

放射光挿入光源用永久磁石の放射線減磁
に関する研究

備前輝彦

目次

第1章 序論.....	1
1.1 本研究の背景と位置づけ.....	1
1.2 論文の構成.....	7
第2章 放射線、永久磁石について.....	9
2.1 放射線減磁研究と問題点.....	9
2.2 放射線.....	12
2.3 永久磁石概説.....	17
2.3.1 希土類磁石と減磁.....	17
2.3.2 磁区と磁壁.....	17
2.3.3 B-H 曲線と着磁過程.....	18
2.3.4 ヒステリシス曲線と減磁曲線.....	19
2.3.5 保磁力.....	20
2.3.6 反磁場.....	20
2.3.7 Givord の磁化反転モデル (Global model).....	20
2.3.8 保磁力の発生機構 (核発生タイプとピン止めタイプ).....	22
2.3.9 経時変化と安定化処理.....	23
第3章 放射線減磁モデル.....	31
3.1 はじめに.....	31
3.2 これまで提唱されているモデル.....	31
3.2.1 Kähkönen らの熱スパイクモデル.....	31
3.2.2 Makita らの熱減磁モデル.....	32
3.2.3 これまでのモデルの問題点.....	32
3.3 新しい放射線減磁モデル.....	34
3.3.1 はじめに.....	34
3.3.2 広域エネルギー吸収放射線減磁機構.....	34
3.3.3 微小領域エネルギー放出放射線減磁機構.....	35
3.3.4 二つの機構により起こる放射線減磁.....	36
3.3.5 放射線減磁における Global model の適用.....	37

第4章 実験方法	47
4.1. はじめに	47
4.2. 韓国浦項加速器研究所ライナックを用いた照射実験	47
4.2.1 照射	47
4.2.2 実験装置	48
4.3 SPring-8 シンクロトロンを用いた照射実験	55
4.3.1 照射	55
4.3.2 実験装置	55
第5章 広域エネルギー吸収放射線減磁機構	59
5.1. はじめに	59
5.2. 安定化処理と放射線減磁	61
5.2.1. 研究の目的	61
5.2.3. 実験結果および考察	62
5.3. パーミアンス係数を用いた放射線による熱ゆらぎ温度の評価	68
5.3.1. 研究の目的	68
5.3.2. サンプル	68
5.3.3. 実験結果および考察	69
5.4. 熱減磁および放射線減磁と保磁力の関係をj用いた放射線による熱ゆらぎ温度の評 価	72
5.4.1 研究の目的	72
5.4.2 サンプル	72
5.4.3 実験結果および考察	74
5.5. 本章のまとめ	77
第6章 微小領域エネルギー放出放射線減磁機構	79
6.1 はじめに	79
6.2 耐熱磁石 $SmCo_5$ 、 Sm_2Co_{17} における放射線減磁	80
6.2.1 研究の目的	80
6.2.2 サンプル	80
6.2.3 実験結果および考察	82
6.3 低温下で熱ゆらぎの影響が低下したときの放射線減磁	85
6.3.1. 研究の目的	85

6.3.2 サンプルおよび照射条件	85
6.3.3. 実験結果および考察	85
6.4 放射線減磁のエネルギー依存性	94
6.4.1 はじめに	94
6.4.2 サンプル	94
6.4.3 実験結果	95
6.4.4 計算結果	96
6.4.5 考察	100
6.5 本章のまとめ	127
第7章 まとめ	130
謝辞	134
補足説明	135
放射線減磁に関する研究一覧	135
1 γ 線	136
2 放射光	136
3 中性子	137
4 プロトン	138
5 電子線 (Bremsstrahlung)	139
参考文献	141
業績リスト	148

第 1 章 序論

1.1 本研究の背景と位置づけ

本論文は、放射光施設の放射光発生装置である挿入光源の永久磁石が、強い放射線により磁力を失う放射線減磁現象を研究したものである。

放射光とは、光速に近い直進する高エネルギーの荷電粒子（電子や陽電子）が、その進行方向を磁場によって曲げられた際に、軌道の接線方向に放射される電磁波のことである。放射光は、高輝度、高指向性、光の偏光特性を変えられるなどの優れた特徴を持っている。このため、放射光は科学の広範な領域、材料・物質科学、地球・宇宙科学、環境科学、医学、生命科学等の研究で広く利用され、産業の分野でも分析・加工などで役立っている。特に、原子・分子・固体の分光学的研究、タンパク質の構造研究は放射光の利用により飛躍的に発展した。現在、規模の違いはあるが世界各国で 30 以上の放射光施設が稼働している。また、新たな放射光施設の建設が各地で計画されており、放射光を利用した研究、分析は今日、不可欠なものとなっている。

放射光発生装置は磁場により加速された電子を曲げることで放射光を発生させる。電子蓄積リングなどの円形加速器の放射光発生装置には偏向磁石と挿入光源がある。偏向磁石には電磁石が用いられることが多く、電子の軌道を円形に曲げリングに周回させるために用いられるが、この時に発生する放射光が利用される。挿入光源は円形加速器の直線部に挿入される磁石列を持つ装置で、偏向磁石から発生する放射光に比べ、桁違いに明るく、指向性もはるかに高い放射光を発生させることができる。挿入光源には、交互の磁場を発生させるため、永久磁石を多数並べた磁石列が上下に向かい合って設置されている。この上下の磁石列の間に高エネルギー電子を入射すると、電子は交互の周期磁場を受けて正弦波的な蛇行運動を起こし各周期から光を放出する(図 1.1-1)。例えば、挿入光源の一つであるアンジュレータは(図 1.1-2)、電子軌道の各周期から放出された放射光が干渉することで高い指向性を持ち単色性に優れた高輝度放射光を発生させることができる。挿入光源には多数の永久磁石が使用されているが、これらの磁石は同時期に製造されたものであってもそれぞれわずかに磁場の強度、磁化方向に個体差がある。このため、単に磁石を列に並べただけでは周期磁場は理想的な正弦波にならない。電子の蛇行運動が理想的正弦波からずれていると、放射光や電子軌道の特性が悪くなる。すなわち、(1) 蛇行運動の方向が

変化することで放射光の干渉効果が損なわれることによる輝度の低下、(2) 放射光の周期が定まらないことによる放射光スペクトルの単色性の劣化、(3) 電子ビーム軌道の偏向、(4) 電子ビームの広がり、が起きる。したがって、周期磁場を理想的な正弦波に近づけるために磁場計測を繰り返しながら永久磁石を並べ替えていく「精密磁場調整」を行わなければならない。精密磁場調整は挿入光源を建設する上で最も重要であり、膨大な磁石配列の組み合わせの中から最適な配列を選ぶ非常に困難で時間のかかる作業の一つである。このように最適化を行った磁石列であるが、永久磁石は強い放射線環境下でその磁場を失う「放射線減磁」を起こしてしまう。

「放射線減磁」は一部の放射光施設ですでに問題となっている。アメリカの放射光施設 APS (Advanced Photon Source) では、2001 年からトップアップ運転（電子を連続して蓄積リングに打ち込む運転方法）が開始された。しかし、このときから一部のアンジュレータの放射光が劣化を起こし始めた。劣化を起こしたアンジュレータは電子ビームが通過する空間が狭く、強い放射線が検出された場所のものであった。劣化を起こしたアンジュレータを蓄積リングから引き出して調査した結果、アンジュレータの永久磁石列の周期磁場が一部分で減少変化していることが確認された[1, 2]。このような、挿入光源永久磁石列の放射線による減磁は、フランスの放射光施設 ESRF (European Synchrotron Radiation Facility)[3]、国内においては日本大学の自由電子レーザー[4]などでも確認されている。

電子蓄積リングを利用した放射光源に代わる将来の放射光源として X 線自由電子レーザーがある。X 線自由電子レーザーは今世紀を象徴する新しい放射光源でありレーザーの波長が X 線領域に到達する。この X 線自由電子レーザーの熾烈な開発競争が現在世界各地で行われている。わが国でも X 線自由電子レーザーは、国際競争の優位性を確保する推進基盤としての国家基幹技術に 2006 年に指定された。X 線自由電子レーザーは、非常に高輝度でコヒーレント（波面のそろった）な X 線が得られるため、従来の放射光を用いた観察のように、試料を結晶化することなしに、タンパク質 1 分子からでも立体構造を調べることが可能である。このため、生命科学やナノテクノロジー技術など多方面に画期的な効果を及ぼすものとして期待されている。X 線自由電子レーザーの放射光は円形加速器と異なり、電子のマイクロバンチにより生じる。X 線自由電子レーザーに設置される極めて長いアンジュレータの中を群衆化した電子（バンチ）

が磁場で蛇行しながら進むと、その後部に位置する電子からの放射が前部の電子を加速あるいは減速する。このことにより、発生波長に等しい間隔で電子密度の濃淡（マイクロバンチ）がバンチ内に生じる。これらのマイクロバンチは強い放射光を発生させるが、この放射光によりさらに濃淡度の高いマイクロバンチがつくられる。この繰り返しにより、従来の放射光源よりも、強度の高い、コヒーレントなレーザー光が発生するのである。しかし、X線自由電子レーザーにおいて「放射線減磁」はより深刻な問題となることが予想される。X線自由電子レーザーでは、限られた長さに周期数をできるだけ多くするため周期長が非常に短いアンジュレータが使用されるが、これは磁石の厚さが薄いことを意味する。このため、有効な磁場強度を得るには上下磁石列間のギャップ（隙間）を小さくする必要がある。ところがこれは、電子ビームの通過する空間が狭くなるということであり、電子ビームの一部がアンジュレータ磁石に衝突する危険性が増加することを意味する。2005年、日本のX線自由電子レーザー計画について国際レビューが行われた。このとき、アンジュレータ永久磁石列の放射線減磁について、特に、次のことが指摘された。「電子ビームのハロー部の電子が直接永久磁石に衝突し減磁させてしまう可能性がある。（中略）すでに韓国放射光施設との共同研究で実施されている永久磁石の耐放射線減磁の研究^{注1}をさらに推進する必要がある。X線自由電子レーザーの厳しい要求に応えるため、高いエネルギーの電子ビームで照射する実験^{注2}が不可欠である。」

放射線が引き起こす磁場変化は、精密な磁場調整を行った挿入光源の磁石列の一部分でわずかに生じていても、先に述べた放射光の性能劣化、ビーム軌道への影響、更にレーザー発振の劣化などの深刻な問題を引き起こす。このため放射線減磁の問題は、あらゆる放射光施設の性能向上を阻む技術的な壁となっており、早急に何としても、解決の糸口を見つけ、突破口を開かねばならない問題である。

しかし、放射線減磁の研究は未だ十分ではない。放射線減磁のメカニズムを十分に説明するモデルはまだ構築されておらず、放射光施設のアンジュレータ用永久磁石で問題となる GeV クラスの高エネルギー電子線を用いた研究もほとんど行われていない。このため放射線減磁の防御方法を検討するための基本的なデータも存在せず、定量的な議論も行われておらず、どのように防御するか

注1 本論文第4章以降に示す韓国 PAL で行った実験のことを意味する。

注2 レビューの提言に対して、本論文第6.4節で示す実験が実施された。

という考え方も定かではない。そこで、本研究の目的は、

- (1) これまで研究が行われていなかったが、放射光施設や X 線自由電子レーザーのアンジュレータで極めて問題となる GeV クラスの高エネルギー電子線を用い、系統的な実験を行うことで、今まで不明であった高エネルギー電子線照射下で起きる放射線減磁のふるまいを明らかにすること、
- (2) これまでに提案された放射線減磁モデルの問題点を解決するため、これに代わる新たな放射線減磁モデルを構築し、高エネルギー電子線照射下で、放射線減磁に影響を与える各因子についての実験結果が、新たなモデルでうまく記述できることを示すこと、
- (3) これまで行われていなかった十分に制御された条件下での照射実験と、モンテカルロ粒子輸送計算コード FLUKA[5, 6]での放射線挙動シミュレーションを組み合わせ比較することで、放射線減磁に影響を与える放射線を解明し、放射線と放射線減磁の関係性を明らかにすること、

以上のことを用い、放射線減磁の有効な防御方法の見通しをつけ、実機設計への反映を目指すことと位置づける。

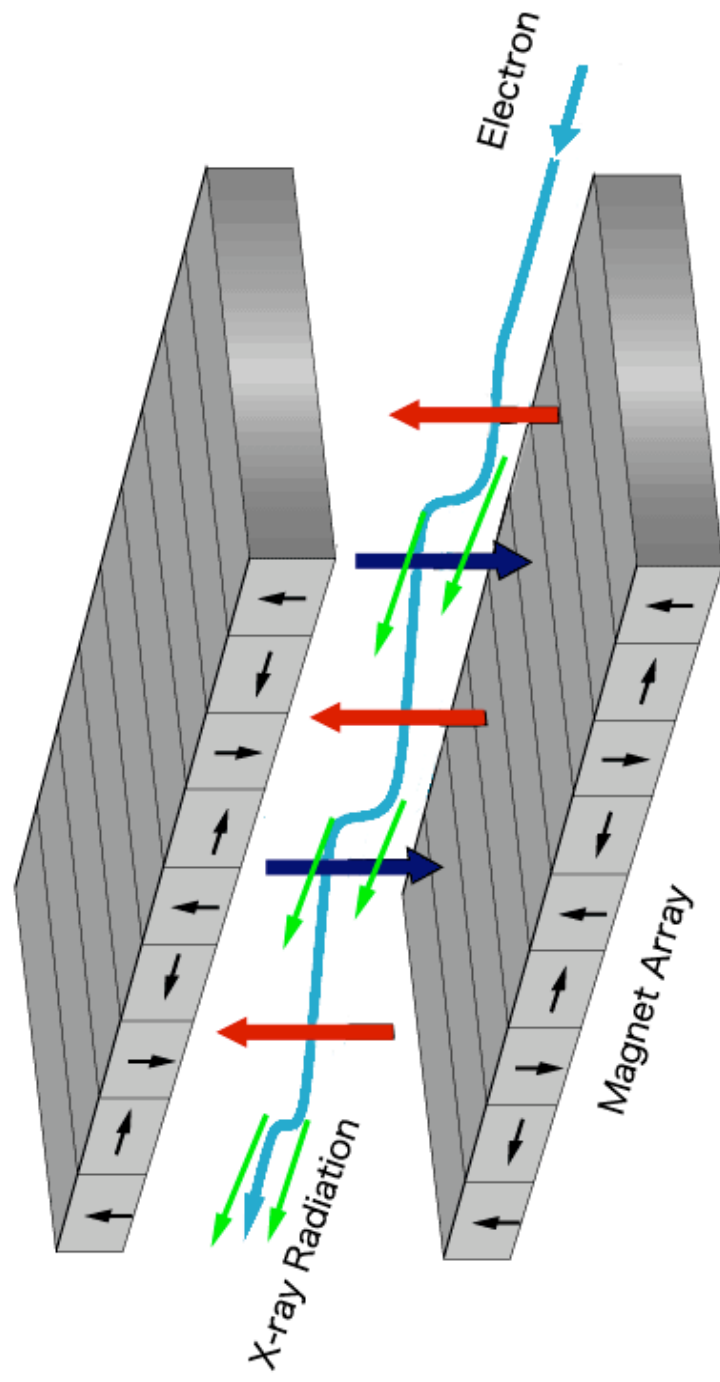
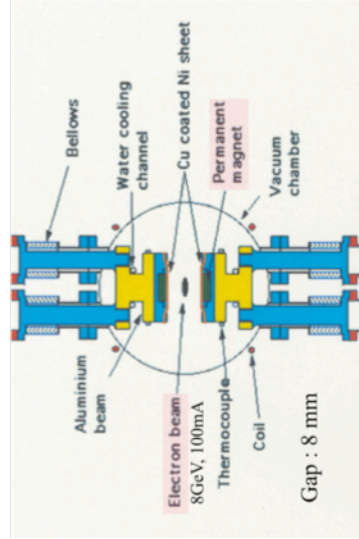
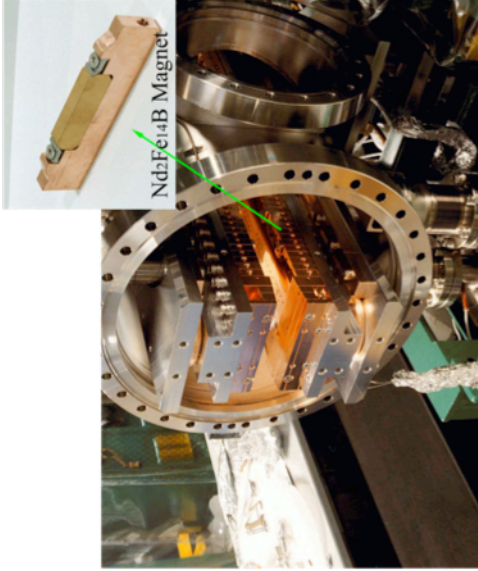
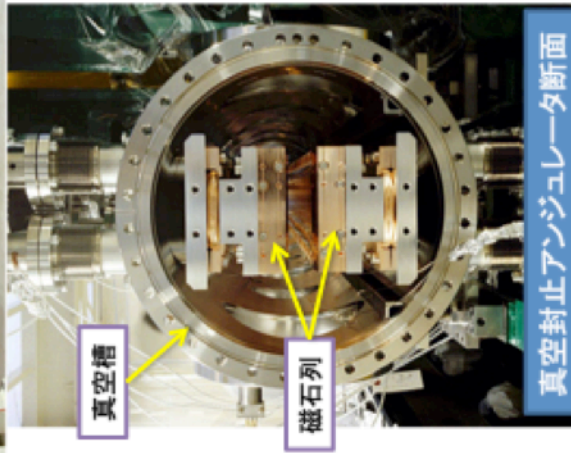


図 1.1-1 挿入光源からの放射光発生。

上下に向かい合った周期的に磁場の向きが交替する磁石列の間を電子が通過すると、磁場により電子が蛇行運動を行う。電子は運動方向が反転することに放射光を発生する。通過する電子数は、SPring-8の蓄積リングで 6.6×10^{17} electrons/sec、建設中のXFELで 3.7×10^{11} electrons/sec である。



In-vacuum undulator in Spring-8

図 1.1-2 真空封止型アンジュレータ。

1.2 論文の構成

本論文は、7章から構成される。

第1章は序論であり、本研究の背景、目的および論文の構成について述べ、放射光挿入光源における放射線減磁研究の意義を明確にした。

第2章ではこれまでの放射線減磁研究の問題点と課題、放射線減磁を理解する上で助けとなる放射線、永久磁石の性質について概説した。

第3章ではこれまでの放射線減磁モデルの問題点を検討し、新しい放射線減磁モデルである「広域エネルギー吸収放射線減磁機構」と「微小領域エネルギー放出機構」が複合して起こる機構を提案した。

第4章では実験方法を示した。

第5章では広域エネルギー吸収放射線減磁機構に関する実験について議論した。

(1) 高温下での熱ゆらぎによる磁石スピンの乱れが原因で起こる経時変化を低減させる安定化処理が、放射線減磁にも有効であることを示し、放射線による磁石スピンの乱れが原因で起こる減磁が熱ゆらぎによる磁石スピンの乱れと類似の現象として考察できることを議論した。

(2) 磁石内の反磁場を表すパーミアンス係数の異なる磁石における放射線減磁の起こり方の違いから、放射線による磁石スピンの乱れを熱によるスピンの乱れとして温度を推定し議論した。

(3) 熱減磁開始温度（保磁力）の異なる $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石における放射線減磁の起こり方を比較し、放射線による磁石スピンの乱れを熱によるスピンの乱れとして温度を推定し議論した。

第6章では微小領域エネルギー放出放射線減磁機構に関する実験について議論した。

(1) 熱減磁開始温度が高く広域エネルギー吸収放射線減磁機構が起こりにくい耐熱磁石 SmCo_5 磁石、 $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ 磁石に放射線減磁が起こることより、微小領域エネルギー放出放射線減磁機構について議論した。

(2) 低温下での照射を行い、熱ゆらぎによる磁石スピンの乱れを低減した場合にも放射線減磁が起こることより、微小領域エネルギー放出放射線減磁機構について議論した。

(3) 照射電子線エネルギーおよびターゲット依存性実験とモンテカルロ粒子輸送計算コード FLUKA[5, 6]を組み合わせ、放射線減磁と放射線の挙動を比較し、

微小領域エネルギー放出放射線減磁機構および放射線減磁に影響のある放射線について議論した。

最後に第7章では、本研究を総括し、今後の研究課題について示した。

第2章 放射線、永久磁石について

2.1 放射線減磁研究と問題点

放射線減磁を起こすことが知られている放射線の一覧を表 2.1-1 に示す。これまで行われてきた放射線減磁研究の中で、特に挿入光源用永久磁石の放射線減磁に関係した問題・課題点を次に示す。これまで、 γ 線[7-12]、プロトン[13-20]、中性子[9, 21-24]などを用いた放射線減磁の研究が行われてきた（補足説明に一覧表を示す）。しかし、残念なことに今までの研究は、ほとんどが現象論的な結論で終わっており、現在にいたるまで、放射線減磁が起きる仕組み、防御方法、寿命評価などについて、なんら決定的なものが提案されてこなかった。また、それぞれの実験結果をそのまま単純に比較することが困難であり、実際の挿入光源設計に適用することがほとんど不可能であった。それぞれの実験結果を比較することが難しいことの一つは、放射線減磁に影響を与える因子がきちんと整理検討されていないためである。これまでに行われてきた実験を分析すると以下の因子が大きな影響を及ぼしている。

- (1) 放射線の種類[9]
- (2) 照射温度[13, 15, 22, 24]
- (3) 磁石材質[3, 7, 10, 17, 20, 24-26]
- (4) 磁石製造メーカー[20, 23, 25]
- (5) 磁石形状[15, 23]
- (6) 保磁力[3, 17, 21, 23, 27]

これまでの大部分の研究は系統的に行われておらず、これら因子が統一されず不完全でばらばらであった。このため、多くの実験がなされてきたにもかかわらず、異なる研究結果を相互に比較し何らかの結論を導き出すことが困難であった。さらに挿入光源研究者にとっては別の困難な問題があった。放射光施設や X 線自由電子レーザーで使用されるアンジュレータ用永久磁石で問題となる放射線は、GeV クラスの高エネルギー電子線である。しかし、これまでの研究では電子線照射に関する研究自体が少なく、しかも、電子エネルギーが MeV クラスで低く実態に合っていなかった。例えば、Colomp ら[3] の実験は 180 MeV、Luna ら[25]は 85 MeV、Okuda、Ikeda ら[7, 10]は 17 MeV にすぎず、電子線照射

下での放射線減磁に影響を与える因子についてもほとんど調べられていなかった。このため、GeV クラスの高エネルギー電子線照射における放射線減磁の挙動は、これまで推測の範囲を出ず定量的な議論も行われていなかった。また、放射線減磁のメカニズムについても、放射線減磁現象を十分説明できるモデルが提案されていなかった。また、放射線粒子の種類は放射線減磁に影響を及ぼす因子の一つであると考えられるが、放射線減磁がどの放射線の影響を強く受けるのかについては、 ^{60}Co からの γ 線の影響が小さい[7-12]ということ以外は未だ確実ではない。特に、アンジュレータ用永久磁石で問題となる高エネルギー電子線の場合は、高エネルギー電子が物質と相互作用し電磁カスケードシャワーが起こり、電子、陽電子、光子、中性子などの種々の二次粒子が発生する複雑な放射線挙動が起こり磁石に影響を与えると考えられるが、各放射線粒子挙動と放射線減磁の関係は不明である。以上に示したように、放射線減磁に関する研究には、未だに多くの問題・課題が残っている。

表 2.1-1 放射線減磁を起こす放射線。

放射線	エネルギー	放射線減磁
γ (^{60}Co)	1.17 MeV	なし
放射光	40-50 keV	なし
熱中性子	0.025 eV	大量照射時に発生
中性子 (原子炉)	-	発生
中性子 (単色)	1-14 MeV	発生
プロトン	14-500 MeV	発生
電子	17 MeV-8 GeV	発生

2.2 放射線

放射光施設の加速器や X 線自由電子レーザーで使用される高エネルギーの電子は物質に入射すると、物質の電子や原子核のクーロン場から加速度を受け、制動放射を起こして光子を放出する。放出された光子は物質の原子核の電磁界と相互作用を起こし、電子-陽電子対を生成する。そして制動放射と電子対生成が交互に繰り返されて粒子が増えていく電磁カスケードシャワーが発生し（図 2.2-1）、光核反応が起こる。制動放射エネルギーが 10~30 MeV の領域では、高励起状態の原子核から核子が放出される巨大共鳴吸収、さらに高いところでは、光子が原子核内の陽子と中性子の対と反応する擬似重陽子崩壊、パイオン生成などの光核反応が起こり光中性子が発生する（図 2.2-2）。光核反応により発生する中性子、陽子等の二次粒子の種類、量、エネルギーは、入射する電子のエネルギーおよび物質に影響される。

電子、陽電子などの荷電粒子が物質内を通過するときには、物質中の電子と荷電粒子がクーロン力によって相互作用する。荷電粒子が電子と 1 回の相互作用で失うエネルギーはごくわずかであるため、全てのエネルギーを失い止まるまでに長い距離を移動し、相互作用を多数回繰り返す。このため荷電粒子によるエネルギー付与は広い範囲で起こる。

一方、光子や中性子などの非荷電粒子は電荷がないためクーロン力を介した物質の直接電離がなく、相互作用の結果発生する二次荷電粒子が電離・励起作用の主な原因となる。光子は原子核の電磁界と相互作用して電子-陽電子対を生成する。中性子は、そのエネルギーにより物質と異なる相互作用を起こす（図 2.2-3）。高エネルギー中性子は、物質の原子核との弾性・非弾性的相互作用により原子核のはじき出し[28]、粒子を放出する蒸発反応など[29]を起こし、大きなエネルギーを微小領域に放出する。高エネルギー中性子のはじき出した原子もそのエネルギーが大きいときは熱スパイク[30, 31]的な反応を起こす。例えば数 keV からの、はじき出し原子が起こすカスケード損傷と欠陥の関係を調べるシミュレーションでは、熱スパイクの効果を取り入れた計算が行われている[32, 33]。熱スパイクとは、はじき出されイオン化した原子が物質の中で減速するとき、瞬間的に短い距離で大きなエネルギーを失い微小領域に高温が発生することをいう。はじき出し原子が衝突を起こした中心部の格子系がもつ運動エネルギーは温度に換算すると数万度以上になり、 10^4 K/nm 程度の温度勾配で冷却が起きる。このとき熱的な影響を受ける領域の大きさは 1 nm~10 nm 径程度とな

ると考えられている[34, 35]。重イオンを照射して起こる熱スパイクの実験としては、例えば Stuchbery らは、 ~ 7.5 MeV の ^{191}Ir 、 ^{193}Ir 、 ^{198}Pt を Fe に照射し熱スパイクの寿命測定を行っている[36]。

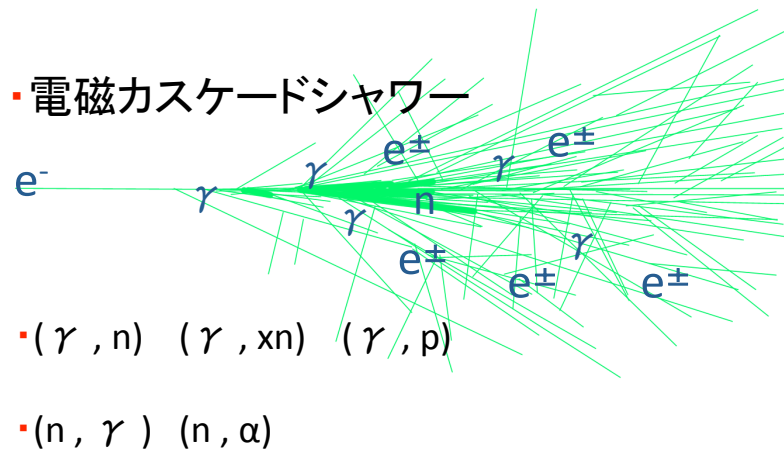


図 2.2-1 電磁カスケードシャワー模式図。

高エネルギー電子線が物質に入射すると制動放射と電子対生成を交互に起こし粒子が増えていく電磁カスケードシャワーが発生する。

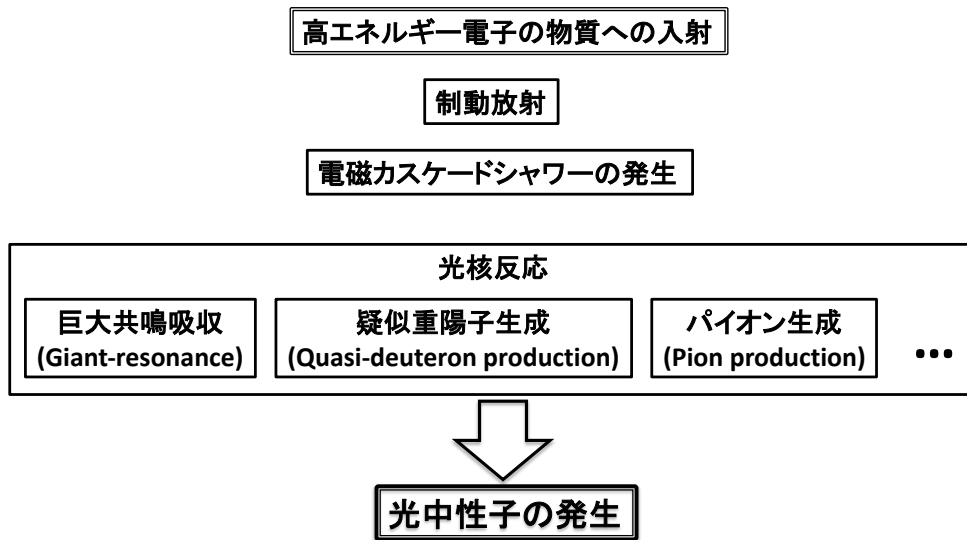


図 2.2-2 光核反応と光中性子の発生。

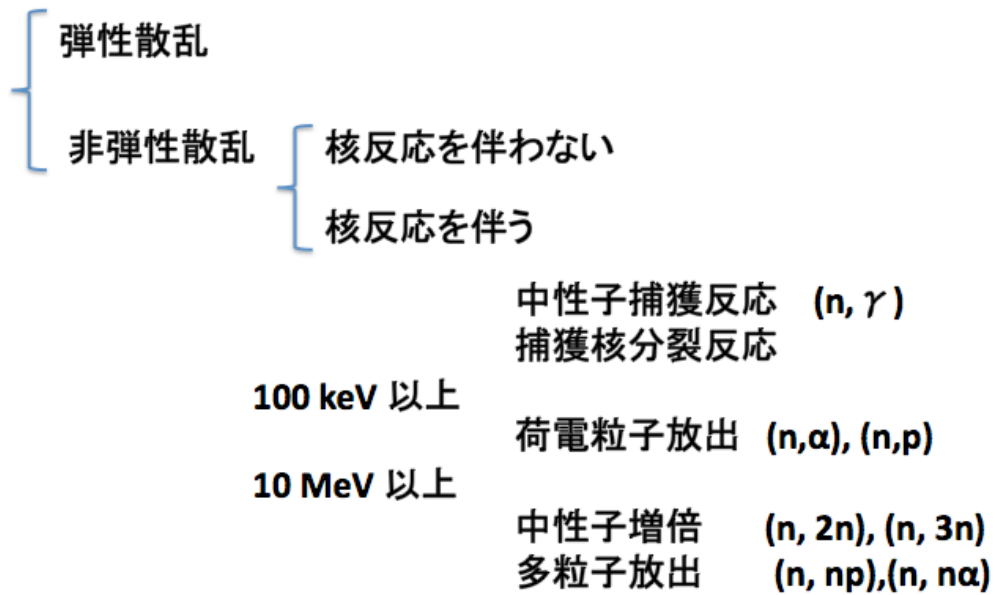


図 2.2-3 中性子と物質の相互作用。

2.3 永久磁石概説

2.3.1 希土類磁石と減磁

アンジュレータで使用される永久磁石は、限られた空間の中で強い交互の磁場をできるだけ多数回繰り返す必要がある。このため小さな体積で大きな磁場を安定して発生させる能力が永久磁石に要求される。このような要求には希土類磁石が適しており、特に $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ （ネオジウム-鉄-ボロン）焼結磁石は他の磁石に比べ、小さな体積で大きな磁場を発生することが可能であり、大量生産に適した粉末冶金的手法で製造することができる。今日、 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石はハードディスク、ビデオ、携帯電話、エアコンや自動車用モーターなど多くの民生機器に大量に用いられ日々性能向上のための開発研究が続けられている。アンジュレータの永久磁石としても、この $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石が多くの放射光施設で採用されており、アンジュレータの性能はこの永久磁石の能力に大きく依存している。

ところで、永久磁石の磁力は永久不変のものではなく、環境などの原因により変化することが知られている。磁石が磁力を減少させたり、失ったりすることを「減磁」といい、磁力の回復する「可逆減磁」と磁力が回復しない「不可逆減磁」に分けられる。可逆減磁は、 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石の温度特性であり、ある温度範囲において1度の温度上昇で約0.1%磁場が減少する。不可逆減磁を起こす原因のうち高温、外部磁場、経時変化などによるものは、減磁した磁石に外部から強い磁場をかけ着磁すると再び磁石の磁場がもとに戻る。しかし、腐食、組織・組成変化などによる不可逆減磁は、もう一度着磁しても磁石の磁場が元に戻らない。本論文で議論する $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石の放射線減磁は、減磁した磁石に着磁すると再び磁石の磁場がもとに戻るタイプの減磁である。

2.3.2 磁区と磁壁

磁石などの強磁性体内部では、磁気モーメントを担う電子スピンどうしが平行になろうとする力（交換相互作用）が働いている。しかし実際には、強磁性体の塊全体で、すべてのスピンの向きが揃っているわけではない。磁性体は自発磁化して空間中にただ存在するだけでも静磁エネルギーを必要としており、この静磁エネルギーを小さく抑えるためには磁性体自身がN-S極の集団に分割され、磁石が外部に発生する磁場を小さくすることが必要である。スピンが揃っている小さな領域のことを「磁区」という。図2.3-1に磁区の模式図を示す。

磁区構造は「交換相互作用エネルギー」、「結晶磁気異方性エネルギー」、「静磁エネルギー」の三つのエネルギーで決まる。隣り合う磁区ではスピンの角度がそれぞれ異なるが、磁区と磁区の境界ではスピンの向きが突然反転すると、交換相互作用のエネルギーが著しく高まるので、磁化が徐々に回転する構造ができる。ある厚さの中でスピンの向きを変えるこの境界領域を「磁壁」と呼ぶ。図 2.3-2 に磁壁の模式図を示す。結晶には磁化の向き易い方向と向きにくい方向の「結晶磁気異方性」があるが、磁壁内ではスピンは、磁化の向きやすい結晶方位「磁化容易方向」からはずれた向きをとるため結晶磁気異方性エネルギーが生じている。交換相互作用エネルギーと結晶磁気異方性エネルギーの二つのエネルギーの和が磁壁エネルギーとなり、磁壁構造はこのエネルギーを最小にするように定まる。磁化方向が互いに逆向きの複数の磁区に分割されると、隣り合う逆極が打ち消し合う傾向になるため静磁エネルギーが減少するが、この分割が限りなく進むわけではない。分割に伴う磁壁の導入によって、磁壁エネルギーが増加するためである。静磁エネルギーと磁壁エネルギーの和が最少となるところで分割が決まり、安定な磁区構造が出現する。

2.3.3 B-H 曲線と着磁過程

磁性体に外部磁場を加えていくと磁束密度が増加する。磁束密度 B を磁場の大きさ H に対してプロットすれば、図 2.3-3 に示すような B - H 曲線が得られる。図 2.3-4 に模式図を示すように外部磁場がゼロのときに磁気が現れない「消磁状態」の磁石に、外部磁場 H をかけ増加させていくと、磁石内の各磁区は、それぞれ異なったエネルギー状態に変化する。つまり、加えられた磁場と反対方向を向いていた磁区のスピンは反発力を受け、磁場方向を向いた磁区よりも静磁エネルギーが高くなり不安定になる。この増加分のエネルギーがなるべく小さくなるよう、反対方向の磁区の面積が小さくなるように磁壁が移動する。さらに磁場を強くしていくと、磁壁移動に加えて磁区内のモーメントが外部磁場の方向に一斉に反転する。しかし、磁気モーメントが反転した状態でも、それらはすぐに外部磁場の方向を向くのではない。磁気モーメントはまず、磁化容易方向を向く。さらに磁場が増えると、モーメントは外部磁場と同じ方向に向き、完全に一つのそろった状態となり飽和する。このときの磁束密度 B_s を「飽和磁束密度」という。図の曲線①で示すこの過程を「着磁」といい、この曲線を「初磁化曲線」という。着磁過程は、磁気モーメントの向きが自発的にそろい、磁

場をかけなくとも磁化が維持される「自発磁化」が増していく過程である。永久磁石材料は磁気モーメントの内部拘束が強く、外部磁場で磁化が変化しにくい材料である。それゆえ、一旦強い磁場で着磁し、磁気モーメントを磁場方向にそろえると、それより小さい逆方向の磁場をかけても容易には減磁しない性質を持っている。

2.3.4 ヒステリシス曲線と減磁曲線

着磁後、こんどは逆に外部磁場を減少させていくと、磁化は元の曲線をたどって減少するのではなく、図 2.3-3 の曲線②のように緩やかに減少する。外部磁場がゼロのとき磁束密度はゼロに戻らない。 B_r で示されるこの点の磁束密度を「残留磁束密度」という。これは、磁場方向に無理に向いていたモーメントがそれぞれの結晶の磁化容易方向に戻って平衡状態を保った状態である。さらに逆方向の磁場をかけていくと、磁化方向に向いた全てのモーメントは反発力を受けエネルギーが高くなり不安定となる。磁場が小さいうちは微小ではあるがモーメントは各結晶の磁化容易方向から逆磁場の方向に、やや可逆的に若干回転する。逆方向の磁場が増加すると、ますますエネルギーの高い不安定状態となり、ついにはどこかの場所でモーメントが反転した新たな磁区が発生し、それが核となって周囲の部分に連鎖反動的に広がる。そして、磁束密度は減少していきやがてゼロになる。このときの逆磁場の強さ H_c を「保磁力」と呼ぶ。このような反転した磁区の核発生が一か所で起こるのか、まんべんなく発生するのか、またどのような場所でおこるのかは、材料、その中に含まれる格子欠陥、不純物、内部応力分布などによって様々である。さらに逆磁場を強くしていくと反転磁区の体積はますます大きくなり、遂には逆方向を向いた一つの磁区となり、グラフの第3象限の位置で再び飽和に磁化された状態となる。ここから今の逆方向の磁場履歴をたどれば閉曲線が完成する。これを「ヒステリシス曲線」という。第二象限のグラフは「減磁曲線」と呼ばれ、磁石の特性評価に利用される。 $Nd_2Fe_{14}B$ 磁石の場合は逆磁場が0から増加していくとしばらくは B_r の減少は少ないが、やがて屈曲点を超え急激な減少が起きる。保磁力の大きさや減磁曲線の形状、屈曲点の位置は温度により変化する。 $Nd_2Fe_{14}B$ 磁石は、温度が上昇すると屈曲点の位置が B_r に近づいていく。逆磁場や磁石形状など他の条件が同じとき、温度を上げていくと磁場が急激に減少し始める温度があるが、この温度を「熱減磁開始温度」という。

2.3.5 保磁力

保磁力は磁化をその飽和値の半分だけ逆転させるのに必要な外部磁場としても定義できる。外部磁場を加えると外部磁場による静磁エネルギーを下げるため、外部磁場と反対方向の磁化の磁区が膨張し、同じ方向の磁化の磁区が縮小して、反磁場による静磁エネルギーの増加とつり合うところで安定な平衡となる。つまり、磁壁の移動が起こる。磁壁の移動でもエネルギーの釣り合いが取れないときは逆磁区の導入が起こる。逆磁区を導入するためには、強い結晶磁気異方性に逆らって磁化を逆転させなければならない。しかし、結晶には何らかの欠陥が存在するため結晶磁気異方性の低い場所が存在し、このような場所から磁化反転核が発生する。

保磁力を向上させる方法として、 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 焼結磁石では、焼結時に液相を導入させる液相焼結によって緻密化を起こし、結晶表面をできるだけ滑らかにし欠陥を少なくすることや、粒径を小さくして内部欠陥を少なくする核発生抑止方法が取られる。また、Ndの一部を大きな結晶磁気異方性をもつ Dy、Tb の重希土類原子で置換することにより系全体としての磁気異方性が増大させ、保磁力が著しく向上させることができる。ただし、重希土類原子の磁気モーメントは Fe の磁気モーメントと逆向きに結合するので、このときの飽和磁化は減少する。

2.3.6 反磁場

着磁した磁石を磁場の外へ取り出すと、磁石の両端に磁極が現れ外部空間に磁束が流れるようになる。図 2.3-5 に示すように、磁極から出る磁束は、磁石内部にも通り、その方向は着磁した磁場の方向、即ち自発磁化 J の向きとは逆方向になる。これを「反磁場」 H_d と呼ぶ。実用状態にある磁石には必ず反磁場が作用しているので、着磁した後の磁石の状態は、図 2.3-3 に示す減磁曲線上の B_r 点にあるのではなく、 H が負の方向に移動した点にある。この点を「動作点」と呼ぶ。「パーミアンス係数」は、磁石内の反磁場に関する因子で、磁石内の反磁場 H_d と減磁曲線上の磁束密度 B_d の比 $B_d/\mu_0 H_d$ で表される。パーミアンス係数は、磁石の形状に影響され、使用する磁石材料にはよらない値で、パーミアンス係数が大きいほど減磁は起こりにくい。

2.3.7 Givord の磁化反転モデル (Global model)

磁石に逆磁場が与えられたときに起きる磁化反転は、結晶粒界や欠陥など磁気異方性の小さな場所で、反磁化の磁区が核発生することで始まる。核発生により生じた磁壁は、結晶粒全体に広がり、結晶粒全体が磁化反転することで終わる。磁化反転のモデルは、いくつか提唱されているが、本研究では、熱活性化の効果を取り入れ、核発生と磁壁移動を分けて考える Givord らが提唱した Global model[37]を適用する。Givord らの Global model が説明する磁化反転過程を以下に示す。

(1) 核発生

粒界や格子欠陥などの磁気異方性エネルギーが最も低いところで反転磁区の磁壁が発生する。

(2) 侵入

反転磁区の磁壁が粒界や格子欠陥から粒内（主相）へ侵入する。

(3) 拡大

粒内で反転磁区の磁壁が広がる。

(4) ピン止め

反転磁区の磁壁拡大が粒内の格子欠陥でピン止めされる。また、ピン止めされた磁壁がはずれ再び拡大が起きる

Givord らのモデルでは、磁化反転が起きる臨界場（保磁力場に相当） H_c は以下のように導出される。磁化反転を起こすためのエネルギーバリア Δ_0 は、反転核の磁壁エネルギー γ'_w に比例して増加するので、

$$\Delta_0 \propto \gamma'_w S, \quad (2.1)$$

とする。ここで、 S は反転核の表面積を示す。

磁壁エネルギーを次のように書き直す。

$$\gamma'_w S = \alpha \gamma_w v^{2/3}, \quad (2.2)$$

γ_w は粒内の磁壁エネルギー、 v は反転核の体積、 α は幾何的因子である。加えられた磁場（または保磁力場 H_c ）の中で磁化反転を起こすためのエネルギーバリア Δ_0 は、次式のようにも書くことができる。

$$\Delta_0 \approx \mu_0 v M_s \cdot H_c + \mu_0 v N_{\text{eff}} M_s^2 + \Delta_{\text{act}}. \quad (2.3)$$

ここで M_s は自発磁化、 N_{eff} は定数である。右辺の第1項は、加えられた磁場との相互作用エネルギー、第2項は双極子相互作用エネルギー、第3項 Δ_{act} は、熱活性化エネルギーを表す。熱活性化エネルギーは、以下のように書くことができる。

$$\Delta_{\text{act}} = kT \ln(t/\tau). \quad (2.4)$$

ここで、 k はボルツマン定数、 T は温度、 τ はエネルギー障壁がないときの磁化反転時間(たかだか 10^{-11} s)である。よって(2.2)式と(2.3)式より、

$$\alpha \gamma_w v^{2/3} = \mu_0 v M_s \cdot H_c + \mu_0 v N_{\text{eff}} M_s^2 + kT \ln(t/\tau). \quad (2.5)$$

よって、保磁力は、

$$H_c = \alpha \frac{\gamma_w}{\mu_0 M_s v_a^{1/3}} - N_{\text{eff}} M_s - S_v \ln(t/\tau). \quad (2.6)$$

となる。 S_v は時間につれて減少する磁化をもたらす「ゆらぎ磁場」に関する磁気余効変数を示す。Givod らのモデルは、ここで v と熱活性化体積 v_a が等しいと仮定する。熱活性化体積 v_a は、ゆらぎ磁場によって磁化反転する磁化の単位体積を表す。熱活性化体積は多くの場合 10~20 nm 径程度と言われている[38]。 S_v は次式で表される。

$$S_v = \frac{kT}{\mu_0 M_s v_a}. \quad (2.7)$$

2.3.8 保磁力の発生機構（核発生タイプとピン止めタイプ）

希土類磁石の保磁力を発生させる機構は、図 2.3-6 に示す「核発生成長型」と「磁壁ピン止め型」の二種類が考えられている。Nd₂Fe₁₄B、SmCo₅ は「核発生成長型」磁石、Sm₂Co₁₇ は「磁壁ピン止め型」磁石に分類される。「核発生成長型」は、反転磁区の核（反転核）が発生し成長していくタイプである。磁石に十分な大きさの逆磁場が加えられると、結晶粒界などの磁気異方性の低い場所で磁化が反転し、反転磁区が発生する。そして、逆磁場による静磁エネルギーを下げるため磁壁が移動し反転磁区が膨張する。このタイプの磁石は、結晶内に障害となる欠陥が少なく磁壁移動が容易である場合、反転核発生に必要な磁場が保磁力を表す。「磁壁ピン止め型」は、結晶粒内部の析出相が磁壁移動を妨げることで保磁力が決定される[38, 39]。

2.3.9 経時変化と安定化処理

着磁した永久磁石は、室温で放置しておくだけでその磁化が時間とともに徐々に減少していく。この現象は「経時変化」または「磁気余効」と呼ばれ、時間の対数に対して直線的に減磁することが知られている。その減磁の程度は磁石の温度や動作点により異なる。スピンは kT で与えられるエネルギーで熱振動（熱ゆらぎ）をしており、統計熱力学的には時間の経過に従って磁化が逆方向に反転する確率が増加して行く。この効果は、仮想的な逆磁場が揺動しながら次第に増加して行くことと同じと考えられている[37, 38]。磁化の経時変化 $M(t)$ は、次の式で表される。 S_v は磁気余効変数、 χ_{irr} は「不可逆磁化率」を示す。

$$M(t) = \text{const.} - \chi_{irr} S_v \ln(t). \quad (2.8)$$

「可逆磁化率」 χ_{rev} と「不可逆磁化率」 χ_{irr} は磁石の安定性を議論する場合に用いられ、磁場 H に対する磁化 I の変化量と以下の関係がある。

$$4\pi \cdot \Delta I / \Delta H = \chi_{rev} + \chi_{irr}. \quad (2.9)$$

工学的な応用からは、想定される経時変化による変化量を予め減磁しておく、その量に相当する時間までは変化が起こらないことが知られている。高温で使用される磁石に対しては、使用温度より少し高い温度で熱減磁させること

で経時変化を起こりにくくさせる安定化処理が行われる。例えば、SPring-8における真空封止型挿入光源の磁石は、着磁後、磁石列に組み込み磁場調整を行う前に、415 K で 24 時間保持する熱処理がなされている。これは、蓄積リングに要求される超高真空($<10^{-8}$ Pa)を達成するため、真空槽と磁石に加熱脱ガスを目的として真空ベークを行うが、このときに磁石が熱減磁を起こさないようにするためである。この安定化処理は「磁気枯らし」とも呼ばれている。これは、一旦ある温度で熱減磁させた磁石は、室温に戻した後、再び加熱してもその温度までは熱減磁を起こさないという磁石の性質を利用したものである。

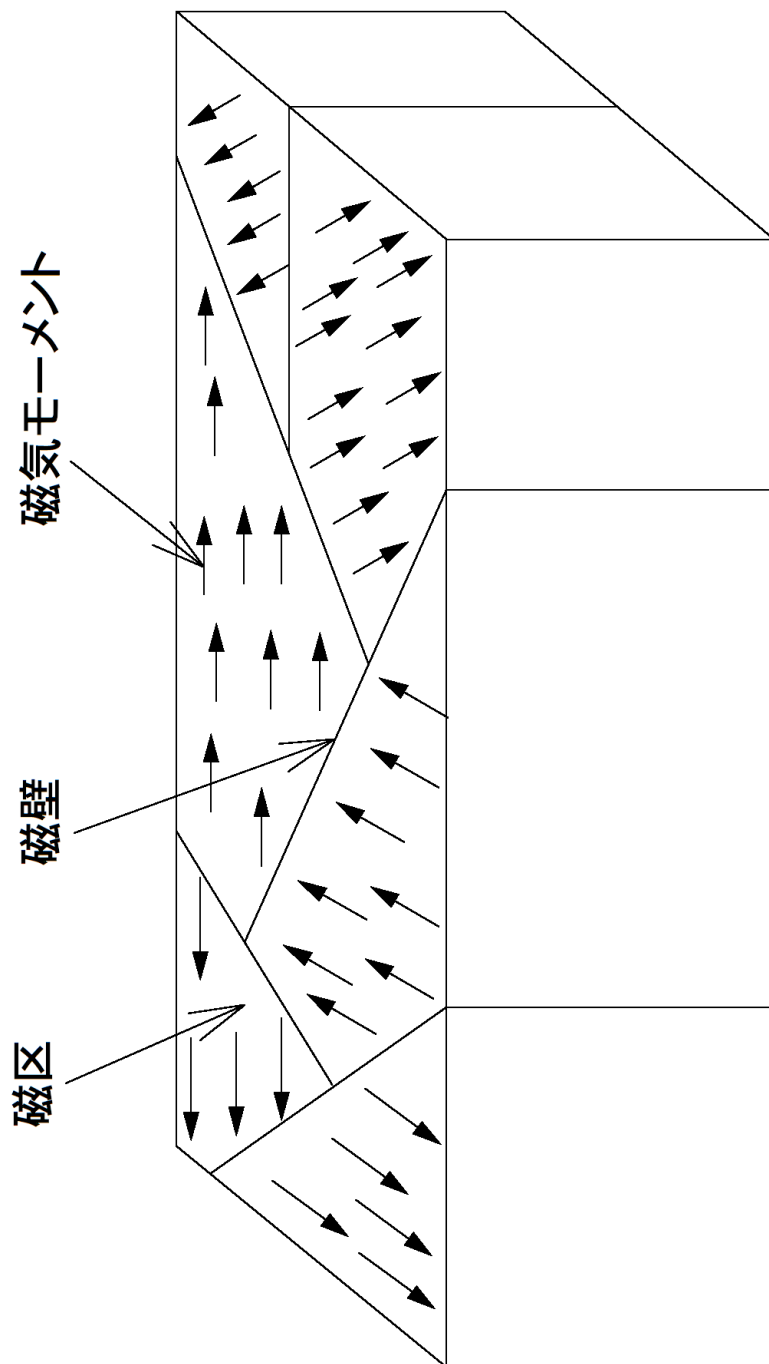


図 2.3-1 磁区モデル。

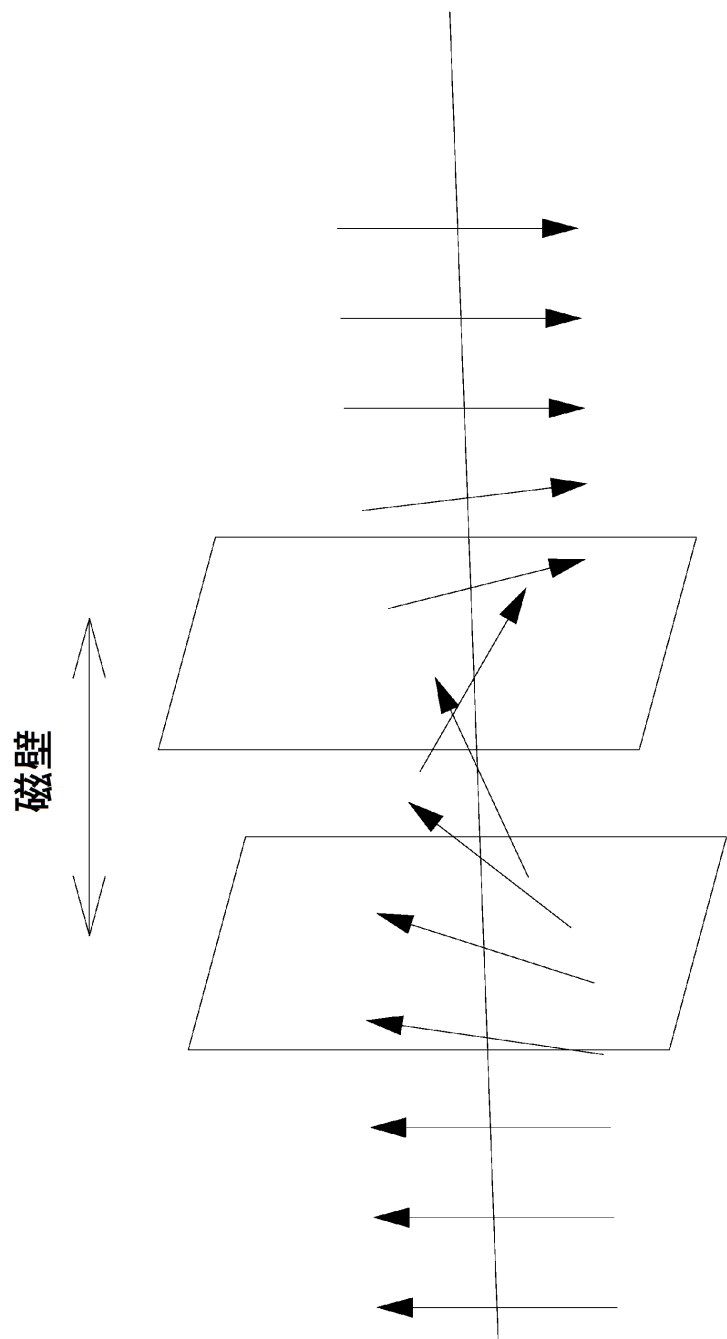


図 2.3-2 磁壁モデル。

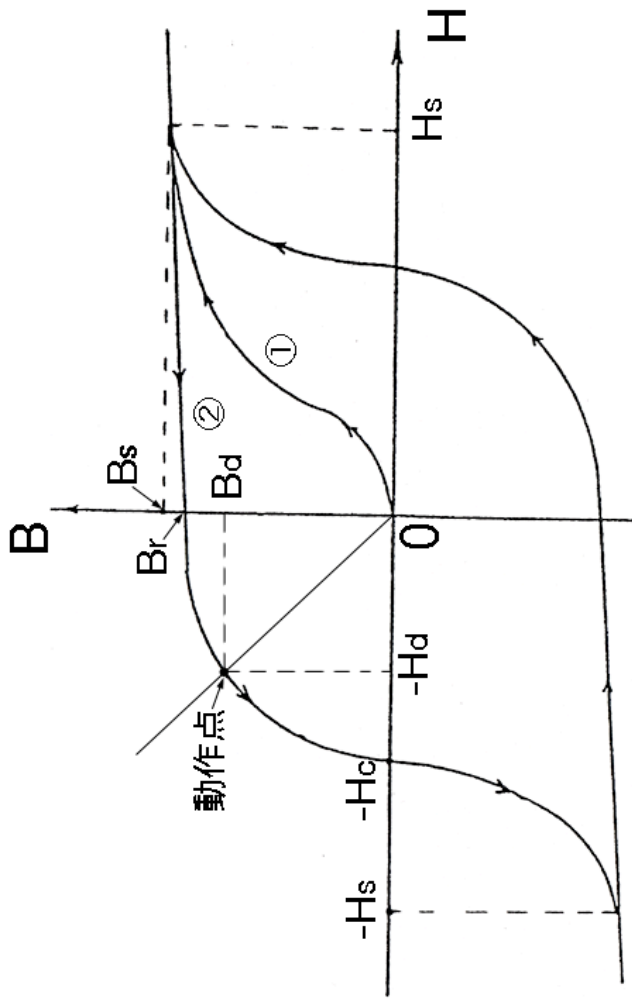


図 2.3-3 B-H 曲線。

消磁状態にある磁石に外部磁場 H をかけ増加させていくと、磁束密度 B も①のように増加し飽和する(B_s)。磁場を減少させると②のように磁束密度は減少し、逆磁場 H_c で磁束密度は 0 となる。この H_c を保磁力と呼ぶ。磁気回路で磁石が動作している点は第 2 象限の②曲線上にあり、動作点と原点を結ぶ直線の勾配をパーミアンス係数と呼ぶ。

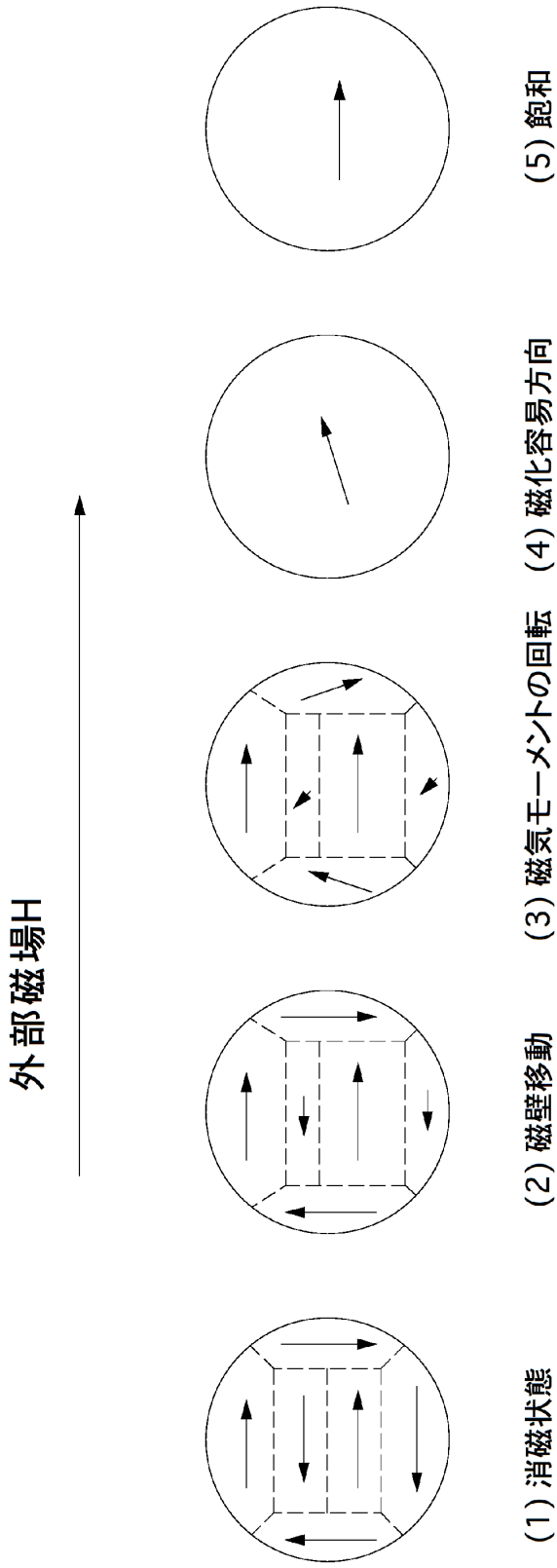


図 2.3-4 外部磁場と磁区構造の変化模式図。

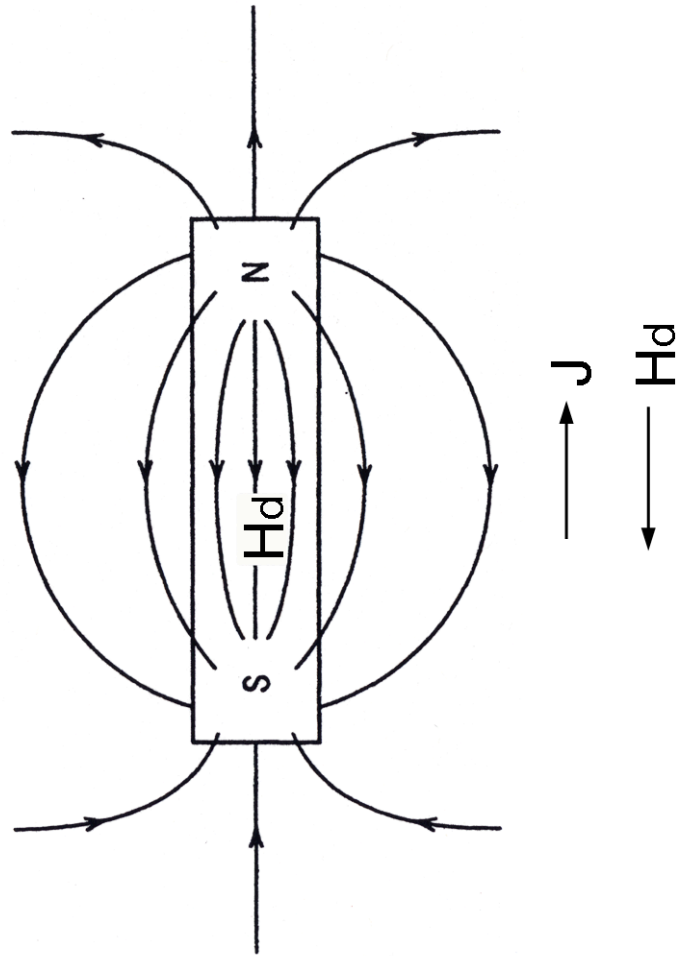


図 2.3-5 磁石内の反磁場。

着磁した磁石の磁極は磁石内部に磁化方向(J)と逆の磁場を生じる。これを反磁場 (H_d)という。

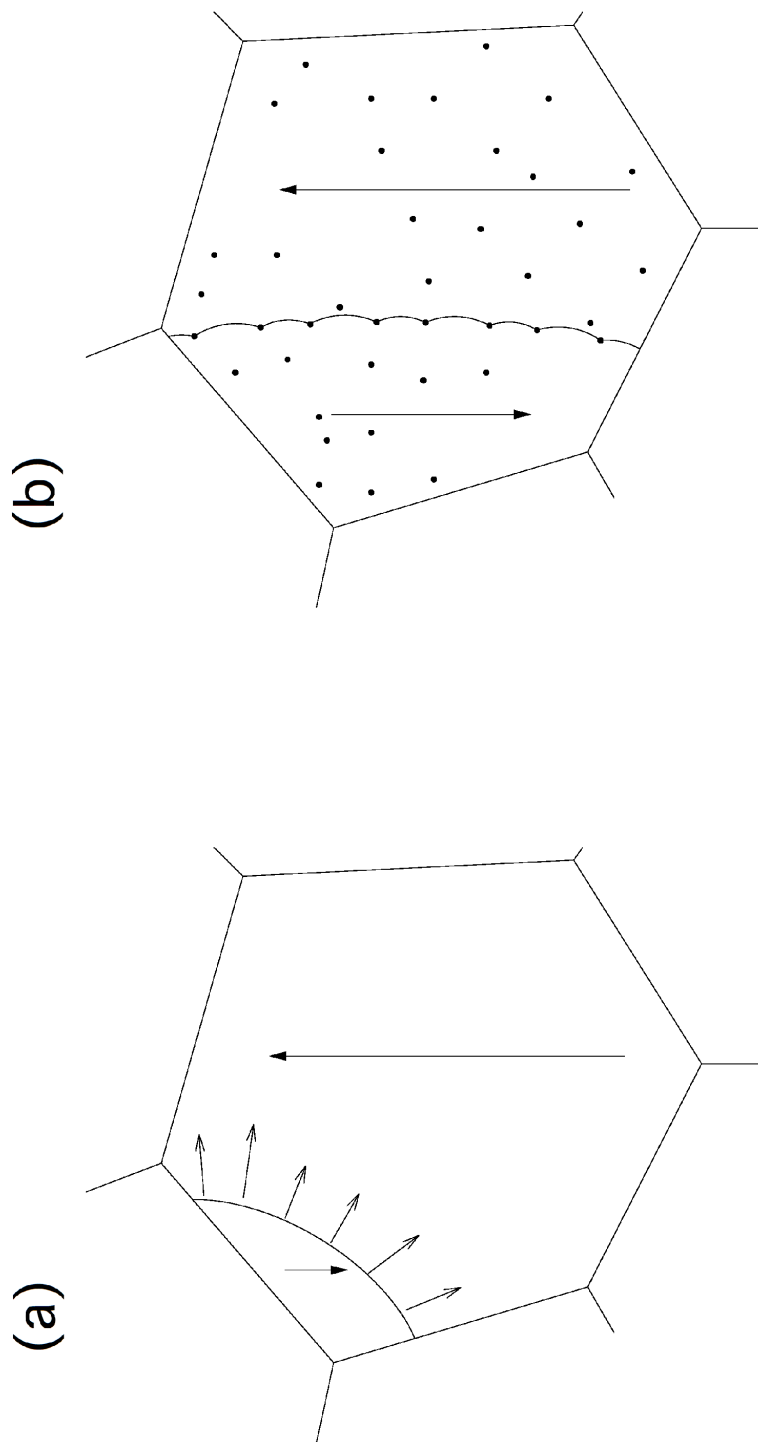


図 2.3-6 核発生タイプとピン止めタイプ。

(a)は核発生成長型を表す。粒界や欠陥などの磁気異方性が低下した場所から反転核が発生し、磁化反転磁壁が粒内へ侵入・拡大する。

(b)は磁壁ピン止め型を表す。磁化反転磁壁の移動が粒内の欠陥によりピン止めされる。

第3章 放射線減磁モデル

3.1 はじめに

本章では、これまでの放射線減磁モデルを検討し、問題点を明らかにした後、新たなモデルを提案する。

一般的な放射線損傷は、放射線により欠陥が多数発生することにより起こり不可逆的である。放射線減磁が、磁石の結晶構造の変化による永久的なものかどうかについて、これまで、いくつかの研究が行われている。例えば、Okudaらは、17 MeVの電子線を2.6 MGy照射し、磁束を9%失ったNdFeB磁石が、再着磁によりもとの値に戻ったと報告している[7]。同様に、Blackmoreらは、500 MeVプロトン照射[20]、Costらは、速中性子照射[22]、Itoらは、200 MeVプロトン照射[18]で減磁した磁石が、再着磁することでもとの値に戻ったとしている。また、Itoらは、再着磁した磁石を再照射すると同じ放射線減磁を示したと述べている[19]。また、Kähkönen[13]、Talvitie[16]らは20 MeVプロトン照射したNdFeB磁石の陽電子寿命測定を行い、原子空孔の集合が検出されなかったとしている。

このように、放射線減磁したNdFeB磁石に再び着磁すると、照射前とほぼ等しい磁束密度を回復するケースが多く観察されており、照射による構造変化の影響は明確でない。このことより、放射線減磁は磁石の結晶組織に破壊が生じるより前に磁化反転が起こり、磁束密度が消失するのだと言える。磁化反転の原因は、熱と反磁場が一般的であることより、放射線減磁における磁化反転は、これまで主として熱的な影響であると考えられてきた。

3.2 これまで提唱されているモデル

3.2.1 Kähkönenらの熱スパイクモデル

Kähkönenら[14, 15]は、プロトン照射によるNd₂Fe₁₄B磁石の減磁について次のモデルを提案した。

「照射粒子のエネルギーの大部分が、照射粒子がはじき出した原子により格子へ受け渡される。このエネルギーは球状に広がるが、この中の格子温度は、磁石のキュリー温度以上に上昇する(熱スパイク)。この高温領域が十分大きいとき、磁石の反磁場がスピンを逆転させ、反転磁区の核生成が起こる。そして、この反転磁区は粒界または欠陥で成長が妨げられるまで広がる。」すなわち、熱スパイクが発生させるキュリー温度を越す高熱で反転核が発生し、反転磁区が

広がるとした。

3.2.2 Makita らの熱減磁モデル

Makita ら[27]は、キュリー温度が等く保磁力の異なる $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石を実験し、放射線減磁に保磁力依存性があることから、Kähkönen らが提案した「キュリー温度を超える高熱による反転磁区の核発生」に疑問を呈した。 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ の保磁力発生機構は核発生成長型であるので反転核発生に必要な磁場そのものが保磁力を表す。すなわち、 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ は結晶粒内部に磁壁移動の障壁となる析出相や欠陥が存在しないので、反磁場により反転核が発生すれば磁壁の侵入・拡大が連続して同時に起き、粒全体の磁化反転が起きてしまうと考えられている[39]。このため Makita らは、「Kähkönen らのキュリー温度を超える高熱による磁化消失が反転核発生の原因であるという説明だと、キュリー温度が等しい磁石では磁化消失する温度が同じであるため、どの磁石でも等しく反転核が発生し磁化反転、減磁が起こる。しかし、実験ではキュリー温度が等しい $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ の放射線減磁で、反転核発生の起こり方に関係する保磁力依存性が観察された。したがって、磁化反転が起きた温度上昇領域は、磁化消失により必ず核が発生するキュリー温度まで上昇しない。」と指摘した。そして、「照射領域において温度上昇により結晶磁気異方性が低下するので、パーミアンス係数が小さく、かつ領域が十分な大きさを持てば、反転磁区の核発生と磁化反転が起こる。すなわち、温度上昇が磁石の熱減磁開始温度を超えたときに磁化反転が起きる。」というモデルを提唱した。

3.2.3 これまでのモデルの問題点

Kähkönen らのモデルの問題は、Makita らが指摘しているように、キュリー温度が同じ磁石でも放射線減磁の保磁力依存性があることである。

一方、Makita らのモデルの問題は、Makita ら自身が指摘しているように「放射線による温度上昇が、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が、熱減磁開始温度が最も高い試料においても減磁率は 0 にならなかった。」という点である。本論文における実験でも熱減磁温度の高い耐熱磁石において放射線減磁が観察されており、熱減磁開始温度の差だけでは、放射線減磁の現象はうまく説明できない。図 3.2-1 に二つのモデルの比較を示す。

Kähkönenの熱スパイクモデル	榎田の熱減磁モデル
<ul style="list-style-type: none"> ・照射粒子のエネルギーの大部分が、照射粒子のはじき出した原子により格子へ受け渡される。 ・熱スパイクにより、格子温度が磁石のキュリー温度以上に上昇する。 ・高温領域が十分大きいとき、磁石の反磁場がスピンを逆転させ、反転磁区の核生成が起こる。 ・この反転磁区は粒界または欠陥で成長が妨げられるまで広がる。 	<ul style="list-style-type: none"> ・照射領域の温度上昇により結晶磁気異方性が低下する。 ・パーミアンス係数が小さく(磁石内の反磁場が大きく)、かつ領域が十分な大きさを持てば、反転磁区の核発生と磁化反転が起こる。 ・すなわち、温度上昇が磁石の熱減磁開始温度を超えたときに磁化反転が起きる。
問題点	
キュリー温度が同じ磁石で放射線減磁に差が見られる。	熱減磁温度が高い磁石でも放射線減磁が起こる。

図 3.2-1 これまでの放射線減磁モデルの比較。

3.3 新しい放射線減磁モデル

3.3.1 はじめに

Kähkönenら[14, 15]の「熱スパイクで発生する高熱が磁化反転核を発生させる。」とした熱スパイクモデルと Makita ら[27]の「温度上昇が磁石の熱減磁開始温度を超えたときに磁化反転が起きる。」とした熱減磁モデルはいずれも放射線が発生させる熱による磁化反転を仮定している。

本論文に示す新しい放射線減磁モデルは、放射線減磁の原因を放射線粒子が発生させる熱だけに限定せず、もっと広く放射線粒子と磁石原子間のエネルギー移動で起きる磁気的変化による磁化反転と仮定する。

高エネルギーの電子が物質に照射された場合のエネルギー移動には、電磁カスケードにより発生した電子、陽電子などの荷電粒子が物質との間で、長い距離に渡って相互作用を起しエネルギーが移動する場合と、高エネルギー中性子が物質の原子と起こすはじき出し[28]や蒸発などのように原子サイズでエネルギーの移動が起こる場合がある。そこで本モデルは放射線からのエネルギー移動の違いにより、放射線減磁は「広域エネルギー吸収放射線減磁機構」と「微小領域エネルギー放出放射線減磁機構」の二つの機構が混在して起こると仮定した(図 3.3-1)。

新しい放射線減磁モデルでは、Makita らの言うような照射による温度上昇すなわち熱ゆらぎによる磁石スピンの乱れと、Kähkönen らの言うような微小領域での熱スパイク的な高温発生による磁化反転核発生 の両方が矛盾なく説明できる。また一般的な放射線挙動シミュレーションを用いて、放射線減磁挙動の説明を取り扱うことができる。

3.3.2 広域エネルギー吸収放射線減磁機構

電子、陽電子などの荷電粒子が物質内を通過するときには、物質中の電子と荷電粒子がクーロン力によって相互作用する。荷電粒子が電子と 1 回の相互作用で失うエネルギーはごくわずかであるため、全てのエネルギーを失い止まるまでに長い距離を移動し、相互作用を多数回繰り返す。このため荷電粒子は広い範囲でエネルギーを付与する。放射線から物質にエネルギーが付与される過程は、放射線による物質の電離・励起(物質の電子系へのエネルギーの移行)にはほかならない[40]。磁石原子が電離・励起されると磁石スピンの乱れるが、この磁石スピンの乱れは広い範囲で起こるため、結晶粒全体の磁化や保磁力が低

下する。保磁力が低下すると、磁気異方性の小さな粒界や欠陥で磁化反転核が発生し、反転領域が広がり減磁が起こる。この磁石スピンの乱れによる一連の減磁現象は、熱エネルギーでスピンの乱れ減磁が起こる熱減磁に類似している。図 3.3-2 に広域エネルギー吸収放射線減磁機構の模式図を示す。

3.3.3 微小領域エネルギー放出放射線減磁機構

光子や中性子などの非荷電粒子は電荷がないためクーロン力を介した物質の直接電離がなく、相互作用の結果発生する二次荷電粒子が電離・励起作用の主な原因となる。光子は原子核の電磁界と相互作用して電子-陽電子対を生成する。高エネルギー中性子は、物質の原子核との弾性・非弾性的相互作用により原子核のはじき出し[28]、粒子を放出する蒸発反応を起こし、大きなエネルギーを極微小領域に放出する場合がある(図 3.3-3)。高エネルギー中性子と弾性相互作用し、エネルギーを得て格子位置からはじき出された原子は熱スパイク[30]を起こす場合がある[31]。はじき出されイオン化した原子が物質の中で減速するとき、短い距離で大きなエネルギーを失い微小領域に高温が発生する。はじき出し原子が衝突を起こした中心部の格子系がもつ運動エネルギーは温度に換算すると数万度以上になることもあり、 10^4 K/nm 程度の温度勾配で冷却が起きる。このとき熱的な影響を受ける領域の大きさは 1 nm~10 nm 径程度となる[34, 35]が、これは式(2.7) で示した熱活性化体積すなわち反転核の体積とほぼ同じ大きさである。

極微小領域での瞬間的なエネルギー放出が熱スパイク的な高温の発生や核変化を起こし、エネルギーが放出された微小領域を中心とした磁気的变化により磁化反転が起こり、この領域が十分大きければ磁化反転核が生成される。図 3.3-4 に、エネルギー放出点を中心とした磁化反転領域の模式図を示す[41]。

(1) エネルギー放出点

核変化、熱スパイクに類似した現象で発生した高熱などで結晶構造・組織が変質した領域。

(2) 磁化反転領域

結晶組織は破壊されていないが、エネルギー放出点の磁気的变化が起こすスピンの乱れやキュリー温度以上の温度上昇などのため磁化が反転した領域。磁化反転領域が十分な大きさがある場合、反転核が発生する。

(3) 保磁力低下領域

温度上昇や大きな歪みの発生により磁気異方性が低下し、保磁力場が低下した領域。この領域の反磁場が保磁力場より大きいとき、反転磁区の磁壁が粒内へ侵入・拡大を起こす。

(4) 影響を受けていない（保磁力が変化していない）領域

温度変化が小さく、保磁力の低下がほとんどない領域。特に、粒内は粒界に比べ磁気異方性が大きいため保磁力が大きい。

広域エネルギー吸収放射線減磁機構と異なり、磁化反転核は保磁力の小さな粒界だけでなく、保磁力の大きな粒内でも同様に発生する。しかし、磁化反転核周囲の保磁力が十分大きな場合は、反転磁壁が広がらず磁化反転が進まない場合があり、放射線減磁が起こりにくい（図 3.3-5）。

微小領域エネルギー放出放射線減磁機構で示す放射線減磁では微小領域で大きなエネルギーが発生することで反転核が生じるため、広域エネルギー吸収放射線減磁機構で反転核が発生せず放射線減磁が起こらない条件でも、放射線減磁が起こると考えられる。

3.3.4 二つの機構により起こる放射線減磁

広域エネルギー吸収放射線減磁機構と微小領域エネルギー放出放射線減磁機構により起こる放射線減磁過程の比較を図 3.3-6 に示す。これら二つの機構は高エネルギー電子線照射下では同時に起こるが、放射線を受ける磁石の性質により強く影響を受ける機構が異なる（図 3.3-7）。保磁力が大きな磁石や熱減磁開始温度が高い磁石は、そうでない磁石に比べ磁化反転が生じるスピンの乱れを起こすために大きなエネルギーが必要になるため、広域エネルギー吸収放射線減磁機構の影響が小さくなる。このため相対的に、磁石原子そのものが変化する微小領域エネルギー放出放射線減磁機構の影響が大きくなる。一方、保磁力が小さな磁石や熱減磁開始温度が低い磁石では、磁化反転を起こすのに必要なスピンの乱れを起こすためのエネルギーが小さく、両方の機構の影響を同時に受ける。

広域エネルギー吸収放射線減磁機構と微小領域エネルギー放出放射線減磁機構は、それぞれが全くの独立した機構ではなく、お互いに影響を及ぼし合う。微小領域エネルギー放出機構で示した微小領域で発生した高温は、やがて、時

間とともに広範囲の温度上昇につながり、広域エネルギー吸収放射線減磁機構に影響を与える。広域エネルギー吸収放射線減磁機構で示した広範囲の保磁力低下は、微小領域エネルギー放出機構で示す反転核周囲の保磁力の低下に影響を与える。

3.3.5 放射線減磁における Global model の適用

新しい放射線減磁モデルでは、磁化反転核の発生原因を、放射線照射により起こる (1) 比較的広い範囲の「熱ゆらぎによる磁石スピンの乱れ」に類似した放射線によるスピンの乱れ (広域エネルギー吸収放射線減磁機構)、および (2) 微小領域で瞬間的に発生するエネルギーが起こす磁化反転核の発生 (微小領域エネルギー放出放射線減磁機構) の二つと仮定する。また、磁化反転の起こり方を (1) 磁化反転核発生および (2) 反転磁区磁壁の粒内への侵入・拡大の二段階に分けて説明する。

最初に、磁化反転核の発生原因についてであるが、広域エネルギー吸収放射線減磁機構では、放射線による比較的広い範囲のスピンの乱れにより結晶粒全体で保磁力が低下し、粒界や欠陥などのもともと磁気異方性の低い場所から反転核が発生する。一方、微小領域エネルギー放出放射線減磁機構の微小領域でのエネルギー放出による磁化反転核は、磁気異方性あるいは保磁力の低い粒界に限らず、磁気異方性 (保磁力) の高い粒内でも同様に発生する。ただし、粒界と粒内の体積比を考慮すると、磁化反転核の発生は、ほとんどが粒内で生じており磁化反転の影響は粒内で生じた反転核によるものを反映していると考えてよい。

次に磁化反転の起こり方についてであるが、放射線減磁挙動は核発生の起こりにくさのみで決まるのではなく、核発生後の磁壁の侵入・移動の起こりにくさに大きな影響を受けている。広域エネルギー吸収放射線減磁機構の放射線によるスピンの乱れは粒全体で起こるため、反転磁区磁壁の粒内への侵入・拡大に関係する磁気異方性 (保磁力) は粒全体で低下し、反転核周囲の磁気異方性も広い範囲で低下するため、磁壁移動の起こりやすい状況になっている。これに対して、微小領域エネルギー放出放射線減磁機構の微小領域でのエネルギー放出による磁化反転核は、主として粒内の微小領域で生じるため反転核周囲の磁気異方性 (保磁力) は大きなまま保たれている。このため、反転核が発生しても必ずしも発生した全ての反転核で磁壁の侵入・拡大が起こるとは限らない。

これは例えば、磁石の結晶粒界や表面には多数の磁化反転核が存在するが、すべての反転核で磁壁の侵入・拡大が起きていないのと同じである。Park ら[42]は、狭い領域に強い磁場を発生させることのできる磁化させた針を $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ の薄膜上で動かすことで、粒界からの磁壁移動観察を行ったが、磁化反転領域が発生しても磁場（針）を動かさない場合は、磁壁が拡大せず静止したままであることを観察している。このように、保磁力の大きな粒内で発生した反転磁区磁壁の周囲への侵入・拡大が起こるためには、温度上昇や応力により核のまわりの保磁力が低下することが必要である。このため放射線減磁は、保磁力の温度依存性に大きな影響を受けると考えられ、式(2.6)で示される保磁力は温度の関数となる。

粒界で核が発生したときの保磁力 $H_{C,G}$ を式(3.1)に示す。 $\gamma_{w,G}$ は粒界から粒内への磁壁移動エネルギーである。

$$H_{C,G}(T) = \alpha \frac{\gamma_{w,G}(T)}{\mu_0 M_S(T) v_a(T)^{1/3}} - N_{\text{eff}} M_S(T) - S_v(T) \ln(t/\tau). \quad (3.1)$$

一方、粒内で核が発生したときの保磁力 $H_{C,M}$ を次に示す。 $\gamma_{w,M}$ は粒内での磁壁移動エネルギーである。

$$H_{C,M}(T) = \alpha \frac{\gamma_{w,M}(T)}{\mu_0 M_S(T) v_a(T)^{1/3}} - N_{\text{eff}} M_S(T) - S_v(T) \ln(t/\tau). \quad (3.2)$$

粒内の保磁力は粒界の保磁力よりも極めて大きいので

$$H_{C,G}(T) < H_{C,M}(T). \quad (3.3)$$

磁石全体の放射線減磁保磁力 H_C は、粒界での核発生確率を P_G 、粒内での核発生確率を P_M とすると

$$H_C = P_G H_{C,G} + P_M H_{C,M}. \quad (3.4)$$

放射線は、結晶粒が問題となるような狭い範囲では、均一に照射されるとしてよいので P_G 、 P_M は、それぞれの体積に比例する。

2.3.2 節で述べたように、磁壁エネルギーは交換相互作用エネルギーと結晶磁気異方性エネルギーの和で表されるが、大きな応力や局所的な弾性変形も結晶磁気異方性エネルギーを低下させる[43]。微小領域でのエネルギー放出による高温の発生は、極めて大きな応力と歪みが発生する。よって、磁気歪み[44] に関する磁気弾性異方性エネルギーを取り入れると、磁壁エネルギーは、以下の式のように表現される。

$$\gamma_w(T) = A(T) \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\nabla M_i}{M_S} \right)^2 + \left\{ K_0(T) + K_1(T) \sin^2 \theta + K_2(T) \sin^4 \theta + \dots \right\} - \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \sin^2 \varphi . \quad (3.5)$$

A は 交換スティフネス定数、 K_i は 磁気異方性定数、 θ は磁化容易軸と磁化方向との角度、 λ_s は 飽和磁気歪定数、 φ は磁化方向と応力 σ の角度を表す。

放射線によるこのような磁化反転核の発生原因と磁化反転の起こり方の違いにより、それぞれ異なる放射線減磁の挙動が起これと考えられる。

1. 広域エネルギー吸収 放射線減磁機構	2. 微小領域エネルギー放出 放射線減磁機構
<p>(1)電子、γ線により磁石原子の電子系にエネルギーが付与され電離・励起が起こり、広い範囲で磁石スピンの乱れ、結晶粒全体の磁化や保磁力が低下する。</p> <p>(2)磁気異方性の小さな粒界や欠陥で磁化反転核が発生し、反転領域が広がる。</p> <p>(3)熱減磁に似た現象が起きる。</p>	<p>(1)高エネルギー中性子が磁石の原子と弾性的、非弾性的相互作用を起こし、極微小領域に高エネルギーを放出する。</p> <p>(2)高温、核変化により微小領域で磁気的変化が起こり磁化反転核が生成される。</p> <p>(3)磁化反転核周囲の保磁力が大きい場合は、反転磁壁が広がらない場合がある。</p>

図 3.3-1 新しい放射線減磁モデル。
二つの機構が複合して起こる。

$e, \gamma, (n)$

熱減磁のような広い範囲のスピンの乱れ

(1) 広い範囲で磁石スピ
ンが乱れ、結晶粒全体の
磁化や保磁力が低下
する。

(2) 磁気異方性の小さな粒界や
欠陥で磁化反転核が発生
し、反転領域が広がる。

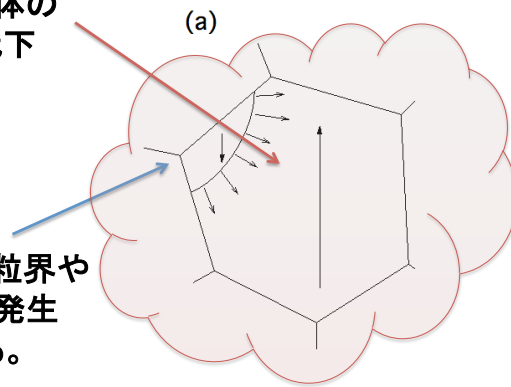


図 3.3-2 広域エネルギー吸収放射線減磁機構。

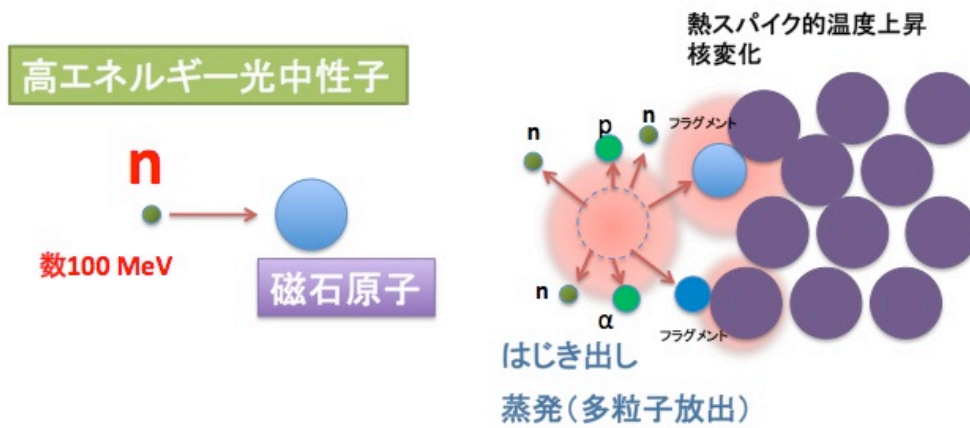


図 3.3-3 微小領域エネルギー放出放射線減磁機構（極微小領域におけるエネルギーの放出）。
高エネルギー中性子は磁石の原子と弾性的、非弾性的相互作用を起こし、極微小領域に高エネルギーを放出する。

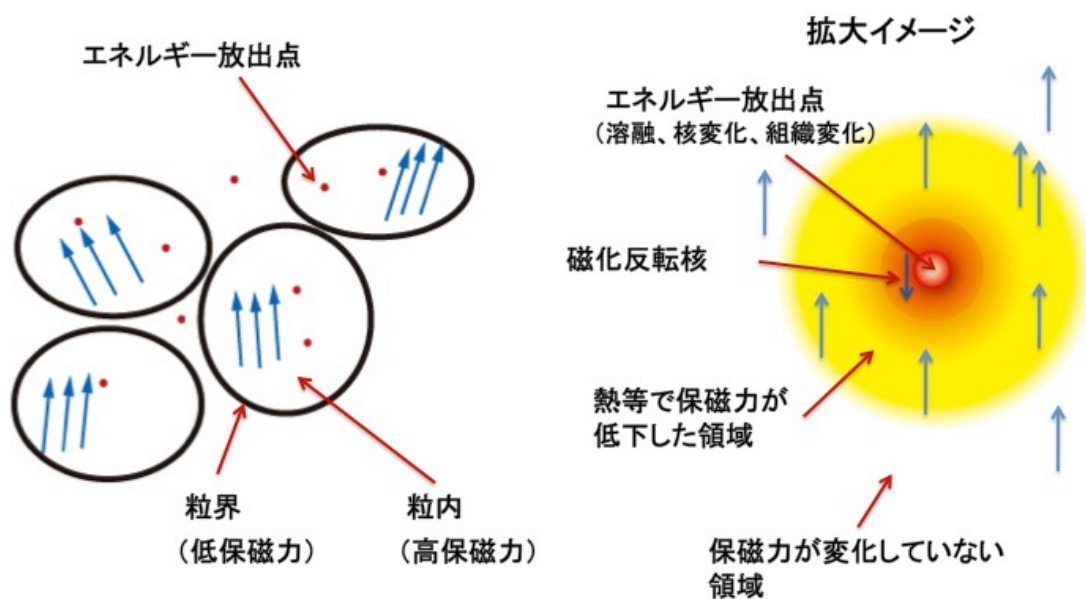


図 3.3-4 微小領域エネルギー放出放射線減磁機構（放出点）。高温、核変化によりエネルギー放出点の周囲で磁気的変化が起こり、磁化反転核が発生する。

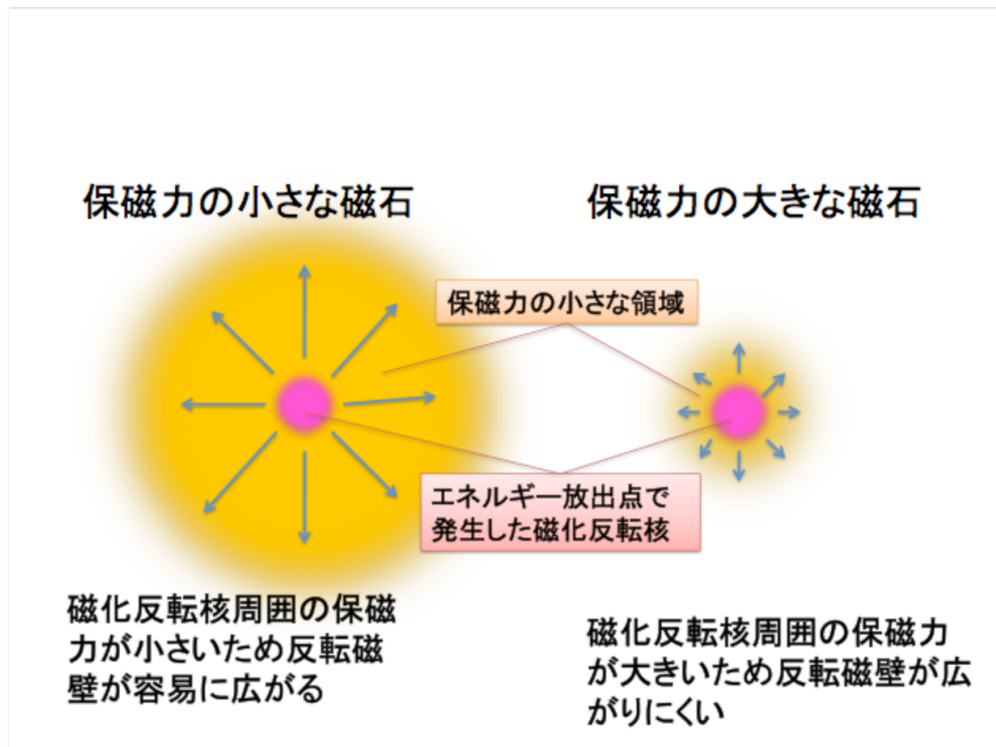


図 3.3-5 微小領域エネルギー放出放射線減磁機構（反転磁壁の拡大）。

磁石の性質により磁化反転磁壁が広がらない場合がある。

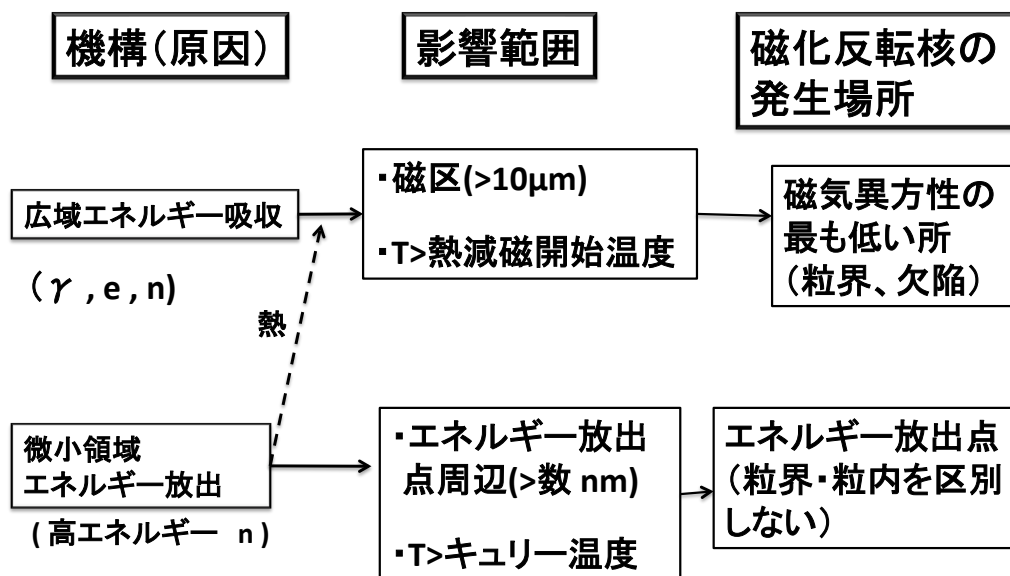


図 3.3-6 放射線減磁過程。

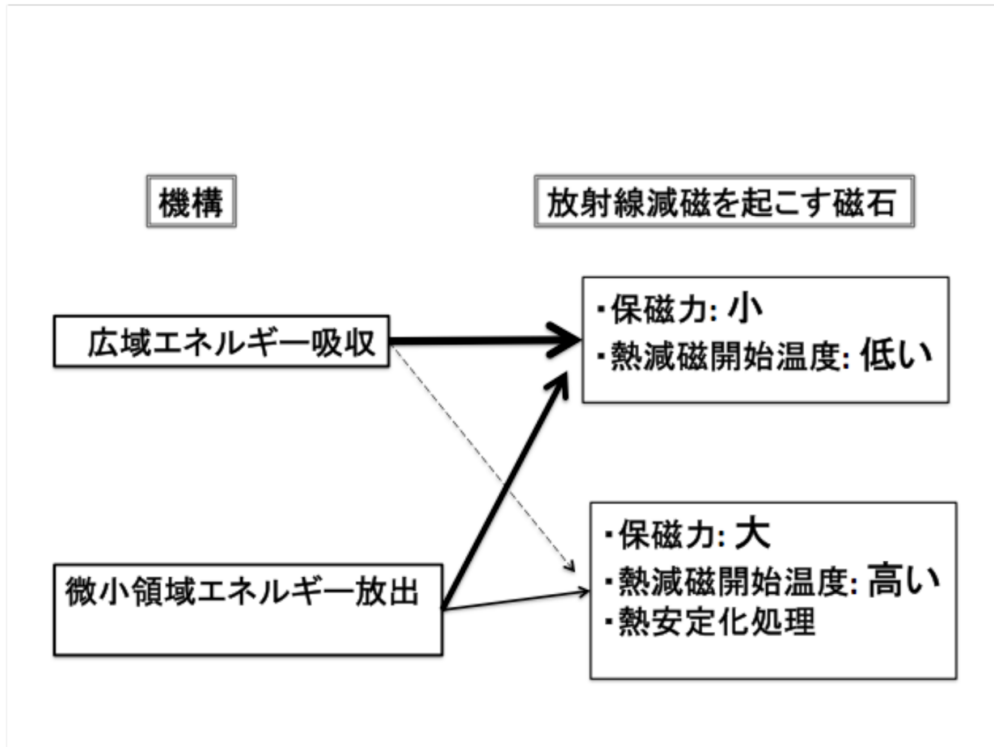


図 3.3-7 磁石の性質により強く影響を受ける機構が異なる。

第4章 実験方法

4.1. はじめに

本研究では、実験装置において、放射線減磁現象を詳細に捉えることを可能とする、いくつかの特徴的な工夫を行った。これまでの研究における計測手段は、多くはコイルを用いた磁石全体の平均的磁場変化を計測する方法か、ホール素子等を用いた磁石の特定の場所の磁場変化を計測する方法がとられていた。本研究においては、ホール素子で磁場分布を2次元にスキャンすることができる装置を開発し、放射線減磁過程をより明確に捉えられることを可能とした[45]。

放射線損傷実験においては、照射した放射線の量として単位体積当たりの吸収エネルギーGray (J/kg) や Rad (1 Gy=100 rad) が良く用いられる。しかし、本研究は加速器の極めて微小な電子ビームが引き起こす放射線減磁現象を対象としているため、電子の照射領域がサンプルに対して非常に小さく、吸収エネルギーが磁石の場所により大きく変化すると考えられるため、単位体積当たりの表現が困難である。また、Gray を用いることができるように磁石サンプルを小さくし、照射領域を大きくとった場合には、減磁が磁石形状に大きな影響を受けるため、実機挿入光源における放射線減磁を直接的に反映しないため、実機への反映を目指した本研究の趣旨からはずれれる。それゆえ、本研究では、議論を簡単にするため、カレントモニタにより計測した出射電子数を用いることとする。この出射電子数を用いる方法は、ビームロスした（軌道からそれた）電子によりアンジュレータの磁石がどの程度減磁するかという評価を行う際にも利用しやすいという利点がある。

4.2. 韓国浦項加速器研究所ライナックを用いた照射実験

4.2.1 照射

電子線照射は、韓国の Pohang Accelerator Laboratory のライナックを使用した（図 4.2-1）。表 4.2-1 にビームパラメータを示す。磁石サンプルは、40 mm 厚さの銅ブロックの後ろに 8 mm の空間を空けて設置した。この銅ブロックは、SPring-8 の標準型真空封止アンジュレータ磁石列の前に設置する RF フィンガ用クランプ（図 4.2-2）を模擬している。2 GeV 電子線を、0.2 mm 厚さのステンレス製真空窓を通過させ、大気中で銅ブロックに照射した。窓からサンプルまでの距離は約 500 mm である。ビーム照射位置は、銅ブロックの前に置いた蛍光板

の発光を CCD カメラでモニタしながら、随時調整した。蛍光板の発光サイズは 5 mm (垂直) × 15 mm (水平) である。出射した電子数は上流に設置したカレントモニタで計測した。照射量は平均 1.5×10^{14} electrons/hr である。

表 4.2-1 ライナックのビームパラメータ。

Beam energy	2.0GeV
Operation frequency	10Hz
Macro-pulse length	1ns

4.2.2 実験装置

4.2.2.1 磁場計測システム

本実験装置は、ホール素子を用いた磁場計測システムである。磁場はコンピュータ制御により自動的にマッピングされる。ホール素子 (AREPOC 社製 LHP-NU-s) は、温度計測用サーミスタおよび抵抗ヒータと一緒に銅製の保温ケースの中に設置され、ホール素子の感度が温度により変化しないように、 $+0.01$ K の精度で一定温度に精密温度調節される。ホール素子のサイズは $3 \times 2.5 \times 0.7$ mm³ で磁場感受部分は 0.5×1.25 mm² である。ホール素子は、磁石サンプルの垂直磁場を計測するようにセットされている。本ホール素子は、事前に、校正用電磁石と NMR (MTTROLAB 社製 Precision NMR teslameter PT2025) を用いて出力電圧と磁場の関係を校正した。ホール素子は、XY 駆動テーブルに取り付けられ、磁石上面から 3 mm 上をスキャンし、磁場分布を計測する。照射中は、ホール素子が放射線によりダメージを受けないように、ホール素子は 180° 回転し、磁石サンプルの反対側にある鉛シールドの中に格納することができる (図 4.2-3)。シールドの中には参照用の磁石が、ホール素子を上下にはさむようにセットされており、各計測前後でホール素子がダメージを受けていないかをチェックすることができる。照射室にある計測システムは、離れた部屋からリモートコントロールできるので、照射室に入室してサンプルや装置に触れることなく、連続して照射と計測を行うことができる。計測システムの再現誤差は ± 0.02 % 以内である。

磁場強度は、磁石温度により変動する。このため、磁石温度を一定にする工

夫がなされている。磁石サンプルは、アルミ製ホルダにクランプされ、アルミ製水冷ステージにセットされる。ステージに供給される冷却水は、水槽の中で精密温度調節され、マグネットポンプで循環させる。磁石温度は、0.2 K 以内の精度で一定温度に保持された。磁石の温度計測は、アルメル-クロメル熱電対を磁石底部に取り付けて行った。照射中の温度上昇は約 2 K である。サンプルおよび計測装置全体はポリエチレンシートで覆われ、風などによる室温の早い変動がセンサや磁石に与える影響を小さくしている。

4.2.2.2 クライオスタット

放射線減磁試験用クライオスタットを開発し、本磁場計測装置と組み合わせることで、磁石をクライオスタットから取り出すことなしに、低温下で照射と磁場計測を繰り返し行えるようにした[46]。77 K 以下までサンプル温度を下げる事が可能なクライオスタットを製作した。図 4.2-4、図 4.2-5 に概念図を示す。図 4.2-4 に示すように磁石ホルダは熱伝導率の小さなポリイミドワッシャーではさまれ、ステンレス製の管でフランジに支持される。サンプル磁石は、パルスチューブクーラにより冷却される (77 K で 15 W)。図 4.2-5 に示すように、クーラーの冷却ヘッドに取り付けた熱伝導用銅部品とサンプルホルダは、熱収縮力を防ぐため厚さ 0.2 mm の屈曲した銅板で接続されている。サンプルホルダの温度は、熱電対とマイクロセラミックヒータによりコントロールされる。磁石温度は 4 線式の測温抵抗体により計測した。これら部品は、アルミ製真空槽の中に設置された。真空槽はターボ分子ポンプにより、十分な真空断熱が得られる 10^{-4} Pa まで排気された。

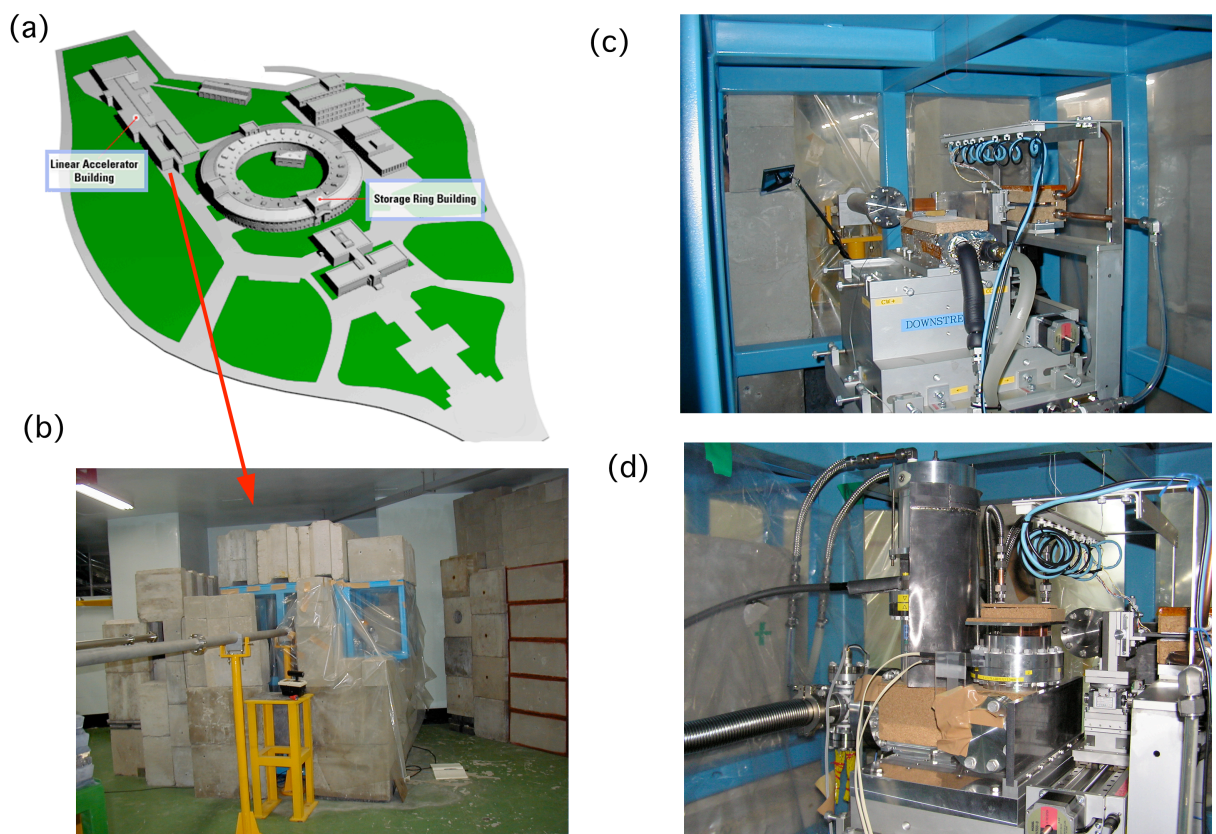


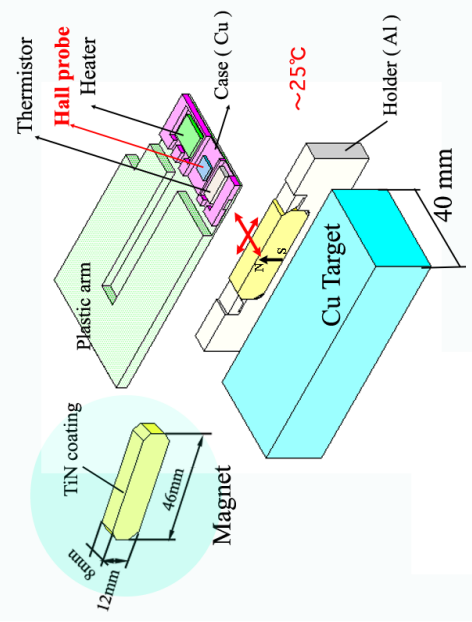
図 4.2-1 電子線照射場所と計測装置。

(a) PAL 放射光施設のライナックダンプ位置。 (b) ライナックのダンプに設置した照射エリア。遮蔽のためにコンクリートブロックの囲いを設置。(c) ブロック内に設置した磁場測定装置。 (d) クライオスタット型磁場測定装置。

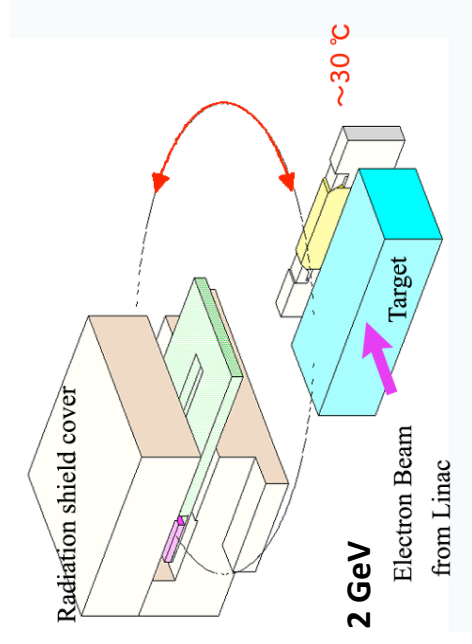


図 4.2-2 真空封止アンジュレータの RF フィンガおよびクランプ用銅ブロック。

ホール素子で磁石表面をスキャンし
磁場計測を行う



照射中は、ホール素子を遮蔽板の中に格納し
センサへの放射線の影響を防ぐ



照射電子数はサンプル上流の
カレントモニタで計数した

1.5×10^{14} electrons/hr

蛍光板の発光サイズ: 5mm(V)X15mm(H)

図 4.2-3 磁場計測用ホール素子模式図。

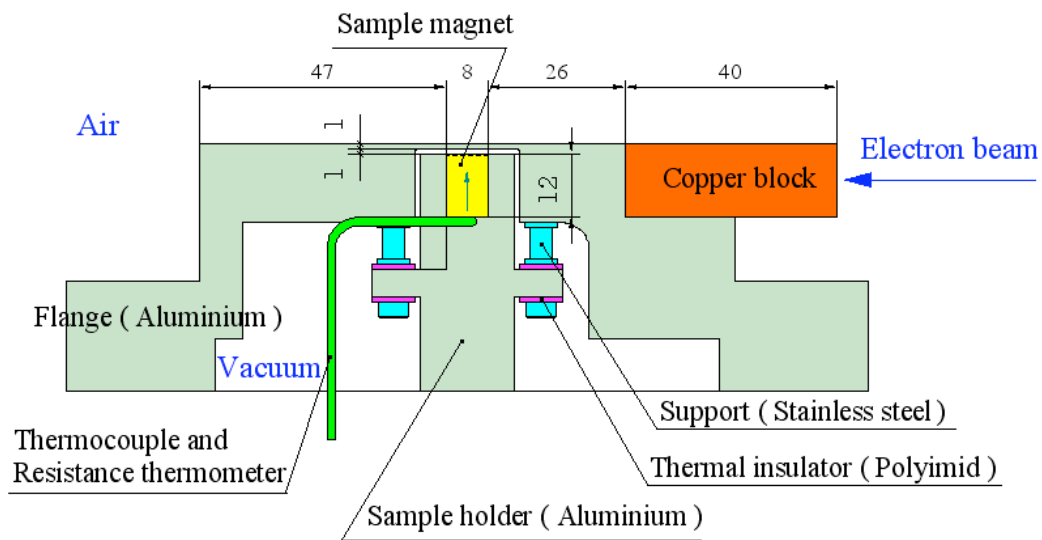


図 4.2-4 クライオスタット内に設置した磁石サンプル模式図。

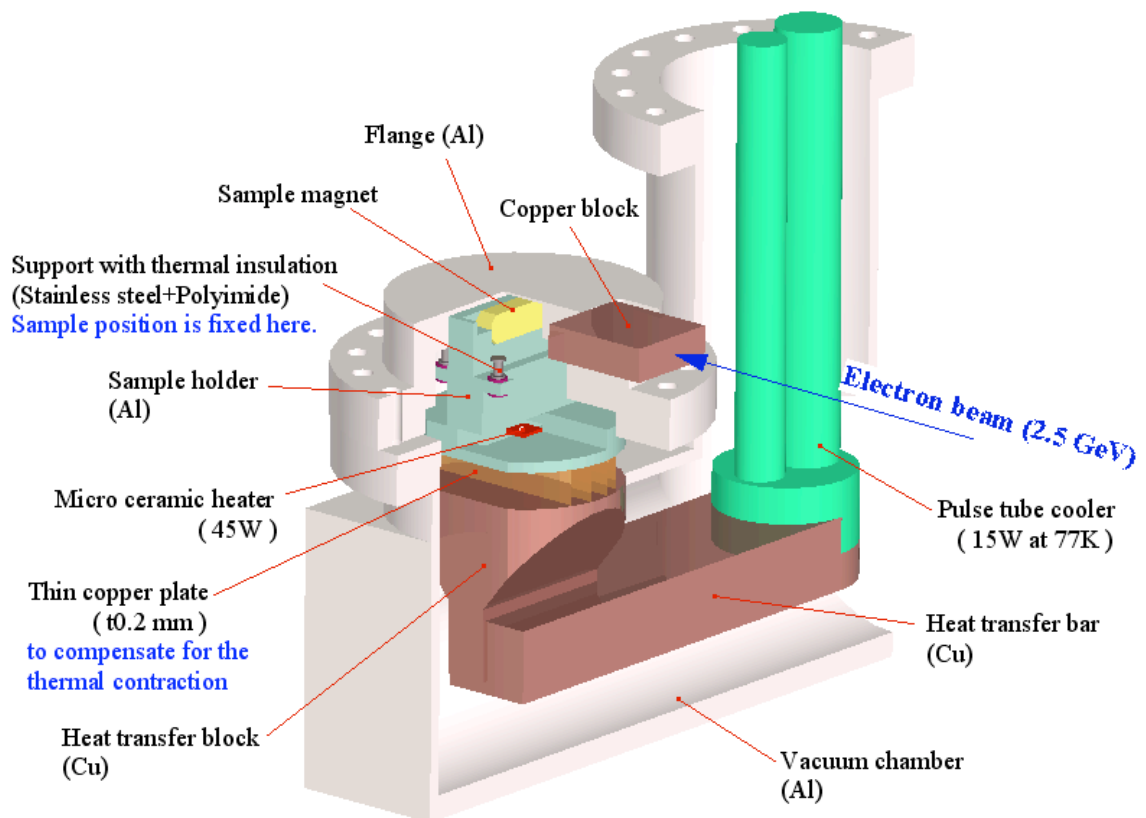


図 4.2-5 クライオスタット模式図。

4.3 SPring-8 シンクロトロンを用いた照射実験

4.3.1 照射

電子線照射は SPring-8 のシンクロトロンを用いて行った (図 4.3-1) [47]。シンクロトロンからの電子は 1 mm のアルミ窓を通して大気中へ出射され、ビームダンプ穴にセットされた磁石サンプルに打ち込まれる。出射電子数は、シンクロトロンリングに設置されたカレントモニターで計測した。照射量は平均 1.0×10^{14} electrons/hr である。出射サイクルは 1 Hz である。電子ビームのプロファイルは、遷移放射光モニター (Optical Transition Radiation monitor) で計測した。ビームプロファイルを表 4.3-1 に示す。このとき、照射位置調整用の蛍光板の発光サイズは 4 mm (垂直) \times 10 mm (水平) である。

図 4.3-2 にサンプルの設置図を示す。ビームダンプは 1700 (thick) \times 1200 (high) \times 1200 (wide) mm³ の鉄のブロックで、中心に $\phi 216 \times 1200$ mm² の穴が開いており、この穴に $\phi 205 \times 1000$ mm² のグラファイトシリンダが挿入されている。磁石サンプルはこの穴の中、200 mm の深さにグラファイトシリンダに接して置かれている。磁石の前には、40 (thick) \times 25 (high) \times 100 (wide) mm³ の銅ブロックが磁石に接して置かれている。電子ビームは、銅ブロックを貫通して磁石中心に照射される。銅ブロックは、SPring-8 の標準真空封止挿入光源の磁石列の前に設置されている RF フィンガのクランプを模倣している (図 4.2-2)。銅ブロック 40 mm の厚さは放射長で $2.8 X_0$ に相当しており、電磁カスケードを発生させるのに十分な厚さである。

磁石と磁石ホルダおよびターゲットは、水冷されたアルミフレームに取り付けられている。冷却水温度は 298 ± 0.1 K に精密温度調節されており、磁石はアルミフレームに接触し、冷却される。磁石温度は磁石下面に取り付けた K 熱電対により計測されるが、照射中の温度は 302.5 ± 0.5 K であった。

4.3.2 実験装置

実験装置は、基本構造は 4.2.2.1 節で説明したものと同一であるが SPring-8 のダンプ室に適したものを新たに製作した。照射後、リニアガイドに乗ったサンプル台を手動でダンプ穴より引き出し計測する方法となっている。システム全体の計測再現性エラーは 0.1 % 以下である。安全管理上の理由で、照射後磁石がクールダウンするまで放置し計測は約 1 時間後に実施した。SPring-8 の運転スケジュールのため、照射実験と磁場計測は日数を開けて数回繰り返した。

表 4.3-1 照射電子エネルギー依存試験の各エネルギーにおけるビームプロファイル。

水平面 (H)、垂直面 (V)

Beam energy (GeV)	4		6		8	
	H	V	H	V	H	V
Average beam size (mm)	1.23	0.094	1.551	0.116	1.82	0.192
Standard deviation of the beam size (mm)	0.06	0.002	0.004	0.0004	0.03	0.0008
Fluctuation of the beam center (mm)	0.27	0.07	0.21	0.15	0.21	0.27

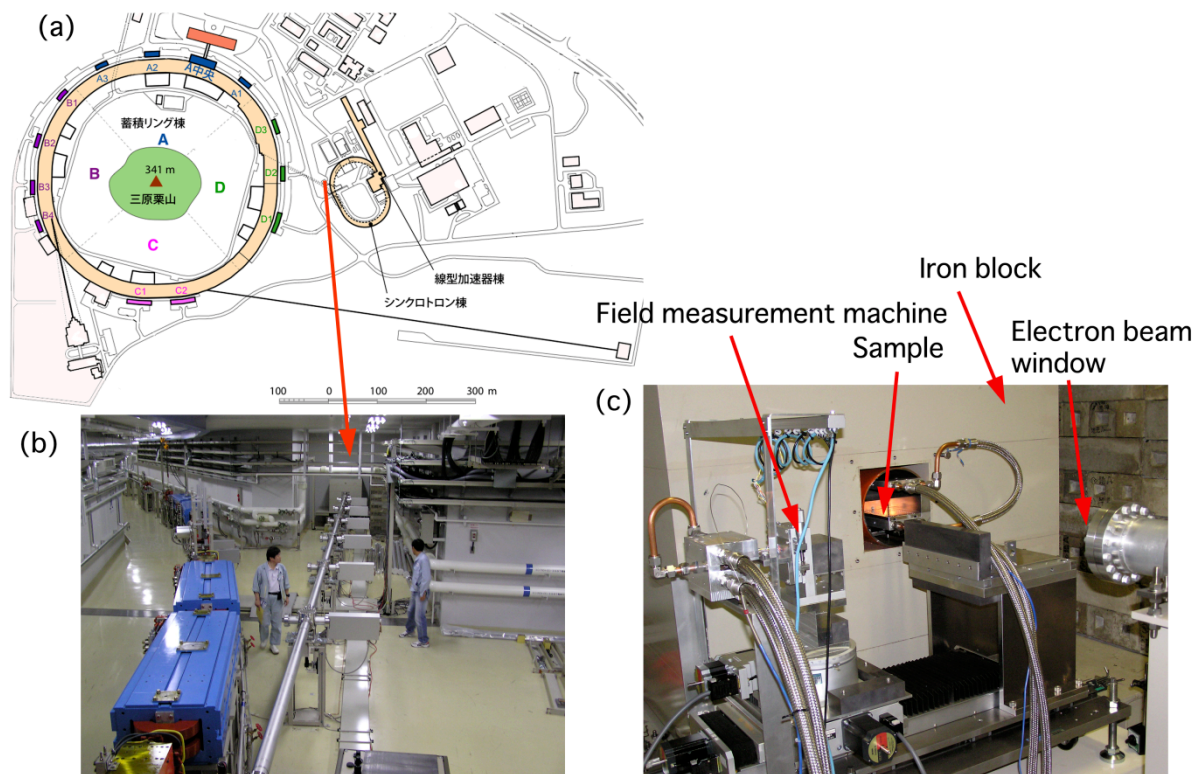
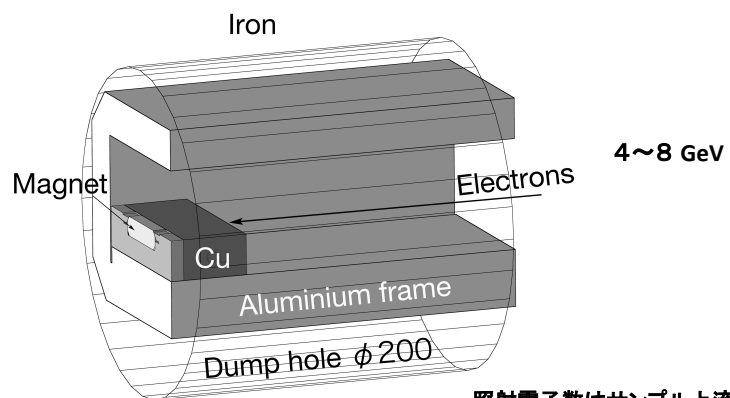


図 4.3-1 電子照射場所と計測装置。

(a) SPring-8 のシンクロトロンダンプ位置。 (b) シンクロトロンダンプ。 (c) ダンプの鉄ブロックの前に設置した磁場測定装置。磁石はダンプ穴の中に設置し照射する。磁場計測は穴の外で行う。



1×10^{14} electrons/hr

蛍光板の発光サイズ: 4mm(V)X10mm(H)

アルミ板の遷移放射光でのビームサイズ: 0.19 mm(V) X 1.82 mm(H)

照射電子数はサンプル上流の
カレントモニタで計数した

図 4.3-2 ダンプ穴にセットしたサンプルの模式図。

第5章 広域エネルギー吸収放射線減磁機構

5.1. はじめに

広域エネルギー吸収放射線減磁機構は以下の過程で起こる。

- (1) 電子、 γ 線などにより磁石原子の電子系にエネルギーが付与されることによる電離・励起これに伴う磁石の温度上昇などにより、広い範囲で磁石スピンの乱れ、結晶粒全体の磁化や保磁力が低下する。
- (2) 磁気異方性の小さな粒界や欠陥で磁化反転核が発生し、反転領域が広がる。この磁石スピンの乱れによる一連の減磁現象は、熱エネルギーでスピンの乱れ減磁が起こる熱減磁に似ている。図 5.1-1 に磁石原子への放射線によるエネルギー付与と熱によるエネルギー付与の比較を示す。放射線によるエネルギー付与は、磁石原子の電離・励起を引き起こし、このことが原因で磁石原子のスピンの乱れる。一方、熱によるエネルギー付与は、熱ゆらぎにより磁石原子のスピンの乱れを引き起こす。しかし、広い範囲でのスピンの乱れにより減磁が起きるといふ現象については両者に大きな違いはない。放射線によるスピンの乱れで起きる放射線減磁が熱によるスピンの乱れで起きる減磁に類似していれば、熱ゆらぎにより起こる減磁と同様の現象が放射線により観察されるはずである。

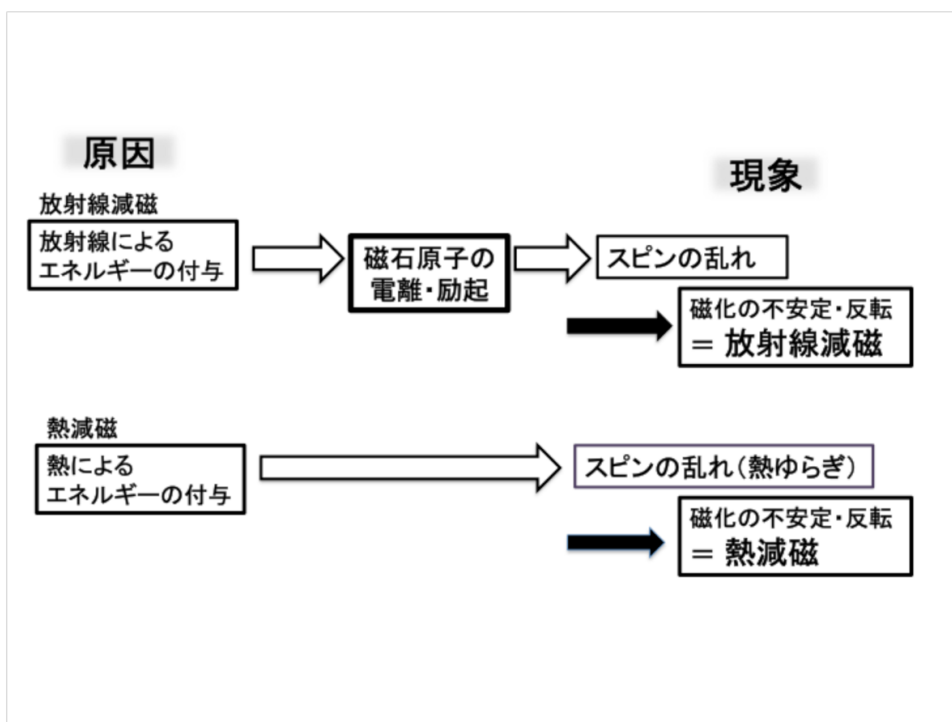


図 5.1-1 エネルギー付与とスピンの乱れ（放射線減磁と熱減磁の比較）。

5.2. 安定化処理と放射線減磁

5.2.1. 研究の目的

最初に「安定化処理」について説明する。着磁した磁石の磁化は熱減磁開始温度以下であっても時間とともに徐々に減少していくが、その減磁の起こり方は温度により異なる。この経時変化で起きる減磁の原因は熱ゆらぎである。工学的な応用から言えば、想定される経時変化による変化量を予め減磁しておくとその量に相当する時間までは変化が起こらないことが知られており、高温で使用される磁石などは熱減磁開始温度を超えない使用温度より少し高い温度で熱減磁させることで、高温中での経時変化を起こりにくくさせることが行われている。例えば、SPring-8の真空封止型アンジュレータで使用される磁石は、着磁後 415 K で 24 時間熱処理されている。これは、蓄積リングに要求される超高真空 ($<10^{-8}$ Pa) を達成するために、真空槽と磁石は加熱脱ガスを目的として真空ベークを行うが、このときに磁石が熱減磁を起こさないようにするためである。この安定化処理は「磁気枯らし」とも呼ばれている。また、熱の代わりに逆磁場をかけて減磁させ安定化することが行われることもある。Parker は、SmCo₂ 磁石に直流電磁石で逆磁場をかけ減磁させることにより、高温中で経時変化が減少したと述べている[48]。

磁化 M の経時変化は、次の式で表される。

$$M(t) = \text{const.} - \chi_{\text{irr}} S_v \ln(t). \quad (5.1)$$

t は時間、 χ_{irr} は不可逆磁化率、 S_v は式(2.7)で示したように、時間につれて減少する磁化をもたらす「ゆらぎ磁場」に関係し磁気余効変数と呼ばれる。

放射線減磁が起きる原因に熱による磁石スピンの乱れに類似した放射線による磁石スピンの乱れが関係していれば、熱ゆらぎが原因の減磁を低減させる安定化処理が、放射線減磁に対しても低減効果があるはずである。本節では磁石に安定化処理を行うことが放射線減磁にどのような影響を与えるかを確認することで、放射線減磁と熱らぎの関係を議論する。

5.2.2. サンプル

サンプルは、Nd₂Fe₁₄B 焼結磁石 (NEOMAX-35EH) である。磁石のサイズは、8 (thick) × 12 (high) × 46 (wide) mm³ で、酸化や腐食を防止するため磁石表面に 5

μm の TiN コーティングを行った。磁化方向は (thick) \times (wide) 面に垂直である。

安定化熱処理を行ったサンプルは、すべて大気中で 24 時間加熱した。それぞれの磁石は、他の磁石からの磁気的影響による減磁を避けるため、1 個ずつ加熱した。熱処理温度の測定と温度調節は、熱電対を磁石に直接取り付けて行った。

逆磁場印可安定化処理を行ったサンプルは、着磁後の磁石に電磁石の直流一様逆磁場 2 T をかけ 4.0 % 減磁させたものを使用した。

2 GeV の電子線照射は、厚さ 40 mm の銅ブロック後ろに設置した 1 個の磁石に対して行った。

5.2.3. 実験結果および考察

新しい放射線減磁モデルの式(3.1)の熱ゆらぎに関する $S_v(T)$ 項は式(2.7)で表わされるが、温度が高いほどゆらぎ磁場は増加する。熱ゆらぎによるゆらぎ磁場が大きくなると保磁力場が減少するため、磁気異方性の小さな欠陥や粒界部などのもともと保磁力の小さかった場所から磁化反転核が生じる。放射線照射中の磁石全体の温度上昇は熱電対による計測ではたかだか 2~3 度であるが、照射部の結晶粒などでは熱減磁開始温度を越す温度に相当した放射線によるスピンの乱れが生じていると考えられる。

着磁後に 415 K~513 K の範囲で温度を変えて安定化熱処理を行った NEOMAX-35EH (熱減磁開始温度 440 K) の放射線減磁を図 5.2-1 に示す[49]。縦軸の磁場変化には熱処理による熱減磁は含まれていない。熱処理を行った磁石の放射線減磁は線形に変化し、熱処理を行っていない磁石に比べ放射線減磁量が大幅に小さくなっている。放射線減磁量は、熱処理温度により差が見られる。図 5.2-2 (a)に放射線減磁と安定化熱処理温度の関係を示す。また、熱処理温度と熱減磁量との関係を図 5.2-2 (b)に示す[41]。熱減磁が開始する温度 440 K 前後で安定化熱処理した磁石 (熱処理温度 410 K~470 K) で耐放射線性が特に大きく向上している。同じ $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石で保磁力と熱減磁開始温度が異なる NEOMAX-27VH に 493 K で安定化熱処理を行い、照射した結果を図 5.2-3 に示す[50, 51]。安定化熱処理を行うと、NEOMAX-27VH (保磁力 2864 kA/m、熱減磁開始温度 510 K) も、NEOMAX-35EH (保磁力 2387 kA/m、熱減磁開始温度 440 K) と同様に放射線減磁が非常に小さくなっており[50]、NEOMAX-35EH 固有の特徴ではないことが分かる。このように、熱減磁を用いて熱ゆらぎによる減磁を低減する安定化処理の手法が放射線減磁に対しても有効であることより、放

放射線減磁の原因に「熱ゆらぎで起こる磁化のゆらぎ」に類似した「放射線による磁化のゆらぎ」が関与しているということが言える。

高温中での経時変化に関して、一度ある温度で熱減磁させた磁石は、再加熱しその温度になっても熱減磁がそれ以上進まないことが知られている。2 GeV 電子線照射による本実験では、安定化熱処理温度 410 K～470 K を最大として耐放射線性が大きく向上している。このことより、放射線によるスピンの乱れは 410 K～470 K で起きている熱ゆらぎによるスピンの乱れに相当することが分かる。

熱ゆらぎを低減させる安定化処理は、逆磁場をかけることでも行われる。図 5.2-4 に着磁後の磁石に逆磁場をかけ減磁させた場合と着磁したままの磁石の放射線減磁曲線を示す[51]。着磁後に逆磁場をかけ減磁させた場合も、熱減磁による安定化処理と同じように耐放射線性が向上する効果が見られる。

このように、着磁後の磁石を予め減磁させ、熱ゆらぎの影響を低減させる二種類の異なる安定化処理の手法が、放射線に対しても効果があった。これらの結果より、熱ゆらぎによるスピンの乱れに類似した、放射線により起こる広い範囲のスピンの乱れは、放射線減磁の原因の一つであると言える。

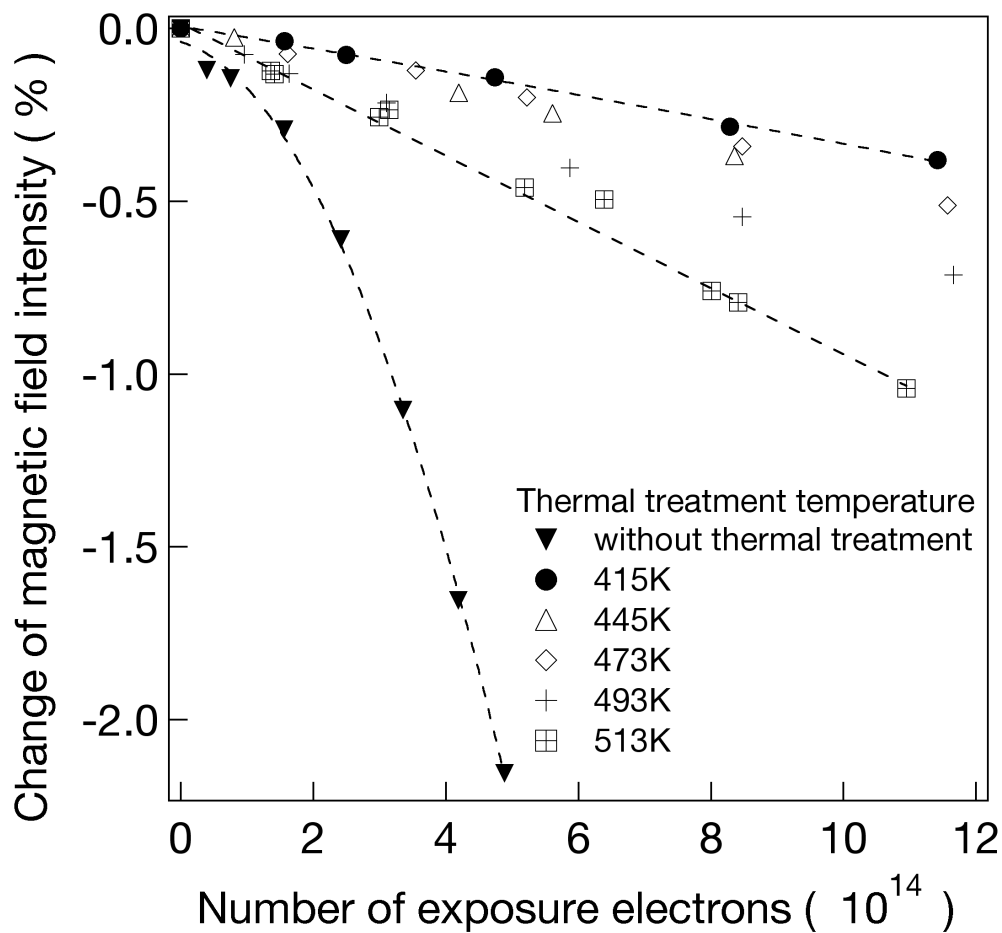


図 5.2-1 NEOMAX-35EH 磁石における安定化熱処理温度と放射線減磁の関係。

安定化熱処理を行った磁石は、いずれも耐放射線性が向上しており、線形な減少傾向を示す。

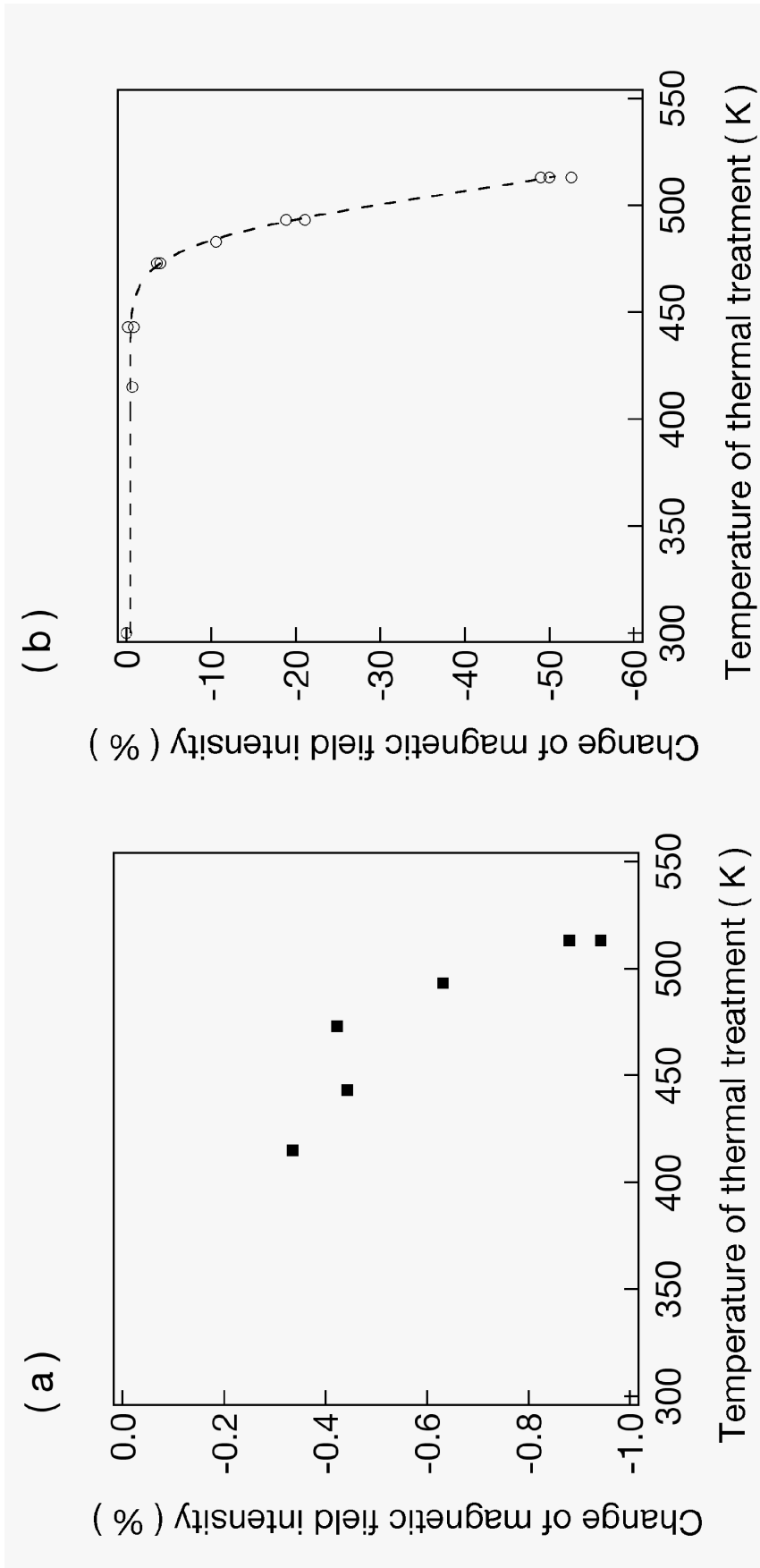


図 5.2-2 (a) 照射量 10^{15} electrons における放射線減磁量と安定化熱処理温度の関係。
 (b) 熱減磁曲線。

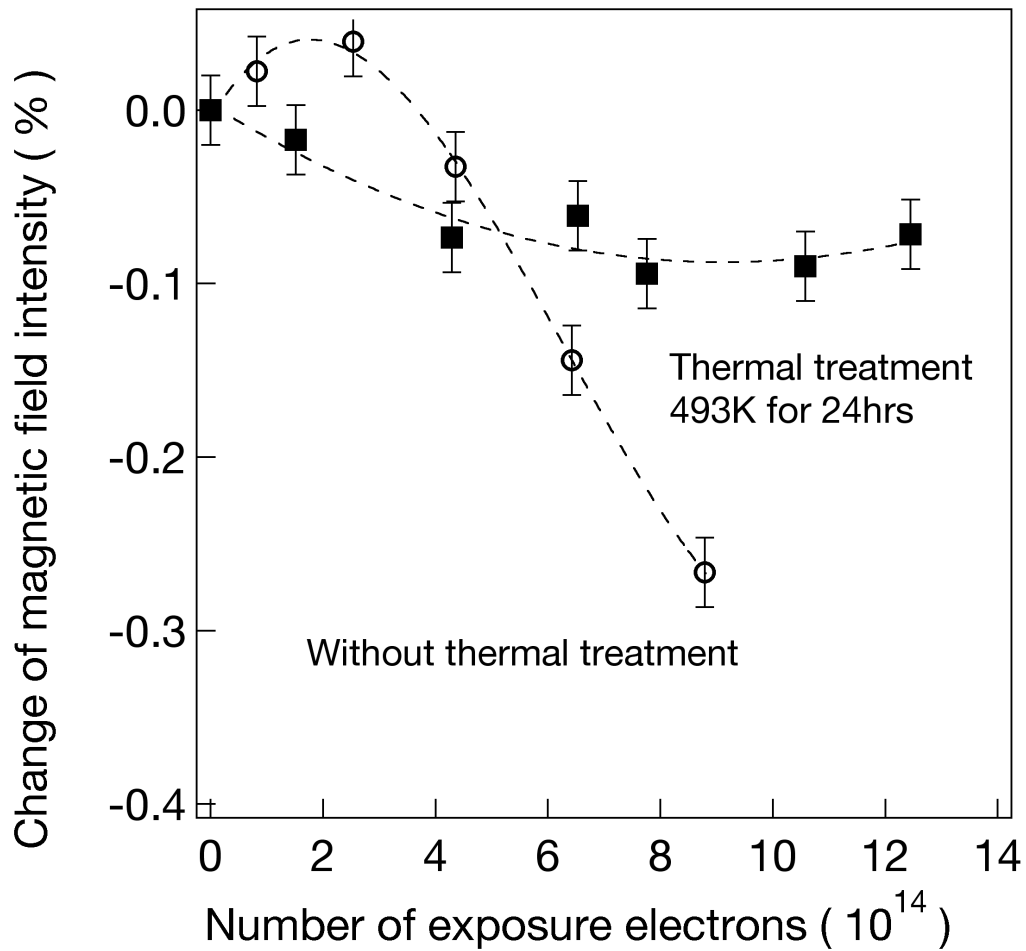


図 5.2-3 NEOMAX-27VH における安定化熱処理の有無による放射線減磁の差。
安定化熱処理により耐放射線性が向上している。

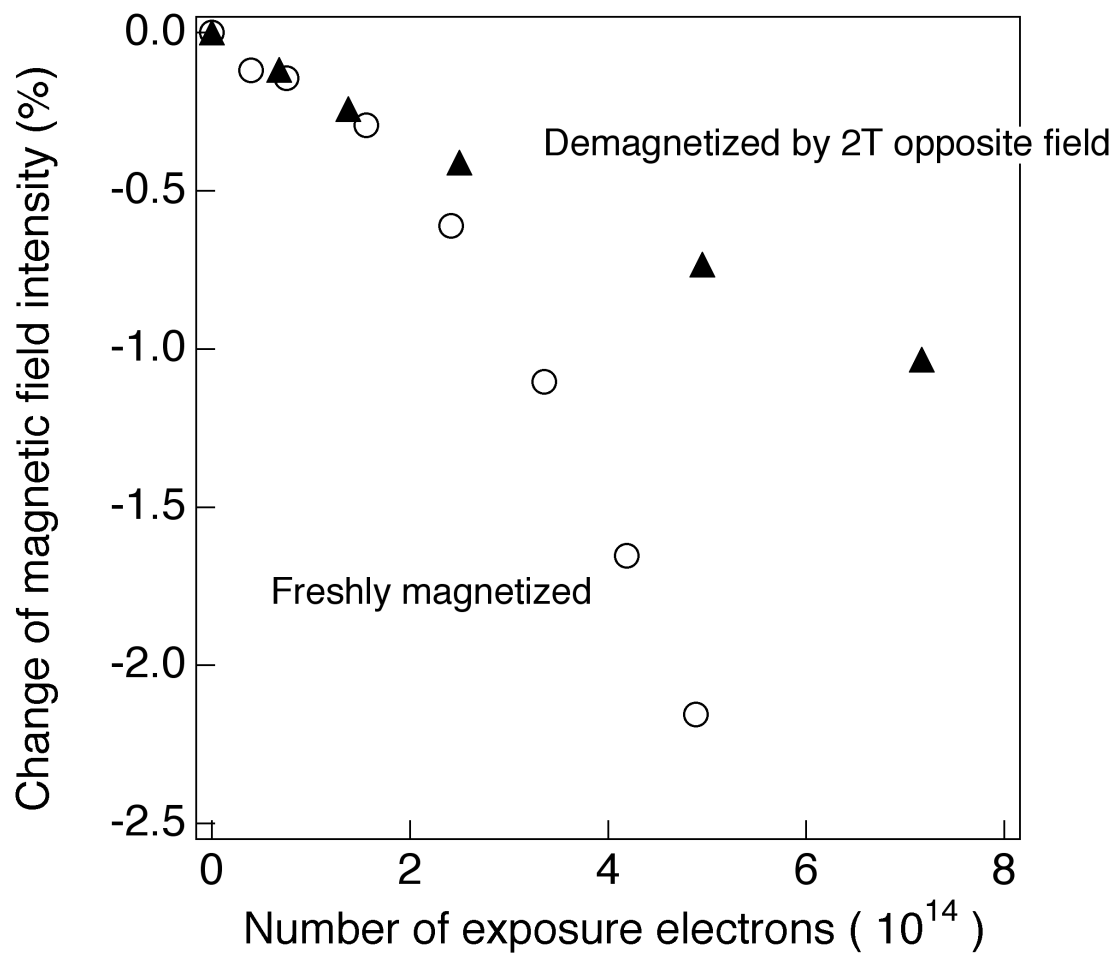


図 5.2-4 静逆磁場(2 Tesla)であらかじめ 4 %減磁させる安定化処理を施した磁石と着磁したままの磁石の放射線減磁。
逆磁場減磁による安定化処理により耐放射線性が向上している。

5.3. パーマンス係数を用いた放射線による熱ゆらぎ温度の評価

5.3.1. 研究の目的

放射線減磁が広域エネルギー吸収放射線減磁機構で示す、熱ゆらぎによるスピンの乱れに類似した現象であるとする、放射線のエネルギー付与によるスピンの乱れは、磁場変化と温度の関係として観察することができる。本項では、放射線による磁化のゆらぎが起きている温度を熱減磁温度として磁石のパーミアンス係数と温度の関係から求める。

着磁した磁石を磁場の外へ取り出すと、磁石の両端に磁極が現れ外部空間に磁束が流れるようになる。磁極から出る磁束は磁石内部にも通り、その方向は着磁した磁場の方向、即ち自発磁化 J の向きとは逆方向になる。これを「反磁場」 H_d と呼ぶ。実用状態にある磁石には必ず反磁場が作用している。磁石内の反磁場を表す因子として「パーミアンス係数」がある。ある形状の磁石について考えたとき、この磁石は自分自身が作る反磁場 H_d を受けながら動作しているので、図 2.3-3 に示す B - H 減磁曲線上で示される $H = -H_d$ の点（動作点）に対応する磁束密度 B_d を生ずる。パーミアンス係数とは、このときの B_d と $\mu_0 H_d$ の比 $B_d / \mu_0 H_d$ のことをいう。パーミアンス係数は、磁石の形状から計算され、使用する磁石材料にはよらない値で、減磁の起こしにくさに関係する。パーミアンス係数が小さくなるにつれ、動作点 $(-H_d, B_d)$ は減磁曲線上を B_r から H の負方向に移動するが、 $Nd_2Fe_{14}B$ 磁石では最初のうち磁束密度の減少はわずかであり、屈曲点を超えて急激な減磁が起きる。すなわち、異なるパーミアンス係数の磁石でも動作点が屈曲点を越えなければ減磁量の差があまり見られない。

新しい放射線減磁モデルでは、磁石内の反磁場 H_d が式(3.1)、式(3.2)に示す保磁力場 H_c を超えたときに磁化反転が起こる。このため、放射線減磁は磁石のパーミアンス係数の違いにより挙動が異なる。また、減磁曲線の形と屈曲点の位置が温度により変化するため、パーミアンス係数と減磁挙動の関係は温度によっても異なる。本節ではパーミアンス係数の異なる磁石の放射線減磁の起こり方を調べることで、放射線によるスピンの乱れに相当する熱ゆらぎが起きている温度を議論する。

5.3.2. サンプル

サンプルは、 $Nd_2Fe_{14}B$ 焼結磁石 (NEOMAX-35EH) である。磁石のサイズは、 $8 (A) \times 12 (B) \times 46 (C) \text{ mm}^3$ で、酸化や腐食を防止するため磁石表面に $5 \text{ }\mu\text{m}$ の

TiN コーティングを行った。パーミアンス係数を変えるため、磁化方向が (A) × (C) 面に垂直な磁石と (B) × (C) 面に垂直な磁石を作成した。

厚さ 40 mm の銅ブロック後ろに設置した 1 個の磁石に対して、2 GeV の電子線照射を行った。

5.3.3. 実験結果および考察

図 5.3-1 に照射した電子数とパーミアンス係数が異なる磁石の磁場変化の関係を示す。パーミアンス係数の小さな磁石は大きな放射線減磁を起こしている[45]。放射線減磁モデルでは保磁力場 H_c より反磁場 H_d が大きいときに磁化反転が起きるが、パーミアンス係数は反磁場 H_d に反比例した係数であるためパーミアンス係数が小さいほど放射線減磁が大きく起こるのである。ところが図 5.3-2 に示すように NEOMAX-35EH の 293 K における減磁曲線から考えると、パーミアンス係数 1.68 と 0.74 の動作点は、どちらも減磁開始屈曲点より右側にあるため減磁量にほとんど差が生じないはずである。放射線減磁でこのように大きな差が生じる理由は、減磁曲線の形と屈曲点の位置が温度により変化することより説明できる。放射線による温度上昇でこのような大きな減磁量の差が生じるためには、それぞれのパーミアンス係数の動作点が減磁曲線の屈曲点の右側と左側にくる 410~450 K 程度への温度上昇が必要である。もし、450 K を超えてしまうと両パーミアンス係数とも動作点が屈曲点の左側へ移動し、大きな減磁が起きてしまうため再び放射線減磁の差がつかなくなる。このことより、放射線によるスピンの乱れは、410~450 K で起きている熱ゆらぎによるスピンの乱れに相当すると推定される。この温度は先に安定化熱処理温度の関係から推定した熱ゆらぎが起きている温度 410~470 K と一致している。

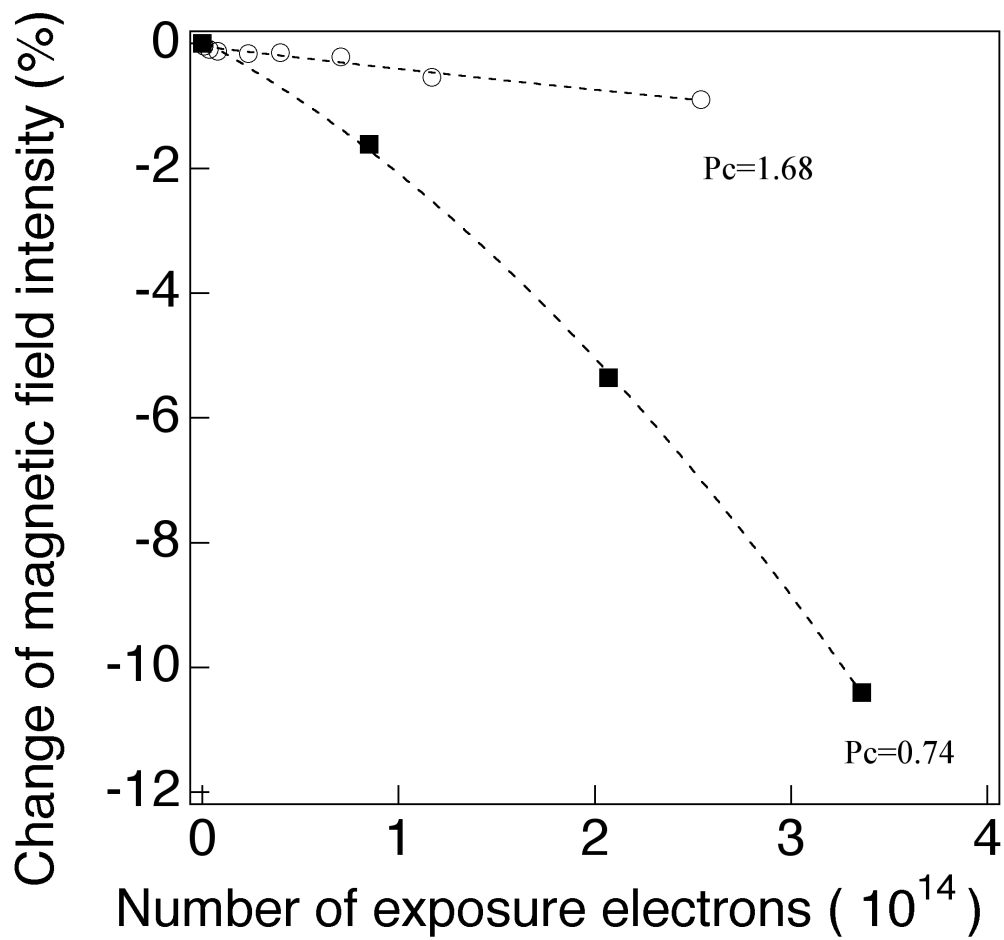


図 5.3-1 パーミアンス係数の異なる磁石の放射線減磁。

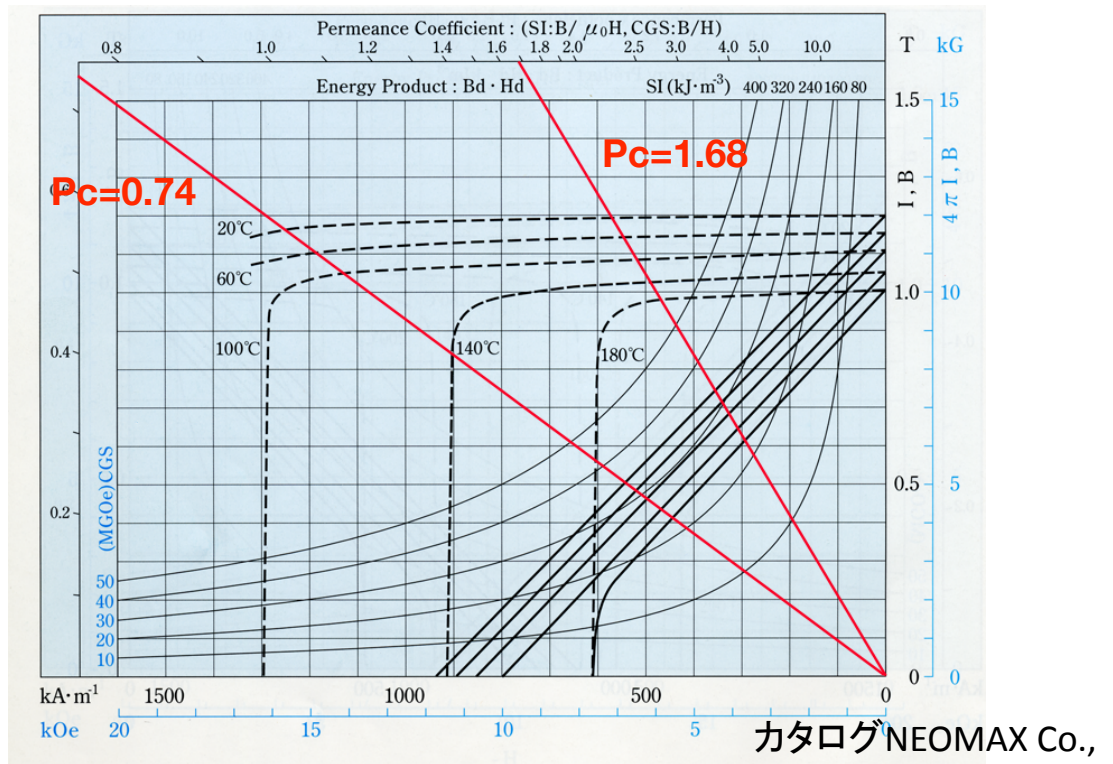


図 5.3-2 熱減磁開始温度は、パーミアンス係数に依存する。

5.4. 熱減磁および放射線減磁と保磁力の関係をを用いた放射線による熱ゆらぎ温度の評価

5.4.1 研究の目的

放射線減磁が広域エネルギー吸収放射線減磁機構で示す熱ゆらぎによるスピンの乱れに類似した現象であるとする、放射線のエネルギー付与によるスピンの乱れは、磁場変化と温度の関係として観察することができる。本項では、放射線による磁化のゆらぎが起きている温度を熱減磁温度として、磁石の熱減磁と温度の関係から求める。磁石を高温環境で使用すると、キュリー温度以下であっても熱減磁を起こし磁場が減少する。室温から温度を上昇させて行くと、磁石の磁場は温度係数に比例し減少して行くが、熱減磁開始温度を越えると急激に磁場は失われ、キュリー温度で完全に磁場を消失する。このようなキュリー温度以下の熱による磁場の減少は、組織変化ではなく磁化反転が原因である。熱による磁化反転は、温度上昇により保磁力が低下することにより起こるため、熱減磁の起こりやすさは、保磁力の大きさに密接に関係している。本節では保磁力の異なる磁石の放射線減磁の起こり方を調べることで放射線によるスピンの乱れに相当する熱ゆらぎが起きている温度を議論する。

5.4.2 サンプル

磁石サンプルは、 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石を用いた。磁化方向は照射面に垂直である。 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石は、酸化や腐食を防止するため磁石表面に $5\ \mu\text{m}$ の TiN コーティングを行った。表 5.4-1 に用いた磁石の特性等を示す。

表 5.4-1 各磁石の性質。

ラベル	材質	保磁力		磁束密度		型番	製造	サイズ	
		Hcj (kA/m)	Br (T)	Br (T)	Br (T)			長さ×高さ×幅	mm ³
N 27VH	Nd ₂ Fe ₁₄ B	2864	1.10	1.10	1.10	NEOMAX-27VH	SSMC	8×12×46	8×12×46
N32EH	Nd ₂ Fe ₁₄ B	2387	1.11	1.11	1.11	NEOMAX-32EH	SSMC	8×12×46	8×12×46
N 35EH	Nd ₂ Fe ₁₄ B	1989	1.17	1.17	1.17	NEOMAX-35EH	SSMC	8×12×46	8×12×46
N44H	Nd ₂ Fe ₁₄ B	1273	1.36	1.36	1.36	NEOMAX-44H	SSMC	8×12×46	8×12×46
N 50BH	Nd ₂ Fe ₁₄ B	1116	1.41	1.41	1.41	NEOMAX-50BH	SSMC	8×12×46	8×12×46

5.4.3 実験結果および考察

図 5.4-1 に保磁力の異なる $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石の照射電子数と磁場変化の関係を示す[41, 45]。どの保磁力の磁石も照射電子数の増加にともない放射線減磁量（磁場変化）が非線形に増加している。保磁力の大きな $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石は、減磁しにくい傾向が見られる。図 5.4-2 (a) に、保磁力 1116 kA/m から 2864 kA/m の磁石について放射線減磁量を比較する。また、図 5.4-2 (b) に保磁力と熱減磁開始温度の関係を示す。耐放射線性は、保磁力とともに非線形に増加する[41]。一方、熱減磁開始温度は保磁力に比例する。保磁力の異なる $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石の放射線減磁挙動の違いが磁石の熱減磁開始温度の違いに起因するとした Makita らの発生温度推定方法[27]を用いて、本実験で行った 2 GeV 電子線照射による発生温度を求めると、保磁力 1989 kA/m 以上の磁石で放射線減磁量の増加がほとんどなくなることから、この磁石の熱減磁開始温度 440 K 付近が最大発生温度と推定される。この温度は先に安定化熱処理温度の関係から推定した熱ゆらぎが起きている温度 410~470 K、パーミアンス係数と温度の関係から推定した 410~450 K と一致している。

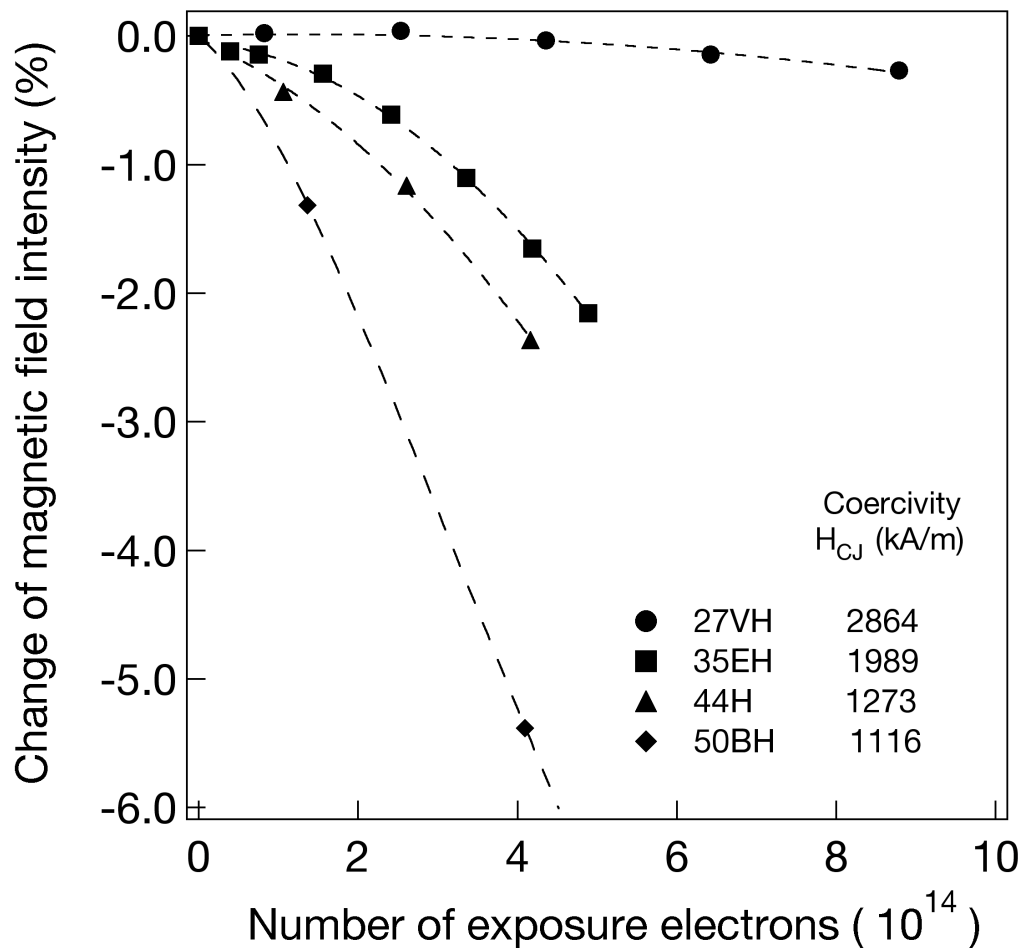


図 5.4-1 保磁力の異なる $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石の放射線減磁。
 保磁力の大きな $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石は、減磁しにくい。
 放射線減磁量は、照射電子数に対して非線形に増加する。

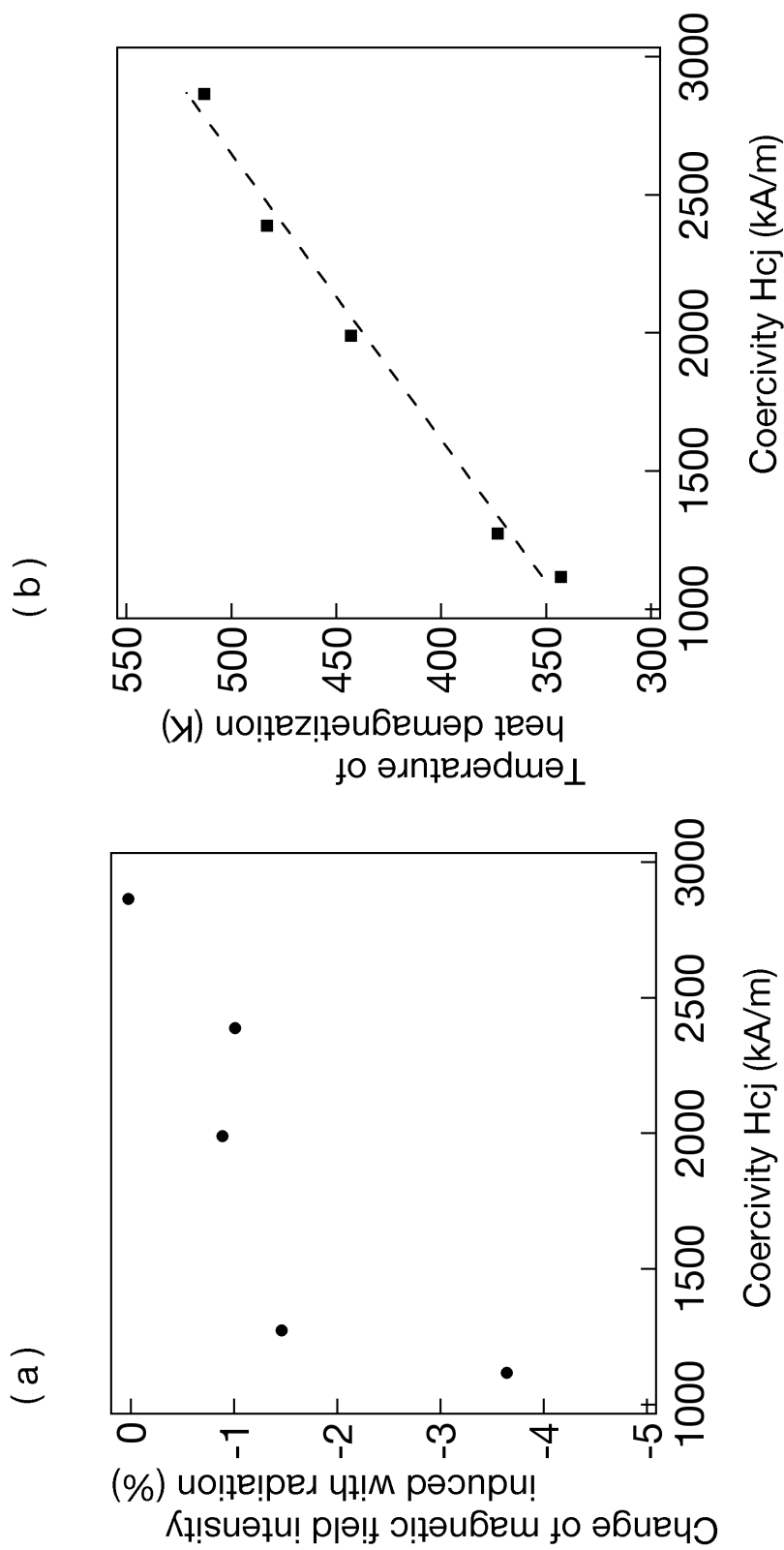


図 5.4-2 (a) 耐放射線性の保磁力依存性および (b) 熱減磁開始温度の保磁力依存性。

(a) 照射電子数 3×10^{14} electrons における磁場変化を示す。耐放射線性は、保磁力に対して非線形に増加する。保磁力 1989 kA/m 以上の磁石では放射線減磁量の増加がほとんどなくなる。

(b) 熱減磁開始温度は、保磁力に比例する。

5.5. 本章のまとめ

放射線減磁した磁石は再着磁すると照射前の磁化を取り戻すことから、放射線減磁は磁化が回復しない組織の破壊・変質が主な原因ではなく再着磁して減磁前の磁化を取り戻すことができる磁化反転により起こる。

3.2 節で示したように、Kähkönen らの熱スパイクモデル[14, 15]では、「熱スパイクが微小領域にキュリー温度を越す高温を発生させることで磁化反転核が生成し、反転磁壁が欠陥等で止まるまで移動・拡大する。」しかし、Nd₂Fe₁₄B 磁石は結晶粒内部に磁壁移動の障壁となる析出相や欠陥が存在しないので、一旦、反転核が発生すれば粒全体に磁化反転が起きてしまうと考えられている[39]。このため Makita らは、「Kähkönen らのキュリー温度を超える高温による磁化消失が反転核発生の原因であるという説明だと、キュリー温度が等しい磁石では、磁化消失温度が同じであるため、どの磁石でも同じように反転核の発生、磁化反転、減磁が起こる。しかし、実験ではキュリー温度が等しい Nd₂Fe₁₄B の放射線減磁で、反転核発生の起こり方に関係する保磁力依存性が観察された。したがって、磁化反転が起きた温度上昇領域は、磁化消失により必ず核が発生するキュリー温度まで上昇しない。」と指摘した[27]。そして、「照射領域において温度上昇により結晶磁気異方性が低下するので、パーミアンス係数が小さく、かつ領域が十分な大きさを持てば、反転磁区の核発生と磁化反転が起こる。すなわち、温度上昇が磁石の熱減磁開始温度を超えたときに磁化反転が起きる。」という熱減磁モデルを提唱した。

広域エネルギー吸収放射線減磁機構は、Makita らの熱減磁モデルを発展させたもので以下の過程で放射線減磁が起こる。

- (1) 電子、 γ 線により磁石原子の電子系にエネルギーが付与され電離・励起、これに伴う磁石の温度上昇などが起こり、広い範囲で磁石スピンの乱れ、結晶粒全体の磁化や保磁力が低下する。
- (2) 磁気異方性の小さな粒界や欠陥で磁化反転核が発生し、反転領域が広がる。この広い範囲の磁石スピンの乱れによる一連の減磁現象は、熱エネルギーでスピンの乱れ減磁が起こる熱減磁に類似しているため、放射線減磁と熱ゆらぎによるスピンの乱れで起こる減磁現象の関係を調べることで、広域エネルギー吸収放射線減磁機構の確認ができる。

5.2 節では熱ゆらぎが原因の減磁を低減させる工業的手法である「安定化処理」が、放射線減磁に対しても低減効果があるはずであるとの仮定のもと実験を行

った。本節では熱減磁と逆磁場印可の二種類の異なる「安定化処理」の手法を用い、これらの手法が放射線減磁に対しても抑制効果があることを証明した。これらの結果より、放射線による熱ゆらぎに類似したスピンの乱れは、放射線減磁の原因の一つであると言える。また、高温中での経時変化に関して、一度ある温度で熱減磁させた磁石は、再加熱しその温度になっても熱減磁がそれ以上進まないという性質から、本実験で放射線によるスピンの乱れは、410~470 K 付近で起きている熱ゆらぎによるスピンの乱れに相当すると推定した。

5.3 節では磁石内の反磁場が放射線減磁に及ぼす影響から放射線によるスピンの乱れに相当する熱ゆらぎを起こす温度を推定した。磁石内の反磁場を表す因子として $B_d/\mu_0 H_d$ で表わされる「パーミアンス係数」がある。パーミアンス係数は、磁石の形状から計算され、使用する磁石材料にはよらない値で、減磁の起こしにくさに関係する。減磁曲線の形と屈曲点の位置は温度により変化するため、パーミアンス係数と減磁挙動の関係は温度によって異なる。本節ではこの性質を利用しパーミアンス係数の異なる磁石の放射線減磁の起こり方を調べることで、放射線によるスピンの乱れに相当する熱ゆらぎを起こす温度を 410~450 K 程度と推定した。この温度は、5.2 節で求めた温度とも合致している。

5.4 節では熱減磁開始温度の異なる $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石について放射線減磁の起こり方を比較することで、本実験の放射線によるスピンの乱れに相当する熱ゆらぎを起こす温度を 440 K 付近と推定した。この温度は、5.2、5.3 節で求めた温度とも合致している。

このように、本節で行った実験に関しては、広域エネルギー吸収放射線減磁機構でうまく説明ができ、放射線減磁の原因の一つとして広域エネルギー吸収放射線減磁機構が関係していることが示された。次節では、広域エネルギー吸収放射線減磁機構で説明できない現象について調べる。

第6章 微小領域エネルギー放出放射線減磁機構

6.1 はじめに

微小領域エネルギー放出放射線減磁機構は以下の過程で起こる。

- (1) 高エネルギー中性子が磁石の原子と弾性的・非弾性的相互作用を起こし、極微小領域に高エネルギーを放出する。
- (2) 極微小領域での瞬間的なエネルギー放出が熱スパイク的な高温の発生や核変化を起こし、エネルギーが放出された微小領域を中心とした磁気的変化により磁化反転が起こり、この領域が十分大きければ磁化反転核が生成される。
- (3) 磁化反転核は保磁力の小さな粒界でも、保磁力の大きな粒内でも同じように起こる。
- (4) 磁化反転核周囲の保磁力が十分大きな場合は、反転磁壁が広がらず磁化反転が進まない場合も起こりうる。

中性子は放射線減磁に影響を与えることが多数報告されている。例えば、反応炉を利用し Cost や Brown らは種々の照射実験を行い放射線減磁を確認している[22-24]。また、Alderman らは 1-2 MeV の速中性子照射を行い、速中性子フルエンス 1.61×10^{14} n/cm² で 10 %以上の残留磁束密度の変化を観察した[9]。Kawakubo らは 14 MeV の中性子照射を行い、フルエンス 3.65×10^{13} n/cm² の照射で最大 36%の磁場変化があったと報告している[21]。このように中性子が放射線減磁の原因の一つであることは明確である。特に高エネルギー中性子は、物質の原子核との弾性・非弾性的相互作用により原子核のはじき出し[28]や蒸発反応などを起こし、大きなエネルギーを微小領域に放出する。

高エネルギー中性子と弾性相互作用し、エネルギーを得て格子位置からはじき出された原子は熱スパイク[30]を起こす場合がある[31]。はじき出されイオン化した原子が物質の中で減速するとき、短い距離で大きなエネルギーを失い微小領域に高温が発生する。はじき出し原子が衝突を起こした中心部の格子系がもつ運動エネルギーは温度に換算すると数万度以上になり、 10^4 K/nm 程度の温度勾配で冷却が起きる。このとき熱的な影響を受ける領域の大きさは 1 nm~10 nm 径程度となる[34, 35]が、これは式(2.7) で示される熱活性化体積すなわち反転核の体積とほぼ同じ大きさである。

微小領域エネルギー放出放射線減磁機構で示す放射線減磁では微小領域で大きなエネルギーが発生することで反転核が生じるため、広域エネルギー吸収放射線減磁機構で反転核が発生せず放射線減磁が起こらない条件でも、放射線減磁が起こると考えられる。

本章では、広域エネルギー吸収放射線減磁機構で放射線減磁が起こりにくい条件下で起こる微小領域エネルギー放出放射線減磁機構による放射線減磁について議論する。

6.2 耐熱磁石 SmCo_5 、 $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ における放射線減磁

6.2.1 研究の目的

$\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石と同じ希土類磁石である SmCo_5 磁石、 $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ 磁石は $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ に比べ熱的に安定しており、保磁力の温度依存性が小さく、キュリー温度も高い耐熱磁石である。このため、 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石が熱減磁する温度においても熱減磁を起こさない場合がある。

新しいモデルでは、放射線減磁は広域エネルギー吸収放射線減磁機構と微小領域エネルギー放出放射線減磁機構の二つの機構が複合して起こるとした。もし、広域エネルギー吸収放射線減磁機構で説明した熱ゆらぎに類似したスピンの乱れだけが放射線減磁の原因だとすると、 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石が放射線減磁をほとんど起こさない照射条件では SmCo_5 磁石、 $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ 磁石の放射線減磁が観察されないはずである。耐熱磁石にも放射線減磁が起こるとすれば、例えば微小領域エネルギー放出放射線減磁機構のような別の機構が起きていることになる。

6.2.2 サンプル

磁石サンプルは、 $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ 磁石、 SmCo_5 磁石を用いた。磁化方向は照射面に垂直である。表 6.2-1 に用いた磁石の特性等を示す。表 6.2-2 に磁石の熱的な特性を示す。

表 6.2-1 各磁石の性質。

ラベル	材質	保磁力 H _{ej} (kA/m)	磁束密度 Br (T)	型番	製造	サイズ 厚さ×高さ×幅 mm ³
C2300	SmCo ₅	796	0.93	CORMAX2300	SSMC	8×12×46
225HR	Sm ₂ Co ₁₇	1623	1.11	Vacomax225HR	Vacuumschmelze	15×12×50
240HR	Sm ₂ Co ₁₇	836	1.11	Vacomax240HR	Vacuumschmelze	15×12×50
H-30CH	Sm ₂ Co ₁₇	676	1.14	HICOREX H-30CH	Hitachi Metals	8×12×46

表 6.2-2 磁石の熱的特性。

材質	保磁力(H _{ej})の温度係数 $\Delta H_{ej} / \Delta T \times 100 / H_{ej}$ (%/K)	磁束密度(Br)の温度係数 $\Delta Br / \Delta T \times 100 / Br$ (%/K)	キュリー温度 (K)
Nd ₂ Fe ₁₄ B	-0.58	-0.10	590
SmCo ₅	-0.3	-0.045	973-1023
Sm ₂ Co ₁₇	-0.2	-0.035	1073-1093

6.2.3 実験結果および考察

図 6.2-1 に SmCo_5 磁石、図 6.2-2 に $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ 磁石の照射電子数と磁場変化の関係を示す[45, 50]。耐熱磁石においても放射線減磁が観察される。これら耐熱磁石に熱減磁が起きるためには、熱減磁開始温度 520 K 以上の温度上昇が必要であるが、5 章で推定したように本実験の発生温度は 440 K 程度であり、この温度で耐熱磁石 SmCo_5 、 $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ に熱減磁が起こることの説明ができない。逆の見方をすれば、 SmCo_5 、 $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ 磁石の熱減磁に必要な 520 K 以上の発熱が、熱減磁開始温度 440 K の $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石で発生した場合は、50 % を超す大きな減磁が起きるはずであるが、観察された放射線減磁量は照射電子数 3×10^{14} electrons で 1 % 程度でありさほど大きくない。このことより、耐熱磁石 SmCo_5 、 $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ における放射線減磁は、Makita らの熱減磁モデルや広域エネルギー吸収放射線減磁機構に関係する熱ゆらぎ的なスピンの乱れだけでは説明できない。一方、Kähkönen らの熱スパイクモデルや微小領域エネルギー放出放射線減磁機構の考え方によれば、磁化反転核の発生は、磁石の熱減磁開始温度や保磁力に無関係に起きる。つまり、熱減磁開始温度の高い耐熱磁石 SmCo_5 、 $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ についても磁化反転核が発生し放射線減磁が起こりうることを説明ができる。

$\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ 磁石は、結晶粒内部の析出相が磁壁移動を妨げる「磁壁ピン止め型」であるが、磁気異方性が磁壁移動の障壁となることで保磁力が決まり磁壁移動の障壁が少ない「核発生成長型」の SmCo_5 磁石に比べ、放射線減磁が極めて小さい。このことは、放射線減磁挙動が核発生の起こりにくさのみで決まるのではなく、核発生後の磁壁の侵入・移動の起こりにくさに大きな影響を受けていることを示している。

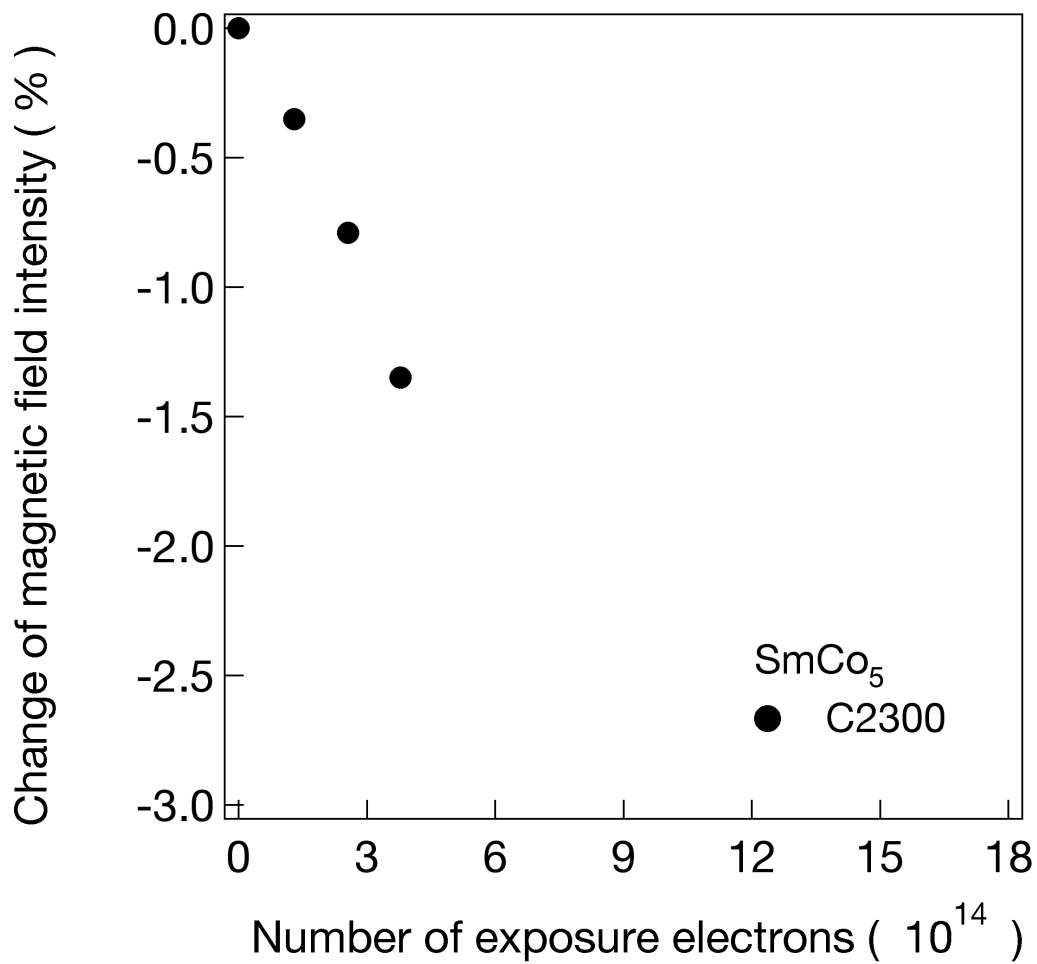


図 6.2-1 **SmCo₅ 磁石の放射線減磁。**
「核発生成長型」磁石であり、磁気異方性が磁壁移動の障壁となる。

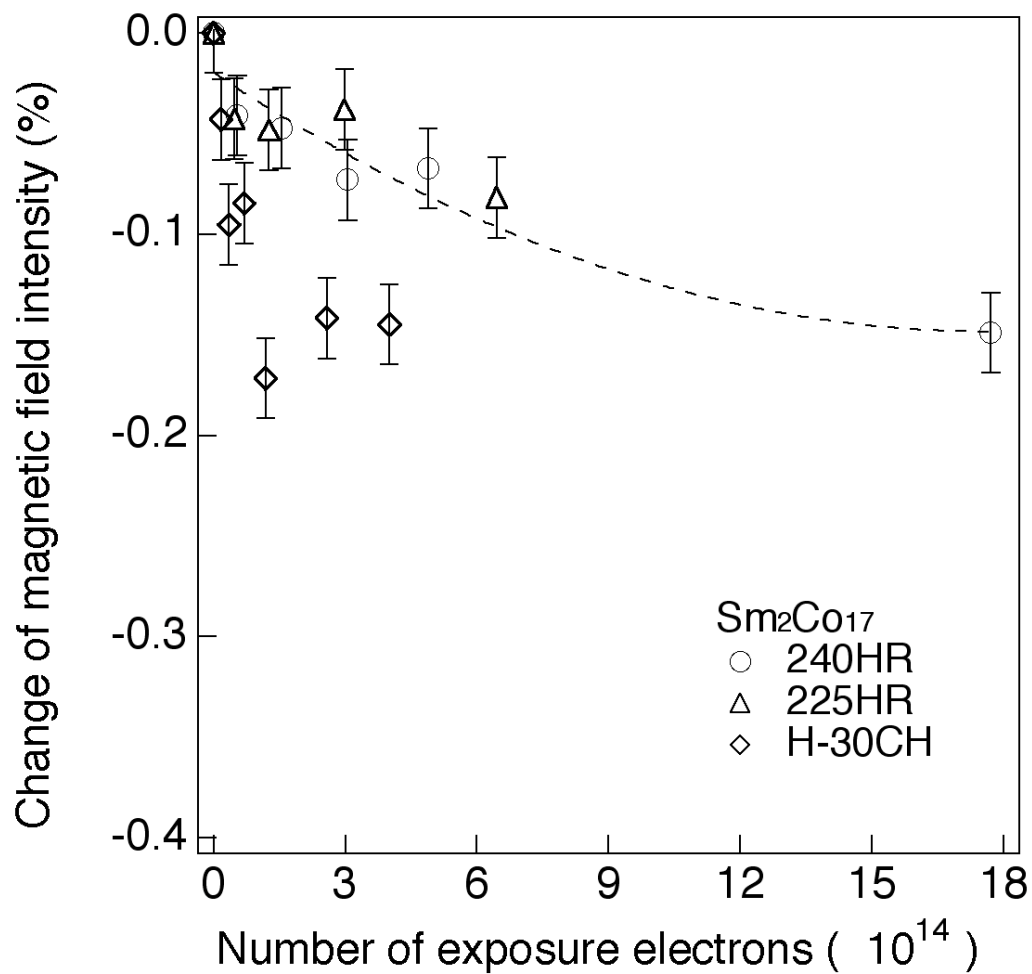


図 6.2-2 Sm₂Co₁₇ 磁石の放射線減磁。
「磁壁ピン止め型」磁石であり、結晶内部の析出相が磁壁移動の障壁となる。

6.3 低温下で熱ゆらぎの影響が低下したときの放射線減磁

6.3.1. 研究の目的

新しいモデルでは、放射線減磁は広域エネルギー吸収放射線減磁機構と微小領域エネルギー放出放射線減磁機構の二つの機構が複合して起こる。もし、広域エネルギー吸収放射線減磁機構で説明した熱ゆらぎに類似したスピンの乱れだけが放射線減磁の原因だとすると、磁石温度を低下させれば熱ゆらぎの影響が低下するため、放射線減磁も小さくなるはずである。更に、熱ゆらぎが起こす最大温度が磁石の熱減磁開始温度より低い場合には、放射線減磁は観察されなくなると考えられる。低温下でも放射線減磁が起こり続けているとすれば、例えば微小領域エネルギー放出放射線減磁機構のような別の機構が起きていることになる。本節でこの現象の有無を確認する。

6.3.2 サンプルおよび照射条件

磁石サンプル $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石 (NEOMAX-50BH) および、 $\text{Pr}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石 (NEOMAX-53CR)は、住友特殊金属社(現 日立金属社)が製作した。サンプルのサイズは、8 (thick) \times 12 (high) \times 46 (wide) mm^3 である。磁化方向は (thick) \times (wide) 面に垂直である。磁石表面は、酸化や腐食を防止するため 5 μm の TiN コーティングを行った。

図 4.2-4、4.2-5 に示すクライオスタット内に設置したサンプルに、40 mm の銅ターゲットを通して 2.5 GeV の電子線を照射した。磁石の照射中の温度は、90 K に保持した。

6.3.3. 実験結果および考察

低温下での放射線減磁実験については、Kähkönen らがプロトン照射について実験し、放射線減磁が低下したという報告がある[13]。低温下で耐放射線性が向上する理由は、(a) 磁石温度が低下することによる熱ゆらぎの影響の低下、(b) 保磁力の増加、(c) 拡散による欠陥移動の不活性化の3点が考えられる。

(a) 磁石温度が低下することによる熱ゆらぎの影響の低下と保磁力の増加

図 6.3-1 に NEOMAX-50BH ($\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$)の放射線減磁曲線を示す[46, 51]。300 K での照射に比べ 145 K での照射による放射線減磁は大きく減少している。図 6.3-2 に示すように、NEOMAX-50BH の保磁力は、300 K で 1116 kA/m であるが

145 K では 3060 kA/m に増加する[52]。図 6.3-3 に 90 K での照射による NEOMAX-53CR ($\text{Pr}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$) の放射線減磁曲線および 145K における NEOMAX-50BH ($\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$) の放射線減磁曲線を示す。このような低温下においても放射線減磁が観察され、保磁力の大きな 53CR の方が減磁しにくい[46]。

低温において保磁力が増加するのは、3.3 節に示す式(3.1)、式(3.2)における熱活性化エネルギーの減少と、式(3.5)における異方性定数や他の定数の増加のため磁壁エネルギーが増加するためである。 $\text{Pr}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 、 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石は「核発生成長型」磁石で、結晶粒内部に磁壁移動の障壁となる析出相や欠陥がほとんど存在しない。このため、反磁場の印加や磁石全体の温度上昇などの磁石全体の保磁力が低下する条件では、磁気異方性が大きく低下している粒界などで、反転核が発生すると同時に、反転磁壁の侵入・拡大が連続して起き、粒全体の磁化反転が起きてしまうと考えられている[39]。すなわち、Kähkönen らの「熱スパイクにより反転磁区の核生成が起きると、反転磁区が粒界または欠陥で成長が妨げられるまで広がる。」とした熱スパイクモデル[14, 15]では、Makita らが指摘したように、磁化反転核が生成すれば粒全体の磁化反転が起きてしまうため保磁力依存性が起こらないという欠点がある[27]。

一方、本実験のような極めて低温では Makita らの「温度上昇が磁石の熱減磁開始温度を超えたときに磁化反転が起きる。」とした熱減磁モデル[27]も成立しないのである。5 章で求めたように、2 GeV 電子線照射により発生する温度上昇は 140 K 程度である。本実験における電子線エネルギーは 2.5 GeV であるので、吸収線量を計算すると約 1.3 倍のエネルギーが付与され、温度上昇は最大でも 180K 程度と推定される。このことより、NEOMAX-53CR ($\text{Pr}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$) の 90K における照射では、熱ゆらぎが起きている温度は 270 K 程度で室温よりも低く、放射線減磁に与える熱ゆらぎの影響は大きく低下している。保磁力も 5000 kA/m を超え極めて大きい。しかし、このような条件下においても放射線減磁が観察され、Makita らの熱減磁モデルで説明ができない。

これらの問題を解決するために、新しいモデルの微小領域エネルギー放出減磁機構では、「高エネルギー放射線による磁化反転核の発生は、磁石の熱減磁開始温度や保磁力に無関係に起きるが、磁化反転核周囲の保磁力が十分大きな場合は、反転磁壁が広がらず磁化反転が進まない場合も起こりうる。」と仮定した。つまり、微小領域エネルギー放出減磁機構では低温においても磁化反転核が発生する。また、「核発生成長」磁石で発生した反転核の粒内への磁壁の侵入・拡

大を妨げる要因は、大きな磁気異方性であるが、一般的な磁石の減磁問題で取り扱われる、反磁場の印加や磁石全体の温度上昇などによる減磁は、磁気異方性が広い範囲で低下し、反転磁壁が広がりやすい状況になった条件下で、磁気異方性の低い粒界などで磁化反転核が発生し、磁化反転磁壁が拡大することで起きる。これに対して、放射線による微小領域エネルギー放出減磁機構で生じる磁化反転核は、主として磁気異方性が大きな粒内の微小領域で起こるため、磁化反転核周囲の磁気異方性が大きなまま保たれている。このため、磁化反転核が発生しても必ずしも発生した全ての磁化反転核で反転磁壁の侵入・拡大が起こるとは限らない。これは、磁石の結晶粒界や表面には多数の磁化反転核が存在するが、すべての磁化反転核で磁壁の侵入・拡大が起きていないのと同じである。例えば Park ら[42]は、狭い領域に強い磁場を発生させることのできる磁化させた針を $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ の薄膜上で動かすことで、粒界からの磁壁移動観察を行ったが、磁化反転領域が発生しても磁場を動かさない場合は、磁壁が拡大せず静止したままであることを観察している。このように磁化反転核が生じた場合でも、磁化反転核周辺の状況によっては、磁壁移動が起きない場合も起こりうる。Kähkönen らの熱スパイクモデルと異なり、微小領域エネルギー放出減磁機構では、磁化反転核周囲の磁気異方性の大きさは保磁力に関係するので保磁力依存性が表れるのである。

(b) 拡散による欠陥移動の不活性化

低温下での拡散による欠陥移動の不活性化について検討するため、低温照射後の磁場の経時変化を調べた。図 6.3-4 に NEOMAX-50BH の各温度における照射前後の磁場強度を示す。グラフは、最大磁場強度で規格化した。照射電子数 1.86×10^{15} electrons まで照射し 0.43 %放射線減磁させた後、温度による磁場変化を 75 K~300 K で計測した。140 K 以上の温度においては、照射前後で良い一致を示し変化は見られない。図 6.3-5 に上記実験後、磁石を 300 K で保持したときの時間に対する磁場変化を示す。36 時間後までで磁場に変化の傾向は見られない。これらのことより、照射後の磁石磁場は安定であり、仮に低温下の照射で生じた欠陥等が温度上昇により状態が変化したとしても、大きな磁気的变化としては現れないことが分かった。すなわち、低温下での拡散による欠陥移動の不活性化は、主な原因ではない。このことは、Talvitie らによるプロトン照射により放射線減磁を起こした $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石でのポジトロン寿命測定において、

vacancy の集中が観測されなかった[16]実験結果を支持している。本実験結果と異なり、室温での照射後の磁石の磁場の経時変化について Kawakubo らは磁場回復を報告している[21]。一方、Alderman ら[9]は、照射後の磁場は変化が見られなかったと報告している。更に検証を行う必要があるが、照射後の磁石の磁場の経時変化については、何らかの環境要因が作用している可能性が高いと考えられる。

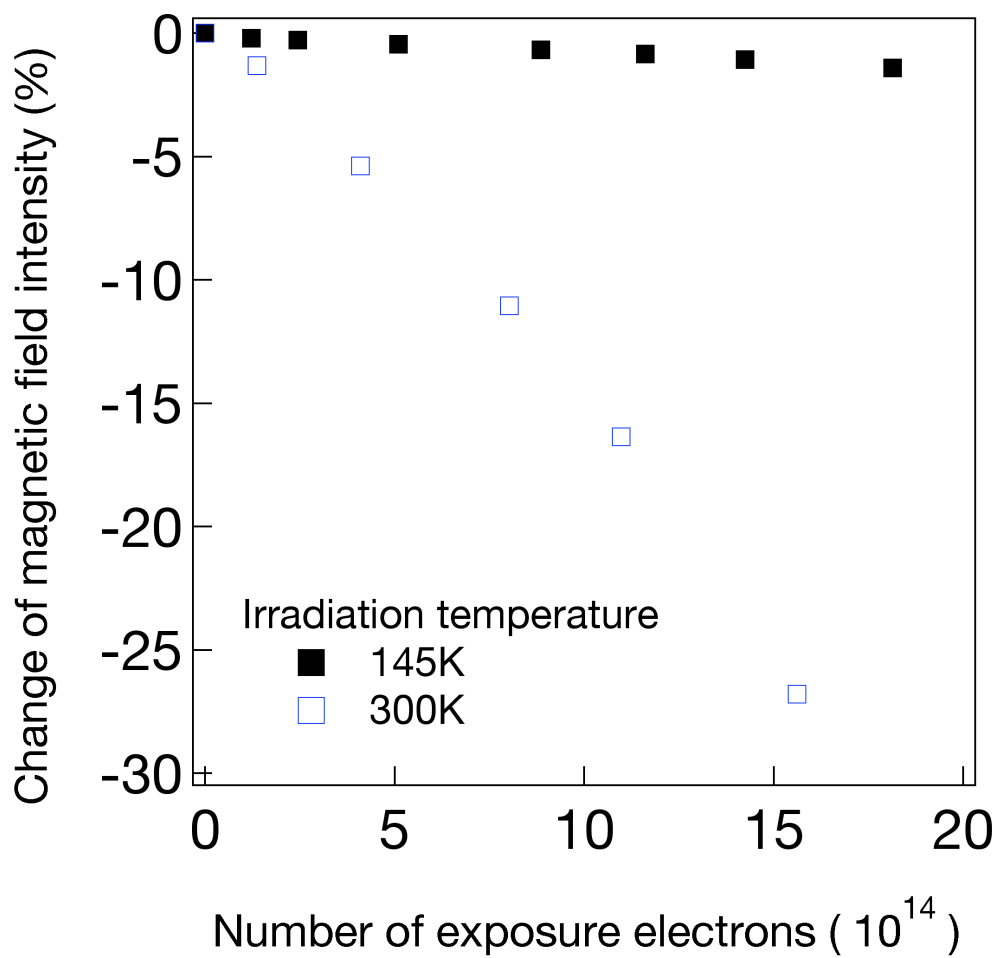


図 6.3-1 NEOMAX-50BH ($\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石) の放射線減磁曲線。
低温で耐放射線性が大きく向上している。

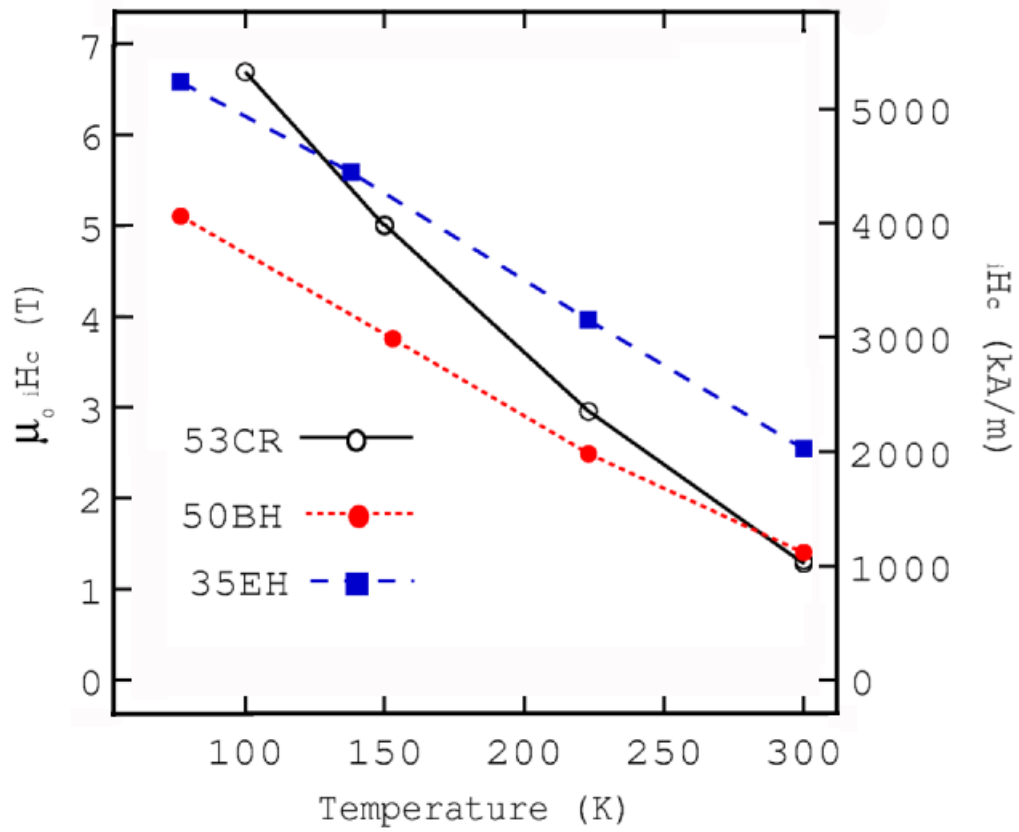


図 6.3-2 保磁力の温度依存性。

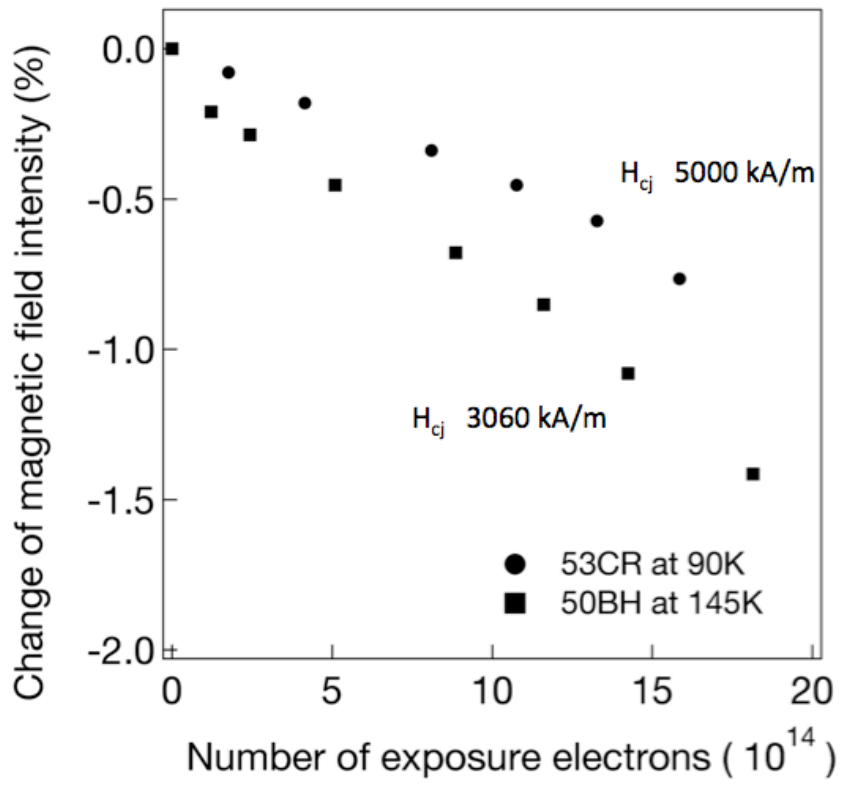


図 6.3-3 低温下での放射線減磁（熱ゆらぎの影響が低下したとき）。

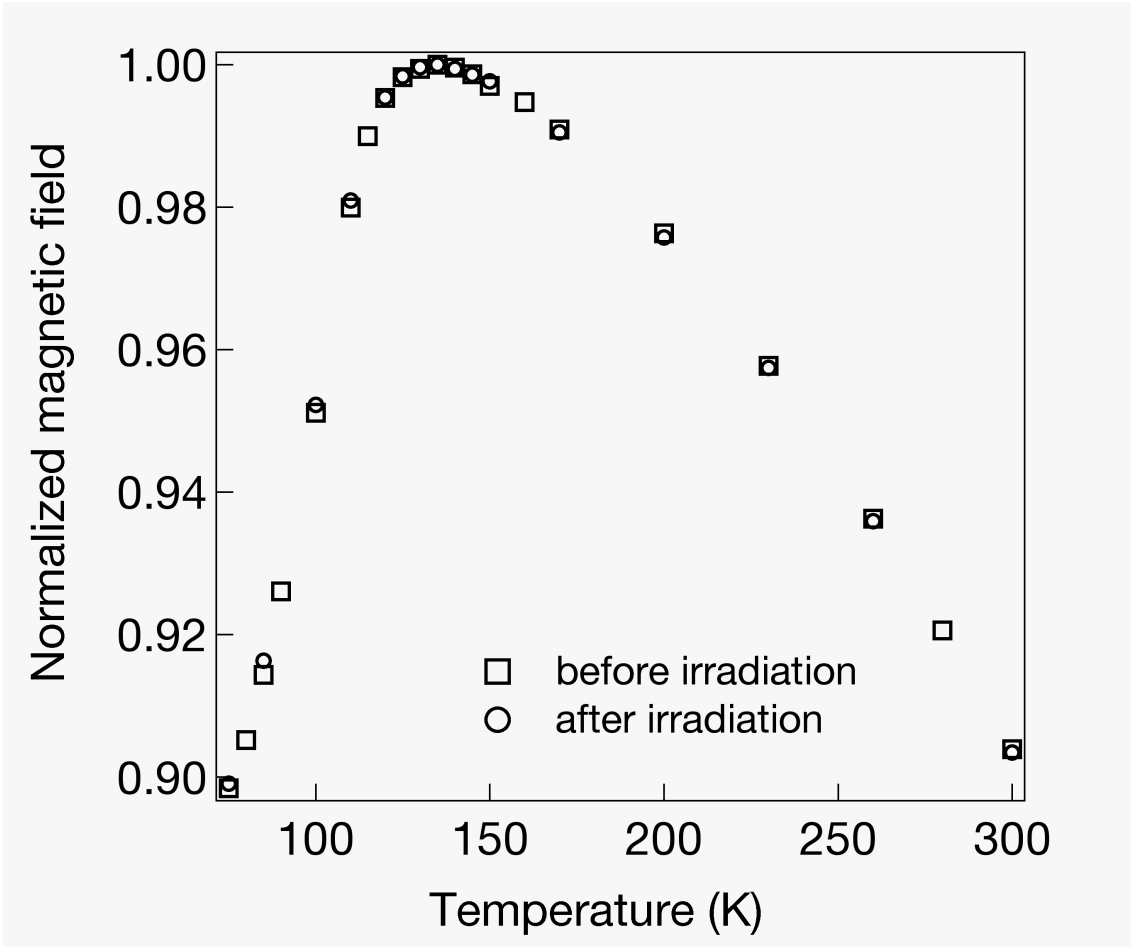


図 6.3-4 各温度における照射前後の磁場強度変化。

145 K で 0.43 %放射線減磁させた後、温度を変化させ磁場を計測した。グラフは最大磁場強度で規格化した。

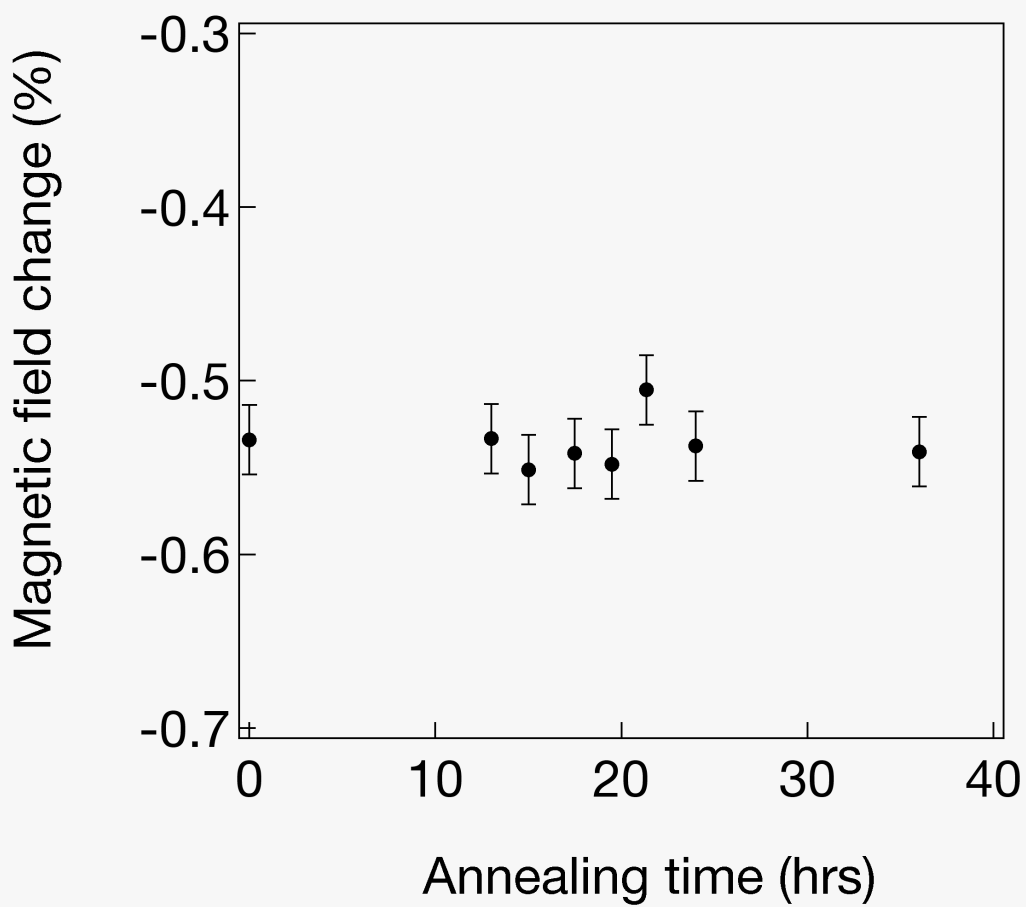


図 6.3-5 低温照射後、300 K における放射線減磁量の経時変化。
145 K で 0.43 %放射線減磁させた後、300 K で保持し磁場変化を観察した。放射線減磁量に変化の傾向は見られない。

6.4 放射線減磁のエネルギー依存性

6.4.1 はじめに

「広域エネルギー吸収放射線減磁機構」と「微小領域エネルギー放出放射線減磁機構」の二つの機構は高エネルギー電子線照射下では同時に起こるが、放射線を受ける環境、磁石の性質により強く影響を受ける機構が異なる。同じ照射電子線エネルギーの場合、保磁力が小さな磁石や熱減磁開始温度が低い磁石では、磁化反転核が生じるスピンの乱れを起こすために必要なエネルギーは小さく、両方の機構の影響を複合して受ける。一方、保磁力が大きな磁石や熱減磁開始温度が高い磁石では、磁化反転が生じるスピンの乱れを起こすために必要なエネルギーが大きくなるため、他の磁石に比べ広域エネルギー吸収放射線減磁機構の影響が小さくなる。このため磁石の性質に無関係に磁化反転核が発生する微小領域エネルギー放出放射線減磁機構の影響が大きくなる。安定化熱処理した磁石は、5.2 節で示したように「広域エネルギー吸収放射線減磁機構」の影響が低下している。

本実験では、安定化熱処理した磁石を用い、主として「微小領域エネルギー放出放射線減磁機構」により起きる放射線減磁挙動を照射電子エネルギー、照射ターゲットを変えて試験する。また、モンテカルロ粒子輸送計算コード FLUKA[5, 6]を用い、放射線挙動を計算し、実験結果と比較し、放射線減磁に影響を及ぼす放射線粒子について議論する[53]。FLUKA は、熱エネルギーから 20 TeV のハドロン、光子、電子、ミューオン、ニュートリノなど、重イオン以外のほとんど全ての粒子に対する輸送を扱うことができる汎用粒子輸送計算コードである。その開発は、欧州原子核研究所(CERN)において 1960 年代から継続的に進められている。

6.4.2 サンプル

サンプルは 住友特殊金属社 (現 日立金属社) が製作した、Nd₂Fe₁₄B 焼結磁石 NEOMAX-35EH を用いた。磁石のサイズは、8 (thick) × 12 (high) × 46 (wide) mm³ で、酸化や腐食を防止するため磁石表面に 5 μm の TiN コーティングを行った。サンプルは、熱ゆらぎの影響を低減するため 413 K で 24 時間、熱安定化処理を行った[49]。

6.4.3 実験結果

異なる照射電子エネルギーにおける、照射電子数と磁場変化（放射線減磁） ΔB の関係を図 6.4-1 に示す[47]。電子エネルギー 2 GeV のデータは Pohang Accelerator Laboratory (PAL) で実験したもので、磁石サンプル、ターゲット、磁場計測方法は今回の実験と同じであるが、配置はターゲットと磁石の間に 8 mm の空間があり、磁石の後ろにはグラファイトブロックがない[54]。図 6.4-1 (a) に示すように、磁場減少量は照射電子数に比例し、照射電子エネルギーにも依存する。照射電子エネルギー 8 GeV を銅(Cu)ターゲットに照射したものとタンタル(Ta)ターゲットに照射した放射線減磁を比較すると、Ta ターゲットの場合は放射線減磁量が大きく低下している。図 6.4-1 (b) に Cu ターゲットのときの照射電子数 10^{13} electrons 当たりの磁場減少量($\Delta\Phi=\Delta B/10^{13}$ electrons) と照射電子エネルギーの関係を示す。磁場減少量 $\Delta\Phi$ は照射電子エネルギーに比例しておらず、エネルギーが大きくなるにともないエネルギーに対する減少の割合が小さくなる。特に照射電子エネルギーが 6 GeV と 8 GeV においては差がほとんど見られない。本実験における $\Delta\Phi$ と照射電子エネルギー E の関係は次の式で表される。

$$\Delta\Phi = -0.028+0.052\exp(-0.366E). \quad (6.1)$$

図 6.4-2 (a) に照射電子エネルギーが 8 GeV で照射電子数が異なるときの、ビーム軸に直角方向の磁場変化の分布を示す。図 6.4-2 (b) は同じものを最大磁場変化で規格化したグラフである。照射電子数が 4.02×10^{14} electrons から 1.39×10^{15} electrons へ増加するに伴い、減磁した領域が広がっていくが (図 6.4-2 (a))、規格化するとどちらもほぼ同じガウス分布である(図 6.4-2 (b))。

図 6.4-3 に照射電子線エネルギーが 4 GeV、8 GeV で最大磁場変化量が 2 % のときの、照射軸に直交する方向の磁場変化の分布を示す。ほぼ同じ形状であり、照射電子エネルギーの違いによる差がほとんど見られない。

図 6.4-4 に照射電子エネルギーが 2 GeV の Cu ターゲットおよび 8 GeV の Ta ターゲットときの照射軸に直交する方向の磁場変化の分布を示す。照射電子数は、それぞれ 4.7×10^{14} electrons、 5.0×10^{14} electrons である。

6.4.4 計算結果

(a) 放射線分布

図 6.4-5 に 8 GeV 電子を Cu ターゲットに照射したときに発生する電子、陽電子、光子、中性子の分布を示す。分布図は上から見た図で、電子は $y=0$ の位置で左側から右へ照射される。電子、陽電子、光子は照射軸上に集中して発生している。一方、中性子は他と異なり広がった分布となっている。

(b) 吸収線量

吸収線量は物質の単位質量当たりに電離性放射線から物質に付与されるエネルギーである。吸収線量分布を図 6.4-6、6.4-7、6.4-8 に示す。分布図は上から見た図で、電子は $y=0$ の位置で左側から右へ照射される。図 6.4-8 は Pohang で行われた 2 GeV 電子の Cu ターゲットへの照射である。吸収線量分布の計算結果はターゲットブロックの材質と照射電子エネルギーに依存している。図 6.4-9 は Cu ターゲットのとき、図 6.4-10 は Ta ターゲットのときの各照射電子線エネルギーの照射軸上の吸収線量分布である。8 GeV 電子線を Ta ターゲットに照射したときの磁石の吸収線量は、磁石の入射側においては 8 GeV 電子を Cu ターゲットに照射したときとほぼ等しく、磁石の出射側においては 2 GeV 電子を Cu ターゲットに照射したときとほぼ等しい。

(c) 中性子衝突フルエンス

光中性子は、高エネルギー電子が起こす電磁カスケードシャワーと物質の相互作用により生じる。光中性子を生じる光核反応には、制動放射エネルギーの大きさにより巨大共鳴吸収、疑似重陽子生成、パイオン生成などの過程がある。高エネルギー中性子は、放射線減磁を起こすことが知られており[9, 21]、このことから光中性子の挙動を調べることは特に重要であるが、図 2.2-3 に示したように中性子のエネルギーにより異なる反応が起きる。

中性子のフルエンスを衝突率による評価法 (collision estimator) を使用して計算した。体系中の小体積を V 、媒質の巨視的全断面積を Σ_t 、衝突前の中性子の重みを W とすると、小体積内のすべての衝突からの寄与 $W/\Sigma_t/V$ の和を取ることによって、小体積内で平均した中性子束 (フルエンス) を評価できる。重みは、衝突点からの各粒子の平均自由行程で行われる。

高エネルギー電子照射による磁石中の中性子衝突フルエンスと中性子エネルギー

ギーの関係を図 6.4-11、6.4-12 に示す。図 6.4-11 は照射軸上 (磁石中心)、図 6.4-12 は磁石の端における中性子衝突フルエンスである。計算は磁石を 11 セグメント (0.4032 cm^3) に分けて行った。磁石の中心における中性子衝突フルエンスは、発生した中性子のエネルギーが低エネルギー側では、Ta ターゲットの方が Cu ターゲットのときより大きい、高エネルギー側では逆になっている。磁石の端における中性子衝突フルエンスは、8 GeV 電子照射の低エネルギー側では Ta ターゲットの方が Cu ターゲットのときより大きい、高エネルギー側ではほぼ等しくなる。

中性子エネルギーが 1 MeV の中性子衝突フルエンスは、Cu ターゲットへの 2 GeV 電子照射のときの磁石中心と Ta ターゲットへの 8 GeV 電子照射のときの磁石の端ではほぼ等しい。

(d) 「弾性衝突+スター密度」

物質に入射した高エネルギーの中性子や光子は原子核と相互作用し、微小領域で大きなエネルギーの移動が起こる場合がある。高エネルギー中性子と弾性衝突、非弾性衝突し、エネルギーを得て格子位置からはじき出された高エネルギー原子は他の原子と衝突することにより熱スパイク[30, 32, 33, 36]を起こす場合がある。単位体積中での非弾性相互作用の発生密度は、スター密度と呼ばれる。高エネルギー入射粒子と物質の原子核の間で大きなエネルギー移動が起こるとき、微小領域で磁石に磁気的変化を起こさせる核変化、組織変化、高温が発生する。このような高エネルギーの移動が起きる件数は相互作用の密度に関係する。本計算では、しきい値エネルギー以上の光中性子が起こす弾性衝突と非弾性衝突 (スター) を合わせた発生密度を計算する。計算体積は $0.2 \times 0.2 \times 0.8 \text{ cm}^3$ である。

図 6.4-13~6.4-18 に、「弾性衝突+スター密度」平面分布を示す。図 6.4-13~6.4-17 は、しきい値エネルギー 20 MeV、100 MeV、500 MeV 以上の光中性子が起こす「弾性衝突+スター密度」分布、図 6.4-18 は、しきい値エネルギー 500 MeV 以上の制動放射光子が起こす「スター密度」分布である。図 6.4-13~6.4-15 は 8 GeV 電子を Cu ターゲットに照射したときに発生する光中性子が起こす「弾性衝突+スター密度」分布、図 6.4-16 は Ta ターゲットのときの「弾性衝突+スター密度」分布を示す。光中性子のしきい値エネルギーが 20 MeV 以下では、「弾性衝突+スター密度」分布は、ほぼ等しいので、相互作用の発生は主に 20 MeV より

大きいエネルギーの光中性子により生じている。図 6.4-14~6.4-16 に示すように、光中性子のしきい値エネルギーが 100 MeV の「弾性衝突+スター密度」分布は、Cu ターゲットと Ta ターゲットで大きく異なる。表 6.4-1 に異なる照射電子エネルギーにおける「弾性衝突+スター密度」の光中性子のしきい値エネルギーによる変化を示す。Cu ターゲットのときの「弾性衝突+スター密度」は Ta ターゲットのときの約 2.5 倍以上ある。図 6.4-17、6.4-18 に光中性子と制動放射光子による、しきい値エネルギーが 500 MeV の「弾性衝突+スター密度」を示す。

(e) 残留核密度

電子線照射により生じた磁石中心での残留核密度と照射電子線エネルギーの関係を表 6.4-2 に示す。表に示す残留核 ${}^7\text{Li}$ 、 ${}^{55}\text{Fe}$ 、 ${}^{54}\text{Mn}$ 、 ${}^{56}\text{Mn}$ 、 ${}^{53}\text{Cr}$ 、 ${}^{147}\text{Nd}$ はそれぞれ主に下記の反応で生じている。 ${}^{10}\text{B}(\text{n}, \alpha){}^7\text{Li}$ 、 ${}^{56}\text{Fe}(\gamma, \text{n}){}^{55}\text{Fe}$ 、 ${}^{54}\text{Fe}(\text{n}, \gamma){}^{55}\text{Fe}$ 、 ${}^{56}\text{Fe}(\gamma, \text{np}){}^{54}\text{Mn}$ 、 ${}^{54}\text{Fe}(\text{n}, \text{p}){}^{54}\text{Mn}$ 、 ${}^{56}\text{Fe}(\text{n}, \text{p}){}^{56}\text{Mn}$ 、 ${}^{56}\text{Fe}(\text{n}, \alpha){}^{53}\text{Cr}$ 、 ${}^{148}\text{Nd}(\gamma, \text{n}){}^{147}\text{Nd}$ 、 ${}^{146}\text{Nd}(\text{n}, \gamma){}^{147}\text{Nd}$ 。 ${}^7\text{Li}$ と ${}^{147}\text{Nd}$ は 8 GeV 電子線を Ta ターゲットに照射したとき最も大きい。鉄の反応 (${}^{55}\text{Fe}$ 、 ${}^{54}\text{Mn}$ 、 ${}^{56}\text{Mn}$ 、 ${}^{53}\text{Cr}$) については ${}^{55}\text{Fe}$ がどのエネルギーでも最も大きく、8 GeV 電子線を Ta ターゲットに照射したときが最も大きい。

表 6.4-1 磁石中心における「弾性衝突+スター密度」計算結果。

($\text{cm}^{-3}/\text{primary electron}$)

Electron energy (GeV)	Block material	Threshold energy (MeV)		
		10	100	500
8	copper	5.6×10^{-4}	1.9×10^{-4}	1.0×10^{-5}
	tantalum	1.8×10^{-4}	5.1×10^{-5}	2.1×10^{-6}
	without block	8.4×10^{-5}	2.2×10^{-5}	3.4×10^{-8}
6	copper	4.8×10^{-4}	1.3×10^{-4}	8.9×10^{-6}
4	copper	3.4×10^{-4}	8.4×10^{-5}	4.4×10^{-6}
2	copper	1.2×10^{-4}	2.7×10^{-5}	1.6×10^{-6}

表 6.4-2 電子線照射による磁石中心における残留核密度。

Electron energy (GeV)	Target Material	Residual nuclei ($\text{cm}^{-3}/\text{primary electron}$)					
		${}^7\text{Li}$	${}^{55}\text{Fe}$	${}^{54}\text{Mn}$	${}^{56}\text{Mn}$	${}^{53}\text{Cr}$	${}^{147}\text{Nd}$
2	Cu	1.8E-5	5.2E-3	3.3E-4	9.2E-6	2.3E-5	1.4E-4
4	Cu	3.5E-5	9.8E-3	6.4E-4	1.9E-5	4.3E-5	2.7E-4
6	Cu	4.6E-5	1.3E-2	8.4E-4	2.5E-5	5.8E-5	3.4E-4
8	Cu	5.5E-5	1.5E-2	1.0E-3	3.2E-5	7.1E-5	4.0E-4
8	Ta	8.5E-5	1.6E-2	6.9E-4	1.9E-5	2.6E-5	5.0E-4

6.4.5 考察

照射電子数の異なる磁場変化分布を規格化すると、どちらもほぼ同じガウス分布になることを図 6.4-2 に示した。このことは、放射線減磁が同じ分布形状比で進むことを意味する。磁場計算によると、減磁した領域が小さく、照射点である磁石中心に位置しているとき、最大磁場変化の値にかかわらず規格化した分布形状が同じとなる[47]。また、図 6.4-3 に最大磁場変化量が同じであれば、照射電子エネルギーが異なる場合でも磁場変化の分布がほぼ同じ形状であることを示した。これらのことより、大部分の放射線減磁は照射軸近くの小さな領域で起きている。Sasaki らも放射光施設 APS (Advanced Photon Source) で放射線により損傷を受けた挿入光源の磁石を試験・解析し、磁氣的損傷は電子線照射部に近い小さな領域で起きていると同様の結論に達している[2]。吸収線量の計算では、図 6.4-6～6.4-8 に示すように、高エネルギー電子照射によるエネルギーのほとんどは磁石中心に付与される。微小領域エネルギー放出放射線減磁機構に関する「弾性衝突+スター密度」も図 6.4-13～6.4-18 に示すように、同様に磁石中心で起きている。これらの計算結果は放射線減磁実験において、放射線減磁が磁石中心で起こることと一致する。

吸収線量は物質の単位質量当たりに電離性放射線から物質に付与されるエネルギーであるが、簡便な計測器が種々あることから、アンジュレータ磁石の放射線減磁の危険性を議論する場合の根拠として使用されることがある。ここで、その妥当性を検証する。磁石の照射軸上における吸収線量の照射電子エネルギー依存性計算結果と放射線減磁実験結果を合わせて図 6.4-19 に示す。また、傾向を比較するために吸収線量と放射線減磁を重ね合わせたグラフを図 6.4-20 に示す。Cu ターゲットのときの磁石の吸収線量は照射軸上で入射表面、磁石中心部、出射表面ともほぼ等しい。8 GeV 電子照射において、Ta ターゲットのときの磁石入射表面の吸収線量は、Cu ターゲットのときの吸収線量とほぼ等しい。しかし、実験結果は Ta ターゲットのときは Cu ターゲットのときの 1/3 程度の減磁しか起きていない。すなわち、照射電子エネルギーに依存した吸収線量曲線は放射線減磁実験結果と傾向が異なる。このことは安定化熱処理し、5.2 節で示したように「広域エネルギー吸収放射線減磁機構」の影響が低下した磁石では、放射線減磁の原因が単なるエネルギーの付与量だけに限らないということを示唆しており、吸収線量を放射線減磁挙動の指標とすると合致しない場合が起こることを示している。これは吸収線量が放射線粒子の種類やエネルギーの

情報を含んでいないことが理由の一つである。これは、吸収線量がほぼ同じ照射でも γ 線と電子線で放射線減磁が異なることを示した Okuda らの実験結果とも一致する[7]。

次に中性子のエネルギーと放射線減磁の関係について議論する。図 6.4-11、6.4-12 に示すように、Ta ターゲットの場合は Cu ターゲットに比べ、磁石中心で低エネルギーが多く、高エネルギーが少ない。磁石の端では両者に高エネルギーでの差がない。中性子エネルギーが 1 MeV のとき、2 GeV 電子を Cu ターゲットに照射したときの磁石中心と 8 GeV 電子を Ta ターゲットに照射した場合の磁石の端における中性子衝突フルエンスがほぼ等しく、MeV 領域以下のエネルギーのものについては、8 GeV 電子を Ta ターゲットに照射した場合の磁石の端が多い。しかし実験では図 6.4-4 に示すように、2 GeV 電子線を Cu ターゲットに照射した場合に磁石中心で放射線減磁が観察されるときとほぼ同じ照射電子数で、8 GeV 電子線を Ta ターゲットに照射したときの磁石の端では放射線減磁がほとんど観察されない。図中の矢印は 1 MeV の中性子衝突フルエンスが同程度の場所を示す。このことは MeV 領域以下の中性子は放射線減磁を起こしにくいということを示している。Fe、B、Nd などの中性子捕獲断面積は、これとは逆に低エネルギーで大きいことより、放射線減磁は中性子捕獲反応の影響が少ないということを示唆している。このことは熱中性子が放射線減磁を起こさないという Alderman らの実験結果[9]とも一致している。高エネルギーの中性子については、磁石中心におけるフルエンスは磁石の端と比較すると 10 倍以上大きい。このことは高エネルギー中性子が放射線減磁に大きな影響を与えるという実験結果[21]と一致する。

高エネルギー中性子による微小領域におけるエネルギーの受け渡しを微小領域エネルギー放出放射線減磁機構では仮定している。エネルギー T_0 の中性子が弾性衝突によりエネルギーを質量数 A の原子に受け渡したとすると、その最大エネルギー T_A は

$$T_A = \frac{4AT_0}{(1+A)^2}, \quad (6.2)$$

となる。中性子のエネルギーが 500 MeV のとき、各原子に受け渡される最大エネルギーは表 6.4-2 のようになる。静止していた原子がはじき出されるのに必要

な、はじき出しエネルギーは ~ 40 eV 程度であり無視できるので、熱スパイクを起こすのに十分なエネルギーの受け渡しがあると考えられる。例えば Stuchbery らは、 ~ 7.5 MeV の ^{191}Ir 、 ^{193}Ir 、 ^{198}Pt を Fe に照射し熱スパイクの寿命測定実験を行っている[36]。また中性子のエネルギーが 10 MeV を越えると原子核から多粒子が放出される蒸発反応などの複雑な反応が起き、微小領域で核変化や高温の発生により磁氣的性質が変化する。このとき、磁気の消失などにより生じた反転核の周囲の条件によっては放射線減磁が起こると考えられる。「弾性衝突+スター（非弾性衝突）密度」は、微小領域エネルギー放出放射線減磁機構に類似した相互作用の密度を表す。図 6.4-21 に 20 MeV、100 MeV、500 MeV の光中性子が起こす「弾性衝突+スター密度」の計算結果と放射線減磁実験結果を合わせて示す。計算結果は傾向が比較しやすいように、4 GeV 電子線を照射した Cu ターゲットのときの実験結果の値で規格化してある。光中性子による「弾性衝突+スター密度」は、Cu ターゲット、Ta ターゲットとも実験結果と強い相関があり、放射線減磁の予測指標として用いることができることを示している。

高エネルギーの光子は、原子核に吸収され、その原子核から中性子や陽子が放出される光核反応により、原子核に核変化を起こす。制動放射光子によるスター密度を図 6.4-22 に示す。Cu ターゲットのときには相関がみられるが、Ta ターゲットにおける実験結果と計算結果は 6 倍以上の開きがある。制動放射光子によるスター密度は主に核変化を表すが、放射線減磁への影響は中性子よりは小さいことがわかる。

残留核密度は、 ^7Li と ^{147}Nd については 8 GeV 電子線を Ta ターゲットに照射したとき最も大きい。鉄の反応 (^{55}Fe 、 ^{54}Mn 、 ^{56}Mn 、 ^{53}Cr) については ^{55}Fe がどのエネルギーでも最も大きく、特に 8 GeV 電子線を Ta ターゲットに照射したときが最も大きいことより、放射線減磁実験結果と異なる。このことより、核変化の放射線減磁への影響は主な要因ではないと言える。

微小領域エネルギー放出放射線減磁機構で述べたように、放射線減磁が起こるには十分な大きさの磁化反転領域の発生が必要であり、単に原子や結晶構造の変化による磁化反転を伴わない磁気消失領域が存在するだけでは放射線減磁は起こらない。これは、無限大の磁気消失領域に接している磁石表面でも磁化が安定していることからわかる。すなわち、放射線減磁が起こるためには、放射線により磁氣的性質が変化することで起こる磁石スピンの不安定領域が、磁化反転を起こすだけの不安定さを持たないといけない。また、磁化反転した

領域が磁化反転核を発生させるのに十分なだけの大きさを持ち、なおかつ、磁化反転磁壁が広がることができるように磁化反転核周囲の磁気異方性が低下していなければならない。原子のはじき出しやこれにともなう熱の発生による影響範囲は、核変化に比較して大きいため光中性子による「弾性衝突+スター密度」のほうが光子のスター密度よりも、傾向が合致するのだと考えられる。

これらのことより、安定化熱処理した $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石の放射線減磁は、吸収線量や制動放射光子による影響は小さいが、光中性子による「弾性衝突+スター密度」と関係しており、微小領域エネルギー放出放射線減磁機構に相当する「弾性衝突+スター密度」が放射線減磁の予測指標として利用できると言える。

表 6.4-2 中性子エネルギーが 500 MeV のときに弾性衝突により原子に受け渡される最大エネルギー (T_A)。

原子	質量数	T_A (MeV)	T_A (MeV/u)
B	10.81	155	14
Fe	55.84	35	0.6
Co	58.93	33	0.56
Nd	144.2	13.5	0.09
Sm	150.4	13	0.086

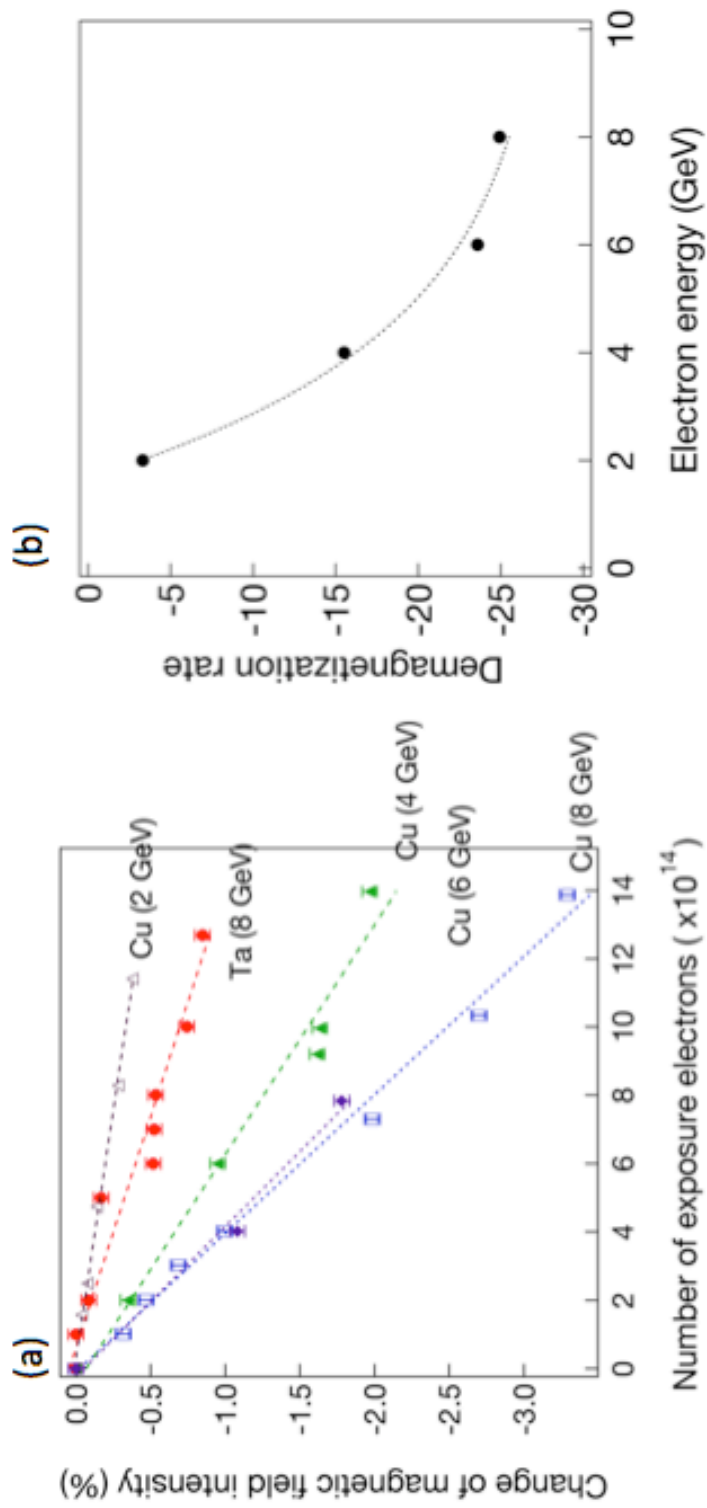
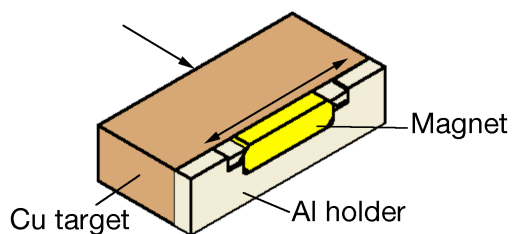
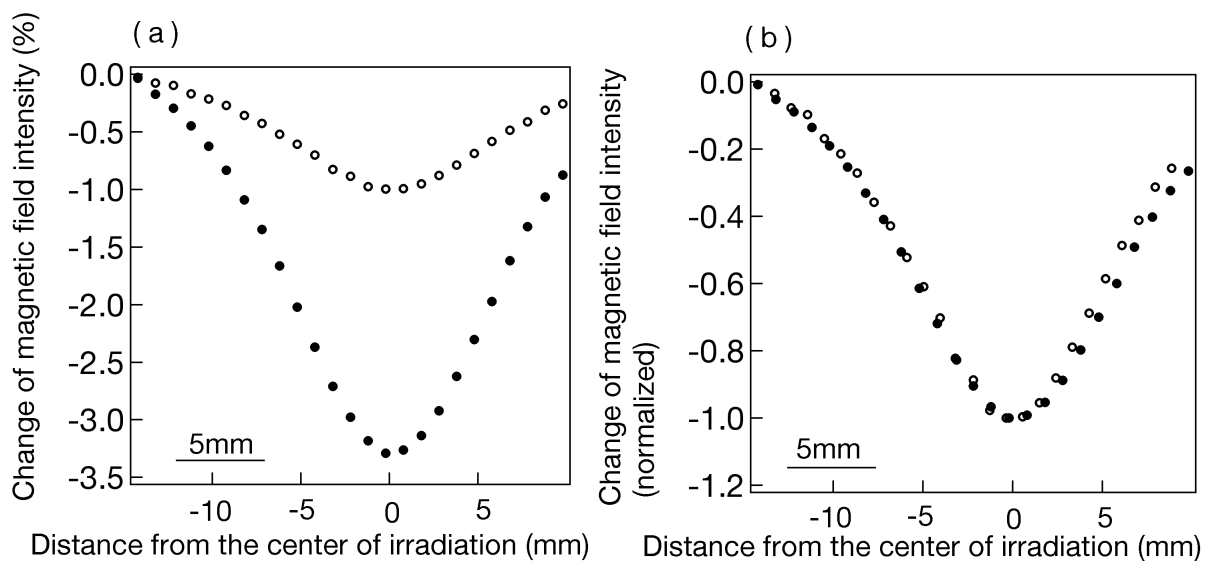


図 6.4-1 照射電子エネルギーにおける照射電子数と磁場変化。



Number of exposure electrons

○	4.02×10^{14}
●	1.39×10^{15}

図 6.4-2 8GeV 電子線照射におけるビーム軸に直角方向の磁場変化プロフィール。

- (a) 磁場変化は照射電子数とともに増加する。
- (b) 最大磁場変化値で規格化するとプロフィールは同じになる。

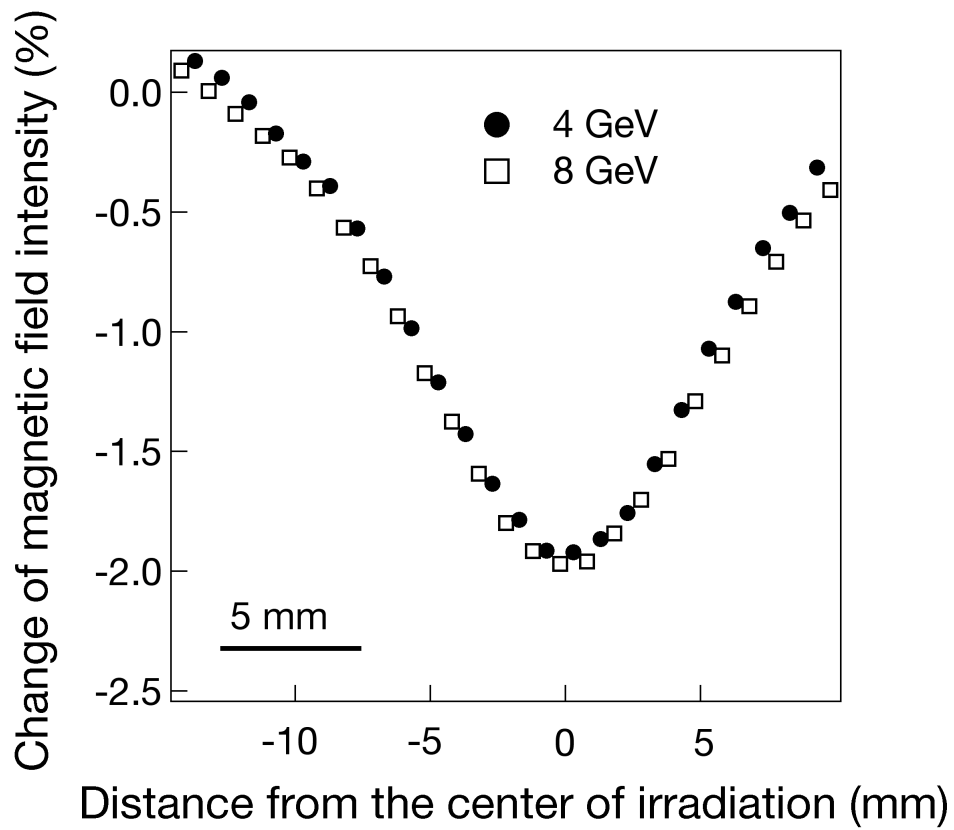


図 6.4-3 電子線照射により 2%放射線減磁したときの 4GeV と 8GeV の磁場変化プロファイル。

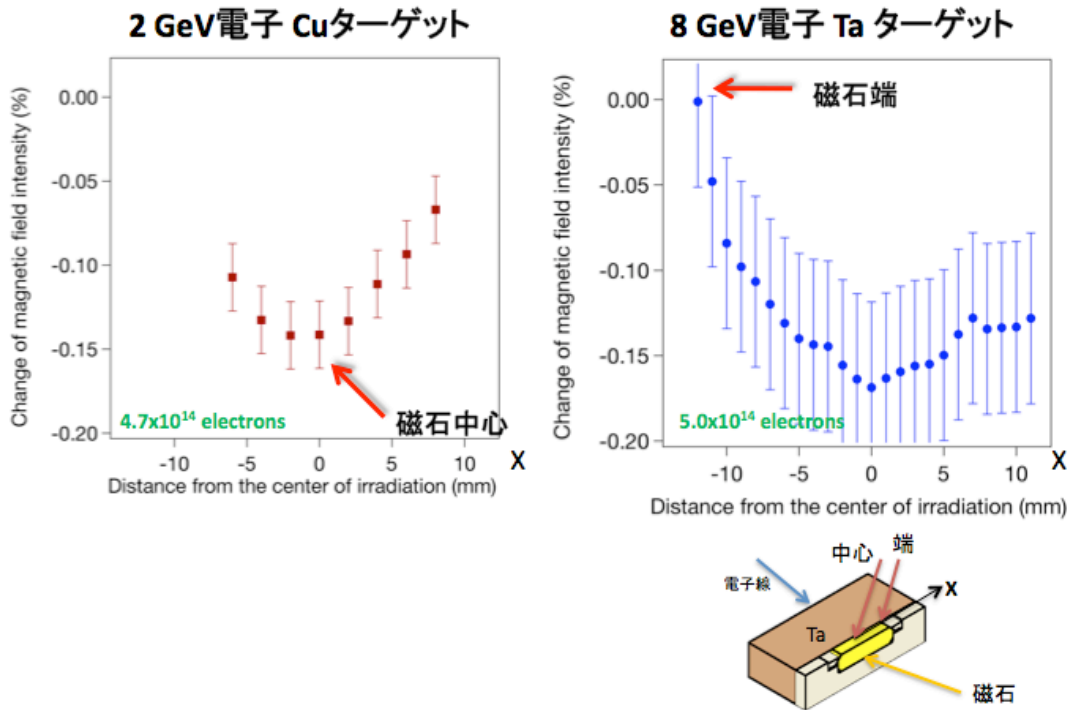


図 6.4-4 照射軸を横切る方向の磁場変化プロファイル。銅ターゲットに 2 GeV 電子線を照射した場合とタンタルターゲットに 8 GeV 電子線を照射した場合の比較。矢印は 1 MeV の中性子衝突フルエンスがほぼ等しい場所を示す。

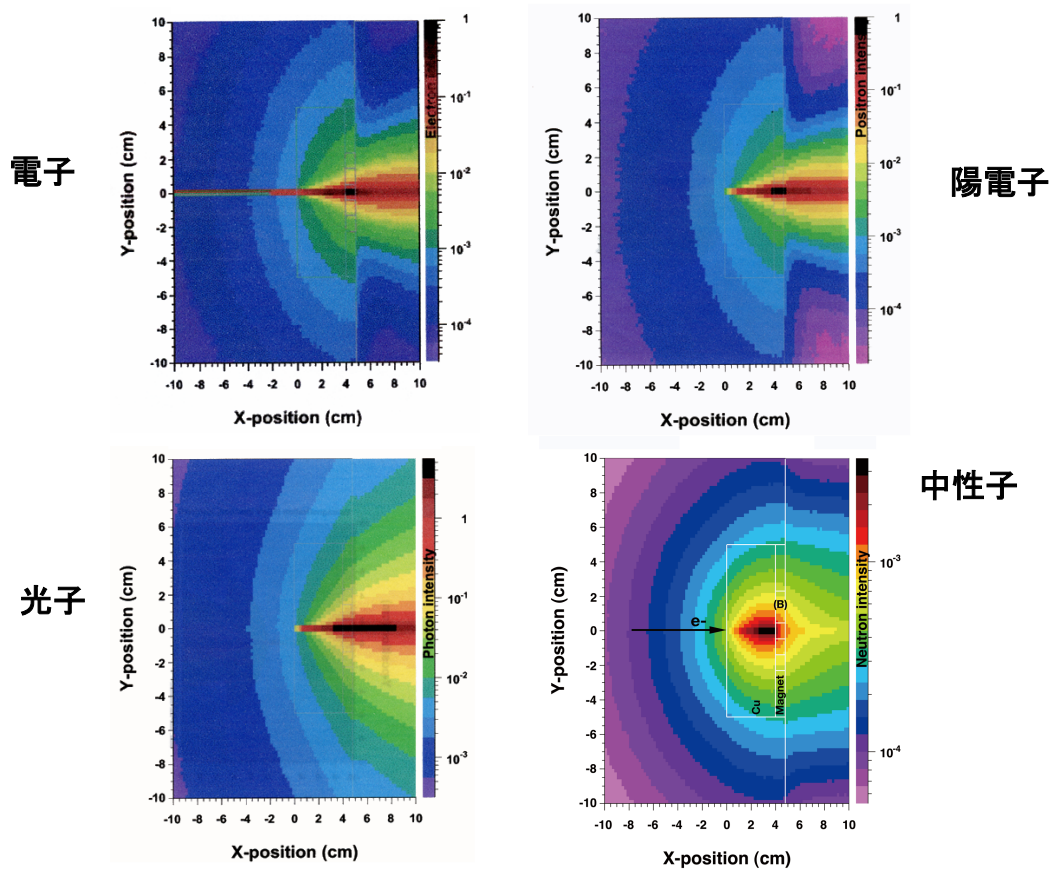


図 6.4-5 8 GeV 電子が銅ターゲットに照射されたときの発生放射線分布。

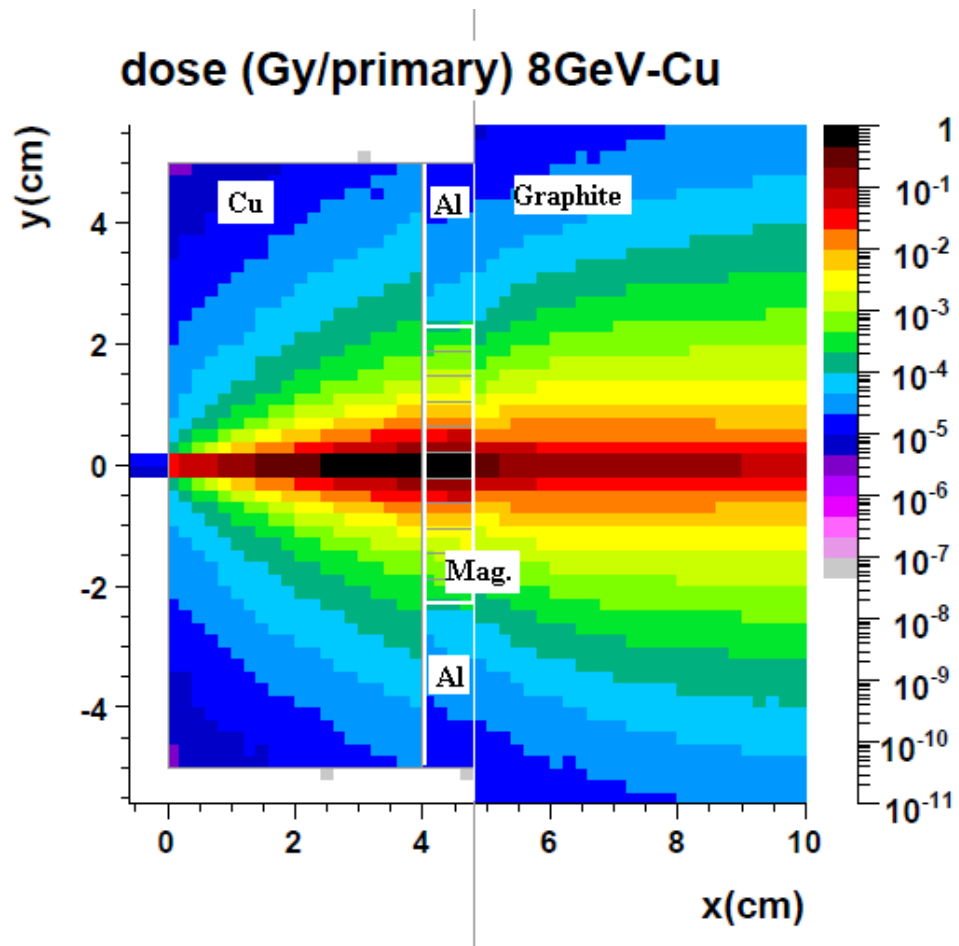


図 6.4-6 吸収線量分布 (8 GeV Cu ターゲット)。

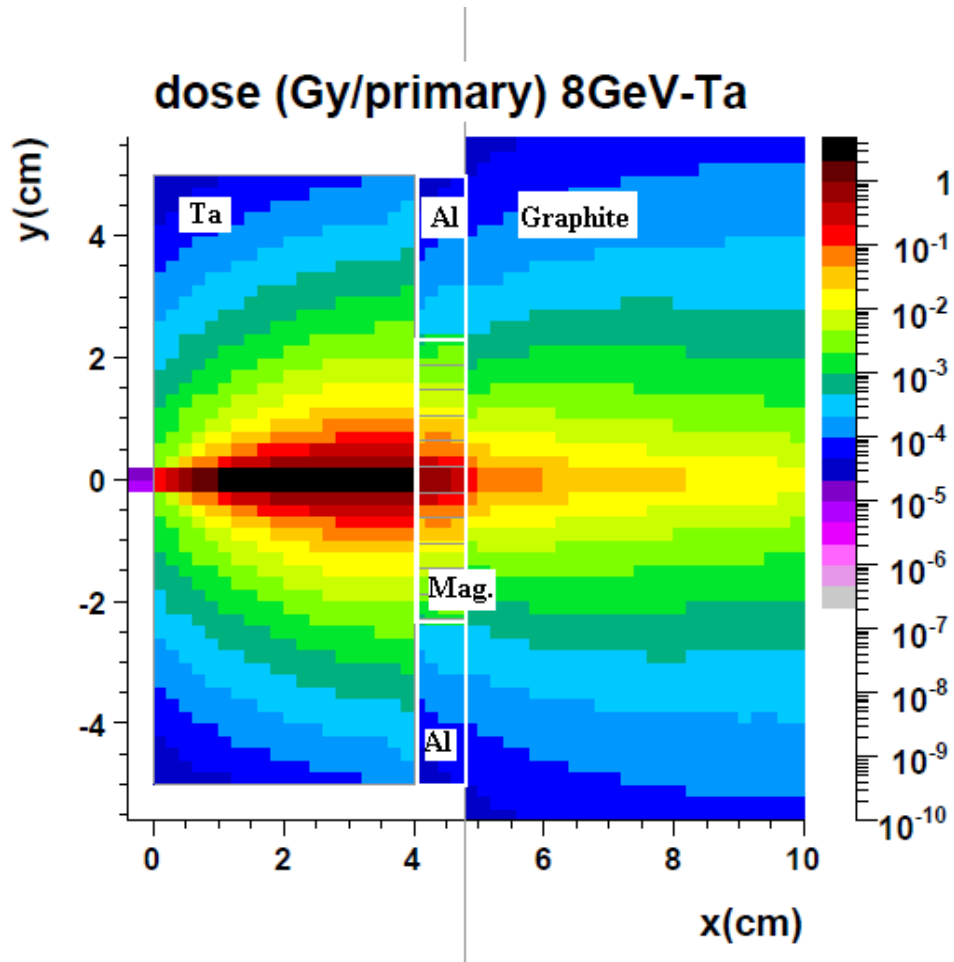


図 6.4-7 吸収線量分布 (8 GeV Ta ターゲット)。

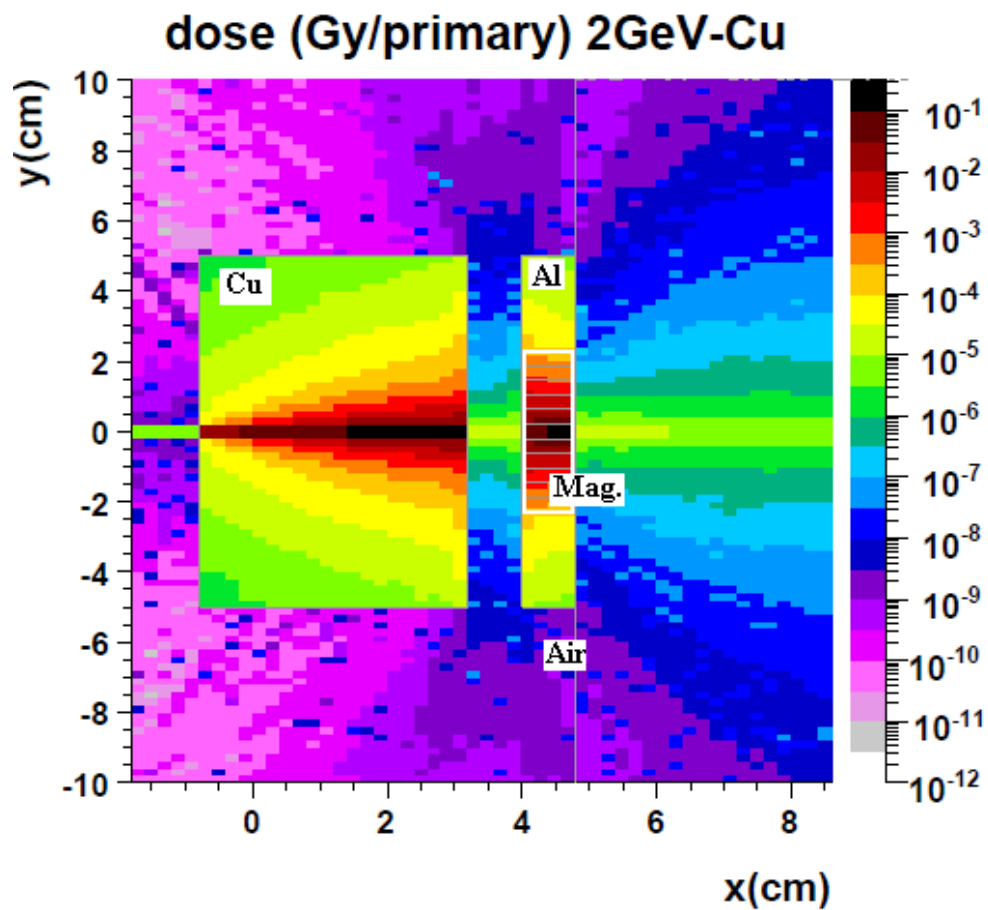


図 6.4-8 吸収線量分布 (2 GeV Cu ターゲット、PAL での実験の配置)。
Cu ブロックと磁石の間に空間があり、磁石の後ろにはグラファイトブロックがない。

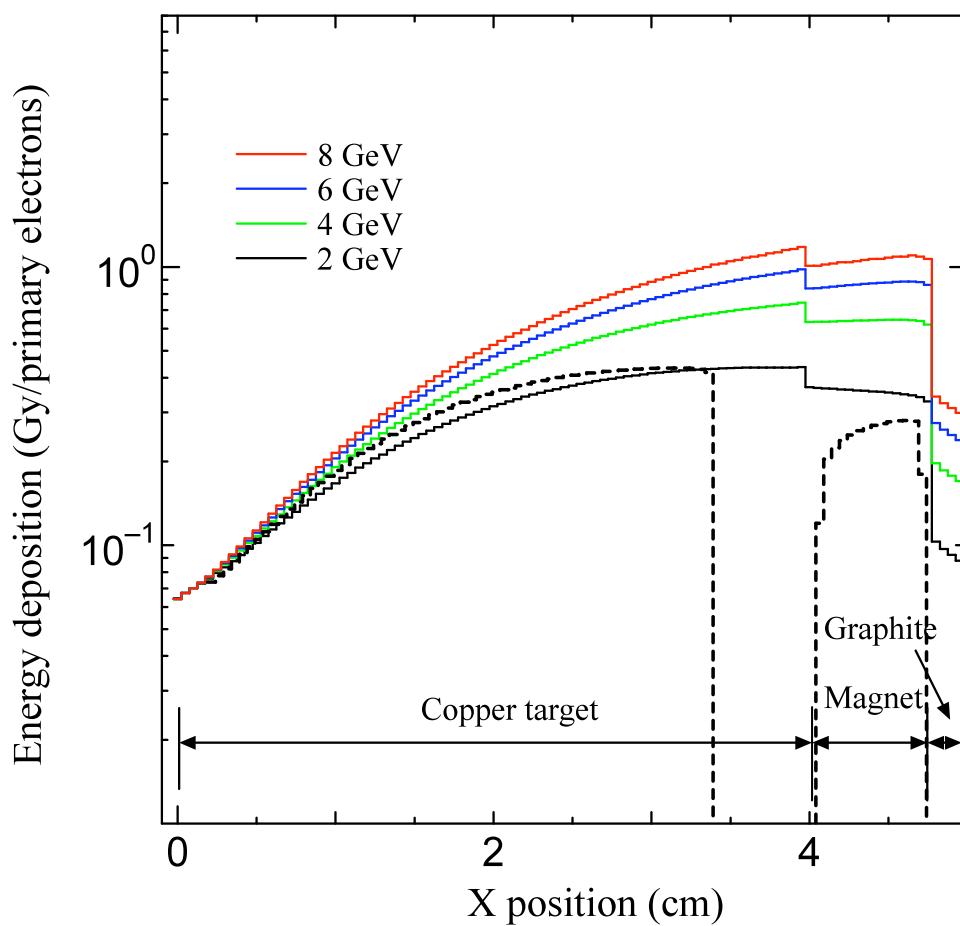


図 6.4-9 各照射電子エネルギーにおける照射軸上の吸収線量分布 (Cu ターゲット)。

点線は PAL の実験条件のときである。

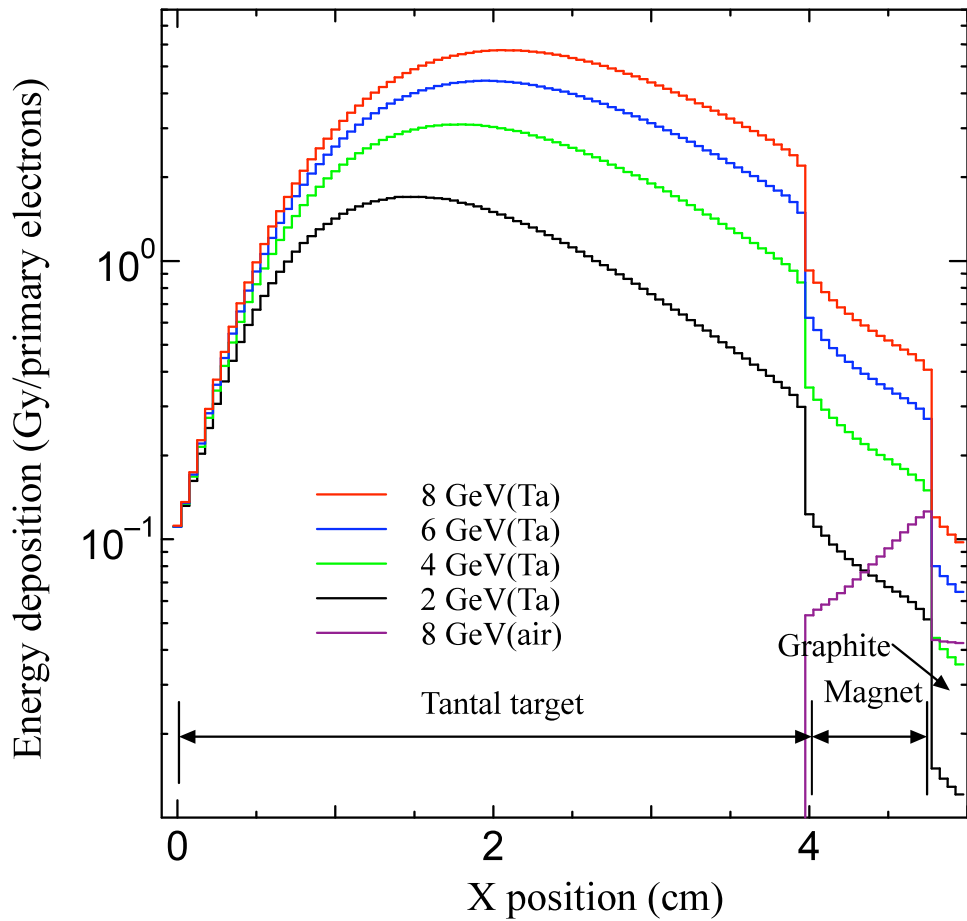


図 6.4-10 各照射電子エネルギーにおける照射軸上の吸収線量分布 (Ta ターゲット)。

air はターゲットのないときの条件である。

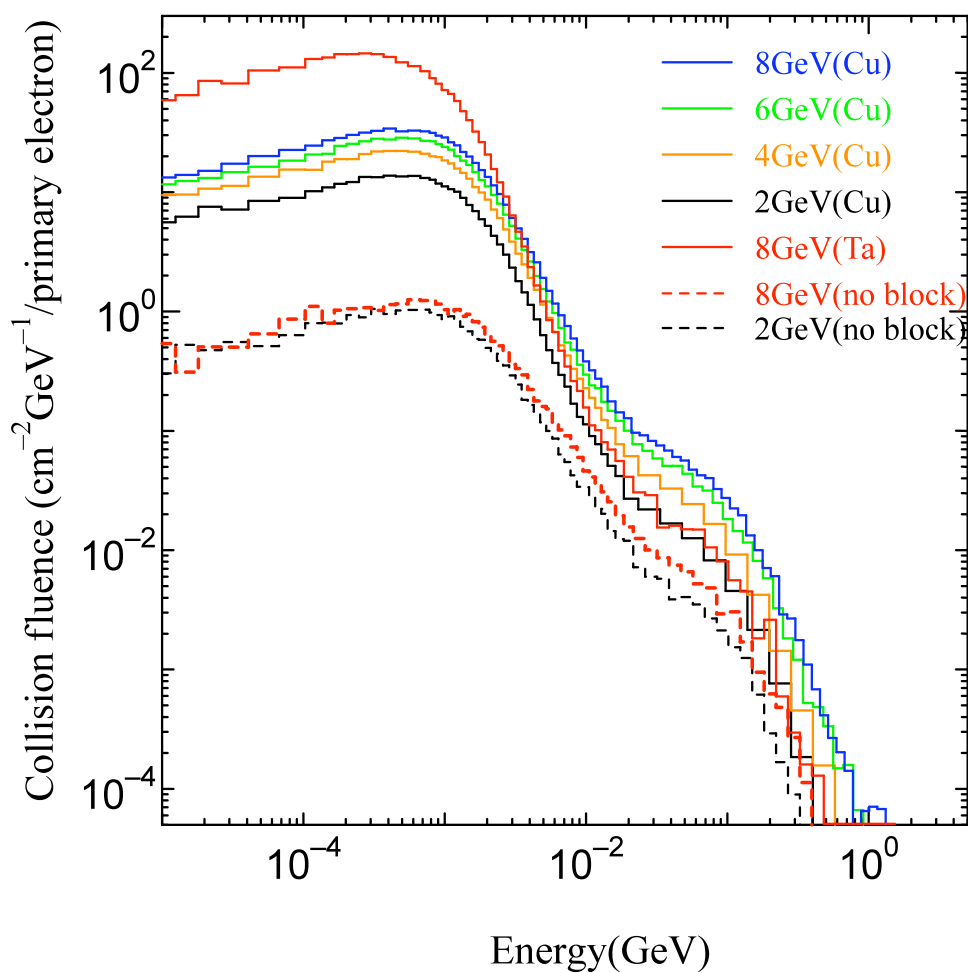


図 6.4-11 各照射電子エネルギーにおける照射軸上の中性子衝突フルエンスと中性子エネルギー。

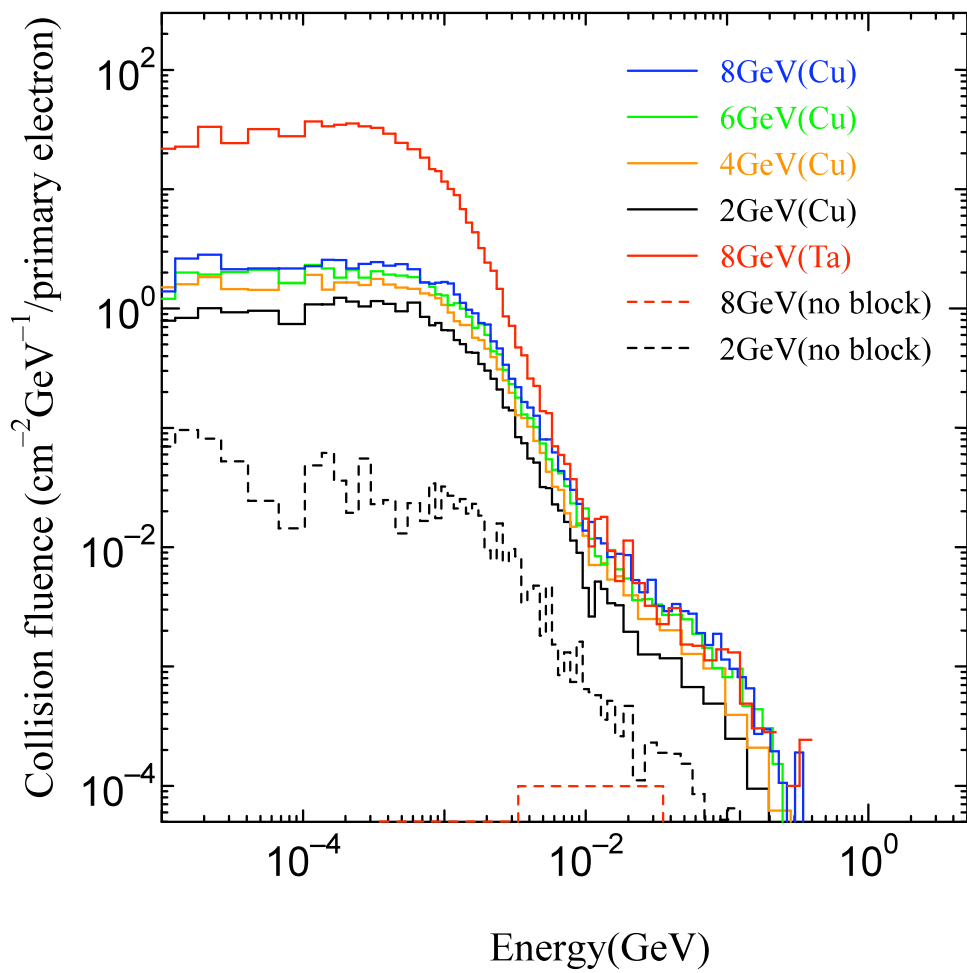


図 6.4-12 各照射電子エネルギーにおける磁石の端の中性子衝突フルエンスと中性子エネルギー。

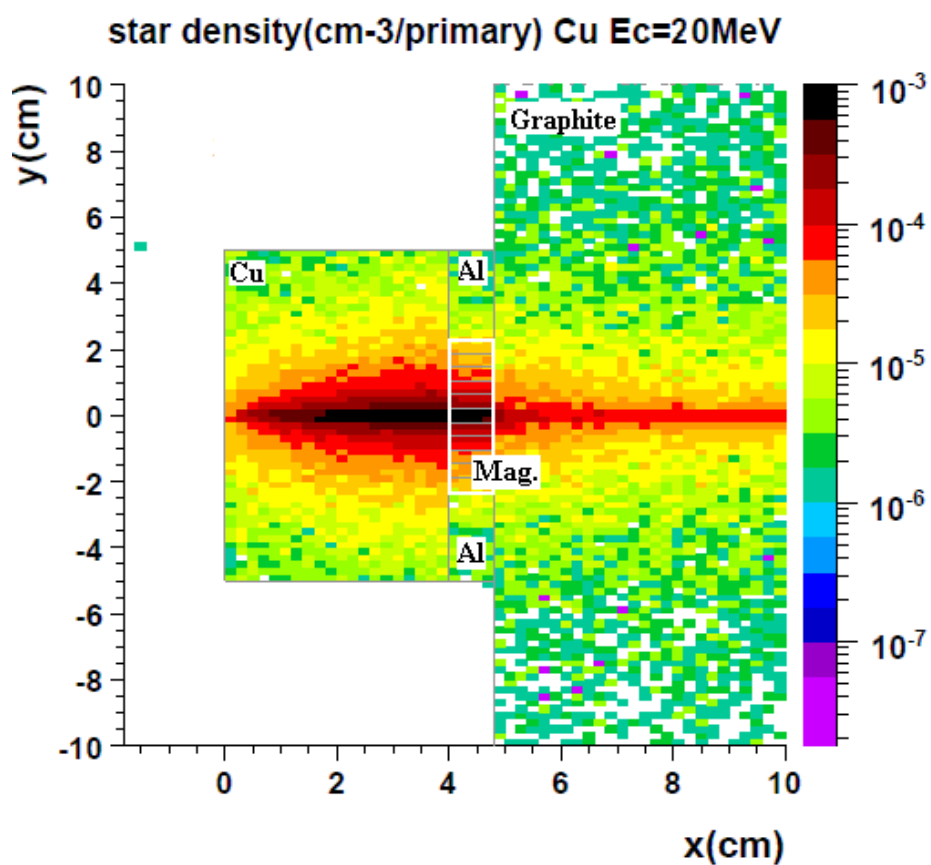


図 6.4-13 8 GeV 電子により発生した光中性子による「弾性衝突+スター密度」分布 (Cu ターゲット、光中性子しきい値エネルギー 20 MeV)。

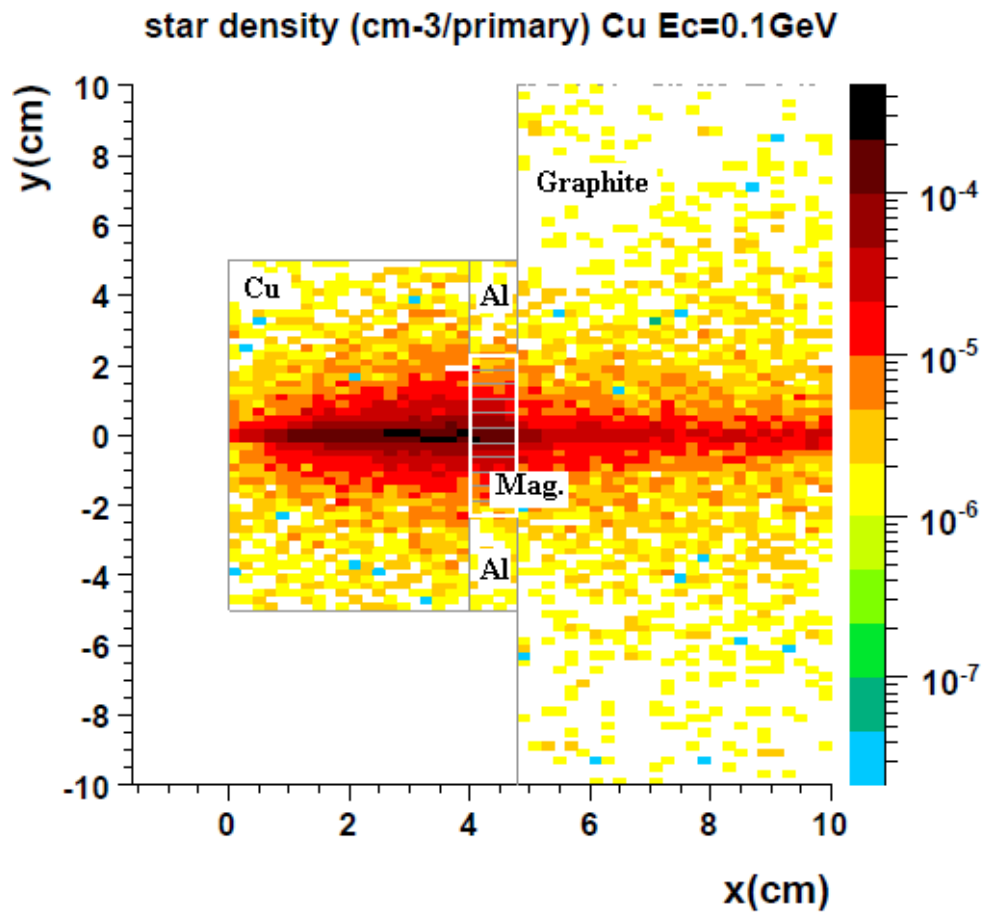


図 6.4-14 8 GeV 電子により発生した光中性子による「弾性衝突 + スター密度」分布 (Cu ターゲット、光中性子しきい値エネルギー 100 MeV)。

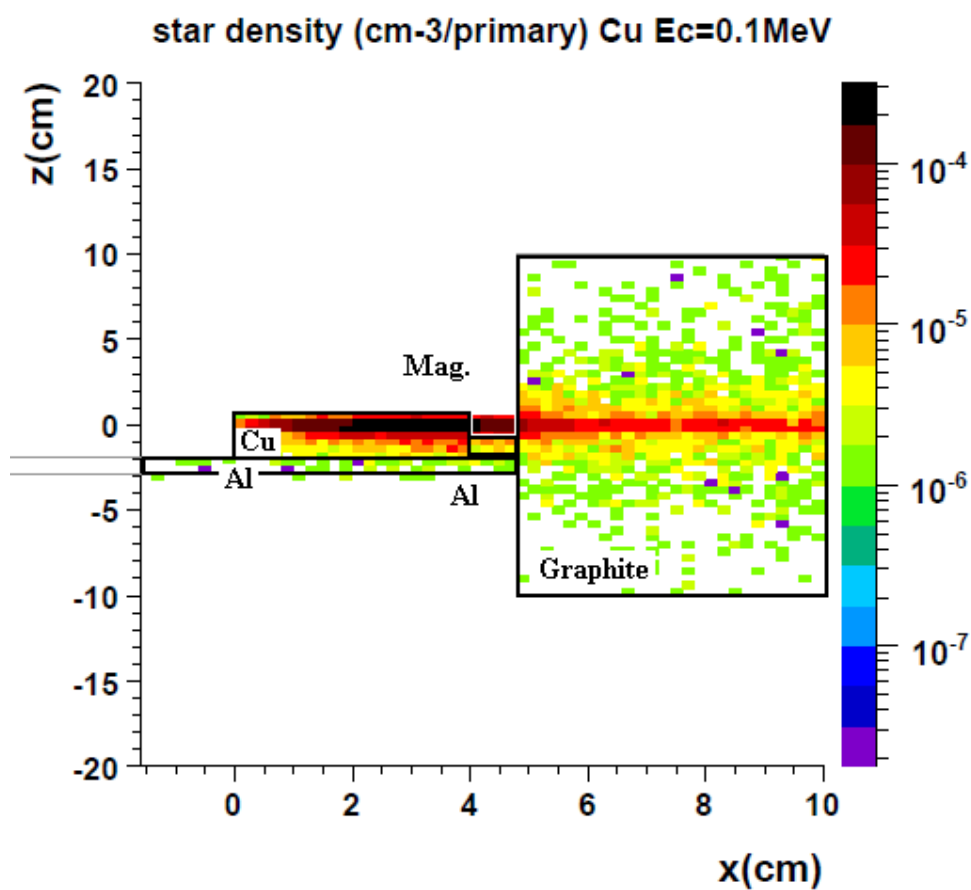


図 6.4-15 8 GeV 電子により発生した光中性子による「弾性衝突+スター密度」分布断面図 (Cu ターゲット、光中性子しきい値エネルギー 100 MeV)。

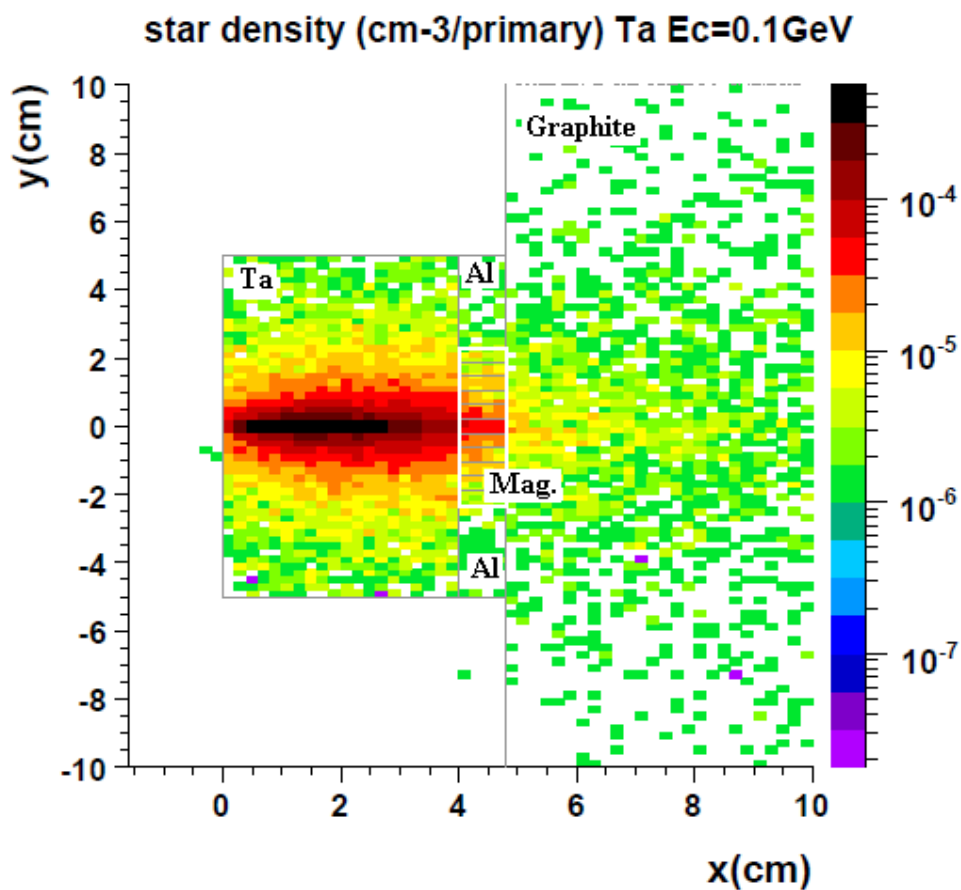


図 6.4-16 8 GeV 電子により発生した光中性子による「弾性衝突+スター密度」分布 (Ta ターゲット、光中性子しきい値エネルギー 100 MeV)。

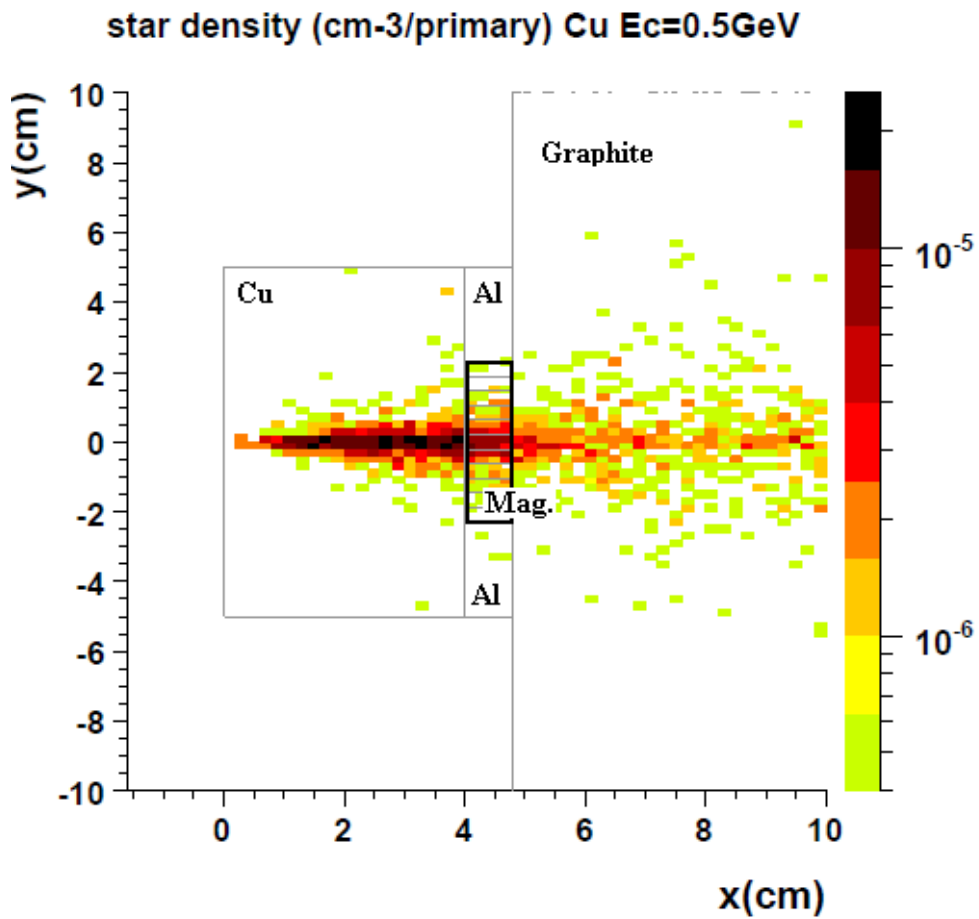


図 6.4-17 8 GeV 電子により発生した光中性子による「弾性衝突+スター密度」分布 (Cu ターゲット、光中性子しきい値エネルギー 500 MeV)。

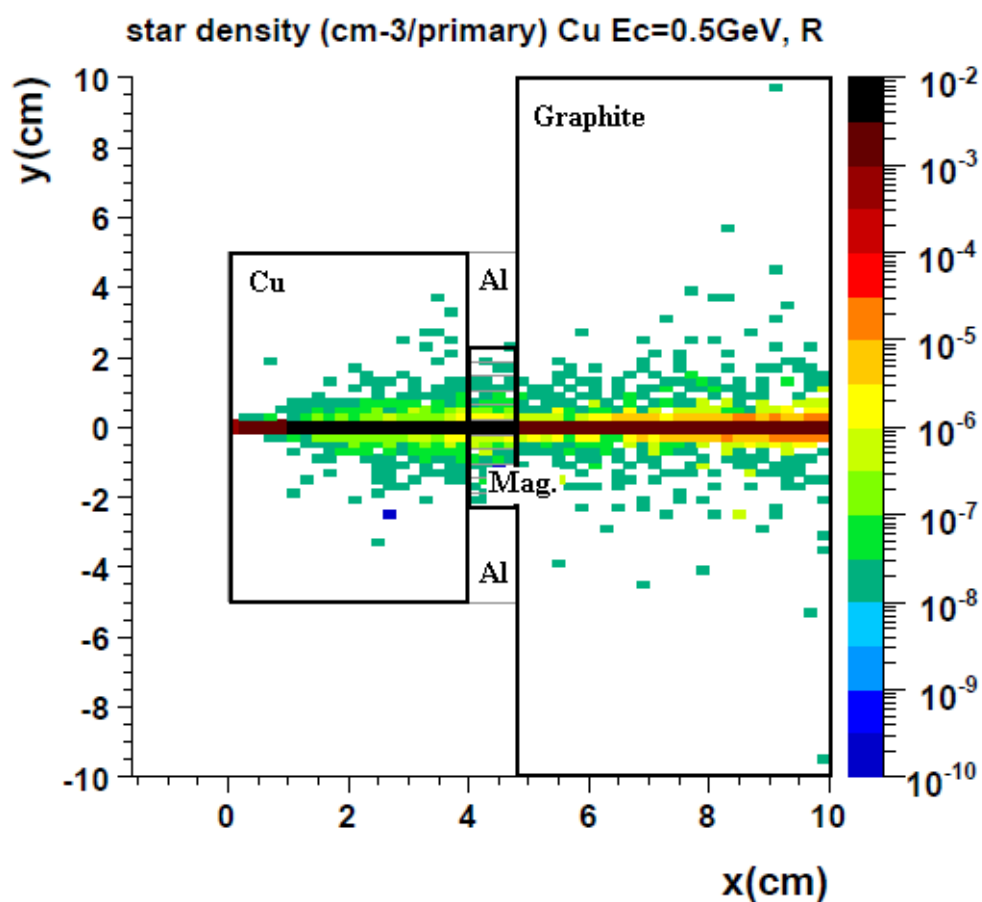


図 6.4-18 8 GeV 電子により発生した制動放射光子による「弾性衝突+スター密度」分布 (Ta ターゲット、制動放射光子しきい値エネルギー 500 MeV)。

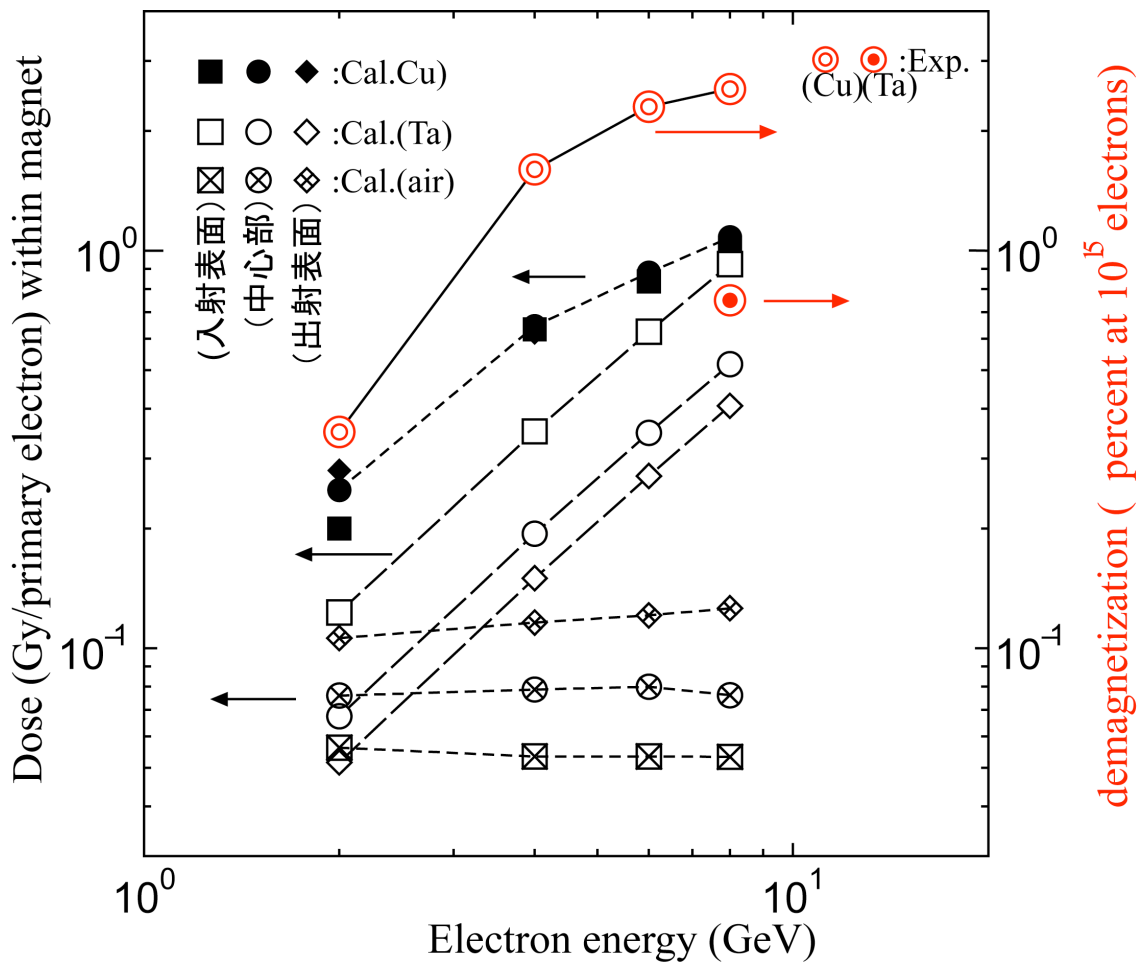


図 6.4-19 磁石中心の吸収線量と放射線減磁実験結果。

■、●、◆はそれぞれ Cu ターゲットのときの、磁石表面（入射側）、磁石中心、出射側の吸収線量を示す。

□、○、◇はそれぞれ Ta ターゲットのときの、磁石表面（入射側）、磁石中心、出射側の吸収線量を示す。

×印のある□、○、◇はそれぞれターゲットがないときの、磁石表面（入射側）、磁石中心、出射側の吸収線量を示す。

⊙は Cu ターゲットのときの放射線減磁実験結果。

⊙の内円黒は、Ta ターゲットのときの放射線減磁実験結果を示す。

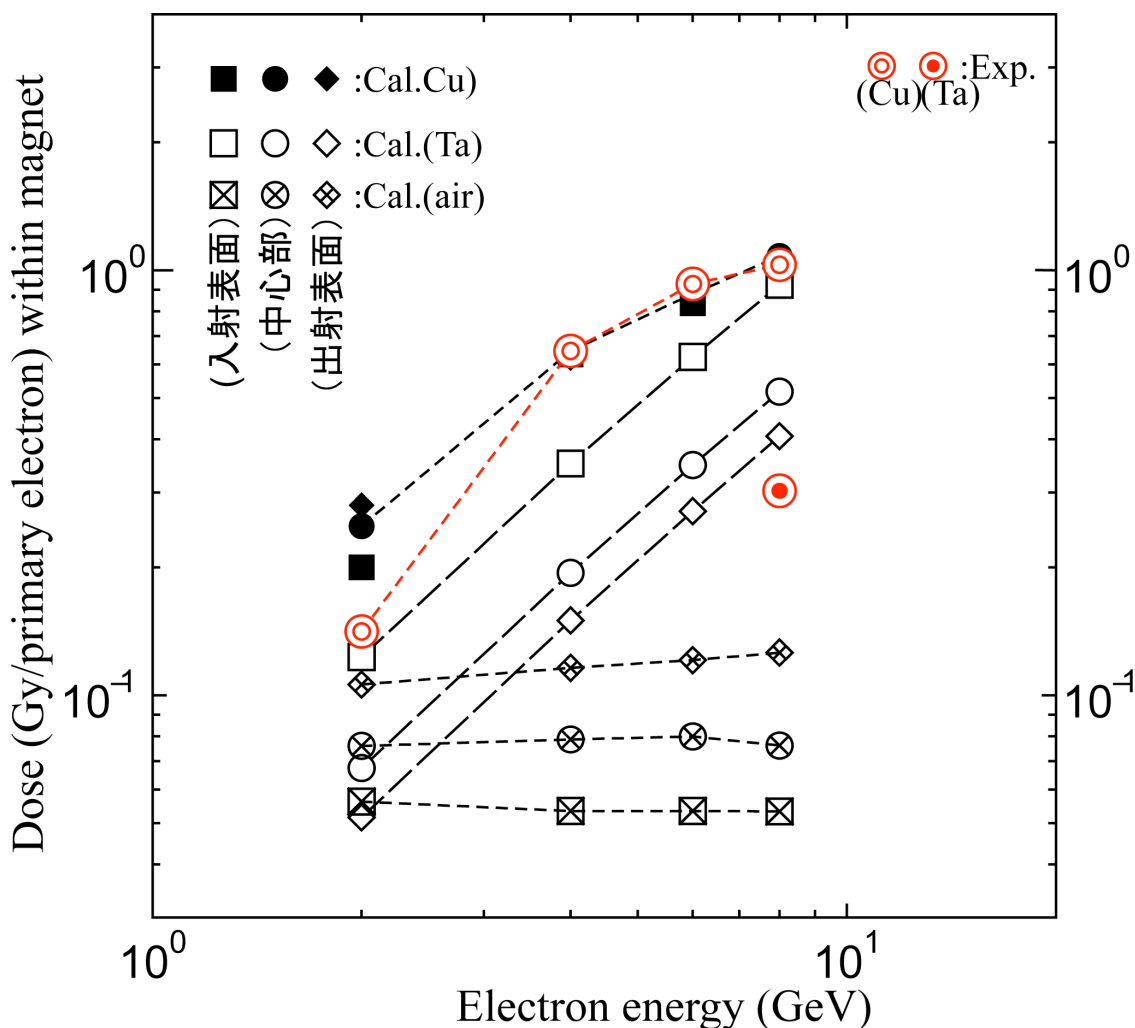


図 6.4-20 磁石中心の吸収線量と放射線減磁実験結果の傾向の比較。

傾向を比較するため吸収線量と放射線減磁を重ね合わせた。

■、●、◆はそれぞれ Cu ターゲットのときの、磁石表面（入射側）、磁石中心、出射側の吸収線量を示す。

□、○、◇はそれぞれ Ta ターゲットのときの、磁石表面（入射側）、磁石中心、出射側の吸収線量を示す。

×印のある□、○、◇はそれぞれターゲットがないときの、磁石表面（入射側）、磁石中心、出射側の吸収線量を示す。

⊙は Cu ターゲットのときの放射線減磁実験結果。

⊙の内円黒は、Ta ターゲットのときの放射線減磁実験結果を示す。

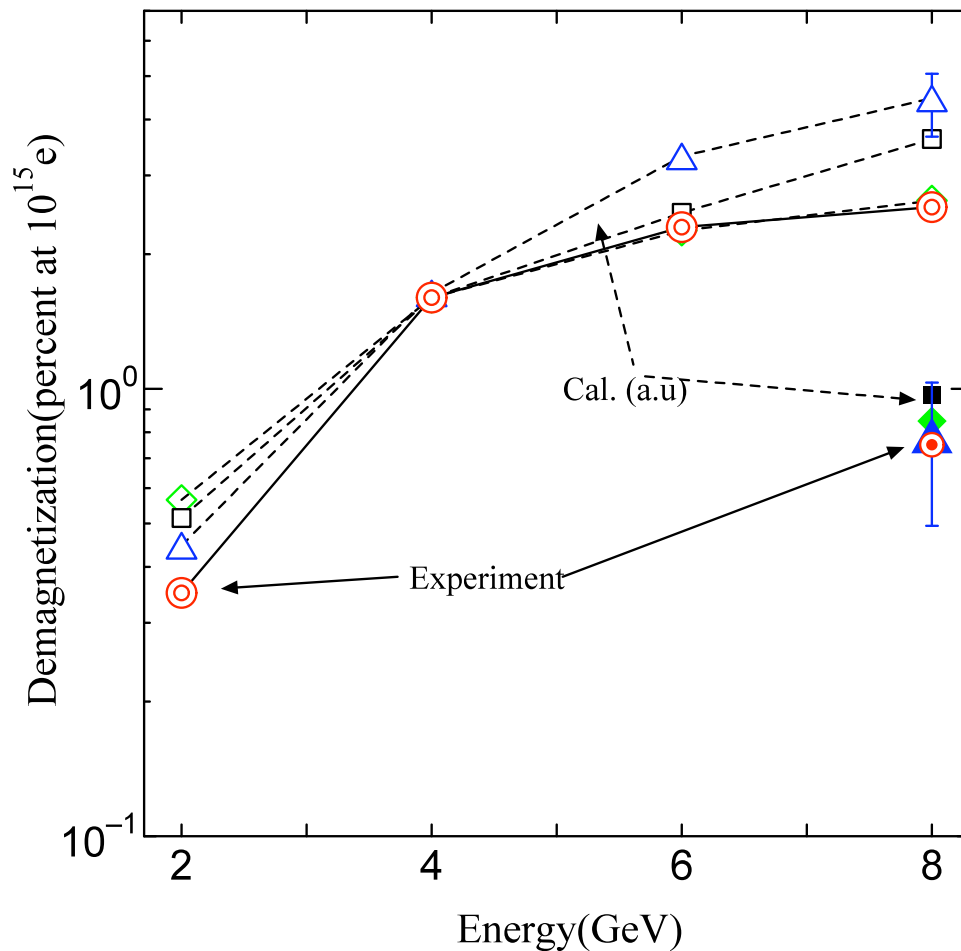


図 6.4-21 光中性子による照射軸上の「弾性衝突+スター密度」と放射線減磁の比較。

「弾性衝突+スター密度」の計算結果は 4 GeV の実験結果の値に規格化してある。

△、□、◇は Cu ターゲットのときの「弾性衝突+スター密度」計算結果で、それぞれ、しきい値エネルギー 500 MeV、100 MeV、20 MeV を表す。

▲、■、◆は Ta ターゲットのときの「弾性衝突+スター密度」計算結果で、それぞれ、しきい値エネルギー 500 MeV、100 MeV、20 MeV を表す。

◎ は Cu ターゲットのときの放射線減磁実験結果。

◎ の内円黒は、Ta ターゲットのときの放射線減磁実験結果を示す。

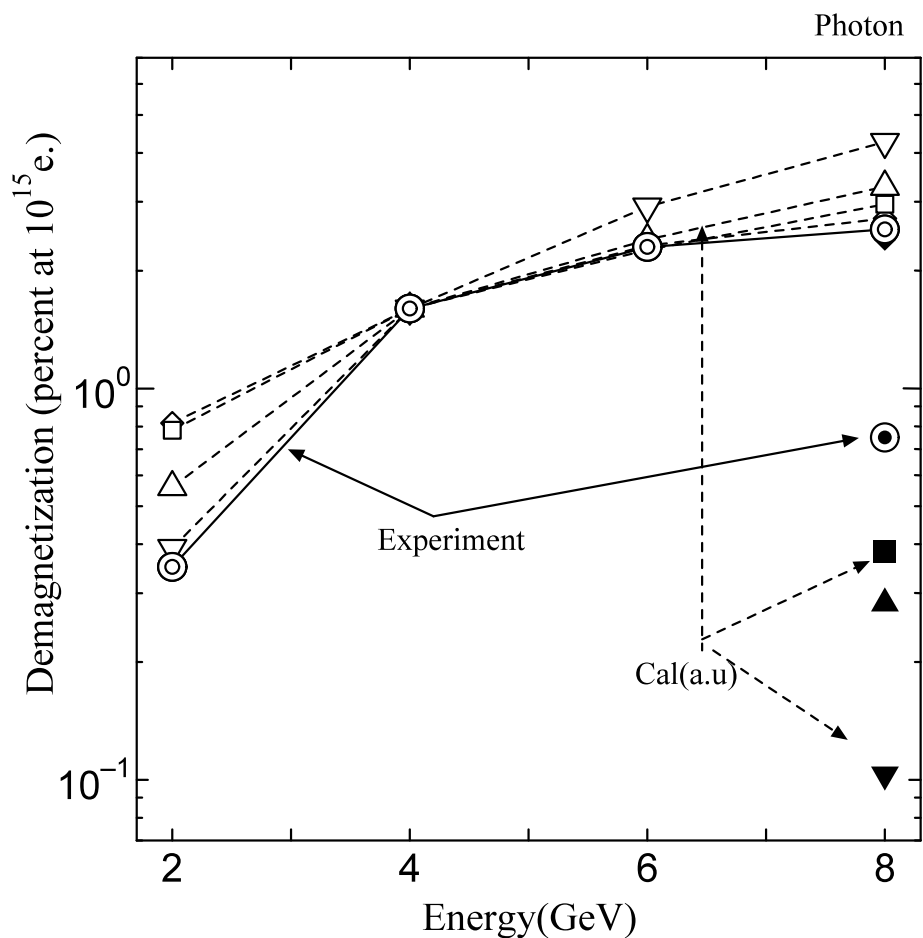


図 6.4-22 制動放射光子による照射軸上の「スター密度」と放射線減磁の比較。

「スター密度」の計算結果は 4 GeV の実験結果の値に規格化してある。

▽、△、□、◇は Cu ターゲットのときの「スター密度」計算結果で、それぞれ、しきい値エネルギー 1 GeV、500 MeV、100 MeV、20 MeV を表す。

▼、▲、■、◆は Ta ターゲットのときの「スター密度」計算結果で、それぞれ、しきい値エネルギー 1 GeV、500 MeV、100 MeV、20 MeV を表す。

◎は Cu ターゲットのときの放射線減磁実験結果。

◎の内円黒は、Ta ターゲットのときの放射線減磁実験結果を示す。

6.5 本章のまとめ

微小領域エネルギー放出放射線減磁機構は以下の過程で起こる。

- (1) 高エネルギー中性子が磁石の原子と弾性的・非弾性的相互作用を起こし、極微小領域に高エネルギーを放出する。
- (2) 極微小領域での瞬間的なエネルギー放出が熱スパイク的な高温の発生や核変化を起こし、エネルギーが放出された微小領域を中心とした磁気的変化により磁化反転が起こり、この領域が十分大きければ磁化反転核が生成される。
- (3) 磁化反転核は保磁力（磁気異方性）の小さな粒界でも、保磁力の大きな粒内でも同じように起こる。
- (4) 磁化反転核周囲の保磁力が十分大きな場合は、反転磁壁が広がらず磁化反転が進まない場合も起こりうる。

新しいモデルでは、放射線減磁は広域エネルギー吸収放射線減磁機構と微小領域エネルギー放出放射線減磁機構の二つの機構が複合して起こるとした。本章では、広域エネルギー吸収放射線減磁機構の熱ゆらぎに類似したスピンの乱れによる放射線減磁が起こりにくい条件下で起こる微小領域エネルギー放出放射線減磁機構による放射線減磁を議論した。

6.2 節では、 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石と同じ希土類で耐熱磁石である SmCo_5 磁石、 $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ 磁石を用いて微小領域エネルギー放出放射線減磁機構を議論した。 SmCo_5 磁石、 $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ 磁石は、 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ に比べ熱的に安定しており、保磁力の温度依存性が小さく、キュリー温度も高いため、 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石が熱減磁する温度においても熱減磁を起こさない場合がある。このため、広域エネルギー吸収放射線減磁機構だけが放射線減磁の原因だとすると、 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石が放射線減磁をほとんど起こさない照射条件で SmCo_5 磁石、 $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ 磁石の放射線減磁が観察されることの説明ができない。これら耐熱磁石に熱減磁が起きるためには、熱減磁開始温度 520 K 以上の温度発生が必要であるが、本実験の推定発生温度は 440 K 程度であり、この温度で熱減磁が起こることの説明ができない。しかし、微小領域エネルギー放出放射線減磁機構の考え方を用いれば、磁化反転核の発生は、磁石の熱減磁開始温度や保磁力に無関係に起きるため、熱減磁開始温度の高い耐熱磁石 SmCo_5 、 $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ についても磁化反転核が発生し放射線減磁が起こることの説明ができることを示した。また、磁壁移動の障壁の有無で放射線減磁の起

こり方が異なることより、放射線減磁挙動が核発生の起こりにくさのみで決まるのではなく、核発生後の磁壁の侵入・移動の起こりにくさに大きな影響を受けていることを示した。

6.3 節では、広域エネルギー吸収放射線減磁機構で説明した熱ゆらぎに類似したスピンの乱れの影響が低下する低温下での放射線減磁を議論した。磁石温度を低下させれば熱ゆらぎの影響が低下するため、放射線減磁も小さくなり、熱ゆらぎで生じる最大温度が磁石の熱減磁開始温度より低い場合には、放射線減磁は観察されなくなると考えられるが、低温下でも放射線減磁が起こり続けている。この現象について、微小領域エネルギー放出放射線減磁機構を用いて議論した。

90 K での $\text{Pr}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石への照射による熱ゆらぎで生じる温度は 270 K 程度で室温より低く、放射線減磁に与える熱ゆらぎの影響は大きく低下し、保磁力も 5000 kA/m を超え極めて大きい。このような条件下でも放射線減磁が観察される。広域エネルギー吸収放射線減磁機構と関係する熱ゆらぎ的なスピンの乱れだけでは説明できない条件下での放射線減磁は、磁化反転核の発生が、磁石の熱減磁開始温度や保磁力に無関係に起き、低温においても磁化反転核が発生し放射線減磁が起こりうる微小領域エネルギー放出放射線減磁機構を用いれば説明できる。Kähkönen らの熱スパイクモデルでは、磁化反転核が生成すれば粒全体の磁化反転が起きてしまうため保磁力依存性が起こさず、Makita らの「熱減磁モデル」もこのような低温では成立しない。この問題を解決するために、微小領域エネルギー放出減磁機構では、「高エネルギー放射線による磁化反転核の発生は、磁石の熱減磁開始温度や保磁力に無関係に起きるが、磁化反転核周囲の保磁力が十分大きな場合は、反転磁壁が広がらず磁化反転が進まない場合も起こりうる。」と仮定し、低温における磁化反転核の発生も、保磁力依存性も同時に説明することが可能であることを示した。また、低温下での拡散による欠陥移動の不活性化については影響が見られないことを示した。

本論文で示した低温での耐放射線減磁の向上は、Hara らが提唱した[52] クライオアンジュレータのコンセプトに生かされている。これは、真空封止型永久磁石挿入光源技術と、低温での磁石の性質を利用し、磁場と保磁力の性能を飛躍的に向上させるという考えである。本研究において照射後の室温で磁場変化が起きないことも示され、クライオアンジュレータのメンテナンス等が安定して室温で実施できることが担保されたため、実機開発に向けて日本、アメリカ、

フランスで超電導アンジュレータに代わる実用的なアンジュレータとして研究が進められている。

6.4 節では、微小領域エネルギー放出放射線減磁機構の影響をより大きく受ける安定化熱処理した磁石を用いた放射線減磁挙動実験とモンテカルロ粒子輸送計算コード FLUKA[5, 6]を用いた放射線挙動計算により放射線減磁に影響を及ぼす放射線粒子について議論した。高エネルギー電子照射によるエネルギーのほとんどは磁石中心に付与されることを実験とシミュレーションにより示した。また、吸収線量の照射電子エネルギー依存と放射線減磁実験結果が適合しないことから放射線減磁の原因は吸収線量だけに限らず、吸収線量は放射線減磁の予測指標としては適していないということを示した。中性子衝突フルエンスの計算結果と実験を比較し、MeV 領域以下の中性子が放射線減磁を起こしにくく、高エネルギー中性子が放射線減磁に大きな影響を与えることを示した。高エネルギー光中性子が起こす弾性・非弾性衝突による「弾性衝突+スター密度」の計算結果と放射線減磁実験結果より、安定化熱処理した $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石の放射線減磁は、微小領域エネルギー放出放射線減磁機構と関係した高エネルギー光中性子による相互作用発生と強く関係しており、「弾性衝突+スター密度」計算が放射線減磁の予測指標として用いることができることを示した。また、制動放射光子による核変化の影響は小さいことを示した。

第7章 まとめ

本章では、本論文を総括し、残された課題についてまとめる。

まず、本研究の背景、位置づけ、意義、目的について述べる。放射線による永久磁石の放射線減磁（磁場劣化）は、放射光施設や X 線自由電子レーザーで使用される挿入光源の永久磁石列の精密に調整された磁場を劣化させ、放射光の性能劣化、ビーム軌道への影響、レーザー発振の劣化など深刻な問題を引き起こすため、放射光施設の性能向上をはばむ技術的な壁となっており、早急に何としても、解決の糸口を見つけ、突破口を開かねばならない問題である。しかし、放射線減磁の研究は未だ十分ではない。放射線減磁のメカニズムを十分に説明するモデルはまだ構築されておらず、放射光施設のアンジュレータ用永久磁石で問題となる GeV クラスの高エネルギー電子線を用いた研究も行われていない。このため放射線減磁の防御方法を検討するための基本的なデータも存在せず、どのように防御するかという考え方も定かではない。本研究の目的は放射光挿入光源装置用永久磁石にとって極めて重要であったにもかかわらず今まで研究が行われていなかった GeV クラスの高エネルギー電子線照射によって、放射光挿入光源用永久磁石が各種条件下でどのような放射線減磁を起こすかを新たに提案する放射線減磁モデルに基づき明らかにすること、また、放射線挙動シミュレーションを用い発生する放射線と放射線減磁の因果関係を明らかにすること、これらを通じて放射線減磁のメカニズムを探求し、有効な放射線防御対策の見通しを得ること、と位置づけた。

本研究ではこれまでの放射線減磁モデルの問題点を検討し、新しい放射線減磁モデルを提案した。本モデルでは放射線からのエネルギー移動の違いにより、放射線減磁は「広域エネルギー吸収放射線減磁機構」と「微小領域エネルギー放出放射線減磁機構」の二つの機構が混在して起こるとした。また、磁化反転の起こり方を (1) 磁化反転核発生および (2) 反転磁区磁壁の粒内への侵入・拡大の二段階に分けて説明した。広域エネルギー吸収放射線減磁機構は以下の過程で起こる。(1) 電子、 γ 線により磁石原子の電子系にエネルギーが付与されることによる電離・励起これに伴う磁石の温度上昇などが起こり、広い範囲で磁石スピンの乱れ、結晶粒全体の磁化や保磁力が低下する。(2) 磁気異方性の小さな粒界や欠陥で磁化反転核が発生し、反転領域が広がる。この磁石スピンの乱れによる一連の減磁現象は、熱エネルギーでスピンの乱れ減磁が起こる熱減磁

に似ている。一方、微小領域エネルギー放出放射線減磁機構は以下の過程で起こる。(1) 高エネルギー中性子が磁石の原子と弾性的・非弾性的相互作用を起こし、極微小領域に高エネルギーを放出する。(2) 極微小領域での瞬間的なエネルギー放出が熱スパイク的な高温の発生や核変化を起こし、エネルギーが放出された微小領域を中心とした磁気的変化により磁化反転が起こり、この領域が十分大きければ磁化反転核が生成される。(3) 磁化反転核は保磁力の小さな粒界でも、保磁力の大きな粒内でも同じように起こる。(4) 磁化反転核周囲の保磁力が十分大きな場合は、反転磁壁が広がらず磁化反転が進まない場合も起こりうる。これら二つの機構は高エネルギー電子線照射下では同時に複合して起こるが、放射線を受ける磁石の性質により強く影響を受ける機構が異なる。保磁力が大きな磁石や熱減磁開始温度が高い磁石では、広域エネルギー吸収放射線減磁機構の影響が小さく、微小領域エネルギー放出放射線減磁機構の影響が大きくなる。一方、保磁力が小さな磁石や熱減磁開始温度が低い磁石では両方の機構の影響を同時に受ける。

広域エネルギー吸収放射線減磁機構による減磁現象は、熱エネルギーでスピンの乱れ減磁が起こる熱減磁に類似していることより、放射線減磁と熱減磁的な現象の関係を調べることで、広域エネルギー吸収放射線減磁機構の確認を行った。(1) 熱ゆらぎが原因の減磁を低減させる工業的手法である「安定化処理」が、放射線減磁に対しても低減効果があることを熱減磁と逆磁場印可の二種類の異なる「安定化処理」の手法を用い確認した。また、スピンの乱れを起こす熱ゆらぎが起きている温度を 410-470 K 付近と推定した。(2) パーミアンス係数と熱減磁の関係から放射線によるスピンの乱れに相当する熱ゆらぎが起きている温度を 410~450 K 程度と推定した。(3) 熱減磁開始温度の異なる $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石について放射線減磁の起こり方を比較することにより熱ゆらぎが起きている温度を 440 K 付近と推定した。このように、これら別方法で求めた熱ゆらぎが起きている温度はよい一致を示し、放射線減磁の原因の一つとして広域エネルギー吸収放射線減磁機構が関係していることが確認された。しかし、広域エネルギー吸収放射線減磁機構が起こりにくい条件下においても放射線減磁が起こる場合がある。(1) 耐熱磁石における放射線減磁、(2) 低温下における放射線減磁、(3) 安定化熱処理した磁石における放射線減磁について実験を行い、微小領域エネルギー放出放射線減磁機構を用いてこれらの現象を説明した。また、モンテカルロ粒子輸送計算コード FLUKA を用いて放射線挙動を計算し、安定化熱

処理した $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石の放射線減磁は、高エネルギー光中性子による相互作用発生と関係しており、「弾性衝突+スター密度」の計算が放射線減磁の予測指標として用いることができることを示した。

本研究の成果のいくつかは、すでに実際の挿入光源用永久磁石に生かされている。SPring-8 の挿入光源において、永久磁石に熱安定化処理を行い熱ゆらぎによる放射線減磁を低減することが行われている。SLS（スイスの放射光施設）では、保磁力の高い永久磁石に熱安定化処理を行い熱ゆらぎによる放射線減磁を低減することが行われている。また、日本、アメリカ、フランスで開発中の次期アンジュレータと期待されるクライオアンジュレータの構想に、低温下で永久磁石の耐放射線性が向上する特質が取り入れられている。

次に今後の課題を示す。本研究においては、微小領域における磁気的変化、あるいは、熱スパイクの痕跡を直接的な手段で観察、確認するところまで至らなかった。観察方法の開発を含め、今後の検討課題として残っている。また、放射線挙動シミュレーションと磁化反転の分子動力学シミュレーションを結びつけ、放射線の動的なシミュレーションを行い耐放射線性の高い磁石設計に応用することなども今後の課題としてあげられる。

本研究の目的は、今まで研究の行われていなかった GeV クラスの高エネルギー電子線照射によって、放射光挿入光源用永久磁石が、各種条件下でどのような放射線減磁を起こすかを、新たに提案する放射線減磁モデルに基づき明らかにすること、また、放射線挙動シミュレーションを用い、発生する放射線と放射線減磁の因果関係を明らかにすることにより、放射線減磁のメカニズムを探索し、有効な放射線防御対策の見通しを得ることであった。

これに対し、本研究では、「広域エネルギー吸収放射線減磁機構」と「微小領域エネルギー放出放射線減磁機構」の二つの機構が複合的に働く新しい放射線減磁モデルを提案した。そして、今まで存在していなかった GeV クラスの高エネルギー電子線照射で起こる種々の放射線減磁現象のデータを取得し、二つの機構それぞれの特徴を示す現象が実験で観察されることを示した。また、FLUKA の放射線挙動シミュレーションにより高エネルギー中性子による弾性・非弾性衝突による「弾性衝突+スター密度」が放射線減磁挙動に強い関係があることを示し、放射線減磁の予測指標として用いることができることを示すことができた。これらのことより、耐放射線性を向上させる磁石の安定化熱処理や低温環境の実現、効果的な遮蔽材の設計がスター密度を計算することで可能となるな

ど有効な放射線減磁防御対策の見通しを得ることができ、本研究の当初の目的は、ほぼ達成されたと言える。

謝辞

本論文は、1999年から2009年の10年間にわたって行われた研究をまとめたものです。研究のきっかけを与えていただき、自由に研究を進めさせていただいた理化学研究所 北村英男博士に深く感謝いたします。論文をまとめるにあたり、御助言、御指導をいただきました京都大学 神野郁夫教授、伊藤秋夫教授、柴田裕実准教授に心より感謝申し上げます。理化学研究所、浅野芳裕博士には、研究開始時から本論文完成まで、さまざまな観点から懇切なる御助言、御指導をいただきました。深く感謝いたします。

韓国 Pohang Accelerator Laboratory の Dong-Eon Kim 博士、Hee-Seok Lee 博士には韓国での実験や受け入れに多大な御助言、御支援をしていただきました、深く感謝いたします。また、研究所のスタッフの方々には、実験装置の据え付け、昼夜連続実験のためのライナック運転など多くの御協力をしていただきました、深く感謝いたします。

高輝度光科学研究センターの米原博人博士、青木毅博士、深見健司博士、その他多くの方々にシンクロトロンを用いた実験に御協力いただきました、深く感謝いたします。また、Xavier-Marie Maréchal 博士、理化学研究所の田中隆二博士、原徹博士には、さまざまな観点から御助言をいただきました、深く感謝いたします。

住友特殊金属（現 日立金属）の幸田勉氏、岡田重益氏には、磁石サンプル作成に多大な御協力をしていただきました、深く感謝いたします。また、槇田顕博士には、磁石についての参考資料等や多くの御助言をいただきました、深く感謝します。

補足説明

放射線減磁に関する研究一覧

永久磁石の放射線減磁に関する研究を放射線の種別で分類した一覧を表に示す。また、主たる論文に関して概説する。

表 放射線減磁に関する論文リスト

	Nd ₂ Fe ₁₄ B	Sm ₂ Co ₁₇ or SmCo ₅
γ	[7-12, 25]	[7, 8, 10-12, 25]
proton	[13-20]	[17, 20, 26]
thermal neutron	[9]	
fast neutron	[9, 21-23]	[24]
electron (bremsstrahlung)	[3, 7, 10, 25, 41, 45-47, 49-51, 54]	[3, 7, 10, 25, 45, 49]

1 γ 線

Boockman らは、 $(\text{Nd,Dy})_{15}\text{Fe}_{77}\text{B}_8$ 、 SmCo_5 、 $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ 焼結磁石に対して ^{60}Co からの γ 線照射実験を行った。サンプルサイズは、 $\phi 10\text{-}12 \times 3\text{-}3.5 \text{ mm}^3$ である。50Mrad の照射に対して 磁化 (J_R)、保磁力とも大きな変化は、なかった[8]。

Luna らは、 ^{60}Co からの γ 線照射実験を行った。サンプルサイズは、 $\phi 12 \times 8 \text{ mm}^3$ である。磁場変化は照射前後でホール素子ガウスメータにより計測した。 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石に対して最大 69Mrad、また、 $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ に対して最大 1.4Grad まで照射されたが残留磁束密度の消失は見られなかった[25]。

Okuda らは、 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石、 $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ 磁石に対して ^{60}Co からの γ 線照射実験を行った。サンプルサイズは、 $\phi 10 \times 2 \text{ mm}^3$ である。磁束変化は、200 回巻き空芯コイルで計測した。照射量 280Mrad で、 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石の磁束変化は、0.5%以下であった[7]。

Alderman らは、Nd-Fe-B 磁石に対して ^{60}Co からの γ 線照射実験を行った。サンプルサイズは、 $50 \times 47.5 \times 7 \text{ mm}^3$ で表面はニッケルコーティングしてある。磁束変化は、8 インチのヘルムホルツコイルで計測した。700Mrad の照射で誤差内である 0.2%以上の変化は見られなかった[9]。

Kawakubo らは、 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石に対して ^{60}Co からの γ 線照射実験を行った。2 個の磁石の間に、アクリルの両側に鉄板を付けたスペーサを挟みこんだサンプルを作成し、アクリル板中心に開けた穴にホール素子を挿入して磁場を計測した。1250Mrad 以上の照射で変化は見られなかった[21]。

2 放射光

Alderman らは、Nd-Fe-B 磁石に対して APS (Advanced Photon Source) のビームラインを使用して、ベンディングマグネットからの放射光照射実験を行った。サンプルサイズは、 $50 \times 47.5 \times 7 \text{ mm}^3$ で表面はニッケルコーティングしてある。磁束変化は、8 インチのヘルムホルツコイルで計測した。ピークエネルギー

40-50keV、最大 280Mrad の照射で誤差内である 0.2%以上の変化は見られなかった[9]。

3 中性子

Cost らは、Los Alamos の Omega West reactor で Nd-Fe-B 磁石に対し、中性子照射を行った。サンプルサイズは、 $2 \times 2 \times 7 \text{ mm}^3$ である。磁束密度は、500 回巻きコイルで計測した。また、ヒステリシスループを vibrating magnetometer で計測した。153°C で速中性子フルエンス $5.0 \times 10^{16} \text{ n/cm}^2$ 、77°C で $6.1 \times 10^{16} \text{ n/cm}^2$ の照射を行い、153°C における減磁が大きいことを示した。照射初期に大きな減磁が起こり、 10^{15} n/cm^2 で 77°C は 5%、153°C は 10% であった。また、製造メーカーによる減磁量の差は、あまりなかった。照射後、再着磁すると磁束密度は元に戻り、保磁力は 20% 増加した[22]。

更に、 SmCo_5 磁石、 $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ 磁石に対して中性子照射を行った。サンプルサイズは、 $\phi 6.3 \times 0.75 \text{ mm}^3$ である。速中性子フルエンスは、最大 $1 \times 10^{15} \text{ n/cm}^2$ である。磁束密度をピックアップコイルとホール素子で計測した。5.5kOe の逆磁場中で 75K、198K、281K の温度で照射を行った。放射線減磁の温度依存性は大きくはないが、281K より 75K の方が減磁は大きかった。75K で逆磁場のある方が、逆磁場がない場合より減磁は大きかった。製造メーカーにより減磁量に差が見られた[24]。

Brown と Cost は、5 社の Nd-Fe-B 磁石について中性子照射を行った。サンプルは 1 辺 1.9mm 以下の角柱で、サンプルの長さとの径の比 (L/D) を変えて製作した。77°C で速中性子フルエンス $4 \times 10^{12} \text{ n/cm}^2$ の照射を行った。異なる製造業社の磁石は、異なる放射線減磁割合となることを示した。また、磁石成分の Nd を Dy または Tb で置換し、保磁力を大きくすることにより耐放射線減磁を向上させることができることを示した。L/D 比の大きい磁石ほど耐放射線性があることを示した。磁石 9 個を列に並べて照射すると、中央に比べ両端が最も減磁し、位置の依存性を示した[23]。

Alderman らは、Oak Ridge National Laboratory において 1-2MeV の速中性子照射を Nd-Fe-B サンプルに対し行った。サンプルサイズは、 $50 \times 47.5 \times 7 \text{ mm}^3$ で表面はニッケルコーティングしてある。磁束変化は、8 インチのヘルムホルツコイルで計測した。25°C で速中性子フルエンス $1.61 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2$ の照射を行い 10% 以上の残留磁束密度の変化があった。

また、熱中性子に対して同様の実験を行ったが、フルエンス $3 \times 10^{12} \text{ n/cm}^2$ の照射で有意な変化は見られなかった[9]。

Kawakubo らは、JAERI-Tokai の FNS(Fast Neutron Source)において 14MeV の中性子照射を保磁力の異なる $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石に行った。2 個の磁石の間に、アクリルの両側に鉄板を付けたスペーサを挟みこんだサンプルを作成し、アクリル板中心に開けた穴にホール素子を挿入して磁場を計測した。フルエンス $3.65 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2$ の照射を行い最大 36% の磁場変化があった[21]。

4 プロトン

Blackmore らは、TRIUMF のサイクロトロンを用いて 500MeV のプロトン照射を行った。サンプルは、 $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ 、 SmCo_5 、 $(\text{SmPr})\text{Co}_5$ 、Nd-Fe-B が用いられた。サンプルサイズは、 $12.5 \times 12.5 \times 25 \text{ mm}^3$ 、NdFeB については、 $12.5 \times 12.5 \times 0.5 \text{ mm}^3$ である。磁場は 50 回巻きコイルで計測した。 SmCo 磁石の平均照射量は 450Mrad である。いずれも減磁したが Nd-Fe-B は 4Mrad で 50% 以上磁束を消失した。放射線減磁には製造メーカ依存性がある。 SmCo_5 は照射後、再着磁すると照射前よりわずかに磁場が増えた。再着磁した磁石を再び照射すると初回より早い減磁を示した。Nd-Fe-B は照射後、再着磁すると元の値に戻った[20]。

Kähkönen らは、 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石に 20MeV のプロトン照射を行った。サンプルサイズは、 $7.1 \times 7.1 \times 1.0 \text{ mm}^3$ である。Helmholz coil および induction coil により磁場を計測した。照射量 800Mrad において、300K で照射した磁石に比べ、15K での照射の方が 1000 倍放射線に対して強かった[13]。Talvitie らによると照射前後でのヒステリシスカーブについて大きな差はなかった。また、ポジトロン寿命

測定において vacancy の集中は観測されなかった[16]。

更に、20MeV のプロトン照射を Nd-Fe-B 磁石に対して行った。サンプルサイズは、 $7.1 \times 7.1 \times 1 \text{ mm}^3$ および $1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$ である。照射温度 15K-300K の間で温度と減磁量との間に依存性があった。1000Mrad の照射で立方体のサンプルで磁化方向と照射方向が平行なものは 70%、垂直なものは 30% の磁束密度の消失があった。磁石形状による依存性が見られた。[15]

更に、Nd-Fe-B 磁石に対して 14、16、18、20MeV のプロトン照射を行った。サンプルサイズは、 $7.1 \times 7.1 \times 0.5 \text{ mm}^3$ である。照射量 1.63×10^{13} protons において、順方向の外部磁場下で照射した磁石のほうが逆磁場下のものより減磁量が小さくなる線形の関係があった。14-20MeV の範囲で減磁量とプロトンのエネルギー依存性は、あまり見られなかった。[14]

Ito らは、200MeV のプロトン照射を行った。20Mrad までの照射で $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ は大きく減磁したが $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ は変化がなかった。パーミアンス係数と保磁力が増加すると耐放射線性も増加した[17]。照射後、再着磁するとほぼもとの強さに戻った[18]。また保磁力にも変化がなかった。再着磁したサンプルを照射すると元と同じ放射線減磁を示した。[19]

5 電子線 (Bremsstrahlung)

Luna らは、Lawrence Livermore National Laboratory のライナックを使用して電子線照射を行った。サンプルサイズは、 $\phi 12 \times 8 \text{ mm}^3$ である。

82MeV の電子線の磁石への直接照射、照射量 36krad で $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石は 1.5% の変化が見られたが、 $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ 磁石については変化が見られなかった。

85MeV の電子線を 2.5mm ヘビーメタル+8mm 銅のターゲットへ打ち込み Bremsstrahlung を発生させた。最大 2.5Grad までの照射に対して、 $\text{Pr}_{15}\text{Fe}_{79}\text{B}_6 > \text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B} > \text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ の順に磁束密度の消失は大きかった。ただし、 $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ については変化が見られなかった。2 種類の $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ については大きな減磁量の差があったが、製造メーカーが異なるためであると考えられる[25]。

Colomp らは、ESRF (European Synchrotron Radiation Facility) の線形加速器を用いて 180MeV の電子線照射を行った。サンプルサイズは、 $11 \times 11 \times 2 \text{ mm}^3$ である。列に並べた $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 、 $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ 、 SmCo_5 、に照射量 70Mrad まで照射したが同じ磁石であっても列の場所により変化量は異なった。サマリウム磁石に比べネオジウム磁石は大きく減磁した。残留磁束密度が大きく、保磁力が小さな磁石ほど大きな減磁を示した[3]。

Okuda らは、Osaka University の ISIR (The Institute of Science and Industrial Research) の L-band ライナックを用いて 17MeV の電子線を水流中の磁石に照射した。サンプルサイズは、 $\phi 10 \times 2 \text{ mm}^3$ である。磁束変化は、200 回巻き空芯コイルで計測した。照射量 $2.1 \times 10^{-3} \text{ C/cm}^2$ で $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁石は 9%、 $1.4 \times 10^{-3} \text{ C/cm}^2$ で $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ 磁石は 0.4% 以下の磁束の消失であった。放射性減磁したサンプルは、再着時するとほぼもとの磁束に戻った[7]。

Ikeda らは、上記の実験に引き続き 17MeV の電子線照射実験を行った。照射量は $2.1 \times 10^{-3} \text{ C/cm}^2$ である。照射量とともに Nd-Fe-B 磁石の磁束の消失は増加した。Sm-Co 磁石については照射量 $1.4 \times 10^{-3} \text{ C/cm}^2$ までで変化が見られなかった[10]。

参考文献

1. Petra, M., P.K.D. Hartog, E.R. Moog, S. Sasaki, N. Sereno and I.B. Vasserman, *Radiation effects studies at the Advanced Photon Source*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2003. **507**: p. 422-425.
2. Sasaki, S., M. Petra, I.B. Vasserman, C.L. Doose, E.R. Moog and N.V. Mokhov. *Radiation damage to advanced photon source undulators*. in *Proceedings of 2005 Particle Accelerator Conference*. 2005. Knoxville, Tennessee.
3. Colomp, P., T. Oddolaye and P. Elleaume, *Demagnetization of Permanent Magnets to 180 MeV Electron Beam*. ESRF Technical Report, 1993. **ESRF/MACH-ID/93-09**.
4. Sato, I., I. Kawakami, K. Sato, Y. Matsubara, K. Hayakawa, T. Tanaka, Y. Hayakawa, H. Nakazawa, K. Yokoyama, K. Kanno, T. Sakai, K. Nakahara, S. Amani, S. Fukuda, H. Kobayashi, A. Enomoto, S. Ohsawa, T. Shidara, S. Yamaguchi, T. Kamitani, T. Suwada, A. Yagishita, M. Kato, K. Tsuchiya, A. Iwata, M. Kawai, K. Nomaru and H. Oda. in *The 12th Symposium on Accelerator Science and Technology*. 1999. Wako, Japan. p. 37.
5. Fassò, A., A. Ferrai and P.R. Sala. *Electron-photon transport in FLUKA: status*. in *Proceedings of the MonteCarlo 2000 Conference*. 2001. Lisbon: Springer-Verlag Berlin. p. 159-164.
6. Fassò, A., A. Ferrari, J. Ranft and P.R. Sala. *FLUKA: Status and Prospective for Hadronic Applications*. in *Proceedings of the MonteCarlo 2000 Conference*. 2001. Lisbon: Springer-Verlag Berlin. p. 955-960.
7. Okuda, S., K. Ohashi and N. Kobayashi, *Effects of electron-beam and γ -ray irradiation on the magnetic flux of Nd-Fe-B and Sm-Co permanent magnets*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 1994. **94**: p. 227-230.

8. Boockmann, K., M. Liehr, W. Rodewald, E. Salzborn, M. Schlapp and B. Wall, *Effect of γ -radiation on Sm-Co- and Nd-Dy-Fe-B-magnets*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 1991. **101**: p. 345-346.
9. Alderman, J., P.K. Job, R.C. Martin, C.M. Simmons and G.D. Owen, *Measurement of radiation-induced demagnetization of Nd-Fe-B permanent magnets*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2002. **481**: p. 9-28.
10. Ikeda, T. and S. Okuda, *Magnetic flux loss of the permanent magnets used for the wigglers of FELs by the irradiation with high-energy electrons or X-rays*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 1998. **407**: p. 439-442.
11. Zeller, A.F. and J.A. Nolen, *Radiation and Temperature Effects on Sm-Co and NdFeB Magnets in Low Permeance Configurations*. 9th International Workshop on Rare-Earth Magnets and their Applications, 1987.
12. Zeller, A.F. *Radiation Damage Mechanisms in NdFeB*. in *The Eleventh International Workshop on Rare-Earth Magnets and Their Applications*. 1990. Pittsburg, PA: Carnegie Mellon University, Pittsburg, PA 15213, USA. p. W6.2.
13. Kähkönen, O.-P., S. Mäkinen, M. Talvitie, H. Rajainmäki and M. Manninen, *Temperature Dependence of Irradiation-Induced Magnetic Flux Loss in Nd₂Fe₁₄B Permanent Magnets*. Europhysics Letters, 1990. **12**(5): p. 413-416.
14. Kähkönen, O.-P., M. Talvitie, E. Kautto and M. Manninen, *Effects of proton and γ irradiations on permanent magnets*. Physical Review B, 1994. **49**(9): p. 6052-6057.
15. Kähkönen, O.P., S. Mäkinen, M. Talvitie and M. Manninen, *Radiation damage in Nd-Fe-B magnets: temperature and shape effects*. Journal of Physics. Condensed matter, 1992. **4**: p. 1007-1014.
16. Talvitie, M., O.-P. Kähkönen, S. Mäkinen, H. Rajainmäki, M. Manninen and V. Lindross, *Magnetic flux loss in Nd-Fe-B magnets irradiated with 20 MeV protons*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 1991. **102**: p. 323-330.

17. Ito, Y., K. Yasuda, R. Ishigami, S. Hatori, O. Okada, K. Ohashi and S. Tanaka, *Magnetic flux loss in rare-earth magnets irradiated with 200 MeV protons*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 2001. **183**: p. 323-328.
18. Ito, Y., K. Yasuda, R. Ishigami, M. Sasae, S. Hatori, K. Ohashi, S. Tanaka and A. Yamamoto, *Radiation damage of materials due to high-energy ion irradiation*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 2002. **191**: p. 530-535.
19. Ito, Y., K. Yasuda, M. Sasae, R. Ishigami, S. Hatori, K. Ohashi and S. Tanaka, *Radiation effects of 200 MeV proton beams on Nd-Fe-B magnets*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 2003. **209**: p. 362-366.
20. Blackmore, E.W., *RADIATION EFFECTS OF PROTONS ON SAMARIUM-COBALT PERMANENT MAGNETS*. IEEE Transactions on Nuclear Science, 1985. **NS-32**(No. 5): p. 3669-3671.
21. Kawakubo, T., E. Nakamura, M. Numajiri, M. Aoki, T. Hisamura and E. Sugiyama. *Permanent magnet generating high and variable septum magnetic field and its deterioration by radiation*. in *9th European Particle Accelerator Conference*. 2004. Lucerne, Switzerland. p. 1696-1698.
22. Cost, J.R., R.D. Brown, A.L. Giorgi and J.T. Stanley, *Effects of Neutron Irradiation on Nd-Fe-B Magnetic Properties*. IEEE Transactions on Magnetics, 1988. **24**(3): p. 2016-2019.
23. Brown, R.D. and J.R. Cost, *Radiation-Induced Changes in Magnetic Properties of Nd-Fe-B Permanent Magnets*. IEEE Transactions on magnetics, 1989. **25**(No.4).
24. Cost, J.R. and R.D. Brown, *Sm-Co Permanent Magnets: Effects of Fast Neutron Irradiation*. Metallurgical and Materials Transactions A, 1990. **21**(Number 7): p. 1817-1821.
25. Luna, H.B. and X.K. Maruyama, *BREMSSTRAHLUNG RADIATION EFFECTS IN RARE EARTH PERMANENT MAGNETS*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 1989. **A285**: p. 349-354.

26. Coninckx, F., W. Naegele, M. Reinharz, H. Schoenbacher and P. Seraphin, *RADIATION EFFECTS ON RARE-EARTH COBALT PERMANENT MAGNETS*. 1983, EUROPEAN ORGANIZATION FOR NUCLEAR RESEARCH.
27. Makita, K., T. Kawakubo, E. Nakamura, E. Sugiyama and M. Aoki, *Flux loss of Nd-Fe-B sintered magnets placed near a proton synchrotron*. Journal of the Magnetic Society of Japan, 2004. **28**: p. 326-329.
28. 石野栞, 蔵元英一 and 曾根田直樹, 講座 核融合炉構造材料の照射損傷 3.原子のはじき出しと照射欠陥. プラズマ・核融合学会誌, 2008. **84**(No.5): p. 258-268.
29. 遠藤章, 沖雄一, 三浦太一, 神田征夫 and 近藤健次郎, 解説 大強度高エネルギー加速器施設における放射線防護 放射化と内部被ばくの問題を中心として. 日本原子力学会誌, 1997. **39**(No.3): p. 210-218.
30. Seitz, F. and J.S. Koehler, *Displacement of Atoms during Irradiation*. Solid State Physics, 1956. **2**: p. 305-448.
31. Dudarev, S.L. and J.R. Matthews, *Effect of thermal friction on the generation and transport of interstitial defects in irradiated metals*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 2002. **193**: p. 253-258.
32. English, C.A., W.J. Phythian and A.J.E. Foreman, *Consideration of recoil effects in microstructural evolution*. Journal of Nuclear Materials, 1990. **174**: p. 135-140.
33. Bacon, D.J., A.F. Calder, F. Gao, V.G. Kapions and S.J. Wooding, *Computer simulation of defect production by displacement cascades in metals*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 1995. **102**: p. 37-46.
34. 関村直人, 森下和功, 蔵元英一, 曾根田直樹, 沖田泰良 and 平谷正人, 講座 核融合材料の照射下挙動に関するマルチスケールモデリング 1. 照射損傷過程の材料モデリング. プラズマ・核融合学会誌, 2004. **Vol180**(No.3): p. 228-235.

35. 関村直人 and 沖田泰良, 連載講座 計算科学手法と原子力分野における応用 第4回 連続体のシミュレーション手法と適用例 (その4) . 日本原子力学会誌, 2006. **48**(No. 7): p. 497-505.
36. Stuchbery, A.E. and E. Bezakova, *Thermal-Spike Lifetime from Picosecond-Duration Preequilibrium Effects in Hyperfine Magnetic Fields Following Ion Implantation*. Physical Review Letters, 1999. **82**(18): p. 3637-3640.
37. Givord, D. and M.F. Rossignol, "Coercivity" in *Rare-Earth Iron Permanent Magnets*, ed. J.M.D. Coey. 1996, Oxford: Clarendon Press. 218-285.
38. 小林久理眞, したしむ磁性. したしむ物理工学, ed. 志村忠夫. 1999, 東京都: 朝倉書店. 115-157.
39. 俵好夫 and 大橋健, 希土類永久磁石. 1999, 東京都: 森北出版.
40. 多田順一郎, わかりやすい放射線物理学. 1997: オーム社.
41. Bizen, T., Y. Asano, X.-M. Maréchal and H. Kitamura. *Idea of Mechanism and Protection of Radiation Damage on Undulator Permanent Magnet*. in *Proceedings of the ninth International Conference on Synchrotron Radiation Instrumentation*. 2007. Daegu, Korea: American Institute of Physics. p. 420-423.
42. Park, H.S., Y.-G. Park, Y. Gao and D. Shindo, *Direct observation of magnetization reversal in thin Nd₂Fe₁₄B film*. Journal of Applied Physics, 2005. **97**: p. 033908.
43. Ramesh, R., *A microstructure based magnetization reversal model in sintered Fe-Nd-B magnets. I*. Journal of Applied Physics, 1990. **68**((11)): p. 5767-5771.
44. Jiles, D., "Magnetostriction" in *Introduction to Magnetism and Magnetic Materials second edition*. 1998: Chapman & Hall. 121-127.
45. Bizen, T., T. Tanaka, Y. Asano, D.E. Kim, J.S. Bak, H.S. Lee and H. Kitamura, *Demagnetization of undulator magnets irradiated high energy electrons*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2001. **467-468**: p. 185-189.
46. Bizen, T., X. Maréchal, T. Seike, H. Kitamura, T. Hara, T. Tanaka, Y. Asano, D.E. Kim and H.S. Lee. *Radiation Damage in Magnets for*

- Undulator at Low Temperature.* in *Proceedings of the ninth European Particle Accelerator Conference.* 2004. Lucerne, Switzerland. p. 2089-2091.
47. Bizen, T., Y. Asano, X.-M. Maréchal, T. Seike, T. Aoki, K. Fukami, N. Hosoda, H. Yonehara, T. Takagi, T. Hara, T. Tanaka and H. Kitamura, *High-energy electron irradiation of NdFeB permanent magnets: Dependence of radiation damage on the electron energy.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2007. **574**: p. 401-406.
 48. Parker, R.J., “*STABILIZATION TECHNIQUES*” in *ADVANCES IN PERMANENT MAGNETISM.* 1990: Wiley-Interscience. 130-132.
 49. Bizen, T., Y. Asano, T. Hara, X. Maréchal, T. Seike, T. Tanaka, H.S. Lee, D.E. Kim, C.W. Chung and H. Kitamura, *Baking effect for NdFeB magnets against demagnetization induced by high-energy electrons.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2003. **515**: p. 850-852.
 50. Bizen, T., Y. Asano, T. Hara, X. Maréchal, T. Seike, T. Tanaka, H. Kitamura, H.S. Lee, D.E. Kim and C.W. Chung. *Introduction of the high radiation resistance of undulator magnet.* in *Proceedings of the Eighth International Conference on Synchrotron Radiation Instrumentation.* 2003. San Francisco: American Institute of Physics. p. 167-170.
 51. Bizen, T., X.-M. Maréchal, T. Seike, H. Kitamura, T. Hara, T. Tanaka, Y. Asano, D.E. Kim and H.S. Lee, *Radiation damage in permanent magnets for ID.* Radiation Measurement, 2007. **41**: p. S260-S264.
 52. Hara, T., T. Tanaka, H. Kitamura, T. Bizen, X. Maréchal, T. Seike, T. Kohda and Y. Matsuura, *Cryogenic permanent magnet undulators.* Physical review special topics -accelerators and beams, 2004. **7**: p. 050702.
 53. Asano, Y., T. Bizen and X.-M. Maréchal, *Analyses of the factors for demagnetization of permanent magnet caused by high energy electron irradiation.* Journal of Synchrotron Radiation, 2009. **16**: to be published.

54. Bizen, T., Y. Asano, T. Hara, X. Maréchal, T. Seike, T. Tanaka, H. Kitamura, H.S. Lee, D.E. Kim and C.W. Chung. *Improvement of radiation resistance of NdFeB magnets by thermal treatment.* in *Proceedings of the Eighth International Conference on Synchrotron Radiation Instrumentation.* 2003. San Francisco: American Institute of Physics. p. 171-174.

業績リスト

原著論文

- (1) T. Bizen, T. Tanaka, Y. Asano, D.E. Kim, J.S. Bak, H.S. Lee, H. Kitamura: “Demagnetization of undulator magnets irradiated high energy electrons” Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **467-468**, p185-189, (2001).
- (2) T. Bizen, Y. Asano, T. Hara, X. Maréchal, T. Seike, T. Tanaka, H.S. Lee, D.E. Kim, C.W. Chung, H. Kitamura: "Baking effect for NdFeB magnets against demagnetization induced by high-energy electrons" Nuclear Instrument and Methods in Physics Research A **515**, p850-852, (2003).
- (3) T. Bizen, X.-M. Maréchal, T. Seike, H. Kitamura, T. Hara, T. Tanaka, Y. Asano, D.E. Kim and H.S. Lee: “Radiation damage in permanent magnets for ID” Radiation Measurements, Volume 41, p S260-S264, (2007).
- (4) T. Bizen, Y. Asano, X.-M. Maréchal, T. Seike, T. Aoki, K. Fukami, N. Hosoda, H. Yonehara, T. Takagi, T. Hara, T. Tanaka, H. Kitamura: “High-energy electron irradiation of NdFeB permanent magnets: Dependence of radiation damage on the electron energy” Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 574, p401-406, (2007).
- (5) T. Hara, T. Tanaka, H. Kitamura, T. Bizen, X. Marechal, T. Seike, T. Kohda, and Y. Matsuura,: “Cryogenic permanent magnet undulators” Phys. Rev. Spec. Top.: Accel. Beams 7, 050702-1-050702-6, (2004)
- (6) X.-M. Maréchal, T. Bizen, Y. Asano and H. Kitamura: “On the importance of measuring all three components of the remanent field in radiation-induced demagnetization experiments” Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 580, Issue 3, p1594-1596, (2007).
- (7) Asano, Y., T. Bizen and X.-M. Maréchal, “*Analyses of the factors for demagnetization of permanent magnet caused by high energy electron irradiation*” Journal of Synchrotron Radiation, 2009. **16**: to be published.

Proceedings

- (1) T. Bizen, X. Maréchal, T. Seike, H. Kitamura, T. Hara, T. Tanaka, Y. Asano, D.E. Kim, H.S. Lee: “Radiation Damage in Magnets for Undulator at Low Temperature”, Proceedings of the 9th European Particle Accelerator Conference, Lucerne, Switzerland, 2089-2091, (2004).
- (2) T. Bizen, Y. Asano, T. Hara, X. Maréchal, T. Seike, T. Tanaka, H. Kitamura, H.S. Lee, D.E. Kim, C.W. Chung: “Introduction of the high radiation resistance of undulator magnet” American Institute of Physics, Proceedings of the Eighth International Conference on Synchrotron Radiation Instrumentation, San Francisco, P167-170, (2003).
- (3) T. Bizen, Y. Asano, T. Hara, X. Maréchal, T. Seike, T. Tanaka, H. Kitamura, H.S. Lee, D.E. Kim, C.W. Chung: “Improvement of radiation resistance of NdFeB magnets by thermal treatment” American Institute of Physics, CP705, Proceedings of the Eighth International Conference on Synchrotron Radiation Instrumentation, San Francisco, p171-p174, (2003).
- (4) T. Bizen, Y. Asano, X.-M. Maréchal, H. Kitamura: “Idea of Mechanism and Protection of Radiation Damage on Undulator Permanent Magnet” American Institute of Physics, Proceedings of the ninth International Conference on Synchrotron Radiation Instrumentation, Daegu, Korea, P420-423, (2007).