

加速器用超伝導磁石

1. はじめに

今年 2011 年、加速器用超伝導磁石を全面的に利用した加速器の先駆けであった米国フェルミ研究所の TEVATRON がその歴史を閉じようとしている[1]。TEVATRON は 1983 年に完成して以来、常に世界の高エネルギー物理学をリードしてきただけでなく、超伝導応用へ向けて超伝導技術の基盤を作った計画であった。また加速器用超伝導磁石としては、 $\cos \theta$ 型と呼ばれる磁石設計概念を完成させ、以来世界中で作られたほとんどの加速器用超伝導磁石がその設計概念を継承してきている。

加速器用超伝導磁石の技術は TEVATRON 以降、1992 年ドイツ DESY/HERA[2]、1998 年米国 BNL/RHIC[3]と継承されながら更なる発展を遂げた。そして去年本格的な運転を開始したヨーロッパの CERN/LHC[4]へと引き継がれている。

日本においても加速用超伝導磁石は TRISTAN や KEKB の衝突点 4 極磁石[5][6]に利用されてきた。またビームライン用としては KEK-PS[7]や理研 BigRIPS 等[8]で利用され、2009 年からは J-PARC でのニュートリノ実験のため 150m に及ぶ超伝導一次陽子ビームライン[9][10]が稼働している。

現在実用超伝導磁石は加速器応用を含めて線材としてはほぼ NbTi に頼っていると言っている。しかしながら高エネルギー加速器応用においては LHC でほぼ限界まで設計製造技術が昇華されていて、現状の NbTi 材料を使った磁石としては究極の性能と考えられている。このため近年では新しい超伝導材料を使った磁石開発の必要性が叫ばれており、実際世界中で先進超伝導線材を利用した加速器用超伝導磁石の開発が精力的に行われている。特に TEVATRON の運転開始 3 年後の 1986 年に発見された高温超伝導体についてはそのポテンシャルの高さから多くの期待が寄せられている。今年 K. Onnes が超伝導を発見してから 100 周年の年でもある。その区切りの年

に大型超伝導応用の先駆けであった TEVATRON がその歴史を閉じると同時に、それ以来実用線材として大きな役割を果たしてきた NbTi 線材から、より先進的な超伝導線材の利用へと世界が進もうとしているのは何か象徴的でもある。

本テキストでは超伝導発見から現在に至るまでの長い道のりを紹介しながら加速器用超伝導磁石に必要なとされた基本技術の紹介を行うとともにそこで発見された超伝導磁石特有の現象について紹介して行く。また次世代加速器用超伝導磁石の研究開発に関して簡単な紹介を行うとともに、それに必須となってきている高温超伝導等を用いた先進超伝導線材について紹介する。

2. 超伝導の発見から実用超伝導線

1911 年に超伝導が発見されてから 100 年間の間に、数多くの超伝導体や、超伝導に関する発見があった(Fig.1-1)。しかしながら、超伝導磁石の実用化が大きく進んだのは 1961 年の NbTi の発見以降で、それまでの 50 年間は超伝導を理解することと応用のための基本技術の開発に費やされている。ここでは現在超伝導磁石応用で最も用い

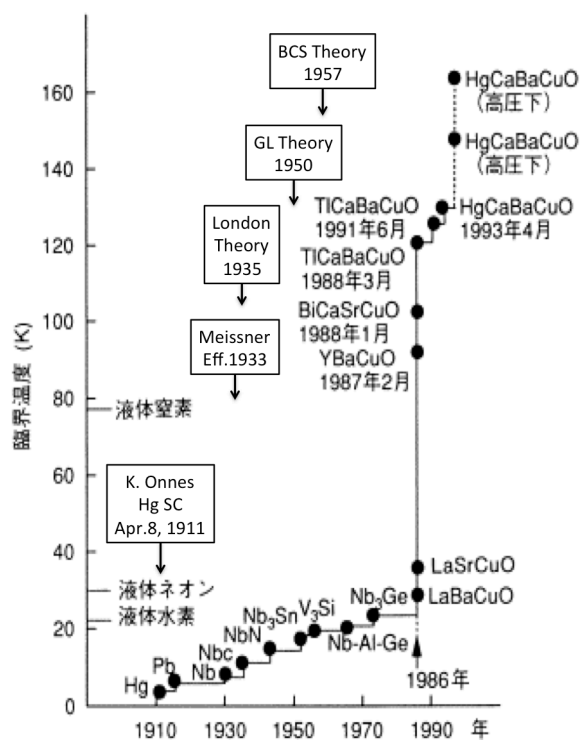


Fig. 1-1 超伝導材料発見の歴史

られている NbTi 線材開発に至るまでの道のりを紹介すると共に、そこに使われている基本技術を紹介して行く。

2.1. 超伝導の発見と理解の進展[11]

2.1.1. 超伝導の発見

超伝導の発見の3年前、1908年オランダ・ライデン大学のカマリン・オネス(Heike Kamerlingh Onnes)はヘリウムの液化に世界で初めて成功し 0.9K という極低温状態を作り出すことに成功している。オネスはこの極低温状態を利用して各種金属の電気抵抗を測定し、1911年に水銀が約 4.2K で突然電気抵抗がなくなること(完全導電性)を発見しこの現象を超伝導と命名している[12]。Fig.2-1はそのときのデータとオネスのポートレートである。オネスはこの後スズや鉛でも超伝導現象が起こることを発見している。

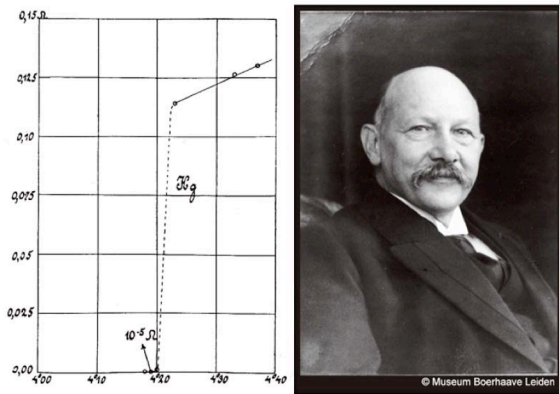


Fig. 2-1 水銀での超伝導発見時のデータとカマリン・オネスの写真

またオネスは 1913 年に鉛線を使って超伝導磁石の試作を試みるが非常に低い磁場で超伝導が破れてしまい高磁場を発生することができなかった。このことを受けてオネスはさらに詳細な研究を進め、超伝導状態が一定以上の磁場をかけると消滅してしまう臨界磁場があることを発見している。当時発見されていた超伝導物質は、皆非常に低い臨界磁場を持っていたため超伝導による磁石というアイデアはしばらく封印されることとなる。

2.1.2. マイスナー効果

1933 年にはヴァルター・マイスナー(Fritz Walther Meißner)とローベルト・オクセンフェルト(Robert Ochsenfeld)によって超伝導体が完全反磁性を持つことが発見される[13]。この効果はマイスナー効果(Meissner effect)と呼ばれ、現在では完全導電性とともに入超伝導体を決定するための 2 大特徴となっている。この効果は 1935 年にロンドン兄弟(Fritz and Heinz London)によって導きだされたロンドン理論[14]によって現象論的に説明された。

ここで完全反磁性と完全導電性の違いについて簡単に述べる。完全導電性をもつ物質に磁場をかけた場合誘導電流によって導体内部への磁場は遮蔽される。このため完全導電性だけで完全反磁性が実現できそうだが、完全導電性が生じる以前から磁場をかけておいてそこから導体を完全導電性に遷移させた場合、磁場はそのまま導体内部に残ってしまう(Fig.2-2a)。一方、完全反磁性を持つ超伝導体の場合、超伝導でない状態で磁場をかけておいてそこから冷却して超伝導転移させても磁場は磁場を導体内部から押し出してしまう(Fig.2-2b)。

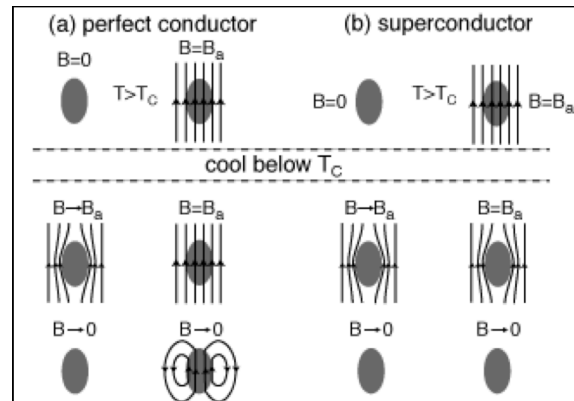


Fig. 2-2 マイスナー効果[15]

ロンドン理論によると導体表面で磁場は式(2-1)で表記され、

$$B(x) = B_0 e^{-x/\lambda} \quad (2-1)$$

このとき λ はロンドン侵入深さ (London penetration depth) と呼ばれ式(1-2)で示される。

$$\lambda = \sqrt{\frac{m}{n_s e^2 \mu_0}} \quad (2-2)$$

ここで m , e , n_s はそれぞれ超伝導電子の質量、電荷、数である。

2.1.3. 理論の発展

1950 年になるとロンドン理論を熱力学的視点で補うギンツブルグ・ランダウ理論 (GL 理論) [16] が超伝導を説明する巨視的現象論としてギンツブルグ (Vitaly Lazarevich Ginzburg) とランダウ (Lev Landau) によって導出される。GL 理論ではロンドン侵入深さの他にもう一つ超伝導の特性長を示すパラメーターとしてコヒーレンス長 (Coherence length) ξ と呼ばれるパラメーターを導入した。コヒーレンス長 ξ は式(2-3)で示される [11]。

$$\xi = \sqrt{\frac{\hbar}{2m|\alpha|}}, \quad \alpha = \frac{(\mu_0 e \lambda H_c)^2}{m} \quad (2-3)$$

ここで H_c は超伝導体の臨界磁場である。

GL 理論では超伝導体の界面でロンドン侵入深さが負のエネルギーを与える一方、秩序長さが正の

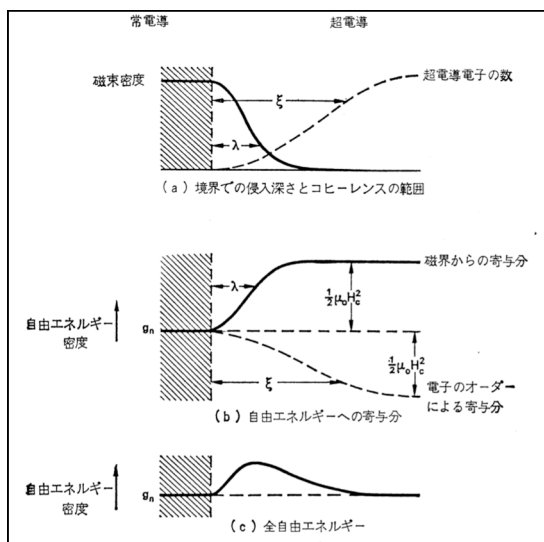


Fig. 2-3 第 1 種超伝導体の界面 [18]

エネルギーを与えることを示した。完全反磁性を示す超伝導体では $\xi \gg \lambda$ であるため界面エネルギーは正となり、界面を極力減らした方がエネルギー収支的に有利であることがわかる (Fig. 2-3)。超伝導とそうでない部分の界面を極力減らす解は超伝導体表面だけを界面とする解となるため必然的に磁場は超伝導体から追い出される形になる。このような超伝導体を、後述の第 2 種超伝導体に対して、第 1 種超伝導体という。

1957 年には超伝導の微視的な説明を与える BCS 理論 [17] がバーディーン (John Bardeen)、クーパー (Leon Neil Cooper)、シュリーファー (Robert Schrieffer) によって提唱され、クーパー対 (Cooper Pair) と呼ばれる電子対が超伝導現象の担い手となっていることが示された。

2008 年にノーベル賞を受けた南部博士の素粒子論における「自発的対称性の破れ」は、博士が BCS 理論からヒントを得てできたことは、とても興味深い有名な話である。

クーパー対では、本来反発し合うはずの電子同士が格子間力の媒介で運動量を交換し合い、それによって引力が働く。これに参加できる電子対は運動量交換の前後でフェルミ球の表面近くにいるものだけで、これを満たせる電子対はお互いに正反対の運動量を持つもの同士になる。またお互いにスピンも逆向きとなる。したがってクーパー対はスピンゼロで運動量ゼロとなる。またクーパー対の波動関数の位相もそろっているので、クーパー対としては全ての対が同じ振る舞いをしているとも言える。正反対の性格を持った電子同士の協力で、一見無秩序な電子の世界に整然とした秩序が実現されているのが超伝導状態とも言える。 [18]

2.1.4. 第 2 種超伝導体

1957 年には、ロシアのアブリコソフ (Alexei Alexeevich Abrikosov) が GL 理論を用いて完全反磁性ではない混合状態 (Mixed State) を作る第 2 種超伝導体の存在を理論的に予言する [19]。

2 種超伝導体では $\xi \ll \lambda$ (正確には $\sqrt{2} \xi < \lambda$) で前述の界面エネルギーが負となっている (Fig. 2-4)。この場合超伝導と常伝導の界面は多ければ多いほど安定になる。従って磁場が超伝導体にかげられると磁場は超伝導体内部に小さな常

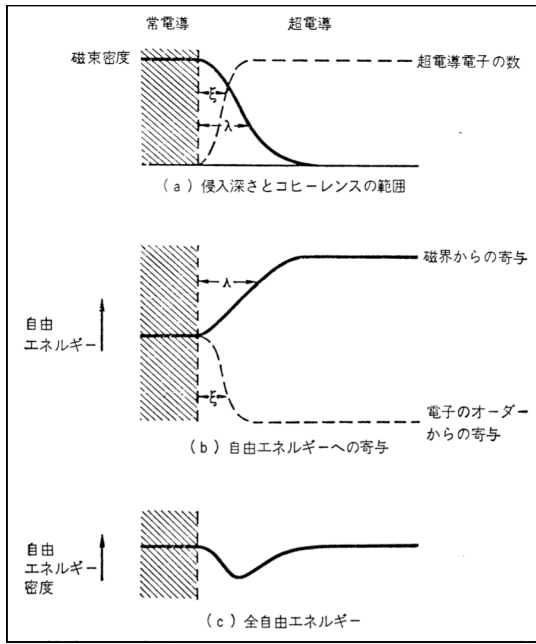


Fig. 2-4 第2種超伝導体の界面[18]

伝導の「島」を作って侵入して行く。このとき界面の量は多いほど安定なので「島」は（原理的には）磁束の最小単位まで分割される。このときの磁束の最小単位はクーパー対が作る磁束となる。Fig.2-5 に実際に第2種超伝導体で観測された混合状態を示している。磁束が侵入した部分が規則正しく超伝導体の中に並んでいることがわかる。第1種超伝導体と第2種超伝導体では必然的に磁

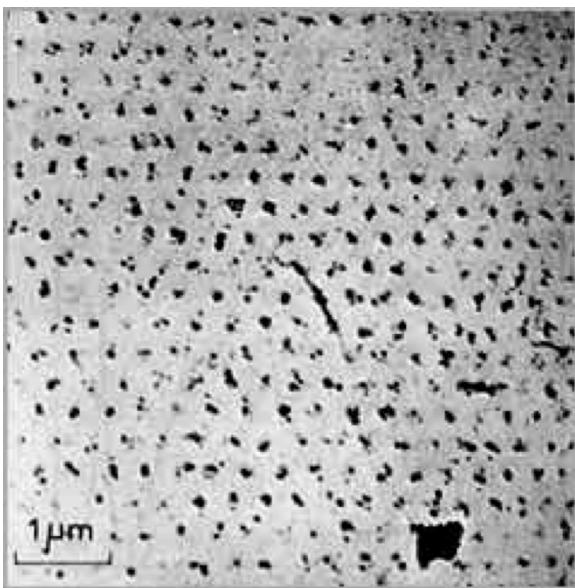


Fig. 2-5 混合状態における磁束[20]

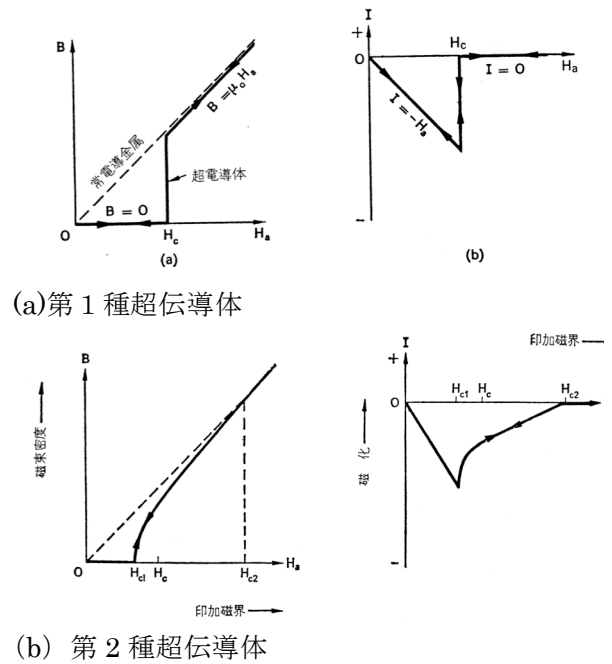


Fig. 2-6 超伝導体の磁化[18]

場をかけたときの振る舞いが大きく違う。第1種超伝導体では Fig.2-6a の様に磁場をかけると完全反磁性を示し、ある一定以上の磁場がかかると突然超伝導が破れる。この磁場を臨界磁場(B_c)という。これに対して第2種超伝導体では、Fig.2-6b に示す様に、最初第1種と同様に最初は完全反磁性を示すが下部臨界磁場(B_{c1})と呼ばれる磁場までくると磁束が超伝導体内に侵入し完全反磁性は破れる。この後、上部臨界磁場(B_{c2})と呼ばれる磁場までは超伝導状態が保たれそこで超伝導が完全に破れる。(Fig.2-6 中では磁界が用いられていて、 $B_c = \mu_0 H_c$ 、 $B_{c1} = \mu_0 H_{c1}$ 、 $B_{c2} = \mu_0 H_{c2}$ である。)

この第2種超伝導体の発見は超伝導磁石の実現に向けて非常に重要になる。1つは実質的な臨界磁場の違いである。主要な超伝導物質の臨界磁場を Table 2-1 にまとめている。第1種超伝導体では B_c がかなり低いのにに対して、多くの第2種超伝導体にとって実用上の臨界磁場である B_{c2} は非常に高い値を取っている。また第1種超伝導体では完全反磁性のために、一塊の超伝導体の表面にしか電流が流せない。それに対して第2種超伝導体では、混合状態において超伝導体全体に分散して電流が流せる。

Table 2-1 超伝導体の臨界温度と臨界磁場

種類	材料	Tc	Bc(Bc2)
1 種	Hg	4.2K	~0.04T
	Pb	7.2K	~0.08T
2 種	Nb	9.25K	~0.3T
	NbTi	9.1K	11.5T
	Nb ₃ Sn	18.3K	22.5T

コヒーレンス長 ξ は、ピパード(A.B.Pippard)によっても 1953 年に提唱されていて、そこでは

$$1/\xi \sim 1/\xi_0 + 1/l \quad (2-4)$$

となることが示された[11][18]。ここで l は電子の平均自由行程、 ξ_0 は不純物の無い状態でのコヒーレンス長で BCS 理論によると温度 0K で

$$\xi_0 = \frac{h v_f}{\Delta_0} \quad (2-5)$$

となる。ここで v_f はフェルミ面での電子の速度、 Δ_0 は超伝導のエネルギーギャップである。式(2-4)は電子の平均自由行程が短いほど ξ が短くなり、第 2 種超伝導体になりやすいことを示している。このため第 1 種超伝導体は平均自由行程の長い純金属でしか見られず、同じ金属でも不純物や格子欠陥が原因で第 2 種になってしまうことがある。また合金や化合物は必然的に第 2 種超伝導体になる。

2.1.5. 磁束フロー状態とピン止め力[11][18]

第 2 種超伝導体では、磁場がかかった状態で電流が流れると磁束に電磁力がかかり磁束を止めておく力が無いと磁束は動いてしまう。このような状態を磁束フロー状態 (Flux Flow State) と言い、この状態では Fig.2-7 で示す様な磁束フローによって電流と同じ向きに式(2-6)に示す電場が生じ、これによって損失が生じる。

$$E = B \times v \quad (2-6)$$

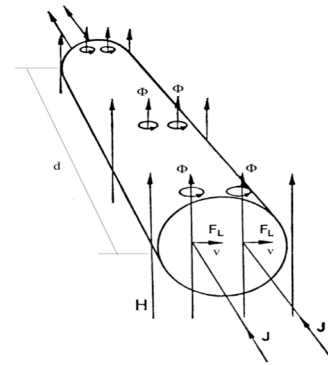


Fig. 2-7 磁束フロー状態[7]

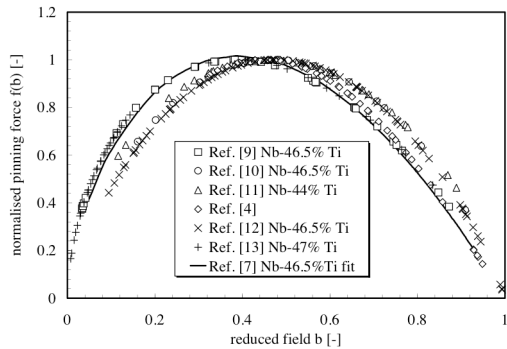
ここで v は磁束が動く速度である。

実際の第 2 種超伝導体では、一定の磁場と電流密度以下の値で、「島」に磁束が補足され動きづらくなるために直流では磁束が動かず、損失の無い超伝導状態が実現できる。この「島」はピン(pin)もしくはピンニングサイト(pinning site)と呼ばれ、磁束を補足する力をピン止め力(pinning force)と呼ぶ。逆にこのピン止め力を超える電磁力がかかると磁束フロー状態になるために損失が生じる。ある磁場中で磁束フローを起こし始める電流密度を臨界電流密度(J_c)と言い、以下の式で関係づけられる。

$$F_p = J_c B \quad (2-7)$$

ピンになる場所は、超伝導体の中に格子欠陥や不純物等によって常伝導になりやすい場所である。第 2 種超伝導体で磁束が超伝導体に入る場合、磁束のある場所は常伝導になる。ピンになる場所は常伝導になりやすい場所で、そこに入った磁束が外に出て行くには、より常伝導になりにくい場所を超伝導に転移させる必要がある。この場所によって異なる超伝導を破るのに必要なエネルギーの差が、ピン止め力の元になる。当然ピン止め力は磁場にも温度にも依存する形になる。NbTi のピン止め力および臨界電流密度の磁場依存性を Fig.2-8-a に示す。ピン止め力は臨界磁場の半分くらいのところでピークを持つ場合が多い。Fig.2-8-b に臨界電流密度の磁場依存性を示す。式(2-7)からは、ピン止め力が一定ならば、臨界電流

a) 臨界電流密度から逆算されたピン止め力
 横軸は臨界磁場 H_{c2} に対して規格化した値
 縦軸はピン止め力の最高値で規格化した値



b) 臨界電流密度

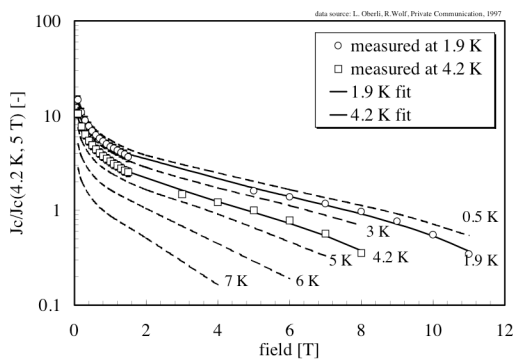


Fig. 2-8 NbTi のピン止め力と臨界電流密度 [21]

密度の磁場依存性は磁場に反比例するはずだが、ピン止め力のピークの効果で実際は臨界温度の半分くらいの磁場で臨界電流密度が改善されている。

温度依存性はおよそ温度に比例する。このため臨界電流密度も式(2-8)に示される様に温度に比例した依存性がある。

$$J_c = J_c(T_0) (T_c - T) / (T_c - T_0) \quad (2-8)$$

ここで T_0 は基準となる温度で NbTi 等の低温超伝導材料では通常 4.2K を使う。 T_c は磁場ゼロでの臨界温度で NbTi では約 9K である。

2.1.6. 臨界状態モデル

臨界状態モデル(Critical State Model)はビーン(C.P.Bean[22])やロンドン(H.London[23])によっ

て 1962 年に提唱されたモデルで、第 2 種超伝導体に特徴的なヒステリシスを持つ反磁性をうまく説明している。Fig.2-9 にビーンロンドンモデルをもとに臨界状態モデルを説明する。ここでは臨界電流密度は磁場によらず一定としている。最初に磁場無し状態で超伝導化した厚さ $2a$ の平行平板の第 2 種超伝導体を考える。この平板の面と平行に外部磁場 B をかけると、Fig.2-9a の様に超伝導体に磁束が入り始めると同時に遮蔽電流が流れる。このとき遮蔽電流は極力平板表面で磁場を遮蔽しようとするので流せる最大値つまり臨界電流密度まで流れることになる。また超伝導体の内部磁場は平板の境界面から $\mu_0 J_c$ の傾きで徐々に下がって行く。このときの平板の磁化 M は

$$-M = B - B^2 / 2a\mu_0 J_c \quad (2-9)$$

となる。そのまま外部磁場があがり続けると遮蔽電流は臨界電流密度を保ちながら遮蔽に必要な電流値を満たすために内部へ向かって流れる範囲を広げて行き、磁束はそれに伴って内部へと入っていく。遮蔽電流が平板中央まで完全に侵入(Full Penetration)した状態(Fig.2-9b)での、平板の磁化は

$$-M = a\mu_0 J_c / 2 \quad (2-10)$$

となる。また完全侵入(Full Penetration)になる磁場 B_p は $a\mu_0 J_c$ である。次に磁場が B_m ($B_m > B_p$) に達した後に磁場の变化方向を反転させると、Fig.2-9c に示す様に最初とは反対方向に臨界電流密度で遮蔽電流が既に存在する遮蔽電流を打ち消す様に外側から流れる。このときの磁化は

$$-M = B - a\mu_0 J_c / 2 + (B_m - B)^2 / 2a\mu_0 J_c \quad (2-11)$$

となる。また $B = B_m - 2B_p$ に達すると平板は Fig.2-9d の様に逆向きの完全侵入(Reverse Full Penetration)の状態になり磁化は

$$-M = -a\mu_0 J_c / 2 \quad (2-12)$$

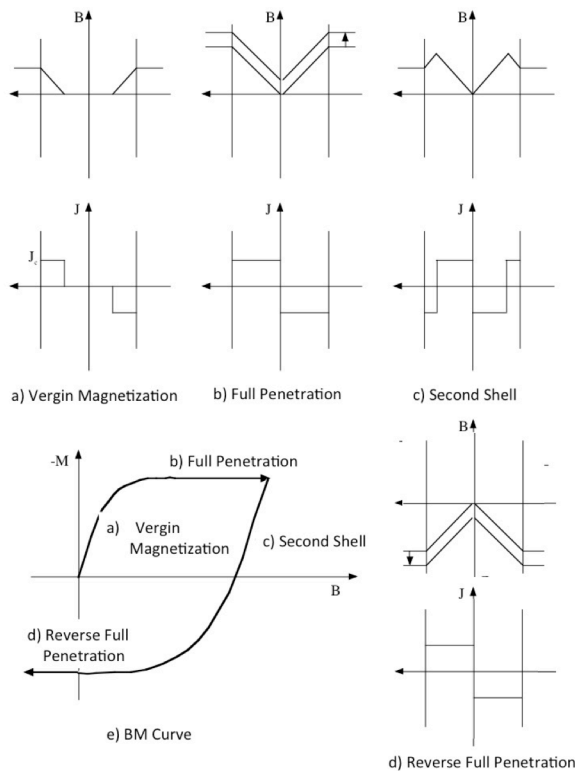


Fig. 2-9 ビーンロンドンモデル

となる。これによって磁化は Fig.2-9e に示す様に大きなヒステリシスを描き、このプロセスで損失があることを示す。この平行平板で $B_m \gg B_p$ の条件で $\pm B_m$ で磁場を振ったときの損失は

$$Q = B_m J_c a \quad (2-13)$$

となる。ここで損失 Q 、磁化 M 共に平板の厚さ a に比例していることに注意してほしい。これは同じ体積の平板でも厚い1枚よりも薄い平板が何枚もある方が損失や磁化が少なくなることを示唆している。

臨界状態モデルはキム(Y.B.Kim[24][25])やアンダーソン(P.W.Anderson[26])によって1963年に修正が加えられた。ここでは、磁束はクーパーペアによる最小単位でピンに入るのではなくあるまとまった数が1つのピンに入る、磁束が熱励起されてある確率でピンを飛び出す、Fig.2-10のようにピンのポテンシャルが磁場によって傾き飛び出す確率に差が出る、等の条件によって、時間とともに磁化 M が緩和してしまう磁束緩和

(Flux Creep)がおこることを示した。また磁束緩和(Flux Creep)は以下の式の様時間 t の対数で減衰しその大きさは温度 T に比例することが示された。

$$M = M_0 - \frac{k_b T}{Bq} \ln t \quad (2-14)$$

ここで B は磁場、 q は定数である[15]。

また臨界電流密度の磁場依存性も導入し以下の近似式で与えた。

$$J_c(B) = J_c B_0 / (B - B_0) \quad (2-15)$$

臨界状態モデルにおける臨界電流密度の磁場依存性はその後、日本の安河内昂によって $J_c(B) \propto B^{-1/2}$ 、入江富士男と山藤馨によって $J_c(B) \propto B^{\gamma-1}$ と言ったモデルも提唱されている[11]。

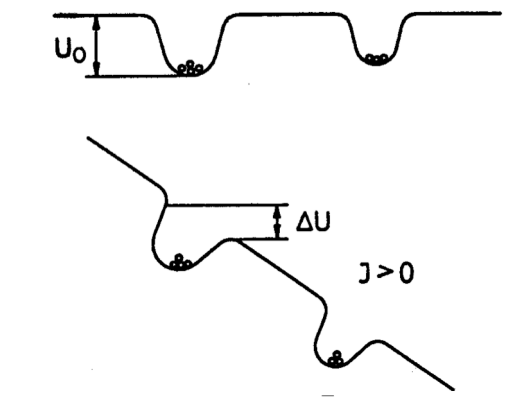


Fig. 2-10 磁場中でのピンのポテンシャル

2.2. 実用線材に向けて

2.2.1. 材料の発展と初期の超伝導磁石開発[11][27][28][29][30]

カマリン・オネスが超伝導発見当初、既に超伝導磁石を試作したことは既に述べたが、その後超伝導磁石の進展は止まってしまう。しかし1954年に米国でG.Yntemaが温度4.2Kで0.71Tを達成する超伝導磁石を開発すると状況は一変する。こ

の磁石に使った超伝導線は冷間加工した Nb 線で線としては 1.7K, 0.5T で 1000A/mm² を達成している。これを受けて米国 Bell 研究所の J.E.Kunzler 達が精力的な研究を行い、1959 年に Mo₃Re で 1.5K, 1.5T, 500A/mm² の超伝導線を開発し翌年には同じ線を使って 1.5T の超伝導磁石を開発して世界で初めて超伝導磁石の特許を取得している。1961 年には Nb₃Sn で 1.5K, 9T, 1000A/mm² を達成し、これで 6.8T の超伝導磁石を開発している。

臨界磁場や臨界電流の点では良好な性能を発揮した Nb₃Sn であるが金属化合物であるために脆く電導線としては扱いづらい物であった。このため 1962 年に J.Hulm と T.Berlincourt によって合金系の NbTi 線(440 A/mm² @ 3T, 4.2 K)が開発されると、10T を超えるような高磁場応用をのぞくと、主役の座を NbTi に明け渡してしまう。逆に NbTi は合金系である為に延性があり扱いやすかったため、臨界磁場、臨界温度ともに Nb₃Sn よりも低かったにもかかわらず、今日の超伝導磁石応用の主役となる。

当時 Bell 研の Kunzler の Nb₃Sn 超伝導磁石は、J.Hulm (Westinghouse) と T.Berlincourt (Atomics International) が開発していた NbZr 超伝導磁石等、他の研究グループと熾烈な競争をしていた。このため Kunzler のボスの M.Tanenbaum は 2.5T を超えたら 0.3T に付きスコッチボトル 1 本と言う人参をぶら下げた。これのおかげかどうかはわからないが Kunzler 達は 1961 年の学会に 6.8T をギリギリ間に合わせ Hulm 達の 6T をわずかな差でかわすことに成功している。後に Kunzler 達は 10T を達成し 2 ケースのスコッチを獲得するが、Bell 研はその応用を社内に見いだすことができず超伝導磁石からの撤退を決定してしまう[30]。

2.2.2. 磁気不安定性[11][31]

1960 年代に入って超伝導磁石やその線材は著しい進展を遂げた。しかしながら初期に開発された磁石は非常に不安定で、度々極端に低い電流値でクエンチと呼ばれる突発的な常伝導転移を起こしてしまうことがあった。この不安定生の原因の

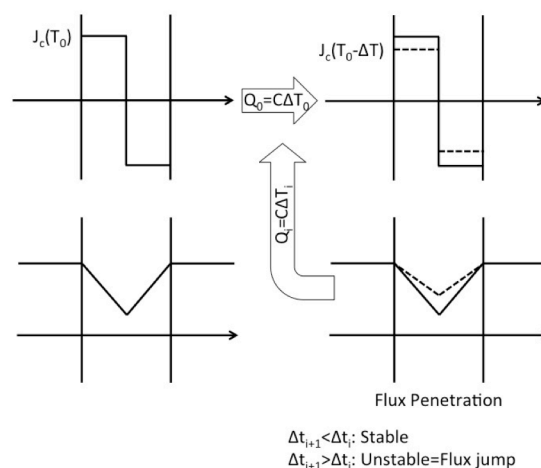


Fig. 2-11 磁気不安定生を生じるループ

一つとなっていたのが磁束跳躍(Flux Jump)と呼ばれる磁気不安定性である。

フラックスジャンプのメカニズムを Fig.2-11 に示す。前節で述べた様に外部磁場のかかった第 2 種超伝導体は遮蔽電流によって反磁性的に磁化を起こしている。ここでこの遮蔽電流は臨界電流密度で流れているため、何らかの擾乱が入って超伝導体の温度が上がると臨界電流密度が下がり、それに伴い磁束が超伝導体内部へと移動を起こす。磁束の移動は損失を伴うので新たな熱源となって超伝導体の温度を上げる。ここで最初の擾乱による温度上昇に対してこのプロセスで生じた損失による温度上昇の方が大きいようだと、プロセスには正のフィードバックがかかる形になり、磁束が完全に内部に入り込むまで進んでしまう。磁束跳躍が起きない条件を前節で用いた平行平板で求めると

$$C - \mu_0(aJ_c)^2/3(T_c - T_0) > 0 \quad (2-16)$$

となる。ここで C は平板の体積比熱で、臨界電流密度の温度依存性は式(2-8)に従うとした。左辺第 2 項は平板の厚さの二乗に比例し、平板が薄い方が安定していることを示唆している。

2.2.3. NbTi 極細多芯線[11][31][32][33]

前節の議論で磁気的不安定性をなくすためには超伝導体のサイズを小さくすれば良いことがわかった。NbTi の場合数十 μm 程度まで線を補足すれば回避できる。数十 μm の線を扱うのは必ずしも工学的に好ましくないのでこの細い超伝導のフィラメント(filament)を何本も束ねて銅の母材(matrix)の中に埋め込んだ極細多芯線(Multi-filamentary superconducting composite wire)が発明された。典型的な NbTi 極細多芯線の製造工程の例を Fig.2-12 に示す。最初 NbTi は大きな固まりのロッドでこれを銅の押出用容器の中に入れて押し出し整形によって細いロッド状にした後、これを六角柱に整形して後に述べるシーすとなる銅の押出用容器の中に積み上げられて超伝導・銅複合部(composite)を構成する。これをさらに押し出した後、冷間での引き抜きと熱処理を繰り返しながら細いワイヤ状にして行く。

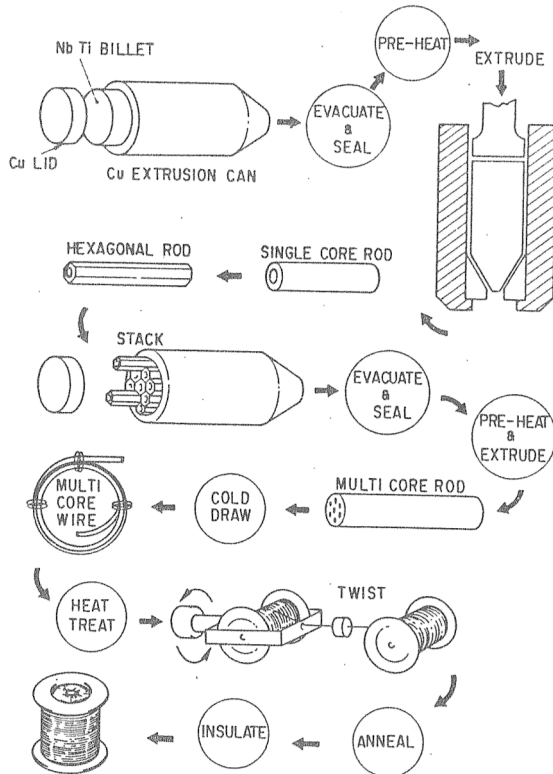


Fig. 2-12 NbTi 極細多芯線の製造工程 [33]

この工程で示す素線はシングルスタック(Single Stack)と呼ばれるもので途中工程の Multi Core Rod をもう一度スタックするダブルスタック(Double Stack)と呼ばれる素線もある。

最後にツイストを加えて最終熱処理を加えて超伝導線としては完成する。単線として使用する場合は、これに必要な応じて絶縁を施す。この工程を経て完成した超伝導線の断面写真を Fig.2-13 に示す。超伝導線中の NbTi フィラメントは数十から数 μm 程度の細さになる。引き抜きによる冷間加工と熱処理の繰り返しは NbTi にピン止めのためのピンを導入するために重要なプロセスになる。

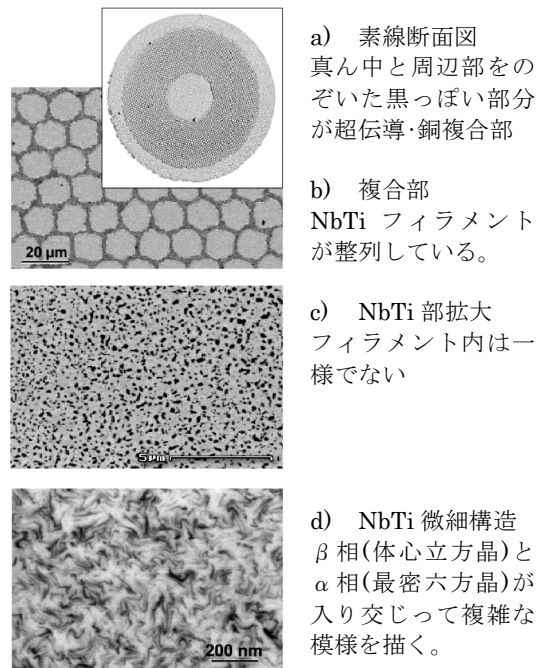


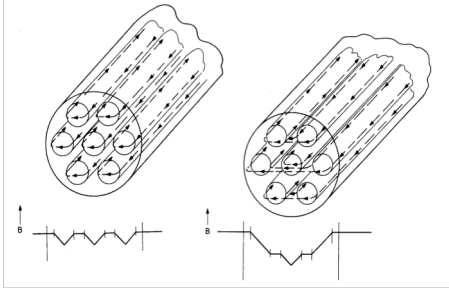
Fig. 2-13 極細多芯線の断面 [11]

超伝導線のツイストは Fig.2-14a 右図に示す様に超伝導フィラメントを流れる遮蔽電流が結合してしまうことを防ぐために必要不可欠である。ツイストしてある場合は Fig.2-14b にある様に結合電流はツイストピッチごとに銅の母材を横切ることになり Fig.2-14a と比較してその減衰時間が著しく減少する。

銅は超伝導・銅複合部で NbTi フィラメント間を仕切る母材としての他に押し出しおよび引き抜き加工時に中の超伝導・銅複合部を保護するシーす(sheath)がある。また多くの場合、極細多芯線の中央にコア(core)となる銅が入れられる。これらの銅は極細多芯線の製造工程上重要なだけでなく、超伝導線の安定性を増すとともに

(Fig.2-15)、後述するクエンチ保護のために重要な役割を果たす。

a) ツイスト無しでの結合電流



b) ツイストありでの結合電流

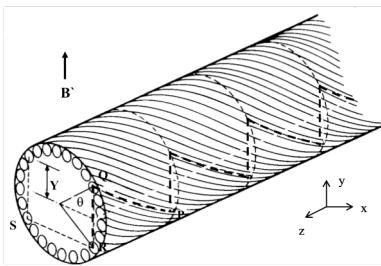


Fig. 2-14 極細多芯線中の結合電流[31]

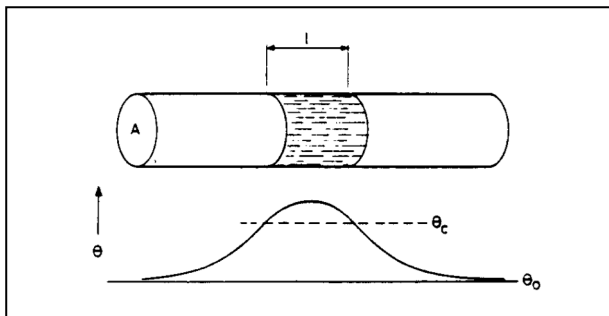


Fig. 2-15 極細多芯線中の安定性[31]

図の超伝導線で臨界温度以上の部分でのジュール発熱が超伝導線の長さ方向への熱伝導と等しいとすると

$$2kA(\theta_c - \theta_0)/l = j^2\rho Al$$

となる。ここで k, ρ は超伝導線の平均熱伝導率と平均比抵抗である。右辺が左辺より大きくなると常伝導部分は広がって行き、逆ならば縮んで最後には超伝導に復帰する。銅は比抵抗を減らし熱伝達率を増やすのでより大きな l すなわちより広い範囲の初期状態伝導領域に対して超伝導が復帰できることを示す。

ここで示す安定性は最も初歩的かつ安全側の指標で実際には冷媒への熱伝導等でより高い安定性が確保されている場合が多い。

2.2.4. 超伝導撚り線

加速器用超伝導磁石では、後に述べるシステム上の都合から磁石のインダクタンスが下げることが望まれた。このため加速器用超伝導磁石では素線を何本か撚り合わせた撚り線を用いて数 kA 以上の大電流で運転される。現在加速器用超伝導磁石に一般的に用いられる超伝導撚り線はイギリスのラザフォード研究所(Rutherford-Appleton Lab.)が開発したラザフォードケーブル(Rutherford Cable)と呼ばれるものである[31]。ラザフォードケーブルの模式図を Fig.2-16 に示す。ラザフォードケーブルは通常 0.5~1.5mm 程度の超伝導素線を 20~40 本程度撚り合わせて 2 層の平角構造に整形したものである。また撚り線の幅方向には必要に応じてわずかなキーストン角をつける。

絶縁は通常厚さ 25~50 μm 幅 1~2cm 程度のポリイミドテープを 50%重ね合わせて螺旋状に巻いたものの上に厚さ 50~100 μm 幅 1cm 程度のガラステープもしくはポリイミドテープに B ステージのエポキシもしくはそれに相当する接着剤を含浸または塗布したものが適当なギャップをおきながら螺旋状に巻き付けた構造になっている。1 層目の絶縁はもちろん電気絶縁であるが、2 層目はコイル中で撚り線のターン間にギャップに擦るわずかな隙間をもうけることによって絶縁内部に冷媒を導入して超伝導線の冷却を促進するためのものである。

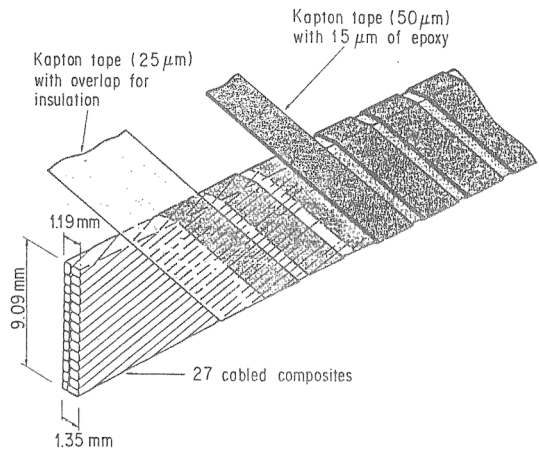


Fig. 2-16 ラザフォードケーブル[33]

2.2.5. 実用線材の臨界電流

ここまでの議論で示した様に、超伝導材料には臨界温度 T_c 、臨界磁場 $B_c(B_{c2})$ 、および臨界電流密度があり、それらは Fig.2-17 に示す様な温度・磁場・電流密度の関数になっている。この図に示される面を臨界面(Critical Surface)と呼ぶ。

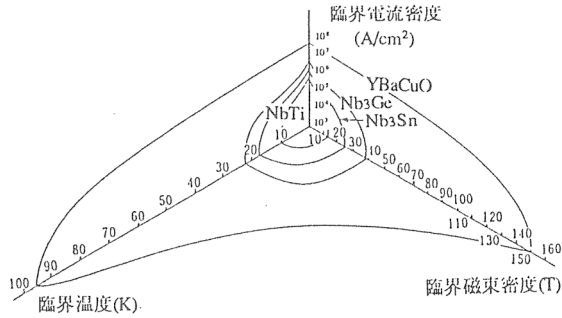


Fig. 2-17 超伝導体の臨界面[32]

これまでにも超伝導材の臨界電流密度の温度依存性や磁場依存性については簡単に議論し、簡単な近似式は紹介してきた。超伝導磁石の設計や、その振る舞いの詳細な解析のためには広い範囲で臨界電流密度の温度磁場依存性をより正確に記述できる近似式が必要になる。現在 NbTi について LHC で使われている近似式を以下に示す。

$$J_c(B, T) = \frac{J_c^{ref} C_0 B^{\alpha-1}}{B_c(T)} \left(1 - \frac{B}{B_c(T)}\right)^\beta \left(1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^{1.7}\right)^\gamma \quad (2-17)$$

ここで J_c^{ref} は 4.2K, 5T での臨界電流密度、 $B_c(T) = B_c(T=0) \left(1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^{1.7}\right)$ は温度 T での上部臨界磁場、 $C_0, \alpha, \beta, \gamma$ はフィッティングパラメータである。LHC で使用された NbTi 超伝導線では $J_c^{ref} = 3 \times 10^9 \text{ A/m}^2$ 、 $B_c(T=0) = 14.5 \text{ T}$ 、 $C_0 = 27.04 \text{ T}$ 、 $\alpha = 0.57, \beta = 0.9, \gamma = 2.32$ が使われた[21]。

現在、一般的に加速器用超伝導磁石に用いられる NbTi 超伝導線は銅と超伝導体(NbTi)から構成される。この銅と超伝導体の断面積比率を銅比 ($\lambda = A_{Cu}/A_{sc}$ 、 A_{Cu} 銅断面積、 A_{sc} 超伝導体断面積) と言い、通常は 1~2 程度の値が選ばれる。断面積 A 、銅比 λ の超伝導線の臨界電流値は

$$I_c = A J_c \lambda / (1 + \lambda) \quad (2-18)$$

となる。

また運転電流 I を超伝導線の全体の断面積 A で割って求めた電流密度 $J_{eng} = I/A$ を工学的電流密度(engineering current density) と言い、超伝導体内部での電流密度 $J = I(1 + \lambda)/(A\lambda)$ と区別する。また絶縁等を含んだコイル全体の電流密度をコイル電流密度と呼ぶ。ラザフォードケーブルの場合この値は工学的電流密度の約 80~90%程度になる。NbTi は現在温度 4.2K、磁場 5T で臨界電流密度は 3000 A/mm^2 程度なので銅比 2 の場合工学的臨界電流密度は 1000 A/mm^2 に、臨界コイル電流密度は $800 \sim 900 \text{ A/mm}^2$ 程度になる。

3. 加速器用超伝導磁石の実現

超伝導発見から約半世紀後の 1960 年代に入ってようやく超伝導磁石の実用化に向けて基盤技術がそろい始めてきた。この頃、素粒子物理の世界ではより高度な物理の発見を求めて、粒子加速器の高エネルギー化が求められるようになってきた。この頃から主流となったシンクロトロンでは、高エネルギー化をするために、加速器を大きくするとともに使用する磁石の磁場を上げることが求められた。1970 年代に入ると、米国では **TEVATRON** と **ISABELLE** という 2 つの計画が提案され、それぞれの計画を提案した **FNAL** と **BNL** がこれらの加速器実現に向けて重要な部分となる超伝導磁石の開発を競い合う様に行った。これらの開発が超伝導磁石技術の進歩を著しく加速し **MRI** のような一般利用も現実的になるレベルになってくる。事実 **TEVATRON** の最初のプロトタイプ磁石が開発されたのが 1977 年で **MRI** の実用化はほぼ同じ時期の 1979 年となっている。このように、加速器用超伝導磁石の開発は超伝導磁石実用化に向けての大きな牽引力となった。

TEVATRON と ISABELLE の磁石開発競争で大きな要素になったのが撚り線の選択であった。TEVATRON は前述のラザフォードケーブルを選択して比較的順調に磁石開発に成功するが、ISABELLE は非常に細い素線を複雑に撚り合わせたブレードケーブルと呼ばれるものを用い、機械的特性からクエンチしやすかったり、素線が切れやすく絶縁破壊の原因になったり、と開発にてこずってしまう。後に撚り線をラザフォードケーブルに変更して計画の名前を CBA(Colliding Beam Accelerator)と変えて生き残りを測るが、SSC という新しい大型加速器の提案が出たこともあって最終的には中止されてしまう。[34]

3.1. シンクロトロンに求められる磁石

現在、大型の高エネルギー加速器で主流となっている加速器はシンクロトロンである。この加速器は荷電粒子を曲げる偏向磁石と集束させる集束磁石を周期的に円周状に設置し荷電粒子を周回させる(Fig.3-1)。荷電粒子の加速は加速器の周回

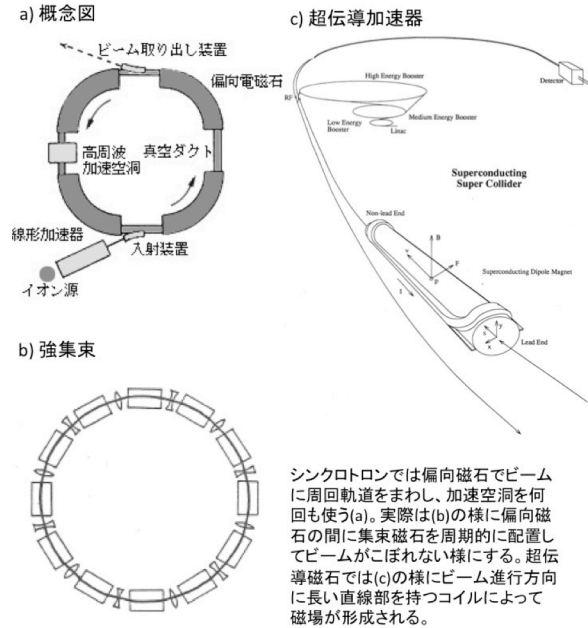


Fig. 3-1 シンクロトロン [35]

軌道上の何カ所かに設置された加速空洞で行う。このとき磁石の磁場は加速に合わせて上昇させ、粒子の軌道を一定に保つ様にする。

ここで偏向磁石は Fig.3-2 に示すような一定磁場を持つ磁石で荷電粒子を式(3-1)にしたがって曲げる。

$$P = eB_y\rho \quad (3-1)$$

ここで B_y は偏向磁場、 P は荷電粒子の運動量、そして ρ は極率半径である。

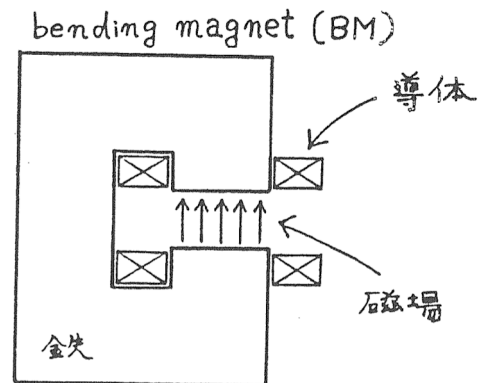


Fig. 3-2 偏向磁石 [35]

集束磁石の磁場は Fig.3-3 の様な磁場で、式(3-2)で示す様に磁石中心で磁場がゼロでそこから中心からの距離に比例して増加する。

$$B_y = gx, B_x = gy \quad (3-2)$$

ここで B_x, B_y はそれぞれ x, y 方向の磁場成分で、 g は磁場の傾きである。このような磁場中では Fig.3-3 の様に荷電粒子は磁石中心からの距離に比例して集束もしくは逆集束の力を受ける。

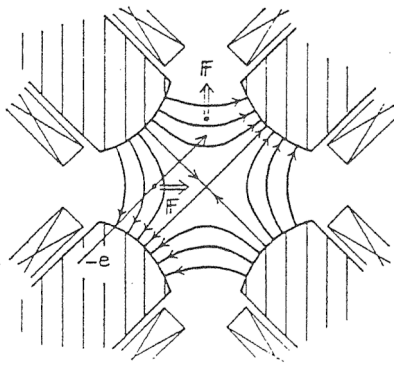


Fig. 3-3 集束磁石 [35]

ここで磁石の磁場は、磁石内部ではビーム進行方向に一様で、磁石端部で突然磁場がなくなる(シャープエッジ)近似ができるとする。ここでビームの進行方向に正の s 軸を取り、それと直角な面で垂直方向を y 軸とし上を正に取り、また水平方向を x 軸としビーム進行方向に向かって左を正とする。磁石の内部の磁場を考えて、磁場は s 方向に変化しないので x - y 面内の磁場は式(3-3)で表すことができる。

$$\mathbf{B}(\mathbf{z}) = \sum_{n=1}^{\infty} \mathbf{C}_n(\mathbf{z}/r_0)^{n-1} \quad (3-3)$$

ここで $\mathbf{B} = B_y + iB_x, \mathbf{C}_n = B_n + iA_n, \mathbf{z} = x + iy$ で、 r_0 は磁場を定義する参照半径である。(太文字を複素数として表記している。) B_n と A_n は多極磁場(multipole field)と呼ばれるもので、 B_n はノーマルの $2n$ 極(normal $2n$ -pole)、 A_n はスキューの $2n$ 極(skew $2n$ -pole)磁場となる。

s 方向に一様な磁場において電流の存在しない領域を考えると磁場 $\vec{B} = (B_x, B_y, B_s)$ は scalar potential ϕ と Vector Potential $\vec{A} = (A_x, A_y, A_s)$ によって

$$\vec{B} = \text{rot}\vec{A}, \quad \vec{B} = -\text{grad}\phi$$

とかけ s 方向に一様磁場の制限を入れると

$$B_x = \frac{\partial A_s}{\partial y} = -\frac{\partial \phi}{\partial x}$$

$$B_y = -\frac{\partial A_s}{\partial x} = -\frac{\partial \phi}{\partial y}$$

となる。ここで $z = x + iy$ の関数 $F(z) = A_s + i\phi$ を定義すると、この関数は Cauchy-Riemann の式を満足するので、正則関数で z の多項式展開で表記できることがわかる。ここで $\mathbf{B}(\mathbf{z}) = B_y + iB_x$ を定義すると

$$\frac{dF(z)}{dz} = -\mathbf{B}(z)$$

となり、 $\mathbf{B}(z)$ は $-F(z)$ の導関数となりやはり正則で z の多項式で表せることがわかる。[36][37]

ここで B_1 だけが有意な値を持ち他の成分は全てゼロの磁場を考える。この場合、式(3-3)は単純化され

$$\mathbf{B}(z) = B_1 \quad (3-4)$$

となり、 B_y 一定の磁場すなわち偏向磁場を持つことがわかる。このため偏向磁石のことを 2 極磁石とも言う。同様に B_2 だけがゼロではない値を持つ磁石を考えると、

$$\mathbf{B}(z) = B_2(\mathbf{z}/r_0) \quad (3-5)$$

となり $B_y = (B_2/r_0)x, B_x = (B_2/r_0)y$ であるので $g = (B_2/r_0)$ とおけば式(3-2)と同じになる。つまり 4 極磁石は集束磁石ということが出来る。実際のシンクロトロンでは 2 極や 4 極の磁石だけでなく、6 極や 8 極と言った高次の多極磁場を持つ磁石や、スキュー成分を持つ磁石もビーム補正等の用途で用いられる。本テキストで特に断りなく 2 極磁石もしくは 4 極磁石と言ったらノーマルの 2 極または 4 極磁石である。またこれらの磁石で 2 極もしくは 4 極で正規化した後に 10^4 をかけたものを多極係数(multipole coefficient)と呼び小文字で $\mathbf{c}_n = b_n + ia_n$ と表しその単位をユニット(unit)と呼ぶ。2 極磁石では、 $\mathbf{c}_n = 10^4 \mathbf{C}_n/B_1, b_n = 10^4 B_n/B_1, a_n = 10^4 A_n/B_1$ となる。

次の3.2節 3.3節で加速器用超伝導磁石の基本設計概念を述べていくが、実際の設計のイメージがつかみづらければ3.4節を先に読まれることをお勧めする。

3.2. 加速器用超伝導磁石の設計[38]

前節の Fig.3-2 や Fig.3-3 に紹介した磁石は磁場発生を磁性体（鉄）に頼るもので、常伝導磁石でよく使われるタイプである。このような磁石では磁性体の飽和が磁場の上限値を決め、鉄を使った場合 2T が限界になる。既に 2 章で述べられた様に超伝導線では現在最も頻繁に用いられている NbTi 線で、磁場 5T 温度 4.2K で工学的臨界電流密度は 1000A/mm² 程度になる。これは常伝導コイルで実現できる限界である 10A/mm² の 100 倍で、余裕を見て半分の 500A/mm² 程度の工学的電流密度を運転電流密度としても 50 倍ある。常伝導では電流密度が限られるので磁性体によって磁場を作る磁性体支配型の磁石である必要があるが、超伝導の場合、高い電流密度を利用してコイルで直接磁場を作るコイル支配型の磁石が実現できる。もちろん超伝導体の臨界電流密度は磁場の上昇とともに下がるが磁場 5T 温度 4.2K 程度ならば十分に実現できる。これは常伝導磁石が実現できる磁場の 2 倍以上でこの磁石を用いれば大幅に加速器の大きさを小さくできることは容易に想像できる。

3.2.1. 磁場設計の基本 (cos nθ分布磁石)

前述の (x, y, s) 座標系で Fig.3-4 に示す様に

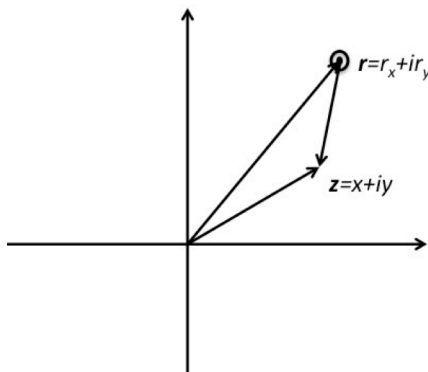


Fig. 3-4 無限長線電流

$\mathbf{r} = r_x + ir_y$ の位置で s 方向に正の向きで電流値 I の無限長の線電流が $|\mathbf{r}| > |\mathbf{z}|$ となる位置 \mathbf{z} に作る磁場は

$$\mathbf{B}(\mathbf{z}) = \mu_0 I / 2\pi (\mathbf{z} - \mathbf{r}) \quad (3-6)$$

となり、この式をテーラー展開すると

$$\mathbf{B}(\mathbf{z}) = \sum -(\mu_0 I / 2\pi r) (\mathbf{z}/r)^n \quad (3-7)$$

となる。この式を式(3-3)と比較すると、

$$C_n = -(\mu_0 I / 2\pi r_0) (r_0/r)^n \quad (3-8)$$

さらに $\mathbf{r} = r e^{i\phi} = r(\cos \phi + i \sin \phi)$ と円柱座標系で表記すると、

$$C_n = -(\mu_0 I / 2\pi r_0) (r_0/r)^n (\cos n\phi - i \sin n\phi) \quad (3-9)$$

となる。この式からこの電流の多極成分に対する寄与が計算できる。ここで一般に参照半径 r_0 はコイル半径よりも小さく取るので必然的に $r_0 < r$ となる。したがって電流の寄与は r が大きいほど小さくなりそれが高次の多極成分にいくほど小さくなるのがわかる。また電流の角度方向の位置に対してノーマル成分は $\cos n\phi$ で変化しスキュー成分は $\sin n\phi$ で変化する。

ここで半径 a の円周上に $I = I_0 \cos m\phi$ で分布する電流を考える。この電流が作る多極磁場は

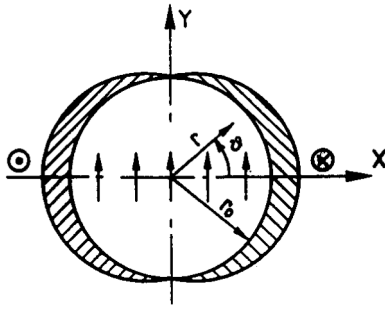
$$C_n = - \int_{\phi=0}^{2\pi} \frac{\mu_0 I_0 \cos m\phi}{2\pi r_0} \left(\frac{r_0}{r}\right)^n (\cos n\phi - i \sin n\phi) d\phi \quad (3-10)$$

となり $n = m$ の場合のみゼロではない値を取り

$$C_m = -(\mu_0 I_0 / 2r_0) (r_0/r)^m \quad (3-11)$$

となりノーマルの $2m$ 極磁場だけが残ることがわかる。すなわちノーマル $2m$ 極磁石を設計しようとしたら、欲しい磁場範囲を取り囲む円周上に

a) $\cos \theta$: 2 極磁石



b) $\cos 2\theta$: 4 極磁石

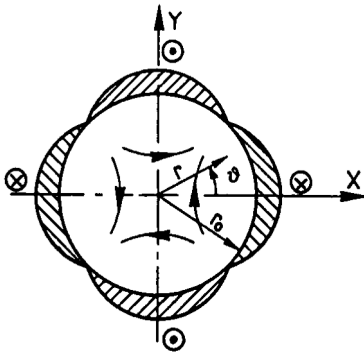


Fig. 3-5 $\cos(n\theta)$ 電流分布

$\cos m\phi$ の分布をした電流を配置すれば良いことがわかる。Fig.3-5 に 2 極磁石($\cos \theta$ 分布; Fig.3-5a) と 4 極磁石($\cos 2\theta$ 分布; Fig.3-5b) における電流分布を模式的に示したものを示す。ここで電流がピークになる付近をコイルのミッドプレーン (midplane) と呼び、逆にゼロになって符号が反転する側をポール (pole) と呼ぶ。

ここで厚みがあるコイルに適当な電流密度の分布を導入した場合を考える。コイルが半径方向に $r_1 \leq r \leq r_2$ の範囲で厚さを持ちその中の電流分布が $J = J_0 \cos \phi$ になっているとした場合について考える。多極磁場は 2 極磁場だけが残り

$$C_1 = \int_{r=r_1}^{r_2} -(\mu_0 J_0 / 2r) r dr = -(\mu_0 J_0 / 2)(r_2 - r_1)$$

$$B_x = 0, B_y = -(\mu_0 J_0 / 2)(r_2 - r_1) \quad (3-12)$$

となる。これは 2 極磁石の場合コイルの半径に関係なく磁場の強度はコイルの厚さと電流密度でほぼ決定されてくることを示唆している。ちなみに磁場 5T の磁石をコイル厚さ 2cm で作ろうとすると $J_0 = 10 / \mu_0 b = 400 \text{ A/mm}^2$ となる。この電流

密度 (コイル電流密度) は前述した様に NbTi で 4.2K ならば実現可能な電流密度である。

3.2.2. 鉄の影響

実際の加速器用磁石ではコイルの作る外部磁場を外界に対して遮蔽するリターンヨークとなる鉄が配備されている。通常このリターンヨークの内径は円形になっている。このような条件で鉄に飽和が無い仮定をおけば鉄が磁石内部に作る磁場は影像電流によって計算できる。ここで Fig.3-6 のような内半径 R で比透磁率 μ の鉄と位置 r で電流値 I の無限電流を考える。この電流が鉄内部に作る影像電流の電流値は $I(\mu - 1) / (\mu + 1)$ になる。位置は元の電流と同じ角度で、半径は $R^2 / |r|$ になる。この位置を複素表記すると R^2 / r^* になる。この影像電流の作る多極磁場は

$$C_n = -\frac{\mu-1}{\mu+1} (\mu_0 I / 2\pi r_0) (r_0 r^* / R^2)^n \quad (3-13)$$

となる。

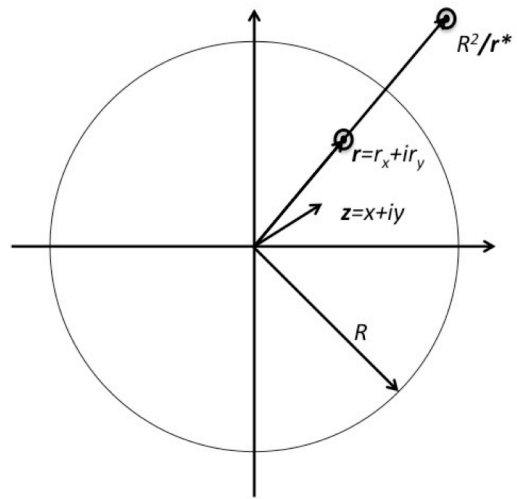


Fig. 3-6 鉄による影像電流

3.2.3. 磁石の対称性

磁石を設計する際に重要になるのが磁石の対称性である。例えば 2 極磁石は Fig.3-7 に示す様に x 軸に対しては位置が対象で同じ値の電流を持ち、y 軸に対しては位置が対象で正負が反転した電流がくる。ここで第 1 象限での電流位置を

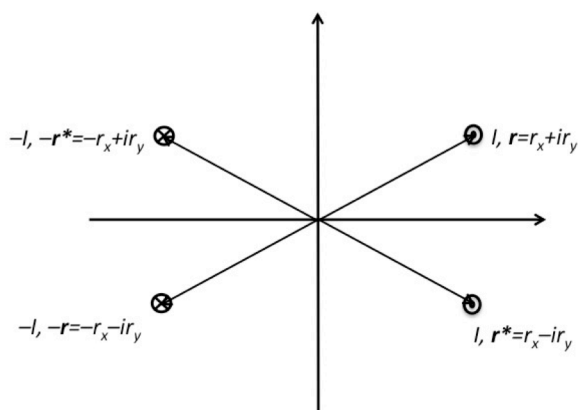


Fig. 3-7 2極磁石の対称性

$r = x + iy = re^{i\theta}$ 、電流値を I とすると、第 2 象限は $-x + iy = -r^* = -re^{-i\theta}$ と $-I$ 、第 3 象限は $-x - iy = -r = -re^{i\theta}$ と $-I$ 、第 4 象限は $x - iy = r^* = re^{-i\theta}$ と I になる。これら 4 つの電流の多極成分への寄与の和は

$$\begin{aligned}
 C_n &= -\left(\frac{\mu_0 I}{2\pi r_0}\right) \left(\frac{r_0}{r}\right)^n \\
 &\quad (e^{-in\theta} - (-1)^n e^{in\theta} - (-1)^n e^{-in\theta} + e^{in\theta}) \\
 &= -\left(\frac{\mu_0 I}{2\pi r_0}\right) \left(\frac{r_0}{r}\right)^n 2(\cos n\theta - (-1)^n \cos n\theta) \\
 &= -\left(\frac{\mu_0 I}{2\pi r_0}\right) \left(\frac{r_0}{r}\right)^n 4 \cos n\theta \quad (n: \text{odd}) \quad (3-14)
 \end{aligned}$$

となり、ノーマルで n が奇数になる多極磁場、すなわち 2 極、6 極、10 極等、だけが残ることになる。これらの多極磁場は、対称性から許される多極磁場(Allowed Multipole)と呼ばれる。

2 極磁石以外の磁石でも同様に対称性から許される多極成分(Allowed Multipole)があってそれは、純粋な $2n$ 極磁石に対してその奇数倍 $2n*(2m+1)$ 極磁場だけになる。一方それ以外の多極磁場は対称性から許されない多極磁場(Unallowed Multipole)と呼ばれる。

3.2.4. 一定電流密度での電磁設計

前節の議論から 2 極磁石の設計を行う場合はその対称性から第 1 象限でのコイル設計を式(3-14)を用いて行えば良いことがわかった。またこのとき気にしなければならない高次の多極磁場は対称性から許される多極磁場(Allowed Multipole)だ

けであることがわかった。ここで Fig.3-8 にあるようなミッドプレーンが x 軸に接触しポール角度が ϕ で内部の電流密度が一樣に J の扇型のコイルを考える。このコイルが作る多極成分は

$$\begin{aligned}
 C_n &= -\int_{\theta=0}^{\phi} \int_{r=r_1}^{r_2} \left(\frac{\mu_0 J}{2\pi r_0}\right) \left(\frac{r_0}{r}\right)^n 4 \cos n\theta r dr d\theta \quad (n: \text{odd}) \\
 &= -\int_{r=r_1}^{r_2} \left(\frac{\mu_0 J}{2\pi r_0}\right) \left(\frac{r_0}{r}\right)^n r dr 4 \sin n\phi \quad (n: \text{odd}) \quad (3-15)
 \end{aligned}$$

となる。ここで $\phi = \pi/3$ とすると $n=3$ の多極磁場、すなわち 6 極磁場、がゼロになることがわかる。一方 2 極成分は

$$C_n = -\left(\frac{\mu_0 J}{2\pi}\right) (r_2 - r_1) 4 \sin n\phi \quad (n: \text{odd}) \quad (3-16)$$

となり、2 極磁場の強さはコイルの半径に関わらずコイルの厚さと電流密度で決まることがわかる。ちなみにコイルの厚さを 2cm として 5T の磁場を発生させようとする、必要なコイル電流密度は約 360A/mm² になる。これは式(3-12)を用いて求めた電流密度 400 A/mm² とほぼ同等である。ここから図のような簡単な扇形のコイルでもポ

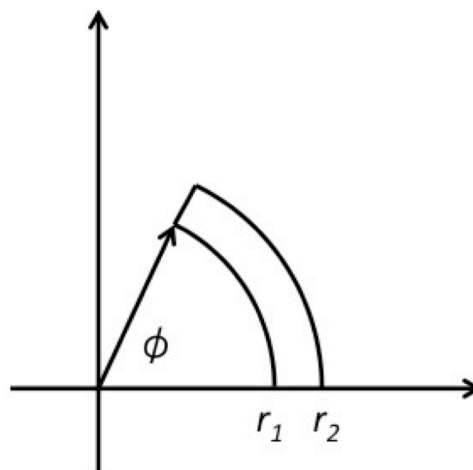


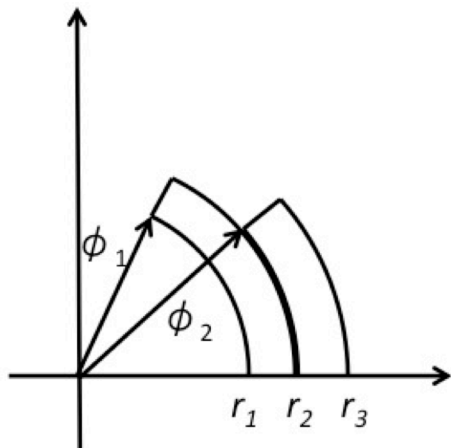
Fig. 3-8 扇形コイル

ール角度を調整することで高次の多極磁場を 1 つは消せることがわかる。

消したい高次の多極磁場を増やしたいときは TEVATRON の 2 極磁石の様に多層化(Fig.3-9a)したり、Fig.3-9b の様にコイルを分割したりして、

調整できる自由変数(ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3)を増やし、消したい多極成分の数と合わせれば原理的には消すことができる。

a) 2層コイル



b) コイルブロック化

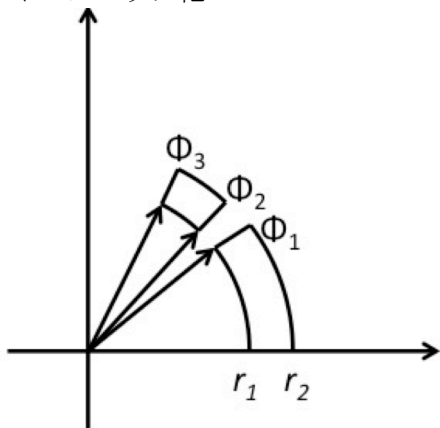


Fig. 3-9 コイル設計

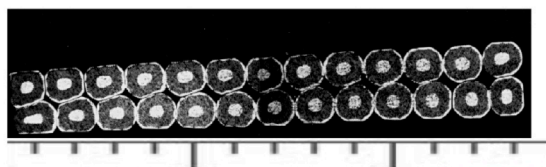
3.3節の議論は Fig.3-1c のコイルにおいてビーム軸にそった直線部の導体のみを考慮に入れている。実際には図にある様にコイル両端部を形成する導体が存在し、そこが作る磁場は直線部とは異なる。大型加速器で利用される磁石は、通常極力長くなる様に設計されるので磁場としては直線部の影響が大きな比率を占めるのでここでは直線部だけを考慮して議論を進めることとする。実際の設計では端部の磁場が無視できる訳ではないので考慮に入れる必要がある。端部設計に関する詳細は参考文献[39]等を参照されたい。

3.2.5. 現実的な電磁設計

前節で計算された扇型コイルにおいて扇形を適当な数で分割して小さな扇型を作ってそれに合ったキーストン角を持つラザフォードケーブルを並べてやれば原理的には基本的な電磁設計は完了の様にも見える。しかしながら現実にはそう簡単では無い。

通常実際のシンクロトロンに使用する磁石を考える場合高次の多極成分は 18~22 極くらいまで最適化を行う。これは最低でも 4~5 程度の自由変数が必要なことを示し結果としてコイルブロックも同程度の数が必要になってくる。ここでコイルブロックの数は自由に選べる訳ではない。通常一つの磁石に使える撚り線の種類は(経済的理由で)1~2 種類でしかもそれらは全て直列につながれて同じ電流値が与えられる。したがってコイルブロックの大きさは撚り線の大きさで制限される。角度方向についても撚り線の厚さをターン数でかけた数になって離散的な解しか無い。電流密度は 1 種類では全て同じ電流密度になるし、撚り線の種類が 2 種類の場合はそれらの線の断面積で比率が決まる。また撚り線のキーストン角は必ずしも理想的な角度で作れるとは限らず、多くの場合コイルブロックの両端の面が磁石中心を向くとは限らない。このため設計の最適化にはかなり複雑な計算が必要になる。現在では CERN で開発された ROXIE[39]など便利な計算コードも存在するが、必要に応じて自分で計算コードを開発しなければならない場合も多い。また、より詳細な計算を行うときに気をつけなければならないことに電流密度の扱いがある。ここまでの計算では扇形のコイルブロックにおいて一定の電流密度を仮定してきた。しかしながら有意なキーストン角があるラザフォードケーブルの中での素線配置を確認すると素線はケーブルの幅方向に一定の距離で配置される傾向があることがわかる(Fig.3-10)。これはキーストンの幅の狭い方で電流密度が高くなり幅の広い方で電流密度が低くなる傾向があることを意味する。このため扇形の中で一定の電流密度を入れた計算は現実の電流密度分布を反映していないことになる。これを回

避するため前述の ROXIE や他の多くの解析的な計算コードはコイルブロックやケーブルを一定の電流密度を持つ平面として扱うのではなく、むしろたくさん線の電流が離散的に配置されたものとして扱っている場合が多い。ここで線電流は通常撚り線の各素線の位置を再現できる様に配置される。(撚り線が奇数本の素線でできている場合は偶数に丸める。) また後述する有限要素法を用いた計算コードでは線電流が扱えない場合もあるので、この場合は撚り線を細い台形で扱い、そのキーストン角を本来の角度よりも小さい角度(多くの場合はゼロが最も良い近似)にして補正する場合が多い。



LHC Dipole Inner Cable

Fig. 3-10 ラザフォードケーブル断面

鉄の影響は、解析的に求める場合はヨーク内面を円で近似して影像電流を用いて行う。ここでコイル側を線電流の集合で扱っている場合は単純に式(3-13)を適応すれば良いだけなのであまり悩む必要は無い。ただし2層コイル構造等を取っている場合影像電流による電流分布は内外層が反転するので気をつける必要がある。同様にコイルブロックに一定電流密度を入れる場合も電流密度分布に注意を払う必要がある。

影像電流で比較的正確に磁場が求められるのは鉄表面が 2T を超えない領域に限られる。また鉄の内表面が円ではない場合や内表面に穴がある場合等においても解析的な計算結果とはズレが出てくる。このような場合は有限要素法を用いた計算が必要になってくる。これは一般の商用ソフトを用いることで計算できるが必ず複数の計算手法の結果を比べる等のベンチマークは必須になる。また前述の ROXIE は解析的手法に境界有限要素法という特殊な計算手法を組み合わせることでこのような非線形な計算も扱える様になって

いるのでおすすめではある。ただし別ソフトを用いた独立検証が必要になるのは ROXIE を用いた場合においても同じことである。

また鉄の影響の計算で重要なのは鉄の運転温度での磁化曲線と鉄の充填率(薄板を積層している場合)である。これは飽和による影響を計算する上で重要なパラメーターになるので極力正確なものを用いる必要がある。

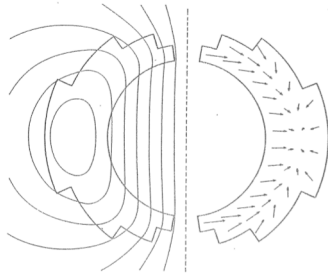
3.3. 磁場精度の制御

加速器用超伝導磁石ではかなり高い電流密度のコイルがそれなりに高い磁場中に配置されることになるのでコイルにはかなり大きな電磁力(Lorentz Force)がかかることになる。コイルがこの電磁力によって動いてしまうようだと、電流分布の変化が生じ磁場精度が悪化する可能性が出てくるだけでなく動きによって生じる熱によってクエンチが生じる恐れも出てくる。磁石の機械設計は非常に重要になってくる。ここではコイルにかかる電磁力をどう押さえ込むかについて簡単に紹介するとともにそれに伴う機械設計について簡単に紹介する。またこのような磁石を実際に製作して運転する場合に考えられる様々な変形に対して磁場精度がどのような影響を受ける可能性があるか議論しどのような製作精度が求められるのか議論する。

3.3.1. コイルにかかる電磁力[33][38]

$\cos \theta$ コイルではコイルには角度方向にポールからミッドプレーンに向かってコイルを押し縮める電磁力とコイルミッドプレーン付近を中心にコイルを外に押す電磁力が働く(Fig.3-11a)。このうちコイルを外方向に押す力についてはコイル外側の構造体によって支えれば良いので比較的簡単に支えることができる。これに対して角度方向の力はコイルのターンごとに力がどんどん蓄積されるため特にコイルの角度方向の大きさが大きくなる2極磁石等ではその支え方が難しくなる。ここでコイルターンにかかる力とコイルの関係を模式的に示すと Fig.3-11b に示すような力学モデルに表すことができる。ここでコイルはミッ

a) コイルにかかる電磁力



b) コイルの力学モデル

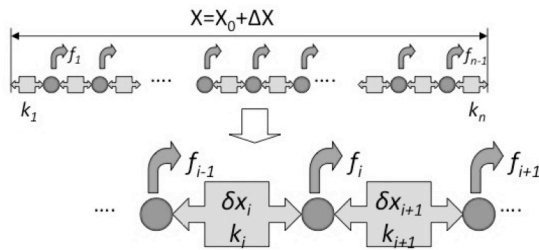


Fig.3-11 コイル電磁力と力学モデル

ドプレーンを挟んで対称としてポール($i = 1$)からミッドプレーン($i = n$)までのターンがモデル化されている。

このモデルにおいて要素 i のバネ常数を k_i 、そのバネが力のかかっていない状態からの長さの変化を δx_i (縮む方向を正)、バネ間のノードにかかる力を f_i とし、初期条件としてバネ全体を電磁力のかかっていない状態から ΔX 縮めた状態を考えると、次の連立方程式が成り立つ。

$$f_i = k_i \delta x_i - k_{i+1} \delta x_{i+1} \quad (3-17a)$$

$$\sum_{i=1}^n \delta x_i = \Delta X \quad (3-17b)$$

この連立方程式を解くと ΔX の値によって δx_1 がゼロになる値 ΔX_0 が出てくることがわかる。この値よりも多くコイル全体を押せば δx_i は常に正になるし、少なければポール付近は負になる。負のケースはポールで引っ張り力が働いていることを示すので実際はコイルがポールからはなれてしまう。すなわちコイルが励磁中にポールが動いてしまうことを防ぐにはあらかじめコイルを ΔX_0 以上の値 ΔX_p で押ししておく必要がある。このときに電磁力無し状態でバネ全体を ΔX_p 押し込むのに必要な力を圧力に換算したものをプリストレス

(pre-stress)という。実際の磁石設計時にはプリストレスは電磁力から必要な値に冷却の熱収縮で失う量を足して、それにさらに製作誤差等による分を足して決定される。ただし、撚り線の絶縁に用いているポリイミドは 200MPa 以上ではクリープを起こす恐れがあるのでそれ以上になる恐れがあれば何らかの手当が必要になる。

3.3.2. コイルの変形による磁場の乱れ[40]

半径 r_c にある理想的な $\cos n\theta$ 分布のコイルを考えて、これにコイル半径方向に Fig.3-12 および式(3-18)で示される変形モードが入った場合を考える。

$$r = r_c + r_c \sum_{m=1}^{\infty} (s_m \cos m\varphi + t_m \sin m\varphi) \quad (3-18)$$

この変形でこのコイルの多極係数 b_k と a_k に出てくる影響は以下の様に与えられる。

$$b_k = -\frac{1}{2} k \left(\frac{r_0}{r_c}\right)^{k-n} (s_{k+n} + s_{k-n}) \cdot 10^4 \quad (3-19a)$$

$$a_k = -\frac{1}{2} k \left(\frac{r_0}{r_c}\right)^{k-n} (t_{k+n} + t_{k-n}) \cdot 10^4 \quad (3-19b)$$

これから 2n 極磁石において $m = k + n$ もしくは $m = k - n$ の変形モードによって、 $\cos m\varphi$ ならばノーマルの 2k 極、 $\sin m\varphi$ ならばスキューの 2k 極に影響が出ることがわかる。ここで $n=1$ つまり 2 極磁石について $m=1$ の変形モードを考える。この場合 k はゼロか 2 になるので出てくる影響は 4 極磁場となり $\cos \varphi$ (左右比対称を導入する) の場合ノーマルの 4 極磁場が発生し、 $\sin \varphi$ (上下非対称を導入する) ではスキューの 4 極磁場を発生する。ここで $r_0=1\text{cm}$ 、 $r_c=2.5\text{cm}$ とすると $b_k = -\frac{10^4}{5}(s_1)$ となる。 b_k を 1 ユニット程度にし

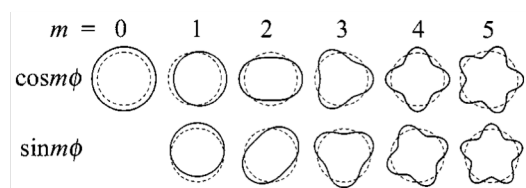


Fig.3-12 コイルの変形モード

よと思うと s_1 は $2 \cdot 10^{-3}$ であるのでこれに変形の
 コイル半径 2.5cm をかけると $r_c s_1$ は $50 \mu\text{m}$ 程度
 に抑えることが求められることがわかる。他の多
 極磁場に関しても同様にオーダーとしては $50 \mu\text{m}$
 程度の位置の精度が求められる。角度方向につ
 いても同様の計算ができ、やはり同程度の精度が
 求められることがわかる。この様に加速器磁石製
 造時にはコイルの位置精度の制御が非常に重要
 になる。

また同様に重要になる要素に、コイルと鉄の相
 対位置の精度がある。コイルがどんなに精度よく
 製作されていても鉄がコイルに対して正しく設
 置されていなければ磁場精度は落ちる。例えば半
 径 r_c の $\cos \theta$ 分布の周りに半径 R の鉄があつてそれ
 が上下方向に d だけずれているとすると影像電流
 の分布は理想的な $r_y = R^2/r_c$ にある $\cos \theta$ 分布に
 対して半径方向に $t_1 \sin \varphi$, $t_1 = d/r_c$ の変形を及
 ぼす形になる。これは上記の議論でスキュー4 極
 磁場を生み出す原因となる。(角度方向にも変形が
 あり、やはりスキュー4 極磁場を生み出す。)

実際 TEVATRON の 2 極磁石では鉄とコイルの間に断
 熱真空層があるために長年運転する中でコイルが鉄に
 対して微妙に下に下がってしまいスキュー4 極が生
 じ、運転に支障をきたしたということがあった。

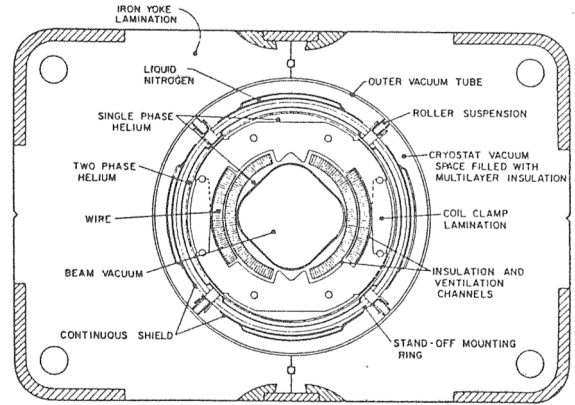
3.4. 実際の設計例

この章ではこれまでに製作された加速器用超伝
 導磁石の代表例を示しながらその特徴を簡単に
 紹介して行く。

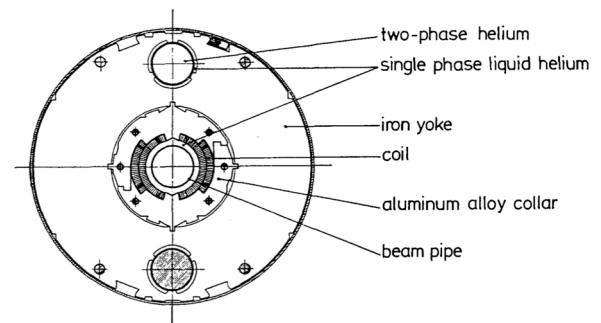
3.4.1. 世界の大型加速器用超伝導磁石

ここでは世界の大型加速器用に開発された超伝
 導磁石について紹介して行く。最初の磁石は
 TEVATRON の 2 極磁石で Fig.3-13a に示す。ラ
 ザフォードケーブルを用いた $\cos \theta$ コイルを用い
 ている、そのコイルをステンレスの板を組み合わ
 せたカラー(Collar)によって機械的に拘束し、カ
 ラードコイル(Collared Coil)と呼ばれる構造を作
 っている。この構造の基本概念は現在まで踏襲さ
 れている[1][33]。

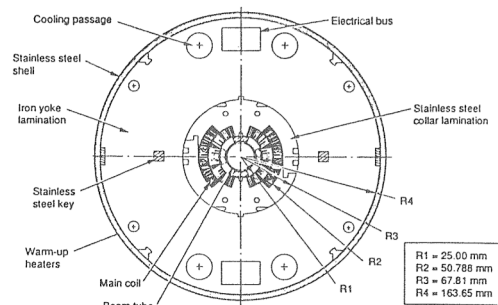
a) FNAL TEVATRON 2 極磁石 (4.3T, ~4.5K)



b) DESY HERA 2 極磁石 (4.7T, ~4.5K)



c) SSC 2 極磁石 (6.6T, ~4.5K)



d) BNL RHIC 2 極磁石 (3.5T, ~4.5K)

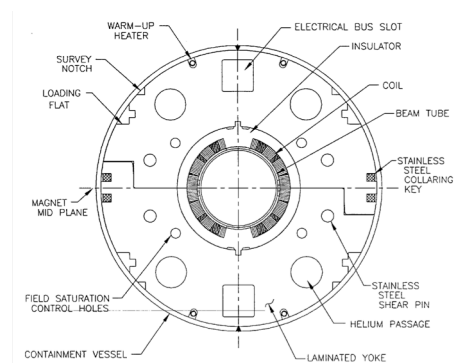


Fig.3-13 加速器用超伝導 2 極磁石

次に紹介するのは HERA(Fig.3-13b) と SSC(Fig.3-13c)で、カラーで拘束した $\cos \theta$ コイルまでは TEVATRON と似ているが鉄ヨークはコールドアイアン(Cold Iron)と呼ばれ、室温ではなくヘリウム温度にしている。これにより、鉄とカラードコイルが直接固定されることでコイルと鉄の位置関係を強固なものにした[2][33]。また SSC 用の磁石では、かかる磁場の低い外層コイルの超伝導線の厚さを内層コイルのものより薄くすることによって電流密度を上げ撚り効率よく磁場を発生できる様にしている。

コールドアイアン構造は中止された ISABELLE/CBA で提唱された構造である。現在の加速器用超伝導磁石の構造設計の基本となる概念の多くは FNAL と BNL の競争の中から生まれたとも言える。

Fig.3-13d は BNL の RHIC で採用された 2 極磁石でラザフォードケーブルで巻かれた $\cos \theta$ コイルであることはこれまでの磁石と同じだがコイルを直接包むのはプラスチックのカラー (スペーサー) でコイルを機械的に支持しているのはその外側の鉄ヨークである。このため RHIC 磁石の鉄ヨークは SSC 以前の磁石で採用されたステンレスカラーと同じような構造を持ち、鉄ヨークによる強い構造支持を可能にしている[3][33]。

ここまでで紹介した磁石は全てコールドマス (TEVATRON ではカラードコイル、他はそれに鉄ヨークを含む) と呼ばれる部分全てが、強制循環されている超臨界ヘリウム (~4.5K, ~3atm) によって直接冷却されている。

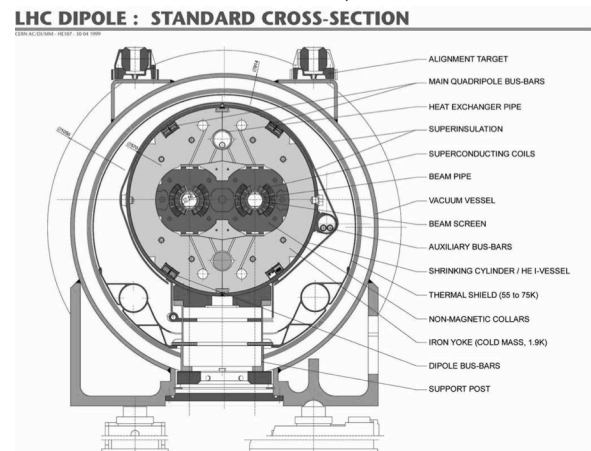
最後に紹介するのが LHC の 2 極磁石で Fig.3-14 に示す。この磁石は 1 つの鉄ヨークの中に 2 つの $\cos \theta$ コイルが入った構造(Two-in-One)になっている。ステンレスのカラーでコイルを拘束してから鉄をかぶせている構造は HERA や SSC と共通である。磁場的には Two-in-One にすることでお互いのコイルが相手の磁束リターンを利用できることから効率的に磁場を発生しやすく鉄も最小化しやすい設計になっている。一方で 1 つ 1 つのコイルで見ると左右の対称性は崩れてしまっているのでノーマルの 4 極磁場が出やすくその部分は考慮に入れる必要がある[4]。ま

た SSC 同様、外層コイルの超伝導線の厚さを内層コイルのものより薄くすることによって電流密度を上げている。

またこの磁石は冷却を温度 1.9K で圧力 1 気圧の加圧超流動ヘリウムで冷却することで NbTi の加速器用超伝導 2 極磁石では最高磁場の 8.3T での営業運転を可能にしている。

また衝突点には KEK の開発した 4 極磁石が使用されている。この磁石は最大磁場 8.63T で、運転中の加速器用磁石としては世界最高磁場を誇っている[41]。この磁石では磁場強度を極限まで上げるために様々な工夫がされている。SSC や LHC の 2 極磁石と同様に 2 種類の超伝導線を磁場の高い部分と低い部分で使い分けている。ここでは 4 層のコイルのうち、磁場の高い内側 1 層全部と 2 層ポール側だけに電流密度の低い線を用いる最適化を行っている。また RHIC の 2 極磁石と同様の鉄ヨーク構造を採用することによってコイル支持構造の強化を図っている。

a) アーク部 2 極磁石(8.3T, 1.9K)



b)衝突点 4 極磁石(215T/m, 1.9K)

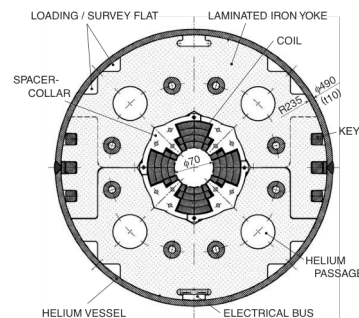


Fig.3-14 CERN LHC 磁石

KEKが開発したLHC衝突点4極磁石では支持構造に用いた鉄ヨークがわずかに楕円変形を起こした。このため 3.2.2.節に説明した機構により、8極成分が出てしまう。幸い加速器運転上は許容できる範囲だったが設計・製造の難しさを示す一例になってしまった。

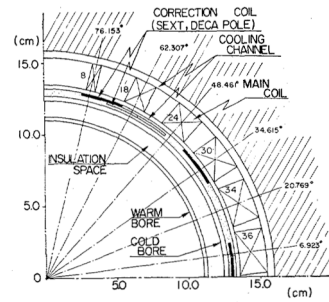
3.4.2. KEK での加速器およびビームライン用

KEKで $\cos \theta$ コイルを使った磁石で最初に実用化したのは KEK 12GeV PS の $\pi 1$ ビームラインの 2 極磁石(Fig.3-15a)である。この磁石は 1980 年代に活躍した磁石である[7]。

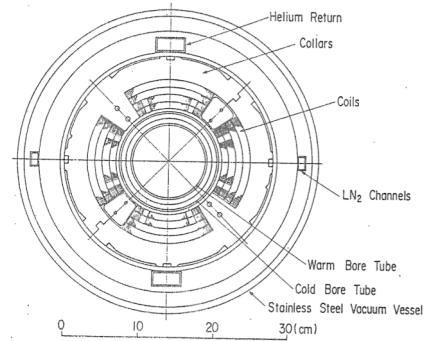
1987 年から 2010 年にかけて KEK では TRISTAN と KEK-B という 2 つの大型 e^+e^- 衝突型加速器が活躍した。この加速器の衝突点近傍でビームをしぼって実験の統計を上げるという重要な役目を担ったのが QCS と呼ばれる 4 極磁石である。Fig.3-15b に TRISTAN の QCS、Fig.3-15c に KEK-B の QCS の断面を示す。どちらも空芯で極力薄く作られていて、実験室の検出器群の中に潜り込む様に設置された。これによって衝突点に極力近い場所に強力な集束力を生じさせることによってビームを極限まで絞り込んだ[5][6]。

最後に紹介するのが 2009 年に運転を開始した J-PARC ニュートリノビームライン用の超伝導磁石である(Fig.3-15d)。この磁石の特徴は $\cos \theta$ 分布と $\cos 2 \theta$ 分布を足し合わせた左右非対称な電流分布を 1 層のコイルで実現することで 2 極 4 極複合磁場をもった超伝導結合機能型磁石 (Superconducting Combined Function Magnet: SCFM)を実現したことである。これによってこの磁石は偏向と集束の両方の能力を兼ね備えることになり 1 種類の磁石でビームラインを実現できる。このような超伝導磁石は世界で初めての試みであった。また経済性の最適化のため、RHIC で採用されたプラスチックカラーと鉄ヨーク支持構造を採用している。またその他にも同時期に建設が進んでいた LHC の部品を極力利用する等のコスト最適化を図った。システムは 2008 年末に完成、3ヶ月のシステム試運転の後、2009年4月に無事ビーム試運転に成功し、現在まで問題なく物理実験に供与している[9][10]。

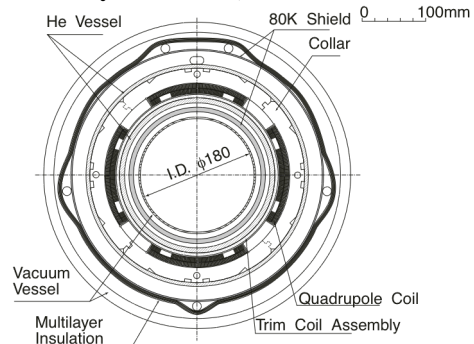
a) KEK PS $\pi 1$ BL 用 2 極磁石(4T, 4.2K)



b) TRISTAN QCS(70T/m, 4.5K)



c) KEK-B QCS(22T/m, 4.5K)



d) J-PARC Neutrino BL 用 SCFM (B:2.6T, Q:19T/m, ~4.5K)

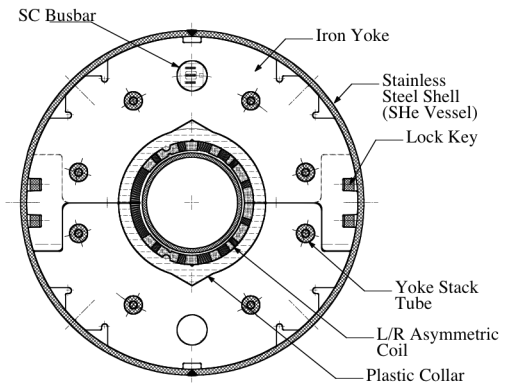


Fig.3-15 KEK での加速器用超伝導磁石

4. 超伝導磁石内電磁現象への理解

シンクロトロンで利用される磁石は最初低磁場の状態でビームを入射し、その後ビームの加速に伴って磁場を上げて行く。すなわち磁石は磁場の上昇中もビームを保持できるだけの磁場精度を保たなければならない。一方、この磁場の上昇が超伝導磁石内に超伝導特有の様々な電磁現象を引き起こす。TEVATRON で超伝導磁石が本格的に利用されるようになったときから、この電磁現象が磁石の磁場精度に影響を与えることが観測され、実際に加速器の運転に影響を与えてきた。この現象は多くの加速器研究者の頭を悩ませ、超伝導磁石研究者達に多くの研究テーマを与えた。(実際にこれらをテーマに博士論文を書いたものはたくさんいる。)本章ではこれらの電磁現象について紹介し、実際にどのような影響を磁場精度に及ぼし、それがどのように解析されてきたかを紹介して行く。

4.1. 超伝導線の磁化と磁場精度[38][42]

2章で述べた様に超伝導線材はヒステリシスを持つ反磁性的な磁化特性を持つ。この磁化はコイル電流とは別の磁場を生成するので当然磁場精度に影響する。この影響は既に TEVATRON で認識されて実際に加速器の運転に影響することが報告されている。DESY の HERA 建設の際には詳細な計算コードが作られて測定と計算が一致することが証明されている。ここでは SSC で得られたデータおよび計算をもとに説明を行う。

2章では平板に対する磁化特性を示したが実際の超伝導線(フィラメント)は円柱状で磁場は線に対して、直角に磁場がかかる。このような条件下での磁化は、磁場経験の無い状態から磁場 B がかかったときの磁化が

$$M = -\frac{4\mu_0}{3\pi} J_c a_f \left(1 - \left(1 - \frac{B}{B_p} \right)^3 \right), \quad (B < B_p) \quad (4-1a)$$

$$M = -\frac{4\mu_0}{3\pi} J_c a_f, \quad (B > B_p) \quad (4-1b)$$

となる。ここで a_f は超伝導フィラメントの半径、 $B_p = 2\mu_0 J_c a$ はフィラメントに磁束が完全に侵入(Full penetration)する磁場である。一度完全侵入(Full penetration)を超える磁場 B_m がかかった後に磁場 B が減少して行く場合は

$$M = \frac{4\mu_0}{3\pi} J_c a_f \left(1 - \left(1 - \frac{B_m - B}{2B_p} \right)^3 \right), \quad (B_m - B < 2B_p) \quad (4-2a)$$

$$M = \frac{4\mu_0}{3\pi} J_c a_f, \quad (B_m - B > 2B_p) \quad (4-2b)$$

となる。それぞれの状態での磁化の様子を Fig.4-1 に示す。このような磁化が超伝導コイル内に生じると、磁石の磁場に影響を与える。

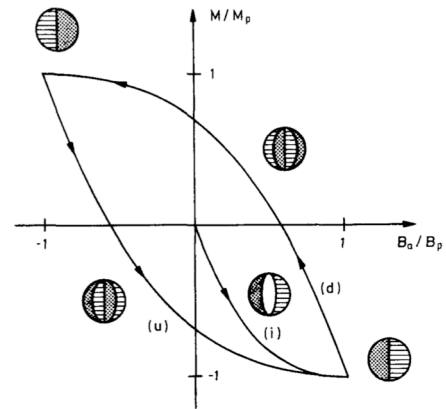


Fig.4-1 超伝導フィラメントの磁化

磁化したフィラメントは Fig.4-2 の様に微小ベクトル d の両端に $\pm I$ がある磁気双極子と考えられる。このフィラメントが磁石磁場の多極磁場に与える影響は

$$C_n = (\mu_0 I d / 2r_0^2) n (r_0 / r)^{n+1} \quad (4-3)$$

で与えられる。また半径 R の円柱状の内部を持ち比透磁率 μ の鉄のリターンヨークを考えると、ここにはできる影像双極子による影響は

$$C_n = -(\mu_0 I d^* / 2r_0^2) n \frac{\mu-1}{\mu+1} r_0^{n+1} (r^*)^{n-1} / R^{2n} \quad (4-4)$$

で与えられる。ここでフィラメントにかかる磁場の方向を与える単位ベクトル $\mathbf{e} = B_y/B + i B_x/B$ を与えると、磁気双極子は

$$\mu_0 I d = -e^* M \pi a_f^2 \quad (4-5a)$$

と表せるので、これを式(4-3)と(4-4)に代入すれば一つあたりのフィラメントの影響は出る。これを全てのフィラメントについて合算してやれば磁石全体での影響が計算できる。通常はある素線に含まれるフィラメントは全て同じ磁化になるとして計算して十分な近似になるので式(4-5a)は

$$\mu_0 I d = -e^* M \pi a_f^2 n_f \quad (4-5b)$$

となる。ここで n_f はこの素線に含まれるフィラメント数で、磁化計算のための磁場は素線中心での磁場を使う。

このとき磁化の計算に重要なのが臨界電流密度 J_c の磁場依存性である。極力正確な式を使うことが望ましい。2.2.5.節の式(2-17)は一つの候補であるが磁場ゼロに向けて発散してしまうのでこの部分はパッチを当てる必要がある。この解析に使われた式は SSC で使われたもの[44]で発散しない。

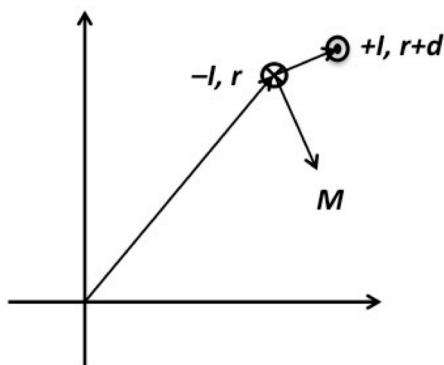


Fig.4-2 磁気双極子

この磁化の影響は基本的には磁石と同じ対称性を持つ。例外的に磁石内のコイルを組み合わせるときに異なる臨界電流特性を持つ線材を用い

たコイルを組み合わせたならば対称性は崩れるが通常はそのようなことが起きないように磁石を作る。このため磁化による多極磁場への影響は前述の対称性から許される多極磁場(Allowed Multipole)に限られる。例えば2極磁石を考える場合、影響は2極、6極、10極といった2極の奇数倍の項に限って影響が出る。例としてSSCの2極磁石の6極磁場に出てきた影響を計算と実際の測定とを比較した図を Fig.4-3 に示す。磁化による影響を示唆する様に大きなヒステリシスを描いている。(高磁場側が大きくカーブを描いてずれているがこれはリターンヨーク鉄の飽和による影響である。)ここで磁場を上げているときの線はヒステリシスの下側で、下げているときは上側になる。低い磁場に下げた後からもう一度磁場を上げる場合は大きく6極成分が飛んでしまうことがわかる。このため加速器運転では磁場をビーム入射に必要な磁場よりもいったん下げてそこから磁場を入射磁場に上げることによって入射磁場での6極磁場の値が磁場上昇側の値を取る様になっている。

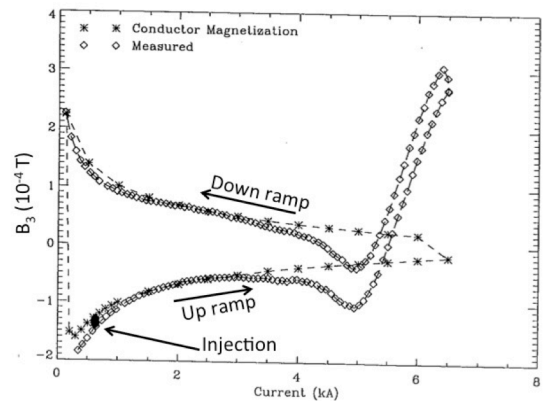


Fig.4-3 フィラメント磁化による6極磁場

4.2. 結合電流と磁場精度[42][45]

結合電流には素線の中で超伝導フィラメントに流れる超伝導電流が素線内の銅母材を通して他のフィラメントに流れる素線内結合電流と、撚り線内で素線を通る超伝導電流が撚り線内の素線間抵抗を通して他の素線に流れる素線間結合電流がある。どちらも抵抗のある回路に誘起され

る誘導電流であるため、磁場変動時に磁場変動の速度に比例して生じ、磁場変動が止まれば比較的短い時定数で減衰する。このため影響は磁場変動時にほぼ限定されるが、ブースターのようなビーム取り出しをするシンクロトロンでは、磁石の磁場変動も早くなるため影響が大きくなる。この影響はSSCで一番大きい入射リングであるHEBのための磁石のR&Dを行ったときに非常に大きな影響が出現し大きな問題になり、詳細な解析が行われた。(実際にはTEVATRONやISABELLEの磁石開発時も、問題は認識されていたし、似たような解析も行われていた。) ここでもSSCでの測定およびその解析に基づいて影響を議論していく。

4.2.1. SSC 2 極磁石での観測

Fig.4-4 に示すのはSSC 2 極磁石で磁石電流を変化させる速度を変えながら多極磁場を測定した結果である。多極磁場の変化はノーマル6 極磁場だけでなく、スキュー4 極磁場にも現れている。その変化は磁石電流の変化速度に比例し、この現象が誘導電流に起因することを示唆する。また現象は、ありとあらゆる多極磁場に現れた。このことは誘導電流が2 極磁石の対称性を保っていないことを示唆する。

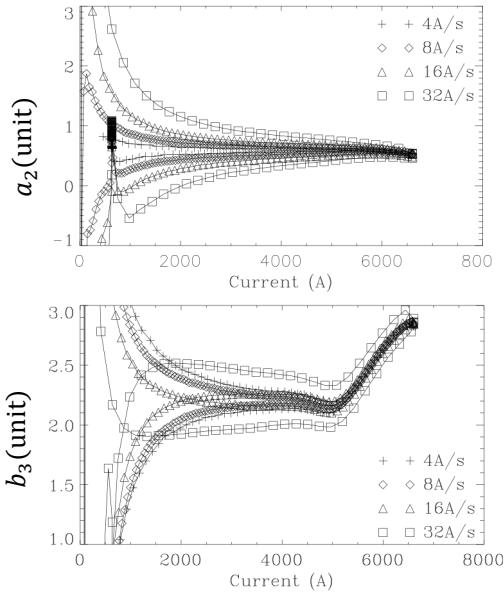


Fig.4-4 SSC 2 極磁石の磁場の磁石電流変化率依存性

4.2.2. 素線内結合電流

素線内結合電流は Fig.4-5 に示される様にフィラメント間の結合電流が外部磁場から素線内部を遮蔽する電流で、それによって素線内に磁気双極子を作る。遮蔽電流の時定数を τ とすると磁気双極子の作る磁化は

$$M = 2 \frac{dB}{dt} \tau \quad (4-6)$$

となる。コアの半径 a_c 、マトリックス部の外半径 a_m 、素線の外半径 a_s 、シースとコアの銅の比抵抗が ρ_b 、フィラメントのツイストピッチが l_s のシングルスタックの素線に対して τ は

$$\tau = \tau_s + \tau_m + \tau_c \quad (4-7)$$

で与えられる。ここで素線コア部を通る結合電流に対する時定数 τ_c は、

$$\tau_c = \frac{\mu_0}{2} \left(\frac{l_s}{2\pi} \right)^2 \frac{1}{\rho_b} \frac{a_c^2}{a_s^2} \left[1 + \left(\frac{\pi}{l_s} \right)^2 a_c^2 \right] \quad (4-8)$$

素線超伝導・銅複合部を通る結合電流に対する時定数 τ_m は、

$$\tau_m = \frac{\mu_0}{2} \left(\frac{l_s}{2\pi} \right)^2 \frac{1}{\rho_t} \frac{a_m^2 - a_c^2}{a_s^2} \left[1 + \left(\frac{\pi}{l_s} \right)^2 (a_m^2 + a_c^2) \right] \quad (4-9a)$$

$$\rho_t = \frac{1+\lambda}{1-\lambda} \left(\rho_b + \frac{6.56 \cdot 10^{-16}}{s} \right) \quad (4-9b)$$

素線シース部を通る結合電流に対する時定数 τ_s は、

$$\tau_s = \frac{\mu_0}{2} \left(\frac{l_s}{2\pi} \right)^2 \frac{1}{\rho_b} \frac{a_s^2 - a_m^2}{a_s^2} \left[\frac{a_m^2}{a_m^2 + a_s^2} + \left(\frac{\pi}{l_s} \right)^2 (a_m^2 + a_s^2) \right] \quad (4-10)$$

となる。超伝導フィラメントの磁化の場合と同様素線の磁化も磁気双極子ととらえることができるので、1本の素線の作る双極子は

$$\mu_0 I d = -e^* M \pi a_s^2 \quad (4-11)$$

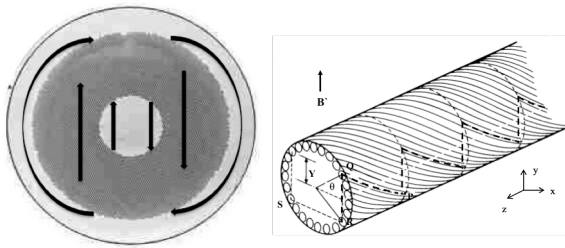


Fig.4-5 素線内結合電流

右図でツイストしたフィラメントの中の電流は定期的にフィラメントの間を渡って流れる必要がある。渡るのは左図の様にコアと複合材とシースに分かれるが、それぞれで抵抗が変わるので時定数も変わってくる。

で与えることができる。これを磁化のときと同様全ての素線について計算して合算すれば磁石全体での影響は計算できる。

素線内結合電流も各コイルの超伝導素線の特徴が均一ならば磁石の対称性に従うことができる。したがって一般には対称性から許される項(Allowed Multipole)にしか影響は出ない。ここでSSC 2極磁石の内層コイルの超伝導線 ($a_s = 0.404\text{mm}$, $a_m = 0.338\text{mm}$, $a_c = 0.128\text{mm}$, $l_s = 13\text{mm}$, 銅の $\text{RRR} = 290$, $a_f = 3\mu\text{m}$, $s = 1\mu\text{m}$, 銅比 1.5) について時定数を計算すると約 6.5ms になる。よって磁化は $0.013(\text{dB}/\text{dt})\text{T}$ になる。またフィラメント磁化は 0.5T , 4.2K , Full Penetration で約 0.025T 、これに銅比を考慮に入れて素線での平均磁化を求めると約 0.01T になる。すなわち素線の実効的な磁化で考えるとコイルの平均磁場が 0.5T 程度のときのフィラメント磁化の影響はコイル中の磁場の変化速度が 1T/s の時の素線内結合電流による磁化と同等であることを示す。SSCのメインリング等衝突型加速器では磁場の上昇速度は通常 0.01T/s 程度に抑えられることが多く、このような加速器ではこの素線内結合電流はほとんど影響ないことがわかる。またSSC-HEBの様な入射器でも 0.1T/s 程度の比較的余裕のある速度の場合、影響は限定的で少なくとも前節で紹介したような異常の原因とは考えづらい。 1T/s 以上になる場合では、この問題が顕在化し、線材を根本的に考え直す(ツイストピッチを短くする、銅母材の一部を銅合金にして抵抗

値を上げる等、交流対応線材にする) 必要が出てくる。

4.2.3. 素線間結合電流[46]

SSC で用いられた超伝導線は他の加速器用超伝導磁石と同様ラザフォードタイプの撚り線を用いている。ラザフォードケーブルは前述した様に $0.5\sim 1\text{mm}$ 程度の直径の素線を $20\sim 40$ 本程度寄り合わせて平角に整形したものである。ここで平角線の平均厚さは素線直径2本分よりも 10% 程度小さく整形される。このため2層の素線はケーブルの中央部でツイストピッチに相当する角度でお互いに交差しながら押し付けられ比較的大きな接触面積を持つことになり、結果そこには比較的低い接触抵抗が生じる。この接触抵抗は素線から素線へ結合電流を橋渡しする役目を担う可能性がある。

結合電流がこの交差点での接触抵抗だけを伝わって流れると仮定するとケーブルは Fig.4-6a に示す等価回路で示される[47]。回路は J 本の超伝導線がジグザグを描きながら交差点で抵抗によってつながれている。ここで磁場および交差点の抵抗は回路の長さ方向に十分に長い距離に渡って一定とする。この仮定をおくことによって回路は幅方向にだけ各パラメータが変化する1次元的なモデルにすることができる。ここで Fig.4-6a の様に j 番目の交差抵抗の抵抗値を r_n 、そこを流れる電流を i_j とし、Fig.4-6b に示す小ループに交差する磁束を ϕ_j とし、この小ループについてファラデーの法則を適用すると、以下の方程式が導かれる。

$$\frac{d\phi_j}{dt} = 2r_j i_j - r_{j-1} i_{j-1} - r_{j+1} i_{j+1} \quad (4-12a)$$

また回路の両端については

$$\frac{d\phi_1}{dt} = 2r_1 i_1 - r_2 i_2 \quad (4-12b)$$

$$\frac{d\phi_{J-1}}{dt} = 2r_{J-1} i_{J-1} - r_{J-2} i_{J-2} \quad (4-12c)$$

となる。また超伝導線で r_j と r_{j-1} に挟まれた小要素に流れる磁束変化によって誘起された電流を I_n とするとキルヒホッフの法則から

$$I_j + i_j = I_{j+1} \quad (4-13)$$

となる。また誘導電流はケーブル断面で見ればネットの輸送電流は無いので

$$\sum_{j=1}^J I_j = 0 \quad (4-14)$$

となる。これらの連立方程式の解は

$$i_1 = \frac{1}{Nr_1} \sum_{m=1}^{J-1} \sum_{k=1}^m \frac{d\phi_k}{dt} \quad (4-15a)$$

$$i_j = \frac{1}{r_j} \left(nr_1 i_1 - \sum_{m=1}^{j-1} \sum_{k=1}^m \frac{d\phi_k}{dt} \right) \quad (4-15b)$$

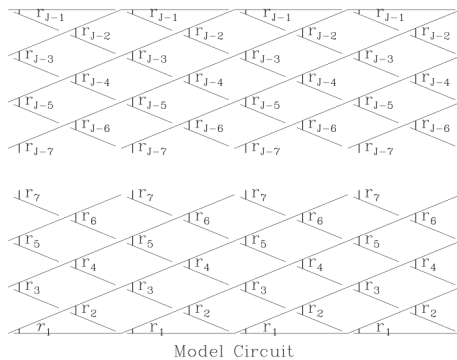
となる。ここでケーブルの幅方向にも r_n と $\frac{d\phi_k}{dt}$ が一定だとすると上式はさらに単純化されて

$$i_j = \frac{j}{2r} (J - j) \frac{d\phi}{dt} \quad (4-16)$$

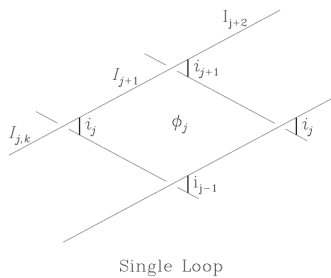
また I_j は以下の様に求められる。

$$I_j = \frac{1}{24r} [(J-1)J(J+1) - 2(j-1)j(3J-2j+1)] \frac{d\phi}{dt} \quad (4-17)$$

ここで式(4-16)で、 i_j は j の 2 次関数になっていて、



a) 全体回路



b) j 番目の回路

Fig.4-6 ラザフォードケーブル等価回路

ケーブルの両端でゼロで、真ん中で最大値を取る関数になっている。また式(4-17)で I_j は j の 3 次関数になっていてケーブルの両端でそれぞれ正と負の最大値を取り真ん中でゼロになる関数になっている。交差抵抗を流れる電流 i_j は磁石の断面方向 (x - y 方向) に向かって流れる電流なので磁石磁場には直接的な影響は及ばさない。一方超伝導線の小要素を流れる電流 I_j は磁石の長さ方向 (s 方向) の成分を持つので、これは磁石磁場に影響を与える。この電流 I_j を小要素のジグザグにそって積分して平均化すればジグザグの中心を通る無限電流 I_j が作る磁場と等しくなるので、これを 3.2. 節の式(3-8)と (3-13) に代入すればこの電流による多極磁場成分が求められる。上述している様に I_j はケーブル断面で均一ではない(ゼロではない)ので磁石本来の磁場精度とは異なる多極成分が出てくることになる。また $\frac{d\phi}{dt}$ があることからわかる様にこの多極成分は磁石磁場の変化率に比例することになる。

この素線間結合電流の影響も交差抵抗の値が磁石の断面で至る所一定ならば、磁石と同じ対称性を保持し対称性から許される多極成分 (Allowed Multipole) にしか影響が出ない。ただし、この交差抵抗は金属表面同士の接触抵抗によって決まるものなので金属表面の状態によってはかなりばらつくことも考えられる。実際 SSC で用いられたケーブルの素線は生の銅の表面を持ち、特に意識して表面状態が制御もされていなかった。素線製造後に制御されない状態で酸化した表面がケーブル製造工程で制御されない状態で部分的に壊されて素線間の交差抵抗が決定されているとするとかなりばらつくことが想像に難い。交差抵抗が磁石断面内でばらつければ、当然素線間結合電流の対称性は崩れありとあらゆる多極成分が出てくることが考えられる。

ここで出てくる疑問は果たして Fig.4-4 のような振る舞いが交差抵抗のばらつきで合理的に説明できるかどうかである。そこで磁石断面において各ケーブルの交差抵抗を自由変数にして結合電流による寄与が測定された多極磁場と等しくなる多元方程式を立ててそれに測定された交流損失の条件を足し、交差抵抗のばらつきが最小化できる様に最適解を探した。Fig.4-7 にその結果を示す。上の図は求められた交差抵抗の逆数を磁石

の断面上に3次元プロットしたもので下図は内層コイルの抵抗値を象限ごとにプロットしたものである。(最適化の際、内層コイルの影響が支配的になるため、外層コイルは正しく最適化できない。)ここで求められた抵抗値は実線で示されている。また白抜き四角で示したデータ点はこの磁石を後に分解して実際に交差抵抗を測った結果である。どちらのデータも交差抵抗に大きなばらつきがあることが示され、また2つのデータ分布には似たような傾向があることが見て取れる。これからこの磁石において観測された磁場変化中に観測された磁場精度の異常は素線間結合電流によってもたらされたと考えられる。

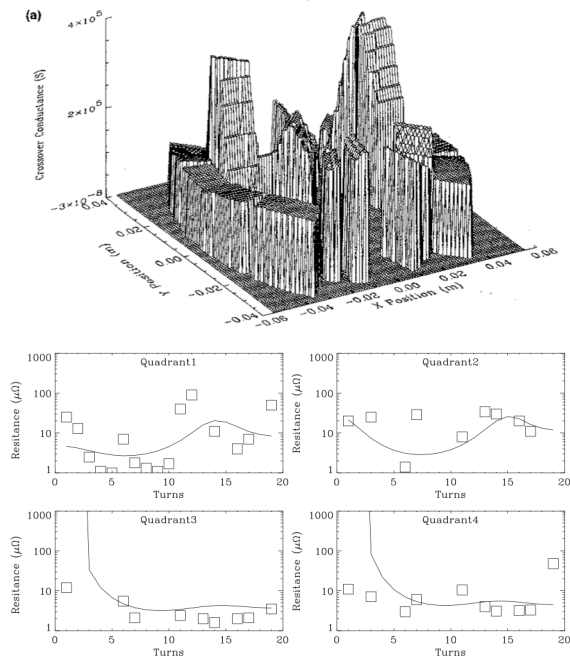


Fig.4-7 磁場から逆算した交差抵抗の分布

このようにして SSC-HEB の R&D で発見された問題は原因が究明され、その対策が練られ始めていたが、それと丁度同じ時期 1993 年の夏にアメリカ議会は SSC に対して予算が大幅に超過していることを理由に中止を決定してしまう。この決定は覆ることは無く SSC は 2 千億円を浪費した後に姿を消してしまう。

この節の内容は筆者が SSC で行った研究で、後に筆者はこれで論博を取得しているが、周りからは史上最高額の D 論と呼ばれる。オレノセイジャーヨ(;))

素線間抵抗の制御に関してはこれまでに多くの努力が投入されている。TEVATRON では銀スズメッキの線と酸化皮膜を強く入れた線とを交互に配置するゼブラケーブルが導入された。SSC では酸化皮膜を強く入れてほぼ絶縁状態の素線を撚って作った撚り線を用いた磁石も試作されたがこちらはクエンチに対して不安定になった。CERN/LHC では素線にステプライトと呼ばれる銀スズ合金のメッキにわずかな酸化工程を入れることによって $15\mu\Omega$ 以上に制御することを目指した。しかしながらばらつきは必ずしも抑えきれず $30\sim 100\mu\Omega$ 程度のばらつきは観測されている。また最近ではラザフォードケーブルの 2 層の素線間にステンレス等のシートを挟んで交差抵抗を制御することも研究レベルでは行われている。

4.3. 素線間偏流と磁化への影響

4.1.節で超伝導体の磁化が及ぼす影響によって 2 極磁石では 6 極磁場等に比較的大きなヒステリシスを持つ電流依存性が出てくることが示された。またこれに対してこの影響を最小化するために加速器運転の入射時は加速と同じ磁場が上昇する側のヒステリシス曲線にのせてから行うことも紹介した。ここで大型加速器では入射器からのビームを何度も入れるために入射には比較的長い時間がかかってしまう。この間に超伝導線の磁化量が減衰するために 6 極磁場がドリフトしてしまうことが観測された。これは既に TEVATRON の時に問題になり、当初この原因は式(2-14)で示された Kim-Anderson モデルによる磁束緩和と考えられた。しかしながら詳細な調査の結果、この変化率が必ずしも式(2-14)に従わないだけでなく、測定前の磁石の励磁履歴によって変わってしまうことがわかった。この現象はビーム加速開始時に Fig.4-8 に示す様なスナップバック (Snap back) と呼ばれる 6 極磁場の急激な変動を引き起こす。変化率が一定でないことはこのスナップバックが一定でないことを意味し、適切な磁場補正を困難にする。このためにこの現象は加速器運転上の大きな問題となりその後、多くの加速器研究者の頭を悩ませることになると同時に、多くの超伝導磁石研究者にとって格好の研究対象となる。

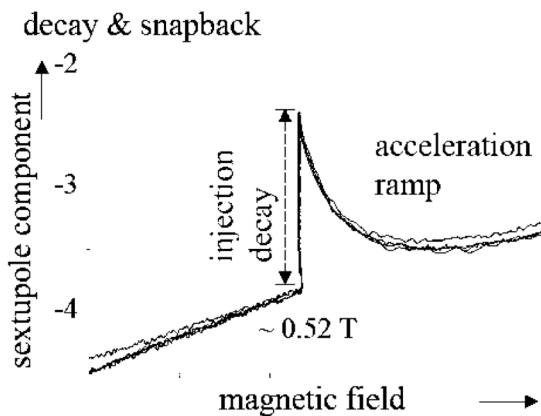
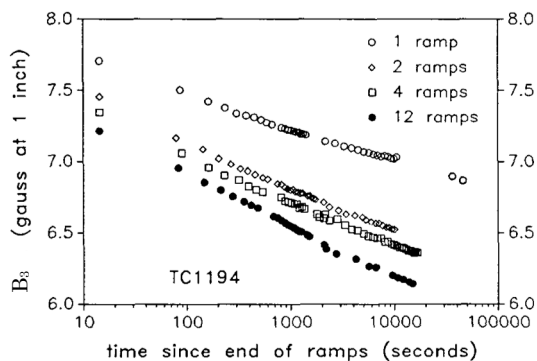


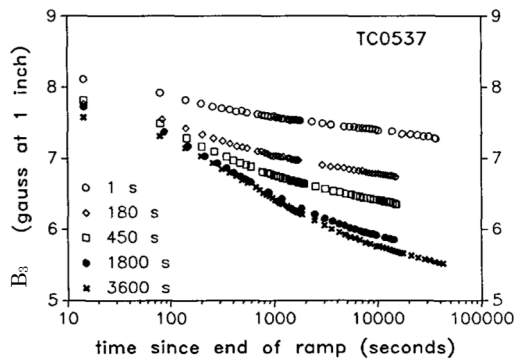
Fig.4-8 スナップバック

4.3.1. 磁化の時間変化[48]

Fig.4-9 に TEVATRON の磁石で観測された 6 極磁場の時間変化の測定結果を示す。この測定は磁石をクエンチさせた後に 4000A への励磁を行ってその後の残留磁場を測っている。Fig.4-9a は測定前に 4000A への上げ下げを何回か行った場合で、Fig.4-9b は 4000A に上げた後 4000A で保持した時間を変えた場合の測定結果である。励磁履歴



a) 励磁回数の違い



b) 励磁時間の違い

Fig.4-9 磁化の時間変化

歴によって減衰の様子が大きく変わることは明らかである。

4.3.2. 素線間偏流と磁場の周期性[49]

TEVATRON の後にできた超伝導加速器である HERA では TEVATRON 同様に入射時の時間依存性は測定されたが、ここではもう一つ面白い現象が測定された。そこではホール素子を組み合わせさせて 6 極に敏感になる様にした素子で磁石の長さ方向に走査したところ、Fig.4-10 に示す様に磁場がある一定の周期で波打っていることが観測された。この周期は用いられていたラザフォードケーブルのツイストピッチとほぼ同等で、超伝導撚り線の中で素線間の電流分布が一様でない偏流状態が生じていることを示唆している。この現象は、加速器運転上は問題にならないためにこの時点では超伝導磁石研究者の興味の対象に留まっていた。

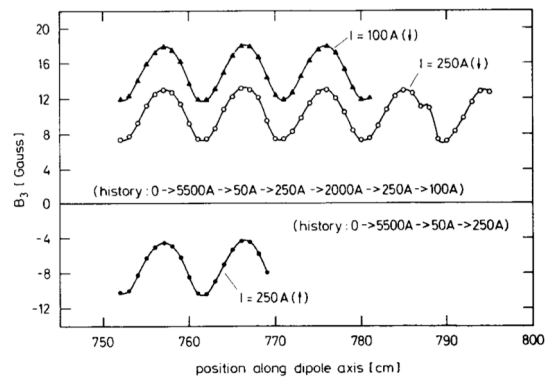


Fig.4-10 HERA で観測された磁場の周期性

4.3.3. 偏流の磁化への影響[50][51][52]

HERA で観測された偏流は何人かの研究者によって磁化の時間変化の原因になっている可能性が指摘はされていた。しかしながら確定的な結論は 21 世紀に入ってオランダのテュエンテ大学によって実験的に確認されるまで待つことになる。彼らはその後詳細な計算モデルを作り、それによって磁石全体で起きていることがこれによって説明できることを証明している。Fig.4-11 にその機構を簡単に示す。

偏流は磁石の撚り線内に素線同士の間で長い時定数を持つ LR 回路を構成していて、磁石磁場と若干の結合があるために磁石磁場を変動させ

ているときには誘導で偏流が誘起される。一度誘起された偏流はその時定数に従って減衰するがその際にこれまでに観測された磁化の時間変化と同等の時定数を持つものも出てくる。このような偏流が撚り線に生じると Fig.4-11 に示される様に撚り線のツイストピッチと同じ周期を持った局所磁場が誘起され、この磁場が偏流の変化に合わせて変化することになる。偏流の変化が十分に大きければこの局所磁場によって超伝導磁化はこの磁場と同じような周期で磁化される。このとき長さ方向に積分した磁場はこの周期性を全て平均化してしまうため積分磁場はあたかも磁化が減衰したかの様に見える。

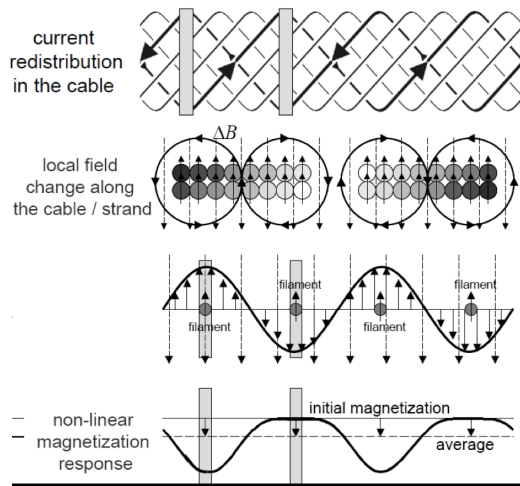


Fig.4-11 偏流が磁化に与える影響

これでこの現象がおこる原因はわかったが実際の磁石で偏流の制御を行うのは至難の業で実際には作った磁石の性質を丹念に調べてうまく再現性のある運転パターンを見つけて運転する等、対処療法で解決している状況はあまり変わっていない。

5. 超伝導磁石屋の憂鬱

加速器屋「加速器作りたいんだけど」

超伝導屋「磁石、超伝導化しようよ」

加速器屋「エー、クエンチするし、値段高いし」

超伝導屋「……………」

5.1. クエンチ

大型超伝導磁石システムでは一般に磁石に蓄積される電磁エネルギーが膨大になるために、このエネルギーが間違った形で開放されるとしばしば大きな故障の原因になる。間違った開放の最大の原因になる要因の1つがクエンチである。通常の超伝導磁石システムではクエンチ保護システムと呼ばれる安全システムが組み込まれていてクエンチが故障の原因にならない様になっている。

この節ではクエンチによって起こりうる故障とそれを防ぐ安全システムに関して議論して行く。また故障の事例として LHC で起きた事象を簡単に紹介する。

5.1.1. MIITs (マイツ?)

超伝導磁石がクエンチとそれに対する保護に関して議論するときによく使うパラメーターに MIITs (マイツと発音する) というパラメーターがある。これは超伝導線がクエンチしてから電流が落ちきるまでに超伝導線が運んだ電流の二乗の時間積分で単位は $10^6 A^2 sec$ である。このパラメーターは断熱条件での超伝導線の温度上昇を与えるパラメーターで以下の式によって求められる。

$$RI^2 dt = CdT \quad (5-1)$$

ここで R は超伝導線の単位長さあたりの抵抗値、 I は超伝導線に流れる電流、 C は超伝導線の単位長さあたりの熱容量、 t は時間で T は温度である。この式は断熱条件でジュール発熱と熱容量による温度上昇が釣り合うことを示している。ここで R を右辺に移項してクエンチ開始時から電流減衰時まで積分すると

$$\int_{t=t_0}^{t_f} I^2 dt = \int_{T=T_0}^{T_f} \frac{C}{R} dT \quad (5-2)$$

ここで t_0 はクエンチ開始時の時間で、 T_0 はそのときの超伝導線の温度、 t_f は電流が減衰しきった時の時間で、 T_f はそのときの温度である。 C/R は超伝導線の構成材料の物性値から求められるのでその積分も計算で T_f の関数として求められる。この値を電流二乗の積分値と比較すればクエンチ時の温度上昇の上限値が与えられる。Fig.5-1にLHC 2極磁石の外層コイルに使われた撚り線(J-PARCニュートリノビームラインの超伝導磁石にも使われた。)に関して計算したMIITsと T_f の関係である。銅の比抵抗が磁気抵抗によって変化するためかかっている磁場によって結果が変わる。

ここでケーブルに最初に流している電流を I_0 としてクエンチと同時に時定数 τ で指数関数的に減衰すると仮定すると $\int_{t=t_0}^{t_f} I^2 dt = I_0^2 \tau/2$ になる。磁場4Tで最大温度300KとするとMIITsは $15\text{MA}^2\text{s}$ になる。初期電流を11.5kA(LHCの最高運転電流)とすると、 τ は約0.23sになる。逆に初期電流を4.4kA(現在のJ-PARCニュートリノSCFMの運転電流)とすると、 τ は1.5sになる。これは同じ線でも運転電流が高ければ(電流密度が大きければ)電流はより早く落とさなければならぬことを示す。電流を早く落とすためには磁

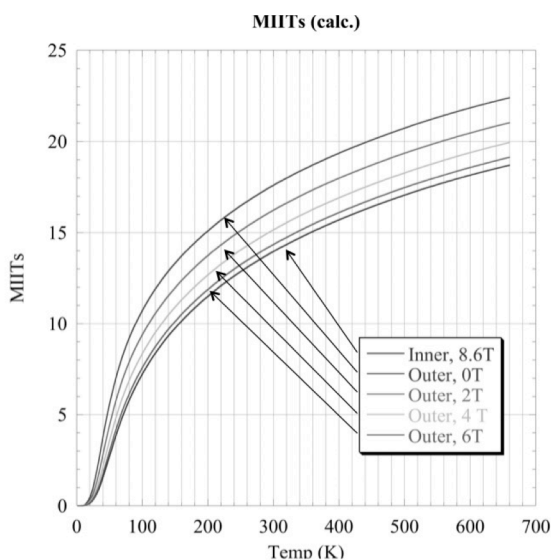


Fig.5-1 MIITs と温度の関係

石のインダクタンスは低い方が好ましいので、磁石の運転電流は大電流化が測られ、ラザフォードケーブルの用な撚り線が用いられるようになった。

逆に電流を速やかに遮断することに失敗すれば温度はMIITsカーブにのってどんどんあがり、絶縁破壊や超伝導線の劣化の原因となり、最終的には焼損や溶断を起こしてしまう。

5.1.2. クエンチ保護システム

Fig.5-2にJ-PARCニュートリノビームラインの超伝導磁石システムの励磁回路を示す[10]。全ての磁石は直列に超伝導ブスバーでつながれている。また1つ1つの磁石には電流の励磁方向に対して順方向になる様にダイオードがつながれている。このダイオードは磁石と同様に極低温(4.5K)に冷やされていて、そのために電流が流れ始めるON電圧が約6V程度にあがっている。通常の励磁では $L \frac{dI}{dt}$ が6V以下になる様に運転するのでダイオードには電流が流れず磁石に電流が流れる。磁石にクエンチが起きると磁石の抵抗値が上がるので磁石の両端電圧が上がりそれが6Vを超えるとダイオードに電流が流れる。また磁石には電圧モニター(別に磁石の電圧と比較して $L \frac{dI}{dt}$ をキャンセルしている)とヒーターが仕込まれていて電圧があるしきい値を超えるとクエンチが起きていると判断してヒーターをONして磁石全体を常伝導転移させる。これによって磁石の抵抗は一気に上がりダイオードに磁石の電流がバイパスする。またダイオードはジュール熱によって温度が上がり順電圧の値が下がりバイパス

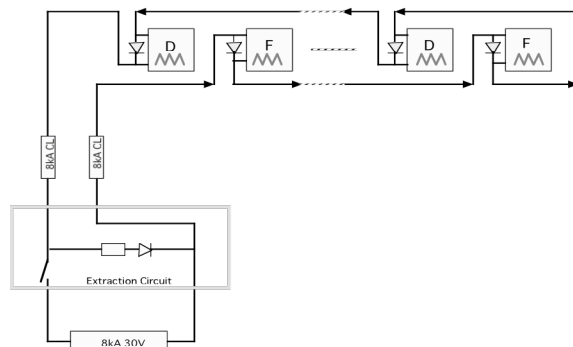


Fig.5-2 J-PARC ニュートリノ超伝導磁石システムの励磁回路

はどんどん促進される。このプロセスによって J-PARC ニュートリノの磁石では磁石本体の電流は1秒以内に減衰しきってしまう。

磁石システム全体の電流値は室温中の電源内部に設置された遮断回路によって比較的ゆっくりとした時定数（この場合 10s）で減衰される。これはシステム全体でのインダクタンスが大きいため、速い速度での減衰を設定するとシステムにかかる電圧が高くなりすぎるためである。ここで超伝導ブスバーにクエンチが起きてもブスバーの電流は遅い時定数でしか降りて行かないのでブスバーは銅等によって断面積を増やして遅い時定数に耐えられる様にする必要がある。

このようなシステム構成は磁石がクエンチしたときにクエンチさせる磁石を最初にクエンチした磁石とその周辺だけに抑え、他の多くの磁石は超伝導を保ってその蓄積エネルギーをゆっくりと外部保護回路に取り出すことができるメリットがある。これによってクエンチ時にシステムの極低温部に入るエネルギーを制限することができ結果的にクエンチ後の復帰を早めることができる。

5.1.3. LHC Incident[53]

『ジュネーブ、2008年9月23日。大型ハドロン衝突型加速器（LHC）のセクター3・4のトンネル内で発生した大規模なヘリウム漏れについて、CERNで引き続き調査した結果、トラブルの主な原因は、加速器の2つの超伝導磁石の間の電氣的接続の欠陥を示唆していた。しかし、事象発生要因の完全解明にあたっては、まず同セクターを室温まで戻し中の超伝導磁石を検証のために分解しなければならず、3～4週間を要する。詳細な本調査はそれが終わってから可能となる。』

これが最初に CERN から公式に知らされた「事象:Incident」に関するアナウンスであった。その後に出てきた情報はこの事象によってもたらされた損傷が想像以上に大きく (Fig.5-3) 修理に半年は最低かかることがわかった。

その後の調査で LHC での事象の原因は超伝導磁石同士をつなぐ超伝導ブスバーの接続部の施



Fig.5-3 LHC Incident

工不良であることがわかった。そのためにそこには仕様を上回る抵抗値があり、またその場所の断面積が実効的に細くなってしまっていた。その結果、運転試験中にその場所での発熱が冷却を上回ってクエンチが発生した。さらにクエンチした場所の断面積が実効的に細かったため電流密度が高くなり、本来の MIITs で計算される温度よりも大幅に温度が高くなり、結果ブスバーが焼き切れてしまった。ブスバーが切れると、そこには回路全体の非常に大きな蓄積エネルギーが集中して、高圧放電が起き、結果その場所に大規模な損傷を引き起こした。まさに蓄積エネルギーの適切な開放に失敗した例であった。

この事象は J-PARC のニュートリノビームラインの完成直前に起こった。ニュートリノの超伝導磁石も似たようなシステムであったために、再度の安全確認要請が各方面（茨城県庁も！）から出た。結局、同様の事象が起きないことを外部レビューまでおこなって確認するはめになる。

5.1.4. リスクの低減と使い勝手の向上

LHCでの事象を回避する最も単純（しかし乱暴）なやり方はクエンチ検出と同時にその回路につながっている全ての磁石をクエンチさせてしまうことである。この場合システム全体が磁石とほぼ同等の時定数で電流を落とすことができるのでブスバーに磁石撚り線よりも細い部分が無ければ（かなりあり得ない）、上の事象は確実に避けられることになる。しかしながらこの場合は蓄積エネルギーのすべてが極低温に入ることになり、クエンチ後の回復には大幅に長い時間がかかることになる。これはシステムの使い勝手を大幅に劣化させる。またクエンチのたびにかなりのストレスをシステム全体にかけることになるので何回もやっていると別のリスクが生じてくる可能性がある。この様に安全システム的设计は使い勝手などのリスクとは別の要素（もちろん予算も）や、そのリスク以外のリスクとのバランスによって決まってくる。また今回 LHC の様に施工ミスのようななかなか想定できないリスクに対してどう備えるかという問題も出てくる。全てに備えようとするれば必然的にシステムは複雑になり、コストがかかりよけいな管理リスクも増えてくる。逆に施工管理をしっかりやってその部分に自信を持つことができれば安全システムは単純化できるとも言える。

リスクの低減と使い勝手の向上という意味で、重要な要素としてクエンチ確率の低減がある。一般に超伝導磁石においてクエンチに対するコイルの安定化は重要な工学技術である。ただし加速器用超伝導磁石においては工学的電流密度が高く設定されることが多いので NbTi 線では安定化できる余地は少ない。唯一行われている安定化は超伝導線を冷媒であるヘリウムで直接冷却する手法で、実際超伝導撚り線の電気絶縁の構成等は冷媒が撚り線内部に入り込める様に工夫している。ヘリウムは 4.2K 付近では体積あたりの熱容量が超伝導線の構成金属に比較して 3 桁ほど大きいのでわずかな量でも安定化に対して大きく寄与する。実際 3.4 節で紹介された超伝導磁石は全て液体ヘリウムか、超臨界ヘリウムもしくは、

加圧超流動ヘリウムによる直接冷却方式をとっている。

しかしながら安定化技術によっても、高エネルギー加速器で扱われる高エネルギーで大強度の粒子ビームのビームロスによる熱擾乱に完全に耐えられる状態を作るとはほぼ不可能である。このためクエンチリスクの低減で最も有効な方法はビームロスの低減となる。この場合磁石の口径の選定とその前におかれるコリメーター等の口径の選定が重要になる。例えばニュートリノ超伝導磁石では磁石部のアクセプタンスは $200 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ を超えるのに対して、超伝導部手前のコリメーターのアクセプタンスは $80 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ である。これによってニュートリノ超伝導磁石システムでは超伝導部へのビームロスを大幅に低減している。磁石の口径を大きく取るとは経済的には建設費の上昇を意味するが超伝導の場合、そのインパクトは常伝導に比べて小さい。また運転経費の差はほぼ無視できる。またビームロスの低減は運転後のメンテナンスを容易にするため、全体的には得な場合が多い。またビームの蓄積エネルギーはそのビームが直接磁石に全量入ればそれだけで磁石損傷の原因となりうる場合もある。ビームに対するインターロック等で必要の無いビームロスを避けられる安全機構が必須であることは言うまでもない。

5.2. 値段

超伝導磁石システムはよく値段が高いと言われる。現実には海外の大型衝突型加速器はほとんど超伝導化されている。本節では超伝導磁石を用いることの経済性に関して簡単に検証したい。

5.2.1. 遅い運転サイクルでの場合

超伝導 2 極磁石で口径 150mm、磁場 4.5T、磁場長 3m、磁石数 30 台のシステムを考える。運転は直流から 0.01T/m 程度までの比較的遅い運転サイクルを考える。この超伝導磁石システムの建設費はほぼニュートリノの超伝導磁石システムと同等と見られるので冷凍機込みで 30 億円程度と見込める。これに対して常伝導で同様の性能のも

のを作ろうとするとギャップ高 100mm、磁場 1.5T、磁場長 6 m の磁石が 45 台必要になる。磁石 1 台あたりの重量は約 30 トンくらいと見込めるのでトンあたりの価格を 200 万円程度とすると常伝導でも磁石だけで約 27 億円になる。ここでのコストは電源や冷却水を含まないで常伝導での電力消費は銅での電流密度を 5A/mm²程度に抑えたとしても 5MW 程度と見積もれ、超伝導での 500kW に対して 10 倍程度になることを考えると電源や冷却水を含めるとほぼ同等と言える。またシステムをおさめる建築物のサイズは大まかに超伝導が常伝導の 1/3 になる。このためトータルで見れば超伝導での建設費の低減は明らかである。

また運転コストの多くは電力消費となるので遅い運転パターンの場合超伝導は常伝導に対して 1/10 程度の電力消費に抑えられるので大型システムでは運転コストに対する寄与も非常に大きくなる。例えば前述の常伝導 5MW に対して超伝導 5kW の比較において運転時間を年間 5000 時間とし、電気代を kWh あたり 20 円とすると常伝導は年間 5 億円に対して超伝導は 0.5 億円になる。このため衝突型加速器の様な比較的遅い運転パターンでも許容できる加速器やビームラインや FFAG の様に基本的に直流運転で良いシステムでは超伝導磁石は建設・運転コストともに常伝導に対して大きなコストメリットがあると言える。

逆に言えば、超伝導技術がそこまで、成熟し進展してきたとも言える。ここに至るには先達の血のにじむような努力があったことは言うまでもない。

5.2.2. 速い運転サイクルでの場合

前節での議論は比較的遅い運転サイクルでの比較であったが 1T/s (5T 磁石で 1 サイクル 10s 程度) を超える速い運転サイクルを考える場合超伝導磁石における交流損失に関して考慮する必要がある。前節のシステムにおいて NbTi 線において既存の技術の範囲で交流損失を考慮したシステム設計をした場合、1T/s での連続的な磁場変動をかけるサイクルにおいて、超伝導体のヒステリ

シスによる損失が約 100W 程度、また結合電流による損失は 100W になる。これらの損失は冷凍機の極低温側への負荷となるため、冷凍機の効率を 1/500 程度とするとこれらの負荷は電力消費で 100kW の増加となる。この値はまだ許容範囲だが、ヒステリシス損は磁場変化率に比例し、結合電流損は磁場変化率の二乗に比例するので 10T/s (5T 磁石で 1 サイクル 1s 程度) では損失はそれぞれ、1kW と 10kW となり全部で 11kW の低温負荷となる。これは電力消費としては 5.5MW になり常伝導磁石システムと変わらない電力消費になってくる。また速い運転サイクルでは 4 章で議論した磁場精度への影響も深刻になってくるのでこれに対する対応も必要になる。しかしながら、1T/s 程度までの運転サイクルならば超伝導磁石システムを採用するメリットは十分にあり、実際ドイツにおいては SIS300 という超伝導磁石シンクロトロンが 1T/s で計画されている[54]。

加速器の種類によっても高磁場化のメリットは変わる。入射器の様にビームの取り出しが必要な加速器の場合、ビーム取り出し部もビームの高エネルギー化に伴って長くなる。このため磁石を高磁場化していても加速器全体の縮小化は、ビーム取り出し部が律速となっており飽和してきてしまう。現状の技術では 5~6T 程度が最適と考えられる。また既に存在する加速器の高磁場化による高エネルギー化も同じ理由で難しい。一方衝突型加速器ではより高い磁場までメリットが出ると考えられるし、現存する加速器の高磁場化による高エネルギー化もやりやすい。現に LHC では現存する 8T 級の磁石を高温超伝導線材を用いて 20T 級にアップグレードする提案もある。

6. 未来に向けて

5章までの議論は超伝導磁石としては比較的枯れた技術となった NbTi を基にした加速器用超伝導磁石に関して記述してきた。本章では未来の加速器応用として先進導体を用いた高磁場加速器用超伝導技術の研究開発の状況を 6.1.節に、また高放射線環境下での加速器用超伝導磁石技術に関して 6.2.節に記述する。

6.1. 高磁場磁石の開発

ここでは、現在進行中の加速器用超伝導磁石の高磁場化 (10T 以上) の研究開発について紹介する。

6.1.1. A15 関係

5.1.3 でも述べたように、LHC で発生したインシデントの被害は甚大で、原因究明と修復作業のため運転開始は大幅に遅れることになり、2010年3月からようやくビーム衝突実験を開始することができた。インシデント後の加速器運転はむしろ非常に順調で、着実に実験データを蓄積している。しかし、早い段階で統計精度の頭打ちが予想されており、既に現段階から衝突ルミノシティを5~10倍程度に増大させる加速器アップグレード計画の検討が始まっている。アップグレード計画の中で、特に重要視されているのがビーム最終収束用超伝導磁石の高磁場化である。

現行の LHC では超流動ヘリウムによる冷却 (1.9K) により、NbTi 線材の超伝導性能を極限まで引き出すことに成功し、定格約 9T の磁場を発生することができる。しかし、Fig. 6-1 が示す様に、12~15T といった高磁場磁石の実現を目指すためには、まだ開発途上の高温超伝導体 (HTS) を除くと、臨界磁場が高い Nb₃Sn などの A15 系化合物超伝導線材の採用が必要不可欠である [55]。特に、RRP-Nb₃Sn 線材の場合 15T において 1000A/mm² を超える高い臨界電流密度を示しており、加速器応用を目指す上では非常に魅力的である。しかし一方で、A15 系化合物超伝導線材の加速器磁石応用を考えた場合、以下のような技術的課題が挙げられる。

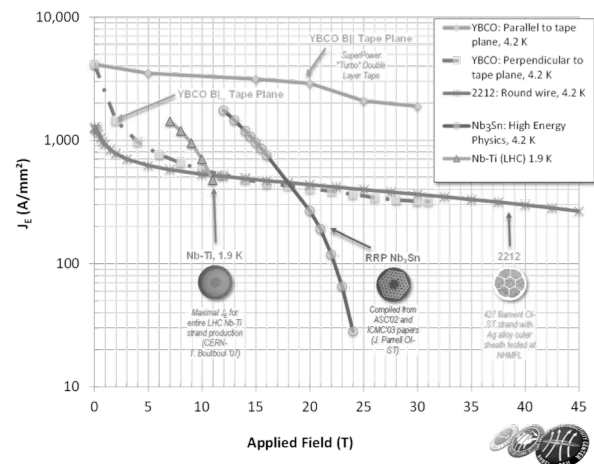


Fig. 6-1 各種超伝導線材の臨界電流密度 [55]

- 超伝導相を生成するため 650°C 以上での最終熱処理が必要となる。熱処理後は化合物となり非常に脆い。
- しかも、印加される荷重や歪みにより超伝導性能が劣化してしまう。
- 非常に高い臨界電流密度を示す一方で、製法上の理由からフィラメント径を小さくすることに限界があり、大きなヒステリシスや低磁場領域における磁気不安定性 (フラックスジャンプ) を示す。これらは、磁石の磁場精度やクエンチ性能に影響を及ぼす。
- 素線をラザフォードケーブル化 (撚り線) する際に素線内部のフィラメントが損傷しやすく、実効的な臨界電流が減少してしまう。
- 高温熱処理に耐えられる、無機系絶縁材料が必須となる。しかし、構造的に電気絶縁性能が低い上に、機械的に脆いために取扱いに気を遣わなければいけない。
- 熱処理後の超伝導コイルの脆性と電気絶縁性能を改善するため、エポキシ樹脂などで真空含浸することが一般的である。先述した様に、磁場精度は超伝導線材の配置、位置精度で決定されるが、樹脂含浸された Nb₃Sn コイルでは線材配置の再現性が劣るためか、未だ磁場精度の改善の余地がある。

いずれの課題も、丈夫かつ安定した性能を示してきた NbTi 線材（合金）とポリイミド絶縁材料の組み合わせでは、問題にならなかったか、また問題となったことはあっても先達の努力で既に解決されてきたものばかりである。このように A15 系化合物超伝導線材の加速器磁石応用は、技術者に一種のパラダイムシフトを強いるようなものである。一朝一夕で問題解決できるようなものではなく、地道な研究が必要とされる。

米国においては、既に 2000 年代初めから LHC アップグレードを目指した US-LARP (LHC Accelerator Research Program) が DOE 主導で組織され、Fermilab や LBNL を中心として Nb₃Sn 超伝導磁石の開発が精力的に進められてきた。現時点において、世界的に一步抜きん出た存在となっている。これまでに US-LARP で開発された代表的な Nb₃Sn 超伝導四極モデル磁石 TQS の外観写真と内部模式図を Fig. 6-2 に示す[56]。コイル口径 90mm における設計最高磁場勾配は 243T/m@4.2K となる。一連のモデル磁石(TQS01, 02)のトレーニングクエンチ試験では、220T/m(コ

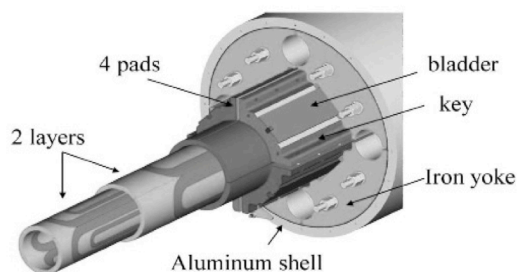


Fig. 6-2 US-LARP が開発した Nb₃Sn 超伝導四極モデル磁石：TQS。(上) 組立後の写真及び (下) CAD による内部の模式図。[56]

イルピーク磁場で 11.3T に相当) まで通電できることが確認できた。Table 6-1 に磁場測定結果をまとめた[57]。45 T/m における TQS01 と TQS02 の磁場測定結果を比較すると、allowed multipole である b₆ 及び b₁₀ が比較的計算値を再現しているものの、ノーマルとスキューの unallowed multipole では数 unit のオーダーでばらついている。このことから、線材配置の対称性が、わずかではあるものの崩れてしまっており、また再現性が少ないことが判る。また多極磁場成分の電流依存性を見ると、超伝導相の磁化と鉄ヨークの飽和に起因する大きなヒステリシスが見られる。

US-LARP では、実機長を模擬した 3.7m 長モデル磁石や、さらなる高磁場・大口径化を目指した口径 120mm の 15T 級モデル磁石の開発を進めている。そして、LHC アップグレードに向けた実現可能性を 2015 年頃までに実証することを目指している。

Table 6-1 Nb₃Sn 超伝導四極モデル磁石 TQS の磁場測定結果[57]

b _n a _n	TQS @ 45 T/m			TQS01-02 average		
	calc.	measured		12.3 T/m	100 T/m	200 T/m
		01	02			
b ₃	-	-1.46	2.98	0.73	0.01	0.06
b ₄	-	-0.52	1.31	-1.76	0.27	0.21
b ₅	-	3.06	-1.45	-0.88	1.57	0.39
b ₆	5.00	5.40	6.23	-11.83	3.83	1.58
b ₇	-	0.07	0.05	0.06	0.06	0.02
b ₈	-	-0.11	-0.13	0.04	0.00	0.01
b ₉	-	0.02	0.10	0.03	0.02	0.00
b ₁₀	0.04	0.02	-0.05	0.12	0.03	0.00
a ₃	-	4.41	0.66	0.97	1.94	0.66
a ₄	-	-1.99	0.82	-3.70	-0.39	0.82
a ₅	-	0.71	-1.50	-0.24	0.30	-1.50
a ₆	-	-0.37	0.12	0.13	-0.18	0.12
a ₇	-	-0.11	-0.01	-0.06	-0.09	-0.01
a ₈	-	-0.18	-0.10	0.03	-0.10	-0.10
a ₉	-	-0.02	0.02	-0.01	-0.01	0.02
a ₁₀	-	0.00	-0.08	0.00	-0.00	-0.08

6.1.2. HTS 関係

高磁場磁石用の高温酸化物超伝導 (HTS) 線材の候補としては、Bi2212、Bi2223、REBCO 線材の 3 種類が挙げられる。

Fig. 6-3 に、これらの線材の 4.2 K における工学的臨界電流密度 (J_e) の磁場依存性を示した [55]。高温超伝導体は、その結晶構造自体が異方

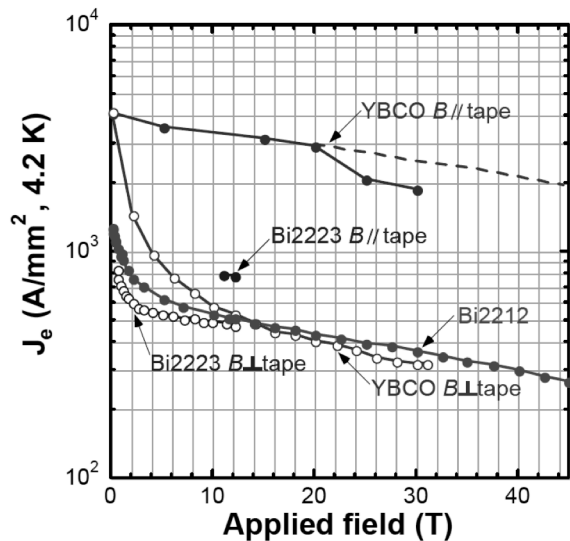


Fig.6-3 HTS 線材の 4.2 K における J_c -B 特性 [55]

的であるために、配向組織を持つ超伝導体ではマクロな臨界電流の磁場依存性にその異方性が反映される。YBCO と Bi2223 線材はテープ形状であり、超伝導体の c 軸がテープ面に配向しており、 J_c の磁場依存性に顕著な異方性がみられる。磁場を線材テープ面に平行に印可した場合と比較して、垂直に印可した場合により J_c の低下が著しい。また、YBCO 線材に 4.2 K でテープ面に平行に磁場を印可した場合は、20 T でも 3000 A/mm² とかわめて高い維持できることがわかる。Bi2212 線材は HTS 線材の中で唯一丸線が実現している材料であり、磁場に対する異方性が存在しない。

高磁場磁石設計においては、線材の耐力（ひずみ）特性やひずみによる臨界電流の変化の基礎データは非常に重要である。例えば、HTS 線材を用いた超伝導磁気エネルギー貯蔵（SMES）用トロイダルコイルの概念設計において、線材に発生するフープ応力による臨界電流の変化を考慮する場合と、しない場合では、最適なコイル構成が全く異なることも報告されている [58]。そこで、以下に HTS 線材の機械的特性に関して述べる。

Bi2212、Bi2223 線材においては、超伝導酸化物フィラメントが、Ag、Ag 合金のマトリックスに埋め込まれた多芯線材である。Ag は数 10~50% の体積分率を占めるが、超伝導体形成のための熱

処理中に線材は 800°C 以上の高温に保持される間に焼きなまされ、降伏応力が 20 MPa 以下と非常に軟化してしまう [59]。そのため、線材を室温に冷却する過程で既に引張降伏しており [60]、強度メンバーとしては寄与しない。従って、線材単体での許容応力は 60~130 MPa と低い [61][62]。

Bi2223 線材においては、外部補強による高強度化された線材が市販されている。SUS304 や真鍮テープをハンダ付けすることにより、270 MPa まで高強度化されている [62]。これにより、耐ひずみ特性も裸線の 0.2% から、0.4% まで改善されている [62]。しかしながら、このような補強線材でも、酸化物超伝導フィラメント自体の破断ひずみが本質的に小さいために、線材の最小曲げ径は 60 mm 程度以上に制限される [62]。

これに対して、Bi2212 線材ではコイル巻線を行ってから超伝導体形成の熱処理を行う、wind & react 法が適用できる。これは、Bi2212 超伝導体が部分熔融—徐冷過程で形成され、熱処理中に特別な配向制御を行う必要がないためである。HTS 線材の中で、wind & react 法が適用できる線材は Bi2212 のみである。Bi2212 線材の耐ひずみ特性は 0.3~0.4% と報告されている [63]。引張ひずみに対しては一定の耐性を有し、それ以下では臨界電流の低下がわずかであるが、一方、ごくわずかな圧縮ひずみで不可逆な劣化が起こることも報告されている [63]。これは、マトリックスが軟らかいために圧縮ひずみにより線材内部で超伝導フィラメントが座屈してしまうことによると考えられている。

YBCO を含む REBCO 線材で高い臨界電流を得るためには、超伝導体の結晶方位を c 軸に加えて面内でも配向させることが不可欠である。このような二軸配向構造を実現するために、超伝導体は薄膜として形成される。金属テープ基板上に配向制御された中間層を成膜し、その上に超伝導薄膜を成長させることで、高度に二軸配向した超伝導体薄膜が実現している。基板には、主に Ni 基合金が用いられるが、Hastelloy を基板とする線材では、その弾性限界が 1 GPa 以上の極めて高い引張強度も方向されている [64]。また、臨界電流の

不可逆な劣化が開始する線材長さ方向の引張応力、ひずみ限界値についても、製造プロセスによる違いはあるものの、高いものでは 1560 MPa、0.91%という報告もある[64]。一方、多層膜構造であることに起因して、テープ面に平行なせん断や垂直方向のはく離に対して非常に弱いことが問題になっている[65][66]。はく離強度は約 14 MPa という低い値の報告もあり[65]、長さ方向よりも 2 桁低い強度にとどまっている。Fig.6-4 に示すように、エポキシ含浸 YBCO コイルでも、冷却ただけで超伝導薄膜のはく離が発生し、臨界電流の劣化が起こることが確認されており[67]、REBCO 線材をコイル応用するにあたって解決すべき最重要課題の一つと認識されている。

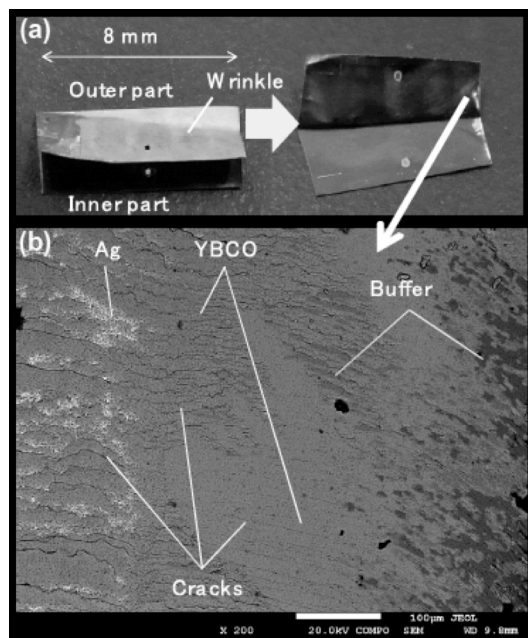


Fig.6-4 エポキシ含浸 YBCO コイルの冷却後に発生したはく離(a)。はく離部分の SEM 観察写真(b)[67]。

HTS 線材の加速器マグネット応用を目指したコイル化の研究もいくつか行われている。以下に、その一部を紹介する。

Godeke らは、Fig.6-5 に示すような Bi2212 線材 17 本から構成されるラザフォードケーブルを用いたレーストラック型の wind & react サブスケールコイルを作製し、臨界電流の短尺資料との比較について報告している[68]。Bi2212 線材にお

いては、超伝導体形成のための熱処理中に発生する液相の流出の抑制と熱処理温度の 1°C レベルでの厳密な制御が課題である。これらを解決することにより、短尺線材の 70% のコイル臨界電流を達成している。この結果は、コイル電流として 15 T の外部磁場下で 1.7 kA の通電の可能性を示唆しており、wind & react 法による Bi2212 コイルの加速器マグネットへの可能性を期待させるものである。

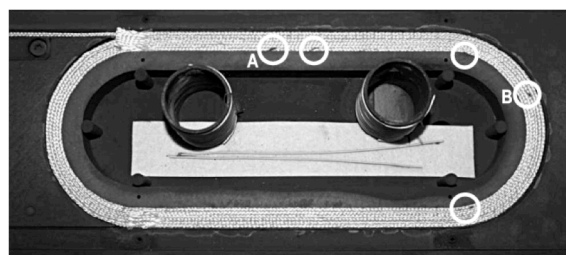


Fig.6-5 Wind & react 法によるレーストラック型の Bi2212 サブスケールコイル。白丸は、熱処理中に発生した液相の流出部分を示す。[68]。

また、最近では YBCO と同じ REBCO 系の超伝導体である、GdBCO 線材をベースにした加速器用 $\cos\theta$ ダイポールマグネットの設計例(Fig.6-6)についても報告されている[69]。臨界電流の磁場依存性をその角度依存性も含めてパーコレーション遷移モデルで定式化し、これを基にコイル各

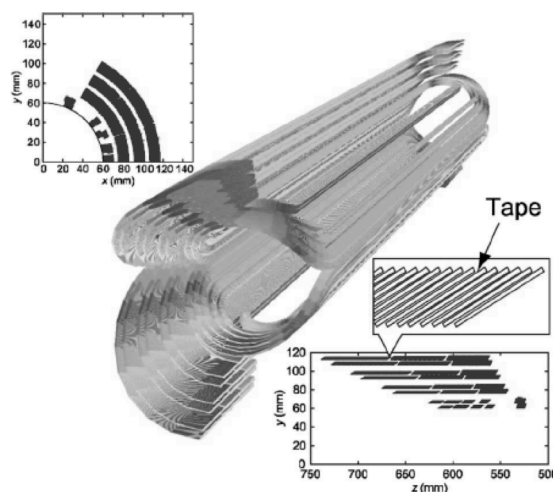


Fig.6-6 GdBCO 線材を用いた $\cos\theta$ ダイポールマグネットの設計例[13]。

部の発生電界を算出している。特に、NbTi 線材を用いたコイルと比較して、GdBCO 線材を用いたコイルではエンタルピーマージンが大きく、高い安定性が確保できることが優位性の一つとして示されている。

このように、HTS 線材を用いた加速器用磁石開発も基礎検討が始まっており、今後の進展が期待されている。

6.2. 高放射線環境

加速器の高エネルギー化、大強度化に伴い、加速器本体や2次ビームラインに使用される超伝導磁石にも高い放射線耐性が求められるようになってきた。現行 LHC では最大 10^{19} n/m² の高速中性子フルエンスに被曝することが想定されているが、Fig.6-7 に示すように、LHC アップグレード計画の特に衝突点近傍の集束磁石は、高輝度化による2次粒子生成の増加に伴いさらに2桁以上高い放射線被曝が予想されている。また、次世代ミューオン実験では、超伝導ソレノイドコイルで陽子標的を取り囲んで強磁場をかけることにより、飛躍的にミューオンビーム強度を上げることが必要であるが、この場合も標的周りのシールドを突き抜けてくる大量の中性子に曝されることが予想されている (Fig.6-8)。これらは国際核融合実験炉 ITER で想定する中性子量に迫る高放射線

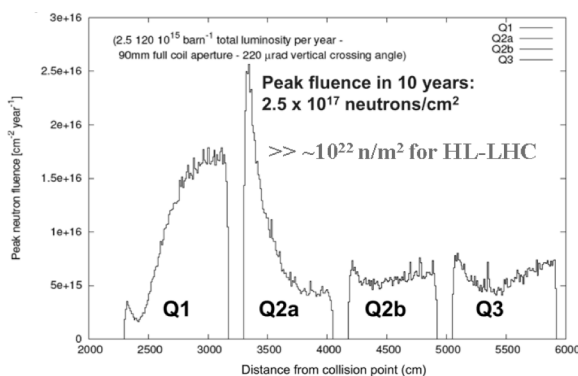


Fig.6-7 HL-LHC 計画の衝突点近傍 4 台の集束磁石上に予想される中性子フルエンス。横軸は衝突点からの距離。

環境であり、従来の超伝導磁石材料は放射線によって劣化し、磁石性能の劣化、故障につながる可

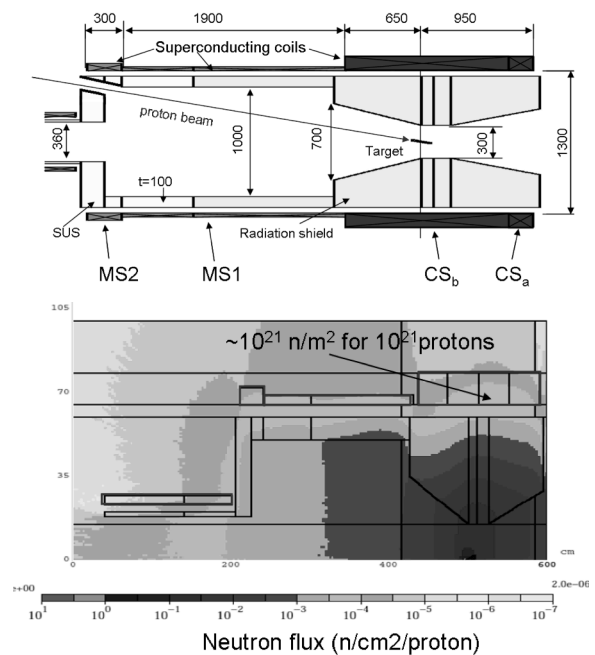


Fig.6-8 COMET 実験のパイオン捕獲ソレノイド磁石中の中性子束分布。横軸はソレノイド軸方向位置、縦軸はソレノイド軸からの半径方向距離。

能性があるので、慎重な材料選定、設計が必要となる。以下、主な超伝導磁石材料の耐放射線性について述べる。

NbTi 導体、Nb₃Sn 導体に中性子を照射した実験では、 10^{22} n/m² から 10^{23} n/m² の照射量で臨界電流が劣化することが報告されている [70][71]。当面の加速器応用では問題とならないと思われるが、安定化材として超伝導線に含まれている銅やアルミについては、その電気伝導度の劣化について注意が必要である。銅やアルミの純金属に中性子を照射すると結晶格子の欠損により抵抗率が増加するが、超伝導磁石の運転温度である極低温環境下ではこの損傷が蓄積し、安定化材として必要な高い電気伝導度、熱伝導率を保てなくなる可能性がある。文献[72]の中性子照射試験では、4.5 K での残留抵抗率が 0.01nΩm の純アルミや純銅に 2×10^{22} n/m² の高速中性子を照射すると、抵抗率がそれぞれ 3.8 nΩm、1.2 nΩm 増加した。通常の超伝導線では安定化材の残留抵抗はおよそ 0.1nΩm 程度なので、 $10^{20} \sim 10^{21}$ n/m² の中性子量でクエンチ時の温度上昇などに影響が出ると

予想される。対処法としては、高い残留抵抗値を想定して設計することや、定期的に室温程度まで温度を上げてアニールし照射損傷を回復させる方法があげられる。アルミはアニールによって100%回復するが、銅は10%程度損傷が残ることが知られているので長期運転に際しては注意を要する。

エポキシ樹脂等の有機材料は、放射線によってポリマーの架橋が切れて機械強度が劣化する。およそ1MGyの被曝が限度である。さらに耐放射線性の高いものとしては、ポリイミド樹脂、ビスマレイミドトリアジン樹脂（BTレジン）やシアネートエステルがあげられる[73]。超伝導線の絶縁にはガラス繊維強化エポキシ樹脂に代わり、ホウ素を含まないガラス繊維を使ったBTレジンやシアネートエステルが有望である。また、極低温部への輻射熱を遮るための多層断熱材（Multi Layer Insulation）には、アルミ蒸着ポリエステルフィルムに代わり、放射線によるアウトガスが少ないアルミ蒸着ポリイミドフィルムが使われる。コイルにかかる電磁力を支えるためのサポートは、上記の樹脂でできたガラス繊維強化プラスチックやチタンなどの金属材料が候補となる。

クエンチ保護回路のダイオードは放射線に弱く数百 Gy 以上で性能劣化が見える[74]ので、高放射線環境に設置することは避けなければならない。極低温用によく使われている CERNOX 温度センサーについては、1.6 K で 10^{19} n/m² までは劣化が見られない[75]が、これより高い温度や高い放射線環境下に設置する場合には検討が必要である。

7. まとめと謝辞

本稿では現在実用化されている加速器用超伝導磁石技術に関して荻津の文責で1～5章にまとめた。特に3章4章では加速器運転に取って重要になる超伝導磁石での磁場精度に関する議論を詳しく述べた。6章は、現在未だ実用化されていない技術に関して加速器将来計画で重要になると思われる高磁場化技術（加速器の高エネルギー化）および高耐放射線化技術（加速器の高強度化）

の2点にしぼって超伝導低温工学センターおよび素核研低温グループの若手が執筆した。高磁場化技術のうちA15系超伝導線を基にした磁石開発は6.1.1.節に中本建志氏、HTS系に関しては6.1.2.節に菅野未知央氏と佐々木憲一氏が執筆した。耐放射線性に関しては6.2.節に吉田誠氏が執筆した。また文章の校正は全編に渡って執筆者全員と山本明氏、榎田康博氏、岡田竜太郎氏が行っている。真夏の暑く公私ともに忙しいさなかに、原稿完成に協力してくれた各氏に感謝の意を表したい。また本稿執筆の機会を与えてくれた土屋清澄氏に感謝の意を表したい。

本稿では、時間の関係もあって超伝導磁石の直線部磁場精度に関わる部分を中心に比較的限定的な分野についての記述にとどまっている。過去のOHOのテキスト[32][33]や参考文献[38][39]により広範囲な記述がなされているので参照されたい。

最後にOHO'11の校長である古屋貴章氏には、締め切りの1週間延長により本稿が一応の完成に至るための猶予を与えてくれただけでなく、丁寧な査読もしていただき、本稿が読むに耐えるものになることに多大なる援助をしていただいた。ここに深く感謝の意を表したい。

参考文献

- [1] <http://history.fnal.gov/tevatron.html>
- [2] http://www.desy.de/research/research_areas/accelerators/overview_accelerators/hera/index_eng.html
- [3] <http://www.bnl.gov/rhic/>
- [4] <http://public.web.cern.ch/public/en/LHC/LHC-en.html>
- [5] K. Tsuchiya, K. Egawa, K. Endo, K. Kabe, Ta. Kubo, Y. Morita, Y. Ohsawa, N. Ohuchi, T. Ozaki, R. Sugahara and Y. Kimura, 'Superconducting Magnet -System for the TRISTAN Low-Beta Insertion,' Proc. 2nd EPAC, Nice, France, 1990, pp.1529-31.
- [6] K. Tsuchiya et al., "Superconducting magnets for the Interaction Region of KEKB," IEEE Trans. Appl. Superconductivity, Vol. 9, No. 2 (1999), p.1045.
- [7] A. YAMAMOTO, et al., "A SUPERCONDUCTING SECONDARY BEAM

LINE IN THE 12GeV PROTON SYNCHROTRON AT KEK," Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A257 (1987) 105-113

- [8] T. Kubo *et al.*, "Status and overview of superconducting radioactive isotope beam separator BigRIPS at RIKEN," *IEEE Trans. Appl. Superconductivity*, vol. 17, pp. 1069–1077, 2007.
- [9] K. Nakamoto, *et al.*, "Construction of Superconducting Magnet System for the Neutrino Beam Line", *IEEE Trans. On Appl. Supercond.* vol. 20, no. 2 (2010) pp 208 - 213.
- [10] K. Sasaki, *et al.*, "Commissioning Results of Superconducting Magnet System for the Neutrino Beam Line", *IEEE Trans. On Appl. Supercond.* vol. 20, no. 2 (2010) pp 242 - 245.
- [11] 超伝導・低温工学ハンドブック、低温工学協会編、オーム社。
- [12] Kamerlingh Onnes, H., "The Superconductivity of Mercury." *Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden*; Nos. 122 and 124, 1911.
- [13] Meissner W and Ochsenfeld R 1933*Naturw.*21 787
- [14] London F and London H 1935*Proc. R. Soc. A*149 71
- [15] <http://users-phys.au.dk/philip/pictures/physicsfigures/physicsfigures.html>
- [16] Ginzburg V L and Landau L D 1950*Zh. Eksp. Teor. Fiz.*20 1064
- [17] J. Bardeen, L. Cooper and J. R. Schrieffer, "Theory of superconductivity," *Phys. Rev.* 108 (1957) 1175.
- [18] 超伝導入門 A.C.Rose-Innes, E.H.Rhoderick 著、島本進、安河内昂 訳、産業図書。
- [19] Abrikosov A A 1957*Zh. Eksp. Teor. Fiz.*32 1442
- [20] The direct observation of individual flux lines in type II superconductors U. Essmann and H. Trauble *Physics Letters*, v. 24A, p. 526, 1967.
- [21] L.Bottura, "A practical fit for the critical surface of NbTi," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 10, no. 1, pp. 1054–1057, 2000.
- [22] C.P. Bean, "Magnetization of Hard Superconductors," *Phys. Rev. Lett.*, 8(6),1962, p. 250.
- [23] H. London, "Alternating Current Losses in Superconductors of the Second Kind," *Phys. Lett.* 6, 1963, p. 162.
- [24] Y.B.Kim, C.F.Hempstead, and A.Strnad, "Critical Persistent Currents in Hard Superconductors," *Phys. Rev. Let.* 9, 306 (1962)
- [25] Y.B.Kim, C.F.Hempstead, and A.Strnad, "Flux Creep in Hard Superconductors," *Physical Review Vol.131 No.6*, (1963)
- [26] P.W.Anderson, "Theory of Flux Creep in Hard Superconductors," *Phys. Rev. Let.* 9, 309 (1962)
- [27] [http://wwwsoc.nii.ac.jp/jps/jps/butsuri/50th/50\(9\)/50th-p626.html](http://wwwsoc.nii.ac.jp/jps/jps/butsuri/50th/50(9)/50th-p626.html)
- [28] L. Bottura, "The long way to the LHC," Centennial Symposium on Superconducting Accelerators 8th April 2011 STFC Daresbury, UK
- [29] <http://www.symmetrymagazine.org/breaking/finding-the-first-patent-for-a-superconducting-magnet/>
- [30] http://www.ieeeahn.org/wiki/index.php/Oral-History:Morris_Tanenbaum
- [31] M.N.Wilson, "Superconducting Magnets," Oxford Univ. Press, 1983
- [32] 新富、OHO'92。
- [33] 土屋、OHO'87。大内、OHO'92。
- [34] Robert P. Crease, "Quenched! The ISABELLE Saga, II," *Phys. perspect.* 7 (2005) 404–452
- [35] 神谷、OHO'84。
- [36] R.A. Beth, "Complex Representation and Computation of Two-dimensional Magnetic Field," *J. Appl. Phys.*, 37(7), 1966, p. 2568.
- [37] K. Halbach, "Field and First Order Perturbation Effects in Two-dimensional Conductor Dominated Magnets," *Nucl. Inst. Meth.*, 78, 1970, p. 185.
- [38] K.H. Meß and P. Schmüser, "Superconducting Accelerator Magnets," CERN 89- 04, 1989, p.87.
- [39] <https://espace.cern.ch/roxie/default.aspx>,
Stephan Russenschuck, "Field Computation for Accelerator Magnets: Analytical and Numerical Methods for Electromagnetic Design and Optimization," Wiley-VCH, ISBN-10: 3527407693, 2010
- [40] K. Sugita, *et al.*, "Analytical Calculation of Field Error Due to Radial Coil Distortions of the LHC Low-Beta Quadrupole Magnets," *IEEE TRANSACTIONS ON APPLIED SUPERCONDUCTIVITY*, VOL. 12, NO. 1, MARCH 2002
- [41] Y. Ajima *et al.* "The MQXA quadrupoles for the LHC low-beta insertions," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 550 (2005) 499–513

- [42] 荻津、” Influence of Cable Eddy currents on the magnetic field of superconducting particle accelerator magnets,” 博士論文、筑波大学、1994
- [43] P.C. Rem, “Numerical Models for AC Superconductors,” Doctoral Thesis, Twente Univ. , 1986.
- [44] G. H. Morgan and W. B. Sampson, “New Coefficients for a $J_c(B,T)$ Analytic Form,” SSC Technical Note No. 76, SSC-N-519, 1988.
- [45] A.Devred, T.Ogitsu, “Influence of eddy currents in superconducting particle accelerator magnets using Rutherford-type cables,” CERN 96-03, 1996, p.120
- [46] "Influence of Inter-strand Coupling Current on Field Quality of Superconducting Accelerator Magnets," T.Ogitsu, A. Devred and V. Kovachev, Particle Accelerators, 1997, Vol. 57, pp. 215-235
- [47] G.H. Morgan, “Eddy Currents in Flat Metal Filled Superconducting Braids,” J. Appl. Phys., 44, 1973, p. 3319.
- [48] R. Hanft, B.C. Brown *et al.*, “Studies of Time Dependence of Field in Tevatron Superconducting Dipole Magnets,” IEEE Trans. on Mag., Vol. 25, No. 2, 1989, p.979.
- [49] H. Brück *et al.*, “Observation of a periodic pattern in the persistent current fields of the superconducting HERA magnets,” in *IEEE Particle Accelerator Conf.*, San Francisco, CA, May 6–9, 1991.
- [50] M. Haverkamp, A. Kuijper, A. den Ouden, B. ten Haken, L. Bottura, and H. H. J. ten Kate, “Interaction between current imbalance and magnetization in LHC cables,” *IEEE Trans. Appl. Superconduct.*, vol. 11, no. 1, pp. 1609–1612, 2001.
- [51] M. Haverkamp, “Decay and Snapback in the superconducting Accelerator Magnets for the large Hadron Collider”, PHD Thesis, University of Twente, 2002.
- [52] 杉田圭, ”Field Quality Change of Superconducting Accelerator Magnets due to Re-magnetization of Superconductor,” 博士論文、総合研究大学院大学数物科学研究科博士後期課程、加速器科学専攻
- [53] <http://public.web.cern.ch/press/pressreleases/Releases2008/PR14.08E.html>
- [54] P. Spiller, et al., “THE GSI SYNCHROTRON FACILITY PROPOSAL FOR ACCELERATION OF HIGH INTENSITY ION AND PROTON BEAMS,” Proceedings of the 2003 Particle Accelerator Conference
- [55] <http://magnet.fsu.edu/~lee/plot/plot.htm>
- [56] S. Caspi et.al., *IEEE Trans. Appl. Supercon.* **19** 1221, 2009.
- [57] G. Velez et.al., *IEEE Trans. Appl. Supercon.* **21** 1854, 2011.
- [58] Higashikawa K, Nakamura T, Sugano M, Shikimachi K, Hirano N and Nagaya S “Performance Improvement of YBCO Coil for High-Field HTS-SMES Based on Homogenized Distribution of Magnetically-Mechanically Influenced Critical Current,” IEEE Trans. Appl. Supercond. 18, 758 (2008).
- [59] Ochiai S, Hayashi K and Osamura K, “Influence of thermal cycling on critical current of superconducting silver-sheathed high T_c oxide wires,” Cryogenics 31, 954 (1991).
- [60] Ochiai S, Rokkaku H, Morishita K, Shin J K, Iwamoto S, Okuda H, Hojo M, Osamura K, Sato M, Otto A, Harley E and Malozemoff A, “Thermally induced residual strain accumulation in Bi2223/Ag/Ag alloy composite superconductor,” Supercond. Sci. Technol. 20, 202 (2007).
- [61] Sugano M, Itoh K, Nyilas A and Kiyoshi T, “Irreversible behavior of thermal expansion in Bi2212 composite wire at low temperature,” Phys. C 445-448, 751 (2006).
- [62] 住友電気工業 DI-BSCCO カタログ
- [63] Lu X F, Cheggour N, Stauffer T C, Clickner C C, Goodrich L F, Trociewitz L F, Myers D and Holesinger T G, “Electromechanical Characterization of Bi-2212 Strands,” IEEE Trans. Appl. Supercond. 21, 3086 (2011).
- [64] Sugano M, Yoshida Y, Hojo M, Shikimachi K, Hirano N and Nagaya S, “Two different mechanisms of fatigue damage due to cyclic stress loading at 77 K for MOCVD-YBCO-coated conductors,” Supercond. Sci. Technol. 21, 054006 (2008)
- [65] van der Laan D C, Ekin J W, Clickner C C and Stauffer T C, “Delamination strength of YBCO coated conductors under transverse tensile stress,” Supercond. Sci. Technol. 470, 674 (2010)
- [66] Sugano M, Nakamura T, Shikimachi K, Hirano N and Nagaya S, “Stress tolerance and fracture mechanism of solder joint of YBCO coated conductor,” IEEE Trans. Appl. Supercond. 17, 3067 (2007)

- [67] Takematsu T, Hu R, Takao T, Yanagisawa Y, Nakagome H, Uglietti D, Kiyoshi T, Takahashi and Maeda H, "Degradation of the performance of a YBCO-coated conductor double pancake coil due to epoxy impregnation," *Phys. C* 470, 674 (2010)
- [68] Godeke A, Acosta P, Cheng D, Dietderich D R, Mentink M G T, Prestemon S O, Sabbi G L, Meinesz M, Hong S, Huang Y, Miao H and parrell J, "Wind-and-react Bi2212 coil development for accelerator magnet," *Supercond. Sci. Technol.* 23, 034022 (2010).
- [69] Takahashi K, Amemiya N, Nakamura T, Ogitsu T, Kurusu T, Yoshiyuki T, Noda K and Awaji S, "Magnetic Field Design of Dipole Magnet Wound With Coated Conductor Considering Its Current Transport Characteristics," *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 21, 1833 (2011).
- [70] *Adv. Cryo. Engineering*, 32, p853 (1986); *J. Nucl. Materials*, 271&272, p505 (1999); *J. Nucl. Materials*, 108&109, p572 (1982); *Cryogenics*, 21, No.4, p223 (1981).
- [71] *Adv. Cryo. Engineering*, 32, p853 (1986); *Fusion Eng. Design*, 84, p1425 (2009).
- [72] *J. Nucl. Materials*, 49, p161 (1973/74)
- [73] Fabian and Hooker et. al., presented at "HHH-AMT, Topical Meeting on Insulation and Impregnation Technologies for Magnets"
- [74] LHC Project Report, 688, CERN (2004)
- [75] LHC Project Report, 209, CERN (1998)