

超伝導揺らぎによる Pseudogap と異常金属相

CREST 小林晃人¹

名古屋大学 理学部 鶴田篤史、松浦民房、黒田義浩

高温超伝導物質の異常金属相では反強磁性スピン揺らぎと pseudogap がともに重要な役割を担っていると考えられている。本研究では両者が互いに強く影響し合いながら相図の基本的な特徴や異常金属特性を決めていることを示す。

1 はじめに

高温超伝導物質には超伝導転移温度 T_c より高温側で様々な異常な振る舞いを示す領域が存在し、異常金属相と呼ばれている [1]。この異常金属相の上限の温度 T_0 は、例えば Hall 係数が増大し始める温度で定義される [2]。異常金属相 ($T \lesssim T_0$) では温度を下げるとともに反強磁性スピン揺らぎが増大することが Hall 係数や NMR の $1/T_1T$ [3] などにより示されている。一方 ARPES をはじめ様々な実験から、異常金属相では pseudogap が存在し、温度を下げるとともに成長することも示されている [4, 5, 6]。本研究の目的はスピン揺らぎと pseudogap が互いに強く影響し合いながら高温超伝導物質の相図の基本的な特徴や異常金属特性を決めていることを示すことである。

2 拡張セルフコンシステント t-matrix 近似

我々はこの目的のため d - p 模型 [7, 8] においてセルフコンシステント t-matrix 近似を拡張した手法を用いた。この手法の概念図を図 1 に示す。まずスピン揺らぎの増大を超交換相互作用 J_S [9] の RPA で扱う。増大したスピン揺らぎは pairing interaction を増強するため、超伝導揺らぎが増大することになる。次に、超伝導揺らぎをセルフコンシステント t-matrix 近似で自己エネルギーに繰り込むことにより、1 粒子スペクトルに pseudogap が現れる。ここで重要なことは、pseudogap は自己エネルギー補正を通じてスピン揺らぎを抑制する効果を持っていることである。言い換えるとフェルミエネルギー近傍の状態密度の減少によってスピン揺らぎ（の低エネルギー部分）が減少する。したがってスピン揺らぎが超伝導揺らぎを増強する効果と pseudogap がスピン揺らぎを抑制する効果は互いに強く影響しあうことになる。

図 2 は具体的な計算に用いた方程式のファインマンダイアグラムである。上のダイアグラムは J_S の RPA によるスピン揺らぎを媒介とする pairing interaction $V(\mathbf{q})$ で、スピン揺らぎが pairing interaction を増強する過程を表している。 $\chi^{(0)}(\mathbf{q})$ は 1-loop のスピン感受率である。また、下のダイアグラムは $V(\mathbf{q})$ による超伝導揺らぎを t-matrix の形で自己エネルギーに取り入れた '繰り込まれた' グリーン関数 $G(\mathbf{k}, \omega)$ である。この下のダイアグラムだけを与えられた $V(\mathbf{q})$ のもとで解

¹E-mail: akito@edu2.phys.nagoya-u.ac.jp

くのがセルフコンシステント t-matrix 近似であり、 $G(k, \omega)$ の 1 粒子スペクトルに pseudogap が現れる。ここで得られた $G(k, \omega)$ を $V(q)$ の $\chi^{s(0)}(q)$ の計算に用いることで、pseudogap がスピン揺らぎを抑制する効果を取り入れられる。こうして図 2 の $G(k, \omega)$ と $V(q)$ は coupled equation となり、これを解くことでスピン揺らぎが超伝導揺らぎを増強する効果と pseudogap がスピン揺らぎを抑制する効果はコンシステントに扱われることになる。我々はこうして得られた $G(k, \omega)$ から超伝導転移温度 T_c 、NMR の $1/T_1T$ 、状態密度、1 粒子スペクトルを得た。 T_c は超伝導揺らぎの発散する温度で定義した (Thouless criterion)。具体的な計算は、 $U = \infty$ d - p 模型における ingap state [7, 8] を準粒子バンドとして用いた。この ingap state は強相関効果によりバンド幅が低ドーピング領域において δ に比例する。バンド幅 $\propto \delta$ であることも高温超伝導体の相図の特徴を決める重要な要素である。

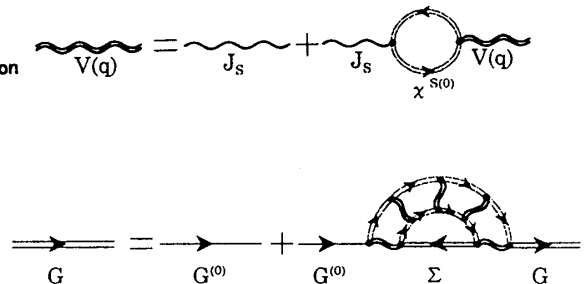
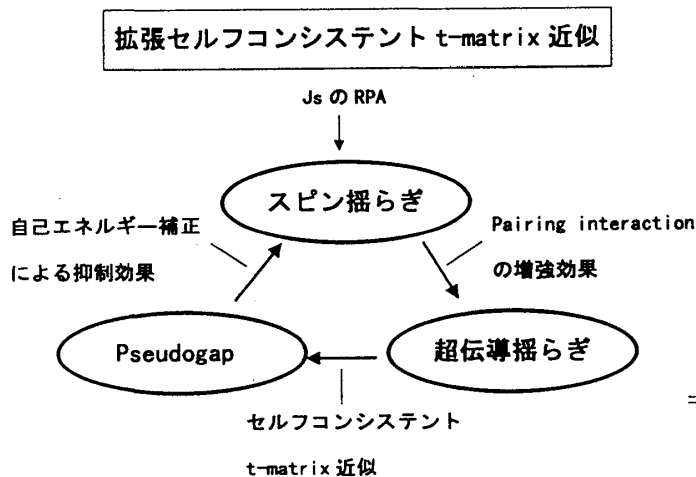


図 1: 拡張セルフコンシステント t-matrix 近似の概念図

図 2: ファインマンダイアグラム

3 相図

図 3 は上述の計算から得られた相図である。 T_c はホールドーピング量 $\delta \sim 0.11$ に極大をもち、 δ を減少させるとともに減少する。また T_{sg} 、 T_0 は $1/T_1T$ の計算結果から得たものである。図 4 に $1/T_1T$ の温度依存性を示す。高温では $1/T_1T$ は温度を下げるるとともに増大する。これはスピン揺らぎの増大を意味している。我々は $1/T_1T$ が増大し始める温度を T_0 と定義した ($[\frac{\partial}{\partial T}(1/T_1T)|_{T=T_0}]/[(1/T_1T)|_{T \rightarrow \infty, \delta=0.1}] = -2 \times 10^2$)。 $1/T_1T$ は $\delta \lesssim 0.11$ ではいったん増大した後、ある温度で極大となり減少に転ずる。この極大となる温度を T_{sg} とした。図 4 の inset は $\delta = 0.1$ において pseudogap 効果を考慮した $1/T_1T$ (実線) と pseudogap 効果を無視した場合の $1/T_1T$ (点線) との比較である。これを見ると $1/T_1T$ は $T \lesssim T_0$ において pseudogap 効果によって抑制されることがわかる。温度を下げるるとともにその抑制効果は増大し、 $T \lesssim T_{sg}$ ではスピン揺らぎの増大に打ち勝ち $1/T_1T$ を減少に転じさせる。最近、紺谷らによって Hall 係数もスピン揺らぎによって増大することが示されている [10]。よって本研究の T_0 は Hall 係数が増大し始め

る温度で定義される T_0 [2] に対応するものである。

ここでスピン揺らぎの増大と pseudogap 効果を分解して考える。図5は T_c : スピン揺らぎの増大と pseudogap 効果を考慮した場合 (図3の T_c と同じ)、 T_c^{MF} : スピン揺らぎの増大だけを考慮し pseudogap 効果を見捨てた場合、 T'_c : スピン揺らぎの増大は考えず pseudogap 効果のみ考慮した場合、の比較である。 T_c^{MF} に比べて T_c は pseudogap 効果によって低く抑えられている。この pseudogap 効果は δ を小さくするとともに強まる傾向がある。一方 T_c が T'_c に比べて高いのは、スピン揺らぎの増大による pairing interaction の増強効果である。この様に T_c は pseudogap 効果とスピン揺らぎの増大のバランスで決まると言える。

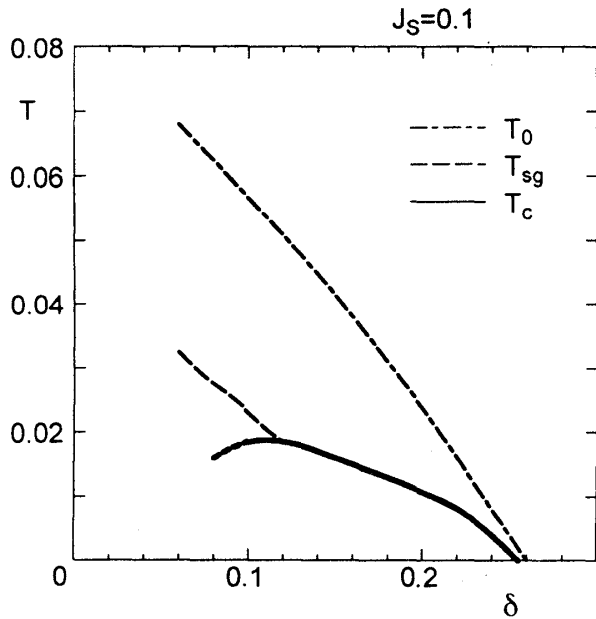


図3: $\delta - T$ 相図

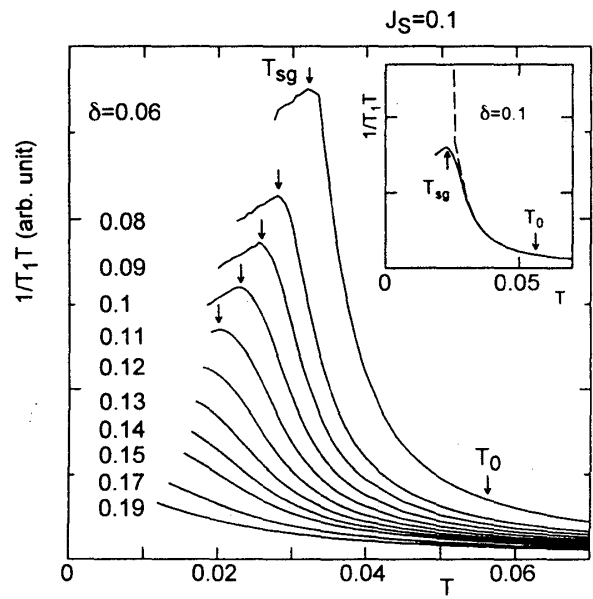


図4: $1/T_1 T$ の T 依存性

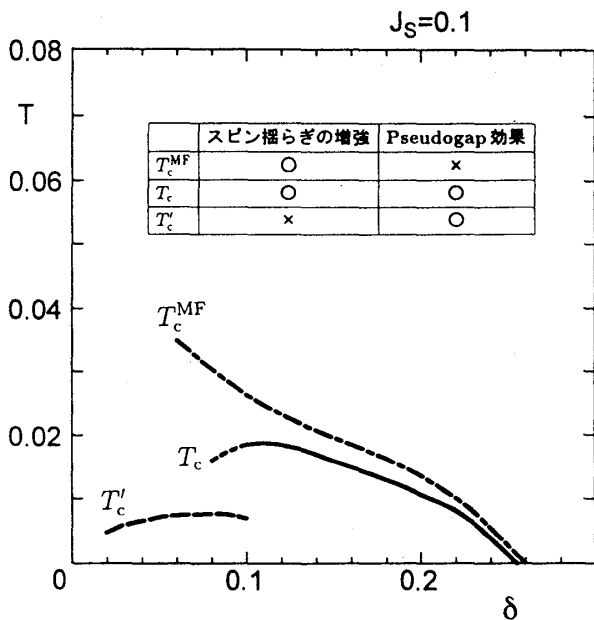


図5: T_c 、 T_c^{MF} 、 T'_c の比較

4 状態密度・1粒子スペクトルにおける pseudogap

最後に状態密度と1粒子スペクトルにおける pseudogap を示す。図6は $\delta = 0.1$ のときの状態密度で、温度は $T = 0.2, 0.03, 0.025, 0.02$ である。このとき $T_0 = 0.057$ である。フェルミエネルギー($\omega = 0$)近傍の状態密度は $T \lesssim T_0$ において温度を下げるとともに減少し、それとともに周囲の状態密度は増大する。pseudogapの様子をわかりやすくするために、pseudogap効果が無視した場合の状態密度 $\rho^0(\omega)$ との比をとった状態密度が図7である。この比が1より小さいところをpseudogapとすると、pseudogapの大きさは低温でおよそ0.1、 J_s と同じオーダーである。図8は $\omega = 0$ における1粒子スペクトル $\rho(\mathbf{k}, \omega = 0)$ の波数依存性の等高線図である。左右の図はどちらも中心が Γ 点の第1ブリルアンゾーンで $\delta = 0.1$ 、温度は左が $T = 0.2$ 、右が $T = 0.02$ である($T_0 = 0.057$)。明るい領域は $\rho(\mathbf{k}, 0)$ の値が大きい、つまりその $\mathbf{k}$ における準粒子のエネルギーがフェルミエネルギーに近い(あるいは等しい)ことを意味しており、フェルミ面の形状を表している。左の $T = 0.2$ ($> T_0$)ではフェルミ面は全方向に存在する。温度を下げるとともに $[\pi, 0], [0, \pi]$ 方向のフェルミ面が消えてゆき、 $T = 0.02$ ($< T_0$)では $[\pi, \pi]$ 方向のフェルミ面のみが残った状態になる。この結果はARPESの実験結果[6]とコンシステントである。

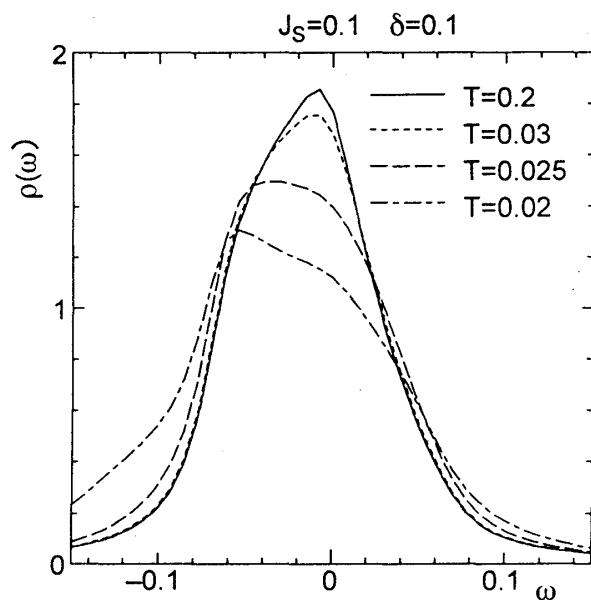
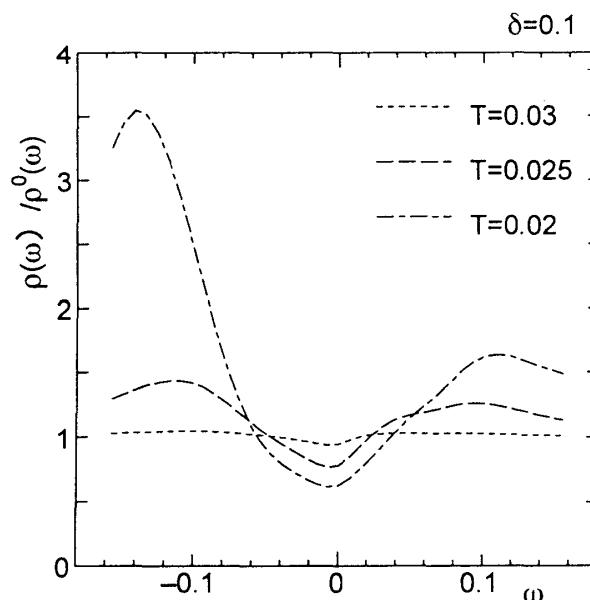
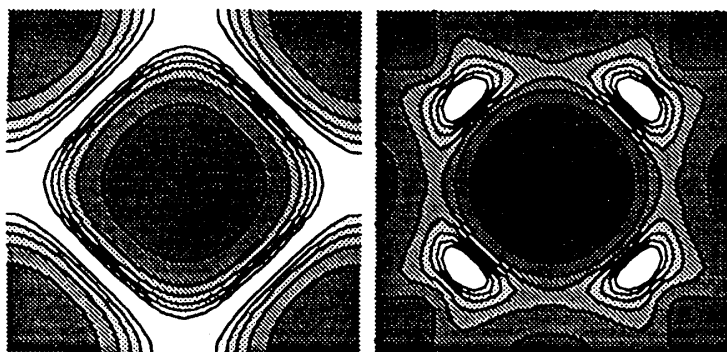
図6:状態密度 $\rho(\omega)$ 図7: $\rho(\omega)/\rho^0(\omega)$ 

図8:フェルミエネルギーにおける
1粒子スペクトル $\rho(\mathbf{k}, \omega = 0)$

5 結論

本研究では d - p 模型に基づき拡張セルフコンシステント t -matrix 近似を用いて、超伝導転移温度 T_c 、NMR の $1/T_1T$ 、状態密度、1 粒子スペクトルを計算した。その結果、スピン揺らぎと pseudogap がともに成長を始める温度としての T_0 を定義でき、(1) $1/T_1T$ は $T \lesssim T_0$ で温度を下げるとともに増大するが、低ドーピング領域では T_{sg} を境に減少に転ずること、(2) 1 粒子スペクトル上の pseudogap は $T \lesssim T_0$ で温度を下げるとともに成長すること、(3) T_c のホールドーピング δ 依存性は実験とコンシステントであることがわかった。これらの結果を導くには、スピン揺らぎの増大と pseudogap 効果をコンシステントに扱うこと、及びバンド幅が δ に比例する準粒子バンドに基づくことが不可欠であった。

なお、本研究は文部省の科学研究費の助成を受けて行われたものである。

参考文献

- [1] M. Sato: Physica C **263** (1996) 271.
- [2] T. Nishikawa, J. Takeda and M. Sato: J. Phys. Soc. Japan **63** (1994) 1441.
- [3] H. Yasuoka, T. Imai and T. Shimizu: *Strong Correlation and Superconductivity*, ed. H. Fukuyama, S. Maekawa and A.P. Malozemoff (Springer-Verlag, Berlin, 1989) p. 254.
- [4] A. G. Loeser, Z.-X. Shen, D. S. Dessau, D. S. Marshall, C. H. Parks, P. Fournier and A. Kapitulnik: Science **273** (1996) 325.
- [5] H. Ding, T. Yokoya, J. C. Campuzano, T. Takahashi, M. Randeria, M. R. Norman, T. Mochiku, K. Kadowaki and J. Giapintzakis: Nature **382** (1996) 51.
- [6] M. R. Norman, H. Ding, M. Randeria, J. C. Campuzano, T. Yokoya, T. Takeuchi, T. Takahashi, T. Mochiku, K. Kadowaki, P. Guptasarma and D.G. Hinks: Nature **392** (1998) 157.
- [7] H. Jichu, T. Matsuura and Y. Kuroda: J. Phys. Soc. Japan **59** No.8 (1990) 2820.
- [8] Y. Ōno, T. Matsuura and Y. Kuroda: J. Phys. Soc. Japan **64**, No.5 (1995) 1595.
- [9] S. Fukagawa, A. Kobayashi, K. Miura, T. Matsuura and Y. Kuroda: J. Phys. Soc. Japan **67** (1998) 3536.
- [10] H. Kontani: preprint.