

陽子加速器周辺での Nd-Fe-B 焼結磁石の減磁

Flux Loss of Nd-Fe-B Sintered Magnets Placed Near a Proton Synchrotron

楨田 顕・川久保忠通*・中村英滋*・杉山英二・青木雅昭

住友特殊金属株式会社, 大阪府三島郡島本町江川 2-15-17 (〒618-0013)

*高エネルギー加速器研究機構, 茨城県つくば市大徳 1-1 (〒305-0801)

K. Makita, T. Kawakubo*, E. Nakamura*, E. Sugiyama, and M. Aoki

Sumitomo Special Metals Co., Ltd., 2-15-17 Egawa, Shimamoto-cho, Mishima-gun, Osaka 618-0013

*KEK, 1-1 Oho, Tsukuba-shi, Ibaraki 305-0801

Demagnetization of Nd-Fe-B sintered magnets under proton and neutron irradiation near the beam line of a proton synchrotron was investigated. Magnets with coercivities of less than 1.3 MA/m showed obvious flux loss proportional to the absorbed dose. On the other hand, the flux loss was less than 1% after 4.1 kGy irradiation of magnets with coercivities greater than 2.0 MA/m. Since all of the magnets have the same Curie temperature, the difference in the demagnetization rate can be attributed to the probability of nucleation of a reverse domain in a locally heated region located around a knock-on atom, which is analogous to the thermal demagnetization of the magnets that usually starts below their Curie points.

Key words: Nd-Fe-B sintered magnets, proton, neutron, demagnetization, coercivity

1. はじめに

着磁された永久磁石から発生する磁束量は必ずしも永久不変ではなく、温度変化、逆磁界の印加、磁石表面の腐食といったさまざまな要因によって減少する。減磁を促進する要因のひとつに粒子線の照射があり、着磁された Nd-Fe-B 焼結磁石に加速された陽子線¹⁾²⁾、中性子線³⁾⁴⁾、電子線⁵⁾⁶⁾を照射すると、マクロな温度上昇がなくとも磁石の磁束量が減少することが知られている。Kähkönen らはこの現象を、粒子衝突によるキュリー温度以上の局所的な温度上昇と、それに続いて起こる逆磁区の核生成によって説明した⁷⁾。

最近、Nd-Fe-B 焼結磁石の保磁力の大きさが粒子線照射時の減磁挙動に与える影響についていくつかの報告がなされている。Ito らは Nd-Fe-B 焼結磁石に加速エネルギー 200 MeV の陽子線を照射したときの磁束の経時変化を測定し、磁石の減磁率が吸収線量の対数に比例すること、および、保磁力が高いほど、またパーミアンス係数が大きいほど、減磁が始まるまでの潜伏期間が長くなることを示した⁸⁾。また、Bizen らは、加速エネルギー 2.0 GeV の電子線を銅製のターゲットに照射したときの周辺に置かれた Nd-Fe-B 焼結磁石の減磁挙動を調べ、減磁率が電子線の照射線量に比例することや、磁石の保磁力、パーミアンス係数、着磁方向の影響について報告している⁹⁾。

放射線場中で減磁の起こる条件を明確にしておくこと

は、Nd-Fe-B 焼結磁石を用いた磁気回路の粒子加速器の周辺装置への応用を考える場合に極めて重要である。そこで、本研究では、Kähkönen らが提唱した減磁機構を検証する目的で、保磁力のレベルが大きく異なる Nd-Fe-B 焼結磁石を使って粒子線の照射実験を実施した。

2. 実験方法

主相のキュリー温度が等しく (590K)、保磁力が 0.9~2.4 MA/m の範囲にある 4 種類の Nd-Fe-B 焼結磁石を用意した。Table 1 に用いた磁石の磁気特性を示す。保磁力の違いは、希土類成分中に含まれる重希土類の比率の違いに起因する。磁石を縦横 34 mm、厚さ (着磁方向) 10 mm の直方体に加工した後、着磁した。また、縦横 34 mm、厚さ 1.65 mm のアクリル酸樹脂板の両面に縦横 34 mm、厚さ 1.0 mm の鉄板を貼り合わせたものを用意し、これを 2 個の磁石ではさみこんで 1 組の照射用試料とした。試料の P_c (パーミアンス係数) の平均値は 1.2 である。アクリル酸樹脂板には、中心部の磁束密度を測定するためにガウスメータのプロープを挿入できる孔を設けた。これは、加速器停止中に短時間で簡便に測定を行うためである。照射を開始する前の試料 A~D の中心部磁束密度はそれぞれ 0.63, 0.60, 0.54, 0.52 T であった。磁束密度を測定する際の室温には 10℃ 程度の変動があったので、すべての測定値を測定時の室温と試料の残留磁束密度の温度係数を用いて 20℃ での値に補正した。

試料への粒子線照射は、高エネルギー加速器研究機構の陽子シンクロトロンを使って行った。この装置の主リング (加速エネルギー 12 GeV) には陽子ビームを取り出すため

Table 1 Magnetic properties of sample magnets at 300 K.

Symbol	B_c (T)	H_cJ (MA/m)	$(BH)_{max}$ (kJ/m ³)
A	1.39	0.9	374
B	1.33	1.3	342
C	1.21	2.0	279
D	1.15	2.4	255

の取り出し口が2カ所にある。試料A~Dの各3組ずつを木枠とポリスチレンからなるホルダーに固定し、2カ所のビーム取り出し口のうち作動中のものの近くに試料ホルダーを設置して、ビームロスにより発生する粒子線を照射した。ビームラインが通る真空配管と試料との間の距離は96 cmであった。粒子線の種類は、陽子ビームが金属製の真空配管に衝突して生じる中性子線と γ 線、および陽子ビームの一部がそのまま真空配管を突き抜けて大気中に出てきた陽子線の3種類からなる。粒子線の入射方向は試料の磁化方向と垂直である。また、試料の吸収線量は、試料と同位置にモニターとして設置した純アルミニウム片中に生成する ^{22}Na が放出する γ 線の量(Bq/g)を測定し、それを吸収線量(Gy)に換算することにより求めた¹⁰⁾。なお、仮に吸収線量のすべてが磁石の温度上昇に寄与したとしても、温度上昇はたかだか数 $^{\circ}\text{C}$ であり、磁石全体の昇温による熱減磁は起こり得ない範囲である。

3. 実験結果

Fig.1に、試料A~D各3組について測定した吸収線量と試料中心部で測定した減磁率($\Delta B/B_0 \times 100(\%)$ 、ただし、 B_0 は照射開始時の磁束密度、 ΔB は磁束密度の減少量)との関係を示す。図中の●印は、粒子線を照射しなかった比較用試料の減磁率を同時に測定した結果を表す。比較用試料の磁束密度は測定誤差の範囲内で一定値を示した。粒子線を照射した試料の減磁率は吸収線量の増加とともにほぼ直線的に増加した。すなわち、 ΔB は吸収線量に比例している。また、保磁力が高い材質ほど同一吸収線量当たりの減磁率は小さくなる。

Fig.2に、磁石の保磁力と吸収線量1 kGyあたりの減磁率(試料数3組の平均値)との関係を示す。両者の間には明らかな相関があり、保磁力が高いほど減磁率は急激に減少する。

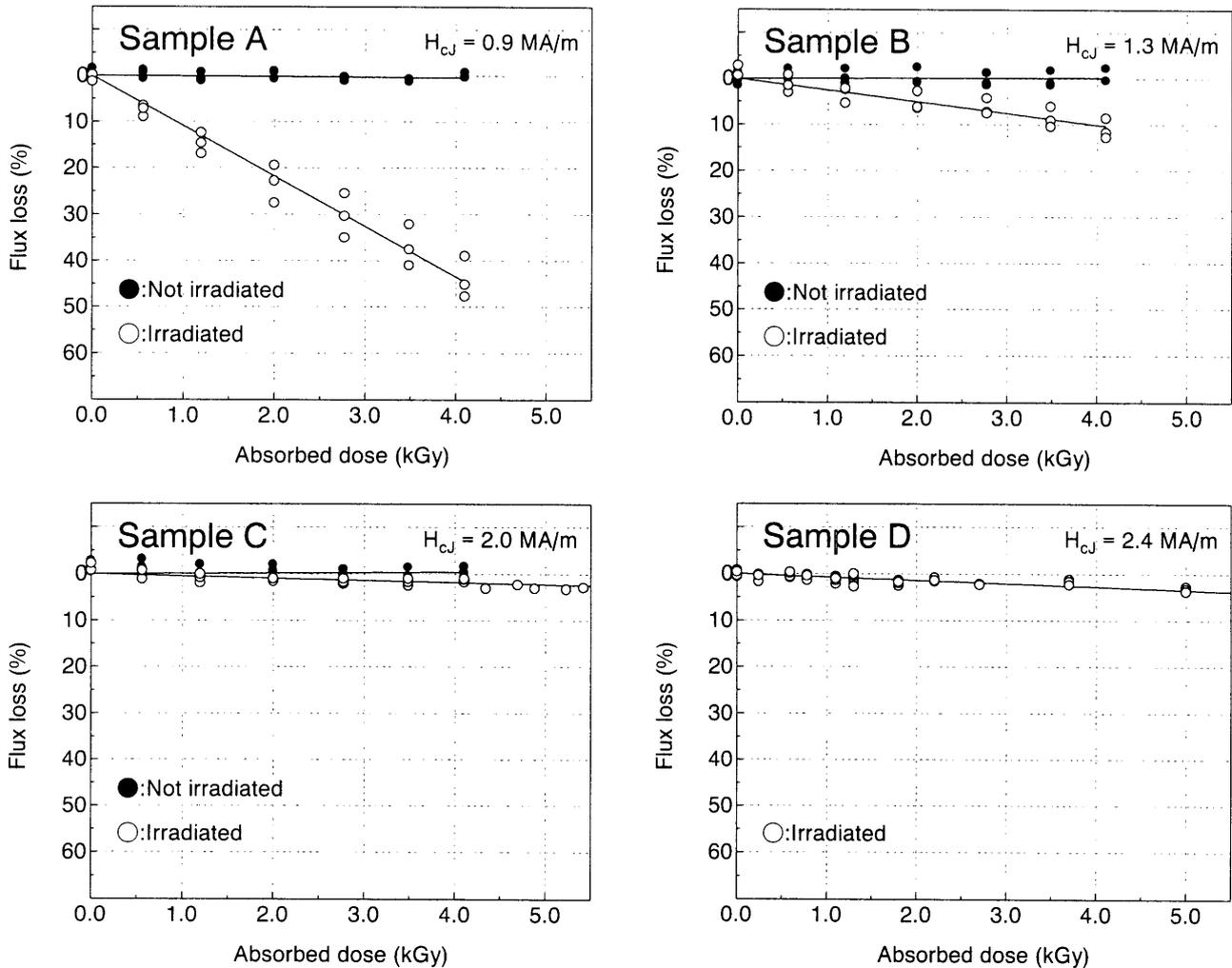


Fig. 1 Relation between the absorbed dose and the magnetic flux of Nd-Fe-B sintered magnets placed near the beam line of a proton synchrotron.

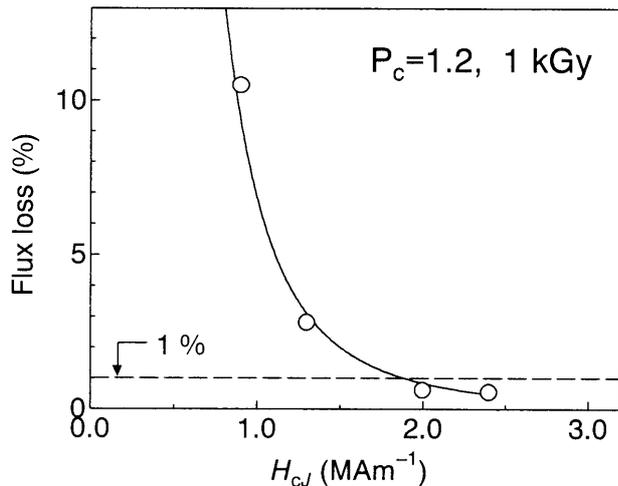


Fig. 2 Demagnetization of Nd-Fe-B sintered magnets per 1 kGy of irradiation with protons and neutrons.

Fig.3に、試料 C, D の長期間にわたる測定結果を示す。試料 C では、吸収線量が少ない間はほとんど減磁が見られなかったが、吸収線量が約 4k Gy を越えると磁束密度は吸収線量の対数に比例して減少した。ただし、試料 C に限っては吸収線量が約 4 kGy となった時点で試料の設置位置を 2カ所あるビーム取り出し口的一方から他方へ移動したため、その影響が表れた可能性も考えられる。一方、試料 D では、磁束密度は単調に減少しており、その変化は試料 C に比べてなだらかである。吸収線量に対して直線的な減磁を示した試料 A, B と比較して、試料 C, D の減磁率はこれらとは明らかに異なる吸収線量依存性を示す。

4 減磁機構の考察

考察に入る前にいくつかの仮定を行う。まず、前述のように試料に照射される放射線は中性子線、陽子線、 γ 線の3種が考えられるが、このうち γ 線は Nd-Fe-B 焼結磁石に照射しても減磁をほとんど起こさないことが知られている⁴⁾⁶⁾。一方、純アルミニウム片モニターが検出する放射線は約 30 MeV 以上の加速エネルギーを有するものに限られ、 γ 線は検出されない。そこで、本研究では吸収線量の測定値が実質的に中性子線、および陽子線によるものであると見なして以下の議論を進める。なお、中性子と陽子の照射量を区別して測定できるような検出器がないので確認できないが、試料の位置に飛来する高速粒子の大部分は中性子であると推測される。

また、加速した粒子を永久磁石に直接衝突させる場合と異なり、本研究において試料位置に主として飛来する中性子の運動エネルギー E_0 の値は明らかではない。参考までに、加速エネルギー 500 MeV の陽子ビームを金属製の厚いターゲットに入射させた場合に、入射方向と垂直な方向に発生する中性子のエネルギー Spektrum を計算した結果によれば、エネルギーが 1 MeV のところに中性子数のピークがあり、その分布は 100 MeV のあたりまで広が

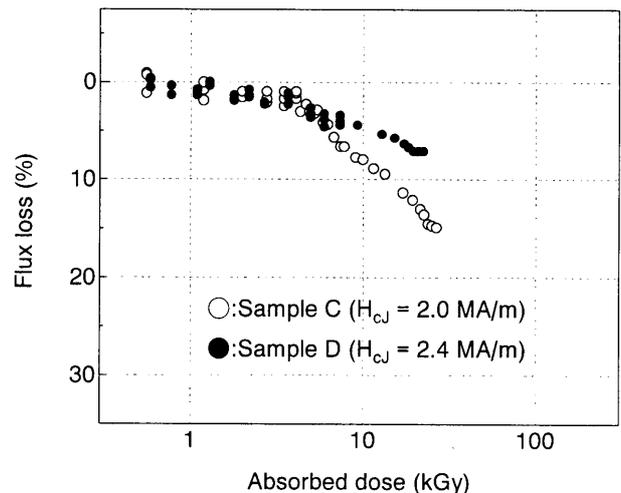


Fig. 3 Relation between the absorbed dose and the magnetic flux of Nd-Fe-B sintered magnets with coercivities greater than 2.0 MA/m.

っている¹⁾。このことから、本研究で試料に照射される高速中性子のエネルギー分布は、1 MeV から 12 GeV までの比較的広い分布を持つものと推測される。

さて、Kähkönen らによれば、粒子線照射によって Nd-Fe-B 焼結磁石の減磁が起こる理由は、Fig.4 に模式的に示すように、衝突粒子の運動エネルギー E_0 が磁石を構成する原子に受け渡され、その原子 (knock-on atom) の周囲の領域 R でキュリー温度を越える局所的な温度上昇 ($T_H > T_c$) が起こり、そこで逆磁区の核生成が誘起されるためであると説明されている。ところが、この説明だとキュリー温度が等しい磁石は同じような減磁挙動を示すはずであり、Fig.2 に示したようなキュリー温度が等しく保磁力の異なる材料間の減磁率の違いを説明することができない。

したがって、領域 R の温度上昇はキュリー温度を超えない ($T_H < T_c$) と考えられる。この場合、領域 R において温度上昇により結晶磁気異相性が低下するので、領域 R にお

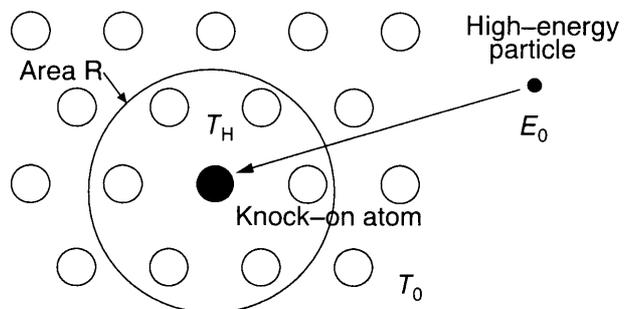


Fig. 4 Model to explain the reverse in magnetization caused by proton and/or neutron irradiation.

Table 2 Onset temperature of thermal demagnetization at $P_c = 1.0$.

Sample	H_{cJ} at 300 K (MA/m)	Onset temperature of thermal demagnetization (K)
A	0.9	315
B	1.3	370
C	2.0	445
D	2.4	485

けるパーミアンス係数が小さく、かつ領域 R が十分な大きさを持てば、逆磁区の核生成と磁化反転が起こるだろう。重希土類を多く含む磁石では温度 T_H における結晶磁気異方性が高く、かつ飽和磁化が低くなるので、磁化反転は起こりにくくなる。このように、試料 A~D の示した減磁挙動の違いは、領域 R における局所的な熱減磁の起こりやすさの違いに起因すると考えると理解しやすい。

Table 2 に、パーミアンス係数が 1.0 である試料 A~D と同じ材質の磁石を均一に温度上昇させた場合の熱減磁が開始する温度を示す。磁石の固有保磁力が高いほど、熱減磁開始温度はほぼ直線的に増加する。これらの数値と Fig.2 に示した結果を合わせると、以下のような考察が可能である。まず、領域 R の温度 T_H は固有の値をとらずにある範囲に分布していると考えられる。その理由には、飛来する中性子の運動エネルギー E_0 に分布があることや、衝突角、あるいは衝突する相手が希土類、Fe、B のいずれであるか等の違いにより E_0 のうち knock-on atom に受け渡される割合が異なることなどが挙げられる。試料 A、B では明確な減磁が見られることから、 T_H の分布の少なくない部分が試料 A の熱減磁開始温度である 315 K を越えていると推測される。一方、保磁力が 2.0 MA/m 以上である試料 C、D で減磁が小さくなる理由は、 T_H の分布のうち試料 C の熱減磁開始温度である 445 K を越えるものが非常に少ないためであると推定される。つまり、本研究の照射条件では、 T_H の分布のほとんどが 315~445 K の範囲に集中していると思われる。

なお、磁石中に浸入する中性子から見た場合、磁石を構成する原子の原子核の散乱断面積は極めて小さく、ほとんどの粒子は衝突を起こさずに試料磁石中を素通りしてしまう。したがって、衝突は試料のどの場所においても同じ確率で起こる。また、磁化反転は領域 R を内在する結晶粒のみに起きて他に伝播しないと考えると、試料 A、B において減磁率が吸収線量に比例することも理解できる。

仮説として提示した上記の減磁機構が正しいとすれば、もし E_0 が小さく、 T_H がその材料の熱減磁開始温度を超えなければ、吸収線量がどんなに多くとも減磁は全く起こらないはずである。しかし、今回の測定では、熱減磁開始温度が最も高い試料 D においても減磁率はゼロにならなかった。また、Fig.4 に示したように、試料 C、D の吸収線量と減磁率とは試料 A、B の場合と違って直線的な比例関

係になく、試料 B についてもより長期の測定を行えば吸収線量に比例しない減磁率を示すかも知れない。これらの非直線的な減磁の進行を説明するには、磁石内の P_c (パーミアンス係数) の初期分布と、減磁の進行に伴う P_c 分布の変化を考慮する必要があると思われる。それ以外に、粒子線入射による核反応、あるいは格子欠陥の導入など、局所的な熱減磁以外の減磁機構を持つ可能性も否定できない。これら未解明な点については今後の研究が待たれる。

5. まとめ

保磁力レベルの異なる 4 種類の Nd-Fe-B 焼結磁石に、加速エネルギー 12 GeV の陽子加速器周辺で主として高速中性子からなる高速粒子を照射したときの減磁率を測定し、以下の結果を得た。

1. Nd-Fe-B 焼結磁石の保磁力と高速粒子照射時の減磁速度の間には明らかな相関があり、同一の照射条件においては保磁力が高いほど減磁率は急激に減少する。
2. 保磁力が 1.3 MA/m 以下の磁石の減磁率は吸収線量に比例する。
3. 吸収線量に比例する減磁は、磁石中の任意な位置で高速粒子が衝突した原子の周辺領域において、高速粒子の加速エネルギーに依存した局所的な昇温が起こり、その温度が磁石の熱減磁開始温度を超えた場合に結晶粒の磁化反転が起こる、とするモデルで説明することができる。

今後は、Nd-Fe-B 焼結磁石においてどのような照射条件のときに減磁を無視することができるかを追加実験により明らかにしていきたい。

文 献

- 1) E. W. Blackmore: *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **NS-32**, 3669 (1985).
- 2) M. Talvitie, O.-P. Kähkönen, S. Mäkinen, H. Rajainmäki, M. Manninen and V. Lindroos: *J. Magn. Magn. Mat.*, **102**, 323 (1991).
- 3) J. R. Cost, R. D. Brown, A. L. Giorgi and J. T. Stanley: *IEEE Trans. Magn.*, **24**, 2016 (1988).
- 4) J. Alderman, P. K. Job, R. C. Martic, C. M. Simmons and G. D. Owen: *Nucl. Instrum. & Methods*, **A 481**, 9 (2002).
- 5) Henry B. LUNA, Xavier K. MARUYAMA, Nicholas J. COLELLA, John S. HOBBS, Robert S. HORNADY, Bernhard KULKE and James V. PALOMAR: *Nucl. Instrum. & Methods*, **A 285**, 349 (1989).
- 6) S. Okuda, K. Ohashi and N. Kobayashi: *Nucl. Instrum. & Methods*, **B 94**, 227 (1994).
- 7) O.-P. Kähkönen, S. Mäkinen, M. Talvitie and M. Manninen: *J. Phys.: Condens. Matter*, **4**, 1007 (1992).
- 8) Yoshifumi Ito, Keisuke Yasuda, Ryoya Ishigami, Satoshi Hatori, Osami Okada, Ken Ohashi and Shintaro Tanaka: *Nucl. Instrum. & Methods*, **B 183**, 323 (2001).
- 9) T. Bizen, T. Tanaka, Y. Asano, D. E. Kim, J. S. Bak, H. S. Lee and H. Kitamura: *Nucl. Instrum. & Methods*, **A 467-468**, 185 (2001).
- 10) T. Kawakubo, M. Numajiri and T. Sanami: *KEK Accelerator Study Note*, **ASN-461** (2002) (in Japanese).
- 11) T. Sanami, H. Nakamura, M. Numajiri and T. Kawakubo: *KEK Study Report*, **SR-547** (2002) (in Japanese).

2003年10月23日受理, 2004年1月15日採録