

高温超伝導 SQUID ビーム電流モニターの高感度・小型化 SENSITIVITY IMPROVEMENT AND MINIATURIZATION OF HTC-SQUID BEAM CURRENT MONITOR

渡邊環 ^{*A)}、福西暢尚 ^{A)}、稲森聡 ^{B)} 今康一 ^{B)}

Tamaki Watanabe ^{*A)}, Nobuhisa Fukunishi ^{A)}, Satoru Inamori ^{B)}, Kouichi Kon ^{B)}

^{A)}RIKEN, Nishina Center for Accelerator-Based Science

^{B)}TEP Corporation

Abstract

To measure the DC current of heavy-ion beams non-destructively at high resolution, we have developed a high critical temperature (HTc) superconducting quantum interference device (SQUID) beam current monitor (SQUID monitor) for use in the radioactive isotope beam factory (RIBF) at RIKEN. We have completed development of the prototype of the SQUID monitor and installed it in one of the beam transport lines in the RIBF. Presently we have been using the SQUID monitor for current measurement of heavy-ions beams. Furthermore, with the aim of higher sensitivity and miniaturization of the SQUID monitor, we have started the investigation on a new method.

1. はじめに

理化学研究所、仁科加速器研究センターでは、超伝導量子干渉素子 SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) を応用した、HTc SQUID ビーム電流モニター (HTc SQUID モニター) の開発を行ってきた。SQUID とは、脳や心臓が発する微弱な磁気信号を検出可能な、超伝導現象を用いた高感度磁場センサーである。本研究に於いては、臨界温度の高い高温超伝導体を用い、冷凍機によって冷却を行っているため、装置はコンパクトになり、ランニングコストの大幅な低減が可能となった。現在、HTc SQUID モニターは、RIBF のビームトランスポートラインにインストールされ、RIBF における実験時に、重イオンビーム電流を常時測定している [1, 2]。しかしながら、測定分解能は $0.5 \mu\text{A}$ であり、高感度で使用する場合には増幅率が高いため、計測器の安定性に問題が残っている。そこで、HTc SQUID モニターを、さらに高感度・小型化することを目的として開発を進めている。過去に開発された各種の低温超伝導 (low critical temperature : LTc) SQUID モニターを解析して得られた詳細な知見を踏まえ、HTc SQUID モニターの高感度・小型化を目指し、その応用を試みた。

2. 反陽子蓄積リングで開発された LTc SQUID モニター

フェルミ国立加速器研究所では、反陽子蓄積リングに蓄積された反陽子ビームの DC 電流を測定するために、LTc SQUID ビームモニターの開発が、Kuchnir により行われてきた [3]。Figure 1 にその模式図を示す。二つの超伝導ピックアップループ (PUL) が超伝導入力回路につながっている。超伝導入力回路の先には、自己インダクタンス L_s を持つ SQUID インพุットコイル (SIC) が接続されている。超伝導ピックアップループ中をビームが通過すると、誘導電流が荷電粒子ビームの電荷の流れを打ち消すように流れる。例えば荷電粒子が正に帯電していれば、超伝導ピックアッ

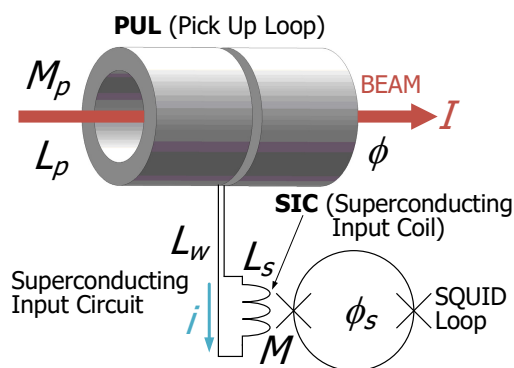


Figure 1: DC SQUID beam current meter [1].

プープ内部と外部において、内部ではビームとは逆向きに、外部では荷電粒子ビームと同じ向きに遮蔽電流 i が流れる。超伝導ピックアップループは超伝導転移温度以下で動作されるため、遮蔽電流 i は超伝導電流であり、マイスナー効果のための完全反磁性を担う。遮蔽電流 i は超伝導インพุット回路にも流れ、SQUID イン

Table 1: Electrical Parameters of the FNAL LTc SQUID Monitor.

I	Beam current	
i	Current flowing superconducting input circuit	
M_p	MI* between beam and PUL*	$\approx L_p$
L_p	SI* of PUL	14 nH
L_w	SI of twist coil which is connected to SIC*	17 nH
L_s	SI of SIC	2000 nH
M	MI between SIC and SQUID loop	20 nH

*MI : Mutual Inductance, SI : Self Inductance,
PUL : Pick Up Loop, SIC : SQUID Input Coil

* watanaki@riken.jp

プットコイルに磁束を生じさせる。この磁束は SQUID ループに、相互インダクタンス M を介して磁束が伝達される。Figure 1 には、この動作に関与する量を表すシンボルも示し、これらの意味と典型値は、Table 1 の通りである。

Figure 1 に示す LTc SQUID モニターの周囲に、アンペールの法則に従って生じるビーム電流 I が作り出す磁束 ϕ は、マイスナー効果によって、超伝導ピックアップループの中に侵入する事が妨げられ、その値が以下の式 (1) で表される。

$$\phi = M_p I = L_p I \quad (1)$$

この磁束 ϕ に応じる SQUID インพุットコイルに流れる電流 i は、

$$i = \frac{\phi}{L_p + L_w + L_s} \quad (2)$$

となる。ここで、SQUID ループ内の磁束 ϕ_s は、SQUID ループと SQUID インพุットコイルの相互インダクタンス M を使うことにより、以下の式 (3) で表される。

$$\phi_s = M i = M \frac{L_p}{L_p + L_w + L_s} I \quad (3)$$

ビーム電流 I と SQUID インพุットコイルに流れる電流 i は、

$$i = \frac{L_p}{L_p + L_w + L_s} I \quad (4)$$

と表され、ここに上記の値を代入することにより、 $i = I/145$ の関係が得られる。1 μA のビーム電流がに対し、SQUID ループ内に生じる磁束 ϕ_s は、式 (3) から算出すると、 $6.67 \times 10^{-2} \phi_0$ (磁束量子 $\phi_0 = 2.067851 \times 10^{-15}$ Wb) と表される。

3. 理化学研究所の HTc SQUID ビームモニター

Figure 2 は、理化学研究所に於いて、プロトタイプとして稼働している HTc SQUID モニターの構成を示す模式図である [4]。HTc 超伝導ピックアップループは、酸化マグネシウム (MgO) で作られた筒状のセラミックスに、ピスマス系の高温超伝導材 ($\text{Bi}_2\text{-Sr}_2\text{-Ca}_2\text{-Cu}_3\text{-O}_x$ (Bi-2223)) を 500 μm の厚さで塗布焼成して製作される。前述したように、HTc 超伝導ピックアップループ

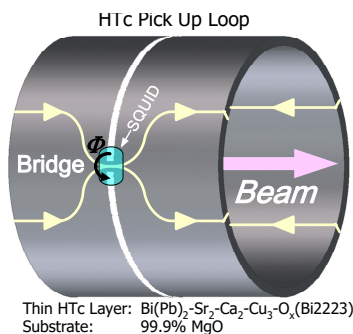


Figure 2: Schematic drawing of the HTc pick up loop[3].

の内部をビームが通過すると、マイスナー効果によって超伝導の表面を遮蔽電流が流れる。ブリッジ部と称する HTc 超伝導ピックアップループの一部に遮蔽電流が集中するため、ブリッジ部を通過する遮蔽電流は方位角方向に磁場を形成する。ブリッジ部に高温超伝導 SQUID を置くことにより、磁場を高感度に測定し、電流値に換算する事が可能となる。ブリッジ部が Fig. 1 のインพุットコイルとして動作することから、HTc SQUID モニターの動作解析のために式 (1)~式 (4) を採用することができる。HTc SQUID モニターについてはすでに感度が測定されているため、ここでの解析は性能を決めている動作機構やその実際の数値範囲を調査することが目的である。まずカップリング係数 α を以下のように定義する。

$$\alpha = L_p / (L_p + L_w + L_s) \quad (5)$$

このカップリング係数 α は、式 (4) から明らかなように、ビーム電流 I に対するインพุットコイルに流れる電流 i の比率である。なお、このカップリング係数 α により式 (5) を表現し直すと次のようになる。

$$\phi_s = M \alpha I \quad (6)$$

他方、アンペールの法則から、ワイヤーに流れる電流 i が中心から r mm の場所に作り出す磁場 B_{calc} は、

$$B_{calc} = \frac{\mu_0 i}{2\pi r} \quad (7)$$

となる。HTc SQUID モニターの場合、SQUID センサーとして用いる SQUID グラジオメーターのインพุットコイルは、中心から 6 mm に位置しているのもので、その値を式 (7) に代入すると、ビーム電流 1 μA の際の計算上の磁場 B_{calc} は 33.3 pT / 1 μA となる。ここで、現実の SQUID グラジオメーターの感度は実測で、0.9 nT / V であり、HTc SQUID モニターの感度が実測で 10 mV / 1 μA である。これらから、同プロトタイプでの SQUID グラジオメーターが直接測定している磁束密度の実際の値は、1 μA のビーム電流 I に対して、9 pT となっているといえる。この実測値と計算上の磁場 B_{calc} とにより、上記カップリング係数 α が 0.270 と算出される。また、SQUID グラジオメーターの磁束と磁場の関係が予め測定されているので、1 μA の場合の磁束 $2.17 \times 10^{-2} \phi_0$ を式 (6) に代入すると、SQUID ループとブリッジ回路の相互インダクタンス M は、0.166 nH と算出される。また、HTc 超伝導ピックアップループの自己インダクタンス L_p は、外径 R_o 、内径 R_i 、高さ h を持つ一般のトロイダルコアの解析に基づき、以下の式 (8) で与えられる。

$$L_p = \frac{N^2}{2\pi} \mu \mu_0 h \ln \frac{R_o}{R_i} \quad (8)$$

プロトタイプ HTc SQUID モニターの場合、 R_o 49.5 mm、 R_i 43.0 mm、 h 250 mm であることから、HTc 超伝導ピックアップループの自己インダクタンス L_p は、 $N = 1$ とおくことにより、7.04 nH と算出される。また、ブリッジ回路の自己インダクタンス L_s は、 $L_w = 0$ なので、式 (5) の α と L_p より求められ、19.0 nH と算出された。

4. TARN II における LT_cSQUID ビームモニター

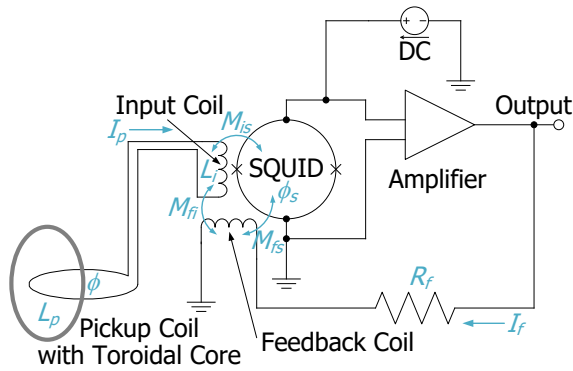


Figure 3: Circuit diagram of the LT_c SQUID monitor of TARN II ring.

TARN II (高エネルギー加速器研究機構: 旧東京大学原子核研究所)において、過去に開発された LT_c SQUID モニター [5] を例に、ビーム電流が作り出す磁束を計算し、ビーム電流測定 of 分解能について説明する。この分解能は TARN II の LT_c SQUID モニターのノイズレベルと比較することによって得られ、実測の LT_c SQUID モニターの感度は 5 mV / 1nA である。TARN II の LT_c SQUID モニターの SQUID センサーを含む回路系の模式回路図を Fig. 3 に示す。実際は、ダブルワッシャーと呼ばれる、耐ノイズ性に優れた構造をしているが、計算が複雑になるためモデルを単純化した。LT_c SQUID モニターは、フィードバックコイル、フィードバック抵抗、バッファアンプにより構成される、FLL (Feedback Locked Loop) 動作のためのフィードバックパスを備えている。ここでピックアップコイル (PUL) はトロイダルコアに巻かれており、荷電粒子ビームの通過によって発生した電流は、このピックアップコイル内 (すなわちトロイダルコア内) に磁束をもたらす。ピックアップコイルと SQUID インพุットコイル (SIC) は、それらの間の配線も含めてニオブの超伝導線によって作製されている。このような構成により、マグネティックコアに生じた磁束 ϕ は、上記超伝導線中の超伝導電流 I を介し SQUID センサーに磁束 ϕ_s を生じさせる。トロイダルコアの仕様は Table 2 のとおりである。これらの値を上記した式 (8) に代入することにより、このトロイダルコアのインダクタンスつまりピックアップコイルの

Table 2: Specifications of the Toroidal Magnetic Core

Parameter	Value
Toroidal core	Vitrovac 6025F [6]
Relative permeability	μ 25.000
Outer diameter	R_o 400 mm
Inner diameter	R_i 322 mm
Height	h 25 mm
Turn numbers	n 1

Table 3: Electrical Parameters of the TARN II LT_c SQUID Monitor

Parameter	Value
L_p	SI* of PUL* 27 μ H
L_i	Inductance of SIC* 17 nH
M_{is}	MI* between SIC and SQUID loop 5 nH
M_{fi}	MI between FBC* and SIC 6 nH
M_{fs}	MI between FBC and SQUID loop 2 pH
R_f	Resistance of feedback circuit 4.7 k Ω

*MI : Mutual Inductance, SI : Self Inductance,
PUL : Pick Up Loop, SIC : SQUID Input Coil,
FBC : Feed Back Coil

自己インダクタンスが 27 μ H と求まる。Figure 3 には、この動作に関与する量を表すシンボルも示し、これらの意味と典型値は Table 3 の通りである。ピックアップコイルに磁束 ϕ が形成される事により、ピックアップコイルとインพุットコイルを含むループに生じる遮蔽電流 I_p との間には、次の関係が成立する。

$$\phi = (L_p + L_i)I_p \quad (9)$$

但し、 $L_p \gg L_i$ なので、以下の様に近似できる。

$$\phi \approx L_p I_p \quad (10)$$

この電流 I_p によって SQUID ループに磁束 ϕ_s が伝達されるので、

$$\phi_s = M_{is} I_p = M_{is} \phi / L_p \quad (11)$$

の関係が成り立つ。フィードバック測定で磁束ロック状態になると、この SQUID コイル内の磁束がゼロになるように、フィードバックコイルに電流 I_f が流れる。従って、 V_{out} を SQUID の出力電圧とすると、磁束 ϕ_s は以下の式 (12) で表される。

$$\phi_s = M_{fs}(eff) I_f = M_{fs}(eff) V_{out} / R_f \quad (12)$$

ここで、 $M_{fs}(eff)$ と表現するのは、フィードバックコイルと SQUID ループの間の実効的な相互インダクタンスを示すためである。この値に反映されるのは、フィードバックコイルからの磁束伝達が直接 SQUID コイルに伝達される成分 (つまり M_{fs}) とインพุットコイル経由で伝達する分が存在するからである。すなわち、

$$\begin{aligned} M_{fs}(eff) &= M_{fs} - M_{fi} M_{is} / (L_p + L_i) \\ &\approx M_{fs} - M_{fi} M_{is} / L_p \end{aligned} \quad (13)$$

と表される。上記の過程を整理すると、信号磁束 ϕ と出力電圧 V_{out} の関係が、

$$V_{out} = (M_{is} R_f \phi) / (L_p M_{fs} - M_{fi} M_{is}) \quad (14)$$

と導き出される。次に、これらに従って具体的な数値を用いて信号磁束 ϕ を求め、実際の出力と比較する。ピックアップコイルの自己インダクタンスを 27 μ H とすると、1 nA のビーム電流に対して、ピックアップコ

イルに生じる信号磁束 ϕ が 2.7×10^{-14} weber、さらに 1 nA の場合の計算上の出力が 26 mV / 1nA となる。他方、LTc SQUID モニターの現実の感度は、上述したように 5 mV / 1nA である。これから、実際の感度は計算上の出力の約 1 / 4 に相当するといえる。式 (11) より SQUID 上での磁束 ϕ_s は、 5×10^{-18} weber となる。ここで、LTc SQUID モニターの磁束換算ノイズは、 $10 \mu\phi_0 / \sqrt{Hz} = 2.07 \times 10^{-20}$ weber 以下である。このため 1 Hz の帯域とした場合、1 nA のビーム電流が作り出す磁束は、LTc-SQUID の磁束換算ノイズの約 250 倍となる。このノイズレベルと等価になるような信号の帯域は 15 Hz に相当する。

5. HTc SQUID ビームモニターの高感度・小型化

5.1 ダイレクトカップリング法

各種のビーム電流測定装置を解析して得られた上記詳細な知見を踏まえ、SQUID モニターの高感度化を目指すための重要なパラメータが存在することに気づいた。上記各知見は、超伝導体の超伝導転移温度とは独立しており、ピックアップコイル、インプットコイル、および SQUID センサーの間の電磁気的な結合条件を整理したものである。加えて、ビーム電流計の分解能を決定するのは信号対ノイズ比 (SN 比) であるため、ノイズ成分が抑制できない状況で分解能を上げるためには信号成分を増大させるしかない。その信号成分とは、式 (12) 中の SQUID センサー上に伝達される磁束 ϕ_s である。この磁束 ϕ_s を効果的に増やすためにピックアップコイルの自己インダクタンス L_p を増大させることに着目する。即ち、自己インダクタンス L_p が大きくなると、付随するインダクタンスが存在したとしても、それが無視しうる程度であるなら、マイスナー効果のためにビーム電流が作り出す遮蔽電流とビーム電流とが互いに一致する。また、式 (10) から明らかなように、ピックアップコイルの自己インダクタンス L_p が大きければ集められる磁束 ϕ も大きくなるため、SQUID ループ上に伝達される磁束 ϕ_s も増える。更に、LTc SQUID モニ

ターでは、ピックアップコイルで得られた磁束を一旦電流に変換し、SQUID インプットコイルに磁束を伝達している。このような方法で磁束の漏れがあると、それだけ伝達される磁束が減少してしまう可能性がある。そこで、HTc SQUID モニターを改良するために、上記伝達のプロセスを削減しうる構造 (「ダイレクトカップリング」と呼ぶ) を採用することとする。

Figure 4 に、具体的な構成例の一部破断分解斜視図 (a) とその断面図 (b) を示す。HTc 超伝導ピックアップループは、誘導環 (Induction Ring) とシールド環 (Shielding Ring) からなり、その中にマグネティックコアが同軸上に配置される。ビームが、Fig. 4 に示すように、中心軸に沿って進む場合、ビーム電流が生成する磁場は、アンペールの法則と右ネジの法則に従いマイスナー効果により HTc 超伝導ピックアップループとしてのポロイダル方向に遮蔽電流を生じさせる。このポロイダル方向の遮蔽電流が、マグネティックコアの内部に磁束を生成する。Figure 4 (b) では遮蔽電流、荷電粒子ビームを、ともに電荷の流れの向きにより矢印で示している。誘導環の開口には、やはり環をなしているシールド環が配置される。このシールド環にも、ビーム電流による遮蔽電流が、マイスナー効果に従った超伝導電流となってポロイダル方向に流れる。マグネティックコアには、その内部を通る磁束と磁氣的に結合する位置に磁束検出部分となる SQUID ビックアップループを持つようにして SQUID センサーが配置される。マグネティックコアが高透磁率材料で作製されていることは、高い磁束密度を通じ、マグネティックコアの自己インダクタンスを高める作用を持つ。マグネティックコアに生成される磁束を検出するためのダイレクトカップリングの構成として、マグネティックコアに磁気ギャップを形成する構成と、磁気ギャップを形成しない構成との両者が有望であると考えている。そこで、磁気ギャップを用いる構成についてまず説明し、次に磁気ギャップを用いないものについて述べる。

5.2 磁気ギャップを用いるダイレクトカップリング

磁気ギャップを用いるダイレクトカップリングでの典型的なマグネティックコアは、トロイダル方向に高透磁率材料が途切れる磁気ギャップが設けられている。

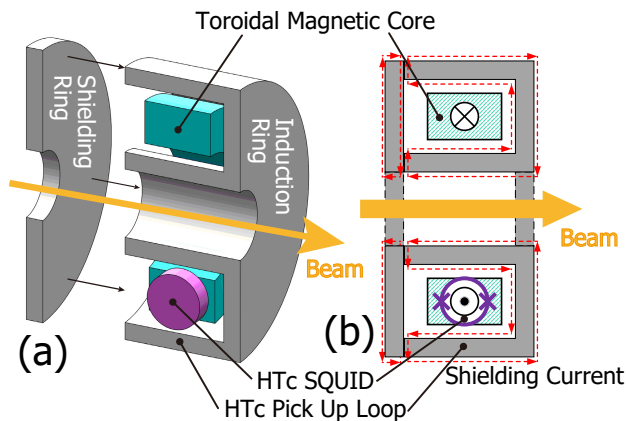


Figure 4: HTc SQUID monitor based on the direct coupling method.

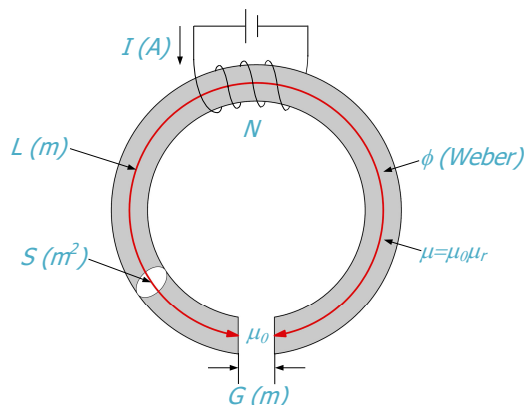


Figure 5: Magnetic core with magnetic gap.

Table 4: Electric and Magnetic Parameters of the Magnetic Core with Magnetic Gap

I	Current flowing around magnetic core
N	Turn numbers of coil
ϕ	Magnetic flux
μ_r	Relative permeability of magnetic core
S	Cross-sectional area of magnetic core
L	Length of magnetic path along magnetic core
G	Length of air gap

SQUID センサーは、磁束検出部が磁気ギャップに位置するようにして配置し、その位置の磁束を定量すれば、ビーム電流を測定することができる。この構成における SQUID モニターの性能を、以下のようにして考察する。Figure 5 は、Fig. 4 に示した SQUID モニターのマグネティックコアと電磁気学的に等価な仮想コアモデルを示す模式図である。マグネティックコアには磁気ギャップ（長さ G ）が形成され、SQUID センサーが配置される。Figure 5 の磁気回路の動作を解析するための各パラメータは、Table 4 のように与えられる。ここで、起磁力 F_m は、電流 I 、磁束 ϕ 、磁気抵抗 R_m を用いて、

$$F_m = NI = \phi R_m \quad (15)$$

の関係がある。また、このエアギャップがある仮想コアモデルに於いて、マグネティックコアの磁気回路全体での磁気抵抗 R_m は、

$$R_m = \frac{L}{\mu S} + \frac{G}{\mu_0 S} \quad (16)$$

で表される。磁束 ϕ は、式 (15) と式 (16) を用いると、

$$\phi = \frac{NI}{\frac{L}{\mu S} + \frac{G}{\mu_0 S}} = \frac{NIS}{\frac{L}{\mu} + \frac{G}{\mu_0}} \quad (17)$$

と表される。例えばマグネティックコアが高い透磁率材料で作製され、磁気ギャップが空気や非磁性材の冷媒である場合、 $\mu \gg \mu_0$ の条件が成り立つ。その場合には、式 (17) は、

$$\phi = \frac{\mu_0 NIS}{G} \quad (18)$$

と近似する事ができる。このような動作を評価するために、ビーム電流 I を 1 nA とした場合の数値を見積もる。この見積りでは、荷電粒子ビームがワンパスであるために $N=1$ とし、実際に作製した一例の HTc SQUID センサーの詳細な仕様 (Table 4 に摘記) を反映させる。計算のため、マグネティックコアの断面積 S とエアギャップ G それぞれを、HTc SQUID センサーの有効面積と高さに等しくなるように製作したと仮定する。これらの値を式 (18) に代入すると、HTc SQUID センサー上での磁束 ϕ_s は、 5.3×10^{-19} weber となる。つまり帯域を 1 Hz とした場合の 1 nA のビーム電流が作り出す磁束は、HTc SQUID センサーの磁束換算ノイズの約 13 倍程度の値である。なお、TARN II のために開発された LTc SQUID モニターでの上記比率を算出すると、約

250 倍となる。この比率と同様の値を実現するためには式 (18) に基づいて形状を調整すればよく、例えばエアギャップを $1/10$ の 1 mm、インプットコイルの有効面積を 2 倍の 8.4 mm^2 にそれぞれに設定する。このように SN 比を 20 倍程度向上させる構成も、本実施形態では現実的なものとなる。

さらに、式 (18) に至る解析的な近似計算による見積り結果の確認のために、OPERA 3D [7] による有限要素法での電磁場シミュレーションによる数値計算を実施した。数値計算では簡単のために、トロイド形状のマグネティックコアに代えて、Fig. 6 に示すように正方形の四角棒形状とした。比透磁率を 10^5 、断面積を $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ 、磁気ギャップを 10 mm という条件のもとで計算を行った。そして数値計算の結果、1 nA のビーム電流の条件では、SQUID センサーを置くべき磁気ギャップの中心の磁束が、 8.6×10^{-19} weber と計算された。この値は、式 (18) の解析的近似計算に基づいて得られた結果、(5.3×10^{-19} weber) と同一の桁となる。こうして、解析的計算および数値計算のいずれも性能予測の上において類似した結果をもたらすことを確認した。また、磁気ギャップを用いる場合、ギャップを設ける事、およびそのサイズを広げる事に応じ磁気抵抗が増大することを確認した。磁束を増大させるためには磁気ギャップを適切な構造とすることが重要である。

5.3 磁気ギャップを用いないダイレクトカップリング

次に磁気ギャップを用いないダイレクトカップリングの構成を説明する。解析的計算のために採用するモデルは、磁気ギャップを形成せず途切れのない環状とする点を除き Fig. 5 に示した仮想コアモデルと同じ構造とする。磁気ギャップを式 (17) にて $G=0$ とすると、生成される磁束 ϕ は次の様に表せる。

$$\phi = \frac{\mu_r \mu_0 NIS}{L} \quad (19)$$

ここで、 μ_r は比透磁率である。マグネティックコアの半径 r を 50 mm、面積 S を 4 mm^2 、比透磁率 μ_r を 10^5 、ビーム電流 I を 1 nA とすると、磁束 ϕ は 1.6×10^{-15} weber と見積もられる。この磁束 ϕ は、上述した HTc SQUID モニターの磁気ギャップがあった場合の 3000 倍もの値であり、TARN II で使用された LTc SQUID モニターに比べても約 300 倍である。

さらに磁気ギャップがある場合と同様に、有限要素法による数値計算を行った。その際も OPERA 3D を使い、磁気ギャップが形成されていない点を除き同一の構造を仮定した。マグネティックコアの比透磁率を 10^5 、断面積を $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ とした。結果、マグネティックコアにおけるコア材質中の中心での磁束 ϕ の値は $5.0 \times$

Table 5: Specifications of the HTc SQUID

S	Effective area of input coil	4.2 mm^2
G	Height	10 mm
ϕ_N	Noise level	4.1×10^{-20} weber / \sqrt{Hz} ($10 \mu\phi_0 / \sqrt{Hz}$)

10^{-15} weber と計算され、解析的計算の値 (1.6×10^{-15}) の約 3 倍と算出された。こうして磁気ギャップを用いない場合についても、解析的計算および数値計算のいずれの性能予測においても、類似した結果をもたらすことを確認した。

なお、磁気ギャップを用いないダイレクトカップリングを実現するためには、HTc SQUID センサーのインプットコイル内にアンテナコアを通す手法 [8] を採用することができ、理化学研究所に於いてプロトタイプとして稼働している HTc SQUID モニターでは、すでにこの HTc SQUID センサーが使われている。

5.4 磁気シールド

ビーム電流の測定分解能は、信号対雑音比即ち、SN 比で決まる。SN 比を高めるには、環境磁場などに起因する外部ノイズの遮蔽が非常に重要になる。なお、この環境磁場となるものは、主に地磁気や測定環境に配置される他の機器が生じる磁場である。誘導環とシールド環とが互いに別体のものから一体化される事から、超伝導体が連続しない領域が生じ、そこからの環境磁場の侵入が問題となり得る。磁気シールド性能として、磁場の収容空間への侵入の程度を、具体的には、Figure 6 に示した HTc SQUID モニターのモデルを対象に、TOSCA を用いて静磁場のシミュレーションを行った。超伝導体の特性を近似的に表すため、比透磁率の値を 1.0×10^{-12} として計算している。つまり、マイスナー効果による完全反磁性は正しく計算されていないものの、類似した状況とした。ここで、シールド内部の磁場を S_{in} 、シールド外部の環境磁場を S_{out} とし、遮蔽率 S を

$$S = S_{in}/S_{out} \quad (20)$$

と定義する。誘導環とシールド環との間の超伝導体が存在しない領域は、互いの間に比透磁率 1 で 0.5 mm の厚さの隙間を設けることによりモデルに反映させた。その結果、遮蔽率 S は環境磁場の向きに依存することが判明した。具体的には、Fig. 6 に示す座標軸で Z 方向に向く環境磁場に対する遮蔽率は、マグネティックコアが配置される全周位置で外部の 10^{-3} 程度となり、殆ど侵入しなかった。他方、X 方向または Y 方向に外部磁場をかけた場合は、超伝導体の切れ目となる誘導環と

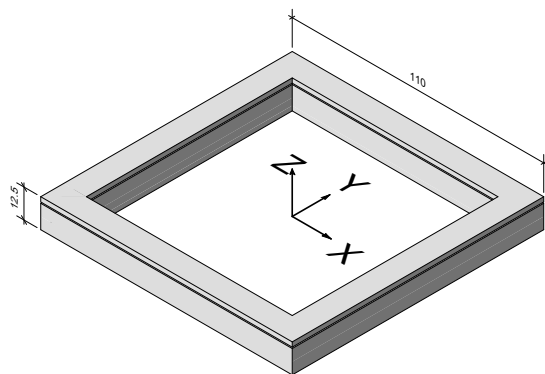


Figure 6: HTc pick up loop model used for the calculation by OPERA 3D.

シールド環の隙間からの磁場の侵入は大きく、例えば X 方向の環境磁場に対して四角枠のうち X 方向に延びる辺では、ほとんど遮蔽できず遮蔽率 S は 0.98 程度、Y 方向に延びる辺では S が 0.09 程度となった。上述したように現時点では、実際の超伝導体のマイスナー効果は計算に精密には反映されていないものの、ノイズとなる環境磁場の磁気シールドの観点では、誘導環とシールド環との隙間には有意な影響を持ちうる事が確認された。さらに、実際の超伝導材では、マイスナー効果によって完全反磁性の効果が期待できる。OPERA 3D の ELEKTRA というシミュレーションコードは、金属上に高周波磁場をかけることにより渦電流を発生させ、磁気遮蔽の計算が可能のため、マイスナー効果に近い計算ができないか現在検証を行っている。

6. HTc SQUID ビームモニターの高感度・小型化実現に向けて

誘導環やシールド環を作製する材質は、基盤または基材となる材質として銀を採用し、例えばビスマス系酸化物高温超伝導体 ($\text{Bi}_2\text{-Sr}_2\text{-Ca}_1\text{-Cu}_2\text{-O}_x$ (Bi-2212)) を採用することが好ましい。Bi-2212 は比較的高い超伝導転移温度 ($T_c \approx 80$ K) を示し液体ヘリウムでの冷却を必要とせず、さらに銀を基材にして十分な性能の超伝導体の層を形成できる。また、誘導環やシールド環のような C 形状断面程度の複雑さを持つ形状は、電子ビーム溶接を用いた手法などにより作製することができる。銀表面へ成膜された Bi2212 では、雰囲気や温度条件を適切にした溶融法などの適切な成膜手法により、高い超伝導転移温度を発揮させることができる。高い臨界温度 (T_c) と臨界電流密度 (J_c) を得るために、MgO 基盤を用いて Bi2212 の厚膜生成の試験を行った。Figure 7 に、各溶融温度で生成された厚膜の電子顕微鏡 (SEM) の写真を示す。この測定により、 889°C 未満では超伝導の結晶化が進んでおらず、また 891°C 以上では不純物の析出 (Bi-Free 相) が起こる事が解った。X 線回折法による測定でも、 $890^\circ\text{C} \sim 891^\circ\text{C}$ 近辺の溶融温度条件で、Bi2212 相を示すピークが高かった。今回の試験は、10 分で 890°C まで昇温する事により溶融させ、 860°C まで $5^\circ\text{C}/\text{分}$ で徐冷し、Bi2212 の溶融を進めた。その結果、 $100 \mu\text{m}$ の厚さで Bi2212 膜厚を生成し、臨界温度 T_c が 80.5 K、臨界電流密度 J_c が $135 \text{ A}/\text{cm}^2$ という

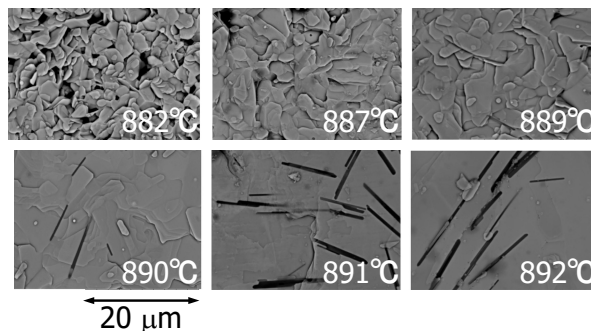


Figure 7: Comparison of the surfaces as observed by a scanning electron microscope.

実測結果が得られた。

謝辞

Forschungszentrum Juelich GmbH の Dr. Faley には高温超伝導 SQUID に関して、島津製作所の品田 恵博士には LTc SQUID モニターに関して有意義な助言を頂き、また電力中央研究所の小野 新平博士には Bi2212 の臨界温度測定 of 協力を頂き、謝意を表したい。なお本研究の一部は、学術研究助成基金助成金（基盤研究(C)：課題番号 23600015）によって行われている。

参考文献

- [1] T. Watanabe *et al.*, “PRACTICAL APPLICATION OF HIGH-Tc SQUID BEAM CURRENT MONITOR”, Proceedings of the 11th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Aomori, Aug. 2014, pp. 292-295;
<http://www.pasj.jp/web-publish/pasj2014/proceedings/PDF/MOOM/MOOM11.pdf>
- [2] T. Watanabe *et al.*, “HTc-SQUID BEAM CURRENT MONITOR AT THE RIBF”, Proceedings of the 2015 International Beam Instrumentation Conference, Melbourne, Australia, Sep. 2015, pp. 590-594;
<http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IBIC2015/papers/wecla03.pdf>
- [3] M. Kuchnir *et al.*, “SQUID BASED BEAM CURRENT METER”, IEEE Trans. ON MAGNETICS, Vol. MAG-21, NO.2, Mar. 1985, pp. 997-p.999.
- [4] T. Watanabe *et al.*, “DEVELOPMENT OF BEAM CURRENT MONITOR WITH HIGH-Tc SQUID AT RIBF”, Proceedings of the 2010 International Beam Instrumentation Conference, Santa Fe, New Mexico, US, May 2010, pp. 523-532;
<http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/BIW2010/papers/weianb02.pdf>
- [5] T. Tanabe *et al.*, “A cryogenic current-measuring device with nano-ampere resolution at the storage ring TARN II”, Nucl. Instrum. and Meth., A 427, NO.2, 1999, pp. 455-p.464.
- [6] VACUUMSCHMELZE GmbH & Co.,
<http://www.vacuumschmelze.com/en/home.html>
- [7] COBHAM, <http://www.cobham.com/home.aspx>
- [8] Michael I. Faley, “Epitaxial Oxide Heterostructures for Ultimate High-Tc Quantum Interferometers,” Chapt. 7 in “Applications of High-Tc Superconductivity”, InTech 2011, ISBN 978-953-307-308-8, DOI:10.5772/2522;
<http://cdn.intechopen.com/pdfs-wm/16189.pdf>