

第1章 はじめに

今回のテーマは「大強度陽子加速器技術」ということで、陽子シンクロトロンで使用される電磁石に関して講義ノートをまとめた。

高エネルギー加速器研究機構と日本原子力研究所で進められている大強度陽子加速器計画には、3 GeV 陽子シンクロトロンと 50 GeV 陽子シンクロトロンがある。

3 GeV 陽子シンクロトロンは、ラピッドサイクルのシンクロトロンで、25 Hz という速い繰返し周期で運転される。この速い繰返しの磁場変動によってコイル導体や磁極端部で渦電流が誘起され、渦電流による磁場への影響や発熱、磁極端部での漏れ磁場による周回ビームへの影響が懸念される。また、大強度加速器であるためビーム電流およびビームサイズが従来の加速器と比べて大きい。偏向電磁石の磁極間隔はビームサイズを考慮して 210 mm と決められており、必要な有効磁場領域を確保するためには磁場の飽和についても十分検討して磁極断面および鉄芯材料の選定を行わなければならない。

50 GeV 陽子シンクロトロンは、0.3 Hz の繰返し周期で運転される。このため、速い繰返しで問題となる渦電流の影響は小さいと考えられる。しかし、電磁石の磁場や磁場勾配が高く、偏向電磁石で 1.9 T、四極電磁石で 18 T/m と常伝導電磁石としては非常に高い磁場が要求されているため、鉄心中の飽和が大きな問題となる。

ここでは、以上の問題点を踏まえて大強度陽子加速器の電磁石に関する要素技術について説明する。

また、本ノートでは詳しく触れていないが、以前の OHO セミナーで「加速器における電磁石の基本('97)」や「磁石の設計と磁場の数値解析入門('99)」など、電磁石に関する一般的な内容が詳しく取り上げられているので、そちらも参照して頂きたい。

電磁石とは、空間中に磁場を発生させるものであり、鉄芯を用いて磁場を発生させる鉄芯電磁石と、コイルによって発生させる空芯電磁石とがある。これらの電磁石はさらに、直流電磁石と交流電磁石によって分けることができ、各加速器の運用形態によって使分けられる。直流電磁石は主に線型加速器、ビーム輸送系、蓄積リングなどで用いられ、交流電磁石はシンクロトロンで用いられる。

加速器における電磁石は、荷電粒子の運動を制御するために用いられる。シンクロトロンの電磁石を例に各電磁石の役割を説明する。

(1) 偏向電磁石

粒子が進む方向に垂直な面で、半径方向又は垂直方向に一樣な磁場を発生させることで、粒子の進む方向を変えることができる。シンクロトロンにおいてはビーム軌道を決定する重要な要素である。

(2) 四極電磁石

粒子がビーム軌道から大きく広がるのを抑えるために、粒子に対して収束及び発散作用を働かせる。光学系におけるレンズの役目をする電磁石である。

(3) 六極電磁石

偏向電磁石の曲げ角、および四極電磁石の収束力および発散力の運動量依存性を補正するため用いられる。この運動量依存性を光学系で色収差と呼ぶ。

(4) 補正電磁石

偏向電磁石及び四極電磁石の不完全さから発生する軌道の変形を修正するために用いる。この不完全さとは、製作時に生ずる電磁石毎の機械的なバラツキや電磁石の据付位置のバラツキなどによって起こるものである。

これらの電磁石の他に、加速器では粒子の入射及び出射に使用するセプタム電磁石、キッカー電磁石、バンパ電磁石等が用いられている。これらについては、ビームトランスポートシステム (I) で触れられるので本講義では割愛させて頂く。

2-1 Maxwell の基本方程式

電磁石を考えると必要となる基本方程式を簡単に紹介する。

(1) アンペールの法則

$$\text{rot}\vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \quad (2-1-1)$$

但し、 \vec{H} は磁界の強度、 \vec{j} は電流密度、 \vec{D} は電束密度である。右辺第二項は変位電流と呼ばれ、今我々が考えている周波数は数十[Hz]なので、その寄与はほとんど無視することができる。

(2) ファラデーの法則

$$\text{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \quad (2-1-2)$$

但し、 \vec{E} は電界強度、 \vec{B} は磁束密度である。

(3) ガウスの定理

$$\text{div}\vec{B} = 0, \quad \text{div}\vec{D} = \rho \quad (2-1-3)$$

但し、 ρ は電荷密度である。

(4) 磁界の強度 \vec{H} と磁束密度 \vec{B} の関係式

$$\vec{B} = \mu\vec{H} \quad (2-1-4)$$

但し、 μ は透磁率である。強磁性体の磁化の強さを

M とすると磁束密度は

$$\vec{B} = \mu_0\vec{H} + M$$

となる。ここで μ_0 は真空の透磁率であり

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} [H/m] \text{ である。}$$

(5) オームの法則

$$\vec{j} = \sigma\vec{E} \quad (2-1-5)$$

但し、 σ は媒質中の電気伝導率である。

2-2 電磁石の設計

電磁石の磁極形状などの詳細設計を磁場計算で行う前に、電磁石のおよその形状やコイル電流を決める手順を説明する。電磁石のタイプ、磁場の強さ、磁場長、磁極間隙または磁極径、磁場の有効領域などは、加速器のラティスからの要求で決まる。

(1) 起磁力

磁場の強さと磁極間隙または磁極径が決まれば起磁力を求めることができる。

a) 偏向電磁石 (図 2-2-1 参照)

$$N_B I [\text{Ampere} \cdot \text{turns}] = \frac{Bh}{\mu_0} \quad (2-2-1)$$

但し、磁極間隙を $h[m]$ 、中心磁場を $B[T]$ 、真空の透磁率を $\mu_0[H/m]$ とする。

b) 四極電磁石 (図 2-2-2 参照)

$$N_Q I [\text{Ampere} \cdot \text{turns} / \text{pole}] = \frac{g}{2\mu_0} r_Q^2 \quad (2-2-2)$$

但し、磁極半径を $r_Q[m]$ 、中心磁場勾配を $g[T/m]$

とする。

c) 六極電磁石

$$N_S I [\text{Ampere} \cdot \text{turns} / \text{pole}] = \frac{B''}{6\mu_0} r_S^3 \quad (2-2-3)$$

但し、磁極半径を $r_S[m]$ 、中心磁場勾配を

$B''[T/m^2]$ とする。

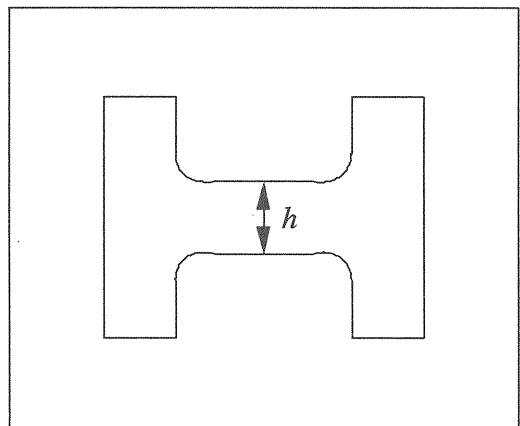


図 2-2-1 偏向電磁石鉄芯断面形状

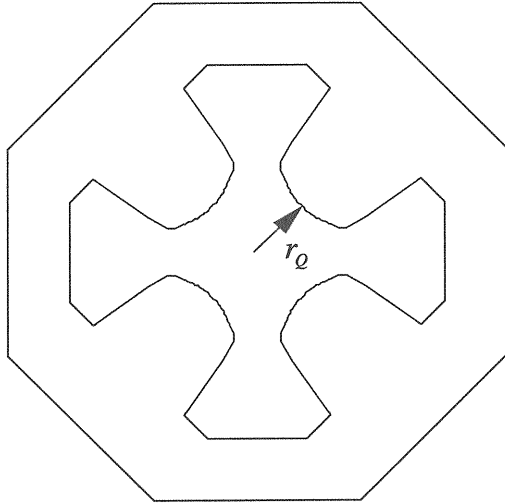


図 2-2-2 四極電磁石鉄芯断面形状

(2) コイル巻き数

コイルの巻き数 N は、起磁力 (NI) から

$$N = \frac{(NI)}{JS} \quad (2-2-4)$$

で与えられる。ここで、 J はコイル領域における電流密度、 S はコイル導体の実効断面積である。 JS はコイル導体に流す電流であり、この段階で断面形状も決めなければならない。通常の中空導体の場合、電流密度は数 $[A/mm^2]$ から $10[A/mm^2]$ の範囲にとる。速い繰返しの電磁石の場合、コイル導体のサイズや形状は、渦電流の問題と電磁石のインダクタンスによって発生する電圧の大きさを考慮して決めなければならない。

(3) 直流抵抗

$$R[\Omega] = \rho \frac{\ell}{S} \quad (2-2-5)$$

但し、コイル導体の比抵抗を $\rho[\Omega m]$ 、コイル導体の全長を $\ell[m]$ とする。

(4) インダクタンス

a) 偏向電磁石

$$L_B[H] = \mu_0 N_B^2 \frac{W \ell_B}{h} \quad (2-2-6)$$

但し、 $W = W_a + 2/3W_c$ (窓枠型)

$$W = W_p + 1/2h \quad (\text{磁極付き})$$

W_a = コイル間隔、 W_c = コイル幅

W_p = 磁極幅、 ℓ_B = 鉄芯長

b) 四極電磁石

$$L_Q[H] = 8\mu_0 N_Q y_{\max} \left(y_{\max} + \frac{2}{3}W_c \right) \frac{\ell_Q}{r_Q^2} \quad (2-2-7)$$

ここで、 y_{\max} = 磁極中心とコイル面との距離

ℓ_Q = 鉄芯長とする。

(5) 電源電圧

$$V_{\max}[V] = RI_{dc} + L \frac{dI_{ac}}{dt} \quad (2-2-8)$$

但し、直流電流を $I_{dc}[A]$ 、交流電流を $I_{ac}[A]$ とする。

(6) 電磁石の電力損

交流電磁石で消費する電力の内訳を以下に示す。

a) ジュール損

$$P_{joule}[W] = (I_{dc}^2 + \frac{1}{2}I_{ac}^2)R \quad (2-2-9)$$

b) 渦電流損

後述する。

c) 鉄損

鉄芯におけるヒステリシス損と渦電流損の和鉄損による熱は空調負荷となる。

(7) 冷却水量

電磁石のコイルは、上述したジュール損と渦電流損により発熱する。この発熱はコイル導体中に純水を流して取り除く。それに必要な冷却水流量

$G[l/sec]$ は、コイルの発熱を $P[W]$ 、許容温度上昇を $\Delta T[^\circ C]$ とすると、以下の関係式で表せる。

$$G[l/sec] = \frac{P}{4.2 \cdot \Delta T} = 10^{-3} v \pi \left(\frac{d}{2} \right)^2 \quad (2-2-10)$$

ここで、 $v[m/sec]$ は冷却水の流速、 $d[mm]$ は冷却水配管に内径である。加速器の冷却システムの多くが乱流で設計される。温度 $T[^\circ C]$ の水に対するレイノルズ数 R_e は

$$R_e = 10^{-3} \frac{v_d}{v_T} = \frac{4G}{\pi d v_T} \quad (2-2-11)$$

で表され、 $v_T[m^2/sec]$ は $T[^\circ C]$ における動粘度である。レイノルズ数 $R_e > 2300$ であれば乱流となる。乱流時の圧力損失についての一般式は、

$$\Delta P[kg/cm^2] = 0.18 \frac{L_d v^{1.75}}{F_s^{1.75} d^{1.25}} \quad (2-2-12)$$

となる。ここで、 $L_d[m]$ は冷却チャンネルの長さ、 F_s は形状因子（円筒形の場合は $\pi/4$ ）である。冷却水配管が円筒形の場合は次式で示される。

$$\Delta P[kg/cm^2] = 5 \times 10^{-5} L_d v^{1.75} d^{-1.25} \quad (2-2-13)$$

通常、圧力損失は $5.0[kg/cm^2]$ 程度、流速は配管の腐食を防ぐために $2.5[m/sec]$ 以下で設計される。

ここまでの手順で非現実的な設計になった場合は、(2)のコイル巻き数のところまで戻って電流密度の検討から設計手順を繰り返す。

(8) 2次元磁場計算

ここまで検討が進んだら、2次元の磁場計算コードを用いて磁極形状の詳細を決める。この段階でビームが通過する領域（有効磁場領域）を確保し、かつ磁場が要求精度内に収まるように設計する。具体的には、磁極形状を微妙に変えることによって磁場分布を調整する。また、鉄芯中の磁束密度についても調べることができ、飽和している場合には、鉄芯のサイズを変えて磁束密度を緩和することも必要で

ある。一般的には鉄芯内の最大磁束密度が $1.5 \sim 2.0[T]$ を越えないように鉄芯サイズを決定する。

速い繰返しの $3GeV$ 電磁石については、飽和の目安として鉄芯中の最大磁束密度を $1.6[T]$ としている。また、 $50GeV$ 電磁石については高い磁場が要求されているため、鉄芯中の最大磁束密度は $2.1[T]$ 程度となっている。ここで、2次元磁場計算コード POISSON で行った $3GeV$ 偏向電磁石の磁場計算結果を例として示す。

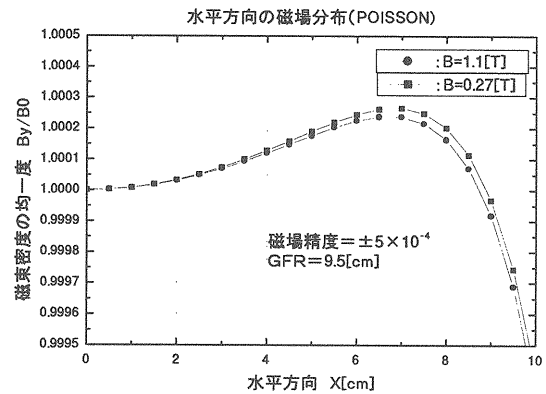


図 2-2-3 偏向電磁石磁場分布

(9) 3次元磁場計算

2次元の磁場計算である程度磁極形状が絞りこめたら3次元磁場計算コード(TOSCA)を用いて3次元計算を行い、磁場分布や磁場の有効長を評価する。

第3章 鉄心材料

加速器の電磁石には、直流電磁石や交流電磁石、パルス電磁石、超伝導電磁石があるが、電磁石の種類や用途によって使用する構成材料が異なってくる。そのため、用途に合わせた材料選定が重要となってくる。電磁石の鉄心材料に要求される性質としては、

- 1) 保持力が小さい
- 2) 渦電流損失が少ない
- 3) 低磁場における透磁率が高い
- 4) 飽和磁束密度が高い

- 5) 経年変化が無い
 - 6) 同一種類の電磁石全体について鋼板の磁氣的性質が一様である。
 - 7) 機械加工性が良い
- などがある。しかし、これらの性質のあるものはお互いに矛盾するものがあるため、最適な選択をすることになる。

シンクロトロンのような交流電磁石を用いる場合、磁場は時間とともに連続的に変化するため電磁石に要求される磁氣的性能は、直流使用時と同じ磁場分布が交流使用時にも得られることと、磁場の追従性と応答性が失われないことである。これらの性能は、使用する磁性体の透磁率の周波数特性とヒステリシス損、および鉄芯のコイルの製作方法によって決まってしまう。

このような理由から交流電磁石の鉄芯は、表面を絶縁した薄い電磁鋼板を積層して製作されることが多い。

3-1 電磁鋼板

1900年にHadfieldらが鉄にケイ素を添加すれば保持力 H_c が減少し、鉄損が非常に小さくなることを発見した。これが電磁鋼板の歴史のはじまりとなっている。その後、独、米でケイ素鋼板として生産が始まり、大量に生産されるとともに品質も高度な発展をとげた。

電磁鋼板には、方向性電磁鋼板と無方向性電磁鋼板の2種類ある。方向性電磁鋼板は、磁気異方性を利用し冷間圧延と焼きなましの組合せで磁化容易軸を圧延方向(L方向)にそろえた鋼板である。保持力と鉄損は圧延方向に最小で、垂直方向(C方向)は3~4倍大きい。非常に低い鉄損が重要であれば、圧延方向を磁束の方向に選ばなければならない。偏向電磁石においてもB-H特性が優れている圧延方向に、磁極部の磁束の方向があうように選ばれる。四極電磁石では、磁極部で磁束は水平と垂直の両方向に別れるので、方向性電磁鋼板を使用する利点は垂直、水平方向のどちらかのアパーチャが他方に比

べて大きい場合に現れる。方向性電磁鋼板は、主に電力用トランス、リアクトルやタービン発電機の鉄心、高透磁率を利用する磁気シールド材に使用されている。加速器ではKEK-PSの電磁石に用いられている。

無方向性電磁鋼板は、磁化容易軸がランダムな多結晶(無方向性)からなる鋼板で、磁気異方性が小さい。そして、表面形状、寸法精度、積層占積率が優れているため、連続打抜き工程を経て積層鉄心に成形されるものに適している。主な用途として、Si量の多い低鉄損材は電力用の大型回転機に、Si量の低い高磁束密度材は家電機器などの小型回転機に広く使用されている。加速器においても、電磁石の鉄心材として広く使われている。無方向性電磁鋼板の磁気特性はJIS C2550に従ったエプスタイン法またはJEM 1432の単板磁気試験法によって測定され、 $f=50[\text{Hz}]$ 、 $B_m=1.5[\text{T}]$ における単位重量当たりの鉄損 $W_{15/50}$ 、 $H_m=5000[\text{A/m}]$ における磁束密度 B_{50} が求められ、圧延方向(L方向)と垂直方向(C方向)の平均値で表される。

無方向性珪素鋼板は一般的に磁気異方性が弱いと言われているが高磁束密度領域(1.5T以上)では圧延方向から約55度傾いた方向に磁化困難成分があることが実験で確認されており、高磁束密度領域で使用する鋼板を打抜く際には、その方向性に注意が必要である。

次に、鋼板の絶縁皮膜について述べる。積層鋼板の表面には絶縁皮膜を塗布して層間渦電流を絶縁し、鉄損劣化を防ぐ。したがって、層間抵抗が高いことが基本であるが、鉄心に加工するために打抜き性や溶接性の良い皮膜が要求される。皮膜の種類には無機質と半有機質があり、樹脂を含む半有機皮膜は潤滑性が向上し連続打抜き性に非常に優れている。しかし、今回の加速器においては、ビーム電流が従来の加速器と比べて高いため、放射線下による皮膜の劣化が懸念される。そのため、鋼板の絶縁皮膜には無機質皮膜が用いられる。

3-2 鋼板の厚さと表皮効果

鋼板の厚みに大きく影響するものは、鉄損に含まれる渦電流損である。

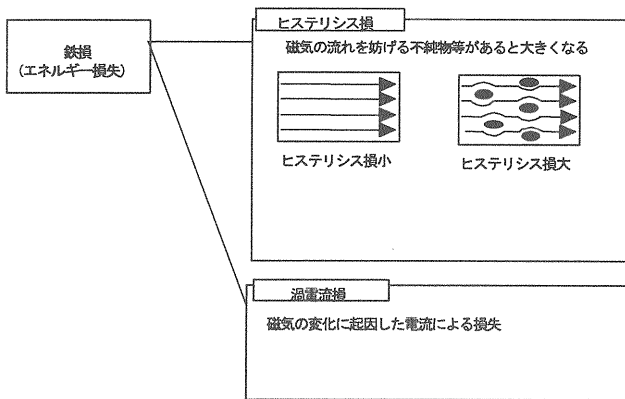


図 3-2-1 鉄損の構成

鉄損は図 3-2-1 に示すようにヒステリシス損と渦電流損から構成され、ある程度の誤差はあるが、一般的には次式で示される。

$$\begin{aligned} \text{鉄損 } W &= (\text{ヒステリシス損}) + (\text{渦電流損}) \\ &= k_1 B_m^{1.6} f + k_2 \frac{t^2 B_m^2 f^2}{\rho} \quad (3-2-1) \end{aligned}$$

ここで、 B_m は最大磁束密度、 f は周波数、 t は板厚、 ρ は抵抗率、 k_1 及び k_2 は定数である。

板厚 0.5[mm] の場合、50[Hz] でヒステリシス損は 70[%] 程度が一般的である。鉄損を低減するには、板厚効果が大きく、JIS 規格では 0.35、0.50、0.65[mm] が規定されている。実際に使用されている板厚は、0.5[mm] が 90[%] 程度、0.35[mm] が 10[%] 弱、0.65[mm] はほとんどないといわれている。

0.65[mm] は、65A800 が JIS の最高グレードとなっている。従って 0.65mm 材の要求鉄損は低級材レベルで、打ち抜き、積層コストの削減（厚めほど有利）を目的に使用される。0.65mm 材で低鉄損化する場合、式 (3-2-1) から抵抗率を上げる必要がある。このため Si や Al を添加する必要があり、材料コストがアップする。材料のコストアップを打ち抜き、積層コストで吸収できれば低鉄損 0.65mm 材を使用

する場合もあるがあまり一般的ではない。

0.35mm 材については、近年省エネ法が改定され、トッランナー方式が採用されたため、エアコン、冷蔵庫やハイブリット自動車用のモータコア材料に採用されており、0.35mm 材の比率は急速にアップしつつある。

話が別になるが、歪（塑性歪、弾性歪）は鉄損、磁束密度、透磁率などを大幅に劣化させるので、電磁鋼板は形状矯正ができない。一般の薄板はすべて形状矯正されており、板厚が 0.8[mm] 以上では巻きぐせや板反りが発生しやすく、0.2[mm] 以下では形状の安定管理が難しい。

以上のことから、JIS 規格では前記の 3 種の板厚を規定したものと考えられる。また低鉄損を要求する方向性電磁鋼板では、0.35、0.30、0.27、0.23[mm] と更に薄い板厚が規定されている。

次に、表皮効果について説明する。ある材質に時間的に変動する磁場を加えると、磁場が侵入できる厚さの範囲で電磁誘導の法則により電流が流れる。これを渦電流と呼んでいる。シンクロトロンの場合、鉄芯に流れる渦電流を小さくするために薄板を用いている。そのため、表皮効果の深さを考慮することも鋼板の厚みを決める上で重要となってくる。

表皮効果の深さ (skin depth) は

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu\sigma\omega}} \quad (3-2-2)$$

となる。但し、 μ は透磁率、 σ は電気導電率、 ω は角周波数 ($= 2\pi f$) である。この式は、周波数が低い場合は電流が鋼板内を一様に流れるが、周波数が高くなると表面にのみ電流が流れることを示している。ここで、3GeV の場合を例に鋼板に対する表皮効果の厚さを求めると、鋼板の透磁率 $\mu_{Fe} = 1000 \mu_0$ [H/m]、電気導電率 $\sigma_{Fe} = 7 \times 10^6$ [1/Ωm]、周波数 $f_{3GeV} = 25$ [Hz] より、表皮厚さは $\delta_{3GeV} = 1.2$ [mm] となる。

3-3 鋼板の特徴

ここでは、3GeV 電磁石と 50GeV 電磁石で選ばれた鋼板の特徴について述べる。

1) 3 GeV 電磁石

3GeV 電磁石は、中心磁場は 1.1[T]、鉄心中の最大磁束密度が 1.6[T]以下で、25[Hz]と速い繰返し電磁石である。また、電磁石の磁極間隔が従来の電磁石と比べて非常に大きいことと、電源が共振電源であるため電流波形は正弦波に固定され、パターン電源に比べて電流に対する磁場の線形性を補償することが困難であるという電源制御の観点から、線形性の良い電磁石が必要となる。従って、高透磁率で低鉄損の鋼板を選ばなければならない。

鉄損を低減するためには、ケイ素 (Si) を添加することにより電気抵抗率を高め、渦電流損を低減する。逆に高透磁率を問題にする電磁石では、ケイ素の少ない鋼板が使用されてきた。一般に高透磁率で低鉄損の2つの条件を満たす鋼板は存在しない。

しかし、今回 3GeV 電磁石で選定した鋼板は、極低 S 系電磁鋼帯とよばれる鋼板である。

この鋼板の特徴は、鉄損のほぼ 70%を占めるヒステリシス損の低減に着目している点である。窒素、酸素といった不純物元素の低減に加え、従来安定して低減することが困難であった硫黄を数 ppm (100 万分の 1) という極低 S レベルまで低減することにより磁気の流れを妨げる不純物を少なくして高透磁率化を達成している。

実際は、極低 S レベルまで低減しても、鋼板表層部に細粒組織が残留し、ヒステリシス損の低減に必要な均一粗大粒を得ることが困難であるため、特殊元素を微量添加することにより表層細粒組織の形成を抑制している。この方法により板厚方向に均一な粗大粒を得ることができ、Si 添加によらない鉄損の低減化を実現している。さらに、Si 添加しないことにより鋼板硬度が軟化し、鉄心打抜きに使用する金型の寿命向上が期待できる。

板厚は、0.35 と 0.5[mm]の2種類あり、実際に使用する周波数 (25Hz) で鉄損値を測定し比較した結

果、板厚 0.5[mm]の 50BF470 鋼板を選択した。

2) 50GeV 電磁石

50GeV 電磁石は、中心磁場が 1.9[T]、鉄心中の最大磁束密度が 2.1[T]程度と非常に高い磁場が要求されているため、鉄心材料は飽和磁化領域で使用しなければならない。つまり、2~2.2[T]領域の透磁率の良い鋼板を選ばなければならない。このように高磁場特性を問題とする鋼板の場合、ケイ素の含有量を減らして高透磁率を得るために保持力が大きくなる。この場合、保持力にバラツキがあると、電磁石は低磁場における BL 積のバラツキとして現れるため、加速器の性能を決める上で非常に重要な問題となってくる。このため、保持力のバラツキを管理することと占積率を上げて BL 積のバラツキを抑えることが重要となってくる。また、繰返し周波数が 0.3[Hz]のため、鉄損は無視できる。

以上のことから、50GeV 電磁石では飽和磁化と占積率の向上および安定化が鉄心材料選定の上で最大課題となった。

次に、この課題に対する対策について述べる。

[飽和磁化対策]

電磁鋼板をもちいるため Si の添加が原則となる。それ以外に様々な磁化特性を考慮し、Al、Mn その他の添加物を加える場合がある。一般に電磁鋼板は鉄損でグレード分けされており、成分指定しない限り飽和磁化が大きくばらつく可能性がある。そこで各種成分の飽和磁化への影響を解析し、次のような対応を行った。

- 1) Si は 0.2%以下の最低レベルとする。電磁鋼板は 50A1300、65A1600 クラスとする。
- 2) Al は同一添加量でも飽和磁化の低下が顕著になるため、いかなる理由でも添加しない。
- 3) その他の添加物は必要最少量とし、管理範囲を厳しくする。
- 4) 可能な限り高純度化し、不可避不純物を低減する。

【占積率対策】

- 1) 占積率向上には板厚アップ（積層枚数の低減）が最も効果的である。
- 2) 0.8[mm]以上では反りや巻きぐせの発生する可能性があり、電磁石用鋼板として不向きである。
- 3) 電磁鋼板として実績のある 0.65[mm]とする。
- 4) 占積率に影響の大きい幅方向の板厚偏差の管理を徹底する。

以上の内容から、0.65[mm]の最低グレードの 65EF1600K を採用することとした。これは、50GeV 電磁石用に特別に成分管理された鋼板となっている。

3 GeV と 50GeV の電磁石で使用する鋼板と標準材の磁気特性比較を図 3-1 に示し、鋼板の磁気特性データを表 3-3-1 及び表 3-3-2 に示す。

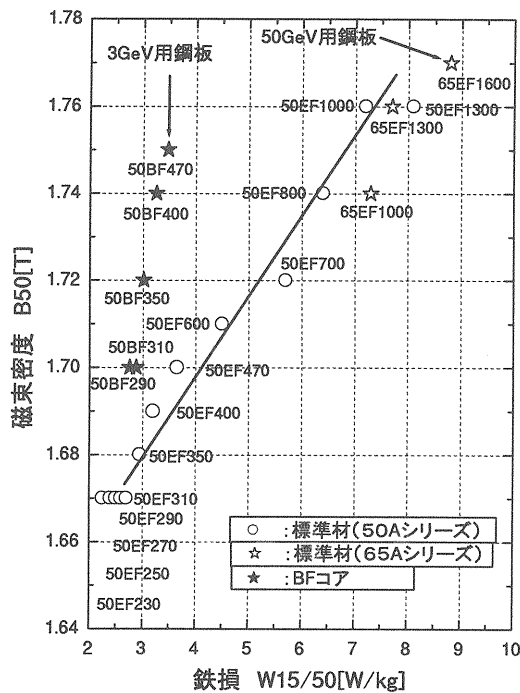


図 3-3-1 電磁鋼板の特性比較

表 3-3-1 磁気特性データ I

規格	保持力	層間抵抗	占積率 [%]
	Hc15[A/m]	[Ω cm ² /枚]	
50BF470	33	13	98.5
65EF1600K	106	8	99

表 3-3-2 磁気特性データ II

規格	成分(重量%)				
	C	Si	Mn	P	Al
50BF470	0.002	0.8	0.3	0.1	0.3
65EF1600K	0.003	0.12	0.4	0.1	0

第 4 章 アルミストランド線

電磁石コイルの線材としては、一般的には冷却水チャンネルのある無酸素銅（ホロコンダクタ）が広く使われている。ストランド線は、速い繰返しの電磁石用コイル線材として開発されたもので、冷却水を通すパイプのまわりに電氣的に絶縁された多数の細い導体（素線）をまきつけて矩形に圧縮成型したものである。

ストランド線は、渦電流損が幅の自乗に比例することを利用しており、同じ外形を持つホロコンダクタに対して、渦電流損をおおよそ素線径と外形サイズの比の自乗低減することができる。

4-1 ストランド線の構造

アルミストランド線の素線は、特にホルマール被覆などの積極的な電気絶縁は考えておらず、自然酸化で素線表面に生成されるアルミナ (Al_2O_3) 膜による電気絶縁を期待している。アルミニウムの自然酸化は、室温で飽和状態に達し約 25 オングストロームの膜厚となる。

さらにコイル全体を樹脂で真空含浸すると、素線間に樹脂が入り込み、これが電気絶縁の役目を果たすことも期待している。また、樹脂が素線間の隙間

を埋めることにより熱伝導を良くすることも期待できる。この様に、ストランド線を用いた電磁石コイルをつくる際には、真空含浸は必要不可欠な工程となる。

コイル含浸用樹脂として通常用いられるエポキシ樹脂は放射線にたいして弱く、1MGy以上で電気絶縁特性が劣化するといわれており、今回は数10MGy以上もつとされているポリイミド樹脂を用いることとした。

従って、コイルの素線絶縁にはポリイミドプレグテープを、層間絶縁にはポリイミドシート、対地絶縁にはポリイミドマイカテープを用いた。

ここで、アルミストランド線の構造を簡単に紹介する。

表 4-1. アルミストランド線の仕様

項目	仕様	
撚り線構成	中心 φ14mmSUS管(厚さ1.0mm)	
	4本/3.5mm(アルミ線)	
	19本/3.1mm(アルミ線)	
	28本/2.8mm(アルミ線)	
34本/2.8mm(アルミ線)		
外径	約28.5mm×28.5mm	
ピ ツ チ	1層	約185mm(19本/3.1mm)
	2層	約245mm(28本/2.8mm)
	3層	約280mm(34本/2.8mm)

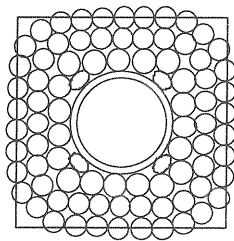


図 4-1-1. ストランド線断面図

4-2 コイルの製作

コイルができるまでの製作工程を偏向電磁石の例を挙げて簡単に説明する。

I. ストランド線撚り線工程

(1) 第1工程

アルミ線4本をSUS管上に添わせ、その上に19本のアルミ線を撚り合わせた後、圧縮成型する。

(2) 第2工程

第1工程で撚った1層目の撚り線を中心とし、その上に2層目を28本撚り合わせた後、圧縮成型する。

(3) 第3工程

第2程で撚った2層目の撚り線を中心とし、その上に3層目を34本撚り合わせた後、圧縮成型する。

II. コイル巻線工程

(1) 素線絶縁

ポリイミドプレグテープを用いて1/2ラップ1回の素線絶縁を行う。

(2) 下パンケーキコイル巻線

上パンの導体を待避させ巻き線を行う。治具で導体の成型を行ながら巻き線を行う。

(3) 層間絶縁

コイル各層間にポリイミド積層板t0.5mmを1枚挿入する。

(4) 上パンケーキコイル巻線

巻線後ダブルパンケーキコイル外周のテーピングを行う。

(5) 含浸および真空脱泡

ダブルパンケーキの2層コイルを含浸型に入れてポリイミド樹脂をストランド線間にしみ込ませ真空脱泡して完全に含浸する。この含浸の目的は絶縁よりストランド線間の熱伝導を良くするのが主目的であり、ボイドができないようにほぼ完全に含浸する。

(6) 第1次キュア

含浸後のダブルパンケーキの2層コイルを含浸型のままキュアを行う。

(7) コイルテーピング及び第2次キュア

含浸型からコイルを取り出して、セミキュアテー

ブで外周テーピングを行う。その後、再び含浸型に入れ第2次キュアを行う。

(8) 寸法測定及び補修

モールド後熱収縮テープを取り外し寸法を測定する。寸法が外れた場合は補修を行う。

(9) 積層および主絶縁と最終キュア

3個のダブルパンケーキコイルを重ねて1つのコイルを形成する。ポリイミドマイカテープを1/2ラップ6回巻き、その外周に保護テーピングを行い、板型を当てて寸法出しを行う。その後、型を当てたまま最終キュアを行う。

(10) 寸法確認

コイル全体の寸法を確認する。

(11) 試験検査

各ダブルパンケーキ毎及びコイル完成後それぞれにおいて、口出し間抵抗、インピーダンス、絶縁抵抗、耐電圧試験等の各種電気試験と寸法測定を実施する。

4-3 ストランド線直流抵抗

一様断面 σ_0 の素線により、ストランド線が構成されているとする。ある素線 $i(i=1\sim N)$ に対し、図 4-3-1 より以下の関係式を得る。

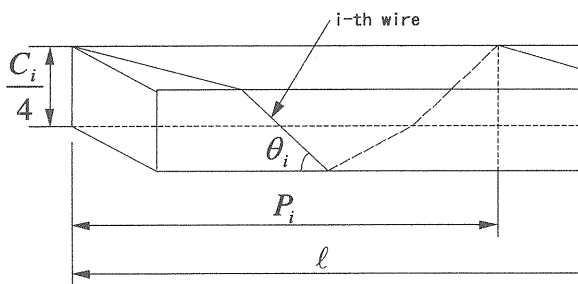


図 4-3-1 ストランド線素線断面図

$$\tan \theta_i = \frac{C_i}{P_i} \quad (4-3-1a)$$

$$L_i = \frac{l}{\cos \theta_i} \quad (4-3-1b)$$

$$r_i = \frac{\rho L_i}{\sigma_0} \quad (4-3-1c)$$

$$\sigma_i = \frac{\sigma_0}{\cos \theta_i} \quad (4-3-1d)$$

但し、 C_i ; 素線 i を含む層の周長、 L_i ; 長さ l のストランド線に含まれる素線の長さ、 r_i ; 素線 i の抵抗、 σ_i ; ストランド線断面における素線の断面積。

以上を考慮し、 N 本の素線で構成されたストランド線の抵抗 R は、

$$\begin{aligned} R[\Omega] &= \left(\sum_{i=1}^N \frac{1}{r_i} \right)^{-1} = \left(\sum_{i=1}^N \frac{\sigma_0}{\rho L_i} \right)^{-1} = \frac{\rho}{\sigma_0} \left(\sum_{i=1}^N \frac{1}{L_i} \right)^{-1} \\ &= \frac{\rho l}{\sigma_0} \left(\sum_{i=1}^N \cos \theta_i \right)^{-1} \end{aligned} \quad (4-3-2)$$

一方、ストランド線切断面における導体面の面積 S は、

$$S = \sum_{i=1}^N \frac{\sigma_0}{\cos \theta_i} = \sigma_0 \sum_{i=1}^N \frac{1}{\cos \theta_i}$$

よって、

$$R[\Omega] = \frac{\rho l}{S} \left(\sum_{i=1}^N \cos \theta_i \right)^{-1} \left(\sum_{i=1}^N \frac{1}{\cos \theta_i} \right) \quad (4-3-3)$$

また、使用するストランド線は中心に冷却用のパイプが通っている。この占める断面積を S_w とすると、占積率 K を用いて、式 (4-1-3) の S を $(S - S_w)K$ でおきかえる。従って、 S は公称断面積 ($S = (C/4)^2$) となる。以上をまとめると

$$R[\Omega] = \frac{\rho l}{K(S - S_w)} \left(\sum_{i=1}^N \cos \theta_i \right)^{-1} \left(\sum_{i=1}^N \frac{1}{\cos \theta_i} \right) \quad (4-3-4)$$

となる。

4-4 ストランド線の渦電流損

ここでは、ストランド線を相互に絶縁された完全な丸棒の集合として取り扱う。

4-4-1 丸棒の渦電流損

半径 r [m] の丸棒の単位長さ当たりの渦電流損 P_0 は、

$$P_0[W/m] = \frac{2}{3} \cdot \frac{\omega^2 B_0^2}{\rho} r^4 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^4 \theta d\theta$$

$$= \frac{\pi \omega^2 B_0^2}{8\rho} r^4 \quad (4-4-1)$$

で与えられる。

但し、 ω ；交流磁場の周波数、 B_0 ；交流磁場の振幅、 ρ ；丸棒の比抵抗

4-4-2 スtrand線の渦電流損

素線 i の渦電流損 P_i は丸棒のモデルを用いて表される。水平方向のstrand線に対し磁場は垂直に入り、傾斜しているstrand線に対しては、その傾斜に垂直な磁場成分が入るとすると、図 4-2-1 より以下の関係式を得る。

$$P_i[W] = P_0 \left(\frac{X_p}{2} \cdot \frac{1}{\cos \theta_i} + \frac{X_p}{2} \cdot \cos \theta_i \right) \frac{\ell}{X_p}$$

$$= \frac{\pi \omega^2 B_0^2}{16\rho} r^4 \ell \left(\frac{1}{\cos \theta_i} + \cos \theta_i \right) \quad (4-4-2)$$

となる。よって、strand線の全渦電流損は、

$$P_{total}[W] = \frac{\pi \omega^2 B_0^2}{16\rho} r^4 \ell \sum_{i=1}^N \left(\frac{1}{\cos \theta_i} + \cos \theta_i \right) \quad (4-4-3)$$

で与えられる。

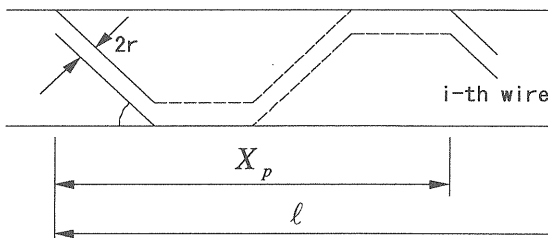


図 4-4-1 スtrand線の素線巻線図

4-4-3 冷却水パイプの渦電流損

strand線内に含まれる冷却用パイプの単位長さ

当たりの渦電流損 P_{pipe} は、

$$P_{pipe}[W/m] = \frac{\pi d \omega^2 B_0^2}{2\rho_{pipe}} a^3 \quad (4-4-4)$$

で与えられる。但し、 d ；パイプの厚み、 a ；パイプの内径、 ω ；交流磁場の周波数、 B_0 ；交流磁場の振幅、 ρ_{pipe} ；パイプの比抵抗

4-5 スtrand線内での温度分布

図 4-3-1 のような丸断面でstrand線断面形状を近似する。冷却水は $r < r_w$ の領域内を流れ、水温は一定とする。 $r_w < r < r_a$ は冷却水パイプ、 $r_a < r < r_b$ はstrand線の素線が占める。

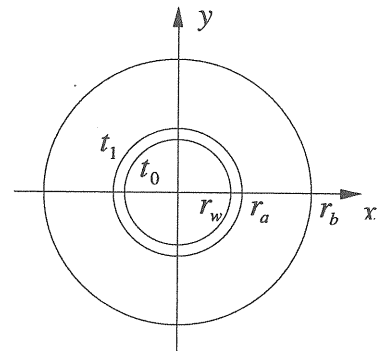


図 4-5-1 スtrand線丸断面モデル

4-5-1 冷却水パイプ ($r_w < r < r_a$)

温度分布は θ 方向で一定とすると管壁での発熱を無視して、 r 方向の温度分布 $t(r)$ は、

$$\frac{d}{dr} \left(r \frac{dt}{dr} \right) = 0 \quad (4-5-1)$$

で与えられる。

但し、境界条件として $r = r_w$ のとき $t = t_0$ を与える。一方、 $r = r_a$ においてstrand線素線部で発熱した熱が流入する。素線部での発熱量を P [W] とし、

全長を l とすると、熱伝導の基本法則 (Fourier の基礎式) より、

$$\Delta Q = -kA \frac{dt}{dr} \Delta \tau$$

が導かれる。但し、 k は熱伝導率である。

熱流の割合は、

$$q = -\frac{\Delta Q}{\Delta \tau} = kA \frac{dt}{dr} \\ = 2\pi k r l \frac{dt}{dr} \quad (4-5-2)$$

となる。ここで、 $r = r_a$ のときの発熱量を P とすると、

$$P [W] = 2\pi k_w r_a l \frac{dt}{dr}$$

となる。但し、 k_w は管壁の熱伝導率である。

以上より、冷却水パイプ内の温度分布は式 (4-5-2) を r_w から r の間で積分することにより得られる。

したがって、

$$t [^\circ C] = \frac{P}{2\pi l k_w} \ln \frac{r}{r_w} + t_0 \quad (4-5-3)$$

4-5-2 スtrand線素線部

$$(r_a < r < r_b)$$

同様に r 方向に分布のみを考えると、方程式は

$$\frac{d^2 t}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dt}{dr} = -\frac{p}{k_a} \quad (4-5-4)$$

但し、 p はstrand線素線部での単位体積当たりの熱量であり、 k_a は熱伝導率である。

境界条件として、 $r = r_a$ で式 (4-5-3) と接続可能であることと、 $r = r_b$ で熱の出入りが無いことから

$$\left(\frac{\partial t}{\partial r} \right)_{r=r_b} = 0$$

を与える。以上のことから、strand線素線部での温度分布は、

$$t [^\circ C] = -\frac{p}{4k_a} (r^2 - r_a^2) + \frac{p}{2k_a} r_b^2 \ln \frac{r}{r_a} + t_1 \quad (4-5-5)$$

で与えられる。但し、 t_1 は式 (4-5-3) で $r = r_a$ と与えて得られる値であり、式 (4-5-5) に代入するとstrand線内の温度分布は、冷却水温度からの温度上昇として

$$\Delta t [^\circ C] = t - t_0 = -\frac{p}{4k_a} (r^2 - r_a^2) + \frac{p}{2k_a} r_b^2 \ln \frac{r}{r_a} \\ + \frac{p}{2\pi l k_w} \ln \frac{r_a}{r_w} \quad (4-5-6)$$

と表すことができる。

ここで、式 (4-5-6) を用いてstrand線内の温度分布を求めてみる。実際のstrand線は角断面であるため、丸断面で近似計算する場合、角断面と同じ外周長を与える円の半径を r_b とする。

一方、熱伝導率として、アルミ素線部には空気及び含浸用樹脂 (ポリイミド) が占めているため、これらの占有率を考慮して、次式で示す等価熱伝導率を求める。

$$k_a = \left(\frac{\eta_{Al}}{k_{Al}} + \frac{\eta_{air}}{k_{air}} + \frac{\eta_{poly}}{k_{poly}} \right)^{-1} \quad (4-5-7)$$

$$\eta_{Al} + \eta_{air} + \eta_{poly} = 1 \quad (4-5-8)$$

但し、 k_{Al} はアルミニウムの熱伝導率、 k_{air} は空気の熱伝導率、 k_{poly} はポリイミドの熱伝導率、 k_w は冷却水パイプ (SUS) の熱伝導率である。 η については、アルミ素線はアルミ素線部の 80% を占め、残り 20% を空気とポリイミドが占めることになる。空気とポリイミドの占有率を変えたときの温度分布を図 4-5-2 に示す。

この温度分布から、空気の占有率が低いと、つまり、素線間を樹脂で隙間無く埋めることによって、コイル内の温度上昇を低く抑えることができることがわかる。したがって、strand線の電磁石コイルは熱伝導をよくする上で、樹脂の真空含浸が必要であることがわかる。

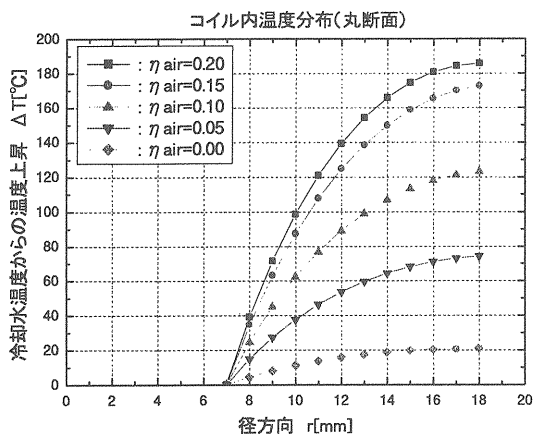


図 4-5-2 スtrand線内温度分布

第 5 章 渦電流効果

シンクロトロンでは、加速粒子が一定の軌道を通るように粒子のエネルギーに応じて、電磁石の磁場の強さを変化させる。特に 3 GeV リングの様な速い繰返しのシンクロトロンでは数十 Hz という繰返しで磁場が変化する。このような速い繰返しの磁場中に金属導体が存在すると、導体中に渦電流が流れる。例えば、偏向電磁石の磁極間隙部に金属製の真空ダクトが置かれたとする。この時、真空ダクト表面には、交流磁場により渦電流が流れる。この渦電流は高次の磁場成分を作り、偏向電磁石の二極磁場成分を乱す。これは、周回する荷電粒子の運動がその影響を受けて場合によっては、大きく乱れる可能性がある。また、渦電流が流れることによる導体の発熱も問題となる。この様な理由から速い繰返しの電磁石中ではふつうベローズダクトやセラミックダクトが用いられる。

一方、電磁石端部でも渦電流が発生する。図 5a は電磁石端部での漏れ磁場の様子を模式的に描いた図である。磁極部分は 0.5mm の積層板構造になっているので偏向電磁石中心部での渦電流の影響は無視できるほど小さい。偏向電磁石は、強度補強のため

ステンレス製の端板で積層板を押しえ込む構造となっているが、電磁石の端部では漏れ磁場があり、この漏れ磁場によって端板に渦電流が流れる。渦電流が流れると金属製ダクトの場合と同様に、渦電流が作る多極磁場成分の荷電粒子の運動への影響が考えられる。また、当然、渦電流の発熱についても考慮する必要がある。図 5b は偏向電磁石の磁極中に金属製ダクトがおかれている場合に流れる渦電流を模式的に描いた図である。

以上のように、繰返しの速い磁場を用いるシンクロトロンでは、渦電流が流れることにより、

- 1) 渦電流が導体を流れることによって生ずる発熱
- 2) 渦電流が作る磁場

が大きな問題となってくる。前者は一般的に渦電流損と言われ、速い繰返しの電磁石を設計する上で大きな問題となってくる。後者の影響については加速初期におけるビームロスの原因になっていることが KEK PS で報告されている。

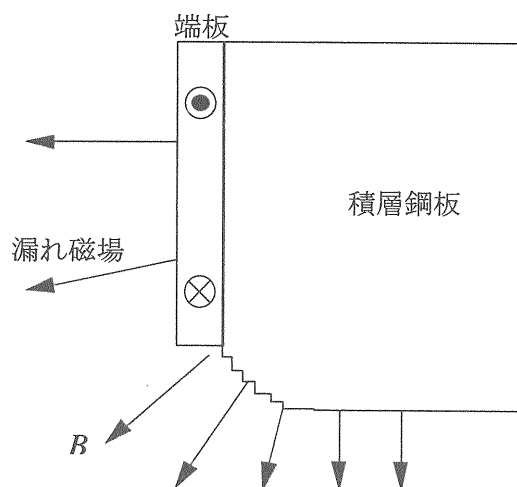


図 5a 偏向電磁石端板に流れる渦電流

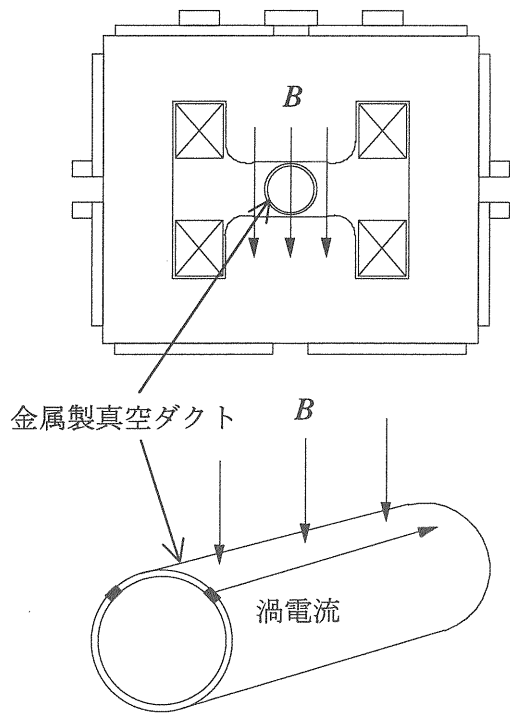


図 5b 金属製ダクトに流れる渦電流

5-1 一次元渦電流分布

十分に長い平板で、かつ、表皮効果が無視できる場合、単純な一次元モデルで近似することができる。

図 5-1-1 に示したように、幅 w に比べて十分長い L の導体面に垂直に交流磁場が加わっている場合を考える。但し、磁場は導体全体に一樣に加わっているものとする。

x 座標を幅の方向に、その原点を幅の中心にとると、 x を通る誘導電流は $-x$ を通るループ電流となるので、図の $\pm x$ を通るループに対して電磁誘導の式を適用すると、

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

より、 $2\ell E = -\frac{\partial B}{\partial t} 2xL$ となり、電場は

$$E = -\frac{\partial B}{\partial t} x \quad (5-1-1)$$

となる。

さらに、オームの法則 $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ (σ は導電率) から

電流密度 j は、

$$j = -\sigma \frac{\partial B}{\partial t} x \quad (5-1-2)$$

となる。

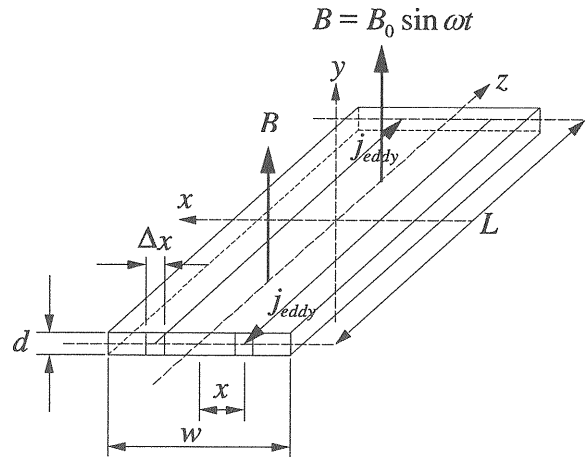


図 5-1-1 一次元矩形モデルの概略図

また、十分に長い円形ダクトで、かつ、表皮効果が無視できる場合、単純な一次元モデルで近似することができる。

図 5-1-2 のようなモデルを考える。円筒モデルの長さ L とし、 y 軸方向に向く x 軸方向に一樣な磁場が時間的に変化していると考え。電磁誘導の式を用いて、これを面積分し、 $L \gg r$ (r は円の半径) とすれば、

$$E = -\frac{\partial B}{\partial t} r \cos \theta \quad (5-1-3)$$

となる。

例えば、図 5-1-2 で y の正方向に磁場が強くなれば渦電流は点 A で奥から手前の方向に流れる。

さらに、 $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ (σ は導電率) であることを利用すると、電流密度 j は、

$$j = -\sigma \frac{\partial B}{\partial t} r \cos \theta \quad (5-1-4)$$

となる。

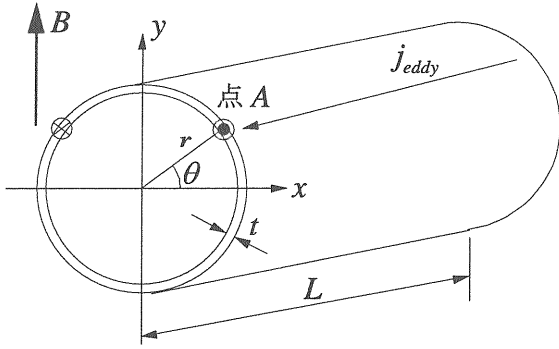


図 5-1-2 一次元円筒モデルの概略図

5-2 一次元矩形導体の渦電流損

時間的に変動する交流磁場 $B(t) = B_0 \sin \omega t$ が均一に平板に加わっている場合の発熱について定式化する。

図 5-1-1 に示したような厚さ d 、幅 w に比べて十分長い L の導体について考える。

最初に図 5-1-1 の中心線 y から距離 x にある微小面積 Δx での渦電流による電流密度 j_{eddy} を求めると、 $E = -B_0 \omega x \cos \omega t$ となる。 E は電場を示す。さらに、オームの法則から渦電流密度 j_{eddy} は、

$$j_{eddy} = -B_0 \sigma \omega x \cos \omega t \quad (5-2-1)$$

で与えられる。この渦電流による導体内での電力損 ΔP は、式 (5-2-1) での渦電流の電流密度を用いると、

$$\begin{aligned} \Delta P &= \langle (j_{eddy} \Delta x d)^2 \rangle \frac{2L}{\sigma \Delta x \cdot d} \\ &= L d \Delta x \sigma (B_0 \omega)^2 x^2 \end{aligned} \quad (5-2-2)$$

と表せる。 $\langle \rangle$ は時間平均である。式 (5-2-2) を図 5-1-1 における導体全体について積分すると、

$$P[W] = L d w \sigma \frac{(B_0 \omega)^2}{24} \quad (5-2-3)$$

となる。また、 $L d w$ は図 5-1-1 の平板の体積を示していることから、単位体積当たりの発熱量 P_e は、

$$P_e [W/m^3] = \frac{\sigma (B_0 \omega)^2}{24} \quad (5-2-4)$$

と表せる。

5-3 一次元円筒導体の渦電流損

図 5-1-2 のような円形ダクトの一次元モデルの場合について考える。ある微小体積における渦電流の電流密度を j とすると、微小体積における発熱量

ΔP_{eddy} は、

$$\begin{aligned} \Delta P_{eddy} &= I^2 R \\ &= \langle (j t r d \theta)^2 \rangle \frac{2L}{\sigma t r d \theta} \end{aligned} \quad (5-3-1)$$

と表すことができる。ここで、前と同様 $\langle \rangle$ は時間平均を表す。ここで、外部磁場 B が、 $B = B_0 \sin \omega t$ という単一の周波数の場合、式 (5-3-1) は、

$$\Delta P_{eddy} = \sigma (B_0 \omega r)^2 r t L \cos^2 \theta d \theta \quad (5-3-2)$$

となる。

$$\begin{aligned} P_{eddy} [W] &= 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \Delta P_{eddy} \\ &= \sigma (B_0 \omega r)^2 r t L \frac{\pi}{2} \end{aligned} \quad (5-3-3)$$

となる。また、単位体積当たりの渦電流による発熱量 P は、

$$P [W/m^3] = \frac{\sigma}{4} (B_0 \omega r)^2 \quad (5-3-4)$$

となる。

第 6 章 磁場測定

磁場測定のデータは、主に加速器で要求されている磁場の性能が得られているか確認することと、電磁石個々の磁場のバラツキを確認する上で非常に重

要となってくる。測定項目としては、各電磁石の実効長とその分布、磁場や磁場勾配の絶対値、磁場の安定度、電磁石の多極成分などが挙げられる。速い繰返しで励磁される電磁石の場合、これらの測定の他に、渦電流による影響を調べるために用いられる。

ここでは、速い繰返しで励磁される電磁石特有の磁場測定システムについて述べる。

6-1 動磁場測定

電磁誘導を利用した磁場測定方法としてサーチコイルを回転させて測定する方法がある。この方法は、サーチコイルをパルスモータ等により180度だけ回転（フリップ）させるもので、その間にコイルに誘導される電圧を積分する。この原理を応用して、交流磁場成分と直流磁場成分の測定方法について述べる。

サーチコイルに誘導される電圧は、

$$e = -\frac{d\phi}{dt} = -n \frac{d\{\vec{S}(t) \cdot \vec{B}(t)\}}{dt} \quad (6-1-1)$$

である。ここで、 ϕ はサーチコイルに鎖交する磁束、 n はサーチコイルの巻き数、 t は時刻、 e は出力電圧、 B は磁束密度、 S はサーチコイルの実効面積である。

磁束密度 B は、

$$B(t) = B_{dc} + B_{ac}(t), \quad B_{ac}(t) = B_{ac} \cos \omega t$$

で表され、(6-1-1)式を時間積分すると磁場 $|B|$ を求めることができる。

$$\begin{aligned} \int_{t_1}^{t_2} e dt &= -n \int_{t_1}^{t_2} d\{\vec{S} \cdot \vec{B}\} \\ &= -n[\vec{S}(t_2) \cdot \vec{B}(t_2) - \vec{S}(t_1) \cdot \vec{B}(t_1)] \\ &= n[\{S(t_1) - S(t_2)\}B_{dc} + S(t_1)B_{ac}(t_1) \\ &\quad - S(t_2)B_{ac}(t_2)] \end{aligned}$$

ここで、コイル停止時は、サーチコイルの実効面積は $S(t_1) = S(t_2) \equiv S_0$ より、

$$\begin{aligned} \int e dt &= nS_0\{B_{ac}(t_1) - B_{ac}(t_2)\} \\ &= 2nS_0B_{ac} \end{aligned} \quad (6-1-2)$$

コイル回転時は $0 \rightarrow \pi$ 回転させるためサーチコイルの実効面積は $S(t_1) = -S(t_2) \equiv S_0$ より、

$$\begin{aligned} \int e dt &= nS_0[2B_{dc} + \{B_{ac}(t_1) + B_{ac}(t_2)\}] \\ &= 2nS_0B_{dc} \end{aligned} \quad (6-1-3)$$

式 (6-1-2)、(6-1-3) は、それぞれ交流磁場、直流磁場を示している。

図 6-1-1 に磁場波形を、図 6-1-2 に測定装置を示す。

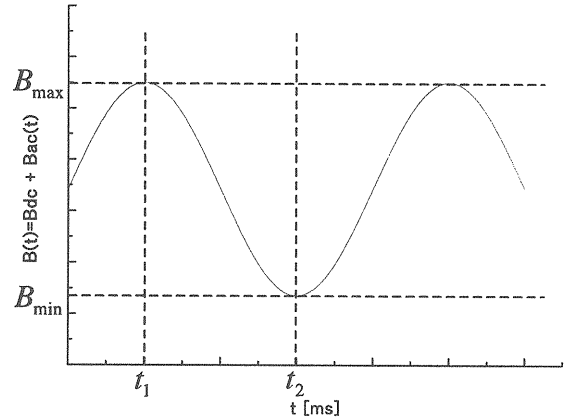


図 6-1-1 磁場波形

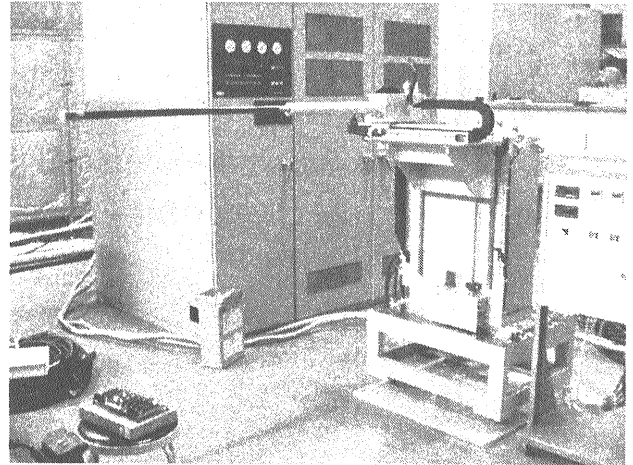


図 6-1-2 測定装置

6-2 渦電流磁場測定

外部からの単一周波数の磁場によって導体に流れる渦電流が作る磁場を測定データから求める方法について述べる。

まず、平らな薄い板全体に対して垂直に単一周波数の均一な外部磁場 B が貫いているとする。

$$B = B_0 e^{i\omega t} \quad (6-2-1)$$

B_0 は振幅の大きさ、 ω は角周波数、 t は時刻である。前章で述べたように外部磁場によって誘起される渦電流は、一般には複素数で記述される。従って、渦電流によって生じる磁場も複素数で記述される。この結果を踏まえて以下では、回路イメージを使って説明する。

外部磁場によって誘起される電圧は、式 (6-1-1) より、

$$e = -\frac{d(BS)}{dt} = -i\omega S B_0 e^{i\omega t}$$

となる。ここでは、 S は考えているループの囲む面積である。さらに、薄い平らな板を流れる渦電流の等価回路は、周波数が低いことから、抵抗 R とインダクタンス L と交流の電圧源が直列に連なるモデルで簡単に考えることが出来る。従って、インピーダンス z は、 $z = R + i\omega L$ となり、磁場の時間変化により誘起される電圧 e によって生じる渦電流 I は、

$$\begin{aligned} I &= \frac{e}{R + i\omega L} \\ &= \frac{e}{R^2 + \omega^2 L^2} (R - i\omega L) \\ &= \frac{-\omega^2 L - i\omega R}{R^2 + \omega^2 L^2} S B_0 e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (6-2-2)$$

とあらわせる。式 (6-2-2) より、渦電流には二つの位相があることがわかる。

式 (6-2-1) の磁束密度に対して

- ・ π 位相が遅れる成分： $-\frac{\omega^2 L}{R^2 + \omega^2 L^2} S B_0$
- ・ $\frac{\pi}{2}$ 位相が遅れる成分： $-\frac{i\omega R}{R^2 + \omega^2 L^2} S B_0$

である。 π だけ位相の遅れる成分を in-phase 成分、

$\frac{\pi}{2}$ だけ位相の遅れる成分を out-phase 成分と呼ぶ

ことにする。

位相関係に注目して、渦電流によって生じる磁場を考える。測定では、渦電流の影響のない場所に置かれたリファレンスコイルと渦電流の影響を見るための測定用サーチコイル、それぞれの出力を測定する。リファレンスコイルの出力を B_{ref} とし、測定用コイルの出力を B_{meas} とすると次のように表すことができる。

$$B_{ref} = \hat{B}_{ref} e^{i\omega t} \quad (6-2-3)$$

$$B_{meas} = \hat{B}_1 e^{i(\omega t + \theta)} \quad (6-2-4)$$

\hat{B}_{ref} はリファレンスコイルの振幅、 \hat{B}_1 は測定コイルの振幅である。式 (6-2-4) における θ が渦電流によって生じる磁場の位相のずれを表している。

図 6-2-1 には、直接測定できる量である B_1 、 θ と、測定位置での外部磁場 B_0 及び渦電流によって生じる磁場の out-phase 成分 B_{out} 、in-phase 成分 B_{in} の関係が描かれている。

図 6-2-1 からわかるように \hat{B}_{out} と \hat{B}_{in} を \hat{B}_0 、 \hat{B}_1 、 θ を使って表すことが可能で、 \hat{B}_{out} は次式で表せる。

$$\hat{B}_{out} = \hat{B}_1 \sin \theta \quad (6-2-5)$$

上式を電流変動の影響を少なくするために、リファレンスコイルの出力で規格化すると、

$$\frac{\hat{B}_{out}}{\hat{B}_{ref}} = \frac{\hat{B}_1 \sin \theta}{\hat{B}_{ref}} \quad (6-2-6)$$

と表すことができる。式 (6-2-5)、(6-2-6) が渦電流で生じた磁場の out-phase 成分を求めるための式となる。

次に、渦電流で生じた in-phase 成分は、

$$\hat{B}_{in} = \hat{B}_0 - \hat{B}_1 \cos \theta \quad (6-2-7)$$

とかける。同様に \hat{B}_{ref} で規格化すると、

$$\frac{\hat{B}_{in}}{\hat{B}_{ref}} = \frac{\hat{B}_0 - \hat{B}_1 \cos \theta}{\hat{B}_{ref}} \quad (6-2-8)$$

と表せる。

式 (6-2-6) から、out-phase 成分は測定量から直接求めることができる。一方、in-phase 成分は、 B_0 がわかっている場合に限って求めることができる。

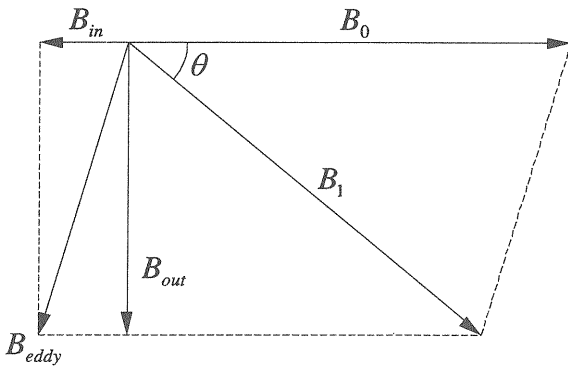


図 6-2-1 B_0, B_1, θ と B_{out}, B_{in} の関係

ここで、磁極端部で発生した渦電流による磁場分布の測定結果を一例として示す。縦軸は規格化された B_{out} で、横軸はビーム軸に沿った座標で鉄心端部を原点としている。グラフの実線は、今回あまり触れていないが計算により求めた渦電流磁場の分布である。

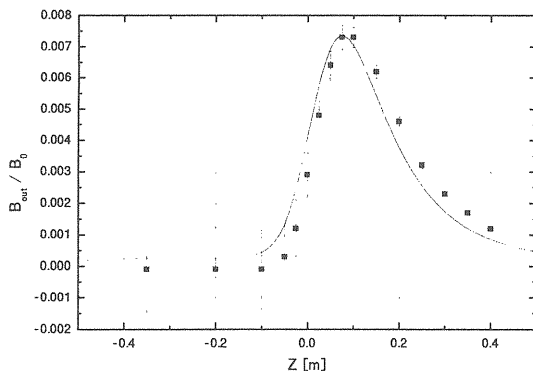


図 6-2-2 渦電流磁場の分布

加速器全般については

- 1) OHO'84 高エネルギー加速器入門
- 2) OHO'96 高エネルギー加速器セミナー
- 3) OHO'97 高エネルギー加速器セミナー
- 4) OHO'99 高エネルギー加速器セミナー

第2章 電磁石

- 1) 交直電磁石の設計と応用 中田高義、伊藤昭吉、河瀬順洋 森北出版

第3章 鉄芯材料

- 1) 図解「わかる電磁鋼板」 新日本製鐵
- 2) 磁性材料選択のポイント 日本規格協会
- 3) 下清水龍二、中野正典、藤原耕二、高橋則雄、「回転および交番磁束条件下における二次元磁化特性の検討」、電気学会マグネティクス研究会資料、MAG-99-172 (1999)

第4章 アルミストランド線

- 1) GEMINI DESIGN REPORT, KEK Progress Report 86-4.
- 2) K.H.Tanaka, Y.Yamanoi, M.Takasaki, T.Suzuki and K.Kato, "Development of Radiation-Resistant Magnets for High Intensity Beam Lines", The 11th International Conference on Magnet Technology(1989).
- 3) 電気絶縁材料選択のポイント 日本規格協会

第5章 渦電流効果

- 1) T.Toyama, D.Arakawa, S.Igarashi, J.Kishiro, K.Koba and K.Takayama, "Beam loss at the beginning of acceleration in the kek-ps main ring", PAC(1997).
- 2) S.Y.Lee, "A multiple expansion for the field of vacuum chamber eddy currents", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research

A300(1973), 151-158.

- 3) 金井康護、「速い繰り返しのシンクロトロンにおける渦電流効果の研究」、東北大学博士論文(1999)。

第6章 磁場測定

- 1) Y.Kanai, T.Adachi, M.Fujioka and Y.Mori, "Eddy Field Measurement Using a Peaking-Strip", Submitted the 11th Symposium on Accelerator Science and Technology, Japan,(1997).
- 2) Y.Kanai, M.Fujioka, Y.Mori, M.Muto, E.Yanaoka, H.Someya, F.Q.Zhang and T.Adachi, "Eddy Field Measurement by Using Search Coils for Bending Magnet", PAC(1999).