超電導導体 (Nb-Ti) の磁化過程および通電過程における超音波放出の研究

正員 野村 晴彦 (電総研)

1. はじめに

超電導電磁石は、核融合、MHD 発電、高エネルギー技術および磁気浮上列車の分野などでは不可欠なものであるが、これらの電磁石はその蓄積エネルギーが数 GJ 級に及ぶので、その安全性は十分研究される必要がある。そのためには、かかる大エネルギー容量の電磁石がいかなる磁化状態にあるかを的確にはあくする監視技術の向上が極めて重要となる。従来、主に監視法として用いられているのは電磁石の端子電圧の検知があるが、その蓄積エネルギーの巨大化につれて自己誘導も大きくなり、電磁石に必然的に生じる磁束の不規則な動きに起因する発生電圧は端子電圧の雑音として観測されるところとなり、電圧測定の手止まりを悪くさせる。更に、核融合用の電磁石の場合、抵抗加熱や平衡補償用のボロイダル変動磁界が外系から印加され、それに伴う相互誘導電圧は更に監視を複雑にするし、MHD 発電用電磁石の場合、電磁流体の摂動による電圧によって観測電圧はじょう乱を受け、電圧法による監視を困難にする。これは端子電圧の増幅度を増しても雑音もそれだけ広がるので、本質的な解決にはならない。また、これらの電圧法では磁気浮上列車のような永久電流状態にある電磁石は監視されない。

かつて筆者らは、このような電圧検知とは全く独立な観測系で、かつ超電導電磁石に適した監視法はないであろうかという動機に基づき、従来の電圧観測とは全く独立なアコースティックエミッション (Acoustic Emission : 音響放出、以下 AE と略記) 法による超電導電磁石の観測が可能であることを見いだした⁽¹⁾⁽²⁾。

しかし、具体的にこれらの音響 (一般には超音波) が電磁石のどこから放出されているのかは必ずしも明確になっていなかった。もちろん、音響放出の原因は多種考えられる。例えば、電磁石の線材や構造材の微小動により発生するし、電・磁気力による微小な塑性変形による放出や、更に超電導体内のピン止め中心などの微細構造から、磁束の運動状態に伴う音響放出も考えられる。特に我々は、放出される音響振動数が数百 kHz に及ぶことから、超電導体内の微細構造から磁化過程に関連して音響放出が生じているとする点に関心を集中した。本論文は、この観点に立って前者の外力による音響放出と磁化過程のそれとを明確に区別するため、超電導導体の短線試料を支持材に確実に固定し、線材が動かないようにしてなされた実験に基づいて構成されている。

この実験の結果、超電導導体は明確に超音波音響を放出しており、これは超電導体の磁化過程と強い相関があることが確認された。また、この放出強度を計測することによって試料の磁化状態が観測され、また通電電流がある場合は試料の磁化の“荒さ”や、臨界電流の状態が精度良く測定されたので、理論的検討を交えて報告したい。

2. 実験装置および測定法

〈2.1〉 試料と音響素子 音響素子としては、ジルコン酸・チタン酸鉛 (PZT) を用い、その形状は円板状 (直径 8 mm, 厚さ 1.5 mm) である。これを第 1 図に示すように、一つは超電導導体に、更に高純度銅 (超電導導体から約 10 cm) 体上に、更にもう一つは電流リード上に取り付けた。これは、超電導導体から発生された AE がどのへんまで伝搬されるかを見るためである。これらの素子は、感度としては一応 10 kHz ~ 2 MHz をカバーする。いずれの素子も、20 μ 厚の

Acoustic Emission in a Superconductor (Nb-Ti) During Magnetic Field and Current Sweep. By Harehiko Nomura, Member (Electrotechnical Laboratory, Ministry of International Trade and Industry).

野村晴彦 : 正員, 電子技術総合研究所

第 1 図 試験装置 (超電導体と AE センサ)

Fig. 1. Sample holder, showing in particular, the strip and acoustic emission sensors.

雲母を介して前述の位置にバネで直接圧接した。雲母を介したのは電気絶縁と音響結合を良くするためである。被測定超電導体としては Nb-50% Ti の多心材であり、かつこの導体は SC : Cu の断面積比 = 1 : 4.4 であり、断面形状は方形 (10.85 mm × 0.19 mm) 状で、超電導心線は約 50 μ m 径のものが 200 本、2.5 cm のピッチをなして銅 ($\rho = 1.4 \times 10^{-10} \Omega \cdot \text{m}$) に埋設されたもので、試料長は 12 cm にとった。超電導体には、中心部に電圧端子を 3 cm の間隔をあけてはんだ付けた。導体は繊維強化プラスチック (G-10) に確実に固定しており、ローレンツ力によって線材は動かない。

〈2・2〉 測定系 測定系の構成図を第 2 図に示す。すなわち、①の超電導短線試料内で放出された微小音響は、試料に直接取り付けられた AE 素子によって微小な圧電信号に変換され、②のプリアンプで 25~35 dB 増幅される。このアンプ出力の一方は増幅器③に入り、これを経てスペクトラム、アナライザ (Textro-nix, 7L5) ④にて AE の振動数の帯域を知る。ここでは信号も雑音も混在しているが、ここで知り得た信号の帯域によって次の⑤の帯域フィルタの帯域幅が決定される。これによって雑音が効果的に除去され、感度良く⑥の主増幅器で 30~50 dB 程度更に増幅される。

第 2 図 測定構成図

Fig. 2. Circuit block diagram.

第 3 図 音響パワ振幅波形と AE 計数しきい値 V_D

Fig. 3. Acoustic signals relative to discrimination level V_D .

この出力は⑦のディスクリミネータに通される。このディスクリミネータは、⑧のカウンタの計数のベースを決める重要な役割を果たす。カウンタによって計数された AE は、⑨のプリンタで毎 0.5 秒ごとに計数が印字されるようにした。更に、超電導導体は端子電圧によっても監視された。すなわち、⑩のフィルタにて雑音を除去し、⑪の増幅器を経て⑫の X-Y レコーダにて 0.5 μ V/cm の感度で記録された。

これらの実験では、印加された磁界は M. I. T., Francis Bitter National Magnet Laboratory の水冷電磁石によって行なわれた。磁界は比較的簡単に運転されるが、常電導電磁石のため電磁誘導雑音も相当大きく、更に水流による音響雑音も大きい環境で行なわれた。そのためにディスクリミネータと帯域フィルタは慎重に設定されたディスクリミネータのしきい値 V_D は周囲雑音の状況によっても異なるが、0.1~1 μ V の感度で決めた。用いた計数カウンタの計数能力は 10^6 (1/s) であるので、第 3 図のように、放出された音響波形が (a) 図のような場合には 8 が、(b) 図の場合は 3 が計数され、(c) 図のように信号がしきい値 V_D を越えない場合はカウントされない。このように、計数はアコースティックエミッションの強度に比例して計数されるようにした。

3. 実験

〈3・1〉 磁界掃引と AE 超電導体から真に音響放出があるかを観察するために、通電電流を流さずに外部印加磁界の掃引と AE との関係調べた。このとき、超電導体には磁化に伴いしゃへい電流が対になって発生するが、それは常に反対向きであるので磁束に働くローレンツ力も常に反対で、外部からは観察されない。

実験は繰返して行なわれたが、第 4 図には処女磁界掃引時の結果を示す。(a) 図は磁界上昇掃引時、(b)

第 4 図 処女磁界上昇掃引時 (a) および処女磁界下降掃引時 (b) の AE 計数率

Fig. 4. Acoustic emission with virgin field sweep-up, (a) and sweep-down (b).

第 5 図 磁界上昇掃引 5 回目のとき (a) および磁界下降掃引 5 回目のとき (b) の AE 計数率

Fig. 5. Acoustic emission with field sweep-up (a), the 5th time, and sweep-down (b).

第 6 図 掃引速度を速く ($dB/dt=0.19 \text{ T/s}$) した場合の AE 計数率

Fig. 6. Acoustic emission in fast field sweep ($dB/dt=0.19 \text{ T/s}$).

第 7 図 掃引速度を遅く ($dB/dt=0.067 \text{ T/s}$) した場合の AE 計数率

Fig. 7. Acoustic emission in slow field sweep ($dB/dt=0.067 \text{ T/s}$).

第 8 図 使用した超電導体の中から観測されたバースト波形 (フルスケール $500 \mu\text{s}$)

Fig. 8. The photograph of the burst wave observed from in the superconductor.

図は磁界下降掃引時のときの計数率 (計数/s) を示している。これらの実験は磁界掃引速度 $|dB/dT|=0.14 \text{ T/s}$ で行なわれた。掃引の 2 回目からは AE のカウントはレベルがほぼ半分に減り、回を重ねてもほぼ同様の計数傾向が観測された。第 5 図に 5 回目の磁界掃引時の計数特性を示す。

次に、磁界掃引速度と AE との相関を見るために、6 回目には掃引速度を速く ($dB/dt=0.19 \text{ T/s}$) した結果を第 6 図に、遅く ($dB/dt=0.067 \text{ T/s}$) した結果を第 7 図に示す。結果から、計数率はほぼ掃引速度に比例していることが理解される。

これらの実験中、AE の波形解析もなされた。超電導体から発生する波形は振幅は大小様々であるが、第 8 図の写真のように減衰振動形であり、これらの周波数はほぼ一定で、本超電導体の場合、第 9 図のように周波数主成分を 250 kHz 近傍にもつバースト状の音波であった (中央ドットは 250 kHz を示し、横軸 1 div あたり 50 kHz , 感度 $5 \mu\text{V/div}$, 掃引周期 10 kHz)。

〈3・2〉 定磁界における通電電流と AE 外部磁界を一定 (8.5 T) にした後、外部から通電電流を常電導転移電圧が $1 \mu\text{V}$ 以上試料に観測されるまで通電

第 9 図 バースト波形の周波数解析

Fig. 9. photograph of the wave analysis of the bursts.

第 10 図 処女通電上昇時に得られた AE 計数率と試料端子電圧

Fig. 10. Acoustic emission and the terminal voltage with sweeping transport current in a virgin state.

第 11 図 第 3 回目通電上昇時に得られた AE 計数率と試料端子電圧

Fig. 11. Acoustic emission and the terminal voltage with sweeping transport current, the third sweep.

し、その後通電電流を 0 までもどす実験を繰返し行なった。第 10 図に処女通電の、第 11 図に 3 回目の通電上昇時に得られた計数率を端子電圧と併せて図示する。なお、図中の超電導体の端子電圧の感度は $3 \times 10^{-12} \Omega \cdot \text{cm}$ の感度に相当する。また第 12 図には処女通電の全計数 (積算) を、また第 13 図には 3 回目の通電上昇・下降時の全計数を端子電圧と共に併せて記

第 12 図 処女通電上昇時の通電開始からの全計数と端子電圧

Fig. 12. Total counts and the terminal voltage with sweeping transport current in a virgin state.

第 13 図 第 3 回目通電上昇時の通電開始からの全計数と端子電圧

Fig. 13. Total counts and the terminal voltage with sweeping transport current, the third sweep.

す。これらの一連の実験は同じ電流変化率 ($dI/dt = 6.25 \text{ A/s}$) で行なわれた。

次に、この電流変化率と計数率の関係を見るために電流変化率を早く、あるいは遅くした場合の実験も行なったところ、ほぼ dI/dt に比例した計数率が観測された。また、磁界を変えて同様の実験をしたところ 8.0 T では計数率は 8.5 T のそれに比べて約 1.5 倍、9.0 T では 0.7 倍の強度を示していた。

これらの実験の結果をまとめると、

(1) 一定磁界中の通電による AE の計数の特徴は非常に鋭い谷と山を形成しており、処女通電時の場合特にこれが鋭敏であり、回を重ねると鈍化する。

(2) 電流掃引速度と計数率は、ほぼ比例関係にあ

る。

(3) 8.5T では 1,160A 付近で AE の計数率に明確な変化が見られ、後に述べる理由からこれは真の臨界電流値に非常に近く、従来の電圧端子法にて常電導電圧を検知した場合より一般的に感度が良い。

(4) 処女通電時の計数は、それに続く計数時より約 3 倍大きい。

(5) 計数率の違いはあれ、処女通電時も非処女通電時も 1,160A 付近で計数率に大きな変化を見せることに変わりはない。

(6) 通常、通電を停留した場合、計数はほぼ停止する。

(7) ところが、特殊な点 (AE 計数率が鋭いピークを示す点に多い) で通電を停留した場合は、計数は目立った減少をしない。すなわち、通電電流には AE を放出しやすい“目”のような点は何箇所か存在する。

(8) 特に常電導電圧出現後は、通電を下降させていくと、ある電流値まではほとんど AE は計数されない。この傾向は処女通電、非処女通電時を問わずに観測された。その電流値以下に通電電流を下げていくと計数増加傾向の AE が観測され、電流零に至るまでこれが続く。

4. 検 討

〈4・1〉音源についての考察 超電導体が、磁界掃引もしくは通電時にどうして、またどこから AE を放出するかについての確実な決め手は現在のところないので、我々の実験に基づいて音源を推察するしかない。従来の AE 理論から言えば、微細構造の微少部分が塑性変形を起こす際に応力が解放されるときに発生するものを AE と定義する立場から⁽³⁾⁽⁴⁾、超電導体からの AE をみると、あまりにもこの定義から外れる点が多い。すなわち、実験によれば処女励磁、処女通電時を除いて極めて再現性のある AE が得られるので、ローレンツ力そのものによって塑性変形を起こしているとは考え難い (塑性変形による AE ならばカイザー効果を示すはずである)。しかも外部磁界が低い所、もしくは通電電流が少ない所でもこの種の AE が得られ、これらは再現性に富んでいる。このような点からして、従来の意味の“アコーステックエミッション”と呼び得るかも疑問とするところである。このような再現性のある AE 特性からみて、これらの音響放出は超電導体の塑性変形によるものではなく、導体の磁化過程に伴う情伴現象と考えられる。すなわち、超電導体内の磁束にはローレンツ力に抗するピン止め力が働くので、磁束がピン止め域に停留している間はそ

の応力に伴う微小なひずみ、およびこれに伴うひずみの潜在エネルギーが、このピン止め域に存在していることを意味する。磁化に伴い、磁束がピン止め域を擦り抜けるたびにこのひずみエネルギーが解放され、そのときひずみ波が発生し、これは導体中を音速で伝搬し表面で微小音波として観測されたとすると、大略この種の AE の定性的理解が得られる。次節には、これに多少定量的考察を加えて検討したい。

〈4・2〉超電導体の磁化と AE 実験によれば、超電導体に外部磁界を印加するだけで AE が観測されている。これは超電導体の磁化過程と AE が密接に関連していることを示している。

ここでは、超電導体の磁化過程における AE を定量的に論じてみたい。簡単化のために、第 14 図以降のように、超電導体を平板状厚さ $2D$ として Bean model⁽⁵⁾⁽⁶⁾にて考察してみよう。Bean model は周知のように、磁化過程において超電導体中の各点でその点の臨界電流 J_c になるように磁束が分布するものである。すなわち超電導体内には、ピン止め力による制限を受けて導体内に磁束密度にこう配を生じ、Bean model によれば導体内の磁束にかかるローレンツ力 F は次のように表わされる。

$$F = J_c B = J_c (B_s \mp J_c x) \dots \dots \dots (1)$$

ここで、 B は超電導体の表面から内部に向かってとった距離 x の地点の磁束密度を表わし、 B_s は超電導体表面の磁束密度で、これは外部印加磁界に等しい。また負符号は磁界の上昇時に、正符号は磁界の下降時にそれぞれ適用する。外部磁界を上昇させる場合は、ピン止め力の制限を受けながら導体内部へと磁束に侵入し、下降させるときは同様の拘束を受けながら導体表面に浸出してくる。

いずれの場合にせよ、このピン止め力に逆らって磁束が擦り抜けるには、これに抗して仕事が必要なければならない。これは、一種の摩擦力に対する仕事と考えることができる。この力は、ローレンツ力を $\vec{F}$ とするとき、この抗力 f_R は次式にて表わされる。

$$f_R = -\eta \vec{F} \dots \dots \dots (2)$$

η は摩擦係数と考えられる。この f_R の力で磁束が速度 $\vec{V}$ で擦り抜けるときのパワは、次のように両者の積で表わされ

$$P = \eta \vec{F} \cdot \vec{V} \dots \dots \dots (3)$$

(1) 式を (3) 式に代入して

$$P = \eta J_c B (dx/dt) \dots \dots \dots (4a)$$

$$= \eta J_c (d\phi/dt) \dots \dots \dots (4b)$$

$$= \eta J_c (d|A|/dt) \dots \dots \dots (4c)$$

ここで、 ϕ は超電導体中の磁束を表わし、これは第 14 図以降に示す部分の面積 $|A|$ に等しい。(4c) 式から知られるように、この面積の変化率を使ってパワが表わされる。このパワは音響強度に比例すると考え、当実験ではこの音響強度は計数率 (dN/dt) に比例するように設定されている。これは

$$(dN/dt) = CP \quad \dots\dots\dots (5)$$

で表わされる。 C は第 3 章で述べたディスクリミネータのしきい値で決まる定数である。これらのパワ、あるいは計数率は、磁界の上昇・下降時における磁束分布およびローレンツ力の向きの違いから各磁化過程に応じて異なってくる。これを以下過程別に表わす。

(1) 処女磁界上昇掃引時 この場合の磁化は第 14 図のように進行し、このときの磁束 ϕ は、

$$\begin{aligned} \phi &= \int_0^x (B_s - J_c x) dx \\ &= \begin{cases} B_s^2/2J_c & \dots\dots\dots (6a) \\ B_s D - J_c D^2/2 & \dots\dots\dots (6b) \end{cases} \end{aligned}$$

ここで、前者は外部磁界が $B_s = J_c x \leq J_c D$ の範囲にあるとき、後者は $B_s > J_c D$ の範囲と積分区間が異なる。さて、これを使用して処女磁界上昇掃引時の計数率 (dN/dt) を求めてみると〔ここで、 $d\phi/dt = (\partial\phi/\partial B_s)(\partial B_s/\partial t)$ であることに注意して〕、

$$\begin{aligned} dN/dt &= CP \\ &= \begin{cases} C\eta B_s (\partial B_s/\partial t) & (0 \leq B_s \leq J_c D) \\ C\eta J_c D (\partial B_s/\partial t) & (B_s > J_c D) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

(2) 磁界下降掃引時 外部磁界をいったん B_T まで到達させて後、降下したときの B_T からの磁束変化分は、前項と同様二つの過程で表わされ、第 15 図のようになり

第 14 図 処女磁界上昇時の磁化過程

Fig. 14. The magnetization in a virgin field sweep-up.

第 15 図 磁界下降掃引時の磁化過程

Fig. 15. The demagnetization in sweep-down the field.

第 16 図 非処女磁界上昇時の磁化過程

Fig. 16. The magnetization in non-virgin field sweep up.

$$\phi = \begin{cases} (B_T - B_s)^2/4J_c & \text{ただし, } (B_T - 2J_c D \leq B_s \leq B_T) \\ \dots\dots\dots (8a) \\ (B_T - B_s - J_c D) D & \text{ただし, } 0 \leq B_s < B_T - 2J_c D \\ \dots\dots\dots (8b) \end{cases}$$

よって計数率は、それぞれ

$$dN/dt = CP = (C\eta/2)(B_T - B_s) \times (-\partial B_s/\partial t) \quad \dots\dots\dots (9a)$$

ただし、 $(B_T - 2J_c D \leq B_s \leq B_T)$

$$dN/dt = CP = C\eta J_c D (-\partial B_s/\partial t) \quad \dots\dots\dots (9b)$$

ただし、 $(0 < B_s < B_T - 2J_c D)$

(3) 非処女磁界上昇掃引時 外部磁界を零にしても、導体内には第 16 図のようにピン止めによってトラップされた磁束が存在しており、この磁束は運動に寄与しないことを考慮して、磁束変化量 ϕ は、

$$\phi = \begin{cases} B_s^2/4J_c & (0 < B_s \leq 2J_c D) \quad \dots\dots\dots (10a) \\ (B_s - J_c D) D & (B_s > 2J_c D) \quad \dots\dots\dots (10b) \end{cases}$$

となり、よって計数率は次のようになる。

$$\begin{aligned} dN/dt &= \begin{cases} C\eta/2 \cdot B_s (\partial B/\partial t) & (0 < B_s \leq 2J_c D) \\ \dots\dots\dots (11a) \\ C\eta J_c D \cdot D (\partial B/\partial t) & (B_s > 2J_c D) \\ \dots\dots\dots (11b) \end{cases} \end{aligned}$$

これらの結果をまとめて図示すると、第 17 図のような表面磁束密度 B_s と計数率の関係が得られる。

以上、超電導体の磁化過程と AE の計数率の関係について、磁束線がピン止め域を外れるときの拘束力と磁束速度から求めたパワを AE のパワ強度、すなわち今回は計数率に対応させた結果、前章の実験結果を大

第 17 図 理論から得られた各磁界掃引時における表面磁束密度と計数率

Fig. 17. Counting ratio vs. B_s in various sweeping condition from our theory.

略において説明することができる。すなわち、

(a) 処女および非処女磁界上昇掃引時を比べてみると、処女掃引時のときはピークは $B_s = J_c D$ で、非処女掃引時のピーク ($B_s = 2J_c D$ のところ) より大きい。

(b) 下降掃引時は、処女・非処女過程を問わず同じ結果になる。また、 $B_r - 2J_c D < B_s < B_r$ の範囲で大きな計数率が得られる。

(c) 磁界上昇もしくは下降速度、すなわち $|dB_s/dt|$ に計数率は比例する。

(d) 計数率が J_c に比例するところから、 J_c の磁界依存性が逆に計数率によって知られる。

次に、この理論で実験結果と大きく違うところは、

(i) 処女上昇掃引時には、もっと不規則で大きな計数が観測された。

(ii) 磁界下降掃引時は J_c に比例して計数率が増加するはずであるが、実験ではある地点 ($B_s \approx 2J_c D$ であろう) 以下の磁界では計数率も減少し、これは零磁界まで続く。

これらの不一致は、(i) 項については処女磁界上昇掃引時は導体内において Bean model のように、ピン止め力は均質に分布していないためと考えられ、(ii) 項については (3) 式にみるように、本論文の観点が計数率はローレンツ力と磁束がピン止め力を外れるときの速度の積に比例するとして進められているが、実際は低磁界ではローレンツ力も減少し、従ってその抗力も小さくなるので、磁束のピン域を外れるときの速度もある一定しきい値以下になると考えられ、その結果、衝撃状の AE の計数が減るものと考えられる。

〈4・3〉 通電電流と AE 前節の理論を踏襲して考えてみる。一定磁界 B_0 を印加して通電電流を上昇させると、磁束の変化は

$$\phi = (I/2a)(D + I/4aJ_c) \dots \dots \dots (12)$$

ただし、 a : 長さの単位をもつ定数

また、 $d\phi/dt = \partial\phi/\partial I (\partial I/\partial t)$ であるから、計数率は

$$\begin{aligned} dN/dt &= CP \\ &= (C\eta/2a)(J_c D + I/2a)(\partial I/\partial t) \end{aligned} \dots \dots \dots (13)$$

となって、これは実験結果を説明しない。すなわち、これは計数率は電流の増加に伴って増加するはずであるが、実験の結果は計数率が鋭敏に山と谷を有するのこぎり状を示し、(13) 式のように簡単にはなっていない。すなわち磁界掃引の場合、磁界 0 から 8.5 T と大きなレンジで磁束が変化するので、磁束の変化のみで大略説明できたが、通電電流による自己磁界のレンジは 0 A → 1,000 A でも 0.054 T、1/160 に過ぎない。この場合、磁束の分布の変化が均一に行なわれるとする Bean model では、かかる磁束の不規則な動きは説明できない。

実験結果では、通電電流のほぼ 50 A を周期にして鋭いピーク状の AE が繰返しカウントされている。これは、計数率 $= C\eta \cdot (\text{ローレンツ力}) \times (\text{磁束速度})$ とする立場からは磁束速度が非常に不規則な値をとっている。すなわち静から動、再び静から動と間欠的に磁束が導体内に侵入していることに対応していると考えられる。我々の使用している導体では、この 50 A は 0.0027 T (= 27 ガウス) にあたり、導体中に存在する 200 本の心線中で起こるホッピングか、心線間のそれによる音響かは現在のところ不明であるが、それらの両方の共同現象と思われる。ともかく、この計数率の鋭い増減を繰返ししながら、通電電流を増加するに従って磁束は最大磁界こう配、すなわち I_c に近づくにつれ飽和状態になり、磁束が動きが鈍化し、AE の計数が最小となる。さて、いったん I_c を越した場合、ピンの制限を越えた電流に応じた自己磁束は、磁束流を形成するので計数率の増加が著しくなる。更に通電が続くと磁束流により導体温度が上昇し、臨界電流密度 J_c に減少をきたす。この磁束分布こう配の鈍化に伴う磁束変化による AE の増加も加わるので、AE の計数率の増加に拍車がかかる。これは、磁束流状態でも計数率に鋭いピークが存在することから理解され、このよう配鈍化現象に伴う AE の放出を繰返ししながら常電導転移してゆくと考えられる。

逆に、AE の計数率が一番静かになるところ、すなわち AE の計数率最小のところをもって試料の実磁界上の臨界電流 I_c と定義することができる。本実験では、この音響測定による I_c (AE) の方が $5 \times 10^{-12} \Omega \cdot \text{cm}$ の感度で計測した I_c (抵抗) より、約 70 A 先行

して検知している。このように音響測定からは I_c の絶対計測が可能となる。

〈4・4〉 AE 測定と電圧測定 それでは、音響計測の方が電圧測定より感度良く I_c の測定や磁束の動きを捕捉できるのであるかということについては、次のように推定される。このような音響計測はパワ測定であり、音圧変化の平均2乗値⁽⁷⁾を測定しているので、磁束の運動方向によらず各磁束が導体内を移動すれば、それに伴うパワ消費はひずみ波として伝わり、音響素子はそのスカラー和を観測する。一方、電圧測定によるものは各磁束の運動速度に比例する微小電圧を、全導体内にわたってベクトル的に総和して観測するものとされ、各磁束が加速・減速を繰返して導体内に侵入していくときは一種の雑音電圧として観測され、微小なクリープ電圧はこれにマスクされる。すなわち、 I_c として試料の端子電圧が情報をもたらすのは磁束がネットに定方向移動が相当進んだときである。この場合、測定感度にも依存するので一種の相対測定といえ、これは AE の I_c 計測より遅れがちになる。

〈4・5〉 AE と伝搬 超電導導体と相対した銅材の上に取り付けた素子でも、導電導体部の計測強度の約1/10の強度で超電導導体と同じ傾向の AE が観測された。すなわち、AE は銅ジャンパあるいは支持体を通して伝搬しており、これは AE 素子の設置場所に相当な余裕があることを意味する。なお、電流リード上の素子には支持体のためであろうが、AE は観測されなかった。

5. む す び

以上の実験および検討の結果、次の事実が明らかになった。

(1) 超電導導体に外部磁界を印加すると、その磁化過程に伴う音響放出が超電導体内から観測される。逆に、この音響放出により超電導導体の磁化の進行状況が測定される。特に臨界電流密度 J_c の磁界依存性が知られる。

(2) 定磁界において通常電流を流す場合、その試料の臨界電流値 I_c を AE の計数率の変化から明瞭に検知でき、これは電圧法による I_c が測定感度に依存するのに対し、AE 法によるものは絶対 I_c 測定と考えられる。

(3) 超電導導体からの音響放出は、磁束のピン止め域に蓄えられたひずみエネルギーが、磁束がその域から擦り抜けるときに解放され、そのときひずみ波が発生する。

(4) 放出される音響周波数は、超電導導体の構造上で決まり、ほぼ一定周波数である (本実験の場合 250 kHz)。

以上のことから、超電導導体自らが超音波音響を放出していることが明確であり、このパワ強度を観測することにより超電導導体の磁化過程はもちろん、通電状態を監視できることがわかった。これらの音響法による計測は、磁束の運動が音場の信号に変換されているので電磁気系からの雑音じょう乱に強く、今後超電導導体の特性解析研究に役立つと同時に大容量超電導磁石の監視技術の一助となれば幸いである。

終りに、この実験は Massachusetts Institute of Technology の Francis Bitter National Magnet Laboratory の好意を得て研究できたものであり、ここに絶大な感謝の意を表します。また、この研究を進めるにあたり、同研究所の Iwasa 博士の激励と有意義なディスカッションを、また Sinclair 氏には実験の援助をいただきました。水冷マグネットの運転とエレクトロニクスの御協力を Rubin 氏、Albano 氏からいただきました。ここに心よりお礼申し上げます。

(昭和54年5月7日受付)

文 献

- (1) H. Nomura, et al.: *Cryogenics*, **17**, 471 (1977)
- (2) 野村・高久・小山・酒井: 低温工学, **13**, 2, 84 (昭53)
- (3) 尾上: 金属材料, **10**, 94 (昭45)
- (4) R. T. Sedgwick: *J. Appl. Phys.*, **39**, 1728 (1968)
- (5) C. P. Bean: *Phys. Rev. Letters*, **11**, 149 (1963)
- (6) W. A. Fietz, et al.: *Phys. Rev.*, No. 136 A, 335 (1964)
- (7) 西巻: 電気音響振動学 (電気通信学会編)