

<研究報告>超音波による磁束格子の剪断変形に対するピン止め特性

| | |
|----------|---|
| 著者 | 里中 俊則, 奥 高洋, 野見山 輝明, 堀江 雄二, 宮崎 智行 |
| 雑誌名 | 鹿児島大学工学部研究報告 |
| 巻 | 42 |
| ページ | 91-95 |
| 別言語のタイトル | PINNING PROPERTIES OF FLUX LINE LATTICE DUE TO ULTRASONIC SHEAR DEFORMATION |
| URL | http://hdl.handle.net/10232/553 |

<研究報告>超音波による磁束格子の剪断変形に対するピン止め特性

| | |
|----------|---|
| 著者 | 里中 俊則, 奥 高洋, 野見山 輝明, 堀江 雄二, 宮崎 智行 |
| 雑誌名 | 鹿児島大学工学部研究報告 |
| 巻 | 42 |
| ページ | 91-95 |
| 別言語のタイトル | PINNING PROPERTIES OF FLUX LINE LATTICE DUE TO ULTRASONIC SHARE DEFORMATION |
| URL | http://hdl.handle.net/10232/00001243 |

超音波による磁束格子の剪断変形に対するピン止め特性

里中 俊則*、奥 高洋**、野見山 輝明、堀江 雄二、宮崎 智行

PINNING PROPERTIES OF FLUX LINE LATTICE DUE TO ULTRASONIC SHEAR DEFORMATION

Toshinori SATONAKA, Takahiro OKU, Teruaki NOMIYAMA
Yuuji HORIE and Tomoyuki MIYAZAKI

The instability of the flux pinning state in high temperature superconductors was investigated by means of the ultrasonic excitation of the shear deformation of flux line lattice. A maximum was observed in the energy dissipation both for the compressive and the shear deformation excited by ultrasound. However, the dissipation due to the shear deformation was too large to be explained by the model based on the thermal excitation of flux lines.

1. はじめに

高温超伝導体は層状の結晶構造のために磁束ピン止め力は従来の超伝導体ほど大きくはなく、さらに磁束ピン止めへの熱励起の影響が大きいいため、超伝導転移温度以下でも磁束がピン止めからはずれる現象が生じることが知られている。しかし、磁束格子の状態はそれほど単純ではなく、近年、磁場-温度面 (H - T 面) 上で磁束格子の状態を表す相図を書くために、さまざまな実験が行われている。^{1,2)}

例えば、 H - T 面上での境界線の1つである、磁束が集团的にピン止めからはずれるデピンニングラインよりも低温、低磁場側では、磁束線格子は秩序のある状態であるが、高温、高磁場側では磁束線格子は液体状態である。従って、デピンニングライン付近で磁束格子の相転移が起こっているものと考えられる。もしこの相転移が1次転移であれば、相転移点で磁束線格子の剪断弾性定数 C_{66} がゼロとなり、鋭く大きなエネルギー散逸が

起こるはずである。

これまで我々はピン止めされた磁束格子に縦波超音波による圧縮歪みを印加し、発生した磁束フロー起電力を測定することによって、磁束ピン止め状態を調べてきた。^{3,4)} この方法は測定結果が試料の形に依存せず、また多結晶試料であっても結晶粒界の影響が少なく、任意の変形を磁束格子に加えることができるという点で、磁束格子の動的な振る舞いを調べる測定法としてすぐれている。

そこで、本研究では横波超音波を用いて C_{66} に関係する剪断変形を加え、発生したフロー起電力の温度依存性の測定を行ない、ピン止め特性について考察を行った。

2. 測定の原理と方法

図-1に測定の概念図を示す。磁場 H を加えて磁束をピン止め状態にし、磁場 H と垂直な方向に電流 I を流すことによりローレンツ力 F_L を発生させる。試料にとりつけたトランスデューサーにより、 F_L の方向 (k) に超音波を伝搬させ、 H にも F_L にも垂直な方向 (u) に変位する横波超音波を印加す

2000年7月15日受理

* 博士前期課程電気電子工学専攻

** 博士後期課程物質生産工学専攻修了

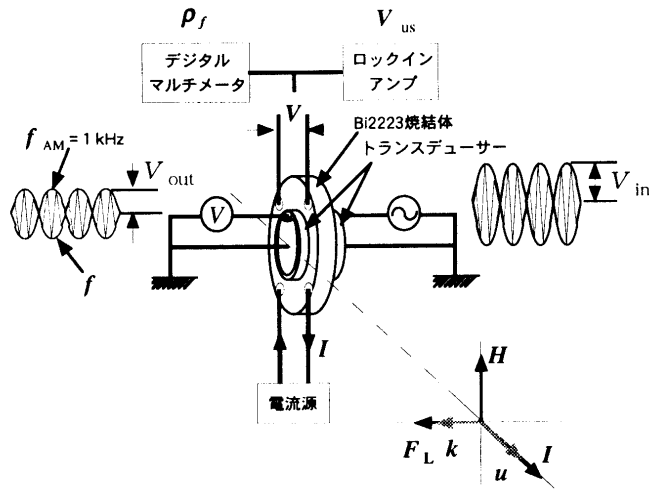


図-1 測定の概念図

ると、磁束格子はピン止めを介して剪断変形を受ける。この変形によってピン止めからはずれた磁束は F_L によってフローし、フロー起電力 V_{us} を発生する。

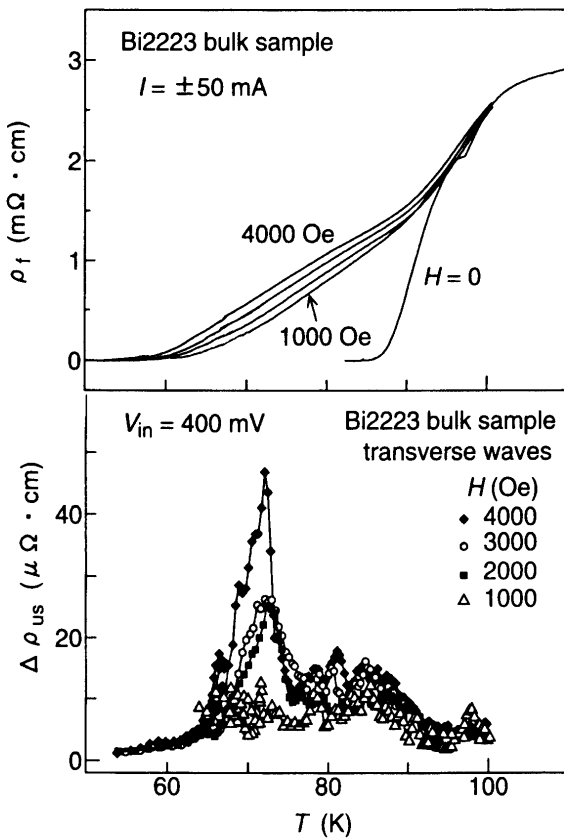


図-2 ρ_f と横波超音波によって発生した $\Delta\rho_{us}$ の温度依存性

本実験では $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (Bi2223) の円盤状の焼結体多結晶を試料として用いた。試料を極低温冷凍機を用いて冷却し、ヘルムホルツ型鉄心マグネットで磁場1000、2000、3000、4000 Oeを印加した。ローレンツ力を発生させるため、50 mAの電流 I を磁場 H と垂直な方向に流した。そのあと、横波発生用トランスデューサー(LiNbO₃, Y-cut, 基本周波数=10 MHz)により円盤状の試料を共振させ、超音波による発熱の影響を除去するために $f_{AM}=1\text{kHz}$ で振幅変調させ、ロックインアンプにより変調周波数成分をもったフロー起電力を測定した。

3. 実験結果

図-2に横波超音波を加えた結果を、また比較のために、図-3には縦波超音波を加え圧縮変形を加えた場合の測定結果を示す。いずれの試料でも電気抵抗率 ρ_f は磁場の増大に従って低温側まで

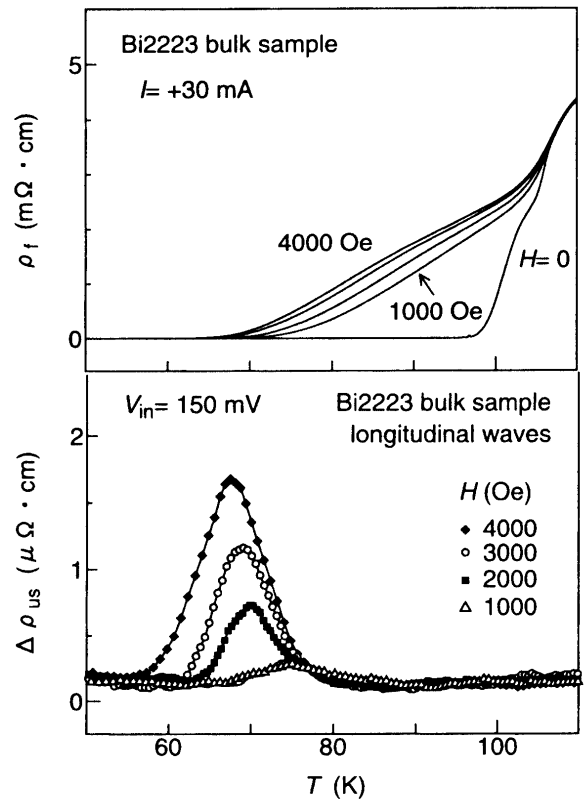


図-3 ρ_f と縦波超音波によって発生した $\Delta\rho_{us}$ の温度依存性

裾を引くようになり、ゼロ抵抗を示す温度は20～30 K程度下がっていることがわかる。

超音波によって励起されたフロー抵抗 $\Delta\rho_{us}$ にはピークが観測され、このピークは磁場の増大とともに高くなっている。また、横波超音波を加えた場合は最も高いピークの高温側にもう一つの小さなピークも確認された。さらに、縦波超音波を加えたときに比較して、磁場によるピーク位置の変化が小さく、電気抵抗が現れ始める温度よりかなり高い温度に磁束フローのピークが存在することが確認された。

4. 考察

超伝導体においてローレンツ力による駆動力が小さく、熱励起の影響が大きな場合の磁束フローはTAFF(Thermally Asisted Flux Flow)⁵⁾のモデルにより、よく説明される。ローレンツ力が働いているときの磁束のピン止めポテンシャルの状態を図-4に示す。超音波を加えない場合の磁束フロー抵抗は

$$\rho_f = \rho_0 \exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) \sinh\left(\frac{W_L}{k_B T}\right), \quad (1)$$

$$W_L = jBv_d \ell, \quad (2)$$

のように表される。ここで、ローレンツ力による仕事 W_L は、磁束の運動の単位である磁束バンドル

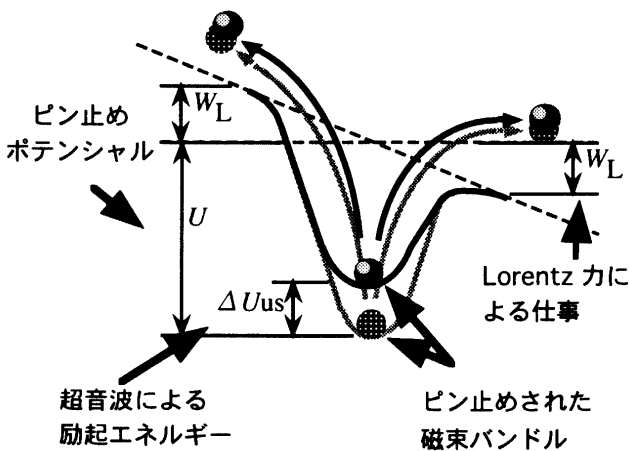


図-4 磁束ピン止めポテンシャル

の体積 v_d と磁束の跳躍距離 ℓ で表される。この状態で超音波を加えると、図-4のように超音波歪によって ΔU_{us} だけピン止めポテンシャルが浅くなるため、

$$\rho'_f = \rho_0 \exp\left(-\frac{U - \Delta U_{us}}{k_B T}\right) \sinh\left(\frac{W_L}{k_B T}\right) \quad (3)$$

のようになる。従って、超音波により励起された磁束フロー抵抗 $\Delta\rho_{us}$ は超音波を加えたときに加えないときのフロー抵抗の差として求まり、

$$\Delta\rho_{us} \equiv |\rho'_f - \rho_f| \sim \frac{\Delta U_{us}}{k_B T} \rho_f \quad (4)$$

のようになる。

また、超音波による励起エネルギー ΔU_{us} は

$$\Delta U_{us} = \tilde{U}_{66} - U_{66} = \int dV \frac{1}{2} (\tilde{c}_{66} - c_{66}) \epsilon_6^2 \quad (5)$$

$$= \int dV \frac{1}{2} C_{66} \epsilon_6^2 \frac{\omega^2}{\omega^2 + (C_{66} \Gamma k_z^2)^2} \propto \Delta s_t^2. \quad (6)$$

のように表される。ここで、 U_{66} と c_{66} は試料の弾性エネルギーと弾性定数で、チルダは磁場をかけたときのものを表す。また、 ϵ_6 は超音波歪、 C_{66} は磁束格子の弾性定数、 Γ は磁束格子と結晶格子の相互作用を洗わずパラメータで、 k_z は超音波の波数を表す。Pankert⁶⁾によってTAFFモデルで計算された弾性定数の磁場変化に対する式を用いると式(6)のようになり、 ΔU_{us} は音速変化 Δs_t と同様な振る舞いを示すことが分かる。

(6)式を(4)式に代入することにより、超音波により励起された磁束フロー抵抗 $\Delta\rho_{us}$ を求めることができ、次のように超音波の減衰係数 $\Delta\alpha_t$ と同様な振る舞いを示すことが分かる。⁷⁾

$$\Delta\rho_{us} = \int dV \frac{1}{2} C_{66} \epsilon_6^2 \frac{\mu_0}{k_B T} \left(\frac{\omega}{k_z}\right)^2 \frac{C_{66} \Gamma k_z^2}{\omega^2 + (C_{66} \Gamma k_z^2)^2} \propto \Delta\alpha_t. \quad (7)$$

このときの式(6)と(7)のグラフの概形を図-5に示

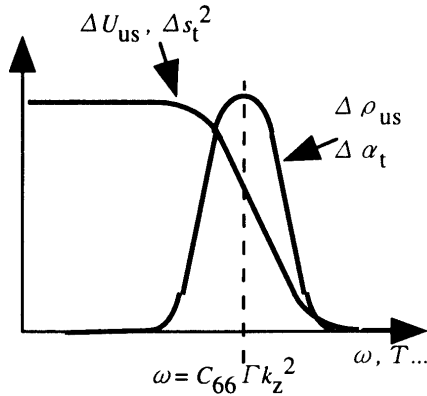


図-5 ΔU_{us} と $\Delta \rho_{us}$ の ω 、 T に対する変化

す。このように

$$\omega = C_{66} \Gamma k_z^2, \quad (8)$$

を満たすとき $\Delta \rho_{us}$ は緩和型のなだらかなピークを、 ΔU_{us} はステップを持つことがわかる。

式(8)からピーク位置 T_p でのフロー抵抗 $\rho_f(T_p)$ を

$$\rho_f(T_p) = \mu_0 \frac{\omega}{k_z^2} = \frac{1}{4\pi^2} \mu_0 \omega \lambda^2, \quad (9)$$

のように求めることができる。式(9)に実験で用いた超音波の周波数 f と波長 λ を代入して計算した結果を表-1に示す。また、図-6にピーク位置でのフロー抵抗 $\rho_f(T_p)$ の理論値と実験値の比較を示す。この図より剪断変形を加えた場合のほうが圧縮変形の場合より理論値と実験値のずれが大きいことが分かる。

フロー抵抗 $\Delta \rho_{us}(T_p)$ のピークの大きさは

$$\Delta \rho_{us}(T_p) = \frac{\mu_0}{k_B T} \frac{\omega}{k_z^2} \frac{1}{2} \int dV \frac{1}{2} C_{66} \epsilon_6^2 \quad (10)$$

表-1 $\rho_f(T_p)$ の計算結果

| | 剪断変形(C_{66}) | 圧縮変形(C_{11}) |
|---------------|---|---|
| f | 9.1 MHz | 10.0 MHz |
| λ | 1.9×10^{-4} m | 2.0×10^{-4} m |
| $\rho_f(T_p)$ | 6.6×10^{-6} $\Omega \cdot \text{cm}$ | 8×10^{-6} $\Omega \cdot \text{cm}$ |

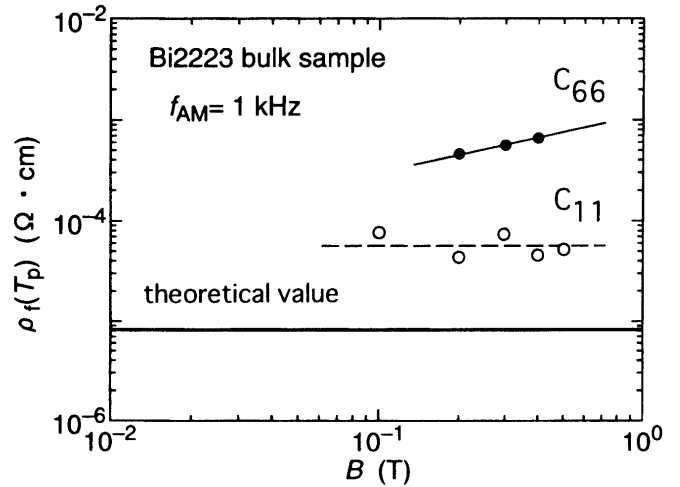


図-6 ピーク位置でのフロー抵抗 $\rho_f(T_p)$ の実験値と理論値の比較

と表される。剪断変形と圧縮変形で磁束バンドルのサイズがほぼ等しいと仮定すると、超音波歪み ϵ は縦波の方が大きく($\epsilon_1 > \epsilon_6$)、磁束格子の弾性定数 C も圧縮変形の方がはるかに大きい($C_{11} \gg C_{66}$)ので、剪断変形と圧縮変形に対して、

$$\frac{|\Delta \rho_{us}(T_p)|_{66}}{|\Delta \rho_{us}(T_p)|_{11}} \sim \frac{C_{66} \epsilon_6^2}{C_{11} \epsilon_1^2} \ll 1 \quad (11)$$

が成り立つ。しかし実験では、例えば4000 Oeで式(11)の値は ~ 28 となり理論と完全に矛盾する。

5. まとめ

磁束格子に横波超音波を加え、剪断変形を与えることにより生じた磁束フロー起電力の温度依存性を測定し、フロー起電力に大きく鋭いピークを確認した。

TAFFによる超音波歪みの散逸モデルを用いて理論的な説明を試みたところ、散逸ピークの生ずる温度が理論からかなりずれており、ピークの幅は歪みの熱的な緩和によるものにしては狭く、ピークの大きさも圧縮変形を与えたときよりも、はるかに大きいという結果が得られた。

これらの結果より、剪断変形によって生じた磁束フローはTAFFによるエネルギー散逸によるものではないことは明らかではあるが、磁束格子の相転移によるものであるかどうかを確かめるには、

さらに単結晶試料を用いてピン止めの異方性の影響を分離するとともに、超音波の周波数などを変化させて系統的に調べていく必要がある。

参考文献

- 1) 小林典男、固体物理、30 (1995) 469.
- 2) T. Hanaguri, T. Tsuboi, A. Maeda, T. Nishizaki, N. Kobayashi, Y. Kotaka, J. Shimoyama and K. Kishio, Physica C 256 (1996) 111.
- 3) Y. Horie, A. Youssef, T. Oku, J. Maneki, Y. Tsutsui, T. Miyazaki, F. Ichikawa, T. Fukami and T. Aomine, Jpn. J. Appl. Phys. 33 (1994) L1511.
- 4) Y. Horie, A. Youssef, T. Oku, J. Maneki, T. Nomiya, T. Miyazaki and L. Rinderer, Physica C 258 (1996) 293.
- 5) M. Tinkham, Introduction to superconductivity (Mc Graw Hill, New York, 1975) p.176
- 6) J. Pankert, Physica C 168 (1990) 335.
- 7) Y. Horie, T. Miyazaki, T. Fukami and A. Youssef, Physica C 176 (1991) 521.