

磁気ヒステリシス

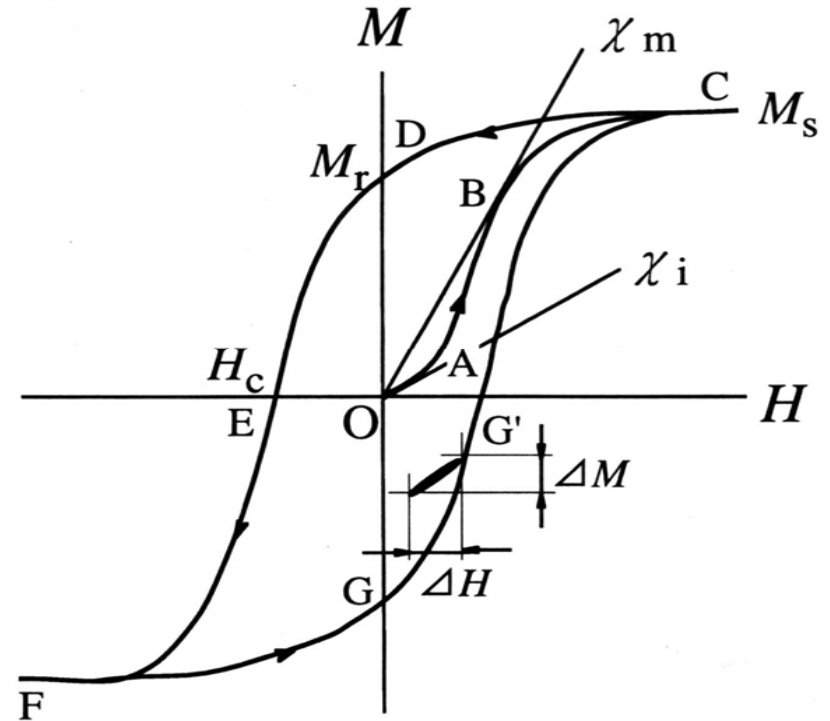
その物理的起源

磁気ヒステリシスの由来

- 磁気ヒステリシスについて
- 反磁界と静磁エネルギー
- 磁気異方性
- 磁区と磁壁；磁壁移動と磁化回転
- 保磁力

強磁性体の磁気ヒステリシス

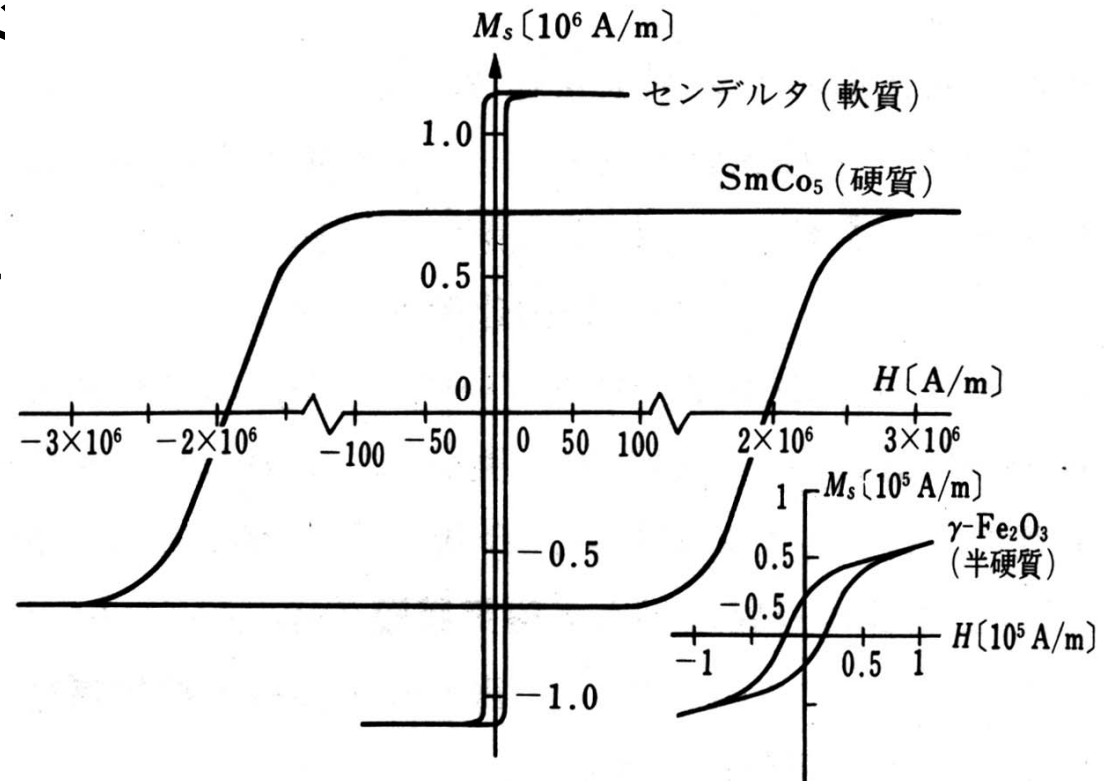
- 磁化が外部磁界に対しヒステリシスを示す。
- $O \rightarrow B \rightarrow C$: 初磁化曲線
- $C \rightarrow D$: 残留磁化
- $D \rightarrow E$: 保磁力
- $C \rightarrow D \rightarrow E \rightarrow F \rightarrow G \rightarrow C$:
ヒステリシスループ



(高梨：初等磁気工学講座テキスト)

磁気ヒステリシスと応用

- 保磁力のちがいで用途が違う
- H_C 小: 軟質(ソフト)磁性体
 - 磁気ヘッド、変圧器鉄心、磁気シールド
- H_C 中: 半硬質(セミハード)
 - 磁気記録媒体
- H_C 大: 硬質(ハード)磁性
 - 永久磁石



ソフト磁性体

- 変圧器、電磁石などに使う磁心材料では、磁場と磁気分極が比例する必要がある。
- この目的には、保磁力 H_c が小さく、飽和磁気分極 M_s の大きなソフト磁性体が使われる。

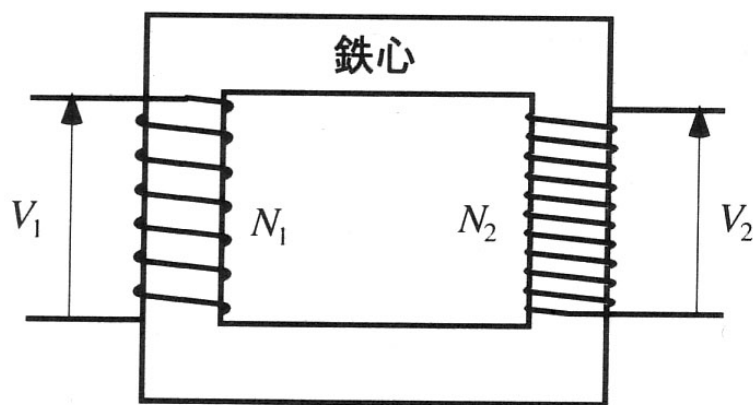
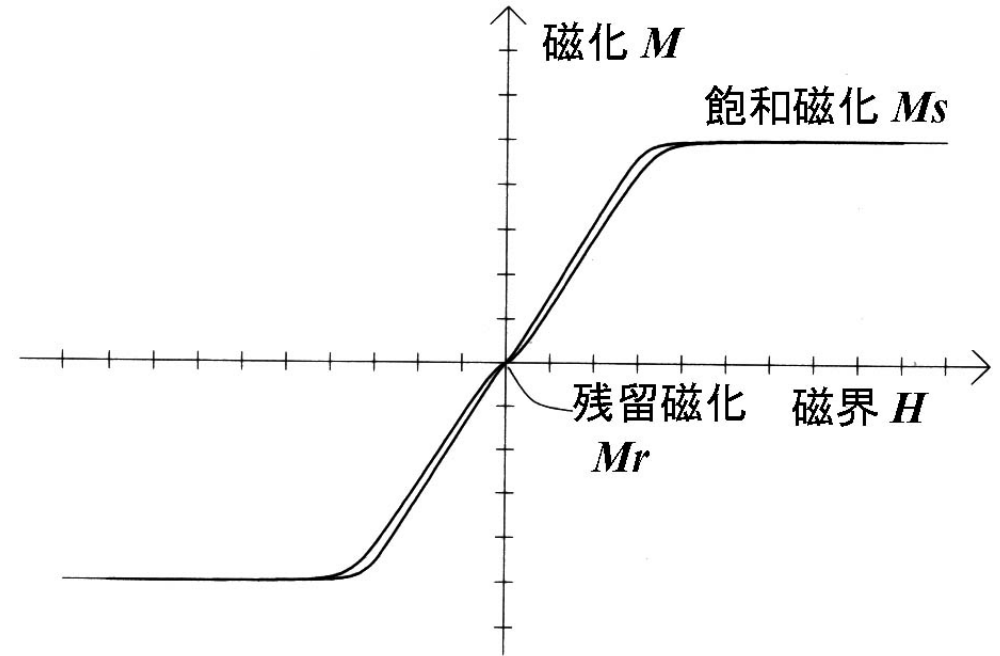


図 17.3



ソフト磁性体の例

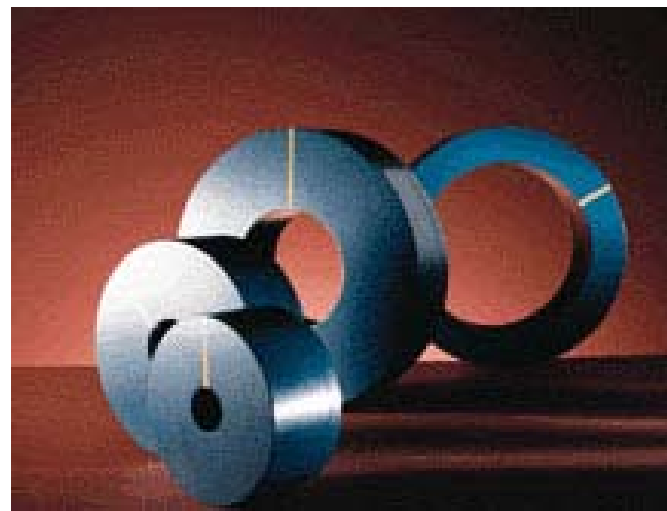
- Ni, パーマロイ, センダストなど



Niの磁化曲線

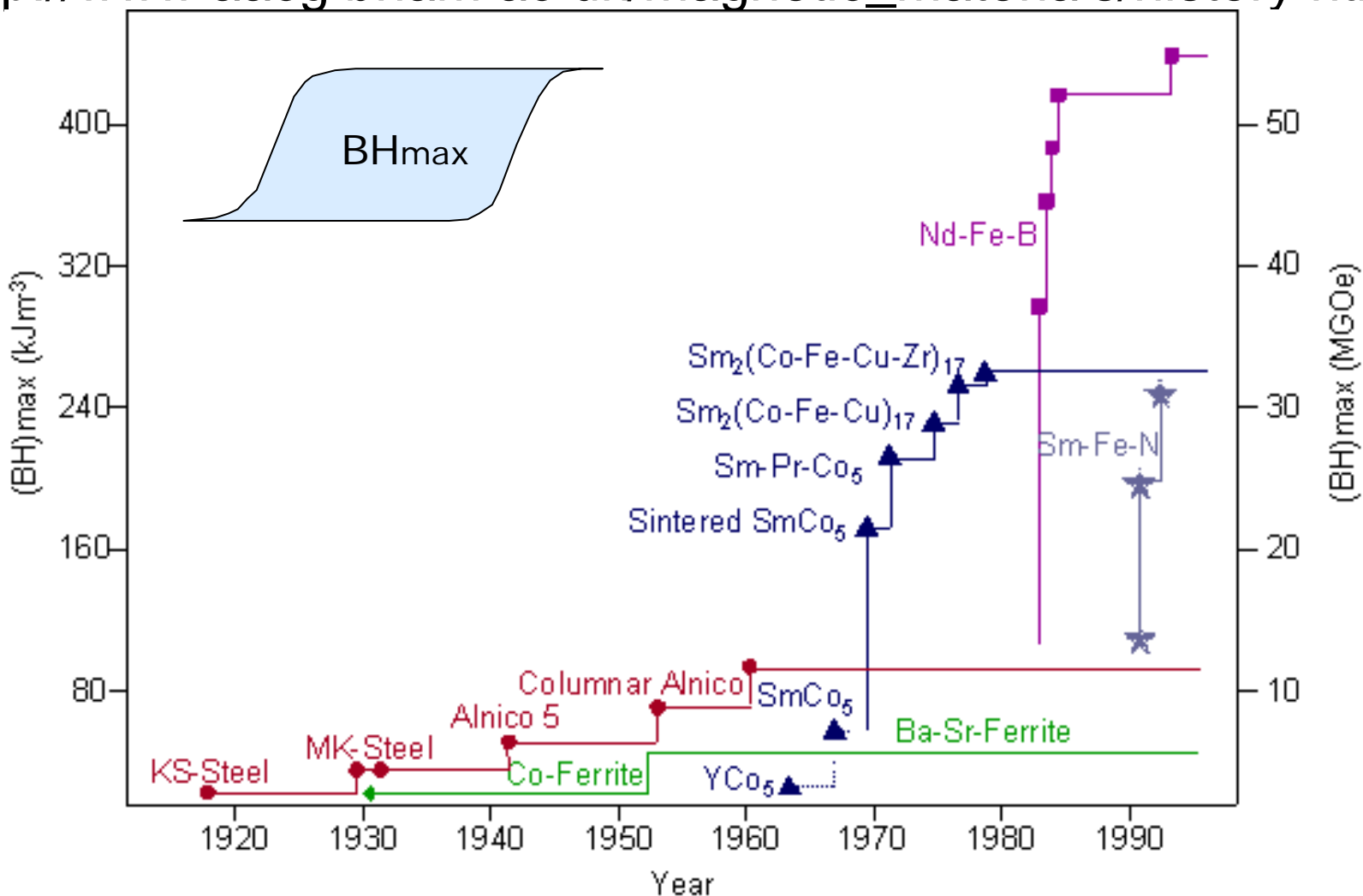
ハード磁性体 セミハード磁性体

- 永久磁石、磁気記録材料などでは、磁気ヒステリシスが利用される。
- 永久磁石に蓄えられるエネルギーはヒステリシスの囲む面積 BH_{\max} で与えられる



永久磁石の最大エネルギー積(BH)_{max}の変遷

(http://www.aacg.bham.ac.uk/magnetic_materials/history.htm)

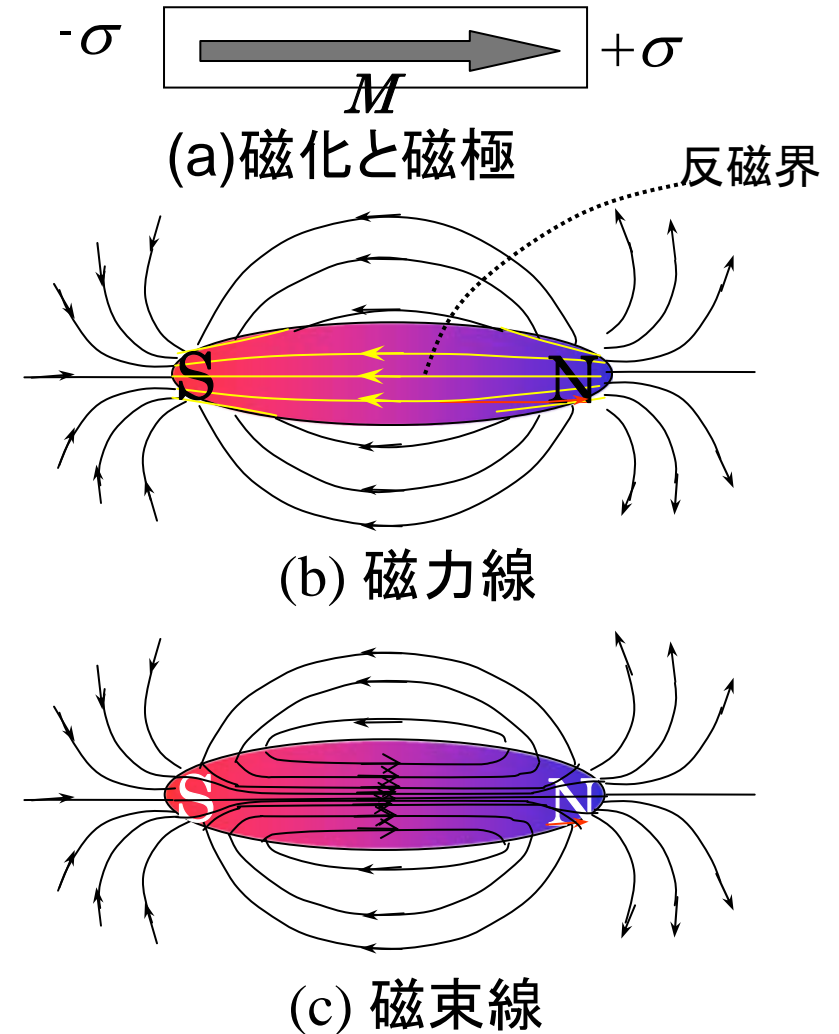


なぜ初磁化状態では磁気分極がないのか： 磁区 (magnetic domain)

- 磁化が特定の方向を向くとすると、N極からS極に向かって磁力線が生じます。この磁力線は考えている試料の外を通っているだけでなく、磁性体の内部も貫いています。この磁力線を**反磁場**といいます。反**磁場**の向きは、磁気分極の向きとは反対向きなので、磁気分極は回転する静磁力を受けて不安定となります。
- 磁気分極の方向が逆方向の縞状の**磁区**と呼ばれる領域に分かれるならば、反磁場がうち消し合って静磁エネルギーが低下して安定するのです

反磁場(demagnetization field)

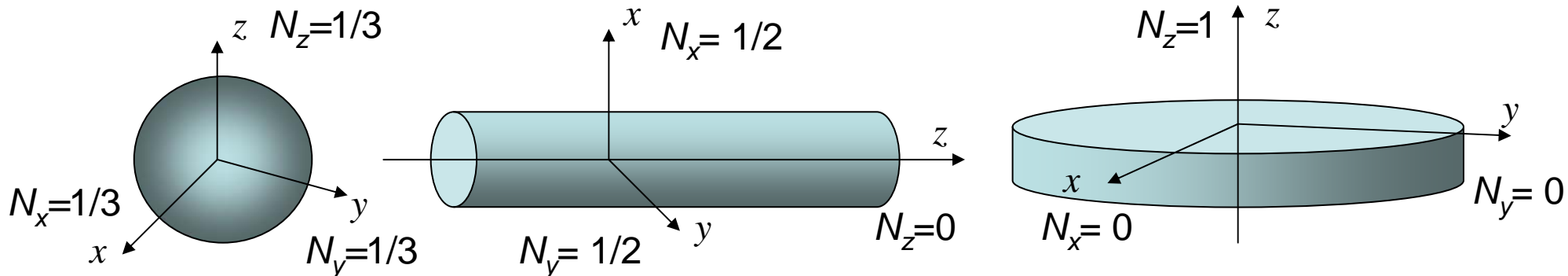
- 磁性体表面の法線方向の磁気分極成分を M_n とすると、表面には単位面積あたり $\sigma = M_n$ という大きさの磁荷(Wb/m²)が生じる。
- 磁極からはガウスの定理によって全部で σ / μ_0 の磁力線がわき出す。このうち反磁界係数 N を使って定義される磁力線 NM は内部に向かっており、残りは外側に向かっている。すなわち磁石の内部では、 M の向きとは逆方向の**反磁場**が存在する。
- 外部では磁束線は磁力線に一致する。



反磁場係数 N (近角強磁性体の物理より)

N の x , y , z 成分を N_x , N_y , N_z とすると、 $H_{di} = -N_i M_i / \mu_0$ ($i=x, y, z$) と表され、 N_x , N_y , N_z の間には、 $N_x + N_y + N_z = 1$ が成立する。

- 球形: $N_x = N_y = N_z = 1/3$
- z 方向に無限に長い円柱: $N_x = N_y = 1/2$, $N_z = 0$
- 無限に広い薄膜の場合: $N_x = N_y = 0$, $N_z = 1$ となる。
- 実効磁界 $H_{\text{eff}} = H_{\text{ex}} - NM / \mu_0$

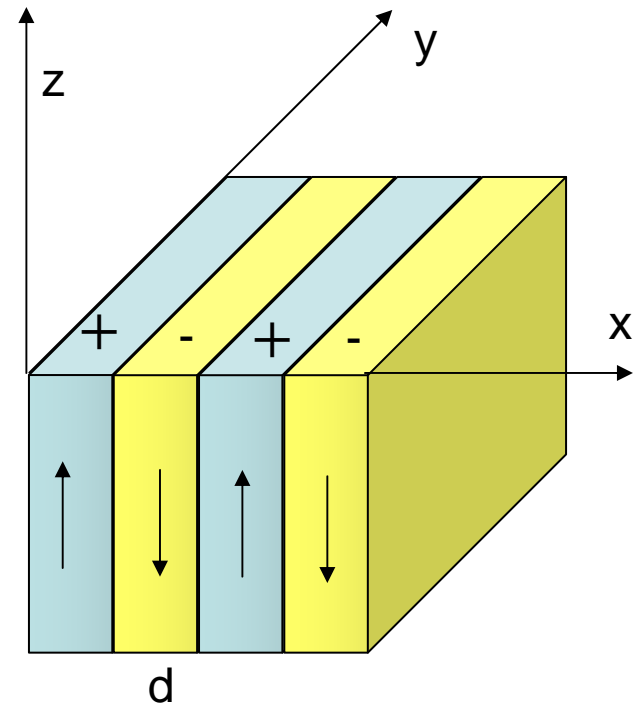


反磁場と静磁エネルギー

- 磁化 M が反磁場 $-H_d$ のもとにおかれると
 $U=M \cdot H_d$ だけポテンシャルエネルギーが高くなる。
- 一様な磁場 H 中の磁気モーメント M に働くトルク T は
 $T=-MH \sin \theta$
- 磁気モーメントのもつポテンシャル E は
 $U=\int T d\theta = -\int_0^\theta MH \sin \theta d\theta = MH (1 - \cos \theta)$
- エネルギーの原点はどこにとってもよいので
ポテンシャルエネルギーは $U=-M \cdot H$ と表される。 $H=-H_d$ を代入すると反磁場によるポテンシャルの増加は
 $U=M \cdot H_d$

表面磁荷の分割による 静磁エネルギーの減少

- 結晶表面をxy面にとる
- 表面で $z=0$ とする
- 磁区の磁化方向は $\pm z$
- 磁区のx方向の幅 d
- 表面磁荷密度 ω
 $=+S \quad 2md < x < (2m+1)d$
 $=-S \quad (2m+1)d < x < 2(m+1)d$
- 磁位(磁気ポテンシャル) ϕ
をLaplaceの方程式で求める



- 境界条件

$$(\partial \varphi / \partial z)_{z=0} = \omega / 2\mu_0$$

- 境界条件のもとにラプラス方程式を解くと

$$\varphi = \sum_n A_n \sin n(\pi/d)x \cdot \exp n(\pi/d)z$$

- 係数 A_n は次式を満たすように決められる

$$\begin{aligned} (\pi/d) \sum_n n A_n \sin n(\pi/d)x &= I/2\mu_0; 2md < x < (2m+1)d \\ &= -I/2\mu_0; (2m+1)d < x < 2(m+1)d \end{aligned}$$

$$\rightarrow A_n = 2I_s d / \pi^2 \mu_0 n^2$$

- $\varphi_{(x=0)} = (2I_s d / \pi^2 \mu_0) \sum_n (1/n^2) \sin n(\pi/d)x$

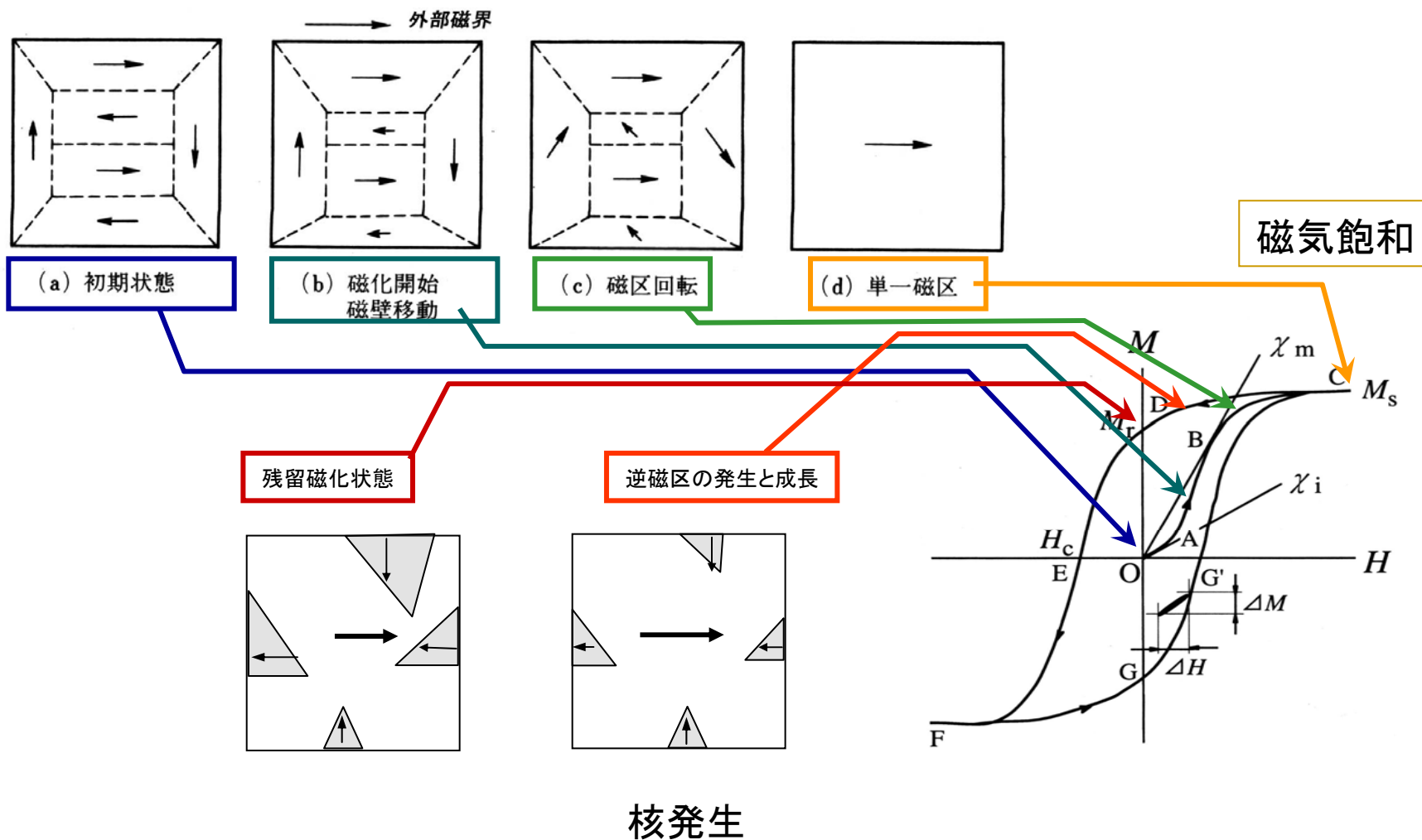
- 単位表面積あたりの静磁エネルギー

$$\begin{aligned} \varepsilon &= (2I_s^2 / \pi^2 \mu_0) \sum_n (1/n^2) \int_0^d \sin n(\pi/d)x \\ &= (2I_s^2 d / \pi^2 \mu_0) \sum_{n=odd} (1/n^3) = 5.40 \times 10^4 I_s^2 d \end{aligned}$$

磁気異方性

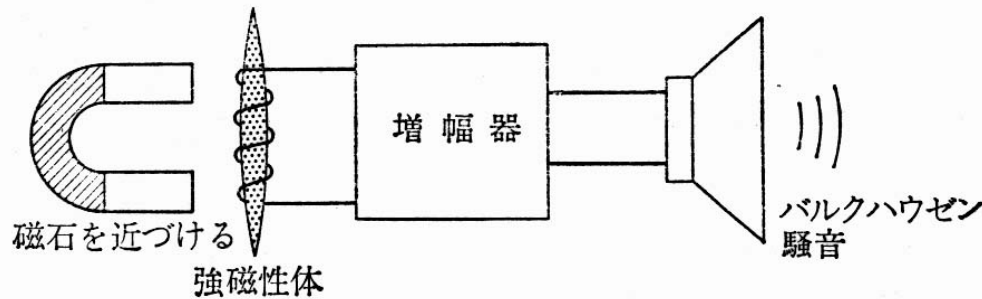
- 磁性体は半導体と違って形状・寸法・結晶方位とか磁化の方位などによって物性が大きく変化する。
- 1つの原因は上に述べた反磁場係数で、**形状磁気異方性**と呼ばれる。反磁場によるエネルギーの損を最小化することが原因である。
- このほかの原因として重要なのが**結晶磁気異方性**である。結晶磁気異方性というのは、磁場を結晶のどの方位に加えるかで磁化曲線が変化する性質である。
- 電子軌道は結晶軸に結びついているので、磁氣的性質と電子軌道との結びつき(スピン軌道相互作用)を通じて、磁性が結晶軸と結びつくのです。半導体にも、詳しい測定をすると異方性を見ることができます。これに比べ一般に半導体の電子軌道は結晶全体に広がっているため、平均化されて結晶軸に依存する物性が見えにくいのです。

ヒステリシスと磁区

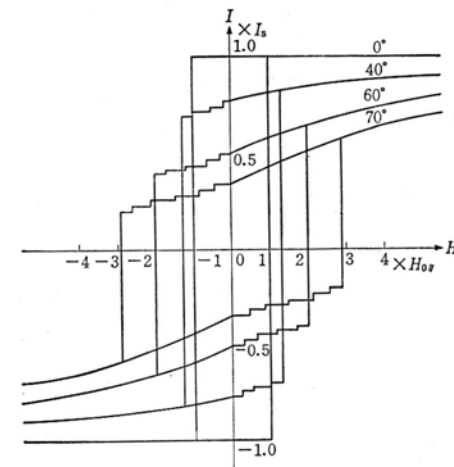


磁区の概念の歴史

- 磁区の考え: Weissが提唱
 - P. Weiss: J. Phys. 6, 661 (1907)
- バルクハウゼンノイズ:
 - 巨視的磁化が多くの細かい不連続磁化から成立
 - H. Barkhausen: Phys. Z. 20, 401 (1919)



バルクハウゼン効果

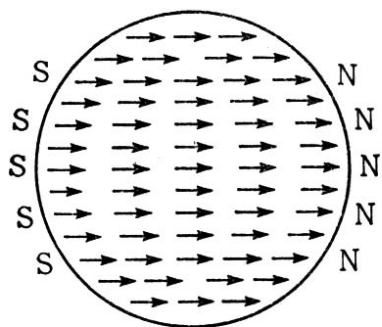


一軸異方性多磁区粒子の磁壁移動と可逆回転磁化による磁化曲線

マイクロマグネティクス micromagnetics

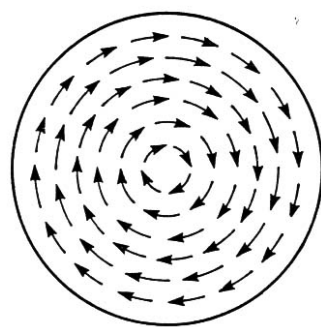
- 自発磁化をもつ強磁性体が有限な形状をもつときに、その内部のスピン分布を第1原理から解く計算手法[W.F.Brown, Jr.; J. Appl. Phys. 11, 160 (1940), Phys. Rev. 58, 736 (1940)]
- 安定なスピン分布は、静磁エネルギー U_{mag} 、交換エネルギー U_{ex} 、磁気異方性エネルギー U_{a} 、磁気弾性エネルギー U_{el} の総和
$$U = U_{\text{mag}} + U_{\text{ex}} + U_{\text{a}} + U_{\text{el}}$$
を極小にすることによって与えられる。

マイクロマグネティクスによる磁区構造



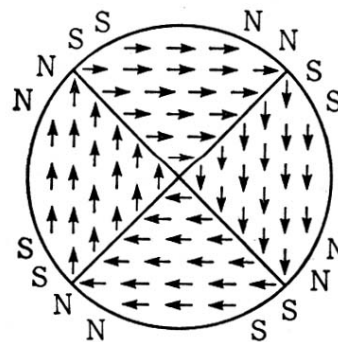
一様に磁化した円板

磁極が生じ静磁エネルギーが上がる



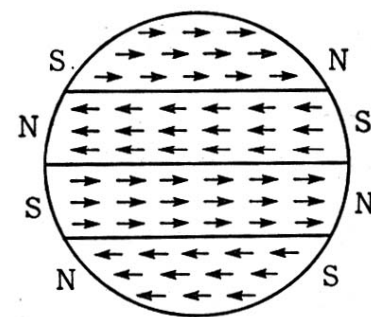
磁極を作らないスピン分布

静磁エネルギーは下がるが交換エネルギーが増加



磁気異方性の大きい立方晶円板の磁区構造

環流磁区



磁気異方性の大きい一軸晶円板の磁区構造

縞状磁区

磁区と磁区の境界に磁壁エネルギーを貯えている

磁区の寸法

- 磁区の単位表面積あたりの静磁エネルギー

$$\varepsilon_m = \frac{I_s^2 d}{\pi^2 \mu_0} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \int_0^d \sin n \left(\frac{\pi}{d} \right) x dx = 5.4 \times 10^4 I_s^2 d$$

- 磁壁のエネルギー

$$\varepsilon_w = \frac{\gamma l}{d}$$

- $\varepsilon = \varepsilon_m + \varepsilon_w$ を極小にする。

$$d = 3.04 \times 10^{-3} \frac{\sqrt{\gamma l}}{I_s}$$