

重い電子系 Ce 化合物の非フェルミ液体的挙動

広島大学理学部 梅尾 和則

1 はじめに

非フェルミ液体といえば、1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、最近、セリウム (Ce) やアクチナイドのウラン (U) または、3d 遷移金属を含む3次元の結晶構造を持ついくつかの合金や化合物が、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[1,2,3]。その異常物性は、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。

本稿では、近藤効果と 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 や U を含む合金や化合物の例を中心として、非フェルミ液体的挙動の実験的研究の現状を紹介する。

2 フェルミ液体的挙動

Ce や U を含む化合物の中には低温での電子比熱係数や磁化率が自由電子の 100 ~ 1000 倍に達するものがある[4]。これらは「重い電子系」化合物と呼ばれている。その特異な物性は、局在性の強い f 電子が伝導電子と混成することに起因する。つまり、混成によって通常の金属と比較してバンド幅の極めて狭い、あるいは特性温度の極めて低いフェルミ液体状態が形成されるのである。フェルミ液体論によれば、その重い電子の本質は伝導電子との多体効果によって有効質量の非常に大きくなった準粒子である。その系がフェルミ液体であるためには、 $k_B T$ に対して準粒子の寿命 τ の逆数 $\hbar/\tau$ 、つまり、準粒子の散乱率が小さくなければならない。その $\hbar/\tau$ は次式で与えられる。

$$\hbar/\tau = k_B T (T/T_F) \quad (1)$$

したがって、フェルミ縮退温度 T_F より十分低温であれば、その系はフェルミ液体として記述できる。その場合、相互作用のあるフェルミ液体の低エネルギーの状態は相互作用のない自由電子系との間に 1:1 の対応がつく。したがって、比熱 C 、磁化率 χ 、電気抵抗 ρ の温度変化は、

$$C/T = (\pi^2 k_B^2 / 3) N(\epsilon_F) \quad (2)$$

$$\chi = \mu_B^2 N(\epsilon_F) / (1 + F_0^*) \quad (3)$$

$$\rho = AT^2 \quad (4)$$

と表される。ここで $N(\epsilon_F)$ はフェルミ準位での状態密度で、球状フェルミ面の場合、

$$N(\epsilon_F) = V k_F m^* / \pi^2 \hbar^2 \quad (5)$$

と表される. m^* は多体効果を繰り込んだ有効質量であり, F_0^* は準粒子間の相互作用の効果を表す Landau パラメータである.

3 RKKY相互作用と近藤効果との競合

CeやUを含む化合物の多くは磁気的な長距離秩序を示す. 磁気秩序を持つかどうかはRKKY相互作用と近藤効果との競合で決定される. 金属中に局在スピンの存在すると, 金属中の伝導電子のスピンは局在スピンの交換相互作用によって分極する. 局在スピンは伝導電子のスピンの分極を感じて互いに相互作用をおよぼし合い, 伝導電子の分極によるエネルギーの下げりを最大にするようなスピン配列を形成する. そのエネルギー $k_B T_{\text{RKKY}}$ は交換相互作用の大きさ J_{eff} とフェルミ準位での伝導電子の状態密度 $N(\epsilon_F)$ を用いて

$$k_B T_{\text{RKKY}} \sim J_{\text{eff}}^2 N(\epsilon_F) \quad (6)$$

と表される.

一方, 局在スピンと伝導電子のスピンの間には近藤効果を通じた相互作用が働く. 局在スピンは低温では伝導電子のスピンの反強磁性的に結合し, スピン1重項 ($S = 0$) を形成してスピンは消失する. 1重項状態を形成することによるエネルギーの利得が近藤温度 T_K である. それは,

$$k_B T_K = N(\epsilon_F)^{-1} \exp[-1/|J_{\text{eff}} N(\epsilon_F)|] \quad (7)$$

で表される.

DoniachはこのRKKY相互作用と近藤効果との競合を1次元の近藤格子モデルで調べ, 磁気相図を提案した[5]. それは図1に模式的に示すような Doniach の相図としてよく知られている. (6),(7)式からわかるように, $|J_{\text{eff}} N(\epsilon_F)|$ が小さい領域では T_{RKKY} の方が T_K よりも大きく, 系は低温で磁気秩序を形成した方が安定となる. $|J_{\text{eff}} N(\epsilon_F)|$ が大きくなると T_K は T_{RKKY} とはほぼ等しくなり, その付近では磁気秩序が抑制され, ある臨界値 $|J_{\text{eff}} N(\epsilon_F)|_c$ のところで磁気秩序状態から非磁性状態へのクロスオーバーが起こる. 非磁性状態では先に述べた重

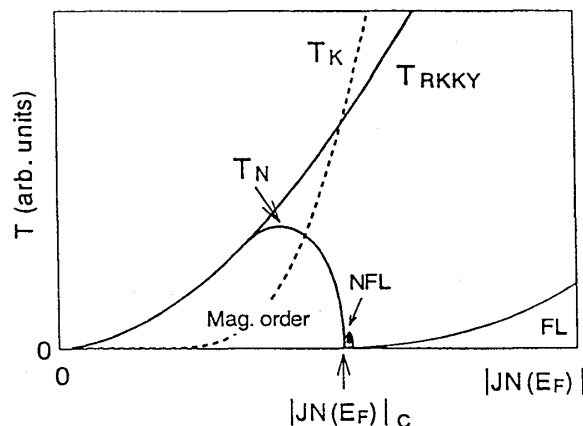


図1 Doniachの相図[5].

い電子状態が実現する。一般に交換相互作用 J_{ij} は伝導電子と局在スピンを持つ f 電子の混成の2乗に比例する。混成の大きさは構成元素の部分置換、あるいは加圧によって格子を縮めると強くなる。したがって、後に述べるように、部分置換や加圧によって磁気転移温度を下げたり、磁性を消失させたりできることが実験的に確かめられている[6]。

4 非フェルミ液体的挙動の例.

これまでに知られている非フェルミ液体的挙動を示す物質を表1に挙げる。また、それらの物質の比熱、磁化率、電気抵抗の温度変化も示す。表に示すようにほとんどの物質の C/T が $-\ln T$ の依存性を示しており、それが非フェルミ液体的挙動の最も重要な指標の一つとなっている。磁化率、電気抵抗の振る舞いは物質によって大きく異なる。

これらのうち、置換系の例として $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ [7,8]と結晶学的に乱れない系の例として Ce_2Ni_3 [9,10]を取り上げ、非フェルミ液体的挙動の具体例を以下に示す。

4-1 $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$

この系は置換によって非フェルミ液体的振る舞いを示す例である。 CeCu_6 は低温で磁気秩序も超伝導も示さない典型的な重い電子系物質であるが、Cuサイトを一部Auで置換すると、低温で反強磁性秩序を示すようになる。図2に示すように、 x の減少とともにその反強磁性秩序を示す温度 T_N は減少し、 x が0.1で T_N は消失する[7]。図3に $0 \leq x \leq 0.3$ の試料の比熱 C/T 、磁化率、電気抵抗の温度変化を示す。 $x = 0.3$ で観測された C/T の肩は反強磁性転移による異常である。 $x = 0.1$ では $0.06 \sim 2.5$ Kで C/T が $-\ln T$ に比例するという非フェルミ液体的振る舞いが見られる。磁化率の温度変化では、 $x = 0.1$ で $M/B \sim 1 - aT^{-1/2}$ という非フェルミ液体的挙動が $0.08 \sim 3$ Kで観測される。また、 $x = 0.1$ の試料の電気抵抗は(4)式とは異なり、低温で T に比例している。

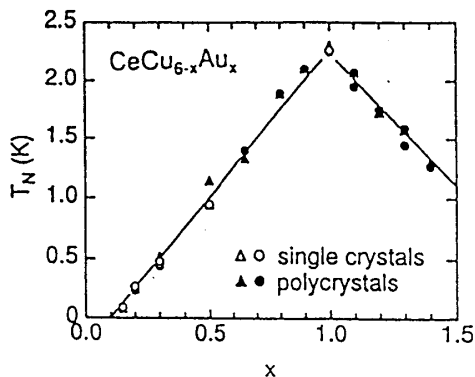


図2 $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ の反強磁性秩序温度 T_N の x 依存性[7].

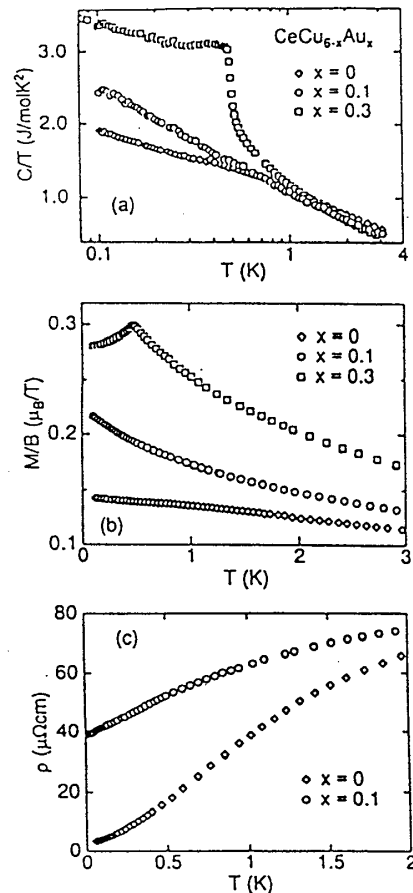


図3 $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ の比熱 C/T 、磁化率、電気抵抗の温度変化[8].

表1 非フェルミ液体的振る舞いを示す物質

物質	C/T	$\chi(T)$	$\rho(T)$	Ref.
〈U系〉				
$Y_{1-x}(Th_{1-y}, U_y)_xPd_3$	$-\ln T$	$1-aT^{1/2}$	$1-AT$	T1-T3), [12]
$Th_{1-x}U_xRu_2Si_2$	$-\ln T$	$\ln T$	$1+BT^{1/2}$	T4)
$Th_{1-x}U_xPd_2Si_2$	$-\ln T$	$\ln T$	$1+BT^{1/2}$	T5)
$Th_{1-x}U_xM_2Al_2$ (M=Ni, Pd)	$-\ln T$	$\ln T(?)$	$1-AT$	T1), T6)
$Th_{1-x}U_xBe_{1.3}$	$-\ln T$	$1-aT^{1/2}$	$1+BT^{1/2}$ or $1+AT$	T7-T9)
$UCu_{5-x}Pd_x$	$-\ln T$	$\ln T$	$1-AT$	T10, T11)
$U_{1-x}M_xPt_3$ (M=Zr, Hf)	$-\ln T$			T12)
$U_{1-x}Y_xAl_2$	$-\ln T$			T13)
$Th_{1-x}U_xCu_2Si_2$	$-\ln T$			T14)
$UCu_{4+x}Al_{8-x}$	$-\ln T$			T15)
〈Ce系〉				
$CeCu_{6-x}M_x$ (M=Au, Pd, Pt)	$-\ln T$	$1-aT^{1/2}$	$1+AT$	T16, T17)
$La_{1-x}Ce_xCu_2Si_2$	$-\ln T$	$\ln T$	$1-AT$	T18)
$Ce(Cu_{1-x}Ni_x)_2Ge_2$			$1+BT^n$	T19)
			(1.5 ≤ n ≤ 1.75)	
$Ce_{1-x}Th_xRhSb$	$-\ln T$			T20)
$CePtSi_{1-x}Ge_x$	$-\ln T$			T15)
$CeNi_{1-x}Pd_x$	$-\ln T$			T21)
$CeNi_2Ge_2$	$-\ln T$	$1-aT^{1/2}$	$1+BT^{3/2}$	T22)
$CePd_2Si_2$			$1+BT^{1/2}$	[19]
$CeCu_2Si_2$	$-\alpha T^{1/2}$		$1+BT^{3/2}$	T23)
Ce_7Ru_3	$-\ln T$			T24)
Ce_7Ni_3	$-\ln T$	$1-aT^{1/2}$		[10]
〈Yb系, その他〉				
$YbCu_{5-x}Al_x$	$-\ln T$	$\sim T^{-2/3}$	$1+AT$	T25)
			(P=1.5 GPa)	
MnSi			$1+BT^{1.6}$	T29), [3]
			(P=1.6 GPa)	
ZrZn ₂			$1+BT^{6/3}$	T27)
			(P=0.7 GPa)	

4-2 圧力下におけるCe₇Ni₃の非フェルミ液体的振る舞い

Ce₇Ni₃は規則的結晶構造を持ち、常圧下、1.9 K以下で反強磁性秩序を示す重い電子系化合物である[9]。この物質は圧力下で磁気秩序が抑制され、磁気秩序が消失した領域で非フェルミ液体的挙動を示す[10]。

図4に交流磁化率 χ_{AC} の圧力下での温度変化を示す。常圧下の1.9 Kのピークは反強磁性秩序に起因する。ピークの温度 T_N は圧力の増加とともに急激に低下し、内挿図に示すように、その圧力変化を外挿すると反強磁性秩序が消失する臨界圧力 P_c は0.32 GPaと見積もられる。 P_c よりわずかに高い0.40, 及び 0.49 GPaでは低温領域で $\chi_{AC} \propto (1-aT^{1/2})$ という非フェルミ液体的振る舞いが見られる。しかし、0.62 GPaでは、 χ_{AC} はもはや温度に依存しなくなり、フェルミ液体的振る舞いが回復している。

図5に、Ce₇Ni₃の比熱からLa₇Ni₃の比熱を差し引いて見積もった4f電子による磁気比熱 C_m の温度変化を示す。常圧下で1.8 K付近の反強磁性秩序に起因する異常は圧力の増加とともに低温側にシフトし、0.33 GPa以上の圧力では消失する。0.38 GPaでは、0.5~6 Kの間で C_m/T は $-\ln T$ に比例するという非フェルミ液体的な振る舞いを示す。圧力の増加とともに低温での C_m/T は急激に減少し、0.62 GPaでは1 K以下でほとんど温度に依らなくなる。その温度依存性は 0.72 GPaではさらに弱くなることから、高圧下でフェルミ液体的振る舞いが回復していることがわかる。

Ce₇Ni₃のc軸方向の電気抵抗が圧力下でどのように変化するかを図6に示す [11]。ここで ρ_m は4f電子に起因する抵抗成分で、Ce₇Ni₃の抵抗率からLa₇Ni₃の抵抗率を差し引いて求められた。なお、 $\rho_m(T) = \rho_m(0) + AT^n$ と仮定して $\rho_m(0)$ を見積もり、これを差し引いている。実線は上式で $n = 2$ の直線を表す。0.66 GPa以上では、フェルミ液体的な $\rho_m(T) \propto T^2$ の振る舞いが低温で現れ、その温度領域は圧力増加とともに拡大する。しかも、係数 A は圧力とともに指数関数的に急激に減少する。

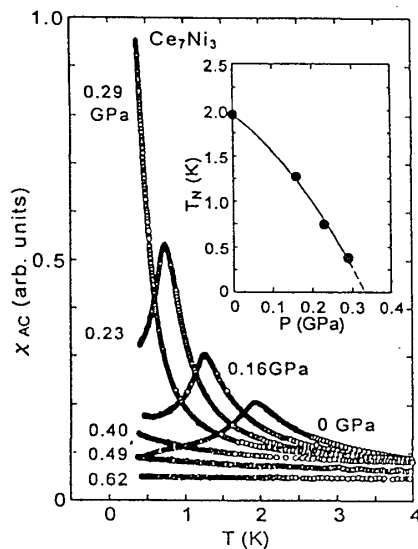


図4 圧力下におけるCe₇Ni₃の交流磁化率 χ_{AC} の温度変化[10]。内挿図は T_N の圧力依存性を示す。

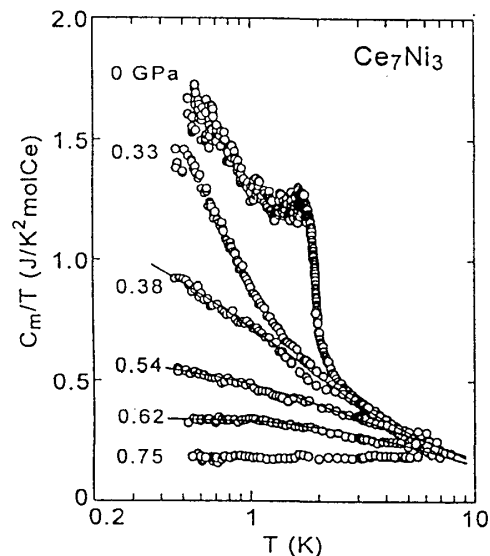


図5 圧力下におけるCe₇Ni₃の磁気比熱 C_m の温度変化[10]。実線はSCR理論による解析結果を表す。

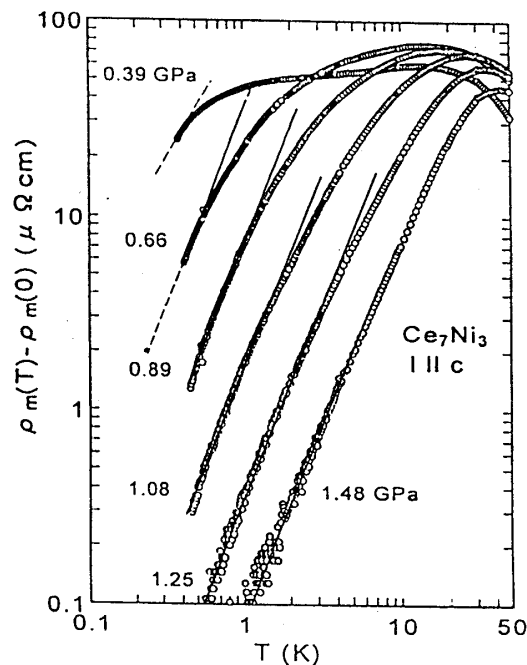


図6 圧力下における Ce_7Ni_3 のc軸方向の電気抵抗の磁氣的寄与 ρ_m の温度変化[11].

実線は $\rho_m(T) - \rho_m(0) = AT^2$ でフィットした結果, 点線は比熱から求めたパラメータを使った SCR理論による解析結果を示す.

5 非フェルミ液体的振る舞いの起源

これまでに非フェルミ液体的振る舞いの起源について, いろいろなモデルが提出されている. その主なものは (a) 2チャンネル近藤効果[12], (b) Kondo-disorder model[13-15], (c) 量子相転移近傍のスピン揺らぎによる効果 [16, 17], である.

(a) 2チャンネル近藤効果

これは縮退したチャンネルを2つ持つ伝導電子と局在fスピンとの近藤効果である. Ceイオンに関する2チャンネル近藤効果では2つのチャンネルは局所的な縮退を持つ電子軌道である. 磁性不純物イオンが4重極モーメントを持つ場合では, その4重極モーメントと伝導電子との相互作用による2チャンネル4重極近藤効果が起こることがある. Coxら[12]はこの2チャンネル近藤効果を用いて $\text{U}_{0.2}\text{Y}_{0.8}\text{Pd}_3$ の比熱や電気抵抗の温度変化の説明を試みた. また, いくつかのU系化合物で提唱された2チャンネル近藤効果について, 理論的, 実験的研究が最近盛んに行われている. それらについては, 本テキストに網塚氏, 楠瀬氏の解説があるので, 参照していただきたい.

(b) Kondo-Disorder Model

非フェルミ液体的挙動の多くは置換系で観測されている. 部分置換による結晶学的な格子の乱れによって近藤温度に分布が生じ, それによって非フェルミ液体的挙動が起きるというモデルがいくつか提出された. Dobrosavljevicら[13]は高濃度に不純物をドーブした半導体のような, 結晶学的な乱れの強い金属-絶縁体転移近傍の金属に対して, 局所的な状態密度の揺らぎによって(7)式の近藤温度に分布が生じるとし, 低温での磁化率の発散を説明した. 一方, BhattとFisher[14]は J_{eff} の分布が近藤温度の分布をもたらすとした. Bernalら[15]は J_{eff} と伝導

電子の状態密度 $N(\epsilon_F)$ の積 $\lambda = J_{\text{eff}} N(\epsilon_F)$ の分布によって近藤温度に分布が生じるとした。彼らは λ の分布 $P(\lambda)$ を平均値 $\langle \lambda \rangle$ 半値幅 w を持つガウス分布と仮定し、 $\text{UCu}_{1-x}\text{Pd}_x$ の磁化率と比熱の温度変化を再現した。最近、Mirandaら[16]は結晶構造の乱れを考慮したアンダーソン・ハミルトニアンを使って低温での物理量の温度変化を議論し、非フェルミ液体的挙動の出現には $T_K = 0$ Kでも近藤温度に有限の分布が必要であるとした。

(c) 量子相転移近傍のスピン揺らぎによる効果

Millisら[17]は繰り込み群の方法を使った相転移の理論で、強磁性秩序や反強磁性秩序が消失する量子相転移点近傍における比熱などの温度変化を調べた。

守谷と瀧本[18]は遍歴磁性体の磁性を記述する自己無撞着なスピン揺らぎのSCR(Self-Consistent Renormalization)理論を反強磁性秩序寸前の重い電子系に適用し、ある温度領域に限れば比熱と電気抵抗に非フェルミ液体的な振る舞いが出現することを示した。SCR理論については本テキストに瀧本氏による詳しい解説があるので、それを参照していただきたい。彼らは量子相転移点での比熱と電気抵抗が、 $T \rightarrow 0$ Kで次のような温度変化を示すことを見出した。

$$C/T \propto 1 - aT^{1/2} \quad (8)$$

$$\rho(T) \propto T^{3/2} \quad (9)$$

SCR理論によれば、量子相転移点での系の基底状態はフェルミ液体であって、有限温度での非フェルミ液体的挙動は $T = 0$ Kで実現するフェルミ液体状態へのクロスオーバーである。例えば、 $C/T \propto -\ln T$ という温度依存性は $T \rightarrow 0$ Kでは(8)式に近づく。

また、Lonzarichら[2,3][19]は反強磁性または強磁性臨界点では低エネルギーのスピン励起によって(1)式の準粒子の寿命 τ が低温で短くなるので、フェルミ液体論の描像が成り立たなくなると考えた。彼らは適当なスピン揺らぎの緩和率を仮定して、3d遷移金属 MnSi 、 ZrZn_2 や CePd_2Si_2 の電気抵抗の温度変化に見られる非フェルミ液体的挙動を議論した。

6 非フェルミ液体的挙動の研究の現状

この章では、いくつかの物質系について実験事実と5章で述べた理論との比較から、非フェルミ液体的挙動の起源についての研究の現状を述べる。

6.1 2チャンネル近藤モデルとの比較

Coxは対称性の考察から Ce^{3+} サイトが立方対称か六方対称の時、および U^{4+} サイトが六方対称、正方対称、立方対称の対称性を持つ時、2チャンネル近藤効果が起きることを示した。多くのU化合物がその条件を満たすが、Ce化合物の中でその条件を満たすのは $\text{La}_{1-x}\text{Ce}_x\text{Cu}_2\text{Si}_2$ だけである。また、 $\text{U}_x\text{Y}_{1-x}\text{Pd}_3$ や $\text{UCu}_{1+x}\text{Al}_{8-x}$ では、スピングラス転移や反強磁性秩序が消失する付近のU濃度で非フェルミ液体的挙動が観測され、その濃度からはずれるとフェルミ液体的振る舞いが回復する。このことから、これらのウラン化合物で見られる非フェルミ液体的挙動は2チャンネル近藤効果のようなシングルサイトの効果ではなく、量子相転移近傍のスピン揺らぎに起因しているのではないかという指摘もある[20],[14]。

6-2 Kondo-Disorder Modelとの比較 ($\text{CeRh}_{2-x}\text{Ru}_x\text{Si}_2$)

Grafら[21]は常圧下で 35 K に反強磁性秩序温度を持つ CeRh_2Si_2 の圧力下での比熱と常圧下で T_N が消失する濃度付近の CeRhRuSi_2 の比熱を比較した。 CeRh_2Si_2 の比熱は、 T_N が消失する $P_c = 9$ GPa 付近で非フェルミ液体的挙動を示さなかったが、 CeRhRuSi_2 の比熱は、 $C/T \propto -\ln T$ という非フェルミ液体的挙動を示した。 彼らはその変化を Kondo-Disorder Model で説明し、この系では不規則性に起因する近藤温度の分布が非フェルミ液体的挙動の出現に重要であることを指摘した。 一方、 Ce_7Ni_3 、 CeCu_2Si_2 、 CePd_2Si_2 など規則的構造を持つ化合物でも圧力下で非フェルミ液体的挙動が観測されており、結晶構造の不規則性が非フェルミ液体的挙動の起源とどのような関連性があるかは、さらに系統的な研究が必要であろう。

6-3 量子相転移近傍のスピンの揺らぎによる効果 (Ce_7Ni_3 , $\text{Ce}_{1-x}\text{La}_x\text{Ru}_2\text{Si}_2$, $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$)

Ce_7Ni_3 の実験結果はどのモデルで説明できるか考察してみよう。 Ce_7Ni_3 の Ce サイトは三方晶と単斜晶系に属する対称性を持つので、2チャンネル近藤効果は生じがたい。 また、 Ce_7Ni_3 は規則的な結晶構造を持つので、Kondo-Disorder Model の適用も妥当ではない。 そこで、我々は SCR 理論を用いて解析を試みた。

守谷と瀧本の理論[18]によれば、反強磁性臨界点近傍の比熱と電気抵抗の温度変化は T_0 、 y_0 、 y_1 および x_c の四つのパラメータで表される。 T_0 はエネルギー空間におけるスピンの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、 P_c 以上の圧力下で 1 とした。

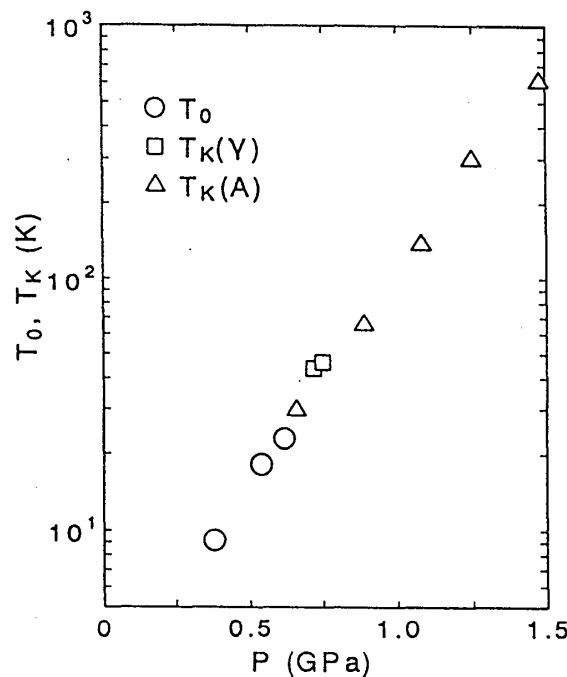


図7 スピン揺らぎの特性温度 T_0 、電気抵抗の T^2 の係数 A と電子比熱係数 γ から求めた近藤温度 T_K の圧力変化

図5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。0.38, 0.54, 0.62 GPaで y_0 は0, 0.01, 0.08, および y_1 は6, 3, 4となった。これらの値を用いて電気抵抗の温度変化を計算したのが図6の点線で、低温領域では実験結果を再現している。比熱の解析によって得られた T_0 の圧力変化を図7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。 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。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[22]。 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。SCR理論で予想された(8),(9)式を確かめるため、さらに低温の比熱と電気抵抗の測定を行っている。

神戸ら[22]は SCR理論によって、反強磁性臨界点近傍の $\text{Ce}_{1-x}\text{La}_x\text{Ru}_2\text{Si}_2$ で観測された比熱、電気抵抗率、スピン格子緩和率、中性子非弾性散乱などの輸送、動的物性が同一のパラメータで説明できることを示した。しかし、Löhneysenら[23]は図8に示すように $\text{CeCu}_{5.9}\text{Au}_{0.1}$ の比熱を SCR理論で解析した結果は実験結果を再現しているとは言えないと結論づけている。

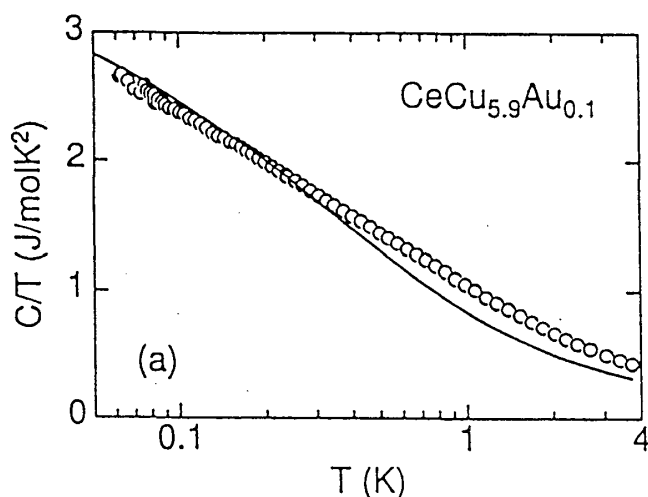


図8 $\text{CeCu}_{5.9}\text{Au}_{0.1}$ の C/T の温度依存性を SCR理論で解析した結果[22].

MacLaughlinら[24]は $\text{CeCu}_{5.9}\text{Au}_{0.1}$ の μSR 実験を行い、その μSR シグナルの幅から見積もった帯磁率の分布幅がKondo-Disorder Modelから予想される値より小さいことから、この物質にはKondo-Disorder Modelは適用できないと述べている。Löhneysenら[8,23]は $\text{CeCu}_{5.9}\text{Au}_{0.1}$ の非フェルミ液体的挙動の起源においては量子相転移近傍のスピン揺らぎが重要であることを指摘している。最近、Roschら[25]は $\text{CeCu}_{5.9}\text{Au}_{0.2}$ の中性子非弾性散乱スペクトルを解析し、 $\text{CeCu}_{5.9}\text{Au}_{0.1}$ の非フェルミ液体的挙動には、二次元の強磁性的なスピン揺らぎが重要な役割を果たしていると主張した。彼らはその二次元の強磁性的なスピン揺らぎに対して、Millisら[17]が用いた繰り込み群の方法を使った相転移の理論を適用し、比熱や電気抵抗に見られる非フェルミ液体的挙動を説明した。

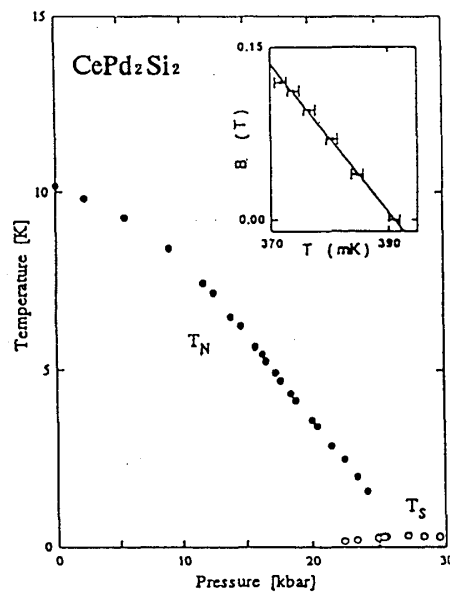


図9 CePd_2Si_2 の温度-圧力相図[1]. T_s は超伝導転移温度を示す.

7 おわりに

これまでに述べたように、非フェルミ液体的挙動のほとんどが磁気秩序寸前の重い電子系で観測されている。従って、量子相転移近傍のスピン揺らぎがその異常物性に重要な役割を果たしていると考えられる。最近、非フェルミ液体的挙動を示す規則的結晶構造を持つ物質のいくつかは反強磁性臨界点近傍で超伝導状態に転移することが見出された。例として、 CePd_2Si_2 の温度-圧力相図を図8に示す[1]。この超伝導状態の起源はまだ解明されていないが、相図から考えて、スピンの揺らぎが重要な役割を果たしていると思われる。このように、量子臨界点近傍には興味深い物性が潜んでいる。多くの研究者がこの分野に興味を持っていただけでは幸いである。

最後に、本稿中の Ce_7Ni_3 の研究は広島大学理学部の高畠 敏郎氏との共同研究である。また、その研究でお世話になった低温センターの門松 秀興氏、理学部物理学科低温研究室の皆様に感謝する。また、SCR理論について有益な助言をいただいた守谷 亨氏に感謝する。

参考文献

- [1]Proc. Conference on Non-Fermi-Liquid Physics in Metals, Santa Barbara, 1996, J. Phys.:Condens. Matter **8** (1996)9675-.
- [2]F.M.Grosche et al., Physica B**206&207** (1995)20.
- [3]C.Pfleiderer, et al.,Physica B**206&207** (1995)847.
- [4]Z.Fisk, et al., Science **239** (1988)33.
- [5]S.Doniach: Valence Instability and Related Narrow-Band Phenomena, edited by R. D. Parks (Plenum Press, New York, 1977) p.169.
- [6]J.D.Thompson, et al., J. Magn. Magn. Mater. **54-57** (1986)377.
- [7]T.Pietrus et al.,Physica B**206&207** (1995)317.
- [8]H.v.Löhneysen, Physica B**206&207** (1995)101.
- [9]J.G. Sereni, et al., Physica B**199&200** (1994)567.
- [10]K. Umeo, et al.,J. Phys.:Condens. Matter **8** (1996)9743., K. Umeo, et al., Phys.Rev. B**55** (1997)R692.
- [11]K. Umeo, et al., Phys. Rev. B**54** (1996)1194.
- [12]C.L. Seaman, et al., Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 2882.
- [13]V. Dobrosavljevic, et al., Phys. Rev. Lett. **69** (1992)1113.
- [14]R.N.Bhatt and D.S.Fisher, Phys. Rev. Lett. **68** (1992)3072.
- [15]O.O.Bernal et al., Phys. Rev. Lett., **75** (1995)2023.
- [16]E.Miranda, Physica B**230-232** (1997)569.
- [17]A.J.Millis, Phys. Rev. B**48**, 7183(1993)., U.Zulicke and A.J.Millis, Phys. Rev. B**51**, 8996(1995).
- [18]T.Moriya and T.Takimoto, J. Phys. Soc. Jpn. **64** (1995)960.
- [19]F.M.Grosche et al., Physica B**223&224** (1996)50.
- [20]Y.Aoki et al., Physica B**206&207** (1995)451.
- [21]T. Graf et al., Phys. Rev. Lett. **78** (1997)3769.
- [22]S.Kambe et al., J. Phys. Soc. Jpn. **65** (1996)3294.
- [23]H.v.Löhneysen, J. Phys.:Condens. Matter **8** (1996)9689.
- [24]D.E.MacLaughlin et al.,J. Phys.:Condens. Matter **8** (1996)9855.
- [25]A.Rosch et al., Phys. Rev. Lett., **79** (1997)159.

表1の参考文献

- T1) M.B.Maple et al.,J.Low-Temp.Phys.99 (1995)223.
- T2) C.L.Seaman and M.B.Maple, Physica B206&207 (1995)112.
- T3) L.Degiori et al.,Phys.Rev.B52 (1995)42.
- T4) H.Amituka et al.,PhysicaB186-188 (1993)337.
H.Amituka and T. Sakakibara,J.Phys.Soc.Jpn.63 (1994)736.
- T5) H.Amituka et al.,PhysicaB206&207 (1995)461.
- T6) J.S.Kim et al.,Phys.Rev.B45 (1992)12081.
- T7) F.G.Aliev et al.,JETP Lett.58 (1993)762.
- T8) F.G.Aliev et al.,Solid State Commun.,91 (1994)775.
- T9) F.G.Aliev et al.,PhysicaB206&207 (1995)454.
- T10) B.Andraka and G.R.Stewart,Phys.Rev.B47 (1993)3208.
- T11) L.Degiori and H.R.Ott,J.Phys.:Condens. Matter 8 (1996)9901.
- T12) W.Trinkl et al.,Phys.Rev.B54 (1996)1163.
- T13) F.Mayr et al.,Phys.Rev.B55 (1997)947.
- T14) M.Lenkewitz,Phys.Rev.B55 (1997)6409.
- T15) F.Steglich et al.,J.Low-Temp.Phys.95 (1994)3.
- T16) H.v.Löhneysen et al.,PhysicaB223&224 (1996)471.
- T17) M.Sieck et al.,PhysicaB223&224 (1996)325.
- T18) B.Andraka,Phys.Rev.B49 (1994)3589.
- T19) G.Knebel et al.,PhysicaB230-232 (1997)593.
- T20) B.Andraka,Phys.Rev.B49 (1994)348.
- T21) J.P.Kappler et al.,
- T22) J.G.Sereni et al.,PhysicaB230-232 (1997)580.
F.Steglich et al.,J.Phys.:Condens. Matter 8 (1996)9909.
- T23) P.Gegenwart et al.,PhysicaB230-232 (1997)572.
- T24) O.Trovarelli et al.,PhysicaB206&207 (1995)246.
- T25) E.Bauer et al.,Phys.Rev.B56 (1997)711.
- T26) C.Pfleiderer et al.,PhysicaB199&200 (1994)634.
- T27) F.M.Grosche et al.,PhysicaB206&207 (1995)20.