

# 鉄珪化物超伝導体 $\text{Lu}_2\text{Fe}_3\text{Si}_5$ の上部臨界磁場

## Upper Critical Field of Iron Silicide Superconductor $\text{Lu}_2\text{Fe}_3\text{Si}_5$

東大・工 仲島 康行, 日高 輝, 為ヶ井 強  
 東北大・金研 西寄 照和, 佐々木 孝彦, 小林 典男  
 Y. Nakajima<sup>1</sup>, H. Hidaka<sup>1</sup>, T. Tamegai<sup>1</sup>, T. Nishizaki<sup>2</sup>, T. Sasaki<sup>2</sup>, and N. Kobayashi<sup>2</sup>  
<sup>1</sup>Department of Applied Physics, The University of Tokyo  
<sup>2</sup>Institute for Materials Research, Tohoku University

### 1. はじめに

2001年における  $T_c = 39\text{K}$  の  $\text{MgB}_2$  の発見から、複数の秩序変数をもつ超伝導体が注目を集めている[1]。このようなマルチギャップ超伝導体の普遍的な振る舞いを明らかにするために  $\text{MgB}_2$  以外の単純な2ギャップ超伝導体の探索が精力的になされてきた。このような中、最近われわれは、精密な低温比熱測定において、鉄珪化物超伝導体  $\text{Lu}_2\text{Fe}_3\text{Si}_5$  ( $T_c = 6\text{K}$ ) が  $\text{MgB}_2$  と同様2ギャップ超伝導体であることを明らかにした[2]。この物質は2つのギャップを担うバンドが状態密度に寄与する割合がほぼ同じで、2ギャップ超伝導体を調べるうえで模範的な物質となる可能性がある。本報告では、この物質における2ギャップ超伝導の詳細を明らかにするために、純良な単結晶を作製し、上部臨界磁場を詳細に調べた。

### 2. 実験方法

$\text{Lu}_2\text{Fe}_3\text{Si}_5$  の単結晶は FZ 法で育成し、 $1250^\circ\text{C}$  で5日間、その後  $800^\circ\text{C}$  で4週間アニールした。上部臨界磁場の測定には15T超伝導マグネットを用いて磁場を印加し、電気抵抗の転移の midpoint から決定した。

### 2. 実験結果と考察

Fig. 1 に  $ab$  面内および  $c$  軸方向の上部臨界磁場  $H_{c2}$  の温度依存性を示す。どちらの軸方向でも  $T_c$  から  $T_c/3$  の温度領域において、 $H_{c2}$  は温度が下がるにつれ直線的に増加する。この振る舞いは通常の第II種超伝導体の上部臨界磁場を記述する Werthamer-Helfand-Hohenberg (WHH) 理論から期待されるものと大きく異なる (Fig. 1 細線)。この理論では絶対零度における上部臨界磁場  $H_{c2}(0)$  と  $T_c$  近傍での  $H_{c2}$  の傾きの間に次のような関係式がある[3]。

$$H_{c2}(0) = 0.69T_c \left| \frac{dH_{c2}}{dT} \right|_{T=T_c} \quad (1)$$

$\text{Lu}_2\text{Fe}_3\text{Si}_5$  における  $H_{c2}(0)$  は  $\sim 11\text{T}$  ( $H//c$ ) および  $\sim 6\text{T}$  ( $H//a$ ) であり、これらはそれぞれ  $\sim 0.9T_c \left| \frac{dH_{c2}}{dT} \right|_{T=T_c}$  となり、WHH理論から期待されるものよりも非常に大きな値となる。

Fig. 2 に上部臨界磁場の異方性  $\gamma = H_{c2}^{ab}/H_{c2}^c$  の温度依存性を示す。 $\gamma$  の値はほぼ0.5であり、ほとんど温度依存しない。このことは異方性が強く温度依存する典型的な2ギャップ超伝導体  $\text{MgB}_2$  の場合とは大きく異なる[4,5]。

Fig. 3 にいくつかの温度における上部臨界磁場の角

度依存性を示す。ここで  $\theta$  は磁場と  $ab$  面がなす角度

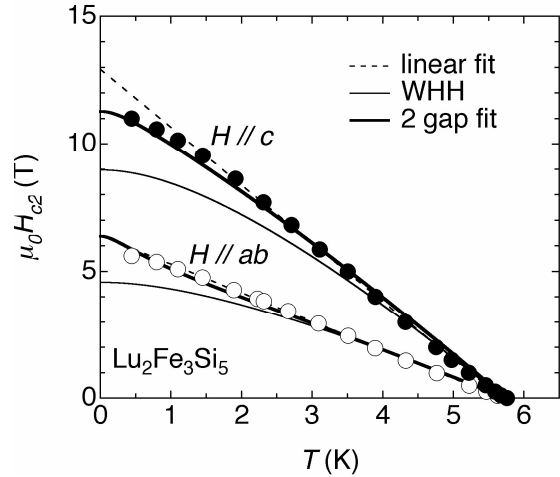


Fig. 1 Temperature dependence of the upper critical fields along  $ab$ - and  $c$ -axis for  $\text{Lu}_2\text{Fe}_3\text{Si}_5$ . Dashed lines represent linear fits to the data. Thin lines are the WHH curves. Thick lines represent the calculation by the two-gap model.

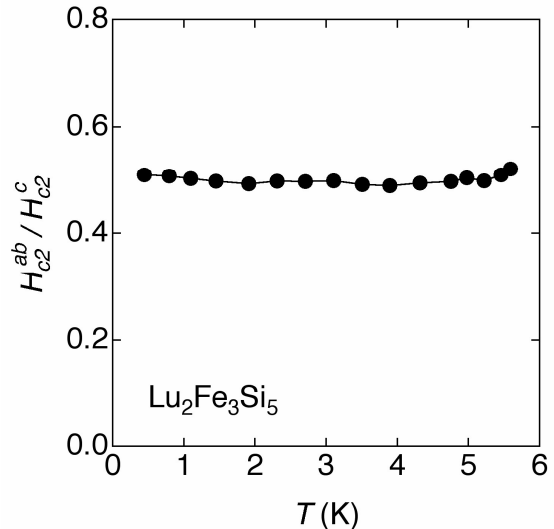


Fig. 2. Temperature dependence of the anisotropy of the upper critical field  $H_{c2}^{ab}/H_{c2}^c$ .

である。Fermi面の異方性を反映して  $H_{c2}$  は2回対称の振る舞いを示す。単純な異方的超伝導体では  $H_{c2}$  の角度依存性は異方的 GL モデル

$$H_{c2}(\theta) = H_{c2}^{ab} / \sqrt{\cos^2 \theta + \gamma^2 \sin^2 \theta} \quad (2)$$

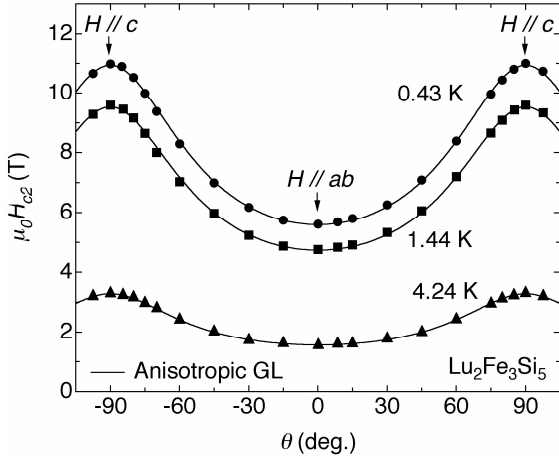


Fig.3. Angular dependence of the upper critical field for  $\text{Lu}_2\text{Fe}_3\text{Si}_5$ . Solid lines represent the curve calculated by the anisotropic GL model.

でよく記述できることが知られている。Fig.3 の実線は式(2)を用いてフィッティングを行ったものであり、実験結果とよく一致していることがわかる。この結果は  $\text{MgB}_2$  とは異なるものである。 $\text{MgB}_2$  では2つのギャップを担う異方性の異なるバンドの存在のため、 $H_{c2}$  の角度依存性がGLモデルからずれることが知られている[5]。

$\text{Lu}_2\text{Fe}_3\text{Si}_5$  における上部臨界磁場の特徴をまとめると、異常な  $H_{c2}$  の温度依存性、きわめて大きな  $H_{c2}(0)$  の値、温度依存しない  $H_{c2}$  の異方性、そしてGLモデルで説明できる  $H_{c2}$  の角度依存性が挙げられる。これらの結果は、 $\text{MgB}_2$  と異なるものである。これらの振る舞いを理解するために、2ギャップ超伝導体の上部臨界磁場を記述する理論[6,7]で解析を試みる。この理論では上部臨界磁場は、

$$a_0[\ln t + U(h)][\ln t + U(\eta h)] + a_1[\ln t + U(h)] + a_2[\ln t + U(\eta h)] = 0 \quad (3)$$

$$U(x) = \psi(x + 1/2) - \psi(1/2) \quad (4)$$

とかける。ここで  $t = T/T_c$ 、 $h = H_{c2} D_i / 2 \phi_0 T$ 、 $\eta = D_2 / D_1$ 、 $D_i$  はバンド  $i$  の拡散係数である。 $\psi$  はガンマ関数で、 $a_0 = 2w/\lambda_0$ 、 $a_1 = 1 + \lambda_-/\lambda_0$ 、 $a_2 = 1 - \lambda_-/\lambda_0$ 、 $w = \lambda_{11}\lambda_{22} - \lambda_{12}\lambda_{21}$ 、 $\lambda_0 = (\lambda_+^2 + 4\lambda_{12}\lambda_{21})^{1/2}$ 、 $\lambda_{\pm} = \lambda_{11} \pm \lambda_{22}$ 。添え字1, 2はそれぞれ大, 小のギャップを担うバンドを示す。これらの式を用いて上部臨界磁場を計算したものが Fig. 1 中の太線であり、非常によく実験結果を示している。計算に用いたパラメーターは  $\lambda_{11} = 0.202$ 、 $\lambda_{22} = 0.103$ 、 $\lambda_{12} = 0.059$ 、 $\lambda_{21} = 0.053$ 、 $\eta = 0.19$  である。また、この理論によれば、2ギャップ超伝導体における  $H_{c2}$  の角度依存性は、

$$H_{c2}(\theta) = 8\phi_0(T - T_c) / \pi [a_1 D_1(\theta) + a_2 D_2(\theta)] \quad (5)$$

と表されることが知られている。ここで

$$D_i(\theta) = [D_i^{(ab)^2} \cos^2 \theta + D_i^{(ab)} D_i^{(c)} \sin^2 \theta]^{1/2}$$

であり、2つのバンドの異方性の寄与がある。一方、 $\text{Lu}_2\text{Fe}_3\text{Si}_5$  においてフィッティングから得られたパラメーターを用いると  $a_2 D_2 / a_1 D_1 \ll 1$  となり、角度依存性は大きなギャップを担うバンドの異方性のみ支配される。したがって、バンド計算から期待されるように大きなギャ

ップをもつバンドが擬一次元的であると仮定すると、 $\text{Lu}_2\text{Fe}_3\text{Si}_5$  の  $H_{c2}$  の角度依存性が単一ギャップのGLモデルでよくフィッティングできることが説明できる。

#### 4. まとめ

われわれは  $\text{Lu}_2\text{Fe}_3\text{Si}_5$  単結晶を育成し、上部臨界磁場を詳細に調べた。その結果、異常な  $H_{c2}$  の温度依存性、きわめて大きな  $H_{c2}(0)$  の値、温度依存しない  $H_{c2}$  の異方性、そしてGLモデルで説明できる  $H_{c2}$  の角度依存性が観測された。これらの結果は、 $\text{MgB}_2$  と異なるものである。2ギャップ超伝導体における  $H_{c2}$  の理論を用い、バンド計算から期待されるように大きなギャップをもつバンドが擬一次元的であると仮定すると、これらの結果をよく説明できることを明らかにした。

#### 参考文献

- [1] J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani, J. Akimitsu, Nature (London) **410** (2001) 63.
- [2] Y. Nakajima, T. Nakagawa, T. Tamegai, H. Harima, Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 157001.
- [3] N. R. Werthamer, E. Helfand, P. C. Hohenberg, Phys. Rev. **147** (1966) 295.
- [4] L. Lyard, P. Szabo, T. Klein, J. Marcus, C. Marcenat, K. H. Kim, B. W. Kang, H. -S. Lee, S. -I. Lee, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 057001.
- [5] A. Rydh, U. Welp, A. E. Koshelev, W. K. Kwok, G. W. Crabtree, R. Bruseti, L. Lyard, T. Klein, C. Marcenat, B. Kang, K. H. Kim, K. H. P. Kim, H. -S. Lee, S. -I. Lee, Phys. Rev. B **70** (2004) 1325503.
- [6] A. Gurevich, Phys. Rev. B **67** (2003) 184515.
- [7] A. Gurevich, Physica C **456** (2007) 160.