

重い電子系超伝導体CeMIn₅ (M=Co, Rh) の非フェルミ液体的輸送現象 Non-Fermi Liquid Behavior in the Transport Properties of Heavy Fermion Superconductor CeMIn₅ (M = Co, Rh)

仲島康行^{1, 2}

¹京都大学大学院理学研究科, ²東京大学物性研究所

Y. Nakajima^{1, 2}

¹ Graduate School of Science, Kyoto University,

² Institute for Solid State Physics, University of Tokyo

We report the systematic study of the transport properties in the normal state of quasi two-dimensional heavy fermion superconductor CeMIn₅ (M=Co, Rh). We found that non-Fermi liquid behavior observed in the transport properties bears striking resemblance to that in high- T_c cuprates and captures the universal features in the vicinity of an antiferromagnetic quantum critical point.

1. はじめに

強く相互作用しあう多電子系のおりなす多彩な現象は、固体物理学における最も基本的かつ重要な研究分野の一つである。特に強相関電子系における電子輸送現象の非フェルミ液体的な振る舞いは、これまでに膨大な研究がなされてきたにも関わらず、未だに十分理解されていない問題である。電子輸送現象でもっとも基本的な物理量は、電気抵抗、ホール係数、磁気抵抗であろう。ランダウのフェルミ液体理論によると、従来の金属では電気抵抗は電子-電子散乱により決定され $\rho_{xx} \propto T^2$ となる。ホール係数はフェルミ面の形状を反映し、単純な場合にはキャリア数 n の関数として $R_H = 1/ne$ となり温度変化しない。磁気抵抗はローレンツ力によるキャリアの軌道運動により生じる。低磁場においては H^2 に比例し、単純な場合はコーラー則 ($\Delta\rho_{xx}/\rho_{xx}(0) = F(H/\rho_{xx}(0))$) に従う。ここで、 $\Delta\rho_{xx} \equiv \rho_{xx}(H) - \rho_{xx}(0)$ である。 $F(x)$ は電子構造により決定される。

しかしながら最近、銅酸化物高温超伝導体、CeやUを含む重い電子系化合物、BEDT-TTF系やTMTSF系に代表される有機伝導体のような、いわゆる強相関電子系物質でこれらのフェルミ液体から大きく外れたいわゆる非フェルミ液体的な振る舞いを示す物質が数多く見つかってきている。特に興味を持たれるのはこれらの系では超伝導に転移するものがあり、強いクーロン斥力の効果によりしばしば超伝導電子対が内部自由度をもつエキゾチックな超伝導状態が実現されることである。さらにこれらの物質は元素置換や圧力、磁場等により系の基底状態を連続的に変化させることができる。非フェルミ液体的な挙動は、反強磁性や強磁性不安定性が起こる近傍、いわゆる量子臨界点近傍で観測されることが多い。量子臨界点において電子状態がどのように変化するのは、これまで多くの論争があるもののいまだにわかっていないことが多い問題である。このように強相関電子系の非フェルミ液体的な挙動は、超伝導や量子臨界点とも深く関わった重要な問題である。

このような非フェルミ液体的な振る舞いを示す物質のうち、銅酸化物高温超伝導体はその代表格であり、これまで最も注目を集め膨大な数の研究がなされてきた。高温超伝導体の常伝導状態では、電子輸送係数が非常に奇妙な温度およびキャリアー濃度依存性を示す。例えば最適ドープ領域近くでは、電気抵抗は超伝導転移温度直上から高温 (~ 1000 K) までの広範囲で

$$\rho_{xx} \propto T \quad (1)$$

となる。さらにホール係数は特異な温度変化を示す。非常に高温では $R_H \sim 1/ne$ であるが、温度減少に伴い急速に増大し、低温では $1/ne$ よりもかなり大きな値をとる[1]。ホール効果の温度変化はしばしばホール角 $\theta_H \equiv \tan^{-1}(\rho_{xy}/\rho_{xx})$ (ρ_{xy} はホール抵抗率) で議論され

$$\cot\theta_H \propto T^2 \quad (2)$$

となる事が知られている[2, 3, 4]. 磁気抵抗では通常金属で成り立つコーラー則は成立せず, その代わりホール効果と同様にホール角を用いて

$$\frac{\Delta\rho_{xy}}{\rho_{xx}} \propto \tan^2 \theta_H \quad (3)$$

のようにスケールされることが指摘されている(修正コーラー則)[4]. これらの異常はオーバードープ領域では消失していきフェルミ液体的な振る舞いに近づく事が知られている.

この異常な非フェルミ液体的な電子輸送現象の振る舞いは高温超伝導の発現機構と密接な関連があると考えられ, これまで精力的に研究されてきた. しかしながら, 高温超伝導の発見から20年経過した現在に至っても, 異常な電子輸送現象の起源に対する完全なコンセンサスが得られているとは言い難いのが現状である. ここで重要な問題は, (1), (2), (3)式で記述される特異な電子輸送係数が, 高温超伝導に特有のものであるのか, それとも強相関電子系に特有のなんらかの普遍的な現象をとらえているのかということである. このことを明らかにすることは高温超伝導体を含めた強相関電子系の輸送現象を明らかにするための重要な材料を手に入れることができると期待される.

そのような背景の元, 最近, 重い電子系化合物超伝導体 CeMIn_5 ($\text{M}=\text{Rh}, \text{Co}, \text{Ir}$)が発見され, 非常に注目を集めている[6, 7, 8]. 本稿では, われわれが最近行った CeRhIn_5 と CeCoIn_5 の圧力下における電気抵抗率, ホール係数, 磁気抵抗の測定結果を紹介する[9, 10, 11].

2. 重い電子系超伝導体 CeMIn_5 ($\text{M}=\text{Rh}, \text{Co}, \text{Ir}$)

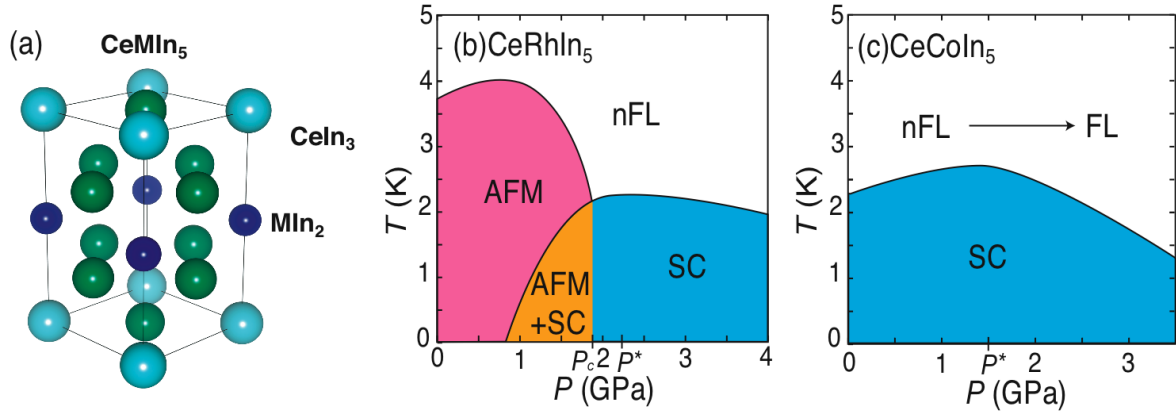


図 1 (a) CeMIn_5 結晶構造. (b) CeRhIn_5 および (c) CeCoIn_5 の温度—圧力相図.

CeMIn_5 は CeIn_3 層と MIn_2 層が交互に重なった準2次元的な層状構造をもつ(図1(a)). CeCoIn_5 [6]は常圧で $T_c=2.3$ Kの超伝導体である. CeRhIn_5 は常圧でネール温度 $T_N=3.8$ Kの反強磁性金属であり, 加圧によって超伝導が現れる[7]. なお同様の結晶構造を持つ CeIrIn_5 [8]も重い電子系超伝導体で非常に興味を持たれている物質であるがここでは議論しない. 図1(b)(c)に CeRhIn_5 および CeCoIn_5 の温度圧力相図を示す. CeRhIn_5 では反強磁性相は $P_c \sim 1.9$ GPaで消失し, この圧力近傍に付近に反強磁性量子臨界点を持つと考えられている. T_c は $P^* \sim 2.3$ GPaで最大値をとる. CeCoIn_5 では $P^* \sim 1.5$ GPaで T_c が最大になり, CeRhIn_5 との類推から負の圧力領域に反強磁性量子臨界点があると考えられている($P_c < 0$).

CeMIn_5 の超伝導相は反強磁性相に隣接している. そして反強磁性相に近い $P_c < P < P^*$ の圧力領域のでは, 常伝導状態で熱力学量や輸送係数が非フェルミ液体的な振る舞いを示す. 一方, $P > P^*$ ではこのような非フェルミ液体的な振る舞いが強く抑制され, フェルミ液体的振る舞いが観測される[12, 13]. さらに超伝導の対称性も様々な実験から詳細に研究されており, CeCoIn_5 の超伝導ギャップ構造の対称性はラインノードが伝導面に垂直方向にある d 波であるということが示されている[14, 15, 16, 17, 18]. 反強磁性相に隣接した d 波超伝導は, クーパー対の形成に磁気的な引力相互作用が重要な役割を果たしていることを示唆している.

3. 電気抵抗

図2にCeCoIn₅の電気抵抗率から同様の結晶構造をもち、*f*電子のないLaCoIn₅の電気抵抗率を差し引いて得られた磁気的な部分、 $\rho_{xx}^{mag} \equiv \rho_{xx}^{Ce} - \rho_{xx}^{La}$ 、の温度依存性を示す。ここで T_{coh} は ρ_{xx}^{mag} の最大値をとる温度で定義している。図2の挿入図にCeRhIn₅およびCeCoIn₅の T_{coh} の圧力依存性を示す。常圧下においては T_c 直上から $T_{coh}/2$ あたりまでほぼ完全に温度に比例する温度依存性が観測される。さらに加圧すると電気抵抗は次第に温度に対して下凸の関数になっていき、2.51 GPaでは $T_c < T < T_{coh}/2$ の温度領域において $\rho_{xx} \sim T^\alpha$ 、 $\alpha \sim 1.2$ の温度依存性を示している。 $(T_c$ の直上の狭い温度範囲では $\alpha \sim 2$ となっている[12].) さらに圧力をかけると広い温度範囲で α は大きくなってゆき2に近づくことが報告されている[12]. このように、電気抵抗の温度のべきが圧力をかけることによって1から次第に増加し2に近づいていることは、圧力によって非フェルミ液体挙動からフェルミ液体的挙動に近づいていることを示している。このような温度に比例して増加する電気抵抗は(1)式で与えられる高温超伝導体のものと類似している。なお同様の振る舞いがCeRhIn₅においても見られる。

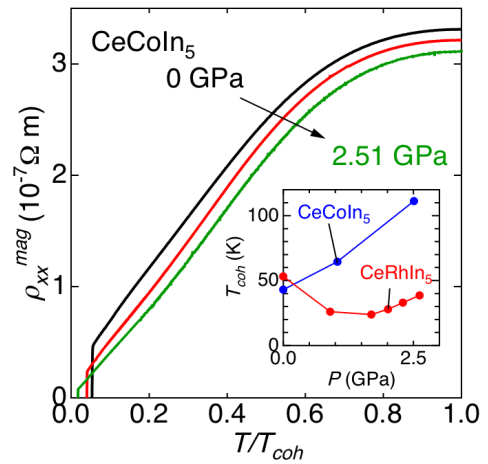


図 2 CeCoIn₅ の電気抵抗の磁気的な部分 ρ_{xx}^{mag} (本文参照)を T/T_{coh} の関数としてプロットしたもの。挿入図はCeRhIn₅およびCeCoIn₅の T_{coh} の圧力依存性。

4. ホール効果

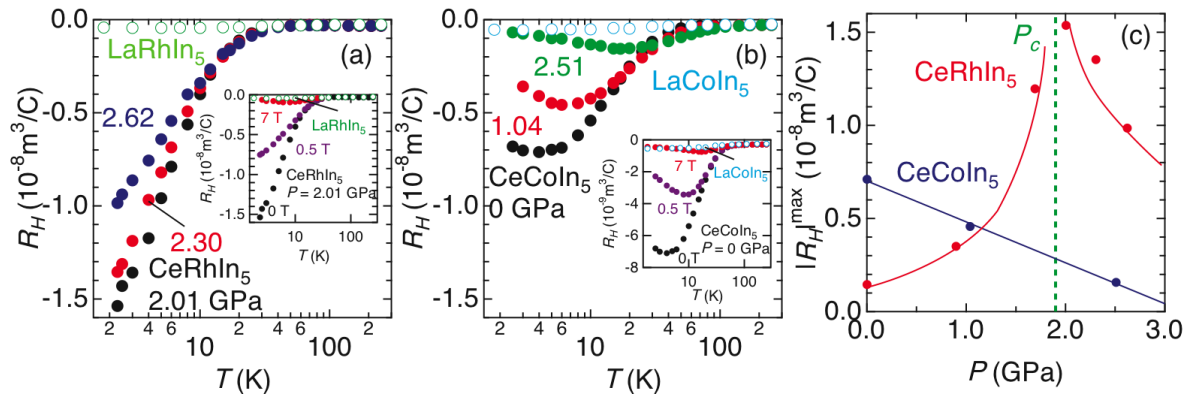


図 3 (a)CeRhIn₅の圧力下およびLaRhIn₅の常圧下でのホール係数の温度依存性。挿入図はCeRhIn₅の2.01 GPaでの0, 0.5, 7 TおよびLaRhIn₅の常圧下での0 Tのホール係数の温度依存性。(b)CeCoIn₅の圧力下およびLaCoIn₅の常圧下でのホール係数の温度依存性。挿入図はCeCoIn₅の常圧下での0, 0.5, 7 TおよびLaCoIn₅の常圧下での0 Tのホール係数の温度依存性。(c)CeRhIn₅およびCeCoIn₅の0 Tでの $|R_H|$ の最大値 $|R_H|^{max}$ の圧力依存性。

図3(a)(b)にCeMIn₅のホール係数のいくつかの圧力下での温度依存性を示す。ホール係数はホール抵抗率 ρ_{xy} の磁場微分のゼロ磁場極限 $R_H \equiv \lim_{H \rightarrow 0} d\rho_{xy}/dH$ を用いて定義した。比較のため、LaCoIn₅とLaRhIn₅のホール係数も同様に示している。

LaMIn₅のホール係数はほとんど温度依存せず絶対値もおおよそ $1/ne$ である。CeMIn₅のホール係数は抵抗が減少し始める T_{coh} 以上の高温ではほとんど温度依存せず、LaMIn₅のホール係数の値とほぼ一致しており、 $R_H \sim 1/ne$ である。このことはCeMIn₅とLaMIn₅のバンド構造がほとんど同じであることから理解できる。一方、 T_{coh} 以下の温度ではCeMIn₅のホール係数の絶対値は降温とともに急激に増大する。とりわけCeRhIn₅では T_c 直上までホール係数の絶対値は増大し続け、2.01

GPaでは T_{coh} 以上の温度領域の値よりも50倍以上大きくなる($R_H \gg 1/ne$). CeCoIn₅でも同様に常圧ではホール係数の絶対値は高温の値よりも30倍近く増大する.

ここでCeMnIn₅のホール係数を議論する前に, 典型的な重い電子系化合物のホール効果を議論しよう[19]. 多くのCe系重い電子系化合物ではホール係数は T_{coh} 以上では符号が正である. 降温とともにホール係数の絶対値は増大し, T_{coh} より少し低い温度で $1/ne$ よりも2桁近く大きな値($R_H \gg 1/ne$)を示したあと減少し, $T \ll T_{coh}$ の低温では $1/ne$ 程度の値になる. このような振る舞いは局在f電子の角運動量による伝導電子の散乱(スキュー散乱)に起因する異常ホール効果に起因している.

明らかにCeMnIn₅のホール係数の温度依存性はスキュー散乱の強い典型的な重い電子系のホール係数とは大きく異なる. まずCeMnIn₅のホール係数の符号は負である. 絶対値も異常ホール項が最大値を示す $T \sim T_{coh}$ あたりでも $1/ne$ 程度であり, 異常ホール項から期待される値よりも2桁近く小さい. さらにスキュー散乱が強い場合, T_{coh} 以上の高温領域でホール係数は $\chi\rho_{xx}^{mag}$ [19]あるいは χ [20]にスケールされ, 強い温度依存性を示すはずである. しかしながらホール係数は図2(a)(b)からわかるようにほとんど温度に依存していない. これらのことからスキュー散乱に由来する異常ホール効果はCeMnIn₅においては極めて小さいと結論できる.

ではこの異常なホール係数の振る舞いの起源はなんであろうか? どちらの系でも加圧によってホール係数の絶対値の増大は抑制され, 特にCeCoIn₅では $P=2.51$ GPaにおいて, 図3(b)に示すようにホール係数の絶対値の増大は高々5倍程度であり低温ではLaCoIn₅の値に近づいている. 図3(c)にCeMnIn₅のホール係数の絶対値のゼロ磁場極限における最大値 $|R_H|^{max}$ の圧力依存性を示した. CeRhIn₅においては反強磁性, 超伝導のどちら側からでも反強磁性量子臨界点 P_c に近づくにつれ $|R_H|^{max}$ は急激に増大していることがわかる. 一方, 負の圧力領域に P_c があると考えられているCeCoIn₅においては加圧とともに $|R_H|^{max}$ は減少している. 量子臨界点から遠ざかるにつれ反強磁性揺らぎが抑制されることから, これらの結果はホール係数の絶対値の T_{coh} 以下での増大には反強磁性揺らぎが重要な役割を果たしていることを示唆している.

ホール効果と反強磁性揺らぎの密接な関係は, ホール係数の磁場依存性からも支持される. これまでの研究でCeMnIn₅では, 磁場によって反強磁性揺らぎは急速に抑制され, 比熱, 帯磁率などの熱力学量はフェルミ液体的な振る舞いに近づくことがわかっている[21, 22]. 図3(a)(b)の挿入

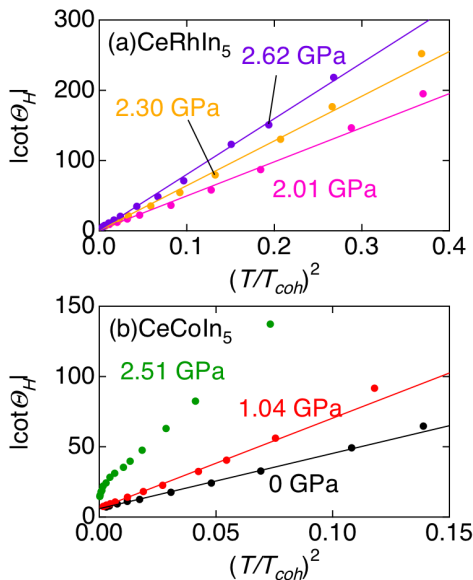


図 4 (a)CeRhIn₅ の 2.01, 2.30, 2.62 GPa および CeCoIn₅ の 0, 1.04, 2.51 GPa の $|\cot \theta_H|$ を $(T/T_{coh})^2$ の関数としてプロットしたもの.

図に $R_H \equiv d\rho_{xy} / dH$ で定義されたCeMnIn₅の磁場中でのホール係数の温度依存性を示す. どちらの系でも磁場下では T_{coh} 以下でのホール係数の絶対値の増大は強く抑制されている. 例えば T_{coh} 以下の低温で50倍以上の増大を示すゼロ磁場極限の $|R_H|$ でも, 7 Tの磁場下ではLaRhIn₅の高々2倍程度まで抑えられる.

以上の結果からCeMnIn₅のホール係数の絶対値の増大は, 反強磁性揺らぎの強い非フェルミ液体的な振る舞いの特徴であると考えられる. 高温超伝導体では(2)式のようにホール角を用いてホール効果は議論された. 同様の解析をCeMnIn₅に適用してみよう. 図4にいくつかの圧力下での $\cot \theta_H$ の T^2 依存性を示す. 図4からわかるようにフェルミ液体領域に近づく低温側でずれが観測されるもののほぼすべての圧力で $\cot \theta_H$ は T^2 に比例して増加しており高温超伝導体と類似した振る舞いが見られる.

5. 磁気抵抗

ここでは磁気抵抗が非フェルミ液体領域でどのような振る舞いを示すかについて議論したい. 単純な金属では磁気抵抗はコーラー則に従う. では非フェルミ液体的振る舞いを示すCeMnIn₅ではコーラー則は成立するであろうか. 図5(a)(b)(c)にCeRhIn₅の圧力中におけるコ

ーラープロットを示すが、明らかにコーラー則は破綻している。1節で述べたように高温超伝導体の磁気抵抗は、ホール効果と同様にホール角と密接な関係を持ち(3)式で記述される修正コーラー則に従う。同様のプロットをCeRhIn₅の2.01, 2.30, 2.62 GPaにおける磁気抵抗に対して行った結果を図5(d)(e)(f)に示す。どの圧力でも磁気抵抗の値にして4桁以上にわたって同じ曲線上にスケールされることがわかる。なおCeCoIn₅でも同様の結果が得られている。このことは磁気抵抗におけるコーラー則の破綻と修正コーラー則の成立もまた、強い反強磁性揺らぎの強い非フェルミ液体的な振る舞いの特徴であることを示唆している。

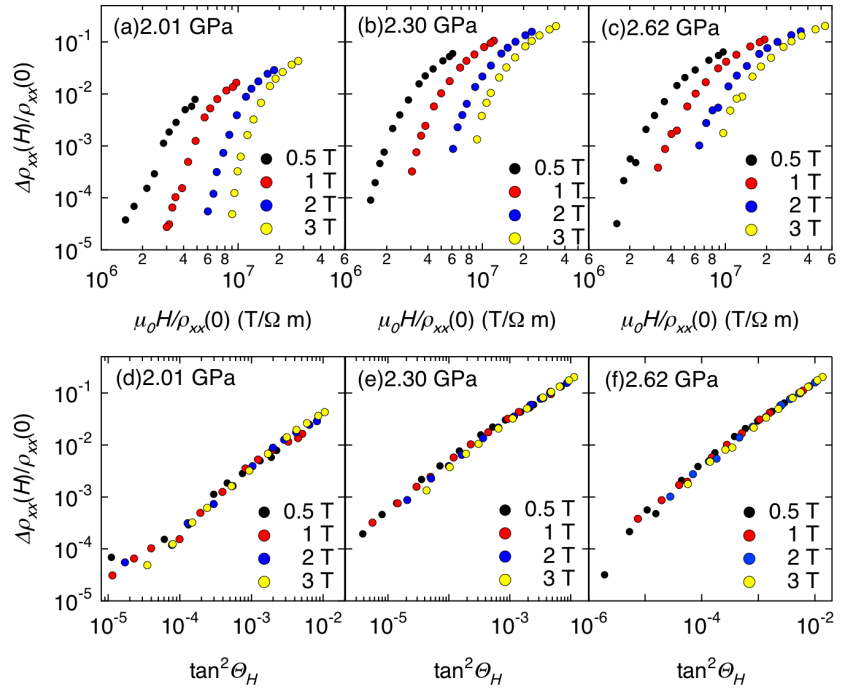


図 5 (a) (b) (c) CeRhIn₅ の 2.01, 2.30, 2.62 GPa における $\Delta\rho_{xx}/\rho_{xx}(0)$ を $\mu_0 H/\rho_{xx}(0)$ の関数としてプロットしたもの(コーラープロット). (d) (e) (f) CeRhIn₅ の 2.01, 2.30, 2.62 GPa における $\Delta\rho_{xx}/\rho_{xx}(0)$ を $\tan^2 \theta_H$ の関数としてプロットしたもの(修正コーラープロット).

6. 非フェルミ液体的振る舞いの起源

準2次元重い電子系CeMnIn₅で観測された非フェルミ液体的な振る舞いを示す電子輸送現象は、高温超伝導体でみられるものと同じ起源をもつのであろうか。一般的に考えて電気抵抗、ホール効果、磁気抵抗のすべての振る舞いが一致している場合、異なる起源を持つと考えるのは不自然であろう。ここでは高温超伝導体でこれまで議論されてきた理論を用いてCeMnIn₅の電子輸送係数を説明できるかどうかを考えてみたい。それらの理論は非フェルミ液体からのアプローチ[2, 4, 5]、フェルミ液体からのアプローチ[23, 24, 25]と大きく分けて2つある。

非フェルミ液体からのアプローチとして高温超伝導体で提唱されたものには、スピン—電荷分離に付随したスピノン—ホロンという励起による2種類の緩和時間を仮定した理論がある[2, 4, 5]。この理論によれば、電気抵抗に寄与する縦方向の散乱時間 τ_v とホール角に寄与する横方向の散乱時間 τ_H を仮定する。これらはそれぞれ $\tau_v^{-1} \propto T$ 、 $\tau_H^{-1} \propto T^2$ の様に温度依存する。その結果電子輸送係数は、 $\tau_v^{-1} \propto T$ 、 $\cot \theta_H \propto \tau_H \propto T^2$ 、 $\Delta\rho_{xx}/\rho_{xx}(0) \propto \tau_H^2 \propto \tan^2 \theta_H$ となる。しかしながら、このような輸送現象の理論は今のところ完全にはコンセンサスを得られてない。さらに、基底状態は高温超伝導体では反強磁性モット絶縁体であるのに対し、CeMnIn₅では反強磁性金属であり、このスピン—電荷分離を前提とした理論をCeMnIn₅に適用できるとは考えにくい。逆に言うと本結果は高温超伝導体で観測された特異な輸送係数が、スピン—電荷分離を起源とする考え自体に大きな疑問を投げかける。

フェルミ液体からのアプローチとして、反強磁性揺らぎによって生じる異方的な散乱を仮定した緩和時間近似の理論が提唱されている[23, 24, 25]。この理論によれば、フェルミ面上にホットスポットと呼ばれる準粒子の寿命が短い領域と、コールドスポットと呼ばれる準粒子の寿命が長い領域が生じる。実際、高温超伝導体ではホットスポットが確認されている。また、CeMnIn₅の母物質であるCeIn₃でもホットスポットの存在が示唆されている[26]。ホットスポット上の準粒

子は寿命が短いため輸送現象にほとんど寄与しない．その結果，有効的なキャリア数が減少しホール係数が大きくなる．

この理論ではホール係数は $R_H = \frac{1}{ne} \frac{1+r}{2\sqrt{r}}$ とかける．ここで r はホットスポットとコールドスポットにおける散乱時間の比である．これを CeMnIn_5 に適用してみると， r はおよそ 10000 となり，このようなきわめて大きな散乱時間の異方性がフェルミ面上に生じるとは物理的には考えにくい．さらにこの値を用いると，磁気抵抗は $\Delta\rho_{xx} / \rho_{xx}(0) \geq 100$ となり，我々の実験結果と矛盾する．

7. 反強磁性揺らぎとバックフロー

フェルミ液体を出発点とした異方的散乱モデルで輸送現象が説明できないのは，緩和時間近似では強相関の効果が無視されているためであるという指摘がある[27, 28, 29]．ランダウのフェルミ液体理論では，準粒子は他の準粒子と相関があるため独立ではない．この相関の効果により，電流は $J_k = nev_k + \Delta J_k$ とかける．ここで v_k はフェルミ速度であり， ΔJ_k が強相関の効果によって生じるバックフロー項を表している．このバックフロー項がホール係数や磁気抵抗に大きな影響を与える．このことは次のように理解できる．

簡単のために 2 次元で考えると，ホール伝導度 σ_{xy} は $\sigma_{xy} = \frac{e^3}{2\pi\hbar^2} A_l^v$ のように幾何学的に解釈できる[30]．ここで A_l^v はストークス面積と呼ばれ，

$$A_l^v = \frac{B}{2} \int dl_k^v \times l_k^v$$

で与えられる．これはフェルミ面上で k を変化させたとき，平均自由行程ベクトル $l_k^v \equiv v_k \tau_k$ (図 6(a)) によって掃引された面積である．(図 6(b)) つまり，フェルミ面の曲率が大きく平均自由行程が長い場所では A_l^v が大きくなり，ホール伝導度に大きく寄与する．

ではバックフローはホール伝導度にどのような効果をあたえるのであろうか．強い反強磁性揺らぎがあるとき，波数ベクトルが k である準粒子は波数ベクトルが $k' = k + Q$ である準粒子と強く結びつく (図 6(c))．ここで $Q = (\pi, \pi)$ は反強磁性ベクトルである．このため，バックフロー項 ΔJ_k は v_{k+Q} に比例し，その結果，電流はフェルミ速度と平行ではなくなる．つまり，電流はフェルミ面と垂直ではなくなってしまう．この効果は，ホール伝導度に次のような影響を与える．ここで，電流 J_k と垂直なホール効果に有効的なフェルミ面を考えてみると (図 6(a))，電流がフェルミ速度と平行ではないとき，ストークス面積は $l_k^J \equiv J_k \tau_k / ne$ によって掃引された面積 A_l^J に置き換わる (図 6(b))．このとき，電気伝導に主要な寄与をするコールドスポットの周りでは図 6(a) に示すように，有効的なフェルミ面の曲率は本来のフェルミ面よりもずっと大きくなる可能性がある．このため， A_l^J は A_l^v よりもずっと大きくなる．つまり，バックフローの効果がホール係数を

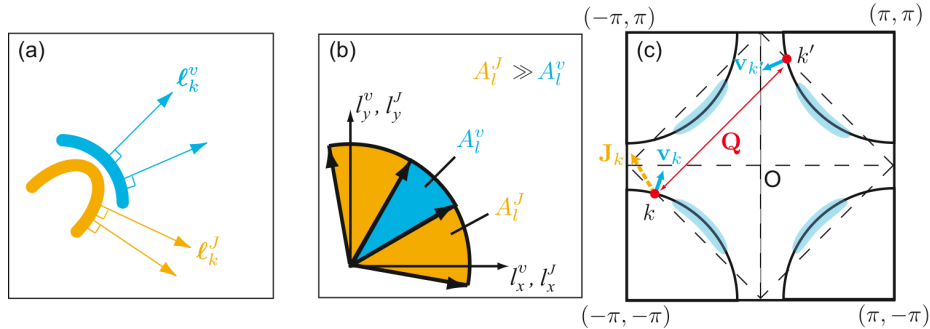


図 6 (a)フェルミ面上の平均自由行程ベクトル $l_k^v \equiv v_k \tau_k$ およびバックフローの効果により曲率が增大された有効的なフェルミ面上での平均自由行程ベクトル $l_k^J \equiv J_k \tau_k / ne$ ．(b)フェルミ面上で k を変化させたとき l_k^v および l_k^J によって掃引された面積 A_l^v および A_l^J ．(c)2 次元的なフェルミ面の模式図．薄く塗った部分はコールドスポットの領域を示す．反強磁性揺らぎが強いとき，波数ベクトル k を持つ準粒子は波数ベクトル $k+Q$ を持つ準粒子と結びつく． Q は反強磁性ネステイングベクトル．実線の矢印はフェルミ速度 v_k と $v_{k'}$ を，破線の矢印は電流 J_k を示す．

増大させるのである．

さらにバックフローを考慮した理論によれば反強磁性揺らぎが強いとき，電子輸送現象はコールドスポットでの緩和時間 τ_{cold} と反強磁性相関長 ξ_{AF} によって支配される[27, 28, 29]．これらは反強磁性臨界点近傍において， $\tau_{cold}^{-1} \sim T$ ， $\xi_{AF}^2 \sim 1/(T + \theta)$ のような温度依存性を示す．このとき，電気抵抗は $\rho_{xx} \sim \tau_{cold}^{-1} \sim T$ ，ホール係数は $R_H \sim \xi_{AF}^2 \sim 1/(T + \theta)$ の様に温度依存する．従って，ホール角は $\cot \theta_H \sim T^2$ となる．また，磁気抵抗は $\Delta\rho_{xx} / \rho_{xx}(0) \sim \xi_{AF}^4 \tau_{cold}^2 H^2$ となるため， $\Delta\rho_{xx} / \rho_{xx}(0) \sim \tan^2 \theta_H$ となる．したがって，磁気抵抗は ξ_{AF}^4 の温度，磁場依存性によりコーラー則が破れ，修正コーラー則が成り立つ．これらはCeMnIn₅の量子臨界点近傍で観測された結果を良く再現する．また，最近の理論計算では，CeCoIn₅のバンドを用いて，電気抵抗，ホール係数の増大，磁気抵抗をほぼ定量的に再現している[31]．

8. おわりに

本稿では準2次元重い電子系化合物の電子輸送現象を圧力をパラメータとして基底状態を反強磁性から非フェルミ液体，フェルミ液体と変化させ，詳細に調べた．その結果， $\rho_{xx} \propto T$ ， $R_H \gg 1/ne$ ， $\cot \theta_H \propto T^2$ ，磁気抵抗におけるコーラー則の破綻($\Delta\rho_{xx} / \rho_{xx}(0) \neq F(H / \rho_{xx}(0))$)と修正コーラー則の成立($\Delta\rho_{xx} / \rho_{xx}(0) \sim \tan^2 \theta_H$)という非フェルミ液体的振る舞いを観測した．これらは反強磁性臨界点の近傍でみられ，圧力や磁場によって抑制される．

これらの非フェルミ液体的な振る舞いは反強磁性揺らぎによってフェルミ面上に生じたホットスポットとコールドスポット，および強相関電子系のバックフロー効果を取り入れた理論によりかなりの部分が理解できることを示した．とりわけ，電気抵抗，ホール係数，磁気抵抗はすべて反強磁性相関長 $\xi_{AF} \sim 1/\sqrt{T + \theta}$ という単一のパラメータを用いて，幅広い温度，磁場，圧力領域で記述できる．

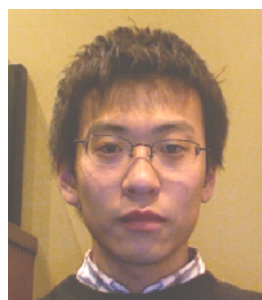
さらにこれらの輸送現象は高温超伝導体の最適ドープからオーバードープ領域において観測される現象ときわめて類似している．したがって，このような異常な輸送現象の振る舞いは高温超伝導体特有の現象ではなく，電気抵抗，ホール係数，磁気抵抗という3つの独立な輸送係数が共通点を持つことは，これらの起源が同じであると考えるのが自然であろう．これらが反強磁性揺らぎの強い強相関電子系の普遍的な現象であるのかどうか今後のさらなる研究が期待される．

本稿を執筆するに当たり共同研究者であるK.Behnia, 辺土正人, 井澤公一, 紺谷浩, 松田祐司, 松本武彦, 中井秀和, 大貫惇睦, 摂待力生, 芝内孝禎, 宍戸寛明, 上床美也の各氏に感謝いたします．本研究の多くの低温実験データは京都大学にて測定されたものであり，京都大学低温物質科学研究センターに供給していただいた寒剤が必要不可欠でした．この場を借りて厚く御礼申し上げます．また，本研究は21COE「物理学の多様性と普遍性の探求拠点」の補助を受けて行っており，著者は特別研究員として日本学術振興会からの支援も受けています．

参 考 文 献

- [1] J.Takeda, N.Nishikawa, and M.Sato: Physica C **231** (1994) 293.
- [2] T.R.Chien, Z.Z.Wang, and N.P.Ong, Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 2088.
- [3] Y.Ando, Y.Kurita, S.Komiya, S.Ono, and K.Segawa: Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 197001.
- [4] P.W.Anderson: Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 2092.
- [5] J.M.Harris, Y.F.Yan, P.Matl, N.P.Ong, P.W.Anderson, T.Kimra and K.Kitazawa: Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 1391.
- [6] C.Petrovic, P.G.Pagliuso, M.F.Hundley, R.Movshovich, J.L.Sarrao, J.D.Thompson, Z.Fisk and P.Monthoux: J. Phys. Condens. Matter **13** (2001) L337.
- [7] C.Petrovic, R.Movshovich, M.Jaime, P.G.Pagliuso, M.F.Hundley, J.L.Sarrao, Z.Fisk, and J.D.Thompson: Europhys. Lett. **53** (2001) 354.
- [8] H.Hegger, C.Petrovic, E.G.Moshopoulou, M.F.Hundley, J.L.Sarrao, Z.Fisk, and J.D.Thompson: Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 4986.

- [9] Y.Nakajima, K.Izawa, Y.Matsuda, S.Uji, T.Terashima, H.Shishido, R.Settai, Y.Onuki, and H.Kontani: J. Phys. Soc. Jpn **73** (2004) 5.
- [10] Y.Nakajima, K.Izawa, Y.Matsuda, K.Behnia, H.Kontani, M.Hedo, Y.Uwatoko, T.Matsumoto, H.Shishido, R.Settai, and Y.Onuki: J.Phys. Soc. Jpn **75** (2006) 023705.
- [11] Y.Nakajima, H.Shishido, H.Nakai, T.Shibauchi, K.Behnia, K.Izawa, M.Hedo, Y.Uwatoko, T.Matsumoto, R.Settai, and Y.Onuki, H.Kontani, and Y.Matsuda: J.Phys. Soc. Jpn **76** (2007) 024703.
- [12] V.A.Sidorov, M.Nicklas, P.G.Pagliuso, J.L.Sarrao, Y.Bang, A.V.Balatsky and J.D.Thompson: Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 157004.
- [13] M.Yashima, S.Kawasaki, Y.Kawasaki, G.-q.Zheng, Y.Kitaoka, H.Shishido, R.Settai, Y.Haga and Y.Onuki: J. Phys. Soc. Jpn. **73** (2005) 2073.
- [14] R.Movshovich, M.Jaime, J.D.Thompson, C.Petrovic, Z.Fisk, P.G.Pagliuso and J.L.Sarrao: Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 5152.
- [15] K.Izawa, H.Yamaguchi, Y.Matsuda, H.Shishido, R.Settai and Y.Onuki: Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 057002.
- [16] E.E.M.Chia, D.J.Van Harlingen, M.B.Salamon, B.D.Yanoff, I.Bonalde, and J.L.Sarrao: Phys. Rev. B **67** (2003) 014527.
- [17] Y.Kohori, Y.Yamato, Y.Iwamoto, T.KObara, E.D.Bauer, M.B.Maple and J.L.Sarro: Phys. Rev. B **64** (2001) 134526.
- [18] P.M.C.Rourke, M.A.Tanatar, C.S.Turel, J.Berdeklis, C.Petrovic, and J.Y.T.Wei: Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 107005.
- [19] A.Fert and P.M.Levy: Phys. Rev. B **36** (1987) 1907.
- [20] H.Kontani and K.Yamada: J. Phys. Soc. Jpn. **63** (1994) 2627.
- [21] A.Bianchi, R.Movshovich, I.Vekhter, P.G.Pagliuso and J.L.Sarrao: Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 257001.
- [22] T. Tayama, A. Harita, T. Sakakibara, Y. Haga, H. Shishido, R. Settai and Y. Onuki: Phys. Rev. B **65** (2002) 180504.
- [23] B.P.Stojkovic and D.Pines: Phys. Rev. B **55** (1997) 8576.
- [24] L.B.Ioffe and A.J.Millis: Phys. Rev. B **58** (1998) 11631.
- [25] A.Rosch: Phys. Rev. B **62** (2000) 4945.
- [26] T.Ebihara, N.Harrison, MJaime, S.Uji, and J.C.Lashley: Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 246401.
- [27] H.Kontani, K.Kanki, and K.Ueda: Phys. Rev. B **59** (1999) 14723.
- [28] K.Kanki and H.Kontani: J. Phys. Soc. Jpn, **68** (1999) 1614.
- [29] H.Kontani: J. Phys. Soc. Jpn. **70** (2001) 1873.
- [30] N.P.Ong: Phys. Rev. B **43** (1991) 193.
- [31] S.Onari, H.Kontani and Y.Tanaka: Phys. Rev. B **73** (2006).



著者略歴

仲島 康行

2002 東京大学理学部物理学科卒, 2007 東京大学大学院理学系研究科物理学専攻博士課程終了見込