

# Nd-Fe-B 焼結磁石の保磁力減少率の配向度依存性と保磁力メカニズム

Relation between Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B Grain Alignment and Coercive Force Decrease Ratio in Nd-Fe-B Sintered Magnets

北井 伸幸\*  
Nobuyuki Kitai

松浦 裕\*  
Yutaka Matsuura

石井 倫太郎\*  
Rintaro Ishii

森田 充俊\*  
Mitsutoshi Natsumeda

星島 順\*  
Jun Hoshijima

Nd-Fe-B 焼結磁石の保磁力は、Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B 結晶粒の配向度が向上するにしたがい減少する。完全配向した磁石の保磁力を外挿により求めると等方性磁石の保磁力の約 0.7 倍となる。これは保磁力のメカニズムとしては回転磁化モデルより磁壁移動モデルが適切であることを示している。そこで電子線後方散乱回折法 (EBSD) により Nd-Fe-B 焼結磁石中の Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B 結晶粒の配向分布を測定し、その結果から磁壁移動モデルに基づき配向度と保磁力減少率を計算した。磁気特性測定による実測値と比較すると、配向度は良く一致したが、保磁力減少率は大きく異なった。この原因について考察した。

It was found that the coercive force of Nd-Fe-B sintered magnets decreases as the Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B grain alignment improves. It was expected that the coercive force of perfectly aligned magnets would reach 0.7 of the coercive force in isotropically aligned magnet. The Magnetic Domain Wall Model is more appropriate than the Stoner-Wohlfarth Model for explaining the coercive force. The alignment distribution of Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B grains in Nd-Fe-B sintered magnet was also measured by electron backscattering diffraction (EBSD). The alignments and the coercive force decrease ratios were calculated using these alignment distributions. These data were compared against the results obtained from the magnetization measurements. The calculated alignments using the alignment distribution functions were close to the values of magnetization measurements. However, it was found that the calculated coercive force decrease ratios were different from the the results obtained from the magnetization measurement. The Authors considered reason for this phenomenon.

● Key Word : Nd-Fe-B 焼結磁石, 保磁力, 配向

● Production Code : Nd-Fe-B magnet

● R&D Stage : Research

## 1. 緒言

Nd-Fe-B 焼結磁石が 1982 年に発明されてすでに 30 年が経過した<sup>1)</sup>。その間、この磁石は多くの電子機器のモーター、アクチュエーター等に使われるようになってきた。省エネルギーや二酸化炭素排出量削減の要求にともない、ハイブリッド自動車 (HEV: Hybrid Electric Vehicle) の駆動モーター、発電機や電動パワーステアリング等の自動車用途やエアコン用コンプレッサー等の家電機器用途に使われるモーター、アクチュエーターが急速に増加してきている。2012 年の Nd-Fe-B 焼結磁石の国内生産量は約 1 万トンであるが、生産量に占めるモーター、アクチュエーター用磁石の割合は 50% を超えている。

Nd-Fe-B 焼結磁石は高温では保磁力が小さくなるという欠点があり、その対策として Dy を添加することが一般的に行われてきた。上記のモーター、アクチュエーター用途

では、ハードディスク用ボイスコイルモーター (VCM: Voice Coil Motor) や磁気共鳴画像 (MRI: Magnetic Resonance Imaging) 装置で使用される場合に比べ高温の環境下で使用され、逆磁界もかかることにより大きな保磁力を要求されるため多くの Dy を使用している。しかし希土類の価格の高騰や資源の枯渇問題から省 Dy 技術の開発が求められ、そのため保磁力メカニズムの解明に注目が集まっている。

これまでの Nd-Fe-B 焼結磁石の保磁力 ( $H_{cJ}$ ) モデルは、磁性相である Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B 結晶粒の周囲を非磁性と考えられている Nd-rich 相が取り巻いているため結晶粒は磁気的に孤立しているとし、結晶粒内には磁壁を止める機構は存在していないという考えに基づいており、 $H_{cJ}$  の角度依存性の実験データを基に理論の検証がなされている。Kronmuller らは回転磁化モデル (S-W モデル: Stoner-Wohlfarth Model) をベースとした、Nd-Fe-B 焼結磁石の主相である

\* 日立金属株式会社 磁性材料カンパニー

\* Magnetic Materials Company, Hitachi Metals, Ltd.

Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B 結晶粒界近傍の結晶磁気異方性の弱い部分に逆磁区が発生し結晶全体に広がるとする核生成モデル (Nucleation model) を提唱している<sup>2)</sup>。また Givord らによる熱揺らぎに関する活性化体積から発生する磁化反転核生成<sup>3), 4)</sup>と結晶粒内の磁化反転核の侵入, すなわち磁壁の粒内への移動により磁化反転が進むという磁壁移動モデル (D-M モデル: Magnetic Domain Wall Motion Model) により説明が試みられてきた。しかし, これらのモデルを用い Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B 結晶粒の配向分布関数を考慮して計算しても, Nd-Fe-B 焼結磁石の  $H_{CJ}$  の角度依存性すら十分な説明ができず, 保磁力のメカニズムはいまだ解明されていないのが現状である。

Gao らは Givord らの磁化反転核に近い考えを提案し, Nd-Fe-B 焼結磁石の保磁力の配向度依存性を検討した<sup>5)</sup>。しかし彼らは磁石の保磁力をすべての結晶粒の保磁力の平均値と定義しており, 保磁力の配向度依存性の説明も十分ではない。

本論文では Nd-Fe-B 焼結磁石の配向度と等方性磁石を基にした保磁力の減少率の関係について報告し, そこから導かれる結果について回転磁化モデルと磁壁移動モデルを用い考察を加えた。また結晶粒の配向分布を実測し, その結果から保磁力減少率を計算し, 磁気特性による実測値と比較した。

## 2. 実験方法

### 2.1 試料作成

表 1 の Sample 1 ~ 3 のように, 保磁力レベルの異なる 3 種類の組成の磁石を粉末冶金法により作成した。まず材料合金をストリップキャスト法により作成し, 得られた合金を粉碎して約 4  $\mu\text{m}$  の微粉末とした。この粉末を 0 ~ 2.39 MA/m までの磁界中で配向後, 成形を行った。成形体は 1,353 K で焼成後,  $H_{CJ}$  向上のため 823 K で熱処理を行った。実験では比較のため, 高配向度を達成した Nd-Fe-B 焼結磁石 (Ref. Sample) とフェライト磁石 (Ferrite) についても調べた。

配向分布関数から求めた保磁力減少率と磁気測定データを比較するため, Sample 4, 5 のように, Dy を含まない

表 1 実験に用いた磁石の組成 (Nd-Fe-B 焼結磁石の組成は原子組成 atom%, フェライトは化学組成式)

Table 1 Composition and coercive force of magnets used in this experiment (Nd-Fe-B magnet: atom%, ferrite magnet: chemical composition)

Sample No.	Composition
Sample 1	Nd <sub>14.1</sub> B <sub>6.1</sub> Co <sub>1.0</sub> Fe <sub>bal.</sub>
Sample 2	Nd <sub>12.1</sub> Dy <sub>2.1</sub> B <sub>6.1</sub> Co <sub>1.0</sub> Fe <sub>bal.</sub>
Sample 3	Nd <sub>10.1</sub> Dy <sub>4.1</sub> B <sub>6.1</sub> Co <sub>1.0</sub> Fe <sub>bal.</sub>
Ref. Sample	Nd <sub>12.37</sub> B <sub>5.76</sub> Fe <sub>bal.</sub>
Ferrite	Sr <sub>0.76</sub> La <sub>0.24</sub> Fe <sub>11.5</sub> O <sub>bal.</sub>
Sample 4	Nd <sub>13.7</sub> B <sub>5.8</sub> Co <sub>1.0</sub> Fe <sub>bal.</sub>
Sample 5	Nd <sub>11.7</sub> Dy <sub>2.1</sub> B <sub>6.0</sub> Co <sub>1.0</sub> Fe <sub>bal.</sub>

ものと Dy を含むものとの 2 通りの組成の磁石を作成した。同様にまず材料合金をストリップキャスト法により作成し, それを 3 ~ 5  $\mu\text{m}$  の大きさに粉碎した。その磁粉を 0.14 MA/m と 1.35 MA/m の 2 通りの磁界中で配向し, プレス成形してから 1,350 K で焼結した。そして保磁力を増すため熱処理を行った。

### 2.2 測定方法

作成した磁石の飽和磁化 ( $J_s$ ), 残留磁束密度 ( $B_r$ ), 保磁力 ( $H_{CJ}$ ) は電磁石式 B-H トレーサー, 最大磁界 7.96 MA/m のパルス磁界式 B-H トレーサーおよび超伝導 VSM (Vibrating Sample Magnetometer) を用い調べた。

粒度分布および方位差分布は電子線後方散乱回折法 (EBSD: Electron Backscatter Diffraction) を用いて測定を行った。方位差分布から配向分布を求めた。EBSD データから計算した配向度と保磁力減少率を, 磁気特性測定による実測値と比較した。

## 3. 実験結果および考察

### 3.1 配向度と保磁力減少率

磁石の飽和磁化を  $J_s$  とし, 残留磁束密度を  $B_r$  とすると, 磁石の配向度  $a$  は式 (1) のようになる。

$$a = \frac{B_r}{J_s} \quad (1)$$

ここで磁石の保磁力を  $H_{CJ}$ , 等方性磁石の保磁力を  $H_{CJ \text{ isotropic}}$  とし, 保磁力減少率  $\beta$  を式 (2) のように定義する。

$$\beta = \left( \frac{H_{CJ}}{H_{CJ \text{ isotropic}}} - 1 \right) \times 100 \text{ [\%]} \quad (2)$$

図 1 は Sample 1 ~ 3 に加えて, 参考として高配向度を達成した Nd-Fe-B 焼結磁石 (Ref. Sample,  $a = 0.991$ ) およびフェライト磁石 (Ferrite) について保磁力減少率の配向度依存性を示したものである。図から, 保磁力減少率は高い配向度 ( $a > 0.95$ ) 領域で大きくなり, 高配向度領域の

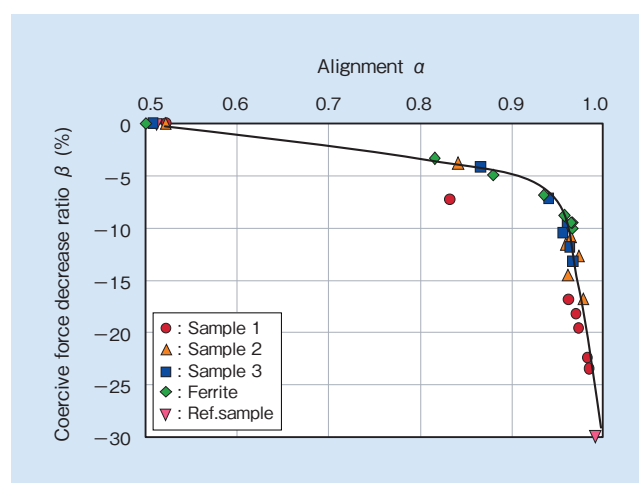


図 1 実験に用いた各種磁石の保磁力減少率の配向度依存性  
Fig. 1 Alignment dependence of coercive force decrease ratio

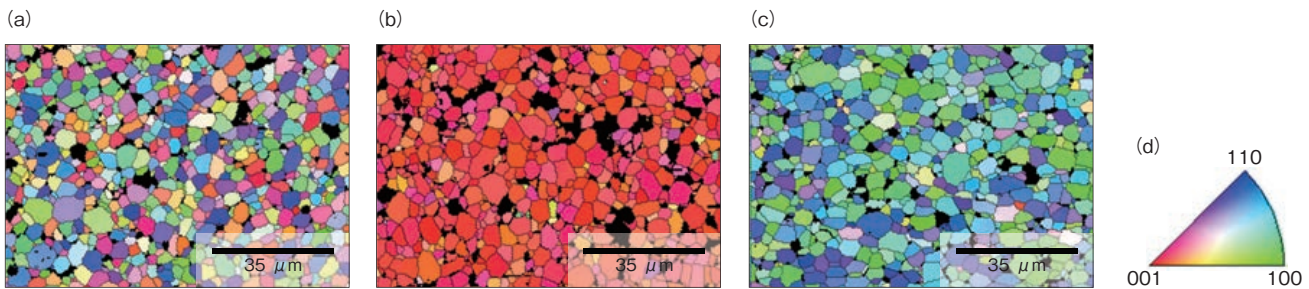


図2 電子線後方散乱回折法 (EBSD) による逆極点方位マップ (IPF マップ)

(a) 等方性磁石 (b) 配向磁石の容易磁化面 (配向面) (c) 配向磁石の磁化困難面 (d) カラーゲージ

Fig. 2 Inverse pole figure from electron backscattering diffraction (EBSD) (a) isotropically aligned magnet (b) aligned magnet (aligned surface) (c) aligned magnet (perpendicular to aligned surface) (d) color gauge

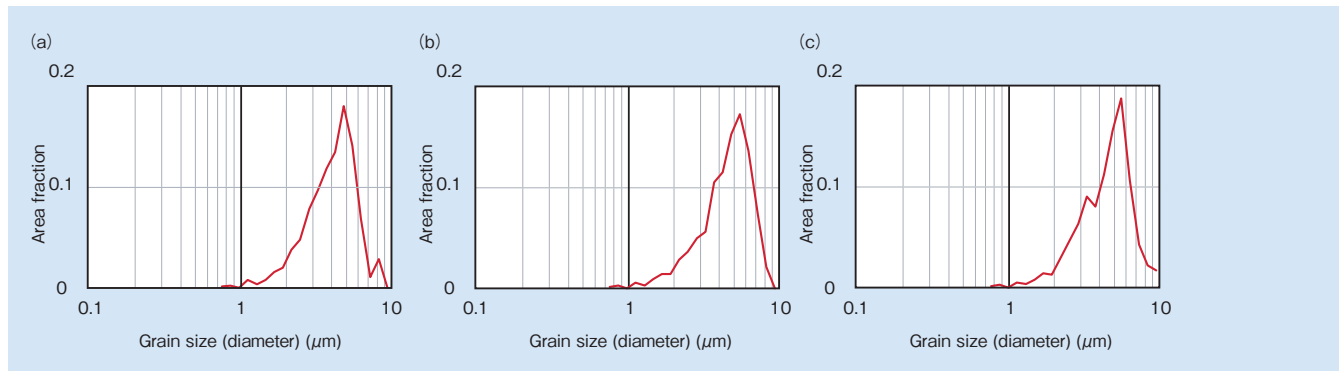


図3 電子線後方散乱回折法 (EBSD) より求めた粒度分布および平均粒径

(a) 等方性磁石 (b) 配向磁石の容易磁化面 (配向面) (c) 配向磁石の磁化困難面

Fig. 3 Grain diameter distribution and average diameter obtained from EBSD

(a) isotropically aligned magnet (b) aligned magnet (aligned surface) (c) aligned magnet (perpendicular to aligned surface)

保磁力減少率  $\beta$  を完全配向 ( $a = 1$ ) に外挿した値は  $-30\%$  になることが分かった<sup>6)~9)</sup>。実際、高配向度を達成した Nd-Fe-B 焼結磁石の保磁力減少率は  $-30\%$  に近い値を示しており、外挿から求めた完全配向磁石の値に近い値が得られた。フェライト磁石についても Nd-Fe-B 焼結磁石と同様に配向度の向上とともに  $H_{CJ}$  が減少する傾向が見られたが、より高い配向度を達成することができないため高配向度領域について調べることはできなかった。

図2はEBSDを用いて得られた Sample 4 の逆極点方位マップ (IPF: Inverse Pole Figure) を示す。逆極点方位マップとは電子ビームで照射している材質表面の点の結晶方位をEBSDにより決定し、その方位をステレオ投影座標上のカラーゲージで表したものを多数の解析点についてマップにしたものである。図2(d)はそのカラーゲージであり、赤、青、緑はそれぞれ001、110、100方向を表し、測定点の方位をその混色を用いて表している。方位が同じ測定点つまりひとつながりの結晶粒は同じ色で描画される。図2(a)は等方性磁石、図2(b)は配向磁石の磁化容易面 (配向面)、図2(c)は配向磁石の磁化困難面の逆極点方位マップである。等方性磁石の配向度  $a$  は0.53、配向磁石の配向度  $a$  は0.95である。図2(a)は多様な色調をしており、等方性磁石の結晶粒方位はランダムであることが示される。図2(b)は赤色系の色調、図2(c)は青および緑色系の色調であることから配向磁石の結晶粒の多くは001方向を向いており、この磁石はよく配向されていることを示している。

$H_{CJ}$  の値は結晶粒径にも依存することが知られており<sup>10)</sup>、配向した磁石の粒径に変化がないか調べておく必要がある。上述のEBSDデータより粒径を調べることができる。図3は粒度分布および平均粒径を示している。これに示されるとおり、等方性磁石と配向磁石の平均粒径には大きな差異は認められない。このことから、配向度向上による  $H_{CJ}$  の減少は保磁力発生メカニズムそのものに起因していることが強く示唆される。

### 3.2 保磁力モデル

図4のように、バルクNd-Fe-B焼結磁石の磁化方向を $0^\circ$ とし、それに対するNd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B結晶粒のc軸つまり容易磁化方向の角度を $\theta$ とする。外部からの磁界が $0^\circ$ 方向からかかるときの、角度 $\theta$ の結晶粒の保磁力を $H_{CJ}(\theta)$ とする。

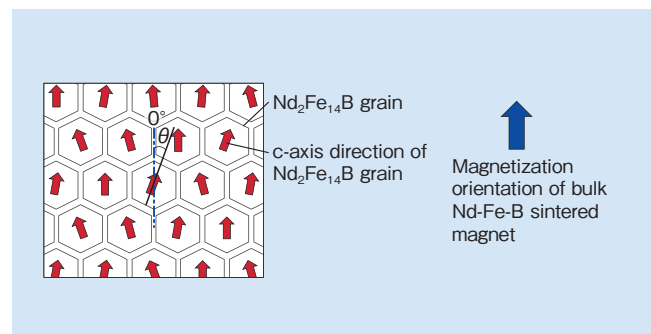


図4 角度  $\theta$  の定義

Fig. 4 Definition of angle  $\theta$

図5は回転磁化モデル、図6は磁壁移動モデルに基づいた保磁力計算の原理モデルを示している。

$\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  結晶粒が周囲の結晶粒から磁氣的に独立しているとしたとき、 $0^\circ$  方向の磁界に対しては、回転磁化モデルでは図5(a)のように $\theta$ が $45^\circ$ のときの保磁力 $H_{cJ}(\theta)$ が最も低く、 $45^\circ$ から増加または減少するにしたがい $H_{cJ}(\theta)$ は増加する。一方、磁壁移動モデルでは図6(a)のように $\theta$ が $0^\circ$ のとき $H_{cJ}(\theta)$ が最も低く、 $\theta$ が増加するにしたがい $1/\cos\theta$ の割合で $H_{cJ}(\theta)$ は増加する<sup>11)</sup>。

ところで等方性磁石の着磁方向の磁化分布、つまり $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  結晶粒の磁化の $\theta$ が $0^\circ$  方向成分の $\theta$ に対する分布は $B_r$  点つまり磁界が0の場合では $\sin 2\theta$ となっており、これを積分した値より $B_r$ を求めると $J_s/2$ となる。 $B_r$

点における磁化分布は回転磁化モデルと磁壁移動モデルでは同じであるが、 $H_{cJ}$  点つまり全体の磁化が0のときの磁化分布は回転磁化モデルと磁壁移動モデルでは大きく異なる。

$0^\circ$  方向からの逆向きの磁界を増加させていくと、回転磁化モデルの場合は、 $H_{cJ}(\theta)$ が最も低い $\theta$ が $45^\circ$ の結晶粒から磁化反転が起こり、磁界が強くなるにしたがい $45^\circ$ より高角度および低角度の結晶粒が順次磁化反転する。 $\theta$ が $45 \pm 15^\circ$ つまり $30^\circ$ から $60^\circ$ の範囲にある結晶粒が磁化反転すると着磁方向の磁化と磁化反転した磁化のグラフ上の面積が等しい、つまり磁化の大きさが等しくなり総和が0となる。このときの磁界の強さが $H_{cJ}$ となる。この状態を図5(d)に示す。

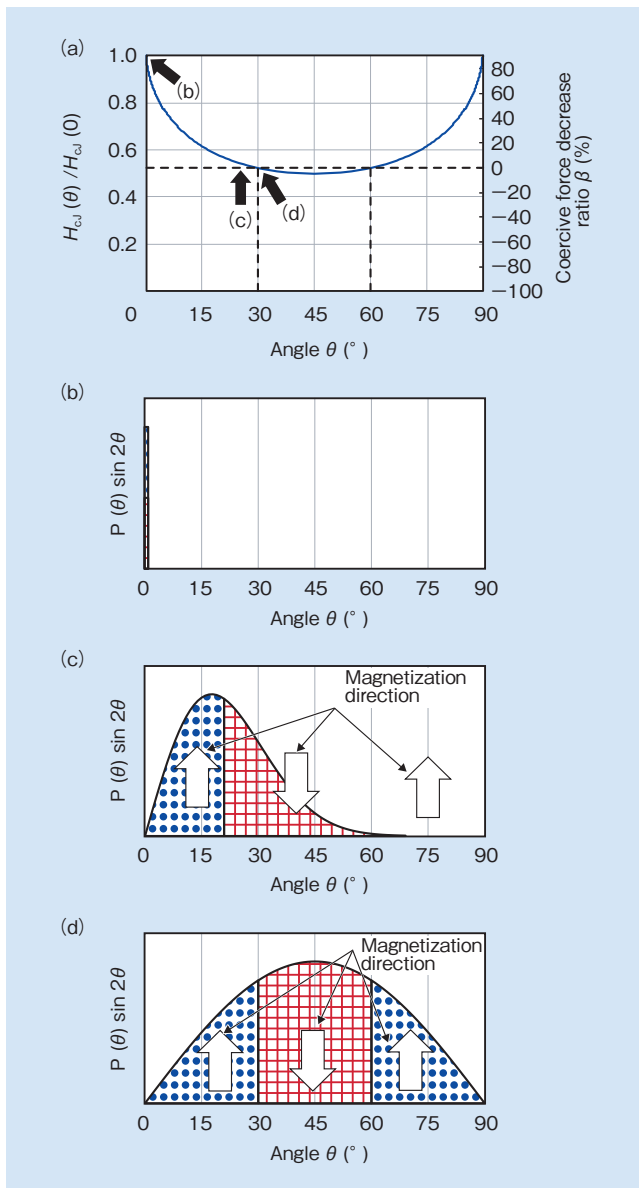


図5 回転磁化モデルによる保磁力

(a) 回転磁化モデルによる $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  結晶粒の保磁力の角度依存性 (b) 完全配向磁石 (c) 配向磁石 (d) 等方性磁石

Fig. 5 Angular dependence of coercive force based on S-W model (a) angular dependence of  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  crystal particle coercive force based on S-W model (b) perfectly aligned magnet (c) aligned magnet (d) isotropically aligned magnet

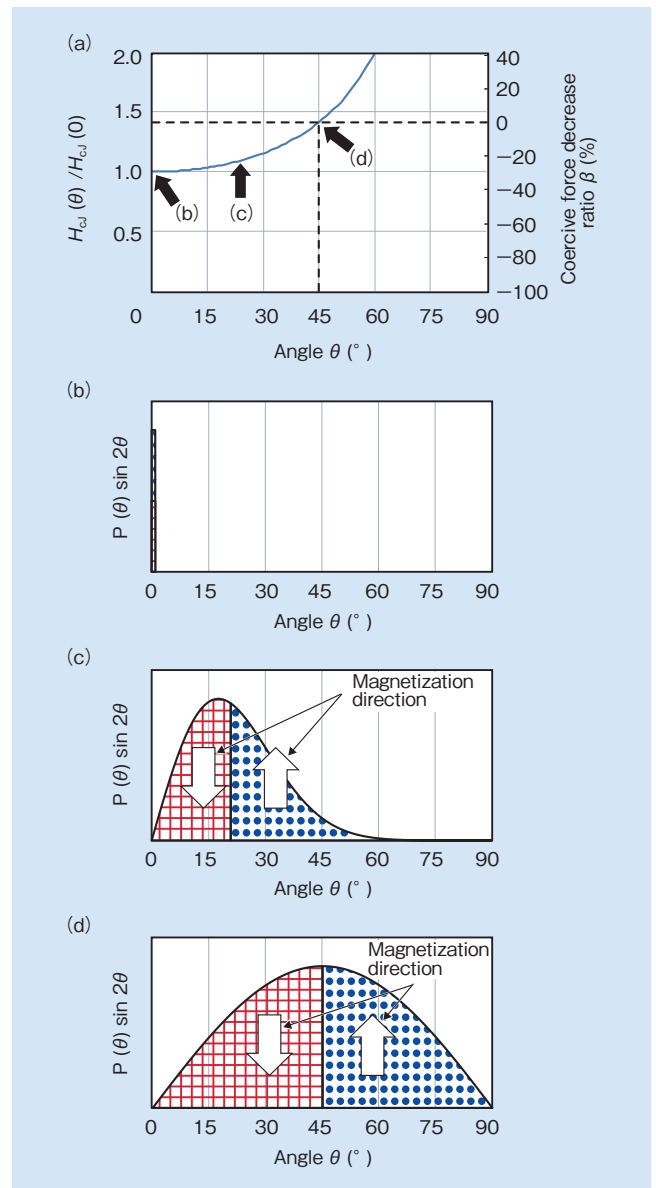


図6 磁壁移動モデルによる保磁力

(a) 磁壁移動モデルによる $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  結晶粒の保磁力の角度依存性 (b) 完全配向磁石 (c) 配向磁石 (d) 等方性磁石

Fig. 6 Angular dependence of coercive force based on D-M model (a) angular dependence of  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  crystal particle coercive force based on D-M model (b) perfectly aligned magnet (c) aligned magnet (d) isotropically aligned magnet

配向を高めるにつれ磁化分布は図5(c)のように $\theta$ の低角度側に寄り、完全配向( $a=1$ )したときの磁化分布は図5(b)のように $\theta$ が $0^\circ$ の位置でのデルタ関数となる。このときの保磁力は $\theta$ が $0^\circ$ の結晶粒の保磁力に等しくなる。その値は等方性のときの1.91倍となり、実験結果を説明することができない。

磁壁移動モデルでは $\theta$ の小さい結晶粒から磁化の反転が起こり、磁界が強くなるにしたがい $\theta$ の大きな結晶粒が磁化反転する。 $\theta$ が $0^\circ$ から $45^\circ$ の範囲の結晶粒が磁化反転した時に着磁方向の磁化と磁化反転した磁化のグラフ上の面積が等しい、つまり磁化の大きさが等しくなり総和が0となる。このときの磁界の強さが $H_{CJ}$ となる。この状態を図6(d)に示す。等方性と完全配向の中間の配向状態は図6(c)のようになり、 $H_{CJ}$ は配向の分布形状に依存するが、等方性磁石の $H_{CJ}$ よりも小さい値となる。

図6(b)のように完全配向( $a=1$ )したときの保磁力は $\theta$ が $0^\circ$ の結晶粒の保磁力に等しくなるのは回転磁化モデルと同じである。その値は等方性のときの約0.71倍となり、実験結果に近い値が得られる。このことから、磁壁移動モデルはNd-Fe-B焼結磁石の保磁力メカニズムを反映していると考えられる<sup>8), 9)</sup>。

### 3.3 配向分布による解析

図7にDy含有量が0.0%と2.1%のサンプル(表1のSample 4とSample 5)のEBSD測定によって得られた極点図を、図8にEBSDから得られた方位差分布およびそれから得られる配向分布を示す。極点図は同心円に近い分布形状を示しており、配向分布は配向磁界が強くなると低角度側にシフトする、すなわち配向が高くなることを示している<sup>12), 13)</sup>。

先に定義した $\theta$ より結晶粒の方位差分布関数を $f(\theta)$ 、配向分布関数を $P(\theta)$ とすれば、式(3)のような関係になる。

$$f(\theta) \propto P(\theta) \sin \theta \quad (3)$$

図8に示した配向分布関数 $P(\theta)$ は、標準偏差を $\sigma$ とした式(4)で表されるガウス分布に近いことが分かる。

$$P(\theta) \propto \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4)$$

実測の分布をガウス分布で近似したときの $\sigma$ は配向磁界が0.14 MA/mのときは $19^\circ$ で、配向磁界1.35 MA/mのときは $12^\circ$ である。その分布を図8にあわせ示す。

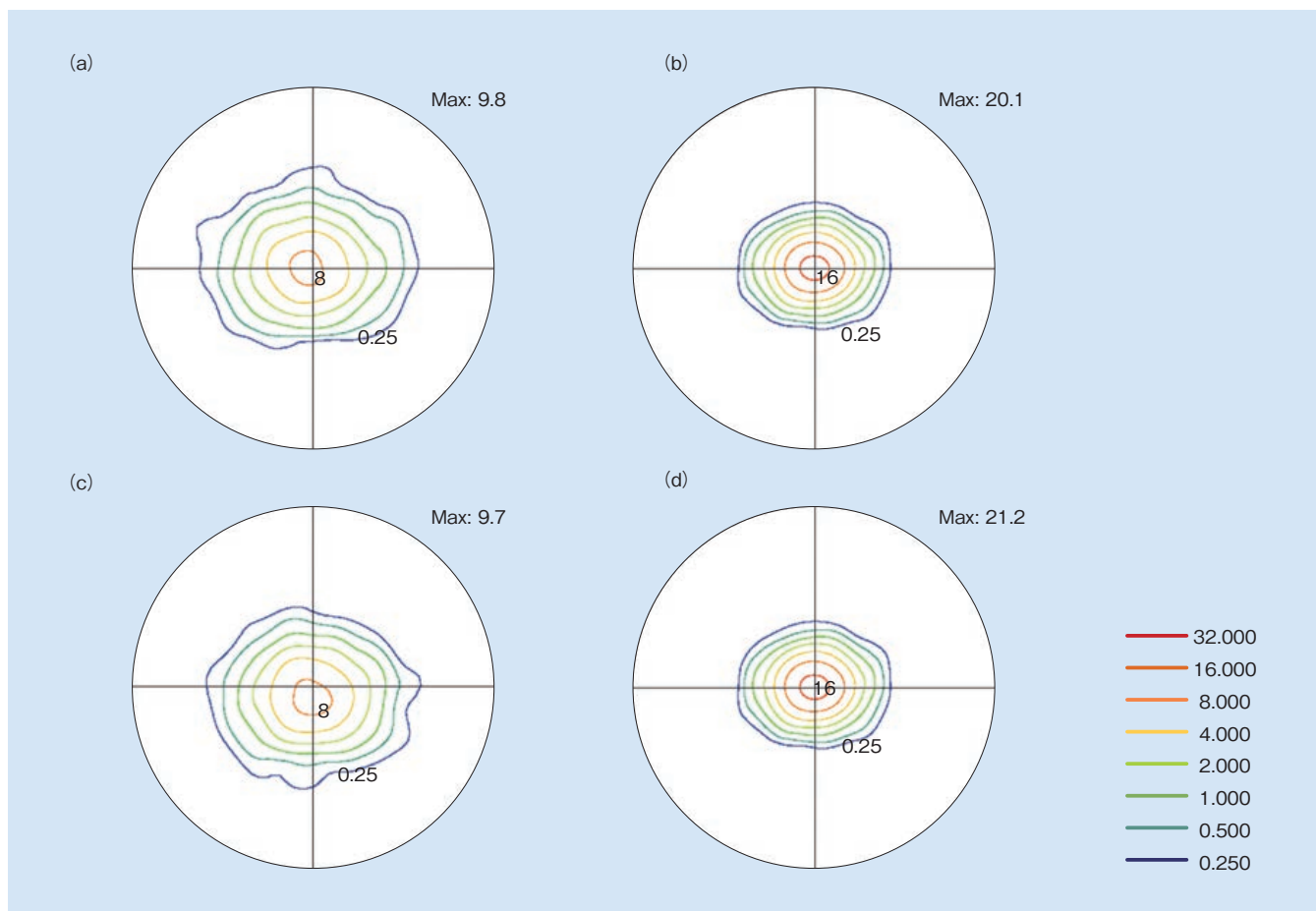


図7 EBSDによって得られた極点図

(a) Sample 4 (Dy0.0%) 配向磁界 0.14 MA/m (b) Sample 4 (Dy0.0%) 配向磁界 1.35 MA/m  
(c) Sample 5 (Dy2.1%) 配向磁界 0.14 MA/m (d) Sample 5 (Dy2.1%) 配向磁界 1.35 MA/m

Fig. 7 Pole figure using electron backscattering diffraction(EBSD)

(a) Sample 4 (Dy: 0.0%) alignment field: 0.14 MA/m (b) Sample 4 (Dy: 0.0%) alignment field: 1.35 MA/m  
(c) Sample 5 (Dy: 2.1%) alignment field: 0.14 MA/m (d) Sample 5 (Dy: 2.1%) alignment field: 1.35 MA/m

図 1 を詳細に見ると、Dy が含まれる場合と含まれない場合で保磁力減少率に差が見られたが、図 8 の配向分布では Dy 含有の有無による差は見られなかった。

$P(\theta)$  から各結晶粒の磁化の  $\theta$  が  $0^\circ$  の方向に平行な成分の総和を算出でき、配向度  $a$  を式(5)により計算することができる。

$$a = \frac{B_r}{J_s} = \frac{1}{2} \int_0^{\frac{\pi}{2}} P(\theta) \sin 2\theta d\theta \quad (5)$$

ここでこの磁石の保磁力は磁壁移動モデルにしたがうとすれば式(6)が成り立つ。

$$H_{cJ}(\theta) = \frac{H_{cJ}(0)}{\cos \theta} \quad (6)$$

結晶粒の磁化の総和がバルク体の磁化  $J$  を与える。式(7)に示すような、配向磁石において角度  $0^\circ$  から  $\theta_1$  の結晶粒が磁化反転し磁化  $J$  が 0 となるときの磁界  $H_{cJ}(\theta_1)$  が磁石の保磁力となる。

$$J = \frac{1}{2} J_s \int_{\theta_1}^{\frac{\pi}{2}} P(\theta) \sin 2\theta d\theta - \frac{1}{2} J_s \int_0^{\theta_1} P(\theta) \sin 2\theta d\theta = 0 \quad (7)$$

等方性磁石の場合  $\theta_1$  は  $\pi/4$  となり、配向磁石では  $\theta_1$  は 0 から  $\pi/4$  の間の値となる。式(2), (6)と角度  $\theta_1$  から、保磁力減少率  $\beta$  は式(8)で与えられる。

$$\beta = \frac{1/\cos \theta_1}{1/\cos \frac{\pi}{4}} - 1 = \frac{1}{\sqrt{2} \cos \theta_1} - 1 \quad (8)$$

ただし式(8)はすべての結晶粒が独立して式(6)にしたがうとしている。磁石の配向が高くなるにしたがい  $\theta_1$  は小さくなり、完全配向では 0 となる<sup>13)</sup>。

図 9 に保磁力減少率の配向度依存性について、EBSD 測定からの計算値と、磁気特性測定による実測値を示す。破線は配向分布関数  $P(\theta)$  がガウス分布である場合の計算値である。計算値と実測値は配向度については良く一致したが、保磁力減少率は大きく異なる結果となった。また図 1 のデータから予想して描いた関係のグラフ線と、配向分布をガウス分布として計算した線を比べると大きく異なることが分かった。

この計算値と実測値の相違は今回の保磁力減少率の計算はすべての結晶粒が  $1/\cos \theta$  にしたがって磁化反転すると仮定していることから生じていると考えられる。 $\theta$  が大きな結晶粒の粒界に存在するピンニングサイトに磁壁は強くビ

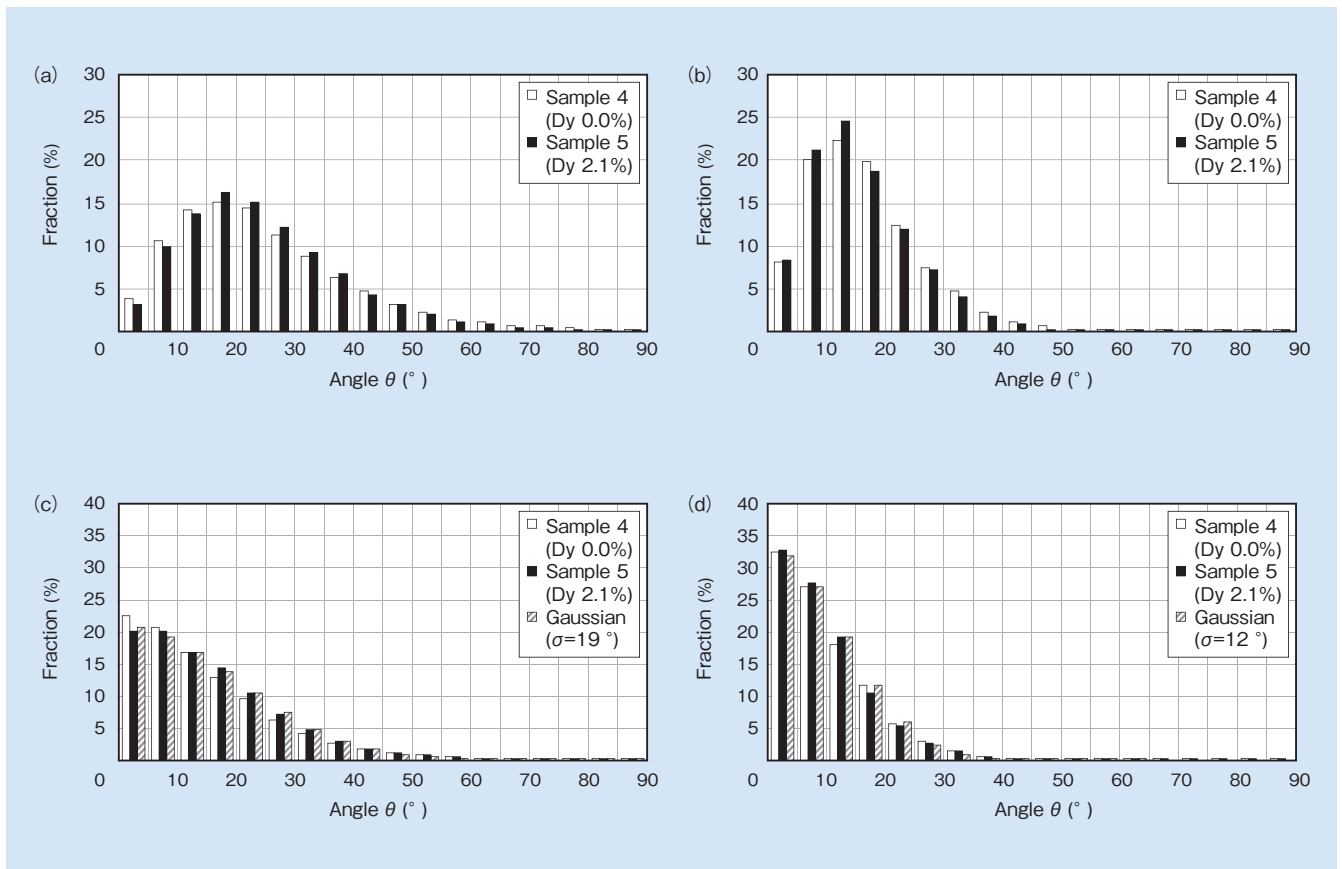


図 8 EBSD によって得られた方位差分布  $f(\theta)$  と配向分布  $P(\theta)$  およびガウス分布

- (a)  $f(\theta)$  配向磁界 0.14 MA/m (b)  $f(\theta)$  配向磁界 1.35 MA/m  
 (c)  $P(\theta)$  配向磁界 0.14 MA/m および標準偏差  $\sigma = 19^\circ$  のガウス分布  
 (d)  $P(\theta)$  配向磁界 1.35 MA/m および標準偏差  $\sigma = 12^\circ$  のガウス分布

Fig. 8 Data based on misorientation distribution figure by EBSD and calculated alignment distribution using EBSD data and Gaussian distribution

- (a)  $f(\theta)$  (alignment field: 0.14 MA/m) (b)  $f(\theta)$  (alignment field: 1.35 MA/m)  
 (c)  $P(\theta)$  (alignment field: 0.14 MA/m) and Gaussian distribution with standard deviate  $\sigma = 19^\circ$   
 (d)  $P(\theta)$  (alignment field: 1.35 MA/m) and Gaussian distribution with standard deviate  $\sigma = 12^\circ$

ン止めされているとする。外部からの磁界の影響でそこから磁壁が外れれば磁壁は次のピンニングサイトまで移動するが、そのピンニングサイトのピン止め力が弱ければ磁壁はそこにはとどまらず、また次のピンニングサイトまで移動すると考える。つまり磁壁は弱いピンニングサイトしか持たない結晶粒にはとどまることなく移動すると仮定すると説明できると考える。高い配向の磁石では大きな $\theta$ の結晶粒の数は少なくなるため強いピンニングサイトの数は少なくなり、保磁力は当初に仮定した $1/\cos \theta$ にしたがうようになり、それにそって磁化反転するようになると考えられる。このように考えると、磁壁移動モデルは、配向した磁石では磁壁がピンニングサイトから外れた時に複数の結晶粒を飛び越え移動することを考慮したモデルに修正する必要がある。

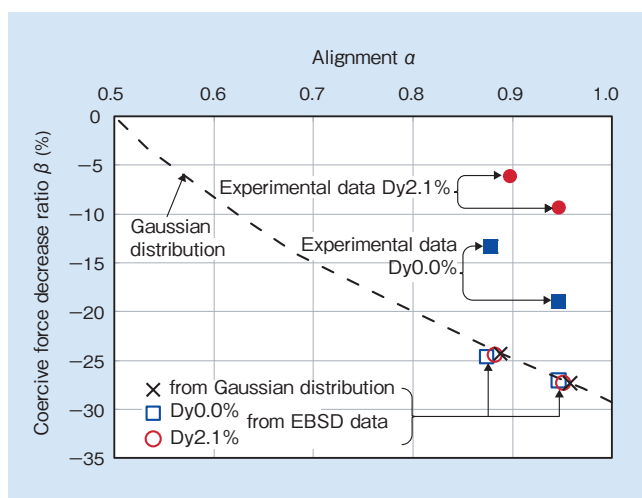


図9 EBSD データおよびガウス分布によって予想される保磁力 (実測値は磁気特性測定による)

Fig. 9 Expected coercive force using EBSD data and the gaussian distribution function. (Experimental data in this figure was obtained by magnetic properties measurement)

#### 4. 結 言

Nd-Fe-B 焼結磁石の保磁力  $H_{cJ}$  は配向度の向上とともに減少するという実験結果が得られた。この保磁力の配向度依存性は結晶粒径の違いによるものではなく、 $H_{cJ}$  発生のメカニズムから起こっていることが強く示唆される。回転磁化モデルではこの保磁力の減少は説明できず、磁壁移動モデルならば定性的に説明できる。

磁壁移動モデルと配向分布から求めた計算値と磁気特性による実測値は配向度については良く一致したが、保磁力減少率は大きく異なり Dy 含有量に依存する結果となった。この差はすべての結晶粒の保磁力が独立して  $1/\cos \theta$  にしたがうとした仮定に起因するのではないかと推測される。強いピンニングサイトにピン止めされた磁壁がピンニング力の弱い複数の結晶粒を飛び越え移動することにより磁化反転が進むと考えると、計算と実測の差を説明できると考えられる。

## 引用文献

- 1) M. Sagawa, S. Fujimura, M. Togawa, H. Yamamoto and Y. Matsuura: *J. Appl. Phys.*, 55 (1984), 2088.
- 2) H. Kronmuller, K. D. Dust and G. Martinek: *J. Magn. Magn. Mater.*, 69 (1987), 149.
- 3) D. Givord, M. Rossignol and V. M. T. S. Barthem: *J. Magn. Magn. Mater.*, 258 (2003), 1.
- 4) F. Cebollada, M. F. Rossignol, D. Givord, V. Villas-Boas and J. M. Gonzales: *Phy. Rev. B*, 52 (1995), 13511.
- 5) R. W. Gao, D. H. Zhang, H. Li and J. C. Zhang: *Appl. Phys. A*, 67 (1998), 353.
- 6) D. Harimoto, Y. Matsuura and S. Hosokawa: *J. Jpn. Soc. Powder Powder Metallurgy*, 53 (2006), 282.
- 7) 播本大祐, 松浦 裕: *日立金属技報*, 23 (2007), 69.
- 8) 松浦 裕: *「金属」*, 83 (2013), 28.
- 9) Y. Matsuura, J. Hoshijima and R. Ishii: *J. Magn. Magn. Mater.*, 336 (2013), 88.
- 10) 松浦 裕: 博士論文 (1987), p92.
- 11) E. Kondorskii: *Comptes Rendus (Doklady) de l' Academie des Sciences de l' URSS*, 15 (1937), 457.
- 12) Y. Matsuura, N. Kitai, R. Ishii, M. Natsumeda and J. Hoshijima: *J. Magn. Magn. Mater.*, 346 (2013), 1138.
- 13) N. Kitai, Y. Matsuura, R. Ishii, M. Natsumeda and J. Hoshijima: *J. Jpn. Soc. Powder Powder Metallurgy*, to be published.



北井 伸幸

*Nobuyuki Kitai*

日立金属株式会社  
磁性材料カンパニー  
磁性材料研究所



松浦 裕

*Yutaka Matsuura*

日立金属株式会社  
磁性材料カンパニー  
工学博士



石井 倫太郎

*Rintaro Ishii*

日立金属株式会社  
磁性材料カンパニー  
磁性材料研究所



藁田 充俊

*Mitsutoshi Natsumeda*

日立金属株式会社  
磁性材料カンパニー  
磁性材料研究所



星島 順

*Jun Hoshijima*

日立金属株式会社  
磁性材料カンパニー  
磁性材料研究所