反強磁性超伝導体 UPtaの熱膨張の理論

今野理喜男*、小原雅樂***、伊藤豊治*、神田毅*、仲森昌也**、畑山伸訓*

Theory of thermal expansion of antiferromagnetic superconductor UPt₃

Konno Rikio*, Kohara Uta***, Toyoharu Itoh*, Kanda Takeshi*, Nakamori Masaya**, Hatayama Nobukuni*

Thermal expansion of antiferromagnetic superconductor UPt₃ was studied by using the Landau-Ginzburg expansion near the Neel temperature and the superconducting transition temperatures. We find that the thermal expansion coefficient has T-linear dependence near the transition temperatures.

Keyword Antiferromagnetic superconductor, thermal expansion, transition temperatures

1. 導入

反強磁性超伝導体 UPt₃が、活発に研究されてきた[1-5]。 超伝導転移温度は約 0.5K である。 μ SR の実験と中性子散乱の実験から、ネール温度は約 5K であることが実験的に見出された[4]。しかしながら、UPt₃の物理的性質は、理論的には解明されていないように思われる。本論文で、UPt₃のネール温度と超伝導転移温度付近の熱膨張をランダウーギンツブルグの自由エネルギーを用いて調べる。

次のセクションで、理論の定式化を行う。セクション3で、解析的な結果と数値計算の結果を示す。最後のセクションで、結果をまとめる。

2. 定式化

Konno と Ueda によって、導かれた自由エネルギーから 出発しましょう[2]。

$$\mathbf{F} = \rho \left[-\frac{T_{c0} - T}{T_{c0}} |\Delta|^2 + \mathbf{b} |\Delta|^4 + \gamma |\Delta|^2 B_Q^2 - \frac{1}{2} \frac{T_N - T}{T_N} \delta B_Q^2 - \frac{1}{4} \delta \frac{B_Q^4}{B_0^2} \right] \tag{1}$$

ここで、 ρ は、電子の状態密度、Tc0 は磁気秩序がないときの超伝導転移温度、 B_Q はスタッガードの交換磁場、 \triangle は超伝導ギャップ、 γ は反強磁性と超伝導のカップリングを表す。 T_N はネール温度である。 B_0 は 0K のスタッガードの交換磁場である。

高橋の方法[6]を使って、熱膨張を求める。熱膨張と熱膨 張係数は、

$$0 \le T \le T_c$$

$$\begin{split} \omega &= - \mathbf{K} \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial v} \mathbf{F} + \rho \left[\frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{1}{T_{c0}} \right) T |\Delta|^2 + \frac{\partial b}{\partial v} |\Delta|^4 + \right. \\ &\left. \frac{\partial \gamma}{\partial v} |\Delta|^2 B_Q^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{1}{T_N} \right) T \delta B_Q^2 - \frac{1}{2} \frac{T_N - T}{T_N} \frac{\partial \delta}{\partial v} B_Q^2 + \right. \\ &\left. \frac{1}{4} \frac{\partial \delta}{\partial v} \frac{B_Q^4}{B_0^2} + \frac{1}{4} \delta \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{1}{B_0^2} \right) B_Q^4 \right] \right] \end{split}$$

(2)

*近畿大学工業高等専門学校

総合システム工学科 共通教育科

**近畿大学工業高等専門学校

総合システム工学科 電気・電子系

***近畿大学工業高等専門学校 専攻科

$$\alpha = -K \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial v} \frac{\partial F}{\partial T} + \rho \left[\frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{1}{T_{c0}} \right) |\Delta|^2 + \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{1}{T_{c0}} \right) T \frac{\partial |\Delta|^2}{\partial T} + 2 \frac{\partial}{\partial v} |\Delta|^2 \frac{\partial |\Delta|^2}{\partial T} + \frac{\partial \gamma}{\partial v} \frac{\partial |\Delta|^2}{\partial T} B_Q^2 + \frac{\partial}{\partial v} |\Delta|^2 \frac{\partial B_Q^2}{\partial T} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{1}{T_N} \right) \delta B_Q^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{1}{T_N} \right) T \delta \frac{\partial B_Q^2}{\partial T} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial v} \frac{\partial}{\partial v} B_Q^2 - \frac{1}{2} \frac{T_N - T}{T_N} \frac{\partial \delta}{\partial v} \frac{\partial B_Q^2}{\partial T} + \frac{1}{4} \frac{\partial \delta}{\partial v} \frac{\partial B_Q^2}{\partial T} \frac{1}{B_Q^2} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{1}{T_N} \right) \frac{\partial}{\partial v} \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{1}{T_N} \right) \frac{\partial}{\partial v} \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{1}{T_N} \right) \frac$$

$$\begin{split} &T_{\rm c} < T \leq T_{\rm N} \text{Table} \\ &\omega = - \mathrm{K} \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial \nu} \mathrm{F} + \rho \left[\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \nu} \left(\frac{1}{\tau_{\rm N}} \right) T \delta B_{\rm Q}^2 - \frac{1}{2} \frac{\tau_{\rm N} - \tau}{\tau_{\rm N}} \frac{\partial \delta}{\partial \nu} B_{\rm Q}^2 + \right. \\ &\left. \frac{1}{4} \frac{\partial \delta}{\partial \nu} \frac{\delta_{\rm Q}^4}{\delta_{\rm D}^2} + \frac{1}{4} \delta \frac{\partial}{\partial \nu} \left(\frac{1}{\delta_{\rm D}^2} \right) B_{\rm Q}^4 \right] \right] \\ &\alpha = - \mathrm{K} \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial \nu} \frac{\partial F}{\partial \tau} + \rho \left[\frac{\partial}{\partial \nu} \left(\frac{1}{\tau_{\rm N}} \right) \delta B_{\rm Q}^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \nu} \left(\frac{1}{\tau_{\rm N}} \right) T \delta \frac{\partial \delta_{\rm Q}^2}{\partial \tau} + \right. \end{split}$$

$$\frac{1}{2T_{N}}\frac{\partial \delta}{\partial V}B_{Q}^{2} - \frac{1}{2}\frac{T_{N} - T}{T_{N}}\frac{\partial \delta}{\partial V}\frac{\partial B_{Q}^{2}}{\partial T} +$$

$$\frac{1}{4}\frac{\partial \delta}{\partial V}\frac{\partial B_{Q}^{2}}{\partial T}\frac{1}{\delta T}\frac{1}{\delta^{2}}\frac{1}{4}\delta\frac{\partial}{\partial V}\left(\frac{1}{B_{z}^{2}}\right)\frac{\partial B_{Q}^{4}}{\partial T}\right]$$
(5)

3. 結果

前のセクションで、熱膨張と熱膨張係数の表式を得た。 このセクションでは、ネール温度と超伝導転移温度付近の 熱膨張係数の温度依存性を議論する。

式(3)、式(5)から、ネール温度と超伝導転移温度付近の 熱膨張係数の温度依存性は、線形の温度依存性を持つこと がわかる。図1、図2に数値計算の結果を示す。

図1で使用したパラメーターは、

$$\begin{split} & \text{K} = 1.69 \times 10^{-12} \frac{m^3}{J} \\ & B_0 = 5.0 J, \\ & \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial V} = 10^{3} \frac{1}{I_{m^3}}, \\ & \frac{\partial}{\partial V} \left(\frac{1}{I_N}\right) = -10^{1} I_{Km^3}, \\ & \frac{\partial}{\partial V} \left(\frac{1}{I_{c0}}\right) = -10^{1} I_{Km^3} \frac{\partial \gamma}{\partial V} = 10^{7} \frac{1}{J^2 m^3}, \\ & \frac{\partial b}{\partial V} = 10^{8} \frac{1}{J^2 m^3} \end{split}$$

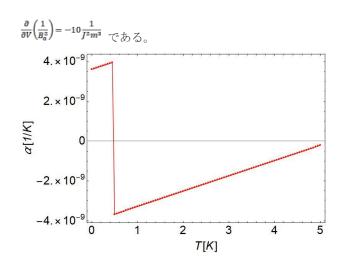


図1 熱膨張係数の温度依存性

図2で使用したパラメーターは、

$$K = 1.69 \times 10^{-12} \frac{m^3}{J}$$

$$B_0 = 5.0J$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial V} = 10^3 \frac{1}{m^3},$$

$$\frac{\partial}{\partial V} \left(\frac{1}{T_N} \right) = -10^{1} / Km^2$$

$$\frac{\partial}{\partial V} \Big(\frac{1}{T_{co}}\Big) = -10^{1}/_{Km^{2}} \underbrace{\frac{\partial \mathcal{V}}{\partial V}}_{\text{DV}} = 10^{\text{R}} \underbrace{\frac{1}{\text{J}^{2}m^{2}}}_{\text{DV}}$$

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial V} = 10^8 \frac{1}{J^2 m^3} \quad \frac{\partial \delta}{\partial V} = 10^{-8} \, \frac{1}{/m^3}$$

$$\frac{\partial}{\partial V} \left(\frac{1}{B_0^2} \right) = -10 \frac{1}{J^2 m^2}$$

である。

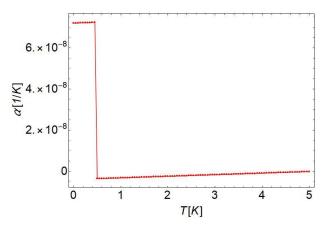


図 2 熱膨張係数の温度依存性

図1、図2からわかるようにネール温度と超伝導転移温度で、熱膨張係数の飛びがあることがわかる。

4. まとめ

UPt3 のネール温度と超伝導転移温度近傍の熱膨張を調べた。ネール温度と超伝導転移温度近傍で、熱膨張係数は線形の温度依存性を持つことを見出した。ネール温度と超伝導転移温度で、熱膨張係数の飛びがあることを見出した。これは、秩序変数の消失のためである。ネール温度と超伝導転移温度近傍で、熱力学的なグリュナイゼンの関係式を満たすことを見出した。

参考文献

- 1) A. de Visser, A.A. Menovsky, and J.J.M. Franse, *Phys. Rev.* **B41**, 7304(1990).
- 2) R. Konno and K. Ueda, *Phys. Rev.* **B40**, 4329 (1989)
- K. Machida, M. Ozaki, and T. Ohmi, J. Phys. Soc. Jpn.
 4116(1989).
- 4) M. Sigrist and K. Ueda, Rev. Mod. Phys. 63, 239 (1991).
- 5) R. Joyint and L. Tailefer, Rev. Mod. Phys. **74**, 235, (2002).
- 6) Y. Takahashi, Spin Fluctuation Theory of Itinerant Electron Magnetism, Springer, and references therein (2013).