

はじめに

非フェルミ液体といえは、一次元電子系の朝永・ラッティンジャー液体がよく知られている。しかし、近年、セリウム(Ce)やイットテルビウム(Yb), アクチナイドのウラン(U)または、3d 遷移金属を含む三次元の結晶構造を持ついくつかの合金や化合物の比熱や電気抵抗などが、従来のフェルミ液体論では理解できない振る舞い(非フェルミ液体的挙動)を示す事が報告されている[1,2]。その異常物性の多くは、構成元素の部分置換や加圧によって磁性が抑制され、磁気秩序状態から非磁性状態への境界領域で見られる。そこでは、磁気相転移が $T=0$ K で起きる時(量子相転移)の強い量子揺らぎが非フェルミ液体的挙動の起源に重要な役割を果たすと考えられる。これまで我々は、近藤効果と Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY)相互作用との競合によって磁気相転移点に近い状態が実現している Ce を含む化合物における非フェルミ液体的挙動の実験的研究を行ってきた。これまでの対象物質は重い電子系反強磁性体 Ce_7Ni_3 [1,3], CePdAl [4], $\text{Ce}_2\text{Rh}_3\text{Ge}_5$ [5]などである。その内、本稿では Ce_7Ni_3 の結果を紹介する。

重い電子系反強磁性体 Ce_7Ni_3 の圧力誘起非フェルミ液体的挙動

Ce_7Ni_3 は六方晶 Th_7Fe_3 型構造をもち、 $T_{N1}=1.8\text{K}$ と $T_{N2}=0.7\text{K}$ で二段の反強磁性転移を示す重い電子系化合物である。それまでの常圧下比熱測定から、 T_{N1} での磁気エントロピーは $R\ln 2$ の 47%であり、これから近藤温度 T_K は 4K と見積もられる。この T_K は T_{N1} と同程度の値であることから、この物質の磁気秩序は加圧によって容易に消失し、その量子相転移点近傍で非フェルミ液体的挙動の出現が期待された。そこで、我々はこの物質の圧力下比熱測定を行った。

Fig. 1 にいろいろな圧力下で測定した Ce_7Ni_3 の比熱の温度

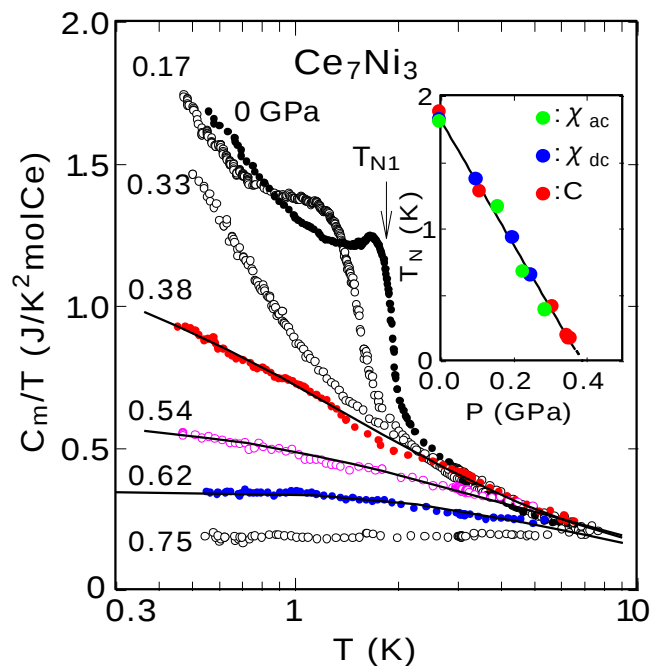


Fig. 1 圧力下における Ce_7Ni_3 の比熱の磁氣的寄与 C_m の温度変化。内挿図は磁気転移温度 T_{N1} の圧力依存性

変化を示す[1]。縦軸の C_m は比熱の格子振動の寄与として La_7Ni_3 の比熱を差し引いた値である。常圧の反強磁性秩序に起因した比熱異常は圧力増加とともに低温側へシフトしている。内挿図には、圧力下帯磁率と比熱の結果から見積もった磁気転移温度 T_{Ni} の圧力変化を示している。この結果から磁気秩序が消失する圧力 P_C は 0.39 GPa と見積られた。その圧力に近い 0.38 GPa では 0.5~6 K の間で C_m/T が $-\log T$ に比例する非フェルミ液体的挙動が見られる。しかし、圧力の増加とともに低温での C_m/T は急激に減少し、 P_C 以上の 0.62 GPa 以上では低温で C_m/T が温度変化しないフェルミ液体的挙動が回復している。このような圧力依存性は断熱法で測定された Ce_7Ni_3 の圧力変化の結果[6]と良い一致を示した。図中の実線はスピン揺らぎの SCR (Self-consistent renormalization) 理論[7]による計算結果で、この物質の磁気臨界点近傍の比熱は SCR 理論で説明できることを示している。また、その後のさらに低温での比熱測定から、 P_C 近傍での比熱は 0.3K 以下で $-\ln T$ の振舞いから下方にずれることが分かった。この振舞いは SCR 理論の予想と矛盾しない。

SCR 理論によれば、反強磁性臨界点近傍の比熱の温度変化は T_0, y_0, y_1 および x_c の 4 つのパラメータで表される[7]。 T_0 はエネルギー空間におけるスピン揺らぎの特性温度である。 y_0 は絶対零度における交番磁化率の逆数に比例する無次元のパラメータで、反強磁性臨界点では $y_0 = 0$ となり、臨界点から離れると正に増加する。 y_1 は交換相互作用エネルギーに比例した無次元のパラメータであり、 x_c は規格化されたカットオフ波数で、ここでは簡単のためすべての圧力下で 1 とした。

Fig. 1 の実線は比熱の温度依存性を SCR 理論によってフィッティングした結果である。得られた y_0 と y_1 の値は 0.38, 0.54, 0.62 GPa でそれぞれ 0, 0.01, 0.08, および 6, 3, 4 である。比熱の解析によって得られた T_0 の圧力変化を Fig. 2 に示す。さらに、0.62 GPa 以上のフェルミ液体領域で、電気抵抗の T^2 の係数 A と電子比熱係数 γ と近藤温度 T_K との間に成り立つ $A \propto \gamma^2 \propto 1/T_K^2$ という関係式を用いて見積もった T_K も示している。それらの圧力変化は滑らかにつながっている。この結果は次のように理解できる。 T_0 はエネルギー空間におけるスピン揺らぎのスペクトル幅を表すので、その揺らぎの時間的変化の尺度はエネルギーと時間の不確定性関係から $\hbar$ をプランク定数とすると $\hbar/T_0$ で与えられる。一方、近藤効果によるスピン揺らぎの時間変化の尺度は $\hbar/T_K$ で与えられる。この点から T_0 と T_K はどちらもエネルギー空間におけるスピン揺らぎの特性温度であるので連続的につながって良い。

また、 T_0 の体積変化率 $\Gamma_0 (= -\partial \ln T_0 / \partial \ln V)$ は 0.38 GPa 付近で約 110 と見積もられた[1]。非フェルミ液体的挙動を示す $\text{Ce}_{1-x}\text{La}_x\text{Ru}_2\text{Si}_2$ や $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ では x の増加とともに単位胞体積が増すにもかかわらず、 T_0 はほとんど変化しない。 Ce_7Ni_3 における大きな T_0 の体積変化はそれとは対照的である。また、 T_K の体積変化率 $\Gamma_K (= -\partial \ln T_K / \partial \ln V)$ は 0.7 GPa 付近で約 100 と見積もられ、この値は代表的な重い電子系化合物 CeCu_6 の 70~80 [8] や CeCu_2Si_2 の 22~80 [8] に比べてさらに大きいことが判った。

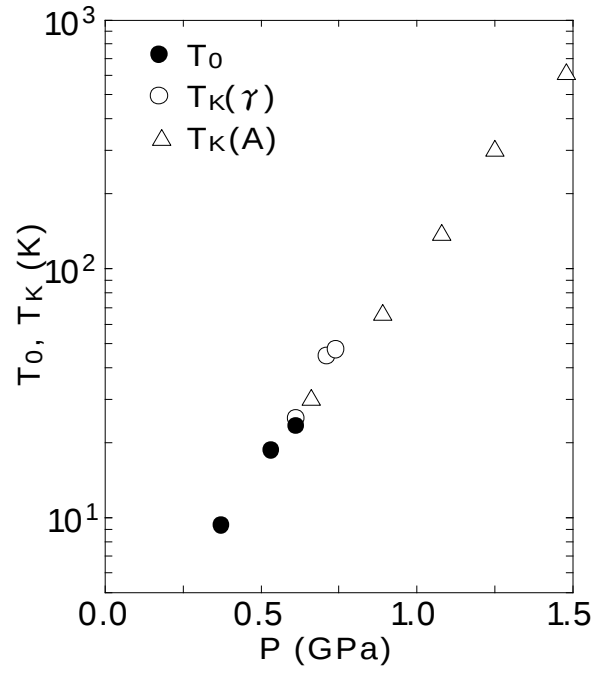


Fig. 2 SCR 理論におけるスピン揺らぎの特性温度 T_0 、比熱と電気抵抗から見積もった近藤温度 T_K の圧力変化

参考文献

- [1] K. Umeo, H. Kadomatsu and T. Takabatake: J. Phys.: Condens. Matter. **8** (1996) 9743.
- [2] G. R. Stewart: Rev. Mod. Phys. **73** (2001) 797, **78** (2006) 743.
- [3] K. Umeo, and T. Takabatake: J. Low Temp. Phys. **147** (2007) 199.
- [4] T. Goto, S. Hane, K. Umeo, T. Takabatake and Y. Ishikawa: J. Phys. Chem. Solids **63** (2002) 1159.
- [5] K. Umeo, T. Takabatake, T. Suzhki, S. Hane, H. Mitamura and T. Goto: Phys. Rev. B **64** (2001) 144412.
- [6] K. Umeo, T. Takabatake, H. Ohmoto, T. Pietrus, H. v. Löhneysen, K. Koyama, S. Hane and T. Goto: Phys. Rev. B **58** (1998) 12095.
- [7] T. Moriya and T. Takimoto: J. Phys. Soc. Jpn. **64** (1995) 960.
- [8] J. D. Thompson, J. M. Lawrence and Z. Fisk: J. Low Temp. Phys. **95** (1994) 59.