

# 高温超伝導体の異常金属相における輸送現象の理論 ——フェルミ液体論に基づく統一的理解——

紺谷 浩 <埼玉大学理学部物理学科 338-8570 さいたま市下大久保 255 e-mail: kon@phy.saitama-u.ac.jp>

高温超伝導体の常伝導状態では、様々な物理量が通常金属において期待されるものと異なる異常物性（非フェルミ液体的挙動）を示す。こうした「異常金属相」における電子状態の解明の鍵として、各種輸送現象が長年精力的に研究されてきた。本稿では久保公式に基づく輸送係数の研究における最近の発展を紹介し、高温超伝導体におけるホール係数や熱起電力、磁気抵抗、ネルンスト係数などの異常で複雑な振舞がフェルミ液体論に基づいて統一的理解できることを示す。

## 1. 緩和時間近似の破綻

高温超伝導体の諸物理量における非フェルミ液体的挙動は、異常金属相の「真の多体電子状態」を解明する上で重要な鍵であり、それらを統一に矛盾なく再現する理論的枠組みが長年探求されてきた。高温超伝導体では大きなフェルミ面の存在が角度分解光電子分光 (ARPES) により確認され、また NMR や中性子散乱などにより発達した反強磁性揺らぎが観測されるので、「反強磁性揺らぎの強いフェルミ液体」とみなすことは自然であろう。この観点に立ち、守谷・高橋・上田は超伝導発生の機構として反強磁性揺らぎを考え、self-consistent renormalization (SCR) 理論に基づき正しい超伝導の対称性— $d_{x^2-y^2}$ —を導き、100 K 程度の超伝導転移温度 ( $T_c$ ) を再現した。<sup>1,2)</sup> さらに、高温超伝導体の電気抵抗 ( $\rho$ ) は非常に広い温度範囲で温度  $T$  に比例するが、この振舞も理解された。また同時期に Bickers たちは fluctuation-exchange (FLEX) 近似に基づき、<sup>3)</sup> また Pines たちは現象論的な動的帯磁率を用いて、<sup>4)</sup> 守谷たちと同様の結論を得た。その後、様々な人たちが上記のような「スピン揺らぎの理論」に基づく解析を行い、異常金属相の性質が一つ一つ解明されてきた。<sup>1,2,5)</sup>

その一方で、ホール係数 ( $R_H$ ) や軌道磁気抵抗 ( $\Delta\rho/\rho$ ) などの磁場中輸送現象の挙動はとりわけ異常であるため理解が遅れ、スピン揺らぎ機構説における最大の「泣き所」であった。ホール係数は広い温度範囲で  $T^{-1}$  に比例し、降温につれて絶対値が増大する。符号は  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (YBCO),  $\text{La}_{2-\delta}\text{Sr}_\delta\text{CuO}_4$  (LSCO) などのホールドープ系では正、 $\text{Nd}_{2-\delta}\text{Ce}_\delta\text{CuO}_4$  などの電子ドープ系では負である。<sup>6)</sup> また磁気抵抗は広い温度領域でおおよそ  $T^{-4}$  に比例する。<sup>8,9)</sup> こうした振舞は、単純なボルツマン近似から予言される「コーラー則」 $R_H \propto \text{const.}$ ,  $\Delta\rho/\rho \propto \rho_0^{-2} \propto T^{-2}$  が破綻し（通常金属では満たされる）、何らかの原因により  $R_H$  や  $\Delta\rho/\rho$  が低温領域で大きく増強されることを意味する。ただし  $\rho_0$  は無磁場における電気抵抗である。こうした「コーラー則の破れ」は、波数  $k$  の準粒子の平均自由行程を  $v_k \tau_k$  とおく緩和時間近似 ( $\tau_k$  は緩和時間、 $v_k$  は準粒子速度) の

枠内では、 $\tau_k$  の波数及びエネルギー依存性をいくら都合よく仮定しても再現不可能であるため、高温超伝導体の基底状態は準粒子描像が完全に破綻した非フェルミ液体状態であるとしばしば考えられた。例えば P. W. Anderson は高温超伝導体は 2 種類の緩和時間  $\tau_i$ ,  $\tau_H$  を有するラッティンジャー液体であると考えた。

ところで緩和時間近似は巨視的な運動量保存則、エネルギー保存則等を破る「危ない近似」であることが知られ、強相関電子系において有効である保証は全くない。そこで我々は久保公式に基づきベーム-カダノフ流の「保存則を満たす近似理論 (conserving approximation)<sup>10)</sup> の枠組みで各種輸送現象の解析を行ってきた。電子相関系では全カレント  $J_k$  は、準粒子速度  $v_k$  に加えて、周囲の準粒子を引きずる寄与  $\Delta J_k$  により与えられる。フェルミ液体論では  $\Delta J_k$  はカレントに対するパーテックス補正（一種のバックフロア項）であり、緩和時間近似はこの補正を完全に無視することに他ならない。しかし最近の研究により、反強磁性及び超伝導揺らぎが強い系ではパーテックス補正により各種輸送係数が特異な温度依存性を示すという、大変興味深い事実が明らかになってきた。

## 2. 擬ギャップ温度以上の輸送現象

低ドープ領域の高温超伝導体では擬ギャップ温度  $T^*$  以下でフェルミ準位上の状態密度に顕著な擬ギャップ構造が生じるため、各種物理量の定性的振舞が変化する。本章ではまずスピン揺らぎの理論が妥当と考えられる  $T^*$  以上の領域における各種輸送現象を、FLEX 近似に基づきパーテックス補正を考慮して議論する。

電気伝導度の厳密な一般的表式はエリアシュベルグにより久保公式に基づき導出され、<sup>11)</sup> 有限磁場の場合への拡張によりホール係数<sup>12)</sup> や磁気抵抗<sup>13)</sup> の一般的表式が導かれた。これらの表式は全カレント  $J_k$  を用いて記述され、 $J_k$  に含まれるパーテックス補正  $\Gamma^l$  としてワード恒等式  $\Gamma^l = \delta\Sigma/\delta G$  を適用することで、保存則を満たす近似が実現される。このパーテックス補正の効果で、高温超伝導体のよ

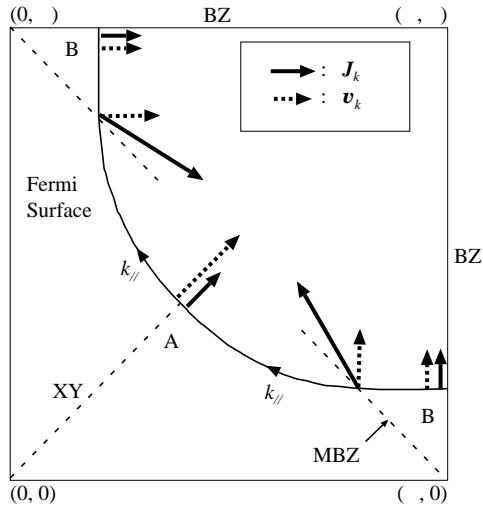


図1  $n=1$  に対応する高温超伝導体のフェルミ面 (1/4) と、全カレント  $J_k$  および準粒子速度  $v_k$  の模式図。ホール (電子) ドープ系のコールドスポットは A (B) 近傍であり、これは  $(\pi, 0)$ - $(0, \pi)$  を結ぶ反強磁性ブリルアンゾーンからもっとも離れた点に対応する。

うに反強磁性揺らぎの大きな系では  $J_k$  が図1に示すように全カレント  $J_k$  の向きがフェルミ面の垂線方向から大きくずれることが最近の研究で明らかになった。<sup>14)</sup> これは  $k$  の準粒子速度  $v_k$  と反強磁性揺らぎの波数  $Q=(\pi, \pi)$  だけ離れた  $k+Q$  の準粒子速度  $v_{k+Q}$  が反強磁性揺らぎ (パーテックス補正) により結合する結果、 $J_k \propto v_k + v_{k+Q}$  と与えられるためである。詳細は原論文<sup>14)</sup> 及び日本語解説文<sup>15)</sup> に譲る。なおワード恒等式に基づく議論より、反強磁性近傍における図1の  $J_k$  の振舞は、FLEX 近似に限らず普遍的だと考えられる。<sup>14)</sup>

次に輸送係数の議論に移る。ホール伝導度  $\sigma_{xy}$  の一般的な表式は

$$\sigma_{xy}/H = -\frac{e^3}{4} \oint_{\text{FS}} dk_{\parallel} |J_k|^2 \left( \frac{d\theta'_k}{dk_{\parallel}} \right) \cdot \frac{1}{(\gamma_k)^2} \quad (1)$$

であり、 $\theta'_k = \tan^{-1}(J_{kx}/J_{ky})$ 、 $k_{\parallel}$  はフェルミ面に沿った波数ベクトルである。また、 $\gamma_k = 1/2v_k = \text{Im} \Sigma_k(-i\delta)$  は波数  $k$  の準粒子の減衰率を表す。図1からわかるように  $d\theta'_k/dk_{\parallel}$  は A 点近傍では負、一方 B 点近傍では正である。また ARPES の実験によると高温超伝導体では  $\gamma_k$  の異方性が大きく、そのため輸送係数は  $\gamma_k$  が最小値をとるフェルミ面上の  $k$  点 (コールドスポットと呼ばれる) 近傍の電子状態に支配されると考えられる。FLEX 近似によると YBCO, LSCO などホールドープ系のコールドスポットは A 点、一方 NCCO などの電子ドープ系の場合は B 点である。そのため、前者の場合  $R_H > 0$ 、後者の場合  $R_H < 0$  になることがわかる。なお NCCO のコールドスポットの位置は最初に FLEX 近似により予言され、<sup>14)</sup> その後 ARPES の実験により確認された。<sup>16)</sup>

図2にホール係数の数値計算の結果を示す。<sup>14)</sup> ホールド

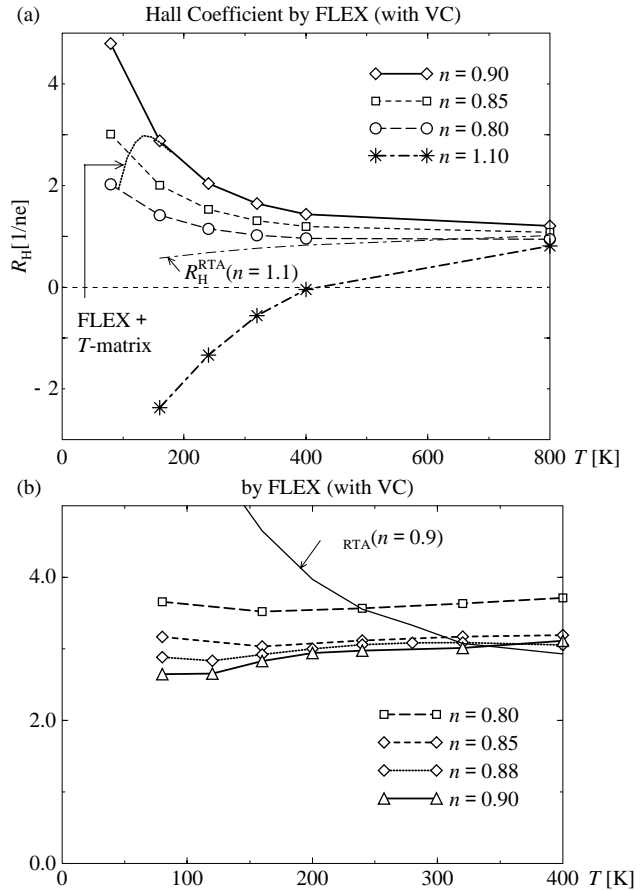


図2 (a) パーテックス補正 (FLEX) を考慮して計算した  $R_H$ 。緩和時間近似 (RTA) による  $R_H^{\text{RTA}}$  はほとんど温度変化しない。また FLEX +  $T$ -matrix 近似による  $R_H$  は  $T^* \sim 150$  K 以下で減少し、擬ギャップの振舞が再現される。(b) パーテックス補正を考慮することで  $\zeta = \Delta\rho \cdot \rho_0 / R_H^2 - 1$  はほぼ一定となり「修正されたコーラー則」が再現される。一方、 $\zeta_{\text{RTA}}$  は顕著な温度変化を示す。

ープ系 ( $n < 1$ ) ではドープ量が減少するにつれてホール係数が増加し、実験事実とよく対応する。また電子ドープ系 ( $n > 1$ ) のホール係数は約 500 K 以下で負になり、実験事実を再現する。ただし  $n$  は 1 サイトあたりの電子数であり、ハーフフィリングでは  $n=1$  である。なお電子ドープ系のフェルミ面の形状は (図1のように) 至る所でホールのであり、緩和時間近似では  $R_H < 0$  にはなり得ないことから、フェルミ液体描像の破綻の証拠とも考えられてきた。しかし本研究により、パーテックス補正の効果としてフェルミ液体論の立場から自然に理解できることがわかった。

反強磁性近傍のホール係数の温度依存性は、パーテックス補正に関する解析的な考察より

$$|R_H| \propto \xi_{\text{AF}}^2 \quad (2)$$

と導かれる。<sup>14)</sup>  $\xi_{\text{AF}}$  は反強磁性相関長であり、スピン揺らぎの理論では 2 次元系では  $\xi_{\text{AF}} \propto T^{-0.5}$  に従い降温につれて成長する。<sup>1)</sup> ゆえに、本理論により実験事実  $|R_H| \propto T^{-1}$  が再現されることが結論される。

同様に軌道磁気抵抗の計算が可能である。<sup>17, 13)</sup> スピン揺

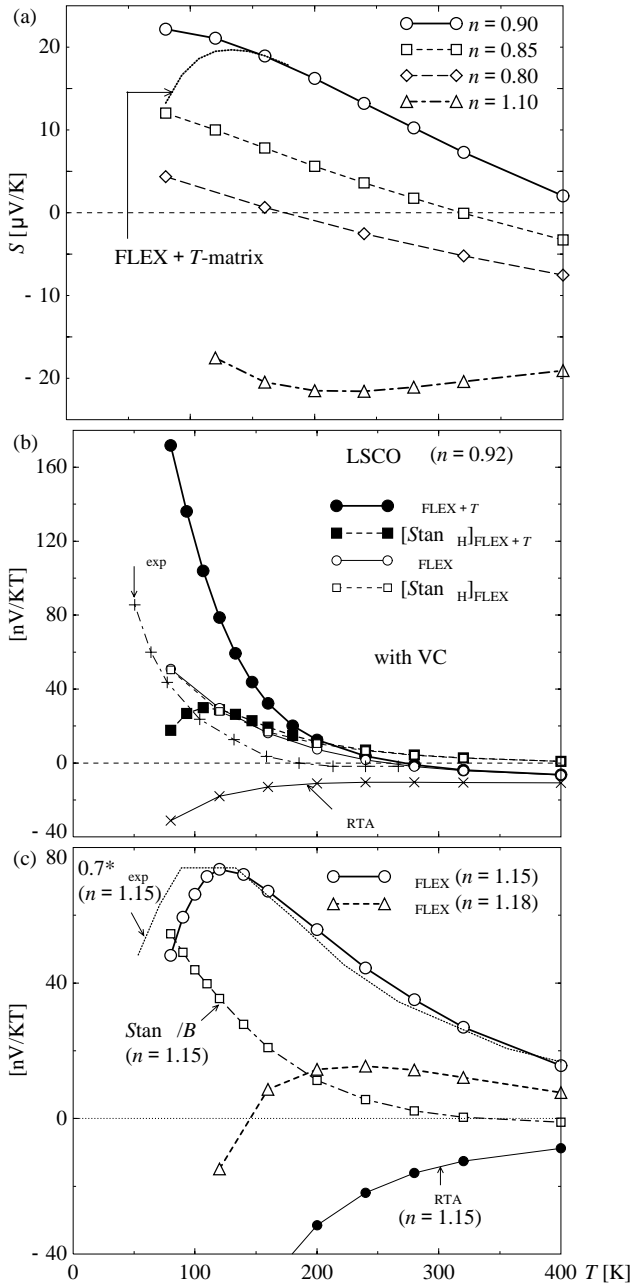


図3 (a) FLEX +  $T$ -matrix 近似では  $S$  は  $T^* \sim 150$  K 以下で減少し、擬ギャップ領域の振舞を再現する。(b) FLEX +  $T$ -matrix 近似による LSCO に対応する  $\nu$ 。擬ギャップ領域の振舞が再現される。 $\nu_{\text{exp}}$  は文献 26 より引用した。(c) NCCO に対応する  $\nu$ 。 $\nu_{\text{exp}}$  は文献 29 より引用した。

らぎの理論に基づくパーテックス補正の解析的な考察より、関係式

$$\Delta\rho/\rho_0 \propto \rho_0^{-2} \cdot \xi_{AF}^4 \quad (3)$$

が導かれる。ゆえにコーラー則が  $\xi_{AF}^4 \propto T^{-2}$  だけ破れることになり、実験事実  $\Delta\rho/\rho_0 \propto T^{-4}$  が再現される。<sup>17)</sup> なお、式 (2), (3) より、関係式  $\Delta\rho \cdot \rho_0 \propto R_H^2$  が成り立つことがわかる。この関係式は「修正されたコーラー則」と呼ばれ、様々な組成の系において(コーラ則が破綻するにもかかわらず)実験的に見出されるためその理由が議論されてきた

が、本研究により必然的に導かれる。図2にパーテックス補正を考慮した FLEX 近似に基づく計算結果を示す。なお係数  $\zeta = \Delta\rho \cdot \rho_0 / R_H^2 - 1$  の実験値は YBCO や TI 系で 2~3, LSCO の最適ドーブ系で約13であるが、両者のフェルミ面の形状の違いを考慮した本研究によりほぼ再現される。<sup>17)</sup>

以上のように、準粒子描像の破綻の証拠ともみなされ、長年の謎であったコーラー則の破れの問題は、パーテックス補正を考慮することで、反強磁性近傍のフェルミ液体として自然に理解できることが明らかになった。同様に、高温超伝導体における熱起電力  $S$  の異常な増強も、反強磁性揺らぎの発達の反映として説明できる。<sup>18)</sup> 実験ではホールドーブ系では低温で  $S > 0$ , 電子ドーブ系では  $S < 0$  になるが、これはコールドスポットの位置の変化により FLEX 近似の範囲で再現される(図3)。

### 3. 擬ギャップ温度以下の輸送現象

低ドーブの高温超伝導体では、 $T^* \sim 200$  K 程度の低温領域で状態密度に深い擬ギャップが発生し、擬ギャップ領域と呼ばれる。その再現は FLEX 近似等のスピン揺らぎの理論では不可能であり、そのメカニズムがこれまで精力的に研究されてきた。ARPES による精密な測定では、擬ギャップは超伝導ギャップの対称性  $d_{x^2-y^2}$  と等しい異方性を持ち、しかも  $T_c$  でスムーズに超伝導ギャップに転ずるが、この実験事実は擬ギャップの形成機構と超伝導揺らぎとの密接な関係を示唆する。そこで、d 波超伝導揺らぎの効果を取り入れる理論が主に日本のグループにより盛んに研究され、<sup>19-25)</sup> 「FLEX +  $T$ -matrix 近似」と呼ばれる近似理論が開発された。この近似は十分高温では FLEX 近似と等価であるが、反強磁性揺らぎにより低温で誘起される超伝導揺らぎ ( $T$ -matrix) のもたらす自己エネルギー補正を自己無撞着に取り込み、 $T^*$  以下における状態密度や  $1/T_1 T$  における擬ギャップ的挙動の記述に大きな成功を収めた。詳細は日本語解説文<sup>20, 23)</sup>等を参照していただきたい。

前章と同様の手法により、FLEX +  $T$ -matrix 近似に基づきパーテックス補正を取り入れた輸送係数の計算が可能である。図2, 3に示すように、FLEX +  $T$ -matrix 近似により  $T^* \sim 150$  K 以下で  $R_H$  及び  $S$  が減少に転じ、実験事実と一致する。その理由は簡単で、600~700 K 以下から降温につれて増大する反強磁性揺らぎが  $T^*$  以下では一転して擬ギャップの形成に伴い抑制されるためである。前章で紹介したように  $R_H$  や  $S$  は反強磁性揺らぎにより増大するため(式(2)を見よ)、 $T^*$  以下で減少に転ずるのである。<sup>14, 18, 22)</sup>

ところがネルンスト係数  $\nu \equiv S_{yx} / B_z = -E_y / B_z \nabla_x T$ ; 磁場中横熱起電力は擬ギャップ領域で急激に増加するというはるかに非自明な振舞を示し、擬ギャップの起源と密接に関連した現象として大変興味深い。<sup>26, 27)</sup>  $\nu$  は二次元超伝導体



では、 $H_{c1}$ 以上の磁場下での磁束液体状態においてボルテックスの高い移動度を反映して巨大な値をとり、磁束液体状態に対する敏感なプローブとして知られている。そこで Ong たちは、擬ギャップ領域で（無磁場でも）自発的ボルテックス対が高密度で発生し、それらが輸送現象を支配していると考え、議論を呼んだ。しかしその仮定は他の輸送係数の振舞と矛盾すると思われ、例えば  $T^*$ 以下でもフラックスフロー抵抗は観測されない。

こうした  $\nu$  の特異な振舞も、FLEX+ $T$ -matrix 近似に基づくパーテックス補正を考慮した研究により、（ボルテックス対の自発的励起を仮定することなく）準粒子による輸送現象として自然に理解できることが最近明らかになった。<sup>28)</sup>  $d$ 波超伝導揺らぎによるパーテックス補正が超伝導ギャップのノード方向（ $(\pm\pi, \pm\pi)$  方向）以外の全電流  $J_k$  を大きく増強するためであり、また、 $J_k$  と全熱流  $Q_k$  が平行であるという「緩和時間近似」の仮定が破れるためである。この超伝導揺らぎによるパーテックス補正の効果は  $T^*$ 以下で  $\nu$  を大幅に増強する一方、 $\rho$ ,  $R_H$ ,  $S$  にはあまり影響しないため、これらは  $T^*$ 以下で緩やかに減少する。我々の計算結果（図 2, 3）に示されるように、各種輸送現象の擬ギャップ領域における異常な振舞は、擬ギャップ領域において超伝導揺らぎが急激に増大するという描像に基づき、パーテックス補正を考慮することでフェルミ液体理論の枠内で統一的に理解できる。さらに電子ドープ系におけるネルンスト係数の大域的振舞<sup>29)</sup>も、パーテックス補正により再現されることを強調しておく（図 3）。

なお磁気抵抗もネルンスト係数と同様に、超伝導揺らぎのパーテックス補正により増強されることがわかり、 $\Delta\rho \cdot \rho_0$  は  $T^*$ 以下で減少せず、逆に増加する。<sup>28)</sup>

#### 4. 関連するトピックに関する考察

(i) 有機物超伝導体  $\kappa$ -(BEDT-TTF), 重い電子系  $\text{CeMIn}_5$  ( $M = \text{Co}, \text{Rh}, \text{Ir}$ )

$\kappa$ -(BEDT-TTF) ではモット絶縁体（反強磁性相）に隣接して  $T_c = 10$  K 程度の超伝導相が実現し、高温超伝導体と類似した反強磁性近傍の 2 次元の金属と考えられる。<sup>30)</sup> 上記の状態相図は FLEX 近似によりよく再現され、超伝導対称性は  $d_{x^2-y^2}$  である。<sup>31)</sup> また FLEX 近似に基づきパーテックス補正を考慮した  $\rho$ ,  $R_H$  の研究がなされ、実験事実をうまく再現する。<sup>32)</sup> ただし磁場中熱伝導度の測定では  $d_{xy}$  の超伝導対称性が示唆されており、<sup>33)</sup> 今後の研究の進展によりこの興味深い超伝導体の正体が明らかになると期待される。また  $\text{CeCoIn}_5$  でも反強磁性揺らぎによる  $d_{x^2-y^2}$  波超伝導が実現することが磁場中熱伝導度の測定から明らかにされた。<sup>34)</sup> さらに興味深いことに、この系の輸送現象では  $\rho \propto T$ ,  $R_H \propto T^{-1}$ , 「修正されたコーラ則」といった高温超伝

導体と同様の非フェルミ液体的挙動が観測され、<sup>35)</sup> 今後パーテックス補正を考慮した理論解析が待たれる。

(ii) 短寿命のクーパー対のもたらす輸送

本稿では反強磁性揺らぎや超伝導揺らぎが強い場合の「準粒子による輸送現象」を調べ、異常な振舞が出現する機構を見てきた。一方、超伝導揺らぎが強い状態とは「短寿命のクーパー対」が存在する状態であり、アズラマゾフラーキン (AL) 項と呼ばれる「短寿命のクーパー対による（輸送）現象」が一般に存在する。ただし高温超伝導体では AL 項による一様帯磁率の低下は  $T_c$  の比較的近傍 ( $T \leq T_c + 5$  K) に限り観測され、<sup>26, 36)</sup> 擬ギャップ温度  $T^*$  よりずっと低温である。最近、ネルンスト係数における AL 項が導出されたが、<sup>37)</sup>  $T^*$  直下から始まる  $\nu$  の増大を与えるとは考えられず、本稿で紹介したように「準粒子による輸送現象」として理解すべきであろう。

#### 5. まとめ

本稿ではフェルミ液体論に基づく高温超伝導体の輸送現象に関する最近の理論の発展を俯瞰し、パーテックス補正を考慮することにより各種輸送現象の非フェルミ液体的挙動が統一的に再現されることを紹介した。特に FLEX+ $T$ -matrix 近似により、擬ギャップ領域における輸送現象の異常も満足に再現し、現在の議論の焦点である擬ギャップの起源が、超伝導揺らぎである強力な証拠が提示されたと考ええる。なお FLEX 近似は 10% ドープ以上の領域では半定量的に信頼できる結果を与えると考えられるが、<sup>3)</sup> よりモット絶縁体近傍の低ドープ領域では FLEX 近似で無視されている自己エネルギーに対するパーテックス補正を考慮する必要がある、不十分ながらその試みもなされている。<sup>38)</sup> 強相関電子系におけるパーテックス補正を考慮した各種輸送係数の「具体的計算」の研究は始まったばかりであり、高温超伝導体に限らず今後のさらなる発展が期待される。<sup>39)</sup>

本研究の端緒となったホール係数の解析（文献 14）は大阪府大の神吉一樹氏、東大物性研の上田和夫先生との共同研究です。京大の山田耕作先生には高温超伝導の理論全般、特に超伝導揺らぎの理論について教えていただきました。また埼玉大の佐宗哲郎先生には熱・電気的輸送現象に関する議論をしていただきました。以上の方々に厚くお礼を申し上げます。

#### 参考文献

- 1) T. Moriya, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **59** (1990) 2905.
- 2) 守谷 亨, 上田和夫: 日本物理学会誌 **52** (1997) 422. T. Moriya and K. Ueda: Adv. Phys. **49** (2000) 555.
- 3) N. E. Bickers and S. R. White: Phys. Rev. B **43** (1991) 8044.
- 4) P. Monthoux and D. Pines: Phys. Rev. B **47** (1993) 6069.
- 5) 河野 浩, 山田耕作: 固体物理 **26** (1991) 669. 藤本 聡, 堀田貴嗣, 山田耕作: 同上 **28** (1993) 24.

- 6) J. Takeda, *et al.*: Physica C **231** (1994) 293. 佐藤正俊: 日本物理学会誌 **52** (1997) 174.
- 7) J. M. Harris, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 1391.
- 8) T. Kimura, *et al.*: Phys. Rev. B **53** (1996) 8733.
- 9) Y. Ando and T. Murayama: Phys. Rev. B **60** (1999) R6991. Y. Ando and K. Segawa: Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 167005.
- 10) G. Baym and L. P. Kadanoff: Phys. Rev. **124** (1961) 287.
- 11) G. M. Eliashberg: Sov. Phys.-JETP **14** (1962) 886.
- 12) H. Kohno and K. Yamada: Prog. Theor. Phys. **80** (1988) 623. H. Fukuyama, *et al.*: *ibid.* **42** (1969) 494.
- 13) H. Kontani: Phys. Rev. B **64** (2001) 054413.
- 14) H. Kontani, *et al.*: Phys. Rev. B **59** (1999) 14723. K. Kanki and H. Kontani: J. Phys. Soc. Jpn. **68** (1999) 1614.
- 15) 神吉一樹, 紺谷 浩: 固体物理 **34** (1999) 531.
- 16) N. P. Armitage, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 147003.
- 17) H. Kontani: J. Phys. Soc. Jpn. **70** (2001) 1873.
- 18) H. Kontani: J. Phys. Soc. Jpn. **70** (2001) 2840.
- 19) S. Koikegami and K. Yamada: J. Phys. Soc. Jpn. **69** (2000) 768.
- 20) 柳瀬陽一, 重城貴信, 山田耕作: 固体物理 **35** (2000) 485.
- 21) Y. Yanase and K. Yamada: J. Phys. Soc. Jpn. **70** (2001) 1659.
- 22) Y. Yanase: J. Phys. Soc. Jpn. **71** (2002) 278.
- 23) 小林晃人, 他: 日本物理学会誌 **58** (2002) 103.
- 24) A. Kobayashi, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **70** (2001) 1214.
- 25) S. Onoda and M. Imada: J. Phys. Soc. Jpn. **69** (2000) 312.
- 26) Z. A. Xu, *et al.*: Nature **406** (2000) 486. Y. Wang, *et al.*: Phys. Rev. B **64** (2001) 224519.
- 27) C. C. Capan, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 056601.
- 28) H. Kontani: Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 237003; Phys. Rev. B **67** (2003) 014408.
- 29) P. Fournier, *et al.*: Phys. Rev. B **56** (1997) 14149.
- 30) K. Kanoda: Physica C **282-287** (1997) 299.
- 31) H. Kino and H. Kontani: J. Phys. Soc. Jpn. **67** (1998) 3691. H. Kondo and T. Moriya: *ibid.* 3695. J. Schmalian: Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 4232.
- 32) H. Kontani and H. Kino: Phys. Rev. B **63** (2001) 134524.
- 33) K. Izawa, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 027002.
- 34) K. Izawa, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 057002.
- 35) Y. Nakajima, *et al.*: cond-mat/0305203.
- 36) C. Carballeira, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 3157.
- 37) I. Ussishkin, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 287001.
- 38) J. Schmalian, *et al.*: Phys. Rev. B **60** (1999) 667.
- 39) 例えば光学伝導度のドルーデ重み (Okakbe: J. Phys. Soc. Jpn. **67** (1998) 2792) や, 超伝導状態の磁場進入長 (Jujo: *ibid.* **71** (2002) 888) におけるパーテックス補正の効果が研究されている.

(2003年2月21日原稿受付)

### Theory of Transport Phenomena in Anomalous Metal Phase of High- $T_c$ Cuprates — A Unified Picture Based on the Fermi Liquid Theory—

Hiroshi Kontani

abstract: In the normal metal state of high- $T_c$  cuprates, various physical quantities show non-Fermi liquid like behaviors, which have been studied intensively. Especially, the anomalous transport phenomena have been a central issue in high- $T_c$  cuprates. We survey recent progress in the theoretical study of transport phenomena based on the Kubo formula, and show that various characteristic behaviors of Hall coefficient, thermoelectric power, magnetoresistance, and Nernst coefficient are naturally understood in a unified manner in terms of the Fermi liquid theory.