

JAERI-Research  
2000-018



JP0050331



線形誘導加速器に用いる強磁性体の評価

2000年3月

橋本 大・森本 巖・鄭 曉東・前原 直  
中島充夫・堀岡一彦・河野俊之・志甫 諒

日本原子力研究所  
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。  
入手の問合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越し下さい。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布を行っております。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 〒319-1195, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 2000

編集兼発行 日本原子力研究所

線形誘導加速器に用いる強磁性体の評価

日本原子力研究所那珂研究所核融合工学部

橋本 大\*・森本 巖\*・鄭 暁東・前原 直  
中島 充夫\*・堀岡 一彦\*・河野 俊之\*・志甫 諒

(2000年2月7日受理)

線形誘導加速器の設計では、磁化率の関数として強磁性コア材の B-H 曲線を得ることが重要である。インダクションモジュールのコスト評価のために、薄片の強磁性体コア材；ケイ素鋼板、ファインメットを含むアモルファスを  $10\text{T}/\mu\text{s}$  までの磁化率において、高磁化率におけるコア損失の観点からファインメット材が最も優れていることが結論に達した。またコア材のエネルギー損失や熱伝導の評価からファインメットコアでは、 $1\text{kHz}$  までの繰り返し運転が可能である結論を得た。

Evaluation of Ferromagnetic Materials for Induction Linacs

Dai HASHIMOTO\*, Iwao MORIMOTO\*, Xiaodong ZHENG, Sunao MAEBARA,  
Mituo NAKAJIMA\*, Kazuhiko HORIOKA\*, Toshiyuki KOUNO\* and Makoto SHIHO

Department of Fusion Engineering Research

(Tokai Site)

Naka Fusion Research Establishment

Japan Atomic Energy Research Institute

Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received February 7, 2000)

For design works of induction linac, it is important to obtain B-H curve of ferromagnetic core materials as a function of magnetization rate. In order to evaluate cost effective induction module, various laminated ferromagnetic materials; silicon steels, amorphous including FINEMET, are magnetized up to 10T/μs. We can conclude that FINEMET is the most excellent materials from the point of core loss, especially at high magnetization rate. From the evaluation of energy loss and heat conduction in the core materials, we conclude that FINEMET cores can operate up to 1kHz.

Keywords: Induction Linacs, Ferromagnetic Materials, B-H Curve, FINEMET, Amorphous, Silicon Steel,

---

※ Department of Energy Science, Tokyo Institute of Technology

## 目次

1. 序章	1
1.1 研究の背景	1
1.1.1 加速器の歴史	1
1.1.2 線形誘導加速器の応用分野	1
1.1.3 線形誘導加速器による重イオン慣性核融合の例と性能目標	2
1.2 研究の目的	3
2. 線形誘導加速器	4
2.1 原理・特徴	4
2.2 使用される強磁性体コアの電氣的応答	5
3. 強磁性体	7
3.1 線形誘導加速器に用いられる主な強磁性体	7
3.2 強磁性体の動的磁化特性	8
3.2.1 Bar domain モデル	8
3.2.2 Saturation wave モデル	8
3.3 トロイダル形状コア	10
4. トロイダル形状のコアを用いた磁化特性実験	11
4.1 測定に用いたコア	11
4.2 実験装置	11
4.2.1 インダクションキャビティを想定した実験装置	11
4.2.2 ゲート回路	12
4.2.3 リセット回路	13
4.2.4 実験方法	13
4.3 実験結果	14
4.3.1 電圧・電流波形	14
4.3.2 B-H カーブの算出	15
4.4 実験結果の解析	16
4.4.1 磁化速度をパラメータとした B-H 曲線	16
4.4.2 コアのサイズを変更した際の磁化特性への影響	17
4.4.3 磁化速度と透磁率・エネルギー損失率の関係	17
4.4.4 Domain model の検討	18
5. 実機	19
5.1 JLA について	19
5.2 JLA のインジェクターの波形測定	19
5.3 実験結果の考察	20
6. 繰り返し負荷による強磁性体コアの発熱	22
6.1 実験方法及び手順	22

6.2	実験結果	22
6.3	実験結果の考察	22
6.3.1	繰り返し負荷に対する強磁性体コアの温度上昇	23
6.3.2	JLA の繰り返し負荷に関する考察	24
6.3.3	けい素鋼板とファインメットの比較	25
7.	考察	27
7.1	パルス成形の際の問題点	27
7.2	必要とされるパルスに対する強磁性体コアの評価	27
7.2.1	フェライトの評価について	28
7.2.2	パルス幅 10[ $\mu$ s]での評価	28
7.2.3	パルス幅 1[ $\mu$ s]での評価	29
7.2.4	パルス幅 100[ns]での評価	29
7.2.5	パルス幅 10[ns]での評価	29
7.3	総合評価	30
8.	結論	31
	謝辞	32
	参考文献	33

## Contents

1. Introduction	1
1.1 Back Ground	1
1.1.1 History of Accelerator	1
1.1.2 Application of Induction Linacs	1
1.1.3 Inertial Confinement Fusion by Heavy Ion	2
1.2 Objectives	3
2. Induction Linear Accelerator	4
2.1 The Principle of Induction Linacs	4
2.2 Electric Response of Ferromagnetic Materials	5
3. Ferromagnetic Materials	7
3.1 Main Ferromagnetic Materials for Induction Linac	7
3.2 Characteristic of Dynamic Magnetization in Ferromagnetic Materials	8
3.2.1 Bar Domain Mode	8
3.2.2 Saturation Wave Mode	8
3.3 Toroidal Core	10
4. Experiments by Toroidal Core	11
4.1 Core Samples	11
4.2 Experimental Set-up	11
4.2.1 Experimental Set-up for Induction Cavity	11
4.2.2 Gate Circuit	12
4.2.3 Reset Circuit	13
4.2.4 Experimental Method	13
4.3 Test Results	14
4.3.1 Wave Formation of Voltage/Current	14
4.3.2 Evaluation of B-H Curve	15
4.4 Evaluation of the Test Results	16
4.4.1 B-H Curve for the Parameter of Magnetization Rate	16
4.4.2 Characteristics of Magnetization by Changing Core Dimension	17
4.4.3 Magnetization Rate VS. Relative Magnetic Permeability/ Energy Loss	17
4.4.4 Domain Model	18
5. Induction Linacs	19
5.1 Jaeri Large Current Accelerator (JLA)	19
5.2 Wave form Measurements of Injector Unit	19
5.3 Discussion of Test Results	20
6. Calorific Value of Ferromagnetic Core by Repeating Operation	22
6.1 Experimental Method	22

6.2	Test Results	22
6.3	Discussion	22
6.3.1	Temperature Rise of Ferromagnetic Core by Repeating Operation	23
6.3.2	Discussion of Repeating Operation on JLA	24
6.3.3	Silicon Steels and FINEMET	25
7.	Discussion	27
7.1	Remarks of Pulse Wave Formation	27
7.2	Evaluation of Ferromagnetic Materials for Induction Linacs	27
7.2.1	Evaluation of Ferrite Core	28
7.2.2	Pulse Width of 10[ $\mu$ s]	28
7.2.3	Pulse Width of 1[ $\mu$ s]	29
7.2.4	Pulse Width of 100[ns]	29
7.2.5	Pulse Width of 10[ns]	29
7.3	Summary	30
8.	Conclusion	31
	Acknowledgments	32
	Reference	33



## 1. 序章

### 1.1 研究の背景

#### 1.1.1 加速器の歴史

66年前に Cockcroft と Walton が陽子を 800[keV]に加速して、はじめて人工的に原子核の破壊に成功して以来、原子核、素粒子の研究を進めるために加速器はめざましい発達を遂げてきた。静電高圧装置の加速電圧は絶縁耐圧によって制限されるため、交流電場を利用して繰り返し加速する共鳴加速の原理が考案された。初期の Cockcroft-Walton 型加速器、そしてバンデグラフ型のような直流静電型加速器に続いてサイクロトロンが生まれ、シンクロサイクロトロン、シンクロトロンへと発展した。その間、ベータトロンや線型加速器も発明された。

1924年にスウェーデンの G.Ising が線型加速器の原型を提案して以来、1928年にはスイスの R.Wideroe., 続いて 1931年には E.O.Lawrence と D.H.Sloan らが、ヴィデレ型と呼ばれる高周波電場を利用した線型加速器を開発していったが、線型加速器の技術は第2次世界大戦を契機として飛躍的に進歩した。レーダー技術の開発にともない、高周波加速装置の基礎となるマイクロ波の技術にめざましい進歩があり、その結果、Stanford 大学の W.W.Hansen 達は高電圧クライストロンの開発と進行波空洞による電子加速器の開発を、California 大学の L.W.Alvarez は現在のアルバレ型と呼ばれる定在波空洞による陽子加速器の開発をするに至った。その後も線型加速器の開発は進み、特に低エネルギー重イオンの加速に適した加速器として、ビームの捕獲効率が比較的高く、収束力がつより RFQ ライナックが開発された。ただ、このような電磁波を利用した加速器は、高インピーダンスで低エネルギー変換効率のため、一般的に大電流の加速には不向きとされている。そこで、通常の高周波ライナックでは不可能な大電流ビーム加速を目的として考えられたのが、変圧器の原理を応用した線形誘導加速器 (Linear induction accelerator) である。線形誘導加速器は強磁性体の周りに電流を流し、その誘導電圧を利用して粒子を加速する。装置のインピーダンスが低いいため、ビームへのエネルギーの変換効率が良く、このため、大電流の加速に向いている。また、装置全体を電氣的に接地できるため、多段の加速が可能である。[1]

#### 1.1.2 線形誘導加速器の応用分野

これまで線形誘導加速器は比較的低エネルギー領域で使われることが多かったが、最近の磁性材料等の発達などにより、高性能で大型のものの建設にめどがついてきた。高性能の線形誘導加速器を用いると、エネルギー、地球環境、宇宙分野等、大パワーを必要とする分野での応用が考えられる。応用の考えられる分野は、

##### ① 電子加速(マイクロ波発振)

核融合プラズマ加熱, オゾン層修復, 宇宙レーダ, 宇宙エネルギー伝送, コライダー

- ② イオン加速  
 慣性核融合ドライバー  
 などである. [2]

マイクロ波発振は、線形誘導加速器からの良質な大電流電子ビームを使って、自由電子レーザを構成する。大電流の自由電子レーザを使うことにより、従来の電子管では不可能であった、GW 級の出力を、任意の周波数で得ることが可能になりそうである。

従来は電子の加速に用いられることの多かった線形誘導加速器であるが、重イオンビームを慣性核融合のドライバーとして利用するために、重イオン線形誘導加速器の開発が米国でスタートしている。米国では従来研究が進められてきたトカマク方式の核融合からレーザ方式、パルス方式、そしてイオンドライバー方式の核融合に研究の比重を移す検討が始まっており、この分野での線形誘導加速器の応用が重要視されている。

### 1.1.3 線形誘導加速器による重イオン慣性核融合の例と性能目標

先に紹介した応用分野の一つで、最近注目されているのが慣性核融合のドライバーとしての線形誘導加速器の利用である。特に米国では、「重イオン加速器、慣性核融合のドライバーとして、将来的に最も有望である。」との見解が公式に出されている。慣性核融合のドライバーとして、線形誘導加速器が有利な点は大電流化が可能であるのと、エネルギーの変換効率が良いためである。エネルギー変換効率(ビームに移行するエネルギー/入力エネルギー)は 30[%]以上であり、他の慣性融合のドライバーとして考えられているレーザー(5[%]程度)や、RF 駆動の加速器(10[%])に比べ非常に効率が良い。また、大電流化が可能であるのと、加速粒子が重イオンであるため、レーザーよりターゲットとの衝突断面積が大きくなり、ターゲットに入力した際の反応も起こしやすい。

線形誘導加速器を用いて重イオンを加速し、これを慣性核融合のドライバーとして、利用しようという研究が行われている。LBL グループによる概念設計の例を図 1.1 に示す。

まず、10[MeV]、50[A]、パルス幅 20[ $\mu$ s]のビームを 64 本に分けて Injector から取り出す。加速粒子は水銀の 3 価が想定されている。次にこのビームを 100[MeV]まで加速する。このとき、ビームを時間的に圧縮(バンチング)し、250[A]、パルス幅 20[ $\mu$ s]にする。このビームを 4 本ずつにまとめて、計 16 本のビームにして、10[GeV]まで加速し、最後にこのビームのパルス幅を圧縮し、10[GeV]、100[kA]、10[ns]のパルスにして、核融合燃料の詰まった直径 1~5[mm]程度のターゲットに当てる。概念設計を参考にして、本研究を行うにあたっては 10[ $\mu$ s]、100[ns]、10[ns] のパルス幅の電圧を誘導することを目標とする。線形誘導加速器を用いて電圧を誘導し粒子を加速する際に、そのパルス幅は強磁性体の特性に大きく依存してくる。[3]

例えば、数  $\mu$  sec のパルス幅では、けい素鋼が有効であるといわれてきた。パルス幅が短くなるにつれて、けい素鋼は強磁性体でのエネルギー損失が多くなってしまったため、数百 nsec のパルスでは、フェ

ライトが用いられることが多かった。しかし、フェライトは透磁率が小さいため、電圧波形の制御が困難である。これに対し、近年開発されたアモルファス合金の強磁性体はエネルギー損失も小さく、長パルスにも耐えられる性能を有している。

これまで高エネルギー、大電流の線形誘導加速器の設計が難しかったことの一因は磁性体の性能にある。しかし近年、強磁性体の研究開発が進み、高電圧で長パルスに耐えられる強磁性体が開発され始めている。このため、大電流、高エネルギーの重イオン線形誘導加速器が現実味を帯び始めている。

## 1.2 研究の目的

本研究では線形誘導加速器の加速ギャップに  $10[\mu\text{s}]$ ,  $100[\text{ns}]$ ,  $10[\text{ns}]$  のパルスを誘導させる際の、用いられる強磁性体についての性能評価を行い、考察を行う。線形誘導加速器に用いられる強磁性体は高磁化率で磁化される。強磁性体の  $B\cdot H$  曲線は磁化率に大きく依存することがわかっている。現在、稼動している線形誘導加速器は電圧  $250[\text{kV}]$ 、パルス幅  $160[\text{ns}]$  を誘導できるが、そのときの磁化率は  $8[\text{T}/\mu\text{s}]$  になる。しかし、 $1[\text{T}/\mu\text{s}]$  以上の磁化率での磁化特性のデータは皆無であるのが現状である。 $1[\text{T}/\mu\text{s}]$  以上の磁化率での  $B\cdot H$  曲線を把握するために、インダクションキャビティを想定した実験装置を製作し、それを用いて磁化率が透磁率、エネルギー損失に与える影響を調べる。その結果と実機の電圧・電流波形の比較検討を行う。また、エネルギー損失による発熱がコアに与える影響を調べ、くり返し運転を行う際の熱設計の考察を行う。

以上のことから、強磁性体コアの性能を評価し、LBL で提案された線形誘導加速器を用いた重イオン核融合の概念設計に関する検討を行うことを目的としている。

## 2. 線形誘導加速器

線形誘導加速器は、強磁性体の周囲に電流を流し、その磁束密度の変化によって生じる誘導電圧を利用して、粒子を加速する装置である。このため、誘導電圧の電圧制御のみならず、その装置の規模まで強磁性体の性能に大きく影響を与える。ここでは、線形誘導加速器の原理と強磁性体に起因する問題点を示す。

### 2.1 原理・特徴

加速器は電荷を持った粒子に電場をかけることにより、粒子を加速する装置である。最も単純に粒子を加速するには図 2.1(a)のように平行板の両端に電圧をかけることによって、その平行平板間(加速ギャップ)に電圧を生じさせることで可能になる。これが、静電加速器の原理である。しかし、平行平板間の絶縁耐圧は 20～30[kV]ほどとなる。また、粒子制御を行う上で、装置全体がグランドであるほうがよいが、このままでは装置はグランドに対して高電圧となってしまう。

そこで、図 2.1(b)のように装置全体がグランドになるように導体で平行平板を等電位にする。このとき図 2.1(a)同様に高電圧を印可すると、その電圧は短絡されてしまい、ほとんどの電流は装置を通り、グランドに流れてしまう。これを漏れ電流(Leakage current)という。このため、加速ギャップにはほとんど電圧が誘導されず、入力された電力はほとんどビーム電流(Load current)に変換されない。これは装置のインダクタンスが極めて小さいためである。加速ギャップ間に高電圧を誘導させるためには、インダクタンスを大きくする必要がある。平行平板を内径  $R_{in}$ 、外径  $R_{out}$  の円板とし、加速ギャップ間の高さを  $d$  とすると、インダクタンス  $L$  は

$$L = \frac{\mu}{2\pi} \ln \left( \frac{R_{out}}{R_{in}} \right) \quad (2.1)$$

ただし、 $\mu$  は平行平板が囲む空間の透磁率である。このから、平行平板の囲む空間の透磁率を大きくしてやれば、インダクタンスは大きくなることがわかる。ここに透磁率の大きい強磁性体を挿入することで(図 2.1(c))でインダクタンスを大きくし、加速ギャップに高電圧を誘導し粒子を加速するというのが、線形誘導加速器の原理である。強磁性体を挿入することで、透磁率は 1000 倍以上大きくすることが可能であり、漏れ電流は挿入する前に比べ、かなり小さくすることが可能である。このときの等価回路は図 2.2 のようになる。

装置全体がグランドと等電位になっていることから、加速ギャップを直線状にならべ、多段で加速することが容易である。図 2.1(a)の静電誘導加速器の場合は、多段に加速を行おうとすると、前段で加えた電圧にさらに電圧を加えねばならず、その電源の電位は前段の発生電圧にしなくてはならなくなる。これに対し、線形誘導加速器の場合は装置全体をグランドに接地できることから、加速に必要な電源の電位は常にグランドと等電位にできる。[4]

## 2.2 使用される強磁性体コアの電氣的応答

線形誘導加速器のギャップに生じる電圧の誘起の仕組みの概念は図 2.3 のような円柱状の強磁性体を介したトランスである。1 次側が電源側であり、2 次側に生じた電圧でビームを加速している。このようなトロイダル形状の強磁性体を強磁性体コア、もしくは単にコアと呼ぶ。

図 2.3 のような円柱状の強磁性体 (以下強磁性体コアもしくはコアと呼ぶ) の中心を電流が流れているとすると、アンペールの法則から、この電流による円柱の中心から  $r$  の位置にできる磁場は

$$\int \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = I$$

$$\therefore 2\pi r H = I \quad (2.2)$$

半径方向に関して、平均を取ると、

$$\langle H \rangle = \frac{\int_{R_{in}}^{R_{out}} H dr}{(R_{out} - R_{in})}$$

$$= \frac{I}{(R_{out} - R_{in})} \ln \left( \frac{R_{out}}{R_{in}} \right) \quad (2.3)$$

この外部印加磁場に対する強磁性体内での磁束密度の変化量を  $B$  とすると、

$$\text{rot} \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$\therefore \int \text{rot} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = - \int \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S}$$

$$\therefore \int \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = - \int \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} \quad (2.4)$$

ただし、 $S$  は閉曲線が囲む強磁性体コアの断面積、 $E$  は誘起される電場、 $l$  は 2 次側の閉曲線の経路である。この式からわかるように、誘導電場は強磁性体コアを囲む閉曲線上にできる。線形誘導加速器では、この閉曲線は加速ギャップ以外の部分は導体となるため、 $E=0$  となり、生じる誘導電場は加速ギャップに生じる。閉曲線に沿って生じる誘導電圧を  $V$  とし、 $B$  が断面で均等に時間変化をすれば、

$$|V| = S \frac{dB}{dt} \quad (2.5)$$

となる。もし、外部印加磁場に対して、強磁性体コア内の磁束密度が線形に応答するならば、 $V$  は  $I$  の時間微分に比例することとなり、コアのインダクタンスは

$$L = \frac{V}{dI/dt} = \frac{\mu}{2\pi} d \ln \left( \frac{R_{out}}{R_{in}} \right) \quad (2.6)$$

しかし、実際には以下のような問題が起こる。

- ①  $B$  の値はある一定の有限の値である。この一定値に達するとそれ以上  $B$  は変化しない。この状態をコアが飽和したと呼ぶ。

- ② BはHに対して線形に応答するわけではなく、Hに対するBはdB/dtの値に依存するような非線形応答となる。以下dB/dtを磁化率(Magnetization rate)と表現する。

一般にB-H曲線はヒステリシスカーブを描く。このため、磁束密度の変化量がある値まで達すると、外部印加磁場を大きくしてもBは変化しなくなる。磁束密度の最大変化量を $\Delta B$ とし、ここにVの電圧を誘導させると、このときのパルス幅 $\tau$ は

$$V\tau = S\Delta B \quad (2.7)$$

この積は $V\tau$ 積と呼ばれるもので、線形誘導加速器の設計上、重要な値となる。このことから、高電圧・長時間のパルスを生じさせようとする $\Delta B$ とS大きくする必要がある。Sを大きくすることは磁性体の体積が大きくなることを示すので、装置の小型化を行うためには、 $\Delta B$ をなるべく大きくすることが必要となってくる。

図2.4に線形誘導加速器を運転サイクルのB-H曲線を示す。インダクションキャビティでは、ビームを加速する際と逆方向に十分な電流を流しコアを逆方向に飽和させた後に0にする(状態①)。電圧を印可する(ゲート)。電圧の印可とともに漏れ電流が流れ、ある時間が経過するとコアは飽和してしまう(状態②)。それと同時に印可を止めると、漏れ電流は減少し、0になる(状態③)。逆方向に電流を流し(リセット)コアを逆方向に磁化させた(状態③)後、電流を0にする(状態①)。以上の過程が線形誘導加速器を運転する際の1サイクルとなる。飽和させた際の磁束密度の値を $B_s$ 、外部印加磁場を0とした際の磁束密度の値を $B_r$ とすると、ビームを加速する際の磁束密度の最大変化量は

$$\Delta B = B_s + B_r \quad (1.8)$$

この $\Delta B$ を最大動作磁束密度と呼ぶ。この値は磁性体の材質固有の値となり、この値を大きくすることはできない。この値を最大動作磁束密度と呼ぶ。また、このB-H曲線が囲む部分はコア内での損失となり、コアの温度上昇をまねく。このため、エネルギー損失の大きさも磁性体の性能を評価する上で重要になってくる。

コアを磁化する際のB-H曲線は磁化率に依存する。特に①→②のゲート動作は、高磁化率で磁化を行うので、磁性体内での損失が大きくその影響は大きい。ゲート動作を行うときは、約 $1\sim 10[\text{T}/\mu\text{s}]$ での磁化率で動作させることとなる。図2.5に示すように一般に高磁化率で磁化を行うほど、透磁率は小さくなってしまふ。このことはインダクションキャビティのインダクタンスが低下することを意味し、同時に高磁化率での磁化はエネルギー損失の増大をまねく。このため、線形誘導加速器を設計するにあたって、磁化率と磁化特性の関係を十分に把握することが必要である。

### 3. 強磁性体

線形誘導加速器に用いられる主な強磁性体コアとその主な特徴を紹介する。線形誘導加速器で強磁性体コアを用いて、誘導電場を生じさせる場合、そのパルス幅、エネルギー損失は強磁性体コアの特性に大きく左右される。特に高磁化率での磁化を行うと、 $B \cdot H$  曲線は磁化率に依存することとなり、外部印加磁場に対する磁性体内での磁束密度の応答は非常に複雑になる。この章では、磁化率と  $B \cdot H$  曲線の関係を、2つのモデルで考察を行う。

#### 3.1 線形誘導加速器に用いられる主な強磁性体

現在、線形誘導加速器のインダクションキャビティに用いられている強磁性体は以下のようなものがある。[5]

##### ① けい素鋼板 (Fe-Si 合金)。

けい素鋼板は Si の含有量が 3~6[wt%]で透磁率が高く、3~6[wt%]のけい素鋼板は、変圧器や回転機などの重電分野等で広く使われている。けい素鋼板は 6[wt%]で透磁率が最も高くなるが、Si が 4[wt%]を超えると硬く、脆くなってしまい加工が難しくなる。アモルファス合金やフェライトに比べて、 $\Delta B$  の値が大きい反面、比抵抗が小さいため、高磁化率での磁化を行うと渦電流を誘起しやすいため、エネルギー損失が大きくなってしまう。

##### ② アモルファス合金。

けい素鋼板が金属中の原子が規則正しく並んでいる結晶質の金属であるのに対して、アモルファス合金は結晶に対して、原子が不規則に並んでいる。アモルファス合金は原子が無秩序に並んでいるので、結晶磁気異方性がなく、多結晶体のような結晶粒界もない。アモルファス合金の主成分は磁性元素である Fe, Co, Ni である。これにアモルファス化しやすい Si, Ge, B などを 20[%]ほど添加し、Nb, Mo, Ta, Z などの高融点金属を 10[%]ほど添加するとアモルファス合金となる。 $\Delta B$  の値はけい素鋼とフェライトの値の間ほどで、0.5~2.0[T]ほどの値をとる。また、透磁率は大きく、エネルギー損失も小さい。特にファインメット (Fe 基超微結晶質軟磁性合金) の性能は優れている。

##### ③ フェライト

フェライトとは酸化鉄 ( $Fe_2O_3$ ) を主成分とする複合酸化物を総称した言葉である。フェライトはセラミックスであるため、基本的にはセラミックス同様、粉を固めて焼くという粉末冶金的手法で製造される。フェライトは合金性の磁性体に比べて、比抵抗が非常に大きいため、高磁化率で磁化を行っても渦電流の誘起を起こしにくい。そのため、高磁化率でもエネルギー損失が小さい。しかし、合金性の磁性体に比べ  $\Delta B$  の値が 0.5[T]と小さい。

### 3.2 強磁性体の動的磁化特性

#### 3.2.1 Bar domain モデル

磁性体を磁化する際、磁性体の導伝率が低いとき、あるいは磁化速度が小さく渦電流による磁場のしみ込みの妨げがない場合、磁場がコア断面全域で作用することになる。このとき、磁区の磁化方向は磁気異方性エネルギーを最小化するため、向きやすい方向をとる。端の磁区は特に隣の磁区との磁化方向の差異からくる交換エネルギーをそれほど要さないため、印可磁場の方向を向き易い。従ってまず端から磁化され、内側にそれが進んでいく。その様子は図 3.1 のように表される。それによると、薄膜磁性体の厚さにわたって磁壁が形成されていて、磁壁をはさんで棒状の磁区が存在している。その磁区は、上記の理由で端から印可磁場方向に磁化され、磁壁の移動によって領域を内側に広げていく。このようなモデルで磁化が表されるとき、その磁化特性モデルは Bar domain モデルと呼ばれる。[6][7]

Bar domain モデルが成り立つとき、印可磁場  $H(t)$  と磁化率の関係は以下のようになる。

- ① 渦電流の誘起は、磁化速度の大きさによるが、印可磁場の磁性体へのしみ込みを妨げる。磁性体自身の抵抗が大きいほど渦電流は生じにくくなるから、 $H(t)$  は比抵抗に反比例する。
- ② 磁化速度の増加とともに誘導電圧も大きくなるが、同時に漏れ電流も大きくなることを考えると、磁化速度と外部印可磁場は比例すると考えられる。
- ③  $H(t)$  から求められる磁性体の静磁エネルギーは磁区の大きさ  $L$  に依存することから、 $H(t)$  は磁性体の厚さ  $h$  と  $L$  に比例する。

以上のことから、

$$H(t) \propto \frac{h \cdot 2L}{\rho} \left( \frac{dB}{dt} \right) \quad (3.1)$$

Bar domain モードで磁化が進行する際に磁性体で損失されるエネルギー  $E_{\text{loss}}$  は

$$\begin{aligned} E_{\text{loss}} &= \int H dB \\ &\propto \frac{h \cdot 2L}{\rho} B \left( \frac{dB}{dt} \right) \end{aligned} \quad (3.2)$$

磁区の大きさは磁化率に依存するため、実際には  $E_{\text{loss}}$  は磁化率の 1/2 乗に比例することになる。

#### 3.2.2 Saturation wave モデル

Bar domain モデルに対して、磁性体の比抵抗が小さく高磁化率で磁性体の磁化が進行するときは、渦電流によって磁場の磁性体へのしみ込みが妨げられる。渦電流によって完全に遮蔽された磁性体内部では磁束の変化がないが、電流路上では印可磁場が作用し、磁束の変化を誘起する。電流路上で磁束変化が飽和した後は、さらに内側の領域への磁場のしみ込みを妨げるために、や



は渦電流が飽和した領域を差し引いた実効領域の外径部を流れる。時間の経過とともに渦電流はループをだんだんと縮めていくため、飽和の領域もそれと共に中心部分へ向けて広がっていく。これが Saturation wave モデルである。

図 3.2 に示すように Saturation wave モードで磁化が進行するとき、 $H(t)$ と磁化率との関係は以下のようになる。

- ① 渦電流が誘起されると、より大きな磁場を印可する必要がある、渦電流は導伝率に比例して大きくなる。つまり印加磁場は抵抗の大きさに反比例する。
- ② 渦電流が流れるためには $\delta^2$ の断面積を持った伝流露が必要である。すると、条件としては、 $h/2 \geq \delta$ となる ( $h$ :磁性体の厚さ)。結局、 $h$ が大きければ渦電流は流れやすいので、磁場は $h/2$ の2乗に比例する。
- ③ 磁化率とともに誘導電圧は大きくなるため、当然漏れ電流も大きくなる。つまり、印加磁場も増加する。
- ④ 字壁画中央に移行するにつれて飽和領域も広がって、 $H(t)$ は大きくなるため、磁束密度の変化 $\Delta B(t)$ にも比例する。

以上のことから、Saturation wave モードでの印加磁場と磁束密度の変化量の関係は、次のように書ける。

$$H(t) = \frac{1}{\rho} \cdot \left(\frac{h}{2}\right)^2 \cdot \left(\frac{B(t)}{\Delta B}\right) \left(\frac{dB}{dt}\right) \quad (3.3)$$

Saturation wave モデルで磁化が進行する際、磁性体で損失されるエネルギー $E_{loss}$ は

$$E_{loss} = \frac{1}{\rho} \cdot \left(\frac{h}{2}\right)^2 \cdot \left(\frac{B(t)^2}{2\Delta B}\right) \left(\frac{dB}{dt}\right) \quad (3.4)$$

これより、 $E_{loss}$ は磁化率に比例することがわかる。以上の考察から言えることは、

- ① 比抵抗が大きいほど、磁化の際に生じる損失は小さくなる。
- ② 磁性材料が小さいほど、磁化の際に生じる損失は小さくなる。

①に相当するのがフェライトコアである。フェライトコアの比抵抗は $10^7[\Omega \cdot m]$ と合金の強磁性体の比抵抗 ( $\mu \Omega \cdot m$  のオーダー) より非常に大きい。このため、磁化率に起因する損失は非常に小さくなる。

合金性の強磁性体は磁化率に起因するエネルギー損失はフェライトに比べて非常に大きくなる。その比抵抗は材質によって決まってしまうため、厚さをなるべく小さくすることでエネルギー損失を小さくしている。

### 3.3 トロイダル形状コア

金属系の強磁性体はフェライトなどの酸化物系の磁性体に比べ、比抵抗が非常に小さい（フェライト： $10^7[\Omega\text{m}]$ ，金属系： $10^{-6}[\Omega\text{m}]$ ）。このため、高磁化率で磁化を行うと渦電流による損失が増大する。渦電流の誘起を防ぐには、磁性体の比抵抗を大きくするか、形状を工夫して細分化するか、の2つの方法が考えられる。磁性体の比抵抗は、磁性体そのものの性質であるため、その値を変えることは容易でない。このため、渦電流の誘起を防ぐ方法として、式(3.2)、(3.4)に示したように、磁性体の厚さをできるだけ薄くすることで、エネルギーの損失を小さくすることができる。

線形誘導加速器のインダクションキャビティに用いられる強磁性体は、誘導電場の誘起を考えると全体としては円柱状に加工する必要がある。しかし、渦電流の誘起によるエネルギー損失を小さくするにはなるべく強磁性体の厚さを薄くする必要がある。このために図3.3に示すようにインダクションキャビティに用いられる強磁性体はテープ状（ $0.01[\text{mm}] \sim 0.1[\text{mm}]$ ほど）に薄く延ばされた金属を同心円上に巻き付けていき、トロイダル状にする。ただし、テープ表面上には絶縁物が塗布されており、電氣的に外部と絶縁されている。断面は層間絶縁材と強磁性体が交互に層状に重なる状態になっている。このように、トロイダル状に強磁性体を加工することにより、強磁性体コアの損失を防いでいる。

#### 4. トロイダル形状のコアを用いた磁化特性実験

線形誘導加速器で粒子の加速を行う際、 $1\sim 10[\text{T}/\mu\text{s}]$ の非常に高磁化率での磁化を行う。高磁化率での強磁性体コアの磁化は、透磁率の減少、コアでのエネルギー損失の増大をまねく。このとき、外部印加磁場に対して、強磁性体コア内での磁束密度は非線型に応答する。このため、現象を理論的に解析することは非常に困難である。

本実験ではトロイダル形状のコアの周りに電流を流すことにより、実際に誘導電圧を測定し、ゲート動作（図 2.4 の①→②）を行う時の線形誘導加速器に用いられるいくつかの強磁性体コアの B-H 曲線を、磁化率をパラメータとしてまとめた。

##### 4.1 測定に用いたコア

磁化測定を行うにあたって、大きく分けて、けい素鋼板の強磁性体コアとアモルファス合金の強磁性体コアの 2 種類について測定を行った。どのコアも、実機で使われているものと同じように、薄く延ばされテープ状になった金属を何重にも巻いて作られている。それぞれの金属の層と層の間には絶縁体が挿入されており、渦電流が流れるのを防ぐようになっている。

表 4.1 に実験に用いたコアの寸法と種類、表 4.2 に主な物性値を以下に示す。 $D_{in}$ 、 $D_{out}$ 、 $d$  はそれぞれコアの内径、外径、高さである。占積率はコアの断面石柱で強磁性体の占める割合である。

##### 4.2 実験装置

本実験を行うにあたって、ゲート回路とリセット回路の 2 つの回路を製作した。ゲート回路は高電圧 ( $2\sim 15[\text{kV}]$ ) を  $0.1\sim 10[\mu\text{s}]$  の時間幅で印可する。誘導電圧、漏れ電流を測定後、コアは飽和した状態になっているため、もう一度高電圧を印可しても、回路は短絡された状態になってしまう。そこで、高電圧を印可する前に、リセット回路を用いて、ゲート回路とは逆の方向に電流を流し、コアの磁化の状態を、高電圧を印可する前の状態に戻す必要がある。リセット回路は  $1.8[\text{kV}]$  の電圧を  $1[\text{ms}]$  の時間幅で印可するようになっている。

###### 4.2.1 インダクションキャビティを想定した実験装置

線形誘導加速器に用いられる主な強磁性体に関して、磁化速度  $1.0\sim 10[\text{T}/\mu\text{s}]$  の範囲での磁化測定を行うために、インダクションキャビティを想定した実験装置を製作した。装置はすべてアルミでできており、中心部の支柱は内径  $25[\text{mm}]$ 、外径  $50[\text{mm}]$  の円柱である。上部、下部はアルミの円盤であり、それぞれ外径は  $164[\text{mm}]$ 、 $234[\text{mm}]$  で、中心部に  $30[\text{mm}]$  の穴をあけてある。厚さは  $1[\text{mm}]$  である。

電圧の供給は同軸ケーブルを用いて行っている。同軸ケーブルの外部導体はグラウンドに接地さ

れており、中心導体が高電圧となる。図 4.1 のようにグランド側を装置外側に接地し、高電圧側を装置上部に接地した。ただし、高電圧側はマイナス極性であるため、電流は図のように、装置外側から下部、支柱、上部を通過して同軸ケーブルの中心導体へと流れる。このとき、電流はコアの中心を貫き、この電流がつくる磁場によって起こる磁束密度の変化から誘導電圧が生じる。式 (2.4) から誘導電圧は強磁性体コアを囲む閉曲線上に生じる。図 4.1 の点線で示したコアを囲む閉曲線上の誘導電場を考えると、 $a \rightarrow b \rightarrow c$  の経路上では、導体であるため、電場は 0 となる。このため、誘導電場は図のギャップにのみ生じることになる。

この実験装置を用いて、誘導電圧  $V$  を高圧プローブ (Sony Tektronix P6015A) で、トロイダル形状のコアの周囲に流れる電流  $I$  をロゴスキーコイル (PERSON ELECTRONICS 110) を用いて同時に測定した。式 (2.5) からコア内での磁束密度の変化量  $B$  は  $V$  を時間的に積分して算出することができ、外部印加磁場  $H$  は電流に比例することから算出できる。

磁化率をパラメータとして、磁化特性を調べる場合、磁化率を一定の状態でもコアの磁化を行うのが理想である。しかし、磁化率一定ということは誘導電圧一定ということであり (磁化率と電圧は比例する)、このように回路を制御するのは非常に困難である。このため、磁化率をパラメータとして磁化特性をまとめるため、電源のコンデンサの充電電圧を 2~12[kV] に変えて  $V$ ,  $I$  を測定することにより、その波形に対する磁化特性を計算し、その中から磁化率が同じ点を抜き出し  $B$ - $H$  平面上にプロットをすることで磁化率をパラメータとして  $B$ - $H$  曲線を描く。

#### 4.2.2 ゲート回路

通常、線形誘導加速器の駆動電圧はパルスフォーミングライン (PFL) やパルスフォーミングネットワーク (PFN) を通して、パルス成形を行った上でキャビティに入力される。しかし、本実験ではコアの磁化特性をより明確にさせるため、電源の複雑化を避け、なるべく単純な回路を製作した。

実験に用いたゲート回路は、図 4.2 に示すようにコンデンサ、抵抗からなる単純なパルス放電回路である。ただし、抵抗に関しては大電流が流れるために、固体抵抗ではなく液体抵抗を用い、ギャップスイッチには、発生する電磁波ノイズが回路に影響しないように銅板でカバーをした。また、結線に直径で直径 30[cm] ほどのループができるとそれだけでインダクタンスが  $1[\mu\text{H}]$  ほど生じてしまうため、結線はなるべくループを作らないように配慮した。ギャップスイッチ以降は同軸ケーブルを用いることで対応した。回路を設計する際に、まずコアをインダクタンスと仮定して、その大きさを見積もった。このとき、コアの飽和時の  $L_{st}$  は

$$L_{st} = \frac{\mu_0}{2\pi} d \ln \left( \frac{R_{out}}{R_{in}} \right) \quad (4.1)$$

であるから、 $R_{in}=60[\text{mm}]$ ,  $R_{out}=155[\text{mm}]$ ,  $d=26[\text{mm}]$ ,  $\mu_0$  を真空の透磁率としたとき、 $L_{st}=4.9$

$\times 10^{-3}[\mu\text{H}]$ となる。コアの未飽和時の比透磁率を 1000 と見積もると  $L_{\text{uns}}=5[\mu\text{H}]$ ほどとなる。このとき、回路の時定数は放電コンデンサ  $C_{\text{st}}$ 、液体抵抗  $R_{\text{liq}}$  を用いて、

$$C_{\text{st}} R_{\text{liq}}, \sqrt{L_{\text{uns}} C_{\text{st}}}$$

と表わされるから、この2つが大まかに  $10[\mu\text{s}]$ になるぐらいの値の表 4.3 に示す  $C_{\text{st}}$ 、 $R_{\text{liq}}$  を選び、実際に何度かの実験を行った上で、十分にコアを飽和させられるかを確認後、最終的に決定した。

コアを十分に飽和できたかどうかは、 $V$  が 0 になったとき、 $I$  がまだ増加しているかどうかで決定した。十分に飽和できたときは、 $V$  が 0 になったとき、 $I$  は増加していく。これは、外部印加磁場 ( $I$  に比例する) がさらに加えられているにもかかわらず、コア内の磁束密度 ( $V$  を時間で積分した値) がそれ以上変化しないことを意味しているからである。それに対し、コアを飽和できなかったときは、 $V$  が 0 になったとき電流はすでに減少し始めている。これは、まだコア内の磁束密度が変化している最中に外部印加磁場が減少してしまっていることを意味している。図 4.3 にコアを飽和させた場合と飽和できなかった場合の  $V \cdot I$  波形をそれぞれ示す。

アモルファス合金は  $V_{\text{c}}$  積が小さいことと、ゲート回路上インダクタンスが大きいいため高電圧がかかり、パルス幅が小さくなった (約  $200[\text{ns}]$ )。この早い信号に対して、原因不明のノイズが乗ってしまい、電流・電圧波形ともに測定ができなかった。そこで、コンデンサを回路に並列に挿入することで、高周波のノイズを取り除くことができた。図 4.4 にコンデンサ挿入前後の波形の違いを示す。このコアに並列に入っている  $1000[\text{pF}]$  のコンデンサはノイズを取り除く役割をしている。これは、けい素鋼板のコアの測定を行うときは挿入しなかった。

#### 4.2.3 リセット回路

一度、飽和させたコアの磁化の方向を逆に磁化させる回路として、図 4.5 に示すリセット回路を製作した。リセット回路はゲート回路よりも低電圧 ( $1.8[\text{kV}]$ ) を印可するが、長時間 ( $1[\text{ms}]$ ) 印可するため、十分にコアを飽和させることができる。また、コアを磁化する際に電流の反転を防ぐ必要がある。このため、回路方程式から、

$$R_{\text{liq}} > 2 \sqrt{\frac{L_{\text{uns}}}{C_{\text{str}}}} \quad (4.2)$$

となるように、ゲート回路で用いたコンデンサよりも容量の大きなものを選んだ。

#### 4.2.4 実験方法

実験方法は以下の手順により、誘導電圧  $V$  と電流  $I$  を測定した。基本的には、実機の運転サイ

クル (図 2.4) と同じことを行っている。

1. リセット回路によってコアの磁化の図の状態を①の状態にする。
2. ドライブ回路の充電コンデンサを任意の電圧で電圧する。
3. ドライブ回路を放電させ、 $V$  を高圧プローブで、 $I$  をログスキーコイルで測定し、測定結果はオシロスコープを通して、パソコンに取り込む。このときコアの磁化状態は①→② (飽和) →③ (外部印加磁場なし) へと変化する。
4. コアの磁化の状態を①に戻すため、リセット回路を放電させ、ドライブ回路とは逆方向に電流を流し、③→④ (逆方向に飽和) →①へと元の状態に戻す。

オシロスコープで測定した波形は GPIB ボードを介してパソコンに取り込んだ。使用したオシロスコープは図のように横方向 (時間) は 10 分割、縦方向 (高圧プローブおよびログスキーコイルの出力電圧) は 8 分割されている。オシロスコープからパソコンへのデータ転送は、横方向に関してはさらに 50 分割、縦方向は 25 分割されている。図 4.6 に示した位置を原点に縦方向は  $-100 \sim 100$ 、横方向は 0 から 500 の範囲の座標でパソコンに取り込まれる。同時にオシロスコープ上の 1 分割分の時間、および電圧値が取り込まれるから、高圧プローブ、ログスキーコイルからの出力電圧を再現することが可能となる。

これを充電電圧  $2 \sim 15$  [kV] と変えて、繰り返し実験を行った。高圧プローブ、ログスキーコイルの出力電圧のオシロスコープ上での波形の再現結果の一例を図 4.7 に示す。

### 4.3 実験結果

#### 4.3.1 電圧・電流波形

高圧プローブ、ログスキーコイルの出力電圧からギャップ間で生じた誘導電圧と、装置に流れた電流の波形の再現を行った。誘導電圧を計算するために、 $t=0$  のときの出力電圧と任意の時間の出力電圧の差を計算し、これに 1000 をかけたものを  $V$  とした (高圧プローブの分圧比は  $1/1000$ )。オシロスコープのトリガタイミングを表示領域の 20 [%] ほどにとったため、 $t=0$  の地点はコンデンサの放電を放電させ、誘導電圧が生じるよりも十分に前であると考え、この時間の状態を誘導電圧 0 の状態とした。電流についても同様に  $t=0$  で電流は 0 であるとした。電流は  $t=0$  の出力電圧と任意の時間の出力電圧の差に 200 をかけたものを  $I$  とした。これはログスキーコイルの感度が  $0.05$  [V/A] であり、さらに  $1/10$  の分圧器を通してオシロスコープで測定を行っているためである。以上のことを踏まえて  $V$ 、 $I$  を計算し、ゲート回路を用いて行った実験の典型的な  $V$ 、 $I$  の波形を図 4.8 に示す。図中の充電電圧はコンデンサの充電電圧のことである。

測定結果から図 4.8 の①の時間帯ではコアはまだ未飽和であり、透磁率が大きくインダクタンスが大きいため、電流が小さいにもかかわらず、大きな電圧が生じていることがわかる。その後

②の時間帯ではコアが飽和し始める。このため、コアの透磁率が小さくなり始め、それと同時に電流が増加し、電圧が減少し始める。③の時間帯ではコアは飽和してしまい、透磁率はほぼ0（実際には真空の透磁率）になってしまい、電圧は誘導されなくなる。これは回路上では、ショートした状態となっているため、電流は大きく増加することになる。図で電流が0.83[kA]になると同時に、増加しなくなるのは測定上、オシロスコープの測定範囲外になってしまっているだけで、実際には電流はさらに増加している。以上のことは、すべてのコアについて言える。

コンデンサの充電電圧を7[kV]と等しくしたときの3.5%けい素鋼板（GT50）のV・I波形（図4.9）とファインメット（アモルファス合金）のV・I波形（図4.10）の比較をする。ファインメットには3.5%けい素鋼板に比べ、高電圧が生じていることがわかる。これはファインメットのインダクタンスが大きいためである。その反面、パルス幅が短くなってしまっている。3.5%けい素鋼はファインメットに比べ、半分以下の電圧しか生じていないが、そのパルス幅はファインメットの5倍もの長さになっている。この結果は、けい素鋼板系は低電圧で長パルス、アモルファス合金系は高電圧で短パルスを生じさせるのに適していることを示している。また、3.5%けい素鋼板はファインメットよりも、漏れ電流が約10倍流れていることがわかり、このことからコアでのエネルギー損失が大きいことがわかる。

同じ種類のコアでコンデンサの充電電圧を大きくした際の、V・I波形の比較を行う。充電電圧を増加させていくと、当然生じるVは大きくなる。それと同時にVのパルス幅が小さくなることがわかる。これは、コアの磁束密度の変化量Bがある一定値になると、それ以上増加できないためである。式(2.5)からBはVを時間で積分したもの、つまり図のVの波形が囲む面積に相当する。このことはVの面積が一定の値までしか取れないため、高電圧になればなるほど、そのパルス幅は小さくなってしまいう示している。

#### 4.3.2 B-Hカーブの算出

4.3.1での結果から、充電コンデンサを放電させた時、時間の経過とともに誘導電圧Vと電流Iがどのように変化するかがわかった。この結果から、電流が作り出す外部印加磁場に対して、コア内でどのように磁束密度が変化しているのかを計算する。

ある時間においてトロイダル状のコアの中心に電流Iが流れた場合、半径rの位置での印加磁場H(t)は式(2.2)から

$$H(t) = \frac{I}{2\pi r}$$

内半径と外半径の磁場の平均をとって、

$$H(t) = \frac{I}{2\pi(R_{out} - R_{in})} \ln\left(\frac{R_{out}}{R_{in}}\right) \quad (4.3)$$

とする。ある時間までのコアの磁束密度の変化量は断面内で均等と仮定して、

$$V = -S \frac{dB}{dt}$$

$$\therefore \frac{dB}{dt} = -\frac{1}{S} V \quad (4.4)$$

$$\therefore B(t) = \frac{1}{S} \int_0^t V dt \quad (4.5)$$

B の値は V を t で積分したものであるが、この計算を行うにあたって、パソコンで取り込んだ値を用いてソフトウェアで積分を行った。取得したデータは時間方向に 500 分割されているから、その 1 分割を  $\Delta t$  とし、n 個目の t, V を  $t_n, V_n$  とし、

$$B_n = B_{n-1} + V_n \cdot \Delta t$$

この繰り返し計算を行うことで B を計算した (図 4.11 参照)。

以上の計算を行うことで、ある時間における H と B がそれぞれ独立して計算することができる。この H と B を横軸を H、縦軸を B とした平面上にプロットすることで図 4.12 に示すように B-H 曲線を描くことができる。この B-H 曲線を見ると、B がある値になるとそれ以上増加していないことが確認できる。表 4.4 に示す B 値が最大動作磁束密度  $\Delta B$  [T] である。ただし、カッコ内で表わされた値は層間絶縁材の占める断面積を考慮して、得られた最大動作磁束密度を占積率で割った値である。

#### 4.4 実験結果の解析

##### 4.4.1 磁化速度をパラメータとした B-H 曲線

第 1 章で述べたように、高磁化率で磁化を行った際、B と H は非線型の応答を示す。このため、ある値の H に対応する B は磁化率  $dB/dt$  によって影響される。つまり、B-H 曲線は B, H,  $dB/dt$  の 3 つの値によって決定される。この非線型の応答を整理するために、 $dB/dt$  が一定のときの B-H 曲線を描く。4.3.2 で示したコンデンサの放電によるコアの磁化では、誘導電圧 V は磁化を行っている間、一定の値を取るわけではなく、大きく変動する。磁化率  $dB/dt$  は V に比例することから、コアの磁化を行っている間、磁化率が変動していることを意味する。

磁化率は V に比例することから、磁化率が等しい点ということは V の等しい点ということの意味する。それぞれの種類のコアに関して充電電圧 2~12[kV] で取得したデータから、電圧の等しい点を選び出す。たとえば、NGT975-7 のコアで、5.1[kV] となる点を選び出せば、それに断面積で割った値、4.0[T/ $\mu$ s] の磁化率での B と H がわかる。図 4.13 に示すようにこの選んだ点を B-H 平面上にプロットすることで、磁化率 4.0[T/ $\mu$ s] の B-H 曲線を描くことができる。以上の手法で算出したそれぞれのコアの B-H 曲線を図 4.14 から図 4.21 に示す。



## 4.4.2 コアのサイズを変更した際の磁化特性への影響

コア内での磁束密度の変化量を計算するにあたって、コア内での磁束密度の変化量を断面で均等に生じるという前提で計算を行った。しかし、実際には内側にいくほど電流の経路に近くなり、磁束密度の変化量は大きくなるはずである。このため、サイズに B-H 曲線が依存する可能性がある。この確認を行うため、外径を小さくしたコアに関して同じ実験を行い、図 4.22 に示すように磁化率をパラメータとして B-H 曲線を描いて比較を行った。比較を行ったコアはファインメット（板厚 0.02[mm]）である。小さいコアのサイズは内径は元と同じで、外径は 118[mm]である。

この結果を見る限り、コアの内径外径比が多少違っててもそれほど、磁化特性には大きく影響しないことがわかる。しかし、実際には B は断面に均等に变化するわけではないと推測できるから、あまり極端に内径外径比が違うコアでは磁化特性に影響が出ることも考えられる。

## 4.4.3 磁化速度と透磁率・エネルギー損失率の関係

4.4.1 で磁化速度をパラメータとした B-H 曲線を算出した。この結果に対して磁化率と比透磁率、エネルギー損失に対する考察を行う。図 4.23 のように 4 つの領域に分けて、その現象を考えた。

## ① 領域 I

外部印加磁場が加えられた直後の磁束密度の変化が遅れる領域で、そのため透磁率は小さい。

## ② 領域 II

透磁率が最大となる領域。

## ③ 領域 III

磁性体が飽和し始め、透磁率が小さくなる。

## ④ 領域 IV

磁性体は飽和してしまい、透磁率は真空の透磁率と等しくなる。この領域での透磁率は十分に小さいと考え、透磁率は 0 とした。

磁化速度をパラメータとしてプロットした B-H カーブから直線近似を行った。まず、領域 II の傾きを決め、次に III の領域の直線の傾きを決める。その直線がコアの最大動作磁束密度の値に達すると、それ以上 H の大きな領域は領域 IV とした。また、領域 II の直線と領域 III の直線が交わる点が領域 II と領域 III の境界とした。また、B-H 曲線が描くヒステリシスの対称性から、領域 I と領域 III の直線の傾きは同じであるとし、領域 I と II の直線の交点を領域 I と領域 II の境界とした。

この結果から、領域 II の傾きをそのコアの透磁率とする。また、B-H 曲線はヒステリシス曲線を描くため、十分にコアを飽和させた後に H を減少させても磁束密度はほとんど減少せず、 $H=0$  になってしまう。このため図 4.23 に示した反転部分の面積はコア内で損失され熱になってしまう

エネルギーである。これをエネルギー損失とする。

それぞれのコアに関して、この直線近似を行った。磁化率によって、領域は変わってくるから、磁化率に対する透磁率（図 4.24）、エネルギー損失（図 4.25）が決まる。透磁率、エネルギー損失のこの結果から、磁化率と透磁率、エネルギー損失の関係を示す。

この結果から、磁化率がだいたい  $0.5 \sim 10 [T/\mu s]$  の範囲での透磁率とエネルギー損失の傾向がわかった。磁化率とエネルギー損失の関係をみると、けい素鋼板はアモルファス金属系に比べ、エネルギー損失は 10 倍以上になっていることがわかる。また、比透磁率もアモルファス合金に比べると小さい。けい素鋼板のコアは高電圧で短いパルスを成形するのには向いていない。比透磁率については、ファインメットの比透磁率が非常に大きい。同時にファインメットはエネルギー損失もけい素鋼に比べると、 $1/10$  ほどであることから、高電圧で短いパルスを成形するのに向いていることがわかる。

図 4.23、図 4.24 からけい素鋼板の中では GT50 がもっとも性能が良いことがわかる。これは最大動作磁束密度が  $3.6 [T]$  と大きいことに加え、比透磁率が大きくエネルギー損失も小さいためである。また、アモルファス合金の中ではファインメットが最も優れている。比透磁率は特に大きくエネルギー損失も他のアモルファス合金に比べ、ほぼ同じ程度である。エネルギー損失は Co 系アモルファスが最も小さいが、これは最大動作磁束密度がファインメットの半分以下しかなく、性能が良いとは判断できない。

#### 4.4.4 Domain model の検討

第 3 章で示したように、磁化率が高磁化率になるにつれて強磁性体の磁化は Bar domain モデルから Saturation wave モデルへと移行する。式 (3.2)、(3.4) から、Bar domain モデルではエネルギー損失は板厚に比例し、Saturation wave モデルでは板厚の 2 乗に比例する。測定を行った試料の中では 3%けい素鋼板、6.5%けい素鋼板はそれぞれ板厚  $0.1 [mm]$ 、 $0.05 [mm]$  の 2 種類があり、ファインメットも板厚  $0.02 [mm]$ 、 $0.012 [mm]$  のものについて測定を行った。ここでは、板厚に注目してそれぞれのコアに関して、磁化モデルの検討を行った。

縦軸を  $E_{\text{loss}}/h^2$ 、横軸を  $dB/dt$  にして、それぞれの種類のコアに関してまとめた。結果を図 4.26 に示す。

この結果、けい素鋼板の 2 種類のコアに関しては同一直線状に乗るため、Saturation wave モデルでの磁化が起こっていることが確認された。 $E_{\text{loss}}/h^2$  は  $dB/dt$  の 0.9 乗程度に比例することからも、この磁化率では Saturation wave モデルでの磁化が起こっていることがわかる。これに対してファインメットでは同一直線状に乗っていない。このためファインメットではさらに高磁化率での磁化を行うと、Saturation wave モデルでの磁化への移行が生じ、損失の増加が予想される。

## 5. 実機

第4章で、実際の線形誘導加速器のインダクションキャビティーで用いられる強磁性体コアより、寸法の小さなコアで磁化特性の測定を行った。第4章の実験結果との比較を行うために実機の誘導電圧を測定した。実験に用いた装置は日本原子力研究所にある電子線形誘導加速器で250[kV], 160[ns] (定格) のパルスが発生させる。強磁性体では世界で唯一ファインメットを用いている。

### 5.1 JLA について

実験装置は日本原子力研究所にある電子線形誘導加速器である。JLA は大きく分けて、線形誘導加速器と、電源から供給されたパルスを成形するPFL (パルスフォーミングライン) からできている。線形誘導加速器は電子の引き出しを行うインジェクター部と引き出した電子をさらに加速する追加速器から成っている。

PFL はインジェクター用と追加速用の2つがある。図5.1にJLAのパルス成形の流れを示すにPFLは電源から供給された電圧24[kV]を、3つの磁気圧縮回路とPFN (パルスフォーミングネットワーク) を通してほぼ10倍のパルス高250[kV], パルス幅160[ns] (定格) のパルスに成形される。成形されたパルスはPFL終端部で並列に4本に分けられる。

線形誘導加速器は、図5.2に示すようにインジェクターと追加速器の2つから成っており、どちらとも4つの加速ユニットから成っており、それぞれのユニットにPFLから250[kV], 160[ns]のパルスが入力される。各ユニットでは供給されたパルス幅と同じ、250[kV], 160[ns]のパルスが、加速ギャップに生じる。インジェクターでは内部に金属上の円柱 (ロッド) を通すことにより、各ユニットに生じた誘導電圧がロッド先端部 (ダイオード) に集中するように工夫されている。つまり、各ユニットで生じた誘導電圧を足し合わせた電圧で電子の引き出しを行っている。追加速器では、ユニットごとに誘導電圧を用いて加速ギャップで電子を4回にわたって加速している。

それぞれのユニットには $\phi 580 \times \phi 320 \times 25.4$  のトロイダル状の強磁性体コア (ファインメット) が8個入っている。また、硫酸銅分圧器は電圧を測定する際の分圧器の機能を果たすだけでなく、同時にインピーダンス整合をとるためのバラスト抵抗の役目も果たしている。

### 5.2 JLA のインジェクターの波形測定

今回測定した電流・電圧はインジェクターのダイオードから最も離れたところのユニット (図5.2の最も左側) で、その入り口電流  $I_{in}$ , 誘導電圧  $V_{Gap}$ , ロッド電流 (上流  $I_{rod1}$ , 下流  $I_{rod2}$ ) である。インジェクター1ユニットを拡大した構造を図5.3に示す。ロッド電流は誘導電圧によっ

て金属ロッドに流れる電流である。さらに、PFLの出口の電圧を測定した。入り口電流、ロッド電流は製造時に加速管内部に取り付けられているログスキーコイルを用いて測定を行った。入り口電流、ロッド電流上流部、ロッド電流下流部それぞれのログスキーコイルの感度は24.23, 28.02, 28.03[kA/V]である。また、誘導電圧は硫酸銅抵抗分圧器(分圧比 8.50[kV/V])を用いて測定した。

インジェクターに入力される電圧波形を調べるため、PFLの出口の電圧  $V_{PFL}$  を測定した。ただし、この出口の先にさらに1:2の変圧器を通してインジェクターに入力されるため、実際にインジェクター入り口に入力されるものはこの測定値を2倍したものである。このPFL出口電圧も硫酸銅分圧器(10.9[kV/V])で測定した。

出力信号は同軸ケーブルを通して、オシロスコープ(TEKTRONIX2440)で波形を観察した。同軸ケーブルはすべて同じ長さ(10[m])にとつてあるので、各波形間でのケーブル長による時間差はない。オシロスコープは2チャンネルものを使用した。ユニット1の入り口電流と誘導電圧を同じオシロスコープで観察し、ロッド電流上流部と下流部をもう一つのオシロスコープで観察した。トリガはユニット1の誘導電圧とし、もう一方のオシロスコープには誘導電圧の信号を外部トリガとして入力することで時間のタイミングを取った。

PFL出口電圧に関してはタイミングを取っていない。PFLの出口からインジェクター入り口まで同軸ケーブルで約10[m]ほどあることから、誘導電圧の波形と50[ns]ほどの時間差が生じていると思われる。

出力信号はオシロスコープを通し、GPIBボード経由でパソコンに取り込んだ。オシロスコープの画面は縦方向に8分割、横方向に10分割されている。横方向にさらに10分割分が記憶されており、計20分割分がオシロスコープに記憶されることになる。GPIBボードを通して、パソコンに取り込まれるデータは、横方向にさらに50分割され、縦方向にはさらに25分割されている。この結果、縦方向には-100~+100の値を横方向には0~1000の値を取るようになる。このことから、オシロスコープ上の横軸1分割あたりの時間を50で割ったものが測定波形の時間になり、縦軸1分割あたりの電圧を25で割ったものがオシロスコープに入力される信号の電圧である。さらに信号の電圧値に、電流であればログスキーコイルの感度を、電圧であれば硫酸銅抵抗分圧器の分圧比を乗ずれば、それぞれ測定電流値、測定電圧値を再現することができる。

初期入力パルスの電圧を24[kV]として、実際にJLAを運転したときの測定結果を図5.4に示す。

### 5.3 実験結果の考察

実験結果は図のようになる。インジェクター部で誘導される電圧は、フラット部で220[kV], 100[ns]ほど、立ち上がりは30[ns]ほどであることが確認された。インジェクターに入力される電流は、立ち上がりの部分で共振していることがわかる。これは、インジェクターに構造上生じてしまう、容量の小さな浮遊のコンデンサに一時的に電流が流れるために起こると思われる。口

ッド電流に流れる電流は、本来なら上部と下部での波形は一致するはずであるが、一致していない。これは、イオンの引き出しを行っているダイオード部においてロッド電流がプラズマに変換されているためである。

この実験結果から、インジェクター部の簡単な等価回路（図 5.5）を提案する。PFL から入力された電圧は同軸ケーブルを通りインジェクターに入力される。インジェクター内部は、硫酸銅分圧器と強磁性体コアの並列回路となっており、加速ギャップに生じた誘導電圧を利用して、金属ロッドに電圧を誘導しているから、ロッド電流も並列に回路に入ってくる。

硫酸銅分圧器はあらかじめその抵抗を測定した。測定方法はボルトスライダックを使って分圧器に電圧をかけ、そのときに流れた電流を測定し、その比から計算した。

ダイオード部の抵抗を  $R_{dio}$  とすると、ロッド電流  $I_{rod1}$  が平均して 1[kA] 流れたとすると、

$$R_{dio} = \frac{220}{1.0} = 220 [\Omega]$$

とした。次にコアのインダクタンスの見積もりを行った。電圧のフラット部がほしい 220[kV] であることから、

$$\frac{dB}{dt} = \frac{1}{S} V_3 = \frac{1}{2.64 \times 10^{-2}} \cdot 220 \times 10^3 = 8.33 \times 10^6 = 8.33 [\text{T}/\mu\text{s}]$$

第 3 章で行った実験の図 4.24 から透磁率を 2000 と見積もって、

$$L_{core} = \frac{\mu}{2\pi} d \ln \left( \frac{D_{out}}{D_{in}} \right) = 48 [\mu\text{H}]$$

とした。

インジェクター入り口での電圧は図 5.4 のような立ち上がり 20[ns]、立ち下がり 10[ns]、パルス幅 150[ns]、フラット部の電圧が 180[kV] となるような台形のパルスとした。

この等価回路から、B<sup>2</sup>spice で計算を行った結果、浮遊のコンデンサの容量を 0.4[nF] としたときに、実験で得られて波形に近い結果が得られた。このため、インジェクター部には大まかに見積もって 0.4[nF] ほどの浮遊のコンデンサが生じてしまっていることがわかった。

JLA のインジェクターに誘導される電圧、入力電流の波形の測定結果と、第 3 章の実験結果から得られた値を用いた計算結果を比較すると、図 5.6 に示すようにほしいの一致が見られた。このことから、実機で用いられるコアより小さなコアで行った実験結果を、実機に応用することが可能であると、確認できた。

## 6. 繰り返し負荷による強磁性体コアの発熱

強磁性体の B-H カーブはヒステリシスカーブを描くため、ゲート・リセットの一連の動作を行うと、エネルギーの損失が生じる。このエネルギーの損失は磁性体内での発熱を促し、このため磁性体の温度は上昇する。本実験では、くり返し負荷をかけることにより、実際に強磁性体コア（ファインメット：FT3H）の温度上昇の測定を行った。

### 6.1 実験方法及び手順

測定に用いたコアは、ステンレス鋼（SUS304）のパイプを巻心として用いている。強磁性体の材質はファインメットで、板厚は 20[ $\mu\text{m}$ ]、占積率は 70[%]である。寸法は図 6.1 に示したとおりである。

駆動回路は交流電源、電力増幅器、被測定コアの一次巻線の直列回路で構成されている。実験装置は、図 6.2 のように強磁性体コアに一次巻線  $N_p$  を巻いて交流電圧を印可する。オシロスコープを用いて、1次巻線に印可された電圧により生じる2次巻線  $N_s$  の電圧を、1次巻線側を流れる電流を測定した。得られた  $V_s$  と  $I_p$  からコアでのエネルギー損失  $P_{\text{core}}$  を以下の計算式を用いて算出した。ただし、この積分はオシロスコープ内蔵の積分器を用いた。

$$P_{\text{core}} = f \int_0^{T_p} \frac{N_p}{N_s} \cdot V_s \cdot I_p \, dt$$

実験条件は  $N_p=1[\text{turn}]$ 、 $N_s=10[\text{turn}]$ 、 $f=50[\text{kHz}]$  である。

強磁性体コアの温度上昇は熱伝対をコアの側面、外周部、内周部に固定し、レコーダを用いてデータをパソコンに取り込んだ。測定は温度が安定するまで行い、コアの発熱の影響を受けないところに設置された熱伝対による温度との差を損失による温度変化  $\Delta T$  とした。側面、外周部、内周部の温度変化をそれぞれ  $\Delta T_{\text{side}}$ 、 $\Delta T_{\text{out}}$ 、 $\Delta T_{\text{in}}$  とした。ただし、実験は空気中で行い、コアの各面において強制対流による冷却は行っていない。表 6.1 に測定に用いた主な機器を示す。この測定系を用いて、電力増幅器を調節することにより、コアでの損失と温度上昇との関係を調べた。

### 6.2 実験結果

コアでのエネルギー損失と温度上昇の測定結果を表 6.2 および図 6.3 に示す。

### 6.3 実験結果の考察

実験結果を見ると、最も温度が上昇したのは側面部である。この実験条件下では、コアの各表面では強制対流による放熱を行っていないことから、各面の温度差は外径方向と高さ方向の熱通

過率と表面積に依存していると考えられる。大気と接している表面積が最も大きいにもかかわらず、コアの側面部の温度が最も高くなった理由は、熱通過率が半径方向のそれより大きいためであると考えられる。コアの内部での発熱は強磁性体金属のみで起こり、層間絶縁材では起こらない。層間絶縁材 (SiO<sub>2</sub>) の熱伝導率 (6.2[W/m·K]) は、強磁性体金属の熱伝導率 (12.0[W/m·K]) より小さいため、半径方向より高さ方向へ熱が伝わりやすいためである。

### 6.3.1 繰り返し負荷に対する強磁性体コアの温度上昇

実験結果から、側面、外周部、内周部から放熱される熱量の比を考える。すべての面の熱伝達率  $k$  とし、すべて等しいと考えれば、それぞれの面からの放熱量は、

$$Q_{side} = k \cdot \pi (R_{out}^2 - R_{in}^2) \cdot \Delta T_{side} \times 2 \quad (6.1)$$

$$Q_{in} = k \cdot 2\pi R_{in} d \cdot \Delta T_{in} \quad (6.2)$$

$$Q_{out} = k \cdot 2\pi R_{out} d \cdot \Delta T_{out} \quad (6.3)$$

全放熱量を  $Q_{total}$  とし、全放熱量に対する側面部からの放熱量の比は、

$$\frac{Q_{side}}{Q_{total}} = 1 - \frac{Q_{out} + Q_{in}}{Q_{total}} = 1 - \frac{R_{out} \cdot d \cdot \Delta T_{out} + R_{in} \cdot d \cdot \Delta T_{in}}{(R_{out}^2 - R_{in}^2) \cdot \Delta T_{side}} \quad (6.4)$$

本実験で用いた強磁性体コアでは 0.53 である。

実験結果から、最も温度の高くなるのは側面部の温度であると考えられるから、

$$\begin{aligned} \frac{Q_{side}}{Q_{total}} &= 1 - \frac{R_{out} \cdot d \cdot \Delta T_{out} / \Delta T_{side} + R_{in} \cdot d \cdot \Delta T_{in} / \Delta T_{side}}{(R_{out}^2 - R_{in}^2)} \\ &> 1 - \frac{R_{out} \cdot d + R_{in} \cdot d}{(R_{out}^2 - R_{in}^2)} \\ &= 1 - \frac{d}{R_{out} - R_{in}} \end{aligned} \quad (6.5)$$

第 4 章で紹介した JLA の線形誘導加速器に用いられる強磁性体コア (ファンメット) は内径 320[mm]、外径 580[mm]、高さ 25.4[mm] であるから、 $Q_{side}/Q_{total} > 0.80$  となる。このことから、JLA で用いられているコアでは、図 6.4 に示すように発生した熱量のほとんどが側面部から放熱される。以下、この JLA で用いられている強磁性体コアについて繰り返し負荷を加え、定常状態になったときの発熱について考察を行う。

強磁性体コアの内部で発生した熱の高さ方向のみ温度分布を考えると、図 6.5 に示す 1 次元平板モデルで説明できる。ただし、コアの外部の流体は十分に熱容量が大きく、その温度は  $T_{cool}$

で一定であるとする。コア内部での単位体積あたりの発熱量を  $q$  [W/m<sup>3</sup>] とすれば、高さ方向の温度分布は

$$\frac{T - T_{side}}{T_{max} - T_{side}} = 1 - \left\{ \frac{x_2}{(d/2)} \right\}^2 \quad (6.5)$$

$$T_{max} = \frac{qd^2}{8\lambda} + T_{side} \quad (6.6)$$

また、コアと外部流体との境界面の熱伝達率を  $k$ 、コアの体積、断面積をそれぞれ  $A$ 、 $v_{core}$  とすれば、

$$q \cdot v_{core} = A \cdot k (T_{side} - T_{cool}) \quad (6.7)$$

以上から、 $q$  と  $T_{max}$  の関係は

$$T_{max} = \left( \frac{d^2}{8\lambda} + \frac{v_{core}}{A \cdot k} \right) q + T_{cool} \quad (6.8)$$

となる。

### 6.3.2 JLA の繰り返し負荷に関する考察

JLA のインジェクターに 250[kV] の電圧を印可したとすると、このときの磁化率は 9.46[T/ $\mu$ s] となり、エネルギー損失は磁束密度が  $\Delta B$  になるまで磁化したとすると、図 3.25 から 1.7[kJ/m<sup>3</sup>] ほどとなる。実際には飽和した強磁性体コアをリセットしなければならないが、このリセットの際のエネルギー損失はゲートの際のエネルギー損失よりも十分に小さいとして、加速器を 1 回運転した時のエネルギー損失は 1.7[kJ/m<sup>3</sup>] とする。式 (6.8) から、

$$T_{max} = \left( \frac{d^2}{8\lambda} + \frac{d}{2k} \right) q + T_{cool} \quad (6.9)$$

式 (6.9) に表 6.3 に示す値を代入すると、

$$T_{max} - T_{cool} = 7.02 \times 10^{-5} \cdot E_{loss} \cdot f$$

$E_{loss}$  は 1 パルスでのエネルギー損失である。250[kV] の電圧を印可したとした場合、1.7[kJ/m<sup>3</sup>] とした。  $f$  は周波数である。周波数と  $\Delta T = \Delta T_{max} \cdot \Delta T_{cool}$  の関係を図 6.6 に示す。ファインメットが磁性体としての役割を果たさなくなる温度 (キュリー温度) は 700[K] ほどであることから、JLA を用いてビームをパルスで加速する場合、大体 1[kH] ぐらいが限界となってくると思われる。

必要とされる電圧、パルス幅からコアのサイズは決定されてしまうため、コアの冷却を効率よくするためにはコアと外部流体との境界面での熱伝達率  $k$  をなるべく大きい値にするしかない。しかし、 $d^2/(8\lambda)$  の値は、コアのサイズと強磁性体の性質によって決定されてしまうため、繰り返



しの負荷の周波数には限界がある。k が十分に大きい場合、式 (6.8) から

$$\begin{aligned}\Delta T &= T_{\max} - T_{\text{cool}} \\ &\approx \frac{d^2}{8\lambda} q\end{aligned}\quad (6.10)$$

となる。実際に JLA において十分な冷却を行ったとすると、

$$\Delta T = 6.72 \times 10^{-6} \cdot E_{\text{loss}} \cdot f$$

十分な冷却を行ったとしても周波数は 10[kHz] ぐらいが限界となってくる。

JLA で用いているコアのサイズでは、どのように冷却を効率よく行っても、限界は 10[kHz] 前後が限界となってくると考えられる。アモルファス合金はけい素鋼鉄系の強磁性体よりも、コアでのエネルギー損失が小さいことを考慮すれば、けい素鋼鉄系のコアでは、さらに限界は小さくなる。このことから、けい素鋼鉄は高電圧を印可して用いるには向いていないと考えられる。

さらに冷却を効率よく行うにはコアの高さ d をなるべく小さくするしかない。T<sub>max</sub> はコアの厚さ d の 2 乗に比例することから、d の大きさを半分することは十分に効果がある。

### 6.3.3 けい素鋼板とファインメットの比較

ここでは、ファインメットと 3%けい素鋼板 (GT50: 板厚 0.05) の比較を行う。寸法は JLA で用いられているものと同じにした。表 6.4 に計算に用いた値を示す。

式 (6.9) から  $k=200[\text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{K}]$  とした場合は、ほぼファインメットと変わらない。これに対して、十分な冷却を行ったとして  $k \rightarrow \infty$  としたときは熱伝導率が良いため、同じ単位体積あたりの発熱量に対しては中心部分の温度は低くなる。図 6.7 にけい素鋼板とファインメットの比較を行う。ただし、横軸は  $E_{\text{loss}} \times f$  とした。

図 6.7 からは温度上昇に対しては GT50 のほうが良い性能を示しているように思われるが、実際には磁化率に対してのエネルギー損失は GT50 のほうが大きい。このため、磁化率と定常状態で 200[K] 上昇してしまう周波数と磁化率の関係を示す。ただし、熱伝達係数は  $200[\text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{K}]$  とした。また、磁化率とエネルギー損失の関係は図 4.25 から

$$E_{\text{loss}} = 3800 \times \left( \frac{dB}{dt} \right)^{0.86} \quad (6.11)$$

(GT50)

$$E_{\text{loss}} = 320 \times \left( \frac{dB}{dt} \right)^{0.68} \quad (6.12)$$

(ファインメット)

となるから、周波数は

$$f = 2.84 \times 10^6 \times \frac{1}{E_{loss}} \quad (6.13)$$

式 (6.10) ~ (6.12) より、200[K]上昇する限界の周波数と磁化率の関係は図 6.8 のようになる。この関係から 1[kHz]が限界となるのはファンメットでは 20[T/ $\mu$  s], GT50 では 1[T/ $\mu$  s]である。

## 7. 考察

第4章、第5章、第6章で線形誘導加速器に用いられる、強磁性体の磁化特性の実験および実験結果と実機との比較を行ってきた。1.1.3で紹介した重イオン慣性核融合のドライバーとして線形誘導加速器を利用するとしたとき、必要とされるパルスに対しての強磁性体コアの評価を行う。ただし、ここでの性能評価はあくまで強磁性体の性能評価であり、その他スイッチング素子や多段で加速する際のタイミングの取り方などの評価は含んでいない。

## 7.1 パルス成形の際の問題点

加速ギャップに電圧を誘導させる際に問題になってくるのは、大きく分けると波形と電圧を誘導した際のエネルギー損失である。100[ns]の時間幅を持つ粒子を加速するとする。粒子の加速だけを考えれば粒子が加速ギャップを通過している時間だけ、加速ギャップに電圧が時間的に一定に誘導されれば良い（ただし、ビームのバンチングを行う場合は右肩上がりの波形を成形する）。この電圧一定の部分をフラットトップと呼ぶ。つまり、立ち上がり時間がどうであろうと、粒子が加速ギャップに入射したと同時に一定の電圧が100[ns]誘導されれば良いのである。つまり、図7.1(a)も図7.1(b)も粒子の加速という点では同じことになる。

しかし、加速器に供給される電力がビームのエネルギーに変換される効率を考えると、図7.1に示した斜線部分は電圧を誘導しているだけで粒子を加速していないのであるから供給電力の損失となる。このため立ち上がり時間、立下り時間はなるべく短いほうが良い。

同様にパルス幅が必要以上に長くても変換効率は悪くなる。このため、ビームの長さと同様にパルス幅（フラットトップ）が同じになることが理想である。用いる強磁性体コアの性能を十分に生かすためには、必要なパルス幅で飽和するようにコアの体積を設計することが望ましい。

実際に立ち上がり時間、立下り時間が同じ波形を誘導できたとしてもコアを磁化するとき、コアで損失されるエネルギーが大きくても変換効率は低くなる。コアでの損失がなるべく小さいコアを選ぶことも重要となってくる。コアでの損失が大きいと効率が悪くなるだけでなく、損失されたエネルギーは熱エネルギーとなってコアの温度を上昇させ、磁性材料としての性能を低くしてしまう。

## 7.2 必要とされるパルスに対する強磁性体コアの評価

1.1.3で紹介した重イオン慣性核融合では、まず10[MeV]で電流値10[A]、パルス幅20[ $\mu$ s]のビームを加速する。そして徐々にバンチングを行いながら、100[MeV]で電流値250[A]、パルス幅4[ $\mu$ s]、1[GeV]で電流値10[kA]、パルス幅100[ns]とビームを加速し、最後に10[GeV]で電流値100[kA]、パルス幅10[ns]のビームを成形してターゲットに入射する。この過程に必要な加速

電圧とパルス幅での、強磁性体の性能評価を行うため、 $10[\mu\text{s}]$ 、 $1[\mu\text{s}]$ 、 $100[\text{ns}]$ 、 $10[\text{ns}]$ の電圧を誘導する際のコアの評価を行う。ただし、加速ギャップでの絶縁耐圧は $300[\text{kV}]$ とした。

### 7.2.1 フェライトの評価について

フェライトは比抵抗が非常に大きいため磁化率の影響を合金系の強磁性体ほど受けない。しかし透磁率は低く、最大動作磁束密度も $0.7[\text{T}]$ ほどと小さい。このため、従来は短い時間のパルスに有効であるとされてきた。しかし、線形誘導加速器では高電圧で用いるので、 $V\tau$ 積の関係からどうしても必要とされる体積が大きくなってしまい、ファインメットと比べると、B-H曲線から算出されるエネルギー損失は小さい。しかし、これは単位体積あたりの損失である。たとえばある長さのパルスを作ろうとするした場合、ファインメットの2.5倍の体積が必要となってくる。このため、単位面積あたりのエネルギー損失がファインメットの $1/2.5$ 以下でなければ、全体のエネルギー損失はファインメットのほうが小さくなる。

フェライトの参考値として日立金属の測定結果を図7.2、図7.3に示す。ただし、横軸の $t_s$ はコアを飽和させた時間である。ファインメットにデータに関しては図4.24のデータを用いた。横軸を統一させるため、 $t_s = \Delta B / (dB/dt)$ とした。エネルギー損失も単位質量あたりに統一するために図4.25の $E_{\text{loss}}$ の値をファインメットの密度 $7400[\text{kg}/\text{m}^3]$ で割った値を用いた。[8]

しかし、実際には $100[\text{ns}]$ 以上のパルスでは、フェライトのエネルギー損失はファインメットの $1/2.5$ にはならない。また、このパルス幅では比透磁率もファインメットのほうが大きい。このため、 $100[\text{ns}]$ 以上のパルスを誘導する場合はではフェライトよりファインメットのほうが適していると判断する。このため、以下の評価では $100[\mu\text{s}]$ 以上の評価ではフェライトに有利な点がなく、評価の対象からはずした。

### 7.2.2 パルス幅 $10[\mu\text{s}]$ での評価

$10[\mu\text{s}]$ の電圧を加速ギャップに誘導することを仮定する。一段あたりの加速ギャップの絶縁耐圧は $300[\text{kV}]$ としたから、このときの $V\tau$ 積は $0.83$ となる。ここで、第3章でけい素鋼板の中では最も良い性能を示したGT50(3.5%けい素鋼板：板厚 $0.05[\text{mm}]$ )を用いると、コアの断面積は $0.83[\text{m}^2]$ の大きさが必要となってくる。内径 $0.5[\text{m}]$ 、外径 $2.5[\text{m}]$ として $40[\text{cm}]$ の厚さとなる。以下、けい素鋼板はこのGT50を示すものとする。これに対して、アモルファス金属の中では最も良いファインメットでこのパルスを作ろうとすると断面積は $1.62[\text{m}^2]$ の大きさが必要となり、内径 $0.5[\text{m}]$ 、外径 $2.5[\text{m}]$ として $80[\text{cm}]$ の厚さが必要となってくる。

このとき、GT50の磁化率は $3.6[\text{T}]/10[\mu\text{s}]=0.36[\text{T}/\mu\text{s}]$ であるから、図4.24から比透磁率は $10000$ ほどとなる。また、エネルギー損失は $1[\text{kJ}/\text{m}^3]$ ほどとなる。ファインメットの場合は磁化率は $0.18[\text{T}/\mu\text{s}]$ であるから、比透磁率十分に大きく、エネルギー損失は $0.1[\text{kJ}]$ ほどになる。け

い素鋼板を用いる場合に必要となるコアの体積は  $7.5[\text{m}^3]$  となるから、全体では  $7.5[\text{kJ}]$  のエネルギーがコアで損失される。これに対してファインメットを用いた場合は、コアの体積は  $15[\text{m}^3]$  となり、エネルギー損失は  $1.5[\text{kJ}]$  ほどになる。

このため、必要とされるコア全体のエネルギー損失を考えるとけい素鋼板は非常に不利である。比透磁率もファインメットに比べ小さいことから、性能的にはファインメットが適している。しかし、このパルス幅ではけい素鋼板の透磁率は約 10000 と十分に大きい値を示すので、けい素鋼板を用いても波形制御は可能である。このため、装置をなるべく小さく設計すること重点におけば、けい素鋼板が適している。

### 7.2.3 パルス幅 $1[\mu\text{s}]$ での評価

$1[\mu\text{s}]$  のパルス幅の電圧を誘導しようとするとき  $V\tau$  積は 0.3 となる。このため内径  $0.5[\text{m}]$ 、外径  $1.5[\text{m}]$  としてけい素鋼板ならば  $9[\text{cm}]$  ですむ。このときの磁化率は  $3.6[\text{T}]/1.0[\text{T}/\mu\text{s}]=3.6[\text{T}/\mu\text{s}]$  である。図 4.24, 図 4.25 から、このときの比透磁率は 1200, コアでのエネルギー損失は  $5[\text{kJ}/\text{m}^3]$  ほどとなる。ファインメットでこのパルス幅を実現しようとするとき、内径  $0.5$ 、外径  $1.5[\text{m}]$  で長さ  $16[\text{cm}]$  ほどになる。磁化率は  $1.85[\text{T}/\mu\text{s}]$  で、比透磁率は 10000, エネルギー損失は  $0.5[\text{kJ}/\text{m}^3]$  となる。このときけい素鋼板では  $0.5[\text{m}^3]$  の体積が、ファインメットでは  $1.0[\text{m}^3]$  の体積が必要となり、コア全体の損失はそれぞれ  $2.5[\text{kJ}]$ ,  $0.5[\text{kJ}]$  となる。

この結果から、このパルス幅ではけい素鋼板の比透磁率の大きく減少する。ファインメットはこのパルス幅でも 10000 になる。このため、 $1[\mu\text{s}]$  以下のパルス幅の電圧を誘導するにはファインメットが適していると考えられる。以上の考察から、 $1[\mu\text{s}]$  がけい素鋼板とファインメットの使用領域の分かれ目であると判断する。 $1[\mu\text{s}]$  以下であればファインメットを、それよりも大きいパルス幅の電圧の誘導にはけい素鋼板が適している。

### 7.2.4 パルス幅 $100[\text{ns}]$ での評価

7.2.1 から 7.2.3 までの考察から、このパルス幅での使用する強磁性体コアとしてファインメットが適していると言える。ただし、JLA の波形の測定結果 (図 5.3) から  $30[\text{ns}]$  ほどの立ち上がり時間、立下り時間が生じると考えられる。フラットトップを  $100[\text{ns}]$  として  $V\tau$  積を考えると、電圧波形は台形になるからその面積を計算して、 $0.036$  となる。外径  $0.5[\text{m}]$ 、外径  $1.0[\text{m}]$  とすると  $3.4[\text{cm}]$  になる。十分に製造できる大きさである。このときの磁化率は  $15.5[\text{T}/\mu\text{s}]$  で、比透磁率が 1000, エネルギー損失が  $2.0[\text{kJ}/\text{m}^3]$  となる。

### 7.2.5 パルス幅 $10[\text{ns}]$ での評価

このパルス幅ではけい素鋼板は比透磁率の減少、エネルギー損失の増大が生じるので使用する

には適していない。ファインメットもこのパルス幅になると性能は低下する。これに対してフェライトは合金性の強磁性体ほど磁化率の影響を受けない。このパルス幅ではファインメットかフェライトの比較を行う。

JLAでの誘導電圧の測定結果から、その波形の立ち上がり時間が30[ns]ほどであった。これは線形誘導加速器の構造上生じてしまう浮遊のコンデンサであると考えられる。このため、立ち上がり時間をこれ以上早くすることは構造上難しい。このため、10[ns]の矩形波を造ることはほぼ不可能である。このため、10[ns]での粒子を加速するにはフラットトップを10[ns]にするしかない。立ち上がり時間、立下り時間が30[ns]のパルスの $V_{\tau}$ 積は0.012となる。ファインメットで内径0.5[m]、外径1.0[m]としても2[cm]ほどで造ることができる。フェライトを用いても5.2[cm]ほどである。これならば十分に現実的な大きさである。フラットトップでの磁化率はフェライトを利用した場合は23.1[T/ $\mu$ s]、ファインメットを利用した場合は62.5[T/ $\mu$ s]である。この範囲でのエネルギー損失、透磁率はフェライトの場合は図4.24、図4.25から100、5.0[kJ/m<sup>3</sup>]ほどとなる。ファインメットに関しては、比透磁率100、エネルギー損失は5.0[kJ/m<sup>3</sup>]ほどになることが予想される。この範囲での電圧の誘導にはフェライトとファインメットはほぼ同じ値を示す。しかし、ファインメットは合金であるため、繰り返し運転を行う際には有利である。このため、パルス幅10[ns]の電圧の誘導にもファインメットが有効である。

### 7.3 総合評価

以上の考察から、10[T/ $\mu$ s]のパルス幅に関してはけい素鋼板が適している。それ以下の短いパルスにはファインメットが適している。実際にフラットトップが250[kV]、パルス幅160[ns]のJLAが運転されていることから、250[kV]で100[ns]ほどのフラットトップを持つ電圧は現時点でも誘導できるだろう。ただし、立ち上がり時間が20[ns]ほどになってしまうことが推測される。10[ns]のパルス幅の電圧に関してはフラットトップ10[ns]にし、立ち上がり時間が20[ns]ほどあってもかまわないのであれば、実現可能であると思われる。ただし、コアの損失は大きい。

図1.1に示した重イオン慣性核融合の装置の規模の大きさを見積もる。まず、20[ $\mu$ s]の幅のビームを10[MeV]から100[MeV]まで加速する場合を考える。加速ギャップの絶縁耐圧を300[kV]とすると、 $V_{\tau}$ 積は6となる。このため、必要なコアの断面積は6/3.6=1.2[m<sup>2</sup>]。内径0.5[m]、外径3.5[m]の強磁性体コアを使うとすると1段あたりのコアの厚さは34[cm]となる。以上の計算を4[ $\mu$ s]、100[ns]、10[ns]においても行う。計算結果を表7.1に示す。

この結果から図7.4に示す重イオン慣性核融合に必要な装置の規模を見積もる。ここでは必要なコアの規模を見積もるため、実際には装置の大きさを考慮する必要があり、装置全体の規模はさらに大きくなる。

以上の考察は強磁性体コアの性能のみに関して考察を行った。規模は大きくなり、コストもかかるであろうが、強磁性体の性能という観点から見れば、LBLの提案した重イオン加速器の概念

は1パルスの運転であれば十分に実現可能である。強磁性体が与える限界はその繰り返し運転にあり、1[GeV]、10[kA]、パルス幅100[ns]までは大まかに見積もって1[kHz]が限界となる。10[GeV]、100[kA]、パルス幅10[ns]では、磁化率が60[T/ $\mu$ s]程度になるため、さらに高磁化率での実験を行う必要がある。実際にはスイッチング素子の問題や電源の問題など多くの問題点がある。しかし、コアの性能のみの評価ではあるが、十分に目安にはなると言える。

## 8. 結論

線形誘導加速器に用いられる主な合金性の強磁性体コアについて、設計を行う上で必要なB-H曲線を、従来では測定されることの少なかった1~10[T/ $\mu$ s]の高磁化率の範囲で測定した。得られたB-H曲線から磁化率と比透磁率、エネルギー損失の関係を明らかにした。その結果、けい素鋼板の強磁性体は最大動作磁束密度は大きい、比透磁率は小さく、エネルギー損失も大きいことがわかった。これに対しアモルファス合金はけい素鋼板に比べ最大動作磁束密度は小さいが、比透磁率も大きく、エネルギー損失も小さいことがわかった。特にファインメットは線形誘導加速器に用いる上で、非常に性能が良いことがわかった。

その上で実験で得られた結果と実機(JLA)での波形の比較検討を行い、実験で得られたB-H曲線を元に実機のコアの設計が行えることを確認した。さらに、繰り返しの負荷をかけた際の強磁性体の温度上昇を測定することにより、強磁性体コア内で発生した熱は半径方向よりは高さ方向に伝導することが確認された。この結果を元にコアの熱設計に関する考察も行った。この結果、JLAで使用されるファインメットのコアでは1[kHz]ほどがくり返し運転の限界であると見積もることができた。

以上の結果から、LBLで提案された重イオン慣性核融合装置について、強磁性体の性能という観点から考察を行った。この結果、1[ $\mu$ s]以上の電圧を誘導するにはけい素鋼板を、それよりも短い電圧を誘導するにはファインメットが適していると判断した。1[GeV]、100[ns]、1[kA]までのビームの加速であれば1[kHz]程度までの繰り返し運転は十分に実現可能であることがわかった。

以上のことから、LBLの提案した重イオン核融合の概念設計は強磁性体コアの性能という点では1パルスの運転では可能である。強磁性体の性能の限界はその繰り返し運転にあり、1[GeV]、100[ns]、1[kA]までのビームの加速であれば1[kHz]程度までの繰り返し運転は十分に実現目標になりうる。

謝辞

まず、やりがいのある研究テーマを提供してくださった、志甫諒教授に感謝します。日本原子力研究所での実験などのなかなかできない経験をさせていただきありがとうございました。おかげで2年間を通して充実した研究生生活が送れました。

副指導教官としてゼミや事務の諸手続きなどで親切に接してくださった河野俊之助教授には本当にお世話になりました。物理に関しては無知に等しかった私ですが丁寧な解説のおかげでなんとかゼミについていくことができました。ありがとうございました。

堀岡一彦教授には実験場所や実験機器を提供してただけでなく、実験や実験結果に関していろいろとアドバイスをいただきありがとうございました。おかげで何とか実験をやり遂げることができました。また、堀岡研の中島充夫助手には実験のノウハウや数々のアドバイスをいただき、本当にありがとうございました。現在小川研の助手である長谷川助手にも実験のアドバイスをいただきありがとうございました。

JLAの実験や考察の際に、いろいろとお世話になりました日本原子力研究所の前原直さん、渡辺聡彦さん、小荒井徹さん、どうもありがとうございました。皆様のご協力がなければ、とても短期間で実験を行うことはできませんでした。

磁性体を提供してくださったばかりでなく、貴重なデータを提供してくださった日立金属の中島晋博士、荒川徹博士、山下泰朗博士はとても感謝しています。同時にいろいろなアドバイスをくださりありがとうございました。

また、同期で河野研の菅原君、藤原君にはいろいろとお世話になりました。おかげで楽しく過ごせました。また、志甫研 M1 の大竹君はあと1年がんばってください。

いろいろな人の助けを借りて、充実した2年間を過ごすことができました。これをもって謝辞とさせていただきます。



参考文献

- [1] 亀井, 木原元央 共著, パリティ物理学コース「加速幾何学」, 丸善, 1993
- [2] 志甫諒, 高エネルギー加速器セミナー (OHO'96) 講義録, 1996
- [3] Edward P.Lee, J.Hovingh, High Current Heavy-Ion Beams For Inertial Confinement Fusion, 1992
- [4] Stanley Humphries Jr, Principles of Charged Particle Acceleration, JOHN WILEY & SONS, 1986
- [5] 本間基文, 日口章 編著, 磁性材料読本, 工業調査会, 1998
- [6] J.E.L.Bishop and P.Williams, J.Phys.D:Appl.Phys., Vol.10, 1977
- [7] 近角聡信, 強磁性体の物理 (下), 裳華房, 1984
- [8] 中島晋, 香川理人, 平尾則好, 渡辺俊太郎, EP-91-13, プラズマ研究会資料, 電気学会, 1991

表 4.1 コアの物性値

磁性材料	材質	板厚 [mm]	比抵抗 [ $\mu\Omega\text{m}$ ]	占積率 [%]
GT100	3% けい素鋼	0.1	0.48	93
GT50		0.05	0.48	90
EX10	6% けい素鋼	0.1	0.82	93
EX05		0.05	0.82	90
NGT975-1	Co系アモルファス合金	0.02	1.3	70
NGT975-4	Fe系アモルファス合金	0.02	1.2	70
NGT975-7	ファインメット	0.02	1.1	70
NGT975-10		0.012	1.1	68

表 4.2 実験に用いたコアの寸法

磁性材料	$D_{in}$ [mm]	$D_{out}$ [mm]	d [mm]
GT100	155	60	26
GT50	155	60	26
EX10	155	60	26
EX05	155	60	26
NGT975-1	155	57	26
NGT975-4	155	57	26
NGT975-7	155	57	26
NGT975-10	155	57	16

表 4.3 ゲート回路に用いた抵抗とコンデンサ

磁性材料	$C_{st}$ [ $\mu\text{F}$ ]	$R_{liq}$ [ $\Omega$ ]
けい素鋼板のコア	0.50~1.50	2
アモルファス合金のコア	0.06	2

表 4.4 最大動作磁束密度

磁性材料	最大動作磁束密度 [T]		占積率 [%]
GT100	3.60	(3.87)	93
GT50	3.60	(4.00)	90
EX10	2.60	(2.80)	93
EX05	2.60	(2.89)	90
NGT975-1	0.80	(1.14)	70
NGT975-4	1.20	(1.7)	70
NGT975-7	1.85	(2.64)	70
NGT975-10	1.60	(2.35)	68

表 6.1 実験に用いた機器

装置名		型式	メーカー
交流電源		マルチファンクションシンセサイザ 1941 WAVE FACTORY	NF ELECTORIC INSTURMENTS
電力増幅器		精密電力増幅器 4520	〃
オシロスコープ		TDS520	SONY TEKTORONIX
レコーダ	A/D 変換カード	NR-250	KEYENCE
	レコーダソフト	WAVE THERMO	〃

表 6.2 実験結果

$\Delta B$ [T]	0.273	0.612	0.822
$P_{\text{core}}$ [W]	1.65	7.28	11.72
$\Delta T_{\text{side}}$	20.0	64.3	94.7
$\Delta T_{\text{out}}$	15.7	48.5	70.5
$\Delta T_{\text{in}}$	16.4	54.1	80.3

表 6.3 評価に用いた値(ファインメット)

係数	単位	値
d	mm	25.4
$\lambda$	W/m·K	12.0
k	W/m <sup>2</sup> ·K	200

表 6.4 評価に用いた値(GT50)

係数	単位	値
d	mm	25.4
$\lambda$	W/m·K	19
k	W/m <sup>2</sup> ·K	200

表 7.1 必要なコアと寸法の見積もり

パルス幅 [ $\mu$ s]	強磁性体コア	内径 [m]	外径 [m]	厚さ [cm]	磁化率 [T/ $\mu$ s]	必要段数
20	3.5%けい素鋼板	0.5	4.5	80	0.18	30
4	"	0.5	2.5	33	0.90	300
0.1	ファインメット	0.5	1.5	3.8	17.6	3000
0.01	"	0.5	1.0	2.0	62.5	30000

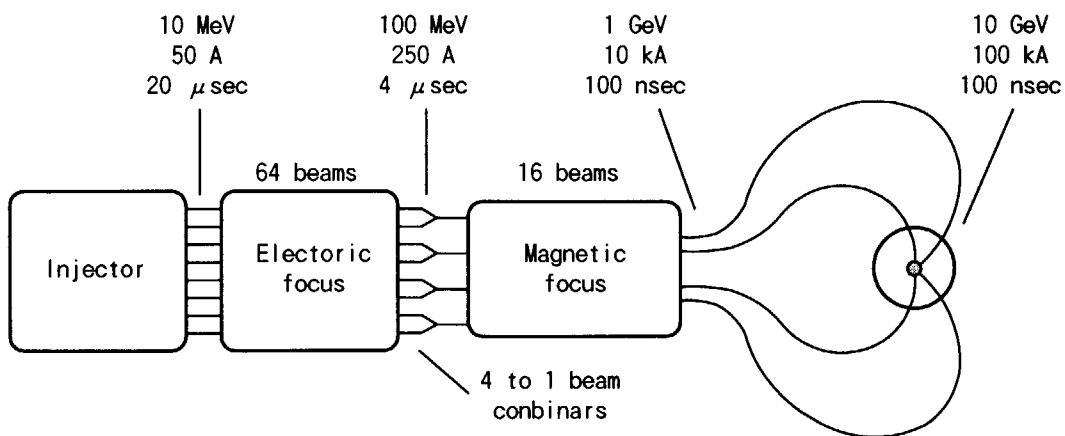


図 1.1 重イオンを用いた慣性核融合の概念図[3]

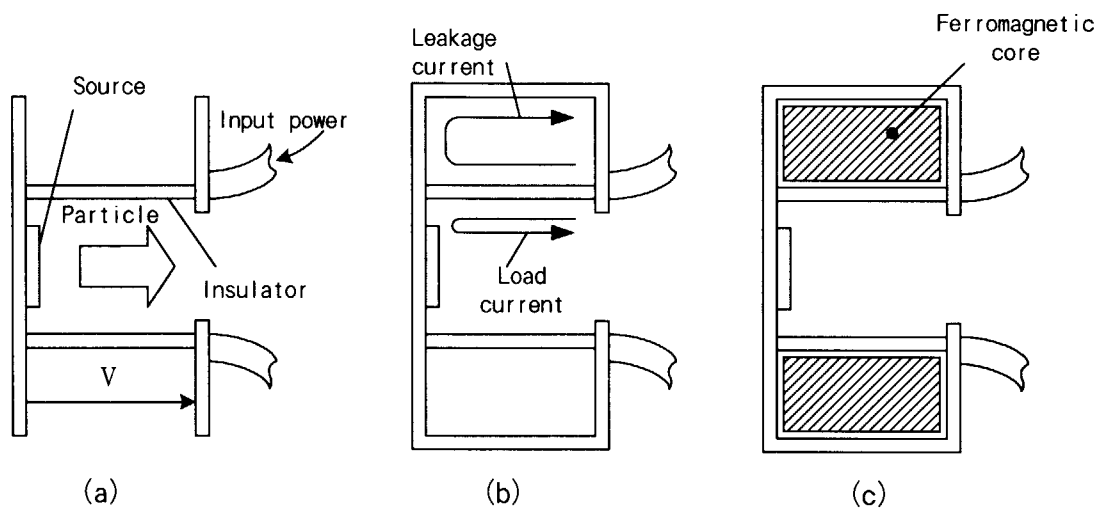


図 2.1 線形誘導加速器の概念

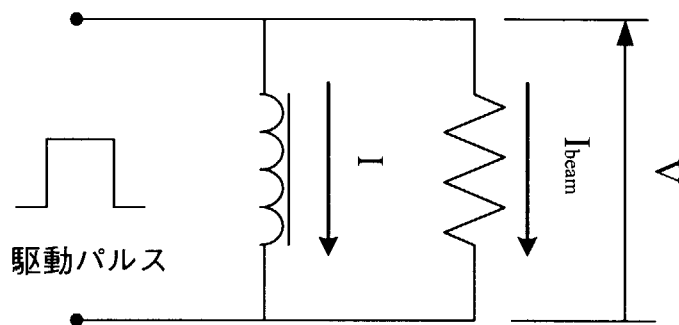


図 2.2 等価回路図

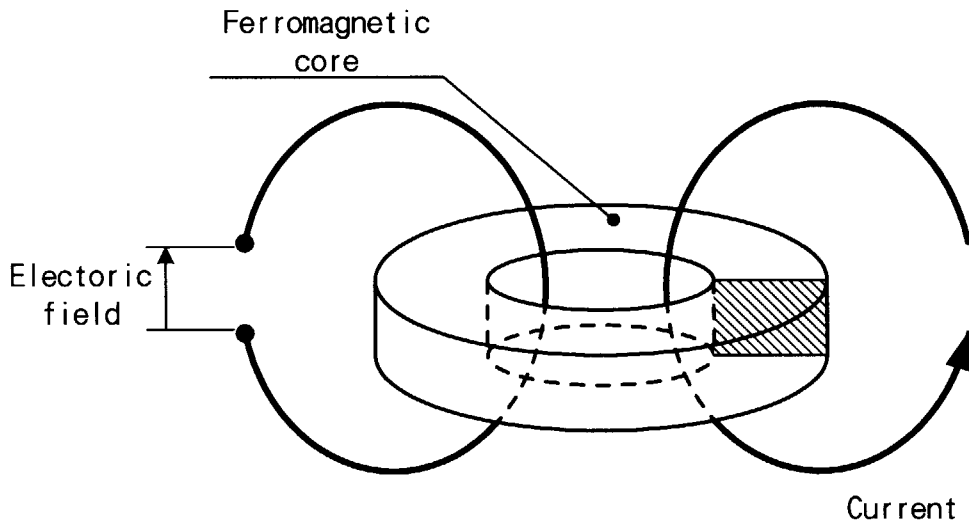


図 2.3 電場誘導の仕組み

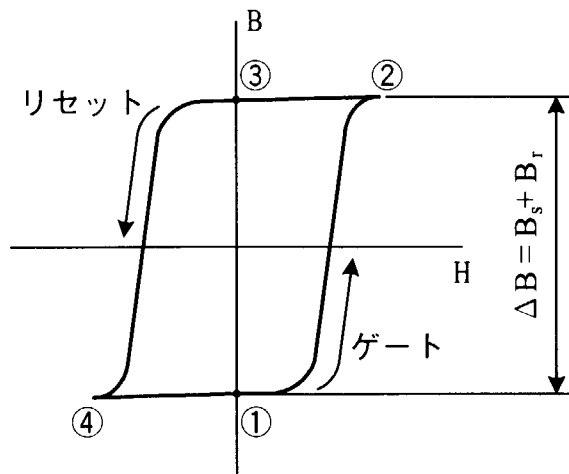


図 2.4 1 サイクルの B-H 曲線

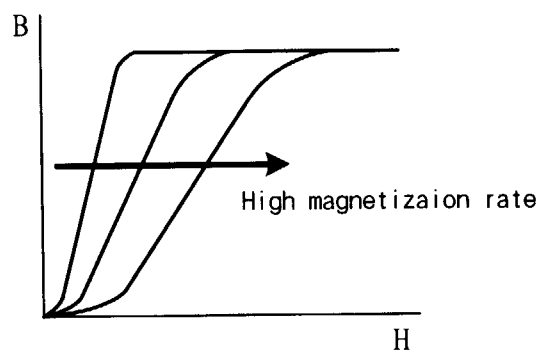


図 2.5 ゲート動作時の高磁化の影響

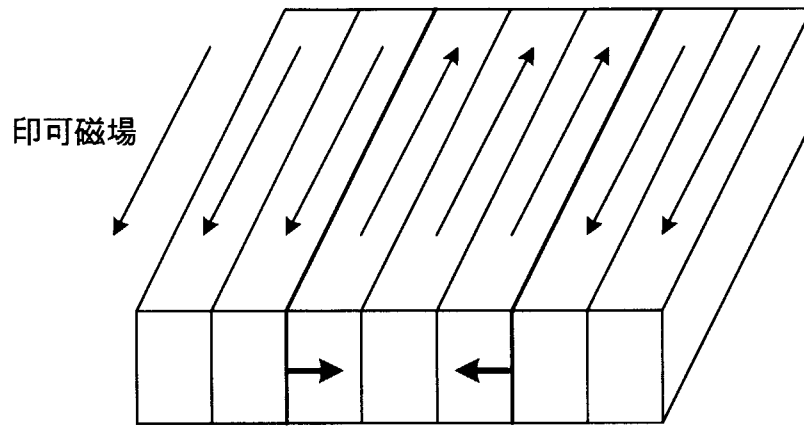


図 3.1 Bar domain モードでの磁化

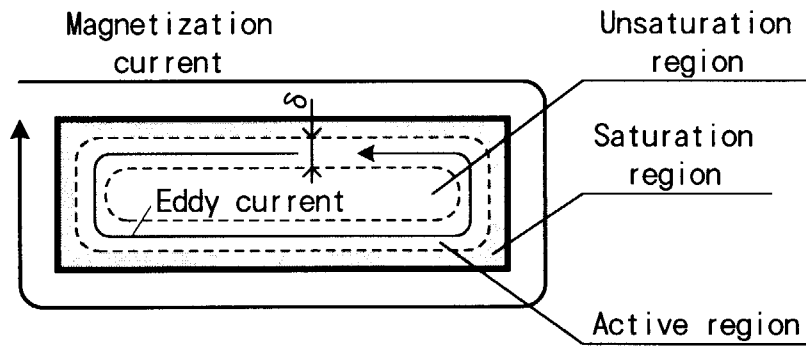


図 3.2 Saturation wave モードでの磁化



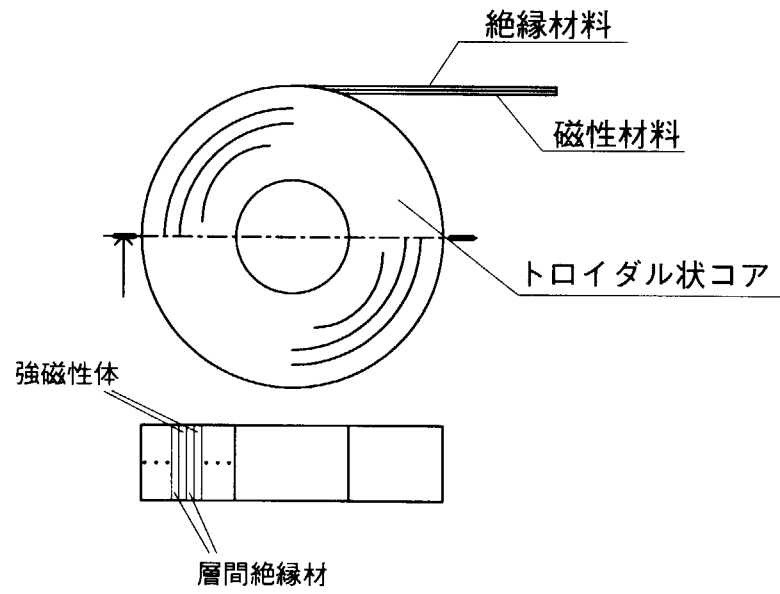


図 3.3 トロイダル形状コアの構造

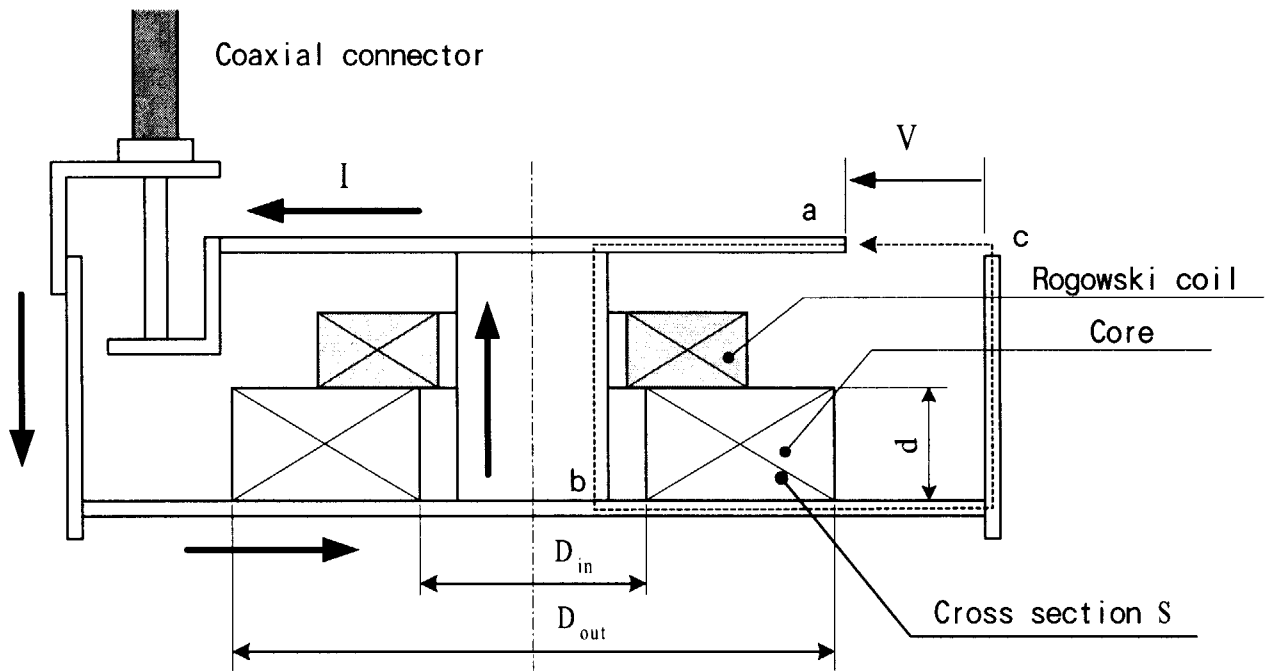


図 4.1 磁化特性測定に用いた実験装置

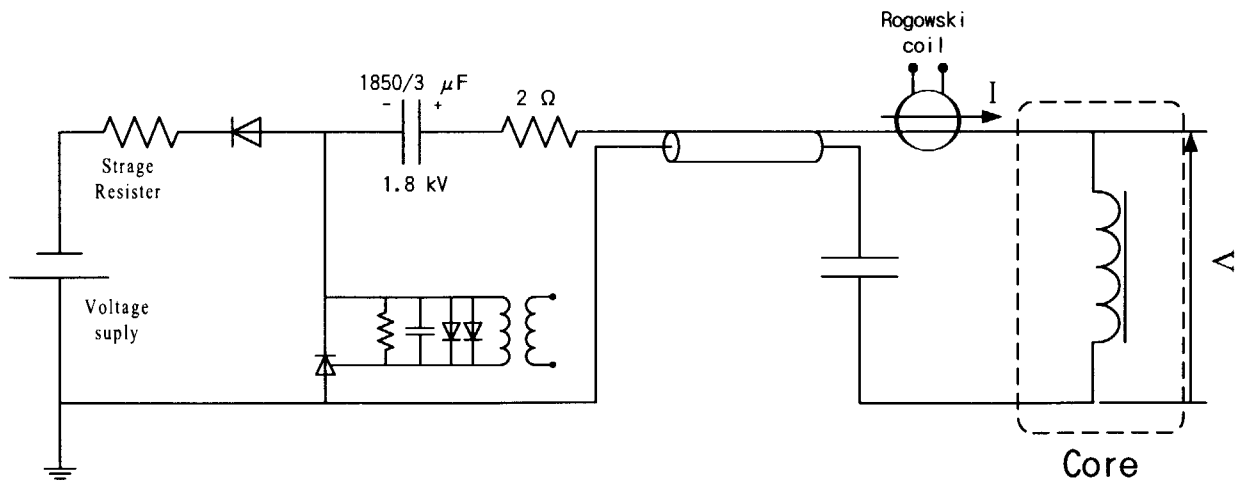


図 4.2 ゲート回路

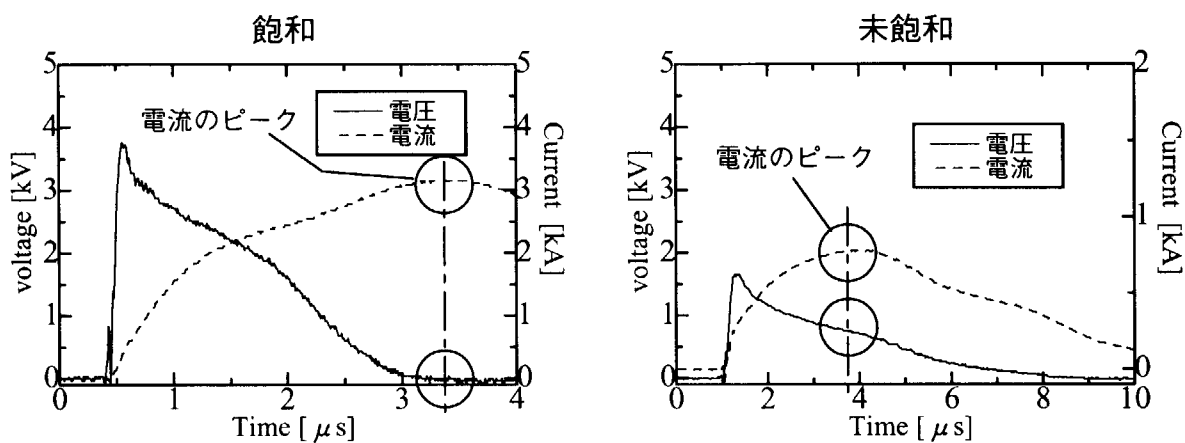


図 4.3 飽和時, 未飽和時の波形

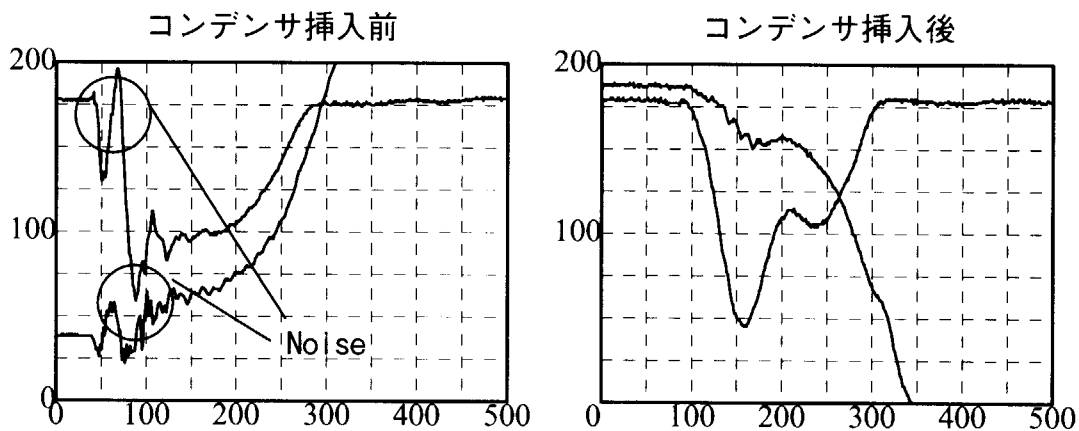


図 4.4 コンデンサ挿入前後の波形の違い

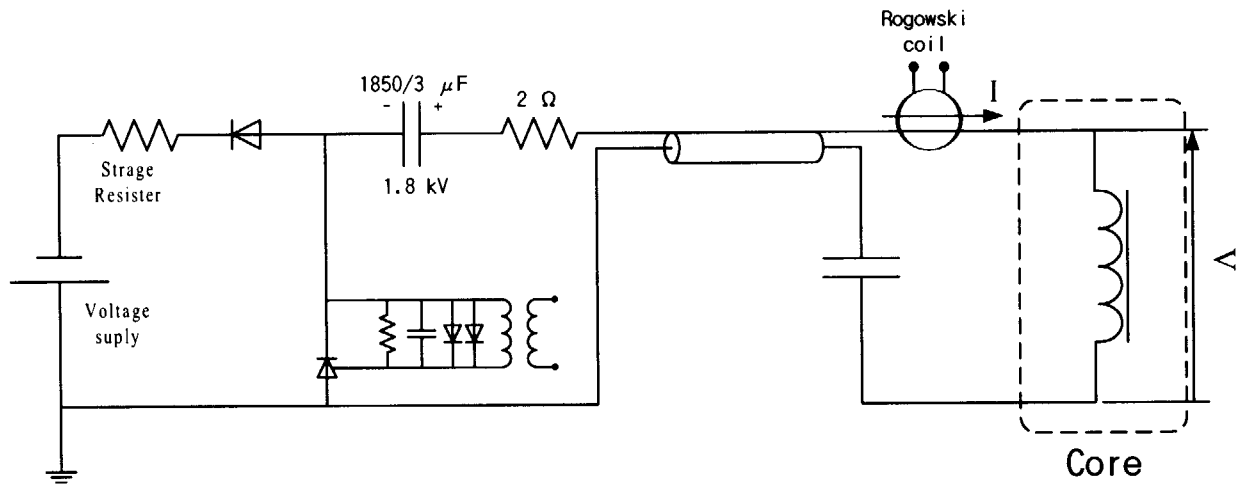


図 4.5 リセット回路

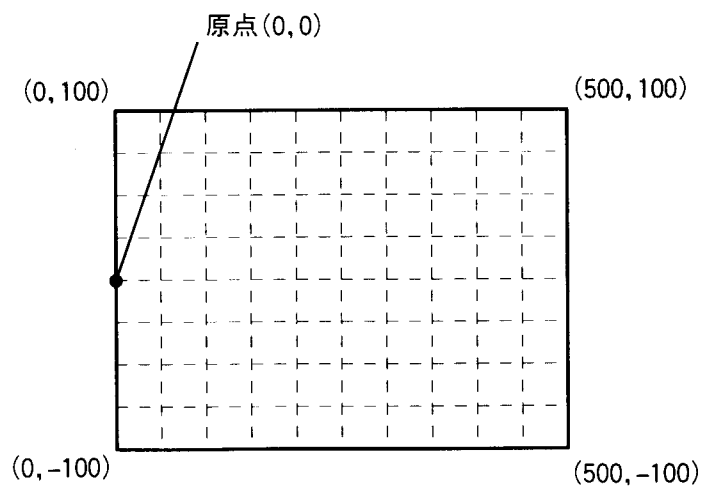


図 4.6 オシロスコープ上の座標

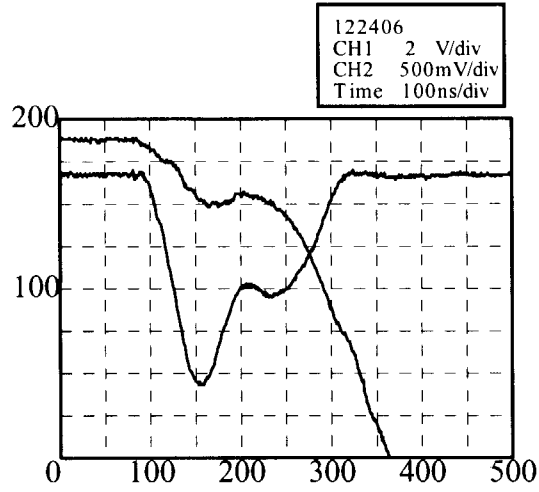


図 4.7 オシロスコープ上の波形の再現の一例

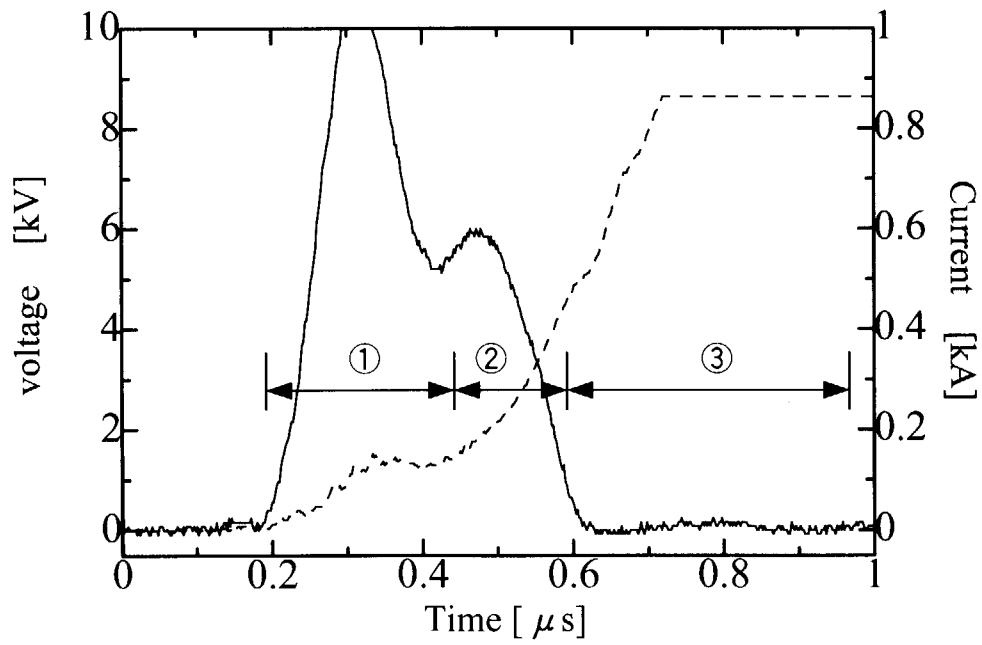


図 4.8 電流・電圧波形(充電電圧 7[kV])

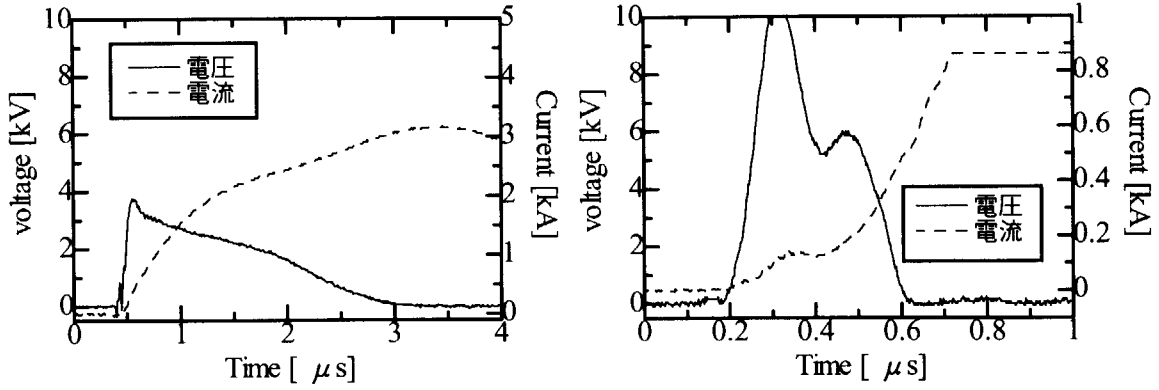


図 4.9 充電電圧 7[kV]での波形の比較(左:GT100 右:NGT975-7)

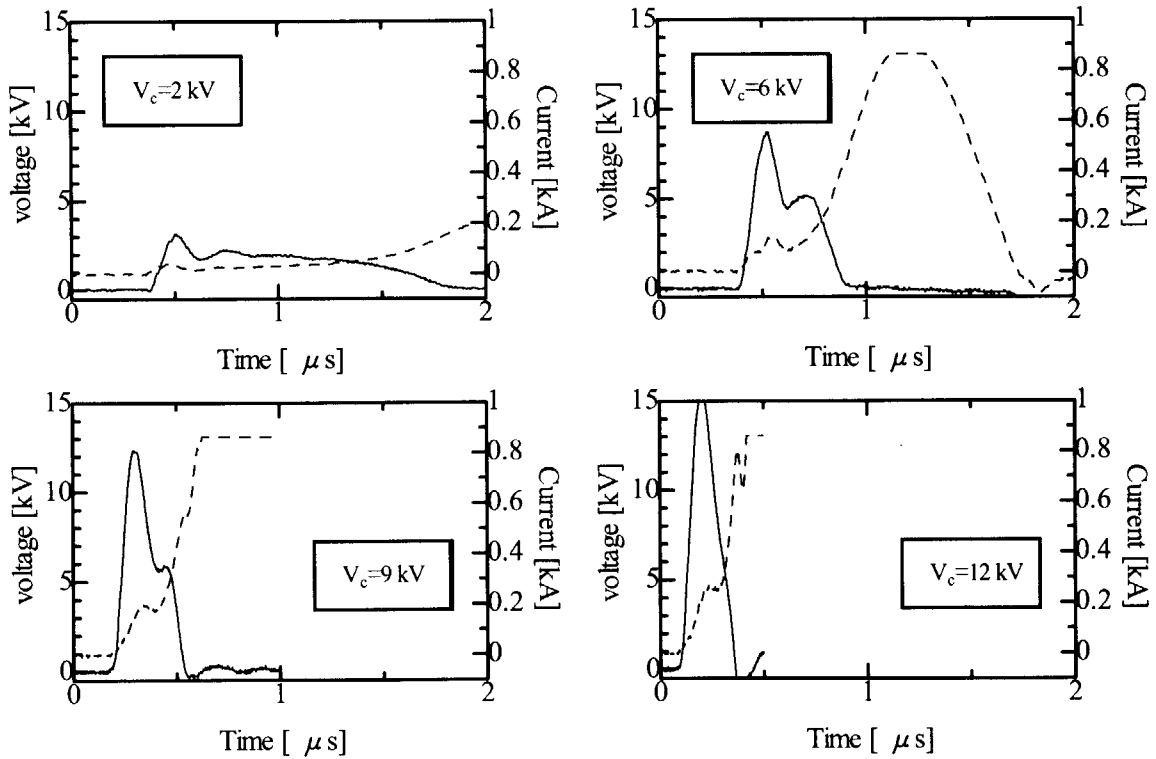


図 4.10 充電電圧を変えた場合の波形の違い

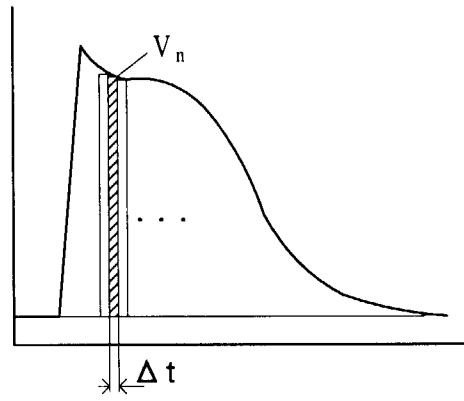


図 4.11 B の計算

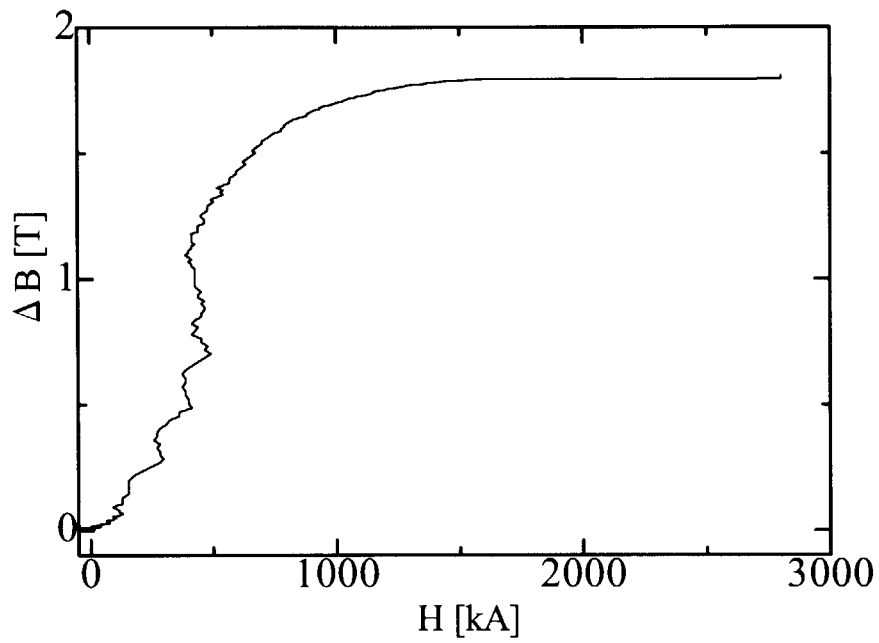


図 4.12 コンデンサを放電した時の B-H 曲線

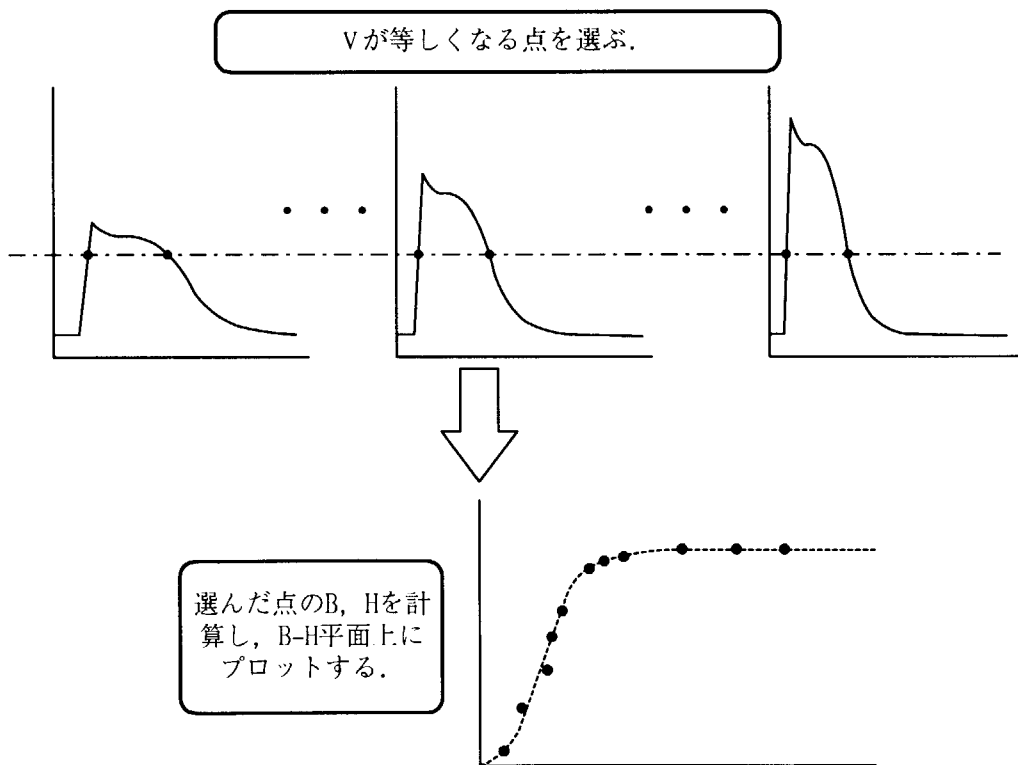


図 4.13 透磁率をパラメータとした B-H 曲線のプロット



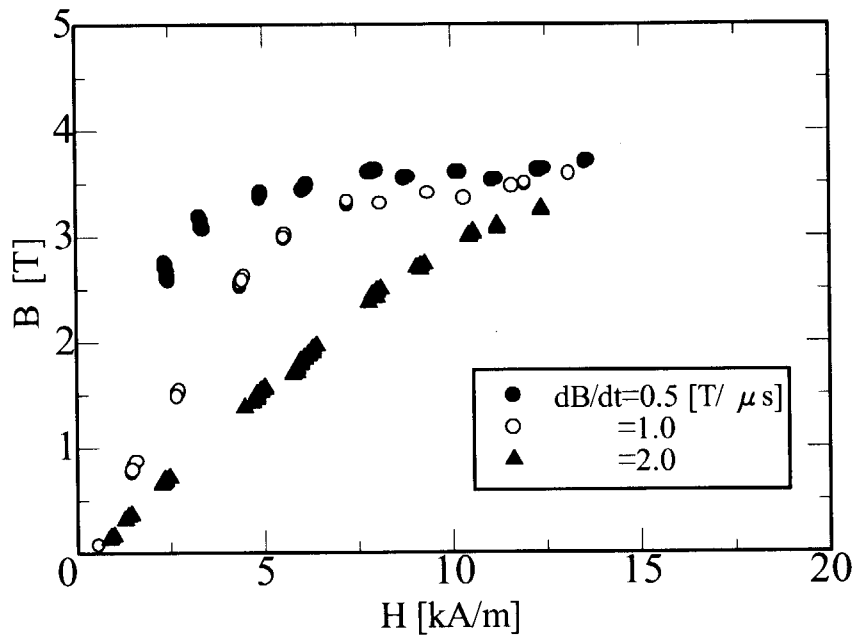


図 4.14 GT100 の B-H 曲線

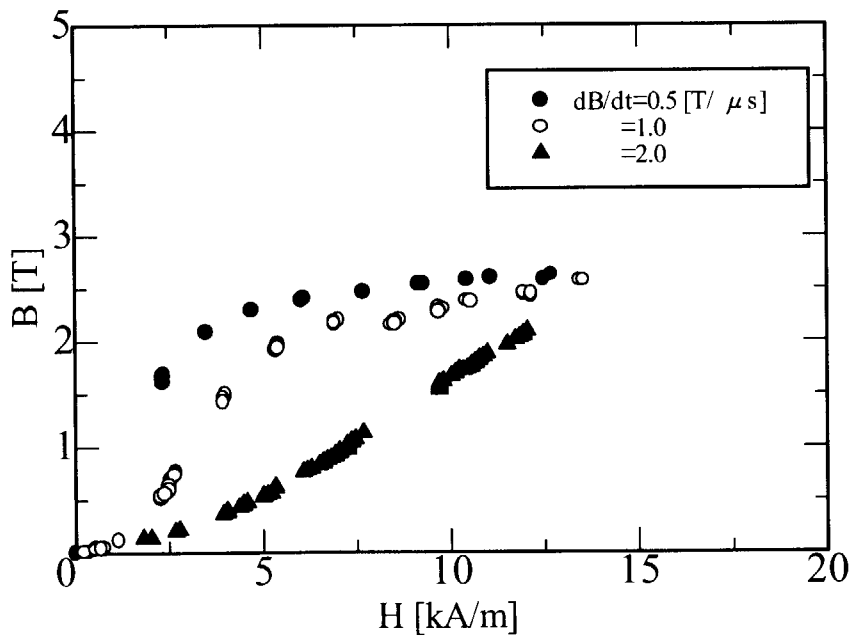


図 4.15 GT50 の B-H 曲線

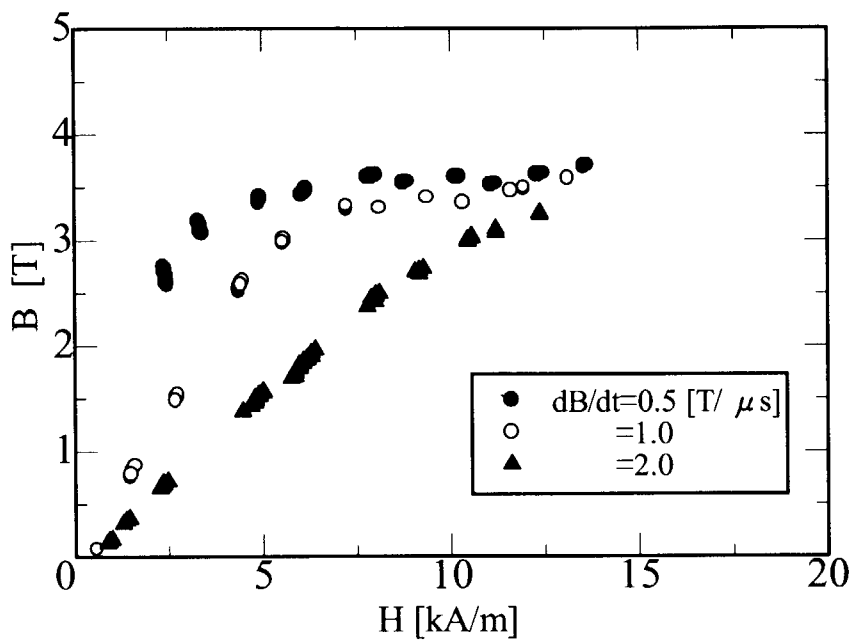


図 4.16 EX10 の B-H 曲線

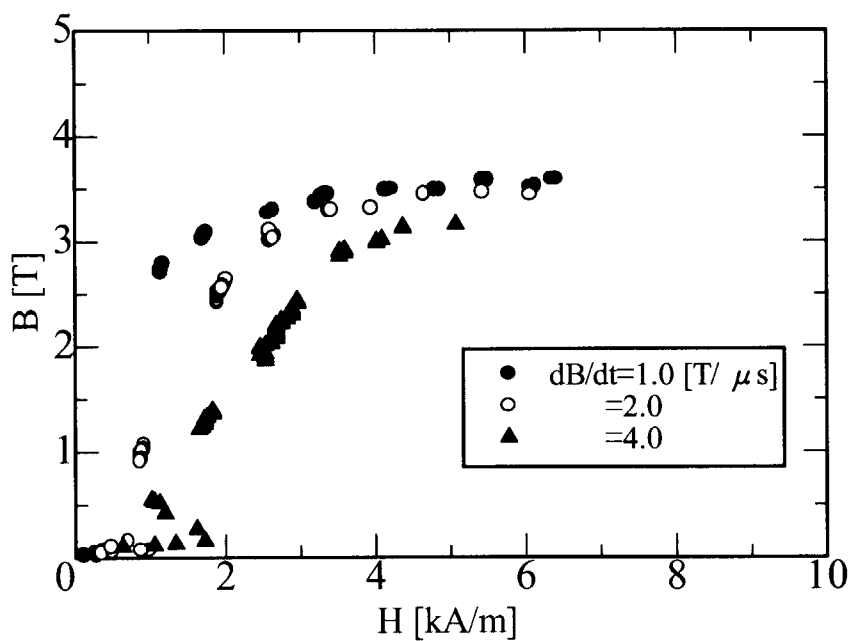


図 4.17 EX05 の B-H 曲線

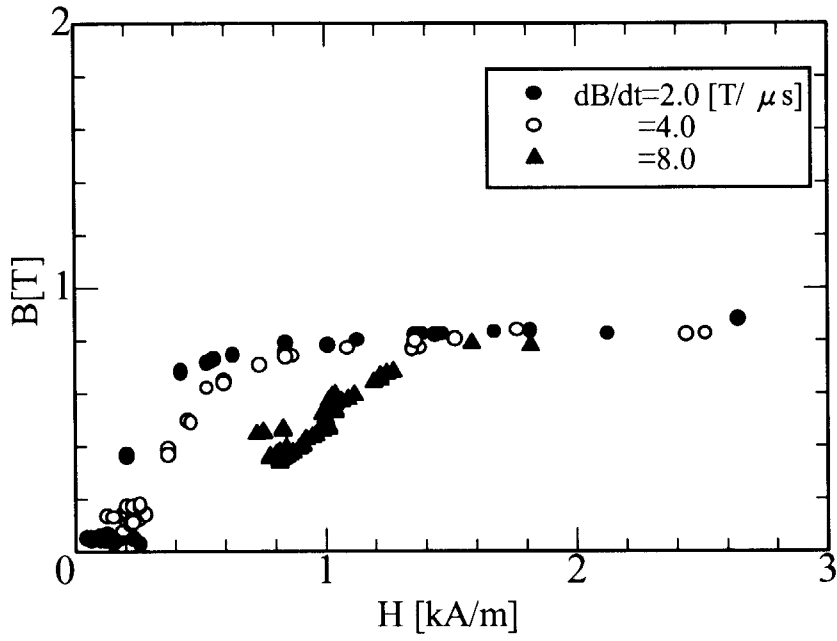


図 4.18 NGT975-1 の B-H 曲線

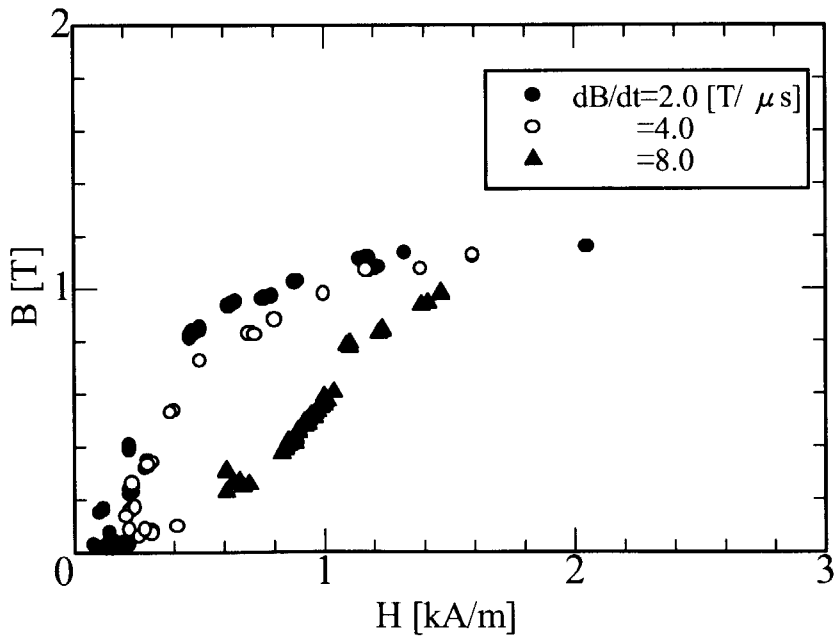


図 4.19 NGT975-4 の B-H 曲線

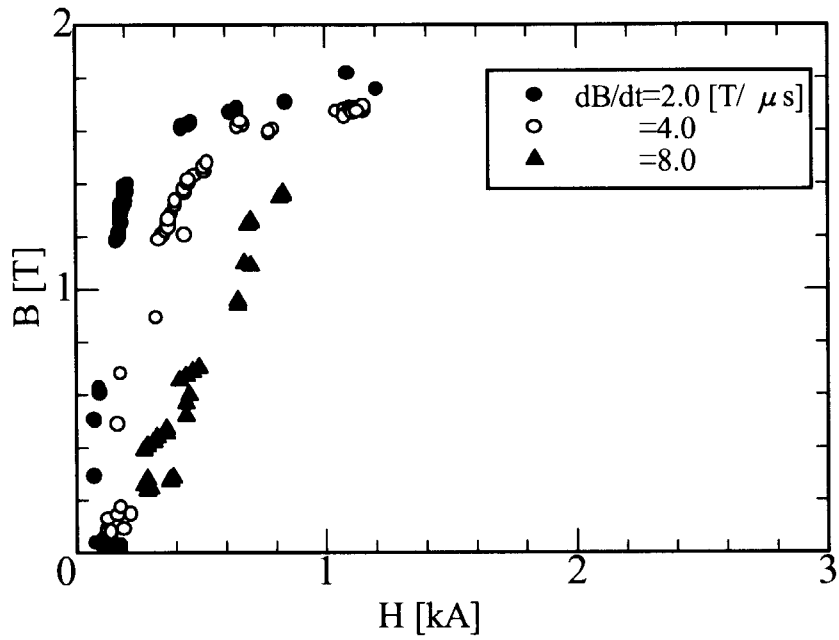


図 4.20 NGT975-7 の B-H 曲線

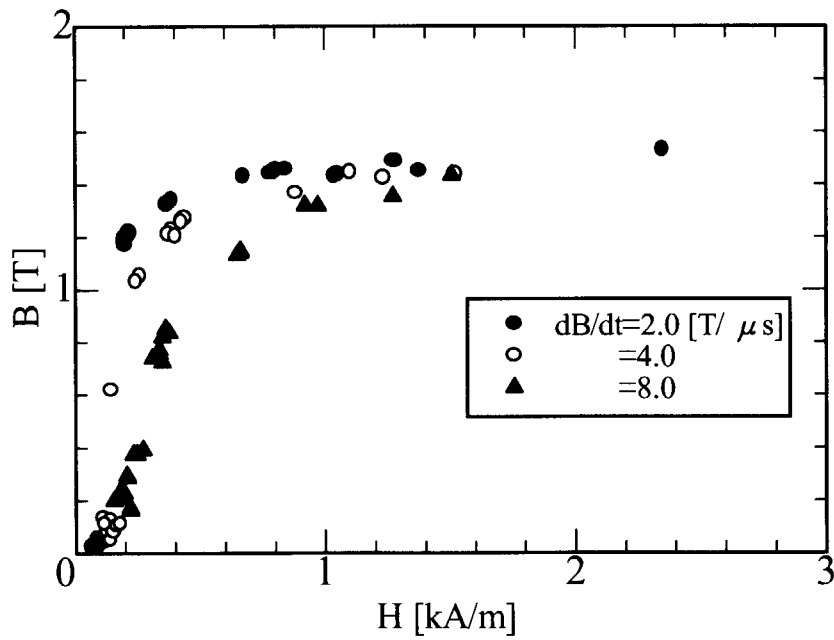


図 4.21 NGT975-10 の B-H 曲線

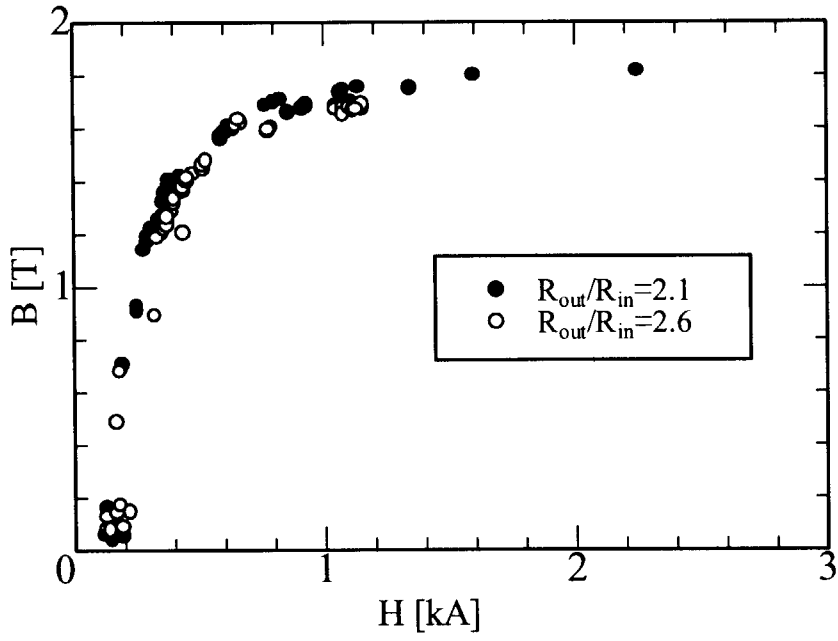


図 4.22 寸法の B-H 曲線への影響

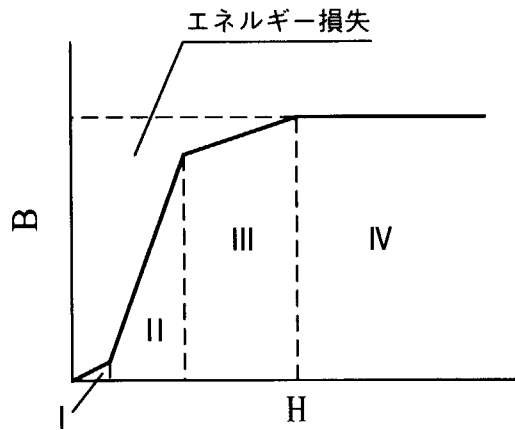


図 4.23 磁化曲線の近似

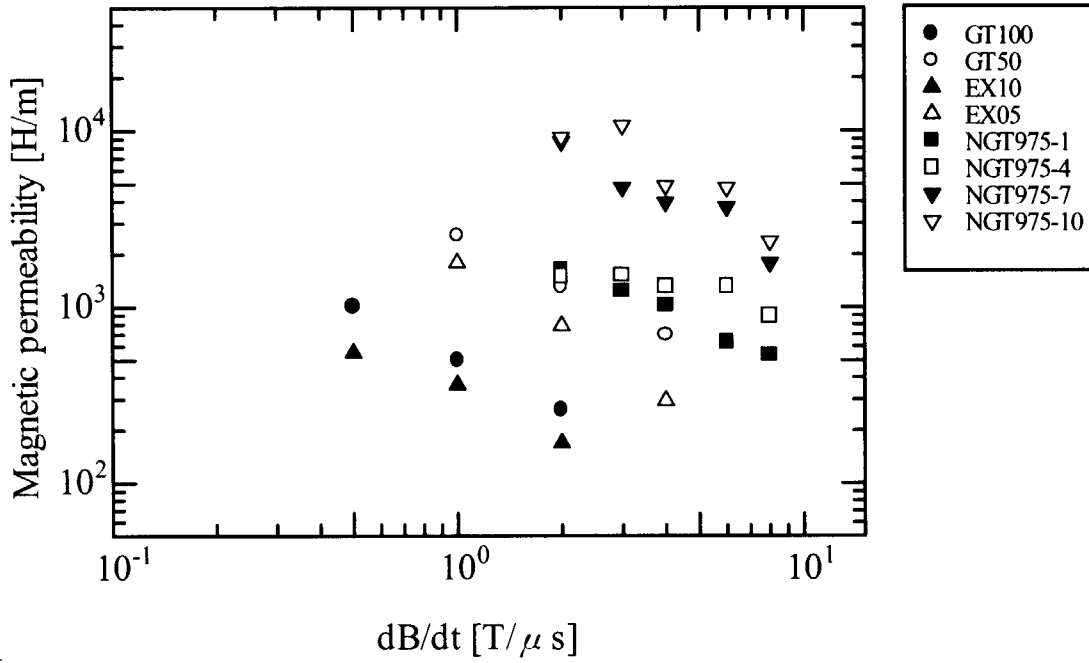


図 4.24 磁化率と透磁率の関係

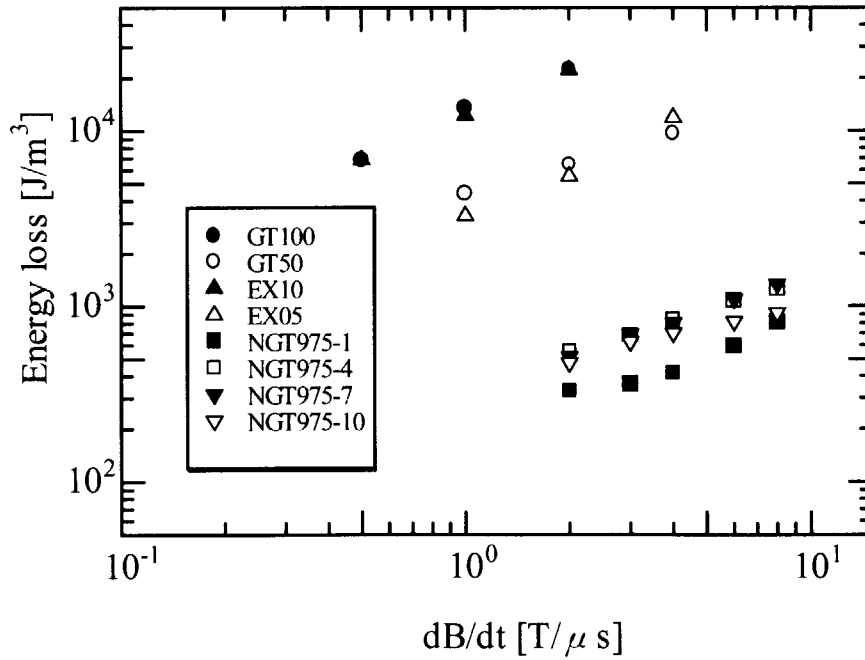


図 4.25 磁化率とエネルギー損失の関係.

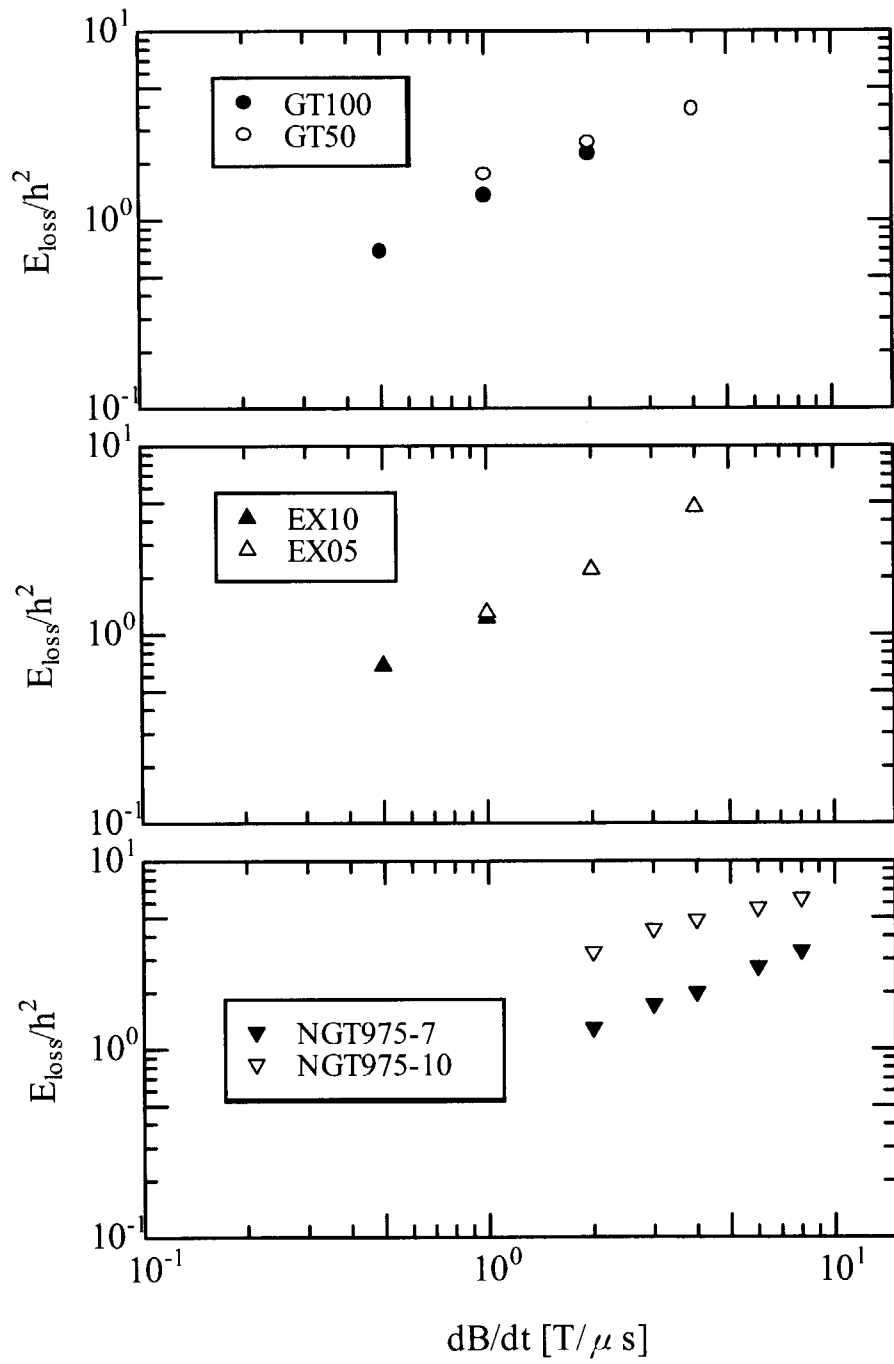


図 4.26 板厚をパラメータとしたエネルギー損失

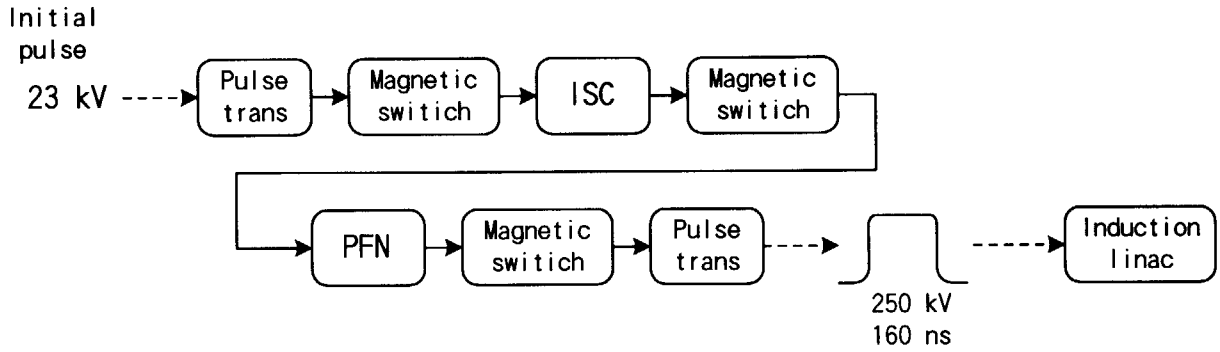


図 5.1 JLA のパルス成形の流れ

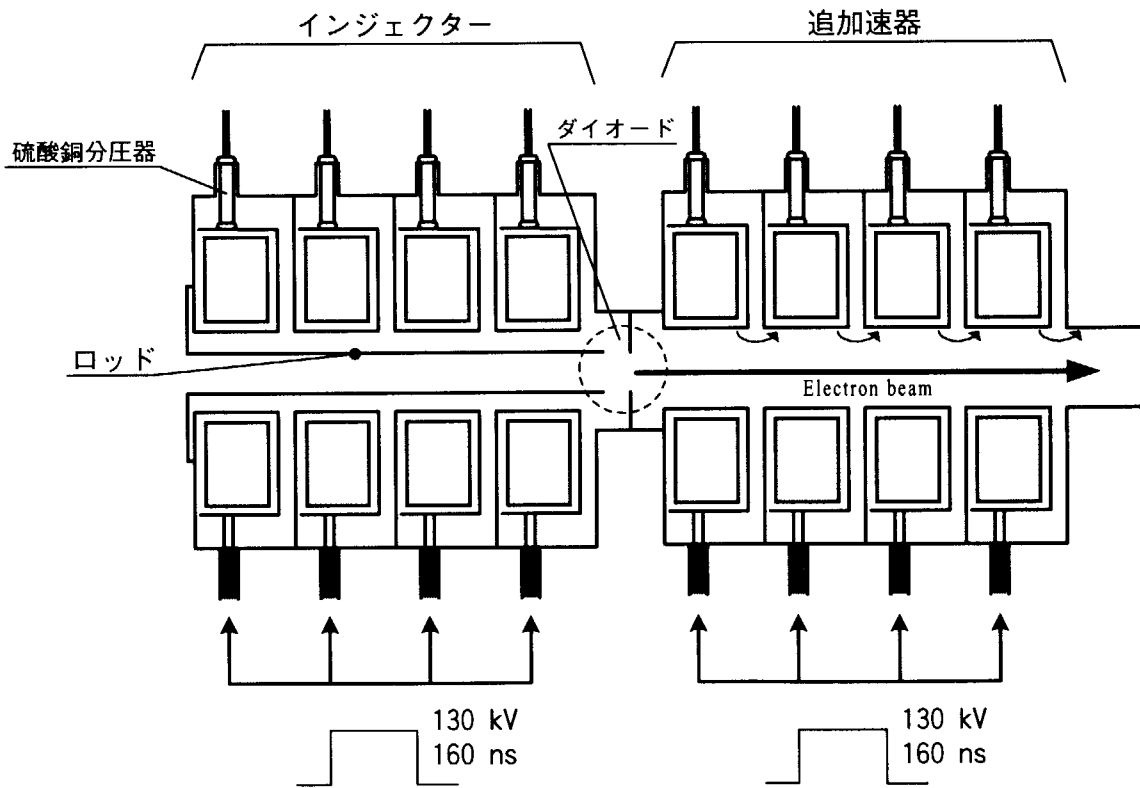


図 5.2 JLA のインジェクターと追加速器



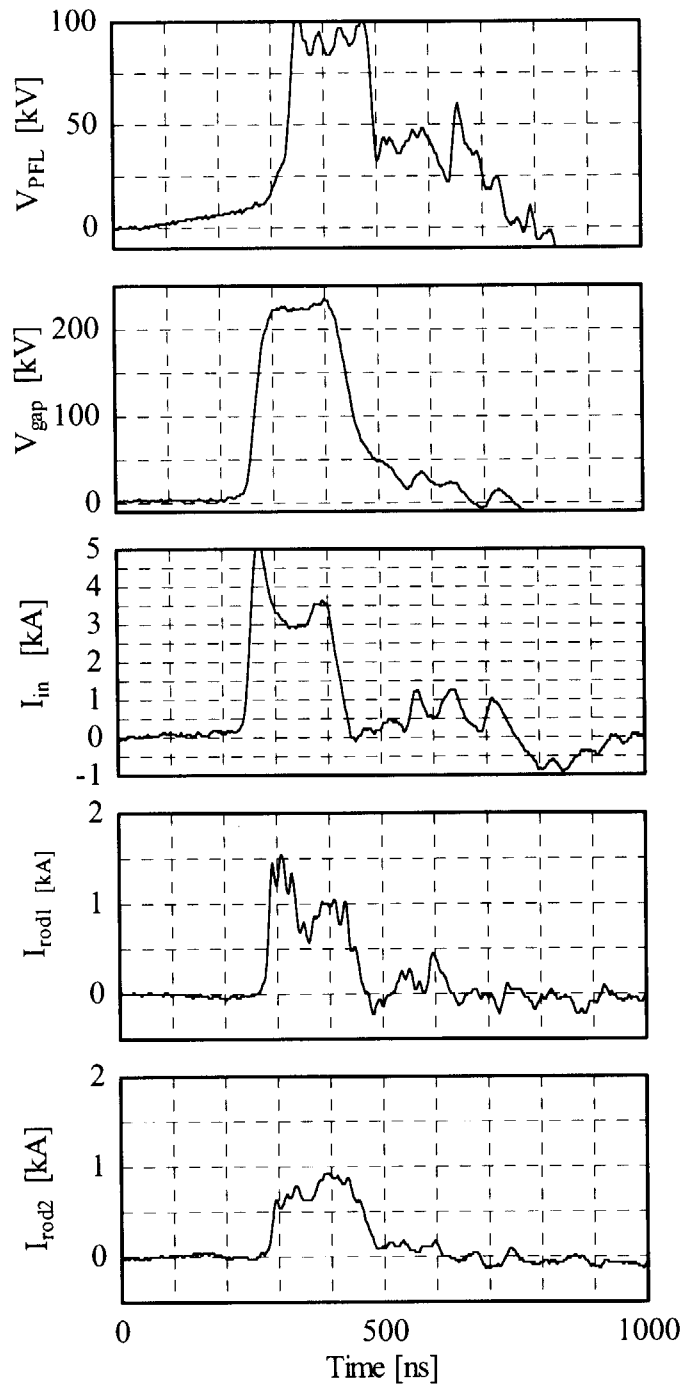


図 5.3 JLA における測定結果

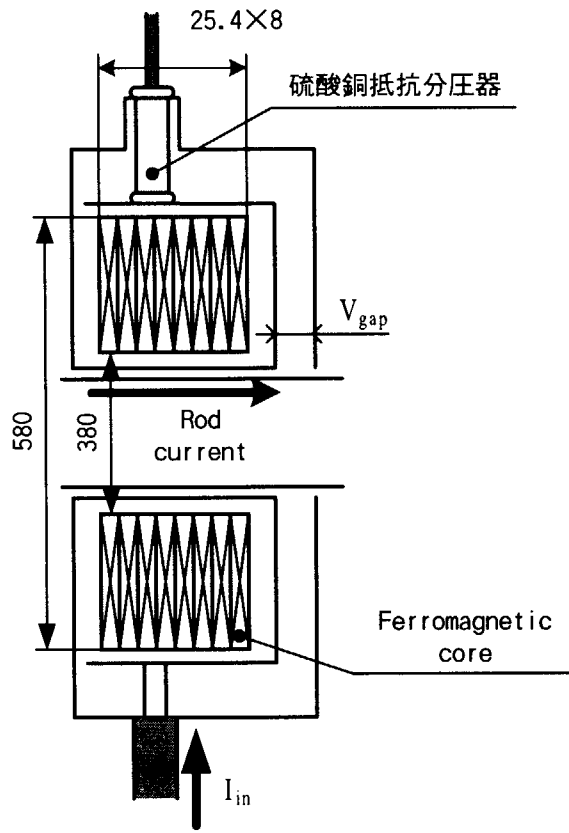


図 5.4 インジェクター1ユニットの構造

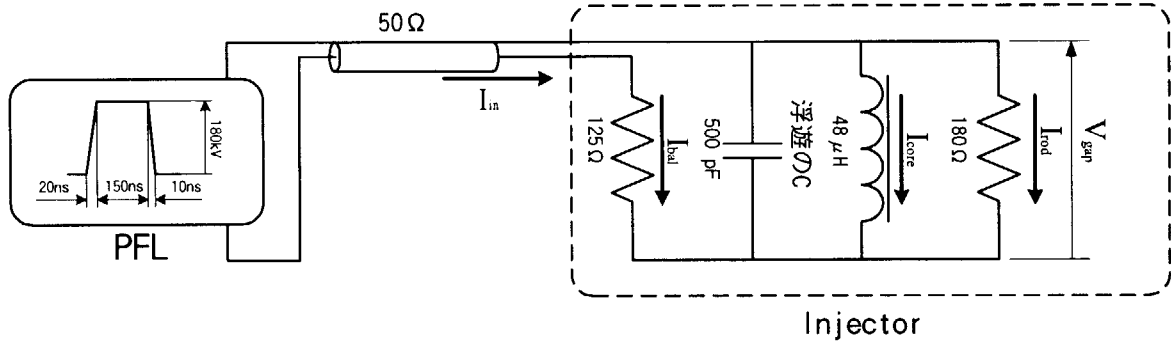


図 5.5 インジェクター等価回路

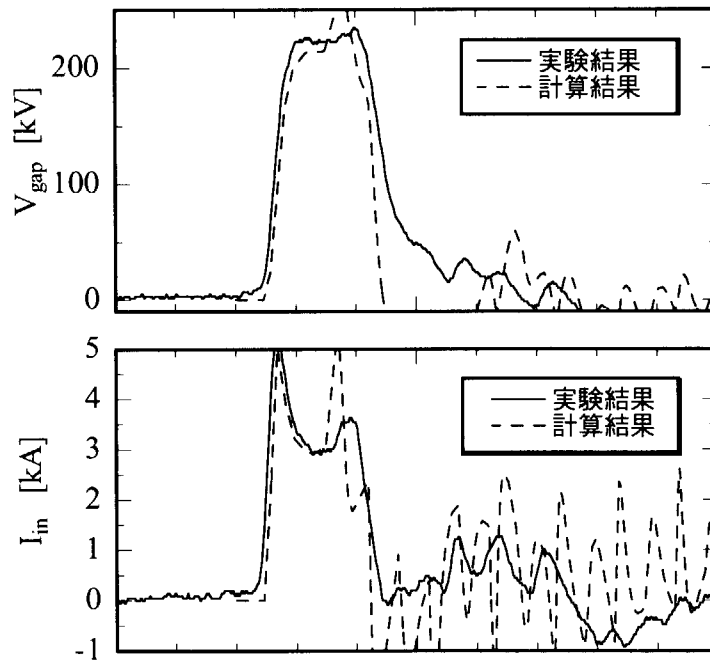


図 5.6 実験結果と計算結果の比較

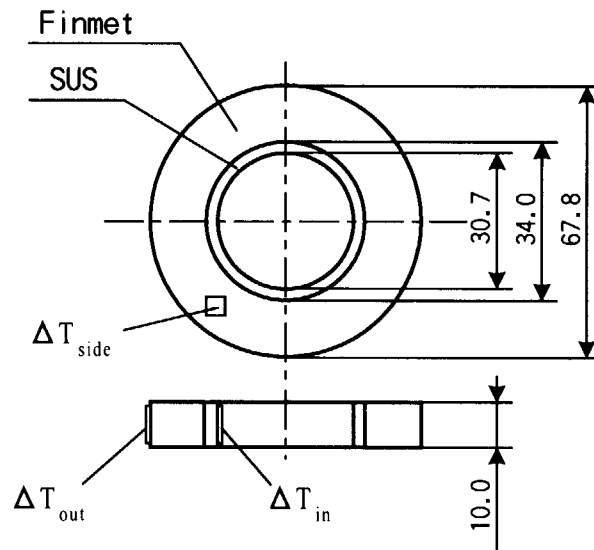


図 6.1 実験に用いたコア

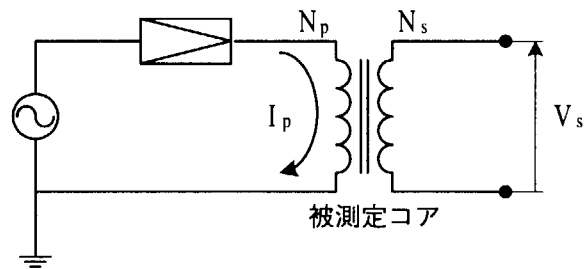


図 6.2 測定回路

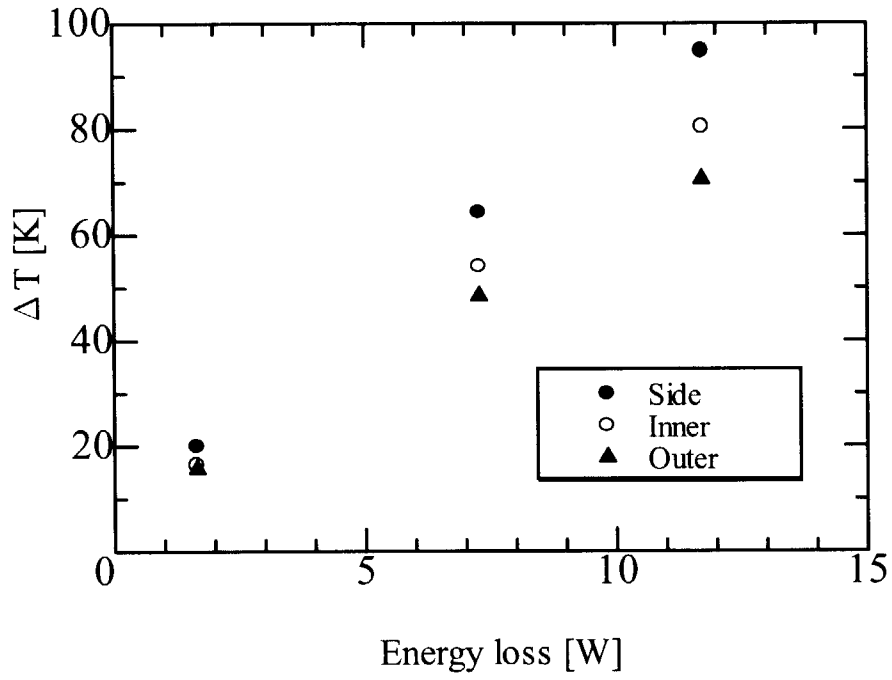


図 6.3 エネルギー損失と温度上昇の関係

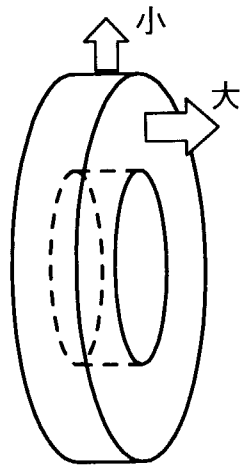


図 6.4 コアの放熱量の割合

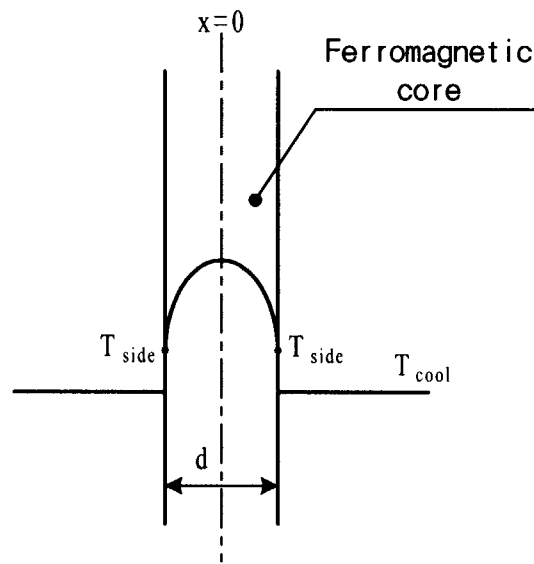


図 6.5 コア内の高さ方向の温度分布

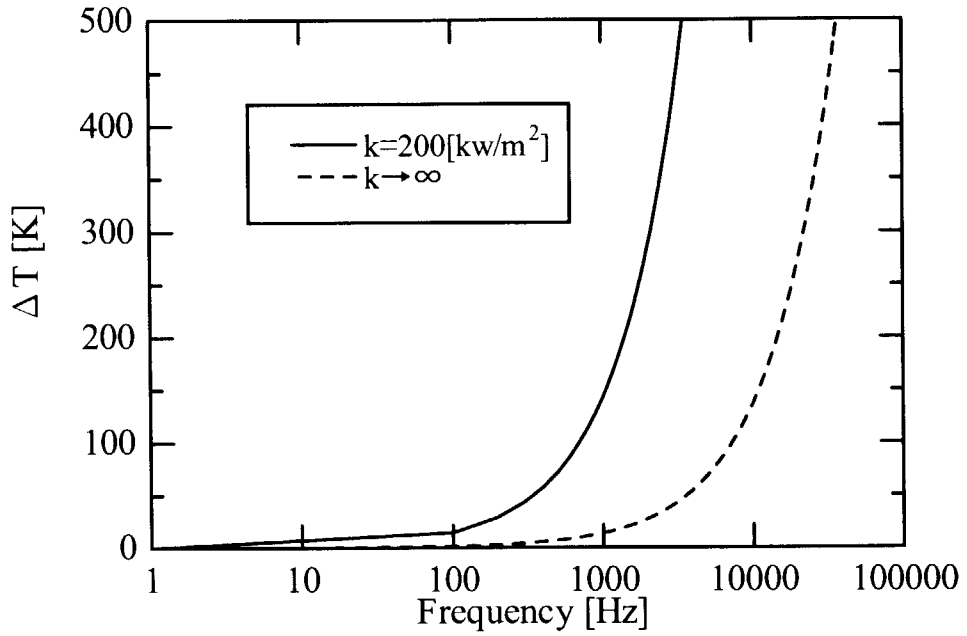


図 6.6 繰り返し周波数とコア内の温度上昇の関係

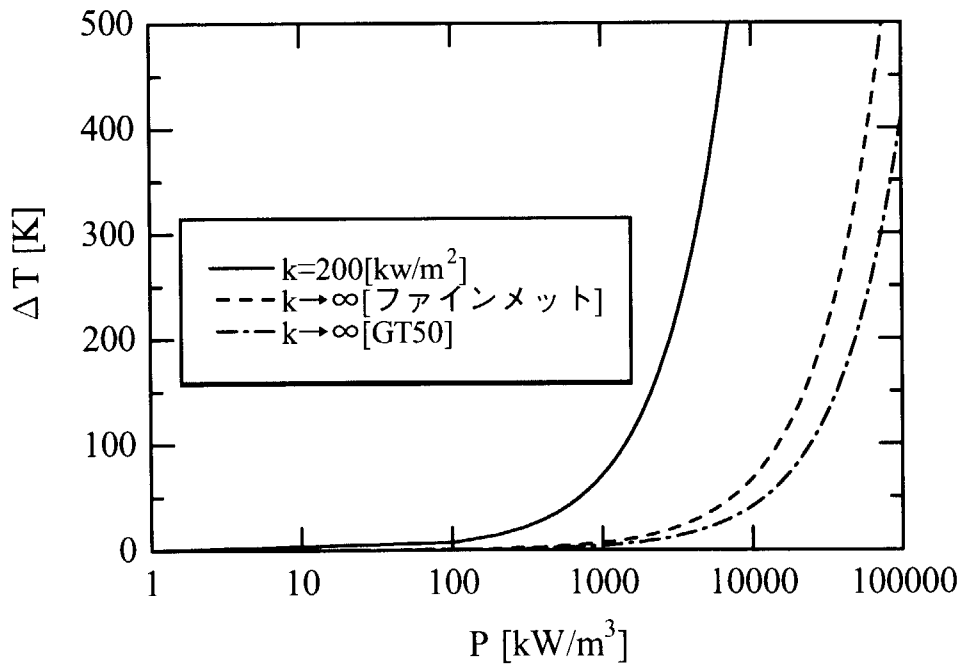


図 6.7 エネルギー損失と温度上昇の関係

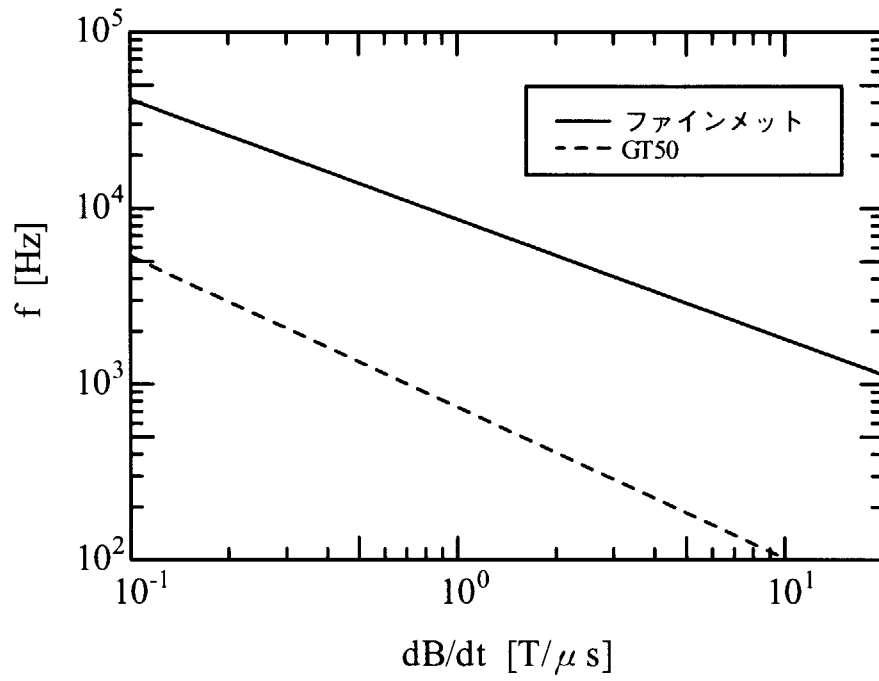


図 6.8 磁化率と限界の周波数の関係



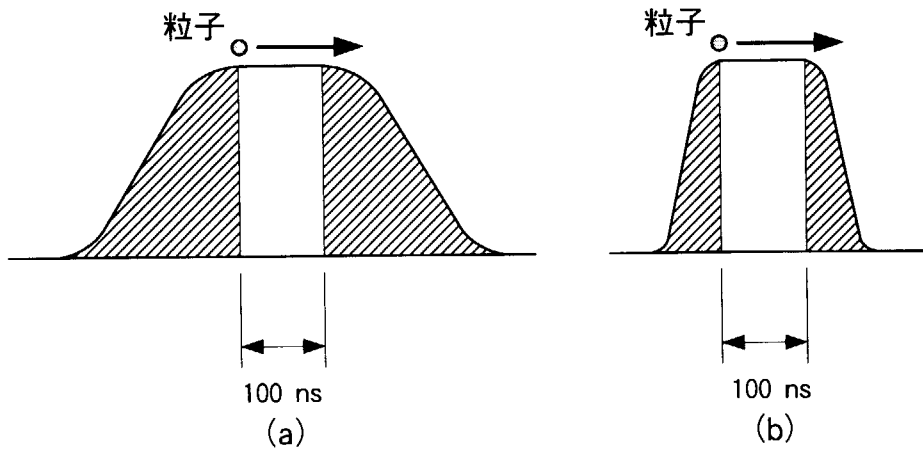


図 7.1 パルス波形

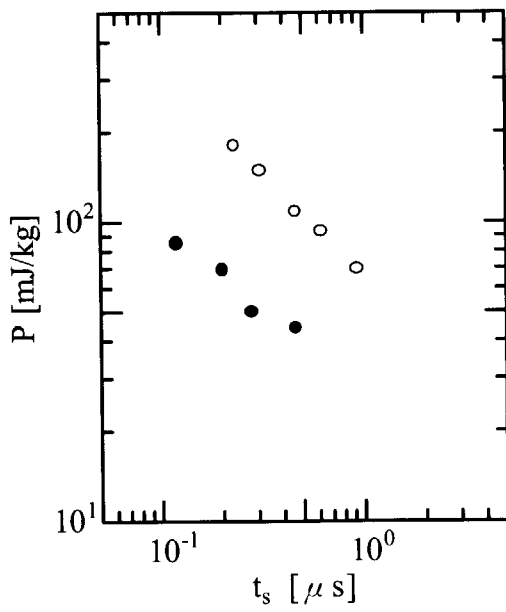


図 7.2 フェライトのエネルギー損失

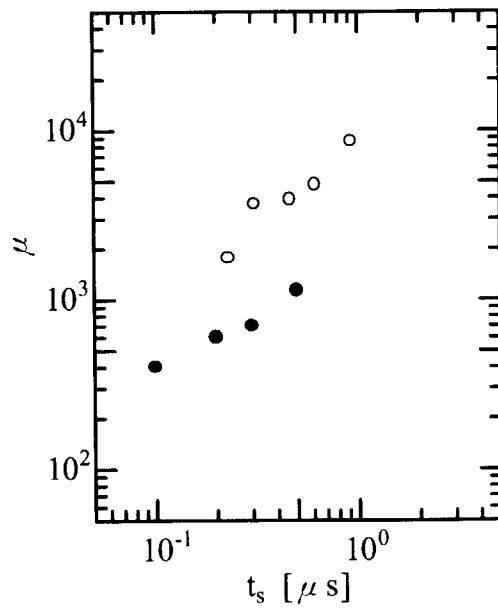


図 7.3 フェライトの比透磁率

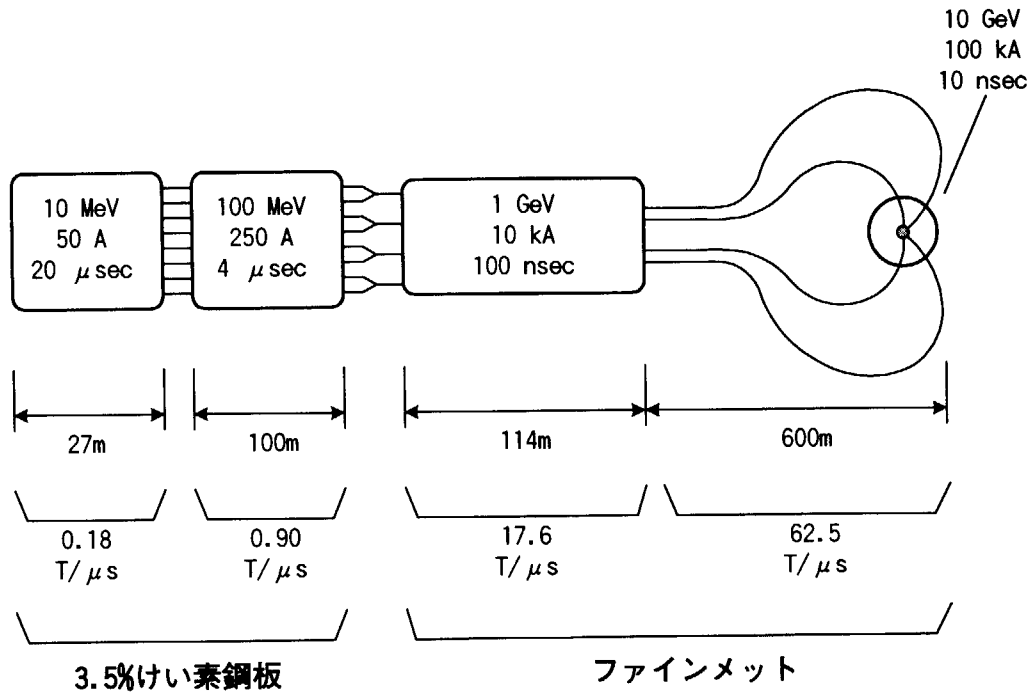


図 7.4 装置の規模の概算

# 国際単位系 (SI) と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質質量	モル	mol
光度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表3 固有の名称をもつSI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s <sup>-1</sup>
力	ニュートン	N	m·kg/s <sup>2</sup>
圧力, 応力	パスカル	Pa	N/m <sup>2</sup>
エネルギー, 仕事, 熱量	ジュール	J	N·m
工率, 放射束	ワット	W	J/s
電気量, 電荷	クーロン	C	A·s
電位, 電圧, 起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラド	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメン	S	A/V
磁束	ウェーバ	Wb	V·s
磁束密度	テスラ	T	Wb/m <sup>2</sup>
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度	°C	
光束	ルーメン	lm	cd·sr
照射度	ルクス	lx	lm/m <sup>2</sup>
放射能	ベクレル	Bq	s <sup>-1</sup>
吸収線量	グレイ	Gy	J/kg
線量当量	シーベルト	Sv	J/kg

表2 SIと併用される単位

名称	記号
分, 時, 日	min, h, d
度, 分, 秒	°, ', "
リットル	l, L
トン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

1 eV = 1.60218 × 10<sup>-19</sup> J

1 u = 1.66054 × 10<sup>-27</sup> kg

表4 SIと共に暫定的に維持される単位

名称	記号
オングストローム	Å
バ	b
バ	bar
ガ	Gal
キュリー	Ci
レントゲン	R
ラ	rad
レ	rem

1 Å = 0.1 nm = 10<sup>-10</sup> m

1 b = 100 fm = 10<sup>-28</sup> m<sup>2</sup>

1 bar = 0.1 MPa = 10<sup>5</sup> Pa

1 Gal = 1 cm/s<sup>2</sup> = 10<sup>-2</sup> m/s<sup>2</sup>

1 Ci = 3.7 × 10<sup>10</sup> Bq

1 R = 2.58 × 10<sup>-4</sup> C/kg

1 rad = 1 cGy = 10<sup>-2</sup> Gy

1 rem = 1 cSv = 10<sup>-2</sup> Sv

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10 <sup>18</sup>	エクサ	E
10 <sup>15</sup>	ペタ	P
10 <sup>12</sup>	テラ	T
10 <sup>9</sup>	ギガ	G
10 <sup>6</sup>	メガ	M
10 <sup>3</sup>	キロ	k
10 <sup>2</sup>	ヘクト	h
10 <sup>1</sup>	デカ	da
10 <sup>-1</sup>	デシ	d
10 <sup>-2</sup>	センチ	c
10 <sup>-3</sup>	ミリ	m
10 <sup>-6</sup>	マイクロ	μ
10 <sup>-9</sup>	ナノ	n
10 <sup>-12</sup>	ピコ	p
10 <sup>-15</sup>	フェムト	f
10 <sup>-18</sup>	アト	a

(注)

- 表1-5は「国際単位系」第5版, 国際度量衡局 1985年刊行による。ただし, 1 eV および 1 uの値はCODATAの1986年推奨値によった。
- 表4には海里, ノット, アール, ヘクタールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。
- bar は, JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。
- EC閣僚理事会指令では bar, barn および「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

## 換算表

力	N (=10 <sup>5</sup> dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
	9.80665	1	2.20462
	4.44822	0.453592	1

粘度 1 Pa·s (N·s/m<sup>2</sup>) = 10 P (ポアズ) (g/(cm·s))

動粘度 1 m<sup>2</sup>/s = 10<sup>4</sup> St (ストークス) (cm<sup>2</sup>/s)

圧	MPa (=10 bar)	kgf/cm <sup>2</sup>	atm	mmHg (Torr)	lbf/in <sup>2</sup> (psi)
	1	10.1972	9.86923	7.50062 × 10 <sup>3</sup>	145.038
力	0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233
	0.101325	1.03323	1	760	14.6959
	1.33322 × 10 <sup>-4</sup>	1.35951 × 10 <sup>-3</sup>	1.31579 × 10 <sup>-3</sup>	1	1.93368 × 10 <sup>-2</sup>
	6.89476 × 10 <sup>-3</sup>	7.03070 × 10 <sup>-2</sup>	6.80460 × 10 <sup>-2</sup>	51.7149	1

エネルギー・仕事・熱量	J (=10 <sup>7</sup> erg)	kgf·m	kW·h	cal (計量法)	Btu	ft·lbf	eV
	1	0.101972	2.77778 × 10 <sup>-7</sup>	0.238889	9.47813 × 10 <sup>-4</sup>	0.737562	6.24150 × 10 <sup>18</sup>
	9.80665	1	2.72407 × 10 <sup>-6</sup>	2.34270	9.29487 × 10 <sup>-3</sup>	7.23301	6.12082 × 10 <sup>19</sup>
	3.6 × 10 <sup>6</sup>	3.67098 × 10 <sup>5</sup>	1	8.59999 × 10 <sup>5</sup>	3412.13	2.65522 × 10 <sup>6</sup>	2.24694 × 10 <sup>25</sup>
	4.18605	0.426858	1.16279 × 10 <sup>-6</sup>	1	3.96759 × 10 <sup>-3</sup>	3.08747	2.61272 × 10 <sup>19</sup>
	1055.06	107.586	2.93072 × 10 <sup>-4</sup>	252.042	1	778.172	6.58515 × 10 <sup>21</sup>
	1.35582	0.138255	3.76616 × 10 <sup>-7</sup>	0.323890	1.28506 × 10 <sup>-3</sup>	1	8.46233 × 10 <sup>18</sup>
	1.60218 × 10 <sup>-19</sup>	1.63377 × 10 <sup>-20</sup>	4.45050 × 10 <sup>-26</sup>	3.82743 × 10 <sup>-20</sup>	1.51857 × 10 <sup>-22</sup>	1.18171 × 10 <sup>-19</sup>	1

- 1 cal = 4.18605 J (計量法)  
 = 4.184 J (熱化学)  
 = 4.1855 J (15 °C)  
 = 4.1868 J (国際蒸気表)
- 仕事率 1 PS (仏馬力)  
 = 75 kgf·m/s  
 = 735.499 W

放射能	Bq	Ci
	1	2.70270 × 10 <sup>-11</sup>
	3.7 × 10 <sup>10</sup>	1

吸収線量	Gy	rad
	1	100
	0.01	1

照射線量	C/kg	R
	1	3876
	2.58 × 10 <sup>-4</sup>	1

線量当量	Sv	rem
	1	100
	0.01	1

