磁エネルギーが高くなるので、膜厚が薄いときには図 4.4.7.2 (b)に示すように、磁壁面に垂直な面内で回転するほうが安定となる。これをネール磁壁という。ネール磁壁において面内での磁気モーメントの回転方向が異なる複数の領域が存在することがある。これらの領域の境界ではブロッホ型の回転が起きる。この境界のことをブロッホラインと呼んでいる。膜厚がブロッホ型とネール型の間の場合、ブロッホ磁壁とネール磁壁が交互に周期的に現れ、図 4.4.7.3 のような枕木（クロスタイ）磁壁となる場合がある。また、垂直磁化膜（一軸異方性の磁化容易軸が膜面に垂直に向いている磁性薄膜）に磁化と逆向きに外部磁界を加えたとき、円筒型の磁区が生じる。これを磁気バブルと呼んでいる。磁気バブルの磁壁には図 4.4.7.4 に示すようにブロッホラインが見られることがある。

図 4.4.7.5(a)に示すような磁壁のある系で、(b)のように右の磁区の磁化と同じ向き（下向き）の磁界を印加すると、磁壁の内部の磁気モーメントは印加磁界との間に角度をもつため回転力を受け、結果的に磁壁は横方向に移動する。これを磁壁移動という。磁壁移動は磁界だけでなく温度勾配でも起こりうる。最近では、磁界によらずスピン注入によって磁壁を移動できることが示されている。

(3) 磁化曲線を磁区で説明する

磁化曲線は磁区という考えで説明できる。消磁状態では、初磁化状態では、全体の磁化は打ち消しているが、磁界を増加して行くとき、磁界が弱いときは磁壁移動が起きて磁界に平行な磁区の体積が増えて行く。これは可逆過程である。磁界がさらに強くなると一つの磁区の中で磁化の回転が起きるが、この過程は非可逆である。十分強い磁界を加えると全体が一つの磁区で覆われた状態になる。これを単一磁区の状態と呼び、磁気飽和に対応する。次に磁気飽和の状態から磁界を減少していくと、静磁エネルギーの損を補うため、逆向きの磁区や 90° 傾いた磁区の核が発生し、磁界の減少とともにこれらが成長していく。このとき、場所によって磁気異方性が揺らいでいたりすると、磁壁の移動が妨げられてピン留めされてしまう。このため、残留磁化が生じる。磁壁移動ではなく、磁化回転のみを考えると、保磁力は $H_C \sim 2K_u/M_S$ で与えられる。磁気異方性エネルギー K_u が大きいほど、磁化 M_S が小さいほど保磁力 H_C が大きくなる。

(4) 磁区の観察

磁区の観察には、磁区の境界（磁壁）を観察する方法と磁区そのものを観察する方法とがある。前者にはビッター法とローレンツ電子顕微鏡法とがある。後者には、磁気光学効果を用いる方法、種々のプローブ顕微鏡法、スピン偏極電子顕微鏡法などがある。ビッター法は、強磁性体微粒子を含むコロイドを磁性体上に滴下して、漏洩磁束の勾配の高い磁壁付近に集まってくる磁性微粒子を光学顕微鏡で観察する方法である。極めて手軽な手法であるが、ナノスケールの磁区を観察することは出来ない。ローレンツ顕微鏡法は、透過型電子顕微鏡(TEM)を用い、電子線が磁化によって偏向を受けることを利用して、磁壁の形像を観察する。図 4.4.7.6 に示すように磁壁位置に対応して発散像および収束像が観察される。磁気光学顕微鏡は、強磁性体の磁気光学効果による偏光の回転を用いて磁区を画像化する。偏光顕微鏡において偏光子と検光子をほぼ直交させておき、磁性体の磁気光学効

果による偏光の回転をコントラストに変える²⁾。大がかりな装置や真空を必要とせず、非接触で手軽に磁区を観察できる特徴をもつ。応答が早いので、磁区の変化をリアルタイムに観察することができる。主として反射の磁気光学効果である磁気カー効果を用いる。磁気カー効果には、極カー効果と縦カー効果とがあり、垂直磁化膜の磁区観察には通常の偏光顕微鏡で極カー効果を用いて磁区像を得るが、面内磁化膜の場合は縦カー効果を用いる³⁾。面内磁化を観察するために、図 4.4.7.7 のように対物レンズの半分を用いて入射光を試料に集光し、残りの半部を使って反射光を捉える。最近では、円偏光変調法を用いて高感度かつ定量性のある磁気光学顕微鏡も開発されている⁴⁾。光学顕微鏡を用いるため、解像度はレンズの回折限界で制限される。高NAレンズを用いることにより 200nm程度の高解像度を達成している。放射光を用いたX線MCDを用いると、元素を特定した磁気モーメントを画像化できる。X線は波長が短いので回折限界の問題はないが、解像度はフレネル帯板の加工精度で決まっており 25nmの解像度を達成している⁵⁾。

プローブ顕微鏡としては、磁気力顕微鏡(MFM)⁶⁾、走査型Hall顕微鏡⁷⁾、走査型SQUID顕微鏡⁸⁾、スピン偏極STM⁹⁾などがある。比較的よく普及しているのがMFMである。MFMはAFMのカンチレバーの先端部にあるプローブチップに磁性体をコーティングした磁気チップを用いて、磁区からの漏洩磁束による磁気力を検出する。画像化はAMFと同じ方法で行われる。走査に時間がかかるため、変化の早い現象を捉えることはできない。MFMによる磁区の観察例としてさまざまな微小磁性体の磁気構造を図 4.4.7.9 に示す。磁性体が微細化するとチップからの磁束が観測対象の磁気状態を乱すことを無視できなくなる。

このため、低モーメントプローブを用いたMFMが開発されている。磁気力が弱くなるので、カンチレバーのQ値を高め、真空中で測定することにより、高精度の観測を保證している¹⁰⁾。走査型Hall顕微鏡、走査型SQUID顕微鏡は系を乱さないすぐれたプローブ顕微鏡であるが、MFMほどの空間分解能を得ていない。スピン偏極STMは試料表面のスピン偏極を原子レベルで観測できる優れた手法であり反強磁性体において原子ステップの上下の層のスピン偏極の反転を直接観察するまでに至っている。しかし、極めて清浄な表面を得ることが必要なため、測定対象が制限されることが短所である。

スピン偏極電子顕微鏡はSEMPAとも呼ばれ、電子線を照射した磁性体から放出される2次電子がスピン偏極していることを利用している¹¹⁾。この装置ではモット検出器と呼ばれる特殊な検出器を用いて電子のスピン偏極を検出する。モット検出器においては、高電圧で加速されたスピン偏極電子が金箔によって散乱されるとき、スピン軌道相互作用のため非対称な散乱を受けることを利用している。磁区のスピン状態を直接定量的に観察することができる最も優れた手段であるが、モット検出器の感度が低いため露出時間が長いことが解決すべき課題である。

References

1. A. Hubert: *Magnetic Domains The analysis of magnetic microstructures*, Springer, 1998
2. H.J. Williams, F.G. Foster, E.A. Wood: *Phys. Rev.* 82, 119 (1951)
3. C.A. Fowler, Jr. and E.M. Fryer: *Phys. Rev.* 86, 426 (1952)
4. T. Ishibashi, Z. Kuang, S. Yufune, T. Kawata, M. Oda, T. Tani, Y. Iimura, and K. Sato: *J. Appl. Phys.* **100** (2006) 093903.
5. P. Fischer, T. Eimüller, G. Schutz, P. Guttman, G. Schmahl, P. Pruegl, C. Detlefs, H. Ebert and F.M.F. de Groot: *J. Appl. Phys.* 76, 6453 (1998)
6. Y. Martin, H.K. Wickramasinghe: *Appl. Phys. Lett.* 50, 1455 (1987)
7. A.M. Chang, H.D. Hallen, L. Harriott, H.F. Hess, H.L. Kao, J. Kwo, R.E. Miller, R. Wolfe, J. van der Ziel and T.Y. Chang: *Appl. Phys. Lett.* 61, 1975 (1992).
8. L.N. Vu, M.S. Winstrom, D.J. van Harlingen: *Appl. Phys. Lett.* 63, 1693 (1993).
9. R. Wiesendanger, H.-J. Güntherodt, G. Güntherodt, R.J. Gambino, R. Ruf: *Phys. Rev. Lett.* **65**, 247 (1990)
10. T. Yamaoka, K. Watanabe, Y. Shirakawabe and K. Chinone: *J. Magn. Soc. Jpn.* 27, 429 (2003) [in Japanese].
11. A. Kubetzka, P. Ferriani, M. Bode, S. Heinze, G. Bihlmayer, K. von Bergmann, O. Pietzsch, S. Blügel, and R. Wiesendanger: *Phys. Rev. Lett.* 94, 87204 (2005)
12. K. Koike: *Appl. Phys. Lett.* 45, 585 (1984)

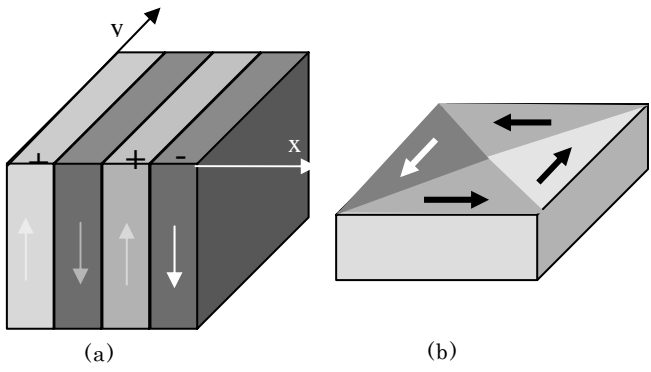


図. 4.4.7.1 磁区ができると反磁界による静磁エネルギーが下がる。

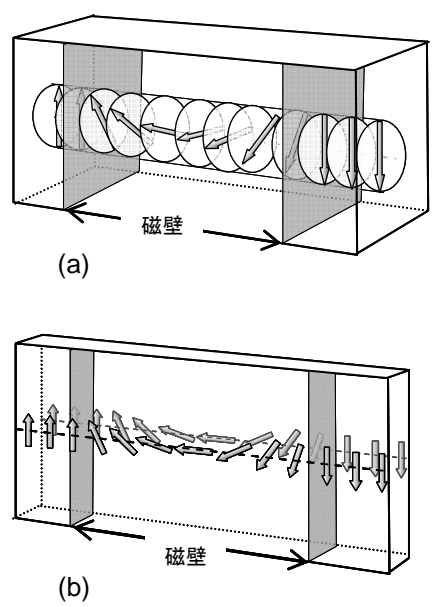


図 4.4.7.2 二種類の磁壁
(a) ブロッド磁壁、(b) ネール磁壁

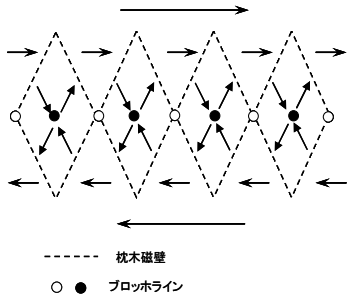


図 4.4.7.3 枕木磁壁

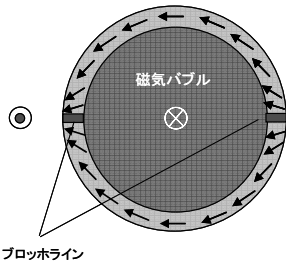


図 4.4.7.4 磁気バブルの磁壁とプロットホライン

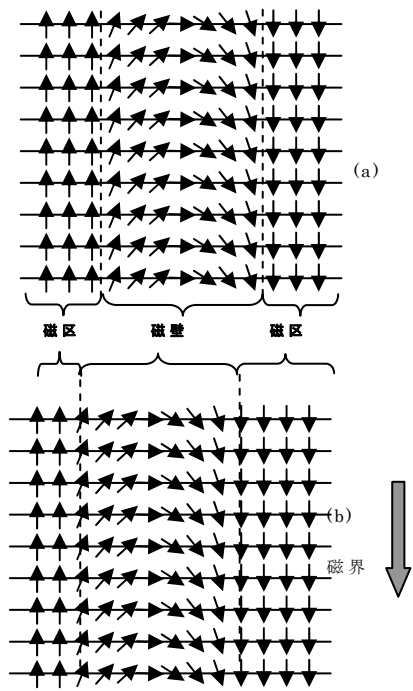


図 4.4.7.5 磁壁内の磁気モーメントの回転と磁壁移動

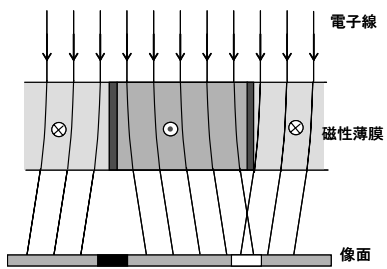


図 4.4.7.6 ローレンツ電子顕微鏡の原理を説明する図

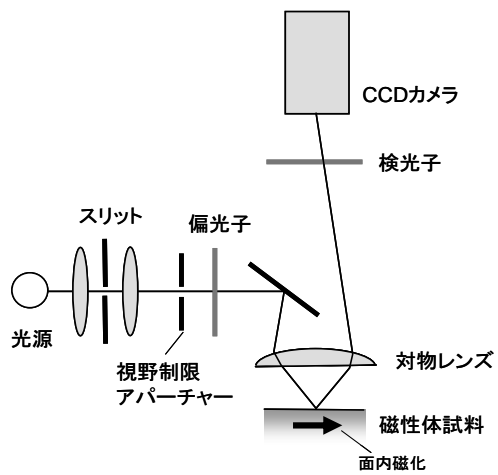


図 4.4.7.7 縦カー効果を用いた磁気光学顕微鏡