

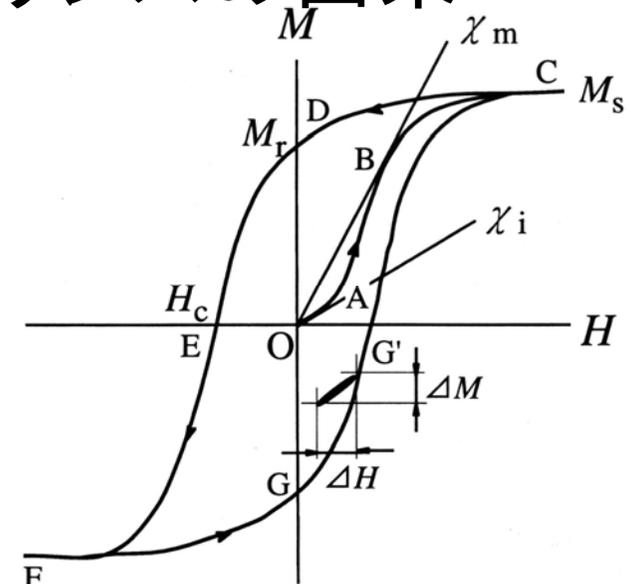
磁性工学特論050512

第4回 磁気ヒステリシスはなぜ生じる

佐藤勝昭

第4回授業の内容

- 復習コーナー: 強磁性はなぜ起きる-分子場理論
- ちょっと量子力学: 交換相互作用
- 本日の学習コーナー: 磁気ヒステリシスの由来
 - 磁気ヒステリシス
 - 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
- 発展コーナー: マイクロマグネティクス
- 実験コーナー: 磁区観察法



復習コーナー

ワイスの分子場理論

- 1つの磁気モーメントを取り出し、その周りにおけるすべての磁気モーメントから生じた有効磁界によって、考えている磁気モーメントが常磁性的に分極するならば自己完結的に強磁性が説明できる
- これを分子場理論、有効磁界を分子磁界または分子場(molecular field)と呼ぶ。

復習コーナー(分子場理論)

分子場係数

- 磁化 M をもつ磁性体に外部磁界 H が加わったときの有効磁界は $H_{\text{eff}} = H + AM$ と表される。 A を分子場係数と呼ぶ。
- 分子場係数 A は J_{ex} を交換相互作用係数、 z を配位数として $A = 2zJ_{\text{ex}}/N(g\mu_{\text{B}})^2$ で与えられる。
- この磁界によって生じる常磁性磁化 M は、 $M = M_0 B_J(g\mu_{\text{B}}H_{\text{eff}}/kT)$ という式で表される。
 - $M_0 = Ng\mu_{\text{B}}$ はすべての磁気モーメントが整列したときに期待される磁化。

復習コーナー(分子場理論)

自発磁化が生じる条件を求める

- $H=0$ のとき $H_{\text{eff}}=AM$

- 自発磁化が生じるには

$$M/M_0 = B_J(g\mu_B J H_{\text{eff}}/kT) = B_J(g\mu_B J AM/kT)$$

が成立しなければならない。

- A に分子場係数の式 $A=2zJ_{\text{ex}}/N(g\mu_B)^2$ を代入して

$$M/M_0 = B_J(2zJ_{\text{ex}}g\mu_B MJ/ N(g\mu_B)^2 kT)$$

- ここで $M_0=Ng\mu_B J$ を使って書き直すと

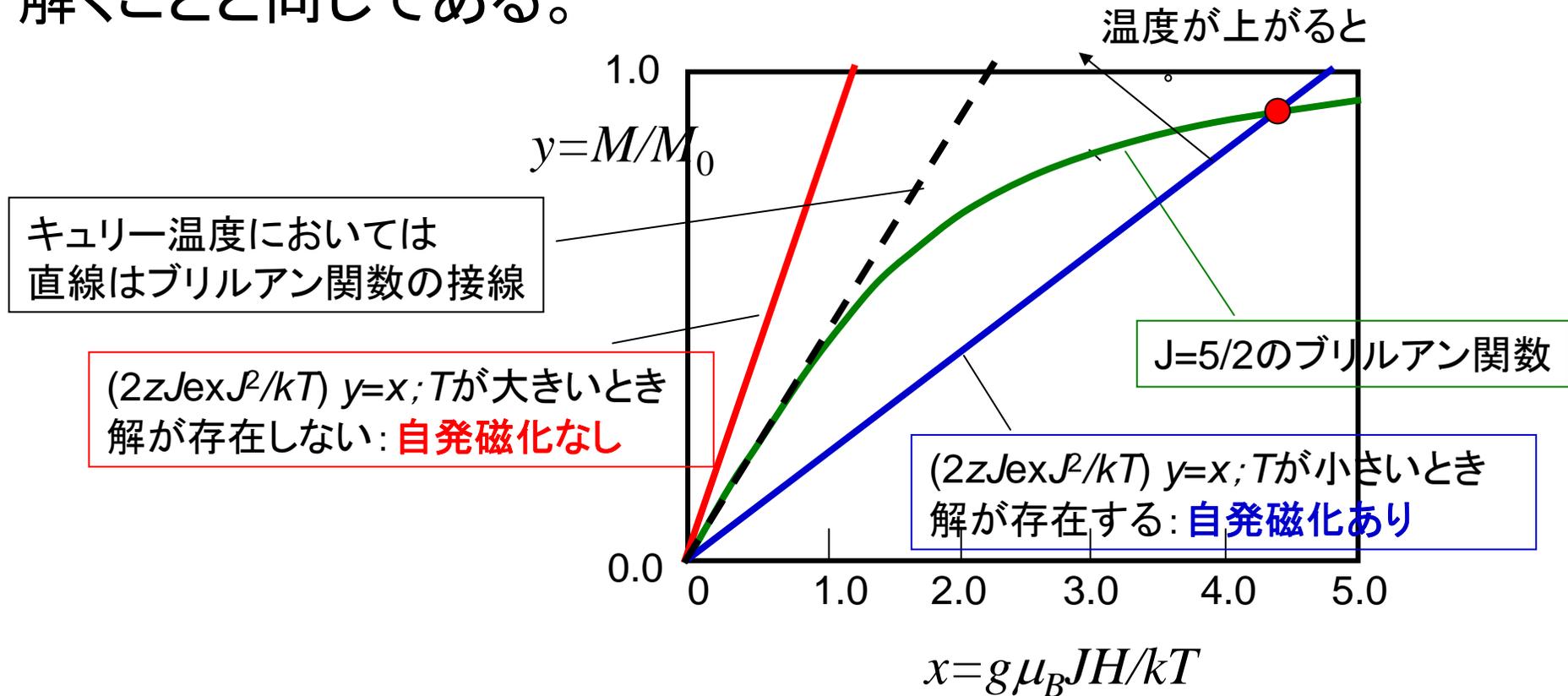
$$M/M_0 = B_J((2zJ_{\text{ex}}J^2/kT) M/M_0)$$

を得る。

復習コーナー(分子場理論)

$$M/M_0 = B_J((2zJ_{\text{ex}}J^2/kT) M/M_0) \text{ を解く}$$

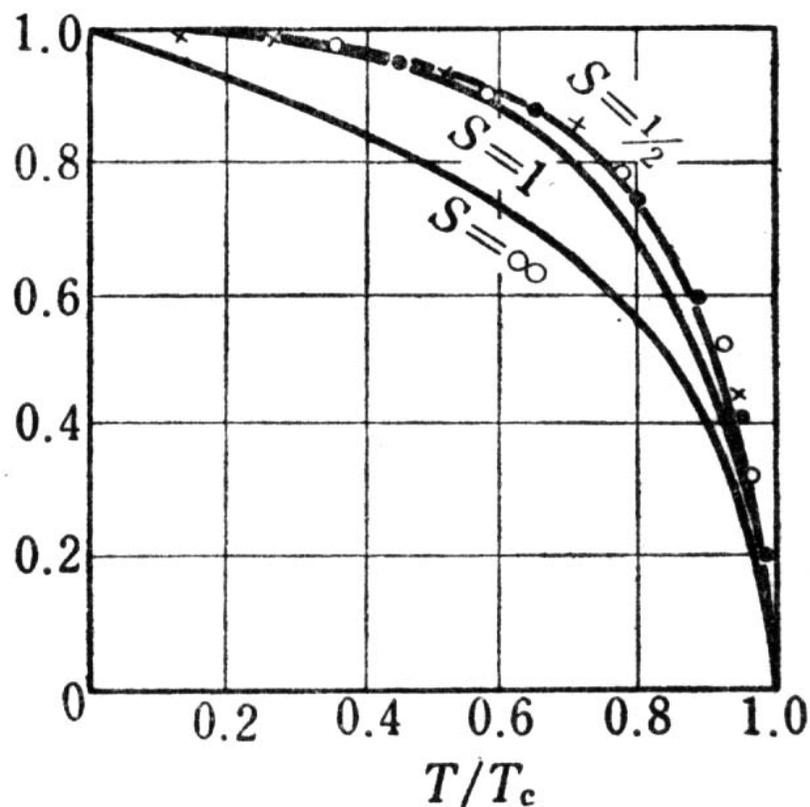
- $y=M/M_0$ 、 $x=(2zJ_{\text{ex}}J^2/kT) M/M_0$ とすると、上の方程式を解くことは、**曲線** $y=B_J(x)$ と**直線** $(2zJ_{\text{ex}}J^2/kT) y=x$ を連立して解くことと同じである。



復習コーナー(分子場理論)

自発磁化の温度変化

- さまざまな J について、分子場理論で交点の M/M_0 を T に対してプロットすると磁化の温度変化を求めることができる。ニッケルの磁化温度曲線は $J=1/2$ でよく説明される。



×は鉄、●はニッケル、○はコバルトの実測値、実線は J としてスピン $S=1/2, 1, \infty$ をとったときの計算値

復習コーナー(分子場理論)

キュリーワイスの法則

- キュリー温度 T_c 以上では、磁気モーメントはバラバラの方向を向き、常磁性になる。分子場理論によれば、このときの磁化率は次式で与えられる。

$$\chi = \frac{C}{T - \Theta_p}$$

- この式をキュリーワイスの法則という。
- C はワイス定数、 Θ_p は常磁性キュリー温度という
- $1/\chi$ を T に対してプロットすると $1/\chi = (T - \Theta_p)/C$ となり、横軸を横切る温度が Θ_p である。

復習コーナー(分子場理論)

キュリーワイスの法則を導く

- $H_{\text{eff}}=H+AM$
- $M/H_{\text{eff}}=C/T$ (Mと H_{eff} の間にキュリーの法則が成立すると仮定する)
- $M/(H+AM)=C/T \rightarrow MT=C(H+AM)$
従って、 $M(T-CA)=CH$ より
- $\chi=M/H=C/(T-CA)$ となる。 $CA=\Theta_p$ と置けば
キュリーワイスの法則が導かれる。すなわち
$$\chi=C/(T-\Theta_p)$$

「ちょっと量子力学」コーナー

交換相互作用(exchange interaction)

- 交換相互作用という言葉はもともとは多電子原子の中で働くクーロン相互作用の算出において、電子同士を区別できないことから来るエネルギーの補正項のことで、原子内交換相互作用といえます。(intra-atomic exchange interaction)
- この概念を原子間に拡張したのが、原子間交換相互作用(inter-atomic exchange interaction)です

ウンチクコーナー

イントラ(intra)とインター(inter): イントラは内部のといういみの接頭辞、インターは複数のものの間のという意味の接頭辞です。イントラネット、インターネットということばもここから来ています

「ちょっと量子力学」コーナー

原子内交換相互作用

- 原子内交換相互作用は、本質的にクーロン相互作用です。2つの電子(波動関数を φ_1, φ_2 とする)の間に働くクーロン相互作用のエネルギー H は、 $H = K_{12} - (1/2) J_{12}(1 + 4s_1s_2)$ で表されます。
- K_{12} は、次式で与えられるクーロン積分です。

$$K_{12} = \int dr_1 dr_2 \varphi_1^*(r_1) \varphi_2^*(r_2) \left(-\frac{e^2}{r_{12}} \right) \varphi_1(r_1) \varphi_2(r_2)$$

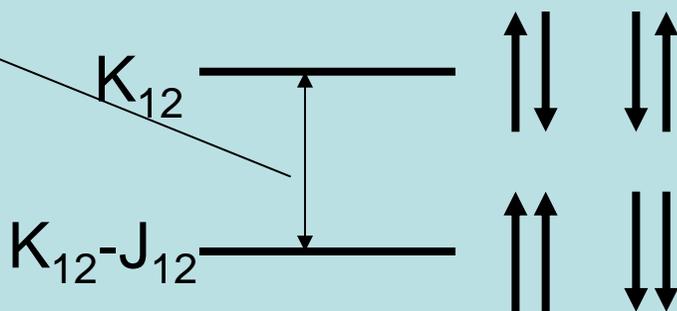
- J_{12} は次式で与えられる交換積分で、電子が区別できないことからくる項です。

$$J_{12} = \int dr_1 dr_2 \varphi_1^*(r_1) \varphi_2^*(r_2) \left(-\frac{e^2}{r_{12}} \right) \varphi_1(r_2) \varphi_2(r_1)$$

「ちょっと量子力学」コーナー

原子内交換相互作用

- $H = K_{12} - (1/2) J_{12}(1 + 4s_1s_2)$
の固有値は、
= $K_{12} - J_{12}$ (s_1 と s_2 が同符号のとき)
= K_{12} (s_1 と s_2 が異符号のとき)
- H と平均のエネルギー ($H_0 = K_{12} - J_{12}/2$)との差
 $-2J_{12}s_1s_2$ のことを原子内交換エネルギーという。



「ちょっと量子力学」コーナー

原子間交換相互作用

•本来磁気秩序を考えるには物質系全体のスピンを考えねばならないのであるが、電子の軌道が原子に局在しているみなして電子のスピンを各原子*i*の位置に局在した全スピン*S_i*で代表させて、原子1の全スピン*S₁*と原子2の全スピン*S₂*との間に原子間交換相互作用が働くと考えるのがハイゼンベルグ模型である。このとき交換エネルギー*H_{ex}*は、原子内交換相互作用を一般化して見かけの交換積分*J₁₂*を用いて

$$H_{\text{ex}} = -2J_{12}S_1S_2$$

で表される。*J*が正であれば相互作用は強磁性的、負であれば反強磁性的である。

「ちょっと量子力学」コーナー

交換相互作用:

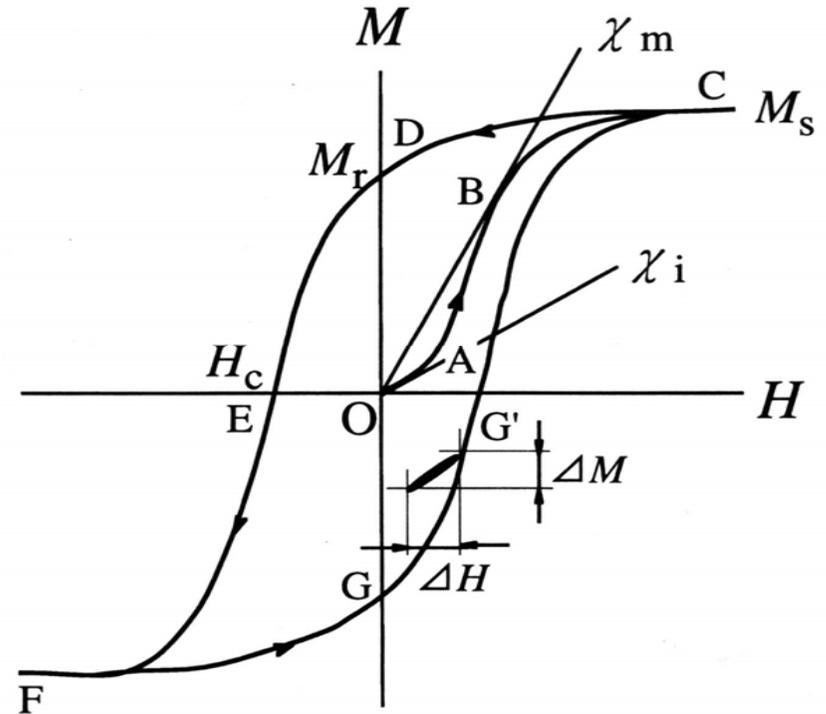
- ハイゼンベルグ模型 $H_{\text{ex}} = -2J_{12}S_1S_2$
- J が正であれば相互作用は強磁性的、負であれば反強磁性的
- 交換積分の起源
 - 隣接原子のスピンの直接交換 (direct exchange)
 - 酸素などのアニオンのp電子軌道との混成を通してスピンの同士がそろえあう超交換 (superexchange)
 - 伝導電子との相互作用を通じてそろえあう間接交換 (indirect exchange)
 - 電子の移動と磁性とが強く結びついている二重交換相互作用 (double exchange)

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

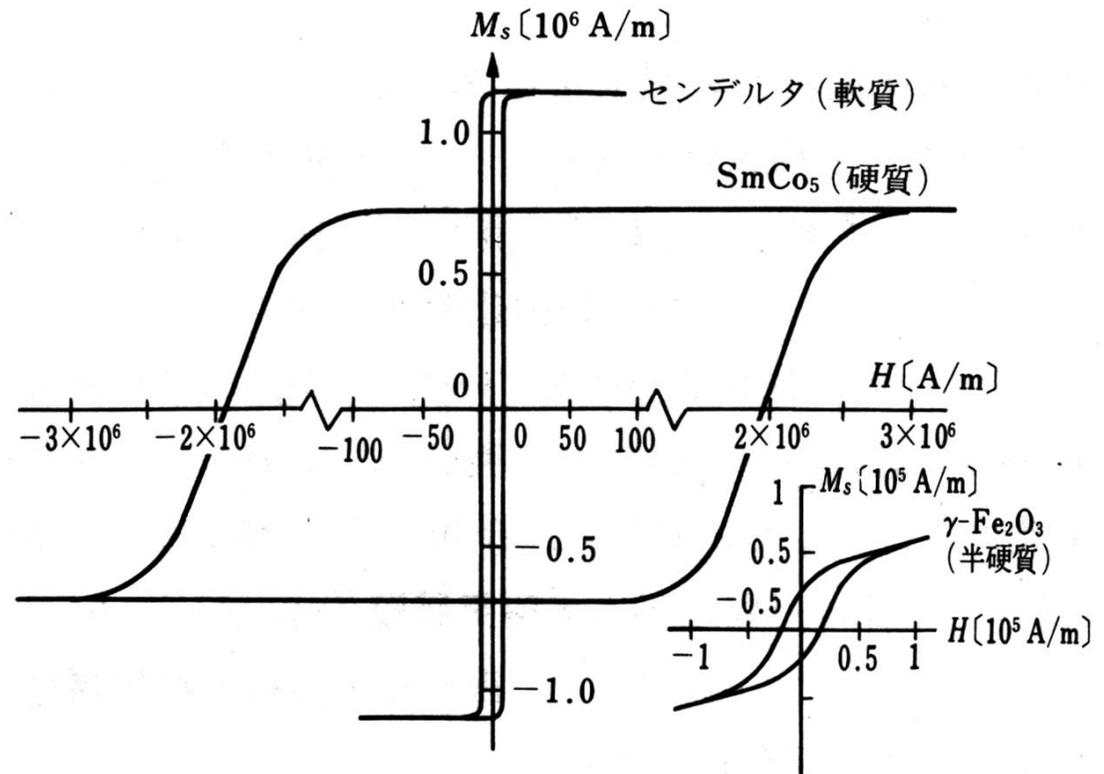
- 磁化が外部磁界に対しヒステリシスを示す。
- $O \rightarrow B \rightarrow C$: 初磁化曲線
- $C \rightarrow D$: 残留磁化
- $D \rightarrow E$: 保磁力
- $C \rightarrow D \rightarrow E \rightarrow F \rightarrow G \rightarrow C$: ヒステリシスループ



(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: 半硬質磁性体
 - 磁気記録媒体
- H_C 大: 硬質磁性体
 - 永久磁石



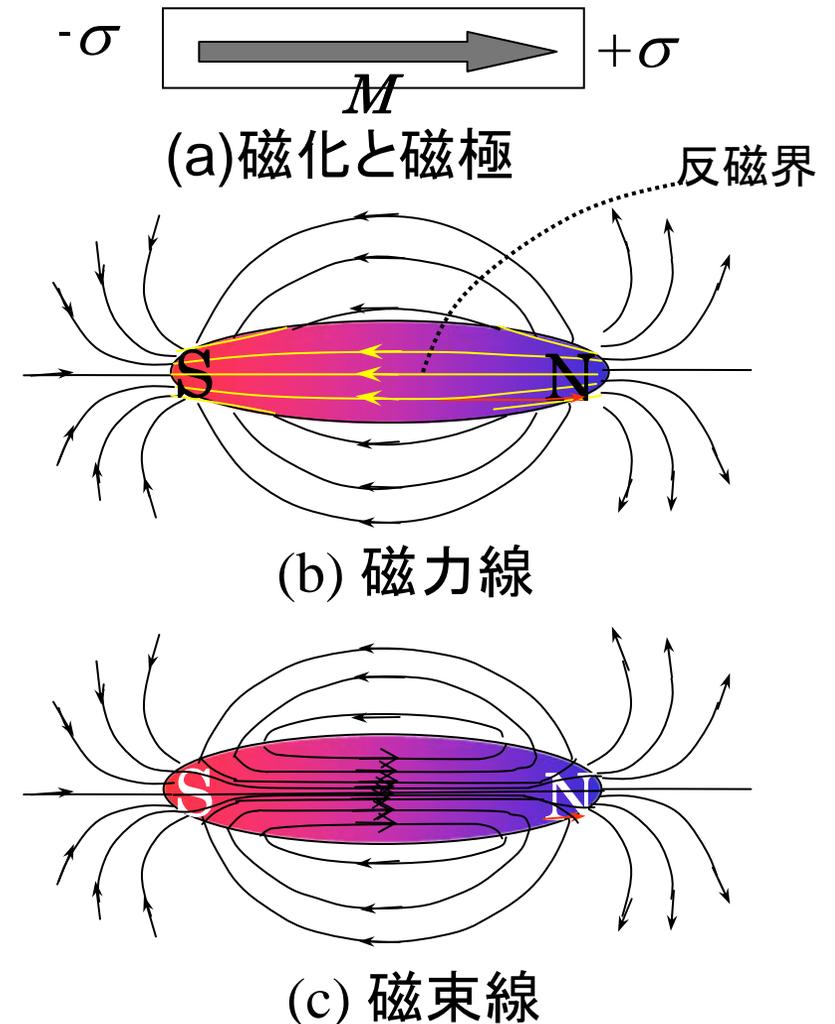
なぜ初磁化状態では磁化がないのか：

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**反磁界**といいます。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ります。
- 磁化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、反磁界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

反磁界(demagnetization field)

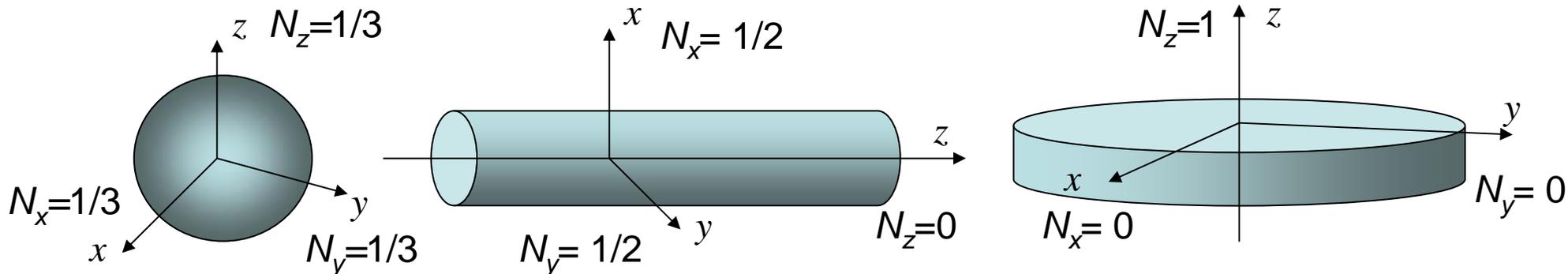
- 磁性体表面の法線方向の磁化成分を M_n とすると、表面には単位面積あたり $\sigma = M_n$ という大きさの磁極(Wb/m²)が生じる。
- 磁極からはガウスの定理によって全部で σ / μ_0 の磁力線がわき出す。このうち反磁界係数 N を使って定義される磁力線 NM は内部に向かっており、残りは外側に向かっている。すなわち磁石の内部では、 M の向きとは逆方向の**反磁界**が存在する。
- 外部では磁束線は磁力線に一致する。



反磁界係数 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 $H_{\text{eff}} = H_{\text{ex}} - NM / \mu_0$

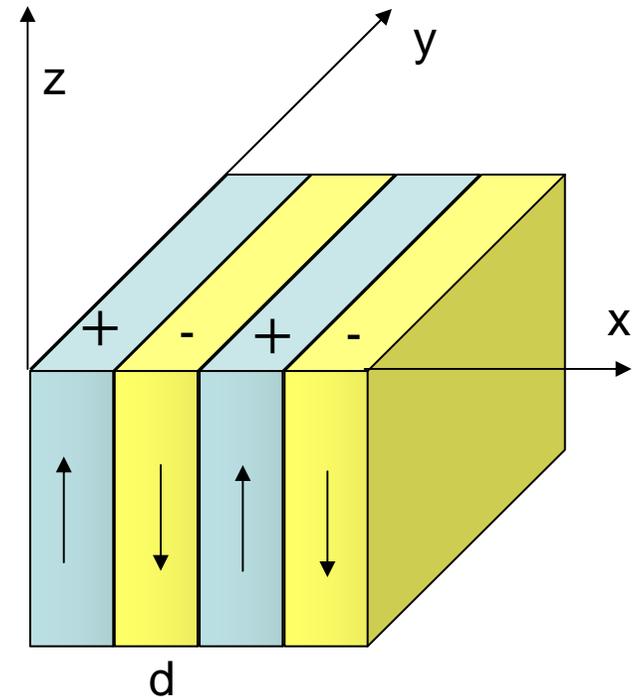


反磁界と静磁エネルギー

- 磁化 M が反磁界 $-H_d$ 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。
- 一様な磁界 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。 $H=-H_d$ を代入すると反磁界によるポテンシャルの増加は
 $U=M \cdot H_d$

表面磁極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
- 磁極の表面密度 ω
 $=|S| \quad 2md < x < (2m+1)d$
 $=-|S| \quad (2m+1)d < x < 2(m+1)d$
- 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

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

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

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

- 単位表面積あたりの静磁エネルギー

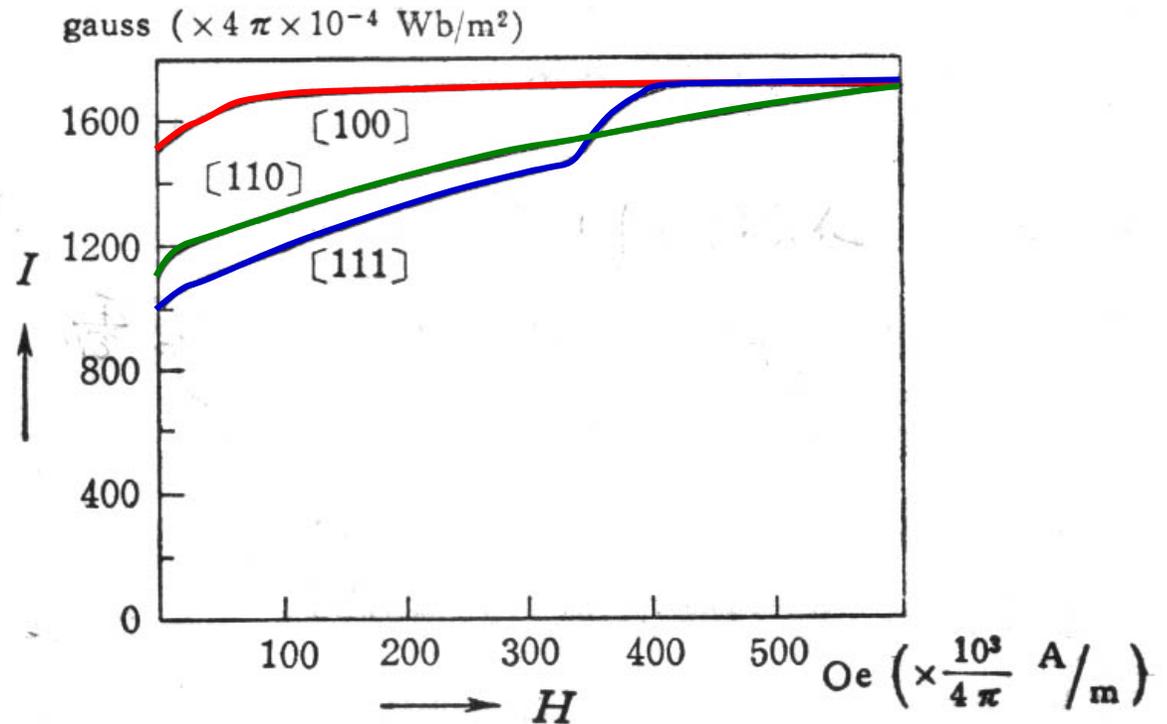
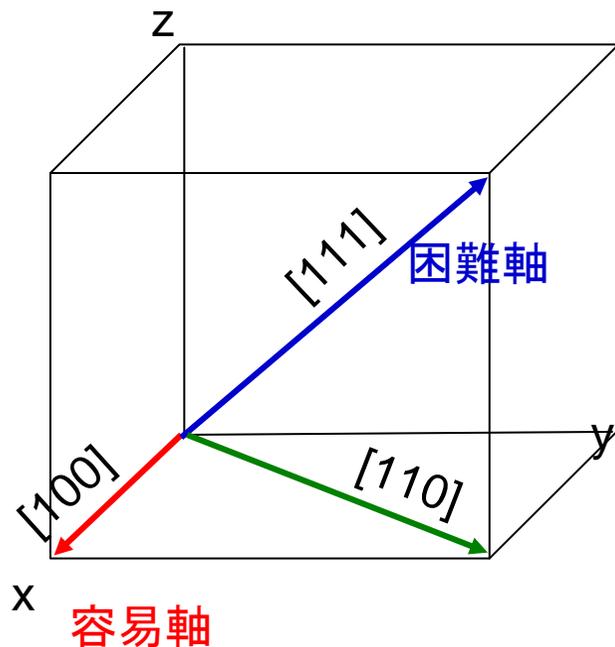
$$\begin{aligned} \varepsilon &= (2I_s^2 / \pi^2 \mu_0) \sum_n (1/n^2) \int_0^d \sin n(\pi/d)x \\ &= (2I_s^2 d / \pi^2 \mu_0) \sum_{n=odd} (1/n^3) = 5.40 \times 10^4 I_s^2 d \end{aligned}$$

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界係数で、**形状磁気異方性**と呼ばれます。反磁界によるエネルギーの損を最小化することが原因です。
- このほかの原因として重要なのが**結晶磁気異方性**です。結晶磁気異方性というのは、磁界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す。
- 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。

結晶磁気異方性

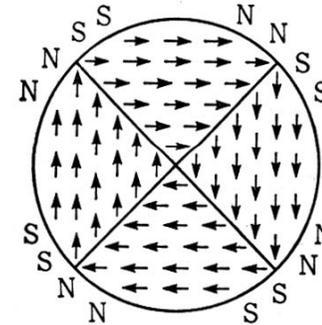
- 磁化しやすさは、結晶の方位に依存する。
- 鉄は立方晶であるが、[100]が容易軸、[111]は困難軸



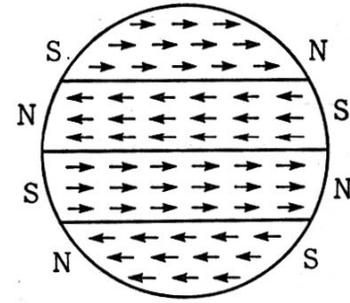
6-20 図 鉄単結晶の磁化曲線

円板磁性体の磁区構造

- 全体が磁区に分かれることにより、全体の磁化がなくなっている。これが初磁化状態である。
- 磁区の内部では磁化は任意の方向をランダムに向いている訳ではない。
- 磁化は、結晶の方位と無関係な方向を向くことはできない。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(たとえばFeでは[001]方向および等価な方向)を向く性質がある。
- [001]容易軸では図のように(001)面内では[100][010] [-100][0-10]の4つの方向を向くので90°磁壁になる。
- [111]容易軸では



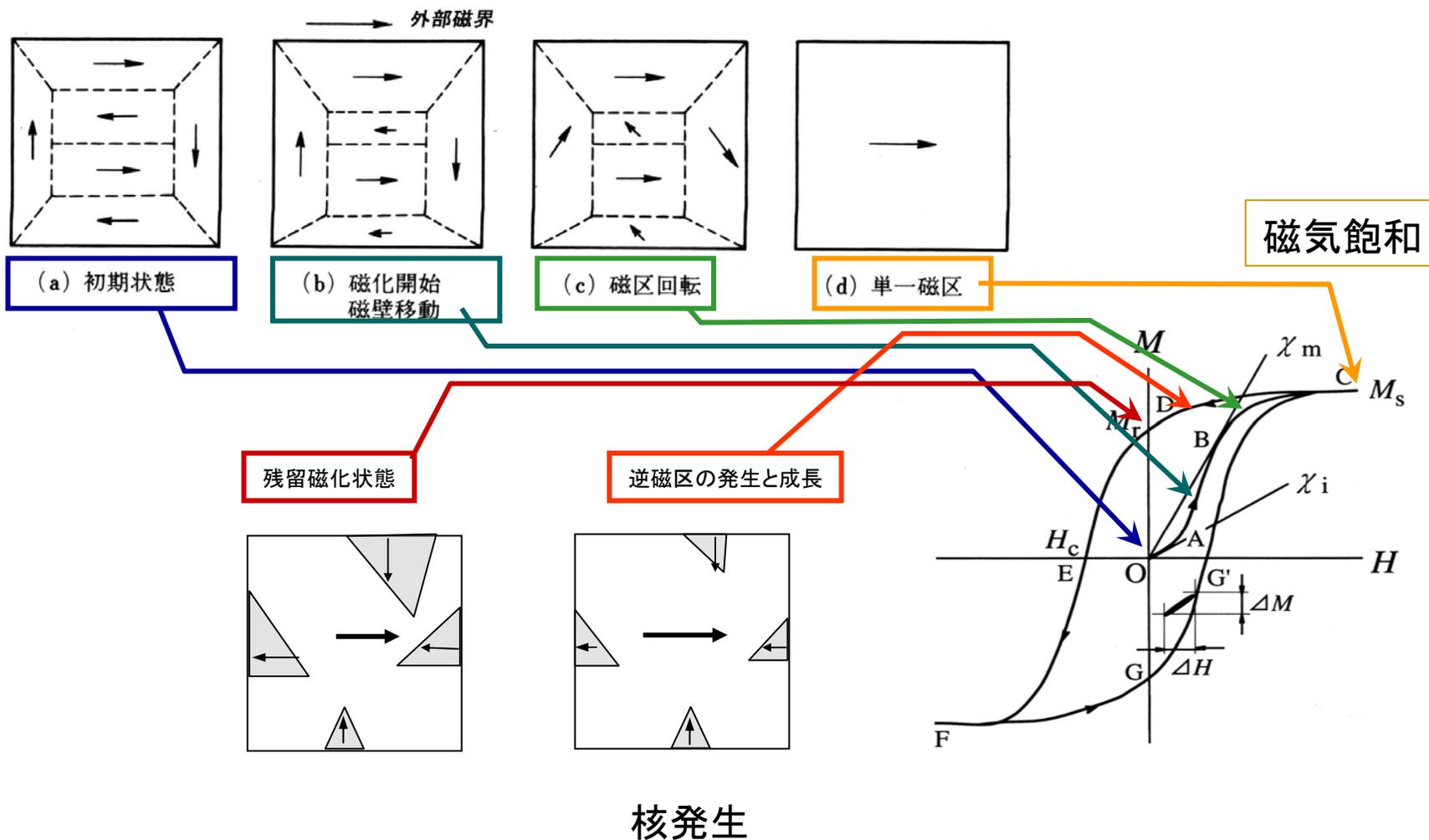
(a) 磁気異方性の大きい立方晶円板の磁区構造



(b) 磁気異方性の大きい一軸晶円板の磁区構造

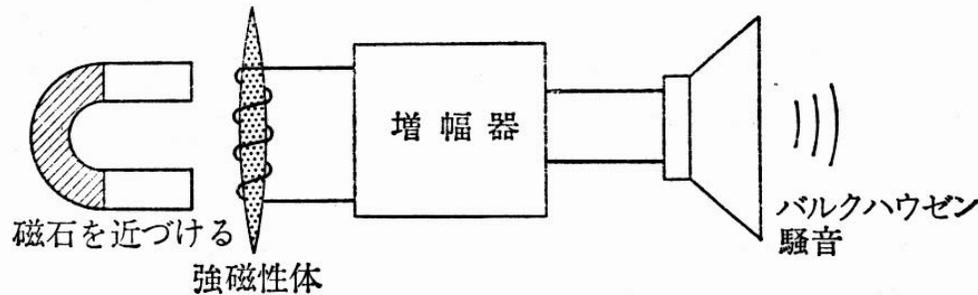
(近角：強磁性体の物理)

ヒステリシスと磁区

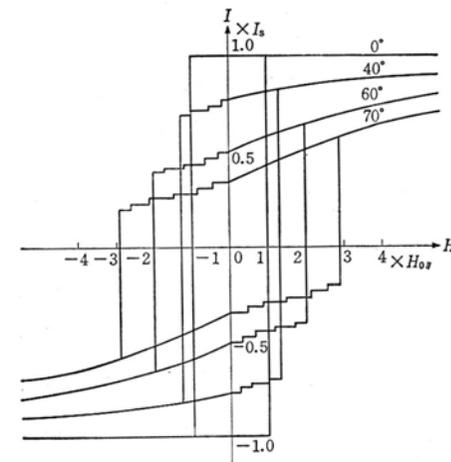


磁区の概念の歴史

- 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

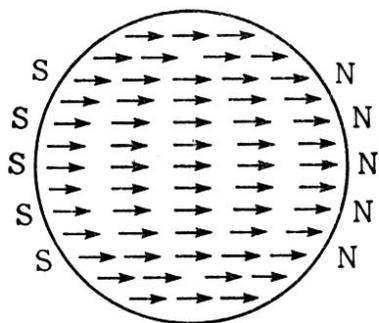


一軸異方性多磁区粒子の磁壁移動と可逆回転磁化による磁化曲線

マイクロマグネティクス micromagnetics

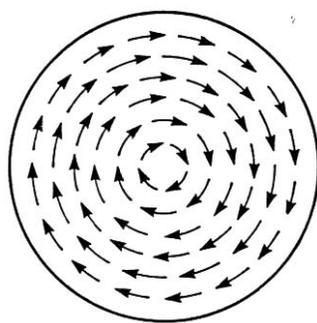
- 自発磁化をもつ強磁性体が有限な形状をもつときに、その内部のスピン分布を第1原理から解く計算手法[W.F.Brown, Jr.; J. Appl. Phys. 11, 160 (1940), Phys. Rev. 58, 736 (1940)]
- 安定なスピン分布は、静磁エネルギー U_{mag} 、交換エネルギー U_{ex} 、磁気異方性エネルギー U_{a} 、磁気弾性エネルギー U_{el} の総和
$$U = U_{\text{mag}} + U_{\text{ex}} + U_{\text{a}} + U_{\text{el}}$$
を極小にすることによって与えられる。

マイクロマグネティクスによる磁区構造



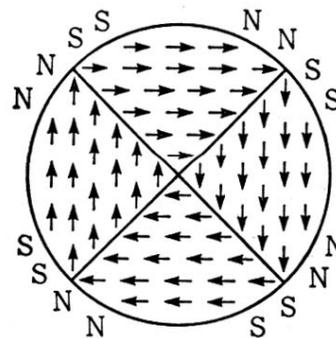
一様に磁化した円板

磁極が生じ静磁エネルギーが上がる



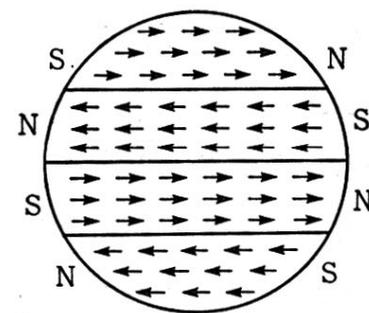
磁極を作らないスピン分布

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

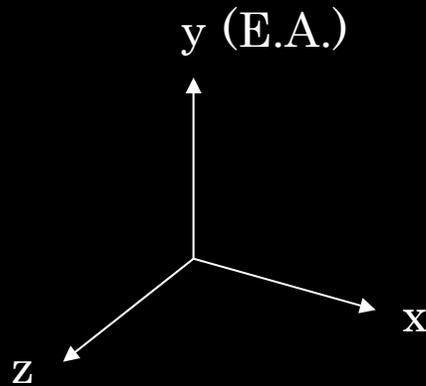
LLGシミュレーション

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = |\gamma| (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}) + \frac{\sigma}{M_s} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}$$

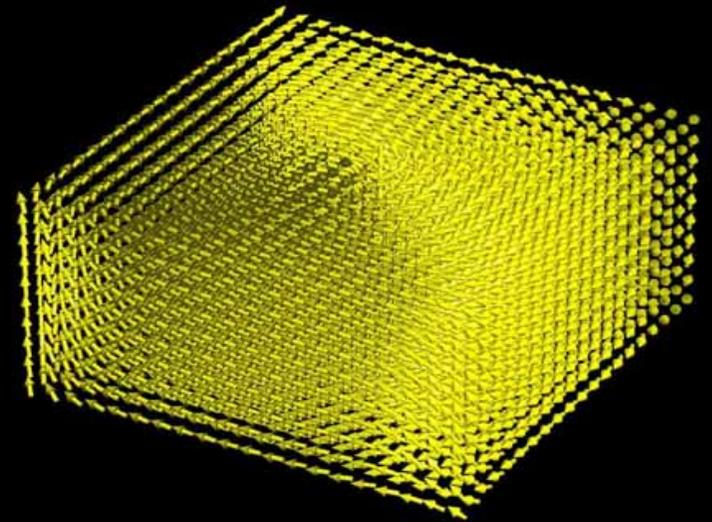
- σ : Damping constant
- H_{eff} : Effective field
- M_s : Saturation magnetization
- $M_s = |\mathbf{M}|$,

$$\mathbf{M} \cdot \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = 0$$

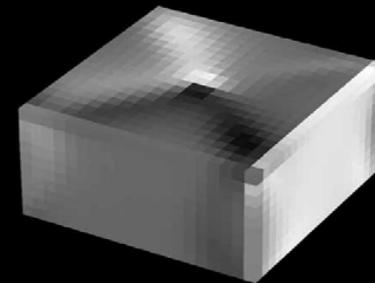
Micromagnetic simulation using LLG



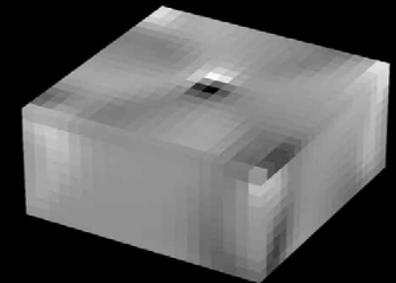
$$H_y = 10 \text{ kOe} \rightarrow 0 \text{ Oe}$$



Saturation magnetization (Ms)	800 emu/cm ³
Exchange field (A)	1 × 10 ⁻⁶ erg/cm ³
Anisotropic constant (Ku)	1000 erg/cm ³
Gyro magnetic constant (γ)	-1.76 × 10 ⁷ rad/(s · Oe)
Damping constant (α)	0.2
Easy axis	Y direction
Dot Size	200 nm × 200 nm × 100 nm
Number of dot	1
Mesh size	10 nm × 10 nm × 10 nm

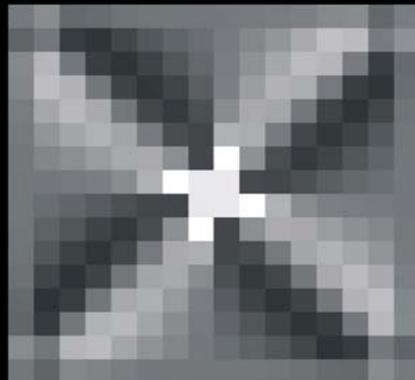
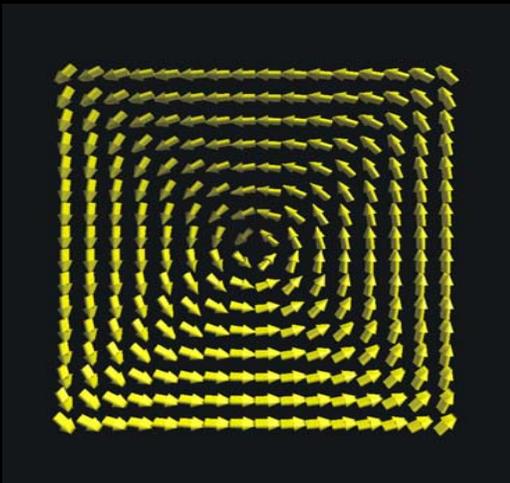


$\text{div} M$

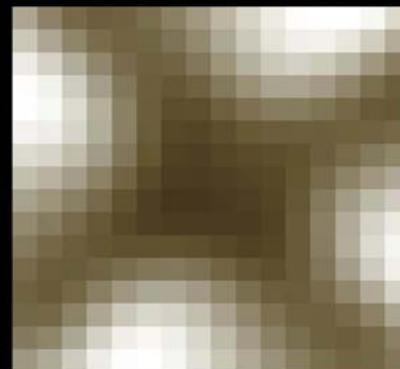
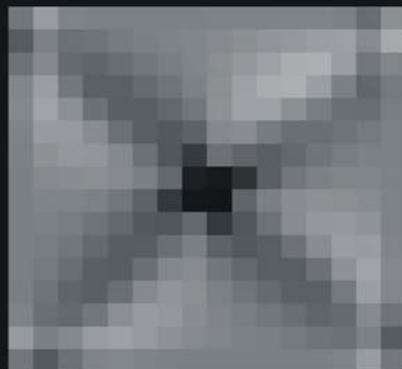
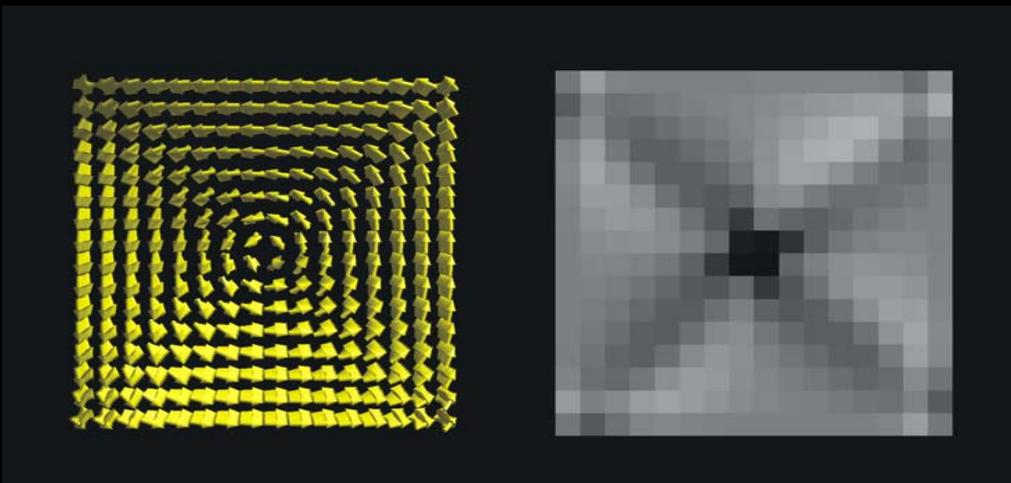


$\text{div} M_y$

200 x 200
x t50 nm



200 x 200
x t100 nm

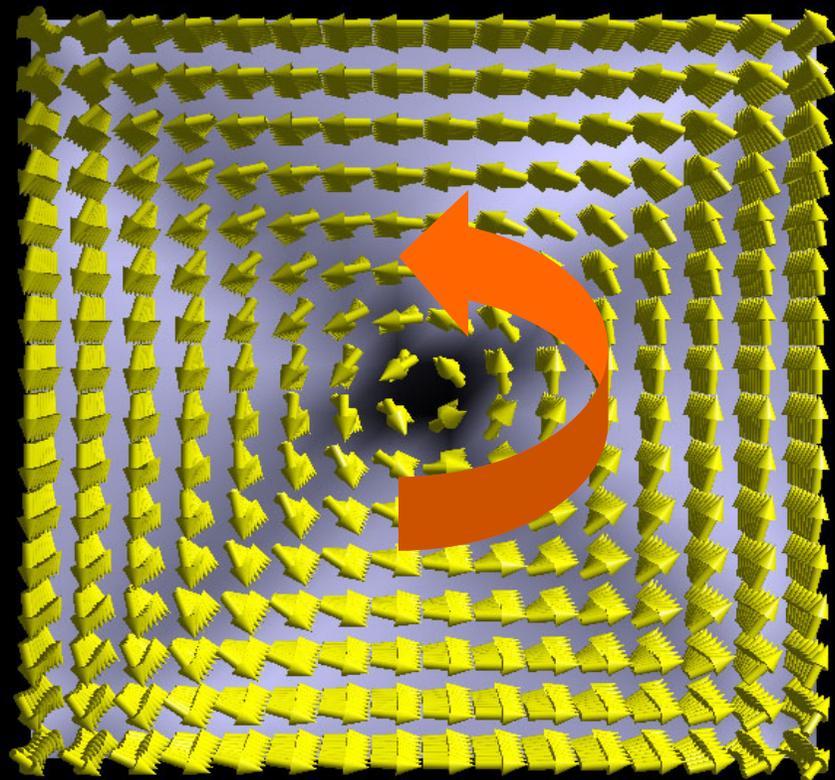


磁化

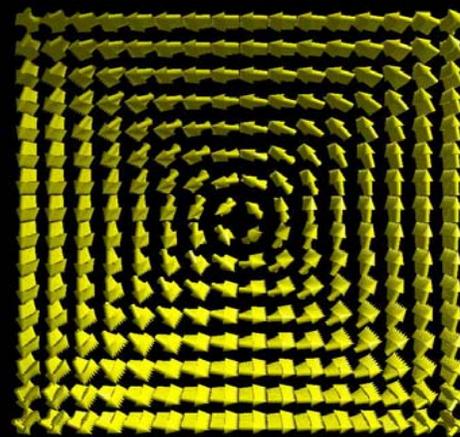
- dv M

平均勾配

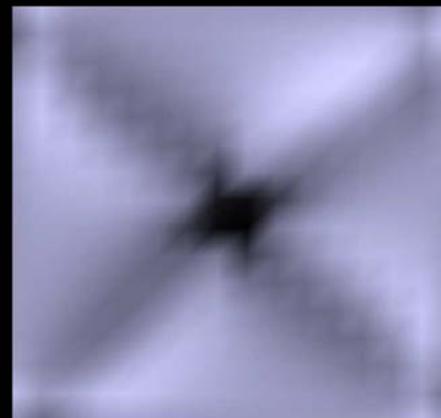
単一ドットの計算



Calculation of a single dot



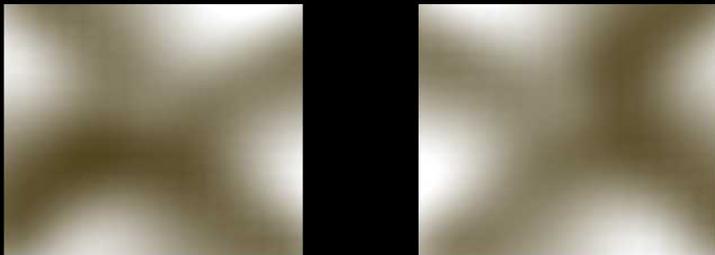
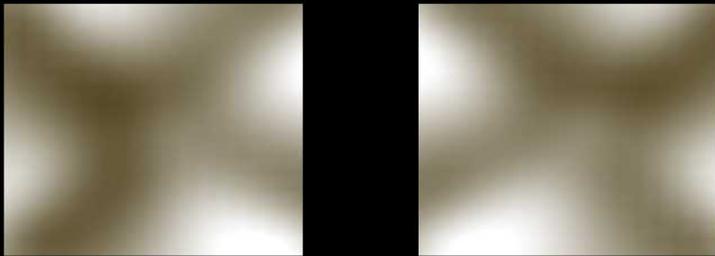
スピン構造



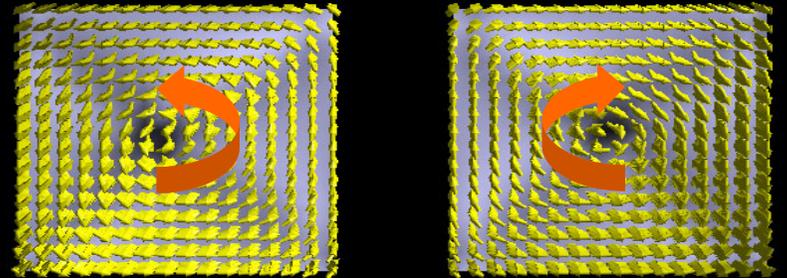
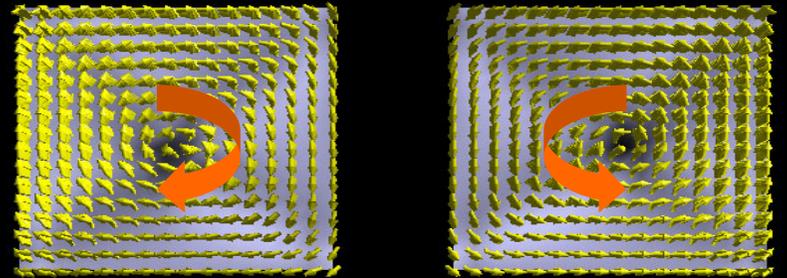
$-\text{divM}$

隣接4ドットの計算

環流磁区の中心の移動

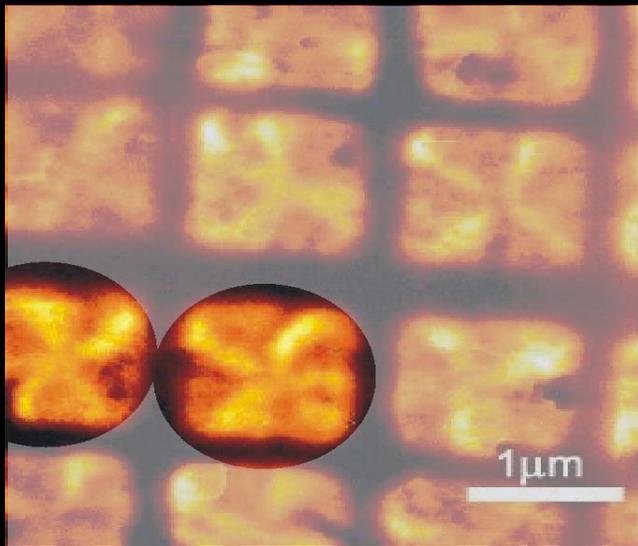


Force gradient image

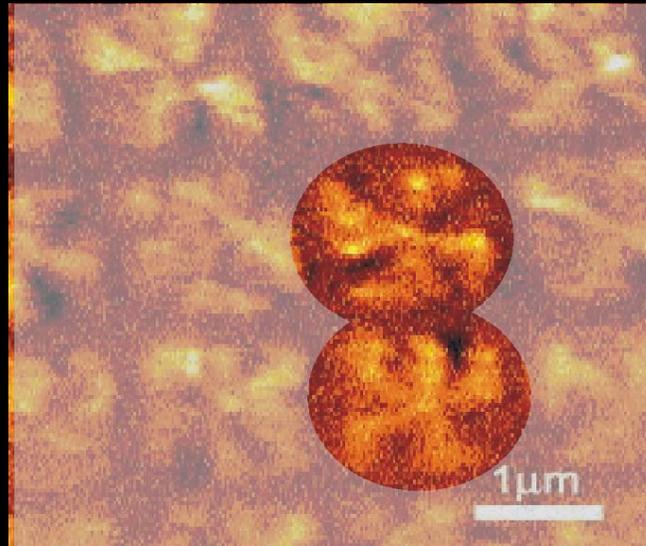


Spin distribution image

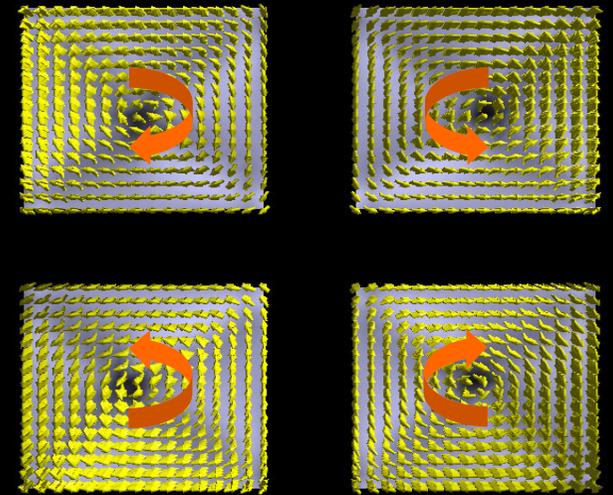
MFM像とスピン分布像の比較



High-moment tip
(CoPtCr/500 Å in Air)



Low-moment tip
(CoPtCr/240 Å in HV)

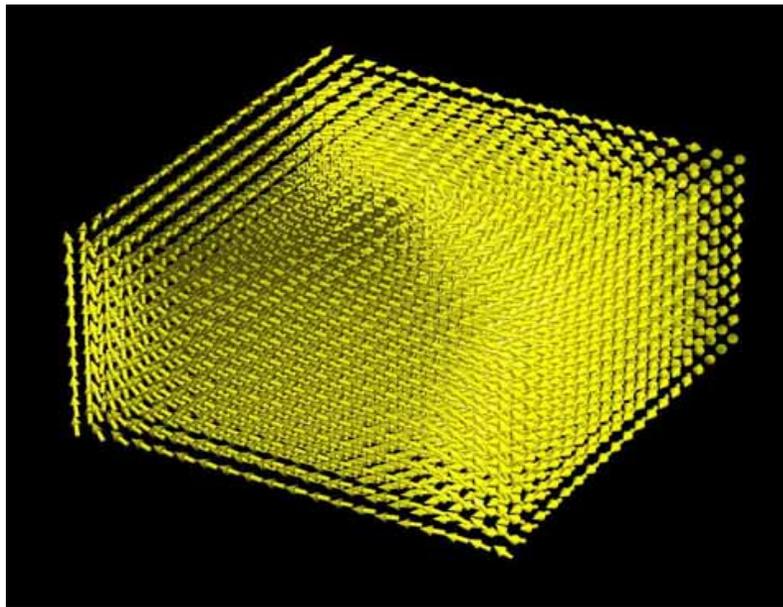


Spin distribution image

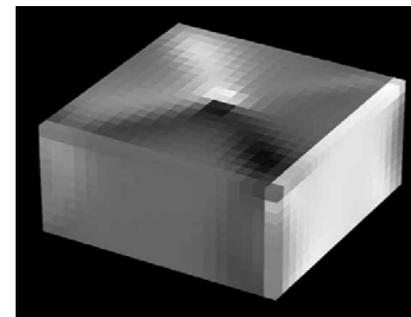
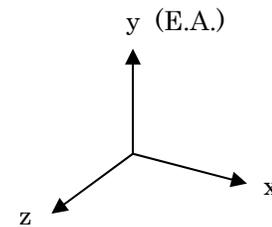
キラリティの反転

Dot model

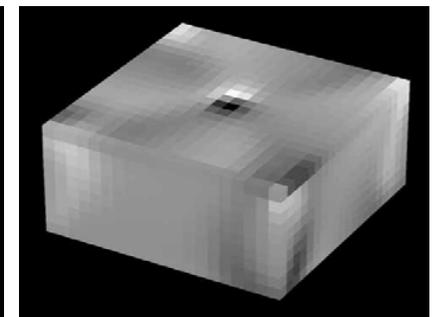
Saturation magnetization (M_s)	800 emu/cm ³
Exchange field (A)	1×10^{-6} erg/cm ³
Anisotropic constant (K_u)	1000 erg/cm ³
Gyro magnetic constant (γ)	-1.76×10^7 rad/(s · Oe)
Damping constant (α)	0.2
Easy axis	Y direction
Dot Size	200 nm × 200 nm × 100 nm
Number of dot	1
Mesh size	10 nm × 10 nm × 10 nm



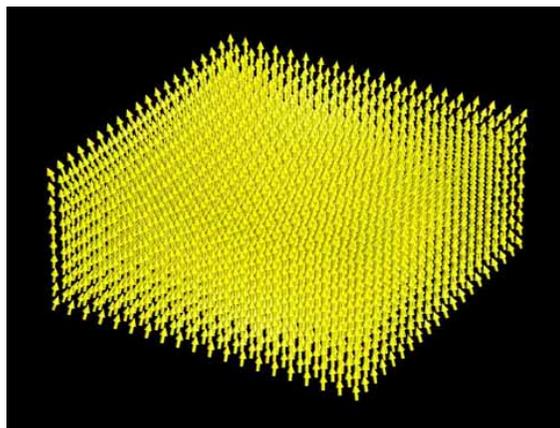
$H_y = 10 \text{ kOe} \rightarrow 0 \text{ Oe}$



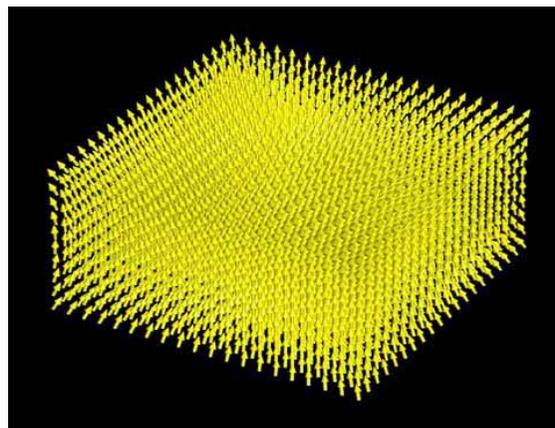
$\text{div} \mathbf{M}$



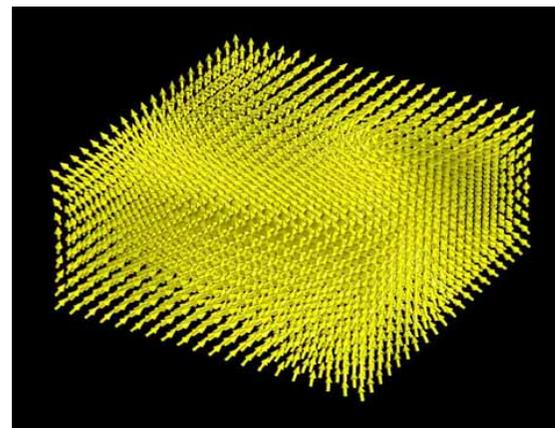
$\text{div} M_y$



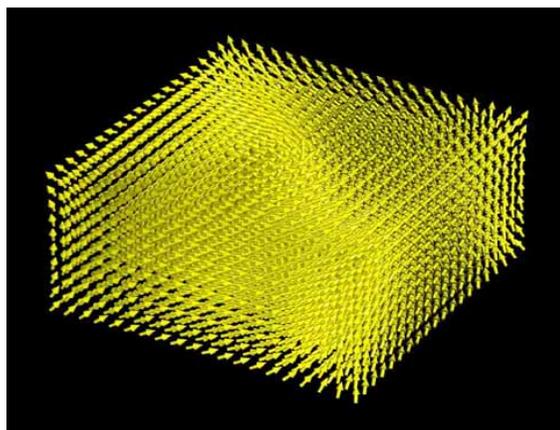
$H_y = 10$ kOe



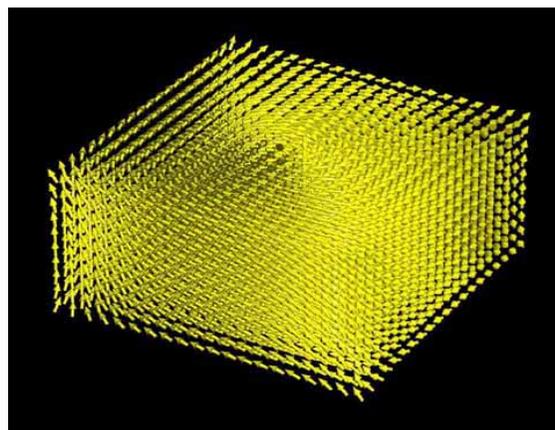
$H_y = 5$ kOe



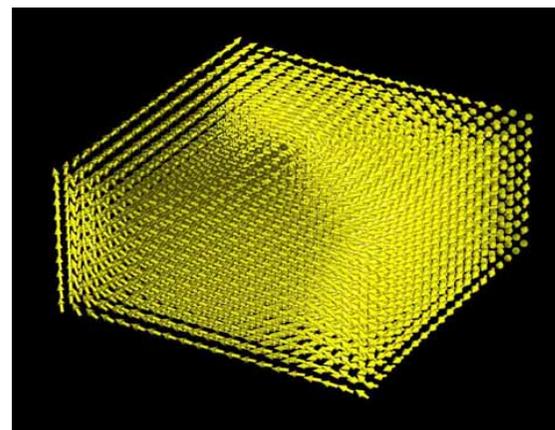
$H_y = 3$ kOe



$H_y = 2$ kOe

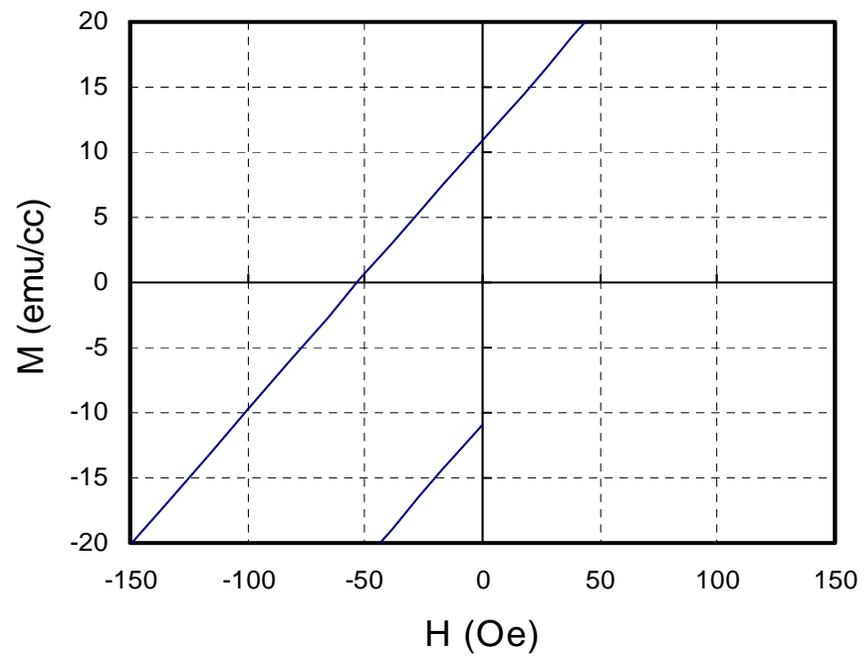
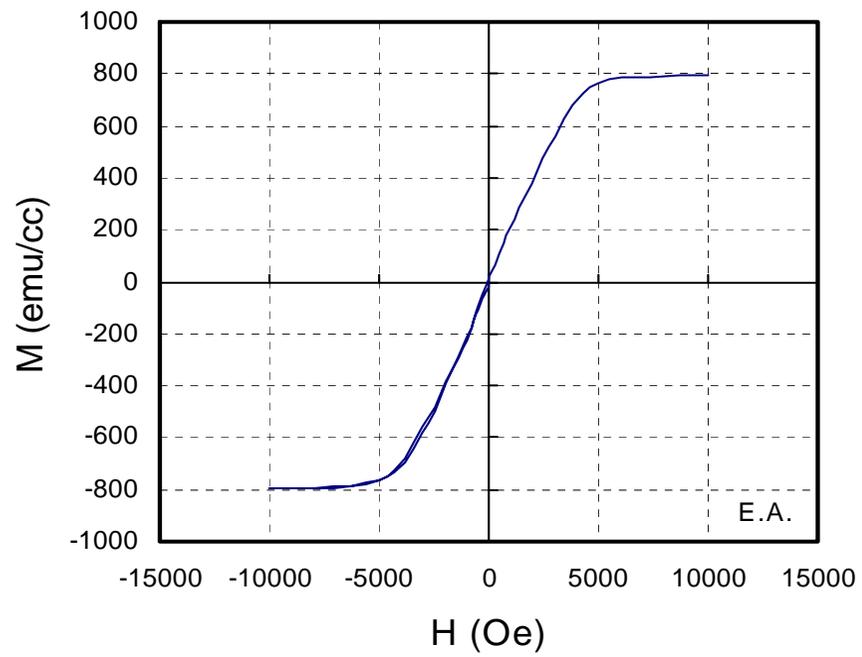


$H_y = 1$ kOe

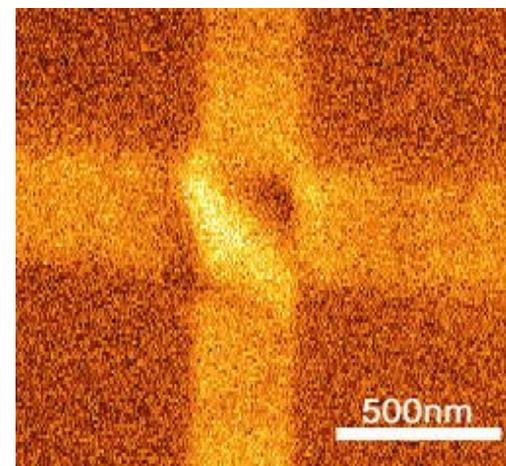
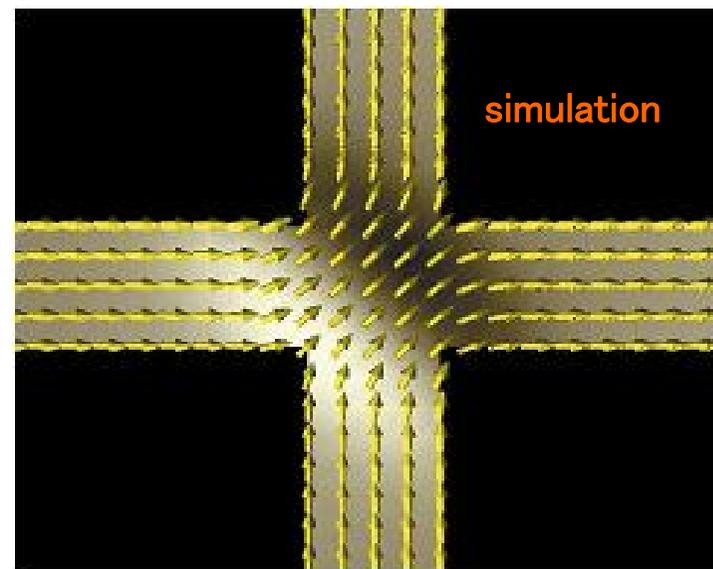
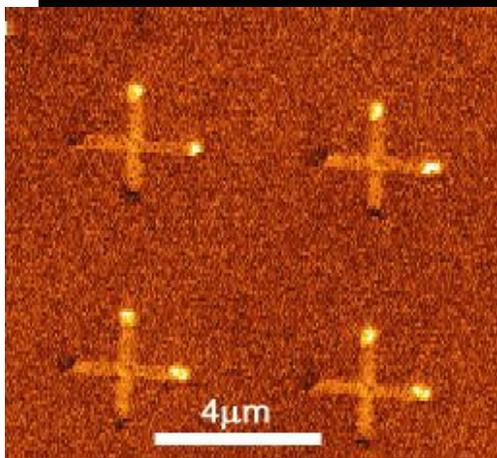
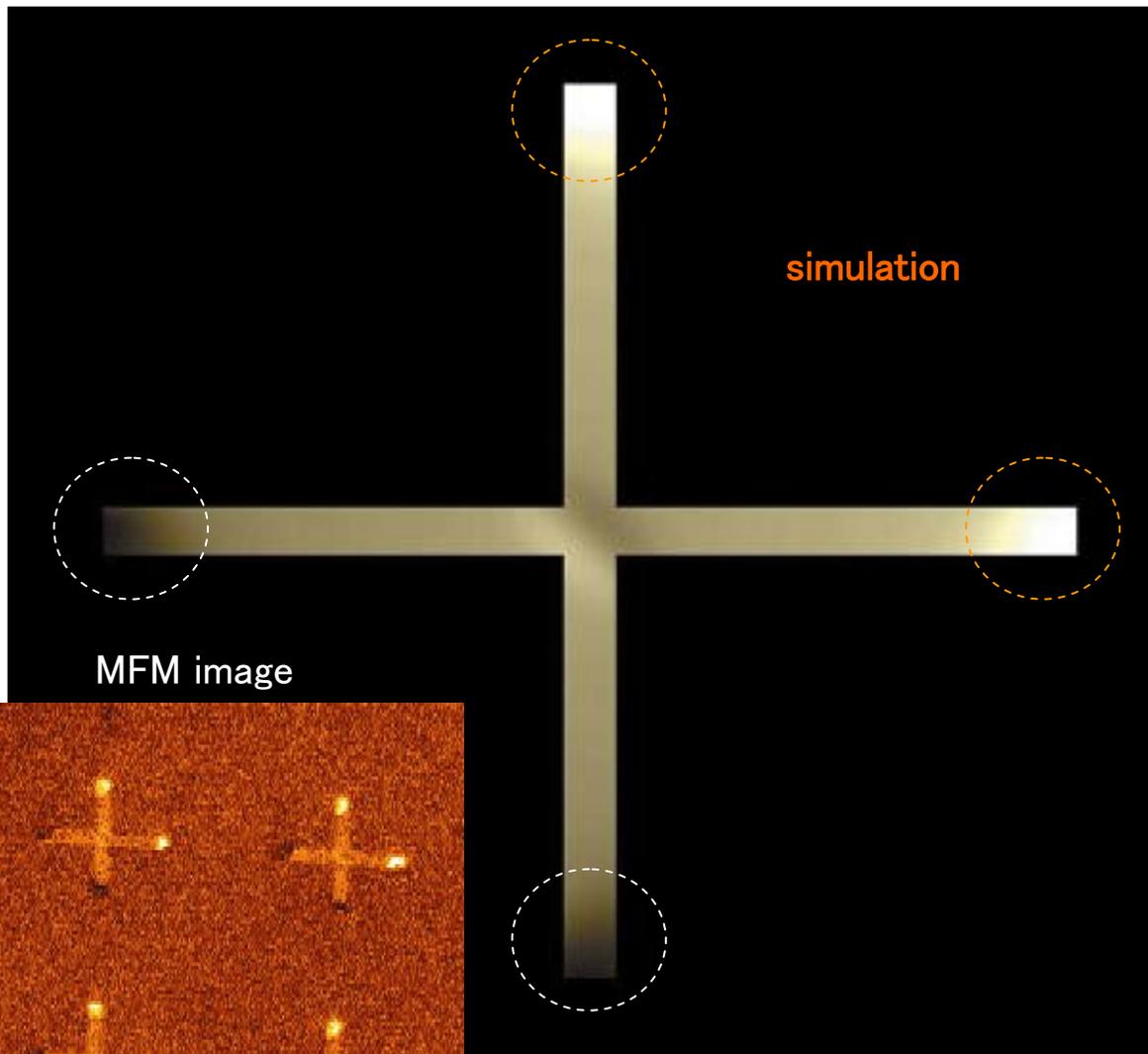


$H_y = 0$ Oe

Dot model



Comparison between MFM images and theoretical cross dots spin structure calculated using LLG equation



磁区の寸法

- 磁区の単位表面積あたりの静磁エネルギー

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

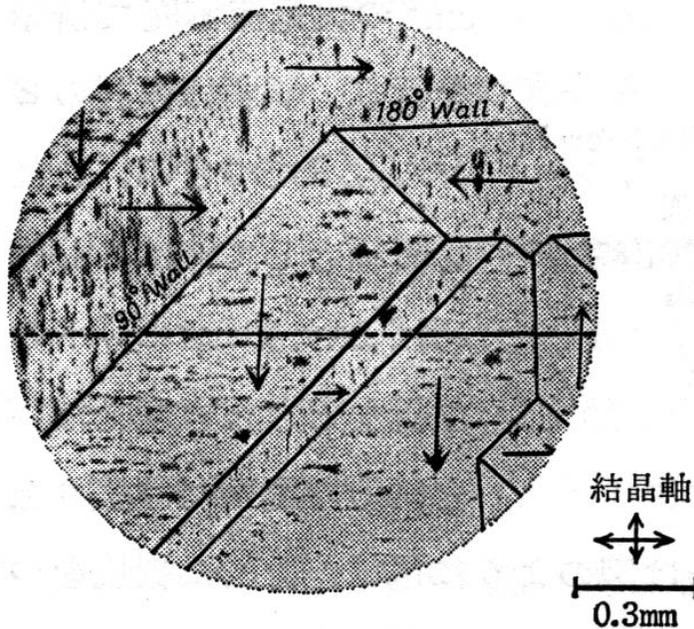
- 磁壁のエネルギー

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

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

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

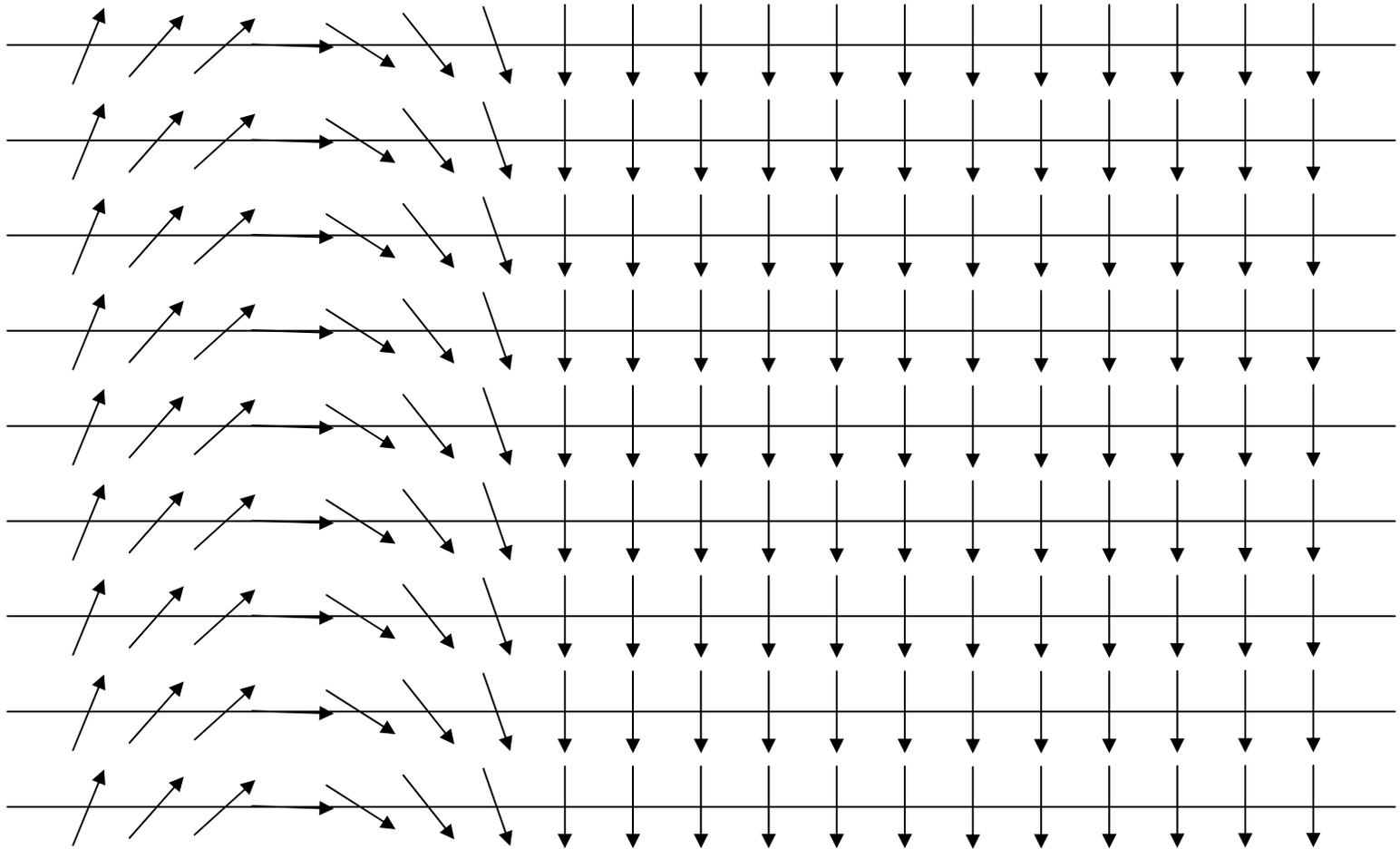
180°磁壁と90°磁壁



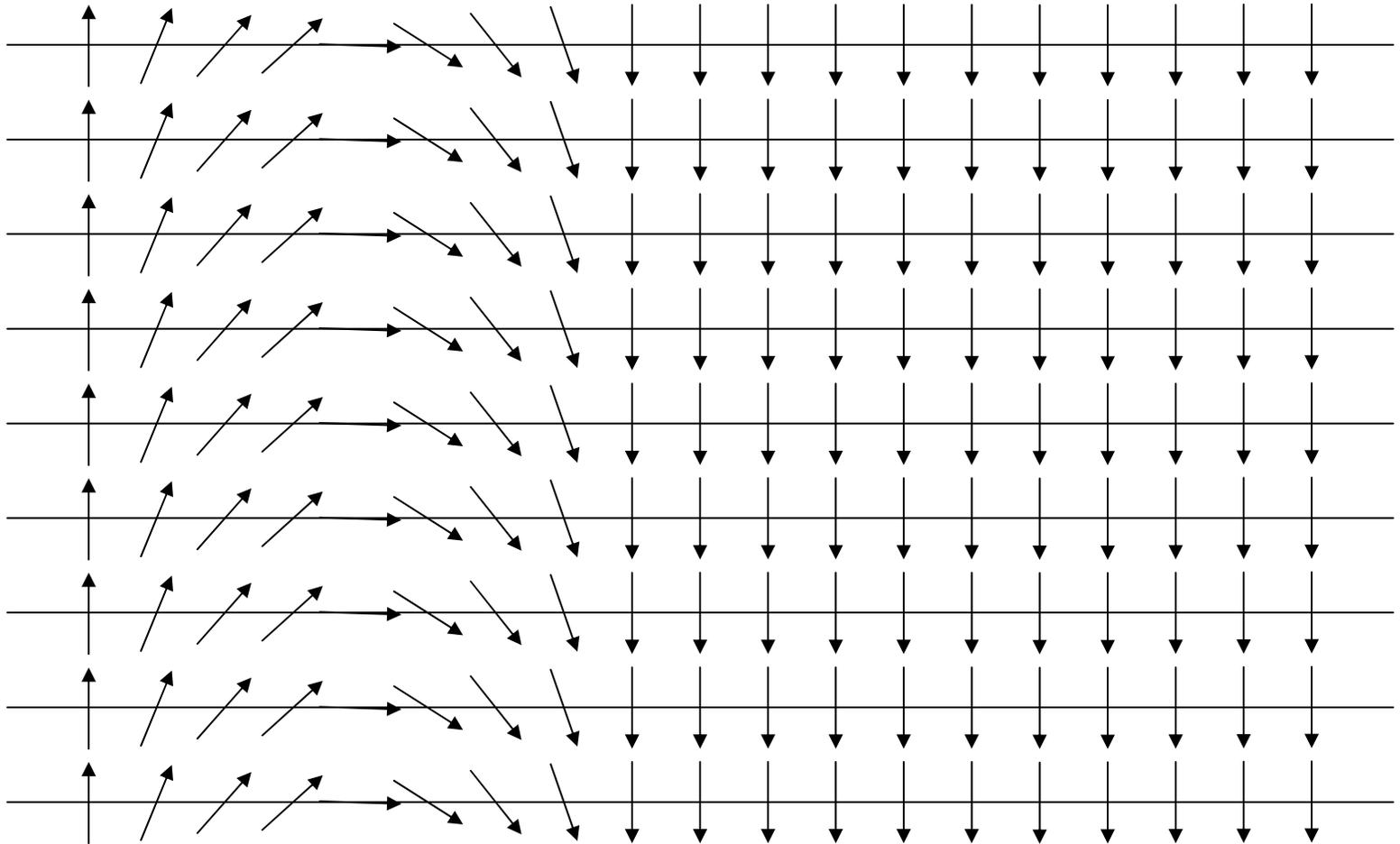
- 180°磁壁: その両側で磁化の向きが180°変化している磁壁
- 90°磁壁: その両側で磁化の向きが90°変化している磁壁

4% Si-Fe 単結晶 (001) 面で観察した磁区図形。磁壁の黒線は墨入れをしてある。中央に水平に入れた線は機械的にひいたすじの見え方を説明するためのもの。

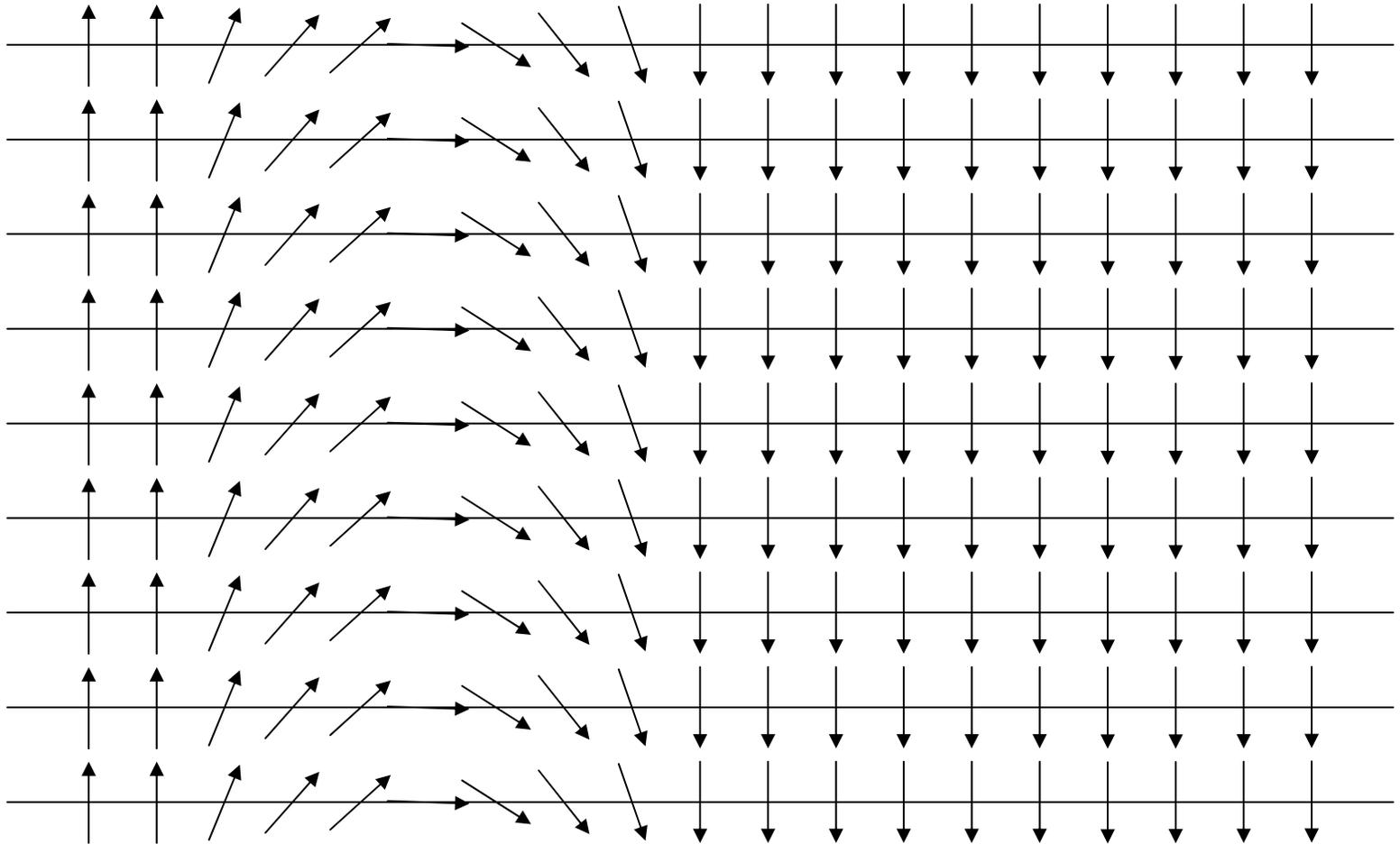
磁壁と磁壁移動



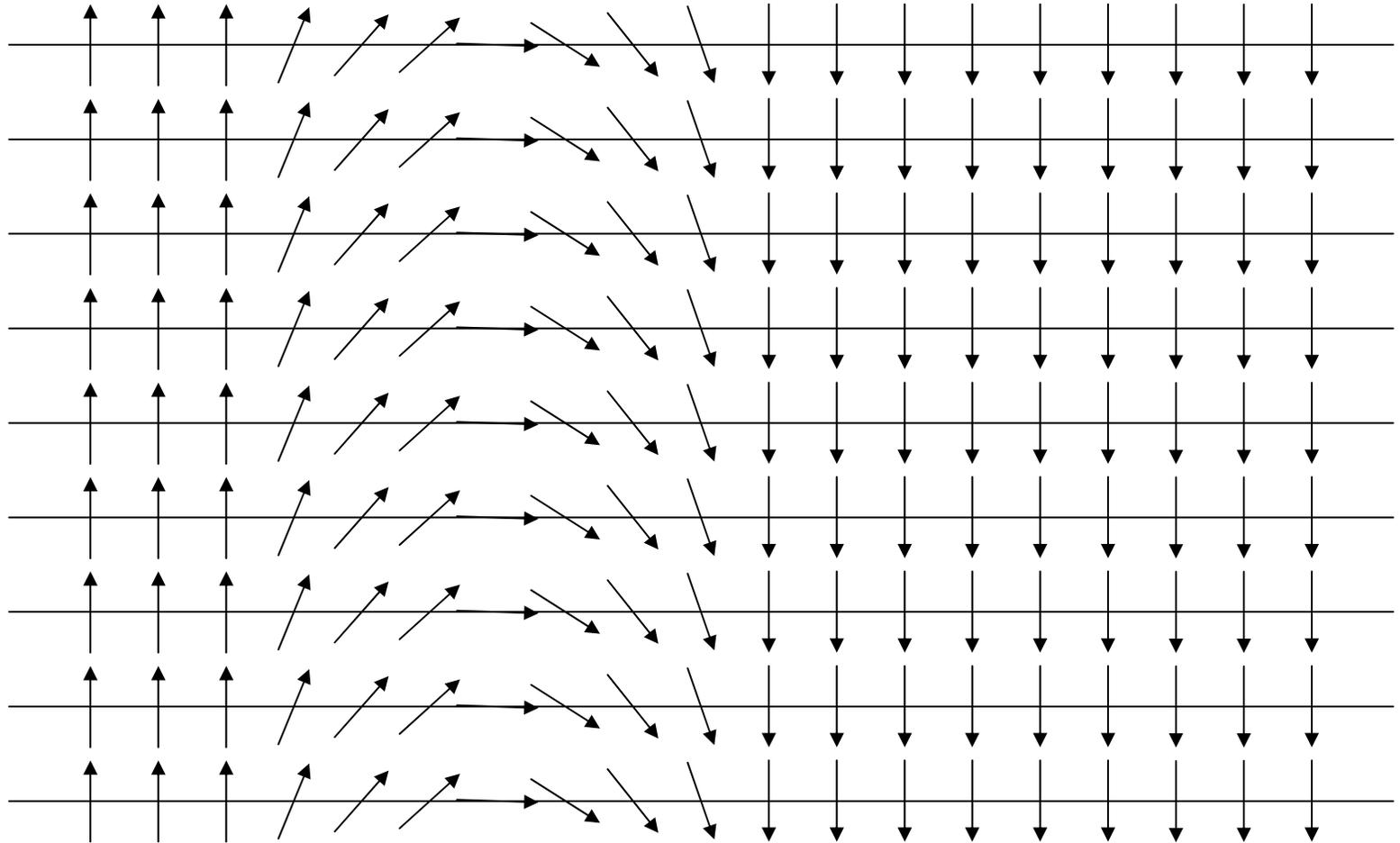
磁壁と磁壁移動



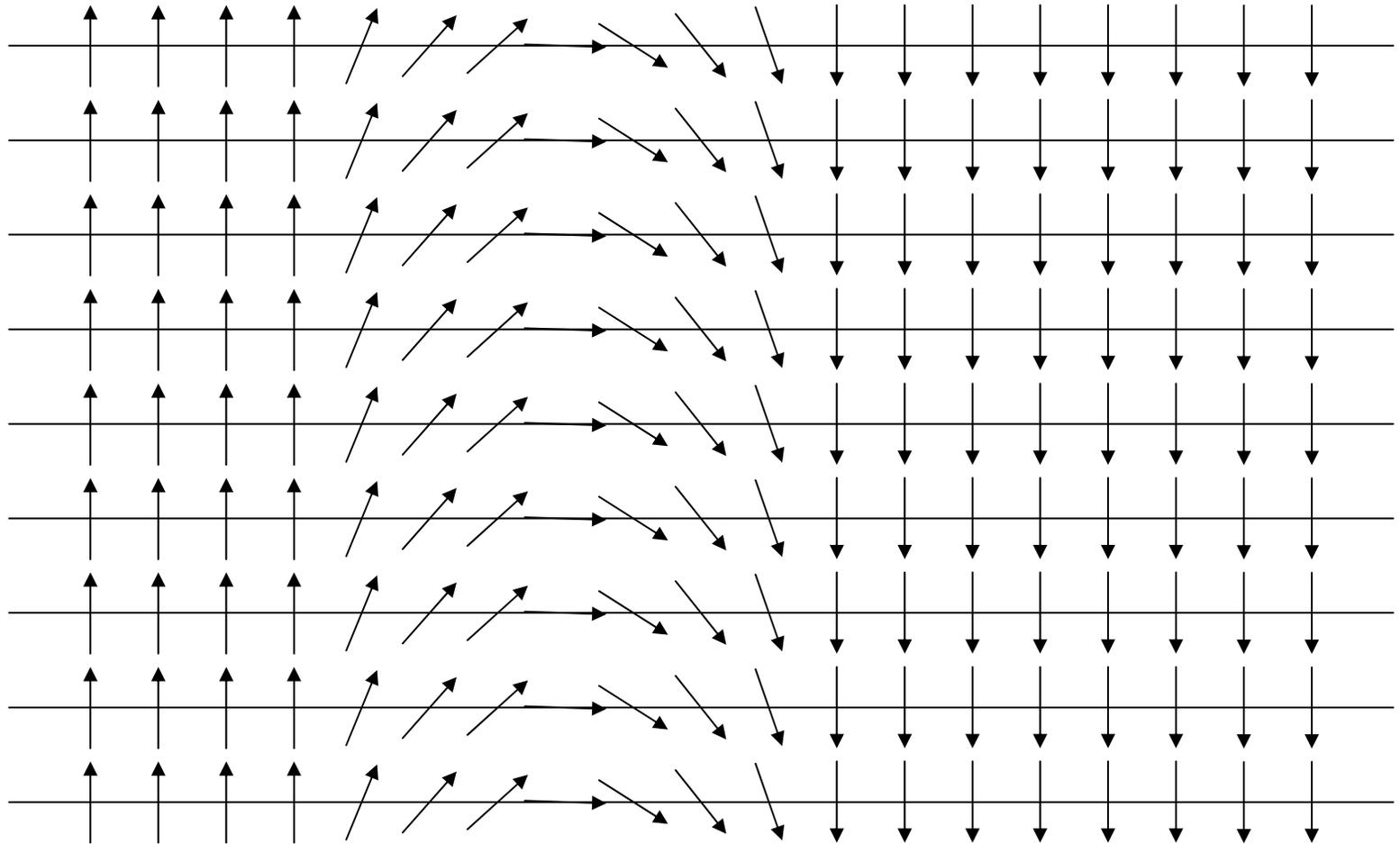
磁壁と磁壁移動



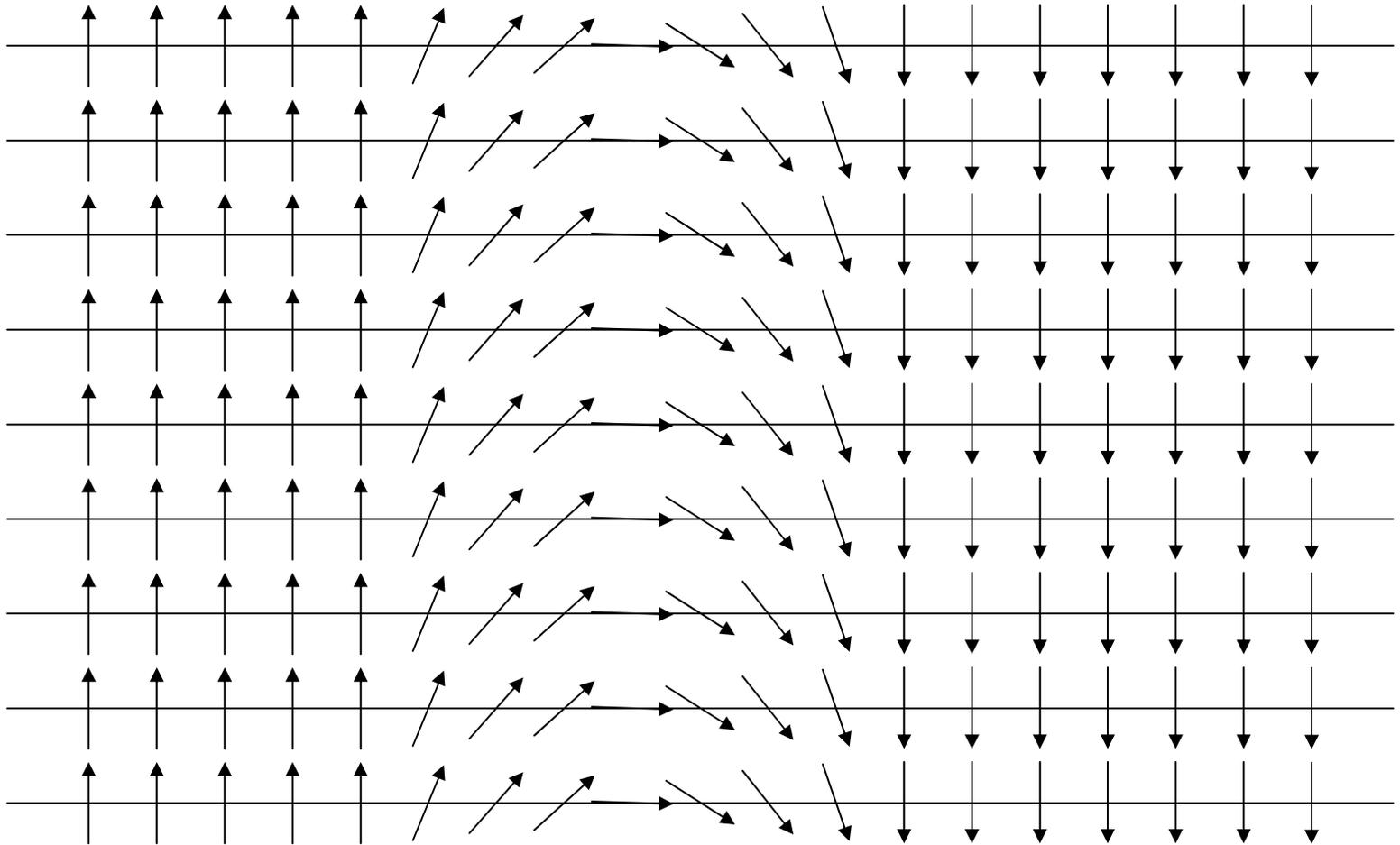
磁壁と磁壁移動



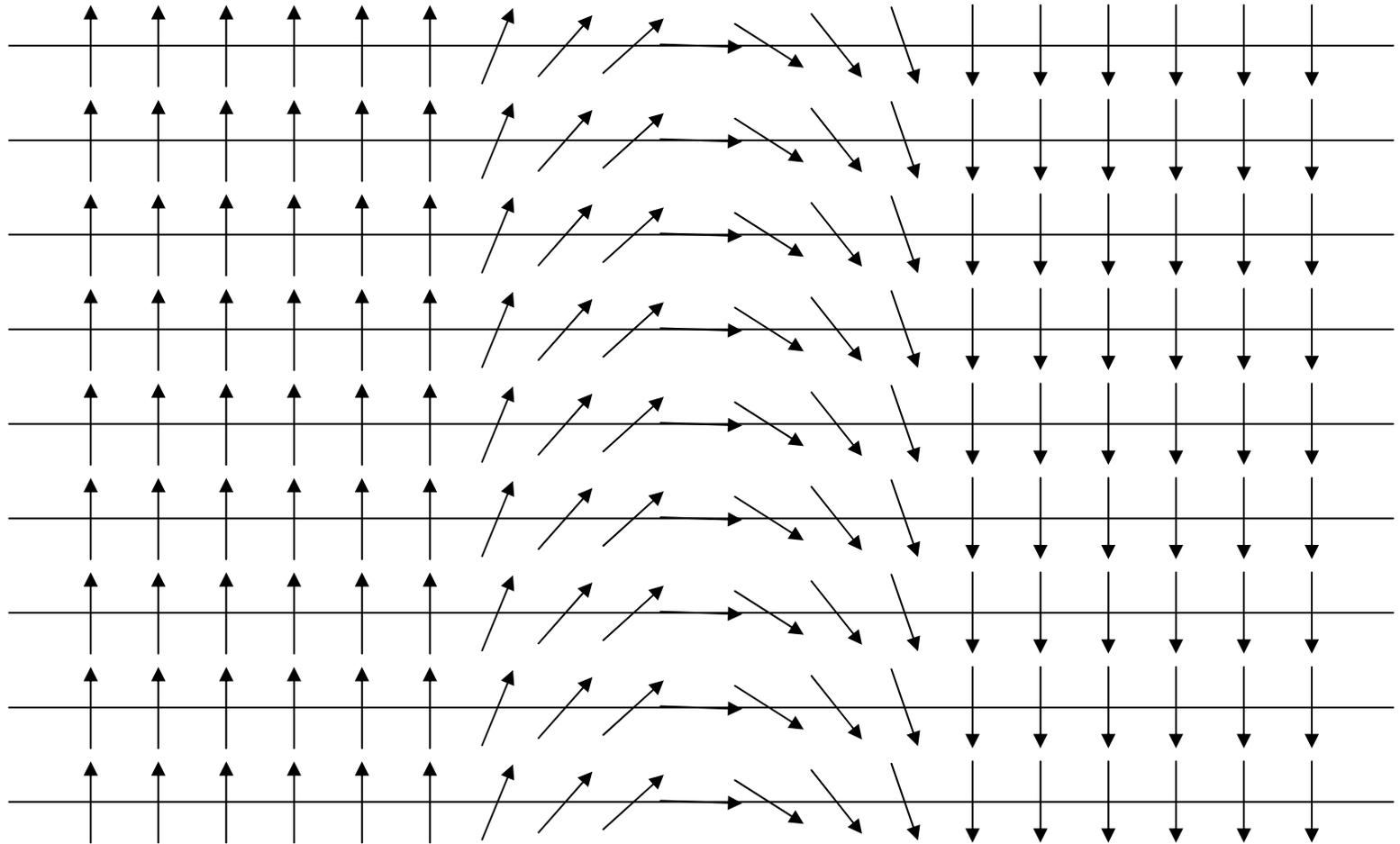
磁壁と磁壁移動



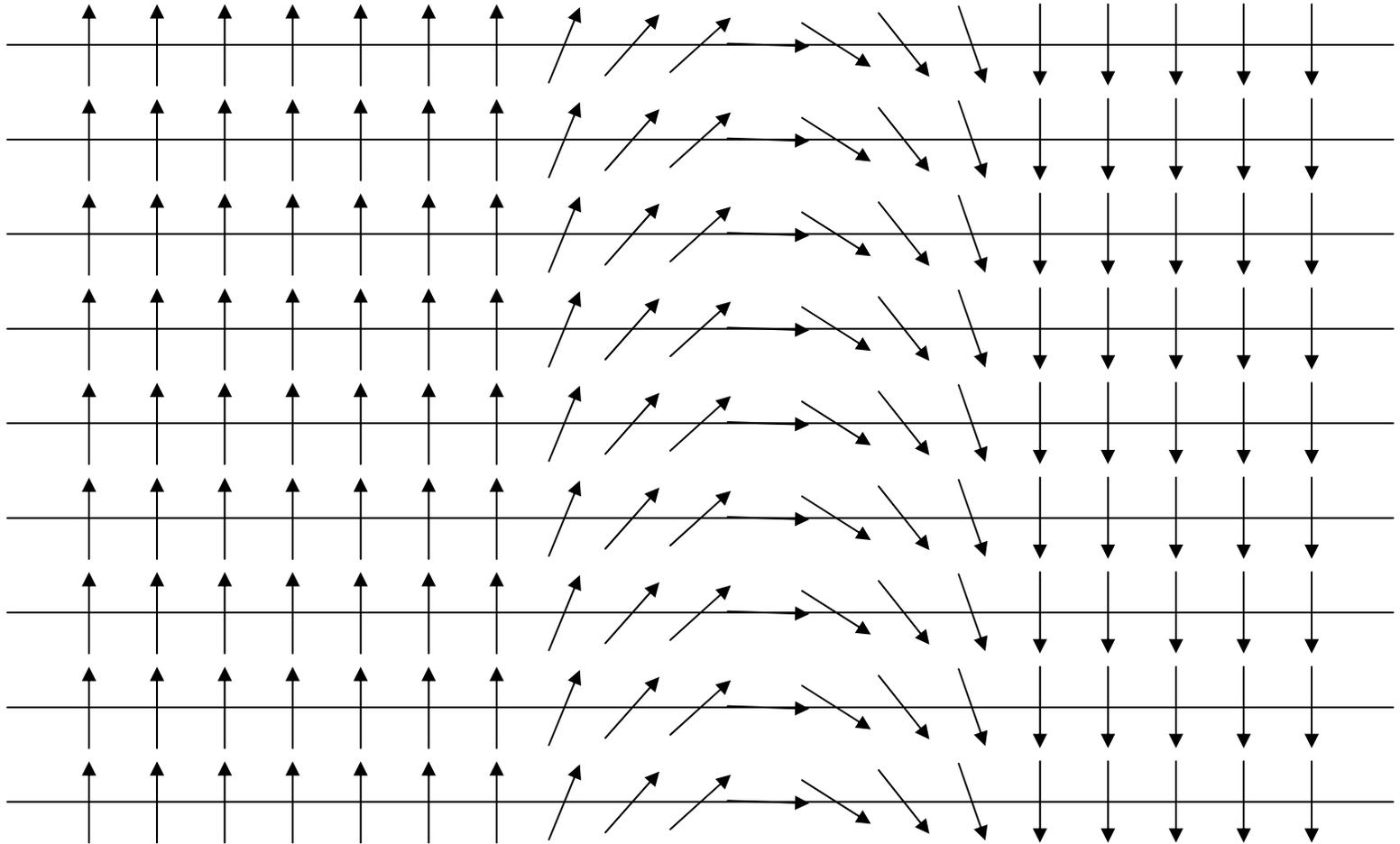
磁壁と磁壁移動



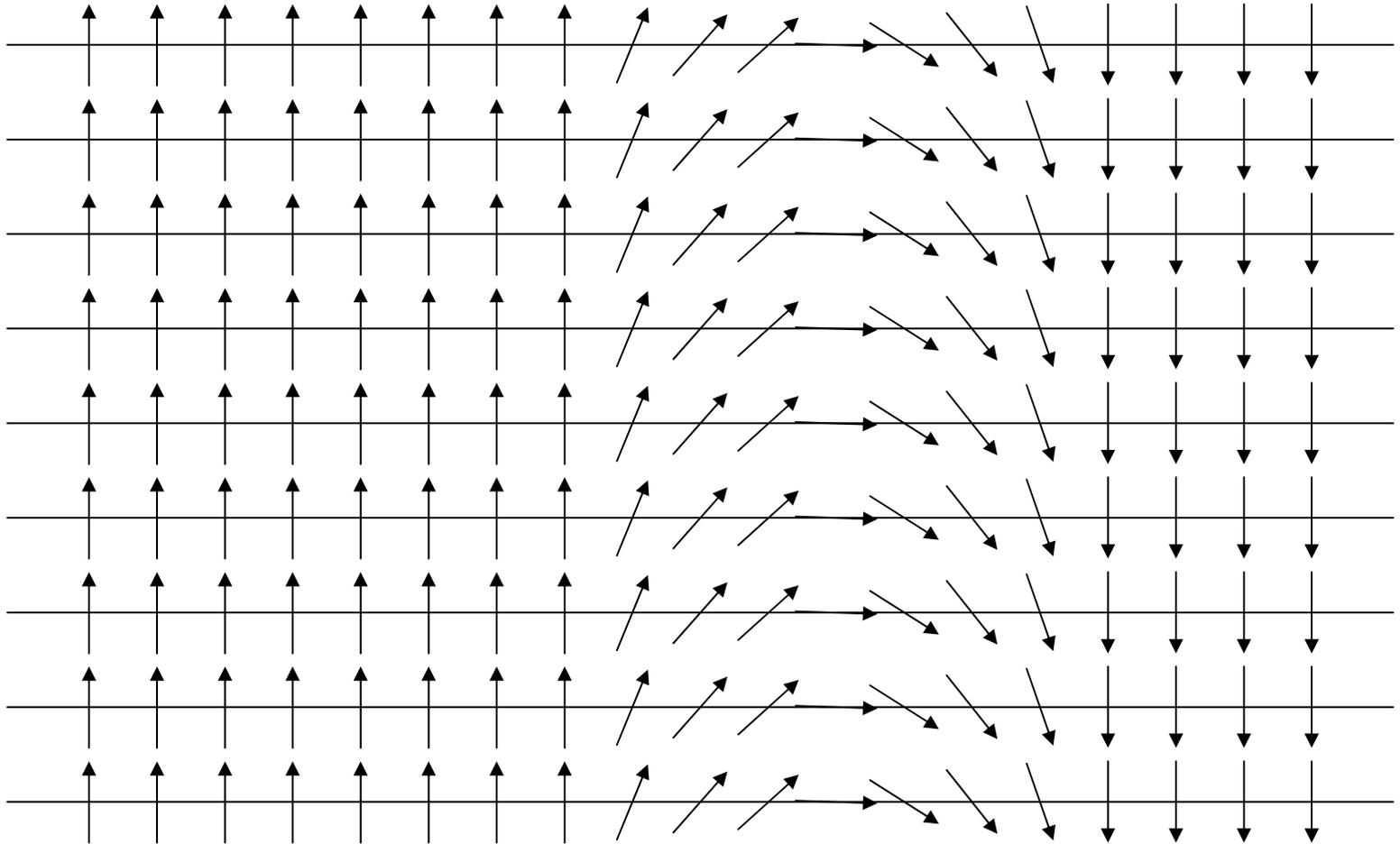
磁壁と磁壁移動



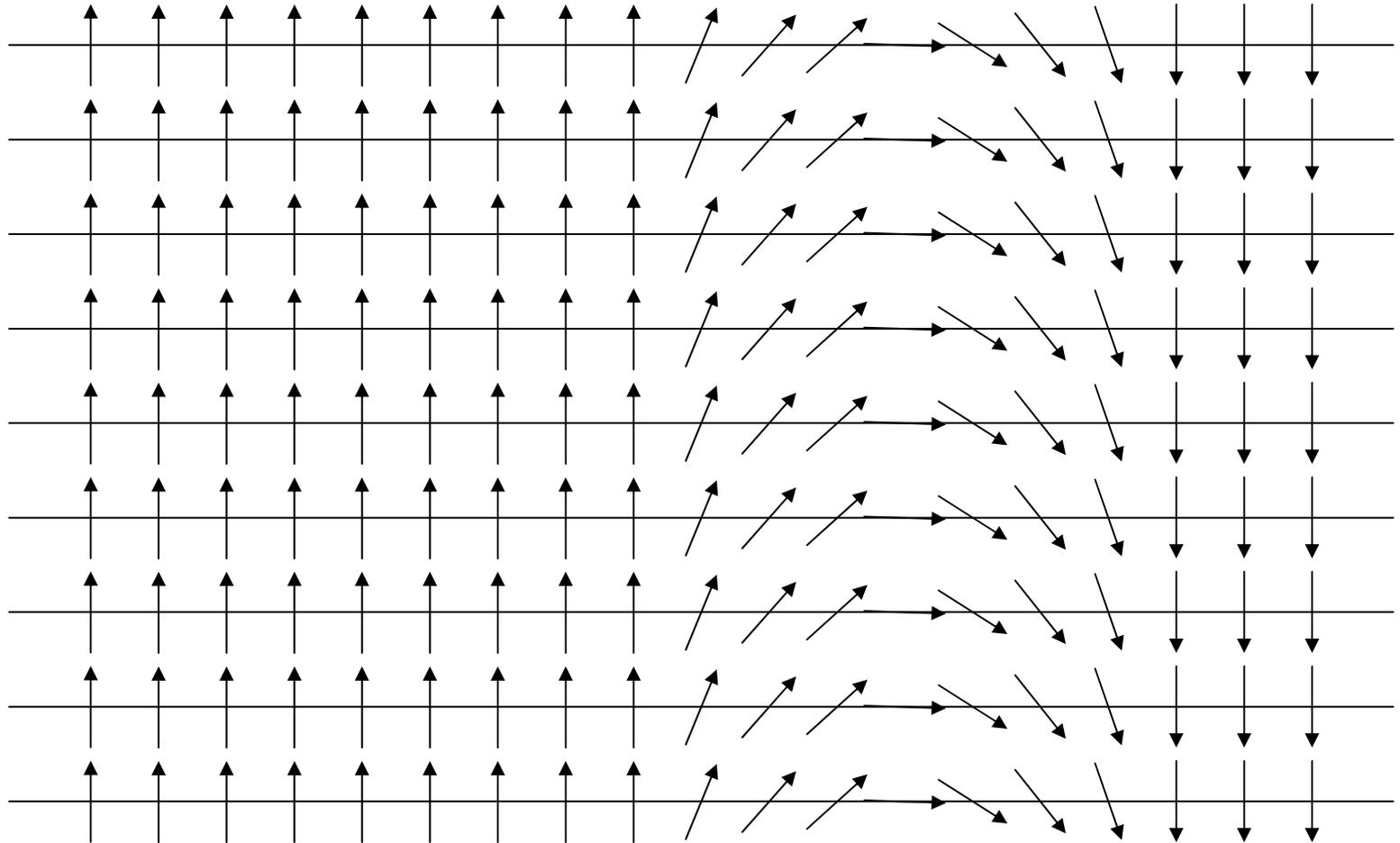
磁壁と磁壁移動



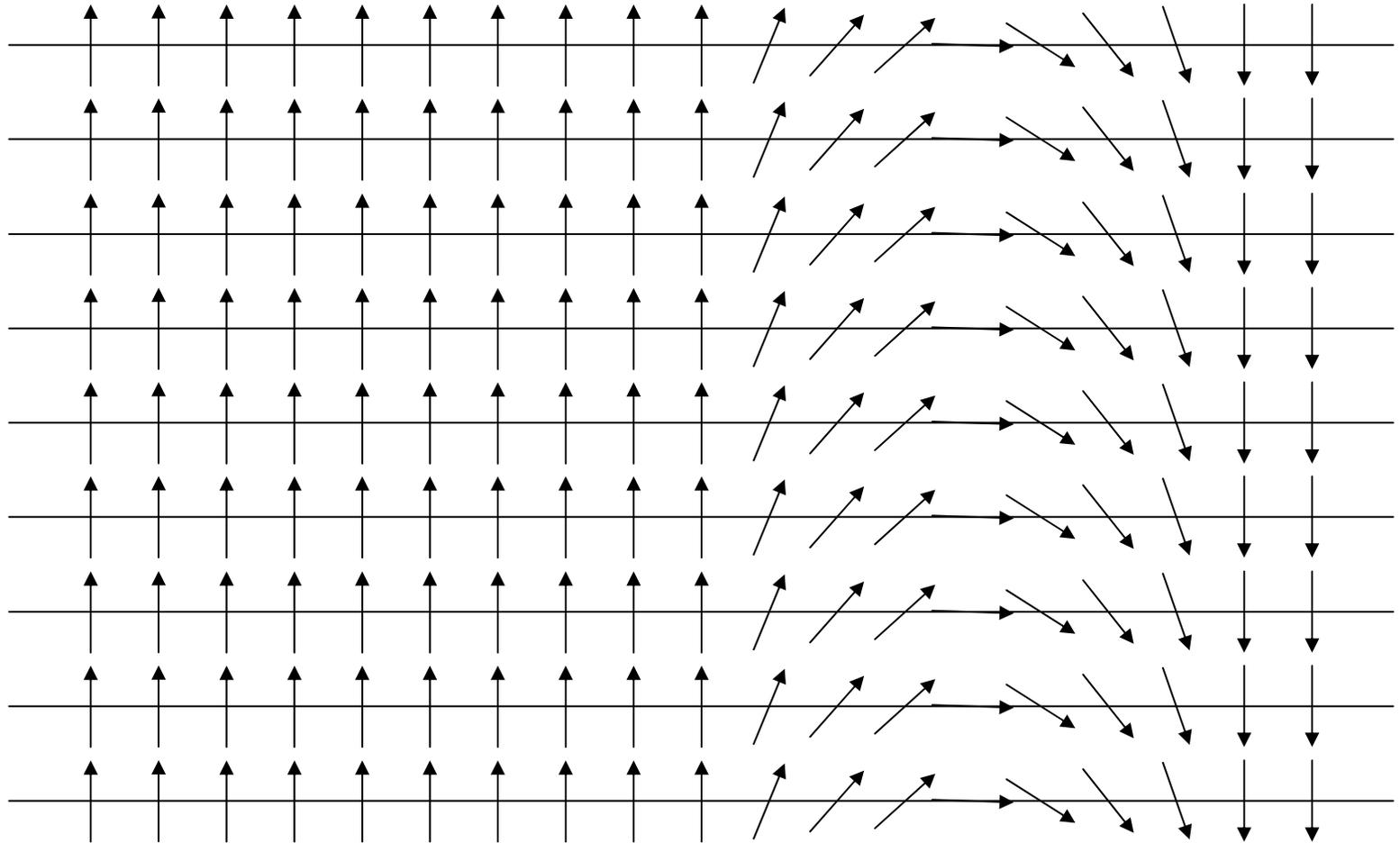
磁壁と磁壁移動



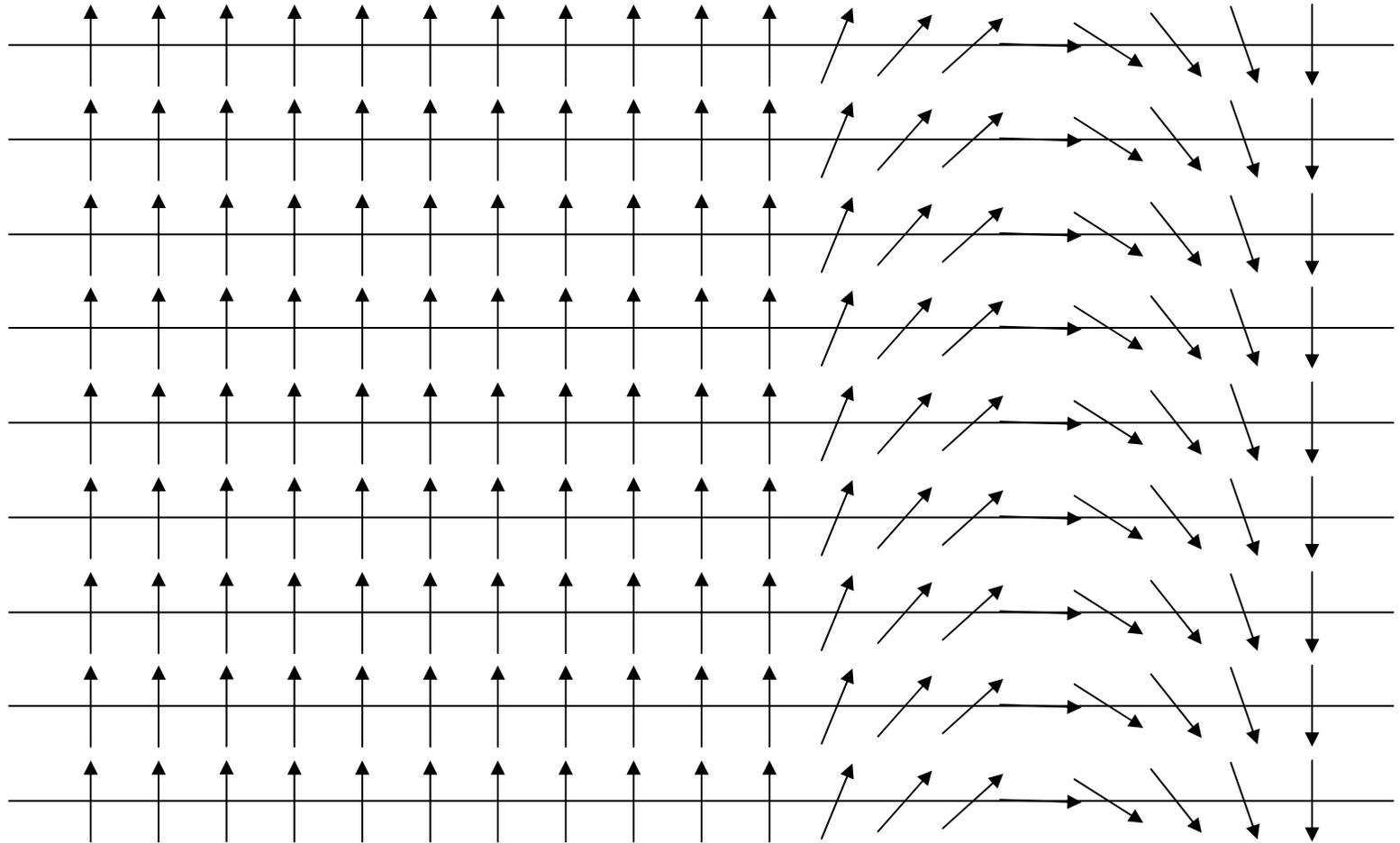
磁壁と磁壁移動



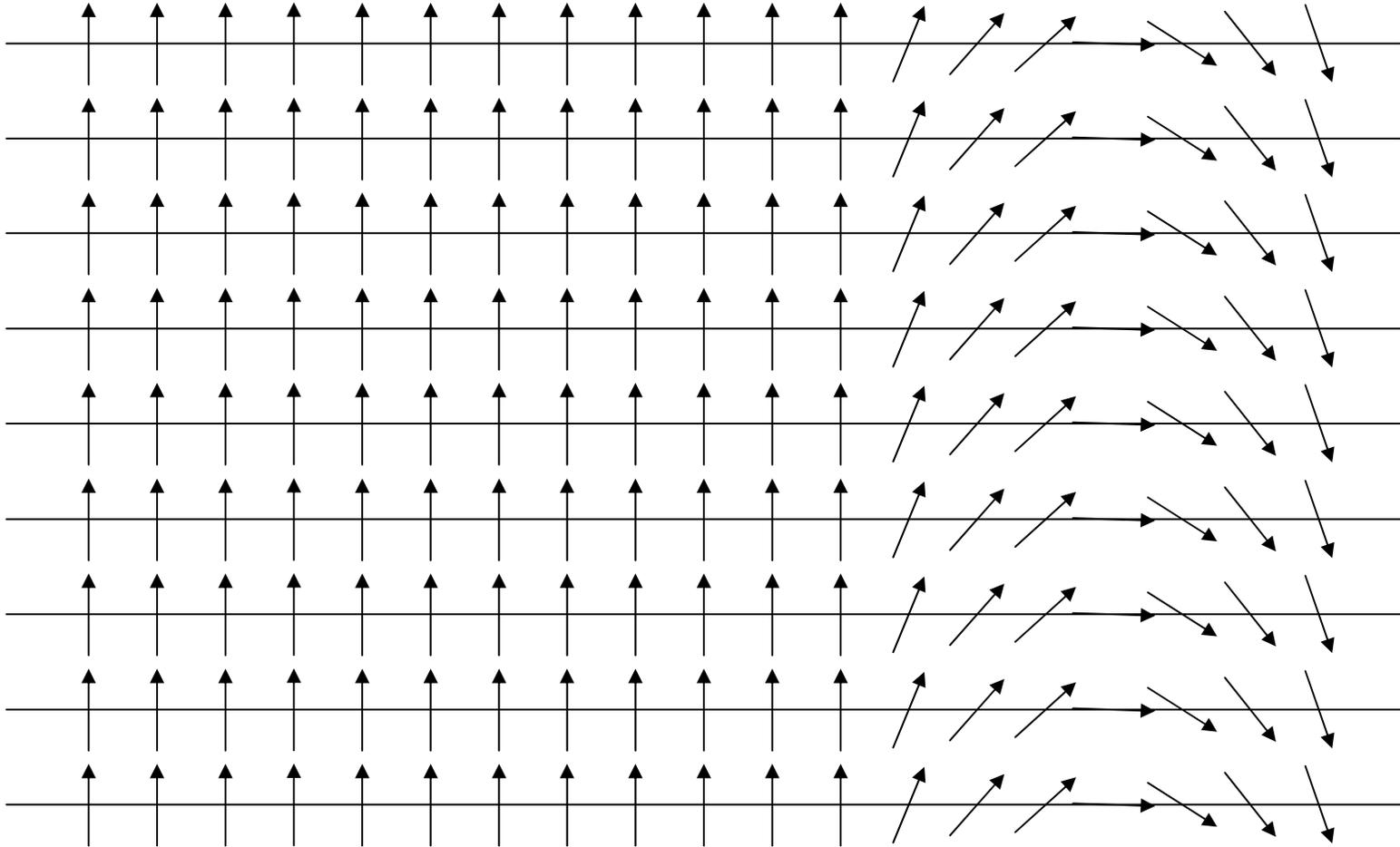
磁壁と磁壁移動



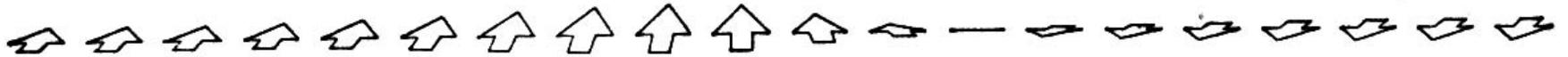
磁壁と磁壁移動



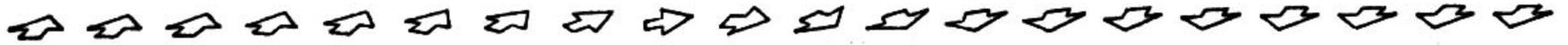
磁壁と磁壁移動



ブロッホ磁壁とネール磁壁



(a) ブロッホ磁壁,



(b) ネール磁壁 (一軸異方性の場合)

磁壁内のスピンの回転

薄膜では、ブロッホ磁壁は磁極が生じるのでネール磁壁が一般的

磁化回転と保磁力

- 非可逆回転磁化過程

$$E = -K_u \cos 2(\theta - \theta_0) + I_s H \cos \theta$$

- 釣り合いの条件および
非可逆回転に移る条件

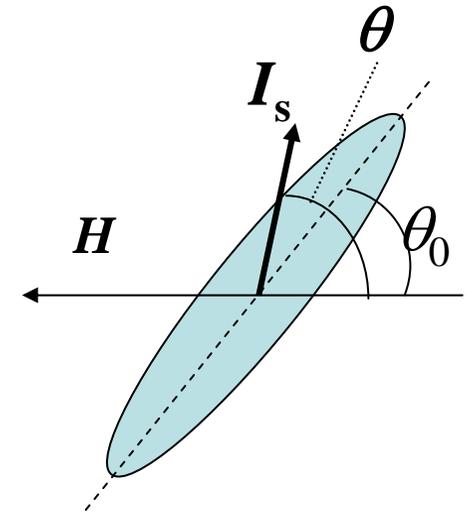
$$\partial E / \partial \theta = 0; \quad \partial^2 E / \partial \theta^2 = 0$$

- これらより、圧力 $p = I_s H_c / K_u$ として

$$\sin 2(\theta - \theta_0) = p \sin \theta; \quad \cos 2(\theta - \theta_0) = p \cos \theta$$

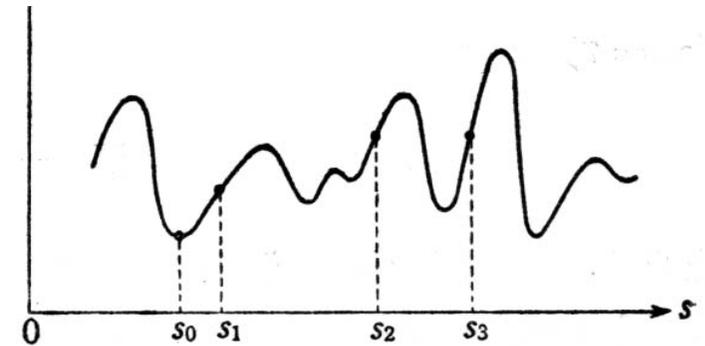
$$\sin 2\theta_0 = (1/p^2) \left((4 - p^2)/3 \right)^{3/2}$$

- $\theta_0 = 0, \pi/2$ のとき $p = 2 \rightarrow H_c = 2K_u / I_s$
- $\theta_0 = \pi/4$ のとき $p = 1 \rightarrow H_c = K_u / I_s$



磁壁移動と保磁力

- $\partial\varepsilon/\partial s = p = 2I_s H_c \cos\theta$
復元力が圧力と釣り合う
- $H_c = (\partial\varepsilon/\partial s)_{\max} / 2I_s \cos\theta$
- 磁壁のエネルギー γ
$$\gamma = 2\{A(K_1 - (3/2)\lambda\sigma_0 \cos 2\pi(s/l))\}^{1/2}$$
$$\partial\gamma/\partial s = 2\pi\lambda\sigma_0 \delta/l$$
- $H_c = \pi\lambda\sigma_0 / I_s \cos\theta$
- 普通の磁性体では $\lambda = 10^{-5}$, $I_s = 1-2$ [T], $\cos\theta \sim 1$, $\sigma_0 = 10^9$ [N/m²] を代入して $H_c = 3 \times 10^4$ [A/m]



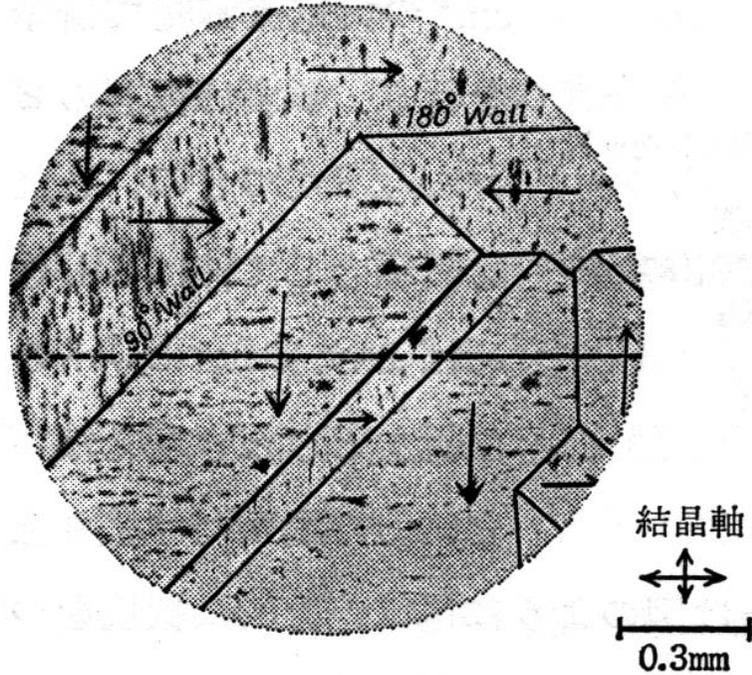
磁壁の位置によるエネルギー
の変化

実験コーナー

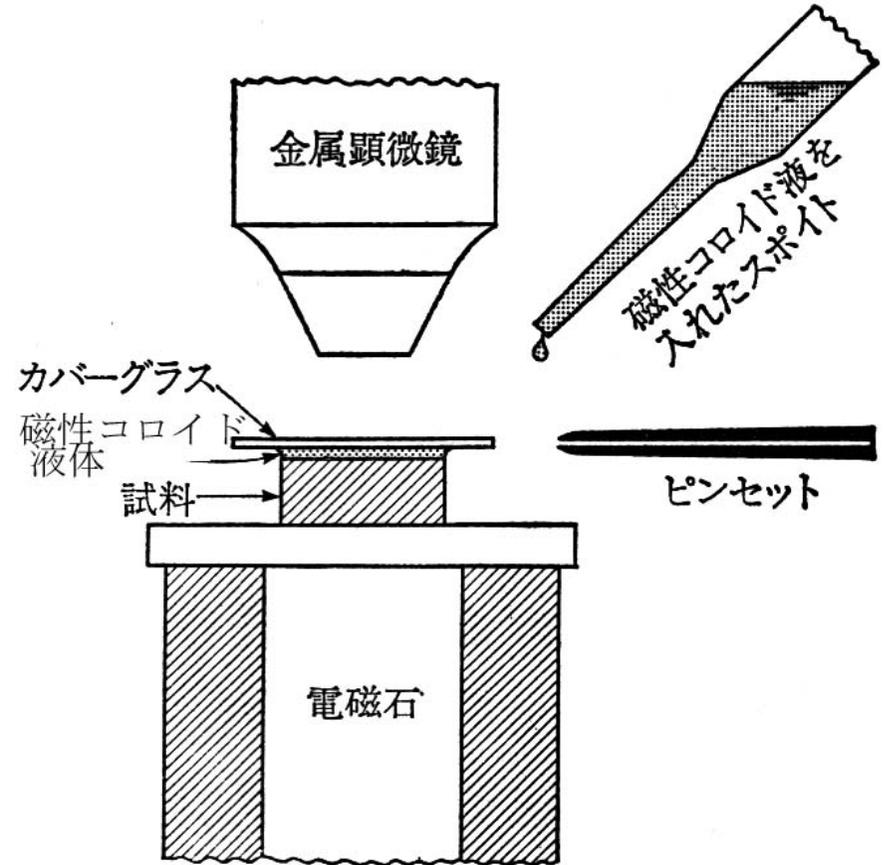
磁区観察法

- 粉末図形法(Bitter pattern)、電界研磨法
- 磁気力一効果顕微鏡
- 近接場磁気光学顕微鏡
- ローレンツ電子顕微鏡
- スピン偏極電子顕微鏡
- 干渉電子顕微鏡(電子線ホログラフィー)
- X線磁気光学顕微鏡
- 磁気力顕微鏡(MFM)
- スピン偏極走査型トンネル顕微鏡(SP-STM)

ビッターパターン

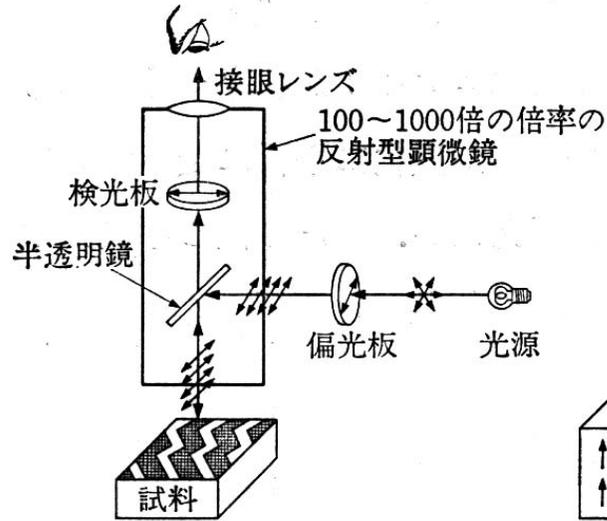


4% Si-Fe 単結晶 (001) 面で観察した磁区図形。磁壁の黒線は墨入れをしてある。中央に水平に入れた線は機械的にひいたすじの見える方を説明するためのもの。

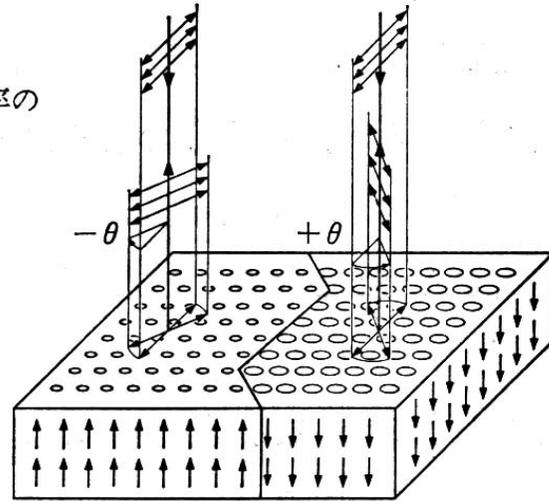


粉末図形観察法

磁気カー効果顕微鏡

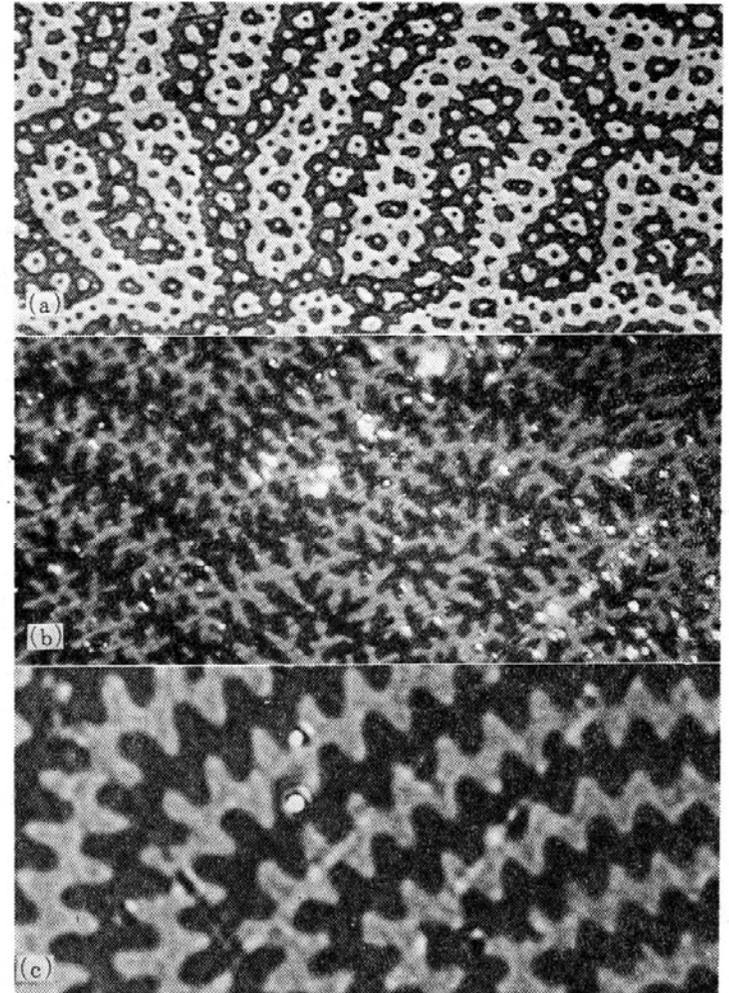


(a)



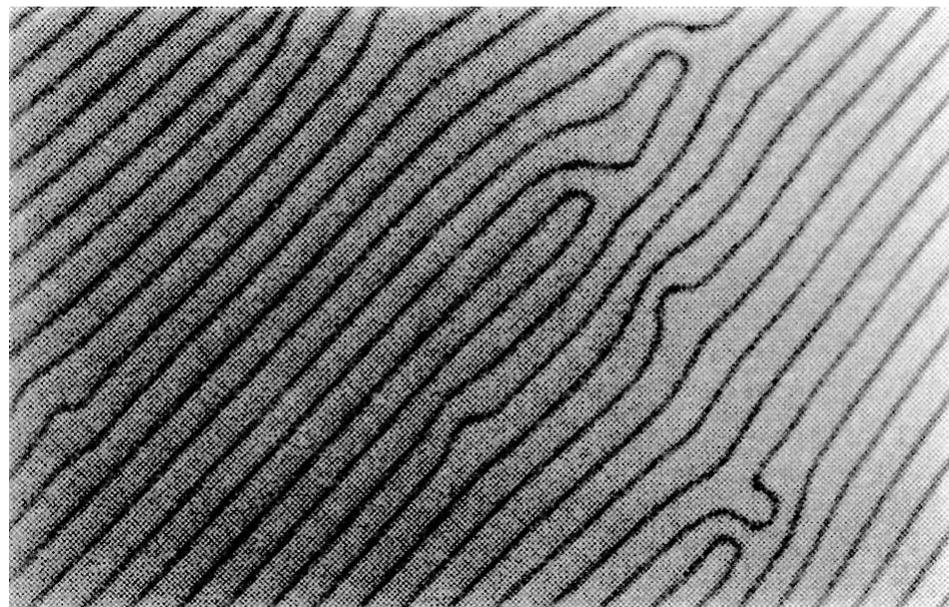
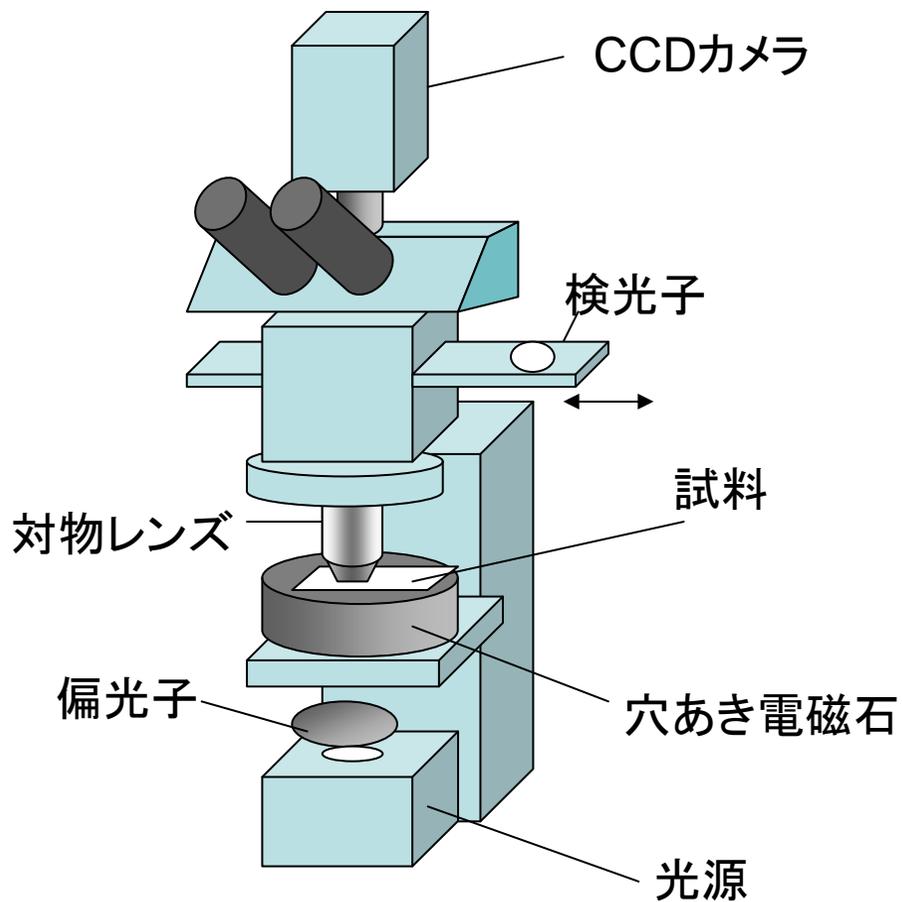
(b)

磁気カー効果を利用した磁区観察装置 (a) と、表面に垂直に磁化容易軸をもつ強磁性試料の磁区からの反射光の偏光方向の回転 (b)



磁気カー効果を利用して観察した MnBi *c* 面の磁区図形 (結晶の厚さは (a) が最も厚く、(b), (c) と薄くなる) (文献 19 による)

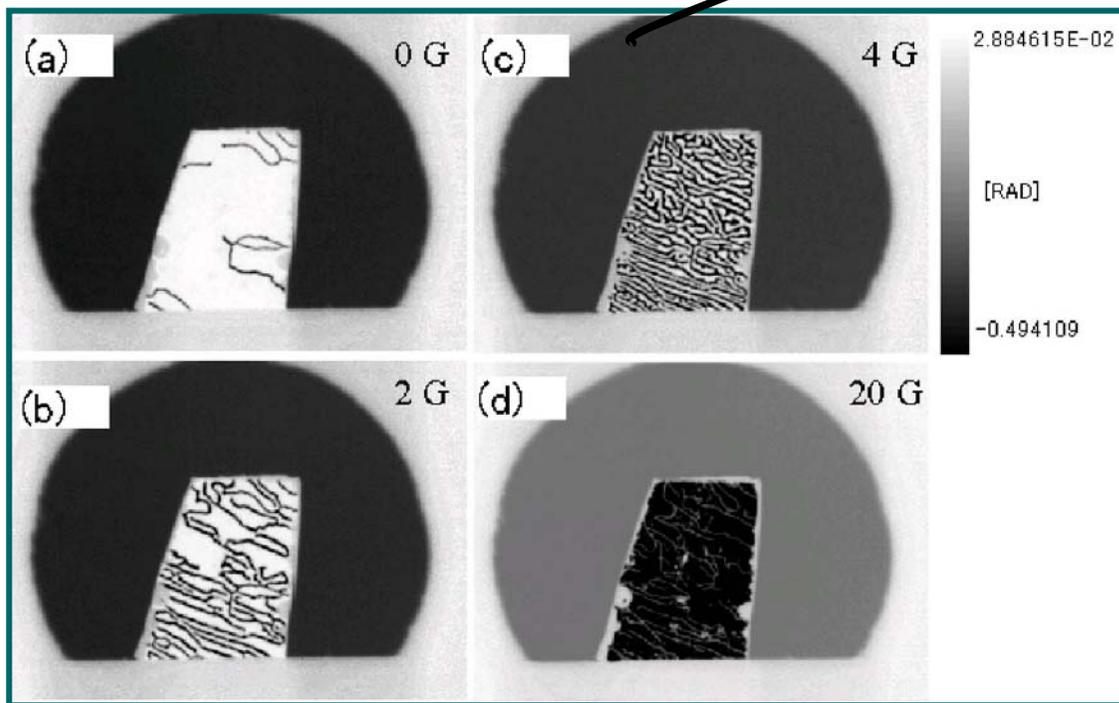
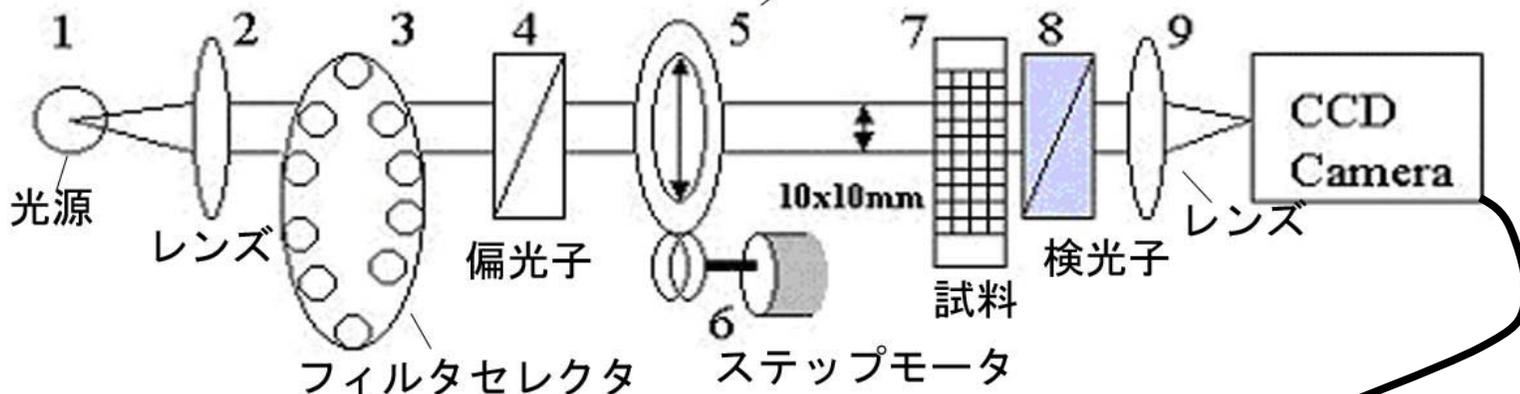
ファラデー効果を用いた 磁区イメージング



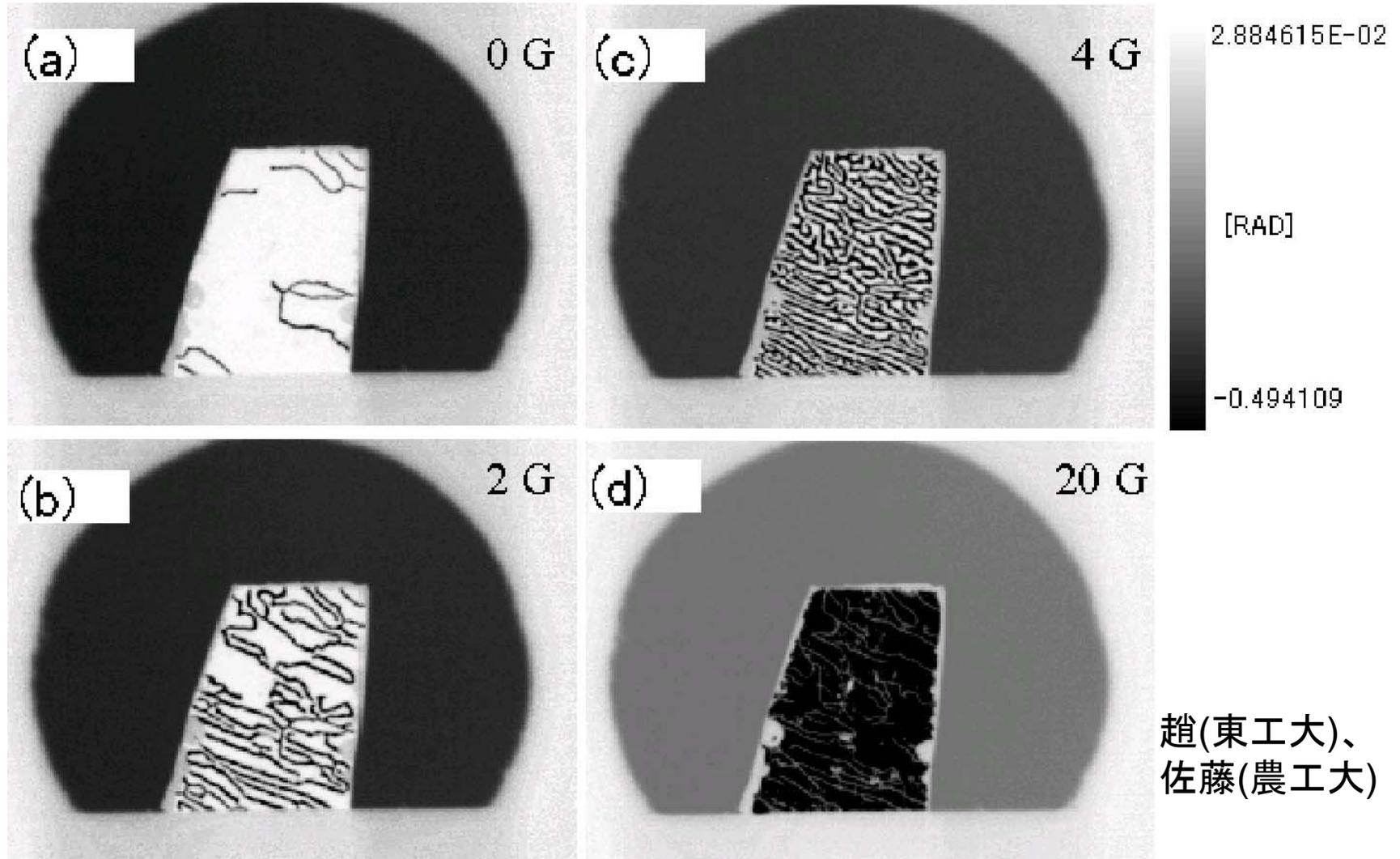
ファラデー効果で観察した
 $(\text{Gd,Bi})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$ の磁区
NHK技研 玉城氏のご厚意による

CCDカメラによる磁気光学イメージング

回転4分の1波長板



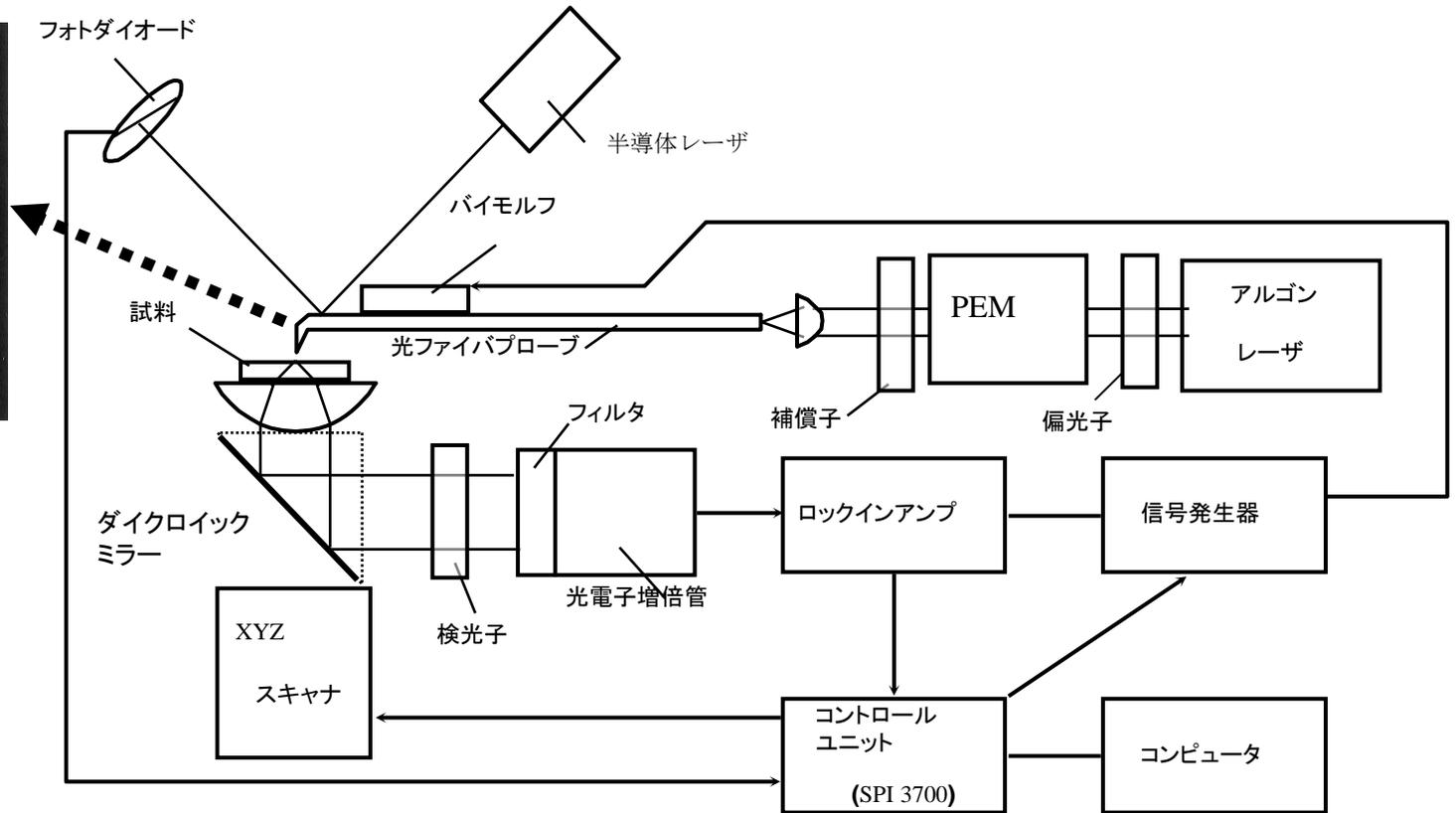
磁性ガーネットの磁区の変化



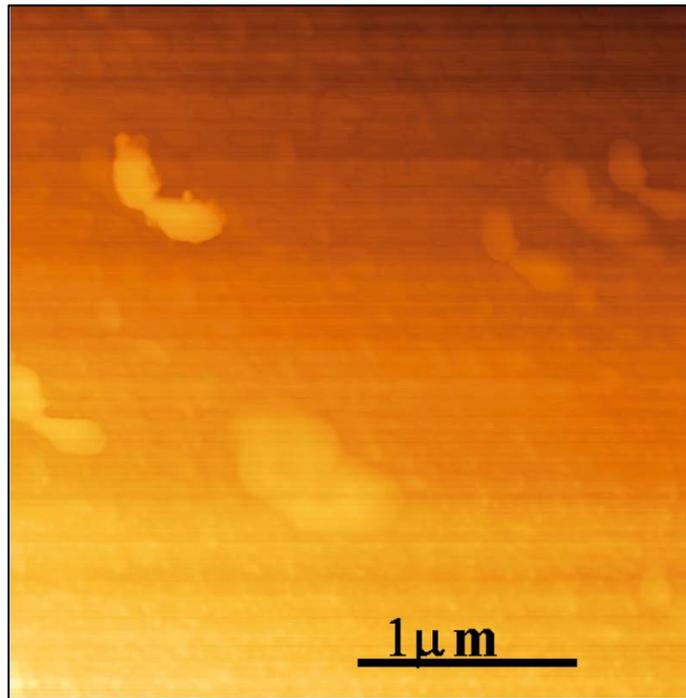
近接場磁気光学顕微鏡



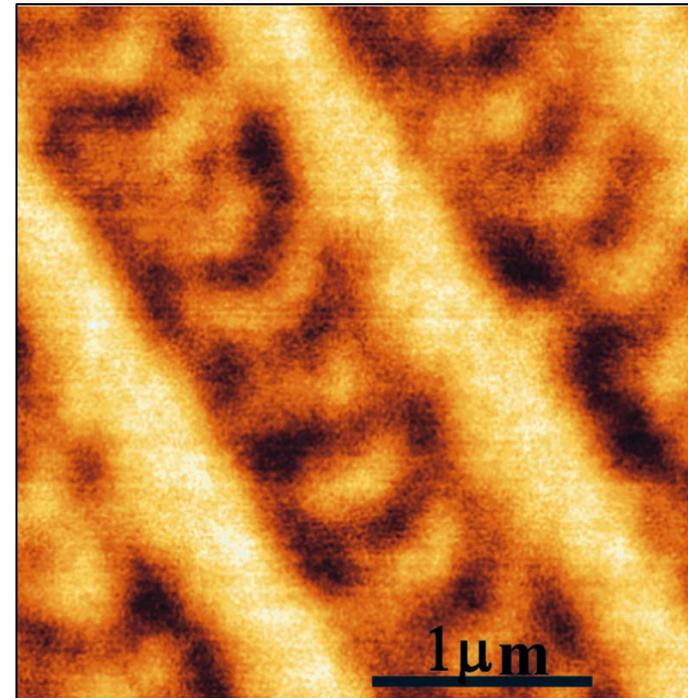
プローブ先端部



近接場磁気光学顕微鏡による Pt/Co MOディスクに記録された $0.2\mu\text{m}$ マークのトポ像と磁気光学像



トポ像



磁気光学像

電子線ホログラフィ

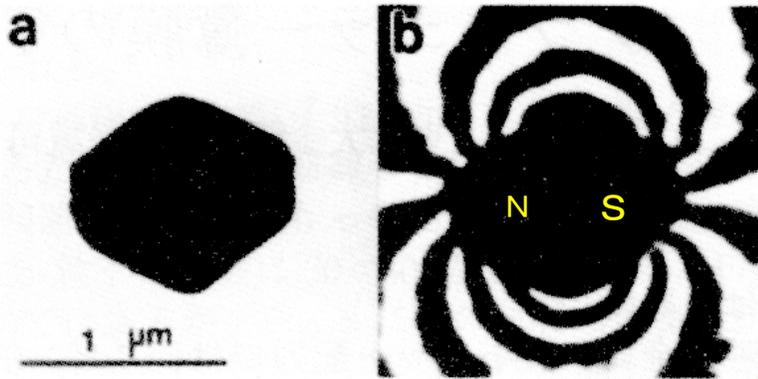


図2 バリウムフェライト単磁区粒子の干渉顕微鏡像

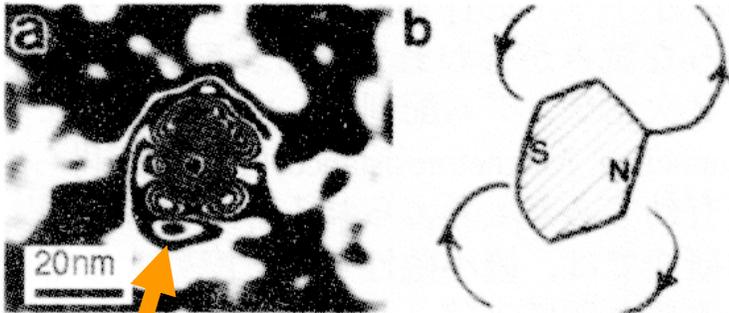


図3 コバルト単磁区粒子の干渉顕微鏡像 (位相 x10)

Co単磁区粒子

バリウムフェライト単磁区粒子

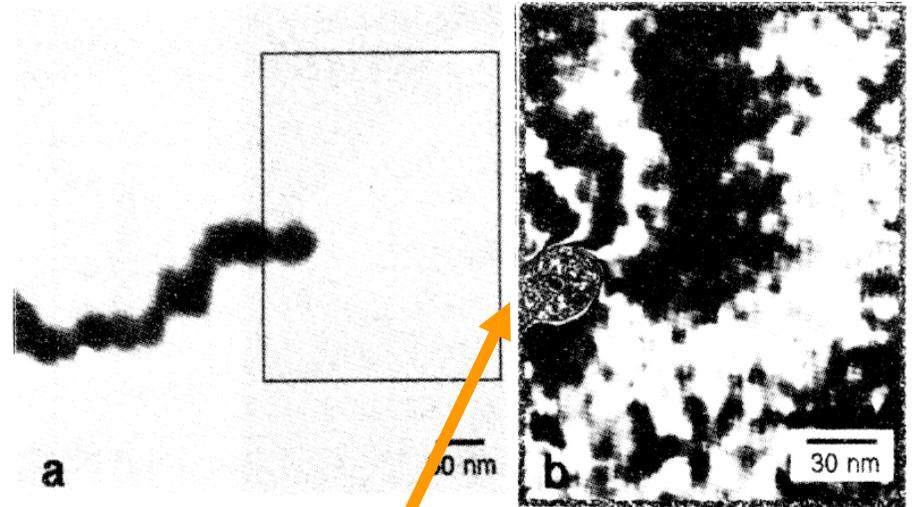


図5 連鎖状鉄微粒子の電子顕微鏡像(a)と枠で囲んだ部分の干渉顕微鏡像(位相 x40)(b)

連鎖状Fe微粒子

丹司(名大)による

X線磁気光学顕微鏡

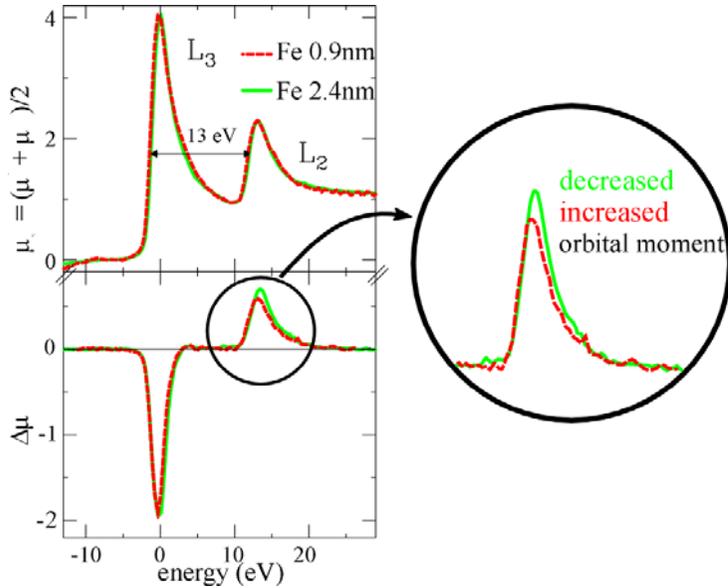


Fig. 1 Experimental determination of spin and orbital moments in thin Fe-layers via the X-MCD effect⁶⁾.

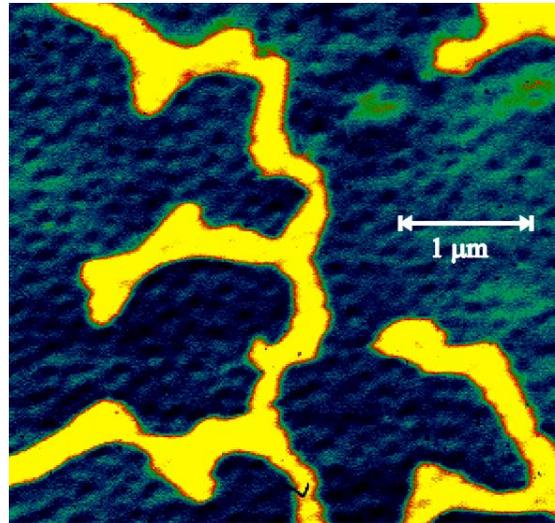


Fig. 3 M-TXM image of a layered Gd/Fe system prepared onto 325nm Polyimide substrate^{9,10)}

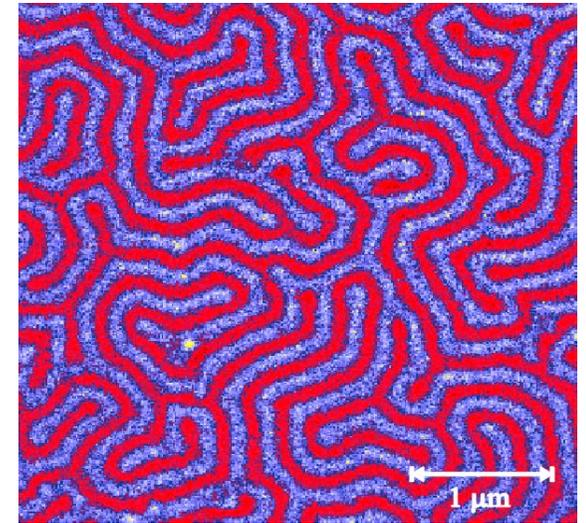


Fig. 4 Same multilayered Gd/Fe system as Figure 3 prepared on 30nm Si_3N_4 membranes

Fischer(独)による

Domain image of MO media observed using XMCD of Fe L₃-edge

