特集 加速器と超伝導技術

入門

超伝導入門

荻津 透*·古屋 貴章*

Introduction to Superconductivity in Accelerator

Toru OGITSU* and Takaaki FURUYA*

Abstract

Important superconducting devices in particle accelerators are superconducting magnets and superconducting cavities. The former is a DC superconducting application and the latter is a radio-frequency application, each of which requires quite different materials and technologies. The basic differences will be given in this section.

1. はじめに

加速器応用において超伝導技術は,高効率に ビームを加速するための超伝導加速空洞や,ビー ムを制御する超伝導電磁石としてなくてはならな い技術となっている.本編では,これらの超伝導 加速空洞や超伝導電磁石に用いられている超伝導 材料に関する基礎を述べるとともにそれぞれの応 用に対して必要な特性について簡単に紹介する.

2. 超伝導の発見と理解の進展

2.1 超伝導の発見とマイスナー効果

超伝導は1911 年にオランダ・ライデン大学の カマリン・オネス (Heike Kamerlingh Onnes) に よって,約4.2 K 付近で水銀の電気抵抗が突然ゼ ロになることから発見されている¹⁾.

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²⁾. 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) によって導き出されたロンドン理 論³⁾によって現象論的に説明された. ロンドン理 論によると導体表面で磁場は次式で表記され,

$$H(x) = H_0 \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) \tag{2-1}$$

このとき λ はロンドン侵入深さ (London penetration depth) と呼ばれ次式で示される.

$$\lambda = \sqrt{\frac{m}{n_{\rm s} e^2 \mu_0}} \tag{2-2}$$

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.

2.2 2種類の超伝導体

1950年になるとギンツブルグ (Vitaly Lazarevich Ginzburg) とランダウ (Lev Landau) によってロン 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)⁴⁾が導出される. GL 理論で はロンドン侵入深さのほかにもう一つ超伝導の特 性長を示すパラメーターとして次式で表される コヒーレンス長 (Coherence length) ξ が導入され た⁵⁾.

* 高エネルギー加速器研究機構 KEK, High Energy Accelerator Research Organization

(Toru Ogitsu E-mail: ogitsu@post.kek.jp) (Takaaki Furuya E-mail: takaaki.furuya@kek.jp)

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

ここで H_c は超伝導体の臨界磁場である.

GL 理論によると超伝導体の界面でロンドン侵 入深さは負のエネルギーを与え、コヒーレンス長 が正のエネルギーを与える.完全反磁性を示す超 伝導体ではロンドン侵入深さに対してコヒーレン ス長が十分に長い(ζ≫λ)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 支的に有利になる.界面を極力減らすためには超 伝導体表面だけを界面とする解が最適となるため 必然的に磁束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BCS理論⁶⁾がバーディン (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) が超伝導現象の担い手 となっていることが示された⁷⁾. また, ロシア のアブリコソフ (Alexei Alexeevich Abrikosov) が GL 理論を用いて混合状態 (Mixed State)を作る 第2種超伝導体の存在を理論的に予言する⁸⁾.第 2種超伝導体が混合状態を示している状態では、 $\sqrt{2\xi} < \lambda$ で前述の界面エネルギーが負となってい る. 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。したがって磁場が超伝導体に かけられると磁束は超伝導体内部に小さな常伝導 の「島」を作って侵入していく、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.

第1種超伝導体では、図1aに示すように外部 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(*H*_c)という.これに対して第2種超 伝導体では、図1bに示すように第1種と同様に 最初は完全反磁性を示すが下部臨界磁場(*H*_c)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 (*H*₂)と呼ばれる磁場までは超伝導状態(混合状 態)が保たれそこで超伝導が完全に破れる.

コヒーレンス長さは、ピパード(A. B. Pippard) によって電子の平均自由行程に対する依存性が次



式で表されることが示されている⁸⁾.

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

ここで,*l*は電子の平均自由行程, *ξ*₀は不純物の ない状態でのコヒーレンス長で BCS 理論による と温度0Kで

$$\xi_0 = \frac{\hbar v_{\rm f}}{\Delta_0} \tag{2-5}$$

となる. ここで v_i 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.

第1種超伝導体は *H*_c が低く最も高い *H*_c を持つ 鉛でも4.2 K で 0.1 T に満たないのに対して,代表 的な第2種超伝導体である NbTi は4.2 K で 11 T を超える H_aを持つ.また第1種超伝導体では完 全反磁性から超伝導体のごく表層にしか電流が流 せないのに対して,第2種超伝導体では混合状態 で超伝導体全体に分散して電流が流せる.このた め超伝導電磁石応用では高い磁場で大電流が流せ る第2種超伝導体が必須で,特に H_aが比較的高 く合金で扱いやすい NbTi が利用されることが多 い.

一方,超伝導加速空洞のようなマイクロ波領域 での利用では,超伝導と常伝導が混じる混合状態 では損失が非常に大きくなる.このため基本的に は混合状態にならない *H*_{cl} よりも低い領域で利用 される.このため材料的にも *H*_{cl} の高い純 Nb な どが用いられることが多い.

このように超伝導加速空洞と超伝導電磁石では 使う超伝導材料が大きく異なる.3章では超伝導 加速空洞で重要になるマイクロ波の超伝導につい て,また4章では電磁石に用いられる超伝導材料 やその特性についてそれぞれに紹介していく.

3. マイクロ波の超伝導

粒子加速器における超伝導の主な応用は電磁石 のほかに高周波への応用として,超伝導空洞を用 いた粒子加速やクラブ空洞によるビームバンチの キックや回転,あるいは質量分析目的のRF セパ レーターなどがある.これらに使われる高周波の 扱いは直流を扱う電磁石とは大きく異なる.

3.1 周波数の制限

超伝導体の温度を下げて超伝導臨界温度 T_c 以下にするとフェルミ準位 (E_F)のところに $E_g/E_F \sim 10^{-4}$ のギャップ (E_g)が発生する.このエネルギーギャップが超伝導相転移を特徴付けることになる.このギャップは図2に示すように温度に依存し、 $T/T_c \leq 0.6$ では絶対零度でのギャップの90%に達する.温度が下がって熱振動が治まった結晶格子のフォノンを介することで常伝導電子は次々にクーパー対を作り、ボーズ凝縮した超伝導電子に落ちていき、絶対零度で全ての電子が超伝導状態になる.

超伝導体にフォトンが入射してもそのエネル ギーがギャップエネルギーよりも小さければフォ トンは吸収されることはなく,反射してしまう. しかしギャップエネルギーよりも大きなエネル ギーを持つフォトンではクーパー対がギャップを



図2 T/T_c に対するギャップ $E_g(T)/E_g(0)$.

表1 T=0でのエネルギーギャップ.

超伝導体	$T_{ m c}$	$E_{ m g}(0)/k_{ m B}T_{ m c}$
Pb	7.2 K	4.38
Nb	9.2 K	3.80
Nb ₃ Sn	18 K	4.50

超えて励起され常伝導電子となり、フォトンを吸 収するようになる.**表1**に超伝導体のギャップエ ネルギーを示す⁹⁾. k_Bはボルツマン定数である. ここでフォトンのエネルギーは

$$hv = E_{\sigma}(0) \tag{3-1}$$

であるので,絶対零度の Nb は730 GHz 以上では 常伝導状態の抵抗を示すことになる.温度が上が ればギャップエネルギーが小さくなるので,周波 数の閾値はさらに下がる.

3.2 高周波表面抵抗

超伝導体の電気抵抗はエネルギーギャップを超 えている常伝導電子がもたらし、その数は温度に 対して

$$n_{\text{normal}} = \exp\left(-\frac{E_{\text{g}}(0)}{k_{\text{B}}T}\right)$$
(3-2)

と書ける. 温度が $T < 0.5T_c$ であれば $E_g(T)$ は零度のときのギャップとして良い.

高周波が作る電場は

$$E \propto \frac{dH}{dt} \propto \omega H$$
 (3-3)

一方, 流れる表面電流は

$$I \propto E \propto \omega H \tag{3-4}$$

であるから、これから表面の損失は

$$I \cdot E \propto \omega^2 H^2 \tag{3-5}$$

である.他方,損失は表面抵抗を R_sとして

$$P_{\rm loss} \propto \frac{1}{2} R_{\rm S} H^2 \tag{3-6}$$

と書けることから、常伝導電子の数も含めて

$$R_{\rm S} = A\omega^2 \exp\left(-\frac{E_{\rm g}(0)}{k_{\rm B}T}\right) \tag{3-7}$$

が温度 T での表面抵抗となる. ここから, 高周 波表面抵抗は周波数の二乗に比例し, また温度の 逆数に指数関数で小さくなることがわかる. こ こで A は個々の超伝導体の特性を示し, フェル ミ速度, ロンドン侵入深さん, コヒーレンス長 、 電子の平均自由行程などが含まれる. 指数部はま た

$$\exp\left(-\frac{E_{\rm g}(0)}{k_{\rm B}T_{\rm C}}\frac{T_{\rm C}}{T}\right) \tag{3-8}$$

と書き直して T_c/T をパラメーターにすることが 多い.

現実の表面抵抗に寄与するのは上記の常伝導電 子に依る部分(*R*_{BCS})だけでなく、不純物が持つ 常伝導電子や後述するトラップ磁場がもたらす 抵抗などがあり、これらはまとめて残留表面抵抗 *R*_{res} として

$$R_{\rm S} = R_{\rm BCS}(T) + R_{\rm res} \tag{3-9}$$

が高周波抵抗となる. 特に Nb の R_{BCS} について は、半実験式

$$R_{\rm BCS}(T) = 2 \times 10^{-4} \left(\frac{1}{T}\right) \left(\frac{f}{1.5}\right)^2 \exp\left(-\frac{17.67}{T}\right) \qquad (3-10)$$

が知られている¹⁰⁾. ここで R_{BCS} の単位はOhm, 周波数fの単位はGHzである.

具体例として, *R*_{res} を2 nOhm として, 500 MHz, 1.3 GHz の表面抵抗の温度変化を**図3** に示す. このように超伝導空洞では周波数が低い方が有利である.

一方、常伝導の高周波抵抗は電気伝導度を



図3 500 MHz と1.3 GHz の高周波表面抵抗の温度依存性 (R_{res}=2 nOhm とした).

σとして,

$$R_{\rm normal} = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}} \tag{3-11}$$

であるが、周波数が高い方が空洞が小さくなることから、単位長さ当たりの損失は $\omega^{-0.5}$ となり、周波数が高い方が有利となる.抵抗の具体的な数値として、銅の1 GHzの表面抵抗は8×10⁻⁴ Ω であり、超伝導に比べて5桁~6桁大きいことがわかる.このことは、常伝導では金属自体の表面抵抗に隠れて無視できていた表面の不純物や欠陥、汚れなどに起因する抵抗が超伝導では支配的になり、その特性を決定的に損ねることを示しており、これが超伝導高周波空洞製作において材料から組立に至るまで表面の管理を厳密に行う理由である.

3.3 超伝導臨界磁場

超伝導高周波空洞において高周波が作る電磁場の理論上の上限は、表面の磁場が超伝導臨界磁場 に達した時である。超伝導体はギンツブルグ・ラ ンダウのパラメーターκにより第1種超伝導体と 第2種超伝導体に分かれる。

$$\kappa = \frac{\lambda}{\xi} \tag{3-12}$$

第1種: $\kappa < 1/\sqrt{2}$,第2種: $\kappa > 1/\sqrt{2}$

λはロンドン侵入深さで磁場の侵入深さを示し ており、ζはコヒーレンス長でクーパー対の生成 深さ(したがって常伝導状態の侵入深さ)を示し ている.常伝導状態の表皮深さが1 GHz で2 μm であるのに対し、これらは数十 nm であることか ら、極めて表面の状態が超伝導空洞の性能を決め ていることがわかる.

超伝導空洞に使われる Nb は第2 種超伝導体で あり、下部臨界磁場 H_{c1} と上部臨界磁場 H_{c2} を持 つ.外部磁場が H_{c1} に達するまでは完全反磁性を 示し、磁場は Nb から完全に排除される (マイス ナー効果).そこからさらに磁場が高くなると、 磁束量子 ($\Phi_0 = h/2e = 2.07 \times 10^{-15} [\text{T} \cdot \text{m}^2]$)が内部 に侵入をはじめ、磁束線が格子状に並んで安定に なる、侵入した磁束量子そのものは細いものであ るが、それぞれの磁束は周りに半径がコヒーレン ス長の常伝導領域を伴っている、そして H_{c2} に達 すると、その磁束格子も維持できなくなって超伝 導は破壊する.

H_{c2}以下であれば,直流の電磁石では電流が超 伝導部分をたどって流れるので抵抗はゼロであ る.このため超伝導電磁石には H_{c2} が高い物質が 使われる.

一方,高周波空洞の場合は、表面電流が物質の 全面に流れるため、磁束量子の周りの常伝導部分 が大きな抵抗を示し電力を吸収する.このため、 高周波では H_{c2} が高い物質は不利であり、代わり に高い H_{c1} を持つ材料が用いられる.**表2**に代表 的な超伝導体の H_{c1} と H_{c2} を示す.表に見られる ように Nb は抜群に高い H_{c1} を持ち、単一金属で 精錬しやすいだけでなく優れた加工性も有するこ とから、超伝導空洞材料としては専ら Nb が使わ れる.

高周波空洞の理論上の電磁場上限はこの空洞

	$T_{\rm c}~({\rm K})$	$H_{c1}(0)$ (Oe)	$H_{\rm c2}(0)$ (Oe)	$\lambda_{L} (nm)$	
Pb	7.2	800	第1種	48	
Nb	9.2	1,700	2,400	40	
Nb_3Sn	18	500	30,000	85	
NbN	16.2	200	150,000	200	
MgB_2	40	300	35,000	140	

表2 代表的な超伝導体の臨界磁場

244 J. Particle Accelerator Society of Japan, Vol. 16, No. 4, 2019

内表面に現れる最大磁場が H_{cl} に達するところであり、空洞設計では加速電場に対する表面の ピーク磁場 (H_{peak}/E_{acc})が極力小さくなるように 設計する.加速空洞の一般的な値は4 [mT]/ E_{acc} [MV/m]である.

3.4 高周波加速空洞

超伝導空洞の最大のメリットは、高い電場での 連続波(CW: continuous wave)運転ができること である.このことは同じビーム電力を得るとき に、常伝導のパルス運転に比べて、高周波のピー ク電力を下げることができ、さらに高い精度の電 圧制御を可能にして安定した加速ビームが得られ る利点がある.

3.4.1 シャントインピーダンス

高周波空洞のシャントインピーダンス R_0 は, 加速電場の二乗に対する空洞壁のジュール損失 (P_c)の比で定義され,

$$R_0 = \frac{V^2}{P_{\rm C}}$$
(3-13)

である.一方,空洞内の電力損失は空洞内の蓄積 エネルギー(U)を使って

$$P_{\rm C} = -\frac{dU}{dt} = \frac{\omega}{Q_0} U \tag{3-14}$$

と表すことができ,

$$Q_0 = \frac{\omega U}{P_{\rm C}} \tag{3-15}$$

である. これはまた

$$Q_0 = \frac{\omega\mu}{R_{\rm S}} \frac{\int_V H^2 dV}{\int_S H^2 dS} = \frac{\Gamma}{R_{\rm S}}$$
(3-16)

$$\Gamma = \omega \mu \frac{\int_{V} H^2 dV}{\int_{S} H^2 dS}$$
(3-17)

であり、表面抵抗 R_s は計測されたQ値から形状で決まる因子 Γ を用いて求めることができる. 超伝導空洞の性能を示すにはよく知られたQ-E 特性が用いられる. 図4 はQ-E 特性の例である.

3.4.2 空洞性能を決める種々の現象

理論的にはQ値は電場強度に依存することな



図4 超伝導空洞の Q-E 特性¹¹⁾.

く表2で与えられる臨界磁場に達するはずである が,現実の空洞には様々な現象が発生して,電力 の損失や超伝導破壊をもたらす.以下はその主な 原因である.

マルチパクティング放電

表面電場により放出された電子が空洞内の電磁 場の中を運動して表面に再衝突することで2次電 子を発生する.この過程が高周波の周期と同期す ることによって生じる電子増殖のなだれ現象をマ ルチパクティング放電という.増殖した電子は電 磁場のエネルギーを消費し熱に変えるので,電磁 場と同期した瞬間にQ値は大きく落ち込む.こ の対策として超伝導空洞には球形の形状が採用 される.TM010モードの電場と磁場との関係で, 放出された2次電子の軌道は磁場で曲げられ加速 軸から遠い電場の小さい方へと押しやられるた め,増殖できなくなるからである.マルチパク ティングは高周波プロセス(エージング)をする ことで,比較的容易に克服できる.

熱的超伝導破壊

表面の異物や突起,放電などにより局所的に発 生した常伝導部分が電磁場による発熱で拡大成長 して超伝導破壊を起こす現象である.特に溶接部 付近で発生することから,欠陥のない且つ異物の 巻き込みのない溶接手法が追求されてきた.Nb の融点が2,600℃と高いことと異物の混入がない ことから,溶接には真空中での電子ビーム溶接が 用いられるが,空洞内表面側の溶接ビードの仕上 がりを問題にするため,溶接条件は微妙である. 溶接欠陥が見つかった場合は,ひとつひとつ削り 取ることになる.

表面欠陥や不純物などにより局所的に発熱して 常伝導スポットが発生すると,そこがさらに発熱 して常伝導域が広がり、空洞外面からのヘリウム 冷却とのバランスを超えると超伝導破壊を起こ す.このため、Nb 材料の熱伝導度は重要な要素 になる。1980年代にNb 空洞の性能が大きく改善 された理由のひとつは、Nb の純度が向上したこ とによる。融点の高いNb は真空炉中で電子ビー ムによる溶解を繰り返すことによって精錬され、 金属などの不純物濃度は検出感度以下にまで下げ られるが、酸素や水素などの軽い原子は検出が 難しい。そこで空洞に用いる高純度Nb は金属の 熱伝導度と電気伝導度が比例するというWiedemann-Franz 則を使って、電気伝導度で純度を評 価している。すなわち残留抵抗比 RRR (Residual Resistance Ratio)である。

残留抵抗比 RRR は室温での抵抗値 ρ (300 K) と低温での常伝導状態での抵抗値 ρ (T_c) とから

$$RRR = \frac{\rho(300K)}{\rho(T_c)} \tag{3-18}$$

で求めることができ,数値が大きい方が低温での 熱伝導度は高い.最近では250~300のRRRを持 つ材料を使うのが普通である.

磁場のトラップ

先に述べたように、空洞表面に磁束が捕捉されるとその周囲に常伝導領域を形成し、そこは R_{BCS} の10⁵~10⁶ 倍の抵抗 R_n を持つ.このため磁場 H_{ext} がトラップされると H_{ext}/H_{c2} に比例する常伝導スポットが生成されそこに R_n が発生する.500 mGの地磁気に晒された状態で冷却されトラップされると、Nb ではQ値が桁で劣化する.このため、冷却時に10 mG以下にするための磁気シールドが必須である.

電界放出電子

高い加速電場が実現できるようになった近年の 超伝導空洞では,強い表面電場により放出された 大きな電子流が空洞内電場で加速されて電力を消 費するとともに空洞表面に衝突し大きなダメージ を残す,所謂フィールドエミッションが最大の課 題となった. 図5 は9 連空洞内の電子軌道を示し ている.加速電場が集中しているアイリス付近の 狭い領域から出た電子は加速され直ちに光速に達 して連続するセルで次々に加速されていくことが わかる¹².

この放出電子流は, Fowler & Nordheim が空洞



図5 1.3 GHzの球形9セル空洞内の電界放出電子の軌道 (15 MV/m).

内表面の状態を示す増大因子をβとして、次の ように定式化したことが知られている.ここで*A* は仕事関数を含む定数である.

$$I \propto (\beta E)^2 \exp\left(-\frac{A}{\beta E}\right)$$
 (3-19)

これを抑制するには、より滑らかな表面を作る ことが重要であるだけでなく、組立作業にいたる までの全ての工程で厳格な表面管理をする必要が ある.

超伝導空洞の開発はこのような清浄な表面を実 現するための手段の歴史であり、今ではその具体 的な手法に関する情報は溢れるほどあり、今更こ こで詳述することでもない. どこでもが電解研磨 や化学研磨による表面加工層の除去と10 MPa の 超純水シャワーによる洗浄、800℃の真空焼鈍を 組み合わせた表面洗浄処理を行い、クラス10 の クリーンルーム内で組立作業を行っている. さ らに最近ではクラス1 の清浄環境が実現できてい る. そして、空洞だけでなく、その主要部品であ る入力結合器や周波数チューナーなども同様な環 境の中で作業が行われている. これらの作業環境 の進展は半導体技術の発展と普及とともにあり、 半導体産業で開発された種々の超清浄技術や製品 が容易に入手できるようになったおかげである.

3.5 超伝導空洞の利用

超伝導の加速器への応用は1965年から始まっ たが、期待したほどの加速電場が実現できず低 迷が続いた。1977年になって米国 Argonne 研究 所で ATLAS という超伝導空洞を使った重イオ ン加速器が稼働を開始した。この加速器は40年 経った今も稼働している最古の超伝導加速器であ る.マイクロアンペアのビーム加速に必要な電力 は,空洞自体の消費電力と同程度の数Wであり, 3 MV/m 程度の電場でも電力効率の良さとCW運転による高精度の電圧制御が可能であることが利 点になった.

1980年代になって高エネルギー物理は蓄積リ ングを用いた電子・陽電子衝突実験に向かい。当 時の実用電圧が5 MV/m とはいえ、常伝導空洞の 3倍の CW 運転が可能な超伝導加速空洞の技術開 発が急がれた、蓄積リングではビームダクト径 が大きいことから対象とする周波数は500 MHz 以 下の大きな空洞になり温度は4.4K付近が選ばれ た. 1988 年に KEK の TRISTAN が超伝導空洞の 本格利用として5セル型509 MHz 空洞. 32 台の 稼働を開始すると、1990年代に入って DESY の HERA, CERNのLEPが続いた. 周波数はそれぞ れ500 MHz, 352 MHz である. さらに米国 Jefferson 研究所では原子核実験のための CEBAF という 1.5 GHz. 5 セル空洞300 台からなる超伝導リニ アックが完成し大型プロジェクトへの超伝導応 用が当たり前になった. CERN では352 MHz 空洞 300 台で3 GV の加速電圧を実現した.

他方陽子加速器では、加速に伴って変化する 粒子速度に合わせて、 β (=v/c) が0.1 以下から0.9 に至るまでの幾種類もの構造が考え出された.そ れらを組み合わせた加速器が2006 年に米国 Oak Ridge 研究所で SNS 中性子源として稼働を開始 し、今では1.4 MW のビーム電力を誇っている.

近年,電子・陽電子加速では,TRISTANの後継として,B中間子の精密実験のためのKEKが 単セル超伝導空洞8台で1.4Aの電子ビームを加 速し,さらにSuperKEKBが2.6Aの大電流加速を 迎えようとしている.ここで開発された超伝導空 洞は高いQ値を保持しつつも大電流に起因する 有害高調波を徹底的に抑える高調波減衰型構造 であり,同型のCornell大学CESR-B空洞ととも に世界中の第3世代放射光リングの高周波加速と して採用されるに至っている.またXFEL用途と してDESYでは1.3 GHz,9セル型空洞800台を並 べた18 GeVのEuro-XFELが完成し,SLACや上 海放射光でもLCLS-II あるいはSHINEと呼ばれる 1.3 GHzの直線加速器を建設中である.

陽子,重イオン加速器では,原子核実験目的で Michigan State 大で FRIB が,また中性子源として スウェーデンの ESS, 核融合材料試験用の大電流 加速器として六ヶ所核融合研究所で IFMIF など が建設中である.

さらに、日本では ILC, CERN や中国では超大型 電子・陽電子衝突加速器の検討がなされている。 このように超伝導空洞はその大規模応用を広げつ つある一方で、超伝導の性能を最大限に活かせる エネルギー回収型リニアック (ERL) などの技術 開発が進んでいる。

4. 電磁石の超伝導材料

4.1 初期の超伝導電磁石と材料の発展

カマリン・オネスは超伝導発見当初,鉛を使っ て超伝導磁石を開発しようとしたが臨界磁場が低 すぎたため期待された磁場を発生することができ ず,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が冷間加工し たNb線で0.71 Tを達成する超伝導磁石を開発す ると状況は一変する.米国 Bell研究所のJ.E.Kunzler達は,1960年に Mo₃Reで1.5 Tの超伝導磁石, また1961年には Nb₃Sn で6.8 Tの超伝導磁石を開 発している.1962年には今日の超伝導磁石用線 材で最も一般的に使われている合金系の NbTi 線 が J.Hulm と T. Berlincourt によって開発される.

ここでは、NbTiを中心に超伝導磁石に用いられる超伝導材料の特性について紹介していく.

4.2 ピン止め力と臨界電流

混合状態の第2種超伝導体で電流によって磁束 に電磁力がかかり磁束が動いてしまう状態を磁束 フロー状態 (Flux Flow State) と言う. この状態で は磁束フローによって電流と同じ向きに次式に示 す電場が生じ,これによって損失が生じる.

$$E = B \times v \tag{4-1}$$

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」に磁束が捕捉され動きづ らくなるために直流では磁束が動かず、損失の な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、磁束を捕捉する力をピン止め力 (pinning force, F_p)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.

$$F_{\rm p} = J_{\rm c}B \tag{4-2}$$

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,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.ピン止め力の磁場依存性 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.このため,式(4-2)からピン止め 力が一定ならば臨界電流密度の磁場依存性は磁場 に反比例であるところが,実際にはピン止め力の ピーク付近で臨界電流密度が改善される.

ピン止め力の温度依存性はおおよそ温度に比例 する.このため臨界電流密度も次式に示されるように温度に比例した依存性がある.

$$J_{\rm c} = J_{\rm c}(T_0)(T_{\rm c} - T) / (T_{\rm c} - T_0)$$
(4-3)

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4.2 K を使う. *T*_c は磁場ゼロ での臨界温度で NbTi では約9 K である.

4.3 磁気不安定性と臨界状態モデル

初期に開発された超伝導電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.この不安定性の原因の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、これを説明するために重要な役割を果たすの が次に述べる臨界状態モデルになる.

臨界状態モデル (Critical State Model) はビーン (C. P. Bean¹³⁾) やロンドン (H. London¹⁴⁾) 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. 図6 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.最初に磁場な しの状態で超伝導化した厚さ2*a* 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,図6aのように超伝導体に磁



図6 ビーンロンドンモデル.

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

$$-M = B - B^2 / 2a\mu_0 J_c \tag{4-4}$$

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 広げていき,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(図6b)での,平板の磁化は

$$-M = a\mu_0 J_c / 2 \tag{4-5}$$

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 達した後に磁場の変化方向を反転させると、図6c に示すよう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よう に外側から流れる.このときの磁化は



$$-M = B - a\mu_0 J_c / 2 + (B_m - B)^2 / 2a\mu_0 J_c \qquad (4-6)$$

となる. また $B=B_m-2B_p$ に達すると平板は**図6**d のように逆向きの完全侵入 (Reverse Full Penetration) の状態になり磁化は

$$-M = -a\mu_0 J_c / 2 \tag{4-7}$$

となる. これによって磁化は**図**6eに示すように 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

$$Q = B_{\rm m} J_{\rm c} a \tag{4-8}$$

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.

次に磁東跳躍のメカニズムを図7に示す.臨界 状態モデルで述べたよう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.



図8 NbTi 極細多芯線断面.

磁束跳躍が起きない条件を平行平板で求めると

$$\mathcal{C} - \mu_0 (a J_c)^2 / 3(T_c - T_0) > 0 \tag{4-9}$$

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(4-3)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.

4.4 実用 NbTi 超伝導線

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 程度まで線を細線 化すれば回避できる.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 (Multifilamentary superconducting composite wire) が発明 された.銅は極細多芯線で超伝導フィラメントを 分離するだけでなく、超伝導線の安定性を増すと ともに、後述するクエンチ保護のために重要な役 割を果たす、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、 NbTi 極細多芯線の断面写真を図8 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.

加速器用超伝導電磁石では、磁石の蓄積エネル ギーが大きくなるために超伝導線を大電流ケーブ ル化してインダクタンスを下げることが望まれ た.現在加速器用超伝導電磁石に一般的に用いら れる超伝導ケーブル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



図9 ラザフォードケーブル.

フォードケーブル (Rutherford Cable¹⁵⁾) と呼ばれ るものである. ラザフォードケーブルの写真を **図9** に示す. ラザフォードケーブルは通常0.5~ 1.5 mm 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,加速器用超伝導電磁石でよく用 いられる $\cos\theta$ 分布コイルのアーチ形状断面を形 成できるようにしている. 絶縁は通常厚さ25~ 50 μ m 幅1~2 cm 程度のポリイミドテープを多層 巻きしたものが用いられる.

前述したように、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, それらは温度・磁場・電流密度の関数になって いてその関数で示される面を臨界面 (Critical Surface)と呼ぶ、現在 LHC で使われている NbTi 線 について臨界面を近似する式を以下に示す¹⁶⁾.

$$J_{\rm c}(B,T) = \frac{\int_{\rm c}^{\rm ref} C_0 B^{\alpha - 1}}{B_{\rm c}(T)} \left(1 - \frac{B}{B_{\rm c}(T)}\right)^{\beta} \left(1 - \left(\frac{T}{T_{\rm c}}\right)^{1.7}\right)^{\gamma} (4.10)$$

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

5. ま と め

加速器応用における超伝導材料に関する基礎を 高周波空洞応用および電磁石応用それぞれについ て現状代表的な材料である Nb と NbTi に関して 紹介した. どちらの応用についてもより高性能化 を目指した材料開発およびそれに付随した技術開 発が盛んな状況であるが,それらについては本書 の別の記事を参照されたい.

参 考 文 献

- H. Kamerlingh Onnes: Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden; Nos. 122 and 124, (1911).
- 2) W. Meissner and R. Ochsenfeld: Naturw. 21, 787 (1933).
- F. London and H. London: Proc. R. Soc. Lond. A Math. Phys. Sci. 149, 71 (1935).
- V. L. Ginzburg and L. D. Landau: Zh. Eksp. Teor. Fiz. 20, 1064 (1950).

- 5) 低温工学協会編:超伝導・低温工学ハンドブック (オーム社, 1993).
- J. Bardeen, L. Cooper and J. R. Schrieffer: Phys. Rev. 108, 1175 (1957).
- A. C. Rose-Innes, E. H. Rhoderick 著, 島本進, 安河内 昂訳:超伝導入門(産業図書, 1978).
- 8) A. A. Abrikosov: Zh. Eksp. Teor. Fiz. 32, 1442 (1957).
- 9) C. Kittel: Introduction to Solid State Physics (John Wiley & Sons, Inc., 2004).
- 10) H. Padamsee, J. Knobloch and T. Hays: RF Superconductivity for Accelerators (John Wiley & Sons, Inc., 1998).
- M. Sawamura et al.: 第5回日本加速器学会年会, WP126, 東広島 (2008).
- 12) E. Cenni: Doctoral thesis, Department of Accelerator Science, SOKENDAI (2013).
- 13) C. P. Bean: Phys. Rev. Lett. 8, 250 (1962).
- 14) H. London: Phys. Lett. 6, 162 (1963).
- M. N. Wilson: Superconducting Magnets (Oxford Univ. Press, 1983).
- 16) L. Bottura: IEEE Trans. Appl. Supercond. 10, 1054 (2000).