

強磁場大型装置環境下における磁気遮蔽に関する研究

大 森 俊 道

博 士 (工学)

総合研究大学院大学

物理科学研究科

核融合科学専攻

平成 19 年度

(2007)



Study on Ferromagnetic Shielding Techniques  
from Strong Static Fields for Devices  
Operating under Large-Scale Equipments

Toshimichi Omori

DOCTOR OF PHILOSOPHY

Department of Fusion Science  
School of Physical Sciences  
The Graduated University for Advanced Studies

2007

# Abstract

---

In order to avoid errors in the operation of devices subject to strong magnetic fields, shielding systems are applied to such devices that would be affected by magnetic fields. In big science projects such as the magnetically confined fusion-plasma science and the high-energy accelerator science, highly efficient magnetic shields are required for various devices sensitive to magnetic fields in order to reduce the strong fields generated by large magnets, including superconducting magnets, to fields less than the geomagnetic field within a limited space to have no influence on their operation.

In physical science experiments including the above big science projects, the ferromagnetic shield employing enclosures made from pure iron, Permalloys or mild steel is usually applied for the required shielding. However, there have still been difficulties with designing the shielding system for devices operating under the large-scale equipment generating the strong field, probably because subjects on the prediction of the shielding effectiveness and the material technology for the shielding shell have not been definitely resolved.

For the subject on the prediction of the shielding effectiveness, it is proposed in this thesis that the effect of the hysteresis of the shell material on the shielding efficacy should be considered. The magnetic hysteresis is well known as a phenomenon characterizing ferromagnetic materials. The ferromagnetic shielding effectiveness must be affected by the hysteresis of the shell material because its magnetized condition is strongly dependent on the previous state.

For the subject on the material technology, there has been less knowledge of preparing shell materials simultaneously satisfying both high flux density and soft magnetism. For example, the magnetic flux density is sufficiently high on pure iron with moderate permeability while it is insufficient on Permalloy in contrast with its high permeability. It should be also considered that the magnetic properties of soft magnetic materials are strongly affected by the strain, especially for the residual strain, due to their structural sensitivities.

Although these subjects still remain to be solved, there have been few reports

discussing effects of the hysteresis on the magnetic shielding effectiveness theoretically, and some only treat them from a phenomenological point of view. Furthermore, there have also been few reports quantitatively investigating effects of the strain of the shell materials on the magnetic shielding effectiveness.

This thesis aims at two subjects. One is to optimize the designing techniques of the ferromagnetic shielding from the strong magnetic fields for devices operating under large-scale equipments, based on the research on shell materials from a viewpoint of the material science. The other is to clarify the influences of the magnetic properties on the shielding effectiveness from a viewpoint of the electromagnetism, leading to further understanding of the static ferromagnetic shield.

First, research on the shell materials is focused on the improvement of the soft magnetism without reduction of the magnetic flux density. Additionally, the deterioration of the soft magnetism due to a tiny amount of strain in the shell material is quantitatively investigated because the shell material is subject to be strained by stress and deformation during the assembly and installation of the shielding system.

Next, the effect of the hysteresis of the shell material on the shielding effectiveness is discussed against static magnetic fields. It has been qualitatively understood that the shielding effectiveness can be seriously affected by strain of the shell material. Therefore, an influence of a tiny amount of strain of the shell material on the magnetic shielding effectiveness is analyzed.

Finally, a guiding principle for evaluating the maximum leakage field as a shielding efficacy of the shell material, which is a reasonable and obtainable field in the worst-case scenario for the magnetized condition of the shielding shell, is discussed. It is determined by considering the hysteresis of the shell material, and it is revealed that the concept of the maximum leakage field is effective whether the shell material is strained or not.

The thesis consists of five chapters, which are summarized below.

Chapter 1 states the purpose and background of this study, providing an overview of the prior researches, and describes the significance of this study. The first section of this chapter explains the necessity of the magnetic shielding from strong static fields for devices operating under large-scale equipments, by introducing specific situations inherent in big science projects, such as the magnetically confined fusion-plasma science and the high-energy accelerator science. In the second section, the novelties

and goals of this study are summarized. The structure of this thesis is outlined in the third section.

Chapter 2, consisting of five sections, describes the research and development of the soft magnetic materials for the use of the magnetic shielding system. In the first section, the purposes of the research in this chapter are addressed.

The second and third sections of this chapter focus on the strategies to improve the soft magnetic properties of pure iron and to develop soft magnetic materials with both higher permeability and lower coercivity than those of pure iron without deteriorating its high-magnetic flux density by the grain-coarsening technique. The developed Fe-1%Al alloy exhibits extremely large ferrite grains in its microstructure, and has almost the same high-permeability and low-coercivity as those of Permalloy B. Moreover, it indicates high saturation magnetization, which is lower only by 2% than that of pure iron.

The fourth section of this chapter discusses an influence of a tiny amount of plastic strain on the magnetic properties. It is revealed that the deterioration of coercivity due to the plastic strain is alleviated in the coarsened grain microstructure. Therefore, it is understood that the improvement of the soft magnetism by the grain-coarsening technique is effective for the prevention of the deterioration of coercivity by strain caused through damage. The results of the research in this chapter are summarized in the fifth section.

Chapter 3, containing six sections, explains a prediction method for the magnetic shielding effectiveness and a design concept for the double-layer shielding techniques. The first section of this chapter addresses the purpose of the research in this chapter.

In the second and third sections of this chapter, a new approach to the estimation of the static ferromagnetic shielding effectiveness is proposed, in which the magnetic hysteresis of the shielding materials is considered. The hysteresis effects of the shell materials are discussed on the ferromagnetic shielding, in which a relatively strong external field is reduced below the geomagnetic field in a shielded space. The measured leakage field in the shielding enclosure corresponds to the results of the finite element method (FEM) analysis when permeability considering the effect of coercivity is used for the calculation as a parameter representing the hysteresis of the shielding material.

The effects of both permeability and coercivity on the leakage fields are discussed in the fourth section of this chapter, with regard to the magnetic properties of the

shielding materials by using the FEM analysis in combination with the results obtained in chapter 2. The maximum leakage field, which is regarded as a figure of merit of the shielding efficacy, is determined by the coercivity of the material used for the shield, and it is clarified that the coercivity should be considered for the estimation of the leakage field in an actual design of the shielding system. It is also confirmed that the deterioration of the soft magnetic properties, not only permeability but also coercivity, due to the residual strain causes the reduction of the magnetic shielding efficacy. Finally, it is concluded that the maximum leakage field is dominated by the coercivity of the shell material regardless of the shell material condition being strained or not.

In the fifth section, the effect of the double-layer structure on the shielding design is investigated by using the analysis with considering the hysteresis of the shell material. The double-shell structure is definitely effective for abating the degradation of the shielding efficacy in the strained shielding material in that the influence of the deterioration of permeability of the inner shell material due to the strain is lowered because the external field applied to the inner shell is reduced by the shielding effect of the outer shell. Accordingly, the enhancement of leakage field by the strain can be suppressed below a field corresponding to the coercivity of the strained inner shell material in the double-shell structure. It is concluded that the required property for the shielding material is low coercivity that is subject to little change due to the residual strain, adding to high saturation induction and high permeability which are conventionally required. The above results are summarized in the sixth section.

Chapter 4, containing three sections, focuses on the application techniques, and describes the actual performance of the ferromagnetic shielding for devices operating under the large-scale equipment in big science projects. The first section of this chapter provides some practical uses of the soft magnetic alloy developed in chapter 2. The practical applications of Fe-1%Al alloy to the magnetic shielding are presented for photomultiplier tubes (PMT), neutral beam injectors (NBI), and so on, which are used in the magnetically confined fusion-plasma science and the high energy accelerator science. In the second section, the shielding design for a neutralizing cell of the NBI, which is used for the heating of the magnetically confined fusion-plasmas, are discussed as an example for the design optimization with the double-layer shielding system. The role of the outer shell under a severe condition, where a large volume is shielded from strong external magnetic field, is addressed, and it is clarified that the

inner shell design including the structure and the shell materials can be optimized by a proper selection of the outer shell materials. It is also confirmed that the double-layer shielding is effective not only for reducing the leakage field in the shielded space but also for abating the deterioration of the shielding efficacy in the strained shell material. The summary of this chapter is provided in the third section.

Chapter 5 is the conclusion of this thesis. The results obtained in this study are summarized, and the future prospects of the ferromagnetic shielding techniques are presented. Additional challenges for the further improvement are proposed from a viewpoint of both the material science and the electromagnetism. The results obtained here on the designing techniques and the material techniques for the magnetic shielding should contribute to future development in not only big science projects but also general physics researches as invaluable techniques.

# 目次

---

## 第1章 序論

### 1.1 強磁場大型装置の磁気遮蔽

1.1.1 核融合科学分野.....	1
1.1.2 その他の物理科学分野.....	7

### 1.2 従来の研究と課題

1.2.1 磁気遮蔽の種類と磁気遮蔽材料の働き .....	9
1.2.2 磁気遮蔽に関するこれまでの研究 .....	11
1.2.3 研究の課題と目的.....	13

### 1.3 論文の構成

## 第2章 磁気遮蔽材料に関する研究

2.1 研究の方針 .....	23
2.1.1 要求特性.....	23
2.1.2 材料開発.....	24
2.1.3 利用技術.....	29
2.2 結晶組織の粗大化による軟磁性の向上 .....	30
2.2.1 目的.....	30
2.2.2 方法.....	32
2.2.3 結果と考察.....	34
2.3 FE-1%AL合金の開発 .....	38
2.3.1 目的.....	38
2.3.2 方法.....	42
2.3.3 結果と考察.....	42
2.4 軟磁性におよぼす塑性歪の影響 .....	48
2.4.1 目的.....	48
2.4.2 方法.....	51
2.4.3 結果と考察.....	53
2.5 第2章のまとめ.....	57

## 第3章 磁気遮蔽の性能予測と設計技術に関する研究

3.1 研究の方針 .....	61
3.2 ヒステリシスの影響.....	62
3.2.1 磁気遮蔽の理論.....	62
3.2.2 実験方法.....	65
3.2.3 結果と考察.....	67
3.3 磁気遮蔽性能の予測.....	70

3.4	軟磁性と磁気遮蔽性能の関係.....	74
3.4.1	目的と方法.....	74
3.4.2	結果と考察.....	77
3.5	二重シェル構造による遮蔽性能の向上.....	84
3.5.1	目的と方法.....	84
3.5.2	結果と考察.....	85
3.6	第3章のまとめ.....	88
<b>第4章</b>	<b>核融合装置等への応用</b>	
4.1	開発した軟磁性材料の物理機器への適用.....	93
4.2	材料選定と最適設計.....	97
4.3	第4章のまとめ.....	111
<b>第5章</b>	<b>総括</b>	
	<b>謝辞</b>	
	<b>研究業績</b>	

# 第1章 序論

---

## 1.1 強磁場大型装置の磁気遮蔽

### 1.1.1 核融合科学分野

化石燃料の枯渇や排出ガス抑制にともなうエネルギー危機を抜本的かつ恒久的に回避する手段の一つとして、制御核融合の研究が精力的に進められている[1-3]。核融合反応を生じさせるためには、原子核同士をクーロン斥力のポテンシャルを超えて近接させなければならない。そのためには、狙いとする核融合反応にもよるが、温度換算で1億度を超える運動エネルギーが必要とされる。また、実用炉として外部からの加熱供給なく核融合反応を持続させるための自己点火条件を達成させるためには、このような超高温環境下においてプラズマ化した燃料原子の高密度化とともに、この状態を持続させなければならない。

核融合装置は、燃料原子を高温プラズマ状態に加熱し、これを高密度状態に長時間閉じ込めることで図1-1の核融合反応にともなう反応生成原子との質量欠損差に相当する莫大なエネルギーを取り出すための装置である。天体に観られる恒星では、プラズマ粒子は自らの重力により高密度状態に閉じ込められるため、核融合反応は安定的に持続する。しかし、これを地上で実現させるためには、重力に代わる閉じ込め方法を講じなければならない。その手段のひとつとして磁気閉じ込め方式が有望とされ、現在までに多くの核融合実験装置に採用されている。磁気閉じ込め方式は、高エネルギー状態にある燃料原子がイオンと電子に電離したプラズマ状態にあることに着目し、その荷電粒子としての性質を用いて、磁場との相互作用によりプラズマを束縛する方法である。その主なものとして図1-2に示すヘリカル方式とトカマク方式が挙げられる。

これらの核融合装置を用いて、図1-3に示した核融合反応の中から、反応断面積の大きい  $D + T \rightarrow \alpha(3.5 \text{ MeV}) + n(14 \text{ MeV})$  反応を生じさせるためには、炉心プラズマ条件として、10 keV のエネルギー状態にあるプラズマを体積平均密度で  $1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  の高密度状態で1秒

間閉じ込められなければならない。また、さらなる高温高密度状態を実現することで、生成された高エネルギー $\alpha$ 粒子による熱連鎖的な核融合反応の持続が可能になる。磁場閉じ込め方式の核融合装置では、このような条件を達成させるために数 T を越える高磁場が必要とされる[4,5]。図 1-4、図 1-5に、大学共同利用機関法人・自然科学研究機構・核融合科学研究所(NIFS, 岐阜県土岐市)に設置されているヘリカル型磁場閉じ込め方式核融合実験装置である大型ヘリカル装置(Large Helical Device, LHD)を示す。LHD では大型超伝導電磁石による 3 T の磁場がプラズマの閉じ込めに用いられている[6]。また、米国マサチューセッツ工科大学で開発された超高磁場トカマクと呼ばれる ALCATOR-C は、小型ながら最大で 11 T のトロイダル磁場を発生する[7,8]。

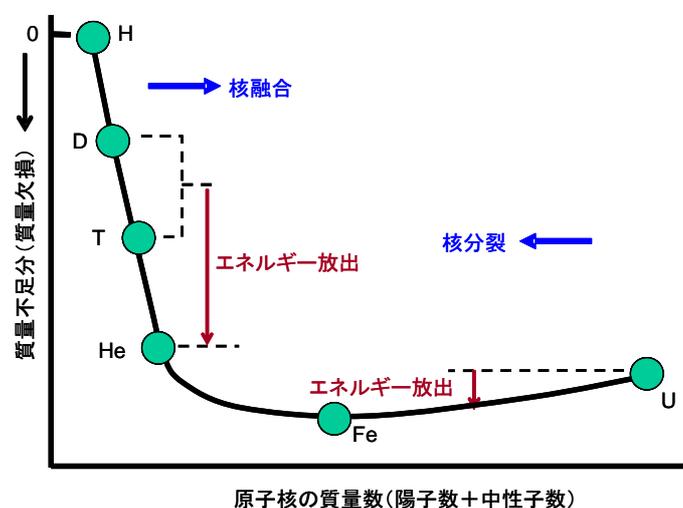


図 1-1 燃料原子と反応生成原子の質量差によるエネルギー生成の概念図  
核反応は、質量欠損が大きい、すなわち、原子核の結合エネルギーが最も高い鉄に向かって進む。

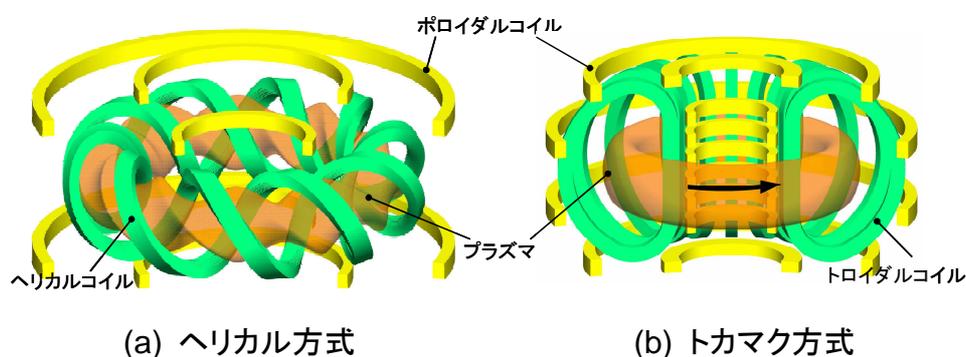


図 1-2 磁場閉じ込め方式を用いた核融合装置の方式

トカマク方式では、プラズマ電流と外部コイルによる組み合わせで閉じ込めに必要な回転変換が生成される。ヘリカル方式では、外部ヘリカルコイルのみで回転変換を作り出すことができるため、プラズマ電流が不要で安定性に優れ、連続運転に適していると考えられている。

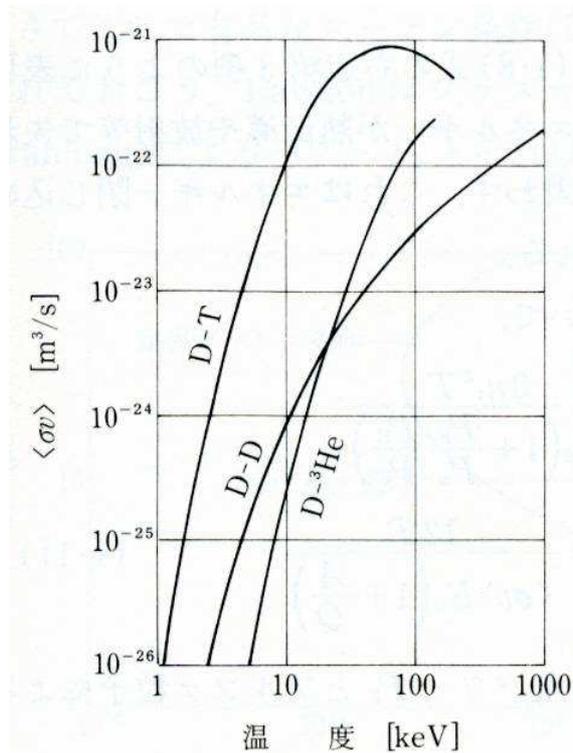


図 1-3 核融合反応断面積と反応温度の関係

(1)  $D+T\rightarrow{}^4\text{He}(3.52\text{ MeV})+n(14.06\text{ MeV})$ , (2)  $D+D\rightarrow T(1.01\text{ MeV})+p(3.03\text{ MeV})$ , および  ${}^3\text{He}(0.82\text{ MeV})+n(2.45\text{ MeV})$ , (3)  $D+{}^3\text{He}\rightarrow{}^4\text{He}(3.67\text{ MeV})+p(14.67\text{ MeV})$ の反応が制御核融合の候補とされている。これらの中で(1)の反応が最も核融合反応を起こしやすい。

これらの核融合装置は、プラズマを加熱するための設備やその状態を観測するための装置など、関連する機器とともに運転される。また、これらの多くは、プラズマの近傍に設置されなければならないので、必然的に強磁場環境下に晒される。たとえば、中性粒子入射加熱 (neutral beam injection heating, NBI)装置は、100 keV/nucleon を超えるエネルギーの水素原子を入射することによりプラズマを加熱するために用いられる[9]。イオン源から引き出された水素イオンは電界により所望の高エネルギー状態に加速されるが、荷電粒子のままでは閉じ込め磁場に束縛されたプラズマに到達できない。そこで、NBI 装置では、中性化セルを用いて、運動エネルギーを得た水素イオンを荷電交換により中性化し核融合装置本体に入射する。NBI は、ビームの発散を避けるために核融合装置本体の近くに設置しなければならない。しかし、プラズマ閉じ込め磁場は、核融合装置本体の内部のみに留まらずその周囲に広く漏洩し分布する。この漏洩磁場がイオン源に作用すればイオン源プラズマの不均一をもたらし、引き出し電極や中性化セルに作用すればビーム軌道のずれや発散特性の悪化を招き、最悪の場合は装置に損傷を与える。そこで、NBI 装置はイオン源から中性化セルを通過するまでの間、概ね  $1\times 10^{-4}\text{ T}$  以下の環境に遮蔽されなければならない。

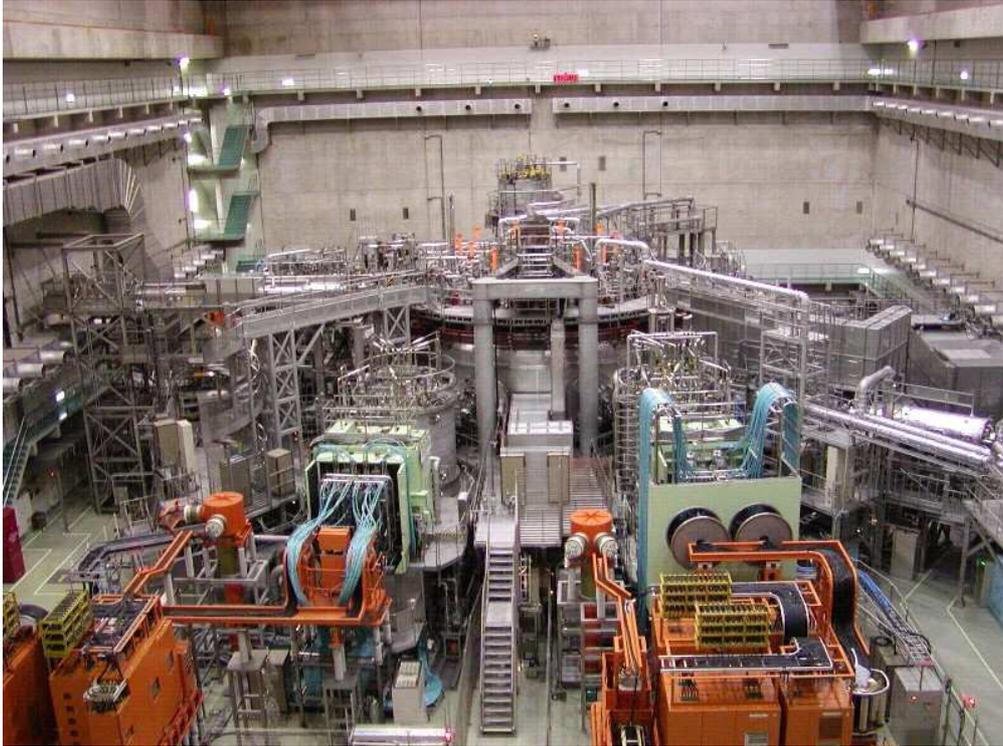


図 1-4 核融合科学研究所大型ヘリカル装置(LHD)



図 1-5 LHD に設置されている中性粒子入射加熱 (NBI) 装置

核融合反応をモニタリングするための計測機器類も、装置本体の近傍に設置されなければならないものが多い。NBI による加熱、マイクロ波による加熱、高周波による加熱などを組み合わせて高温プラズマ状態を実現する過程で、プラズマからの輻射を観測することはきわめて重要である。日本原子力研究開発機構・那珂核融合研究所(JAEA, 茨城県那珂市)に建設されたトカマク型核融合実験装置 JT-60U に用いられている赤外線 CCD カメラを用いたボロメーターは、図 1-6 に示すように、炉本体の近傍で想定される  $\gamma$  線、中性子線に加えて 0.3 T の強磁場からの遮蔽が必要とされた[10,11]。他の例として、X 線計測、中性子計測に用いられる光電子増倍管(photomultiplier tube, PMT)は、その内部で運動量が非常に小さい光電子を扱うため、要求される感度や機種によっては  $5 \times 10^{-5}$  T、すなわち地磁気レベル以下の磁気遮蔽が必要とされる場合がある。

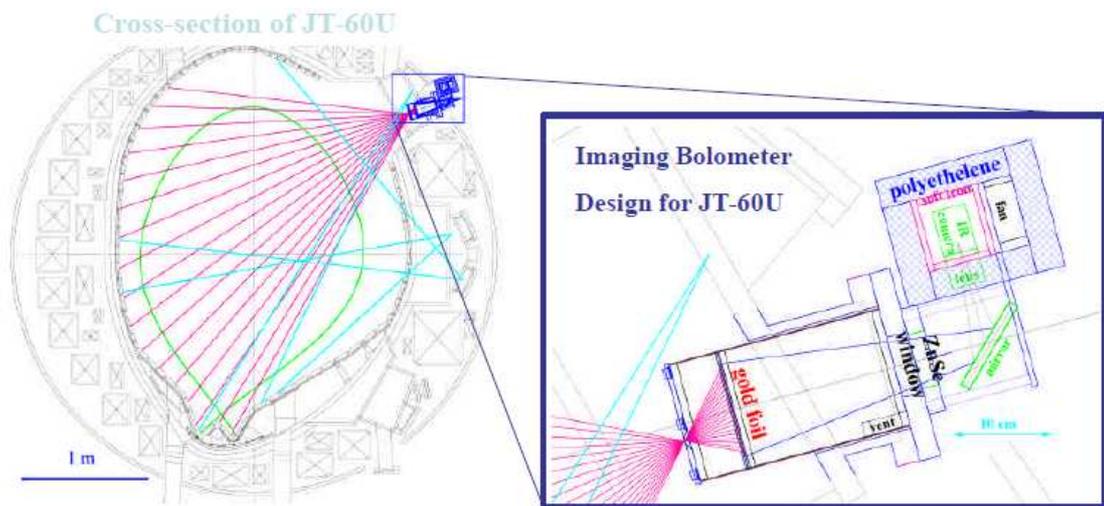


図 1-6 赤外線ボロメーターによるプラズマ計測の例[10]

プラズマからの輻射を金箔に投影し、その温度変化を赤外カメラで捉える。図に示すように赤外カメラは核融合実験炉の近傍に配置される。したがって、中性子、 $\gamma$ 線、ならびに磁場による誤動作を防ぐため、ポリエチレン、鉛および鉄を用いた遮蔽が施される。

2006 年には、核燃焼プラズマ実験を目的とした国際協力による熱核融合実験炉 (international thermonuclear experimental reactor, ITER) 計画がその設置場所をフランスのカダラッシュとすることで合意を得て、「イーター事業の共同による実施のためのイーター国際核融合エネルギー機構の設立に関する協定 (agreement on the establishment of the ITER international fusion energy organization for the joint implementation of the ITER project)」が発効した。図 1-7 には、ITER 装置の構造図を、図 1-8 にはこれまでの核融合設備で実現されてきた性能の進展とともに ITER が目標とするプラズマ閉じ込め性能を示す。ここに示されているように、ITER は、これまでに達成されてきたプラズマパラメーターを大きく超える領域を実現する大規模なプロジェクトである。装置の大型化にともな

う閉じ込め磁場空間のボリュームの大幅な拡大とともに、プラズマ中心部で 5.3 T、コイル中心では 11.8 T に達する超高磁場での運転が計画されている[12]。増強されたプラズマ加熱装置群やより精緻な計測機器類といった核融合研究になくてはならない設備、機器類の正常動作を確保するために、強磁場大型装置環境下での磁気遮蔽はますます重要になる。

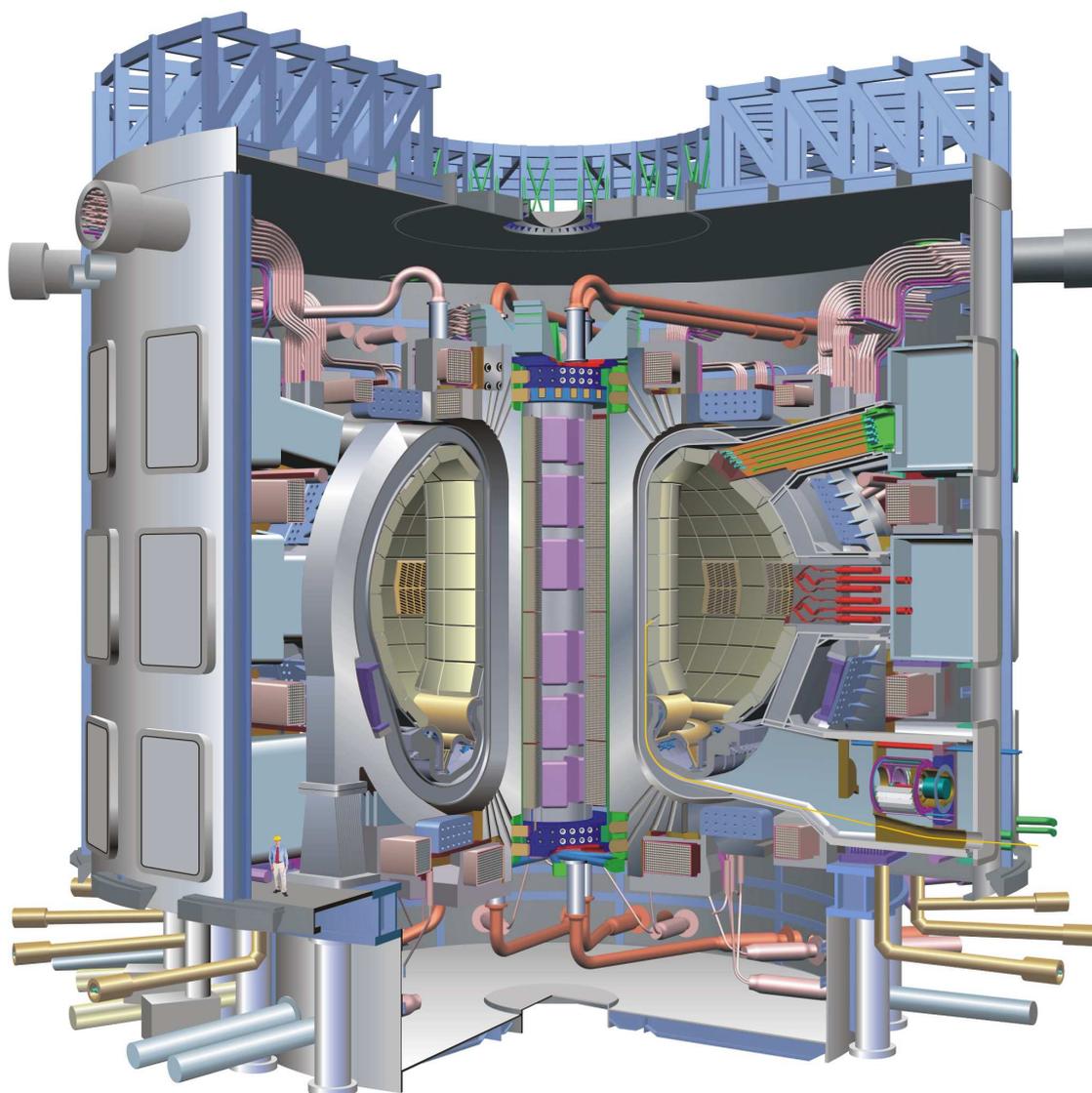


図 1-7 国際熱核融合実験炉(ITER)の構造図[12]

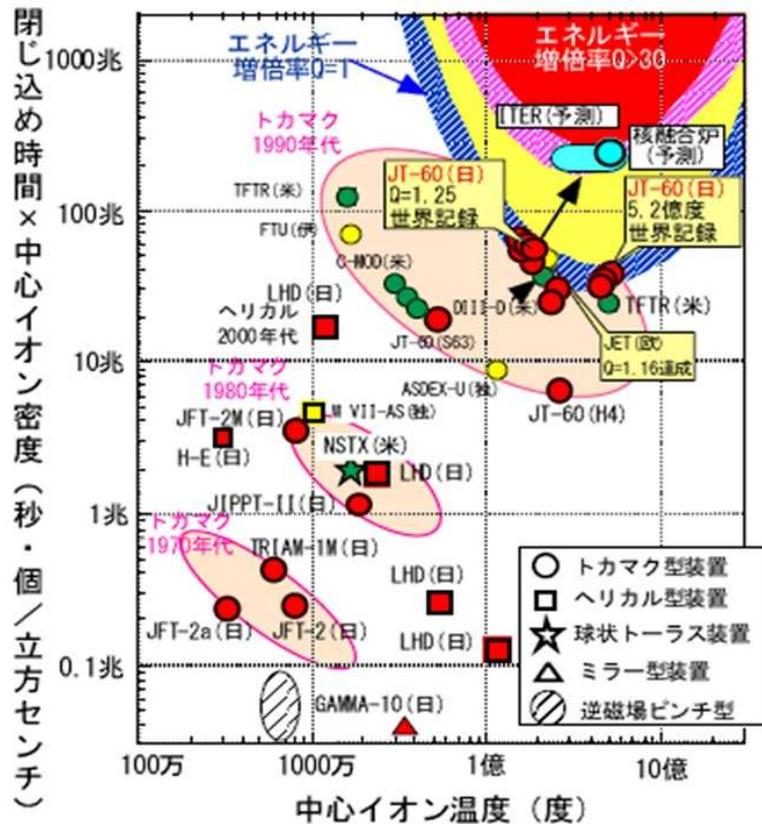


図 1-8 磁気閉じ込め方式による核融合三重積到達値の推移と ITER の目標値

### 1.1.2 その他の物理科学分野

加速器科学の分野でも強磁場大型装置環境下における磁気遮蔽が必要とされる場面が多い。高電界加速を可能とする超伝導高周波加速空洞では、超伝導状態へ転移する際にトラップされる磁束を低減しなければならない。そこで、ヘリウム槽ジャケット内は  $10^{-6}$  T を目標とする低磁場環境が求められ、極低温用パーマロイを用いた磁気遮蔽が施される[13]。しかし、この磁気遮蔽は、地磁気程度の弱磁場に対する遮蔽を想定したものであるため、強磁場環境下に設置される場合は、外部磁場を地磁気程度まで低減させるための磁気遮蔽を別途追加しなければならない。

W・Z ボゾンの観測を目的に、欧州合同素粒子原子核研究機構(Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, CERN)の陽子反陽子コライダー( $S\bar{p}pS$ )に設置された UA1 検出器は、衝突型加速器による素粒子反応を全立体角で観測することを可能とする  $4\pi$ 型検出器の原型であり、1984 年のノーベル物理学賞をもたらした。この方式は、国内初の衝突型加速器として大学共同利用機関法人・高エネルギー加速器研究機構(KEK, 茨城県つくば市)に建設さ

れた電子・陽電子衝突型加速器 TRISTAN に設置された TOPAZ、AMY、VENUS の各検出器に採用され、その後の TRISTAN の B ファクトリーへの改造にともなう Belle 検出器へ引き継がれている [14-16]。いずれも反応生成粒子の識別と運動量の測定のために超伝導ソレノイド電磁石が用いられ、それぞれの中心磁場は、TOPAZ で 1.0 T、AMY で 3.0 T、VENUS で 0.75 T、また、現在稼動している Belle では 1.5 T に設定された [17]。

この種の検出器には、飛跡検出器やカロリメーターと呼ばれるエネルギー測定器が内蔵される。これらの測定器には高感度と時間分解能が求められるため、PMT など、磁場の影響を受ける機器が検出器内部の超伝導ソレノイドの近傍に設置される場合が多い。

すなわち、加速器科学の分野においても、核融合科学の分野と同様に、限られた空間で強磁場を地磁気レベル以下に抑えるという、非常に厳しい磁気遮蔽が必要とされる。

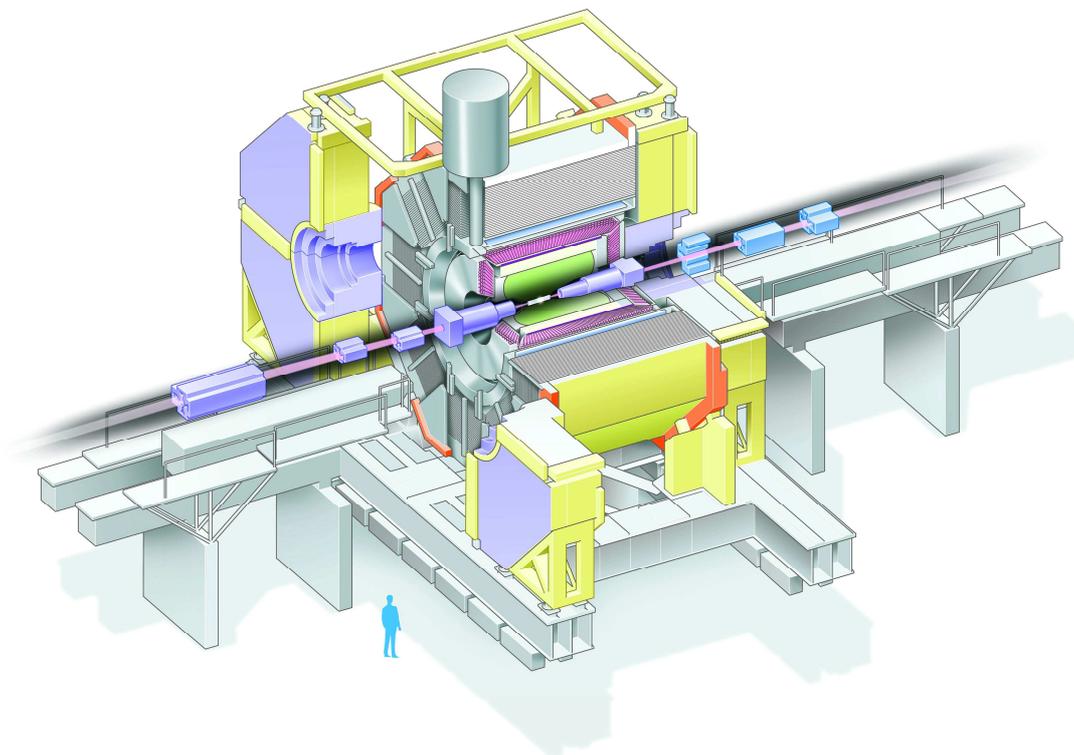


図 1-9 KEK B ファクトリーに設置されている Belle 検出器の鳥瞰図 [17]

磁気遮蔽は、前項で取り上げた核融合科学や加速器科学といった、いわゆるビッグサイエンスと称される分野のみに限られない。物理学の研究分野に留まらず産業界には、大型機器による強磁場環境が多く認められる。また、このような機器は、高感度なセンサー類とともに、微弱信号を扱うための繊細な電子回路が付随する場合が多い。

以下に、これらの中から磁気遮蔽を必要とする具体例を例示する。核磁気共鳴(nuclear

magnetic resonance, NMR)の応用機器で磁気遮蔽が求められていることは周知である。医療への応用として急速に普及した核磁気共鳴による断層像撮影診断装置(magnetic resonance imaging, MRI)は、その設置環境が病院であることからペースメーカーへの影響を防ぐための磁気遮蔽が必要とされる[18,19]。同じく超伝導応用機器として、磁気浮上式鉄道(magnetic levitation train)や超伝導エネルギー貯蔵装置(superconducting magnetic energy storage, SMES)なども強磁場環境をもたらすので磁気遮蔽を必要とする[20,21]。

強磁場環境下に置かれることにより本来の機能を失うことが危惧されるセンサーやデバイスとして、たとえば半導体素子であればホール効果と同等な現象が考えられる。電子回路については、静的であればたとえ強磁場であっても誘導電流による懸念はない。しかし、その回路が磁性体を用いたデバイス、たとえばトランスフォーマーやインダクターを利用していれば、これらのデバイスに用いられている磁性体が静磁場の方向に磁化し、本来の動特性が損なわれて誤動作を招く可能性がある。真空技術は、先述の核融合科学分野や加速器科学分野のみならず広く産業界で多用され、ターボ分子ポンプ、電離真空計、および、質量分析計も磁気遮蔽を必要とすることが知られている[22]。ここに挙げた例のほかにも、強磁場環境下で正常な動作が危惧される装置、機器は多い[23]。このように、磁気遮蔽は、物理科学実験分野や産業分野において、機器の正常動作を確保するために必要不可欠な要素技術に位置付けられる。

## 1.2 従来の研究と課題

### 1.2.1 磁気遮蔽の種類と磁気遮蔽材料の働き

本論文では、静磁場に対する磁気遮蔽について論じる。図 1-10には、研究が対象とする磁気遮蔽の位置付けを示した[24-29]。図 1-10に示すように、磁気遮蔽の手段は能動型(Active)と受動型(Passive)に大別される。前者は、別途準備した磁場発生源による磁場を用いて、遮蔽を必要とする空間に漏洩する磁場を打ち消すことにより磁気遮蔽を行う。MRIや高級なオーディオスピーカーなどに応用されている。後者は、材料の磁性を用いた方法である。遮蔽すべき領域を超伝導状態にある物質で囲うことによりその完全反磁性で磁束の侵入を遮断する方法と、強磁性材料による磁気回路を設けて、これに磁束を通すことで結果的に遮蔽を必要とする空間の磁場を低減する方法に分類される。pT オーダーの磁場変化を観測しなければならない超伝導磁束量子干渉計(superconducting quantum interference device, SQUID)など、極めて低い遮蔽磁場を必要とする場合に、臨界温度が高い酸化物系

材料の適用を含めて完全反磁性を利用する磁気遮蔽が用いられる。

磁気回路による磁気遮蔽では、その磁気抵抗が低いほど磁束を通しやすいことから、透磁率が高い軟磁性材料が用いられる。この磁気遮蔽は、遮蔽しなければならない磁場が静的(Static)か、あるいはその強度や方向に時間変化をともなう動的(Dynamic)かによって設計思想が異なる。その理由は、動的磁場中に強磁性体が置かれた場合、その材料が導電性を有すれば渦電流が生じるため、同じく強磁性材料を用いる方法でも材料と構造を変更する必要が生じることによる。動的磁場に対する磁気遮蔽では、金属磁性体を用いる場合は渦電流を抑えるために、体積抵抗率が高くかつ表面が絶縁された薄板磁性材料の積層構造や、フレーク状の粒子を樹脂などの非金属中に分散させた材料が用いられる。kHz を超える交流磁場に対しては、酸化物磁性体、いわゆるソフトフェライトが用いられる。なお、さらに高周波では、電磁波としての取り扱いから、高導電性による反射損失を活用した遮蔽が用いられる場合がほとんどであり、材料の磁性を活用した遮蔽は一般的ではない[30]。

静的な磁場に対する磁気遮蔽(本論文ではこれを磁気遮蔽と呼ぶ)の必要性は、前節に述べたとおりである。図 1-11には、この磁気遮蔽の典型的な例として、軸方向に垂直な方向の磁場中に置かれた無限長円筒形状の軟磁性材料の磁力線分布を示す。この図からわかるように、軟磁性材料を用いた磁気遮蔽は、電磁波のシールドで活用されるような反射損失や、放射線に対するシールドのように自らを以ってそれを吸収するのではなく、空間を流れる磁束をバイパスさせる磁気回路として働く。したがって、遮蔽材料は、磁束を容易に通すための高透磁率とともに、より多くの磁束を通すための高磁束密度が求められる。

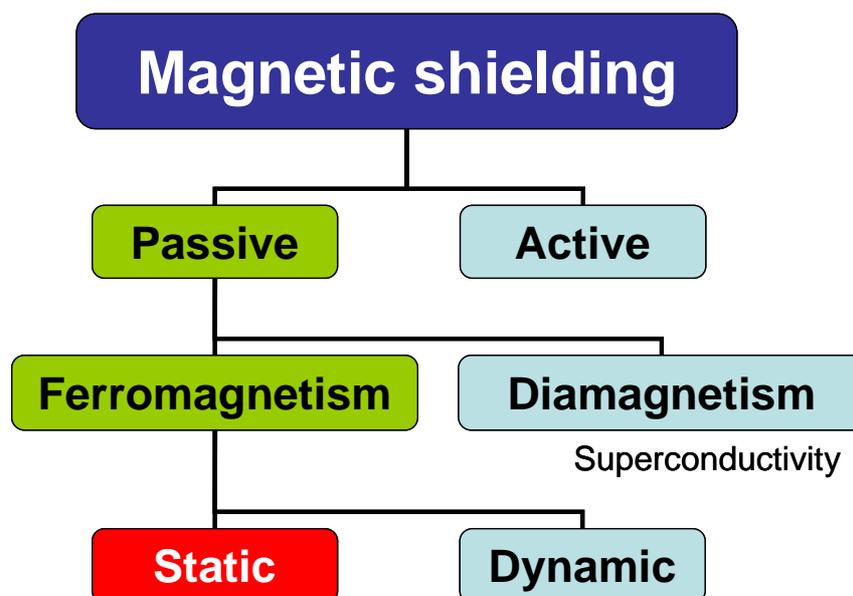


図 1-10 磁気遮蔽技術の種類

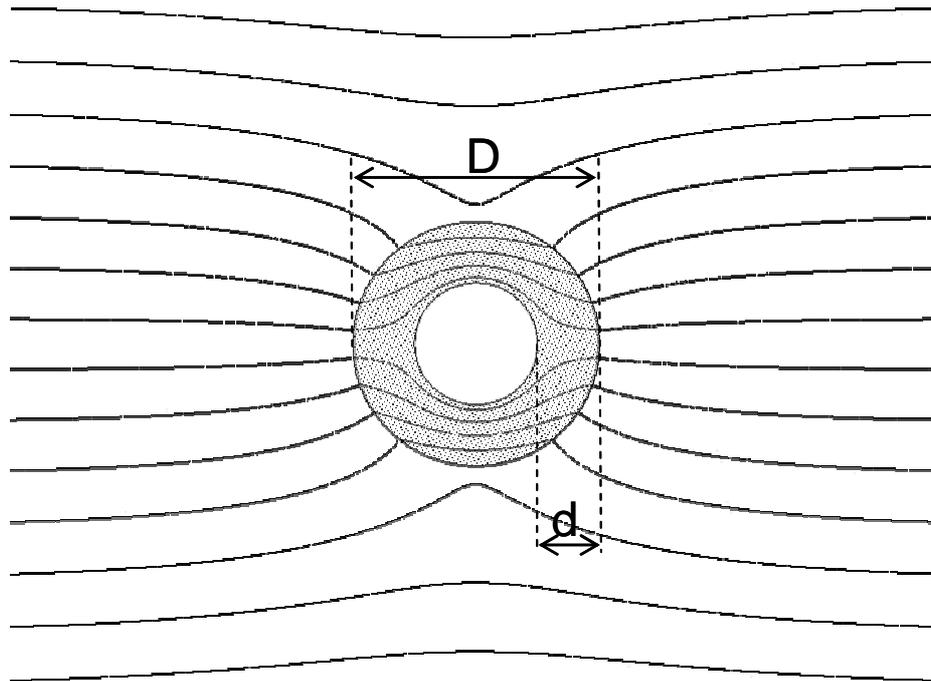


図 1-11 無限円筒の磁気遮蔽と磁力線の分布

均一磁場中に垂直に置かれた無限円筒の断面の磁力線分布の例を示している。ここで、Dは円筒の外径を、dは肉厚を表す。

## 1.2.2 磁気遮蔽に関するこれまでの研究

磁気遮蔽に関する研究の歴史は長く、その理論的取り扱いに関する検討は、19世紀終わりの Rucker や Wills の報告に遡る[27]。磁気遮蔽性能は、遮蔽空間の磁場  $H_i$  と遮蔽材料が存在しなかった場合の磁場  $H_e$  の比である Shielding Factor, S を用いて表される。図 1-11 に示した円筒遮蔽の S は、Wills より

$$S_{Cyl.}^t = \frac{H_e}{H_i} \cong \mu \frac{d}{D} \quad (1-1)$$

で与えられている[31]。ここで、 $\mu$ は遮蔽に用いた軟磁性材料の透磁率、Dは円筒の直径、dはその厚さを表す。また、この式は、現在においても磁気遮蔽の設計や実験結果との比較に多く引用されている[24-27,29,32]。

当時の磁気遮蔽は弱磁場を対象としていたこともあり、また、遮蔽材料の磁化特性の取り扱いが困難であることから、 $\mu$ は暗黙のうちに定数として扱われてきた。いくつかの文献を調査すると、式(1-1)に用いる  $\mu$  の値として実験的に当てはめられた値や、使用する遮蔽材料ごとに経験や慣例に基づく値が用いられてきたことがわかる[20,22,24-27,32]。しかし、磁性材料の磁化特性は、本質的に非線形であり、かつヒステリシスを呈する[33]。特に強磁

場環境下では、磁化の飽和による影響を意識した磁気遮蔽の設計が求められる。そこで著者らは、簡便的な性能予測方法として、領域を仮想分割しそれぞれの領域ごとに異なる透磁率を与えることで磁化の非線形性を考慮した「仮想分割遮蔽計算法」を提案した[7]。

近年では、有限要素法(finite element method, FEM)などの数値計算が磁場解析に応用され、磁化の非線形挙動の取り扱いが容易になった。磁場解析は電磁石の設計で成功を収め、その後、磁気遮蔽にも応用されるようになった[7,20-22,34,35]。しかし、飽和領域の近くで磁化させることで合理的な設計を追求する電磁石に対して、動作点を低磁場側に設定することで漏洩磁場の低減を図る磁気遮蔽では、遮蔽性能に材料のヒステリシスの影響がより顕著に現れることが予想される[32]。ところが、磁性材料のヒステリシスを考慮した解析手法の研究は緒についたばかりであり、現段階ではモーターやアクチュエーターの電力損失を論じるものや交流磁場に対する磁気遮蔽に限られる[36-38]。すなわち、静磁場に対する磁気遮蔽の設計と評価は、材料のヒステリシスを考慮せず、電磁石の解析と同様に初磁化曲線に沿った磁化挙動に基づいた解析により行われている。

磁気遮蔽用材料に関しては、これに特化した研究はあまり見られず、汎用の軟磁性材料の研究により開発された材料を磁気遮蔽に応用する形で進められてきた[24-26,29,33,39,40]。鉄の直流磁化特性に関する研究としては、1932年に Cioffi が実験室規模ではあるが、高純度化にともなう透磁率、保磁力の大幅な向上を示した[41,42]。2.15 T に達する鉄の飽和磁化は 3d 遷移金属の中で最も大きく、このことから、鉄は、強磁場環境下における磁気遮蔽を設計する上で好都合な材料といえる。しかし、実際に磁気遮蔽として入手可能な鉄系軟磁性材料の直流磁化特性は、JIS C 2504 の SUY-0 が最良であり、炭素やその他の強化元素を含む構造用鋼では、たとえ軟鋼であっても SUY-1 を得ることは難しく、化学成分や熱履歴によっては SUY-3 の特性すら得られない[40,43]。

地磁気レベルを下回る磁気遮蔽を実現するためには SUY-0 より優れた磁化のしやすさが要求される。これに対応する軟磁性は、磁歪や磁気異方性といった磁性パラメーターの制御により透磁率の向上が図られた合金軟磁性材料で提供されている[44]。Permalloy と呼ばれる Fe-Ni 系合金、または、Alperm や 6.5%Si 鋼板、センダストといった Fe-Al-Si 系合金がこれに相当する[33,39,45]。これらの軟磁性合金では、鉄系材料を大きく上回る優れた軟磁性が、工業材料として実現されている反面、合金化にともなう飽和磁化の低下が避けられない。そのため、高磁場環境下では鉄系材料を使用する場合に比べ厚肉化を図る必要がある。たとえば、Permalloy C の飽和磁化は 0.7~0.8 T であるから、その優れた軟磁性を低磁場に至る磁気遮蔽に有効に活用するためには、条件によっては、鉄系材料を使用する場合に比べて 2~3 倍の厚肉化が必要となる。そこで、強磁場環境下で、かつ地磁気レベル以下の磁

気遮蔽のためには、鉄系軟磁性材料と Fe-Ni 合金系軟磁性材料を組み合わせた多層構造が採用される場合が多い[7,22]。

Fe-Co 合金によって鉄を上回る飽和磁化(2.45 T)を得ることができる。加工性に難があることから、V を添加することによって加工性を改善した Permendur が入手可能である。極めて高価なため、その応用は高級オーディオスピーカーなど磁極部品に限られ、磁気遮蔽に用いられる例は少ない。

上記の他に、磁気遮蔽に応用が可能な軟磁性材料として、金属酸化物を焼結させた酸化物磁性体や結晶構造を有しないアモルファス金属磁性体またはナノオーダーの亜結晶組織よりなる磁性体が挙げられる。これらは、主として交流磁場環境で用いられることを意図して開発された材料である。

軟磁性材料のヒステリシスに着目し、磁気遮蔽性能の向上を図る技術として、磁気遮蔽の残留磁気をその都度消失させる Demagnetization と交流磁界を印加することにより実効的な透磁率を向上させる Shaking が挙げられる[25,26,46-49]。後述するように、ヒステリシスは、材料の磁化の前履歴に依存し磁気遮蔽性能に影響をおよぼす。ゆえに、初磁化曲線に沿った磁化挙動から予測される遮蔽性能に対して、実績値が下回る場合と上回る場合が生じる。Demagnetization は前履歴を取り除き初磁化曲線に沿った磁化挙動に基づく予測値を再現させることを目的とし、Shaking は、さらに優れた遮蔽性能の実現を目的とする。線形加速器のビームラインの磁気遮蔽への適用がこれらの研究の端緒であった[46]。しかし、いずれの技術も遮蔽用材料に対して熱処理や交番磁場を必要とするため、実施が困難な場合が多い。なお、Shaking は、地磁気レベルの弱磁場環境を SQUID などのためにさらに微弱なレベルに低減することを目的に研究されているが、強磁場環境への適用は見られないようである。

軟磁性材料を磁気遮蔽へ応用する場合、最も重要視すべき点は歪の影響である。軟磁性が応力やひずみの影響を強く受けることは良く知られている[33]。材料物性の視点から、応力や塑性歪みによる軟磁性の変化に関する検討がいくつか見受けられるが、系統的、体系的な報告は少ない。歪による軟磁性の変化が磁気遮蔽性能にどのような影響をおよぼすのかを考察した報告はさらに少なく、定性的に遮蔽性能を低下させるとの言及に留まる[24,27,50-56]。

### 1.2.3 研究の課題と目的

これまでに述べたように、強磁場大型装置環境下での磁気遮蔽の特徴は、次のようにまとめられる。

- 超伝導磁石などから広範囲に分布する強磁場を遮蔽しなければならない。
- 強磁場大型装置近傍の限られた空間で遮蔽しなければならない。
- 機器の正常動作が保証される低磁場まで遮蔽しなければならない。
- 設置条件や運転条件が不定なため、前履歴を特定できないことを前提とした遮蔽設計が求められる。

このように、強磁場大型装置環境下での磁気遮蔽では、0.01 T から数 T に達する強磁場環境を限られた空間内で効率よく地磁気レベル以下に遮蔽することが求められる。これを実現するためには、磁気遮蔽のための材料技術とともに、その特性を効果的に引き出すための設計、予測技術、さらに、これらを工学的視点から融合し、最適化する利用技術が求められる。すなわち、

- I. 材料の磁性と磁気遮蔽性能の関係
- II. 軟磁性に優れかつ高磁束密度を有する材料の設計指針
- III. 歪による軟磁性の変化と磁気遮蔽性能への影響
- IV. これらを踏まえた磁気遮蔽の設計指針

を明らかにする必要がある。

I.に関しては、磁気遮蔽の設計や評価に際して遮蔽材料のヒステリシスの取り扱いが明確になっていないことが研究課題である。したがって、これを考察しながら磁気遮蔽性能におよぼす直流磁化特性の影響を明らかにすることを目的とする。II.は、強磁場環境下でより効率的な磁気遮蔽を実現するため、鉄系材料で SUY-0 を上回る直流磁化特性を得ることを目的とする。III.に関しては、磁気遮蔽の製造、組み立て、さらに遮蔽部材の加工やハンドリングで導入され得る歪の影響を考察し、磁気遮蔽性能におよぼす影響を明らかにすることを目的とする。大規模で精緻な数値計算による性能予測を設計技術に有効に活かすためにも、III.は、極めて重要な研究課題である。また、III.を明らかとし、I.と組み合わせることで IV.の提案を通じ磁気遮蔽の最適化を図ることができる。

そこで、本研究は、強磁場大型装置環境下の磁気遮蔽に用いる軟磁性材料の高性能化と、そのヒステリシスを考慮した磁気遮蔽性能の予測方法を提案する。また、歪による軟磁性の変化に関する考察を通じて、磁気遮蔽性能におよぼす製造、組み立て、据え付けの過程で導入され得るごく僅かな塑性歪の影響を明らかにするとともに、その抑制に繋がる手法について論じる。さらに、これらの知見を融合することにより磁気遮蔽の設計指針について言及することを目的に加えた。

磁気遮蔽の歴史は非常に長く、これまでに軟磁性材料の開発とともに磁場解析を含む設計技術や利用技術に関する研究が数多くなされてきた。にもかかわらず、このような課題が残されてきた理由として、磁気遮蔽が実験物理学の目的ではなく、それを達成するための手段

として位置付けられてきた経緯が挙げられる。また、磁気遮蔽の取り扱いは、物理学の範疇とはいえ電磁気学と材料科学それぞれの側面から、軟磁性材料の特性を理解したアプローチによる応用研究が求められることも解決手段を複雑にしてきた遠因といえる。

この研究は、強磁場大型装置環境下での磁気遮蔽を題材に、電磁気学と材料科学の両面から磁気遮蔽を論じ、利用技術として体系化し最適化を図ることを目標としている。図 1-12 に、上述の内容を課題として再掲し、本研究での取り組みを目的とともに示す。

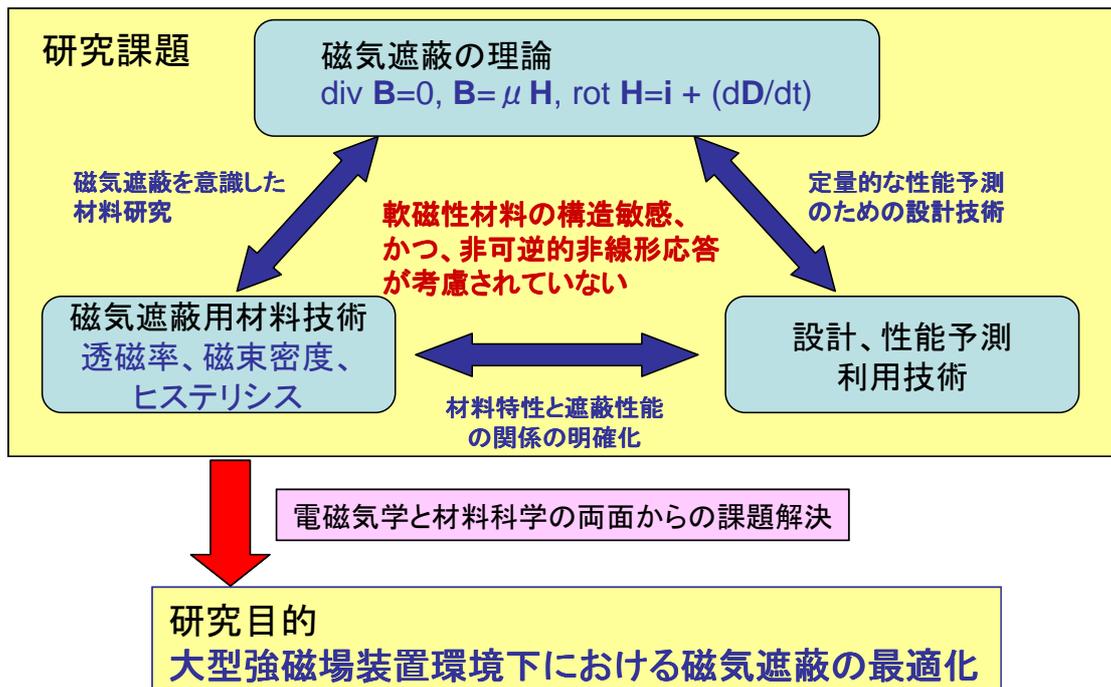


図 1-12 大型装置環境下における磁気遮蔽の研究課題とその最適化への取り組み

### 1.3 論文の構成

本論文は、強磁場大型装置環境下で必要とされる磁気遮蔽に関して、材料科学の視点で取り組んだ軟磁性材料に関する研究、および電磁気学の視点で取り組んだ性能予測と設計技術の研究、さらに工学の視点で取り組んだ利用技術とその最適化に関する研究についてとりまとめたものである。

第 1 章では、既に述べたように、強磁場大型装置環境下での磁気遮蔽について概観した。核融合科学分野と加速器科学分野における物理科学実験を例に挙げ、磁気遮蔽の必要性を概

説した。また、磁気遮蔽の材料技術と性能予測技術の現状を整理するとともに、軟磁性材料を強磁場大型装置環境下の磁気遮蔽へ適用する上での研究課題を抽出し、論文の導入とした。

第 2 章では、磁気遮蔽用材料の設計技術と利用技術について論じる。強磁場大型装置環境下では、限られた空間内で地磁気レベル以下の磁気遮蔽が求められる場合が多い。そのため、遮蔽材料は、飽和しないための高磁束密度とともに、低磁場環境を実現するために必要な磁化のしやすさ、すなわち、軟磁性が求められる。そこで、これらの要求に答える軟磁性材料を工業規模で得る手段を明らかにすることを磁気遮蔽用材料の設計技術に関する研究課題とした。

軟磁性は構造敏感な性質であるため、歪による特性劣化が著しいことが知られている。強磁場大型装置環境下における磁気遮蔽は、巨大な実験設備に応じて大型化する場合が多く、据え付けに慎重を期しても歪の導入を避けることが難しい。また、小型な磁気遮蔽でも、所定の熱処理後に加工や組立を余儀なくされ、歪が導入されてしまう可能性がある。さらに、物理科学実験の目的によっては、放射線による損傷、特に核融合では D+T 反応で生成される高速中性子による遮蔽材料へのダメージが懸念される。したがって、強磁場大型装置環境下における磁気遮蔽では、遮蔽材料が必ずしも理想的な状態ではないことを前提に設計しなければならない場合がある。そこで、きわめて微小な歪が遮蔽材料の軟磁性におよぼす影響を系統的に調べ、そのメカニズムを考察することを磁気遮蔽用材料の利用技術に関する研究課題とした。第 2 章で論じる磁気遮蔽材料に関する研究の主な成果は次のとおりである。

- 純鉄厚板の製造プロセスに加工熱処理技術(制御圧延焼鈍法, **Controlled Rolling and Annealing process**)を適用し、鉄の飽和磁化を損なうことなく、最大透磁率を 2 倍、保磁力を約 1/2 に向上させる手法を見出すとともに、結晶組織の大きさと軟磁性の関係を定量的に示した。
- **Anneal** 温度の上限が  $A_3$  変態温度で制約されるため、高温 **Anneal** による結晶組織の粗大化を通じた軟磁性の向上は、純鉄では限界があることを示した。
- Al 添加による  $A_3$  変態制御と高温 **Anneal** を組み合わせることで結晶組織の粗大化を回り、軟磁性を大きく向上させる材料設計手法を見出した。その結果、Fe-1%Al 合金で最大透磁率を約 5 倍に、保磁力を約 1/4 に向上できることを見出した。Al 添加による磁束密度の低下が認められるが、2%程度に留まり実用上問題にならない。
- 塑性歪による軟磁性の変化を系統的に調べ、ごく僅かな歪による透磁率と保磁力の歪に対する感受性の違いを示した。また、結晶組織の粗大化により歪による保磁力の増加が抑制されることを見出し、その理由について考察した。

第 3 章では、磁気遮蔽の性能予測と設計技術について論じる。漏洩磁場の強さは遮蔽材料の磁化状態に依存するので、磁気遮蔽性能は遮蔽材料のヒステリシスの影響を受ける。しかし、現状の磁気遮蔽性能の予測や評価において、ヒステリシスの影響は考慮されていない。そこで、磁気遮蔽の性能予測と設計技術に関する研究では、ヒステリシスの影響とその取り扱い方法を明らかにすることを課題とした。さらに、軟磁性材料の磁化特性と磁気遮蔽性能の関係について考察し、磁気遮蔽の設計指針を示すとともに、遮蔽材料として望ましい磁化特性を明らかにすることを課題に加えた。

はじめに、磁気遮蔽の実験で漏洩磁場にヒステリシスが観測されることを具体的に示し、現象論的にこれを解析する。次に、ヒステリシスの影響について論じ、それを考慮したシミュレーション手法を提案するとともに、実験結果と比較し、その妥当性を検証する。さらに、与えられた磁気遮蔽条件において、ヒステリシスの影響が最も大きく現れる前履歴を想定した漏洩磁場の予測値を漏洩磁場の最大値(maximum leakage field)と定義し、これを磁気遮蔽性能の指標として設計に用いることを提案する。また、歪による軟磁性の変化が遮蔽性能におよぼす影響を明らかにするとともに、同様のシミュレーションを用いてヒステリシスを考慮した遮蔽性能の予測の必要性を示す。第 3 章で論じる磁気遮蔽の性能予測と設計技術に関する研究の主な成果は次のとおりである。

- 遮蔽材料が理想的な状態、および、歪により軟磁性が劣化した状態のいずれの場合も、漏洩磁場の最大値は、磁気遮蔽に用いた材料の保磁力に支配されることを導いた。
- 歪による軟磁性の劣化にともなう漏洩磁場の増加は、磁気遮蔽の最適設計により保磁力の増加分に相当する程度にまで抑制できることを示した。
- 二重構造化された磁気遮蔽において、外層は、内層を最大限に活用するために重要な役割を担っていることを示した。歪による漏洩磁場の増加が顕著な状況であっても、適切な外層の材料と形状の採用により、歪による内層の保磁力の増加分に相当する程度まで遮蔽性能の劣化を最小化できることを示した。
- 漏洩磁場の最大値を低減するための磁気遮蔽材料の特性として、低保磁力と歪による保磁力の増加が少ないことが望ましいことを示した。

第 4 章では、第 2 章で提案した材料の実績を示すとともに、第 2 章および第 3 章の研究を応用した磁気遮蔽設計の最適化について論じる。

第 2 章で提案した Fe-1%Al 合金は、既にくつかの物理科学実験の磁気遮蔽に採用され、学術の発展に貢献している。また、Fe-1%Al 合金の設計の考え方は、磁気遮蔽用途に限らず良好な直流磁化特性を得るための技術として、粉末冶金技術にも応用されている。論文では、加速器科学分野および核融合科学分野への適用実績を例に概説する。また、NIFS の

LHD に設置されている NBI の中性化セルの磁気遮蔽を題材に、第 2 章と第 3 章で得た知見の応用として、二重構造による磁気遮蔽の設計指針について論じる。この検討では、磁気遮蔽の二重構造化に際しての外層の重要性を具体的に示し、内層の軟磁性を最大限に活かした最適設計指針を提案する。

第 5 章では、磁気遮蔽の取り扱いに関する補足と今後の研究の方向性についての提案を交えながら、論文を総括する。

## 参考文献

- <sup>1</sup> 関昌弘編. 核融合炉工学概論. 日刊工業新聞社, 2001, 232p. (ISBN 978-4-526-04799-2)
- <sup>2</sup> エネルギー問題解決へ向けた核融合研究と核融合科学研究所の今後の計画. 自然科学研究機構核融合科学研究所, 2007.7, [http://www.nifs.ac.jp/study/energy/index\\_07.html](http://www.nifs.ac.jp/study/energy/index_07.html), (参照 2008-01-06)
- <sup>3</sup> 竹入康彦. 地上に太陽を〜ヘリオトロン型核融合炉の実現を目指して. 化学と工業. 2006, vol. 59, no. 9, p. 968-971.
- <sup>4</sup> 八井浄, 江偉華. プラズマとビームのはなし. 日刊工業新聞社, 1997, 181p. (ISBN 978-4-526-04057-3)
- <sup>5</sup> 永見正幸. JT-60 の実験成果と今後の展望. 日本物理学会誌. vol. 46, no. 3, 1991, p. 195-202.
- <sup>6</sup> O. Motojima, K. Ida, K. Y. Watanabe, Y. Nagayama, A. Komori, T. Morisaki, B. J. Peterson, Y. Takeiri, K. Ohkubo, K. Tanaka, T. Shimozuma, S. Inagaki, T. Kobuchi, S. Sakakibara, J. Miyazawa, H. Yamada, N. Ohyabu, K. Narihara, K. Nishimura, M. Yoshinuma, S. Morita, et al. : Overview of confinement and MHD stability in the Large Helical Device. Nucl. Fusion. vol. 45, no.10 (2005) S255-S265.
- <sup>7</sup> 山田進一, 小田島和男, 石田裕康, 加根魯和宏, 守和彦, 大森俊道, 尾田年充, 大麻和美, 小川俊英, 星野克道, J. H. Foote, D. Nilson. MTX 用大出力マイクロ波電界測定装置の磁気遮蔽. 日本原子力研究所, 1991, JAERI-M 91-112, 61p.
- <sup>8</sup> 中村幸治, 芳野隆治, GRANETS Robert, PAUTASSO Gabriella, GRUBER Otto, JARDIN Stephen. JT-60U, Alcator C-Mod および ASDEX-Upgrade トカマクにおける中立平衡点の評価. J. Plasma Fusion Res. 2002, vol. 78, no. 4, p. 347-355.
- <sup>9</sup> Y. Takeiri, O. Kaneko, K. Tsumori, Y. Oka, K. Ikeda, M. Osakabe, K. Nagaoka, E. Asano, T. Kondo, M. Sato, and M. Shibuya: High-power and long-pulse injection with negative-ion-based neutral beam injectors in the Large Helical Device. Nucl. Fusion. vol. 46 (2006) S199-S210.
- <sup>10</sup> B. J. Peterson, S. Konoshima, H. Parchamy, M. Kaneko, T. Omori, D. C. Seo, N. Ashikawa, and A. Sukegawa: Observation of divertor and core radiation in JT-60U by means of bolometric imaging. J. Nucl. Mater. 363-365 (2007) p. 412-415.
- <sup>11</sup> B. J. Peterson, S. Konoshima, A. Yu. Kostryukov, H. Kawashima, D. C. Seo, I. V. Mironshnikov, T. Omori, N. Ashikawa, H. Perchamy, Yi Liu: Design of an imaging bolometer upgrade for JT-60U. Fusion Engineering, 2007. SOFE 2007. 2007 IEEE 22nd Sympo. on 17-21 June 2007.
- <sup>12</sup> <http://www.naka.jaea.go.jp/ITER/>, (参照 2008-01-06)
- <sup>13</sup> OHO'06 High Energy Accelerator Seminar, <http://cocoa.kek.jp/oho06/>, (参照 2008-01-06)
- <sup>14</sup> 菊池健. 300 億電子ボルト電子・陽電子衝突型加速器”トリスタン”. 固体物理. 1987, vol. 22, no. 10, p. 835-840.
- <sup>15</sup> 住吉孝行. TRISTAN 実験の測定装置. 日本物理学会誌. 1991, vol. 46, no. 8, p. 659-665.
- <sup>16</sup> A. Abashian, et al.: The Belle detector. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A, vol. 479, Issue 1 (2002)
- <sup>17</sup> <http://belle.kek.jp/>, (参照 2008-01-06)
- <sup>18</sup> M. D. Ogle, J. D'Angelo: Design Optimization Methods for A Ferromagnetically Self-Shield MR Magnet. IEEE Trans. Magn. vol. 27, no. 2 (1991) p. 1689-1691.

- <sup>19</sup> A. Ishiyama, H. Hirooka: Magnetic Shielding for MRI Superconducting Magnets. IEEE Trans. Magn. vol. 27, no. 2 (1991) p. 1692-1695.
- <sup>20</sup> H. Sasaki, T. Shiraishi, and A. Kawanishi: Magnetic Shielding and Minimization of Shielding Material. IEEE Trans. Magn. vol. 30, no. 4 (1994) p. 2523-2526.
- <sup>21</sup> U. Brammer, P. Rasch: Optimization of Ferromagnetic Shields for Solenoidal SMES. IEEE Trans. Magn. vol. 32, no. 3 (1996) p. 1274-1277.
- <sup>22</sup> 松崎 誼. 真空計器用磁気シールドの特性. 真空. 1988, vol. 31, no. 5, p. 550-553.
- <sup>23</sup> M. Soinski, R. Rygal, W. Pluta, P. Kepski: Addressing an EMC weakness due to strong static magnetic fields. 2007 IEEE Symposium on Electromagnetic Compatibility, TU-PM-6, Honolulu, July 2007.
- <sup>24</sup> 佐々木 勇三郎, 大塚 泰一郎. 高透磁率材による磁気遮蔽. 日本物理学会誌. 1971, vol. 26, no. 10, p. 792-796.
- <sup>25</sup> 小笠原 武, L. Boesten. 磁気遮蔽. 低温工学. 1973, vol. 8, no. 4, p. 135-147.
- <sup>26</sup> 小笠原 武, L. Boesten. 弱磁場にたいする磁気遮蔽. 日本物理学会誌. 1973, vol. 28, no. 12, p. 1041-1049.
- <sup>27</sup> T. J. Sumner, J. M. Pendlebury, and K. F. Smith: Conventional magnetic shielding. J. Phys. D: Appl. Phys. vol. 20 (1987) p. 1095-1101.
- <sup>28</sup> 電気学会誌編. 磁気シールド技術. J. IEE Japan. 1996, vol. 116, no.4, p. 203-217.
- <sup>29</sup> 岡崎 靖雄. 磁気シールドとシールド材料. 日本応用磁気学会誌. 2002, vol. 26, no. 4, p. 174-180.
- <sup>30</sup> 清水 康敬ほか編. 電磁波の吸収と遮蔽. 第2版, 日経技術図書, 1999, 700p.
- <sup>31</sup> A. P. Wills: On the Magnetic Shielding Effect of Tri-lamellar Spherical and Cylindrical Shells. Phys. Rev. vol. 9, no. 4 (1899) p. 193-213.
- <sup>32</sup> A. J. Mager: Magnetic Shields. IEEE Trans. Magn. MAG-6, no. 1 (1970) p. 67-75.
- <sup>33</sup> R. M. Bozorth: Ferromagnetism (Van Nostrand, New York, 1956) 968p.
- <sup>34</sup> 遠藤 有聲. 電算機による3次元磁場の計算. 日本物理学会誌. 1975, vol. 30, no. 5, p. 363-370.
- <sup>35</sup> A. Koski, S. L. Wipf: Magnetic Shielding of an Accelerator Beam using Passive Ferromagnetic Material. IEEE Trans. Magn. vol. 32, no. 4 (1996) p. 2663-2666.
- <sup>36</sup> 成田 一行, 山田 隆: スカラープライザツハモデルを用いた回転機の鉄損の導出. 電気学会. 2006, SA-06-19/RM-06-19, p. 19-24.
- <sup>37</sup> R. Araneo, S. Celozzi: Analysis of the shielding Performance of Ferromagnetic Screens. IEEE Trans. Magn. vol. 39, no. 2 (2003) p. 1046-1052.
- <sup>38</sup> P. Sergeant, L. Dupré, L. Vandenbossche, and J. Melkebeek: Analytical formation for magnetic shields taking into account hysteresis effects in the Rayleigh region. COMPEL. vol. 24, no. 4 (2005) p. 1470-1491.
- <sup>39</sup> 近角 聡信ほか編. 磁性体ハンドブック. 初版, 朝倉書店, 1988, 1320p.
- <sup>40</sup> 第155,156回西山記念講座. 東京, 大阪, 平成7年2月. 日本鉄鋼協会, 1995, 281p., (屋鋪 裕義. 先端技術を支える純鉄系軟磁性材料の開発動向. p. 237-256.)
- <sup>41</sup> P. P. Cioffi: HYDROGENIZED IRON. Phys. Rev. vol. 39 (1932) p. 363-367.
- <sup>42</sup> T. Nagashima: Magnetische Eigenschaften von sehr reinem Eisen. Berichte Arbeitsgem. Ferromag (1959) S148-154.
- <sup>43</sup> JIS C 2504:2000. 電磁軟鉄.
- <sup>44</sup> JIS C 2531:1999. 鉄ニッケル磁性合金板及び条.
- <sup>45</sup> E. Adams: Recent Developments in Soft Magnetic Alloys. J. Appl. Phys. vol. 33, no.3 (1962) p. 1214-1220.

- <sup>46</sup> W. B. Herrmannsfeldt, B. L. Salsburg: Demagnetization of Magnetic Shield in the Presence of the Earth's Field. *Rev. Sci. Instrum.* vol. 35 (1964) p. 906.
- <sup>47</sup> V. O. Kelha, R. Peltonen, B. Rantala: The Effect of Shaking on Magnetic Shields. *IEEE Trans. Magn.* MAG-16, no. 4 (1980) p. 575-578.
- <sup>48</sup> V. O. Kelha, J. M. Pukki, R. S. Peltonen, A. J. Penttinen, R. J. Ilmoniemi, J. J. Heino: Design, Construction, and Performance of a Large-Volume Magnetic Shield. *IEEE Trans. Magn.* MAG-18, no. 1 (1982) p. 260-270.
- <sup>49</sup> I. Sasada, S. Kubo, K. Harada: Effective shielding for low-level magnetic fields. *J. Appl. Phys.* vol. 64, no. 10 (1988) p. 5696-5698.
- <sup>50</sup> O. Yamada: Two Effects of Changes in Tension. *J. Appl. Phys.* vol. 33, no. 3 (1962) p. 1212-1213.
- <sup>51</sup> D. C. Jiles: Variation of the Magnetic Properties of AISI 4140 Steels. *Phys. Status Solidi. A* 108 (1988) p. 417-429.
- <sup>52</sup> 大森俊道, 鈴木治雄, 中川正義. 電磁軟鉄の直流磁化特性におよぼす塑性歪の影響(高性能軟磁性鉄の開発-3). *CAMP-ISIJ.* 1993, vol. 6, no. 6, p. 1838.
- <sup>53</sup> 草下勝司, 竹下達, 近藤鉄也. ソフト磁性材料の磁気特性に及ぼす応力/歪の影響. *粉末および粉末冶金.* 1999, vol. 46, no. 6, p. 666-672.
- <sup>54</sup> 日立金属株式会社安来工場. YSS 高透磁率合金. 技術資料, No. 330(改)
- <sup>55</sup> 株式会社オータマ. 加工によるシールド効率の減少. 技術データ
- <sup>56</sup> A. Saito, T. Yamamoto, H. Iwasaki: Magnetization Properties and Domain Structures of Grain-Oriented Silicon Steel Sheets Due to Bending Stress. *IEEE Trans. Magn.* vol. 36, no. 5 (2000) p. 3078-3080.



# 第2章 磁気遮蔽材料に関する研究

## 2.1 研究の方針

### 2.1.1 要求特性

強磁場大型装置環境下における磁気遮蔽では、限られた空間で地磁気レベル以下の遮蔽空間を実現しなければならない。強磁場環境下で飽和を避けながら、磁気遮蔽の小型化、軽量化を図るためには、遮蔽材料の磁束密度は高いほど望ましい。すなわち、飽和磁化が大きい特性が必要とされる。また、地磁気レベル以下の遮蔽を実現するためには、地磁気レベル未満の起磁力で磁化しなければならないので、優れた軟磁性\*が求められる。さらに、使用性能を正しく予測し、これを設計に反映させるためには、磁気遮蔽の製造や据え付けの際に導入される歪の影響を定量的に把握する必要がある。特に核融合装置の近傍で用いられる場合は、中性子照射による軟磁性の劣化の可能性を意識しなければならない。図 2-1には、強磁場大型装置環境下における磁気遮蔽のための材料への要求を研究課題として取りまとめた。

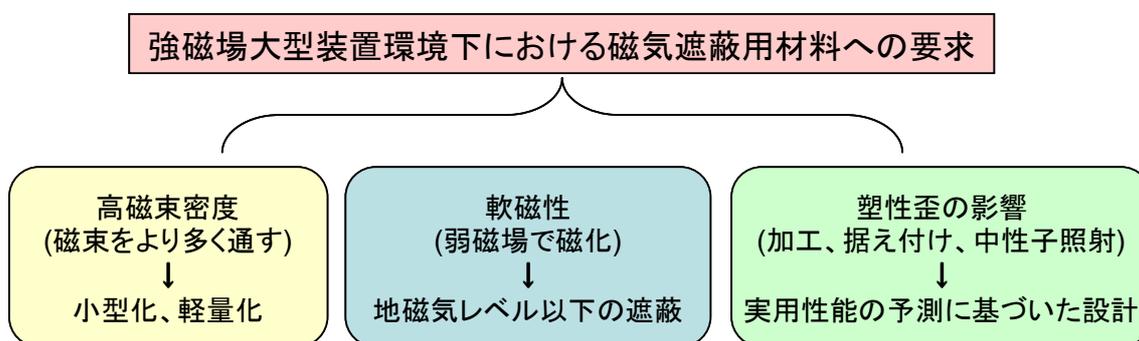


図 2-1 強磁場大型装置環境下における磁気遮蔽用材料への要求特性

\* 磁化の応答が敏感な性質を軟磁性と呼ぶ。軟磁性に優れるとは、磁化のしやすさ、すなわち透磁率が高いこと、および、ヒステリシスが小さい、すなわち保磁力が低いことを指す。

## 2.1.2 材料開発

これらの課題を解決するためには、工業的に応用が可能な製造方法で磁束密度が高く、かつ、軟磁性に優れる材料を実現しなければならない。そこで、3d 遷移金属中でボーア磁子数が最も大きい鉄を基本にその軟磁性の向上について検討することとした。表 2-1には、鉄の基本的な磁性とともに磁気遮蔽材料として入手可能な電磁軟鉄の直流磁化特性例として JIS 規格から SUY の規定値を引用して示す[1,2]。

表 2-1 鉄の磁性と JIS C 2504:2000 SUY の要求特性

鉄の基本磁性			SUY 化学成分 (mass %)				
Ms (T)	$k_1$ (J/m <sup>3</sup> )	$\lambda_{100}$	C	Si	Mn	P	S
2.15	$4.7 \times 10^4$	$2.1 \times 10^{-5}$	$\leq 0.03$	$\leq 0.20$	$\leq 0.50$	$\leq 0.03$	$\leq 0.03$
直流磁化特性の規定値							
種類	H <sub>c</sub> (A/m)	B <sub>100</sub> (T)	B <sub>200</sub> (T)	B <sub>300</sub> (T)	B <sub>500</sub> (T)	B <sub>1000</sub> (T)	B <sub>4000</sub> (T)
SUY-0	$\leq 60$	$\geq 0.9$	$\geq 1.15$	$\geq 1.25$	$\geq 1.35$	$\geq 1.45$	$\geq 1.60$
SUY-1	$\leq 80$	$\geq 0.6$	$\geq 1.10$	$\geq 1.20$	$\geq 1.30$	$\geq 1.45$	$\geq 1.60$
SUY-2	$\leq 120$	N/A	N/A	$\geq 1.15$	$\geq 1.30$	$\geq 1.45$	$\geq 1.60$
SUY-3	$\leq 240$	N/A	N/A	$\geq 1.15$	$\geq 1.30$	$\geq 1.45$	$\geq 1.60$

Ms: 飽和磁化(saturation magnetization)

$k_1$ : 磁気異方性(magnetic anisotropy)定数。結晶磁気異方性エネルギーの第 1 項。

$\lambda_{100}$ : <100>の磁歪定数(magnetostriction)。これを多結晶鉄の飽和磁歪 $\lambda_s$ とみなす。

H<sub>c</sub>: 保磁力(coercivity)。B<sub>4000</sub>の磁化状態からの反転による測定値。

B<sub>n</sub>: 起磁力 n[A/m]に対する磁束密度(magnetic Induction)。

(参考) 2000 年以前の JIS C 2504 SUYP 規格\*

種類	B <sub>80</sub> (T)	B <sub>160</sub> (T)	B <sub>240</sub> (T)	B <sub>400</sub> (T)	B <sub>2000</sub> (T)	H <sub>c</sub> (A/m)
SUYP 0	$\geq 0.8$	$\geq 1.1$	$\geq 1.25$	$\geq 1.35$	$\geq 1.55$	$\leq 63.2$
SUYP 1	$\geq 0.5$	$\geq 1$	$\geq 1.2$	$\geq 1.35$	$\geq 1.55$	$\leq 79.1$
SUYP 2	$\geq 0.2$	$\geq 0.75$	$\geq 1.1$	$\geq 1.3$	$\geq 1.55$	$\leq 103$
SUYP 3	$\geq 0.1$	$\geq 0.4$	$\geq 0.8$	$\geq 1.1$	$\geq 1.5$	$\leq 142$

B<sub>n</sub>: 起磁力 n [A/m]に対する磁束密度(magnetic Induction)。

H<sub>c</sub>: 保磁力(coercivity)。B=1.5 T からの反転による測定値。

※IEC 60404-8-6 (68/157/CDV)との整合化のため 2000 年の改正で規定値が変更された。

表 2-2には、軟鋼(Mild steel)、純鉄(Pure iron)、Permalloy B, Permalloy C, Alperm, Sendust といった代表的な軟磁性材料の磁化特性例を引用し比較した[3-5]。工業的に製造されている純鉄の直流磁化特性は SUY-1 を満足するレベルであり、特に純度が良く、かつ、適切な Anneal が施された場合に SUY-0 を満たす。しかし、純鉄をはじめとする電磁軟鉄

でこれを上回る軟磁性を得ることは難しく、漏洩磁場が  $1 \times 10^{-4}$  T 程度までの遮蔽への用途に限られる[6]。Permalloy C や Alperm、Sendust といった高合金軟磁性材料では、磁気異方性と磁歪の低減による効果として、軟鋼や純鉄に比べて優れた軟磁性が達成されている反面、その弊害として飽和磁化の低下が認められる。

表 2-2 電磁軟鉄と合金軟磁性材料の直流磁気特性の比較

Material	Chemical composition (mass %)	Heat treatment	$\mu_{\max}$ $10^{-3}$ (H/m)	$H_c$ (A/m)	$M_s$ (T)
Mild steel	0.2C-Fe	950°C (anneal)	3	145	2.12
Pure iron	99.8 Fe	950°C (anneal)	6	80	2.15
Hydrogenized pure iron	99.95 Fe	1480°C in H <sub>2</sub> & 880°C (anneal)	250	4	2.15
Permalloy B	45Ni	1050°C in H <sub>2</sub>	30	24	1.6
Permalloy C	79Ni-4Mo	1100°C (anneal)	125	4	0.87
Alperm	16Al-Fe	600°C (quench)	69	3	0.8
Sendust	5Al-10Si-Fe	as Cast	150	4	1.0

$\mu_{\max}$ : 最大透磁率(maximum permeability)

$H_c$ : 保磁力(coercivity)

$M_s$ : 飽和磁化(saturation magnetization)

しかしながら、表中の水素焼鈍純鉄(hydrogenised pure iron)において特筆すべき直流磁化特性が報告されている[7]。1932年の、Cioffiによるこの研究は、99.95%まで高純化された純鉄を1480°Cの超高温で、かつ水素雰囲気中で長時間 Anneal の後、さらに880°Cでの Anneal を施して得られた結果であり、鉄の高飽和磁化が損なわれることなく Permalloy C と同程度の軟磁性が確認されている。この卓越した直流磁化特性は、当時、脱炭反応を含むさらなる高純度化によると理解されたが、その後、結晶組織の粗大化によるとの考察が加えられた[1,7]。

強磁性は、その材料が磁区構造を有することで特徴付けられる。磁化は、それぞれの磁区の自発磁化がマクロ的に中和した状態からの偏りとして理解される。その過程は、技術磁化過程(technical magnetization process)と呼ばれ、磁区の回転と磁壁(自発磁化の方向が異なる磁区の境界)の移動で説明される[8-10]。

磁歪の弾性エネルギー(magnetostrictive elastic energy)は、飽和磁歪  $\lambda_s$ 、応力  $\sigma$  を用いて、

$$E_{\sigma} = -\frac{3}{2} \lambda_s \sigma \left( \cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right) \quad (2-1)$$

で与えられる。自発磁化、すなわち磁区そのものに蓄えられる磁歪の弾性エネルギーは、自

発磁化が磁化容易軸方向に向いている場合を想定すれば良いから  $\cos^2 \theta = 1$  を代入し、さらに定数項を省略すると、式(2-1)は、材料のヤング率  $Y$  を用いて

$$E_\sigma \cong \lambda \sigma = \lambda^2 Y \quad (2-2)$$

と表され、これは磁歪の自己弾性エネルギーと呼ばれる。表 2-1 の磁歪定数から、鉄の自己弾性エネルギーは約  $90 \text{ J/m}^3$  と見積もられ、異方性エネルギー ( $4.7 \times 10^4 \text{ J/m}^3$ ) より 2 桁小さい。ゆえに、磁壁の移動による磁化は、磁区の回転による磁化より容易であり、鉄の技術磁化過程は、図 2-2 に示すように起磁力の小さい領域で磁壁の移動にともなう磁区構造の変化が先行し、その後、磁区の回転により完了し飽和に至ると説明される。したがって、磁壁移動の容易さが、磁化のし易さ、すなわち、透磁率を決定する。

外部磁場に対する磁壁のダイナミクスは、静磁エネルギーの変化と磁壁エネルギーの関係から次のように説明されている。図 2-3(a) に示したモデルで、外部磁場  $H$  により磁壁が  $\Delta x$  移動した際の静磁エネルギーの変化は、注目している磁壁が掃引する面積を  $S$  とし、自発磁化の大きさ  $I_s$  および外部磁場  $H$  との成す角  $\theta$  を用いて、 $\Delta U_m = -2\Delta x \cdot SI_s H \cos \theta$  で与えられる。磁壁には、磁気モーメントの平行からのずれによる「交換エネルギー」や結晶の磁化容易軸から傾くことによる「磁気異方性エネルギー」、さらに、磁化方向が変化することによる「磁歪による弾性エネルギー」が蓄えられる。そこで、これらをまとめて  $U_\omega(x)$  と書けば、外部磁場  $H$  に対して、磁壁は、

$$U_T = U_\omega(x) - 2xSI_s H \cos \theta \quad (2-3)$$

を最小とする位置  $x$  に留まることになる。適当な係数  $\alpha$  を用いて磁壁のエネルギーを

$$U_\omega(x) = \frac{1}{2} \alpha x^2 \quad (2-4)$$

と表せば、

$$H = \frac{\alpha x}{2SI_s \cos \theta}, \quad x = \frac{2SI_s H \cos \theta}{\alpha} \quad (2-5)$$

の関係が外部磁場と磁壁の位置の関係を与える。

図 2-3(b) は、バルクハウゼンジャンプとして知られている磁壁の不連続移動の概念を示している。磁壁のエネルギーが場所によらず一定であれば、無限に小さな外部磁場  $H$  で磁壁の移動は完了し、自発磁化  $I = I_s \cos \theta$  の単磁区構造になる。しかし、現実の材料で  $X_0$  から  $X_1$  を超える位置へ磁壁を移動させるためには  $X_1$  を越えるために必要なポテンシャルに相当する  $H_a$  の強さの磁場を必要とし、そのとき磁壁は  $X_1$  から  $X_2$  へ一気に移動する。磁

壁の移動を阻害する要因としては、結晶欠陥、介在物、第二相の存在が考えられ、高純度化や高温での Anneal は、これらの低減を通じて軟磁性の向上を図る定性的な手段として位置づけられている[10]。このように、磁壁移動は半マイクロな因子に支配されるため、軟磁性は構造敏感であり定量的な記述は難しい [8]。

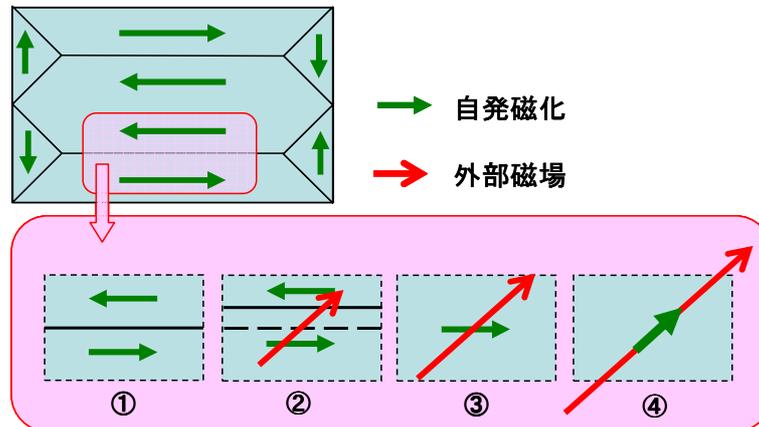
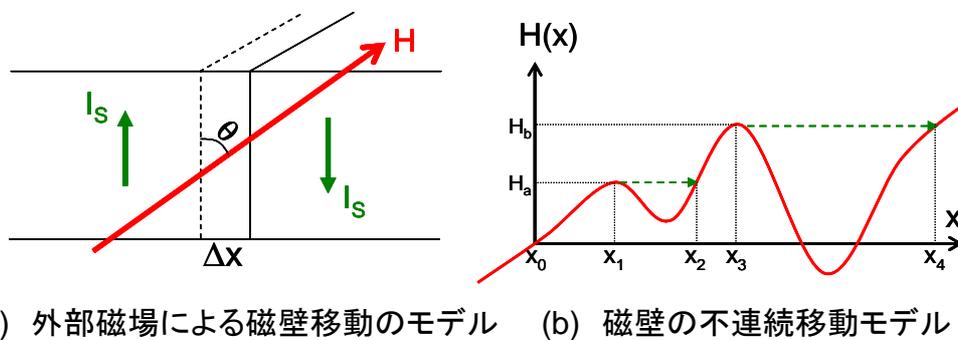


図 2-2 鉄の磁区構造と技術的磁化過程の例

外部磁場による技術磁化過程を  $180^\circ$  磁壁で区切られた磁区に注目して模式的に描いた。それぞれは、①初期状態、②磁壁移動の過程、③磁壁移動が終了(単磁区構造になっている)、④磁区の回転が終了、の各段階での磁区の状態を表している。



(a) 外部磁場による磁壁移動のモデル (b) 磁壁の不連続移動モデル

図 2-3 磁壁の移動にともなう静磁エネルギーの変化を説明するモデル

(a) 外部磁場  $H$  により磁壁は静磁エネルギーを減少させる方向に移動する。(b) 磁壁の場所によるエネルギー変化に相当するポテンシャルにより、磁化は不連続となり、非可逆性を示す。

Cioffi が水素焼鈍純鉄で見出した卓越した軟磁性は、高純度化と高温 Anneal による上記の効果が磁壁移動の容易化をもたらしたためと解釈されたが、その後、長島により高純化と高温での Anneal の相乗効果がマイクロ組織の粗大化をもたらし、その結果として磁壁移動の容易化がもたらされたとする考察が加えられた[1,11]。長島は、保磁力におよぼす結晶粒の大きさの影響を磁気異方性定数  $k_1$  との関係に着目して整理し、その依存性が  $k_1^{1/2}$  に比例す

ることを指摘した。このことは、軟磁性が磁壁易動度の影響を受けやすい材料ほど、結晶粒径の影響が顕著に表れることを意味する。磁気異方性が大きい材料において、結晶粒が大きいほど低保磁力が得られるとの実験事実に対する理由づけとして、結晶粒界の存在、すなわち異なる方位を持つ隣接結晶との境界の存在が挙げられる。結晶粒界には不可避な結晶配列の乱れがあり、これが磁壁移動を阻害するポテンシャル障壁として作用するといわれる。また、磁気異方性が大きいことから、粒界を挟んだ隣同士の結晶では、磁化容易磁区の方法も異なるので、それぞれの磁区構造の違いによる静磁エネルギーの増加の寄与が大きいとの指摘もある[1,11]。いずれの場合でも、単位体積中の結晶粒界面積を低減することによってこれらの影響は緩和されるので、結晶組織の粗大化は、軟磁性を向上させる手段として有効であると結論される。

Cioffi の水素焼鈍純鉄は、その純度に加えて高温長時間に亘る水素環境下での Anneal を必要とする。したがって、これを得ることは現在においても実験室のみに限られ、工業規模での製造に適用することは困難である[12]。強磁場大型装置環境下における磁気遮蔽に用いる材料は、量産が可能な材料で、かつ、工業的に適用可能なプロセスを用いて製造されることを前提に設計しなければならない。そこで、本研究では、工業的に供給可能な純度の鉄を基本に、結晶組織の粗大化を図ることによる軟磁性の向上について検討することとした。図 2-4 に強磁場大型装置環境下における磁気遮蔽用材料の設計指針とした磁壁移動の容易化による方法を、磁性物性の制御による方法と対比させ整理して示す。

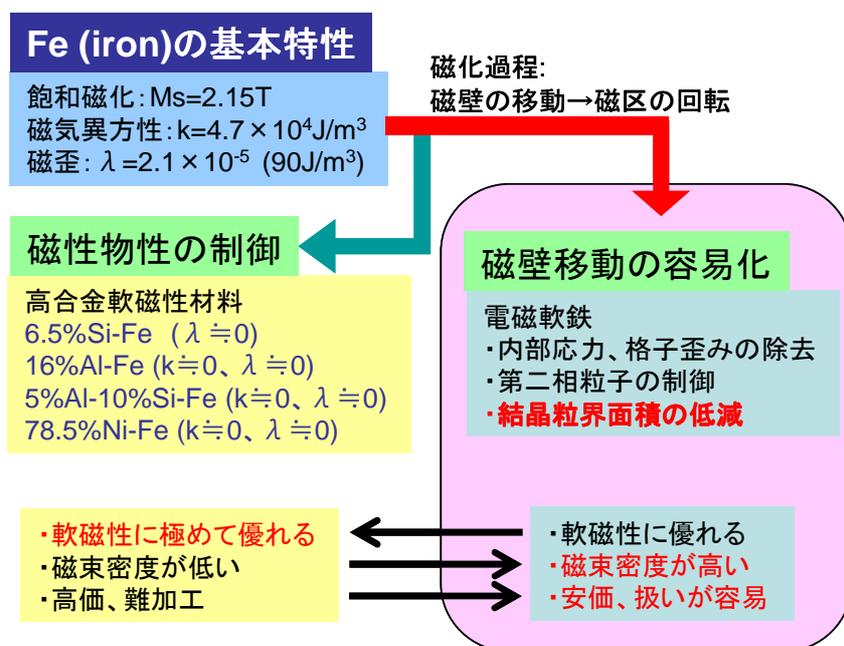


図 2-4 強磁場大型装置環境下での磁気遮蔽用材料の設計思想

### 2.1.3 利用技術

軟磁性が歪の影響を強く受けることは周知である。ゆえに、歪による遮蔽性能の低下を避けるために、磁気遮蔽の製造や組み立て、据え付けに際しては慎重な取扱いが求められる。しかし、第1章で述べたとおり、その根拠となるデータや関連する研究は乏しい[13-21]。

核融合装置では、D-T 反応にともなう 14 MeV の中性子を媒介したエネルギー回収が行われる。ゆえに、高エネルギー中性子照射による材料の損傷に関する研究は、制御核融合を実現するための最重要課題として精力的に行われている。核融合炉の外部では、中性子照射量が著しく減少するので、炉心周辺に用いられる材料で問題とされているスエリングや核変換、機械的性質(強度、延性、靱性)への影響はあまり問題視されない。しかし、核融合炉の近傍での磁気遮蔽では、構造敏感な軟磁性におよぼす中性子照射の影響を把握する必要がある。

中性子照射の影響は、照射欠陥、照射成長、スエリングに大別される。照射欠陥は、半ミクロ的な組織変化もたらし、その具体的な影響は次のように分類される[22]。

- 点欠陥、およびそのクラスターによる転位ループの形成
- 核変換による不純物原子の生成
- 転位と転位網の形成
- キャビティの生成
- 偏析や析出

低温、常温照射の研究には、格子欠陥レベルへの影響を把握する視点から電気抵抗や内部摩擦、磁気余効に関する検討が数多く見られる。このことから構造敏感な軟磁性がこれらの影響を受けることは明らかである。核融合装置の外部では照射量は大きく減少するものの、その影響を把握するために軟磁性におよぼす中性子照射の影響を転位や転位網の生成と現象面で等価な塑性歪の影響として推察することは、定量性に欠ける点を否めないまでも無意味とはいえない。また、加速器科学分野においても設置環境によっては、イオン照射を含めて同様な状況が危惧される。

塑性変形は、材料の下部組織変化、すなわち、転位の導入による転位密度の増加と捉えることができる。転位の存在およびその量的増加は、図 2-2、図 2-3に示した磁壁移動の過程で磁壁エネルギーの場所による変化の割合とその存在確率を増加させる。ゆえに、軟磁性におよぼす塑性変形の影響は、所望の磁化状態に至る過程で、式(2-3)を満たしながら磁壁が移動する際に越えなくてはならないポテンシャル障壁の高さと頻度の増加による効果として理解される。したがって、塑性歪は、磁壁易動度を阻害する作用を通じて、磁化のしやすさのパラメーターである透磁率を減少させ、また、ヒステリシスの大きさを表す保磁力を増

加させる。

そこで、強磁場大型装置環境下における磁気遮蔽に用いる材料研究の一環として、軟磁性におよぼす塑性歪の影響について検討することとした。磁気遮蔽の製造や組み立て、据え付けの過程で懸念されるごく僅かな歪に対する影響を系統的に調べるとともに、結晶組織の粗大化による軟磁性の向上を磁気遮蔽用材料の検討方針としたことに関連して、塑性歪の影響と結晶組織の粗大化の関係について考察した。

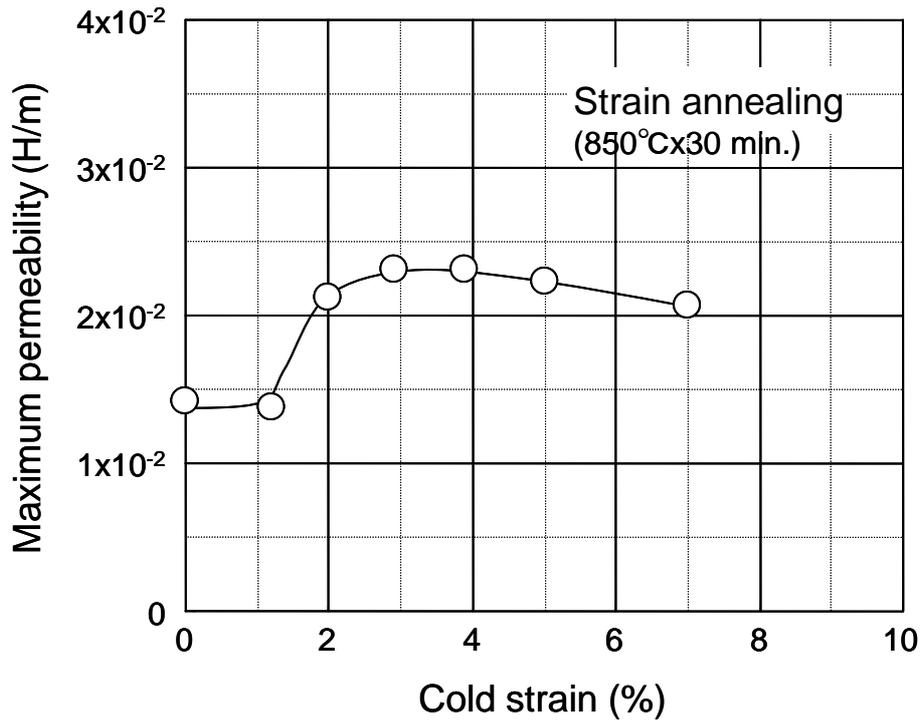
## 2.2 結晶組織の粗大化による軟磁性の向上

### 2.2.1 目的

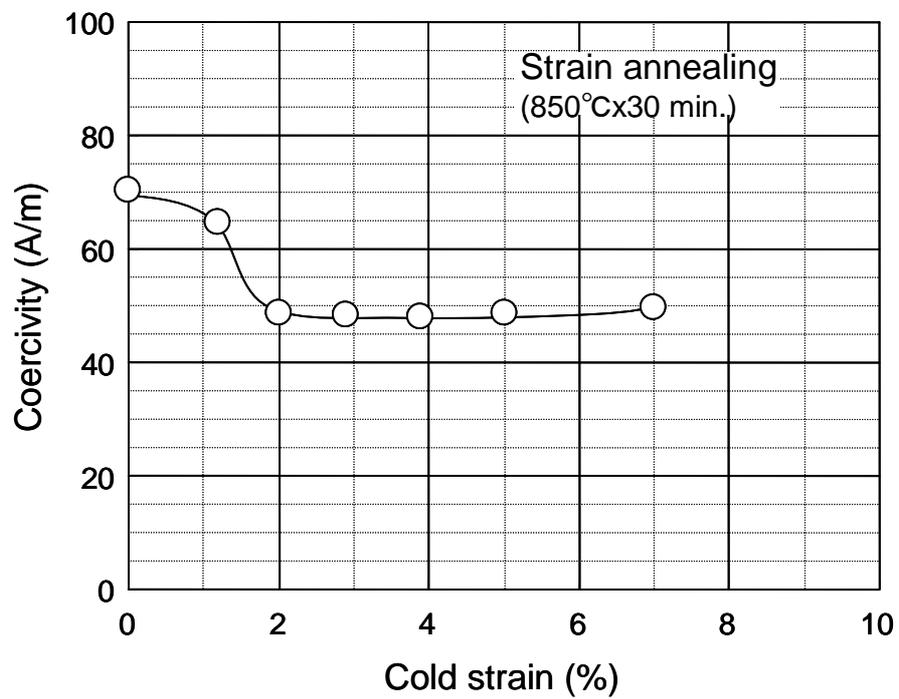
加工組織に蓄えられた歪は、Annealにより回復、再結晶過程を経て解消される[23]。再結晶後の結晶組織の大きさは、再結晶粒の核生成と成長の兼ね合いで決まり、これらは塑性変形の際に加えられた加工度とその後の Anneal 条件に依存する。冷間圧延が施された鉄に再結晶温度を超える温度で Anneal を施すと、一次再結晶、正常粒成長に引き続き二次再結晶が起こる。特に、第二相が極めて少なく、また、再結晶を抑制する合金元素や不純物元素が少ない純鉄や低炭素鋼に対して、数%の歪を付与し、その後 Anneal を施すことにより二次再結晶が促進され極めて大きな結晶組織が得られる。この現象は、再結晶異常粒成長として知られ、また、歪焼鈍(strain annealing)とも呼ばれる。

そこで、予備実験として、歪焼鈍による純鉄の軟磁性向上について検討した結果を図 2-5 に示す。この実験では、板厚 20mm の純鉄板に引張応力を加え常温で所定の塑性変形を付与した後、Anneal を施し JIS C 2504 に準拠する方法で直流磁化特性を測定した。Anneal の条件は 850°C×30 分とし、引張歪付与後の純鉄板から採取した $\phi 45(OD), \phi 33(ID) \times l 6mm$  のリング形状試験片に対して行った。

図 2-5の結果が示すように、JIS C 2504 SUY-1 相当であった純鉄の直流磁化特性は、2%以上の冷間引張歪付与後の Anneal により SUY-0 を上回るレベルに向上する。歪量 3~5%で最大透磁率にピークが認められ、このことから最適な歪条件の存在が示唆される。当該条件によるサンプルについて別途行ったマイクロ組織試験では、再結晶異常粒成長によると思われる粗大な結晶組織が観察され、また、5%以上の歪条件では 3~5%の場合よりも結晶組織が細かいことを確認した。なお、加工量が増えることによりマイクロ組織が微細化する傾向は、再結晶核の生成サイトの増加にともなう現象として理解される。



(a) 最大透磁率



(b) 保磁力

図 2-5 歪焼鈍による直流磁化特性の変化

冷間加工の後、試験片を採取し 850°Cx30 分の Anneal を施し、直流磁化特性を測定した。Strain annealing による軟磁性の変化を(a)最大透磁率、(b)保磁力、について冷間歪量で整理した。

強磁場大型装置環境下の磁気遮蔽に用いられる材料は、磁気飽和を避けるためにも厚肉化が必要とされるので、素材の板厚はほとんどの場合数ミリを超える。しかし、このような厚板の製造に冷間加工工程を取り入れることは困難である。そこで、磁気遮蔽の製造プロセスに同等な効果を期待できる加工熱処理を適用すべく、素材である厚板の熱間圧延を工夫し、その後、Anneal を施す「制御圧延焼鈍法(controlled rolling and annealing process, CR-Annealing process)」を考案した[24,25]。CR-Annealing process は、厚板圧延を  $A_3$  変態温度\*以下の  $\alpha$  域で行うことで圧延終了後の厚板に意図的に歪を残存させ、その後の Anneal により再結晶異常粒成長による結晶組織の粗大化を図ることを特徴とし、直流磁化特性に優れた純鉄を得ることを目的とする。研究では、CR-Annealing process を実証するための実験に加えて、結晶組織の粗大化による純鉄の軟磁性向上に関する定量的な知見を得るための考察を行った。

## 2.2.2 方法

CR-Annealing process を適用して試作した純鉄の化学成分を表 2-3 に、圧延条件を表 2-4 に示す。# 1 は比較の基準として実施した通常の圧延条件である。#2~5 の条件が CR-Annealing process のための圧延条件を示している。これら全ては連続鋳造法により得た同一スラブより同時期に製造された。スラブ加熱温度は  $1230^{\circ}\text{C}$  で試作材の板厚は  $12\text{mm}$  および  $50\text{mm}$  の二水準とした。なお、チェック分析を別途行い、全ての試作材の化学成分が表 2-3 に示した分析結果と同一であることを確認している。

CR-Annealing process では、材料は圧延終了後から磁気遮蔽に供されるまでの間に、所定の条件での Anneal が施されなければならない。試作試験では、圧延ままの状態の試作材からサンプルを採取し、これに  $850^{\circ}\text{C} \times 1$  時間の Anneal を施し、JIS C 2504 に準拠する方法を用いて直流磁化特性を評価した。図 2-6 に試作した厚板内での試験片の採取部位を示す。基本とするサンプリング部位は、厚板の幅方向中央(1/2W)としたが、熱間圧延工程で被圧延材に不可避免的に生じる温度不均一による影響を調査するため、#2、#5 の試作材については、幅方向 1/4 の部位(1/4W)で同様の評価を行った。なお、厚さ方向でのサンプリングは、板厚に対して 1/4 の厚さの位置が試験片の中心に一致する部位のみで代表させた。実験では、Anneal の前後で結晶組織を観察し、比較するとともにその大きさを評価した。それぞれの試験片の(厚さ方向と圧延方向よりなる)  $t \times l$  断面を鏡面研磨の後、5%硝酸アルコール溶液にて腐食することにより結晶組織を現出させ、光学顕微鏡で 50 倍の倍率で観察し、JIS G

\* 鉄の  $\alpha$  相(フェライト相、bcc 構造)と  $\gamma$  相(オーステナイト相、fcc 構造)の相変態温度。

0552 の付属書 2 に示される直線交差線分法に準拠する方法で平均結晶粒径を求めた[26]。

表 2-3 CR-Annealing process 法で試作した純鉄の化学成分 (mass %)

C	Si	Mn	P	S	S. Al	T. N	T. O
0.002	0.01	0.13	0.005	0.004	0.014	0.0034	0.0022

Others: Ni, Cr; 0.02%  
Cu, Mo, V, Nb, Ti, B; trace

表 2-4 CR-Annealing process 法による試作検討での熱間圧延条件

#	Thick. (mm)	Process	Rolling condition			
			Start Temp. (°C)	Start Thick. (mm)	Reduction (%)	Finishing Temp. (°C)
1	12	Ordinary	N/A	N/A	N/A	1010
2		CR	780	18	34	745
3		CR	670	21	43	660
4	50	CR	715	81	37	710
5		CR + AcC	720	71	30	705

CR: Controlled Rolling (制御圧延),  
AcC: Accelerated cooling (圧延終了後直ちに水冷)

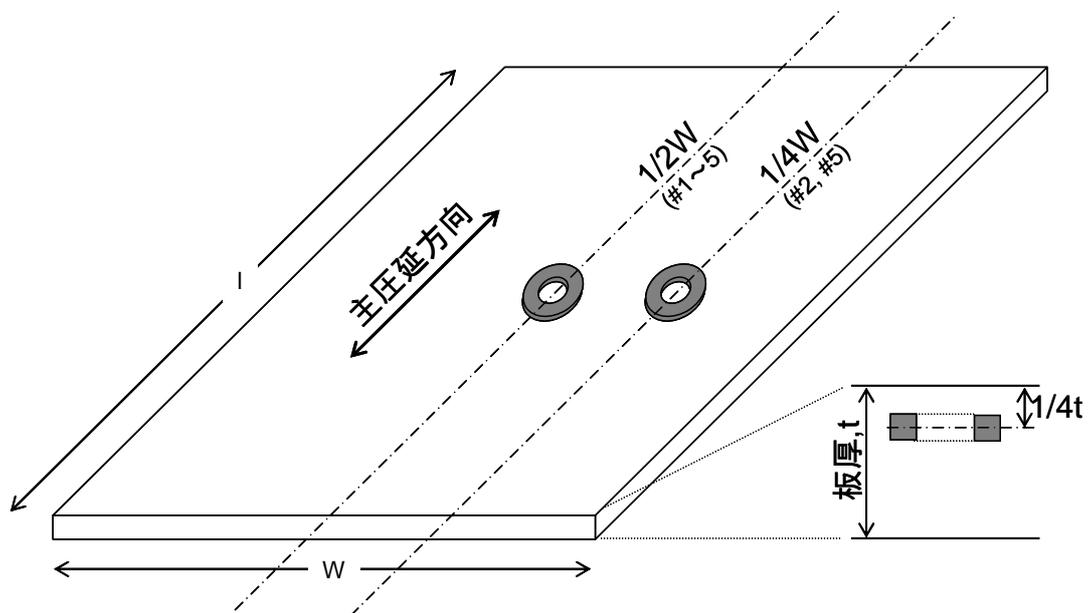


図 2-6 CR-Annealing process による試作実験での試験片採取部位

#2と#5の試作材は、板幅方向 1/4 の部位(1/4W)についても同様の評価を行った。厚さ方向は板厚の 1/4 の位置のみとした。

### 2.2.3 結果と考察

板厚 12mm の試作材のマイクロ組織観察結果を写真 2-1～写真 2-3に示す。それぞれの写真で、(a)は圧延ままの状態、(b)は Anneal 後の試験片について観察した結果を示している。#1 の試作材では、 $A_3$  変態温度を上回る 1010°Cで圧延を終了したため、圧延で導入された歪は、少なくとも冷却過程での  $\alpha/\gamma$  変態で解放されフェライト組織に残存しない。このことを反映して、#1 の試作材には等軸かつ大きさが均一な整粒組織が観察され、また、Anneal の前後で変化は見られない。

#2 の試作材では、板厚 18mm から最終板厚の 12mm にかけて  $A_3$  変態温度を下回る 780°C以下の温度域で圧延が行われ、圧延終了時の厚板の温度は 745°Cであった。そのため、写真 2-2に見られるように圧延ままのマイクロ組織には展伸したフェライト結晶粒が観察される。また、Anneal 後のマイクロ組織には、点欠陥、転位、積層欠陥、内部応力として加工組織に蓄積されていたエネルギーを駆動力とした二次再結晶にともなう異常粒成長が生じ、その結果として粗大化したフェライト結晶の混粒組織が観察される。

#3 の試作材では、より低温域でさらに大きな圧下に加えられたため、写真 2-3(a)に示したように、圧延ままのフェライト結晶組織は#2 を上回る加工歪を蓄えたマイクロ組織が観察される。その結果、#3 の試作材では再結晶時の核生成サイトが増加し、Anneal 後のマイクロ組織は#2 の試作材より微細である。

軟磁性におよぼす結晶粒径の影響を透磁率と保磁力について図 2-7に示す。フェライト結晶粒径と最大透磁率および保磁力の間には相関が認められ、結晶粒径が大きいほど軟磁性に優れる。また、平均結晶粒径が 50～180 $\mu\text{m}$  の範囲において軟磁性の変化に飽和傾向は見られず、さらなる粗大化による向上の可能性が示唆される。

軟磁性が結晶組織の大きさに支配されるということは、場所による結晶組織の違いが磁化特性の変動をもたらすことを意味する。図 2-7には、試作材#2 と#5 について板幅 1/4 の部位での結果を併記した。フェライト域での温間圧延では温度不均一を生じやすく、同一板内であるにもかかわらず、このように結晶組織の変化に起因した磁化特性のばらつきが生じる。また、厚肉材では、板厚方向での加工組織の不均一が不可避であるため、同様に板厚方向で異なる磁化特性が分布することが予想される。

CR-Annealing process を適用した#2、#4 の試作材の直流磁化特性を通常の製造方法による#1 の特性と比較して表 2-5に示す。当然の結果ではあるが、CR-Annealing process の適用で鉄の高磁束密度が損なわれることはなく、 $B_{40000}$  値から飽和磁化が 2.15 T であることがわかる。軟磁性は、従来製法による#1 を基準に、# 2、#4 の試作材において、透磁率で約 2 倍、保磁力で約 1/2 の向上を確認した。しかし、#2 と#4 には若干の特性差が認めら

れる。これは、上述した加工度の違いが結晶組織に大きさの違いをもたらしたためと判断される。CR-Annealing process を適用して、たとえば#4 の試作材で得られた軟磁性を安定的に再現するためには、得ようとする純鉄厚板の板厚や大きさに応じて、圧延条件の最適化とその厳格な管理が求められる。

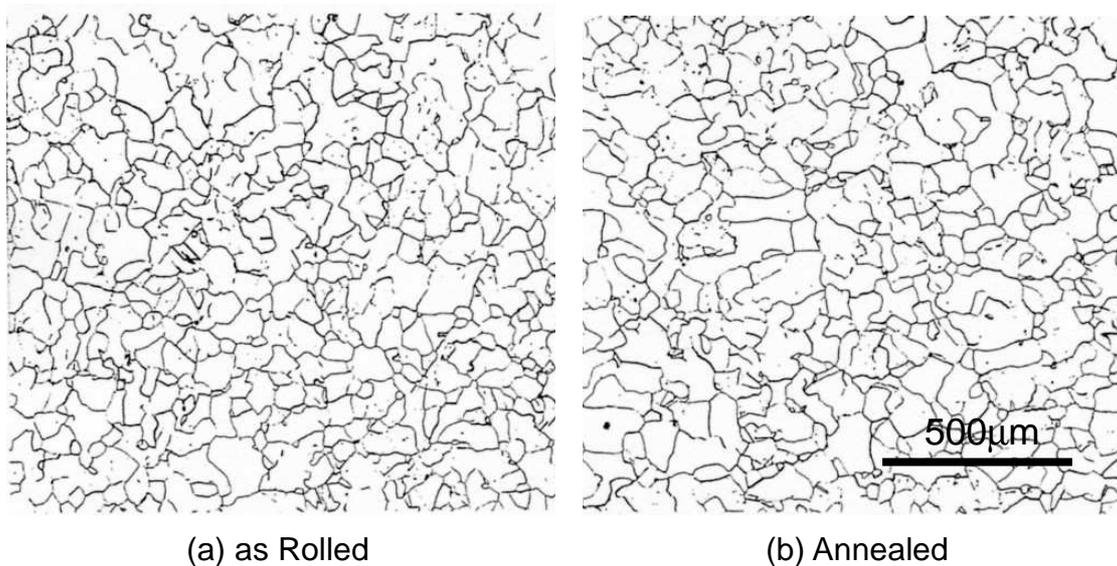


写真 2-1 #1 の試作材のマイクロ組織観察結果(×50)

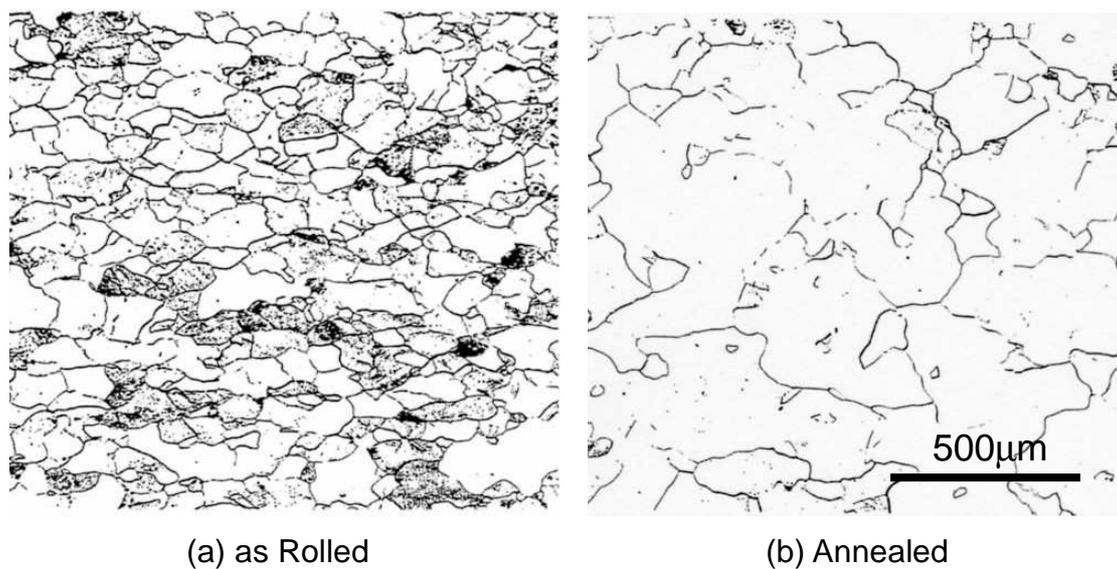


写真 2-2 #2 の試作材のマイクロ組織観察結果(×50)

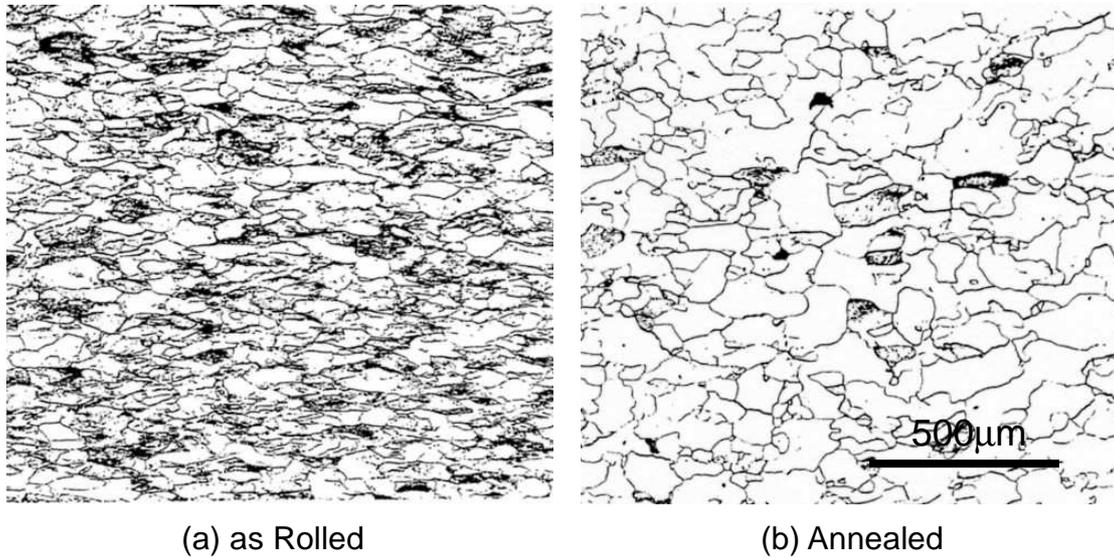


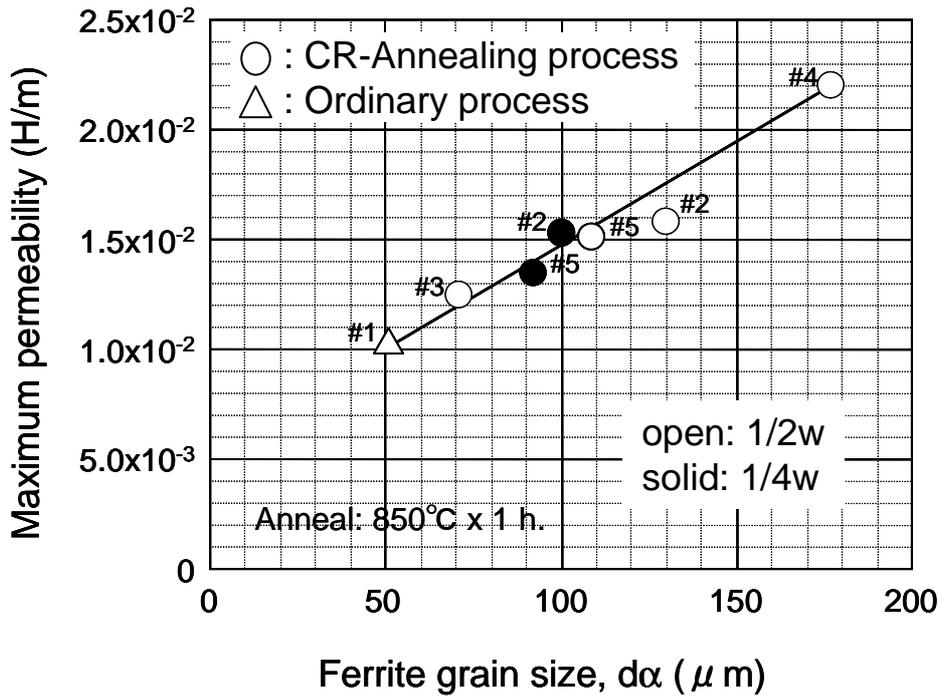
写真 2-3 #3 の試作材のマイクロ組織観察結果(×50)

表 2-5 試作材の直流磁化特性

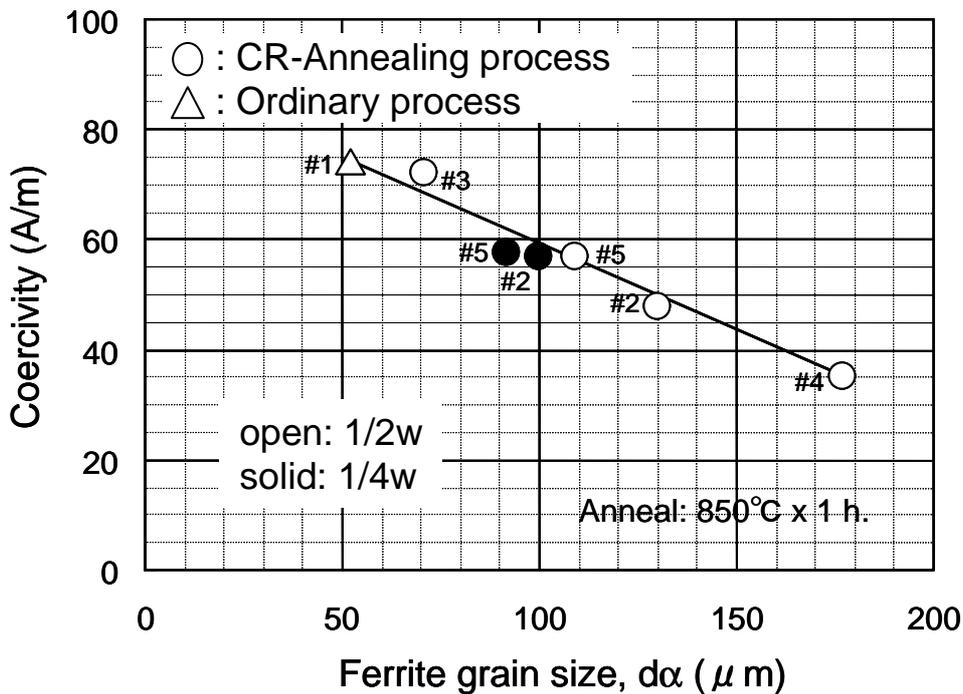
#	Thick. (mm)	$H_c$ (A/m)	$\mu_{max}$ (H/m)	$B_{80}$ (T)	$B_{240}$ (T)	$B_{400}$ (T)	$B_{4000}$ (T)	$B_{10000}$ (T)	$B_{40000}$ (T)
1	12	74	$1.0 \times 10^{-2}$	0.72	1.46	1.55	1.77	1.91	2.20
2	12	48	$1.6 \times 10^{-2}$	1.17	1.51	1.57	—	—	—
4	50	35	$2.2 \times 10^{-2}$	1.30	1.54	1.59	1.75	1.90	2.20

$H_c$ : 保磁力(coercivity)。B=1.5 T から反転させた値。

$B_n$ : 起磁力 n A/m における磁束密度。 $B_{80}$  は、80 A/m (1 Oe)、 $B_{40000}$  は 40000 A/m (500 Oe) に対する値。



(a) 最大透磁率



(b) 保磁力

図 2-7 純鉄厚板の磁化特性におよぼすフェライト結晶粒径の影響

結晶粒径の平均値と直流磁化特性の関係を(a)最大透磁率、(b)保磁力、について示している。それぞれのプロットには、対応する試作条件(表 2-4)を併記するとともに、試験片採取部位による直流磁化特性の差異を板幅中央(1/2W, open)と1/4の位置(1/4W, solid)で比較している。

## 2.3 Fe-1%Al 合金の開発

### 2.3.1 目的

熱活性過程は、結晶組織の界面エネルギーを低下させるので、高温 Anneal により、結晶粒界の総面積の減少、すなわち多結晶組織の結晶粒の粗大化を図ることができる。この駆動力は Gibbs-Thomson により、単位体積あたりの界面エネルギー  $\sigma$ 、結晶粒の半径  $r$ 、体積  $V$  を用いて、

$$\Delta G = 2 \frac{\sigma}{r} V \quad (2-6)$$

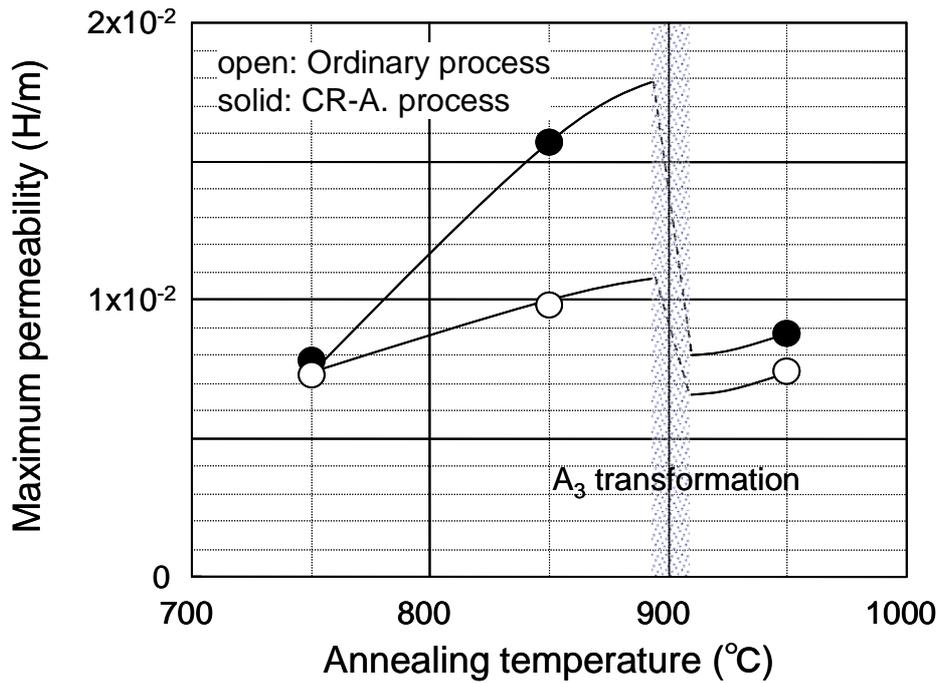
で与えられている。結晶粒の成長速度は  $\Delta G$  に比例するので、結晶粒径の時間変化は、

$$r^n - r_0^n = kt \quad (2-7)$$

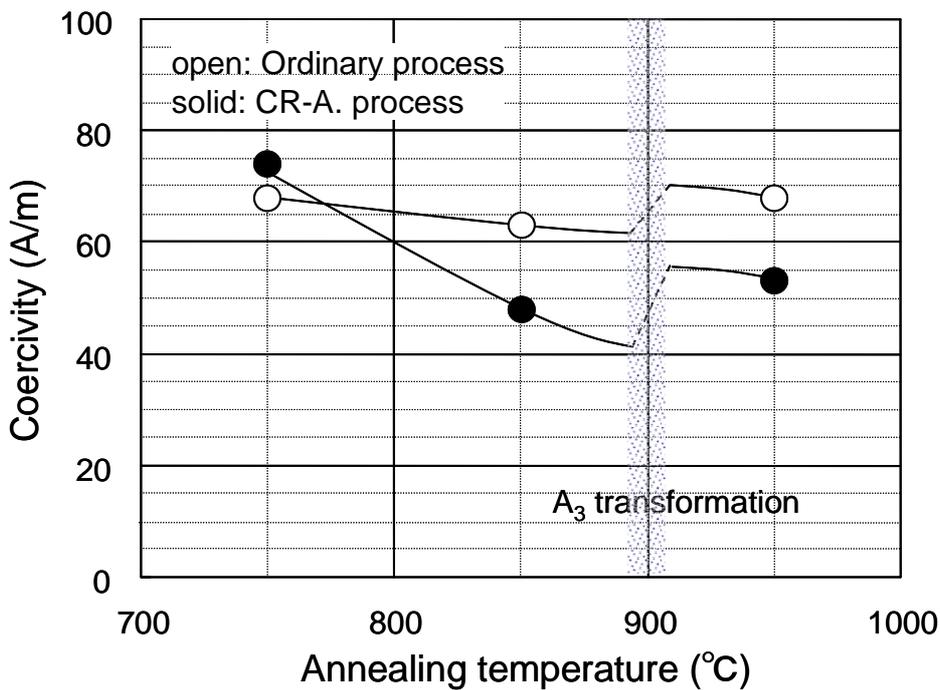
で表される[23,27]。ここで、 $r_0$ は初期粒径、 $t$ は時間を表している。また、 $n$ は粒成長の次数と呼ばれ、組織形態や粒成長の律速過程に応じて 2 から 4 の値を取る。 $k$ はアレニウス型の定数項で速度定数と呼ばれる。これは、活性化エネルギー  $Q$ 、気体定数  $R$  を用いて、 $k = k' \exp(-Q/RT)$  の形で表され、Anneal 温度  $T$  はこの式に含まれる。すなわち、この関係から高温長時間の Anneal が結晶組織の粗大化に有効であることが導かれる。また、高温 Anneal で粒成長を図る方法は前項で論じた CR-Annealing process による方法と比べて、ばらつきが少なく均一な結晶組織の粗大化を期待できる。

図 2-8に、通常の製造方法による純鉄と CR-Annealing process を適用した純鉄について、軟磁性におよぼす Anneal 温度の影響を調べた結果を示す。いずれの場合も Anneal 温度を 750°C から 850°C に昇温することで、最大透磁率は増加し、保磁力は減少する。しかし、950°C では、850°C の場合と比べて、最大透磁率の減少と保磁力の増加が認められる。これは、911°C 付近の  $A_3$  変態\*に起因する現象として次のように理解される。すなわち、 $A_3$  変態温度未満では、Anneal 温度の上昇にともないフェライト結晶粒の粗大化が進み、その結果として直流磁化特性の向上が観測される。しかし、 $A_3$  変態温度を超える温度での Anneal は、鉄の  $\alpha/\gamma$  変態にともなう結晶構造の組み替えが起こるため、フェライト組織は微細化し、直流磁化特性は、むしろ劣化する。したがって、純鉄では、 $A_3$  変態温度が Anneal 温度の上限を与えることになる。

\* 工業的に供給される純鉄では、僅かに含まれる不純物のため  $A_3$  変態温度は 885~905°C である。



(a) 最大透磁率



(b) 保磁力

図 2-8 純鉄の軟磁性におよぼす Anneal 温度の影響

表 2-4の#1 と#2 の供試材を用いて、Anneal 温度と直流磁化特性の関係を(a)最大透磁率、(b)保磁力について調べた結果を示している。Anneal 温度が  $A_3$  変態温度を超えると、相変態にともない結晶組織が微細化する。この理由から、Anneal 温度に対する透磁率、保磁力の変化は  $A_3$  変態温度で不連続となる。

そこで、鉄の  $\alpha/\gamma$  変態挙動を制御し、高温 Anneal の適用による結晶組織の粗大化を可能とすることにより、直流磁化特性を向上させる方法について検討することとした。鉄合金の組織学において、その 2 元系合金の  $\alpha/\gamma$  平衡は、添加元素の作用に応じて次の 4 種類に分類されている[28]。

- $\gamma$ 開放型：オーステナイト相を安定化し、かつ固溶度が大きい元素。  
Mn, Ni, Pt など。
- $\gamma$ 拡大型：オーステナイト相を安定化するが固溶度が限られるため共析変態を生じる元素。C, N, Cu など。
- $\gamma$ ループ型：フェライト相を安定化させる元素。Al, Si, Cr, Mo など。
- $\gamma$ 狭小型：フェライト相を安定化させ、さらに化合物を形成する元素。  
S, Zr, Nb など。

すなわち、純鉄に  $\gamma$ ループ型の元素を添加しフェライト相を安定化させ、さらに高温での Anneal を組み合わせることによりフェライト結晶組織の粗大化を期待することができる。文献から、B, Al, Si, P, Ti, V, Cr, Mo, Zn などの元素がその候補となる。そこで、これらの中から鉄鋼材料に意図的に活用され、かつ、鉄の飽和磁化の減少を最小化するために少量添加でフェライト相を安定化できる元素に着目すると、その選択肢は Al と Si に絞り込まれる。また、 $\gamma$ 拡大型元素は、 $\gamma$ ループ型元素とフェライト相の安定化作用で相反するため、Al、Si の添加によるフェライト相の安定化作用は、不純物として含有する炭素や窒素の影響を強く受ける[6,29]。これらの元素は、侵入型固溶元素であることから結晶格子を歪ませる作用を通じて軟磁性を劣化させることも知られている。後述するように、Al 添加により AlN とし窒素を固定することにより、ある程度の無害化を図ることができる。したがって、特に炭素は、可能な限り低減すべき不純物元素とされる。このような背景から、炭素含有量を制御した鉄合金で、フェライト相を安定化させるために必要な  $\gamma$ ループ型元素の添加量が調査され、Al では 2%以上、Si の場合では 3%以上が必要とされるとの報告がある[1,3]。これらの知見から、Fe-Al 系または Fe-Si 系合金でフェライト相の安定化を図る場合、添加元素が鉄を希釈するようにその飽和磁化を減じると仮定すれば、それぞれの場合の原子分率から、Al の場合では約 4%、Si の場合では約 6%の磁化の低下が推定される。このことから、飽和磁化を損なわずにフェライト相の安定化を図るためには、Si 添加との比較において Al 添加が好ましいといえる。

鉄鋼材料の材質設計において Al は、きわめて重要な添加元素である。通常の鉄鋼材料では、製鋼工程での脱酸剤として、また、マイクロ組織制御のための微量元素として 0.05%未満の Al が添加される。Al によるマイクロ組織制御は、鋼中に不可避免的に含有する数 10ppm の窒素と結合し、AlN を生成することを通じてなされる。構造用鋼では、強靱化を図るた

めに結晶組織の微細化を目的に AlN を微細分散させ、結晶組織の粒成長を AlN のピン止め効果により抑制する。直流磁化特性の向上を目的に結晶組織の粗大化を図るためには、Anneal 中のピン止め効果を低減するために AlN を固溶させる、または、粗大化させ析出粒子数を減少させればよい。AlN の平衡固溶量は、それぞれの濃度  $[Al]$ 、 $[N]$ 、および絶対温度  $T$  を用いて、

$$\log([Al][N]) = -\frac{\alpha}{T} + \beta \quad (2-8)$$

の溶解度積で与えられる。ここで、 $\alpha$ 、 $\beta$  は係数であり、溶媒である鉄がフェライト相(bcc)かオーステナイト相(fcc)かによって異なる値を取る。しかし、いずれの場合も、多量添加は固溶温度の上昇をもたらす。他方、高温 Anneal を前提とした場合は、オストワルド成長による未固溶 AlN 粒子の粗大化にともなう分散粒子数の減少が期待され、また、低窒素化が図られれば Anneal 温度によっては固溶させることも可能と思われる。

Fe-Al 系合金の軟磁性に関する検討は、既に Adams の報告に見ることができる[1,30]。文献には、高合金化による効果を示すための比較の位置付けとして添加量を変化させた Fe-Al 系および Fe-Si 系合金の軟磁性が報告されているが、その狙いは本研究で論じる結晶組織の粗大化に着目した内容とは異なる。また、不純物元素の影響によると推測されるが、1~数%の Al、Si 添加により、後述のような磁化特性の高性能化は報告されていない。また、本研究の直後の 1992 年には、Tewari らにより 1%Al-Mn 系合金の磁化特性が報告されている[31]。この報告には、いくつかの供試材の中で最も良好な直流磁化特性として、最大透磁率で  $1.3 \times 10^{-2}$  H/m、保磁力 66 A/m が示されているが、この特性値は 2.2.3 項の表 2-5 に示した CR-Annealing process による特性と比べても同等以下である。Tewari の報告には、供試材の炭素含有量が 0.01%程度であったと記載されていることから、炭素含有量の相違が、より優れた直流磁化特性を見出せなかった原因であったと思われる。

近年の製鋼技術の進歩により、最先端の鉄鋼メーカーでは、炭素含有量を数十 ppm 以下に抑えた鉄を工業規模で製造することが可能となった。そこで、過去の知見が不純物としての炭素の低減が不十分な供試材によってもたらされたと推察すれば、さらなる炭素含有量の低減により Al 添加量が 2%未満であってもフェライト相の单相化を期待できる。また、低炭素化とフェライト相の安定化による結晶組織の粗大化による相乗効果が得られれば、軟磁性を大きく向上させることが可能と考えられる[32,33]。そこで、Al 添加によるフェライト相の安定化と高温 Anneal の組み合わせにより、CR-Annealing process による場合を上回る結晶組織の粗大化を達成し、その結果として直流磁化特性の大幅な向上を図ることを目的とした。

## 2.3.2 方法

工業的に製造が可能な純鉄をベースに、Al 添加量を 0.06 から 3.1%の範囲で変化させた Fe-Al 系合金を溶製し、フェライト組織の単相化を通じた結晶組織の粗大化と直流磁化特性への影響を調べた。試料の化学成分を表 2-6に示す。熱間圧延により作製した板厚 15mm の供試材より  $\phi 3 \times l 10\text{mm}$  の円柱形状の試験片を採取し熱膨張測定装置を用いて変態温度を測定した。なお、その際の加熱速度は  $1^\circ\text{C}/\text{s}$  とした。直流磁化特性については、供試材より採取した  $\phi 45(\text{OD}), \phi 33(\text{ID}) \times l 6\text{mm}$  のリング形状試験片を種々の温度で Anneal の後、JIS C 2504 に準拠する方法で測定した。

表 2-7には、実験室レベルでの検討結果を踏まえて 50 トン規模で製造した Fe-1%Al 合金の化学成分例を示す。高炉より出銑後、転炉にて分湯し、真空精錬、脱ガス処理を経て造塊し、熱間圧延により 15mm の厚板を得て同様に直流磁化特性を評価した。

表 2-6 実験に用いた Fe-Al 系合金の化学成分 (mass %)

C	Si	Mn	P	S	Sol. Al	T. N
0.001 ~0.002	0.01	0.01 ~0.02	0.001	0.0002 ~0.0005	0.061 ~3.108	0.0008 ~0.0024

Sol. Al: Soluble Al (酸可溶アルミニウム、酸化物以外の状態で含有する Al 量)

T. N: total nitrogen

表 2-7 実機にて製造された Fe-1%Al 合金の化学成分 (mass %)

C	Si	Mn	P	S	Sol. Al	T. N	T. O
0.002	0.09	0.04	0.007	0.0006	1.13	0.0010	0.0007

Sol. Al: Soluble Al

T. N: total nitrogen

T. O: total oxygen

## 2.3.3 結果と考察

高純度 Fe-Al 系合金で観測された  $\alpha/\gamma$  変態挙動を図 2-9に示す。Al 含有量が 0.96%の供試材では  $\alpha/\gamma$  変態は観測されず、この図から、高純度化された Fe-Al 合金系では、概ね 0.85% 以上の Al 添加で結晶組織を融点までの固相温度範囲でフェライト相単相とすることができることがわかった。すなわち、相変態による結晶組織の微細化を危惧することなく、高温 Anneal による熱活性過程のみを用いた結晶組織の粗大化が可能となる。

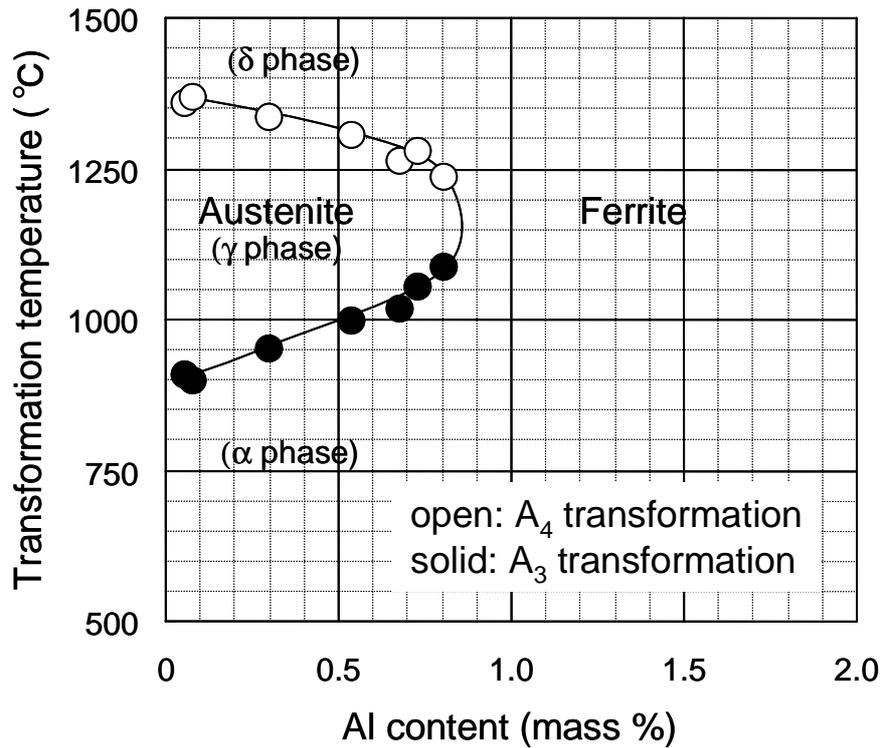
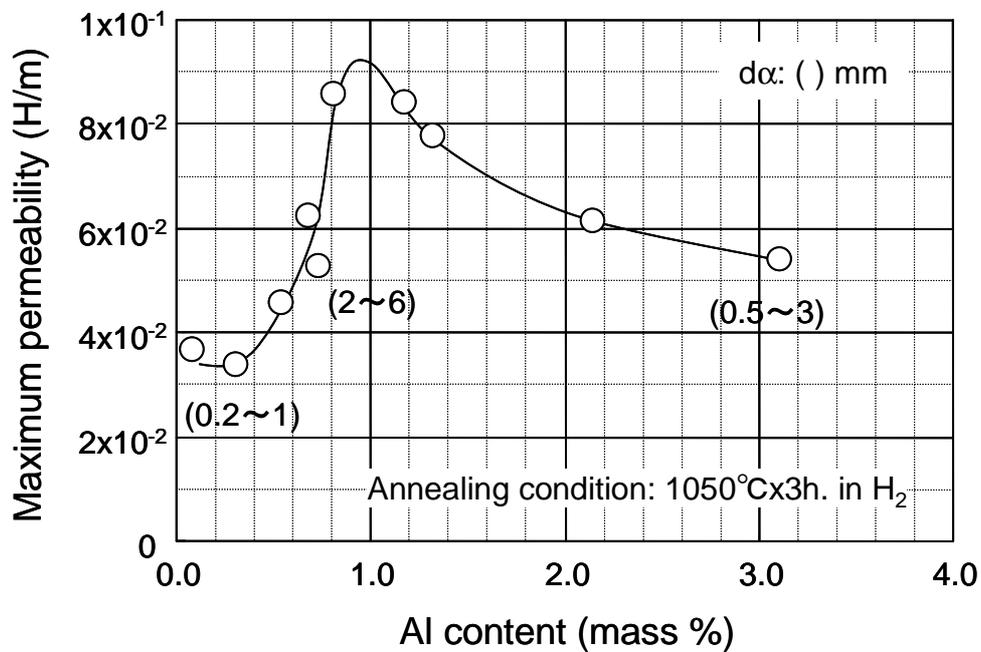
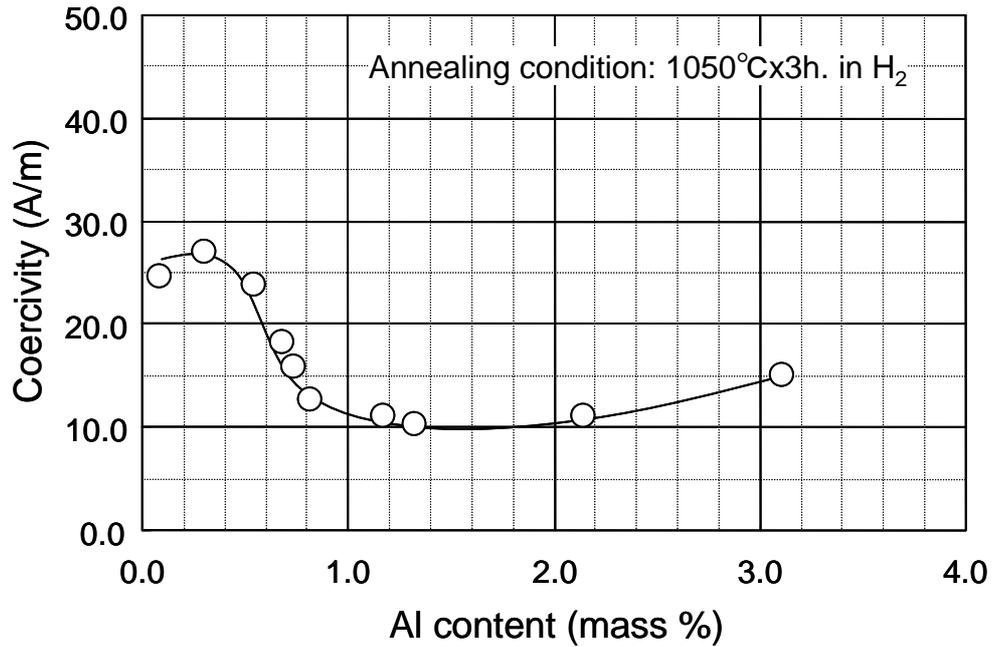


図 2-9 Fe-Al 合金系の $\gamma/\alpha$ 変態挙動

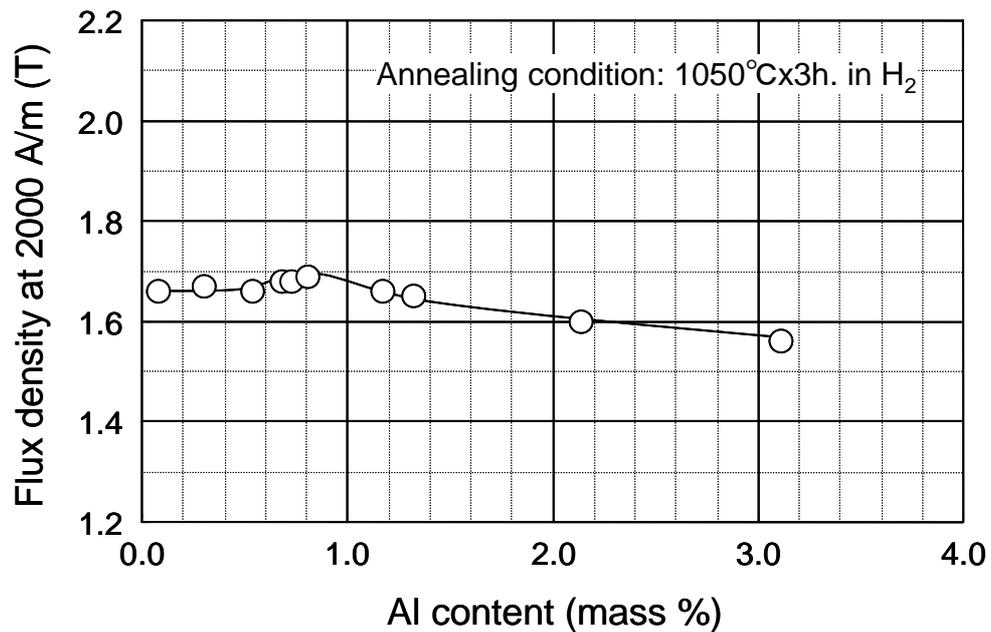
Fe-Al 系合金の変態挙動を昇温速度 1°C/s にて調べた。A<sub>3</sub>(solid)は $\alpha$ (bcc) $\rightarrow\gamma$ (fcc)変態点を、A<sub>4</sub>(open)は $\gamma$ (fcc) $\rightarrow\delta$ (bcc)変態点を表している。約 0.85%の Al 添加で、固相域全ての温度範囲で $\alpha$ 相単相となる。



(a) Al 添加量と最大透磁率の関係



(b) Al 添加量と保磁力の関係



(c) Al 添加量と起磁力 2000 A/m に対する磁束密度の関係

図 2-10 直流磁化特性におよぼす Al 添加量の影響

1050°Cで Anneal を施した場合の直流磁化特性を(a)最大透磁率、(b)保磁力、(c)起磁力 2000 A/m での磁束密度、について Al 添加量で整理した。(a)の図中には、結晶粒の大きさ  $d\alpha$  を粒径の範囲で示した。

図 2-10に、水素雰囲気中で 1050°C×3 時間の Anneal を施した後の試験片を用いて測定した直流磁化特性を Al 添加量について整理した結果を示す。図 2-10 (a)は、最大透磁率に

ついて示した結果であり、約 1%の Al 添加でその値は  $8 \times 10^{-2}$  H/m に達する。図 2-10 (b) の保磁力は、Al 添加量が 1~2%の範囲で極小を示し、絶対値は 10 A/m 程度と良好である。

写真 2-4には、後述する工業規模で製造された Fe-1%Al 合金の Anneal 後のマイクロ組織観察結果を示す。写真 2-2、写真 2-3に示した CR-Annealing process を適用して製造した純鉄のマイクロ組織と比較してわかるように、粒成長が熱活性過程のみによることを反映して、アスペクト比の小さい等軸な結晶組織が観察される。なお、結晶組織は混粒であるため、図 2-10 (a)には、結晶粒径を平均値ではなく範囲で示した。最大透磁率が極大を示す領域の結晶粒径が 2~6 mm と著しく大きいことから、この領域で認められた優れた直流磁化特性は、結晶組織の粗大化が、AIN のピン止め効果に阻害されることなく、Al 添加によるフェライト相の安定化と高温 Anneal の組み合わせにより達成されたためと理解される。しかし、さらなる Al 添加で観察された磁化特性の低下は、マイクロ組織が 0.5~3 mm とやや微細化していることから、Al の過剰添加にともない AIN の固溶度が低下し、未固溶の AIN によるピン止め効果が Anneal 時の粒成長を抑制したためと思われる。また、そのほかの理由として、過剰な Al 添加が磁化容易軸方向の磁歪を増加させることが知られているので、可能性としてこの影響も挙げられる[1,3]。図 2-10 (c)に、起磁力 2000 A/m に対する磁束密度  $B_{2000}$  を示す。この起磁力による磁化は飽和に至る前の状態であるから、Al 添加による軟磁性の向上にともなう  $B_{2000}$  の微増が見られる。しかし、1%を超える Al 添加は明らかに  $B_{2000}$  を減少させる。これは、Al 添加による飽和磁化の減少が  $B_{2000}$  に反映されたためと理解される。

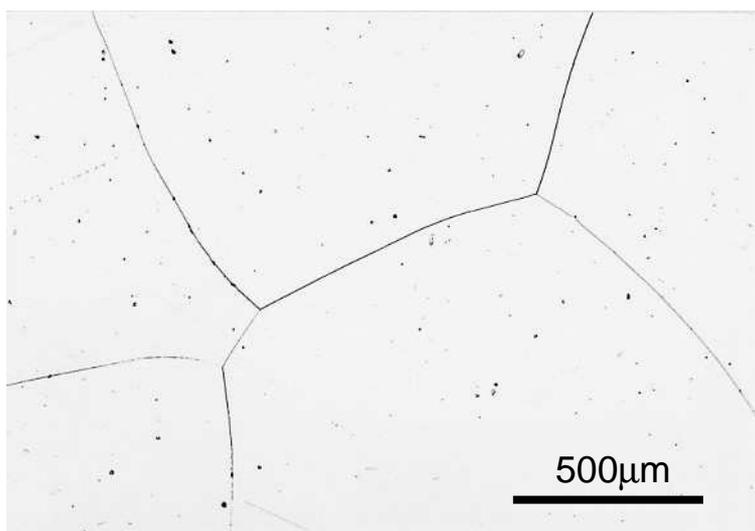
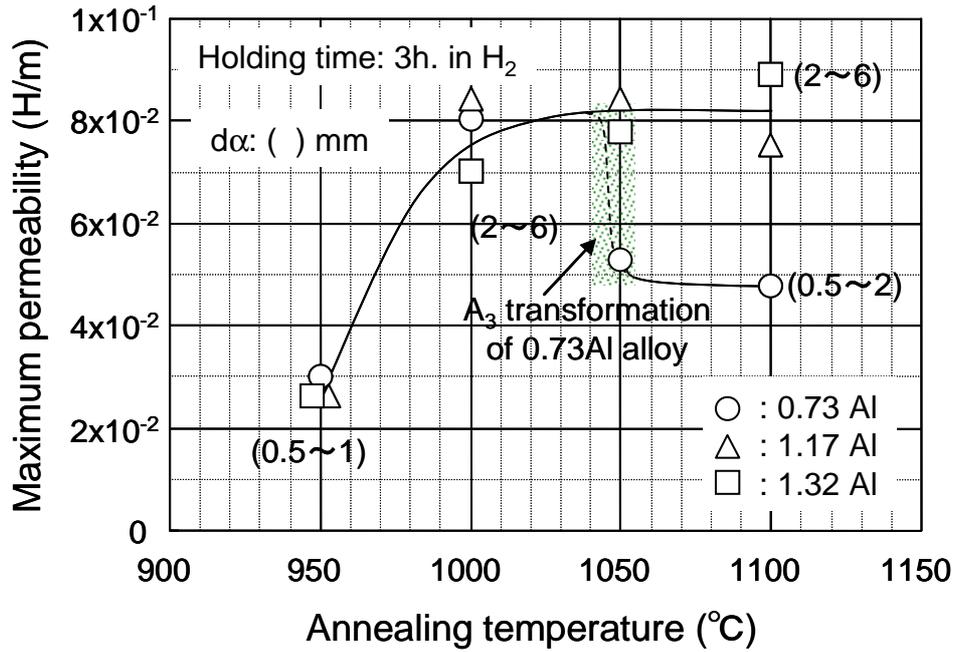
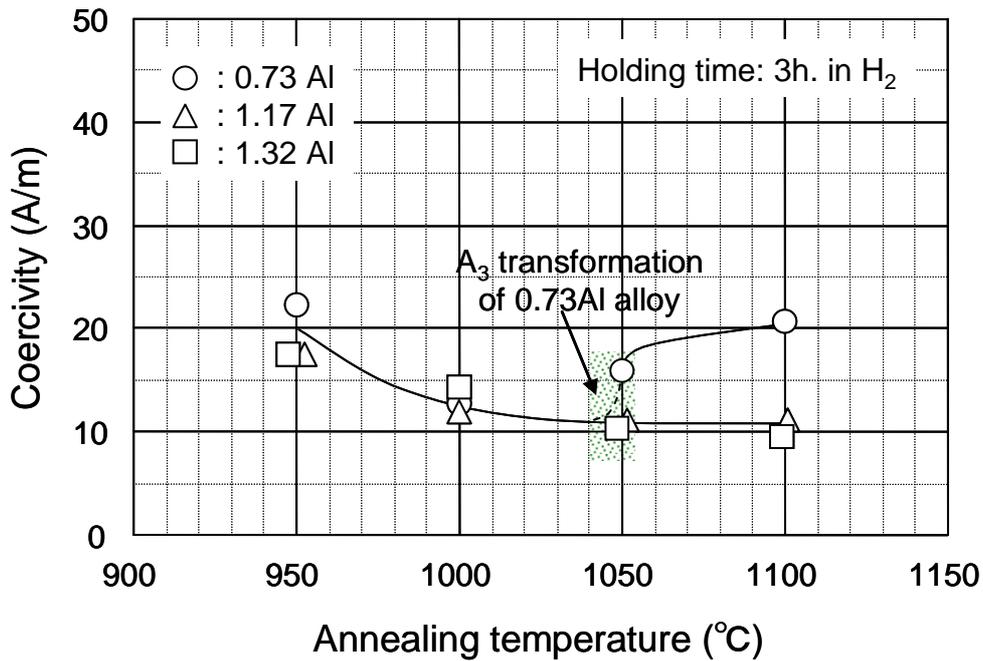


写真 2-4 Fe-1%Al 合金のマイクロ組織

実機で製造した Fe-1%Al 合金を 1050°C で Anneal することで得られた粗大なマイクロ組織。実験室検討においても同等の条件の供試材で同様のマイクロ組織が観察された。



(a) 最大透磁率と Anneal 温度の関係



(b) 保磁力と Anneal 温度の関係

図 2-11 直流磁化特性におよぼす Anneal 温度の影響

1%前後でAl添加量を変化させた供試材を用いて、結晶組織の粗大化と直流磁化特性におよぼす Anneal 温度の影響を調べた。1050°C付近で A<sub>3</sub> 変態を有する 0.73Al 添加の供試材では、 $\alpha/\gamma$ 変態にともなう微細化のため、1050°Cを越える Anneal で磁化特性は劣化する。(a)の図中には、図 2-10 と同じく、結晶粒の大きさ  $d\alpha$ をその範囲で示した。

直流磁化特性におよぼす Anneal 温度の影響を図 2-11に示す。ここでは、フェライト单相化が図られた 1.17% Al 添加と 1.32% Al 添加の供試材、および、約 1050°Cに A<sub>3</sub>変態点を有する 0.73% Al 添加の供試材を用いて実験を行った。Anneal 温度が 1000°Cの場合、全ての供試材で優れた軟磁性が観測された。しかし、950°Cの Anneal による軟磁性は 1000°Cの結果と比べて大きく劣っている。この変化はフェライト結晶組織の変化とよく対応しており、950°C加熱の場合では結晶粒径の分布が 0.5~1 mm と細粒かつ整粒であるが 1000°C加熱では 2~6 mm の粗粒かつ混粒組織となっている。このことから Anneal 温度の上昇にともなう軟磁性の向上は、AlN の再固溶にともなうフェライト結晶粒の異常粒成長が関与した組織の粗大化によるものと推定される。なお、0.73% Al 添加の場合は、1050°Cの Anneal により軟磁性の低下が認められた。これは、先述の図 2-9からわかるように、0.73% Al 添加の場合は約 1050°Cで A<sub>3</sub>変態が生じるため、粗大化しつつあるフェライト結晶が Anneal の過程で  $\alpha/\gamma$  変態を経験し微細化したためである[34]。

以上の結果から、Fe-1%Al 合金に 1000°Cを超える高温 Anneal を施すことにより、鉄の飽和磁化を損なうことなく優れた軟磁性を実現できることが見出された。そこで、工業生産規模で Fe-1%Al 合金を製造し、その性能を確認した[35-39]。表 2-8には試験片に対して真空中で 1050°Cの Anneal を施した後の直流磁化特性を、また、写真 2-4にはそのマイクロ組織観察結果を示す。前項の写真 2-1と比べて顕著なフェライト組織の粗大化が達成されていることがわかる。また、このような結晶組織の顕著な粗大化の効果として、軟磁性は表 2-2に例示した Permalloy B と同等のレベルを達成し、かつ起磁力が大きい領域での磁束密度も高い。図 2-12に、Fe-1%Al 合金のヒステリシス曲線を純鉄と比較して示す。

表 2-8 Fe-1%Al 合金の実規模製造材の直流磁化特性例

$\mu_{\max}$ (H/m)	H <sub>c</sub> (A/m)	B <sub>24</sub> (T)	B <sub>40</sub> (T)	B <sub>80</sub> (T)	B <sub>400</sub> (T)	B <sub>2000</sub> (T)	B <sub>20000</sub> (T)
8.3x10 <sup>-2</sup>	13	1.32	1.42	1.50	1.59	1.69	2.04

H<sub>c</sub>: 保磁力(coercivity)。B=1.5 T から反転させた値。

B<sub>n</sub>: 起磁力 n [A/m]における磁束密度。

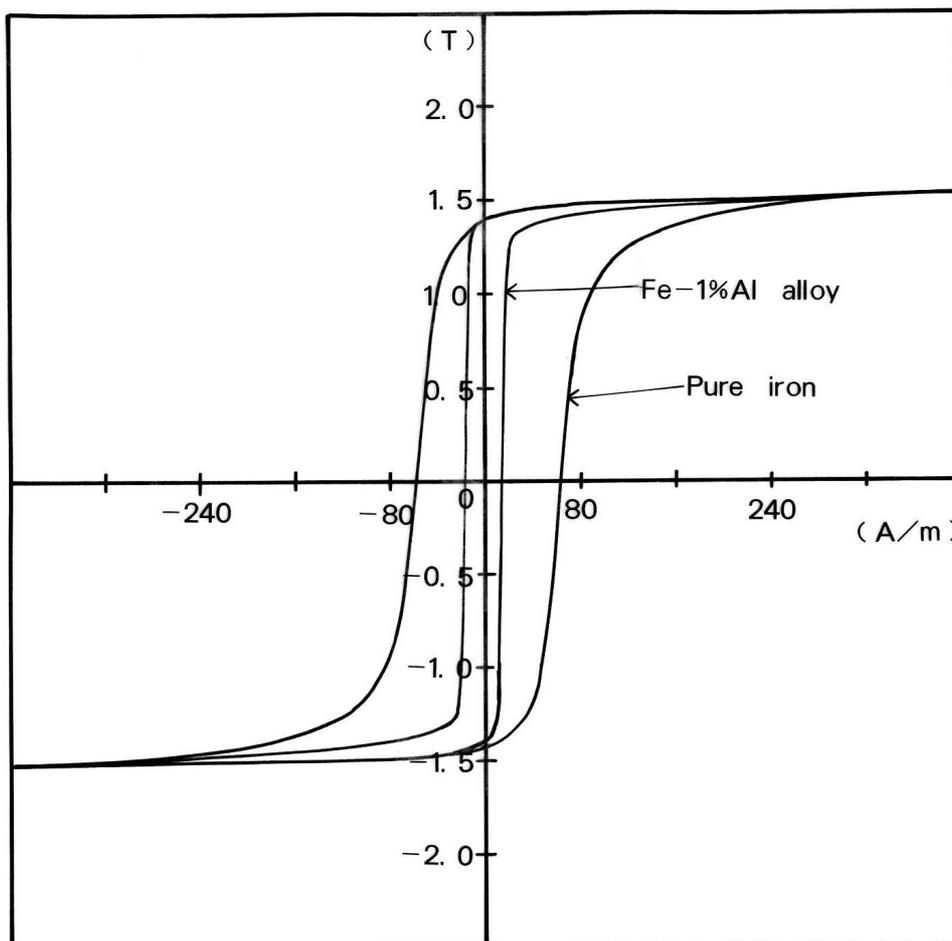


図 2-12 Fe-1%Al 合金と純鉄のヒステリシス曲線の比較

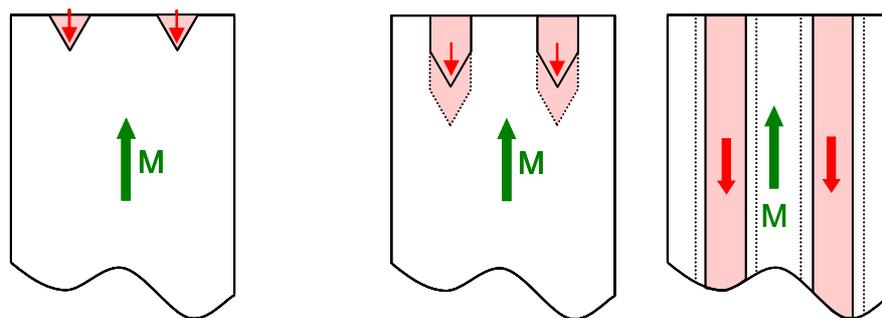
## 2.4 軟磁性におよぼす塑性歪の影響

### 2.4.1 目的

透磁率におよぼす塑性歪の影響は、磁化過程で越えなければいけないポテンシャル障壁の高さと数の増大による磁壁移動の阻害効果として理解される。しかし、保磁力におよぼす塑性歪の影響は、磁壁移動が阻害される効果のみでは説明できない。

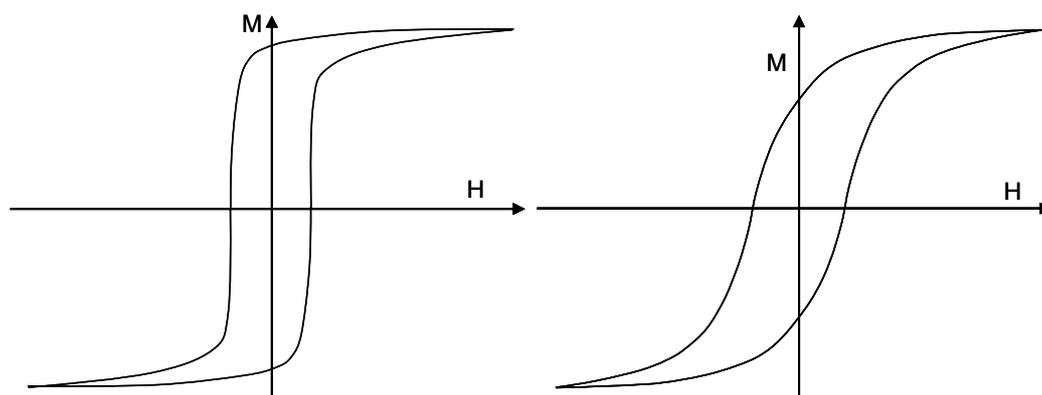
図 2-13に、減磁過程での磁区構造の変化の支配因子とヒステリシス曲線の間を概念的に示す[8,40]。このモデルによれば、ヒステリシス曲線の形は、減磁過程における反転磁区の核生成とその成長・拡幅の兼ね合いで定性的に説明される。図 2-13 (A)は、反転磁区の核生成に必要な磁場(生成磁場と呼ぶ)が、反転磁区の成長・拡幅に必要な磁場(伝播磁場と呼

ぶ)より大きい場合を想定したヒステリシス曲線の形を示している。伝播磁場が生成磁場より小さいため、核生成した反転磁区は急速に成長・拡幅するので、この場合は図 2-13 (A) のような角型のヒステリシスを示す。図 2-13 (B)は、逆に生成磁場が伝播磁場より小さい場合である。この場合は、生成した反転磁区を成長・拡幅させるためにさらに強い磁場が必要とされるため、ヒステリシスの形は図 2-13 (B)に示したようななで肩になる。



(a) 反転磁区の核生成

(b) 反転磁区の成長および拡幅



(A) 生成磁場>伝播磁場の場合

(B) 伝播磁場>生成磁場の場合

図 2-13 減磁過程における磁区構造の変化の支配因子とヒステリシス曲線の関係

単磁区の減磁過程は、反転磁区の核生成(a)と、その成長・拡幅(b)で理解される。核生成のために必要な逆向きの磁場を生成磁場と定義し、また、その成長・拡幅に必要な磁場を伝播磁場と定義すれば、ヒステリシス曲線の形は、これらの大小関係で説明される。

そこで、塑性歪が保磁力にどのような影響をおよぼすのかについて考察を行う。塑性歪により導入された転位は、磁壁移動を妨げる障壁として反転磁区の成長・拡幅に必要な伝播磁場を増大させる。しかしながら、転位の存在が、不安定サイトとして局所的なエネルギー変化をもたらすことを考慮すると、減磁過程で新たな反転磁区の生成を助長する、もしくは、残留磁化の状態ですでに反転磁区が存在を許す効果を併せ持つことになる。したがって、保磁力におよぼす塑性歪の影響は、伝播磁場を増加させる効果と生成磁場を減少させる効果の重

量として理解すべきである。そこで、図 2-13 のヒステリシス曲線の形を比較すれば、保磁力は、(A)では反転磁区の核生成磁場に、(B)では伝播磁場に依存するといえる。しかし、保磁力状態での磁区構造は、 $H=0$  の残留磁化状態でそれぞれの容易磁化方向に向いた磁区が、 $M=0$  の点へ向けての逆向きの磁場により反転し、それぞれの磁区のベクトル和がマクロ的に体積分率でゼロとなるように分布すればよいことから、図 2-13 (B) のヒステリシス曲線で定まる保磁力は、伝播磁場のみならず生成磁場にも依存すると考えられる。すなわち、塑性歪による保磁力の増加は、伝播磁場の増加による影響が生成磁場の低下により緩和された結果であると理解することができる。

多結晶体では個々の結晶粒が周囲の結晶粒とそれぞれ束縛し合っているため、外力に屈して塑性変形するためには多数のすべり系の活動が求められる。強磁場大型装置環境下の磁気遮蔽に用いる鉄は bcc 構造であるから、すべり方向  $\langle 111 \rangle$  に対する  $\{110\}$ 、 $\{112\}$ 、 $\{123\}$  のすべり面が活動する。その際、まず、外力に対してすべりやすい方位にある結晶粒にすべりが発生する。このとき、もともと存在していた可動転位、あるいは転位源から発生した転位が結晶粒内を移動する。粒内を横切るように移動した転位は、結晶粒界を横切ることができずその前面に堆積し、それによる応力集中が隣接結晶粒のすべりを誘起する。塑性変形の過程では、粒界での連続性を保ちながら複数の粒内でのすべりが相関を持ちながら伝播してゆくことになるので、降伏強度は転位の移動の障害となる粒界の影響を強く受ける。この粒界の寄与は、Petch により、降伏強度  $\sigma_y$  と結晶粒径  $d$  の関係として、

$$\sigma_y = \sigma_0 + k_y d^{-1/2} \quad (2-9)$$

で与えられている[41-43]。ここで、 $\sigma_0$  は単結晶の降伏強度を表し、 $k_y$  は結晶ごとに定められる定数である。式(2-9)の物理的な意味は、隣接結晶粒にすべりを生じさせるための粒界への応力集中であるから、結晶粒が大きい、すなわち粒界が少ないほど応力集中は大きく、したがって  $\sigma_y$  は小さくなる。また、粒界が多いほど応力が分散されるので巨視的な降伏を生じさせるためには大きな外力を必要とするので  $\sigma_y$  は大きくなる[44]。大きな塑性変形を与えた場合、転位は変形量にともなって増殖し、粒界近傍に留まらず粒内にも絡み合うように分布し加工硬化をもたらす。このような状態での磁壁移動は、粒界近傍であろうと、粒内であろうとも強く束縛されるので、軟磁性は歪がない状態に比べて著しく劣化する。しかし、塑性変形量が極めて微小な場合は、転位は結晶粒界の前面に堆積している状態に留まっていることから、粒内に存在する磁区についてはある限られた範囲内で磁壁移動が容易な状態にあることが期待される。そこで、軟磁性におよぼす塑性歪の影響に関する研究では、磁気遮蔽の加工や組み立て、据え付けで導入され得る歪量が非常に僅かであることを踏まえ、この

条件による塑性歪で導入される転位が結晶粒界の前面に堆積した状態に留まっている可能性を意識して、結晶粒の大きさとの関係を含めてその影響を詳細に調査することとした[17,45]。

## 2.4.2 方法

直流磁化特性におよぼす塑性歪の影響に関する実験の条件と手順を図 2-14に示す。工業規模で製造された厚さ 50mm の純鉄と Fe-1%Al 合金を供試材に用いた。それぞれの供試材から図 2-15に示す試験片を機械加工により採取し、所定の Anneal の後に塑性歪を付与し直流磁化特性を測定した。図 2-15(a)のリング形状試験片を用いた実験では、Anneal 後の状態での直流磁化特性を測定した後、冷間圧延により塑性歪を付与し、再び直流磁化特性を測定する方法を適用した。しかし、この方法では 1%に満たない微小な塑性歪による影響を調べることは難しく、そこで図 2-15(b)に示した中空引張試験片を考案した。所定の条件で Anneal された図 2-15(b)の試験片に引張試験機を用いて微小な引張歪を付与し、その後、試験片平行部よりリング形状試験片を採取し、直流磁化特性を測定した。なお、リング試験片を採取する作業は高速砥石により慎重に行うことで切断作業による歪が実験結果に重畳することを最小化した。なお、無歪状態の試験片に対しても同様の手順の比較実験を行い、この方法で微小な歪の影響を正しく評価できることを確認した。

次に、結晶粒の大きさの違いが塑性歪による保磁力の変化にどのような影響をおよぼすかを冷間圧延により製造した Fe-1%Al 合金を用いて調査した。実験条件と手順を図 2-16に示す。この実験では、冷間圧延後の Fe-1%Al 合金に種々の Anneal 条件を施すことにより幅広く結晶粒径を変化させることができることに着目した。冷間圧延された Fe-1%Al 合金から図 2-15(a)と同様な、ただし厚さが約 1mm の試験片を採取し実験に供した。

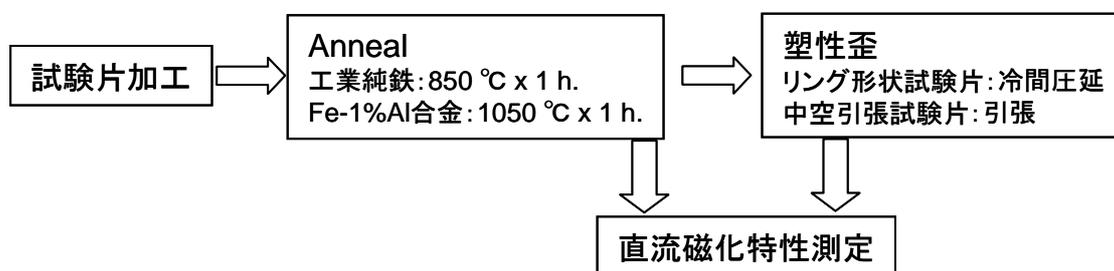
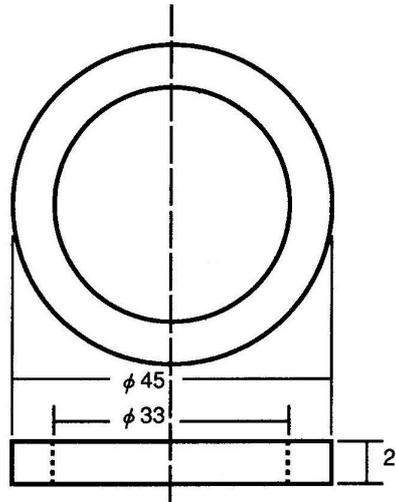
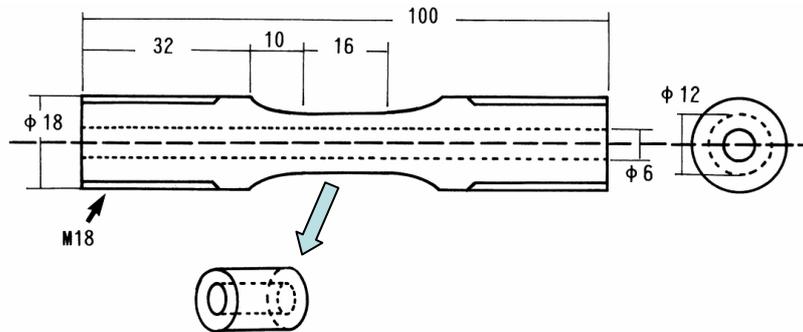


図 2-14 軟磁性におよぼす塑性歪の影響の実験方法

供試材として、純鉄と Fe-1%Al 合金を用いた。磁気遮蔽の製造や組み立て、据え付け時に不可避免的に導入される非常に僅かな塑性歪が直流磁化特性におよぼす影響を系統的に調べることを目的とした。



(a) リング形状試験片(冷間圧延歪用)



(b) 中空引張試験片(引張歪用)

図 2-15 塑性歪の影響調査に用いた試験片の形状

付与した塑性歪量は、(a)リング試験片では、冷間圧延前後での試験片厚さの変化から、(b)中空引張試験片では、平行部に 10 mm の標点を設定し、差動トランスを用いた伸び計で荷重-伸び線図を監視しながら変位を与え、除荷後の伸び量から評価した。



図 2-16 塑性歪による保磁力の変化におよぼす結晶粒径の影響の実験方法

冷間圧延された Fe-1%Al 合金の Anneal 温度を変化させることにより、結晶粒径を 0.1~1.5 mm の範囲で調整し実験に用いた。2%の塑性変形で導入される転位は、結晶粒界前面に堆積した状態にあると考えられるので、そのような歪状態が軟磁性におよぼす影響を結晶粒の大きさとの関係において実験的に調べた。

### 2.4.3 結果と考察

直流磁化特性におよぼす塑性歪の影響を図 2-17に示す。図には二種類の異なる方法で付与された塑性歪によるデータを併記したが、両者の連続性はよく、この実験で正しい評価が可能であることが判断される。

磁束密度におよぼす塑性歪の影響を、 $B_{80}$  および  $B_{2000}$  に注目して図に示した。これらはそれぞれ起磁力 80 A/m および 2000 A/m に対する磁束密度を表している。図 2-17の結果が示すように、僅か 0.3%程度の塑性歪により  $B_{80}$  値は急激に低下する。このことから、塑性歪により 80 A/m の起磁力では超えることができないポテンシャル障壁が導入されたことが理解される。しかし、 $B_{2000}$  値は、塑性歪に対して敏感ではなく、この範囲の歪量で導入されるポテンシャル障壁は 2000 A/m の起磁力で超えることができる。純鉄と Fe-1%Al 合金で歪の影響を受けた後の磁束密度に差が認められないことから、磁化のしやすさ、すなわち透磁率の比較において結晶組織の大きさによる差はないと判断される。

残留磁束密度の変化には、純鉄と Fe-1%Al 合金で大きな差異が認められる。いずれもごく僅かな塑性歪により残留磁束密度は低下する。この結果を図 2-13と比較すれば、塑性歪により残留磁束密度が低下した状態は、反転磁区の生成磁場が低い場合の B-H 曲線の特徴に一致する。また、低下後の値を比べると、純鉄で 0.6~0.7 T であるのに対して、Fe-1%Al 合金ではその半分程度の 0.3 T 程度と非常に低い。このことから、結晶組織の大きさの違いが、反転磁区の生成と成長に何らかの影響をおよぼしていることがわかる。

保磁力は、純鉄および Fe-1%Al 合金いずれにおいても塑性歪による増加が観察されるが、磁束密度や残留磁束密度のように急激な変化は認められず、かつ、歪の影響を受けた後の絶対値は両者で大きく異なる。図 2-18には、Fe-1%Al 合金について塑性歪の導入によるヒステリシス曲線の変化を示した。塑性歪の影響を受ける前後のヒステリシス曲線の形は、それぞれ図 2-13のモデルで説明した 2 種類のヒステリシス曲線の形に対応している。なお、純鉄のヒステリシス曲線も塑性歪導入の前後で図 2-18と同様の形を示している。以上から、塑性歪により導入された転位は、反転磁区の成長・拡幅を妨げることにより保磁力を増加させると同時に、反転磁区の生成または存在サイトとして、保磁力の増加を抑制する効果を併せ持つものと考えられる。

図 2-17中には、Fe-1%Al 合金については 2%程度、純鉄では 2.5%程度の塑性歪を付与した試験片について、再度の Anneal を施こした後の直流磁化特性を併記した。Anneal により導入された歪は開放され軟磁性は初期の状態に回復する。

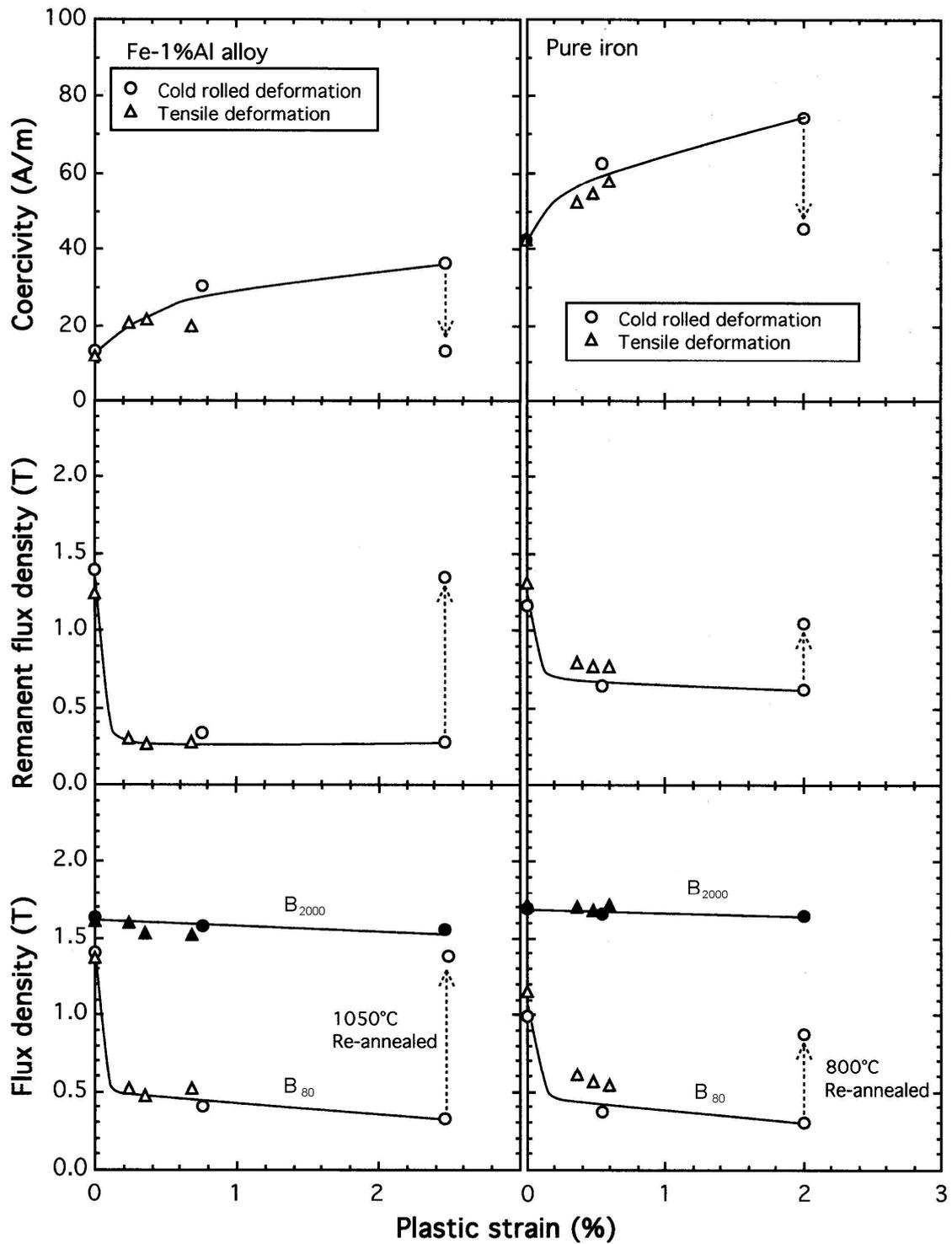


図 2-17 直流磁化特性におよぼす塑性歪の影響

1%未満の歪量の影響は中空引張試験片を用いて実験した(図中△印)。80 A/mに対する磁束密度は、ごく僅かな歪量で大きく低下し、また、Fe-1%Al 合金と純鉄で絶対値に差は認められない。しかし、残留磁束密度と保磁力には、歪付与後の絶対値に材料による差が明らかに認められる。

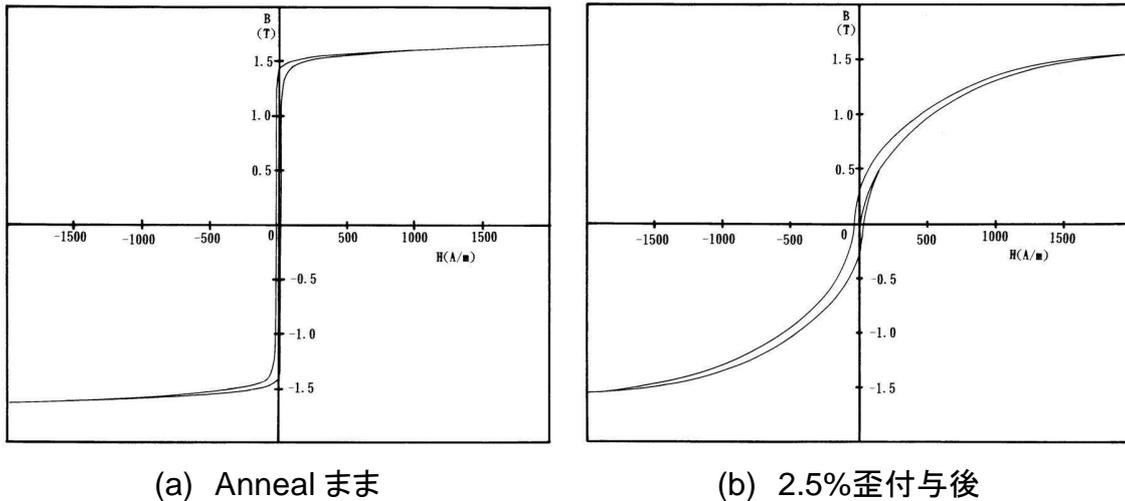


図 2-18 塑性歪付与による Fe-1%Al 合金のヒステリシス曲線の変化

Anneal 状態のヒステリシス曲線(a)は角型であるが、塑性歪が付与されたヒステリシス曲線(b)はなで肩であり、図 2-12の(A)および(B)にそれぞれ対応している。

次に、歪による保磁力の変化に対して、結晶組織の粗大化がどのような影響をおよぼすのかを調べた結果を示す。図 2-19は、冷間圧延により製造した約 1 mm の板厚の Fe-1%Al 合金に対して異なる温度で Anneal を施すことにより、再結晶組織の結晶粒径を変化させるとともに、それぞれの供試材に対して約 2%の塑性歪を加え、その前後で測定した保磁力を比較して示す。図 2-20に、これらの結果を保磁力におよぼす結晶粒径の影響としてその相関を調べた結果を示す。図では、結晶粒界の前面に堆積する転位の作用と結晶粒径  $d$  の関係を先述の式(2-9)に従って  $d^{-1/2}$  を用いて整理した。塑性歪の有無に関わらず、結晶粒径が大きいほど保磁力は小さく、これらの差、すなわち塑性歪による保磁力の増加は  $d^{-1/2}$  と非常に良い相関を示す。このことから、フェライト結晶組織を粗大化することにより、歪による保磁力の増加を抑制できることがわかる[17,45]。

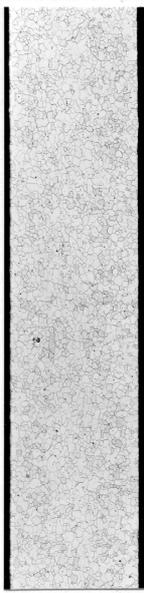
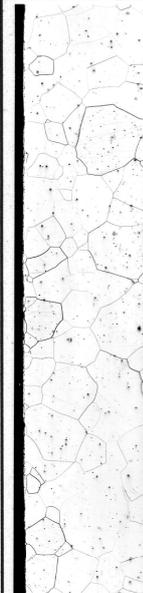
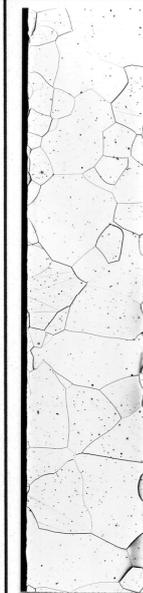
Annealing Temp.	Microstructure 1mm	$d\alpha$ (mm)	$H_C$ -As annealed (A/m)	$H_C$ -2%Deformed (A/m)
800°C		0.1	38	93
850°C		0.2	23	65
900°C		0.3	17	56
950°C		0.6	15	45
1000°C		1.0	13	40
1050°C		1.5	13	37

図 2-19 塑性歪による保磁力の変化におよぼす結晶粒径の影響

冷間圧延された Fe-1%Al 合金を 800~1050°C の各温度で Anneal し、平均結晶粒系  $d\alpha$  が 0.1~1.5 mm の供試材を調整した。それぞれについて保磁力を測定後、冷間圧延により約 2% の塑性歪を付与し、再び保磁力を測定し比較した。

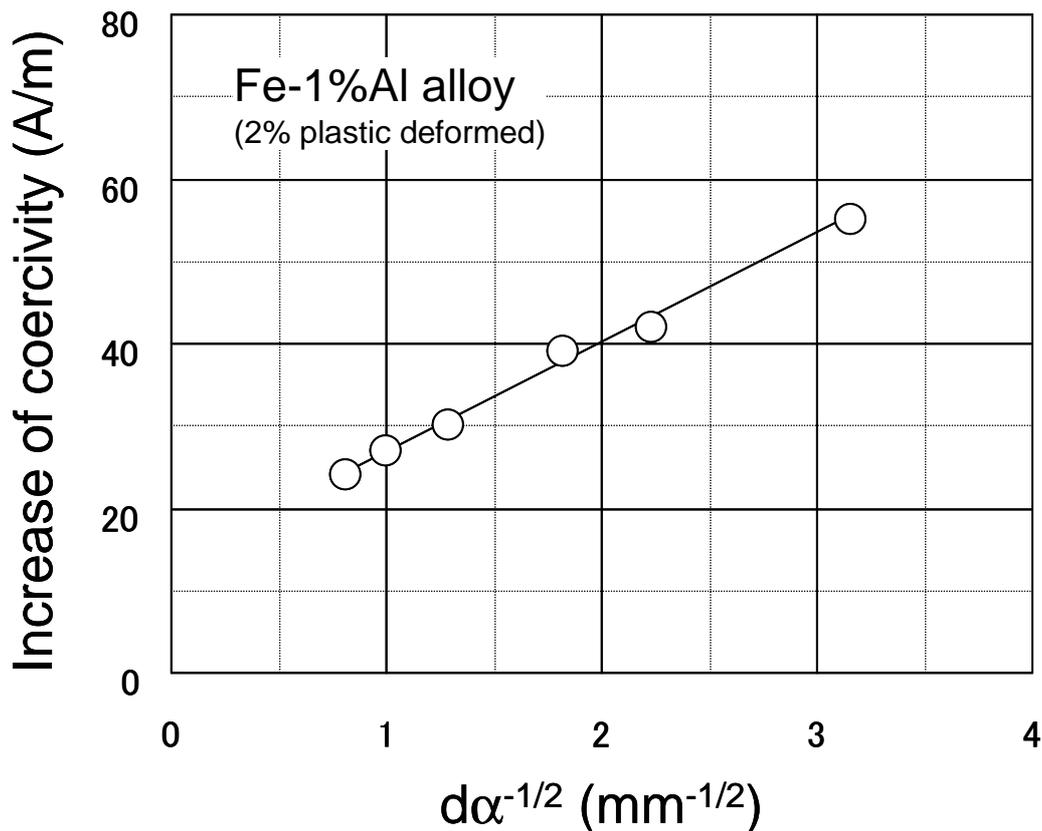


図 2-20 塑性歪による保磁力の変化と結晶粒径の関係

塑性歪付与による保磁力の増分は(結晶粒径) $^{-1/2}$  とよい相関を示す。すなわち、結晶組織の粗大化が塑性歪による保磁力の増加を抑制することがわかる。

## 2.5 第2章のまとめ

磁気遮蔽材料に関する研究を小括する。

2.1 節では、強磁場大型装置環境下における磁気遮蔽に用いる材料への要求特性を整理するとともに、関連する材料技術の現状を概観した。強磁場環境で地磁気レベル以下の磁気遮蔽を効率よく実現させるためには、高磁束密度と地磁気程度の起磁力で磁化する軟磁性を併せ持つ材料が必要とされることを述べた。合金系材料では、優れた軟磁性が実現されているが、磁束密度は鉄を大きく下回る。そこで、鉄の磁束密度を損なうことなく優れた軟磁性を達成するために、結晶組織の粗大化を材料開発の方針とした。

2.2 節では、純鉄厚板の製造に CR-Annealing process を適用することで結晶組織の粗大化を図り、従来に比べて透磁率で約2倍、保磁力で約1/2の直流磁化特性の向上を実現した。ここで重要な成果は、結晶粒径と軟磁性の相関を定量的に示したことにある。この種の報告

は過去にも見られるが、同一成分、かつ、同一熱処理条件で結晶組織形態のみを変化させた供試材によって得られた系統的なデータは少ない。この結果から、工業的に入手可能な純鉄の結晶組織の粗大化を追求することによりさらなる軟磁性の向上が示唆され、Fe-1%Al 合金の研究に繋がった。

2.3 節では、CR-Annealing process の検討で得られた知見をもとにさらなる結晶組織の粗大化を追求し、鉄の高磁束密度を損なわずに Permalloy B に匹敵する軟磁性を有する Fe-1%Al 合金 の研究開発について述べた。A<sub>3</sub> 変態制御によるフェライト相单相化と高温 Anneal を組み合わせることで巨大組織を実現し、純鉄の軟磁性を、透磁率で約 5 倍、保磁力で約 1/4 に向上させた。この研究では、高純度化を意識した材料設計が卓越した性能を得るためのポイントであった。Fe-1%Al 合金の開発時期に前後して、類似の組成で軟磁性材料の研究が行われていたにもかかわらず本研究と同等な磁化特性が見出されなかった理由は、軟磁性向上のための設計思想や相変態の制御に対する認識が異なっていたためと思われる。なお、論文では割愛したが、実機化に際して不純物元素の影響などを詳細に調査した。これらの知見は、実用化と特許提案に反映されている[32-34]。

2.4 節では、実用性能を踏まえた利用技術の研究として、軟磁性におよぼす塑性歪の影響について論じた。大型の磁気遮蔽では、組み立てや据え付け時に歪が導入されることは不可避であり、小型であっても Anneal 後の加工を余儀なくされる場合などが想定されるため、微小な歪の影響を踏まえた設計は重要である。また、核融合科学や加速器科学の分野で懸念される中性子をはじめとする放射線損傷による影響を把握する上での参考とすることも念頭に置いた。実験では、中空引張試験片を用いた評価方法を考案し、0.3~3%の微小な歪量に対する軟磁性の変化を系統的に調べた。その結果、塑性歪は、極めて微小であっても磁化の応答を妨げ透磁率を著しく低下させることを示すとともに、保磁力におよぼす塑性歪の影響は、透磁率への影響ほど顕著ではないこと、および、塑性歪による保磁力の増加は、結晶組織の粗大化により抑制されることを明らかにした。

なお、本章で論じた研究成果に関する著者らによる発表論文は、材料科学の分野において他の研究者から複数の引用を得ている[6,29,46,47]。

## 参考文献

- <sup>1</sup> 近角聡信ほか編. 磁性体ハンドブック. 初版, 朝倉書店, 1988, 1320p., III. 物性編.
- <sup>2</sup> JIS C 2504:2000. 電磁軟鉄.
- <sup>3</sup> R. M. Bozorth: Ferromagnetism (Van Nostrand, New York, 1956) 968p.
- <sup>4</sup> D. G. Fink, H. W. Beaty, eds.: Standard Handbook for Electrical Engineers. Eleventh Edition. (McGRAW-HILL), Section IV: Properties of Materials.
- <sup>5</sup> J. Stanley: Electrical and Magnetic Properties of Metals (American Society of Metals, 1963) p. 268.
- <sup>6</sup> 第 155,156 回西山記念講座. 東京, 大阪, 平成 7 年 2 月. 日本鉄鋼協会, 1995, 281p., (屋鋪裕義. 先端技術を支える純鉄系軟磁性材料の開発動向. p. 237-256.)
- <sup>7</sup> P. P. Cioffi: HYDROGENIZED IRON. Phys. Rev. vol. 39 (1932) p. 363-367.
- <sup>8</sup> アンドレ・エルパン. 磁性の理論3. 宮原将平, 野呂純子訳. 講談社, 昭和 57 年, 371p., (ISBN 978-4061222434).
- <sup>9</sup> 近角聡信. 磁性体の物理(下). 第 1 版, 裳華房, 昭和 59 年, 412p., (物理学選書 18), (ISBN 4-7853-2319-1).
- <sup>10</sup> 金子秀夫, 本間基文. 磁性材料. 日本金属学会, 昭和 60 年, 212p., (金属工学シリーズ 8).
- <sup>11</sup> T. Nagashima: Magnetische Eigenschaften von sehr reinem Eisen. Berichte Arbeitsgem. Ferromag (1959) S148-154.
- <sup>12</sup> 井垣謙三. 高純度鉄について. 鉄と鋼. 1982, vol. 68, no. 3, p. 393-399.
- <sup>13</sup> 佐々木勇三郎, 大塚泰一郎. 高透磁率材による磁気遮蔽. 日本物理学会誌. 1971, vol. 26, no. 10, p. 792-796.
- <sup>14</sup> T. J. Sumner, J. M. Pendlebury, and K. F. Smith: Conventional magnetic shielding. J. Phys. D: Appl. Phys. vol. 20 (1987) p.1095-1101.
- <sup>15</sup> O. Yamada: Two Effects of Changes in Tension. J. Appl. Phys. vol. 33, no. 3 (1962) p. 1212-1213.
- <sup>16</sup> D. C. Jiles: Variation of the Magnetic Properties of AISI 4140 Steels. Phys. Status Solidi. A 108 (1988) p. 417-429.
- <sup>17</sup> 大森俊道, 鈴木治雄, 中川正義. 電磁軟鉄の直流磁化特性におよぼす塑性歪の影響(高性能軟磁性鉄の開発-3). CAMP-ISIJ. 1993, vol. 6, no. 6, p. 1838.
- <sup>18</sup> 草下勝司, 竹下達, 近藤鉄也. ソフト磁性材料の磁気特性に及ぼす応力/歪の影響. 粉末および粉末冶金, 1999, vol. 46, no. 6, p. 666-672.
- <sup>19</sup> 日立金属株式会社安来工場. YSS 高透磁率合金. 技術資料, No. 330(改).
- <sup>20</sup> 株式会社オータマ. 加工によるシールド効率の減少. 技術データ.
- <sup>21</sup> A. Saito, T. Yamamoto, H. Iwasaki: Magnetization Properties and Domain Structures of Grain-Oriented Silicon Steel Sheets Due to Bending Stress. IEEE Trans. Magn. vol. 36, no. 5 (2000) p. 3078-3080.
- <sup>22</sup> 日本金属学会編. 金属便覧. 改訂 5 版, 丸善, 平成 5 年, 1248p., 11 章, (ISBN:9784621034736).
- <sup>23</sup> 日本金属学会編. 金属便覧. 改訂 5 版, 丸善, 平成 5 年, 1248p., 3 章, (ISBN:9784621034736).
- <sup>24</sup> 大森俊道, 鈴木治雄, 三瓶哲也, 田川寿俊. 磁気シールド特性に優れた高透磁率軟磁性純鉄板の製造方法. 特開平 02-066118.
- <sup>25</sup> 大森俊道, 三瓶哲也, 鈴木治雄, 田川寿俊. 磁気シールド特性に優れた高透磁率軟磁性純鉄板の製造方法. 特開平 02-066119.

- <sup>26</sup> JIS G 0552:1998. 鋼のフェライト結晶粒度試験方法.
- <sup>27</sup> 西沢泰二. 単相鋼と二相鋼における結晶粒成長. 鉄と鋼. 1984, vol. 70, p. 1984.
- <sup>28</sup> 日本金属学会編. 金属便覧. 改訂5版, 丸善, 平成5年, 1248p, 8章, (ISBN:9784621034736).
- <sup>29</sup> 富田幸男, 熊谷達也, 小山邦夫, 津田幸夫. 新機能を有する電磁厚板の開発. 新日鉄技報. 1993, vol. 348, p. 71-78.
- <sup>30</sup> E. Adams: Recent Developments in Soft Magnetic Alloys. J. Appl. Phys. vol. 33, no. 3 (1962) 1214-1220.
- <sup>31</sup> C. R. Tewari, S. Pramanik, V. Rao, O. N. Mohanty: Microstructure and Magnetic Properties of Fe-Mn-Al Soft Magnetic Alloys. Mater. Trans., JIM, vol. 33, No. 11 (1992), p. 1063-1067.
- <sup>32</sup> 大森俊道, 鈴木治雄, 三瓶哲也, 国定泰信, 高野俊夫. 鉄基軟磁性鋼材. 日本国特許 2679258.
- <sup>33</sup> 大森俊道, 鈴木治雄, 三瓶哲也, 国定泰信, 高野俊夫. 軟磁性鋼材の製造方法. 日本国特許 2682144.
- <sup>34</sup> 大森俊道, 鈴木治雄, 三瓶哲也, 八子一了, 加根魯和宏. 直流磁化特性におよぼす冶金因子の影響(高性能軟磁性鉄の開発-1). CAMP-ISIJ. 1990, vol. 3, no. 5, p. 1663.
- <sup>35</sup> 大森俊道, 鈴木治雄, 三瓶哲也, 二木一元, 八子一了, 加根魯和宏. Fe-1%Al合金の直流磁化特性とその磁気遮蔽効果(高性能軟磁性鉄の開発-2). CAMP-ISIJ. 1991, vol. 4, no. 3, p. 930.
- <sup>36</sup> 大森俊道, 鈴木治雄, 三瓶哲也, 八子一了, 加根魯和宏. 高性能軟磁性鋼材「FERROPERM」. 日本金属学会会報. 1990, vol. 29, no. 5, p. 364-366.
- <sup>37</sup> 三瓶哲也, 鈴木治雄, 大森俊道, 二木一元, 藤本幸二, 八子一了. 高性能軟磁性鋼材「FERROPERM」の開発. NKK 技報. 1990, no. 130, p. 32-37.
- <sup>38</sup> 田中靖, 鈴木治雄. 新磁性鋼板. 金属, 1990年3月号.
- <sup>39</sup> T. Omori, H. Suzuki, T. Sampei, K. Yako, and T. Kanero: Magnetic properties of 1% Al-iron and its applications. J. Appl. Phys. vol. 69 (1991) p. 5927-5929.
- <sup>40</sup> 内山 晋、増田守男. 磁性体材料. 初版, コロナ社, 昭和55年, 268p., (電気・電子工学大系 30, ISBN:9784339003291)
- <sup>41</sup> E. O. Hall: The Deformation and Ageing of Mild Steels: II Characteristics of the Luders Deformation. Proc. Phys. Soc. B64 (1951) p. 742-747.
- <sup>42</sup> N. J. Petch: The Cleavage Strength of Polycrystals. J. Iron Steel Inst. vol. 174 (1953) p. 25-28.
- <sup>43</sup> 中沢一, 小林英男. 固体の強度. 共立出版, 1976, 237p., (ISBN:978-4-320-07050-9).
- <sup>44</sup> 日本金属学会編. 金属便覧. 改訂5版, 丸善, 平成5年, 1248p, 5章, (ISBN:9784621034736).
- <sup>45</sup> 大森俊道. 耐歪み性に優れた軟磁性鋼材およびその製造方法. 特開平 07-070715.
- <sup>46</sup> 第135回西山記念技術講座. 東京, 平成2年11月. 日本鉄鋼協会, 1990, (宮脇芳治. これからの鉄鋼材料プロセッシング. p. 112-140.)
- <sup>47</sup> S. K. Putatunda, T. Nielsen, P. Talagala, R. Naik, L. Wenger: Soft Magnetic Properties of Fe-(1 wt.%) Al alloy processed by Powder Metallurgy, Mater. and Manuf. Processes. vol. 15, no. 3 (2000) p. 405-418.

# 第3章 磁気遮蔽の性能予測と設計技術に関する研究

## 3.1 研究の方針

第2章では、材料科学の見地から、強磁場大型装置環境下の磁気遮蔽に用いる軟磁性材料の性能向上について論じた。結晶組織制御に着目した材料設計指針を提案し、高磁束密度かつ高透磁率、低保磁力を有する軟磁性材料を工業規模で実現するとともに、構造敏感な軟磁性材料の直流磁化特性におよぼす塑性歪の影響について考察した。第3章では、電磁気学の見地から、軟磁性材料を用いた強磁場大型装置環境下の磁気遮蔽の性能予測と設計技術について論じる。

効果的な磁気遮蔽を実現するためには、軟磁性材料の特性を踏まえた上で、それを有効に活用する設計技術が欠かせない。そのためには、磁気遮蔽に用いる材料の磁化特性から遮蔽性能を正しく予測する必要がある。このような観点から、遮蔽性能と材料の磁化特性の関係は、古くから論じられてきた。第1章で概観したとおり、その端緒は19世紀末のRuckerやWillsの検討に遡る[1,2]。ここに、無限円筒シェルによる磁気遮蔽性能を表す式(1-1)を再掲すると、Shielding Factorは、

$$S_{Cyl.}^t = \frac{H_e}{H_i} \cong \mu \frac{d}{D} \quad (1-1)$$

で与えられるので、遮蔽空間の磁場 $H_i$ と遮蔽材料が存在しなかった場合の磁場 $H_e$ の比 $S$ は、磁気遮蔽に用いる材料の透磁率 $\mu$ が大きい、あるいは、肉厚 $d$ が厚いほど優れることになる。また、透磁率は、塑性歪により著しく低下することから、 $S$ も同様に著しく減少することが予想される。この理由から、磁気遮蔽は、慎重な取扱いが求められてきた。しかしながら、 $S$ の推定に用いる透磁率は、現時点において必ずしも明確に定義されているとはいえない[1,3-6]。

弱磁場に対する遮蔽では、遮蔽材料の磁化挙動を線形で近似することを前提に、適当な定数で $\mu$ を代表させる例が見られる。しかし、磁化の非線形応答を考慮しなければならない。強磁場に対する磁気遮蔽では、 $S$ は $H$ の関数で扱われるべきである。有限要素法などの数値計算によれば、任意の形状の磁気遮蔽に対して、外場と漏洩磁場の関係を求めることができる。しかし、第1章で述べたように、現状の磁場解析は初磁化曲線に沿った磁化特性により行われ、軟磁性材料のヒステリシスは考慮されていない。また、磁場解析による予測がそのまま磁気遮蔽の設計に採用されることは少なく、式(1-1)を参照しながら、さらに厚いシェルの採用や、より透磁率の高い材料を選択するなど、定性的な余裕が見込まれる場合が多い [4-6,7,8]。

図 1-11で述べたように、軟磁性材料は、自ら磁化することで遮蔽空間に分布する磁束をバイパスする磁気回路としての役割を担う。ゆえに、弱磁場での磁化挙動が遮蔽性能に大きく影響する。他方、磁性材料の磁化挙動はその前履歴に応じてヒステリシスの幅の範囲で不定となり、その範囲は保磁力で与えられる。しかし、磁気遮蔽性能の取り扱いにヒステリシスの影響を考慮した研究は少なく、さらに、遮蔽性能の予測に保磁力の参照を提案する報告は見られない[1,3]。

そこで、磁気遮蔽の性能予測に関する研究では、遮蔽性能におよぼすヒステリシスの影響を定量的に取り扱う方法の提案を目的とした。はじめに、遮蔽性能におよぼすヒステリシスの影響を理論面から考察し、さらに、実験による観測結果との比較を通じて、遮蔽性能の定量的な予測方法について論じる。次に、ヒステリシスの影響を考慮した磁場解析方法について検討し、ヒステリシスの影響が最も大きく現れる前履歴を想定した漏洩磁場の予測値を設計指標に用いるべきであることを提案する。さらに、磁気遮蔽性能と磁化特性の関係をヒステリシスの影響を考慮した磁場解析から明らかにし、これらの知見を二重シェル構造の磁気遮蔽に応用し、効率的な磁気遮蔽の設計技術について考察する。

## 3.2 ヒステリシスの影響

### 3.2.1 磁気遮蔽の理論

静磁気遮蔽の基本原理は、次に示す静磁場に関するマクスウェルの方程式およびその補助方程式により記述される。

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (3-1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3-2)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (3-3)$$

ここで、 $\mathbf{H}$  は磁場の強さであり、 $\mathbf{B}$  は磁束密度を、 $\mathbf{J}$  は定常電流を表している。図 3-1 には、図 1-11の円筒磁気遮蔽について、式(3-1)～(3-3)との関係を表すモデルを示した。この図において、遮蔽空間を通る磁路 $l_i$ と磁気遮蔽シェル内面の直下の磁路 $l_M$ で構成される磁気回路を想定し、これに式(3-1)を適用すると、この領域には定常電流が存在しないので、

$$\int_S \nabla \times \mathbf{H} ds = \oint_{\partial S} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{s} = H_i l_i - \bar{H}_M l_M = 0 \quad (3-4)$$

が導かれる。ここで、 $H_i$  は、 $l_i$  に沿った漏洩磁場の強さを表し、 $\bar{H}_M$  は、 $l_M$  に沿った磁気遮蔽シェルの起磁力の平均を表している。この関係から、磁気遮蔽シェル内部に漏洩する磁場の強さは、シェルを磁化させる起磁力の平均値 $\bar{H}_M$ を用いて、

$$H_i = \frac{l_M}{l_i} \bar{H}_M = \frac{\theta}{\sin \theta} \bar{H}_M \quad (3-5)$$

で表される。したがって、磁気遮蔽シェルの内面近傍に漏洩する磁場の強さ $H_i|_{\theta=0}$ は $\bar{H}_M$ に等しく、シェルの中心を横切る経路に漏洩する磁場の強さ $H_i|_{\theta=\pi/2}$ は $\pi/2 \cdot \bar{H}_M$ となる[9,10]。すなわち、漏洩磁場は、式(3-5)に示されるように外部磁場により磁化した遮蔽材料の起磁力に関する値で与えられる。

図 3-2に、磁気遮蔽に用いられる軟磁性材料の磁化特性の例として、低炭素鋼の B-H 曲線を示す。この材料を用いた磁気遮蔽が外場に晒されシェルが $B_M$ で磁化している場合、この状態に対応する材料の起磁力は、前履歴に応じて $H_2$ から $H_3$ の範囲にあるので、そのときの漏洩磁場はそれぞれの起磁力に対応する値の範囲で不定となる。たとえば、起磁力 $H_1$ に相当する漏洩磁場の強さは、消磁状態にあった磁気遮蔽シェルがはじめて磁場に晒され、磁気遮蔽として機能する場合には限られる。また、起磁力 $H_3$ に対応する漏洩磁場が、このヒステリシスの範囲での磁化 $B_M$ に対する漏洩磁場の最大値を与える。このように、漏洩磁場の強さは、磁気遮蔽シェルに用いる材料のヒステリシスの影響を受ける。飽和領域にかけての磁化状態の手前、つまり、ヒステリシスループの外側で動作させることを意図して設計される電磁石と異なり、ヒステリシスループの内側で磁化させる磁気遮蔽では、必然的にヒステリシスの影響がより大きく現れる。このように漏洩磁場の強さは、ヒステリシスの影響を受けるため、単純に遮蔽シェルの有無による磁場の強さの比で、磁気遮蔽性能を論じることはできない。

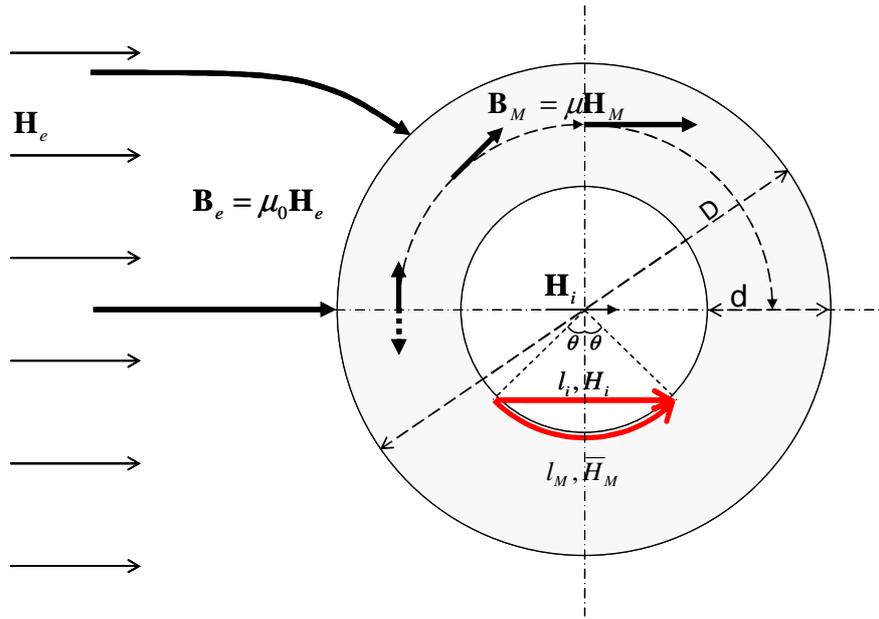


図 3-1 円筒シェルによる磁気遮蔽モデル

外部磁場  $H_e$  による磁束密度  $B_e$  は、遮蔽材料内の起磁力  $H_M$  による磁束密度  $B_M$  と連続する。また、漏洩磁場の強さ  $H_i$  は、図中赤線で示した経路に沿った線積分から  $H_M$  と関係づけられる。

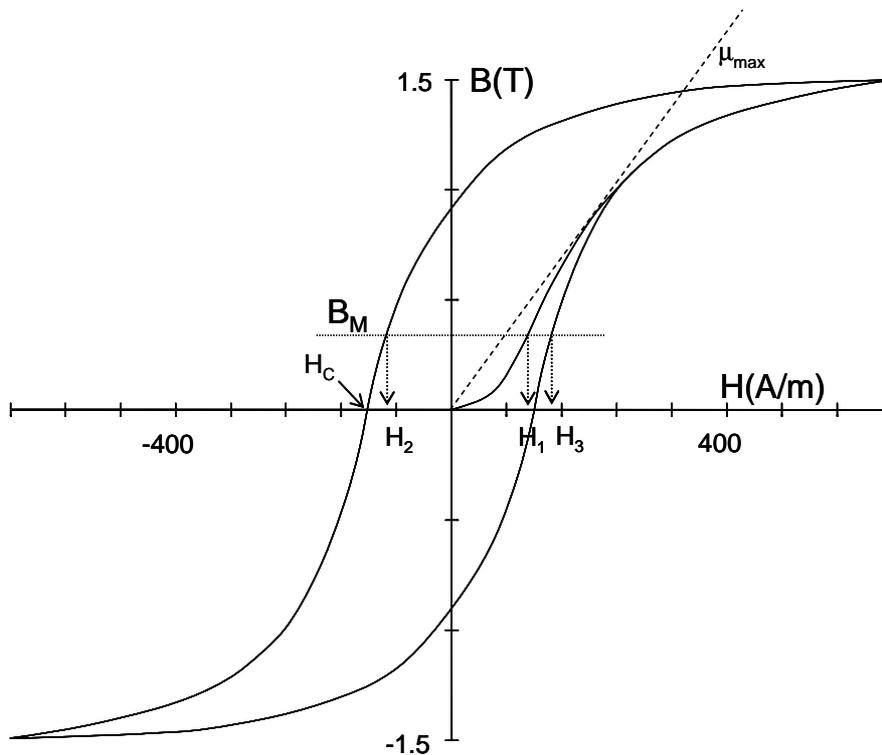


図 3-2 低炭素鋼の初磁化特性とヒステリシスループ

磁束密度  $B_M$  で動作している磁気遮蔽の漏洩磁場の強さは、前履歴に応じて、起磁力  $H_2 \sim H_3$  の範囲に対応する値を取る。図には、直流磁化特性を特徴付けるパラメータである最大透磁率 ( $\mu_{\max}$ ) と保磁力 ( $H_c$ ) を併記した。この低炭素鋼は、 $\mu_{\max} = 4.2 \times 10^{-3} \text{ H/m}$ ,  $H_c = 117 \text{ A/m}$ 。

## 3.2.2 実験方法

物理科学実験に使用される磁気遮蔽を用いて、遮蔽性能におよぼすヒステリシスの影響を調べた。実験に用いた磁気遮蔽容器の形状と寸法を図 3-3に示す。この磁気遮蔽容器は、前項で参照した低炭素鋼で作製されたものであり、日本原子力研究開発機構・那珂核融合研究所(JAEA, 茨城県那珂市)に設置されたトカマク型核融合実験装置 JT-60U で用いられるプラズマ観測用赤外線イメージングボロメーターの CCD カメラに用いられた [11,12]。図 3-2の直流磁化特性は、JIS C 2504 に準拠する方法で同一素材の隣接部位から採取した試験片による測定結果であり、SUY-2 に適合する性能が確認された[13]。

図 3-4に、磁気遮蔽性能の実験配置を示す。ヘルムホルツコイルの概ね中央に磁気遮蔽容器を設置し、外部磁場を変化させながら内部に漏洩する磁場の強さを測定した。実験に用いた磁力計は、センサーにホール素子を用いた METROLAB Instruments 製 THM 7025 で、分解能  $1 \times 10^{-5}$  T、精度  $\pm 1 \times 10^{-5}$  T の条件で使用した。地磁気レベル未満の微弱な漏洩磁場を測定する場合は、より優れた分解能と精度が求められる。しかし、この磁気遮蔽は SUY-2 相当の材料で作製されたため、この磁力計により漏洩磁場におよぼすヒステリシスの影響を観測できると判断した。

磁気遮蔽性能におよぼすヒステリシスの影響を観測するため、実験では、次に述べる 4 つの手順(procedure)に従って外部磁場に対する漏洩磁場の強さを測定した。

最初の手順では、ヘルムホルツコイルの最大磁場である  $2.1 \times 10^{-2}$  T を図 3-3の  $H_e$  に対して逆向きに印加し、漏洩磁場を測定した。このマイナス側の励磁が磁気遮蔽シェルのマイナーヒステリシスの大きさを定め、2 番目、3 番目の手順での磁気遮蔽は、このマイナーヒステリシスに支配された磁化状態に依存することになる。

2 番目の手順では、マイナス側に印加する磁場の強さを逐次減少させながら漏洩磁場を測定した。ヘルムホルツコイルの励磁装置の仕様上、外部磁場の変更は、その都度電流を遮断し所望の値に設定後通電を繰り返す方法で行われた。なお、この操作は図 3-3の  $H_e$  の方向の磁場の強さを増加させることに相当するので、図中ではこの手順を **Increasing** と記した。

3 番目の手順も同様に **Increasing** である。ただし、図 3-3の  $H_e$  をプラス側で増加させるために、磁気遮蔽の設置を図 3-4において左右に反転させ、同様にその都度電流を遮断しながら外部磁場を 0 から  $2.1 \times 10^{-2}$  T まで逐次増加した。

4 番目の手順では、 $2.1 \times 10^{-2}$  T から外部磁場を逐次減少させ漏洩磁場を測定した。この操作は **Decreasing** であり、この手順で観測される漏洩磁場を支配するマイナーヒステリシスの大きさは 3 番目の手順での外部磁場の最大値( $2.1 \times 10^{-2}$  T)である。

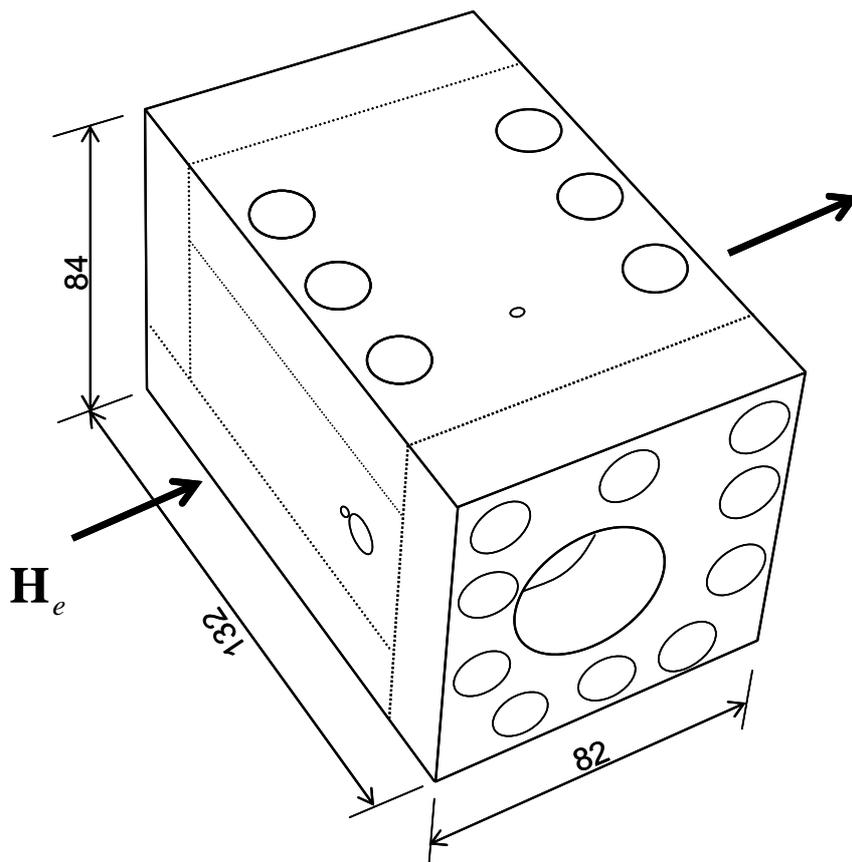


図 3-3 ヒステリシスの観測に用いた磁気遮蔽

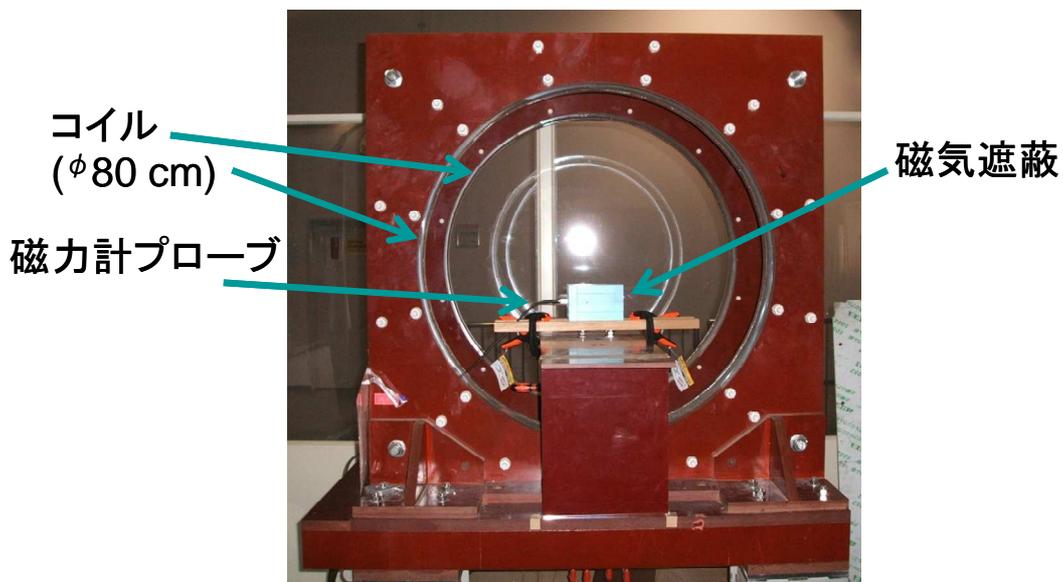


図 3-4 ヘルムホルツコイルを用いた磁気遮蔽性能の測定

約φ80 cmのコイルが約45 cmの間隙で対向したヘルムホルツコイルを使用した。最大電流 200 A で中央部に  $2.1 \times 10^{-2}$  T の磁場を発生する。

### 3.2.3 結果と考察

外部磁場を変化させながら漏洩磁場を測定した結果を、前項で述べた手順ごとに整理して図 3-5に示す。この図からわかるように、外部磁場に対する漏洩磁場の強さは、外部磁場を増加させながら測定した場合と、減少させながら測定した場合で異なる値を示している。この観測結果は、ヒステリシスの影響により、異なる前履歴に応じて磁気遮蔽性能が変化したためであり、図 3-6を用いて次のように説明される。たとえば、B 点と D 点は、図 3-5中で等しい外部磁場に対する漏洩磁場であるにもかかわらず、異なる値が観測されている。ここで、B 点は手順 3 において A 点の次に測定されたので、磁気遮蔽シェルは、A 点の測定後に外部磁場が取り除かれた状態で、自らの残留磁化による反磁場\*のため A' の状態にあったと考えられる。その後の  $B_M$  への磁化により、遮蔽シェルの磁化状態は A 点を経由し、B 点に励磁された。これに対して D 点は、C 点の測定の後、外場が取り除かれた状態で同じく反磁場で減磁された C' 点から、再び C 点に向かって磁化する過程で  $B_M$  の磁化状態を満たす磁化状態と理解される。

手順 2 と手順 4 において、 $-3 \times 10^{-3} \sim 0$  T および  $0 \sim 3 \times 10^{-3}$  T の外部磁場に対して等しい値の漏洩磁場が、下限値として観測されている。この値は遮蔽シェルの残留磁気に対応し、図 3-6の C' 点の手順 4 における磁化状態を表している。

この実験からヒステリシスの影響は、絶対値で  $10^{-4}$  T 程度と観察された。したがって、 $10^{-4}$  T 以下の磁気遮蔽を議論する場合、ヒステリシスの影響を無視できない。ゆえに、遮蔽磁場の目標値を緩和しない限り、遮蔽材料や設計変更を含めて、ヒステリシスの影響を低減するための工夫が必要となる。また、ここで示した結果は、ヘルムホルツコイルの最大励磁能力  $2.1 \times 10^{-2}$  T で定められたマイナーヒステリシスに基づいた漏洩磁場である。さらに強い外部磁場に晒される履歴を経た場合、たとえば、直流磁化特性の測定で通常行われる  $B \geq 1.5$  T の磁化条件では、ここで参照したマイナーヒステリシスより大きなヒステリシスに沿った磁化状態で動作するため、ヒステリシスの影響はさらに顕著に表れる。

磁気遮蔽の設計において、性能予測を踏まえた材料選択が重要である。図 3-5と図 3-6の関係は、漏洩磁場の予測に際して磁気遮蔽シェルに用いる材料のヒステリシスを考慮すべきであることを示唆している。たとえば、初磁化曲線に沿った磁化挙動であれば、D 点と B 点の間の漏洩磁場が予想され、また、D 点は、その前履歴でより大きな磁場に晒された後の磁気遮蔽における漏洩磁場である。これらは、いずれも B 点に対応する漏洩磁場より小

\* 残留磁化による反磁場に晒され、磁化状態はヒステリシスの減磁曲線に沿って A' 点や C' 点に移る。反磁場の大きさは、容器の形状や構造から定まる反磁界係数と残留磁化で決まる。

さく、現実の磁気遮蔽で想定され得る前履歴を考慮すると B 点に相当する条件での磁気遮蔽の可能性を排除できないことから、楽観的な予測による過小評価と判断される。他方 B 点は、シェルの履歴に対して逆向きの磁場に対する遮蔽であり、直前の磁気遮蔽で印加された外部磁場がより小さい場合の条件に相当し、このマイナーヒステリシスに支配された磁化条件に対する漏洩磁場の最大値を与える[3]。

物理科学実験では、前回と異なる方向の外部磁場に対する遮蔽が求められる場合が散見される。セットアップの変更などにより、逆方向の磁場に対する磁気遮蔽が強いられる可能性は低いとは言えず、また、大学共同利用機関法人・自然科学研究機構・核融合科学研究所(NIFS, 岐阜県土岐市)に設置されているヘリカル型磁場閉じ込め方式核融合実験装置である大型ヘリカル装置(Large Helical Device, LHD)では、逆励磁による比較実験が意図的に行われている[14]。ゆえに、漏洩磁場の予測値とすべき最も厳しい条件は、大きなヒステリシスを定めた前履歴に磁化挙動が支配された磁気遮蔽で、逆向きの外部磁場に対する場合を想定すべきであり、これは、磁化条件  $B_M$  に対する起磁力がシェルに用いる材料のヒステリシス曲線上の最大となる図 3-6の E 点に相当する。

漏洩磁場の最大値を予測し、これを想定した磁気遮蔽設計であれば、前履歴に対してどのような励磁条件の磁気遮蔽であっても目標値を超える磁場が漏洩することはない。逆に、初磁化曲線に沿った予測のように漏洩磁場の見積もりが甘ければ、漏洩磁場が目標値を超える可能性が生じる。このような場合は、磁気遮蔽に影響する前履歴を意図的に変える工夫として、消磁処理(demagnetization)を施す、または使用条件を超える強磁場に一旦晒した後に本来の遮蔽に供する方法(premagnetization)が求められる[1,3,5,6]。demagnetization は初磁化曲線に沿った磁化挙動に基づく漏洩磁場を再現させることを目的とし、また、pre-magnetization は図 3-6の  $C \rightarrow C' \rightarrow D$  のプロセスを経てさらなる漏洩磁場の低減を図る。これらの手段を適用することができない場合は、遮蔽性能により優れた材料を用いてシェルを作製しなければならない。なお、ヒステリシスの影響を低減させ、さらなる漏洩磁場の低減を図る技術として shaking が挙げられるが、これは弱磁場環境の磁気遮蔽を対象としたものであり強磁場環境に適用することは難しい[15-18]。したがって、磁気遮蔽の設計において、遮蔽条件で想定される磁化  $B_M$  に対応する起磁力がヒステリシス曲線の上で最大となる条件に相当する漏洩磁場の最大値を予測し、これを設計の指針に用いるべきであると結論される。

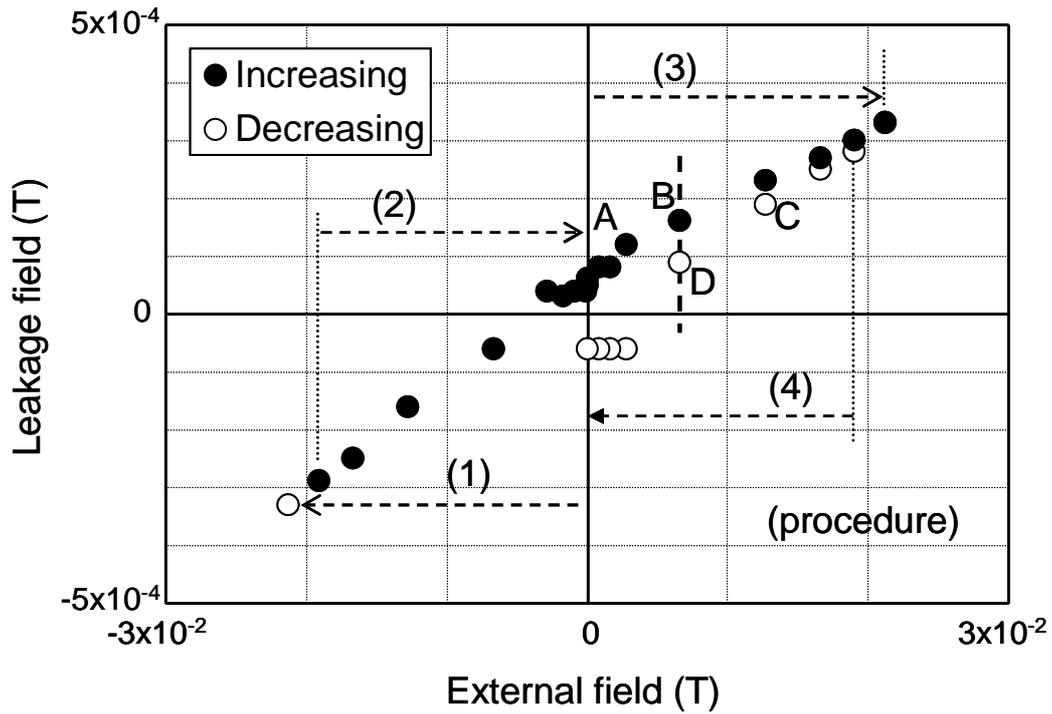


図 3-5 漏洩磁場におよぼす外部磁場の増減の影響

磁気遮蔽性能を実験的に観測した。図中(1)~(4)は、実験の手順を表している。プロットの open は、外場を減少させながら、solid は、増加させながら測定した結果を示している。また、A~D の添え字は、図 3-6 に対応している。

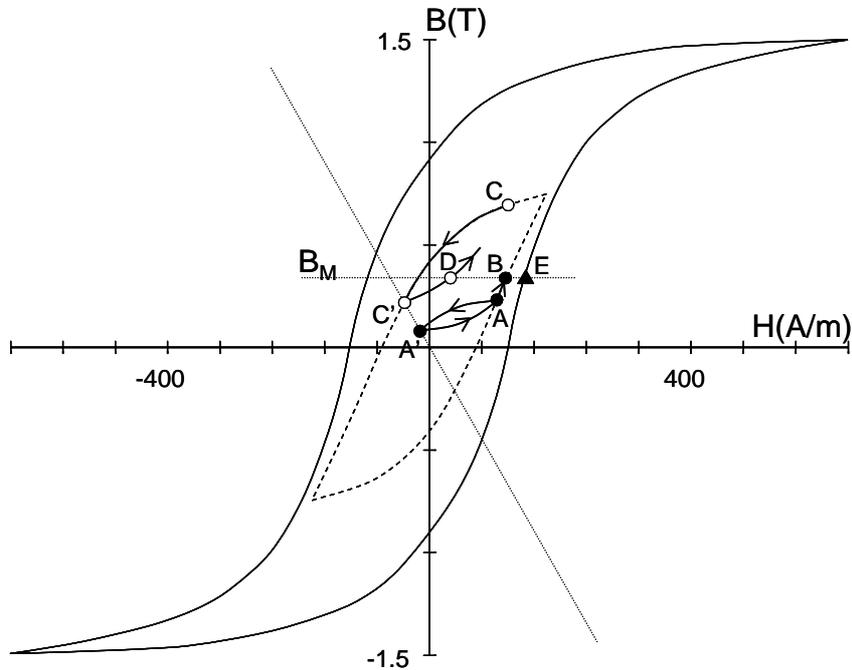


図 3-6 磁気遮蔽材料のマイナーヒステリシス上での磁化状態の変化

図 3-5 の磁気遮蔽実験で観測された漏洩磁場のヒステリシスは、遮蔽材料のマイナーヒステリシスループを用いて説明される。図中の A~D 点は、図 3-5 の同じ添え字のデータに対応している。第 2 象限と第 4 象限に描かれている細破線は、磁気遮蔽の反磁界係数を表している。

### 3.3 磁気遮蔽性能の予測

前節で論じた図 3-3の磁気遮蔽を題材に、有限要素法(finite element method, FEM)を用いた磁場解析で漏洩磁場の最大値を予測する方法について検討した。さらに、図 3-5の実測値と磁場解析による予測値を比較し、磁気遮蔽設計の指標として漏洩磁場の最大値を参照することが妥当であることを検証した。検討では、図 3-3の磁気遮蔽シェルを簡略化し、かつ、対象性を考慮しその 1/8 をモデル化し磁場解析を行った。解析領域の大きさは、磁気遮蔽シェル周囲の空間を含めて、原寸で 500×500×532 mm とし、その 1/8 モデルを 82232 接点、154327 要素で構成した。図 3-7に、FEM 解析に用いたメッシュモデルから磁気遮蔽シェルの部分のみを抽出して示す。計算では、磁気遮蔽シェルの磁化特性として図 3-2のデータを用いた。ヒステリシスの影響は、図 3-2の第 1 象限で図 3-6の E 点に相当する点を通るヒステリシス曲線に沿った磁化挙動を参照することにより考慮した。また、比較のために従来法による計算として、初磁化曲線に沿った磁化挙動を参照した計算を検討に加えた。

図 3-8には、0.02 T から 0.3 T の外部磁場に対して計算した漏洩磁場を示す。また、図 3-9 から図 3-11には、0.02 T、0.01 T および 0.1 T の外部磁場に対する磁気遮蔽シェルの磁束密度のコンター図を示す。これらの図は、初磁化曲線に沿った磁化挙動を参照した計算による従来の方と、ヒステリシスを考慮した計算による方法で得られた計算結果を比較して示している。図 3-8の結果からわかるように、ヒステリシスを考慮した計算値と従来の方と、すなわち、初磁化曲線に沿った磁化挙動を参照した場合の計算値を比べると、飽和領域では等しいが、外部磁場が低い領域では漏洩磁場の大きさの差が広がる傾向が見られる。このことに対応して、磁気遮蔽シェルの磁束密度のコンター図では、外部磁場が 0.1 T の場合で両者はほぼ等しく、外部磁場が 0.01 T、0.002 T と減少するに従い計算方法による差異が顕著になる。従来の方による解析は、初磁化曲線に沿った磁化挙動による磁気遮蔽であるから、遮蔽材料の透磁率  $B/H$  は原点の近傍の極めて微弱な起磁力に対しても有意な値として定義される。これに対して、ヒステリシスを考慮した計算では、図 3-6に示したヒステリシス曲線上の第 1 象限にある E 点を通る磁化曲線を参照しているため、原点近傍で透磁率  $B/H$  は定義されない\*。計算方法の違いによる漏洩磁場の相違は、このような理由で説明される。

図 3-8には、図 3-5から手順 3 による観測値を抽出し併記した。これらのデータは、先の図 3-6で論じたように、前履歴の最大磁場で定められたマイナーヒステリシスに沿った磁化

挙動に基づいた磁気遮蔽で、逆向きの磁場に対する漏洩磁場である。FEM 解析による漏洩磁場が保磁力の測定のために観測されたヒステリシス曲線<sup>†</sup>を参照し、それに沿った漏洩磁場の最大値を予測していることを踏まえれば、図 3-6との対比から、ヒステリシスを考慮した計算は予測値として妥当であると結論される。たとえば、0.02 T の外部磁場に対する漏洩磁場の予測値は実測値とほぼ等しく、これは、図 3-6でマイナーヒステリシスがヒステリシスに漸近した領域での磁気遮蔽と理解される。また、外部磁場が 0.01 T 未満では、マイナーヒステリシスに沿った磁化に基づく磁気遮蔽となるため、漏洩磁場の実測値は、ヒステリシス曲線を参照した計算による予測値から乖離する。このように、磁気遮蔽の設計で想定すべき漏洩磁場の最大値は、FEM などの数値計算による磁場解析でヒステリシスを考慮することにより推定することが可能である。

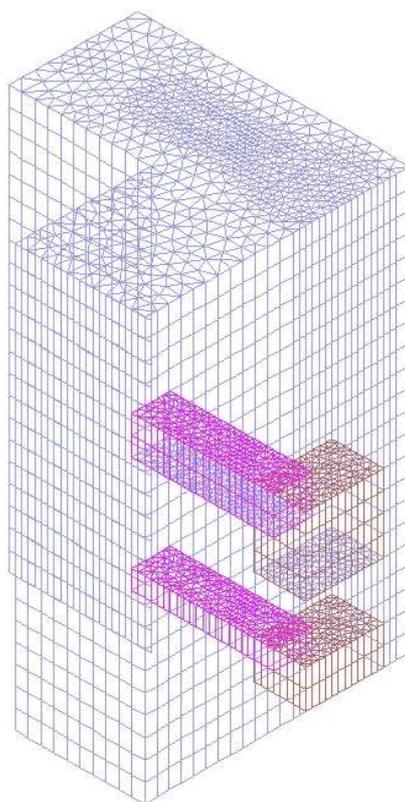


図 3-7 磁気遮蔽計算に用いたメッシュモデルの遮蔽体の部分(1/8 サイズ)

原寸で、500x500x532 mm のメッシュモデルの磁気遮蔽シェルのみを示している。ボルト穴は、上下面のみについて円柱形状を直方体で代替し、また、対象性を考慮して、その 1/8 について計算するなど、図 3-3 を簡略化した。図 3-9～3-11 のコンター図は、計算結果から原寸モデルを再構築して描いた。

- 
- \* 磁気遮蔽として機能しないので、磁化しないとして扱った。
  - † B=1.5 T に対するヒステリシスを指し、図 3.6 の実線が相当する。磁壁移動がほぼ完了した状態に相当し、最大ヒステリシスの目安を与える。

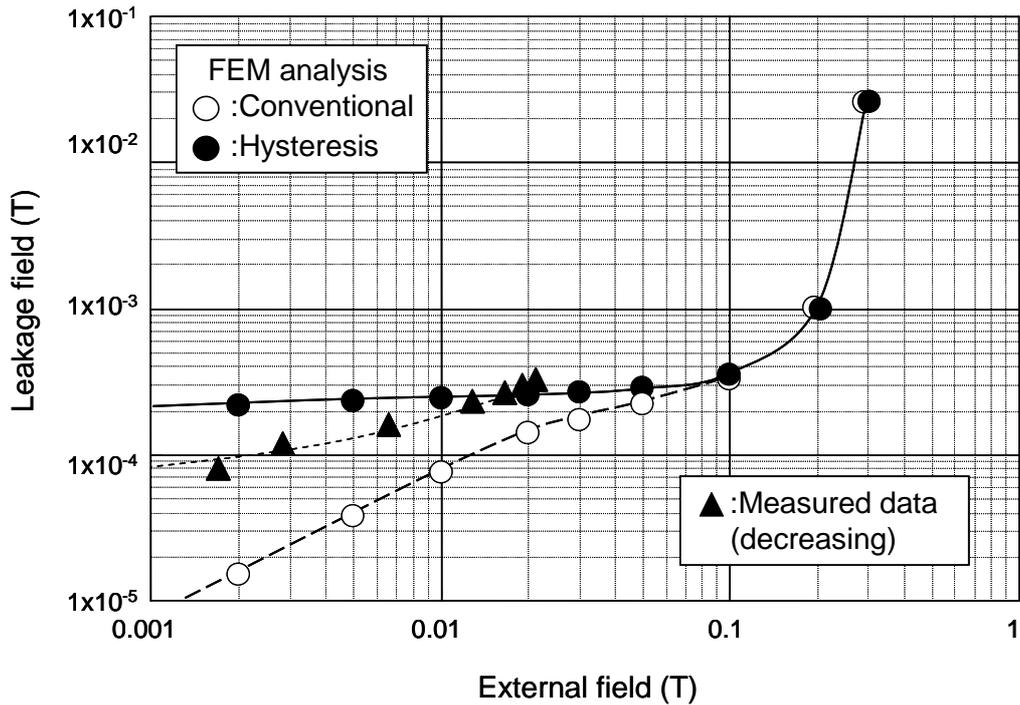


図 3-8 FEM による漏洩磁場の予測と実測値の比較

外部磁場に対する漏洩磁場の計算結果を初磁化曲線に沿った磁化挙動による従来の方法(open)とヒステリシスを考慮した場合(solid)で比較した。さらに、図 3-5 の手順(3)の Increasing のデータを図中に▲印で併記し、ヒステリシスを考慮した計算とマイナーヒステリシスの影響が観測された実験値を比較した。

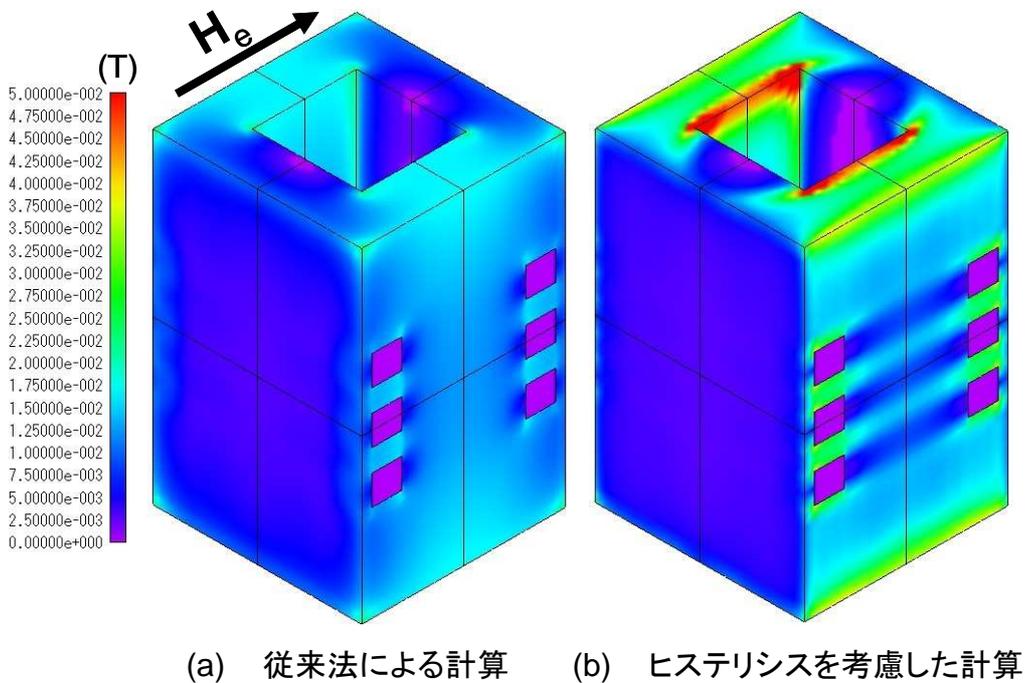


図 3-9 FEM による磁気遮蔽の磁束密度コンター図(外部磁場 0.002 T)

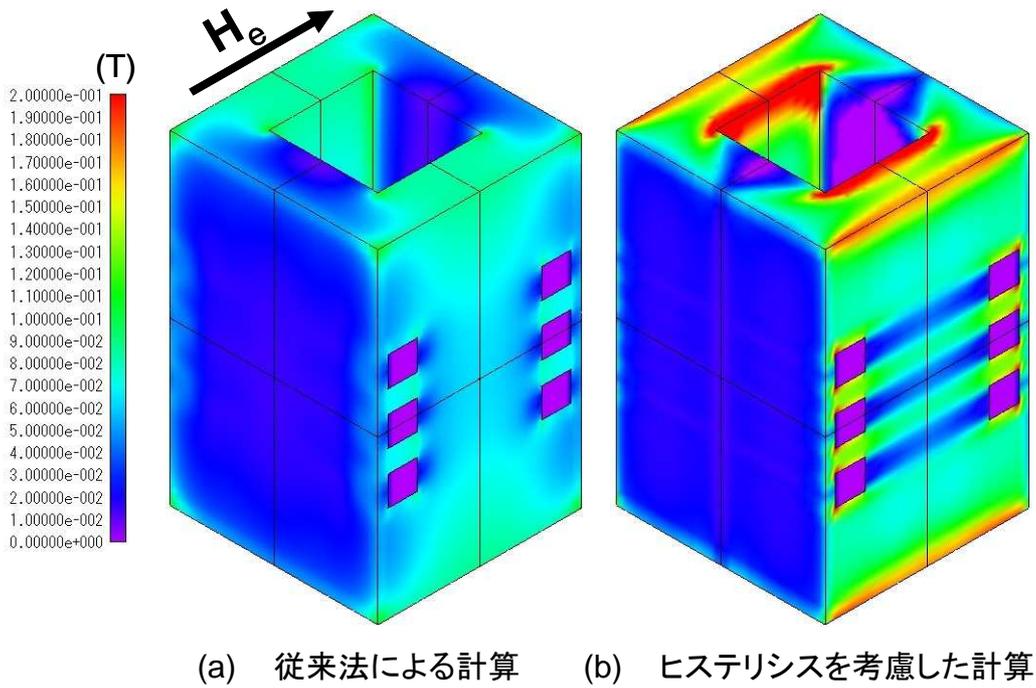


図 3-10 FEMによる磁気遮蔽の磁束密度コンター図(外部磁場 0.01 T)

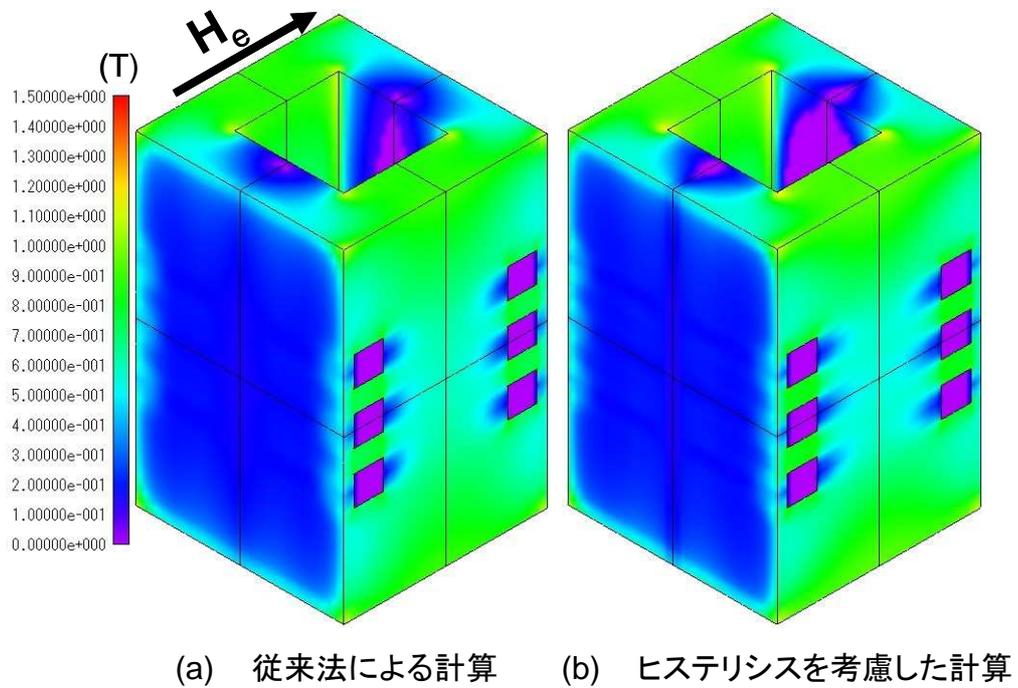


図 3-11 FEMによる磁気遮蔽の磁束密度コンター図(外部磁場 0.1 T)

## 3.4 軟磁性と磁気遮蔽性能の関係

### 3.4.1 目的と方法

磁気遮蔽の設計は、材料選定を含めて、従来は磁束密度と透磁率といった磁化挙動に関するパラメーターのみを参照することにより行われてきた。前節では、設計の指標としてヒステリシスの影響を考慮した磁場解析で推定される漏洩磁場の最大値を参照すべきであることを示した。したがって、磁気遮蔽シェルに用いる材料選定を正しく行うためには、ヒステリシスを代表させる軟磁性パラメーターを定義し、漏洩磁場の最大値との関係を定量的に把握することが必要である。そこで、ヒステリシスの影響を考慮した磁場解析を用いて遮蔽シェルに用いる材料の磁化特性と磁気遮蔽性能の関係を調べた。検討に用いた軟磁性材料の特徴を以下に記すとともに、これらの基本的な磁性データを表 3-1に示す。

- 軟鋼(Mild steel): 強度が低い構造用鋼であり、比較的良好な磁化特性を有する。しかし、元来、軟磁性材料ではないので、磁化特性は保証されず、事前確認を要する。
- 純鉄(Pure iron): 第 2 章で論じた純鉄。鉄の高磁束密度とともに、高純度化により優れた軟磁性を有する。表 3-1に示した特性値は、JIS C 2504 SUY-0 に相当する。
- Fe-1%Al 合金: 強磁場大型装置環境下の磁気遮蔽用材料として、第 2 章で提案した軟磁性材料である。鉄の高磁束密度を損なわずに純鉄を大きく上回る優れた軟磁性を有する。
- Permalloy C: 高合金化により極めて優れた軟磁性が実現されているが、磁束密度が低い。

磁気遮蔽の実用性能を論じる上で、ごく僅かな塑性歪が加工や組み立て、据え付けの過程で導入され所望の軟磁性が損なわれる可能性が懸念される。そこで、磁気遮蔽性能におよぼす塑性歪の影響を把握するため、ごく僅かな塑性歪が導入された場合の磁性データにより同様の磁場解析を行った。ここで、純鉄と Fe-1%Al 合金に対する磁化特性は、塑性歪の影響を含めて、2.4 節の結果を引用した[19]。この節では、新たに軟鋼と Permalloy C のデータを同様の方法で測定し検討に供している。第 2 章で述べたとおり、軟磁性は塑性歪の影響を強く受ける。しかし、透磁率と保磁力ではその振る舞いが異なる。Anneal 後の状態で材料ごとに異なる値を示していた最大透磁率は、表 3-1からもわかるように、ごく僅かな塑性歪によって大きく低下し、それとともに材料間の差異も縮小する。しかし、保磁力は、歪後であっても材料ごとに異なる値を示している。式(1-1)に用いる透磁率  $\mu$  を最大透磁率  $\mu_{\max}$  で代表させるのであれば、Anneal 後の状態で材料ごとに異なる Shielding Factor は

歪の影響を受けることによりほぼ等しくなることが予想されるが、これは磁気遮蔽の現実の姿を正しく表しているとはいえない。この推論の欠陥は、式(1-1)に用いるべき透磁率 $\mu$ を磁化挙動のパラメーターである最大透磁率 $\mu_{\max}$ のみで表現した点にある。先述のとおり、磁気遮蔽の予測にヒステリシスの影響を反映させるためには、ヒステリシスを代表させる軟磁性パラメーターを定義し、その妥当性を論じなければならない。そこで、塑性歪に対する最大透磁率と保磁力の感受性がそれぞれ異なることに着目し、ヒステリシスを代表させる軟磁性パラメーターの取り扱い方法について考察する。

表 3-1 FEM による磁場計算に用いた軟磁性材料とその特性

Material	$\mu_{\max}$ $\times 10^{-3}$ (H/m)	$H_c$ (A/m)	$B_{40}$ (T)	$B_{80}$ (T)	$B_{400}$ (T)	$B_{2000}$ (T)	$B_{40000}$ (T)
Mild steel	5.8	80.0	0.10	0.37	1.26	1.60	2.18
Pure iron	15	42.2	0.44	1.15	1.59	1.72	2.22
0.36% deformed	7.8	52.5	0.21	0.61	1.35	1.70	2.22
Fe-1%Al alloy	57	13.5	1.32	1.41	1.52	1.64	2.13
0.24% deformed	8.9	20.7	0.33	0.52	1.24	1.60	2.13
Permalloy C	120	2.1	0.71	0.73	0.74	0.74	—
0.36% deformed	18	8.7	0.43	0.54	0.71	0.74	—

$\mu_{\max}$ : maximum permeability

$H_c$ : coercivity

$B_n$ : magnetic induction at n (A/m)

Chemical composition and annealing condition;

Mild steel: 0.13C-0.20Si-0.43Mn-0.01Al / 850°C x 1 h.

Pure iron: 0.002C-0.01Si-0.06Mn-0.01Al / 850°C x 1 h.

Fe-1%Al alloy: 0.002C-0.08Si-0.04Mn-1.12Al / 1050°C x 1 h.

Permalloy C: 0.004C-77.6Ni-3.5Cu-4.6Mo / 1100°C x 3 h.

検討では、図 1-11および図 3-1で引用した無限円筒シェルに基づくモデルを用いて磁場解析を行い、種々の軟磁性とそのそれぞれについて予測される磁気遮蔽性能の関係を比較した。二次元でモデル化した FEM 解析領域は 500×500mm とし、円筒シェルの寸法は、外径  $D = \phi 100\text{mm}$  で、強磁場に対する磁気遮蔽を意識してシェルの厚さを  $d = 25\text{mm}$  に設定した。解析条件は、外部磁場については、軸と垂直な方向にその強さを 0.003 T から 1 T の範囲で変化させることとし、遮蔽性能の推定については、3.3 項で論じた方法でヒステリシスの影響を考慮するとともに、比較のため初磁化曲線に沿った磁化挙動に基づく従来の方法による計算を行い、円筒中心に漏洩する磁場を求めた。

いずれの計算による場合も、遮蔽シェルに用いる材料の初磁化曲線を含むヒステリシス曲線を参照し、それぞれの磁化挙動を計算に反映させる必要がある。軟磁性材料の基本的な磁

性データは、多くはデータブックや便覧などから入手が可能であり、また、特別な材料であっても、供給元の技術資料等に公開されている場合が多い[20-23]。しかし、ヒステリシス曲線の入手は、必ずしも容易ではなく、測定で得るためには材料を入手しなければならない。そこで、この項では、文献などで容易に入手可能な磁性データのみから 3.3 節で論じたヒステリシスを考慮した磁場解析を行う方法を提案する。

初磁化曲線に沿った透磁率  $\mu_v$  は、表 3-1 の B-H データの内挿による  $B_v(H)$  を用いて、

$$\mu_v = \frac{B_v(H)}{H} \quad (3-6)$$

で近似できる。これは、従来の磁場解析で通常行われてきた方法である。

ヒステリシスを考慮した計算に用いる透磁率  $\mu_h$  も同様にヒステリシス曲線に沿った  $B_h(H)$  を用いて、

$$\mu_h = \frac{B_h(H)}{H} \quad (3-7)$$

で与えられるが、上述のように  $B_h(H)$  は、一般には開示されていないので、これを入手可能な磁性データによって定義しなければならない。今、 $B_h(H)$  を適当な関数で表し、 $H = H_c$  で展開すると、 $B_h(H_c) = 0$  であるから、

$$\begin{aligned} B_h(H) &= B_h(H_c) + \left. \frac{dB_h}{dH} \right|_{H=H_c} (H - H_c) + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2 B_h}{dH^2} \right|_{H=H_c} (H - H_c)^2 + \dots \\ &= \left. \frac{dB_h}{dH} \right|_{H=H_c} (H - H_c) + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2 B_h}{dH^2} \right|_{H=H_c} (H - H_c)^2 + \dots \end{aligned} \quad (3-8)$$

ここで、計算を簡単にするために、表 3-1 の最大透磁率を用いて

$$\left. \frac{dB_h}{dH} \right|_{H=H_c} \approx \mu_{\max} \quad (3-9)$$

と近似し、かつ、高次の項を無視すると、飽和領域未満での  $B_h(H)$  は、

$$B'_h(H) \cong \mu_{\max} (H - H_c) \quad (3-10)$$

で表される。ゆえに、ヒステリシス曲線に沿った磁化挙動は、

$$B_h(H) = B'_h(H), [B_v(H) > B'_h(H)] \quad (3-11)$$

$$B_h(H) = B_v(H), [B_v(H) \leq B'_h(H)] \quad (3-12)$$

と表すことができる。図 3-12には、Fe-1%Al 合金の磁性データを例に、式(3-11)、(3-12)を用いて近似したヒステリシス磁化特性を示す。この方法によれば、通常入手可能な基本的な磁化特性値、すなわち、最大透磁率、起磁力に対する磁束密度値、および、保磁力からヒステリシス曲線に沿った磁化挙動を近似し、これを用いた磁場解析によって漏洩磁場の最大値を予測することができる。

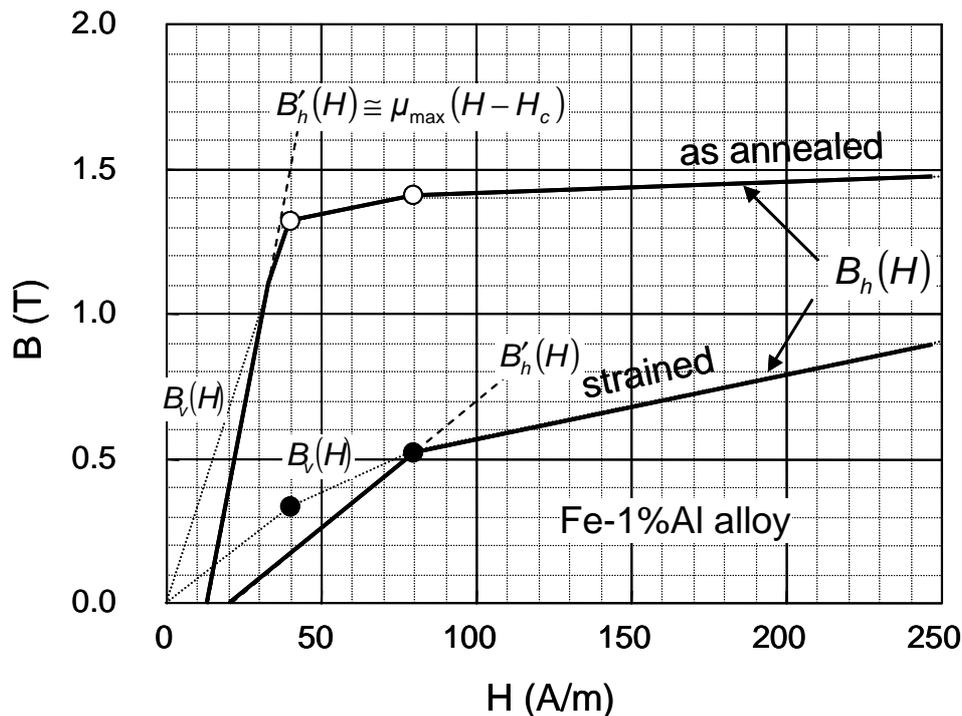


図 3-12 基本的な磁化特性値を用いて近似したヒステリシス曲線  
 図には、表 3-1 の Fe-1%Al 合金の Anneal のままの状態(open)と 0.24%の塑性歪の影響を受けた状態(solid)の磁束密度値をプロットした。太線は、通常入手可能な磁性データから式(3-11)、(3-12)で近似したヒステリシス曲線に沿った磁化挙動を示している。

### 3.4.2 結果と考察

4 種類の材料について 0.03 T から 1 T の外部磁場に対する漏洩磁場を計算した結果を図 3-13、図 3-14 に示す。いずれも、Anneal 後の磁性データを参照した計算結果である。図 3-13 は、従来の方法による磁場解析であり、ヒステリシスの影響は考慮されていない。この結果によると、0.1 T 以下の外部磁場に対する漏洩磁場は Permalloy C で最も小さく、Fe-1%Al 合金、純鉄、軟鋼の順に大きい。また、外部磁場の低下にともなう漏洩磁場の減少が認められる。Permalloy C では、表 3-1 に示したように、飽和領域での磁束密度が他の材料と比べて著しく低いため、外部磁場が 0.1 T を超える領域で漏洩磁場の増加が認められる。

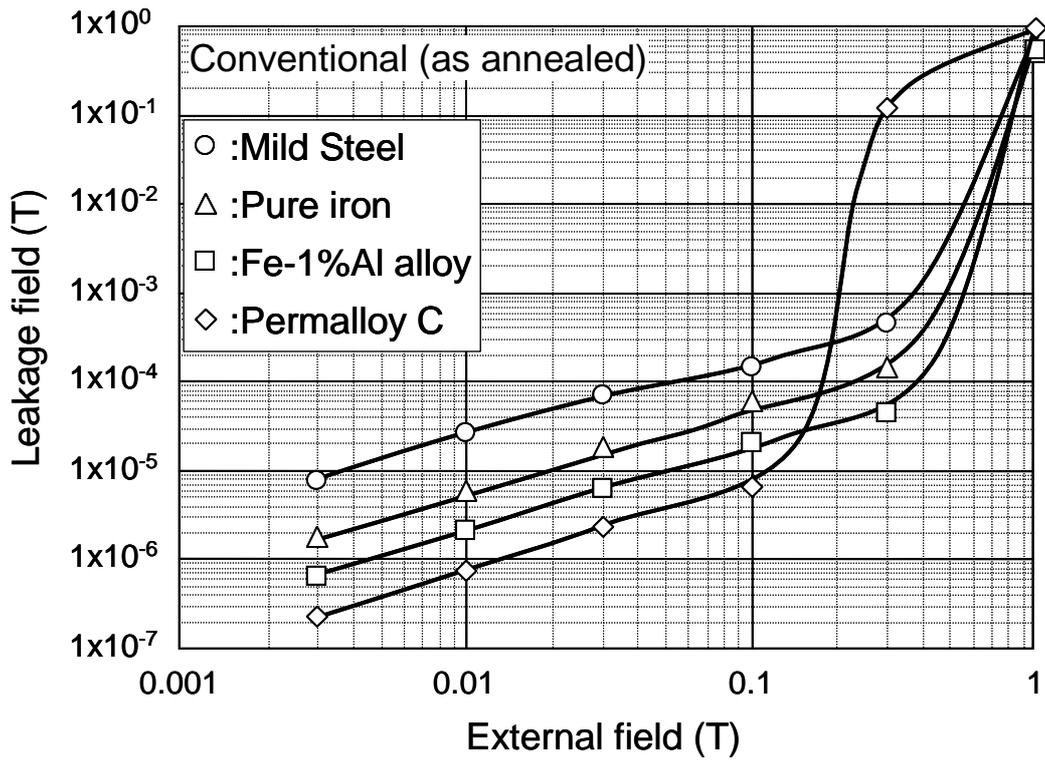


図 3-13 円筒シェルの磁気遮蔽性能(従来の方法による計算)

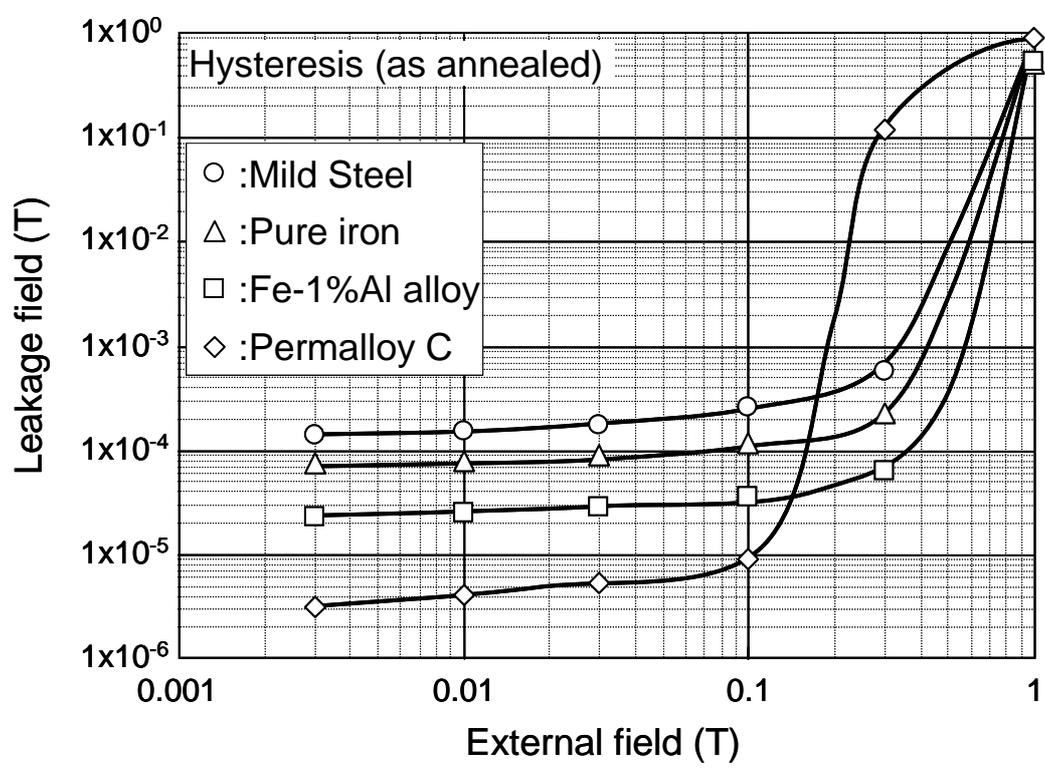


図 3-14 円筒シェルの磁気遮蔽性能(ヒステリシスを考慮した計算)

図 3-14は、ヒステリシスを考慮した磁場解析の結果を示している。材料ごとの漏洩磁場の強さの順番は、図 3-13の結果と等しい。しかし、外部磁場が 0.1 T 以下の領域で、漏洩磁場の強さが材料ごとにある一定値に収束する傾向が認められる。また、外部磁場が 0.01 T 付近での漏洩磁場の強さは、従来の方法による計算結果と比べて概ね一桁増加している。

磁気遮蔽シェルの厚肉化により、シェルの磁束密度を減少させることができる。ゆえに、図 3-13、図 3-14の横軸でより低い外部磁場を参照することは、磁気遮蔽シェルを厚肉化することと等価である。すると、図 3-13から、シェルの厚肉化により漏洩磁場を低減できることが期待されるが、この予想を設計に適用することは適切ではない。既に述べたとおり、与えられた条件での漏洩磁場は、磁気遮蔽シェルの磁化状態、すなわち、磁気遮蔽の前履歴によって異なる。磁気遮蔽の性能は、ヒステリシスの影響を考慮して予測されるべきであり、磁気遮蔽の設計は、最も厳しい前履歴条件を想定し、その条件で予測される漏洩磁場の最大値(maximum leakage field)を参照すべきである。図 3-14は、ヒステリシスの影響が最大に表れる場合を想定した磁場解析による漏洩磁場の強さを示している。この図の結果が、それぞれの条件に対する漏洩磁場の最大値に対応する。したがって、外部磁場が 0.1 T 未満の領域では磁気遮蔽シェルの厚肉化を図っても漏洩磁場の低減を期待できない。厚肉化による遮蔽性能の向上を期待できるのは、外部磁場が強い場合、たとえば、外部磁場が 0.1 T 以上の領域で、既に飽和している場合やそれに近い状態に限られる。

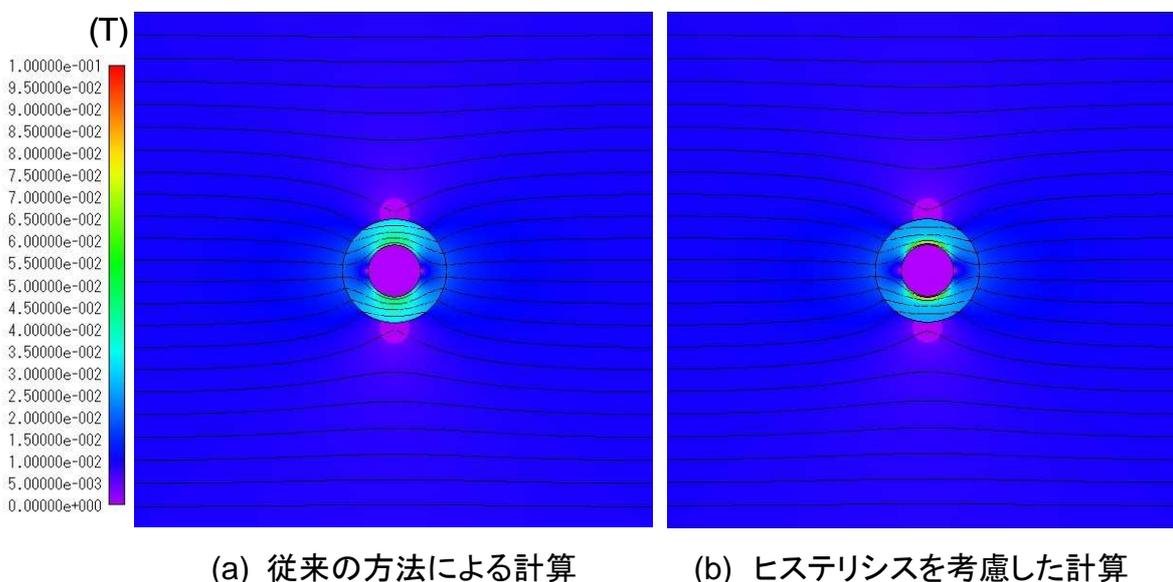


図 3-15 軟鋼による磁気遮蔽の磁力線と磁束密度分布(外部磁場:0.01 T)

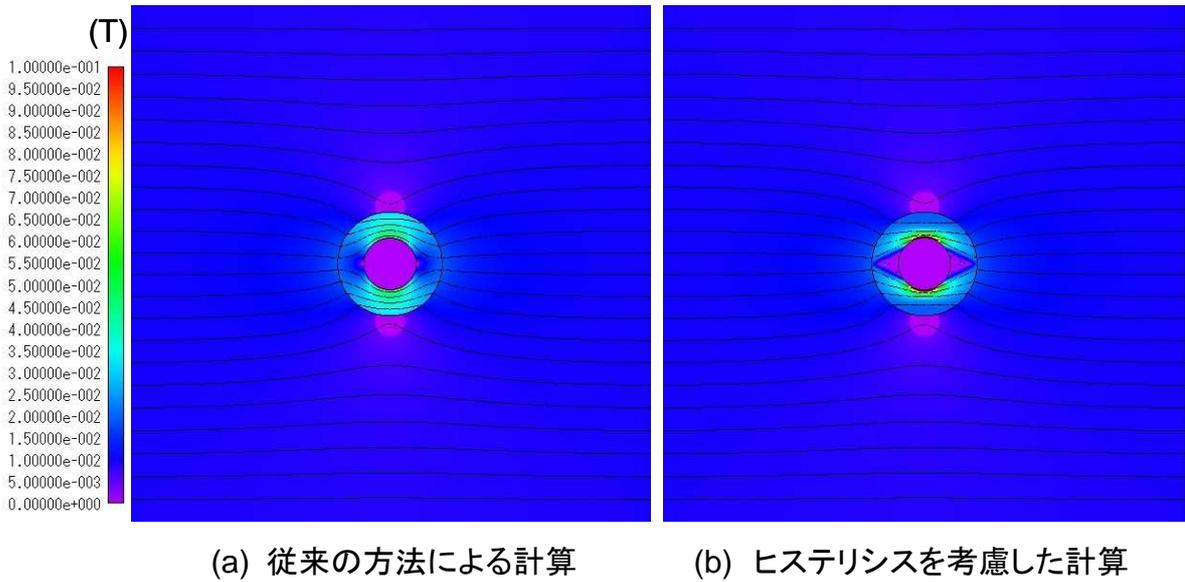


図 3-16 純鉄による磁気遮蔽の磁力線と磁束密度分布(外部磁場:0.01 T)

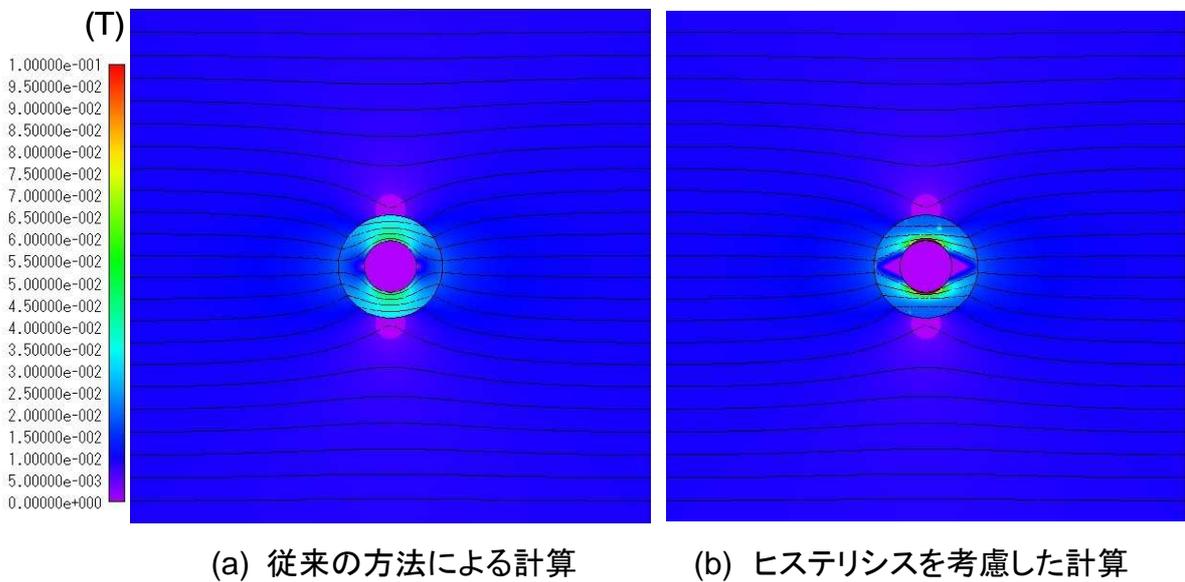


図 3-17 Fe-1%Al 合金による磁気遮蔽の磁力線と磁束密度分布(外部磁場:0.01 T)

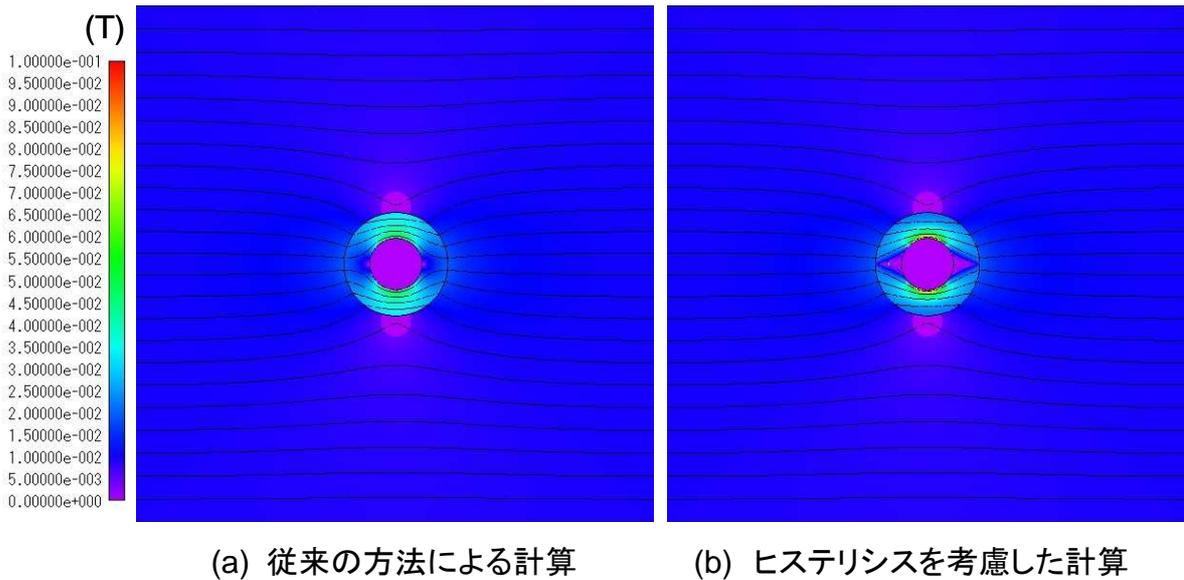


図 3-18 Permalloy C による磁気遮蔽の磁力線と磁束密度分布(外部磁場:0.01 T)

図 3-15～図 3-18に、0.01 T の外部磁場に対する磁場解析結果から描いた磁束密度コンター図と磁力線分布を示す。ここでは、初磁化曲線に沿った磁化挙動に基づく従来の方法とヒステリシスの影響を考慮した方法を対比させて示している。円筒断面の磁束密度分布は、従来の方法とヒステリシスの影響を考慮した方法のいずれにおいてもシェルの厚さ方向で不均一であるが、その程度はヒステリシスの影響を考慮した方法による場合がより顕著であり、このことを反映して、シェル内での磁力線の分布も従来の方法による場合と異なる様子が伺える。

同様の磁場解析を塑性歪の影響を受けた場合についても行い、その影響を考察した。図 3-19に、塑性歪による漏洩磁場の変化を外部磁場が 0.01 T の場合について Anneal 後の磁性データを用いた解析結果と比較して示す。図では、磁場解析の方法による推定値の違いについて考察するため、従来の方法とヒステリシスを考慮した計算の両方の場合について比較した。表 3-1に示したように、Anneal 後の状態に比べて、塑性歪を受けた状態の軟磁性は、透磁率、保磁力ともに劣化している。これを反映して、歪を受けた後の漏洩磁場は、従来の方法による計算結果、およびヒステリシスの影響を考慮した計算結果のいずれの場合においても増加し、その割合は純鉄で最も小さく、Fe-1%Al 合金、Permalloy C の順に大きい。ここで注目すべき点として、歪の影響を受けた場合の漏洩磁場の強さは、従来の方法による計算では材料間の差異が消失し、概ね  $10^{-5}$  T とほぼ等しい値を示しているのに対して、ヒステリシスを考慮した計算では  $10^{-5}$ ～ $10^{-4}$  T の範囲で材料ごとに異なる値を示していることが挙げられる。また、塑性歪による漏洩磁場の増加の割合は、図中に示した実線矢印の傾

きからわかるように、従来の方法による計算に比べてヒステリシスを考慮した計算による場合のほうが小さい。

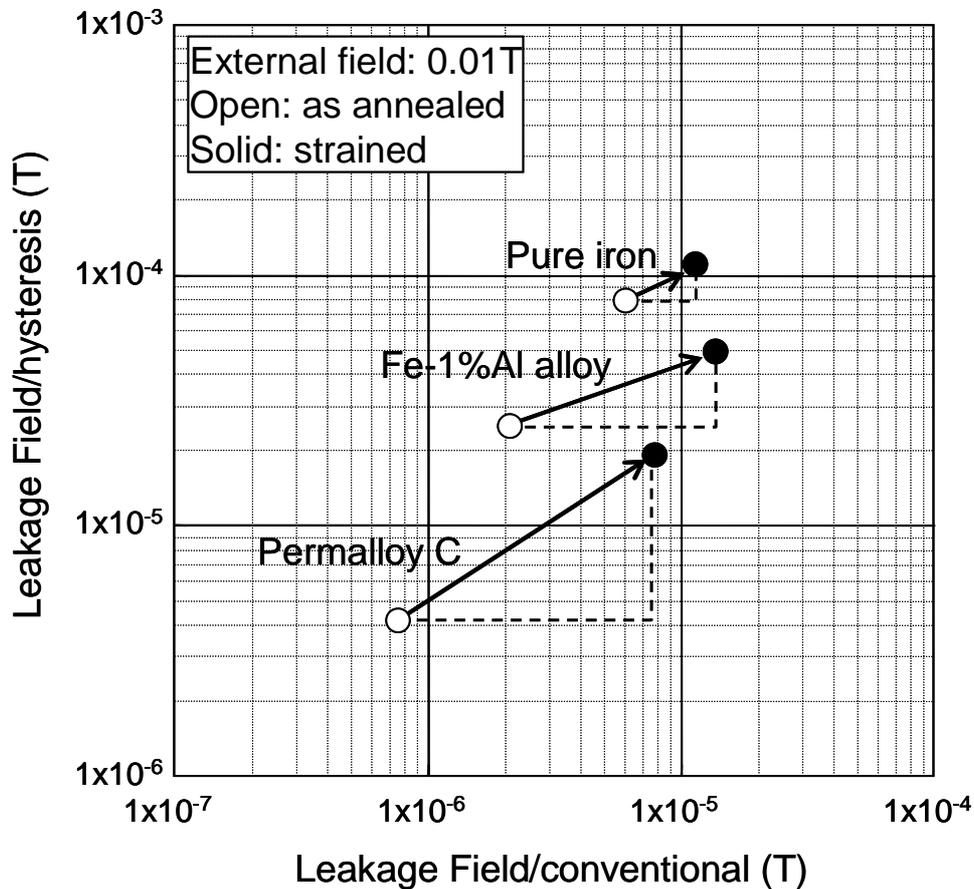


図 3-19 塑性歪による磁気遮蔽性能の変化

従来の方法による予測(横軸)と、ヒステリシスの影響を考慮した予測(縦軸)により、Anneal ままの状態(open)と約0.3%の塑性歪により増加した漏洩磁場(solid)を比較した。

Fe-1%Al 合金を例に、漏洩磁場におよぼす軟磁性の影響を塑性歪による軟磁性の変化と対比させながら考察する。表 3-1に示されているように、Fe-1%Al 合金の保磁力は 0.24%の塑性歪によって Anneal ままの状態の約 1.5 倍の 20.7 A/m に増加するものの、Anneal ままの純鉄の 42.2 A/m より小さい。ところが、最大透磁率は約 1/6 の  $8.9 \times 10^{-3}$  H/m に減少し、歪付与後の純鉄の  $7.8 \times 10^{-3}$  H/m と同程度の値を示している。また、他の材料でも塑性歪による軟磁性への影響は同様で、保磁力は、塑性歪を受けた後であっても 8.7~52.5 A/m の範囲で材料ごとに差が認められるのに対して、最大透磁率は、Anneal ままで認められた材料間の差異は塑性歪の影響によりほぼ消失し、 $1 \times 10^{-2}$  H/m 程度の等しい値となる。図 3-19に示した計算方法による漏洩磁場の違いは、これらの軟磁性の変化との対比から、漏洩磁場が透磁率に依存するのか、あるいは、保磁力の影響を受けるのか、の違いに因ると

推察される。そこで、漏洩磁場の強さと保磁力の関係についてさらに考察を加える。

図 3-14では、漏洩磁場の強さが外部磁場の低下とともに、材料ごとにある一定値に収束することを示した。その理由は、ヒステリシスの影響を考慮した磁場解析では、式(3-11)で参照すべき磁化挙動を表したためである。ヒステリシスを考慮した計算において、遮蔽材料を磁化させるために必要な起磁力の条件は $H > H_c$ であるから、その材料の保磁力に相当する起磁力から導かれる漏洩磁場が、到達可能な下限値を与えることになる。したがって、漏洩磁場の最大値は、磁気遮蔽に用いた材料の保磁力の影響を受ける。

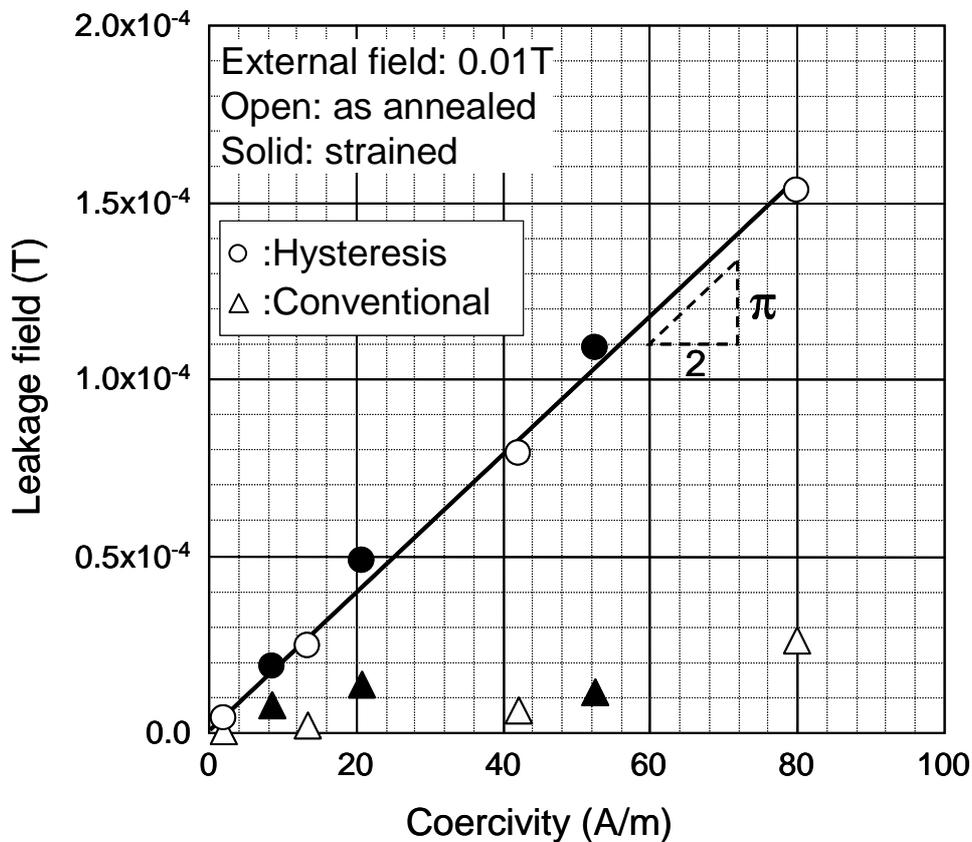


図 3-20 漏洩磁場の強さと保磁力の関係

Annealのままの状態(open)と約0.3%の塑性歪の影響を受けた状態(solid)の磁化特性を用いて、従来の方法(三角印)とヒステリシスの影響を考慮した方法(丸印)で外部磁場 0.01 T に対する漏洩磁場を求め、保磁力との相関を調べた。

そこで、図 3-20に、0.01 T の外部磁場に対して、磁場計算に用いた材料の保磁力と漏洩磁場の強さの関係を整理して示す。塑性歪を受けた場合の軟磁性を参照した磁場解析の結果を含めて、従来の方法により計算した結果とヒステリシスの影響を考慮した計算の両方による結果を比較したところ、これらの相関は、従来の方法による場合よりもヒステリシスを考慮した場合のほうが強い。すなわち、ヒステリシスを考慮した磁場解析による漏洩磁場の強

さは、塑性歪の有無に関わらず保磁力で整理され、その傾きは円筒シェルによる磁気遮蔽において、式(3-5)で $\theta = \pi/2$ とした場合の起磁力に対する漏洩磁場の係数である $\pi/2$ に一致している。このことから、0.01 T の外部磁場に対するこの磁気遮蔽は、式(3-5)との対比から、 $\overline{H}_M = H_c$  の条件に相当していることがわかる。すなわち、図 3-14で示した外部磁場の低下にともなう漏洩磁場の下限値は、それぞれの材料が、その保磁力に等しい起磁力で磁化した状態での漏洩磁場の強さを表していることとなり、これは、磁気遮蔽シェルの残留磁気そのものに他ならない。以上の議論から、磁気遮蔽に用いる材料の保磁力が漏洩磁場の強さを導く起磁力に相当する場合の漏洩磁場が、その材料を用いた磁気遮蔽で保証できる到達可能な限界値を与えることになる。

## 3.5 二重シェル構造による遮蔽性能の向上

### 3.5.1 目的と方法

図 3-20では、外部磁場を 0.01 T とした場合の解析結果を用いて、漏洩磁場の最大値が保磁力に支配されることを示した。しかし、ヒステリシス曲線に沿った磁化挙動を近似する式(3-10)には、最大透磁率 $\mu_{\max}$ の項が含まれるので、漏洩磁場は $\mu_{\max}$ の変化の影響も受ける。特に、 $H \gg H_c$ となる強磁場ではその影響を無視できない。第 2 章で述べたように、軟磁性材料の透磁率は塑性歪により大きく低下する。比較的小さな、0.01 T 程度の外部磁場に対する磁気遮蔽であれば、漏洩磁場の最大値の増加は歪による保磁力の増加分程度に留まるが、外部磁場が大きい場合は、著しく低下した最大透磁率の影響が顕著に表れる。

シェルの多層化が磁気遮蔽性能の向上に有効であることは良く知られている[2-6,24,25]。そこで、単層円筒シェルを二重シェル構造とすることによる遮蔽性能の向上について、特に遮蔽性能におよぼす塑性歪の影響を抑制する見地から考察した。図 3-21には検討に用いた二重シェルの形状と寸法を示す。円筒シェルの外寸は、3.2 節で用いた解析モデルと同一である。この円筒を、図 3-21に示すように、厚さ 15mm の外層と 5mm の内層に分割し 5mm のギャップを隔てて二重構造とした。歪の影響を受けた Fe-1%Al 合金製のシェルを想定し、このモデルで磁場解析を行い、単相シェルの場合と二重シェルの場合について漏洩磁場の最大値を比較した。

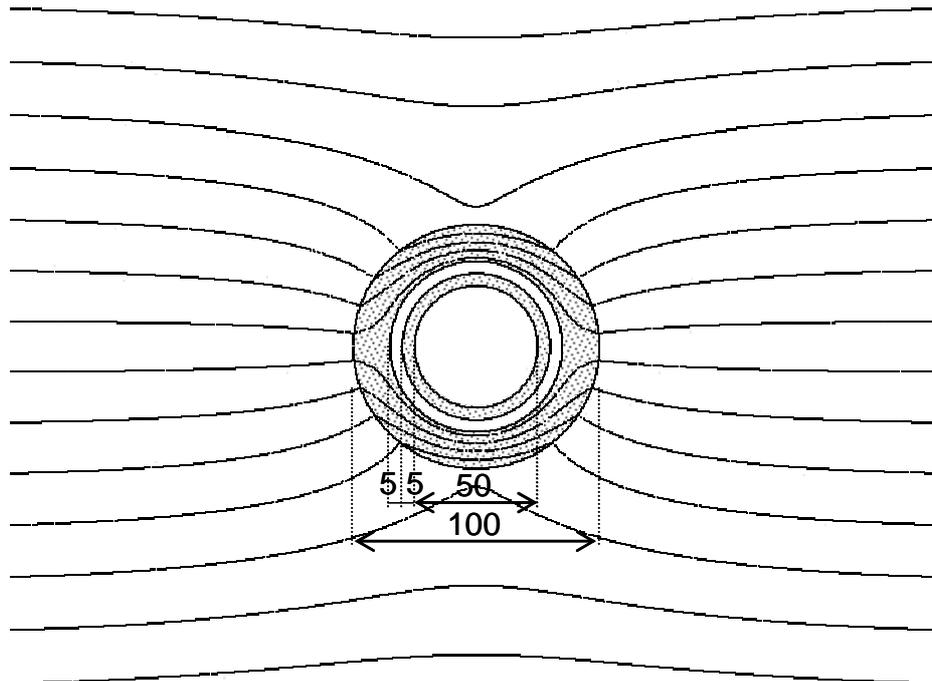


図 3-21 二重シェルの解析に用いたモデル

外径と内径は、3.4 節の検討に用いた円筒に等しい。25 mm の肉厚を 5 mm の空隙を介して、15 mm と 5 mm の 2 層に分割している。

### 3.5.2 結果と考察

図 3-22に、0.24%の塑性歪を受けた Fe-1%Al 合金を遮蔽材料に用いた磁気遮蔽について、単層円筒シェルの場合と二重シェル構造とした場合の漏洩磁場の最大値を比較して示す。図には、図 3-14から Anneal ままの状態の Fe-1%Al 合金単層シェルの計算結果を引用し併記した。Anneal 状態に対する漏洩磁場の増加分は、外部磁場が 0.01 T 程度以下であれば塑性歪による保磁力の増加分程度に留まるものの、外部磁場の増加にともない、最大透磁率の低下による影響が顕著となる。すなわち、漏洩磁場の増加は、外部磁場が 0.01 T で約 2 倍、0.03 T では約 3 倍に留まるが、0.3 T では 10 倍にも達する。このように、塑性歪を受けた単層シェルの漏洩磁場は、外部磁場の増加とともに増加する傾向が認められることから、逆に、シェル厚に余裕を見込んだ単層磁気遮蔽の設計は、歪が危惧される場合は、漏洩磁場の増大を抑える対策として無駄ではない。しかし、図 3-22から判断する限り、十分な効果を得るためには 2~10 倍の厚肉化が必要なため有効な手段とはいえない。

図 3-22に、二重シェル構造を適用した場合の漏洩磁場の最大値の計算結果を参照すると、0.1 T 以下の外部磁場に対して  $4 \times 10^{-5}$  T 未満の漏洩磁場が得られることがわかる。二重シェル構造は、シェル毎に異なる磁束密度分布の磁化状態で磁気遮蔽を機能させることを意図した技術である。図 3-23、図 3-24には、シェルとその周囲空間の磁束密度のコンター図

と磁力線の分布図を外部磁場が 0.1 T および 0.3 T の場合について示す。磁束密度のコンター図からわかるように、外層は内層より強く磁化することにより、より多くの磁束をバイパスする。その結果、内層の磁化状態は著しく軽減され、塑性歪による漏洩磁場の増加分が塑性歪による保磁力の増加分程度までに抑制される。二重構造化は、構造の複雑化とギャップを設けることによる遮蔽材料の減少による飽和特性への影響がデメリットとして挙げられるが、このように歪により低下した遮蔽性能を顕著に改善する。すなわち、外層は、内層に対して、内層が塑性歪による保磁力の増加分程度に相当する漏洩磁場の増加で留まる動作状態を提供することで、歪による軟磁性の劣化を最小化する役割を担う。

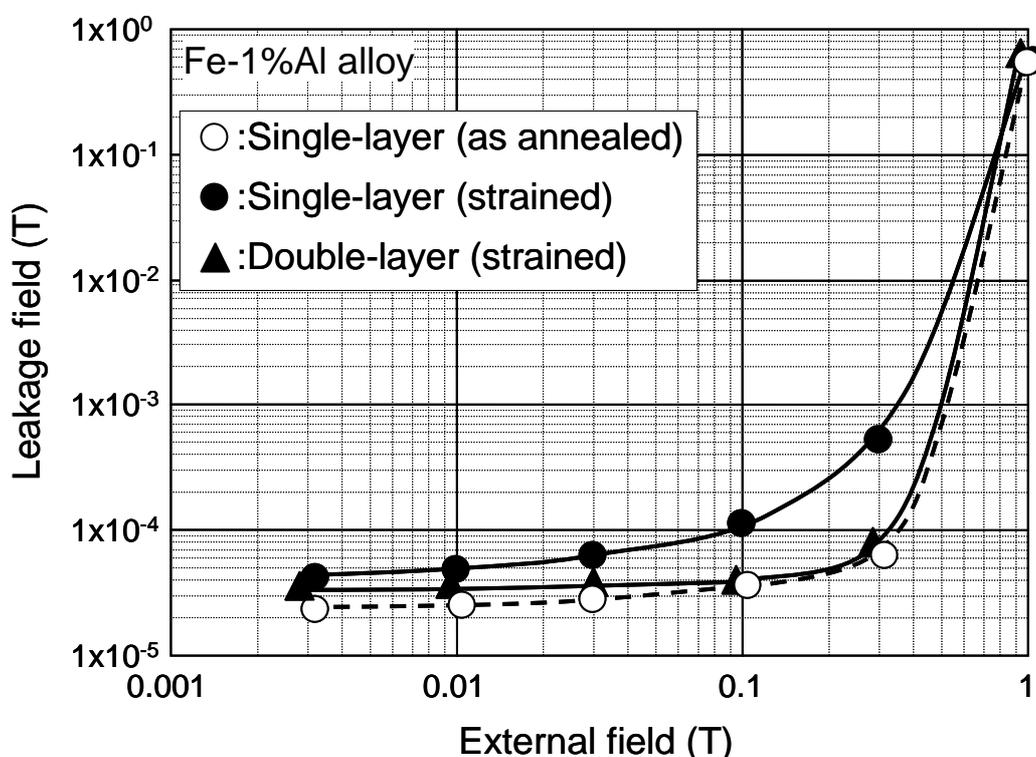


図 3-22 塑性歪による遮蔽性能の低下と二重シェル構造による改善  
 単層シェル(●印)は、0.01 T を超える外部磁場に対して塑性歪による漏洩磁場の増加が著しいが、二重シェル(▲印)化により Anneal のままの単層シェル(○印)と同程度まで改善することができる。

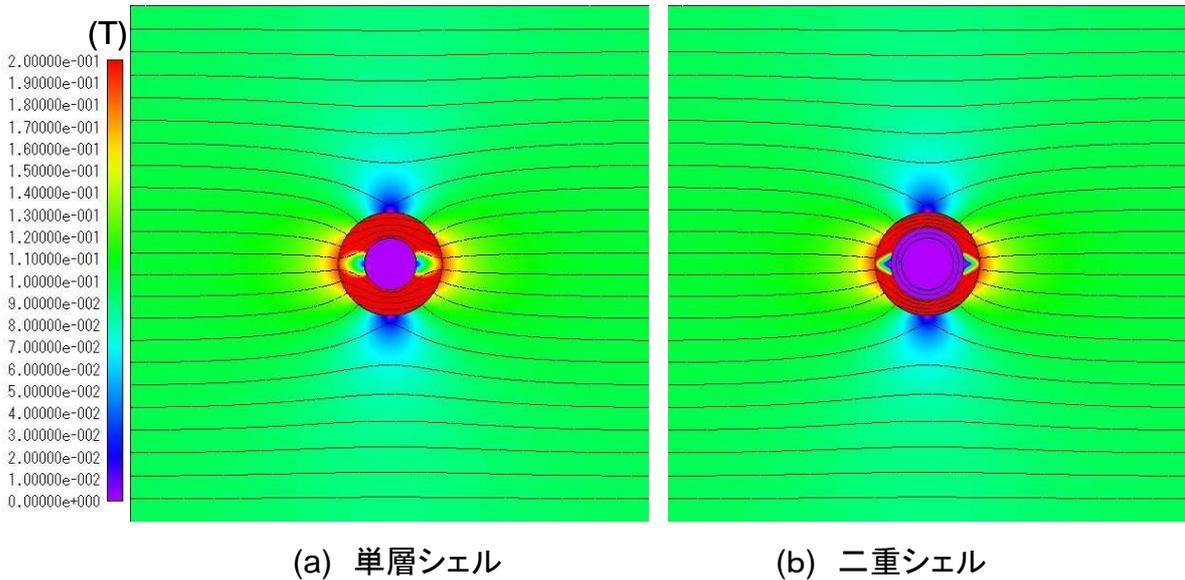


図 3-23 塑性歪の影響を受けた磁気遮蔽の磁束密度分布(外部磁場:0.1 T)  
 単層シェル(a)に対して、二重シェル(b)では、外層が内層に対する磁気遮蔽として働くため、内層の磁束密度が外層に対して明らかに低くなっている。二重シェルの空隙は、内層に流れ込む磁束に対する磁気抵抗とみなすことができる。

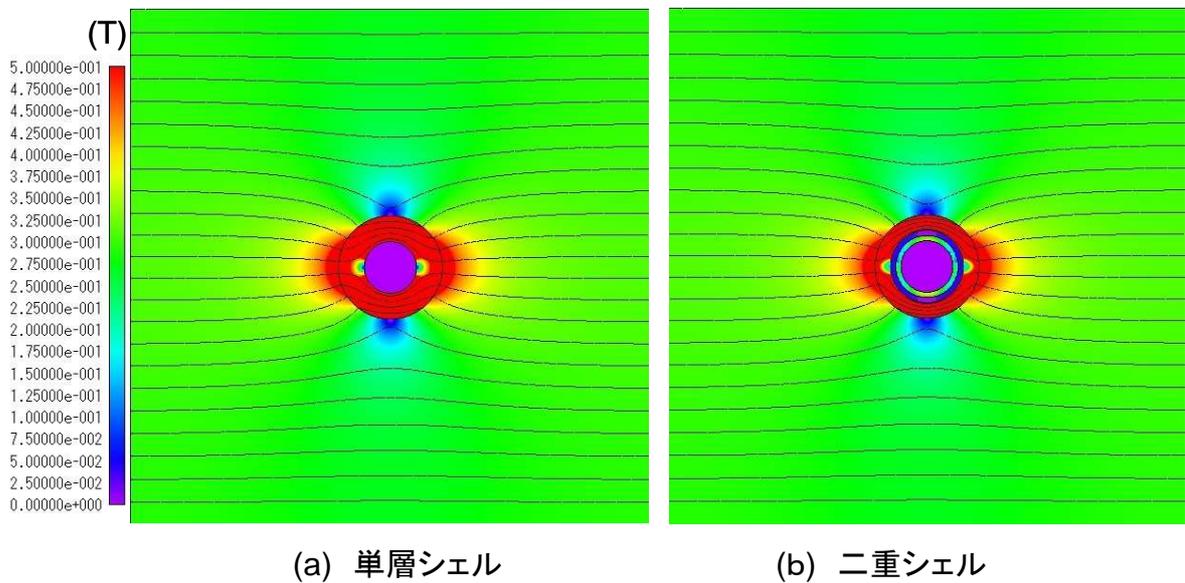


図 3-24 塑性歪の影響を受けた磁気遮蔽の磁束密度分布(外部磁場:0.3 T)  
 二重シェルでは、外部磁場を 0.3 T まで増加しても、内層の磁化状態は外層より低いレベルにあり、単層シェルの場合に比べて優れた磁気遮蔽性能を確保することが容易となる。このコンター図からも、空隙が外層と内層の磁化状態に差をもたらすための磁気抵抗として機能している様子がわかる。

## 3.6 第3章のまとめ

強磁場大型装置環境下における磁気遮蔽の性能予測と設計技術に関する研究を小括する。

3.1 節では、研究の方針について述べた。磁気遮蔽性能が材料のヒステリシスの影響を受けることは周知であり当然の予想といえる。しかし、これまでの研究でこれを具体的かつ定量的に論じた報告は少ない。ヒステリシスの影響を定量化することは、磁気遮蔽性能の予測にヒステリシスを代表させる磁性パラメータを新たに定義し適用することを意味し、磁気遮蔽の設計に従来と異なる指針を与えることに繋がる。そこで、ヒステリシスの影響を考慮した磁気遮蔽性能の予測方法を提案し、さらに、材料の磁性パラメータとの関係を明確化し、得られた知見を二重シェル構造を含めた磁気遮蔽の設計に応用することを研究の目的とした。

3.2 節では、ヒステリシスの影響の取り扱い方について論じた。はじめに、磁気遮蔽の理論を電磁気学の視点で概観し、漏洩磁場におよぼすヒステリシスの影響について考察し、次に磁気遮蔽の実験でこれを確認した。強磁場大型装置環境下での磁気遮蔽では、その前履歴が不定であることから、遮蔽性能の予測に材料のヒステリシスの影響を何らかの形で反映させなければならない。本論文では、これをヒステリシスの影響が最大となる最も厳しい条件に設定した。外部磁場が一方向のみに限られる場合など、遮蔽シェルの前履歴を特定できる場合はヒステリシスの影響をより小さく見積もることが可能であり、本論文の提案は厳しい予測結果を与えることになる。しかし、物理科学実験では、さまざまな磁場環境に晒される可能性を否定できないことに加えて、磁気遮蔽の製造過程での着磁履歴の可能性を考慮すると、磁気遮蔽設計は最も厳しい条件を前提に行われるべきであると判断される。

3.3 節では、磁気遮蔽性能の予測について論じた。FEM を用いた数値計算でヒステリシス曲線に沿った磁化挙動を用いることにより、ヒステリシスの影響を考慮した磁場解析手法を提案した。また、3.2 節の磁気遮蔽にこの解析手法を適用し、実験結果と比較することにより妥当性を検証した。

3.4 節では、軟磁性と磁気遮蔽性能の関係について論じた。無限円筒シェルモデルによる磁場解析を異なる直流磁化特性を有する材料について実施し、磁気遮蔽性能を支配する磁性について考察した。従来の磁場解析に基づく場合と、ヒステリシスを考慮した解析による場合で、磁気遮蔽性能の予測結果の差異を定量的に比較し、磁気遮蔽の設計指針について言及した。また、塑性歪の影響を受けた場合の軟磁性を用いた解析結果を含めて磁気遮蔽性能と軟磁性の関係について考察し、漏洩磁場が材料の保磁力に支配され、磁気遮蔽に用いた材料の保磁力に等しい起磁力に相当する磁化状態での漏洩磁場の強さが、その材料を用いた磁気遮

蔽で到達可能なことを保証できる漏洩磁場であることを示した。

3.5節では、二重シェル構造による遮蔽性能の向上について論じた。前節では、塑性歪による漏洩磁場の増加を保磁力の変化から推定できることを示したが、これはシェルに用いた材料の起磁力が小さい領域での磁気遮蔽に限られる。起磁力が大きい領域での磁気遮蔽では、塑性歪により著しく低下した透磁率の影響が表れるため漏洩磁場の増加は歪による保磁力の増加分のみでは済まされない。本研究では、従来の考え方では導くことができなかった新しい知見として、二重シェル構造が歪の影響を受けた磁気遮蔽で特に有効であることを示した。外層は、内層に対して、内層が塑性歪による保磁力の増加分に相当する漏洩磁場の増加で留まる動作状態を提供する。すなわち、たとえ内層の軟磁性が歪により劣化していても、適切な外層により塑性歪の影響を最小限に抑えることができることを示した。この知見は、二重構造による磁気遮蔽において、外層をより軟磁性に優れる材料に変更することで内層の負担を低減し、より高性能かつコストパフォーマンスに優れる設計を示唆する。第4章では、具体的な磁気遮蔽を題材に、これらの知見の最適設計への応用について論じる。

## 参考文献

- <sup>1</sup> T. J. Sumner, J. M. Pendlebury, and K. F. Smith: Conventional magnetic shielding. *J. Phys. D: Appl. Phys.* vol. 20 (1987) p. 1095-1101.
- <sup>2</sup> A. P. Wills: On the Magnetic Shielding Effect of Tri-lamellar Spherical and Cylindrical Shells. *Phys. Rev.* vol. 9, no. 4 (1899) p. 193-213.
- <sup>3</sup> A. J. Mager: Magnetic Shields. *IEEE Trans. Magn.* MAG-6, no. 1 (1970) p. 67-75.
- <sup>4</sup> 佐々木勇三郎, 大塚泰一郎. 高透磁率材による磁気遮蔽. *日本物理学会誌*. 1971, vol. 26, no.10, p. 792-796.
- <sup>5</sup> 小笠原武, L. Boesten: 磁気遮蔽. *低温工学*. 1973, vol. 8, no. 4, p. 135-147.
- <sup>6</sup> 小笠原武, L. Boesten. 弱磁場にたいする磁気遮蔽. *日本物理学会誌*. 1973, vol. 28, no. 12, p. 1041-1049.
- <sup>7</sup> 山田進一, 小田島和男, 石田裕康, 加根魯和宏, 守和彦, 大森俊道, 尾田年充, 大麻和美, 小川俊英, 星野克道, J. H. Foote, D. Nilson. MTX 用大出力マイクロ波電界測定装置の磁気遮蔽. *日本原子力研究所*, 1991, JAERI-M 91-112, 61p.
- <sup>8</sup> 松崎誼. 真空計器用磁気シールドの特性. *真空*. 1988, vol. 31, no. 5, p. 550-553.
- <sup>9</sup> H. Sasaki, T. Shiraishi, and A. Kawanishi: Magnetic Shielding and Minimization of Shielding Material. *IEEE Trans. Magn.* vol. 30, no. 4 (1994) p. 2523-2526.
- <sup>10</sup> A. Koski, S. L. Wipf: Magnetic Shielding of an Accelerator Beam using Passive Ferromagnetic Material, *IEEE Trans. Magn.* vol. 32, no. 4 (1996) p. 2663-2666.
- <sup>11</sup> B. J. Peterson, S. Konoshima, H. Parchamy, M. Kaneko, T. Omori, D. C. Seo, N. Ashikawa, and A. Sukegawa: Observation of divertor and core radiation in JT-60U by means of bolometric imaging. *J. Nucl. Mater.* 363-365 (2007) p. 412-415.
- <sup>12</sup> B. J. Peterson, S. Konoshima, A. Yu. Kostyukov, H. Kawashima, D. C. Seo, I. V. Mironshnikov, T. Omori, N. Ashikawa, H. Perchamy, Yi Liu: Design of an imaging bolometer upgrade for JT-60U. *Fusion Engineering, 2007. SOFE 2007. 2007 IEEE 22nd Sympo. on 17-21 June 2007.*
- <sup>13</sup> JIS C 2504:2000. 電磁軟鉄.
- <sup>14</sup> O. Motojima, K. Ida, K. Y. Watanabe, Y. Nagayama, A. Komori, T. Morisaki, B. J. Peterson, Y. Takeiri, K. Ohkubo, K. Tanaka, T. Shimozuma, S. Inagaki, T. Kobuchi, S. Sakakibara, J. Miyazawa, H. Yamada, N. Ohyabu, K. Narihara, K. Nishimura, M. Yoshinuma, S. Morita, et al. : Overview of confinement and MHD stability in the Large Helical Device. *Nucl. Fusion.* vol. 45, no.10 (2005) S255-S265.
- <sup>15</sup> W. B. Herrmannsfeldt, B. L. Salsburg: Demagnetization of Magnetic Shield in the Presence of the Earth's Field. *Rev. Sci. Instrum.* vol. 35 (1964) p. 906.
- <sup>16</sup> V. O. Kelha, R. Peltonen, B. Rantala: The Effect of Shaking on Magnetic Shields. *IEEE Trans. Magn.* MAG-16, no. 4 (1980) p. 575-578.
- <sup>17</sup> V. O. Kelha, J. M. Pukki, R. S. Peltonen, A. J. Penttinen, R. J. Ilmoniemi, J. J. Heino: Design, Construction, and Performance of a Large-Volume Magnetic Shield. *IEEE Trans. Magn.* MAG-18, no. 1 (1982) p. 260-270.
- <sup>18</sup> I. Sasada, S. Kubo, K. Harada : Effective shielding for low-level magnetic fields. *J. Appl. Phys.* vol. 64, no. 10 (1988) p. 5696-5698.
- <sup>19</sup> 大森俊道, 鈴木治雄, 中川正義. 電磁軟鉄の直流磁化特性におよぼす塑性歪の影響(高性能軟磁性鉄の開発-3). *CAMP-ISIJ*. 1993, vol. 6, no. 6, p. 1838.

- <sup>20</sup> R. M. Bozorth: Ferromagnetism (Van Nostrand, New York, 1956) 968p.
- <sup>21</sup> 近角聡信ほか編. 磁性体ハンドブック. 初版, 朝倉書店, 1988, 1320p., III 物性編.
- <sup>22</sup> 日本金属学会編. 金属便覧. 改訂5版, 丸善, 平成5年, 1248p., 10章, (ISBN:9784621034736)
- <sup>23</sup> E. Adams: Recent Developments in Soft Magnetic Alloys. J. Appl. Phys. vol. 33, no. 3 (1962) p. 1214-1220.
- <sup>24</sup> S. M. Freaker, T. L. Thorp: Shielding of Low Magnetic Fields with Multiple Cylindrical Shells. Rev. Sci. Instrum. vol. 42, no. 10 (1971) p. 1411-1413.
- <sup>25</sup> D. U. Gubser, S.A. Wolf, and J. E. Cox: Shielding of longitudinal magnetic fields with thin, closely spaced, concentric cylinders of high permeability material. Rev. Sci. Instrum. vol. 50, no. 6 (1979) p. 751-756.



## 第4章 核融合装置等への応用

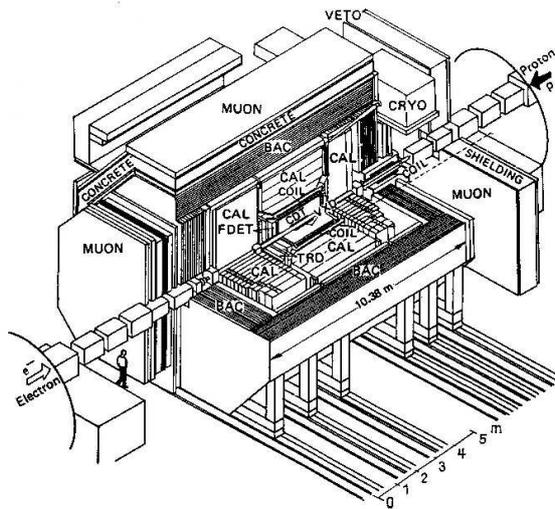
---

### 4.1 開発した軟磁性材料の物理機器への適用

第2章で述べた Fe-1%Al 合金の強磁場大型装置環境下の磁気遮蔽への適用について論じる。Fe-1%Al 合金は、高磁束密度と高透磁率、低保磁力を特徴とする軟磁性材料として開発された[1-8]。第2章で述べたように、Al 添加によるフェライト相の安定化と高温 Anneal の組み合わせにより結晶組織の粗大化を図り、工業規模で優れた軟磁性を実現した。この材料設計の考え方は、軟磁性粉末焼結材料の性能向上に応用され、また、磁歪の逆効果を活用した軟磁性合金の一種である Fe-Al-Si 系制振合金の研究の端緒となり、第15回日本金属学会技術開発賞および平成5年度財団法人防衛技術協会防衛技術論文賞に繋がった[9-12]。

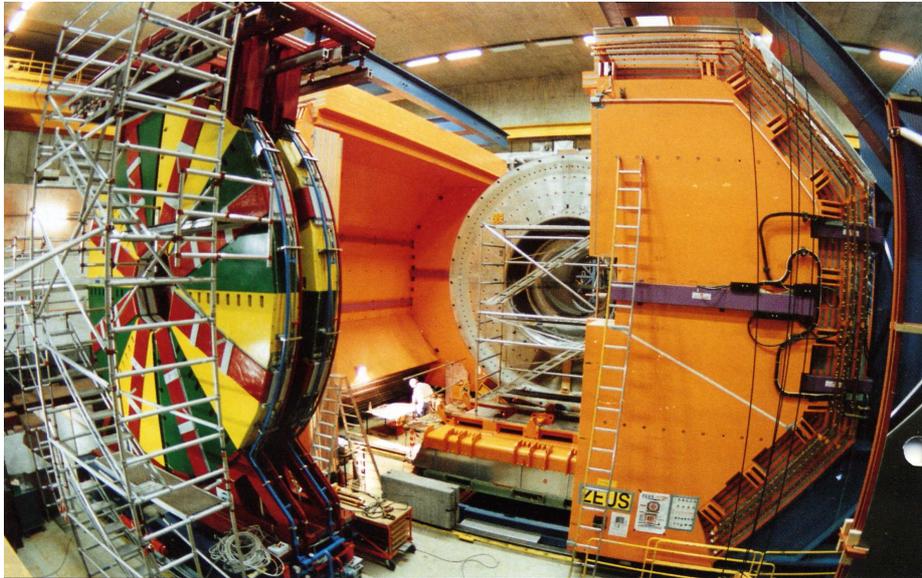
Fe-1%Al 合金は、磁気遮蔽材料として強磁場大型装置を中心に複数の実績を得ている。加速器科学の分野では、ドイツ電子シンクロトロン研究所(DESY)に建設された陽子・電子衝突型加速器 HERA(Hadron Electron Ring Facility)に設置された ZEUS 検出器への適用が挙げられる[5,13,14]。検出器電磁石は 1.43 T の超伝導ソレノイドと鉄ヨークよりなり、総重量は 3600 トンにおよぶ[15-17]。ソレノイド外周と鉄ヨークの間の空間に設置されたカロリメーターには約 10000 本の光電子増倍管(photomultiplier tube, PMT)が配置され、その全てに磁気遮蔽が施された。Fe-1%Al 合金はこの中で、特に厳しい磁気遮蔽が要求される部位の 2300 本に Permalloy C と併用された。図 4-1 に ZEUS 検出器の外観と構造を、図 4-2 には PMT に施された磁気遮蔽の性能確認実験結果を示す。

米国ブルックヘブン国立研究所に設置された世界初の重イオン衝突型加速器 RICH を用いた実験においても同様の磁気遮蔽が必要とされた。PHENIX と呼ばれる検出器に用いられた 5120 本の PMT の内、4220 本の単層磁気遮蔽に Fe-1%Al 合金が用いられ、他の 900 本には軟鉄と Permalloy の二重構造が採用された[18,19]。図 4-3 には、検出器に用いられた PMT アレイの一部分を示す。



VDX	Vertexkammer	BAC	Rückwärtskalorimeter
CDT	zentrale Spurenkammer	MUON	Myonendetektoren
FDET	Vorwärtsspurenkammern	COIL	Kompensationspule
TRD	Detektoren für Übergangsstrahlung	CRYO	Kälteversorgung
S. C. COIL	supraleitende Spule	VETO	Untergrundunterdrückung
CAL	Kalorimeter	Shielding	Abschirmung
		CONCRETE	Beton

(a) ZEUS 検出器の構造図[17]



(b) 建造中の ZEUS 検出器[16]

図 4-1 HERA/ZEUS 検出器

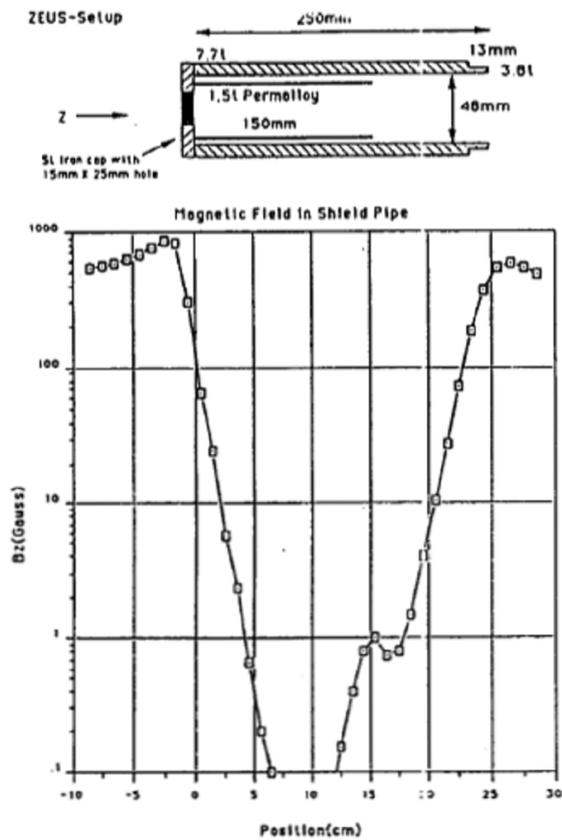


図 4-2 ZEUS 検出器の PMT に用いられた磁気遮蔽の性能例

Fe-1%Al 合金(外層)と Permalloy C(内層)の二重シェル構造による円筒磁気遮蔽で、軸方向に印加された外部磁場に対する漏洩磁場が縦軸に示されている。横軸は、円筒内の位置を示している。この測定は、400 G のソレノイド磁石を用いて、ZEUS 検出器に設置される PMT ユニットに複数本の磁気遮蔽を取り付けた状態で行われた [14,15]。

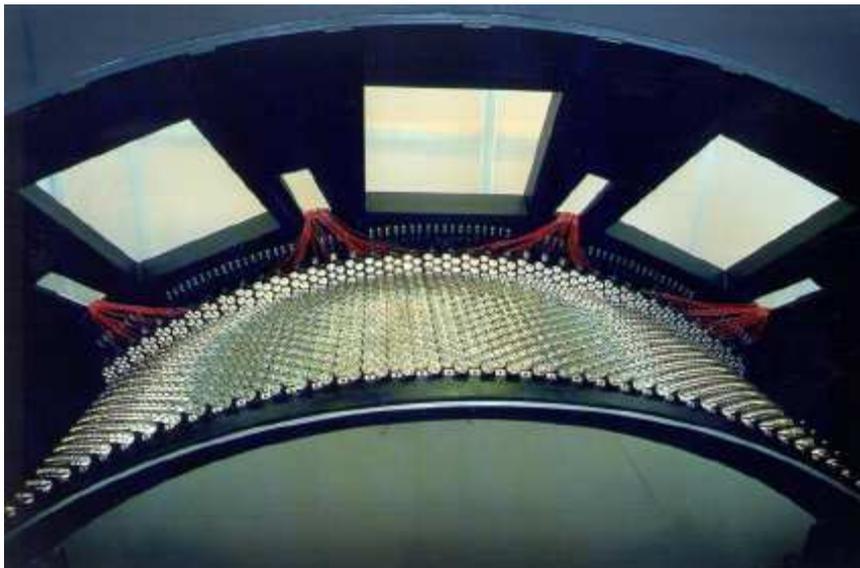


図 4-3 PHENIX RICH 検出器の PMT アレイ [18]

核融合科学の分野では、日米協力 MTX 計画(Microwave Tokamak eXperiment)で日本原子力研究所(現在の日本原子力研究開発機構)が担当したマイクロ波電界強度測定システム(Laser Aided Particle Probe Spectroscopy, LAPPS)への適用が挙げられる[20]。MTX は、ミリ波自由電子レーザー(free electron laser, FEL)を電子サイクロトロン共鳴による加熱(electron cyclotron resonance heating, ECRH)と電流駆動に活用することを目的とし、米国ローレンスリバモア国立研究所(Lawrence Livermore National Laboratory, LLNL)に移設された超高磁場トカマク ALCATOR-C により行われた。LAPPS の主要設備は、マイクロ波の反射収束ミラー、ヘリウム誘起色素レーザー発振機、ヘリウム中性粒子入射装置およびマイクロ波電界強度測定器よりなる。これらのうち、ヘリウム中性粒子入射装置は、1.1.1 項で述べた中性粒子入射加熱装置(neutral beam injection heating, NBI)と同様の装置である。また、マイクロ波電界強度測定器には、シュタルク効果による禁制遷移確率を光学的に測定するため PMT が用いられた。いずれも強磁場環境下に設置されるため Fe-1%Al 合金を用いた磁気遮蔽が施された。図 4-4 に示すように、ヘリウム中性粒子入射装置は、ヘリウムイオン源と中性化セルで構成される。イオン源は 0.025 T の環境で  $1 \times 10^{-4}$  T 以下の磁気遮蔽要求を満足させるため厚さ 100mm の Fe-1%Al 合金で作製された。中性化セルは 0.075 T の環境で  $1.5 \times 10^{-5}$  T 以下が求められたため、Fe-1%Al 合金による厚さ 35mm の円筒と、その内部に Permalloy C の角筒を擁する二重構造が採用された。

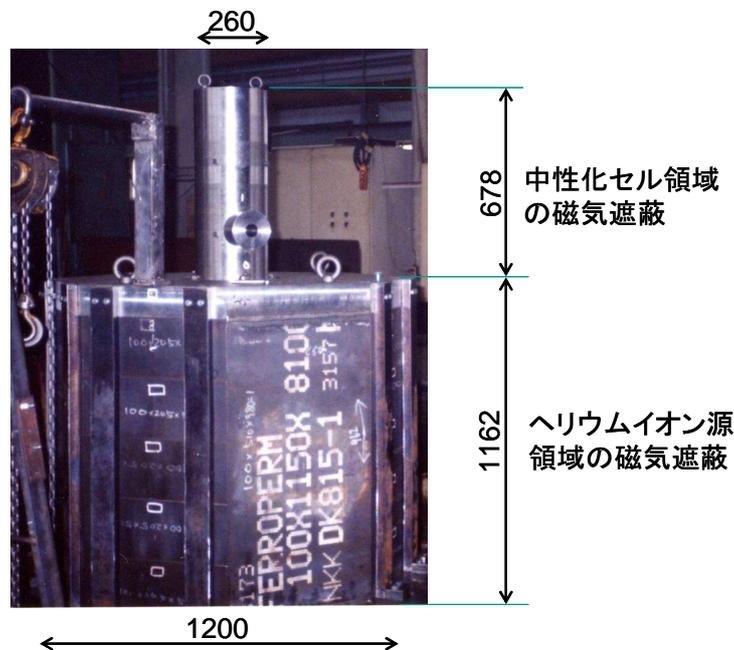


図 4-4 MTX/LAPPS の NBI に用いられた磁気遮蔽

板厚 100 mm の Fe-1%Al 合金を用いて作製された。中性化セル領域は、板厚 5 mm の Permalloy C による角筒 (25x75x508 mm) を内層とする二重構造が採用された[20]。

Fe-1%Al 合金は加速器の電磁石にも活用されている。財団法人高輝度光科学研究センター(兵庫県佐用郡)に設置されている大型放射光施設(SPring-8)の電子蓄積リングには、高エネルギー大電流の電子ビームの長時間安定運転のため、ビーム軌道の微調整用に 568 台のステアリング電磁石が設置された。励磁電流に対する磁場の強さの応答特性にヒステリシスの影響が重畳すると、電子ビーム軌道の微調整に支障を来たす。そこで、これらの電磁石に用いる材料には保磁力が小さいことが強く求められ、構造的に方向性ケイ素鋼板の使用が難しい 87 台が Fe-1%Al 合金により作製された[21]。

## 4.2 材料選定と最適設計

第 2 章、第 3 章で得た知見の応用として、強磁場大型装置環境下のための磁気遮蔽の最適化について論じる。大学共同利用機関法人・自然科学研究機構・核融合科学研究所(NIFS, 岐阜県土岐市)に設置されているヘリカル型磁場閉じ込め方式核融合実験装置である大型ヘリカル装置(Large Helical Device, LHD)では、現在、負イオン源を用いた 3 基と正イオン源を用いた 1 基の計 4 基の NBI 装置が稼動している[22,23]。これらの装置は 1.1 節で述べたように核融合装置本体からの強磁場の影響を受けるため磁気遮蔽を必要とする。そこで、NBI 4 号機の中性化セルを題材に、その最適設計について考察する。図 4-5に、当該中性化セルの最大断面について磁場解析した磁力線図を示す。この中性化セルは上下 2 系統よりなり、それぞれが厚さ 3mm の Permalloy C により遮蔽され、さらに厚さ 16mm の一般構造用圧延鋼材による外層に囲われた二重構造の磁気遮蔽が採用されている。図 4-5に示した断面の大きさは、Permalloy C による内層の 1 系統分が内寸で 340×624mm、一般構造用圧延鋼材による外層の内寸は 408×1568mm であり、全長は 2 m である。このように大型の磁気遮蔽を熱処理後の理想的な状態のままで製造し、据え付けることは困難である。したがって、磁気遮蔽性能は、ヒステリシスの影響とともに歪の影響を考慮して予測されるべきである。また、外部磁場は、鉛直方向で  $7 \times 10^{-3} \text{ T}$  であり絶対値としては小さいが、遮蔽空間が大きいため遮蔽材料にバイパスする磁束は多く、飽和への配慮も求められる。

磁気遮蔽性能は、中性化セル内での理想的な軌道からの逸脱の上限からイオンの飛程距離に対して  $2 \times 10^{-4} \text{ Tm}$  以下と定められ、中性化セルの長さから遮蔽空間の磁束密度は  $1 \times 10^{-4} \text{ T}$  以下に抑えられなければならない。検討では、1 系統の磁気遮蔽についてこれを単純な二重磁気遮蔽として扱い、図 4-5中の破線で示したようにその 1/4 をモデル化し、第 3 章で提案した方法で磁場解析を行った。図 4-6に FEM 磁場解析に用いたモデルの概略を、表 4-1

には解析で参照した材料とその軟磁性データの概略を示す。ここで、純鉄、Fe-1%Al 合金、Permalloy C は 3.4 節で用いたデータを引用している。SS400 は、JIS G 3101 に規定される一般構造用圧延鋼材の中で、最も多用されている材料のひとつである[24]。この規格は、構造用鋼に求められる必要最小限の不純物元素含有量の上限と機械的性質のみを規定するに留まることから、この規格に基づく材料を磁気遮蔽に流用する際には注意\*を要する。他の成分も規制された SM400 や低炭素鋼を意図した S10C の選択は、より好ましいように見受けられるが、磁気遮蔽への使用を目的に軟磁性を期待する限り電磁軟鉄の規格に準拠した材料選定が望ましい[25-27]。この検討では、外層に用いた材料の軟磁性が不明なため、SS400 として適当と思われる C-Si-Mn 鋼の直流磁化特性を参照した。表 4-1には、Anneal 後と 0.4%の塑性歪付与後の直流磁化特性を 2.4 節と同様の方法で測定した結果を示している。磁場解析のために引用した SS400 の直流磁化特性は、Anneal 後の状態においても JIS C 2504 SUY-3 の特性を満たさない。

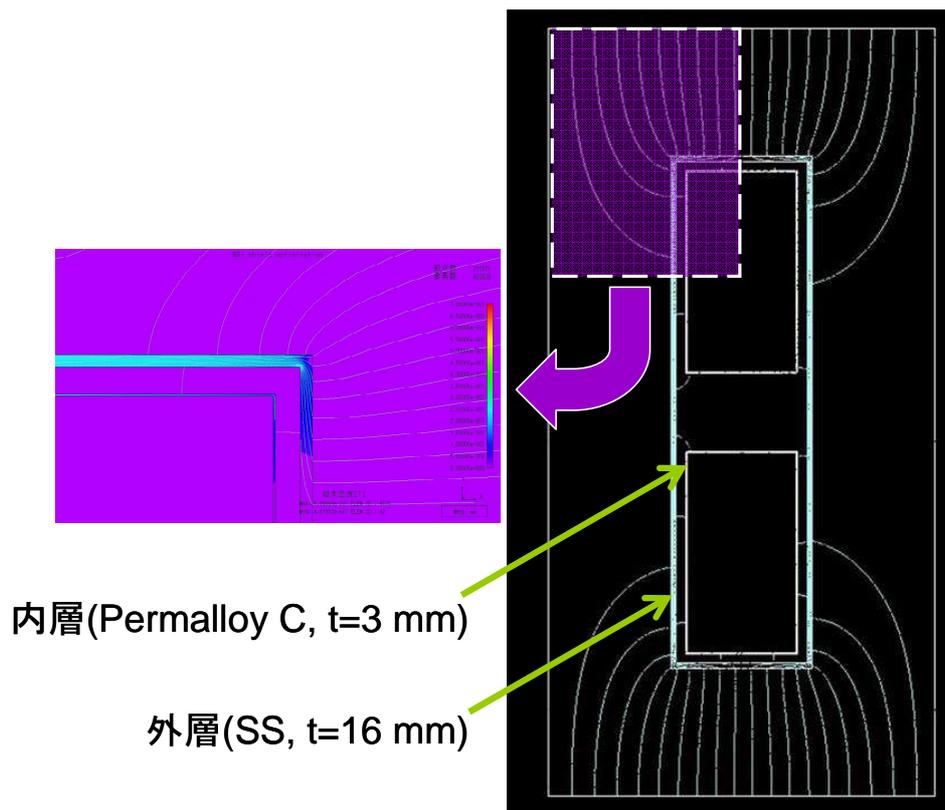
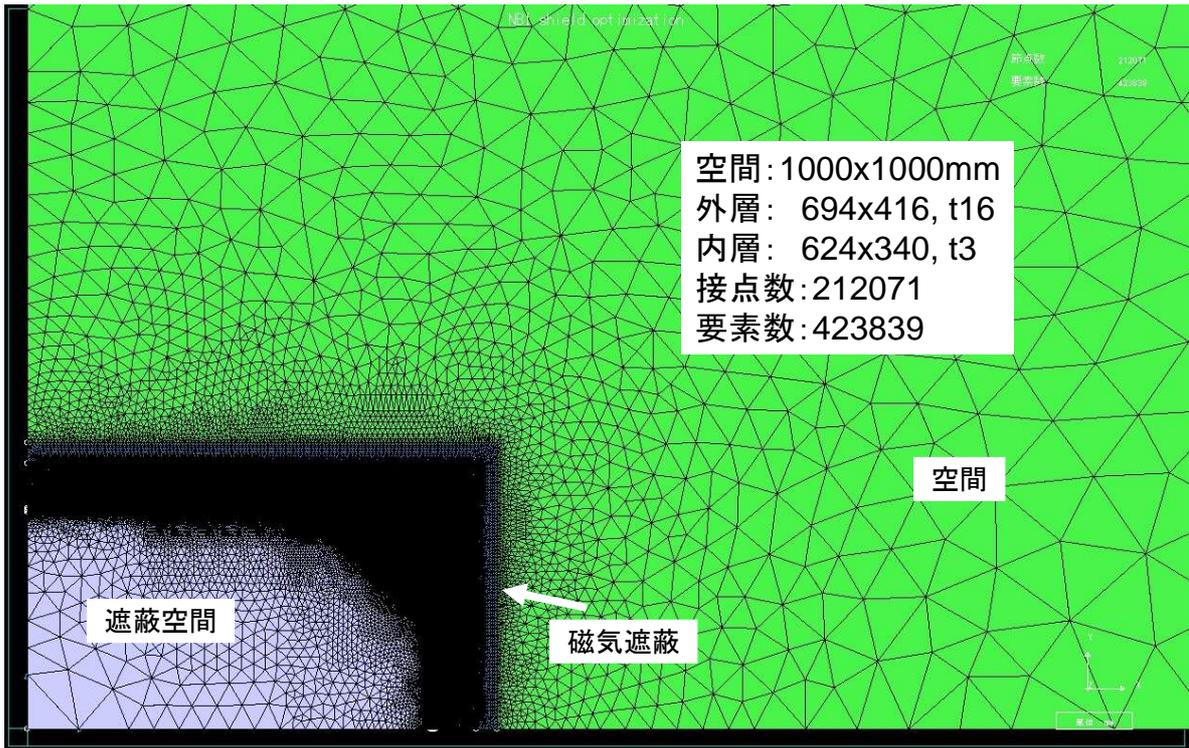


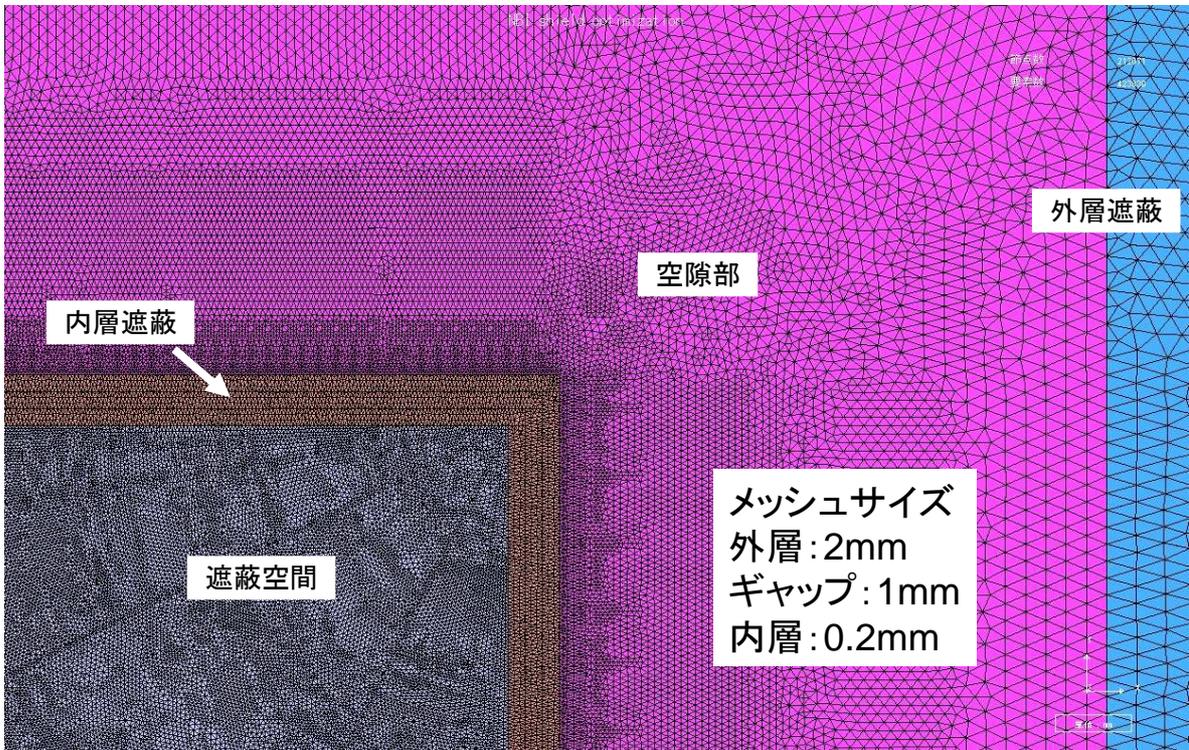
図 4-5 核融合科学研究所 LHD-NBI 4 号機の磁気遮蔽

一般構造用圧延鋼材(SS,板厚 16 mm)による外層が Permalloy C(板厚 3 mm)による 2 系統の内層を取り囲む二重遮蔽構造で設計された。破線の部分をモデル化し FEM による磁場解析を行った。

\* 軟磁性が保証されないため、同じ規格品であっても特性が異なる可能性が高い。実物で直流磁化特性を確認することが推奨される。



(a) 解析に用いたメッシュモデル



(b) 遮蔽シェルとその近傍の解析メッシュ寸法

図 4-6 NBI 磁気遮蔽の検討に用いた解析モデル

表 4-1 NBI の磁気遮蔽の最適化の検討で参照した軟磁性材料とその特性

Material	$\mu_{\max}$ $\times 10^{-3}$ (H/m)	$H_c$ (A/m)	$B_{40}$ (T)	$B_{80}$ (T)	$B_{400}$ (T)	$B_{2000}$ (T)	$B_{40000}$ (T)
SS400	2.6	197	—	0.06	0.98	1.55	2.14
0.40% deformed	1.6	247	—	0.04	0.64	1.51	2.14
Pure iron	15	42.2	0.44	1.15	1.59	1.72	2.22
0.36% deformed	7.8	52.5	0.21	0.61	1.35	1.70	2.22
Fe-1%Al alloy	57	13.5	1.32	1.41	1.52	1.64	2.13
0.24% deformed	8.9	20.7	0.33	0.52	1.24	1.60	2.13
Permalloy C	120	2.1	0.71	0.73	0.74	0.74	—
0.36% deformed	18	8.7	0.43	0.54	0.71	0.74	—

Hatched: not referred in this clause

表 4-2 FEM 解析条件と材料の組み合わせ条件

#	Calculation method	Material condition	Outer shell	Inner shell
1 2	Conventional	as Annealed Strained	SS400 (t=16)	Permalloy C (t=3)
3 4	with Hysteresis	as Annealed Strained	SS400 (t=16)	Permalloy C (t=3)
5 6	with Hysteresis	Strained	SS400 (t=16)	Pure iron (t=3) Fe-1%Al alloy (t=3)
7 8	with Hysteresis	Strained	SS400 (t=24)	Permalloy C (t=3) Fe-1%Al alloy (t=3)
9 10 11	with Hysteresis	Strained	Pure iron (t=16)	Permalloy C (t=3) Fe-1%Al alloy (t=3) Pure iron (t=3)
12 13	with Hysteresis	Strained	Fe-1%Al alloy (t=3)	Permalloy C (t=3) Fe-1%Al alloy (t=3)
14 15	with Hysteresis	Strained	SS400 (t=16)	Permalloy C (t=1) Fe-1%Al alloy (t=1)
16 17	with Hysteresis	Strained	Pure iron (t=16)	Permalloy C (t=1) Fe-1%Al alloy (t=1)
18	with Hysteresis	Strained	Pure iron (t=16)	Permalloy C (t=1) * parallel only

表 4-2に、磁場解析の方法と解析に用いた遮蔽材料の組み合わせ条件を示す。解析条件 #1、#2 は現状の設計に準じた遮蔽材料の選択で、初磁化曲線に沿った磁化挙動を参照する従来の方法での磁場解析結果であり、それぞれが Anneal 後と塑性歪のダメージを受けた場合に対応している。#3、#4 は、これらの条件に対してヒステリシスの影響を考慮した磁場解析結果に相当する。以下、解析条件#5、#6 で内層に用いる材料を変更した場合を、#7、

#8 で外層を 1.5 倍に厚肉化した場合について検討した。#9～#13 は、外層を SS400 から純鉄、Fe-1%Al 合金に変更した場合であり、#14～#17 では内層の薄肉化を、さらに#18 で内層の簡略化を試みた。

解析条件#1～#17 について、外部磁場を 0.003 T から 0.015 T の範囲で変化させながらモデルの中央に漏洩する磁場の強さを計算した結果を図 4-7から図 4-14に示す。これらの図には、二重シェル構造による漏洩磁場の計算結果とともに、磁気遮蔽を外層のみとした場合の計算結果を参考のため青線で併記した。

図 4-7に示すように、現状の設計に準ずる条件において従来の方法で磁場解析を行う場合、Anneal 後の理想的な状態に相当する解析条件#1 の漏洩磁場は  $10^{-5}$  T 以下と予測される。また、塑性歪のダメージを受けた解析条件#2 の状態であっても目標とする  $10^{-4}$  T 以下の漏洩磁場を達成できるとの予測が得られる。しかし、このモデルについて、ヒステリシスの影響を考慮した図 4-8の解析結果では、解析条件#3 に示される理想状態でこそ目標とする  $10^{-4}$  T を満足できるものの、塑性歪のダメージを受けた#4 の場合の漏洩磁場は大きく増加し、外部磁場が 0.007 T を超えると目標を満足できない。塑性歪のダメージを受けた磁気遮蔽シェルを想定した磁場解析で得られた磁束密度のコンター図と磁力線分布を、従来の方法による解析結果とヒステリシスの影響を考慮した場合について図 4-15、図 4-16に比較して示す。ヒステリシスの影響を考慮した図 4-16では、それを考慮していない図 4-15に比べて明らかに内層の磁束密度に増加が認められる。

図 4-9には、内層に用いる材料を Permalloy C から、高磁束密度で磁化が可能な純鉄、または、Fe-1%Al 合金に変更した場合の結果を示す。この結果から、内層を高磁束密度材料に変更しても有意な漏洩磁場の低減を期待できないことがわかる。また、外部磁場の変化に対する漏洩磁場の変化が、解析条件#5、#6 の純鉄、Fe-1%Al 合金でほぼ等しく、Permalloy C の #4 で大きいことから、この条件では Permalloy C の軟磁性が有効に活用されていないことが示唆される。次に、外層の厚肉化について検討した結果を図 4-10に示す。図には、内層を Permalloy C とした場合と Fe-1%Al 合金を使用した場合を併記し、かつ、外層を厚肉化する前の結果と比較して示した。厚肉化の効果は、外層のみの単層の場合、図の青破線から青実線への変化からわかるように僅かである。このことを反映して、二重構造の磁気遮蔽においても外層の厚肉化による遮蔽性能の向上は小さいが、外部磁場の増加にともなって僅かではあるが性能向上の傾向が認められる。図 4-17に、解析条件#7 に対応する磁束密度のコンター図と磁力線分布を示す。図 4-16のコンター図と比較して顕著な変化は認められず、1.5 倍程度外層を厚肉化しても遮蔽性能を改善することは難しいことがわかる。

しかし、図 4-11に示すように、外層を純鉄に変更することにより磁気遮蔽性能を大きく

向上させることができる。図中の解析条件#9の結果によれば、Permalloy Cを内層に用いた場合の漏洩磁場の強さは、外層を純鉄とすることにより外部磁場の変化に対して安定的に $2 \times 10^{-5}$  T程度を達成する。この結果は、Permalloy Cの内層が塑性歪のダメージを受けていたとしても、その保磁力の増加分に相当する程度の漏洩磁場の増加で機能していることを示している。この条件に対応する磁束密度のコンター図と磁力線分布を図 4-18に示す。図 4-16、図 4-17と比べると、明らかに内層の磁束密度が低下していることがわかる。そこで、図 4-12に、外層をさらに軟磁性に優れる Fe-1%Al 合金に変更した場合の結果を示す。結論からいえば、内層の軟磁性を十分に活かした磁気遮蔽が図 4-11の条件で達成されているため、さらなる外層の改善による効果は小さい。しかし、青実線で示されている外層のみの予測値が目標とする $10^{-4}$  Tの磁気遮蔽を満足していることから、条件に見合った材料を選択することにより、単層構造でも強磁場環境の磁気遮蔽を実現できることが示唆される。

以上のように、外層の役割を意識した設計によって内層の軟磁性を最大限に活用した磁気遮蔽が可能となる。ポイントは、内層が、たとえ塑性歪によるダメージを受けていても、それによる保磁力の増加程度の漏洩磁場の増加で機能する状況を外層の働きによって確保することにある。したがって、二重シェル構造では、外層への配慮が重要であるといえる。これは、正しい外層設計によって内層を簡略化できることを意味する。そこで、図 4-13、図 4-14に、内層の厚さを 1mm に減じた場合の結果を示す。図 4-13は、外層を SS400 のままとした場合である。図 4-8、図 4-9の結果から類推されるように、内層の薄肉化は明らかに漏洩磁場を増加させ、図 4-13の解析条件#15の結果に示されるように、内層の材料を Fe-1%Al 合金としても目標を達成できない。しかし、図 4-14の解析条件#16、#17に示されるように、外層を純鉄とした場合は、内層を 1mm に薄肉化しても目標を満足できることが予想される。解析条件#16に対応する磁束密度のコンター図と磁力線分布を図 4-19に示す。内層を薄肉化したにもかかわらず、内層の磁束密度は図 4-16、図 4-17より低く、図 4-18とほぼ等しい。そこで、さらに内層の構造設計の簡略化について検討を加える。外部磁場に垂直なシェルは、平行なシェルと比べて磁束をバイパスさせる役割が小さいことは、図 4-15～図 4-19のコンター図および磁力線分布からも明らかである。したがって、解析条件#16に対して、垂直に面した遮蔽シェルを省いた解析条件#18の結果を図 4-20に示す。この条件で中央部に漏洩する磁場は $6 \times 10^{-5}$  Tと推定され、図 4-19の#16の結果である $2.7 \times 10^{-5}$  Tを上回るものの、目標を満足できることが期待される。このように、正しい外層の設計は、内層の簡略化とともに塑性歪による漏洩磁場の増大を最小限に抑える予防手段に位置づけられ、特に大型の磁気遮蔽などに有効な設計技術として期待される。

この節のまとめとして、二重シェル構造の最適化を目的に磁場解析を行った各条件での漏

洩磁場の強さを図 4-21に比較して示す。図の項目軸は、表 4-2の解析条件を表している。図 4-21は、外層に純鉄を、内層に Permalloy C を用いた組み合わせについてとりまとめているが、これまでに述べた考え方に従う限り、磁気遮蔽材料の選択と組み合わせはこれに限定されず、他の軟磁性材料の組み合わせでも効率的な磁気遮蔽の実現が可能と思われる。第 3 章の考察に従えば、遮蔽空間に要求される磁場の強さが漏洩磁場の最大値となるよう、この条件を満たす材料を内層に採用することが磁気遮蔽設計の必要条件となる。具体的には、第 2 章、第 3 章で論じた実験結果や解析結果を参考にしながら、また、歪による軟磁性の変化を把握した上で、想定したダメージにともなう保磁力の増分を余裕として見込んだ材料を選定する。要求性能によっては、内層は Permalloy C に限られず、Fe-1%Al 合金や純鉄を選択すべき場合もあり得る。表 2-2に示した Permalloy B は、Permalloy C より磁束密度が高く、かつ、純鉄より軟磁性に優れる材料である。また、ニッケル含有量が Permalloy C のおよそ半分と少なく経済的であることから強磁場大型装置環境下における磁気遮蔽により活用されるべき材料である。

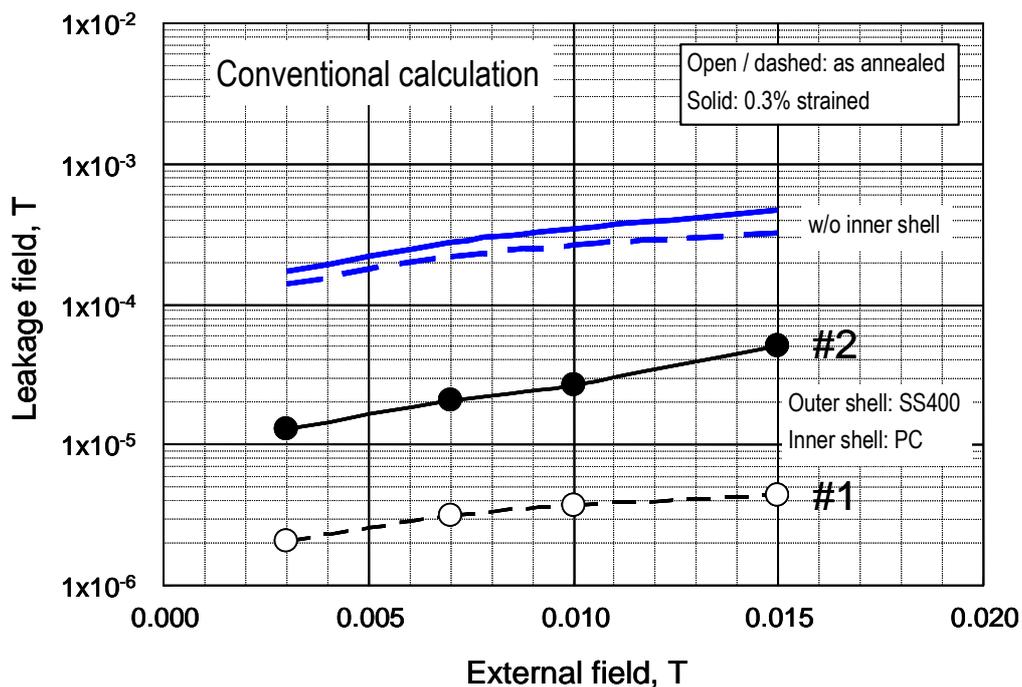


図 4-7 基本モデルに対する解析結果(従来の計算方法)

初磁化曲線に沿った磁化挙動に基づく従来の磁場解析により、外部磁場 0.003~0.015 T に対する漏洩磁場を求めた。図中の○印および、●印は、表 4-2 の #1, #2 の条件に対応している。参考のため、外層のみで遮蔽した場合の漏洩磁場を青破線(#1 の場合)と青実線(#2 の場合)で併記した。実線と破線の比較が歪の影響を、また、青線と黒線の比較が内層の効果を表している。図 4-8 と比較することによりヒステリシスを考慮した計算による漏洩磁場の最大値との相違がわかる。

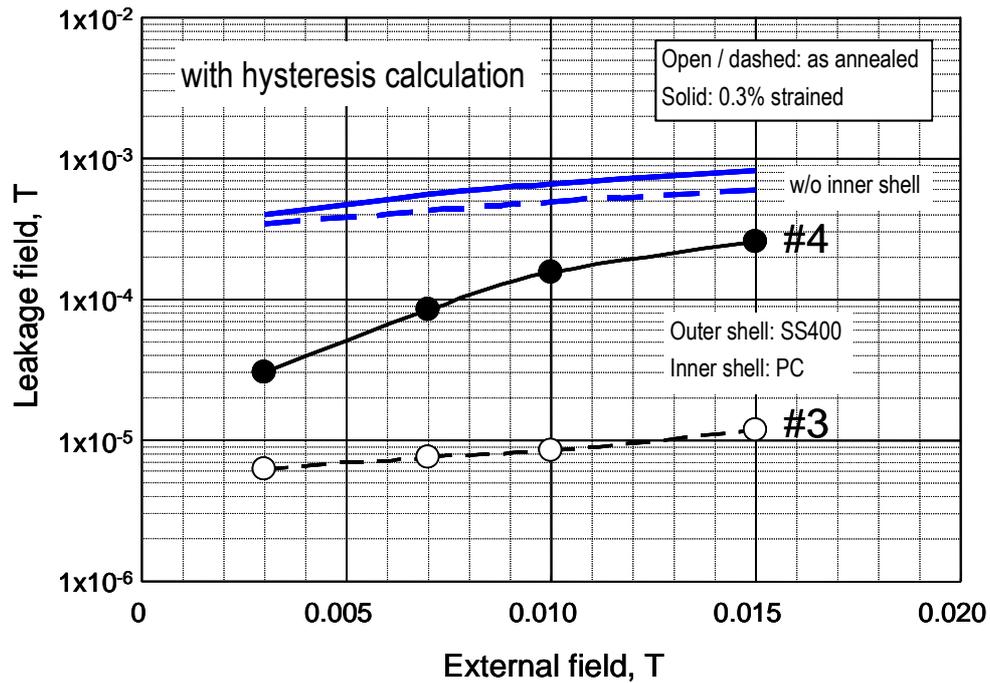


図 4-8 基本モデルに対する解析結果(ヒステリシスを考慮した方法)

ヒステリシスを考慮した磁場解析による漏洩磁場の最大値を示している。図中の○印および、●印は、表 4-2 の #3,#4 の条件に対応している。図 4-7 との比較によりヒステリシスの影響を考慮することによる漏洩磁場の推定値の増加がわかる。

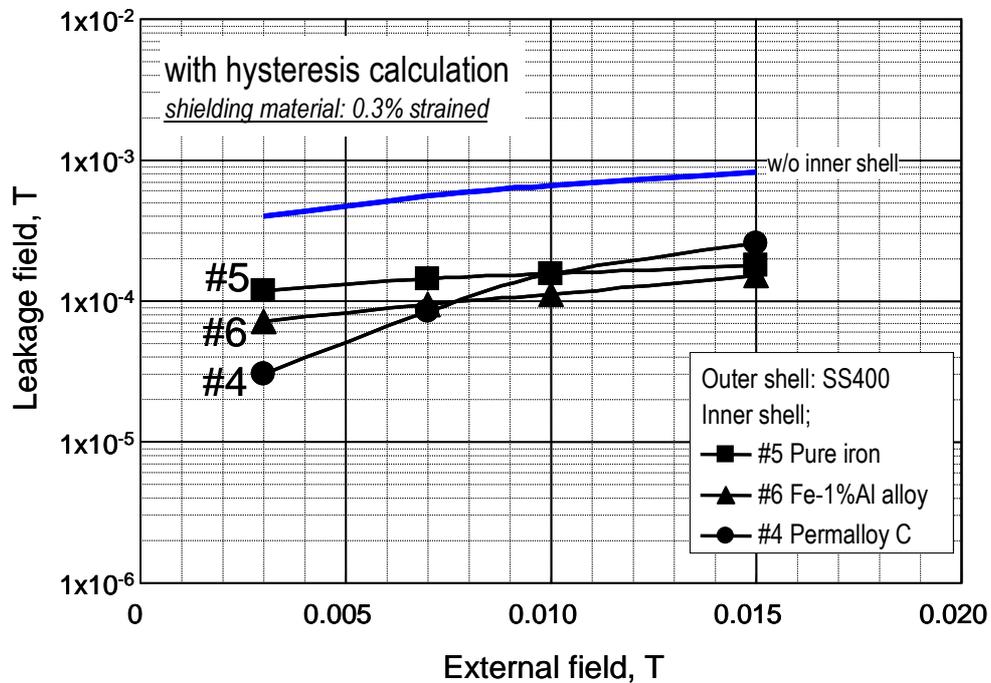


図 4-9 内層材料の変更による漏洩磁場の変化

#4(●印)の条件から、内層を純鉄(■印、#5)、Fe-1%Al 合金(▲印、#6)に変更した場合の漏洩磁場の最大値を比較している。

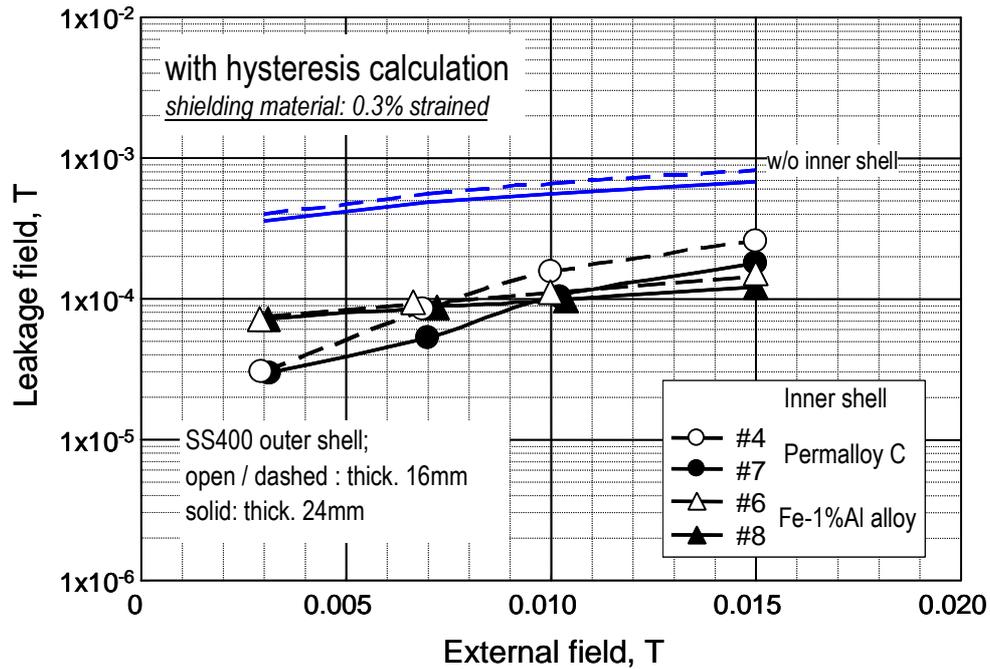


図 4-10 外層の厚肉化による漏洩磁場の変化

外層の SS400 の厚肉化による漏洩磁場の最大値への影響を示している。破線に対して実線では、外層が 1.5 倍に厚肉化されている。

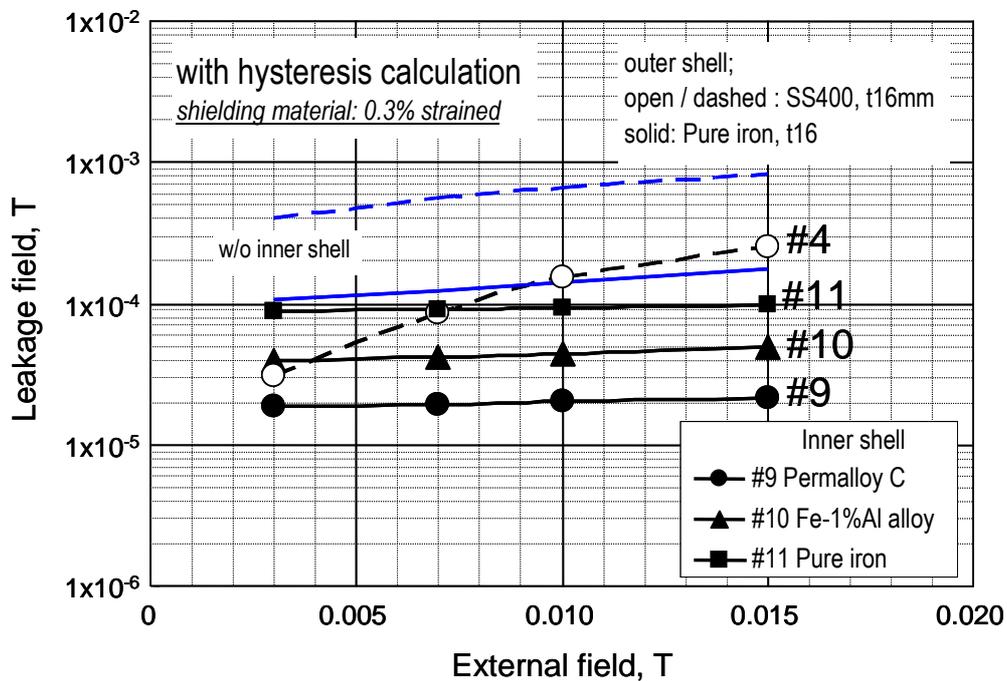


図 4-11 外層の材料変更による漏洩磁場の変化(純鉄)

外層の SS400 を純鉄に変更した場合の漏洩磁場の最大値への影響を示している。外層に SS400 を用いた破線に対して、外層を純鉄に変更した実線では、漏洩磁場の最大値の著しい低下を期待できる。

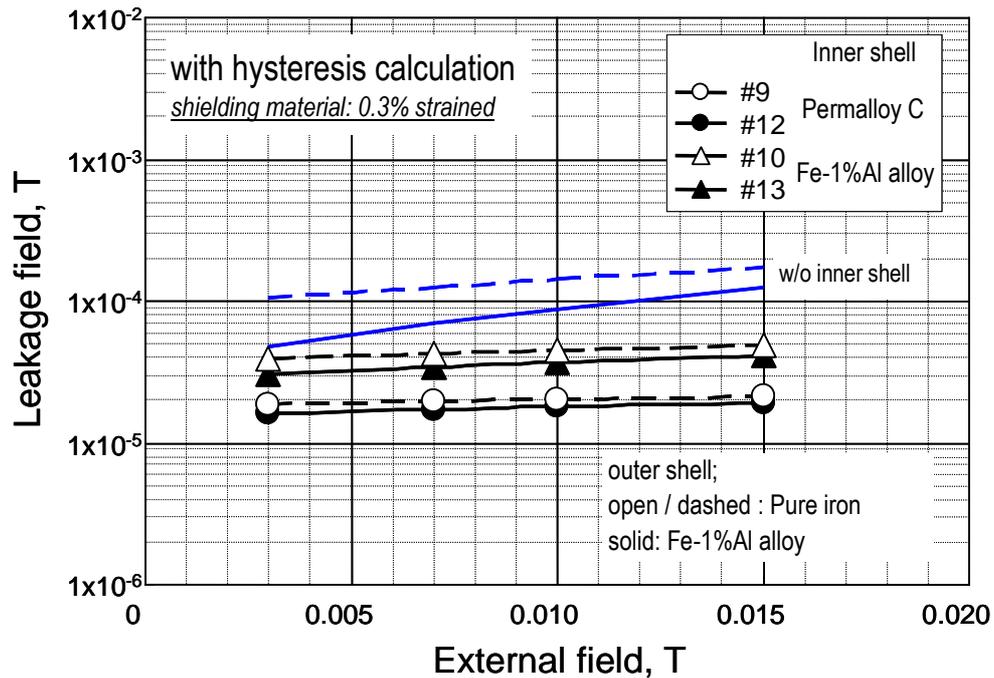


図 4-12 外層の材料変更による漏洩磁場の変化(Fe-1%Al 合金)

図 4-11 の条件(破線)から、さらに外層を Fe-1%Al 合金に変更した場合(実線)を示している。単層遮蔽(青線)では、有意な漏洩磁場の低下が認められるが、二重遮蔽(黒線)では、その効果は小さい。

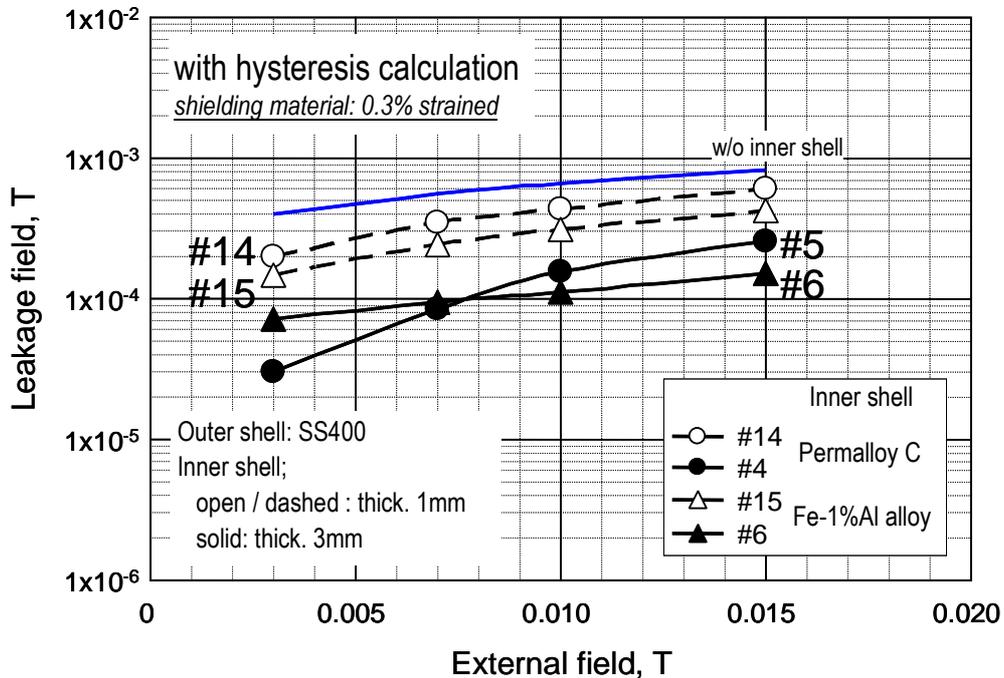


図 4-13 内層の薄肉化による漏洩磁場の変化(外層: SS400)

外層を SS400(t=16 mm)のまま、内層の厚さを 1 mm に減肉した場合の漏洩磁場の最大値を示している。実線から破線への変化が内層の減肉による影響を表している。

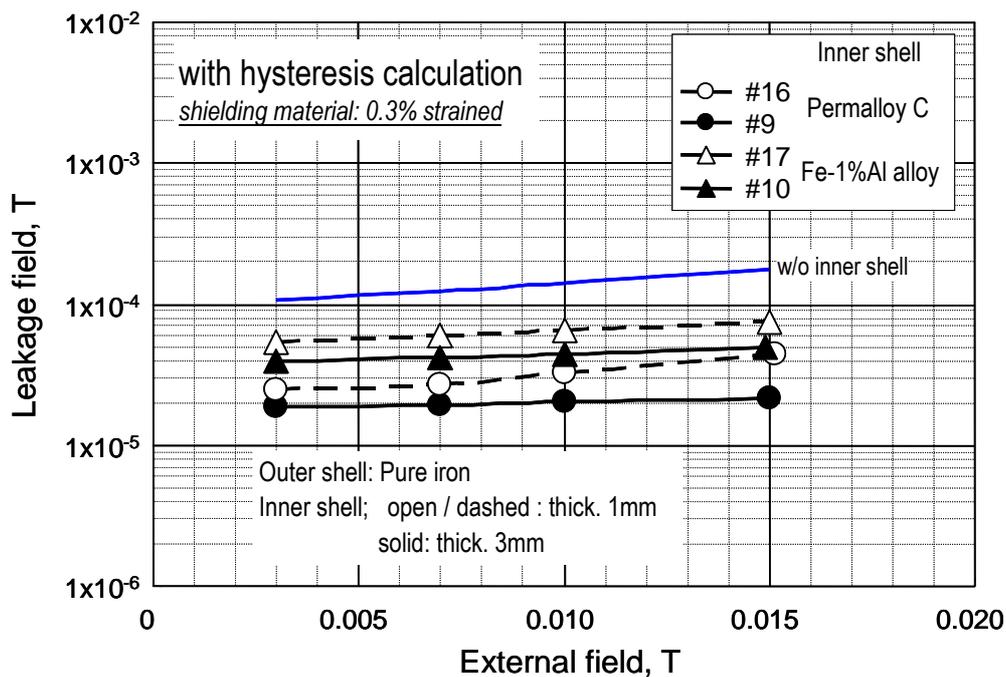


図 4-14 内層の薄肉化による漏洩磁場の変化(外層: 純鉄)

外層を純鉄( $t=16$  mm)に変更し、図 4-13 と同じく内層を減肉することによる漏洩磁場の最大値の変化を示している。

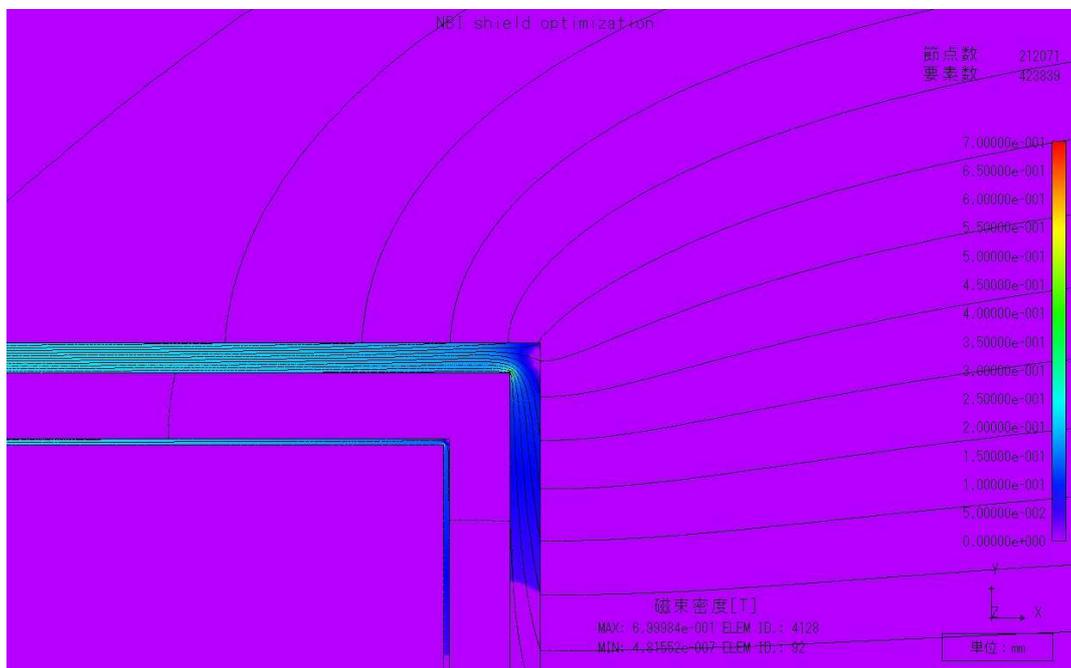


図 4-15 基本モデルの磁束密度コンター図(従来の方法による計算、#2 の条件)

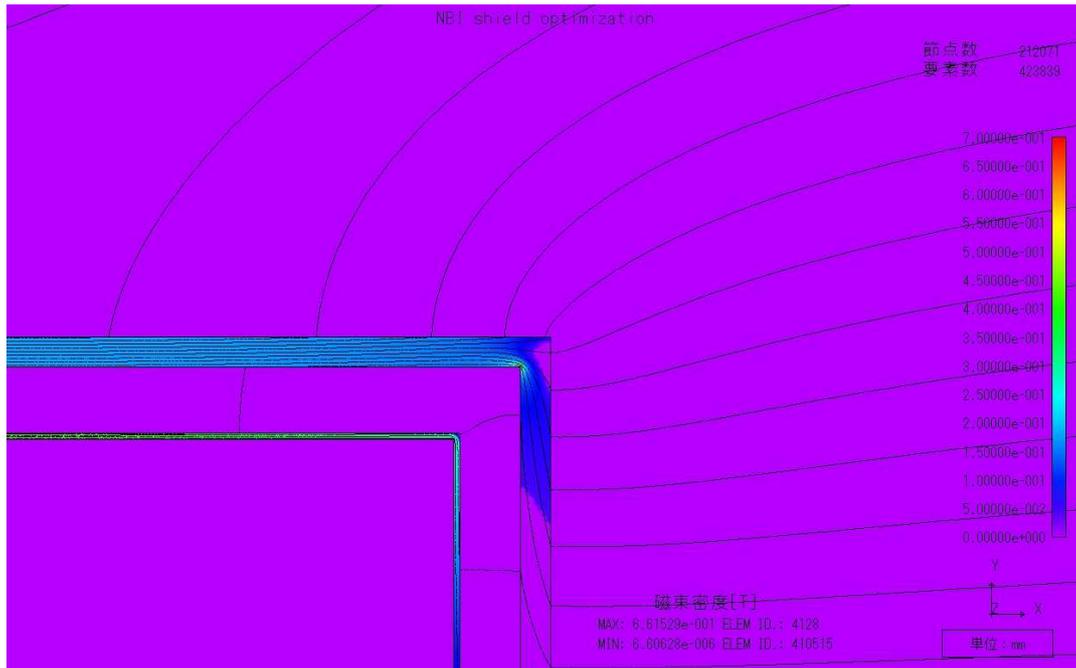


図 4-16 基本モデルの磁束密度コンター図(ヒステリシスを考慮、#4 の条件)

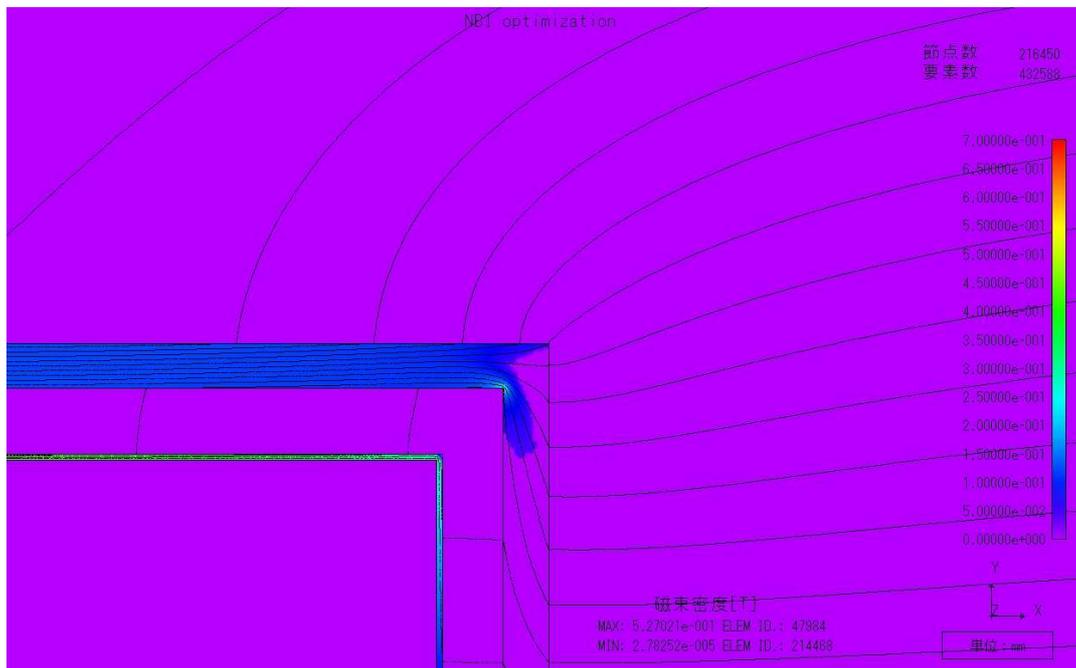


図 4-17 基本モデルに対して外層を厚肉化(#7 の条件)

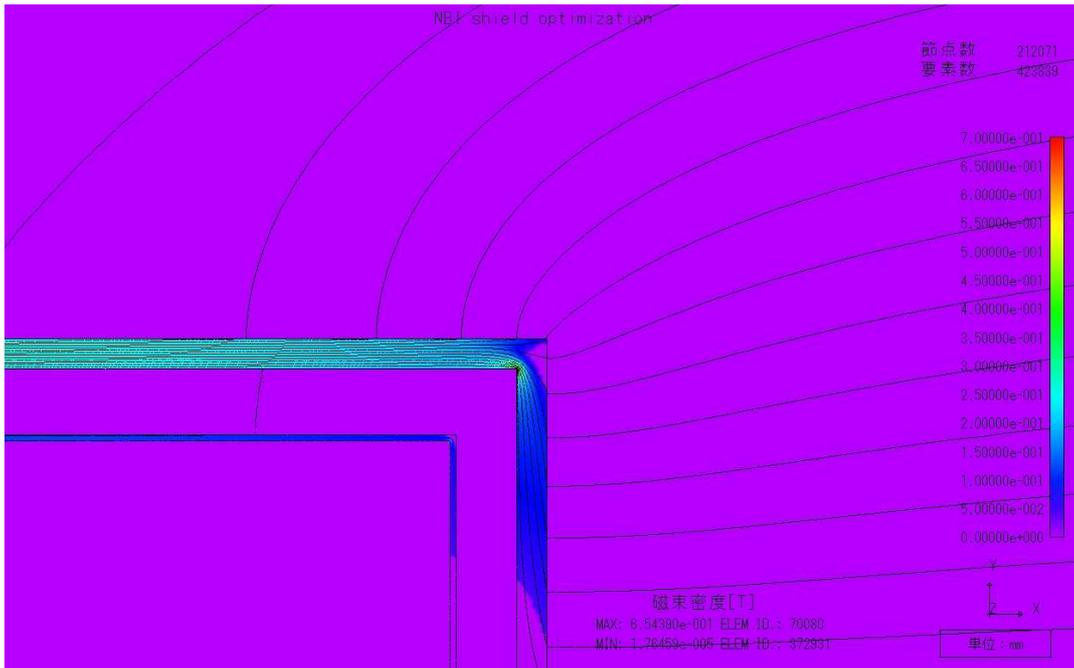


図 4-18 基本モデルに対して外層を純鉄に変更(#9 の条件)

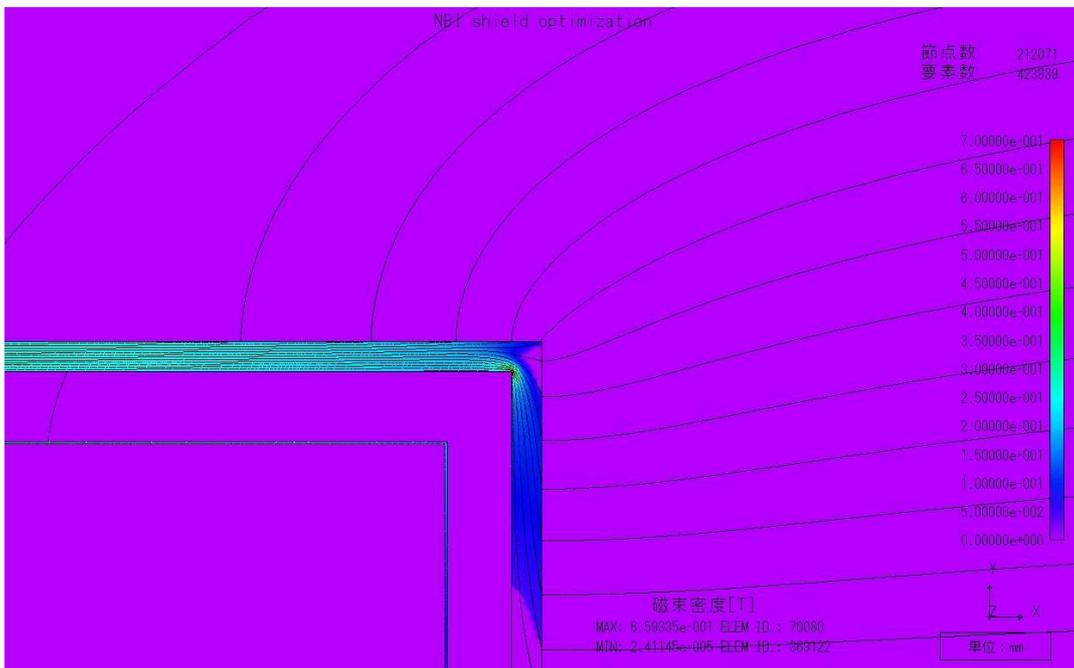


図 4-19 基本モデルに対して外層を純鉄に変更し、さらに内層を 1mm に薄肉化 (#16 の条件)

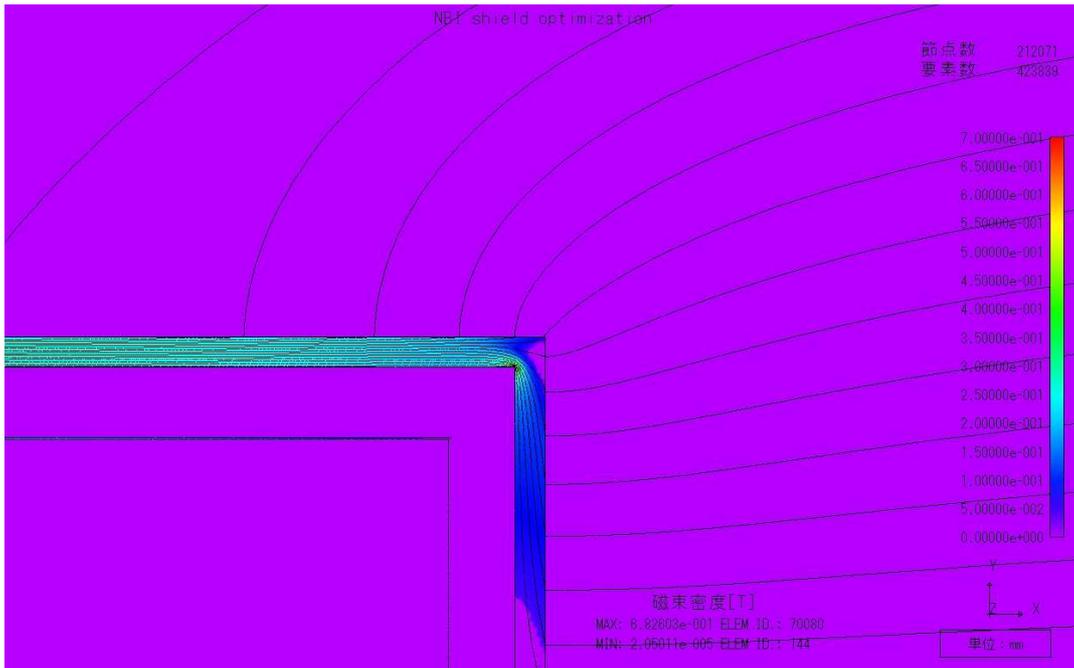


図 4-20 外層を純鉄とし、内層の Permalloy C を側面のみと簡略化した場合

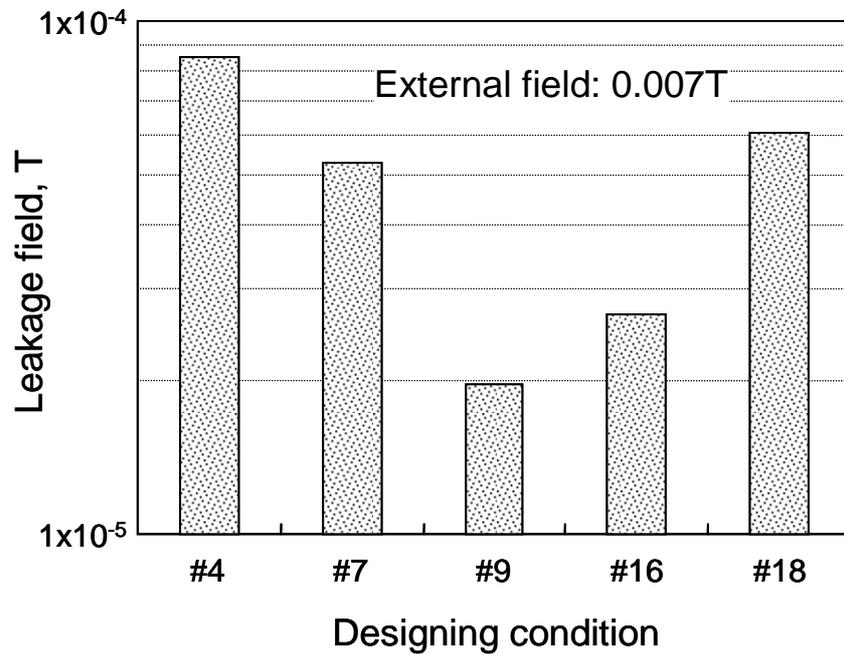


図 4-21 二重シェル構造の設計条件による漏洩磁場の強さの違い

Permalloy C を内層に用いた二重構造の磁気遮蔽で、設計条件を変化させて漏洩磁場を比較している。項目軸は、表 4-2 の解析条件を表している。

## 4.3 第4章のまとめ

強磁場大型装置環境下において、より高性能な磁気遮蔽を実現するための応用研究として、Fe-1%Al 合金の実用化と二重構造による磁気遮蔽の最適化について検討した結果を小括する。

4.1節では、第2章で提案した Fe-1%Al 合金の物理実験への応用について述べた。Fe-1%Al 合金は、純鉄の高磁束密度を損なわずに優れた軟磁性を併せ持つ特徴から、これまでに多くの実績を有している。ここでは、核融合科学分野と加速器科学分野の磁気遮蔽への適用例を示した。なお、著者らによる Fe-1%Al 合金およびその利用技術に関する論文は、これらの実績に関連した複数の論文に引用されている[8,13-15,18-21]。また、Fe-1%Al 合金の材料設計の考え方は、粉末冶金による軟磁性材料、および、磁歪の逆効果を用いた軟磁性制振合金にも応用されている[9,11,12]。

4.2節では、第2章と第3章の知見の磁気遮蔽設計への応用について検討した。実用性能を反映した設計指針を得るために塑性歪によるダメージを受けた場合を想定し、ヒステリシスを考慮した磁場解析で種々の条件に対する磁気遮蔽性能を比較し考察した。強磁場環境での物理科学実験では、軟鋼と Permalloy の組み合わせによる二重構造の磁気遮蔽が多く見られる。従来の設計の考え方に従えば、強磁場環境に晒される外層は高磁束密度材料であればよいとされ、外層の軟磁性はあまり省みられず一般構造用鋼材などの軟鋼が用いられてきた。そこで、二重構造による磁気遮蔽の設計指針の明確化と最適化を目的に、軟鋼と Permalloy C の二重構造で設計されている NBI の中性化セルの磁気遮蔽を題材に、材料の組み合わせの考え方と構造設計の簡略化の可能性を検討した。二重構造による磁気遮蔽では、外層を軟磁性に優れた純鉄などの高磁束密度材料に変更することにより、内層の負担が軽減され、Permalloy C による内層シェルの薄肉化や構造の簡略化が可能となることを提案した。

## 参考文献

- <sup>1</sup> 大森俊道, 鈴木治雄, 三瓶哲也, 八子一了, 加根魯和宏. 直流磁化特性におよぼす冶金因子の影響(高性能軟磁性鉄の開発-1). CAMP-ISIJ. 1990, vol. 3, no. 5, p. 1663.
- <sup>2</sup> 大森俊道, 鈴木治雄, 三瓶哲也, 二木一元, 八子一了, 加根魯和宏. Fe-1%Al 合金の直流磁化特性とその磁気遮蔽効果(高性能軟磁性鉄の開発-2). CAMP-ISIJ. 1991, vol. 4, no. 3, p. 930.
- <sup>3</sup> 大森俊道, 鈴木治雄, 中川正義. 電磁軟鉄の直流磁化特性におよぼす塑性歪の影響(高性能軟磁性鉄の開発-3). CAMP-ISIJ. 1993, vol. 6, no. 6, p. 1838.
- <sup>4</sup> 尾田善彦, 日裏昭, 富田邦和, 田中靖, 大森俊道. Fe-1%Al 軟磁性鋼板の直流磁化特性. CAMP-ISIJ. 1997, vol. 10, no. 6, p. 1326.
- <sup>5</sup> T. Omori, H. Suzuki, T. Sampei, K. Yako, and T. Kanero: Magnetic properties of 1% Al-iron and its applications. J. Appl. Phys. vol. 69 (1991) p. 5927-5929.
- <sup>6</sup> 大森俊道, 鈴木治雄, 三瓶哲也, 八子一了, 加根魯和宏. 高性能軟磁性鋼材「FERROPERM」. 日本金属学会会報. 1990, vol. 29, no. 5, p. 364-366.
- <sup>7</sup> 三瓶哲也, 鈴木治雄, 大森俊道, 二木一元, 藤本幸二, 八子一了. 高性能軟磁性鋼材「FERROPERM」の開発. NKK技報. 1990, no. 130, p. 32-37
- <sup>8</sup> 第 135 回西山記念技術講座. 東京, 平成 2 年 11 月. 日本鉄鋼協会, 1990, (宮脇芳治. これからの鉄鋼材料プロセッシング. p. 112-140.)
- <sup>9</sup> S. K. Putatunda, T. Nielsen, P. Talagala, R. Naik, L. Wenger: Soft Magnetic Properties of Fe-(1 wt.%) Al alloy processed by Powder Metallurgy. Mater. and Manuf. Processes. vol. 15, no. 3 (2000) p. 405-418.
- <sup>10</sup> R. M. Bozorth: Ferromagnetism (Van Nostrand, New York, 1956). 968p., sec. 13.
- <sup>11</sup> 大嶽隆之ら. 鉄基制振合金セラナ. 日本金属学会会報. 1992, vol. 31, no.6.
- <sup>12</sup> 山田武海, 大嶽隆之, 大森俊道. 新しい制振合金(SERENA)の開発について. 防衛技術. 1992, vol. 12, no. 8.
- <sup>13</sup> 河野耕二, 森本照久, 石井孝信, 山田作衛, 鈴木治雄, 大森俊道. 14p-F3 ZEUS 実験のための光電子増倍管の磁気シールドの開発. 日本物理学会秋の分科会講演予稿集. 1989, vol. 1989, no. 1(19890912), p. 31.
- <sup>14</sup> M. Kuze, T. Ishii, K. Kono, S. Yamada: Photomultiplier Shielding Pipes for RCAL. ZEUS-Note 91-11 (1991).
- <sup>15</sup> ZEUS Collaboration, Uwe Holm (ed.): The ZEUS Detector, Status Report 1993.
- <sup>16</sup> HERA-BULLETIN NR.19 19. September 1990.
- <sup>17</sup> Das Forschungszentrum DESY. Praxis der Naturwissenschaften Physik. Heft 7/38 (1989).
- <sup>18</sup> Y. Akiba, R. Begay, J. Burward-Hoy, R. Chappell, D. Crook, K. Ebisu, M.S. Emery, J. Ferreira, A.D. Frawley, H. Hamagaki, H. Hara, R.S. Hayano, T.K. Hemmick, M. Hibino, R. Hutter, M. Kennedy, J. Kikuchi, T. Matsumoto, C.G. Moscone, Y. Nagasaka, S. Nishimura, K. Oyama, T. Sakaguchi, S. Salomone, K. Shigaki, Y. Tanaka, J.W. Walker, A.L. Wintenberg, G.R. Young: Ring imaging Cherenkov detector of PHENIX experiment at RHIC. Nucl. Instrum. Methods Phys. A 433 (1999) p. 143-148.
- <sup>19</sup> H. Hamagaki and PHENIX collaboration: Particle identification capability of the PHENIX experiment, Nucl. Phys. A 698 (2002) p. 412c-415c.
- <sup>20</sup> 山田進一, 小田島和男, 石田裕康, 加根魯和宏, 守和彦, 大森俊道, 尾田年充, 大麻和美, 小川俊英, 星野克道, J. H. Foote, D. Nilson. MTX用大出力マイクロ波電界測定装置の磁気遮蔽. 日本原子力研究所, 1991, JAERI-M 91-112, 61p.

- <sup>21</sup> K. Kumagai: Steering Magnets for the SPring-8 Storage Ring, SPring-8 Annual Report 1996, p. 147.
- <sup>22</sup> O. Motojima, K. Ida, K. Y. Watanabe, Y. Nagayama, A. Komori, T. Morisaki, B. J. Peterson, Y. Takeiri, K. Ohkubo, K. Tanaka, T. Shimozuma, S. Inagaki, T. Kobuchi, S. Sakakibara, J. Miyazawa, H. Yamada, N. Ohyabu, K. Narihara, K. Nishimura, M. Yoshinuma, S. Morita, et al. : Overview of confinement and MHD stability in the Large Helical Device. Nucl. Fusion. vol. 45, no.10 (2005) S255-S265.
- <sup>23</sup> Y. Takeiri, O. Kaneko, K. Tsumori, Y. Oka, K. Ikeda, M. Osakabe, K. Nagaoka, E. Asano, T. Kondo, M. Sato, and M. Shibuya: High-power and long-pulse injection with negative-ion-based neutral beam injectors in the Large Helical Device. Nucl. Fusion. vol. 46 (2006) S199-S210.
- <sup>24</sup> JIS G 3101:1995. 一般構造用圧延鋼材.
- <sup>25</sup> JIS G 3106:1999. 溶接構造用圧延鋼材.
- <sup>26</sup> JIS G 4051:1979. 機械構造用炭素鋼鋼材.
- <sup>27</sup> JIS C 2504:2000. 電磁軟鉄.



## 第5章 総括

---

強磁場大型装置環境下における磁気遮蔽の高性能化と最適化を目的に、磁気遮蔽用材料、および、磁気遮蔽の性能予測と設計指針に関する研究を行った。

第1章では、強磁場大型装置環境下で必要とされる磁気遮蔽について概観するとともに、その要求性能と研究課題を整理した。

第2章では、材料科学の側面から磁気遮蔽用材料の磁性について論じ、鉄の高磁束密度を損なうことなく、高透磁率と低保磁力を有する材料を実現する方法を提案した。また、微小な塑性歪による軟磁性へのダメージについて系統的に調査し、結晶組織の粗大化が歪による保磁力の増加を抑制することを実験的に示した。軟磁性材料に関するこれらの研究成果は、他の論文などから複数の引用を得ている。

第3章では、電磁気学の側面から磁気遮蔽について論じ、磁性材料のヒステリシスを考慮した磁気遮蔽性能の予測方法を提案した。磁気遮蔽は、ヒステリシスの影響が最大となる漏洩磁場の最大値を想定し設計されるべきである。そこで、漏洩磁場の最大値と遮蔽材料の磁性との関係を明らかにし、これを磁気遮蔽の設計指針に応用した。遮蔽性能の予測に材料の保磁力を用いる提案、および、二重構造化により塑性歪によるダメージを最小化できるとの知見は、磁気遮蔽の考え方として新しい。

第4章では、第2章で提案した Fe-1%Al 合金の強磁場大型装置環境下の磁気遮蔽への実績を述べるとともに、第3章で示した二重構造化による磁気遮蔽の考え方を応用し、磁気遮蔽設計の最適化と合理化の指針を示した。既存の中性化セルを題材に提示した最適設計の指針が、平成22年にかけて核融合科学研究所に増設される大型ヘリカル装置の中性粒子入射加熱装置の高性能化に活かされ、実証されることが期待される。

多くの磁気遮蔽で、厚肉化や過剰な材料選定が定性的になされてきた。しかし、この研究を通じて、厚肉化による漏洩磁場の低減は、遮蔽材料が飽和領域に無い限り望めないことが明らかとなった。また、磁気遮蔽の二重構造化の設計指針として、内層シェルの軟磁性を最大限に有効活用するための外層シェルの役割を明確に示した。

材料選定は、漏洩磁場の最大値を支配する保磁力を参照しながら行われるべきであり、これを到達可能な遮蔽性能と置き換えて捉えれば、歪などのダメージの有無に関わらず通用する設計指標として活用できる。本研究ではこれを数値計算で導いたが、たとえば図 3-1の考え方を実際の磁気遮蔽に適用し漏洩磁場と保磁力の関係を近似することにより、磁気遮蔽性能の簡便な予測が可能と思われる。

材料面では、塑性歪による保磁力の増加を結晶組織の粗大化により抑制できることを明らかにした。漏洩磁場の最大値が保磁力に支配されることを踏まえると、結晶組織の粗大化により高磁束密度を損なわず低保磁力を実現することは、歪の影響に対する予防措置の側面からも、強磁場大型装置環境下の磁気遮蔽に用いる軟磁性材料として最適な方法といえる。さらに、磁気遮蔽の二重シェル構造化により歪による遮蔽性能の低下を保磁力の増加分に留めることができることから、低保磁力を有する材料で、かつ、歪による増加が少ない材料が好ましい。このような軟磁性材料を結晶組織の粗大化に依らずに実現する方法として、磁歪制御に注力した材料開発の可能性が考えられる。表 3-1に Permalloy C の歪による保磁力の増加を参照すると、Anneal 状態に対する増加率では 4 倍を超えるものの、絶対値は Anneal 状態の Fe-1%Al 合金より小さい。磁歪を介して軟磁性に作用する歪の影響が磁歪定数の低減で緩和されるのであれば、極端な高合金化を避けた成分設計で磁束密度を大きく損なうことなく、軟磁性と耐歪性を両立できる可能性がある。脆弱な材料ではあるが、6.5%ケイ素鋼の軟磁性におよぼす塑性歪の影響は興味深く、調査に値する。

電磁気学、および材料科学の視点から、強磁場大型装置環境下での磁気遮蔽の高性能化と最適設計の考え方について論じた。磁気遮蔽は、それぞれの学術を達成するための手段として長い歴史をもって研究されてきた。要素技術としての磁気遮蔽は、引き続き複合科学的な視点から継続的に検討されより厳しい要求に応えるべく発展し続けなければならない。本研究が、その一助となれば幸甚である。

# 謝辞

---

本論文は、筆者が総合研究大学院大学 物理科学研究科 核融合科学専攻において同大の教員をご兼任されている竹入康彦教授、金子修教授のご指導のもとにとりまとめたものである。核融合科学研究所教授粒子加熱プラズマ研究系 竹入康彦博士、同教授研究主幹 金子修博士に深甚なる謝意を表す。また、プラズマ制御研究系准教授 Peterson Byron 博士、Homaira Parchamy 博士には多大なるご協力とご助言を頂いた。心より感謝申し上げる。

論文の第 2 章は著者が NKK(日本鋼管株式会社)在職中に携わった研究の一部である。当時の上司であった小指軍夫博士、三瓶哲也技術士、鈴木治雄氏に、開発研究でご指導とご支援をいただいた八子一了氏、加根魯和宏氏、中川正義氏、二木一元氏に、そして、当時の先輩、同僚、実験グループの皆様に改めて感謝の意を表したい。

東京大学原子核研究所助教授 鶴飼熊太郎博士(当時)には修士論文のみならず媒酌の労をとっていただいた。電子シンクロトロンを用いた高エネルギー物理実験で学んだ当事の経験が材料科学の視点から磁気遮蔽の研究に取り組む端緒となった。また、その実用化では、東京大学原子核研究所教授 山田作衛博士(当時)、同助手 石井孝信博士(当時)より甚大なるご指導とご協力をいただいた。高エネルギー加速器研究機構教授 吉岡正和博士、同教授 松本浩博士、理化学研究所主任研究員 新竹積博士には、実験物理学と材料科学の接点で幾度となくご指導をいただき、また、懇意にさせていただいた。これらの全てがこの論文をまとめる上での励みとなった。心より感謝申し上げたい。

名古屋工業大学名誉教授 池田哲夫博士、核融合科学研究所教授 連携研究推進センターセンター長 佐藤元泰博士のご助言が、総合研究大学院大学に学びこの論文をまとめる契機となった。鈴木基晴氏には、同じく有職者として核融合科学専攻に学んだ関係から、また、特に在宅での研究で不可欠であった磁場解析コードの利用でご協力いただいた。ここに、改めて謝意を表す。

2008 年 1 月 大森俊道

# 研究業績

---

本論文は、以下の論文、学会発表、特許等に基づき執筆された。

## 発表論文等

---

### [学術誌]

“Magnetic properties of 1% Al-iron and its applications”

T. Omori, H. Suzuki, T. Sampei, K. Yako, T. Kanero  
Journal of Applied Physics, Vol. 69, No. 8 (1991)

“Study on the Leakage Fields Prediction of a Static Ferromagnetic Shield in Consideration of Hysteresis and Residual Strain of Shielding Materials”

T. Omori, Y. Takeiri, B. J. Peterson  
Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 47, No. 5 (2008)

“Observation of divertor and core radiation in JT-60U by means of bolometric imaging”

B. J. Peterson, S. Konoshima, H. Parchamy, M. Kaneko, T. Omori, D. C. Seo, N. Ashikawa, and A. Sukegawa  
Journal of Nuclear Materials, 363-365 (2007)

“Design of an imaging bolometer upgrade for JT-60U”

B. J. Peterson, S. Konoshima, A. Yu. Kostyukov, H. Kawashima, D. C. Seo, I. V. Mironshnikov, T. Omori, N. Ashikawa, H. Perchamy, Yi Liu  
Fusion Engineering, 2007. SOFE 2007. 2007 IEEE 22nd Symposium on 17-21 June 2007.

### [学会、その他]

ZEUS 実験のための光電子増倍管の磁気シールドの開発

河野耕二, 森本照久, 石井孝信, 山田作衛, 鈴木治雄, 大森俊道  
日本物理学会秋の分科会講演予稿集. vol. 1989, no. 1(19890912), 14p-F3

直流磁化特性におよぼす冶金因子の影響(高性能軟磁性鉄の開発-1)

大森俊道, 鈴木治雄, 三瓶哲也, 八子一了, 加根魯和宏  
CAMP-ISIJ. Vol. 3, No. 5 (1990), p. 1663.

高性能軟磁性鋼材「FERROPERM」

大森俊道、鈴木治雄、三瓶哲也、八子一了、加根魯和宏  
日本金属学会会報. 第 29 卷, 第 5 号 (1990), pp.364-366.

高性能軟磁性鋼材“FERROPERM”の開発

三瓶哲也、鈴木治雄、大森俊道、二木一元、藤本幸二、八子一了  
NKK技報. No. 130 (1990), pp.32-37

Fe-1%Al 合金の直流磁化特性とその磁気遮蔽効果(高性能軟磁性鉄の開発-2)

大森俊道、鈴木治雄、三瓶哲也、二木一元、八子一了、加根魯和宏  
CAMP-ISIJ. Vol. 4, No. 3 (1991), p. 930.

MTX用大出力マイクロ波電界測定装置の磁気遮蔽

山田進一、小田島和男、石田裕康、加根魯和宏、守和彦、大森俊道、尾田年充、大麻和美、  
小川俊英、星野克道、James H. FOOTE, David NILSON  
日本原子力研究所 JAERI-M 91-112 (1991 年 7 月), 61p.

新しい制振合金(SERENA)の開発について

山田武海、大嶽隆之、大森俊道  
防衛技術. Vol. 12, No. 8 (1992)

電磁軟鉄の直流磁化特性におよぼす塑性歪の影響(高性能軟磁性鉄の開発-3)

大森俊道、鈴木治雄、中川正義  
CAMP-ISIJ. Vol. 6, No. 6 (1993), p. 1838.

Fe-1%Al 軟磁性鋼板の直流磁気特性

尾田善彦、日裏昭、富田邦和、田中靖、大森俊道  
CAMP-ISIJ. Vol. 10, No. 6 (1997), p. 1326.

# 特許

---

## [本研究に基づく出願]

大森俊道, 鈴木治雄, 三瓶哲也, 中川正義, 栗原正好, 加根魯和宏: 直流磁化特性と耐食性に優れた軟磁性鋼材およびその製造方法, 日本国特許 2564994 号.

大森俊道, 小谷敬彦, 鈴木治雄, 三瓶哲也, 中川正義, 加根魯和宏: 直流磁化特性と塗装密着性に優れた軟磁性鋼材およびその製造方法, 日本国特許 2636604 号.

大森俊道, 鈴木治雄, 三瓶哲也, 国定泰信, 高野俊夫: 鉄基軟磁性鋼材, 日本国特許 2679258 号.

大森俊道, 鈴木治雄, 三瓶哲也, 国定泰信, 高野俊夫: 軟磁性鋼材の製造方法, 日本国特許 2682144 号.

大森俊道, 鈴木治雄, 三瓶哲也, 田川寿俊: 磁気シールド特性に優れた高透磁率軟磁性純鉄板の製造方法, 特開平 02-066118 号.

大森俊道, 三瓶哲也, 鈴木治雄, 田川寿俊: 磁気シールド特性に優れた高透磁率軟磁性純鉄板の製造方法, 特開平 02-066119 号.

大森俊道, 鈴木治雄, 三瓶哲也, 国定泰信, 高野俊夫: 軟磁性鋼材の製造方法, 特開平 04-099819 号.

二木一元, 大森俊道, 井上正: 磁気シールド装置, 特開平 04-169876 号.

大森俊道: 耐歪み性に優れた軟磁性鋼材およびその製造方法, 特開平 07-070715 号.

大森俊道: 軟磁性鋼材およびその製造方法, 特開平 07-090505 号.

大森俊道, 石黒守幸, 三瓶哲也, 小嶋敏文: 磁束密度および保磁力に優れ且つ高電気抵抗を有する軟磁性鋼材およびその製造方法, 特開平 08-134603 号.

大森俊道, 三瓶哲也, 石黒守幸: 磁束密度、保磁力および耐食性に優れ且つ高電気抵抗を有する軟磁性鋼材およびその製造方法, 特開平 08-134604 号.

尾田善彦, 日裏昭, 山上伸夫, 田中靖, 大森俊道: 透磁率の高い鋼板の製造方法及び透磁率の高い鋼板, 特開平 11-199931 号.

尾田善彦, 日裏昭, 山上伸夫, 田中靖, 大森俊道: 透磁率の高い軟磁性鋼板, 特開 2000-008146 号.

## [本研究から派生した出願]

大嶽隆之, 大森俊道, 高村登志博, 村山武海, 三瓶哲也: 制振合金, 日本国特許 2536255 号.

大嶽隆之, 大森俊道, 高村登志博, 村山武海, 三瓶哲也: 高強度制振合金, 日本国特許 2536256 号.

大森俊道, 鈴木治雄, 三瓶哲也: 耐食性に優れた鋼材の製造方法, 日本国特許 3003176 号.

大森俊道, 中島優: 残留磁気の少ないアーク溶接用ニッケル鋼鋼板及びその製造方法. 日本国特許 3314646 号.

大森俊道, 大嶽隆之, 石崎哲行, 鈴木治雄, 高村登志博, 三瓶哲也, 村山武海: 振動減衰特性に優れた鋼材及びその製造方法, 特開平 03-183741 号.

梶田恭之, 小嶋敏文, 大森俊道, 大嶽隆之: Fe - Al - Si 系合金およびその製造方法, 特開平 06-271987 号.

梶田恭之, 小嶋敏文, 大森俊道, 香川裕之, 栗原正好: Fe - Al - Si 系合金, 特開平 07-197194 号.