

日本磁気学会
第34回MSJサマースクール「応用磁気の基礎」
日 時: 2010年7月21日(水)
会 場: 日立金属 和彊(わきょう)館
(〒108-0074 東京都港区高輪4-10-56)

磁気工学の基礎 (物性-材料特性-応用)
*Introduction of Magnetism (Magnetism-Magnetic
Properties-Application)*

東北大学 大学院工学研究科 知能デバイス材料学専攻
Department of Materials Science, Graduate School of Engineering,
Tohoku University,
Aoba-yama 6-6-02, Aoba-ku, Sendai, 980-8579 JAPAN

杉本 諭
Satoshi SUGIMOTO

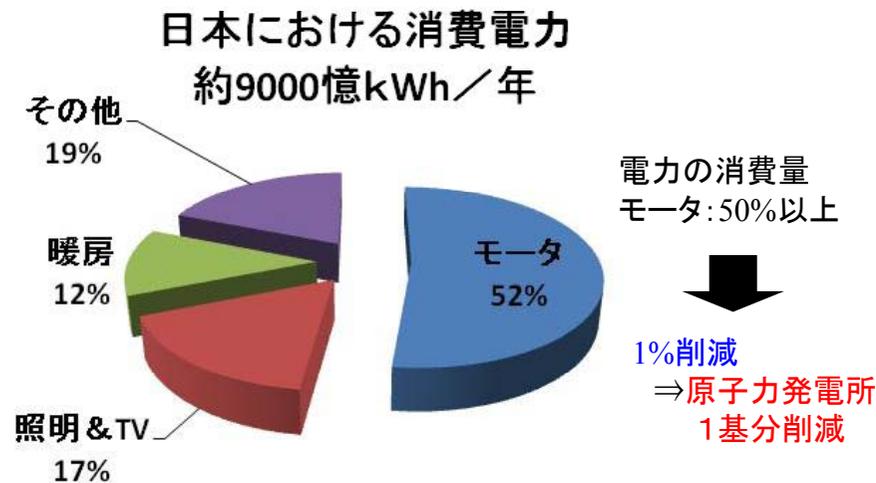
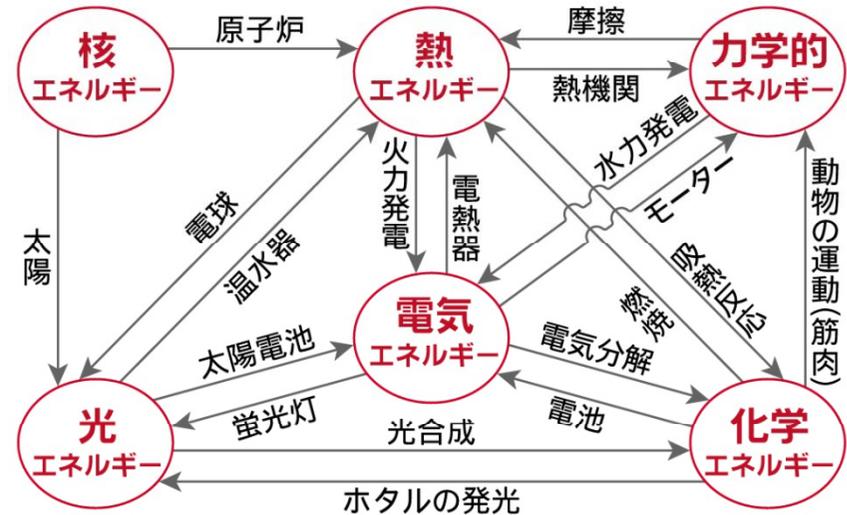
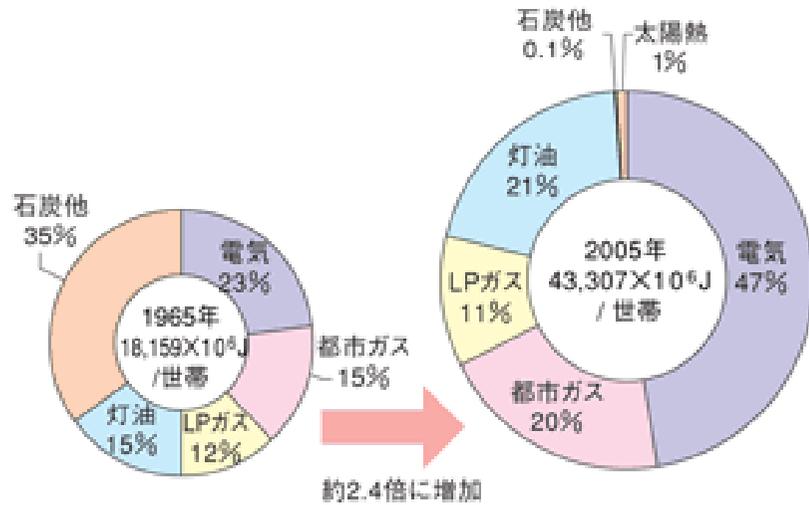
目次

- 1 . はじめに
- 2 . 磁場と磁束密度
- 3 . 磁気モーメントと磁化
- 4 . 電子の運動と磁気モーメント
- 5 . 磁性体の分類
 - (1) 常磁性体、(2) 強磁性体(フェロ磁性体)、(3) 反強磁性体
 - (4) フェリ磁性体、(5) 反磁性体
- 6 . 磁気異方性
 - (1) 結晶磁気異方性、(2) 形状異方性、(3) 磁歪
- 7 . 磁区と単磁区粒子
 - (1) 磁区構造、(2) 磁壁、(3) 単磁区粒子、(4) 超常磁性
- 8 . ヒステシス曲線(磁化曲線)
- 9 . 磁化過程と磁区構造
 - (1) 磁壁移動、(2) 回転磁化
- 10 . 交流磁化
 - (1) 交流磁場における磁化過程、(2) 損失の種類、(3) 磁気共鳴
- 11 . ソフト磁性材料とハード磁性材料

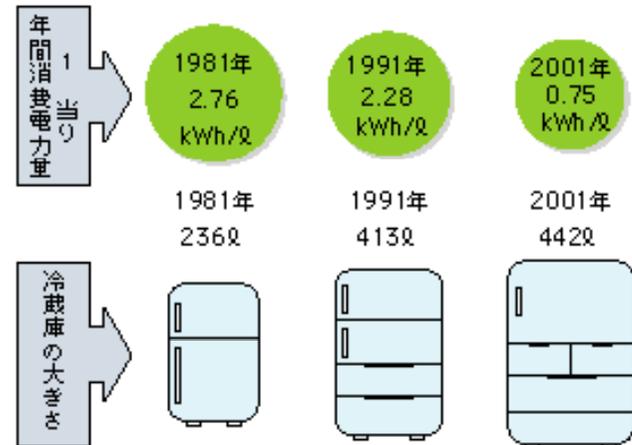
1. はじめに

磁性材料

磁気的な性質を利用してさまざまな機能を実現するために用いられる材料



冷凍冷蔵庫の省エネ性能の推移



磁気の世界

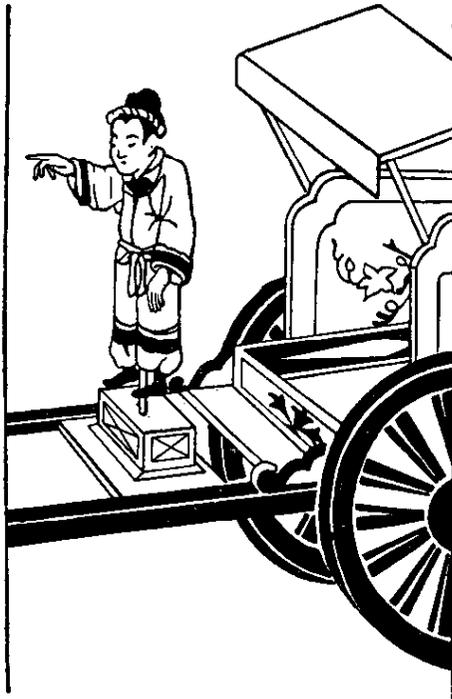
中国

紀元前2600年 黄帝
(紀元前1000年?)

指南車

最新兵器

戦いの指揮を執る
磁石のコンパスを搭載?
機械仕掛け?



指南: 指し示す方向が南
⇒「指南役」「指南所」

古代ギリシア

紀元前600年

マグネシア地方

羊飼いの杖が磁鉄鉱に吸いつく

MAGNE...

MAGNET, MAGNETISM

伝説 & 哲学者の著作

- (1) 金物をひきつける丘
近づいてくる船の釘を抜き、バラバラにする。
- (2) マホメットの棺
宙に浮く。
- (3) プラトン、アリストテレス
磁石には靈魂が宿る。
磁石の力は超経験的なもの。

磁気の世界

ルネサンスの3大発明

羅針盤 → 大航海時代

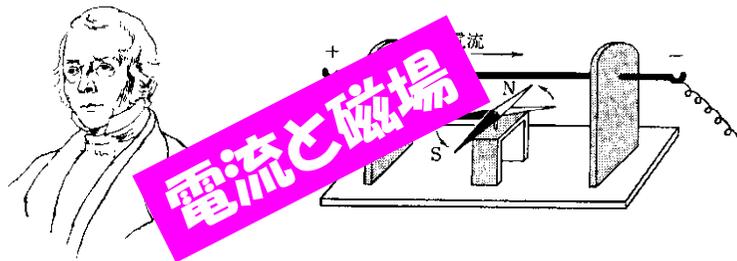
電磁気学の発展

書物

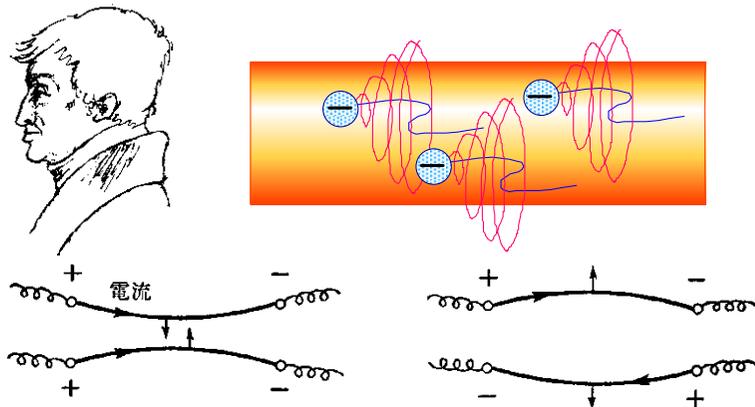
(1) 1600年 イギリスの医師
Gilbert: 磁気現象の書の出版

(2) 1700~1800年 フランスの物理学者
Arago: 雷の書の出版 電流と磁気の関係

(1) エルステッド (1777~1851)

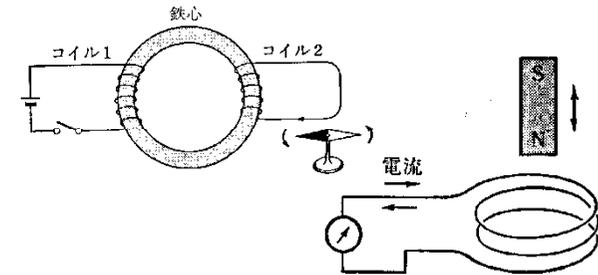


(2) アンペール (1775~1836)



(3) ファラデー (1791~1867)

電磁誘導



(4) マックスウェル (1831~1879)



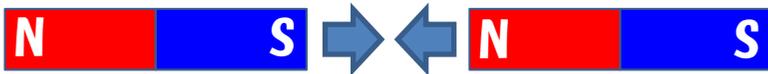
電磁気学の数式化
電磁波の存在
(変位電流)

2. 磁場と磁束密度

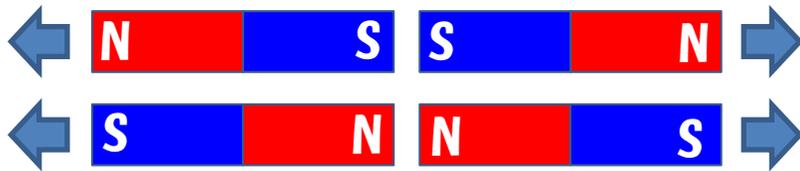
永久磁石での経験

(1)くっつく?はなれる?

吸引力



反発力



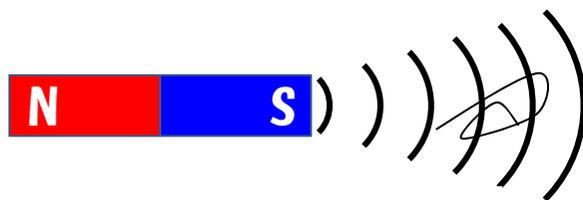
(2)鉄が吸いつく



動かない



吸いつく

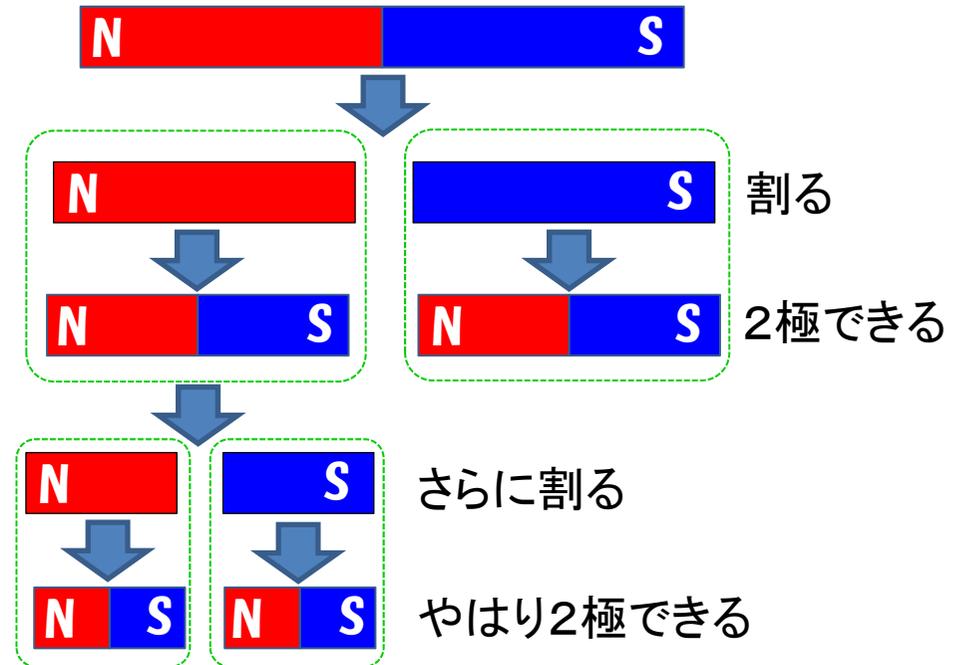


磁石が周りに場を作る

磁場 H
磁束密度 B
 $B = \mu_0 H$

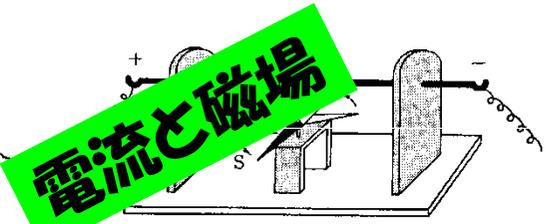
μ_0 は真空の透磁率

(3)分割できない



磁気の起源は?

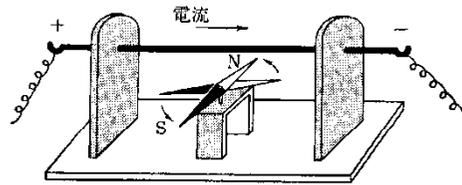
(1)エルステッド (1777~1851)



参考:砂川重信 電磁気学の考え方, 岩波

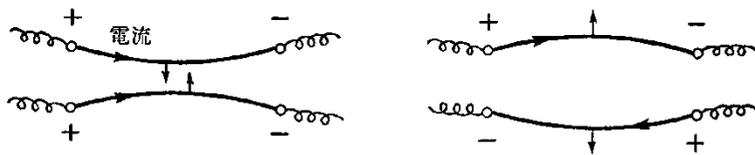
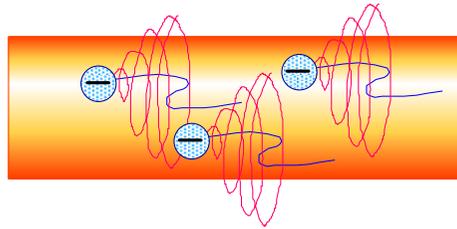
電磁気学

(1) エルステッド (1777~1851)



電流と磁場

(2) アンペール (1775~1836)



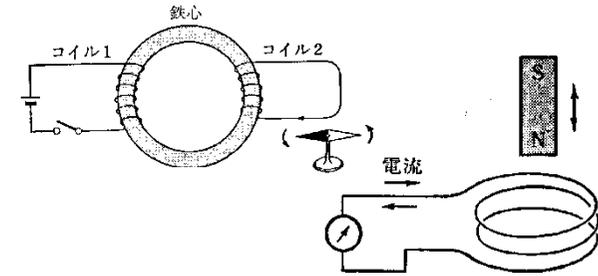
電流でもくつつく、はなれる

アンペールの法則

$$\int \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = i$$

電流が磁場を作る

(3) ファラデー (1791~1867)



電磁誘導

(4) マックスウェル (1831~1879)



電磁波の存在
(変位電流)
電磁気学の数式化

マックスウェルの方程式

$$\int_S \mathbf{D} \cdot \mathbf{n} dS = \int_S D_n dS = Q$$

$$\int_S \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} dS = \int_S B_n dS = 0$$

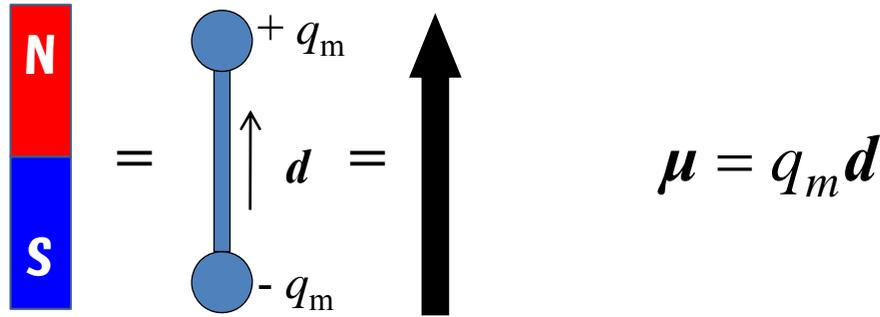
$$\int_c \mathbf{H} \cdot d\mathbf{s} = I + \int_S \frac{\partial D_n}{\partial t} dS = \int_S \left(i_n + \frac{\partial D_n}{\partial t} \right) dS$$

$$\int_c \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = - \int_S \frac{\partial B_n}{\partial t} dS$$

分割できない
(磁荷は存在しない)

電流と磁場・磁束密度

磁気双極子



矛盾

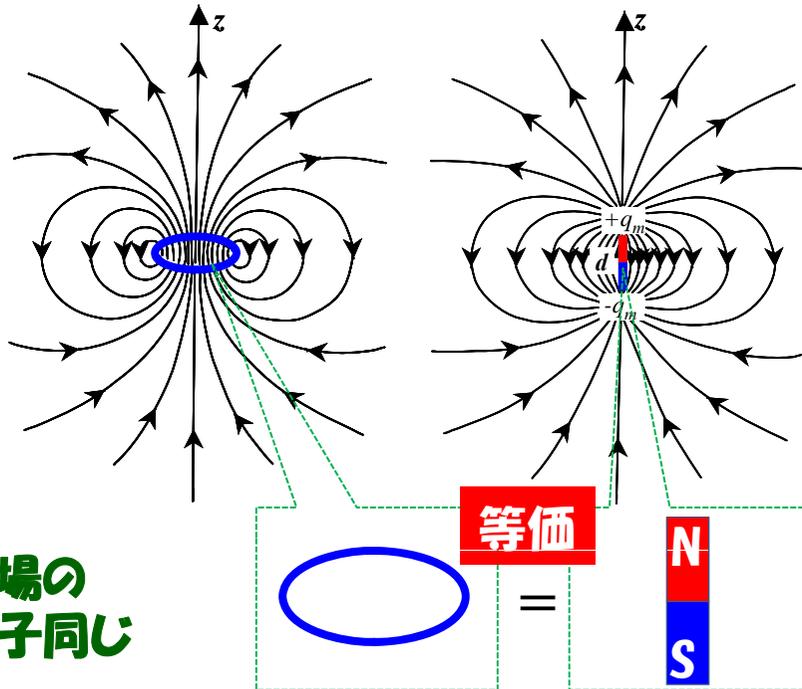
アンペールの法則

電流 \Rightarrow 磁場

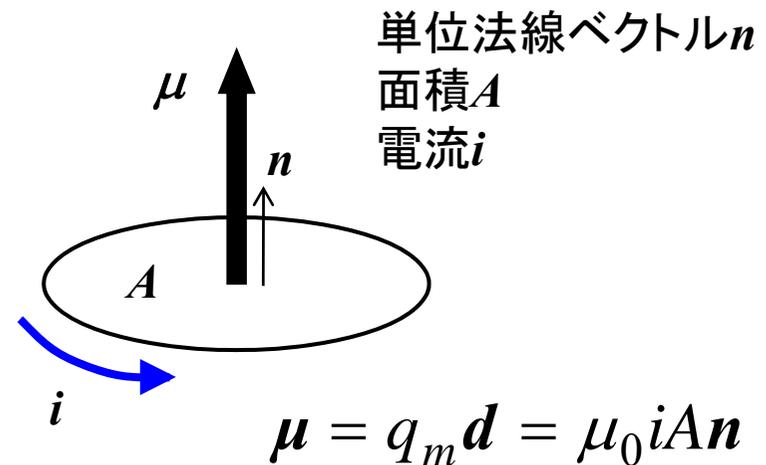
ガウスの法則

磁荷存在しない

磁気双極子とループ電流



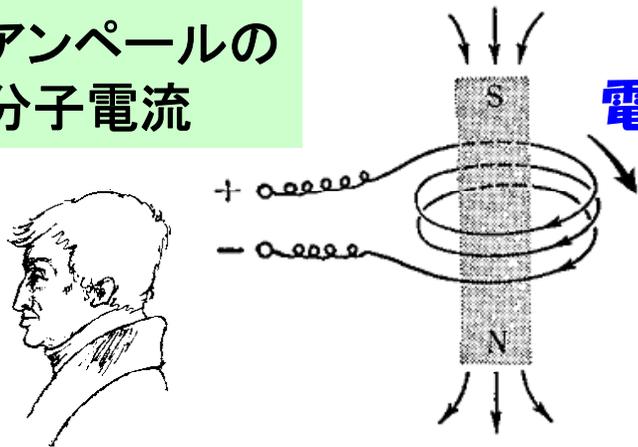
磁気モーメント



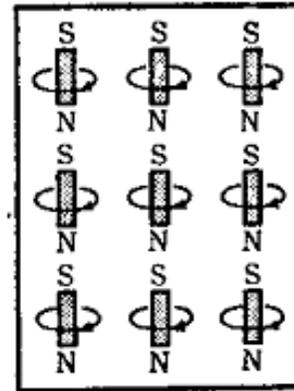
4 電子の運動と磁気モーメント

電子の運動による磁気双極子

アンペールの
分子電流

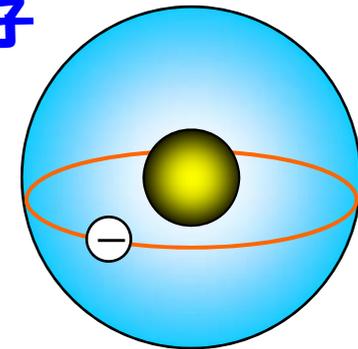


電流⇒磁場



物質の磁性
⇒物質中の電流？

原子



電子の運動

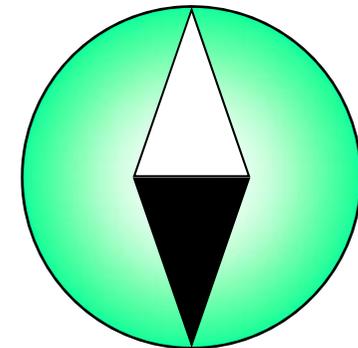
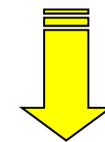
磁化 I , M (磁気分極 J)

単位体積当たりの磁気モーメント量

$$I = \frac{\mu}{V} = \frac{\mu_0 i A n}{V} = \mu_0 \frac{i A n}{V} = \mu_0 M$$

B と $I(J)$ と M の関係

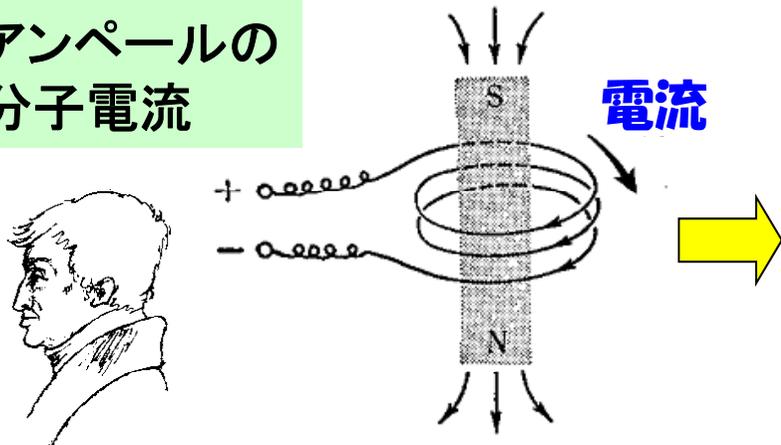
$$B = \underset{\substack{\uparrow \\ \text{材料}}}{I} + \mu_0 H = \mu_0 (M + H)$$



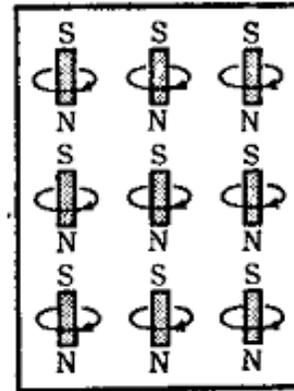
磁気双極子
(磁気モーメント)

電子の運動による磁気双極子

アンペールの分子電流

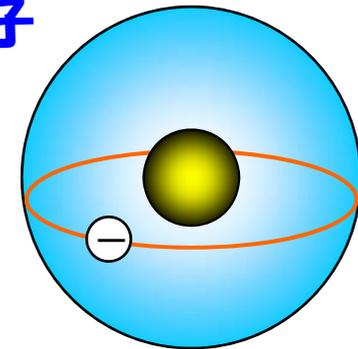


電流⇒磁場



物質の磁性
⇒物質中の電流？

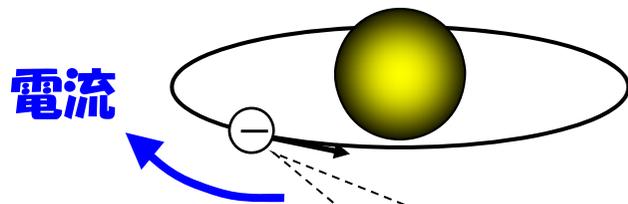
原子



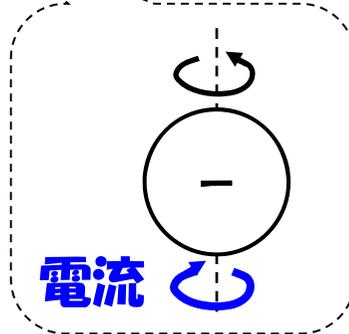
電子の運動

電子の運動

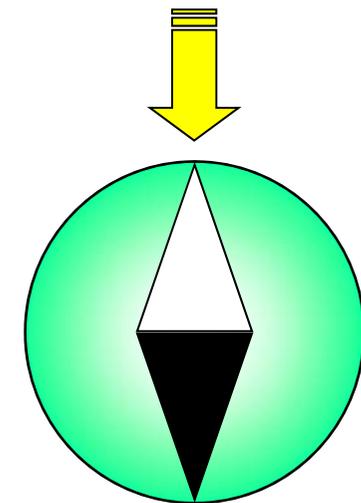
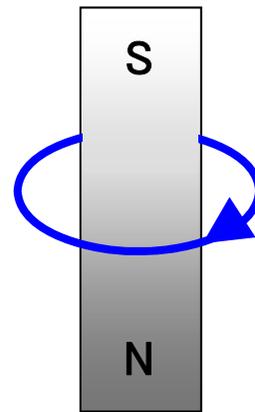
1. 軌道運動



2. 自転運動 (スピン)



≡

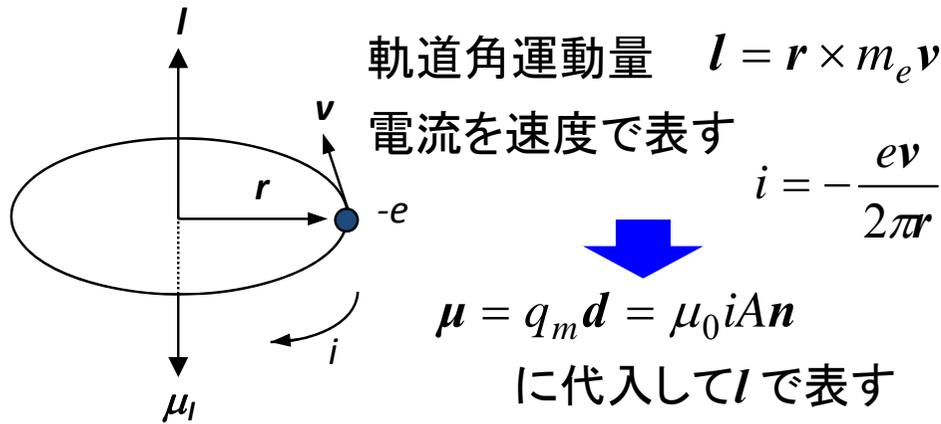


磁気双極子
(磁気モーメント)

角運動量と磁気モーメント (1) 1電子系

軌道角運動量 l と 軌道磁気モーメント μ_l

半径 r の円軌道上を質量 m_e の電子が位置ベクトル r にあって、速度 v で運動する円形電流



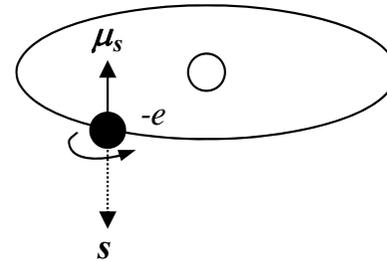
$$\mu_l = \mu_0 \left(-\frac{e}{2m_e} \right) l$$

量子論では l は、 $\hbar = h/2\pi$ (h はプランク定数) を単位としてその整数倍の値をとる。

$$\mu_l = -\left(\frac{\mu_0 e \hbar}{2m_e} \right) \frac{l}{\hbar} = -\frac{\mu_B l}{\hbar}$$

μ_B : ボーア磁子 (基本単位)

スピン角運動量 s と スピン磁気モーメント μ_s



$$\mu_s = -\frac{2\mu_B s}{\hbar}$$

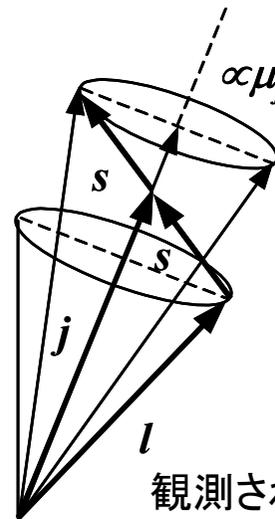
全角運動量 j と 全磁気モーメント μ_j

$$j = l + s$$

$$\mu_j = \mu_l + \mu_s = -\frac{\mu_B (l + 2s)}{\hbar}$$

$$\mu_j = -g\mu_B \frac{j}{\hbar}$$

$$g = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)}$$



観測される磁気モーメントは j 方向へ射影
ランダウの因子 (g 因子)

角運動量と磁気モーメント (2) 多電子系

- ①軌道-軌道間
- ②スピン-スピン間
- ③スピン-軌道間

合成軌道角運動量 L

$$L = \sum_i l_i$$

合成スピン角運動量 S

$$S = \sum_i s_i$$

合成全角運動量 J

$$J = L + S$$

$$w = \lambda L \cdot S$$

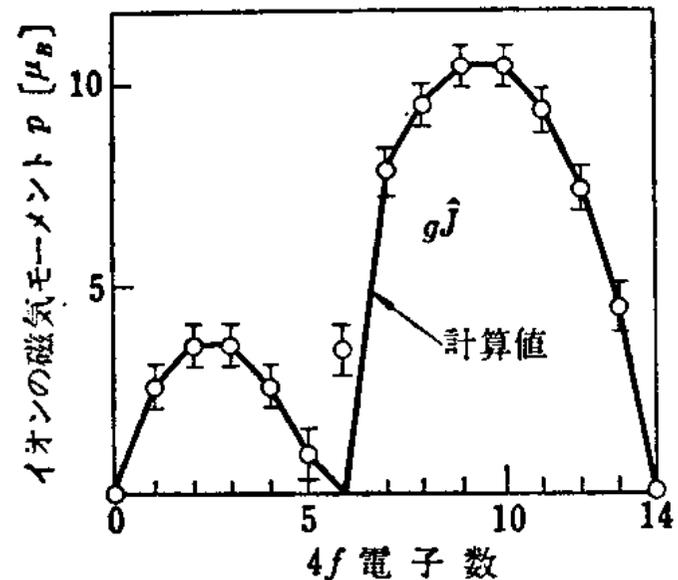
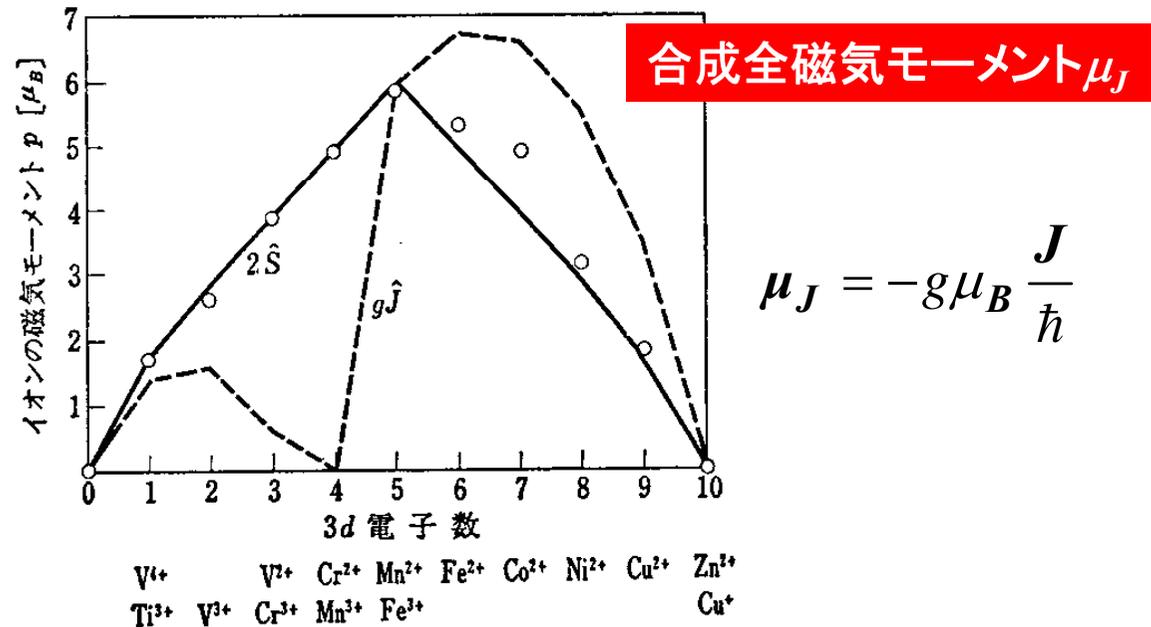
λ の符号によって平行になったり反平行

ラッセル・サウンダーズ結合

フントの法則

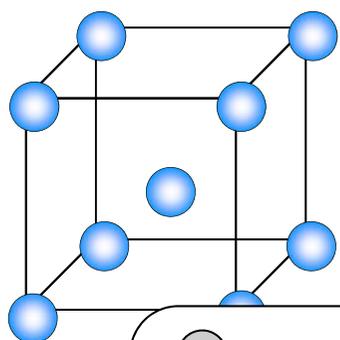
1. パウリの排他率のもと最大の S をとる。
2. パウリの排他率のもと最大の L をとる。

最も低いエネルギー



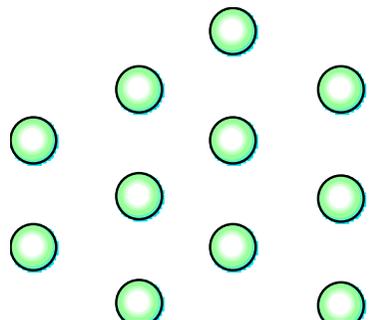
物質の磁性

物質の**結晶構造**
(原子の配置)



電子数
原子間距離

原子磁石の
並び方

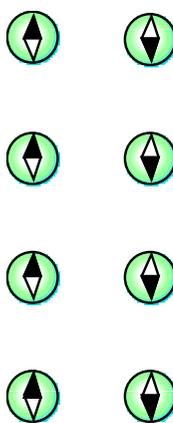


私は下をN極にしたいわ!

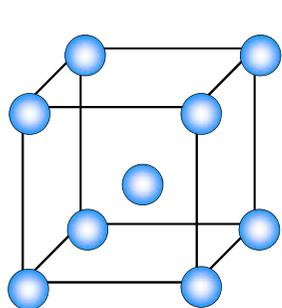
僕は上をN極にするぞ!

規則正

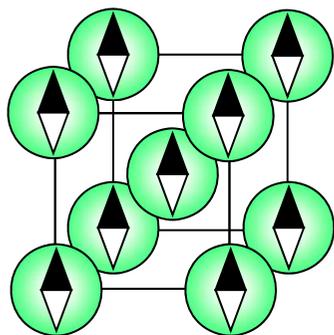
強磁性体の代表：鉄(Fe)



反強磁性体



結晶構造



原子磁石

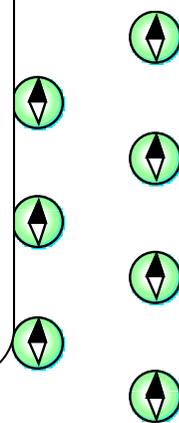


特徴

・磁石に簡単にくっつく

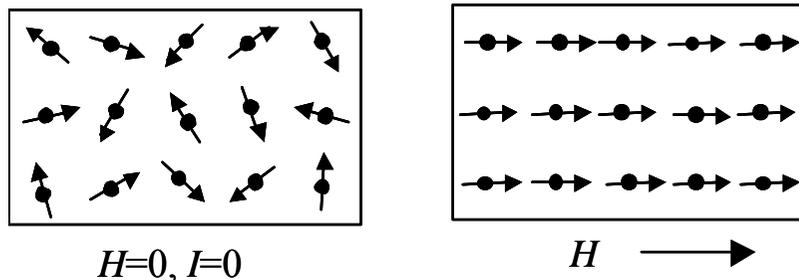
常磁性体

強磁性体



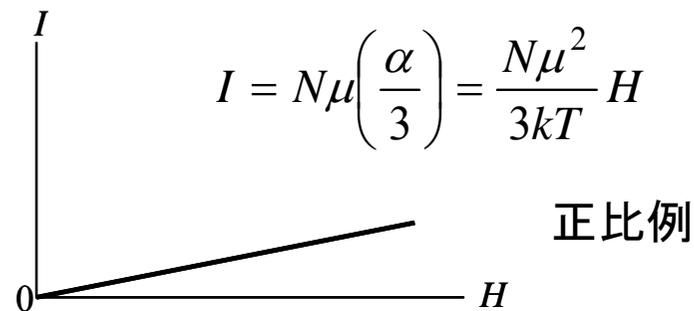
常磁性体

常磁性体中の磁気モーメント



強い磁場で初めて配向する

磁化と磁場の関係



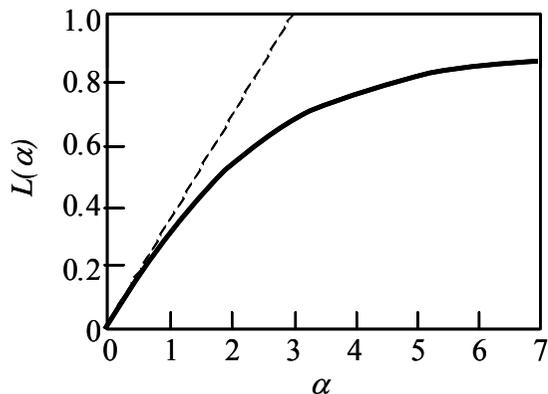
磁化の強さ

$$I = N\mu \left(\frac{1}{\tanh \alpha} - \frac{1}{\alpha} \right) = N\mu L(\alpha) \quad \alpha = \frac{\mu H}{kT}$$

単位体積当たりの原子数 N

温度 T

ランジュバン関数 $L(\alpha)$



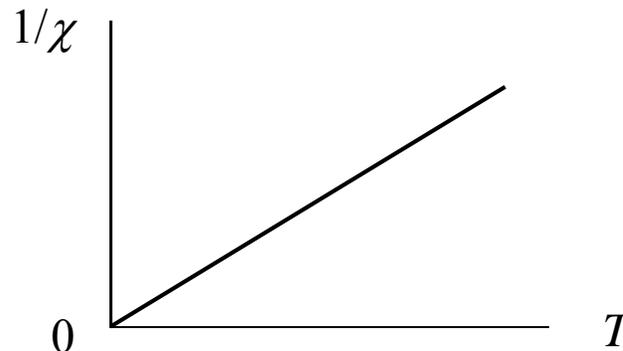
超伝導マグ
ネットでも原
点近傍の磁
場しかでない

$$L(\alpha) = \frac{\alpha}{3}$$

キュリーの法則

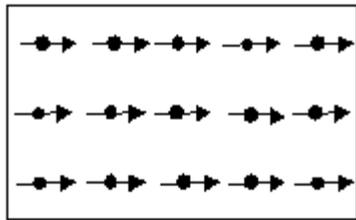
磁化率 χ : 磁化と磁場の比

$$\chi = \frac{I}{H} = \frac{N\mu^2}{3kT} = \frac{C}{T}$$

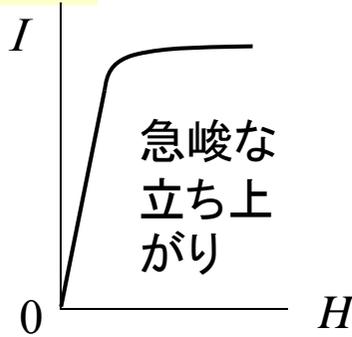


強磁性体

強磁性体中の磁気モーメント



配向している



ワイスの分子磁場

$H_m = wI$ 内部に(分子)磁場(仮定)

常磁性体

強磁性体

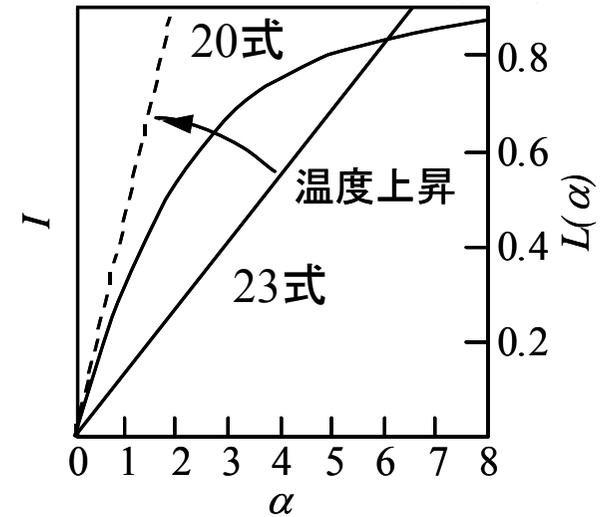
$$\alpha = \frac{\mu H}{kT} \quad \rightarrow \quad \alpha = \frac{\mu(H + wI)}{kT}$$

$$I = \frac{kT}{w\mu} \alpha - \frac{H}{w}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} I = \frac{kT}{w\mu} \alpha \quad (H=0) \cdots (23) \text{式} \\ I = N\mu L(\alpha) \quad \cdots (20) \text{式} \end{array} \right.$$

磁化: (23)式と(20)式の両方を満たす(交点)

磁化とキュリー温度



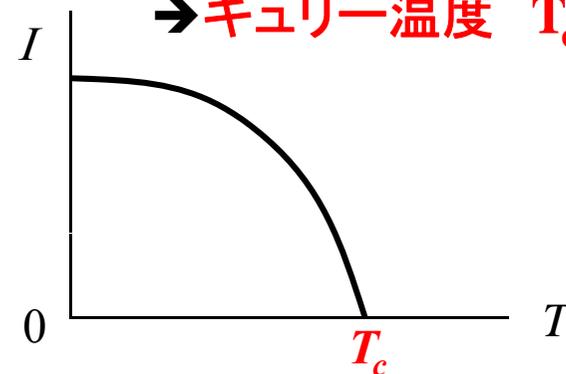
温度上昇: (23)式の傾きが急になる

→ 交点の磁化が減少

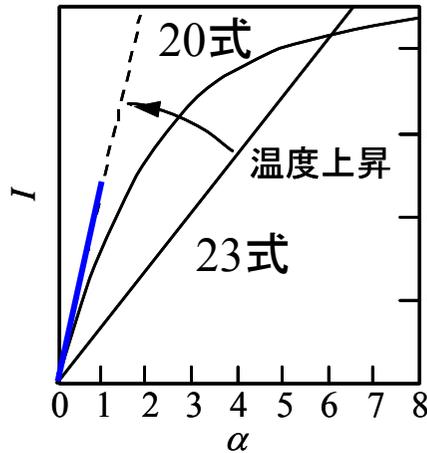
→ 交点消失

(常磁性体になる)

→ **キュリー温度 T_c**



キュリー・ワイスの法則



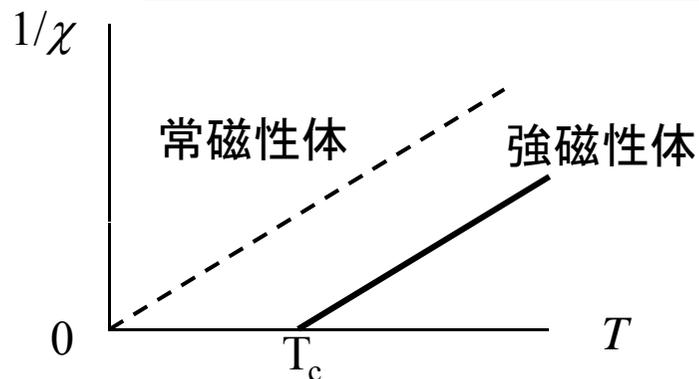
$$I = \frac{kT}{w\mu} \alpha$$

$$I = N\mu L(\alpha)$$

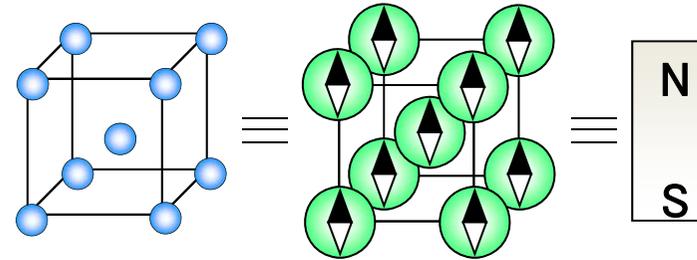
T_c 近傍: $L(\alpha)$ と1次関数の傾きが等しい

T_c 近傍求め、磁化率 χ を求める

$$\chi = \frac{I}{H} = \frac{N\mu^2}{3k(T - T_c)} = \frac{C}{T - T_c}$$



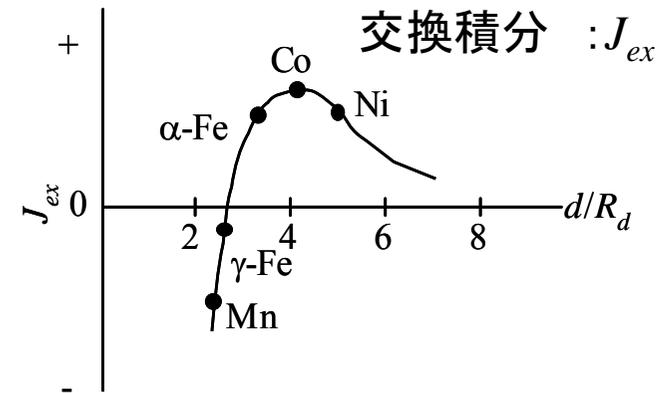
交換相互作用



スピンを反平行よりも平行にして軌道を交換した方がエネルギーが低くなる

交換エネルギー

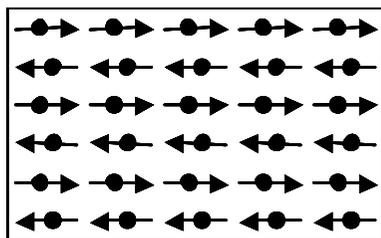
$$E_{ex} = -2J_{ex} \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2$$



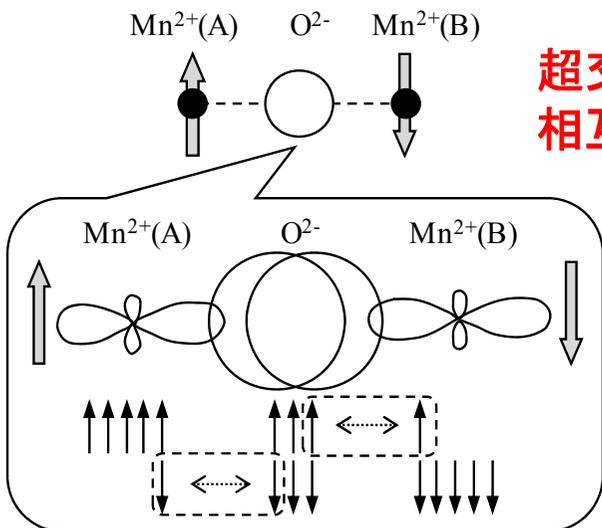
原子間距離 d と 3d 殻半径 R_d との比と交換積分 J_{ex}

その他の磁性体

反強磁性体

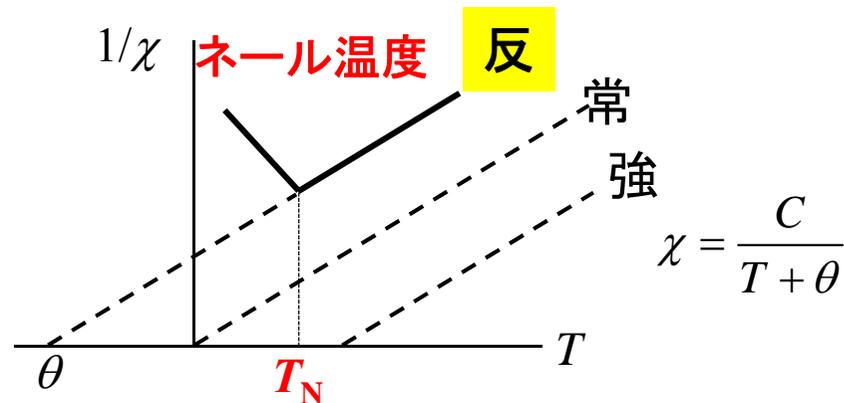


反平行
相殺しあう
磁化は発生しない

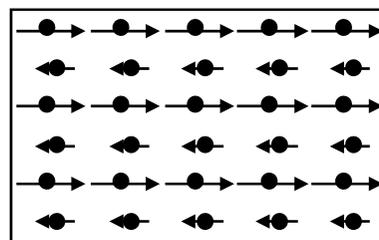


超交換
相互作用

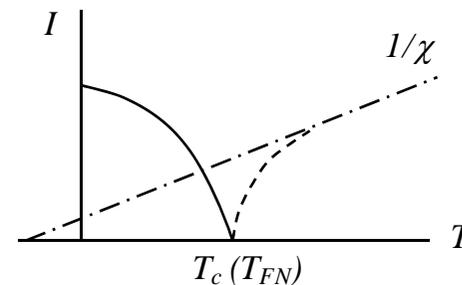
陰イオンのスピン
→両側の陽イオンのスピ
ンにひきつけられる。
→陽イオン同士のスピンは
反平行に整列。



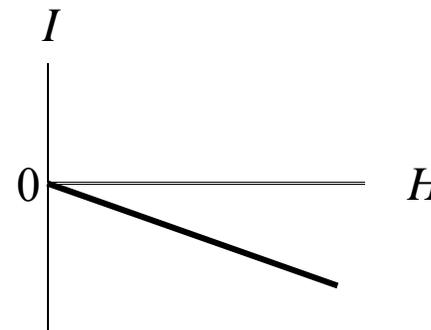
フェリ磁性体



反平行
大きさが異なる



反磁性体



結晶磁気異方性

磁気異方性

方向によって磁気特性が異なる

結晶磁気異方性

結晶方向によって差がある場合
ある方向にはすぐに飽和するが、
別の方向には飽和しにくい。

(例)

Fe: <100>方向が最も磁化されやすく、
<111>方向が最も磁化されにくい。

Co: c軸方向が最も磁化されやすく、
c面方向が磁化されにくい。

磁化容易軸:

最も磁化されやすい方向

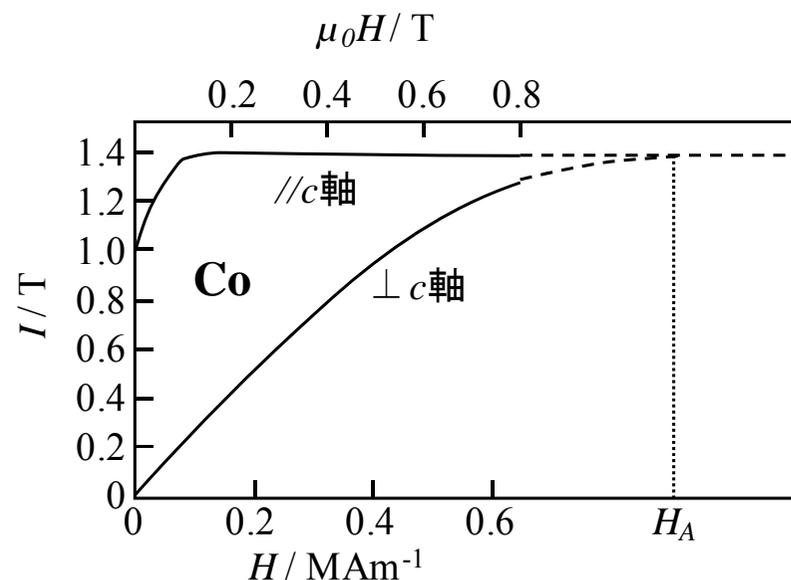
磁化困難軸:

最も磁化されにくい方向

一軸磁気異方性:

一方向に磁化容易軸があるもの
磁化容易軸がひとつ
(永久磁石などでは重要)

(例) Coの場合



c軸に平行に加えた場合

→磁化が容易に生じる

c軸と直角に加えた場合

→大きな磁場を印加して平行方向と同じように飽和に達する。

H_A : 異方性磁場:

磁化容易軸方向と困難軸方向の
曲線が一致した磁場

結晶磁気異方性

結晶磁気異方性エネルギー

- 磁化容易軸方向が最も安定
- エネルギーが最も低い
- 磁化容易軸には見かけの磁場がある(異方性磁場)
- 磁化容易軸から角度 θ 回転させる
- エネルギーが必要

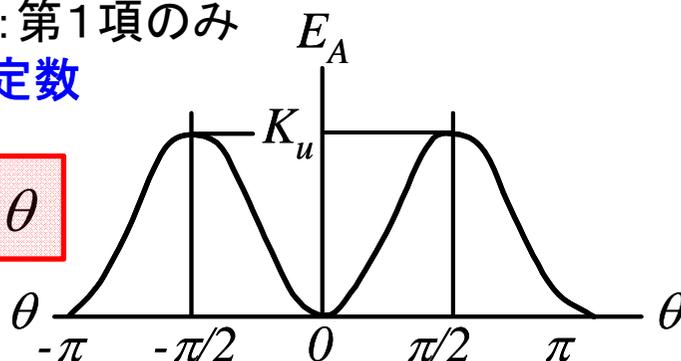
結晶磁気異方性エネルギー E_A

$$E_A = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + K_3 \sin^6 \theta + \dots$$

K_1, K_2, K_3, \dots は結晶磁気異方性定数

最も単純な場合: 第1項のみ
 K_u を1軸異方性定数

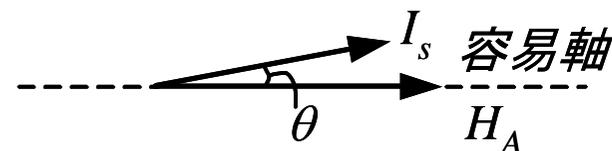
$$E_A = K_u \sin^2 \theta$$



K_u (異方性の大きさ)大 $\rightarrow E_A$ 大
 $\theta = \pi/2$ (困難方向) $\rightarrow E_A$ 大

磁化の向きが
変わりにくい

異方性磁場



磁化容易軸には見かけの磁場
 θ 回転させると H_A 方向に戻すトルク発生
= 結晶磁気異方性エネルギーの変化分

$$-I_s H_A \sin \theta = \frac{dE_A}{d\theta} = -K_u \sin 2\theta$$

トルク

エネルギー変化分

$$H_A = \frac{K_u \sin 2\theta}{I_s \sin \theta}$$

$\theta \approx 0$ 付近では $\sin \theta \approx \theta$ 、 $\sin 2\theta \approx 2\theta$

$$H_A = \frac{K_u 2\theta}{I_s \theta} = \frac{2K_u}{I_s}$$

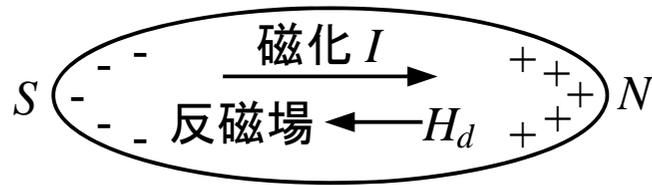
保磁力の理論値

形状磁気異方性

形状磁気異方性

磁性体の形状、寸法によって生じる磁気異方性

反磁場



外部磁場 $\Rightarrow H_{ex}$

磁性体を外部磁場の中に入れる
 → 磁性体の端部に磁極
 → 磁性体の内部に外部磁場と
反対の磁場が発生

$$H_d = -\frac{N_d}{\mu_0} I \quad N_d: \text{反磁場係数}$$

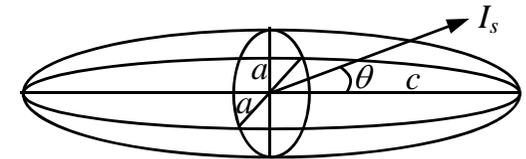
- 無限長の棒, 板 → $N_d=0$
- 無限に薄い板 → $N_d=1$
- 球 → $N_d=1/3$

静磁エネルギー

磁性体の磁化と反磁場間のエネルギー

$$E_d = \frac{1}{2} I \cdot H_d = -\frac{1}{2} I \left(-\frac{N_d}{\mu_0} I \right) = \frac{N_d}{2\mu_0} I^2$$

(例) 回転楕円体



$$E_d = \frac{I^2}{2\mu_0} (N_c \cos^2 \theta + N_a \sin^2 \theta)$$

$$= \frac{I^2}{2\mu_0} (N_a - N_c) \sin^2 \theta + \frac{I^2}{2\mu_0} N_c$$

N_c, N_a :
 長軸、短軸の
 反磁場係数

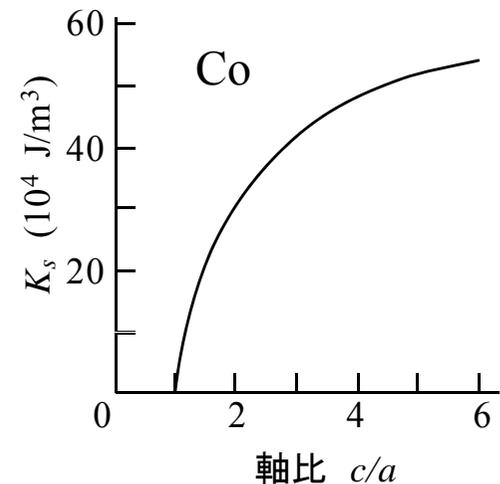
比較

$$E_A = K_u \sin^2 \theta$$

形状異方性定数

$$K_s = \frac{I^2}{2\mu_0} (N_a - N_c)$$

細長くする
 → **異方性大**



磁歪(磁気ひずみ)

磁歪(磁気ひずみ)

磁性体が磁化すると外形寸法が変化する現象。

歪量($\delta l/l$)は一般に小さく 10^{-6} 程度。

結晶構造と磁歪

磁歪による変形量

→ 結晶構造に影響される。

→ 結晶方向に大きく依存する。

(例) 立方晶の場合

$$\frac{\delta}{l} = \frac{3}{2} \lambda_{100} \left(\alpha_1^2 \beta_1^2 + \alpha_2^2 \beta_2^2 + \alpha_3^2 \beta_3^2 - \frac{1}{3} \right) + 3\lambda_{111} (\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2 + \alpha_2 \alpha_3 \beta_2 \beta_3 + \alpha_3 \alpha_1 \beta_3 \beta_1)$$

$\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$: 磁化方向と結晶軸とのなす角の方向余弦

$\beta_1, \beta_2, \beta_3$: 磁歪観察方向と結晶軸とのなす角の方向余弦

$\lambda_{100}, \lambda_{111}$: $\langle 100 \rangle, \langle 111 \rangle$ の磁歪定数

等方磁歪

$$\lambda_{100} = \lambda_{111} = \lambda$$

$$\frac{\delta}{l} = \frac{3}{2} \lambda \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right) \quad \theta: \text{磁化方向と磁歪方向のなす角度}$$

磁歪の逆効果(逆磁歪効果)

磁歪の効果によって、逆に磁性体に応力が加わると磁気特性が変化する現象

弾性エネルギー

等方磁歪の場合、応力印加

→ 内部エネルギー増加

(弾性エネルギー)

→ 弾性エネルギーの変化分

$$E_{\sigma} = -\frac{3}{2} \lambda \sigma \cos^2 \theta = -\frac{3}{2} \lambda \sigma (1 - \sin^2 \theta)$$

$$= \frac{3}{2} \lambda \sigma \sin^2 \theta - \frac{3}{2} \lambda \sigma \quad \longleftrightarrow \quad E_A = K_u \sin^2 \theta$$

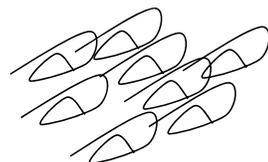
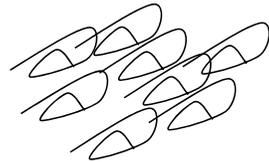
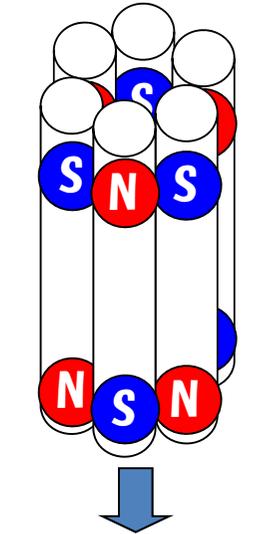
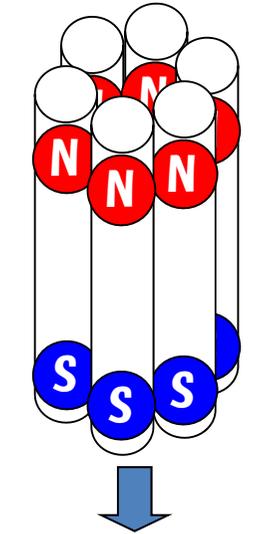
$\frac{3}{2} \lambda \sigma$ → 異方性定数 → 異方性発現

磁区構造

実験：棒磁石をくっつけてみよう

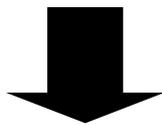
同極を束ねる

互い違いに束ねる



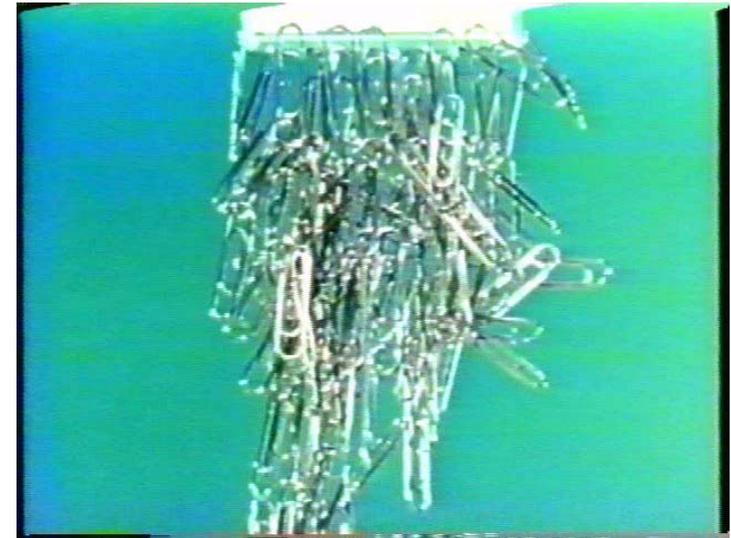
磁力は強い。
束ねにくい。

磁力は弱い。
束ねやすい。



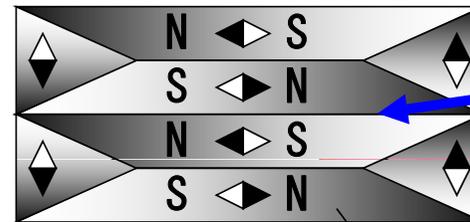
エネルギー的に安定。

もっと細かく分割したら？



ビデオ出典：近角聰信 監修「物質の磁性」(岩波書店)

磁区構造

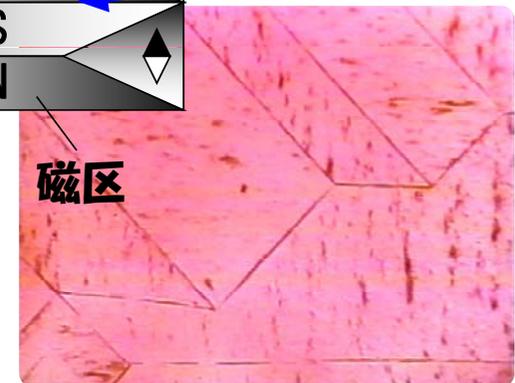


磁壁

Fe

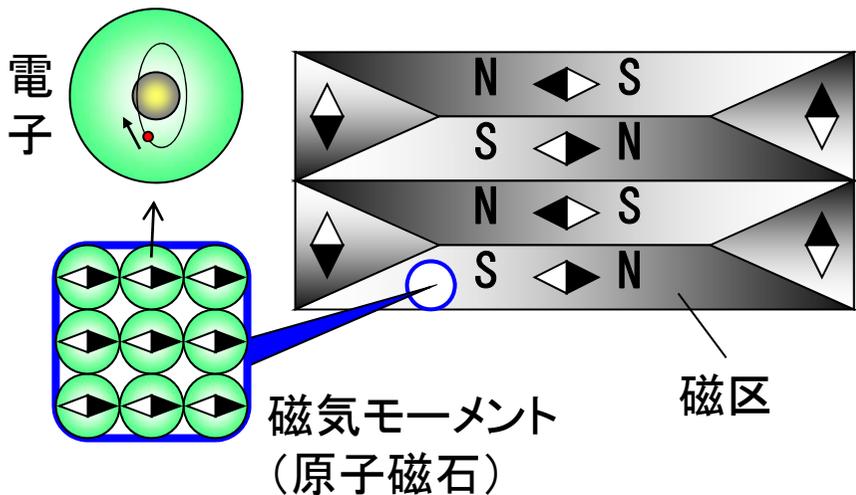
磁区に分割
→ エネルギー的に安定

磁区



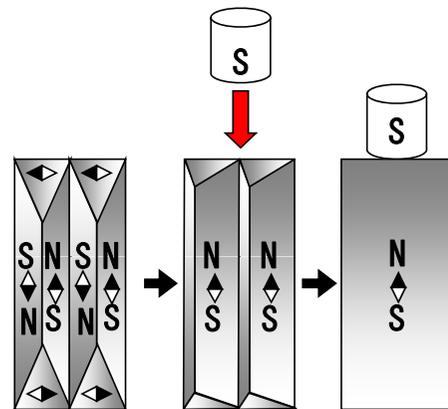
磁区と磁壁

強磁性体の磁区構造



磁壁

磁区の大きさが変化する。
境界(磁壁)が動く。



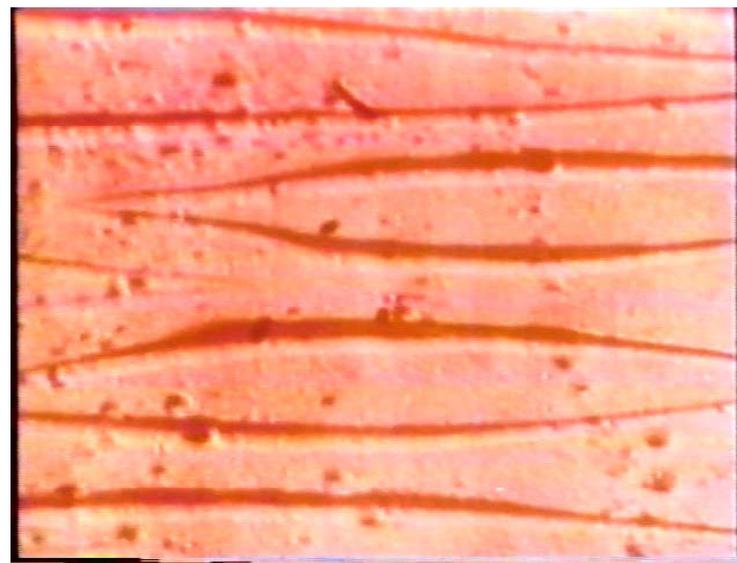
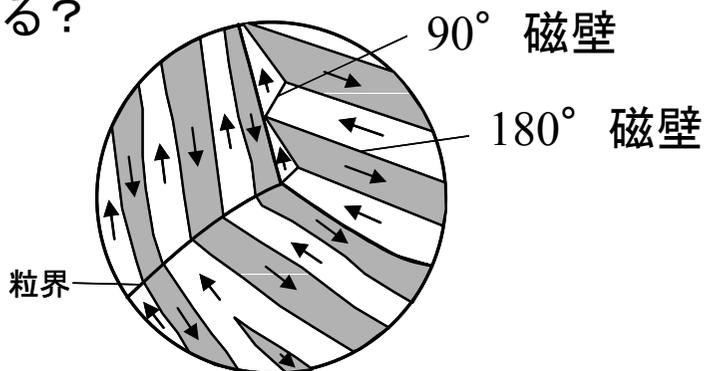
強磁性体
磁気モーメントがそろっている



端部に磁極が出る？
磁石？



磁区に分割
磁化出ない

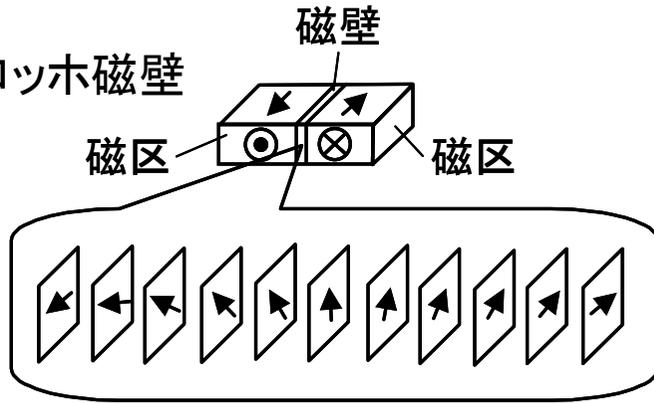


ビデオ出典: 近角聰信 監修「物質の磁性」(岩波書店)

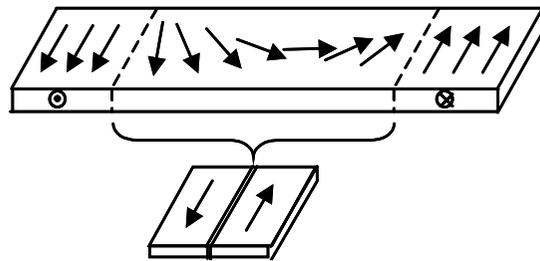
磁壁と単磁区粒子

磁壁

(1) ブロッチ磁壁



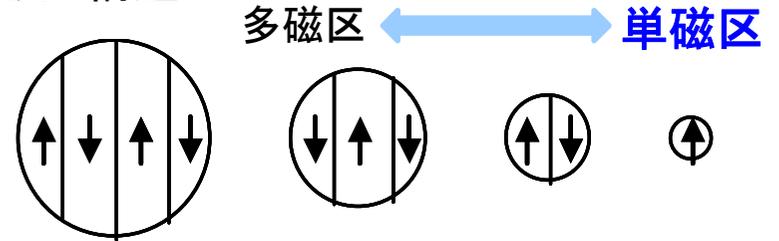
(2) ネール磁壁 (薄膜)



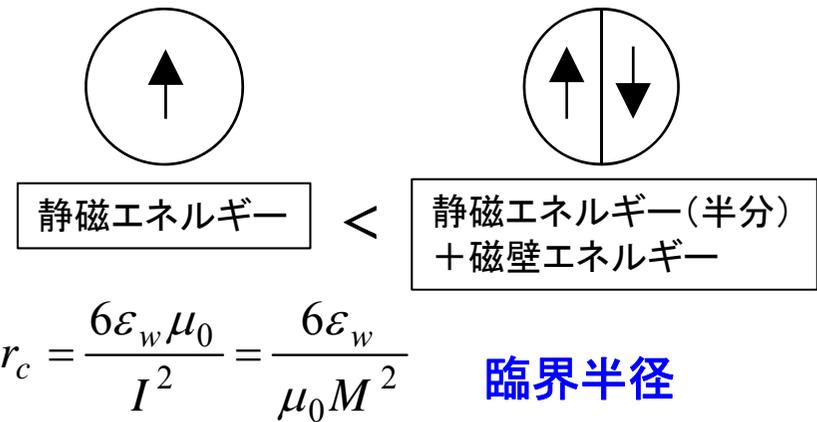
隣接原子の磁気モーメントが互いに傾く
 → エネルギーが高くなる
 → 磁壁内部にエネルギーが蓄えられる
 → **磁壁エネルギー**
 (交換エネルギー + 磁気異方性エネルギー)

単磁区粒子

(1) 単磁区構造



(2) 単磁区の状態



超常磁性

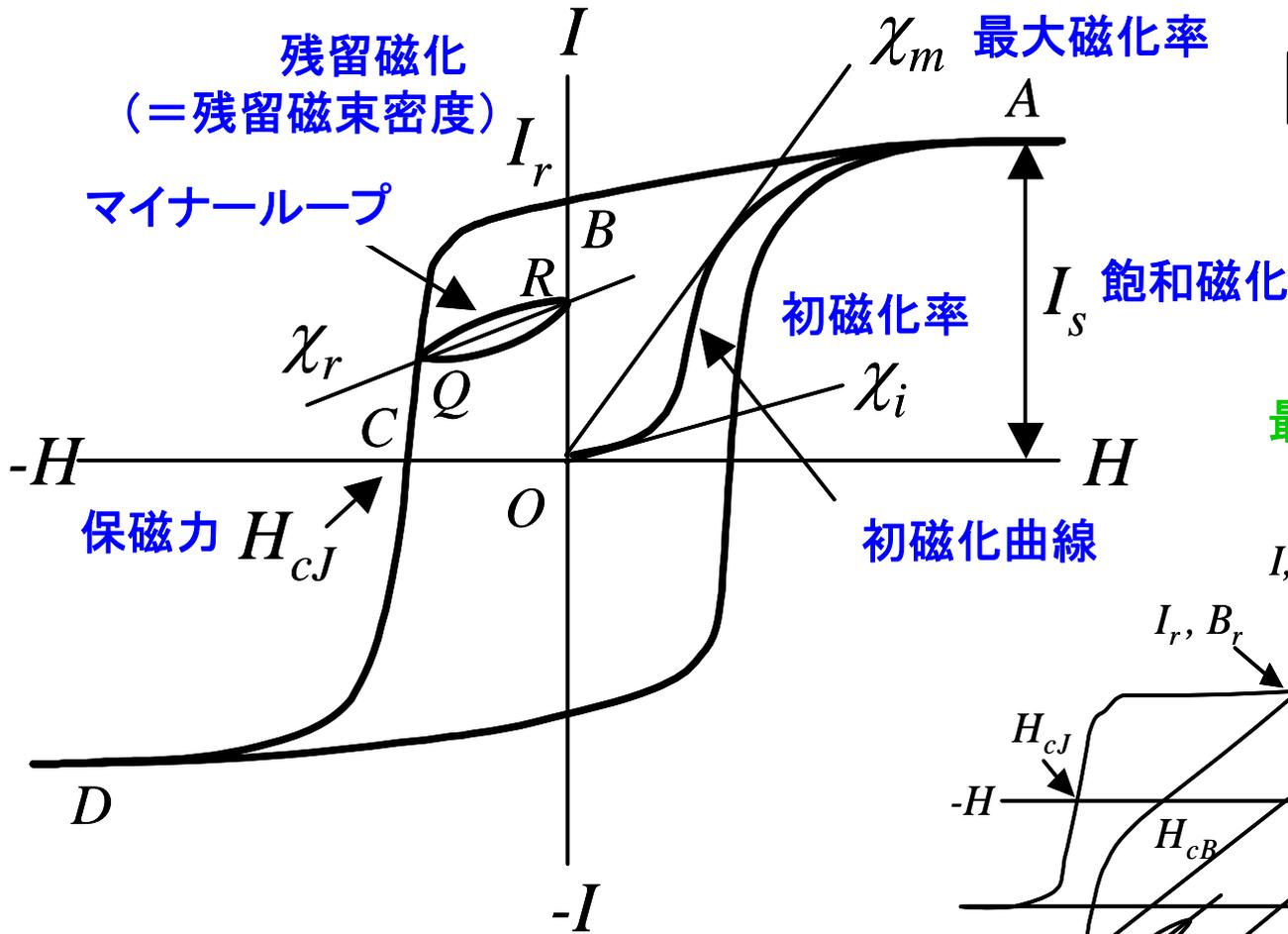
粒子サイズをさらに小さくする
 → 磁気異方性エネルギー Kv
 = 熱エネルギー kT
 → 粒子の磁化が簡単に反転

太田恵造：磁気工学の基礎 I、II，共立出版，(1973).
 金子秀夫，本間基文：金属工学シリーズ 磁性材料，日本金属学会，(1977).

ヒステレシス曲線

ヒステレシス曲線と磁気特性

I-H曲線とB-H曲線

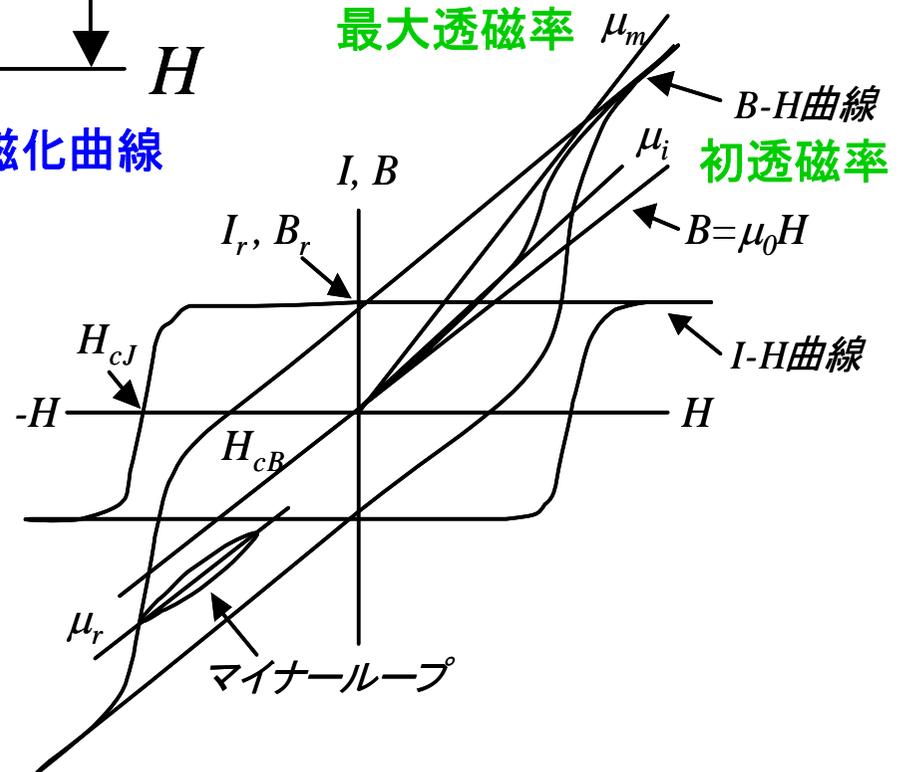


$$B = \mu_0 (M + H)$$
 総合

$$= I + \mu_0 H$$
 材料 作れる磁場

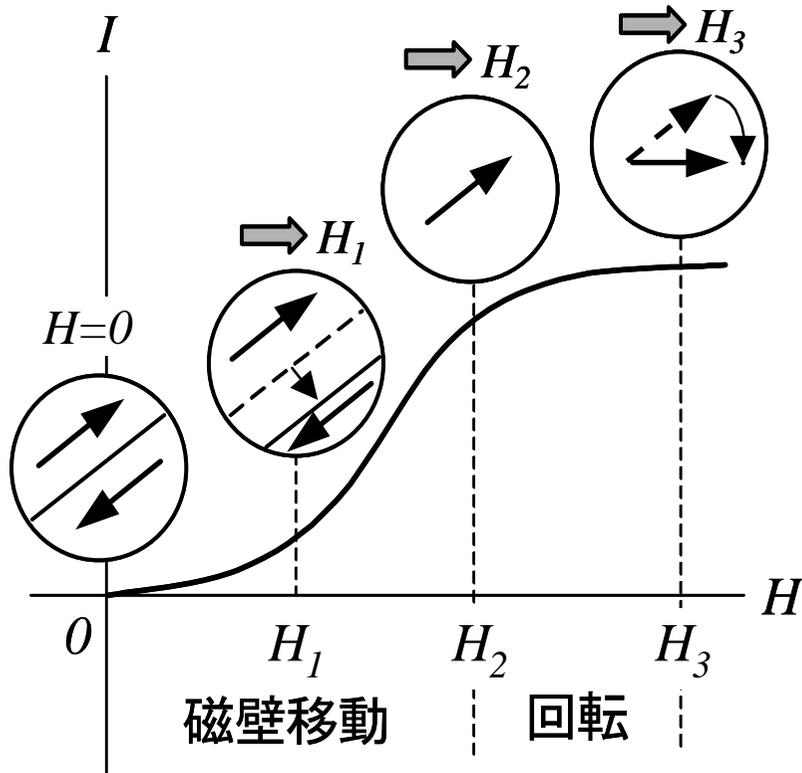
磁化率 $\chi = \frac{I}{H}$

透磁率 $\mu = \frac{B}{H}$



磁化曲線と磁区構造

初磁化曲線における磁区構造



磁壁移動:

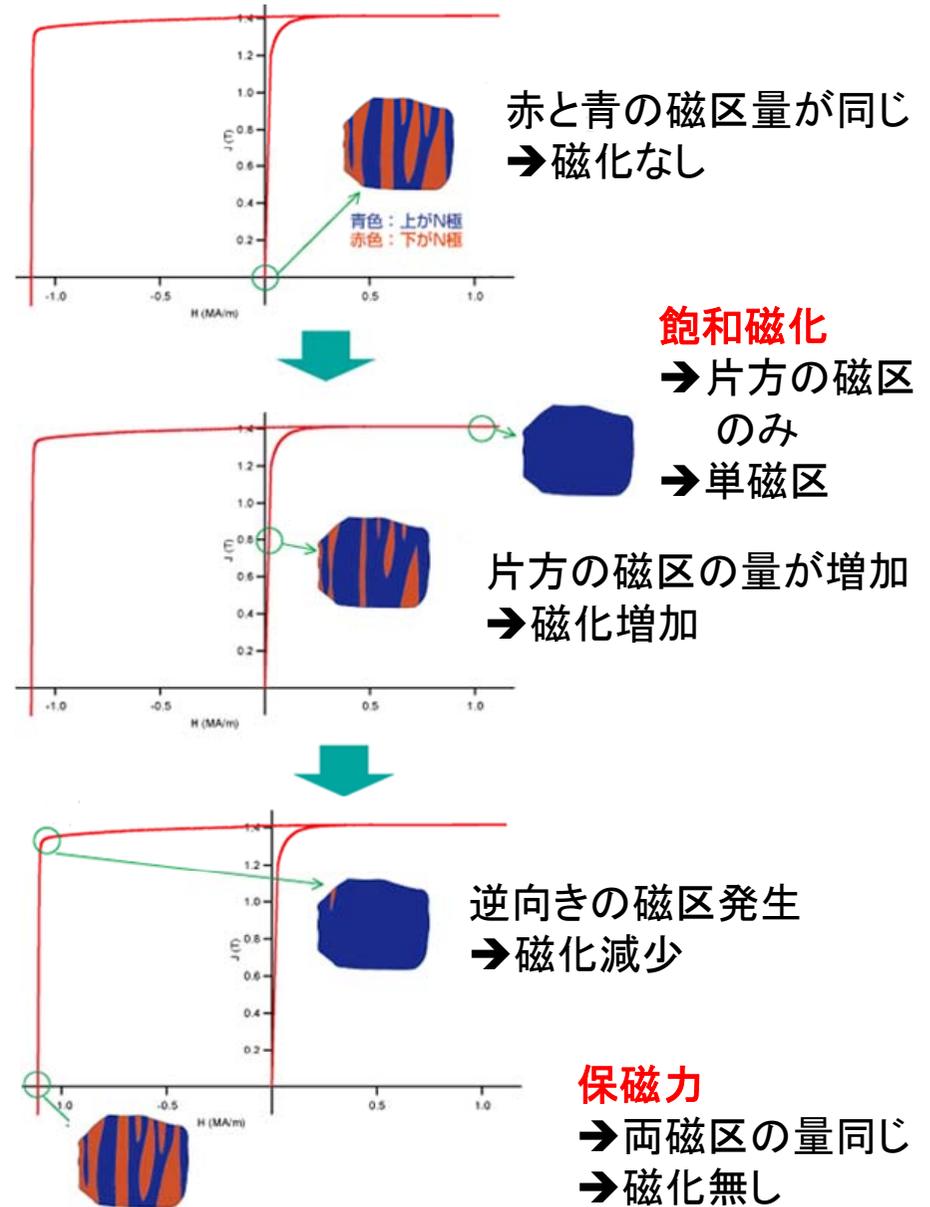
- 外部磁場方向に近い磁区成分の増加
- 単磁区構造

回転:

- 単磁区の磁化方向が外部磁場方向に一致

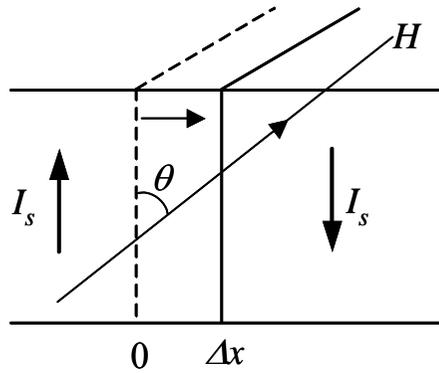
減磁曲線における磁区構造

信越化学工業(株)HP: <http://www.shinetsu-rare-earth-magnet.jp/rd/grain.html>



磁壁移動と回転磁化

(1) 磁壁移動



$$U = U_w - 2\Delta x \cdot AI_s H \cos \theta$$

磁壁エネルギー

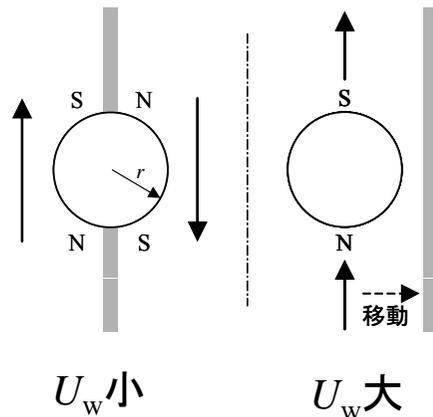
磁壁移動による磁化エネルギーの変化分

Δx 磁壁を移動させる磁場 H $\frac{\partial U}{\partial x} = 0$

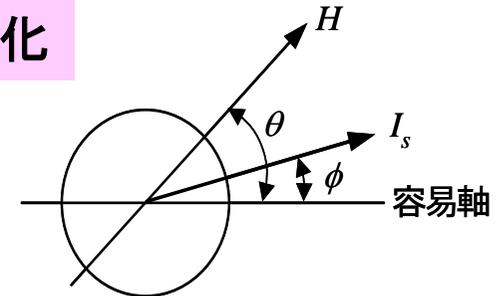
$$H = \frac{\left(\frac{\partial U_w}{\partial x}\right)}{2AI_s \cos \theta}$$

- U_w の変化小
- 介在物無くす
- 磁壁は動きやすい
- $\theta = 0$ or π
- 磁化容易軸
- 磁壁は動きやすい

磁壁のピンニング



(2) 回転磁化



$$U = U_A + U_M$$

$$= K_u \sin^2 \phi - I_s H \cos(\theta - \phi)$$

異方性エネルギー

磁化エネルギー U_M

$$I = I_s \cos(\theta - \phi)$$

(1) $\theta = \pi/2$

UとU最小条件

$$\sin \phi = \frac{I_s H}{2K_u}$$

$$I = \frac{I_s^2}{2K_u} H$$

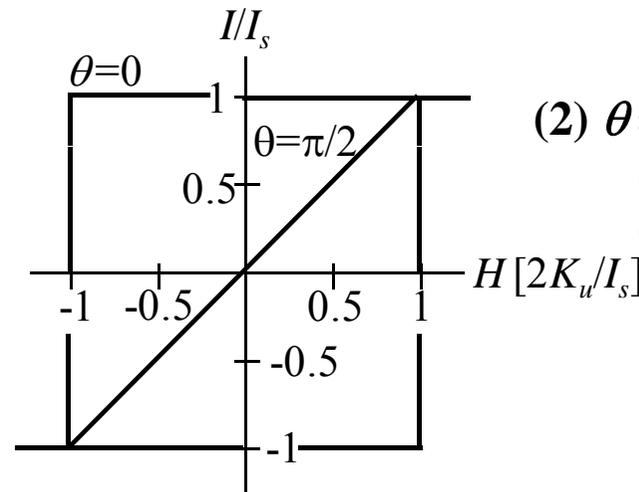
(2) $\theta = 0$

$\theta = 0, \phi = 0$ 変化無

$\theta = \pi, \phi = 0$ 変化有

$$\frac{\partial^2 U}{\partial \phi^2} = 0$$

$$H = -\frac{2K_u}{I_s}$$



複素透磁率

交流磁場 $H = H_0 \cos \omega t = H_0 \exp(j\omega t)$

磁束密度 $B = B_0 \cos(\omega t - \delta) = B_0 \exp j(\omega t - \delta)$

δ : 位相の遅れ

$$\exp(j\omega t) = \cos \omega t + j \sin \omega t$$

透磁率

$$\begin{aligned} \mu &= \frac{B}{H} = \frac{B_0 e^{j(\omega t - \delta)}}{H_0 e^{j\omega t}} = \frac{B_0}{H_0} e^{-j\delta} \\ &= \frac{B_0}{H_0} \cos \delta - j \frac{B_0}{H_0} \sin \delta \\ &= \mu' - j\mu'' \quad (\mu_r = \mu_r' - j\mu_r'') \end{aligned}$$

損失係数

$$\tan \delta = \frac{\mu''}{\mu'} = \frac{\left(\frac{B_0}{H_0}\right) \sin \delta}{\left(\frac{B_0}{H_0}\right) \cos \delta}$$

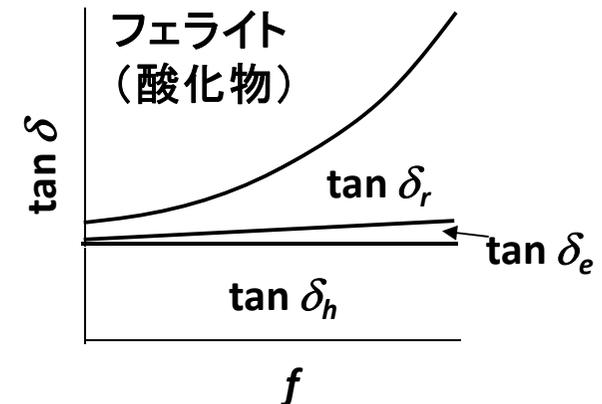
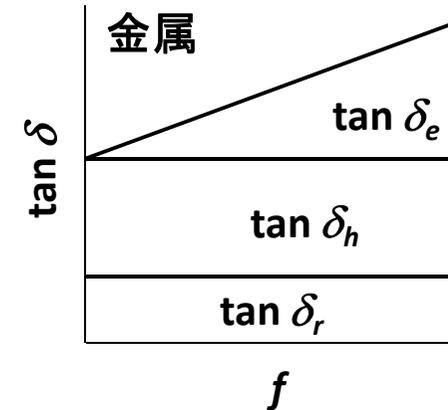
比透磁率

性能指数 $Q = 1 / \tan \delta$

損失

- ① 渦電流損失 $\tan \delta_e$
- ② ヒステシス損失 $\tan \delta_h$
- ③ 残留損失 $\tan \delta_r$

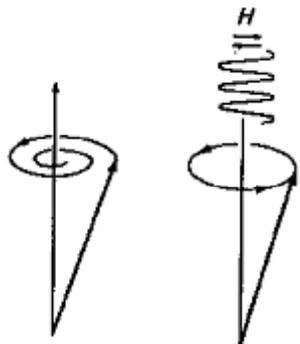
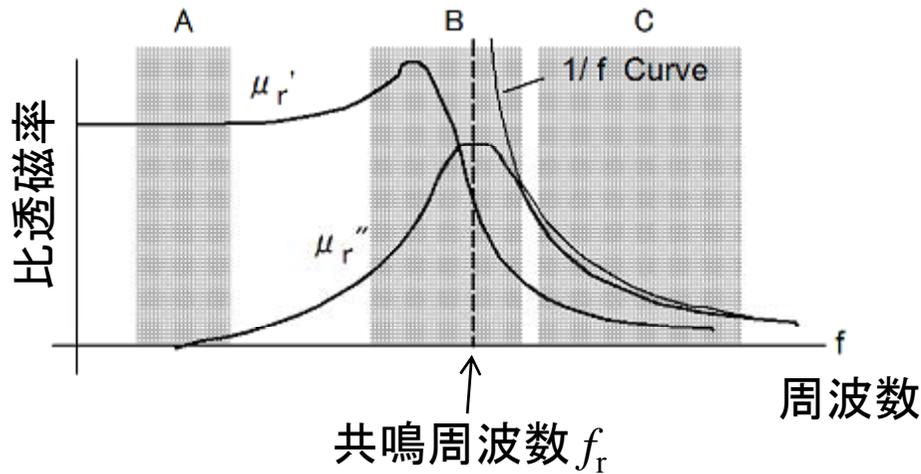
$$\tan \delta = \tan \delta_e + \tan \delta_h + \tan \delta_r$$



磁気共鳴

透磁率の周波数依存性

磁壁移動 → 遅れ: 緩和
 → 磁壁共鳴
 回転磁化 → 遅れ
 → 自然共鳴
 (回転磁化共鳴)

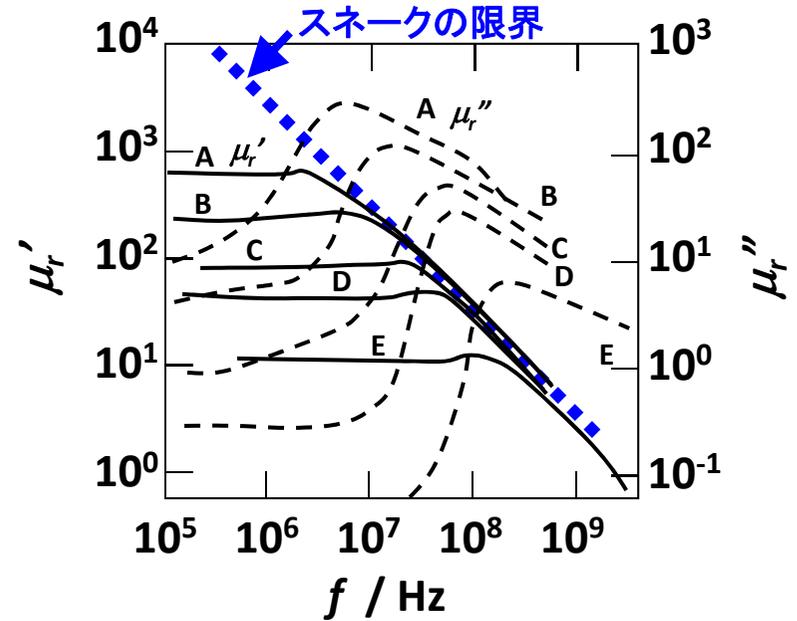


首ふり運動(歳差運動)

$$\omega_r = \gamma H_A$$

$$\gamma = \frac{\mu_0 e}{2m_e} g = 1.10 \times 10^5 \text{ g}$$

スネークの限界



$$f_r (\mu_r - 1) = \frac{\gamma}{3\pi\mu_0} I_s = const.$$

同じ透磁率での比較:
 飽和磁化の高い材料
 → 共鳴周波数が高い

磁性材料

TDKホームページ:

<http://www.tdk.co.jp/tjbca01/index.htm>

軟(ソフト)磁性材料 (soft magnetic material)

保磁力が小さく透磁率が大きいことを特徴とする材料。
コイルやトランス等の磁心、磁気ヨーク、磁気シールド等の用途。



透磁率の高い材料

- 保磁力小、磁化高、電気抵抗高。
- 磁壁移動や回転磁化を容易。
- 磁気異方性定数K、磁歪定数 λ が小。
- 高純度化、高配向、微粉化・薄膜化。

材料: 鉄、ケイ素鋼、パーマロイ、センダスト、パーメンジュール、ソフトフェライト、アモルファス磁性合金、ナノクリスタル磁性合金

硬(ハード)磁性材料 (hard magnetic material)

保磁力が大きいことを特徴とする材料。
永久磁石、磁気記録用材料の用途。



保磁力、残留磁化、最大エネルギー積
(BH)_{max}が大

- 磁壁移動や回転磁化が難しい。
- 磁気異方性定数K、磁歪定数 λ が大。
- 機械的強、安定性優、耐熱性高。

材料: アルニコ磁石、フェライト磁石、サマリウムコバルト磁石、ネオジム鉄ボロン磁石、サマリウム鉄窒素磁石

磁歪材料 (magnetostrictive material)

磁場をかけることによって変形する材料。
超音波発振機やアクチュエータとしての用途。
材料: ニッケル、フェライト、超磁歪材料

磁気抵抗材料 (magnetoresistive material)

磁場をかけると電気抵抗が変化する材料。
磁気ヘッド、磁気メモリ等の用途。
材料: 各種薄膜

参考文献ならびに図面出典(参考)元

1. 砂川重信:電磁気学 初めて学ぶ人のために, 培風館, (1988).
2. 野瀬宏, 佐藤徹哉:磁気物性の基礎, 裳華房, (1997).
3. 近角聰信:強磁性体の物理(上)(下) 裳華房, (1978)
4. 太田恵造:磁気工学の基礎 I、II, 共立出版, (1973).
5. 金子秀夫, 本間基文:金属工学シリーズ 磁性材料, 日本金属学会, (1977).
6. 電気学会 マグネティックス技術委員会 編:磁気工学の基礎と応用, コロナ社, (1999).
7. 小林久理眞:したしむ磁性(志村忠夫 監修), 朝倉書店, (1999).
8. 本間基文, 日口章 編著:磁性材料読本, 工業調査会, (1998).
9. 金子秀夫 監修:永久磁石の開発・材料設計と磁気回路の解析・設計 応用技術, 総合技術センター, (1986).
10. E. D. Cullity: Introduction to Magnetic Materials (Addition-Welsey, 1972).